

# 日本物理学会誌

- 里帰りした「かぐや」の見たもの
- 宇宙揺らぎの非ガウス性とインフレーション
- 励起子ポラリトンの量子凝縮
- 副会長選挙

**BUTSURI**

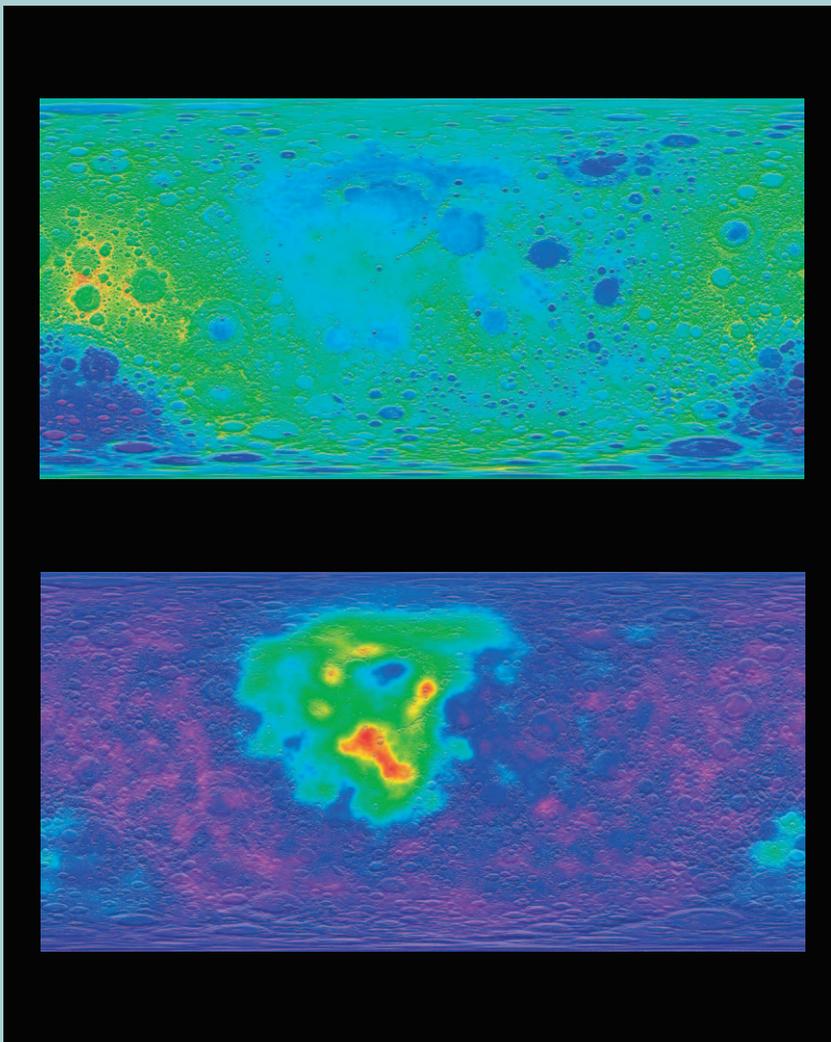
第67巻 第2号(通巻743号) ISSN 0029-0181

昭和30年6月13日 第3種郵便物認可

平成24年2月5日発行 毎月5日発行

**2012 VOL. 67 NO.**

2

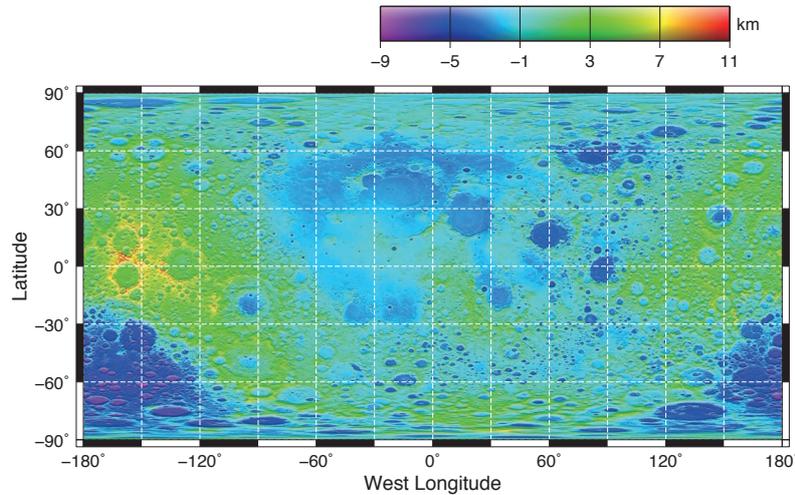


口絵：今月号の記事から		73
巻頭言	副会長に就任して	家 泰弘 77
解 説	里帰りした「かぐや」の見たもの <b>口絵</b>	長谷部信行, 山下直之 78
	宇宙揺らぎの非ガウス性とインフレーション	向山信治 85
	励起子ポラリトンの量子凝縮 <b>口絵</b>	山本喜久, 宇都宮聖子 96
最近の研究から	宇宙の初期ゆらぎは非ガウス分布か?	日影千秋 108
学会報告	2011年秋季大会シンポジウムの報告	領域委員会 112
JPSJの最近の注目論文から	Vol. 80 (2011) No. 11 より	川畑有郷 123
学界ニュース	第52回藤原賞：十倉好紀氏	125
	第15回(2011年)久保亮五記念賞：永尾太郎氏	香取真理 125
	第5回湯川記念財団・木村利栄理論物理学賞：千葉 剛氏	辻川信二 125
	第6回凝縮系科学賞受賞：北川健太郎氏	北岡良雄 126
談話室	第51回生物物理若手の会夏の学校開催報告	山本暁久 126
	2011年度原子核三者若手夏の学校活動報告	
	上田宏史, 福島 啓, 谷村雄介, 磯村明那	128
新著紹介		131
会員の声	■シンポジウム「物理学者から見た原子力利用とエネルギー問題」について	133
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他	134
行事予定		138
会 告	■第91回通常総会開催のお知らせ ■第67回年次大会の宿泊・交通等の案内 ■第67回年次大会の参加登録・講演概要集購入のご案内 ■2012年1月1日付新入会者	140
本会記事	■Plasma Conference 2011開催報告 ■第68期副会長候補選挙の投票のお願い ■日本物理学会理事・監事・代議員, 委員会委員, キャリア支援センター, 物理系学術誌刊行センター, 等氏名表	143
本会関係欧文誌目次		151

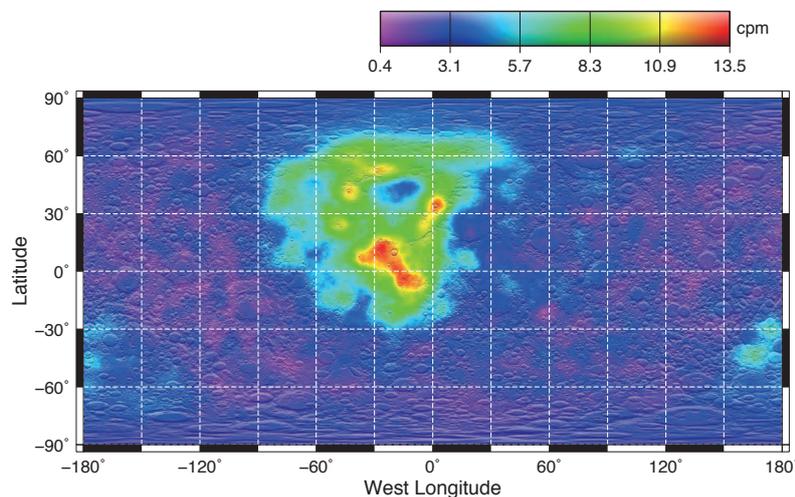
<b>Graphic Page</b>		73
<b>Editorial</b>		
<i>Thoughts of a Fledgling President-Elect</i>	Yasuhiro Iye	77
<hr/>		
<b>Reviews</b>		
<i>What "Kaguya" Has Seen in Her Hometown</i>	Nobuyuki Hasebe and Naoyuki Yamashita	78
<i>Non-Gaussianities in Cosmological Perturbations and Inflation</i>	Shinji Mukohyama	85
<i>Quantum Condensation of Exciton-Polaritons</i>	Yoshihisa Yamamoto and Shoko Utsunomiya	96
<b>Current Topics</b>		
<i>Primordial Perturbation Has Non-Gaussianity?</i>	Chiaki Hikage	108
<hr/>		
<b>Reports on JPS Meeting</b>		
<i>Report on Symposiums in the Autumn Meeting 2011</i>	Division Committee	112
<b>JPSJ Selected Papers in the Latest Issue</b>	Arisato Kawabata	123
<b>Physics Community News</b>		
<i>52th Fujiwara Awards: Yoshinori Tokura</i>		125
<i>15th Ryogo Kubo Memorial Prize: Taro Nagao</i>		125
<i>5th Yukawa-Kimura Prize: Takeshi Chiba</i>		125
<i>Condensed-Matter Science Prize: Kentaro Kitagawa</i>		126
<b>Forum</b>		
<i>Report on the 51st Summer School of Young Researchers Society for Biophysics</i>	Akihisa Yamamoto	126
<i>Report for YONUPA Summer School 2011</i>	Hiroshi Ueda, Hiraku Fukushima, Yusuke Tanimura and Akina Isomura	128
<b>Book Reviews</b>		131
<b>Letters and Comments</b>		133
<hr/>		
<b>Notice Board</b>		134
<hr/>		
<b>JPS Announcements</b>		140
<b>JPS News</b>		143

**表紙の説明** 大型月探査プロジェクト「かぐや(セレーネ)計画」は、アポロ計画以来最大規模の本格的な月の探査計画である。2007年9月14日にH-IIAロケットにより種子島宇宙センターから打ち上げられ、約1年半にわたり月の観測を行い2009年6月11日に月面の表半球南側に計画的な落下をして、その使命を終えた。主な目的は、月の起源と進化を解明すること、将来の月の利用のための基礎データの取得、月周回軌道への人工衛星投入や軌道姿勢制御など技術的実証を行うことである。「かぐや計画」では、主衛星「かぐや」(右下の写真(JAXA提供):環境試験中の月探査機「かぐや」(プロトフライトモデル))と2機の子衛星(「かぐや」の上部に取り付けられた二つの八角柱の子衛星)であるリレー衛星「おきな」とVRAD衛星「おうな」で構成されている。「かぐや」には14種類の科学観測機器が搭載され、月表面の元素組成、鉱物組成、地形、表面付近の地下構造、磁気異常、重力場の観測を全域にわたって行い、これまでにない高精度の観測に成功した。それらの観測結果はScience誌などの特集号にまとめられている。それらの結果の一つに、レーザ高度計(LALT)によって得られた月の地形図を左上に示した。LALTは、「かぐや」と月面との距離を精密に測定して、従来の観測を遥かに凌ぐ高い精度で月面の起伏情報を提供した(H. Araki, *et al.*: Science (2009))。また、表紙の左中央部にはガンマ線分光計GRSで観測されたウラン元素(U)の計数率分布の全球図を示した。中央部が月の表側、左右の部分が月の裏側を表す。図を見てわかるように、天然放射性元素Uは表側の嵐の大洋や雨の海周辺域(PKT:図の中央左の地域)に濃集している。次にU濃度が高い地域は、南極-エイトケン盆地(SPAT:図中右下及び左下部の裏側南半球)、それ以外の地域はU濃度が低いことが明らかになった。このことから、月は地質学的に3つの領域で特徴づけられる。詳細は本号に掲載された長谷部信行、山下直之氏の「解説」記事を参照のこと。

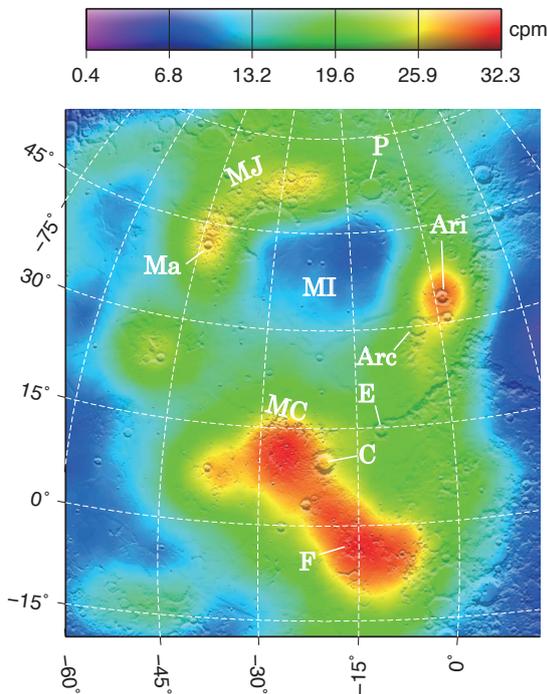
解説 「里帰りした「かぐや」の見たもの」 p.78



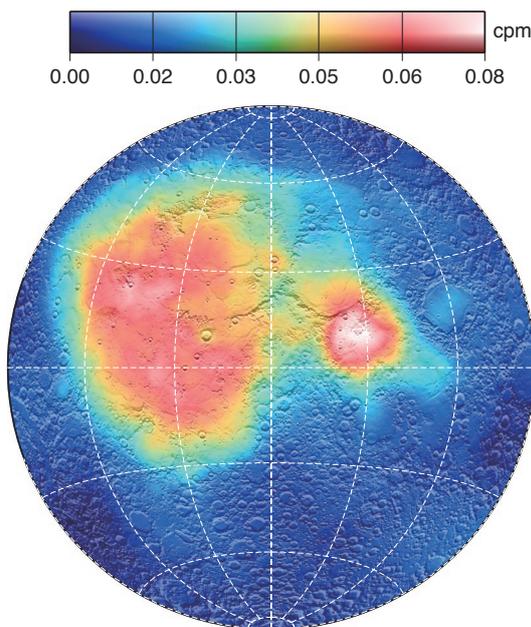
「かぐや」レーザ高度計は、波長約  $1\mu\text{m}$  のレーザを1秒毎に月面に向けて発射し、反射して戻ってくるまでの時間を精度よく測定することにより「かぐや」と月面との距離を精密に測定して、月面の凸凹を全球にわたって調査した (H. Araki, *et al.*: Science (2009)). 図中の経度  $0^\circ$  は地球から見える月中心を通る子午線である. 経度  $-90^\circ \sim 90^\circ$  が月の表側を, それ以外が月の裏側になる. 従来の月探査機では探査されていない極域 (緯度  $75^\circ$  以上) を含め, 従来の観測精度を遥かに凌ぐ高精度で月全球の地形図を提供した. 月の表側は, 平坦な低地で玄武岩に覆われた暗い海が多いのに対して, 裏側は海が殆んどなく様々なクレータで埋め尽くされている. 海と高地の違いの月の二分性をよく表している. 裏側の南半球には, 南極-エイトケン盆地と呼ばれる直径約  $2,500\text{ km}$  の巨大盆地があり, 月面で最も低い地域である. 月の最高地点と最低地点はどちらも裏側にある. 最高地点は赤道近くでエベレスト山よりも高い. 最低地点はアントニアディ・クレータで深さ  $9.06\text{ km}$  である.



「かぐや」ガンマ線分光計 GRS は世界で初めて月面の天然放射性元素ウラン U の観測に成功した. 月の U は表側の西半球の海の部分 (嵐の大洋, 雨の海周辺) に集中して分布している. このように天然放射性元素が濃集している地域は, PKT (Procellarum KREEP Terrane) と呼ばれ, 雨の海を取り囲むように K, Th, U が最も濃集している. これに対し, 月の“高地”では, 非常に濃度が小さいために, これまでのガンマ線分光計では検出されなかった. 裏側の南極-エイトケン盆地 (South Pole-Aitken Terrane: SPAT) 周辺にも比較的高い天然放射性元素の濃集が見られる. 他の天然放射性元素トリウム Th やカリウム K の濃度分布についても, 従来の観測よりも高い精度で分布が求められ, 殆んど U の濃度分布と同じ分布が示された. これらの天然放射性元素は, 液相濃集元素であり化学的に同じように振る舞い, マグマオーシャンの結晶過程で最後まで液体として存在していた物質で, 地殻下部とマントル上部の境界層に大量に含まれていたと考えられている.

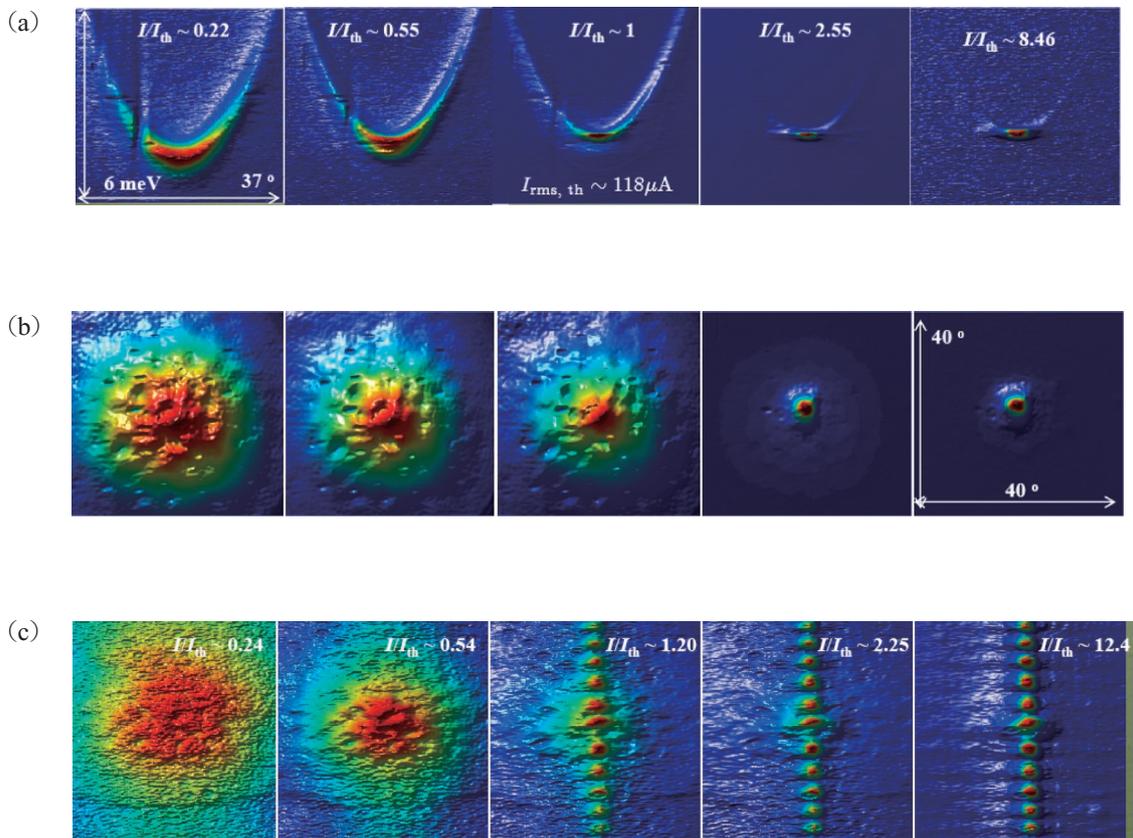


PKT 地域の雨の海（直径約 1,100 km）とその周辺地域の天然放射性元素トリウム Th から放射されたガンマ線強度の空間分布を示す。図からわかるようにアリストティルス・クレータ (Ari) やメラン・クレータ (Ma) のように雨の海のリムに沿って Th 濃度が高くなっている。また、雨の海盆地の南部に位置するカルパチア山脈 (MC) からフラマウロ (F) にかけて Th に富む地域が伸びている。雨の海盆地は 38.5 億年前に隕石衝突によって地殻とマンツルの境界層の Th などの天然放射性元素に富む物質が雨の海盆地周辺域に大量に撒き散らされたと考えられる。雨の海クレータ内は粘性の低いサラサラした溶岩で埋め尽くされ、平原になっている。この領域の Th 濃度はリム部と比べて低く、雨の海のクレータを形成した隕石衝突イベント以後から約 20 億年前まで、Th に乏しい溶岩物質が噴出してクレータを埋めたためであろう。また、コペルニクス (C)、エラトステネス (E)、プラトール・クレータ (P) も Th に富んでいないことに注意しよう。

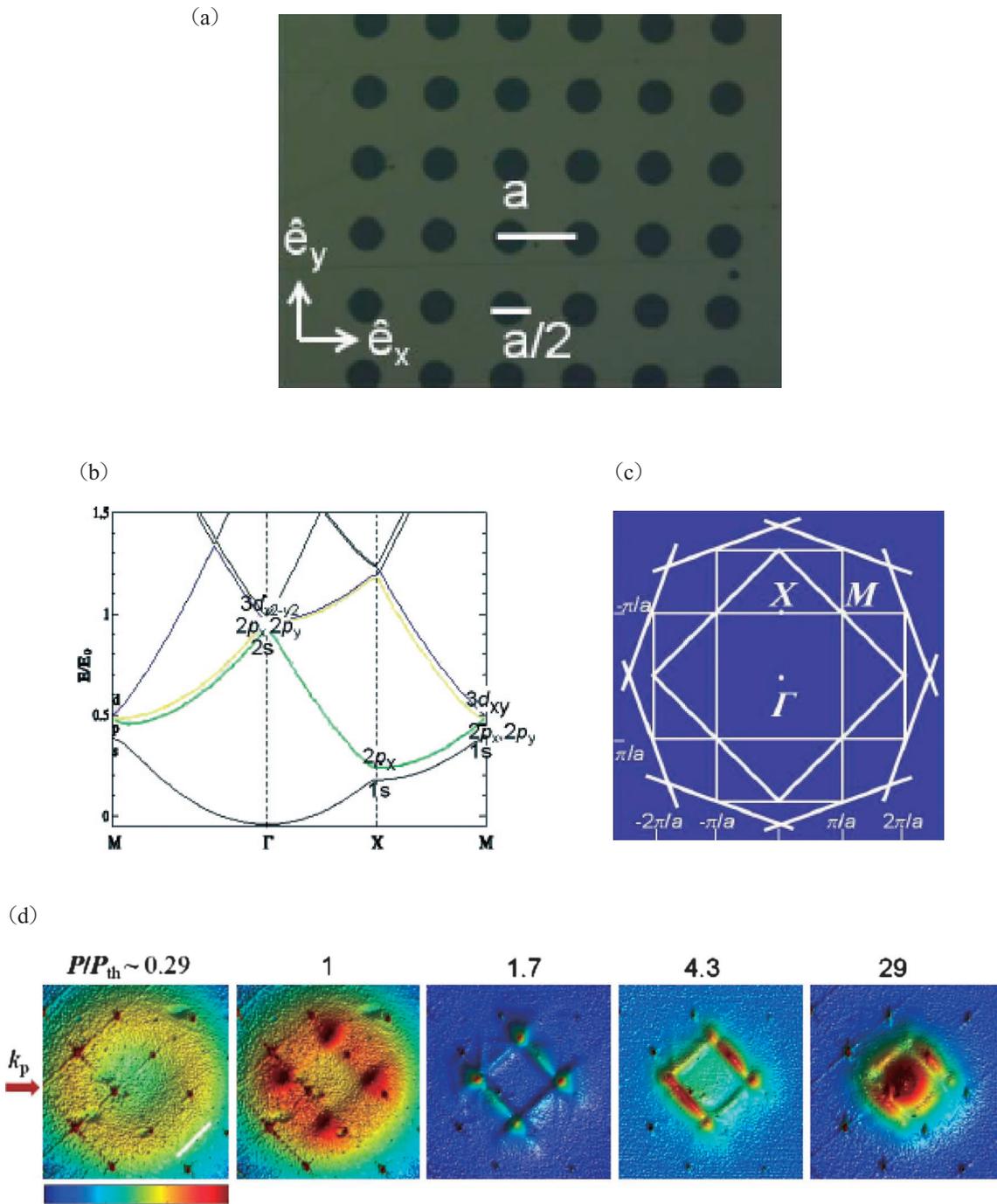


天然放射性元素だけでなく月表面を構成する主要元素 Fe, Ti, Ca, Si, Al, Mg, O といった元素濃度分布についても「かぐや」GRS で測定され、それらの濃度分布のデータ解析が進められている。その一例として月表側におけるチタン Ti からのガンマ線強度分布を図に示した。Ti 濃度分布は Th 分布と同様に嵐の大洋、雨の海に濃集している。しかし、雨の海盆地の中の Th は欠乏しているが、Ti 濃度は高くなっている。また表の東側の海（静かな海）や西側南半球の雲の海まで Ti 濃度の濃い地域が広がっている。

マグマが冷却して固化していく過程で、シリケート鉱物の結晶中に取り込まれにくい元素が最後の液層に濃集することになる。このような元素を液層濃集元素と呼ぶ。一価のアルカリ金属イオン ( $K^+$ ,  $Rb^+$ ,  $Cs^+$ )、二価のアルカリ土類金属イオン ( $Sr^{2+}$ ,  $Ba^{2+}$ )、三価の希土類元素イオンや四価の殆んど陽イオン ( $Ti^{4+}$ ,  $Zr^{4+}$ ,  $U^{4+}$  等) が、液層濃集元素である。これらの元素は、マグマオーシャンの結晶化過程で同様な振る舞いをする。従って、将来の資源探査では、KREEP 物質の濃集している地域は他の液層濃集元素も高濃度であることが予想され、兎にも角にも Ti だけでなく希土類元素も雨の海盆地周辺域には、多く存在しているということが図の示すところである。



半導体量子井戸を光の波長程度の間隔を持つ微小共振器内に配置すると、量子井戸の励起子と共振器の光子が強く結合して新しい結合モード、励起子ポラリトンができる。図 (a) はエネルギーと運動量の関係 (分散関係) 上で、この光でつくる準粒子、励起子ポラリトンの分布を示したもの。光の励起強度に比例する全粒子密度が量子凝縮のしきい値を越えると、エネルギー最少の状態の占有数が急激に多くなる。(b) 微小共振器面内の運動量分布。しきい値以下では広がっているが、しきい値以上では原点 (中心) 付近に集中する。(c) 励起子ポラリトンの量子凝縮によって実空間でのコヒーレンスが成長する様子を示す干渉パターン。



プレーナマイクロ共振器面上に金属薄膜を蒸着して作製された2次元正方格子で見られる励起子ポラリトンの高次軌道関数の量子凝縮現象。(a) 2次元正方格子の顕微鏡写真(明るい箇所が金属薄膜)。(b) 2次元正方格子のバンド構造と(c) ブリルアンゾーン。(d) 発光のファーフールドパターンの観測から得られる励起子ポラリトンの運動量空間分布。図(c)に比べて、45度回転した座標系になっていることに注意。光照射によりこのデバイスへの励起子ポラリトンの注入レート( $P/P_{th}$ )を増していくと、まず量子凝縮しきい値の直上のポンプレートで $3d_{xy}$ 波が逆相で反結合した秩序相が現われ( $P/P_{th}=1.7$ )、続いて、 $2p_x$ 相が逆相で反結合した秩序相が現われ( $P/P_{th}=4.3$ )、最後に $1s$ 相が同相で結合した秩序相に遷移する( $P/P_{th}=29$ )。

## 副会長に就任して

家 泰弘 (副会長)

平成23年9月1日付けで副会長に就任いたしました。物理学会の理事会に参加するのは伊達会長(1995年度)や江沢会長(1996年度)の期以来で15年ぶりです。学会運営上の課題など最近の状況を「会長見習い期間」1年をかけて勉強しようと思っていたところ、新法人への移行の関係で今期は変則の半年間であり来年4月からは会長としての期が始まると聞かされ、しかも物理学会の将来に大きな影響を及ぼすいくつかの事項について早急に方針決定をしなければならない事態であることを知って大いに周章しているところで

す。次々期会長選挙の候補者となることを(かなり迷った末に)承諾する旨の回答をした際、「抱負」の欄には以下のように書きました。

『現在の日本物理学会が抱えている喫緊の課題について必ずしも的確に把握しているわけではありませんが、基本スタンスとしては下記のような観点が重要と考えています。

- ・基礎科学の振興に関して、学術コミュニティ・研究教育現場からの声を日本学術会議や文部科学省科学技術学術審議会等に届け、学術政策に適正に反映させること。
- ・情報発信のプラットフォームとしての学術誌の充実や海外の物理学会との連携を通じて物理学分野における国際貢献に努めること。
- ・物理学研究を志す次世代人材が展望を持って研究に打ち込める環境整備を行なうこと。
- ・基礎科学、特に物理学の意義と面白さを青少年・一般市民に伝える活動を推進すること。』

昨年3月に起こった大震災と原子力発電所事故は物理学会員の一人一人にとっても、直接間接の影響を受けるとともに、研究の在り方や社会との関係

なども含め考えさせられることが多かったことと思います。物理研究者がその専門性を活かしてできることは短期的には限られていると思いますが、科学的知識を開拓し普及していくという研究者本来の活動は長期的には必ず社会に貢献できるものと信じています。

近年、物理学のどの分野をとっても、日本からの寄与がなければ主要な国際会議が成立しないことは明らかです。その意味で日本の物理学者たちの国際的存在感には着実に増進しました。しかしながら、日本物理学会がそれに見合う国際的存在感を十分に示しているかという点、残念ながらあまり胸を張れる状況にはありません。

国際的存在感の重要因子のひとつは学術誌です。日本で生み出された優れた研究成果の多くが海外の学術誌に投稿されるという状況が続いています。そのこと自体は決して悪いこととは思いませんが、日本で生み出される研究成果の発信チャンネルとして日本の物理学コミュニティが主体的に運営する学術誌にも相応の役割を果たして欲しいという想いは多くの会員が共有しているでしょう。プロスポーツに譬えれば、国内リーグの活動が充実してこそ、海外での活躍も光り、次世代の人材も育つというものです。また、国内リーグに海外からの優秀なタレントが参加することによる刺激も重要です。物理学分野では、日本はJPSJとPTPという立派な学術誌を擁しています。これら伝統ある資産を発展的に運営していくことがチャレンジです。関係者のご努力により、両誌ともインパクトファクターは向上しています。PTPを実験系論文も含めたプラットフォームとする発展的再編構想(誌名はPTEPとなる)、JPSJの海外販売拡充、電子化技術の発展に即した体制強化など、慎重かつ時期を逸さない対応を必要と

する課題が山積しています。学術誌の発展のためには財政面も含めた周到な運営戦略はもちろんのことですが、何よりも会員諸氏のご理解とご協力がなによりも肝要です。

物理学会の発展には、その運営に当たる理事会と事務局の機能強化が欠かせません。永宮前会長が「会長任期を現行の1年から2年にしてはどうか」との提案をなされた(会誌2011年7月号)のも、機能強化の必要性を痛感されてのことと思います。事務局体制に関して、これまで学会事務局を牽引して来られた永井事務局長が来春で退任され、4月から新たな事務局長を迎えることとなります。また現在理事会では事務局の移転を検討しています。移転を機に学術誌に関わる連携強化を図るとともに、会員へのサービス向上や次世代への啓発活動など新たな活動の展開ができればと考えています。

その他にも、海外の学会との連携の在り方、若手研究者のキャリア形成、高校での物理履修者の減少、青少年の理科離れ、など物理学会が取り組むべき事柄が目白押しで、しかも物理学会だけでは解決できない課題も少なくありません。それぞれの会員が所属研究機関において地道な努力を続けるとともに、学会として学術会議や文科省の審議会など学術政策の審議機関との連携をとって解決の糸口を見出したいと考えています。

さて、物理学会の国際的存在感を高める秘策は? なでしこジャパンをはじめ日本の女性アスリートたちの活躍を見るにつけ、物理の分野でももっと女性の力が発揮されることが発展への近道ではないか、とも考えるこの頃です。

(2011年10月13日原稿受付)

# 里帰りした「かぐや」の見たもの

長谷部信行\* (早稲田大学理工学術院理工学研究所 169-8555 東京都新宿区大久保3-4-1 )

山下直之 (フランス宇宙物理学・惑星学研究所 9 av du Colonel Roche 31400 Toulouse, France )

月の起源と進化の解明、そして将来の月利用のために、2007年9月に打ち上げられた月周回衛星「かぐや」は、アポロ以来の大規模な月探査機である。「かぐや」は14種類の科学観測機器を搭載して月を周回し、月表層の元素・鉱物組成、地形、地下構造、磁気異常、重力場を全域にわたり観測した。観測機器の一つであるガンマ線分光計は高いエネルギー分解能で月全域の元素組成分布を調査した。天体表面からのガンマ線を衛星の軌道上から観測することで、表層を構成している物質の分布が求まり、その天体の生い立ちの歴史を紐解ける。「かぐや」によってなされた固体惑星研究について、ガンマ線観測を主として、月物質探査の成果と将来の月探査の方向について解説する。

## 1. はじめに

人々が月に興味を持つ理由は千差万別である。我々は、いつも月を身近な存在として感じてきたことから、人類が次に目指す宇宙であるといえる。人類は、アポロ計画で人を月へ、火星に惑星探査車を、宇宙探査機ボイジャーを太陽系の果て奥深くまで送り込んだ。また、地球を周回する先進的な天文台ハッブル望遠鏡のおかげで、私たちは宇宙の果てさえも見え始め、宇宙を身近に感じるようになってきた。宇宙への旅も夢ではなくなってきた。宇宙は、いつも私たちに大きな夢を与えてくれる魅力的なものである。

宇宙科学について考えてみると、広い宇宙はより遠くまで、近い宇宙はより精密に見よう、とすることが宇宙科学の基本である。宇宙からくる微弱な信号を捉えるために、常に最先端の技術を取り入れ、固有の技術を開発していかねばならない。

米国は、既に40年以上も前に人類を月に送り込んだ。今また多くの国が月探査に関心を持ち始めている。人類が目指す地球外の最初の宇宙は、明らかに月であろう。米国では、火星へ長期滞在する有人探査に乗り出すことを決め、多くの火星調査を始めている。宇宙での居住方法や作業法を学ぶには、月が最も近く最適な場所といえる。地球と異なり月には空気も海もないが、月の研究は地球のことをもっとよく知ることである。

これまでの50年間、我々は地球周辺の軌道を調査して沢山のことを発見してきた。宇宙ステーションでは、軌道上で宇宙基地を組み立て、宇宙での長期滞在や仕事の遂行の仕方など多くを学び、人類の活動領域を拡大してきた。月は火星探査への第一ステップであり、さらに遠いところまで行く新たな一歩を踏み出す時期が来たといえる。月は将来の宇宙探査の足がかりとなる研究、即ち、他の惑星に居住するための研究、宇宙へ行く新しい手段を開発するための宇宙資源利用の場所としても、最も身近な天体である。

米国のアポロ計画、旧ソ連のルナ計画で月について多くのことが分かった。これまで20機以上の宇宙船が月を訪れ、月の調査を実施してきたにもかかわらず、まだまだ多

くの謎が残されている。第1級の謎は、月がどのように形成され進化したのか、月の内部はどうなっているのか、ということになる。科学的見地からみても、月はいまま大変魅力的な天体である。

惑星・月・小惑星などの天体の生い立ちを知る上で、その天体を構成している元素組成は大変重要である。主要元素と呼ばれる、岩石を構成する主な元素(O, Na, Mg, Al, Si, Ca, Ti, Fe)の濃度とそれらの空間分布は、その天体がどのような環境で生まれ、どのような火成作用を経て現在の姿になったのか、そうした謎を解く重要な手掛かりとなる。また、K, Th, Uなどの天然放射性元素は、天体の熱史を考える際に、重要な熱源であると共に、地殻形成過程の情報を与える。こうした元素組成とその分布を天体の全表面について調査するうえで、核分光法を用いた遠隔惑星探査は、これまで大きな成果を上げてきている。<sup>1-4)</sup>

将来の月面基地や月資源利用、さらに遠くに行く前哨戦として、いま、各国は月周回の遠隔探査を進めている。世界に先駆けて日本は、大規模な月探査衛星「かぐや」を2007年9月に打ち上げた。<sup>5)</sup>日本の技術を結集した月探査機「かぐや」には月面の元素・鉱物の分布や地形を測る最新の技術を投入した科学観測機器が14台搭載され、月面全域を観測することで地質学的に特徴ある重要なデータを提供した。また、溶岩洞への入り口と目される縦穴を発見、<sup>6)</sup>月の極域では永久陰と呼ばれる領域の存在を確認、また全日照の地域は存在しないことを示すなど、<sup>7)</sup>月の利用という観点からも、多くの重要かつ貴重なデータを提供した。この解説では「かぐや」全体で得られた科学成果、特にガンマ線分光計で得られた成果を中心に述べると共に、今後の月探査についても簡単に触れる。

## 2. 20世紀までの月探査

アポロ時代の米国は旧ソビエト連邦と冷戦状態にあり、両国とも国家の威厳をかけて、大きな政治が絡んだ科学技術の開発競争を繰り広げていた。アポロ計画の主な目的は、純粋に人を月面へ運び、無事に地球へ連れ帰ってくることであった。しかし、計画が進められるに従って、科学的知見や様々な発見がみられ、ミッションの可能性を大きく広

\* 客員教授：ポール・サバティエ大学, 118 route de Narbonne 31400 Toulouse, France

げること成功した。

アポロ計画に先行して、月が人間にとって安全な場所かどうかを確かめるために、多数の無人探査機が打ち上げられた。人間を月へ送っても問題は無いと判断するまでに、レンジャー、サーベイヤー、ルナ・オービターシリーズは、おびただしい数の写真撮影や着陸試験が実施された。アポロ計画では6回の有人着陸に成功し、約382 kgの月の岩石の採取と沢山の写真が撮影され、現在もそれらの分析が実施されている。<sup>8)</sup>

米ソ間の冷戦期の激しい月探査競争は、1972年12月のアポロ17号を最後に、幕を閉じた。ソビエトのルナシリーズはその後も続けられたが、1976年8月のルナ24号を最後に、月探査は長い停滞期に入った。1990年代に入り、最初に月を訪れたのは日本の工学実験衛星「ひてん」であった。その後、米国は月周回軌道へ探査機クレメンタイン(1994)、そしてその4年後(1998)にルナ・プロスペクター<sup>9)</sup>を月に投入して、月面全域にわたる観測が初めて実施され、月の地質構造図が作成された。月に関する理解は大きく進展し、アポロ計画で得られた局所的な知識に基づく月の理解も大きく修正された。<sup>10)</sup>

21世紀に入り日本の大規模な月探査「かぐや」を皮切りに、中国、インド、米国などによる激しい月探査競争が再開された。

### 3. 月についてどのくらい分かっていたのか？

『月はどのように誕生し、どのような進化を経て、現在の姿になったのか?』という疑問に対して答えることが月科学の目的である。アポロの月探査では、多くの重要な情報が得られたが、その後の月極周回探査機による観測から月の理解が深められた。

月の表面は岩石とレゴリスと呼ばれる細かな砂のような堆積物で覆われている。レゴリスは、月の岩石が高速の微粒子(隕石)の衝突によって粉砕されてできたものである。地質調査でするように、それらの物質がどのような鉱物組成や元素組成でできているかを調べると、岩石がどのように形成され、変遷してきたかが浮き彫りになる。そして、試料の採取場所は明らかなので、そこでの歴史について紐解くことができる。それらの作業を月全体に当てはめて、月の生い立ちのシナリオを描いていく。

アポロ計画で得られた月研究の大きな成果の一つは、マグマオーシャン理論<sup>11)</sup>であろう。アポロで採取された試料の分析から、月は地球とほぼ同じ年齢で約45億年前に誕生し、岩石試料はどれも30億年前よりも前に作られ、溶融した後で冷え固まったことが分かった。月が誕生した頃は高温で、マグマの海(マグマオーシャン)があった。アポロ以前は、月は静かに誕生し、そのまま冷たい状態を保った天体であるという考え方もあった。

月地殻は“高地”(月で明るく見える部分)と“海”(暗く見える部分)と呼ばれる地域に大別される。アポロ探査に

よって、“高地”と“海”を構成している主要な岩石は、それぞれ斜長岩(AlやCaを多く含む)と玄武岩(MgやFeを比較的多く含む)から成ることが示された。斜長岩は斜長石という鉱物に富み、玄武岩はかんらん石や輝石などの鉱物に富んでいる。月面を大規模に覆う斜長岩地殻を形成するメカニズムとして、マグマオーシャン理論が提唱された。それは、月では形成直後に表層が深さ数百kmにわたり溶融したというものである。マグマオーシャンが固化する過程で、まずマグマからかんらん石や輝石が晶出し、それらは密度が大きいためにマグマオーシャンの底に沈みマントルを作る。その後、かんらん石や輝石の晶出によりマグマの成分が変化して斜長石が晶出し始めるが、密度が低いため上昇して地殻を構成する。その結果、月の内部はかんらん石等に富むマントル成分と斜長石に富む地殻成分、そしてその中間域にKREEP成分と呼ばれる物質に富む層の三層に分化すると考えられている。ここでKREEP成分とは、K(カリウム)、REE(希土類元素)、P(リン)に富む物質で、他にThやUも富んでいる。マグマオーシャンの固化過程において最後までマグマに溶け残ったものであると考えられている。月は全球にわたり一様にこのような層状構造をなしていると考えられていた。マグマオーシャンの凝固後は、大規模な盆地やクレータが形成される原因となる小惑星や彗星の衝突が数億年から10数億年続いた。次に大規模な地殻変動が起こり、そして月の一部は洪水玄武岩に覆われ、30億年前にはほぼ静まった。しかしながらマグマオーシャンは、どれくらいの広さと深さがあったかは分かっていない。

アポロ計画の後、1990年代に入り二つの小型探査機が月軌道に投入されて、月の新たな側面が見えてきた。まず1994年に、クレメンタイン探査機に搭載されたレーザ高度計は月裏側の南極付近に、South-Pole Aitkenと呼ばれる太陽系最大の巨大クレータ(直径2,500 km)を発見した(因みに月の半径は1,737 kmである)。このクレータの衝突は、月の表面地殻が完全に剥ぎ取られるほど激しいもので月深部の物質が表面に露出していると考えられていた。1998年には、ルナ・プロスペクターに搭載されたガンマ線分光計により、天然放射性元素であるThやKが月の表側の“嵐の大洋”や“雨の海”と呼ばれる地域の周辺に非常に濃集していることが分かった。これは、「かぐや」のガンマ線分光計でもさらに高精度で確認されている。

このような結果から、過去に考えられていた「月は単純な層構造を成している」という月のシナリオを改める必要が出てきた。さらに地球外の物質として地球に到達する隕石の中には、月に起源を持つ月隕石が見つけられている。アポロ試料は、月の表側で赤道域という限られた地域で採取されたものであるのに対し、月隕石は月のいろいろな場所から飛び出し、地球に飛来している。よって月隕石の中には、月の裏側から来た隕石も含まれている可能性が高い。月隕石との比較の結果、アポロ試料は月全体を代表してな

いことが認識されてきた。

## 4. 「かぐや」による月探査ミッション

### 4.1 「かぐや」の目的

日本の月探査プロジェクト「かぐや(セレーネ)計画」は14台もの科学観測機器を採用して2007年、人工衛星打ち上げを迎えた。元素組成や鉱物分布、地形、重力、月環境などを総合的かつ徹底的に調べることにより、まだ謎の多い月の起源やその歴史を解明すること、並びに月周回軌道への人工衛星投入や軌道姿勢制御など技術的実証を行うことが目的であった。

2007年9月14日に打ち上げられた「かぐや」(図1)は、約2週間にわたる航行を経て、10月4日(日本時間)に月軌道に投入された。この時点での軌道は近月点約100 km×遠月点約13,000 kmの楕円形であった。その後、子衛星「おきな」、「おうな」を分離して徐々に遠月点の高度を落とし、10月19日に「かぐや」は科学観測軌道として高度100 km、周期約2時間を持つ円形の極軌道を達成した。これにより「かぐや」搭載の観測機器は、月の全表面をくまなく観測することができた。2009年2月からはさらに高度を下げて、50 km±20 kmの軌道へと変更し、これまで以上に月面を詳細に観測することができた。燃料の消費に伴い、2009年6月11日、月面の表半球南側に計画的に墜落させ、「かぐや」は“里帰り”を果たした。

### 4.2 搭載機器

「かぐや」は21世紀の月ゴールドラッシュのさきがけとなっただけでなく、以下に示す科学観測用14台及び広報用カメラからなる高性能機器群を装備して、同時観測することによりすばらしい成果を得ることができた。

蛍光X線分光計(XRS)、ガンマ線分光計(GRS)、マル

チバンドイメージャ(MI)、スペクトルプロファイラ(SP)、地形カメラ(TC)、月レーダサウンダー(LRS)、月磁場観測装置(LMAG)、レーザ高度計(LALT)、プラズマ観測装置(PACE)、粒子線計測器(CPS)、電波科学(RS)、超高層大気プラズマイメージャ(UPI)、VLBI電波源(VRAD)、リレー衛星(RSAT)、ハイビジョンカメラ(HDTV)。

この解説内ではこれら全てを網羅することはできないが、月の物質探査を中心に主だった科学観測装置を紹介したい。機器の搭載場所を図1内に示した。

#### ・地形カメラ(TC)

空間分解能10 mという高解像度で月面を撮像する光学カメラ機器である。2つのカメラを月面に対し、垂直方向から斜め前方と斜め後方に15°ずつずらして設置して立体視することで、月にある沢山の不思議な地形を調べ、月の3次元地形図の作成を可能としている。地形カメラが提供する月面の3D画像は、科学的価値のみならず息をのむような美しさを兼ね備えていることから月科学者だけでなく一般の人達も楽しめる。そうした映像は他機器の結果と共に「かぐや」画像ギャラリー(<http://wms.selene.jaxa.jp>)で一般公開され一見の価値がある。

#### ・マルチバンドイメージャ(MI)

可視から近赤外領域にかけての広い波長で光を観測する分析装置である。月表層の物質を構成する鉱物が反射する光を9つの波長域に分けてスペクトル分析をして、鉱物組成の同定とその分布を調べ、月面全域の地質区分を行った。MIの20 m(可視光)及び62 m(近赤外)という高い空間分解能を活かしてクレータの中央丘や側壁を詳細に調べた。

#### ・スペクトルプロファイラ(SP)

月面の鉱物が反射する可視から近赤外域の光を連続分光解析し、鉱物組成とその分布を調査する光学装置である。MIとは独立に月面全域の鉱物及び岩石種を同定する。MIの観測データと組み合わせることで観測対象領域と精度を両方高めることができる。

#### ・レーザ高度計(LALT)

波長約1 μmのレーザを1秒毎に月面に向けて発射し、反射して戻ってくるまでの時間を測定することにより、「かぐや」と月面との距離を精密に測定する。従来の観測を遥かに凌ぐ高い精度で月面の起伏情報を提供した。TCやRSAT及びVRAD観測データと組み合わせることで、月の地形や内部構造についても情報を得ることに成功している。

#### ・ガンマ線分光計(GRS)

月表層から放出される放射線の一種であるガンマ線を計測することにより、月面を構成する元素の種類とその存在量を決定する元素分析装置である。蛍光X線分光計は比較的軽い元素の観測を得意とするが、ガンマ線分光計は水素(H)からウラン(U)までの幅広い元素を観測対象とし、赤道から南極・北極までくまなく月全面を網羅した。

ガンマ線とは、励起した原子核が基底状態に戻る際に、

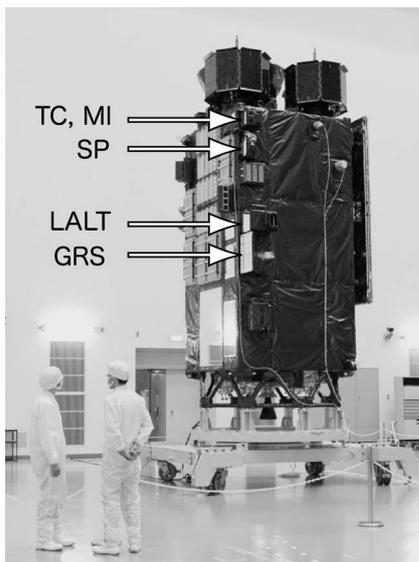


図1 種子島にて打ち上げを待つ月探査衛星「かぐや」。上部には月近傍で分離された子衛星「おきな」「おうな」も見える。主な観測機器の搭載場所を示した：GRS、ガンマ線分光計；LALT、レーザ高度計；MI、マルチバンドイメージャ；SP、スペクトルプロファイラ；TC、地形カメラ。

余剰のエネルギーが電磁波の形で放出されたものである。原子核の励起状態はそれぞれ固有の状態に量子化されているため、ガンマ線のエネルギーを精密に測れば、どのような原子核から放出されたのかが分かる。また、そうしたラインガンマ線の強度を測れば、ガンマ線を放出した原子核の存在量が分かる。例えば、 $^{56}\text{Fe}$ の第一励起状態のエネルギー準位は846.8 keVであるので、このエネルギーを持ったガンマ線を検出すれば $^{56}\text{Fe}$ の存在を知ることができ、その強度が高いほどFeが多く存在することになる。これを惑星の軌道上から計測するのが惑星ガンマ線分光である。「かぐや」のガンマ線分光計はこのような惑星探査技術を月に適用したものである。

