

# 日本物理学会誌

■ 生体膜における不均一構造の物理

■ レプトンフレーバー混合とニュートリノ質量

## BUTSURI

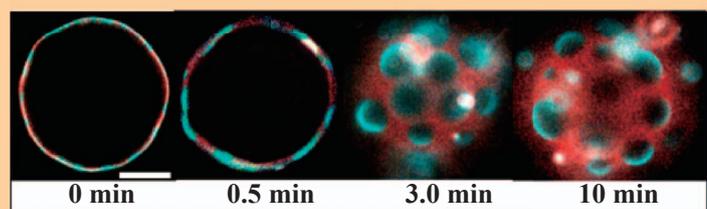
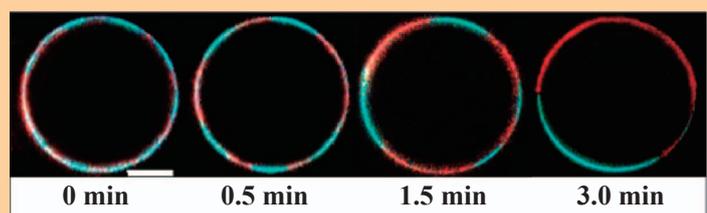
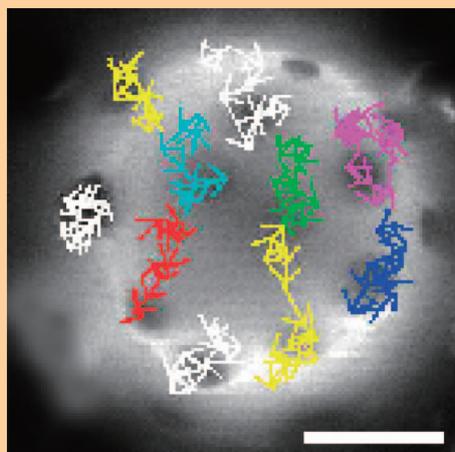
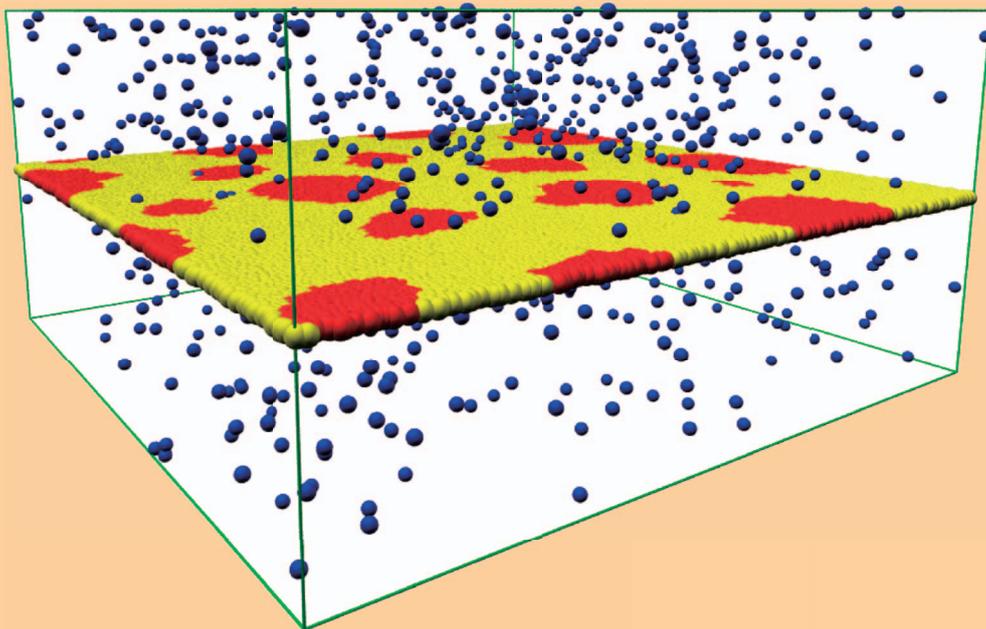
第68巻 第11号(通巻768号) ISSN 0029-0181

昭和30年6月13日 第3種郵便物認可

平成25年11月5日発行 毎月5日発行

2013 VOL. 68 NO.

# 11



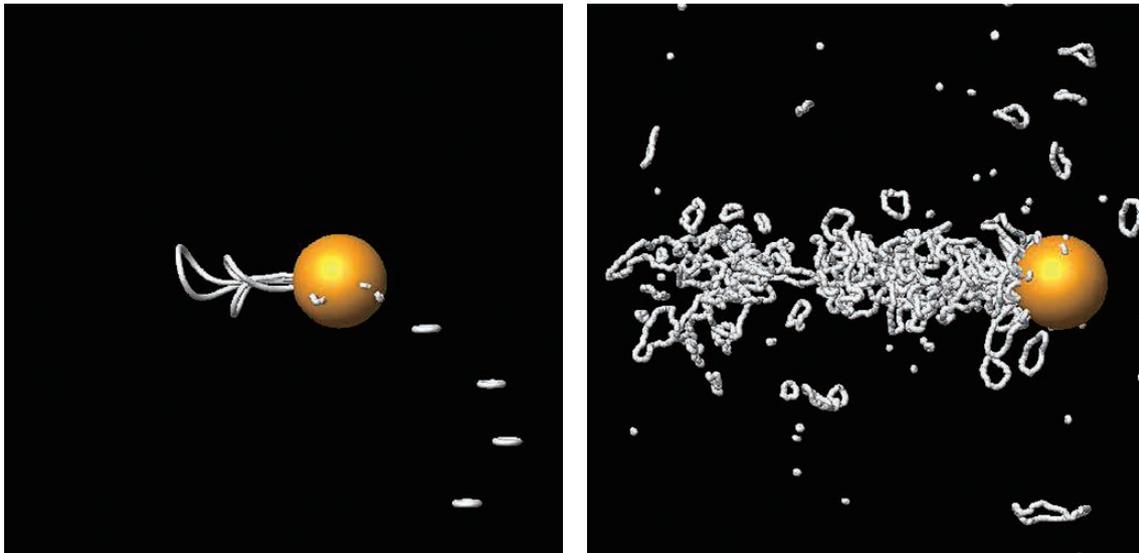
口絵：今月号の記事から		711
巻頭言	専門研究を活かす基礎教育の勧め	三沢和彦 713
解説	生体膜における不均一構造の物理	好村滋行, 今井正幸 714
	レプトンフレーバー混合とニュートリノ質量：到達点と近未来	南方久和 723
最近の研究から	物体の運動で発現する量子乱流 <span style="border: 1px solid black; padding: 0 2px;">口絵</span>	矢野英雄, 坪田 誠 734
	IceCube実験による超高エネルギーニュートリノ事象の初検出 <span style="border: 1px solid black; padding: 0 2px;">口絵</span>	石原安野, 吉田 滋 738
JPSJの最近の注目論文から	7月の編集委員会より	安藤恒也 744
平成25年度科学研究費助成事業(科研費, 基盤研究等) 審査結果報告		
		迫田和彰, 鹿野田一司 747
談話室	基礎教育としての「科学と倫理」	池内 了 750
	ケンブリッジ大学とウールズソープ村におけるニュートン同時代体験	
	その他	八木浩輔 752
歴史の小径	伏見康治による海外のプラズマ・核融合研究機関視察	雨宮高久 754
追悼	針谷喜久雄博士を悼む	阿部修治 757
新著紹介		757
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他	760
行事予定		765
会告	■2014年分(2014年1月~12月)会費自動振替の実施と会費納入のお願い ■2014年度雑誌の国外配布送料について ■賞および研究援助の候補者の募集について ■第10回Jr.セッションの開催 ■第69回年次大会会場における託児室の設置について ■第69回年次大会の事前参加登録・事前講演概要集申込について ■第69回年次大会講演募集要項 ■2013年10月1日付新入会者 ■Webページによる講演申込の手順(参加登録を含む) ■日本物理学会入会案内 ■日本物理学会入会申込書 ■2014年度 定期刊行物の購読案内 ■2014年度JPSJの購読案内(機関会員向け)	768
本会関係欧文誌目次		789

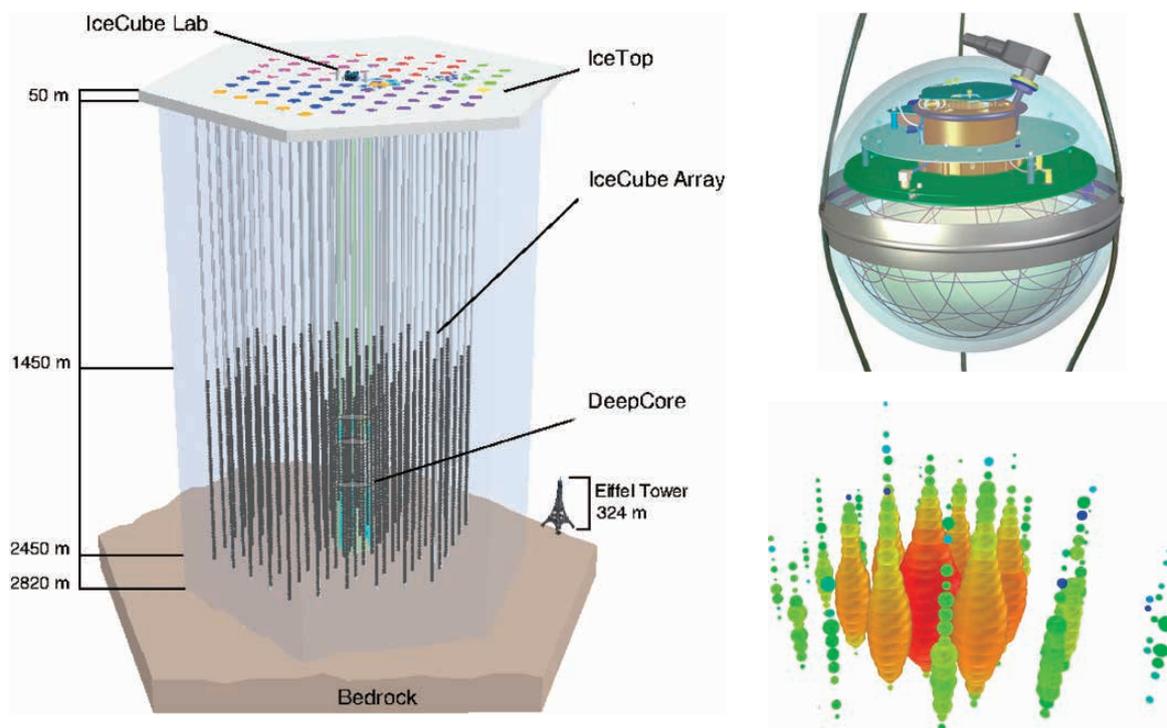
**表紙の説明** (上図) 多成分生体膜の粒子シミュレーションのモデル図. 系全体は二成分から成る平坦な二次元流体膜と, 周囲の三次元的な溶媒粒子で構成されている. 流体膜を見やすくするために, 溶媒粒子の密度を小さくして表示している. 生体膜内の相分離ダイナミクスは, 溶媒を媒介とする流体力学的相互作用の影響を強く受ける. (下左図) 多成分ベシクルにおけるドメインのブラウン運動の軌跡. ドメインは主にブラウン運動による衝突・合体を繰り返して成長する. (下右図) 多成分ベシクルにおけるドメイン成長と粗大化の時間発展. ベシクルの余剰面積が小さい場合には, 上図のように通常の粗大化が起こるが, 余剰面積が大きい場合には, 下図のようにドメインのパディングが観察される. パディングが起こると, 相分離の進行は抑制される. 詳細は本号に掲載されている好村滋行氏らの「解説」記事を参照のこと.

<b>Graphic Page</b>		711
<b>Editorial</b>		
<i>Basic Education Brings Professional Research to Life</i>	Kazuhiko Misawa	713
<hr/>		
<b>Reviews</b>		
<i>Physics of Heterogeneous Structures in Biomembranes</i>	Shigeyuki Komura and Masayuki Imai	714
<i>Lepton Flavor Mixing and the Neutrino Masses: Attainments and Near Future Perspective</i>	Hisakazu Minakata	723
<b>Current Topics</b>		
<i>Quantum Turbulence Driven by Object Motions in Superfluids</i>	Hideo Yano and Makoto Tsubota	734
<i>First Observation of PeV-Energy Neutrinos with IceCube</i>	Aya Ishihara and Shigeru Yoshida	738
<hr/>		
<b>JPSJ Selected Papers in the Latest Issue</b>		Tsuneya Ando 744
<b>Memoir on the Screening Reviewed: FY 2013 Grants-in-Aid for Scientific Research from the Japan Society for the Promotion of Science</b>	Kazuaki Sakoda and Kazushi Kanoda	747
<b>Forum</b>		
<i>Science and Ethics as the General Education</i>	Satoru Ikeuchi	750
<i>Contemporaneous Experiences with Newton at Cambridge University and Woolsthorpe etc.</i>	Kohsuke Yagi	752
<b>The Path to History</b>		
<i>Kodi Husimi's Overseas Inspection of Plasma Physics and Nuclear Fusion Research Laboratories in Europe and USA</i>	Takahisa Amemiya	754
<b>Obituary</b>		
<i>Obituary of Dr. Kikuo Harigaya</i>	Shuji Abe	757
<b>Book Reviews</b>		757
<hr/>		
<b>Notice Board</b>		760
<hr/>		
<b>JPS Announcements</b>		768

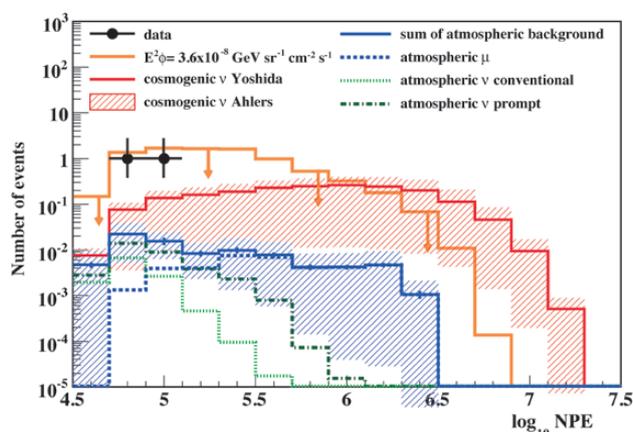
最近の研究から 「物体の運動で発現する量子乱流」 p.734

超流動の渦は、1) 動く物体に付着し、流れに乗って引き伸ばされ、2) 渦が絡まり、乱流へと発展する（図は往復運動する球によって、引き伸ばされる渦（白線）のシミュレーション。動画は <http://www.sci.osaka-cu.ac.jp/phys/eep/top-j.html> の数値計算ギャラリーで公開中）。この不思議な性質は、渦芯のまわりを循環する流れが、量子化されることに起因する。そしてこの量子化は、乱流の性質を、“渦の運動”の視点から理解することを可能にする。最近の実験および数値的研究から、乱流中では渦はランダムに揺らぎ、乱流からいろいろな速度の渦が放出され飛行することが、わかってきた。





世界最大のニュートリノ検出器アイスキューブ実験によって、1987年の超新星爆発以来最初の太陽系外ニュートリノ事象の候補2事象が検出された。宇宙物理学上最大の謎の一つである超高エネルギー宇宙線の起源解明に向けた大きな一歩である。上図左はアイスキューブ検出器全体図である。南極氷河中地下1,450 mから2,450 mに分布する黒い点の一つ一つが光検出器モジュール(同右上)を表す。モジュールは球形の耐圧ガラス内のワイヤ状の磁気シールドの内側に下向きに設置された光電子増倍管から成り、上部2枚のドーナツ型円盤上に電子回路やキャリブレーション用のLED光源等が置かれている。同右下は2012年1月に観測された超高エネルギーニュートリノ事象の光電子信号分布。丸の大きさが光量を、色は検出された光子のタイミングを表す(時系列:赤から青)。エネルギーは1.14 PeVと推定された。これまでの観測史上、最もエネルギーの高いニュートリノ事象である。



された関数で表されるモデルをオレンジ色の線で表す。観測された超高エネルギー事象数は、青線で示された雑音事象分布では説明できず、これは2事象が宇宙由来ニュートリノであることを強く示唆する。ニュートリノを用いて高エネルギー宇宙を探索する手段を我々は手に入れた。

宇宙由来ニュートリノ観測における背景雑音事象である大気ニュートリノ及び大気ミューオン事象はエネルギーと共に急激にその数を減らす。したがってPeV ( $10^{15}$  eV) という超高エネルギー領域では、こうした雑音事象の期待数は極めて少ない。

左図は、観測された光電子総数(NPE)分布である。NPEはエネルギーに対応し、近似的にPeV以上の領域でのエネルギー分布を見ることに等しい。大気ミューオン及び大気ニュートリノのフラックスから予測される背景事象の予測数分布を青線、GZK宇宙ニュートリノ信号モデルから予測される分布を赤の実線及び斜線領域で示す。天体起源ニュートリノ信号モデルとして流量がエネルギーの二乗に反比例し、2008年取得データの解析で得られた上限値によって規格化

## 専門研究を活かす基礎教育の勧め

三沢和彦 (物理教育委員長)

私は2011年8月より2年間の任期で、文部科学省研究振興局の学術調査官を務めてきた。学術調査官は、科学研究費助成事業の審査・評価、制度全般の改善、広報等に関する業務について、専門家の立場から幅広く関わっている。その中でも私にとって重要な任務は、新学術領域研究の採択審査や中間事後評価に当たり、すべての領域代表者に審査・評価結果の概要を通知するための所見文案を作成することであった。

審査・評価結果を文章に記すには、自分にとって専門外の多様な研究提案について内容をなるべく理解するよう努める必要がある。この作業は、自分の専門研究に没頭するのは質的に異なる有意義な体験であった。各専門分野を代表する著名な先生方が、全身全霊を傾けて、自ら提案する研究領域の意義および期待される学術的貢献をアピールする姿に学ぶところも多かった。

学術調査官業務を通じて、私が最も思い知らされたのは、研究の意義を専門外の人へ伝えることの難しさであった。よく「異なる分野間で比較評価するのは、それぞれの分野の特性も多様であるために困難である」と言われる。しかし、新学術領域研究では、異なる分野間で提案を競い合い、自分の分野の学術的意義を他分野の研究者に納得してもらうことが要求されている。実際、採択された領域提案は、どれ一つとっても、「自分の分野の学術的意義を他分野の研究者に納得してもらう」ことにおいて傑出していたと思う。

同様の印象は、学術調査官とは別の場面で、若手教員の人事選考に携わっている時にも感じたことがある。私の所属である東京農工大では、テニユアトラック制度による全学採用の公募においては、選考委員会も学部学科を越えた全学組織としている。農工大には農学部と工学部があるから、農学分野からの候補者と工学分野からの候補者とで同じ採用枠を競い合うことがある。例えば工学分野の候補者にとっては、自分の分野の学術的意義を農学分野の研究者に納得してもらうことが要求さ

れているのである。

それでは、自分の専門分野以外の人に自分の研究の意義を伝えるには、どうしたらよのだろうか。この問いに答えるには、逆にどういう場合に他分野の人のアピールが心に響かないかを考えてみた。それはまさに、自分の専門性をアピールするだけにとどまっている場合である。「自分の研究はこんなに優れています。論文もこれだけ出しています。」「こんなに価値ある研究の意義をぜひわかってください。」しかし、「そもそもなぜ、その研究課題を選んだか。」「数ある研究分野の中から、その課題を選ぶことが果たして必然であったのか。」というところから語ってくれる若手研究者が、年々減ってきていると痛感している。近年の学術研究は専門がますます細分化しており、その細分化された研究領域の中でも多くの研究者が切磋琢磨している。このような状況では、自分の専門性をアピールするだけでは、他者と差別化できない。

ここで、私自身が気づいたことは、「自分の専門分野以外の人に納得してもらうには、自分の知っていることを人に伝える能力だけでは十分でない」ということであった。むしろ重要なのは、「他人にとってはどこがどのようにわからないか、ということ想像できる能力」ではないだろうか。私も研究講演などで、相手によく理解してもらえたと実感するのは、質疑応答などで自分の講演に対して聴講者がどこで疑問を抱いたかが私なりに掴めたと確信したときである。逆に、討論相手がどのような点で理解が及んでいないかを捉えきれなかったときは、自分でも伝えきれなかったと悔やむことが多い。

これまで述べてきたことを、今期の物理学会理事会在掲げている「物理学会の裾野を広げる」という重点目標と照らし合わせて考えてみよう。斯波弘行会長は、学会誌巻頭言<sup>1)</sup>の中で、日本物理学会の事業には「研究者間の専門的な情報の交換を援助する事業」と「社会の中の物理学会としての活動」

の二つがあるとした上で、後者を充実させていくことは今後重要になると述べられている。具体的には、物理学会が主催する市民科学講演会や科学セミナー、公開講座などの内容をより広く広報して、物理学会のサポーターを増やすなどの方策である。ただ、社会の中では、物理学を専門としない一般の方々が多数である。したがって、自分たちが物理学を研究する意義を、専門外の人に納得してもらおう、という同じ問題に行き着くのである。

この問題を少しでも解決の方向へと導くには、「他人にとって物理学のどこがどのようにわからないか、ということ想像できる能力」を我々が磨かなければならない、ということになる。それには、物理学以外の異質な知識や考え方をいかに受容できるかが本質的に重要となってくるであろう。結局、自分たちが物理学を研究する意義は、物理学自身の中には見出せないのである。研究者が研究活動を遂行するには、社会からの支持・支援が不可欠である。したがって、物理学をより専門的に研究したいと思う者こそ、物理学以外を学ぶ機会を大切にしていくのがよいという結論となる。それは、大学の学士課程でいえば基礎教育であり、教養教育に相当すると言えるだろう。

こうして私自身、科学研究費助成事業の審査・評価全般という最先端かつ学際的な専門研究活動に関わる任務を経験して、初めて基礎教育や教養教育の重要性を思い知らされたといえる。「どうしたら専門研究を活かす基礎が身につくか、」優れた研究成果を上げている研究者ほど、きっとこのことに早いうちから気づいていたにちがいない。私も遅ればせながら、ようやく研究者としてのスタートラインに立てた、というのが実感である。

### 参考文献

- 1) 斯波弘行：日本物理学会誌 68 (2013) 73—物理学会の裾野を広げ、発信力を強めよう。

(2013年8月21日原稿受付)

# 生体膜における不均一構造の物理

好村 滋行  
今井 正幸

〈首都大学東京大学院理工学研究科 192-0397 八王子市南大沢 1-1 〉

〈東北大学大学院理学研究科 980-8578 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-3 〉

生体膜のラフトモデルが提唱されて以来、従来の流動モザイクモデル的な描像が変わりつつある。ラフトモデルでは、多成分の脂質二重膜における動的な不均一構造が重要な役割を果たしている。本解説では生体膜やベシクルにおける側方相分離現象を主題として、最近 10 年程度の研究動向を概観する。ここでは主に物理化学的な立場の実験研究を中心にレビューし、さらにソフトマター物理学の観点から理論的な考察を行う。前半では多成分の脂質二重膜の相挙動や形態について説明をする。後半では生体膜と周囲の溶媒の流体力学効果を定式化して、ドメインサイズの成長則や濃度ゆらぎの減衰率について議論する。

## 1. はじめに

細胞全体やそこに含まれる細胞小器官を包む生体膜は、細胞機能の重要な役割を担っており、生命活動を支える場として働いている。<sup>1)</sup> 例えば、代表的な細胞小器官であるミトコンドリアや葉緑体は、その内膜を隔てたイオンの濃度勾配を利用して、生命活動に必要なエネルギーを取り出している。このような生体膜の主な構成成分は、脂質と呼ばれる分子である。脂質分子は一分子内に親水性の頭部と疎水性の炭化水素鎖（通常二本）を併せもつため、水中に分散すると自発的に親水頭部を外側に向けて二重膜構造を形成する。さらに生体膜には多様な種類の膜タンパク質が貫入しており、生体膜を通じた物質のやり取りを仲介している。

生体膜は流動性をもつため、脂質や膜タンパク質は膜面内を拡散する。脂質二重膜から成る生体膜に動的な描像を与えた概念は流動モザイクモデルと呼ばれ、Singer と Nicolson によって 1972 年に提唱された。<sup>2)</sup> その後、流動モザイクモデルは生体膜の標準的なモデルとして広く受け入れられてきたが、1997 年に Simons と Ikonen がラフトモデルを提唱してから、生体膜の構造と機能に関して多くの議論が巻き起こっている。<sup>3)</sup> 流動モザイクモデルでは種々の脂質が膜面内で自由に移動し、均一に分布しているのに対して、ラフトモデルでは特定の脂質（後述のスフィンゴ糖脂質など）とコレステロールが凝集したナノスケールのドメインの存在を主張している。生体膜上のドメインは膜タンパク質とともにシグナル伝達因子の中継点として働き、多くの生命現象の制御に関わっているとされる。タンパク

質と脂質が一体になったヘテロな構造が海上の「いかだ」を連想させるので、「ラフト」と呼ばれている。様々な実験結果の蓄積をふまえて、2006 年のある国際会議では以下のようなラフトの定義が示された。<sup>4)</sup>

Membrane rafts are small (10–200 nm), heterogeneous, highly dynamic, sterol and sphingolipid-enriched domains that compartmentalize cellular processes. Small rafts can sometimes be stabilized to form larger platforms through protein–protein and protein–lipid interactions.

ところが、生体膜におけるラフトの実像については、今でも研究者の間で議論が続いている。<sup>5)</sup> 論争が決着しない最大の理由は、現実の生体膜でラフトを可視化することに成功していないからである。その一方で、ラフトモデルは物理学や物理化学の研究者の興味も大いに刺激した。特に 2000 年以降、モデル生体膜を用いた脂質二重膜における不均一構造の研究が世界中で飛躍的に進展した。モデル生体膜で観察されるドメイン構造の形成は、本質的に図 1 に示すような脂質二重膜の側方（二次元的）相分離現象と見なすことができる。<sup>6)</sup> 本解説では、多成分の脂質二重膜の相分離がもたらす興味深い物理現象に焦点を当てて、実験と理論の双方における過去 10 年程度の研究の発展について説明する。ただし、現時点では生体膜のラフト構造が実際に存在するかどうか、また存在するとしても相分離現象とどのように関係するのかは必ずしも明らかではない。しかし、純粋な物理現象である相分離によって説明できる事象の限界を探ることを通じて、逆にラフトの実体が明らかになるかもしれない。

## 2. 多成分膜の相分離

### 2.1 脂質二重膜の構造相転移

生体膜を構成する脂質としてはリン脂質、スフィンゴ糖脂質、コレステロールなどが挙げられる。主なリン脂質には、ホスファチジルコリン (PC)、ホスファチジルセリン (PS)、スフィンゴミエリン (SM) などがある。脂質は一般的に二本の疎水的な炭化水素鎖をもち、それらの炭素数や不飽和度（二重結合の有無）も考慮すると、極めて多種多様である。以下では脂質を二種類に大別して、炭化水素

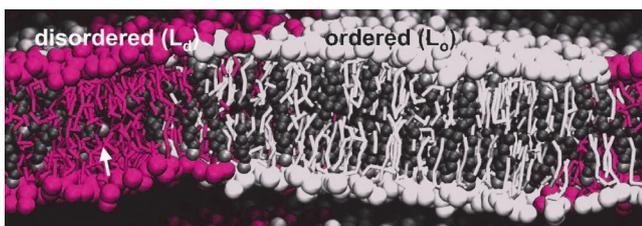


図1 脂質三成分から成る脂質二重膜の、粗視化分子シミュレーションによる側方相分離とラフト形成。灰色の分子が飽和脂質、赤い分子が不飽和脂質、黒い分子がコレステロールである。全体として秩序液体相 ( $L_o$ 相) と無秩序液体相 ( $L_d$ 相) に相分離している。文献6より許可を得て転載。

鎖に不飽和結合をもたない脂質を「飽和脂質」、一つ以上の不飽和結合を有する脂質を「不飽和脂質」と呼ぶ。

既知の事実として、一種類の脂質から成る脂質二重膜は、炭化水素鎖の秩序性を反映した構造相転移を示し、高温では炭化水素鎖が乱れた「液晶相」、低温では炭化水素鎖が配向した「ゲル相」と呼ばれる状態になることが知られている。<sup>1,7)</sup> 相転移温度が異なる二種類の脂質から成る混合膜の相挙動は、ラフトモデルが提唱される以前からいくつかの方法で調べられてきた。<sup>8)</sup> 一般に飽和脂質は不飽和脂質よりも相転移温度が高いため、ある温度範囲において液晶相とゲル相の二相共存状態が観察される。

コレステロール<sup>\*2</sup>は脂質の一種であるが、分子内に剛直で疎水的なステロイド環を有するのが特徴である。実験から、液晶相のコレステロールは炭化水素鎖の充填を促進するが、ゲル相では配向秩序を乱すことが知られている。<sup>7)</sup> これは、コレステロールが周囲の環境に応じて逆の効果をもたらすことを意味しており、コレステロールの二様性効果と呼ばれる。脂質とコレステロールの二成分系では、コレステロールの濃度が高くなると、「秩序液体相<sup>\*3</sup>」と呼ばれる特徴的な相が現れる。秩序液体相では脂質の炭化水素鎖の配向が揃っているが、分子は流動性をもつので二次元的な液体として振る舞う。コレステロールの濃度が中間的な場合、この二成分系は「秩序液体相」と「無秩序液体相<sup>\*4</sup>」(上述の液晶相と同一であり、炭化水素鎖は乱れている)の二種類の液体相に相分離する。炭化水素鎖の秩序性が異なる二つの液体相は、側方相分離によってドメイン構造を形成するので、これがラフトモデルの基本構造ではないかと推察された。

## 2.2 脂質三成分系

混合脂質二重膜における液体ドメイン構造を最初に可視化したのは Dietrich らである。<sup>9)</sup> 彼らは一種類の不飽和脂質、一種類の飽和脂質、コレステロールの三成分から成る巨大ベシクル(袋状に閉じた脂質二重膜)を作製し、蛍光顕微鏡による相分離構造の観察を行った。その結果、飽和脂質とコレステロールを多く含む相は円形状の二次元ドメインを形成するため、実際に液液相分離が起こっていることが確かめられた。その後、様々な組み合わせの三成分系(不飽和脂質/飽和脂質/コレステロール)について、温度や組成に対する相挙動を調べる研究が精力的に押し進められた。<sup>10-12)</sup> 代表的な組み合わせの一つは、DOPC<sup>\*5</sup>/DPPC<sup>\*6</sup>/コレステロールの三成分系である。

ここでは、後の議論との対応のために、図2に diPhyPC<sup>\*7</sup>/

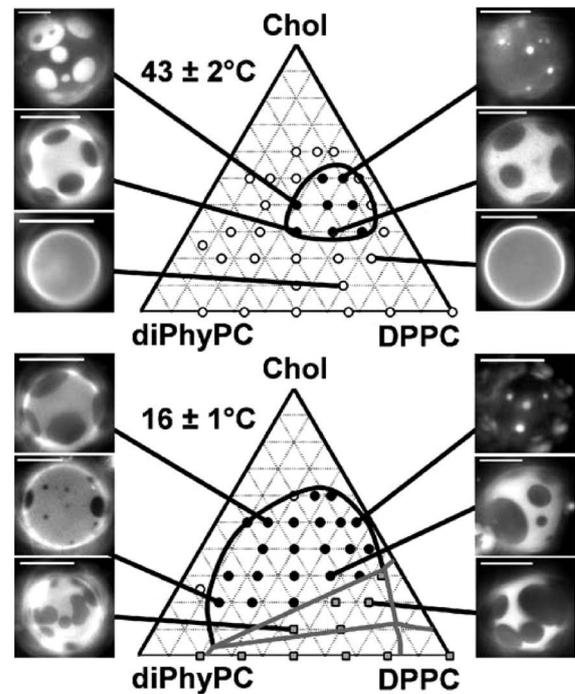


図2 diPhyPC/DPPC/コレステロールから成る巨大ベシクルの43°Cと16°Cにおける蛍光顕微鏡画像と三角相図。画像中の黒い円形ドメインにはDPPCとコレステロールが相対的に多く含まれる。三角相図中の白丸は一相状態、黒丸では秩序液体相と無秩序液体相が共存する(液液相分離)。灰色四角ではゲル相が観察される。スケールバーは20  $\mu\text{m}$ 。文献13より許可を得て転載。

DPPC/コレステロールの三成分ベシクルの43°C(上)と16°C(下)における三角相図を示す。<sup>13)</sup> 三角相図の周囲には、いくつかの組成におけるベシクルの蛍光顕微鏡画像が示してある。画像中の白い領域には diPhyPC、黒い領域には DPPC とコレステロールがそれぞれ相対的に多く含まれる。三角相図中の白丸の組成は一相状態、黒丸の組成は秩序液体相と無秩序液体相の二相共存状態を表し、灰色四角ではゲル相が観察される。高温の43°Cでは二相共存領域が閉じたループを形成する。低温の16°Cでは、広い二相共存領域の下に、三相共存領域(三角形の領域)を挟んで、無秩序液体相とゲル相の二相共存領域が存在する。

## 2.3 構造相転移と側方相分離の運動

多成分脂質膜の相挙動を、理論的なモデルで再現や予測しようとする試みもいくつか存在する。構造相転移温度が異なる二種類の脂質から成る生体膜のモデルは、Komura らによって提案された。<sup>14,15)</sup> 脂質二重膜の構造相転移は一次転移であり、液晶のネマチック・等方相間の相転移と類似している。Komura らのモデルでは、それぞれの脂質の構造相転移を Landau-de Gennes 型の自由エネルギーで記述し、さらに混合系の相転移温度が二成分の組成に対して線形的に依存すると仮定した。このモデルによって、様々な組み合わせの脂質二成分系の相挙動が網羅的に説明できるようになった。一方、脂質とコレステロールの二成分系については、上で述べたコレステロールの二様性効果に着目したものと、Ipsen らが微視的なモデルを、<sup>16)</sup> また Komura らが現象論的なモデルを提案している。<sup>14)</sup> 二成分系

<sup>\*1</sup> ゲル相の脂質分子は側方拡散しない。高分子のゲルとは無関係である。  
<sup>\*2</sup> 化学式は  $\text{C}_{27}\text{H}_{46}\text{O}$ 。  
<sup>\*3</sup> liquid ordered ( $L_o$ ) phase.  
<sup>\*4</sup> liquid disordered ( $L_d$ ) phase.  
<sup>\*5</sup> DOPC: ジオレオイル-ホスファチジルコリン (不飽和脂質)。  
<sup>\*6</sup> DPPC: ジパルミトイル-ホスファチジルコリン (飽和脂質)。  
<sup>\*7</sup> diPhyPC: ジフィタノイル-ホスファチジルコリン。飽和脂質であるが、炭化水素鎖に枝分かれ構造が存在するため、構造相転移温度は非常に低い ( $-120^\circ\text{C}$  以下)。したがって、実質的に不飽和脂質と似た役割を果たす。

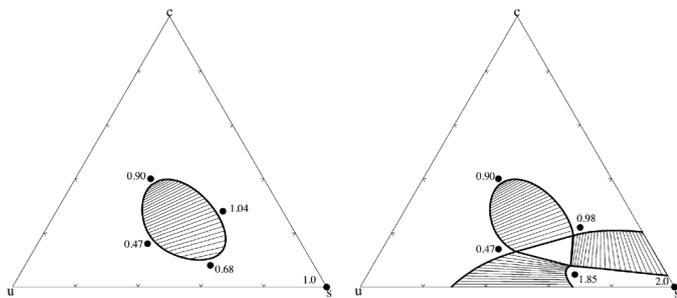


図3 式(1)の自由エネルギーから得られる三角相図。左図は高温、右図は低温に対応する。太い実線は共存曲線、細い直線はタイラインを表し、数値はその組成における飽和脂質の秩序度 $\delta$ を表す。文献19より許可を得て転載。

モデルのより詳細な解説としては、文献17を参照していただきたい。

その後の理論研究の目的は、二種類の脂質にコレステロールを加えた三成分系の相挙動を再現することであった。Elliotらは脂質やコレステロールの分子モデルを自己無撞着的に解いて、三成分系の相図を計算した。<sup>18)</sup> 脂質三成分系の現象論的なモデルもいくつか提案されており、ここではPutzelらのモデルを簡単に紹介する。<sup>19)</sup> 不飽和脂質、飽和脂質、コレステロールの濃度をそれぞれ $\phi_u$ ,  $\phi_s$ ,  $\phi_c$ とする( $\phi_u + \phi_s + \phi_c = 1$ )。また、飽和脂質の炭化水素鎖の相対的な秩序度を表すパラメータを $\delta \geq 0$ とし、この値が大きいほど炭化水素鎖がより配向しているものとする。<sup>\*8</sup> これらの変数を用いた液体相の自由エネルギー密度 $f_l$ は以下のように表される。<sup>19)</sup>

$$f_l = k_B T (\phi_u \ln \phi_u + \phi_s \ln \phi_s + \phi_c \ln \phi_c) + J_{ss} \phi_s^2 (\delta - 1)^2 + J_{us} \phi_u \phi_s \delta - J_{cs} \phi_c \phi_s (\delta - \delta^2) \quad (1)$$

ここで $k_B$ はボルツマン定数、 $T$ は絶対温度、 $J_{ss}$ ,  $J_{us}$ ,  $J_{cs}$ は全て正の相互作用パラメータである。最初の三項は混合のエントロピーに起因する。 $J_{ss}$ に比例する項は飽和脂質同士の相互作用を表し、その大きさは秩序度 $\delta$ に依存する。同様に、 $J_{us}$ に比例する項は不飽和脂質・飽和脂質間、 $J_{cs}$ に比例する項はコレステロール・飽和脂質間の相互作用をそれぞれ表しており、これらも $\delta$ に依存する。 $J_{us}$ の項は、秩序度 $\delta$ が大きくなると不飽和脂質・飽和脂質間の斥力相互作用が大きくなることを意味している。一方、 $J_{cs}$ の最初の項は、コレステロールの存在によって飽和脂質の秩序度が増加することに対応している。これにより実効的に不飽和脂質・飽和脂質間の斥力相互作用が増大するため、コレステロールの存在下で二種類の脂質は相分離する。適切なパラメータを用いて上の自由エネルギーを最小化すると図3左のような相図が求まり、図2上の閉じたループが定性的に再現される。さらに、低温のゲル相に対しても式(1)と類似した自由エネルギーを考えることにより、図3右のような相図も得られており、これは図2下の低温の相挙動をある程度再現している。

<sup>\*8</sup>  $\delta$ は厳密な秩序パラメータではないので、値そのものに物理的な意味はない。

多成分脂質二重膜のコンピュータ・シミュレーションによる研究も進められている。Risseladaらは、脂質系に特化した粗視化分子動力学法<sup>20)</sup>を用いて三成分系のシミュレーションを行い、ベシクルや平坦な膜で秩序液体相と無秩序液体相の相分離が起ることを確認している(図1参照)。<sup>6)</sup>

### 3. 生体膜の相分離と形態変化

#### 3.1 ドメイン誘起のバディング

二次元の脂質二重膜は三次元空間内で様々な形態をとることができる。単一の脂質から成るベシクルでさえ、その形状は多彩であるため、昔から多くの関心を集めてきた。脂質二重膜の形態を記述するモデルとして最もよく知られているのは、 Helfrich の「自発曲率モデル」であり、二次元曲面としての膜の形状は、以下に示す曲率弾性エネルギーに従うとする。<sup>21)</sup>

$$F_c = \frac{\kappa}{2} \int dA (C_1 + C_2 - 2C_0)^2 + \bar{\kappa} \int dA C_1 C_2 \quad (2)$$

ここで $C_1$ と $C_2$ は膜面の二つの主曲率であり、 $C = (C_1 + C_2)/2$ と $G = C_1 C_2$ はそれぞれ平均曲率とガウス曲率である。係数の $\kappa$ と $\bar{\kappa}$ はそれぞれ曲げ剛性率とサドル・スプレイ剛性率、 $C_0$ は自発曲率と呼ばれ、積分は膜面全体について行う。自発曲率 $C_0$ は膜の表裏の非対称性を反映するパラメータである。ベシクルのように閉じた膜の場合には、膜の全面積と膜に包まれた全体積が一定という条件のもとで式(2)を最小化すると、様々な形態が平衡状態として得られる。<sup>\*9</sup>

それでは、多成分膜で相分離が起こると、膜の形状にどのような影響を及ぼすであろうか？ この場合、相分離で生じるドメインの縁に働く線張力<sup>\*10</sup>が重要な役割を果たす。実験研究に先行して、Lipowskyはドメイン誘起のバディング(膜の一部に突起が生じて小胞化する現象)を理論的に提唱した。<sup>24)</sup> このモデルは単純であるが、示唆的なので簡単に紹介する。半径 $R$ の円形状の平坦なドメインを考える。ドメインの外側には平坦なマトリックスがあり、ドメインの周辺には線張力 $\sigma$ が働いているとする。このドメインが半径 $1/C$ の球面の一部としてバディングした状況を考える。バディングしたドメインの全エネルギーは、式(2)の曲率弾性エネルギーとドメインの周囲長に比例する線エネルギーの和として以下のように表される。

$$F_d = 2\pi\kappa \left[ (RC - RC_0)^2 + (R/\ell) \sqrt{1 - (RC/2)^2} \right] \quad (3)$$

ここで $\ell = \kappa/\sigma$ は陥入長<sup>\*11</sup>と呼ばれる特徴的な長さである。変数 $RC$ は無次元量であり、境界値の $RC = \pm 2$ は「完全バディング(球)」に、 $RC = 0$ は「平坦ドメイン」にそれぞれ

<sup>\*9</sup> ベシクルの形状を記述するモデルには自発曲率モデル以外にも、「二重膜結合モデル」<sup>22)</sup>や「面積差弾性モデル」<sup>23)</sup>などがある。モデル間の相違点や関連性については文献8を参照していただきたい。

<sup>\*10</sup> 三次元系の界面張力に対応する。

<sup>\*11</sup> invagination length.

