

日本物理学会誌

- 時空の問題として見るプラズマ物理
- 歴史的事象の統計的考察と画期的な推測法の進展
- 柔らかい粒子の電気泳動と静電相互作用
- 副会長選挙
- 代議員選挙（信任投票）

BUTSURI

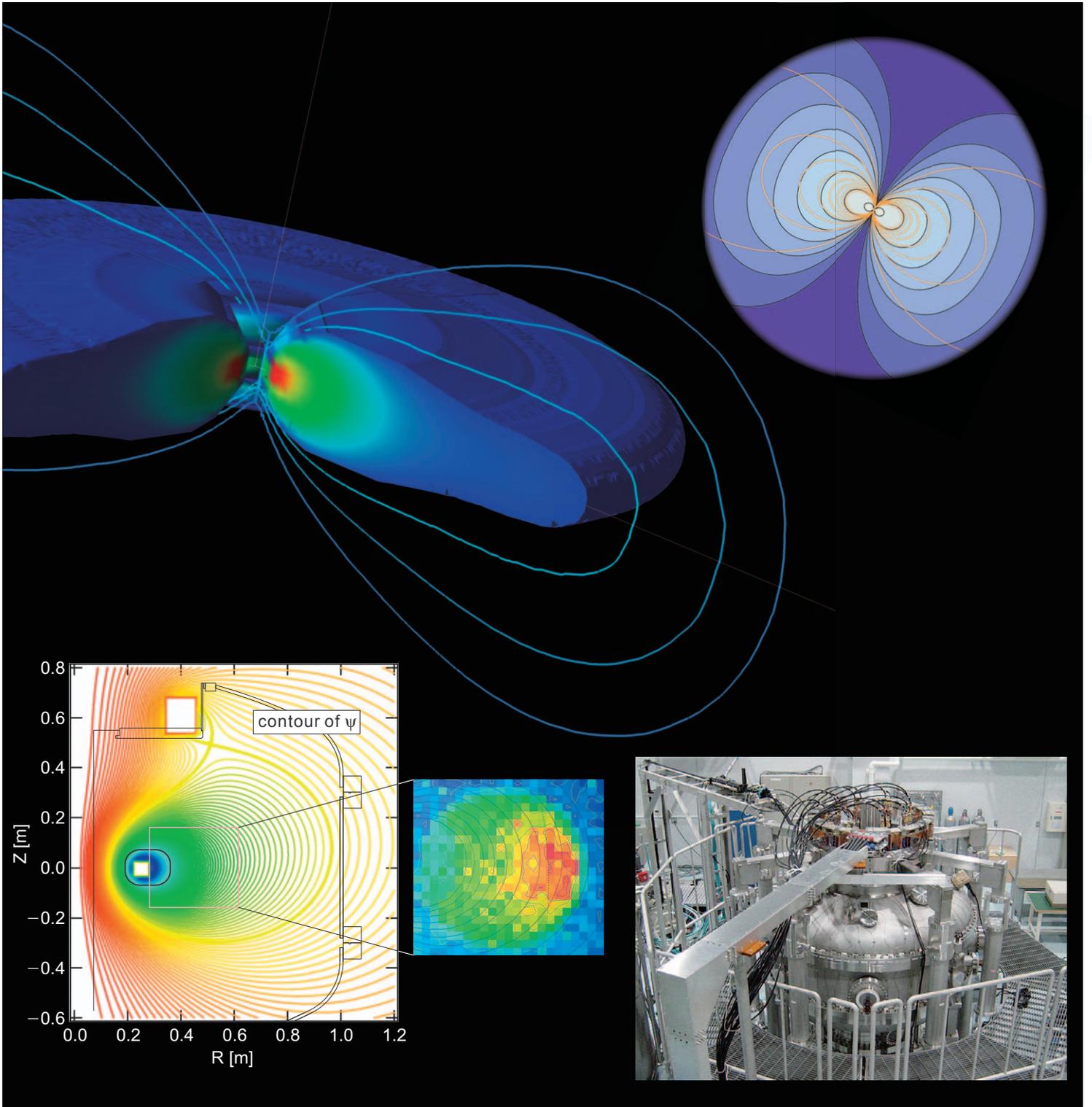
第68巻 第2号(通巻757号) ISSN 0029-0181

昭和30年6月13日 第3種郵便物認可

平成25年2月5日発行 毎月5日発行

2013 VOL. 68 NO.

2



口絵：今月号の記事から		71
巻頭言	物理学会の裾野を広げ、発信力を高めよう	斯波弘行 73
交流	時空の問題として見るプラズマ物理：〈渦〉とは何かをめぐって	吉田善章 74
解説	歴史的事象の統計的考察と画期的な推測法の進展 口絵	赤平昌文 81
最近の研究から	柔らかい粒子の電気泳動と静電相互作用	大島広行 89
	磁気リコネクションにおけるプラズマの熱力学特性	沼田龍介 98
	ブラックホールは天然の粒子加速器になるか？	原田知広, 木村匡志 102
学会報告	2012年秋季大会シンポジウムの報告	領域委員会 107
JPSJの最近の注目論文から	10月の編集委員会より	安藤恒也 115
学界ニュース	第16回久保亮五記念賞：小林研介氏	齊藤圭司 118
追悼	山上隆正先生を偲んで	吉田哲也 119
新著紹介		120
会員の声	■物理学者の社会的責任：科学リテラシー教育について	122
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他	123
行事予定		127
会告	■第12回代議員懇談会開催のお知らせ ■第93回定時総会開催のお知らせ ■第68回年次大会の宿泊・交通等の案内 ■大会の宿泊手配業務等の業者依頼について(お知らせ) ■追加とお詫び ■2013年1月1日付新入会者 ■第69期副会長候補選挙の投票のお願い ■第69期～第70期代議員選挙(信任投票)のお願い	130
本会関係欧文誌目次		137

表紙の説明 「渦」は宇宙に遍在する構造でありながら、いまだ謎にみちている。天体は自然に磁気圏を形成し(磁場は電磁場の渦である)、そこでは内側の密度が高い方へと粒子が逆拡散して「自発的な閉じ込め」が起こる。これは磁化したプラズマの粒子が感じる空間がダイポール磁場の強い局所性のために歪んでいるからだ。つまり「渦」は時空であり(マイクロ世界のシンプレクティック幾何がその正準形式である)、マクロな構造として現れる「渦」はそれ自身が定める時空によって一つの階層(葉層)を形成している——こう考えることでマクロ世界の複雑現象に新しい見方が生まれる。東京大学のRT-1実験装置(写真)では、真空装置内に磁気浮上させた超伝導マグネットでダイポール磁場を発生させ、天体磁気圏を模したプラズマ閉じ込めを研究している。詳細は本号に掲載されている吉田善章氏の「交流」記事を参照のこと。

