

日本物理学会誌

- RHIC における強く相互作用するクォークグルーオンプラズマ
- LHC 加速器でせまる超高エネルギー宇宙

BUTSURI

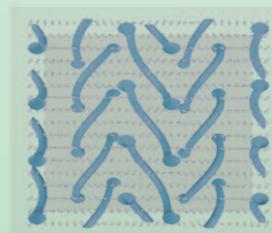
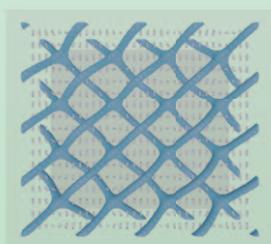
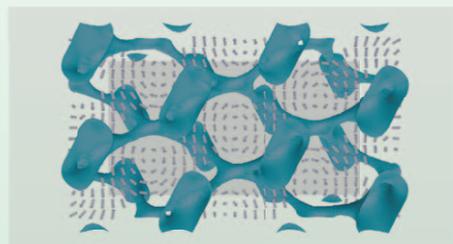
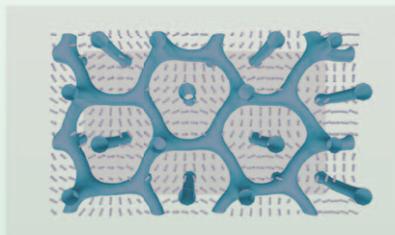
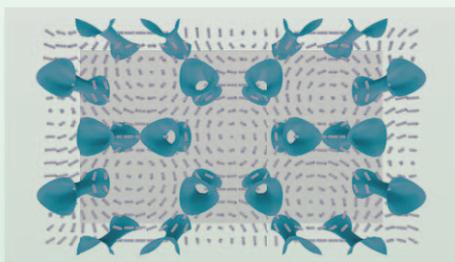
第67巻 第9号(通巻752号) ISSN 0029-0181

昭和30年6月13日 第3種郵便物認可

平成24年9月5日発行 毎月5日発行

2012 VOL. 67 NO.

9

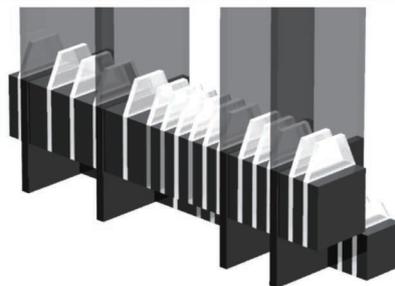
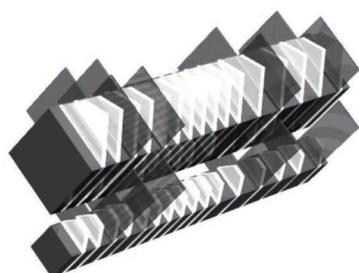
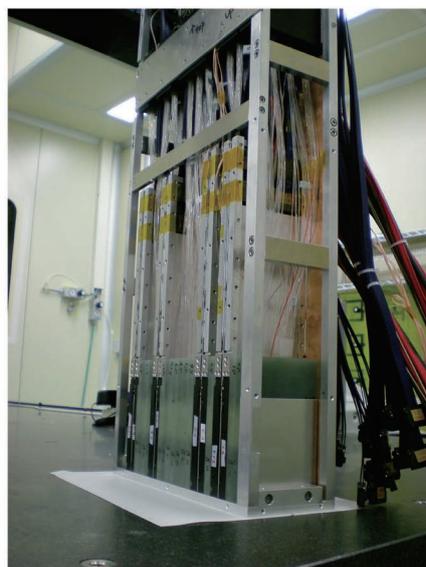


口絵：今月号の記事から		611
巻頭言	応用物理系英文ジャーナルの話題	石原 宏 615
解 説	RHICにおける強く相互作用するクォークグルーオンプラズマ	浜垣秀樹, 浅川正之 616
	LHC加速器でせまる超高エネルギー宇宙 <small>口絵</small>	伊藤好孝, 埜 隆志 625
最近の研究から	薄いキラル液晶セルの秩序構造—液晶がつくるスカーミオン格子 <small>口絵</small>	福田順一 636
	位相空間における磁化プラズマの2次元乱流解析 <small>口絵</small>	龍野智哉 640
	レーザー3次元アトムプローブによる半導体材料中のドーパント分布解析	井上耕治, 清水康雄, 高見澤悠 645
	非平衡系における相加性	齊藤圭司 650
JPSJの最近の注目論文から	5月の編集委員会より	安藤恒也 654
学界ニュース	科学技術分野の文部科学大臣表彰	656
	平成24年春の紫綬褒章：石川哲也氏, 北岡良雄氏	656
談話室	黒田啓一氏と位置検出型光電子増倍管の開発研究	竹内富士雄, Daniel Sillou 657
	学生優秀発表賞(領域2)の試み	安藤 晃 658
追 悼	外村 彰先生を偲んで	長我部信行 659
新著紹介		660
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他	662
行事予定		670
会 告	■オックスフォード大学出版局発行書籍の割引購入について ■2013年度の論文誌等購読の変更手続きのお願い ■2013年度の会費減額申込手続き(大学院学生・学部学生)のお願い ■2012年8月1日付新入会者 ■資料等在庫表兼購入申込書	672
本会関係欧文誌目次		675

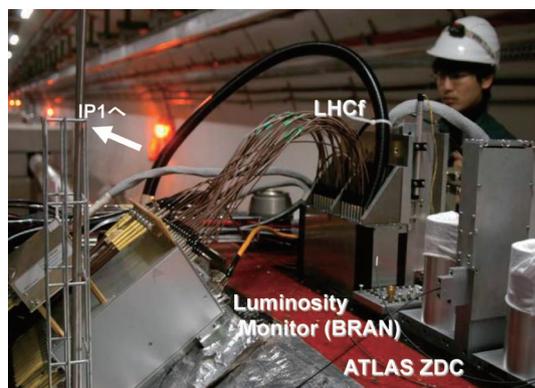
表紙の説明 連続体シミュレーションによって得られた、強いキラリティを有する液晶を薄い平行平板セルに閉じ込めた際に形成される、種々の秩序構造(2枚の平行平板は薄いグレーで表されている)。短い棒はセルの中心面における液晶の配向秩序の様子を表し、また青の箇所は、配向秩序を単位ベクトルで記述することのできない位相欠陥の部分を表している。セルの厚さと温度を変えただけで、このように様々な秩序構造が生じる。左上の構造は、スカーミオンが6回対称性を有する2次元格子を形成しているのとらえることができる。詳細は本号に掲載されている福田順一氏の「最近の研究から」記事を参照のこと。

Graphic Page		611
Editorial		
<i>Topics of English Journals Published by the Japan Society of Applied Physics</i>	Hiroshi Ishiwara	615
<hr/>		
Reviews		
<i>Strongly Interacting Quark Gluon Plasma Discovered at RHIC</i>	Hideki Hamagaki and Masayuki Asakawa	616
<i>LHC Revealing Ultra High Energy Astrophysics</i>	Yoshitaka Itow and Takashi Sako	625
Current Topics		
<i>Ordered Structures of a Chiral Liquid Crystal in a Thin Cell—Skyrmion Lattices of a Liquid Crystal</i>	Jun-ichi Fukuda	636
<i>Phase-Space Analysis of Two-Dimensional Turbulence in Magnetized Plasmas</i>	Tomo Tatsuno	640
<i>Dopant Distribution Analysis in Semiconductor Materials by Pulsed-Laser Atom Probe Tomography</i>	Koji Inoue, Yasuo Shimizu and Hisashi Takamizawa	645
<i>Additivity in Nonequilibrium Systems</i>	Keiji Saito	650
<hr/>		
JPSJ Selected Papers in the Latest Issue	Tsuneya Ando	654
Physics Community News		
<i>The Commendation for Science and Technology by the Minister of Education, Culture, Sports, Science and Technology</i>		656
<i>Medal with Purple Ribbon, 2012 Spring: Tetsuya Ishikawa, Yoshio Kitaoka</i>		656
Forum		
<i>Kei-ichi KURODA, Life Devoted to the Development of Position-Sensitive Photomultipliers</i>	Fujio Takeutchi and Daniel Sillou	657
<i>“Best Student Presentation Award”: A First Attempt in Division 2 (Plasma Physics)</i>	Akira Ando	658
Obituary		
<i>In Memory of Doctor Akira Tonomura</i>	Nobuyuki Osakabe	659
Book Reviews		660
<hr/>		
Notice Board		662
<hr/>		
JPS Announcements		672

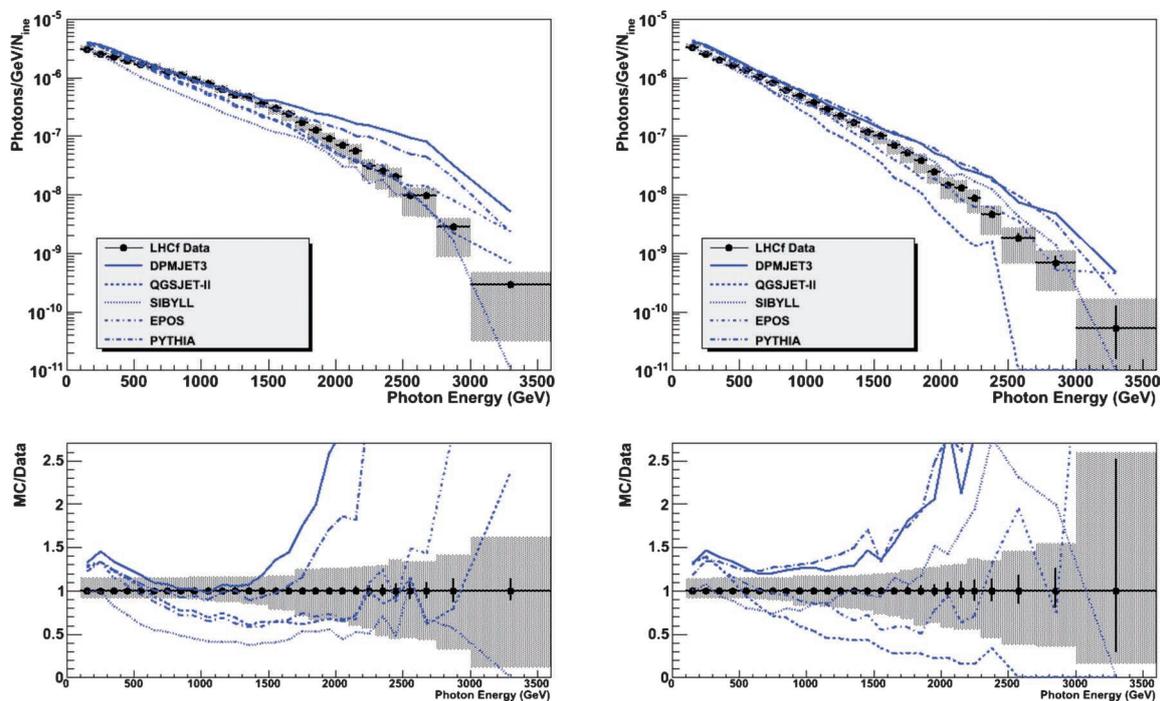
解説 「LHC 加速器でせまる超高エネルギー宇宙」 p.625



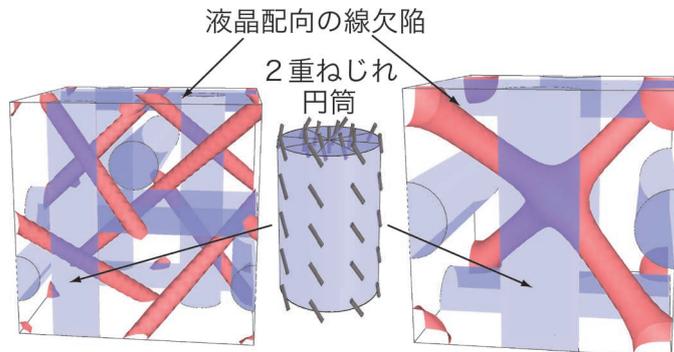
LHCf Arm1 検出器 (左) と Arm2 検出器 (右). それぞれ上が写真, 下が模式図. タングステン板とプラスチックシンチレーターを交互に重ねたサンプリング型カロリメーターで, 途中で位置検出層が4層ありシャワー入射位置などの測定を行う.



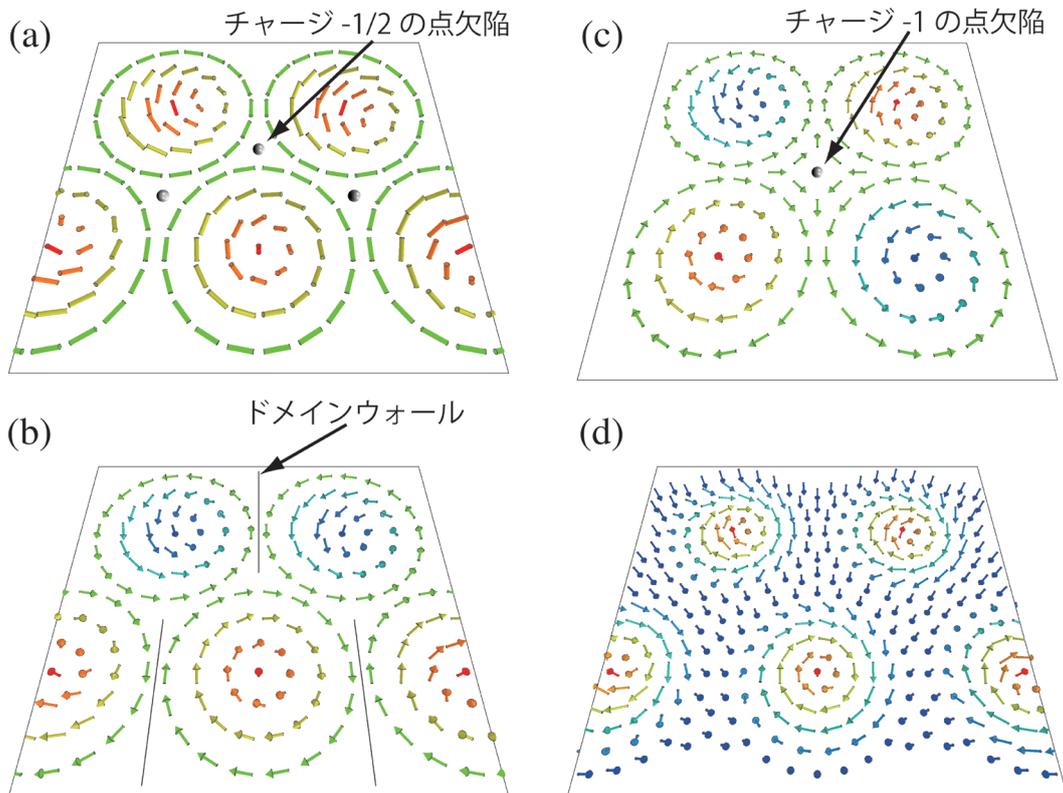
トンネル内での TAN への LHCf 検出器のインストール作業 (左) と設置後の LHCf 検出器と TAN (右). 左奥方向に衝突点を見込む.



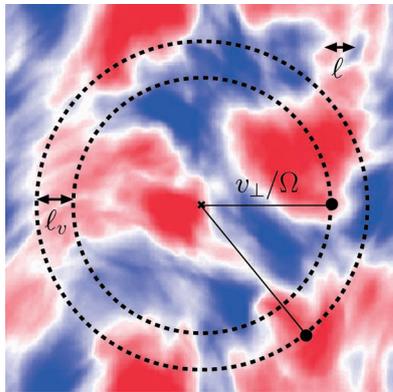
Arm1 と Arm2 を combine した γ 線エネルギースペクトルと各ハドロン反応モデルとの比較(上図). 下図はモデル予想とデータの比. どのモデルもデータを再現しないが, データは各モデルの範囲内にあるとも言える.



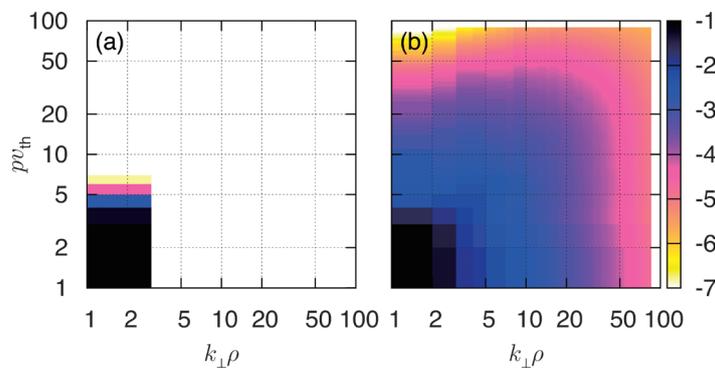
強いキラリティを有する液晶が形成するコレステリックブルー相の構造(単位格子)の模式図. 左がBP I, 右がBP II.



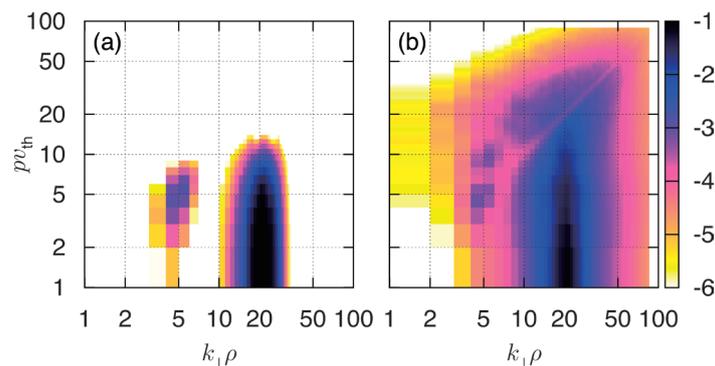
(a) 頭尾を区別しない液晶の配向ベクトル n からなる, 点欠陥を含むヘキサゴナルな half-Skyrmion の格子. (b) 強磁性秩序 m からなるヘキサゴナルな half-Skyrmion の格子は, ドメインウォールを伴う. (c) 強磁性秩序 m からなる, half-Skyrmion の正方格子 (点欠陥を含む). (d) 一様な下向き m をバックグラウンドとして, full-Skyrmion がなすヘキサゴナルな格子. この図においては, 図に描かれている面に対して垂直で上向きの n, m を赤く, 下向きの m を青く描いている (n は頭尾を区別しないので, (a) において, 図に描かれている面に垂直な n は全て「上向き」として赤で描かれている).



非線形位相混合のイメージ。紙面に垂直な磁場があると、荷電粒子は Lorentz 力によって紙面上で旋回運動をする。ジャイロ運動論では粒子 (●印) の旋回中心 (×印) は粒子の円軌道 (点線) を平均化した静電ポテンシャル (カラープロット) を感じてドリフト運動する。ポテンシャルの揺動が熱粒子の旋回半径 v_{th}/Ω (Ω はサイクロトロン周波数) と同程度かそれよりも小さいスケール ℓ に生成されると、平均化されたポテンシャルは旋回半径が $\ell_v := \delta v/\Omega$ 程度異なる旋回中心に相関のない応答を引き起こし、 $\ell_v \sim \ell$ なる構造を速度空間に生成する。図は文献 4 より許諾を得て転載。Copyright (2009) by the American Physical Society (<http://link.aps.org/abstract/PRL/v103/e015003>).



(a) 初期条件, (b) 発達した乱流において時間平均された, (k_{\perp}, p) 空間中の分布関数の 2 次元スペクトル密度 $\log_{10}[\hat{W}(k_{\perp}, p)/W]$. ただし k_{\perp} は実空間の波数, p は速度空間の波数を表し, それぞれの空間におけるスケール長の逆数に対応する. 位相空間乱流における実空間および速度空間スケールのカップリングが見られる. 図は文献 7 より許諾を得て転載. Copyright (2010) by the Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research.



(k_{\perp}, p) 空間における分布関数の 2 次元スペクトル密度 $\log_{10}[\hat{W}(k_{\perp}, p)/W]$ の過渡的な時間発展: (a) 初期条件, (b) 一定時間後. (a) において $k_{\perp}\rho \approx 20$ に見られる揺動の時間発展は (k_{\perp}, p) 空間において拡散する傾向をもつが, 保存量の制約から対角線に沿ってスペクトル密度の低い領域が観測される. 図は文献 8 より許諾を得て転載. Copyright (2011) by the American Physical Society (<http://link.aps.org/abstract/PRL/v106/e165003>).

応用物理系英文ジャーナルの話題

石原 宏 (物理系学術誌刊行センター長)

物理系学術誌刊行協会 (IPAP) は、日本物理学会、応用物理学会の新法人への移行を見据えて、2008年4月に物理系学術誌刊行センター (PCPAP) へと組織変更した。当時、応用物理学会の副会長として、尾浦憲治郎会長を補佐して組織変更に関わったのが縁で、本年4月から刊行センター長を勤めることになった。改組の経緯やJPSJ、PTPの最近の動きに関しては、瀧川刊行委員長、川畑JPSJ前編集委員長、河野前刊行センター長の巻頭言 (65巻4, 5月号, 66巻4, 5, 9月号) に詳しいので、ここでは応用物理学会が刊行・編集を担当しているJJAP (Japanese Journal of Applied Physics) とAPEX (Applied Physics Express) に関する最近の話題を紹介したい。

JJAPは、昨年Vol. 50が発行された。この創刊50周年を記念して、今年春の学術講演会では、「JJAPこれまでの50年、これからの50年」と題する記念シンポジウムが開催され、パネル討論を含めて、関係者からJJAPに対する熱い思いが語られた。日本物理学会を代表して倉本義夫会長 (当時) から祝辞を頂いた。また、和文誌「応用物理」も創刊80周年を迎えたので、4月にはこの両者を記念して、MRS (Materials Research Society) との合同シンポジウムがサンフランシスコで開催された。MRSの通常の春季シンポジウムに11の合同シンポジウムを併設したため、会議参加者数は過去最大になったとのことである。

一方、APEXはJJAP Express Lettersを引き継いで2008年に創刊された。創刊からの3年間は、世界的に見た知名度の低さと、IF (Impact Factor) が付与されないという事情により、海外からの投稿が少なく、年間の採択論文数は340編程度であった。しかし、昨年はIFが2.747と発表されたこともあって、海外からの投稿が大幅に増え、年間の採択論文数も約420編に増加した。この傾向は今年も変わらず、4月まで

に掲載された論文は、海外の研究機関からのものが79編、国内の機関からのものが88編と、海外からの論文が全体の半数に近付いている。また、単純に外挿すると、年間の採択論文数は500編に届く勢いである。

APEXの創刊後、APEXの役割は新しい研究結果の迅速な普及、JJAPの役割は応用物理分野全般にわたる知識の普及・向上と位置付けられ、両者の役割が明確化された。この基本方針の下に、JJAPは国際会議で募った論文を特集号として毎年10編程度刊行している。昨年掲載された正論文の数で見ると、一般論文約630編に対し、特集号論文約940編と特集号論文の方が多い。特集号の論文もJJAPの正規論文となるため、特集号の刊行は投稿者には好評である。しかし、論文数が多いこと、特に特集号の論文数が多いことは、IFの観点からは必ずしも有利とは言えず、レター論文がAPEXに移ったこともあって、昨年のJJAPのIFは1.018であった。今後、IFの向上を目指すことは当然必要であるが、JJAPの役割を考えると、IF以外の別の指標を含めて総合的に判断することが重要であろう。

学術誌の評価に関するIF以外の簡単な指標としては、総引用回数がある。JJAPの昨年の総引用回数は応用物理分野で11位であった。さらに、2009年よりEigen Factorと言う指標が発表されている。この指標の導出方法は難しく、筆者も理解していないが、どのような雑誌に引用されているかを重み付けして評価し、当該雑誌の重要度を判定しているとのことである。この指標によると、JJAPは、昨年応用物理分野の第7位、日本の理工系学術誌の第1位にランクされている。

これまで述べてきたように、JJAP、APEX共に、刊行センター発足後も、関係各位の大変な御努力により、質の高い論文を掲載してきたと言える。しかし、JJAP論文の質の高さはIFに

反映されておらず、このままでは関係者の自画自賛で終わりがねない。一方で、刊行・編集に関わる日常業務と、学術誌としての長期戦略とをボランティアで勤めて頂いている理事に全て任せることは明らかに無理がある。そのため、JPSJに倣って、JJAPにも専任編集長を置くことが理事会で認められ、現在人選を進めている。これにより、論文の質の高さを維持する体制が一步整うものと期待される。

財政面に関しては、英文誌の刊行事業はここ数年順調に推移し、応用物理学会の主要な収益源になっている。しかし、これまでの事業遂行に欠かせなかった科学研究費による印刷経費の補助は今年で廃止され、来年からは学術誌の国際競争力強化を支援するプログラムが始まる予定である。先ずは、この支援が得られるように準備する必要があるが、電子ジャーナルの普及やオープンアクセス化など、学術誌を取り巻く世界の動きが極めて速いことを考えると、この支援を当てにするだけでは大きな展開は期待できない。世界の動きにどう対応し、学術誌に関してどのようなビジネスモデルを構築するのかを学会内で真剣に議論し、進むべき方向を適切に選択することが必要であろう。

現在のところ、物理学会の方がこれらの問題に危機感を持って対応し、より具体的な対策を検討されているように思う。応用物理学会としても、刊行センターを通して一緒に勉強させて頂き、時機を逸することなく適切な対策を取りたいと考えている。

非会員著者の紹介

石原 宏氏：1945年生まれ、1968年東工大理工卒、同大学院博士課程修了後、東工大助手、助教授、教授を経て、現在、東京工業大学名誉教授、建国大学 (韓国) WCU (World Class University) 教授。専門は電子工学、半導体プロセス・デバイス工学。

(2012年5月26日原稿受付)

RHICにおける強く相互作用するクォークグルーオンプラズマ

浜垣 秀樹
浅川 正之

〈東京大学大学院理学系研究科附属原子核科学研究センター 351-0198 和光市広沢2-1 〉

〈大阪大学大学院理学研究科物理学専攻 560-0043 豊中市待兼山町1-1 〉

強い相互作用の基本粒子クォークとグルーオンは、通常はハドロン内に閉じ込められ姿を見せることはない。開闢から数マイクロ秒後までの超高温の宇宙はクォークとグルーオンが閉じ込めから解放されたクォークグルーオンプラズマ (QGP) 状態であった。このQGPを実験室において実現しその性質を調べる試みが幾つかの重イオン加速器を用いて進められてきた。RHIC衝突型加速器でのこの十年の研究から、QGPは理論が予想していたようなクォークとグルーオンが自由に飛び交うガスなどではなく、地上で最も強く相互作用し、故に比粘性が最も小さなサラサラした流体であることが分かってきた。本記事では、このようなQGPにどのように迫ってきたかについて解説する。

1. はじめに

1.1 クォークグルーオンプラズマとは

自然界の四種類の基本的相互作用のうち、陽子と中性子を束ね原子核として繋ぎとめているのが強い相互作用である。この力について湯川秀樹は、中間子という当時未発見の粒子によって媒介されるという理論を発表し(1934年)、後に日本人初のノーベル物理学賞を受けることとなった。強い相互作用をする粒子は総称してハドロンと呼ばれている。湯川が予言したパイ中間子が確認されて以降、ハドロンの発見は止まるところを知らず、ハドロンは「素粒子」と考えるにはあまりに多過ぎるよう思われた。実際その通りで、ハドロンはクォークという、より基本的な粒子から構成されていることが判明したのである。この世界を支配する動力学は量子色力学(QCD)と呼ばれている。電磁気の世界(量子電磁力学, QED)において電荷間の力は光子の交換によって生じるが、QCDで光子に相当するものがグルーオンである。^{*1} 物質を構成する陽子や中性子、あるいは中間子は、クォークや反クォークが束縛されて出来ている複合粒子なのである。原子の世界が原子核と電子の束縛状態であるのと似ているが、ハドロンの大きさのスケールは十万倍程小さい。

このハドロンの世界を支配するQCDは漸近自由性(Gross, Politzer, Wilczek; 2004年のノーベル物理学賞)と閉じ込めという電磁気の世界とはおよそ異なる面白い性質を持っている。漸近自由性とは、要するに近づけば近づくほど粒子間の見かけの電荷(この場合は色電荷)が小さくなり、自由に動いているのと同じになるということであり、閉じ込めとはクォークやグルーオンはハドロン中に閉じ込められていて、単独で取り出すことは出来ないということである。これは、原子をイオン化すれば電子を単独で取り出せるのとは大違いである。クォークはこれこれの性質を持つと言っても、それは陽子や中性子の中に探りを入れてそれらの中に存在するクォークを観察しているのであって、クォークを陽子や中性子という檻から単離して観測してい

るのではないのである。

物性物理学において、温度や密度の変化に伴う物性の変化や相転移は重要なテーマである。素粒子の世界ではどうなのだろうか? そもそも素粒子の世界で温度の変化に伴って相転移は起きるのだろうか? どのようにしたら有限温度の状態を作れるのだろうか?

ここで以下のような思考実験を行ってみる。黒体輻射系を考えて、熱を与えてどんどん温度を上げる。この系を構成する粒子としては、ここでは簡単のため強い相互作用をするハドロンだけに限定する。ハドロンは大きな質量を持つため生成に高い温度が必要であるが、1兆Kを超える程度にまで温度を上昇させると、ハドロンがどんどん生成し、空間を埋め尽くすようになる。ハドロン同士が重なり合うようになると、ハドロンという檻の中に閉じ込められていたクォークやグルーオンが、くっついた檻の中を自由に動きまわれるようになるだろう。^{*2} 重なり合う確率がある一定値を超えて閉じ込めが消滅した世界では、クォークやグルーオンはほぼ自由に振る舞うと考えられる。この状態はクォークグルーオンプラズマ(QGP)と呼ばれる。この可能性を最初に論じた論文には、QGPのことはクォークとグルーオンとからなるスープと記述されている。¹⁾ このQGPへの移行は、色々な理論的考察から2兆K弱で生じると考えられた。

太陽の中心の温度が約1千万度、地上では未だ核融合は実用化されていない。読者が、このような状態を作ってその性質を調べるなどというのは夢物語と思われたとしても至極もったもである。しかし、この状態を 10^{-23} 秒程度という極めて短い時間であるが実際に地球上の実験室で生成し、その性質を調べることが出来るのである。それは、原子核同士を高エネルギーで衝突させ、その運動エネルギーを熱エネルギーに転化させることによって実現される。このアイデアは1950年代のフェルミやランダウの模型^{2,3)}まで遡る。^{*3}

実験研究がどのように計画され進められてきたかは次節

^{*1} クォーク同士を結合する糊とか膠(にかわ)の働きをするものという事で、gluon (= glue (糊, 膠) + on (粒子を表す接尾語))と名付けられた。

^{*2} ここでは、パーコレーション的な振る舞いを仮定している。

^{*3} もちろん、フェルミやランダウの時代にはQGPという概念はなかったが。

で概観することにして、その前にクォークグルーオンプラズマの宇宙の歴史における意義について説明しておこう。宇宙の最初は熱い火の玉であり、それが膨張・冷却して現在の宇宙に至ったとするビッグバン宇宙論が現在一般に信じられている。宇宙の温度が2兆K程度まで下がる宇宙開闢から 10^{-5} 秒程度までは、宇宙はQGP相にあったと考えられる。我々を構成する陽子や中性子はその時刻以降に出来たのである。従って、この世界を構成するハドロン物質はすべてQGPと関係しており、QGP相及びその相転移を調べることは物質の起源を調べることでありと言っても決して大袈裟ではない。

1.2 高エネルギー原子核衝突実験研究の歴史

歴史を簡単に振り返ってみよう。高エネルギー原子核衝突を用いて物理の新しいフロンティアを開拓しようとする発想は、1960年代後半の欧州原子核研究機構(CERN)ISR加速器でのウラン加速の検討にまで遡る。原子核衝突を今後の重要な研究方法と位置づけた歴史的な会議(「核子あたりBeVでの原子核衝突」研究会)が、米国ニューヨーク州のベアマウンテン(熊山)で開催されたのは1974年秋のことである。⁴⁾ 主催者の一人T. D. Lee氏は、「比較的大きな体積にわたって高エネルギー密度もしくは高バリオン密度を実現し、真空の性質の変化を調べること」の重要性を強調した。

そのような背景のもとで、1970年代中頃からLBL(現LBNL, ローレンスバークレー国立研究所)のBEVALACでの研究が開始された。僅かに核子あたり2 GeV程度の低い実験室系エネルギーでの重イオン衝突であったが、その後よく使用される多くの概念や測定量の原型が生まれ、この後この分野を牽引する若者が集うメッカでもあった。その頃、日本ではニューマトロン計画が立案され実現まであと一歩まで迫った。

ここで、「QCDの漸近自由性」が見いだされたのが1973年であり、クォークスープというアイデアが生まれた¹⁾のが1974年であることに注意しよう。この後、物理の焦点はパイオン凝縮やLee-Wick物質⁵⁾といったハドロン物質からクォーク物質へと急速にシフトしていく。

1983年、米国原子核科学諮問委員会はCEBAF後の大型計画として、ロスアラモス研究所が推す大強度ハドロン加速器ではなくて、核子あたり30 GeV以上の原子核衝突型加速器に第一優先度を与えた。衝突エネルギーは中心ラピディティー^{*4}付近に正味バリオン密度の低い状態を実現する必要性から決められた。この当時、米国内ではLBLが推すVENUS計画が有力な候補であった。しかしながら、奇しくも同時期に、ブルックヘブン国立研究所(BNL)が

高エネルギー物理分野の中心計画として推進していたISABEL/CBA計画(800 GeV陽子衝突型加速器)が超伝導磁石開発の失敗から中止され、既設の加速器用トンネルや液体ヘリウム施設を利用する案が急浮上した。BNLは直ちに、タンデムバンデグラーフ、ブースターシンクロトロン(新設)、AGSを入射装置とし、2つの超伝導衝突リングを持つRHIC(Relativistic Heavy Ion Collider)建設計画を立案した。

1980年代の半ばに実験研究の中心はBNLのAGS加速器、及びCERNのSPS加速器へと移る。目指すはQGPの実験的検証である。両加速器での研究は来るべきRHICでの研究の良き先触れとなった。AGSでは、ストレンジネス生成の増加⁶⁾や、中心ラピディティー近傍での大きな正味のバリオン密度の実現⁷⁾が見られた。SPSでは多岐に亘る系統的測定がなされたが、中でも顕著な結果として、後で詳述する J/ψ 収量の鉛+鉛中心衝突での異常抑制がある。⁸⁾

当初のRHIC提案書では1985年10月建設開始、1990年7月ビーム衝突テスト開始を謳ったが、現実には1991年になってようやく建設がスタートした。予算の制限は厳しく、大型実験は二つ(+1, 2の小実験)とする方針が示された。STAR実験はすんなりと決まったが、もう一つは難産であった。提案が却下された三つの実験グループに対するshotgun marriageとも揶揄されるBNL首脳陣の強い指導により、PHENIX実験が生まれた。1991年のことである。

1999年に加速器建設が完了し、2000年6月に金+金衝突が各実験装置で確認され、引き続き第1回衝突実験が行われた。その後、ほぼ1年に1回の割合で数ヶ月続く衝突実験が行われてきた。これまでに、金+金、重陽子+金、銅+銅、陽子+陽子の組み合わせについてのデータが取られている。^{*5} 大部分のデータは核子あたり100 GeVのビーム同士の衝突についてであるが、幾つかの低いエネルギーでの衝突データも取得された。

1.3 研究の目指すものと難しさ

QGP生成の確認は、高エネルギー原子核衝突の当初からの大きな目標であった。しかし、それが最終目的ではあまりに物足りない。通常物質はすべてQEDを基礎にしているにも拘らず、多様な相や性質が見出されている。言い遅れたが、QEDはU(1)という可換対称性に基づく理論であるが、QCDはSU(3)という非可換ゲージ対称性に基づく理論であって、謂うならばQEDを一回り複雑にした理論である。そのようなQCD多体系においても同様な多様性が期待され、有限温度や有限密度におけるQCD物性にまで研究対象を広げるのは当然である。

しかしながら、現実にはQGP生成の確認ですら非常に難解な問題である。QGP生成の徴候(signature)について色々な提案がなされてきたが、未だに完璧な提案は無い。

^{*4} ラピディティー(rapidity)の定義 $y = (1/2) \log[(E + cp_L)/(E - cp_L)]$ 。ここで、 E は粒子の相対論的エネルギー、 p_L は衝突軸方向の運動量であり、非相対論的極限では衝突軸方向の速度を光速で割った量、 v_L/c となる量である。その差が衝突軸方向へのローレンツ変換のもとで不変であることから、低エネルギー極限における非相対論的速度に代わる量として良く用いられる。

^{*5} RHICでのもう一つの実験プログラムである偏極陽子同士の衝突実験については、本稿では触れない。

その理由は、突き詰めると、高エネルギー原子核衝突が極めて動的な過程であること、即ち、QGPが生成されたとしても急速に膨張・冷却し、極めて短時間のうちにハドロンの集まりに戻ってしまうことに帰着する。

図1にSTAR実験のTPC検出器が捉えたRHICでの核子対あたり200 GeVの衝突エネルギーでの金+金衝突の様子を示す。⁹⁾ 検出方法の関係で荷電粒子のみが捉えられているが、その多数を占めるハドロンの多重度は極めて大きい。ハドロンの大部分はQGP相からハドロンの相への転移の過程で生成されると考えられるが、ハドロンの相における相互作用によりQGP相からの情報は相当程度歪められてしまい、QGP生成の証拠の多くを失ってしまう。他方、レプトンや光子は、QGP相においても生成され、強い相互作用をしないため生成時の情報を直接もたらすことが期待されるが、元々収量が少なく、ハドロンの相で生成されたものとの区別が出来ないこと、ハドロンの起源の大きなバックグラウンドに埋もれがちなこと等のために、必ずしも期待通りの役割を果たせていない。これらがQGP生成の徴候が自明でない理由である。

QGPの生成やその状態を研究することは、結局、図に示されたような大量に生成された粒子の分布を様々な切り口で検討することに帰着される。このようなやり方は、通常の素粒子実験の解析とも、物性の測定とも根本的に異なっている。素粒子実験で通常対象とするのは、素過程での粒子散乱や粒子生成である。他方、高エネルギー原子核衝突においては、数個のファインマングラフを計算すれば実験を理解できる、という訳にはいかない。物性実験の場合には、通常は試料の温度や圧力等を変化させて諸物性を測定し、試料の性質に迫る。しかし、QGPの場合には、どの程度の温度に到達したかを直接測定する術はないし、そもそも温度という概念が使えるかどうかという基本的な問題も自明ではない。

そういうわけで、RHICでの実験開始時において、色々

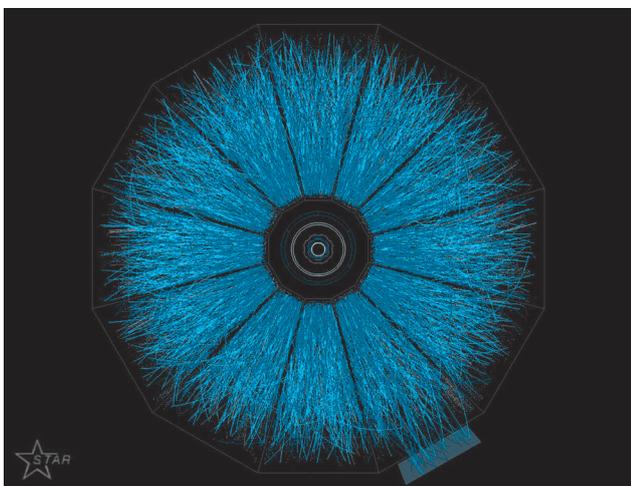


図1 STAR実験の主検出器であるTPCが捉えた、RHICにおける衝突エネルギー核子対あたり200 GeVでの金+金衝突の様子。(出典：<http://www.star.bnl.gov/public/imagelib/collisions2011/>)

な系の時空発展のモデルと比較検討するというこれまでも用いられてきた標準的な方法論以外に特に良いアイデアがあったわけではない。しかしながら、非常に幸運であったのは、RHICでは系の時空発展が断熱過程(エントロピーが保存される)を仮定した模型を用いて概略記述出来ることであった。このことを手懸かりに、RHICにおいてはQGPが生成されたいこと、そして、QGPは期待されたものとは非常に違う、現在知られている物質の中でも例を見ない非常にユニークな物性を持つらしいということが明らかになってきた。

次章以下では、実験結果のハイライトと理論的解釈を述べていきたい。

2. RHICで得られた結果

この章ではRHICで得られた目覚ましい結果のうちでも、特に超高温QCD物質の性質に関する測定量と理論的解釈を中心に見ていく。

2.1 流体的振舞

RHICの結果のうち、最も大きな驚きを持って迎えられたのは、衝突で作られた物質の時空発展が粘性の非常に小さい流体を仮定するとよく説明できることであろう。RHICより低い衝突エネルギーにおいても、生成粒子が集団的な運動をすることは知られていたが、粘性を無視した完全流体を仮定した流体模型ではよく記述出来なかった。その有効性が疑問視されていた流体模型が、RHICでは俄然注目を浴びることとなる。

ここでのキーワードは楕円型フローである。有限衝突径数での原子核衝突の様相を図2に示す。二つの原子核のオーバーラップにより形成される反応領域は衝突軸方向から見ると近似的に楕円形をしている。^{*6} このような反応領域から放出される粒子の衝突軸周りに測った方位角分布は、

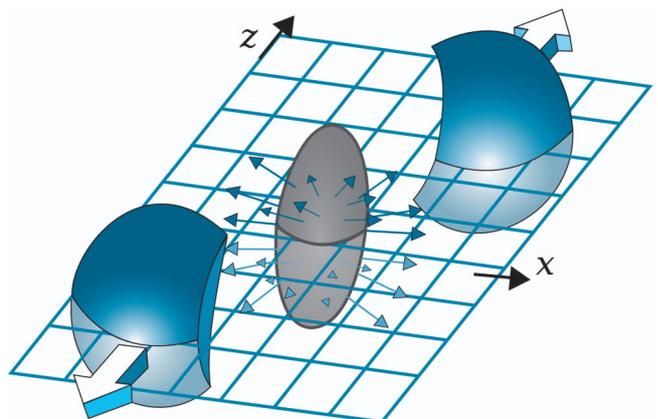


図2 有限衝突径数を持つ原子核同士の衝突の様子。原子核の進行方向から見ると、二つの原子核が交わる領域「衝突領域」が近似的に楕円形状を持つ。

^{*6} 近似的ではあるが、衝突軸に垂直な面内での衝突粒子中心間の距離を表すパラメータである衝突径数毎に反応領域の面積と楕円離心率が求められる。

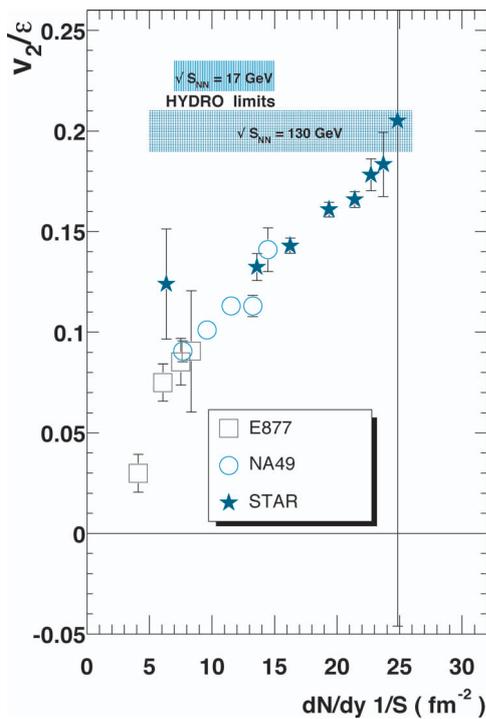


図3 楕円的フローの大きさ v_2 を反応領域の離心率で割ったものの振る舞いを、粒子密度 dN/dy を反応領域の断面積 S に取った量の関数としてプロットしたもの。RHIC (★), SPS (○), AGS (□), それぞれの結果を掲げる。また、RHICとSPSでの、完全流体に対する流体模型計算結果を比較のため示す。(出典: K. H. Ackermann, *et al.* (STAR Collaboration): *Phys. Rev. C* **66** (2002) 034904, Fig. 22)