月面では地球上と同様に、天然放射性元素であるK, Th, Uなどから自然崩壊によりガンマ線が放出されている。また、月には大気や磁場がないため、銀河宇宙線が常に月面に降り注いでいる。これらの高エネルギー粒子は月表層で核相互作用をした結果、様々な粒子を作り出す。それらのうち、主として中性子が月物質と非弾性散乱、または中性子捕獲反応を起こすことで月面の原子核を励起し、固有のエネルギーを持ったガンマ線が放出される。すなわち、地球と違って月表面を構成する全ての元素がガンマ線を放出するため、着陸することなく上空から月面の組成を観測することが可能なのである。<sup>12,13)</sup> しかしながら、月面上空では200以上の核ガンマ線が測定できるために、高精度なガンマ線分光測定には1 MeVのガンマ線エネルギーに対して1%以下という高いエネルギー分解能が要求される。そこで「かぐや」GRSでは、主検出器としてGe検出器を世界で初めて月探査に使用した。<sup>14)</sup> また、BGO検出器(ガンマ線検出効率に優れる)、及びプラスチック・シンチレータ(荷電粒子のみを検出・ガンマ線は透過)を用いて、主検出器と反同時計数を行うことにより、バックグラウンド計数を大幅に減少させ、GRSのS/N比を格段に向上することができた。その概略図を図2に示す。

月ガンマ線は表層の数十cmを透過して宇宙空間に漏れ出してくるため、可視光や赤外光、X線を利用して観測するよりも深い層の情報まで得ることができる。これは極域における埋もれた水(氷)の探査等には非常に有用な性質

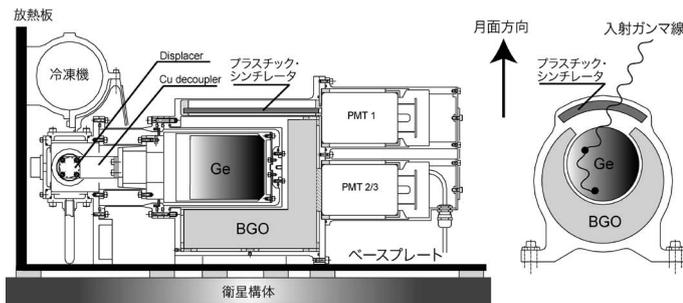


図2 ガンマ線分光計の概略図。Ge検出器をBGO及びプラスチック・シンチレータ検出器で覆い、反同時計数を行った。これにより、月側から到来するガンマ線のみを効率よく観測できた。

である。その反面、ガンマ線分光計は一般的に空間分解能に劣る。

核ガンマ線を生成する銀河宇宙線は太陽活動により数GeV以下のエネルギー領域で若干のモジュレーションを受けるため、太陽活動に伴い多少の核ガンマ線強度変動が起こる。しかし、「かぐや」の観測期間中、太陽活動は極めて弱く、静穏かつ安定的であった。このために「かぐや」ガンマ線分光計は、太陽フレアなどに妨害されることなく継続的にデータを集積することができた。対照的に、太陽活動が活発な時期の方が原理的に有利である蛍光X線分光計は、「かぐや」計画のみならず、SMART-1(欧州)、Chandrayaan-1(インド)、Chang'e-1(中国)など、不運にも軒並み苦戦を強いられた。

#### 4.3 「かぐや」の科学的成果

地形カメラによる情報に基づき月表層の年代測定が進められている。月には大気がなく風も吹かず雨も降らないために、隕石衝突などで作られたクレータは非常に長い時間、その形を保存する。従ってクレータの出現頻度を解析すると、その表面がどれくらいの期間、隕石衝突に曝されてきたか(=その表面がいつできたか)が分かる。TCで得られたデータにより、溶岩が噴出した年代が月全域にわたって明らかになった。その結果月の裏側では、これまで考えられていたよりも遥かに最近の約25億年前まで火山活動が継続していたことが判明した。<sup>15)</sup> 一方、月の表側では約15億年前までという長期間にわたって火山活動が続いていたことも明らかとなった。火山の活動期間が表側と裏側では異なることから、地殻表面だけでなく月内部のマグマにまで違いがあることが次第に明らかになり、月の進化モデルの再考につながった。

MIの分光観測の結果、衝突クレータの中央丘など、初期地殻が露出していると考えられる地域において、純粋な斜長岩(98%以上が斜長石)を世界で初めて発見した。<sup>16)</sup> それらは“高地”地殻のほぼ全域で見つかり、深さ方向にも最低で3-30 km遍在していることが分かった。「かぐや」以前は、アポロ試料の分析結果に基づいて、斜長石の純度は80-90%程度であると考えられていた。こうした純粋な地殻物質が形成されるには、月の形成初期にあったとされるマグマオーシャンから斜長石のみが選択的に結晶化し、浮上して地殻となるメカニズムが必要で、月の進化モデルに大きな制約を与える。また、純度の高い斜長岩が多く見つかったということは、斜長石に多く含まれるAlの全球組成も再考の必要がある。

SPは月の連続反射スペクトルを世界で初めて取得し、明瞭な斜長石の分光観測に成功した。<sup>17)</sup> 「かぐや」以前の観測では斜長石を直接検出することはできなかったのが、これまでの月面の鉱物分布の知識には多くの誤りがあることがこうした観測結果から明らかになった。さらに、かんらん石に富む領域を新たに31か所発見した。これらはいずれもベースンと呼ばれる巨大衝突盆地とその周囲に位置し

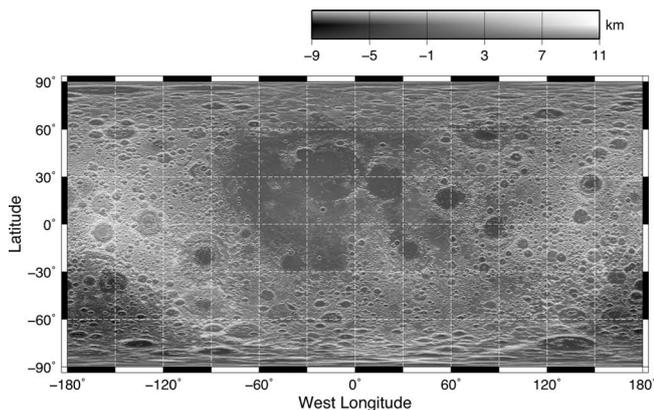


図3 「かぐや」レーザ高度計が計測した月の地形図。「海」と呼ばれる領域は標高が低く平らで、月裏側の「高地」は高く凹凸が多いことが分かる。口絵内のフルカラー版も参照のこと。

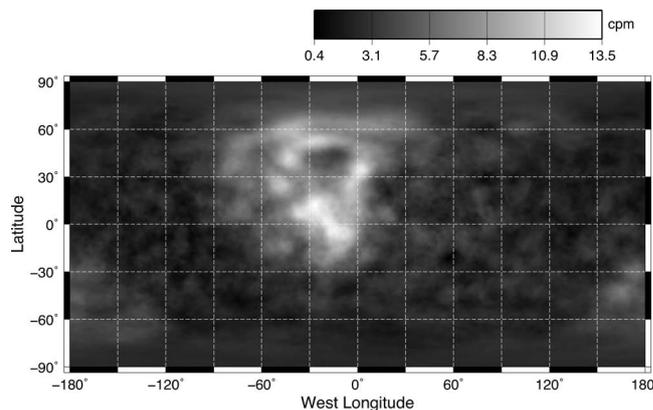


図4 「かぐや」ガンマ線分光計が計測した天然放射性元素ウランからの月面全球のガンマ線強度図。月表側の西側の「海」の部分に集中して分布している反面、月裏側は非常に枯渇している。口絵内のフルカラー版も参照のこと。

ており、また岩石種からも、マントル物質が巨大天体の衝突により掘り起こされて月面に出てきたものと推定された。

LALTは高度・水平方向のいずれも大きく改善された分解能で、月表面の標高測定を行い、月全球の精密な地形図を完成させた。<sup>18)</sup> これにより月の最高地点は+10.75 km、最低地点-9.06 km (月を重心原点の半径1,737.4 kmの球体と考えた際)と、月面の高低差は以前考えられていたより2 km以上大きい19.81 kmもあることが分かった。LALTが導出した月全域の地形図を図3に示す。

こうした結果と「かぐや」から分離されたりレー衛星「おきな」とVRAD衛星「おうな」も用いた重力の精密測定結果<sup>19)</sup>を合わせて、月の地殻の厚さが導出された。月の地殻厚はマグマオーシャン以降の月の進化モデルに大きな影響を与えるため、様々な推測がなされていたが、「かぐや」による観測の結果、最も地殻が厚い部分は月の裏側のDirichlet-Jackson盆地の縁で110 km、最も薄い場所は「モスクワの海」の下ではほぼゼロであることが判明した。<sup>20)</sup> 月の裏側にある南極-エイトケン盆地は地殻が剥がされてマントル物質が露出しているのではないかと期待されていたが、「かぐや」の観測の結果からある程度の厚さの地殻を有していることも判明した。

「かぐや」GRSは世界で初めて、月面のウラン(U)の観測に成功した。<sup>21)</sup> 月全域を測定した結果、月のUは表側の西半球に集中して分布していることが分かった(図4)。これに対し、月の「高地」では、0.2-0.3 ppm程度と非常に少ない量しか検出されなかった。<sup>22)</sup> 同時にK, Thも従来の観測よりも高い精度で分布が求められた。

「かぐや」GRSが観測した元素分布図をみると、月の表側の西にある「雨の海」と呼ばれる衝突盆地の縁やその周辺部は、天然放射性元素に富んでいることが分かる(図5)。「雨の海」の南、Copernicusクレータ周辺からFra Mauro地域へと伸びた地域は、ガンマ線強度の最も高い地域、即ちKREEP物質が濃集している地域である。また、AristillusやMairanクレータ、Jura山脈、Archimedes山脈、Carpathian山脈も、K, Th, Uの高濃度地域である。一方、Plato, Archi-

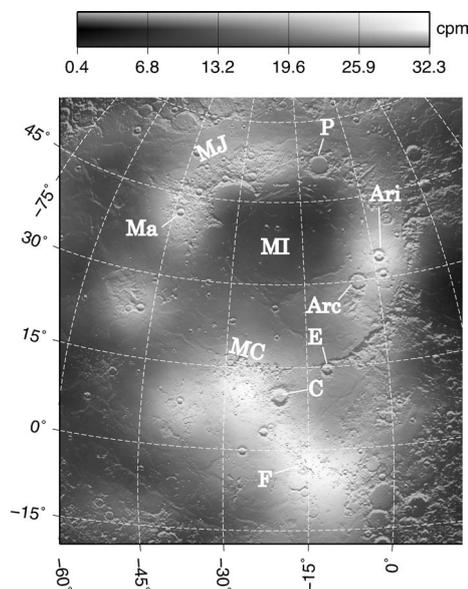


図5 「かぐや」ガンマ線分光計が計測した「雨の海」周辺領域(PKTと呼ばれる)における天然放射性元素トリウムからのガンマ線強度。図中のラベルは以下の月の地名を表す: Arc, アルキメデス・クレータ; Ari, アリストイリス・クレータ; C, コペルニクス・クレータ; E, エラトステネス・クレータ; F, フラマウロ地域; Ma, メラン・クレータ; MC, カルパティア山脈; MI, 雨の海; MJ, ジュラ山脈; P, プラトール・クレータ。口絵内のフルカラー版も参照のこと。

medes, Eratosthenes等のクレータ内やリム付近では、KREEP物質を噴出した火山活動や、KREEP物質を掘り起こした痕跡はいずれも見られない。よってこれらは、「雨の海」に見られるような、KREEPに富む内部の溶融物を掘り起こした衝突クレータとは異なるものと考えられる。

K, Th, Uの3元素は、月の表面が溶融後に冷えて固まり地殻が形成されていく過程で、固相よりも液相に残る性質(液相濃集性)がある。即ち、これらの元素の濃度が最小の領域は、最初に固まった最古の地殻であり、濃度が高い領域は最後の溶け残りから生成された領域と考えることができる。実際、Th存在量が最低レベルである領域は、月の裏側であり標高が高く、地殻も厚い領域である。こうした領域は、マグマオーシャンの結晶化のごく初期に形成さ

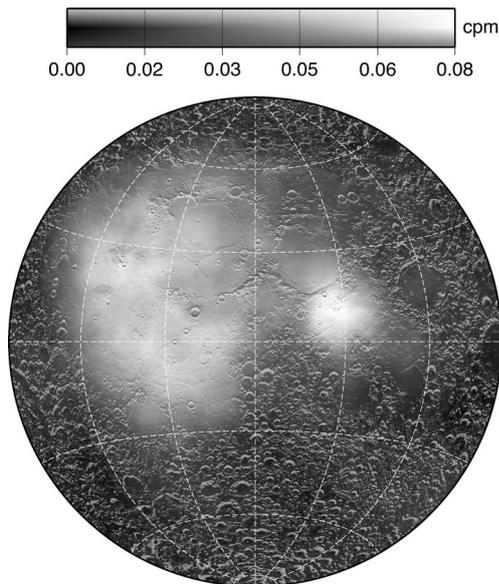


図6 「かぐや」ガンマ線分光計が計測した月表側における主要元素タンタムのガンマ線強度。「嵐の大洋」及び「静かの海」に特に濃集している様子がみてとれる。口絵内のフルカラー版も参照のこと。

れたと考えられることから、マグマオーシャンの初期組成やその後の月の進化を探る上で重要な情報を与える。また、K, Th, Uは天然放射性元素であり、地殻形成後の月内部の主たる熱源であることから、月の表側と裏側では火山活動の時期や期間が異なっていることなど、月の熱史を理解する上で大きな制約を与える元素であるといえる。

こうした微量元素以外にも、月表面を構成するFe, Ti, Ca, Si, Al, Mg, Oといった主要元素についてもGRSにより測定され、それらの濃度分布も観測データの解析が進むにつれて分かりつつある。例として、Tiの分布を図6に示す。主要元素の存在量は、岩石種を同定する上で不可欠である。月の「海」は内部物質が火山の噴火により噴出して固化したものであるから、元素組成の詳細な測定は、噴出当時の月の内部状態を知ることにつながる。「高地」領域の組成は、マグマオーシャンやその後の地殻の進化の理解につながる。特に、Feは「海」に豊富な玄武岩を構成する輝石やかんらん石に多く含まれ、「高地」に豊富な斜長岩中には少ないため、「海」と「高地」の二分性をよく表している。また、月全体での組成比は、月の起源を考える上でも大きな指標となるので、他の天体、特に地球と比較することが大切である。月には難揮発性元素(Al, Ca, Th, U等)が濃集していると考えられてきており、こうした元素を一意的に同定できるGRSによる早期の導出が期待される。

## 5. これからの月探査と月資源

### 5.1 将来の月探査

20世紀後半に行われた米ソの宇宙開発によって、宇宙は夢物語ではなく現実のものとして考えられるようになった。2004年1月に米国のブッシュ大統領が月面基地建設を盛り込んだ新宇宙戦略<sup>23)</sup>を打ち出した。月の資源を実際に活

用することによって、月から火星ロケットを打ち上げる壮大な構想も示され、月面基地建設の実現が大きく期待できるようになった。2010年にはオバマ大統領によって火星や小惑星への有人探査を含む新しい宇宙政策<sup>24)</sup>が公表されたが、この数年月探査に非常に大きな注目が集まっていることは、前にも述べた。

月は、地球-月系における最初の約十億年間の記録を保存し、地球型惑星の初期進化過程の姿を見ることができるといふ点から、将来の太陽系探査にとって極めて重要である。今後の月探査の課題は、ロボット技術を駆使した無人の月探査を進め、月の科学だけでなく資源調査、掘削、輸送、資源の加工などの技術的確立を図ることである。月資源の活用ができるようになれば有人の基地も夢ではなくなり、人類社会の持続可能な発展に大きな影響を与えることになろう。<sup>25)</sup> 月探査で要求される先端技術は多分野にまたがり、情報技術・エネルギー技術・素材技術など先端技術の発展を牽引する作用がある。

しばらくの間、我々は遠隔探査や無人探査による様々な技術的実証を行い、その後有人探査へと移行することになるだろう。現在の月探査は、月への着陸に向けて軌道船からの遠隔による全球的調査の段階であるといえる。今後も、さらに軌道上から分解能や精度を上げた観測が必要である。それは月に基地ができてからも必要であり、局所的に詳細な情報から全球的な調査に至るまで、いろいろなスケールが必要である。近い将来、表面探査車による局所的な調査も進められるだろう。表面探査車に観測装置を搭載して着陸地点周辺をくまなく走行して、岩石やレゴリスの化学組成、鉱物組成や地質調査、物理探査をする。将来の有人月面調査の前段階として予め無人探査をしておくことで、さらに高度な調査研究へと移行できる。また、月物質の帰還計画も推進され、研究室などに試料を持ち帰って最先端の分析装置を利用して、多くの研究者によって、いろいろな物質の性質を詳細に分析して調べることになるだろう。

### 5.2 月の資源

レアメタルは現代の科学技術を支えている金属であり、様々な産業分野で利用され「産業の生命線」となっている。我々の身近にあるメタルは、Fe, Cu, Alといったコモンメタルばかりでレアメタルを身近に目にするには少なかった。しかしながら、科学技術の発展と共に、以前に比べ様々な種類のレアメタルを利用した製品が多くなってきた。この節では、希土類元素を中心としたレアメタルについて考えてみる。周期律表で3族の遷移元素であるSc(スカンジウム), Y(イットリウム), ランタノイド元素(La~Lu)を合わせた17元素を、希土類金属あるいはレアアースメタルと呼ぶ。これらの元素の性質は、お互いに似ていて分離することが難しいが、元素特有な性質を示す。

これらの元素は、地球型惑星の形成過程において、マグマオーシャンが結晶化する過程でシリケート鉱物に取り込まれにくい元素であり、マグマ固化の最終段階で濃集する

と考えられている。このような元素を液相濃集元素と呼び、アルカリ金属 (K, Rb, Cs), アルカリ土類金属 (Sr, Ba), 希土類元素や四価の大部分の金属 (Ti, Zr等), また Th や U が挙げられる。

アポロ 12 号, 14 号の着陸地点で採集された角礫岩は KREEP 物質に富んでいることで着目された。クレメンタイン, ルナ・プロスペクターによる月の全球観測により, “嵐の大洋” や “雨の海” 付近における, この KREEP 物質の濃集が明らかになったことは 4.3 節で述べた。

Th や U は難揮発性の元素であり, 他の難揮発性元素と同様な地質学的な振る舞いをする性質 (液相濃集性・4.3 節参照) を持っている。従って, Th や U の濃度分布を知ること希土類元素の濃度分布が概ね分かることになる。

最後に, イルメナイトについて簡単に触れる。アポロ試料の分析結果から, 月表面に存在する主要鉱物は輝石, かんらん石, 斜長石, イルメナイトなどであることが分かった。また, 月表面は, 前にも述べたようにレゴリスで覆われており, それに含まれているイルメナイトや灰長石などは有用な鉱物資源である。Fe 及び Ti を主成分とするイルメナイトは, 還元して分離すれば Ti, Fe と O が得られることになる。Ti は有用なレアメタルであることはよく知られている。Th や U の分布図 (図 4, 5) と Ti の分布 (図 6) を見て分かるように, “雨の海” 周辺ではそれらの元素が濃集している。すなわち, この地域では, Fe, Ti に富んでいるだけでなく, 他の難揮発性元素や希土類元素などのレアメタルに極めて富んでいると考えられる。<sup>26)</sup> 月の資源利用の観点から, “雨の海” とその周辺は大変重要な地域であると言えよう。

ところで, 月の表面には常時太陽風が直接降り注いでいる。レゴリス, 特にイルメナイト物質はガスの吸蔵能力が高いので, 太陽風ガスを大量に吸着していると考えられている。太陽風のエネルギーは低い (核子当たり  $\sim 1$  keV) ので, レゴリスの深くまでは透過できず, ほんの僅かな表面だけに付着しているにすぎないが, 高速の微隕石の衝突によって月表層は長い間に数 m の深さまでよくかき混ぜ合わされる (ガーデニング効果)。レゴリスに吸着したガス ( $H_2$ ,  $H_2O$ , He ( $^3$ He 含む),  $CO_2$ ,  $CH_4$ ,  $N_2$ ) は, 200–900°C に加熱するだけで容易に脱離するので簡単に回収できる。<sup>27)</sup> 未来の月面有人活動では, こうしたレゴリスからの資源回収は非常に重要な役割を担うだろう。月物質はケイ酸塩鉱物や酸化鉱物の形で多くの酸素元素を含んでいるため, これらは酸素, 金属の原料となり, 居住施設の建築材料となり, また月面の有人活動に必要な防御壁となる。しかしながら, 月資源を利用するための月土壌を還元して所望の元素を, 月環境下で取り出す最適プロセスには, まだまだ解決すべき多くの技術的課題が残されている。月資源利用に必要な採鉱, 選鉱, 精錬, 冶金, 加工, リサイクルなどのプロセスは基本的には地球上で確立された技術の応用となるが, 月面環境や資源の特殊性を考慮して最適なシステム

を構築することが今後の大きな課題である。

## 6. むすび

これから日本は, 月をはじめとして宇宙開発・利用にどう取り組むべきであろうか。何よりもまず, 世界でも一流の宇宙科学の基礎的研究を一層強化することである。科学技術の力こそが国力の源泉である。新たな宇宙開発や技術に人類が挑戦する場合は, そのフロンティアを手中に収めた国がその後の取引や発言, 決定に有利なものとなろう。その意味で, アポロ以来の本格的な月探査機「かぐや」は顕著な実績を残しつつあり, 「はやぶさ」に続く大きな快挙であり, 我が国は月の科学で世界を先導している。今後は, 我が国が得意とするロボット技術をさらに活かし, 世界に先駆けて重要な月の試料を持ち帰り科学的成果を得ると同時に月資源の利用や, 将来の宇宙探査技術の実証の場として, 持続的な活動を行うことで世界をリードすることが可能である。月・惑星探査は, 国民, 特に次世代を担う子供達に活力ある未来への夢や希望を与え, 未来の科学技術を支える人材の養成につながる。こうした宇宙開発は, その総予算が一つの国で進めていくには莫大過ぎて, 国際協力を推進していくことが不可欠であるが, 我が国がリーダーシップを発揮できるシナリオで実施していくことが肝要である。

## 参考文献

- 1) M. J. Bielefeld, *et al.*: Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. **7** (1976) 2661.
- 2) L. G. Evans, *et al.*: Meteorit. Planet. Sci. **36** (2001) 1639.
- 3) T. H. Prettyman, *et al.*: J. Geophys. Res. **111** (2006) E12007.
- 4) W. V. Boynton, *et al.*: J. Geophys. Res. **112** (2007) E12S99.
- 5) M. Kato, *et al.*: Space Sci. Rev. **154** (2010) 3.
- 6) J. Haruyama, *et al.*: Geophys. Res. Lett. **36** (2009) L21206.
- 7) H. Noda, *et al.*: Geophys. Res. Lett. **35** (2008) L24203.
- 8) P. D. Spudis 著, 水谷 仁訳: 月の科学—月探査の歴史とその将来 (シュプリンガー・フェアラーク東京, 東京, 2000).
- 9) A. B. Binder: Science **281** (1998) 1475.
- 10) B. L. Jolliff, *et al.*: J. Geophys. Res. **105** (2000) 4197.
- 11) H. Hiesinger and J. W. Head III: in *New Views of the Moon*, eds. B. L. Jolliff, *et al.* (Mineralogical Society of America, Chantilly, USA, 2006) p. 1.
- 12) R. C. Reedy: Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. **9** (1978) 2961.
- 13) N. Yamashita, *et al.*: Earth Planets Space **60** (2008) 313.
- 14) N. Hasebe, *et al.*: Earth Planets Space **60** (2008) 299.
- 15) J. Haruyama, *et al.*: Science **323** (2009) 905.
- 16) M. Ohtake, *et al.*: Nature **461** (2009) 236.
- 17) T. Matsunaga, *et al.*: Geophys. Res. Lett. **35** (2008) L23201.
- 18) H. Araki, *et al.*: Science **323** (2009) 897.
- 19) N. Namiki, *et al.*: Science **323** (2009) 900.
- 20) Y. Ishihara, *et al.*: Geophys. Res. Lett. **36** (2009) L19202.
- 21) N. Yamashita, *et al.*: Geophys. Res. Lett. **37** (2010) L10201.
- 22) S. Kobayashi, *et al.*: Space Sci. Rev. **154** (2010) 193.
- 23) The Vision for Space Exploration, [http://www.nasa.gov/pdf/55583main\\_vision\\_space\\_exploration2.pdf](http://www.nasa.gov/pdf/55583main_vision_space_exploration2.pdf)
- 24) National Space Policy of the United States of America, [http://legislative.nasa.gov/062810\\_national\\_space\\_policy.pdf](http://legislative.nasa.gov/062810_national_space_policy.pdf)
- 25) D. Schunk, *et al.*: *The Moon: Resources, Future Development, and Settlement* (Praxis Pub. Ltd., Chichester, 2008).
- 26) R. C. Elphic, *et al.*: J. Geophys. Res., **105** (2000) 20333.
- 27) 渡辺隆行: 化学工学 **68** (2004) 210.

## 著者紹介



長谷部信行氏：核物理学、宇宙線物理学、惑星地質学を融合した核惑星学の研究を推進している。



山下直之氏：専門は放射線物理学、惑星科学、核分光を用いた惑星探査に邁進している。

(2011年5月31日原稿受付)

## What “Kaguya” Has Seen in Her Hometown

Nobuyuki Hasebe and Naoyuki Yamashita

abstract: The Kaguya mission was the large scaled exploration program for the Moon since the Apollo mission. Aimed to reveal its origin and evolution process and also to help planning the future utilization of the Moon, the Kaguya satellite carried 14 scientific instruments to the lunar orbit and successfully observed the elemental and mineral composition, topography, underground structure, magnetic anomaly, and gravity field over the entire surface of the Moon. One of the instruments, Gamma-Ray Spectrometer with high energy resolution, has measured global distributions of the major and trace elements on the Moon. A material composition that constitutes a stellar object can be determined by observing line gamma rays emitted from its surface, providing an important clue for its history. With an emphasis on the gamma-ray observation, we introduce the results on the exploration of the lunar materials achieved by the Kaguya mission and the future direction of the lunar exploration.



# 宇宙揺らぎの非ガウス性とインフレーション

向山 信治 (東京大学数物連携宇宙研究機構 277-8583 柏市柏の葉5-1-5)

銀河や銀河団などの宇宙の豊かな構造は、微小な原始揺らぎを種としてできたと考えられている。そのため、初期宇宙の量子揺らぎの生成メカニズムは、宇宙論において最も重要な研究対象の一つとなっている。特に、宇宙揺らぎの非ガウス性は、近い将来観測される可能性があり、様々な研究が最近急速に進んでいる。本稿では、インフレーション起源の量子揺らぎを記述する有効理論と、それを用いて相関関数を評価する方法を中心として、初期宇宙における揺らぎの非ガウス性を解説する。

## 1. 私たちはどこからやってきたのか？

美しい夜空を見あげて、私たちは何を考えるだろう。宇宙は、いったい何でできていて、どんな仕組みになっているのだろうか？ どうやって始まり、将来どうなるのだろうか？ どうして私たちは存在しているのだろうか？ そんなことを考えたことはないだろうか。宇宙論とは、これらの素朴で大切な疑問に、観測データと物理学と数学を駆使して挑む学問である。

生まれて間もない宇宙は、インフレーション<sup>1,2)</sup>という急激な膨張を経験し、その時に生じた量子揺らぎが、銀河などの宇宙の豊かな構造の種になったと考えられている。どうやって、どんな量子揺らぎができて、どのように成長したのだろうか？ それが分かれば、私たちがどこからやってきたのか、少しは分かるかもしれない。

初期宇宙の量子揺らぎの痕跡は、宇宙背景輻射、すなわち火の玉宇宙の残光の非等方性として実際に観測されている。高温の宇宙において、水素はイオン化されていたはず

である。しかし、膨張とともに宇宙が十分冷えることで、陽子と電子が結合して水素原子を形成する。すると、それまでプラズマ中で散乱されてばかりいた光子が、真っ直ぐ進めるようになる。この時に解放された光子が、宇宙背景輻射である。異なる方向からの光子の相関をとることで、宇宙を記述するパラメータと初期宇宙の量子揺らぎの性質について、重要な知見が得られている。

2009年5月14日に打ち上げられた観測衛星「Planck」<sup>3)</sup>は、宇宙背景輻射のさらなる精密測定を既に始めている。新しい観測データにより、宇宙初期の揺らぎについての詳細な情報が得られるはずである。本稿では、新たな観測データから期待される情報の中でも、宇宙揺らぎの非ガウス性に着目することにしよう。「宇宙揺らぎの非ガウス性とは何か?」「もしも観測されれば何を意味するのか?」といったことについて、初期宇宙のシナリオの立場から解説する。

以下、第5節までは、特に前提知識がなくても理解できるように解説するつもりである。一方、第6節から第8節では、有効場の理論を適用して議論を展開するので、ある程度は場の理論に馴染みがあることが望ましい。

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。

## 2. 宇宙のインフレーション

宇宙は、100億光年というスケールにわたってほぼ一様に広がっている。なぜ宇宙はこれだけ大きいのか？ その大部分を説明してくれるのがインフレーションである。真空のエネルギー（正確にはそれに類するエネルギー）が宇宙を満たすと、宇宙は加速膨張を始め、指数関数的に大きくなる。時間とともに、倍々に成長するのである。初期宇宙史における、このような加速膨張期のことをインフレーションと呼んでいる。そして、ある種の相転移によってこのエネルギーが熱に転じることで、インフレーションが終わり、熱い火の玉宇宙が始まる。

「ビッグバンはインフレーションの前か？後か？」という質問をされることがあるが、私は答える前に、「答えはビッグバンの定義による」と前置きすることになっている。その上で、「現在から時間をさかのぼると、宇宙は高温・高密度の状態になる。この熱い火の玉宇宙が始まった時をビッグバンと呼ぶのであれば、それはインフレーションの後」「アインシュタインの一般相対性理論において、宇宙は、時空として記述される。しかし、際限なく時間をさかのぼると、ついには時空の歪みがあまりにも強くなり、一般相対性理論も破綻してしまう。この時をビッグバンと呼ぶのであれば、それはインフレーションの前」と答えている。前者は宇宙の熱史、後者は宇宙の幾何に着目した定義である。

インフレーションは多くの研究者に有力な初期宇宙シナリオとして受け入れられているが、それは、理論として美しいからというだけでなく、宇宙背景放射の観測結果をうまく説明できるからである。マイクロなスケールで生じた量子揺らぎが、指数関数的な膨張によってマクロなスケールに引き伸ばされると考えれば、インフレーションが宇宙揺らぎの生成機構として働くことは容易に理解できよう。

宇宙揺らぎの生成は、インフレーションが始まってから終わるまで続き、様々なスケールの揺らぎが連続的に作られる。インフレーションの始まりの頃に作られた揺らぎは、それだけ長い間引き伸ばされるので、最終的には非常に大きなスケールの揺らぎとなる。逆に、終わりの頃に作られた揺らぎは、引き伸ばされる時間が短いので、比較的小さなスケールの揺らぎとなる。したがって、様々なスケールの宇宙揺らぎを観測するという事は、揺らぎ生成を特徴づける物理量の時間発展、すなわちインフレーションのダイナミクスを、間接的にプローブすることになる。

ところで、相対性理論では、相互作用の伝搬速度が有限であるため、真の「遠隔作用」は存在し得ない。したがって、物理現象を記述するのに「場」という概念が物理的実体として必然となる。「場」とは、空間の各点で値を持つ物理量のことである。ある粒子Aが別の粒子Bに影響を及ぼすには、まずAがそこに場を生み出し、生み出された場が周りに伝わっていく。有限の時間が経過してBの位置まで到達して初めて、Aの影響がBに及ぶのである。

宇宙のインフレーションを記述するのにも、「場」の導入が必然である。何故なら、「遠隔作用」を導入することなくインフレーションを終わらせるためには、インフレーションの終わりにどれだけ近づいているかを表す物理量が、空間の各点に備わっていなければならないからだ。この物理量は残された時間を記録するものであるから、各点において数値が少なくとも一つ必要である。そして、そのような「場」で最も単純なものは、時空上の関数、すなわちスカラー場である。そこで、殆どのインフレーション模型においてそうしているように、本稿ではスカラー場のみを考察する。このスカラー場には、インフラトンという名前がついているが、実はそのマイクロな描像は分かっていない。むしろ、宇宙背景放射等の観測量から、少しずつその正体を探っていくことになる。インフラトンは、インフレーション中はずっと、ダイナミクスの担い手として重要な役割を果たす。そのため、観測からインフレーションのダイナミクスをプローブするというのは、観測データからインフラトンのラグランジアンについての情報を引き出すことに他ならない。

本稿のテーマは宇宙揺らぎの非ガウス性、つまり、初期宇宙の揺らぎがガウス分布からずれていた可能性である。後述するように、それがもしも観測で確かめられれば、インフラトンの相互作用について、これまでの観測からは得ることのできなかつた、重要な知見が得られると考えられている。だがその前に、ガウス揺らぎとは何かを説明する必要があるだろう。

## 3. ガウス揺らぎとは？

空間座標 $\mathbf{x}$ における揺らぎの大きさを $\zeta(\mathbf{x})$ （正確な定義は後述する）と表そう。これがガウス分布にしたがうというのは、確率分布（量子力学的には波動関数の絶対値の二乗）が

$$P[\zeta] \propto \exp \left[ - \int d^3\mathbf{x} d^3\mathbf{x}' \frac{\zeta(\mathbf{x})\zeta(\mathbf{x}')}{2\sigma(\mathbf{x}, \mathbf{x}')} \right]$$

と書けるということである。

ガウス分布の大きな特徴の一つは、2点相関関数

$$\langle \zeta(\mathbf{x})\zeta(\mathbf{x}') \rangle = \sigma(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$$

だけで統計的性質が完全に決まることである。ここで、揺らぎの統計的性質が空間的に一様、つまり宇宙の特別な場所に依存しないと仮定しよう。すると、2点相関関数は、2点間の相対的位置 $\mathbf{x}-\mathbf{x}'$ のみに依存するはずである。これをフーリエ変換した

$$P_\zeta(\mathbf{k}) = \int d^3(\mathbf{x}-\mathbf{x}') e^{i\mathbf{k}\cdot(\mathbf{x}-\mathbf{x}')} \sigma(\mathbf{x}-\mathbf{x}')$$

を、パワースペクトルと呼ぶ。さらに、揺らぎの統計的性質が等方、つまり宇宙の特別な方向に依存しないと仮定しよう。すると、パワースペクトルは運動量の絶対値 $k=|\mathbf{k}|$ のみに依存するはずである。結局、統計的性質が空間的に

一様等方なガウス分布は、 $k$ の関数としてパワースペクトル  $P_\zeta(k)$  が与えられれば完全に特徴づけられることになる。

実際的には、観測に即する特徴的なスケール  $k_0$  の周りでテイラー展開すると（それが良い近似を与えるのであれば）便利であろう。良く使われる流儀では、パワースペクトルに  $k^3$  を乗じたものの対数を  $\ln(k/k_0)$  の幕で展開して、

$$\ln(k^3 P_\zeta(k)) = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{1}{i!} \left. \frac{d^i \ln(k^3 P_\zeta)}{d \ln k^i} \right|_{k=k_0} \times [\ln(k/k_0)]^i$$

とする。そして、最初の何項かで近似しておいて、観測データから各展開係数についての制限を得るという手法を取る。実際に得られた係数が十分小さければ、展開が正当化できるだろう。多くの場合、最初の2項だけ残して

$$P_\zeta(k) \approx \frac{\Delta_0}{k^3} \left( \frac{k}{k_0} \right)^{n_s-1}, \quad n_s = 1 + \left. \frac{d \ln(k^3 P_\zeta)}{d \ln k} \right|_{k=k_0} \quad (1)$$

とすれば十分である。この場合には、 $\Delta_0 \equiv k_0^3 P_\zeta(k_0)$  と  $n_s$  という2つのパラメータで、揺らぎ  $\zeta(\mathbf{x})$  の統計的性質が特徴づけられることになる。

#### 4. 調和振動子と非ガウス性

一見複雑に思える物理現象でも、単純な系、例えば調和振動子との類推によって容易に理解できることは少なくない。そこでこの節では、調和振動子の非ガウス性について考察することにしよう。宇宙揺らぎの非ガウス性も、基本的には同じ原理で理解できる。

調和振動子のハミルトニアン

$$H^{(0)} = \frac{p^2}{2m} + \frac{m^2 \omega^2}{2} q^2$$

に対して、基底状態は

$$a|0^{(0)}\rangle = 0 \quad (2)$$

によって定義される。ここで、

$$a \equiv \sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}} \left( q + \frac{ip}{m\omega} \right), \quad a^\dagger \equiv \sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}} \left( q - \frac{ip}{m\omega} \right)$$

は消滅演算子と生成演算子である。基底状態の波動関数は、(2)を座標表示で解いて適切に規格化すれば得られ、

$$\langle q|0^{(0)}\rangle = \left( \frac{1}{\pi^{1/4} \sqrt{q_0}} \right) \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{q}{q_0} \right)^2 \right], \quad q_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}$$

となる。これは、正にガウス分布である。励起状態

$$|n^{(0)}\rangle \equiv \left[ \frac{(a^\dagger)^n}{\sqrt{n!}} \right] |0^{(0)}\rangle \quad (n=1, 2, \dots)$$

の波動関数は

$$\langle q|n^{(0)}\rangle \propto \left( q - q_0^2 \frac{d}{dq} \right)^n \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{q}{q_0} \right)^2 \right]$$

である。

ここで、ハミルトニアンに摂動を加えてみよう。

$$H = H^{(0)} + \epsilon \hbar \omega \left( \frac{q}{q_0} \right)^3, \quad |\epsilon| \ll 1$$

の基底状態を摂動論によって  $O(\epsilon)$  まで求める（学部量子力学演習！）と、

$$|0\rangle = |0^{(0)}\rangle - \frac{3\epsilon}{2\sqrt{2}} |1^{(0)}\rangle - \frac{\epsilon}{2\sqrt{3}} |3^{(0)}\rangle + O(\epsilon^2)$$

となり、右辺第2項以降の寄与によって波動関数は非ガウス分布になる。注目すべきは、ガウス分布からのずれの大きさが、パラメータ  $\epsilon$  によって決まっている点である。明らかに、 $|\epsilon|$  が大きければ非ガウス性は大きくなり、逆に  $\epsilon \rightarrow 0$  の極限ではガウス分布に帰着する。

本節では、調和振動子に非線形相互作用を加えると、基底状態が非ガウス性を持つことを見た。初期宇宙における量子揺らぎの非ガウス性も、基本的には同じように理解できる。系が非線形相互作用を持つと、基底状態の波動関数が非ガウス分布となるのである。調和振動子の場合と同様、具体的な相互作用が与えられれば波動関数が決まるので、様々な相関関数を計算することができる。逆に、観測から様々な相関関数が分かれば、非線形相互作用についての推測ができるようになるだろう。この後の議論では、初期宇宙のインフレーションから生じる宇宙揺らぎの非ガウス性について、具体的に考察していこう。

#### 5. 膨張宇宙における曲率揺らぎと非ガウス性

私たちの宇宙は、ある程度大きなスケールでは一様等方である。幾何学的には、そのような空間は定曲率空間として表現される。定曲率空間は、局所的には曲率定数  $\mathcal{K}$  によって完全に特徴づけられ、 $\mathcal{K}$  が正・零・負の場合、それぞれ球面・平面・双曲面となる。ある時刻における時間一定面を表すために、曲率  $\mathcal{K}$  の3次元定曲率空間の計量を  $\Omega_{ij}^{\mathcal{K}} d\mathbf{x}^i d\mathbf{x}^j$  とすると、別の時刻  $t$  における時間一定面は、宇宙膨張によって大きさが変化し、 $a(t)^2 \Omega_{ij}^{\mathcal{K}} d\mathbf{x}^i d\mathbf{x}^j$  と表現できる。ここで、時間の増加関数  $a(t)$  ( $>0$ ) は宇宙のサイズを表し、スケール因子と呼ばれる。これに時間方向の線素  $-dt^2$  を加えた

$$ds^2 = -dt^2 + a(t)^2 \Omega_{ij}^{\mathcal{K}} d\mathbf{x}^i d\mathbf{x}^j \quad (3)$$

が一様等方な宇宙を表す4次元計量であり、Friedmann-Robertson-Walker (FRW) 計量と呼ばれる。実際の宇宙は、この計量に非一様な揺らぎを加えたものとして表される。

インフレーション中の  $a(t)$  は指数関数的に増大するため、空間部分の計量の実質の曲率  $\mathcal{K}/a(t)^2$  は、すぐに小さくなって無視できるほどになる。そこで、この節の残りの部分では、簡単のため、 $\mathcal{K}=0$  として議論を進めることにする。

既に述べたように、宇宙背景放射として観測されるマクロなスケールの揺らぎは、ミクロなスケールで量子論的に生成された揺らぎが、指数関数的な宇宙膨張によって引き伸ばされたものと考えられている。揺らぎを空間座標についてフーリエ変換すると、各フーリエ成分は調和振動子のように振る舞い、その固有振動数は波長が長ければ低く、短ければ高くなる。宇宙膨張はこの系に二つの重要な効果を及ぼす。一つ目は、揺らぎの波長を  $a(t)$  に比例して引き伸ばすこと、二つ目は、系の運動エネルギーを散逸させ、

摩擦を生じることである。したがって、ミクロなスケールで生じた揺らぎは、最初は早く振動するが、時間が経過すると波長が長くなり、振動は遅くなっていく。そして、揺らぎの固有振動数が宇宙の膨張率と同程度になると、宇宙膨張による摩擦が打ち勝って振動は止まってしまう。基本的には、この瞬間に、宇宙背景輻射で観測されるような、宇宙論スケールのマクロな揺らぎの振幅が決まることになる。

このことは、相対性理論では「遠隔操作」が存在しないことと、実は無関係ではない。まず、揺らぎの波長はスケール因子  $a$  に比例するので、単位時間あたりに伸びる量は  $da/dt$  に比例する。一方、単位時間あたりに情報が伝わる距離は (固有振動数)  $\times$  (波長) であり、これは (固有振動数)  $\times a$  に比例する。したがって、宇宙の膨張率  $H = (da/dt)/a$  が固有振動数を超えると、情報が伝わるよりも速く波長が伸びてしまう。これでは、「遠隔操作」が存在しない限り、1波長程度の距離にわたる揺らぎが全体として成長することはできない。これが、揺らぎの固有振動数が十分低くなると振幅が決まるといふ現象の、別解釈である。

この解釈の本質は、波長程度の距離を情報が十分伝わらなくなるということである。したがって、振幅が決まった波長程度の大きさの領域は、外の世界からは独立した、一つの宇宙のように振る舞う。結果、その波長に比べて短いスケールの物理を論ずる限りにおいては、宇宙は近似的に一樣等方とみなして構わない。しかし、揺らぎの振幅に応じて、着目する領域の宇宙は、周辺の宇宙よりも少し大きかったり小さかったりするはずだ。この状況を4次元計量で表すと、

$$ds^2 = -dt^2 + e^{2\zeta(x)} a(t)^2 \Omega_{ij}^K dx^i dx^j \quad (4)$$

となる。<sup>4)</sup> つまり、スケール因子  $a(t)$  を、 $e^{\zeta(x)} a(t)$  で置き換えたことになる。ここで導入した空間座標の関数  $\zeta(x)$  は、曲率揺らぎと呼ばれる。

インフレーション中に生成された曲率揺らぎ  $\zeta(x)$  により、その後の輻射優勢期を経て物質優勢期には、計量ポテンシャル  $\Phi(x) = (3/5)\zeta(x)$  が生じる。これは、ニュートン力学における重力ポテンシャルに対応する物理量である。また、さらに後のダークエネルギー優勢期には、計量ポテンシャルが時間変化する。そのため、宇宙背景輻射のそれぞれの光子は、プラズマ中での散乱から解放された後、ポテンシャルの山や谷を登り降りすることになる。その過程で光子の運動エネルギーが変化するため、背景輻射の温度に揺らぎが生じる。だから、曲率揺らぎの統計的性質を理論から予言できれば、温度揺らぎの観測データとつき合わせられるのである。

曲率揺らぎ  $\zeta(x)$  の統計的性質を特徴づける最も重要な量は、第3節で考察した、2点相関関数である。実際、揺らぎがガウス分布にしたがう場合には、2点相関関数だけで統計的性質が完全に決まる。特に、奇数次の相関関数は全てゼロとなる。したがって、宇宙揺らぎの非ガウス性を特徴づける指標として、曲率揺らぎの3点相関関数が有用

であろう。仮に、宇宙背景輻射の観測から曲率揺らぎの3点相関関数

$$\langle \zeta_{k_1} \zeta_{k_2} \zeta_{k_3} \rangle = (2\pi)^3 \delta^3(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3) B_\zeta(k_1, k_2, k_3) \quad (5)$$

がゼロでないと分かれば、宇宙揺らぎの非ガウス性を示したことになる。ここで、 $\zeta_k = \int d^3x e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \zeta(\mathbf{x})$  は曲率揺らぎのフーリエ成分で、 $B_\zeta(k_1, k_2, k_3)$  はバイスペクトルと呼ばれる。また、揺らぎの統計的性質が空間的に一樣であることの帰結として、右辺にデルタ関数が現れている。このため、3つのベクトルの和が零となる場合、つまり  $k_i = |\mathbf{k}_i|$  ( $i=1, 2, 3$ ) が三角形を成す場合だけ考えれば十分である。さらに、空間的等方性により、三角形の形が同じであれば、その向きは3点相関関数に影響しない。結果として、バイスペクトルは3辺の長さ  $k_i$  の対称な関数となる。

前述のように、曲率揺らぎの各フーリエ成分は調和振動子のように振る舞う。すなわち、前節の  $q$  を  $\zeta_k$  (正確には、 $k$  に依存する規格化因子を乗じたもの) で置き換えて考えれば良い。まず、非線形相互作用のない状況においては、揺らぎはガウス分布にしたがう。また、非線形相互作用の係数を適切に無次元化したものを  $\epsilon$  とすれば、<sup>\*1</sup>  $\epsilon$  が十分小さな状況では、バイスペクトルなどガウス分布からのずれを表す物理量は、 $\epsilon$  に比例することになる。

具体的な例として、三角形を成す  $k_i$  ( $i=1, 2, 3$ ) の一つ ( $k_3$  とする) が、他の二つに比べて極端に小さくなる状況を考察しよう。Squeezed limit と呼ばれるこの極限において、(3) から (4) へのようにスケール因子  $a(t)$  を  $e^{\zeta_3} a(t)$  で置き換えた計量は、ずっと短波長の揺らぎ  $\zeta_{1,2}$  を論ずる上では一樣等方とみなすことができる。ここで、 $\zeta_i = \mathcal{R}[\zeta_{k_i} e^{-i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{x}}]$  である。実は、4次元計量の形を見れば分かることであるが、この置換は、空間座標のスケールリング  $\mathbf{x} \rightarrow e^{\zeta_3} \mathbf{x}$  と等価である。したがって、置換前後で、2点関数  $\langle \zeta_{k_1} \zeta_{k_2} \rangle = (2\pi)^3 \delta^3(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) P_\zeta(k_1)$  に差が出るとすると、それはパワースペクトル  $P_\zeta$  のスケール依存性の強さ、すなわち (1) で定義した  $n_s - 1$  に比例するはずである。この差こそ、3点関数に他ならない。正確には、

$$\lim_{k_3 \rightarrow 0} B_\zeta(k_1, k_2, k_3) = -(n_s - 1) P_\zeta(k_1) P_\zeta(k_3) \quad (6)$$

という関係が知られている。<sup>5,6)</sup> この関係式は、(i) 曲率揺らぎの生成に関与するのはインフラトンのみ；(ii) 揺らぎ生成時のインフラトンの時間発展は系のアトラクター解に沿う、という2つの仮定の下で一般に成立する。この式から、squeezed limit に関しては、上述の  $\epsilon$  に対応するのは  $n_s - 1$  であることが分かる。<sup>\*2</sup> 実際、インフラトンの非線形相互作用が全くない時には、 $n_s - 1 = 0$  となる。また、観測衛星 Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) の最

<sup>\*1</sup> 実際には、 $\epsilon = -(dH/dt)/H^2$ ,  $\eta = (de/dt)/(eH)$ ,  $s = (dc_s/dt)/(c_s H)$  が使われることが多い。ここで  $c_s$  は、第6節で定義する音速、すなわち揺らぎの伝わる速度。

<sup>\*2</sup> 正確には、(16) で導くように、脚注1で導入した、 $\epsilon, \eta, s$  を用いて、 $n_s - 1 = -2\epsilon - \eta - s$  と書ける。

新観測データが、 $n_s - 1 = O(0.03)$  程度を示唆している<sup>7)</sup>ことから、(6)で与えられる squeezed limit におけるバイスペクトルは、小さすぎて近い将来観測できそうにないことも分かる。逆に、もしも観測されれば、2つの仮定のうち少なくとも1つが破れていることになる。

例えば、インフラトン以外の場が曲率揺らぎ生成に寄与する場合、squeezed limit でも、近い将来観測可能なほどの、十分大きなバイスペクトルを生成できる。何故なら、元の場の揺らぎ  $\phi^I(\mathbf{x})$  ( $I=1, 2, \dots$ ) がガウス分布にしたがっていても、曲率揺らぎ  $\zeta(\mathbf{x})$  との関係が非線形になれば、そこから非ガウス性が生じるからである。

$$\zeta(\mathbf{x}) = N_I \phi^I(\mathbf{x}) + \frac{1}{2} N_{IJ} \phi^I(\mathbf{x}) \phi^J(\mathbf{x}) + \dots \quad (7)$$

としよう。ここで、 $I, J$ については和をとることにする。ガウス揺らぎ  $\phi^I$  のフーリエ成分の2点相関関数を

$$\langle \phi_{\mathbf{k}_1}^I \phi_{\mathbf{k}_2}^J \rangle = (2\pi)^3 P(k_1) \delta^{IJ} \delta^3(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2)$$