Graphic Page		71
Editorial		
<i>Let Us Make the Physical Society of Japan More Attractive!</i>	Hiroyuki Shiba	73
<hr/>		
Reviews		
<i>Space-Time Problems in Plasma Physics—Understanding of “Vortex”</i>	Zensho Yoshida	74
<i>Statistical Views on Historical Events and the Development of Methods of Inference</i>	Masafumi Akahira	81
<i>Electrophoresis and Electrostatic Interaction of Soft Particles</i>	Hiroyuki Ohshima	89
Current Topics		
<i>Thermodynamic Properties of Plasmas in Magnetic Reconnection</i>	Ryusuke Numata	98
<i>Do Black Holes Act as Natural Particle Accelerators?</i>	Tomohiro Harada and Masashi Kimura	102
<hr/>		
Reports on JPS Meeting		
<i>Report on Symposiums in the Autumn Meeting 2012</i>	Division Committee	107
JPSJ Selected Papers in the Latest Issue	Tsuneya Ando	115
Physics Community News		
<i>16th Ryogo Kubo Memorial Prize: Kensuke Kobayashi</i>		118
Obituary		
<i>In Memory of Professor Takamasa Yamagami</i>	Tetsuya Yoshida	119
Book Reviews		120
Letters and Comments		122
<hr/>		
Notice Board		123
<hr/>		
JPS Announcements		130