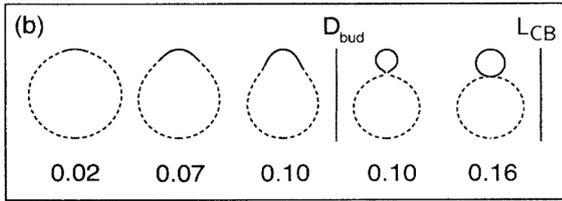


図4 二つのドメイン(実線部Aと点線部B)から成るベシクルの安定形状の断面図。ここでは、すべて軸対称の形状を仮定している。下の数字 $\phi_A$ はベシクルの全面積に対する実線部のドメインAの面積の割合である。文献26より許可を得て転載。

対応する。自発曲率がゼロでない場合( $C_0 \neq 0$ )には二重膜の表裏の対称性が破れるため、 $R/l$ の値が小さければ、式(3)のエネルギーは中間的な $RC$ の値( $0 < |RC| < 2$ )で最小値をとる。この状態を「不完全バディング」といい、曲率弾性エネルギーと線エネルギーが拮抗した状況に対応する。

### 3.2 多成分ベシクルの相分離形態

Lipowskyのモデルでは、無限に広がったマトリックス(ドメインの外)は平坦であると仮定しているが、全体が閉じたベシクルにおけるドメイン誘起のバディングはJülicherとLipowskyによって詳細に調べられた。<sup>25,26</sup> ベシクル上に二つのドメインAとドメインBが存在するとして、各ドメインに対して式(2)の曲率弾性エネルギーを考慮する。また、前述のモデルと同様に、ドメインの境界では線張力 $\sigma$ が働くとして、面積一定と体積一定の拘束条件のもとで全エネルギーを最小化する。図4はドメインA(実線部)の全面積に対する割合を $\phi_A$ として、 $\phi_A$ を変化させたときのバディングの様子を示している。<sup>26</sup> このパラメータでは、 $\phi_A = 0.1$ で不完全バディングから完全バディングへの不連続な転移が起こる。また $\phi_A = 0.16$ では、二つのドメインが球面状に完全バディングして、それらをつなぐネック部分が消失する。

ベシクルの相分離と形態が密接に関連していることを実験的に示したのはBaumgartらである。<sup>27</sup> 彼らはDOPC/SM<sup>\*12</sup>/コレステロールから成るベシクルで液液相分離が起こると、図5の左の二つの図に示すように、それぞれのドメインが特有の曲率をもち、複雑で多彩な形状が自発的に現れることを示した。得られたベシクルの形状を解析することによって、ドメイン誘起のバディングはJülicherとLipowskyの理論で説明できることがわかった。<sup>28</sup> さらに興味深いことに、図5の右の二つの図のように、ベシクル全体が巨視的には相分離せず、有限サイズのドメインが二次元的に配列したパターンが形成される場合も観察された。<sup>27,29</sup> これはドメインが不完全バディングすることにより、ドメイン間に弾性的な斥力が働き、巨視的な相分離(マクロ相分離)が抑制されると解釈される。このような相分離構造は、一般にブロック共重合体や界面活性剤系などで見られる、マイクロ相分離の可能性を示すものである。<sup>30</sup> 最

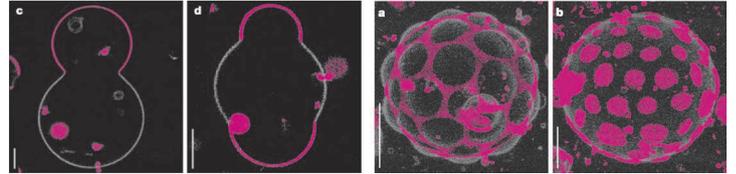


図5 DOPC/SM/コレステロールから成る巨大ベシクルの二光子励起顕微鏡画像。灰色のドメインが秩序液体相、赤色のドメインが無秩序液体相にそれぞれ対応する。左の二つの図では、異なる相のドメインが異なる曲率をもつ。右の二つの図では、有限サイズのドメインが比較的規則正しく配列している。スケールバーは5 $\mu\text{m}$ 。文献27より許可を得て転載。

近では、四成分系で組成を制御することによって、マイクロ相分離が誘起されることも報告されている。<sup>31,32</sup>

Yanagisawaらは相分離する多成分ベシクルに塩を添加してベシクル内外の浸透圧差を変化させると、時間の経過とともに複雑な形状変化を辿って、最終的にバディングが起こることを見出した。<sup>33</sup> 詳細については、本誌の最近の記事<sup>34</sup>を参照していただきたい。また、荷電脂質を含む多成分ベシクルの構造や相挙動も、近年、調べられつつある。<sup>35</sup> 荷電脂質が相分離によって集まると、静電エネルギーが増大するため、相分離は大幅に抑制される。<sup>36</sup>

## 4. 生体膜の流体力学

### 4.1 生体膜の易動度テンソル

これまで、多成分の生体膜やベシクルの平衡状態について説明してきた。生体膜の不均一構造のダイナミクスを議論するためには、その流体力学的性質を理解することが重要である。SingerとNicolsonの流動モザイクモデルに基づいて、生体膜の流体力学モデルを最初に考察したのはSaffmanとDelbrückである。<sup>37,38</sup> 彼らの目的は、生体膜中に埋め込まれた膜タンパク質の拡散係数を求めることであった。生体膜の面としての広がりはその厚さに比べて十分大きいので、近似的に二次元流体と見なすことができる。ただし、無限に広い二次元流体中での物体の定常運動を解析するためにStokes近似を適用すると、流体方程式の解が存在しないというStokesのパラドックスが生じてしまう。<sup>39</sup> Stokesのパラドックスは、二次元流体における運動量の保存則に起因している。ところが、生体膜は孤立した純粋な二次元系ではなく、必ず周囲に三次元的な溶媒が存在する。そのため、周囲の溶媒への運動量の散逸を含む生体膜のモデルを考えれば、Stokesのパラドックスは解消される。SaffmanとDelbrückが導出した膜タンパク質の拡散係数の表式は、<sup>\*13</sup> その後の実験解析で頻繁に使われている。<sup>8</sup> ここでは、彼らの流体モデルを一般化した状況を考えて、後の議論で必要となる易動度テンソルの導出について簡単に説明する。

図6に示すように、無限に広い二次元の平坦な流体膜(二次元粘性率 $\eta$ )を考える。<sup>40,41</sup> この膜は三次元的な溶媒

\*12 SM: スフィンゴミエリン(飽和脂質)。スフィンゴ脂質の一種。

\*13 後述の式(6)に対応する。

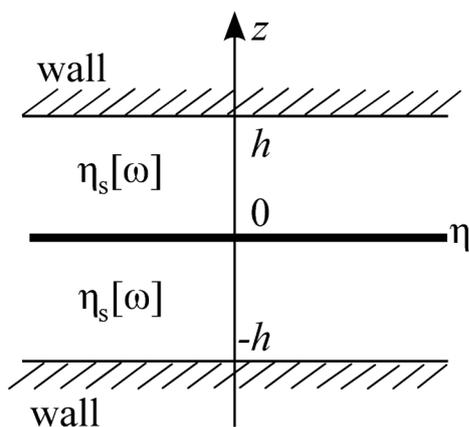


図6 一般化されたSaffmanとDelbrückの流体力学モデル。平坦な二次元流体膜(粘性率 $\eta$ )が、三次元的な溶媒(粘性率 $\eta_s$ )に挟まれている。さらに、膜から距離 $h$ に二つの固体壁が存在する。一般には溶媒が粘弾性体である場合を扱うため、 $\eta_s$ は周波数 $\omega$ の関数としている。

(三次元粘性率 $\eta_s$ )に挟まれており、さらに膜から距離 $h$ に二つの固体壁を置く。このような固体壁を考える理由は、固体基板上に展開した脂質二重膜が実験的によく用いられるからである。<sup>\*14</sup> 流体膜の二次元速度ベクトルを $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ とする。流体膜の非圧縮性を仮定すると、その流体力学方程式は $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$ および $\eta \nabla^2 \mathbf{v} - \nabla p + \mathbf{f}_s + \mathbf{F} = 0$ で与えられる。後者は流体膜に対する二次元Stokes方程式であり、 $p$ は面内圧力、 $\mathbf{f}_s$ は周囲の溶媒が膜に及ぼす力、 $\mathbf{F}$ は膜に働く任意の力である。一方、流体膜の上下の領域を $+$ と $-$ の記号で表すと、溶媒の速度 $\mathbf{v}^\pm(\mathbf{r}, z)$ と圧力 $p^\pm(\mathbf{r}, z)$ が従う流体力学方程式は $\hat{\nabla} \cdot \mathbf{v}^\pm = 0$ および $\eta_s \hat{\nabla}^2 \mathbf{v}^\pm - \hat{\nabla} p^\pm = 0$ である。<sup>\*15</sup> なお、溶媒の速度は $z=0$ で流体膜の速度と一致し、 $z=\pm h$ でゼロになると仮定する。溶媒の応力テンソル $\sigma^\pm = -p^\pm \mathbf{I} + \eta_s [\hat{\nabla} \mathbf{v}^\pm + (\hat{\nabla} \mathbf{v}^\pm)^T]$ を用いると、 $\mathbf{f}_s$ は $(\sigma^+ - \sigma^-)_{z=0} \cdot \hat{\mathbf{e}}_z$ の $xy$ 平面への射影で与えられる( $\hat{\mathbf{e}}_z$ は $z$ 方向の単位ベクトル)。上の流体力学方程式をフーリエ空間で解くと、 $\mathbf{v}(\mathbf{k}) = \mathbf{G}(\mathbf{k}) \cdot \mathbf{F}(\mathbf{k})$ で定義される二次元の易動度テンソル $\mathbf{G}(\mathbf{k})$ は以下のように求まる( $\mathbf{k}$ は波数ベクトルで $k = |\mathbf{k}|$ )。

$$G_{ij}(\mathbf{k}) = \frac{1}{\eta[k^2 + vk \coth(kh)]} \left( \delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right) \quad (4)$$

ここで $v^{-1} = \eta / (2\eta_s)$ は流体力学的遮蔽長である。この流体膜の易動度テンソルは、三次元の流体力学でOseenテンソルと呼ばれるものの拡張になっており、<sup>39)</sup> 周囲の溶媒や固体壁の存在が分母の第二項に反映されている。

## 4.2 生体膜中の結合拡散係数

SaffmanとDelbrückが考察したのは、式(4)において $kh \gg 1$ の極限をとった状況である。このとき、式(4)の分母は $\eta(k^2 + vk)$ と近似できる。ここでは膜面上で距離 $r$ 離れた二点(点1と点2)の変位の相関関数を用いて、 $\langle \Delta x_1 \Delta x_2 \rangle_t = 2D(r)t$ で定義される結合拡散係数 $D(r)$ について議論す

る( $t$ は時間)。<sup>\*16</sup> 易動度テンソルを逆フーリエ変換してEinsteinの関係式を用いると、結合拡散係数は以下で与えられる。<sup>42,43)</sup>

$$D(r) = \frac{k_B T}{4\pi\eta} \left[ \frac{\pi \mathbf{H}_1(vr)}{vr} - \frac{\pi Y_1(vr)}{vr} - \frac{2}{(vr)^2} \right] \quad (5)$$

ここで $\mathbf{H}_1(x)$ と $Y_1(x)$ はそれぞれStruve関数および第2種Bessel関数である。この結合拡散係数には二つの漸近形が存在し、 $vr \ll 1$ と $vr \gg 1$ の場合にそれぞれ

$$D(r) \approx \frac{k_B T}{4\pi\eta} \left[ \ln \left( \frac{2}{vr} \right) - \gamma + \frac{1}{2} \right] \quad (6)$$

$$D(r) \approx \frac{k_B T}{2\pi\eta vr} = \frac{k_B T}{4\pi\eta_s r} \quad (7)$$

のように振る舞う。ただし、式(6)の $\gamma = 0.5772 \dots$ はEulerの定数である。なお、二点間の距離が $r$ の結合拡散係数は、大きさが $r$ の単一物体の自己拡散係数とほぼ対応していることを指摘しておく。

上の結果は、生体膜の流体力学の特徴を端的に表現している。すなわち、二点間の距離 $r$ が流体力学的遮蔽長 $v^{-1}$ よりも十分に小さければ、式(6)のように拡散係数は $r$ にほとんど依存しない。<sup>37,38)</sup> 一方、 $r$ が $v^{-1}$ よりも十分に大きければ、式(7)のように拡散係数は $r$ に逆比例し、三次元球のStokes-Einsteinの関係式と類似した振る舞いを示す。<sup>44)</sup> 前者は流体膜の二次元的性質を、後者は溶媒の三次元的性質をそれぞれ反映している。流体力学的遮蔽長 $v^{-1}$ の大きさはサブミクロン程度であり、通常の膜タンパク質では $vr \ll 1$ が成り立つ。それに対して、ミクロンサイズのドメインの拡散係数とその大きさに逆比例することは、実験でも確かめられている。<sup>45)</sup>

一方、固体基板に支持された脂質二重膜を扱うには、式(4)で $kh \ll 1$ の極限を考える必要がある。この状況を最初に考察したのはEvansとSackmannであり、<sup>46)</sup> SekiとKomuraからも運動量が特徴的な緩和時間で散逸する生体膜のモデルとして様々な問題に適用してきた。<sup>47-49)</sup> この極限の流体力学的遮蔽長は $\chi^{-1} = \sqrt{v^{-1}h}$ で与えられ、式(4)の分母は $\eta(k^2 + \chi^2)$ と近似できる。<sup>50)</sup> 式(5)に対応する結合拡散係数を求めて $\chi r \ll 1$ の極限をとると、再び対数的な依存性が見られる。 $\chi r \gg 1$ の場合には $D(r) \sim h/r^2$ となり、結合拡散係数は $1/r^2$ で減衰する。

## 4.3 溶媒の粘弾性効果

細胞膜の内側には多くのタンパク質や細胞小器官、アクチンフィラメントから成る細胞骨格が含まれている。<sup>1)</sup> また、細胞の外側は細胞外マトリックスやヒアルロン酸のゲルで満たされている。そのため、周囲の溶媒は粘弾的な性質をもつ高分子溶液とみなすことができる。Komuraらは周囲の溶媒が粘弾性体である場合の生体膜のダイナミクスを議論した。<sup>51,52)</sup> 具体的には、周囲の溶媒が $\sigma^\pm(t) = 2 \int_{-\infty}^t dt' \eta_s(t-t') \mathbf{D}^\pm(t')$ という構成方程式に従うとする。ここで、 $\eta_s(t)$ は時間に依存する溶媒の粘性率、 $\mathbf{D}^\pm = [\hat{\nabla} \mathbf{v}^\pm + (\hat{\nabla} \mathbf{v}^\pm)^T] / 2$ はひずみ速度テンソルである。前と同様

\*14 固体壁が一つでも本質的な違いはない。

\*15  $\nabla$ と $\hat{\nabla}$ はそれぞれ二次元と三次元の微分演算子を表す。

\*16 二点を結ぶ直線を $x$ 軸とし、 $\Delta x_1$ と $\Delta x_2$ はそれぞれ点1と点2の $x$ 方向の変位である。 $x$ 軸に垂直な $y$ 軸方向の相関関数 $\langle \Delta y_1 \Delta y_2 \rangle_t$ と、対応する結合拡散係数を考えることもできる。

の計算により、周波数 $\omega$ にも依存する易動度テンソル $G_{ij}(\mathbf{k}, \omega)$ が求まる。簡単のために、溶媒の粘性率の周波数依存性は $\eta_s(\omega) = G_0(i\omega)^{\beta-1}$  ( $\beta < 1$ ) のように冪関数で表されると仮定しよう。揺動散逸定理を用いると、得られた $G_{ij}(\mathbf{k}, \omega)$ から、膜面上の二点の相関関数 $\langle \Delta x_1 \Delta x_2 \rangle_r$ の時間依存性を求めることができる。すると、 $r$ が十分に大きい極限で、 $\langle \Delta x_1 \Delta x_2 \rangle_r \sim (k_B T / G_0 r) t^\beta$ となるため、異常拡散が起こることが導かれる。<sup>51, 52</sup> 複雑な環境下の生体膜では、膜タンパク質の異常拡散が観測される場合もあるが、<sup>53</sup> その物理的要因については今後の検討が必要である。

## 5. 側方相分離のダイナミクス

### 5.1 ドメインの成長則

多成分脂質二重膜における相分離の研究は、当初はその相図を決定するなど、主に平衡状態の性質に関心が集まったが、その後は相分離のダイナミクスにも興味をもたれるようになった。VeatchらはDOPC/DPPC/コレステロールの三成分ベシクルにおいて、組成の違いでいくつかの成長パターンが観察されることを報告している。<sup>11</sup> 図7(a)に示すように、秩序液体相と無秩序液体相の割合が非対称な場合にはドメインの成長が起こる。このとき、ドメインの粗大化は蒸発・凝集の機構ではなく、衝突・合体の機構によって進行する。二相の割合がほぼ対称な場合には、図7(b)のようにスピノーダル分解が起こる。

ベシクル上のドメイン成長に関して最初に定量的な実験を行ったのはSaekiらである。<sup>54</sup> 動的スケーリング則が成り立つ場合、平均のドメインサイズ $R$ は時間 $t$ に対して $R \sim t^\alpha$ のように冪的に増大する。SaekiらはDOPC/DPPC/コレステロールから成るベシクルで、 $\alpha \approx 0.15$ であることを蛍光顕微鏡の観察から求めた。引き続きYanagisawaらも同様な実験を行い、ドメイン成長には二つのタイプがあることを発見した。<sup>55</sup> 一つ目は通常の衝突・合体によるドメイン成長であり、得られた成長指数は $\alpha \approx 2/3$ であった。<sup>\*17</sup> 二つ目はドメインの粗大化が長時間にわたってほとんど進行せず、最終段階でドメインサイズが急激に増大する場合である。これらの相分離の違いを決める条件は必ずしも明確ではないが、ベシクルの余剰面積が小さいときに前者の衝突・合体の機構が支配的になるようである。<sup>\*18</sup> 余剰面積が大きいとドメインのパディングが起こり、膜の弾性を媒介とする相互作用がドメインのダイナミクスに影響を及ぼす。最近、Stanichらは成長指数についての系統的な実験を行い、衝突・合体の機構が支配的な時間領域において、組成が非対称な場合には $\alpha = 0.29 \pm 0.05$ 、対称な場合には $\alpha = 0.31 \pm 0.05$ という値を報告している。<sup>56</sup>

### 5.2 ブラウン運動による衝突と合体

脂質膜における相分離のダイナミクスは理論的にも興味

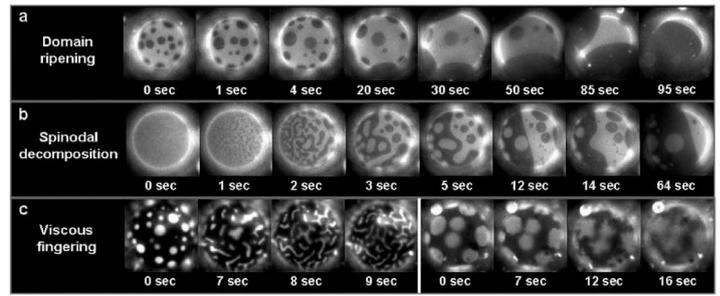


図7 DOPC/DPPC/コレステロールの三成分ベシクルで見られる相分離の時間発展。(a) 衝突・合体で進行するドメイン成長。秩序液体相と無秩序液体相の割合が非対称な場合。(b) スピノーダル分解。二相の割合がほぼ対称な場合。(c) ビスカス・フィンガリング。二相の割合が極端に非対称な場合。文献11より許可を得て転載。

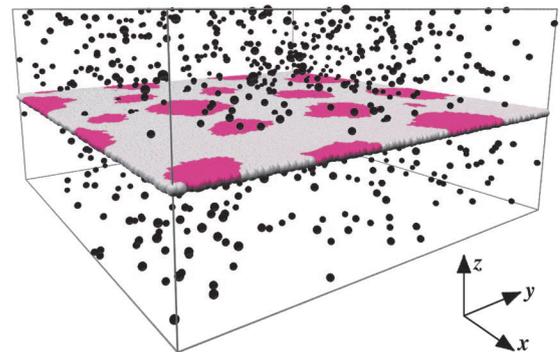


図8 散逸粒子動力学法を用いた生体膜の粒子シミュレーションのモデル。系全体は、A粒子(灰色)とB粒子(赤色)の二成分から成る平坦な二次元流体膜と、周囲の三次元的な溶媒粒子(黒色)で構成される。流体膜を見やすくするために、溶媒粒子の密度を小さくして表示している(本号表紙参照)。

をもたれ、まず計算機シミュレーションによって調べられた。Laradjiらは散逸粒子動力学法<sup>57</sup>という手法を用いて、二成分の粗視化された脂質分子から成るベシクルの粒子シミュレーションを行った。<sup>58</sup> 二つの脂質の組成が大きく異なり非対称な場合、ドメインは衝突・合体によって成長し、成長の指数は $\alpha \approx 0.3$ であった。また、彼らはベシクルの余剰面積が大きいとドメインがパディングすることも報告している。

Ramachandranらは、二次元流体膜の相分離ダイナミクスに対する溶媒の流体力学的効果を調べるために、以下のような散逸粒子動力学シミュレーションを行った。<sup>59</sup> 図8に示すように、平坦な流体膜はA粒子(灰色)およびB粒子(赤色)から成り、この膜は三次元的な溶媒粒子(黒色)に挟まれているとする。<sup>\*19</sup> Ramachandranらは流体膜の周囲に溶媒が存在しない「純」二次元系と、溶媒が存在する「準」二次元系での相分離の時間発展を比較した。その結果、準二次元系のドメインサイズは、同時刻における純二次元系のそれよりも小さく、前者の相分離は抑制されていることがわかった。詳細な解析の結果、成長指数が純二次元系では $\alpha = 1/2$ 、準二次元系では $\alpha = 1/3$ であった。

\*17 Saekiらが得た値よりも大きい。

\*18 余剰面積は $R_d/R_r - 1$ によって特徴付けられる。ここで $R_d$ と $R_r$ は、対象とするベシクルと等しい面積と体積をもつ球の半径である。

\*19 このシミュレーションでは、膜が二重膜であることを無視している。

Ramachandran らが得た成長指数は以下のように解釈することができる。ドメインはブラウン運動による衝突および合体の機構で成長している。その場合、ドメインサイズ  $R$  が唯一の長さのスケールであると仮定すると、拡散係数  $D$  を用いて  $R^2 \sim Dt$  というスケール関係が成り立つ。前節の議論から、周囲に溶媒が存在しない純二次元系では流体力学的遮蔽長  $v^{-1}$  が無限大と見なせるため、ドメインサイズは常に  $v^{-1}$  より小さく、式(6)より  $D$  はほぼ一定となる。<sup>\*20</sup> すると  $R \sim t^{1/2}$  より  $\alpha = 1/2$  を得る。一方、周囲に溶媒が存在する準二次元系の  $v^{-1}$  は有限なので、相分離の後期過程で  $R$  は  $v^{-1}$  よりも大きくなる。すると溶媒の三次元的な流体力学的相互作用が支配的になり、拡散係数は式(7)より  $D \sim 1/R$  のように振る舞う。よって  $R \sim t^{1/3}$  となり、準二次元系の成長指数は  $\alpha = 1/3$  であることが説明できる。これは、前述の Stanich らの実験結果<sup>56)</sup> と一致している。

### 5.3 濃度場の時間発展

連続的な濃度場を用いて多成分生体膜の相分離のダイナミクスを記述するには、時間に依存する Ginzburg-Landau 方程式を用いる。ここでは二成分系を考えて、脂質 A と脂質 B の局所的濃度をそれぞれ  $\phi_A(\mathbf{r}, t)$  および  $\phi_B(\mathbf{r}, t)$  とする。一般に非圧縮条件  $\phi_A + \phi_B = 1$  が成り立つので、濃度差  $\phi = \phi_A - \phi_B$  を導入する。すると二成分系の相分離は、以下の Ginzburg-Landau 自由エネルギーで記述できる。<sup>\*21</sup>

$$F_{GL}[\phi] = \int d\mathbf{r} \left[ \frac{a}{2} \phi^2 + \frac{c}{4} \phi^4 + \frac{L}{2} (\nabla\phi)^2 \right] \quad (8)$$

ただし、 $a$  は換算温度、 $c$  は線張力  $\sigma$  に関係する係数である。濃度  $\phi$  は保存量であり、その時間発展は以下の方程式で与えられる。<sup>60)</sup>

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v}\phi) = L\nabla^2 \frac{\delta F_{GL}}{\delta\phi} \quad (9)$$

ここで  $L$  は輸送係数、第二項の  $\mathbf{v}$  は流体膜の速度であり、4節で説明した流体力学方程式に従う。その際、膜の速度場と濃度場は  $\mathbf{F} = -\phi\nabla(\delta F_{GL}/\delta\phi)$  という外力項を通じて結合する。以上のモデルは、三次元の臨界流体で用いられる「モデル H」を、準二次元系の流体膜に拡張したものになっている。<sup>61)</sup>

Camley ら<sup>62)</sup> や Fan ら<sup>63)</sup> は上の拡張モデル H を数値的に解いて、相分離のダイナミクスを調べた。ノイズを含むシミュレーションの場合、ドメインの粗大化のメカニズムにはこれまで述べてきた衝突・合体の他に、蒸発・凝集の機構も含まれる。蒸発・凝集による粗大化はドメイン間の線張力  $\sigma$  によって駆動され、ドメイン成長のスケール則は  $R \sim (L\sigma)^{1/3}$  で与えられる。<sup>62, 64)</sup> この場合の指数  $\alpha = 1/3$  は空間次元に依存しないが、衝突・合体の成長指数は、上で議論したように、 $R$  と  $v^{-1}$  の大小関係によって異なる。二つの脂質の平均組成が大きく異なる場合、これらの複数

のスケール則は拡張モデル H の数値シミュレーションにおいて確認された。ただし、平均組成が 1:1 に近い対称な場合には事情がやや複雑である。数値シミュレーションによると、等方的なドメインの粗大化が異方的なドメインのそれよりも遅い。これは異なる時間の相分離パターンが単一の長さでは特徴付けられないことを意味しており、動的スケール則の破れが示唆されている。<sup>62)</sup>

### 5.4 生体膜の非平衡性

生体膜におけるラフト形成が、外界との物質のやり取りを含めた、生体膜の非平衡性に起因するという考え方もある。<sup>65, 66)</sup> 例えば、Foret は脂質分子の外界との交換率を  $\Omega$  として、濃度場  $\phi$  について以下のような時間発展方程式を提唱した。<sup>67)</sup>

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} = L\nabla^2 \frac{\delta F_{GL}}{\delta\phi} - \Omega(\phi - \bar{\phi}) \quad (10)$$

ここで  $\bar{\phi}$  は  $\phi$  の平均値であり、 $F_{GL}$  は式(8)で与えられる。興味深いことに、式(10)はブロック共重合体の時間発展方程式と形式的に一致しているため、ドメインは最終的にミクロ相分離する。<sup>30)</sup> 同様な立場で、コレステロールの外界とのやり取りを考慮したモデルも提唱されている。<sup>68)</sup> 脂質の非平衡輸送を含めて、膜タンパク質や膜の分画効果<sup>\*22</sup> など、ラフト形成のより複雑な要因を考察した研究については、Fan らの論文を参照していただきたい。<sup>69)</sup>

最近では化学反応が介在する生体膜のダイナミクスの研究も行われつつある。Hamada らは第四成分としてアゾベンゼン脂質を加え、その光照射による分子異性化反応を利用して、ドメインの生成と消滅を可逆的に制御できることを示した。<sup>70)</sup>

## 6. 濃度ゆらぎのダイナミクス

### 6.1 生体膜の臨界現象

前節までは相分離温度以下で起こるドメイン形成と、それにともなうベシクルの形態変化について見てきた。一方、臨界温度以上の濃度ゆらぎの振る舞いも実験的に観測されている。Veatch らは核磁気共鳴を用いて、DOPC/DPPC/コレステロールの三成分系における濃度ゆらぎを定量的に測定し、相関長などの評価を行った。<sup>71)</sup> その後 Honerkamp-Smith らは、図2の diPhyPC/DPPC/コレステロールから成るベシクルを用いて、臨界現象の詳細な研究を行った。<sup>72, 73)</sup> この系の濃度ゆらぎの顕微鏡画像を図9に示す。この組成での臨界温度は  $T_c = 30.9^\circ\text{C}$  であり、 $T > T_c$  では臨界濃度ゆらぎ、 $T < T_c$  ではドメイン形成がそれぞれ観察される(図9(a))。彼らは相関長や線張力の臨界指数を測定して、この三成分系の臨界現象が二次元 Ising モデルのユニヴァーサルリティ・クラスに属することを主張した。さらに驚くべきこととして、生きたラットの好塩基性白血球細胞から抽出した細胞膜においても、二次元 Ising モデル的

\*20 二点間の距離  $r$  がドメインサイズ  $R$  に対応する。

\*21 4節と同様に、以下の式で  $\nabla$  は二次元の微分演算子であり、積分は二次元積分である。

\*22 partitioning effect.

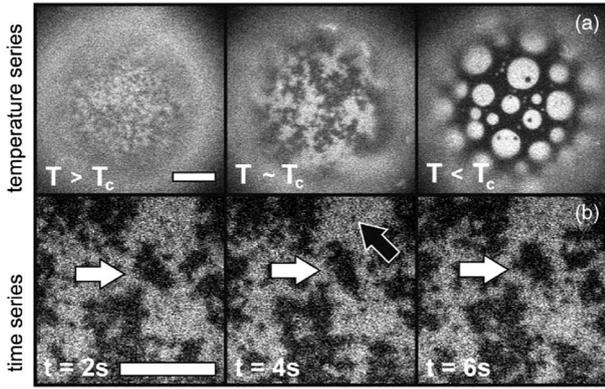


図9 diPhyPC/DPPC/コレステロールから成る巨大ベシクルの蛍光顕微鏡画像。この組成における臨界温度は  $T_c = 30.9^\circ\text{C}$  である。(a) の  $T > T_c$  では濃度ゆらぎ(一相状態),  $T < T_c$  ではドメイン形成(二相共存状態)が観察される。(b) は  $T > T_c$  での濃度ゆらぎの時間発展を示している。スケールバーは  $20\ \mu\text{m}$ 。文献73より許可を得て転載。

な臨界現象が観察されている。<sup>74)</sup> これらの一連の実験は、生理条件下の生体膜における不均一構造が、臨界濃度ゆらぎに起因する可能性を示唆している。

最近では、Honerkamp-Smithらが濃度ゆらぎのダイナミクスについても研究を進めている。<sup>73)</sup> 図9(b)は濃度ゆらぎの時間発展を示しており、白矢印で示した大きなスケールの濃度ゆらぎの構造は数秒間持続するのに対して、黒矢印の小さなスケールの濃度ゆらぎは瞬間的に消失してしまう。彼女らは濃度ゆらぎの緩和時間を測定して、それが臨界点への接近とともにどのように増大するかを調べた(臨界スローイングダウン)。その結果、濃度ゆらぎの緩和時間  $\tau$  と相関長  $\xi$  の間には動的スケーリング則  $\tau \sim \xi^z$  が成り立ち、指数の値が相関長の増大とともに  $z=2$  から  $z=3$  へクロスオーバーすることを報告している。<sup>\*23</sup>

## 6.2 濃度ゆらぎの減衰率

生体膜の濃度ゆらぎのダイナミクスを理論的に考察したのは Seki らである。<sup>75)</sup> 彼らは運動量の散逸を含む二次元の流体力学モデルを用いて、濃度ゆらぎ  $\delta\phi$  の時間相関関数  $S(\mathbf{r}, t) = \langle \delta\phi(\mathbf{r}, t) \delta\phi(0, 0) \rangle$  を空間的にフーリエ変換した中間相関関数  $S(\mathbf{k}, t)$  を計算した。濃度場と速度場の連立方程式を解くと、中間相関関数は  $S(\mathbf{k}, t) = S(\mathbf{k}, 0) \exp[-\Gamma(\mathbf{k})t]$  のように指数関数的に減衰することが導かれる。 $\Gamma(\mathbf{k})$  は波数に依存した減衰率(緩和時間の逆数)であり、 $\Gamma(\mathbf{k}) = k^2 D_{\text{eff}}(\mathbf{k})$  で定義される  $D_{\text{eff}}$  を実効的拡散係数という。Seki らは  $D_{\text{eff}}$  を解析的に導出し、相関長を  $\xi = (c/a)^{1/2}$  (式(8)参照)、流体力学的遮蔽長を  $\chi^{-1}$  とすると(4.2節の後半で議論した状況)、その漸近形が  $\chi\xi \ll 1$  では  $D_{\text{eff}} \sim \ln(1/\xi)$ 、 $\chi\xi \gg 1$  では  $D_{\text{eff}} \sim 1/\xi^2$  であることを示した(ただし、 $k\xi \ll 1$ )。その後 Inaura らは Saffman と Delbrück の流体力学モデル(4.2節の前半で議論した状況)を用いて、Seki らと同様な計算を行った。<sup>76)</sup> その結果、流体力学的遮蔽長を  $v^{-1}$  とし、 $v\xi \ll 1$  では  $D_{\text{eff}} \sim \ln(1/\xi)$ 、 $v\xi \gg 1$  では  $D_{\text{eff}} \sim 1/\xi$  という漸

\*23  $z$  が  $\xi$  の関数であるというのはやや違和感があるが、ここでの指数の値は見かけの動的臨界指数と解釈される。

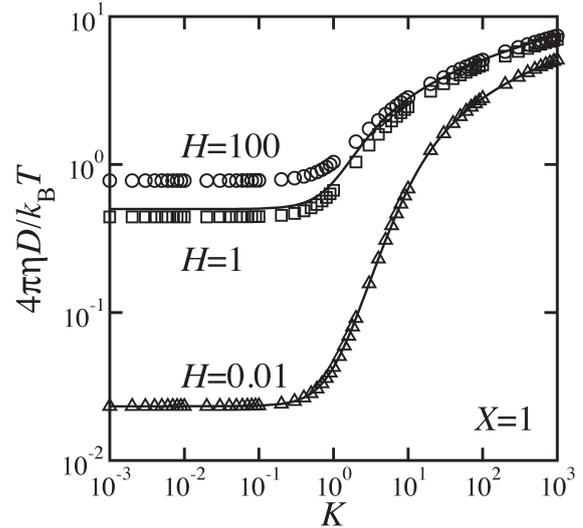


図10 濃度ゆらぎにおける実効的拡散係数  $D_{\text{eff}}$  の無次元化された波数  $K = k/v$  依存性。 $X = \xi v$  は無次元化された相関長、 $H = hv$  は無次元化された流体膜と固体壁間の距離である。記号は数値的な評価で、実線は文献75で導出された解析的表式のプロットである。

近的な振る舞いを数値的に確認した(ただし、 $k\xi \ll 1$ )。流体力学相互作用が働くときの動的臨界指数  $z$  は、 $\tau \sim \xi^z / D_{\text{eff}}$  の関係から見積もることができる。Inaura らの結果は、臨界指数が  $z=2$  から  $z=3$  へクロスオーバーすることに対応しており、Honerkamp-Smith らの実験結果と一致している。<sup>\*24</sup>

Ramachandran らは、式(4)の一般化された易動度テンソルを用いて、実効的拡散係数を数値的に計算した。<sup>77)</sup> この量は相関長  $\xi$ 、流体力学的遮蔽長  $v^{-1}$ 、流体膜と固体壁間の距離  $h$  をパラメータとして含む。一例として、図10に実効的拡散係数  $D_{\text{eff}}$  を無次元波数  $K = k/v$  に対してプロットしたものを示す。ここでは  $X = \xi v = 1$  に固定して  $H = hv$  の値を変えている。記号は全て数値的な評価で、実線は文献75で導出された解析的表式である。どの  $H$  の値でも  $D_{\text{eff}}$  は  $K \ll 1$  ではほぼ一定であるが、 $K \approx 1$  あたりで増加し、 $K \gg 1$  では対数的に増大する。<sup>77)</sup>

## 7. おわりに

本解説では、多成分脂質二重膜における側方相分離の静的および動的性質について、最近10年程度の研究動向をまとめてきた。ここでは、主に物理化学的な立場の実験研究を中心にレビューし、さらにソフトマター物理学の観点から理論的な説明を行った。そのため、生物学的な視点に基づいた研究の大部分はもとより、その他の多数の関連する研究も、紙面の都合で取り上げることができなかった。しかし、わずかに三成分から成る脂質二重膜でさえ、その内部自由度としての濃度が空間的な不均一性をもつと、外部自由度である膜の形態と連動して、多様で興味深い現象が生み出される。本解説では脂質のみの系に焦点を当てて議

\*24 Seki らが考えた状況では、 $z=2$  から  $z=4$  へのクロスオーバーが予想される。<sup>75)</sup>

論したが、今後は生体膜に多く含まれる糖脂質やタンパク質を含む混合膜での相分離現象も解明されるべきであろう。<sup>78)</sup>

一般に生体は膨大なソフトマターで構築されており、究極のソフトマター複合系とみなすことができる。実際にいくつかの基本的なソフトマターを組み合わせ、細胞を模した系を人工的に構築しようとする野心的な試みもある。<sup>79,80)</sup> ソフトマター物理学の大きな目標の一つは、生物における物理現象を解明することである。本解説で説明した生体膜中の拡散や相分離のダイナミクスは純粋に物理的現象であるが、生命現象の一部を担っているはずである。生体膜のラフトモデルはあくまでも定性的な描像に過ぎないが、物理モデルを考えることによって定量的な比較検討ができるようになる。物質(ソフトマター)と生物の境界を明確にすることが、本解説で述べた一連の研究の究極の目標かもしれない。

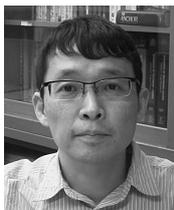
この解説で紹介した研究のいくつかは筆者らが関わったものであり、それらは多くの研究者との長年にわたる共同研究や情報交換の成果です。その中でも特に以下の方々に深く感謝します。Sanoop Ramachandran 氏、関 和彦氏、廣瀬雄一氏、下川直史氏、David Andelman 氏、Gerhard Gompper 氏、藤谷洋平氏、濱田 勉氏、佐久間由香氏、柳澤実穂氏、加藤 直氏、兼森優一氏、C.-Y. David Lu 氏、Haim Diamant 氏、Naomi Oppenheimer 氏、Erich Sackmann 氏。

#### 参考文献

- 1) B. Alberts, A. Johnson, P. Walter, J. Lewis and M. Raff: *Molecular Biology of the Cell* (Garland Science, New York, 2008).
- 2) S. J. Singer and G. L. Nicolson: *Science* **175** (1972) 720.
- 3) K. Simons and E. Ikonen: *Nature* **387** (1997) 569.
- 4) L. J. Pike: *J. Lipid Research* **47** (2006) 1597.
- 5) M. Leslie: *Science* **334** (2011) 1046.
- 6) H. J. Risselada and S. J. Marrink: *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **105** (2008) 17367.
- 7) 八田一郎、村田昌之:『生体膜のダイナミクス』(共立出版、2000).
- 8) R. Lipowsky and E. Sackmann: *Structure and Dynamics of Membranes* (Elsevier, Amsterdam, 1995).
- 9) C. Dietrich, L. A. Bagatolli, Z. N. Volovyk, N. L. Thompson, M. Levi, K. Jacobson and E. Gratton: *Biophys. J.* **80** (2000) 1417.
- 10) S. L. Veatch and S. L. Keller: *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 268101.
- 11) S. L. Veatch and S. L. Keller: *Biophys. J.* **85** (2003) 3074.
- 12) S. L. Veatch and S. L. Keller: *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 148101.
- 13) S. L. Veatch, K. Gawrisch and S. L. Keller: *Biophys. J.* **90** (2006) 4428.
- 14) S. Komura, H. Shirotori, P. D. Olmsted and D. Andelman: *Europhys. Lett.* **67** (2004) 321.
- 15) S. Komura, H. Shirotori and P. D. Olmsted: *J. Phys.: Condens. Matter* **17** (2005) S2951.
- 16) J. H. Ipsen, G. Karlström, O. G. Mourtsen, H. Wennerström and M. J. Zuckermann: *Biochim. Biophys. Acta* **905** (1987) 162.
- 17) 好村滋行、白鳥久志: *日本物理学会誌* **60** (2005) 128.
- 18) R. Elliott, I. Szleifer and M. Schick: *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 098101.
- 19) G. G. Putzel and M. Schick: *Biophys. J.* **95** (2008) 4756.
- 20) S. J. Marrink, H. J. Risselada, S. Yefimov, D. P. Tieleman and A. H. de Vries: *J. Phys. Chem. B* **111** (2007) 7812.
- 21) W. Helfrich: *Z. Naturforsch.* **28c** (1973) 693.
- 22) S. Svetina and B. Zeks: *Biochim. Biophys. Acta* **42** (1983) 86.
- 23) L. Miao, U. Seifert, M. Wortis and H.-G. Döbereiner: *Phys. Rev. E* **49** (1994) 5389.
- 24) R. Lipowsky: *J. Phys. II France* **2** (1992) 1825.
- 25) F. Jülicher and R. Lipowsky: *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 2964.
- 26) F. Jülicher and R. Lipowsky: *Phys. Rev. E* **53** (1996) 2670.
- 27) T. Baumgart, S. T. Hess and W. W. Webb: *Nature* **425** (2003) 821.
- 28) T. Baumgart, S. Das, W. W. Webb and J. T. Jenkins: *Biophys. J.* **89** (2005) 1067.
- 29) S. Rozovsky, Y. Kaizuka and J. T. Groves: *J. Am. Chem. Soc.* **127** (2005) 36.
- 30) I. W. Hamley: *The Physics of Block Copolymers* (Oxford Univ. Press, Oxford, 1998).
- 31) T. Konyakhina, S. Goh, J. Amazon, F. Heberle, J. Wu and G. Feigensohn: *Biophys. J.* **101** (2011) L08.
- 32) M. Yanagisawa, N. Shimokawa, M. Ichikawa and K. Yoshikawa: *Soft Matter* **8** (2012) 488.
- 33) M. Yanagisawa, M. Imai and T. Taniguchi: *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 148102.
- 34) 柳澤実穂: *日本物理学会誌* **68** (2013) 534.
- 35) N. Shimokawa, M. Hishida, H. Seto and K. Yoshikawa: *Chem. Phys. Lett.* **496** (2010) 59.
- 36) N. Shimokawa, S. Komura and D. Andelman: *Phys. Rev. E* **84** (2011) 031919.
- 37) P. G. Saffman and M. Delbrück: *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **72** (1975) 3111.
- 38) P. G. Saffman: *J. Fluid Mech.* **73** (1976) 593.
- 39) L. D. Landau and E. M. Lifshitz: *Fluid Mechanics* (Pergamon Press, Oxford, 1987).
- 40) S. Ramachandran, S. Komura, K. Seki and G. Gompper: *Eur. Phys. J. E* **34** (2011) 46.
- 41) K. Seki, S. Ramachandran and S. Komura: *Phys. Rev. E* **84** (2011) 021905.
- 42) N. Oppenheimer and H. Diamant: *Biophys. J.* **96** (2009) 3041.
- 43) N. Oppenheimer and H. Diamant: *Phys. Rev. E* **82** (2010) 041912.
- 44) B. D. Hughes, B. A. Pailthorpe and L. R. White: *J. Fluid Mech.* **110** (1981) 349.
- 45) P. Cicuta, S. L. Keller and S. L. Veatch: *J. Phys. Chem. B* **111** (2007) 3328.
- 46) E. Evans and E. Sackmann: *J. Fluid Mech.* **194** (1988) 553.
- 47) K. Seki and S. Komura: *Phys. Rev. E* **47** (1993) 2377.
- 48) S. Komura and K. Seki: *J. Phys. II* **5** (1995) 5.
- 49) S. Ramachandran, S. Komura, M. Imai and K. Seki: *Eur. Phys. J. E* **31** (2010) 303.
- 50) H. Stone and A. Ajdari: *J. Fluid Mech.* **369** (1998) 151.
- 51) S. Komura, S. Ramachandran and K. Seki: *Europhys. Lett.* **97** (2012) 68007.
- 52) S. Komura, S. Ramachandran and K. Seki: *Materials* **5** (2012) 1923.
- 53) A. V. Weigel, B. Simon, M. M. Tamkun and D. Krapf: *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **108** (2011) 6438.
- 54) D. Saeki, T. Hamada and K. Yoshikawa: *J. Phys. Soc. Jpn.* **75** (2006) 013602.
- 55) M. Yanagisawa, M. Imai, T. Masui, S. Komura and T. Ohta: *Biophys. J.* **92** (2007) 115.
- 56) C. A. Stanich, A. R. Honerkamp-Smith, G. G. Putzel, C. S. Warth, A. K. Lamprecht, P. Mandal, E. Mann, T.-A. D. Hua and S. L. Keller: *Biophys. J.* **105** (2013) 444.
- 57) R. D. Groot and P. B. Warren: *J. Chem. Phys.* **107** (1997) 4423.
- 58) M. Laradji and P. B. S. Kumar: *J. Chem. Phys.* **123** (2005) 224902.
- 59) S. Ramachandran, S. Komura and G. Gompper: *Europhys. Lett.* **89** (2010) 56001.
- 60) P. M. Chaikin, T. C. Lubensky: *Principles of Condensed Matter Physics* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1995).
- 61) P. C. Hohenberg and I. Halperin: *Rev. Mod. Phys.* **49** (1977) 435.
- 62) B. A. Camley and F. L. H. Brown: *J. Chem. Phys.* **135** (2011) 225106.
- 63) J. Fan, T. Han and M. Haataja: *J. Chem. Phys.* **133** (2010) 235101.
- 64) E. M. Lifshitz and L. P. Pitaevskii: *Physical Kinetics* (Pergamon Press, Oxford, 1981).
- 65) P. Sens and M. S. Turner: *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 238101.
- 66) L. Foret: *Eur. Phys. J. E* **35** (2012) 12.
- 67) L. Foret: *Europhys. Lett.* **71** (2005) 508.
- 68) J. Gómez, F. Sagués and R. Reigada: *Phys. Rev. E* **80** (2009) 011920.
- 69) J. Fan, M. S. Sankar and M. Haataja: *Phys. Rev. E* **81** (2010) 011908.
- 70) T. Hamada, R. Sugimoto, T. Nagasaki and M. Takagi: *Soft Matter* **7** (2011) 220.
- 71) S. L. Veatch, O. Soubias, S. L. Keller and K. Gawrisch: *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **104** (2007) 17650.
- 72) A. R. Honerkamp-Smith, P. Cicuta, M. Collins, S. L. Veatch, M. Schick, M. den Nijs and S. L. Keller: *Biophys. J.* **95** (2008) 236.
- 73) A. R. Honerkamp-Smith, B. B. Machta and S. L. Keller: *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 265702.