方位角 ϕ についてフーリエ展開することにより次のように表すことが出来る。

$$\frac{d^3N}{dp_T dp_T d\phi} = \frac{d^2N}{dp_T dp_T} \left[1 + \sum_{n=1} 2v_n \cos(n[\phi - \Psi_n]) \right]$$

ここで、 Ψ_n は各次数の事象平面、 p_T は横運動量を表す。ここで注意していただきたいのは、 v_n と Ψ_n は各衝突事象毎に決定される量であることで、後述するように、特に高次の項は衝突の幾何学的な形状のみならず衝突毎の動的様相を反映する。しかしながら、最初に現れる非定数項の係数である v_2 は楕円型フローと呼ばれる量であり、*7 方位角方向の点対称(2回対称)な分布の強度を表し、衝突の幾何学的形状と強く相関している。

楕円型フローについての実験結果

RHICでの金原子核同士の衝突において、衝突反応平面を基準として測った放出粒子の方位角分布が大きな異方性を持つことが分かった。

図3に実験結果の一例を示す。¹⁰⁾ 縦軸は v_2 を反応領域の楕円離心率 ϵ で割った v_2/ϵ であり、横軸は単位ラピディティあたりの放出粒子数 dN/dy を反応領域の断面積 S で割ったもの $(dN/dy)/S$ である。RHIC(核子対あたりの衝突エネルギー $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV), CERN SPS ($\sqrt{s_{NN}} = 17$ GeV), BNL AGS ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ GeV) それぞれにおける金+金(SPS

は鉛+鉛)衝突での結果が示されている。RHICでの結果が大きな楕円異方性を持つことが分かる。また、RHICとSPSの場合の理想流体を仮定した相対論的流体模型を用いた計算結果を示す。¹¹⁾ 実験から求められた v_2/ϵ は、SPSでは理論予想値と大きく食い違っているが、RHICでは $(dN/dy)/S$ が大きくなるにつれて理論予想値に近づいていくさまが見て取れる。

実験結果の意味するところ

最終的に大きな v_2 を持つためには、二つの条件が満たされる必要がある。

一つは、系の非常に速い熱平衡化である。 v_2 を決める要素として、反応領域の反応平面方向とそれに垂直な方向への圧力勾配の差が重要である。反応平面の方向は短軸方向であり圧力勾配がより大きいため、生成される流れは反応平面方向で大きくなる。そして、大きな流れの生成には圧力勾配が十分大きいことが必要である。つまり、流体方程式がエネルギー密度の大きい反応初期から有効でなくてはならない。従って、原子核同士の衝突により生成された系は非常に早期に熱平衡化(より正確には等方化)されなくてはならない。この熱平衡化の典型的な時間として0.6 fm/c程度の値が使われている。この値は摂動論的QCDによる予想値に比べかなり小さく、熱平衡化に対して全く別の機構を要求する。その詳細は分かっていないが、何らかの意味でのゲージ場の不安定性が原因とする説も有力である。その例として、プラズマ物理におけるワイベル不安定性に類似した不安定性がある。¹²⁾ また、Nielsen-Olesen不安定性というQCDのような非可換理論に特有な(色)磁場の不安定性もその機構として提案されている。¹³⁾

もう一つの条件は、熱平衡化した後少なくとも暫くの間は比ずれ粘性(ずれ粘性/エントロピー密度: η/s)が極めて小さいことである。ずれ粘性は、近似的に以下の関係式で表される。

$$\eta \approx \frac{4}{15} n \langle p \rangle \lambda \approx \frac{1}{5} \frac{T_s}{\sigma_{tr} nc}$$

ここで n は粒子密度、 λ は平均自由行程、 σ_{tr} は輸送に寄与する有効反応断面積である。直感とは反するかも知れないが、小さな η/s を得るには、平均自由行程が短い、即ち粒子密度が高く反応断面積が大きい必要がある。つまり、私たちが探し求めていたQCD物質は、歴史的に予想されていた互いに弱く相互作用している系などでは全然なく、非常に強く相互作用している系であった。そのため、強く相互作用しているQGP (strongly interacting QGP: sQGP)と命名された。^{14, 15)}

多少混乱させて申し訳ないが、今までの話だけでは、この物質がクォークとグルーオンがハドロンから解放された状態(QGP)であることにはならない。しかしながら、RHICで生成される物質が実際にQGPであるらしいことは、次節で紹介する実験結果により強く支持されることになった。

*7 厳密には、 v_1 が第1項目であるが、中心ラピディティ付近では対称性のため小さな値となることが知られている。

比ずれ粘性 η/s の値について

この η/s という量は量子的効果のためにゼロにはならないと考えられている。共形不変性を持つ $\mathcal{N}=4$ 超対称理論などの強結合極限 (QCD そのものではないことに注意) での値は、近年とみに有名な AdS/CFT 対応¹⁵⁾ を用いて超弦理論により導出することが出来る。下限値として $h/4\pi k_B$ という値が有名であるが、重力側 (超弦理論側) を変更すると多少小さな値も可能であるという議論もあるので、ここでは大体の下限と考えておく。詳細は専門家によるレビューを参照していただきたい。¹⁷⁾

最近、有限の η/s の場合の相対論的流体計算が出来るようになり、 η/s に対する定量的な評価が行われるようになってきた。¹⁸⁻²⁰⁾ 実験結果²¹⁾ と理論計算²²⁾ を比較した例を図4に示す。二つの図は初期条件が違う計算結果を示している。このような初期条件由来の不定性はあるが、それでも、 v_2 は η/s に敏感であり、実験結果を再現するには $h/4\pi k_B$ の数倍以上の値は取り得ないことが見て取れる。ちなみに、この η/s の値は地球上で知られているすべての物質のうちで最小である。

QCD の漸近的自由の性質からクォークとグルーオンが自由に振る舞う状態として予言された物質が、他のいかな

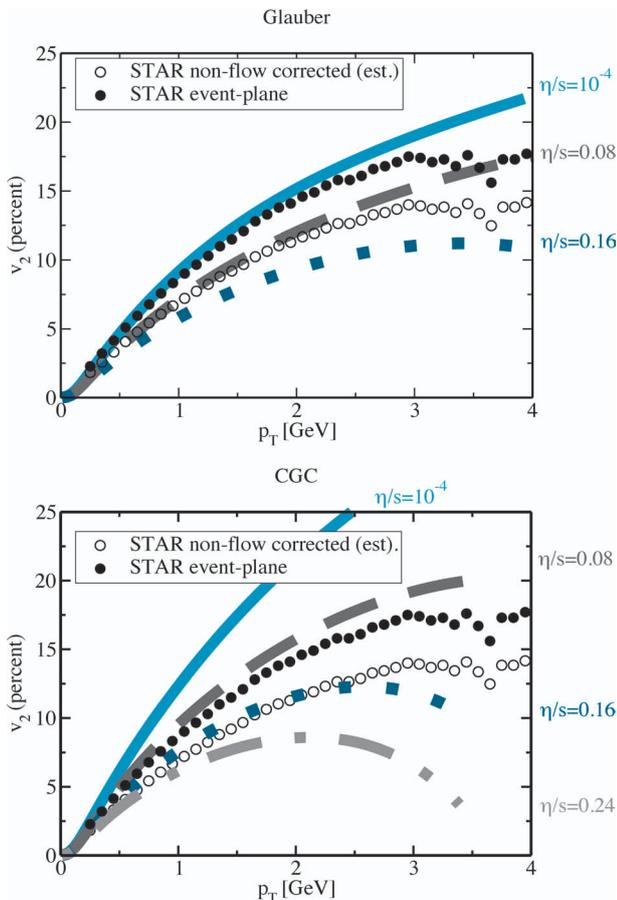


図4 RHICでの金+金衝突における v_2 の横運動量依存性について、実験結果¹⁹⁾ と有限のずれ粘性を持つ流体模型計算²⁰⁾ との比較。二つの図において、実験データは同じもので、流体計算の初期条件が違っている。(出典: M. Luzum and P. Romatschke: Phys. Rev. C **78** (2008) 034915; Erratum-*ibid.* C **79** (2009) 039903, Fig. 8)

る物質よりも強く相互作用していたというのは驚きと言う他はない。ある理論家はこのことを、西へ向かえば必ずインドに着くと信じて航海したコロンブスがアメリカに到達した故事に譬えている。

2.2 クォークの再結合模型

原子核衝突においてはバリオンとメソンでその振る舞いに大きな違いがある。図5は、金+金衝突における陽子と π 中間子、及び反陽子と π 中間子の収量比を横運動量の関数としてプロットしたものである。²³⁾ 周辺衝突 (○, ● 印; 衝突中心度 60-92%) では、ISRでの陽子+陽子衝突時の結果 (★印) と良く一致するが、中心度とともにその比は著しく増加する。

このようなバリオンとメソンの振る舞いの違いを統一的に説明する必要性から、ハドロン生成についての新しい考え方が生まれた。高エネルギー衝突でのハドロン生成は通常はストリングフラグメンテーションやパートンカスケ

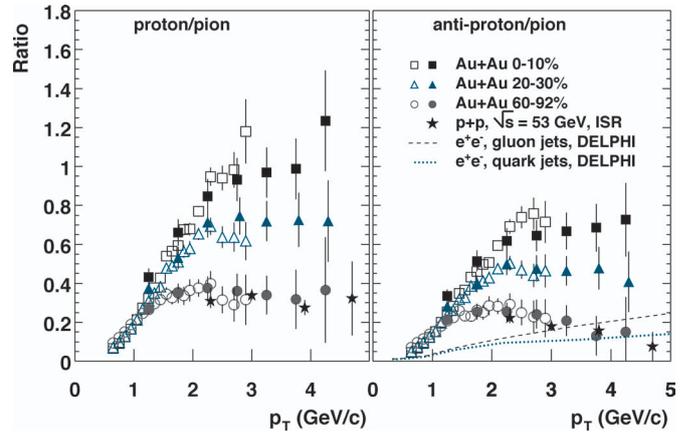


図5 RHICでの核子あたり 200 GeVでの金+金衝突における (左) 陽子と π 中間子の収量比、(右) 反陽子と π 中間子の収量比。□, △, ○ (●, ▲, ●) は分母が π^{+-} (π^0) の結果。図中 20-30% 等は、衝突中心度の関数で表した衝突頻度分布についての衝突中心度範囲を示す。★印は ISR での $\sqrt{s} = 53$ GeVでの陽子+陽子衝突時の結果。(出典: K. Adcox, *et al.* (PHENIX Collaboration): Nucl. Phys. A **757** (2005) 184, Fig. 44)

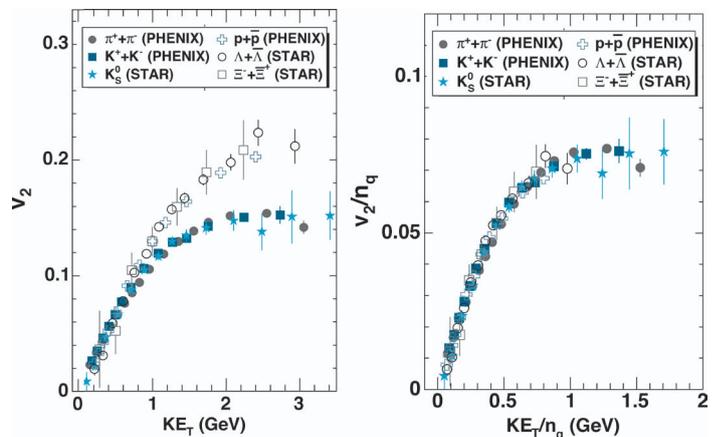


図6 数種類のバリオンとメソンの v_2 についての (左) 横運動エネルギー依存性、及び (右) X - Y 両軸とも、構成クォーク数 n_q で割ったもの。(出典: A. Adare, *et al.* (PHENIX Collaboration): Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 162301, Fig. 2, 3)

ドといった模型^{*8,24,25)}に代表される一つの源の分裂過程として記述されるが、重イオン衝突においてはそれに加えてQGP スープから蒸発するクォークや反クォーク同士の再結合過程を考えるのである。²⁶⁾

この考え方をを用いると、ハドロンの収量だけでなく方位角異方性に見られる面白い傾向もうまく説明出来る。図6(左)は、数種類のバリオンとメソンについての v_2 を横運動エネルギー($=\sqrt{c^2 p_T^2 + m^2 c^4} - mc^2$)の関数としてプロットしたものである。²⁷⁾ バリオンとメソンできれいに分かれ、それぞれは似通った振る舞いをする。ここで、数GeV/c以下の横運動量を持つハドロンの生成は再結合過程が支配的で、更にハドロンの後は大きな擾乱を受けないと仮定すると、ハドロンの持つ方位角異方性は元の構成要素が持つ異方性の和で表されるであろう。この仮定を確かめるために、図6(左)のX-Y両軸を、ハドロンを構成するクォーク数、即ちバリオンの場合は3、メソンの場合は2、で割ったものが図6(右)である。バリオンとメソンの違いはほぼ完全に解消され、統一的な振る舞いを示している。

これらの結果は、ハドロンの生成過程におけるQGP起源のクォークの役割の重要性を示唆しており、更に踏み込んでQGPそのものの存在についての強い証拠であると考えられる。これまでのところ、厳密な意味ではこれ以外にクォークが閉じ込められているか否かを区別する直接的な観測はないのである。

しかしながら、この模型には疑問を持つ研究者も多い。それは、この模型の登場人物が大きな質量を持つ構成子クォーク(constituent quark)のみで、グルーオンの自由度はあらわに出て来ないからである。何故このような単純な模型が成功するのか満足のゆく答えは未だ与えられていないが、それでもクォークが閉じ込めから解放されたと考えることはかなり蓋然性が高いと思われる。少し専門的になるが、格子ゲージ計算による相転移近傍でのエントロピー密度の振る舞いとも矛盾しない。²⁸⁾ いずれにしても、相転移(今まで具体的に述べてこなかったが、最近の格子ゲージ計算によると、RHICで生成されるような有限温度かつ正味のバリオン数密度が小さい領域では、一次とか二次と言った特異性を持たずに連続的に移り変わるクロスオーバーである)近傍でのグルーオン自由度やクォーク自由度についての理解は今後の課題である。

2.3 クォークグルーオンプラズマ中のハドロンの

過去20年以上QGP生成の徴候のプロトタイプとして君臨してきたものに、 J/ψ 粒子収量の抑制がある。この提案は分野外の人々にも非常に有名であるようで、筆者の一人はある分野外のノーベル賞受賞者に J/ψ 抑制はどうなっているかと聞かれ驚いた経験がある。

先に述べたように、QGP生成の徴候は難しい問題である。まずQGPと通常のハドロンの相で物理的に違う量を見出し、それがQGPの温度が低下してハドロンの相に戻っても保存される、…など色々なチェック項目をクリアーして初めてよい徴候の候補と見なされる。

J/ψ 粒子の生成の抑制がこれほどまでに有名であるのは、松井とSatzによる原論文²⁹⁾が模範的と言ってよいくらいにこのチェックリストをクリアーしていたからである。そのシナリオを手短かに紹介しよう。 J/ψ 粒子はチャームクォークと反チャームクォークからなるメソンである。チャームクォークは質量が大きいため主に初期衝突時に生成され、時空発展の途中で熱的に生成される確率は低い。その当時の格子ゲージ計算によるクォーク反クォーク間ポテンシャルの計算によれば(正確に言うと、その当時、参照された格子ゲージ計算はSU(3)ゲージ理論ではなくSU(2)ゲージ理論であったが、ここでの議論には影響しない)、相転移温度付近で J/ψ 粒子は融解するが、チャームクォークの再結合により J/ψ が生成される確率は小さいので、一旦溶けてしまったらほとんど再生されない。従って、 J/ψ 粒子の収量の減少はQGP生成のよい指標になると考えられたのである。

更に、SPSでの一連の実験において J/ψ 粒子の抑制が確認された³⁰⁾ことによって、その徴候としての価値は確立した。もちろん20数年という歳月を経た現在の知見からは、そのチェックリストでOKだった項目も少なからず再検討が必要になっているが、RHICにおいても J/ψ 粒子の測定は依然重要なテーマである。

RHICの運転が開始されしばらくたった頃、 J/ψ の融解についての描像が覆る事態が起きた。浅川と初田による有限温度メソンスペクトル関数の格子ゲージ計算である。³¹⁾ この計算では、物性分野や天文学などでも活用されている最大エントロピー法を格子ゲージ計算の解析に用いる。スペクトル関数は粒子状態、あるいは粒子的な相関がある場合にピークを持つ。図7に示すように、相転移温度(T_c)の1.6倍程度までは J/ψ に相当するピークが残存しているが、それより高い温度ではピークは消失する。³²⁾ J/ψ はスピン1のベクトル粒子であるが、対応するスピン0の擬スカラー粒子である η_c 粒子も同様に振る舞う。海外の研究者らによる追試でもこの事実は確認され、この意味でもQGPについての描像の変更が必要になった。

この物理的理由は未だに明らかではないが、振り返って考えてみるとQGPの生成は必ずしもハドロンの自由度やハドロンの相関の消失を意味しないことに気づく。我々が日常目にする液体でも局所的には密度相関が存在する。QGPが先に述べたように、ナイーブに予想される自由ガスの状態ではなく、 η/s が極めて小さな液体的な強結合系であればなおさらである。その理解には先に述べたAdS/CFT対

*8 高いエネルギーでの衝突を担うパートンは最終的にハドロ化過程を経て通常複数個のハドロンとなる。ハドロ化過程におけるパートンの分裂過程を記述するものとして現象論的な描像(ストリングフラグメンテーション)や摂動論的QCDベースの描像(パートンカスケード)がある。

*9 数GeV/c²程度以上にあるピークは、格子上で計算を行うことによる一種の副作用であり、物理的なものではない。

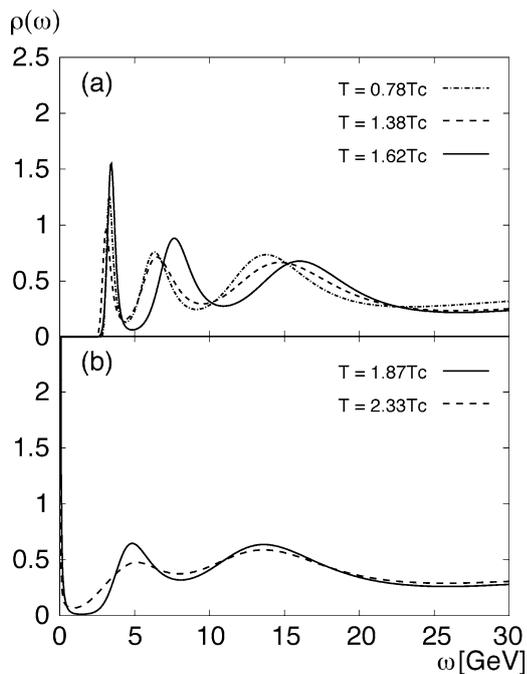


図7 最大エントロピー法を用いて格子ゲージ計算により求められた J/ψ のスペクトル関数の温度依存性。3 GeV 付近にあるピークが J/ψ であり、相転移温度(T_c)より上でも存在している (a) が、ある温度を超えるとそのピークは消失する (b)。(出典: M. Asakawa and T. Hatsuda: Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 012001, Fig. 1)

応を用いた類推や、次節で述べる他の物理系との比較などが重要になると考えられる。

RHICでの実験結果

RHICでは、衝突初期に生成されるチャーム・反チャーム数がSPSに比べて格段に多いため、再結合過程による J/ψ 収量増加も無視出来ないのが大きな修正点の一つである。RHICにおいて、主に核子対あたりの衝突エネルギー200 GeVでの陽子+陽子、重陽子+金、銅+銅、金+金衝突において J/ψ 収量の測定が行われた。

収量の抑制の指標として、原子核修正因子、即ち原子核同士の衝突における収量を陽子+陽子衝突時の収量で割り、核子総衝突数で規格化したもの、がよく用いられる。RHICにおける中心ラピディティ領域、 $y \sim 0$ における J/ψ 収量についての原子核修正因子から、予想される既存の原子核効果分を差し引いた J/ψ 生存確率を衝突関与核子数の関数としてプロットしたものを図8に示す。³²⁾ 既存の原子核効果では説明出来ない収量の抑制があることが見て取れる。色々なモデル計算が試みられてきた。上で述べた格子ゲージ計算結果に触発され臨界温度より高いある温度で J/ψ が融解するとしたモデル計算^{33,34)}の一例³³⁾を図に示す。実験データの傾向を良く再現している。しかしながら、現状ではRHICにおける J/ψ の振る舞いについて統一見解が得られるには至っていない。特に衝突初期における J/ψ 生成とそれに続く J/ψ の原子核反応による分解についての実験・理論両面での理解不足が主な原因である。今後の進展に期待するところ大であるが、他方、衝突エネルギーがより高いCERNのLHCからは J/ψ 収量への再結合過程

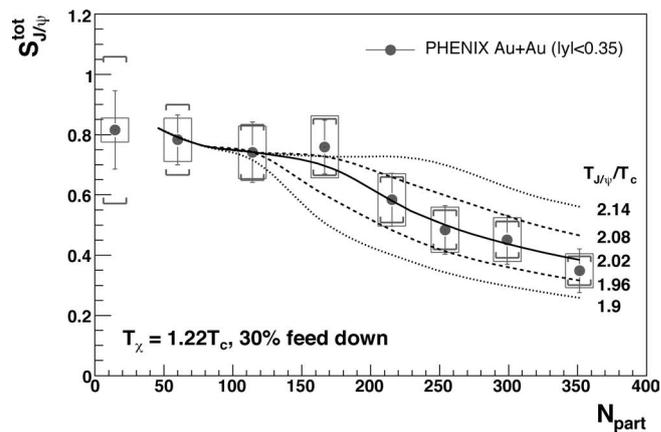


図8 RHICでの金+金衝突における J/ψ 生存確率の N_{part} (衝突関与核子数) 依存性。比較のため、 J/ψ の融解温度 $1.90T_c$, $1.96T_c$, $2.02T_c$, $2.08T_c$, $2.14T_c$ についての計算結果³³⁾を示す。(出典: T. Gunji, H. Hamagaki, T. Hatsuda and T. Hirano: Phys. Rev. C 76 (2007) 051901, Fig. 3)

からの寄与や Υ (ボトムクォークと反ボトムクォークの束縛系) 収量についての新しい結果が期待され、それらと合わせて総合的な理解を試みるのが近道であるかもしれない。

2.4 高次の方位角異方性について

最後の例として、最近大きな注目を集めている v_2 より高次の項についての研究について紹介する。楕円の異方性 v_2 は系の衝突の幾何学との相関が明確であるため、多数の事象について平均した描像を得るのに極めて有効であった。次のステップとして、事象毎の初期状態の密度分布や温度分布の揺らぎとその時空発展の情報をもたらすプローブとして、高次の項が注目されるようになったのである。

ここでは、 v_2 の次の項である v_3 についての結果を紹介する。 v_3 は v_2 とは異なり衝突の幾何学的な形状と関係しない。従って、有限の v_3 の起源は、衝突初期もしくは時空発展時に生成される揺らぎに求められることになる。実験においては、各衝突事象毎に、強度 v_n と反応平面の向き(位相) ψ_n を放出粒子方位角分布から求めるが、そのようにして求められた v_2 と v_3 の反応平面の間には統計的相関がないことが確認されている。

図9に、RHICの金+金衝突での、横運動量範囲 $p_T = 1.75\text{--}2.0$ GeV/cにおける v_2 と v_3 を衝突関与核子数の関数としてプロットしたものを示す。³⁵⁾ v_3 は v_2 と異なり、衝突中心度(即ち、反応領域の形状)と大きな相関を持たないことが見て取れる。比較のため、有限の η/s を持つ流体力学計算結果^{36,37)}を示す。これらは異なる仮定に基づいて求められた流体初期条件から出発したもので、 v_2 の実験値を再現するように η/s ($\hbar/4\pi k_B$)の1倍、及び2倍)で調整している。そうすると、大きな η/s を用いた計算結果は v_3 の実験値を大きく下回ってしまう。これは、取りうる η/s に対する大きな制限を与えようである。しかしながら、現状ではより定量的な結論を引き出すことは出来ない。それを妨げているのは初期衝突過程と熱平衡化過程で決まる流体の初期条件における不定性で、理論的に最も未開拓な領域である。

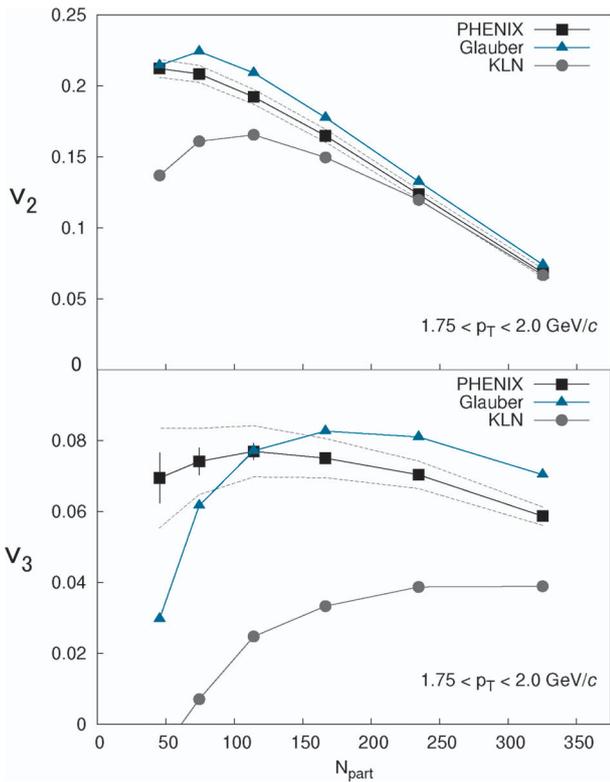


図9 RHICでの金+金衝突における、横運動量領域、 $p_T = 1.75\text{--}2.0\text{ GeV}/c$ における v_2 (上) と v_3 (下) の衝突関与核子数 (N_{part}) 依存性。実験結果 (■)、KLM (●) とGlauber (▲) は二つの異なる初期条件から出発した有限の比ずれ粘性を持つ流体計算結果。 η/s (Glauberでは $h/4\pi k_B$, KLMでは $2h/4\pi k_B$) は v_2 を再現するように取られた。(出典: A. Adare, *et al.* (PHENIX Collaboration): *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 252301, Fig. 3)

3. 他分野との研究交流の可能性と将来

強結合QGPに関係の深い実験結果を取り上げ、また理論的な発展についてもいくつかのポイントに注目して、かいつまんで説明を行ってきた。QGPは当初想定された「クォークやグルーオンが自由に飛び交う状態」とは全く異なった物質であるらしい。しかしながら、その詳細については依然として不明な点が多い。

理論的課題は多い。微視的な構造はもちろんのこと、巨視的な物理量についても直接的な計算がなされていない例は多い。例えば比ずれ粘性について直接的な計算は存在しない。摂動論的QCD計算は実験値を説明しないが、これは、強結合系のため摂動論が有効ではないからと考えられる。格子ゲージ計算はいくつか存在するが、^{38,39)} その値の導出には様々な仮定が必要であり第一原理計算とはいえない状況である。また、先にあげたAdS/CFT対応は強結合系の諸量の計算手段として有望視されているが、QCDに対する計算でなくQCDに特有な要素が含まれていないことや、SU(N)カラー対称性のNについて所謂1/N展開の最低次の項であることなどに留意する必要がある。

このような状況においては、類似な系を持つ他分野との研究交流が有効な方法論と考えられる。例えば強結合性をキーワードにすると、以下のような例が挙げられる。

最近磁場とレーザーを用いることで生成が可能となった

強く相互作用する超低温フェルミガスは、超流動流体と同程度の小さな η/s を持つ。⁴⁰⁾ 実際、楕円形の断面を持つ初期状態から自由膨張させると、原子核衝突で観測されるような v_2 が生成される。このような超低温原子気体を強結合系の実験室と考えると、巨視的物理量や微視的な量について類似性を追求することは有益であろう。

また、これまで取り上げなかった話題として、温度、バリオン化学ポテンシャル平面におけるQCDの相図の探求がある。これまで話題にしてきたのは、バリオン化学ポテンシャルがゼロ、つまり正味のバリオン数がゼロ近傍で、そこではクロスオーバー相転移が起こると考えられている。化学ポテンシャルが有限の場合は、第一原理計算である格子ゲージ計算が難しいのではっきりしたことは言えないが、ある有限の化学ポテンシャルにおいてクロスオーバーから一次相転移に移行する可能性が指摘されている。⁴¹⁾ これより大きな化学ポテンシャルでは相転移は一次相転移になる。この点、臨界終点は、水の液相気相間の相転移における臨界点(温度374.15°C, 圧力22.12 MPa)と同様な意味を持つ。また、比較的低温(およそ1兆K以下)でバリオン化学ポテンシャルが非常に大きい領域ではカラー超伝導相という相が存在すると信じられている。⁴²⁾ そこでは、クォークが通常の超伝導におけるクーパー対の非可換版を作る。

臨界終点を探す実験的な試みは、RHICにおいて精力的に行われているが、終状態相互作用や臨界減速などのため、未だ決定的な結果は得られていない。^{43,44)}

臨界終点を持ち、低温では束縛状態が存在し(QCDの場合はメソンやバリオン)、高温では束縛状態がなくなるQCDと似た相図を持つ系として、エキシトン系がある。⁴⁵⁾ この系とQCDとの類似については本誌に解説が書かれる予定であると聞くので詳細はそちらに譲るが、近年物理学会でこの問題に焦点を当てたシンポジウムが開催されたので、耳にされた読者もいるかも知れない。

このように、QCD相転移の物理を理解する上で、類似の系との交流が持つ有効性・可能性がご理解いただけたことと思う。

最後になるが、衝突エネルギーを変えて相図上の色々な場所における可能な限りの物理量を測ることの重要性は言うまでもない。現在、RHICは引き続き運転を継続しており、CERN LHCにおけるより高いエネルギーでの衝突が新たな驚きをもたらし始めている。そして、より高密度領域の研究のため、ロシアのJINR研究所(Dubna)でNICAが計画され、ドイツのGSI研究所でFAIR計画も進みつつある。また、日本のJ-PARCでの重イオン加速の可能性も議論され始めている。

参考文献

- 1) J. C. Collins and M. J. Perry: *Phys. Rev. Lett.* **34** (1975) 1353.
- 2) E. Fermi: *Prog. Theor. Phys.* **5** (1950) 570.
- 3) L. D. Landau: *Izv. Akad. Nauk SSSR* **17** (1953) 51; S. Z. Belensky and L. D. Landau: *Ups. Fiz. Nauk* **56** (1955) 309.

4) The workshop on BeV/nucleon collisions of heavy ions—how and why, Bear Mountain, New York, 1974 (BNL-AUI 1975).

5) T. D. Lee and G. C. Wick: Nucl. Phys. B **9** (1969) 209; T. D. Lee and G. C. Wick: Phys. Rev. D **2** (1970) 1033.

6) T. Abbott, *et al.* (E-802 Collaboration): Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 847; Phys. Lett. B **291** (1992) 341.

7) L. Ahle, *et al.* (E-802 Collaboration): Phys. Rev. C **57** (1998) R466.

8) M. C. Abreu, *et al.* (NA50 Collaboration): Phys. Lett. B **410** (1997) 327; Phys. Lett. B **410** (1997) 337.

9) STAR実験のTPC検出器が捉えた核子対あたり200 GeVの衝突エネルギーでの金+金衝突の様子: <http://www.star.bnl.gov/public/imagelib/collisions2001/>

10) K. H. Ackermann, *et al.* (STAR Collaboration): Phys. Rev. C **66** (2002) 034904.

11) P. Kolb, J. Sollfrank and U. Heinz: Phys. Lett. B **459** (1999) 667; Phys. Rev. C **62** (2000) 054909.

12) S. Mrówczyński: PoS CPOD2006 (2006) 042.

13) H. Fujii, K. Itakura and A. Iwazaki: Nucl. Phys. A **828** (2009) 178.

14) E. V. Shuryak: Prog. Part. Nucl. Phys. **53** (2004) 273; Nucl. Phys. A **750** (2005) 64.

15) M. Gyulassy and L. McLerran: Nucl. Phys. A **750** (2005) 30.

16) J. M. Maldacena: Adv. Theor. Math. Phys. **2** (1998) 231.

17) S. S. Gubser and A. Karch: Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **59** (2009) 145.

18) P. Romatschke and U. Romatschke: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 172301.

19) K. Dusling and D. Teaney: Phys. Rev. C **77** (2008) 034905.

20) H. Song and U. W. Heinz: Phys. Rev. C **77** (2008) 064901.

21) B. I. Abelev, *et al.* (STAR Collaboration): Phys. Rev. C **77** (2008) 054901.

22) M. Luzum and P. Romatschke: Phys. Rev. C **78** (2008) 034915; Erratum-*ibid.* C **79** (2009) 039903.

23) K. Acox, *et al.* (PHENIX Collaboration): Nucl. Phys. A **757** (2005) 184.

24) B. Andersson, *et al.*: Phys. Rep. **97** (2 & 3) (1983) 31-145.

25) G. Gustafson: Phys. Lett. B **175** (1986) 453; B. Andersson, G. Gustafson and L. Lonnblad: Nucl. Phys. B **339** (1990) 393.

26) R. J. Fries, B. Müller, C. Nonaka and S. A. Bass: Phys. Rev. C **68** (2003) 044902.

27) A. Adare, *et al.* (PHENIX Collaboration): Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 162301.

28) S. Borsanyi, *et al.*: JHEP **1011** (2010) 077.

29) T. Matsui and H. Satz: Phys. Lett. B **178** (1986) 416.

30) M. C. Abreu, *et al.* (NA50 Collaboration): Phys. Lett. B **450** (1999) 456.

31) M. Asakawa and T. Hatsuda: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 012001.

32) A. Adare, *et al.* (PHENIX Collaboration): Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 232301.

33) T. Gunji, H. Hamagaki, T. Hatsuda and T. Hirano: Phys. Rev. C **76** (2007) 051901.

34) Y. Liu, Z. Qu, N. Xu and P. Zhuang: Phys. Lett. B **678** (2009) 72.

35) A. Adare, *et al.* (PHENIX Collaboration): arXiv: 1105.3928[nucl-ex].

36) B. Schenke, S. Jeon and C. Gale: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 042301.

37) B. Alver, *et al.*: Phys. Rev. C **82** (2010) 034913.

38) A. Nakamura and S. Sakai: Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 072305.

39) H. B. Meyer: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 162001.

40) T. Schaefer: Phys. Rev. A **76** (2007) 063618.

41) M. A. Stephanov: Prog. Theor. Phys. Suppl. **153** (2004) 139.

42) K. Fukushima and T. Hatsuda: Rept. Prog. Phys. **74** (2011) 014001.

43) M. M. Aggarwal, *et al.* (STAR Collaboration): arXiv: 1007.2613[nucl-ex].

44) X. Luo (STAR Collaboration): arXiv: 1106.2926[nucl-ex].

45) Y. Tomio, K. Honda and T. Ogawa: Phys. Rev. B **73** (2006) 235108; T. Yoshioka and K. Asano: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 256403.

著者紹介



浜垣秀樹氏： 専門は原子核実験。強い相互作用の基本的な性質である「閉じ込め」やカイラル対称性、ビッグバン直後の宇宙に興味を持っている。



浅川正之氏： 専門は高エネルギー原子核・ハドロン理論。主に高温高密度ハドロン・パートン状態を、様々な方法を駆使して研究している。

(2012年1月24日原稿受付)

Strongly Interacting Quark Gluon Plasma Discovered at RHIC

Hideki Hamagaki and Masayuki Asakawa

abstract: Quarks and gluons, fundamental fermions and bosons in strong interaction, are confined inside hadrons and are not observed as isolated entities in the present universe. Early universe within several micro-seconds after its birth was ultra-hot and was in the form of the quark-gluon plasma (QGP), with quarks and gluons freed from confinement. Studies aiming at realizing QGP and investigating its properties in laboratories have been performed using heavy-ion accelerators. From the investigations of last ten years at RHIC, it has been found that QGP is not a gaseous object where quarks and gluons are freely moving around, but a fluid state with the smallest specific shear viscosity in the world, whose origin is ascribed to their mutual interaction with the highest strength in the world. In this article, we will describe plainly how properties of QGP have been revealed.

LHC 加速器でせまる超高エネルギー宇宙

伊藤好孝* (名古屋大学太陽地球環境研究所 464-8601 名古屋市千種区不老町)
 塔 隆志* (名古屋大学太陽地球環境研究所 464-8601 名古屋市千種区不老町)

10²⁰ eV に達するエネルギーの宇宙線が観測されている。エネルギー、化学組成を正しく理解し、その起源を解明するためには、地球大気中での空気シャワー発展の理解が不可欠である。LHCf 実験は CERN Large Hadron Collider で 10¹⁷ eV におけるハドロン相互作用超前方粒子生成を明らかにするための実験を開始した。成功裏に第一期の測定を終え、重心系 7 TeV における超前方 γ 線スペクトルを明らかにした。本稿では LHCf 実験の背景とともに最新の解析結果を紹介する。

1. はじめに～超高エネルギー宇宙線とハドロン相互作用

宇宙線は、かつて素粒子を研究する手段としていくつもの新粒子発見をもたらした。素粒子実験の主流が加速器実験に移って以後も、超高エネルギーでの素粒子の反応を探るプローブとして宇宙線が研究された時代があった。例えば、小田 稔著『宇宙線』(裳華房)には「宇宙線研究の歴史を振り返ってみると、いつもその時点で人工加速器よりは高いエネルギー領域に、実験室で得られるのとは異質の“もっと”基本的と考えられる素粒子の性質が求められてきた(以下略).」という一節がある。しかしながら、対象エネルギーの増加とともに、到来頻度が急激に減少する宇宙線を用いた高エネルギーハドロン反応の研究は下火となり、興味の対象は宇宙物理へと移行していった。一方で、空気シャワー実験の大型化に伴い宇宙線の観測は超高エネルギーへと広がり、ついには 10²⁰ eV に至る「最高エネルギー」宇宙線を議論できる時代になってきた。しかしその起源、化学組成などに関する理解はまだまだ多くの謎をはらんでいる。その不定性の一因として、超高エネルギーでのハドロン相互作用モデル、特に宇宙線シャワー形成に重要な物理量については理論的なアプローチが難しく、このような高エネルギーでの加速器実験のデータも無く、よく分かっていないという問題があった。2009 年より Large Hadron Collider (LHC) が稼動を始め、重心系エネルギー 14 TeV の陽子-陽子衝突の測定が可能な時代となった。LHC の衝突エネルギーはちょうど 10¹⁷ eV の超高エネルギー宇宙線の衝突エネルギーに相当し、超高エネルギー宇宙線の反応が LHC 加速器によって実際に調べられる時代に入ったのである。本稿では、LHC 実験と超高エネルギー宇宙線との接点となるいくつかのトピックについて、特に、ATLAS 実験のある衝突点 IP1 における超前方での中性粒子生成を測定する LHCf 実験を中心に解説する。

2. 空気シャワーの測定

地球に降り注ぐ宇宙線のフラックスは、およそエネルギー

の 3 乗に反比例して減少し、10¹⁵ eV 以上でおよそ 1 m² あたり年間 1 個、10¹⁸ eV 以上でおよそ 1 km² あたり年間 1 個となる。このような低頻度のため、飛翔体による直接観測は 10¹⁵ eV 程度までで、これより高エネルギーの宇宙線観測は、大気と衝突して形成する二次宇宙線の束「空気シャワー」(以下、シャワーと呼ぶ)の観測によって行われてきた。図 1 に示すように、宇宙線が大気中の原子核と衝突すると π 中間子などの二次粒子を生成する。これらのうち中性 π 中間子は直ちに 2 つの γ 線に崩壊して電磁シャワーを生成する。また荷電 π 中間子や核子の一部は再び大気と衝突して次のシャワーを生成するか、ミュオンやニュートリノなどへ崩壊する。このようにして大気中でカスケード現象が起こり、シャワー粒子数はねずみ算的に増大するが、二次粒子エネルギーが小さくなり次のシャワーを生成しなくなると、シャワーは速やかに減衰する。シャワー粒子数が最大になる高度 (g/cm² で表し、大気表層からの柱密度で示す) をシャワー最大発達高度と呼ぶ。空気シャワーの観測は、主に 2 種類の方法によって行われてきた。空気シャワー粒子は地表の検出器アレイで測定され、粒子数から一次宇宙線のエネルギーを、 μ 粒子の割合から化学組

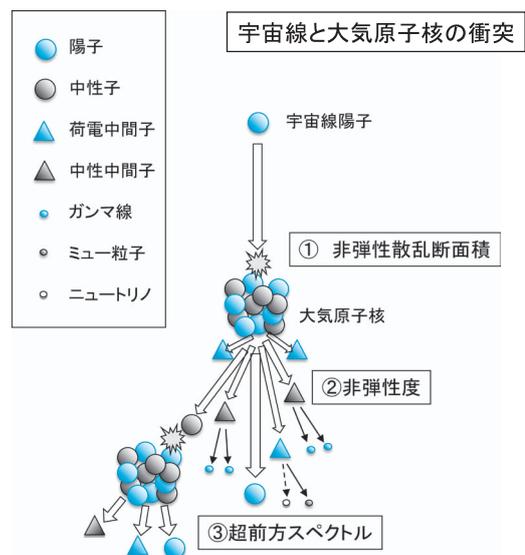
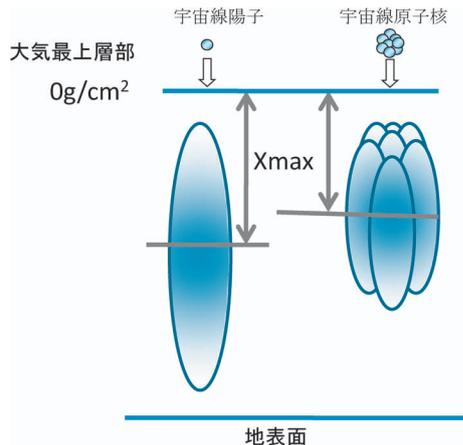


図 1 宇宙線による空気シャワー形成。宇宙線陽子(または原子核)は、大気原子核との衝突により二次粒子のシャワーを作り出す。空気シャワーの発達にはハドロン相互作用に依存する。

本記事の長さは通常の解説記事の規程を超過しておりますが、編集委員会の判断によりこのまま掲載しています。

* 兼 素粒子宇宙起源研究機構

宇宙線化学組成とシャワー最大発達高度



宇宙線化学組成の決定 (Auger を例に)

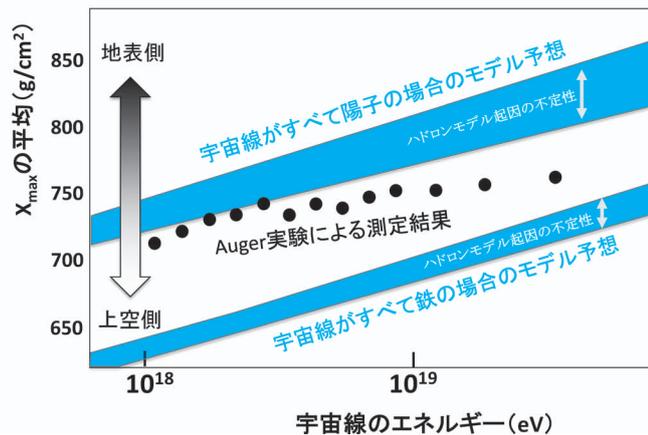


図2 空気シャワー最大発達高度と化学組成. 宇宙線の化学組成と空気シャワーの最大発達高度の間には関係がある(左図). 右図は AUGER 実験による最高エネルギー宇宙線のシャワー最大発達高度の測定結果と, 宇宙線組成が純粹に陽子の場合と鉄原子核の場合に予想されるライン. ラインの幅は4つのハドロン相互作用モデルに起因する不定性を表す.

成を, 粒子の到達時間差から到来方向が推定できる(地上アレイ法). 一方, 一次宇宙線のエネルギーの約9割は最終的に電磁シャワー成分となる. これらにより窒素原子が励起された結果, 「大気蛍光」がシャワーに沿って大気中に放出される. この大気蛍光を望遠鏡で捕らえイメージングすることにより, 光量からエネルギー, シャワー形状から到来方向やシャワー最大発達高度が求められる(大気蛍光法). このシャワー最大発達高度と一次宇宙線の化学組成との間には以下の関係がある. 同じエネルギー (E) で比較すると, 陽子ならば大気深く突っ込むためシャワー最大発達高度は深く, 入射ごとのばらつきは大きい. 質量数 A の重い原子核はエネルギー E/A を持つ A 個の核子が同時に到来したと考えられるので, シャワー最大発達高度は陽子起源の場合に比べ浅くなり, そのばらつきは少なくなる. このように, 全エネルギー E の関数としてシャワー最大発達高度を調べることで, 化学組成を統計的に推測することができる(図2(左)参照).