交流 「歴史的事象の統計的考察と画期的な推測法の進展」 p.81

ー統計学とビール醸造の出会い；

統計学における画期的な推測法“スチューデントの*t*検定”が生まれたゆかりの地を訪ねてー

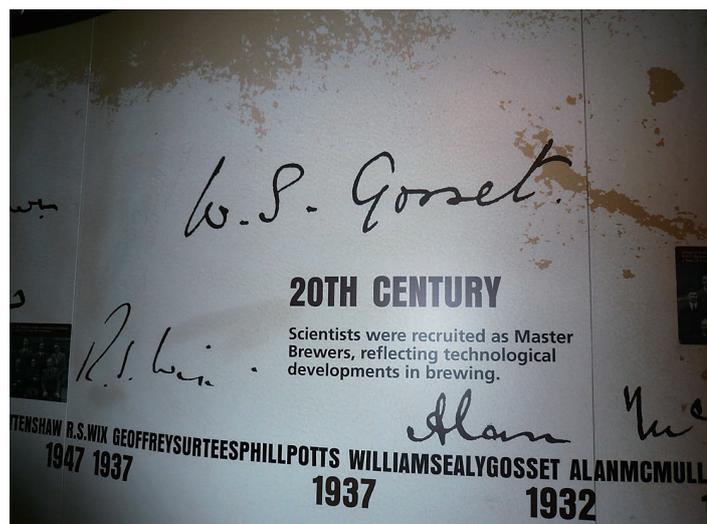
“スチューデントの*t*検定”とは、正規分布だが分散は未知である場合の平均に関する検定や区間推定の基本としてよく用いられる統計的手法である。“スチューデント”という一風変わった名前は論文投稿者のことであるが、これはギネス社の醸造技師ゴセットが当時秘密主義だった会社に隠れて論文発表するために使ったペンネームに由来する。ゴセットは、農作物である原料から常に一定の品質のビールを保証する醸造条件を探し出す業務の必要性から、標本の大きさが固定される小標本の場合に統計量の正確な分布を導出し、画期的な“スチューデントの*t*検定”を考え付いた。

本文では、科学技術の様々な場面で活用されている統計的推測法のうち画期的なものを紹介するとともに、東日本大震災のような歴史的事象を統計学の立場から考えてみる。



左図＊ ギネスビールの歴史と醸造が体験できるストアハウス（ダブリン市内）。

右図＊ ギネス社の年表（20世紀部分）。ゴセットのサインが、“科学者が醸造の名手として採用され、醸造の技術的発展をもたらした”と功績を称える説明とともに掲載されている。



* 筑波大学学生向け広報誌『つくばスチューデント』通巻 631 号より転載。

Group of brewers 1923 on retirement of E.L. Phillips. Front row L-R: E.G. Peake, A. McMullan, E.L. Phillips, A.H.C. Barker, A. Jackson. Middle row L-R: C. Buttanshaw, M.S. Heycock, J.W.F. Crawford, G.S. Phillpotts, J. Peel, W.S. Gosset, C.J. Newbold. Back row L-R: C.K. Mill, R.S. Wix, G.F.E. Story, Hn. Paul, L.R. Shildrick.



上図* 年表中にはゴセットの写真(中列右から2人目, E. L. Phillips 氏(前列中央)退職時に撮影された1923年醸造グループ記念写真)も見つけることができる.

物理学会の裾野を広げ、発信力を強めよう

斯波 弘行 (副会長)

巻頭言を書く機会を頂いたので、最近考えていることを記したい。以下に書くことの中には理事会の公式の見解になっているわけではなく、現時点での私の個人的な考えであることが多いことを最初にお断りしておく。

日本物理学会の事業には2種類ある。第1は研究者間の専門的な情報の交換を援助する事業である。春と秋に開かれる大会などの学術的会合の開催、英文・和文学術誌などの刊行、国内外の学会との交流などがそれである。理事会では常にこれらを重要な仕事と考えて取り組んでいる。

第2の種類の事業は社会の中の物理学会としての活動である。研究者は社会からのサポートを必要とするし、社会もまた専門家である研究者からの援助を必要としているからである。物理学会の定款には「物理学関連の教育・人材育成・社会連携など」を学会の行うべき事業として挙げている。例えば、物理学の教育(大学院レベルだけでなく、学部、高校、小中学校まで)に関心を持ち続けているし、会員ではないが、物理学に関心を持つ人々を対象に、科学セミナーや市民講演会を開催し、研究の進展を伝えている。このような社会の中の物理学会としての活動を充実させてゆくことは今後重要になると思う。

