

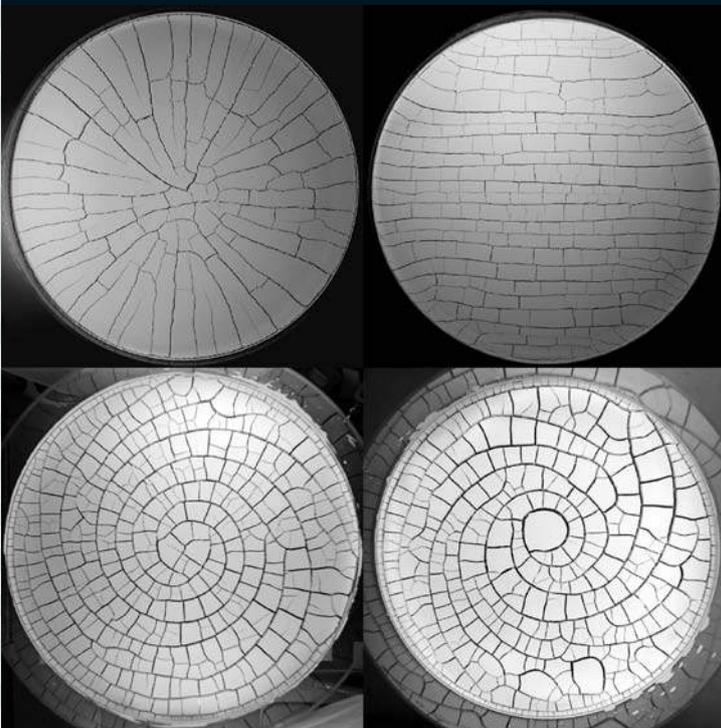
- 共鳴過程を制御する
- 重力崩壊型超新星の爆発メカニズム
- ペーストの記憶効果と破壊の制御への応用

NO.

3

2015 | VOL. 70

B U T S U R I
日本物理学会誌



物理学史資料委員会の活動と資料の行く末

高岩 義信 〈物理学史資料委員長〉

最近のこと、さる人から「素粒子分科会がいつから始まったかわかりますか」と聞かれることがあった。物理学史資料委員会が編纂した『年表』で確認すると終戦後に数学物理学会が数学会と物理学会に分離した1946年の秋の一連の分科会の一つとしてその名称の分科会が開催されていることが書かれていた。「世の中に学術雑誌や文献がなかなか出回っていない頃に物理学会で論文選集を作ってくれた。これがとても役に立ったがそれはいつから作られていたかわかりますか?」という質問もあったが、これも『年表』の付録のデータを見ればたちどころに1949年に15冊が出版され、それ以後は新編の論文選集も加わって毎年同じくらいの数が出されていることがわかる。また、どのようなテーマが当時のホットな話題として研究者から注目されていたかもその論文選集のタイトルから察することができる。

この『年表』は日本物理学会創立50周年記念事業実行委員会委員長であった辻哲夫氏のもとで1996年に作成された。物理学会(とその前身の組織)の歴史事項や資料を集めたものである。物理学史資料委員会は昨年度の事業としてそれに散見された誤りを修正しかつその後の16年分のデータを付け加える『年表(第二版)』¹⁾の出版を行った。第69回年次大会の折に頒布したので気が付かれた方もあるだろう。

また、物理学会として従来から懸案

であった成田倉庫の使用を昨年の6月で打ち切ることになったため、そこに保管されていた物理学史資料委員会が保有する資料の整理を昨年度から今年度にかけて行った。選別によって物理学史および物理学会史の資料として貴重な資料に絞り学会事務所のスペースに置けるだけの分量を残す作業であった。この資料については岡本拓司氏が以前に報告をされている。²⁾ なお、不要と判断された資料は無償(ただし郵送費負担)で会員または会員の仲介で適当な施設に譲渡することをアナウンスし希望を募るといった手続きを行った。選別が一段落したところで、今後はこの資料の有効活用を図るべく資料リストのデータベース化と公開、および史料の閲覧の手続きの整備を行う予定にしている。

当委員会成立の経緯と目的は、学会ホームページの記述にあるとおり次のように要約される。1977年の学会創設100年の記念事業の一環として刊行された『日本の物理学史』³⁾の編集を一つの契機として「日本の物理学史に関する資料の調査・収集・整理を行う物理学史資料調査・収集特別委員会と物理学史資料整理特別委員会が、1981年に設置」された。これらの委員会の任務終了後に「日本の物理学史の資料問題を取り扱う重要性が次第に認識」され、1984年8月に、常置委員会として「物理学史資料委員会」が設置された。この委員会では「資料の保存や利用に

関する問題の検討や、資料を保管している資料室・資料館との情報の交換、また新しい資料に関する情報の収集等」を行うとして、さらに「今後は、文献資料だけではなく、実験機器に関する問題にも対象を挙げ」ようとしている。

日本の物理学史資料に関連して最近の動向についての感想を述べておこう。戦争期から戦後にかけての資料の保存を要請する動きが多くなってきているように思われる。その時期が日本の物理学の発展において重要な時期であると同時に既に歴史的な時間になってきていること、そして、資料の価値を理解し研究現場にせよ、私的な場所にせよ、保管していた人たちが、次の世代の人に同じ環境で(同じ認識で)の保存を託すことに不安を覚えるようになってきているからではないかと思われる。にもかかわらず、あいかわらず安心して長期間にわたって資料の保存を任せ、多くの人に利用されるような施設を見つめるのはなかなか容易ではない。保存されるべき資料の行く末が案じられる所以である。

参考文献

- 1) 『年表(第二版)』(日本物理学会物理学史資料委員会編, 2014年)。
- 2) 岡本拓司: 日本物理学会誌 **68** (2013) 831。
- 3) 『日本の物理学史』(日本物理学会編, 上下全2巻, 1978年)。

(2014年12月8日原稿受付)

巻頭言 Preface

物理学史資料委員会の活動と資料の行く末

Activities of the Committee for Information Exchange on Historical Documents of Physics in Japan

高岩義信 …… 165

Yoshinobu Takaiwa

現代物理のキーワード Trends

共鳴過程を制御する：極低温量子気体を操る原子衝突

Controlling Resonance Processes: Ultracold Quantum Gas Manipulated by Atomic Collisions

島村 勲 …… 168

Isao Shimamura

解説 Reviews

重力崩壊型超新星の爆発メカニズム

Explosion Mechanisms of Core-Collapse Supernovae

滝脇知也, 固武 慶 …… 170

Tomoya Takiwaki and Kei Kotake

ペーストの記憶効果と破壊の制御への応用

Memory Effect of Pastes and Its Application to Control of Crack Formation

中原明生, 松尾洋介, 大信田丈志 …… 179

Akio Nakahara, Yousuke Matsuo and Ooshida Takeshi

最近の研究から Researches

量子測定における誤差・擾乱の計測と不確定性関係

Experimental Test of Error, Disturbance, and Uncertainty Relations in Quantum Measurement

枝松圭一, 金田文寛, So-Young Baek, 小澤正直 …… 188

Keiichi Edamatsu, Fumihiro Kaneda, So-Young Baek and Masanao Ozawa

生体系のシミュレーションのサンプリング手法及び解析方法の開発

Effective Sampling Algorithms and Analysis Methods for Molecular Simulations of Proteins

光武亜代理 …… 194

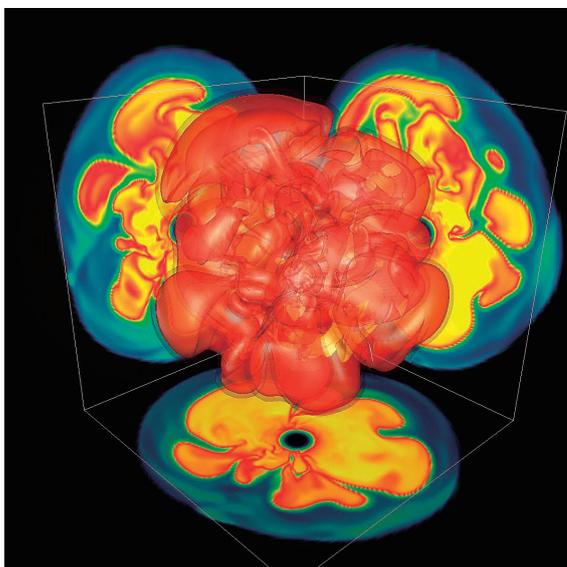
Ayori Mitsutake

波長分解ポンプ・プローブ法によるコヒーレントフォノンの研究

Study of Coherent Phonon with Spectrally Resolved Pump-Probe Method

溝口幸司, 大畠悟郎 …… 200

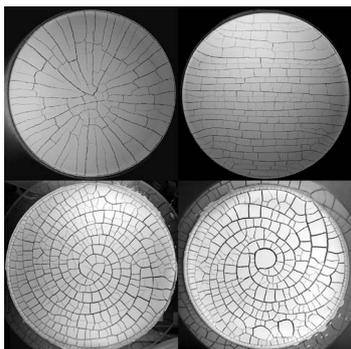
Kohji Mizoguchi and Goro Oohata



解説（重力崩壊型超新星の爆発メカニズム）

コアバウンスから200 msの大質量星のコアの様子。中心部はエントロピーを核子数で割った値の等値面。青は冷たい部分、赤や黄色は熱い部分を表す。三面の壁は一辺1,000 kmで、 x , y , z 軸での切断面を追加で表示している。

JPSJの最近の注目論文から	11月の編集委員会より	安藤恒也 …… 206
ラ・トッカータ	ウズベキスタンからの便り	中村勝弘 …… 208
	オーストリア科研費事情	鈴木 謙 …… 210
学会報告	2014年秋季大会 招待・企画講演の報告	領域委員会 …… 213
学界ニュース	2014年度ノーベル化学賞：E. Betzig氏, S. W. Hell氏, W. E. Moerner氏	
	一超解像蛍光顕微鏡に授賞	河田 聡 …… 218
	第9回凝縮系科学賞：松石 聡氏, 水島 健氏	北岡良雄 …… 219
	2014年度仁科記念賞：松田祐司氏	岩佐義宏 …… 219
	小林 隆氏, 中家 剛氏	中村健蔵 …… 220
追 悼	北澤宏一先生を偲んで	高木英典 …… 222
	大河千弘博士を偲ぶ	玉野輝男, 浅見 明, 西川正名 …… 223
新著紹介		224
学術会議だより		226
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他	228
行事予定		231
会 告	■第14回代議員懇談会開催のお知らせ ■第95回定時総会開催のお知らせ ■第70回年次大会の参加登録・講演概要集のWeb登録受付中(昨年からの新しい受付方法です) ■2015年秋季大会・講演募集掲載号 ■2015年秋季大会の企画募集 ■2015年2月1日付新入会者	233
本会関係欧文誌目次		237



表紙の説明

ペーストが動きを記憶する現象(記憶効果)によって生じた様々な形状の亀裂パターン。粉と水を混ぜて作った高濃度固液混合ペーストは塑性を持つゆえに体験した振動や流れの方向を記憶し、その記憶はペーストを乾燥させた時に発生する亀裂パターンの形状として視覚化される。例えば、ペーストが揺れを記憶した場合には乾燥亀裂は揺れた方向に垂直に進行し、一方ペーストが流れを記憶した場合には乾燥亀裂は流れた方向に平行に進行する。図中の円形容器の直径はすべて500 mm。上2図は揺れを記憶した炭酸カルシウム・ペーストの乾燥亀裂パターンで、角度方向に揺すった場合は放射状亀裂パターンに、水平に一方方向に揺すった場合は振動方向に垂直な縮状亀裂パターンが現れる。下2図は流れを記憶した炭酸水酸化カルシウム・ペーストの螺旋状乾燥亀裂パターン。螺旋の向きの制御法など、詳細は本号に掲載されている中原明生氏らの「解説」記事を参照のこと。

共鳴過程を制御する：極低温量子気体を操る原子衝突

Keyword: フェッシュバッハ共鳴

巨視的個数の同種ボーズ粒子が基底状態にある特異な量子気体、ボーズ-アインシュタイン凝縮体 (Bose-Einstein condensate, BEC) が原子の冷却・捕獲技術の進歩により、1920年代の提案から実に70年を経て実現された。その巨視的コヒーレンスは物質波の原子レーザーを生んだ。研究は縮退フェルミ気体やボーズ-フェルミ混合系などの複数成分系へ発展している。気体の各原子対に現れる「フェッシュバッハ共鳴」は極低温量子気体の諸性質を大きく左右するとともに幅広い制御性をもち、この分野の躍進を支えている。¹⁾

一方、BECを壊す敵役の3粒子系には奇妙な物理が潜む。どの構成2粒子対にも束縛状態がなくとも3粒子系全体はときに無数の束縛状態をもつというエフィモフ効果で、それが共鳴状態に転じたものが最近観測されている。¹⁻³⁾ これは原子系だけでなく、短距離型2体相互作用で記述される原子核系にすら現れ得る³⁾長距離場効果なのである！

諸過程の起こり易さを表す物理量「断面積」は、量子論的共鳴状態を中間体として経るいわゆる共鳴過程に大きく影響されるので、物理学の諸分野で共鳴状態は活発に研究されている。ここでは原子物理学での例をいくつか取り上げる。

1. フェッシュバッハ共鳴とは

量子系には束縛状態と連続状態がある。また、一見、束縛状態のようで、波動関数のすそ野が小さな振幅で延々と振動し続ける束縛状態風連続状態、時間依存描像では長い時定数で徐々に壊れる状態があり、これを共鳴状態と言う。

例えば、光吸収などで2電子励起したヘリウム $\text{He}(2snl)$ は空間的に局在するが、そのエネルギーは電離しきい値を越え、波動方程式の正しい解 ψ_{He} には連続状態 $\text{He}^+(1s) + e(E)$ ($E > 0$) が混ざり、 $\text{He}(2snl)$ はやがて自動電離する。

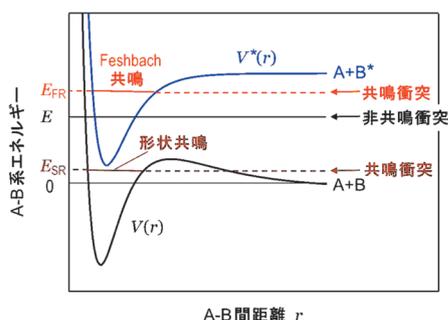


図1 弾性衝突 $A+B$ での共鳴機構の概念図。

束縛状態風連続状態 ψ_{He} は共鳴状態であり、光吸収連続スペクトルに線スペクトル風だが非対称な無数の構造をもたらす。

共鳴状態は2体衝突 $A+B$ にもよく現れる。相対距離 r での基底状態 A, B 間の相互作用 $V(r)$ と、 A か B が励起しているときの相互作用 $V^*(r)$ を考える (図1)。 $V(r)$ に障壁があればその内側に例えばエネルギー E_{SR} の束縛状態風複合系 AB が生じ得る。しかし、トンネル効果で障壁を抜けて A と B はいずれ別れるので、これは共鳴状態である。主に $V(r)$ 一つが共鳴状態の生成・崩壊を支配するこの機構を形状共鳴と呼ぶ。衝突 $A+B$ のエネルギー E が E_{SR} に一致すればこの共鳴状態が衝突断面積を急増か急減させる。

衝突中に励起が起これば相対運動は $V^*(r)$ に従う。 $V^*(r)$ がエネルギー E_{FR} の束縛状態 AB をもてば、 $E = E_{\text{FR}}$ の衝突ではこの複合系 AB が作られる。その励起エネルギーが再び相対運動に戻されれば AB は $V(r)$ に従い連続状態 $A+B$ へと壊れるので、これも共鳴状態で、 $E = E_{\text{FR}}$ 付近で断面積が急変する。このように、より高い $V^*(r)$ での束縛状態により低い $V(r)$ での連続状態が混じる共鳴機構をフェッシュバッハ共鳴 (Feshbach resonance, FR) と呼ぶ。

一般には状態 E_{FR} は多数あり、また A, B には多数の励起状態があつて図1には多数のポテンシャルが関わり、非弾性衝突や粒子組替反応にも共鳴効果が複雑に表れる。⁴⁾

2. 原子分子素過程

2電子励起 $\text{He}(2snl)$ は衝突 $e + \text{He}^+(1s)$ でも、 He^+ を $2s$ 状態に励起した入射電子が $\text{He}^+(2s)$ 周りの場 $V^*(r)$ での nl 軌道に一時捕えられて作られる。クーロン場 $-r^{-1}$ による束縛なので $\text{He}(2snl)$ は無限個でき、無限FR系列を生じる。

$\text{He}^+(2s)$ を励起水素原子 $\text{H}(n=2)$ に置き換えると、縮退副単位 $2s, 2p$ が混じる1次シュタルク効果で周りの電子にとり長距離型の場合 Cr^{-2} が生じる。そのうちある強さ以上の引力場には束縛エネルギーが等比数列をなす束縛軌道 nl が無限個でき、2電子励起 H^- の無限FR系列が現れる。⁴⁾ ただし、相対論効果で副単位はわずかに分裂し、場 Cr^{-2} がその分裂より弱くなるある大きな距離 \tilde{a} 以遠では Cr^{-2} の形が崩れ、無限系列は数個以下で途切れてしまう。⁴⁾

電子、陽電子、陽子、反陽子、原子、分子、イオンなど多種の粒子対の衝突素過程 $A+B$ や原子、分子の光吸収過程につき、外殻・内殻電子、分子の振動・回転運動など異質の運動自由度が絡み合った多様な共鳴効果、複数共鳴状態間の複雑な干渉など、多彩で詳細な実験・理論研究が進む。

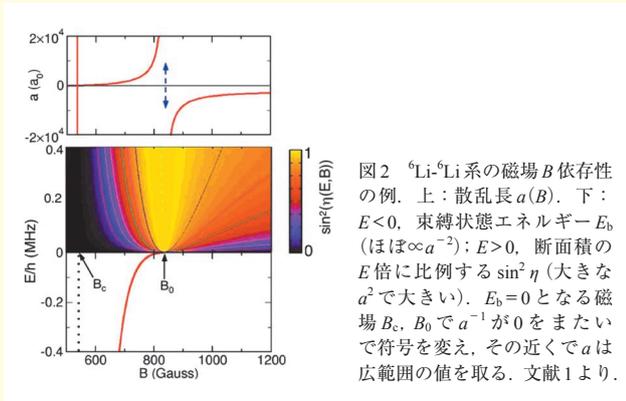


図2 ${}^6\text{Li}-{}^6\text{Li}$ 系の磁場 B 依存性の例。上：散乱長 $a(B)$ 。下： $E < 0$, 束縛状態エネルギー E_b (ほぼ $\propto a^{-2}$)； $E > 0$, 断面積の E 倍に比例する $\sin^2 \eta$ (大きな a^2 で大きい)。 $E_b = 0$ となる磁場 B_c, B_0 で a^{-1} が0をまたいで符号を変え、その近くで a は広範囲の値を取る。文献1より。

3. 極低温量子気体

極冷希薄気体の性質は極低速 s 波2体衝突に支配される。その相対運動の運動量 $\hbar k$ と相互作用(到達距離を r_0 とする)が起こす波の位相のずれ η を使えば、 r_0 以遠、かつ他の原子が入り込まない範囲内での s 波波動関数は $\propto \sin(kr + \eta) \propto \sin kr + \tan \eta \cos kr = k(r - a)$ と書ける。 a は極低速での $-\tan \eta/k$ の値で散乱長と言い、極冷気体の諸性質を司る重要なパラメータで、弱い斥力では正、弱い引力では負、引力が強くエネルギー $E_b \leq 0$ の束縛状態を生じれば $\eta \geq \pi/2$, $a > 0$ となる。束縛が弱ければ $E_b = -\hbar^2/2\mu a^2$ (μ は衝突系の換算質量)と表せ、普遍性と称する。相互作用の詳細に依らない性質が現れる。極低速衝突断面積も相互作用の詳細に依らず、 πa^2 に比例する。ただし、同一内部状態の同種フェルミ粒子同士の衝突では s 波衝突が禁止されて弱い p 波衝突が見えるなど、フェルミ系の事情は複雑である。

衝突素過程 $A+B$ の共鳴では通常FR条件 $E = E_{FR}$ 付近で断面積などの E 依存性を調べる。極冷気体内衝突では常に $E = 0$ だが、図1の $V(r)$, $V^*(r)$ を生む状態の磁気モーメントが違えば磁場を走査して $V(r)$ に対する $V^*(r)$ の、ひいては E_{FR} の相対位置をずらせる。 $E = 0$ にFRを起こせば a は巨大な負値を、 $E_b = 0$ の束縛状態を作れば巨大な正値を取る。その近辺で磁場を走査すればあらゆる a の値を実現して極冷量子気体の性質を制御できる(図2)。¹⁾

以上では相対運動エネルギーが $V(r)$ の連続状態を $V^*(r)$ の束縛状態に結合させているが、レーザー光で結合すれば(光学的FRと呼ぶ)周波数走査で a を制御できる。¹⁾

2体FRは3体再結合 $A+A+A \rightarrow A+A_2$ を促進する。また、図1の $V^*(r)$ が複数個あれば、FRを通じたそれらの強い結合が非弾性衝突を促進する。こうして内部エネルギーが相対運動に転換し、加速された A や A_2 が極冷気体から逃げ、FRが検出される(図3)。冷却原子が逃げず安定なBECを作るには磁場などを走査して適切な a を選ぶ。

原子間相互作用 $V^*(r)$ が作る束縛状態はフェッシュバツ

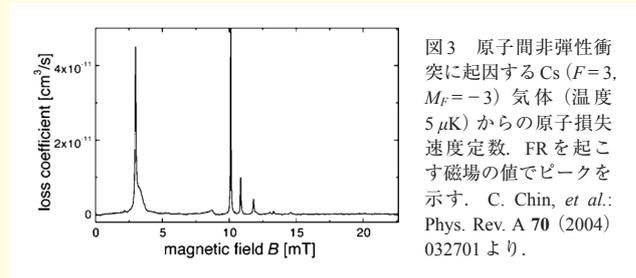


図3 原子間非弾性衝突に起因するCs ($F=3, M_f=-3$) 気体(温度 $5 \mu\text{K}$)からの原子損失速度定数。FRを起こす磁場の値でピークを示す。C. Chin, *et al.*: Phys. Rev. A **70** (2004) 032701より。

ハ分子(FM)と呼ばれ、多方面に亘り有用な極冷分子生成に使える。¹⁾ 磁場 B を変えつつ $E < 0$ のFMを分光して散乱長 $a(B)$ を知れば $E > 0$ でのFRに関する情報をも得る。¹⁾

4. エフィモフ効果

3体系A-A-Aの大きさを表す超球半径 $\rho (= [r_{12}^2 + r_{23}^2 + r_{31}^2]^{1/2})$, r_{ij} は各粒子間距離)で波動方程式を表すと、A-A相互作用の到達距離を r_0 として、 $r_0 < \rho < |a|$ では場 $C\rho^{-2}$ が現れる。2体系の散乱長 a が $\pm\infty$ なら3体系は $\rho \rightarrow \infty$ まで場 $\propto \rho^{-2}$ に従い、非相対論的2電子励起 H^- と同じく束縛状態の無限等比系列が見られ、これをエフィモフ効果と呼ぶ。¹⁻³⁾ $|a|$ が有限でも大きければ、相対論的 H^- の a を $|a|$ に置き換えた形の有限系列ができる。これらの束縛状態が連続状態と結合すればFRになる。A-A間2体力が短距離型でも、束縛状態 A_2 がなくても本質は同じ(普遍性)で、中性3粒子系、¹⁻³⁾ 原子核系³⁾にもこの効果は生じ得る。 a を磁場制御されたエフィモフ効果で促進された3体再結合による極冷Cs気体からの原子損失が観測されている。異種粒子系、4体系以上へも理論は拡張されている。

*** *** ***

原子物理、核物理の共鳴には主にエネルギー依存性の特異性を論じた長い歴史がある。極冷気体内原子衝突は外場でFRを制御する新たな視点を導入した。フェルミ原子気体のFRによる超流動もBEC領域からBCS領域へ連続的に制御できる。^{1,3,5)} 狭い空間に捕えられた少数粒子系への拡張により、光格子や量子ドット内での共鳴も論じられている。^{1,6)} FR研究は諸分野で新しい展開を見せつつある。

参考文献

- 1) C. Chin, *et al.*: Rev. Mod. Phys. **82** (2010) 1225.
- 2) Y. Wang, *et al.*: Adv. At. Mol. Opt. Phys. **62** (2013) 1.
- 3) N. T. Zinner and A. S. Jensen: J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **40** (2013) 053101.
- 4) I. Shimamura: Adv. Quant. Chem. **63** (2012) 165.
- 5) 大橋洋士: 日本物理学会誌 **59** (2004) 591.
- 6) D. Blume: Rep. Prog. Phys. **75** (2012) 046401.

島村 勲(理化学研究所)

(2014年2月14日原稿受付)

重力崩壊型超新星の爆発メカニズム



滝脇 知也

国立天文台天文シミュレーションプロジェクト



固武 慶

福岡大学大学院理学研究科

重力崩壊型超新星は、大質量を持つ星がその進化の最終段階に迎える断末魔で、宇宙で最も激しい爆発現象のひとつである。超新星は今後建設が計画されている超大型光学望遠鏡のターゲットとなっているばかりでなく、小柴名誉教授らがノーベル賞と共に切り拓いたニュートリノ天文学や、今後ノーベル賞が期待される重力波天文学の重要な候補天体になっている。また爆発後に残される中性子星、ブラックホールといったコンパクト天体の形成過程そのものであり、爆発時に合成される元素組成は銀河の化学進化を決め、膨張する衝撃波は宇宙線加速の現場にもなっている。このような多面性から、超新星は一天体現象でありながら、天文学や高エネルギー宇宙物理分野において最も注目される天体現象の一つである。

このような重要性にもかかわらず、爆発がどのような物理機構で引き起こされるのかについて、極めて長きにわたる研究の歴史を持ちつつも、いまだ完全には明らかにされていない。爆発メカニズムの解明には、超新星の中心核（コア）で起こっている微視的な物理素過程を理解することがまず第一に重要である。さらにその上で、星が爆発していく巨視的なプラズマ・電磁流体现象としての動的な振舞いも同時に明らかにする必要がある。このように自然界の4つの力をすべて含むマルチフィジックス・マルチスケールの現象が非線形に進化していく系の時間発展を追うためには、数値シミュレーションの実行が欠かせない。

最も有力視されているシナリオは、コア内で一度は止まってしまった衝撃波をニュートリノで加熱して温め復活させるというものである。超新星コアは、ニュートリノによる物質の加熱・冷却が起きる場所が異なる大局的なシステムであり、この現象をシミュレートするためにはボルツマン輻射輸送方程式を一般相対論的な流体・時空の進化と合わせてセルフコンシステントに解く必要がある。従って非常に高い計算コストが要求され、これを効率的に解くことは数値宇宙物理学のファイナルフロンティアの一つである。

そうした複雑な問題を解くのに適しているのはスーパーコンピュータである。近年の超新星理論の急速な進展は計算機の発展によりもたらされている部分が多い。原子核・素粒子物理の発展に伴うマイクロ物理の精緻化とそれを組み込む流体・輻射輸送の数値コードの改良の末、ようやく空間3次元の超新星シミュレーションが可能になった今、「爆発する超新星モデルが作れない」という長年の問題が解決に向かいつつある。今後の最重要課題は、爆発時に放たれるマルチメッセンジャー（重力波・ニュートリノ・電磁波）のシグナルに関する理論モデルを総合的に解析し、将来の観測と比較できるようにすることである。次世代計算機とマルチメッセンジャー観測という2つのスポットライトに照らされて、長い間ペールに包まれていた壮絶なる星の最期の真の姿がいよいよ我々の前に現れようとしている。

—Keywords—

重力崩壊型超新星：

太陽のおよそ10倍以上の質量を持つ恒星はその進化の最終段階に中心部に鉄のコアを生成する。この鉄コアが重力的に不安定になり崩壊を開始することが引き金となって生じる大爆発現象。爆発後には、中性子星もしくはブラックホールが残される。重力崩壊を如何に爆発に転じさせるか、その爆発のメカニズムは今だ完全には明らかになっていない。

ニュートリノ加熱メカニズム：

コアの中心付近の高温、高密度領域から放射されるニュートリノで、衝撃波背面の物質を加熱し、一度は止まってしまった衝撃波を復活させて爆発を起こすメカニズム。加熱領域においては、重力的な束縛（エネルギー）に打ち勝つ量のニュートリノ加熱（熱エネルギー）を受けた時のみ、このメカニズムで星を爆発させることができる。近年、加熱領域における対流や乱流、星の自転など、熱輸送効率を高める多次元効果が注目されている。

超新星シミュレーション：

ニュートリノ加熱により爆発が起こるかどうかを判定するには、究極的に7変数（時間1、空間3次元、運動量空間3次元）を持つニュートリノの分布関数に対するボルツマン方程式と、一般相対論的な流体・時空の進化をセルフコンシステントに解かなければならない。その計算コストは極めて高く、数値スキームの開発だけでなく、「京」をはじめとするスーパーコンピュータで計算効率を限界まで高めることが、「計算機の中で星を爆発させる」ための必須条件となっている。

1. はじめに

多くの読者は本稿を読んで、超新星の謎を解くために必要な物理の複雑さに驚かれるかもしれない。太陽のおよそ10倍より重い恒星は、その進化の最終段階において、中心に鉄のコアを作る。この鉄のコアが重力的に不安定になりつぶれることから生じる爆発が、本稿で着目する重力崩壊型の超新星爆発である（以下単に超新星と呼ぶ）。現在では、すばる望遠鏡をはじめとする光学望遠鏡により年間500例以上発見され、超新星は天文学の中では最もポピュラーな突発天体現象の一つである。ところが鉄コアの重力崩壊をいかに爆発に転じさせるか、その爆発のメカニズムは約50年にわたる研究の歴史を持ちつつもいまだ完全には明らかにされていない。

この爆発メカニズムの解明には、超新星の中心部で起こるニュートリノに関連する微視的な物理素過程を理解することが重要である。同時に、星が爆発していく巨視的なプラズマ・流体現象としての動的な振舞いも明らかにする必要がある。従って関連する物理は素粒子・原子核物理、流体力学、電磁プラズマ物理はもとより一般相対性理論にまで及ぶ。このように自然界の4つの力をすべて含む系の時間発展を追うためには、数値シミュレーションの実行が欠かせない。コアの深部で生成されたニュートリノは物質と熱平衡状態にあるが、コアの外層部に伝搬するにしたがって物質との相互作用が徐々に切れて非平衡状態に遷移していく。従って、この現象をシミュレートするためには究極的に7変数（時間1、空間3次元、運動量空間3次元）を持つニュートリノの分布関数に対するボルツマン輻射輸送方程式を一般相対論的な流体・時空の進化と合わせてセルフコンシステントに解く必要があり、従って非常に高い計算コストが要求される。¹⁾

超新星爆発の研究を支えるもう一つの柱は観測である。超新星が爆発時に放つ、電波からX線・ガンマ線までの幅広いエネルギー帯に及ぶ電磁波の情報は、爆発のエネルギー、噴出物質の量、爆発前の星（親星）の推定に非常に有用であり、観測から爆発メカニズムに迫るうえで欠かせない。²⁾ 最近の進展としては、NASAのNuSTAR衛星が超新星残骸と呼ばれる超新星が起こった跡地をX線で詳細に観測し、その元素の空間分布から爆発が非球対称である強力な証拠を示し、Natureに掲載される論文となった³⁾ (図1)。天文学は古来より「天から届く文（ふみ）」を読み解く学問として発展してきた。従来の電磁波天文学に新しいメッセンジャー（ニュートリノ、重力波を含む多種の粒子の観測）を加えた「マルチメッセンジャー天文学」のターゲットとして、超新星は格好のモデルケースといえる天体である。中でも画期的な成果は、2002年にノーベル物理学賞を受賞した小柴昌俊東大名誉教授らによる超新星1987Aからのニュートリノ検出で、宇宙をニュートリノで探る「ニュートリノ天文学」の幕開けとなったものであった。^{4,5)} 一方でアインシュタインの一般相対論が予言する

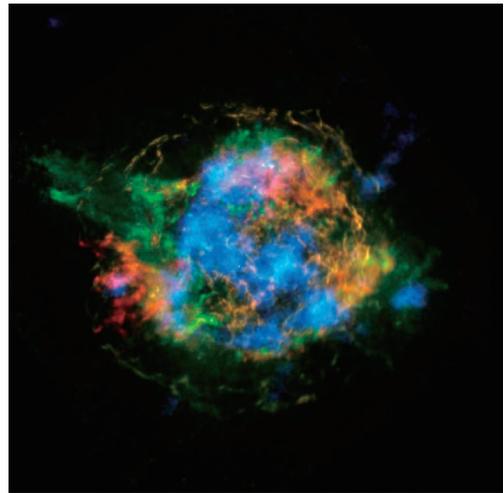


図1 超新星残骸カシオペアAのX線イメージ：青色はNuSTAR衛星がとらえた放射性元素（チタン）の高エネルギーX線。³⁾ 他のはChandra衛星がとらえた低エネルギーX線で赤は鉄、緑はケイ素やマグネシウム、黄色は連続X線を表す（©NASA/JPL-Caltech/CXC/SAO）。

重力波は、“時空のさざ波”に例えられるほどシグナルが小さいことから、その直接検出には未だ誰も成功していない。将来的には、現在建設中の重力波望遠鏡KAGRA⁶⁾をはじめとする大型干渉計が超新星からの重力波を捉え、爆発機構の解明に大きな役割を果たすことが期待されている。⁷⁾

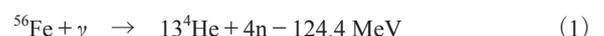
本稿では、重力崩壊から爆発に至る超新星の標準シナリオと最近の観測の現状をまとめた後、最近の爆発メカニズムに関する理論的進展について概説する。最後に、「京」をはじめとする現行のスーパーコンピュータの上限（ペタスケール）を超える次世代の計算機から超新星の爆発理論がどこまで進むのかについてもその将来の展望を議論したい。

2. 大質量星の重力崩壊から爆発まで

本節では、超新星のスタンダードシナリオについて概説した後、観測の最近の結果に触れ、観測から理論モデルに要求されている制限についてまとめたい。

2.1 大質量星の重力崩壊と超新星爆発の困難

太陽をはじめとする恒星は自然の核融合炉であり、核反応の際に出る熱による圧力（勾配）と星の自己重力のバランスによりその進化が決まる。星の質量が大きいほど中心を高温にできるため、核融合が進み、中心ではより重い元素まで作ることができる。およそ8太陽質量（以下太陽質量を M_{\odot} で表す）以上の星は酸素、ネオン、マグネシウムが混ざったコア（O-Ne-Mgコアと呼ばれる）を作り、 $10M_{\odot}$ 以上の星は鉄まで元素合成が進む。⁸⁾ 鉄まで元素合成が進むと、鉄は原子核の束縛エネルギーが最も大きい元素（最も安定）であるため、それ以上核融合が進まず熱源がなくなる。このとき中心温度は $T > 10^9$ Kと高温になるため、光分解反応



によって鉄は一部分解される。この反応は吸熱反応である

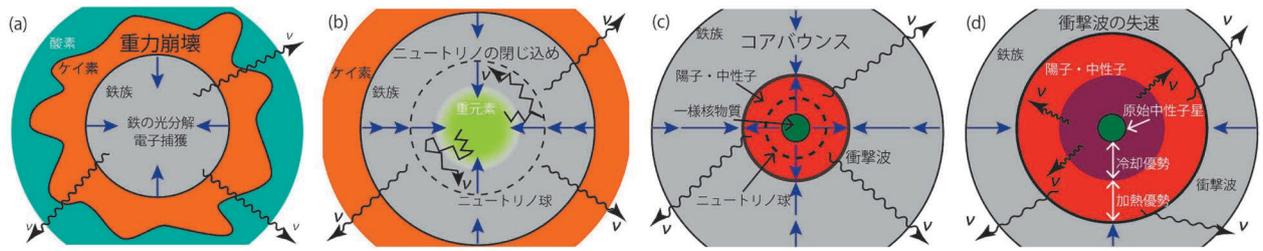


図2 大質量星の重力崩壊の模式図。左から右に (a), (b), (c) と時間発展を表す。(a)「重力崩壊開始」(中心密度がおおよそ 10^{10} g/cm³)。中心に鉄のコアができ、ケイ素層、酸素層とたまねぎ状に組成が分布している。鉄の光分解と電子捕獲で重力崩壊が進んでいく様子を表している。青い矢印は物質の速度を表し、中心に向かってつぶれていることを表している。黒い波矢印はニュートリノ (ν) の伝搬を意味する。なお、最近の星の多次元進化計算の進展として、⁹⁾ ケイ素 (図ではオレンジ色) 層と酸素 (図では青色) 層は核融合と対流の影響で非一様な分布になっていることが指摘されており、それも反映させた。(b)「ニュートリノの閉じ込め」(中心密度がおおよそ 10^{12} g/cm³)。ニュートリノ球の内側では、ニュートリノは拡散によってランダムウォークを繰り返しながら徐々に外向きに進んでいき (ジグザグの黒線)、ニュートリノ球に到達するや物質との反応が切れ、外層部に向かって自由伝搬していく。(c)「コアバウンス」(中心密度がおおよそ 3×10^{14} g/cm³)。中心に一様核物質ができ始め、中心の圧力が急激に増すため外側の物質がはじき返され、外に向かう衝撃波が形成される。(d) コアバウンス時に形成された衝撃波が 100-200 km で失速する。

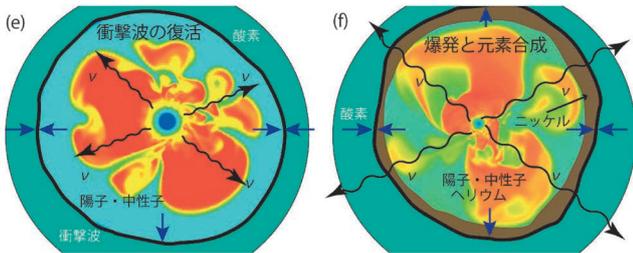


図3 図2に続く大質量星の重力崩壊の模式図。左から右に (e), (f) と時間発展を表す。(e) ニュートリノ加熱により衝撃波が復活して、鉄コアを抜け星の外層部に向かって伝搬していく。(f) 伝搬していく衝撃波の中でニッケルをはじめとする重元素が合成される。

ため熱的なエネルギーを奪い、星の中心は急激に潰れ始める。これが図2(a)に図示された“鉄(族)コア (以下単に鉄コアと呼ぶ) における重力崩壊の開始”で、以下、爆発に至るまでの時間発展 (図3(f)まで) とその物理過程を段階ごとに要点をまとめていく。

鉄コアは主に電子の縮退圧

$$P_e = K(\rho Y_e)^{4/3} \quad (2)$$

で支えられている。ここで K は定数で、 ρ は密度、 Y_e は核子 (陽子・中性子の総称) 数に対する電子数の比である (鉄 (^{56}Fe) の場合 $Y_e = n_e/n_b (=Z/A) = 26/56 \approx 0.46$ 、ここで n_b , n_e は核子、電子の数密度)。重力収縮に伴って、鉄コアの中心密度が $\rho = 10^{10}$ g/cm³ 程度に上昇すると電子の化学ポテンシャル $\mu_e \approx 11.1$ MeV ($\rho Y_e / 10^{10}$ g/cm³)^{1/3} は鉄とマンガン ($m_{\text{Mn}} - m_{\text{Fe}} \approx 3.7$ MeV) の質量差を超えるため、電子捕獲反応 ($^{56}\text{Fe} + e^- \rightarrow ^{56}\text{Mn} + \nu_e$) が進む。この反応で生成される電子ニュートリノ (ν_e) は重力崩壊初期には物質と相互作用することなく自由にコアの外に逃げ出していき、従って反応は一方通行的に左から右に進み、圧力の担い手である電子が加速度的に減少し、鉄コアの重力崩壊はカスτροφイックに進む。

図2(a)では鉄コアから自由に抜け出していたニュートリノ (黒波線) だが、重力崩壊に伴って中心密度がおおよそ 10^{12} g/cm³ を超えると、コアを構成する鉄(族)原子核との散乱が徐々に効き始め、もはやニュートリノはコアから自

由に逃げ出せず、コア内に閉じ込められ始める。この効果は「ニュートリノの閉じ込め」、¹⁰⁾ 物質とニュートリノの最終散乱面は「ニュートリノ球」と呼ばれる (図2(b)参照)。閉じ込められたニュートリノは電子と同様にニュートリノ球の中でフェルミ縮退を起こす。重力崩壊に伴う密度上昇とともにニュートリノの化学ポテンシャルも上昇するため、電子捕獲の逆反応も起こり始め、やがては電子・ニュートリノ・原子核の間でベータ平衡が成立し、コア内のレプトン数 ($Y_l = (n_e + n_{\nu_e})/n_b$ 、ここで n_{ν_e} は電子ニュートリノの数密度) は一定に保たれるようになる。この最終レプトン数 ($Y_{l,f}$) は超新星爆発の鍵を握っていると言っても過言ではない。^{*1} この $Y_{l,f}$ を正確に決めるためには、第一に原子核への電子捕獲率を決定することが重要である。ところがこれは容易ではない。核子多体系である原子核の構造自体を決定すること自体、原子核物理におけるファイナルフロンティア的課題の一つとされているからである。¹¹⁾ このことから天体核現象の解明は、原子核理論の発展と強い結びつきを持ちながら発展してきたことを感じ取っていただけたらと思う。^{*2}

コアの中心密度が核密度 $\approx 2.8 \times 10^{14}$ g/cm³ を超えると、核子がくっつきあった状態 (一様核物質) になり、核力の斥力の効果で、状態方程式が急激に固くなる。式(2)でみたように電子の縮退圧の断熱指数は $\Gamma = 4/3$ だが、核密度を超えた核物質の断熱指数は $\Gamma = 2 \sim 3$ になる。^{*3} 核密度を超えると、急激に圧力が上がるため、外側の物質をはじき返し、内部コア (図2(c)中の中心の緑の領域に対応) の

^{*1} 仮にニュートリノの閉じ込めが起こらなくとも、電子捕獲は止まらず $Y_{l,f}$ は非常に小さくなってしまふ。その結果、原始中性子星 (図2(d)の緑色に塗られた領域) の質量 ($\propto Y_{l,f}^3$) が小さくなるので、バウンス時に解放される重力エネルギーも小さくなり、爆発を起こすことが絶望的になってしまう。

^{*2} ここでは深く触れないが、密度が高くなるにつれ、原子核は統計平衡状態 (Nuclear Statistical Equilibrium) を満たしながら、大きさ、質量数も巨大になっていき、それまで球形をとっていた原子核は互いに接触し一様核物質に相転移していく。その際に原子核が取るパスタ相などの興味深い形状¹²⁾ の効果など、これから調べるべき課題は数多く残されている。

^{*3} もちろん核力の起源の解明も素核物理のグランドチャレンジで、格子QCDに基づく第一原理計算¹³⁾ や陽子弾性散乱を用いた実験¹⁴⁾ をはじめとする大きな進展が報告されている。

表面に衝撃波が形成される。これをコアバウンスと呼ぶ。超音速で落下する外層の力学的エネルギーは熱エネルギーに変換され、衝撃波背面は高温に ($> 10^{11}$ K) なるため鉄族元素は式(1)でヘリウムまで分解された後、 ${}^4\text{He} + \gamma \rightarrow 2p + 2n - 28.3 \text{ MeV}$ で陽子、中性子にまでバラバラに分解される。

ここで大きな問題が起こる。衝撃波が星の外まで膨張すれば超新星として観測されるはずだが、シミュレーションをしてみると衝撃波はおよそ半径が 100-200 km の地点で失速してしまうのだ。その原因は、衝撃波の背面での鉄の光分解(吸熱反応、式(1))とニュートリノ冷却によるエネルギー損失である。外側から落ちてくる物質の運動量(正確にはラム圧力)とつりあうところで衝撃波は停止する。衝撃波がどこで止まるのかはバウンス前にニュートリノがどの程度抜けたかが大きく関係しており、一般に多く抜けるほど ($Y_{I,F}$ が小さくなるほど) バウンス時に生じる衝撃波の勢いが弱くなる。

ニュートリノ加熱メカニズムはこの一度止まってしまった衝撃波をニュートリノで再加熱することで復活させるというシナリオである。ニュートリノがなぜ物質を加熱できるのか簡単にオーダー評価で見ていきたい。図2(d)の衝撃波の背面(赤い領域)は、陽子・中性子で満ちていてニュートリノ球は原始中性子星(後述)の表面に近いところにある。この領域では、弱い相互作用における荷電反応



でニュートリノがエネルギーを持ち去り物質を冷却する(ニュートリノ冷却)のと同時に、この逆反応



も起こっており、これは物質の加熱に寄与する(ニュートリノ加熱)。鉄コアの中心から半径 r の地点で、一核子あたりのニュートリノ冷却率 C 、加熱率 \mathcal{H} (中性子・陽子が毎秒あたりニュートリノ冷却(加熱)によってエネルギーを失う(得る)値)を式で表すと以下ようになる。¹⁵⁾

$$C \approx 145 \left(\frac{k_B T}{2 \text{ MeV}} \right)^6 \text{ MeV/s} \quad (7)$$

$$\mathcal{H} \approx 160 \left(\frac{L_\nu}{10^{52} \text{ erg/s}} \right) \left(\frac{r}{100 \text{ km}} \right)^{-2} \left(\frac{k_B T_\nu}{4 \text{ MeV}} \right)^2 \text{ MeV/s} \quad (8)$$

ここで T は衝撃波背面での典型的な物質の温度、 L_ν 、 T_ν はそれぞれニュートリノ球から照らされる典型的ニュートリノ光度と温度、 k_B はボルツマン定数である。衝撃波の背面では(静水圧平衡、輻射優勢の条件から¹⁵⁾), $T \propto r^{-1}$ の関係が得られるため、冷却率は半径に対して r^{-6} という依存性を持つ。一方で加熱率は半径に対して r^{-2} という依存性を持つため、半径が大きくなると冷却項のほうが速く小さ

くなる。つまり内側では冷却優勢、外側では加熱優勢となる(図2(d)参照)。物質は加熱優勢領域でのみ加熱によってエネルギーをゲインできるので、この領域をゲイン領域、加熱領域の内側の境界をゲイン半径 (R_g) と呼ぶ。ニュートリノ加熱で爆発するのはゲイン半径より外側の部分である。ちなみに図2(c)と(d)の中心の緑の領域が原始中性子星(Proto-Neutron Star)と呼ばれるのは、爆発に成功した場合、その外側の大半は吹き飛び、中性子星の元となるからである。

ニュートリノ加熱で衝撃波が復活して、星の外層部を伝搬し始めたとする。図3(e)に図示したように、衝撃波内部は対流によって混ぜられ熱さにむら(温度が高い部分が赤色、低い部分が水色)がある上に様々な流体不安定性にさらされるため、¹⁶⁾ 衝撃波は非球対称に外層部に伝搬していく。衝撃波の背面では高温のため(星の進化時と同じく核融合により)鉄やニッケルをはじめとする重元素の合成が行われる(図3(f))。親星の質量・構造に強く依存するが、バウンス後、衝撃波が数時間から数日後に星の表面まで到達して初めて、超新星として燦然と輝き始めるのである。図4(a)は超新星1987Aの爆発前(右パネル)、後(左パネル)のイメージである。