90年代から, このような2種類の空気シャワー観測のテクニックを用いて, 10^{20} eVに到達するような「最高エネルギー」宇宙線の観測が本格化した. $10^{19.5}$ eVを超える宇宙線陽子は, 宇宙背景放射光子との Δ 共鳴を通して π 中間子を放出しエネルギーを失うため, 宇宙線のエネルギースペクトルにカットオフが生じると考えられる. また, 宇宙線原子核に対しても光核反応による同じようなカットオフ構造が期待される(背景放射によるカットオフは, 陽子・原子核ともに予言者の名前をとってGZK効果と呼ばれる¹⁾). 90年代初頭, AGASA実験は, 地表検出器アレイを100 km²に展開して最高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトルを明らかにし, GZK効果によるカットオフを超えて宇宙線のエネルギースペクトルが伸びている可能性を報告した.²⁾ 一方, HiRes実験は大気蛍光望遠鏡による観測からGZK効果を支持するカットオフを報告した.³⁾ 今世紀に

入って検出面積が一桁大きい次世代の実験, 南半球の Pierre Auger Observatory (以下 AUGER 実験) (3,000 km²) と, 北半球の Telescope Array 実験 (以下 TA 実験) (700 km²) が始まった. 両者は地表検出器と大気蛍光望遠鏡の2つの観測手法を組み合わせたハイブリッド観測を行い, より統計精度を上げてGZK効果と矛盾のないエネルギースペクトルのカットオフを見出した.^{4,5)} これによりカットオフの存在はほぼ確立したが, 宇宙線加速天体における加速限界をみている可能性もあり, それがGZK効果によるものとは断定できない. 謎を解くヒントはエネルギー絶対値と化学組成の決定にある. GZKカットオフでは, 化学組成と宇宙線源に関する簡単な仮定によってカットオフの形状が正確に予言できるからである. しかし, 観測方法, 観測グループによってエネルギースペクトルに数10%の違いが生じており, カットオフエネルギーの正確な値を決定することはできていない. また, 化学組成はシャワー最大発達高度やそのばらつきから推定されるが(図2(左)), TA実験が「陽子」とするのに対し, AUGER実験は「重い原子核」を支持している(図2(右)). この相違が測定や解析手法のバイアスなのか, それとも本当に組成が北天と南天で異なるのか(?!), 決着はついていない.

地上アレイ法のエネルギー決定と地上アレイおよび大気蛍光法の化学組成決定は空気シャワーのモンテカルロ計算と測定結果を比較することによって行われる. ここでモンテカルロ計算に使用される宇宙線と大気とのハドロン相互作用の不定性が重要な鍵である. 宇宙線核子(または原子核)が大気原子核と衝突する際, そのハドロン相互作用の不定性がシャワー発達に及ぼすポイントはおおまかに以下の3つである.

①非弾性散乱断面積

断面積が大きくなれば, シャワー発達はより早くなる. シャワー最大高度は高くなる.

②非弾性度

衝突エネルギーの一部により π , K 中間子などの二次粒子が生成され、残りのエネルギーは核子が持ち去り次の衝突へと渡される。二次粒子生成に使われた衝突エネルギーの全衝突エネルギーに対する割合を非弾性度と呼ぶ。非弾性度が高ければ、1回の衝突でシャワー粒子生成に使われるエネルギーが大きくなるので、シャワー発達は早くなり、シャワー最大高度は高くなる。

③超前方粒子スペクトル

衝突で生成される二次粒子のエネルギーは超前方（入射粒子の進行方向）に放出される粒子によって大部分が担われる。超前方二次粒子のエネルギーが高い場合、シャワーは深く突っ込み、シャワー発達は遅くなる。シャワー最大高度は低くなる。

シャワー最大高度の変化は大気蛍光法による化学組成の解釈に直接影響を与えると同時に、ある高度におけるシャワー粒子数の変化を引き起こし、地上アレ法におけるエネルギーと化学組成の推定を不確実にする。シャワー発達のモンテカルロ計算は上記の要因によって左右されるため、空気シャワー測定の解釈には不定性が潜むことになる。したがって、空気シャワー観測による超高エネルギー宇宙線の研究には検出器の測定精度の向上だけでなく、ハドロン相互作用モデルの不定性をどう抑えるかが重要となる。

3. コライダー実験による高エネルギーハドロン散乱

衝突型加速器（コライダー）における陽子-陽子衝突の重心系エネルギー： E_{CM} は、実験室系エネルギー： $E_{lab} = 2 \times E_{CM}^2 / M_p$ (M_p は陽子の質量) を持つ宇宙線陽子と静止陽子の衝突エネルギーに等しい。最初の陽子-陽子衝突加速器であった CERN の ISR では $E_{CM} = 52$ GeV ($E_{lab} = 1.4 \times 10^{12}$ eV), 同じく CERN SppS では $E_{CM} = 630$ GeV ($E_{lab} = 2.1 \times 10^{14}$ eV), Fermi lab の Tevatron では $E_{CM} = 1.96$ TeV ($E_{lab} = 2.0 \times 10^{15}$ eV), そして 2009 年から稼動を開始した CERN LHC では $E_{CM} = 14$ TeV ($E_{lab} = 10^{17}$ eV) の衝突が可能となった。このエネルギーは、最高エネルギー宇宙線によって得られる重心系エネルギーのわずか 3 桁下であり、その空気シャワー形成の素過程を実際の加速器実験データにより検証できる時代になったのである。

高エネルギー加速器実験で代表的なハドロン相互作用シミュレーションとして PYTHIA があるが、超高エネルギー宇宙線観測に用いられる現象論的なモデルとして、SYBILL, QGSJET, DPMJET, EPOS などが開発され、空気シャワー生成のシミュレーションに使用されてきた。これらのハドロン相互作用モデルの違いにより、最高エネルギー宇宙線の化学組成の推定に大きな不定性が生じている (図 2(右))。

高エネルギーでのハドロン散乱は、放出粒子の横運動量が大きい hard な反応と、横運動量が小さく前方へのかす

陽子-陽子衝突全断面積

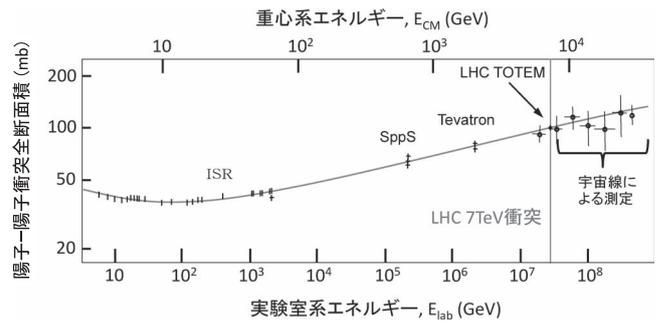


図3 陽子-陽子全断面積の衝突エネルギー依存。低エネルギーではエネルギーとともに断面積は下がっていくが、ISRは断面積が数10 GeVの領域から上昇に転ずることを発見した。現在最も高いエネルギーで全断面積を測定したLHCのTOTEMの測定値は理論的な予想(曲線)とよく合っている。これ以上の超高エネルギーで、宇宙線の空気シャワーから逆に陽子の断面積が推定されている。

り散乱をする soft な反応に大別できる。前者はクォークやグルーオンなど、ハドロンの構成要素「パートン」同士の衝突として摂動論的QCDにより計算が可能である。LHC各実験による標準模型の検証やヒッグス粒子、SUSYなどの新物理の探索はこの領域が関わる。一方、空気シャワー形成に関連の深い後者は、摂動論的QCDが適用できず現象論的なモデルによる計算に頼る領域となる。かすり散乱は陽子同士の散乱断面積の大部分であり、生成した二次粒子が運ぶエネルギーは前方に集中する。これら非摂動論的QCDが支配する領域では加速器実験データによる検証が必要である。

陽子-陽子衝突の全断面積は低エネルギーではエネルギーとともに減少し、数 GeV 近辺でほぼ一定値の 30 mb ($1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$) になる。この値は陽子の幾何学的断面積として知られ、標的陽子が直径 1 fm の円盤として見えていることに対応している。この値は衝突エネルギーが上がっても一定と考えられた。ところが、世界初のコライダーである ISR は、重心系衝突エネルギー E_{CM} が数 10 GeV を超えたあたりから、陽子-陽子衝突断面積が緩やかに上昇に転ずることを発見した (図 3)。全断面積の上昇はさらに高い重心系エネルギーでの実験 SppS や Tevatron でも確認されている。つまり超高エネルギー衝突で陽子の「大きさ」は増大することを意味している。この全断面積の上昇が起こる原因として、超前方散乱においてパートンの関わる semi-hard な散乱 “mini-jet” の寄与が考えられている。陽子の全断面積は、進行方向 0 度に散乱される弾性散乱断面積と関係している (光学定理)。歴史的には、この 0 度散乱はポメロンと呼ばれる量子数を運ばない“仮想粒子”の交換によって記述されてきた。超高エネルギー衝突での全断面積増加は、複数のポメロンが交換され始めることによって起こっていると考えられることができる。前述の SYBILL, QGSJET, DPMJET, EPOS などのモデルは、超高エネルギーの散乱に寄与する mini-jet の効果を、多重ポメロン交換過

程として記述する現象的モデル，“Gribov-Regge理論”，をベースにして取り入れている。ただし各モデルは，その取り入れ方（エネルギー依存性の取り込み，他の散乱過程との切り分け方，二次粒子生成の取り扱い，等）などで差異がある。この多重ボメロン交換の振幅が超前方粒子生成にも関係しており，その振幅の総和は超高エネルギーでの全断面積に結びついている。

コライダー実験ではビームパイプ中に飛跡検出器を挿入し陽子ビームぎりぎりの近さに近づけて超前方への弾性散乱陽子を測定する“Roman Pot”測定により，全断面積測定が行われている。LHCでもCMS実験のあるIP5でのRoman Pot実験TOTEMにより0度弾性散乱測定が行われ，⁶⁾ 重心系エネルギー7 TeVでの陽子-陽子衝突の全断面積 σ_{tot} として，

$$\sigma_{tot} = 98.3 \pm 0.2^{+2.8}_{-2.7} \text{ mb}$$

が得られている。ここから弾性散乱断面積 σ_{el} を差し引くと非弾性散乱断面積 σ_{inel} ，

$$\sigma_{inel} = 73.5 \pm 0.6^{+1.8}_{-1.3} \text{ mb}$$

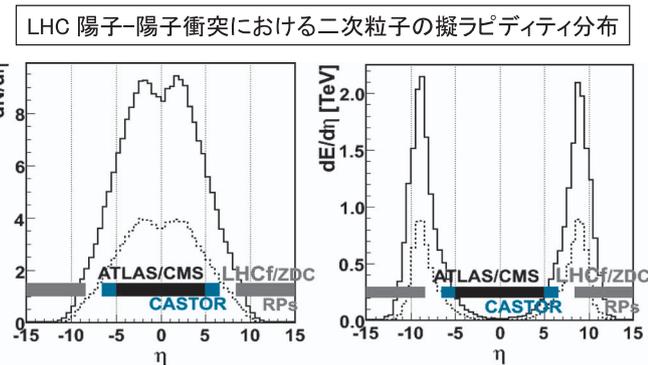


図4 重心系14 TeV陽子-陽子衝突によって生成される二次粒子の擬ラピディティ分布。粒子数 $dN/d\eta$ (左)，二次粒子によって担われるエネルギーフロー $dE/d\eta$ (右)。衝突エネルギーの大部分が高い擬ラピディティ（超前方）の粒子によって担われる。LHC実験の主な検出器がカバーする擬ラピディティ領域も示す。LHCf実験はエネルギーフローの大部分を担う $\eta > 8.5$ の領域をカバーする。

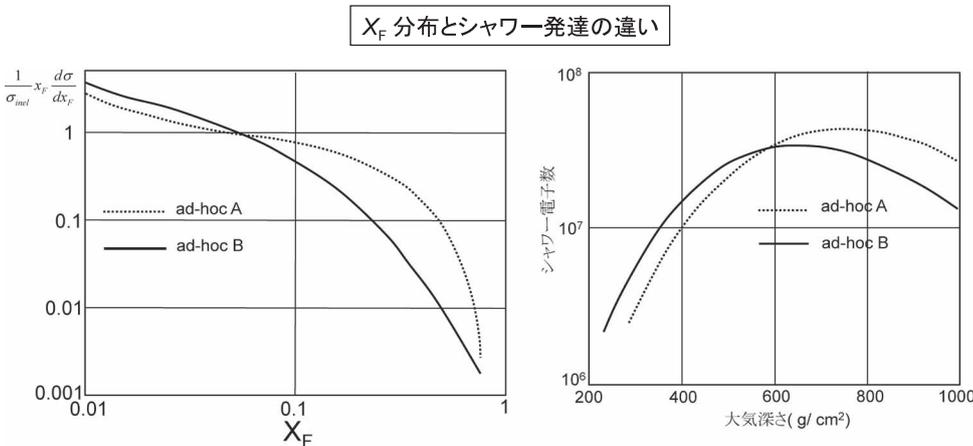


図5 超前方に放出された π 中間子の X_F 分布が空気シャワー発達を左右する（ 10^{17} eV宇宙線の例）。左図に示された2種類の X_F 分布を仮定した場合，空気シャワー発達曲線は右図のように違いが出る。

が得られている。LHCにより，前述の不定性の要因①について，これまで最も高いエネルギーでの陽子非弾性散乱断面積がよい精度で得られたことになる。

もう一方の不定性の要因②および③に関連する超高エネルギーでの超前方粒子生成においても“mini-jet”の存在が鍵になる。生成粒子の放出の前方向を示す量として擬ラピディティ η がよく使われる。衝突軸に対する放出粒子の角度を θ とすると， $\eta = -\ln(\tan \theta/2)$ である。 η が大きいほど粒子は衝突軸方向に飛び，横運動量は小さくなる。 η の絶対値が大きい領域が前方領域，逆に小さい領域は中心領域と呼ばれる。図4に，LHC陽子-陽子衝突での生成粒子数とそのエネルギーフロー（生成粒子の持つエネルギーを積分したもの）の擬ラピディティ依存性を示す。生成粒子数は中心領域が大きい，エネルギーフローは衝突軸に近い超前方領域に集中する。図5(左)は $E_{CM} = 14$ TeV陽子-陽子衝突から生成される中性粒子のFeynman X_F 分布である。ここで X_F とは，二次粒子が持つ縦方向運動量とビーム陽子運動量との比を表す。図5(右)に示すように， X_F 分布の違いが空気シャワー発達の様子を変えてしまう。空気シャワー発達の理解には，この衝突エネルギーの大部分を担う超前方での粒子生成スペクトル（前述③）を理解することが本質的である。また非弾性度（②）は衝突エネルギーのうち二次粒子生成に使われた部分であり，残りは超前方に放出される核子によって担われる。これらの②，③の量を知るためには，0度でのエネルギー分布測定が必要となる。LHC加速器において②，③を測定する実験がLHCf実験である。

4. LHCf実験

衝突型加速器で超前方，すなわちビーム進行方向に生成された粒子を測定するには，ビームを邪魔しないように二次粒子のみを測定しなければならず容易ではない。ひとつの方法として，前述のRoman Potによりビームパイプ中に粒子測定器を挿入する方法がある（TOTEM, UA7）。この方法は原理的に測定できる粒子種を選ばないが，厳密に0

度に到達することはできない。もうひとつはビームが磁石で曲げられた後，ビームと分離して直進する中性粒子のみを測定する方法である（図6）。中性粒子の測定に限られるが，0度を測定することが可能である。このような加速器レイアウトはISR, HERA, RHICで採用され，一般的にはZDC（Zero Degree Calorimeter）と呼ばれる0度検出器が設置されている。

LHCf実験は，LHC ATLAS

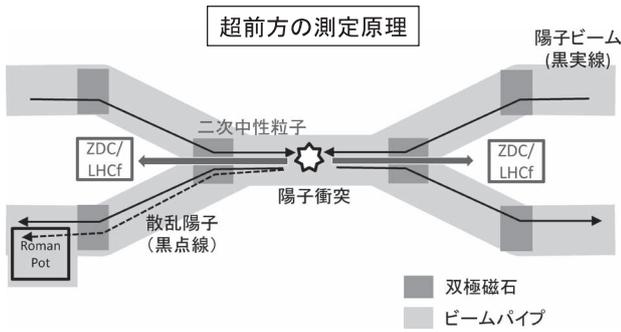


図6 LHC加速器の衝突点近傍のレイアウト、ZDC、RP測定原理。Y字型の交差点のZDC設置場所では、陽子ビームと荷電二次粒子はビームライン上の磁石によって曲げられ、ビームパイプ中を直進する中性粒子のみが到達する。一方、Roman Potはビームパイプ中に測定器を挿入し、わずかに散乱されたビーム陽子を測定する。

LHCf 検出器

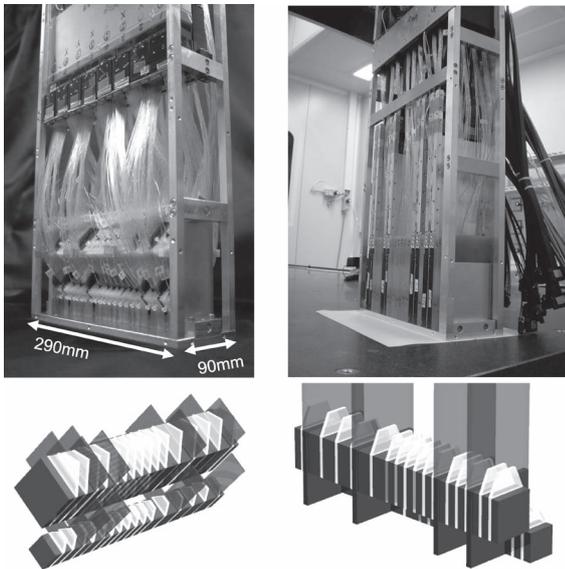


図7 LHCf Arm1 検出器(左)とArm2 検出器(右)。それぞれ上が写真、下が模式図。タングステン板とプラスチックシンチレータを交互に重ねたサンプリング型カロリメーターで、途中に位置検出層が4層ありシャワー入射位置などの測定を行う。(フルカラー口絵参照)

実験の衝突点であるIP1から140 m離れたZDC設置スペース(TANと呼ばれる中性粒子吸収用の鉄塊の中に装置設置用の幅96 mmの-slotが用意されている)に小型のカロリメーター(高エネルギー粒子のエネルギーを測定する装置)を挿入し、0度を含む超前方中性粒子の測定を行う実験である。⁷⁾ 測定装置はIP1衝突点の両側にそれぞれ一台ずつ設置され、Arm1、Arm2と呼ばれる。各装置には図7に示すような2個の独立なカロリメーターがある。22枚、合計約15 cm厚(44放射長、1.6ハドロン相互作用長)のタングステン板の中で高エネルギー粒子によるカスケードシャワーを発生させ、この発達の様子を全16枚のプラスチックシンチレータで測定することによって入射粒子の種類とエネルギーを測定することができる。同時に途中の4層に位置検出型計測器を挿入することによって、カスケードシャワーの横方向の広がりを測定する。この情報が

LHCf 7 TeV データ γ 線 (π^0) 事象例

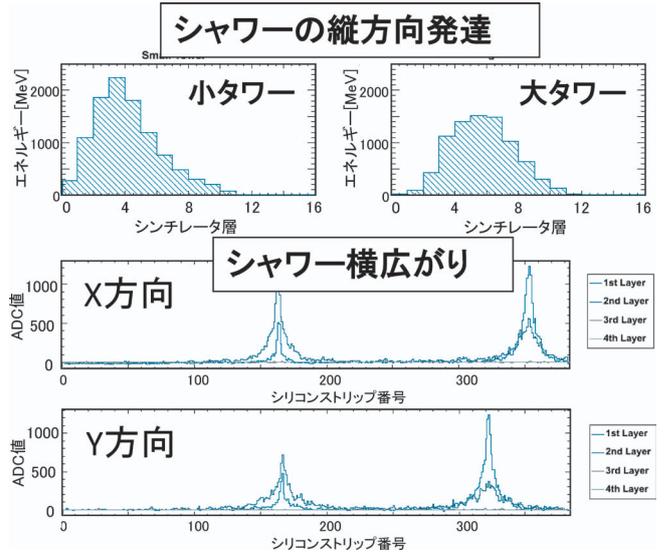


図8 LHCf Arm2 検出器に入射した中性 π 中間子崩壊からの 2γ 線事象の検出例。上) 2台のカロリメーターで捕らえられた入射した γ 線の電磁シャワー発達。シンチレータ層(横軸)ごとの検出エネルギー(縦軸)を示す。中下) 位置検出層(Si飛跡検出器)で捕らえられた2つの電磁シャワーの横広がり分布。160 μm 単位のシリコンストリップ番号(横軸)に対する測定されたADC値(縦軸)。

ら、入射粒子の位置と入射粒子数を知ることができる。実際にLHCにおいて中性 π 中間子が2つの γ 線に崩壊して観測された事象の例を図8に示す。カロリメーター部分はArm1、Arm2ともに名古屋大学が、Arm1の位置検出器であるシンチレーションファイバ検出器は早稲田大学と神奈川大学が、Arm2の位置検出器であるシリコンストリップ検出器はイタリア・フィレンツェ大学が担当して製作した。上記の検出器主要部分と前置回路が90 mm \times 290 mm \times 620 mmの容器の中に納められ、マネジュレタと呼ぶ垂直方向の可動装置によって、計測室から遠隔操作で上下に移動することができる。LHCfが測定可能な擬ラピディティ η (あるいは横運動量 P_t)領域は、衝突点を見込むビームパイプ壁で限定されており、 $\eta > 8.5$ 、($P_t < 1$ GeV程度)の領域となる(図9; 網掛け部がビームパイプ壁の射影)。したがってLHCf実験は本質的に非摂動的QCDが支配する散乱の領域を見ている。なお、LHCはIP1においてビームを最大140 μrad 下向きに衝突することが可能で、140 m先で「0度」は2 cm下方に移動する。このとき、測定器を2 cm下方に移動して測定することにより、より大きな P_t まで測定可能である(図9(左下))。

カロリメーターの断面積(入射粒子に対して垂直な方向)はArm1で20 mm \times 20 mmと40 mm \times 40 mm、Arm2で25 mm \times 25 mmと32 mm \times 32 mmと非常にコンパクトである。カロリメーターの構造上、2つ以上の粒子が入射した場合に正確にそのエネルギーを決定することはできない。多重入射の確率を十分小さくおさえるために、電磁シャワー

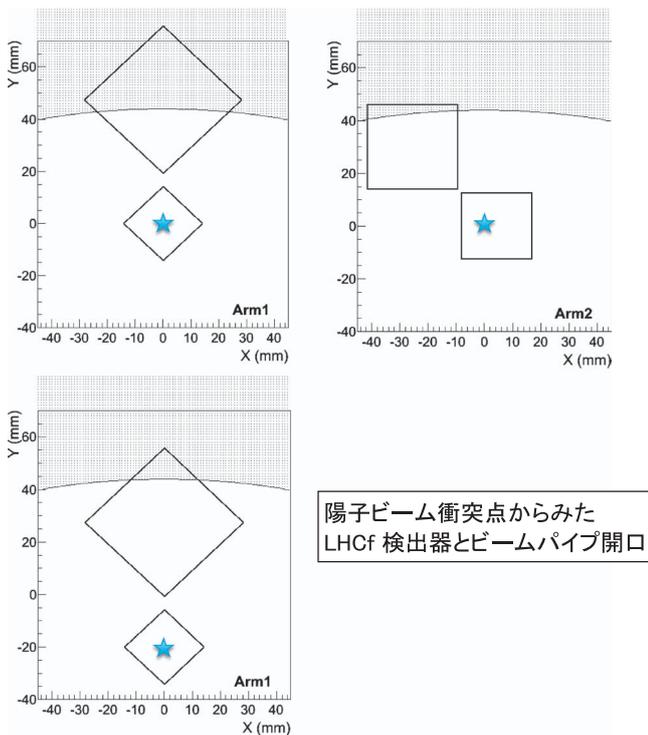


図9 陽子-陽子衝突点(IP1)からLHCf検出器を見込んだ図。左がArm1, 右がArm2検出器。網掛け部はビームパイプ壁との衝突によって粒子が到達しない領域。星印は粒子フラックス中心(0度)を示す。ビーム衝突角(140 μ rad)があるとき(左下)、「0度」は2 cm下方に下がるため、Arm1検出器の位置を下げることで検出範囲が広がる。

一の横幅を決めるモリエール半径(タングステンで約9 mm)ギリギリの大きさに作られている。シャワー粒子の一部が側面から漏れ出してエネルギーを過小評価しそうだが、この漏れ出しの割合は入射位置のみの関数で、入射エネルギーには依存しないため、測定されたエネルギーを粒子入射位置によって補正すれば正しいエネルギーを求めることができる。検出器は、100 GeV以上のエネルギーを持つ γ 線に対して5%よりも優れたエネルギー分解能と0.2 mmよりも優れた位置分解能を持つよう設計されている。

また、2台のカロリメーターを用いることで、それぞれに同時に入射する粒子を独立に測定することができる。このため、衝突によって生成した中性 π 中間子崩壊からの2本の γ 線に対して、それぞれの位置とエネルギーを決定することで不変質量を計算することができる。この特徴を生かして、LHC衝突最前方に放出される中性 π 中間子や、その崩壊によって作られる γ 線のエネルギースペクトルを測定する。また、エネルギー分解能は約30%と劣るが、超前方中性子によるハドロンシャワーの測定も可能であり、非弾性度の情報を得ることができる。既存の宇宙線ハドロン反応モデルの弁別に最低限必要な積分衝突輝度は約10 nb^{-1} である。加速器がこの測定に理想的な衝突輝度 $10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ で運転した場合でも、約1日で達成できる測定であり、初期調整等を含めても1週間程度で実験を完了するという予定の計画だった。

4.1 LHCf実験：これまでの経緯

LHCf実験は主に日本の宇宙線研究者らによって提案された計画である。2001年に元UA7のメンバーを中心に議論が始まった。UA7はCERN Sp \bar{p} S衝突型加速器でRoman Potを用いて、LHCf以前に初めて超前方に放出される γ 線と中性 π 中間子の測定を行った実験である。LHCf実験グループは2004年にCERNにLetter of Intentを、2006年にTechnical Design Reportを提出しLHC委員会での実験計画のレビューを受けた。2004年には試作機が製作されSPS加速器でのテストビーム実験により、小型カロリメーターでも期待通りの性能が出ることが実証された。2005年末からは、宇宙線研究者にとって「右も左もわからぬ」CERNの中を、担当部署を回って実際の運用ができるよう奔走が始まった。最初の仕事はLHCトンネル内の信号ケーブル設置の段取りであった。LHC実験は各実験の研究者、実験サポートグループ、加速器エキスパート、技術職員、マネジメント層の研究者等々、数千人の人々が複雑に関わる巨大な社会である。この巨大組織の中で必要な情報を得て、必要な交渉を行うために、必要な人を探し出して会うだけでもひと苦労であった。そしてどの作業にも従うべきたくさんの方の規約や手続きがあった。そんな中、ATLAS実験の計測室にラック2つ分の間借りスペースの確保、LHCトンネルまでのケーブルの選定・設置、トンネル内への装置の設置、作業の承認のための説明など奔走が続いた。最大の難関はATLAS実験および加速器の人達に、検出器の設置を認めてもらうことだった。設置場所のTAN内にはLHCf検出器のすぐ背面に、加速器の調整に使うルミノシティモニターBRANが設置されることになっていた。さらにATLAS実験からもZDC検出器を同じ場所に設置したいという要望が出てきた。設置される他装置との干渉は避けられない。LHCf実験のデータ取得はLHC加速器コミッショニング時の短期間に限定されること、LHCf検出器が設置されていてもルミノシティ測定の邪魔にはならず、むしろ加速器に衝突の状態について有用な情報を提供できること、等々を主張し、各方面と現実的な運用方法を模索した。これらの作業の中でLHCf実験は少しずつLHCコミュニティの中で認められるようになった。現場を預かる人達との知己を得て、今でも前方測定に関する情報交換を行う関係が生まれたことはLHCf実験の大きな財産となった。実際、コライダー実験の経験に乏しい宇宙線研究者主体のグループが何とか実験準備を進められたのはCERNの人々のとてもオープンで協力的な態度のおかげだった。特に実験サポート部門(元TS/LEA, 現EN/MEF/LE)の人々やATLAS前方検出器のコンバーナーからは次にすべき作業について常に助言があった。これらの事前準備が奏して、2006年6月にはLHC 6番目の実験として正式に承認されることになった。

LHCfの本番用検出器は2007年のLHC稼動にむけて急ピッチで準備が進められた。特に、7 TeVの電磁シャワーに対して十分な線形性を確保するための方法に苦心した。

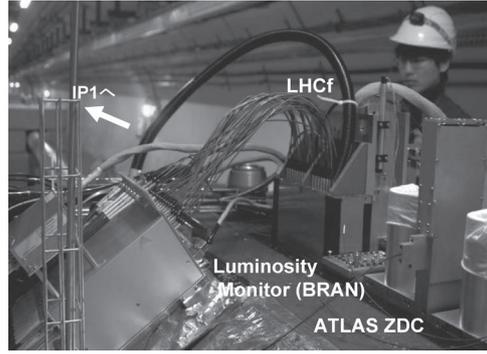


図10 トンネル内でのTANへのLHCf検出器のインストール作業(左)と設置後のLHCf検出器とTAN(右)。左奥方向に衝突点を見込む。(フルカラー口絵参照。)

小型で低増倍率でも線形領域の十分な光電子増倍管の開発、瞬間的な電流量を小さくするために発光時定数の大きなシンチレーターの選定、紫外パルスレーザーによってプラスチックシンチレーターを励起し、その大光量を用いた光電子増倍管の線形性の評価、等のR&Dが入念に行われた。2006年にはArm2のシリコン検出器層の一部を除く全体が完成し、SPS加速器での試験を実施、2007年には全検出器の完成、夏のSPS最終試験を実施したのちすぐにLHCトンネルに設置するはずであったが、LHCの遅れのため、最終インストールは2008年1月になった。インストール自体には大きな困難はなかったが、慎重な準備が進められた。TANはその役割上、長期のLHCの運転後に強く放射化する。LHCf検出器の撤去作業、その後の再設置の可能性を考えると、作業はできるだけ少人数で、またTAN周辺での作業時間をできるだけ短くしなければならない。設置作業は将来の作業に対する予行演習と問題洗い出しも兼ねて実施された。入念な準備のおかげで当初の計画通りに短時間で完了することができ、CERN現場関係者の評価も上々だった(図10)。

2008年9月、LHCは最初のビーム周回に成功した。LHCfも検出器前面に置いたモニター用シンチレーションカウンター(フロントカウンター)によるビーム起源バックグラウンド信号の検出に成功したが、残念ながら加速器の事故によってカロリメーターによるシャワー検出はお預けとなってしまった。同時に、その後のLHCの再立ち上げ計画によってLHCfのスケジュールも大きく変更されることになった。第一にLHCの衝突エネルギーは予定されていた14 TeVではなく、7 TeVから開始することになった。7 TeVによる運転を数年間続けたのち、加速器の改良を施して14 TeVに移行することになった。短期間で終了するはずだったLHCfは7 TeVのデータ収集終了後一度検出器を撤去し、14 TeVの運転の時に帰ってくることになった。最大エネルギーのデータがすぐにとれないことは残念な反面、複数のエネルギーでデータが取れることはサイエンスの点からはかえって望ましいとも言える。特にLHCを超

えるエネルギーの現象に興味があるものにとって、LHCの複数のエネルギーで均質な測定を行うことで、最高エネルギー宇宙線のエネルギー領域への外挿の精度を高めることができる。

4.2 LHCf実験のラン

2009年11月、LHCは予定通り再稼働を始め、順調に陽子衝突を実現した。LHCfも公

式衝突の初日から順調なデータ取得を開始した。LHCf検出器は加速器チューニング中の不必要な放射線損傷を避けるために、通常はビームパイプ上方で待機しており、安定衝突が実現したという“Stable Beam”フラグを受け取ってからビーム軸上へ移動し測定が行われる。この期間には $E_{CM}=2.36$ TeVの衝突も起きたが、この衝突は試験的なものだったため“Stable beam”フラグは宣言されず、LHCfではこのエネルギーでは測定できなかった。実験承認当初の計画では、数年以内にLHCが稼働し、数日のデータ取得で十分なデータを蓄積して実験を終了する予定だったが、実際には2009年末の衝突開始から2010年7月の装置撤収まで9か月間のデータ取得が行われることとなった。(途中2か月ほどの冬季休止期間を含む)。衝突エネルギーが900 GeVから始まったこと、当初の予定よりも衝突輝度の増加がゆっくりだったこと、撤収のタイミングは1.5か月に一度のテクニカルストップの時しかなく、その日程まで実験継続が承認されたこと、が理由である。

LHCf実験としては理想的な低輝度で試行錯誤をしながら様々な条件でデータを取ることができたことはうれしい誤算であった。しかし、全35名の小グループでシフトを継続するのも大変であった。シフトに参加できたのは20名ほど、特に10名足らずのポストドク・大学院生が日本とヨーロッパを往復しながら実質的にすべての測定を実施した。データ取得は極めて順調に行われ、9か月の測定の最後の夜に一台のPCのPCIボードが故障し、原因追究と交換のために2時間の欠損がでたのが最大のトラブルだった。

LHCの運転も毎日が試行錯誤の連続であり、毎日朝・夕には定例会議が開かれ、今後の運転予定が次々と変化していった。LHCf実験グループからもこの会議に参加する必要があり、シニアスタッフ(時にはポストドク)が交替でこの役目を果たした。加速器関係の専門用語が飛び交う会議の中で、実験グループの意見を求められることもあり、LHCfに都合の悪い運転にならないよう、会議後の交渉が続くこともあった。特筆すべきは、加速器運転チームやATLASを始めとする大実験グループの中で、総勢35人の

LHCf実験の意見が常に対等に扱われていたことである。LHCf実験の要望が加速器の運転を制限することはほとんどないが、2010年7月のビーム衝突角をつけた運転の実現に当たっては、LHCfの要求が取り入れられた。当初、加速器運転チームはこの時期のビーム衝突角運転に消極的だったが、大実験グループ、LHCの重要な計画を決定するLHC委員会を巻き込んだ議論が続く中、LHC物理コーディネータはLHCf実験の希望を完全に理解し、周囲を説得してLHCの運転スケジュールをうまく調整してくれた。

5. LHCf実験の最初の結果

5.1 データセット

LHCfは中性粒子、特に γ 線測定に対して高い精度を持った実験である。2本の γ 線の再構成による中性 π 中間子の解析、中性子の解析や、これらの横方向運動量の解析に先立ち、まず7 TeV衝突における中性 π 中間子崩壊からの γ 線エネルギースペクトルの解析と、ハドロン相互作用モデルによる予想との比較が行われた。⁸⁾ この解析には積分輝度で 1 nb^{-1} 程度のデータがあればよく、陽子の多重衝突が無視できるほど衝突輝度が小さく、ビーム起源バックグラウンドも十分に少ない3時間分のデータが最初の解析に用いられた。これはLHCfが取得した全データの1%以下である。

5.2 解析

解析では、各カロリメーターで記録されたカスケードシャワーの情報からその入射位置を求め、装置の位置依存性を補正した後に、個々の粒子のエネルギーが計算される。基本的な解析方法と補正係数は2004年以降に実施してきた性能試験とMCシミュレーションによって事前に決定されている。LHCでのデータの解析に重要な項目は、(1) 粒子種の判定、(2) 多重イベントの処理、(3) TeVエネルギー領域でのエネルギースケールの確認、である。以下、これらの処理について少し詳しく述べる。

(1) 装置に入射する粒子種は γ 線と中性ハドロンの二種類に分類でき、両者の違いはカスケードシャワーの縦方向発達を調べることで判定が可能である。15 cmのタングステンには44放射長に相当するため、電磁カスケードシャワーは早期に発達し、シャワー全体がカロリメーターの中におさまる。一方、ハドロン入射に対しては、1.6ハドロン相互作用長しかないため、ハドロンシャワーは発達途中でカロリメーターからとびだしてしまう。この特徴を生かして個々の粒子事象に対して $L_{90\%}$ というパラメータを定義する。 $L_{90\%}$ はカロリメーター全体で検出したエネルギーのうち、入射側から足しあげて90%に達する深さを表すパラメータである。図11に検出エネルギー0.5から1 TeVの粒子に対する実験とモンテカルロシミュレーション(以下MC)による $L_{90\%}$ 分布を示す。MCでは入射粒子を γ 線と中性子で区別してあるが、実験・MCともに明瞭な2つのピークを示し、左のピークが早く発達したシャワー、すなわち γ 線によるイベントを示している。 $L_{90\%}$ による事象選別をしたのち、さらに、MC計算を利用してその選別効率・誤選別によるハドロン事象の混入率を補正して γ 線の数を算出した。

(2) 4章で「小さなカロリメーターで多重入射を避ける」と説明したが、それでも多重入射は小さいながら5%程度存在する。今回の解析では、これらの多重入射事象は位置検出器でのシャワー横方向広がりを利用して取り除いた。多重入射事象を除くことで、同時入射によるエネルギーの過大評価を抑える反面、 γ 線の数え落としも起こる。いくつかのハドロン反応モデルを仮定したMCで見積もると、この効果による真のエネルギースペクトルからのずれは、最大でも $\pm 10\%$ 程度である。今回の解析では多重入射事象カットに起因するエネルギースペクトルの補正は行わず、比較すべきモデルに対しても同様に多重入射事象カットを行った結果を比較することにした。

(3) 個々の粒子のエネルギーはシンチレータ層の2層-11層での発光量の総和から決定するが、この換算はSPS加速器における200 GeV電子ビームの測定結果で検証され

LHCf 7TeV データ 粒子弁別

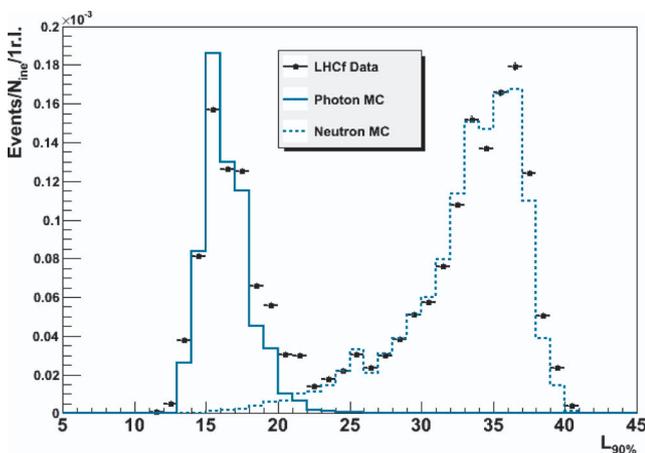


図11 γ 線/ハドロン入射の弁別に使われる $L_{90\%}$ 分布。電磁シャワーの方が、カロリメーター中の縦方向シャワー発達が早いことを利用して弁別する。

2 γ の不変質量分布

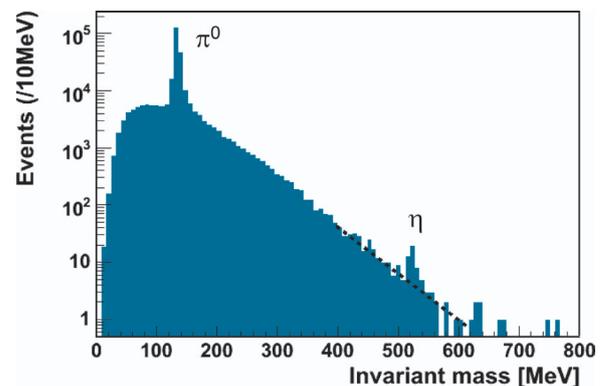


図12 2 γ 線事象での不変質量分布。中性 π 中間子と η 中間子のピークがきれいに見えている。

ている。7 TeV 衝突データでは中性 π 中間子の不変質量分布を再構成し、独立にエネルギースケールを検証することができる。検出された γ 線対のエネルギーを E_1, E_2 、その開き角を θ としたとき、 γ 線対の不変質量は $\theta\sqrt{E_1 E_2}$ で表される。中性 π 中間子は生成後すぐに崩壊するため、 γ 線対は 140 m 先の一点で生成されたと考えられる。装置上の γ 線対の入射位置を測定することで角度 θ を決定する。求めた γ 線対の不変質量分布とエネルギー分布を図 12 に示す。きれいな中性 π 中間子のピークに加え η 中間子の質量ピークも見えている。これは加速器を用いて得られた TeV エネルギーの γ 線で素粒子を捕らえた初めての例であろう。得られた中性 π 中間子の不変質量のピーク値は Arm1 で 145.8 MeV、Arm2 で 140.0 MeV となった。質量分解能は Arm1 で 4.6 MeV、Arm2 で 3.7 MeV である。MC で期待されるピーク位置は 135 MeV で、統計誤差 ± 0.1 MeV、SPS 電子ビームによるエネルギー較正での系統誤差 ± 5.7 MeV に比べ、特に Arm1 でずれが若干大きい。このずれがエネルギースケールの未知の系統誤差に起因するのか、2 本の γ 線の不変質量再構成に起因するものかは明らかではないため、今回の解析では、不変質量の差についてエネルギースケールの補正は行わず、系統誤差として考慮された。

これらの解析を Arm1, Arm2 で独立に行い、両アームに共通な 2 つの擬ラピディティ領域 ($\eta > 10.94$ および、 $8.81 < \eta < 8.99$) で得られたエネルギースペクトルを図 13 に示す。エネルギースケールの系統誤差により、スペクトルが急激に落ちる高エネルギー側で縦軸の系統誤差が大きくなっている。高い擬ラピディティ領域で両アーム間に系統的なずれがみられるが、系統誤差で理解できる範囲内にある。低い擬ラピディティ側では、両アームで非常によい一致が得られていることがわかる。ここで、衝突数の規格化

に用いた積分衝突輝度は、カロリメーター前面に置かれた $8 \text{ cm} \times 8 \text{ cm}$ のフロントカウンターで数えた事象数から求めた衝突輝度を用いた。フロントカウンターでの事象数から衝突輝度への換算係数は、他の LHC 実験グループと同様に、Van der Mer Scan と呼ばれる手法 (衝突点で両ビーム軸を少しずつずらしながら衝突頻度の増減を測定してビームの横広がりを推定する手法) で求めており、その精度は 5% である。⁹⁾ この値を 1 陽子衝突あたりの数へ換算するために、非弾性散乱の断面積として 71.5 mb という仮定を用いた。

5.3 結果

両アームのスペクトルを統合した結果を図 14 に示す。同時に様々なハドロン相互作用モデルによって計算したスペクトルも示した。PYTHIA 以外のモデルは宇宙線空気シャワーの計算に用いられる一般的なものである。また、PYTHIA は高エネルギー実験の一般的なモデルの代表として示した。

この結果を見て、モデル開発者の一人の最初の感想は、「前方のガンマ線のスペクトルなんていう低エネルギーでも未知の世界に対して、各モデルの予想はそんなに悪くなかったことに驚いた」というものであった。第一に、実験結果が多様なモデル予測の中間あたりにいることが目をひく特徴である。同時に、どのモデルも完全に実験結果と一致しているものはない。以下に目をひく特徴を数点列挙する。

- 1) DPMJET3 と PYTHIA8 は、 $\eta > 10.94$ の中間エネルギー (0.5–1.5 TeV) で実験とよい一致を示しているが、2 TeV 以上で極端に実験よりも大きな γ 線収量を予測している。
- 2) QGSJET-II は全体に少ない γ 線収量を予測している。特に、 $8.81 < \eta < 8.99$ では顕著である。
- 3) SIBYLL は $\eta > 10.94$ 、 > 0.5 TeV で、スペクトル形状に

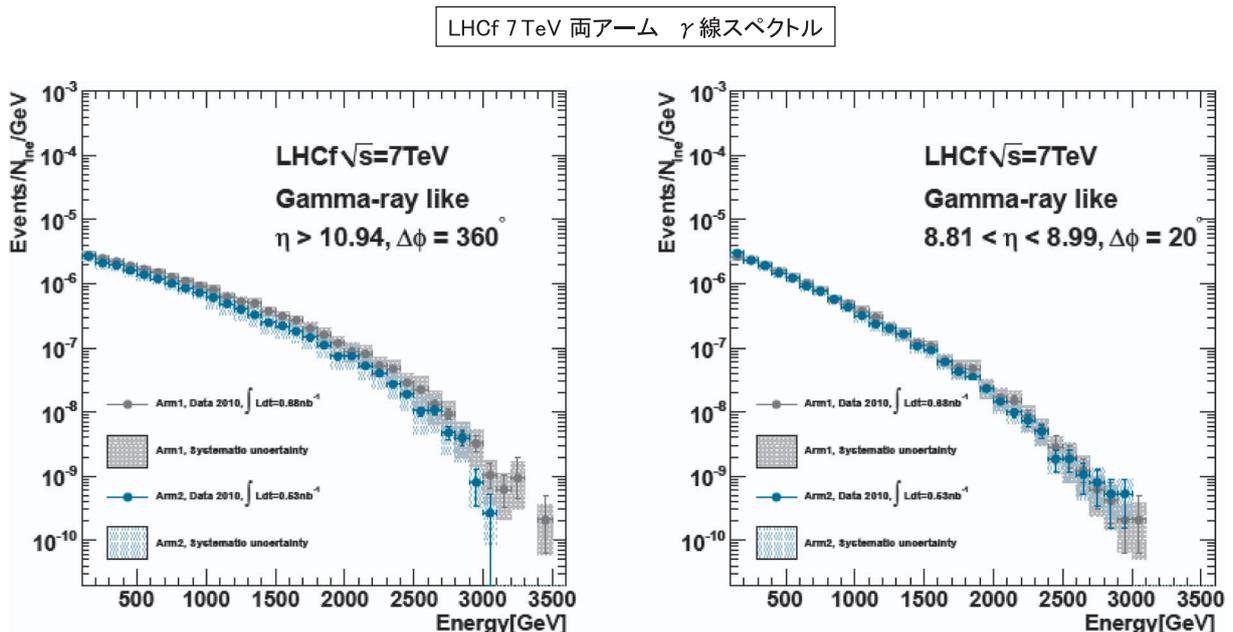


図 13 同一擬ラピディティで比較した Arm1 と Arm2 の γ 線エネルギースペクトルの比較。左が 0 度を含む高い擬ラピディティ、右が低い擬ラピディティの結果。系統誤差の範囲内で両アームの結果はよく一致。

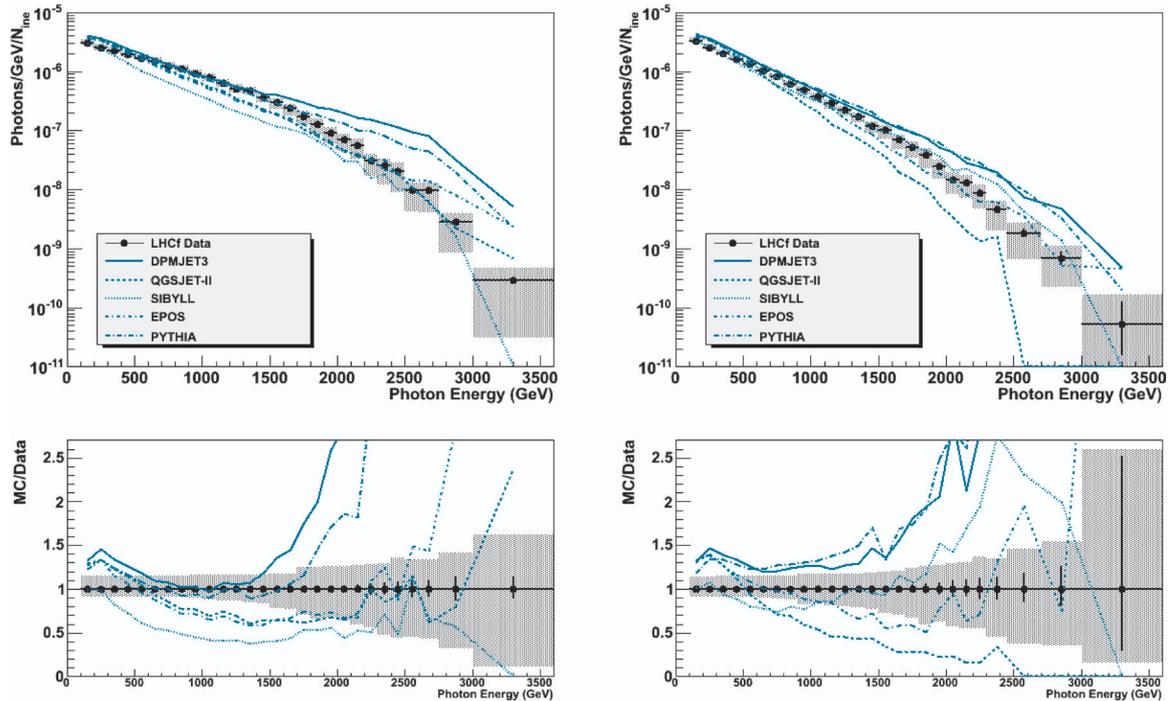


図14 Arm1とArm2をcombineした γ 線エネルギースペクトルと各ハドロン反応モデルとの比較(上図). 下図はモデル予想とデータの比. どのモデルもデータを再現しないが, データは各モデルの範囲内にあるとも言える.(フルカラー口絵参照.)