- 74) S. L. Veatch, P. Cicuta, P. Sengupta, A. R. Honerkamp-Smith, D. Holowka and B. Baird: ACS Chem. Biol. **3** (2008) 287.  
 75) K. Seki, S. Komura and M. Imai: J. Phys.: Condens. Matter **19** (2007) 072101.  
 76) K. Inaura and Y. Fujitani: J. Phys. Soc. Jpn. **77** (2008) 114603.  
 77) S. Ramachandran, S. Komura, K. Seki and M. Imai: Soft Matter **7** (2011) 1524.  
 78) K. G. N. Suzuki, R. S. Kasai, K. M. Hirose, Y. L. Nemoto, M. Ishibashi, Y. Miwa, T. K. Fujiwara and A. Kusumi: Nature Chem. Biol. **8** (2012) 774.  
 79) Y. Sakuma and M. Imai: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 198101.  
 80) K. Kurihara, M. Tamura, K. Shohda, T. Toyota, K. Suzuki and T. Sugawara: Nature Chem. **3** (2011) 775.

## 著者紹介



好村滋行氏： 専門はソフトマター物理。特に非平衡・複合・両親媒性ソフトマター。研究の目標はソフトマターを通じた生命現象の理解。



今井正幸氏： 専門はソフトマター物理。特に生命の素過程を単純な物質で再現することによる物質から生命への進化の解明。

(2013年5月7日原稿受付)

## Physics of Heterogeneous Structures in Biomembranes

Shigeyuki Komura and Masayuki Imai

abstract: Since the notion of lipid rafts has been proposed, the traditional view of biomembranes based on the fluid mosaic model has been renewed. In the raft model, dynamical heterogeneity occurring in multi-component lipid membranes plays an essential role. In this review article, we mainly discuss lateral phase separation in biomembranes and vesicles, and provide with an overview of the research trend during the past decade. We shall mainly review the experimental works from the viewpoint of physical chemistry, and interpret these phenomena using soft matter physics. We first explain phase behavior and conformation of multi-component lipid bilayer membranes. By formulating the hydrodynamics of a fluid membrane including the surrounding solvent, we discuss the domain growth-law and concentration fluctuations in membranes.



# レプトンフレーバー混合とニュートリノ質量：到達点と近未来

南方久和 (Fermi National Accelerator Laboratory PO Box 500, Batavia, IL 60510 USA)

1998年に始まった「ニュートリノ質量とレプトンフレーバー混合発見の時代」を主に実験的な進歩を中心に総括し、この現在の状況を明らかにする。神岡大気ニュートリノ実験による混合角  $\theta_{23}$  と質量二乗差  $\Delta m_{21}^2$ 、カムランドと太陽ニュートリノによる  $\theta_{12}$  と  $\Delta m_{21}^2$  の決定に続いて、ここ1年余りの進歩によって  $\theta_{13}$  が測定され、3世代フレーバー混合に存在する全ての混合角が(概ね)決定された。クォークセクターに比してはるかに大きかった混合角の意味やフレーバー混合の物理の目標について考察する。最後にレプトンセクターの理解を完結するために残された課題、レプトンCP位相の測定とニュートリノ質量パターンの決定を展望する。

## 1. はじめに

私が会誌にニュートリノ物理についての解説記事を書かせていただくのは、これが初めてではない。今回は1998年、神岡大気ニュートリノ実験によるニュートリノ振動の発見<sup>1)</sup>の直後で、この興奮が記事全体を貫いていた。<sup>2)</sup>読み返すと気恥ずかしい面もあるが、これには十分な理由があったと思う。ニュートリノという粒子が発見されてから45年も続いてきた「ニュートリノ質量はゼロ」という信仰が打ち破られたのだから、さらに言えば、「フレーバー混

合角は小さい筈だ」という理論屋の偏見が見事に粉碎された事件でもあった。<sup>\*1</sup>

幸いにも、その後ニュートリノ質量とニュートリノ(ないしはレプトン)フレーバー混合に関する知見は着実に増大した。<sup>3)</sup>原子炉ニュートリノ実験カムランドが大気ニュートリノとは異なる振動長をもつニュートリノ振動を発見し、<sup>4)</sup>3世代のレプトンフレーバー混合の姿について確信

\*1 スーパーカミオカンデの前身のカミオカンデ実験から大気ニュートリノ異常の報告があったとき、これを信じた人が何人いたことか。今となっては夢を見ているような気がするが、私の友人(特に名を秘す)を含む多くの理論屋・実験屋が「あれは信じない」と言っていたことを証言として残しておくのは意味のないことではないと私は思う。

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。

をもって語ることが可能になった。これと並行して同時期に太陽ニュートリノ問題として知られる長年の懸案が解決の時を迎えていた。SNO実験 (SNOはSudbury Neutrino Observatoryの略) によって太陽ニュートリノの欠損は素粒子ニュートリノの性質に由来するものであることが証明された。<sup>5)</sup> 物質中のニュートリノ伝播を記述するMSW理論<sup>6)</sup>を使うと、太陽ニュートリノからもカムランドによって測定された振動パラメーターとほぼ同じ値が得られた。

ここまでで3世代のレプトン混合を記述する牧-中川-坂田行列<sup>7)</sup>を決定する3つの混合角の内、唯一未決定であったものは1-3角 (以下 $\theta_{13}$ と呼ぶ) であった。2011中期-2012年はこの $\theta_{13}$ の決定のドラマが劇的に進行した1年間であった。<sup>8)</sup> 2011年6月のT2Kによる6個の $\nu_e$ 出現事象の発見による $\theta_{13} \neq 0$ の示唆 ( $2.5\sigma$ ), 11月のDouble Choozによる大きな $\theta_{13}$ の追認に続いて、2012年3月「Daya Bayの衝撃」が世界を駆け巡った。中国と米国の共同による原子炉ニュートリノ実験Daya Bayが55日間という短い測定期間で $8.8^\circ \pm 0.8^\circ$ という高い精度で $\theta_{13}$ を決定してしまった。 $\theta_{13} \neq 0$ の信頼度は $5.2\sigma$ という圧倒的な高さであった。1ヶ月を経ずして韓国の原子炉実験RENOが高精度で同様の大きな $\theta_{13}$ の測定値を報告した。

これで3個のレプトン混合角が全て決定された。他の二つの値は、(後述するように) 実験を最も良く説明する値として、およそ $\theta_{12} = 34^\circ$ ,  $\theta_{23} = 45^\circ$ であった。 $\theta_{13}$ の決定値約 $9^\circ$ はこの中で最小であるが、その時まで知られていた上限値 (Chooz限界と呼ばれる) に近いので、「大きな $\theta_{13}$ 」と呼ばれることがある。3世代混合スキームで利用可能な二つの質量二乗差 $\Delta m_{31}^2$ および $\Delta m_{21}^2$ と合わせて、レプトンフレーバー混合を記述するほとんどのパラメーターが決定された。

では、残された課題は何だろうか。10章で詳述するが、レプトンCP非保存位相<sup>\*2</sup>とニュートリノ質量の絶対値、および質量パターンである。この稿を書いて筆者が心からうれしと感じられることは、「全てのレプトン混合角が決定された今、我々は明確な将来への展望を描くことが可能になった」と確信をもって読者に言えることだ。

## 2. フレーバー混合の物理とニュートリノ質量

フレーバー混合の物理の目標、あるいは最終到達点とは一体何だろう。この稿を執筆しているうちに私の脳裏に浮かんで消え、また浮かぶという過程を繰り返した疑問で

あった。本稿でこのような重たい疑問にすっきりと答えを出すことはもちろん意図していないが、一方、この稿で論じる様々の事項や実験的・理論的進展が最終的には上記の問いに答えるためのものであることはここで認識しておこう。

私見では、フレーバー混合の物理の最終目標は素粒子の「世代」というものの起源を明らかにすることかなと感じる。軽い基本粒子がなぜ世代という繰り返しで現れるのか、なぜ3世代なのか、さらには、これらの基本粒子がなぜレプトン族とクォーク族という形で対になって存在するのか、という問題である。

とりわけ、このクォークとレプトンの対応という興味ある特徴は、この稿で議論するフレーバー混合構造の顕著な相違と相まって、フレーバー混合の物理のボトムアップのアプローチにおいて、最も重要な位置を占めているように見える。素粒子の標準模型は、クォークとレプトンは互いに欠くことのできないパートナーであると教える。量子アノマリーという現象によって、対をなすクォーク、レプトンの一方が欠けても場の理論が作れないからだ。問題は低エネルギーで認識されている「クォークとレプトンは不可欠のパートナー」ということの本当の意味だ。実験の与える知見を頼りにこの問いに対する答えに迫ることが、フレーバー混合の物理の当面の最重要課題であるように私には感じられる。<sup>\*3</sup>

ニュートリノ質量とは何かについては参考文献2でも議論した。繰り返しになるが、筆者の理解を述べておこう。「標準模型に登場する場 (基本フェルミ粒子場, ゲージ場, ヒッグス場) だけを使ってニュートリノ質量項を書いてご覧下さい」と言われたら、くりこみ可能な相互作用では不可能で、最も簡単なものは (Weinberg operatorと呼ばれる) 次元5の高次元演算子

$$\mathcal{L} = \frac{f}{M_{\text{NP}}} \phi \phi \nu \nu \quad (1)$$

になる。ここに、 $\nu$ ,  $\phi$ はそれぞれニュートリノとヒッグス場を、 $M_{\text{NP}}$ は新しい物理が開けるエネルギースケールを、 $f$ は1程度の無次元数である。標準模型の役者だけではくりこみ可能な質量項が作れず、 $1/M_{\text{NP}}$ で抑制された高次元演算子の質量項 (1) しか作れないという事実は、「ニュートリノ質量が小さい」という事実を定性的にはあるが自然に説明している。余り強調されないが、筆者は標準模型の成功のもう一つの例であると思う。数値的にはニュートリノ質量を $0.05 \text{ eV}$ と仮定して $f=1$ ととると、 $\langle \phi \rangle = 250 \text{ GeV}$ に注意して $M_{\text{NP}} \approx 10^{15} \text{ GeV}$ となる。これは強電弱全てのゲージ力の大統一のエネルギースケールに近い。

高いエネルギースケール $M_{\text{NP}}$ で新しい物理世界が開けて

<sup>\*2</sup> 弱い相互作用理解の歴史は、基本的対称性の破れの発見の歴史であった。その当時「当然保存されている」と誰もが信じて疑わなかったパリティ (P) 対称性 (鏡の中の世界との対称性) 信仰がLee-Yangによって打ち破られ、しかもその破れが最大 (パリティ非保存効果が最大) であることが明らかにされた。その後もCP対称性だけは保存していると信じられてきたが、この偏見も1962年のクォークセクターのCP非保存発見によって葬り去られた。今日ではこのCP非保存現象は小林-益川位相 $\delta_\theta$ という標準模型に埋め込まれた自由度によって自然に説明されることが知られている。<sup>9)</sup> ここではそのレプトン版 $\delta_\ell$ の存在を問題にしている。

<sup>\*3</sup> トップダウン的なアプローチ (例えば弦理論などの) を採る人々からは、「実験結果をヒントに世代などという基本的な問題に迫れるのだろうか」という疑問が発せられるかも知れない。もっとも疑問である。しかし、小林-益川理論は、見方を変えればこのことを例示した偉大な現象論と言えなくはない。CP非保存の存在を標準模型の枠組みの中で捉えることによって3世代構造を認識したのであるから。

いて、この反映として低エネルギーでは高次元演算子(1)を生じるような模型は様々の可能性が考えられる。Minkowski-柳田-Gell-Mann-Ramond-Slanskyのシーソー模型<sup>10)</sup>はそのうちで最も簡単なものである。10<sup>15</sup> GeV程度の質量をもつ重い右巻きニュートリノがシーソーのもう一方の端(高エネルギー側)にいることによって、低エネルギーで軽いニュートリノが生じる。

ニュートリノ質量を高次元演算子として理解するこのアプローチの興味ある性格は、バリオン数非保存を引き起こす高次元演算子の存在に自然に導かれることにある。これは陽子崩壊という興味深い現象を予言する。

一方、通常の定式化では無視されているが、標準模型には右巻きのニュートリノが(相互作用は全くもたないが)存在するのだと考える人もいる。この場合には通常の湯川結合 $f'\phi\nu\nu$ からニュートリノ質量が生じる。問題は結合定数 $f'$ がトップクォークに比べて12桁も小さいという不自然さにある。

最近の10年の状況は、ニュートリノ質量の起源の理解について様々のアイデアが提案され、豊穡期とも言え、あるいは、混乱期と表現することもできる。シーソー模型ですら質量を生じるダイアグラムの内線に飛ぶ粒子の量子数によって、「本家」のタイプIの他にタイプII, IIIまである。本稿では、常々筆者の指向するところでもある「模型に依拠しないアプローチ」の立場をとって、模型に立ち入った議論をできるだけ避けることにする。

### 3. レプトンフレーバー混合と牧-中川-坂田行列

まず、記号の定義を兼ねて基本的概念のおさらいから始めよう。特に3.1節の内容は、クォークセクターでよく知られている事実のレプトン版に他ならない。真空中を伝播するニュートリノの質量固有状態 $\nu_i$  ( $i=1, 2, 3$ )と弱い相互作用に関わるフレーバー固有状態(ないしはゲージ量子数の固有状態) $\nu_\alpha$  ( $\alpha=e, \mu, \tau$ )とは互いに異なる。<sup>\*4</sup> 両基底はユニタリー変換で結ばれていて、その間の変換は $\nu_\alpha = S(\nu)\nu_i$ と書ける。標準模型ではニュートリノの相棒である荷電レプトンに対しても同様な関係式 $l_\alpha = S(\ell)l_i$ がある。一般に $S(\ell)$ は $S(\nu)$ とは互いに全く独立なユニタリー行列である。

#### 3.1 MNS行列

さて、弱い相互作用で観測可能なものは上記の二つのユニタリー変換の“差”である $U_{\text{MNS}} = S^\dagger(\ell)S(\nu)$ である。これが牧-中川-坂田行列<sup>7)</sup>(以下ではMNS行列と呼ぶ)と呼ばれているものである。<sup>\*5</sup>(この“差”しか測定できないこ

とがMNS行列要素の解釈を複雑にする。)クォークセクターにおいても同様な事情があり、この場合のフレーバー混合行列がカビボ-小林-益川行列(CKM行列)である。MNS行列 $U_{\text{MNS}}$ は、フェルミ粒子の波動関数の位相に吸収できる位相(観測不可能)は全てそうして取り除いた後に、通常次のように3個の混合角 $\theta_{ij}$  ( $i, j=1, 2, 3$ )と1個のCP非保存位相を使って記述される(標準形と呼ばれている)：

$$U_{\text{MNS}} = U_{23}U_{13}U_{12} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_\ell} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_\ell} & 0 & c_{13} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2)$$

ここに、 $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ ,  $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ である。1-3部分行列に現れるCP非保存位相 $\delta_\ell$ は有名な小林-益川位相 $\delta_q$ <sup>9)</sup>のレプトン版であり、MNS行列要素の構成する自由度で唯一(全く!)未決定のまま残されている。

#### 3.2 ニュートリノ振動

レプトンフレーバー混合の存在の帰結の一つとして、ニュートリノ振動という現象が起きることが示される。 $\nu_\mu$ として出発した状態が距離 $L$ 飛行した後、ある確率で $\nu_e$ に転換する現象である。この奇妙に見える現象も、一旦理解されてしまえば、その機構は実は単純である。すなわち、ニュートリノの生成と検出がフレーバー固有状態で記述されるのに対して、ニュートリノの真空中での伝播の様子は質量固有状態の性質で決定される。2つのニュートリノ質量固有状態は、微小な質量二乗差のため、伝播中に位相のずれ $(E_2 - E_1)t = [(m_2^2 - m_1^2)/2p]t$ を生じ、この位相差をもった2つの質量固有状態が、検出という量子力学的過程でフレーバー固有状態に変換されるときには、出発時と異なる成分比をもつのである。ここに、位相のずれ $(E_2 - E_1)t$ の計算では超相対論的近似 $E \gg m$ を使った。

2世代ニュートリノ(質量 $m_1, m_2$ , 混合角 $\theta$ )の場合、真空中の振動確率 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ は距離 $L$ を飛行した時点で

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e; L) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \quad (3)$$

と与えられる。ここで $\Delta m_{21}^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$ である。確率の保存から、 $\nu_\mu$ で留まる確率 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ は $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ と与えられる。このように、ニュートリノは $\nu_\mu, \nu_e$ の2成分間を振動しながら真空中を伝播する。飛行距離 $L_v = 4\pi E/\Delta m_{21}^2$ を真空中での振動長という。混合角 $\theta$ が最大(45°)の場合、 $\nu_\mu$ が距離 $L_v$ 飛行すると、一旦は100% $\nu_e$ に転換してしまった状態が元の $\nu_\mu$ に戻る。つまり、この場合には $\nu_\mu, \nu_e$ の2成分間の完全な往復が実現する。

<sup>\*4</sup> 読者から、特に我々素粒子物理以外の分野の方から、「それが一体何を意味しているのか」という質問がくるかも知れないと恐れる。「それは非常にいい質問です」とまず無難にお返しすると、筆者の答えはと問われると、「素粒子の標準模型に内在する自由度です。自然は使える自由度は全て有効利用しているようですね」という答えくらいしか出てこない。しかし、これで十分な答えとは到底言えないのだろう。

<sup>\*5</sup> ブルーノ・ポンテコルボ氏の業績を顕彰すべしとのイタリア人のキャンペーンの結果、最近PMNS行列と呼ばれることが多い。私がこれを使わない理由は、この碩学を敬うという動機には心から共感するものの、レプトン混合という概念のバイオニアとして関与していない研究者の名前をフレーバー混合行列の名前とすることを無理筋だと感じるからである。

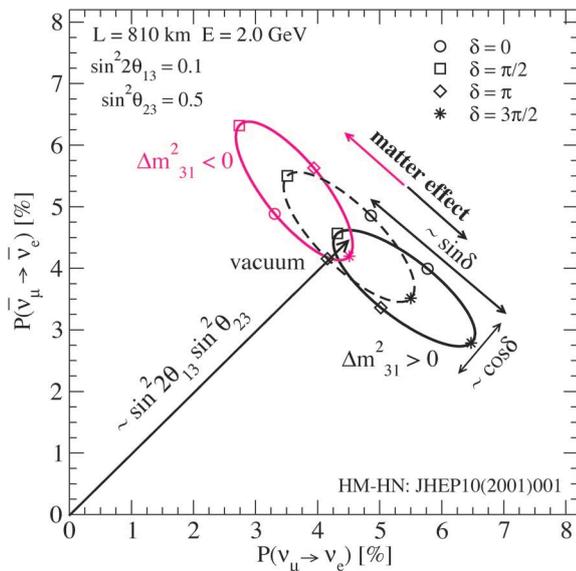


図1 双確率分布図：横軸は $P=P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$  振動確率、縦軸は $\bar{P}=\bar{P}(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$  振動確率である。ニュートリノエネルギーは特定の値が採られている。一組の $(P, \bar{P})$  測定はこの平面上に一つの点を穿つ。この点を起点として、混合パラメータを適当な値に固定し、CP位相 $\delta=\delta_e$ のみを変化させると、順階層性の場合には黒線で、逆階層性の場合には赤線で表示された楕円が描かれる。点線は真空中の場合である。

さて、自然界にレプトンは $e, \mu, \tau$ の3世代あるので、質量固有状態はニュートリノ、荷電レプトンそれぞれに3個存在する。3世代のニュートリノ質量を $m_i (i=1, 2, 3)$ と表記し、3個の質量二乗差を $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$ と表記しよう。直ぐ予想できることは、3世代のニュートリノ振動確率は質量二乗差 $\Delta m_{32}^2, \Delta m_{31}^2, \Delta m_{21}^2$  (この内独立なものは2個)と3個の混合角 $\theta_{ij} (i, j=1, 2, 3)$ , および小林-益川型のCP位相 $\delta_e$ の関数であることである。<sup>\*6</sup>

3世代の場合、振動確率の表式は複雑になるので、長たらしい式を書くのは止め、簡単にポイントを理解できる双確率分布図(図1)を使おう。<sup>11)</sup>ここでは $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (とその反粒子)チャンネルに焦点を絞る。この双確率分布図のよいところは、物質中の3世代ニュートリノ振動の諸性質が簡明に表示されていることである。すなわち、楕円の対角線方向の幅は $\cos \delta$ 項の大きさを、対角線に垂直な方向の幅は $\sin \delta$ 項の大きさをそれぞれ示している。さらに、 $\Delta m_{31}^2$ の符号が正負のニュートリノ質量パターンをそれぞれ順階層性、逆階層性と呼ぼう。<sup>\*7</sup>図1中の、黒線楕円(順階層性)と赤線楕円(逆階層性)との間の距離は真空効果に対する物質効果の大きさの指標である。以下、必要に応じて図1を参照しつつ諸性質の理解に役立てる。

なぜニュートリノ振動がそんなに大切なか、と疑問に思われる向きもいるかも知れない。マクロな領域のコヒーレンスの発現という見事な量子力学的現象であること以外に、素粒子物理学的観点からは次の事実が重要である。すなわ

<sup>\*6</sup> 3.3節で議論するマヨラナ位相はニュートリノ振動に影響を与えないことが示せる。

<sup>\*7</sup>  $\Delta m_{31}^2$ の符号は物質効果を使って正であることが知られている。 $\Delta m_{31}^2/\Delta m_{32}^2 = 1/30$ なので、順階層性では接近した1-2状態が下にくる(お尻でっかち型)、逆階層性では上にくる(頭でっかち型)。

ち、これまで実行されたMNS行列要素の決定はすべてニュートリノ振動という現象を利用して行われていることである。

### 3.3 マヨラナ対ディラック

これまで意識的に無視してきたが、ニュートリノはマヨラナ粒子(反粒子が粒子に等しいという性質をもつ)であるという興味深い可能性がある。これはニュートリノが電荷を帯びていないことに依っていて、従って、他のクォーク・レプトンにはこの可能性はない。このような荷電をもつ基本フェルミ粒子はディラック粒子と呼ばれる。ニュートリノがマヨラナ粒子である場合にはニュートリノ質量行列は実対角行列になっていて、MNS行列を標準型にするときに用いた位相をニュートリノの波動関数の位相に吸収させるという手続きが採れなくなり、MNS行列に余分な位相因子 $\text{diag}(e^{i\alpha_1}, e^{i\alpha_2}, 1)$ (行列の対角要素だけを示した)が生じる。

この「ニュートリノはディラック粒子かマヨラナ粒子か」という問の答えは、今後のニュートリノ物理にとって大きな意味をもつ。もちろん、本稿の関心の的であるレプトン族とクォーク族の定性的違いという観点でも重要なポイントである。また、このマヨラナ位相と呼ばれる新しいCP非保存位相と10章で触れる宇宙のレプトン数非対称性の関係も興味ある問題である。ニュートリノのマヨラナ粒子としての性格を証明するための実験、原子核の二重ベータ崩壊実験が世界の各地で盛んに実施されている。日本でも「カムランド禅」他の実験が進行中である。この重要なテーマについては別稿が必要だ。

### 3.4 3世代混合の枠組みの検証

本稿では一貫して3世代混合の枠組みで議論を行う。現在の時点で諸実験を説明するのに十分であるように思われる。もちろん、この枠組み自身を検証するという仕事が残されているが、この完結は近未来にはできそうにない。

3世代混合からの逸脱の例として最もよく議論されているのは、所謂ステライル(標準模型の量子数をもたない、従って相互作用しないという意味)ニュートリノの存在という仮説である。約10年前のLSND実験<sup>12)</sup>の結果を説明することを出発点として、小さな混合角で通常のニュートリノと交じり合う、0.1-1 eV程度の質量をもつ軽いステライルニュートリノの存在が議論されるようになった。本稿ではこの可能性については触れない。未だ確定的な実験事実が存在しないことに加え、このような軽い基本粒子が存在する場合には、3世代性の捉え方をはじめ全ての議論を初めからやり直す必要があるというのがその理由である。

## 4. 大気ニュートリノ振動の発見と2-3混合の構造決定

前回の解説<sup>2)</sup>では、大気ニュートリノによるニュートリノ振動の発見の衝撃を受け止めつつも、太陽ニュートリノ問題の歴史から記述を始めた。(興味のある読者は、例え

ば文献2およびその中の文献を参照されたい。) 40年余りの長期にわたって未解決であった難問であり、これがニュートリノの性質に起因することすら自明ではなかった。確かに「ニュートリノ振動の発見」は大気ニュートリノに譲ったものの、60年代にすでにニュートリノ質量とフレーバー混合の発見の萌芽を宿していたと言っていいこのテーマから稿を起こすのが私には自然であった。<sup>\*8</sup> しかし、今や状況は一変した。1-2混合(歴史的には太陽ニュートリノに密接に関連していた)の構造決定を議論するのでさえ、もはや太陽ニュートリノは必須ではない。そういう状況変化を踏まえ、今日的なニュートリノ振動の記述は大気ニュートリノから始めるのが自然だ。

大気ニュートリノとは何か。地球に降り注ぐ宇宙線(主に陽子)が大気中で反応し、 $\pi$ 中間子(と少しのK中間子)が生成される。この荷電 $\pi$ 中間子は崩壊して $\nu_\mu$ と $\mu$ レプトンを生じる。比較的寿命の短い低エネルギーの $\pi$ 中間子の場合、 $\mu$ レプトンは地球に届く前に $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ (あるいは $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$ )と崩壊してしまう。よってこの場合には1個の $\pi$ 中間子からミュー型ニュートリノが2個、電子型ニュートリノが1個生成される。カミオカンデ実験で開始された大気ニュートリノの観測は後に「ニュートリノ振動の発見」として大きな実を結ぶが、この発端は「大気ニュートリノ異常」と呼ばれるニュートリノ・フレーバー比 $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ に関する異常の発見であった。上述のように低エネルギーで2に近い値をもつべきこのフレーバー比の観測値がこの約60%くらい小さい値でしかないことが判明したのである。

さらに、カミオカンデ大気ニュートリノ実験は、ニュートリノ振動の発見に直接つながる重要な事実の端緒をつかんだ。大気ニュートリノの天頂角分布の異常である。<sup>13)</sup> 飛来する宇宙線の方向分布が概ね等方的であることに起因して、大気ニュートリノ事象は平坦な天頂角分布をもつことが期待される。ところがこの予想に反してカミオカンデの「multi-GeV事象」と分類されている1.33 GeV以上のエネルギーをもつ $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ (以下簡単に $\nu_\mu$ と表記する)の分布は平坦からは大きくずれ、上空から降ってくる下向きの $\nu_\mu$ は予言値とよく合うのに反し、上向きの $\nu_\mu$ の分布は予言値を大きく下回ることが分かった。この天頂角分布の異常は、カミオカンデの後継機、5万トン(有感体積22 kton)の水チェレンコフ検出器スーパーカミオカンデによって曖昧さなく確認された。図2をご覧ください。

この実験事実の最も分かりやすい説明は数百kmの振動長 $L_\nu$ をもった $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ニュートリノ振動が起きていると考えることである。(  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ チャネルではないことは、後にChooz原子炉実験で明らかにされたように、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 振動確

SK-I+II+III+IV, 3903 Days

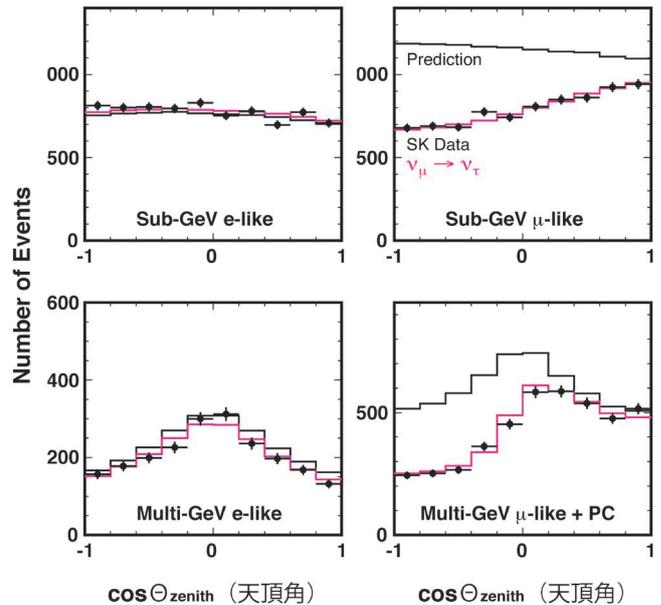


図2 Super-Kamiokande (Super-K) によって観測された大気ニュートリノの天頂角分布。図中の“Sub-GeV”(Multi-GeV)は $E \leq 1.33$  GeV ( $E \geq 1.33$  GeV)のニュートリノを意味する。Super-Kグループの好意による。

率は小さいことに拠っている。) 上空から降ってくる下向きの $\nu_\mu$ は10 km程度の大気の厚さを飛行してくるに過ぎず、振動する時間の余裕がない。これに対し、地球の裏側からやってくる上向きの $\nu_\mu$ は地球の直径程度の距離 $\sim 10,000$  kmを飛行してくる。この距離は振動長 $L_\nu$ に比して十分大きいので、最大角 $\theta_{23} = \pi/4$ を仮定すると、 $\nu_\mu$ である確率は均されて1/2になってしまう。<sup>\*9</sup> この仮説に立って、検出器の感度などの種々の効果を取り込んだモンテカルロ計算の結果(図2の赤線)がデータを見事に説明している。これが1998年の高山国際会議(Neutrino 1998)で発表され、静かな、しかし鳴り止まない拍手で迎えられた「ニュートリノ振動の発見」(図2はアップデート版)である。

この発見が大きな興奮を巻き起こした理由は主に2つあると思われる。まず第1に、ニュートリノ振動現象の存在はニュートリノという素粒子(の少なくとも1種)に質量があることを意味する。素粒子の標準模型の通常定式化によれば、ニュートリノ質量はゼロだ(くりこみ可能な相互作用が作れないという意味で)と考えられている。この意味でニュートリノ質量の発見は人々に待ち望まれた「標準模型の彼方の物理」の発見といえる。

神岡大気ニュートリノ実験によるニュートリノ振動の発見の衝撃の第2の理由は、最大角に近い大きな混合角を必

<sup>\*9</sup> 3行3列のMNS行列中には他の混合角も含まれているのに、大気ニュートリノ実験の解析からなぜ $\theta_{23}$ だけが取り出せるのか、という疑問を抱く読者もいるかも知れない。詳細は省くが、現実世界で満たされている以下の2つの条件下では大気ニュートリノ振動と太陽ニュートリノ振動は近似的に互いに独立に取り扱えることが結論される。その条件とは、(1)大気ニュートリノ振動に関係した $\Delta m_{23}^2$ と後述する太陽ニュートリノ振動に関係した $\Delta m_{21}^2$ が $\Delta m_{23}^2 \gg \Delta m_{21}^2$ を満たすこと、および、(2)  $\theta_{13}$ が小さいことの2つである。

<sup>\*8</sup> 誌原稿に目を通していただいた故戸塚洋二先生から「僕なら大気ニュートリノを先を書くけどね、まあ、南方さんのやり方でもいいですがね」というコメントをいただいたのが懐かしく思い出される。戸塚さんにこの解説を読んでいただくことができれば、「何だ、今頃やっと分かったのか」と言われそうだ。

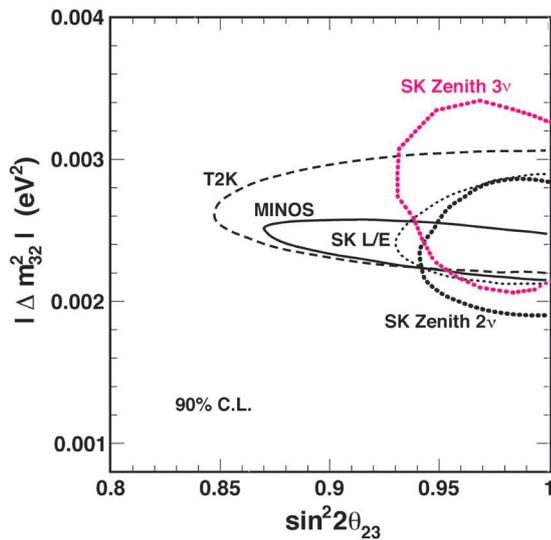


図3 大気ニュートリノ実験や加速器ニュートリノ実験によって現在許容されている  $\sin^2 2\theta_{23} - |\Delta m_{32}^2|$  平面上の領域。3種類の dotted line は Super-K データの異なる解析の結果を示す。図は Super-K グループの好意による。

要としたことである。これはクォークセクターのフレーバー混合の特徴と大いに異なる。そこでは、Cabibbo 角と呼ばれるクォーク 1-2 角 ( $13^\circ$  の値をもつ) が最大で他の混合角は非常に小さい。ここから「フレーバー混合角は小さいはず」という抜きがたい偏見が生まれた。これに対して、初めて発見されたレプトン混合角  $\theta_{23}$  は、実験データを説明する上で最大値  $45^\circ$  が最適値だったのである。

大気ニュートリノ振動現象は人工加速器ニュートリノを使う日本の K2K (KEK-to-Kamioka の略)、米国 MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search, Fermilab からミネソタ州 Soudan 鉱山 (730 km) へビームを送る) 実験によって検証された。基線長がはっきり決まっているこれらの実験は、式 (3) の振動確率によるビームのエネルギースペクトルの変形を直接測定できるので、質量二乗差  $\Delta m_{32}^2$  の精密測定に適している。MINOS 実験は現在この測定精度に関して世界最高を誇っていて、目下日本の T2K (Tokai-to-Kamioka の略、東海村の J-PARC から神岡にビームを送っている) がそれに肉薄している。  $\sin^2 2\theta_{23}$  の測定精度ではまだ Super-K が他の実験に対して水をあけている。図 3 をご覧いただきたい。

この稿を執筆している 2013 年の時点での最近の進歩は、(1) OPERA 実験<sup>14)</sup> (OPERA は Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus の略) が  $\nu_\mu$  ビームを使って  $\nu_\tau$  出現現象を 3 例確認したこと、(2) 南極の氷の中に設置されたアイス・キューブ (IceCube) という  $\sim \text{km}^3$  の体積をもつ宇宙ニュートリノ検出器が大気ニュートリノ振動の効果を検出したこと<sup>15)</sup> である。今後期待される宇宙・天体起源のニュートリノ観測においては、ニュートリノ振動を考慮した上で、フラックスのフレーバー比の観測によってニュートリノの発生源の内部探査が可能ではないかと期待されている。

## 5. 原子炉ニュートリノ実験カムランドと 1-2 混合の構造決定

1-2 混合の構造決定は二種類の独立な、しかし、互いに相補的な実験によってなされた。本章ではレプトンフレーバー混合行列要素の決定という観点から、論理的により簡明な原子炉ニュートリノ実験による 1-2 混合を構成するパラメータ  $\Delta m_{21}^2$  と  $\theta_{12}$  の決定について先に記述する。次章では、同じパラメータの別の (これとは独立な) 決定法、太陽ニュートリノを用いる方法について述べる。

原子炉ニュートリノ実験カムランド (KamLAND, KAMIoka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector の頭文字をとったもの) は、神岡鉱山に建設された 1,000 トンの液体シンチレーター検出器である。カムランドは日本全国の原子炉<sup>\*10</sup> から放出される  $\bar{\nu}_e$  を測定し、イベント数の有意の欠損、さらには、期待される原子炉ニュートリノのエネルギー分布からの大きなずれを観測した (最新の報告は文献 16)。良い近似である 2 世代振動公式 (3) を当てはめて見ると、大気ニュートリノ振動の  $\Delta m_{32}^2$  の約 1/30 の値をもつ別の質量二乗差  $\Delta m_{21}^2$  が必要であることが分かる。新たな真空中のニュートリノ振動の発見である。<sup>\*11</sup>

液体シンチレーター検出器の特徴は、水チェレンコフ検出器よりも光量が多く、1 MeV 程度のエネルギーをもった電子を捉えることができることにある。一方、チェレンコフ光のもっている方向性がないので、荷電粒子の運動方向に関する情報は得られない。 $\bar{\nu}_e$  の測定原理は、逆ベータ崩壊反応  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$  で放出された陽電子によってこの反応が起きたことを告げる「最初の光」が放出された後、 $\sim 100 \mu\text{s}$  後の熱化中性子の陽子捕獲による重陽子形成に伴う 2.2 MeV (束縛エネルギー) の光の放出という特徴的な信号を使う。この delayed coincidence と呼ばれる  $\bar{\nu}_e$  の検出法は、背景事象を抑えた曖昧さの少ないニュートリノ検出法として知られ、史上初めてニュートリノを捉えた Fred Reines の実験でも使われた。<sup>17)</sup>

ここでカムランド実験の結果を少し詳しく見てみよう。カムランドは、個々の原子炉までの基線長がはっきり定まってはいるにせよ、平均 180 km くらいの距離にクラスターした原子炉が多く、太陽ニュートリノ振動の第 2 振動極小の近辺を良い精度で観測できる。しかも、様々の基線長が混在していることが幸いして、第 1 から第 2 振動極小付近までの広いエネルギー領域に感度がある。図 4 は様々の距離にある検出器の寄与を近似的な仕方でも  $L/E$  軸の関数

\*10 典型的な商用原子炉は 1 基当たりおよそ 3 GW の熱出力をもつ。これらの原子炉からは、1 秒間に約  $6 \times 10^{20}$  個の  $\bar{\nu}_e$  が放出される。中性子を照射された  $^{235}\text{U}$  は核分裂を起こして 2 つの中性子過剰核に分かれるが、これらは不安定核であるため何回かのベータ崩壊を起こす。このため、核分裂 1 回当たり平均  $\sim 6$  個の  $\bar{\nu}_e$  が放出され、同時に  $\sim 200 \text{ MeV}$  の熱が発生する。

\*11 ニュートリノは自然界に 3 世代存在するので、2 個の独立な  $\Delta m^2$  が「利用可能」である。この大気ニュートリノ振動とは異なる  $\Delta m_{21}^2$  によって特徴づけられる、(同じエネルギーのニュートリノに対して) 約 30 倍長い振動長をもつこの新しいニュートリノ振動は歴史的理理由から「太陽ニュートリノ振動」と呼ばれることがある。

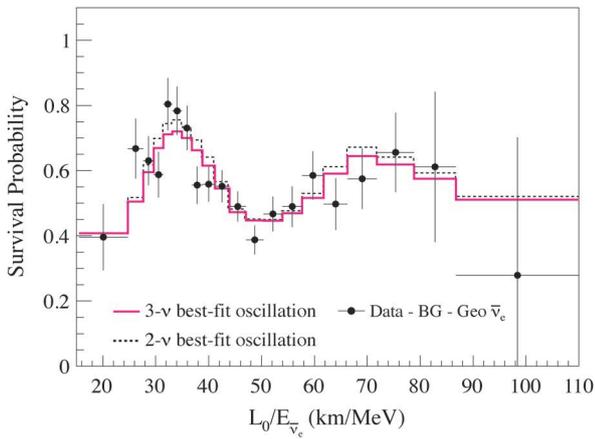


図4 カムランドによって観測された原子炉から放出された反電子ニュートリノのエネルギー分布。距離としては平均値 $L_0=180$  kmが使われている。2周期にわたる振動がきれいに見えている。図はKamLANDグループの好意による。

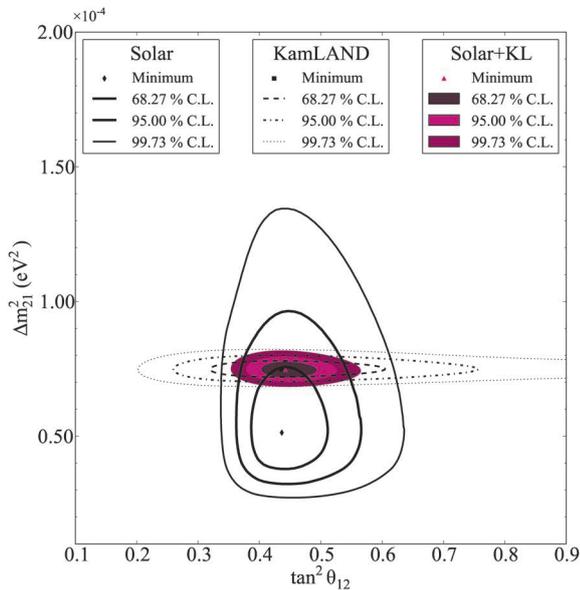


図5 カムランドや全ての太陽ニュートリノ実験データの包括解析によって現在許容されている $\tan^2\theta_{12}-\Delta m^2_{21}$ 平面上の領域。図はSNOグループの好意による。

としてプロットしたもので、2周期にわたる見事な振動パターンが見られる。これは未だ大気・加速器ニュートリノ実験では観測されたことがなく、ニュートリノ振動現象の振動的振る舞いに関する現在最も明白な証拠を与えている実験結果である。

さて、カムランド実験はレプトンの1-2混合の構造をどのように、また、どれだけ決定したであろうか。上記で述べた様々の基線長の絶妙の配合によって、カムランドは $\Delta m^2_{21}$ の精密測定に向いている。図5にカムランドの最新のデータに基づく $\tan^2\theta_{12}-\Delta m^2_{21}$ 平面上の許容領域が示されている。読者の便宜のため、次章で議論する太陽ニュートリノ実験の結果、それから、カムランドと太陽ニュートリノ実験を組み合わせた結果もこの図中に示してある。この図から読み取れるように、カムランドは $\Delta m^2_{21}$ の測定精度で圧倒的に優位であり、一方、太陽ニュートリノ実験は混