物理学会の裾野を広げよう

物理学会の会員数は、現在、約1万8,000人である。この人数は最近ほぼ一定している。毎年大学院生が入会し、大会に参加して研究発表するが、修士課程を修了して会社に就職し、仕事が物理の研究と直接関係がないと退会するというサイクルがあり、結果的に、年間の入会者数と退会者数がほぼ等しくなっている。物理学会としては会員をもっと広げ、増やす工夫が必要ではないかということが今期の理事会で話

題になった。きっかけは韓国物理学会を訪問した家泰弘会長が韓国物理学会では学生会員がかなり多いことを知り、理事会で報告したことである。現在、千葉順成理事たちが基礎調査を始めている。

春と秋の学会で研究成果を発表する会員以外にメンバーを広げる(仮に“準会員”とよぶ)可能性を検討すべきだと私は考えている。これについては日本天文学会の活動が参考になる。日本天文学会の会員は正会員と準会員の2種類あり、準会員は天文愛好者で構成されていて、「天文月報」という和文誌を受けとっている。研究者に限らず、会員の裾野を広げているところに天文学会の知恵がある。物理学会でも少し裾野を広げ、“準会員”に相当する会員のカテゴリーを導入してはどうだろうか。大学生、高校の先生に加えて、大学院を修了して就職し、直接物理の研究とは関係のない仕事に就き、物理学会を退会した人たちも物理への関心を持っていらっしゃるならば“準会員”になって頂く可能性があるのではないか。もちろん、会員を増やすにはそれだけの魅力やメリットが物理学会になければならないし、それを提供しなければならない。これについては私も考えるが、多くの会員の知恵をお借りしたいと思っている。この問題を考えることは今の物理学会の活動の点検にもつながる。

たとえ正会員あるいは準会員にならなくても、物理学会の活動に関心を持って下さる人が増えることは物理学会のサポーターが増えることで大歓迎である。その意味で裾野を広げる努力は無駄ではないであろう。

物理学会からの発信力をもっと強めるために

物理学会の裾野を広げることと密接に関係した問題は学会の発信力の強化

である。それにはいろいろな方法があるが、ホームページ(HP)の活用はその1つである。物理学会のHPは1年程前リニューアルされて良くなったが、現在のHPは会員間の連絡を目的にしているだけという印象を受ける。外部の人々が見たくなるような魅力的な情報があるとは言えない。物理学会は発信に値する興味ある情報を持っていると私は信ずるので、それをHPに反映できればよい。

具体的例を挙げよう。物理学会では市民科学講演会、科学セミナー、公開講座などを開いている。また、年次大会での総合講演の中には会員以外にも魅力的な講演があるから、そのビデオを物理学会のHPで見せてはどうかと考える。手始めに9月の市民科学講演会の際にビデオ撮影を始めた。科学セミナーの講演もビデオに収めている。このようなビデオを集めたライブラリーは物理学会からの情報発信に活用できるだろう。講演で用いるパワーポイントの著作権の問題、記憶容量の問題などを検討して、公開を実現したい。物理学会は、ノーベル賞受賞者は言うまでもなく、多くの優れた人材を抱えている。そのような人たちの話を収めたビデオは学生、社会人から歓迎されるであろう。

ビデオ以外にも電子情報技術の進歩を利用して物理学会から発信をし、物理学会の裾野を広げることができるはずである。例えば、電子版のニュースレターを発行し、HP上で読めるようにするというアイデアがある。技術的、財政的問題についてさらに検討したいと思っている。また、他の学会の活動に学ぶ必要があることは言うまでもない。次の巻頭言を書く機会にもう少し具体的な話にして報告したいと思っている。

(2012年10月4日原稿受付)

時空の問題として見るプラズマ物理：〈渦〉とは何かをめぐって

吉田善章 (東京大学新領域創成科学研究科 277-8561 柏市柏の葉 5-1-5)

プラズマの運動や構造を理解するために大きな課題となっているのが〈渦〉である。プラズマとは、物体と場(通常のプラズマの場合は電磁場)が共変動する系のことである。物体と場の「圧縮運動」に関する研究(衝撃波やソリトンなど)は成熟の域に達しているといっただろう。しかし渦(回転運動やせん断運動)の問題は(プラズマならずとも中性流体においてすら)未だ極めて難しい。本稿では、プラズマの運動が生起する空間の幾何を渦論的に構築し、そのトポロジカルな性質、階層的な構造を解明する試みについて解説する。また具体的な事象として、宇宙論的種磁場の問題や、磁気圏プラズマの自己組織化を、渦=空間の歪みとして理解する最近の成果を紹介する。