さてここでゲイン領域内の、中心から $r = 100 \text{ km}$ の地点にいる1個の核子に注目しよう(図2(d))。この核子が中

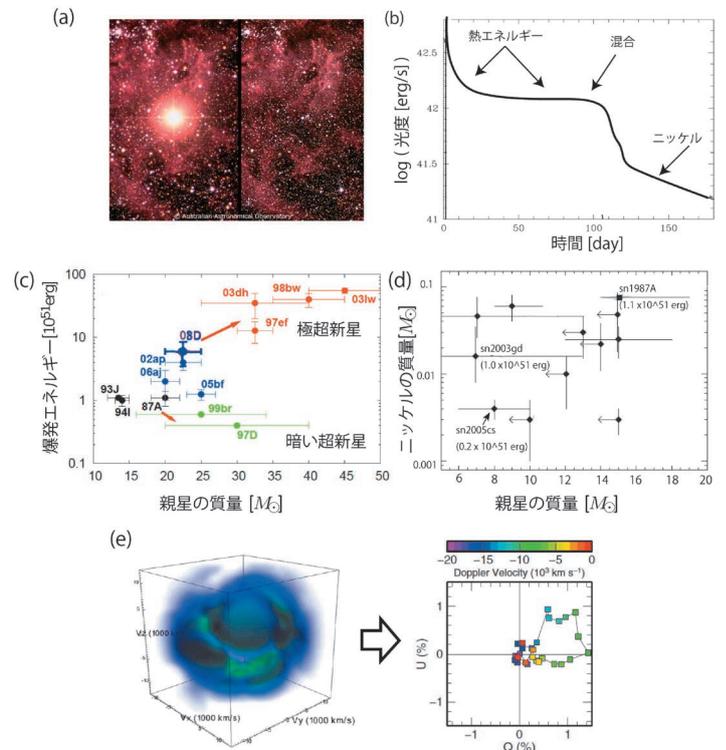


図4 超新星の光学観測に関する図。(a) 超新星1987A前後のイメージ ©Australian Astronomical Observatory。左(右)は爆発後(前)のもの。(b) II-P型超新星の光度曲線。(c) 超新星の爆発エネルギーを親星の質量の関数としてプロットしたもの。²¹⁾ (d) 超新星から放出されるニッケルの質量を親星の質量の関数としてプロットしたもの。²³⁾ (e) 非軸対称な物質分布から予想される偏光。²⁵⁾ 左のパネルは超新星から放出される物質の空間分布を膨張速度の関数としてプロットしたもの。右パネルでは左のパネルのような分布から観測される偏光をストークスパラメータの空間で記述している。

心の原始中性子星（質量を $M_{\text{PNS}} = 1M_{\odot}$ とする）から受ける重力束縛エネルギーは、およそ $E_{\text{grav}} \sim -GM_{\text{PNS}} m_u/r \sim -20 \text{ MeV}$ （ここで m_u は原子質量単位、 G は万有引力定数）である。式(8)から式(7)を引くと、この核子が受ける正味のニュートリノ加熱率はおよそ毎秒 15 MeV だから、 E_{grav} と比べると $20/15$ 秒、つまり1秒程度のニュートリノ加熱で原始中性子星の重力的束縛から逃れることができる見積もりになる。実際に1980年代のJ. Wilsonの数値シミュレーションではこのタイムスケールで爆発が起きており(図5(a))、爆発の物理についてはH. Betheが精査・肉付けし、上で述べたようなニュートリノ加熱による爆発機構が提唱されるに至った。¹⁷⁾

ところが、より精密な数値計算を実行してみるとこのシナリオに沿ってニュートリノ加熱で衝撃波を復活させることが難しいことが分かってきた。この問題をどのように解決するか本稿のメインテーマであるが、詳細は3章に譲り、次節では超新星の観測についてまとめ、観測から爆発機構にどのような示唆が得られるか議論したい。

2.2 超新星爆発の観測

図4(b)は典型的な超新星の光度曲線を示す。衝撃波が星の表面に達した直後、光度曲線はピークに達し、その後100日程度、プラトーと呼ばれる光度が変わらない時期を迎える。この特徴を示す超新星はII-P型(Pはplateauの意)と呼ばれ、重力崩壊型(II型)の超新星の中で最も典型的なものである。^{*4} この段階では、主に衝撃波内部の物質が持っている熱エネルギーで超新星は光る。プラトー段階が終了すると、その後は爆発時に合成された重元素の核崩壊(ニッケル(Ni)→コバルト(Co)→鉄(Fe))が主なエネルギー源となり、光度は指数関数的に減少していく。

この光度曲線とシミュレーションモデルを比較することにより、²⁰⁾ 親星と爆発エネルギーを推定することができる。図4(c)は、複数の超新星に対する親星と爆発エネルギーの関係を示す。²¹⁾ 本稿で注目するのは黒い点で表されるような爆発エネルギーがおおよそ 10^{51} erg 程度、親星が $20M_{\odot}$ 程度以下の超新星である。これらを“通常の超新星”と呼ぶことにする。図から分かるように、親星の質量が増すにつれ通常の超新星よりも一桁ほど爆発エネルギーが大きい極超新星(ハイパーノバ)と呼ばれる超新星が観測されている。これらはニュートリノ加熱とは違う爆発機構が必要だと考えられている。ブラックホールと高速自転により生成される円盤が重要だという示唆もある。²²⁾

通常の超新星に話を戻そう。超新星が近傍で起こった場合、同一地点の観測データを過去のアーカイブから探し出すことで爆発前の親星の質量について図4(c)よりも強い制限を与えることができる。図4(d)はその結果で、縦軸

は爆発エネルギーの代わりに放出されたニッケルの質量をプロットしている。²³⁾ ニッケルの質量と爆発エネルギーは相関していると予想されており、図4(d)はパネル(c)を通常の超新星に特化して書いたものだと考えてよい。ニッケルの質量が $0.01M_{\odot}$ より大きいものはおおよそ 10^{51} erg の爆発エネルギーを持っており、このことから爆発の典型的エネルギーは 10^{51} erg であることが分かる。^{*5}

観測される光はこれまで述べてきたような強度の時間変化(光度曲線)以外にも、エネルギースペクトル・偏光など様々な情報を持ち、これらの情報から爆発の空間的構造を推測することができる。^{22,24)} 特に偏光は、爆発の形状が球対称な場合にはゼロになるため、爆発の非球対称性を測るよい指標になっている。図4(e)の右パネルは偏光パターンの一例で、実際の超新星の偏光観測でもよく現れるものである。このパネルは、異なる速度を持つ物質(ドップラー速度、点の色に対応)が異なる方向の偏光(Qが縦横方向の偏光、Uが斜め45度方向の偏光)を持っていることを示している。つまり(e)の左パネルのように超新星が一般に3次元的な爆発形状を持っていることを示唆している。²⁵⁾

本節で述べた様々な観測事実から超新星理論の研究者に提示されたミッション、それを一文でまとめると「 $10\text{--}20M_{\odot}$ の質量レンジを持つ親星を、非球対称に爆発エネルギー 10^{51} erg 程度で爆発させよ」ということになる。

3. ニュートリノ加熱メカニズム

いよいよ超新星爆発の最大の謎である爆発機構に関する研究に焦点を移していきたい。前節で述べたように、爆発が非球対称に起きている観測事実が次々と見つかる中、多次元の計算が必須なのは明らかである。一方で状況設定が簡単なものから説明したほうが現象を理解しやすい。以下では本来3次元であるべき空間の自由度を1次元に落とした球対称(1D)モデル、星の軸対称性を仮定した2次元(2D)の結果を簡潔にまとめた後、最新の3次元(3D)シミュレーションで得られた知見を解説したい(以下では、1, 2, 3次元をそれぞれ1D, 2D, 3Dと略す)。

3.1 1次元球対称(1D)モデル

まず説明の便宜上、質量座標系を定義しよう。星の中心から半径 R まで積分した質量 $M(R) = \int_0^R \rho(r) 4\pi r^2 dr$ は R と1対1の対応を持つため、半径の代わりに質量を座標にとることができる。これを質量座標系と呼ぶ。 $R(M)$ と書けば、 R は質量 M が含まれる球の半径という意味を持つ。

図5(a)は、これまでに何度か触れたJ. Wilsonによる1Dシミュレーションの結果¹⁷⁾である。図で横方向に走る長い線は $R(M)$ の時間発展で、様々な流体素片の足跡を時間の関数として書いたものと思えば良い。例えば重力崩壊開

*4 もう一つの型はI型と呼ばれ(更にIa, Ib, Ic型に分類される)、特に宇宙論¹⁸⁾にとって重要なIa型は白色矮星が連星系を成しており、伴星からの質量降着が引き金となり暴走的に核反応が進み爆発に至ると考えられている。¹⁹⁾

*5 ただし全ての超新星が典型的なエネルギーで爆発するわけではなく、超新星2005csの $0.2 \times 10^{51} \text{ erg}$ のように典型値の10分の1程度の爆発エネルギーしか持たないもの(パネル(c)の“暗い超新星”)もあることを付記しておきたい。

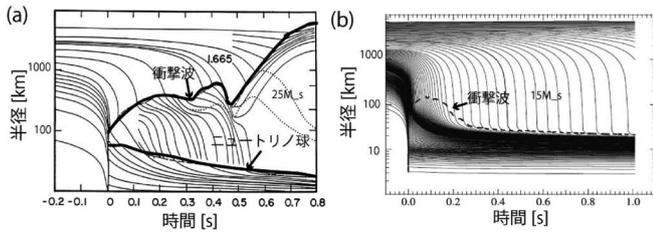


図5 $R(M)$ と衝撃波の時間発展。(a) Wilsonらの $25M_{\odot}$ のモデル。¹⁷⁾ 細い線は流体素片の軌跡, 太い線は衝撃波の半径とニュートリノ球の半径を表す。(b) 住吉らの $15M_{\odot}$ のモデル。²⁶⁾ (a)と同様に細い線は流体素片の軌跡を表し, 太い点線が衝撃波の半径を表す。

始時(-0.2秒)に半径1,000 kmの位置にある線を追うと0秒(コアバウンス)付近で急激に半径が小さくなっており, 重力崩壊で収縮したことが見てとれる。図の太い実線(上部)は衝撃波の位置の時間発展を示す。衝撃波の運動と流体素片の運動は異なることに注意して欲しい。この衝撃波は0秒からおよそ0.1-0.2秒までは外側に進んでいるが, 衝撃波背面の鉄の光分解, ニュートリノ冷却によって(図2(d)参照), その後, 半径200 kmあたりで失速している。その後およそ0.5秒まで, 衝撃波下流の物質がニュートリノ球(太い実線, 下部)から放出されるニュートリノによって加熱され続けた結果, 衝撃波は再び息を吹き返し外層に向かって進みだしている。この計算は状態方程式に古いモデルを使用している他, 対流の効果を人為的に与えているなど, 今となっては古色蒼然たるモデルである点は否めないが, 一度失速した衝撃波をニュートリノ加熱で復活させるというシナリオを数値計算で初めて示したという意味で功績が大きい。

このWilsonの結果を追試すべく, 超新星の研究者はその後20年以上にわたって粛々と前節で述べた原子核・ニュートリノ反応のインプットやニュートリノ輸送計算の改良を行ってきた。その一つの集大成が2005年の住吉らによる計算²⁶⁾で, 星の球対称性を仮定しつつも一般相対論的流体計算とニュートリノに対するボルツマン方程式を直接第一原理的に解くシミュレーションを実行し, 加熱プロセスが衝撃波を復活させるには至らないことを示してみた(図5(b)参照)。球対称モデルでは基本的に超新星は爆発しない。^{*6} この見解は全ての研究グループ(マックスプランク研究所(以下MPAと呼ぶ, 独), オークリッジ研究所(米), プリンストン大学(米))で一致しており,²⁸⁻³⁰⁾ 超新星メカニズムの研究における金字塔の一つである。ちなみに, この分野の研究者が新たにニュートリノ輻射輸送コードを作った時に真っ先に確認すべきことが, この1D計算を行って「ちゃんと爆発しない」ことである。その上でより詳細な量(ニュートリノ光度, スペクトルなど)を先行研究と比較・チェックするのが, 現在では標準的な

*6 ここで「基本的に」爆発しないと書いたのは, 1次元計算でも爆発するレアケースが存在する。2.1節で述べたO-Ne-Mgコアを作るような軽い星の場合, 質量降着率が低いことが鍵となって1Dシミュレーションでも爆発することが確かめられている。²⁷⁾

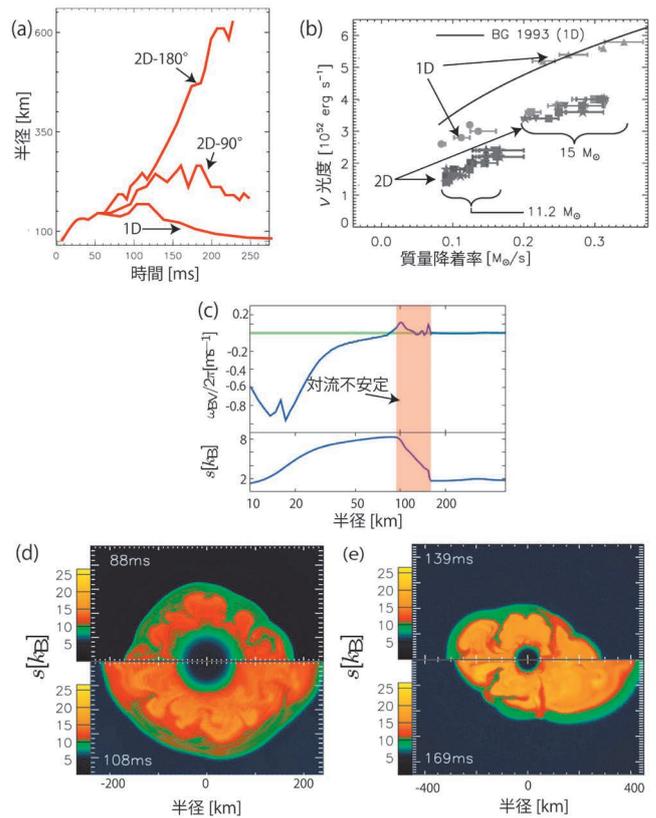


図6 (a) 衝撃波の時間発展。Burasらの $12.2M_{\odot}$ のモデル。³¹⁾ 1次元モデルを1D, 2次元赤道面対称のモデルを2D-90°, 2次元で赤道面対称を課さないモデルを2D-180°と記した。(b) 衝撃波への質量降着率に対して衝撃波復活に必要なニュートリノ光度。³²⁾ 線(BG 1993)は半解析モデル。点はシミュレーション(1D: 1次元モデル, 2D: 2次元モデル)。(c) エントロピーとBrunt-Vaisara周波数の半径プロファイル。³³⁾ (d), (e) エントロピーの空間プロファイル。³¹⁾ それぞれのパネルにある時刻はコアバウンスから測ったもの。

コードチェックの手続きになっている。

3.2 2次元軸対称(2D)モデル

2000年代後半に花を咲かせたのは2Dシミュレーションである。先駆的なものとしてはBurasらの計算が挙げられる。³¹⁾ 図6(a)は衝撃波半径^{*7}の時間発展を描いたもので, 同じ親星に関して同じ数値コードを使って1Dと2Dシミュレーションの結果を比較したものである。図で1Dと2D-90°および2D-180°の差に着目して欲しい。2Dのほうが1Dより衝撃波が外側まで伝搬し, 爆発しやすい状況になっていることが分かる。実際2D-180°のモデルは衝撃波が完全に復活している。

2Dが1Dに比べて爆発しやすいことを別の形で示したのが図6(b)である。³²⁾ ここでこの図を解釈するために, 失速した衝撃波への質量降着率 \dot{M} とニュートリノ光度 $L_{\nu_e\bar{\nu}_e}$ (電子タイプと反電子タイプの和)をパラメーターとして, 1次元の定常解を構成する問題を考えよう。質量降着率を固定してニュートリノ光度を手で上げていくと, やがて定常解を構成できなくなり, 衝撃波が復活して動く非定常解に移行する。この \dot{M} と $L_{\nu_e\bar{\nu}_e}$ の臨界値(のセット)を結んだ

*7 (2次元極座標で θ 方向に)角度平均した量である。

線は臨界曲線 (critical curve) と呼ばれ、図 6 (b) の実線 (BG 1993)³²⁾ に対応する。この図から、爆発が起きる条件が非常に簡単な描像で理解できる。つまり、親星の質量で決まる質量降着率 (横軸) に対して爆発に必要なニュートリノ光度 (臨界曲線) が決まり、実際にシミュレーションをした結果、ニュートリノ光度がその臨界曲線上の値を超えていれば爆発するということになる。

図 6 (b) のエラーバー付きの点は、ニュートリノ光度 (L_{ν_e}) をパラメーターとして手で与えて爆発させた 1D と 2D モデル (ライトバルブ近似と呼ぶ) の結果で、各モデルごとの衝撃波復活時の (\dot{M}, L_{ν_e}) をプロットしている。1D の結果はおおまかに臨界曲線 (実線) に沿っている。ここで重要なのが、2D の臨界光度は 1D に比べ 30% 程度低いことである。つまりこの結果は、2D では 1D よりも低いニュートリノ光度で衝撃波が復活する可能性を示している。2D のほうが爆発に有利なのは、物質の攪拌効果によってゲイン領域内の熱をコアの外層に、より効率的に輸送することができるため、ニュートリノの加熱効率が上がるからである。半径方向にしか運動の自由度がない 1D 計算では、原理的にこの効果を取り扱うことができない。攪拌を引き起こす主要な原因は 2 つあり、対流と降着衝撃波の流体不安定性 (Standing-Accretion-Shock-Instability の頭文字をとって SASI と呼ばれる) である。

鍋の中の冷めた味噌汁を温める流体運動と基本的には同じで、鍋底で温められる熱いものの上に冷たいものが乗っている状態は、浮力が駆動する対流に対して不安定 (レイリーテイラー不安定) である。図 6 (c) に超新星コアにおけるエントロピーを半径の関数 (下パネル) として図示した。³³⁾ エントロピーは流体が軽く熱いほど高くなる量で、対流不安定を測るのに適している。実際、ちょうどゲイン領域でエントロピーが半径に対して負の勾配 (図の帯参照) を持っており、つまり冷たいものが上に乗っているため、対流不安定になっている (図 2 (d) 参照)。図 6 (c) に示した Brunt-Väisälä 周波数 (上パネル) は正の値を持つときにその領域は不安定で、その値は不安定性の成長率を示す。図から 10 ミリ秒程度で成長することが読み取れ、従って爆発の典型的時間尺度 (1 秒) 内に十分に対流が発達することが分かる。図 6 (d) は 2D でニュートリノ輻射輸送までセルフコンシステントに解いたシミュレーションの結果で、³¹⁾ 熱い部分 (赤い領域) が上に上昇し、冷たい部分 (緑の領域) が中心部に落ちることから、図のようなキノコ状の様相が生じる。

もう一つの SASI は音波と渦の相互作用によって³⁴⁾ 成長する流体不安定性で、図 6 (e) にあるように衝撃波の形そのものを大局的に変形させる。図 6 (a) に 2 次元で計算領域に赤道面対称を課したモデル (2D-90°) と赤道面対称を課さないモデル (2D-180°) が比較してあるが、2D-180° のほうが、この不安定性が成長しやすく、そのせいで爆発しやすくなっている。

3.3 3次元 (3D) モデル

3D 計算に関しては 2010 年あたりから盛んになってきており、(2D 計算と同様に) まず輻射輸送は解かずニュートリノ光度は手で与えて爆発させる単純化 (ライトバルブ近似) で、2D と 3D で爆発のしやすさを議論した研究が精力的に行われている。図 7 (a) は図 6 (b) の 3D 版で、異なるグループで得られた臨界曲線の特徴を定性的にまとめたものである。プリンストン大のグループは図の 3D-low の線のように 3D は 2D に比べてより爆発しやすいことを主張したが、³⁵⁾ 他のグループの追試の結果では 3D-middle のように 2D 計算とほぼ同じ³⁶⁾ (MPA グループ) か、3D-high のように 2D よりも爆発しにくい³⁷⁾ (シカゴ大グループ) という主張がなされている。この種の計算はニュートリノの輻射輸送を簡易化しているためグループ間での差は出にくいはずだが、数値格子の形状や空間解像度、適合格子法の使用の有無にも違いはあり、今後違いの原因を探っていく必要がある。

どのグループの計算でも共通にみられる現象は、3D の計算では 2D の計算に比べ SASI が成長しにくいことである。これは単純に 2D 計算ではある決まった軸 (極座標の場合極軸) に沿って衝撃波面が振動するが、3D ではそのような人工的な軸が定まらないため、エネルギーが 3 次元方向に散ってしまうからである。³⁸⁾

関連してよく議論されるのは、衝撃波の運動エネルギーのスペクトル分布である。図 7 (b) は横軸波数、縦軸がスペクトル強度 (パワー) を表し、長波長の領域では 2D モデルのほうがパワーが大きく、逆に短波長の領域では 3D モデルのほうが大きい。³⁹⁾ SASI で励起されるような長波

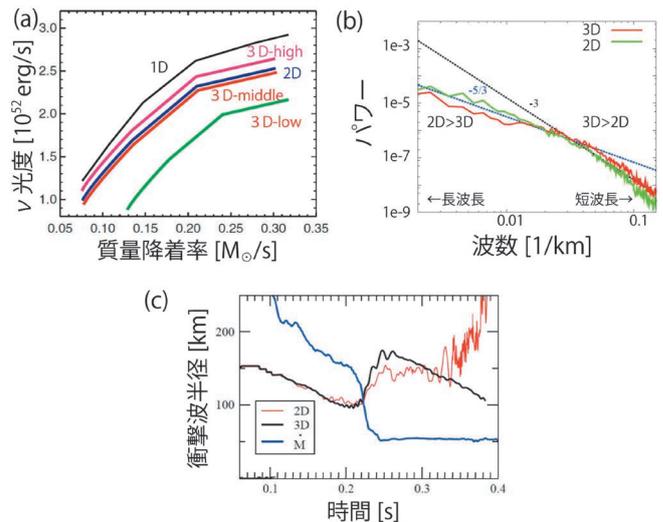


図 7 3D モデルと 1D (球対称), 2D (軸対称) モデルの比較。(a) 質量降着率 (横軸) に対する衝撃波復活に必要なニュートリノ光度 (縦軸)。1D モデルに対して 2D モデルは光度が低くなるが、3D モデルと 2D モデルを比較して、どちらが低くなるのか意見が分かれている。(b) 超新星のゲイン領域における乱流的速度のパワースペクトル。³⁹⁾ 長波長側では 2D モデル (緑) のパワーが大きく、短波長側では 3D モデル (赤) のパワーが大きい。(c) $27M_{\odot}$ モデルに対する平均衝撃波半径と質量降着率の時間発展。⁴¹⁾ 黒線 (赤線) が 3D (2D) モデルで、2D モデルのほうが爆発しやすいことが分かる。青線は質量降着率を表す。

長の運動が3D計算では抑制されることをよく表している。乱流の研究では、2次元計算においてはインバースカスケードによって大きな渦が生じやすいが、3次元では逆に長波長から短波長へのカスケードによってコヒーレントな流れのパターンを作りにくいことが知られており、ゲイン領域でも同様のことが起こっている可能性がある。超新星コアにおける乱流理論も、今後発展させるべき課題として残されている。⁴⁰⁾

(ニュートリノ光度を仮定せずに) ニュートリノ輻射輸送まで解く3D計算(以下、「セルフコンシステントな3D計算」と呼ぶ)が現状ではこの分野の最先端で、これまで2例報告されている。^{39,41)} 一つは執筆者が「京」で行った11 M_{\odot} モデルを親星として初期条件に選んだ計算で、図8は爆発に至るまでの様子をエントロピーで可視化したものである。³⁹⁾ パネル(a)はバウンス後50ミリ秒で、衝撃波(黄色い球の表面)の背面で対流不安定性(小さな凸凹)が発達し始める時刻に対応する。続いてパネル(b)ではこの小スケールでの揺らぎがまず発達し、さらにその後、衝撃波面そのものが大局的に歪んでいる様子も見て取れる(パネル(c))。その結果として、パネル(d)でみられるように衝撃波面は比較的低いモードの変形を持ちつつ、その内部構造は非軸対称で乱流的な構造を持つ爆発形状を示す。

こうしたセルフコンシステントな3D計算では、2Dに比べ3Dのほうが爆発しにくいという結果が得られている。図7(c)は現状で2例目のセルフコンシステントな3D計算で、MPAグループによる27 M_{\odot} モデルを初期条件に選んだ結果である。⁴¹⁾ 青い線が質量降着率でそれが下がるタイミングで衝撃波半径は大きくなるが、赤い線の2Dモデルが衝撃波復活に成功しているのに対し、黒い線の3Dモデルは計算時間内(400ミリ秒)ではまだ衝撃波が復活していない。

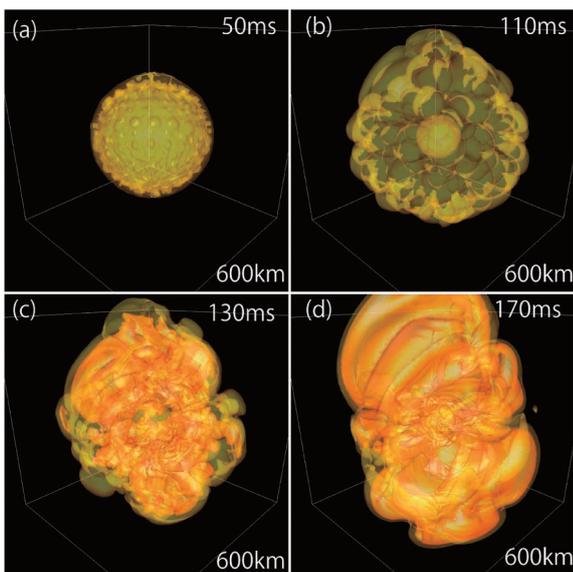


図8 「京」を用いた3Dシミュレーション計算の一例(親星は11 M_{\odot} モデル。³⁹⁾ 詳細は本文参照)。それぞれのパネルでバウンスから測った時刻を右上に、右下の600 kmは一辺の空間スケールを表す。

注意したいのは上で述べた3Dモデルは(セルフコンシステントではあるが)、ニュートリノ輸送や一般相対論の取り扱いが1次元の計算よりも洗練されておらず、手法に改善の余地を多く残していることである。特に一般相対論の効果は極めて単純化して扱われていて、ニュートリノ加熱の効果をも低く見積もっている可能性が指摘されている。⁴²⁾ 執筆者の計算では、初期条件として超新星を起こす星の中では比較的軽い親星に(図4(c)参照)注目したが、MPAグループの結果が示すようにより重い親星ではまだ衝撃波が復活していないことから、親星依存性など今後調べる課題は多く残されている。

また衝撃波が復活した執筆者らのモデルでも、計算機資源の制限からバウンス後300ミリ秒ほどまでしか追えていないせいで、爆発エネルギーは時間とともに増加しつつあるものの、現状では 10^{50} ergと観測から求められる典型値に一桁程度足りない。今後、より長時間のシミュレーションを実行することで、(i) 衝撃波が鉄のコアを抜けるまでに受けるニュートリノ加熱、(ii) 星の外層部を抜けて行く間に核燃焼で得られるエネルギー、(iii) 外層部の物質の重力エネルギーによる爆発エネルギーのロスを決定し、観測値を説明できるかどうか調べることが急務である。

4. おわりに

以上本稿では、重力崩壊型超新星の爆発機構に関する理論研究の現状を見てきた。1980年代にスーパーコンピュータの中で爆発した超新星の数値モデルは、その後30年間ほど沈黙(?)を続け、流体・輻射輸送コードの改良、原子核・素粒子物理の発展に伴うマイクロ物理の精緻化など超新星研究者の粘り強い取り組みの結果、ようやく3D計算が可能になった今、「京」をはじめとするスーパーコンピュータの中で再び爆発(しそう!)というところまで来たわけである。ただ今後、星の自転・磁場の効果も取り込む必要があるし、何よりニュートリノ輸送・状態方程式・一般相対論の扱いなどに関してアップデートが必要で、手法の改善に取り組まなければならないだろう。

最近の発展で興味深いのはニュートリノ輸送を3Dでも1Dと同様に、第一原理的に解く手法の開発が進んできたことである。⁴³⁾ はじめに述べたとおり、ニュートリノの輻射輸送を第一原理的に解くためには7変数を持つニュートリノ分布関数に関するボルツマン方程式に取り組まなければならない。現在、「京」をはじめとするペタフロップス級の計算機で空間3次元、ニュートリノ位相空間1次元(エネルギー)の自由度まで扱う計算が可能になった。^{*8)} 執筆者が「京」で行った計算と空間グリッド数を同じにしてフルボルツマン版に(工夫せずに)アップグレードしたとすると、ポスト京のエクサフロップス(ペタの1,000倍)の計算機でも、100日程度もかかってしまう。一方で、現在

*8) 角度方向には積分し平均量として扱い、自由度を落としている。

検討されているメモリ転送量を高くする仕様では、行列反転に伴う反復法の演算効率が向上し、計算時間が5日程度に縮減される見込みである。^{*9}

こうした現状の数値スキームの開発進捗状況、計算機の性能の加速率、本稿で述べたような超新星理論の進展のスピードを考慮すると、エクサ世代の計算ができるころには超新星爆発の問題は完全な解決を見ているのではないかと(やや楽観的に)予想している。紙面の都合上触れられなかったが、超新星からのマルチメッセンジャーの理論予測も同時進行的に進んでおり、⁴⁴⁾ これらのシグナルを総合的に解析することで、理論モデルに大きな制限を与えることができる。次世代計算機と次世代観測、この二つが両輪となって、今後加速度的に超新星理論に関する研究は進んでいくであろう。

本稿にコメントをいただいた田中雅臣氏に感謝する。また、本稿で紹介した研究結果は、多くの研究者との共同研究や有益な議論に依っている。また超新星をターゲットにしたマルチメッセンジャー天文学を進めるにあたってご協力いただいている多数の共同研究者の皆様にも感謝と敬意を表したい。最後に本記事を執筆する機会を与えてくださった樽家篤史氏、井岡邦仁氏にこの場を借りて感謝の意を表したい。

参考文献

- 1) K. Kotake, K. Sumiyoshi, S. Yamada, *et al.*: Prog. Theor. Exp. Phys. **1** (2012) 301.
- 2) K. Nomoto, N. Tominaga, H. Umeda, *et al.*: Nucl. Phys. A **777** (2006) 424.
- 3) B. W. Grefenstette, *et al.*: Nature **506** (2014) 339.
- 4) K. Hirata, T. Kajita, M. Koshiba, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 1490.
- 5) 中畑雅行, 吉田 滋: 日本物理学会誌 **67** (2012) 837.
- 6) 藤本真克: 日本物理学会誌 **67** (2012) 841.
- 7) K. Kotake: C. R. Phys. **14** (2013) 318.
- 8) S. E. Woosley, A. Heger and T. A. Weaver: Rev. Mod. Phys. **74** (2002) 1015.
- 9) W. D. Arnett and C. Meakin: Astrophys. J. **741** (2011) 33.
- 10) K. Sato: Prog. Theor. Phys. **53** (1975) 595.
- 11) 大塚孝治, 鈴木俊夫: 日本物理学会誌 **66** (2011) 195.
- 12) 渡辺元太郎, 園田英貴: 日本物理学会誌 **62** (2007) 350.
- 13) 青木慎也, 初田哲男, 石井理修, 根村英克: 日本物理学会誌 **67** (2012) 745.
- 14) 民井 淳, 銭廣十三: 日本物理学会誌 **69** (2014) 6.
- 15) H.-T. Janka: Astron. Astrophys. **368** (2001) 527.
- 16) M. Ono, *et al.*: Astrophys. J. **773** (2013) 161.
- 17) H. A. Bethe and J. R. Wilson: Astrophys. J. **295** (1985) 14.
- 18) 高田昌広: 日本物理学会誌 **69** (2014) 140.
- 19) 蜂須 泉: 日本物理学会誌 **60** (2005) 262.
- 20) M. C. Bersten, O. Benvenuto and M. Hamuy: Astrophys. J. **729** (2011) 61.

^{*9} これは執筆時の情報からの予想に基づいており、次世代スーパーコンピュータの仕様決定後に改めてアルゴリズムや解像度などを見直す必要がある。

- 21) M. Tanaka, *et al.*: Astrophys. J. **700** (2009) 1680.
- 22) K. Maeda, *et al.*: Astrophys. J. **565** (2002) 405.
- 23) S. J. Smartt, *et al.*: Mon. Not. R. Astron. Soc. **395** (2009) 1409.
- 24) S. Nagataki: Astrophys. J. Suppl. **127** (2000) 141.
- 25) M. Tanaka, *et al.*: Astrophys. J. **754** (2012) 63.
- 26) K. Sumiyoshi, *et al.*: Astrophys. J. **629** (2005) 922.
- 27) F. S. Kitaura, H.-T. Janka and W. Hillebrandt: Astron. Astrophys. **450** (2006) 345.
- 28) M. Liebendörfer, A. Mezzacappa and F. Thielemann: Phys. Rev. D **63** (2001) 104003.
- 29) M. Rampp and H.-T. Janka: Astron. Astrophys. **396** (2002) 361.
- 30) T. A. Thompson, A. Burrows and P. A. Pinto: Astrophys. J. **592** (2003) 434.
- 31) R. Buras, H.-T. Janka, M. Rampp and K. Kifonidis: Astron. Astrophys. **457** (2006) 281.
- 32) J. W. Murphy and A. Burrows: Astrophys. J. **688** (2008) 1159.
- 33) T. Takiwaki, K. Kotake and Y. Suwa: Astrophys. J. **749** (2012) 98.
- 34) T. Foglizzo, P. Galletti, L. Scheck and H. Janka: Astrophys. J. **654** (2007) 1006.
- 35) J. Nordhaus, A. Burrows, A. Almgren and J. Bell: Astrophys. J. **720** (2010) 694.
- 36) F. Hanke, A. Marek, B. Müller and H.-T. Janka: Astrophys. J. **755** (2012) 138.
- 37) S. M. Couch: Astrophys. J. **775** (2013) 35.
- 38) W. Iwakami, *et al.*: Astrophys. J. **678** (2008) 1207.
- 39) T. Takiwaki, K. Kotake and Y. Suwa: Astrophys. J. **786** (2014) 83.
- 40) J. W. Murphy and C. Meakin: Astrophys. J. **742** (2011) 74.
- 41) F. Hanke, B. Müller, A. Wongwathanarat, *et al.*: Astrophys. J. **770** (2013) 66.
- 42) T. Kuroda, K. Kotake and T. Takiwaki: Astrophys. J. **755** (2012) 11.
- 43) K. Sumiyoshi and S. Yamada: Astrophys. J. Suppl. **199** (2012) 17.
- 44) K. Kotake, T. Takiwaki, Y. Suwa, *et al.*: Adv. Astron. (2012) 428757.

著者紹介

滝脇知也氏: 専門は高エネルギー天体物理理論。大規模シミュレーションで高密度天体の形成進化を解き明かすことに興味がある。

固武 慶氏: 専門は高エネルギー宇宙物理理論。特に重力波、ニュートリノの観測シグナルを通して爆発的天体現象の物理を探ることに興味がある。

(2014年4月29日原稿受付)

Explosion Mechanisms of Core-Collapse Supernovae

Tomoya Takiwaki and Kei Kotake

abstract: Core-collapse supernovae have long attracted attention of astrophysicists because they have many facets playing important roles in astrophysics. In spite of such importance and rigorous studies for several decades, we still do not understand the explosion mechanism completely. Recently 3D neutrino-driven models have been reported, for the first time, in the context of self-consistent supernova simulations. Keeping step with very rapid advancements of hard/software in supercomputing, supernova codes are being updated with sufficient realism to deal with seven-dimensional Boltzmann neutrino transport in the near future. We are going to pin down the mechanism of explosion by deciphering multi-messenger signatures from these first-principle models, such as gravitational waves, neutrinos, and nucleosynthetic yields, with forthcoming observations by next-generation detectors (surely) being on-line in the decade to come.

ペーストの記憶効果と破壊の制御への応用



中原 明生

日本大学理工学部



松尾 洋介

日本大学理工学部



大信田 丈志

鳥取大学大学院工学研究科

破壊とはいったん壊れたらもとには戻れないという意味で、まさに非平衡・非線形物理における不可逆過程の典型的な例である。どのような状況下で壊れるかなど、壊れる前はある程度予測し対応できても、いったん破壊が始まってしまうともう制御しきれない印象があった。そのため、これまでの破壊の制御の研究では、もっぱら破壊が起きないための制御に力点が置かれていた。

この解説では、最近の乾燥破壊の研究における高濃度固液混合液（ペースト）の記憶効果の発見と、それを利用した乾燥亀裂パターンの制御について紹介したい。ここでいう制御とは破壊を起こさせないための制御ではない。むしろ、積極的に破壊を起こさせる制御なのだが、その代わりに、いつ、どの位置に亀裂が発生し、その亀裂がどの方向に伝播すべきか、など、破壊の進展具合を事前に決めておくという制御である。このような制御が可能となるのは、乾燥前のペーストが経験したことが時間を隔てて乾燥後の亀裂に影響を与えるためであり、これをペーストの記憶効果と呼んでいる。

一連の研究では、まず、ペーストは塑性を持つゆえに揺れや流れなどの力学的な動きを記憶することが分かった。ペーストがどのような動きを記憶したかはペースト自体を顕微鏡などで直接観察しても見出すことは困難だが、ペーストを乾燥させると亀裂パターンとして容易に視覚化される。ペーストには「揺れの記憶」と「流れの記憶」という異なった種類の記憶が存在することが発見され、異なる記憶間の転移現象

も見出された。

ペーストの持つ記憶によって亀裂パターンが決まるということは、ペーストの記憶を書き換えれば亀裂パターンの形状を制御できることになる。特にペーストが記憶した流れの方向に平行に乾燥亀裂が伝播するということが、流線で表現できる亀裂パターンが作れることになる。こうして、通常干上がった沼地で見られる等方的なセル状亀裂パターンだけでなく、縞状、放射状、リング状、螺旋状、格子状などの様々な形状の亀裂パターンを作成することに成功した。

理論的には、高濃度のペーストが揺れを記憶するメカニズムは揺れによって生じた剪断変形を起因とする張力が塑性ゆえに残留し亀裂の進行しやすい方向を決定するとする数理モデルによって説明できる。他方、比較的濃度の低いペーストが流れを記憶するためには水中での粉粒子間の相互作用において引力が支配的である必要があることが実験によって示された。さらに、揺れや流れを記憶したペーストに超音波を照射することで過去の記憶を消去して異方的な亀裂パターンを等方的で一様な状態へと初期化できることも見出された。今後、ミクロ的には記憶を持つペーストの内部構造に迫ることによって、またマクロ的には異なる種類の記憶のメカニズムを両方とも説明できる理論を構築することによって、塑性流体のレオロジーの基礎論の構築と破壊の制御へのさらなる応用に向けて知見を深めていきたい。

—Keywords—

塑性変形：

塑性とは、小さな力に対しては固体として振る舞うような物体が、ある閾値以上の大きな力を受けると一種の粘性流体的な挙動に切り替わる性質を言う。切り替えの閾値を降伏応力と称する。液体側から言えば、応力が閾値を下回ると固化する性質が塑性である。純粋な弾性体の変形では、外力を取り除くと物体の形も自発的にもとに戻るのに対し、塑性がある固体では、外力を取り除いても戻らないような変形が生じ得る。これを塑性変形という。

1. はじめに

破壊とは日常生活でもよく体験する身近な現象であるが、扱いにくく難しい非線形非平衡現象の典型的な例となっている。それは、地震による災害や飛行機の金属疲労のようにいつでもどのように破壊が起きるか事前に予測することが難しいこと、そして、マクロな破壊は基本的には不可逆な現象なのでいったん破壊が起きてしまうともとは戻れず、初期亀裂の発生位置や形状やその伝播方向などの履歴に鋭敏に依存してその後の亀裂生成や最終的な亀裂パターンなどが様々に変化することからも分かる。

物理として破壊を研究する際にまず習うのはGriffith理論である。この理論では、亀裂が発生するのは亀裂の発生によって解放される歪みエネルギーのほうが亀裂の生成のために必要なエネルギー（亀裂の界面エネルギー）よりも大きくなったとき、と考える。¹⁾しかし、実際の亀裂の発生には物体内の欠陥や不純物の存在やマイクロクラックの空間分布などのミクロな不均一性の影響が無視できないので、マクロな物体に対していつでもどのように亀裂が発生するか正確に予測することは困難である。

いったんマクロな初期亀裂が発生してしまうと、様々な要因でその後の亀裂の生成や伝播方向などの挙動が変化するので、多くの場合破壊はランダムで確率的な現象としての扱いになってしまい、最終的にどこがどう壊れるかを正確に予測するのは難しくなる。例えば、衝撃破壊を例に挙げると、ガラスのコップを高いところから床に落とすと砕けて粉々になるが、1個のコップからどのようなサイズの破片が得られるかはコップの個性や落とし方の微妙な違いで毎回結果が異なる。しかし、だからといって、この場合何も予言できないわけではない。様々な研究により、結果的に得られた破片の集団としてのサイズ分布にはスケール則が成り立ち、平均サイズなどの特徴的なサイズで規格化すると破片集団のサイズ分布はある特定の関数（スケーリング関数）で記述されるなど、統計的な規則性があることが報告されている。²⁾

では、いったん発生してしまった亀裂のその後の伝播方向や形状などをその場で制御することは可能なのであろうか？ その成功例のひとつとして薄いガラス板の冷却破壊の実験がある。カバーガラスのような薄いガラス板を縦にして高温に加熱してから鉛直下向きに氷水にゆっくり挿入することで熱収縮破壊を起こさせるのであるが、冷却時の温度差と氷水への挿入速度を変化させることで、亀裂の形状を「亀裂の成長なし」から直線状亀裂、波形亀裂、枝分かれ状亀裂へと変化させることができることが報告されている。³⁻⁵⁾この実験ではあらかじめガラス板の下端にダイヤモンドカッターで傷をつけて初期亀裂の個数と発生位置を制御することにより結果に再現性を持たせ、それにより亀裂の形状が変化する条件を亀裂パターンの形態相図内の相境界線として定量的に示すことに成功している。

しかし、多くの場合いったん発生してしまった亀裂のそ

の後の進展をその場で制御することは至難の業だし、そもそも亀裂の発生位置を制御すること自体はもっと困難を伴う。それらの問題点を解決するための試みとして、この解説では、高濃度固液混合液（ペースト）の乾燥収縮破壊時に現れる亀裂に対し、ペーストの記憶効果を利用して亀裂の発生位置や伝播方向などを制御することにより最終的な亀裂パターンの形状を制御し、セル状、縞状、放射状、リング状、らせん状、格子状など様々な形状の亀裂模様を自由自在に作成する研究について説明する。^{6,7)}ここで記憶効果とは、ペーストが過去に体験した応力や歪みを記憶すること、そしてその記憶がその後の亀裂の発生や時間発展に影響を及ぼすことを言う。通常は過去の履歴や記憶に依存する性質があることは破壊の予測や制御にとって邪魔な効果なはずであるが、今回は逆にその効果を利用して破壊を制御しようという試みである。本来は固体の破壊を制御しようという工学的な試みのはずが、実はペーストの記憶効果を通して塑性流体のレオロジーというサイエンスの基礎研究と深く関連してくることに、気が付かれるであろう。以下、ペーストの記憶効果の実験の紹介とそのメカニズムについての理論的説明、さらには破壊や材料物性の制御への工学的な応用例について解説する。

2. ペーストの記憶を亀裂で視覚化

この章では、まず乾燥破壊について説明してから、塑性を持つ高濃度固液混合液（ペースト）が過去に受けた揺れの方向を記憶できること、そしてその記憶がペーストを乾燥させた時に現れる亀裂パターンの形状として視覚化されることを説明する。

2.1 揺れの記憶と垂直縞状亀裂

粉と水を混ぜて作った固液混合液を容器に流し込んで自然乾燥させると干上がった沼地などで見られる乾燥亀裂パターンを生じる。⁸⁾例えば、数ミクロン程度の大きさの炭酸カルシウムの粉を多めの水と混ぜて低濃度の混合液を用意し乾燥させると、図1でみられるような等方的なセル状亀裂パターンが得られる。このような乾燥亀裂パターンについては、厚さが数mmから数cm程度の固液混合液をゆっ

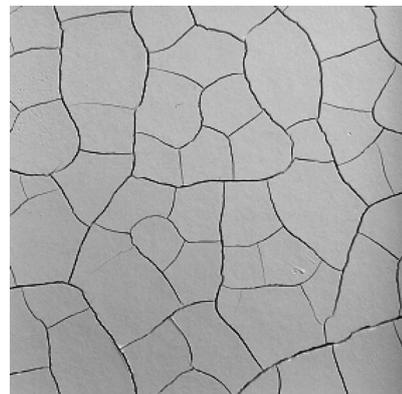


図1 低濃度の炭酸カルシウム・ペーストを乾燥させて得られる等方的なセル状亀裂パターン。図のサイズは縦横 50 mm。⁶⁾

くり乾燥させたときは、亀裂間の最終的な間隔は固液混合液の厚みに比例することが知られている。⁹⁾ 一方、乾燥が速いと下まで一様に乾くわけではないので深さ方向に乾燥勾配が生じる。例えば澱粉と水と混ぜて厚めの混合液を用意して乾燥させると、発生する亀裂の間隔は混合液の厚さではなく鉛直方向の乾燥勾配（柱状節理の場合は温度勾配）などに依存する長さで決まるようになり、しかもその亀裂構造は柱状節理という冷えたマグマが作る六角柱状の規則的な3次元構造とほぼ同じ構造が得られることが報告されている。乾燥破壊と急冷破壊の両方で柱状節理が得られるのはどちらも同じ収縮破壊であることから理解できる。¹⁰⁾

話を厚さが薄い固液混合液の乾燥破壊に戻そう。薄いので亀裂パターンは上から見下ろして擬2次元的と見なせる。粉を多めの水と混ぜて乾燥させると前述の図1のような等方的なセル状亀裂パターンしか得られないが、ペーストと呼ばれる、粉を少なめの水と混ぜてどろっとした高濃度で高粘性でしかも塑性も持つ固液混合液を作り、厚さが10 mm程度になるように容器に流し込んで自然乾燥させたところ、初期外力の加え方に応じて図2のような様々な形状の規則的な亀裂パターンが得られた。

図2の実験においては、体積比44%の高濃度の炭酸カルシウムのペーストを用いた。ペーストの厚さは13 mm、円形容器の直径は500 mmで、室温低湿度で数日かけてゆっくりと自然乾燥させた。高濃度のペーストを容器に流し込んでも山なりになってしまい自発的には平らに広がらない

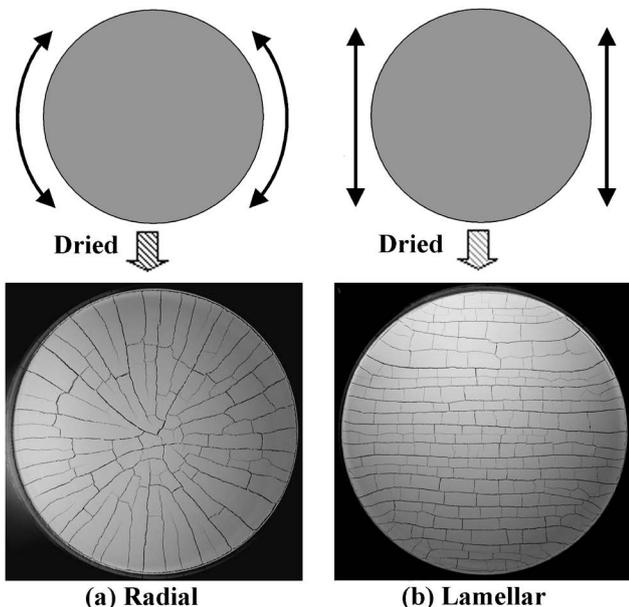


図2 ペーストの記憶効果を用いて作成した異方的で規則的な亀裂パターン。用いたのは高濃度（粉の体積比44%）の炭酸カルシウム・ペーストで、乾燥前のペーストの厚さは13 mm、円形容器の直径は500 mm。(a)放射状亀裂パターン。ペーストを容器に注ぎ込んだ直後に1分間ほど容器を水平面内の回転方向に振動させてから、振動を止め自然乾燥させた。(b)縞状亀裂パターン。ペーストを容器に注ぎ込んだ直後に1分間ほど容器を水平面内の一方方向に振動させてから、振動を止め自然乾燥させた。(a)と(b)ともに3日後に発生する乾燥亀裂の伝播方向は初期振動の方向に垂直となっている（揺れの記憶）。⁶⁾