とすると、曲率揺らぎのバイスペクトルは、

$$B_\zeta(k_1, k_2, k_3) = N^I N^J N_{IJ} [P(k_1) P(k_2) + (2\text{perm.})]$$

となることが分かる。ここで、 $N^I = \delta^{IJ} N_J$  である。非線形関係(7)が、実空間において局所的であることから、この非ガウス性は、local type と呼ばれる。図4に示すプロットから、バイスペクトルが squeezed limit ( $k_3 \ll k_2 = k_1$ ) にピークを持つことが分かる。

また、上述2つの仮定の下でも、squeezed limit 以外であれば、十分大きなバイスペクトルが可能である。インフラトンが非線形の微分相互作用項を持つ場合、 $k_i$  ( $i=1, 2, 3$ ) が正三角形を成すあたりでバイスペクトルの値が大きくなり得ることが知られている。微分相互作用は、インフラトンの揺らぎが速く振動して微分が大きい間、すなわち、まだ波長が短く、固有振動数の方が宇宙の膨張率よりも高い間に十分な効果を及ぼす。しかし、振動していると、その効果は各時刻ではあるものの、時間積分すると大部分はキャンセルしてしまう。逆に、十分な膨張により振動が止まってしまうと、微分相互作用は全く効かない。結局、最終結果には、固有振動数  $\omega_i$  と宇宙の膨張率  $H$  が同じ程度になった頃の相互作用が一番効くことになる。この条件、 $\omega_i \sim H$  ( $i=1, 2, 3$ ) は、 $k_1 \sim k_2 \sim k_3$  すなわち3つの  $k_i$  が正三角形を成すことを意味する。そのため、このようなバイスペクトルは equilateral type と呼ばれる。図1に示すバイスペクトルは、実際、 $k_1 = k_2 = k_3$  にピークを持っている。

非線形の微分相互作用項の性質によっては、 $k_1 \sim k_2 \sim k_3$  ではあるものの、正三角形ではなく、いくらか歪んだ三角形にピークを持つこともある。次節以降で解説するが、equilateral type 以外に、orthogonal type と呼ばれるバイスペクトルがあり、上述2つの仮定の下では一般に、バイスペクトルはこれら2つの線形結合になる(図1~3参照)。

## 6. インフラトン揺らぎの低エネルギー有効理論

本節では、インフラトンが一つの場合に、揺らぎを記述する低エネルギー有効理論を構成する。

一般相対性理論をはじめとする多くの重力理論は、一般座標変換に対する不変性を持つ。そこで、この後の議論では、理論がこの対称性を持つことを仮定しよう。そして、この対称性が自発的に破れるパターンを決めることで、低エネルギーの有効理論を構築していく。<sup>\*3</sup>

一般に、ゲージ化されていない対称性が自発的に破れると、南部-ゴールドストーン (Goldstone) ・ボソン (以後 NG ボソン) と呼ばれる場が現れる。ゲージ対称性が自発的に破れる場合には、NG ボソンは観測可能な場としては現れずにゲージ場に吸収され、ゲージ場の性質を変える。この節で構築する有効理論も、ゲージ対称性の自発的破れの理論と、本質的には同じものである。<sup>\*4</sup>

まず、インフレーションの終わりは、現在の宇宙へつながる熱い火の玉宇宙の始まりでもあることを思い出そう(第2節参照)。そして、インフレーションの終わりにどれだけ近づいているかを表す秩序パラメータの役割を果たすのが、インフラトンと呼ばれるスカラー場であった。したがって、インフラトンの微分は至るところ零であってはならない。もし至るところ零だったとすると、インフレーション後の火の玉宇宙がいつまでも始まらず、私たちの宇宙を記述することができないからだ。また、時間系列としてインフレーションの終わりに近づくためには、インフラトンの微分は、興味のある時空領域において時間的、すなわち時間微分の方が空間微分よりも大きくなければならない。

インフラトンの微分が零でない値を持つことにより、一般座標変換に対する不変性は自発的に破れる。上述のようにインフラトンの微分は時間的であるから、時間座標を選び直すことで、インフラトンの値を時間だけの関数にすることができる。さらに、その関数の具体的な形を決めると、時間座標は完全に固定される。この座標は、しばしばユニタリゲージと呼ばれる。明らかに、ユニタリゲージ条件は、空間座標の任意の変換に対して不変である。これが、破れずに残っている対称性である。

低エネルギー有効理論は破れずに残っている対称性を尊重しなくてはならないので、ユニタリゲージでの有効作用は、空間座標の変換で不変な項のみで書けるはずである。逆に、この変換で不変な項は何でも許され、したがって原則として全て含まなければならない。一旦ユニタリゲージでの有効作用が求まると、一般の座標での有効作用を求めるのは簡単である。すぐ後で具体的に見るように、ユニタリゲージから外れるような座標変換、つまり時間座標の変換  $t \rightarrow \tilde{t} = t - \pi(\tilde{t}, \mathbf{x})$  を施すだけである。そして、この  $\pi$  こ

<sup>\*3</sup> この有効理論は、ゴースト凝縮<sup>8)</sup>の有効理論を、FRW宇宙に拡張したものである。<sup>9,10)</sup>ゴースト凝縮については文献12をご覧ください。

<sup>\*4</sup> ただし、ローレンツ対称性と時間並進対称性が自発的に破れるために、この2つの対称性を仮定する定理は直接適用されず、再考の必要がある。

それが、上述のNGボソンに対応する。物理的には、このNGボソンはインフラトンの摂動とみなせる。ユニタリゲージでのインフラトンを $\phi(t)$ とすると、 $\phi(t) = \phi(\tilde{t} + \pi) = \phi(\tilde{t}) + \dot{\phi}\pi$ となるからだ。結局、ユニタリゲージでの有効作用を求めて時間方向の座標変換を施すだけで、NGボソンの作用が重力場との相互作用も含めて求まってしまうということになる。

NGボソン $\pi$ を含む有効作用が求まれば、相関関数等の計算は、どのような座標で行なっても構わない。しかし実際的には、後述する理由により、曲率揺らぎが零となる座標で $\pi$ の相関関数を計算するのが便利である。その後で、 $\phi$ 一定面の曲率揺らぎ $\zeta$ の相関関数に変換するのは簡単である。一方、有効作用に含むべき項を全て書き下すには、上述のユニタリゲージの方が見通しが良い。そこで、以下では、まずユニタリゲージでの有効作用を構築し、前述の方法で $\pi$ を有効作用中に導入する。そして、相関関数の計算では、曲率揺らぎが零となる座標を採用することにしよう。

では、再びユニタリゲージでの有効作用に話しを戻して、具体的に見ていこう。有効作用を

$$I = \int d^4x \sqrt{-g} L$$

と書くことにして、どんな項が $L$ 内に許されるかを考察する。ここで、 $g$ は時空計量 $g_{\mu\nu}$ の行列式である。まず、時空の一般座標変換に対してスカラーとして振る舞う項は、全て許される。すなわち、時空の計量 $g_{\mu\nu}$ とその逆行列 $g^{\mu\nu}$ 、曲率テンソル $R_{\mu\nu\rho\sigma}$ とその共変微分から作った、任意のスカラー量が許される。次に、時間座標 $t$ は、破れずに残った対称性、つまり空間座標の変換に対して不変である。したがって、 $t$ とその共変微分も、 $L$ 内の項を構成するための“材料”として使える。時間座標 $t$ の一階微分は $\partial_\mu t = \delta_\mu^0$ であり、二階微分の情報は全て、

$$K_{\mu\nu} \equiv h_\mu^\rho \nabla_\rho n_\nu$$

で定義される外曲率に含まれている。ここで、 $\nabla_\mu$ は計量 $g_{\mu\nu}$ から作った共変微分、

$$n_\mu = \frac{\partial_\mu t}{\sqrt{-g^{\mu\nu} \partial_\mu t \partial_\nu t}} = \frac{\delta_\mu^0}{\sqrt{-g^{00}}}$$

は時間一定面に垂直な単位ベクトル、

$$h_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} + n_\mu n_\nu$$

は時間一定面の空間計量である。結局、ユニタリゲージでの有効作用は、一般に

$$I = \int d^4x \sqrt{-g} L(t, \delta_\mu^0, K_{\mu\nu}, g_{\mu\nu}, g^{\mu\nu}, \nabla_\mu, R_{\mu\nu\rho\sigma})$$

と書けることになる。もちろん、 $\mu, \nu$ 等の足は全て縮約する。

この有効作用を、FRW計量(3)の周りの摂動を記述するのに便利な形に変形しよう。まず、 $H \equiv \dot{a}/a$ (関数の上につけるドットは時間微分)として、

$$\begin{aligned} \tilde{\delta}g^{00} &\equiv g^{00} + 1, \quad \tilde{\delta}K_{\mu\nu} \equiv K_{\mu\nu} - Hh_{\mu\nu}, \\ \tilde{\delta}R_{\mu\nu\rho\sigma} &\equiv R_{\mu\nu\rho\sigma} - 2(H^2 + \mathcal{K}/a^2)h_\mu[\rho h_\sigma]_\nu \\ &\quad + (H + H^2)(h_{\mu\rho}\delta_\nu^0\delta_\sigma^0 + (3\text{perm.})) \end{aligned}$$

を導入する。これらは、有効作用の“材料”として許されるものだけで構成されており、また、FRW計量に対して零となる量なので摂動量である。部分積分を何度か繰り返して、共形変換によって曲率スカラー $R = R^{\mu\nu}{}_{\mu\nu}$ の前の係数を $M_{Pl}^2\sqrt{-g}/2$ にすると、

$$I = M_{Pl}^2 \int dx^4 \sqrt{-g} \left[ \frac{1}{2} R + c_1(t) + c_2(t) g^{00} + L^{(2)}(\tilde{\delta}g^{00}, \tilde{\delta}K_{\mu\nu}, \tilde{\delta}R_{\mu\nu\rho\sigma}; t, g_{\mu\nu}, g^{\mu\nu}, \nabla_\mu) \right]$$

と展開できることが分かる。ここで、

$$L^{(2)} = \lambda_1(t) (\tilde{\delta}g^{00})^2 + \lambda_2(t) (\tilde{\delta}g^{00})^3 + \lambda_3(t) \tilde{\delta}g^{00} \tilde{\delta}K_\mu^\mu + \lambda_4(t) (\tilde{\delta}K_\mu^\mu)^2 + \lambda_5(t) \tilde{\delta}K_\nu^\nu \tilde{\delta}K_\mu^\mu + \dots$$

は $\tilde{\delta}g^{00}$ ,  $\tilde{\delta}K_{\mu\nu}$ ,  $\tilde{\delta}R_{\mu\nu\rho\sigma}$ (とそれらの共変微分)に関して2次以上の項のみで構成される。有効作用の中で摂動の1次の項は、FRW背景計量についての運動方程式を

$$3H^2(t) + \frac{3\mathcal{K}}{a^2} = -c_1(t) - c_2(t), \quad \dot{H}(t) - \frac{\mathcal{K}}{a^2} = c_2(t)$$

のように与えるので、これを $c_1$ と $c_2$ について解けば、

$$I = M_{Pl}^2 \int dx^4 \sqrt{-g} \left[ \frac{1}{2} R - \left( 3H^2(t) + \dot{H}(t) + \frac{2\mathcal{K}}{a^2(t)} \right) + \left( \dot{H}(t) - \frac{\mathcal{K}}{a^2(t)} \right) g^{00} + L^{(2)} \right] \quad (8)$$

を得る。

既に述べたように、NGボソン $\pi$ の作用は、ユニタリゲージでの有効作用(8)に、時間座標の変換 $t \rightarrow \tilde{t} = t - \pi(\tilde{t}, \mathbf{x})$ を施せば得られる。積分変数を $\tilde{t}$ に変更後、表記の簡単のために $\tilde{t}$ を $t$ と書き直せば、結果は、(8)で以下の置き換えをしたものとなる。

$$\begin{aligned} H(t) &\rightarrow H(t + \pi), \quad \dot{H}(t) \rightarrow \dot{H}(t + \pi), \\ \lambda_i(t) &\rightarrow \lambda_i(t + \pi), \quad a(t) \rightarrow a(t + \pi), \\ \delta_\mu^0 &\rightarrow (1 + \dot{\pi})\delta_\mu^0 + \delta_\mu^i \partial_i \pi, \\ g_{\mu\nu} &\rightarrow g_{\mu\nu}, \quad g^{\mu\nu} \rightarrow g^{\mu\nu}, \\ \nabla_\mu &\rightarrow \nabla_\mu, \quad R_{\mu\nu\rho\sigma} \rightarrow R_{\mu\nu\rho\sigma}. \end{aligned} \quad (9)$$

この置換則から、 $g^{00} = g^{\mu\nu} \delta_\mu^0 \delta_\nu^0 \rightarrow (1 + \dot{\pi})^2 g^{00} + 2(1 + \dot{\pi}) g^{0i} \partial_i \pi + g^{ij} \partial_i \pi \partial_j \pi$ 等がしたがう。煩雑なので書き下すことはしないが、 $h_{\mu\nu}$ と $K_{\mu\nu}$ の置換則も、それぞれの定義と(9)から分かる。

インフレーションとは、初期宇宙における加速膨張時期のことであるから、その間、スケール因子 $a(t)$ は指数関数的に増大、 $\mathcal{K}/a^2$ は指数関数的に減少する。そこで、今後は $\mathcal{K} = 0$ としよう。また、揺らぎの振動数 $\omega$ も指数関数的に減少し、ある時点で宇宙の膨張率 $H$ よりも低くなる。第5節で述べたように、その後は、スカラー場一定面の曲

率揺らぎが保存する。同じことは、重力波の振幅  $h$  についても言える。したがって、観測量を求めるために必要な  $\zeta$  や  $h$  の相関関数は、 $\omega \sim H$  となった時点で計算すれば良く、それ以降の発展を追う必要はない。

NG ボソン  $\pi$  を導入したメリットとして、系によって決まるエネルギースケール  $\omega_{\min}$  が存在して、注目する揺らぎの振動数  $\omega$  が  $\omega_{\min}$  より十分高い間は、曲率揺らぎが零の座標において、NG ボソンと計量揺らぎとの相互作用を無視できるということがある。そして、多くの場合で  $H \gg \omega_{\min}$  となっている。この場合、前段落の議論により、 $\zeta$  や  $h$  の相関関数を  $\omega \sim H$  で計算するという目的のためには、NG ボソンと計量揺らぎとの相互作用を無視して良いことになる。

そこで、 $H \gg \omega_{\min}$  を仮定して NG ボソン  $\pi$  だけを残し、計量を平坦な ( $K=0$ ) の FRW 背景 (3) に固定すると、 $\pi$  の有効作用として

$$I_{\pi} = M_{Pl}^2 \int dt d^3x a^3 \left\{ -\frac{\dot{H}}{c_s^2} \left( \dot{\pi}^2 - c_s^2 \frac{(\partial_i \pi)^2}{a^2} \right) - \dot{H} \left( \frac{1}{c_s^2} - 1 \right) \left( \frac{c_3}{c_s^2} \dot{\pi}^3 - \dot{\pi} \frac{(\partial_i \pi)^2}{a^2} \right) + O(\pi^4, \dot{\epsilon}^2) + L_{\delta K, \delta R}^{(2)} \right\} \quad (10)$$

が得られる。ここで、

$$\frac{1}{c_s^2} = 1 - \frac{4\lambda_i}{\dot{H}}, \quad c_3 = c_s^2 - \frac{8c_s^2 \lambda_2}{-\dot{H}} \left( \frac{1}{c_s^2} - 1 \right)^{-1} \quad (11)$$

で音速  $c_s$  と係数  $c_3$  を定義し、 $H(t)$  と  $\lambda_i(t)$  と  $c_s^2(t)$  の時間変化が十分ゆっくりであるという条件

$$\left| \frac{(\partial_t)^n H}{H^{n+1}} \right| = O(\epsilon^n), \quad \left| \frac{(\partial_t)^n \lambda_i}{H^n \lambda_i} \right| = O(\epsilon^n), \quad \left| \frac{(\partial_t)^n c_s^2}{H^n c_s^2} \right| = O(\epsilon^n), \quad |\dot{\epsilon}| \ll 1, \quad n=1, 2, \dots \quad (12)$$

を課した。また、 $L_{\delta K, \delta R}^{(2)}$  は、 $L^{(2)}$  の項のうちで、 $\delta K_{\mu\nu}$  と  $\delta R_{\mu\nu\rho\sigma}$  を含むものからの寄与で、 $\pi$  の高階微分項である。したがって、 $c_s^2$  がある程度の大きさを持っていれば、 $L_{\delta K, \delta R}^{(2)}$  の効果は無視できる。次節ではこのような状況を考察し、 $c_s^2$  が小さくなって  $L_{\delta K, \delta R}^{(2)}$  が効いてくる場合は第 8 節で考察することにしよう。

音速  $c_s$  は、固有振動数が宇宙の膨張率に比べて十分高い状況において、揺らぎが伝わる速度を表す。実際、(10) の右辺一行目から、 $\pi$  が  $\omega^2 = c_s^2 k^2 / a^2$  という分散関係を持つことが分かる。ここで、 $\pi \propto \exp(-i \int \omega dt + i \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})$  と想定した。物理的な波数ベクトルは  $k/a$  であるから、この分散関係にしたがって情報が伝わる速度は確かに  $c_s$  である。

具体的な例として、インフラトン  $\phi$  の作用が  $I_{\phi} = \int d^4x \sqrt{-g} P(X)$  で与えられる場合を考察しよう ( $X = -(1/2)g^{\mu\nu} \partial_{\mu} \phi \partial_{\nu} \phi$ )。このような模型は、k-inflation と呼ばれる。<sup>11)</sup> この場合には、(10) 中の  $c_s$  と  $c_3$  は、

$$c_s^2 = \frac{P_0'}{2P_0' + 2P_0'' X_0}, \quad \frac{c_3}{c_s^2} = \frac{3P_0'' + 2P_0''' X_0}{3P_0''} \quad (13)$$

で与えられる。ここで、下付添え字 0 は、背景解での値を表す。したがって、音速  $c_s$  は、様々な値をとり得る。一方、slow-roll インフレーションの場合には常に  $c_s^2 = 1$  となり、非ガウス性に効くような項は存在しない。

次節で詳しく説明するように、有効作用 (10) を用いれば、FRW 背景時空において NG ボソン  $\pi$  の相関関数を計算することができる。一方、観測量と直接関係づくのは、スカラー場一定面の曲率揺らぎ  $\zeta$  である。この 2 つの量の関係は、ユニタリゲージへの変換、つまり本節第 5 段落で考察した時間座標の変換の逆、 $t \rightarrow \tilde{t} = t + \pi$  を行えば分かる。この変換によって FRW 計量 (3) の空間部分は

$$a(t)^2 \Omega_{ij}^K dx^i dx^j \rightarrow e^{-2H\pi} a(\tilde{t})^2 \Omega_{ij}^K dx^i dx^j$$

となるので、(4) と比較すれば、曲率揺らぎ  $\zeta$  が

$$\zeta = -H\pi \quad (14)$$

で与えられることが分かる。したがって、有効作用 (10) を使い、FRW 背景時空における NG ボソン  $\pi$  の  $n$  次相関関数を計算すれば、それに  $(-H)^n$  を乗じるだけで、 $\zeta$  の  $n$  次相関関数が分かることになる。

このように、対称性の破れのパターンを指定しただけで、NG ボソンの有効作用の構造が決まってしまう。ただし、 $c_s$  や  $c_3$  は決まらないので、高エネルギーの理論に基づいて計算するか、観測データを用いて制限する必要がある。後者のアプローチに有力なのが、揺らぎの非ガウス性である。

## 7. 非ガウス性の“大きさ”と“形”

揺らぎが厳密にガウス分布にしたがうと、3点相関関数は零となる。逆に、平均値の周りの揺らぎの3点相関関数が零でなければ、ガウス分布ではないことになる。したがって、3点相関関数は、非ガウス性のバロメーターと言えるだろう。そこで本節では、前節で構成した低エネルギー有効理論に基づいて、NG ボソン  $\pi$  の3点相関関数を計算しよう。観測的に重要な曲率揺らぎ  $\zeta$  は (14) のように表されるので、 $\zeta$  の3点関数も分かることになる。

まず、NG ボソンの有効作用 (10) を、 $\pi$  について 2 次の部分  $I_0$  と 3 次以上の部分  $I_{\text{int}}$  に分ける。以下では、相互作用項  $I_{\text{int}}$  を  $I_0$  に対する摂動とみなし、in-in 形式<sup>13)</sup> と呼ばれる摂動論の方法を適用して  $\pi$  の相関関数を計算する。演算子  $\pi$  を

$$\pi = \int \frac{d^3 \mathbf{k}}{(2\pi)^3} e^{-i \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} \pi_{\mathbf{k}}$$

のようにフーリエ変換すると、相互作用表示では

$$\pi_{\mathbf{k}} = u_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}} + u_{-\mathbf{k}}^* a_{-\mathbf{k}}^{\dagger}$$

のように書ける。ここで、 $u_{\mathbf{k}}$  は  $I_0$  から得られる運動方程式の解で、それを適切に規格化することで、演算子  $a_{\mathbf{k}}$  と  $a_{\mathbf{k}}^{\dagger}$  が

$$[a_{\mathbf{k}}, a_{\mathbf{k}'}^{\dagger}] = (2\pi)^3 \delta^3(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$$

を満たすようにする. 条件 (12) における  $\epsilon$  の最低次では,

$$u_k = \frac{(1+ikc_s\eta)H}{2M_{Pl}\sqrt{-\dot{H}c_s k^3}} e^{-ikc_s\eta}, \quad \eta = -\int_t^\infty \frac{dt'}{a(t')} \quad (15)$$

とすれば良い. ここで,  $\epsilon$  の最低次では  $a \propto 1/(-H\eta)$  であることに注意しよう. また, 第5節で述べたように, 揺らぎの振動数  $\omega$  が  $H$  よりも低くなると, スカラー場一定面の曲率揺らぎ  $\zeta$  は保存する. それから, (14) という関係があるので, 同じことは,  $\epsilon$  の最低次では  $\pi$  に対しても言える. 実際, (15) を見れば, 時間が十分経って  $kc_s|\eta| \ll 1$  となると,  $u_k$  は振動を止めるのが分かるだろう. したがって, 保存する揺らぎの振幅を求めるという目的のためには, 条件 (12) は,  $kc_s|\eta| = O(1)$  となるまで満たされていなければならない. それ以降は満たされていなくても,  $\omega \ll H$  さえ満たされていれば,  $\zeta$  (や重力波  $h$ ) の相関関数には殆ど影響を及ぼさない.\*5

2点相関関数は, (15) を用いると

$$\langle \pi_k \pi_{k'} \rangle = (2\pi)^3 \delta^3(\mathbf{k} + \mathbf{k}') P_\pi(\mathbf{k}), \quad P_\pi(\mathbf{k}) = u_k u_k^*$$

となる. 関係式 (14) により, 曲率揺らぎ  $\zeta$  については

$$\langle \zeta_k \zeta_{k'} \rangle = (2\pi)^3 \delta^3(\mathbf{k} + \mathbf{k}') P_\zeta(\mathbf{k}), \quad P_\zeta(\mathbf{k}) = H^2 u_k u_k^*$$

である. 十分時間が経てば,

$$P_\zeta(\mathbf{k}) = \frac{\Delta}{k^3}, \quad \Delta = \frac{H^4}{-4M_{Pl}^2 \dot{H} c_s} \Big|_{c_s k_0 = aH}$$

となる. ここで,  $\Delta$  は  $c_s k|\eta| = 1$  すなわち  $c_s k = aH$  で決まる時刻で評価することに注意しよう. したがって, 第3節で導入した  $n_s$  は,  $\epsilon$  の最低次で

$$n_s - 1 = 4 \frac{\dot{H}}{H^2} - \frac{\ddot{H}}{H\dot{H}} - \frac{\dot{c}_s}{c_s H} \Big|_{c_s k_0 = aH} \quad (16)$$

となる. 観測衛星 Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) の最新観測データによると,<sup>7)</sup> 重力波による寄与を無視した場合,  $n_s = 0.968 \pm 0.012$  (68%CL) と制限される. 以下では,  $n_s - 1$  が十分小さいとして,  $\Delta$  を定数として扱うことにする.

3点相関関数は,  $I_{\text{int}}$  に対応する相互作用ハミルトニアンを  $\mathcal{H}_{\text{int}}$  と記すと, tree level では in-in 形式<sup>13)</sup> により

$$\begin{aligned} & \langle \zeta_{k_1}(t) \zeta_{k_2}(t) \zeta_{k_3}(t) \rangle \\ &= -H^3 i \int_{-\infty}^t dt' \langle [\mathcal{H}_{\text{int}}(t'), \pi_{k_1}(t) \pi_{k_2}(t) \pi_{k_3}(t)] \rangle \end{aligned}$$

で与えられる. 右辺において, 演算子は相互作用表示, 期待値は  $I_0$  で決まる摂動前の真空に対してとるものとする. また, 右辺の  $-H^3$  は, (14) に起因する. 具体的には,

$$\langle \zeta_{k_1}(t) \zeta_{k_2}(t) \zeta_{k_3}(t) \rangle = (2\pi)^3 \delta^3(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3) B_\zeta, \quad (17)$$

$$B_\zeta = \frac{18}{5} \Delta^2 (f_{NL}^{\pi(\partial_t \pi)^2} F_{\pi(\partial_t \pi)^2} + f_{NL}^{\pi^3} F_{\pi^3}) \quad (18)$$

と計算できる. ここで,

$$f_{NL}^{\pi(\partial_t \pi)^2} = \frac{85}{324} \left(1 - \frac{1}{c_s^2}\right), \quad f_{NL}^{\pi^3} = \frac{5c_3}{81} \left(1 - \frac{1}{c_s^2}\right) \quad (19)$$

は各相互作用項による“非ガウス性の大きさ”を,

$$F_{\pi(\partial_t \pi)^2} = \frac{F_{\pi^3}}{51\kappa_1^2 \kappa_2^2 \kappa_3^2} \cdot [(\kappa_1^2 + \kappa_2^2 - \kappa_3^2)\kappa_3^2 \times (2\kappa_1 \kappa_2 + 3\kappa_1 + 3\kappa_2 + 9) + (2\text{perm.})],$$

$$F_{\pi^3} = \left(\frac{3}{k_1 + k_2 + k_3}\right)^6 \cdot \frac{1}{\kappa_1 \kappa_2 \kappa_3}$$

は各相互作用項からの寄与の運動量依存性を表す. また,  $k_i = |\mathbf{k}_i|$  と  $\kappa_i = 3k_i/(k_1 + k_2 + k_3)$  を定義した.

特に,  $k_1 = k_2 = k_3$  の場合には,

$$k^6 B_\zeta|_{k_1=k_2=k_3=k} = \frac{18}{5} \Delta^2 (f_{NL}^{\pi(\partial_t \pi)^2} + f_{NL}^{\pi^3}) \quad (20)$$

となり, (19) に示された2つの  $f_{NL}$  が, 実際に“非ガウス性の大きさ”を表していることが分かる. 面白いことに, 音速  $c_s$  が小さくなると非ガウス性は大きくなる.

3点相関関数の運動量依存性, 言わば“非ガウス性の形”は, (18) を (20) で除することで定義するのが適当であろう. 結果は

$$F(k_1, k_2, k_3) = (17F_{\pi(\partial_t \pi)^2} + 4c_3 F_{\pi^3}) / (17 + 4c_3)$$

であり, たった一つのパラメータ  $c_3$  で運動量依存性が完全に決まる.  $F$  は  $k_i$  ( $i=1, 2, 3$ ) に関して対称で,  $F(k_1, k_2, k_3) = F(1, k_2/k_1, k_3/k_1)/k_1^6$  が成り立つので, 可視化するにあたり,  $k_1 = 1 \geq k_2 \geq k_3$  としても情報は失われない. また, 3点相関関数 (17) は  $\delta^3(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3)$  に比例しているのだから,  $k_i$  が三角形をなす場合だけ考えれば十分である. 結局, 領域

$$1 - k_2 < k_3 \leq k_2 \leq 1 \quad (21)$$

における  $F(1, k_2, k_3)$  が分かれば, 関数  $F(k_1, k_2, k_3)$  について必要な情報は全て得たことになる. 図1~3には,  $c_3$  のいくつかの値に対して  $k_2^2 k_3^2 F(1, k_2, k_3)$  をプロットした. (ただし, 領域 (21) の外ではゼロとした.) 多様な“非ガウス性の形”が見てとれる.

以上の議論から, 大雑把には,  $1/c_s^2$  が“非ガウス性の大きさ”を,  $c_3$  が“非ガウス性の形”を表すことを理解して

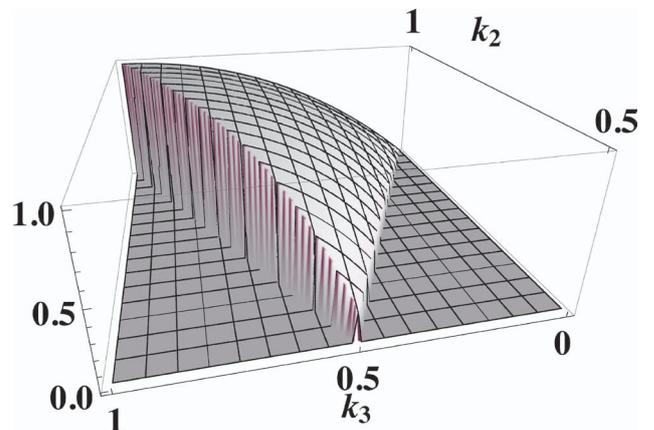


図1  $c_3=0$  に対する  $k_2^2 k_3^2 F(1, k_2, k_3)$  のプロット. ゴーストインフレーションの  $k_2^2 k_3^2 F_{G.c.}(1, k_2, k_3)$  と, equilateral type のテンプレート  $k_2^2 k_3^2 F_{\text{equil}}(1, k_2, k_3)$  のプロットも同様の形となる.

\*5 例外については文献14を参照.

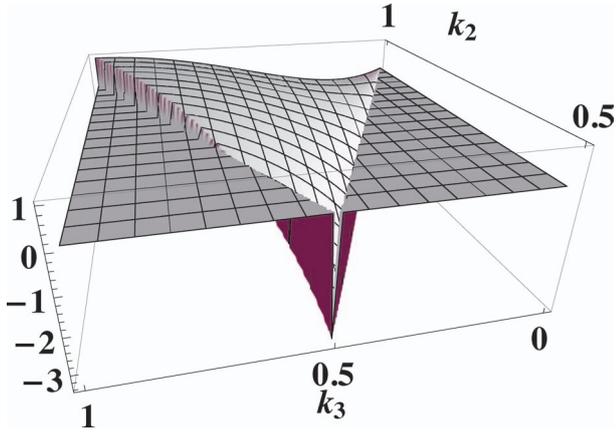


図2  $c_s = -3.6$  に対する  $k_2^2 k_3^2 F(1, k_2, k_3)$  のプロット. Orthogonal type のテンプレート  $k_2^2 k_3^2 F_{\text{orthog}}(1, k_2, k_3)$  のプロットも同様の形となる.

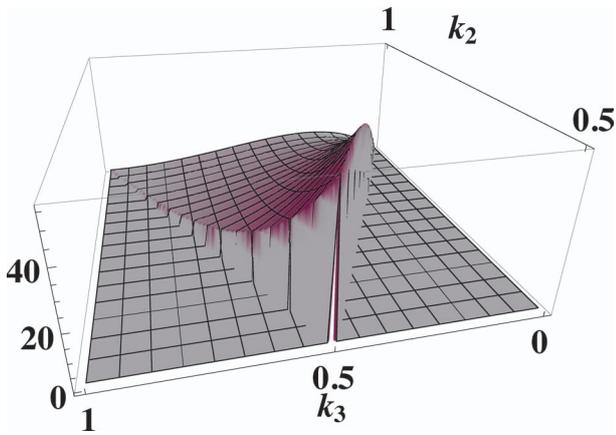


図3  $c_s = -4.3$  に対する  $k_2^2 k_3^2 F(1, k_2, k_3)$  のプロット.

いただけたらう。観測から初期揺らぎの3点相関関数についての十分な情報が得られれば、これら2つのパラメータを決定できるはずだ。

## 8. ゴーストインフレーションと非ガウス性

前節では、インフラトン揺らぎの低エネルギー有効理論に基づいて3点相関関数を計算し、音速  $c_s$  が小さくなると、非ガウス性が大きくなることを見た。では、音速が極端に小さくなるとどうなるのだろうか？ 本節では、音速が小さい極限を考察し、非ガウス性の大きさが有限の、しかも近い将来観測可能な値になることを示そう。

一見特殊な状況に思えるこの極限に興味があるのは、観測可能な非ガウス性が見込まれるからというだけでなく、系のアトラクターになっている場合があるからである。<sup>8,12)</sup> つまり、 $c_s^2 = O(1)$  から出発しても、時間が経つと、自動的に  $c_s^2 \rightarrow 0$  となる場合があるのだ。例として、第6節後半で考察した、k-inflation を再考しよう。FRW 計量上で一様なインフラトン  $\phi_0(t)$  の運動方程式を書き下すと  $\partial_t(a^3 P'_0 \dot{\phi}_0) = 0$  となるが、これは  $P'_0 \dot{\phi}_0 \propto 1/a^3 \rightarrow 0 (a \rightarrow \infty)$  を意味する。つまり、 $P'_0 \rightarrow 0$  または  $\dot{\phi}_0 \rightarrow 0$  が系のアトラクターである。一方、 $\phi$  の作用を摂動展開し、 $\pi$  の有効作用 (10)

と比較すると、音速  $c_s$  が (13) 第一式で与えられることが分かる。もしも  $P''_0 X_0 \neq 0$  であれば、系がアトラクター  $P'_0 \rightarrow 0$  に近づくにつれ、音速はゼロに近づいていく。

では、音速が小さくなった時に何が起るかを、具体的に見ていこう。まず、(12) のすぐ後で述べたように、前節の議論では、 $c_s^2$  がある程度の大きさを持っているとして、(10) 内の  $L_{\delta K, \delta R}^{(2)}$  を無視したことに注意しよう。(前段落で考察した k-inflation の作用も、 $L_{\delta K, \delta R}^{(2)}$  を含まない。) もし  $c_s^2$  が非常に小さくなれば、この取り扱いは破綻し、 $L_{\delta K, \delta R}^{(2)}$  を考慮に入れる必要がある。定義 (11) により、音速ゼロの極限は  $H \rightarrow 0$  極限、つまり de Sitter 極限と同意である。この極限では、 $\pi$  の有効作用は

$$I_\pi = M_{Pl}^2 \int dt d^3 x a^3 \left\{ 4\lambda_1 \left( \dot{\pi}^2 - \frac{(\partial_i \pi)^2}{a^2} \right) + 4(\lambda_1 + 2\lambda_2) \pi^3 + \lambda_3 \left( -H + \frac{\partial_j^2 \pi}{a^2} \right) \frac{(\partial_i \pi)^2}{a^2} + (\lambda_4 + \lambda_5) \frac{(\partial_i^2 \pi)^2}{a^4} + \dots \right\} \quad (22)$$

となり、線形摂動に対する分散関係は

$$\omega^2 = \frac{\lambda_3}{4\lambda_1} H \frac{\mathbf{k}^2}{a^2} - \frac{\lambda_4 + \lambda_5}{4\lambda_1} \frac{\mathbf{k}^4}{a^4}$$

となる。これから、揺らぎの相関関数を評価する時期つまり  $\omega \sim H$  となる時に、 $c_s^2$  項に比べて  $L_{\delta K, \delta R}^{(2)}$  の方が重要になる条件は、

$$c_s^2 \ll \max \left[ \frac{\lambda_3 H}{4\lambda_1}, \sqrt{\frac{|\lambda_4 + \lambda_5|}{4\lambda_1}} H \right] \quad (23)$$

である。これと逆向きの条件が満たされる場合の議論は前節で尽きているので、本節では、条件 (23) が満たされているとし、 $\pi$  の有効作用として (22) を用いる。

以下では、(23) に加えて  $\lambda_3 \ll \sqrt{4\lambda_1 |\lambda_4 + \lambda_5|}$  が成り立つ場合を考察しよう。(逆の極限の解析は、誌面数の都合上割愛する。) これは、ゴーストインフレーション<sup>15)</sup> に対応する。この場合、 $\pi$  の有効作用は

$$I_\pi = \int dt d^3 x a^3 \frac{M^4}{2} \left[ \dot{\pi}^2 - \frac{\alpha}{M^2} \frac{(\partial_i^2 \pi)^2}{a^4} - \dot{\pi} \frac{(\partial_i \pi)^2}{a^2} \right] \quad (24)$$

で、分散関係は  $\omega^2 = (\alpha/M^2) (\mathbf{k}^4/a^4)$  となる。ここで、

$$M^4 = 8M_{Pl}^2 \lambda_1, \quad \alpha = -\frac{M_{Pl}(\lambda_4 + \lambda_5)}{\sqrt{2\lambda_1}} = O(1)$$

を定義した。2点相関関数と3点相関関数の計算は、(15) を

$$u_{\mathbf{k}} = \frac{H}{M^2} \sqrt{\frac{\pi}{8}} (-\eta)^{3/2} H_{3/4}^{(1)}(q\eta^2), \quad q = \frac{\sqrt{\alpha} H \mathbf{k}^2}{2M}$$

で置き換え、(24) の第3項を  $I_{\text{int}}$  とすれば、前節とほぼ同様である。結果として、2点相関関数と3点相関関数は

$$P_\zeta(\mathbf{k}) = \frac{\Delta}{k^3}, \quad \Delta = \frac{2\pi}{\alpha^{3/4} (\Gamma(1/4))^2} \left( \frac{H}{M} \right)^{5/2}, \quad (25)$$

$$B_\zeta = \frac{\sqrt{2}}{(\Gamma(1/4))^3 \alpha^2} \left(\frac{H}{M}\right)^4 \frac{1}{k_1^3 k_2^3 k_3^3} \times \left[ \int_0^\infty \frac{dz}{z} F(\kappa_1 z) F(\kappa_2 z) F'(\kappa_3 z) \times (k_3^2 - k_1^2 - k_2^2) k_3 + (2\text{perm.}) \right], \quad (26)$$

$$F(z) = z^{3/2} K_{3/4}(z^2/2),$$

となる。(26)の積分は数値的に実行する。)ここで, “非ガウス性の大きさ”  $f_{NL}^{g.c.}$  を, (20)に倣って

$$k^6 B_\zeta|_{k_1=k_2=k_3=k} = \frac{18}{5} \Delta^2 f_{NL}^{g.c.} \quad (27)$$

で定義し, 観測されている  $\Delta$  の値<sup>7)</sup>  $\Delta = 4.8 \times 10^{-8}$  を (25)に課すことで  $H/M$  を決めると,

$$f_{NL}^{g.c.} \approx 160 a^{-4/5} \times \left(\frac{\Delta}{4.8 \times 10^{-8}}\right)^{-2/5}$$

となる。<sup>15)</sup> また, “非ガウス性の形”  $F_{g.c.}$  を, (26)を(27)で除したもので定義すると, 図1に示された  $F_{\pi(\partial\pi)^2}$  (または次節の  $F_{\text{equil}}$ ) と良く似た形になる。

## 9. テンプレート

観測データを解析するには, 低エネルギー有効理論から得られた  $F_{\pi(\partial\pi)^2}$  (または  $F_{g.c.}$ ) と  $F_{\pi^3}$  の代わりに, 以下の2つのテンプレートが使われている。<sup>16,17)</sup>

$$F_{\text{equil}} = -\left(\frac{1}{k_1^3 k_2^3} + \frac{1}{k_2^3 k_3^3} + \frac{1}{k_3^3 k_1^3}\right) - \frac{2}{k_1^2 k_2^2 k_3^2} + \left(\frac{1}{k_1 k_2^2 k_3^3} + (5\text{perm.})\right),$$

$$F_{\text{orthog}} = -3\left(\frac{1}{k_1^3 k_2^3} + \frac{1}{k_2^3 k_3^3} + \frac{1}{k_3^3 k_1^3}\right) - \frac{8}{k_1^2 k_2^2 k_3^2} + 3\left(\frac{1}{k_1 k_2^2 k_3^3} + (5\text{perm.})\right).$$

プロットは省略するが,  $k_2^3 k_3^3 F_{\text{equil}}(1, k_2, k_3)$  は図1と,  $k_2^3 k_3^3 F_{\text{orthog}}(1, k_2, k_3)$  は図2と良く似た“形”になる。(本稿では, 説明の簡単のため, 3節で導入して(16)で計算した  $n_s$  を, 1としてきた。一般の  $n_s \neq 1$  の場合は, 上のテンプレートで  $k_i \rightarrow k_i^{(4-n_s)/3}$  としたものが使われる。)

実際のデータ解析では,

$$B_\zeta = \frac{18}{5} \Delta^2 f_{NL}^* F_* \quad (28)$$

(\*は  $\text{equil}$  または  $\text{orthog}$  で, \*についての和はとらない)と仮定し, 観測データから  $f_{NL}^*$  を制限するという手法がとられている。最新の WMAP データに基づく制限は,

$$-214 < f_{NL}^{\text{equil}} < 266, \quad -410 < f_{NL}^{\text{orthog}} < 6 \quad (95\% \text{CL})$$

である。<sup>7)</sup>

前節までの議論は, 揺らぎを生成するスカラー場が一つの場合であった。しかし実際には, インフレーションに関与する場が2つ以上あったり, インフレーションに直接関与しない場が最終的な曲率揺らぎに寄与する可能性もある

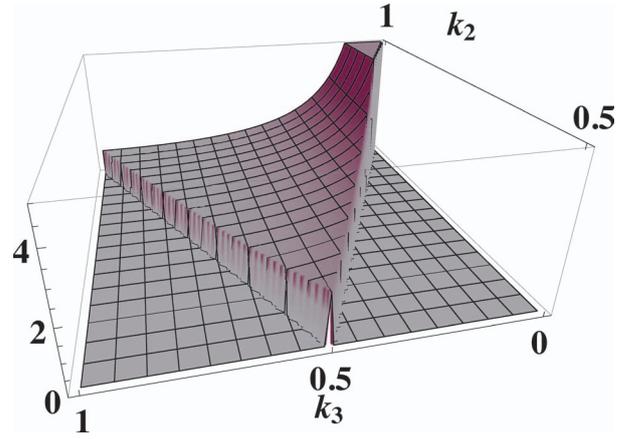


図4  $k_2^3 k_3^3 F_{\text{local}}(1, k_2, k_3)$  のプロット。

だろう。複数の場のダイナミクスによって生じる非ガウス性によく見られる“形”は,

$$F_{\text{local}} = \frac{1}{3} \left( \frac{1}{k_1^3 k_2^3} + \frac{1}{k_2^3 k_3^3} + \frac{1}{k_3^3 k_1^3} \right)$$

である ( $n_s \neq 1$  の場合は,  $k_i \rightarrow k_i^{(4-n_s)/3}$  とする)。図4には,  $k_2^3 k_3^3 F_{\text{local}}(1, k_2, k_3)$  をプロットした。第5節で議論した, squeezed limit ( $k_3 \ll k_2 = k_1$ ) にピークを持つことが分かる。

仮定(28)で  $* = \text{local}$  とすれば, 観測データから  $f_{NL}^{\text{local}}$  を制限することができる。WMAPによる制限は,

$$-10 < f_{NL}^{\text{local}} < 74 \quad (95\% \text{CL})$$

である。<sup>7)</sup>

## 10. さいごに

初期宇宙について揺らぎのない予言をするには, (少なくとも) 2つの立場がある。1つは, 対称性または対称性の破れのパターンを用いて, 量子補正に対して安定な議論を展開することである。もう1つの立場は, 超高エネルギーの基礎理論に立ち返って, そこから帰結される予言を引き出すことである。本稿では前者の立場を採用し, インフラトンが一つの場合に, 揺らぎを記述する低エネルギー有効理論を用いて, 宇宙揺らぎの非ガウス性について解説した。

非ガウス性のパラメータとなる物理量としては, 曲率揺らぎの3点相関関数が有用である。曲率揺らぎに寄与するのがインフラトン一つの場合, 第7節と第8節で示したように, 3点相関関数は一般に, 低エネルギー有効理論に含まれる2つのパラメータに依存する。そのうち1つ(有効作用(10)内の  $c_3$ ) が3点相関関数の形を決定し, もう1つ(音速  $c_s$ , すなわち揺らぎの伝わる速度) が3点相関関数の大きさを決定する。したがって, 宇宙背景放射等の観測データによって, この2つのパラメータを制限できる可能性がある。実際, 音速が十分小さければ, 3点相関関数は大きな値を持つので, 近い将来観測できる(あるいは既に棄却される)はずである。

どんな高エネルギー基礎理論に基づいてインフレーション

ン模型を構築しても、曲率揺らぎに寄与するのがインフラトン一つである限り、低エネルギーでは、第6節で構成した有効理論に必ず帰着する。また、この有効理論から観測量を計算することが可能であり、したがって、有効理論のパラメータ（上述の  $c_3$  や  $c_s$  等）は観測データによって直接制限される。一方、それらのパラメータの物理的意味やインフラトンの起源を理解するには、高エネルギー基礎理論に立ち返り、具体的なインフレーション模型を考察する必要がある。

例として、超ひも理論におけるDブレーンインフレーション模型を考察しよう。<sup>18)</sup> 超ひも理論は、「閉じたひも」と「開いたひも」のたった2種類で森羅万象を記述しようという野心的な統一理論候補であり、4次元を超える世界、すなわち余剰次元の存在を预言する。Dブレーンとは、開いたひもの端が固定される面であり、この理論における一種のソリトンである。余剰次元内に存在する様々な構造（反対称場の流束によってワープした領域、他のDブレーンやその反物質に対応する反Dブレーン、ひもの境界条件を規定する面等）により、Dブレーンは非自明な運動をする。そのポテンシャルエネルギーが緩やかな時間変化を示す時、私たちの住む4次元宇宙は、インフレーションを起こすだろう。ポテンシャルエネルギーの変化が相転移のような急激な様相を示す時、それはインフレーションの終わりかもしれない。このような描像が正しかったとして、もしも近い将来、曲率揺らぎの非ガウス性が観測されたのなら、それは、余剰次元の構造、たとえばCalabi-Yau多様体の性質等についての情報を、私たちにもたらしてくれる可能性がある。<sup>19)</sup>

本稿では、初期揺らぎの非ガウス性が、初期宇宙を探るための重要なプローブとなり得ることを解説した。実際、初期宇宙シナリオのいくつかは、近い将来観測可能なレベルの非ガウス性を预言する。それらの预言を観測データを用いて検証することで、生まれて間もない宇宙についての新しい知見が得られるかもしれない。また、仮に初期揺らぎが完全なガウス分布にしていたとしても、それを（ある精度で）確かめるには、そこからずれた場合に観測量がどう変わるかを調べ、実際の観測データと比較することで、ガウス分布からのずれを制限するしかない。いずれの場合も、宇宙の初期揺らぎの非ガウス性は、今後、観測データと初期宇宙の理論を結ぶ重要な鍵となるだろう。

## 参考文献

- 1) A. H. Guth: Phys. Rev. D **23** (1981) 347.
- 2) K. Sato: Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **195** (1981) 467.
- 3) <http://www.rssd.esa.int/index.php?project=Planck>.
- 4) D. S. Salopek and J. R. Bond: Phys. Rev. D **42** (1990) 3936.
- 5) J. M. Maldacena: JHEP **0305** (2003) 013 [astro-ph/0210603].
- 6) P. Creminelli and M. Zaldarriaga: JCAP **0410** (2004) 006 [astro-ph/0407059].
- 7) E. Komatsu, *et al.* [WMAP Collaboration]: Astrophys. J. Suppl. **192** (2011) 18 [arXiv:1001.4538 [astro-ph.CO]].
- 8) N. Arkani-Hamed, H. C. Cheng, M. A. Luty and S. Mukohyama: JHEP **0405** (2004) 074 [arXiv: hep-th/0312099].
- 9) P. Creminelli, M. A. Luty, A. Nicolis and L. Senatore: JHEP **0612** (2006) 080 [arXiv: hep-th/0606090].
- 10) C. Cheung, P. Creminelli, A. L. Fitzpatrick, J. Kaplan and L. Senatore: JHEP **0803** (2008) 014 [arXiv: 0709.0293 [hep-th]].
- 11) C. Armendariz-Picon, T. Damour and V. F. Mukhanov: Phys. Lett. B **458** (1999) 209 [hep-th/9904075].
- 12) 日本物理学会誌 **62** (2007) 509.
- 13) S. Weinberg: Phys. Rev. D **72** (2005) 043514 [arXiv: hep-th/0506236].
- 14) Y. i. Takamizu, S. Mukohyama, M. Sasaki and Y. Tanaka: JCAP **1006** (2010) 019 [arXiv: 1004.1870 [astro-ph.CO]].
- 15) N. Arkani-Hamed, P. Creminelli, S. Mukohyama and M. Zaldarriaga: JCAP **0404** (2004) 001 [arXiv: hep-th/0312100].
- 16) P. Creminelli, A. Nicolis, L. Senatore, M. Tegmark and M. Zaldarriaga: JCAP **0605** (2006) 004 [arXiv: astro-ph/0509029].
- 17) L. Senatore, K. M. Smith and M. Zaldarriaga: JCAP **1001** (2010) 028 [arXiv: 0905.3746 [astro-ph.CO]].
- 18) S. Kachru, R. Kallosh, A. D. Linde, J. M. Maldacena, L. P. McAllister and S. P. Trivedi: JCAP **0310** (2003) 013 [hep-th/0308055].
- 19) T. Kobayashi, S. Mukohyama and S. Kinoshita: JCAP **0801** (2008) 028 [arXiv: 0708.4285 [hep-th]].