合角 $\theta_{12}$ の測定においてより優れていることが分かる。<sup>\*12</sup>

次章で述べるように、太陽ニュートリノ実験は太陽中での物質効果優位の状況下でのニュートリノ・フレーバー転換の効果を観測している。これは、同じフレーバー転換とはいえ、カムランドが観測している真空中のニュートリノ振動とは機構として全く異なる。この二つの全く異なる効果の測定が、 $\Delta m^2_{21}$ および $\theta_{12}$ のほぼ同じ測定値を得ていることは、ニュートリノの標準的な3世代描像が正しいことを示唆している。

カムランド・太陽ニュートリノ実験によって決定された第2の混合角 $\theta_{12}$ は、およそ $34^\circ$ とやはり大きかった。しかも、最大角 $45^\circ$ 近い値をもつ大気角 $\theta_{23}$ とも違って「中途半端な大きさ」である。「小さい混合角信仰」はレプトンの世界では自然の姿と無縁であることが分かった。

## 6. 太陽ニュートリノ振動の発見と1-2混合の構造決定

ここでは、1-2混合の構造決定に寄与した数多くの太陽ニュートリノ実験の中で、議論の焦点をはっきりさせるために、ただ1つの実験、SNO実験（最新の報告は文献19）を取り上げたい。（他の太陽ニュートリノ実験関係者には誠に申し訳ない！）この選択の理由は太陽内部の構造論に依拠することなく、実験事実そのものだけからレプトンの1-2混合の構造が決まるということに因る。

SNOはサドバリー（カナダ）のニッケル鉱山の地下2,000 mに設置された1 ktonの重水検出器である。普通の水（ $H_2O$ ）ではなく、「重水」（ $D_2O$ ）を使うというのが重要である。このため検出器中で次の3種類の反応が可能になる。

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (4)$$

$$\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x \quad (5)$$

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (6)$$

ここに $\nu_x$ はフレーバーを特定しないニュートリノ（ $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ のどれでも）という意味である。今後の議論にとって重要なのは始めの2つの反応であるが、第1の反応(4)は荷電カレントによって引き起こされるのに対して、第2の反応(5)は中性カレントによって起きるため、どのフレーバーのニュートリノも同じ寄与をする。第3の反応(6)に対しては、荷電カレントと中性カレントの寄与が足し合わされる。

この(4)、(5)の反応が別々に測定できるとすると、次のようなことが可能になる。(5)の中性カレント反応は $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ の全てのニュートリノに同じように感度があるので、この測定によって、ニュートリノフレーバー転換のあるなしに無関係に、あるいは、太陽模型の予言値がどうであれ、

<sup>\*12</sup> これはあくまで現在の状況に関する記述に過ぎないことを注意しておこう。原子炉から約60 kmの距離に検出器を設置することによって、太陽ニュートリノ実験を凌駕する精度で $\theta_{12}$ の測定が可能であることが知られている。<sup>18)</sup> しかも、中国および韓国でこのような実験計画が真剣に検討されている。

正味の太陽ニュートリノフラックスが実験的に測定できる。<sup>\*13</sup> 一方、(4)の荷電カレント反応は $\nu_e$ にのみ感度がある。このチャンネルの測定によって太陽ニュートリノフラックス中の $\nu_e$ 成分が同定できる。これと中性カレント反応測定を組み合わせると、太陽中心で生まれたニュートリノ(この時はその全てが $\nu_e$ )が何割 $\nu_e$ として生き残って地球上の検出器に飛び込んで来たかが分かる。

SNO実験から得られた主な結論は次の2点であった：(1)地球に届いた太陽ニュートリノフラックス中の $\nu_e$ 成分の割合は全体の約1/3である。(2)正味の太陽ニュートリノフラックスは標準太陽模型<sup>20)</sup>による予言値とよく合う。<sup>\*14</sup> この(1)の結果は、太陽ニュートリノ問題のパイオニア、Ray Davisが共同研究者とともに行った<sup>37</sup>Clを標的核として用いる実験で得た結果を確認するものであった。40年近い長い年月、疑いの眼差しで見られることの多かったDavisの結果は最終的に正しかった。<sup>\*15</sup>

SNOを含む全ての太陽ニュートリノ実験のデータから得られる(エネルギー分布を含む)情報の解析から、太陽物質中でのニュートリノフレーバー転換率に関する知見が得られる。<sup>\*16</sup> ここではこの詳細は省くが、この解析では物質中のニュートリノ伝播を記述するMSW理論<sup>6)</sup>という枠組みが重要な役割を演じる。(MSW理論については文献2で簡単な解説を試みたので、興味ある読者は参照されたい。)この解析から1-2混合に含まれるパラメータ、 $\Delta m_{21}^2$ と $\theta_{12}$ が決定される。SNOを含むすべての太陽ニュートリノ実験の結果の包括的解析の結果得られた値が図5に示されている。

前章でも強調したが、太陽ニュートリノという天体起源のニュートリノを使って、振動機構も発生源も異なる(真空中のニュートリノ振動を観測している)カムランドと整合的なフレーバー混合のパラメータ領域が得られたことは印象的である。

## 7. 最後の混合角 $\theta_{13}$ の決定

混合角 $\theta_{13}$ の測定法として現在現実的なものは、次の二つの方法である：(1)原子炉からのニュートリノを約1.5

kmくらいの距離で測定し、このフラックスの $\sin^2 2\theta_{13}$ に比例する微小な逓減を観測すること(式(3)は時間反転に対して不変なので、 $\bar{\nu}_e$ フラックスの逓減分をよい近似で記述している)。(2)加速器で作った1 GeV程度のエネルギーをもつ $\nu_\mu$ ビームを数百kmの距離にある検出器に向かって発射し、この $\sin^2 2\theta_{13}$ に比例する $\nu_e$ の出現率を測る。ニュートリノは相互作用が弱いので、検出器は十分巨大である必要がある。

この二つの互いに相補的な方法の各々の特徴は、以下のようである：原子炉実験が、式(3)から読み取れるように、他の混合パラメータを含まない純粋な $\theta_{13}$ 測定法である。これに対して、加速器実験は、図1に示されているように、 $\nu_e$ 出現確率が $\theta_{13}$ の他に $\theta_{23}$ やCP位相 $\delta_e$ に依存することに由来してこの3つのパラメータの効果の混ざったものを測定する。これは欠点ともいえるが、一方、将来においてCP位相 $\delta_e$ や $\theta_{23}$ の測定実験として拡張できる可能性を秘めている。現在稼働中の実験は加速器では前述のT2K実験、原子炉では第1章で述べたDouble Chooz, Daya Bay, RENOの3実験である。2013年中には米国NOvA (NuMI Off-axis  $\nu_e$  Appearance experimentの略)実験が始動予定で、増強され700 kWに達する予定(J-PARCの数倍)のビーム強度で測定を開始する。

さて、第1章で述べたように、2011年6月からの1年間はそれまでの時点で唯一測定されていない混合角 $\theta_{13}$ が決定された記念すべき年であった。その後、この稿を執筆している2013年1月の時点まで $\theta_{13}$ に関する大きな変化は起きていない。昨年6月京都で開催された国際会議Neutrino 2012において、T2K, Double Chooz, Daya Bayの3実験グループがデータのアップデートを報告したくらいである。前2者は $\theta_{13} \neq 0$ である信頼度が $3\sigma$ に向上し、後者は $7.7\sigma$ にまで高まった。(文献は8にまとめて引いた。)

T2Kはか細いビーム強度と東日本大震災による1年間の停止という二重苦に耐えてよく頑張った。が、やはりここでは高精度で $\theta_{13}$ を決定した原子炉実験を褒めるべきだろう。遠近同一検出器間の系統誤差の相殺によって系統誤差を極限まで減少させることによって、原子炉からくるニュートリノフラックスの数%の小さな逓減を精度よく測定するという提案をされてはいたがこれまで実現されたことのない原理を具現し、全体としてすでに $8\sigma$ の高信頼度で $\theta_{13} \neq 0$ を証明した見事な結果であった。<sup>\*17</sup>

ここで注意しておくべきことは、この遠近同一2検出器

<sup>\*13</sup> SNO実験は、採られた中性子の検出方法によって3つの期間に区分されている。第1期では $n+d \rightarrow {}^3\text{He}+e^-$ 反応を、第2期では約45 bという巨大な断面積をもつCl核を含むNaClを混入して中性子の捕獲効率を高めた。SNO実験の第1・第2期では中性カレント反応の分離は統計的にのみ実行可能であったが、<sup>3</sup>He検出器を装備した第3期では、事象ごとの分離が可能になった。重要なことは、この第1-第3の全ての期において互いに整合的な結果が得られたことである。

<sup>\*14</sup> 中性カレントによる測定値が標準太陽模型の予言と一致しているという上記の結果は、この模型を信じる限り、「 $\nu_e$ が減っているのは不活性ニュートリノに転換しているためだ」というステライル説が支持されていないということも意味している。

<sup>\*15</sup> 彼の功績が2002年のノーベル物理学賞によって讃えられたことは本当に良かったと感じる。「ニュートリノ天文学の創始」という受賞理由で小柴先生と共同受賞であった。

<sup>\*16</sup> ここで少しだけ標準太陽模型による太陽ニュートリノの計算結果に依存したコメントを付しておく、SNOおよびスーパーカミオカンデが測定しているのは種々の核反応起源の太陽ニュートリノフラックス中最もエネルギーの高いホウ素(<sup>8</sup>B)核のベータ崩壊からくるものである。

<sup>\*17</sup> 実際に原子炉ニュートリノ実験で $\theta_{13}$ が高精度で測定されたことは、カムランド実験の井上邦雄、末包文彦の両氏とともに「 $\theta_{13}$ の決定方法として原子炉ニュートリノを使う遠近同一2検出器法が有効だ」という論文<sup>21)</sup>を書いた私としては大変うれし。一方、こういう原子炉実験が日本で実行できなかったことは本当に残念だ。「ニュートリノは日本のお家芸だ。そんな体たらくでどうするんだ」という戸塚さんの声が聞こえて来そう。私見では今回の事態を真剣に受け止める必要があると信じる。これをニュートリノ実験に関する国際競争の「ミッドウェー海戦」にしないためには、J-PARCの陽子ビームの強度を1桁上げるなどの抜本的対策が必要だろう。

系の真価が発揮されるのは、むしろ、エネルギースペクトルの歪みの精密測定に焦点が移るこれからであることだ。(θ<sub>13</sub>が「大きな値」をもっていただけのために、“ゼロでないθ<sub>13</sub>”の発見だけなら、カムランドの1/10の測定器を原子炉から1.5 kmに置けば速やかに実行できた。)これが真空中の振動確率から期待されるスペクトルの変形と一致することが分かって初めて「θ<sub>13</sub>によるニュートリノ振動が確認された」と言えるのだ。同時に加速器実験が同程度の精度でν<sub>μ</sub>→ν<sub>μ</sub>およびν<sub>μ</sub>→ν<sub>e</sub>振動によって期待される変形を観測したとき、ニュートリノの3世代混合の枠組みが初めて受ける精密検診に合格する。

## 8. 大きかったθ<sub>13</sub>：ニュートリノ実験将来計画への影響

θ<sub>13</sub>はChooz限界に近い大きな値をもっていった。これは自然であろうか。筆者自身はそう考えていた。国際会議Neutrino 2008で述べておいたが、「MNS行列は二つの独立なユニタリー行列の“差” $U_{MNS} = S^\dagger(\ell)S(\nu)$ という構造をもっているため、3個の混合角の内2個が大きいという条件の下で、残り一つが非常に小さく調整されていることは考え難い」というのがその要旨である。

この議論にある陥穽(ループホール)は、もちろん、対称性の存在である。もし、対称性の極限でθ<sub>13</sub>=0となる対称性が背後にあれば、小さいθ<sub>13</sub>は自然に実現される。事実、この性質をもつ多くの離散対称性が提唱された。興味深いのは、これらの内の幾つかは同時にθ<sub>23</sub>が最大となるような性質を合わせもっていたことである。(例えば、μ↔τ交換対称性。)しかし、θ<sub>13</sub>が大きいと分かった今では、これについてこれ以上立ち入る必要はないだろう。

θ<sub>13</sub>やδ<sub>ℓ</sub>の探索に向けての実験的戦略については、2000年頃から盛んに議論されてきた。その当時は、Chooz限界よりずっと小さいθ<sub>13</sub>を予想して実験計画を立てるべしという雰囲気は特に海外で濃厚であった。このため、通常のν<sub>μ</sub>ビームを使って小さいθ<sub>13</sub>を探索するには限界があるという意見が幅を利かせ、背景事象を極限まで減らせるニュートリノファクトリーとかベータビームとかの、新しい原理に基づくニュートリノビームが構想された。<sup>\*18</sup>一方、当時の支配的な流れに棹さず形でν<sub>μ</sub>スーパービーム(高輝度という意味でこう呼ばれる)を使ってθ<sub>13</sub>やδ<sub>ℓ</sub>の測定を議論した論文も現れた。<sup>22)</sup>

θ<sub>13</sub>が大きいことが分かった今では、理論・実験の両分野で雰囲気は一変した。実験的には「次はニュートリノファクトリー」という主張は影を潜めて、世界的に「次はν<sub>μ</sub>

スーパービーム」という潮流が形成された。<sup>\*19</sup> これまでも着実な次の一歩としてこの立場で次期計画を立案していた日米の他に、欧州でもこの方向で意見の一致をみたようだ。

## 9. 大きかったレプトン混合角：その意味とは

レプトンセクターのフレーバー混合角は、クォークセクターの状況と全く異なり、最大値近くのθ<sub>23</sub>≈45°(但し、±4°も誤差がある)、中途半端に大きいθ<sub>12</sub>≈34°、唯一Cabibbo角より小さいθ<sub>13</sub>≈9°という「不揃いな林檎達」であった。では、このことの意味は何だろう。

この解釈の一方の極ともいえる考え方は村山斉等の混合角無秩序仮説「アナキー」であろう。<sup>23)</sup> 神がルーレットで3つの混合角を決めたため、比較的大きいのと小さいの、中くらいのができたというものである。この観点をさらに進めて、無秩序性の奥に潜むものが同定できれば素晴らしい。もし、本当に「神様のサイコロ」だったら、もう我々には手が出ない。

筆者の理解するところでは、クォークセクターの小さな混合角に対してレプトンセクターの大きな混合角という対比を理解するのに二つの大きく異なる考え方がある。第3章で述べたように、MNS行列は $U_{MNS} = S^\dagger(\ell)S(\nu)$ と二つのユニタリー行列の積で与えられる。ここにS(ν)およびS(ℓ)はそれぞれニュートリノ・荷電レプトンの質量行列を対角化する行列である。よって、レプトンセクターの大きな混合角の原因として自然に思い浮かぶ二つの可能性とは：大きなレプトン混合角は(1)ニュートリノ質量行列を対角化する行列S(ν)に、(2)荷電レプトン質量行列を対角化する行列S(ℓ)に由来する、である。この双方について支持者からのコメントをそれぞれ一つだけ引用しておこう。

- ・ニュートリノ由来説：微小なニュートリノ質量を自然に理解させてくれるシーソー機構では、ニュートリノセクターの背後には重い右巻きニュートリノが住んでいる。クォーク混合が小さくてレプトン混合が大きい理由は、この「影武者」のおかげで軽いニュートリノの混合が大きく増幅されるためだ。この立場では、この影武者がいないクォークや荷電レプトンの混合角は小さいと考えられ、両者のフレーバー混合の様相の違いを自然に理解できる。シーソー増幅機構<sup>24)</sup>と呼ばれる考え方である。
- ・荷電レプトン由来説：大統一对称性SU(5)で基本粒子の埋め込まれ方を見てみると、ダウンクォークの質量行列は荷電レプトンのそれと互いに転置の関係になる。この性質を利用して、ダウンクォークの質量行列

<sup>\*18</sup> ニュートリノファクトリーとは、超高輝度のmuon蓄積リングを建設して、この崩壊時に放出されるν<sub>e</sub>ビームを使い、数千kmの彼方の磁化された鉄検出器でν<sub>e</sub>を検出するものである。100%近い信頼度でmuonの電荷の符号を識別できる必要がある。ベータビームとは<sup>6</sup>Heなどの不安定核を蓄積リングにためて、このβ崩壊から出るν<sub>e</sub>ビームを使う。信号としては、水チェレンコフなどの検出器でmuonを捉えるため電子の場合よりも背景事象を抑えることができる。

<sup>\*19</sup> 注意しておくが、これはニュートリノファクトリーなどの新しいビームのアイデアが不要になったことを意味するものではなく、将来レプトン混合パラメータの精密測定が必要になったとき、これらの新技術に基づくビームが必要となることが予想される。また、muon colliderが素粒子物理の「最終兵器」として必要だという世界的合意がなされたなら、ニュートリノファクトリーはこの第1歩として実現に向かうだろう。

の右上半分が適当に小さく、左下半分が1のオーダーで大きいとすると (lopsided, または不均衡仮説<sup>25)</sup>) クォークの混合行列には小さい混合角が、レプトンの混合行列には大きい混合角が現れることになる。まとめると、大統一の対称性がクォーク、レプトンの各々に対してフレーバー混合角について異なる振る舞いをすることを「奨励」している。

各々の立場にはそれぞれの良いところがある。シーソー増幅機構の良いところは、微小なニュートリノ質量を自然に説明するシーソー機構が自ずからもっている特徴を使って大きな混合角が理解できることである。いわば、ニュートリノ質量の起源とレプトンフレーバー混合の統一的理解を可能にする可能性を秘めていることである。

一方、大きい混合角の荷電レプトン由来説が正しいと、大統一や超対称性などの理由で大きなフレーバー混合という性質が他のセクターに伝染しやすい。こうなっていると、大きなニュートリノ混合が廻り回って荷電レプトンの大きなフレーバーの破れとして発現する可能性がある。これは、稼働中の $\mu \rightarrow e + \gamma$ 探索実験 MEG や、日米両国で近い将来実現される予定の $\mu \rightarrow e$ 転換実験で検証されることが期待される。

ちなみに、筆者個人はニュートリノ由来説の支持者である。 $\theta_{12}$  と Cabibbo 角の間の近似的経験式  $\theta_{12} + \theta_C = \pi/4$  が意味があると考へて、この立場でクォークとレプトンのフレーバー混合の統合を図ろうというアプローチがある。「クォーク・レプトン相補性」と呼ばれている。<sup>26)</sup> この立場に立つと、大きな  $\theta_{13}$  を信じる限り大角度ニュートリノ由来説に自然に導かれる。同時に  $\theta_{13}$  に対して  $\sin \theta_{13} = \sin \theta_C / \sqrt{2}$  という公式が導かれる。この公式はよい近似で  $\theta_{13}$  の実験値を再現する。

## 10. レプトン CP 非保存の探索と質量パターンの決定

全てのレプトン混合角が決定された現在、次の目標は明らかである。CP 非保存位相の測定とニュートリノ質量パターンの決定である。しかし、紙数も尽きてきたので、簡明に近未来を展望してみよう。ここではニュートリノ質量パターンの決定についての記述から始める。

### 10.1 ニュートリノ質量パターンの決定

ニュートリノ質量パターンの決定は素粒子ニュートリノの質量の背後にある物理の理解にとって欠くことができないと考えられている。良いニュースは測定された  $\theta_{13}$  が大きな値をもっていたことによって、質量階層性の決定が比較的容易になったことである。このため、現在この決定方法については様々なアイデアが提出されていて、「百花斉放百家争鳴」的状況を呈している。しかし、ここでは大胆に基本的アイデアだけを記述するに留める。

図1に示されているように、ニュートリノ質量階層性を決めるには物質効果を使うのが有効だ。<sup>\*20</sup> 基本的アイデ

アはこれに尽きるが、実際にどうやって(どういう実験的設定で)質量階層性を決めるかについては非常に多くの可能性が議論されている。この内、主なものは次の二つである：(1) 1,000 km 以上の基線長をもつ加速器ニュートリノ実験で、地球内伝播中の物質効果を観測して質量階層性を決定する。(2) 地球深部を貫通してくる大気ニュートリノを精度よく観測して、主に MSW 共鳴効果を使って質量階層性を決定する。

### 10.2 レプトン CP 非保存

さて、3世代レプトンフレーバー混合の混合角が全て決定された今、残された課題は何であろうか。MNS 行列(2)中に現れるパラメーターの内全く未知であるものは、小林-益川型のレプトン CP 位相  $\delta_e$  だけである。このパラメーターこそ多くの実験屋が「次の目標」として定めたものである。では、なぜ CP 位相  $\delta_e$  の決定がそんなに重要なのであろうか。

1章で言及したように、時空の反転対称性の破れの発見は素粒子物理学の進歩と歩調を合わせてきたと言ってよい。クォークセクターでその存在が知られている CP 非保存がレプトンセクターでどういう形をとっているかを知りたくない素粒子屋はいないと思う。さらに言えば、私見が色濃く出て恐縮だが、クォーク・レプトン対応の完全な理解こそが現代フレーバー物理の最重要目標だと思われる。この目標を達成するためには、レプトン CP が保存しているのかどうか、 $\delta_e$  はどのくらいの値をもっているのかの理解は欠かせない。

### 10.3 レプトジェネシス：レプトン数非保存による宇宙バリオン数の生成

CP 非保存現象は宇宙のバリオン数非対称性と密接に関連している。非対称性生成のためのサハロフの3条件の内の一つである。残念ながら、小林-益川型のクォーク CP 位相  $\delta_q$  の効果だけでは十分ではないことが知られている。大統一理論の枠組みの中でこの目的を達成しようとする試み(吉村太彦による先駆的研究に始まる)がなされたが、十分なバリオン数非対称性を生成できていないというのが現状である。

この宇宙のバリオン数非対称性に関して現在最も有望視されているアプローチは「レプトジェネシス」と呼ばれる考え方である。このアイデアはシーソー模型の文脈で福来正孝と柳田勉によって提出された。<sup>28)</sup> 宇宙初期にレプトン数非対称性が生成され、これが電弱統一理論に存在する場の配位の効果を使ってバリオン数非対称性に転換されるというアイデアである。ニュートリノ質量のシーソー模型に備わった右巻きニュートリノの崩壊によって自然にこの非対称性が生成される仕組みになっている。この機構に必要な高エネルギーでの CP 非保存位相が低エネルギーでどう

\*20 ニュートリノ質量階層性の決定は真空中のニュートリノ振動を使っても原理的には遂行できる。この方法の現実的な実行可能性については、現在両派の間で「熱い討論」が繰り広げられている。どちらの立場を採るにせよ、参考文献27は必読である。

発現するかについての一般的結論を書くことはできないが、逆に、低エネルギーで観測されるCP非保存がこれと全く無関係であることを想像することは難しい。

## 11. 結語

クォーク族とレプトン族はともに3世代存在して、我々の世界の根底を構成する基本粒子である。ゲージ群の表現を決める量子数が異なっているだけで、いわば、互いに欠くことのできない兄弟姉妹である。電子の発見以来140年、我々はこの並行併存関係の姿の全貌をやっとほぼ完全に認識できるところまで到達できた。この作業の完結こそが我々に課された歴史的使命であろう。この構造の意味するものが、近い将来「フレーバー混合の標準模型」の建設によって十分な深さで理解されることを期待したい。

幸いなことに、 $\theta_{13}$  が大きいことが分かって、CP位相 $\delta_e$ と質量階層性の決定というこのフレーバー混合構造認識の最終段階への実験的展望は大きく開けた。ここでは世界の各地で提案されている諸計画の内一つだけ、ハイパーカミオカンデ計画<sup>29)</sup>について触れておこう。これは1 Mton (スーパーカミオカンデの約20倍)の体積の水チェレンコフ検出器を神岡鉱山に設置し、MW級に増強されたJ-PARCビームを使ってCP位相を精度よく測定する計画である。

2章で触れたように、高次元演算子としてニュートリノ質量を捉えるアプローチでは自然にバリオン数非保存現象の存在に導かれる。1 Mtonという世界に例をみない巨大な質量を生かして、カミオカンデ建設の初期の目標であったこの陽子崩壊現象の観測も期待される。もしこれが現実のものになれば、素粒子物理学の目指すべき方向が決まる。

### 校正時注

最近T2K実験が計28個の $\nu_e$ 出現事象を観測し、 $\theta_{13} \neq 0$ を $7.5\sigma$ の信頼度で証明したとの朗報を得た。

### 参考文献

- 1) Y. Fukuda, *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration]: Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1562 [arXiv: hep-ex/9807003].
- 2) 南方久和: 日本物理学会誌 **53** (1998) 743—ニュートリノ振動研究の現状.
- 3) 南方久和: パリティ **17** (2002) 32—佳境に入ったニュートリノ振動実験.
- 4) K. Eguchi, *et al.* [KamLAND Collaboration]: Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 021802.
- 5) Q. R. Ahmad, *et al.* [SNO Collaboration]: Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 011301.
- 6) L. Wolfenstein: Phys. Rev. D **17** (1978) 2369; S. P. Mikheyev and A. Yu. Smirnov: Yad. Fiz. **42** (1985) 1441 [Sov. J. Nucl. Phys. **42** (1985) 913]; Nuovo Cim. **9** (1986) 17.
- 7) Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata: Prog. Theor. Phys. **28** (1962) 870.
- 8) 文献は最近までのものを含めてここにまとめて引く: K. Abe, *et al.* [T2K Collaboration]: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 041801; arXiv: 1304.0841 [hep-ex]. Y. Abe, *et al.* [Double Chooz Collaboration]: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 131801; Phys. Rev. D **86** (2012) 052008. F. P. An, *et al.* [Daya Bay Collaboration]: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 171803; Chin. Phys. C **37** (2013) 011001. J. K. Ahn, *et al.* [RENO Collaboration]: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 191802.
- 9) M. Kobayashi and T. Maskawa: Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.
- 10) P. Minkowski: Phys. Lett. B **67** (1977) 421; T. Yanagida: in *Proc. of Workshop on Unified Theory and Baryon Number in the Universe*, eds. O. Sawada and A. Sugamoto (KEK, Tsukuba, 1979); M. Gell-Mann, P. Ramond and

- R. Slansky: in *Supergravity*, eds. P. van Nieuwenhuizen and D. Z. Freedman (North Holland, Amsterdam, 1980).
- 11) H. Minakata and H. Nunokawa: JHEP **0110** (2001) 001.
- 12) A. Aguilar, *et al.* [LSND Collaboration]: Phys. Rev. D **64** (2001) 112007.
- 13) Y. Fukuda, *et al.* [Kamiokande Collaboration]: Phys. Lett. B **335** (1994) 237.
- 14) E. Medinaceli [OPERA Collaboration]: J. Phys. Conf. Ser. **442** (2013) 012021.
- 15) M. G. Aartsen, *et al.* [IceCube Collaboration]: arXiv: 1305.3909 [hep-ex].
- 16) A. Gando, *et al.* [KamLAND Collaboration]: Phys. Rev. D **83** (2011) 052002; arXiv: 1303.4667 [hep-ex].
- 17) C. L. Cowan, F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse and A. D. McGuire: Science **124** (1956) 103.
- 18) H. Minakata, H. Nunokawa, W. J. C. Teves and R. Zukanovich Funchal: Phys. Rev. D **71** (2005) 013005.
- 19) B. Aharmim, *et al.* [SNO Collaboration]: arXiv: 1109.0763 [nucl-ex].
- 20) A. M. Serenelli: Astrophys. Space Sci. **328** (2010) 13.
- 21) H. Minakata, H. Sugiyama, O. Yasuda, K. Inoue and F. Suekane: Phys. Rev. D **68** (2003) 033017 [Erratum-*ibid.* D **70** (2004) 059901].
- 22) H. Minakata and H. Nunokawa: Phys. Lett. B **495** (2000) 369; J. Sato: Nucl. Instrum. Meth. A **472** (2001) 434; B. Richter: arXiv: hep-ph/0008222.
- 23) L. J. Hall, H. Murayama and N. Weiner: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 2572.
- 24) A. Y. Smirnov: Phys. Rev. D **48** (1993) 3264.
- 25) K. S. Babu and S. M. Barr: Phys. Lett. B **381** (1996) 202; J. Sato and T. Yanagida: Phys. Lett. B **430** (1998) 127.
- 26) H. Minakata and A. Y. Smirnov: Phys. Rev. D **70** (2004) 073009.
- 27) X. Qian, D. A. Dwyer, R. D. McKeown, P. Vogel, W. Wang and C. Zhang: Phys. Rev. D **87** (2013) 033005.
- 28) M. Fukugita and T. Yanagida: Phys. Lett. B **174** (1986) 45.
- 29) K. Abe, *et al.*: "Letter of Intent: The Hyper-Kamiokande Experiment" arXiv: 1109.3262 [hep-ex].

### 著者紹介



南方久和氏: 1977-2012年東京都立大学・首都大学東京に在職。定年退職の後、現在南北アメリカ大陸を放浪中。本稿の執筆時にはフェルミ国立加速器研究所 Guest Scientistとして、シカゴ近郊で厳寒の冬を楽しむ。最近思うこと: 日本人の2割が世界の各地で各々地歩を築いて生活するようになったら、日本はもっとずっと強い国になる。同時に日本社会の国際化が自然に達成されるだろう。

(2013年2月12日原稿受付)

## Lepton Flavor Mixing and the Neutrino Masses:

### Attainments and Near Future Perspective

#### Hisakazu Minakata

abstract: A summary is given mainly from experimental aspects for development of physics of neutrino masses and lepton flavor mixing over the last 15 years. Starting from the 1998 discovery of neutrino oscillation and measurement of  $\theta_{23}$  and  $\Delta m_{32}^2$  by the Super-Kamiokande atmospheric neutrino experiment, I describe measurement of  $\theta_{12}$  and  $\Delta m_{21}^2$  by the KamLAND reactor and the solar neutrino experiments, and then determination of  $\theta_{13}$  executed in the last one year or so. Thus, all the three mixing angles in the three-flavor mixing scheme of leptons have been determined. Implications of the large values of the lepton mixing angles compared to quark's as well as possible goal of the flavor physics is discussed. Finally, a near future perspective is given for determining the remaining unknowns, lepton CP violating phase and the neutrino mass pattern.

# 物体の運動で発現する量子乱流

矢野英雄 〈大阪市立大学大学院理学研究科 558-8585 大阪市住吉区杉本3-3-138 〉  
 坪田 誠 〈大阪市立大学大学院理学研究科 558-8585 大阪市住吉区杉本3-3-138 〉

秩序変数が振幅と位相で記述される超流動では、位相の勾配が流れをつくる。流れを乱すには位相の勾配を生む欠陥が必要で、欠陥の周りを流れが回転する量子渦のみが、超流動の乱流（量子乱流）を構成している。このことは、乱流の性質を“渦の運動”の視点で理解することを可能にする。我々は、物体の壁に付着し安定に残留する量子渦のユニークな性質を利用して、物体の運動で量子乱流を発現させ、乱流中の、さらには乱流から放出される“渦の運動”を調べてきた。本稿では、超流動ヘリウムの量子乱流中で運動する渦について、最近の我々の実験および数値的研究について解説する。

## 1. はじめに

乱流ほど、我々の回りに満ちあふれ、しかし、十分には解明されていない物理現象も無いだろう。例えば、流体が物体の横を流れる場合を考えよう。物体の背後の流れは、流速に応じて変化する。流速が比較的遅いとき、流れは規則的で層流と呼ばれるが、流速が増大すると、流れは不規則となり乱流となる。自然界は多種多様な流れに満ちているが、そのほとんどは乱流である。<sup>1)</sup>

このような乱流研究の歴史は古い。最初に乱流を近代的な視点からとらえたのはレオナルド・ダ・ヴィンチである。ダ・ヴィンチは水の流れを観察して、大きな渦が小さな渦に分裂するカスケード過程のスケッチを残している。その後、現代に至るまで、乱流に関しては、基礎物理としての関心から流体工学・航空工学などの応用分野に至るまで、膨大な研究が積み重ねられてきた。乱流研究の大きな目標は、予測と制御であると言われる。<sup>2)</sup> 乱流が発生する条件を予測し、乱流の発生を制御することが、基礎・応用の両面から求められている。しかし、乱流は難問である。その原因は、乱流が非常に複雑な、非線形および非平衡の動的現象であることにある。乱流の解明に肉薄する手がかりは渦であろう。乱流が単に乱れた流れではなく、その中に構造を持ち、渦が重要な役割を担っていることは、ダ・ヴィンチも指摘していた。速度場が時間的・空間的に変動する乱流において、普遍的な統計量に着目することが、現代の乱流研究の不可欠な視点である。<sup>1,2)</sup> 乱流における最も代表的な統計則は、エネルギースペクトルにおけるコルモゴロフの $-5/3$ 則である。<sup>\*1</sup> コルモゴロフ則が成り立つ波数領域を慣性領域と言い、そこでは大きなスケールから小さなスケールへ自己相似的にエネルギーが輸送されていて、それに渦が関係していると考えられている。乱流と渦の関係は古くから議論のある大問題だが、いまだ解決されていない。この問題の解明を困難にしている一因は、古典粘性流体中の渦が不安定であることにある。

このような研究とは別に、低温物理学の世界では液体ヘリウムの超流動の研究が行われてきた。液体<sup>4</sup>Heは2.17 K以下の低温でボース・アインシュタイン凝縮を起こし、粘性の無い超流動状態に転じる。その秩序変数は振幅と位相で記述され、位相の勾配が超流動流れをつくる。周囲を位相が $2\pi$ 回転する欠陥線があると、回転流の循環は量子化され、量子渦となる。超流動ヘリウム<sup>\*2</sup>では、量子渦が複雑に絡み合った超流動の乱流<sup>\*3</sup>—量子乱流—が実現する。<sup>3)</sup> 量子乱流<sup>\*4</sup>は、量子渦という明確で安定な構成要素から成るため、通常の乱流より理解し易いという側面がある。量子乱流は、現在、低温物理学の重要テーマの一つであり、実験、理論、数値計算など様々な側面から研究が行われている。<sup>4)</sup> 一つの重要な関心は、量子乱流中で個々の量子渦がどのような運動を行うか、そしてそれが乱流全体の性質にどのように関係するか、ということである。

超流動の流れを実験的に“乱す”ことは、一見困難なように思える。超流動の流体中で物体を動かすと、前方の流体は押しのけられ、後方に流れ込む。この粘性のない完全流体の運動は、物体に抗力を与えることはなく、単に物体運動の慣性質量を増加させるだけである。図1(a)のような細いワイヤを超流動ヘリウム中で振動させると、確かに速度が遅いときには、流体から抗力を受けない。しかし速度が上がると流体から急に抗力を受け、ワイヤの振動速度は急激に落ちる(図1(b)).<sup>5)</sup> この抗力の発生こそが、超流動中に量子乱流が発現したことを示している。我々は、超流動ヘリウム中で細いワイヤを振動させることで、量子乱流の生成および観測に成功した。本稿ではその実験研究について、関連する数値計算とともに紹介し、量子乱流の性

<sup>\*1</sup> 流体の単位質量当たりの運動エネルギーに対し、速度場をフーリエ変換した量をエネルギースペクトル $E(k)$ と言い、波数 $k$ に対応する運動エネルギーの成分を表す。コルモゴロフの $-5/3$ 則は $E(k) \propto k^{-5/3}$ を意味する。

<sup>\*2</sup> 通常は、液体ヘリウムを非圧縮性流体と考え、その乱流を考えている。

<sup>\*3</sup> 古典流体の場合、乱流は、レイノルズ数 $Re = UL/\nu$ が臨界値を超えたとき発生すると考えられている。ここで $U$ は流れの代表的な速さスケール、 $L$ は代表的な長さスケール、 $\nu$ は流体の動粘性係数である。超流動の場合、粘性はゼロで、レイノルズ数は無限大となり、容易に乱流が発生するよう思われるかも知れない。しかし実際の超流動ヘリウムでは、量子渦の再結合や運動に伴い音波が放出されるという散逸機構が、小さなスケールで働き、レイノルズ数は無限大にはならない。

<sup>\*4</sup> 量子乱流とは、本来、「量子論的乱流」または「量子効果が支配的な乱流」を意味するが、低温物理学の分野で研究されている量子乱流とは、量子渦が3次元的に複雑に絡み合い、それがつくる超流動流れ場が乱流になった状態を意味する。

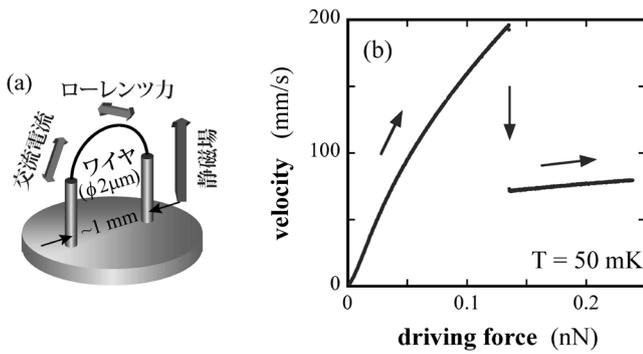


図1 (a) 振動ワイヤ (直径 $2\mu\text{m}$ , 足幅 $\sim 1\text{mm}$ の超伝導線NbTi) と (b) 超流動 $^4\text{He}$ 中の振動ワイヤの応答. 駆動力が小さい間は流体から抗力を受けないが, 速度が上がると急に流体から抗力を受け, 速度が減少する. ワイヤに付着する渦が, 速い流速で量子乱流を発生させた. 付着渦のない渦フリーワイヤでは, 乱流が発生しない (図2(a)). 低駆動力の抗力は流体からではなく, ワイヤ内部の摩擦による.

質が個々の量子渦の振る舞いにどのように起因するかについて述べる.

## 2. 残留渦と量子乱流

### 2.1 渦フリー振動ワイヤ

なぜ物体の運動で量子乱流が発現するのか? それは, 液体ヘリウムが超流動状態へ相転移するとき, 位相欠陥として量子渦が核生成され, 残留することに起因する.<sup>3)</sup> 量子渦の渦芯は, 超流動密度が0の特異線で, その周りを量子化された流れが回転している. そのため渦の端が超流動中に存在することが許されず, 端のない渦輪か, 渦の端が流体の境界に終わる状態しか許されない. 渦の付着する境界が振動すると, 境界に沿って超流動流が流れるが, 渦の端は境界から離れることができない. そのため超流動の流れが速くなると, 境界に付着する量子渦を伸張し, 攪乱し, 量子乱流が発生すると考えられる. このようなシナリオを考えるに至ったきっかけは, 超流動ヘリウム中で振動させても量子乱流を生成しない, 渦フリー振動ワイヤの開発に, 我々が成功したことにある.<sup>6)</sup>

研究の舞台になった振動ワイヤを, 図1(a)に示す. 半円状に張った超伝導ワイヤ (NbTi) を静磁場中に置き, 交流電流を流すと, ワイヤはローレンツ力によって振動し, ワイヤ両端に誘導される電圧はワイヤの速度に比例する. このときワイヤが消費するパワーは, 駆動力と速度の積に比例する. ワイヤを共鳴振動させ, 超流動ヘリウム中のワイヤの応答を, 駆動力による振動速度の変化として, 測定した (図1(b)). 駆動力が弱いときは, 駆動力が増加するにつれ速度が増す. この時にあらわれる抗力は, ワイヤ内部の摩擦によるもので, ワイヤは流体から抗力を受けない. しかし駆動力が大きくなると, ワイヤに付着する量子渦が乱流を発生させ, 抗力が生じ, その結果ワイヤの速度が大きく減少する.

超流動ヘリウムの渦は, その渦芯が半径 $0.1\text{nm}$ 程と原子スケールの細さのため, 境界と境界とのわずかな隙間で

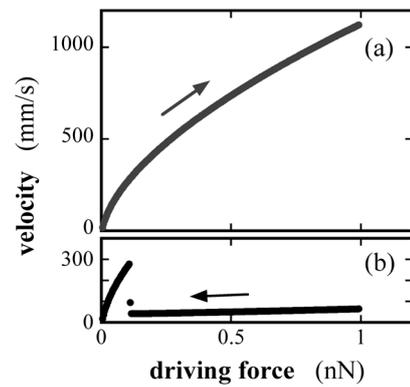


図2 渦フリー振動ワイヤの応答. (a) 駆動力を上げても, 流体からの抗力を受けない渦フリー状態を維持する. (b) 渦フリーワイヤを (a) の状態で振動させ, それに渦生成器から渦を当てると, 乱流が発現し, 速度が急激に落ちる. 乱流状態から駆動力を下げると, 渦フリー状態に戻る.

も入り込み, 付着することができる. 付着量子渦は, ある速度以上の流れがあれば, 不安定になり伸張を始めるが, この臨界速度は, 量子渦の長さにはほぼ反比例する. 通常のワイヤでは表面が粗く, そこに付着した量子渦は, 図1(b)のように乱流を発生させる.

我々は, 超伝導線を細く加工することで, 相対的に表面を滑らかにし, 表面の凹凸に付着する長い量子渦を, 駆逐することに成功した.<sup>7)</sup> この超伝導線で作成した振動ワイヤは, ゆっくり冷却した超流動ヘリウム中では, 図1(b)とは異なり, 乱流を発生させる臨界速度が十分速く, その速度以下では渦フリー状態を維持する (図2(a)).<sup>6)</sup> 渦フリー状態は, 位相欠陥 (量子渦) を取り除いた純粋な超流動の実現であり, 量子渦が量子乱流を発生させる種になっていることを, 直接的に示す証拠である.

渦フリー状態から量子乱流を発現させるために, 我々は, 乱流の種となる量子渦を, 2種類の方法で用意した. ワイヤと容器の壁とを橋渡しするように, 渦を付着させると, 振動ワイヤの振る舞いは, 図2(a)から図1(b)のように変わり, 量子乱流が発現する.<sup>6)</sup> また, 渦フリー状態でワイヤを振動させ, それに別の渦生成器でつくった渦を当てると, やはり量子乱流が発現する (図2(b)).<sup>8)</sup> これら量子乱流発現の詳細を, 2.2節で, 数値計算の結果とともに解説する.

### 2.2 量子乱流発現のメカニズム

渦フリー状態をつくった後, いったんヘリウムの温度を超流動転移温度以上まで上げ, その後急激に冷却すると, ほとんどの場合, ワイヤと容器の壁との間を橋渡しするように, 量子渦が生成し残留する.<sup>6)</sup> ワイヤを振動させたとき, この量子渦がどのようにして量子乱流に発展するかは, 渦糸モデル<sup>9)</sup> による数値計算で示すことができる. 渦糸モデルとは, 超流動ヘリウム中の量子渦の運動解析によく用いられるモデルである. 量子渦を芯の構造を無視した「糸」としてあつかい, それが周囲の流体につくる超流動流れ場をビオ・サバル則で記述し, それに乗って移動する渦の運動を, ニュートンの追跡する.

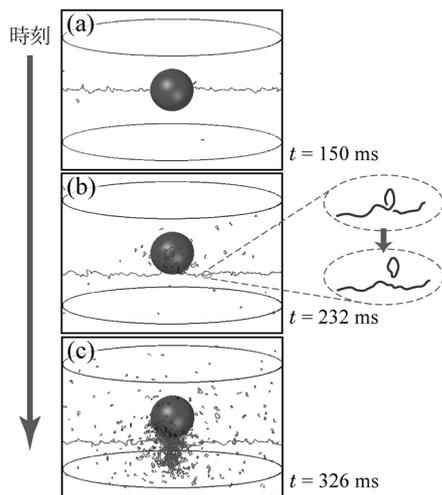


図3 附着する渦と振動する流れによって発現する量子乱流. 固体球と円筒容器の内壁(図中の楕円)との間を, 量子渦が橋渡しするように附着した状態で, 上下に流れを振動させると, (a) 量子渦に波が立ちはじめ, (b) 不安定に成長した渦から渦輪が分離し, (c) 球の周りに量子乱流状態をつくる.