ために、図2(a)のように容器を回転方向に1分間ほど揺すってペーストを平らにしてから回転を止め静止させて自然乾燥させたところ、放射状亀裂パターンを得た。

そこで、今度は回転方向ではなく、図2(b)のように一直線の方向に1分間ほどの短時間揺すってペーストを平らにしてから振動を止め自然乾燥させたところ、縞状亀裂パターンを得た。ここで、縞状亀裂の伝播方向が初期振動方向に垂直になっていることに注意しよう。図2(a)でも、放射状亀裂の伝播方向（半径方向）と初期振動方向（回転方向）は垂直な関係を満たしていることが確認できる。すなわち、ペーストは加えられた揺れの方向を記憶できるといふことと、揺れを記憶したペーストが乾燥した時に発生する亀裂の伝播方向は初期振動方向と垂直となることが見出された（ペーストの揺れの記憶効果）。この実験ではそもそも山なりのペーストを一様に広げるために揺すったのであり、その目的どおりその表面を目視や顕微鏡で見ても凹凸はなく外見上揺れの痕跡は見られない。ペーストはその内部に（後述のように塑性変形の形で）揺れの記憶を蓄えており、その記憶は乾燥破壊時に現れる亀裂パターンとして初めて視覚化されることが分かった。⁶⁾

2.2 ペーストの塑性

それでは、なぜ高濃度固液混合ペーストは揺れなどの過去の動きを記憶でき、またその記憶は乾燥亀裂パターンに影響を与えることができるのであろうか？ その答えを説明するためにはペーストの塑性について知っておく必要がある。前節で述べたように、粉と多めの水と混ぜた低濃度の炭酸カルシウム・ペースト（スラリー）は揺れを記憶できず等方的な亀裂パターンしか現れないが、一方、粉と少なめの水を混ぜた高濃度のペーストは揺れを記憶し揺れの方向に垂直な亀裂パターンが発生する。このことより粉と水を混ぜる比率が重要であることが分かる。

そこで、まず、粉と水を混ぜる割合を変化させたときのペーストのレオロジー特性に注目しよう。レオロジーとは物質の変形や流動性を表すためにビンガムが名付けた専門用語である。水のように剪断速度 $\dot{\gamma}$ [1/s]が剪断応力 σ [Pa]に比例するニュートン流体の場合はその流動性は $\dot{\gamma} = \sigma/\eta$ と表される。ここで、 η [Pa·s]は粘性率と呼ばれる。水に対し混ぜる粉の量を増やしていくと、最初はニュートン流体のまま徐々に粘性率が増加するのみだが、ペースト中の粉の体積比がある値を超えると塑性が出現し、ある閾値よりも大きな剪断応力を加えないとペーストが流動化しない（剪断速度が0から変化しない）。塑性を持つこの濃度では、いったん流動化してしまうと今度は応力を取り除いても自然に歪みゼロの状態に戻ることはない。この時の流動するしないの閾値のことを降伏応力 σ_Y [Pa]と呼ぶ。

塑性流体の最も単純なモデルはビンガム流体と呼ばれる。このモデルでは流体は正の降伏応力 σ_Y [Pa]>0を持つとし、剪断応力 σ が降伏応力 σ_Y を超えた時に生じる剪断速度 $\dot{\gamma}$ が式(1)や図3のように線形関係にあるとする¹⁾：

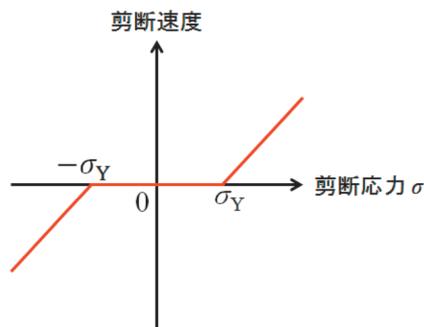


図3 ビンガム塑性. 剪断応力 σ の関数として剪断速度 $\dot{\gamma}$ を表現したときに、剪断応力の大きさが降伏応力 σ_Y よりも大きくなってはじめて流動化を始め、流動後の依存性は線形な関係とする。

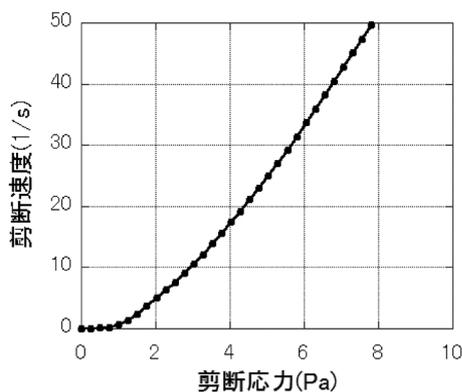


図4 炭酸カルシウム・ペーストのレオロジー測定. パラレル・プレートで挟んだペーストに剪断を加え、剪断応力を上げていった時に結果として得られる剪断速度を表示. 剪断速度が0から突然増加を始める時の剪断応力を降伏応力 σ_Y と呼ぶ. この図はペースト中の粉の体積比が40%の場合に該当し、●は測定データ、実線はグラフの近似直線. 図より降伏応力 σ_Y の値は1.0 Paと読み取れる.

$$\dot{\gamma} = \begin{cases} 0 & (|\sigma| \leq \sigma_Y) \\ \pm \frac{|\sigma| - \sigma_Y}{\eta_p} & (|\sigma| > \sigma_Y) \end{cases} \quad (1)$$

ここで、 η_p は正の定数である。

実際に実験で用いた炭酸カルシウムのペーストがビンガム流体のような塑性を持つのかレオロジー測定を行って調べるため、Anton-Paar社のレオメーターPhysica MCR301を使用し、パラレル・プレートで挟んだペーストに剪断応力を加え結果として得られる剪断速度を測定した。図4はペースト中の粉の体積比が40%と高濃度な、揺れを記憶し垂直縞状亀裂パターンを生成する場合に該当する。剪断応力 σ の値が1.0 Paを超えると剪断速度 $\dot{\gamma}$ の値が正の値になっていくので、降伏応力の値は $\sigma_Y = 1.0$ Paと読み取れる。

図4のようなレオロジー測定の結果をもとに炭酸カルシウムのペーストの降伏応力 σ_Y の値を粉の体積比 ρ の関数として実線で図示したのが図5である。体積比 $\rho = 25\%$ での点線は液性限界を表し、これ以下ではペーストの降伏応力は $\sigma_Y = 0$ Paとなって塑性を持たない単なる粘性流体と見なせる。粉の体積比 ρ が増加するにつれ降伏応力 σ_Y の値は単調増加するが、固液混合液の常として一点破線で表される塑性限界（ここでは体積比 $\rho = 54\%$ ）で発散することとなるため、それ以上の体積比では粉と水は一様には混じら

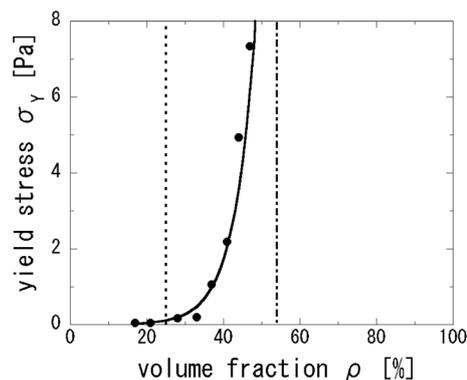


図5 炭酸カルシウム・ペーストの降伏応力 σ_Y をペースト中の粉の体積比 ρ の関数として実線で表示. 点線は液性限界、一点破線は塑性限界. 降伏応力以上の剪断応力を受けた時にペーストは塑性流動を起こす。⁶⁾

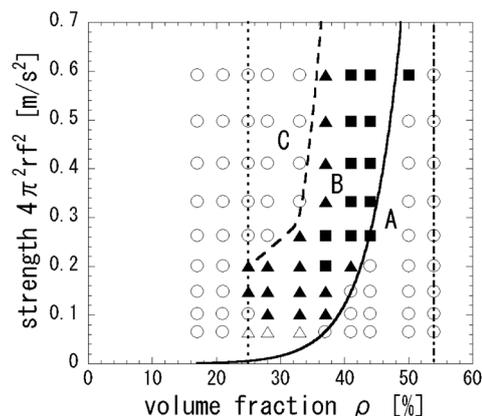


図6 炭酸カルシウム・ペーストの乾燥亀裂パターンの形態相図. 横軸はペースト中の粉の体積比 ρ [%], 縦軸は水平加振によりペーストを入れた容器にかかる加速度の最大値 $4\pi^2 r^2$ [m/s²]. ○は等方的なセル状亀裂パターン, ■は揺れを記憶した結果得られた垂直縞状亀裂パターン, ▲はセル状亀裂と垂直縞状亀裂の混合パターン, △は容器サイズが200 mm四方ではセル状亀裂パターンだが300 mm四方にすると混合パターンとなるものを表す. 体積比 $\rho = 25\%$ の点線と体積比 $\rho = 54\%$ の一点破線はそれぞれ液性限界と塑性限界に対応する. 実線は降伏応力曲線と呼ばれ、加振によってペーストの底面に加わった剪断応力の大きさが図5で得られたペーストの降伏応力と同じになるラインである. 降伏応力曲線以下の領域Aではペーストは容器に対して動いていないので記憶のないセル状亀裂パターンのみが発生する. 破線は領域B（揺れの記憶による垂直縞状亀裂パターン）と領域C（ペーストが流れてしまい動きを記憶できなかったセル状亀裂パターン）との間の境界を示すガイドラインを表す。⁶⁾

ず乾いてほろほろになった粘土のような半固体状態となる。以上のことから、炭酸カルシウムのペーストが塑性流動をできるのは液性限界 $\rho = 25\%$ と塑性限界 $\rho = 54\%$ の間にある時に限られることが分かる。

2.3 揺れを記憶する条件：実験事実

ペーストが揺れを記憶する条件を特定するために、ペーストのレオロジー特性と外力の大きさの両方を系統的に変化させて乾燥亀裂パターンを調べる実験を行った。具体的には、ペースト中の粉の体積比 ρ [%]と水平加振によりペーストを入れた容器にかかる加速度の最大値 $4\pi^2 r^2$ [m/s²]をパラメーターとして、乾燥後発生する亀裂パターンを図6のように形態相図として表示した。ここで、 r は加振の振幅であり $r = 15$ mmに固定し、周波数 f は可変とした。

ペーストを入れる容器は一辺200 mmの正方形であり、

一容器あたりに粉360gを用い、体積比に応じて混ぜる水の量を調節した。ペーストを容器に流し込んだ直後1分間水平加振させてから振動を停止し、室温で自然乾燥させて得られた亀裂パターンの形状を調べた。

図6において液性限界と塑性限界に挟まれた領域ではペーストは塑性流動しその動きを記憶することが可能となるが、この領域はさらに詳しくはA, B, Cと3領域に分かれる。領域AとBの境界は、図5の降伏応力曲線(実線)を重ねてみると見事に一致する。加振によってペーストに加わった剪断応力の値がペースト自身の持つ降伏応力と同じになるラインである。剪断応力が降伏応力よりも小さくなる領域Aではペーストは動けないので等方的なセル状亀裂パターンしか生じない。一方、剪断応力が降伏応力を適度に超える領域Bではペーストは揺れを体験してその動きを記憶し、乾燥時には初期振動の方向とは垂直な方向に乾燥亀裂が伝播する垂直縞状亀裂パターンが得られる。さらに加振を強くしたり、粉の体積比を下げて領域Cになるとペーストは流れたり乱れたりするので記憶能力を喪失し再びセル状亀裂パターンしか生じなくなる。

以上、塑性を持つ高濃度固液混合溶液(ペースト)が揺れによって「降伏応力よりも適度に強い剪断応力」を受けた時はペーストは自分が体験した揺れの方向を記憶することができること、そしてその揺れの記憶は亀裂パターンとして視覚化され、その時発生する亀裂の伝播方向は初期振動方向と垂直な関係になっていることが示された。どれくらい長い時間記憶が持続するか調べるために、ペーストを揺すった直後に容器にフタをして一ヶ月間乾燥を止め濡れた状態を維持したことがある。一ヶ月後にフタを開けて乾燥させたところ数日で乾燥亀裂が発生したが、その時に亀裂が伝播した方向はまさに一ヶ月前に揺すった方向に垂直であったことから、ペーストの記憶は最低一ヶ月以上残留することが確認された。

3. 揺れの記憶の数理モデル：残留張力理論

ペーストの記憶はどこにどのような形で存在しているのだろうか？ 説明すべき実験事実は、揺れが記憶されるか否かの境界(図6のAB境界)が降伏応力曲線に一致することと、亀裂の方向が揺れに垂直になることである。これらの実験事実を説明できる理論として、加振によって生じた塑性歪みによって発生する張力が記憶の正体であるとする理論が提案されている。

ペーストを揺るとペースト層の内部に図7で見られる剪断変形を引き起こし、図8に模式的に示すような変形が生じる。境界の影響で非一様な剪断が発生して張力が生じる機構に関する準線形解析¹¹⁾をまず紹介する。他方、非線形解析¹²⁾によると、一様な剪断から張力が生じる機構もある。実際には両方の機構が働いていると考えられる。

3.1 準線形解析

図8のように、容器に固定した座標系を設定し、水平方

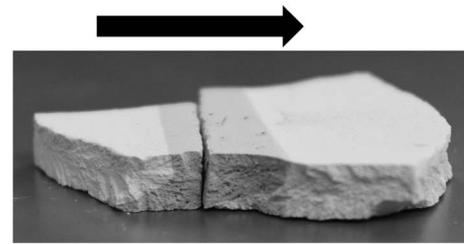


図7 揺れを体験したペーストの内部変形の可視化。ペーストの厚みは8.8mm。白い炭酸カルシウム・ペーストを上から見て縞状になるように黒い活性炭の粉末と混ぜて着色しておくことにより、ペーストの断面に見える柱状の模様が揺れによってどう変形するか観察した。揺れの初期段階におけるペーストの内部変形を見るためにペーストを水平右方向に急進させそして急停止させたところ、ペーストの上層部では大きな変形は見られなかったが、ペーストの下層部では有意な剪断変形が見られた。

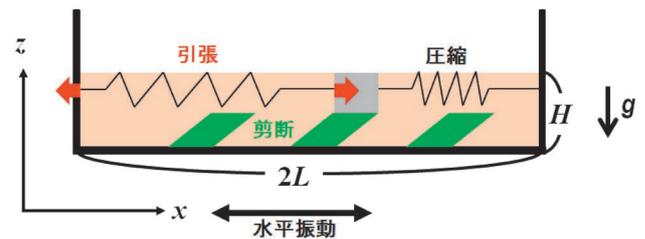


図8 ペーストを揺すった時に生じる変形の模式図。水平振動により、上層部に引張と圧縮が、下層部には剪断変形が生じ、それらが塑性によって残留すると考えられる。

向にx軸、鉛直上向きにz軸をとる。ここで、ペーストの厚さHはペーストの水平サイズ2Lに対して十分薄く $H \ll L$ なので薄膜近似(浅水近似)が成り立ち、ペーストの動きは主に水平方向に限られる。加振による慣性力を $F_x = F_x(t)$ とすると、変位場 $X = X(x, z, t)$ の運動方程式は、応力場を $\sigma = (\sigma_{xx}(x, z, t), \sigma_{xz}(x, z, t))$ として

$$D \frac{\partial X}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} + F_x \quad (2)$$

と書ける。ここで、Dは粘性係数とHに依存する定数である。圧力は法線応力 σ_{xx} に含めてある。続いて、ラメの弾性定数を λ と μ として、法線応力と剪断応力を

$$\sigma_{xx} = (\lambda + 2\mu) \left(\frac{\partial X}{\partial x} + c \right), \quad (3)$$

$$\sigma_{xz} = \mu \left(\frac{\partial X}{\partial z} - \beta \right) \quad (4)$$

のように表す。ここで $c = c(t)$ は乾燥収縮を表す既知関数である。式(4)は線形Maxwell型の弾塑性分解¹⁾であり、塑性歪み $\beta = \beta(x, z, t)$ は、Bingham塑性の式(1)と同じ

$$\frac{\partial \beta}{\partial t} = \begin{cases} 0 & (|\sigma_{xz}| \leq \sigma_Y) \\ \pm \frac{|\sigma_{xz}| - \sigma_Y}{\eta_p} & (|\sigma_{xz}| > \sigma_Y) \end{cases} \quad (5)$$

という式でモデル化できるとする。¹¹⁾

方程式(2)-(5)をy方向の変位や応力も含むように拡張し、適当な境界条件を課して加振過程と乾燥過程の計算を行う。まず加振過程では $F_x(t)$ は周波数fの正弦加振、 σ_Y は有限な定数、また $c=0$ とする。そのあとの乾燥過程では $\sigma_Y \rightarrow +\infty$ とし、 $c(t)$ を時間とともに増大させる(離散要

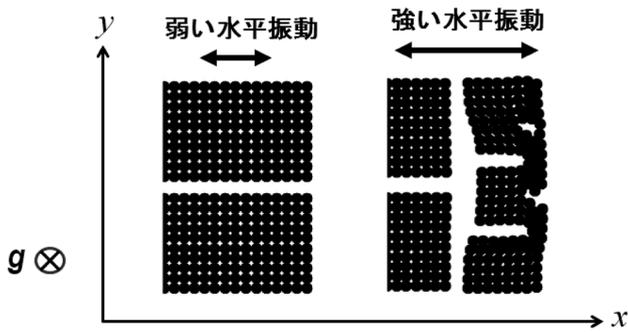


図9 準線形解析に基づくシミュレーション結果. 強い水平振動を体験した場合は乾燥亀裂は水平振動に垂直な方向に進行する. この図は大槻氏のご好意による.

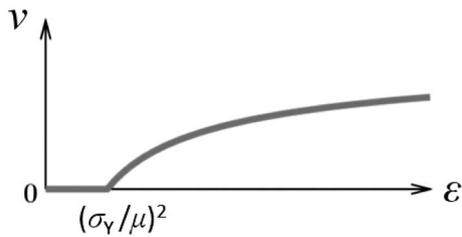


図10 塑性の緩和時間表示. 式(6)の応力緩和の時間スケールの逆数 ν を μ で無次元化した弾性歪みエネルギー ϵ の関数として表現している. σ_Y は降伏応力. 弾性歪みエネルギーは剪断応力の2乗に比例するため, 図3のビンガム塑性の場合 $\nu(\epsilon)$ の関数形は平方根曲線をシフトしたものになる.

素的に言えば, 乾燥収縮をばねの自然長の減少としてモデル化する). 収縮の結果, 法線応力 σ_{xx} または σ_{yy} が閾値を超えると亀裂が生じるものとして, 連続体の方程式を離散化して行った乾燥破壊のシミュレーション結果を図9に示す. 上から見た容器形状はわざと $L_x < L_y$ の長方形にしてあるので, 加振が弱くて記憶を持つに至らない場合は x 方向の亀裂が生じる, ところが, 強い振動を加えた場合は振動方向に垂直な y 方向に亀裂が進行するという, 実験で見られる記憶の異方性と整合的な結果が得られた.

3.2 揺れを記憶する条件: 理論的説明

記憶が残るか否かの境界は降伏応力曲線で決まる. このことを見るため, 式(4)と式(5)を組み合わせ,

$$\frac{\partial \beta}{\partial t} = \nu(\epsilon) \left(-\beta + \frac{\partial X}{\partial z} \right) \quad (6)$$

という緩和方程式の形にする. ここで $\nu(\epsilon)$ は緩和時間の逆数で, 弾性歪みエネルギー $\epsilon \propto \sigma_{xz}^2$ の関数として図10のように与えられ, $|\sigma_{xz}| > \sigma_Y$ に対しては ν は正の有限値, $|\sigma_{xz}| < \sigma_Y$ に対してはゼロとなる. 加振が弱いと(図6の領域A) ν は最初から最後までゼロなので何も記憶されない. 加振が強くと $\nu > 0$ になると, 図8の下層部で塑性変形が起き, β は $\partial X / \partial z$ に追従して時々刻々と変化する. 続いて振動を止める時のことを考えよう. もし振動を止めても $\nu > 0$ のままなら(図6の液性限界よりも低濃度側), 式(3)と式(6)に従い, 系は応力ゼロの状態に緩和してしまう. しかし塑性があると応力が緩和し終わる前に $\nu = 0$ となり β の値が凍結される. これと底面の粘着条件から, X も動けなくなり, 系のどこかに張力 $\sigma_{xx} > 0$ が残ることになる.

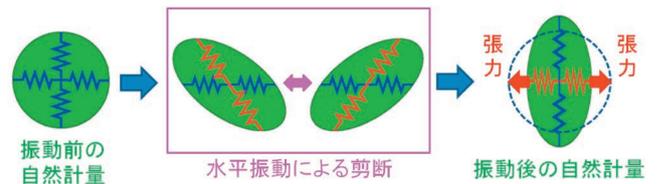


図11 剪断の非線形効果の模式図. 図の楕円は塑性歪み(自然計量テンソル)を示す. 剪断 σ_{xz} の2次の効果として, z 方向のバネが引き伸ばされ, そのために, x 方向のバネの自然長の減少に相当する塑性変形($\alpha > 0$)が起きて張力が生じる.

3.3 非線形解析

引張に直接起因する張力では, X の x に関する非一様性が本質的であり, 加振を止めた際に $\partial X / \partial x > 0$ となる領域に限って亀裂が初期振動に垂直に進行することになる. しかし実験では, 多くの場合, 最後に引っ張られたか圧縮されたかによらず全領域で一様に垂直縞が観察される(図2). この難点は, 弾塑性モデルに剪断の非線形効果を取り入れることで解消される.

物質としてのペーストの等方性を仮定し, その構成方程式が $\nu \rightarrow 0$ で等方的な弾性体に帰着することを要請する. この要請を満たす構成方程式の中で, 有限変形の効果を最も単純な形で含むものを採用する. 塑性歪みを表す量はテンソルとなり, その成分のひとつは β で, 他の成分に由来する項が式(3)の右辺に付け加えられる. その付加項(から係数を除いたもの)を α とすると, 水平方向の自然長にあたる量は $\exp(-\alpha)$ の形で表せる. 式(6)に対応して, α の緩和の式はおおまかに言って

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = \tilde{\nu}(\epsilon, \alpha) \left(-\alpha + \frac{\sigma_{xz}^2}{2\mu^2} \right) \quad (7)$$

のような形で書ける(2次元の場合).¹²⁾

式(7)には σ_{xz}^2 が含まれ, これは加振中いつでも正である. そのため, いったん $\nu > 0$ になると, α は正の方向に向かう(直感的には図11のようなことが起きる). 続いて加振を止めると α はゼロに向かって緩和を始めるが, 緩和が終わる前に $\nu = 0$ となり, α は正の値に凍結される. これにより, 領域全体で x 方向の張力が残留し, 図2のような亀裂パターンが生じることが説明できる.

3.4 記憶の書き換え実験

前節で, 非線形解析を行うと最後に引っ張られたか圧縮されたかによらず全領域で一様に垂直縞が得られることが説明できた. では, 非線形解析の結果だけで揺れの記憶は説明できるのであろうか? この疑問の解明のために, 事前にある方向の揺れを記憶したペーストに対し全く違う方向に追加で揺らすって記憶を書き換える実験を行った. 追加で揺らす回数を変化させて何周期分の揺れを体験すると新しい方向の揺れを記憶できるか実験したところ, 追加で2周期分以上の揺れを体験すれば追加の振動方向に対し全領域で垂直に亀裂が伝播することが分かり, 非線形解析が成立していることが再確認された. 一方, ペーストに体験させる追加の揺れが2周期未満の場合は, 追加の揺れを止め

たタイミングに引っ張りを受けていた領域のみで追加の揺れに垂直な亀裂が見られた。すなわち、揺れを記憶する過程の初期段階では準線形解析で示されるメカニズムが成立すること、そして、2周期分以上の揺れを体験した後は非線形解析で示されるメカニズムが支配的になることが分かった。

4. 流れの記憶と流線に沿った亀裂パターン

2章でペーストが揺れを記憶すること、3章でそのメカニズムの説明をした。しかし、実はペーストによっては揺れだけでなく流れも記憶することが分かったので紹介する。

4.1 流れの記憶と平行縞状亀裂

2章で紹介した炭酸カルシウム・ペーストは揺れしか記憶できず、いったん流れてしまうとペーストの動きとは無関係な等方的な亀裂パターンしか得られなかった。言い換えれば、炭酸カルシウム・ペーストの記憶効果は、図6の領域B(「揺れ」の領域)に限られていた。ところが、炭酸水酸化マグネシウムや炭素やカオリンなどのペーストは揺れだけでなく流れの方向も記憶できることが報告された。例えば、炭酸水酸化マグネシウムの粉と水を混ぜて用意したペーストは高濃度の状態で揺すられ地震のような揺れを体験すると炭酸カルシウムと同様に揺れの方向を記憶し、その後乾燥させた時に発生する亀裂は図12(a)のように初期振動の方向に垂直に伝播する。ところが、同じ炭酸水酸化マグネシウムの粉を多めの水と混ぜ塑性は維持する程度の中濃度の状態で揺ると、ペーストは液状化を起こして流れが生じるが、いったん流れが生じると今度は流れの方向を記憶し、その後発生する乾燥亀裂は図12(b)に示されたように流れの方向に平行に伝播することが分かった。⁷⁾ 以上の実験結果より、「揺れの記憶」から「流れの記憶」への転移は乾燥破壊という現象を通じて垂直縞状亀裂から平行縞状亀裂への転移として視覚化されるのが分かる。そして、流れの記憶の形成に際しても塑性が必要なことは、ペーストの組成が液性限界以下の低濃度の際は揺れも流れ

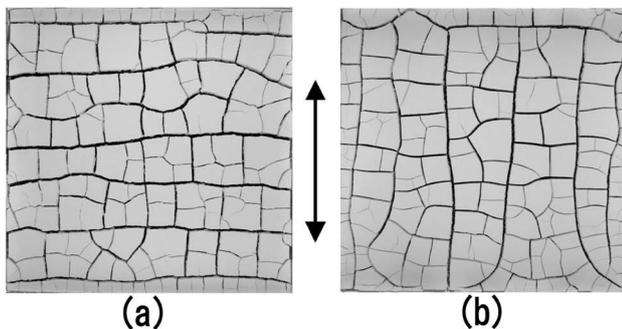


図12 揺れの記憶から流れの記憶への転移。対応する乾燥亀裂パターンは垂直縞から平行縞へと転移している。図中の矢印は初期振動の方向を表す。容器のサイズは200 mm 四方である。(a) 高濃度(粉の体積比が $\rho=12.5\%$)の炭酸水酸化マグネシウム・ペーストの揺れの記憶。初期振動方向に垂直に乾燥亀裂が伝播している。(b) 中濃度(粉の体積比が $\rho=6.7\%$)の炭酸水酸化マグネシウム・ペーストの流れの記憶。初期振動によって発生した流れの方向に平行に乾燥亀裂が伝播している。⁷⁾

解説 ペーストの記憶効果と破壊の制御への応用

も記憶できないことから確認できる。

ここで「揺れの記憶」と「流れの記憶」の違いを明確にしよう。図13のような形状の容器を作成し、(a)には高濃度の炭酸カルシウムのペーストを、(b)には中濃度の炭酸水酸化マグネシウムのペーストを入れ、矢印の方向に揺すってから静止させ乾燥した。揺れを記憶した(a)では亀裂はすべて初期振動に対し垂直に伝播した。一方、流れを記憶した(b)では容器ごとに亀裂の伝播方向が異なったが、これは初期振動によって引き起こされた流れの方向が場所によって異なったためで、亀裂の伝播方向はどこでも流れた方向に平行であった。結果としてこの結果から、揺れの記憶と流れの記憶が本質的に異なることが分かる。

図13で揺れの記憶と流れの記憶の違いを示したが、どちらも容器を揺すっているのに図13は純粋に流れだけの記憶とは言えないのではないかと指摘があった。そのため、容器を揺すらず、長い長方形容器を用いてペーストを片側からもう一方の側へ方向に流すだけの実験も行ったところ、この場合も乾燥亀裂は流れの方向に平行に伝播することが確かめられた。

4.2 流れを記憶する条件：実験事実

特定のペーストのみ流れを記憶できるのであれば、流れを記憶するための条件を調べる必要がある。そのため、揺れと流れの両方を記憶する炭酸水酸化マグネシウムのペーストに対し、図6と同様な手法で乾燥亀裂パターンの形態相図(図14)を作成した。降伏応力曲線(実線)の下側に位置する領域Aでは剪断応力が降伏応力よりも小さくなるためペーストは動けず、その結果等方的なセル状亀裂パターンしか生じない。剪断応力が降伏応力を適度に超える領域Bでは炭酸カルシウム・ペーストのように炭酸水酸化マグネシウム・ペーストは揺れを体験してその動きを記憶し、初期振動とは垂直な方向に亀裂が伝播する垂直縞状亀裂パターンが得られる。さらに加振を強くしたり、粉の体積比を下げると領域Cになるとペーストは一方方向に流れ、流

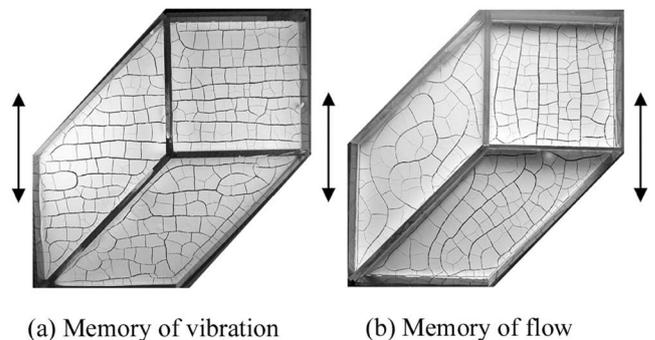


図13 揺れの記憶と流れの記憶の違い。(a)と(b)ともに、正方形容器は200 mm 四方、それと隣り合う平行四辺形容器の小さい方の角度は45度。矢印は初期振動方向を表す。(a) 高濃度の炭酸カルシウムのペーストの揺れの記憶と垂直縞状亀裂。亀裂の伝播方向はどの容器のどの場所でも初期振動方向と垂直となる。(b) 中濃度の炭酸水酸化マグネシウムのペーストの流れの記憶。流れの方向はペーストの表面に振りかけた炭素粉末の動きで可視化。各容器の各場所によってペーストが流れた方向は異なるが、亀裂の進行方向はどこでもその場所での流れの方向に平行となっている。

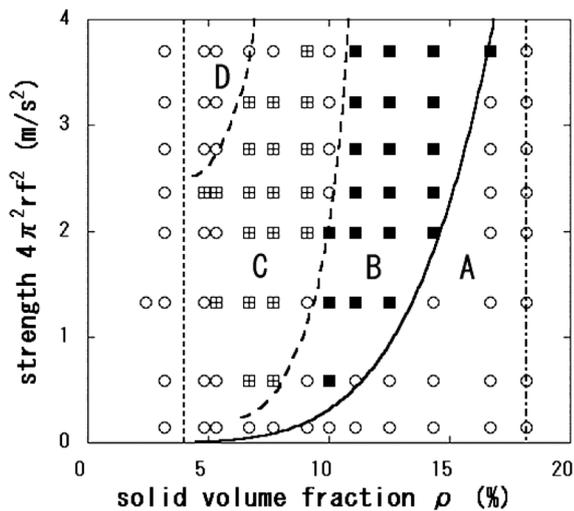


図14 炭酸水酸化マグネシウムの乾燥亀裂パターンの形態相図。横軸をペースト中の粉の体積比 ρ [%], 縦軸を水平加振により容器にかかる加速度の最大値 $4\pi^2rf^2$ [m/s^2]として、亀裂パターンを表示。○は等方的なセル状亀裂パターン、■は揺れを記憶した垂直縞状亀裂パターン、田は流れを記憶した平行縞状亀裂パターンを表す。体積比 $\rho=4\%$ の点線と体積比 $\rho=18\%$ の一点破線はそれぞれ液性限界と塑性限界に対応する。実線はレオロジー測定によって得られた降伏応力曲線である。二本の破線は領域B(揺れの記憶)と領域C(流れの記憶)、および領域Cと領域D(乱流によるランダム亀裂構造)との間の境界を示すガイドラインである。⁷⁾

れの記憶に起因する平行縞状亀裂が得られる。炭酸カルシウム・ペーストでは流れると何も記憶しないのに対し、炭酸水酸化マグネシウム・ペーストは流れると流れを記憶するのが図6と図14の比較から分かる最大の違いである。しかし、さらに領域Dのようにペーストを激しく揺るとペーストの流れは乱れてしまい、再びセル状亀裂パターンしか生じなくなる。

4.3 流れの記憶における粒子間引力の役割

なぜ特定のペーストのみ流れを記憶できるのであろうか？ 流れを記憶できないペーストとできるペーストの違いは、水中で粉粒子が帯電しているか否かにある。実際に、流れを記憶できない炭酸カルシウムのペーストでは水中で粉粒子が正に帯電している。そこで、流れを記憶できない炭酸カルシウムのペーストに塩を添加して Cl^- イオンによって粉粒子間の長距離クーロン斥力を遮蔽したところ、炭酸カルシウムのペーストが流れを記憶できるようになることが実験で確認された。流れを記憶するためには粒子間引力の存在は不可欠であり、通常粉粒子間には短距離引力が働いている。粒子間引力の必要性を示すために、ペーストに界面活性剤を添加して粒子間引力を抑えたところ、どのペーストも流れを記憶できなくなった。以上の実験結果より、流れの記憶の形成にはクーロン斥力は邪魔であり、粒子間引力が必要であることが示された。¹³⁾

では、流れの記憶はどのように形成されているのであろうか？ その解釈であるが、短距離粒子間引力のみが存在する状況下では比較的低い濃度でも粉粒子のネットワーク構造が形成可能となる。この希薄なネットワーク構造が流れの中で墨流的に引き伸ばされた状態のまま塑性によ

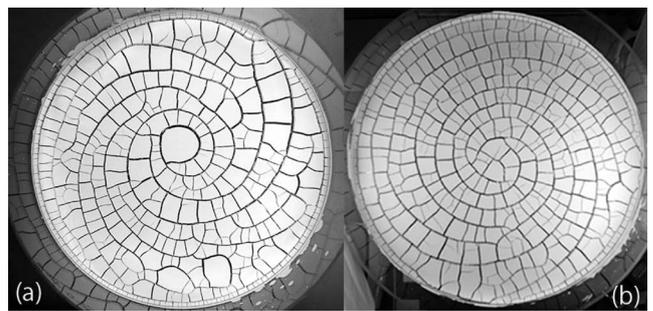


図15 炭酸水酸化マグネシウムの螺旋状亀裂パターン。円形容器の直径は500 mm。中濃度ペーストを容器に流し込んだ直後に容器に半径15 mmの公転運動を与えた。公転の向きは(a)は時計回り、(b)は反時計回りである。ペーストは容器の公転運動を止めた後のペーストが静止するまでの螺旋状流れの方向を記憶し、その流れの方向に平行に亀裂が伝播している。

て凍結されることによって、その後の乾燥過程では記憶した流れの方向に沿って亀裂が伝播しやすくなる、と想像できる。

ペーストが流れを記憶できるということは、流線に従った亀裂パターンを自由自在に作れることを意味する。実際に、螺旋状の流れをペーストに加えることによって図15のように螺旋状亀裂パターンをも作成できるようになった。

5. 最新の研究状況

揺れの記憶にせよ流れの記憶にせよ、これまでの章で説明してきたのは亀裂の伝播方向の制御であり、亀裂の発生位置までを制御するものではなかった。ところが、ペーストに鉛直方向の振動を加えることによって発生位置までも制御できるようになった。鉛直加振によってペーストの表面にはFaraday波が発生するが、Faraday波の節の位置で水平振動が顕著になるなどの揺れの局在化が引き起こされ、そのため割れやすい位置までも制御できるようになるのである。格子状のFaraday波を発生させることにより、格子状の亀裂パターンも作成できるようになった。¹⁴⁾

また、揺れや流れを記憶したペーストに対し、短時間超音波を照射することでその後発生する乾燥亀裂の形状を等方的でセル状なものにすることに成功した。記憶に起因する亀裂の異方性を消去できたことはペーストの記憶を消去できたことを示唆しているので、今後超音波照射で材料物性的に一様で均質な割れにくい素材に仕上げることが可能になるなど、工学的な応用が幅広く期待される。¹⁵⁾

6. おわりに

破壊という現象は、壊れる前は物理で予測して対応できても、いったん破壊が始まってしまうと制御しきれない印象があった。しかし今回、高濃度固液混合液(ペースト)が揺れや流れなどの動きを記憶しその記憶が亀裂パターンとして視覚化できることと、その記憶を操作することで破壊の制御が容易に行えるようになったことで、理学として身近な塑性流体のレオロジーにはまだ未知なる謎が隠されていることを実感するとともに、工学的な応用に向

けて固体の破壊制御の研究の重要性を再確認することができた。

最後に、これまでの研究を推し進めるにあたって、破壊や塑性流動の分野における共同研究をはじめ、いろいろな方々のご理解、ご支援、ご協力をいただいた。この場をお借りして感謝の念を表したい。

参考文献

- 1) G. A. Maugin: *The Thermodynamics of Plasticity and Fracture* (Cambridge, Cambridge, 1992).
- 2) L. Oddershede, P. Dimon and J. Bohr: *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 3107.
- 3) A. Yuse and M. Sano: *Nature* **362** (1993) 329.
- 4) Y. Hayakawa: *Phys. Rev. E* **49** (1994) R1804.
- 5) S.-I. Sasa, K. Sekimoto and H. Nakanishi: *Phys. Rev. E* **50** (1994) R1733.
- 6) A. Nakahara and Y. Matsuo: *J. Phys. Soc. Jpn.* **74** (2005) 1362; *J. Stat. Mech.: Theory Exp.* (2006) P07016.
- 7) A. Nakahara and Y. Matsuo: *Phys. Rev. E* **74** (2006) 045102(R).
- 8) L. Goehring, A. Nakahara, T. Dutta, S. Kitsunozaki and S. Tarafdar: *Desiccation Cracks and their Patterns* (Wiley, New York, April 2015) in press.
- 9) A. Groisman and E. Kaplan: *Europhys. Lett.* **25** (1994) 415.
- 10) 西本明弘, 水口 毅, 狐崎 創: *日本物理学会誌* **64** (2009) 758—デンプン柱状節理.
- 11) M. Otsuki: *Phys. Rev. E* **72** (2005) 046115.
- 12) Ooshida T.: *Phys. Rev. E* **77** (2008) 061501; *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** (2009) 104801.
- 13) Y. Matsuo and A. Nakahara: *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** (2012) 024801.
- 14) H. Nakayama, Y. Matsuo, Ooshida T. and A. Nakahara: *Eur. Phys. J. E* **36** (2013) 1.
- 15) 中原明生, 松尾洋介, 伊藤丸人, 米山瞭汰: *特願* 2014-038777 (2014) —超音波照射による固液混合材料の異方構造の消去.

著者紹介

中原明生氏: 専門は統計物理学と連続体物理学. 主に実験的手法で, パターン形成, 粉粒体のダイナミクス, 渋滞流, 塑性流体のレオロジー, 破壊や材料物性の制御の研究に携わってきた.

松尾洋介氏: 専門は観測の理論, 珈琲, 破壊. 深入り(煎り)するほど興味がある.

大信田丈志氏: 専門は流体物理学. 人間の感覚により近いスケールでの「万物の理論」に興味がある.

(2014年6月12日原稿受付)

Memory Effect of Pastes and Its Application to Control of Crack Formation

Akio Nakahara, Yousuke Matsuo and Ooshida Takeshi

abstract: Desiccation cracks are familiar phenomena producible by drying a mixture of water and colloidal particles of a few microns in diameter. When the mixture is so dense that it has plasticity, it is called a paste. Here we show that, using memory effect of pastes, we can predetermine the morphology of the cracks so that the desiccation crack pattern becomes strikingly anisotropic. By the word “memory” we mean that mechanical treatment (such as “vibration” or “flow”) applied to the paste, before the drying process starts, is somehow imprinted in the paste and determines how the cracks should be formed later. It is demonstrated experimentally that plasticity is essential to the memory effect. There are at least two types of memory effects: the first type is referred to as the memory of vibration, and the second type as the memory of flow. A possible theoretical clarification of the memory of vibration is given by the so-called residual tension theory, in which plastic deformations of an elasto-plastic fluid layer, associated with residual tension, account for the anisotropic crack pattern.

日本物理学会誌 第70巻 第4号 (2015年4月号) 予定目次

巻頭言

学術会議と物理学会……………岡 真

現代物理のキーワード

ニュートリノ振動—量子力学的干渉効果の一例—……………安田 修

交流

ボイジャー1号探査機, 太陽圏境界を越え星間空間に入る……………鷺見治一

……………鷺見治一

解説

形状可変な境界としてのシワ(リンクル)構造の展開……………大園拓哉

……………大園拓哉

感熱性高分子水溶液の相分離・ゲル化・レオロジー……………田中文彦

……………田中文彦

最近の研究から

微粒子の熱放射における共振器量子電磁気学的効果……………立川真樹, 小田島仁司

……………立川真樹, 小田島仁司

実験技術

“実験技術”としての量子多体系シミュレーションソフト

ウェア ALPS……………藤堂眞治

JPSJの最近の注目論文から 12月の編集委員会より

……………安藤恒也

ラ・トッカータ

アメリカでの就職活動記……………堀内俊作

アメリカさすらい滞在記……………村瀬孔大

学界ニュース

第2回湯浅年子賞「金賞」: 坂東昌子氏……………東島 清, 森 初果

第2回湯浅年子賞「銀賞」: 関口仁子氏……………酒井英行

2014年度文化功労者: 佐藤勝彦氏……………横山順一

追悼

松原武生先生を偲んで……………米沢富美子

新著紹介

量子測定における誤差・擾乱の計測と不確定性関係

枝松 圭一 〈東北大学電気通信研究所〉

金田 文寛 〈東北大学電気通信研究所/University of Illinois〉

So-Young Baek 〈東北大学電気通信研究所/Duke University〉

小澤 正直 〈名古屋大学大学院情報科学研究科〉

量子力学には「不確定性関係」(「不確定性原理」ともいう)として知られている関係式があり、例えば位置と運動量といった非可換な物理量を同時に決定することはできないとされている。しかしこの「不確定性関係」には実は二つの異なった種類が存在することは、あまり認識されていない場合が多い。その一つは、量子状態に付随する「物理量のゆらぎ」の間の関係であり、もう一つは物理量の測定における「正確さ」あるいは「測定誤差」とその測定が別の物理量に与える「擾乱」との間の関係である。以前は、量子力学における測定過程の研究と言えば一種の禁断の領域であって、堅気の研究者が立ち入るところではないと言われていたこともあったが、近年、量子測定過程についての理解は大きく進んだ。そして、測定における誤差と擾乱およびそれらの間の不確定性関係について、従来の理解を塗り替える理論的研究が進展するとともに、その実験的検証も可能となってきた。

本稿では、量子測定における誤差・擾乱の不確定性関係についての最近の研究の進展について概説するとともに、筆者らによる、光子の偏光を用いた誤差、擾乱の計測と不確定性関係の検証実験について紹介する。まず、前述した二種類の不確定性関係の違いについて述べた後、測定誤差と擾乱の定義、およびそれらの間の不確定性関係に関して、「 γ 線顕微鏡の思考実験」を基に

1927年に Heisenberg が提唱した関係式(Heisenbergの不等式)、2003年に小澤が提唱した関係式(小澤の不等式)、および2013年に Branciard が提唱した関係式(Branciardの不等式)について説明する。次に、量子測定における測定誤差と擾乱の実験的計測方法について概説した後、光子の偏光に関する測定誤差と擾乱の計測、およびそれらの間の不確定性関係の検証結果について報告する。筆者らが行った実験では、対象系の状態をほとんど乱すことなく物理量を計測する手法(弱測定法)を用いて、光子の縦横方向の偏光に関する測定誤差と、その測定によって生じる $\pm 45^\circ$ 方向の偏光に関する擾乱を精密に計測した。その結果、Heisenbergの不等式が破れており、小澤および Branciardの不等式は成立していること、本実験における測定誤差と擾乱の不確定性関係が、Branciardの不等式が予言する下限に近接していること、等が明らかとなった。

量子測定における誤差と擾乱、およびそれらの間の不確定性関係は、私たちがミクロの自然についてどこまでを知ることができるのか、その根本に深く関わる問題でもある。本稿で述べるように、最近の理論的、実験的研究の進展によって量子測定過程についてのより正しく正確な理解が得られるようになりつつあり、基礎・応用の両面から今後のさらなる発展が期待される。

—Keywords—

量子測定：量子力学の原理に基づいた物理量の測定過程。古典的には、位置や運動量などの「物理量」は系の状態に従って決定論的に定まり、対象系の状態を変化させずに物理量の正確な値を得る「理想測定」の存在を暗黙に仮定する。一方、量子測定では、測定で得られる値の集合(スペクトル)および各々の値が得られる確率は対象系のみならず測定過程にも依存する。また、測定過程が対象系に及ぼす反作用によって対象系の状態は変化し、「擾乱」を生じる。

1. 二種類の「不確定性関係」

1927年, Heisenberg は, 有名な「 γ 線顕微鏡の思考実験」において, 物体の位置 (x) を精密に測定しようとする, 測定に伴う反作用によって物体の運動量 (p) が不可避免的に乱されてしまうことを見出し, 位置測定の誤差 $\epsilon(x)$ と運動量の擾乱 $\eta(p)$ との間の不確定性関係を導いた.¹⁾ この関係を一般の物理量 A と B に拡張したものが

$$\epsilon(A)\eta(B) \geq C \quad (1)$$

である. ここで, $C = |\langle [A, B] \rangle|/2$. この関係式(1)は, 「Heisenberg の測定誤差と擾乱に関する不確定性関係」または単に「Heisenberg の不等式」と呼ばれており, 上で述べた γ 線顕微鏡の思考実験の内容を表す関係式である.*¹⁾

一方, 同じく Heisenberg の不等式と呼ばれるもう一つの関係式が存在する. それは

$$\sigma(A)\sigma(B) \geq C \quad (2)$$

と表される. (2)式の右辺は(1)式と同じだが, 左辺の $\sigma(A)$, $\sigma(B)$ は, A および B を正確な測定装置 (射影測定) を用いて各々独立に測定したときに得られる結果の分布幅 (ゆらぎ) を標準偏差で表したもので, すなわち

$$\sigma(A) = \sqrt{\langle (A - \langle A \rangle)^2 \rangle} \quad (3)$$

である ($\sigma(B)$ も同様). これらは, 対象となる物理状態に特有の量で, 測定に伴う誤差 $\epsilon(A)$ と擾乱 $\eta(B)$ とは異なる量である. (2) は Robertson によって数学的に証明されており,³⁾ 常に成立する (Robertson の不等式とも呼ばれる). これに対し, 測定誤差と擾乱に関する Heisenberg の不等式(1)は, (2)にさらにある仮定を加えて導かれるという関係にある.⁴⁻¹⁰⁾ 従って, (1)はそのような仮定の下でのみ成立するものであり, 仮定が満たされないときには破れる可能性がある. 量子力学の初等的教科書ではたいてい, 不確定性関係の定性的説明の際には「 γ 線顕微鏡の思考実験」を持ち出す一方, (2)を数学的に導いてそれを Heisenberg の不確定性関係と呼び, (1)と区別していないため, 混乱が生じている.

2. 誤差・擾乱の定義と小澤の不等式

さて, 測定誤差と擾乱の不確定性関係を論じるためには, 誤差と擾乱を定量的に議論できるように定義する必要がある. そのために, A と B の測定に関し, 図1に示すような測定のモデルを導入する.⁸⁾ まず, A の測定のために, 対象系 $|\psi\rangle$ に加えて, 探針系 $|\xi\rangle$ を準備する. 対象系と探針系はユニタリ演算子 U を介して相互作用し, 対象系の物理量 A を探針系の物理量 M を介して測定する. そして, U を作用さ

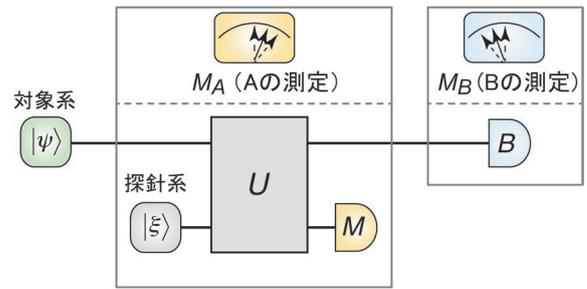


図1 測定のモデル. 対象系の初期状態 $|\psi\rangle$ と探針系 $|\xi\rangle$ とを U で相互作用させることにより, 探針系の物理量 M を介して対象系の物理量 A を測定する. その後, U を経た対象系に対して物理量 B を測定する. これらの測定に対応する演算子を, 系の初期状態に対する Heisenberg 表示で表し, M_A および M_B と書く.