## 著者紹介



向山信治氏： 専門は宇宙論。特に、インフレーション・ダークマター・ダークエネルギーなど、素粒子論や重力理論との接点に興味がある。

(2011年5月16日原稿受付)

## Non-Gaussianities in Cosmological Perturbations and Inflation

Shinji Mukohyama

abstract: Primordial fluctuations are thought to be the origin of rich structures in the universe such as galaxies and clusters of galaxies. For this reason, generation of quantum fluctuations in the early universe is one of the most important research subjects in theoretical cosmology. In particular, motivated by forecasted detectability in the near future, non-Gaussianities in cosmological perturbations have been extensively studied in recent years. This article reviews non-Gaussianities in the early universe, based on the effective field theory of quantum fluctuations during cosmic inflation.

# 励起子ポラリトンの量子凝縮

山本喜久\* (国立情報学研究所量子情報国際研究センター 101-8430 東京都千代田区一ツ橋2-1-2 )

宇都宮聖子 (国立情報学研究所量子情報国際研究センター 101-8430 東京都千代田区一ツ橋2-1-2 )

量子井戸にトラップされた励起子とプレーナマイクロ共振器に閉じ込められた光子が強結合を起こして生成される励起子ポラリトンは、その質量がアルカリ原子に比べて約10桁、励起子に比べて約4桁も軽いので、極めて高温・低密度で量子凝縮相を実現できる。一方、励起子ポラリトンは、数ピコ秒から数十ピコ秒という短い寿命を持つため、超流動液体ヘリウムやアルカリ原子ボーズアインシュタイン凝縮体(BEC)が熱平衡下の量子凝縮相を示すのに対し、非平衡開放系での量子凝縮を発現する。本稿では、急速に発展しているこの新しい量子凝縮相の研究をレビューする。特に、同じ非平衡系でありながら巨視的コヒーレンスを実現しているレーザー相転移との違い、2次元系に特有な Berezinskii-Kosterlitz-Thouless (BKT) 相転移の実験的証拠、音波的な励起スペクトラム、高次軌道関数での量子凝縮、などに焦点を当てて解説する。

## 1. はじめに

半導体中の電子と正孔の束縛状態である励起子は、低密度領域ではボーズ粒子とみなすことができる。このため、励起子は低温下でボーズアインシュタイン凝縮(BEC)を起こすと理論的に予測された。<sup>1,2)</sup> この1960年代の理論的予測以降、半世紀にわたって励起子BECの実現に向けた研究が様々な材料系でなされてきた。最近、励起子BECを示唆する観測結果も報告されているが、<sup>3)</sup> 多くの実験グループで日常的に励起子BECが実現されているわけではない。励起子BECの実現を妨げている要因は大きく分けて以下の2つである。

- (i) 実験的に実現可能な低温下で量子縮退の条件(基底状態を占有する平均粒子数が1を超える点)を満たすためには、かなり高密度な励起子を系に注入する必要があるが、そのような高密度下では励起子はオージェ再結合過程などにより、比較的短時間のうちに消滅してしまう。
- (ii) 結晶中の格子欠陥や不純物が引き起こすポテンシャルゆらぎにより励起子は局所的にトラップされ、ボーズ粒子としての性質を失ってしまう。

これら2つの問題点を同時に解決し、励起子BEC実現への道を開くには、以下に説明するように、励起子の質量を極端に軽くするという方法が有効である。

励起子の質量を小さくするには、励起子を光子の衣で被って励起子ポラリトンという新しい準粒子を作ればよい。具体的には、図1(a)に示すように半導体量子井戸(図中央の黒線で示す)を半波長の光共振器の中央に配し、これを両側から分布ブラッグ反射器(DBR)で挟んだプレーナマイクロ共振器構造を作る。分布ブラッグ反射器は、高屈折率 $n_1$ を有する1/4波長の膜と低屈折率 $n_2$ を有する1/4波長の膜を交互に並べることにより、高反射率ミラーとして機能する。このような構造中では、量子井戸にトラップされた励起子は光共振器付近にトラップされた光子

(図1(b)に示す)と電気双極子遷移を介して強結合し、励起子と光子が半分ずつ混じり合った上方および下方励起子ポラリトンに分裂する。<sup>4)</sup> 2次元マイクロ共振器は“分散により光子へ有効質量を与える”ことができる。図1(c)の点線で示した放物曲線が光子のエネルギー対運動量(本稿では波数 $k$ を運動量と呼ぶ)の分散関係を表わし、\*1その曲率が光子の有効質量となる。マイクロ共振器光子の有効質量は $m_{ph} = \hbar\omega/c^2$  ( $\hbar\omega$ は光子のエネルギー、 $c$ は半導体媒質中の光速)で与えられ、この値は量子井戸励起子の有効質量に比べ約4桁も軽い。励起子ポラリトンの有効質量は、図1(c)のポラリトン分散曲線(実線)の曲率で決められるが、その値は光子の有効質量の約2倍である。

プレーナマイクロ共振器中の励起子ポラリトンのような2次元系においては、系の大きさが無限大の極限ではBECは起こらないことが知られている。<sup>5)</sup> しかしながら、有限の大きさを持った2次元系ではBECは復活する。後述するように無限に大きな2次元系では、BECは起こらないが Berezinskii-Kosterlitz-Thouless (BKT) 遷移という別の量子凝縮相が現われることが知られている。従って、励起子ポラリトンの系を次第に大きくしていくと、BEC相からBKT相への緩やかな変化、クロスオーバー、が観測されるはずである。これらの量子凝縮が生じるための条件は、 $nl_T^2 \sim K$  ( $n$ は2次元粒子密度、 $\lambda_T = \sqrt{2\pi\hbar^2/mk_B T}$ は熱的ドブロイ波長、 $K$ は定数であり、5節で議論する)であったから、<sup>5)</sup> 同じ温度で量子縮退を実現する励起子ポラリトンの密度は、励起子の場合に比べ、4桁も少なくてもよいことになる。また、励起子ポラリトンはその極めて軽い質量のために、結晶中の不規則なポテンシャルゆらぎにトラップされることなく、不完全な結晶中であってもコヒーレントな波として広がりを持つことができる。

こうした特徴を持つことから、励起子ポラリトンが量子

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。

\* スタンフォード大学ギントン研究所兼任

\*1 プレーナマイクロ共振器中の励起子ポラリトンの運動量は、共振器方向の運動量 $k_{\parallel}$ と量子井戸に平行な面内の運動量 $k_{\perp}$ を用いて、 $\sqrt{k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2}$ と表わされるが、 $k_{\parallel}$ は共振器により固定されており、 $k_{\perp}$ のみが自由パラメータである。

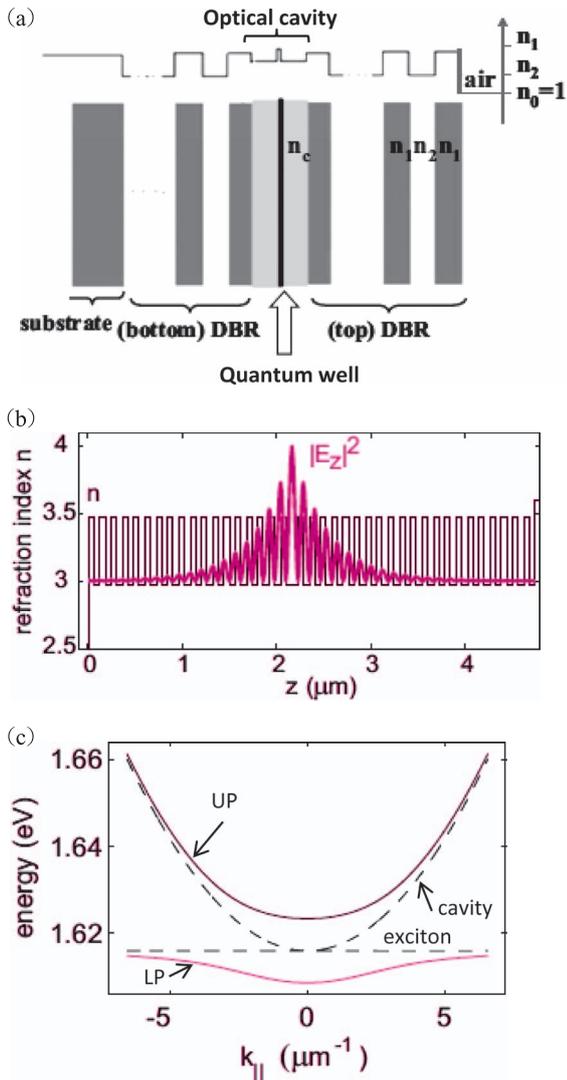


図1 (a) 量子井戸を光共振器の中央に配し、これを両側から分布ブラッグ反射器 (DBR) で挟んだプレーナマイクロ共振器。分布ブラッグ反射器は、高屈折率  $n_1$  と低屈折率  $n_2$  の  $1/4$  波長膜を交互に積み重ねた構造を持つ ( $n_0 = 1$  は空気の屈折率)。光共振器層は低屈折率  $n_c$  の半波長層となる。(b) プレーナマイクロ共振器内での屈折率分布とトラップされた光子の空間強度分布 (横軸は位置)。(c) エネルギー  $E$  対 (面内) 運動量  $k$  の分散関係。量子井戸励起子と共振器光子 (点線) が強結合することにより、上方 (UP) および下方 (LP) 励起子ポラリトンへ分岐する。

凝縮相を実現する新たな候補として提案された。<sup>6)</sup> この理論的予測は10年を経ずに実を結び、GaAs,<sup>7)</sup> CdTe,<sup>8)</sup> GaN,<sup>9)</sup> ZnO,<sup>10)</sup> 有機半導体 (anthracene)<sup>11)</sup> など様々な材料系で、励起子ポラリトンの量子凝縮が観測され今日に至っている。

励起子ポラリトン凝縮体をアルカリ原子気体の BEC や BKT 相と比較した時、最大の違いは原子 BEC/BKT 相が数秒という長い寿命を持ち熱平衡系と見なせるのに対して、励起子ポラリトンは系の冷却時間より短い数ピコ秒～数十ピコ秒という短時間で消滅するため、基本的には非平衡開放系であることである。熱平衡系の量子統計力学の実験的検証に、原子 BEC が次々と成功を収めてきたように、励起子ポラリトン凝縮体は非平衡開放系の量子統計力学の実験的確立に寄与するものと期待されている。

非平衡開放系であるポラリトン凝縮体がアルカリ原子気

体や液体ヘリウムと同様に超流動現象を示すかどうかは興味ある問題である。最近の実験によれば、ポラリトン超流動を支持する実験結果が得られている。しかし、同じ超流動現象と言っても、以下に述べるようにポラリトンの場合非平衡開放系に特有な側面が実験結果に現われることになる。特に最近数年のこの方向での研究の進展はめざましく、音波的な線形分散を持つボゴリューボフ励起子スペクトル、<sup>12)</sup> 量子渦、<sup>13)</sup> 半量子渦、<sup>14)</sup> 量子渦-反量子渦の束縛対、<sup>15)</sup> 超流動輸送現象、<sup>16)</sup> p波凝縮体、<sup>17)</sup> d波凝縮体、<sup>18)</sup> ジョセフソン振動、<sup>19)</sup> 高次コヒーレンス関数の異常<sup>20)</sup> の観測、と枚挙にいとまがない。実験研究に先行して理論研究が進んでいる Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) クロスオーバー、<sup>21, 22)</sup> \*2 BKT 相転移<sup>23, 24)</sup> などのテーマでも、最近では実証実験が着実に進んできている。

本稿では、急速に進展しているこの励起子ポラリトンの量子凝縮について、同じ非平衡開放系でありながら巨視的コヒーレンスを実現しているレーザー相転移、熱平衡の閉じた系である原子 BEC 相との違い、3次元系で実現される BEC と2次元系に特有な BKT 相転移の違い、高次軌道関数での凝縮現象、などに焦点を当てて解説する。まず、2節で励起子ポラリトンのボーズ粒子としての特徴を説明し、3節で量子凝縮の実験的証拠を示し、その後上記各点について詳細な記述を行ない、8節でこの研究分野の今後の展望を概観する。分野全体の詳細な解説は最近のレビュー論文にまとめられている。<sup>25, 26)</sup>

## 2. 励起子ポラリトンの誘導散乱実験

図1に示した励起子ポラリトンのエネルギー  $E$  対 (面内) 運動量  $k$  の分散関係およびアンチクロッシング特性は、周波数および時間領域での分光実験により直接確かめることができる。<sup>27)</sup>

一方、励起子ポラリトンが斥力相互作用を有するボーズ粒子特有の誘導散乱現象 (散乱レートが終状態の粒子数に比例して増強されることをいう) を引き起こすことは低温衝突実験から確かめられている。<sup>28, 29)</sup> 2つの励起状態 ((面内) 運動量  $\pm k$ ) にある励起子が衝突して、 $k=0$  の上方ポラリトンと  $k=0$  の下方ポラリトンへ1つずつ散乱される過程においては、励起状態 ( $\pm k$  の励起子) の粒子数の積  $n_k n_{-k}$  に比例して、また終状態 ( $k=0$  の下方ポラリトン) の粒子数  $n_0$  に比例して散乱レート  $S$  が増加すること ( $S \propto n_k n_{-k} (1 + n_0)$ ) が実験的に確認されている。<sup>28)</sup> 更に、図2(a)-(c) に示すように、量子凝縮しきい値直下にポンプされたインコヒーレントな励起子ポラリトンに、外部から微弱な励起子ポラリトンを共鳴レーザー励起により注入すると、励起子ポラリトンのコヒーレントな増幅が観測される。<sup>29)</sup> 図2(a) は、励起子ポラリトンよりも十分高いエ

\*2 ボーズ粒子系 (励起子ポラリトン) の量子凝縮相 (BEC, BKT) からフェルミ粒子系 (電子-正孔) の量子凝縮相 (BCS) への連続的な変化をいう。

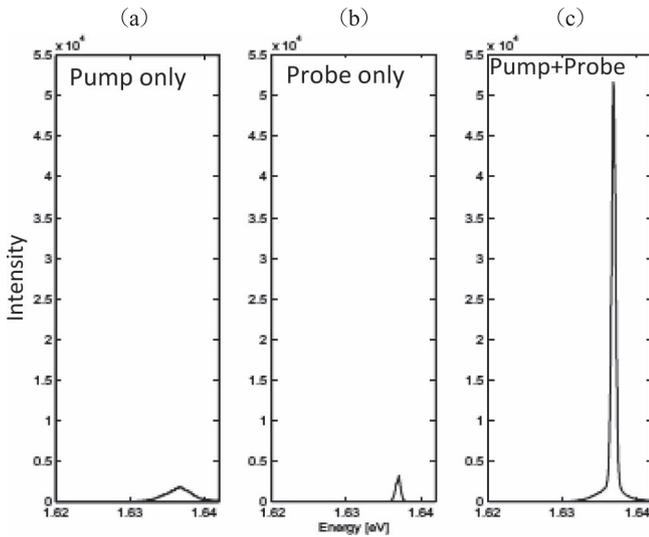


図2 (a) CdTe 2重量子井戸マイクロ共振器を量子凝縮のしきい値直下に非共鳴ポンプレーザー光で励起した時の発光スペクトル. (b) 共鳴プローブレーザー光だけを入射した時の反射スペクトル. (c) 非共鳴ポンプレーザー光と共鳴プローブレーザー光が同時に入射した時の発光スペクトル.

エネルギーを持つポンプレーザー光のみで励起した場合のインコヒーレントな励起子ポラリトンからの発光スペクトルを示している. 一方, 図2(b)は励起子ポラリトンのエネルギーに同調したプローブレーザー光のみで励起した場合の発光であり, これはプローブ光の単なる反射スペクトルとみなすことができる. 図2(c)はポンプレーザー光とプローブレーザー光で同時に励起した場合の励起子ポラリトンの発光スペクトルを示している. 図2(c)の強度が図2(b)の強度よりも大きくなっていることから, 誘導散乱による励起子ポラリトンの増幅が起きていることがわかる. この時, 図3(a)に示すように, 励起子ポラリトンの発光強度はプローブレーザー光の強度に比例して増大し, 終状態の占有数  $n_0$  が引き起こすボーズ粒子に固有な誘導散乱利得  $G$  が実現されていることがわかる. また, 利得  $G$  が大きい ( $G \gg 1$ ) 領域では, 図3(b)に示すように  $G$  が  $n_{exc}^2$  ( $n_{exc}$  は励

起子数)の指数関数に比例していることが確認され, 励起子2個の衝突・散乱によりポラリトン増幅の利得が生じていることが示唆される. 更に, 増幅利得は図3(c)に示すように, ポンプレーザー光により生成された励起子の寿命114 psecの半分の57 psecの寿命で減衰している. この事実も, 励起子2個の衝突により増幅利得が生じていることを支持している. これらの実験結果から, 励起子ポラリトンがボーズ粒子であると同時に, 斥力をもって相互作用していることが確認される. (もし, 励起子ポラリトンに相互作用がなければ, 上記のような  $n_{exc}^2$  に比例する散乱は起こらないはずである.)

### 3. 励起子ポラリトン量子凝縮の観測

励起子ポラリトンの量子凝縮は, 次の3つの実験事実から確認される. 図4(a)は励起子ポラリトン発光のエネルギー  $E$  対(面内)運動量  $k$  の分散曲線の励起子ポラリトン密度依存性を示している. 励起子ポラリトン密度は系に電子-正孔対を注入するポンプレートにより変化される. この測定データは発光のファーフィールドパターンを分光器の入射スリット上に結像し, グレーティングで分光された光を2次元CCDカメラで観測することにより得られた. ここで  $I_{th}$  は量子凝縮を起こすしきい値ポンプレベルである. 量子凝縮のしきい値よりも低いポンプレベルでは, 下方ポラリトンの放物線型の分散曲線 ( $E = (\hbar k)^2/2m$ ) に沿って, 励起子ポラリトンがマックスウェル-ボルツマン分布している. この分布から, 励起子ポラリトンガスのおおよその温度が推定できる. ポンプレートの増加と共に粒子数が増加するだけでなく, 温度も減少する様子がわかる. ポンプレートが量子凝縮のしきい値に達すると,  $k=0$ の基底状態の粒子数が急激に増加し, 同時に発光エネルギー(化学ポテンシャル)も大きくブルーシフトする. (このポンプレベルをもって量子凝縮のしきい値を決定している.) これは先に述べた励起子ポラリトンの斥力相互作用による

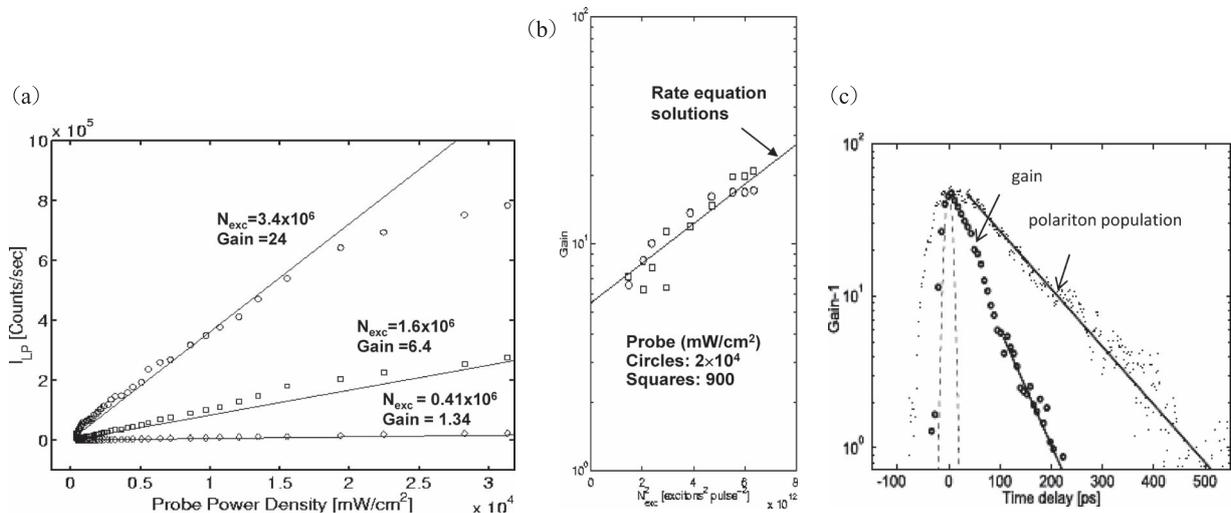


図3 誘導散乱による励起子ポラリトンの増幅実験. (a) ポラリトン発光強度対プローブレーザー光強度の測定結果. (b) 増幅利得対励起子数  $n_{exc}^2$  の測定結果. 図中の実線は文献6による理論値. (c) 増幅利得の遅延時間依存性 (白丸). 黒点はインコヒーレントな励起子熱浴からの発光の減衰を示す.<sup>29)</sup>

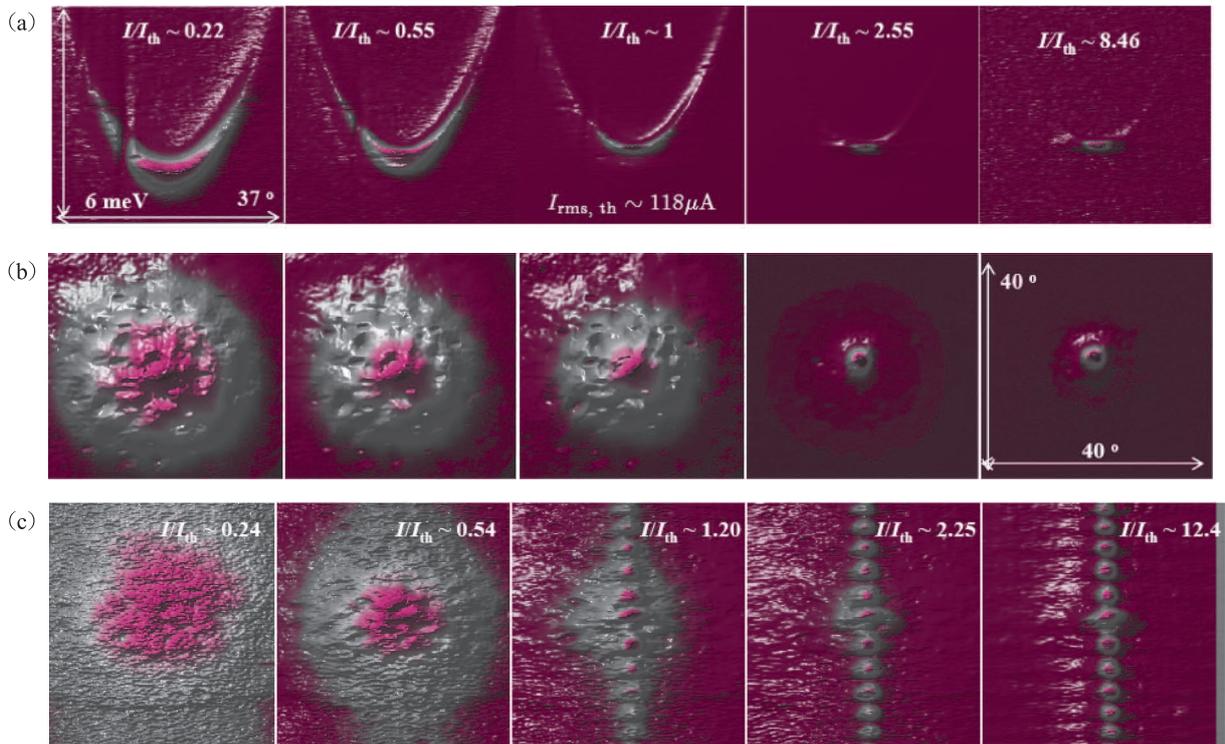


図4 (a) 励起子ポラリトンのエネルギー $E$ 対(面内)運動量 $k$ の分散特性のポンプレベル依存性.  $I_{th}$ は量子凝縮のしきい値ポンプレート. (b) 励起子ポラリトンの運動量空間 $(k_x, k_y)$ 分布のポンプレベル依存性. (c) ニアフィールド面上にヤングのダブルスリットを置いた場合の干渉パターンを置いた場合の干渉パターン(カラー口絵参照)

ものであり、ボゴリューボフ理論により定量的に解釈されている。<sup>12)</sup> パルス幅2ピコ秒の非共鳴光パルスで励起子を系に注入してから、数十ピコ秒経過後の励起スペクトル上の粒子数分布は図5に示すようにボーズアインシュタイン分布、 $n(E) = [e^{(E-\mu)/k_B T} - 1]^{-1}$ でよく近似される。基底状態のエネルギーから測った規格化された化学ポテンシャル $\alpha = -\mu/k_B T$ は1以下となり、量子縮退の条件が満たされていることが確認できる。<sup>30)</sup> またこの時、励起子ポラリトンの温度は結晶格子とほぼ同じ $T=4 \text{ K}$ となっており、熱平衡条件が瞬時的には満たされている。<sup>31)</sup> 図4(b)は励起子ポラリトンの運動量空間での分布(ファーフールドパターン)のポンプレート依存性を示している。量子凝縮のしきい値で、運動量空間での分散 $\Delta k$ が急激に狭くなっていることがわかる。通常、測定された $\Delta k$ と、ニアフィールドパターンの測定から求められた実空間での分散 $\Delta x$ との積は、量子凝縮のしきい値直上でハイゼンベルグの不確定性限界( $\Delta x \Delta k = 1/2$ )よりもわずかに(2~3倍程度)大きな値を示す。<sup>12)</sup> 図4(c)は、ニアフィールドパターン上にヤングのダブルスリットを構成して、その干渉パターンをファーフールド面上で観測した結果を示している。量子凝縮のしきい値を境に、長距離にわたる空間コヒーレンスが形成されていることが確認できる。干渉縞のビジビリティはポンプレートの増加と共に増大するが、スリット間隔 $r$ の増加と共に減少する。<sup>32)</sup> この点については、5節で詳しく述べる。

励起子ポラリトンの量子凝縮のしきい値を乗り越えて更

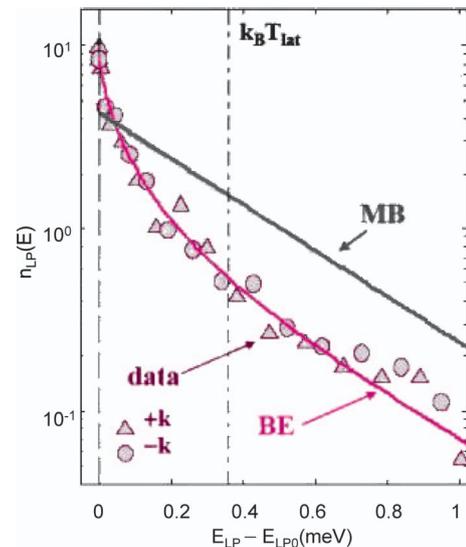


図5 励起スペクトル上の粒子数 $n_{LP}(E)$ 対運動エネルギー $E_{LP} - E_{LP0}$ の測定結果. パルス幅2ピコ秒の光パルス励起後35 psec経過後の時間分解データであり、マクスウェル・ボルツマン分布(MB)ではなく、ボーズアインシュタイン分布(BE)に従うことがわかる。このデータから、励起子ポラリトンガスの温度は $T=4.4 \text{ K}$ 、規格化化学ポテンシャル $\alpha = -\mu/k_B T = 0.1$ と見積もられる。<sup>31)</sup>

にポンプレートを上げていくと、通常第2のしきい値が現われる。図6(a), (b)にその様子を示す。<sup>33)</sup> 第1のしきい値が励起子ポラリトンの量子凝縮に相当することは、励起子エネルギー $E_x$ を共振器光子エネルギー $E_c$ から引いた値 $\Delta = E_c - E_x$ で定義されるデチューニング・パラメータを変えて測定された凝縮体からの発光エネルギーが図6(b)に示すように、下方ポラリトンの共鳴エネルギーにほぼ一致して

いることから確認される。一方、第2のしきい値での発光エネルギーは共振器光子のエネルギーに沿ってシフトしていく。この第2のしきい値に対する統一解釈は現在得られていない。解釈の一つはコヒーレントな共振器光子による高密度な電子-正孔対のラビ振動<sup>\*3</sup>により実現されるBCSクロスオーバー<sup>21,22)</sup>を示すものではないか、というものである。図6(c)にポンプレートを上げていった時のBCSクロスオーバーの理論的予測を示す。<sup>21)</sup> 励起子ポラリトン分裂が消えてしまう前に、共振器の光子数が量子井戸励起子の飽和レベルを大きく上回ってしまい、共振器光子場に

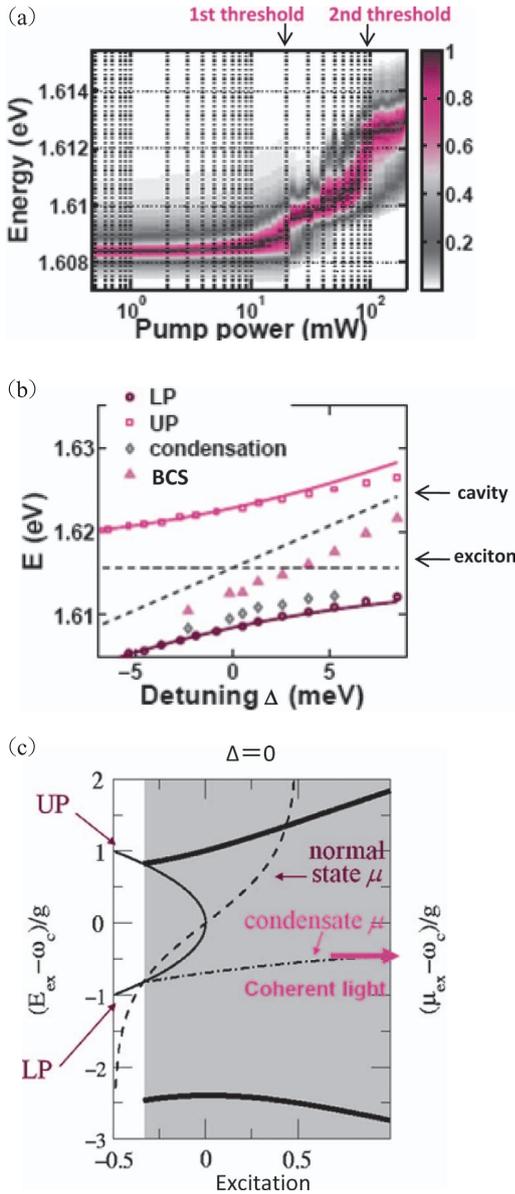


図6 (a) 励起子ポラリトン発光のエネルギー対ポンプパワーの測定結果。(b) 上方および下方ポラリトンと第1のしきい値(ポラリトン凝縮)、第2のしきい値(BCSクロスオーバー)での発光エネルギーのデチューニング・パラメータ $\Delta(=E_c - E_x)$ 依存性。<sup>33)</sup>  $E_c$ は共振器光子の共鳴エネルギー、 $E_x$ は励起子のエネルギー。(c) 励起子ポラリトンの状態密度対規格化励起レベルが示すBCSクロスオーバーのシナリオ。<sup>21)</sup>

<sup>\*3</sup> 電子-正孔対のような2準位原子と単一モードの電磁波が電気双極子相互作用を介してコヒーレントにエネルギーの授受を行なう現象をいう。

直流成分を残したまま光子場による電子-正孔対のコヒーレントラビ振動が引き起こされる。<sup>22)</sup> この場合、電子-正孔対の束縛はクーロン引力によってではなく、光子の放出と吸収を繰り返すコヒーレントラビ振動によってもたらされる。この時、発光の中心エネルギー(化学ポテンシャル)は、図6(c)に示すように共振器光子のエネルギーよりやや低エネルギー側に固定される。図6(a), (b)の実験結果は、定性的にはこの理論的予測に一致しているが、第2のしきい値の正体の解明にはより詳しい検討が必要である。

#### 4. 励起子ポラリトン量子凝縮とレーザー相転移, 原子の量子凝縮との違い

本節では、非平衡開放系の発振現象であるレーザーと熱平衡の閉じた系である原子BECやBKT相のいずれにポラリトン凝縮体が近いのか、を解説する。GaAs量子井戸を12層埋め込んだプレーナマイクロ共振器の異なった位置に、光ポンピングにより電子-正孔対を注入して得られる $k=0$ (垂直方向)への発光強度のポンプパワー依存性を図7に示す。<sup>30)</sup> 共振器光子の共鳴エネルギー $E_c$ が量子井戸励起子のエネルギー $E_x$ にほぼ一致した位置では、量子井戸1層当たりの注入キャリア密度が $3 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ 付近ですでに述べた励起子ポラリトン量子凝縮のしきい値に達する。一方、共振器光子の共鳴エネルギー $E_c$ を約25 meVブルーシフトすると、光子の共鳴エネルギーは伝導帯-充満帯間のバンドキャップよりも15 meVも高エネルギー側へずれることになる。この場合の $k=0$ への発光強度は、量子井戸1層当たりの注入キャリア密度が $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 付近で非線形に増加する。この $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ という値は、ちょうどGaAs量子井戸に反転分布を形成するために必要なキャリア密度 $n \sim (\pi a_B^*)^{-1}$ ( $a_B^*$ はボーア半径)に相当していることから、こちらは通常の半導体(光子)レーザーのしきい値であることがわかる。

励起子ポラリトン量子凝縮と通常の半導体レーザーの原理の違いを図8(a), (b)に示した。<sup>6)</sup> 励起子ポラリトン量子

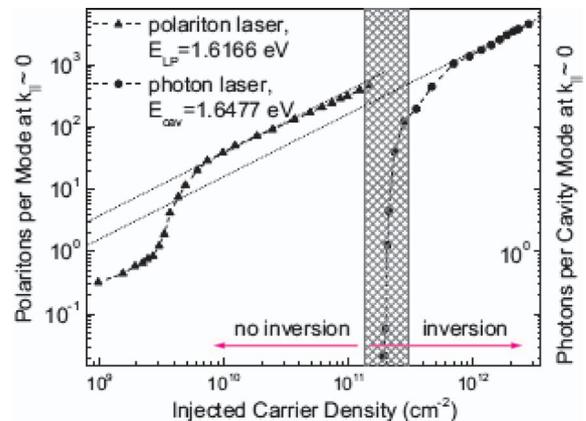


図7  $k=0$ への発光強度から推定した基底状態の粒子数 $n_{k=0}$ 対量子井戸1層当たりのキャリア密度。黒三角(▲)は共振器光子と量子井戸励起子がほぼ共鳴している位置でのデータ、黒丸(●)は共振器光子の共鳴エネルギーがバンドギャップより大きい位置でのデータである。<sup>30)</sup>

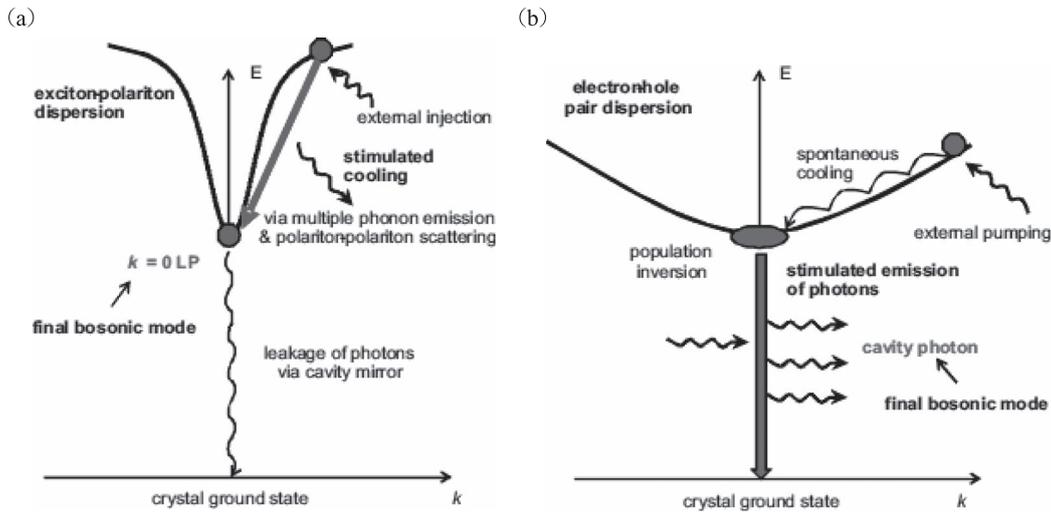


図8 (a) 励起子ポラリトンの量子凝縮と (b) 半導体 (光子) レーザーの原理.<sup>6)</sup>

凝縮では、大きな運動量  $k$  を持った励起子熱浴から  $k=0$  の励起子ポラリトンへの励起子2個の衝突・散乱および励起子1個がフォノンを放出する2種類の散乱過程が、終状態 ( $k=0$  の励起子ポラリトン) の粒子数に比例して増強される (励起子ポラリトンへの誘導散乱)。一方、半導体 (光子) レーザーでは、バンド端に形成された重心運動量  $k=0$  の電子-正孔対熱浴 (反転分布) から共振器光子が誘導放出される。両者の大きな違いは、励起子ポラリトン量子凝縮のしきい値粒子密度が粒子の質量と温度で決まる熱的ドブロイ波長  $\lambda_T$  で決まるのに対し ( $n_{th} \sim K/\lambda_T^3$ )、半導体 (光子) レーザーのしきい値キャリア密度が反転分布形成条件で決まることである ( $n_{th} \sim 1/\pi a_B^{*2}$ )。温度 1 K の GaAs 量子井戸では、前者 ( $n_{th} \sim K/\lambda_T^3 \sim 10^9 \text{ cm}^{-2}$ ) は後者 ( $n_{th} \sim 1/\pi a_B^{*2} \sim 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) に比べ2~3桁も小さくなる。

3節で定義したデチューニング・パラメータ  $\Delta$  が正の大きな値を取ると、下方励起子ポラリトンは量子井戸励起子に漸近する。この限界ではポラリトン質量の増加により量子凝縮のしきい値は高くなるが、ポラリトン凝縮体の寿命は冷却時間よりも長くなり、熱平衡の閉じた系である原子の BEC や BKT 凝縮体に近いものになる。<sup>31)</sup> 実際には、この限界でもポラリトン凝縮体は有限の寿命で減衰するため、実際の量子凝縮しきい値は熱平衡における量子凝縮のしきい値よりも、より低温/高密度側へシフトする。これは2節で述べた誘導散乱による増幅利得がポラリトンの損失とつり合う点でポラリトン凝縮のしきい値が決めるのに対し、熱平衡系の原子凝縮体では誘導冷却 (量子縮退) がスイッチオンした点ですでにしきい値に到達するからである。

## 5. BKT 相転移

BEC 凝縮体の重要な特徴の一つである長距離相関は1次の空間コヒーレンス関数  $g^{(1)}(r) = \langle \psi^\dagger(r)\psi(0) \rangle / \langle \psi^\dagger(0)\psi(0) \rangle$  ( $\psi(r)$  は場の演算子)<sup>34)</sup> が  $r \rightarrow \infty$  で有限の値を持つことである。図9(a) に示すようにアルカリ原子気体 BEC 相において、この特徴は実験により確かめられて

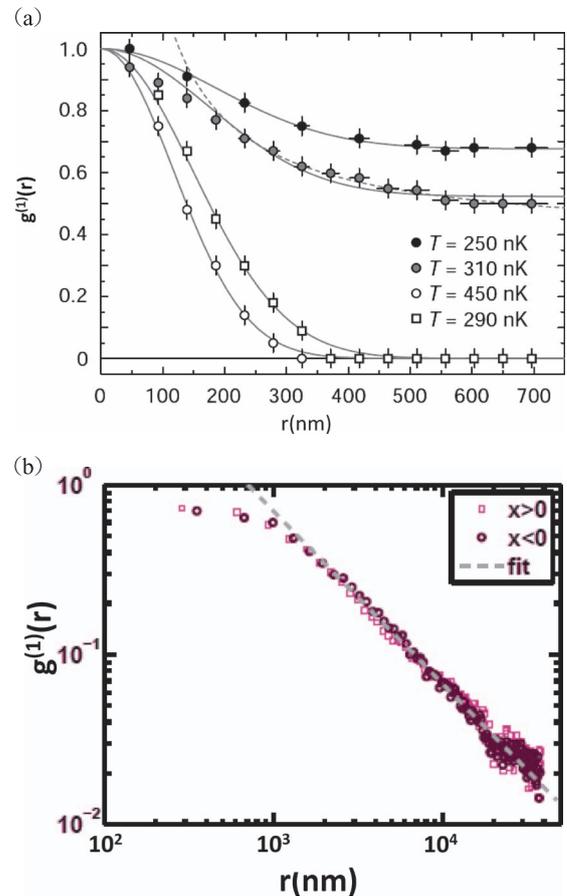


図9 (a) 原子 BEC 相の1次空間コヒーレンス関数  $g^{(1)}(r)$  の測定結果<sup>35)</sup> ( $T = 290 \text{ nK}$  のデータは原子数の減少により、凝縮のしきい値に達していない場合)。 (b) 励起子ポラリトン凝縮体の1次空間コヒーレンス関数  $g^{(1)}(r)$  の測定結果。<sup>42)</sup>

いる。<sup>35)</sup> BEC のしきい値温度以下の  $250 \text{ nK}$  と  $310 \text{ nK}$  では  $g^{(1)}(r \rightarrow \infty)$  は一定値に漸近するが、BEC のしきい値温度以上の  $450 \text{ nK}$  では  $g^{(1)}(r)$  はガウス関数に従って減少し、零となる。(図中、 $\square$  で示したデータは原子密度を下げて、原子温度  $290 \text{ nK}$  が BEC しきい値温度よりも高温になるように設定した場合である。) 同様の BEC 特性は比較的小さなトラップに閉じ込められた励起子ポラリトンでも確認さ

れている。<sup>42)</sup> 一方、比較的大きな励起子ポラリトンの長距離相関は上記BEC特性とは大きく異なっている。すでに述べたように、均一な2次元系に閉じ込められた有限温度のボーズ粒子系では、このBEC相が示す長距離相関が形成されないことは、Hohenberg-Mermin-Wagner定理として知られている。<sup>36,37)</sup> 2次元系では、量子渦は大きな運動エネルギーを伴わないために熱的に容易に励起され、この量子渦に起因する位相ゆらぎが長距離相関を壊してしまうためである(3次元系では、量子渦は大きな運動エネルギーを持つため、低温では励起されない<sup>5)</sup>)。しかし、このHohenberg-Mermin-Wagner定理は、2次元系である液体ヘリウム薄膜が示す超流動現象<sup>38)</sup>と一見矛盾するように思える。

1970年代初め、Berezinskii, Kosterlitz, Thoulessの3人は、2次元ボーズ粒子系であっても、ある程度の長距離相関と超流動を実現できる新たなシナリオを発表した。<sup>39,40)</sup> その理論によれば、十分低温に冷えた斥力相互作用を持つ2次元ボーズ粒子系では、熱的に励起された2種類の量子渦(渦の中心に対し粒子が右回りに回転している量子渦と粒子が左回りに回転している反量子渦)が束縛対を作って、運動エネルギーを下げようとする。<sup>39,40)</sup> その結果、量子渦が作り出す $2\pi$ の位相回転が反量子渦が作り出す $-2\pi$ の位相回転と打ち消し合っ、図10(a)に示すように位相ゆらぎが局所的に閉じ込められ、量子渦束縛対から十分離れた位置では均一な位相が維持されるようになる。

このBKTシナリオを検証する実験がまず2次元ポテンシャルにアルカリ原子を閉じ込めた系で行なわれた。<sup>41)</sup> BKT相転移温度を超えて原子気体の温度を上げていくと、

自由な量子渦と反量子渦が急激に増えることが実験的に確認された。この実験事実は、逆にBKT相転移温度以下では、量子渦-反量子渦の束縛対が形成されていたことを示唆しているが、束縛対自体は対象が小さすぎるため観測できなかった。<sup>41)</sup>

量子渦-反量子渦の束縛対の存在は、励起子ポラリトン凝縮体において直接に観測された。<sup>15)</sup> 図10(b)にその実験の原理を示す。励起子ポラリトン凝縮体が図10(a)に示すような束縛対を含んでいたとすると、発光のニアフィールドパターンも同様の位相欠陥を持っているはずである。そこで、50%-50%のビームスプリッターで発光のニアフィールドパターンを2つの光路に分けた後、一方の像を直角プリズムで反転反射させ、他方の像は平板ミラーで単に反射させ、再び50%-50%ビームスプリッターで重ね合わせてCCDカメラ上に結像する。干渉縞を作るため、直角プリズムからの反転反射光と平板ミラーからの反射光のCCDカメラへの入射角度にはごくわずかな角度をつけてある。量子渦-反量子渦の束縛対による位相欠陥(図10(a))のため、干渉縞には特徴的な模様が見られる。図10(d)には、励起子ポラリトン凝縮体で実際に観測された干渉縞を示す。2つのビームの入射角度の違いから生じる一定間隔の干渉縞を取り除いて、再構築された元の凝縮体の位相分布を図10(c)に示す。理論的に予測された位相欠陥と同一のものが観測され、量子渦-反量子渦の束縛対が確かに励起子ポラリトン凝縮体に存在していることが明らかになった。<sup>15)</sup> この時、量子渦と反量子渦の中心距離は、次項で述べるヒーリング長( $\xi \sim 3 \mu\text{m}$ )となっていて、BKT理論からの予測と定量的に一致した。<sup>15)</sup>

BEC相が距離によらない一定の1次元空間コヒーレンス $g^{(1)}(r) = n_0/n$ ( $n_0$ は基底状態の粒子数、 $n$ は系の全粒子数)を実現するのに対し(図9(a)),<sup>35)</sup> BKT相の1次元空間コヒーレンスは距離 $r$ の増加と共に、 $g^{(1)}(r) = (\xi/r)^a$ に従って減少する( $r \rightarrow \infty$ の極限で相関は消え、Hohenberg-Mermin-Wagner定理<sup>36,37)</sup>を満足している)。この $g^{(1)}(r)$ のべき乗減衰は、上述したマイケルソン干渉計を用いて確かめられた。図9(b)にその結果を示す。<sup>42)</sup> 距離 $r$ がヒーリング長よりも小さい時、 $g^{(1)}(r)$ はガウス分布に従って減少する。これは励起スペクトルへ熱的にリークしている素励起により凝縮体が位相変調を受けることによる影響である。一方、距離 $r$ がよりも大きい時には、 $g^{(1)}(r)$ はべき乗に従って減衰しており、これは量子渦対が凝縮体を動き回ることによる影響であり、量子渦対の存在しない図9(a)に示されたBEC相とは異なった振舞いを示す。

文献5で述べたBKT相転移のしきい値条件を、全粒子密度 $n$ で定義される位相空間密度に表現し直すと $n\lambda_T^2 = \ln(380\hbar^2/mg)$ となる。<sup>43)</sup> この式の右辺は上記実験に用いたポラリトン系では $\sim 10$ のオーダーとなるが、観測されたBKT相転移における位相空間密度は $n\lambda_T^2 \sim 28$ である。この差は4節で述べたように、ポラリトンの有限の寿命による

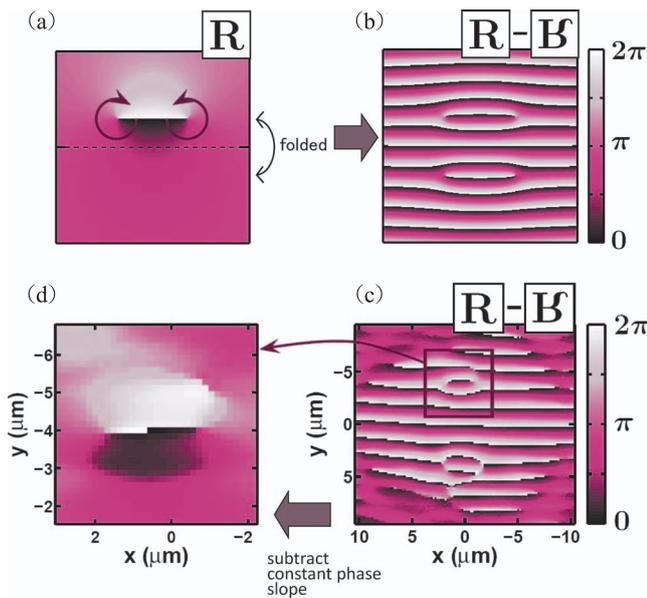


図10 (a) 励起子ポラリトン凝縮体中の量子渦-反量子渦の束縛対に伴う位相欠陥(理論値)。(b) 図(a)の位相マップを点線で折り返し、更に一定の位相スロープを導入して得られる干渉パターン(理論値)。(c) 平板ミラーと直角プリズムミラーで構成されたマイケルソン干渉計を用いて測定された干渉パターン(実験値)。(d) 一定の位相スロープを取り除いて再構築した励起子ポラリトン凝縮体の位相マップ(実験値)。<sup>15)</sup>