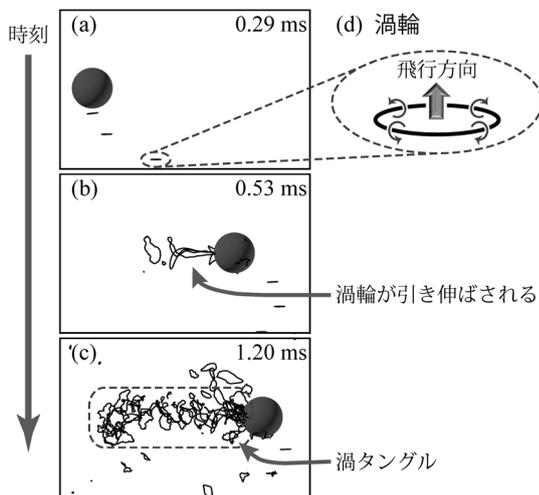


図4 渦フリーの振動球に渦輪が衝突すると発現する量子乱流. (a) 左右に振動する球に下側から渦輪を投入すると, (b) 振動球に附着した渦は伸張し, (c) 渦タングルを形成して量子乱流状態へと発展する. 乱流は球の振動範囲に形成され, そこから渦輪が放出される. (d) 渦輪の模式図. 渦芯の周りを矢印の向きに超流動流が循環することで, 渦輪は上向き(↑)に飛行する.(フルカラー口絵参照.)

図3は, 円筒容器中で容器壁と固体球の間に伸びる量子渦が, 振動する超流動の流れによって, どのように量子乱流へと発展するかを示している.<sup>10)</sup> 振動する流れは, 量子渦上にらせん状の波(ケルビン波)を励起する(図3(a)). 速い流れがあると渦は不安定に波立ち, 渦と渦が近づくと渦のつなぎ替えが起こり, 渦輪が元の渦から離脱する(図3(b)). それらの渦輪は, 固体球近傍に集まり附着する. そうして附着した渦は, 振動流れ場により引き伸ばされる. こうした過程が継続し, やがて固体球は量子渦タングル(量子乱流)に覆われるようになる(図3(c)).

別の渦生成器で渦輪をつくり, 振動する渦フリーワイヤにその渦輪を当てると, 速度が急激に落ち(図2(b)), 量子乱流が発現したことがわかる. この実験に関連した数値

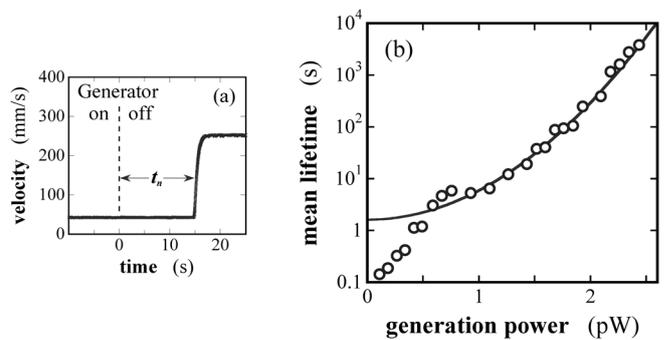


図5 乱流状態の寿命. (a) 渦生成器から渦輪の供給を止めても, 振動ワイヤは乱流を生成し続ける. しかしある時間がたつと, 突然乱流生成が止まる. 乱流状態が止まる時刻 $t_n$ を同じ条件で繰り返し測定すると,  $t_n$ は指数分布に従う. (b) 乱流状態の平均寿命と乱流生成パワーの関係. パワーが下がると平均寿命は指数関数的に減少するが, パワー0.88 pW以下で急激に短くなる.

シミュレーションを図4に示す. 左右に振動する固体球に, 下から渦輪を投入する. 渦輪は, 渦芯の周りを循環する超流動流のために, 図4(d)のように飛行する. 固体球にぶつかった渦輪は, それに附着し, 固体球の振動に伴い引き伸ばされ(図4(b)), 量子乱流へと発展する(図4(c)).

以上のように, 量子渦が境界に附着し安定に残留するユニークな性質が, 境界を振動させることによって, 量子乱流を発現させていることがわかる.

### 3. 量子乱流の寿命

量子乱流の発現機構の発見には, 我々が量子渦の附着を制御することに成功し, 渦フリー振動ワイヤを開発したことが大きく貢献する. この振動ワイヤで量子乱流を生成しても, いったん振動を止めれば, 元の渦フリー状態に戻る(図2(b)). この性質は, 量子乱流発現を何度も繰り返して実験することを可能にし, 量子乱流研究の新たな糸口を与えてくれる. 本章では, 非平衡定常状態にある量子乱流の寿命について述べる.<sup>11)</sup>

2章で述べたように, 渦フリー振動ワイヤに渦輪を当てると, 量子乱流が発現する. 外部から渦輪の供給を止めても, ワイヤを振動し続けていれば, 乱流状態は継続する. 乱流が継続する間は, ワイヤの振動速度が一定であることから(図5(a)), 量子乱流を構成する渦の密度が, 一定に保たれていることがわかる. つまり振動ワイヤから, その振動軌道にある渦の伸張に, 一定のパワーが供給されることで, 渦タングルが励起し, 乱流が生成される. その一方で, 渦タングルからは, 渦と渦のつなぎ替えにより, 小さい渦輪が分裂し, 離脱する. このような励起と散逸の拮抗により, いわゆる非平衡定常状態の渦タングルが維持される.

しかし渦輪の供給を止めたまま, ワイヤを振動し続けると, 突然乱流が途絶える(図5(a)). 実験条件を変えずに乱流が途絶える時刻 $t_n$ を繰り返し測定し, 累積度数分布を求めると, 時刻 $t$ までは乱流状態が継続し $t$ 以降の時刻で途絶える確率は, 指数分布 $p(t) = e^{-t/\tau}$ に従うことがわかった. これより, 渦輪の供給がないときの乱流状態は, 一定

の平均寿命 $\tau$ を有することがわかる。乱流状態を維持するためには、継続して渦がワイヤに衝突し、それを伸張する必要がある。乱流が途絶える時刻の分布が指数分布であることから、乱流状態にある渦の量は、ポアソン過程に従って確率的に揺らいでおり、たまたまワイヤの軌道上から渦がなくなったときに、乱流状態が途絶えると推測される。つまり渦の揺らぎが、乱流状態の寿命を決定していると考えられる。

乱流生成の平均寿命 $\tau$ は、乱流を生成するパワー $P$ を変えると、図5(b)のように、関数

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{P^2}{P_0^2}\right), \quad (1)$$

(図中の実線)に従う。<sup>12)</sup> このパワーと寿命の関係は、乱流生成に伴う渦タングルの励起とその散逸が関係する。ワイヤが単位時間当たり消費するパワーに応じて渦タングルが励起し、それと散逸が拮抗するように、ワイヤ付近に生成される量子乱流の渦密度 $L$ (単位体積中の渦の長さ)が決定される。したがって、渦密度の時間平均は一定の値を保ちながら、<sup>\*5</sup> その周りを $L$ が揺らいでいる状態であると考えられる。そして $L$ があるしきい値以下になると、乱流生成が途絶える。式(1)のフィッティングパラメータ $P_0 = 0.88 \text{ pW}$ がこのしきい値に相当し、これから求めた平均渦間距離( $=L_0^{-1/2}$ )は、振動ワイヤの振動の幅と一致する。つまり $L$ が揺らぎ $L_0$ 以下になると、ワイヤが振動する空間領域に渦が一個もない状態となり、乱流生成が途絶えるのである。

パワーの増加で平均渦密度が増えれば、相対的に $L$ がしきい値を超える確率が下がり、結果として乱流生成の寿命が長くなることがわかる。式(1)のように指数関数で寿命が増大する傾向は、 $L$ の揺らぎが、指数的な変化を持つ分布に従うことを示唆している。<sup>\*6</sup> さらに振幅よりも渦密度が小さい低パワー領域( $P < P_0$ )では、寿命が極端に短くなる。このように乱流寿命の定性的な理解はできるが、乱流状態の渦揺らぎの詳細やパラメータ $\tau_0 = 1.6 \text{ s}$ の物理的な意味は、今後の課題である。

乱流の寿命が指数関数的に増大する現象は、古典流体のパイプ流でも、間欠的な層流-乱流遷移として観測されている。<sup>13)</sup> 乱流遷移という観点において、量子乱流と古典乱流に共通の物理があることを伺わせており、興味深い。

#### 4. 量子乱流から放出される渦輪

図3や図4のように、量子乱流は渦輪を放出する。渦フリー振動ワイヤを量子渦輪の検出器に用いれば、乱流から放出される渦輪の飛行を調べることができる。<sup>14)</sup> 通常の(渦が付着した)ワイヤ2個を乱流生成器(AとB)に、渦フリーワイヤを渦輪検出器(C)にして、図6(a)のように配置する。ワイヤA→CおよびB→C間で、乱流発生時か

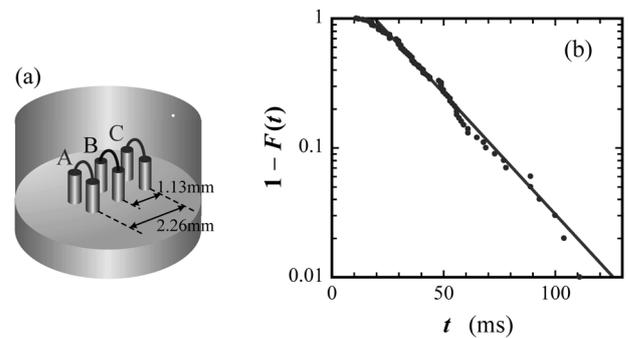


図6 量子乱流から放出される渦輪の検出。(a) 3つの振動ワイヤを用いた渦輪飛行の測定装置。ワイヤAとB:乱流生成器, ワイヤC:渦輪検出器。(b) 渦輪飛行(A→C)について検出時間の分布から求めた、時間 $t$ までに渦輪を検出しない確率 $1-F(t)$ ( $F(t)$ は渦輪を検出する確率)。確率は指数分布(実線)に従うが、指数分布より早く検出される渦輪も存在する。

ら渦輪検出までの検出時間を測定すると、時間 $t$ までに渦輪を検出しない確率 $1-F(t)$ ( $F(t)$ は $t$ までに渦輪を検出する確率)は、指数分布 $\exp(-(t-t_0)/t_1)$ に従う(図6(b))。

この結果は、渦輪の検出がポアソン過程で、平均検出間隔が $t_1$ であることを示している。検出が確率的であることから、乱流生成器から放出される渦輪の方向や速度が、ランダムであることがわかる。また検出間隔 $t_1$ が時間によらず一定であることから、渦輪は、生成器から一定の頻度で放出されていることがわかる。また図6(b)のように、渦輪の検出は、乱流生成から一定の時間 $t_0$ 後に始まる。この時間 $t_0$ は、乱流生成器で渦輪放出が始まる時間と、放出された渦輪が検出器に届くまでの時間との和に相当する。

2つの飛行距離(図6(a)のワイヤA→CとB→C)の検出時間の比較から、渦輪の飛行速度を求めると、だいたい検出器ワイヤの実効振動速度になることがわかった。ワイヤの動きよりも速く飛行する渦輪は、ワイヤに衝突しても、ワイヤが渦輪を伸張させることができず、乱流が発現しない。したがって、乱流の発現によって検出される渦輪の飛行速度は、ワイヤの振動速度と同程度か、それより遅い必要がある。観測された速度は、検出器における渦輪の検出限界に相当し、検出限界を超える速い渦輪が、乱流生成器から放出されていることを示している。またこの性質を利用すれば、検出器ワイヤの速度を変えることで、放出渦輪の飛行速度分布を測定することができる。

検出器の速度を変えて測定し、放出される渦輪の速度が、少なくとも $200 \text{ mm/s}$ から $800 \text{ mm/s}$ まで分布することがわかった。渦輪は渦芯周りの循環流によって飛行し(図4(d)), その速度は、渦輪の直径にほぼ反比例する。飛行速度の分布から換算すると、渦輪の分布は直径 $0.1 \mu\text{m}$ オーダーの小さな渦輪まで広がり、乱流生成器のワイヤ直径( $2 \mu\text{m}$ )や振動振幅( $9 \mu\text{m}$ )よりも1桁以上小さい。乱流生成器のワイヤ運動が渦を伸張させることを考えれば、小さな渦は、大きな渦やタングルからの分裂によってのみ、生成されることがわかる。これは、ダ・ヴィンチが水で観察した、大きな渦から小さな渦へ分裂するカスケード過程が、

<sup>\*5</sup> 自乗渦密度の時間平均 $\langle L^2 \rangle$ は、乱流で消費されるパワーに比例する。

<sup>\*6</sup> 渦密度の揺らぎがガウス分布に従っているなどが考えられる。

量子乱流でも起こっていることを示している。

## 5. 終わりに

乱流が渦のみで構成される量子乱流では、非線形・非平衡の複雑な動的現象を、渦の運動に帰着して理解することを可能にしている。数値シミュレーションによって、図3や図4のように個々の渦の運動を可視化することができるが、一方、渦の運動を実験的に捉えることは、これまで困難であった。このような中で我々は、渦フリー振動ワイヤを用いて、量子渦の揺らぎや、乱流から放出される渦輪を検出することに成功した。量子乱流の寿命は古典流体の乱流寿命と同じ傾向を示し、また古典乱流に見られる渦のカスケードが量子乱流でも観測された。これらは、乱流の持つ性質のいくつかを、渦の運動と密接に関係することを示している。量子乱流の寿命や、乱流から放出される渦輪の検出が確率分布に従うという観測結果は、乱流という複雑な現象をその構成要素である量子渦の運動に還元するという描像を支持していて、非常に興味深い。我々の開発した実験手法と数値シミュレーションによって、量子乱流のさらなる研究を進めていきたい。量子乱流で培われた知識が、乱流全体への理解を進展させることは間違いない。

## 参考文献

- 1) P. A. Davidson: *Turbulence: An Introduction for Scientists and Engineers* (Oxford Univ. Press, Oxford, 2004).
- 2) 木田重雄, 柳瀬眞一郎: 『乱流力学』(朝倉書店, 1999).
- 3) *Progress in Low Temperature Physics*, ed. W. P. Halperin and M. Tsubota (Elsevier, Amsterdam, 2009) Vol. 16.
- 4) 坪田 誠, 小林未知数: 日本物理学会誌 **62** (2007) 15.
- 5) H. Yano, N. Hashimoto, A. Handa, M. Nakagawa, K. Obara, O. Ishikawa and T. Hata: *Phys. Rev. B* **75** (2007) 012502.

- 6) N. Hashimoto, R. Goto, H. Yano, K. Obara, O. Ishikawa and T. Hata: *Phys. Rev. B* **76** (2007) 020504(R).
- 7) H. Yano, T. Ogawa, A. Mori, Y. Miura, Y. Nago, K. Obara, O. Ishikawa and T. Hata: *J. Low Temp. Phys.* **156** (2009) 132.
- 8) R. Goto, S. Fujiyama, H. Yano, Y. Nago, N. Hashimoto, K. Obara, O. Ishikawa, M. Tsubota and T. Hata: *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 045301.
- 9) 坪田 誠/西森 拓: 『量子渦のダイナミクス/砂丘と風紋の動力学』(培風館, 2008).
- 10) R. Hänninen, M. Tsubota and W. F. Vinen: *Phys. Rev. B* **75** (2007) 064502.
- 11) H. Yano, Y. Nago, R. Goto, K. Obara, O. Ishikawa and T. Hata: *Phys. Rev. B* **81** (2010) 220507(R).
- 12) W. Schoepe: *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 095301.
- 13) B. Hof, C. W. H. van Doorne, J. Westerweel, F. T. M. Nieuwstadt, H. Faisst, B. Eckhardt, H. Wedin, R. R. Kerswell and F. Waleffe: *Science* **305** (2004) 1594; B. Hof, A. de Lozar, D. J. Kuik and J. Westerweel: *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 214501.
- 14) Y. Nago, A. Nishijima, H. Kubo, T. Ogawa, K. Obara, H. Yano, O. Ishikawa and T. Hata: *Phys. Rev. B* **87** (2013) 024511 (Editors' suggestions).

(2013年5月10日原稿受付)

## Quantum Turbulence Driven by Object Motions in Superfluids

Hideo Yano and Makoto Tsubota

abstract: In superfluids with order parameters of an amplitude and a phase, superflows are driven by the gradient of the phase. Since only phase defects with a  $2\pi$  rotation force the superflows turbulent, the superfluid turbulence (quantum turbulence) consists only of quantized circulations around the defects, namely quantized vortices. This characteristic enables to explore turbulence with respect to motions of quantized vortices. In experiments, quantum turbulence can be driven by object motions with attached vortices. Using this method, we have investigated the motions of quantized vortices in quantum turbulence, as well as the motions of vortex rings emitted from quantum turbulence. In this letter, we report vortex motions in superfluid  $^4\text{He}$  turbulence from both experimental and numerical studies.

## 最近の研究から

# IceCube 実験による超高エネルギーニュートリノ事象の初検出

石原 安野 <千葉大学大学院理学研究科 263-8522 千葉県稲毛区弥生町1-33 >  
吉田 滋 <千葉大学大学院理学研究科 263-8522 千葉県稲毛区弥生町1-33 >

高エネルギーニュートリノは、遠い宇宙に存在する莫大なエネルギーの放出を伴う天体で作られる。この高エネルギー宇宙ニュートリノを検出し、その分布及び発生源を特定することによってニュートリノ天文学を確立することが、IceCube (アイスキューブ) 実験の目的である。2011年8月と2012年1月、1 PeV (=1 GeVの百万倍) を超えるエネルギーのニュートリノ事象がIceCubeによって高い信頼度で検出された。この高エネルギーニュートリノ事象の発見により、ニュートリノ天文学が大きく進展している。

## 1. 高エネルギー宇宙ニュートリノ

これまで観測されてきた宇宙からの放射の中で最もエネルギーの高いものは陽子や原子核などの宇宙線である。こ

れらの宇宙線の中には $10^{20}$  eVを超える莫大なエネルギーを持つものが観測されているが、これに匹敵するエネルギーを宇宙ニュートリノも持つ。これは、高エネルギー宇宙

線が天体内外の光子や物質と相互作用を起こす際にパイ中間子を生成し、この高エネルギーパイ中間子の崩壊から宇宙ニュートリノが生成されるためである。

“このような高エネルギー粒子を生成する極限天体がどこにあるのか”は、物理学者を長く悩ませ続けている謎である。超高エネルギー宇宙線発生源は、銀河系内に条件を満たす天体が見つからないことや、観測される宇宙線分布が等方性を持つことなどから、銀河系外の比較的遠方の宇宙で起きている高エネルギー現象と考えられている。荷電粒子でありその軌跡が宇宙磁場の影響を受け易い宇宙線は、未だその電荷数も明らかでないこともあり、遠方宇宙における放射天体同定を目指すには不向きである。また、宇宙には2.7 Kの宇宙背景放射光子が充満しているが、この $10^{-3}$  eV程度の宇宙背景放射光子は天体から放出される高エネルギーガンマ線から見ると電子陽電子対生成反応を起こすのに十分なエネルギーを持つ。つまり100 TeV ( $10^{14}$  eV)を超えるようなガンマ線にとって宇宙は不透明な空間であり、光による高エネルギー遠方宇宙の直接観測もまた難しい。これに対しニュートリノは放出天体から長距離を直線的に進むことができ、遠方高エネルギー宇宙をより直接的に探ることができる。さらに $10^{20}$  eV近くの宇宙線にとってこの宇宙背景放射光子は、パイ中間子生成(光パイオン生成反応)を可能とするターゲットとなる。この光パイオン生成反応により、高エネルギー宇宙線は急激にそのエネルギーを損失する(GZK機構<sup>1)</sup>)。しかし、このエネルギー損失の一部は新たな高エネルギーニュートリノ生成に使われるため、宇宙ニュートリノのエネルギーは地球上で観測されているGZK機構によるエネルギー損失後の宇宙線の最高エネルギーをも超えることが期待されている。このGZK機構によって二次的に生成される最高エネルギーニュートリノを本稿ではGZKニュートリノと呼ぶ。宇宙ニュートリノこそが、生成時の高いエネルギーを保ちながら、非常に遠方の宇宙にまで伝搬することができ、さらに到来方向情報からその生成天体同定を可能とするメッセンジャー宇宙粒子なのである。

高エネルギー宇宙ニュートリノは長い間様々な観測及び議論が行われてきた宇宙線とその起源を共にする。つまり、宇宙線起源の候補天体であるガンマ線バースト(GRB)のような爆発現象や活動銀河核(AGN)といった巨大ブラックホールがそのエネルギー源であると考えられている。宇宙線が光や物質と相互作用をすることで生成されるパイ中間子の崩壊からニュートリノが作られるため、宇宙ニュートリノのエネルギースペクトルは加速天体での宇宙線エネルギースペクトルに近く、その流量は一般的に $\phi \propto E^{-\alpha}$ という形の冪関数で表される。この時 $\alpha$ は、加速機構の理論から2に近い値を持つと予想されている。つまり、エネルギーが1桁上がる毎にその流量は2桁下がる。図1に地球でのニュートリノの流量分布を示す。図中“天体起源宇宙ニュートリノ”で示される分布が宇宙線起源天体から期待さ

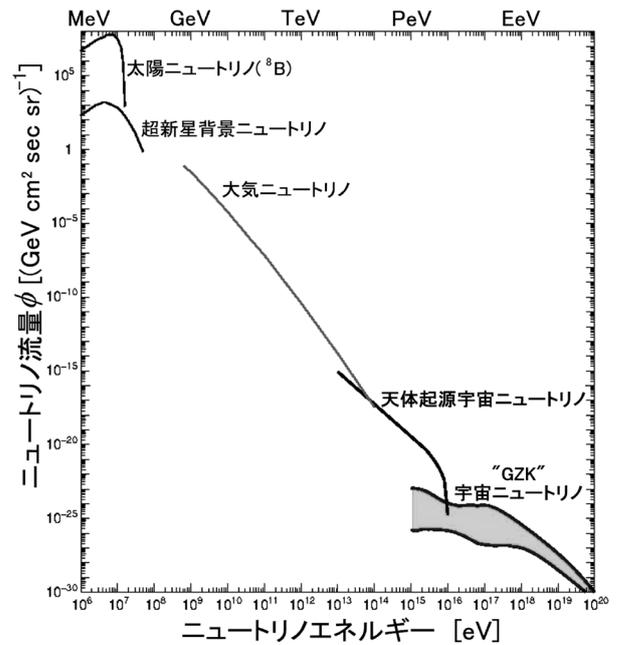


図1 高エネルギーニュートリノ流量分布. 太陽ニュートリノは ${}^8\text{B}$ からのニュートリノ.<sup>2)</sup> 超新星背景ニュートリノは文献3, 大気ニュートリノは文献4を元にまとめた. 天体起源宇宙ニュートリノは文献5を元に現在のIceCube実験の観測結果に合うようにパラメータを修正したもの. “GZK”宇宙ニュートリノは文献6のうち、超高エネルギー宇宙線放射の進化の仮定による最大流量と最小流量の予測を挟んだ領域を帯で示した.

れるニュートリノ流量である。さらに高エネルギー領域に超高エネルギー宇宙線伝搬中に生成されるGZK宇宙ニュートリノが分布する。これら宇宙ニュートリノ信号に被さるように、宇宙線が大気中相互作用を起こす中で生成する大気ニュートリノが数百 MeV から数十 TeV 領域にわたって、宇宙ニュートリノ信号より傾きのある冪 ( $\alpha \sim 3.7$ ) で分布する。20 MeV 以下領域に太陽ニュートリノが分布し、超新星爆発からのニュートリノは数 MeV から数十 MeV 領域に分布する。図には、過去様々な時代の超新星爆発から飛来する超新星背景ニュートリノの流量を示している。

これまで人類が太陽系外ニュートリノを観測したのは、日本のカミオカンデ実験等による1987年の超新星爆発からの $O(10 \text{ MeV})$  エネルギーのニュートリノのみである。さらなる宇宙ニュートリノ観測に対して壁となって立ちほだかってきたのは、流量の大きい大気ニュートリノである。高エネルギーニュートリノ天文学を開拓するためにはこの大気ニュートリノなどの背景事象が問題とならないような高エネルギー領域で宇宙ニュートリノ観測を行うしかない。ただし、図1から分かるように、100 TeV 以上のエネルギー領域における宇宙ニュートリノ流量は非常に小さい。スーパーカミオカンデで測られている例えばGeV領域の大気ニュートリノ流量と比較すると予測される宇宙ニュートリノの流量は15桁以上も小さいのである。宇宙ニュートリノを観測するためには、この流量の小ささを補うほど大きな実効検出体積を持つ検出器が必要となる。

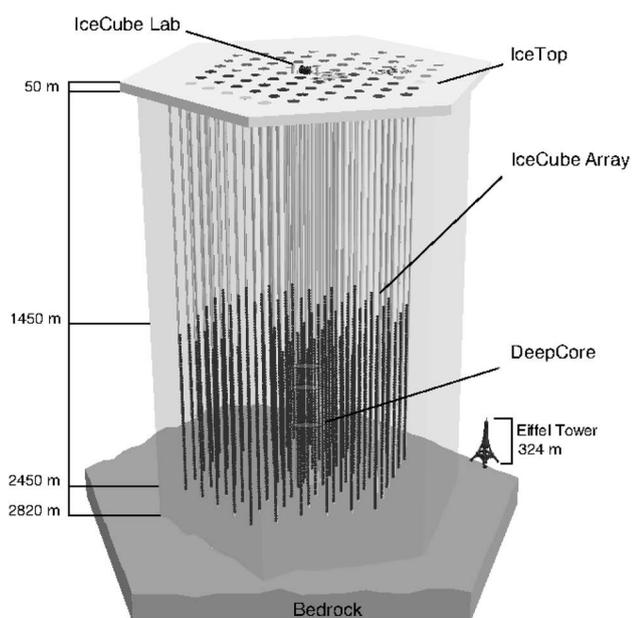


図2 アイスキューブ検出器全体図. 南極氷河中地下1,450 mから2,450 mに分布する黒い点の一つ一つが光検出器モジュールを表す。(フルカラー口絵参照.)



図3 アイスキューブ光検出器モジュールの図. 球形の耐圧ガラス内, ワイヤ状の磁気シールドの内側に光電子増倍管が下向きに設置されている. 上部2枚のドーナツ型円盤上に電子回路やキャリブレーション用のLED光源等が置かれている。(フルカラー口絵参照.)

## 2. IceCube (アイスクューブ) 実験

IceCube 実験は南極点にある約3 kmの深さの氷河を検出器の一部として取り入れた世界最大級のチェレンコフ・ニュートリノ望遠鏡である.<sup>7)</sup> 2010年12月に建設が終了し, 2005年に始まった部分的な検出器でのデータ取得に引き続き, 2011年5月より完成した検出器をフルに稼働して連続的な観測が行われている. 図2に示すように検出器は南極氷河の地下1.5 kmから2.5 kmの深さに埋設された5,160個の直径25 cmの光電子増倍管からなる光検出器モジュール(図3)である. 光検出器モジュールは縦17 m, 横125 m間隔で南極氷河中に格子状に約1立方キロメートルにわたって設置されており, この光検出器によって, ニュートリノが地中相互作用を起こした際に二次的に生成されるミュー

オンやタウといった荷電レプトン及び電子やハドロンによって生成される粒子シャワーが放つチェレンコフ光を検出する. 図3にIceCube光検出器モジュールを示す. 光電子増倍管によって検出された光電子信号は, デジタル化されその信号の大きさとタイミング情報が波形として記録される. IceCube 検出器の大きな特徴と言える幅広いエネルギー領域でのニュートリノ(大気ニュートリノから宇宙ニュートリノまで)の観測のために, この個々の光電子信号の記録には約3桁以上にわたるダイナミックレンジが確保されている.

## 3. PeV 超エネルギーニュートリノ事象の発見

宇宙ニュートリノ信号に対する背景事象は大気と宇宙線が相互作用を起こす中で作られる大気ミューオン及び先に述べた大気ニュートリノである. 検出器は地下1.5 kmより下にあるので, 宇宙線空気シャワー中で生成される大気ミューオンのうち低エネルギーのものは検出器に届く前にそのエネルギーを失う. しかし, 高エネルギーミューオンの多くは検出器まで到達することができる. 大気ミューオンや大気ニュートリノのエネルギースペクトルは $\phi \propto E^{-\alpha}$ の冪関数の $\alpha \sim 3.7$ で表される. これは $\alpha \sim 2$ で表される宇宙ニュートリノ信号分布よりかなり急な分布である. これはエネルギーが高くなるにつれ, 背景事象は信号事象よりも急激にその数を減らし, あるエネルギー以上で宇宙ニュートリノ流量が背景事象流量を超えることを意味する. つまり, エネルギー閾値を設けることによる背景事象の除去が可能となる. また, 大気ミューオンは事象到来方向が水平に近づくにつれ地球表面から検出器までの到達距離が伸びるため, その数は急激に減少する. 大気ミューオン事象は高エネルギー領域においては, 多数のミューオンがミューオン束となり一度に検出器に到達し, 非常に明るい線状の光の軌跡として観測される. このためこれらの事象は到来方向決定を比較的容易に行うことができるのである. 大気ミューオン背景事象を排除するためのミューオン束角度分布に依存したエネルギー閾値と, 大気ニュートリノを排除するための角度によらないエネルギー閾値を合わせることで, 効率良く背景事象を排除することができる. 図4に, 解析レベルでの再構築された事象の天頂角 $\theta$ と光電子数(NPE)の平面上での分布を示す. 左図が背景事象のMCシミュレーションから予測される分布であり, 右が同様にGZK宇宙ニュートリノから予測される分布である. 最終信号領域を定義する光電子数閾値を実線で示す. 粒子のエネルギーと観測される光電子数の間には相関があるので, 実線のような光電子数閾値を設けることにより, 期待される宇宙ニュートリノ信号事象数を十分に保ちながら背景事象の排除された最終信号領域を定義することができる.

2010年5月から2012年5月までに取得されたデータを用い, 有効観測時間670.1日分に相当するデータにおける宇宙ニュートリノ探査解析の結果, 2つの宇宙ニュートリ

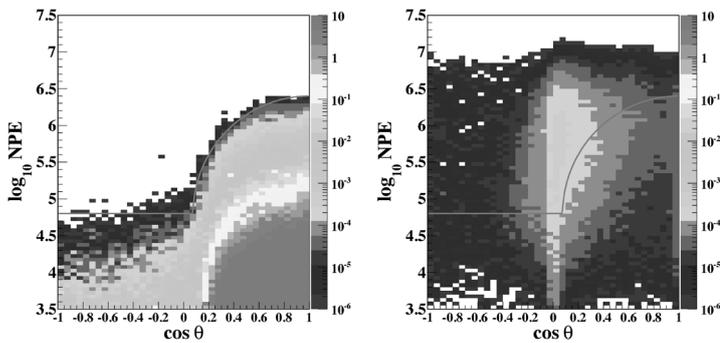


図4 再構築された天頂角 $\theta$ と光電子数 (NPE) の平面上での事象分布. 左に背景事象の分布, 右に予測されるGZKニュートリノ信号を示す. 分布は21日分のデータに規格化されている. 実線が定義された最終信号領域を示す. 線の上の領域を最終信号領域とする.

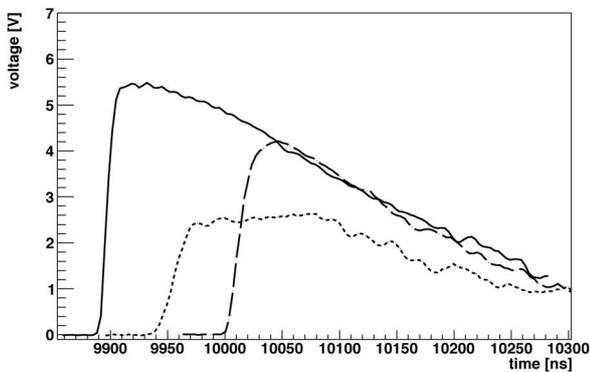
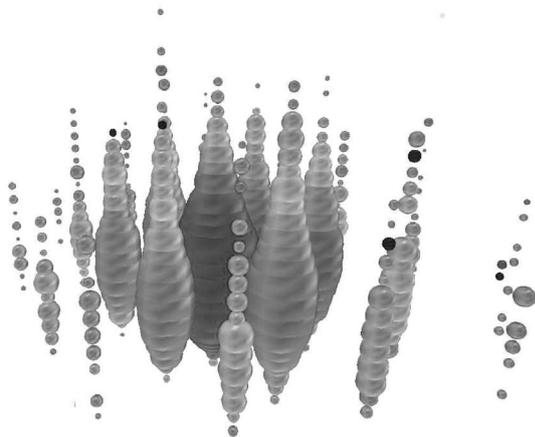


図5 上に2012年1月に観測された事象の光電子信号分布を示す. 丸の大きさとその光量を表し, 色は検出された光子のタイミングを表す. (フルカラー口絵参照.) 下が事象中心近くにある光検出器によって記録された波形である. 実線で示される波形が再構築された粒子シャワーの位置に最も近く, 最もチェレンコフ光を受けた光検出器によって計測されたものである. この検出器の次に近く, 上下17mにある光検出器によって計測された波形をそれぞれ点線及び破線を示す.

ノ候補事象が検出された.<sup>8)</sup> この時, 期待される背景事象は  $0.082 \pm 0.004$  (stat)  $^{+0.041}_{-0.051}$  (syst) であり, 背景事象のみでこの2事象の観測を説明できる確率は0.29%である. ここから  $2.8\sigma$  のレベルで, 背景事象ではない宇宙ニュートリノフラックスの観測ということが言える. 最初の事象は2011年8月8日, もう一つの事象は2012年1月3日に観測された. この2事象の大きな特徴は, 観測されたチェレンコフ光の分布が非常に美しい球状をしているということである.

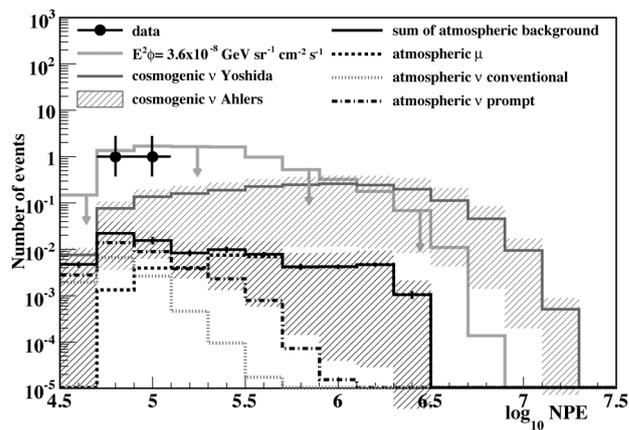


図6 観測された光電子数 (NPE) 分布. 黒丸が実験データ. 大気ミュオン及び大気ニュートリノのフラックスから予測される背景事象総数を黒線, GZK宇宙ニュートリノ信号モデルを濃い灰色の実線及び斜線領域. 天体起源ニュートリノとして流量 $\phi$ が $E^{-2}$ で表されるモデルが薄い灰色の線. (フルカラー口絵参照.)

図5上に観測された2つの事象のうちの1月に観測された事象の光電子信号分布を示す. 図中, マーカーの一つ一つが光電子を検出した光検出器信号を表し, 球の大きさでその観測光電子量 (観測された信号の大きさ) を表す. 球の色は検出された光電子のタイミングを表し, 赤から青 (フルカラー口絵参照) で時系列を示す. 事象の中心にある最も大きな光電子信号を捕らえた光検出器が最初に光を検出した光検出器である. このことは図5下に示される事象中心部近くの光検出器からの信号波形からわかる. 観測された球状のチェレンコフ光分布は検出器内でのニュートリノの核子衝突によって生成された電子やハドロンによって引き起こされる粒子シャワーから予測されるチェレンコフ光分布とよく一致する. 粒子シャワーはニュートリノが氷河中, 中性カレント及び荷電カレント相互作用を起こした際, 相互作用点近くに作られる. ただしミュオンニュートリノの場合, 荷電カレント相互作用を起こすとミュオンが生成されるが, その軌跡は観測されておらずこの事象とは矛盾する. この検出された2事象に対しては条件を変化させながら, 様々な事象再構築を行った. 観測された2事象において, 粒子シャワーとして検出器内に放出されたエネルギーの量は, 15%の精度でそれぞれ1.04 PeV及び1.14 PeVと推定できる. 観測された事象が $\nu_e$ が引き起こした荷電カレント相互作用によるものであるとすると, このエネルギー放出量は親ニュートリノのエネルギーそのものに相当する. 中性カレント相互作用によって引き起こされた場合は, 広い分布を持つが平均して約20%の親ニュートリノエネルギーが粒子シャワーとして放出される. この確率分布及びエネルギー再構築値の系統誤差を考慮した結果, 90%の確率で2011年8月と2012年1月の事象は親ニュートリノエネルギーがそれぞれ0.8-7.6 PeV, 及び0.9-8.9 PeVであると見積もることができる.

図6に示すのは, 解析で定義された信号領域における事象の光電子信号 (NPE) 分布である. 実験データを黒丸で

表し、大気ミューオン及び大気ニュートリノから予測される背景事象総数を黒線、GZK 宇宙ニュートリノ信号モデルを濃い灰色の実線及び斜線領域で示す。薄い灰色の線は、天体起源ニュートリノとして一般的な流量 $\phi$ が $E^{-2}$ に比例する形で表されるモデルから期待される分布を表す。この時の流量の絶対値は、以前の解析から同様のエネルギー領域で IceCube 実験が得た上限値<sup>9)</sup>を用いている。GZK 宇宙ニュートリノ流量からは、より光量の多い領域での事象が期待されるため、今回の観測とは矛盾する。天体起源宇宙ニュートリノモデルに対しては、今回の観測はこれまで得られた上限値と矛盾はない。また、図6からも見て取れるように今回の観測からは、PeVのエネルギー領域で現在得られている流量上限値の $E^2\phi_{\nu_e+\nu_\mu+\nu_\tau}\leq 3.6\times 10^{-8} [\text{GeV sr}^{-1} \text{sec}^{-1} \text{cm}^{-2}]$ に比べてあまり低くない流量の信号を期待することができる。

#### 4. PeV 事象が示唆すること

検出された2事象が宇宙ニュートリノであり宇宙線起源天体から飛来しているならば、そのPeVというエネルギーは幾つかの重要な示唆を与える。先に述べたように、高エネルギー宇宙線陽子が加速源天体から放射される際に周囲の光子と衝突してパイ中間子を生成する反応が、ニュートリノ生成機構として最も考えやすい。この反応では最大で陽子の約1割のエネルギーがニュートリノ生成に使われる。このことからこのニュートリノの親粒子として期待される陽子のエネルギーは少なくとも10 PeV以上なくてはならない。10 PeVの陽子が光パイオン生成反応を起こすためには、衝突相手の光子は少なくとも $O(10 \text{ eV})$ 以上のエネルギーを持つ必要があるが、このエネルギーの光はいわゆる紫外線である。天体の大きさやその磁場の条件から10 PeV以上まで陽子を加速することが可能であり、かつ紫外光を放射する天体を考えると活動銀河核 (AGN) がある。<sup>10)</sup> 活動的なブラックホールを中心に持つ、銀河系外大輝度天体を代表するこれらの遠方銀河は、超高エネルギー宇宙線の起源の有力な候補の一つであり、1 PeVを超えるエネルギーを持つニュートリノはこの描像と矛盾しない。しかし、可能性は他にもある。宇宙線陽子を加速する衝撃波の伝搬するプラズマ流が天体から光速に近いスピードで噴射していた場合、相対論的効果による加速エネルギーの増大も無視はできない。このとき光パイオン生成の衝突相手である光子の観測エネルギーはプラズマ流のローレンツ因子 $\Gamma$ 倍だけ増大する。仮に $\Gamma=10^3$ 程度の超相対論的プラズマ流を作り出す天体を考えると、放射光子のエネルギーはX線からガンマ線の帯域に相当する。この描像に良くあてはまる天体にはガンマ線バースト (GRB) を起こすような天体がある。<sup>11)</sup> 活動銀河核やガンマ線バーストは共に銀河系外天体であり、観測された2事象の起源が銀河系外の超高エネルギー宇宙線放射天体であるという仮説は、有力な考え方である。しかしこの2事象に同期したガンマ線

バーストはこれまでに検出されておらず、また銀河系内起源の可能性が否定されているわけでもない。再構築された事象の到来方向からは、2事象は南天の別々の方向からやってきたと考えられる。一つ目の事象は銀河中心に近い到来方向を持ち、もう一つの事象は銀河面から $30^\circ$ 以上離れた角度にその到来方向を持つ。これら粒子シャワー事象の再構築到来方向角分解能は $10^\circ$ 程度であり、現時点で既知天体との角度相関をとることは難しい。宇宙を探る手段としてのニュートリノのポテンシャルを最大限利用するためにも、統計量を増やした上での到来方向分布の解析が今後重要である。このような超高エネルギー領域まで陽子等宇宙線を加速する機構について未だ我々の知識は極めて限られたものであり、宇宙ニュートリノによるさらなる加速機構の解明によって、近い将来、思いもかけないような現象が解き明かされる可能性もある。

また、観測された2事象の親粒子である宇宙線の情報をニュートリノ流量から推測するといった試みも始まっている。2事象という限定された統計量では流量を正確に見積もることは難しいが、IceCube 実験のPeV領域における有効観測面積等より、図6で見たように宇宙ニュートリノ流量は $E^2\phi_{\nu_e+\nu_\mu+\nu_\tau}\sim O(10^{-8}) [\text{GeV sr}^{-1} \text{sec}^{-1} \text{cm}^{-2}]$ 程度であると期待することができる。このニュートリノを銀河系外起源だと考えると、ここから未だに測定が難しい10 PeV領域での銀河系外宇宙線について、言及することができる。これまで地球上で観測されてきたPeV領域の宇宙線の多くは銀河系内起源であると考えられている。このため、流量の多い銀河系内起源の宇宙線によって銀河系外宇宙線の情報は覆い隠されてしまっている。仮に10 PeVのエネルギーで系内宇宙線と系外宇宙線が同じ流量で飛来しているモデルを考えると、極端な仮定をとらない限り期待されるニュートリノの流量は観測から示唆される値よりも一桁以上多くなり観測と矛盾をするため、このようなモデルは棄却される。このようにして10 PeV領域における銀河系外宇宙線の量に制限を付けることができる。

さらに、このような高エネルギー宇宙ニュートリノは、 $10^{20} \text{ eV}$ までのエネルギーを持つ高エネルギー宇宙線放射が宇宙の歴史とともにどのように変化してきたのかといった疑問にまで答えることができる。宇宙ニュートリノは遠方宇宙からも(赤方偏移を除けば)エネルギーを損失することなく地球まで届く。これは遠方宇宙、言葉を変えれば過去の若い宇宙の時代に、より放射が盛んであれば現在地球で観測されるGZK宇宙ニュートリノの量が増えるということでもある。このようにGZK宇宙ニュートリノの分布から若い宇宙における最高エネルギー放射現象に迫っていく<sup>12)</sup>といった研究もニュートリノ天文学の重要なテーマである。IceCube 実験は現時点では100 PeVを超えるニュートリノを観測していない。ここからすでに遠方宇宙での相対的な放射輝度及び、最高エネルギー宇宙線放射天体モデルに対し世界最高感度での制限を与えている。

## 5. 今後の進展

今回の2事象の発見から、アイスキューブで観測可能な宇宙ニュートリノ流量分布が強く示唆された。これは、今後PeVを超えるエネルギーを持つ宇宙線の起源を理解するための、新たな、しかし確実な道のりの出発点であるといえる。今回の観測の最大の意義は、この道のりが確かに存在することを示した、という点にある。今後は観測事象数の増大、及び実験の系統誤差の減少から、宇宙ニュートリノエネルギースペクトル測定精度向上を行っていく。これらの情報から宇宙粒子加速機構の物理解明に向けた研究を行うとともに、再構築された事象方向情報の解析からもその放射天体同定を進めていく。ニュートリノ天文学の創始期であるといえる今は、様々なニュートリノ観測チャンネルから一貫した宇宙ニュートリノ像を構築していくことが重要である。また、他の観測手段、例えばX線、ガンマ線望遠鏡等との連携からも、新たな現象の発見を目指すことも重要な課題であろう。

相互作用断面積が小さく、また非常に流量の少ない、高エネルギー宇宙ニュートリノの観測は、容易なことではない。その可能性を疑問視する声もあった。しかしニュートリノ天文学のアイデアが提唱された1970年代から約40年かけ、ついに実現しようとしている。ニュートリノは他の手段ではみることのできない、高エネルギー宇宙の姿を映し出す。ニュートリノで拓く超高エネルギー宇宙探査の未来は明るい。

## 参考文献

- 1) K. Greisen: Phys. Rev. Lett. **16** (1966) 748; G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin: Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **4** (1966) 114 [JETP Lett. **4** (1966) 78].
- 2) J. N. Bahcall, *et al.*: Astrophys. J. **626** (2005) 530.
- 3) S. Ando: Astrophys. J. **607** (2004) 20.
- 4) M. C. Gonzalez-Garcia, *et al.*: arXiv: hep-ph/0607324v2 (2006); R. Abbasi, *et al.* (IceCube Collaboration): Phys. Rev. D **84** (2011) 082001.
- 5) E. Waxman and J. Bahcall: Phys. Rev. D **59** (1998) 023002.
- 6) S. Yoshida and M. Teshima: Prog. Theor. Phys. **89** (1993) 833.
- 7) A. Achterberg, *et al.* (IceCube Collaboration): Astropart. Phys. **26** (2006) 155.
- 8) M. G. Aartsen, *et al.* (IceCube Collaboration): Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 021103.
- 9) R. Abbasi, *et al.* (IceCube Collaboration): Phys. Rev. D **83** (2011) 092003.
- 10) F. W. Stecker: Phys. Rev. D **72** (2005) 107301.
- 11) E. Waxman and J. Bahcall: Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 2292; K. Murase and S. Nagataki: Phys. Rev. D **73** (2006) 063002.
- 12) S. Yoshida and A. Ishihara: Phys. Rev. D (2012) 063002.