において実験とよい一致を示している(比が一定)が, 全体の生成量は実験値の半分である.

これらの特徴の起源を理解するためには, モデル開発者との議論が不可欠であり, 各モデルの開発者との密接なやりとりが始まっている. 開発者の一人からの指摘として, LHCfは前方に放出される全ての粒子を検出しているわけではないことを挙げておく. LHCf検出器が今回解析した領域は非常に狭い範囲に限られており, その範囲外の粒子が粒子数の過剰(不足)を補っているかもしれない. 今回の測定結果から, どのモデルも完璧ではないことは明らかであるが, 空気シャワー予測に対する影響を知るためにはさらなる研究が必要である.

6. まとめとLHCf実験の今後

LHCで実現した重心系7TeVの陽子-陽子衝突によって, 超高エネルギー宇宙線の空気シャワーの精密理解に不可欠なハドロン相互作用データがもたらされた. TOTEM実験では 2.5×10^{16} eV相当の宇宙線陽子に対する非弾性散乱断面積が初めて測定された. 一方, LHCf実験は陽子衝突点超前方0度に放出される γ 線のエネルギースペクトルを初めて明らかにした. その結果, 空気シャワーシミュレーションに使われてきた超高エネルギー宇宙線のハドロン相互作用モデルはどれもデータを再現しないものの, その反面, 非常に間違ってもおらず, データは様々なモデルの違いの範囲内にある, ということが示された. これは, モデル間の差異から見積もった空気シャワー解析の不定性がそれほ

ど間違っていない, という意味で重要な結果である. 今後は γ 線の親となる中性 π 中間子のスペクトル解析や横方向運動量依存性, さらには超前方中性子エネルギースペクトルの解析が期待される. 2010年は $E_{CM} = 900$ GeVと7TeVの2点のデータが取得されている. 2015年に想定される $E_{CM} = 14$ TeV衝突でのデータ取得に向けて, LHCf実験は使用しているプラスチックシンチレーターを放射線耐性の高いGSO結晶シンチレーターに交換するアップグレード作業が進行中である.¹⁰⁾ 3点の衝突エネルギーでの結果の比較から x_F のスケーリング則など, エネルギー依存性のチェックが可能となる. もうひとつ重要なものは原子核効果である. 空気シャワーでの化学組成の議論には, 陽子-窒素あるいは鉄-窒素原子核衝突のデータが本質的に必要である. 2012年末にはLHCでの陽子-鉛衝突が計画されており, LHCf実験も再びLHCトンネルに戻ってデータ取得をする予定である. また, RHICでの超前方測定により $E_{CM} = 500$ GeV衝突データをLHCfよりもさらに広い横運動量領域で取得するアイデアも議論されている.

標準模型を越える物理を探る場としての役割に加え, LHCは史上最高エネルギーでのハドロン衝突の研究の場としても重要なデータを出し続けるだろう. その中で, 超高エネルギー宇宙線研究とのシナジーはひとつの重要な課題として認識されてきている. LHCの各大実験にも様々な前方測定器がありその測定結果と宇宙線に使用されるハドロン相互作用モデルとの比較が行われつつある.¹¹⁾ 宇宙線観測はとかくその不定性が議論の対象となるが, 加速器

実験による超高エネルギーハドロン相互作用の検証は、最高エネルギー宇宙線の謎を解く鍵となるだけでなく、超高エネルギーのハドロン相互作用に関するヒントを宇宙線データから見出す際の試金石としても重要な役割を果たさるう。

最後に、LHCf実験の実現・遂行にあたっては、素粒子・原子核・宇宙線分野の多くの方々からの支援をいただいています。また、本稿の結果の多くはLHCfグループの若手の皆さんの尽力の成果です。

参考文献

- 1) K. Greisen: Phys. Rev. Lett. **16** (1966) 748; G. T. Zatsepin and V. A. Kuz'min: Sov. Phys. JETP Lett. **4** (1966) 78.
- 2) M. Takeda, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1163.
- 3) P. Socolovsky, *et al.*: PoS ICHEP2010 (2010) 444.
- 4) J. Abraham, *et al.*: Phys. Lett. B **685** (2010) 239.
- 5) D. Ikeda, *et al.*: AIP Conf. Proc. **1367** (2011) 54.
- 6) G. Antchev, *et al.* [TOTEM Collaboration]: EPL **95** (2011) 41001.
- 7) O. Adriani, *et al.*: JINST **3** (2008) S08006.
- 8) O. Adriani, *et al.*: Phys. Lett. B **703** (2011) 128.
- 9) K. Taki, *et al.*: JINST **7** (2012) T01003.
- 10) K. Kawade, *et al.*: JINST **6** (2011) T09004.
- 11) CERN-PH-EP/2011-086, arXiv/0329842.

著者紹介



伊藤好孝氏： 専門は素粒子実験、宇宙線物理。加速器実験のキャリアを活かしながら、素粒子と宇宙の境界領域の開拓に興味。



谷 隆志氏： 専門は宇宙線物理学。太陽宇宙線の観測から、最高エネルギー宇宙線・加速器実験まで推進。広い視野で宇宙線を理解したい。

(2012年3月23日原稿受付)

LHC Revealing Ultra High Energy Astrophysics

Yoshitaka Itow and Takashi Sako

abstract: To reveal the origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays reaching 10^{20} eV precise knowledge of the air shower development is indispensable. LHCf is a dedicated experiment to measure the forward particle production in the hadronic interaction at Large Hadron Collider, CERN. LHC realizes particle collisions corresponding to the laboratory energy of 10^{17} eV. LHCf successfully completed the first operation at LHC and published the very forward photon spectra for 7 TeV collisions. This article introduces the background and recent results of the LHCf experiment.

薄いキラリ液晶セルの秩序構造—液晶がつくるスカーミオン格子

福田 順一 (産業技術総合研究所ナノシステム研究部門 305-8568 つくば市梅園1-1-1)

強いキラリティを持つ液晶は、強い配向ねじれがもたらすフラストレーションの結果として、コレステリックブルー相と呼ばれる複雑な秩序相を示すことが知られている。そのような液晶を薄いセルに閉じ込めると、バルクのコレステリックブルー相とは似ても似つかない種々の秩序構造をとることを、我々は明らかにした。それらの中には、特に凝縮系の分野で近年注目を集めているスカーミオン励起からなる格子構造も含まれる。

1. はじめに

パソコンや携帯電話のディスプレイという形で我々が日々液晶とともに暮らしていることはご存知のとおりであるが、物理屋が液晶に興味を持つ理由としては、技術的なものより、(1) 分子の異方性に由来する様々な秩序相、構造を液晶が取ること、あるいは(2) 物理学の研究対象である他の系との概念的な類似性、などが挙げられよう。(1) については例えば、回転対称性の破れによる配向秩序を持つネマチック相、並進対称性の破れによる層状の秩序を有するスメクチック相などが、典型的な例として広く知られている。¹⁾ (2) については、超伝導体とスメクチック相との類似性を鋭く見抜いたド・ジャンの議論、¹⁾ ネマチック液晶中の位相欠陥を観察することでコズミックストリングに関する知見を得ようとする試み、²⁾ あるいは高温超伝導体などの強相関電子系における電子秩序の並進/回転対称性の破れと液晶相との類似性への注目、^{3,4)} などが挙げられる。

そのような基礎科学の研究対象として注目を集めてきた液晶相の1つに、強いキラリティ(光学活性)を持つ液晶が示す3次元秩序相である、コレステリックブルー相(以下、単に「ブルー相」と表記)がある。⁵⁾ ブルー相は、2重ねじれ円筒と呼ばれる配向構造(円筒軸に垂直などの方向にも、液晶配向がねじれている)と、液晶配向の線欠陥とが複雑に入り組んだ構造をしている(上述(1))。ブルー相は3種類が知られており、そのうちの2つ(BP I, BP II)は立方対称性を持っている(前者の対称性は体心立方(空間群 $I4_32$)、後者は単純立方である($P4_32$)). 残りの1つ(BP III)の構造については、いまだに議論がある)。図1はBP I, BP IIの構造、および2重ねじれ円筒の模式図で

ある。BP Iにおける線欠陥はお互い交わらないのに対し、BP IIの線欠陥は4本手のジャンクションを形成している。

強いキラリティは配向のねじれ変形を誘発するが、一方向のみのねじれより、2重ねじれの方が、局所的には自由エネルギーを低くすることができる。しかし、2重ねじれは全空間を連続的に埋め尽くすことはできず、配向欠陥が必然的に生じる。ブルー相はその意味で、フラストレーション由来の秩序構造の興味深い一例とすることができ、1980年代にそのような観点からの理論的研究が盛んに行われた。⁵⁾ また近年では、同じくキラリティを持ったMnSiなどの強磁性体とブルー相との類似性について、興味を持たれている⁸⁾ (上述(2))。ブルー相が安定な温度範囲は通常1K程度と狭く、学術的な興味の対象にしかならないものと考えられてきた。しかし、ブルー相を幅広い温度範囲で安定化できるという報告⁶⁾ がなされてから、その応用の可能性が積極的に模索されるようになり、⁷⁾ 液晶の分野でブルー相は最近改めて強い関心を集めている。

我々は、ブルー相を示す液晶を2枚の平行平板からなる薄いセルに閉じ込めた際に、どのような秩序構造を取るかを調べた。⁹⁻¹¹⁾ ここで言う「薄い」とは、バルクのブルー相の単位格子の大きさ(数百nm)程度、あるいはそれ以下のことである。平板表面は適切な処理を施すことにより、それに接する液晶の配向をある特定の方向に制限することができる(アンカリング)。アンカリングは液晶配向に対する局所的な場と考えることができ、特にセルが薄い時には、その影響は決して自明ではない(たとえアンカリング自体が局所的でも、液晶配向の弾性を通じてその影響は非局所的に伝わる)。しかし、これまでのブルー相の研究はほぼ全てがバルクの性質に主眼を置いており、そのような問題意識の研究は全く行われていなかった。本稿では、連続体理論に基づく数値計算により、セルの厚さや温度を制御すると、液晶がバルクのブルー相とは著しく異なる秩序構造を取りうることを明らかにした。

2. 種々の欠陥構造

我々の計算は、液晶の配向秩序を2階の対称テンソルの秩序変数 $\chi_{\alpha\beta}$ で記述するランダウ-ジャン理論に基づいている。等方相では、 $\chi_{\alpha\beta}=0$ であり、配向秩序がある場合は、 $\chi_{\alpha\beta}$ の最大固有値 χ_0 が配向秩序の強さを、その固有ベクトルが平均的な配向方向を表す(通常、この固有ベク

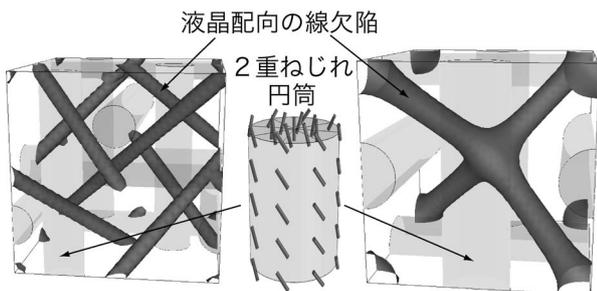


図1 コレステリックブルー相の構造(単位格子)の模式図。左がBP I, 右がBP II。(フルカラー口絵参照)

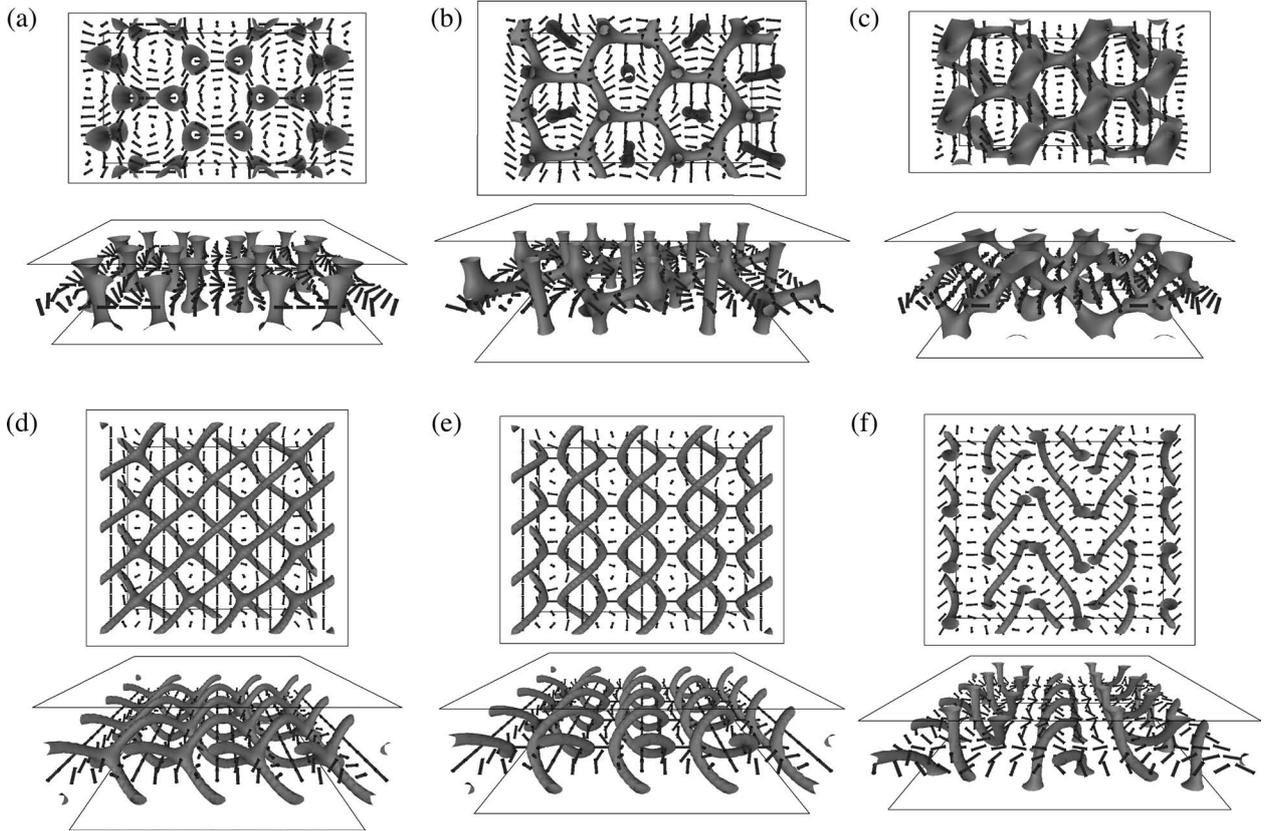


図2 数値計算で得られた種々の秩序構造。黒い棒はセルの中心面における配向の様子を、グレーの面は位相欠陥の位置を表している。共通して用いたパラメータは $\kappa=0.7, \eta=1, w=2.5$ であり、セルの厚さ l と温度 τ は (a) $l=8, \tau=0$, (b) $l=12, \tau=0$, (c) $l=12, \tau=0.2$, (d) $l=14, \tau=-0.6$, (e) $l=12, \tau=-0.6$, (f) $l=10, \tau=-0.6$ である。本計算で用いたパラメータを次元のある値に換算すると、 $l=1$ は16 nm程度、また τ が1変化することは約1 Kの温度変化に相当する。

トルを「配向ベクトル」と呼び、単位ベクトル \mathbf{n} で表記する。二軸的な秩序が存在しない(局所的な配向秩序が \mathbf{n} のまわりの回転について対称である)場合は、 $\chi_{\alpha\beta}$ は \mathbf{n} を用いて $\chi_{\alpha\beta} = (3/2)\chi_0(n_\alpha n_\beta - (1/3)\delta_{\alpha\beta})$ と表される)。液晶配向の数値計算でランダウ・ジャン理論を用いる大きな利点の1つは、液晶中に生じる位相欠陥を特異点として扱う必要がないことである(配向ベクトル \mathbf{n} を秩序変数として用いるフランクの弾性理論¹⁾では、欠陥は必ず特異点として扱わなければならない)。

自由エネルギー密度は、 $\chi_{\alpha\beta}$ とその空間微分について展開し、系の対称性と矛盾のない項のみをある次数まで残す、ランダウ展開で与えられる。全体の自由エネルギーは、バルクの寄与と平行平板表面の寄与として、 $F = \int dx dy dz [\varphi_{\text{local}} + \varphi_{\text{grad}}] + \varphi_s|_{z=0} + \varphi_s|_{z=l}$ と書ける。ただし

$$\begin{aligned} \varphi_{\text{local}} \{ \chi_{\alpha\beta} \} &= \tau \text{Tr} \chi^2 - \sqrt{6} \text{Tr} \chi^3 + (\text{Tr} \chi^2)^2 \\ \varphi_{\text{grad}} \{ \chi_{\alpha\beta}, \nabla \} &= \kappa^2 [(\nabla \times \chi)_{\alpha\beta} + \chi_{\alpha\beta}]^2 + \eta [(\nabla \cdot \chi)_\alpha]^2 \\ \varphi_s &= \frac{1}{2} w \text{Tr} (\chi - \chi_s)^2 \end{aligned} \quad (1)$$

であり、ここでは適切な規格化によって展開係数をいくつかの無次元量に押し込めている。^{5,9)} l, τ, κ, η, w はそれぞれ、(規格化された)セルの厚さ、温度、キラリティの強さに相当する変数、配向弾性の異方性に関連する定数、およびアンカリングの強さである。 φ_{local} は局所的な自由エネルギー密度であり、温度による相転移に関連する(Trはテンソ

ルのトレースを表す)。磁性体や臨界流体のランダウ理論と異なり、 χ の3次の項の存在が許される。これは $\chi_{\alpha\beta}$ と $-\chi_{\alpha\beta}$ が、自由エネルギーの異なる、区別できる状態であり、 $\chi_{\alpha\beta} \leftrightarrow -\chi_{\alpha\beta}$ に対する対称性を有していないからである。 φ_{grad} は配向秩序の空間変化による弾性エネルギー(繰り返し現れる添字については、 x, y, z で和を取る)である。項 $\chi_{\alpha\beta}(\nabla \times \chi)_{\alpha\beta}$ は反転に対して不変ではなく、キラリティのある系でのみ許される。この項の存在により、自発的なねじれ変形が誘発され、前の符号がねじれの向きを決めている(今の場合は+であるが、-とすれば逆向きのねじれとなる)。 φ_s は平行平板表面におけるアンカリングのエネルギーである。 χ_s は φ_s を最小にする秩序変数の値であり、 χ_s を適切に選ぶことにより、液晶が表面に対して垂直、あるいは平行に配向するケースを議論できる(本稿では、垂直配向のケースのみを紹介する)。Fの極小を与える $\chi_{\alpha\beta}$ のプロファイルを求める計算の詳細は、文献9, 12を参照されたい。

図2は、計算の結果得られた秩序構造であり、セルの中心面における配向構造と、配向の位相欠陥の様子を示している。^{9,11)}ここで変化させているのは、セルの厚さ l と温度 τ のみであり、それらを変化させるだけで様々な秩序構造が生じうる。図2(d)は線欠陥4本からなるジャンクションが存在するという点でバルクのBP IIの構造(図1)に類似しているが、その他はバルクのブルー相の構造とは似て

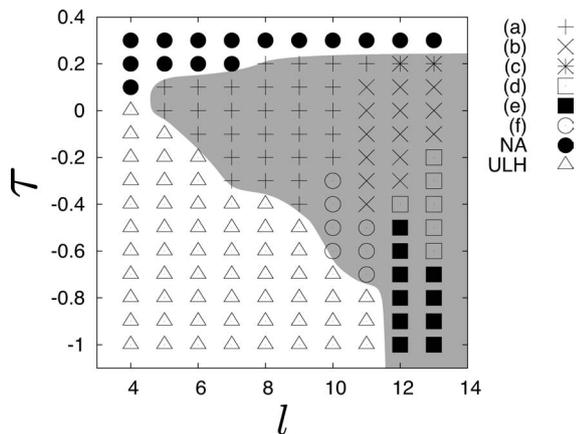


図3 l と τ に関する相図. 図2で得られた構造が安定な領域はグレーで表されている. NA (Normal Alignment) は, セル表面に対して液晶が垂直配向した構造. ULH (Uniform Lying Helix) は, コレステリック相とほぼ同一の, セル表面に平行なある一方向に配向がねじれている構造.

も似つかないものである. 図3はこれらの構造に対する相図である. 比較的厚いセルに対しては図2(b)-(f)にあるような複雑な欠陥構造が安定になるが, 極めて薄いセルにおいては6回対称性を持ち, セルの深さ方向にはほぼ一様である図2(a)の構造がより安定となる. セルの深さ方向の構造の変化はセルが薄ければ薄いほど難しくなるので, セルが厚くなるほど複雑な秩序構造が生じるというのは自然なことと考えられる. 表面アンカリングの存在は, バルクのブルー相の真っ直ぐな線欠陥がそのままの形でセル表面に達することを妨げることから, これらの秩序構造は, バルクでブルー相の構造を取りたいという傾向と, それを許さない表面アンカリングとの間のフラストレーションの結果として生じると理解できる.

3. スカーミオン格子

図2(a)の構造に改めて着目すると, 渦状の配向構造が, 欠陥を間に介在させてヘキサゴナル格子を形成していることがわかる. ベクトル的な秩序が取るこのような渦状の励起構造は, スカーミオン (Skyrmion)¹³⁾ と呼ばれている. XY スピン系や液体ヘリウムなど (秩序変数空間が S^1) における渦 (vortex) は中心が特異点になっているが, スカーミオンの中心は特異点ではないことが大きな特徴である.

スカーミオンはもともと, バリオンはメソンの場 (秩序変数空間 S^3) 中のトポロジカルな励起として理解することもできるというアイデアのもとに導入された概念であるが,¹⁴⁾ 近年では他の様々な物理学の分野, 特に凝縮系物理においてその役割が注目されている. 例としては, 量子ホール効果を示す2次元電子気体,¹⁵⁾ 内部自由度を持つボーズ・アインシュタイン凝縮体,¹⁶⁾ およびキラリティを有する強磁性体などが挙げられる. 特に, キラルな強磁性体の薄膜において, スカーミオンがヘキサゴナルな格子を組むことは, 散乱実験¹⁷⁾ と実空間観測¹⁸⁾ によって最近確かめられた.

ここでは, 本研究によって液晶セル中に見いだされたスカーミオン構造と, 強磁性秩序 m において見いだされるスカーミオン構造との相違について簡単に紹介する. いずれもヘキサゴナルな格子を組んでいるという点では類似性が見いだされるが, 強磁性体と液晶の大きな違いは, 前者の秩序変数空間が S^2 であるのに対し, 液晶は配向ベクトル n が頭尾を区別しない, つまり n と $-n$ が等価である¹⁾ ゆえ, 秩序変数空間が S^2/Z_2 であることである. キラル液晶セルで見いだされたスカーミオンは, その中心から周に至るまでに配向 n が $\pi/2$ 回転しており, half-Skyrmion, あるいはメロン (meron) と呼ばれるものである.*1 図4(a)を見ると, チャージ-1/2の点欠陥を間にはさんで, half-Skyrmion がヘキサゴナルな格子を組んでいることがわかる. 半整数チャージの点欠陥が許されるのは, 液晶の秩序変数空間が S^2/Z_2 であることの直接の帰結であり, S^2 であれば整数のチャージしか許されない. もし秩序変数空間が S^2 である強磁性体が, 液晶と同様な half-Skyrmion からなるヘキサゴナルな格子を組もうとすると, 図4(b)にあるようにドメインウォールの存在が必須となる (半整数チャージの欠陥が許されないことの結果である).^{*2} 強磁性秩序による half-Skyrmion が格子を組むとすれば, 図4(c)にあるように正方格子を組む必要がある¹⁹⁾ (チャージ-1の点欠陥が, スカーミオンの間に存在する). あるいは, 中心と周の間で m が π 回転する full-Skyrmion が一様な m の中で格子を組めば, 特異点を導入する必要は一切ない (図4(d)). full-Skyrmion がヘキサゴナルな格子を組むのは系の自由エネルギーを最小化した結果であり, トポロジーとは関係のないことである. 強磁性体薄膜の実験^{17, 18)} で観測されているのは後者であり, 筆者の知る限り half-Skyrmion による正方格子が観測された例はない. このように, 強磁性体と液晶の秩序変数空間のわずかな違いが生み出すスカーミオン格子構造の違いは, 興味深いものがある.

ここで「液晶系では full-Skyrmion は存在しないのか」という疑問が生じるが, 簡単な計算⁵⁾ により, full-Skyrmion の中心から配向ベクトル n が $\pi/3$ 程度回転したあたりの自由エネルギー密度が最も高いことが確かめられる. よって, チャージ-1/2の欠陥を導入しても half-Skyrmion で格子を組んで, そのような自由エネルギー密度の高いところを排除した方が, 系の自由エネルギーを低くできることになる.*3 また, 欠陥のエネルギーが高すぎる場合 (温度

*1 ちなみに「はじめに」で述べた2重ねじれ円筒もスカーミオンの一種と考えることができるが, バルクのブルー相中の2重ねじれ円筒は, 円筒の軸から $\pi/4$ 回転したところで, 隣の2重ねじれ円筒 (元の2重ねじれ円筒に対して垂直に配置している) と接している.

*2 図4(b)から, 2つの half-Skyrmion が連続的に接するためには, それぞれの中心の m は反対向きになる必要があることがわかる. すなわち, 2つの half-Skyrmion は反強磁性的な相互作用をしており, ヘキサゴナル格子上に配置すると必ずフラストレーションが生じるという理解の仕方でもできる.

*3 繰り返すことになるが, 磁性体では半整数チャージの欠陥は許されないもので, このような形で自由エネルギーの高い部分を解消することはできない.

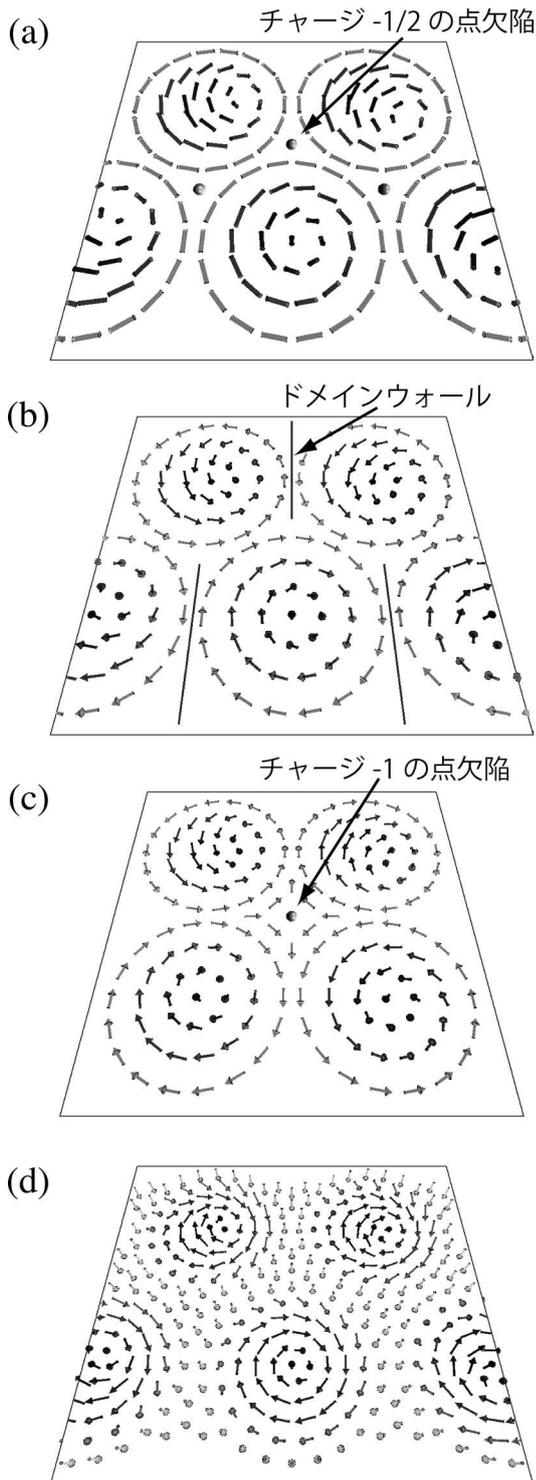


図4 (a) 配向ベクトル \mathbf{n} からなる、点欠陥を含むヘキサゴナルな half-Skyrmion の格子. (b) 強磁性秩序 \mathbf{m} からなるヘキサゴナルな half-Skyrmion の格子は、ドメインウォールを伴う. (c) 強磁性秩序 \mathbf{m} からなる、half-Skyrmion の正方格子 (点欠陥を含む). (d) 一様な下向き \mathbf{m} をバックグラウンドとして、full-Skyrmion がなすヘキサゴナルな格子. この図においては、図に描かれている面に対して垂直で上向き (ただし (b), (c) では下向き) の \mathbf{n}, \mathbf{m} をより黒く描いている. (フルカラー口絵参照)

が低い場合など) には、full-Skyrmion による格子を組むよりも、1方向にのみねじれているコレステリック相に相当する構造の方が自由エネルギーが低くなる. ただし、強い電場を加えた場合や、垂直アンカリングの影響が極めて顕著な場合には、キラリティによるねじれ配向が凌駕され、

一様な配向が実現されることがある (コレステリック相を示すバルクの液晶を一様な配向にするために必要な電場の強さは、比較的簡単に見積もることができる¹⁾). そのような一様な配向した液晶において、孤立した full-Skyrmion が準安定な励起構造として生じることが考えられる. 実際そのような系において、2重ねじれ円筒が形成するトーラスが、一様な配向したキラリ液晶中の準安定な励起構造として実験的に観測されており、トーラスをある平面で切った断面は、full-Skyrmion の配向構造を有している.²⁰⁾ 薄い液晶セル中で2次元的な full-Skyrmion が (準) 安定な構造として存在しうるか、存在しうるとしたらどのような条件の下であるかは、今後の研究課題である.

4. 終わりに

本稿では、薄いキラリ液晶セルがどのような配向、欠陥構造を示すかを数値計算によって調べた結果を紹介した. バルクの液晶とは全く異なる欠陥構造が、液晶を単に平行平板間に閉じ込めるだけで生じること、それらは温度とセルの厚さを変化させるだけで様々に変化しうることを示した. その中でも、他の凝縮系との関連で興味深いのは、half-Skyrmion がなすヘキサゴナルな格子構造である. 「はじめに」でも述べたように、液晶と他の凝縮系とのアナロジーはこれまで様々に議論されてきたが、その新しい例の1つとして捉えることもできよう.

我々が見いだした欠陥構造は、いまのところ実験的にその存在が確かめられてはいないが、例えばスカーミオン格子が有する6回対称性は散乱実験で容易に確かめられるだろう. また、バルクのブルー相の同定には Kossel パターンが有力な手段の1つになったが、²¹⁾ 薄いセルにおいても、温度変化による構造の対称性の変化をとらえるのに用いることができるかもしれない. さらに、共焦点顕微法の進歩により、液晶の3次元配向構造を実空間でとらえることが可能になってきている. 実際、バルクのブルー相の構造、²²⁾ あるいは前節で取り上げた2重ねじれ円筒からなるトーラスの配向構造²⁰⁾ を実空間観察した結果が報告されており、薄いセルにおいてもこの手法を用いることが可能であろう.

液晶は我々が既に知っている、あるいは想像できるよりもはるかに豊かな秩序構造を自己組織的に形成しうるといのが本研究の大きなメッセージの1つであり、物理学の研究対象としての液晶に興味を持っていただければ、筆者にとってこの上ない喜びである.

本研究の共同研究者であり、著者をリュブリャナ大学 (スロベニア) に招聘して本研究の機会を与えていただいた Slobodan Žumer 教授、初稿に対して貴重なコメントをいただいた田中秋広氏に深く感謝いたします. 本研究は、Slovenian Research Agency, COE "NAMASTE" (スロベニア) および科研費特定領域「ソフトマター物理」、若手研究 (B) の援助を受けて行われました.

参考文献

- 1) P. G. de Gennes and J. Prost: *The Physics of Liquid Crystals* (Oxford Univ. Press, Oxford, 1993) 2nd ed.
- 2) I. Chuang, *et al.*: *Science* **251** (1991) 1336; M. J. Bowick, *et al.*: *ibid.* **263** (1994) 943.
- 3) S. A. Kivelson, *et al.*: *Rev. Mod. Phys.* **75** (2003) 1201.
- 4) 桃井 勉: *日本物理学会誌* **65** (2010) 345.
- 5) 代表的なレビューとして, D. C. Wright and N. D. Mermin: *Rev. Mod. Phys.* **61** (1989) 385.
- 6) H. Kikuchi, *et al.*: *Nature Mater.* **1** (2002) 64.
- 7) 2008年にSamsungが, ブルー相を用いた液晶ディスプレイの試作品を発表している (<http://news.mynavi.jp/news/2008/05/15/016/index.html>).
- 8) B. Binz, A. Vishwanath and V. Aji: *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 207202; I. Fischer, N. Shah and A. Rosch: *Phys. Rev. B* **77** (2008) 024415.
- 9) J. Fukuda and S. Žumer: *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 017801; *Liq. Cryst.* **37** (2010) 875.
- 10) J. Fukuda and S. Žumer: *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 097801.
- 11) J. Fukuda and S. Žumer: *Nature Commun.* **2** (2011) 246.
- 12) J. Fukuda, M. Yoneya and H. Yokoyama: *Phys. Rev. E* **80** (2009) 031706.
- 13) G. E. Brown and M. Rho, ed.: *The Multifaceted Skyrmion* (World Scientific, Singapore, 2010).
- 14) T. Skyrme: *Nucl. Phys.* **31** (1962) 556.
- 15) S. M. Girvin: *Phys. Today* **53** (2000) 39.
- 16) L. S. Leslie, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 250401.
- 17) S. Mühlbauer, *et al.*: *Science* **323** (2009) 915.
- 18) X. Z. Yu, *et al.*: *Nature* **465** (2010) 901; *Nature Mater.* **10** (2011) 106.
- 19) U. K. Röbler, A. N. Bogdanov and C. Pfeleiderer: *Nature* **442** (2006) 797.
- 20) I. I. Smalyukh, *et al.*: *Nature Mater.* **9** (2010) 139.
- 21) P. E. Cladis, T. Garel and P. Pieranski: *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 2841.
- 22) K. Higashitani, K. Yasui and H. Kikuchi: *J. Am. Chem. Soc.* **130** (2008) 6326.

(2012年3月29日原稿受付)

Ordered Structures of a Chiral Liquid Crystal in a Thin Cell—Skyrmion Lattices of a Liquid Crystal

Jun-ichi Fukuda

abstract: A highly chiral liquid crystal exhibits an intricate ordered phase known as a cholesteric blue phase, as a result of frustrations induced by strong twist deformations. We show that when confined in a thin cell, such a liquid crystal can exhibit various exotic ordered structures highly different from those of bulk cholesteric blue phases. These structures include a lattice of Skyrmion excitations that have been attracting great interest in condensed matter physics.