損失を補うための余分の利得を確保するためのものと理解される.<sup>42)</sup>

## 6. ボゴリューボフ励起スペクトル

BECやBKT相転移の驚くべき特性は、非常に多くの縮退した(あるいは縮退に近い)エネルギー固有状態の中から、たった1つの状態だけが選ばれ、全ての粒子がその状態に凝縮することに集約される。これは斥力相互作用するボーズ粒子だけが持つ機能である。<sup>44)</sup> 斥力相互作用はまた、励起スペクトルの変調をもたらし、超流動現象を発現させる。このシナリオは3次元系のBEC相のみならず、2次元系のBKT相にも適用される。図11(a)は励起子ポラリトン凝縮体からのびる励起スペクトルからの発光強度をエネルギー $E$ 対(面内)運動量 $k$ に対してプロットしてある。<sup>12)</sup> 図4(a)と基本的には同じプロットであるが、凝縮体からの発光を抑え、励起スペクトルからの発光を強調するため、発光強度を対数表示してある。図中の白線はしきい値ポンプレートの0.001倍のポンプレートに対して測定された“1粒子に対する分散関係”を示しており(実験データは図11(b)に示されている)、自由粒子の運動エネルギー $E = (\hbar k)^2/2m$  ( $m$ はポラリトンの質量)で与えられる。図11(a)で凝縮体からの発光エネルギーが励起子ポラリトン基底状態のエネルギーから $U=1$  meV程度ブルーシフトしているのは、斥力相互作用の結果であり、平均場エネルギーシフトと呼ばれる。<sup>5)</sup> ここからポラリトンの質量 $m$ を用いて自由粒子の分散曲線( $E = U + (\hbar k)^2/2m$ )を引くと、図中の黒線となり実験結果を説明できない。斥力相互作用を凝縮体と励起スペクトルの間に取り入れたハミルトニアンは、

$$H = \frac{g}{2V} N^2 + \sum_{p \neq 0} \frac{p^2}{2m} a_p^\dagger a_p + \frac{1}{2} g n \sum_{p \neq 0} (2a_p^\dagger a_p + a_p^\dagger a_{-p}^\dagger + a_p a_{-p}) \quad (1)$$

で与えられる。<sup>5)</sup>  $g = \int V(r) dr$ は粒子間相互作用ポテンシャル $V(r)$ の低(零)周波スペクトル成分、 $N$ は全粒子数、 $V$ は凝縮体の体(面)積、 $n = N/V$ は粒子密度、 $a_p$ ( $a_p^\dagger$ )は励起スペクトル上の実粒子(励起子ポラリトン)の消滅(生成)

演算子である。このハミルトニアンは

$$a_p = u_p b_p + v_p^* b_{-p}^\dagger, \quad a_p^\dagger = u_p^* b_p^\dagger + v_p b_{-p} \quad (2)$$

$$|u_p|^2 - |v_{-p}|^2 = 1 \quad (3)$$

なる線形変換により対角化することができる。<sup>45)</sup> ここで $b_p$ ( $b_p^\dagger$ )はボゴリューボフ準粒子の消滅(生成)演算子で、 $[b_p, b_p^\dagger] = \delta_{pp}$ なるボゾン粒子の交換関係を満足している。このボゴリューボフ変換によりハミルトニアン(1)式は

$$H = \frac{g}{2V} N^2 + \sum_{p \neq 0} \varepsilon(p) b_p^\dagger b_p \quad (4)$$

と対角化される。 $\varepsilon(p)$ はボゴリューボフ励起スペクトルの分散関係を示し、次式で与えられる。

$$\varepsilon(p) = \sqrt{\frac{U}{m} p^2 + \left(\frac{p^2}{2m}\right)^2} \quad (5)$$

ここで、 $U = gn$ は平均場エネルギーシフトである。図11(a)のピンクの実線はこのボゴリューボフ励起スペクトルをプロットしたものであり、実験結果によく一致している。<sup>12)</sup>

凝縮体の平均場エネルギーシフトから測った励起スペクトルのエネルギー $E - U$ を新たに $E$ と定義し直し、これを $U$ で規格化した量、 $E/U = [(p^2/2mU)^2 + p^2/mU]^{1/2} = \{(k\xi)^2 [(k\xi)^2 + 2]\}^{1/2}$ は、規格化運動量 $k\xi$ のユニバーサル関数となる。ここで $\xi = \hbar/\sqrt{2mU}$ はヒーリング長である。<sup>5)</sup> 図11(b)はこのボゴリューボフ分散曲線のユニバーサル特性を確認したものである。4つの異なるデチューニング・パラメータ $\Delta$ を持った励起子ポラリトン凝縮体(A, B, C, D)に対する規格化エネルギー $E/U$ 対規格化運動量 $k\xi$ の分散関係がユニバーサルな分散曲線によく一致していることがわかる。<sup>12)</sup>

規格化運動量が $k\xi \ll 1$ なる条件を満足する低エネルギー領域では、ボゴリューボフ励起スペクトルは $E/U = \sqrt{2}k\xi$ と近似できる。励起スペクトルは音波的な線形の分散を示し、音速は $c = \sqrt{U/m}$ で与えられ、 $\sim 10^8$  cm/sのオーダーである。ランダウの現象論<sup>46)</sup>によれば、この音速 $c$ が超流動の臨界速度を与える。原子BECにおける音速は $c \sim 1$  cm/sのオーダー、超流動ヘリウム液体における音速は $c \sim 10^4$  cm/sのオーダーである。励起子ポラリトンの音速が $\sim 10^8$  cm/s

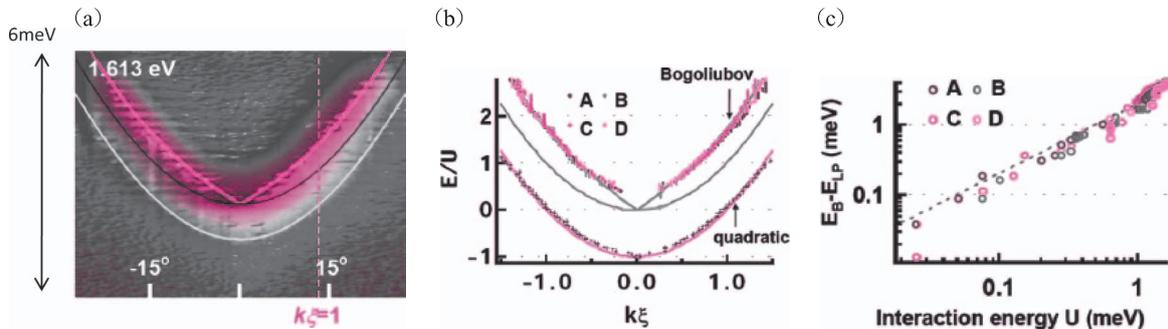


図11 (a) 励起子ポラリトンのエネルギー $E$ 対(面内)運動量 $k$ の分散関係の測定結果と理論値(白線:  $E = (\hbar k)^2/2m$ , 黒線:  $E = (\hbar k)^2/2m + U$ , ピンク線:  $\varepsilon(p) + U$ ,  $\varepsilon(p)$ はボゴリューボフ分散,  $U$ は平均場エネルギーシフト)。 (b) 規格化エネルギー $E/U$ 対規格化運動量 $k\xi$ のユニバーサル特性(灰線)と4つの励起子ポラリトン凝縮体に対する測定値。 A:  $\Delta = 1.41$  meV, B:  $\Delta = 0.82$  meV, C:  $\Delta = 4.2$  meV, D:  $\Delta = -0.23$  meV,  $\xi$ : ヒーリング長。 (c) 励起子ポラリトンの基底状態エネルギーから測った $k\xi = 1$ における励起エネルギー $E(k\xi = 1) - E_{LP}$ 対平均場エネルギーシフト $U$ の測定値。<sup>12)</sup> 点線はボゴリューボフ理論による励起エネルギー。

と非常に大きな値を持つのは、軽い質量  $m$  にその起源がある。そのため、励起子ポラリトンは数ピコ秒～数十ピコ秒という極めて短い寿命しか持たないにもかかわらず、量子渦<sup>13-15)</sup>や超流動輸送現象<sup>16)</sup>が実際に観測されているのである。

規格化運動量が  $k\xi \gg 1$  なる条件を満足する高エネルギー領域では、ボゴリューボフ励起スペクトルは  $E/U = (k\xi)^2 + 1$  と近似できる。励起スペクトルは自由粒子的な放物線型分散を示す。上式のエネルギー  $E$  は平均場エネルギー  $U$  から測った(実効)励起エネルギーであったことを思い出し、エネルギーの起点を再び励起子ポラリトンの基底状態のエネルギーにとると、正しい分散関係は  $E = p^2/2m + 2U$  であることがわかる。この式の右辺第2項に現われる  $2U$  は、ボーズ粒子間の相互作用が2つの粒子が同じ状態(基底状態)を占有している時は  $U$  であるが、2つの粒子が異なる状態(基底状態と励起状態)を占有している時には、その2倍の  $2U$  となることを示している。図11(c)に、これを確かめた実験結果を示した。<sup>12)</sup> 4つの異なる励起子ポラリトン凝縮体において、粒子密度を変えて平均場エネルギーシフト  $U$  を 0.03 meV から 3 meV まで変化させた時、励起スペクトルのエネルギーが  $E - p^2/2m = 2U$  に従って線形に増加していくことが実験的に確認された。

上記の実験結果は、ポラリトン凝縮体が熱浴からフォノンを吸って励起スペクトル上に生成された素励起が発光した現象を観測したものである。より低温、高密度領域では熱的励起に代わって、凝縮体の2個のポラリトンが消滅して、光子1つと励起スペクトル上の素励起1つが生成されるタイプの散乱が支配的になるはずである。この場合の発光スペクトルは図11(a)に示したボゴリューボフ励起スペクトルがちょうど凝縮体のエネルギーを境に反転した負のエネルギー側に現われることになる。

## 7. p波やd波などの高次軌道関数での凝縮現象

ボーズ粒子系が示す凝縮相は通常位相反転を伴わない実関数基底状態で起こり、これを Feynman の no-node 定理と呼ぶ。<sup>47)</sup> しかし、いわゆる高温超伝導体においては、量子凝縮を起こした電子対はd波対称性を持つことが知られており、実際位相反転を伴う高次軌道関数でのマクロな秩序相は多くの強相関電子系で重要な役割を演じている。<sup>48)</sup> 特に、励起子ポラリトンのような非平衡開放系での凝縮相においては、基底状態(s波)への冷却時間が長い場合、過渡現象として励起状態(p波もしくはd波)での凝縮が起きても不思議ではなく、高次の軌道関数での量子凝縮が比較的容易に観測できるはずである。<sup>49)</sup> この理論的予測を実証するため、励起子ポラリトンを1次元、2次元周期ポテンシャルに閉じ込めるデバイスを作製した。

励起子ポラリトンを面内で閉じ込めるトラップには様々な方式が提案、実証されているが、その中でもプレーナマイクロ共振器上に金属膜を付ける方式は励起子と光子を閉

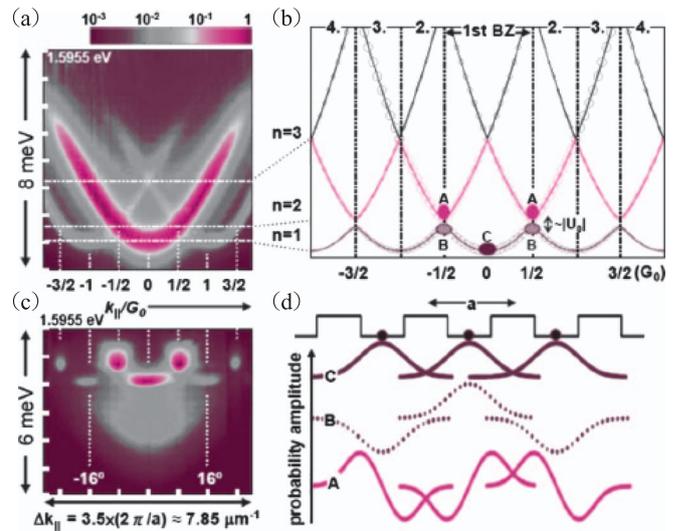


図12 (a) 1次元周期ポテンシャル ( $x$ 方向)中の励起子ポラリトン発光のエネルギー  $E$  対(面内)運動量  $k_x$ の分散関係の測定値。(b) 1次元周期ポテンシャル中の励起子ポラリトンのエネルギーバンド構造。(c) 量子凝縮しきい値以上のポンプレートにおけるエネルギー  $E$  対(面内)運動量  $k_x$ の測定値。(d) 準安定な励起状態A, 不安定な励起状態B, 安定な基底状態Cのプロホ関数。<sup>17)</sup>

じ込める領域に直接加工を施さない安定、簡便な方法で、集積化に適した手法である。<sup>17)</sup> プレーナ共振器表面に金属膜を付けることと共振器光子の電場が共振器内部へ押し込まれるようになり、結果、光子の共鳴エネルギーがブルーシフトする。そのため、ポラリトンの共鳴エネルギーもブルーシフトして、凝縮体に対して数百  $\mu\text{eV}$  程度の斥力ポテンシャルが形成される。この金属膜トラップを用いた1次元の周期ポテンシャル中に閉じ込められた励起子ポラリトンのエネルギー  $E$  対(面内)運動量  $k_x$ の分散関係の測定結果を図12(a)に示す。<sup>17)</sup> この結果は、1次元周期ポテンシャル中をコヒーレントな波として伝搬する励起子ポラリトンが作るバンド構造(図12(b))をよく再現している。この時、第1ブリルアンゾーンの端にあるA点とB点は図12(d)に示すように、トラップ中の  $2p_x$ 波プロホ関数が逆位相で反結合した秩序相と  $1s$ 波プロホ関数が逆位相で反結合した秩序相にそれぞれ相当する。前者は準安定状態、後者は不安定状態である。第1ブリルアンゾーンの中心にあるC点は、トラップ中の  $1s$ 波プロホ関数が同位相で結合する秩序相である。量子凝縮のしきい値以上のポンプレートにおける発光のエネルギー  $E$  対(面内)運動量  $k_x$ の分散関係の測定結果を図12(c)に示す。高エネルギー側の凝縮は逆位相結合した  $2p_x$ 波(A点)が作る秩序相で、低エネルギー側の凝縮は同位相結合した  $1s$ 波(C点)が作る秩序相である。ポンプレートを高くしていくと、 $1s$ 波凝縮体が優勢になる。これは注入する粒子数の増加と共に系の冷却効率が向上し、準安定の  $2p_x$ 波凝縮相に対して安定な  $1s$ 波凝縮相が優勢になるためである。<sup>17)</sup>

図13(a), (b)には、2次元正方格子にトラップされた励起子ポラリトンのエネルギーバンド構造と第1-4ブリルア

ンゾーンが示されている。Γ点にある基底状態はトラップ中の1s波ブロッホ関数が同位相で結合した状態であり、図13(c)にその粒子数分布と運動量分布を示す。X点にある準安定状態は、トラップ中の2p<sub>x</sub> (もしくは2p<sub>y</sub>) 波ブ

ロ関数が逆相で反結合した状態であり、M点にあるもう一つの準安定状態は、トラップ中の3d<sub>xy</sub>波ブロッホ関数が逆相で反結合した状態である。それぞれの粒子数分布と運動量分布を図13(c)に示す。図14(a)にトラップ径2 μm、周期4 μmの2次元正方格子をプレーナマイクロ共振器上に作製したデバイス写真を示す。<sup>18)</sup> このデバイスへの励起子ポラリトンの注入レートを増していくと、まず量子凝縮しきい値の直上のポンプレートで3d<sub>xy</sub>波が逆相で反結合した秩序相が現われる(図14(b))。続いて、2p<sub>x</sub>波が逆相で反結合した秩序相が現われ、最後に1s波が同位相で結合した秩序相に遷移する。この結果は、やはり粒子数の増加と共に冷却効率が向上していくことを示唆している。図14(c)は測定された粒子数分布をy方向に沿って測定したものであり、トラップ中央で粒子数が最大となるs波凝縮体と、トラップ中央で粒子数が最小となるd波凝縮体の違いを示している。<sup>18)</sup>

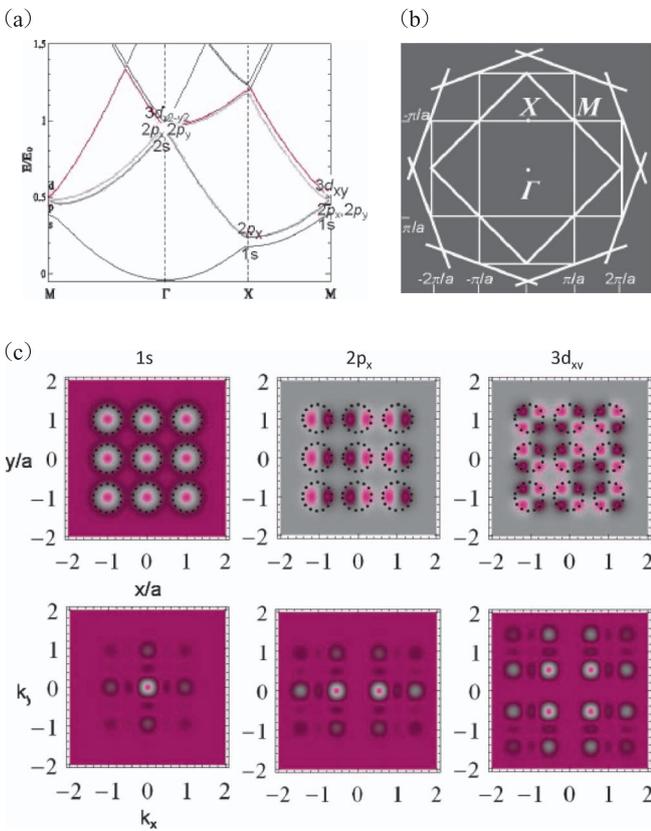


図13 (a), (b) 2次元正方格子にトラップされた励起子ポラリトンのエネルギーバンド構造とブリルアンゾーン。(c) Γ点, X点, M点における1s波, 2p<sub>x</sub>波, 3d<sub>xy</sub>波凝縮相の粒子数の実空間分布と運動量空間分布。<sup>18)</sup>

## 8. 展望

励起子ポラリトンの量子凝縮の最近の研究成果を紹介した。この分野の今後の展望を以下にまとめる。

### (1) 電流励起デバイス

これまでの励起子ポラリトンの量子凝縮実験は全て外部レーザー光源を用いた光ポンピングにより行われてきた。しかし、プレーナマイクロ共振器にpn接合を作り込み、これに順方向電流を流し、各量子井戸に電子、正孔を注入して、励起子ポラリトンの量子凝縮を実現することは可能なのである。実現されれば、発光ダイオードよりも効率、コヒーレンスがよく、半導体レーザーよりも消費電力の小さな半導体光源が誕生することになる。

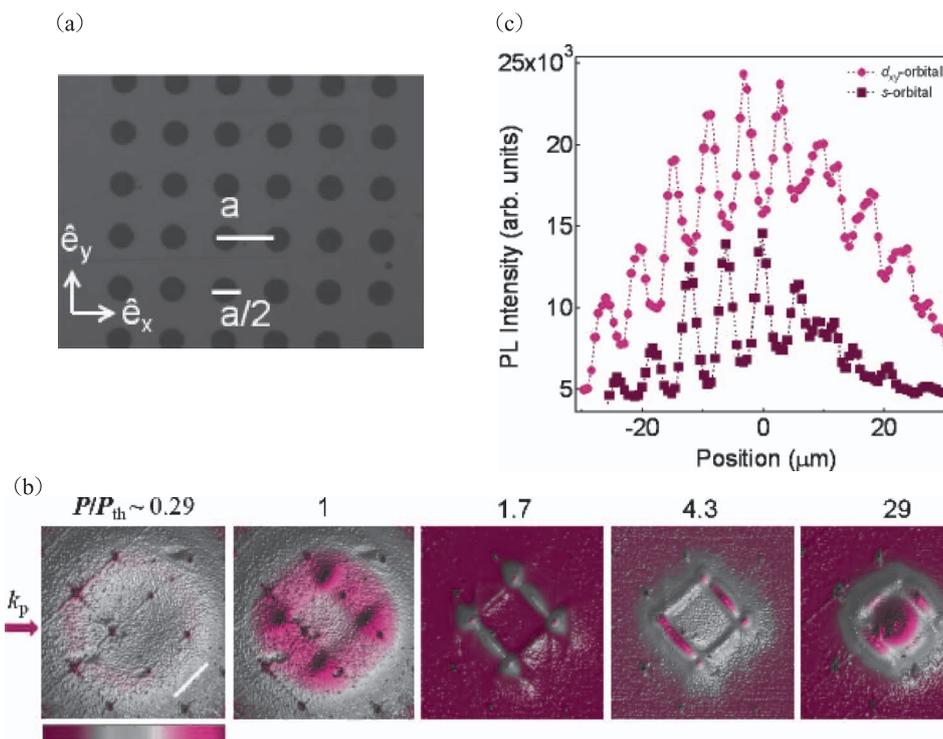


図14 (a) GaAs量子井戸プレーナマイクロ共振器上に作製された2次元正方格子デバイス。(b) 粒子数の運動量空間分布(発光のファールドパターン)のポンプレート依存性。図13(c)に比べて、45°回転した座標系をとっている。(c) Γ点, M点における凝縮相の粒子数の実空間分布(発光のニアフィールドパターン)。<sup>18)</sup>

## (2) 室温超流動体

バンドギャップの大きな半導体である GaN<sup>9)</sup> や ZnO<sup>10)</sup> では、最近室温でも量子凝縮が観測されるようになった。これらの凝縮体が示すであろう室温での超流動現象を利用した新しい応用分野が誕生する可能性がある。また、GaAs のようなバンドギャップの小さな半導体であっても、多数の量子井戸を高い Q 値の光共振器に埋め込むことによりスーパー強結合状態<sup>50)</sup> を実現できれば、励起子の実効束縛エネルギーが上昇し、室温での超流動が観測できるかもしれない。

## (3) BKT 超流動体-Mott 絶縁体遷移

2次元正方格子上の s 波, p 波, d 波凝縮相は BKT 相転移による超流動体であると思われる。デチューニング・パラメータ  $\Delta$  をブルーデチューニング側へ変化させ、ポラリトンにおける励起子成分を増加させていくと、トラップ間のトンネルは抑圧され、トラップ内の相互作用が増加して、Mott 絶縁体への遷移が起こるはずである。<sup>51)</sup> 特に、d 波 BKT 超流動体-Mott 絶縁体遷移は、高温超伝導体の物理との接点からも興味深いテーマである。

## (4) 第2のしきい値の正体

第3項でふれた第2のしきい値の正体に関しては現時点で統一された解釈に至っていない。考えられるシナリオは、局在励起子からの光子の誘導放出によるレーザー発振、<sup>52)</sup> 共振器光子によるコヒーレントラビ振動でフェルミ面の電子-正孔対がペアリングを作る BCS 相へのクロスオーバー、<sup>21,22)</sup> 質量を獲得したプレナマイクロ共振器光子が量子井戸励起子を冷媒として低温化し、ポーズインシュタイン凝縮に至る光子 BEC,<sup>53)</sup> の3つである。精密な実験と理論の比較により、近い将来、上記3つのモデルのいずれが正しいのかが解明されるものと期待される。

## (5) 量子渦格子とアニオン統計

2次元系の特徴の一つに、対称化仮説、反対称化仮説に従わない第3の粒子、アニオンが存在できることが挙げられる。<sup>54)</sup> 2次元の冷却原子凝縮体を回転させて生成される量子渦格子において、粒子密度を下げていくと、分数量子ホール状態に相当する秩序相が形成され、アニオン統計を示すことが理論的に予想されている。<sup>55)</sup> 2次元三角格子や蜂の巣格子上に励起子ポラリトンをトラップした系では、量子渦-反量子渦格子が形成されることが実験により確認されており、<sup>56)</sup> 近い将来、アニオン統計を実証する実験がこれらのデバイスを用いても行なわれるものと期待される。

本稿をまとめるに当たり、有益な助言、コメントをいただいた Hui Deng, George Roumpos, Na Young Kim, Tim Byrnes, Michael Fraser, 堀切智之, 楠戸健一郎の各氏に感謝いたします。

## 参考文献

- 1) S. A. Moskalenko: Fiz. Tverd. Tela **4** (1962) 276.
- 2) J. M. Blatt, K. W. Boer and W. Brandt: Phys. Rev. **126** (1962) 1691.
- 3) K. Yoshioka, E. Chae and M. Kuwata-Gonokami: Nature Communications **2**

- (2011) 328.
- 4) 本稿では励起子と光子のアンチクロッシングの大きさが両者の線幅よりも十分に大きい領域を強結合と呼ぶことにする。例えば、C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa and Y. Arakawa: Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 3314.
- 5) L. P. Pitaevskii and S. Stringari: *Bose-Einstein Condensation* (Clarendon, Oxford, 2003); BKT 相転移点は、 $n_S$  を超流動密度として  $n_S \lambda^2 = 4$  で与えられる。
- 6) A. Imamoglu, R. J. Ram, S. Pau and Y. Yamamoto: Phys. Rev. A **53** (1996) 4250; F. Tassone and Y. Yamamoto: Phys. Rev. B **59** (1999) 10830.
- 7) H. Deng, G. Weihs, C. Santori, J. Bloch and Y. Yamamoto: Science **298** (2002) 199.
- 8) J. Kasprzak, et al.: Nature (London) **443** (2006) 409.
- 9) S. Christopoulos, et al.: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 126405.
- 10) L. Sun, et al.: arXiv: 1007.4686 (2010).
- 11) S. Kena-Cohen and S. R. Forrest: Nature Photonics **41** (2010) 371.
- 12) S. Utsunomiya, L. Tian, G. Roumpos, C. W. Lai, N. Kumada, T. Fujisawa, M. Kuwata-Gonokami, A. Löffler, S. Höfling, A. Forchel and Y. Yamamoto: Nature Phys. **4** (2008) 700.
- 13) K. G. Lagoudakis, M. Wouters, M. Richard, A. Baas, I. Carusotto, R. André, Le Si Dang and B. Deveaud-Plédran: Nature Phys. **4** (2008) 706.
- 14) K. G. Lagoudakis, T. Ostatnický, A. V. Kavokin, Y. G. Rubo, R. André and B. Deveaud-Plédran: Science **326** (2009) 974.
- 15) G. Roumpos, M. D. Fraser, A. Löffler, S. Höfling, A. Forchel and Y. Yamamoto: Nature Phys. **7** (2011) 129.
- 16) A. Amo, J. Lefrère, S. Pigeon, C. Adrados, C. Ciuti, I. Carusotto, R. Houdré, E. Giacobino and A. Bramati: Nature Phys. **5** (2009) 805.
- 17) C. W. Lai, N. Kim, S. Utsunomiya, G. Roumpos, H. Deng, M. Fraser, T. Byrnes, P. Recher, N. Kumada, T. Fujisawa and Y. Yamamoto: Nature (London) **450** (2007) 529.
- 18) N. Kim, K. Kusudo, C. Wu, N. Masumoto, A. Löffler, S. Höfling, N. Kumada, L. Worschech, A. Forchel and Y. Yamamoto: Nature Phys. **7** (2011) 681.
- 19) K. G. Lagoudakis, B. Pietka, M. Wouters, R. André and B. Deveaud-Plédran: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 120403.
- 20) T. Horikiri, P. Schwendimann, A. Quattropani, S. Höfling, A. Forchel and Y. Yamamoto: Phys. Rev. B **81** (2010) 033307.
- 21) P. B. Littlewood, P. R. Eastham, J. M. J. Keeling, F. M. Marchetti, B. D. Simons and M. H. Szymanska: J. Phys. Condens. Matter **16** (2004) S3597.
- 22) T. Byrnes, T. Horikiri, N. Ishida and Y. Yamamoto: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 186402.
- 23) M. H. Szymańska, J. Keeling and P. B. Littlewood: Phys. Rev. B **75** (2007) 195331.
- 24) M. Wouters and V. Savona: Phys. Rev. B **79** (2007) 165302.
- 25) H. Deng, H. Haug and Y. Yamamoto: Rev. Mod. Phys. **82** (2010) 1489.
- 26) D. Snoke and P. Littlewood: Phys. Today **63** (2010) 42.
- 27) S. Jiang, S. Machida, Y. Takiguchi, Y. Yamamoto and H. Cao: Appl. Phys. Lett. **73** (1998) 3031.
- 28) R. Huang, F. Tassone and Y. Yamamoto: Phys. Rev. B **61** (2000) R7854.
- 29) R. Huang, Y. Yamamoto, R. Andre, J. Bleuse, M. Muller and H. Ulmer-Tuffigo: Phys. Rev. B **65** (2002) 165314.
- 30) H. Deng, G. Weihs, D. Snoke, J. Bloch and Y. Yamamoto: PNAS USA **100** (2003) 15318.
- 31) H. Deng, D. Press, S. Goetzinger, G. S. Solomon, R. Hey, K. H. Ploog and Y. Yamamoto: Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 146402.
- 32) H. Deng, G. S. Solomon, R. Hey, K. H. Ploog and Y. Yamamoto: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 126403.
- 33) G. Roumpos, W. H. Nitsche, S. Höfling, A. Forchel and Y. Yamamoto: Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 126403.
- 34) R. J. Glauber: Phys. Rev. **130** (1963) 2529.
- 35) I. Bloch, T. W. Hänsch, T. Esslinger: Nature (London) **403** (2000) 166.
- 36) P. Hohenberg: Phys. Rev. **158** (1967) 383.
- 37) N. D. Mermin and H. Wagner: Phys. Rev. Lett. **17** (1966) 1133; **17** (1966) 1307(E).
- 38) D. J. Bishop and J. D. Reppy: Phys. Rev. B **22** (1980) 5171.
- 39) V. L. Berezinskii: Sov. Phys. JETP **32** (1971) 493; **34** (1972) 610.
- 40) J. Kosterlitz and D. Thouless: J. Phys. C **5** (1972) L124; **6** (1973) 1181.
- 41) Z. Hadzibabic, P. Krüger, M. Cheneau, B. Battelier and J. Dalibard: Nature (London) **441** (2006) 1118.
- 42) G. Roumpos, M. Lohse, J. Keeling, M. H. Szymanska, P. B. Littlewood, A. Löffler, S. Höfling, L. Worschech, A. Forchel and Y. Yamamoto: to be published in PNAS USA.
- 43) Z. Hadzibabic and J. Dalibard: arXiv: 0912.1490.

- 44) P. Nozières: in *Bose-Einstein Condensation* (Cambridge Univ. Press, Cambridge 1995) eds. A. Griffin, D. W. Snoke and S. Stringari, p. 15.
- 45) N. N. Bogoliubov: *J. Phys. (USSR)* **11** (1947) 23.
- 46) L. D. Landau and E. M. Lifshitz: *Fluid Mechanics* (Pergamon, Oxford, 1987).
- 47) R. P. Feynman: *Statistical Mechanics: A Set of Lectures* (Addison-Wesley, 1972).
- 48) Y. Tokura and N. Nagaosa: *Science* **288** (2000) 462.
- 49) C. Wu: *Modern Phys. Lett. B* **23** (2007) 1.
- 50) 上方-下方ポラリトンのエネルギー分裂の大きさが励起子の束縛エネルギーを十分上回ると、電子-正孔対の束縛がクーロン相互作用によってではなく光子場との相互作用により支配されるようになる。この領域をスーパー強結合という。例えば、D. S. Citrin and J. B. Khurgin: *Phys. Rev. B* **68** (2003) 205325.
- 51) M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch and I. Bloch: *Nature (London)* **415** (2002) 39.
- 52) D. Bajoni, P. Senellart, E. Wertz, I. Sagnes, A. Miard, A. Lemaître and J. Bloch: *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 047401.
- 53) J. Klaers, J. Schmitt, F. Vewinger and M. Weitz: *Nature (London)* **468** (2010) 545.
- 54) J. Leinaas and J. Myrheim: *Nuovo Cimento B* **37** (1977) 1.
- 55) B. Paredes, P. Fedichev, J. I. Cirac and P. Zoller: arXiv: cond-mat/0103251.
- 56) K. Kusudo: Ph.D. Dissertation Thesis, The University of Tokyo (2011).

#### 著者紹介



山本喜久氏：専門は量子光学、量子情報処理、特に励起子ポラリトンの量子凝縮、電子スピンの光パルス制御、単一光子の発生と検出。



宇都宮聖子氏：専門は光半導体量子物性、量子情報処理、特に励起子ポラリトンの量子凝縮、半導体レーザー制御。

(2011年6月6日原稿受付)

#### Quantum Condensation of Exciton-Polaritons

Yoshihisa Yamamoto and Shoko Utsunomiya

abstract: An exciton-polariton is a hybrid quasi-particle (elementary excitation) consisting of strongly coupled quantum well exciton and planar microcavity photon. Since the effective mass of an exciton-polariton is four orders of magnitude lighter than the exciton mass and ten orders of magnitude lighter than the alkali atom mass, the exciton-polariton is expected to satisfy a quantum degeneracy condition and feature dynamic condensation at high temperatures and low densities. In contrast to superfluid He liquids and dilute atomic Bose-Einstein condensates at thermal equilibrium condition, the exciton-polariton condensate is inherently a non-equilibrium open system so that it may open new frontiers in statistical mechanics. In this review article, we will focus on the distinction between the exciton-polariton condensation and normal laser oscillation, the experimental evidences for the Berezinskii-Kosterlitz-Thouless phase transition, the Bogoliubov excitation spectrum and the dynamical condensation at high orbital p-wave or d-wave states.

#### 日本物理学会誌 第67巻 第3号 (2012年3月号) 予定目次

口絵：今月号の記事から

巻頭言

物理学者と社会と会誌……………旭 耕一郎

解説

光を使った高エネルギー密度科学の展開……………兒玉了祐

分子遷移周波数精密計測と基礎定数の変化検出……………梶田雅稔

実験技術

電磁濃縮法による室内世界最高磁場発生と物性物理への応用

……………嶽山正二郎

最近の研究から

フラストレートした磁性体ボルボサイトのゆらぎと秩序

……………吉田 誠, 瀧川 仁

トポロジカル量子相転移近傍におけるディラック電子の質量

獲得……………佐藤宇史, 瀬川耕司, 高橋 隆, 安藤陽一

話題

OPERA 実験におけるニュートリノ速度の測定……………小松雅宏

JPSJの最近の注目論文から 11月の編集委員会より

……………川畑有郷

学界ニュース

2011年ノーベル物理学賞：S. Perlmutter氏, B. P. Schmidt氏,

A. G. Riess氏—宇宙の加速膨張の発見……………横山順一

第25回日本IBM科学賞物理分野：齊藤英治氏……………前川禎通

村上修一氏……………古崎 昭

2011年度仁科記念賞：秋葉康之氏……………延與秀人

藤澤彰英氏, 居田克巳氏……………伊藤公孝

談話室

第56回物性若手夏の学校開催報告……………東 陽一

国際会議

日独ワークショップ「量子色力学の最近の動向」

……………植松恒夫, 川村浩之, 熊野俊三

IUPAP WG on Communication in Physics……………植田憲一

追悼

田中昭二先生を偲ぶ……………三浦 登

新著紹介

# 宇宙の初期ゆらぎは非ガウス分布か？

日影千秋 (名古屋大学基礎理論研究センター 464-8601 名古屋市千種区不老町)

初期ゆらぎの非ガウス性は、宇宙初期の物理を探る上で、大変貴重な観測的指標である。WMAP衛星による宇宙マイクロ波背景放射の詳細観測により、初期ゆらぎの非ガウス性を0.01%レベルの精度で測ることが可能となった。もし、現在の観測から初期ゆらぎの非ガウス性が検出されれば、単一なスカラー場に基づくインフレーションモデルが否定され、新たな初期宇宙物理モデルが必要となる。初期ゆらぎの非ガウス性は、近年宇宙論の分野で最も注目を浴びている分野のひとつであり、理論、観測の両面から、精力的な研究が行われてきた。ここでは、宇宙マイクロ波背景放射の観測を使った非ガウス性の研究について概説する。

## 1. イントロダクション

近年の大規模銀河サーベイにより、宇宙に広がる銀河の空間分布が詳しく調べられ、宇宙の大規模な構造が明らかになった。とりわけ、スローンデジタルスカイサーベイは、全天の4分の1にわたる銀河100万個の3次元宇宙地図を作成し、宇宙の大構造の研究の発展に大きく貢献した。宇宙の大構造の起源を突き止め、進化の仕組みを明らかにすることが、宇宙論の究極の目標である。

宇宙マイクロ波背景放射(CMB)は、宇宙誕生から約38万年後の原始宇宙の様子を見せてくれる。1964年、ペンジアス(Penzias)とウィルソン(Wilson)によって、発見され、ビッグバンモデルを裏付ける証拠となった。1989年にNASAによって打ち上げられたCOBE(COSMIC Background Explorer)衛星により、宇宙マイクロ波背景放射の天球温度地図が測られ、0.001%レベルのわずかな温度非等方性が発見された。これこそ、現在の宇宙の構造のもととなった、宇宙初期のゆらぎを示している。

2001年NASAによって打ち上げられたWMAP(Wilkinson Microwave Anisotropy Probe)衛星は、全天にわたって、宇宙マイクロ波背景放射の高解像度観測を行った。それにより、宇宙の年齢や、暗黒物質、暗黒エネルギー成分の割合、バリオンのエネルギー密度、宇宙の膨張速度を含む宇宙論パラメータが、数%の精度で決定され、精密宇宙論のさきがけとなった。そして、宇宙初期ゆらぎがガウシアンランダム統計(以下、ガウス統計)にどこまでの精度で従うか、すなわち、“初期ゆらぎのガウス性”を詳細に調べることが可能にした。

初期ゆらぎがガウス統計に従うとは、ゆらぎの種が、空間的に相関をもっていないことを意味する。多数のゆらぎを重ねあわせれば、大数の法則により、ガウス分布になる。量子的な不定性に基づくゆらぎの生成理論においては、初期ゆらぎがガウス統計に従うことが予測されている。WMAP衛星以前は、初期ゆらぎのガウス性の測定精度は悪く、宇宙マイクロ波背景放射のゆらぎが、ガウス統計と矛盾がないか調べる程度であった。しかし、WMAP衛星によって、宇宙マイクロ波背景放射の測定精度が飛躍的に向上した結果、宇宙マイクロ波背景放射に含まれる非ガウス成分の割合を0.01%レベルまで測ることが可能となった。

そして、宇宙の構造の起源を探る観測的指標として、非ガウス性が使われるようになったのである。現在の標準的な宇宙モデルの枠組みでは、宇宙初期に、急激な膨張(インフレーション)の時期があったと考えられている。インフレーションが単一のスカラー場によって引き起こされた場合は、宇宙マイクロ波背景放射の非ガウス性はオーダー0.001%と非常に小さく、WMAP衛星の測定精度をもってしても検出はできない。言い換えれば、もしWMAP衛星の観測から非ガウス性が検出されれば、単一スカラー場に基づく多くのインフレーションモデルは却下される。一方、他のインフレーションモデル、例えば、複数のスカラー場が初期ゆらぎの生成に寄与する場合は、より大きな非ガウス性が生まれる。したがって、非ガウス性の測定から、様々な初期宇宙モデルを選別することができる。

とりわけ、非ガウス性が上限ではなく有意に検出された場合は大事件である。これまで、何度か宇宙マイクロ波背景放射の非ガウス性が報告されたが、中でも大きな話題をよんだのは、2008年ヤダフ(Yadav)とワンデルト(Wandelt)の研究報告である。<sup>5)</sup> 彼らは、WMAP衛星3年分の宇宙マイクロ波背景放射データから、 $3\sigma$ レベルの非ガウス性を発見したと報告した。先にも述べた通り、単一スカラー場に基づくインフレーションモデルからは、WMAP衛星で検出されるほどの非ガウス性は、どうがんばっても出てこない。したがって、もし彼らの結果が事実ならば、単一スカラー場に基づく多くのインフレーションモデルが否定されてしまう。この結果は非常に注目を浴び、大きな非ガウス性を生成する理論的可能性が探られた。度重なる観測的な検証がなされた結果、現在のところは、非ガウス性の決定的な検出までには至っていない。しかし、2009年、ESA(European Space Agency)によって打ち上げられたプランク衛星は、WMAP衛星の4倍の精度で非ガウス性の測定が可能であり、非ガウス性のさらなる精密測定に期待が集まっている。

## 2. 非ガウス性の定量化

ガウス統計に従うゆらぎは、各点のゆらぎの確率分布が2点統計のみで記述され、3点以上の相関がない。フーリエ空間に変換すれば、各スケールのフーリエ振幅は、レイ

リー分布に従い、フーリエ位相はランダムな分布をもつ。したがって、ガウス場は、フーリエ振幅の2乗で定義されるパワースペクトルを使って完全に記述される。また、独立なガウス場の線形和は、ガウス場のままである。したがって、初期ゆらぎがガウス統計である条件は、(i) 初期ゆらぎを生成するまでの過程が線形で記述でき、かつ、(ii) 初期ゆらぎの生成に、他の場の寄与がない、場合である。単一スカラー場に基づくインフレーションモデルは、場の進化が線形でよく記述でき、またひとつのスカラー場が初期ゆらぎを生成するため、ガウス統計に極めてよく従う。

ガウス統計からのずれは、上の条件 (i), (ii) のどちらかが破れた場合に生じる。例えば、初期ゆらぎの生成過程に複数の場が寄与する場合、互いに相互作用によって非ガウス性が生まれる。例えば、インフレーションを起こす場とは独立の場によって初期ゆらぎが生成されたと考えられるカーバトンシナリオでは大きな非ガウス性が生まれる可能性がある。また、高次元時空におけるブレーンの衝突によってビッグバンが起こったとするエキピロティック宇宙モデルでは、インフレーションモデルに比べて、大きな非ガウス性が生じる。<sup>3)</sup> このように非ガウス性の観測から、非線形過程の大きさを調べることで、初期ゆらぎの生成機構を探ることができる。

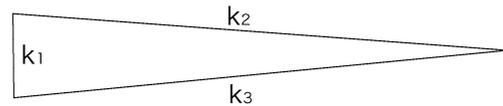
非ガウス性は、実際の観測データからどのようにして測ればよいのだろうか？ 場がガウス統計からずれると、3点以上の相関をもつようになるので、3点・4点関数と測ってほしい。しかし、多点相関を全て計算するのは時間がかかり、現実的に不可能である。そこで、初期ゆらぎの生成モデルを仮定し、そのモデルに含まれる非ガウスパラメータを測定、観測的制限を与えるという方法が主にとられている。

最も頻繁に使われる非ガウスパラメータは、宇宙初期の曲率ゆらぎ  $\Phi$  の2次の非ガウス成分の振幅、 $f_{\text{NL}}^{\text{local}}$  である。<sup>1)</sup>

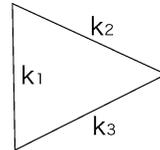
$$\Phi = \phi_G + f_{\text{NL}}^{\text{local}}(\phi_G^2 - \langle \phi_G^2 \rangle) \quad (1)$$

ここで、 $\phi_G$  は、 $\Phi$  のガウス成分を表す。空間の各点のゆらぎから、非ガウス成分の大きさが決まるため、ローカルモデルとよばれる。単一スカラー場に基づくインフレーションモデルは、 $f_{\text{NL}}^{\text{local}}$  の大きさはオーダー1を予測する(曲率ゆらぎ  $\Phi$  の大きさは  $10^{-5}$  オーダーのため、 $f_{\text{NL}}^{\text{local}} \sim 1$  の非ガウス成分の大きさは、ガウス成分の0.001%と大変小さい)。フーリエ空間の3点相関関数に相当するバイスペクトルは、閉じた3つの波数ベクトル  $k_1, k_2, k_3$  の関数であるが、ローカルモデルは、特にひとつのベクトルが、他の2つと比べてつぶれた三角形(図1(a))成分に非ガウス性の影響が強く現れる。多くの初期宇宙モデルは、ローカルタイプの非ガウス成分をもつが、中には、正三角形成分(図1(b))や折り畳んだ三角形成分(図1(c))で非ガウス性が顕著に現れるモデルがあり、それぞれの振幅が  $f_{\text{NL}}^{\text{NL}}, f_{\text{NL}}^{\text{fold}}$  のパラメータで記述されている。小松、ワンデルト(Wandelt),

(a) 1辺がつぶれた三角形( $k_1 \ll k_2 \sim k_3$ )



(b) 正三角形( $k_1 \sim k_2 \sim k_3$ )



(c) 折り畳んだ三角形( $k_1 \sim k_2 \sim k_3/2$ )

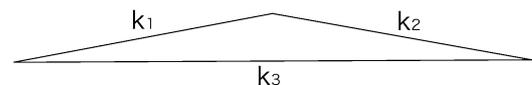


図1 バイスペクトルの形の例。(a) 1辺がつぶれた三角形。(b) 正三角形。(c) 折り畳んだ三角形。ローカルタイプの非ガウス性は、(a) の形のバイスペクトル成分への影響が最も大きい。

スパーゲル(Spergel)らにより、これらのパラメータを、最適かつ高速に測定する方法が開発され、<sup>4)</sup> 現在では、ほぼ統計精度の限界まで測定精度が向上している。

理論モデルによっては、3点の相関よりも、4点の相関が重要になる場合がある。そのようなモデルを制限するために、次数がさらにひとつ上の3次の非ガウス成分を考える。

$$\Phi = \phi_G + f_{\text{NL}}^{\text{local}}(\phi_G^2 - \langle \phi_G^2 \rangle) + g_{\text{NL}}^{\text{local}} \phi_G^3 \quad (2)$$

$g_{\text{NL}}^{\text{local}}$  の制限には、4点相関を計算しなくてはならないが、4点相関の計算を全て行うのは、3点相関に比べてはるかに困難である。4点相関の計算手法の開発は今後の研究課題である。

初期ゆらぎの理論モデルが正しく実際の宇宙を記述していれば、上記のパラメータを使って、非ガウス成分を測ることができる。しかし、実際の宇宙は、理論モデルの予想とは異なり、モデルパラメータでは記述できない非ガウス成分が含まれている可能性がある。特に実際のCMBの観測データには、初期ゆらぎ以外にも、銀河系のシンクロトロン放射、制動放射、ダストに由来する非ガウス成分などもあり、その全てを理論で完全に記述することは容易でない。そのような非ガウス成分を探る方法は、理論モデルに依存しない統計量を使うことである。非ガウス性の解析に応用されている統計量のひとつに、ミンコフスキー汎関数とよばれる統計量がある。<sup>7)</sup> ミンコフスキー汎関数は、構造の形やトポロジーを定量的に表す量であり、モデルによらず非ガウス性を測ることができる。また、ミンコフスキー汎関数は、あらゆる多点相関関数の情報を少しずつ含んでいるため、バイスペクトルとは別の情報を引き出すことができる。このように、非ガウス性をさまざまな側面から捉える研究がなされている。

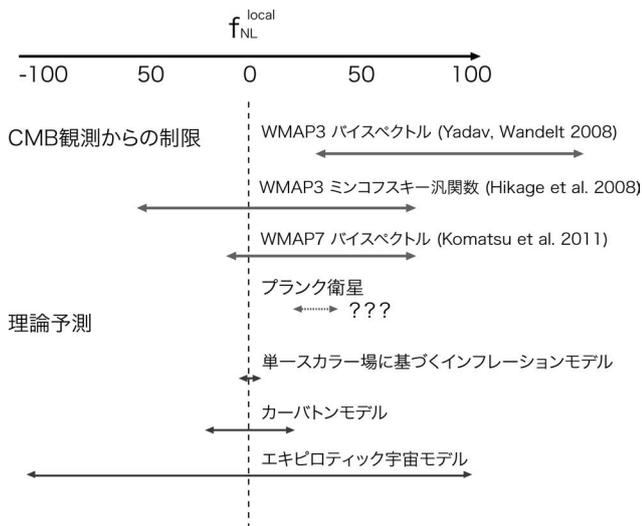


図2 ローカルタイプの非ガウス成分  $f_{NL}^{local}$  についての宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) 観測からの制限 (95%信頼区間) と理論モデルで許される範囲との比較。

### 3. 宇宙マイクロ波背景放射観測からの非ガウス性測定

宇宙マイクロ波背景放射観測から得られているローカルタイプの非ガウス成分への制限を図2にまとめた。現在、WMAP衛星の7年分のバイスペクトル解析からは、 $f_{NL}^{local} = 32 \pm 21$  ( $1\sigma$ エラー, 以下同じ) であり、ガウス統計とは  $2\sigma$  以内の統計精度で一致している。銀河系のシンクロトロン放射、制動放射、ダスト成分など、フォアグラウンドの影響を取り除かない場合は、 $f_{NL}^{local} = 59 \pm 21$  となり、 $3\sigma$  近い非ガウス性が生まれる。ローカルタイプの非ガウス成分については、フォアグラウンドの影響を取り除くことが非常に重要である。話題となった、ヤダフとワンデルトの結果は、 $f_{NL}^{local} = 87 \pm 30$  であった。彼らの結果が大きな  $f_{NL}^{local}$  をもっているのは、まだ当時、WMAP3年分のデータしかなかったことと、また銀河系の影響を十分に引ききれていなかったことが要因と考えられる。バイスペクトルとは別の統計量であるミンコフスキー汎関数を使った解析からは、ガウス統計と非常に良く合う結果が得られた。それ以外に、正三角形型の非ガウス成分は、 $f_{NL}^{fold} = -202 \pm 104$  の制限が得られており、いずれも、 $2\sigma$  以内でガウス統計と一致する結果である。さらに高次の項への制限結果は、一点確率分布の4次のモーメントの測定を使って限定的にしか得られておらず、 $-3.8 \times 10^6 < g_{NL} < 3.9 \times 10^6$  (95%信頼区間) と制限は大変弱い。

### 4. まとめ

宇宙初期ゆらぎの非ガウス性は、初期宇宙の物理を探る上で、最も重要な観測手段のひとつである。とりわけ、ローカルタイプの非ガウス成分は、単一スカラー場に基づくインフレーションモデルの成否を握る重要な観測指標である。現在、WMAP衛星によって、0.01%レベルで、初期ゆ

らぎがガウス統計と矛盾しないことがわかった。WMAP衛星は打ち上げから10年経ち、その役目を終えようとしている。代わってプランク衛星が観測をスタートした。プランク衛星は、WMAP衛星よりさらに高い角度分解能をもち、WMAPの4倍の統計精度で非ガウス性を測ることができる。図2で示したように、もし実際の宇宙がWMAP衛星の結果の中心値と同程度の非ガウス性をもっているとしたら、プランク衛星を使って、非ガウス性を  $5\sigma$  以上の有意性で検出でき、単一スカラー場に基づくインフレーションモデルが棄却されてしまう。しかし、統計精度が高まるにつれて重要となるのは、初期ゆらぎ以外の非ガウス成分、フォアグラウンドや観測的影響に伴う系統誤差の測定である。特に、ローカルタイプの非ガウス成分に対して、銀河系フォアグラウンドへの影響が大きい。また、小角度スケールにいくほど、2次的影響に伴う非ガウス性が重要となる。例えば、スニヤエフゼルドヴィッチ効果(銀河団ガスによる逆コンプトン散乱)、宇宙大構造による重力レンズ効果、積分ザックスヴォルフ効果(重力的赤方偏移効果)からくる非ガウス成分をきちんと取り入れて解析を行わなくてはならない。また、3点相関だけでなく、4点相関の情報を最大限に引き出すための、高速、かつ最適な測定方法の開発が必要である。

本研究では宇宙マイクロ波背景放射観測を用いた非ガウス性測定に限定した解説を行った。銀河分布や重力レンズ情報を通して得られる宇宙の大構造の観測情報は、初期ゆらぎの非ガウス性を調べる上で、大変有効である。宇宙初期ゆらぎが非ガウス成分をもつ場合に、その後の構造の進化にどのような違いが出るか、摂動論や数値シミュレーションを通じた研究がさかんに進められている。現在、すばる望遠鏡を使った銀河の撮像・スペクトルサーベイ計画SuMIRE計画など、世界各国で、大規模な銀河サーベイが進行中である。今後は、宇宙マイクロ波背景放射、宇宙の大構造の両面から、初期ゆらぎの非ガウス性をさらに詳しく調べることが可能となるだろう。

### 参考文献

- 1) E. Komatsu and D. N. Spergel: Phys. Rev. D **63** (2001) 063002.
- 2) D. H. Lyth, C. Ungarelli and D. Wands: Phys. Rev. D **67** (2003) 23503.
- 3) K. Koyama, S. Mizuno, F. Vernizzi and D. Wands: JCAP **11** (2007) 24.
- 4) E. Komatsu, D. N. Spergel and B. D. Wandelt: Astrophys. J. **634** (2005) 14.
- 5) A. Yadav, B. D. Wandelt: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 181301.
- 6) E. Komatsu, et al.: Astrophys. J. Suppl. **192** (2011) 18.
- 7) C. Hikage, et al.: Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **389** (2008) 1439.