(2013年8月10日原稿受付)

## First Observation of PeV-Energy Neutrinos with IceCube

Aya Ishihara and Shigeru Yoshida

abstract: Ultra-high energy neutrinos are produced in the extreme objects in a far Universe. The IceCube neutrino observatory is the experiment to establish the cosmic neutrinos as the astronomical messenger. IceCube has recently detected 2 ultra-high energy neutrinos of  $\sim 1$  PeV ( $= 10^{15}$  eV). The probability these events are fully explained by the atmospheric background is 0.3%. This is a first indication of the extraterrestrial neutrinos associated with ultra-high energy cosmic ray emissions. This detection marks a milestone in the field of neutrino astrophysics.

## 日本物理学会誌 第68巻 第12号 (2013年12月号) 予定目次

口絵: 今月号の記事から

### 巻頭言

会費の使い道……………野崎光昭

### 解説

極紫外自由電子レーザー場における原子の非線形過程

……………伏谷瑞穂, 彦坂泰正, 菱川明栄

超弦理論と結び目ホモロジーの統一理論……………藤 博之

### 実験技術

不安定核構造を映す電子顕微鏡をつくる

……………若杉昌徳, 大西哲哉, 須田利美, 栗田和好

### 最近の研究から

実験室加速器物理……………岡本宏己, 伊藤清一, 檜垣浩之  
多種多様なRIビームのスピンを操る ……市川雄一, 上野秀樹  
JPSJの最近の注目論文から 8月の編集委員会より

……………安藤恒也

### 談話室

成田倉庫の物理学会所蔵の文書について……………岡本拓司

学生とマルチメディア入り電子書籍を作る……………小方 厚

### 新著紹介

日本物理学会が発行している Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の論文で2013年6月に掲載可となったものの中から2013年7月の編集委員会を選んだ“Papers of Editors' Choice”(JPSJ注目論文)を以下に紹介します。なお、編集委員会での選考では読者等の論文に対する評価を重要な要素としております。

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

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

JPSJ編集委員会では物理学のあらゆる分野の興味深い論文を「注目論文」としてこの欄で紹介したいと思います。物理学会会員からのJPSJへの自信作の投稿を期待します。なお、今月は2編の招待論文“Spin Current: Experimental and Theoretical Aspects” by S. Maekawa, H. Adachi, K. Uchida, J. Ieda and E. Saitoh と “Topological Insulator Materials” by Y. Andoについても紹介いたします。

**EuNi<sub>2</sub>P<sub>2</sub>の重い電子状態は、やはり近藤効果か？**

希土類化合物の4f電子の局在モーメントと伝導電子のスピンは、磁氣的交換相互作用を通して、Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) 相互作用がはたらき、磁気秩序が起きる。4f電子数が多くなるにつれて磁気秩序温度は増大し、4f<sup>7</sup>のGd化合物、あるいは2価のEu化合物で最大値をとり、4f<sup>1</sup>のCeや4f<sup>13</sup>、すなわち充足の14個より1個不足しているYb化合物で最小となる。CeやYb化合物では上述の磁氣的交換相互作用を通じた近藤効果が優勢になり、重い電子異常が起きることはよく知られたことである。すなわち、近藤温度T<sub>K</sub>以下では4f電子の局在モーメントは伝導電子のスピンによって遮蔽され、それを通して局在4f電子は伝導電子と一体となって結晶中を遍歴し、重い電子系が形成される。重い電子系の形成過程はいろいろな物性に反映されるが、熱膨張、すなわち試料の体積Vの相対変化ΔV/Vは、磁気秩序のない重い電子系CeRu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>では降温とともにT<sub>K</sub>(=20 K)以下で著しく収縮することが知られている。

EuNi<sub>2</sub>P<sub>2</sub>はThCr<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>型の正方晶の化合物で、メスbauer一分光から、室温付近では2価に近い電子状態であることが報告されている。つまり、4f<sup>7</sup>でスピン角運動量S=7/2、軌道角運動量L=0なので、Gdと同じ磁性状態である。ところがこれは一定ではなく、100 K以下から降温とともにこれが3価へと近づくことが明らかにされている。3価のときは4f<sup>6</sup>なのでS=L=0で、全角運動量J=0の非磁性状態である。驚くべきことは、高温ではこの物質中のEu原子の電子状態がGdのそれに近いにもかかわらず、低温での電子比熱係数がγ=100 mJ/(K<sup>2</sup>·mol)と大きい値をとる

ことであった。しかしながら、これまでの多結晶での研究では、この重い電子状態の起源がわからないでいた。

これに対し、琉球大学理学部、大阪大学低温センターなどの研究グループは、Snフラックス法でEuNi<sub>2</sub>P<sub>2</sub>の単結晶を育成し、比熱・熱膨張などの実験を行った。図1(a)に単結晶試料の写真を示す。平らな面が正方晶の(001)面である。[001]方向の長さlの相対変化Δl/lと(001)面内のΔl/lを測定し、その温度に関する微分d(Δl/l)/dTである熱膨張係数αの温度依存性が図1(b)である。熱膨張係数は約100 Kまではほとんど一定で、40 Kで最大値をもって、降温とともに急激に減少することがわかった。これまでに詳しく研究された近藤温度T<sub>K</sub>=20 KのCeRu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>の実験結

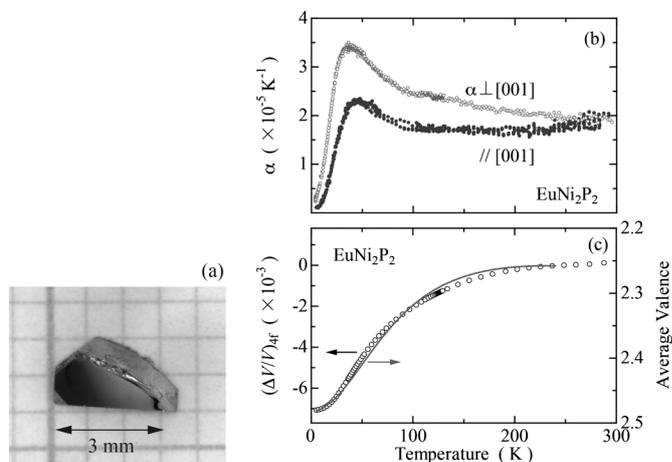


図1 EuNi<sub>2</sub>P<sub>2</sub>の(a)単結晶、(b)熱膨張係数の温度依存性、及び(c)4f電子が関与する体積変化(ΔV/V)<sub>4f</sub>とメスbauer一分光で決定したEuの平均価数の温度依存性。

果を踏まえ、EuNi<sub>2</sub>P<sub>2</sub>の近藤温度は上述の40 Kの2倍のT<sub>K</sub>=80 Kと決定した。80 mKまでの比熱測定から決定したγ=93 mJ/(K<sup>2</sup>·mol)とT<sub>K</sub>=80 Kは、CeRu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>のγ=350 mJ/(K<sup>2</sup>·mol)とT<sub>K</sub>=20 Kに良く整合する。熱膨張係数には格子による寄与、磁気(4f電子)による寄与があるが、熱膨張係数と比熱とは比例関係で結ばれているので、室温から低温まで測定した比熱を使って熱膨張係数の中の格子による寄与を差し引き、磁気(4f電子)による寄与を求めた。その体積の相対変化(ΔV/V)<sub>4f</sub>=(Δℓ/ℓ)<sub>4f</sub><sup>||[001]</sup>+2(Δℓ/ℓ)<sub>4f</sub><sup>⊥[001]</sup>が図1(c)のデータである。同図にはメスバウアー分光で決定したEuの平均価数も示してあり、両者は見事に良くスケールすることがわかった。この結果は、EuNi<sub>2</sub>P<sub>2</sub>の重い電子状態が、Eu原子の大きな価数変化と強い相関を持っていることを明らかにしている。これまで、希土類化合物の重い電子異常は、上述のように主としてf電子数(ホール数)が1つのCe(Yb)化合物で多く見られていたが、最近になっていくつかのPrあるいはSm化合物においてもこの現象が発見され新たな研究の展開がなされている。本研究では、さらにf電子数の多いEu化合物においても、近藤効果によると考えられる重い電子異常が存在することを単結晶試料を用いた実験によって示した。この研究成果は、日本物理学会発行の英文学術誌Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ)の2013年8月号に掲載された。今後の研究の進展が待たれる。

## 原論文

Heavy Fermion State Based on the Kondo Effect in EuNi<sub>2</sub>P<sub>2</sub>  
Y. Hiranaka, A. Nakamura, M. Hedo, T. Takeuchi, A. Mori,  
Y. Hirose, K. Mitamura, K. Sugiyama, M. Hagiwara, T.  
Nakama and Y. Ōnuki: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 083708.

〈情報提供: 辺土正人(琉球大学理学部)〉

竹内徹也(大阪大学低温センター)

大貫惇睦(琉球大学理学部)〉

## 二成分流体中を動く微小粒子の受ける力

コロイド粒子は数nm~数百nm程度の大きさの微小粒子のことであり、コロイド溶液は塗料や化粧品、食品など身の回りに数多く存在する。コロイド粒子系は、結晶相や分散相、ガラスなどの多様な状態をとることから、統計力学のモデル系として基礎的な研究がされている一方で、日用品の製品開発の面からも幅広く注目を集めている。

二成分流体にコロイド粒子を入れると、どちらか一方の成分が粒子表面により高い親和性を持つ。結果として、遠方では流体の組成は一定であるが、粒子に近づくにつれて親和性の高い成分の組成が大きくなり、粒子周囲に組成勾配ができる。つまり、粒子周囲に吸着層ともいえる「とりまき」が形成される。組成勾配が生じる範囲は、温度と遠方における組成によって決まる相関長と呼ばれる長さに、およそ等しい。とりわけ、二成分が相分離臨界点に近い場合に相関長は長くなり、組成勾配の及ぶ範囲も大きくなる。この

ような組成勾配がもたらす効果に関する研究は、従来は静的な性質を対象にするものが多かった。そこでは、与えられた条件下で、コロイド粒子系がどのような熱平衡状態をとるかが主に研究されてきた。たとえば二成分の相分離臨界点近傍では、コロイド粒子が凝集することがわかっている。これは、組成勾配によって粒子間に引力が働くためと考えられている。

静止した流体中に剛体球を置き、そつと並進移動させると、周囲の流体から力を受ける。その力の向きは球の進む向きと逆であり、大きさは球の速さに比例する。この比例係数を抵抗係数という。抵抗係数は、Einstein-Stokesの関係式を通して拡散係数とも関係がついており、静的というよりは動的な量である。粘性係数ηの単成分流体中において、半径r<sub>0</sub>の剛体球の抵抗係数は6πηr<sub>0</sub>と求められており、Stokesの抵抗法則とよばれる。従って抵抗係数は粘性係数が大きいほど、また半径が大きいほど大きくなる。本研究では、二成分流体中における一粒の抵抗係数が、組成勾配によってどのように変化するかを調べている。二成分流体の場合、コロイド粒子は前述のように、吸着層という着物を着たような状態といえる。そのように考えると、半径は相関長とだけ増えるとして、抵抗係数はおよそ6πη(r<sub>0</sub>+ξ)となるように予想される。もしこの予想が正しいならば、抵抗係数の補正は相関長に比例することになる。

最近、京都大学の岡本氏、慶應義塾大学の藤谷氏、首都大学東京の好村氏ら三名は、流体の一方の成分とコロイド表面との親和性を考慮した二成分流体の流体力学を定式化し、親和性が弱いと仮定して方程式を解き、Stokesの抵抗法則がどのように変更されるかを調べた。彼らは、コロイド粒子周囲の組成勾配によって、単成分流体と比較して、より広範囲に強い流れが生じ(図1)、抵抗係数が大きくなることを示した。特に、相関長が短いとき、抵抗係数の補正は相関長には比例せず、その6乗に比例することが示された。この成果は、日本物理学会が発行する英文誌Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ)の2013年8月号に掲載された。

本研究で筆者らは、簡単のため幾つかの単純化や仮定を

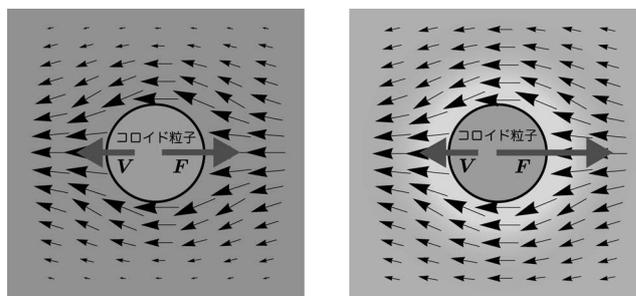


図1 流体中でコロイド粒子を速度Vで動かした場合の流速場の模式図。(左)単成分流体の場合。流体がコロイド粒子にひきずられて流れが生じる。(右)二成分流体の場合。コロイド粒子周囲にグラデーションで示した組成勾配が生じる。それにともない、単成分の場合と比較して、より広範囲に強い流れが生じる。コロイド粒子が流体から受ける力Fは二成分流体の場合の方が大きくなる。

した。主なものは、(1)粘性係数が組成に依存しない、(2)コロイド粒子は電荷を持たず、流体は塩を含まない、(3)くりこみ効果が無視できる程度には臨界点から離れている、の三点である。現実の多くの系では無視できない(1)と(2)を考慮した計算は今後の課題である。これらの課題の解決は、コロイド粒子の拡散の制御といった応用にもつながるであろう。また(3)については、臨界点に近づくにつれて相関長は発散するので、抵抗係数への影響は大きいことが予想される。そのような状況を考慮した研究も今後の課題である。さらに、高分子溶液や液晶中のコロイド粒子、生体膜中のタンパク質の拡散など、濃度場や配向場などの環境におかれた粒子の動力学の諸問題は数多く存在する。このような複雑な系に関する研究の更なる発展が期待される。

**原論文**

Drag Coefficient of a Rigid Spherical Particle in a Near-Critical Binary Fluid Mixture

R. Okamoto, Y. Fujitani and S. Komura: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 084003.

〈情報提供：岡本隆一（京都大学福井謙一記念研究センター）  
藤谷洋平（慶應義塾大学理工学部）  
好村滋行（首都大学東京大学院理工学研究科）〉

**Invited Review Paper (招待論文)**

**Spin Current: Experimental and Theoretical Aspects, S. Maekawa, H. Adachi, K. Uchida, J. Ieda and E. Saitoh: J. Phys. Soc. Jpn. 82 (2013) 102002**

物質中に存在する電子には、電気の源としての「電荷」

と、磁気の源としての「スピン」という二つの側面があり、従来のエレクトロニクスは電荷の流れである電流を操作して発展してきました。一方、スピンの流れである「スピン流」を制御してエレクトロニクスにない革新的機能を作り出そうとするのが、スピントロニクスです。最近のスピントロニクス研究において、スピン流の生成、操作及び検出に関して様々な手法が開発され、この分野における新しい展開を見せています。この解説記事では、電磁波や音波、熱などを使ってスピン流を生成する方法や、スピン流から電流を作り出すスピンホール効果、またスピンの運動から電気を作り出すスピン起電力などの研究の発展を、実験と理論の両面から議論しています。

**Topological Insulator Materials, Y. Ando: J. Phys. Soc. Jpn. 82 (2013) 102001**

トポロジカル絶縁体は最近数年で急速に発展した新しい研究分野です。本招待論文は、トポロジカル絶縁体の歴史的な位置づけや発見の経緯を概説した上でその基礎理論を自己完結的に解説し、さらにこの分野の物質開発をリードしてきた著者ならではの切り口で、これまでに発見された全てのトポロジカル絶縁体物質とその特徴を網羅的に紹介した初めての総説となっています。本編の独自色として、トポロジカル絶縁体の確認方法や実験上の重要な特性であるバルク絶縁性の向上に関わる材料科学が紹介され、さらにこの系の最大の特徴であるスピン偏極したディラック表面状態における輸送特性について、その基礎的物性から実験的観測法に至るまでが丁寧に解説されています。最後はトポロジカル電気磁気効果やマヨラナ粒子など、この分野の将来展望で締めくくられ、これから研究を始める学生や研究者にうってつけの総説となっています。

**応用物理 第82巻 第11号 (2013年11月号) 予定目次**

小特集：環境にやさしいエネルギー回収型発電技術

巻頭言：新しいエネルギーデバイスに対する期待……梶川武信  
総合報告：熱電変換の基礎と応用……吉野淳二、篠原嘉一  
解説：スピンゼーベック効果と熱電変換への応用  
……内田健一、齊藤英治

**最近の展望**

エネルギーハーベスティングの最新動向と将来……竹内敬治  
高効率熱電変換材料の開発とシステムへの応用……河本邦仁

**研究紹介**

環境負荷の少ないマグネシウムシリサイド排熱発電素子の開発  
……飯田 努  
高温フォトリソ材料を用いた熱光起電力発電システム  
……湯上浩雄、清水 信

センサネットワークの電力源としての環境電磁界からの電力  
回収技術……川原圭博  
フレキシブル環境発電デバイスを目指した有機熱電材料探索  
……中村雅一

**基礎講座**：X線イメージングセンサ；医用診断用2次元画像  
検出器……佐藤敏幸

**研究の現場から**

エネルギーハーベスティング（床発電と温度差発電）；  
研究から商品化へのあゆみ……武藤佳恭  
波力発電システム……永田修一  
「舟唄」の一節一考……高橋 晋

# 平成25年度科学研究費助成事業（科研費、基盤研究等）審査結果報告

迫田和彰 〈日本学術振興会学術システム研究センター研究員〉  
 鹿野田一司 〈日本学術振興会学術システム研究センター研究員〉

## 1. はじめに

科研費（科学研究費補助金/学術研究助成基金助成金）は、政府全体の競争的研究資金の6割以上を占める我が国最大規模の競争的研究資金制度で、平成25年度予算額は2,381億円に上る。科研費は人文・社会科学から自然科学までのすべての分野にわたり、基礎から応用までのあらゆる独創的・先駆的な学術研究を幅広く支えることにより、我が国の科学の発展にたいへん大きな役割を果たしている。また、平成23年度からの「基金化」による制度改革や平成25年度に導入された「調整金」制度などにより、年度の区分にとられない研究費の柔軟な使用が可能になった。

日本物理学会誌には毎年、科研費の審査結果報告が掲載され、平成20年度からは日本学術振興会学術システム研究センター研究員（第6項を参照）が記事を担当している。以下では、科研費制度の概要と分科細目表の改定、平成25年度の採択状況、および、新しく導入された調整金制度についてまとめる。

## 2. 科研費の概要

まず、図1に昭和40年度から平成25年度までの科研費予算総額の推移を示す。この図から分かるように、第一期（H8～12）科学技術基本計画により予算は大きく伸びたが、第二期（H13～17）の後半から第三期（H18～22）にかけての伸びは緩やかである。第四期（H23～27）に入って採択率が改善されたことから再び増加した。特に、それまで難関であった挑戦的萌芽研究の採択率が10%前後から20%台半ばへと大幅に改善された。また、平成23年度から一部種目について基金化を導入したことにより（基金化の詳細については文献1および日本学術振興会のホームページ <http://www.jps.go.jp/> を参照）、予算額には翌年度以降に使用す

る研究費が含まれることとなったため、予算額が当該年度の助成額を表さなくなった。そのため、当該年度に助成する金額を「助成額」として、予算額とは別に表記している。

つぎに応募件数について見ると、図2に示すように、この数年の新規応募件数の合計は約10万件である。応募資格は大学の研究者だけでなく、文部科学大臣の指定を受けた民間企業等の研究機関に所属する研究者も応募することができる。また、常勤研究者に限

らず非常勤や外国人の皆さんも応募資格を満たす研究者であれば応募できる。

科研費の審査は、延べ6千人以上に及ぶ審査委員のピア・レビュー（専門分野の近い複数の研究者による審査）により行っている。審査は第1段の書面審査と第2段の合議審査から成り、大型の研究種目（「特別推進研究」など）についてはヒアリング審査も実施している。審査結果の開示や任期が満了した審査委員の名簿の公開により、透明性の確保が図られている。また、

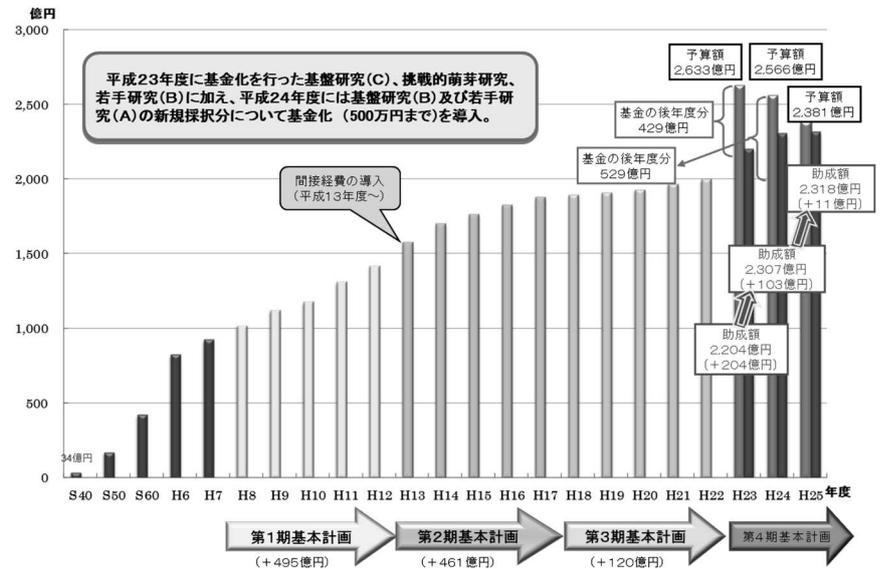


図1 科研費予算総額の推移。

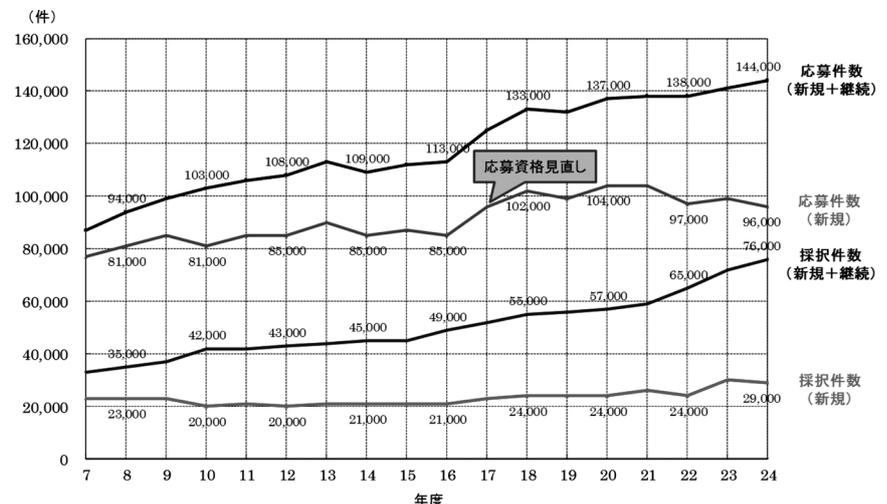


図2 応募件数と採択件数の推移。

表1 平成25年度の物理関係細目における新規課題の応募・採択状況.

細目	細目番号	応募採択	基盤(A)一般	基盤(B)一般	基盤(C)一般	挑戦的萌芽	若手(A)	若手(B)	計	採択率(%)
素粒子・原子核・宇宙線・宇宙物理	4901	応募	52	89	227	80	37	178	663	28.4
		採択	10	22	69	21	9	57	188	
物性I	4902	応募	21	47	77	58	21	56	280	25.7
		採択	5	10	22	14	4	17	72	
物性II	4903	応募	26	81	166	73	29	115	490	25.5
		採択	5	18	48	18	4	32	125	
数理物理・物性基礎	4904	応募	3	12	92	41	6	59	213	25.8
		採択	0	3	28	11	1	12	55	
原子・分子・量子エレクトロニクス	4905	応募	11	23	24	19	9	33	119	24.4
		採択	2	5	7	5	1	9	29	
生物物理・化学物理・ソフトマターの物理	4906	応募	5	21	50	42	6	60	184	28.3
		採択	2	4	14	11	1	20	52	
種目別採択率(%)			20.3	22.7	29.6	25.6	18.5	29.3	26.7	
種目別採択率(H24)			23.8	22.6	29.2	29.8	20.5	29.0	27.6	
種目別採択率(H23)			26.1	23.9	28.0	28.4	22.7	27.3	26.9	

審査委員による審査結果は採否の確定後に学術システム研究センターによって検証され、検証結果は翌年度の審査委員の選考に適切に反映される。また、第2段(合議)審査に対して有意義な審査意見を付した第1段(書面)審査委員を選考して優秀審査委員として表彰している。昨年度は約5千名の第1段審査委員の中から115名が表彰された。

### 3. 分科細目表の改定

科研費の申請に当たり、研究者は自らの研究計画の内容に照らして審査を希望する分野を「系・分野・分科・細目表」(以下「分科細目表」)から選択する。審査体制は「細目」を基礎として構築されているので、公正で効率的な審査を実施する上でも分科細目表は重要な役割を担っている。分科細目表は平成5年から5年毎に見直しを行っており、この間、10年に1度、大幅な改正を行ってきている。平成25年度公募ではこの大幅な改正が行われた。

まず、2つ以上の系にまたがる応募課題を対象とした従来の「総合・新領域系」が、「情報学」、「環境学」、「複合領域」の3分野で構成する「総合系」に再編されるとともに、「人文社会系」、「理工系」、「生物系」のいずれかに位置付けることで審査のいっそうの充実

が期待されるものについては、各系に「総合理工」などの新分野が設けられた。さらに、学問動向に照らして応募しやすいものとなるよう、分科・細目の名称や各細目の内容を示すキーワードの見直し、および、分科・細目の新設と統廃合が行われた。

物理学に關係の深いところでは、「理工系」に「総合理工」分野が設けられて「量子ビーム科学」や「計算科学」などの新分科が設けられた。また、「物理学」分科の細目名に「ソフトマターの物理」が加えられるとともに、細目「物性I」にキーワード「スピン物性(半導体)」が加えられるなど、多くの細目でキーワードが改正された。

### 4. 平成25年度の採択状況

表1に平成25年度数物系科学分野・物理学分科の細目別(4901~4906)新規応募数と採択数を示す。採択率は全種目の合計で26.7%であって過去2年間と大差なく、種目別に見ても極端な変動は見られない。応募総数は昨年度と比べて60件ほどの微増である。

### 5. 調整金制度

平成23年度には基盤研究(C)、挑戦的萌芽研究、および、若手研究(B)について、また、平成24年度には基盤研究(B)と若手研究(A)の研究費の

うち500万円以下について基金化が実施され、年度の区分にとられない研究費の柔軟な執行が可能になった。これに加えて平成25年度からは、これら以外の研究種目について「調整金」制度が創設されて、次年度以降の研究費を前倒して使用することや当該年度の返納額の9割を上限として次年度に使用することが可能になった。

### 6. おわりに：学術システム研究センターについて

筆者等は、日本学術振興会の学術システム研究センターに専門研究員として所属している。本センターは、科研費や特別研究員の審査システムとその評価や、顕彰事業における予備審査など、振興会事業へ提案や助言を行う一種のシンクタンクで、センター長1名、副センター長3名、相談役1名のもと、9つの専門調査班(人文学、社会科学、数物系科学、化学、工学系科学、生物系科学、農学、医歯薬学、総合系)に19名の主任研究員と103名の専門研究員が籍を置く。筆者等が属する数物科学系には、数学、天文学、物理学、地球惑星科学、プラズマ科学の分野の研究員(主任研究員2名、専門研究員11名)が在籍する。

科研費審査委員候補者の選考は、審査委員候補者データベースを活用して

毎年、学術システム研究センター研究員が行っている。それに先立って、前年度の科研費審査の結果の検証を行う。すなわち、利益誘導の可能性、評点の著しい偏り、審査コメントの適切性などをチェックし、当年度の審査委員候

補者の選定の際に参考データとする。ただし、センター研究員は科研費の審査そのものには関与しない。

科研費や学術振興会の事業全般について、ご意見やご提案をお近くの研究員にお寄せいただきたい。

#### 参考文献

- 1) 川上則雄, 萩行正憲: 日本物理学会誌 **66** (2011) 705—平成23年度科学研究費助成事業(科研費, 基盤研究等) 審査結果報告.

(2013年8月9日原稿受付)

### 物理教育 第61巻 第3号(2013) 目次

#### 研究報告

物差しを使わずに物の大きさを測る—衝突断面積概念形成—  
.....横田穰一

教員養成系大学生の物理学的素養の向上を目指した授業  
.....長谷川敦司, 小林辰至

論説: 2つの物体の力学的エネルギー保存について  
.....長谷川大和, 勝田仁之

私の工夫: 立体視メガネと偏光板で重ね合わせの原理を考える  
.....室谷 心

#### 《東北支部特集》

震災からの復興と物理実験.....須藤彰三  
シンチレータを用いた放射線計測器を作製させる実習  
.....山口克彦, 他

津波実験教室の教育評価.....堀込智之  
物理実験授業の学習成果と意義—技術者人材育成と

インストラクショナル・デザインの視点から—.....岩崎 信  
物理教育における経験帰納的学習の提案.....内山哲治, 山口智輝  
学会報告: 「第22回今春の物理入試問題についての懇談会」

(東京) 報告 .....関東地区連絡会・入試検討委員会  
ワンポイント

レーザー“垂直”光線で煙の対流を見る! .....八木一正  
宙で回るリング.....八木一正

合成抵抗.....編集委員会, A  
向心力.....編集委員会, A

真空の透磁率と真空の誘電率.....編集委員会, A  
Information

## 基礎教育としての「科学と倫理」

池内 了 (総研大)

### 「科学と社会」を専門とする発端

私が地上から空を見上げる宇宙物理学の研究をしながら、空から地上を見下ろして科学と社会の関係を考えるようになったのは、大阪大学に赴任していた1995年のことであった。この年、1月に阪神・淡路大震災で6,000人以上が亡くなり、3月にオウム真理教によるサリンを使ったテロ事件で死傷者が出、12月には高速増殖炉「もんじゅ」のナトリウム漏れ事故が起こって緊急停止したというふうに、科学・技術に関わる事故・事件が立て続けに起こったことから、科学と社会が円滑な関係を結べているのだろうかという疑問を持つようになったからだ。そして、大学で物理学を教えている人間として、若い学生に向けて何らかの問いかけをすべきではないかと考えた。大学の講義が、ただ単に人類が獲得してきた科学の知識を切り売りするだけに終始し、(地震予知に絡んで)現代の科学の限界は何か、それにどう対応すべきか、(オウム真理教の科学信仰を見て)大学における科学教育はこれでよいのか、科学が社会にどのように生かされるかまで考える教育であるべきではないのか、「もんじゅ」の事故が示す核燃料サイクルの危うさを感じて)先進技術を進める条件はいかなるものか、基礎実験を抜きにしてすぐに大型化することによってよいのか、など社会と科学・技術の関係を考える材料がたくさん提起されているのに、大学教育ではそれらには一切関心を払うことがないのはおかしいのではないかと思ったのだ。

それが発端となって私は、ゆっくりと宇宙物理学から「科学と社会」へと専門を変えることになった。既に新しい学問分野として「科学・技術・社会論(STS)」が広がりつつあったが、私はそれには不満を持っていた。STSの研究者は科学社会学・科学倫理・科学哲学など文科系・社会系の人間が多く、その議論が現実の科学研究の現場の感情と遊離しており、科学の実践的営み

とは縁遠い机上の論にしか過ぎないと感じられたためである(その感覚は今でも強くある)。具体的に起こった科学・技術に関連する事故や事件を取り上げ、関係する科学者がどう振る舞ったか、それで良かったのか、どのような態度を期待するかなどを論じることを通じて、学生も科学と社会について考えるようになるのではないだろうか。その目標を「科学と科学者の倫理」に絞ることにすればどうだろうか。そのようなプログラムを考えるようになったのである。

以来、大阪大学で理学部と基礎工学部共通の「科学技術論」(1人1回の科学・技術と社会に関わるオムニバス講義)、名古屋大学で共通教育科目として「科学の倫理・工学の倫理」(黒田光太郎氏などの共同講義)、現在は総合研究大学院大学や首都大学東京で大学院生向けの集中講義「科学・技術・社会」や立教大学で学部学生に対する集中講義「科学の倫理」を行っている。また、長崎大学医学部の学生には「医学と人間」と題して医療者の倫理をもう6年以上にわたって講義(年に1回)してきた。実際、いくつかの大学において、基礎教育(あるいは教養教育)として「科学と科学者の倫理」が必要であるとは承知しながら、実際にその講義を担当できる人間が見当たらないという声を聞いた。科学研究を行ったことがないSTSの専門家では科学の倫理を具体的に問題にすることが困難であるし、現役の科学研究者はそもそもそんなことをあまり考えたことがないから講義は無理なのである。私は以下に述べるように、大学を引退された先生が自分たちの経験を背景にして、体系的でなくてもよいから科学と倫理を問いかける講義をしていただければと思っている。

### 学生たちへの講義

私が講義する主な対象は理学部の学生や大学院生で、すべての受講生が研

究者になるわけではない。しかし、かれらは科学の教育を受け、科学を修めるためのしかるべき訓練をした経験を持つ学生たちである。だから、科学に対して大きな魅力を感じながら、科学のみでは実現できない世界もよく知っている。それなりに科学の可能性と限界を心得るようになってきているのは事実である。とはいえ、それをあからさまに議論したり、色々な角度から考えてみるという習慣がないから、素朴なままに留まっている。科学に対し過剰な期待を抱かず、といて科学不信に陥っているのでもないから健全ではあるのだが、それ以上科学とどう接するのが良いかわからないという状態にある。そのためだろうか、私の集中講義「科学と科学者の倫理」は選択科目であるにも拘わらず受講者が多く、最後まで熱心に受講してくれる。学生たち自身も何らかのヒントが欲しいのである。

そのような学生たちに対し、例えば3・11の東日本大震災や原発事故のことについて、それも科学や科学者の倫理との関連で何を考えたかを問いかけてみた。すると、多くの学生は漠然と歯がゆさを感じていた。科学と科学者が活躍する出番がもっとあると期待したのに、あまり表に出てこず、たまに出てくれば批判されるばかりであったからだ。地震予知や津波予測の限界、原発事故への対応の不備、放射能汚染に対する混乱など、現代の科学・技術の弱点を露呈したように見えたのである。実際、その後の一般の人々へのアンケートでは3・11を契機にして科学への信頼が落ちたという結果が出されている。そのアンケート結果に対して、学生たちは至ってクールで「さもありなん」という態度であった。その理由は、「人々は十分科学のことを理解していないにも拘わらず、科学に信を置き過ぎていたから」というもので、学生たちは醒めていて人々の態度を客観的に評価していると思ったことであった。

私が強調するのは、科学を修めたもの(それを広い意味で「科学者」と呼ぼう)が持つべき倫理規範である。科学には生産力を高め人々の生活を便利で効率的にする効用とともに、科学に

由来する事故や過剰な科学使用による弊害も生じている。全ての物事には長所があれば短所があり、科学も例外ではない。その事実を客観的に見ることができるとともに、事故や弊害の原因を明らかにしたり、それらが生じる前に未然に予測できるのは「科学者」である。物事の筋道を辿り、そこから外れると何が生じるかを想像する訓練をしてきたからだ。であれば、その想像力を発揮して予め警告を与えられるのも「科学者」であり、そのような役割を社会から負託されていると考えるべきなのである。その力を有効に使うことこそが「科学者」の倫理ではないだろうか。そのように問いかけて、具体的な事例について「科学者」はどのように振る舞うべきであったかを検証する講義としている。

むろん、そのような行動が可能になるためには情報が公開されねばならず、自らも情報公開することを躊躇してはならない。科学の世界では情報を公開することは当然なのだが、ひとたび社会や人間が絡むとなれば利害関係や社会的体面を斟酌して秘匿してしまうことが多い。これは真実の発見を遠ざけるという意味で倫理に悖る行為と言わねばならない。あるいは、自分が間違っていたことを発見することがある。そのような場合、やはり科学の世界では直ちに誤りを認めて訂正する。真実に対して忠実であり、それがあってこそ科学は健全に育つのである。しかし、これも社会や人間が絡むと人は素直でなくなり、正直に間違いを間違いとして認めようとせず、なにやらごちゃごちゃと誤魔化したり、強弁して居直ったりすることが多くなる。これも真実の発見を遠ざけることに通じ

る。やはり、科学的事実に対して誠実に対応することは「科学者」倫理に欠かすことはできない。

以上のように、私が提案する「科学者」倫理規範は簡単で、想像力を発揮すること、情報を公開すること、真実に対して誠実に対応すること、の3つであると学生たちに語っている。実は、この倫理規範は「科学者」に特有のものではなく、広くいかなる職業にも適用できる規範である。その意味で基礎教育(教養教育)においてなすべき内容であると考えている。

### 「科学と倫理」の講義を広めるために

実を言えば、この講義は科学者として自律したシニアの研究者にはなかなか理解されないという困難を感じている。シニアの研究者は私が述べるような倫理規範は頭ではわかっていて、何も新しくないと感じ、新しくなければ意味がないと取られているらしい。科学研究ではないのだから当然で、私自身も新しいことを言っているつもりはなく、むしろ当たり前であるからこそしっかり再確認する必要があると思っている。しかし、シニアの研究者は、そんなことに学生や院生の時間を取られるのが惜しい、かれらは専門の勉強のみに熱中すべきであるとして、私の講義などは取らなくても良いという指導をしていることが多い。自分は偉大な先生の背中を見て「まともに」育ったのだから、今更「科学と倫理」などに関する講義は不要と思っておられるのだ。

確かに、シニアの研究者の世代はそれで良かったのかもしれないが、現代のように科学者間の競争が非常に厳し

くなり、専門分野に蛸壺化する傾向が顕著になった時代において、倫理を置き去りにしてしまう危険性を孕んでいる。実際、データの捏造や偽造や盗用などの科学研究における犯罪というべき事件が頻々と起こっており、科学倫理のタガが緩んでいると考えざるを得ない。今、大学の基礎教育に「科学と倫理」の講義やセミナーを設置すべきと主張する所以である。それを受けた学生や院生の頭の隅に倫理意識が少しでも残っておれば、やすやすと倫理違反を起こさないだろうと思うのだ。

その講義を行える人間として、大学を引退された先生が適当なのではないかと考えている。彼らは研究の第一線から離れた立場から、客観的に研究者の行動を理解しつつ、こうあるべきとの批判が行え、自分の経験から肝心なときにいかに振る舞うべきかについて意見を述べることができ、社会に生きる科学となるよう若手に期待し鼓舞したいと願っているはずであるからだ。科学倫理に関する体系的な講義にはならないかもしれないが、それぞれの体験に基づいて1~2回の講義なら可能であるという人が多いのではないだろうか。さらにせめてシニアの研究者は、「科学と倫理」教育の必要性を認め、先輩を利用して基礎教育の機会を設けてくださることを期待している。

### 参考文献

科学・技術・社会論の立場で書かれた「科学と倫理」に関わる論考として、以下のような論文が既に会誌に発表されているので、併せて参考にさせていただきたい。

藤垣裕子：日本物理学会誌 **65** (2010) 172;

本堂 毅：日本物理学会誌 **66** (2011) 297.

(2013年4月16日原稿受付)

# ケンブリッジ大学とウールズソープ村における ニュートン同時代体験その他

八木浩輔\* ◇

## 1. ニュートンの『プリンキピア』

ケンブリッジ大学プレス (CUP) 本  
部で、著書『クォーク・グルオン プ  
ラズマ』<sup>1,2)</sup> の出版打ち合わせの際に話  
題がCUPの歴史 (1534年創立) となり、  
そしてニュートン (Isaac Newton,  
1642.12.25-1727.3.20) の主著『プリ  
ンキピア』 (*Philosophiæ Naturalis Prin-*  
*cipia Mathematica*)<sup>3-5)</sup> に及んだ。初版  
は王立協会 (1687) より250部程度出版  
され、次はCUPから改訂された第2版  
(1713) と第3版 (1726) が、それぞれ  
700部と1,250部出版されたという。第  
2版直後に、いわゆる海賊版がアムス  
テルダムから出されたとは驚きである。

ニュートンは、発見の先取権を巡り、  
フック (R. Hooke, 1635-1703, バネの  
法則で有名)、ライプニッツ (G. W.  
Leibniz, 1646-1716, 微積分法) らと熾  
烈な争いを繰り広げた。<sup>4)</sup> この論争の  
際に交わした往復書簡等を含めニュ  
ートンの原資料がケンブリッジ大学レ  
ン図書館に保管されているとのこと。そ  
の閲覧を希望すると、CUPは直ちに紹  
介の労をとった。

筆者は先に、ビッグバン膨張宇宙の  
発見が科学の一発見に留まらず、現代  
科学の全人類への素晴らしい贈り物で  
あり、世界平和や人類協調の礎ともな  
り得るとした。<sup>6)</sup> これを300年遡る『自  
然哲学の数学的諸原理』は、独立の3  
分野、天文学、力学、微積分学を統一、  
天と地を数学によって一体化した。ハ  
リー (E. Halley, 1656-1742, ハリー彗  
星の発見者) の序詩“ニュートンが閉  
ざされた真理の箱を開いた”が明示す  
る、近代文明における画期的な出来事  
であった。

ちなみにニュートンは、日本では俳  
人松尾芭蕉 (1644-1694) と同時代、『お  
くのほそ道』への出立1689年は、『プ

リンキピア』出版の2年後であった、  
「行く春や 鳥啼き魚の目は泪」。

## 2. トリニティ カレッジのレン 図書館にて

英国王ヘンリ8世 (Henry VIII) の像  
をいただく大門を潜ってトリニティ  
カレッジのグレートコートに入る。右  
手のチャペル控えの間には、プリズム  
を手にしたニュートン大理石立像 (図  
1) があり、台座に Qui genus humanum  
ingenio superavit と刻まれている、即ち  
Who surpassed all men in genius.