最近の研究から

位相空間における磁化プラズマの2次元乱流解析

龍野 智哉 (電気通信大学情報・通信工学研究科 182-8585 調布市調布ヶ丘1-5-1)

宇宙空間や実験室における完全電離プラズマは希薄であり、粒子の平均自由行程が空間構造のスケール長よりも長い。通常の流体と違って局所的な熱平衡を仮定することができない。したがって各点で粒子の速度分布関数を解くために Boltzmann 方程式のような理論的枠組みが必要となる。こうした系では乱流は位相空間で進行するため、速度空間構造の生成メカニズムを理解することが重要になる。本稿では、磁化プラズマの静電的2次元揺動について、位相空間乱流に関する最近の研究成果を概観する。

1. はじめに

通常流体の運動は Navier-Stokes (NS) 方程式によって (x, y, z) の3次元空間、あるいはある方向(ここでは z 方向とする)について空間変化がないと仮定できる場合には (x, y) の2次元平面において記述される。Kolmogorov や Obukhov は乱流の普遍的な性質を探るために、3次元の1様で等方な状態について現象論的な理論を構築した。粘性項が高階微分を含むため、揺動のエネルギースペクトルは「慣性領域」と呼ばれる非線形相互作用が支配的で散逸の無視できる中程度のスケールと、逆に散逸が支配的である「散逸領域」と呼ばれる小スケールの領域に分離されると考えられている(大スケールは駆動を含む領域であって普遍性は望めない)。慣性領域では同程度の大きさの渦が非線形相互作用によってより小さい渦に崩れるという過程を経て、無散逸(非粘性)保存量であるエネルギーが小スケ

ールへと運ばれ、散逸領域で粘性によって散逸される。これをエネルギーのカスケードと呼ぶ。2次元の場合には複数の無散逸保存量が存在し、エンストロフィー(渦度の2次形式)が小スケールへ、エネルギーは逆に大スケールへとカスケードすることが Fjørtoft や Kraichnan によって指摘されている。これを双カスケードと呼ぶ。

本稿では磁化プラズマ中の乱流について述べるが、「運動論」と呼ばれる位置と速度で張られる位相空間上のダイナミクスを取り扱う。流体近似が成り立つには揺らぎの空間スケールが粒子の平均自由行程よりも大きい必要があるが、宇宙や実験室における完全電離プラズマは希薄であり、衝突が不十分であるため、平均自由行程よりも小さいスケールにまで乱流スペクトルが満ちていることがわかってきた。¹⁾ こういった小スケールの乱流によって、核融合プラズマでは輸送や閉じ込めが影響を受ける可能性があり、ま

た太陽風プラズマでは粒子加熱が引き起こされると考えられる。

運動論は Boltzmann 方程式で支配される古典多粒子系のダイナミクスを記述するが、位相空間において乱流がどのように理解されるかはたいへん興味深い問題である。通常流体の散逸は3次元(位置)空間内の拡散作用素で表されるので、位置空間 $[(x, y, z)$ の空間]に小さい構造を生成すれば効果的な散逸が起こる。ところが Boltzmann 方程式で散逸を担うものは粒子同士の衝突であり、その衝突は「速度空間」 $[(v_x, v_y, v_z)$ の空間]の拡散作用素で記述される。とすれば、散逸が起こるためには速度空間に小さい構造を生成せねばならないが、そのダイナミクスについてはあまり調べられてこなかった。以下では速度空間構造の生成メカニズムと、位相空間における非線形相互作用の様子について、最近得られた結果を概観する。

2. 磁化プラズマにおける速度空間構造の生成

磁場 \mathbf{B} によって磁化されたプラズマ中の荷電粒子は、Lorentz 力によって磁力線のまわりを旋回運動(ジャイロ運動と呼ぶ)する。これに弱い電場 \mathbf{E} が加わると、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトと呼ばれる、旋回運動よりも長い時間スケールの横滑り運動を行う(ドリフトの方向は $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ と書かれるように電場と磁場の外積で定まる)。ドリフト運動のように旋回周期よりも長い時間スケールでの物理現象を追跡する場合、磁力線まわりの旋回運動は平均化することができ、このようにして Boltzmann 方程式を簡約化した運動論モデルをジャイロ運動論と呼ぶ。²⁾ ジャイロ運動論は角速度成分について平均化しているので、位置空間3次元と速度空間2次元の5次元位相空間で記述される。

宇宙空間や核融合実験装置におけるプラズマは希薄であるため、粒子間衝突が極めて少なく、乱流カスケードする揺動は粒子の平均自由行程や熱粒子の旋回半径よりも小さいスケールにまで行きわたる。ジャイロ運動論ではダイナミクスの特徴的周波数 ω と粒子の旋回周波数 $\Omega := qB/m$ の比を $\omega/\Omega \sim O(\epsilon)$ とし、熱粒子の旋回半径 $\rho := v_{th}/\Omega$ と揺動の空間スケール l の比を $\rho/l \sim O(1)$ とするオーダーリングを行う。ただしここで q, m, v_{th} はそれぞれ粒子の電荷、質量、熱速度、また $B = |\mathbf{B}|$ である。粒子の速度分布関数 $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ を、 F_0 を平衡状態の Maxwell 分布として

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = F_0(v) + \delta f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \quad (1)$$

と分け ($|\delta f|/F_0 \sim O(\epsilon)$ 、また $v := |\mathbf{v}|$)、旋回軌道を近似的に円とみなしてジャイロ平均 $g(\mathbf{R}, v_{\perp}, v_{\parallel}, t) := \langle \delta f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \rangle_{\mathbf{R}}$ を行う。ここで $\langle \cdot \rangle_{\mathbf{R}}$ は旋回中心 \mathbf{R}

$$\mathbf{R} := \mathbf{r} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{b}}{\Omega} \quad (2)$$

を固定した旋回角に関する平均化を表し、 $\mathbf{b} := \mathbf{B}/B$ である。 \parallel と \perp は磁力線に平行、垂直な方向を示す添字であって、 $v_{\parallel} := \mathbf{v} \cdot \mathbf{b}$ 、 $v_{\perp} := |\mathbf{v}_{\perp}|$ である。 g は中心の位置 \mathbf{R} 、磁力線方向

に速度 v_{\parallel} で動く、半径 v_{\perp}/Ω をもったリングの時刻 t における分布関数を表す。(2)式は粒子の位置 \mathbf{r} と旋回中心の位置 \mathbf{R} の変換式とみなすことができ、粒子位置の関数の積分が欲しいときには \mathbf{r} を固定したもう一つのジャイロ平均を行う [(4)式参照]。

静電近似を仮定し、磁力線方向(以後 z 軸に取る)の変化が無視できるとすると、 (x, y) 平面においてイオンに関する2次元のジャイロ運動論方程式は

$$\frac{\partial g}{\partial t} + \frac{1}{B} \{ \langle \phi \rangle_{\mathbf{R}}, g \} = \langle C(h) \rangle_{\mathbf{R}} \quad (3)$$

と書ける。ここで $\phi(\mathbf{r}, t)$ は静電ポテンシャル、 $\{ \cdot, \cdot \}$ は (x, y) 面内の Poisson 括弧、 $h(\mathbf{R}, v_{\perp}, v_{\parallel}, t) := g + qF_0 \langle \phi \rangle_{\mathbf{R}}/T_0$ 、 T_0 はエネルギーの単位で測った平衡状態の温度であり、 C は線形化された衝突作用素である。電子とイオンの密度揺動をそれぞれ $\delta n_e, \delta n_i$ とすると、静電ポテンシャルは準中性条件 $\delta n_i = \delta n_e$ から求められ、簡単のため $\delta n_e = 0$ と仮定すれば^{*1}

$$\frac{q^2 n_0}{T_0} \phi = q \int \langle h \rangle_{\mathbf{r}} d\mathbf{v} = q \sum_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \int J_0 \left(\frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\Omega} \right) \hat{h} d\mathbf{v} \quad (4)$$

が得られる。ここで n_0 は平衡状態の密度、 J_0 は0次の Bessel 関数、 \hat{h} は Fourier 成分を表す。ここからわかるように、Fourier 空間では、ジャイロ平均は Bessel 関数の掛け算として表すことができる。大スケールの極限 ($k_{\perp} \rho \rightarrow 0$) で、これらの方程式は2次元の NS 方程式に漸近することが示せる。³⁾ したがって、以下で述べる乱流理論は、2次元の NS 乱流を位相空間に拡張したものと捉えることもできる。

ジャイロ運動論は $l/\rho \sim O(1)$ としたため粒子の旋回半径と同程度、またはそれよりも小さいスケールの揺動を許容する。このとき、旋回中心は円軌道に沿って小スケールの揺動を平均化したポテンシャルに基づいてドリフト運動を行う [(3)式 $\langle \phi \rangle_{\mathbf{R}}$ 項] ため、半径の大きさによって異なったドリフト運動を示す。^{*2} 粒子の旋回半径は磁力線に垂直な速度に比例するため、これは粒子の垂直速度 v_{\perp} によってドリフト運動が異なることを示す(図1参照)。ポテンシャル揺動の小スケール構造によって分布関数の速度空間における相関が崩れる、この現象を「非線形位相混合」と呼ぶ。⁵⁾

2次元の静電的ジャイロ運動論方程式(3)-(4)は、衝突がない場合、適当な境界条件の下で次の2つの独立なエネルギーを保存する：

$$W := \frac{T_0}{2V} \int \frac{g^2}{F_0} d\mathbf{R} d\mathbf{v}, \quad (5)$$

$$E := \frac{q^2 n_0}{2T_0 V} \int \phi^2 - \phi \langle \langle \phi \rangle_{\mathbf{R}} \rangle_{\mathbf{r}} d\mathbf{r}. \quad (6)$$

^{*1} 3次元の場合には Boltzmann 応答 $\delta n_e \approx en_0 \phi/T_0$ などが仮定されるが、以下の議論は大筋においてどちらの応答でもかわらない。⁴⁾

^{*2} ポテンシャル $\phi(\mathbf{r}, t)$ は位置 \mathbf{r} のみの関数であるが、ジャイロ平均した $\langle \phi \rangle_{\mathbf{R}}(\mathbf{R}, v_{\perp}, t)$ は速度に依存することに注意する必要がある。

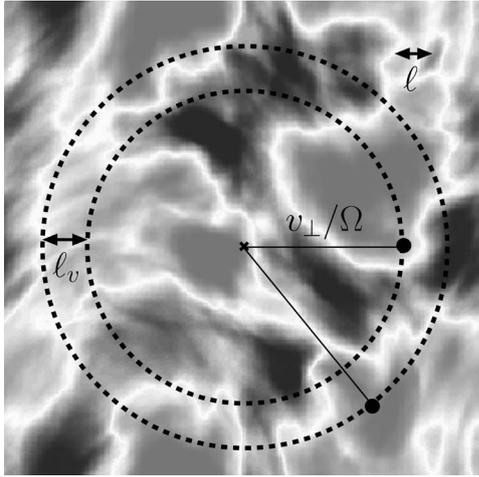


図1 非線形位相混合のイメージ。紙面に垂直な磁場があると、荷電粒子は Lorentz 力によって紙面上で旋回運動をする。ジャイロ運動論では粒子 (●印) の旋回中心 (×印) は粒子の円軌道 (点線) を平均化した静電ポテンシャル (モノクロプロット) を感じてドリフト運動する。ポテンシャルの揺動が熱粒子の旋回半径 v_{th}/Ω と同程度かそれよりも小さいスケール l に生成されると、平均化されたポテンシャルは旋回半径が $l_v := \delta v/\Omega$ 程度異なる旋回中心に相関のない応答を引き起こし、 $l_v \sim l$ なる構造を速度空間に生成する。図は文献4より許諾を得て転載。Copyright (2009) by the American Physical Society (<http://link.aps.org/abstract/PRL/v103/e015003>)。 (フルカラー口絵参照。)

ただしここで V は領域の体積を表す。(5)式より W が正定値であることは明らかであるが、 E も Fourier 成分で書くと明らかなように正定値であることが示せる。 W はエントロピー $-\int f \log f \, dr \, dv$ の摂動部の逆符号に比例する。

3. エントロピーのカスケード

さて、Kolmogorov が NS 乱流についてやったことと同じように、位相空間における2次元乱流についてもスケリング則を導出できる。詳細は文献4に譲ることにして、ここでは概略だけを述べる。

まず、一つ目の保存量 (5) 式の形から、慣性領域でエントロピー束がスケールによらず一定であるとする。ここで非線形位相混合の性質 (図1参照) から速度空間の相関長が

$$l_v \sim l \quad (7)$$

を満たすと仮定し、(4) 式の分布関数 h がスケール l_v に対応するランダムな速度依存性をもつとする。このとき (4) 式は積分することができるので、 $k_{\perp} \sim l^{-1}$ とすれば、慣性領域における乱流スペクトルは

$$\hat{W}(k_{\perp}) \propto k_{\perp}^{-4/3}, \quad \hat{E}(k_{\perp}) \propto k_{\perp}^{-10/3} \quad (8)$$

と定まる。

散逸領域では衝突による減衰が支配的であり、慣性領域との境界 [(8) 式の冪乗則のカットオフ] では非線形相関時間が衝突による減衰時間とバランスすると考えられる。したがって、衝突が速度空間における拡散型作用素で記述されることを用い、境界領域における衝突の特徴的時間が非線形相関時間とバランスすると考えると、(7) 式より速度

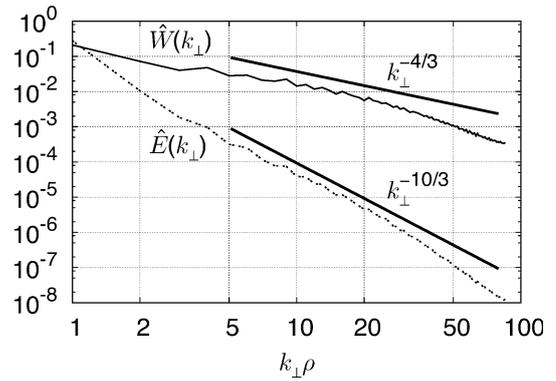


図2 時間平均された乱流の波数スペクトル。図は文献4より許諾を得て転載。Copyright (2009) by the American Physical Society (<http://link.aps.org/abstract/PRL/v103/e015003>)。

空間の相関長は位置空間の相関長と密接に関連しているので、位置、速度空間のカットオフが定まる。ここで、NS 乱流の Reynolds 数にならって、位相空間乱流における非線形項と散逸項の比を特徴づける無次元数として Dorland 数

$$Do := \frac{1}{v\tau_{\rho}} \quad (9)$$

を導入する。ここで v は衝突周波数、 τ_{ρ} は熱速度をもつ粒子の旋回半径 ρ における非線形相関時間であり、揺動 φ の振幅に反比例する。すなわち、 Do は Reynolds 数と同様、非線形性の強い乱流では大きい値、散逸性のときには小さい値を取り、速度空間を含めた小スケールの構造がどの程度生成されるかを表す。このとき位置 (および速度) 空間のカットオフスケール l_c (および δv_c) は

$$\frac{\delta v_c}{v_{th}} \sim \frac{l_c}{\rho} \sim Do^{-3/5} \quad (10)$$

と求められる。すなわち、Dorland 数が大きいほど慣性領域は広がる。

次に、直接数値計算の結果を示そう。周期境界条件の下で (3)-(4) 式の初期値問題を AstroGK⁽⁶⁾ を用いて解いた。大スケールの初期条件から運動論的 Kelvin-Helmholtz 不安定性を起こせば、非線形状態で乱流カスケードを観測することができる。不安定性が飽和した後の適当な時間において発達したスペクトルを平均化することで、乱流の波数スペクトルが図2のように得られた。⁽⁴⁾ このシミュレーションの Dorland 数は $Do = 400$ であり、カットオフ波数 $k_{\perp c \rho} := Do^{3/5} = 70$ に至るまで、スケリング理論で得られたスペクトル (8) 式と整合する。

次に、速度空間におけるスケールを特徴づけるため、位置空間での Fourier 変換に対応して速度空間に Hankel 変換

$$\tilde{g}(p) := \int J_0(pv_{\perp}) g(v_{\perp}) \, dv \quad (11)$$

を導入する。波数空間には k_{\perp} 、速度空間には p を取り、2次元のスペクトル密度 $\hat{W}(k_{\perp}, p) := \sum_{|k_{\perp}|=k_{\perp}} p |\hat{g}(k_{\perp}, p)|^2$ を示したのが図3である。初期条件 (a) では r 空間でも v 空間でも大スケールの構造しか存在しないが、乱流状態 (b)

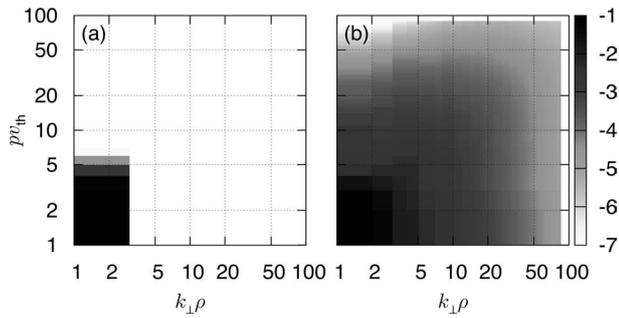


図3 (a) 初期条件, (b) 発達した乱流において時間平均された, (k_{\perp}, p) 空間中の2次元スペクトル $\log_{10}[\hat{W}(k_{\perp}, p)/W]$. 図は文献7より許諾を得て転載. Copyright (2010) by the Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research. (フルカラー口絵参照.)

ではスペクトル密度は $k_{\perp}\rho \sim pv_{th} [(k_{\perp}, p)$ 平面の対角線と呼ぶことにする] に沿って発展し, 速度空間にも小スケールの構造が生成されていることがわかる [(7)式参照].

4. 双カスケード

さて, これまではエントロピー W の順カスケードについて述べてきたが, 2次元のジャイロ運動論方程式 (3)-(4) は, (5)式と (6)式に示されるように少なくとも2つの保存量をもつ. 非線形相互作用が矛盾なく進行するためには, 第2保存量である E も保存しなくてはならない. カスケードが (k_{\perp}, p) 平面の対角線上で起こるとすれば, これはスケール空間でいうと1次元における相互作用と同等であるので, 2次元のNS乱流における Fjortoft の解析が役に立つ.*3

通常の2次元NS乱流では, 一つの物理量 (エントロピー) が順カスケードするのに伴い, もう一つの物理量 (エネルギー) が逆カスケードすることで双方の保存性を保つことができる. 位相空間におけるカスケードも, もし (k_{\perp}, p) 平面の対角線上でのみ進行すると仮定すれば, 同様の双カスケードが起こって然るべきであると考えられる. 実際, 初期条件を小スケールのもの (位置空間と速度空間ともに) に変更し, 自由減衰乱流の数値シミュレーションを行うと, 時間漸近的には対角線上の双カスケードが観測される.*8) すなわち, W は小スケールにカスケードするのに対し, E は大スケールへと逆カスケードを示す.

荷電粒子の平均速度はジャイロ平均された $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト速度であって, 大スケールの極限 ($\ell \gg \rho$) でジャイロ平均が無視できることを考えると, 静電ポテンシャル ϕ から平均流速が定まることがわかる. 実際大スケールの極限で静電ポテンシャルは2次元非圧縮流の流れ関数に一致し,

*3 次元についての記述が重なるので誤解がないよう補足しておく. 位置の空間 \mathbf{r} が2次元であっても, 等方的な乱流ではどの方向もおおよそ均等であって, スケールを表す1つのスカラー量 ℓ を向きによらず定義できる. これをスケール空間が1次元であると述べている. 運動論的な乱流でも, 位置 \mathbf{r} について1次元のスケールで表されると考えてよいが, 速度空間 \mathbf{v} は, 乱流が等方的であっても \mathbf{r} とは独立に別のスケール長をもつ.

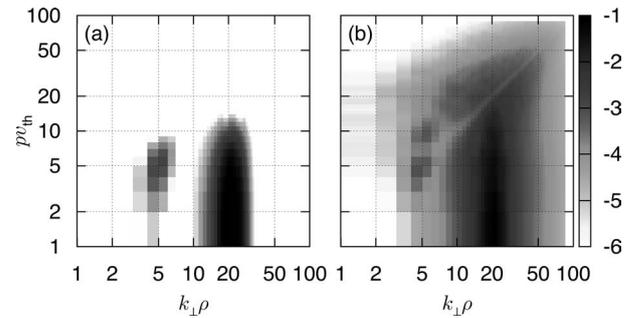


図4 (k_{\perp}, p) 空間における2次元スペクトル $\log_{10}[\hat{W}(k_{\perp}, p)/W]$ の過渡的な時間発展. 図は文献8より許諾を得て転載. Copyright (2011) by the American Physical Society (<http://link.aps.org/abstract/PRL/v106/e165003>). (フルカラー口絵参照.)

(6)式で表される E はNS乱流で逆カスケードを示すエネルギーに漸近する. したがって小スケールから逆カスケードする E は, そのままNS領域のエネルギーとして逆カスケードを続けると考えられる. では, NS乱流で順カスケードを示すエントロピーは W に対応するのであろうか? 面白いことに, g は渦度成分と, 密度に寄与しない分布関数の揺動成分に分離することができ, 大スケールの極限ではそれぞれが別個に保存することが示せる.*3) したがって, 大スケールからカスケードしてきたエントロピーは, $k_{\perp}\rho \sim 1$ の領域で分布関数に密度揺動寄与のない成分を励起し, それが小スケールで W として順カスケードすると考えることができるのである. したがって, 少なくとも2次元に関する限り, 異なったスケール間のカスケードは極めて整合した形で説明できる.

ところが駆動がある場合には対角線上のカスケードのみが発現するとは限らない. そのことを確かめるために, (k_{\perp}, p) 空間の非対角成分に有意な揺動をもつ初期条件から, 減衰乱流シミュレーションを行った場合の過渡的振舞いについて図4に示す.*8) 図4(a)の初期条件では, $k_{\perp}\rho = pv_{th} = 5$ なる対角成分に加え, $k_{\perp}\rho = 20, pv_{th} < 20$ なる非対角成分に大振幅の揺動をおいた. $k_{\perp}\rho \gg 1$ で g と h が同一視できることを考えると, (4)式よりわかるように非対角成分は E に寄与しない. 支配的な非対角成分は (k_{\perp}, p) 空間で拡散するように発展するが, その際に対角成分を埋め尽くし, $k_{\perp}\rho = 5$ の対角成分がもつ E を消費することになる. つまり, 非対角成分の拡散に伴って, 自然な場合には大スケールへ逆カスケードするはずの E が小スケールへと運搬されるわけである. また図4(b)には, 初期の対角成分では非対角成分の拡散を補うには足りないため, $10 \lesssim k_{\perp}\rho \lesssim 50$ の対角線に沿ってスペクトル密度の低い領域ができることも観測された.

5. まとめ

本稿では, 磁化された完全電離プラズマにおける静電的な揺動を考え, 磁力線に垂直な2次元平面内での振舞いについて最近の研究成果を概観した. 粒子の平均自由行程が

長いために局所熱平衡が仮定できず、位相空間における運動の解析が必要となる。揺動の時間スケールが荷電粒子の磁力線まわりの旋回周期よりも長い場合には、旋回運動について平均化したジャイロ運動論を用いて解析を簡単化することができる。このとき旋回半径の違いによる非線形位相混合から位置空間と相関した構造が速度空間に生成され、乱流によるカスケードで運ばれた無衝突保存量が小スケールで散逸される(3節)。2次元NS乱流でカスケードする2つの保存量は自然な形で小スケール乱流の保存量へ拡張されることがわかったが、駆動がある場合などはその限りではなく、位置-速度空間の相関が崩れる場合もある(4節)。

ここで紹介した研究のほかに、2次元乱流を絶対平衡という観点から取り扱った問題⁹⁾や、3次元配位における静電的な問題、¹⁰⁾太陽風乱流における電磁的な問題¹¹⁾についても発展研究が行われている。3次元の問題を考えると、磁力線に沿った方向に線形位相混合という速度空間構造の生成メカニズムが新たに加わるため、本稿で述べた非線形効果との競合について調べる必要がある。特に文献10では、3次元にもかかわらず逆カスケードと思われる静電エネルギーの移送が観測されており[Fig. 2(b)], たいへん興味深い。今後、こういった問題についての更なる理解が求められている。

本研究はW. Dorland, G. G. Plunk, A. A. Schekochihin 博士らとの共同研究によっている。ここに謝意を表す。

参考文献

1) E. Mazzucato, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 075001; S. D. Bale, *et al.*:

ibid. **94** (2005) 215002.
 2) 洲鎌英雄: プラズマ・核融合学会誌 **79** (2003) 107; G. G. Howes, *et al.*: Astrophys. J. **651** (2006) 590; A. J. Brizard and T. S. Hahm: Rev. Mod. Phys. **79** (2007) 421; X. Garbet, *et al.*: Nucl. Fusion **50** (2010) 043002.
 3) G. G. Plunk, *et al.*: J. Fluid Mech. **664** (2010) 407.
 4) T. Tatsuno, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 015003.
 5) W. Dorland and G. W. Hammett: Phys. Fluids B **5** (1993) 812.
 6) R. Numata, *et al.*: J. Comput. Phys. **229** (2010) 9347.
 7) T. Tatsuno, *et al.*: J. Plasma Fus. Res. SER **9** (2010) 509.
 8) G. G. Plunk and T. Tatsuno: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 165003.
 9) J.-Z. Zhu and G. W. Hammett: Phys. Plasmas **17** (2010) 122307.
 10) A. B. Navarro, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 055001.
 11) G. G. Howes, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 035004.

非会員著者の紹介

龍野智哉氏: 京大博士(エネルギー科学)。東大助手、米メリーランド大研究員を経て2011年より現職。専門はプラズマ物理(理論・数値計算)。

(2012年4月3日原稿受付)

Phase-Space Analysis of Two-Dimensional Turbulence in Magnetized Plasmas

Tomo Tatsuno

abstract: Fully ionized plasmas seen in space and laboratory are rarefied, and local thermodynamical equilibrium cannot be assumed unlike conventional fluids, since particles' mean free path is longer than the typical spatial scale length. Therefore they require a theoretical framework such as Boltzmann equation for solving velocity distribution function at each position. In such systems turbulence proceeds in phase space, and it is important to understand the creation mechanism of velocity space structures. This manuscript summarizes recent developments of phase-space turbulence of electrostatic, two-dimensional fluctuations in magnetized plasmas.

日本物理学会誌 第67巻 第10号(2012年10月号) 予定目次

口絵: 今月号の記事から

巻頭言

PTEPの出発に際して初代編集委員長からのお祝い …坂井典佑
交流

重イオンビームによる品種改良法の開発から遺伝子機能解明へ
……………阿部知子, 平野智也, 風間裕介

最近の研究から

第一原理計算で探るコヒーレントフォノンの生成機構

……………篠原 康, 乙部智仁, 岩田潤一, 矢花一浩
光格子中のボース・フェルミ混合原子気体が示す多様な量子相
……………山下 眞, 稲葉謙介

有機半導体界面における浅い局在状態密度分布のスペクトル
解析……………長谷川達生, 松井弘之, ミシエンコ アンドレイ

ガラスの硬さを計るレプリカ理論……………吉野 元
紐状分子の非平衡ダイナミクス: 細孔通過現象を中心に

……………坂上貴洋, 齋藤拓也
GRB起源PeV-EeVタウニュートリノ初探査

……………浅岡陽一, 佐々木真人
JPSJの最近の注目論文から 6月の編集委員会より

……………安藤恒也

学界ニュース

2012年フンボルト賞: 谷畑勇夫氏 ……………岸本忠史
大森賢治氏 ……………百瀬孝昌

新著紹介

AAPPS だより

会員の声

レーザー3次元アトムプローブによる半導体材料中のドーパント分布解析

井上 耕治* (京都大学大学院工学研究科 606-8501 京都市左京区吉田本町)

清水 康雄 (東北大学金属材料研究所 311-1313 茨城県東茨城郡大洗町成田町)

高見澤 悠 (東北大学大学院工学研究科 311-1313 茨城県東茨城郡大洗町成田町)

3次元アトムプローブは、針状試料に高電圧を印加することで電界蒸発と呼ばれる試料先端表面原子のイオン化脱離現象を引き起こし、蒸発したイオンを一つ一つ検出することで材料中の3次元元素マッピングが可能な手法である。近年、レーザーで電界蒸発を補助する技術により、従来困難とされてきた半導体や絶縁体材料の分析が可能となった。本稿ではMOSトランジスタ等の半導体材料中の微量ドーパント分布解析への応用例を紹介する。

1. はじめに

3次元アトムプローブ(3DAP)法¹⁻⁵⁾は、試料内部の元素の実空間位置をサブナノメートルの空間分解能で分析可能な手法である。針状に加工した試料に高電圧を印加することで、針試料の先端の原子がイオン化し表面から脱離する現象(電界蒸発)を利用したもので、イオンを位置敏感検出器で捉え、元素の3次元マッピングを構築する。電界蒸発のタイミングをパルス電圧で制御し、検出器に到達するまでのイオンの飛行時間を計測することで元素同定が可能である。従来の3DAP法は電界蒸発をパルス電圧で誘起するため、原理的に観察対象は高導電性材料に限られていた。近年、パルス電圧の代わりにパルスレーザーを試料先端に照射して電界蒸発を補助する手法の発展により、半導体や絶縁体材料の分析も可能になり、これらに関する研究が盛んに実施されるようになった。⁶⁻¹⁵⁾

最近の3DAP法の適用範囲の広がりには、このパルスレーザー補助技術の発展以外に、微細加工技術の進歩の寄与も大きい。従来、針状試料の作製には電解研磨による加工法が一般的であったが、最近では、集束イオンビーム装置による加工法が用いられている。この加工法は、加速したイオンを集束させて試料表面に照射し、表面の原子をはじき飛ばして試料を加工する技術である。走査型電子顕微鏡を具備した集束イオンビーム装置を用いることで、材料中の結晶粒界や半導体デバイス構造中の特定領域を明瞭に確認しながら、それらを先端に含む針状試料加工が容易となった。¹⁶⁾

本稿では、高度情報化社会を支える集積回路技術の基盤である半導体トランジスタ中のドーパント分布の評価例を中心に解説するが、3DAPは応用物理として重要な知見を得られるだけではなく、イオン注入による照射誘起欠陥と溶質原子間の相互作用、原子の拡散など固体中で起こり得る物理現象を解明する上で、強力な分析ツールとして期待できるものである。ここでは、3DAP法の原理を簡単に解説し、分析例としてMOSトランジスタを構成する元素の3次元マッピングを示し、多結晶シリコン中のドーパント

分布観察、シリコン単結晶中の微量ドーパントの濃度揺らぎ分析について解説する。また、最近注目されている異種イオン共注入によるドーパントの拡散抑制実験への応用例を紹介し、3DAP法の有用性を示す。

2. レーザー3次元アトムプローブ

3DAP法の測定原理の模式図を図1(a)に示す。3DAP法では電界蒸発現象を用いて原子を試料表面から脱離させるために高電界をかける必要がある。これを実現するため、3DAP法では針状の試料を用いる。先端半径 r の針状試料に電圧 V を印加すると、針試料表面での電界 F は、 $F=V/kr$ で表される($k(2-5$ 程度)は材料に依存する定数)。先端半径が数10-100 nmの針状試料に高電圧を印加することで、試料表面に数10-100 V/nm程度の電界が生じ、針先端の原子が電界蒸発現象を起こす(電界蒸発のしきい値は材料固有)。3次元位置情報を得るために、イオン化した原子を位置敏感検出器で捉え、針試料に対して垂直方向(X - Y 方向)の情報を取得する。電界蒸発は針先端の最表層でしか起こらないことから、イオンを連続的に収集することで針状試料の深さ方向(Z 方向)の位置を決定し、3次元マップを構築可能である。測定時の試料表面原子の拡散を抑制するため、20-70 K程度に冷却して行うのが一般的であり、 Z 方向に約0.2 nm、 X - Y 方向に約0.5 nm程度の空間分解能を実現可能である。元素の種類はイオンが電界蒸発後

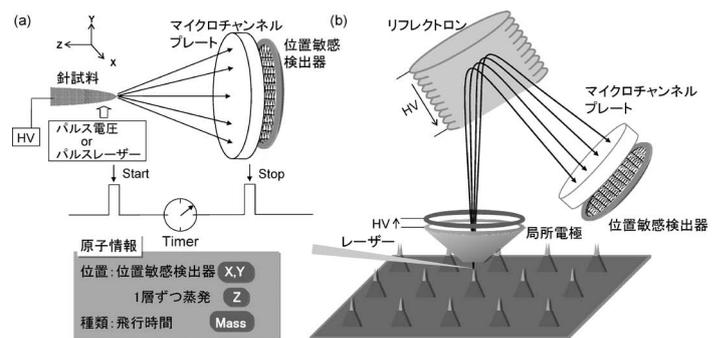


図1 (a) 3DAPの測定原理の模式図。(b) 局所電極及びリフレクトロンを具備した3DAPの模式図。

* 現所属：東北大学金属材料研究所

に加速されて位置敏感検出器に到達するまでの飛行時間による質量分析で特定する。3DAPの特長の一つとして検出効率が元素の種類にほとんど依存しない点が挙げられる。その理由は、加速されたいかなるイオン種でも、マイクロチャンネルプレートに到達したときに2次電子が放出され、その2次電子が十分に増幅されて、位置敏感検出器で検出されるからである。通常の3DAPでは、電界蒸発を定常電圧（電界蒸発が発生するしきい値未満で制御した電圧）にパルス電圧を重ね合わせることで引き起こす。パルス電圧をピコ秒またはフェムト秒のパルスレーザーに置き換えたものがレーザー3DAPである。従来のパルス電圧では、低導電性の半導体や絶縁体材料で針状試料先端が瞬間的には等電位面にならず、電界蒸発の制御が困難であったが、パルスレーザーを用いることでこれらの材料の分析が可能となった。パルスレーザーによる電界蒸発は、針状試料の先端の温度を瞬間的に上昇させ、熱励起によって電界蒸発を補助する仕組みであると言われているが、その他に、レーザー光による電界変調の影響など様々な機構が考えられており、まだ完全に理解されていない。¹⁷⁾

本研究で使用した3DAP装置は、漏斗型の引き出し電極（局所電極^{18, 19)}）を測定試料直上に装備したタイプ（図1(b)参照）である。局所電極を用いることで、試料-電極間の距離を短くできるため、針状試料近傍のみに低い電圧で高電界を印加可能であり、様々なメリットがある。例えば、針状試料表面の原子をイオン化して脱離させるための引き出し電圧と、イオンの加速電圧を分離（引き出し電圧よりも加速電圧を高く設定）可能となり、イオンの運動エネルギーのばらつきが相対的に軽減される。このため、検出器-試料間の距離を短くしても十分な質量分解能を得ることが可能になり、検出器を近づけることで蒸発したイオンを広角（直径200 nm程度の領域）で検出可能となった。また、針状試料の先端にのみ高電界が印加されるため、針状試料の根元での試料破壊頻度が低減された（これまでは高電圧パルス印加での電界による応力は材料の降伏応力を超えるため試料破壊が多発した）。それに加えて、局所電極近傍のみに高電界を印加できるため、例えば図1(b)に示すように、多数の針状試料から1つを選んで測定することが可能となった。

また、リフレクトロンと呼ばれる静電場を用いたイオンを反射させる装置を用いることで、同一の質量電荷比で異なる運動エネルギーをもつイオンをほぼ同じ時間で検出器に到達させることが可能となる。そのため、電界蒸発したイオンの質量分解能が向上する。²⁰⁾ これにより、質量数の近い元素の識別（例えば、シリコンMOSデバイスにとって重要なドーパント種であるリンと母体シリコン）が容易になった。

3. MOSトランジスタ中のドーパント分布解析

現在半導体デバイスにはMOSトランジスタが広く用い

られており、その構造の微細化が近年のデバイスの高集積化・省電力化を牽引してきた。MOSトランジスタは、主にゲート電極、ソース/ドレイン電極、チャンネルで構成され、チャンネルを挟むソース/ドレイン電極間のキャリアの流れ（電子または正孔）のON/OFFをゲート電圧で制御するものである。MOSトランジスタには正孔がキャリアとなるp型と電子がキャリアとなるn型が存在し、これらを相補的に組み合わせたCMOS（Complementary MOS）が主流である。このゲート電極幅は、2000年頃は0.18 μm であったのに対して、現在では45 nm以下にまで達している。しかし、この微細化に伴い、トランジスタが駆動（ON/OFFの切替）する電圧（しきい値電圧）ばらつきが顕著になり問題となっている。個々のトランジスタのしきい値電圧が大きく異なると、高集積化されたデバイスに対して同じ電圧を印加したときに、動作しないトランジスタ（不良ビット）が発生し、全体の動作に不具合が生じてしまう。更なる高集積化により搭載されるトランジスタ数が増大するため、しきい値電圧ばらつきの原因解明が求められている。

このしきい値電圧ばらつきは、トランジスタのウェハー面内の位置に依存するシステムティックな成分と、面内の位置に依存しないランダムな成分に分類される。システムティックな成分とは、製造装置の状態の時間的変動（膜の堆積）、ウェハー面内における温度の違い、露光装置のフォトリソマスク寸法のずれ、トランジスタのレイアウトの不規則性に起因するばらつきの総称である。これらは設計やプロセスの改善（例えば、最適回路設計技術や、リソグラフィにおける光学系の補正）によって現在は小さく抑えられている。しかし、ランダムな成分は取り除くことができず、これがしきい値電圧ばらつきに対して支配的であると共に、微細化に伴い増大傾向が顕著であることが知られている。特に、p型MOSトランジスタに比べてn型MOSト

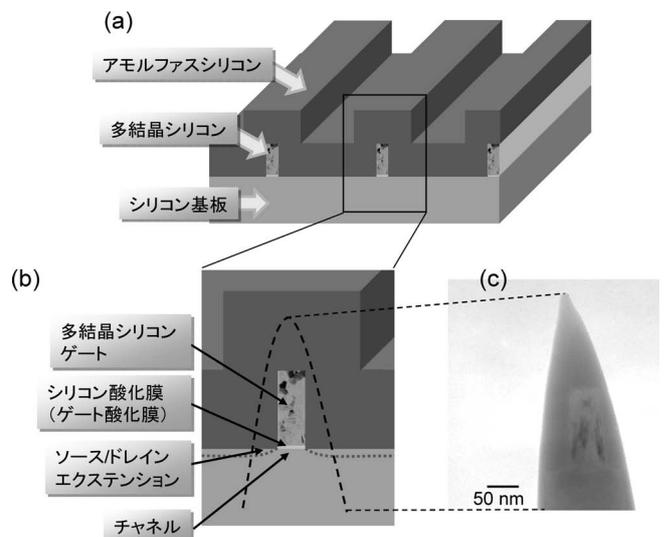


図2 (a) ゲートのパターンとソース/ドレインのエクステンションを有するトランジスタ構造（Line & Space）試料の模式図。(b) ゲートパターン近傍の拡大図。(c) 3DAP針状試料の透過型電子顕微鏡像。

ランジスタでは1.5倍程度大きなしきい値電圧ばらつきを示すことが報告されている。²¹⁾ これまで、ランダムな成分は、離散的なドーパントの濃度揺らぎに依存すると考えられており、しきい値電圧ばらつきの大きいn型では、ドーパント濃度の局所的な揺らぎが予測されているが、実験的には明らかにされていない。^{22,23)} 本章では、この原因解明を念頭においた研究の中から、ゲートパターンとキャリアを供給するソース/ドレイン電極のエクステンション(ゲート電極近傍まで張り出した領域)の形成によるドーパント分布への影響を3DAPで調べた例を示す。Line & Spaceと呼ばれるストライプ状にパターン化した試料(図2(a))に対し、ソース/ドレインのエクステンションを形成したものとしていないものを用意した。ソース/ドレインのエクステンションは、イオン注入と電気的活性化のための熱処理によって形成されている。この試料を集束イオンビーム装置を用いて、図2(b)破線部のようにゲートパターンを狙い、図2(c)に示す透過型電子顕微鏡像のように針加工を行った。

3.1 ドーパントの界面および粒界への偏析

図3(a), (b)にゲートパターンとソース/ドレインのエクステンションを形成したn型及びp型MOSトランジスタ構造試料の3DAP測定結果を示す。点1個が原子1個に対応し、酸素、ホウ素、ヒ素、リンイオンを検出して得られた試料内部の元素分布を示している。ゲート電極、ゲート酸化膜、チャンネル、ソース/ドレインのエクステンションを含むMOSトランジスタ構造全体の構成元素の3次元実空間分布が明瞭に観察されている。図4左上にn型、p型それぞれの3DAP測定結果の垂直方向厚さ20 nmの断面図を示す。領域(i)-(vi)は左上図中各領域の水平方向厚さ10 nmの断面図で、領域(vii)はゲート酸化膜近傍の拡大図である。n型ではリン、p型ではホウ素原子のみを表示しており、領域(vii)では酸素の等濃度面も示した。多結晶シリコンゲート部に注目すると、n型MOSトランジスタではリンの粒界・界面偏析が見られる。一方、p型MOSトランジスタではホウ素の明らかな粒界偏析は見られない。これは、リンに比べて、ホウ素のバルクシリコン中の拡散係数が大きいことから、同条件の熱処理によってホウ素は粒界から粒内に拡散していると考えられる。²⁴⁾ また、n型MOSトランジスタではゲート電極と酸化膜界面にリンが偏析し、ゲート酸化膜内へ侵入していないのに対して、p型MOSトランジスタではホウ素の界面偏析はなくゲート酸化膜内へ侵入していることが分かる。

3.2 微量なドーパント原子の濃度ばらつき

前述の通り、しきい値電圧のばらつきはp型MOSトランジスタに比べてn型MOSトランジスタの方が大きいことが知られている。p型MOSトランジスタでは、離散的なチャンネルドーパント原子(ヒ素)がランダムに分布していると仮定した濃度揺らぎによってしきい値電圧のばらつきを説明できるのに対して、n型MOSトランジスタでは、

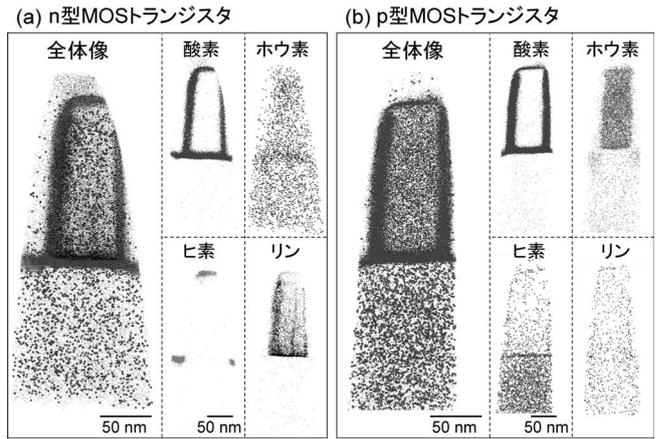


図3 ゲートのパターンとソース/ドレインのエクステンションを形成した(a) n型及び、(b) p型MOSトランジスタ構造試料の3次元アトムマップ。左図は全体像で、右図は酸素、ホウ素、ヒ素、リンイオンを検出して得られた試料内部の元素分布の断面図である。

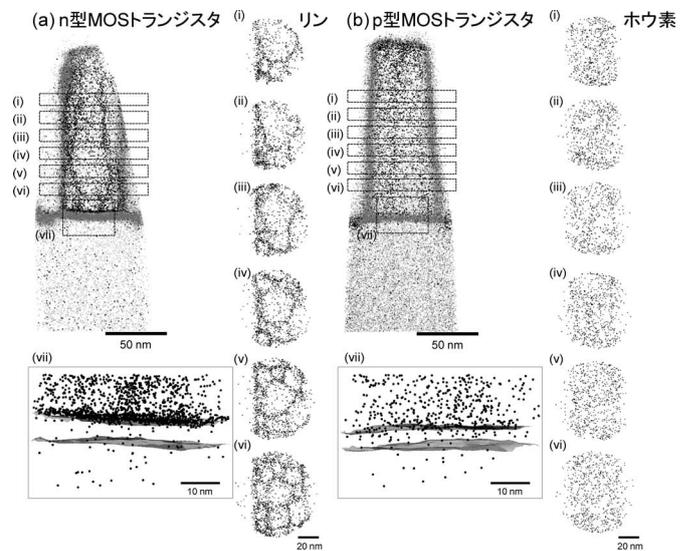


図4 (a) n型、(b) p型MOSトランジスタ構造試料中のホウ素及びリンの分布。左上図は奥行き方向20 nmの断面図、(i)-(vi)は多結晶シリコンゲート部の深さ方向10 nm毎の断面図、(vii)はゲート酸化膜近傍の拡大図を示しており、ゲート酸化膜界面の基準として酸素の等濃度面も示している。

チャンネルドーパント(ホウ素)のランダム分布を仮定しただけでは説明できないことが報告されており、ホウ素のクラスタリングやソース/ドレインのエクステンション近傍などの局所的な濃度揺らぎが予測されていた。^{22,23)} しかしながら、最近の我々の先行研究で、単にホウ素を低濃度($1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)でイオン注入しただけではランダムに分布していることを実験的に示した。²⁵⁾ そこで、ソース/ドレインのエクステンション注入とその後の活性化熱処理によるチャンネルホウ素分布への影響を明らかにするため、n型・p型それぞれソース/ドレインのエクステンションを形成した試料と、形成していない試料について図3(a), (b)と同様の3DAP測定を複数実施した。そして、それらの形成の影響が大きいと考えられる図5中ハッチ部で示すゲート直下のソース/ドレインのエクステンション近傍(ゲート端からゲート側20 nm、深さ30 nm)で、チャンネルドーパント

ト濃度ばらつき分析を行った。¹³⁾

図5に解析領域内のチャネルドーパント原子数に対する正規分布変位値を示す。正規分布変位値(図5縦軸)とはデータ点の中央値からのずれを標準偏差(σ)で規格化したものであり、このプロットが直線になることからチャネルドーパント原子数のばらつきはほぼ正規分布に従っていることが分かる。図5に示すように、p型MOSトランジスタではソース/ドレインのエクステンション形成前後で直線の傾きが変化しない(図5(b))のに対して、n型MOSトランジスタでは直線の傾きが減少している(図5(a))。このことから、n型MOSトランジスタでは、ソース/ドレインのエクステンション形成によってチャネルのホウ素濃度揺らぎが大きくなることを示している。この現象は、ソース/ドレインのエクステンション形成によって、その近傍に格子欠陥(空孔、格子間シリコン)が導入され(図6(b))、その後の熱処理で、局所的にホウ素が再分布したことで説明できる²⁶⁾(図6(c))。一方、p型MOSトランジスタでソース/ドレインのエクステンション注入による変化がほとんど見られないのは、チャネルドーパントであるヒ素の拡散係数がホウ素に比べて1桁小さいため、その影響がほとんどなかったと考えられる。¹³⁾

4. 異種原子間相互作用による拡散抑制効果

シリコンMOSトランジスタの微細化を実現するには、

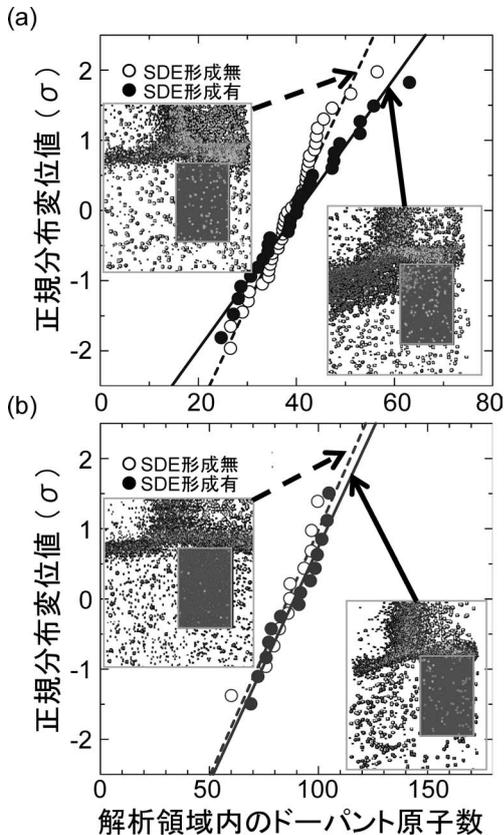


図5 解析領域内に含まれるチャネルドーパント原子数と正規分布変位値との関係。(a) n型、(b) p型。(SDE: ソース/ドレインのエクステンション、 σ : 標準偏差)。

高精度なドーピング技術が重要となってくる。最近では、異種ドーパント間の相互作用を利用した表面近傍における高濃度ドーパントによる電氣的活性層(浅い接合)の形成技術が注目されており、特に、シリコンにホウ素と炭素を共注入するとホウ素拡散が抑制されることを利用したp型の接合が実現されている。この抑制は、共注入した炭素原子が、ホウ素拡散源である格子間シリコン原子を捕獲するためであると解釈されている²⁷⁾が、ホウ素と炭素の相関は直接観察されていない。この分析に、3DAPを適用することで、炭素とホウ素が複合クラスターを形成することが明らかとなった。¹⁴⁾

試料として、ホウ素(8 keV)と炭素(15 keV)をイオン共注入したシリコン試料を用意した。実際の半導体デバイス作製に相当する熱処理を実施し、3DAPを用いて熱処理前後のドーパント分布の比較を行った。

図7(a), (b)にホウ素と炭素の共注入試料における熱処理前後での両原子の3次元アトムマップ(解析体積:

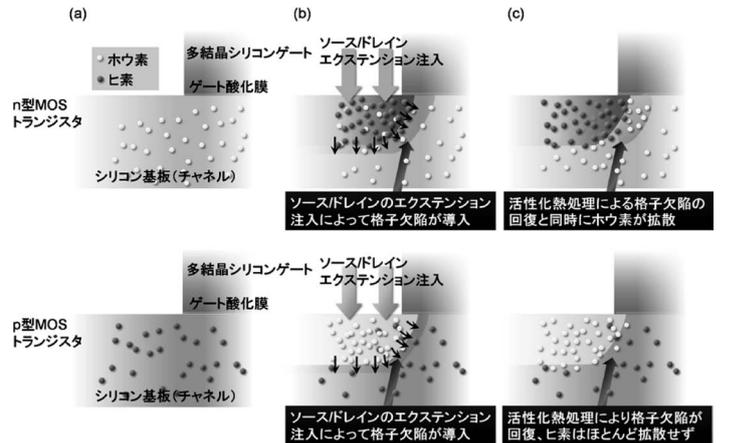


図6 ソース/ドレインのエクステンション形成によるチャネルドーパント濃度ばらつきへの影響の模式図。(a) ゲートパターン形成直後のドーパント分布。(b) ソース/ドレインのエクステンション形成直後のドーパント分布。ソース/ドレインのエクステンション領域及びその近傍に格子欠陥が導入。(c) 活性化熱処理後のドーパント分布。n型ではホウ素の濃度揺らぎが増大、p型では大きく変化せず。

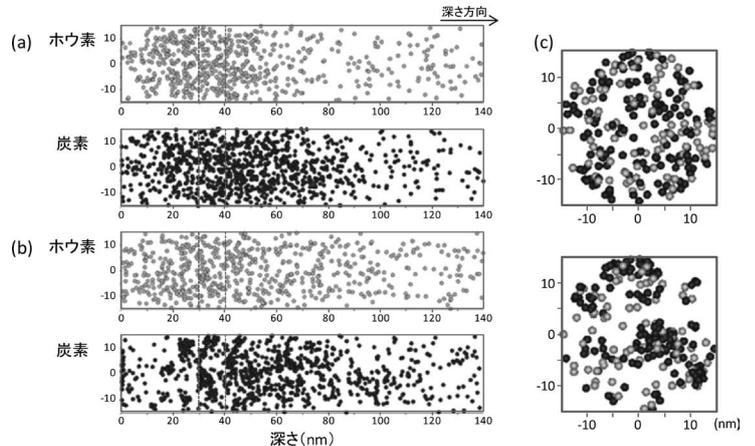


図7 ホウ素と炭素の共注入試料における熱処理前後での両原子の3次元アトムマップ。(a) 熱処理前。(b) 熱処理後。(c) 深さ30-40 nmにおける断面図。

30 nm ϕ ×140 nm), 図7(c)には, 深さ30–40 nmの領域内の断面図を示す. 熱処理前においては, ホウ素・炭素共に面内に一様に分布しているのに対し, 熱処理後では炭素の凝集体が形成することが視覚的に分かり, 炭素凝集近傍にホウ素原子が集まっていることが明らかとなった.