### 非会員著者の紹介

日影千秋氏: 1976年東京生まれ。1999年東大物理卒。2004年同大学院博士課程修了。名古屋大学、英国ノッティンガム大学、米国プリンストン大学でポスドク研究員を経て、現在名古屋大学基礎理論研究センター特任助教。専門は、観測的宇宙論。

(2011年6月1日原稿受付)

## Primordial Perturbation Has Non-Gaussianity?

Chiaki Hikage

abstract: Non-Gaussianity in primordial density field provides a key probe of physics in early universe. Cosmic Microwave Background (CMB) measurement of WMAP satellite allows us to measure primordial non-Gaussianity in unprecedented accuracy. A possible detection of

primordial non-Gaussianity shall rule out all of single field inflation models. Primordial non-Gaussianity has recently attracted much attention and has been studied in both theoretical and observational aspects. Here I review the current limits on the primordial non-Gaussianity from CMB measurements.

### 『大学の物理教育』誌定期購読のすすめ

『大学の物理教育』は、年3回(3月, 7月, 11月)発行で年間購読料(個人)は1,000円です。購読ご希望の方は、お電話(03-3434-2671)またはFax(03-3432-0997)でご連絡下さい。

また、本誌ホームページのURLは次の通りですので、どうぞご覧下さい。

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

『大学の物理教育』編集委員会

#### Vol. 17-3 (11月15日発行) 目次

理学部と工学部の物理教育……………倉本義夫

#### 講義室

アフォーダンスと物理教育……………新田英雄

円形開口と遮蔽によるバビネの原理の超音波実習

一位相の迷宮……………月出 章, 高田萌々

警察における交通事故事件捜査員のための物理学テキスト

私案……………那須 修

自然災害を科学の目で学ぶ—岩波映画〈津波〉を例に—

……………長谷川智子

#### 実験室

物理学講義における系統的演示実験の試み

……………安田淳一郎, 齋藤芳子, 小西哲郎, 中村泰之,  
千代勝実, 古澤彰浩, 三浦裕一

#### 教育実践

文系学生に対する科学教育の取り組みと意義……………鎌滝晋礼

チュートリアル方式による物理授業の試み……………植松晴子

#### 教育報告

大学全入時代の物理教育の試み……………巨海玄道, 野田常雄  
理工系学生のための基礎物理学実験「教育システム」の紹介

……………松本節子, 長島和茂, 小田島仁司, 松本皓永

原発・放射能を授業で取り組んで……………山崎敏昭

物理を陰極線・放射線で始めたわけ……………広井 禎

放射能や原子力をめぐる誤解と誤概念……………鈴木 亨

#### はじめての講義

新任教員, 講義の荒海にこぎ出す……………畠山 温

教育に関する一言……………法橋 登, 成相陽子

#### 開催情報

#### 寄贈書リスト

『大学の物理教育』総目次 (vol. 17)

#### 編集後記

### 応用物理 第81巻 第2号(2012年2月号) 予定目次

巻頭言: センサから情報処理まで……………奥山雅則

#### 解説

広ダイナミックレンジイメージセンサの技術動向……………須川成利

超伝導技術を用いた量子電気標準の進展……………金子晋久

工業向けワイヤレスセンサネットワーク……………鄭 立

#### 最近の展望

高速ビジョンとその応用……………石川正俊

空港における最先端セキュリティセンサ……………糸崎秀夫

#### 研究紹介

ポータブル型DNA解析装置……………麻生川 稔, 他

進化し続ける: 光電子増倍管……………加納康平

透過型電子顕微鏡の組成分析への超伝導遷移端センサの応用

……………原 徹, 他

ナノ・マイクロ加工に基づく人工細胞膜センサの研究

……………平野愛弓, 他

個々のドーパント原子を利用したシリコンナノデバイス; デバ

イス特性とフォトンセンシング機能……………田部道晴, 他

基礎講座: スピントロニクス; スピンの使い方……………鈴木義茂

## 2011年秋季大会シンポジウムの報告

### 領域委員会

#### 素粒子実験領域「ハドロンコライダーによるエネルギーフロンティアの物理」 三原 智 (KEK)

[A] はじめに (徳宿克夫: KEK), LHC の現状と SM の物理 (松下崇: 神大), Tevatron のトップクォーク物理と BSM 探索 (武内勇司: 筑波大), LHC での BSM 探索 (金谷奈央子: 東大), Tevatron での Higgs 探索 (永井義一: 筑波大), LHC での Higgs 探索 (中村浩二: 東大), 展望 (村山 斉: 東大)

[B] 1985 年の最初の衝突から 2011 年 9 月末まで, 世界最高エネルギーでの陽子・反陽子衝突実験を進めてきたフェルミ研究所の Tevatron と, 2009 年 11 月の初衝突の後, 2010 年 3 月から重心系エネルギー 7 TeV で陽子・陽子衝突データを蓄積している CERN の LHC との最新の成果を聞き今後の展望を議論した.

どちらの施設でも標準理論の検証が進展した. トップクォーク質量に関しては誤差 1 GeV 未満の精密測定が達成されている. 生成断面積に関しても標準理論の予想とよく一致している. また, LHC では単独トップクォーク生成や 2 つの W/Z ボゾン生成などの稀少現象の観測にも成功しており, これらの生成断面積も標準理論の予想とよく一致している.

超対称粒子などの新粒子の探索も両施設で行われているが, 今のところ徴候はない. Tevatron からはトップクォークの荷電非対称性や W を伴うダイジェット質量分布に標準理論からのずれが報告され, 今後の精査が必要である.

シンポジウムのハイライトはヒッグス粒子探索であった. 両コライダーの結果を総合するとヒッグス粒子は 140–460 GeV の質量領域には無いことが 95% の確度で示される. 2012 年末までには LHC 実験は  $10 \text{ fb}^{-1}$  のデータ量が期待されており, Tevatron の結果と合わせることで, ほぼ全ての領域で発見あるいは棄却が可能である.

現時点では標準理論を超える現象の兆候は無いが, TeV エネルギー領域の探索はますます重要になっており, Tevatron の最終結果と LHC の今後の進展に大きな期待が持てる.

#### 素粒子実験領域「10 年先を俯瞰した高エネルギー物理学の将来展望」 三原 智 (KEK)

[A] 10 年先を俯瞰した高エネルギー物理学の将来展望 (森俊則: 東京大), 最新結果を踏まえたコライダー実験の将来展望 (花垣和則: 大阪大), J-PARC における素粒子実験の展望 (中家剛: 京都大), 宇宙観測による素粒子物理の展望 (羽澄昌史: 高エネルギー加速器研究機構), 地下における素粒子実験の展望 (井上邦雄: 東北大)

[B] 高エネルギー物理学分野では現在, 最高エネルギー

陽子・陽子衝突加速器 LHC や長基線ニュートリノ振動実験 T2K などが新しいデータを出し始めており, フレーバー物理を探る SuperKEKB 加速器の建設も開始されている. 本シンポジウムは, 10 年先を俯瞰してこれらの実験に続く将来計画について展望しようとするものであった. こうした将来計画の検討は, 2 年ほど前より小委員会が作られて進められており, 今夏には各地で 4 回タウンミーティングが開かれ, 宇宙・天文や原子核なども含む関連研究者の間で様々な議論が行われてきた. ここではそれらの議論を踏まえて, コライダー実験・J-PARC・宇宙観測・地下実験という分類で, 小委員会委員である講演者によって現時点での将来計画の展望が良く整理された形で語られた. 聴衆はおよそ 200 名, 高エネルギー物理以外の研究者も多く集まって広い会場が一杯となって大盛況であった. 各講演後の質疑応答も活発に行われ, 将来計画に対する熱気が強く感じられるシンポジウムとなった.

#### 素粒子実験領域「LHC 時代の Precision Physics—荷電レプトンフレーバーと双極子モーメントの物理」

三原 智 (KEK)

[A] はじめに (久野良孝: 大阪大), レプトンフレーバーと双極子モーメントの物理 (久野純治: 名古屋大), レプトンユニバーサリティの破れの探索 (青木正治: 大阪大), 荷電レプトンフレーバーの破れの探索 (大谷航: 東京大), レプトン双極子モーメントの測定 (酒見泰寛: 東北大), 核子双極子モーメントの測定 (清水裕彦: 高エネルギー加速器研究機構), 展望 (齊藤直人: 高エネルギー加速器研究機構)

[B] LHC の運転が本格的に開始されテバトロンを超える高エネルギーフロンティア実験が着々とデータを蓄積しつつある. ここでは未踏のエネルギー領域に存在すると考えられている未知の粒子探索が行われ, 標準模型を超える素粒子物理の新たなパラダイム構築を目指した研究が進められている. 一方で, LHC 実験を相補するような, 低エネルギーでの実験も多く提案され, そのいくつかは実現されつつある. これらの中でも特に標準模型を超える物理に対して高い感度を持つ実験からの結果は, LHC 実験がもたらす結果と総合的に判断することによって新たな素粒子物理学の描像を描く上で欠かすことはできないと考えられている.

このシンポジウムではこういった実験に注目し, LHC 実験が着々と物理データを蓄積し結果を公表する中で, どのようなアプローチをとることで, 最も効率的に新たな素粒子物理描像を描くことができるのかを探った. 個々の講演に関して活発な議論が行われ, 荷電レプトンフレーバー

と双極子モーメントの物理の重要性があらためて認識された。

#### 理論核物理領域・素粒子論領域「強相関物理の新展開」

板倉数記 (KEK)

[A] はじめに (初田哲男: 東大理/理研), 中性子星物質の多彩な物性 (飯田圭: 高知大理), フェルミ原子ガスで実現する強相関, 強結合超流動: BEC-BCS クロスオーバーと擬ギャップ現象 (大橋洋士: 慶応大理工), 原子核における核子相関: 有限量子多体系の物理 (中務孝: 理研), AdS/CFT と物性物理 (高柳匡: 東大 IPMU), グラフェンにおけるカイラル対称性と電子相関 (初貝安弘: 筑波大数理), QGP の素顔とは一現在までの理解 (浅川正之: 阪大理), 格子 QCD の可能性—グルーオン場とクォーク多体系の解析の道具として (中村純: 広島大情報)

[B] 近年, 異なる分野間における強相関多体系の類似性, 新たな強相関物質の発見, 強相関系を扱う手法の発展が相次いでいる. 今回は素粒子, 原子核, 物性領域から, 強相関系の最近の話題と将来の展望について講演と議論が行われた. 趣旨説明の後, 核物質やクォーク物質と最近の中性子星観測に関するレビューがあり, 次いで物性分野からフェルミ原子気体の BEC-BCS クロスオーバーと擬ギャップに関する進展が紹介された. 次に量子液体としての原子核とその密度汎関数法の現状が紹介され, その後素粒子論から物性への新たなアプローチとしての AdS/CFT の様々な応用が論じられた. 休憩をはさみ, グラフェン上の電子相関がカイラル対称性の観点からレビューされ, 次にクォーク・グルーオン・プラズマ物理の現状に関する注意深い紹介がなされた. 最後に, 有限密度格子 QCD 計算の現状と将来への展望が議論された. 全体として質問も活発に行われ, 盛況かつ意義のあるものであった.

#### 実験核物理領域・理論核物理領域「日本の核物理の将来」

関口仁子 (東北大理院)

[A] 主旨説明 (中村隆司: 東工大), 不安定核物理の将来 (青井考: 阪大 RCNP), ハイパー核・ストレンジネス核物理の将来 (高橋俊行: KEK), ハドロン物理の将来 (大西宏明: 理研仁科セ), 高エネルギー重イオン物理の将来 (郡司卓: 東大 CNS), 精密核物理の将来 (若狭智嗣: 九大理), 基礎物理のための核物理の将来 (北口雅暁: 京大炉), 核子構造の物理の将来 (後藤雄二: 理研仁科セ), 計算核物理の将来 (根村英克: 東大理)

[B] 日本の核物理は RIBF, J-PARC という世界の 2 大拠点の完成により飛躍的に発展を遂げようとしている. この転換期に, 5-20 年後, さらにその先の未来に向けて, 核物理をどう展開し発展させるかを若手研究者が中心となって議論し, その結果をレポートにまとめるという「日本の核物理の将来レポート」のプロジェクトが 2010 年秋より始動した.

本シンポジウムでは, 8 分野のワーキンググループ, 「不安定核」「ハイパー核・ストレンジネス」「ハドロン」「高エネルギー重イオン」「精密核物理」「基礎物理」「核子構造」「計算核物理」の代表者が, 各グループでこれまで積み重ねて来た議論の経過を報告した. 実験核物理, 理論核物理双方から多くの研究者が聴衆として参加し, 分野を横断して活発な議論が行われた. レポート完成に向け, より充実したものへと導く有用なシンポジウムとなった.

#### 実験核物理領域・理論核物理領域・素粒子論領域「LHC・RHIC 重イオン衝突最新結果で迫るクォーク・グルーオンプラズマの本質」

板倉数記 (KEK)

[A] LHC 原子核衝突実験への期待: 歴史を振り返って (松井哲男: 東京大), LHC-ALICE 実験によるパートン非閉込相の本質究明 (志垣賢太: 広島大), LHC-ALICE 実験におけるソフトな指針で見る QGP (江角晋一: 筑波大), 相対論的流体モデルに基づく楕円型フローの解析 (平野哲文: 上智大), First Results from the CMS Heavy Ion Program (Julia Velkovska: Vanderbilt University), ALICE 実験におけるハードな指針でみる QGP (鳥井久行: 東京大 CNS), RHIC 実験の最新結果と将来計画 (秋葉康之: 理研)

[B] 2010 年 11 月, CERN-LHC 加速器を用いた史上最高エネルギーによる重イオン衝突実験が始まった. BNL-RHIC 加速器は, 実験開始から 10 年が経ち, クォーク・グルーオンプラズマ (QGP) 研究の新たな局面を迎えている. この好機をとらえ, LHC, RHIC 両加速器で生成される QGP の本質について実験・理論の両側面から迫った. 松井氏は, QGP 研究の歴史, LHC 時代での重イオン物理を展望した. 志垣氏は LHC-ALICE 実験の概要と, 実験結果より RHIC よりも高温, 大体積, 長寿命の QGP 生成を示唆した. 江角氏は QGP のバルクな性質を中心に, ALICE 実験で測定された粒子多重度, 集団的膨張, 粒子放出角異方性等について報告した. 平野氏は, 流体力学計算におけるイベント毎の初期条件の揺らぎの重要性を指摘した. Velkovska 氏は, LHC-CMS 実験からジェット抑制効果や励起 Y 粒子の抑制の発見などの新現象について報告した. 鳥井氏からは, ALICE 実験で測定されたジェット抑制効果, 重クォークを含んだ粒子生成の抑制等, ハードな指針で見た最新結果が報告された. 秋葉氏は, RHIC 実験の最新結果報告と PHENIX 実験の次期アップグレード計画について紹介した. 聴衆者数は約 100 名, 実験・理論の研究者を交えた大変活気のあるシンポジウムとなった.

#### 実験核物理領域・理論核物理領域・素粒子実験領域・素粒子論領域「核子構造の 3 次元的な理解に向けて—反クォーク・軌道角運動量・グルーオンの役割—」

三部 勉 (KEK 素核研)

[A] Overview (熊野俊三: KEK), レプトン—核子深非弾性散乱による研究 (宮地義之: 山形大理), ドレル・ヤ

ン反応(中野健一:東工大理), Lattice QCDによるアプローチ(佐々木勝一:東大理), Experiments of Proton-Proton Collision (Ralf Seidl:理研/RBRC), 横偏極非対称度の物理(小池裕司:新潟大理)

[B] 高エネルギーのハドロン反応の断面積は, ハドロンを構成する点状の粒子の反応のインコヒーレントな和で表わされる, というのがブヨルケン-ファインマンのパートン模型であるが, 量子色力学(QCD)が確立した現在では, 実験・理論の研究手法が発展し, パートン間の始状態相互作用, 終状態相互作用, QCDの高次の項の効果が, 特に偏極実験(スピン実験)に関して特定されるようになってきた. EMCが1988年に発表した陽子のスピンの問題も, その後の実験により, 陽子スピンに対するクォークスピンの寄与は約30%であることが確立した. 残りはグルーオンのスピンの寄与や, パートンの軌道角運動量の寄与であると考えられる. 軌道角運動量は即ち横方向の運動量を意味するので, 「3次元的な核子の描像」を得る研究がなされている. 実験・理論両面からレビューと最新の結果の報告がなされた.

#### 実験核物理領域・理論核物理領域「RIBFとRCNPにおける核物理のクロスオーバー」 川畑貴裕(京大院理)

[A] はじめに(寺西高:九大理), 陽子ノックアウト反応による原子核1粒子状態の強度分布測定(野呂哲夫:九大院理), RIBFとRCNP実験で引き出される殻構造の進化(宇都野穰:原研), 高アイソスピン核における一粒子励起状態(下浦亨:東大CNS), 陽子非弾性散乱によるE1, M1励起強度の研究(民井淳:阪大RCNP) 中間エネルギー陽子散乱による不安定核研究(上坂友洋:理研仁科セ), RIBFとRCNPにおけるスピン-アイソスピン実験の理論へのimpact(佐川弘幸:会津大), SHARAQでのスピン-アイソスピン実験(矢向謙太郎:東大院理)

[B] RCNPで行われている軽イオン精密物理とRIBFで行われている不安定核物理は日本の実験核物理を牽引する車の両輪であり, 物理的興味・方法論における共通点も多い. しかしながら, 物理学会では, 「軽イオン」「不安定核物理」という異なるセッションに当てられるため, 交流の機会が必ずしも十分ではなかった. そこで, 本シンポジウムでは, 双方の「交差点」を意識した意見交換の場を提供することを目的とした.

野呂氏と下浦氏はそれぞれRCNPでの(p, 2p)反応実験及びRIBFでの不安定核ビームを用いた核子移行反応実験について述べ, データから一粒子状態の強度分布等の情報を引き出す方法及び注意点について議論した. 宇都野氏は殻模型計算の現状を述べ, 一粒子状態の情報を引き出す実験データの必要性を訴えた. 民井氏はRCNPでの零度方向陽子非弾性散乱実験を, また, 上坂氏はRIBFで行われた中間エネルギー陽子散乱実験による不安定核研究を紹介し, RCNPとRIBFが担う相補的な役割を再確認した. 佐川氏

と矢向氏は, それぞれ平均場近似計算及びSHARAQの初実験データについて紹介し, スピン-アイソスピン実験データの重要性を議論した.

節電対策で会場が暑かったにも関わらず, 多数の聴衆が集まり, 活発な議論が行われ, 今後の相乗的な研究展開に資するシンポジウムとなった.

#### 宇宙線・宇宙物理領域「ついに始動, 重力波望遠鏡計画」

身内賢太郎(京大)

[A] はじめに(梶田隆章:東京大学宇宙線研究所), 重力波研究に期するもの(佐藤勝彦:自然科学研究機構), LCGT計画の概要(安東正樹:京都大学大学院理学研究科), LCGTで見えるもの(田越秀行:大阪大学大学院理学研究科), CLIOからLCGTへ(宮川治:東京大学宇宙線研究所), 重力波物理の進展(田中貴浩:京都大学基礎物理学研究所), 重力波望遠鏡と電磁波観測の連携(河合誠之:東京工業大学理工学研究科), おわりに(古在由秀:国立天文台名誉教授)

[B] 本シンポジウムは, 「大型低温重力波望遠鏡(LCGT)」を主題として開催した. まず, LCGT計画のPIである梶田氏から, 計画の状況説明があった. 次に, 佐藤氏は, 日本の重力波研究の歴史を振り返りながら, 理論的な研究展開と重力波検出の関連を述べた. そして, 安東氏から, LCGT計画の概要と進捗状況の説明があり, 田越氏からは, LCGTによって検出可能な重力波源, および, 関連した物理の解説があった. 休憩後, 宮川氏からLCGTの基礎となったCLIO干渉計の現状について, 田中氏からは, LCGTに関連した最新の理論展開の紹介があった. 河合氏は,  $\gamma$ 線バーストの研究と重力波研究の連携の可能性を議論した. 古在氏はTAMAの時代の研究を振り返りながら, 今後の進展に関する期待を述べた. 会場は, ほぼ満席になるほど盛況で, 活発な議論が行われた.

#### 宇宙線・宇宙物理領域・素粒子実験領域「CMBで探る初期宇宙とPhysics beyond the Standard Model」

早田次郎(京大)

[A] 宇宙背景放射(CMB)のサイエンスとPLANCKへの期待(服部誠:東北大), QUIET実験:最初の結果(田島治:KEK素核研), CMB偏光望遠鏡POLARBEAR(都丸隆行:KEK素核研), Atacama Cosmology Telescopeでのコスモロジー(Sudeep Das:Berkeley CCP)

[B] 近年, CMB, 特に, 偏光観測を通して標準モデルを超える物理を探るという目標に向かって世界的な競争が激しくなっている.

本シンポジウムでは, これらの観測の代表的なプロジェクトである, PLANCK, QUIET, POLARBEAR, ACTの現状についての報告が行われた. 最初の講演では, 2013年にはPLANCKのデータがリリースされる予定であり, それによってどのような物理的な成果が期待されるのかがレビュー

一された。次に、QUIETによる最初の観測結果が発表され、順調にいけば近い将来にはインフレーション起源の重力波の観測が可能であるというレベルに達することが報告された。さらに、POLARBEARによる重力レンズ起源のBモード観測の現状が報告された。最後に、ACTの高解像度スペクトルとそこから分かる物理の解説がなされた。また、それぞれの講演後の議論も活発に行われた。当日は200名近い聴衆が参加し、CMB観測への関心の高さが伺えた。

#### 領域1・領域10「短波長自由電子レーザーによる物質科学の展開—EUV-FELによる成果からXFEL利用に向けて—」

足立純一 (KEK)

[A] はじめに(足立純一:高エネ機構), EUV-FELによる多光子多重電離の研究(彦坂泰正:新潟大), FELによって拓かれる分子科学のフロンティア(山内薫:東京大), EUV-FELによるクラスターの多重イオン化とダイナミクス(永谷清信:京都大), FELによるホロー原子固体の研究と今後の研究の展開(米田仁紀:電通大), 固体光物性研究とEUV-FELおよびXFEL利用研究の可能性(猿倉信彦:阪大), 極端紫外線自由電子レーザーを用いたフェムト秒ホログラフィー(西野吉則:北海道大), XFELの試運転の状況(矢橋牧名:理研XFEL), 全体討論

[B] 新しい加速器技術が詰め込まれた日本のX線自由電子レーザー(XFEL)が、発振に成功した。その技術要素の概念実証のために試験加速器(SCSS)が建設されており、EUV領域のFELを得ることができている。このSCSSが“試験”加速器としての役割を終えた今、その成果を振り返り、さらにXFEL利用により開拓される物質科学研究について議論するため、シンポジウムを企画した。シンポジウムは大会4日目の午前に行われ、約70名の聴衆を得ることができた。SCSSを用いて開拓的研究成果を挙げてこられている方々を、学会員以外の方々も含めお招きし、その成果発表と今後の研究の展望について講演いただいた。分野をまたがりSCSS利用の成果と今後の研究展開の方向性について議論でき、非常に有意義であった。特に、現状のSCSSから得られるレーザー光は自己増幅自発放射による光であり、パルスごとの光の性質を把握し、それを活用する重要性が指摘された。また、山内先生には、講演予定内容の一部を変更していただき、完全なコヒーレント光を得るために取り組んでおられるシード光についても報告していただくことができ、今後の研究展開のために有用な情報が提供された。討論では、極紫外域から軟X線領域の波長可変レーザー光源は、物質科学研究に重要であり、XFELが供用された後も活用していくべきであることが確認された。積極的にレーザーと放射光、分光とイメージングの研究分野間での連携を深めていくため、物理学会にて合同セッションを設け、今後も積極的に議論を深めていく必要があるだろう。

#### 領域1・領域4「多様な物理系の量子制御と量子情報処理の科学」

平野琢也(学習院大)

[A] 趣旨説明(平野琢也:学習院大), ジョセフソン量子ビットの最新の成果(蔡兆申:理研/NEC), 量子ドットスピン量子計算の進展(樽茶清悟:東大・工), 単一NV中心における多量子ビット化へ向けた研究(水落憲和:阪大・基礎工・物質), スピン増幅の概念とスケラブルな実現(根来誠:阪大・基礎工・システム), 光格子中冷却原子を用いた量子シミュレーション(素川靖司:京大・理),  $\Lambda$ 型三準位系を用いた決定論的光子量子ゲート理論(越野和樹:東京医歯大), 光子を用いた量子回路の実現と展望(竹内繁樹:北大・電子研)

[B] 原子と光子の量子力学的制御は量子光学として研究され、量子情報処理の研究へと発展した。一方、最近では超伝導ジョセフソン接合や半導体量子ドットなどマクロあるいは人工的な量子系で、固体量子ビットによる量子情報処理を目指した研究が盛んで、その過程で顕著な量子光学的効果が注目されている。これらマイクロからマクロまで多様な物理系において、量子状態のコヒーレントな制御や量子情報処理の可能性が追究されているが、研究は物理系ごとに個別に行われてきた。そこで、本シンポジウムでは、多様な物理系の研究者が一堂に会して、統一的視野に立った領域横断的な研究の連携を促進することをめざした。講演は、第一人者による驚嘆すべき最新の研究成果の数々の紹介、若手による斬新な独自のアイデアに基づく興味深い研究報告などレベルの高いものであった。専門分野を異にする多数の聴衆が参加し、熱心な質疑が行われ、大変有意義なシンポジウムとなった。

#### 領域3・領域9・領域5「垂直磁気異方性はどこまで理解されてきたか」

小田竜樹(金沢大理工)

[A] はじめに(金沢大理工:小田竜樹:金沢大理工), 遷移金属表面界面の電気磁気効果と結晶磁気異方性(中村浩次:三重大院工), FeCo/MgO接合系における電界誘起磁気異方性制御(野崎隆行:産総研), スピネルフェライトエピタキシャル薄膜の垂直磁気異方性(柳原英人:筑波院工), 軟X線MCDによる超薄膜の磁気異方性の解析(沢田正博:広放光セ), 単原子交互積層法による $L1_0$ -Fe-Ni薄膜の作製と磁気異方性(水口将輝:東北大金研),  $L1_0$ -FeNiおよびFeNi多層膜の結晶磁気異方性の第一原理計算(三浦良雄:東北大通研), 鉄隕石の磁区構造解析と磁気異方性(小嗣真人:JASRI/Spring-8)

[B] 垂直磁気異方性研究の現状と将来について、講演と討論を行った。まず提案者の小田が簡単な趣旨説明を行った。基礎的理解に必要な電気磁気効果や磁気異方性の電界効果について、中村が導入講演を行った。次に、野崎が、垂直磁気異方性をもつ界面とその電界効果を紹介した。酸化薄膜について、柳原が試料の面直磁気異方性評価およびその微視的メカニズムについて講演した。さらに、沢田

が、単原子層磁性膜の作製・評価と軟X線MCDの測定結果に基づいて、軌道異方性と垂直磁気異方性との関連を議論した。垂直磁化膜が実現する可能性がある規則合金である $\text{Li}_0\text{-FeNi}$ について、実験および理論の3人の研究者(水口、三浦、小嗣)が講演した。実際の試料評価から面直磁気異方性のメカニズムについて、活発な議論が展開された。シンポジウムへの参加人数は、概ね80名以上、最大で120名程度であり、当初の見込み通りであった。また概ね時間通りにシンポジウムが進行した。

#### 領域4・領域8・領域9・領域11・領域12「ナノスケール量子輸送の計算科学的研究の現状・展望と次世代スパコンへの期待」

佐藤和則(阪大基礎工)

[A] 第一原理輸送計算によるナノデバイスの機能評価とデザイン(江上喜幸:長崎大先端計算セ)、第一原理電気伝導シミュレーション(小林伸彦:筑波大学際物質セ)、熱伝導現象の第一原理計算(常行真司:東大理)、ナノスケール電気伝導ダイナミクスの理論計算(渡邊聡:東大工)、次世代LSI開発における計算科学の位置づけと利用方法(白石賢二:筑波大計科セ)、表面・界面・固体中のプロトン伝導とその量子ダイナミクス計算(Diño Wilson Agérico:阪大工)、サマリー(赤井久純:阪大理)

[B] 本シンポジウムでは、物質中の輸送現象について計算科学的研究を行っているグループ、特に方法論の開発に携わっている研究者に講演をお願いし、ナノスケール量子輸送現象の第一原理計算の現状について議論を行った。会場には常時100人前後の聴衆が着席しており活発な議論が行われた。物質中の輸送現象として取り上げられた話題は、電気伝導、熱伝導および物質(プロトン)輸送と多岐にわたるが、第一原理電子状態計算と直接関係する電気伝導に関する話題が最も多かった。方法論開発研究としてリカージョン伝達行列(RTM)法、overbridging boundary-matching(OBM)法、時間依存DFT、ケルディッシュグリーン関数法等の開発の現状について報告された。過渡的な構造の揺らぎが電気伝導に与える影響や、実際のデバイス設計における第一原理計算の活用等、基礎的、応用的な観点からの電気伝導計算についての最先端の研究報告が行われた。熱伝導計算については第一原理電子状態計算から始める例はあまり多くないが、熱電素子の設計等将来的にマテリアルデザインツールとして重要になる可能性があるし、物質中のプロトン輸送および物質表面での吸着現象に関しては水素吸蔵材料の設計に不可欠である。

このように実用的な方法を追求して第一原理からのデバイスデザインにつなげる可能性を示し得たという点で本シンポジウムは大変有意義であった。一方、現在の理論アプローチの基礎的な点で考察の余地がまだまだあることも確認された。例えば、有限バイアス下での電子状態計算とDFTとの整合性や、ナノスケールでさらに非平衡状態にある系でのLDAの信頼性の問題等である。さらに、次世

代スパコンでの展開を考えると効率のよい並列化法や数値的な安定性の確保についても解は自明ではない。このように展望を語るには困難な課題が山積しているようであるが、白石氏が講演で強調された「第一原理計算は材料開発の現場で既に不可欠のツールとなっている」という言葉に勇気づけられ本コミュニティーに積極的な雰囲気をもたらすことができた。

#### 領域4・領域7「ディラック電子系の物性」

井村健一郎(広大先端研)

[A] 場の理論から見たディラック電子(押川正毅:東大物性研)、グラフェンにおけるディラック電子(青木秀夫:東大院理)、分子性導体におけるディラック電子(田嶋尚也:東邦大理)、ピスマスにおけるディラック電子(伏屋雄紀:阪大)、トポロジカル絶縁体とディラック電子~結晶の時空変形の効果(田中秋広:物材機構)、鉄系超伝導におけるディラック電子(佐藤宇史:東北大理)

[B] 領域4と7の運営委員が企画立案者となり「ディラック電子系」を横断的に扱うシンポジウムを提案した。ディラック電子系の研究は物理学会の領域区分では多数の領域に跨がっている。「領域横断的にディラック電子系を概観する」シンポジウムを開催することで、他の領域の研究者も巻き込み、将来の合同セッション等への布石としたい意図もあった。この辺りの事情について、前半の座長を務めた提案者が座長挨拶も兼ねて簡単な説明を行った。[2人目の講演者の青木先生が平行して行われた領域8主催のシンポジウムで「はじめに」をされてから移動してこちらに来られる(\*)というスケジュールになってしまったため若干の時間調整が必要な事情もあった。]

シンポジウム当日、会場は満席/特に前半は立ち見の参加者も多数見受けられた。講演者の方々がそれぞれに工夫を凝らして下さり、入門的でありながら今まで聞いたことのない新しい切り口の講演ばかりであった。シンポジウム提案者/企画者の一人としてこの点大変満足している。

(\*) しかも2つのシンポジウム会場が離れていたため、移動に10-15分程度要したと思われる。

#### 領域5・領域4・領域7「光励起の素過程と平衡からはるか遠くの相転移パラダイム」

中村新男(名大院工)

[A] はじめに(名大院工:中村新男)、共鳴光学過程における量子相関と緩和現象のダイナミクス(相原正樹:奈良先端大物質)、高密度電子正孔系の物質相一励起子ガスの基底状態を求めて(五神真:東大院理)、光励起による自発的並進対称性破綻の量子動力学(那須奎一郎:高エネ機構物構研)、自己束縛励起子から光誘起構造相転移へ(谷村克己:阪大産研)、電荷移動から始まる格子の再構成一遷移金属錯体における光誘起現象(末元徹:東大物性研)、光誘起相転移研究の動的構造観測手法による展開(腰原伸也:東工大院理工)

[B] 自由空間を伝搬する光が物質に吸収される素過程から、種々の非平衡相転移に至るまでの全過程を総合的に考察し、光学過程の基礎概念および新たなパラダイム形成へ向けた展望について議論された。シンポジウムの趣旨説明に続いて、光吸収と放出を単一の量子過程ととらえる共鳴二次光学過程の理論に基づいて光散乱とルミネセンスの関係、および不確定性関係を考慮した時間分解スペクトルの理論の紹介があった。サブケルビン温度に冷却されたCu<sub>2</sub>Oにおいて、空間的に閉じ込められたパラ励起子がボーズ凝縮するという実験が初めて報告された。次に、電子-格子相互作用が強い系を対象にして、結晶全体に広がった遍歴的な光励起状態から並進対称性が破れた局在的状态へ遷移する過程と緩和動力学における熱浴の存在について理論的な考察が行われた。励起子の自己束縛とそれに伴う局所的構造変化の物理的理解は、豊沢豊先生の理論をはじめとする日本の研究が中心になって発展、深化した。その概念から光誘起相転移の実現と理解に向けて進められた研究の経緯と最新の実験結果が、シンポジウム後半で報告された。熱平衡状態では存在しない新しい秩序構造をもつ非平衡状態を光によって実現する光誘起相転移現象の理解がさらに進み、新たなパラダイム形成へと発展することが期待される。

#### 領域5・領域8・領域3「軟X線散乱による秩序状態と電子構造研究の進展」

齋藤智彦(東理大理)

[A] はじめに(趣旨説明)(齋藤智彦:東理大理)、導入・軟X線散乱による強相関係電子構造解析の回折・分光的アプローチ(岡本淳:物構研CMRC)、硬軟X線領域のL端共鳴散乱が明らかにするd電子の秩序状態(松野丈夫:理研・基幹研)、共鳴軟X線回折で観るカイラリティ構造(田中良和:理研・播磨研)、遷移金属化合物の秩序状態と共鳴軟X線弾性散乱の理論(田中新:広大院先端物質科学)、遷移金属L端共鳴非弾性X線散乱の理論(五十嵐潤一:茨城大理)、共鳴軟X線散乱で見たMn酸化物薄膜の電荷/軌道/スピン秩序(和達大樹:東大院工)、物質開発の立場からの軟X線散乱技術に期待すること(木村剛:阪大基礎工)

[B] 悪天候による交通遅延のため、第3講演者と達氏を第7講演者に移動し、間をひとつずつ繰り上げた。まず冒頭の基礎知識の導入で軟X線散乱の長所短所が明確にされ、具体例としてCo酸化物の研究例が紹介された。更に軟X線散乱をより一般化して「L端利用」と見た場合の5d系の例と電荷・軌道秩序ばかりでなくカイラリティ研究にも力を発揮することが議論された。次に理論的な基礎付けが議論され、Mn酸化物薄膜の具体例に戻ってから、最後に物質開発の立場からの今後の展開の希望等の有益なコメントを頂いた。会場(定数120名)の実際の着席可能席数100名程度に対して、参加者は着席80名+立ち見10名程度であった。特に領域5の分光研究者ばかりでなく、共催

の領域8,3の中性子・X線散乱や物質開発系の研究者の参加が多数あり、活発な質問・議論が行われた。従って最先端研究の動向と展望の議論及び裾野の拡大というシンポジウムの目的は充分達成された。

#### 領域6・領域8・領域11「量子渦糸・密度波系のダイナミクス—多様性と普遍性—」

林 正彦(秋田大教育文化)

[A] 趣旨説明(林正彦:秋田大教育文化)、ピン止めとダイナミクスの多様性と普遍性(松川宏:青学大理工)、超伝導体渦糸ダイナミクスで調べる固体界面摩擦(前田京剛:東大院総合)、磁場中ジョセフソン接合配列における磁束ストライプの形成とそのスライディング・ジャミング(吉野元:阪大理)、トポロジカル結晶における電荷密度波・新しい円環磁束のダイナミクス(丹田聡:北大院工)、超伝導渦糸系における動的秩序化と新奇な動的相転移(大熊哲:東工大院理工)、メゾスコピック超伝導体における単一ボルテックスフロー(宇治進也:物材機構)、超伝導体における渦糸分布・ダイナミクスの制御(為ヶ井強:東大院工)

[B] 量子渦糸系・密度波系は、その多様な物理現象により、従来から盛んに研究されてきた。近年では、微細加工・試料育成技術の進歩により、新奇な試料形状や制御されたピン止め中心の導入など、新しい環境下における物理の研究が進んでいる。本シンポジウムでは、固体摩擦現象との関連、動的相転移としての側面、ナノ構造・トポロジカル構造・ネットワーク構造における新奇現象など、豊富な話題提供がなされた。また、質疑応答では、聴衆はもちろん、講演者間でも、様々な観点からの討論が交わされた。異なる研究テーマを俯瞰的に議論できたことは、本シンポジウムの大きな意義と考えられる。会場には、悪天候にも関わらず、常時70名程度の参加者が見受けられた。

#### 領域7・領域4・領域9「グラフェン物性の新展開」

齋藤理一郎(東北大院理)

[A] はじめに(東北大理:齋藤理一郎)、ナノグラフェンとそのエッジの幾何学構造に依存した電子状態・磁性(東工大院理工:榎敏明)、グラフェンエッジと電子物性:ナノリボンとナノ細孔アレイ(青学大理工:春山純志)、走査トンネル分光法で探るグラフェンとグラファイト表面の電子状態(東大院理:福山寛)、グラフェンナノリボン・エッジ電子物性の理論(物材機構MANA:若林克法)、3層グラフェンの電気伝導とバンド構造(東大工:山本倫久)、グラフェン接合系における量子ホール端伝導(東大物性研:長田俊人)、グラフェンの量子物性:ディラック点における特異な物理(東北大理:越野幹人)

[B] このシンポジウムは、グラファイトの一原子層であるグラフェンの特異な物性に関する進展を報告するものである。3月に開催される予定であったが、大震災の影響で9月に順延されて開催された。グラフェンに関しては、

2010年のノーベル物理学賞の対象にもなり、世界中で研究が急展開している。本シンポジウムでは、日本が中心となっているエッジ状態や輸送特性、磁氣的性質などを中心に最先端のお話を限られた時間でご報告いただいた。グラフェンは純粋に2次元系であり、その高い対称性から、時間、空間、電荷に関する3つの対称性を有している。それぞれの対称性は、磁場、積層構造、ゲート電極によって意図的に対称性を壊すことができ、それに伴う興味ある物性が報告されている。シンポジウムの前半は、グラフェンにエッジ（結晶の端）がある場合の構造の対称性と物性に関して、また後半は主に電気伝導、磁場効果に関する講演があった。200人以上の聴衆があった。

#### 領域8・領域3・領域5「強相関係の軌道・多極子秩序とその観測」

堀田貴嗣（首都大院理工）

[A] はじめに（秋光純：青山学院大理工）、軌道秩序（多極子秩序）観測のための共鳴X線散乱法の発展（村上洋一：高エネ機構・物構研）、d電子系の軌道秩序とスピン軌道相互作用（有馬孝尚：東大新領域）、共鳴X線回折による4f電子系磁場誘起多極子秩序の研究（松村武：広大院先端）、多極子の秩序—事例研究：CeB<sub>6</sub>とURu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>（楠瀬博明：愛媛大院理工）、NMRによる多極子秩序の観測（徳永陽：原子力機構先端研）、URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>の隠れた秩序—高次多極子秩序の可能性を探る（網塚浩：北大理）、多極子秩序とヤーン・テラー歪み（播磨尚朝：神戸大院理）、おわりに—多極子研究の展望（倉本義夫：東北大理）

[B] d電子系の軌道秩序とf電子系の多極子秩序に関する最近の研究成果や現在の問題点を報告して頂き、双方の系の今後の研究の進展を促すことを目的として、本シンポジウムを開催した。秋光氏の軌道秩序の歴史と最新の話題の紹介に続いて、村上氏と有馬氏からd電子系の軌道秩序に関する講演があった。松村氏と楠瀬氏からは、f電子系の多極子秩序の実験と理論に関する講演がなされた。徳永氏の超ウラン系の多極子秩序に関する講演に続いて、網塚氏と播磨氏から、URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>の隠れた秩序に関する最近の実験と理論に関する講演があった。最後に、倉本氏から今後の展望が示された。150名以上の参加者を得て、各講演に対し様々な議論が行われ、今後の進展を期待させるシンポジウムであった。

#### 領域8「高温超伝導体研究の最近の進展：波数空間と実空間プローブで探る擬ギャップと超伝導ギャップの関係」

遠山貴己（京大基研）

[A] はじめに（遠山貴己：京大基研）、超伝導ギャップと擬ギャップ（吉田鉄平：東大理）、擬ギャップの基底状態とそのドーピング依存性：超強磁場下NMR（川崎慎司：岡山大自然）、擬ギャップと超伝導ギャップの共存：ラマン散乱（田島節子：阪大理）、擬ギャップを生む複合フェルミオンと非フェルミ液体/超伝導（今田正俊：東大工）、

ARPESからみた擬ギャップ（中山耕輔：東北大理）、ミューオン・ナイトシフトから見た擬ギャップと超伝導ギャップの関係（門野良典：高エネ機構）、STMから見た擬ギャップ状態（幸坂祐生：理研）、まとめ（小形正男：東大理）

[B] 1986年に発見された銅酸化物高温超伝導体は100周年を迎えた超伝導研究における偉大な金字塔であるとともに、その超伝導機構解明は物性物理学における最重要課題の一つである。その全容解明を難しくしている一因は、ホールドープ系における擬ギャップ状態の本質と超伝導ギャップとの関係が明らかになっていない点にある。特に、擬ギャップは超伝導ギャップと連続的につながるのか、それとも全く違う起源のものかという本質的な問題が残されたままである。本シンポでは、国内で擬ギャップの解明に取り組んでいる実験・理論研究者が一堂に会し、最新の研究成果とそこから得られる擬ギャップの起源、超伝導ギャップとの関連について議論した。300名程度の参加者のもと、白熱した議論が行われ、四半世紀たった今なお高温超伝導は多くの物性研究者の関心を集めていることがわかった。

#### 領域8「冷却原子と相関電子系—二つの世界を結ぶ物理」

川上則雄（京大理）

[A] はじめに一相関電子系と冷却原子を結ぶと何が見えるか（青木秀夫：東大理）、2次元光格子の実験（上妻幹男：東工大理工）、冷却原子気体とトポロジ—（上田正仁：東大理）、低次元フェルミオン光学格子に特有な量子相の出現（町田昌彦：原研）、ユニタリー極限の冷却原子系の実験（堀越宗一：東大工）、冷却原子気体におけるエキゾチック超流動相の実現（水島健：岡山大・自然科学）、光格子中の冷却原子による量子シミュレーション（山下眞：NTT・物性基礎研）

[B] 本シンポジウムは、領域8の中心的な課題である「強相関、低次元揺らぎ、トポロジ—など」を中心に、冷却原子系で急展開している実験・理論の現状を俯瞰するとともに、強相関係の将来を展望することを目的とした分野横断型のものである。講演では、冷却原子系と相関電子系の関わりを中心に、低次元光格子系での実験・理論、冷却原子系に現れるトポロジカル現象、異方的超流動、ユニタリー極限での普遍現象など、最近の研究の進展が紹介された。冷却原子系と固体系に共通の現象はもちろん、固体系では実現が困難な現象に関しても報告がなされた。講演は、分野外の研究者にも分かり易いように周到に準備されていた。活発な議論を通して多くの研究者に刺激を与えたものと思う。

#### 領域8・領域3「遍歴磁性と超伝導—両者の統合的な理解に向けて」

佐藤憲昭（名大院理）

[A] スピン三重項超伝導のdベクトルとスピン軌道相互作用（柳瀬陽一：新潟大理）、鉄系フラストレート化合物の特異な強磁性量子臨界特性（田畑吉計：京大工）、NMRで見た鉄系の遍歴反強磁性と超伝導（北川健太郎：東大物

性研), 二次元遍歴電子系 Fe(Co) カルコゲナイドやニクタイトにおける高温超伝導・遍歴電子強磁性(吉村一良: 京大院理化学), 異方的スピンゆらぎの遍歴磁性への影響(高橋慶紀: 兵庫県物質), UCoGe における遍歴強磁性と超伝導(出口和彦: 名大院理), UCoGe の磁性と超伝導— 微視的立場から—(石田憲二: 京大院理(実験)), UCoGe における強磁性揺らぎとクーパー対形成機構(藤本聡: 京大院理(理論))

[B] 遍歴磁性秩序状態と超伝導の共存する系が, 重い電子系や鉄系化合物で相次いで発見されている. 特に強磁性超伝導体 UCoGe では, 弱い遍歴強磁性の側面を持つことが指摘され, またその超伝導発現機構も明らかになりつつある. これまで, 弱い遍歴電子磁性は領域3で報告され, 超伝導は領域8で報告されてきた. 本シンポジウムは, 磁性研究者と超伝導研究者が一堂に会し, それぞれの分野で得られつつある成果を報告することにより, 磁性と超伝導の相関に対する深い理解を得ることを目的として企画された. 初めに,  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  や強磁性体で発現すると期待されるスピン三重項超伝導を記述する d ベクトルに関する最近の理論研究の成果が報告された. それに続き, 量子臨界性(超伝導発現機構を議論する上でも重要)とフラストレーションの関連を示す詳細な実験報告や, 鉄系超伝導体における NMR 等を駆使した実験研究の成果(例えば磁気秩序と超伝導の新奇共存状態)が報告された. 後半では, UCoGe に関する基礎物性および NQR 等の実験から, 自己ボルテックス状態や, イジングのスピン揺らぎ媒介超伝導を示す実験が紹介され, 最後に, 「スピン揺らぎ媒介非ユニタリー超伝導」を説明する理論が紹介された. 参加者は150名を超え, 特に後半の UCoGe に関しては活発な議論が展開された. 本シンポジウムが今後の研究の指針になったとすれば幸いである.