ニュートンは、18歳の入学からル  
ーカス教授就任を経て1696年に造幣  
局監事<sup>7)</sup> になるまでの35年間を、こ  
のトリニティ カレッジで過ごした。  
彼が光学実験を行った頃の部屋は、チャ  
ペルと大門との間の2階に現存する。  
実際1690年の銅版画<sup>4)</sup> が示す中庭、  
噴水、建物と殆ど変わらないカレッジ  
が目前にある。ダイニングホール横の  
通路を抜けてネヴィルコートに出る。  
芝生の緑が目にしみる。西側にレン  
(C. Wren, 1646-1716) 設計・建設 (1670  
年代) によるレン図書館 (図2) がある。  
裏手のケム川の湿気を嫌った高床式の  
壮麗な建物である。ライブラリアン  
SA女史が筆者を迎える。古風な木製



図1 名匠ルピアクによる18世紀中期の作。

書架が並ぶ一角に案内され、カーテン  
が開かれる。皮表紙金文字製本のニュ  
ートンの蔵書書簡類が3m程の高さ一  
杯に収まっている (図3)。女史はハリ  
ソン編集の図書カタログ<sup>8)</sup> を手渡し、  
これから何なりと御注文をという。薄  
地の白手袋も渡される。

まず論文「無限個の項を持つ方程式  
による解析について」と「流率 (微分)  
法と無限級数」を読む。ニュートン手  
書きの修正が鮮やかに蘇る。例えば、  
 $3q^2x + 3x^3$  を  $3q^3x + 3qx^3$  に修正等々。前  
者を読んだ師バロー (I. Barrow, 1630-  
1677, 当時38歳) が、26歳のニュ  
ートンに初代ルーカス教授職を譲ったの  
である。現在のLucasian Professorは、

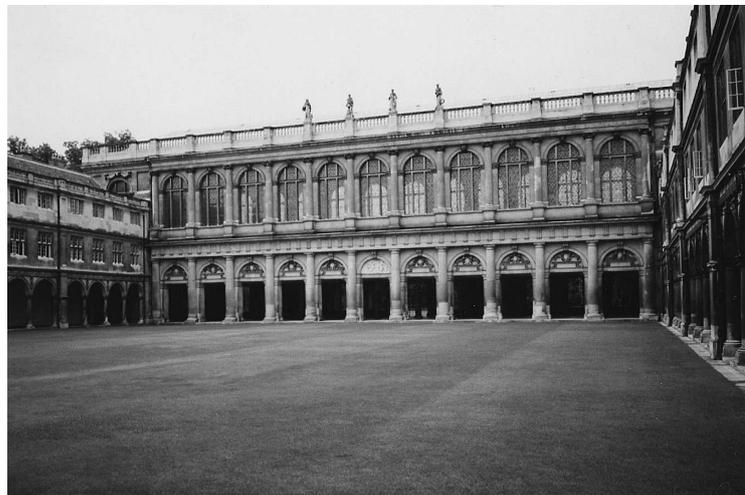


図2 ネヴィルコートからレン図書館を望む。

\* 日本物理学会代議員、筑波大学名誉教授、  
浦和大学名誉教授・前学長

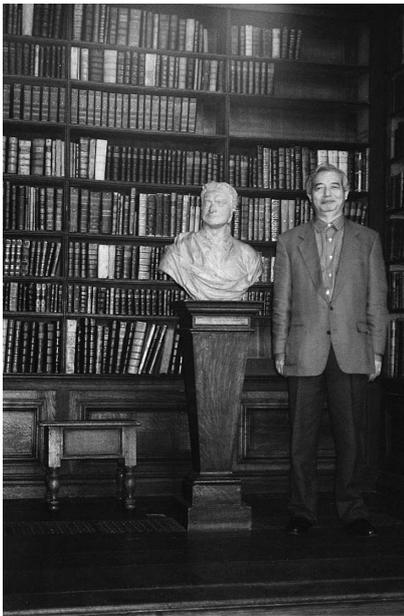


図3 レン図書館でニュートンの資料と胸像に囲まれて。

車椅子の宇宙物理学者ホーキング (S. Hawking, 1942-) である。ディラック (P. A. M. Dirac, 1902-1984) やラーモア (J. Larmor, 1857-1942) もそうであった。

ニュートンは、光の色の理論と重力の逆2乗則の先取権でフックと執拗に争った。それを物語る何通かの往復書簡を読む。1677年3月5日付けロンドンのグレシャム カレッジのフック宛で、インクの色も鮮やかなニュートンの自筆は、次のように始まる； Sir, The letter you sent in closed was the first of those I wanted, but differs…。当時の習慣であろうか、結びが Yours most affectionate and Humble Servant, Isaac Newton と大袈裟なのに驚く。『プリンキピア』は、全体が3部に分かれているが、1686年春に第1編<sup>5)</sup>の原稿が王立協会に提出された直後、フックはニュートンを逆2乗則剽窃で公に抗議した。激憤して最終第III編世界体系の掲載を拒否するとまで息巻くニュートンを宥めたのはハリーであった。大局的に見れば、フックの挑発挑戦とハリーの支援が、500頁余の大作『プリンキピア』完成に大きく寄与したのである。

ライプニッツとの微分積分法の先取権争いは、ニュートンの門下生や欧州の貴族・宮廷人まで巻き込み真に熾烈であった。この結果は、『プリンキピア』

初版と第3版の相違からも読み取れる。初版第II編第2章速度の2乗に比例する抵抗を受ける物体の運動についての命題7定理5の注解において、ニュートンは、ライプニッツが独立に微積分法を発見したことを、“極めて優れた幾何学者ライプニッツ”と敬称を用いつつ明確に認めていた。ところが論争後に出版された第3版では、これ等は完全に削除された。なお私達が馴染みの記号  $d$  と  $\int$  は、アルゴリズム化に長けたライプニッツの発明である。

ところで書架 (図3) には、錬金術、そして聖書や神学、年代学に関するニュートンの手稿が大量に残されている。近代の大数学者・大物理学者ニュートンとは一見異なるこの人間像について、湯川秀樹 (1907-1981) が天才論の著作<sup>9)</sup>において、驚きをもって紹介している。ケンブリッジ出身の著名な経済学者ケインズ (J. M. Keynes, 1883-1946) が、“最後の魔術師”<sup>10)</sup>と評価した興味深い一面である。但し同氏急逝のため、4年遅れの生誕300年記念講演会では弟 G. Keynes が代読した。

### 3. ウールズソープ村の生家にて

ケンブリッジでレンタカーを借りて、北へ80 km程離れたリンカン郡ウールズソープ村 Woolsthorpe in Lincolnshire にあるニュートンの生家を訪れた。不幸な家庭の幼少ニュートンの家、微積分法、光と色の理論、重力と力学の理論の3大発見を帰省一年半で成し遂げた青年ニュートンの家である。失われたもの、そして自然・天からの声を強く求めた両者の環境・現場は如何に。

国道を北上して1時間余、田舎道に入る。曲折の多い狭い道であるが、英国は日本と同じ左側通行右ハンドルゆえ、運転は気楽である。ニュートンの生家は、石造りの総2階、三角屋根の両端に煙突が見え、農家という感じ。<sup>4)</sup> 玄関上の外壁に、脛の骨2本をX字形に交差させた奇妙な紋章がある。生家はナショナル トラスト (史跡保護の非営利組織) により保管されている。

ニュートンは、祝福されるべきクリスマスに生まれたが、父親 Isaac は、ニュートンが生まれる約3カ月前に死

亡していた。更に3歳の時、母ハナ (Hannah) が、ニュートンを母方の祖母に預けて、近隣の63歳の教会牧師スミス (Barnabas Smith) と再婚してしまう。父を亡くし、その上母を突然奪われニュートンの心の傷は、生涯癒されることなく、性格は孤独孤立を深めていった。一生独身であった。

1664~5年に、イングランドでペストが大流行、ロンドンの人口の約1/5が犠牲になった。その猛威はケンブリッジにも及び、大学は封鎖された。ニュートンは1665年1月に大学を卒業したが、止むを得ず6月から一年半ウールズソープの生家に帰省した。但し3カ月間は大学に戻っている。孤独と孤立の中、並外れた集中力で思索に次ぐ思索に没頭した24歳の青年が、前述の3大発見を成し遂げた、或いは少なくともその着想の全てを掴んだのである。

2階のニュートンの書斎に入る。薄暗い35平米程の広さであるが、天井が低いのに驚く。高さ2 m程か。ニュートンは身長160 cm程の小柄であったとのこと、筆者は20 cm程腰を屈めてみる。外にはかなり広い庭がある。リンゴの木が何本かあり、赤味を帯びた青いリンゴが生っている。ニュートン→リンゴ→万有引力のエピソードは余りにも有名で、記念切手<sup>5)</sup>にも登場する。

帰り道、母親がスミス師と再婚して住んだ教会に立ち寄り。立派な教会で高い尖塔があり、ニュートンの生家から2 km程の距離である。少年ニュートンは母を慕って、毎日この尖塔を眺めて暮らしたのではなかろうか。

### 4. アイザック ニュートンとシャーロック ホームズ、ホームズは好き？

この節名を見て、大方の読者は首を傾げるであろう。ホームズは、作家コナン ドイル (Conan Doyle, 1859-1930) が創作した名探偵であり、活躍時代も19世紀末から20世紀初めであると。本節では、一般の英国人にとっても、ニュートンが極めてポピュラーな存在であることを例示したい。その為、最晩年84歳のニュートンが、姪 (異

父弟妹の娘)の夫コンデュイット(J. Conduitt)に語ったという“海辺に遊ぶ少年”のエピソード<sup>11)</sup>から始めよう。

I do not know what I may appear to the world; but to myself I seem to have been only like a boy playing on the seashore, and diverting myself in now and then finding a smoother pebble or a prettier shell than ordinary, whilst the great ocean of truth lays all undiscovered before me. (下線は筆者)。

この純心・謙虚さや失望感も、フックやライブニッツ更には贖金作りの犯罪者<sup>7)</sup>と徹底的に争った激しさも、不世出の天才ニュートンの本質であろう。

さてホームズもの長編の第3作に、『バスカヴィル家の犬』(*The Hound of the Baskervilles*, 1902)という傑作がある。事件の依頼者ダートムアのモーティマ医師がホームズをベーカー街

221B番地に訪ね、以下のように自己紹介する。

“And now, Dr. James Mortimer...”, said Holmes. “Mister, sir, Mister... a humble MRCS” (王立外科医師会会員)。“And a man of precise mind, evidently.” “A dabbler in Science, Mr. Homes, a picker-up of shells on the shores of the great unknown ocean”。

両文の下線部の類似から、賢明なる読者はもうお気づきであろう。作者ドイルは、エディンバラ大学医学部出身の医学博士である。当然ニュートンのこの有名な文言を知っていて、“科学を少しばかり齧った”と称するモーティマ医師の説明に引用したのである。

#### 参考文献および注

- 1) K. Yagi, T. Hatsuda and Y. Miake: *Quark-Gluon Plasma; from Big Bang to Little Bang* (Cambridge Univ. Press, 2005 and paperback version

- 2008, 464pp).
- 2) 八木浩輔: 日本物理学会誌 **68** (2013) 326.
- 3) 河辺六男編: 『ニュートン』(中央公論社, 1971).
- 4) 島尾永康: 『ニュートン』(岩波書店, 1979).
- 5) 河辺六男, 松田博嗣, 小沼通二: 日本物理学会誌 **42** (1987) 697, 703, 706—「プリンキピア」300年特集(表紙は英国18ペンス記念切手, 赤リングが背景で第I編第12章球形の物体の引力についての命題71定理31の図109).
- 6) 八木浩輔: 日本物理学会誌 **67** (2012) 777.
- 7) 1699年造幣局長官就任, 贖金作りを厳しく追及, 主犯格チャロナー(W. Chaloner)と対決し極刑に追い込む.
- 8) J. Harrison: *The Library of Isaac Newton* (Cambridge Univ. Press, 1978).
- 9) 湯川秀樹: 『天才の世界』(小学館, 1973) 197.
- 10) 第2次大戦で4年延期の生誕300年記念論文, J. M. Keynes: *Newton, the Man; Newton Tercentenary Celebrations* (Royal Society, July 1946) 27.
- 11) 筆者は高校英語テキストで読む: *English in Action, Course 3* (Sansendo, 1952).

(2013年5月11日原稿受付)

## 歴史の小径

### 伏見康治による海外のプラズマ・核融合研究機関視察

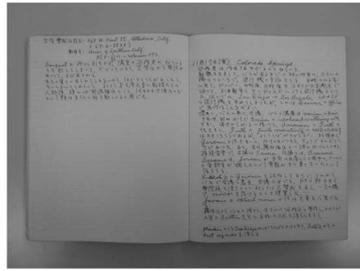
雨宮高久 (日大理工)

伏見康治の追悼特集号となった本会誌 **64** (2009) では、内田岱二郎によってプラズマ・核融合研究分野における同氏の貢献が<sup>1)</sup>、また編集後記にも国際原子力機関(IAEA)主催の第9回プラズマ物理と制御核融合に関する国際会議(International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 以下IAEA会議)での記念講演が紹介されている。<sup>2)</sup>しかし、上記2稿内で述べられていない伏見のプラズマ・核融合研究に関するエピソードは、まだ数多く存在する。そこで本稿では、当研究室でのプラズマ・核融合研究開発史調査で判明した興味深い史実として、伏見が1961年に行った海外研究機関の視察を取り上げる。

#### 1. 名古屋大学プラズマ研究所の研究方針

前述したIAEA会議は、現在もFusion Energy Conferenceとして続くプラズマ・核融合分野における歴史の古い国際会議で、その第1回会議は1961年9月にSalzburgで開催された。<sup>3)</sup>伏見は同会議に出席することを主目的として、1961年8月31日から約3か月間、当時の文部省B項に基づく海外留学枠を用いて渡航し、その帰途の際に欧米諸国のプラズマ・核融合研究機関を視察した。<sup>4)</sup>これは1961年4月に名古屋大学附置研究所としてプラズマ研究所が創設され、伏見が同研の所長に就任して以来、初めての海外視察であった。欧州諸国の研究機関を視察する中で、伏見は英国Oxford大学において、プ

ラズマ物理学の分野で有名なA. von Engelと接見している。その際にvon Engelから「お前がこれからするのはpure plasma physicsか、dirty fusion researchか」と尋ねられたことを、伏見は印象深かったと後述している。<sup>5)</sup>これは、当時のプラズマ・核融合研究の実情を表した言葉であった。この頃の欧州諸国では、von Engel等の「基礎的研究を重視するグループ」と英国Harwell研究所のZETAのような(当時としては)大型の装置を用いて直接的に「核融合へ挑んでいるグループ」が対峙する構図が形成されていた。しかし、当初予想された成果をなかなか出せない大型装置による研究の効果が疑問視され、現状は「各国が種々のアイデアで基礎的な問題を解決していく段階である」という考えが台頭し始めていた。帰国後、伏見はこの流れを踏まえて、名古屋大学プラズマ研究所は「客観的にはヨーロッパのこうした動向と一致している」と述べており、所長としてプラズマ研究所の運営に自信



7時に集合して85分、食堂で 杉、倉本、藤田、吉川、大河、谷内、伏見の5人、おごるといっても寂しい。倉本、伏見の部屋に移って85分、谷内の部屋から、椅子を動かして、懇談会。色々な話の中で、GP案に賛成するのは、B計画とつなぐための対するつづき人が残っていて、森、大河あたりがプラズマ研から遠ざかっている点。P4が、cross field であるために、互わめて noisy であって、QPという名前がみさかしくない。最後の谷内書記が、みんなの意見を要約する。10時すぎ解散。

図1 伏見康治の日記 (核融合研核融合アーカイブ室資料)。

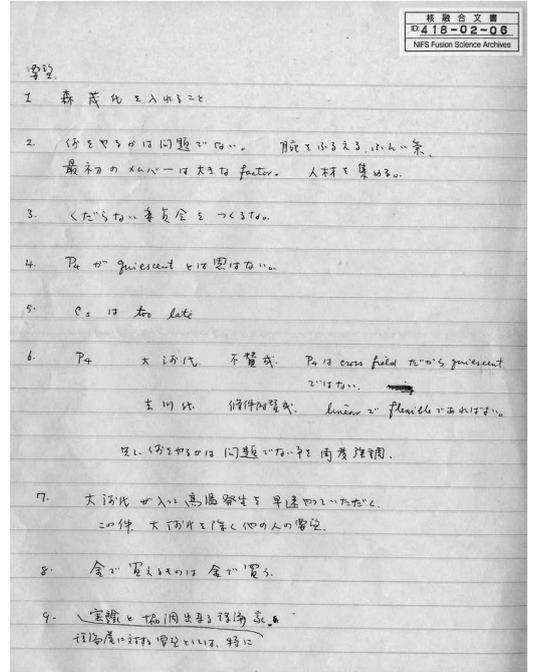


図2 要望 (核融合研核融合アーカイブ室資料)。

を持ったことがうかがえる。<sup>6)</sup>

## 2. B計画と名古屋大学プラズマ研究所の関係

欧州諸国での視察後、米国へ渡った伏見は同時期に開催されていた米国物理学会 (APS) に出席した。この時、大河千弘や吉川庄一らが在米日本人研究者と会い、学会期間中の1961年11月17日には、大河や吉川、藤田順治、谷内俊弥と滞在していたホテルで懇談会を開いている。この時の様子は、伏見の日記 (図1) および同懇談会の際に提示されたプラズマ研究所への「要望」 (図2) の中に見られる。<sup>7,8)</sup>

伏見の日記にある「B計画<sup>9)</sup>がつぶされたことに対するうっぷんが残っていて、森 (森茂)、大河あたりがプラズマ研から遠ざかっている点」について、最近行った大河、森への個別インタビューでは、両氏とも当時プラズマ研究所から距離を取っていたという直接的な発言はなかった。<sup>10,11)</sup> 現に、森はプラズマ研究所運営委員会のメンバーとして研究所の運営に携わり、<sup>12)</sup> 大河も来日した際にはプラズマ研究所を訪れ、伏見らと議論している。<sup>13)</sup> しかし、プラズマ研究所のQP装置<sup>14)</sup> に対する不満や「くだらない委員会を作るな」、「何をやるかは問題でない」等のコメ

ントは、伏見には不満そのものに聞こえたに違いない。

この時の懇談会を通じて、伏見はB計画支持者がプラズマ研究所に不満を持っているということを痛感し、研究方針が世界の趨勢と一致しているとは言え、プラズマ研究所を日本のプラズマ・核融合研究分野における共同利用研究所として確立するためには、B計画側への配慮が必要であると考えたようである。そのためか、伏見の帰朝報告には「名大プラズマ研究所は基礎的研究を重視しているが、学問の進歩状況に応じて研究の方針は柔軟に判断する必要がある」という一節が見られる。<sup>15)</sup>

ところで、「要望」の中には「森茂氏を入れること」という項目がある。森は、伏見が海外渡航する前の1961年7月には運営委員会選挙で委員に選出されており、<sup>16)</sup> 1961年8月12日に開かれた第1回プラズマ研究所運営委員会では伏見とも顔を合わせている。<sup>17)</sup> これより、「要望」内の「森茂氏を入れること」は「プラズマ研究所のメンバーとして森を入れること」と解釈できる。このような要望の背景には、在米研究者の中に森をプラズマ研究所員とすることで、B計画の思想をプラズマ研究所内に残すという考えがあったものと推察される。

## 3. 大河千弘と吉川庄一：名古屋大学プラズマ研究所への転属の難しさ

研究者は学会や研究会に出席すると会議報告を書くことがあり、伏見も何度か学術誌に報告を投稿している。伏見が執筆した1960年代のプラズマ・核融合に関する国際会議報告を見ると、上記した大河千弘や吉川庄一に関する記述が頻繁に登場する。大河と吉川は共に東京大学・宮本梧楼研究室の出身で、1960年代初頭から大河はジェネラル・アトミック (GA) で、吉川はプリンストン大学プラズマ物理学研究所 (PPPL) で研究活動を行い、その活躍ぶりから当時「海外頭脳流出組」と称されていた。伏見の中でこの両名を海外へ流出させてしまったことへの後悔の念は大きく、事あるごとに国内へ呼び戻そうと画策している。しかし、その難しさは1961年の欧米渡航の際に、既に伏見自身が痛感していたようである。

上掲した伏見の帰朝報告には、「在米研究者の待遇の良さ」が特記事項として挙げられている。伏見はW. P. Allis (MIT) にプラズマ研究所設立に際しての忠告を求めた時、「その答は簡単だ。吉川君を取りたまえ」と返事をもたらしたという。<sup>15)</sup> しかし当時、米

国の研究所における研究環境の良さは日本とかなりの差があった。伏見によると、サラリーは日本水準の4~5倍で、さらに年功などの外的条件は余り重要視されず、「研究の構想の良し悪しだけによって研究の値打ちが決まる」という実力重視の環境であった。そのため、このような恵まれた研究環境にいる大河や吉川をプラズマ研究所に呼ぶことは困難であるという見解を伏見は抱くことになる。<sup>15)</sup>

米国における研究環境の良さという面においては、B計画支持者であった大河からすれば、自身の研究を遂行するのに適した環境であったと言える。大河の成果として有名なMultipoleの実験は、上記APSの段階(1961年)では理論的な二次元解析のみで、会議ではあまり注目されていなかった(と伏見は報告している)<sup>18)</sup>ところが、この時点で実験装置の建設も宣言され、4年後の第2回IAEA会議(1965年)で報告された実験結果は、平均極小磁場配位における水素プラズマの閉じ込めにおいて、Bohm時間を超える閉じ込め時間を提示し<sup>19)</sup>同会議のSummaryを担当したL. Spitzerからmilestoneとして賞賛された<sup>20)</sup>。このように、考案した装置の設計・建設がすぐに実行可能であった米国と当時の日本との研究環境の差は大きかったと言える。

なお、先ほど挙げた「要望」の中には大河を除く出席者からの発案として「プラズマ研究所の高温発生部門に大河が加わる」という項目があり、大河も森と同様にプラズマ研究所への所属が1961年の段階で既に提案されていたことになる。しかし、上記理由もあってか、大河が直ぐにプラズマ研究所に転属することはなかった。その後、1966年にプラズマ研究所で大河を理論部門の教授として呼ぶ可能性が提案される<sup>21)</sup>。当時の運営委員会議事録に記載されていないが、前後関係より、

提案者は伏見に間違いない。しかし、結局この時も大河からGAを離れることが出来ないとの書簡が届き、プラズマ研究所転属の話はなくなった。<sup>22)</sup>

#### 4. おわりに：本稿のまとめに代えて

プラズマ研究所創設時、所長を務めた伏見は本稿で取り上げた海外視察を経て、同研究所の運営に一定の自信と不安を得ていた。プラズマ研究所を世界的レベルにまで高め、さらに日本のプラズマ・核融合研究における中枢機関とするために奔走した伏見の苦勞が見受けられる。そして大河のプラズマ研究所転属といったエピソードは、その後1973年までの12年間にわたって所長を務めた伏見の研究所運営に、1961年の海外視察での経験が少なからず影響していたことを物語っていると言えるであろう。

本稿に関する調査・研究は、自然科学研究機構核融合科学研究所核融合アーカイブ室所蔵資料に基づくものである。なお資料の本稿掲載にあたっては、核融合アーカイブ室長の井口春和氏、さらに伏見の日記については、井口氏を通じて埼玉大学名誉教授伏見讓氏にご承諾を頂いた。本稿執筆にご協力頂いた関係各位に御礼申し上げる。

#### 注釈と文献

- 1) 内田岱二郎：日本物理学会誌 **64** (2009) 362-364.
- 2) 植松英穂：日本物理学会誌 **64** (2009) 403.
- 3) *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Salzburg* (4-9 Sep. 1961), Nuclear Fusion (1962) Suppl. **1-3** (IAEA, 1962-1963).
- 4) 融特委：核融合研究 **7** (1961) 134-138—核融合特別委員会(第20回)議事録.
- 5) 伏見康治：日本原子力学会誌 **4** (1962) 263-268—海外の核融合研究の現状と今後の見通し。または、核融合研究 **8** (1962) 151-152—伏見所長の欧米通信(第7信 大塚正之宛)。
- 6) 核融合研究 **9** (1962) 107-110—核融合特別委員会(第22回新旧合同委員会)議事録.
- 7) 核融合研核融合アーカイブ室資料(NIFS Archives ID: 418-02-03)—伏見康治の日記(1961年)。

- 8) 核融合研核融合アーカイブ室資料(NIFS Archives ID: 418-02-06)—「要望」.
- 9) A・B計画論争とは、原子力委員会の下部組織である核融合専門部会(1958年4月設立、部会長：湯川秀樹)の中間答申「核融合研究の進め方」(1959年3月)で提示されたA計画(新しい着想の育成と具体化)とB計画(中型装置の建設)について、B計画の早期実施の可否に関する研究者間で巻き起こった一連の議論を指す。詳しくは次の文献を参照：植松英穂、竹田辰興、西尾成子：日本物理学会誌 **56** (2001) 395-402.
- 10) 大河千弘インタビュー(2009.11.18-11.19).
- 11) 核融合研核融合アーカイブ室資料(NIFS Archives ID: 100-10-01)—「森茂氏 インタビュー記録」.
- 12) 名古屋大学プラズマ研究所25年史編集委員会：『プラズマ研究所25年史』(1986) pp. 29-34.
- 13) 例えば、1972年9月開催の第62回運営委員会等において、伏見から大河に研究協力を行う旨が報告される：核融合研究 **29** 別冊その6(1973) 1-15—第62回運営委員会議事録報告。その後、大河は1972年12月18日から2日間の日程でプラズマ研究所を訪問している：核融合研究 **29** 別冊その6(1973) 16-32—第63回運営委員会報告.
- 14) QP装置とは、名古屋大学プラズマ研究所創設と同時に建設着手となったUCRLのP-4装置を改良した完全電離定常プラズマ発生装置(Quiescent Plasma)のこと。詳しくは、文献 **12** pp. 55-58を参照.
- 15) 伏見康治：核融合研核融合アーカイブ室資料(NIFS Archives ID: 424-02)—プラズマ研究視察の旅.
- 16) 常任委員会：核融合研究 **7** (1961) 151-152—融特委改選および運営委選出の投票の開票結果.
- 17) 寺嶋由之介：核融合研究 **7** (1961) 395—第1回プラズマ研運営委員会報告.
- 18) 核融合研究 **8** (1962) 156-158—伏見所長の欧米通信(第13信 高山一男、長尾重夫両氏、その他プラズマ研のみなさま宛)。
- 19) T. Ohkawa, et al.: *Proc. Series Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 2* (IAEA, 1966) pp. 531-544.
- 20) L. Spitzer, Jr.: *Proc. Series Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1* (IAEA, 1966) pp. 3-11.
- 21) 核融合研究 **18** (1966) 494-502—第28回運営委員会議事録.
- 22) 伏見は大河をプラズマ研究所所長に出来なかった後悔を、近年に行われたプラズマ・核融合学会主催の座談会でも語っていた：プラズマ・核融合学会誌 **84** 増刊(2008) 14.

(2013年1月16日原稿受付)

## 針谷喜久雄博士を悼む

阿部 修治 〈産総研〉

産業技術総合研究所ナノシステム研究部門主任研究員の針谷喜久雄博士は本年7月1日、49歳の若さで急逝されました。ナノカーボン材料の理論分野で活躍していた現役の研究者を失ったことは関係者にとって痛恨の極みです。

針谷氏は東京大学大学院の和田靖教授の下で研究を開始し、共役高分子における金属絶縁体転移の理論で博士号を取得しました。1991年、当時の電子技術総合研究所に採用されるや否や、短期間で理論家として頭角を現し、フラレン分子の荷電状態における格子歪み（ポーラロン効果）に関して独創的な理論を発表し、その後の理論研究の先駆けとなりました。この頃、英国

シェフィールド大学で1年間の在外研究を行ったことや、筑波大学の故藤田光孝博士との親密な交流などが、彼の研究を一段と加速させることになりました。以来、カーボンナノチューブやグラフェンなど、一貫して新奇ナノ構造の電子物性を理論的に開拓し、世界中の研究者から注目されてきました。グラフェンに関しては、世界的ブームが起こる以前から興味を持ち、東工大の榎敏明教授グループの実験に着目して、磁性や層間相互作用に関する理論を開拓しました。このほか、デンドリマーやメビウスリボンなど独特の幾何学的構造を持つ分子の研究も含め、彼のユニークな着想は多くの研究者を惹

きつけ、多彩な共同研究に発展していききました。

針谷氏は早くからインターネットの有用性に着目してその利用普及に尽力し、日本物理学会においては電子化出版やホームページの立ち上げに多大な貢献をされました。

針谷氏は子供のような純粋な性格を持ち、時として大胆な行動や奇抜な発言もありましたが、その一方、各地の学校に出向いて「出前授業」を行い、フラレンの幾何学などを通して物理の面白さを子供たちに伝える活動に熱心に取り組んでいました。

ここ数年は健康上の問題を抱えながらもひたむきに研究に取り組み、ようやく復調して再び活躍を始めていた矢先に、突然旅立たれたことは誠に残念でなりません。謹んでご冥福をお祈りします。

(2013年8月2日原稿受付)

## 新著紹介

フィリップ・ボール著、林 大訳

### かたち；自然が創り出す美しいパターン

早川書房、東京、2011、430p、20×14 cm、本体2,500円 [専門～一般向]

ISBN 978-4-15-209240-3

フィリップ・ボール著、塩原通緒訳

### 流れ；自然が創り出す美しいパターン

早川書房、東京、2011、302p、20×14 cm、本体2,300円 [専門～一般向]

ISBN 978-4-15-209256-4

フィリップ・ボール著、桃井緑美子訳

### 枝分かれ；自然が創り出す美しいパターン

早川書房、東京、2012、301p、20×14 cm、本体2,500円 [専門～一般向]

ISBN 978-4-15-209278-6

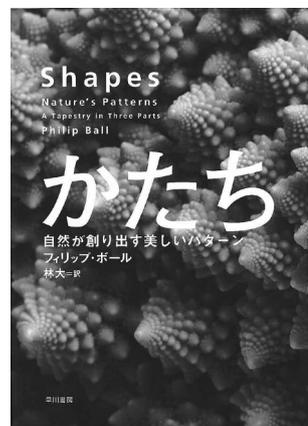
誰しも、目の前に広がる自然の造形（パターン）がどのようにして現れたかに疑問を持ったことはあるだろう。3部作からなる本書は、このような疑問に対し、統計物理学・非線形力学の観点に基づき、最近（2009年）までの2、30年間に行われてきた研究成果を、数式をほとんど使うことなく、平易な文章により紹介している。各巻とも歴史的な背景から始まり、以下のよ

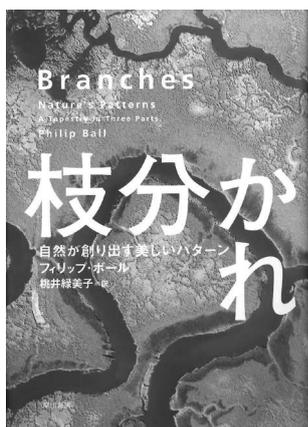
山崎 義弘 〈早大先進理工〉

うな題材が取り扱われている。

第I部『かたち』：まず、形態・パターンに対する問題意識を概観し、シャボン玉など極小曲面が作り出す形態、リーゼガング・リング、BZ反応による化学波、動物の体表に現れるスポット、葉序に観られるフィボナッチ数列と続く。そして、胚中の濃度勾配による形態形成への道筋に言及している。

第II部『流れ』：レオナルド・ダ・





ヴェインチの遺業に始まり、ミルク・クラウン、テイラー渦、対流によるロール構造、粉粒体による風紋、偏析、なだれ（自己組織化臨界現象）。さらには、生物の群れとして、渋滞などの特徴的な運動を解説する。最後に、難問である乱流を紹介している。

第III部『枝分かれ』：雪の結晶に始まり、拡散律速凝集に代表されるフラクタル成長現象、亀裂の進展、川（水路）の分岐に現れる法則、葉脈などの網目構造、さらには、複雑ネットワークへと話題は進む。特に、エピログとして、散逸構造やスケーリングといった、パターン形成現象の理解に必要な概念が、物理の1分野として発展してきた経緯と共に簡潔にまとめられている。

対象となる読者は幅広く、様々な読み方ができると思われる。(1) 高校生や大学1年生であれば、この分野の啓蒙書として通読するのに適しているだろう。各巻末には簡単な実験方法も掲載されているので、実際に自らパターン形成現象を再現することも可能である。(2) 研究を始めた4年生や大学院生ならば、各巻末にある参考文献を調べることで、より詳しく、専門的な理

解をすることができよう。本書の延長上として卒論や修論のテーマを考えることも可能だろう。(3) この分野の研究者にとっては、良いレビュー記事と捉え、新たな問いを想起するきっかけになるのではないかと期待される。

最後に、欠点と言って良いか分からないが、本書からは話がうまくまとまり過ぎている感じを受け、この分野の基礎は既に完成してしまったのではないかという印象を与えかねない。この点は著者のフィリップ・ボールも本書の中で言及しており、これまでに採用されたパターン形成の原理だけで「かたち」について何でも説明できると言うなど警鐘を鳴らしている。個人的には、この戒めに耳を傾け、将来の研究へとつなげていきたい。

(2013年4月10日原稿受付)

F. Tanaka

## Polymer Physics; Applications to Molecular Association and Thermoreversible Gelation

Cambridge Univ. Press, New York, 2011, xv + 387p, 26 × 18 cm, \$130.00 [専門・大学院向]  
ISBN 978-0-521-86429-9

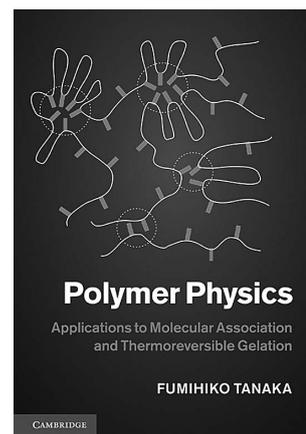
田中良巳 〈横国大院情報〉

端正と個性を併せ持つ良いテキストだと感じた。

本書は高分子物理の中でも溶液やゲルなどの溶媒を含んだ系を扱ったものである。孤立鎖の統計的性質やスケーリング則といった高分子溶液論の基礎概念をバランスよく扱う標準的なテキストであると同時に、全体を貫く主題として「高分子会合系」の解明に重点が置かれている事が本書の大きな特徴である。高分子会合系とは、例えば疎水性相互作用のような弱い引力相互作用により会合する官能基が分子鎖に存在し、様々なスケールの高次構造（超分子構造）を形成する系を意味する。会合状態は熱運動や外場によって容易に変化し、結果として相挙動やレオロジーといった系の静的・動的振る舞いは多様かつ複雑なものとなる。著者の田中文彦氏は、様々な高分子会合系の問題を理論的な立場から長年研究されてきた方であり、これまでの研究・教

育の成果が本書に系統的に纏められている。著者自身の理論の説明においても、オリジナルの形からの整理や再定式化された部分が随所にあり（例えば9章 Rheology of thermoreversible gels における記述など）、原著論文と比較しながら読むと興味深い。

本書のもう一つの特徴として、分子描像を大切にしている点が挙げられる。すなわち、オーダーパラメータという形で分子の実体を塗りつぶした記述ではなく、会合性高分子鎖の構造的特徴をかなり具体的に反映し、かつ（統計力学的計算に適するように）比較的少数の変数に基づくモデル化がなされている。この分子論的具體性と数学的簡潔さの両立は、高分子会合系という分子構造の詳細を色濃く反映する対象を物理の立場から扱う上で必然的な事であるが、同時に、著者の統計物理学者としてのこだわり（腕の見せ所）にも感じられる。



本書の主たる対象読者はソフトマター分野の研究者や大学院生であるだろう（中級程度の統計力学の素養—例えば平均場近似やパーコレーションなど相転移に関する標準的な取り扱いやランジュバン方程式などが仮定されている）。また、よりヘテロ性の強い系としての生物物理、とくに原形質流動や細胞運動等のレオロジー的な現象に興味を持つ方々も機会があれば手に取ってみる価値のある本だと思う（特に後半部分）。様々な会合状態にある高分子系の動的振る舞いに関する“素性の良い物理描像”を知る事が出来るだろう。

蛇足になるが、20年近く前に東京

神田神保町の古本街の一角で、著者の田中氏とばったり出くわした事を思い出した。店外におかれた段ボールの中から、FloryやStockmayerなどの高分子物性論の先駆者達の著作物、それも会議録などの一般にはあまり知られて

いない文献をしきりに探されていた。「そうした先人たちには未完の仕事も沢山あり、それらを発掘し現代的な観点から見直すのは宝探しのような楽しさがある」という意味の事をおっしゃったと記憶している。本書に取り上げ

られた話題(やその元アイデア)の幾つかは、あの段ボールから拾いだされ磨き上げられたものなのだろうか?

(2013年3月4日原稿受付)

小柳義夫, 中村 宏, 佐藤三久, 松岡 聡

## 岩波講座 計算科学 別巻; スーパーコンピュータ

岩波書店, 東京, 2012, x+204p, 22×16 cm, 本体3,200円 [専門・大学院向]

ISBN 978-4-00-011307-6

藤堂 眞治 (東大物性研)

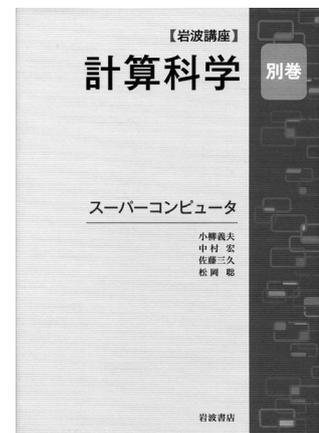
理化学研究所が中心となって開発を進めてきた「スーパーコンピュータ京」は2012年6月に完成し、昨秋から一般共用が始まった。二期連続でTOP500世界一位の座を占めた「京」を活用して、どのような科学的成果が生まれ出されるのか大いに注目されている。計算科学的手法(シミュレーション)は、理論系だけでなく実験系の研究室でも日常的なツールとして広く使われるようになってきているが、一方でコンピュータの構造は急速に複雑化してきている。現代のコンピュータの性能を十分に引き出し、より大規模な計算をより高速に実行するには、アルゴリズムなどの数理的な側面だけでなく、パイプライン、アウトオブオーダー実行、SIMD、レイテンシ、B/F値、メモリアクセス最適化、ハイブリッド並列、ネットワークポロジなど、システム技術にまでおよぶ総合的な知識が必要とされる。しかしながら、計算機の非専門家向けの成書は少なく、専門家向けの資料を独力で読み解くか、あるいは研究室における口頭伝承に頼らざるを得ないのが現状である。

本書は『岩波講座 計算科学』の一部として、計算科学者あるいはそれを志す人、すなわちコンピュータのユーザを対象として書かれている。別巻として出版されているが、本編とは独立しており単なる付録ではない。「コンピュータの基本原則」、「スーパーコンピュータの高速化手法」、「スーパーコンピュータをどう活用するか」、「スパコンの進化とエクサフロップスに向けた今後

の課題」の4つの章からなっているが、それぞれ別の著者により書かれており、章ごとに独立して読み進めることができる。

第1章では、標準的な計算機の教科書(例えばパターンソン&ヘネシー)の内容がコンパクトかつ平易にまとめられており、学部あるいは大学院修士課程でこれから計算機を使い始める学生向けの内容となっている。第2章は、PCクラスタや中規模のスパコンを一通り使いこなすが、本格的なチューニング経験のないユーザが対象である。特にメモリスистেম(キャッシュ)の最適化に詳しい。また、今後のスパコンの性能を律速する要素の一つである電力消費量についても述べられている。一方、第3章は、並列プログラミングを始めようとしている人向けの入門である。並列プログラミング言語の最新状況についてもごく簡単に触れられている。第4章では、スパコン開発の歴史と次世代(エクサスケール)に向けた課題について詳しく解説されている。第1章と第3章は初学者にも取りかかりやすいが、内容は表面的で深みには欠ける。それに対して、第2章と第4章は、コンパクトであるが内容が密で読み応えがある。計算機の非専門家向けとして、現時点で最もまとまっている資料と言って良いだろう。

全体を通して読むと、各章のレベル・執筆方針について、著者間の意思疎通が取れているとは言えず、かなりちぐはぐな印象を受ける。特に、参考文献の質や量が章ごとにバラバラである



のは残念である。文献情報が充実している章についても、計算機関連の学会(ACM, IEEE等)の論文が主であり、非専門家が読み進めるにはかなりハードルが高い。この点に関しては改善を期待したい。しかしながら、逆説的に言えば、これこそが計算科学をとりまく現状を端的に表わしており、『岩波講座 計算科学』において本書が企画された理由でもあろう。類書が他には見あたらないことを考えると、「京」が実際に動き始め、さらには「京」の次へ向けたコデザインが始まったこのタイミングで、本書が出版されたことは大きな意義を持つ。計算科学と計算機科学の間の深いギャップを埋める試みとして重要な一歩であることは間違いない。

(2013年4月19日原稿受付)

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

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

## 図書リスト

### 最近の寄贈書

- F. Aharonian, L. Bergström, C. Dermer: *As-trophysics at Very High Energies*  
Springer-Verlag, Heidelberg, 2013, vii + 361p, 24×16 cm, 80.24€ (Saas-Fee Advanced Course 40)  
ISBN 978-3-642-36133-3
- K. Cahill: *Physical Mathematics*  
Cambridge Univ. Press, New York, 2013, xvii + 666p, 25×18 cm, \$85.00  
ISBN 978-1-107-00521-1
- T. J. Hollowood: *Renormalization Group and Fixed Points; in Quantum Field Theory*  
Springer, Heidelberg, 2013, ix + 70p, 24×16 cm, 53.45€ (SpringerBriefs in Physics)  
ISBN 978-3-642-36311-5
- M. Lewenstein, A. Sanpera, V. Ahufinger: *ULTRACOLD ATOMS in OPTICAL LATTICES; Simulating Quantum Many-Body Systems*  
Oxford Univ. Press, Oxford, 2012, xiv + 479p, 25×18 cm, \$99.99  
ISBN 978-0-19-957312-7
- S. Weinberg: *Lectures on Quantum Mechanics*  
Cambridge Univ. Press, New York, 2013, xix + 358p, 25×18 cm, \$75.00  
ISBN 978-1-107-02872-2
- A. Zee: *Einstein Gravity in a Nutshell*  
Princeton Univ. Press, New Jersey, 2013, xxii + 866p, 26×18 cm, \$90.00  
ISBN 978-0-691-14558-7
- J. Gribbin 著, 岡村定矩訳: *銀河と宇宙*  
丸善出版, 東京, 2013, iv + 168p, 17×11 cm, 本体1,000円 (サイエンスパレッ

- ト SP-006)  
ISBN 978-4-621-08688-9
- ルドルフ・クラウジウス著, 八木江里監訳: *クラウジウス熱理論 論文集; エントロピーの起源としての力学的熱理論*  
東海大学出版会, 神奈川, 2013, xxviii + 369p, 22×16 cm, 本体4,000円  
ISBN 978-4-486-01946-6
- エイドリアン・ベジャン, J. ペダー・ゼイン著, 柴田裕之訳, 木村繁明解説: *流れとかたち; 万物のデザインを決める新たな物理法則*  
紀伊国屋書店, 東京, 2013, 425p, 20×14 cm, 本体2,300円  
ISBN 978-4-314-01109-9
- 糸山浩司, 横山順一, 川合 光, 南部陽一郎: *宇宙と素粒子のなりたち*  
京都大学学術出版会, 京都, 2013, v + 168p, 19×13 cm, 本体1,500円 (学術選書063)  
ISBN 978-4-87698-863-1
- 遠藤琢磨: *デトネーションの熱流体力学 2; 関連事項編*  
理工図書, 東京, 2011, ix + 411p, 26×18 cm, 本体3,500円  
ISBN 978-4-8446-0785-4
- 小嶋 泉: *量子場とマイクロ・マクロ双対性*  
丸善出版, 東京, 2013, vii + 263p, 22×15 cm, 本体1,900円 (シュプリンガー量子数理解シリーズ4)  
ISBN 978-4-621-06511-2
- 国広悌二: *クォーク・ハドロン物理学入門*  
サイエンス社, 東京, 2013, v + 155p, 26×18 cm, 本体2,238円 (SGCライブラリ-100)  
ISSN 4910054700831
- 下村 裕: *卵が飛ぶまで考える*

- 日本経済新聞出版, 東京, 2013, 221p, 19×13 cm, 本体1,700円  
ISBN 978-4-532-16883-4
- 滝川 昇: *原子核物理学*  
朝倉書店, 東京, 2013, vii + 243p, 21×15 cm, 本体3,800円 (現代物理学 [基礎シリーズ] 第8巻)  
ISBN 978-4-254-13778-1
- 田巻 繁: *溶融塩の物性; イオン性無機液体の構造, 熱力学, 輸送現象の微視的側面*  
アグネ技術センター, 東京, 2013, ix + 328p, 21×15 cm, 本体4,000円  
ISBN 978-4-901496-69-8
- 辻川信二: *現代宇宙論講義; 基礎からの体系的な理解を目指し*  
サイエンス社, 東京, 2013, iv + 201p, 26×18 cm, 本体2,476円 (SGCライブラリ-99)  
ISSN 4910054700732
- 土屋賢一: *ベーシック量子論*  
裳華房, 東京, 2012, viii + 202p, 21×15 cm, 本体2,000円  
ISBN 978-4-7853-2241-0
- デトネーション研究会編: *デトネーションの熱流体力学 1; 基礎編*  
理工図書, 東京, 2011, ix + 291p, 26×18 cm, 本体3,500円  
ISBN 978-4-8446-0784-7
- 戸本 誠, 花垣和則, 山崎祐司: *ヒッグス粒子の見つけ方; 質量の起源を追う*  
丸善出版, 東京, 2012, ix + 136 + 4p, 21×15 cm, 本体1,900円  
ISBN 978-4-621-08617-9
- 中山正昭: *半導体の光物性*  
コロナ社, 東京, 2013, vii + 354p, 22×15 cm, 本体5,000円  
ISBN 978-4-339-00852-4



## 掲示板

毎月1日締切 (17:00 必着), 翌月号掲載。但し1月号, 2月号は前々月の20日締切。修正等をお願いする場合があります。締切日よりなるべくお早目にお申込み下さい。書式は <http://www.jps.or.jp/books/kejiban.html> にありますので, それに従ってお申込み下さい。webからのお申込みができない場合は, e-mail: [kejiban@jps.or.jp](mailto:kejiban@jps.or.jp) へお送り下さい。必ず Fax 03-3816-6208 へも

原稿をお送り下さい。Faxがありませんと、掲載できない場合がございます。HP掲載をご希望される場合は、上記URLの「2. ホームページ掲載」をご参照下さい。本欄の各項目の内容につきましては、本会は関与致しかねますのでご了解下さい。

## 人事公募

人事公募の標準書式 (1件500字以内)

1. 公募人員(職名, 人数) 2. 所属部門, 講座, 研究室等 3. 専門分野, 仕事の内容 (1行17字で7行以内) 4. 着任時期 (西暦年月

日) 5. 任期 6. 応募資格 7. 提出書類 (書類名の前に○印をつけ簡潔に, 1行17字で6行以内) 8. 公募締切 (西暦年月日, 曜日) 9. ①書類送付先 (郵便番号, 住所, 所属, 担当者名) ②問合せ先 (郵便番号, 住所, 所属, 担当者名, 電話, Fax, e-mail等, 必要と思われるもの。①と同じ場合は省略) 10. その他 (1行17字で5行以内)

### ■防衛大学校応用科学群助教

1. 助教1名
2. 応用物理学科
3. 強相関電子系(磁性)の物性実験, 本科(学部相当)の理工学基礎科目とし

ての物理学実験補助及び理工学研究科  
電子物性分野の実験補助.