このように, 異種ドーパントの共注入によって, 特定のドーパント分布を制御する方法がキーテクノロジーとなる. これまでは, これらの異種原子で形成する複合クラスターについて直接調べることができなかつた. これらを調べる上で3DAP法は有効な手段であると言える.¹²⁾

5. おわりに

近年開発されたパルスレーザー型3DAP法によって, 半導体材料への適用が可能となり, 従来の高導電性材料のみという制約がなくなった. 本稿で紹介したシリコン基板材料のみならず, 将来のデバイス基板材料として注目されているゲルマニウムや化合物半導体など様々な材料へと応用が盛んに行われつつある. 本稿で示した結果は緑色レーザー(波長: 532 nm)を用いたものであるが, 電界蒸発のレーザー波長依存性が報告されており, より短い波長である紫外光レーザーを用いることで, 絶縁体材料の測定が容易になるとの報告もある.²⁸⁾ 今後, 3DAP法は幅広い材料における評価法の1つとして広がっていくと期待できる.

本研究は, 東北大学金属材料研究所の外山 健, 永井康介, 東芝ナノアナリシス株式会社の岡田德行, 加藤幹雄, 内田 博, MIRAI-Seleteの矢野史子, 角村貴昭, 西田彰男, 最上 徹の各氏との共同研究であり, 関係諸氏に深く感謝申し上げます. 本研究の一部は, NEDOよりSeleteに委託されたMIRAIプロジェクトの一環として実施した.

参考文献

- 1) T. F. Kelly and M. K. Miller: Rev. Sci. Instrum. **78** (2007) 031101.
- 2) 宝野和博: 応用物理 **79** (2010) 317.
- 3) B. Gault, F. Vurpillot, A. Vella, M. Gilbert, A. Menand, D. Blavette and B. Deconihout: Rev. Sci. Instrum. **77** (2006) 043705.
- 4) D. Blavette, A. Bostel, J. M. Sarrau, B. Deconihout and A. Menand: Nature **363** (1993) 432.
- 5) M. K. Miller: *Atom Probe Tomography; Analysis at the Atomic Level* (New York, Kluwer Academic/Plenum Pub., 2000).
- 6) K. Thompson, P. L. Flaitz, P. Ronsheim, D. J. Larson and T. F. Kelly: Science **317** (2007) 1370.
- 7) D. E. Perea, E. R. Hemesath, E. J. Schwalbach, J. L. L.-Falk, P. W. Voorhees and L. J. Lauhon: Nature Nanotechnol. **4** (2009) 315.
- 8) T. F. Kelly, D. J. Larson, K. Thompson, R. L. Alvis, J. H. Bunton, J. D. Olson and B. P. Gorman: Annu. Rev. Mater. Res. **37** (2007) 681.
- 9) 大久保忠勝, 宝野和博: 顕微鏡 **42** (2007) 192.
- 10) K. Inoue, F. Yano, A. Nishida, H. Takamizawa, T. Tsunomura, Y. Nagai and M. Hasegawa: Ultramicroscopy **109** (2009) 1479.
- 11) D. N. Seidman and K. Stiller: MRS Bulletin **34** (2009) 717.
- 12) D. J. Larson, D. Lawrence, W. Lefebvre, D. Olson, T. J. Prosa, D. A. Reinhard, R. M. Ulfing, P. H. Clifton, J. H. Bunton, D. Lenz, J. D. Olson, L. Renaud, I. Martin and T. F. Kelly: J. Phys. Conf. **326** (2011) 012030.

- 13) H. Takamizawa, Y. Shimizu, K. Inoue, T. Toyama, N. Okada, M. Kato, H. Uchida, F. Yano, A. Nishida, T. Mogami and Y. Nagai: Appl. Phys. Lett. **99** (2011) 133502.
- 14) Y. Shimizu, H. Takamizawa, K. Inoue, T. Toyama, Y. Nagai, N. Okada, M. Kato, H. Uchida, F. Yano, T. Tsunomura, A. Nishida and T. Mogami: Appl. Phys. Lett. **98** (2011) 232101.
- 15) T. Izumida, K. Okano, T. Kanemura, M. Kondo, S. Inaba, S. Itoh, N. Aoki and Y. Toyoshima: Jpn. J. Appl. Phys. **50** (2011) 04DC15.
- 16) M. K. Miller, K. F. Russell, K. Thompson, R. Alvis and D. J. Larson: Microsc. Microanal. **13** (2007) 428.
- 17) 例えば, レーザー変調による影響は, B. Gault, F. Vurpillot, A. Bostel, A. Menand and B. Deconihout: Appl. Phys. Lett. **86** (2005) 094101. 温度による影響は, A. Cerezo, G. D. W. Smith and P. H. Clifton: Appl. Phys. Lett. **88** (2006) 154103 に記述されている.
- 18) O. Nishikawa and M. Kimoto: Appl. Surf. Sci. **76/77** (1994) 424.
- 19) M. K. Miller and D. J. Larson: Mater. Character. **44** (2000) 59.
- 20) A. Cerezo, T. J. Godfrey, S. J. Sijbrandij, G. D. W. Smith and P. J. Warren: Rev. Sci. Instrum. **69** (1998) 49.
- 21) K. Takeuchi, T. Fukai, T. Tsunomura, A. T. Putra, A. Nishida, S. Kamohara and T. Hiramoto: Tech. Dig.—Int. Electron Devices Meet. **467** (2007).
- 22) T. Tsunomura, A. Nishida, F. Yano, A. T. Putra, K. Takeuchi, S. Inaba, S. Kamohara, K. Terada, T. Mama, T. Hiramoto and T. Mogami: 2008 Symp. on VLSI Technology Digest of Technical Papers (2008) p. 156.
- 23) T. Tsunomura, A. Nishida, F. Yano, A. T. Putra, K. Takeuchi, S. Inaba, S. Kamohara, K. Terada, T. Mama, T. Hiramoto and T. Mogami: 2009 Symp. on VLSI Technology Digest of Technical Papers (2009) p. 110.
- 24) K. Inoue, F. Yano, A. Nishida, H. Takamizawa, T. Tsunomura, Y. Nagai and M. Hasegawa: Appl. Phys. Lett. **95** (2009) 043502.
- 25) H. Takamizawa, K. Inoue, Y. Shimizu, T. Toyama, F. Yano, T. Tsunomura, A. Nishida, T. Mogami and Y. Nagai: Appl. Phys. Express **4** (2011) 036601.
- 26) シリコン中のホウ素拡散は格子間シリコン原子を介する拡散で, 欠陥量の上昇と共に, ホウ素の拡散は増速される(イオン注入後の熱処理により過渡的増速拡散が起こる).
- 27) S. Mirabella, A. Coati, D. De Salvador, E. Napolitani, A. Mattoni, G. Bisognin, M. Berti, A. Carnera, A. V. Drigo, S. Scalse, S. Pulvirenti, A. Terrasi and F. Priolo: Phys. Rev. B **65** (2002) 045209.
- 28) K. Hono, T. Ohkubo, Y. M. Chen, M. Kodzuka, K. Oh-ishi, H. Sepehri-Amin, F. Li, T. Kinno, S. Tomiya and Y. Kanitani: Ultramicroscopy **111** (2011) 576.

非会員著者の紹介

清水康雄氏: 1981年東京出身. 2004年慶應義塾大学理工学部卒. 2009年同大学院理工学研究科博士課程修了. 博士(工学). 2008, 2009年度日本学術振興会特別研究員. ベルギー王国ルーヴレンカトリック大学博士研究員を経て, 現在東北大学金属材料研究所助教. 専門は, 固体中の拡散, 3次元アトムプローブ解析.

(2011年11月11日原稿受付)

Dopant Distribution Analysis in Semiconductor Materials by Pulsed-Laser Atom Probe Tomography

Koji Inoue, Yasuo Shimizu and Hisashi Takamizawa

abstract: Atom probe tomography is a powerful method for obtaining three-dimensional positions of individual atoms in materials with nearly atomic-scale resolution, by removing atoms one by one from the apex of needle specimens using field evaporation. Recent development of pulsed-laser atom probe tomography enables to expand not only to metals but also to semiconductor and insulator materials. In this article, dopant distribution analysis in semiconductor materials including metal-oxide-semiconductor transistors is presented.

非平衡系における相加性

齊藤 圭司 (慶應義塾大学理工学部物理学科 223-8522 横浜市港北区日吉3-14-1)

平衡熱力学を支える大事な性質の一つに、エネルギーやエントロピーなどに関する相加性がある。ボディノーとデリダらは、それと似た概念を輸送現象において予想した。相加性は、巨視系の拡散的輸送現象におけるカレントゆらぎの性質を定量的に決定してしまう。ここでは、3次元調和格子を使ってこの相加性の妥当性にせまる。

1. はじめに

平衡系では、美しい熱力学が存在しそれを再現する統計力学も確立している。それに対して、非平衡系ではそれに相当する熱力学的構造は知られていない。しかしながら最近、ゆらぎの定理やジャルチンスキー等式のような¹⁾形式論ではあるが厳密に成り立つ非平衡関係式が発見されたことから、非平衡系における熱力学的性質に関心が高まっている。微細加工技術の進歩に伴い、それらに関する緻密な実験が可能となってきていることも、その気運の要因の一つである。

最近の非平衡研究の大きなテーマの一つは、非平衡ゆらぎの特徴を明らかにすることである。非平衡ゆらぎとは例えば、非平衡ブラウンダイナミクスで粒子と熱浴がやりとりする熱のゆらぎや、熱伝導現象や電気伝導現象におけるカレントゆらぎなどのことである。非平衡ゆらぎの普遍性や多様性を見ることで、平衡系にはなかった新しい現象を見いだしたり、非平衡系特有の熱力学構造を知る手がかりにしたいということがその背景にある。

2004年フランスの研究者ボディノーとデリダらは、熱伝導や電気伝導現象におけるカレントゆらぎに関して、非常に興味深い予想をした。彼らは拡散的な輸送現象におけるカレントゆらぎを理解するために、「非平衡系の相加性」という考え方を導入し、任意の次数のカレントゆらぎを線形応答領域での伝導度を使って閉じた形で表せると主張したのである。²⁾その後ベルティーニらによって、巨視的な系におけるカレントゆらぎのダイナミクスを記述する「巨視的ゆらぎの理論」の観点から、その予想の妥当性が検討された。³⁾しかしながら、検証するための理論的なモデルが少ないこともあり、いまだにその成立条件に関して確定的なことは言えていない。巨視的な系では多くの輸送が拡散的になることを考えると、拡散的輸送の多くの性質を決定してしまうこの予想の成立条件を明らかにすることは、現在の非平衡統計力学における重要課題の一つであると言える。ここでは、非平衡系の相加性についての予想、それから得られる帰結、そして最近の妥当性をめぐる研究⁴⁾の一端について紹介していきたい。

2. 平衡系での相加性

非平衡系へ行く前に、平衡系での相加性について復習しておくのがよいであろう。いま、温度 T の平衡状態にある1つの巨視系を用意する。その巨視系を2つの部分系に分

けてみよう(図1(a))。2つの部分系がそれぞれ独立に存在するときの分配関数をそれぞれ Z_1, Z_2 と書く。2つの部分系同士の相関は小さく、接触面でのエネルギーが部分系のエネルギースケールに比べて無視できるとすると、全系の分配関数 Z は

$$Z \sim Z_1 Z_2, \tag{1}$$

と与えられる。ここで $Z = e^{-F/T}$ に注意すると、自由エネルギーに関する相加的な振る舞いが得られる：

$$F \sim F_1 + F_2. \tag{2}$$

一般に、エネルギーやエントロピーなどは系全体の量が部分系の量の和になるという意味で相加的である。このことは、熱力学の出発点の一つでもあり熱力学第2法則とならぶ重大性質の一つである。部分系が巨視的でありやはり部分系同士の相関が無視できればこの性質はいくらでも拡張ができ、 N 個の部分系に分けられれば、 $Z \sim \prod_{\ell=1}^N Z_{\ell}$ 、同時に $F \sim \sum_{\ell=1}^N F_{\ell}$ と一般化できる。これが平衡系における相加性である。

3. 非平衡系での相加性の予想：拡散的輸送現象

簡単に振り返ったように、平衡系ではエネルギーやエントロピーなどにおいて相加性があった。非平衡系でそのような、あるいはそれに似た性質はあるだろうか？ これに関してボディノーとデリダらは、拡散的な振る舞いをする輸送現象において興味深い予想をした。²⁾ 具体的に輸送のタイプを限定した方が話が分かりやすいので、今後熱伝導現象に限って話を進める。図1(b)のように、熱伝導体が左端と右端で温度 T_L と T_R ($T_L > T_R$) の熱浴に接触している状況を考えてみよう。定常状態では、平均的に左から右へと有限な熱流が流れる状況である。

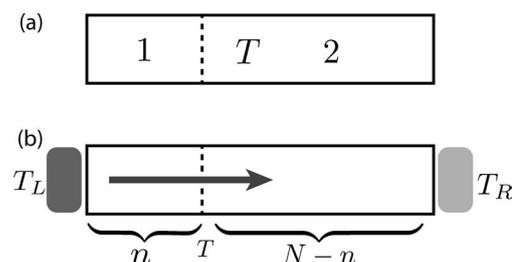


図1 相加性の概念図。(a)：平衡系の場合。(b)：非平衡系の場合。

系は一次元等方で巨視的であり、そのサイズを N とする。いま左の熱浴と接触する系の左端で熱流を測定し、時間 τ の間にどれくらいの熱が熱浴から系に入り込むかを考えよう。一般に熱流は時間に関してランダムな振る舞いをする物理量である。時間の関数として熱流をプロットすれば平均流の周りでゆらいでいる。そのため、その熱（つまり時間 τ の間熱流を積分したもの）は一般に広がった分布を持つ。カレントゆらぎの話題では主に、この入り込む熱が q である確率 $P_N(q; T_L, T_R)$ が、話の主角となる。ポデインノーとデリダらは、この分布を理解するために一つの予想をした。全系を、「概念的に」巨視的なサイズ n と $N-n$ の部分系に分けたとしよう（図1(b)）。サイズ n と $N-n$ の部分系が、独立に熱浴に接したときに得られる熱の分布を、 $P_n(q; T', T'')$ 、 $P_{N-n}(q; T', T'')$ と書く（ T' と T'' は左右熱浴の任意の温度）。このとき彼らの予想とは、「全系の確率 $P_N(q; T_L, T_R)$ が、これら部分系の分布を使って、

$$P_N(q; T_L, T_R) \sim \max_T P_n(q; T_L, T) P_{N-n}(q; T, T_R), \quad (3)$$

と与えられる」というものである。さらに τ が大きいときの漸近的な振る舞い $P_N \sim e^{-F_N(q; T_L, T_R)}$ に注意すれば、

$$F_N(q; T_L, T_R) \sim \min_T [F_n(q; T_L, T) + F_{N-n}(q; T, T_R)], \quad (4)$$

と書くこともできる。 F は大偏差関数と言われるが、前章の平衡系とのアナロジーからここでは特別に非平衡熱流の自由エネルギーと呼んでおこう（あくまで便宜上であり、非平衡系の熱力学を支配できる物理量ではない）。右辺に現れる T は2つの部分系の接触面での温度である。熱 q を固定した全系の自由エネルギーは、部分系の自由エネルギーの和で与えられるが、系の熱流の振る舞いを支配するのが局所的な温度であるために、接触面での温度を調節して確率を最大化するように与えられるというのが、彼らの「非平衡系での相加性」の予想である。式(3)や式(4)は平衡系での式(1)や式(2)に似ているが、非平衡であるために各部分が熱流によって相関しており、平衡よりは非自明な格好をしている。この予想は、局所的な温度が定義できるという前提から、熱流が拡散的振る舞いを示す系に限った予想である。つまり平均熱流 $\langle q \rangle$ がフーリエの法則

$$\langle q \rangle = -\kappa(T) \frac{dT(x)}{dx}, \quad (5)$$

によって局所的な温度と結びついていることを前提としている。

仮定(4)を、さらに系を細かく分解した部分に適用して、全系の自由エネルギーを

$$F_N(q; T_L, T_R) \sim \min_{n, T_1, \dots, T_\ell} \sum_\ell F_1(q; T_\ell, T_{\ell+1}), \quad (6)$$

のように書き、最終的に連続極限の表現を考える。各部分系では温度勾配が小さいことから、部分系の自由エネルギーは局所平衡の形がとられる。つまり F_1 は、局所的な温度を T とすると熱伝導度 $\kappa(T)$ と、温度 T の平衡状態での

カレントゆらぎ $\sigma (= 2\kappa(T)T^2)$ を使って $F_1(q; T_\ell, T_{\ell+1}) \sim [q - \kappa(T_\ell)(T_\ell - T_{\ell+1})/a]^2/2\sigma$ のように書かれる（ a は部分系間の距離）。この形は、平均流はフーリエ則から得られ、カレントゆらぎは σ であることを表現している。連続極限の表現では、全系の自由エネルギーを求めるために温度分布に関する変分問題を解くことになるが、面白いことにこの変分問題は解析的に解けてしまう。

次に任意の次数のカレントゆらぎ（カレントのキュムラント）を生成する生成関数 $\mu(\lambda; T_L, T_R)$ を

$$\mu(\lambda; T_L, T_R) := \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \log \langle e^{i\lambda q} \rangle, \quad (7)$$

のように定義する。これを使えば、 λ に関する微分によって任意の次数のカレントキュムラントが得られる。キュムラント生成関数は、カレントゆらぎのすべての情報を知っているいわば輸送の親玉である。ルジャンドル変換 $\mu(\lambda; T_L, T_R) = \sup_q [-F_N(q; T_L, T_R) + \lambda q]$ によってキュムラント生成関数が自由エネルギーと結びついていることを使えば、相加性を使って予言されるキュムラント生成関数 $\mu_{AP}(\lambda; T_L, T_R)$ は最終的に以下のように書ける。²⁾

$$\mu_{AP}(\lambda; T_L, T_R) = \frac{-K}{N} \left[\int_{T_R}^{T_L} dT \frac{\kappa(T)}{\sqrt{1+4KT^2\kappa(T)}} \right]^2, \quad (8)$$

$$\lambda = \int_{T_R}^{T_L} dT \frac{1}{2T^2} \left[\frac{1}{\sqrt{1+4KT^2\kappa(T)}} - 1 \right]. \quad (9)$$

ここで K は λ , T_L , T_R を変数とする関数であり、積分方程式(9)を解いて得られる。式(8)と式(9)で大事なことは、カレントゆらぎの全情報を知っているキュムラント生成関数が、「線形応答領域での熱伝導度 $\kappa(T)$ だけで書ける」ことである。熱浴の温度 T_L と T_R の温度差は小さい必要はない。考えている系が十分大きければ両端の温度差が大きくても局所的には温度勾配は十分に小さくなり、局所的には線形応答が適用できるような状態になっていることが、この式の背景にある。非平衡系における相加性から得られる物理量は、いわば局所局所での線形応答の張り合わせをして得られる結果である。

4. 調和格子

相加性は考え方自体が面白く、また結果は熱伝導度のみを知っていればカレントゆらぎの全情報を知ることができるという重要な結果をもたらす。自然な疑問は「本当か?」ということである。デリダは、1次元格子系を粒子同士が排他的に拡散をしていく「対称単純排他過程」と言われる確率モデルで、4次までのカレントキュムラントを計算しており、相加性の結果と矛盾がないことが確かめられている。²⁾ 一方ベルティーニらは、カレントゆらぎに関して緩和の情報も含む「巨視的ゆらぎの理論」と言われる広いクラスの理論を使って、相加性の妥当性を検討した。この理論を使うと、相加性の導出にはカレントゆらぎの時間依存性に関して特別な仮定を課す必要があることが分かる。そして彼らは、相加性からの帰結（式(8)と式(9)）を得るた

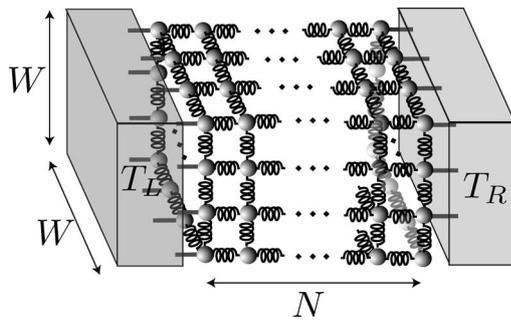


図2 3次元調和格子.

めの、次のような十分条件を導いた.³⁾

$$\kappa(T) [\kappa(T) T^2]'' \leq [\kappa(T)]' [\kappa(T) T^2]'. \quad (')$$

しかしながら、相加性を得るための必要十分条件は依然として分かっておらず、その成立条件をめぐってさらなる考察が必要になっている。成立条件を明らかにするための一つの戦略として、できるだけ多くの具体的な系を使ってその妥当性を考えるという極めて単純な方法があるだろう。ここで紹介する研究はこの観点からのアプローチである。⁴⁾

考える系は3次元調和格子である(図2)。3次元空間に格子をおき、最隣接格子上の粒子は線形なバネでつながっているモデルである。これは固体物理で誰もが習うデバイモデルに他ならない。ハミルトニアンは

$$H = \sum_{\mathbf{n}} \left[\frac{m_{\mathbf{n}} \dot{x}_{\mathbf{n}}^2}{2} + \frac{k_0}{2} x_{\mathbf{n}}^2 + \frac{1}{2} \sum_{\hat{\mathbf{e}}} (x_{\mathbf{n}} - x_{\mathbf{n}+\hat{\mathbf{e}}})^2 \right], \quad (10)$$

$$m_{\mathbf{n}} = 1 - \Delta \quad \text{or} \quad 1 + \Delta, \quad (11)$$

となる。 \mathbf{n} は格子の場所を指定するベクトルで、 $\hat{\mathbf{e}}$ は最隣接格子を指定するベクトルである。簡単のために格子変位に対して1スカラー変数のみを扱っているが、変数を3次元にしても熱流特性などの定性は変わらないことが分かっている。質量は式(11)のようにランダムにとられる。

調和格子は極めて単純であるが、多彩な輸送形態を示す。^{4,5)} 質量 $m_{\mathbf{n}}$ が等方つまり $\Delta=0$ であるとき、ハミルトニアンはフーリエモードに分解される。熱は端から端につながったそれらのモードによって運ばれ、その結果熱の流れは散乱過程のない弾道的な流れになる。質量がランダムであると、系のモードは局在モードと空間的に広がったモードに分解される。低次元であれば局在モードのみが存在するが、⁶⁾ 3次元であるためにそれら2つのモードを分断するモードが存在する。さらに k_0 を有限にして系の並進対称性を破ると、分散にギャップが現れ低モードでわずかに存在する弾道的なモードが消える。熱伝導現象では低モードの性質が輸送の形態を支配するので、 k_0 の存在が輸送に決定的に影響する。

これらの考察から、Case(a): $\Delta=0$, Case(b): $\Delta \neq 0, k_0 \neq 0$, Case(c): $\Delta \neq 0, k_0=0$ のように場合分けを行い、それぞれの場合に輸送特性を見ていこう。熱伝導度が、システムサ

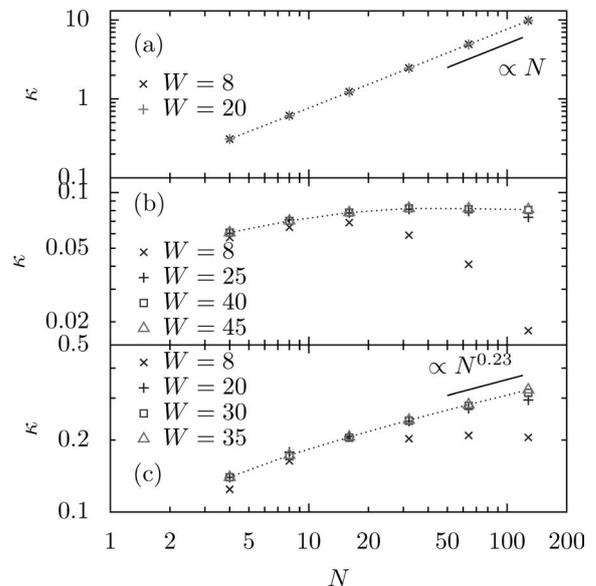


図3 熱伝導度のシステムサイズ依存性。横軸は熱が伝わる方向のサイズで、縦軸が熱伝導度。熱伝導度 κ は $\kappa := [\langle q \rangle / W^2] / [(T_L - T_R) / N]$ と定義される。 $\langle q \rangle$ は断面を通る全平均熱流。

イズによってよいように $\kappa := [\langle q \rangle / W^2] / [(T_L - T_R) / N]$ と定義して、熱伝導度のシステムサイズ依存性を測定してみると図3のようになる。熱浴はランジェヴァンノイズで表しランジェバン方程式を数値的に解くことにより定常状態の平均カレントを求めて熱伝導度を求めた。その結果が、図3で示されている。Case(a)では、系の幅 W によらず $\kappa \propto N$ が示され、弾道的な輸送が確かめられる。Case(b)では、幅 W が小さいときは擬一次元となるため、局在モードが支配的になる。そのため κ は N が大きい極限では消える。一方で幅 W が十分に大きく3次元であれば、 κ は有限値に収束し熱伝導度は示強的な量になる。つまりフーリエの法則(5)が成立することになる。⁷⁾ また、Case(c)の場合には、 κ が弾道的な場合と異なるべきで発散する。このような輸送を、ここでは異常輸送と呼ぶ。まとめると十分大きな幅 W に対して以下のように整理される。

Case(a): $\Delta=0$: 弾道的輸送

Case(b): $\Delta \neq 0, k_0 \neq 0$: 拡散的輸送

Case(c): $\Delta \neq 0, k_0=0$: 異常輸送

準備が長かったが、これからが本題である。いま見てきたそれぞれの輸送領域でカレントゆらぎを見ていき、相加性を仮定したときのカレントゆらぎ式(8), 式(9)と比較していく。調和格子のハミルトニアンが2次形式であることに注意すると、無限時間の時間発展を形式的に解いて、すべてのゆらぎを形式的に拾った形となっている厳密なキュムラント生成関数を導出することが可能である。そのような厳密な形式的表現は、以下のように与えられる。⁸⁾

$$\mu_{\text{HC}}(\lambda; T_L, T_R) = -\frac{1}{2\pi} \int_0^\infty d\omega \times \text{Tr} \log [1 - \mathcal{T}(\omega) T_L T_R \lambda(\lambda + \Delta\beta)]. \quad (12)$$

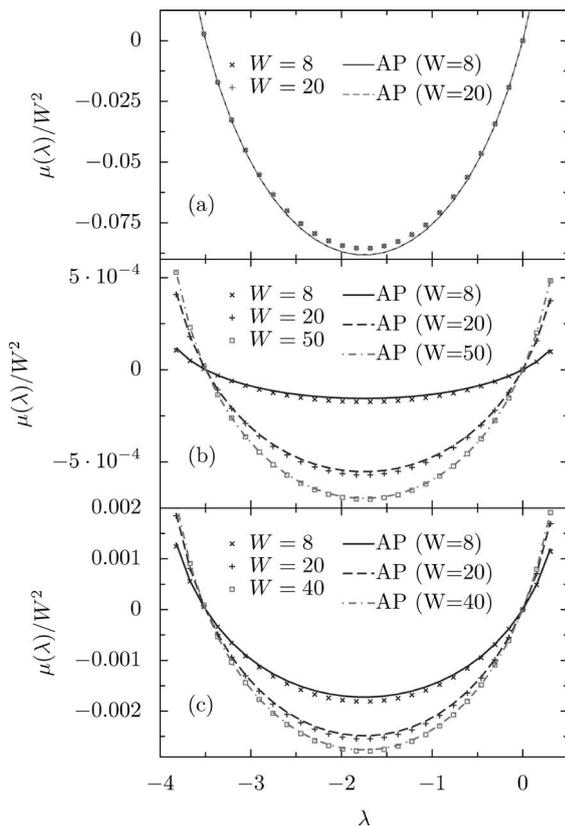


図4 $N=128$ に対するキュムラント生成関数の比較. 実線や破線は μ_{AP} で点は μ_{HC} . μ_{AP} と μ_{HC} のより詳細なずれの評価に関しては文献4を参照されたい.

ここで $\Delta\beta = T_R^{-1} - T_L^{-1}$ である. $\mathcal{T}(\omega)$ は, 熱が一方の端で生まれたとき, それが他方の端に行き着く透過確率を表す行列であり, 数値的に精度よく求めることが可能である. そして非平衡系の相加性を検証するために,

「 μ_{HC} と μ_{AP} は一致するか？」

を問う. 前章で見たように, μ_{AP} を得るには, 熱伝導度が必要であったが, それには調和格子での熱伝導度を用いる. 熱伝導度は, 図3で見た, 一般にシステムサイズに依存してしまう量であるが, ここでは $N=128$ に固定して考える. そのようにして得られた2つのキュムラント生成関数の結果が, 図4である. 点が μ_{HC} であり, 実線や破線が μ_{AP} である. 弾道的輸送を示すCase(a)では, 明らかに両者は一致していない. Case(b)では, 幅 W が小さく局在現象が顕著なときは, 両者は一致しない. ところが W が十分に大きく3次元的であると両者が一致していくという様子が分かる. つまりキュムラント生成関数で見ると相加性の予言は正しいように見える. 非常に意外なのが, Case(c)の結果である. Case(c)は異常輸送の場合であったが, この

ときでも十分3次元的であれば両者が一致してしまう. この一致は極めて意外なものであるが, これがこの系の特殊性のためなのか, あるいはこの背後に物理的に深い何かがあるのかは, まだ分かっていない.

5. まとめと展望

ボディノーとデリダによって予想された, 非平衡系での相加性の妥当性を問うために, 3次元調和格子を導入した. キュムラント生成関数を精度よく計算することで, 相加性から得られる関数と比較を行い, 確かに熱が拡散的に振る舞うときに相加性が成り立っていることを確かめた. 前章で書いたように, ベルティーニらは相加性が正当化されるための十分条件を提案しているが,³⁾ この系ではその十分条件は満たされていない.⁴⁾ つまり相加性の成立条件は彼らの条件では不十分であり, 必要十分条件を探るためのさらなる研究が必要なのである.

Case(c)での, 異常輸送領域における μ_{HC} と μ_{AP} の一致は, 極めて意外な結果である. 最近の研究で, 相互作用のない粒子輸送の確率モデルで異常輸送を示す状況を考えると, 同じ現象が見られることが分かってきている.⁹⁾ このような具体的な系を通して, より広い視野で研究を進めることが今後必要であろう.

参考文献

- 1) D. J. Evans, E. G. D. Cohen and G. P. Morriss: Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 2401; C. Jarzynski: *ibid.* **78** (1997) 2690.
- 2) T. Bodineau and B. Derrida: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 180601; T. Bodineau and B. Derrida: C. R. Physique **8** (2007) 540.
- 3) L. Bertini, A. De Sole, D. Gabrieli, G. Jona-Lasinio and C. Landim: J. Stat. Phys. **123** (2006) 237.
- 4) K. Saito and A. Dhar: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 250601.
- 5) A. Kundu, A. Chaudhuri, D. Roy, A. Dhar, J. L. Lebowitz and H. Spohn: Europhys. Lett. **90** (2010) 40001.
- 6) H. Matsuda and K. Ishii: Prog. Theor. Phys. **45** (1970) 56; R. J. Rubin and W. L. Greer: J. Math. Phys. **12** (1971) 1686.
- 7) 紙数の都合で多くを語れないが, フーリエ則の力学的起源に関しては, 多くの研究と長い歴史がある. 例えば次の文献を参照されたい. F. Bonetto, J. L. Lebowitz and L. Rey-Bellet: in *Mathematical Physics 2000*, ed. A. Fokas, *et al.* (Imperial College Press, London, 2000) p. 128.
- 8) K. Saito and A. Dhar: Phys. Rev. E **83** (2011) 041121.
- 9) A. Dhar, K. Saito and B. Derrida: arXiv: 1207.1184.

(2012年2月16日原稿受付)

Additivity in Nonequilibrium Systems

Keiji Saito

abstract: Additivity is one of the most crucial properties in equilibrium thermodynamics. Bodineau and Derrida recently predicted the similar concept in transport, and it has triggered many discussions as to the validity. Here we approach this issue with specific models.

安藤恒也 (JPSJ編集委員長)

日本物理学会が発行している Journal of Physical Society of Japan (JPSJ) の論文で2012年4月に掲載可となったものの中から2012年5月の編集委員会を選んだ“Papers of Editors' Choice”(JPSJ注目論文)を以下に紹介します。なお、編集委員会での選考では読者等の論文に対する評価を重要な要素としております。

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

もっと詳しく知りたいと思う読者は、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見ることができます(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」欄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。

バスタブ渦の起源

日常生活で、浴槽や台所のシンク内の水を排出するときバスタブ渦と呼ばれる水の渦巻き流が見られる。この渦の回転方向は、台風などの類推から、地球の自転によるコリオリ力によって北半球では反時計まわり、南半球では時計まわりであるという「俗説」が有力である。しかし、バスタブ渦のような小さな渦構造に及ぼすコリオリ力の影響は非常に小さく、バスタブ渦の回転方向はコリオリ力では決まらないとする意見も強い。マサチューセッツ工科大のAscher H. Shapiro教授は、北半球のアメリカ合衆国ボストンで、円筒容器を用いた軸対称流れの詳細な実験を行い、バスタブ渦の回転方向は反時計まわりとなって、コリオリ

力によって決まることを確かめた。Shapiroはその成果を1962年に科学誌Natureに論文として発表した。その結果には懐疑的な意見も数多く出されたが、南半球にあるオーストラリアのシドニーで追実験が行われ、時計まわりのバスタブ渦が観測されることによってShapiroの実験結果の正しさが確認された。しかし、実験には軸対称性を阻害する要素が入り込むため、現在においてもバスタブ渦の向きが決定される機構は明らかにされていない。

最近、京都大学工学研究科と同志社大学工学部の研究グループは、完全な軸対称条件のもとで、円形容器中の水が排水される時の流れの数値シミュレーションを行い、バスタブ渦の形成とその維持機構を数値的に調べた。その結

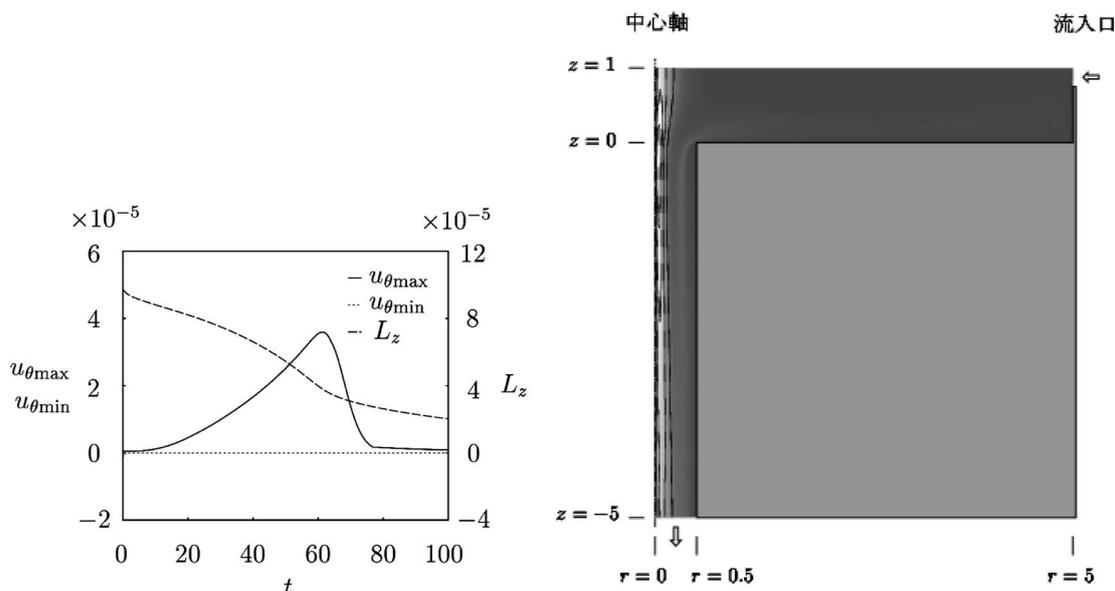


図1 (左) 周方向速度の最大値 ($u_{\theta\max}$), 最小値 ($u_{\theta\min}$), 全角運動量 (L_z) の時間変化。(右) $t=61$ における鉛直断面内の周方向速度分布。色が薄いほど周方向速度が大きい。

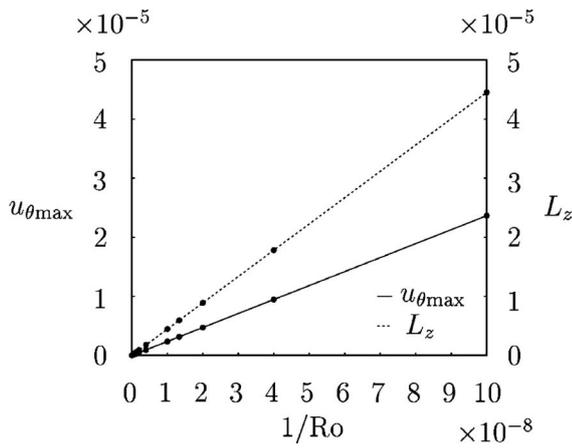


図2 最大周方向速度 ($u_{\theta max}$) と各運動量 (L_z) のロスビー数 (Ro) 依存性.

果、もし流れが完全に軸対称で、排水する直前の水が完全に静止していて残留渦度がないときには、発生するバスタブ渦の回転方向は北半球では反時計まわりであることを明らかにし、「俗説」が正しいことを示した。しかし、日常的に私たちが見るバスタブ渦は、初期にバスタブ内に存在する残留渦度が排出口付近に集まることで一時的に観測される渦であり、その回転方向は残留渦度の性質で決まり、予測不可能であることも分かった。この成果は、日本物理学会が発行する英文誌 Journal of Physical Society of Japan (JPSJ) の2012年7月号に掲載された。

この研究では、浴槽の代わりに円筒容器を用い、円筒容器の底面の中心に付いた細い円筒の排出パイプから水が排水され、円筒容器の側壁上端から連続的に水が供給されて、水面が常に一定となる流れを考えている。容器内の流れは比較的遅く (レイノルズ数=3,000)、流れ場は軸対称であると仮定している。容器が静止している (地球の回転の影響を受けない) 場合、初期に側壁付近に存在したわずかに周方向速度をもつ流体粒子が排出口に近づくにつれて、流

体粒子の周方向速度は大きくなる (図1左、実線)。これは、流体粒子のもつ中心軸方向の角運動量がほぼ保存され、中心軸から流体粒子までの距離が短くなることによって粒子の回転速度が大きくなることにより生じる。このとき見られるバスタブ渦の回転方向は、初期の側壁付近の残留渦度の分布によって決定されるため、一意には定まらない。また、この種のバスタブ渦は一時的なものであり、時間の経過とともに流出する。一方、容器が中心軸まわりに回転し、コリオリ力の影響を受ける場合、初期の残留渦度の影響による過渡的な渦が生じた後、最終的には、コリオリ力によって一意に定まる定常なバスタブ渦が形成される (図1右)。このとき、定常状態におけるバスタブ渦の周方向速度は、浴槽の回転速度 (ロスビー数の逆数) に比例する (図2, 実線)。なお、初期の残留渦度の影響による過渡的な状態では、バスタブ渦の回転方向は一意には定まらず、残留渦度の分布に応じて、定常なバスタブ渦とは逆向きの回転が一時的に見られることがある。

この研究では、容器と流れ場が完全に軸対称であることが仮定されている。日常生活にある実際の浴槽や台所シンクは軸対称でなく、仮に浴槽が軸対称であったとしても、レイノルズ数が大きい流れは3次元的になって、流れ場の軸対称性は破れる。流れの3次元的な振る舞いによって、軸対称流れとは異なるバスタブ渦の形成機構が存在する可能性がある。バスタブ渦は日常的に見られるが、依然として未解明で興味深い現象である。

原論文

Origin of the Bathtub Vortex and Its Formation Mechanism
N. Yokoyama, Y. Maruyama and J. Mizushima: J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) 074401.