せた後の対象系に対し, 物理量 B を射影測定する. このとき, 対象系と探針系との合成系の初期状態 $|\Psi\rangle = |\psi\rangle \otimes |\xi\rangle$ に対する Heisenberg 表示での M および B の演算子を各々 M_A および M_B とすると,

$$M_A = U^{-1}(I \otimes M)U \quad (4)$$

$$M_B = U^{-1}(B \otimes I)U \quad (5)$$

となる (I は恒等演算子). これらが, この測定モデルにおける A または B の測定に対応する演算子である.

次に, $M_A(M_B)$ と本来測定されるべき物理量 $A(B)$ との差分を

$$N(A) = M_A - A \quad (6)$$

$$D(B) = M_B - B \quad (7)$$

と定義する. ここで, 合成系 $|\Psi\rangle = |\psi\rangle \otimes |\xi\rangle$ に対する演算子 $A \otimes I$ および $B \otimes I$ を改めて A および B と書いた (以下同様). $N(A)$ および $D(B)$ を各々, A に対する誤差演算子および B に対する擾乱演算子と呼ぶ. そして, A や B のゆらぎ (3) を標準偏差すなわち測定値と平均値との差の二乗平均平方根 (RMS) で表したのと同様に, 測定における誤差 $\epsilon(A)$ および擾乱 $\eta(B)$ を, $N(A)$ および $D(B)$ についての RMS として次のように定義する.⁸⁾

$$\epsilon(A) = \sqrt{\langle N(A)^2 \rangle} \quad (8)$$

$$\eta(B) = \sqrt{\langle D(B)^2 \rangle} \quad (9)$$

ここで, M_A と A が可換ならば, (8) は A の測定値と真値との差に対する古典的二乗平均誤差と一致する.¹¹⁾ その意味で, (8) は古典的な測定誤差の定義を量子測定へと一般化したものと言える.*²⁾ しかしながら (8), (9) には相互作用 U を作用させる前後の演算子が同時に含まれており, それらをどのように計測したら良いか, 必ずしも自明ではない. 後述するように, それらが実験で計測されるようになったのはごく最近のことである.

その計測可能性はさておき, 2003年に小澤は, Robertson

*¹⁾ Heisenberg は最初 $\epsilon(x)\eta(p) \geq h$ という漠然とした形の不確定性を提唱したが, 後に (2) に対応する関係式 $\sigma(x)\sigma(p) \geq h/2$ (Kennard の不等式²⁾) に対してある仮定を加え, (1) に対応する関係式 $\epsilon(x)\eta(p) \geq h/2$ を導いている.

*²⁾ 最近, 別の形で誤差・擾乱の定義とそこから導かれる不確定性関係についても議論がなされている.¹¹⁻¹⁴⁾

の不等式(2)を用い、誤差と擾乱の間に普遍的に成立する関係式

$$\epsilon(A)\eta(B) + \frac{1}{2}|\langle [N(A), B] \rangle + \langle [A, D(B)] \rangle| \geq C \quad (10)$$

を導いた。⁸⁾ 後述するように、(10)は、ある条件の下で Heisenberg の不等式(1)を導く。従って(10)は、Heisenberg の不等式(1)の成立条件を明確にしつつ一般化した関係式であると言える。(10)からはさらに、測定誤差と擾乱、およびゆらぎの間に成立する新たな関係式(小澤の不等式)

$$\epsilon(A)\eta(B) + \epsilon(A)\sigma(B) + \sigma(A)\eta(B) \geq C \quad (11)$$

が導かれる。⁸⁾ (11)は、成立条件が限られていた Heisenberg の不等式(1)とは違い、付加的な仮定を必要とせず普遍的に成立することが証明されている。(10)および(11)の右辺は Heisenberg の不等式(1)と同じだが、左辺には(1)の左辺 $\epsilon(A)\eta(B)$ に加えて新たな2項が存在する。^{*3} そのため、 $\epsilon(A)\eta(B)$ 自体は右辺よりも小さくできる可能性があり、Heisenberg の不等式(1)を破る場合を含むことになる。すなわち(10)および(11)は、Heisenberg の不等式(1)に代わって、測定誤差(8)と擾乱(9)との関係を一般的に記述する関係式なのである。ただし、小澤の不等式(11)の左辺全体を評価すると右辺よりかなり大きくなる場合も多く、(11)の両辺に等号が成立する場合があるのか、^{*4} より強くかつ常に成立する不等式は存在するのか、等の新たな疑問も生じてきた。

3. Branciard の不等式

2013年、Branciard は、誤差と擾乱についての定義(8)および(9)を用いつつ、小澤の不等式(11)を改良して、一般的な結合測定(joint measurement)において等号が成立する場合がある(tightである)、^{*5} より強くかつ普遍的に成立する関係式(Branciardの不等式)

$$\epsilon(A)^2\sigma(B)^2 + \sigma(A)^2\eta(B)^2 + 2\epsilon(A)\eta(B)\sqrt{\sigma(A)^2\sigma(B)^2 - C^2} \geq C^2 \quad (12)$$

を導いた。¹⁵⁾ (12)からは、さらに簡単な不等式

$$\epsilon(A)\sigma(B) + \sigma(A)\eta(B) \geq C \quad (13)$$

を導くこともできる。(13)は小澤の不等式(11)から第1項を取り除いたものであるから、ここから(11)を導くことができる。^{*6} つまり、Branciardの不等式(12)は、小澤の不等式(11)を含んだより強い不等式になっている。また、

^{*3} (10)における第2項(第3項)は、 $N(A)$ と B (A と $D(B)$)の相関に由来し、Heisenbergの不等式(1)では考慮されていなかった項である。(11)の第2、第3項は(10)における第2、第3項の上限を与える。

^{*4} $\epsilon(A)=0$ または $\eta(B)=0$ のときは等号が成り立つ場合があることがわかっている。

^{*5} 図1の誤差・擾乱の測定モデルも結合測定の一つであるが、(12)が誤差・擾乱の測定に対してtightであるかどうかはわかっていない。

^{*6} 驚くべきことに、取り除かれた第1項は、Heisenbergの不等式(1)の左辺に現れた誤差と擾乱の積 $\epsilon(A)\eta(B)$ である。

Branciard は、電子スピンの偏極や光子の偏光など、測定値が2値である場合^{*7}において成立するさらに強い不等式

$$\tilde{\epsilon}(A)^2 + \tilde{\eta}(B)^2 + 2\tilde{\epsilon}(A)\tilde{\eta}(B)\sqrt{1-C^2} \geq C^2 \quad (14)$$

も導出した。ここで、 $\tilde{\epsilon} = \epsilon\sqrt{1-\epsilon^2/4}$ および $\tilde{\eta} = \eta\sqrt{1-\eta^2/4}$ である。この不等式も、(12)と同じく、tightであることがわかっている。^{*8}

4. 誤差・擾乱の計測方法

誤差・擾乱の定義(8)および(9)のところで述べたように、それらを計測するには、測定相互作用 U が作用する前後の物理量の差のRMSを何らかの形で求める必要がある。小澤は、測定前の物理量を計測する代わりに、測定される状態をあらかじめ変化させ、3種類の状態について A または B を計測することによって A の誤差および B の擾乱を間接的に計測する方法(3状態法)を考案した。この方法では、例えば A の誤差の計測のためには $|\psi\rangle$, $A|\psi\rangle$, $(A+I)|\psi\rangle$ の3状態を対象系として準備し、それらの各々について M を測定して、それらの値から $\epsilon(A)$ を求める(図2(a))。2012年、中性子のスピン偏極の測定における誤差と擾乱が計測され、Heisenbergの不等式(1)が破れ、小澤の不等式(11)が成立していることが実験的に初めて示された¹⁷⁾が、その際には3状態法が用いられた。

3状態法は、スピンや光子の偏光などのような二準位系については簡便かつ有効な方法であるが、やや間接的な方法であることと、二準位系以外の系での実装方法^{*9}が明らかではないこと等が難点である。これに対し、より直接的かつ一般に適用可能な誤差や擾乱の計測方法が、小澤¹⁸⁾ およびLundとWiseman¹⁹⁾によって提案された弱測定法と呼ばれる方法であり、光子の偏光における誤差・擾乱の計測に応用されている。²⁰⁾ この方法ではまず、測定される状態に対して、弱い強度で A または B を測定する(弱測定、図2(b)参照)。この際、測定される状態がほとんど変化しないように、十分に弱い強度で測定を行うことが重要である。^{*10} そして、弱測定(W_A または W_B)で得られた結果と、本測定(M_A または M_B)で得られた結果とを比較することで、 A の誤差または B の擾乱を計測するのである。例えば二準位系の場合、 W_A および M_A の測定値を各々 a_i , a_j ($=\pm 1$)とし、それらを得る結合確率を $P(a_i, a_j)$ とすると、 $\epsilon(A)$ は

^{*7} 測定値および測定される物理量のスペクトルがともに ± 1 の2値であり、かつ $\langle A \rangle = \langle B \rangle = 0$ (従って $\sigma(A) = \sigma(B) = 1$)の場合。

^{*8} もう少し正確に言うと、対象系が純粋状態である場合には、誤差・擾乱の測定において(14)の等号が成立する場合があることがわかっている。最近、対象系が混合状態である場合にもtightな不等式が導かれた。¹⁶⁾

^{*9} 理論的には、 $A|\psi\rangle$, $(A+I)|\psi\rangle$ 等の状態準備は、対象系と補助系との合成系上のユニタリ変換として実現できることが知られているが、その実験の実現方法は一般的には明らかではない。

^{*10} 強い測定(射影測定)を行ったとしても、得られる誤差や擾乱の値は変わらないのだが、それでは対象系の状態を変化させてしまうことになり、3状態法とあまり変わらないことになってしまう。

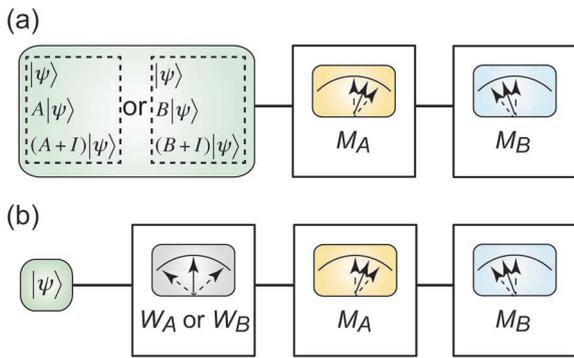


図2 測定誤差と擾乱の計測方法。(a) 三状態法。Aの測定誤差の計測のためには $|\psi\rangle$, $A|\psi\rangle$, $(A+I)|\psi\rangle$ の3状態を、Bの擾乱の計測のためには $|\psi\rangle$, $B|\psi\rangle$, $(B+I)|\psi\rangle$ の3状態を入力状態として準備し、各々に対する M_A または M_B の測定結果から誤差または擾乱を求める。(b) 弱測定法。入力状態 $|\psi\rangle$ に対し、あらかじめA(B)を W_A (W_B)で弱測定する。十分弱い測定強度では、入力状態はほとんど変化しない。その後、A(B)を M_A (M_B)で測定する。 W_A と M_A を比較することで誤差 $\epsilon(A)$ を、 W_B と M_B を比較することで擾乱 $\epsilon(A)$ を求める。

$$\epsilon(A)^2 = 2 \left(1 - \frac{1}{s_w} \sum_{a_i, a_f} a_i a_f P(a_i, a_f) \right) \quad (15)$$

と求められる。²¹⁾ ここで、 s_w は弱測定 W_A の測定強度である(二準位系に対する測定強度の定義については後述する)。従って、実験で $P(a_i, a_f)$ を計測することにより、 $\epsilon(A)$ を求めることができる。 $\eta(B)$ についても同様である。ただし、弱測定は非常に弱い強度で測定を行うので、1回で正確な値を得ることはできない。そこで、測定される状態として全く同じ状態をいくつも用意し、上記の測定を多数回繰り返して行うことによって信頼できる結果を得ることになる。

5. 誤差・擾乱および不確定性関係の計測結果

上述した、中性子のスピン偏極の測定における誤差・擾乱の計測とそれらの間の不確定性関係の検証実験^{17,22)}では、物理量Aの測定は射影測定に限定されており、その射影方向を本来の方向から変化させた際のAについての誤差およびBに対する擾乱が計測された。今回、筆者らの研究チームは、光子の偏光の測定に関して、射影方向を変化させるのではなく、その測定強度を0(何も測定しない)から1(射影測定)まで連続的に変化させうる測定強度可変の実験系を構築し、計測のスキームを一般化測定あるいはPOVM(Positive Operator Valued Measure)と呼ばれるより一般的な量子測定過程へと拡張した。^{21,23)}そして、この一般化測定系における誤差と擾乱の計測を行い、それらの間の不確定性関係について検証した。計測方法としては、3状態法²³⁾および弱測定法²¹⁾の双方を用いたが、以下では主に弱測定法を用いた結果について述べる。

この実験で用いた装置は、LundとWiseman¹⁹⁾によって提案された二準位系に対する測定強度可変の一般化測定を、光子の偏光測定に関して実現したもので、可変偏光ビームスプリッタ(VPBS)とも呼ばれる。²³⁾その実装例および動

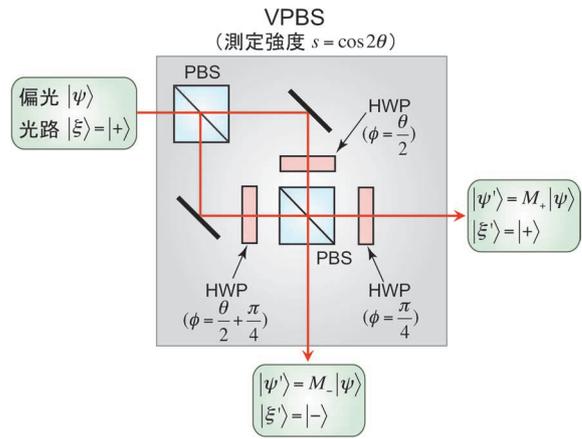


図3 可変偏光ビームスプリッタ(VPBS)による偏光の一般化測定。ここでは、偏光ビームスプリッタ(PBS)および半波長板(HWP、回転角 ϕ)を用いた実装例^{23,24)}を示す。測定の対象系は光子の偏光状態 $|\psi\rangle$ 、探針系は光子の光路 $|\xi\rangle$ である。偏光状態 $|\psi\rangle$ をもつ光子が入力光路の一方 $|\xi\rangle=|+\rangle$ から入射され、その縦横方向の偏光状態に応じて2つの出力光路 $|\xi'\rangle=|+\rangle$ or $|\xi'\rangle=|-\rangle$ のどちらかに出力される。光子が各々の光路に出力される確率は $P_{\pm}=\langle\psi|\Pi_{\pm}|\psi\rangle$ 、その偏光状態は $|\psi'\rangle=M_{\pm}|\psi\rangle$ となる。ここで、 M_{\pm} は(16)で与えられる測定演算子、 Π_{\pm} は(17)で与えられるPOVMである。

作の概要を図3に示す。以下では、対象系 $|\psi\rangle$ の物理量Aとして光子の縦横方向の偏光測定、Bとして $\pm 45^\circ$ 方向の偏光測定を考える。このとき、各々に対応する演算子は $A=Z$ および $B=X$ となる(ここで X, Y, Z はPauli演算子)。また、この装置における探針系 $|\xi\rangle$ の物理量Mは、光子の出力光路である。装置の詳細については文献21, 23, 24を参照して頂くこととし、ここでは対象系 $|\psi\rangle$ に対する測定演算子およびPOVMが

$$M_{\pm} = \cos\theta E_{\pm} + \sin\theta E_{\mp} \quad (16)$$

$$\Pi_{\pm} = M_{\pm}^{\dagger} M_{\pm} = \frac{1}{2}(I \pm sZ) \quad (17)$$

で与えられることのみを指摘しておく。ここで、 M_{\pm} は測定結果+1または-1に対応する測定演算子、 Π_{\pm} は各々に対応するPOVM、 I は恒等演算子、 $E_{\pm} = (I \pm Z)/2$ はZの固有状態 $|H\rangle$ (水平偏光:固有値 $z=+1$)または $|V\rangle$ (垂直偏光: $z=-1$)への射影子、 $s = \cos 2\theta$ は測定強度である。測定系の相互作用Uを経た後の対象系(偏光)および探針系(光路)の合成系の状態は

$$U(|\psi\rangle \otimes |+\rangle) = M_+|\psi\rangle \otimes |+\rangle + M_-|\psi\rangle \otimes |-\rangle \quad (18)$$

となる。ここで、 $|+\rangle$ および $|-\rangle$ は探針系におけるMの固有状態(固有値 $m=\pm 1$)で、その初期状態を $|+\rangle$ とした。 $s=1$ ($\theta=0$)のときには $M_{\pm}=E_{\pm}$ すなわち射影測定となり、 $s=0$ ($\theta=\pi/4$)のときには $M_{\pm}=I/\sqrt{2}$ すなわち何も測定せず、*11 対象系の状態は変化しないことがわかる。

実験では、このような測定強度可変の測定系を弱測定および本測定の両方に用いた。図4は実験系全体の概要である。対象系である入力光子の偏光状態は円偏光 $|\psi\rangle=$

*11 測定結果は対象系の状態にかかわらず+1または-1の値を等確率で返す。

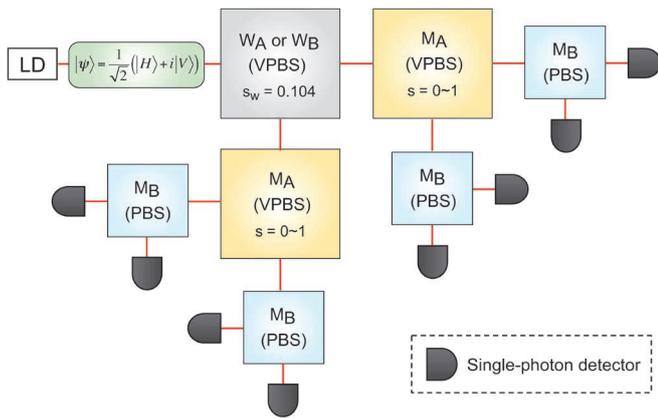


図4 光子の偏光における弱測定法を用いた測定誤差と擾乱の計測装置。半導体レーザー (LD) から出た光は単一光子レベルまで減光された後、円偏光 $|\psi\rangle = (|H\rangle + i|V\rangle)/\sqrt{2}$ として装置に入射する。弱測定系 (W_A または W_B) および A の測定系 (M_A) は図3に示した可変偏光ビームスプリッター (VPBS)、 B の測定系 (M_B) は偏光ビームスプリッター (PBS) で構成される。弱測定系では、縦横偏光 (W_A , 誤差の計測の場合) あるいは $\pm 45^\circ$ 方向 (W_B , 擾乱の計測の場合) のいずれかの偏光測定を弱い測定強度 ($s_w = 0.104$) で行う。次に M_A で縦横方向の偏光測定 ($A=Z$) を種々の測定強度 ($s = 0 \sim 1$) で行った後、最後に M_B で $\pm 45^\circ$ 方向の偏光測定 ($B=X$) を行う。各々の測定装置によって2光路のどちらかに出力された光子は、8台の検出器のいずれかで検出される。光子がどの検出器で検出されたかによって、 W_A (または W_B), M_A および M_B の測定結果がわかる。

$(|H\rangle + i|V\rangle)/\sqrt{2}$ すなわち Y の固有状態とした。このとき、 $\sigma(Z) = \sigma(X) = 1$ および $C = |\langle [Z, X] \rangle|/2 = 1$ となり、Heisenberg および小澤の不等式の右辺 C が最大となる。上述したように、この装置の探針系は光子の出力光路であるから、弱測定、 M_A 測定、 M_B 測定の各々の装置を通過する毎に、その測定結果に応じて光子の出力光路が2光路生じる。合計 $2^3 = 8$ 通りの経路に対して光子検出器で光子を検出し、どの検出器で検出されたかによって、弱測定 (W_A または W_B), M_A および M_B の測定の測定結果を得ることになる。この実験では、弱測定部の測定強度を $s_w = 0.104$ に固定し、縦横偏光 (W_A , 誤差の計測の場合) あるいは $\pm 45^\circ$ 方向 (W_B , 擾乱の計測の場合) のいずれかに切り替えて、各々の弱測定を行った。そして、主測定部 (M_A) の測定強度を $s = 0$ から 1 まで変化させ、測定誤差 $\epsilon(A)$ および擾乱 $\eta(B)$ を計測した。

図5は、測定誤差と擾乱に関する Heisenberg (1), 小澤 (11), および Branciard の不等式 (12), (14) の関係について、誤差を横軸、擾乱を縦軸にプロットしたものである。図の曲線が、各々の不等式における誤差・擾乱の下限値であり、各々の下限値より右上方部分が許される領域、左下方部分が不等式を破る領域にあたる。Heisenberg の不等式は、誤差あるいは擾乱が0のときには他方は発散するが、小澤および Branciard の不等式においては一方が0のときでも他方は有限で、Heisenberg の不等式よりも小さい誤差と擾乱を許すことがわかる。また、Branciard の不等式は、誤差または擾乱が0のときには小澤の不等式と一致するが、それ以外の場合は小澤の不等式より大きい下限値をとり、より強い不等式となっていることがわかる。

図5の黒丸が実験結果であり、Heisenberg の不等式を明

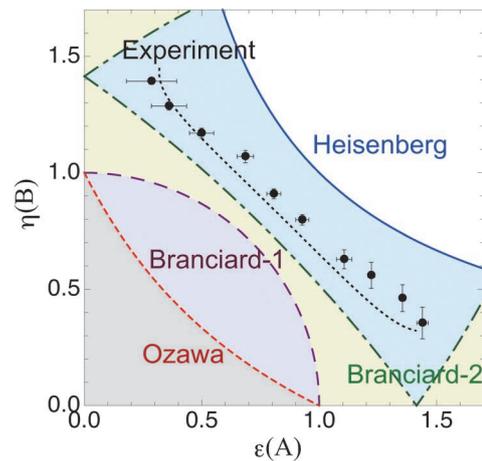


図5 誤差と擾乱に関する測定結果と不等式の下限値を、誤差を横軸、擾乱を縦軸にプロットしたもの。ここで、 $\sigma(A) = \sigma(B) = C = 1$ である。黒丸は実験結果、黒点線は実際の測定装置の性能を加味した理論値。青の実線が Heisenberg の不等式 (1), 赤の点線が小澤の不等式 (11), 紫の破線が Branciard の不等式 (12), 緑の一点鎖線が Branciard の不等式 (2 値の場合) (14)。各々の下限値より右上方は不等式を満たす領域、左下方は不等式を破る領域である。

らかに破り、他の不等式は満たす領域にあることがわかる。このことは、二つの物理量に関する誤差と擾乱が Heisenberg の不等式から予言される下限値よりも小さいこと、すなわち、二つの物理量が Heisenberg の不等式によって制限されると思われていたものよりも高い精度で同時に測定可能であることを示している。特に、実験結果は2値の場合の Branciard の不等式 (14) の下限に近接しており、理想的な実験を行った場合には (14) が誤差と擾乱の関係の下限値を与えることがわかる。

このように、本実験^{21,23)}では光子の偏光などの二準位系における測定強度可変の POVM を実装し、一方の物理量 $A=Z$ の測定誤差 $\epsilon(A)$ と他方の物理量 $B=X$ の擾乱 $\eta(B)$ を精密に計測して、それらの間の不確定性関係を明らかにすることができた。最近、別の研究グループからも同様の実験結果が報告されている。²⁵⁾

6. Heisenberg の不等式の成立条件

上述した不確定性関係の計測結果は、Heisenberg の不等式 (1) は破れることがある一方、小澤 (11) および Branciard の不等式 (12), (14) は成立していることを示している。では、Heisenberg の不等式はどのような場合に成立するのだろうか？ 既に述べたように、常に成立する Robertson の不等式 (2) から Heisenberg の不等式 (1) を導くためにはある仮定が必要である。従来の研究により、不偏性条件

$$\langle M_A \rangle - \langle A \rangle = 0 \quad (19)$$

$$\langle M_B \rangle - \langle B \rangle = 0 \quad (20)$$

が満たされるといふ特別な場合には、Heisenberg の不等式 (1) が成立することが知られていた。⁴⁻⁷⁾ 関係式 (10) を用いると、この条件がより明らかとなる。⁸⁻¹⁰⁾ (10) から、 $[N(A), B] = [A, D(B)] = 0$ の場合には、(1) が成立するこ

とがわかる。 A および B は対象系のみ作用する演算子であるから、 $N(A)$ および $D(B)$ が対象系に依存しない場合、上記の条件は満たされる。このとき、

$$\langle N(A) \rangle = \langle M_A \rangle - \langle A \rangle = a \quad (21)$$

$$\langle D(B) \rangle = \langle M_B \rangle - \langle B \rangle = b \quad (22)$$

と置くことができる。ここで、 a および b は、対象系の状態によらない定数である。 $M_A - a$ および $M_B - b$ を改めて M_A および M_B とすれば、これらは不偏性条件 (19) および (20) と等価である。すなわち、 A についての測定 M_A および B についての測定 M_B がともに不偏（あるいは一定値）となっている場合には、Heisenberg の不等式 (1) が成り立つということになる。

この条件、簡単そうに見えて実はそう簡単ではない。測定の目的となる物理量 A に関して不偏となるように装置を設計することは比較的容易だが、擾乱を受けた後の物理量 B に対しても同時に不偏となるとは限らないからである。むしろ、量子的なレベルで (19) および (20) を同時に満たす測定装置は稀である、と言ったほうが良いかもしれない。その意味で、Heisenberg の不等式を満たすような測定を実現することはそれほど容易なことではないし、実現したとすると、そのときの誤差および擾乱は、Branciard の不等式が予言する理論的下限には達しないものになってしまう。

最近、渡邊らは、推定理論を用いて測定誤差と擾乱を (8) および (9) とは別の形で定義し、その定義に基づくならば Heisenberg の不等式が成立するとの結論を得ている。¹³⁾ この定義では、測定値の偏りが自動的に除去され、上の条件を満たすような形になっていると考えられる。Heisenberg の不等式の成立条件を満たすような場合の実験結果については、また別の機会に紹介できればと思う。

7. むすび

測定誤差と擾乱、およびそれらの間の不確定性関係は、私たちが量子すなわちミクロの自然についてどこまでを知ることができるかを語る時、その根本に深く関わる問題である。小澤の不等式に端を発した最近の理論的、実験的研究の進展により、Heisenberg 以来信じられてきた測定誤差と擾乱の間の不確定性関係に関して、より正しく正確な理解が得られるようになった。これまでに行われてきた実験は、まだスピンや偏光といった二準位系に限られているが、今後、多準位系や連続量を用いた研究も期待される。さらに、不確定性関係を利用した新たな応用、例えば量子暗号通信における秘匿性の検証などへの応用なども検討されている。冒頭でも述べたように、量子力学における測定

過程の研究と言えは一種の禁断の領域と考えられてきたが、量子測定過程における誤差と擾乱および不確定性関係の研究は、理論、実験ともに、今後ますます重要かつ興味深い発展が見込まれるだろう。

本研究は、総務省戦略的情報通信研究開発推進事業 (SCOPE) No. 121806010 の援助を受けて実施された。

参考文献

- 1) W. Heisenberg: Z. Phys. **43** (1927) 172.
- 2) E. H. Kennard: Z. Phys. **44** (1927) 326.
- 3) H. P. Robertson: Phys. Rev. **34** (1929) 163.
- 4) E. Arthurs and J. L. Kelly: Bell Syst. Tech. J. **44** (1965) 725.
- 5) E. Arthurs and M. S. Goodman: Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 2447.
- 6) M. Ozawa: Lecture Notes in Phys. **378** (1991) 3.
- 7) S. Ishikawa: Rep. Math. Phys. **29** (1991) 257.
- 8) M. Ozawa: Phys. Rev. A **67** (2003) 042105.
- 9) M. Ozawa: Phys. Lett. A **318** (2003) 21.
- 10) M. Ozawa: Ann. Phys. (N.Y.) **311** (2004) 350.
- 11) M. Ozawa: arXiv: 1308.3540 [quant-ph] (2013).
- 12) P. Busch, P. Lahti and R. F. Werner: Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 160405.
- 13) Y. Watanabe, T. Sagawa and M. Ueda: Phys. Rev. A **84** (2011) 042121.
- 14) M. M. Weston, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 220402.
- 15) C. Branciard: Proc. Natl. Acad. Sci. **110** (2013) 6742.
- 16) M. Ozawa: arXiv: 1404.3388 [quant-ph] (2014).
- 17) J. Erhart, *et al.*: Nature Phys. **8** (2012) 185.
- 18) M. Ozawa: Phys. Lett. A **335** (2005) 11.
- 19) A. P. Lund and H. M. Wiseman: New. J. Phys. **12** (2010) 093011.
- 20) L. A. Rozema, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 100404.
- 21) F. Kaneda, S.-Y. Baek, M. Ozawa and K. Edamatsu: Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 020402.
- 22) G. Sulyok, *et al.*: Phys. Rev. A **88** (2013) 022110.
- 23) S.-Y. Baek, F. Kaneda, M. Ozawa and K. Edamatsu: Sci. Rep. **3** (2013) 2221.
- 24) S.-Y. Baek, Y. W. Cheong and Y.-H. Kim: Phys. Rev. A **77** (2008) 060308(R).
- 25) M. Ringbauer, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 020401.

非会員著者の紹介

So-Young Baek 氏 : Present address: Department of Electrical Computer Engineering, Duke University, Durham, NC 27708. Present research area: Quantum information processing with trapped ions.

小澤正直 氏 : 名古屋大学大学院情報科学研究科教授。量子測定理論、量子情報科学、量子論の様相解釈に興味がある。

(2014年3月12日原稿受付)

Experimental Test of Error, Disturbance, and Uncertainty Relations in Quantum Measurement

Keiichi Edamatsu, Fumihiko Kaneda, So-Young Baek and Masanao Ozawa

abstract: Experimental test of the error-disturbance uncertainty relations in quantum measurement is described. Using generalized, strength-variable measurement of a single photon polarization state, we demonstrate that the Heisenberg relation is violated, yet the Ozawa and Branciard relations are valid.

生体系のシミュレーションのサンプリング手法及び解析方法の開発

光武亜代理 (慶應義塾大学理工学部物理学科, さきがけ研究者)

蛋白質は20種類のアミノ酸が共有結合であるペプチド結合でつながった1本の高分子鎖である。アミノ酸の1次配列の違いにより蛋白質の立体構造や機能が特徴づけられる。複雑な分子であるのに、生理的条件下で約100残基程度のもは自発的に1つの立体構造(天然構造)に折れ畳まれる。化学物理の視点で蛋白質の折れ畳み機構を理解することは非常に面白い。また、複数の低分子や蛋白質が非共有結合によって会合して機能を生じる現象を分子レベルで理解することも興味深い。

分子動力学法は、生体高分子の構造安定性、ダイナミクスや機能について分子レベルで調べることができる強力な方法である。蛋白質系では、以下の3つの難しさがある。1つ目は系のポテンシャル関数(分子力場)の精度である。蛋白質やまわりの溶媒を構成する原子間の相互作用を古典的に正確に取り入れることが必要である。蛋白質の分子力場は1960年代後半から開発がはじまり、現在、AMBER、CHARMMやGROMACSなどの分子力場が存在する。分子力場に結果が依存することもあるが、近年、サンプリングの向上により分子力場を評価できるようになり、精度が向上している。

2つ目は、サンプリングの問題である。研究対象の時間スケールに対応した十分なサンプリングをすることが必要である。蛋白質は多数の原子からなるヘテロな高分子で、周りの多くの水分子と相互作用をして構造変化する。つまり、水分子も含めた多自由度複雑系である。100残基程度の蛋白質の折れ畳み速度は通常ms程度で、分子シミュレーションで追うのは大変時間がかかる。折れ畳みに時間がかかるのは、自由エネルギー空間で状態がエネルギー極小状態にトラップされているからである(ms程度で自由エネルギーバリアーを超えられ

る)。効率の良いサンプリング手法を用いて自由エネルギーバリアーを乗り越えることができれば、最安定構造を得ることが計算機で実現できる(最適化問題)。最近は、専用計算機を駆使してms程度のシミュレーションが可能となっているが、会合系などの複雑な系では、依然、サンプリング問題は存在する。

3つ目は、解析手法である。生体分子の複雑な動きから巻戻りや機能に重要な要因を抜き出す必要がある。また、自由エネルギーを計算して構造安定性を調べたり、レイイベントや重要なダイナミクスを解析したりする必要がある。蛋白質の解析手法は、シミュレーション時間の増加に伴い発展してきた。静的な(時間の情報を使わない)解析手法は多く存在するが、動的解析手法は少ない。複数の極小エネルギー安定構造の特定や、どれくらいの時間スケールでどのように構造間の遷移が生じるかなどを調べる動的な解析手法が求められている。

筆者は、統計力学に基づく手法を生体高分子系の分子シミュレーションに適用・開発してきた(実験でいうと装置開発に対応する)。サンプリングの問題に関しては、効率の良いサンプリング手法である拡張アンサンブル法を蛋白質系に応用することや関連する新しい手法の開発をすることを行ってきた。(本手法は、他の複雑な分子からなる系にも応用できる。)解析手法に関しては、高分子の分野で開発された緩和モード解析という動的解析手法を蛋白質のシミュレーションに導入することを試みた。本稿では、筆者が行ってきた方法論の開発について述べる。蛋白質の構造安定性、ダイナミクスや機能の機構についてはまだ分からないことが多くある。これまで開発してきた方法は、今後さらに重要性を増すと考えられる。

—Keywords—

分子動力学法:

粒子の運動方程式(微分方程式)を数値的に解くことにより、粒子の座標 $r = \{r_1, \dots, r_N\}$ と運動量 $p = \{p_1, \dots, p_N\}$ の時間発展を追う方法。運動方程式 ($m_i \ddot{r}_i = F_i = -(\partial U / \partial r_i)$) を解くと、座標と運動量に関して全エネルギー E が一定のミクロカノニカルアンサンブルが得られる。実験系は温度と圧力が一定の系に対応するので、温度や圧力を一定にする分子動力学法が一般に使われている。

分子力場:

運動方程式のポテンシャル関数に対応するもの。蛋白質の古典系の分子シミュレーションでは一般に以下のようなエネルギー関数が使われている(AMBER14マニュアルから)。

$$U = \sum_{\text{bonds}} k (r - r_{\text{eq}})^2 + \sum_{\text{angles}} k (\theta - \theta_{\text{eq}})^2 + \sum_{\text{dihedrals}} \frac{V_n}{2} [1 + \cos(n\phi - \gamma)] + \sum_{\langle i, j \rangle} \left[\frac{A_{ij}}{R_{ij}^{12}} - \frac{B_{ij}}{R_{ij}^6} \right] + \sum_{\langle i, j \rangle} \left[\frac{q_i q_j}{\epsilon R_{ij}} \right]$$

詳しい変数の定義については、マニュアルを参照して頂きたいが、右辺の第3項までは共有結合項で、隣接した原子間の距離や角度や二面角に関する項である。右辺の第4項と5項は非共有結合項でレナード・ジョーンズ項と静電相互作用項である。

モンテカルロ法:

乱数を用いる方法。狭い意味では、乱数を用いてある重みに従って状態 x を生成する方法。ボルツマン因子 $\exp(-\beta E(x))$ に従って状態を生成するメトロポリスの方法はよく使われている。

1. はじめに

分子動力学シミュレーションは原子レベルの知見を得る強力な手法であり、蛋白質の研究に広く利用されている。通常は個々の蛋白質の物性に興味があり、実験結果と比較することが多い。実験は溶媒中で行われるため蛋白質と水分子系のシミュレーションをするのが一般的である。^{*1} よって、数万原子系の多自由度複雑系である(図1(a))。結晶構造を初期構造として結晶構造まわりの状態の安定性やダイナミクスを解析するシミュレーションやフォールディングのように伸びた構造から巻き戻すものなど目的は多岐にわたる。

多くの実験により蛋白質の安定性やダイナミクスについての知見が得られているが、空間的にも時間的にも解像度の限界があるため、アンサンブル平均として実験データが得られることが多い。^{*2} 時間的な問題に対して、原子の動きの時間スケール(分子シミュレーションの時間幅)である fs や ps に比べて、実験系の測定に関する時間スケールである μs から s と^{*3} 時間スケールに大きな隔りがある。実験との時間的(かつ空間的)隔りを埋めていくのが課題である(最近の発展に関する詳しい総説は文献1-4)。

実験系と同程度の時間スケールのアンサンブルを得たい場合、直接実験と対応する長時間シミュレーションを行うか、効率の良いサンプリングをする必要がある。筆者は、効率の良いサンプリング手法である拡張アンサンブル法の開発を行ってきた。構造空間の効率的なサンプリングを行うことは物質科学の大きな問題であり、本方法の開発は蛋白質系ばかりでなく、他の系にも広く応用できる。2節で拡張アンサンブル法に関する研究について簡単に述べる。

蛋白質はヘテロポリマーであり複雑な動きをする。蛋白質には協動的な動き(ドメインの動き)があり、これが機能などに関係しているといわれている。協動的なモードを抜き出す手法として、静的(時間の情報を用いない)解析手法は多いが、動的解析手法は少ない。緩和モード解析は高分子の分野で開発された緩和の遅いモードを抜き出す動的解析手法である。筆者は、蛋白質系に導入することを試みた。3節ではこれについて述べる。

2. 拡張アンサンブル法に関する研究

2.1 従来の拡張アンサンブル法

従来の方法について簡単に説明してから、どのような研究をしたかを簡単に述べる(詳しい日本語の総説や連載は文献5を参照)。拡張アンサンブル法は物理の磁性的分野でモンテカルロ法に基づいて開発された手法である。

^{*1} 溶媒の効果を効率良く取り入れる方法の開発も多くある。

^{*2} 実験では空間と時間の解像度をあげる技術の開発が進められている。アミノ酸の置換などにより物性が変わることもあり分子レベルでの知見を得たいことが多い。

^{*3} 実験装置によって時間スケールは違う。NMR 実験は、ps 程度から ms まで幅広い時間スケールの情報が得られる。またドメイン運動は数百 ns 程度で、巻戻りの2次構造形成は速いもので μs 程度である。

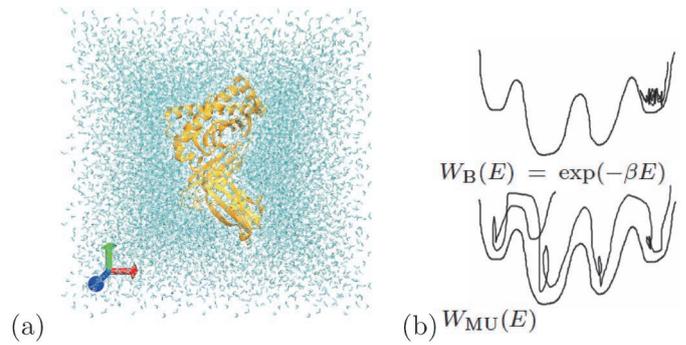


図1 蛋白質と周りの水分子からなる系 (a). 水分子を水色で示す。蛋白質の主鎖をオレンジ色で示す。全体で数万原子からなる。らせん構造(ヘリックス構造)やシート構造が見られるが、一本鎖からなる。図のボックスを単位として周期境界条件を下す。自由エネルギー曲面と常温のカノニカルシミュレーション (b) 上図) と拡張アンサンブルシミュレーション (b) 下図) のトラジェクトリの軌跡の概念図。(b) 上図は初期構造にトラップされている。長時間シミュレーションをすると、自由エネルギーバリアーを乗り越えることができるが、計算機の性能上難しい。

従来のカノニカルモンテカルロ法がボルツマン因子 ($\exp(-E/k_B T) = \exp(-\beta E)$) に基づいて状態をサンプルするのに対し、非ボルツマン因子である人工の重み因子を用いて状態をサンプルする(図1(b))。エネルギー空間上のランダムウォークを起こす人工の重み因子を用いるため、エネルギー極小状態に留まるのを避けることができる。また、幅広いエネルギー領域の状態を得るため、1回のシミュレーションから reweighting (再重法) という方法を用いて、幅広い温度領域の熱力学平均を計算することができる。既存の方法として、マルチカノニカル (MUCA) 法、シミュレートッド・テンパリング (ST) 法とレプリカ交換法 (REM) が有名である(オリジナル論文に関しては文献6の総説を参照)。3つの方法について簡単に述べる。

MUCA法では、エネルギーの確率分布 $P_{\text{MU}}(E)$ が広いエネルギー領域で一定になる重み因子 $W_{\text{MU}}(E)$ を用いる:

$$P_{\text{MU}}(E) \propto n(E) W_{\text{MU}}(E) = \text{const.} \quad (1)$$

ここで、 $n(E)$ は状態数である。つまり、

$$W_{\text{MU}}(E) \propto n(E)^{-1} \quad (2)$$

である。マルチカノニカル重み因子を用いると、シミュレーション中でエネルギー空間上のランダムウォークを実現するため、極小エネルギー構造にトラップされることがなく広く構造空間をサンプルできる。

ST法は、温度を変数としてシミュレーション中に変化させる。この方法では、重み因子 $W_{\text{ST}}(E; T)$ は

$$W_{\text{ST}}(E; T) = \exp(-\beta E + a(T)) \quad (3)$$

で与えられる。 $a(T)$ はSTのパラメータである。そして、温度の確率分布 $P_{\text{ST}}(T)$ が広い温度領域で一定:

$$P_{\text{ST}}(T) = \int dE n(E) \exp(-\beta E + a(T)) = \text{const.} \quad (4)$$

になる $a(T)$ を用いる。つまり、

$$\exp(-a(T)) \propto \int dE n(E) \exp(-\beta E) \quad (5)$$

であり、ヘルムホルツの自由エネルギーに対応する。ST法では、この重み因子に基づいて温度を変化させるため温度空間上のランダムウォークを実現する。温度空間上のランダムウォークはエネルギー空間上のランダムウォークを実現し、この方法も広い構造空間をサンプルできる。

REMはM個の温度($\beta_i, i=1, \dots, M$)を用意して、重み因子は

$$W_{\text{REM}} = \prod_{i=1}^M \exp(-\beta_i E(x_i)) \quad (6)$$

で与えられる。M個の違う温度のカノニカルアンサンブル(レプリカ)を用意し、同時に複数のシミュレーションを行い、ある頻度で重み因子に基づきレプリカの温度を交換する。最終的に与えた温度の複数のカノニカル分布を得る。1つのレプリカを見ると、いろいろな温度を渡り歩くので、温度空間上のウォークを実現していることがわかる。

生体高分子系には最初に真空中やモデル溶媒中でモンテカルロ版のMUCAが導入された。水分子と蛋白質の系は分子が密にパッキングしているため、モンテカルロ法だと候補の状態を発生させることが難しい。一般に水分子を陽に取り込んだ系では、分子動力学シミュレーションが用いられる。MUCA法に関しては人工の重み因子に対応した人工のポテンシャルという考え方を導入することで、⁷⁾ また、ST法やREMに関しては運動量についての取り扱いを考慮することにより⁸⁾ 分子動力学版が開発された。分子動力学版の開発により分子系でより広く使われるようになった。^{*4}

2.2 複合型拡張アンサンブル法

MUCA法やST法は一度重み因子が求まると効率良く極小エネルギー状態をサンプルできて強力な手法であるが、重み因子は最初に短いいくつかのシミュレーションをして決定する必要がある(経験と熟練が必要である)。蛋白質のように系が大きくエネルギー領域が広い場合、この重み因子の決定が難しくなる。REMは、温度分布を与えるだけなので簡単に重み因子を決定できるが、系が大きくなるとレプリカ数が莫大になる。^{*5} これらの欠点を補うために複数の方法を結合した複合型の拡張アンサンブル法の開発を行い、大きな系に適用できるようにした⁹⁾ (総説5, 6)。この方法は、短いREMシミュレーションの結果とmultiple reweighting histogram法を用いて、MUCA法やST法の重み因子を決定する方法である。はじめに多くのレプリカ(core)を必要とするが、MUCA法やST法の重み因子が決

表1 各方法の欠点と利点。蛋白質系はパッケージを使う場合が多いため、外部変数を変えるSTとREMはプログラミングが易しい。系によって効率の違いは、真空中の5残基の系の300 Kのモンテカルロシミュレーションに対して、REMとSTは約50倍、MUCAは約150倍効率が良い(エネルギーのランダムウォークの頻度を評価した)。REMは1次相転移の系を扱うのは難しい。

	重み因子の決定	ランダムウォーク	レプリカ数	プログラミング
MUCA	△ 端の重み決定も難	○	少(通信少)	プログラムの内部修正有
ST	△	△	少(通信少)	易(内部修正無) シェル等で可
REM	○	△	多(通信多) (温度交換のみ)	易(内部修正無) シェル等で可

まれば、少ないレプリカ数でシミュレーションが可能となる。

multiple reweighting histogram法は、複数のシミュレーションデータから近似的に状態数 $n(E)$ を求める方法であり、以下の2つの方程式からなる：

$$n(E) = \frac{\sum_{i=1}^N g_i^{-1} H_i(E)}{\sum_{i=1}^N g_i^{-1} h_i \exp(-\beta_i E + f_i)}, \quad (7)$$

$$\exp(-f_i) = \int dE n(E) \exp(-\beta_i E). \quad (8)$$

ここで、 $H_i(E)$ と h_i は β_i のカノニカルシミュレーションから得られたエネルギーヒストグラムと全サンプル数である。短いレプリカ交換シミュレーションから得られた $H_i(E)$ と h_i を入力とし、2つの方程式を逐次的に解くことにより、 $n(E)$ と f_i が収束する。ただし、 $g_i=1$ としている。一般に、状態数が求まるので任意の温度の物理量を計算するときに用いられる。MUCA法の重み因子は式(2)より $n(E)^{-1}$ でST法の重み因子は式(5)より f_i に対応するので、それぞれのアンサンプルの重み因子も近似的に得ることができる。

方法論の開発が主であるためモデル溶媒中の17残基のヘリカルペプチド系に対して複合型拡張アンサンブル法を適用した。特に、我々はREMとST法を結合した方法を提案した。^{9), *6} 従来の重み因子を決定する方法では、本系でさえ重み因子を求めることができなかった。本方法を用いると簡単に重み因子を求めることができ、そのためにより大きな系に適用できるようになった。また、この系において、MUCA、STとREMの比較を行った。3つの方法の特徴を表1にまとめた。取り扱う系、利用するプログラムや計算機の種類や規模によりどの方法を使うかを選ぶと良い。^{*7}

2.3 多変数拡張アンサンブル法

蛋白質間の会合の自由エネルギーの計算やさらに複雑な

^{*4} 特にレプリカ交換分子動力学法は重み因子を決めることが簡単のため、既存のソフトウェアに導入されている。また、日本で開発された蛋白質の拡張アンサンブル法が組み込まれた分子動力学のソフトウェアとしてPrestoやGENESISなどがある。

^{*5} 構造サンプリングを促す場合、構造が壊れはじめる転移温度付近までの温度が必要で、溶媒中の小さな蛋白質のフォールディングシミュレーションでさえ数十以上の温度(レプリカ)が必要である。

^{*6} REMとMUCA法を結合した方法を提案した論文は文献10である。

^{*7} 重みの決定に関して、蛋白質系は、系が大きいためカバーするエネルギー領域が広いことから難しさがある。しかし、常温の状態に興味があるため、多分子の相転移系や最適化問題よりも扱いやすい側面もある。

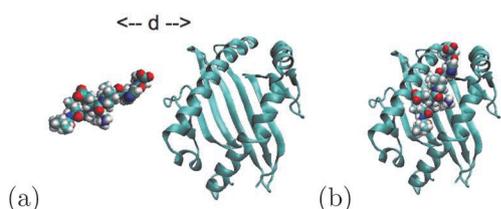


図2 ペプチドと蛋白質の重心間の距離に制限を与えるが、この距離に関してもランダムウォークを促す (a). 局所的な領域の位相空間を効率良く探索して (b) のような会合系の安定状態を探索する。