- 2014年4月1日
- なし
- 博士号取得者(着任迄の取得見込者  
含)
- 履歴書(書式有・請求のこと) ○  
e-mailアドレス ○研究業績リスト  
○主要論文別刷5編 ○今迄の研究概  
要(A4, 約1枚) ○今後の教育・研究  
に対する抱負・計画(A4, 約1枚) ○  
照会可能者2名の氏名, 連絡先
- 2013年11月8日(金)
- ①239-8686 横須賀市水走1-10-20 防  
衛大学校応用科学群応用物理学科 荒  
井 隆  
②同学科 加藤健一 電話 046-841-  
3810 (ex.3277) katok nda.ac.jp
- 封筒に「教官応募書類在中」と朱書し  
簡易書留で送付. 書類不返却. 詳細は  
<http://www.mod.go.jp/nda> 参照.

#### ■高エネルギー加速器研究機構教員

[ I ]

- 教授1名(公募番号:素核研13-5)
- 素粒子原子核研究所
- エレクトロニクスシステムグループに  
所属し, 素粒子原子核研究所が推進す  
るプロジェクトの為にエレクトロニク  
ス・データ収集システム開発に指導的  
役割を果たす. 高集積・高機能電子回  
路の研究開発を行い, 関連する研究者  
コミュニティに対する技術教育活動を  
推進する.
- 決定後早期
- なし
- 特になし
- 履歴書 ○研究歴 ○発表論文リス  
ト ○着任後の抱負 ○推薦書又は参  
考意見書
- 2013年11月14日(木)
- ①305-0801 つくば市大穂1-1 高エネ  
ルギー加速器研究機構総務部人事労務  
課人事第一係 電話029-864-5118  
jinji ml.post.kek.jp  
②素粒子原子核研究所 徳宿克夫  
電話029-879-6077 katsuo.tokushuku  
kek.jp
- 詳細は<http://www.kek.jp/ja/Jobs> 参照.

[ II ]

- 教授1名(公募番号:素核研13-6)
- 2, 4, 5, 6, 7, 8, 9①, 10は [ I ] に同じ.
- ミュオングループに所属し, J-PARC  
ハドロン実験施設におけるミュオン  
電子転換実験研究において指導的な役

割を果たす.

- ②素粒子原子核研究所 齊藤直人  
電話029-864-5417 nsaito post.kek.jp

[ III ]

- 教授1名(公募番号:素核研13-7)
- 2, 4, 5, 6, 8, 9①, 10は [ I ] に同じ.
- KEKつくばキャンパスにおいて, 素  
粒子原子核研究所が管轄する実験施設  
の安全管理全般に指導的役割を果たす.  
KEK安全衛生室と協力の上, 安全基  
準の作成や普及, 安全巡視, 安全指導  
等も職務とする. 放射線安全は担当外  
とするが, 実験施設の安全管理全般に  
わたって指導的役割を果たす立場から,  
KEKの放射線科学センターに協力す  
ること.
- 履歴書 ○研究歴又は業務経歴 ○  
著作物のリスト ○着任後の抱負 ○  
推薦書又は参考意見書
- ②素粒子原子核研究所 幅 淳二  
電話029-864-5334 Junji.haba kek.jp

[ IV ]

- 准教授1名(公募番号:素核研13-8)
- 2, 4, 5, 6, 7, 8, 9①, 10は [ I ] に同じ.
- クライオジェニクスグループに所属  
し, 主にJ-PARCにおける低温超伝導  
関連の設備の開発・建設・維持・運  
転を推進すると共に, 素粒子原子核  
実験に関連する低温技術の開発研究を行  
う.
- ②素粒子原子核研究所 楨田康博  
電話029-284-4429 yasuhiko.makida  
kek.jp

[ V ]

- 准教授1名(公募番号:素核研13-9)
- 2, 4, 5, 6, 7, 8, 9①, 10は [ I ] に同じ.
- KEK理論センターに所属し, 宇宙物  
理学(素粒子物理学, 原子核物理学と  
の境界領域含)の理論的研究及び教育  
を主導する. 本研究所の共同利用に協  
力すると共に, 理論と実験の連携を推  
進する.
- ②素粒子原子核研究所 磯 暁  
電話029-864-5392 iso post.kek.jp

#### ■大阪府立大学大学院工学研究科助教

- テニユア・トラック助教1名
- 物質・化学系専攻マテリアル工学分野  
材料構造物性研究室
- 透過型電子顕微鏡法を用いた構造物性  
的研究.
- 2014年4月1日(予定)
- 5年(最終審査で適格と認められた場  
合は専任の准教授へ昇任が可能)
- 着任時に博士号(2015年4月1日時点  
で取得後10年以内)を有する者.

- 履歴書 ○研究業績等 ○主要論文  
別刷5点以内 ○提出論文概要 ○今  
迄の研究概要 ○採用後の教育の抱負  
及び研究計画について ○外部研究費  
取得状況 ○その他アピールできるこ  
と ○推薦書2通, 又は照会可能者2  
名の氏名, 連絡先 ○詳細はHP参照
- 2013年11月22日(金)
- ①599-8531 堺市中区学園町1-1 大阪  
府立大学総務部総務人事課  
②専門分野関係:大学院工学研究科物  
質・化学系専攻マテリアル工学分野  
東 健司 higashi mtr.osakafu-u.ac.jp
- 詳細は[http://www.osakafu-u.ac.jp/staff/  
index.html](http://www.osakafu-u.ac.jp/staff/index.html) 参照.

#### ■京都大学基礎物理学研究所教授

- 教授1名
- 素粒子論
- 決定後早期
- なし
- 履歴書 ○発表論文リスト(主要論  
文5点以内に○印) ○研究歴(研究成  
果の説明) ○就任した場合の研究計  
画 ○着任可能時期 ○主要論文(発  
表論文リストで○印を付けた論文の  
pdf又はアーカイブ番号を指定) ○他  
薦の場合はさらに推薦書
- 2013年11月24日(日)必着
- ①pp-jinji yukawa.kyoto-u.ac.jp 推薦  
書の郵送可:606-8502京都市左京  
区北白川追分町 京都大学基礎物理学  
研究所長 佐々木 節  
②同研究所 藤田裕子 電話075-753-  
7009 fujita yukawa.kyoto-u.ac.jp
- e-mailの件名は「素粒子論教授応募」と  
記載. 詳細は[http://www.yukawa.kyoto-u.  
ac.jp/contents/info/detail.php?NID=186](http://www.yukawa.kyoto-u.ac.jp/contents/info/detail.php?NID=186)  
参照.

#### ■東京大学物性研究所所員

[ I ]

- 特任研究員A, B若干名
- 物性研究所各研究部門
- 物性科学における実験的又は理論的研  
究.
- 2014年4月1日以降
- 原則2年間(年度更新), その後再任  
募可(但し1年間).
- 博士号取得後10年程度以内の者, 但  
し着任時に博士号取得が確実に見込  
まれる者も含む. 着任予定時に主たる  
職, 又は大学院生及び研究生等の身分  
を有しないこと.
- 履歴書 ○発表論文リスト ○主要

論文別刷3編以内 ○主要業績のまとめ(2,000字以内) ○研究計画(2,000字以内) ○指導教員又は推薦者による意見書

- 2013年11月25日(月)必着
- 277-8581 柏市柏の葉5-1-5 東京大学物性研究所総務係 電話 04-7136-3501 [issp-somu.kj.u-tokyo.ac.jp](http://issp-somu.kj.u-tokyo.ac.jp)
- A, Bとも週5日, 1週38時間45分勤務。A: 年額約480万円。B: 年額約380万円。A, Bは書類選考時に決定, 事前連絡する。応募書類不返却。応募の際, 関連する物性研究所員(教授又は准教授)と連絡をとり研究計画等を調整すること。複数の研究室に跨る研究テーマに取り組む方も歓迎。

#### [II]

- 客員所員(人数は以下の通り)
- 以下のテーマによる
- テーマ限定型(各1名)。a: 生物物理分野: 光といのち, b: 強相関量子系における新奇量子相とダイナミクスの理論研究, c: 超低温STMの開発とf電子系の特異な電子状態の微視的研究, d: 中性子散乱, e: レーザー高調波を用いたフェムト秒光電子分光, f: 時間解放射光軟X線分光。テーマ提案型(教授か准教授2-3名) 応募者がテーマを提案。
- abcf: 2014年4月1日, de: 2014年10月1日
- bde: 半年, acf: 1年
- <http://www.issp.u-tokyo.ac.jp/maincontents/jobs/index.html> 参照。
- 2013年12月20日(金)
- 277-8581 柏市柏の葉5-1-5 東京大学物性研究所総務係 電話 04-7136-3207 [issp-somu.kj.u-tokyo.ac.jp](http://issp-somu.kj.u-tokyo.ac.jp)
- 応募時は該当所員に要連絡。封筒に「客員教授(准教授) 応募書類在中」と朱書きし書留で送付。

#### ■佐賀大学物理科学専攻教員

- 准教授又は講師1名
- 素粒子実験グループ
- 物理科学科・専攻の専門科目, 全学教育機構で開講される科目を担当。
- 2014年4月1日
- なし
- 博士号取得者。担当分野において優れた業績を持ち, 学部生及び大学院生の教育・研究に対して熱意と十分な能力を有し, 日本語で授業ができること。
- 履歴書 ○研究業績概要(2,000字以内) ○研究業績リスト(査読付論文,

プロシーディング, 学会発表を区別) ○主要論文3編 ○教育実績 ○社会貢献, 学会活動, 受賞, 外部資金 ○教育・研究の抱負(2,000字) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先

- 2013年12月2日(月)必着
- ①840-8502 佐賀市本庄町1 佐賀大学工学系研究科物理科学専攻 鄭 旭光 ②同専攻 杉山 晃 電話0952-28-8537 [sugiyama.cc.saga-u.ac.jp](http://sugiyama.cc.saga-u.ac.jp)
- 封筒に「物理科学専攻教員応募書類在中」と朱書きし簡易書留で送付。応募書類不返却。詳細は<http://www.saga-u.ac.jp/other/boshu.html> 参照。

#### ■岡山大学大学院自然科学研究科准教授

- 准教授1名
- 数理物理科学専攻物理科学講座
- 物性理論。市岡優典教授又は岡田耕三教授と協力して教育研究を推進する。
- 2014年4月以降早期
- なし
- 博士号取得者
- 履歴書 ○学会及び社会における活動 ○教育に関する経歴書 ○研究業績概要書 ○研究業績目録 ○主要論文5編の別刷又はコピー ○研究計画と教育に関する抱負(2,000~4,000字) ○最近3年間の国際会議講演及び国内会議講演のリスト ○最近5年間の外部資金のリスト ○照会可能者2名の氏名, 連絡先, e-mail ○応募者の所属, 連絡先, e-mail ○各2部
- 2013年12月9日(月)必着
- 700-8530 岡山市北区津島中3-1-1 岡山大学理学部物理学科 市岡優典 電話086-251-7806 [ichioka.cc.okayama-u.ac.jp](http://ichioka.cc.okayama-u.ac.jp)
- 封筒に「准教授応募書類在中」と朱書きし簡易書留で送付。応募書類不返却。詳細は[http://www.gnst.okayama-u.ac.jp/other/koubu\\_index.html](http://www.gnst.okayama-u.ac.jp/other/koubu_index.html) 参照。

#### ■自然科学研究機構教員

##### [I]

- 教授又は准教授1名
- 分子科学研究所
- 分子科学に新機軸を拓く女性研究者。既存の研究領域・研究施設の何れかに所属し, 新規に公募・採用する助教と共に独立の研究室を運営。
- できる限り早期
- なし
- 推薦書(自薦は不要) ○履歴書(所定様式, HP参照, 応募が教授か准教授か明示)

○研究業績概要(A4, 2頁以内) ○研究構想(A4, 2頁以内) ○業績リスト(所定様式, HP参照) ○主要論文10編以内の別刷又はプレプリント各2部(特に重要な論文3編に印)

- 2013年12月10日(火)消印有効
- 444-8585 岡崎市明大寺町字西郷中38 自然科学研究機構岡崎統合事務センター総務課人事係 電話0564-55-7113 [r7113.orion.ac.jp](http://r7113.orion.ac.jp)
- 詳細は<http://www.ims.ac.jp/jinji/index.cgi> 参照。

##### [II]

- 特任准教授又は特任助教1名
- 核融合科学研究所ヘリカル研究部
- 実験・理論を問わず, 広い意味でのプラズマ・核融合分野全般。例えば, プラズマ工学, プラズマ計測(レーザー, X線から遠赤外に至る電磁波, 中性子, 荷電粒子又は原子, 等を利用するもの), 超伝導工学, 高周波工学, 高エネルギービーム工学, 原子・分子科学, 材料科学, トリチウム科学, 安全工学, 機械工学, 制御工学, 数値シミュレーション科学, プラズマ物性理論等。
- 決定後早期
- 5年を最長とする, 再任無し
- 博士号取得者等
- 履歴書 ○研究歴 ○就任後の抱負 ○推薦書 ○研究業績リスト ○主要論文別刷約5編(特任助教は約3編) 各6部
- 8は[I]と同じ。
- ①509-5292 土岐市下石町322-6 核融合科学研究所長 小森彰夫 ②核融合科学研究所管理部総務企画課 人事・給与係 電話0572-58-2012
- 封筒に「女性研究職員公募関係書類」と朱書きし書留で送付。詳細は<http://www.nifs.ac.jp/index-j.html> 参照。

#### ■富山大学大学院理工学研究部助教

- 助教1名
- 環境・エネルギー学域エネルギー学系(工学部電気電子システム工学科担当)
- プラズマ理工学(高電圧工学, パルス電力技術, 高強度パルス粒子ビーム, パルス放電・レーザープラズマに関連した実験的応用研究)
- 2014年4月1日以降早期
- 5年, 再任可
- 履歴書(学歴, 職歴, 学会及び社会活動等, 写真貼付) ○研究業績リスト

○主要論文別刷約5編(コピー可) ○国内外の学会での招待講演リスト ○受賞歴 ○科学研究費補助金採択状況及び他の競争的研究資金獲得実績状況(代表と分担の別及びその金額を明記) ○今迄の研究概要及び今後の教育研究に関する抱負(約2,000字) ○推薦書2通(自薦の場合は照会可能者2名の氏名, 連絡先)

8. 2013年12月16日(月)必着

9. 930-8555 富山市五福3190 富山大学大学院理工学研究部工学部電気電子システム工学科 チャビ ゲンツィ 電話 076-445-6745 capi\_eng.u-toyama.ac.jp

#### ■京都大学原子炉実験所助教

1. 助教1名

2. 粒子線物質科学研究本部・核放射物理学研究分野

3. 研究用原子炉(KUR)や加速器を利用したメスbauer分光法による物質科学研究及び関連した装置の開発と管理, 並びに共同利用研究の推進と学生の教育・研究指導.

4. できる限り早期

5. 原則10年

6. 博士号取得者

7. ①本人による直接応募の場合: ○履歴書 ○研究歴概要及び研究業績(業績一覧(業績は査読の有無で区別)及び論文別刷5編以内, 各3部) ○推薦状(自薦可) ○着任後の研究構想及び抱負 ○照会可能者若干名の氏名, 連絡先 ○その他参考となる事項(研究助成金取得状況, 学会活動等)

②第三者による推薦の場合: ○推薦状(推薦を受けた場合, 助教選考委員会から被推薦者に対し, その旨連絡し必要書類を提出して頂く)

8. 2013年12月20日(金)17時必着

9. ①590-0494 大阪府泉南郡熊取町朝代西二丁目 京都大学原子炉実験所総務掛気付 助教選考委員会

②粒子線物質科学研究本部 川端祐司 電話072-451-2434

kawabata\_ri.kyoto-u.ac.jp

10. 詳細は<http://www.rii.kyoto-u.ac.jp/job/jokyo201309121>参照.

#### ■九州大学理学研究院学術研究員

1. 学術研究員1名

2. 物理学科複雑物性基礎研究室

3. プロジェクト: 新学術領域「ゆらぎと構造の協奏: 非平衡系における普遍法則の確立」計画研究A03-3班「非熱的

に駆動されたバイオマターの非平衡動力学」([http://sfs-dynamics.jp/naiyou/keikaku\\_A03kimura.html](http://sfs-dynamics.jp/naiyou/keikaku_A03kimura.html)). 広い意味でソフトマテリアル, バイオマター, 生体システムの非平衡メカニクスに関する実験的研究を遂行する. 但し具体的な内容は応募者の希望・経験等により応相談. 上記プロジェクトに貢献できるのであれば, 自由な発想に基づく研究も歓迎. 留学生や大学院生, 他グループの研究者の指導/コラボレーションにも意欲のある方が望ましい.

4. 応相談

7. ○履歴書 ○業績リスト ○今迄の研究概要と抱負 ○照会先2名の氏名, 連絡先

8. 2013年12月31日(火)

9. 812-8581 福岡市東区箱崎6-10-1 九州大学理学研究院物理学部門 水野大介 電話092-642-7026

#### ■豊田工業大学工学部准教授

1. 准教授(Tenured又はTenure Track)1名

2. 先端工学基礎学科

3. ソフトマテリアルの構造科学分野

4. 2014年度早期

6. 博士号及び上記分野において優れた研究業績を有し, 当該分野の先導的研究を推進し研究成果が大いに期待できる方. 教育面では学部及び大学院学生の指導ができ, 化学, 物理学等の基礎科目及び当該専門分野に関連する学部, 大学院における専門科目の授業や学生実験を担当できる方.

7. ○履歴書 ○研究業績リスト ○主要論文別刷約5編(コピー可) ○今迄の研究要約及び着任後の研究・教育についての抱負(A4, 各約3枚) ○推薦者2名の氏名, 所属, 連絡先 ○本学指定の応募シート(<http://www.toyota-ti.ac.jp/bosyu/index.html>よりダウンロード)

8. 2014年1月6日(月)消印有効

9. ①468-8511 名古屋市天白区久方2-12-1 豊田工業大学総務部 平戸 隆 電話052-809-1712

②先端科学計測分析分野准教授選考委員長 田中周治 電話052-809-1775 tanaka\_mat\_toyota-ti.ac.jp

10. 封筒に「先端科学計測分析分野准教授公募書類在中」と朱書き簡易書留で送付. 公募書類原則不返却.

## 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)

#### ■ Workshop on Quantum walks and quantum simulations

主催 Rosario Fazio (Pisa), Vittorio Giovannetti (Pisa), Paolo Mataloni (Roma), Yutaka Shikano (Okazaki)

日時 2013年11月11日(月)~15日(金)

場所 Centro De Giorgi of the Scuola Normale Superiore (Pisa, Italy)

内容 量子ウォークと量子シミュレータの関連について議論するワークショップ.

参加費 無料

連絡先 Yutaka Shikano (鹿野 豊) Research Associate Professor Institute for Molecular Science 38 Nishigo-Naka, Myodaiji, Okazaki 444-8585, Japan

TEL +81-564-55-7419 Fax +81-564-55-7391 yshikano\_ims.ac.jp

その他 詳細は<http://www.crm.sns.it/event/279/index.html>参照.

#### ■日本磁気学会第192回研究会「磁性薄膜形成技術の向上と新展開」

主催 日本磁気学会

日時 2013年11月19日(火)13:00~17:20

場所 中央大学駿河台記念館320号室(東京都千代田区神田駿河台3-11-5 電話03-3292-3111)

内容 微細構造の形状や結晶等を制御して作製する技術の確立は磁性薄膜を用いたデバイスの応用にとって重要な課題となっている. 特に, 最適な薄膜形成方法の選択をすることは新規な物性をもつ磁性薄膜の創製にとって欠かせない. 近年, 磁性薄膜形成技術の向上に伴い精緻な構造を有する薄膜の作製が可能になってきている. それらの技術の詳細や, 得られる薄膜及び微細構造にまつわる最先端技術, 更には新たな展開について, 第一線で活躍されている講師の方々からご紹介して頂く.

定員 60名  
参加費 3,000円(資料代込), 学生無料(資料代のみ1,000円)  
申込 当日受付  
連絡先 東京都千代田区神田小川町2-8  
日本磁気学会事務局 杉村  
電話03-5281-0106 Fax 03-5281-0107  
msj bj.wakwak.com http://www.magnetics.jp/msj/seminar/topical/192.html

### ■Quantum Science Symposium ASIA-2013

主催 Dr. Krishnarao Appasani of GeneExpression Systems, Inc. of USA  
日時 2013年11月25日(月)~26日(火)  
場所 東京大学本郷キャンパス山上会館(113-8654東京都文京区本郷7-3-1)  
内容 「量子情報から通信」, 「量子ビットに向けた量子系」, そして「光学」に焦点をあてる。特に, グラフェン, プラズモニクス, スピントロニクス, 半導体, グラフェンナノリボンにおける量子輸送, 量子中継, イオントラップに基づくゲートと計算, 集積光学等について議論される予定。産業界と学界からの著名な研究者らが基調講演, 招待講演, 口頭発表, ポスター発表を行う。

定員 150名  
参加費 産業界999\$, 学界599\$, 学生249\$  
登録締切 遅延金なしの登録期間は終了済(登録自体は会議開催日迄可)  
ポスター発表概要締切 2013年11月10日(日)  
連絡先 GeneExpression Systems, Inc. P.O. Box 540170 Waltham, MA 02454  
電話001-781-891-8181  
Fax 001-781-730-0700 (又は001-781-891-8234) Genexpsys expressgenes.com http://www.expressgenes.com

### ■第14回「イオンビームによる表面・界面解析」特別研究会

主催 応用物理学会薄膜・表面物理分科会  
日時 2013年12月14日(土)13:00~15日(日)正午  
場所 神奈川大学横浜キャンパス1-804会議室(221-8686横浜市神奈川区六角橋3-27-1 電話045-481-5661)  
内容 低・中・高エネルギーイオン散乱による固体表面・界面の分析, 及びイオンビームと固体表面との相互作用。招待講演: 数件, 一般講演: 10数件程度。  
定員 100名  
参加費 2,000円(主催団体会員1,000円), 学生無料  
講演申込締切 2013年11月15日(金)

研究会・懇親会(12月14日(土)夕方予定)  
参加申込締切 2013年12月6日(金)  
連絡先 259-1293平塚市土屋2946番地  
神奈川大学理学部数理・物理学科 星野靖 電話0463-59-4111 Fax 0463-58-9684 yhoshino kanagawa-u.ac.jp  
その他 一般講演を申し込む場合は, アブストラクト(A4, 1頁)と講演者氏名, 連絡先(e-mail, 電話, 住所)を上記までe-mailで送付。

### ■日本磁気学会第193回研究会/第47回スピントロニクス専門研究会「スピントロニクス—磁気と熱の織り成す協調現象—」

主催 日本磁気学会  
日時 2013年12月17日(火)13:00~16:40  
場所 中央大学駿河台記念館330号室(東京都千代田区神田駿河台3-11-5 電話03-3292-3111)  
内容 近年, スピンと熱の相互作用を利用する「スピントロニクス」と呼ばれる研究技術分野が急成長しており, 従来のスピントロニクス技術の可能性をさらに広げるものとして期待されている。スピントロニクスと言っても関係する研究内容は多岐にわたる。磁気と熱或いはスピンと熱に関わる研究分野の第一線でご活躍の先生方に理論, 基礎から応用までスピントロニクスの研究を網羅するようにご講演頂く。

定員 60名  
参加費 3,000円(資料代込), 学生無料(資料代のみ1,000円)  
申込 当日受付  
連絡先 東京都千代田区神田小川町2-8  
日本磁気学会事務局 杉村 電話03-5281-0106 Fax 03-5281-0107 msj bj.wakwak.com http://www.magnetics.jp/msj/seminar/topical/193.html

### ■FIRST International Symposium on "Topological Quantum Technology"

主催 理化学研究所(FIRST十倉プロジェクト支援機関), 国立情報学研究所(FIRST山本プロジェクト支援機関), 科学技術振興機構(FIRST外村プロジェクト支援機関)  
日時 2014年1月27日(月)~30日(木)  
場所 東京大学(113-8654東京都文京区本郷7-3-1)  
内容 電子波動の示す創発現象, 光の量子もつれと量子情報操作・通信, 量子コンピュータ等量子力学の基本原則を利用した「トポロジカル量子技術」をテーマと

する国際シンポジウムを開催する。ノーベル賞受賞者3名(Prof. Albert Fert, Prof. Anthony J. Leggett and Prof. Klaus von Klitzing)を含む著名研究者の講演を予定。  
定員 400名  
参加費 無料(懇親会費別途)  
参加申込締切 2013年12月25日(水)  
連絡先 理化学研究所創発物性科学研究センター シンポジウム事務局  
first-sympo riken.jp http://www.cems.riken.jp/2014first\_sympto/

### ■第46回フラーレン・ナノチューブ・グラフェン総合シンポジウム

主催 フラーレン・ナノチューブ・グラフェン学会  
日時 2014年3月3日(月)~5日(水)  
場所 東京大学伊藤国際学術研究センター伊藤謝恩ホール  
内容 フラーレン, カーボンナノチューブ, ナノパーティクル, グラフェン等の化学, 物理, 材料, 工学, 応用, 実用等の研究発表  
定員 400名  
参加費 10,000円, 学生5,000円(いずれも要旨集付)  
発表申込・予稿原稿締切: 2014年1月14日(火)  
申込 当日受付  
連絡先 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機械工学専攻丸山研究室内フラーレン・ナノチューブ・グラフェン学会事務局  
電話/Fax 03-3830-4848 fntg\_photon.t.u-tokyo.ac.jp http://fullerene-jp.org  
その他 懇親会: 2014年3月4日(火)18:30~, 伊藤謝恩ホール多目的スペース, 会費6,000円。

### ■MANA International Symposium 2014

主催 物質・材料研究機構WPI国際ナノアーキテクトニクス研究拠点  
日時 2014年3月5日(水)~7日(金)  
場所 つくば国際会議場(305-0032つくば市竹園2-20-3 電話029-861-0001)  
内容 基調講演: ノーベル賞受賞者予定。招待講演: 国内外の著名研究者20件予定。一般講演: MANA PI, 他, 計12件予定。ポスター発表: MANA研究者, 他, 一般公募有。  
定員 300名  
参加費 無料  
ポスター発表公募締切 2013年12月27日(金)  
事前参加申込締切 2014年2月26日(水)

連絡先 物質・材料研究機構WPI国際ナノ  
アーキテクトニクス研究拠点 (MANA)  
MANA シンポジウム2014事務局 電話  
029-860-4709  
Fax 029-860-4706  
MANA-Symposium nims.go.jp

**■The 10th International Conference of  
Computational Methods in Sciences and  
Engineering 2014**

主催 ICCMSE-2014 Committee  
日時 2014年4月4日(金)~7日(月)  
場所 Metropolitan Hotel Athens (Leoforos  
Syngrou 385, 175 64 Athens, Greece,  
電話+30-21-0947-1000)  
内容 The aim of ICCMSE 2014 is to bring  
together computational scientists and  
engineers from several disciplines in order  
to share methods, methodologies and ideas  
and to attract original research papers of  
very high quality.  
定員 なし  
参加費 一般475ユーロ(早期430ユーロ),  
学生340ユーロ(早期320ユーロ)  
早期申込締切 2013年11月10日(日)  
通常申込締切 2014年1月15日(水)  
Extended abstract締切 2014年2月28日(金)  
連絡先 520-2393野洲市大篠原2288 村田  
製作所分析センタ 榎信一 電話077-

586-8309 Fax 077-586-8768 s\_higai  
murata.co.jp  
その他 詳細は<http://www.icmse.org/>参照  
Extended abstracts will be published in a  
Special Volume of the AIP Conference  
Proceedings.

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

**■ドイツ・イノベーション・アワード「ゴ  
ットフリート・ワグネル賞2014」**

対象 環境・エネルギー, 健康・医療, 安  
全のいずれかの分野における応用志向型  
の研究. 応募資格: 日本の大学・研究機  
関に所属する45歳以下(締切時)の若手  
研究者.  
賞金 最優秀賞: 400万円(1件), 優秀賞:  
200万円(1件), 秀賞: 100万円(3件),  
副賞: ドイツの大学・研究機関に最長

2カ月間研究滞在する為の助成金  
応募方法 電子申請システムで受付  
応募締切 2013年12月8日(日)必着  
問合せ先 102-0075東京都千代田区三番  
町2-4三番町KSビル5F ドイツ・イノ  
ベーション・アワード事務局 電話03-  
5276-8827 info\_german-innovation-award.  
jp  
その他 審査方法: 本賞の共催企業の技術  
専門家による予備審査の後, 常任委員と  
専門委員から構成される選考委員会にお  
いて受賞者を決定. 詳細は<http://www.german-innovation-award.jp>参照.

**■会員専用ページ: ユーザ名とパスワード**  
本会 web site (<http://www.jps.or.jp/>) の  
会員専用ページには, 各種変更届, 刊行  
委員会報告, 過去の大会プログラム等の  
情報を掲載しています. アクセスするた  
めのユーザ名とパスワード(今月と来月  
分)は次の通りです. (英数字は半角入  
力, 大文字小文字は区別されます.)  
11月 ユーザ名 : 13Nov  
パスワード: Maria873  
12月 ユーザ名 : 13Dec  
パスワード: Albert523

行事予定

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

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号ま たは世話人
2013年			
11/9	市民講座「物理と宇宙(第1回)」	京都市	68-10
11/11~15	Workshop on Quantum walks and quantum simulations	Pisa (Italy)	68-11
11/15	日本希土類学会第31回講演会	名古屋市	68-9
11/18~19	第29回量子情報技術研究会(QIT29)	東京	68-9
11/18~20	第3回分子シミュレーション国際会議(ICMS2013)	神戸市	68-9
11/18~20	第12回X線結像光学シンポジウム	大阪市	68-10
11/18~21	第12回国際シンポジウム「物質の起源と銀河の進化」(OMEG12)	つくば市(茨城)	68-6
11/19	日本磁気学会第192回研究会「磁性薄膜形成技術の向上と新展開」	東京	68-11
11/20~22	第39回固体イオニクス討論会	熊本市	68-8
11/21~22	Int. Symp. on Single Biomolecule Analysis 2013	京都市	68-6
11/21~22	Int. Workshop on Novel Superconductors and Super Materials 2013 by FIRST Program	東京	68-9
11/23	日本物理学会北陸支部定例学術講演会	富山市	68-10
11/25~26	Quantum Science Symp. ASIA-2013	東京	68-11
11/26~28	2013年真空・表面科学合同講演会 第33回表面科学学術講演会・第54回真空に関する連合講演会	つくば市(茨城)	68-7
12/1~2	第7回物性科学領域横断研究会	東京	68-10
12/2~5	光と磁気の融合研究に関する国際会議(MORIS2013)	さいたま市	68-9

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号または世話人
2013年			
12/4	第32回法政大学イオンビーム工学研究所シンポジウム	小金井市(東京)	68-9
12/14~15	第14回「イオンビームによる表面・界面解析」特別研究会	横浜市	68-11
12/17	日本磁気学会第193回研究会/第47回スピントロニクス専門研究会「スピントロニクス—磁気と熱の織り成す協調現象—」	東京	68-11
12/17~18	物理学、宇宙・地球惑星科学における学際研究フロンティアの動向	豊中市(大阪)	68-10
12/17~19	第27回数値流体力学シンポジウム	名古屋市	68-8
12/21~1/8	ウインター・サイエンスキャンプ '13-'14	日本各地	68-10
12/20~22	研究会「バイオ・メディカルフォトニクス：基礎と応用の最前線」	軽井沢町(長野)	68-9
2014年			
1/16~17	第40回冬期講習会～光ファイバ技術の最前線～	東京	68-10
1/27~30	FIRST Int. Symp. on “Topological Quantum Technology”	東京	68-11
3/3~5	第46回フラーレン・ナノチューブ・グラフェン総合シンポジウム	東京	68-11
3/5~7	MANA Int. Symp. 2014	つくば市(茨城)	68-11
3/27~30	日本物理学会第69回年次大会(東海大学)	平塚市(神奈川)	日本物理学会
4/4~7	The 10th Int. Conf. of Computational Methods in Sciences and Engineering 2014	Athens (Greece)	68-11
9/7~10	日本物理学会2014年秋季大会(中部大学)(物性)	春日井市(愛知)	日本物理学会
9/18~21	日本物理学会2014年秋季大会(佐賀大学)(素粒子, 宇宙線, 宇宙物理)	佐賀市	日本物理学会
10/14~18	日本物理学会2014年秋季大会(ハワイ)(核物理)	ハワイ島	日本物理学会 ・アメリカ物理学会合同
11/2~6	The 7th Int. Symp. on Surface Science	松江市	68-4
2015年			
9/16~19	日本物理学会2015年秋季大会(関西大学)(物性)	吹田市(大阪)	日本物理学会
9/25~28	日本物理学会2015年秋季大会(大阪市立大学)(素粒子, 核物理, 宇宙線, 宇宙物理)	大阪市	日本物理学会

## 編集後記

「日本物理学会誌の編集委員の引き継ぎをお願いします」。そうお願いされたのは今年1月7日のことでした。青天の霹靂というのは少し大げさかもしれませんが、少し驚き、身が引き締まる思いがしたことは紛れもない事実なのでした。学部4年生の3月に日本物理学会の学生会員となり、東北大学で初めて講演をさせて頂いてから、既に20年以上もの月日が経っていました。そして、未だにアカデミックな仕事をさせて頂いているわけですから今回のような事態が起こることはある程度予想できることなのかもしれません。しかしあまりの不意打ちに「私なんぞが日本物理学会誌編集委員の仕事を引き継ぐことができるのだろうか?」という思いがよぎりました。なぜなら、日本物理学会誌の編集委員といえば「物理学に対する造詣が大変深く、学会誌を舐めるように読む人」がなるもの、という勝手な想像(真実?)をしていたからでした。ご多分に漏れず、私はこれまで学会誌を隅から隅まで読むということが殆どなく、新著紹介欄、掲示板、行事予定と編集後記をざっと眺めたあと、少し興味が

沸いたタイトルの記事があると、真面目に読んでみる、という「あまり熱心ではない読者」≒「積読者」であったことは否めません。そういうわけで、前編集委員の方には何度か「私でよいのか?」と確認した記憶があります。しかし、このような名誉な仕事を断る理由を全く思い付かず、諸先達の「仕事を頼まれるうちが華」という言葉を思い出し、こうして引き継ぎをさせて頂くこととなりました。

そのような経緯で編集委員となってからあっという間に5か月という月日が流れてしまいました。その間、改めて日本物理学会誌と向き合う良い機会になったことは言うまでもありません。編集委員会では投稿内容や学会誌の今後の展開に関する活発な議論が行われていますが、私自身は、迫力ある諸先輩編集委員による議論を拝聴するのみで、新米委員としては議論の行方を只々眺めることしかできないのでした。そんな中、編集委員になっての初めての大事事となる「編集後記」の順番が早くも回ってきてしまった、ということになります。

さて、編集委員会へ出席して初めて分かったことがあります。それは、編集委員会では私のような「積読者」が少なからず存

在するという事実を看過せず、何とか学会誌を魅力あるものに変え、学部4年生から各領域の専門家にわたる幅広い読者層に興味をもって読んで頂けるような誌面作りへの様々な努力がなされてきている、という事実です。これまでは殆ど気が付くことはありませんでしたが、実は少しずつ学会誌は変わってきていたのですね。現編集委員会でも、様々な会誌刷新の準備がなされています。具体的にどのような刷新が準備されているのか種明かしをしてしまうと、読者の楽しみが減ってしまう恐れがありますので、ここでは詳しいことは述べません(もう既に漏れ伝わっているのかもしれませんが)。いずれにせよ、一般読者向けの科学雑誌とは異なる「専門誌」としての制約のもと、どこまで魅力ある物理の雑誌となり得るのか、という命題への挑戦が続いています。本編集後記が少しでも今後の日本物理学会誌に注目して頂くきっかけとなれば幸いです。もちろん、読者である会員の皆様による投稿があってこそ日本物理学会誌であることはいまでもありません。私自身も微力ではありますが、様々な記事を提案できるよう努力していく所存です。執筆依頼の際は、どうぞご快諾頂けますよ

う、ご協力の程よろしくお願ひ致します。  
岡田邦宏 〱

編集委員

宮下 精二(委員長), 森川 雅博,  
有田亮太郎, 井岡 邦仁, 石岡 邦江,  
板橋 健太, 伊藤 克司, 岡田 邦宏,  
沖本 洋一, 角野 秀一, 片沼伊佐夫,  
加藤 岳生, 小島智恵子, 佐藤 文,

鈴木 陽子, 関 和彦, 竹内 幸子,  
常定 芳基, 西野 晃徳, 野口 博司,  
長谷川太郎, 平山 博之, 藤山 茂樹,  
古川はづき, 目良 裕, 山本 隆夫,  
多田 司  
(支部委員)  
石井 史之, 奥西 巧一, 岸田 英夫,  
小山 晋之, 酒井 彰, 杉立 徹,  
野村 清英, 松井 広志, 水野 義之,

山崎 祐司  
新著紹介小委員会委員  
多田 司(委員長), 雨宮 高久,  
大江純一郎, 桂 法称, 加藤 進,  
小芦 雅斗, 合田 義弘, 竹延 大志,  
中川 賢一, 平野 哲文, 宮原ひろ子,  
村山 能宏, 吉越 貴紀, 渡邊 紳一

第 69 期 (2013 年 3 月 31 日~2014 年 3 月 31 日) 理事・監事

会 長	斯波 弘行	副会長(次期会長)	兵頭 俊夫		
庶務理事	石田 憲二・伊藤 好孝・柴田 利明・田村 裕和・松川 宏・三沢 和彦・本林 透				
	森 初果				
会計理事	川村 光・柴田 利明(兼任)・野崎 光昭・松川 宏(兼任)				
会誌編集委員長	宮下 精二	JPSJ 編集委員長	安藤 恒也	PTEP 編集委員長	坂井 典佑
刊行委員長	高野 宏	監 事	藤井 保彦・渡邊 靖志		

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 68 巻 第 11 号 (平成 25 年 11 月 5 日発行) 通巻 768 号

©日本物理学会 2013

Butsuri

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

白 勢 祐 次 郎

印刷所 〒169-0075 東京都新宿区高田馬場 3-8-8

株式会社 国 際 文 献 社

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

一般社団法人 日 本 物 理 学 会

電話 03-3816-6201 Fax 03-3816-6208

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

本誌に掲載された寄稿等の著作権は一般社団法人日本物理学会が所有しています。