1. はじめに

プラズマとは、物体の状態—構成粒子が電離しているとか、荷電粒子が集団運動するとか—を指示する言葉であるから、プラズマ物理は物=matterの学として語られるのが普通である。しかし、異なった視点から考えるべきかもしれない。「時空の問題」として見ることでプラズマ物理の意味を問い直したい—この企てに読者を誘おうと思う。

時空か物かという問いを立てたのは、物理の理論は時空と物の二項によって記述されるからである。空間(以下、時間の軸を意識するときのみ時空ということにする)の幾何学は群構造によって、物はエネルギーによって定式化される。たとえば古典力学はシンプレクティック群とハミルトニアンで構成されるのであった。

ここに一つの論点がある。ニュートン的な物理の記述では、時空は認識のa prioriな形式(物の入れ物)として措定される。^{*1}たとえば、惑星の運動のモデルは、空間3次元+時間1次元のアフィン時空の中の点の運動として表現される。多自由度の系を考える場合も高次元の線形空間を考えて、その中の点によって系の状態を表現する。この考え方は認識論的にも自然である。素朴な意味で自己=identityとはそれが占めている領域ないし位置を空間の中に認識することであるとすると、自己の定義(あるいは自己の経験)に空間の認識が先立っている。空間を認識することがなければ自己と外部の差異を意識することはないのである(より高度な意味でのidentityは、物理的空間を超えた様々な空間の中の領域だといえるだろう)。よく知られているように、これに対立して空間の絶対性を否定するのがマッハ的な空間論であり、その系譜にアインシュタインの時空論が位置づけられる。幾何学量 $R^{\mu\nu}$ (リッチテンソル)と物体量 $T^{\mu\nu}$ (エネルギー-運動量テンソル)の関係として書かれるアインシュタイン方程式は、空間と物が関係することを示していると言うのである。

このように「空間」の概念を相対化する理論を考えようとするならば、そもそも「空間」とは何かを突き詰めなくてはならない。¹⁾数学の謎めいた言い方では、空間とは可換環である。^{*2}それを非可換に変形しようというのが数学

者たちの「掛け声」である。^{*3} 私たちもその考え方を共有しよう。問題の中心にあるのは〈渦〉である。

渦とは空間の構造—むしろ歪み—だと考えようというのが本稿のテーマである。そう思いたくなる理由を簡単に説明しておこう。磁場は電磁気学における「渦」であるから、これを例にして考える。磁力は仕事をしない力なのでエネルギーを変えない。ハミルトニアンの中には運動量にかかわるゲージ場の形が入るので、数値としてのエネルギーは磁場があってもなくても同じである。したがってボルツマン分布は磁場によらない。しかし、磁場があるのとないのでは、プラズマの構造は全く異なる—天体の磁気圏などを想起しよう。これをどう考えるのか? プラズマというマクロ系の構造を考えると、磁場の効果は「エネルギー」の方ではなく「空間」の側が担っているのではないかと考えられるのである。

渦の正準型は古典力学に見いだされる。古典論における質点系の運動は位相空間の上の非圧縮流(ハミルトンベクトル場)によって記述されるのであった。この流れはハミルトニアンを一定にする多様体の上を巡回する。その「渦構造」はシンプレクティック2次形式(正準1次形式の渦=外微分)によって規定されている。この意味において、シンプレクティック幾何学は「正準な渦構造」を表現しているのだ。^{2,3)}これに対して、プラズマが自ら作るのは「非正準な渦構造」である。渦を空間の「歪み」だと呼ぶのは、渦の非正準性=特異性と、その発生=空間の変形を問題にするからである。

正準なミクロに対してマクロは非正準である。いや、むしろ空間の非正準化がマクロという階層を出現させるというべきだろう。マクロな渦(流体に現れるような可視的な

^{*2} 少し解説を試みると、空間とは異なる要素=点の集合のことであるが、ここで本質的なのは各要素間の「差異」を与えるものは何かということである。それを数学的に突き詰めると可換環という概念に至る。空間 X のなかの個々の点の区別は、 X 上で定義されたスカラー関数=古典論的物理量(observable)によって表現される。とくに一つの点(pure state) $\xi \in X$ を指定する関数は、解析学的に表現するとデルタ関数 $\delta(x-\xi)$ (離散集合であれば δ_{ij})であるが、代数の言葉で述べると、可換 C^* 環 $C^0(X)$ を $\|x-\xi\|$ で生成される極大イデアール J_ξ で除した商環 $C^0(X)/J_\xi$ がそれである。この関係を抽象化すると、可換環は何らかの空間を表わすということが出来る。