系では、ある局所的な領域の位相空間を効率良くサンプリングしたい場合がある。ある自由度を固定したシミュレーションを行う際、サンプリングされる空間は制限されるが、固定した自由度を少し変化させるとサンプリングを良くすることができる。例として、ペプチドと蛋白質の会合系で2つの高分子の重心間の距離を固定したものを考える (図2)。ペプチドと蛋白質の重心が近いとお互いに分子が衝突して構造変化をあまり起こせないが、2つの重心を離すと構造変化しやすくなる。重心間の距離を近くに戻すと別の会合状態をサンプルすることができる。また、ランダムウォークする変数を増やすことにより、さらにサンプリング効率を良くすることができる。このために、多変数REM、MUCAとSTの多変数版の定式化を行った^{11),*8} 前節のように、多変数REMと多変数のmultiple reweighting histogram法を用いて多変数MUCAとSTの重み因子を決定する方法を提案した。特に、多変数REMとST法を結合した方法のシミュレーションを行い、有効性について調べた。

多変数拡張アンサンブル法では、 L 個のパラメータ $\lambda = (\lambda^{(1)}, \dots, \lambda^{(L)})$ に依存する一般化したエネルギー関数を導入する：

$$E_{\lambda}(x) = E_0(x) + \sum_{\ell=1}^L \lambda^{(\ell)} V_{\ell}(x). \quad (9)$$

ここで、 $E_0(x)$ と $V_{\ell}(x)$ ($\ell=1, \dots, L$) の $L+1$ 個のエネルギー項があり、 $\lambda^{(\ell)}$ は $V_{\ell}(x)$ のカップリング定数である。多変数MUCAでは、 E_0 だけでなく V_{ℓ} ($\ell=1, \dots, L$) のエネルギー項のランダムウォークも、多変数REMやSTでは、温度 T だけでなく $\lambda^{(\ell)}$ ($\ell=1, \dots, L$) のランダムウォークも実現する (詳しくは、文献5, 11の論文)。

式(9)のエネルギー関数の表現はシミュレーションで良く使われる形である。例えば、バイアスエネルギーを加えるアンブレラサンプリングの場合、 $E_0(x)$ はオリジナルのポテンシャルエネルギー項で $V_{\ell}(x)$ は $\lambda^{(\ell)}$ とカップリングしたアンブレラ (バイアス) ポテンシャルの項に対応する。バイアスポテンシャルの例として、末端間距離を制限するものや、慣性半径を制限するものなどが考えられる。

また、いろいろなアンサンブルにも適用できる。温度と圧力が一定の場合は、 $E_0(x)$ はポテンシャルエネルギー U で $V_1(x)$ は体積である。ここで、 $\lambda^{(1)} = P$ (圧力) である。つ

まりMUCA法では、 U と V をST法では T と P を広くサンプリングすることになる。グランドカノニカルアンサンブルの場合、 $E_0(x)$ はポテンシャルエネルギー U で $V_1(x)$ は全粒子数 N に対応する。ここで、 $\lambda^{(1)} = -\mu$ (化学ポテンシャル) である。イジングモデルでは、 $E_0 = -J \sum_{\langle i,j \rangle} S_i S_j$ で $V_1 = -\sum_i S_i$ で $\lambda^{(1)} = h$ の外磁場である。(いろいろなアンサンブルに関する議論は文献12を参照)。

モデル溶媒中での17残基のヘリカルペプチド系で2変数のREMとSTを結合したシミュレーションを行い、STの重み因子を簡単に求めることができることを示した¹¹⁾ この際、 V_1 を溶媒和自由エネルギーとして、真空中と溶媒中のペプチドの安定性について調べた。低温での真空と溶媒中の構造は、主鎖はヘリックス構造で同じであったが、側鎖の配置が違っていた。真空中では構造エネルギーを低くしようとするが、溶媒中では、構造エネルギーと溶媒和自由エネルギーの和を低くしようとするために、側鎖の状態が変化する。論文では計算していないが、溶媒中と真空中の自由エネルギー差も精度良く計算できる。REMとSTの複合型の方法の応用例としては、蛋白質の高圧変性に関する研究¹⁴⁾ や外場のある磁性体の系¹⁵⁾ などがある。

3. 緩和モード解析に関する研究

3.1 蛋白質のシミュレーションの解析手法

複雑な蛋白質原子の動きから、特徴的な自由度 (オーダーパラメータ) を抜き出すことは重要である。オーダーパラメータは、トラジェクトリを解析する上で良い指標になる。基準振動解析は蛋白質分子のポテンシャルエネルギーの極小点近傍での基準振動モードを求めることができる。Langevinモード解析は水の効果も取り入れた蛋白質の天然構造まわりの動き (モード) を解析する。よく使われている主成分解析は、平均構造まわりの構造揺らぎを解析することができる。構造揺らぎの大きいモードを求めることができる。得られた低次の主成分は自由エネルギー曲面の軸としても用いられている (総説は文献13など)。これらの解析手法は構造揺らぎの静的性質を解析することができる。また、得られたモードは協動的な動きと考えられ、機能との関係性について広く調べられている。近年、飛躍的に長時間シミュレーションができるようになり、極小エネルギー構造間の転移を解析する動的解析手法の開発が求められている。⁴⁾ 緩和モード解析は、緩和の遅いモードを抜き出す動的解析手法である。緩和の遅いモードは、極小エネルギー構造間の動きに対応すると考えられる。また、モードの緩和時間も求まるため、どれくらいの時間スケールで構造遷移が起こるか調べることができる。この方法を蛋白質系へ適用することを試みた。^{16,17)} 本研究について簡単に紹介する。

3.2 緩和モード解析

緩和モード解析はスピン系や高分子系で開発された¹⁸⁾ 動的な解析手法であり、緩和の遅い動きを調べることがで

*8 多変数MUCAやREMは既に存在する。

きる。緩和モードは以下を満足する*9:

$$\langle X_p(t)X_q(0) \rangle = \delta_{p,q} e^{-\lambda_p t}. \quad (10)$$

ここで、 $\langle X_p(t)X_q(0) \rangle$ は時刻 t での X_p と時刻 0 での X_q の平衡時間相関関数である。 X_p を緩和モードと呼び、その緩和率は λ_p で与えられる。*10

流体力学的相互作用や排除体積相互作用のないラウスモデルで表現される線形高分子鎖に関しては緩和モードはラウスモードであり、高分子動力学の理論で重要な役割を持つ。線形鎖の場合、緩和現象は緩和モードと緩和率を用いて体系的に研究されている。

緩和モード解析は、分子シミュレーションの結果から近似的に緩和モードを計算する方法であり、緩和の遅いモードを抜き出すことができる。1時刻緩和モード解析の場合、緩和モードを以下のように近似する:

$$X_p(Q) = \sum_{i=1}^{3N} f_{p,i} R_i(t_0/2; Q), \quad (11)$$

$R_i(t; Q)$ は状態 Q から出発して時刻 t 経った時の R_i の期待値である。 R_i は平均構造からの原子の相対座標である $3N$ 次元ベクトル \mathbf{R} の i 番目の成分である。 t_0 は \mathbf{R} 中の速いモードの重みを減らすために導入される。 t_0 が大きいほど、遅いモードに関して良い近似となる。

この試行関数(式(11))と \mathcal{R} :

$$\mathcal{R}[X_n] = \frac{\langle X_n(\tau)X_n(0) \rangle}{\langle X_n(0)X_n(0) \rangle} \quad (12)$$

に関する変分問題を考えると、以下の一般化固有値問題が導出される:

$$\sum_{j=1}^{3N} C_{i,j}(t_0 + \tau) f_{p,j} = \exp(-\lambda_p \tau) \sum_{j=1}^{3N} C_{i,j}(t_0) f_{p,j}. \quad (13)$$

ここで、 $C_{i,j}(t)$ は $C(t)$ の $3N \times 3N$ の成分であり、

$$C_{i,j}(t) = \langle R_i(t)R_j(0) \rangle \quad (14)$$

と定義される。また、規格化条件は

$$\sum_{i=1}^{3N} \sum_{j=1}^{3N} f_{p,i} C_{i,j}(t_0) f_{p,j} = \delta_{p,q} \quad (15)$$

与えられる。式(13)と(15)を解くことにより、緩和時間 $\tau_p = 1/\lambda_p$ と対応する緩和モードを計算することができる。この緩和モード解析を蛋白質系に適用することを試みた。*11

3.3 蛋白質系への適用

通常の高分子系の緩和モード解析では、並進の自由度を

抜いて回転の自由度を残して解析を行う。孤立高分子鎖では、一般に回転緩和が一番遅い緩和である。蛋白質系の解析では、並進と回転の自由度を抜き、平均構造まわりの構造揺らぎについて調べる。我々は、回転の自由度を抜いて解析を行えるようにした。自由度が少なくかつこれまでの研究で極小エネルギー状態が良く知られている真空中の5残基からなるエンケファリンのシミュレーションにこの方法を適用した。*16) 主鎖の炭素原子(C α とC)の10原子の座標(自由度30)に対して、主成分解析と緩和モード解析を行った。そして、得られたモードを用いて自由エネルギー曲面を計算し、安定構造と準安定構造間の遷移について調べた。両解析から得られた自由エネルギー曲面は大きく違っていた。詳細は述べないが、緩和モード解析を用いて安定構造と準安定構造間の遷移をより詳細に解析することができた。

蛋白質のような自由度が多い系に対しては、緩和モード解析を行うために自由度を減らす必要がある。我々は、自由度を体系的に減らして、緩和モード解析を行う主成分緩和モード解析を開発した。*17) まず主成分解析を行い、得られた低次の主成分を用いて緩和モード解析を行う。主成分解析の高次の調和的な揺らぎを無視し、大きな構造変化に対応する低次の主成分モードの寄与を取り入れる。制限した主成分の中で緩和の遅いモードを抜き出す。水中の130残基程度のリゾチームにこの手法を適用した(さらに、2発展時間緩和モード解析という方法を導入した)。100 nsのトラジェクトリを用いて、主成分解析と主成分緩和モード解析を行った。図3に両解析から得られた揺らぎの大きい方向と、緩和の遅い動きの方向を示す。構造揺らぎの大きい部分や方向は構造間の遷移に関係すると考えられる緩和の遅いモードの位置や方向と必ずしも一致しないことは明確である。計算結果から、主成分緩和モード解析は主成分解析に比べて構造転移の理解が明確であり、大域的な遅い運動を系統的に取り扱うことができることが確認された。

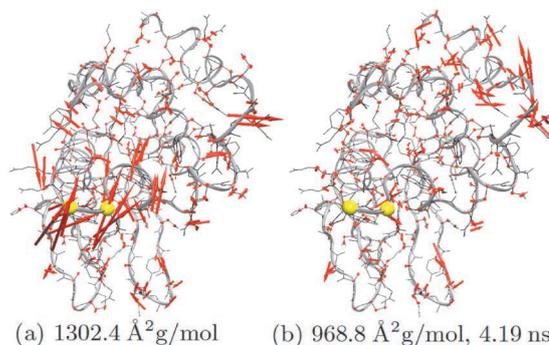


図3 平均構造と主成分解析と主成分緩和モード解析から得られた揺らぎの大きい方向と、緩和の遅い動きの方向。灰色のラインは主鎖を表し1本鎖である。矢印が各部分の動きに対応する。(a)は主成分解析から得られた第1主成分の結果で、数値は分散($\text{\AA}^2\text{g/mol}$)である。(b)主成分緩和モード解析から得られた第1緩和モードの結果で、数値は分散と緩和時間 λ_p^{-1} (ns)である。黄色いボールはPro103とGln104のC α 原子を表す。この系では、第一主成分モードとして局所的な部分の大きな構造揺らぎを抜き出している。第一緩和モードは協動的な動きに対応する。*17)

*9 簡単のため詳細釣り合いを満たし位置座標のみを取り扱う場合についての式を用いる。

*10 緩和モードは確率分布の時間発展演算子 Γ の左右固有関数(ϕ_n と ψ_n)に対応する。(緩和モードが確率分布の時間発展演算子の固有関数に対応するということから、Markov State Model¹⁹⁾とも関連がある。 $t_0=0$ としたものは、tICAを用いた方法に対応する。*20)

*11 パラメータ t_0 と τ については、一般化固有値問題を解いて得られた緩和モードと緩和時間から再構築した時間相関関数が、シミュレーションから直接計算した長時間部分の振る舞いを再現できるかで評価する。

4. まとめ

これまで、統計力学に基づく手法を生体高分子系の分子シミュレーションに適用・開発してきた。本稿では述べていないが溶媒効果を取り入れるために分子性液体理論のRISM理論を用いた研究も行ってきた。拡張アンサンブル法に関しては、蛋白質系だけでなくさまざまな分子系に適用できる。例えば、近年、2変数のマルチカノニカル法を適用して、スリッドに挟まれた水分子の固液相転移に関する研究を行った。²¹⁾ 開発してきた方法を駆使して、会合系の研究などの応用研究に繋げたい。また、緩和モード解析に関してはまだいくつか課題があるが、特に、NMRや中性子散乱などの動的な実験データとの比較を行っていききたい。

計算機や分子シミュレーションのアルゴリズムの発展により、最近、実験と比較できる程度の時間スケールまで長時間の分子シミュレーションが可能となってきている。系もウイルスや脂質膜と蛋白質の複合系などより複雑な系が扱えるようになってきている。蛋白質、脂質膜や糖鎖などの分子力場の改良も進展している。蛋白質の構造や機能については未知なことが多くあり、分子シミュレーションを駆使した研究は今後さらに重要となる。筆者もこれまで開発してきた手法を駆使して、蛋白質の機能についてなんらかの予測ができればと考えている。

主に名古屋大学の岡本祐幸教授と慶應義塾大学の高野宏教授との共同研究である。慶應義塾大学の学生とも議論をした。特に、主成分緩和モード解析に関しては長井俊樹君が研究を進めた。水分子のスリッド系への拡張アンサンブル法の適用に関しては、慶應義塾大学の泰岡研究室の金子敏宏君(現:東京理科大学)が研究を進めた。これらの方に感謝したい。

参考文献

- 1) P. L. Freddolino, C. B. Harrison, Y. Liu and K. Schulten: *Nature Phys.* **6** (2010) 751.
- 2) K. Lindorff-Larsen, P. Margakis, S. Piana, M. P. Eastwood, R. O. Dror and D. E. Shaw: *PLoS ONE* **7** (2012) e32131.
- 3) K. Lindorff-Larsen, S. Piana, R. O. Dror and D. E. Shaw: *Science* **334** (2011) 517; R. O. Dror, R. M. Dirks, J. P. Grossman, H. Xu and D. E. Shaw: *Annu. Rev. Biophys.* **41** (2012) 429.
- 4) T. J. Lane, D. Shukla, K. A. Beauchamp and V. S. Pande: *Curr. Opin.* **23** (2013) 58.
- 5) 光武亜代理, 杉田有治, 岡本祐幸: *日本物理学会誌* **56** (2001) 591; 光武亜代理: *分子シミュレーション研究会誌アンサンブル* **7** (2005) 11;

- 7 (2005) 2; **7** (2005) 25; **8** (2006) 8; **8** (2006) 39; **12** (2010) 29; **16** (2014) 1 (1年以上前のものはJ-STAGEから入手可能).
- 6) A. Mitsutake, Y. Sugita and Y. Okamoto: *Biopolymers (Peptide Science)* **60** (2001) 96.
- 7) U. H. E. Hansmann, Y. Okamoto and F. Eisenmenger: *Chem. Phys. Lett.* **259** (1996) 321; N. Nakajima, H. Nakamura and A. Kidera: *J. Comput. Chem.* **18** (1997) 2086.
- 8) Y. Sugita and Y. Okamoto: *Chem. Phys. Lett.* **314** (1999) 141; Y. Mori and Y. Okamoto: *J. Phys. Soc. Jpn.* **79** (2010) 074001.
- 9) A. Mitsutake and Y. Okamoto: *Chem. Phys. Lett.* **332** (2000) 131; *J. Chem. Phys.* **121** (2004) 2491.
- 10) Y. Sugita and Y. Okamoto: *Chem. Phys. Lett.* **329** (2000) 261.
- 11) A. Mitsutake and Y. Okamoto: *Phys. Rev. E* **79** (2009) 047701; *J. Chem. Phys.* **130** (2009) 214105; A. Mitsutake: *ibid.* **131** (2009) 094105.
- 12) F. A. Escobedo: *J. Chem. Phys.* **123** (2005) 044110.
- 13) A. Kitao and N. Go: *Curr. Opin. Struct. Biol.* **9** (1999) 164.
- 14) Y. Mori and Y. Okamoto: *J. Phys. Soc. Jpn.* **79** (2010) 074003; *Molecular Simulation* **38** (2012) 452.
- 15) T. Nagai and Y. Okamoto: *Phys. Rev. E* **86** (2012) 056705.
- 16) A. Mitsutake, H. Iijima and H. Takano: *J. Chem. Phys.* **135** (2011) 164102.
- 17) T. Nagai, A. Mitsutake and H. Takano: *J. Phys. Soc. Jpn.* **82** (2013) 023803; *Seibutsu Butsuri (Biophysics)* **49** (2009) Suppl. S75 (Abstracts for the 47th annual meeting, The Biophysical Society of Japan).
- 18) H. Takano and S. Miyashita: *J. Phys. Soc. Jpn.* **64** (1995) 3688; S. Koseki, H. Hirao and H. Takano: *ibid.* **66** (1997) 1631; H. Hirao, S. Koseki and H. Takano: *ibid.* **66** (1997) 3399; K. Hagita and H. Takano: *ibid.* **72** (2003) 1824; 高野 宏: *統計数理* **62**(2) (2014).
- 19) F. Noe and S. Fischer: *Curr. Opin.* **18** (2008) 154.
- 20) Y. Naritomi and S. Fuchigami: *J. Chem. Phys.* **134** (2011) 065101.
- 21) T. Kaneko, J. Bai, K. Yasuoka, A. Mitsutake and X. C. Zeng: *J. Chem. Theor. Comput.* **9** (2013) 3299; *J. Chem. Phys.* **140** (2014) 184507.

(2014年5月13日原稿受付)

Effective Sampling Algorithms and Analysis Methods for Molecular Simulations of Proteins

Ayori Mitsutake

abstract: We have studied folding and dynamics of proteins by using computer simulations. For complex systems such as proteins, simulations tend to get trapped in a few of a huge number of local-minimum energy states. To overcome this multiple minima problem, we have developed generalized-ensemble algorithms. On the other hand, as longer and larger MD regular simulations are performed, it is more important to develop analysis methods to extract the "essential" movements of proteins from simulations. Relaxation mode analysis has been developed to investigate "dynamic" properties of homo-polymer systems. Recently, we have applied the method to protein, hetero-polymer systems. Here, we introduce these methods to investigate protein stability and dynamics using molecular simulations.

波長分解ポンプ・プローブ法による コヒーレントフォノンの研究

溝口 幸司 〈大阪府立大学理学系研究科〉

大島 悟郎 〈大阪府立大学理学系研究科〉

物質中の原子振動、分子振動や格子振動（フォノン）は、電子のエネルギー緩和や伝搬、熱伝導、相転移、および、超伝導など多くの物理現象に関わっている。例えば、光励起された電子がフォノンなどと相互作用し、緩和する典型的時間領域はフェムト秒領域からピコ秒領域であり、電子とフォノン間の結合ダイナミクスを明らかにすることは興味深い研究内容である。これを実験的に解明する手法のひとつとして、コヒーレントフォノンの時間分解観測が挙げられる。コヒーレントフォノンとは、物質中のフォノンの振動周期より短いパルス幅を有する超短パルスレーザーをその物質に照射することで、誘起される時空間領域で位相が揃ったフォノンのことをいう。1990年にはじめて半導体でコヒーレントフォノンが観測されて以来、半金属、誘電体、超伝導体、ナノ構造半導体などの様々な物質でも、コヒーレントフォノンが報告されている。このコヒーレントフォノンの観測を介して、電子-格子結合のダイナミクス、励起キャリアの緩和ダイナミクス、相転移のダイナミクスなどが明らかにされてきた。その一方で、コヒーレントフォノン自体の生成機構や検出機構には未解明な点が多い。

コヒーレントフォノンの観測手法には、実験手法の簡便性から、超短パルスレーザーを光源とした反射型（または透過型）ポンプ・プローブ法が最も広く用いられている。通常のポンプ・プローブ法では、ポンプパルスを物質に照射することでコヒーレントフォノンを誘起した後、そこに時間遅延させたプローブパルスを入射し、物質から反射（透過）してきたプローブパルスを検出することで、反射（透過）率の周期的変調としてコヒーレントフォノンを観測する。一方で、超短パルスレーザーのパルス光は数10～数100フェムト秒のパルス幅を持つため、不確定性関係から、数meV

～数10 meVのエネルギー幅が広がったスペクトルを示す。この特徴を利用することで、物質から反射（透過）してきたプローブパルスをエネルギー分解検出すること（波長分解ポンプ・プローブ法）が可能になる。

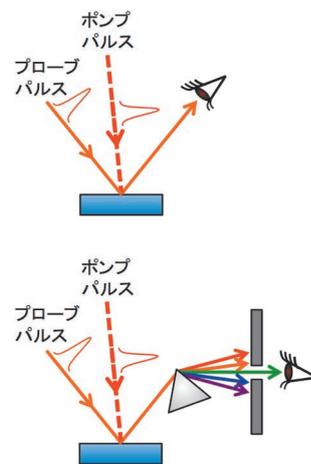
波長分解ポンプ・プローブ法では、反射（透過）してきたプローブパルスにおいて、どのエネルギーで反射（透過）率変化が生じているのか、その時間発展を調べることができる。ここでは、CdTe半導体結晶中に生成されたコヒーレントフォノンによって生じる、過渡的反射率変化が検出エネルギーに対してどのように観測されるのかを示す。波長分解ポンプ・プローブ測定の結果、レーザーパルスの中心エネルギーが、CdTeのバンドギャップエネルギーより低い場合（透明領域）と高い場合（不透明領域）では、コヒーレントフォノンの検出エネルギー依存性に大きな相違が見られた。得られたコヒーレントフォノンの振幅は、レーザーパルスの中心エネルギー ϵ_{exc} で最小となり、そこから高エネルギー側と低エネルギー側にシフトしたエネルギー $\epsilon_{exc} \pm \delta\epsilon$ でピークを示す。透明領域でのシフト量 $\delta\epsilon$ はフォノンのエネルギーに相当するが、不透明領域ではその2倍のエネルギーでシフトが見られる。この結果は、コヒーレントフォノンが反射率変化を引き起こす過程に、それぞれ1つおよび2つのフォノンの放出・吸収が含まれることを表している。

波長分解ポンプ・プローブ法は、コヒーレントフォノンの生成・検出過程を議論するための情報を与えるだけでなく、電子や励起子などのダイナミクスや電子-格子結合ダイナミクス、相転移ダイナミクスなどの研究にも多くの知見を供給するものと期待される。

—Keywords—

ポンプ・プローブ法：

2つの光（または粒子線）を用い、その中の1つの光（ポンプ光）を物質に照射することで物質に変化を起こし、もう1つの光（プローブ光）でその変化を測定する手法の総称であり、変調測定法の一つ。ポンプ・プローブ法の多くは光パルスを用いている。第1のポンプパルスが対象物質中に過渡的变化（例えばコヒーレントフォノン）を誘起し、第2のプローブパルスで対象物質の状態（例えば反射光強度）を計測する。ポンプパルスとプローブパルスの時間間隔を変えて計測することより、ポンプパルスで誘起された過渡現象の時間発展を観測する。この方法により、電気的手法では追従することが困難なピコ秒以下の時間分解測定も可能となる。また、ポンプ・プローブ法において、対象物質を反射または透過してきたプローブパルスを分光する手法を波長分解ポンプ・プローブ法という。



ポンプ・プローブ法（上図）と波長分解ポンプ・プローブ法（下図）の模式図。

1. はじめに

1980年代以降、サブピコ秒以下のパルス幅を持つ超短パルスレーザー（以後、レーザーパルスと呼ぶ）の普及によって、物質中の電子や格子振動（フォノン）などを対象とした超高速現象の研究が盛んに行われている。その中でも、レーザーパルスを物質に照射することで誘起される時空間領域で位相が揃った格子振動、いわゆる、コヒーレントフォノンに関する研究が長年にわたって行われている。^{1,2)} 最近では、コヒーレントフォノンの観測を通して、物性の評価や、構造変化のダイナミクス、さらには、電子（または励起子）とフォノンとの結合ダイナミクスなどが議論されている。

コヒーレントフォノンの観測には、レーザーパルスを用いた4光波混合法や反射型（透過型）ポンプ・プローブ法が多く用いられている。特に、反射型（透過型）ポンプ・プローブ法を用いた測定では、コヒーレントフォノンは、励起に用いるレーザーパルスのパルス幅がフォノンの振動周期より短いパルスを照射したときに観測され、ラマン活性のモードのみが観測されている。しかしながら、反射型（透過型）ポンプ・プローブ法で観測されるコヒーレントフォノンの生成メカニズムに関して、世界中で20年以上にもわたって議論されているが、未だに詳しく理解されていない状況にある。今まで、コヒーレントフォノンの生成メカニズムについて、主に、瞬時的誘導ラマン散乱 (Impulsive Stimulated Raman Scattering; ISRS) 過程,³⁾ 光励起キャリア生成によって生じる表面電場スクリーニング (Impulsive Screening of Surface Electric Field; ISSEF) 過程,^{4,5)} および、断熱ポテンシャル間励起によるコヒーレントフォノン生成 (Displacive Excitation of Coherent Phonon; DECP) 過程^{6,7)} が提唱されている。^{*1} 特に、ISRS過程は、有限のスペクトル幅を有するレーザーパルスにおいて、エネルギー差がフォノンのエネルギーに相当する2つの光子が、誘導ラマン散乱過程によりコヒーレントフォノンを生成するという過程である（図1）。2000年前半頃までは、コヒーレントフォノンの生成過程に関して、キャリアの実励起を伴わない透明試料においてはISRS過程が、キャリアの実励起が生じる不透明試料においては、GaAsのような極性半導体試料ではISSEF過程が、半金属ではDECP過程が支配的であると考えられていた。その後、試料または測定条件によってコヒーレントフォノンの生成過程が違うことに疑問が生じ、不透明試料でのコヒーレントフォノンの生成過程を共鳴ISRS過程で説明する統一的なモデルが提唱された。⁸⁻¹⁰⁾ このモデルの提唱にもかかわらず、未だにコヒーレントフォノンの生成過程が議論されているのは、^{11,12)} 生

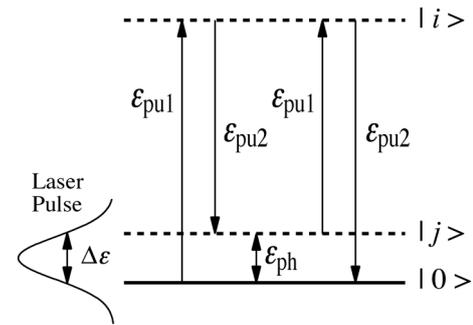


図1 瞬時的誘導ラマン散乱過程の模式図。有限のスペクトル幅 ($\Delta\epsilon$) を有するレーザーパルスの中で、2つの光子 ($\epsilon_{pu1}, \epsilon_{pu2}$) のエネルギー差がフォノンのエネルギー (ϵ_{ph}) に等しいとき ($|\epsilon_{pu1} - \epsilon_{pu2}| = \epsilon_{ph}$), 誘導ラマン散乱過程を通じて、フォノンの吸収および放出が生じる。

成過程を明らかにするための実験的証拠が乏しいことが一因であると考えられる。本研究では、コヒーレントフォノンの生成・検出過程を解明するための一助となることを目指して、波長分解ポンプ・プローブ法を用いてコヒーレントフォノンの特性を調べた。¹³⁾

2. 波長分解ポンプ・プローブ法

物質の反射率または透過率の変化は、通常、ポンプ・プローブ法を用いて観測される。ポンプ・プローブ法において、まずポンプ光を物質に照射することで、物質中に分極の変化が生じる。この直後に、プローブ光を物質に照射することで、物質中の分極の変化によってプローブ光が変調され、反射率（透過率）変化として観測される。今、ポンプ光によって生じる分極の変化を δP 、プローブ光の電場を E_{pr} とすると、反射率（透過率）変化は、 $\Delta I/I_0 \propto \text{Im}[\delta P E_{pr}^*] / |E_{pr}|^2$ と表される。^{14,15)} フォノンの振動周期よりパルス幅が短いレーザーパルスをポンプパルスとして物質に照射すると、物質中にコヒーレントフォノンが誘起され、位相の揃った集団的原子変位であるコヒーレントフォノンが巨視的かつ過渡的な分極変化を生じさせる。この過渡的分極変化が生じている状態に、ポンプパルスに対して時間遅延させたプローブパルスを入射させ、その反射（透過）光の時間変化を測定することで、反射（透過）率の周期的変調としてコヒーレントフォノンを観測することができる。

サブピコ秒以下のパルス幅を持つレーザーパルスは、不確定性関係から、ブロードなスペクトルを示す。通常のポンプ・プローブ法の場合、レーザーパルスをスペクトル分解（エネルギー分解）せずに検出しているため、レーザーパルスのスペクトルを積分した状態の過渡的な反射率（透過率）変化を観測していることになる。一方、波長分解ポンプ・プローブ法では、試料から反射（透過）してきたプローブパルスを分光器で分光し、検出波長毎に反射（透過）率変化を測定する。その反射（透過）率変化は、^{14,15)}

$$\frac{\Delta I(\epsilon_{det})}{I_0(\epsilon_{det})} \propto \frac{\text{Im}[\delta P(\epsilon_{det}) E_{pr}^*(\epsilon_{det})]}{|E_{pr}(\epsilon_{det})|^2} \quad (1)$$

と表される。ここで、 ϵ_{det} は検出エネルギーを示す。この

^{*1} ISSEF過程は、極性半導体の表面空乏層における表面電場が光励起キャリアによって、瞬時的に遮蔽されることで、極性の縦光学フォノンを励起するというメカニズムである。また、DECP過程は、基底状態と励起状態の断熱ポテンシャルの平衡原子位置が異なることで、励起電子に引き連られてコヒーレントフォノンが起こるというメカニズムである。

波長分解ポンプ・プローブ法では、物質中に生成された光励起キャリアやコヒーレントフォノンなどによって生じる過渡的反射(透過)率変化の検出波長(検出エネルギー)依存性を測定することができる。例えば、ポンプパルスによって生成された光励起キャリアの緩和ダイナミクスは、プローブパルスのスペクトル内のどのエネルギーで反射(透過)率に変調が生じているのか、その時間変化を測定することで、調べることができる。¹⁶⁾ 一方、プローブパルスを試料に照射する前に波長分解し、そのプローブパルスを用いて、反射率変化を測定した場合は、先に述べた不確定性関係から、プローブパルスのパルス幅が広がり、測定の際の時間分解能が失われてしまう。また、試料からのプローブパルスを分光するのではなく、ポンプパルスを分光した場合、レーザーパルスのスペクトル幅に依存したブロードなラマンスペクトルが観測されると予想される。本研究では、反射(透過)型ポンプ・プローブ法で観測されるコヒーレントフォノンの生成・検出過程を議論するため、試料から反射(透過)してきたプローブパルスを分光する手法を用いている。

上記の式(1)から、過渡的反射(透過)率変化の検出エネルギー依存性は、コヒーレントフォノンによって生じる分極変化の検出エネルギー依存性に関係することがわかる。今、コヒーレントフォノンがフォノンの放出・吸収を伴う誘導ラマン散乱過程を通して生成されている場合、ラマン散乱スペクトルで観測されるフォノンのエネルギーだけエネルギーシフトしたストークスバンドや反ストークスバンドのような特徴が、波長分解ポンプ・プローブ法で得られる検出エネルギー依存性に現れると予想される。すなわち、波長分解ポンプ・プローブ法を用いて、コヒーレントフォノンの検出エネルギー依存性を調べることで、コヒーレントフォノンの生成・検出の起源を議論することができることを示している。

3. 透明領域および不透明領域の測定によるコヒーレントフォノンの検出エネルギー依存性

測定試料には(001)面のCdTe半導体結晶を用い、CdTe中に観測される縦光学(LO)フォノン(フォノンエネルギー: $\epsilon_{ph} = 21.5$ meV)を対象に、温度16 Kで研究を行った。16 KにおけるCdTeのバンドギャップエネルギー(ϵ_g)は1.605 eVであり、励起子遷移エネルギー(ϵ_{ex})は1.595 eVである。¹⁷⁾ この試料に対して、レーザーパルスの中心エネルギー(ϵ_{exc})が ϵ_g より低いエネルギー($\epsilon_{exc} = 1.512$ eV, キャリアの実励起が生じないことから、以後透明領域と呼ぶ)、または、高いエネルギー($\epsilon_{exc} = 1.675$ eV, キャリアの実励起が生じることから、以後不透明領域と呼ぶ)で、通常のポンプ・プローブ法および波長分解ポンプ・プローブ法を用いて、コヒーレントフォノンを調べた。^{*2}

まず、通常の反射型ポンプ・プローブ法を用い、透明領域および不透明領域の測定で得られた時間領域信号を図2

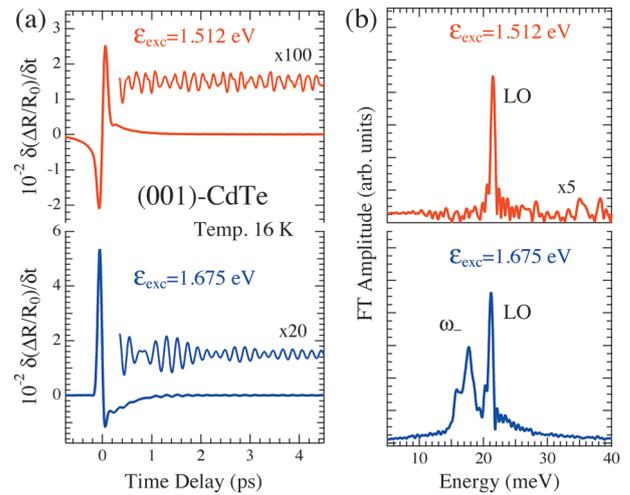


図2 (a) 通常のポンプ・プローブ法を用いて観測されたCdTe半導体結晶における時間分解反射率変化の時間微分信号とその振動成分の拡大図。(b) 反射率変化の振動成分のフーリエ変換スペクトル。レーザーパルスの中心エネルギー(ϵ_{exc})は1.512 eVと1.675 eV。

(a)に示す。両領域の測定結果において、共に振動成分が観測されており、透明領域測定における振動成分の振幅は、不透明領域測定における振動成分の振幅と比べて、非常に小さいことがわかる(振動振幅の相違の原因については後で議論する)。両領域で得られた振動成分のフーリエ変換スペクトルを図2(b)に示す。透明領域測定のフーリエ変換スペクトルに見られる約21.5 meVのシャープなモードはCdTeのコヒーレントLOフォノンである。また、不透明領域測定のフーリエ変換スペクトルには、コヒーレントLOフォノン以外に、その低エネルギー側にLOフォノン-プラズモン結合モードの低分枝モード(ω_-)が観測されている。このLOフォノン-プラズモン結合モードは、光励起キャリアとコヒーレントLOフォノンとの結合によって生じたモードであり、不透明領域測定においてキャリアの実励起が生じていることを示している。

次に、同じ試料で、波長分解反射型ポンプ・プローブ測定を行った。図3に、コヒーレントフォノンに起因する反射率変化の振動成分の2次元プロット(イメージプロット)を示す。横軸に遅延時間、縦軸に検出エネルギー、カラーバーが振動振幅を示す。両領域の測定結果において、振動振幅は、検出エネルギー(ϵ_{det})が ϵ_{exc} あたりで、小さくなっており、 ϵ_{exc} から離れたエネルギーでピークを示している。透明領域測定(図3(a))における振幅の大きさは、 ϵ_{exc} より高エネルギー側と低エネルギー側でほぼ同じ値を示しているが、不透明領域(図3(b))では、低エネルギー側の振幅の方が高エネルギー側の振動と比べて明らかに大きい。この不透明領域における高エネルギー側と低エネルギー側

*2 波長分解ポンプ・プローブ法の実験において、レーザーパルスのパルス幅は約80 fsであり、レーザーパルスが試料上でチャープしていないことを周波数分解光ゲート法(K. W. DeLong, R. Trebino and D. J. Kane: J. Opt. Soc. Am. B **11** (1994) 1595)で確認している。また、ここではレーザーパルスをポンプパルスとプローブパルスに分けており、それぞれの中心エネルギーおよびスペクトル幅は同一である。

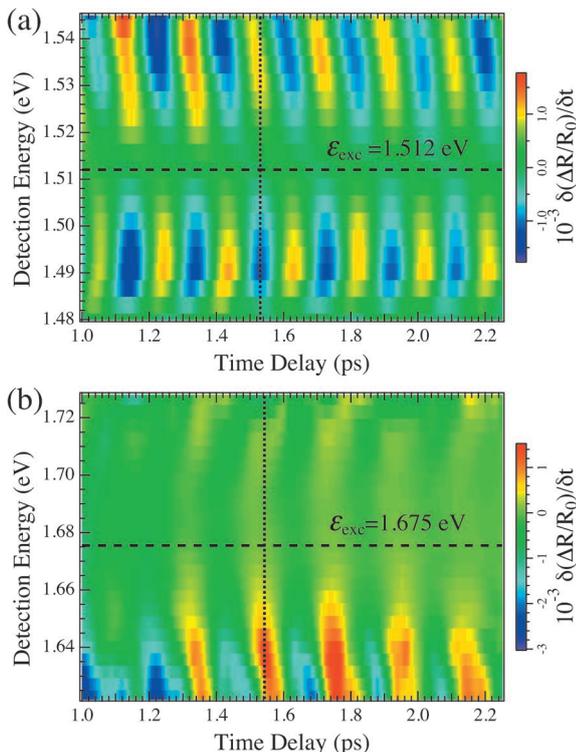


図3 波長分解ポンプ・プローブ法を用いて得られた、CdTe半導体結晶における時間分解反射率変化の微分信号中に観測される振動成分を、遅延時間と検出エネルギーに対して、2次元プロットした図。レーザーパルスの中心エネルギー (ϵ_{exc}) は1.512 eV (a) および1.675 eV (b)。

の振幅の差異は、低エネルギー側の検出エネルギーが ϵ_g に近いことによる、共鳴効果が生じていることを表している。ここで注目すべき点は、振動の位相が、透明領域測定では、高エネルギー側と低エネルギー側で、 π だけずれていることであり、不透明領域測定では、高エネルギー側と低エネルギー側での位相のずれは小さく、ほぼ同位相で振動していることである。このコヒーレントフォノンの位相シフトの差異が、通常のポンプ・プローブ測定で観測された、透明領域と不透明領域のコヒーレントフォノンの振幅の違いを生じさせている。すなわち、通常のポンプ・プローブ法では、プローブパルスのスペクトルを積分した信号として観測しているため、透明領域で観測されるコヒーレントフォノンの信号は高エネルギー側と低エネルギー側で互いに打ち消し合い、コヒーレントフォノンの振動振幅が弱く観測されているのである。

また、振動振幅の検出エネルギー依存性のプロファイルは透明領域と不透明領域の測定結果で違っていることが明らかである。そこで、コヒーレントフォノンの振幅の検出エネルギー依存性を明らかにするために、各検出エネルギーでコヒーレントフォノンの時間領域信号をフーリエ変換し、検出エネルギーとレーザーパルスの中心エネルギーとのエネルギー差 ($\delta\epsilon = \epsilon_{det} - \epsilon_{exc}$) に対して、コヒーレントLOフォノンの振幅のみをプロットした(図4)。図から明らかのように、コヒーレントフォノンの振幅は $\delta\epsilon$ に依存し、レーザーパルスの中心エネルギーから離れた検出エ

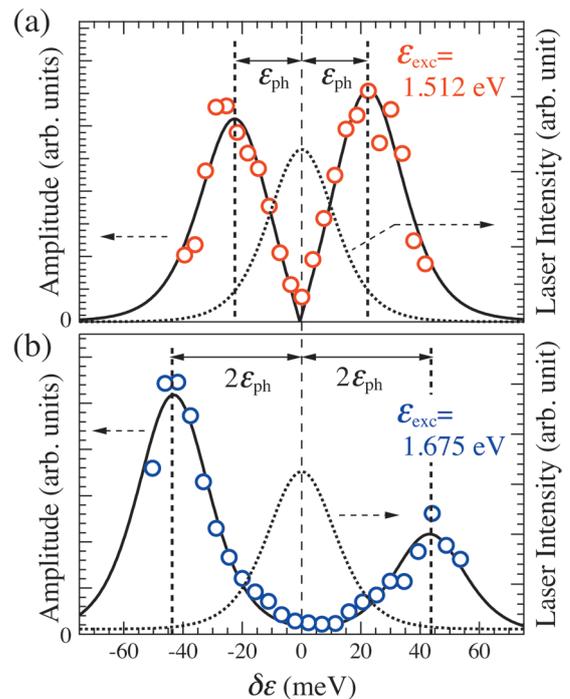


図4 波長分解ポンプ・プローブ法で得られたコヒーレントフォノン振幅の $\delta\epsilon$ 依存性。レーザーパルスの中心エネルギー (ϵ_{exc}) は1.512 eV (a) および1.675 eV (b)。黒実線は、2つのローレンツ関数とレーザーパルスとのコンボリューションによるフィッティング曲線を示す。黒破線は、レーザーパルスのスペクトルを示す。

ルギーでピークを示している。また、コヒーレントフォノンの振幅が最大となる $\delta\epsilon$ は透明領域と不透明領域で大きく異なっていることがわかる。そこで、エネルギーシフト (ϵ_s) を求めるために、コヒーレントフォノン振幅の検出エネルギー依存性に、2つのローレンツ関数 ($F(\epsilon)$) とレーザーパルス ($f_p(\epsilon)$) とのコンボリューション ($|F_c(\delta\epsilon)| = |\int F(\delta\epsilon - \epsilon') f_p(\epsilon') d\epsilon'|$) を用いて、フィッティングを行った(図4中の実線)。フィッティング結果から、エネルギーシフトは、透明領域で22 meV、不透明領域で43 meVと得られ、これらの値は、それぞれ、フォノンエネルギー ($\epsilon_s \sim \epsilon_{ph}$) と、2倍のフォノンエネルギー ($\epsilon_s \sim 2\epsilon_{ph}$) に対応している。透明領域の測定で得られた検出エネルギー依存性が、ラマン散乱スペクトルに見られるように、フォノンエネルギーだけシフトしたエネルギーでピークを示していることから、透明領域におけるコヒーレントフォノンは先に述べた非共鳴のISRS過程を通して生成されていることを示している。一方、不透明領域では、共鳴ISRS過程の寄与によりコヒーレントフォノンが生成されていることを表している。ここでは詳細は割愛するが、透明領域と不透明領域でコヒーレントフォノン振幅のポンプパルス偏光依存性が異なることも、この解釈を支持している。¹³⁾

4. 検出エネルギー依存性のモデル計算

透明領域で得られたコヒーレントフォノンの検出エネルギー依存性は、非共鳴ISRS過程を通して、1つのフォノンが放出および吸収されることを示している。この非共鳴

ISRS 過程において、コヒーレントフォノンによって生じる分極変化 δP は3次の非線形感受率 $\chi^{(3)}$ に関係し、 $\delta P = \chi^{(3)} E_{pu1} E_{pu2}^* E_{pr}$ と表されることから、¹⁸⁾ 反射率変化は

$$\frac{\Delta I}{I_0} \propto \frac{\text{Im}[\chi^{(3)} E_{pu1} E_{pu2}^* E_{pr} E_{pr}^*]}{|E_{pr}|^2} \quad (2)$$

と表される。ここで、 E_{pu1} と E_{pu2} はコヒーレントフォノンの励起に関係するポンプパルス中の2つの光子の電場強度を示す。このとき、 $\chi^{(3)}$ は非共鳴 ISRS 過程におけるラマン散乱確率に関係し、下記のように表される。

$$\chi^{(3)} \propto \sum_{ij} \left[\frac{\Pi_{0j} \Xi_{ji} \Pi_{i0}}{(\varepsilon_{pu1} - \varepsilon_i - i\hbar\gamma_i)(\varepsilon_{pu2} - \varepsilon_j - i\hbar\gamma_j)} \right] \quad (3)$$

ここで、 ε_{pu1} および ε_{pu2} はポンプパルス内の2つの光子のエネルギーを、 Π および Ξ は、それぞれ電子-光子相互作用および電子-格子相互作用による遷移行列要素を示す。そこで、上式を用いて $\text{Im}[\chi^{(3)}]$ とレーザースペクトル ($f_p(\varepsilon)$) とのコンボリューション $|\text{Im}[\chi_c^{(3)}]|$ を、レーザーパルスの中心エネルギーからのエネルギー差 $\delta\varepsilon$ に対して計算した (図5(a))。計算で得られた $|\text{Im}[\chi_c^{(3)}]|$ のエネルギー依存性は、1つのフォノンエネルギーだけシフトしたストークスおよび反ストークスバンドを良く表しており、図4(a)に示す実験で得られたコヒーレントフォノンの検出エネルギー依存性と良い一致を示している。

不透明領域では、コヒーレントフォノンの検出エネルギー依存性が、 $\varepsilon_s \sim 2\varepsilon_{ph}$ を示していたことから、1つのフォノンの放出・吸収を伴う ISRS 過程で説明することは難しいと考えられる。そこで、2つの独立したフォノンが、基底状態または励起状態に生成されると仮定し、共鳴条件下での2次の ISRS 過程におけるラマン散乱確率¹⁹⁾を計算した (図5(b))。ただし、ストークスバンドと反ストークスバンドとの間のラマン散乱効率の比には、図3(b)で示す実験結果から得られた高エネルギー側と低エネルギー側の振幅比を用いている。得られた計算結果は実験結果を良く再現している。この計算結果による実験結果の再現は、不透明領域において共鳴 ISRS 過程を通して2つのフォノンの放出・吸収が生じていることを示唆している。

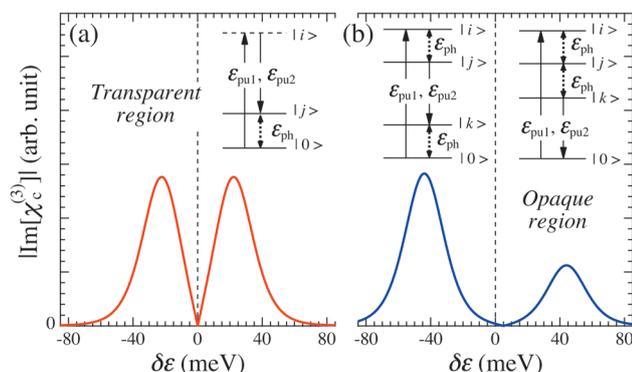


図5 透明領域 (a) および不透明領域 (b) において計算された $|\text{Im}[\chi_c^{(3)}]|$ の $\delta\varepsilon$ 依存性。挿入図は、それぞれ、非共鳴条件下での1次のラマン散乱過程における1つの基礎遷移過程の模式図、および、共鳴条件下での2次のラマン散乱過程における基礎遷移過程の模式図を示す。

5. 様々なエネルギーにおけるコヒーレントフォノンの検出エネルギー依存性

図4に示すように、 $\varepsilon_{exc} = 1.675$ eV で測定した場合、2つのフォノンの放出・吸収が支配的であることを示したが、不透明領域において1つのフォノンの放出・吸収が起こっていないのだろうか？ これを明らかにするために、 ε_{exc} を色々変えて、コヒーレントフォノンの検出エネルギー依存性を調べた (図6)。 ε_{exc} が、バンドギャップエネルギー (ε_g) より高い場合、 $2\varepsilon_{ph}$ だけシフトしたピーク以外に、 ε_{ph} だけシフトしたエネルギー位置にもピークが観測される。また、バンドギャップエネルギー付近の励起では、励起子遷移エネルギー (ε_{ex}) で、コヒーレントフォノンの振幅が共鳴的に強くなっていることがわかる。このように、コヒーレントフォノン振幅の検出エネルギー依存性のプロファイルは、レーザーパルスの中心エネルギーによって複雑に変化していることがわかる。1つのフォノンや2つのフォノンの寄与が励起エネルギーによってどのように変わるか、また、その原因を明らかにするには、より広い範囲で励起エネルギーを変えて測定する必要があると考えている。

また、不透明領域での2倍のフォノンエネルギーのシフトは、CdTe 半導体だけでなく、1.5 eV 付近のエネルギーに対して不透明試料である Bi 薄膜や Te 薄膜においても確認している。²⁰⁾ この結果は、半金属やナローギャップ半導体においても、2つのフォノンの放出・吸収が生じていることを示唆している。

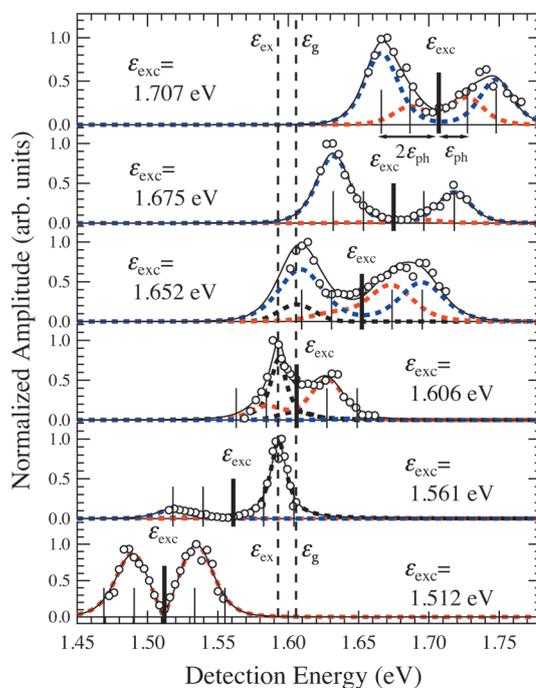


図6 レーザーパルスの中心エネルギーを変えた場合のコヒーレントフォノン振幅の検出エネルギー依存性。破線は励起子遷移エネルギー (ε_{ex}) およびバンドギャップエネルギー (ε_g) を、太線は励起エネルギーを、細線は励起エネルギーからの ε_{ph} または $2\varepsilon_{ph}$ のエネルギーシフトを示す。曲線は、1つのフォノン成分 (赤破線)、2つのフォノン成分 (青破線)、および、励起子共鳴やバンドギャップ共鳴による成分 (太破線) の重ね合わせでフィッティングした曲線を表す。

6. おわりに

最近, コヒーレントフォノンの位相シフト, および, 検出エネルギー依存性に関して, 基底状態と励起状態から構成される2バンドモデルを基に, コヒーレントフォノンの検出過程に着目した動的誘電応答理論が提唱されている.²¹⁾ この動的誘電応答理論は, コヒーレントフォノンによって変調された電子系の複素誘電率を考慮することで, 検出エネルギーに対するコヒーレントフォノンの位相シフトを説明している.