#### 領域9・領域5「Nano science by the fusion of light and scanning probe microscopy (光と走査プローブ顕微鏡の融合によるナノサイエンス)」 小森文夫(東大物性研)

[A] Photon Imaging of Single Molecules at the Ultimate Spatial Resolution (Chi Chen: 理研), Nano-scale characterization using a technique of STM induced light emission (櫻井亮: 物材機構), THz near-field imaging of thermally excited surface waves (梶原優介: 東大総合文化), Tip enhanced near-field Raman spectroscopy for vibrational nano-imaging (市村垂生: 理研生命システム研究センター), Nanoscale spectroscopy by optical pump-probe STM (重川秀実: 筑波大数理物質), Towards single molecule spectromicroscopy by combining STM and ultrafast lasers (渡辺量朗: 東理大理), High-resolution element specific imaging by STM assisted with synchrotron radiation soft X-rays (江口豊明: JST-ERATO・慶大理工), Elemental analysis at 1 nm scale by STM combined with highly brilliant hard X-rays (齋藤彰: 阪大工)

[B] 近年, 光の持つプローブとしての優れた性質を走査プローブ顕微鏡 (SPM) と「融合」させることによって, 新規のナノ評価機能が実現され, ナノスケールでの興味深い物理が展開・解明されつつある. 本シンポジウムでは, 当該分野の先進的な研究を推進する若手研究者の方々を中心に, これまでの成果と今後の展望について講演いただいた. 前半は, 微小領域から放出される様々な光を SPM プローブにより局所的に励起・増強させ, 高分解能で検出する試みが, 後半は, 光を励起源として用いた際の応答現象を局所測定することで, SPM の機能に高速時間分解性や元素選択性を付加する試みが紹介された. それぞれの講演に対し多方面から活発な議論が交わされた. 学会最終日で, 全て英語講演であるにもかかわらず130名を超える参加者があり, 本分野の関心の高さを伺わせた. 講演者の約半数は本学会での講演は初めてであったが, 多くの聴講者に高い興味を持って受け入れられたことは, 今後本分野の更なる発展と共に, 異分野間の「融合」をも期待させ, 非常に有意義なシンポジウムであったと言える.

#### 領域9・領域4・領域6・領域7「多彩な表面系における電子輸送現象」 武田さくら(奈良先端科技大院)

[A] 趣旨説明(武田さくら: 奈良先端大), 半導体表面における量子ホール伝導と2次元スピングラス(岡本徹: 東大理), Point Contact Transport Properties of Strongly Correlated Electrons on the Surface of Liquid Helium (Rees David: 理研), グラフェンにおけるジョセフソン電流(神田昌申: 筑波大), III-V 族半導体表面における2次元電子状態と原子マニピュレーション(蟹沢聖: NTT 基礎研), ラシュバ・トポロジカル表面系の輸送特性(平原徹: 東大理), シリコン表面超構造における超伝導電流(内橋隆: 物材機構), スピン偏極 STM による単一有機分子を介するスピン伝導測定(山田豊和: 千葉大)

[B] 2次元電子系での電子輸送特性は量子ホール効果などの興味深い現象を示すため, これまで多くの研究がされている. 近年, 表面の制御, 測定技術の発達に伴い, 原子レベルの厚さの2次元電子系が表面上に作成され, その電子物性やスピン物性が測定されるようになった. しかし, 従来の2次元電子系研究者と新規参入した表面系研究者の間には実験手法や, 興味の対象となる物理に関し, それぞれの分野の伝統からくる差異があるのが現状である. そこで, 本シンポジウムでは, 多彩な表面系における電子輸送現象を異分野横断的に議論し, 研究者のバックグラウンドに起因する障壁を越えて, 新たな知見と技術的発展をもたらすことを目的とした. シンポジウム前半は, 半導体表面や液体ヘリウム上電子, グラフェンにおける電子輸送特性について, 極低温, 強磁場環境, リソグラフィーで作製した特殊構造など領域4的アプローチを駆使して得られた最新結果が報告された. 後半は, 半導体表面上の2次元電子(蟹沢)やラシュバ・トポロジカル系(平原), 金属単原子

層の超伝導（内橋）、電子伝導のスピン依存性（山田）をSTMやスピン偏極STM、表面電気伝導度測定など領域9的アプローチで調べた最近の新しい成果が報告された。当日は120名を超える参加者があり、活発な議論が行われた。このシンポジウムでの講演と議論をきっかけとし、異分野横断的研究がより促進されることを期待している。

#### 領域9・領域12「巨大分子～サブミクロン粒子の自己集積」

鈴木良尚（徳島大院ソシオ）

[A] 趣旨説明（鈴木良尚：徳島大院ソシオ）、高分解光学顕微法で見るタンパク質結晶の成長過程（佐崎元：北大低温研）、超高分子量ブロック共重合体準希薄溶液中におけるフォトニック結晶の創成とその応用（岡本茂：名工大大院工）、自律型液体ナノプロセスによるナノ粒子単層膜の作製とナノ粒子デバイスの開発（是津信行：名大院工）、蛋白質のフォールディングとアミロイド線維形成（後藤祐児：阪大蛋白研）、マイクロ流体デバイスを用いた球状コロイド結晶の作製（金井俊光：横国大）、脂質高次構造に拘束されたタンパク質分子の結晶成長（田中晋平：広大総合科）

[B] 今回のシンポジウムは、台風の中北陸本線の特急電車が運休するなど、開催自体を懸念されたが、名工大の岡本氏が交通事情のため発表時間の変更（21pRC3→21pRC8）をしたこと、やはり台風により、動員数が少なかったこと以外は、予定通りの時間帯で発表を行うことができた。

提案者の趣旨説明の後、北大低温研の佐崎氏による、蛍光ラベル化リゾチームの結晶表面への吸着プロセスの報告があった。吸着プロセスに待ち時間が存在することから、脱水和等の逐次的・多段階的な素過程の存在を提案していた。

そのあとの発表予定の岡本氏が交通事情のために遅れることになり、その時間は休憩時間とした。

名大院工の是津氏は、移流集積プロセスを用いた、量子ドット形成の研究について報告した。実用化を目指した精力的な研究内容であった。

休憩時間を挟んで、阪大蛋白研の後藤氏によるアミロイド線維形成についての報告のとき、会場の人口が最も増加した（49名）。アミロイド線維形成と結晶成長プロセスの類似点・相違点がわかりやすく解説され、この分野へ結晶成長学が大いに役立つ可能性があると感じさせられた。

横国大の金井氏は、せん断流動による大型コロイド単結晶の育成プロセスの話と、マイクロ流体デバイスを用いたコロイド結晶ドロップについての2本立てで発表した。コロイド結晶化プロセスの応用範囲がどんどん広がっている印象を受けた。

広大総合科の田中氏は、脂質高次構造中という、特殊な反応場中でのリゾチーム分子の挙動について報告した。特に通常では核生成しない条件でも結晶化できるなど面白い内容が報告された。

最後に無事到着した名工大大院工の岡本氏が、ブロック共

重合体による規則構造形成で、8 cm という巨大な単一グレイ構造を得たという報告があった。更にそのグレイ構造によるレーザー発振にも成功している。

その後のインフォーマルな会合において、シンポジウム講演者間の異分野交流もしっかり行うことができたことから、成功裏に終了することができたのではないかと考えている。

#### 領域10・領域7・領域9「水素アトム科学の展望—プロトニクスに向けて」

池田 進 (KEK)

[A] はじめに（池田進：KEK）、水素アトム科学の理論研究とその展望（笠井秀明：阪大）、表面・サブサーフェイスにおけるプロトンダイナミクス（福谷克之：東大）、星間物質表面での水素反応（渡部直樹：北大）、固体プロトニクスの創成と水素トランスポート現象の研究（北川宏：京大）、低次元ナノ空間に閉ざされた水とプロトン伝導（松井広志：東北大）、中性子散乱法の革新と水素が創る構造とダイナミクスの研究（大友季哉：KEK）

[B] 前日に台風が来襲し、講演者の一人が富山にくることが難しくなる事態（直前に間に合った）も起こったので、当日のシンポジウム参加者の減少が心配された。幸い、100名の参加者収容を希望していた会場に約80名の参加があった。「水素アトム科学」の分野では、プロトンのスピンを含めて電子と水素を同時に量子論的に取り扱うという視点に立ち、実験手法や理論手法を革新し、水素が果たしている中心的な役割の解明、さらには水素の制御を可能とするプロトニクス分野の開拓までを目指す研究展開が試みられつつあることの発表があった。参加者から多くの質疑があり、特に、物質表面における水素の挙動研究や物質内における水素の移動研究並びに水素の計測法や理論的手法における最近の展開と今後の展望についての勢力的な討論が行われた。

#### 領域10「誘電体応用研究最前線—Theory meets industry—」

森分博紀 (JFCC ナノ構造研)

[A] はじめに（森分博紀：JFCC）、電子セラミックスの発展歴史と今後の展望（坂部行雄：村田製作所）、太陽誘電における材料開発の最前線（岸弘志：太陽誘電(株)）、TDKにおけるMLCC材料の開発動向（中野幸恵：TDK(株)）、誘電体材料の新たな応用展開を目指した理論的研究（檜貝信一：村田製作所解析C）、界面制御に基づくナノキューブ集積体への夢（和田智志：山梨大学）、応用からみた誘電体基礎研究の必要性（鶴見敬章：東京工業大学）、セラミック誘電体工学～ラマン法による誘電特性評価（山本孝：防衛大学校）

[B] 誘電体、強誘電体は基礎物理における学術的興味のみならず、実用上・応用上の工学的見地からも重要な材料群を形成している。例えばBaTiO<sub>3</sub>はその発見直後から直ちにコンデンサへの応用研究が行われ、現在でも積層セラ

ミックスコンデンサ (MLCC) の主成分として広く用いられている。本シンポジウムでは、企業・大学等の研究機関において強誘電体、誘電体材料群にどのような応用的見地での研究が行われているかをそれぞれ最先端の先鋭的な研究者を招聘して講演していただき、基礎物理と応用研究を融合させた議論を行うとともに、誘電体分野における新しい研究の方向性について議論することを目的として開催した。講演は約 100 名の聴講者を得て行われ、それぞれ、企業、大学での誘電体材料の開発経過、開発の最前線をご講演いただき、応用面から基礎物理研究者への提言などもあり大変活況であった。

#### 領域 10・領域 4「格子欠陥・ナノ構造の 3次元実空間解析」

山内 淳 (慶大理工)

[A] 3次元実空間解析の意義：緒言 (山内淳：慶大理工)、50 pm 分解能 STEM による原子欠陥の個別識別—ドーパント— (大島義文：阪大超高压電子顕微鏡センター)、球面収差補正電子顕微鏡によるナノマテリアル原子レベル構造解析 (田中信夫：名大エコトピア研)、X線ホログラフィーによる格子欠陥と局所格子歪みの評価 (林好一：東北大金研)、弗酸液浸フォトルミネッセンスイメージングによる太陽電池評価 (田島道夫：JAXA 宇宙研)

[B] 格子欠陥並びにナノ構造の解析は、解析対象がもともと母体基質内部に存在しているために、従来外側からの直接的な観測は一般に難しい。このため、赤外吸収、XPS に代表される、観測スペクトルから欠陥構造をユニークには再構成できない、いわば間接的な手法に頼ることが多かった。ところが、最近、このような難点を打ち破る 3次元実空間解析が可能なくつかの手法が飛躍的な発展を遂げてきている。

「緒言」を除く最初の 3つの講演は、X線を主たるプローブとして、収束角の拡大、多方向からの撮影、位相情報の再構築等、多面的な技術革新により 3次元解析を可能としている。最後の講演では、講演者の開発した超高速フォトルミネッセンスイメージング技術により太陽電池用のシリコンブロック内の 3次元欠陥分布解析を行った。参加人数は台風 15号のため開始時に 60名ほどであったが、その後増えて行き、終了時には 100名弱となった。やはり台風のために講演予定者 1名が会場に来られず、已むを得ず講演取消しと言うハプニングがあったものの、非常に活発な議論が各講演で行われ、この分野のこれからの発展を予感させるものとなった。

#### 領域 10・領域 8「超低速ミュオン顕微鏡—その限らない可能性を探る」

鳥養映子 (山梨大院医工)

[A] 趣旨説明 (鳥養映子：山梨大院医工)、J-PARC で実現される超低速ミュオン顕微鏡計画 (三宅康博：高エネ機構 (量子ビーム))、ミュオンが見る固体表面・サブ表面 (中西寛：阪大工)、超低速ミュオン顕微鏡の産業応用：電池

材料等 (杉山純：豊田中研)、スピン流とその直接観測の可能性について (前川禎通：原子力機構 (理論))、半導体、金属、誘電体表面の顕微評価の重要性—超低速ミュオン顕微鏡で見える酸化物ヘテロ界面 (橋詰富博：東工大工)、表面-バルク境界領域のヘテロ電子相関 (小嶋健児：高エネ機構 (物性))、先鋭ミュオンビームの顕微機能：微小試料と微小領域 (髭本亘：原子力機構 (実験))、物質創成の原理を極める超冷却と尖鋭化 (岩崎雅彦：理研)

[B] 超低速ミュオン顕微鏡は、表面近傍から内部にいたる空間領域の電子状態やスピン状態とそのダイナミクスを高感度でマッピングすることができる新しい量子計測法で、平成 24 年度中の実験開始を目指して研究が進められている。まず、三宅氏の顕微鏡計画全体像の説明と中西氏の金属表面におけるミュオンの状態の解説により計測法に関する理解を共有した後、杉山氏と前川氏から、最近の研究結果に基づき具体的な応用への期待が紹介された。後半は、橋詰氏、小嶋氏、髭本氏から深さ方向に nm 分解能、3次元に  $\mu\text{m}$  分解能の顕微イメージング機能が拓くサイエンスについての報告があり、実験、理論両面から盛んな意見交換が行われた。最後に岩崎氏から、ミュオン異常磁気能率に代表される基礎物理研究への展開についての紹介があった。参加者約 160 名。

#### 領域 12「ハイパフォーマンスコンピューティング (HPC)

##### を使った生体分子のシミュレーション：その現状と課題」

藤崎弘士 (日本医科大)

[A] 趣旨説明 (藤崎弘士：日医大)、マルチスケール・マルチコピーシミュレーション (MSES 法) による天然変性タンパク質 sortase の構造サンプリング (森次圭：理研)、多剤排出トランスポーター AcrB の全原子分子動力学シミュレーション (山根努：横浜市大)、粗視化分子モデルによる生体分子機械の作動原理研究 (高田彰二：京大理)、機能を生み出すタンパク質の異方的ダイナミクス (北尾彰郎：東大分子細胞研)、層状化された基底関数を用いた高速タンパク質-タンパク質ドッキング手法 (角越和也：東大院農)、核内 DNA-protein 複合体のダイナミクスと分子機能 (河野秀俊：原研)、QM/MM 自由エネルギー法の開発と酵素内化学反応への応用 (小杉貴洋：京大化)

[B] 日本の次世代スーパーコンピュータ「京」は既に一部稼働しているが、そのターゲットの一つとして、生体物質をさまざまなレベルでシミュレートすることで、生命現象を物理的に解明し、創薬にまで結びつけるということがある (本誌 2011 年 7 月号参照)。本シンポジウムでは、そのもっとも基本的な階層である、分子スケールでおこる生体現象に関して、HPC を含めた、計算科学的な観点から調べていらっしゃる研究者の方々をお呼びした。分子スケールでも 1 つの原子から、タンパク質やその複合体のような集合体に至るまでには、時間的にも空間的にもさまざまな階層が存在する。山根氏、北尾氏、河野氏には HPC を

用いて、巨大分子系（膜タンパク、細胞べん毛、DNAタンパク質複合体）を計算し、化学的に詳細な情報を得る手法について講演していただいた。また、タンパク質の構造サンプリング、酵素反応やそれらの動作原理といった、より計算コストのかかる現象を調べるためには、HPCを素朴に用いるだけでは十分でなく、物理的な概念に基づいた近似法を開発していく必要がある。そのような観点から、森次氏にはマルチスケールのサンプリング手法について、高田氏には粗視化分子モデルの方法論について、角越氏にはタンパク質ドッキングに関する新手法について、小杉氏にはQM/MM計算を用いた自由エネルギー計算の新手法について、それぞれ講演していただいた。このシンポジウムは領域12の単独開催であったが、常時60-70名の聴講者がおり、質疑応答は活発に行われた。

#### 領域12「生命現象に関与する構造変化を俯瞰する」

榎 互介（名大院理）

[A] 趣旨説明（榎互介：名大院理）、分子内ダイナミクスがもたらす、高次分子間相互作用の制御（浜田大三：神戸大医・医科学・構造生物分野（G-COE））、生体膜の曲率を制御・感知する分子機構（伊藤俊樹：神戸大院医・膜生物学）、散乱法による脂質・蛋白質系の階層構造と機能解析（平井光博：群馬大院工）、アミロイドの構造多形とその生理的影響（田中元雅：理研脳科学）、プロテアソームによる蛋白質アンフォールディングと分解：その初期過程（伊野部智由：富山大先端ライフサイエンス）、天然変性蛋白質PQBP-1の動的な構造変化（水口峰之：富山大院薬）、NMRで見たアポミオグロビン過渡的折りたたみ中間体の構築原理（西村千秋：帝京平成大薬）

[B] 当日は、前日からの台風の影響が残る悪天候にも関わらず、全ての講演者が滞りなくご参加下さり、また40-50名の聴衆にお集まり頂き、盛況であった。趣旨説明の後、各講演者からご講演をたまわった。浜田氏は、蛋白質の多量体形成、細菌感染に関わる天然変性蛋白質と細胞骨格との相互作用について一般論を交えてご講演された。伊藤氏は脂質膜と蛋白質との特異的相互作用と膜曲率の関係について、平井氏は広角領域にわたる溶液散乱法によって見えてくる生体分子の構造・動態について、それぞれご講演下さった。田中氏は酵母プリオンアミロイドの構造多形の分子機構について、伊野部氏はプロテアソームにおける分解対象蛋白質の認識機構について、水口氏は天然変性蛋白質

の動態と蛋白質間相互作用について、西村氏は主に水素重水素交換法を用いたアポミオグロビンのフォールディング機構について、それぞれご講演下さった。ご講演者は、いずれもそれぞれの専門分野を代表する方々であり、予想どおり、ご講演内容は非常に高い水準のものであった。ご講演者には、今回初めてもしくは久しぶりに物理学会に参加された方も多く、ご講演への反応に期待が持たれた。実際、生物物理以外の分野をご専門とする方からの質問がみられた。最後に、ご講演者の方々の多大なるご尽力に感謝したい。

#### 領域13「福島原発事故に際して、科学教育のあり方を問い直す」

安田淳一郎（名城大理工）

[A] この苦難の時に立ち上がりの転機となる“環境科学リテラシー”の重要性（加納誠：地球環境緑蔭塾）、ICPE2011メキシコでの福島原発特別報告とその国際的反響（川勝博：名城大総数セ）、放射線で始める高校物理（広井禎：元・筑波大附属高）、総合討論（小林昭三（司会）：新潟大教育）

[B] 福島第一原子力発電所事故を受け、国民の間で放射線への関心が非常に高まり、また、不安が広がっている。放射線についての理解は、元をたどれば、放射線教育の問題に帰着する。そこで、初等教育から高等教育までの放射線教育のあり方、一般市民への放射線に関する科学リテラシー教育のあり方等の話題について、根拠に基づく冷静な議論をし、気づきを共有する機会として、今回のシンポジウムは企画された。

講演において、加納氏からは「専門知としての科学者の提言に信頼性が失われつつある現在、事実の共有に基づく意思決定を行う市民社会を構築することが、今後益々重要になる」と語られた。川勝氏からは、「物理教育国際会議で『広島・長崎で被爆した国なのに、なぜ放射線教育がおこなわれず、原発が50機以上あるのか』という問いに答えつつ、これからの教育を語るのは大変であった」と語られた。広井氏からは、力学や電磁気の有用さを伝えるため高校物理を放射線で始める実践について報告があった。総合討論では、「自然科学的に定かでないことについて、専門家・教員としては嘘を言うてはならない。ただし、個人としてその時点での判断は言うべき」などの意見が出されるなど、活発な議論が交わされた（参加者数：約50名）。

（2011年11月22日原稿受付）

日本物理学会が発行している Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の2011年11月号に掲載された論文の中から JPSJ 編集委員会が選んだ "Papers of Editors' Choice" (JPSJ 注目論文) を以下に紹介します。

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と電子版の URL、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 (2010年8月号以降に掲載されたものは、掲載から約1年間は無料公開)。

JPSJ 編集委員会では物理学のあらゆる分野の興味ある優れた論文を「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。

### 高純度結晶によって解き明かされるモンスターの正体—URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>の「隠れた秩序」にせまる—

東日本大震災による福島原発の事故をきっかけに、原子力や放射性物質に対する市民の不安・関心が高まっている。応用面ではもちろんのこと、基礎研究においても、これら放射性物質の性質を調べて学術的な発展を図り、将来の原子力政策の判断材料を市民に提供することは、研究者に課せられた使命だと考える。ウランやプルトニウムといった元素は放射性物質、あるいは核燃料として一般に広く知られている。一方、これらの化合物では、アクチノイド元素に特徴的な外殻電子 5f 電子に由来した実にバラエティに富んだ物性を示す。特に興味深い点は、遷移金属等の他の金属間化合物にはない特異な超伝導状態や磁性等が発見されていることである。そのため、物性物理の研究対象としても重要性が認識され、その歴史も長い。中でも URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> はその典型例である。この物質は1985年に発見され、比熱測定から 17.5 K での2次相転移と、より低い温度約 1.4 K の超伝導状態への相転移が報告されている。問題は 17.5 K で

の2次相転移を特徴付ける秩序変数、つまり「自発的対称性の破れ」に関して何の対称性が破れたか不明なことである。発見から約26年経過し、膨大な研究が行われた現在でも世界的な論争となっている。これは「隠れた秩序」と呼ばれるいわば正体不明のモンスターであり、この物質固有の問題としてではなく、凝縮系の新しい状態をどう解き明かすという重要な問題として認識されている。既に多くの実験研究によって明らかにされてきた物質の状態図が図1に示されている。またこの物質は、発見初期の頃から大きな試料依存性があることが知られてきたが、このことが常にこの物質の本質を探る研究にとって妨げとなってきたのも問題の一つである。

最近、日本原子力機構・先端基礎研究センター及びフランス原子力庁 (CEA-Grenoble) のメンバーを中心とする研究グループは、URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> に関する非常に多くの単結晶を電気抵抗と比熱測定によって系統的に評価するとともに、世

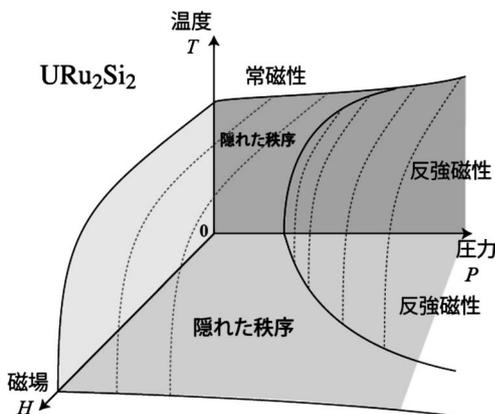


図1 URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>の磁場・圧力・温度相図。

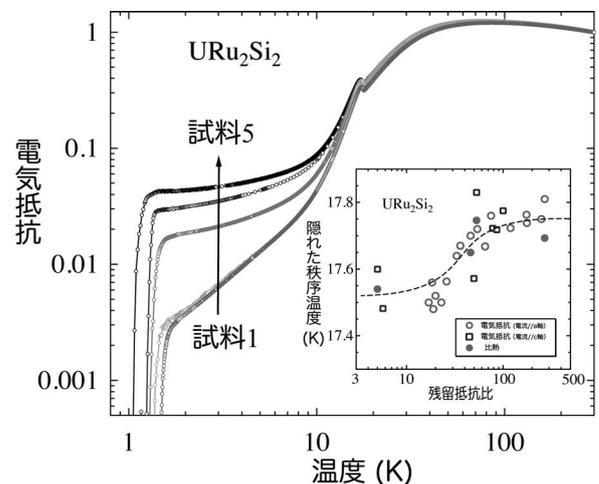


図2 異なる純度の単結晶の電気抵抗。挿入図は、秩序転移温度の残留抵抗比依存性。

界最高純度の単結晶育成に成功し、この物質の試料依存性について詳細に明らかにした。一般にアクチノイド化合物の研究は厳しい規制のため、世界的にも研究施設が限られる中、国際研究協力による地道な研究がこの物質の本質に迫る結果を与えている。この成果は日本物理学会の英文誌 *Journal of the Physical Society of Japan* (JPSJ) の 2011 年 11 月号に掲載された。

図2には、本研究から得られた異なる純度の試料の電気抵抗の温度依存性が示されている。純度の違いは明確に低温の振る舞いに現れており、残留抵抗の低い高純度試料1では、超伝導転移温度も高くなっている。また内挿図には、「隠れた秩序」転移温度と試料の純良性との関係が示されている。内挿図の横軸は残留抵抗比と呼ばれるもので、ここでは室温の抵抗を温度 2 K での抵抗で割った値である。これは試料の純度の指標となるが、一般に金属では高純度試料ほど低温の残量抵抗が小さくなり残量抵抗比は大きくなる。隠れた秩序転移温度の変化としてはわずかな変化ではあるが、明確な純度依存性を示している。この純度の変化は中性子や核磁気共鳴実験等の微視的な測定では大きな変化として観測され、またフェルミ面の観測実験等には特に高純度結晶が必要不可欠になっている。このような結晶中の不純物や結晶格子の乱れに非常に敏感な特性は、この物質の示す不思議な電子状態と図1に示した圧力に敏感な特性が密接に関連している可能性を強く示唆する。驚くべきことは、彼らが育成した最高純度の結晶では、ドハース

・ファンアルフェン効果測定から見積もられた電子の平均自由行程が  $1\ \mu\text{m}$  以上にもおよぶ驚異的な純度であることである。このような実験技術と地道な研究成果から得られた高純度結晶は、近年の磁気トルク測定<sup>1)</sup>あるいは、高分解能光電子分光実験<sup>2)</sup>に用いられており、大きなインパクトを与える結果が示されている。また、理論的にも新しいタイプの相転移としてモデルが提案されている。<sup>3)</sup>「隠れた秩序」の解明は  $\text{URu}_2\text{Si}_2$  にとどまらず、固体物理における 2 次相転移に対する考え方を大きく変える可能性を秘めている。そのため、今回の研究成果は大いに注目を集めるものと期待される。

- 1) R. Okazaki, T. Shibauchi, H. J. Shi, Y. Haga, T. D. Matsuda, E. Yamamoto, Y. Onuki, H. Ikeda and Y. Matsuda: *Science* **331** (2011) 439.
- 2) R. Yoshida, Y. Nakamura, M. Fukui, Y. Haga, E. Yamamoto, Y. Onuki, M. Okawa, S. Shin, M. Hirai, Y. Muraoka and T. Yokoya: *Phys. Rev. B* **82** (2010) 205108.
- 3) H. Harima, K. Miyake and J. Flouquet: *J. Phys. Soc. Jpn.* **79** (2010) 033705 及び「科学新聞」2010年3月26日.

論文掲載誌： *J. Phys. Soc. Jpn.* **80** (2011) No. 11, p. 114710.  
電子版： <http://jpsj.ipap.jp/link?JPSJ/80/114710> (10月17日公開)

〈情報提供：松田達磨 (日本原子力研究開発機構・  
先端基礎研究センター)  
芳賀芳範 (日本原子力研究開発機構・  
先端基礎研究センター)  
青木 大 (フランス原子力庁 CEA-Grenoble)〉

## 訂正とお詫び

当学会誌 66 巻 (2011) p. 936「日本物理学会第 6 回 Jr. セッション報告」に誤りがありましたので、以下の通り訂正してお詫びいたします。

左段 6 行目： (誤) 理学部 (正) 理科部

## 第52回藤原賞：十倉好紀氏

十倉好紀氏（東京大学大学院工学系研究科教授，理化学研究所基幹研究所グループディレクター，産業技術総合研究所フェロー）が「物質中の巨大な電気磁気応答の創成」で第52回藤原賞を受賞した。

遷移金属酸化物のユニークさは原子の電子軌道とその間の結合性に起因して電子状態の性格が劇的に変化する点にある。その起源は電子相関に求められるが、十倉氏は早くから強い電子相関により生じる安定秩序相どうしの拮抗が巨大物性応答をもたらすことを見出し、強相関電子物質の開発と新奇電子物性の探求の研究を牽引してきた。今回の受賞理由となった研究は以下の三点に大別される。

銅酸化物高温超伝導体における従来の常識を覆して電子ドープ型物質を発見し、その知見に基づき、CuO<sub>2</sub>層へのキャリアドープ量により超伝導発現温度が整理される事を示した。これは現在 Tokura rule と呼ばれている。また、マンガン酸化物において超巨大磁気抵抗 (CMR) 物質を開発し、その起源が軌道電荷秩序状態 (絶縁体) の磁場による融解に求められる事を見いだした。これは現在展開されている抵抗変化材料の開発競争につながる知見である。さらに、強誘電性と磁気秩序が共存する物質 (マルチフェロイクス) を取りあげ、両者の強い結合により巨大電気磁気応答が発現する物質群を開発し、磁場による誘電分極の制御、電場による磁気構造の制御が可能であることを実証した。この研究を経て、マルチフェロイクスは、省電力磁気メモリの開発において脚光を浴びるに至っている。

十倉氏の研究は、固体中電子の電荷・スピン・軌道という3つの自由度の相互作用を巨大な電気磁気応答として捉えたもので、現在の「強相関電子物質系」研究の隆盛における貢献は極めて大きい。またその業績は、次世代のエレクトロニクス原理を提供するものとして各方面で注目されている。

(2011年11月22日原稿受付,  
文責：藤山茂樹，求 幸年)

## 第15回(2011年)久保亮五 記念賞：永尾太郎氏

香取眞理 (中央大理工)

永尾太郎氏 (名大多元数理教授) が「ランダム行列理論の展開とその物理学への応用」の業績で第15回久保亮五記念賞を受賞した。N×Nのエルミート行列はN<sup>2</sup>個の独立な実数成分を持つが、それらが各々独立にガウス分布する行列の統計集団を考える。成分は独立な乱数でも、N個の実固有値は強い相関を持って分布する。N実固有値を1次元上のN粒子の位置と見なすと、すべての粒子対 (i, j) の間に (粒子間距離を x<sub>ij</sub> としたとき) ポテンシャル -log x<sub>ij</sub> で記述される長距離斥力が働く系が得られる。これを log-ガスとよぶ。M個のランダム行列を鎖状に並べて隣接相互作用させたものをM層ランダム行列模型という。鎖が伸びる方向を時間軸と見なすと行列の確率過程が得られ、その固有値過程として log-ガスのダイナミクスが導かれる。永尾氏は、任意のNとMに対して、log-ガスの全ての時空相関関数を厳密に求める方法を確立した。log-ガスは Dobraushin-Lanford-Ruelle の統計力学理論の適用外にある。しかし、永尾氏がこの系を「完全に解明」した結果、非平衡無限粒子極限 (流体力学極限) が定式化された。ランダム行列模型は様々な分野で用いられている。しかし、未だ多くの分野では、分配関数や密度関数、あるいはプレポテンシャルやプロファイルとよばれる物理量の解析に留まっている。永尾氏の研究の波及効果の大きさは計り知れない。

(編集委員会注：なお、過去の受賞者名は井上科学財団のホームページ <http://www.inoue-zaidan.or.jp/f-04.html> に掲載されています。)

(2011年11月7日原稿受付)

## 第5回湯川記念財団・ 木村利栄理論物理学賞： 千葉 剛氏

辻川信二 (東理大理)

日本大学文理学部物理学科教授千葉剛氏が、「ダークエネルギー問題の研究」の業績に関して、第5回木村利栄理論物理学賞を受賞されました。ダークエネルギーとは、現在の宇宙を加速膨張させる源となるエネルギーのことであり、遠方の超新星の光度距離の観測により、1998年にその存在が立証されました。この宇宙の後期加速膨張の存在を観測的に最初に明らかにした、Perlmutter, Schmidt, Riess 氏の3人は2011年10月4日にノーベル物理学賞を受賞することが決まり、千葉氏の木村利栄理論物理学賞の受賞のニュースは、それと相前後して公表されました。非常に喜ばしいことです。

千葉氏は、主に理論的な立場からダークエネルギーの研究をされており、今回の受賞の対象となったのは、(1) ダークエネルギーの提案、(2) kinetically driven quintessence 模型の提唱、(3) 修正重力理論に対する制限に関する研究です。(1)において、千葉氏らは、宇宙の加速膨張を引き起こす源である物質のことを、「x-matter」と名付け、その後の活発なダークエネルギー研究の端緒となりました。(2)では、それ以前に宇宙初期の加速膨張で提唱されていたk-inflationというシナリオを、初めてダークエネルギーに適用し、この論文は500回以上引用されています。(3)では、スカラーテンソル理論、f(R) 重力理論に関するいくつかの先駆的な研究をされています。同氏の独創的な研究をさらに発展させ、今後ダークエネルギーの起源が明らかになっていくことを期待しています。

過去の木村利栄理論物理学賞の受賞者は、下記のURLを参照。

<http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~kimuratp/kimurasho/index.htm>

(2011年10月23日原稿受付)

## 第6回凝縮系科学賞： 北川健太郎氏

北岡良雄〈阪大院基礎工  
〉

凝縮系科学研究分野の若手研究者を奨励することを目的として秋光純氏と福山秀敏氏により創設された凝縮系科学賞の第6回受賞者に、実験部門から北川健太郎氏（東京大学物性研究所）

が選ばれた。

北川氏の受賞業績は「NMR用超高压セルの開発とその物性研究への応用」。北川氏はこれまでに類のないデザインと性能を持つ画期的な圧力セルを開発し、さらに超高压下NMR測定を鉄ニクタイト化合物単結晶 SrFe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> の磁性と超伝導研究に応用した結果、元素置換による不純物効果の影響を受けない圧力誘起超伝導状態は、構造転

移も関係したこれまでに例のない磁性と超伝導の共存状態であることを発見した。今回、開発に成功した画期的な超高压セルは、高压の専門家からも注目され、例えばJ-PARCで開発中の高压下中性子回折実験装置などにも役立っている。

凝縮系科学分野における若手の更なる活躍を期待したい。

(2011年11月21日原稿受付)

## 談 話 室

## 第51回生物物理若手の会夏の学校開催報告

山本 暁久 〈京大院理 〉

### 1. はじめに

生物物理若手の会は、生物物理分野だけでなく広く生物に関わる研究を行う大学院生を中心とした、若手研究者の集まりです。現在は全国に北海道・関東・中部・京都・大阪・兵庫の支部があり、セミナー等で活動に興味を持った大学院生等が運営に参加しています。そして、各支部の持ち回りで年に1回、合宿形式の研究会「生物物理若手の会夏の学校」を主催しています。51回目となる昨年は京都支部が中心となり、2011年8月25日～28日までの4日間、関西セミナーハウス（京都市左京区）において開催しました。11名の講師による招待講演と5名の若手研究者による講演、約30件のポスター発表と参加者全員によるグループ討

論が行われ、北海道から九州まで、約80名の方にご参加いただきました。

### 2. 夏の学校の運営

生物物理若手の会夏の学校（以下、夏学）は、毎年運営メンバーが変わり、運営形式やテーマもその年ごとのメンバーの興味で自由に決めるというスタイルで行われてきました。これまでも、「愛されて50年、これからの50年 DAGANE!!」（第50回）、「細胞への挑戦 Frontier Spirit」（第49回）、「脳の階層構造—細胞/神経回路/行動」（第48回）、「What is life—生命は積み木細工を超えられるか?」（第47回）といったように、多岐にわたるテーマで開催されてきました。

昨年は、生物がエネルギーをどのよ

うに作り出し、それを利用して運動を生じるか、という観点から生命現象を俯瞰できる場を持ちたいと考えました。物理の「エネルギー」と「ダイナミクス」の概念と、生物学・化学の「構造」と「機能」の知識、これら両方に触れることは生物物理学を志す研究者にとって重要であるものの、我々若手にとってそのような機会はそれほど多くはないというのが現状です。両方の特性を良く理解し、生物と物理とを「どのように行き来できるか」を考えることで、手法だけでなく視点を併せ持つ研究者となるためのきっかけになればと思い、メインシンポジウムに「生物における運動とエネルギーの物理—実験と理論の調和—」というテーマを設けました。

### 3. 当日の様子

25日のオープニングセッションでは上田泰己先生（理化学研究所）をお招きし、体内時計のメカニズムに関する



図1 メインシンポジウムの3先生と集合写真。



図2 講義中の会場の様子。



図3 ポスターセッションの様子。



図4 交流は夜遅くまで続く。

るこれまでの研究について、広い間口から入り専門性の高い話まで、分野外の学生にも分かりやすくご講演いただきました。26日のメインシンポジウムでは、岡田康志先生(理化学研究所)、木村暁先生(国立遺伝学研究所)、澤井哲先生(東京大学)をお招きし、一分子、細胞内器官、細胞、細胞集団といった様々なサイズスケールにおける運動とエネルギーの現象とそのメカニズムについてご講演いただきました。一方27日の分科会では、様々な分野からの参加者が自分の研究と関わる分野はもちろん、普段触れる機会の少ない分野の話も聴講できるように、大きなテーマを設けず各分野から先生にお越しいただきました。七田芳則先生(京都大学)、原田慶恵先生(京都大学)、肥後順一先生(大阪大学)、山中美智男先生(九州大学)、木下賢吾先生(東北大学)、近藤滋先生(大阪大学)にご講演いただきました。28日のクロージングセッションでは関さと子先生((株)テンプスタッフ)をお招きし、研究者のキャリアパスに関して、及び、自分自身の進路をどのように設計していくかについてお話を伺いました。どの講演でも途中で参加者から質問が挙がり、白熱した議論を交えながらの講義となり、時間が足りなくなるということもしばしばありました。

25日夜には参加者を6人程度の小さなグループに分け、自分の研究につい

て5分程度で紹介し、それに他の参加者が質問するというグループ討論を行いました。学生同士なので初歩的なことについても質問しやすい雰囲気、時間を大幅に超えて議論しているグループもありました。実際に参加者の方から、グループ討論の時間が足りなかったという意見を多く伺いました。また、参加者自身の研究発表と議論の場も多く持つことで各々の研究を進展させ、さらに参加者同士の交流のきっかけとなることを狙い、25日夜、26日夜にはポスターセッションを、27日夕方には若手口頭セッションを行いました。これらの企画と夜の交流会を通じて、これまでなかなか知り合う機会のなかった様々な背景を持つ若手研究者同士が交流できたのではないのでしょうか。今回の夏学で生まれた人脈と研究交流が今後も広がっていくことを我々スタッフ一同願っております。

#### 4. 今後の展望

生物物理若手の会は親学会である日本生物物理学会のご後援のもとに運営されている団体です。しかしその運営は、若手の会の役員を務める学生に一任されており、その結果、自由な活動が行われているという大きな特徴があります。上述のように、夏学は運営布陣が毎年変わり、テーマも年ごとに運営のカラーが出ています。自分たちの興味に基づいて研究会をオーガナイズ

できるというこのような機会は、我々若手研究者にとって非常に貴重なものです。今後もこのような特色を保ちながら生物物理若手の会が発展していくことを期待しています。

また各支部でも、趣向を凝らしたセミナーや研究室交流会を不定期に開催しています。中には「学振情報交換会」や「プレゼン道場」といった、大学院生活に関わる部分にフォーカスしたのも行われてきました。これらセミナーや夏学の情報は、生物物理若手の会HP(<http://www.bpwakate.net/>)やML、ツイッターアカウント(bpwakate)等でご案内していますので、ご興味のある方はぜひ気軽にご参加いただきたいと思います。生物物理分野は、物理分野と生物分野が近くなればなるほどより一層発展していくことが期待できます。物理学会員の皆様、特に大学院生を始めとする若手研究者の皆様にも、生物物理若手の会にぜひご興味を持っていただければと思います。

本研究会の開催にあたり、日本生物物理学会及び同北海道支部、京都大学基礎物理学研究所から多大なるご支援をいただきました。また、お忙しい中ご講演いただいた先生方、ご協賛いただいた企業の皆様、参加者の皆様、運営にご協力いただいたスタッフの皆様、生物物理学会会員の皆様並びに若手の会の皆様に厚くお礼申し上げます。

(2011年9月15日原稿受付)

# 2011年度原子核三者若手夏の学校活動報告

上田 宏史 〈京大院理〉

福島 啓 〈東北大院理〉

谷村 雄介 〈東北大院理〉

磯村 明那 〈奈良女大院人間文化〉

## 1. 原子核三者若手夏の学校とは

原子核三者若手夏の学校は毎年8月に全国の素粒子論(理論), 原子核(理論及び実験), 高エネルギー物理学(実験)分野の大学院生が200~300人規模で参加する, 研究者としての素養を養うことを目的とした滞在型研究会です。歴史は古く, 1955年の第1回から数えて2011年で第57回を迎えます。

本研究会では例年, 第一線で活躍されている研究者の方を講師としてお招きした講義の他, 参加大学院生による研究発表, 若手同士の交流を深めるための各種企画が催されます。

本研究会の特色としては, 三分野共同で開催することによって研究者として必要な幅広い知識を得られるだけでなく, 全国の大学から多くの若手研究者が参加するため, 分野を越えて交流を深めることができることが挙げられます。また, 大学院生自身の手で企画・運営されており, 若手研究者が研究会運営のノウハウを学ぶ場でもあることも大きな特色の一つです。

以下では, 2011年度の原子核若手三者夏の学校の活動について報告を行います。この報告を通じて, 日本物理学会の皆様がこの分野の若手研究者が将来活躍できる研究者になるべく, ど

のような活動を行っているかを知っていただければと思います。

## 2. 2011年度活動報告

2011年度原子核三者若手夏の学校は, 8月16日から21日まで滋賀県高島市の琵琶湖ほとりにある白浜荘という旅館にて開催されました。素粒子論パートは173人, 原子核パートは67人, 高エネルギーパートは28人が参加し, 全体では前年度より50人以上多い269人の若手研究者が参加しました。開催地が例年とは異なる関西であったことや, 例年参加していない研究室への積極的な呼びかけ, 東日本大震災で被災された地域の学生が参加しやすいように三者若手からの特別な旅費補助枠の新設などの努力が参加者の大幅な増加につながったと考えられます。

夏の学校の活動は大きく分けて, 三者が共通で行う活動と, 各パートに分かれて行う活動に分類できます。三者共通の活動については上田が, 各パートの活動についてはそれぞれの世話人である, 福島, 谷村, 磯村が行います。

### 2.1 三者共通の活動

三者共通で行ったものは, 三者共通講義, 共通講義の講師を囲む会及び三者全体で行った懇親会です。

三者共通講義では, 大阪大学核物理

研究センター名誉教授の土岐博先生をお招きして, 「場の理論と実験から学ぶパイ中間子が織りなす原子核物理」の題目で講義をしていただきました。原子核物理におけるパイ中間子の重要性, 取扱いの困難さを原子核物理の歴史をからめて大変わかりやすく説明していただきました。講義中には多くの質問が出て非常に活気のある講義になり, 原子核パートのみならず素粒子論パート・高エネルギーパートの方にもためになったのではと思います。

共通講義後に行われた土岐先生を囲む会には100人を越える三分野の若手研究者が参加し, 共にお酒を飲みながら, 土岐先生や若手同士で研究について議論や歓談など大変盛り上がり, お互いに交流を深めることができました。

2011年度は懇親会として, 会場が琵琶湖のほとりということもあり, バーベキューが企画されました。琵琶湖の浜辺で, 三分野の若手研究者が鉄板を囲んで共に食事をする中で, 分野を越えたつながりが生まれたと思います。また, スイカ割りも企画され大変な盛況でした。

これら三者共通の活動を通して参加者が, 研究者として求められている幅広い知識の獲得のみならず, 後の研究生生活で重要になるであろう分野を越えた若手研究者の横のつながりを得ることができたかと思います。

### 2.2 素粒子パート

夏の学校素粒子論パートは昨年も, 朝8時45分から夜の22時まで講師の方々による講義と学生による研究会, さらにその後は講義をしていただいた講師の方を囲んでの懇親会という, 非常に密度の高い, 充実した日程で行わ



図1 夏の学校の様子(研究会).



図2 夏の学校の様子(食堂にて).