〈情報提供: 横山直人 (京都大学大学院工学研究科)
水島二郎 (同志社大学理工学部)〉

応用物理 第81巻 第9号 (2012年9月号) 予定目次

特集: 機能性セラミックス材料と関連技術

巻頭言: セラミックス研究と応用物理学会……………石原 宏
総合報告: セラミックス素材の電子機能を探る: 透明酸化物の
特徴と可能性……………細野秀雄
解説
チタン酸ストロンチウムの熱電ゼーベック効果……………太田裕道
スパッタ法による強誘電体薄膜作製と機能デバイスへの応用
……………足立秀明, 藤井映志
セラミックス界面の原子直視と軽元素観察: 取差補正 STEM 法
と理論計算の融合……………幾原雄一
第一原理計算と高精度実験の連携による強誘電体材料研究
……………森分博紀, 他

研究紹介

スパッタ法による (K, Na)NbO₃ 鉛フリー圧電薄膜の作製
……………柴田憲治, 三島友義
ハードコーティング用セラミックス材料の開発: コンビナト
リアルシステムによる酸化固体潤滑剤被覆
……………佐々木道子, 他
無機ナノシートが拓く新しい分子膜技術
……………長田 実, 佐々木高義
基礎講座: 光ディスクの更なる大容量化に向けて……………片山龍一

科学技術分野の文部科学大臣表彰

2012年4月9日に、平成24年度科学技術分野の文部科学大臣表彰が発表されました。科学技術賞および若手科学者賞の受賞者の内34名が本会の会員です。受賞おめでとうございます。以下、賞ごとに五十音順に受賞者名(敬称略)と業績を記載させていただきます。*

科学技術賞(開発部門)

○中山喜萬, 秋田成司: カーボンナノチューブ探針の開発

科学技術賞(研究部門)

○新井正敏, 中村充孝, 梶本亮一: パルス中性子による高効率ナノダイナミクス計測技術の研究 ○石渡信一: 階層構築手法による筋収縮制御機構の研究 ○伊豫 彰: 高圧下反応制御による新高温超伝導体の創製に関する研究 ○笠井秀明: 量子ダイナミクス理論の提唱と知的材料設計手法の開拓的研究 ○田中雅明: 半導体スピントロニクス材料とデバイスの研究 ○田部道晴: シリコンナノ構造を用いたドーパント原子デバイスの研究 ○西川恵子: 複雑凝集系のゆらぎの研究 ○山崎泰規: 反水素による反物質科学の研究 ○山田弘司, 渡邊清政, 榊原 悟: 核

融合炉に必要な高い圧力を持つプラズマの安定保持の研究

科学技術賞(理解増進部門)

○黒田武彦: 公開天文台での活動の新展開と大型望遠鏡導入による理解増進

○納口恭明: 科学実験教室による自然災害発生メカニズムの理解増進

○半田利弘: 実感できる教材の開発と活用による天文学の理解増進

○冬木正彦: 国際競争力に資する専門英語教育システムの開発及び普及啓発

○藤間信久: ものづくり理科地域ネットワークによる科学技術の理解増進

若手科学者賞

○相羽信行: トカマクプラズマにおける周辺磁気流体安定性に関する研究

○有田亮太郎: 強相関第一原理計算法の開発と応用の研究

○安藤和也: スピンホール効果を用いたスピン流物性の研究

○大越裕子: 新規な相転移現象を示す物質創製に関する研究

○片岡 淳: 高エネルギー宇宙と先端医療を結ぶ放射線応用物理学の研究

○木口 学: 制御された低次元ナノ構造体に発現する新規物性の研究

○熊田倫雄: 半導体2次元系における量子多体効果の研究

○坂上貴洋: 拘束下の高分子鎖の研究

○戸川欣彦: 電子顕微鏡法による量子凝縮体の観察とその運動制御の研究

○中岡俊裕: 自己形成量子ドットにおける光電子物性の解明と制御の研究

○永島芳彦: プラズマ乱流非線形解析による帯状流駆動機構実測の研究

○中辻 知: 磁性体にお

ける量子物性の研究 ○宮原ひろ子: 太陽活動および宇宙線が気候に及ぼす影響の研究

(2012年6月4日原稿受付, 文責: 会誌編集委員会)

平成24年春の紫綬褒章: 石川哲也氏, 北岡良雄氏

2012年4月29日に今年春の褒章が発令されました。紫綬褒章を受章した理化学研究所播磨研究所所長の石川哲也氏, 大阪大学基礎工学研究科教授の北岡良雄氏の2名が本会の会員です。受章おめでとうございます。

過去の紫綬褒章受章者には、赤崎勇氏, 朝倉利光氏, 植田憲一氏, 宇尾光治氏, 大貫惇睦氏, 大橋秀雄氏, 河田 聡氏, 北川 進氏, 木村克美氏, 後藤英一氏, 小山勝二氏, 榊 裕之氏, 佐藤勝彦氏, 三田一郎氏, 菅野卓雄氏, 鈴木厚人氏, 鈴木増雄氏, 高橋秀俊氏, 伊達宗行氏, 田中郁三氏, 田中昭二氏, 樽茶清悟氏, 千川純一氏, 土井正男氏, 十倉好紀氏, 中嶋英雄氏, 南部健一氏, 西田篤弘氏, 福井康雄氏, 福山秀敏氏, 伏見康治氏, 細野秀雄氏, 堀内 昶氏, 松本 紘氏, 山本喜久氏, 和田昭允氏, 和達三樹氏, 等がおられます。

(2012年5月28日原稿受付, 文責: 会誌編集委員会)

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

第68期 (2012年3月24日~2013年3月31日) 理事・監事

会 長	家 泰弘	副会長(次期会長)	斯波弘行
庶務理事	伊藤好孝・嘉規香織・高野 宏・田村裕和・千葉順成・松川 宏・三沢和彦		
会計理事	千葉順成(兼任)・野崎光昭・播磨尚朝・松川 宏(兼任)		
会誌編集委員長	旭 耕一郎	JPSJ 編集委員長	安藤恒也
監 事	鹿児島誠一・渡邊靖志	刊行委員長	瀧川 仁

黒田啓一氏と位置検出型光電子増倍管の開発研究

竹内富士雄*¹ ◇

Daniel Sillou*² ◇

位置検出型光電子増倍管 (position-sensitive photomultiplier, 以下PSPMと略記)の研究に半生を捧げたLAPP (Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules) 所属の高エネルギー物理学者黒田啓一氏は去年の夏CERN近郊の自宅で82歳で逝去した。

氏は早稲田大学、東京大学大学院で学士、修士号を取得、物性研において熊谷研の助手を務めたあと1960年フランス政府の給費を得て、尊敬するF. Joliot-Curieの創設になるOrsayのInstitut de Physique Nucléaireに留学し、パリ大学からPhDを取得して高エネルギー研究者としての道を歩み始めた。氏は後にCERNにおける実験にも多く加わったが、興味の中心は常に位置検出型光電子増倍管などの新しい検出器の開発にあった。

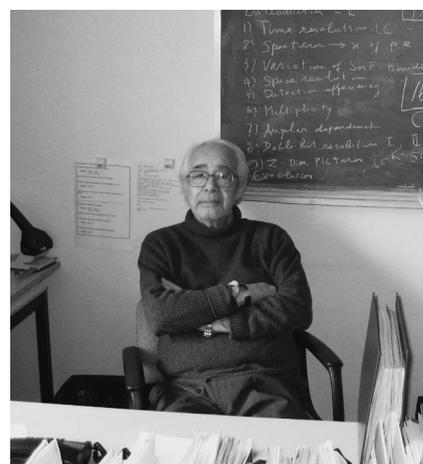
PSPM開発研究の事の起こりは1968年のフランスでのジェネラルストライキの時であった。Orsayでは、研究者もテクニシャンも事務員もすべてパリにデモに行ってしまう、ガランとした研究所内で、当時やはりフランス政府給費留学生で来ていた竹内と、霧箱や泡箱のようなトラック情報をシンチレータを使って高速に入手する方法はないだろうかという夢を語り合ったが、その時光電子増倍管 (photomultiplier, 以下PMTと略記) に位置検出能力を持たせることによってこれを実現できないだろうかという考えが浮かんできた。黒田氏のアイデアはベネシャンブラインド型のPMTに軸方向の磁場をかけ、2次電子を磁力線にからみつかせることによって光子の当たった位置情報を読み出すことであった。早速PhillipsのPMTの光電面にスポット光をスウィープして、ゲインが周期的に変化することが突き止められた。

そこで、ベネシャンブラインド型のダイノード2段を持つかなり大型の

PMTの模型を作り、電子ビームを用いて実験を開始したのであるが、当時学生だったSillouのかかなりの努力にもかかわらず、これは成功しなかった。一方当時大型の電子計算機が研究者にも自由に使えるようになって来ていた。黒田氏は竹内と協力して、ダイノードから発生した電子が磁場中で電場によって加速されてゆくシミュレーションプログラムを作成した。ここでの難しさは、ダイノードのCuBe等から発生する2次電子のエネルギー分布が当時ほとんど知られていないことであった。1段のダイノードは上流から高速で来る電子が必ずぶつからなければならない(つまり完全に遮蔽されていなければならない)一方、ダイノードから飛び出した低速の2次電子は再びダイノードに吸収されてしまってははいけない、つまりスケスケでなければならないという条件で、ダイノード2段を一組として、最良のダイノードの形を探した。結局上に凸の三角形の断面を持つグリッドを2枚重ねて1段のダイノードを構成するのが最良であるという結論が得られた。CNRS (フランス科学研究センター、黒田氏を含めほとんどのフランスの科学研究者はここに雇用されている)の企業との共同開発などをすすめる組織であるANVARがフランス国内でプロトタイプを作ってくれるPMT製作会社をあたったが、いずれからも良い返事が得られなかった。その折浜松テレビ (現在の浜松フォトニクス) がプロトタイプの作成と共同開発に名乗りを上げてくれた。1979年に最初のプロトタイプが出来上がり、早速測定したところ、最適の磁場を与えると、分割されたアノード上にフォトカソード上の照射点の位置情報が得られることがわかり、1981年Sillou, 竹内との連名でReview of Scientific Instruments誌に結果を発表した。¹⁾

1976年、CNRSはOrsayの高エネルギー部門をCERNに近いLAPPに移し

た。CERNは将来のLHCでの実験に備えて新しい検出器に関するR&Dを募集した。氏らの開発研究は1991年RD-17 (FAROS)として採用され、CERN PSのテストビームが自由に使えるようになり、PSPMの改良と同時にこれを用いたトリガーの可能なシンチレーティングファイバーを用いたホドスコープの製作を氏は京都産業大学、大阪市立大学、Protvino IHEPの研究者と熱心に行った。巨大なヘルムホルツコイルに代わって竹内の開発した永久磁石を用いることによって、PSPMはかなり使いやすいものとなった。また、氏の言うところのscaling lawを用いて、PSPMそのものの改良という点でもより細かいグリッドを持つダイノードが製作され、これを浜松に持ち込むことによって磁場を用いなくても十分良い位置検出能力を持つPSPMが完成した。一方1995年、浜松フォトニクスはマルチアノードのメタルPMTを開発した。これは氏の開発してきたPSPMをアナログタイプとすればいわばデジタルとでも言えるような完全に独立な16個のチャンネルを持つPMTであった。氏はいち早くこの製品を評価し、これを用いたホドスコープの開発もRD-17の枠内で行われた。完成したものは、そこそこの位置分解能と時間分解能を持ち、高強度のビームでも働く画期的なホドスコープであったが、RD-17はCERNによって、この検出器の独創性は認めるものの、あと1年以内にこれを使用する実験を見つけなければ今後ビームは使わせないと



永年通ったCERNの研究室にて (2010年)。

*¹ 京都産業大学名誉教授

*² LAPP名誉主任研究員

うところまで追い詰められた。当時高強度の陽子ビームを用いて π^+ と π^- のクーロン力で結びついた原子 $A_{\pi\pi}$ の寿命を計測する実験をCERNにおいて行いたい希望を持っていたDubnaのNemenovにRD-17はMontanetの仲介によって引き合わされる。これが幸福な協力関係となり、 $A_{\pi\pi}$ の寿命測定から非摂動領域でのQCD研究を目的とするDIRAC実験はその中心的な役割を担う検出器SFDが製作された。0.28 mm ϕ のシンチレーティングファイバーを用いた検出器は 10^8 s $^{-1}$ の粒子束中で99.1%の効率を持ち、チェンバーなみの60 μ mの位置分解能と330 psの時間分解能を備え、高強度の2次ビーム中で、標的中で生成された荷電粒子対を拾い出し、DIRAC実験の成功を支えた。ホドスコープはCOMPASSなどDIRAC以外の高エネルギー実験に使用されるほか、この原理に基づいた

検出器は中性子イメージングや放射線医学、宇宙線観測に応用され、PMT技術の新しい時代が迎えられつつある。黒田氏はPSPM開発に関する業績が認められて1998年にCNRSから学術メダル、2001年にフランス政府のPalme Académiques (学術功労賞)を授与された。

氏はCNRSを退職後もCERNの研究室に通い続けた。現場を好み、手先が器用な実験家であった氏は、晩年にも良く日本グループの担当する検出器の開発や調整を手伝った。

DIRACの共同実験者は、この優れて独創的で且つ個性の強い実験家を失ったことを強く悼み、CERN Courierの1月号に追悼記事を掲載した。

参考文献

- 1) K. Kuroda, D. Sillou and F. Takeuchi: Rev. Sci. Instr. 52 (1981) 337.

(2012年3月13日原稿受付)

学生優秀発表賞(領域2)の試み

安藤 晃 (領域2代表 東北大院工)

新しい科学の発展を目指す若い人材の育成と、それを支援する体制を構築することは学会の大事な使命の一つです。日本物理学会では若手(といっても40歳前後まで含めた)を対象とした若手奨励賞を設け、優秀な研究者の表彰を行ってきましたが、将来の研究者候補である学生の発表を奨励し表彰する制度がありませんでした。日本物理学会の年次大会及び秋季(春季)大会において学生の発表の割合は高く、学生が学会活動に大いに貢献していることはいうまでもありません。将来の学会を担う優秀な学生に学会で優れた研究発表を行ってもらうことは学会活動を発展させるためにも不可欠です。また参加する学生にとっても将来の研究職への進路を考えた際に、表彰制度を活用することは今では必須のことと認知されてきています。

物理学会領域2(プラズマ基礎、プラズマ科学、核融合プラズマ、プラズ

マ宇宙物理)では、学生にとって学会をより魅力的にし、学生の参加をさらに募る制度として、学生の発表に対する学生優秀発表賞を設けてはどうかという議論がありました。学生優秀発表賞を設けるメリットは、学生の発表の質を向上させることはいまでもありませんが、審査対象となることから高いレベルの質疑応答が行われることで、議論の場としての学会のさらなる活性化に貢献し、優秀な若手の育成が期待できることです。

学会全体での実施には賛否の議論がありました。領域委員会において承認を頂き、領域2の独自制度として「学生優秀発表賞」がスタートしました。物理学の発展に貢献しうる優秀な一般講演発表を行った学生の方々に対して物理学会領域2として表彰する制度です。当初、平成22年度の第66回年次大会より開始する予定でしたが、残念ながら震災のため第66回年次大会の

開催が中止になったため、第67回年次大会がその最初の表彰となりました。

学生優秀発表賞の審査は、第一次審査及び第二次審査と二段階で行われました。第一次審査では、1) 研究内容、2) 講演内容、3) 質疑応答のそれぞれに対して評価されました。研究内容においては、研究の新規性、独創性、有用性、発展性などが評価対象となり、また、発表内容に対する学生本人の寄与の度合いなども考慮されました。講演内容では、講演の聴き取りやすさ、スライド内容の分かりやすさなどが評価のポイントとなりました。質疑応答では、質問の内容及び意図を正確に理解しているか、その回答の分かりやすさなどが評価されました。第二次審査では、以上の評価点を含めて総合的に評価が行われ、第67回年次大会では、対象発表数24件の中から、優秀な発表と判断された4件を学生優秀発表賞として表彰することになりました。いずれも研究内容や発表での質疑応答など若手研究者としての資質を感じさせるものでした。研究としては未完成ですが今後の発展が期待できる発表も受賞対象となり、受賞者には博士課程だけでなく、修士課程の学生も含まれています。受賞を契機にさらに研究が進むことを期待しています。

今後、同様の賞が領域1でも実施予定と聞いております。各領域での若手育成支援の考え方や体制などの違いもあって学会全体での制度化には時間がかかるかもしれませんが、昨今のJr.セッションでの高校生による発表の支援など、若い世代に対して支援する強い思いは学会全体で共通のものがあります。今後は是非、学会長名として表彰して頂くことも含め、他領域でも同様の試みが広がっていくことを期待し、学生表彰制度の充実に協力をお願いしたいと考えております。これからも領域2では、学生優秀発表賞を春・秋と年2回の学会で実施することを計画しています。その詳細については領域2ウェブ(<http://div.jps.or.jp/r2/index.html>)をご参照下さい。

(2012年5月15日原稿受付)

外村 彰先生を偲んで

長我部信行 〈日立中研〉

株式会社日立製作所フェロー、理化学研究所基幹研究所グループディレクターの外村 彰先生が2012年5月2日に闘病中のすい臓がんで逝去されました。享年70歳のご生涯でした。

外村先生は、1942年4月25日兵庫県西宮市で誕生されました。1965年に東京大学理学部物理学科を卒業され、ただちに日立製作所中央研究所に入社されました。東大では場の量子論を専門にされていた梅澤博臣先生の量子力学の講義に魅せられ、霜田光一先生の下で卒業研究をなさいました。日立中研入社後の動機は、当時日立中研で活躍されていた渡辺 宏博士が電子線エネルギー損失分光法によりボームとパインズによって予言されていた金属固体中のプラズマ振動を一枚の写真で見事に証明された事にあこがれたものと伺っています。

日立中研入社後は、渡辺 宏博士の勧めもあり、一貫してガボールが発明したホログラフィーを電子線で実現する事とその応用研究に取り組まれました。電界放出型電子顕微鏡の実用化に成功し干渉性の高い電子線装置を得ると、アハラノフ・ボーム効果(AB効果)の検証、電子の波動性・粒子性の二重性を示す実験、超伝導体中の磁束

量子物理の解明など数々の成果をあげてこられました。1982年の最初のAB効果の検証実験の後に立ち上げた「量子力学の基礎に関する国際会議」(ISQM)は、量子力学の諸問題に新しい工学技術を取り入れて立ち向かうという新たな潮流を作り、類似の趣旨の国際会議も数多く開催されるようになりました。1986年の電子の二重性を示す干渉実験は、Physics World誌により「世界で最も美しい物理実験」として、ガリレオやミリカンの歴史的実験をしたがえ第一位として選ばれています。1989年からは、新技術事業団(現科学技術振興機構、JST)の戦略的創造研究推進事業(CREST)の「外村位相情報プロジェクト」の総括責任者として、電子線ホログラフィーの高度化とその普及に努められました。2001年からは理化学研究所単量子操作グループのグループ・ディレクターを兼務され4つの研究チームをリードしていました。2005年からは沖縄科学技術研究基盤整備機構沖縄大学院大学先行研究事業の電子線ホログラフィーユニットを主催され、新たな大学の立ち上げに協力されました。2010年からは最先端研究開発支援プログラムの中核研究者として「原子分解能・ホログ

ラフィー電子顕微鏡の開発とその応用」の推進に取り組んでおられましたが、志半ばにしてご逝去されました。

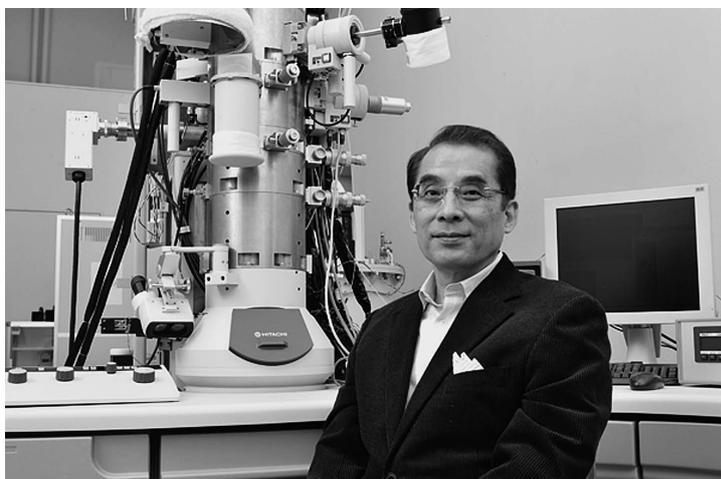
これらの業績により外村先生は、1982年仁科記念賞、1987年朝日賞、1991年恩賜賞・学士院賞、1999年ベンジャミン・フランクリンメダル、2002年文化功労者顕彰を受けられました。

また、1999年より米国物理学会フェロー、2000年米国科学アカデミー外国人会員、2003年ウプサラ王立科学ソサエティ外国人会員、2005年日本学術会議会員、2006年スウェーデン王立工学アカデミー外国人会員、2007年日本学士院会員、2011年英国物理学会フェローとして広く世界の物理の発展に貢献されました。

外村先生のご研究で特筆すべきは、研究をやりとげる意思の強さでした。1982年に行った最初のAB効果の実験は、いくつかの点で課題が指摘されていましたが、ヤン教授(Chen Ning Yang)の協力もあって、超伝導体で遮蔽し磁束を量子化させた強磁性リングを使った実験を構想し、困難な実験にもかかわらず一切の妥協を廃して成功に漕ぎ着けました。研究は挑戦的な目標をかかげるので成功しないかもしれない、しかし誰か他の人があなたの後から同じ目標に挑戦して成功するような事があってはならない、あなたができなければ世界中の誰もできないといふところまでやりなさいといわれた言葉は記憶に残っています。

こうした自己の研究に対する厳しさと同時に周囲の人々を思いやる暖かいお人柄も印象的でした。海外からの研究者に少しでも良い研究環境を提供するために公私にわたって親身になってお世話をされていました。2011年の春、すい臓がんが発見された後も手を尽くして最良の治療を求め、最期まで研究の事を考え、研究者としての矜持を保っておられました。ここに先生の生前のご功績を称えますと共に、暖かいお人柄を偲びつつご冥福をお祈り申し上げます。

(2012年7月18日原稿受付)



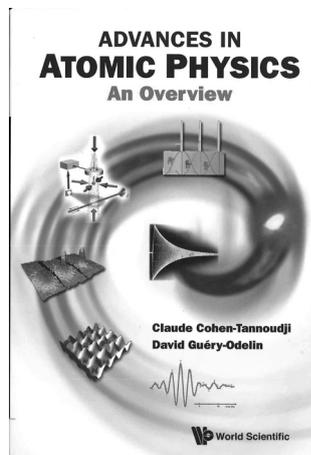
写真提供：理化学研究所

C. C.-Tannoudji and D. G.-Odelin

Advances in Atomic Physics; An Overview

World Scientific, Shingapore, 2011, xxv + 767p, 25 × 18 cm, \$98 [専門・大学院向]

ISBN 978-981-277-496-5



まず、念のために本の「物理的」側面から紹介しておく、非常に分厚い本である。本文だけで700ページ以上ある。しかし数式がそれほど多いわけではない。むしろ挿絵も豊富でカラーのものも多く、全体に読みやすく仕上がっている。では内容について述べよう。

著者の二人は原子物理の研究者で、特にCohen-Tannoudji博士は1997年のノーベル物理学賞の受賞者である。その彼が、「この60年間の間に目覚ましい発展を遂げた原子・分子・光物理(“AMO physics”)の全体像を紹介するために書いた」のが本書である。触れられている内容は、輻射場と原子の相互作用、ラムゼー干渉、光ポンピング、レーザーを用いた超精密分光、多光子過程と非線形分光、レーザー冷却とトラップ、極低温の衝突とフェッシュバッハ共鳴、原子波干渉計、ボース・アインシュタイン凝縮とフェルミ縮退気体、パリティ対称性の破れ、冷却原子を用いた強相関の物理、量子もつれと量子情報…と非常に多岐にわたっている。

当然、これだけ分野が広くなると、全体像をつかむことは困難になる。この問題は特に新しく足を踏み入れた若い研究者にとって深刻である。著者は特にそのような若い研究者を助けるべく、本書を書いたと序文に書いている。

井上 慎 (東大院工)

筆者もこの動機には深く同意するものであるし、実際にこの本を読んでみて、その動機は十分に内容に反映されていると感じている。次にこの本に目を通して見た感想を2,3述べたい。

「どこから読み始めても面白い。」主観的な感想だが、これがこの本の一番の特長に思えた。「どこから読み始めても」という部分は多少、理由があると推測している。即ち、著者は謝辞で「本書はパリ大学で1973年から2004年にかけて行った講義を下敷きにしている」と述べている。そのため、本文中で相互参照にしている部分が非常に少なく、各章が独立しているのである。「一般的な背景として」書かれた第2章は28ページ(ページ数にして全体の4%!)しかなく、各章の文章はその章で話題になっている物理現象に非常によくフォーカスされている。そしてその説明がうまいこと! 実際、筆者が長い間理解しなかったことがうまく説明されている部分に出会ったことが何回もあった(熱分布中の気体を伝わるスピン波、量子情報の手法を使った分光法、ボース凝縮の平均場の直感的説明、など)。

久我隆弘

“測る”を究めろ! ; 物理学実験攻略法

丸善, 東京, 2012, ix + 218p, 21 × 15 cm, 本体2,200円 [大学院・学部向]

ISBN 978-4-621-08514-1

本書は学部低学年を対象とした物理実験の手引書ではあるが、子供と犬の漫画が描かれたカバーと同様、内容もこれまでの類書とは大きく異なる。誤差や最小自乗法からはじまる類書が多い中、本書は「とにかくまず測ってみよう」と著者自身が重力加速度を家庭で手に入る道具を使って様々な方法で測定し、これを題材に展開していく。

「深入りはしていない。」

膨大な種類の物理現象が触れられているが、各事象に対し、エッセンスの説明だけに集中するように常に注意が払われている様子が見て取れる。

「事象の紹介の順番が独特である。」60年にわたる進展を統一的に扱おうとしているので、歴史的な発見の順序を全く無視して並べなおしている部分もあり、筆者も改めて勉強になった。原子の光の吸収の選択則における角運動量保存からすぐさま光の軌道角運動量の話に入ったり、磁場トラップ、光トラップといった保存力のトラップの話の延長として原子に対してゲージ場をつくる話を登場させるのは著者でないとできない芸当である。

もちろん、野心的な試みなので、あらゆるすれればきりが無い。フランスのグループが重要な役割をした仕事の記述が多いのはご愛嬌であろう。その代わりに不自然に記述が少ない題材も散見される。しかしこれだけ広範囲の分野の全体像を提供しようとする自体がそもそも普通は考えられないことである。著者は広大な分野を縦横無尽に行き来し、十分に楽しめる題材をたくさん提供することに成功したと思う。最後は、1997年のもう一人のノーベル賞受賞者、W. D. Phillips博士が「前書き」に使った言葉でこの新著紹介のめとしたい。Bon appetit (さあ召し上がれ!)

(2012年4月19日原稿受付)

佐々田博之 (慶大理工)

そこで生じる問題点を「不確かさ」の取り扱い等のアイテムを入手して解決していく。「物理実験」というアドベンチャーゲームの攻略本というスタイルを取っているが、内容はけっして軽薄なものではなく、必要性が明らかになった後に、物理量の表記法(高校教科書記法から国際的に認められた記法へ)やSI (International System of Units)



から測定法、ロックインアンプまでの広範な基礎知識が解説され、実験書として十分価値がある。実際に著者が測定を行っているだけに、実験家らしい工夫やオーダーエスティメーションも随所にあり、先人の実験の工夫にも言及しており類書に例がない。実験系の大学院生も是非読んでほしい。

「不確かさ」、「Aタイプの不確かさ」、「Bタイプの不確かさ」が従来の「誤

差」、「偶然誤差」、「系統誤差」に代わって使われるようになってから久しい。これらの概念は分かりやすいものではないが、本書には著者の実験データに即した具体的な説明があり有益である。また、本書のコラムで「真空の誘電率」、「真空の透磁率」に代わり「電気定数」と「磁気定数」となったことを取り上げているが、会員の皆さんはご存知だろうか。最新の光格子時計や微細構造定数の時間変化の超精密計測についても解説されており、学生実験を担当する大学教員はもちろん物理に携わるすべての人にも役立つ。

デジタル測定器がアナログ機器を席卷する昨今、学生実験も例外ではない。本書では著者がデジタルオシロスコープを自作し、音の実験を行ってみせている。周波数特性、トリガー機能、過渡現象と初歩的な電子回路の入門書としても役立つ。デジタルオシロスコープとアナログオシロスコープの比較も具体的で、前者の優位を述べている。

一方、デジタル測定器の普及で測定値の変動が目に見えにくくなっている。測定値のばらつきへの感性が鈍化するのではないかと心配するのはアナログ世代の杞憂だろうか。

本書は著者自身が行った実験を取り上げているため、物理実験の手引書には珍しく読み物としてもおもしろい。考えてみれば実験研究は次々と現れる妨害を排除しながら進んでいくゲームかもしれない。お手軽で失敗のない3分クッキングのような学生実験の手引きと言うより、研究者が読むべき書かもしれない。

(2012年4月28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

- A. Altland and B. Simons 著, 新井正男, 井上純一, 鈴浦秀勝, 田中秋広, 谷口伸彦訳: 凝縮系物理における場の理論(上) 第2版
吉岡書店, 京都, 2012, x+539p, 21×15 cm, 本体8,000円
ISBN 978-4-8427-0360-2
- 安達千波矢: 有機半導体のデバイス物性
講談社, 東京, 2012, xii+306p, 22×15 cm, 本体3,800円
ISBN 978-4-06-154354-6
- 荒木不二洋, 江口 徹, 大矢雅則編: 数理解物理 私の研究
丸善, 東京, 2012, ix+420p, 22×16 cm, 本体3,700円(シュプリンガー量子数理シリーズ第2巻)
ISBN 978-4-621-06502-0
- 石坂 智, 小川朋宏, 河内亮周, 木村 元, 林 正人: 量子情報科学入門
共立出版, 東京, 2012, v+361p, 21×15 cm, 本体3,800円
ISBN 978-4-320-12299-4
- 小柳義夫, 中村 宏, 佐藤三久, 松岡 聡:

- 計算科学 別巻: スーパーコンピュータ
岩波書店, 東京, 2012, x+204p, 22×16 cm, 本体3,200円(岩波講座)
ISBN 978-4-00-011307-6
- 遠藤康夫: 中性子散乱
朝倉書店, 東京, 2012, vii+203p, 21×15 cm, 本体4,000円(朝倉物性物理シリーズ9)
ISBN 978-4-254-13729-3
- 幸田清一郎, 小谷正博, 染田清彦, 阿波賀邦夫編: 大学院講義物理化学第2版; III. 固体の化学と物性
東京化学同人, 東京, 2012, xvi+301p, 26×18 cm, 本体4,200円
ISBN 978-4-8079-0771-7
- 清水忠雄, 清水文子: ペンギン物理学辞典
朝倉書店, 東京, 2012, ii+517p, 21×15 cm, 本体9,200円
ISBN 978-4-254-13106-2
- 白水徹也: アインシュタイン方程式; 一般相対性理論のよりよい理解のために
サイエンス社, 東京, 2012, v+140p, 26×18 cm, 本体2,238円(SGCライブラリ-90)
ISSN 4910054700527

- 菅原和士: 太陽電池の基礎と応用; 主流である結晶シリコン系を題材として
朝倉書店, 東京, 2012, vii+194p, 21×15 cm, 本体3,500円
ISBN 978-4-254-22050-6
- 常田貴夫: 密度汎関数法の基礎
講談社, 東京, 2012, ix+236p, 21×15 cm, 本体5,500円
ISBN 978-4-06-153280-9
- 朝永振一郎著, 江沢 洋編: プロメテウスの火
みすず書房, 東京, 2012, 271p, 20×14 cm, 本体3,000円
ISBN 978-4-622-08354-2
- 那須奎一郎, 澤 博, 門野良典: 物理科学の基礎
共立出版, 東京, 2012, x+175p, 22×16 cm, 本体3,500円(KEK物理学シリーズ第5巻)
ISBN 978-4-320-03488-4
- 西尾成子: 科学ジャーナリズムの先駆者; 評伝 石原 純
岩波書店, 東京, 2011, xviii+348p, 20×16 cm, 本体3,400円
ISBN 978-4-00-005213-9

西野友年：今度こそわかる場の理論
 講談社，東京，2012，215p，22×15 cm，
 本体2,900円
 ISBN 978-4-06-153282-3

日本表面科学会編：表面科学こと始め：開
 拓者たちのひらめきに学ぶ
 共立出版，東京，2012，vi+259p，21×
 15 cm，本体3,500円（現代表面科学シリ
 ーズ1）
 ISBN 978-4-320-03369-6

アブラハム・パイス著，西尾成子，今野宏
 之，山口雄仁訳：ニールス・ボーアの時代
 1：物理学・哲学・国家
 みすず書房，東京，2007，xi+333p，22×
 16 cm，本体6,600円
 ISBN 978-4-622-07337-6

アブラハム・パイス著，西尾成子，今野宏
 之，山口雄仁訳：ニールス・ボーアの時代
 2：物理学・哲学・国家
 みすず書房，東京，2012，iv+373p，22×

16 cm，本体7,600円
 ISBN 978-4-622-07338-3

林 青司：CP対称性の破れ：小林・益川
 模型から深める素粒子物理学
 サイエンス社，東京，2012，v+199p，
 26×18 cm，本体2,476円（SGCライブラ
 リ-91）
 ISSN 4910054700626

松川 宏：摩擦の物理
 岩波書店，東京，2012，viii+116p，20×
 14 cm，本体1,600円（岩波講座 物理の
 世界：物質化学の発展2）
 ISBN 978-4-00-011138-6

F. マンドル，G. ショー著，樺沢宇紀訳：
 「場の量子論」第1巻：量子電磁力学
 丸善プラネット，東京，2011，viii+266p，
 21×15 cm，本体5,800円
 ISBN 978-4-86345-081-3

F. マンドル，G. ショー著，樺沢宇紀訳：
 「場の量子論」第2巻：素粒子の相互作用

丸善プラネット，東京，2011，vi+287p，
 21×15 cm，本体6,000円
 ISBN 978-4-86345-082-0

宮本健郎：エネルギーの物理
 サイエンス・カルチャー出版，東京，
 2012，vi+167p，24×16 cm，本体3,000円
 ISBN 978-4-9900839-7-7

H. メーラー著，藤川辰一郎訳：固体中の
 拡散：基礎と方法，異種物質中の拡散，拡
 散律速過程
 丸善，東京，2012，xviii+676p，24×16
 cm，本体9,800円
 ISBN 978-4-621-06501-3

山本佳世子：研究費が増やせるメディア活
 用術
 丸善，東京，2012，xi+160p，19×13 cm，
 本体1,900円
 ISBN 978-4-621-08538-7



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/book/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）

■元素戦略磁性材料研究拠点，同連携機関 ポスドク研究員

1. ポスドク研究員約21名
2. 東北大学，NIMS，産総研，東京大学，
 京都大学，高エネ研，SPring-8，名古
 屋工業大学
3. 電子論グループ約6名，材料創製グル
 ープ約5名，解析評価グループ約10名。
4. なるべく早期
5. 2013年3月31日迄（審査により更新可，
 最長5年）
6. 博士号取得者又は取得見込者
7. ○NIMS指定履歴書（写真貼付）○業
 績リスト ○研究概要（A4，約1頁）
 ○自己アピール ○主要論文別刷3編
 以内（コピー可）○照会者2名以上の
 連絡先
8. 適任者が見つかり次第終了
9. 305-0047つくば市千現1-2-1 物質・
 材料研究機構元素戦略磁性材料研究
 拠点 広沢 哲
info-esicmm_ml.nims.go.jp
10. 詳細は必ず [http://www.nims.go.jp/units/
u_magnetic/employment/hdfqf1000000
vwr6.html](http://www.nims.go.jp/units/u_magnetic/employment/hdfqf1000000vwr6.html)参照。

■理化学研究所主任研究員

[I]

1. 主任研究員1名
2. 仁科加速器研究センター
3. 理化学研究所仁科加速器研究センター
 加速器研究施設RIBFを用いた，原子
 核物理学の推進。
4. 2013年4月1日以降早期
5. 60歳定年
6. 優れた研究業績を有し，新たな研究分
 野を開拓・牽引する実力のある方
7. ○履歴書（写真貼付）○研究業績目
 録（主要論文5編以内に○印，別刷各
 1部添付）○従来の研究概要と採用
 された場合の研究計画（合計：A4，約
 5枚）○応募者の研究を評価できる3
 名の氏名，連絡先
8. 2012年9月24日（月）必着
9. 351-0198和光市広沢2-1 理化学研究
 所仁科加速器研究センター 櫻井博儀
 電話048-462-5362 Fax 048-462-4464
sakurai_ribf.riken.jp
10. 詳細は [http://common.riken.go.jp/office/
pr_office-sect/koho/tmp/r-world/info/
recruit/k120924_e_rnc.html](http://common.riken.go.jp/office/pr_office-sect/koho/tmp/r-world/info/recruit/k120924_e_rnc.html)参照。

[II]

1. 研究員1名
2. 和光研究所基幹研究所平山量子光子学
 研究室
3. 新機能半導体光デバイスや機能光材料
 を生み出す研究分野，ナノスケール量

子・光機能構造や半導体結晶成長技術の開拓等を通して、光デバイスの新領域を開拓できる方を広く募集。

4は [I] に同じ。

6. 関連分野での博士号取得者。1年以上の海外研究歴を有することが望ましい。
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績一覧と主要論文別刷 ○現職の所属長を含む推薦書2通(最低1通は外国人からのもの。現職の所属長が困難な場合には、第三者による推薦書) ○獲得外部資金リスト(書式自由) ○今迄の研究概要と今後の抱負
8. 2012年9月28日(金)17時必着
9. 351-0198 和光市広沢2-1 理化学研究所基礎基盤研究推進部研究業務課 rps-saiyo24 riken.jp
10. 封筒に「平山量子光素子研究室研究員応募書類在中」と朱書し簡易書留又は書留で送付。推薦書の宛名は「独立行政法人理化学研究所理事長」とすること。e-mailでの申請や電話での問合せは受付ない。

■首都大学東京理工学研究科准教授

[I]

1. 准教授1名
2. 物理学専攻(ナノ物性)
3. 実験的手法(計算機実験含)によるナノ構造物質の開発や物性の研究。
4. 2013年4月1日
5. 5年(更新・内部昇任制度等有, 准教授としての任用期間は15年以内)
6. 博士後期課程の教育及び研究指導を担当できる方
7. ○履歴書(様式有) ○研究業績リスト ○主要論文別刷・コピー5編以内各1部 ○研究業績(約2,000字) ○活動計画(約2,000字) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先 ○履歴書様式は http://www.houjin.tmu.ac.jp/recruit_teacher/tmu.html から取得(他は様式不問)
8. 2012年9月24日(月)必着
9. ①192-0397 八王子市南大沢1-1 首都大学東京総務部人事課人事制度係
②公募全般: 同上 電話042-677-1111 (内線1028) kyoinsaiyo jmj.tmu.ac.jp, 専門分野: 物理学専攻 政井邦昭 電話042-677-2502 info-apns phys.se.tmu.ac.jp
10. 封筒に「教員公募書類(物理・物性実験ナノ)在中」と朱書し送付。本学はダイバーシティに配慮しており, 女性の積極的な応募を歓迎。

[II]

1. 准教授1名
2. 物理学専攻
3. 強相関電子系の実験的研究。主に青木勇二教授と協力して磁性及び超伝導等に関する新たな電子物性の探索及び機構解明を目指す。新物質開発に意欲のある方が望ましい。
- 4, 5, 6, 8, 9①は [I] に同じ。
7. ○詳細は下記HPに記載 ○履歴書(様式有) ○研究業績リスト ○主要論文別刷・コピー5編以内各1部 ○研究業績(約2,000字) ○活動計画(約2,000字) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先
9. ②公募全般: 同上 電話042-677-1111 (内線1028) kyoinsaiyo jmj.tmu.ac.jp, 専門分野: 物理学専攻 政井邦昭 電話042-677-2502 info-apsc phys.se.tmu.ac.jp
10. 封筒に「教員公募書類(物理・物性実験強相関)在中」と朱書し簡易書留で送付(宅配便可)。詳細は http://www.houjin.tmu.ac.jp/recruit_teacher/tmu.html 参照。本学はダイバーシティに配慮しており, 女性の応募を歓迎。

[III]

1. 准教授1名
2. 物理学専攻(宇宙物理実験)
3. X線天文学, 高エネルギー宇宙物理の観測的研究。宇宙物理実験研究室に所属し協力して研究を行う。
- 4, 6, 9①は [I] に同じ。
5. 5年(更新有, 准教授としての任用期間は15年以内)
7. ○履歴書(様式有) ○研究業績リスト ○主要論文別刷・コピー5編以内各1部 ○研究業績概要(研究, 教育, 外部資金, 社会貢献含。約2,000字) ○活動計画(研究, 教育, 社会貢献含。約2,000字) ○照会可能者3名の氏名, 連絡先 ○履歴書様式は http://www.houjin.tmu.ac.jp/recruit_teacher/tmu.html より取得可(他は様式不問)
8. 2012年10月1日(月)必着
9. ②公募全般: 同上 電話042-677-1111 (内線1028) kyoinsaiyo jmj.tmu.ac.jp, 専門分野: 物理学専攻 政井邦昭 電話042-677-2502 info-apxa phys.se.tmu.ac.jp
10. 封筒に「教員公募書類(物理・宇宙物理実験)在中」と朱書し送付。本学はダイバーシティに配慮しており, 女性の積極的な応募を歓迎。

■京都大学大学院理学研究科助教

1. 助教1名
2. 物理学・宇宙物理学専攻物理学第一分野非線形動力学研究室
3. ダイナミクス, 統計, 非平衡等をテーマにして, 自然現象を理解しようとする理論研究。セミナーや理論演習等の大学院・学部教育も担当。
4. 決定後早期
5. なし
6. 博士号取得者又は着任時迄の取得見込者(2013年3月博士号取得予定者含)
7. ○履歴書 ○業績リスト ○今迄の研究内容(約1,500字) ○今後の研究・教育の抱負(約1,500字) ○主要論文別刷3編以内(コピー可) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先
8. 2012年9月28日(金)必着
9. ①606-8502京都市左京区北白川追分町 京都大学大学院理学研究科物理学・宇宙物理学専攻物理学第一教室前野悦輝
②同教室 佐々真一 sasa scphys.kyoto-u.ac.jp
10. 封筒に「理論助教応募書類在中」と朱書し簡易書留で送付。応募書類原則不返却。

■物質・材料機構研究員

[I]

1. MANA研究員1名
2. ナノスケール材料部門ナノ物性理論ユニット
3. 新規量子特性と機能の理論研究。物性物理と物質科学, 特に超伝導, トポロジカル秩序と物質, スピントロニクス, 及びその他の電子特性とシステム等の関連分野の最先端理論研究を行う。強相関多体系の解析的, 数値的研究が中心課題である。基礎物理概念と機能性物質及びナノシステムを繋ぐ研究活動を目指す。
4. 2013年4月1日以降
5. なし(定年制)
6. 博士号取得者(博士課程修了見込者含)。上記研究分野において豊富な経験があり, ユニットのスタッフ及びメンバーと協力して物性物理の新しい分野の開拓に意欲のある若手研究者。英語による優れたコミュニケーション技能を有すること。
7. ○規定応募用紙等, 詳細は <http://www.nims.go.jp/employment/index.html> 参照。
8. 2012年9月30日(日)

9. 305-0047つくば市千現1-2-1 物質・材料機構人材開発室 電話029-859-2555 nims-recruit nims.go.jp
10. 提出書類は、電子データ(PDF等)にしてe-mailにて送付。

[II]