コヒーレントフォノンの検出過程については, GaAs/AlAs 半導体超格子におけるコヒーレント折り返し音響フォノンの実験研究²²⁾ で議論されているが, コヒーレントフォノンの特性を正確に捉えるためには, コヒーレントフォノンの生成過程のみならず, 検出過程も含めて議論する必要がある. 最近, コヒーレントフォノンの理論研究が活発化しており, 実験研究と理論研究の協働によって, コヒーレントフォノンの生成・検出過程が明らかにされると予想している. また, 波長分解ポンプ・プローブ法はその測定手法が改良されつつあり, 電子や励起子などのダイナミクスや電子(励起子)-フォノン結合ダイナミクスなどの超高速現象の研究に活用されるものと期待している.

最後に, 共同研究者である森下亮佑氏, 森祐紀氏, そして有意義な議論をして頂いた萱沼洋輔氏に感謝致します. 本稿の執筆にあたり, 貴重なコメントを頂きました物質・材料研究機構の石岡邦江氏に感謝致します. また, 本研究はJSPS 科研費 24654090 の助成を受けて行われました. ここに感謝致します.

参考文献

- 1) J. Shah: in *Ultrafast Spectroscopy of Semiconductors and Semiconductor Nanostructures*, ed. M. Cardona (Springer, Berlin, 1996).
- 2) T. Dekorsy, G. C. Cho and H. Kurz: in *Light Scattering in Solids VIII*, ed. M. Cardona and G. Güntherodt (Springer-Verlag, Berlin, 2000) Chap. 4.
- 3) Y.-X. Yan, E. B. Gamble and K. A. Nelson: *J. Chem. Phys.* **83** (1985) 5391; Y.-X. Yan and K. A. Nelson: *ibid.* **87** (1987) 6240 and **87** (1987) 6257.
- 4) G. C. Cho, W. Kütt and H. Kurz: *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 764.
- 5) W. A. Kütt, W. Albrecht and H. Kurz: *IEEE J. Quantum Electron.* **28** (1992) 2434.

- 6) T. K. Cheng, *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **59** (1991) 1923.
- 7) H. J. Zeiger, *et al.*: *Phys. Rev. B* **45** (1992) 768.
- 8) G. A. Garrett, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 3661.
- 9) R. Merlin: *Solid State Commun.* **102** (1997) 207.
- 10) T. E. Stevens, J. Kuhl and R. Merlin: *Phys. Rev. B* **65** (2002) 144304.
- 11) D. M. Riffe and A. J. Sabbah: *Phys. Rev. B* **76** (2007) 085207.
- 12) Y. Shinohara, *et al.*: *Phys. Rev. B* **82** (2010) 155110.
- 13) K. Mizoguchi, R. Morishita and G. Oohata: *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 077402.
- 14) I. Balslev, R. Zimmermann and A. Stahl: *Phys. Rev. B* **40** (1989) 4095.
- 15) F. Rossi and T. Kuhn: *Rev. Mod. Phys.* **74** (2002) 895.
- 16) W. H. Knox, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 1191.
- 17) O. Madelung: in *Semiconductors-Basic Data, 2nd Ed.* (Springer-Verlag, Berlin, 1996) Chap. 3.
- 18) Y. R. Shen: in *Light Scattering in Solids I*, ed. M. Cardona (Springer-Verlag, Berlin, 1975) Chap. 7; *The Principles of Nonlinear Optics* (John Wiley & Sons, New York, 1984).
- 19) R. M. Martin and L. M. Falicov: in *Light Scattering in Solids I*, ed. M. Cardona (Springer-Verlag, Berlin, 1975) Chap. 3.
- 20) R. Morishita, G. Oohata and K. Mizoguchi: *Phys. Status Solidi C* **8** (2011) 169.
- 21) Y. Kayanuma: private communication.
- 22) K. Mizoguchi, *et al.*: *Phys. Rev. B* **60** (1999) 8262.

(2014年8月11日原稿受付)

Study of Coherent Phonon with Spectrally Resolved Pump-Probe Method

Kohji Mizoguchi and Goro Oohata

abstract: The detection-energy dependence of the coherent longitudinal optical phonon in a (001)-CdTe semiconductor crystal has been investigated using a spectrally resolved pump-probe method. When the center energy of laser pulses is tuned to the transparent region, the detection-energy dependence of the phonon amplitude has two peaks at the energies shifted by one-phonon energy of CdTe from the center energy of the laser pulses. On the other hand, the detection-energy dependence of the amplitude at the excitation in the opaque region shows two peaks at the energies shifted by about twice the phonon energy. The energy shifts in the detection-energy dependence imply that the emission and absorption of phonons take part in coherent phonon generation. We discuss the detection-energy dependence of the coherent phonon from the viewpoint of third-order nonlinear susceptibility based on the impulsive stimulated Raman scattering process under nonresonant and resonant conditions.

安藤恒也 (JPSJ編集委員長)

電子論からみたナトリウム硫黄二次電池の充放電機構

リチウムイオン二次電池に代わる次世代電池として、ナトリウムイオン二次電池の開発が注目を集めている。ナトリウムはリチウムと比べて価格や資源量などの元素戦略的観点から有利であるが、リチウムイオン電池の電極材料をそのまま使用できるとは限らないため、ナトリウム用に適した新規正極・電解質・負極材料の研究が日本を中心として活発に進められている。その傍らで、高いエネルギー密度を有するナトリウム硫黄(Na/S)電池は、すでに日本において大規模蓄電装置などへの商用化が進んでいるが、その動作温度は約300°Cの高温であり、固体電解質で隔てられたNa負極とS正極は液体状態として使用される。最近、室温動作を目指した固体型Na/S電池の基礎研究が始まりつつあるが、その詳細な電池性能や充放電の微視的メカニズムは良く分かっていない。

電池性能を特徴付ける重要な指標は、電気的な駆動力と使用可能時間を表す「電圧(起電力)」と「放電容量」である。これらの指標を理論的に定量予測するためには、充電・放電反応によって電極内部に生成される物質種を特定し、支配的な電極反応式を明確にする必要がある。図1に模式的に示すように、Na/S電池の放電過程では、NaイオンがNa負極側からS正極側へ電解質を通過して移動し、正極側でNa多硫化物質が生成される反応が本質的な機構である。Na-S系固体物質は、元素組成比に強く依存して実に多種多様な原子構造を取ることが知られているが、それらの基礎的な電子構造や構造間エネルギー安定性は良く分かっておらず、単体S固体でさえも理論研究はこれまでほとんど報告がなされていなかった。

最近、大阪大学産業科学研究所と京都大学触媒・電池元素戦略ユニットの研究グループは、固体Na/S電池の性能理論予測を目的として、SやNa多硫化物結晶の電子構造や相安定性を量子論に基づく第一原理計算から詳細に調べ、固体型Na/S電池における支配的な充放電反応式を明らかに

し、理論的に予測される電圧-放電容量の特性を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2014年12月号に掲載された。

S結晶は、8個のSが環状に繋がった S_8 構造ユニットで構成されており、 S_8 構造ユニット間の弱いファンデルワールス力により固体として凝集している。Na/S放電反応によって固体S正極中のNa量が増加すると、NaとSの組成比(x)に依存したNa多硫化物(Na_2S_x)が生成される。Na多硫化物結晶内のS局所構造は、Na量の増加に従ってより短い鎖状S構造ユニットへと解離した興味深い構造的特徴を有しており(図2)、第一原理計算によりこれらのNa多硫化物は絶縁体の電子構造を持ち、放電生成物として安定に存在することが示された。固体状態にあるS、Na、およびNa多硫化物質の相安定性に関する計算結果から、固体Na/S電池の放電反応式と電圧-容量曲線(図2)が理論的に予測されている。計算された電圧値は、放電時に正極側で生成される Na_2S_x 固体相の違いに起因して、主に3つのプラトー領域が存在することを示している。この結果は高温Na/S電池やごく最近の固体Na/S室温動作特性の実験報告とも矛盾せず、電池使用時間の増加により電圧値が減少する傾向を定量的にも良く再現している。

本研究成果は、固体SやNa多硫化物に関する電子論的な基礎物性理解を与えるとともに、近年注目される金属/硫黄系電池の研究開発に資する電子・原子レベルの重要な知見を示しており、今後の応用研究への展開が期待される。

原論文

First-Principles Study on Structural and Electronic Properties of α -S and Na-S Crystals

H. Momida, T. Yamashita and T. Oguchi: J. Phys. Soc. Jpn. **83** (2014) 124713.

(情報提供: 舩田浩義(大阪大学産業科学研究所)

山下智樹(京都大学触媒・

電池元素戦略ユニット)

小口多美夫(大阪大学産業科学研究所))

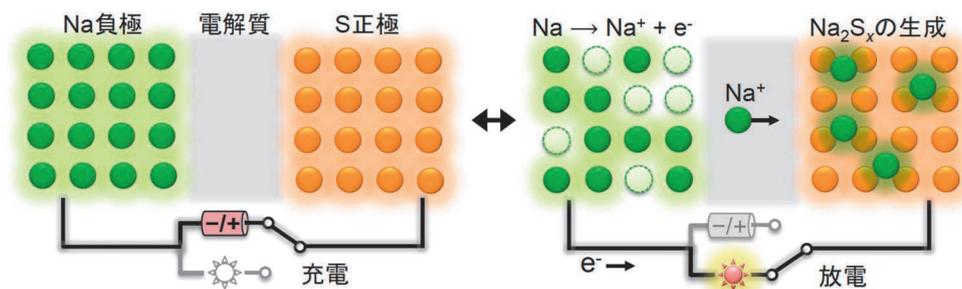


図1 ナトリウム硫黄電池の充放電機構(左図は完全充電状態、右図は放電状態の模式図)。

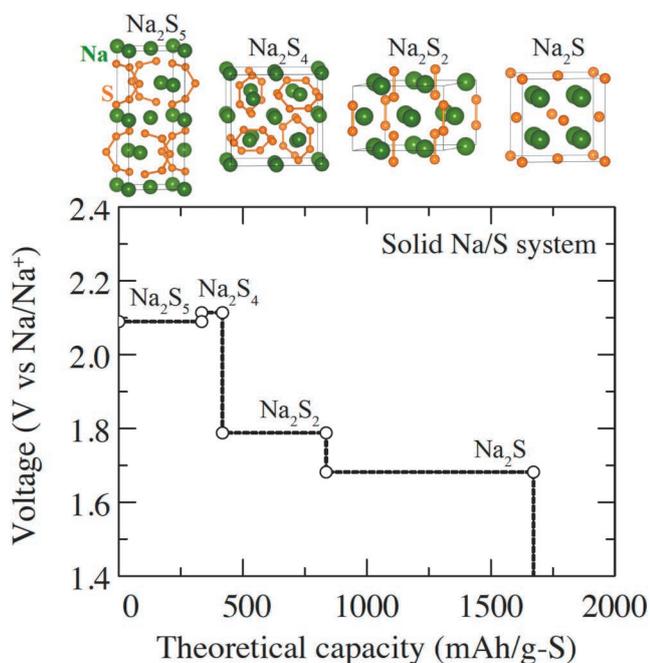


図2 第一原理計算から予測される固体ナトリウム硫黄電池の電圧-容量特性.

ここでは日本物理学会が発行している Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の論文で2014年10月に掲載可となった中から2014年11月の編集委員会が選んだ“Papers of Editors' Choice” (JPSJ注目論文)を紹介しています。なお、編集委員会での選考では読者等の論文に対する評価を重要な要素としております。

この紹介記事は国内の新聞社の科学部、科学雑誌の編集部に電子メールで送っている「紹介文」をこの欄のために少し書き直したものです。専門外の読者を想定し、「何が問題で、何が明らかになったのか」を中心にした読み物であるので、参考文献などはなるべく省いています。なお、紹介文は物理学会のホームページの「JPSJ注目論文」でも公開しています。内容の詳細は、末尾に挙げる論文掲載誌、または、JPSJのホームページの「Editors' Choice」の欄から掲載論文をご覧ください(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。

本誌の複写をご希望の方へ

日本物理学会は、本誌掲載著作物の複写に関する権利を(一社)学術著作権協会(以下、学著協)に委託しております。本誌に掲載された著作物の複写をご希望の方は、学著協より許諾を受けて下さい。

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

※複写以外の許諾(著作物の転載等)に関しては、学著協に委託しておりません。

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

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

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

ウズベキスタンからの便り

中村 勝弘 〈ウズベキスタン国立大学〉

中央アジア、シルクロードのオアシス＝ウズベキスタンからお便りします。

私は、2008年に大阪市立大学を定年退職した後、旧ソ連の共和国の1つである、ウズベキスタンに移住(単身赴任)し、当地の科学アカデミーの国立研究所、ウズベキスタン国立大学、トリノ工科大学タシケント校などで数物系の基礎研究と大学院教育の再生を目指すボランティア活動の一端を担ってきた。旧ソ連は、1991年に崩壊後、すべての共和国が独立国となったが、ロシア本国以外は独立後の、自立した政治経済がうまく機能せず、その混乱は現在も尾を引いている(典型例はウクライナ)。ウズベキスタンも例外ではなく、筆者の関与する大学院や国立研究所も、モスクワからの財政支援が久しく途絶し、ウズベキスタン政府が欧米からの支援に対しては警戒の姿勢を崩していないので、インフラの整備が立ち遅れ、研究の内容や水準も、1991年の状態で凍結している。人材についても、指導的教授や優秀な研究者は、ロシア本国あるいは欧米に移動してしまい、大学院生や若手研究者の指導がなおざりにされた状態にある。

ところで、ウズベキスタンは、ウクライナやコーカサスの国々とは異なり、比較的政情が安定しており、対日感情も非常に良い。また、日本人にとってはシルクロードのオアシスとして知られるサマルカンド、ブハラ、ヒバ等、世界遺産(図1)を含む中堅都市がたくさんあるのもウズベキスタンである。私が6年間(注:本稿提出時)住んでいるウズベキスタンの首都タシケントは、旧ソ連時代はキエフに次ぐ4番目の大都市で、地下鉄が走り、芸術文化の水準も高い。現在も、ナポイオペラ劇場やウスペンスキー音楽院を初めとする多くの劇場、音楽学校が存在する。メトロの各駅には幾何学模様のイスラム装飾画が壁に刻まれて

いて芸術的センスが感じられる。

2008年、科学アカデミーの国立研究所とウズベキスタン国立大学(以下、所属と略する)の理論グループは、非線形工学とナノ物理学を中心テーマに位置づけ、その分野の博士号を目指す若手研究者への指導が可能なボランティア教授を必要としていた。そして、タイミング良く、私はその要望に応えた。具体的に、

- ナノ物理学および非線形工学の講義およびゼミナールの指導；
- 博士号取得を目指す若手研究者に対する国際水準の論文作成の指導；
- 所属以外の研究機関や大学、大学院での出張講義や研究支援

などを「ロシア語で」行うことが私に要請された。ちなみに、ウズベキスタンの町中での公用語はウズベク語かロシア語であり、英語はほとんど通用しない。私は、大学教養時代に第2外国語としてロシア語を学んでいたもので、特に違和感はなかった。

着任後間もなく、非線形科学およびナノ科学のNATO国際会議をタシケントで企画実現したのをきっかけに、ウズベキスタンの若手物理学研究者のための準国際会議(50人規模)をJICA(国際協力機構)の支援を受け2年に一回のペースで実現してきた。これには、日本から複数の活発な若手研究者も招聘し、招待講演を依頼した。講義については、毎年、磁性と超伝導(学部向け)、非平衡統計力学(修士向け)、ナノ科学(研究者向け)について講義を行ってきた(図2)。詳細は、<http://www.inp.uz/node/847>を参照。当国での高等教育の推進はなかなか難しい。プロジェクターを使用した専門テーマの講義中に、長時間停電となり、場がし



図1 サマルカンドのレジスタン広場の寺院(世界遺産)と筆者。



図2 ウズベキスタン国立大学での筆者の講義風景。

らけるのは序の口である。しかし、当地の院生や若手研究者の学習意欲は目を見張るものがある。私の講義は、タシケントの所属だけでなく、ウルゲンチ大学、フェルガナ情報工科大学、ブハラ大学、物理工学研究所などでも行った。

さらに、ナノ物理学と非線形動力学についての公開コロキウムを月一回のペースで実施してきた。このコロキウムには、ウズベキスタン国内だけでなく日本からも若手研究者を招聘（往復旅費等は自弁）して、最前線のテーマについて講演を依頼した。ウズベキスタン人の代表的講演としては、F. アブドラーエフ教授（物理工学研究所）の「光学格子のBECにおける非線形局在モード」、Y. ムサハノフ教授（ウズベキスタン国立大学）の「QCD インスタントン」、B. アブドラーエフ教授（ウズベキスタン国立大学）の「荷電エニオンガスの基底状態」などを列挙できる。また、日本人の若手講演者は、沙川貴大（基研、現在東大）、谷村省吾（名大）、増田俊平（東北大、現在シカゴ大）などの方々である。このコロキウムには、タシケント内外の研究者も合流し、ウズベキスタンにおけるナノ科学や非線形動力学の最新情報を発信する場となった。

2010年8月には、自費を投じて、若手物理学研究者のための夏の学校（タシケント市郊外のチャルバック湖畔）をウズベキスタンで初めて企画実現した。この企画の評判はとても良く、多様な学術支援活動の必要性を痛感した。その他、私は、所属と外国研究機関との国際共同研究を推進するために、JICAの部分的支援を受け、スウェーデンのヨーテボリ大学やロシア科学アカデミーのウファ市（ウラル＝アルタイ山脈のふもとの100万都市）の3つの研究所を訪問し、所属での共同研究の成果を紹介した。ウズベキスタンの研究者と日本人研究者との共同研究を本格化するには、JICAではなく、JSPS（学術振興会）の2国間協力事業を活用するのが最適であるが、この事業は、残念ながら、ウズベキスタンを含む中央アジアの国々は対象となっていない。

さて、上述の活動の最大の成果は、所属の若手研究者と共同執筆し、米国物理学会誌に投稿し掲載された一連の学術論文である。論文のテーマは、ネットワーク上のソリトン伝播、ナノスケールピストンの運動と非平衡状態方程式、BEC渦のカオスなど多岐にわたっている。ウズベキスタン人の若手共同研究者は、これらの論文の業績が評価され、日本および欧米への短期、長期留学を実現させた。

私は、当地での活動の最初の4年間は、JICAの支援を受けた。しかし、JICAの下での活動は、ウズベキスタン国境外への出張（日本への一時帰国を含む）に厳しい制約があるので、最近の2年間は、JICAから離れ、本当の意味でのボランティア活動に徹している。

私は、この6年間、異なる文化や民族性を持つウズベキスタンの社会に入り込むことで、自分の可能性を十分に追究することができ精神の高揚も感じてきた。当地で暮らしてボランティア活動することで、こちらの人たちの気質がますます魅力的に思えてきた。彼らは、おしなべて貧しい、

しかし、人を警戒したり怪しんだりすることがほとんどない；他人や見知らぬ人を仲間としていつでも親しく迎え入れる傾向がある。要するに、弱者も異端者も温かく包み込むグローバルな意味での共同体意識が強い。

また、驚くべきことに、この国では、秋の新学期が始まると、高校生から大学院生まで強制的に綿花摘み（旧ソ連時代の集団農場コルホーズ＝ソホーズの名残り）にかり出される。教員も例外ではない。この際、大学の教育研究活動は完全に空洞化する。しかし、順風満帆な若者の人生を外圧で定期的に壊すことにより、若者をたくましく成長させているのかもしれない。実際、綿花摘み労働から一月半ぶりに大学に戻ってきたばかりの修士の学生達に対して講義を再開し、量子物性論の講義を3時間連続して行ったところ、講義中、学生達から根源的な鋭い質問が間断なく続いた。学問＝研究への飢えのために、熱気をこえて殺気すら感じさせるこの異様な雰囲気の中で、私（教師）自身の新たな知的活動も誘発される。

ソ連崩壊＝独立後、この国では、学術研究と同じく文化芸術活動への政府支援がほとんどなくなり、多くの芸術家が巷にあふれ困窮化している。彼らは、とても安いアルバイト料で個人レッスンに応じてくれる。私は、着任後まもなくピアノ（中古のアップライト）を550ドルで購入し、週2回、ピアノのレッスンを受けている。ピアノを弾くのは、人生での初めての体験で、最初、鍵盤に指をどう置くのかのイロハもわからなかったが、しだいに右指が、ついで左指が、そして両指がスムーズに動くようになってきた。夢中でベートーベン「月光」の演奏の練習に専念していると、途上国で勤務していることに由来するストレスから完全に解放される。私の活動と生活に対する現地の人達の最近の評価については、当地のインターネットジャーナル「タシケントだより」の記事（ただし、ロシア語）：<http://mytashkent.uz/2013/02/16/tashkent-eto-gorod-v-kotorom-sbylis-vse-moi-detskie-mechty-s/>を参照されたい（グーグル翻訳で英訳あるいは和訳可能）。

長年、私のボランティア活動を継続させる過程で、日本全国の多くの若い物理学研究者（特にPDや助教）が私の活動に関心を持ち、自弁で、ウズベキスタンに登場し、私と同じようにボランティア講演をしてくれるようになってきた。彼らは、欧米（アングロサクソン系）とは異なる文化や民族性を持つウズベキスタンの社会と人々に接することで、精神の高揚を感じるようである。同時に、彼らは、この途上国に展開している同世代の少なからぬJOCV（青年海外協力隊）の活動（医療、保健、日本語教育、小中学校での柔道・サッカー・音楽の指導、青少年活動など）にも感銘を受け、自らの研究姿勢、目的、方針にフィードバックさせているように見える。私は、この動きを高く評価し、今後、日本のさらに多くの若い研究者と連携して、この国の数物系の大学院教育や研究機関の再生に協力していきたい。

（2014年8月16日原稿受付）

オーストリア科研費事情

鈴木 謙 (Stefan-Meyer-Institut für subatomare Physik, Österreichische Akademie der Wissenschaften)

1. シュテファン・マイヤー研究所

オーストリアのウィーンにあるシュテファン・マイヤー研究所に勤めて8年目になります。私の限られた経験で知っている範囲でオーストリアにおける科研費を巡る事情について紹介したいと思います。

オーストリアはヨーロッパの中部に位置し、ドイツ語を公用語とするヨーロッパ共同体 (EU) の中堅国です。2013年の統計では人口は8.5 Mで、82 Mの人口を擁するドイツの約10分の1の規模です。EUの同規模の国としてはスイス (8.0 M)、スウェーデン (9.6 M)、ハンガリー (9.9 M) などがあります。

シュテファン・マイヤー研究所 (Stefan-Meyer-Institut für subatomare Physik = SMI)^{*1} はオーストリア科学アカデミー (Österreichische Akademie der Wissenschaften = ÖAW)^{*2} に所属する研究所の一つでオーストリアで唯一の原子核ハドロン物理の実験系の研究所です。現在スタッフ・学生・技官を含めて約30名が所属しており、ハドロン物理学、反陽子を用いた精密実験等を行っています。

研究所は世界で初めての放射線研究所であったラジウム研究所 (Institut für Radiumforschung) の建物を引き継いでいます。ラジウム研究所は放射線研究黎明期の20世紀初頭1910年に、未だ広大な版図を誇ったハプスブルグ家のオーストリア・ハンガリー帝国において、今の科学アカデミーの前身の kaiserlich-königliche Akademie der Wissenschaften によって設立されました。現在の研究所の名前となっているマイヤー (Stefan Meyer) はその初代の所長です。オーストリアは当時ラジウムの生産を独占しており、帝国の一部であった Joachimsthal 鉱山 (現在のチェコ共和国の Jachymov) から採れたピッチブレンドから抽出した3gのラジウムを所有していました。^{*3} 今でも建物地下の一室に残る“ラジウム倉庫”の名前や、付着した放射性物質を取り除くために繰り返した痕の残る床などに名残を見ることができます。その辺りの事情はIAEAの鈴木敏和さんの書かれた最近の記事にもよくまとめられています。^{*4} また、ラジウム研究所は宇宙線の発見で1936年にノーベル物理学賞を受賞したヘス (Victor F. Hess) やトレーサー技術の開発で1943年にノーベル化学賞を受賞したヘヴェシー

(György Hevesy) 等を輩出した歴史を持っています。

2. オーストリアにおける科研費の枠組み

オーストリアでの科研費は大きく分けて国からの助成、そしてEUからの助成の二つの枠組みがあります。日本の学術振興会に相当するような科研費申請と交付の窓口となる機関としては Fonds zur Förderung der Wissenschaftlichen Forschung (FWF)^{*5} と Forschungsförderungsgesellschaft (FFG)^{*6} の二つがあり、前者は主に国の科学分野の助成を、後者は産業界の助成、並びにEUの助成を扱っています。以下に順番にこれらをもう少し詳しく紹介したいと思います。他にもウィーン市の助成、ÖAWの内部予算、政府と直接交渉する可能性などもありますがここでは触れないことにします。またEU科研費は極めて複雑で多岐にわたり、また筆者個人の経験も限られることからあくまでもごく一部の紹介に留まることをはじめにお断りします。

2.1 オーストリア国内の科研費

FWFはオーストリアの基礎研究 (Grundlagenforschung) を助成するミッションを持っています。2012年は総額196.4M€の予算を配分しました。FWFの実施する助成で中核をなすのが Einzelprojekte (単独プロジェクト) と呼ばれるプログラムで全体予算の半分が割り当てられています。2012年ではこれが334のプログラムに割り振られましたので平均0.58M€になります。

これは以下で述べるEU科研費の場合でも同様ですが、オーストリアおよびEU各国では大学院の学生は通常^{*7} 給料が支給されます。FWFでの学生の給料は指針が定められており^{*8} それに従うと博士課程の学生は月当たり1996.90€。オーストリアは2カ月分のボーナスが法律で定められていますので×(12+2)。それに諸経費が掛かり、3年間雇用するとして107.7k€^{*9} という計算になります。つまり博士課程の学生一人と若干の旅費と物品からなる最小限のプロジェクトでも総額は日本円で2千万円程になります。また、ポストドクの給与は大雑把に博士課程の学生の倍の計算になります。そのため申請する科研費総額に人件費の占める割合は高くなりがちです。が、実はそれを後押し

^{*5} <http://www.fwf.ac.at>

^{*6} <http://www.ffg.at>

^{*7} 法律で定められているわけではありません。給料なしのケースもあります。分野によってもかなり違うようです。

^{*8} <http://www.fwf.ac.at/de/forschungsforderung/personalkostensaetze/>

^{*9} 2014年3月18日のレート、1€=141円で計算すると1,519万円。これらは当然税引前です。税引き後の手取りの給料は大雑把に言って半分程度です。

^{*1} <http://www.oeaw.ac.at/smi>

^{*2} <http://www.oeaw.ac.at/>

^{*3} キュリー夫妻が Joachimsthal 鉱山から採れた10トンのピッチブレンドから0.1gのラジウムを抽出したのが1898年のことでした。

^{*4} 鈴木敏和: FBNews 446号—放射線と原子力に見るウィーンの光と影: <http://www.c-technol.co.jp/fbnews-3>

する規約が別にあります。Einzelprojektでは全体申請額のうち人件費の占める最低比率を2/3と定められています。これを通じてFWFはオーストリアでの博士号取得者数増に貢献しています。

FWFのEinzelprojektは多くの場合下に述べるEU科研費を除くとほぼ唯一の選択肢となりますがいくつか問題点が指摘されています。ハドロン物理実験では加速器を使った実験が主要な実験手段になりますが、オーストリアには現在有力な加速器が存在しません。^{*10}したがってどうしても外国の加速器施設に出かけて行って実験をすることになります。しかしEinzelprojektは国外で建設される検出器の建設費用を基本的にサポートしません。これは我々にとってはなかなか難しい問題です。また、少々細かい問題ですが基礎的な計測機器の購入もサポートしません。オシロスコープなどが良い例ですが、研究所に基本的にあるべきものとされてEinzelprojektのスコープから外れてしまうのです。若手研究者のための科研費枠が少ないという問題もあります。以前は、誰が申請書類を書き実質プロジェクトを推進するとしても申請書類はその研究所長の名前で提出することが強く勧められたそうです。そうでないと通らなかったからです。最近が変わってきているようです。最近の統計では代表申請者の平均年齢は47歳です。

ちなみにこのEinzelprojektの申請には決まった締め切りがありません。申請は随時受け付けており、約隔月で開催される審議会の時点で査読報告書の揃ったものが審査されます。申請額の上限も特に決められていないのですが、査読者の数が申請額に応じて、例えば総額が350k€以下の場合には二人、そこから申請額が100k€増える毎に一人ずつ増えていく、というような仕組みになっています。平均採択率は2004年のFWFの報告書によると51%、自然科学に限ると58%となっています。なかなかの高確率でした。以降現在までの約10年間に状況は大きく変わっています。全体予算自体が倍増しているものの応募数が約4倍に激増しているため現在の平均採択率はおよそ25%程度です。

若手向けの枠としてSTARTというプログラムがあります。これは学位取得後2-8年の極めて優秀な研究者を対象に6年間の任期で約1M€を支給して独立したグループを持たせるものです。ドイツでも似た制度として政府系のJunior Professorship^{*11}やヘルムホルツ協会のYoung Investigators Group^{*12}等がありますがそれらとは性格を少々異にします。ドイツの場合は元は教授資格試験(Habilitation)の制度改革と連動してHabilitationを経ない新しい大学でのキャリアパスとして出てきたものです。またテニユア・ト

ラックとしての性格を持つものもあります。それに対してオーストリアはHabilitationを大学での教授資格として維持しています。テニユアポジションとも結びついておらず実際のところSTARTは賞の性格が強いです。とはいえ同様の学位取得後数年からの若手にかなり多額の資金と独立したグループを持たせるような制度はEU他国、アジア等でも広がっているように感じます。

少々面白いと思われる仕組みではEinzelprojektでは自分で取った科研費で自分を雇用するということができます。つまり自分が所属したいと希望する研究所にいわゆる自分の手弁当で行くということも可能になります。日本でも最近任期制ポストの年限に上限を設けるべきか否かという議論があるようですが、オーストリア、またドイツには既に同様な制度があります。^{*13}もちろん労働者保護の観点から導入されたものですが、ポストクの数と非任期制ポストの数とミスマッチがある現実から、アカデミアにおけるキャリアのバリアとして働いている面も否めません。とはいえ私見ですが、任期制ポストの年限の上限は、非任期制ポストへの切り替えの促進という本来の役割と、現状不可避である一定数のアカデミアから他のキャリアへの転換を早期に促す機能を果たしていると思います。また、それを厳格に適用するのではなく先に挙げたようなFWFの自己雇用という形の抜け道を用意して柔軟に運用できればよいと感じますが、オーストリアの場合は実際の契約先となる大学やÖAWがこの例外を認めていません。

2.2 EU科研費

ヨーロッパ共同体(EU)は2011年実績で140b€の予算を執行しています。これは加盟各国の予算合計6300b€の約2%、あるいはEU域のGDPの約1%に相当します。EUは5-7年程度の複数年計画(Multiannual Financial Framework = MFF)で予算を立てていて、科研費はちょうどこれまでのMFFでのFramework Programme 7 (FP7)^{*14}が終了し、2014年からHorizon2020という名前を刷新した予算がスタートしています。Horizon2020の予算は2014-2020年の7年間で80b€、これは年当たりEU予算の8%に相当します。ちなみにHorizon2020と同一階層の予算枠には、EU域内の大学の学生・教員の交流を促進するErasmusプログラムやITERなどもあります。

EU科研費は基本的に加盟国の出資に応じた助成額の調整を行わず共通基準で審査します。ですからその国の科学の水準が高ければ出資額以上に助成を受けることも可能です。もちろん逆の場合もあります。そのため窓口となるFFGには国内の申請者をサポートして成功に導くインセンティブが働きます。そのためFFGはプログラム毎に説明会や講習会を開いておりその数は年間実に100回超にも上

^{*10} VERA という 3 MV のタンデム加速器がウィーン大学にあります。またウィーン南約 60 km に位置する Wiener Neustadt に現在建設中の放射線治療施設 MedAustron は物理実験用のビームラインを持つことになっています。

^{*11} <http://www.bmbf.de/en/820.php>

^{*12} http://www.helmholtz.de/en/jobs_talents/funding_programs/helmholtz_young_investigators_groups/

^{*13} 大学間で移籍した場合に積算するか否か等の条件やカウントがリセットされるまでの期間の長さなどに細かい差異があります。このシステムの善し悪しに関する議論もやはり活発にあります。

^{*14} <http://ec.europa.eu/research/fp7/>

ります。事実FFGの担当者は細かい具体的な相談から漠然とした質問までとてもよく対応してくれます。FFGおよびFWFは大学街にあり、SMIからは徒歩数分程の距離にあります。またポストクの就職先であったりもして以前の同僚が勤務していたりと心理的にも近いです。

Horizon2020が対象とする範囲は科学産業と広く、その中に多くのプログラムが存在します。多くの博士課程の学生およびポストクを援助するMarie Skłodowska-Curie action (以前のMarie Curie action) もその一つです。現在居住のEU加盟国の中での枠、EU域内で移動を伴う枠、EU域外との出入りを伴う枠等と細かくカテゴリーが設定されており、学生・研究者の流動性を高め、多様な研究をサポートしています。これは日本学術振興会のDCやPD等のプログラムに相当するでしょうか。

個人が申請する科研費として最も重要なプログラムがEuropean Research Council (ERC)^{*15} になります。ERCはHorizon2020の中で17%の13.1b€の予算を割り当てられています。ERCの中にも、Young Investors Groupと同様の内容のStarting Grants、学位取得後7-12年の研究者が対象のConsolidator Grants等いくつかのプログラムがあります。その中でAdvanced Grantsというのは非常に競争的な大口の予算で、このグラントを取ることは名誉なことと考えられています。それは例えば、このグラントの数がEU各国間あるいは研究所等を比較評価する際の指標に利用されたりすることにも現れています。

個人ではなく、より大きな学術領域を対象とするIntegrating Activities/Research Infrastructureという枠もあります。^{*16} 以前はボトムアップなコミュニティからの提案を受け付けていましたがここ最近ではトップダウン式に招待される形に

なっています。FP7にはHadron Physics2, Hadron Physics3^{*17}という予算があります。これには約2,500人が関与しており我々EUのハドロン物理の研究者にとって重要なものになっています。この中に3つの大きな枠(Networking activities, Joint Research activities, Transnational access) が設けられており、研究者間の交流や共同研究、加速器施設への旅費などという形でコミュニティの活動を支えています。Horizon2020でも同様の予算枠が設けられることが期待されており、現在ハドロン物理コミュニティの計画の集約が行われているところです。これと並列の予算としては例えば不安定原子核・核構造の分野のENSAR、加速器研究者のEUCARD等があります。

3. 最後に

このようにオーストリアには国内およびEUの二通りの科研費の申請口があります。特にEUの科研費は、ここでは主なものだけを紹介しましたが実に多様な枠が用意されており、全容をつかむのは容易ではありません。EUと言えはクリシェとして思い浮かぶものの一つに煩雑な事務手続きがあるかと思えます。EU域内の研究者は例えばこれをEU科研費を受け取る研究者が記入する義務を負う勤務時間記録用紙などで現実にこれを日々実感しているのではないのでしょうか。この事務手続きのために掛かった時間を勤務時間として計上したいと思うことがしばしばありますがそれは残念ながら許されていません。この多様性、複雑さ、若干のカオス、そしてそれをまとめあげて大きな競争力とする連帯感と調整能力、これらは研究活動に限った話でなくヨーロッパの魅力の一つなのだと思います。

この原稿を書くにあたって助言を下されたSMIのWidmann所長およびMarton副所長に感謝致します。

(2014年3月22日原稿受付)

^{*15} <http://erc.europa.eu>

^{*16} <http://ec.europa.eu/research/infrastructures/>

^{*17} <http://www.hadronphysics3.eu>

2014年秋季大会 招待・企画講演の報告

領域委員会

([A] 登壇者氏名 [B] 報告)

【招待講演】

領域4「1次元量子細線におけるトポロジカル超伝導：理論と実験の進展」 横山毅人（東工大）

[A] 竹井 聡（カリフォルニア大ロサンゼルス校）

[B] 半導体量子細線におけるトポロジカル超伝導およびマヨラナ束縛状態は実験的に実現可能な系ということもあり近年世界中で活発に研究されているが、我が国にはあまり浸透していない。本講演では量子細線におけるマヨラナ束縛状態の研究でこの分野をけん引してきたMaryland大学のSankar Das Sarma教授の下でマヨラナ束縛状態の研究を行ってきた竹井氏にこの分野の現状の解説と自身の研究成果について講演いただいた。

本講演ではマヨラナフェルミオンの基礎から始まり、どのようにマヨラナ束縛状態を実現できるかが解説され、半導体量子細線における現在までの実験的報告のまとめおよび実験における問題点が説明された。その問題点の1つとして、量子細線の実験においてソフトギャップと呼ばれるギャップが普遍的に観測されており、その起源が不明であることがあげられた。竹井氏はこの現象を接合界面の乱れという観点から説明した。またCo量子細線と従来型超伝導体であるタングステンの接合において転移温度近傍において電気抵抗がピーク構造をもつ異常な輸送現象が実験的に報告されている。竹井氏はこの系における超伝導揺らぎに着目し、実験結果の説明に成功した。また、この系におけるマヨラナ束縛状態についても議論された。

本講演には多くの聴衆が集まり、活発な議論が交わされた。

領域9「化合物半導体MBE成長のその場STM観察」

柳谷伸一郎（徳島大STS研究部）

[A] 塚本史郎（阿南工業高専）

[B] 結晶成長実験において、成長する様子をどのように観察していくか、また、その空間的/時間的分解能をどこまで突き詰めていけるのかが課題となる。その中で、成長していく結晶界面の「高分解能なその場観察法」が近年注目を集めており、光学顕微鏡を使った溶液成長する単一ステップのその場観察や、電子顕微鏡を使ったナノ結晶構造変化のその場観察などの研究が報告されている。今回、分子線エピタキシー（Molecular Beam Epitaxy; MBE）装置と走査トンネル顕微鏡（Scanning Tunneling Microscope; STM）を組み合わせたSTMBE装置を用いたIII-V族化合物半導体結晶成長のその場観察について講演いただいた。

まず、原子を拡散させるMBE装置と高真空下で使用されるSTM装置を組み合わせることの難しさについて、最初の頃の苦勞からSTMBE装置のポイントについて紹介された。次に、成長するInGaAs結晶の界面においてステップの成長が止まっているように見えているときでも表面構造が変わっている様子や、量子ドットの生成について、多くのSTM像を使った説得力のある報告がなされた。会場の聴講者は立ち見を含めると100名ほどで、他分野の会員も見られた。質疑応答では、多くの質問がなされ、活発な議論が行われた。

領域12, 領域11「Physics of DNA: Hidden Code in the Structure」

吉川研一（同志社大生命医科）

[A] Alexei A. Kornyshev (Imperial College, London Univ.)