れました。

素粒子論パートの講義は、毎年3人の講師の方をお招きし、それぞれ大きく分けて「弦理論」、「場の理論」、「現象論」の内容で行われます。場の理論の初等的な知識のみを仮定するところからはじめ、関連する最近の研究の発展を交えつつ解説していただけるため、修士の学生やそのトピックに馴染みのない学生であってもある程度概略を理解し、学問的広がりや垣間見ることができるようになっています。多くの学生の場合、修士1年の間は場の量子論に習熟することがまず第一の関門であり、その先にどのような世界が広がっているのか、最先端の研究ではどのようなトピックが扱われているのかを十分に把握できないことが多いと思われすが、夏の学校の講義を通じて様々な研究分野の一端に触れ、自分自身の研究の方向性を見出すきっかけになることも多いようです。基本的にどの講師の方も学生の質問には快く回答して下さいますが、講義中に聞きそびれたことも夜の懇親会でゆっくりお話を伺える点が、夏の学校の魅力の一つです。

昨年は弦理論パート、場の理論パート、現象論パートの講師としてそれぞれ川野輝彦氏(東京大学)、大河内豊氏(数物連携宇宙研究機構)、細谷裕氏(大阪大学)の3人をお招きしました。川野氏は「F-Theory and Grand Unification」という題目でタイプIIB超弦理論の一種のコンパクト化であるF-Theoryについて、大河内氏は「超対称性の破れとゲージメディエーション」という題目で超対称性ゲージ理論のダイナミクスや超対称性の破れの機構について、細谷氏は「余剰次元理論：ヒッグス、Tevatron/LHC、暗黒物質」という題目で、電弱対称性の破れを担うヒッグスボソンをキーワードに、余剰次元の理論とその予言について講義していただきました。超弦理論、超対称理論、余剰次元理論という、素粒子標準模型を超える物理として様々な枠組みに触れることができたことは、全ての学生にとって貴重な体験であったことと思います。また、どの講師の方も講師を囲んでの懇親会にも出席していただき、代わる代わる休む間もなく学生がお話

を聞きに行くというまさに引っ張りだこの状態でした。

講義と講義の間には、学生達が自分の研究内容や勉強して興味深いと感じたことを発表する研究会が設けられています。修士課程のうちから本格的な研究に入ることは難しいことが多いと思われすが、それでも発表者の半数程度を毎年修士課程の学生が占めています。学生同士の発表の場ということで、皆良い意味で伸び伸びと話しており、修士の学生にとっては人前で発表する良い練習の機会になっているのではないかと思います。研究会での発表をきっかけに、その後の懇親会で話が盛り上がるということもよくあります。夏の学校に参加する大きな意義の一つは同年代の学生との交流を持つことですが、同年代の学生達がどのようなトピックに興味を持っているのか知ることができるこの研究会は、そのような意味でも非常に有意義な場であると言えます。昨年は口頭発表で33人、ポスター発表で10人の計43人もが発表し、非常に活気に溢れた研究会となりました。トピックとしては、LHC実験が稼動しているためか、一昨年や一昨々年に比べるとやや現象論の内容が多かったように感じました。今後とも積極的に研究会に参加することで、自分の研究内容を知ってもらうと同時に、同年代の学生の動向を知り、互いに刺激を与え合っていきたいと考えています。

### 2.3 原子核パート

2011年度は講師として岡真氏(東京工業大学)、福嶋健二氏(慶応大学)、早野龍五氏(東京大学)の3人をお招きしました。各分野の専門家としての豊富な知識と経験に基づく、教育的かつ個性的な講義を聞かせていただきました。

岡氏は「ハドロンスペクトロスコープの現状と問題点」という題目で講義していただきました。量子色力学の基本に始まり、クォークモデル、格子QCDなど、量子色力学に基づく様々なアプローチについて紹介され、またそれらを通じたハドロンスペクトルや核力の解明の現状を説明していただきました。ハドロンの性質や相互作用についてQCDからわかっていることと、

これからの解決すべき課題について包括的に知ることができる非常に有意義な機会でした。

福嶋氏は「高温高密度QCDの相図」という題目で講義していただきました。ゲージ場の理論や有限温度の場の理論の基礎と具体的な計算方法について実践的なレベルまで解説し、摂動的QCD計算、格子上の強結合展開などを用いたQCD相図の解析について詳細な説明をしていただきました。QCD相図の構造に関する物理の基礎をはじめ、その最近の進展について、相対論的重イオン衝突実験の話題も交えて丁寧に教えていただき、特に理論計算の詳細について実感をもって知ることができました。

早野氏は「Exotic原子の物理」という題目で講演していただきました。講義はまず、放射線に関する知識を試す抜き打ちテストから始まりました。「原子核の理論を学ぶ大学院生なら当然知っているはず」のことを問われましたが、受講者の出来はあまり良くなかったようです。ショックを受けた早野氏は講義の前半をテストの答え合わせに充てて、原子炉で起こる核分裂とベータ崩壊や、放射線計測の基礎について解説していただきました。答え合わせでは受講者に答えの説明を求めるとして、非常にインタラクティブに講義は行われました。夏の学校最終日ということで受講者には疲れの色が見えていましたが、よい意味で緊張感を保って講義に集中することができました。講義の後半ではタイトル通り、Exotic原子の物理について様々な系を例に挙げて解説していただきました。Exotic原子の生成と構造の基礎に始まり、 $\pi$ 中間子原子による核内ハドロンの研究、陽子の半径問題、反陽子原子と反水素原子による物質・反物質の対称性の検証などについて明快な説明をしていただきました。

研究会は、参加している学生が各自の研究について同じ学生相手に発表する場であり、同年代の学生がどんなことを研究しているのかを知り、比較的自由に質問したり議論したりできる絶好の機会です。口頭発表のセッションとポスターセッションが設けられまし

た。各セッションでは若手研究者同士で活発な議論が行われ、また講師の方からもたびたび鋭い指摘をいただき、非常に有意義なものになったと思います。例年より多い(前年の約2倍!)30名の学生が発表しました。

また、レビュースピーカーとして、若手ポスドク研究者として活躍されている方を毎年お招きし、最先端の研究についてレビューしていただいています。昨年は岩田順敬氏(GSI)と日高義将氏(理研)のお二人がお話ししてくださいました。岩田氏は時間依存ハートリーフォック法による低エネルギー重イオン衝突の反応機構の解析について、日高氏はQuarkyonic Matterとよばれる新しいハドロンの相について、ご自身が行われている研究についてわかりやすく解説していただきました。原子核分野で活躍されている若手研究者の方の講演を通じ、最先端の話題に触れることは私たちにとって大変良い刺激となったと思います。

研究会の発表者が増えたのは喜ばしいことですが、近年、実験の方はほとんど参加していません。理論研究している人にとって実験分野の最近の動向を知ることは非常に重要です。逆に実験をする人にとっても理論の発展を知ることは同じように重要だと思います。実験の学生もぜひ積極的に夏の学校に参加して、沢山の人が研究会で発表するようになって欲しいと思います。2012年度の研究会の世話人のうち一人が実験の学生です。実験の学生が夏の学校の運営に携わることが、実験の皆さんの参加を増やすきっかけになってくれることを切に願います。

## 2.4 高エネルギーパート

高エネルギーパートでは、研究会を8月17日8:45-12:00と8月18日13:20-16:45と8月19日8:45-12:00の計3回行い、さらに二人の講師を招いて、8月17日18:30-21:45、8月18日8:45-12:00、8月19日18:30-21:45、8月20日8:45-12:00の計4回の講義を行いました。

高エネルギーパートの参加者の内訳は、東北大学、総合研究大学院大学、首都大学東京、名古屋大学、奈良女子大学、京都大学、大阪大学、広島大学、

防衛大学校から博士、修士学生ら合計28人です。研究会ではそのうちの半数以上である15人が発表を行い、日頃の研究を発信する一方、活発な意見が交わされ、非常に良い研究交流の場となりました。

発表者の参加している実験は高エネルギー加速器研究機構のBelle, Belle II実験, J-PARC加速器のT2K実験, 欧州原子核研究機構のLHCのATLAS実験, 世界的プロジェクトであるILC実験と様々で、自分の参加していない実験についても幅広く知識を得る素晴らしい機会になりました。研究会中のみならず、休憩時間も活発に質問や議論が交わされていました。

8月17日、18日は高エネルギー加速器研究機構素粒子原子核研究所BELLEグループから田中秀治先生を招いて「Belle II実験：B物理事象の精密測定から新物理を展望する」という題で講義をしていただきました。

2010年6月にBelle測定器によるデータ取得が終了し、2014年から開始予定のBelle II実験は現在、各内部検出器の性能評価が進められています。このBelle II実験で期待されるルミノシティはこれまで世界最高性能であったKEKB加速器に比べ40倍に増強される予定です。これによりB中間子希崩壊のさらなる精密測定や標準模型を超える物理の手がかりを見出すことを期待されています。

講義ではBファクトリー実験の目的から始まり、実験の動機となる背景を理解するための理論のおさらい、これまでのBelle実験とBelle II実験について実験装置の違い、解析方法と多岐にわたり講義していただきました。CP非保存の測定方法では式も交えて解説していただきました。実験の研究をしている身として理論の式は少し疎かにしていた部分がありましたが物理の本質を理解するためには式の理解も必要だと身にしみて感じました。また学生への研究に対するアドバイスもいただきモチベーションの向上にも繋がりました。

講義の後は先生を囲む会として田中秀治先生と高エネルギーパートのほとんどの学生が集まり浜辺でスイカ割り

をして、琵琶湖の土地ならではの楽しみ方も満喫できたように思います。スイカ割りの後は講義の部屋でスイカやお酒を楽しみ、学生同士でも親睦を深めていくことができました。

8月19日、20日は神戸大学素粒子実験粒子物理学研究室から山崎祐司先生を招いて「LHC実験最初の一年」という題で講義をしていただきました。十年の歳月をかけて準備をしてきたLHC実験が2010年3月に始まり、2010年には重心系エネルギー7 TeVで予定通り $50 \text{ pb}^{-1}$ 近くの積算ルミノシティを達成しました。

講義では現代物理学の課題、ハドロンコライダーの基礎、稼働から一年が経ったLHC実験最新の結果といった内容でATLAS実験について理解するための物理の解説から実験装置、これから期待される結果についてまで幅広くお話していただきLHCの実験に参加していない私にとっても大変興味深く濃厚な講義でした。また現場にいないればわからないような苦労話や実験施設での生活話もしていただき世界で活躍する研究者をより身近に感じることができました。山崎祐司先生には講義前の夕食からお越しいただき高エネルギーパートの学生と一足早く講師を囲みながら食事をしました。この日は最終日前日ということもあり、講義後は夜遅くまで多くの学生が交流を深めていました。次の日も引き続き山崎先生による講義が行われ、睡眠不足も感じさせない活発な議論が交わされていました。

他のパートより一日少ないという日程ではありましたが多くの人と交流を深めることができ、若手にとって最新の素粒子実験の「現場」を知る非常に良い機会となりました。

## 3. 最後に

2011年度原子核三者若手夏の学校の上記の活動を通して、素粒子論・原子核・高エネルギー物理学の多くの若手研究者が、自分の分野のみではなく、三分野全体の知識を深め、交流を深めることができました。この夏の学校で得た知識や若手同士のつながりが、後の研究生活に活かされ、それが分野全

体のさらなる発展につながればと思います。

最後になりましたが、2011年度原子核三者若手夏の学校は基礎物理学研究所研究会であり、基礎物理学研究所

・素粒子論グループ・原子核談話会からの御援助をいただき、運営を行っております。ご援助のおかげで本研究会を成功に終えることができました。ありがとうございます。

#### 非会員著者の紹介

福島 啓氏：1986年宮城県生まれ。2009年東北大学物理卒。現在同大学院博士課程在学中。専門は素粒子理論。

磯村明那氏：1988年山口県生まれ。2011年奈良女子大理学部物理科学科卒。現在は同大学院修士課程に在籍する。専門は高エネルギー物理学実験。

(2011年9月15日原稿受付)

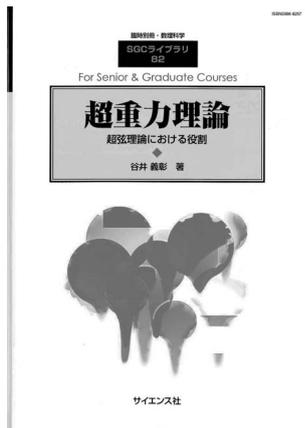
谷井義彰

### 超重力理論；超弦理論における役割

サイエンス社、東京、2011、vi+178 p、26×18 cm、本体2,381円 (SGCライブラリ-82)

[専門・大学院向]

ISSN 4910054700411



本書が解説する超重力理論とは、超対称性をもつ重力理論のことである。超対称性はボゾンとフェルミオンを結びつける対称性であり、素粒子論において、現在もっとも注目されている対称性と言ってもいいであろう。現在進行中のLHC実験においてもその検出が期待される。現象論的に重要なものであるというばかりでなく、解析的に扱い易く、数理的観点からも注目されている。特に、超弦理論の低エネルギー有効理論として超重力理論が現れるため、超弦理論を用いた解析には欠かすことができない。本書では、その副題が示す通り、後者の側面に主眼をおいた超重力理論の解説書である。

超弦理論においては、時空の次元な

今村洋介 (東工大院理工)

どが異なる様々な超重力理論が登場するが、これまでそれらを初心者向けに解説する教科書は存在しなかった。超重力理論を含む最も標準的な教科書としてはWess-Baggerのものが挙げられるが、そこでは4次元の超重力理論しか触れられていなかった。本書はそれとは対極的に、様々な超重力理論について、その構成法などには触れずに結果だけを示し、それらの関係を概観するという方針を取っている。

本書の構成について簡単に述べておこう。まず第1章で超弦理論との関係と、超重力理論に現れる幾つかの種類の場合について解説し、その後で、4次元の場合の超対称性の種類について解説している。その後は様々な次元の超

濱口智志、村上 泉、加藤太治、プラズマ・核融合学会編

### プラズマ原子分子過程ハンドブック

大阪大学出版会、大阪、2011、x+394 p、26×18 cm、本体5,200円 [専門・大学院向]

ISBN 978-4-87259-362-4

赤塚 洋 (東工大原子研研)

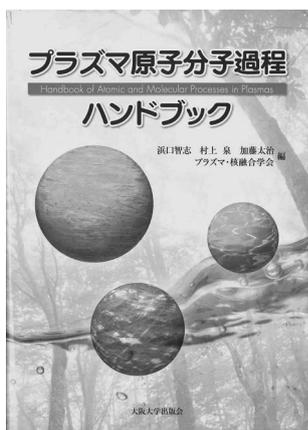
「プラズマ」に関わる学問は非常に幅広く、日本物理学会の方々に馴染みの宇宙物理や核融合だけとは限らない。工学分野では、溶接など金属工学、蛍

重力理論に触れながら、非コンパクト対称性の存在や、次元還元を通した理論間の関係などが解説されている。

本書では、ラグランジアンを与える際には弦理論への応用であり用いられることのないフェルミオンを含む項は多くの場合に省略されており、また、物質多重項を導入することによる拡張についても触れられていない。従って現象論への応用に興味のある読者や、非常に複雑なラグランジアンを完全形を見て悦びを感じる超重力ファンにはもの足りないかもしれないが、副題が示すような超弦理論への応用を念頭においた入門書としては大変読みやすくなっている。

本書の内容は超重力理論におけるアノマリー相殺について解説した第8章を除いて古典論であり、古典的な場の理論の基礎について学んだ修士課程の学生であれば難なく読み進むことができるであろう。弦理論を学ぶ際には、ぜひ平行して読んでおくことをお勧めしたい。

(2011年8月15日原稿受付)



ている。そのほとんどにおいて、プラズマ内部の原子分子過程が重要である。本書は基礎分野と応用分野の双方を扱うこの分野の待望の書籍である。

第1部基礎編では、プラズマ内部の原子分子過程を解説すべく、序論に始まり、原子構造とスペクトル、分子構造とスペクトル、衝突断面積と反応速度係数、電子・光と原子・イオン衝突、電子・光と分子衝突、イオン原子衝突、イオン分子衝突、化学反応速度論と衝突輻射モデル、輻射輸送と、各章毎に古くからの基礎理論から最近の成果まで網羅的に記述がなされている。それぞれの分野の第1人者による分担執筆が功を奏し、バランスの良い事が特筆すべき点である。

第2部応用編では、超高層大気、宇宙プラズマ、核融合プラズマ、レーザー生成プラズマ、プロセスプラズマ、環境プラズマと対象となるプラズマごとに1章を割り、特徴となる原子分子過程のリストアップ、断面積の解説から実験方法の簡単な紹介や、流体コードとのカップリングなど、それらを利用して解明された物理現象についても研究成果が多数紹介されている。最後に、各種のデータベース概論についても1章を割り、各種文献やオンラインの計算サイト、計算コードなどが紹介されている。本書は「データそのものは掲載しない」事を原則とし、データに対してはガイドブックとしての役割に徹していることにも敬服できる。

第1部は基礎を重視した教科書、第2部は応用を重視したハンドブックとしての色彩が強いが、あえて分冊とせず一つにまとめた所が、本書の大きい特徴で、かつ、我が国のプラズマ理工

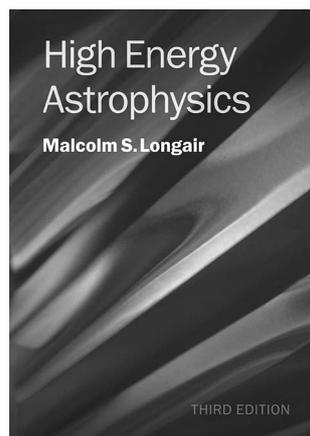
学分野の状況をも、端的に示している。日本物理学会領域2独自の事情であるが、2011年度の日本物理学会秋季大会では、領域2は初めて「物性」分野を離れ、プラズマ・核融合学会および応用物理学会プラズマエレクトロニクス分科会と合同で、11月に金沢市内で開催の「プラズマ・カンファレンス」を秋季大会に代えて行なった。我が国におけるプラズマ学際連携を推進し、プラズマ分野の基礎と応用の交流を促進するため、学術団体が相互協力している。団体だけでなく本書のように、基礎分野と応用分野の研究者の相

M. S. Longair

### High Energy Astrophysics 3rd Edition

Cambridge Univ. Press, New York, 2011, xv + 861 p, 25 × 20 cm, \$85 [専門・大学院向]

ISBN 978-052-175618-1



十数年ほど前に、東京大学宇宙線研究所のガンマ線観測の大御所の方に、偶然、本書のファーストエディションの感想を伺ったことがある。その方の表現は鮮烈で、「著者1人でこれだけ広い内容をカバーできるものなのか？」であった。高エネルギー宇宙物理学に現れる素過程を網羅し、反応の観点からあらゆる高エネルギー天体現象を紹介する内容に、彼は素直にそう口にしたのであろう。今回のサードエディションでは、セカンドエディション以降に話題になった内容も豊富に取り込まれて改定されている。例えば、大きく発展してきたニュートリノ振動実験の結果を紹介する部分なども加わっており、たいへん頼もしい内容とな

互理解に基づき意識が統一され、多くの分野の研究者による共著の形で本書が上梓された事は、多数の研究者が基礎分野と応用分野の相互協力の必要性を強く認識している事を意味している。誠に慶ばしい事であり、今後のプラズマ界の益々の発展が期待される場所である。学際共同が具体的に実行されつつある今まさに、プラズマ物理学分野の研究者はもちろん、基礎現象に興味のあるプラズマ工学技術者にも、本書は強く推薦の1冊である。

(2011年8月31日原稿受付)

郡 和 範 (KEK)

っている。以前に古いエディションで勉強された方々も、新しい内容を網羅したハンドブックのような感覚で、本書を手元に置く価値もあるのではないだろうか。

通常の教科書で素粒子の散乱断面積や反応率の具体的な計算を解説する際、場の量子論などのフォーマルな手法を用いて、正確に求めることに主眼がおかれることが多い。かなりの技術的な修練が必要であり、初学者であればあるほど、その細かい技術に気を取られ、全体の物理的な理解が不十分のまま先に進んでしまう傾向があるように思う。実際に学部生や修士1年生の頃の評者はそうであった。

しかし、最前線の宇宙物理学の研究に徐々に触れるにつれて、宇宙物理学では、ユーザーの立場で教科書を利用する場合は圧倒的に多いと気付くようになる。それは素粒子論と宇宙物理学との間の業界の価値観の違いといってもよいかもしれない。Longairは、細かい計算技術にとらわれることなく、他によく知られている素過程とのアナロジーを使いながら、最初におおざっぱに導出する方法を紹介し、まず物理量の組み合わせが物理的にどのような意味があるかを簡単に紹介する。式を

通して、背後で起こっている宇宙の現象が透けて見えるかのごとくである。その後、「もっと正確な計算に基づく」と、このような式になります」と、さらにと厳密な結果を書いて終わるのである。例えば、第5章のイオン化損失のそうした導出方法は美しく、驚くほど見事である。本書は高エネルギー宇宙物理研究の実践向けの教科書と呼ぶにふさわしいだろう。

評者が大学院に入りたての頃、丁度、2分冊にわたるセカンドエディションの2分冊目が発売された。上述のようにファーストエディションが1冊の評判の良い本であったため、2冊もあるセカンドエディションを持っている我々は、色々と揶揄されたものである。それが、サードエディションでは再び1冊にまとまるに至り、評判のよくなり版で勉強してきた身として、いくぶ

ん複雑な想いである。著者も書いているように、この“コンパクトで使いやすい”サードエディションで、最初から高エネルギー宇宙物理学の素過程をスマートに学べるとは、今の若手研究者はさぞかし幸せに違いない。

最後に、他の標準的な教科書と比較しておくのも重要であろう。George B. Rybicki と Alan P. Lightman の共著“Radiative Processes in Astrophysics”は、比較的電磁相互作用の紹介に重きを置いている。また、式の導出の方法も、厳密に求まる場合が多いせいか、天下り的に行う場合が多いように思う。幅広い相互作用を扱い、物理的な側面に焦点を当てている本書とは役割分担されているだろう。Lyman Spitzer Jr. による“Physical Processes in the Interstellar Medium”では、式の導出にはあまり説明が割かれておらず、行間を埋め

ながら勉強することを期待して書かれているように思われる。本書のねらいとは、むしろ正反対であると言っても過言ではないだろう。

上述したとおり、高エネルギー宇宙物理学の専門家には、知識をコンパクトにまとめてくれているハンドブックとして、また、初学者には実践的な入門書として他に例を見ない良書であると推薦したい。

(2011年9月5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。



## シンポジウム「物理学者から見た原子力利用とエネルギー問題」について

白鳥紀一 ◇

会誌10月号の標記シンポジウムの報告と、その内容(の一部)についての山田耕作さんの意見を読んで、このシンポジウムが物理学会にふさわしいものかどうか、大変疑問を持ちました。

物理学会は、現在の物理学の体系を理解し、その上で仕事をしようという人たちの集まりです。それ以外の、特に政治的な論点については、意見の一致はあり得ません。それらの問題は物理学の体系の外にあって、物理学によって解が一意的に求まったりしないからです。様々な意見がありますし、それは余りにも当然なことです。

たとえばマンハッタン計画を考えれば、当時のアメリカの物理学者たちは、物理学で得られた核分裂連鎖反応という新しい知見を世界に役立てるのは今だ、と原爆の開発に熱中したわけで、それは、計画開始当時の世界情勢を考えれば、理解できること

です。しかし、理解と同意は違います。現在の日本の物理学者の大方は、核兵器の開発研究には反対だと思います。私もそうです。そしてそれは、単に人間としてというのではなく、起こる事態についての物理学者としての理解を踏まえて、という意味があります。

原子力発電も同様です。エネルギー問題にしる原子力発電にしる、様々な意見があります。それは、物理学者としての知識を踏まえて、そうです。たとえば、世界平和アピール七人委員会は7月11日付で「原発に未来はない；原発のない世界を考え、IAEAの役割強化を訴える」という長文の声明を発表して、原発は世界中でやめる以外ない、そのためにはどのようにしていくか、それは可能か、という議論をしています。その七人には小沼通二・池内了という二人の物理学会員が含まれています。小沼・池内の両氏は、もちろん、物理学者としての識見に基づいてそう主張しているわけですが、その他にも、原子力発電に反対して意見を述べている物理学会員は多数います。

念のために申しますが私は、物理学会は政治的な問題を主題にシンポジウムなど開くべきではない、といっているのではありません。物理学会として一定の結論をもっ

ているかのように見られる行動をとるべきでない、といっているのです。

社会における問題の存在と内容について、物理学に関わる市民として各会員が理解を深めることは、学会としても努めるべき大切なことです。これまでも、たとえば1970年の年会では委員会の主催で、「現代社会における物理学の研究者」というパネル討論会が開かれています(日本物理学会誌26(1971)722頁に公式な報告があります)。原子力発電についても、1982年から6年間年会の度に理事会によるシンポジウムが開かれ、議論の内容は会誌に報告され、また『原子力発電の諸問題』という書物(東海大学出版会、1988年)になっています。

しかし今回のシンポジウムの構成は、それら二例と違います。上の二つの例では基本的に、異なる意見を持つ方々を講師として、議論を通じて参会者それぞれの認識が前に進むことを目標にしたのです。今回はどうでしょう。たとえば、山田さんが問題にした微量放射線の効果について、柴田徳思さんだけが講演したのは適切だったか。もともと微量放射線の生体効果というのは典型的なトランス科学の問題で、通常の科学からいささか離れた領域にあります。またICRPの原則は“As Low As Reasonably Achievable”であって、何がreasonableかは

科学の外で決まります。別のいい方をすれば、低い確率の災害をどう評価しどう対応すべきかは人により立場によって変わることです。柴田さんがご自分の考えを述べられたのは結構ですが、柴田さんの意見が物理学から導き出される唯一の結論と見なされるのは非常に好ましくありません。因みに、二十数年前のシンポジウムでは、微量放射線の効果については道家忠義、松平寛通、高木仁三郎、三氏の講演がありました。

もちろん、問題は柴田さんの講演だけではありません。学会のwebで聞くとたとえば有馬さんの講演は、右肩上がりの成長を疑わず、それは科学の進歩によって可能だ、科学をそのために役立てよう、というアジ演説です。それは、有馬さんの政治的な意見ではあっても、決してユニークな結論として物理学から導かれるものではありません。しかし「物理学者から見た」と銘を打って理事会主催で開かれたシンポジウムですから、そう受け取られる可能性は大き

いでしょう。報告には「純粋に科学的な見地から議論した」とありますが、このシンポジウムが科学というものの限界(それは、今回の災害によって広く認識された、と私は思います)を心得て計画されたとはとても思えません。

このシンポジウムは、問題になっている九州電力の公聴会などと同様、事実に基づかない誤った「発信」といえましょう。それは、事実に基づく学問である物理学に関わる者として、特に物理学者の集まりである物理学会の理事者の行動として、甚だしく不適切です。

これまで物理学会は、政治的な問題に対して極めて慎重に行動してきました。1966年の半導体物理国際会議に際して、物理学会内の機関である実行委員会が学会執行部や会員に無断で米軍から資金を導入したとき、物理学会は臨時総会を開いて遺憾の意を表し、その行為を否定しました。物理学会自体が行った軍資金の導入という極めて

政治的な行動を否定する(政治的な)行動をとるのには、それだけの手続きを必要としました。それは、繰り返しますが、政治的・社会的な問題について会員の意見が一致するはずがないし、一致させる必要もないからです。

今回のシンポジウムでもこの方針が尊重されるべきだったし、今後の運営はその方向でなされるべきだ、と考えます。

(2011年10月27日原稿受付)

#### 会員の声 投稿規定(3,000字以内)

- 1) 広く会員にとって関心があると思われる話題についての個人的な意見や感想を述べた投書を掲載する。
- 2) 採否は編集委員長の判断による。その内容に関する責任は投稿者が負う。
- 3) 毎月15日までに投稿された原稿は原則として翌々月号掲載とする。

## 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/keijiban.html>にありますので、それに従ってお申込み下さい。webからのお申込みができない場合は、e-mail: [keijiban@jps.or.jp](mailto:keijiban@jps.or.jp)へお送り下さい。必ず Fax 03-3432-0997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、本会と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<sup>1</sup>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)

### ■東京大学物性研究所研究員

1. 特任研究員1名
2. 附属中性子科学研究施設山室研究室
3. 日本科学技術振興機構CREST研究「元素間融合を基軸とする新機能性物質・材料の開発」の一環として山室所員と協力し中性子散乱、X線回折、熱測定等による新規固溶型ナノ合金の物性研究、特に水素の状態解析を行う。意欲があれば上記手法の経験不問。
4. 決定後早期
5. 最長2017年3月迄、年度更新
6. 修士課程修了又は同等以上の能力者
7. ○履歴書(略歴可) ○業績リスト(特に重要な論文に○印) ○主要論文別刷約3編(コピー可) ○研究業績概要(約2,000字) ○研究に関する抱負(約1,000字、上記研究内容でどの様な活動が可能か具体的に記述) ○推薦の場合は推薦書、応募の場合は所属長・指導教員等による意見書(書類提出先へ

直送)

8. 2012年2月15日(水)必着
9. ①277-8581 柏市柏の葉5-1-5 東京大学物性研究所総務係  
②附属中性子科学研究施設 山室 修  
電話04-7136-3494 [yamamuro\\_issp.u-tokyo.ac.jp](mailto:yamamuro_issp.u-tokyo.ac.jp)
10. 封筒に「山室研究室特任研究員応募書類在中」又は「意見書在中」と朱書き郵便の場合は書留で送付。

### ■大阪大学核物理研究センター教員

[1]

1. 准教授1名
2. 核物理実験研究部門
3. 原子核研究の全国共同利用研究センターとして、主にはサイクロトロン施設とレーザー電子光装置を運営しており、2010年4月より共同利用・共同研究拠点の「サブアトムック科学研究拠点」として認定されている。大阪大学大学院理学研究科の協力講座として教育の一翼を担う。全国共同利用センターの一員として、サイクロトロン施設を中心とした原子核物理の実験研究や検出器開発の中核となり、将来への発展を主導する。
4. 決定後早期
5. なし。但し、一定期間を経過した後、

所属機関を替わることが望ましいという考えをとっている。この期間は7年±2年とする。

- 履歴書 ○研究歴 ○業績リスト  
○主要論文別刷5編以内 ○就任した場合の抱負 ○推薦書1通又は意見書2通
- 2012年2月20日(月)正午必着
- 567-0047 茨木市美穂ヶ丘10-1 大阪大学核物理研究センター 岸本忠史 電話06-6879-8900 director rcnp.osaka-u.ac.jp
- 封筒に「教員公募(准教授)書類在中」と朱書き郵送の場合は書留で送付。原則書類選考。当センター概要は<http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp>参照。

#### [II]

- 助教1名
- 2, 8, 9は[I]に同じ。
- 原子核研究の全国共同利用研究センターとして、主にはサイクロトロン施設とレーザー電子光装置を運営しており、2010年4月より共同利用・共同研究拠点の「サブアトム科学的研究拠点」として認定されている。大阪大学大学院理学研究科の協力講座として教育の一翼を担う。全国共同利用研究機関及び共同利用・共同研究拠点の一員として、原子核物理学の発展に貢献する。特に、J-PARCにおいて、本センターが主導する大強度2次ハドロンビームを用いたハドロン原子核実験研究を推進する。
- 2012年4月1日以降早期
- なし。但し、一定期間を経過した後、所属機関を替わることが望ましいという考えをとっている。この期間は5年±2年とする。
- 博士号取得者又は同等以上の能力者
- 履歴書 ○研究歴 ○業績リスト  
○主要論文別刷5編以内 ○研究計画  
○就任した場合の抱負 ○推薦書1通又は意見書2通
- 封筒の「教員公募(助教)書類在中」と朱書き郵送の場合は書留で送付。書類及び面接による選考。当センター概要は<http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp>参照。

#### ■東京大学大学院工学系研究科教員

- 教授、准教授若干名
- 原子力国際専攻
- 原子力工学の中の高エネルギー粒子を活用した物理、化学、生物の研究と学部・大学院の教育。
- できるだけ早期

- 准教授の場合原則5年(評価の上再任可)
- 博士号取得者
- 履歴書(着任可能時期明記) ○研究・教育歴 ○発表論文リスト(カテゴリに分類し、共著者を全て記入)  
○研究・教育に関する着任後の抱負(A4, 5頁以内、書式自由) ○主要論文別刷5編以内 ○照会者2名による推薦状
- 2012年2月29日(水)消印有効
- 113-8656 東京都文京区本郷7-3-1 東京大学大学院工学系研究科原子力国際専攻 笠原直人 kasahara n.t.u-tokyo.ac.jp
- 封筒に「教員公募関係」と朱書き書留で送付。書類原則不返却。勤務地は本郷キャンパス、又は研究教育環境に応じ東海キャンパス。

#### ■京都大学大学院理学研究科物理学・宇宙物理学専攻准教授

- 准教授1名
- 物理学第二教室宇宙線研究室
- 宇宙線物理学(実験)
- 決定後早期
- なし
- 履歴書(顔写真、e-mail、着任可能時期明記) ○研究業績リスト ○主要論文別刷3編以内各2部(コピー可) ○研究業績概要 ○着任後の研究計画  
○推薦書又は意見書(照会可能者の氏名・連絡先でも可)
- 2012年3月5日(月)必着
- 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・物理学第二教室 中家 剛  
②同専攻・物理学第二教室 谷森 達 電話075-753-3858 tanimori cr.scphys.kyoto-u.ac.jp
- 封筒に「宇宙線研究室准教授応募書類(又は推薦書、意見書)」と朱書き簡易書留で送付。応募書類原則不返却。

#### ■大阪大学大学院理学研究科教授

- 教授1名
- 宇宙地球科学専攻宇宙進化グループ
- 宇宙物理学分野の理論的研究を主導的立場で進めると共に、教育及び大学運営に積極的に貢献できる方。
- 2013年4月1日
- なし
- 博士号取得者
- 履歴書 ○研究業績リスト(主要論

文3~5編に印) ○今迄の研究内容(A4, 約4頁) ○研究・教育に関する今後の計画と抱負(A4, 約2頁) ○照会可能者2名の連絡先

- 2012年3月15日(木)必着
- ①560-0043 豊中市待兼山町1-1 大阪大学大学院理学研究科宇宙地球科学専攻 川村 光  
②同上 芝井 広 電話06-6850-5501 shibai ess.sci.osaka-u.ac.jp
- 封筒に「宇宙理論教授応募書類」と朱書き簡易書留又は書留で送付。応募書類不返却。本学は男女共同参画の方針に基づき女性の応募を歓迎。

#### ■理化学研究所基幹研究所研究員

- 研究員1名
- 物質機能創成研究領域単量子操作研究グループ量子ナノ磁性研究チーム
- ナノスケールの複合構造を用いたスピントロニクスデバイスに関する基礎研究。スピン注入により誘導されるナノ磁壁や磁気渦の運動、磁化反転、磁気相転移やスピンホール効果などスピン流物性に関する研究を行う。
- 決定次第早期
- 年度契約の任期制職員、評価によりプロジェクト終了迄更新可。
- 着任時点で博士号取得者
- 履歴書(写真貼付) ○研究業績 ○主要論文別刷 ○研究概要・今後の抱負(A4, 1枚) ○推薦書1通(推薦者氏名、連絡先記載) ○結果の通知先(住所、e-mail等)
- 2012年3月30日(金)(適任者が見つかり次第、随時締切)
- 351-0198 和光市広沢2-1 理化学研究所量子ナノ磁性研究チーム 大谷義近 Fax048-467-9650 yotani riken.jp <http://www.riken.jp/lab-www/nanomag/indexjpn.html>
- 封筒に「研究員応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。書類審査後、英語セミナー形式の面接有。

#### ■電気通信大学大学院情報理工学研究科教員

- 教授又は准教授1名
- 先進理工学専攻
- 光波センシングに関する分野、広い意味で光波特性を基とする応用計測分野。大学院・学部(電気電子回路、画像工学等)講義と学生実験。
- 2012年9月1日以降早期
- なし

6. 博士号取得者で上記の専門分野に研究業績を有する方
7. ○応募申請書 様式は <http://www.uec.ac.jp/about/advertisement/> 参照 ○主要論文別刷5編以内(コピー可) ○今迄の研究概要と今後の研究計画書, 教育経験と教育の抱負(各A4, 2枚以内) ○照会可能者, 国内外各2名の氏名, 所属, 連絡先(住所, 電話, e-mail等)
8. 2012年4月9日(月)必着
9. ①182-8585 調布市調布ヶ丘1-5-1 電気通信大学先進理工学専攻長  
②同専攻 富田康生 電話042-443-5164 ytomita ee.uec.ac.jp
10. 封筒に「光波センシング分野教員応募書類在中」と朱書き書留で送付。書類不返却。

#### ■東京農工大学大学院工学研究院准教授

1. 准教授1名
2. 先端電気電子部門通信システム工学分野
3. 学部及び大学院で電気電子工学分野の教育及び研究指導を担当できる方。通信システム工学一般, 次世代モバイル通信, コグニティブ無線等の分野において研究業績のある方。
4. 2012年10月1日(予定)
6. 博士号取得者。40歳程度迄の方
7. ○履歴書 ○研究業績リスト ○主要論文約5編の別刷又はコピー各1部 ○今迄の研究経過と着任後の研究計画(A4, 約1枚) ○教育研究に対する抱負(教育歴等含, A4, 約1枚)
8. 2012年5月31日(木)必着
9. 184-8588 小金井市中町2-24-16 東京農工大学大学院工学部電気電子工学科 鈴木康夫 電話042-388-7917 ysuzuki-cc.tuat.ac.jp
10. 封筒に「教員応募書類」と朱書き(簡易)書留で送付。応募書類原則不返却。問合せはできるだけe-mailにて。

### 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)

#### ■NIMS先端計測シンポジウム2012

主催 物質・材料研究機構先端材料計測技術プロジェクト

日時 2012年2月23日(木)

場所 物質・材料研究機構千現地区(305-0047 つくば市千現1-2-1 電話029-859-2000)

内容 「先端材料計測技術の開発と応用」プロジェクトは, 独立行政法人物質・材料研究機構(NIMS)が, その第三期中期計画(2012年度~2016年度)において推進している主要課題です。プロジェクト初年度にあたり, その計画及び初期成果に関する報告会を開催する。本プロジェクトが目指すところや既に得られつつある研究成果を口頭セッション及びポスターセッションにて発表する。先端材料計測分野の第一人者による招待講演を交え, 材料の計測と評価に携わる研究者と技術者の交流の場として, 新たな連携と協同の関係を築きたいと考えている。

定員 70名

申込 WEBの参加登録フォームより

連絡先 先端材料計測技術プロジェクト事務局 奥澤 電話029-859-2000(内線6546) amcp nims.go.jp  
[http://www.nims.go.jp/publicity/events/2012\\_symposium.html](http://www.nims.go.jp/publicity/events/2012_symposium.html)

#### ■第68回熱測定講習会「初心者のための熱分析の基礎と応用(第49回熱測定ワークショップ(WS)併設)」

主催 日本熱測定学会

協賛 日本物理学会, 他

日時 2012年2月29日(水)~3月2日(金)

場所 早稲田大学理工キャンパス(169-0072 東京都新宿区大久保3-4-1)

内容 講義(2/29, 3/1): 熱測定の基礎, DSC, TG-DTAの基礎/高分子の熱分析/無機・電気材料の熱分析/医薬品の熱分析/蛋白質の熱分析. 実習(3/1): (A)~(F)から3択. (A)高分子の熱分析, (B)無機材料の熱分析, (C)医薬品の熱分析(DSC), (D)医薬品の熱分析(TG-DTA), (E)等温滴定型熱量計, (F)顕微熱分析. WS(3/2): 最新熱分析装置の紹介.

定員 2/29: 約80名, 3/1: 約40名程度

参加費 (テキスト, 消費税含)全日程: 30,000円, 1日のみ: 16,000円, WS: 講習会参加者は無料

申込 所定の申込書(日本熱測定学会HP

からダウンロード可)に記入後, 郵送かFAX送付(電話不可)

参加申込締切 定員到達次第

連絡先 101-0032 東京都千代田区岩本町1-6-7 宮澤ビル601 日本熱測定学会事務局 電話03-5821-7120 Fax03-5821-7439 netsu mbd.nifty.com <http://www.soc.nii.ac.jp/jscta/index.html>

その他 参加費の払戻はしない。個別相談の質問は, 別紙(様式任意)に記し申込書と共に送付。

#### ■第43回化合物新磁性材料研究会

主催 日本磁気学会化合物新磁性材料専門研究会

日時 2012年3月2日(金)13:30~17:10

場所 東京大学本郷キャンパス工学部6号館3階セミナー室A(113-8654 東京都文京区本郷7-3-1 電話03-3812-2111)

内容 空間反転対称性が破れた強磁性体(キラル磁性体)では, 構造の反転対称性と時間反転対称性が同時に破れるため新規な磁気光学効果が期待され, 物質開発・物性測定等研究が盛んに行われている。キラル磁性体の物質開発・合成, 磁気構造, 理論研究における最近の話題を講義する。

定員 なし

参加費 無料

申込 当日受付

連絡先 319-1106 茨城県那珂郡東海村白方162-1 いばらき量子ビーム研究センター内 総合科学研究機構東海事業センター 大石一城 k\_ohishi\_cross.or.jp  
その他 詳細は<http://www.newmag.info/43/nm43.htm>参照。

#### ■計算材料科学のフロンティア勉強会

主催 金属学会計算材料科学研究会, CMRI 計算材料科学研究拠点

日時 2012年3月6日(火)13:00~7日(水)18:30

場所 産業技術総合研究所関西センター(563-8577 池田市緑が丘1-8-31 電話072-751-9641)

内容 計算材料科学の最新の計算手法や理論を基礎からじっくり学ぶ勉強会を開催する。計算法の基礎理論や手法の概要の理解を主目的に分かり易く講義する。基礎方程式や参考文献等を含むプリントを可能な限り配布する。講師(予定)3/6: 川添良幸(東北大), 尾方成信(阪大), 東後篤史(京大), 西松 毅(東北大), 君塚 肇(阪大), 3/7: 毛利哲雄(北大), 世古敦人(京大), 大野かおる(横国大),

石橋章司(産総研), 渡邊 聡(東大),  
尾形修司(名工大), 香山正憲(産総研)  
定員 60名  
参加費 無料

申込 e-mailにて, 件名を「勉強会参加希望」とし, 名前, 所属, 懇親会参加の有無を記入の上, 産総研・武(y-take aist.go.jp)まで  
参加申込締切 2012年2月29日(水)  
連絡先 563-8577 池田市緑ヶ丘1-8-31 産総研ユビキタス 香山正憲 電話072-751-9641 m-kohyama aist.go.jp

### ■スプリング・サイエンスキャンプ2012

主催 科学技術振興機構  
日時 2012年3月17日(土)~29日(木)の内, 2泊3日~3泊4日  
場所 大学, 公的研究機関, 民間企業18会場. 詳細はWeb参照.  
内容 先進的な研究テーマに取り組んでいる日本各地の大学・公的研究機関, 民間企業等で, 第一線の研究者, 技術者等から本格的な講義, 実験, 実習を受けることができる, 高校生のための科学技術体験合宿プログラム.

定員 会場毎8~40名(計283名)  
参加費 無料(交通費は参加者負担)  
申込 <http://ppd.jsf.or.jp/camp/>より募集要項・参加申込書入手, 必要事項を記入の上, 事務局宛郵送.

連絡先 102-0091 東京都千代田区北の丸公園2-1 日本科学技術振興財団振興事業部内 サイエンスキャンプ本部事務局 電話03-3212-2454 Fax 03-3212-0014 camp jsf.or.jp

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

### ■日本磁気学会研究会183回研究会・第39回スピントロニクス専門研究会「磁化のダイナミクスと磁気緩和の物理」

主催 日本磁気学会  
日時 2012年3月22日(木)13:00~17:15  
場所 中央大学駿河台記念館320号室(101-0062 東京都千代田区神田駿河台3-11-5 電話03-3292-3111)

内容 スピントロニクス素子開発において, 磁化反転の制御は重要な技術で, 磁化の動的挙動やその背後にあるスピンの緩和現象をよく理解することが欠かせない. スピンドイナミクス研究の分野において第一線で活躍する講師が最新の研究動向等を紹介し, 活発な議論を行う.

定員 60名

参加費 3,000円(資料代込), 学生無料, 資料代1,000円  
申込 当日受付  
連絡先 101-0052 東京都千代田区神田小川町2-8 日本磁気学会事務局 杉村 電話03-5281-0106 Fax 03-5281-0107 msj bj.wakwak.com <http://www.wdc-jp.com/msj/seminar/topical/183.html>

### ■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)

日時 2012年9月5日(水)~8日(土)  
場所 東京大学本郷キャンパス  
内容 基調講演者: 根岸英一(Purdue大, 2010ノーベル化学賞), M. Graetzel(EPFL), 中鉢良治(ソニー), K. Kim(SAIT). チュートリアル講演者: T. N. Jackson(Penn State大), I. McCulloch(Imperial Collage), 橋本 巨(東海大)他

参加費 38,000円, 学生12,000円(早期割引8月14日迄, 以降, 48,000円, 学生22,000円)

申込 <http://www.icfpe.jp/>より(8月14日迄, 以降, 当日受付)

アブストラクト締切(口頭発表・ポスター)2012年4月21日(土)

連絡先 大阪大学 竹谷純一 office icfpe.jp

## その他

### 助成公募の標準様式(1件500字以内)

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

その他 ○標題 ○内容 ○連絡先

### ■第7回ロレアル・ユネスコ女性科学者日本奨励賞募集

対象 生命科学, 物質科学の分野において博士後期課程に在籍又は進学予定の40歳未満の女性で交付後1年間, 国内で教育・研究に従事できる方. 留学生は対象外.

助成内容 世界規模で展開するロレアル・ユネスコの女性科学者を支援する共同プロジェクトの理念を継承し, 将来を担う日本の若手女性研究者が国内の教育・研究機関において研究を継続できるよう奨励. 生命科学, 物質科学の分野から1年各2件(2名), 計4件(4名)を選考し, 賞状と奨学金100万円を贈呈.

応募方法 <http://www.nihon-loreal.co.jp>参照  
応募締切 2012年2月29日(水)消印有効  
書類送付先 163-1071 東京都新宿区西新宿3-7-1 新宿パークタワー 日本ロレアル株式会社コーポレート・コミュニケーション本部「ロレアル・ユネスコ女性科学者日本奨励賞」事務局

問合せ先 [fwis-japanfellowships.jp@loreal.com](mailto:fwis-japanfellowships.jp@loreal.com)

その他 封筒に「ロレアル・ユネスコ女性科学者日本奨励賞応募書類」と明記し必要書類を郵送. e-mail不可. 応募書類不返却. 2012年に東京で開催予定の授賞式にて発表.

### ■公益信託林女性自然科学者研究助成基金助成公募(平成24年度)

対象 わが国の大学, 国立又は非営利事業財団等の研究機関において, 自然科学(化学及びそれに関連する物理学・生物学)の基礎研究に従事する女性研究者(国籍を問わない).

助成内容 (1)研究助成: 約16件, 総額約2千3百万円. (2)国際研究交流助成(国際研究集会での研究発表, 海外での共同研究目的渡航)年約12件, 総額200万円.

応募締切 2012年3月31日(土)(2)は受託者に問合せのこと.

問合せ先 105-8574 東京都港区芝3-33-1 中央三井信託銀行リテール受託業務部公益信託グループ林基金担当 電話03-5232-8911 Fax03-5232-8919 Mitsuhiko\_Esumi chuomitsui.jp

その他 申請書は <http://www.chuomitsui.co.jp/koueki/index.html> からダウンロードのこと.

### ■公益信託山村富美記念女性自然科学者研究助成基金助成公募(平成24年度)

対象 わが国の大学, 国立又は非営利事業財団等の研究機関において, 自然科学(化学及びそれに関連する物理学・生物学)の基礎研究に従事する女性研究者(国籍を問わない).

助成内容 山村フェロー: 博士号取得の女性研究員(2百万円)約3名, 2年間.

応募締切 2012年3月31日(土)

問合せ先 105-8574 東京都港区芝3-33-1 中央三井信託銀行リテール受託業務部公益信託グループ山村基金担当 電話03-5232-8911 Fax03-5232-8919 Mitsuhiko\_Esumi chuomitsui.jp

その他 申請書は <http://www.chuomitsui.co.jp/koueki/index.html> からダウンロードのこと.

■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。)

2月 ユーザ名 : 12Feb  
パスワード : Kapitsa846  
3月 ユーザ名 : 12Mar  
パスワード : Reines649

## 行事予定

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

開催月日	名 称	開催地	会誌巻号または世話人
2012年			
2/14~17	総研大アジア冬の学校	土岐市(岐阜)	66-12
2/18~19	平成23年度サイエンス・インカレ	東京	66-10
2/20~22	Phase Transition Dynamics in Soft Matter: Bridging Microscale and Mesoscale	京都市	66-12
2/23	NIMS先端計測シンポジウム2012	つくば市(茨城)	67-2
2/27~3/1	The 5th Int. Discussion Meeting on Glass Transition—頑張ろう東北—	仙台市	66-12
2/29~3/2	MANA Int. Symp. 2012	つくば市(茨城)	66-12
2012年			
2/29~3/2	第68回熱測定講習会「初心者のための熱分析の基礎と応用(第49回熱測定ワークショップ(WS)併設)」	東京	67-2
3/2	第43回化合物新磁性材料研究会	東京	67-2
3/6~7	計算材料科学のフロンティア勉強会	池田市(大阪)	67-2
3/6~8	フラーレン・ナノチューブ・グラフェン総合シンポジウム	東京	66-12
3/6~10	第20回コンピューターショナル・マテリアルズ・デザイン(CMD)ワークショップ	木津川市(京都)	67-1
3/17~29	スプリング・サイエンスキャンプ2012	日本各地	67-2
3/22	日本磁気学会研究会183回研究会・第39回スピントロニクス専門研究会「磁化のダイナミクスと磁気緩和の物理」	東京	67-2
3/24~27	日本物理学会第67回年次大会(関西学院大学)	西宮市(兵庫)	日本物理学会
4/3~7	Progress in Quantum Field Theory and String Theory	大阪市	66-10
5/15~16	第29回希土類討論会	札幌市	66-12
6/3~7	第5回光学、光電、フォトリック材料およびその応用に関する国際会議	奈良市	66-12
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
9/11~14	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
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
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

2011年9月より編集委員を仰せつかって3か月が経ちましたが、未だ編集らしい仕事をしていないうちに、編集後記が廻ってきてしまいました。そもそも編集委員になる前は、毎号送られてくる物理学会誌の多くがそのまま書棚へ行ってしまうような状況でしたが、立場は逆転し、皆様に読んでもらえるように努力しなければ

ならなくなりました。

さて、編集委員会は毎月1回の編集会議開催、記事提案、執筆者と閲読者候補の選定、閲読コメントに基づく原稿改訂依頼、改訂稿の再検討等々、そして判定、と一連の任務を進めています。諸先輩方の編集後記を読み返してみると、より具体的に、それぞれ奮闘されている姿が見えてきます。そして、編集会議で最も大事にしていることが、学会誌の記事はなるべく読みやすく、

易しく、専門外の人でも、少なくとも1ページ目は電車の中でも読めるように書いてもらうということも。

実は、以前に解説記事を執筆させて頂きましたが、どうしても専門用語を多用する表現に陥ってしまい、編集担当の先生に、分かりやすく、分かりやすくと、お願いされたことを思い出します。結局、どこまで書けば専門外の読者に伝わるのかということと、内容の厳密さを失わないかということに、

結構悩まされました。これは学部の1年生向けの講義の難しさに通じるものがあるように思います。(まあ、講義では学生さんの顔を見れば、これはあかんなというのは分かりますが。)皆さんに気軽に読んで頂けるものにするまではなかなか出来ず、記事を書くことの難しさを痛感した次第です。これに関連して、私もご多聞に漏れず、学生時代に物理学会誌の解説記事にはお世話になっており、図書館でバックナンバーから自分の研究分野の記事を追ったりして、多くの基礎知識を教わりました。記事の中には少なからず、厳密さにこだわった難解な記事もあったと思いますが、それはそれで大いに勉強になったと思っております。読み切るには相当な努力が必要でしたが、

ところで、学会誌の編集会議では、新しい記事の提案について詳細に検討したり、依頼した記事の進行状況の報告から内容を吟味したり、今後扱うべきテーマについて

の議論をするなど、ほぼ1日をかけて行っています。編集委員に入る前には、会員の一人として、ノーベル賞に関連する記事など話題性の高い記事がもっと早く掲載されないものかと思っていましたが、2年前の南部先生、益川先生、小林先生のノーベル賞の特集号の編集後記にもあるとおり、月1回の編集会議で物理学会誌らしい記事を準備するには、速報性は合わないかなというのも納得です。最近では、CERNのニュートリノの速さに関する話題で盛り上がっていましたが、物理学会誌ならではの記事としてまとまっていくのではないのでしょうか。

最後に、本年1月号から本誌の印刷フォントが変わったことにお気づきでしょうか。vとyが見分やすくなったとのことですが、如何でしょうか？

北島昌史〈

#### 編集委員

旭 耕一郎(委員長), 宮下 精二,  
板橋 健太, 井戸 哲也, 永崎 洋,  
遠藤 仁, 小川 了, 北島 昌史,  
小島智恵子, 坂本 一之, 笹本 智弘,  
佐藤 実, 島野 亮, 杉本 茂樹,  
瀧澤 誠, 田中 秋広, 谷本 久典,  
田村 忠久, 樽家 篤史, 富井健太郎,  
藤谷 洋平, 藤山 茂樹, 古川 勝,  
三宅 隆, 宮本 良之, 渡利 泰山

#### (支部委員)

朝日 孝尚, 家富 洋, 池本 弘之,  
久保木一浩, 酒井 彰, 佐藤 憲昭,  
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

杉本 茂樹(委員長), 岡林 潤,  
奥村 公宏, 加藤 岳生, 北野 晴久,  
北畑 裕之, 木村 元, 柳田 創,  
柴田 絢也, 多田 朋史, 鳥井 寿夫,  
西尾 成子, 森川 雅博, 矢向謙太郎

### 第67期 (2011年9月1日~2012年3月24日) 理事・監事

会 長	倉本義夫	副会長(次期会長)	家 泰弘
庶務理事	新井正敏・北本俊二・笹尾真実子・並木雅俊・三沢和彦・本林 透		
会計理事	相原博昭・千葉順成・並木雅俊(兼任)・播磨尚朝		
総務理事	永井治男		
会誌編集委員長	旭 耕一郎	JPSJ 編集委員長	川畑有郷
監 事	鹿兒島誠一・覧具博義	刊行委員長	瀧川 仁

#### 本誌を複写される方に (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写したい方は、(社)日本複写権センターと包括複写許諾契約を締結されている企業の方でない限り、日本物理学会が複写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写については、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、複写以外の許諾は、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2号 (平成24年2月5日発行) 通巻743号  
Butsuri

©日本物理学会 2012

発行者 〒105-0004 東京都港区新橋5丁目34番3号 栄進開発ビル5F

永井治男

印刷所 〒169-0075 東京都新宿区高田馬場3丁目8番8号

株式会社 国際文献印刷社

発行所 〒105-0004 東京都港区新橋5丁目34番3号 栄進開発ビル5F

一般社団法人 日本物理学会

電話 03-3434-2671 Fax 03-3432-0997

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。