^{*3} 運動学が空間に導入する非可換な構造(ポアソン代数)を非可換な物理量(作用素)の代数に変成させることが量子化であった。この非可換性を空間の構造に回収しようとするのが空間の変形である。

^{*1} 空間と時間を悟性のa prioriとするのはカントの超越論哲学。カントはニュートンの著作から多くを学んだといわれている。

渦)が空間を非正準化する。この意味において、マクロな世界とは非正準に変成した渦なのである。

以上、この小論の目指すところを述べたのだが、やや遠く展望を開きすぎたかのようなのである。次節では、まず馴染みの物理法則を再検討することから始めよう。

2. 渦=磁場のコスモロジー

まず標準的な時空(ミンコフスキー時空)の中で渦を捉えよう。「熱のサイクル」が渦を作る基本的なメカニズムだということが明らかになる。

熱力学の第1法則を $dE = \tilde{W} + \tilde{Q}$ と書こう。 dE はエネルギー E (物質の単位モルあたりの全エネルギー; 時空における運動を定式化するために運動エネルギーも含める) の微小変化、 \tilde{W} と \tilde{Q} は微小な力学仕事と熱変化を表わす。一般的にはいろいろなプロセスが考えられるのだが、*4 プラズマは、それ自身の「運動」によって、その各所に自律的なプロセスを引き起こす。状態変数は時空の座標 (x^0, x^1, x^2, x^3) である ($x^0 = ct$ であるが、以下 $c=1$ の単位で書く)。4次元速度を $U^\mu = dx^\mu/ds$ (s : 固有時間) と書く。この運動がもたらす変動はリー微分 $L_U = di_U + i_U d$ (i_U : ベクトル U との内部積) を対象となる物理量(微分形式)に作用させることで評価される。

仕事 \tilde{W} は運動量 P^μ の変動を測ったものであるから、力学の部分を $dE - \tilde{W} = dh - (L_U P) = -M^{\mu\nu} U_\mu dx_\nu$ と書くことができる (h はモル・エンタルピー)。*5 テンソル $M^{\mu\nu} = \partial^\mu P^\nu - \partial^\nu P^\mu$ は運動量の「時空渦」を表わしている。中性流体では $P^\mu = hU^\mu$ 、プラズマの場合は電荷 q のために電磁場ポテンシャル A^μ をまもって $P^\mu = hU^\mu + qA^\mu$ 。プラズマにおける自律的なプロセスの第1法則を書くと

$$M^{\mu\nu} U_\mu dx_\nu = -\tilde{Q}. \quad (1)$$

これを任意の仮想的サイクルについて積分すると、右辺は熱の循環を与えるのだが、左辺は「渦」の変化を与えることが分かる。実際、プラズマと共に動く任意のループ $L(s)$ を考え、 $L(s)$ 上の運動量の循環(すなわち渦)の時間変化を計算すると

$$\frac{d}{ds} \oint_{L(s)} P^\nu dx_\nu = \oint_{L(s)} M^{\mu\nu} U_\mu dx_\nu. \quad (2)$$

右辺は式(1)の左辺の積分に他ならない (P^ν のリー微分だ

から当然である)。*4 したがって渦の時間変化は熱の循環 $\oint \tilde{Q}$ とバランスする。第2法則によって $\tilde{Q} = T(\partial^\nu S - \tilde{S}^\nu) dx_\nu$ と書こう (T は温度、 S はエントロピー、 \tilde{S}^ν はエントロピー生成)。準静的 ($\tilde{S}^\nu = 0$) であり、 $S(T)$ となる場合(したがって $h(\rho)$ となる場合) すなわち順圧(バロトロピー)流体では、 \tilde{Q} は完全微分形式であるから $\oint \tilde{Q} = 0$ 。よって渦は保存する。これは、よく知られたケルビンの循環法則 $(d/dt) \oint_{L(t)} \mathbf{P} \cdot d\mathbf{x} = 0$ を4次元時空へ一般化した相対論的循環法則である。また、正準運動量 \mathbf{P} の循環として一般化した渦 $\nabla \times \mathbf{P}$ は、流体速度 \mathbf{V} の渦 $\nabla \times \mathbf{V}$ と磁場 $\nabla \times \mathbf{A}$ を統一したものである。