[B] 120名ほどの参加者のもと、本招待講演を開催した。

内容的には、2重らせんDNAの塩基配列に相同性があるかどうかで、平行配列するDNAセグメント間の相互作用に大きな差異が現れることを中心に講演が行われた。前半では、対イオンの効果を取り入れて、セグメント間の相互作用エネルギーがどのように変化するかを、理論的に解析した結果を紹介。後半では、実際の実験での検証結果も示した。これらの結果は、実際の細胞中に存在するゲノムサイズのDNAの折り畳み構造の安定性に関して、塩基配列の相同性の重要性を示唆した。質疑応答の中では、同教授の理論モデルでは、対イオンの並進エントロピーの変化を明確な形で取り込んでいないこと、そして、さらなる理論の発展が必要であることが指摘された。同教授は、J. Phys. Cond. Matt.のEditorの任に就いておられることもあり、NatureやScience誌などとは異なり、物理学的に確固とした立場から、学術雑誌を出版することの意義などにも、講演のなかで触れられるなど、物理分野での学会のありかたなども含め、参加者に対して有意義な講演会になったものと思われる。

【企画講演】

素粒子論領域、理論核物理領域「格子場の理論におけるYang-Mills/Wilson gradient flowの応用」

石川健一（広島大理）

[A] 鈴木 博（九大理院）

[B] 2010年にYang-Mills gradient flow (Wilson flow)の有用性がLuscherにより示された後、様々な応用や理論的背景の理解の発展が格子場理論の分野で急速に進んでいる。

このような背景のもと、本企画講演では、Wilson flowを用いた格子場理論によるエネルギー運動量テンソルの非摂動的計算手法を定式化した鈴木氏に、Wilson flowの理論的背景、特徴、応用について、格子場理論分野の研究者以外にも分かりやすく発表していただいた。連続理論と格子正則化、flow time、繰り込みの関係についての議論が活発に交わされた。84名の会場が埋まり格子場理論分野の研究者以外にも参加していただき、非常に有用な講演であった。今後のさらなる発展が期待される。

素粒子論領域, 宇宙線・宇宙物理領域 [Massive gravity and cosmology] 佐藤勇二 (筑波大数物)

[A] 向山信治 (東大カブリ IPMU)

[B] 自然界の4つの相互作用の中で最も身近なものである重力については、近距離または遠距離の振舞いに関する実験的な結果は実は十分に得られていない。近距離における振舞いは例えば量子重力理論と、また、遠距離での振舞いは宇宙項、暗黒エネルギー・物質といった宇宙論の基本問題と密接に関わる。そのため、近・遠距離で一般相対性理論と異なった振舞いを示す重力理論は理論・実験双方の観点から興味深い研究対象の一つとなっている。

特に遠距離の振舞いについては重力子が質量を持つ可能性が古くから研究されてきたが、質量により非物理的な自由度が誘起されるという否定的な結果が知られていた。近年、相互作用項を適切に導入することにより、この問題を回避した有質量重力理論を構成できることが示され、興味深い研究分野が切り開かれた。

本講演ではこの分野を牽引する研究者の一人である向山氏により、有質量重力理論に関する歴史的な進展から近年の発展、宇宙論への応用まで、向山氏自身による膨張宇宙解に関する研究も含めてわかりやすく解説して頂いた。会場には多くの立ち見の方が出るなど、素粒子・宇宙物理、両分野の聴衆にとって大変興味深い講演となった。

素粒子論領域 [テクニカラー模型再考]

丸 信人 (阪市大理)

[A] 倉知昌史 (名大素粒子宇宙起源研究機構)

[B] テクニカラー模型は、ゲージ理論の強結合ダイナミクスにより TeV スケール付近でヒッグス粒子がフェルミオンの複合模型を構成することで階層性問題を解決する標準模型を超える物理の1つであり、現在でもその魅力は研究者を惹き付けて止まない。80年代半ばに提唱されたウォーキングテクニカラー (WTC) 模型は、大きな異常次元により FCNC 問題を回避する有力な模型であるが、強結合理論のため解析的計算が困難であった。近年、計算機パワーの向上により、(大きな異常次元が期待されている) ラージフレーバー QCD の赤外固定点を数値的に探索する研究や、テクニディラトン、テクニハドロン等のコライダー物理、ホログラフィック QCD を用いた電弱精密測定パラメータ、

テクニハドロン共鳴の解析等の進展が著しい。

本講演では、一貫してヒッグス複合粒子模型の研究を幅広く遂行し、顕著な研究業績を多く挙げている倉知氏に、WTC 模型の導入から現在までの歴史的経緯、最近の研究結果、今後の課題と展望について包括的に講演していただいた。講演会場では多くの方々に参加していただき、質疑・討論も活発に行われ、とても有意義な講演となった。

素粒子実験領域, 実験核物理領域, 宇宙線・宇宙物理領域 [Belle II のトリガーとデータ収集システム]

古賀真之 (東北大)

[A] 伊藤領介 (KEK 素核研)

[B] この講演では Belle II 実験のトリガーとデータ収集システムについて、KEK の伊藤領介氏が報告を行った。Belle の後継実験である Belle II では、加速器のルミノシティが従来の 40 倍に増強され、物理事象の発生レートも増える一方で、トリガーレートの上限 30 kHz とハドロン事象に対する検出効率 100% を維持したい。そのため、Belle II のトリガーシステムでは、Belle のスキームを維持しつつも、処理能力の高い FPGA を搭載し、高速シリアルリンクで信号をやりとりできる汎用ボードを開発するなどして、性能を向上した。また、飛跡検出器のトリガーとして、新しく 3 次元トリガーやニューラルネットトリガーが開発されていることが紹介された。

データ収集システムは、パイプライン処理により読み出しのデッドタイムをなくす構成で、検出器のフロントエンドからのデータは、Belle2Link とよばれる共通のプロトコルで光ファイバーを介して COPPER モジュールへと転送され、さらに後段のイベントビルダーへと送られる。データ収集システムの各ノードではオフラインと同じソフトウェアフレームワークが走り、ピクセル検出器以外の検出器の読み出しが同じ構成をしているなど、システムの汎用化が行われている。このシステムの小規模なものを、DESY での崩壊点検出器のビームテストで使い、データ収集システムの検証が行われたことが報告された。

素粒子実験領域, 素粒子論領域, 宇宙線・宇宙物理領域 [T2K 実験の最新結果：反ニュートリノビーム生成と物理, 大強度化] 吉岡瑞樹 (九大)

[A] 多田 将 (高エネ機構)

[B] この講演では KEK の多田氏から T2K 実験のこれまでの成果とビーム大強度化に向けた取り組みの現状について報告があった。T2K 実験は、2013 年 5 月までの運転で、 ν_μ から $\bar{\nu}_e$ の出現を 7.3σ の有意性で確定し、第一段階の目標を成功裡に達成した。その間、ビームラインは、加速器から標的に到達した陽子数 (POT) にして 6.7×10^{20} POT のビームを供給し、本実験の成功に大いに貢献している。しかし、T2K 実験の最終目標である CP 対称性の破れの検証には、それより 10 倍以上の POT が必要とされ、それを達

成するためには、ビームラインの大強度化が必要不可欠である。このためには、加速器の大強度化が必須であるが、ニュートリノビームラインもそれに歩調を合わせ、ビーム強度制限の低いものから順に大強度化を進めていく必要がある。大強度化に向けてビームラインにおいては、第一段階で強度制限が最も低かった (<400 kW) 電磁ホーンを、全台、大強度対応 (>750 kW) の新型機に交換している。交換後の2014年春の運転では、反ニュートリノビームの運転も行い、交換前からの累積で、 7.39×10^{20} POT (うち、 $\bar{\nu}$ は 0.51×10^{20} POT) を達成している。また、生成率は、 $\nu:\bar{\nu}=3:1$ であった。今後は ν と $\bar{\nu}$ の運転を交互に行いながら実験を進める予定であることが報告された。

本講演では、高放射化した電磁ホーンを専用に開発した遠隔操作システムを用いて安全に交換する手法も説明していただき、80名近いほぼ満員の聴衆が臨場感のある話を聞くことができた。

素粒子実験領域, 実験核物理領域, 宇宙線・宇宙物理領域 「測定器開発優秀修士論文受賞講演」

古賀真之 (東北大)

[A] 「測定器開発優秀修士論文賞 趣旨および選考結果説明」 幅 淳二 (高エネ機構), 「シグマ陽子散乱実験のための散乱陽子検出器群の開発」 赤澤雄也 (東北大理), 「KOTO実験に用いる円筒型ガンマ線検出器「Inner Barrel」の開発」 豊田高士 (日立製作所)

[B] 本企画講演は、2013年度「測定器開発優秀修士論文賞」受賞者による受賞講演である。今回は実験核物理領域と別開催であったにも関わらず幅広い分野から多くの聴衆が集まった。選考委員長である幅氏により賞の趣旨および選考結果の説明および表彰の後、受賞講演が行われた。いずれの講演も、厳しい選考を勝ち抜いた優秀な論文内容を明快に伝えるとともに、受賞者の測定器開発へ取り組み、熱意が感じられ、受賞者の将来の活躍を確信させるものであった。赤澤雄也氏によるシグマ陽子散乱実験のための散乱陽子検出器群の開発に関する講演では、シンチレーティングファイバーを用いた独創的な飛跡検出器の試作開発と評価に関するもので、ビーム試験を通じて様々な課題が明らかになり実機的设计へ反映されている点が印象的であった。豊田高士氏によるKOTO実験に用いる円筒型ガンマ線検出器「Inner Barrel」の開発では、実験で要求される性能を満たすため、様々な工夫を重ね、限られた制約の中で、極限の性能を追求する熱意を感じさせるものであった。

素粒子実験領域, 素粒子論領域「ILCの目指すものテラスケールからプランクスケールへ」

吉岡瑞樹 (九大)

[A] 駒宮幸男 (東大理)

[B] ILC計画は2013年に技術設計書が完成し、設計から実現へ向けた段階に入っている。本講演は、「テラスケールにおける物理探索からプランクスケールにどのようにせ

まるか？」素粒子物理学が本来目指すものと、それに関する現在の状況をふまえて、ILCとLHCとの相乗効果を総合的に解説したものであった。

物理学会では毎回ILCに関連するシンポジウムを開催してきた。今回は企画講演1件ということで、プログラム上特に目立つこともなく、聴衆の入り方を若干心配していたが、全くの杞憂だった。定員150の会場は立ち見の方で入口まで埋まった。ILCに対する関心の高さはもちろんだが、駒宮氏の講演に対する期待も大きかったのではないかと。

氏の講演は、期待に違わず、いつものように辛口なユーモアに満ちた楽しいものであったのはもちろん、ILCの物理的意義の重要性について最近の関係者の努力を反映した、分かりやすい明確な解説であった。また、物理を第一義としながらも、ILCのような大型プロジェクトの推進について、社会的な位置づけも含めた議論もなされ、満員の聴衆には、高エネルギー物理学の意味を再認識する機会にもなったと思う。

素粒子実験領域, 実験核物理領域「Belleが切り拓いたエキゾチックハドロンの世界」

古賀真之 (東北大)

[A] 宮林謙吉 (奈良女大)

[B] 近年、メソンやバリオンといった従来のハドロンの形態とは異なる新しい種類のハドロンの発見により発見された。これらの「エキゾチックハドロンの」発見の経緯と展望について、奈良女子大学の宮林謙吉氏に講演していただいた。会場はほぼ満員で、質疑もあり、講演は盛況であった。

講演では、Belle実験の概説のあと、最初にエキゾチックハドロンの発見されたチャーモニウム状態について解説があった。Belle実験により、 $J/\psi\pi^+\pi^-$ の終状態で発見された $X(3872)$ は、その後の他実験で崩壊モード、スピンパリティなどが測定され、 $D\bar{D}^*$ の分子状態と通常のチャーモニウム混合状態という解釈が有力である。また、その後Belleによって、電荷を持った「チャーモニウム」状態も発見され、これがLHCbによって確認されることにより、4つのクォークを含むハドロンの状態が存在することが確定した。さらに、講演では、ボトモニウムでのエキゾチックハドロンのについても詳細に解説された。

また、今後チャーモニウムバリオンの世界でのエキゾチックハドロンの研究が興味深いとの指摘があった。Belle IIで、さらに多くのデータを用いての解析が楽しみである。

領域3, 領域8, 領域11「ダイヤモンド鎖化合物アズライトの実験の進展」

坂井 徹 (原子力機構 SPring-8)

[A] 菊池彦光 (福井大工)

[B] ダイヤモンド鎖モデルの候補物質として注目されるアズライトと呼ばれる鉱物について、これまでの実験結果が包括的に紹介され、3分の1磁化プラトーや比熱の温度依存性に現れるダブルピークなど、エキゾチックな物性

が示された。この系では、パラメータによっては、さらに並進対称性の破れた3分の2磁化プラトーが現れる可能性が示されているが、アズライトでは発見されていない。そこで、3分の2磁化プラトーが生じる可能性のある類似の物質として、リンドグレナイト、カムチャッカイトなどが紹介され、今後の強磁場下でのさまざまな実験が提案された。低次元性・量子性・フラストレーションなどが協力することにより、磁化プラトーや朝永・ラッティンジャー液体などの興味深い物性を示す系として、非常に注目される研究であることを反映して、100人近い聴衆を集め、今後の発展性を中心に、熱のこもったディスカッションが行われた。磁性・強磁場科学などの今後の発展につながるものと期待される。

領域3, 領域8, 領域11「ダイヤモンド鎖化合物アズライトの理論の進展」

坂井 徹 (原子力機構 SPring-8)

[A] 岡本清美 (芝浦工大)

[B] 菊池氏によるアズライトの実験研究の進展についての企画講演を受けて、この系の理論モデルであるダイヤモンド鎖量子スピン系についての理論研究の進展が紹介された。このモデルは、パラメータによっては厳密な基底状態が得られる場合もあるうえに、フェリ磁性状態や磁化プラトーなど興味深い多彩な現象が予測されていることから注目されている。アズライトの実験で得られている磁化曲線、磁化率の温度依存性などをすべて再現する相互作用パラメータについては、長く論争が続いた後、最近になって新しい相互作用を付加することで決着がついたことが報告された。並進対称性の破れた3分の2磁化プラトーをはじめとする、まだ実験で見つかっていない興味深い現象について、今後の検証の可能性を含めて紹介され、菊池氏により紹介された新物質に期待が寄せられた。この講演も、100人近い聴衆を集め、盛会のうちに終了した。磁性を含む物性物理の今後の発展につながるものと思われる。

領域7, 領域8「フラーレン化合物における超伝導—モット絶縁体転移の実験的研究」

小林夏野 (青学大)

[A] 笠原裕一 (京大)

[B] フラーレンにアルカリ金属をドーブすると超伝導を示すことは以前から知られているが、近年良質の試料合成が可能となり、超伝導相とモット絶縁体相の境界などで超伝導発現機構に着目した研究が盛んに行われるようになった。

講演では、アルカリドーブフラーレンの超伝導の発見とその当時に行われた研究の紹介に続いて、単純な従来型超伝導だと思われていた系での良質試料合成とその試料を用いた実験等の最新の研究に関するレビューを行っていただいた。良質なフラーレン結晶の面心立方格子 (fcc) 構造におけるCsドーブ塩・(Rb, Cs)ドーブ塩とA15構造におけるCsドーブ塩の比熱測定、Néel温度における比熱のとび

の振る舞いを調べた結果と表面インピーダンスを用いた強磁場中の伝導測定の結果と解析から得られた新規知見が議論された。特に、長距離反強磁性秩序が動的な秩序であること、Jahn-Teller効果によるひずみが存在するにもかかわらず金属的状态が保たれることなどから、電子相関が非常に強い系であり相図においてモット絶縁体転移近傍では磁気・電子相関・分子自由度等の複数の要因が絡み合う興味深い系であることが議論された。

連続講演である有田亮太郎氏の講演と共に150人ほどを収容できる会場にほぼ満席で立ち見が出るほどの盛況であり、活発な議論と共に関心の高さをうかがわせた。

領域7, 領域8「フラーレン化合物における超伝導—モット絶縁体転移の理論的研究」

小林夏野 (青学大)

[A] 有田亮太郎 (理研 CEMS)

[B] アルカリドーブフラーレンの超伝導はよく知られているがその発現機構に関しては単純なBCS型超伝導だと考えられていた。近年、良質の試料合成が可能になり、モット絶縁体と隣接した超伝導という相図のより広い範囲で研究が行われ、その超伝導発現機構に興味が集まってきた。

有田氏は超伝導転移温度をフィッティングパラメータを用いることなく予測する、超伝導密度汎関数理論 (SCDFT) を提唱されている。これは単純金属超伝導やMgB₂等のBCS型超伝導転移温度をよく再現し、超伝導転移温度の予測に関して有力な手法であると期待されている。講演では、このSCDFTを用いてアルカリドーブフラーレンの超伝導転移温度を計算した結果や、電子相関を取り入れた計算結果がよく実験結果を再現することなどを議論された。直前に行われた笠原氏の講演で紹介された実験結果と、どのような電子相関を取り入れたかを丁寧に議論された講演で、専門家以外にもわかりやすく、単純な超伝導発現機構にとどまらない対象の面白さを紹介された。

午後最初のセッションにおける連続講演で150人ほどを収容できる会場にほぼ満席で立ち見が出るほどの盛況であり、活発な議論と共にトピックへの関心の高さをうかがわせた。

領域7「擬一次元有機導体HMTSF-TCNQの磁場誘起相転移」

高橋利宏 (学習院大理)

[A] 村田恵三 (阪市大院理)

[B] 擬一次元有機導体HMTSF-TCNQで新しい磁場誘起相転移が発見された。この物質は、常圧では約30 K付近でCDW転移を示し、高圧でそのCDWを抑制したところで大きい磁気抵抗が出現することから、磁場誘起CDW相転移である可能性が指摘されている。

講演者は、磁場誘起SDWについての過去の研究を概観した後、この系に対するバンド計算の結果とこれまでの主な実験結果をもとに磁場誘起CDWの可能性について議論した。さらに、実験結果に顕著な試料依存性があることを

指摘, 最新の結晶試料に対する系統的な測定(磁気抵抗, 角度依存磁気抵抗, ホール効果)について報告した. その結果, 0.2-10 Tの低磁場領域では二次元Fermi チューブと一次元Fermi 面が共存していること, 10 T以上では前者が量子極限となり一次元Fermi 面のみとなると考えられることを述べた. 10 T転移は極めて圧力に敏感であることを含めて, これらの特徴は磁場誘起SDWと同様のシナリオで理解できると結論した.

質疑では, 磁場誘起相転移と理解するには磁場が小さすぎないかという疑問が呈されたほか, 磁場誘起SDWで見られた連続転移の有無について確認が求められるなど, 活発な議論が行われた.

参加者は約50名. この新しい電子相の解明に向けて関連する研究者の注意を喚起するという本企画講演の目的は十分達成されたと考える.

領域8「高圧合成法を活用した鉄ニクタイトおよび新規超伝導体の開発」

門野良典(高エネ機構)

[A] 伊豫 彰(産総研)

[B] 講演者を含む研究グループは, 銅酸化物高温超伝導における経験を基に, 高圧合成法を用いて酸素欠陥導入により電子ドーピングを行い, NdFeAsO_{1-y} において超伝導転移温度(T_c) 54 Kを実現した.¹⁾ T_c などを変化させた試料は, 李らによって中性子散乱により結晶構造解析がなされ, FeAs_4 四面体のAs-Fe-As結合角と T_c が相関していることが示された.²⁾ 一連の研究は, その後の鉄系超伝導研究に大きなインパクトを与えた. そこで, 研究の端緒となったJPSJの論文が第19回(2014年)論文賞を授賞したこの機会をとらえ, 物質開発の視点からの鉄系超伝導体での進展も含めた新規超伝導物質研究の現状を俯瞰する講演が企画された. 講演では, 高圧合成装置の有用性・汎用性が強調されるとともに, LnFeAsO 系について, 希土類Ln置換³⁾や水素ドーピングについて当時の試みが紹介された. また, ペロブスカイトブロック層を有する鉄系超伝導物質やそれ以外の新超伝導物質探索の現状についても紹介があった.

参考文献

- 1) J. Phys. Soc. Jpn. 77 (2008) 063707.
- 2) J. Phys. Soc. Jpn. 77 (2008) 083704.
- 3) J. Phys. Soc. Jpn. 78 (2009) 034712.

領域10「世界結晶年企画」

黒岩芳弘(広大院理)

[A]「結晶学と量子ビーム科学 —世界結晶年2014 過去から現在へ」野田幸男(東北大多元研), 「物性開拓に資する結晶学 —世界結晶年2014 現在から未来へ」有馬孝尚(東大新領域)

[B] 物理学において物質機能の発現メカニズムを理解するためには, 原子配置を知ることが不可欠であり, 物性研究は結晶学の長年にわたる発展により支えられてきた. 一方, 2014年は, ラウエやブラッグのノーベル賞受賞から数えてほぼ100周年に当たり, 国際連合により世界結晶年と位置付けられている. そこで, このタイミングにおいて, 結晶学100年の業績を振り返り, 関連する量子ビームを使った構造解析技術が構造物性研究に与えてきた貢献と未来のことについて, 野田幸男氏と有馬孝尚氏にご講演いただいた.

野田氏の講演では, 量子ビームを用いた構造物性研究の過去から現在までの歴史を結晶学の歴史に照らし合わせながら講演していただいた. 特に, 野田氏の自分史を辿って, 相転移のカイネティクス, 水素結合型強誘電体, マルチフェロイック物質に係わる研究を例に, 物性測定の結果を結晶構造由来とする構造物性という考え方について詳しく説明していただいた. これらの研究の過程で, 大学の研究室, 放射光施設, 中性子散乱施設など, 様々な施設でユニークな構造解析装置を立ち上げてきた実績についても紹介された. 講演の最後には, 現在は実験装置も大きく進歩して誰でも手軽に実験ができるようになっているが, それは結晶学者が常に新しい方法を開拓し, コンピュータソフトを作成し, ときにはブラックボックス化して一般ユーザーに提供してきたという状況をよく理解しておく必要があるということ強調された.

有馬氏には, 量子ビームを用いた構造の微視的解明が未来の物性開拓にどのような貢献を果たせるか, また, どう果たしていくべきか, 固体物質科学の見地に立って構造物性研究の夢を語っていただいた. 講演では, 物質の特性の多くを支配している価電子の空間密度分布だけを観測できる新しい実験手法の開拓や位相問題を解き波動関数レベルで構造解析することの重要性, また, 空間と時間のピンポイント計測として並進対称性の破れた系の原子配列や構造変化の超高速ダイナミクスを解析する手法を今後発展させていく必要があることが指摘された. 一方, 結晶学に基づく物性開拓として, モーメントの考え方を利用することが紹介された. 共鳴X線散乱などにより原子サイトごとの多極子モーメントの観測が可能になれば, 構造情報のみから半定量的な物性予測ができる可能性について言及された.

講演は, 立ち見が大勢出るほどの大盛況であった. 従来の研究の歴史と現状を理解し, 今後の構造物性研究の新展開を期待させる世界結晶年の企画講演として大変興味深い話題を含んだ講演であった.

(2014年11月10日原稿受付)

2014年度ノーベル化学賞： E. Betzig氏，S. W. Hell氏， W. E. Moerner氏—超解像 蛍光顕微鏡に授賞

河田 聡（阪大院工）

2015年は、世界中の学会や研究機関が「国際光年 (International Year of Light)」を祝う。この原稿の執筆時には、上野の国立科学博物館では「ヒカリ展」が開催されており、その後「国産顕微鏡100年展」へと続く。「光」に関する科学技術の革新はますます進み、自然科学や産業はもとより、医療、エネルギー等への応用もさらに広がりつつある。文科省の「一家に1枚光マップ」も改定されることになった。

そして2014年のノーベル賞は、物理学も化学も「光」に関連する研究が受賞した。化学賞は、超解像蛍光顕微鏡の開発に授賞された。光学顕微鏡がノーベル賞を受賞するのは、1953年のF. Zernikeの「位相差顕微鏡の発明」以来のことである。超解像光学は、光の波動性による回折限界を超えて波長よりも細かな構造を分解することを目的とし、光学とくに顕微鏡と望遠鏡の世界において長い歴史がある。1963年のW. Lukoszによる空間周波数ミキシング法（微細周期パターンと試料像のモアレ）に始まり、1964年のJ. Harrisによる拘束付き逆問題解法や、1985年の微小開口近接場顕微鏡、1992年の金属探針を使ったプラズモン顕微鏡など、これまで数多くの提案や実証があった。今回の授賞は「蛍光」顕微鏡が対象であり、化学賞の受賞である。実は、受賞者は3人とも物理学あるいは応用物理学で学位を取得している。とくに細胞内を観察するというバイオサイエンス分野におけるインパクトが評価されたのであろう。2008年の下村脩先生の緑色蛍光蛋白の発見とレーザー走査顕微鏡への応用が化学賞として受賞したケースと似ている。

受賞者の3人はそれぞれ別のコミュニティーに属しており、共同研究もなく交流もほとんどない。競争関係にも

ない。E. Betzig氏はCornel大学において近接場光学顕微鏡の研究で1988年に学位を取得し、その後もATTベル研で近接場顕微鏡の研究を続けた。1991-4年頃に先端をとがらせた光ファイバーの先端に微小開口を設けた近接場顕微鏡による蛍光色素分子の画像を発表し、注目を浴びた。近接場光学の国際会議NFOの常連として発表していたが、その後学術界から姿を消し、近接場顕微鏡のユーザーにプロブの創り方を教えるなどのコンサルタントビジネスに転じ、後に起業した。2006年に今回の授賞対象となるPALM (Photo-Activated Localization Microscopy) 顕微鏡を論文発表した。これは、それまでの顕微鏡と異なり、試料内の個別の蛍光分子からの発光を個別に別のタイミングで検出しその位置を厳密に測定することを原理としている。空間分解能は光の波長や光学系の開口数で決まるのではなく、検出器の検出感度と位置検出精度(数値処理を含めて)で決まる。近接する蛍光分子からの発光を異なるタイミングで測定できれば、回折限界を超える高い空間分解能が得られるが、測定時間が膨大になる。ところが検出器と蛍光分子の開発とその進歩で、瞬く間に実用化に近づいてきた。昨今のコンスタントに大量の論文を講演会で発表し大量に論文を書く研究者とは全く異なり、Betzig氏は学会にはほとんど参加することなく、ときどきにびっくりするような研究を論文発表する。本来の科学者のあるべき姿だといつも感銘を受けている。最近もBesselビームのシート照明顕微鏡など、新たな原理による3次元超解像蛍光顕微鏡を発表しており、今後も新しい発明を続けてくれることであろう。

W. E. Moerner氏は、IBMのAlmaden研究所で長く研究者を続けたが、1990年頃に多くの優秀な光学関係の研究者らがIBMから大学あるいは部門売却先の企業に移った頃に、大学に移り教授となった。もともと有機非線形光学や分子分光学の分野において著名であり、近接場光学、ナノ分光学などにおいても成果を挙げている。単一蛍光分子検

出のバイオニアであり、1989年に世界で初めて孤立した単一分子の光検出に成功している。授賞理由が超解像顕微鏡となると少し奇異に感じられる方もおられるかもしれないが、彼の単一分子計測のゴールには超解像顕微鏡があり、彼の研究成果がBetzig氏のPALMの実現に不可欠であったことを考えると当然であろう。最近も、3次元の超解像顕微鏡の発表など多くの発表をしている。企業に長くおられたとはいえ、いかにもStanford大学の教授らしく、余裕を持ってインパクトのある論文を書き、また議論においても厳格である。私の研究室の出身者も、最近、彼の研究室に1年間預かっていただいた。

S. W. Hell氏は、Heidelberg大学で学位取得後、EMBLを経てフィンランドのTurku大学で独立した研究室を設けた。その後、GoettingenのMax Plank研究所に移り、Habilitation取得後ディレクターに昇進した。元々は共焦点顕微鏡の開発研究をしていたが、EMBL(欧州分子生物学研究所)で共焦点顕微鏡の深さ分解能を向上させる 4π 顕微鏡という光学系を、Turku大学でノーベル賞授賞対象となったSTED (Stimulated Emission Depletion) 顕微鏡を提案した。STED顕微鏡は回折制限された励起光スポットに別の波長の光パターンを同時に導入して、励起スポットの一部から蛍光を誘導放出させてしまうことにより、実効的に励起光のスポットサイズを小さくするという手法である。これを実現するには極めて優れた実験スキルとその目的に都合のよい試料が必要であるため、発表後長い間、この研究に参入するグループはほとんど無く、他のグループによる追試や発展研究は見られなかった。しかし、彼は自ら顕微鏡を開発しデジタル画像処理をも組み合わせることによって、この顕微鏡を実用的なレベルにまで持ってきた。Hell氏は様々な学会に極めて積極的に出席し、彼の二つの発明をアピールしてきた。ドイツでは教授やディレクターとそれ以外の研究者との格差が大きく、彼もパーマネント職を得るのに大変苦労したからであろう。

私とは20年以上の家族ぐるみの付き合いであり、互いにポストドクを交換し交流してきた。私の研究室出身の故・中村収氏(元・阪大生命機能研究科教授、42歳で他界)と同じ年齢であり互いに大変懇意であったので、彼の追悼文を論文や本に書いている。

今回もまた、ノーベル賞授賞の発表を見ていろいろ感じるところがあるだろう。3人ともまだまだ現職であり、さらなる研究発展が期待される。Betzig氏のPALMの発表は2006年であり、発表から8年しか経っていない。3人の研究は素晴らしいもののまだ課題も多く含んでおり、早すぎるのではないかという議論があるかもしれない。今回の賞で最も重要であったPALM顕微鏡の発表と同時期に全く独立に別のグループが同等の論文を発表しているが、そちらは受賞者には含まれなかった。Betzig氏が関連する原理提案を95年に発表しているのが理由であろうか。Betzig氏とMoerner氏については単一蛍光分子検出を超解像顕微鏡に応用した点に評価があったのだろうが、量子ドットを使った研究や染色標識を必要としない単一分子からのラマン散乱検出もまた独創的で、かつインパクトがあった。一方、古典的なレンズ系による回折限界に非線形分光学を導入したSTEDは、後の二つのphoto-activateな蛍光色素による計測と全く異なった発想である。オリンピックと違ってオープンな場での審査がなされないノーベル賞の選考はやはりよく分からないところがある。だからこそノーベル賞なのかもしれない。

(2014年11月28日原稿受付)

第9回凝縮系科学賞： 松石 聡氏、水島 健氏

北岡良雄(阪大院基礎工)

凝縮系科学研究分野の若手研究者を奨励することを目的として秋光純氏と福山秀敏氏により創設された凝縮系科学賞の第9回受賞者に、実験部門で松石聡氏(東京工業大学元素戦略研究センター)、理論部門で水島健氏(大阪大

学大学院基礎工学研究科)が選ばれた。

松石聡氏の受賞業績は「機能性エレクトライド・ハイドライドの創出」。同氏は、酸素の置換アニオン種として、電子そのもの(電子化物)および最も単純な元素である水素のアニオンに注目し、機能性酸化物エレクトライドおよびハイドライドの開発に新しい道を切り拓いた。籠状構造を有するセメント鉱物において、籠の中に緩く束縛されている酸素イオンを化学的手法で電子に置換し、籠の中に電子が漂う物質(エレクトライド)を実現させた。この物質は、常温大気雰囲気下で高い安定性と高い電気伝導性を有し、その後超伝導の発現が明らかにされ、物質科学に大きな衝撃を与えた。さらに、鉄系ニクタイト系超伝導体の研究において、酸素イオンの一部を水素アニオンで置換できることを示し、フッ素イオン置換では15%に留まっていた電子ドープ濃度を50%まで可能にした。その結果、2つの「超伝導ドーム」の存在とそれに伴う新たな反強磁性相の発見等、超伝導研究に新たな展開をもたらした。以上のように、電子と水素をアニオンとして活用するアイデアにより、新しい機能性酸化物を開発し、物質科学の発展に大きく貢献した。

水島健氏の受賞業績は「トポロジカル超流動・超伝導の理論的研究」。超流動³HeのB相は、「時間反転不変性」と「粒子・ホール対称性」によって保護されたトポロジカル超流動である。時間反転対称性は磁場印加により容易に破壊されるので、これまでは、トポロジカル超流動性は消失すると考えられてきた。

水島健氏は、印加磁場の下でも「時間反転操作」と「スピン・軌道空間の反転(180度回転)操作」からなる「隠れた離散操作(Z2)不変性」に保護されたトポロジカル超流動状態が可能であることを発見した。さらに、磁場効果と磁気双極子間相互作用の競合効果により、非自明なトポロジカル相と非トポロジカル相との間に予期せぬ相転移が存在すること、そして、そのような相転移はNMRを用いた実験により観測可能であることを予言した。この成果は、トポロジカル量子相の物理に

新しい風を吹き込み、今後の研究の1つの方向性を示すものであるとともに、今後のトポロジカル超伝導研究の発展を促すものである。

今後の凝縮系科学分野における若手の更なる活躍を期待したい。

(2013年11月23日原稿受付)

2014年度仁科記念賞： 松田祐司氏

岩佐義宏(東大院工)

松田祐司氏(京都大学大学院理学研究科)が、2014年度の仁科記念賞を受賞された。松田氏は、言わずと知れた低温物理学、超伝導物理学の世界的リーダーである。これまで、銅酸化物、鉄系超伝導体など多くのエキゾチック超伝導体を対象とした超伝導ペアリング対称性の決定をはじめとして、華々しい成果を挙げ続けている。今回の受賞は、「重い電子の2次元閉じこめによる新しい電子状態の創出」に対して与えられたものである。

今世紀になって、超薄膜やヘテロ界面の研究が再び盛んになっている。その最大の成功例はグラフェンであるが、他にも金属単原子層薄膜、酸化物ヘテロ界面、電界効果トランジスタなどの人工構造における2次元電子系の特異な物性が盛んに研究されている。トポロジカル絶縁体表面など、天然の2次元電子系もこの潮流の発展形と捉えられるかもしれない。今回の受賞は超格子の作製や界面制御によって新しい2次元電子系を創製したことに対して与えられており、物性物理の新しい潮流におけるひとつの舞台を提供していると言えるだろう。

今回の受賞の対象となった物質系は、重い電子系と呼ばれる希土類を含む金属間化合物の一種である。重い電子系は、いわゆる強相関電子系物質のひとつであり、局在性の高いf電子に由来する電子間の強い斥力のために伝導電子の有効質量が自由電子に比べて数百倍~千倍に増大して非常に動きにくくなっているにもかかわらず、金属状態を維持していることを特徴とする。実在する物質の中では究極の強相関電子

系金属とも言えるだろう。重い電子系は非常に多くの f 電子を有する物質に見られるとともに、さまざまな磁気秩序や超伝導など多彩な物性を示すことが知られている。その超伝導はゲージ対称性のみを破る従来型超伝導ではなく、異方的なクーパー対の形状をとったり、時間反転や空間反転対称性を破る超伝導体が数多くあるなど、エキゾチックな超伝導の宝庫でもある。このため、重い電子系は強相関電子系のひとつとして、盛んに研究が行われているのである。

松田氏の発想は、従来誰一人として考えなかった、重い電子系の2次元版を作ることであり、それを人工超格子により実現しようとするものであった。従来の重い電子系化合物の電子構造は全て3次元である。氏は、まず分子線エピタキシー(MBE)により重い電子系化合物の薄膜作製を行った。しかしながら、そもそも単純金属のMBE成長はあっても、今回のような複雑な金属間化合物をMBE成長した例はこれまでにほとんどなく、金属間化合物の人工超格子の作製自体極めて挑戦的な試みであったと言えよう。実際に、薄膜化だけでも数年の歳月を費やしたそうだが、酸化物などの薄膜作製ではあまり用いられない MgF_2 が基板材料に適していることを発見したのを契機に、重い電子系の薄膜作製に続いて重い電子系と通常金属のエピタキシャル人工超格子の作製に世界で初めて成功したのである。

ひとつの代表的な例は、 f 電子を有する重い電子系 $CeCoIn_5$ と f 電子を持たない通常金属 $YbCoIn_5$ を組み合わせた人工超格子である。ここで重要なのは、Ce層とYb層で伝導電子の有効質量が大きく異なるために界面における電子のフェルミ速度のミスマッチが大きく、隣り合う層への電子のしみ出しは小さいことである。それゆえ、重い電子系だけを閉じ込めることが可能となったのである。電子の種類を分けて、目的のものだけを閉じ込めるといふ発想は、これまでの2次元系にはなかったものではないだろうか？ その結果、世界で初めて3次元電子の海の中に重い2次元電子系を実現するという画期

的な成果を挙げた。

この新しい2次元重い電子系によって明らかになったことは以下の通りである。①重い電子系の厚みを変化させることで、重い電子系の次元性を制御し、2次元の極限にある重い電子が超伝導転移することを示した。②次元性による量子臨界現象の制御に成功した。量子臨界現象は絶対零度で現れる基底状態間の2次相転移である。その相境界である量子臨界点近傍に現れる異常金属状態を実現しただけでなく、2次元的な量子揺らぎにより超伝導が生ずることを実験的に初めて示した。③次元性制御によって電子間に働く引力相互作用の大きさを制御できることを見出し、2次元超伝導の特異性を解明した。④さらに、界面や人工格子の積層構造の設計によって、スピン軌道相互作用や空間反転対称性を人工的に制御できることを実証した。このような界面設計などによる電子状態制御は半導体ヘテロ構造界面などにおいて行われてきたが、松田氏はこの概念を重い電子系に初めて導入した。その結果、2次元重い電子系超伝導の磁場による対破壊機構が積層構造設計によって大きく修正を受けることを実験的に示した。

以上のように、松田氏は人工超格子を用いて電子間の相互作用を人為的に制御する手法を確立し、スピン軌道相互作用や空間反転対称性の破れなどの導入および制御が強相関物質における創発物性の発現に非常に有効であることを実証した。これを受けて理論研究が触発されているなど、波及効果も目覚ましい。物質科学の観点からも新しい物質開発の道筋を照らすものであると言えよう。今後もこの世界で唯一の技術とアイデアの推進により、強相関2次元電子系の理解の深化や新しい物理現象の発見が期待される。

(2014年12月2日原稿受付)

2014年度仁科記念賞： 小林 隆氏，中家 剛氏

中村健蔵(KEK)

高エネルギー加速器研究機構の小林隆氏と京都大学大学院理学研究科の中

家剛氏が、「ミューニュートリノビームからの電子ニュートリノ出現事象の発見」の業績に対して、2014年度仁科記念賞を受賞された。両氏は、J-PARCの主リング加速器で発生させたミューニュートリノビームを295 km離れた岐阜県神岡に設置されている5万トン水チェレンコフ検出器スーパーカミオカンデ(SK)に向けて発射しニュートリノ振動の研究を行うT2K長基線ニュートリノ振動実験(T2KはTokai-to-Kamiokaを意味する)の実験立案当初からの中心メンバーであり、小林氏はニュートリノビームライン、中家氏は前置検出器の責任者として設計と建設、運用をリードし、T2K実験グループの牽引車として活躍された。

この実験の初期的検討が開始されたのは、その後J-PARCと名付けられる大強度陽子加速器計画が、まだJHFと呼ばれていた頃の1999年であった。前年の1998年にはSKで大気ニュートリノ振動が発見され、またニュートリノ振動による太陽ニュートリノ問題の解決前夜でもあった。3世代ニュートリノ振動の全容解明に向けて、加速器を用いる長基線ニュートリノ振動実験や原子炉を用いるニュートリノ振動実験の機運が世界的に大いに高まっていた。日本では世界に先駆けて1999年にKEKの12 GeV陽子加速器を用いた長基線ニュートリノ振動実験K2K(KEK-to-Kamiokaを意味する)が開始されていたが、生成できるニュートリノビームの強度の弱さから、混合角 θ_{23} によるミューニュートリノの消失現象を測定して大気ニュートリノ振動の追認はできてもすぐ限界に達することは明らかであった。世界的には、既にもう一つの混合角 θ_{13} の測定と、その先にあるニュートリノセクターでのCP非保存の測定、さらにニュートリノの質量階層構造の順逆の決定に注目が集まっていた。

θ_{13} は原子炉からの反電子ニュートリノの基線長1 km程度での消失実験で直接測定可能で、既にChooz実験で上限値が得られており、値は小さいことが分かっていた。加速器実験で θ_{13} を測定するには、それ自身が新しいニュートリノ振動様式の発見となる

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 出現事象を用いるが、 θ_{13} が小さいため振動確率が小さく、日本でこれを狙うには大強度陽子加速器計画は願ってもない好機であった。計画立案を主導したのは K2K 実験のリーダー西川公一郎氏と SK のリーダー故・戸塚洋二氏、実働部隊の中心が小林氏と中家氏で、2000 年 2 月に取り纏められ、その後修正され 2001 年に LOI として公表 (hep-ex/0106019) された。

ところが、2000 年 8 月に国の事前評価で、ニュートリノ実験施設は「最優先で建設すべき施設 (第 I 期計画)」には入れず「順次建設すべき施設」と位置づけられた。第 I 期計画の施設は 2001 年度から建設開始、2006 年度竣工予定、II 期計画は 2007 年度以降建設開始とされた。しかし、紆余曲折を経て 2003 年に J-PARC でのニュートリノ実験施設建設の概算要求を提出するに至ったが、ここでまた一乱があった。総合科学技術会議が科学技術に関する関係府省からの概算要求に対して評価を行うが、ニュートリノの要求は最低の C 評価とされた。この危機は、朝日新聞の見出しを借りれば『ニュートリノ実験計画、小柴さんの抗議で予算化』と逆転に成功して切り抜けること

ができ、ニュートリノ実験施設は 2004 年度から建設開始、2009 年 4 月に完成した。

この間、2006 年に T2K 国際共同実験グループが正式に発足し、T2K 実験のプロポーザルを J-PARC の実験採択審査委員会に正式に提出している。2007 年から 2009 年にかけて前置検出器が建設され、ビームラインおよび前置検出器のコミッショニングを経て 2010 年 1 月に物理データの取得が開始された。上記のように出発が遅れた上、T2K 実験は外国からの参加者がお客様扱いでなく応分の財政負担を義務づけられる国内で最初の本格的な大規模国際共同実験で、運営は難しい点もあったが、西川氏、小林氏、中家氏の見事な手腕と努力で予定通り装置が完成し、実験が開始されたことは特筆される。

順次ビーム強度が上がり、数々の問題を克服しながら 2011 年 3 月の東日本大震災で中断を余儀なくされたが、それまでのデータで 6 事象の電子ニュートリノ出現を観測し、バックグラウンドは 1.5 ± 0.3 と推定され 2.5σ の有意度で “indication” を得た (Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 041801)。2014 年には電子ニュートリノ出現は 28 事象まで増え

(バックグラウンド推定値 4.92 ± 0.55)、高エネルギー業界で「発見」とされる 5σ を超える 7.3σ の有意度を得た (Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 061802)。2011 年段階で T2K の電子ニュートリノ出現事象の観測は $\theta_{13} \neq 0$ を示唆しているが、 5σ での確定は 2012 年に原子炉からの反電子ニュートリノの消失実験 Daya Bay の 5.2σ (および 4.9σ の RENO) に先を越された。しかし、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動確率は θ_{13} だけでなく CP 対称性の破れを示す未知の位相角 δ (およびニュートリノ質量階層構造の順逆) に依存するため、T2K の 2014 年のデータを原子炉実験から決まった θ_{13} の値と組み合わせた解析からは CP 対称性の破れを示す位相角 δ に対する興味深い制限が得られている。

今後、T2K 実験、さらには次世代の大質量検出器ハイパーカミオカンデと J-PARC のニュートリノビームを用いる T2HK 実験で、CP 非保存に迫ることが期待される。まだ 40 代の小林、中家両氏は T2HK を推進する中心人物でもある。お二人の今後の更なる活躍を期待する。

(2015 年 1 月 19 日原稿受付)

応用物理 第 84 巻 第 3 号 (2015 年 3 月号)

Science As Art : おもてなしフラワー 遠藤洋史
解説
 ボール SAW センサを用いたガス中微量水分計測 山中一司
 ロータリエンコーダロータリエンコーダの高精度な角度計測
 渡部 司
最近の展望
 マルチフェロイクスの基礎とその発展 有馬孝尚
 半導体シリサイドの太陽電池応用に向けて 末益 崇
研究紹介
 格子時計間の周波数比較と一般相対論的重力シフトの検出
 光格子時計の遠隔地間直接比較—相対論的シフトの検出
 とその測地的応用の可能性 井戸哲也

低エネルギー逆光電子分光装置の開発と有機デバイス応用
 吉田弘幸
 高分子微粒子に発現させる多様な相分離構造 藪 浩
基礎講座 [第 2 回]: 磁気測定のコツ 佐藤勝昭
科学を詠む [第 3 回]: 恋と科学と文学 松村由利子
Inside Out: 日本での 24 年間 沈 清
SC だより: 奈良先端大 SC の 2014 年度活動報告 河村敏和
 その他
 被災地でのリフレッシュ理科教室 早川泰弘
 International Year of light 2015 報告 塩田真理

北澤宏一先生を偲んで

高木 英典 (東大理・マックスプランク研究所)

高温超伝導の研究で活躍された北澤宏一先生が2014年9月26日71歳で逝去されました。

先生は1943年長野県生まれ、1966年東大理学部化学科をご卒業後、1972年MITで学位を取得されました。1973年に帰国、東大工学部合成化学科助手に就任、物理工学科講師、助教授を経て、1986年工業化学科(現応用化学専攻)教授になりました。物理工学から工業化学に戻られたタイミングで、高温超伝導に遭遇されたこととなります。

先生の超伝導研究の歴史は1982年東大物理工学科への異動に遡ります。田中昭二先生が酸化物 $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ の超伝導研究を本格化すべく、セラミックスの専門家だった先生を招聘されたそうです。化学から物理への思い切った方向転換を受けたところが、先生の真骨頂かもしれません。

BednorzとMullerにより発見された銅酸化物の高温超伝導の歴史的論文は1986年に出版されました。タイトルが“possible” superconductivityだったせいか、当初、多くの研究者がその存在と重要性に気付いていませんでした。ある懇親会の席で論文の存在を聞いた先生は、その足で東大に向かい、作ってみようと言われました。マイスナー効果を確認し、層状ペロブスカイト $(\text{La, Ba})_2\text{CuO}_4$ が超伝導体の正体であることを明らかにするのに、時間はかかりませんでした。1986年12月米国のMRS会議において、マイスナー効果測定による超伝導の検証について国外では初めて講演され、高温超伝導フィーバーの火蓋を切りました。会議の出席者は驚愕し、静まり返った会場にベンを滑らせる音だけが聞こえたと言います。

直後の1986年年末、先生は $(\text{La, Sr})_2\text{CuO}_4$ の40 K超伝導を発見され、ベル研究所のグループと激しい競争を繰り広げました。さらに $(\text{La, Sr})_2\text{CuO}_4$ 単

結晶の磁場中での電気抵抗の超伝導遷移の広がりから、特有の巨大超伝導揺らぎの存在を指摘しました。この仕事は、後に一大分野へと展開する高温超伝導体のボルテックス物理の端緒を拓くものでした。一方、当時出たばかりのSTM技術にいち早く着目し、自作の装置を立ち上げ、低温で高温超伝導体の原子解像トンネル分光を可能にしました。

日本の物性の実力を世界に示す好機と捉えた先生は、ご自身の研究をアピールするだけでなく、日本発の素晴らしい成果の発信に心を注がれました。米国の国際会議にJJAPの高温超伝導特集号を1,000冊持ち込み、無料で配布、日本をアピールした逸話は、いまだに広く語り継がれています。数々の国際会議のプログラム委員として、「日本人はこういう時に主張するのを遠慮してしまうからいかん。」と言われて、多数の日本人を招待講演者として推薦しておられました。超伝導分野での日本の存在感が高まるにつれて、先生の活動は変質していきました。ある時期から自らを「Spokesman of Superconductivity」と呼び、世界中を飛び回って超伝導社会の夢を語り続けられました。

これらの功績に対して、紫綬褒章、応用物理学会功績賞をはじめとして、数々の賞を受賞されました。

高温超伝導研究時代の先生の働きぶりは、「昼夜を問わず」というより他にありませんでした。大学で毎日のように明け方まで仕事をされ、眠くなったら教授室のソファで仮眠、起きたらまた仕事という生活を10年以上も続けられました。当時のお疲れが今になって出たのではという気がしてなりません。一方で、当時、たとえ周りが先生を止めようとしても、高温超伝導の興奮の中で無茶苦茶な生活をやめることはなかったと思います。



先生は「迷ったらよりわけのわからない方を取る」と公言し、人生の節目で周りを驚かす選択をされてきました。研究にとどまることなく、科学技術行政、教育行政と、その後二つの新しい人生を生き急ぐかのように走り続けました。2002年、定年まで何年も残して東大教授を辞職、JST専務理事に就任、2008年には理事長とされました。研究者から初めてfunding agencyのトップに就かれて、大変なプレッシャーとご苦労があったと思います。それを表に出すこともなく、先生らしい斬新な発想と研究者の目線で、新しい競争的資金プログラムと効率的運用を次々と提案・実行されました。東日本大震災後には、福島原発事故の民間事故調査委員会の委員長を務められ、独自の視点から様々な問題を指摘されていたことをご記憶の方も多いと思います。2013年からは東京都市大学の学長として新たなスタートを切り、「少子化時代の私立大学」が新たなテーマとなりました。自ら発案した仕掛けが実を結ぶのを確認できなかったのは、心残りだったと思います。

先生のキーワードは「夢」でした。若者の「夢」につながる新しい価値の創造を常に唱えられ、それが先生の多彩なお仕事の共通の動機付けとなっていました。「夢」「新しい価値の創造」を深く胸に刻みつつ、先生のご冥福を心よりお祈り申し上げます。

(2014年11月9日原稿受付)

大河千弘博士を偲ぶ

玉野輝男

元 General Atomics

浅見 明

元 KEK

西川正名

SSIL



2014年9月27日大河千弘博士が米国カリフォルニア州サンディエゴ市の自宅で86歳の生涯を閉じられました。世界物理学界の巨星が一つ燃え尽きた感があります。大河博士の偉大さは、数多くの発明発見の素晴らしさのみならず、確固とした哲学にありました。かけがえのない科学者を失ったことは誠に残念です。

大河博士は、1928年金沢で生まれ、50年東京大学を卒業、宮本(梧楼)研究室で研究生活を開始し、53年には早くもFFAG(固定磁場強収束)加速器を提案する論文を発表しています。固定磁場に強収束性を導入した加速器で、ビーム繰り返しを上げて強度を定期的に増大させるものです。FFAGは今世紀になってKEKで有効性が実証され、優れた粒子源として医療等汎用が可能と、にわかに脚光を浴びています。

50年代後半には衝突型加速器が提案されました。ターゲットとなる粒子も逆向きに加速して、加速粒子同士を正面衝突させるもので、エネルギー的に大きな利点があります。当時は実現不可能と考えられていましたが、その後の加速器技術の進歩によって今日では殆どの高エネルギー加速器は衝突型になっています。大河博士も58年、逆向き加速用に二つのFFAGを用いなくても、一つのFFAG内で粒子と反粒子を同時逆向きに加速可能なことを提案し、加速器開発に貢献しました。大河方式は最近になって原理の実証がなされています。

50年代後半はノーベル賞受賞者カースト博士の招きで米国中西部大学連合に東大から出張、さらには欧州CERNでも加速器研究に従事しています。

その間カーストはサンディエゴ市のGeneral Atomics(GA)に核融合研究開発グループのリーダーとして移籍、60

年には大河博士も参加しました。カースト/大河グループは、FFAGの概念を適応してプラズマのMHD平衡と安定性が確保された装置(マルチポール磁場配位)でプラズマの性質を調べ、当時主流核融合装置で観測されていた異常拡散(ボーム拡散)はプラズマの本質ではないことを世界に先駆けて示しました。

その後核融合に必要なプラズマ閉じ込め時間の物理的実証実験を企画しましたが、65年にそれまでGA核融合をサポートしたテキサス原子力研究財団が他州への資金を終了したため、カーストや多数の研究者がGAを去り、気がついた時には大河博士がリーダーとしてやらなければならない状態でした。大河博士は政府資金を得てグループ再建にあたり、67年にスケールアップしたdc-Octopole装置で閉じ込め実証に成功しました。このときも強磁場装置よりも大型装置の方が安く早くできるという発想で内部導体コイルのリード線によるプラズマ擾乱の影響を軽減し、プラズマ中で超伝導コイルを用いた他の研究所の実験に先駆けて成功しました。

次にこの磁場配位をプラズマ電流の利用で形成してピーナツ断面をしたダブレットを考案し、縦長の断面効果で高圧のプラズマの安定な閉じ込めに適していることも指摘しました。まずテーブルトップのダブレットIで磁場配位を3カ月で確認し、ダブレットII/IIAを経て、大型高温プラズマ実験装置ダブレットIIIをDOE資金で建設しました。ここでも短期間で改造できる装置という哲学を織り込み、簡単な改造で大きなD型断面のトカマクにもなるという構想も含まれました。それが後日日米協力の一環として実現し、原研チームがGAで研究を行ったのを機にDIII-Dはナショナル施設として30数年後の現在も世界中の研究者の

実験拠点となってITERに繋がる数々の成果を生み出しています。

大河博士はこの磁場配位を逆転磁場ピンチにも適用したOhte装置を考案し、核融合プラズマ点火の早期実証を提案し、GAやフィリップス石油会社の資金で実験が行われました。更に高圧のプラズマ閉じ込めを可能とするダブレット断面をしたマルチピンチを提案して実験も始まりましたが、このプラズマはヘリシティ保存に基づく自己形成のためダブレット断面を維持することが困難で、逆にプラズマ自己形成の物理実証となりました。

1994年GA退職後は、核廃棄物処理技術、半導体製造技術、電気浸透流ポンプ、燃料電池の電解質、水素発生、機能性MRI、初期癌の診断、放射線被曝低減飲料物、音による粒子制御、 α 線の簡易超高感度検知等、多彩な分野での発明や技術開発を継続されました。核廃棄物処理に関しては、Archimedes Technology Group Inc.を設立、ほぼ実用段階の試験装置を設計・製作し優れた成果を実証しました。半導体製造に関連しては、高密度プラズマの維持、低誘電率絶縁体、ドライ方式の研磨技術他を発明、実証試験等を行い、また、電気浸透流ポンプに関しては、日本にナノフュージョン株式会社を設立し、電気化学の問題に対しIonicsの概念を整理して燃料電池、水素発生等の研究をされました。