1. 研究員1名
2. 環境・エネルギー材料部門, 光・電子材料ユニット, 光・電子機能グループ
3. 酸化物, 窒化物の結晶工学, 結晶物性, 機能発現機構. 酸化物や窒化物等の無機結晶質材料の合成, 及びその特性評価を通じて, 有用な機能を持った材料や素子の開発を進める. 特に, あまり検討されてこなかった物質系に着目し, 新奇半導体材料や新奇誘電体材料の探索的研究を行う。
- 4, 5, 7, 8, 9, 10は [I] に同じ。
6. 博士号取得者(博士課程修了見込者含). 固体化学や結晶化学の観点から酸化物や窒化物の合成に関する経験を持つ者, 又は固体物性の観点から酸化物や窒化物の特性・構造評価に経験を持つ者であって, 独創的発想に基づき, 積極的に研究に取り組む意欲のある者。

[III]

1. MANA 研究員1名
2. ナノスケール材料部門, 原子エレクトロニクスユニット, 原子エレクトロニクスグループ
3. ナノシステム分野. 原子スイッチを基盤とした新機能素子の研究開発, 及び, それらを用いた新しい演算回路構築に関する研究. 酸化物, 硫化物等の材料中における原子/イオン拡散とその酸化・還元反応を利用することで, 新しい原子移動制御型素子を開発し, 脳型コンピューター等の次世代情報処理システムの開発に資することを旨とする。
- 4, 5, 7, 8, 9, 10は [I] に同じ。
6. 博士号取得者(博士課程修了見込者含). 金属酸化物等の薄膜形成とそのパターンニングによる素子構造形成, 及び, その抵抗変化素子等のデバイス特性評価に関する経験を有する者。

[IV]

1. MANA 研究員1名
2. ナノスケール材料部門, バイ電子エレクトロニクスユニット, バイ電子エレクトロニクスグループ
3. 原子膜や分子膜を用いたエレクトロニクスの為の新機能開発と応用展開に関する研究. 原子・分子スケールでの材料制御や物性解析を基として, 次世代低消費エネルギーデバイスを目指した

新素子開発に資することを旨とする。

- 4, 5, 7, 8, 9は [I] に同じ。
6. 博士号取得者(博士課程修了見込者含). 半導体を中心とした固体物性を理解し, 微細素子の作製と伝導評価の経験を有すること. 電子デバイスに関する企業との共同研究又は企業での研究等にて電子材料又は応用素子を研究した経験があることが望ましい. 海外での研究経験又は海外機関との共同研究経験を有し, 英語での研究遂行が可能であること。

[V]

1. 研究員1名
2. 環境・エネルギー材料部門, 磁性材料ユニット, 磁性材料グループ
3. 次世代超高密度磁気記録システムの為の磁気センサー・磁気記録媒体・磁気メモリーへの応用を視野にいたれた磁性材料研究。
- 4, 5, 7, 8, 9, 10は [I] に同じ。
6. 応用物理, 材料工学, 又は物理系の博士号取得者で, 磁性薄膜プロセス, 微細加工, 磁気伝導特性測定に経験を有し, 工学応用を視野にいたれた磁性材料の基礎研究で世界最高水準の研究を主導できる人材。

■日本大学文理学部物理学科准教授

1. 准教授1名
2. 実験系研究室
3. 磁性, 光物性等物理学を基礎とする物性実験を専門とする方. 本学部の教育方針を理解し, 基礎教育に熱意をもってあたり, 学部4年生の卒業研究を文理学部にて指導. 授業は物理学実験, 物理学専門科目を担当. 全学・学部・学科の運営にも携わる。
4. 2013年4月1日
5. なし
6. 博士号取得者
7. ○履歴書(写真貼付) ○教育・研究業績リスト ○主要論文約3編のコピー ○今迄の研究概要と研究・教育への抱負(A4, 各約1枚) ○照会可能者2名の氏名, 所属, 連絡先
8. 2012年9月30日(日)
9. ①156-8550東京都世田谷区桜上水3-25-40 日本大学文理学部物理学科高橋博樹
②物理学科事務室 電話03-5317-9350, 高橋博樹 hiroki chs.nihon-u.ac.jp
10. 封筒に「物理学科教員応募書類」と朱書きし簡易書留で送付. 詳細は http://www.chs.nihon-u.ac.jp/department_

graduate/sciences_physics/参照。

■東京大学大学院理学系研究科物理学専攻教員

[I]

1. 教授1名
2. 物理学教室
3. 計算物理学
4. 2013年4月1日以降早期
6. 計算物理学の研究推進に加え, 計算機科学を含むHPC(ハイパフォーマンス・コンピューティング)分野の研究者と学際的な連携を行いつつ, 今後のHPC分野の開拓と理学系研究科及び学内の計算科学教育に貢献できる方。
7. ○履歴書(写真貼付) ○業績リスト ○研究業績概要 ○研究計画及び教育に関する抱負 ○主要論文別刷5編各5部(コピー可)
8. 2012年10月1日(月)必着
9. 113-0033東京都文京区本郷7-3-1 東京大学大学院理学系研究科物理学専攻宮下精二, 物理学教室事務室 電話03-5841-4242
10. 封筒に「計算物理学教授応募書類在中」と朱書きし簡易書留で送付. 本研究科では, 男女共同参画を積極的に推進. 詳細は <http://www.s.u-tokyo.ac.jp/gai/sankaku/kihonkeikaku.html> 参照。

[II]

1. 准教授1名
2. 量子多体物理学講座
3. 原子核理論(ハドロン物理)
- 4, 7, 8, 9は [I] に同じ。
6. 特になし
10. 封筒に「重力実験准教授応募書類在中」と朱書きし簡易書留で送付. 提出書類不返却. 本研究科では, 男女共同参画を積極的に推進. 詳細は <http://www.s.u-tokyo.ac.jp/gai/sankaku/kihonkeikaku.html> 参照。

[III]

1. 准教授1名
2. 物理学教室基礎物理学講座
3. 重力波検出を中心とする重力実験
- 4, 7, 8, 9は [I] に同じ。
- 6は [II] に同じ。
10. 封筒に「重力実験准教授応募書類在中」と朱書きし簡易書留で送付. 提出書類不返却. 本研究科では, 男女共同参画を積極的に推進. 詳細は <http://www.s.u-tokyo.ac.jp/gai/sankaku/kihonkeikaku.html> 参照。

■東京工業大学理工学研究科教員

[I]

1. 教授1名
2. 化学専攻分子化学講座
3. 物理化学(分子集合体の物性とその機能の解明). 大学院と学部(1年次化学を含む)の教育を担当.
4. 決定後早期
5. なし
6. 博士号取得者
7. ○履歴書 ○研究業績リスト ○主要論文別刷5編 ○今迄の研究概要 ○今後の教育・研究に関する抱負 ○その他の資料(外部研究費取得状況等) ○照会可能者の氏名, 連絡先. 詳細は下記HP.
8. 2012年10月1日(月)必着
9. ①152-8551東京都目黒区大岡山2-12-1-H-58 東京工業大学理工学研究科化学専攻事務室 電話03-5734-2660
②河内宣之 nkouchi chem.titech.ac.jp 電話03-5734-2611
10. 封筒に「分子化学講座教授応募書類在中」と朱書きし, 提出書類の印刷体とそのpdfが書き込まれたUSBメモリを同封の上, 簡易書留等で送付. 詳細は<http://www.chemistry.titech.ac.jp/news/index.html>参照.

[II]

1. 助教1名
2. 物性物理学専攻応用物理学講座
3. 上妻幹男准教授と協力して, レーザー冷却を用いた実験研究を行う. 理学部物理学科における学生実験の指導を行う. 経験不問だが, これらの研究・教育に意欲のある方.
- 4は [I] に同じ.
5. なし. 但し, 当専攻では5年を目処に転出することを推奨.
6. 博士号取得者, 又は着任迄の取得見込者
7. ○履歴書 ○業績リスト ○主要論文別刷3編以内 ○今迄の研究概要(A4, 2頁) ○今後の研究・教育への抱負(A4, 2頁) ○推薦書1通(別送可) ○照会可能者1名の連絡先
8. 2012年11月9日(金)必着
9. ①152-8551東京都目黒区大岡山2-12-1 東京工業大学大学院理工学研究科物性物理学専攻 吉野淳二
②同専攻 上妻幹男 kozuma ap.titech.ac.jp 電話03-5734-2451
10. 封筒に「物性物理学専攻助教応募書類在中」と朱書きし簡易書留で送付. 応募書類は申し出のない限り不返却.

■広島大学大学院先端物質科学研究科助教

1. 助教1名
2. 量子物質科学専攻(物性実験分野)
3. 新規な磁性や熱電変換等の量子機能を有するバルク物質の創製とその物性研究, 大学院教育及び理学部物理科学科の実験・演習を担当.
4. 決定後早期
5. 7年, 再任1回5年可
6. 博士号取得者, 又は2013年3月31日迄に取得可能な者
7. ○表紙: A4に公募番号(ADSM-38), 氏名, 連絡先(電話, e-mail)を記載 ○履歴書(写真付, 学歴, 職歴, 学会活動, 受賞等) ○業績リスト(査読付論文, 国際会議発表, 著書, 特許等を区分) ○主要論文約5編のコピーと概要 ○研究業績概要(約2,000字) ○教育実績があればその概要(約1,000字) ○研究計画と教育に関する抱負(約2,000字) ○外部資金, 賞罰等の特筆事項 ○照会可能者2名の氏名, 所属, 職位と連絡先
8. 2012年10月1日(月)
9. ①739-8530東広島市鏡山1-3-1 広島大学大学院先端物質科学研究科 量子物質科学専攻 世良正文
②同上 高島敏郎 電話082-424-7025 takaba hirosima-u.ac.jp
10. 封筒に「公募番号ADSM-38応募書類在中」と朱書きし郵送の場合は簡易書留で送付. 必要に応じて面接を行う. 詳細は<http://www.hirosima-u.ac.jp/adsm>参照.

■岡山大学大学院自然科学研究科教授

1. 教授1名
2. 数理物理学専攻物理科学講座(理学部物理学科兼任)
3. 物性理論. 特にX線自由電子レーザーを含む放射光分光学の理論的研究及び教育において中心的な役割を果たす.
4. 2013年4月1日
5. なし
6. 博士号取得者
7. ○履歴書 ○学会及び社会における活動 ○教育に関する経歴書 ○研究業績概要書 ○研究業績目録 ○主要論文別刷5編(コピー可) ○研究計画と教育に関する抱負 ○最近3年間の国際会議講演及び国内会議講演のリスト ○最近5年間の外部資金のリスト ○照会可能者2名の氏名, 連絡先, e-mail
8. 2012年10月5日(金)必着
9. 700-8530岡山市北区津島中3-1-1 岡

- 山大学理学部物理学科 野原 実 電話086-251-7828 nohara science.okayama-u.ac.jp
10. 詳細はhttp://www.gnst.okayama-u.ac.jp/other/koubo_index.html参照.

■Associate Professor, University of Tsukuba

1. one associate professor position
2. College of Engineering Sciences
3. Condensed matter and/or materials research in a broad sense, either theoretical or experimental. Duties include English education for engineering students and teaching science & engineering in English.
4. 1 April 2013
5. 4 years (1 April 2013-31 March 2017)
6. The candidate must have a doctorate degree. English must be the candidate's first language.
7. ○curriculum vitae ○a list of publications ○a copy each of five publications ○an essay on English education for students of science and engineering ○a summary of your research ○two references ○your affiliation and contact details
8. 19 October 2012
9. ①Professor Nobuyuki Sano, Dean of the College of Engineering Sciences, University of Tsukuba, Tsukuba, Ibaraki 305-8573, Japan
②T. Takemori, takemori bk.tsukuba.ac.jp
10. Make sure to check 'http://www.tsukuba.ac.jp/update/jobs/pdf/h24boshu_matse_en.pdf' for details.

■名古屋大学大学院理学研究科教員

[I]

1. 教授又は准教授1名
2. 物質理学専攻(物理系)物性理論(S)研究室
3. 物性理論(特に電子系を中心とする凝縮系物理学)
4. 採用決定後早期
5. なし
7. ○履歴書1通 ○業績リスト1通 ○今迄の研究概要, 着任後の研究計画, 教育に対する抱負(各1通) ○主要論文別刷5編以内各1部 ○照会可能者2名の氏名, 所属, 連絡先 ○希望職位
8. 2012年10月19日(金)
9. ①464-8602名古屋市千種区不老町

名古屋大学大学院理学研究科物理学教室 神山 勉
②同教室 上羽牧夫 電話052-789-2874

10. 封筒に「物性理論教員応募書類在中」と朱書き送付。応募書類は特に申し出がない限り不返却。「男女共同参画に関する考え方」については物理教室のHP参照。

[II]

1. 助教1名
2. 素粒子宇宙物理学専攻重力・素粒子宇宙論研究室(QG研)
3. QG研において、素粒子論、宇宙論、重力理論のうち複数の分野に跨る研究を進めると共に、学部学生、大学院生の教育を行う。
- 4, 5, 9①は [I] に同じ。
7. ○履歴書 ○今迄の研究内容 ○着任後の研究計画及び教育に対する抱負 ○業績リスト(主要論文2編明記) ○推薦書又は意見書
8. 2012年10月29日(月) 17時
9. ②同教室 野尻伸一 電話/Fax 052-789-4537 nojiri phys.nagoya-u.ac.jp
10. 封筒に「重力・素粒子宇宙論研究室応募書類在中」と朱書き書留で送付。応募書類不返却。選考基準は<http://www.phys.nagoya-u.ac.jp/scholar/pub.html>参照。

■核融合科学研究所教員

[I]

1. 助教1名
2. ヘリカル研究部高温プラズマ物理研究系粒子輸送研究部門
3. LHDプラズマの高性能化を達成するために、高性能プラズマに対応できる新たな計測装置の整備を行う。特にLHDの高エネルギー粒子の閉じ込め研究に必要な計測装置の開発を進め、LHDにおいて活用し、ヘリカル方式の高性能化とトロイダルプラズマの総合的理解を目指した先進的な物理実験研究を遂行する。
4. 採用決定後早期
5. 5年、再任可
6. 博士号を有すること等
7. ○履歴書 ○研究歴 ○就任後の抱負 ○推薦書 ○研究業績リスト ○主要論文別刷約5編各6部
8. 2012年10月25日(木) 17時必着
9. ①509-5292土岐市下石町322-6 核融合科学研究所 小森彰夫
②核融合科学研究所管理部総務企画課

人事・給与係 電話0572-58-2012

10. 封筒に「ヘリカル研究部高温プラズマ物理研究系粒子輸送研究部門助教公募関係書類」と朱書き書留で送付。詳細は<http://www.nifs.ac.jp/index-j.html>参照。

[II]

1. 准教授1名
2. ヘリカル研究部核融合理論シミュレーション研究系炉心プラズマシミュレーション研究部門
3. 高温プラズマにおける輸送や電場形成過程等の運動論的シミュレーション研究を中心となって推進できる人材を求める。大型ヘリカル装置実験の物理的理解や定量的予測、プラズマ高性能化、将来の核融合炉の設計、及び国内外の研究者との連携による数値実験研究プロジェクトの推進に貢献することが望まれる。
- 4, 5, 6, 7, 9は [I] に同じ。
8. 2012年10月31日(水) 17時必着
10. 封筒に「ヘリカル研究部核融合理論シミュレーション研究系炉心プラズマシミュレーション研究部門准教授公募関係書類」と朱書き書留で送付。詳細は<http://www.nifs.ac.jp/index-j.html>参照。

[III]

1. 教授1名
2. ヘリカル研究部高温プラズマ物理研究系プラズマ揺動研究部門
3. プラズマ中の揺動と閉じ込めの研究において、国内外の研究者との共同研究を幅広く組織し、当該部門の研究開発の高度化を主導すること、ヘリカル型核融合炉実現を目指し、高ベータ化と高温化の統合によるプラズマの高性能化と、係る分野の学術的体系化を進めること、大型ヘリカル装置実験における当該部門の研究及び企画を中心となって担うことに取り組む能力と意欲を持つ方を望む。
- 4, 5, 6, 9は [I] に同じ。
7. ○履歴書 ○研究歴 ○就任後の抱負 ○推薦書 ○研究業績リスト ○主要論文別刷約5編各7部
8. 2012年11月2日(金) 17時必着
10. 封筒に「ヘリカル研究部高温プラズマ物理研究系プラズマ揺動研究部門教授公募関係書類」と朱書き書留で送付。詳細は<http://www.nifs.ac.jp/index-j.html>参照。

■大阪大学大学院理学研究科教授

1. 教授1名
2. 附属構造熱科学研究センター

3. 熱的手法に基づく凝縮系の物理化学。
4. 2013年4月1日以降早期
5. なし
6. 博士号を有し、構造熱科学研究センターにおける研究・教育及び管理・運営・社会的活動に関して指導的な役割を担える方。理学研究科化学専攻、理学部化学科の教育を担当できる方。
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト ○主要論文別刷10編以内(コピー可) ○今迄の研究業績概要(約2,000字) ○着任後の研究計画と教育に関する抱負(約2,000字) ○照会可能者2名の氏名、所属、連絡先 ○上記のデータを印刷物と電子媒体(PDF)を記録したCD-R又はDVD)で提出
8. 2012年11月9日(金)消印有効
9. 560-0043豊中市待兼山町1-1 大阪大学大学院理学研究科化学専攻 中澤康浩 電話06-6850-5396 nakazawa chem.sci.osaka-u.ac.jp
10. 封筒に「応募資料在中」と朱書き書留で送付。提出資料不返却。2013年度の構造熱科学研究センターの専任構成員は教授(本公募)、宮崎裕司准教授、長野八久講師、高城大輔助教の予定。

■山形大学理学部物理学科准教授

1. 准教授1名
3. 高エネルギー宇宙物理学の実験的な研究。飛翔体搭載用の検出器の開発やデータ解析を精力的に行える方。基盤教育(全学向け一般教育)、学部、大学院での教育、研究及び学科、学部運営の分担。地方大学の状況を理解し、学部生、大学院生の教育を意欲を持って行うことができる方。
4. 2013年4月1日
5. なし
6. 博士号取得者
7. ○履歴書(e-mail明記) ○研究業績概要(研究費獲得実績含) ○主要論文別刷3編以内 ○研究計画と教育に関する抱負 ○発表論文リスト(査読の有無明記) ○照会可能者2名の所属、氏名、連絡先(e-mail含)
8. 2012年11月30日(金)必着
9. ①990-8560山形市小白川町1-4-12 山形大学理学部物理学科 富田憲一
②郡司修一 gunji sci.kj.yamagata-u.ac.jp
10. 封筒に「物理学科准教授応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。男女雇用機会均等法の第8条を踏まえた教員募集。業績(研究業

績, 教育実績, 社会貢献等) 及び人物の評価において優劣をつけがたいと認められた場合には女性を採用。

学術的会合

学術的会合の標準様式 (1件500字以内)

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

■第36回結晶成長討論会

主催 日本結晶成長学会
日時 2012年9月26日(水)~28日(金)
場所 国民宿舎 虹の松原ホテル(847-0017唐津市東唐津4丁目 電話0955-73-9111)
内容 結晶成長に関する話題を自由な雰囲気の中で討論する今迄のスタイルに, 初心者の方々に結晶成長を学んで頂く為のスクールの要素を加えたものへと徐々に移行している。今回は「シリーズ2: バルク・流れ」の講習を実施(学生, 若手, 初心者向けの実習も実施)。世界的に活躍している研究者による研究講演も企画。学生や今後結晶成長を学ぶ企業・大学等の研究者は勿論, 結晶成長を専門とするベテラン研究者の方々の参加も大歓迎。
定員 60名
参加費 30,000円, 学生25,000円
連絡先 170-0013東京都豊島区東池袋2-62-8-507 有限会社ワーズ内 日本結晶成長学会事務局 電話03-5950-4741
Fax 03-5950-1292 jacg words-smile.com
http://www.jacg.jp/jacg/japanese/frame_main/13/toronkai_36/index.html

■熱電と熱泳動に関する国際ワークショップ

日時 2012年9月28日(金)
場所 早稲田大学国際会議場第三会議室(169-8050東京都新宿区西早稲田1-6-1 電話03-3203-4141)
内容 孤立した系に加えられた温度勾配は粒子の拡散を促し, 温度勾配の方向に粒子の濃度勾配を生み出す。粒子が金属中の電子であるときこの効果はゼーベック

効果と呼ばれ, 粒子が液体中の分子の場合にはソレー効果と呼ばれる。国内国外から10名程度の研究者を招聘し, 二つの効果を分野横断的に俯瞰し, 新しい学問の視点を探る。講演予定者: J. Snyder, G. Casati, Q. Li, X. Shi, 小貫 明, 和田浩史, 多辺由佳, 山中伸介, 寺崎一郎
定員 80名
参加費 無料
連絡先 名古屋大学理学研究科物理学教室 寺崎一郎 電話052-789-5255 terra cc.nagoya-u.ac.jp
その他 会議終了後の懇親会に出席の場合は事前に連絡。

■International Workshop on Laser Science

主催 電気通信大学レーザー新世代研究センター
日時 2012年10月5日(金)~6日(土)
場所 電気通信大学(182-8585調布市調布ヶ丘1-5-1 電話042-443-5714, 5711)
内容 レーザー科学の将来について, ノーベル賞受賞者のJohn Hall教授(JILA/NIST)を初めとする国内外の著名研究者を招き, 講演及び議論を通じて考える。分野は先端レーザー光源, 周波数標準, 超高速光学, 量子光学, 高エネルギー密度物理, 原子・イオン物理等。
定員 特になし
参加費 無料(Banquetは有料)
申込 http://www.ils.uec.ac.jp/IWLS/registration.htmlより。当日参加も歓迎。
Banquet 参加申込締切 2012年9月21日(金)
連絡先 182-8585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 IWLS事務局 白川 晃 電話042-443-5714, 5711 Fax 042-485-8960 iwls.ils.uec.ac.jp http://www.ils.uec.ac.jp/IWLS/

■京都大学グローバルCOEプログラム「普遍性と創発性から紡ぐ次世代物理学」第5回市民講座「宇宙と物質の謎に迫る」

主催 京都大学グローバルCOE「普遍性と創発性から紡ぐ次世代物理学」
共催 最先端科学の体験型学習講座
後援 京都新聞社, 物理教育学会, 天文教育普及研究会, 京都市教育委員会, 京都府教育委員会
日時 2012年10月14日(日)13時~17時半
場所 京都大学百周年時計台記念館大ホール(606-8317京都市左京区吉田本町 電話075-753-2285)
内容 2008年度からスタートしたグローバルCOEプログラム「普遍性と創発性か

ら紡ぐ次世代物理学」では, 物理学における最先端の成果を広く一般市民の方々に知って頂く為, 第5回市民講座を開催する。21世紀COEプログラム「物理学の多様性と普遍性の探究拠点」の主催で2007年まで5回にわたり行われてきた市民講座の後を引き継ぐもので, 三名の講師が最新の話題について分かり易く解説する。講演会終了後(17時半~18時半), 講師との懇話会(質疑応答)を開催予定。GCOEの企画としては今回が最後。講演プログラム: 早川尚男<京大基研>熱力学の世界—蒸気機関から量子ポンプまで—, 永江知文<京大理>クォークの世界を探る, 鶴 剛<京大理>灼熱宇宙の謎—X線天文衛星による宇宙観測—
定員 500名(懇話会: 約30名, 先着順)
参加費 無料
申込 往復葉書又はe-mailに, 住所, 氏名, 年齢, 職業, 電話, 懇話会への出席希望の有無, をご記入の上, 下記宛に送付(電話・Faxによる申込受付は行っていない)。
参加申込締切 2012年10月10日(水)必着
連絡先 606-8502京都市左京区北白川追分町 京都大学大学院理学研究科物理学教室内グローバルCOE事務局 市民講座「宇宙と物質の謎に迫る」係
gcoe-shimin scphys.kyoto-u.ac.jp http://www.scphys.kyoto-u.ac.jp/gcoe/
その他 世話人: 太田耕司, 国友 浩, 市川温子, 柴田一成, 高西陽一, 鶴 剛, 九後太一

■第54回表面科学基礎講座「表面・界面分析の基礎と応用」

主催 日本表面科学会
協賛 日本物理学会
日時 2012年10月16日(火)~17日(水)
場所 大阪大学コンベンションセンター(565-0871吹田市山田丘1-1 電話06-6879-7171)
内容 第1日(10/16): 1. 越川孝範<大阪電通大>表面・界面分析概論, 真空技術基礎, 2. 林 広司<島津製作所>走査電子顕微鏡, 電子プローブマイクロアナライザ(SEM/EPMA)/他。第2日(10/17): 1. 村木直樹<東レリサーチセンター>表面における赤外分光法, ラマン分光法/他。
定員 100名
参加費 30,000円, 学生5,000円(テキスト代, 消費税込)
参加申込締切 2012年10月5日(金)
連絡先 113-0033東京都文京区本郷2-40-13本郷コーポレイション402 日本表面

科学会 電話03-3812-0266 Fax 03-3812-2897 shomu sssj.org http://www.sssj.org

■第41回薄膜・表面物理基礎講座(2012)

主催 応用物理学会薄膜・表面物理分科会
協賛 日本物理学会

日時 2012年10月17日(水)~18日(木)

場所 東京工業大学大岡山キャンパス西2号館W242号室(152-8550東京都目黒区大岡山2-12-1 電話03-5734-3737)

内容 幅広い範囲の分子・原子を対象にした材料シミュレーションについて、それらの物理的基礎、材料研究への実際の応用例について紹介する。一部講義では計算の実演、PCを持ち込める希望者にはMS-Windowsで使えるソフトウェアを用いた演習も行う。

定員 100名

参加費 20,000円(1日のみ15,000円)、学生10,000円(1日のみ6,000円)

参加申込締切 2012年9月30日(日)

参加費振込締切 2012年10月5日(金)

連絡先 113-0034東京都文京区湯島2-31-22湯島アーバンビル7F 応用物理学会事務局分科会担当 上村さつき 電話03-5802-0863 Fax 03-5802-6250 kamimura jsap.or.jp

■第42回結晶成長国内会議(NCCG-42)

主催 日本結晶成長学会

日時 2012年11月9日(金)~11日(日)

場所 九州大学筑紫キャンパス(816-8580春日市春日公園6-1 電話092-583-7555)

内容 結晶成長関連の研究者・技術者が一堂に会する場として開催されてきたNCCGは、今回で42回目。結晶成長の基礎と応用の融合を目的に参加者を積極的に集める予定。特別講演会「半導体プロセス技術の最前線~材料科学の深化とデバイス応用~」を開催予定。

参加費 5,000円、学生2,000円

参加申込締切 2012年10月19日(金)17時

連絡先 170-0013東京都豊島区東池袋2-62-8-507 有限会社ワーズ内 日本結晶成長学会事務局 電話03-5950-4741

Fax 03-5950-1292 jacg words-smile.com
http://www.jacg.jp/jacg/japanese/frame_main/18/nccg-42/index2012.html

その他 企業及び研究室の展示会への出席も受付ける。

■第3回真空・表面科学若手勉強会

主催 真空・表面科学若手勉強会実行委員会

日時 2012年11月12日(月)~13日(火)

場所 甲南大学ポートアイランドキャンパス(650-0047神戸市中央区港島南町7-1-20 電話078-303-1457)

内容 真空・表面科学若手勉強会は“真空”と“表面”をキーワードに分野横断型の学術的コミュニティを形成し、分野間連携による様々な知識の共有と物理現象に対する理解の深化により新たな課題解決方法や研究テーマの創出を目指す勉強会。参加者間の知的交流を深める為に質疑応答時間に重きを置いた講師による講演とポスターセッションを企画。併設行事として第53回真空に関する連合講演会も開催。

参加費 無料

申込 <https://sites.google.com/site/ysurfsicem/home> 登録フォームより

連絡先 606-8502京都市左京区北白川追分町 京都大学大学院理学研究科化学専攻 杉本敏樹 電話075-753-4049 Fax 075-753-4050 toshiki kuchem.kyoto-u.ac.jp

■International Momiji School for Young Scientists “High Field Science—Kyoto 2012” JAEA-ISTC Joint Meetings

主催 日本原子力研究開発機構(JAEA)、外務省国際科学技術センター(ISTC)

日時 2012年11月12日(月)~16日(金)

場所 日本原子力研究開発機構関西光科学研究所(619-0215木津川市梅美台8-1-7)

内容 Kansai Photon Science Institute of the Japan Atomic Energy Agency jointly with the International Science and Technology Center (ISTC) organize the Autumn International School for Young Scientists “High Field Science—Kyoto 2012”, which will be held from November 12 to November 16, 2012 jointly with the 13th Symposium on Advanced Photon Research at Kansai Photon Science Institute, Kizugawa-city, Kyoto, Japan.

定員 40名

参加費 無料

連絡先 619-0215木津川市梅美台8-1

日本原子力研究所関西光科学研究所研究推進室 電話077-71-3474 Fax 0774-71-3316 kyoto-momiji ml.jaea.go.jp

その他 詳細は<http://www.wapr.kansai.jaea.go.jp/joint/index.html>参照。

■第23回プラズマエレクトロニクス講習会

主催 応用物理学会プラズマエレクトロニ

クス分科会

日時 2012年11月14日(水)

場所 東京大学本郷キャンパス武田先端知ビル武田ホール(113-8658東京都文京区弥生2-11-16 電話03-3812-2111)

内容 プラズマの生成、制御、モニタリング技術の基本を、各分野にて第一線で活躍する方が講義する。第34回ドライブプロセスシンポジウムとの連携も行い、プラズマ技術の基礎から応用までに加えて、最先端の技術動向にも触れつつ紹介する。

定員 100名

参加費 22,000円、学生6,000円

Web申込締切 2012年10月30日(火)

連絡先 113-0034東京都文京区湯島2-31-22湯島アーバンビル7F 応用物理学会事務局 上村さつき 電話03-5802-0863 Fax 03-5802-6250 kamimura jsap.or.jp

■第32回表面科学学術講演会

主催 日本表面科学会

日時 2012年11月20日(火)~22日(木)

場所 東北大学片平キャンパスさくらホール(980-8577仙台市青葉区片平2-1-1 電話022-217-5367)

内容 講演分類：(1)表面物性 (2)表面反応 (3)表面構造作製技術 (4)表面構造・表面物性評価技術 (5)半導体 (6)低次元・ナノ物質 (7)ソフトマター (8)環境・エネルギー (9)その他

参加費 7,000円、学生5,000円(要旨集代込)

参加申込 当日受付

要旨集原稿受付締切 2012年10月5日(金)

連絡先 113-0033東京都文京区本郷2-40-13本郷コーポレイション402 日本表面科学会事務局 第32回表面科学学術講演会係 電話03-3812-0266 Fax 03-3812-2897 taikai12 sssj.org http://www.sssj.org

■第26回分子シミュレーション討論会

主催 分子シミュレーション研究会

日時 2012年11月26日(月)~28日(水)

場所 九州大学西新プラザ(814-0002福岡市早良区2-16-23 電話092-831-8104)

内容 討論主題：1. 分子動力学法、モンテカルロ法、ブラウン動力学法等による分子集合体の計算機シミュレーション、2. 分子間相互作用に関する理論及び計算、3. 複雑系、大規模分子集団の構造や動的性質に関する理論的研究、4. 分子シミュレーションの産業応用及び企業における応用研究。

定員 約200名

参加費 5,000円, 学生3,000円
発表申込締切 2012年9月28日(金)
講演要旨原稿締切 2012年10月26日(金)
事前参加申込締切 2012年11月9日(金)
連絡先 812-8581 福岡市東区箱崎6-10-1
九州大学大学院理学研究院化学部門 第
26回分子シミュレーション討論会実行
委員会 秋山 良 電話092-642-3912
Fax 092-642-3912 <http://www.yasuoka.mech.keio.ac.jp/msj26/index.php>
その他 申込方法等詳細はHP参照.

■第31回法政大学イオンビーム工学研究所シンポジウム

主催 法政大学イオンビーム工学研究所
日時 2012年12月5日(水)
場所 法政大学小金井キャンパスマルチメディアホール(184-8584小金井市梶野町3-7-2)
内容 イオンビーム技術の電子材料やその他材料への応用, 分析技術等の研究成果を討論.

定員 150名
参加費 無料(予稿集・論文集代:当日受付にて別途1,000円)
口頭発表・ポスター発表申込及び予稿(和文)原稿締切 2012年11月5日(月)
論文(英文)原稿締切 2012年12月5日(水)
連絡先 184-8584東京都小金井市梶野町3-7-2 法政大学イオンビーム工学研究所 西村智朗 電話042-387-6094 Fax 042-387-6095 [ion-sympo ml.hosei.ac.jp http://www.ionbeam.hosei.ac.jp/sympo/symposium.html](http://www.ionbeam.hosei.ac.jp/sympo/symposium.html)
その他 聴講のみの場合は直接会場へ(申込不要). 詳細は順次HPに掲載予定.

■太陽電池と量子エレクトロニクス—発光デバイス・光物性の研究実績をどう生かすか—

主催 応用物理学会量子エレクトロニクス研究会
日時 2012年12月20日(木)~22日(土)
場所 上智大学軽井沢セミナーハウス(389-0111長野県北佐久郡軽井沢町大字

長倉字道南8-3)
内容 近年, クリーンエネルギー技術に強く社会の関心が注がれている. 太陽電池技術はその最も重要な技術の一つであることは疑う余地がない. 太陽電池研究の分野の第一線で活躍する講師が最新の成果を発表すると共に, 待ったなしのエネルギー問題に直面している日本の現状を踏まえ, 量子エレクトロニクスの切り口から物理の理解を深めることにより, 太陽電池の高効率化のための課題と今後の展開についてじっくり議論する.

定員 60名
参加費 30,000円, 学生10,000円(宿泊費・食費込)
参加申込締切 2012年10月26日(金)
連絡先 390-8621松本市旭3-1-1 信州大学理学部物理科学科 宮丸文章 電話0263-37-2465 [miyamaru shinshu-u.ac.jp http://annex.jsap.or.jp/qe/](http://annex.jsap.or.jp/qe/)

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

■日本-EU共同研究「希少元素代替材料」課題募集

内容 JSTは欧州委員会研究・イノベーション総局と共同で「希少元素代替材料」領域を対象として日本とEUの研究者による共同研究課題を募集する.
支援内容 1課題あたり総額2億円(上限, 間接経費含), 期間3年間, 採択予定数3課題程度
応募締切 2012年10月23日(火)
問合せ先 102-0076東京都千代田区五番町7 科学技術振興機構国際科学技術部

事業実施担当 長谷川 電話03-5214-7375 Fax 03-5214-7379 [jointeu jst.go.jp http://www.jst.go.jp/sicp/announce_eujoint_02.html](http://www.jst.go.jp/sicp/announce_eujoint_02.html)

■第15回大学女性協会守田科学研究奨励賞受賞候補者募集

趣旨 化学教育者・故守田純子氏から遺贈された資金を基にして, 自然科学を専門とする女性科学者の研究を奨励し, 科学の発展に貢献する人材を育成することを目的として, 1998年に創設.
対象 自然科学分野において, 優れた研究成果をあげており, 科学の発展に貢献する事が期待される40歳未満(応募締切日現在)の女性科学者.
授賞内容 年2件以内. 賞状及び副賞50万円を贈呈.
応募方法 以下の書類を提出. ○研究題目とその概要, 今後の展望及び抱負(A4, 2頁以内) ○推薦状 ○履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト ○主要論文別刷5編以内各3部(コピー可, 不返却)
応募締切 2012年11月30日(金) 必着
問合せ・書類送付先 160-0017東京都新宿区左門町11-6-101 一般社団法人大学女性協会 電話03-3358-2882 Fax 03-3358-2889 [jauw jauw.org http://www.jauw.org](http://www.jauw.org)
その他 選考結果通知: 2013年3月.

■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.)
9月 ユーザ名 : 12Sep
パスワード: Leggett662
10月 ユーザ名 : 12Oct
パスワード: Schrieffer892

行事予定

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

開催月日	名 称	開催地	会誌巻号または世話人
2012年			
9/3~7	19th WIEN2k WORKSHOP	東京	67-3
9/3~7	第21回コンピューテーショナル・マテリアルズ・デザイン(CMD)ワークショップ	豊中市(大阪)	67-6
9/5~8	フレキシブル・プリンテッド・エレクトロニクス国際会議2012(ICFPE2012)	東京	67-2
9/7~9	Summer School 数理物理2012「結び目の数理と物理」	東京	67-5
9/10~12	第15回XAFS討論会	鳥取市	67-7
9/10~13	Principles and Application of Control for Quantum Systems	東京	67-6
9/11~12	プラズマシミュレータシンポジウム2012	土岐市(岐阜)	67-8
9/11~14	日本物理学会2012年秋季大会(京産大)(素粒子,核物理,宇宙線,宇宙物理)	京都市	日本物理学会
9/18~21	日本物理学会2012年秋季大会(横浜国大)(主として物性)	横浜市	日本物理学会
9/20~21	第3回社会人のための表面科学ベーシック講座	東京	67-7
9/21~22	第22回格子欠陥フォーラム・励起ナノプロセス研究会合同シンポジウム「材料科学のための欠陥制御・評価」	三浦市(神奈川)	67-7
9/23~28	IUMRS-ICEM2012シンポジウムD-5「先進計算材料科学・工学 Advanced Computational Materials Science and Engineering」	横浜市	67-3
9/24~28	14th Int. Conf. on Vibrations at Surfaces	神戸市	67-3
9/26~28	第36回結晶成長討論会	唐津市(佐賀)	67-9
9/27	榊先生白寿記念特別講演会	名古屋市	67-8
9/28	熱電と熱泳動に関する国際ワークショップ	東京	67-9
10/5~6	Int. Workshop on Laser Science	調布市(東京)	67-9
10/6	第17回久保記念シンポジウム「ゆらぎのなかの構造」	東京	67-8
10/10~11	第4回MLFシンポジウム・茨城県ビームライン平成23年度成果報告会	東京	67-8
10/14	京都大学グローバルCOEプログラム「普遍性と創発性から紡ぐ次世代物理学」第5回市民講座「宇宙と物質の謎に迫る」	京都市	67-9
10/14~18	Conf. on Computational Physics 2012	神戸市	67-7
10/16~17	第54回表面科学基礎講座「表面・界面分析の基礎と応用」	吹田市(大阪)	67-9
10/17~18	第41回薄膜・表面物理基礎講座(2012)	東京	67-9
10/21~25	第25回固体内原子衝突に関する国際会議	京都市	66-10
11/7~9	日本希土類学会第30回講演会・30周年記念国際シンポジウム	那覇市	67-8
11/9~11	第42回結晶成長国内会議(NCCG-42)	春日市(福岡)	67-9
11/12~13	第3回真空・表面科学若手勉強会	神戸市	67-9
11/12~16	Int. Momiji School for Young Scientists "High Field Science—Kyoto 2012" JAEA-ISTC Joint Meetings	木津川市(京都)	67-9
11/14	第23回プラズマエレクトロニクス講習会	東京	67-9
11/20~22	第32回表面科学学術講演会	仙台市	67-9
11/26~28	第26回分子シミュレーション討論会	福岡市	67-9
11/27~28	第27回量子情報技術研究会	横浜市	67-8
12/3~5	第25回国際超電導シンポジウム(ISS2012)	東京	67-6
12/3~8	The 4th Int. Symp. on Slow Dynamics in Complex Systems—頑張ろう東北—	仙台市	67-5
12/5	第31回法政大学イオンビーム工学研究所シンポジウム	小金井市(東京)	67-9
12/12~14	The 16th Asia Pacific Symp. on Intelligent and Evolutionary Systems	京都市	67-8
12/20~22	太陽電池と量子エレクトロニクス—発光デバイス・光物性の研究実績をどう生かすか—	軽井沢町(長野)	67-9
2013年			
3/26~29	日本物理学会第68回年次大会(広島大)	東広島市(広島)	日本物理学会
9/20~23	日本物理学会2013年秋季大会(高知大)(素粒子,核物理,宇宙線,宇宙物理)	高知市	日本物理学会
9/25~28	日本物理学会2013年秋季大会(徳島大)(主として物性)	徳島市	日本物理学会

編集後記

少子化が進み、子供の受験事情は第2次ベビーブームの筆者の世代に比べれば競争率が下がってだいぶ緩和改善されたのかと思っていたが、そうでもないようだ。進学校と呼ばれる中学校に入学しようと思えば小学校中学年から周到な準備が必要だそうである。一方、準備の周到さを追求するあまり、勉強内容に相当の歪みが生じることもあるという。志望する中学の入学試験に課されない科目は学校生活のなかで軽視される傾向が強くなると聞く。なかでも社会科は全国的に著名な進学校においてさえ入試科目とされないことがあり、その弊害の影響を受けやすいとのことである。しかしながら、理系を志望する生徒にとっても社会科が重要な科目であることは言うまでもない。入学試験の必修科目でないからという理由で社会科をまともに勉強する時間が少なくなって、その結果、日本と隣国の国境がどこにあり、それがどのような経緯で定まってきたかを詳しく学んだり、歴史上の人物に思いを馳せたりする機会が失われるとすれば、日本の将来を担う人材育成という観点からはまことに深刻な問題といえる。

小学校における社会科と同様の問題が高等学校の物理という科目にもあるようだ。現在のシステムでは理系の生徒であっても物理をまともに選択せずに高等学校を卒業

できるし、また大学入試も全く問題ないそうである。人間は本来好奇心が非常に強い生物であるが、必要に迫られなければ安きに流れる傾向も強い。高等学校の生徒が、受験に直結しないという事情から物理の勉強の優先度を下げたり、そもそも選択しないということがあってもやむを得ないと思われる。いっそのこと高等学校において理科と社会の必修科目の数を増やし、大学入試において理系でも文系でも理科と社会を2教科ずつ受験しなければならない、とすれば10代の生徒が物理学に触れる時間が増え、物理学に興味を持つ人口が増えて物理離れを食い止められるのではないかと考えるのがいかなものだろうか。

もちろん単に必修にするだけでなく、科目として魅力的なものにする必要もある。現在の高等学校の物理の教科書の記述をひどく不自然なものにしている最大の理由の一つに、微積分を使わないという制約条件があるように思う。この制約は、筆者が高校生だった時代からあるもので、このために教科書の記述があちこち窮屈なものになっている。四半世紀を経た現在でもこの問題について何の改善の兆候が見られないのは他教科(数学)との関連など何か複雑な事情が背景にあることを示唆するものであるが、非常に残念な話である。

若い世代の物理離れは、日本物理学会にも若い世代の会員数という形で明確にあらわれているという。本物理学会誌が物理学

の最新の動向を魅力的に伝える注目すべき媒体であり続ければ、若い世代を物理学という学問分野に強く引きつけることも考えられる。編集委員に着任して間もなく、まだ右も左もわからない状況であるが、その責任の重さを再認識する次第である。

有田亮太郎〈〉

編集委員

旭 耕一郎(委員長), 宮下 精二,
有田亮太郎, 板橋 健太, 伊藤 克司,
遠藤 仁, 小川 了, 片沼伊佐夫,
北島 昌史, 小島智恵子, 佐藤 丈,
佐藤 実, 島野 亮, 鈴木 陽子,
竹内 幸子, 田中 秋広, 谷本 久典,
田村 忠久, 樽家 篤史, 西野 晃徳,
長谷川太郎, 平山 博之, 藤谷 洋平,
藤山 茂樹, 古川はづき, 宮本 良之,
加藤 岳生

(支部委員)

朝日 孝尚, 石井 史之, 奥西 巧一,
岸田 英夫, 久保木一浩, 酒井 彰,
仲野 英司, 野村 清英, 松井 広志,
水野 義之

新著紹介小委員会委員

加藤 岳生(委員長), 雨宮 高久,
木村 元, 榊田 創, 柴田 絢也,
竹延 大志, 多田 司, 多田 朋史,
中川 賢一, 村山 能宏, 森川 雅博,
矢向謙太郎, 吉越 貴紀, 渡邊 紳一

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

(参照: 本誌 47 (1992) 4 号会告)

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

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

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

アメリカ合衆国における複製については、下記 CCC
に連絡して下さい。

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

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

日本物理学会誌 第67巻 第9号 (平成24年9月5日発行) 通巻752号

©日本物理学会 2012

Butsuri

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

白 勢 祐 次 郎

印刷所 〒169-0075 東京都新宿区高田馬場 3-8-8

株式会社 国際文献印刷社

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

一般社団法人 日本物理学会

電話 03-3816-6201 Fax 03-3816-6208

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

本誌に掲載された寄稿等の著作権は一般社団法人日本物理学会が所有しています。