逆に渦が変化する(とりわけ渦なしの状態から渦が発生する)ためには、 $d(TdS) \neq 0$ (いわゆる傾圧=バロクリニック効果)を要する。私たちの宇宙は渦=磁場でみだされている。その起源、すなわち「種」がどのようにして生まれたのかが一つの謎である。*5 最初にスカラー f が揺らぐとベクトル(1次微分形式) df が生まれるだろう。しかしこれは完全微分形式であるから渦なしである ($d(df) = 0$)。渦すなわち軸性ベクトルがどうやって生まれたのか? ここで循環法則が邪魔をするのだ。

しかし、この問題を相対論の枠組みに立ち戻って考えると、実は保存されるのは時空のなかを運動するループ $L(s)$ (s は固有時間)にかかわる循環 $\oint_{L(s)} P^\nu dx_\nu$ である。ある規準系で定義したループ $L(t)$ (t は規準系の時間)について循環を計算すると、 $\gamma = (1 - V^2/c^2)^{-1/2}$ (V は規準系における速度)を用いて $(d/dt) \oint_{L(t)} \mathbf{P} \cdot d\mathbf{l} = -\oint_{L(t)} (T/\gamma) dS$ と書ける。*4 たとえ TdS が完全微分でも(初期宇宙は熱平衡に近い傾

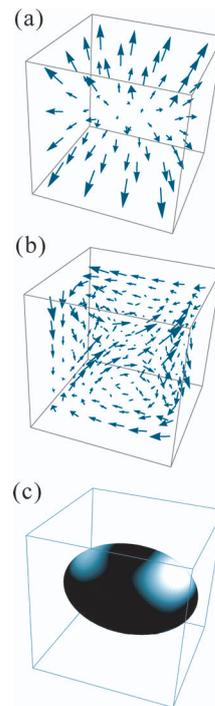


図1 不均一なエネルギー密度から発生する (a) 相対論的膨張流における (b) 渦の生成。 (c) は等圧面上で渦の強さ(エンストロフィー)を明度で表わした図。*4

*4 「プロセス」とは、系の状態を定義するパラメタ(状態変数)を連続的に変化させる「操作」のことである。それを代数的に表現するために、操作の全体はリー群 G を構成すると仮定する。群の単位元 e とは原点=恒等変換のことである。 e の近傍における微分操作の全体を e における G の接空間 $T_e G$ という。 $T_e G$ は G のリー代数 \mathfrak{g} と同一視することができる。逆に $a_i \in \mathfrak{g}$ によって1パラメタ群 $\{A_i(t) = e^{a_i t}; t \in \mathbb{R}\}$ を生成すると、これは G の(局所近似の)部分群となる。プロセスの「渦」とは非可換な微分操作のリー代数のことである。

*5 エンタルピーを使って第一法則を簡単に書くと $dh = \rho^{-1} dp + \tilde{Q}$ (ρ は密度、 p は圧力)。ここでは力学の項 $\rho^{-1} dp$ を時空で構造化し、 $L_U P$ と書いたわけである。実際、 $L_U P = \partial^\nu h + M^{\mu\nu} U_\mu$ であるが、これは $\rho^{-1} \partial^\nu p$ と等しい。補足すると、エネルギー・運動量テンソルは $T^{\mu\nu} = \rho h U^\mu U^\nu - p g^{\mu\nu}$ 、断熱的な運動方程式は $\partial_\nu T^{\mu\nu} = 0$ 。これを書き下すと $\partial^\nu h + M^{\mu\nu} U_\mu = \rho^{-1} \partial^\nu p$ 。

圧効果は極めて弱いと考えられている), γ と S は本来的に無関係であるから, 右辺は一般的に 0 でない. 相対性原理によって生じる時空間の歪みが渦 = 磁場を生み出すのである. 図 1 は初期宇宙 (MeV 時代の電子・陽電子プラズマ) のモデルでエネルギー密度の揺らぎから生じる流れが相対論の効果で渦を生じる様子を示したものである. このメカニズムは, 初期宇宙だけでなく, 高エネルギー天体や強力なレーザー場などでも重要な働きをしていると考えられる.