最後まで限りなき独創性を発揮された大河博士のご冥福を心からお祈り致します。

(2014年12月12日原稿受付)

C. A. Fuchs

Coming of Age with Quantum Information; Notes on a Paulian Idea

Cambridge Univ. Press, UK, 2011, lv + 543p, 25 × 18 cm, £45.00 [専門向]

ISBN 978-0-521-19926-1

森越文明 (NTT物性基礎研)

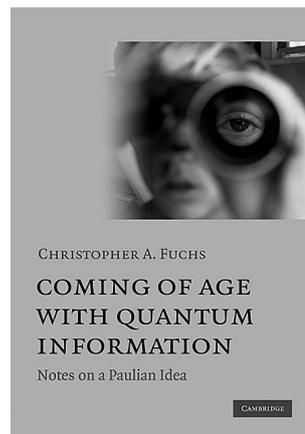
著者のFuchsは、量子情報理論の知見を基にして、量子論の主観的・認識論的な新解釈の確立を目指して研究を行っている理論物理学者であり、Fuchsとその共同研究者の試みは、Quantum Bayesianism (QBism)として近年注目を集め始めている。(QBismとは、主観確率の考え方に基いて量子論を捉えようとするアプローチであり、一般的な紹介としては、例えばNature 507(2014) 421にMerminによる記事がある。)本書は、Fuchsが量子情報・量子基礎論の分野の研究者達と交わしたeメールを集めた異色の「書簡集」となっている。

メールの相手には例えば、Bennett, Caves, Landauer, Mermin, Peres, Preskill, Woottersといった、量子情報理論の発展において中心的な役割を果たしてきた物理学者が名を連ねており、相手ごとに章立てになっている。総ページ数500ページ程であり、この他にも多くの研究者とのメールが収められている。基本的には、引用を除けば、掲載されているメールはFuchs側が書いたものだけである。

メールの内容は多岐にわたるが、量子論の解釈に纏わる話題について、独自の視点から論じたものが大部分を占める。まだアイデアの段階の話をしているメールが多く、読んでみると、ま

るで学会や研究会もしくは研究室で、仲間の物理学者達が議論しているのを横で聞かせてもらっているかのような印象を受けることもあり、そこが本書の魅力の一つとなっている。量子基礎論における膨大な文献に通じているFuchsならではの引用が随所に見られ、そこへ量子情報の現代的視点を織り交ぜてインスピレーションを得ようとするスタイルは、哲学と理論物理を両輪として突き進むFuchsの面目躍如たるものがある。完成した論文には決して記されることのない舞台裏のようなものを垣間見させてくれるのも、本書の特徴だろう。話の詳細や前後の文脈などはわからないことがあるのだが、本書は何か特定の纏まった知識を得るためのものではなく、そのような雰囲気を楽しむ本なのだと思う。

通常、科学者の書簡が公開されるのは、歴史上の人物のものを後世の人が整理して、という場合が多いため、このようなメール集を自ら出版することには賛否両論あるかもしれない。しかし、本書のはしがきによると、この本が編集された背景には、FuchsがLos Alamos 国立研究所のポストドクだった2000年当時に、大規模な山火事で自宅を焼失し、研究資料を含む家財のほとんどを失ってしまったという悲劇的体



験があるようだ。その際に、バックアップの重要性を再認識し、最も安全な場所の一つであるarXivに、自らのメール集を人が読み得る形に整えて保存したというのが事の始まりらしい。このような試みを形にすることができたのも、Fuchsの大変親しみやすい人柄と量子論に対する類まれな熱意によるところが大きいと思う。

量子情報理論の発展をふまえて、量子論の基礎を見直す動きが最近盛んになってきており、Fuchsはその草分け的存在の一人といえる。型破りな本ではあるが、量子論の解釈という大問題に真摯に取り組んでいる一人の理論物理学者の姿勢に触れられる稀有な書物であることは確かである。本書を手にした読者は、各人の興味の赴くままにページを繰ってゆけば、メールを通じた交流の一幕から、通常の物理の本とはまた違った刺激を受けることができるだろう。

(2014年7月1日原稿受付)

上村 洸, 山本貴博

基礎からの量子力学

裳華房, 東京, 2013, xi + 374p, 21 × 15 cm, 本体3,800円 [学部向]

ISBN 978-4-7853-2242-7

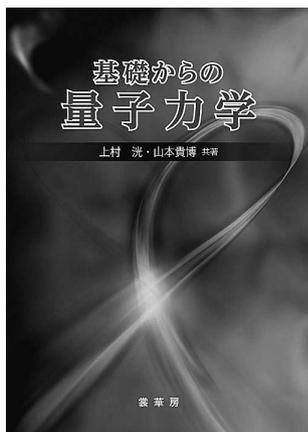
中村 泰信 (東大先端研)

2013年がボーアの原子模型提案100周年に当たり、多くの記念行事が開催されたことは記憶に新しい。ちょうど一世紀前に量子力学はその黎明期を迎えていた。その後20年弱の短い期間に、

まさに奇跡のように量子力学の基礎理論体系が確立されることになる。そして100年後の現在、本書の第1章で「躍動する量子力学」と呼ばれているように、我々が日常生活で接する科学技術

の中で、その発展においておよそ量子力学の助けを借りなかったものはないと言っても過言ではない。これからは物理を専攻としない学生にとっても「量子力学リテラシー」が必要であるというのが本書の著者の主張である。

本書は、量子力学を初めて学ぶ学生に向けた平易な教科書として書かれている。最近は量子力学の教え方にもいろいろスタイルが取り入れられつつあるが、本書ではある意味王道に従っ



て、量子力学の発展史を順に追うかたちで基礎概念の導入を行っている。ところどころにちりばめられた、著者の体験も交えたコラムも興味深く、スムーズに章を追っていくことができるように構成されている。

本書の特徴を挙げるとすると、物質科学における量子力学の役割が特に強調されている点であろう。7章・8章における原子・分子の量子力学的記述か

ら、9章・10章へと連続的に自然なかたちで固体物理の基礎概念である周期ポテンシャル中のバンド理論が導入される。半導体や金属といった物質の特性の違いが固体中の電子の量子力学的振る舞いによって発現することが説明され、固体物理学への簡明な導入となっている。その反動として、11章(摂動論)、12章(電子と光子の相互作用)の位置づけが、流れの中で少々わかりにくくなっているのはやむを得ないのかもしれない。

13章「配位子場の量子論」は遷移金属錯体や化合物の物性の理解に量子力学を適用する大変興味深いテーマであり、著者の思い入れが伝わってくる。ただし初学者には少々専門的かもしれない。それであっても、物性科学の幅広く奥深い分野への入り口として、ルビーがなぜ赤いのかを学ぶだけでも学生の興味を発展させることに役立つのではないだろうか。他の固体物理学の教科書や、著者の一人(上村)らによる、より高度な教科書『配位子場理論

とその応用』(裳華房、東京、1969)へのイントロダクションと思えばよいであろう。

誕生後100年近く経っても、量子力学の世界は初学者にとって日常感覚と相容れない不思議にあふれた魅力的なものであることは変わらない。さらに近年のナノテクノロジー・物質科学の展開や量子情報科学の発展を例にとるまでもなく、量子力学の科学技術における役割はますます大きくなるばかりである。本書をきっかけに量子力学に関心を持ち、より深く学びたいと考える学生が増えることを期待したい。

(2014年7月6日原稿受付)

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

図書リスト

最近の寄贈書より

- E. Andersson and P. Öhberg, ed.: Quantum Information and Coherence
Springer Int. Pub. Switzerland, Cham, 2014, viii + 285p, 24 × 16 cm, 129.99€ (Scottish Graduate Series)
ISBN 978-3-319-04062-2
- H. Aoki and M. S. Dresselhaus, ed.: Physics of Graphene
Springer Int. Pub. Switzerland, Cham, 2014, xii + 350p, 24 × 16 cm, 129.99€ (NanoScience and Technology)
ISBN 978-3-319-02632-9
- M. Bonitz, J. Lopez, K. Becker and H. Thomsen, ed.: Complex Plasmas; Scientific Challenges and Technological Opportunities
Springer Int. Pub. Switzerland, Cham, 2014, xiii + 491p, 24 × 16 cm, 99.99€ (Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics, Vol. 82)
ISBN 978-3-319-05436-0
- D. Johannsmann: The Quartz Crystal Microbalance in Soft Matter Research; Fundamentals and Modeling

- Springer Int. Pub. Switzerland, Cham, 2015, xx + 387p, 24 × 16 cm, 129.99€ (Soft and Biological Matter)
ISBN 978-3-319-07835-9
- T. Matsushita: Electricity and Magnetism; New Formulation by Introduction of Superconductivity
Springer Japan, Tokyo, 2014, xii + 384p, 24 × 16 cm, 69.99€ (Undergraduate Lecture Notes in Physics)
ISBN 978-4-431-54525-5
- P. P. Mondal and A. Diaspro.: Fundamentals of Fluorescence Microscopy; Exploring Life with Light
Springer Science + Business Media Dordrecht, Heidelberg, 2014, xv + 218p, 29 × 21 cm, 49.99€ (Physical Chemistry in Action)
ISBN 978-94-007-7544-2
- M. Naruse, ed.: Nanophotonic Information Physics; Nanointelligence and Nanophotonic Computing
Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, 2014, xv + 250p, 24 × 16 cm, 99.99€ (Nano-Optics and Nanophotonics)
ISBN 978-3-642-40223-4

- S. B. Nielsen and J. A. Wyer, ed.: Photophysics of Ionic Biochromophores
Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, 2013, xiii + 230p, 24 × 16 cm, 99.99€ (Physical Chemistry in Action)
ISBN 978-3-642-40189-3
- A. Zagoskin: Quantum Theory of Many-Body Systems; Techniques and Applications (2nd ed.)
Springer Int. Pub. Switzerland, Cham, 2014, xvi + 280p, 24 × 16 cm, 74.99€ (Graduate Texts in Physics)
ISBN 978-3-319-07048-3
- G. グリーンスタイン, A. G. ザイアツ著, 森 弘之訳: 量子論が試される時; 画期的な実験で基本原理の未解決問題に挑む
みすず書房, 東京, 2014, iii + 422 + xxip, 20 × 14 cm, 本体4,600円
ISBN 978-4-622-07871-5
- D. S. ショール, J. A. ステッケル著, 佐々木泰造, 末原 茂訳: 密度汎関数理論入門; 理論とその応用
吉岡書店, 京都, 2014, v + 276p, 21 × 15 cm, 本体4,500円
ISBN 978-4-8427-0365-7
- L. ローゼンフェルト著, 江沢 洋著訳:

ポーア革命：原子模型から量子力学へ

日本評論社，東京，2015，v+197p，20×14 cm，本体2,200円

ISBN 978-4-535-78766-7

遠藤雅守：電磁波の物理：その発生・伝播・吸収・増幅・共振を電磁気学で理解する

森北出版，東京，2014，iv+240p，22×16 cm，本体3,600円

ISBN 978-4-627-15501-5

佐宗哲郎：強相関電子系の物理 [増補版]

日本評論社，東京，2014，ix+338p，21×15 cm，本体3,400円

ISBN 978-4-535-78768-1

中村 士：東洋天文学史

丸善，東京，2014，vii+219p，18×11 cm，本体1,000円 (サイエンス・パレット 020)

ISBN 978-4-621-08862-3

松井哲生：量子力学基礎

共立出版，東京，2014，x+250p，21×15 cm，本体2,700円

ISBN 978-4-320-03591-1

松原隆彦：宇宙論の物理〈上〉

東京大学出版会，東京，2014，xiv+315p，22×16 cm，本体3,800円

ISBN 978-4-13-062615-6

松原隆彦：宇宙論の物理〈下〉

東京大学出版会，東京，2014，x+339p，22×16 cm，本体3,800円

ISBN 978-4-13-062616-3

宮本健郎：光学ハンドブック：基礎と応用

岩波書店，東京，2015，viii+280p，21×15 cm，本体4,200円

ISBN 978-4-00-006302-9

森田邦久：アインシュタイン VS. 量子力学：ミクロ世界の存在をめぐる熾烈な知的バトル

化学同人，京都，2015，336p，20×14 cm，本体2,600円

ISBN 978-4-7598-1594-8

山本佳世子：理系のための就活ガイド：業界研究・エントリーシート・面接対策

丸善，東京，2014，xiii+175p，21×15 cm，本体1,200円

ISBN 978-4-621-08858-6

和田純夫：今度こそわかるファイマン経路積分

講談社，東京，2014，xiii+225p，21×15 cm，本体3,000円

ISBN 978-4-06-156601-9

学術会議だより

第22期日本学術会議物理学委員会の活動

日本学術会議は昨年10月より23期の活動に入り，新会員を迎え，物理学委員会も岡眞委員長のもと新たなメンバーで活動を開始しています。昨年9月末まで3年間，22期の物理学委員会の活動を報告します。

22期の物理学委員会は，会員の相原博昭，家泰弘，伊藤早苗（委員長），岡眞（副委員長），須藤靖，田島節子，観山正見を中心に27名で構成されました。¹⁾（家泰弘副会長，相原博昭第三部幹事が学術会議全体の運営の重責も担いました。）物理学委員会には三つの分科会（物性物理学・一般物理学，素粒子物理学・原子核物理学，天文学・宇宙物理学）を置き，それぞれの分科会の委員は総勢70名ほどであり，機動性を高めつつ物理学の関連する事柄に広く対応してきました。²⁾分科会での検討を活かしつつ，物理学分野でのまとまった意見を物理学委員会において形作るよう努めました。国際連携については，IUPAP分科会とIAU分科会を置き，我が国の意思表明の道筋としました。IUPAP president (2008-2011)とIAU president (2012-2015)に潮田資勝・海部宣男両先生が就任されたこと

は，我が国への高い国際評価の現れと言えましょう。

意思の表出

物理学にかかわる意思の表出をした二つの例を紹介します。

一つ目は，宇宙政策に関して要望「宇宙科学推進に関する要望」を公表しました。³⁾政策への直接の要望です。これは平成24年6月20日に法改正が行われ，我が国における宇宙開発利用の推進体制の大きな変革がおきたことに対応したものです。我が国では，宇宙科学研究が宇宙開発の端緒を開き，その後の宇宙開発利用を先導してきた重要な役割を果たしてきました。宇宙科学研究を，宇宙開発利用全体を先導する主軸要素として位置づけ，宇宙政策委員会に宇宙科学研究コミュニティの代表を含めること，宇宙政策委員会の議論を原則として公開すること，など科学的研究の振興に必要な提言をしました。その後，宇宙戦略室及び宇宙政策委員会が設置され，この提言の一部が反映されました。「宇宙基本計画（案）」も公表され，パブリックコメントを呼びかけました。

もう一つは，物性物理学・一般物理学分科会により提言「物性物理学・一般物理学分野の学術研究のさらなる振興のために」が表出されました。⁴⁾基盤研究の充実という観点からの提言です。これは，20期で発出した提言「物性物理学・一般物理学分野における学術研究の質と量の向上のために」⁵⁾のフォローアップとしての働きをもっています。これらで提案したことは，1)デュアル・サポートの理念を訴え，2)共同利用・共同研究拠点の認定制度につながり，3)マスタープランや文部科学省のロードマップにおける「大規模研究」の位置づけに繋がるなど，研究基盤の充実に役立っています。また最近，緊急事態となっているポストク問題にも取り組んでいます。その検討は，日本学術会議「我が国の研究力強化に資する研究人材雇用制度検討委員会」（五神真委員長）の提言「我が国の研究力強化に資する若手研究人材雇用制度について」⁶⁾に活かされ，最近の国立大学等の改革に寄与しています。

物理学会会員の注視的であった国際リニアコライダー（ILC）については，家副会長のリーダーシップのもとに文部科学省への回答がまとめられました。⁷⁾日本学術会議からの提言における諸事項につき，現在は，文部科学省でILCに関する有識者会議が設置され議論が行われています。

表1 マスタープラン2014やロードマップ2014に取り入れられた計画数。(マスタープラン2014では、分野別の委員会にそって区分したため、ここに物理学の枠に数えたもの他、物性物理学や放射光やレーザー科学等の計画で、化学の枠に数えられたものもあります。ロードマップもその履歴で数えています。)

	マスター プラン 全体 (I)	マスター プラン 重点計画	ロード マップ	
物理学 全分野	24 192	6 27	3 10	(件数)

このように、直接的な要望を発出することに加え、(物理学の方法を活かした)分析やアセスメントをまとめ、各種の政策を検討する委員会に論議やデータベースを提供するという道筋を通じて、研究者の考え方を施策に活かしていただくことができました。

コミュニティとの連携活動

20期以来、会員と連携会員がコオプレーションで選考され、学会との関係が変わりました。第三部では、「学協会連携」活動として日本物理学会など代表的な学会のメンバーと定期的に会合を開いています。物理学委員会が力を入れているのは、日本物理学会理事会との協力で開催している、年次大会での「連携インフォーマルミーティング」です。そこで、物理学会会員との直接の交流につとめ、あとで述べる「マスタープラン」の行動方針等のバックアップもいただけてきました。第三部としては、学協会連携として理工学全体の長期的な展望をまとめる活動も行い、「理学・工学分野における科学・夢ロードマップ」⁸⁾が発信されています。

特筆したいことは、東京大学の物性研究所や、京都大学の基礎物理学研究所より、運営委員会委員などの推薦を依頼されております。広い物理学分野全体の視点から委員を求めることに強く協力しています。

「マスタープラン2014」への取り組み

「学術の大型研究計画(マスタープラン)」は、最初に21期にまとめられたもので、大型装置や大規模研究を必要とする研究の総覧を作り展望を示したものです。文部科学省の科学技術・学術審議会の作業部会の「ロードマッ

プ」(2010及び2012)の作成にあたって大きな働きをしました。⁹⁾22期では新しいマスタープラン2014が策定されました。¹⁰⁾物理学委員会では、多数のシンポジウムを開催して計画群の全体像を練り上げ、¹¹⁾日本物理学会での意思疎通を図りながら進めました。とりわけ、学術の大型研究計画検討分科会委員としてカテゴリーIIを提案するなど様々な工夫をし、物理学関連の提案が高く評価されるよう努めました。結果としては、物理学関連研究の重要性について理解を得て、物理学関連の提案は相当数取り入れることができたと思います。「学術の動向」誌に物理学分野の大型研究計画を紹介しています。¹²⁾件数は表1に示す通りです。その後、文部科学省の「学術研究の大型プロジェクトの推進に関する基本構想ロードマップの策定—ロードマップ2014—」が8月に策定されました。¹³⁾物理学分野から提案されたものの中で、「非平衡極限プラズマ全国共同連携ネットワーク研究計画」、「LiteBIRD—熱いビッグバン以前の宇宙を探索する宇宙マイクロ波背景放射偏光観測衛星」、「次世代赤外線天文衛星(SPICA)計画」の3件が取り入れられています。(関連が深いものとして「アト秒レーザー科学研究施設」、「スピントロニクス学術研究基盤と連携ネットワーク」拠点の構築)も取り入れられました。

高く評価されたものが、時宜を得て着実に具体化されて行くことを期待しています。更にマスタープラン2017(仮称)に向けた健闘を祈ります。

おわりに

日本物理学会会員の皆様に、22期の物理学委員会の活動を支えていただきましたことを深く感謝いたします。23期も岡真委員長のもと活動を開始し、重要な取り組みがなされて行きます。昨年に巻頭言¹⁴⁾で説明しましたように、日本物理学会は日本学術会議の発足以来縁が深く、日本学術会議の活動に物理学者が智慧と力を尽くしてきました。日本学術会議と日本物理学会との更なる連携と協力へ向け、日本物理学会の皆様の一層のご協力をお願い

します。

注

- 1) 日本学術会議の役職は、期末の時点でのもの。
- 2) 分科会については、物性物理学・一般物理学(田島節子委員長、五神真副委員長)、素粒子物理学・原子核物理学(相原博昭委員長、岡真副委員長)、天文学・宇宙物理学(親山正見委員長、須藤靖副委員長)を中心に役員を構成しました。国際連携は、IUPAP分科会(河野公俊委員長、森正樹副委員長)とIAU分科会(岡村定矩委員長)を中心に運営。
- 3) 物理学委員会と地球惑星科学委員会: 要望「我が国の宇宙政策のあり方と宇宙科学の推進について—宇宙開発利用のさらなる発展のために—」(<http://www.scj.go.jp/ja/info/kohyo/pdf/kohyo-22-t154-1.pdf>)。
- 4) 物性物理学・一般物理学分科会: 提言「物性物理学・一般物理学分野の学術研究のさらなる振興のために」(<http://www.scj.go.jp/ja/info/kohyo/pdf/kohyo-22-t192-1.pdf>)。
- 5) 物性物理学・一般物理学分科会: 提言「物性物理学・一般物理学分野における学術研究の質と量の向上のために」(<http://www.scj.go.jp/ja/info/kohyo/pdf/kohyo-20-t62-1.pdf>)。
- 6) 日本学術会議我が国の研究力強化に資する研究人材雇用制度検討委員会: 提言「我が国の研究力強化に資する若手研究人材雇用制度について」(<http://www.scj.go.jp/ja/info/kohyo/pdf/kohyo-22-t201-3.pdf>)。
- 7) 回答「国際リニアコライダー計画に関する所見」(<http://www.scj.go.jp/ja/info/kohyo/pdf/kohyo-22-k178-1.pdf>)。
- 8) 「理学・工学分野における科学・夢ロードマップ2014(夢ロードマップ2014)」(<http://www.scj.go.jp/ja/info/kohyo/kohyo-22-h201.html>)。
- 9) マスタープラン2010の43件には物理学に関連する計画として20件程度が取り入れられた。それらがロードマップ2010, 2012に活かされ、既存の大計画を加速するだけでなく、強磁場施設、KAGRA、TMTなどの新計画の発足に繋がった。このようにマスタープランの成功は他の学問分野も注目するところである。提言「学術の大型施設計画・大規模研究計画—企画・推進策の在り方とマスタープラン策定について—」(<http://www.scj.go.jp/ja/info/kohyo/pdf/kohyo-21-t90-2.pdf>)。
- 10) 提言「第22期学術の大型研究計画に関するマスタープラン(マスタープラン2014)」(<http://www.scj.go.jp/ja/info/kohyo/pdf/kohyo-22-t188-1.pdf>)。
- 11) 物・一分科会シンポジウム: 2013年1月15日(ここでは若手研究者のポスター発表も取り入れている。<http://www.scj.go.jp/ja/event/pdf2/166-s-1-8.pdf>)。素・核分科会シンポジウム: 2013年2月8日。天・宇分科会シンポジウム: 2013年2月15日, 16日。
- 12) 伊藤早苗: 学術の動向19(2014)42—物理学分野の大型研究計画。
- 13) 文部科学省: 「学術研究の大型プロジェクトの推進に関する基本構想 ロードマップの策定—ロードマップ2014—」(http://www.mext.go.jp/b_menu/shingi/gijyutu/gijyutu4/toushin/1351171.htm)。
- 14) 伊藤早苗: 日本物理学会誌69(2014)191。

(文責: 伊藤早苗,
2015年1月6日原稿受付)

掲示板

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

■豊田中央研究所客員研究員

- 客員研究員(常勤)1名
- 先端研究センターフロンティア研究部門
- 物理学/材料工学。流体及び分子シミュレーションによる固液界面の解析流体及び分子シミュレーションによる固液界面の解析。
- 2015年4月1日以降(応相談)
- 最長3年(1年毎の更新)
- 流体又は分子シミュレーションの経験者で、マルチスケールシミュレーションに貢献できる、博士号取得者。
- 履歴書(写真貼付) ○職務歴(研究実績) ○論文リスト ○主要論文別刷(コピー可) ○職務内容を明記の上、以上の書類を送付

- 順次選考、採用が決定次第終了(最終2015年3月31日(火))
- 480-1192長久手市横道41-1 (株)豊田中央研究所人材開発室採用担当
電話 0561-63-6509 Fax 0561-63-5744
saiyo.mosk.tytlabs.co.jp
- 応募の秘密は厳守する。応募書類不返却。詳細は<http://www.tytlabs.co.jp/recr/kyakuin.html>参照。

■高エネルギー加速器研究機構助教

- 助教1名
- 素粒子原子核研究所ストレンジネス核物理実験グループ
- 低温液体標的をはじめとする実験設備の開発及び運転に従事すると共にJ-PARCハドロン施設でのストレンジネス核物理実験を推進。
- 決定後早期
- なし
- 履歴書(指定様式) ○研究歴 ○発表論文リスト(和文と英文は別業) ○着任後の抱負 ○推薦書又は参考意見書(jinjil.ml.post.kek.jp迄e-mail可)
- 2015年3月10日(火)17:00必着
- ①305-0801つくば市大穂1-1 高エネルギー加速器研究機構総務部人事労務課人事第一係
②素粒子原子核研究所 高橋俊行 電話 029-284-4547 toshiyuki.takahashi@kek.jp
- 詳細は<http://www.kek.jp/ja/Jobs/ResearchingStaff/raip14-11j.pdf>参照。

■東京農工大学大学院工学研究院先端物理学部門特任准教授

- テニユアトラック特任准教授1名
- グローバルイノベーション研究機構に所属し、工学研究院先端物理学部門と連携して教育・研究を行う。
- 原子分子光物理及びフォトニクス、生物物理及び化学物理、環境物理、材料物性の何れかの分野。実験・理論不問。常勤、スタートアップ資金有。
- 2015年6月1日以降早期
- 5年(審査により任期なしに移行)
- 博士号取得後10年以内
- HP参照。
- 2015年3月24日(火)16時必着
- 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 箕田弘喜 電話042-388-7114
Fax 042-385-6255 hminoda@cc.tuat.ac.jp <http://www.tuat.ac.jp/~senryaku/koubo/tt/ttkoubo2014.html>

- HPの応募フォームより必要事項を入力、必要書類一式を添付し応募。本学テニユアトラック特任准教授全学一括公募の一つ。その他詳細はHP参照。

■京都大学原子炉実験所助教

- 助教1名
- 安全原子力システム研究センター
- 研究用原子炉(KUR)及び各種照射設備を用いた金属・半導体等の材料照射効果の研究を中心として、陽電子ビームを用いた材料評価技術の開発、関連実験設備の保守管理、及び学生の教育指導。
- 決定後早期
- 5年(但し、1回限り再任可、審査により原子力基礎工学研究部門(任期なし)に配置換となる場合有)
- 博士号取得者、又は近く取得見込であること。
- 本人直接応募:○履歴書 ○研究歴概要及び研究業績 ○推薦状(自薦可) ○応募理由 ○その他(各種研究助成金の取得状況、学会活動、社会活動等。研究歴及び実務歴について照会可能者複数名)。第三者推薦:○推薦状
- 2015年3月27日(金)必着
- ①590-0494大阪府泉南郡熊取町朝代西2丁目 京都大学原子炉実験所総務掛気付 助教選考委員会 電話 072-451-2310
②原子力基礎科学研究本部長 森 義治 電話 072-451-2346
mori_rri.kyoto-u.ac.jp
- 詳細は<http://www.rri.kyoto-u.ac.jp>参照。

■筑波大学数理解物質系物理学域助教

- テニユアトラック助教1名
- 物性実験グループ守友研究室、理工学群物理学類、数理解物質科学研究科物理学専攻
- 守友研究室に所属し、光・放射光等を用いてエネルギー現象(有機系太陽電池、二次電池、等)を解明する。理工学群物理学類及び数理解物質科学研究科物理学専攻の教育を担当。
- できるだけ早期
- テニユアトラック期間の5年間。任期終了時に実施する審査に合格すれば、本学のテニユア付き職に採用。
- 博士号取得者、又は着任迄の取得見込者。エネルギー・サイエンスを切り開く決意のあること。
- 履歴書 ○業績リスト(原著論文、外部資金) ○主要論文5編以内のこ

ピー ○今迄の研究概要 (A4, 約2枚)
○研究計画及び教育への抱負 (A4, 約2枚) ○推薦書又は意見書 (1通)

- 2015年3月31日(火) 必着
- ①305-8571 つくば市天王台1-1-1 筑波大学数理工学系物理学域 矢花一浩
②筑波大学数理工学系物理学域 守友浩 moritomo.yutaka.gf u.tsukuba.ac.jp 電話029-853-7787
- 封筒に「物性実験助教応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。

■電気通信大学准教授

- 准教授1名
- レーザー新世代研究センター
- 量子エレクトロニクス(実験)。特に量子光学, 量子情報, 冷却原子, レーザー分光, 精密光計測。
- 2015年6月1日以降早期
- 採用時年齢により2年から5年。詳細は9②に問合せのこと。
- 博士号取得者, 又は同等の能力を有する者。着任時に39歳以下(文部科学省の国立大学改革強化推進補助金事業「優れた若手研究者の採用拡大支援」による)
- 応募申請書(<http://www.ucc.ac.jp/about/advertisement/>よりダウンロードし記入) ○主要論文別刷3編(コピー可) ○今迄の研究概要と今後の研究計画 ○照会可能者, 国内外各2名の氏名, 所属, 連絡先
- 2015年3月31日(火) 必着
- ①182-8585 調布市調布ヶ丘1-5-1 電気通信大学レーザー新世代研究センター事務室
②中川賢一 nakagawa ils.ucc.ac.jp
- 封筒に「教員応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。詳細は<http://www.ucc.ac.jp/about/advertisement/>参照。

■JAXA 宇宙科学研究所准教授

- 准教授1名
- 太陽系科学研究系
- 宇宙科学分野において学識と研究経験を有し, 且つ科学衛星や探査機への搭載を想定した光学系観測機器の開発経験を有する人材を募集。
- 決定後早期
- なし
- http://www.jaxa.jp/about/employ/educator_j.html参照。
- 履歴書 ○研究歴 ○論文リストと主要論文別刷 ○今迄の研究概要と今

後の研究計画(当該分野の将来展望に関する記述, プロジェクトへの貢献と教育活動についての抱負含) ○他薦の場合は推薦書2通, 自薦の場合は照会可能者2名の氏名, 連絡先(住所, 電話, e-mail)

- 2015年3月31日(火)
- 252-5210 相模原市中央区由野台3-1-1 宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所科学推進部人事係 電話050-3362-2695
- 詳細は http://www.jaxa.jp/about/employ/educator_j.html 参照。

■大阪大学大学院理学研究科物理学専攻助教

- 助教1名
- 量子物理学講座黒木グループ
- 物性理論。非従来型超伝導等の新奇物性現象に関する理論研究に意欲的に取り組み, 多体論的手法や第一原理的手法の新しい枠組みの開発も積極的に推進して頂ける方。
- 決定後早期
- なし
- 博士号取得者, 又は着任時迄の取得見込者。
- 履歴書(写真貼付, 最後に着任可能時期明記) ○業績リスト(主要業績に印) ○研究業績概要(A4, 3頁以内) ○主要論文別刷3編(コピー可) ○研究計画と教育についての抱負(A4, 3頁以内) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先
- 2015年4月10日(金) 必着
- ①560-0043 豊中市待兼山町1-1 大阪大学大学院理学研究科物理学専攻 山中卓
②同上 黒木和彦 電話06-6850-5738 kuroki phys.sci.osaka-u.ac.jp
- 封筒に「物性理論助教応募書類在中」と朱書き書類と併せ, そのPDFファイルをCD-ROM又はUSBメモリに入れて同封の上, 簡易書留で送付。本学は男女共同参画を推進している。

■福岡大学理学部助教

- 助教1名
- 物理科学科
- 生物物理学, 特に高速AFMによる蛋白質構造動態の1分子測定に関する研究。物理科学科教員と連携して物理学の教育, 学部・学科の行事等にも従事。
- 2016年4月1日
- なし
- 博士号取得者, 又は着任迄の取得見込

者。今迄の研究分野は不問だが, 山本准教授と協力し, 生体分子の高速AFMイメージング研究を推進して頂ける方。

- 履歴書(写真貼付) ○業績リスト ○今迄の研究概要(A4, 約2枚) ○研究・教育活動の抱負(A4, 約1枚) ○主要論文3編以内 ○照会可能者2名の氏名, 所属, 連絡先
- 2015年4月30日(木) 必着
- 814-0180 福岡市城南区七隈8-19-1 福岡大学理学部物理科学科 山本大輔 電話092-871-6631(ex.6158) Fax 092-865-6030 dyamamoto fukuoka-u.ac.jp
- 封筒に「教員応募書類在中」と朱書き簡易書留等で送付。応募書類不返却。詳細は <http://www.sp.fukuoka-u.ac.jp/section/biophysics/koubo.html> 参照。

学術的会合

学術的会合の標準様式(1件500字以内)

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

■共用・計測合同シンポジウム2015

主催 物質・材料研究機構
日時 2015年3月10日(火) 9:00~17:35
場所 物質・材料研究機構千現地区第一会議室他(305-0047つくば市千現1-2-1 電話029-859-2000)
内容 微細構造解析プラットフォームとNIMS先端計測プロジェクトの共催にて「共用・計測合同シンポジウム2015」を開催。「微細構造解析プラットフォーム・ワークショップ」では, 文部科学省ナノテクノロジープラットフォーム事業「微細構造解析プラットフォーム」が推進するナノテクノロジー共用基盤の構築と生み出されたイノベーションについて, 研究成果や活動状況を報告。「NIMS先端材料計測シンポジウム2015」では, NIMS「先端材料計測技術の開発と応用プロジェクト」が推進する先端材料計測基盤の開発状況, 最新成果を広く発信する場としたい。

連絡先 305-0047つくば市千現1-2-1 物質・材料研究機構 先端の共通技術部門 先端材料計測技術プロジェクト事務局 奥澤恵子 電話 029-859-2000 (ex.3883) jointsympo2015 nims.go.jp http://www.nims.go.jp/publicity/events/jointsympo2015.html

■JAEA放射光科学シンポジウム2015「環境・エネルギー研究開発における放射光科学」

主催 日本原子力研究開発機構量子ビーム 応用研究センター

日時 2015年3月16日(月)~17日(火)

場所 SPring-8放射光普及棟(679-5148兵庫県 佐用郡佐用町光都1-1-1)

内容 放射光科学を応用した環境・エネルギー研究開発について、第一線で活躍する研究者に講演して頂くと共に、今後の展望について議論する。講演者：藤森淳、壬生攻、菅野未知央、遠山貴巳、松尾元彰、水木純一郎、本田徹、渡部平司、成田弘一。

定員 200名

参加費 無料(懇親会費別途)

申込 事前参加登録：HPより(当日参加も可)

連絡先 679-5148兵庫県佐用郡佐用町光都1-1-1 日本原子力研究開発機構 坂井徹 電話 0791-58-2623 Fax 0791-58-0311 sakai spring8.or.jp

その他 詳細は <http://www.wapr.kansai.jaea.go.jp/srrc/sympo2015/>参照。

■第201回研究会/第53回スピントロニクス専門研究会「スピン流を利用したスピン輸送現象の理解とその応用」

主催 日本磁気学会

日時 2015年3月27日(金)13:00~17:05

場所 中央大学駿河台記念館670号室(東京都千代田区神田駿河台3-11-5)

内容 近年、スピン注入磁化反転やスピンホール効果・逆スピンホール効果の発見により、「スピン流」の応用技術や検出技術が大きく進展している。更に、動力学的、或いは光学的な検出手法も提案され、様々な実験系におけるスピン輸送現象の理解が可能となってきた。最近では、純スピン流・電流変換の可能性、或いはスピン流とスピン軌道相互作用との関連等についても議論が盛んに行われている。5名のスピントロニクス分野の研究者を講師として招き、スピン流の初学者でも理解し易いように基礎的な理論、固体中での振る舞い、最新の研究動向、更には将

来的な応用を見据えた研究等を俯瞰する。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 msj bj.wakwak.com

http://www.magnetics.jp/event/research/topical_201/

■平成26年度 文部科学省ナノテクノロジープラットフォーム事業 微細構造解析プラットフォーム 第2回放射光利用研究セミナー

主催 日本原子力研究開発機構JAEA微細構造解析プラットフォーム、物質・材料研究機構NIMS微細構造解析プラットフォーム

日時 2015年3月30日(月)

場所 科学技術振興機構東京本部別館1階ホール(102-0076東京都千代田区五番町7 K's五番町)

内容 燃料電池や二次電池等の開発における放射光利用をテーマに、第一線で活躍するSPring-8利用者から講演していただき、今後のこの分野の研究発展と最新の利用成果の普及を目指す。講演者：菅野了次、今井英人、干鯛将一、原田慈久、坂本友和、雨澤浩史、近藤敏啓。

定員 130名

参加費 無料

事前参加登録 HPより(当日参加も可)

連絡先 679-5148兵庫県佐用郡佐用町光都1-1-1 日本原子力研究開発機構 関西光科学研究所 プロジェクト推進室 JAEA微細構造解析プラットフォーム事務局 電話 0791-58-2640 Fax 0791-58-0311 nanopla-office ml.jaea.go.jp

その他 詳細は <http://www.wapr.kansai.jaea.go.jp/srrc/nano20150330/>参照。

■機能物性融合科学研究会シリーズ(2)「ソフトダイナミクス」

主催 東京大学物性研究所

日時 2015年4月2日(木)~3日(金)

場所 東京大学物性研究所本館6階大講義室(277-8581柏市柏の葉5-1-5 電話04-7136-3599)

内容 本研究会シリーズでは、共通キーワードとして「機能物性」を取り上げ、学理の未発達な領域に踏み込みつつ、分野融合の物性科学研究に挑戦する。シリーズの第2回となる本研究会では「ソフトダイナミクス」にフォーカスする。

単に従来の「ソフトマター」の研究会ではなく、ソフトマター(高分子、高次構造体、複雑流体、生体系等)をベースにし、それらが特徴的なダイナミクスを示すと共に、興味深い機能を出現する系の話題を様々な分野から集め、集中討論する。招待講演のみ口頭で、一般講演はポスター。

定員 100名

参加費 無料

申込 発表希望者は講演要旨(HP参照)と共にe-mailで連絡先迄

発表申込締切 2015年3月19日(木)

連絡先 山室 修 電話04-7136-3494

yamamuro issp.u-tokyo.ac.jp <http://yamamuro.issp.u-tokyo.ac.jp/softdynamics/index.html>

■第11回ESR入門セミナー

主催 電子スピンスサイエンス学会

日時 2015年5月15日(金)13:00~17日(日)12:00

場所 八王子セミナーハウス(八王子市下柚木1987-1 電話042-676-8511)

内容 これからESRを使用したい学部学生、大学院生、企業の技術者等を対象として、電子スピンスサイエンスやESR測定の入門から応用迄を分かり易く解説する合宿形式のセミナー。

定員 40名

参加費 20,000円(2泊宿泊費、5食、テキスト代込)

申込 参加希望者は、(1)氏名、(2)所属(学生、大学院生は研究室と学年)、(3)連絡先(電話・Fax・e-mail)、(4)性別、(5)会員(学会名)・非会員の別を明記の上、e-mailにて

参加申込締切 定員になり次第(最終：2015年4月13日(月))

連絡先 444-8585岡崎市明大寺町字西郷中38 分子科学研究所 中村敏和、山崎由実 電話0564-55-7367(中村)/7388(山崎) Fax 0564-54-2254 sest ims.ac.jp <http://www.sest.gr.jp/>

その他 詳細はHP参照。

■日本真空学会関西支部&日本表面科学会関西支部合同セミナー2015「半導体デバイスの明日を担う新規材料開発の現状と展望」

日時 2015年7月3日(金)

場所 大阪大学会館(560-0043豊中市待兼山町1-13 電話06-6850-5977)

内容 現在使われている半導体材料(シリコン)を用いたデバイスは、電力の利用

効率等の観点から限界に近づきつつある。次世代材料として流通しつつある、又は近々流通が期待されそうな幾つかの物質について、研究開発の歴史と現状・目指す将来展望を研究の第一線でご活躍の専門家に解説して頂く。半導体デバイス研究を専門とする方はもちろん、異なる分野の研究者・技術者・学生や興味を持つ一般の方にも参考になる内容。又、将来的にデバイス材料が変わることによって再分配が想定される人的・物的資産について、企業の方にも役立てて頂けるセミナーとなっている。

連絡先 606-8585 京都市左京区松ヶ崎橋上町1番地 京都工芸繊維大学大学院工芸科学研究科 三浦良雄 電話 075-724-7489 miura kit.ac.jp

■NIMS Conference

主催 物質・材料研究機構
 日時 2015年7月14日(火)~16日(木)
 場所 つくば国際会議場 (305-0032 つくば市竹園2-20-3 電話029-861-0001)
 内容 最先端計測が切り拓くマテリアルイ

ノベーション (Materials Innovation Driven by Advanced Characterization). 新規の物質や先進的な材料の研究開発にとって最先端の計測分析・評価解析及び計測インフォマティクスはキーテクノロジーである。環境、エネルギー、IT分野等の社会ニーズに貢献し、サステナブル社会を切り拓くマテリアルイノベーションの創出に寄与する最先端計測技術を展望する。

定員 800名
 参加費 無料
 参加申込締切 <http://www.nims.go.jp/nimsconf/2015/> 参照
 連絡先 305-0047 つくば市千現1-2-1 物質・材料研究機構 外部連携部門学術連携室学術交流チーム 電話029-851-3354 (ex.3886) Fax 029-859-2161
nims_conference.nims.go.jp

その他

助成公募の標準様式 (1件500字以内)

○名称 ○対象 (1行18字で7行以内)

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

その他 ○標題 ○内容 ○連絡先

■会員専用ページ：ユーザ名とパスワード

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

3月ユーザ名 : 15Mar

パスワード: Philipp831

4月ユーザ名 : 15Apr

パスワード: Guglielmo935

ユーザ名とパスワードは巻頭言の前の広告ページにもあります。

行事予定

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

開催月日	名 称	開催地	会誌巻号または世話人
2015年			
3/10	共用・計測合同シンポジウム2015	つくば市(茨城)	70-3
3/11~13	MANA Int. Symp. 2015	つくば市(茨城)	69-12
3/15	なんでやねん! 不思議と驚きを感じる1日~ほめるより認めよう~	大阪市	70-2
3/16~17	JAEA放射光科学シンポジウム2015「環境・エネルギー研究開発における放射光科学」	佐用町(兵庫)	70-3
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
3/23~29	スプリング・サイエンスキャンプ2015	日本各地	70-1
3/27	第201回研究会/第53回スピエレクトロニクス専門研究会「スピン流を利用したスピン輸送現象の理解とその応用」	東京	70-3
3/30	平成26年度 文部科学省ナノテクノロジープラットフォーム事業 微細構造解析プラットフォーム 第2回放射光利用研究セミナー	東京	70-3
4/2~3	機能物性融合科学研究会シリーズ(2)「ソフトダイナミクス」	柏市(千葉)	70-3
5/15~17	第11回ESR入門セミナー	八王子市(東京)	70-3
5/21~22	第32回希土類討論会	鹿児島市	69-12
5/25~26	第32回量子情報技術研究会(QIT32)	豊中市(大阪)	70-2
5/25~29	第9回超高速表面ダイナミクス国際シンポジウム(USD9)	守山市(滋賀)	70-2
6/5	平成27年度日本材料科学会学術講演大会	東京	70-1
6/29~7/3	第16回ナノチューブ科学と応用に関する国際会議(NT15)	名古屋市	70-2
7/3	日本真空学会関西支部&日本表面科学会関西支部合同セミナー2015「半導体デバイスの明日を担う新規材料開発の現状と展望」	豊中市(大阪)	70-3
7/7~10	第10回近接場光学に関するアジア太平洋会議(APNFO10)	函館市(北海道)	69-11
7/14~16	NIMS Conf.	つくば市(茨城)	70-3
7/27~30	1st INT. CONF. ON APPLIED SURFACE SCIENCE	上海(中国)	70-2

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号または世話人
2015年 8/27	第5回X線反射率測定講習会	つくば市(茨城)	70-2
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)(素核宇)	大阪市	日本物理学会
10/25~30	10th Int. Symp. on Atomic Level Characterizations for New Materials and Devices '15	松江市	70-2
2016年 3/19~22	日本物理学会第71回年次大会(東北学院大学)	仙台市	日本物理学会
9/13~16	日本物理学会2016年秋季大会(金沢大学)(物性)	金沢市	日本物理学会
9/21~24	日本物理学会2016年秋季大会(宮崎大学)(素核宇)	宮崎市	日本物理学会

編集後記

私は、2014年4月より会誌編集委員を務めることとなりました。前任者より編集委員の打診をされた際に、特に断る理由もなかったもので、あまり考えずに引き受けました。これまでに学会の委員会活動等は経験したことがなく、どのようなものか分からないまま委員会活動に参加することとなった訳ですが、その結果、他の編集委員の先生方の、アクティビティの高さとの温度差に、これまでの学会活動への意識の低さを反省する機会となりました。私個人としては、そのおかげで、恥ずかしながらこれまで熱心に読んでいなかった学会誌に対して、意識する時間が格段に大きくなりました。そんな中、編集後記の執筆依頼なる連絡が入りました。内容の指定は特になく、長さの制限があるのみでした。何について書いたらよいか分からず、これまでの編集後記やネット上の情報を見てみたところ、テーマは、執筆時の話題や編集時の苦労話、執筆者自身に関する話題などが主であるようです。今のところ、担当した記事等は少なく苦労話もネタがないので、執筆時の話題について書くことにしました。

2014年12月末にこの原稿を書いています。大学の研究室では、ちょうど博士

論文の審査の時期となっていました。廊下を歩いていると、研究発表を終えたばかりの学生が、発表を終えた脱力感と、とりあえず終了した満足感で何とも言えない表情で佇んでいました。このところ休みなしで準備をしていて、久方ぶりに土日を全力で休むぞ、とのことでした。そんな中、大学事務から、今年度の博士論文から、論文剽窃チェックツールでチェックすることが義務づけられることになったという連絡がありました。今年1月の発表から世間の大きな話題となった生物関連の研究不正問題と、それに関連して発覚した博士論文のコピペに端を発した問題を受けての対応と思われま。今年の科学界は、ノーベル物理学賞の日本人研究者受賞の明るい話題があったにも関わらず、この研究不正問題の影響が大き過ぎました。博士号は、昔から「足の裏の米粒」といわれているとのこと。とらないと気持ち悪いけれど、とったところで食えないという意味だそうです。数十年前と現在とでは、博士過程の学生を取り巻く状況は大きく異なっているのでしょうが、とつても食えないという状況は変わっていないと思われま。あるブログで曰く、「研究者になりたい」と思ってとつた博士号は、甘い夢と厳しい現実の両方を与えてくれるとのこと。今も昔も、厳

しい現実に最後まで必死でしがみついて頑張るしかなく、コピペでは未熟な研究者にはなれても、その先には進めないようです。
南 龍太郎〈

編集委員

宮下 精二(委員長), 森川 雅博,
井岡 邦仁, 石岡 邦江, 今村 卓史,
岡田 邦宏, 沖本 洋一, 加藤 岳生,
角野 秀一, 桑本 剛, 小島智恵子,
関 和彦, 岸根順一郎, 高須 昌子,
常定 芳基, 長谷川修司, 松尾 泰,
松本 重貴, 水崎 高浩, 南 龍太郎,
望月 維人, 野口 博司, 李 哲虎,
目良 裕, 山本 隆夫, 渡邊 康,
平野 哲文, 板橋 健太, 藤山 茂樹
(支部委員)

奥西 巧一, 黒岩 芳弘, 小山 晋之,
酒井 彰, 中村 光廣, 野村 清英,
前田 史郎, 松井 広志, 水野 義之,
山崎 祐司

新著紹介小委員会委員

平野 哲文(委員長), 大江純一郎,
片山 郁文, 桂 法称, 加藤 進,
小芦 雅斗, 合田 義弘, 郡 宏,
長谷川秀一, 廣政 直彦, 間瀬 圭一,
宮原ひろ子, 三輪 光嗣, 山本 貴博

日本物理学会誌 第70巻 第3号 (平成27年3月5日発行) 通巻787号
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
印刷所 〒169-0075 東京都新宿区高田馬場3-8-8
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

©日本物理学会 2015

白 勢 祐 次 郎
株式会社 国 際 文 献 社

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。