渦は空間の歪みによって生成されるのだが, こうして生まれた渦自体も空間の歪みである. 後半では, このことを明らかにしようと思う.

3. 空間の歪みとしての渦

前節では渦の「生成」に重点を置いて議論したが, 運動方程式の基本構造, すなわち (1) の左辺は, ケルビンが看取したように, 理想的な流れ ($\oint \mathcal{Q} = 0$) は渦 = 循環を保存することを示している. この保存則は, エネルギーの保存則と「対等」なものとして力学を支配する. 対等だというのは, 循環はハミルトニアンとは「独立」に保存する量だからである (普通, 運動量などの保存量はハミルトニアンの対称性から「導出」されるのだが). 循環は, 渦が空間に与える非可換な構造を表わしている.

まず運動方程式 (1) をハミルトン力学の文法で書きなおそう (分かりやすくするために非相対論の空間で考える). 運動はハミルトニアンが保存するように起こる. つまり, 状態ベクトル $u \in X$ (位相空間) はハミルトニアン $H(u)$ の勾配 $\partial_u H(u)$ と直交する向きへ運動する. このことを表わす方程式は

$$\frac{d}{dt} u = \mathcal{J} \partial_u H(u) \quad (3)$$

という形式をもつはずである. ここで \mathcal{J} (ポアソン作用素と呼ぶ) は反対称作用素であり, 勾配ベクトルをそれに直交する向きへ変換する働きをする. 式 (3) を「最も一般的なハミルトン運動方程式」と呼ぼう. ただし, 勾配および直交ということを言うためには X に内積が定義されている必要がある. それを $\langle u, v \rangle$ と書こう. さらに X には \mathcal{J} を用いてポアソン括弧 $\{F, G\} = \langle \partial_u F(u), \mathcal{J} \partial_u G(u) \rangle$ を定義することができる. 物理量 $F(u)$ (X 上で定義された滑らかな汎関数) の発展は式 (3) を一般化した

$$\frac{d}{dt} F(u) = \{F(u), H(u)\} \quad (4)$$

によって記述される.

古典力学 (正準力学) の場合には, X は偶数次元 (X は滑らかな多様体 M の余接空間 T^*M), \mathcal{J} はシンプレクティック行列であり, これによって X にはシンプレクティック幾何学の構造が与えられる.³⁾

正準力学の基本構造 (シンプレクティック幾何学, あるいはポアソン代数の構造) を保持する拡張がどこまでいけるのかはグループの定理などで述べられるのだが,^{2,3)}

プラズマの方程式はそれを大きく逸脱する. まず第一に X は無限次元のヒルベルト空間である. そしてなにより \mathcal{J} は, u に依存する作用素であり ($\mathcal{J}(u)$ と書こう), 微分作用素であり (したがって定義域は X より小さい), 核 $\text{Ker}(\mathcal{J}(u))$ をもち, さらに $\text{Ker}(\mathcal{J}(u))$ は u に依存して変化する (無限次元になることもある). ここで, $w \in X$ が $\text{Ker}(\mathcal{J})$ の元であるとは, $\mathcal{J}w = 0$ となることをいう. \mathcal{J} は反対称作用素であるから, $0 \equiv \langle \mathcal{J}w, u \rangle = -\langle w, \mathcal{J}u \rangle$ ($\forall u \in X$). つまり w は \mathcal{J} の値域の補空間に属す (このことを $w \in \text{Coker}(\mathcal{J})$ と書く). したがって, $\text{Ker}(\mathcal{J})$ は運動が到達しえない空間でもあるのだ. いうまでもなく, 正準ハミルトン力学系の場合は \mathcal{J} は正則行列であるから $\text{Ker}(\mathcal{J}) = \{0\}$, したがってこのような「隙間」はない.

最も一般的なハミルトン方程式 (3) において, \mathcal{J} の反対称性は担保しなくてはならないが, それ以上の構造を与えるのは一般的には困難である.*6 基本構造から外れるハミルトン運動方程式は「非正準ハミルトン系」というカテゴリ (その程度において様々な) を構成するのだが,⁶⁾ プラズマの運動方程式は, その最たるものだといってよいだろう. ここでは, $\text{Ker}(\mathcal{J}(u))$ を調べることで, プラズマの運動がどのような「歪んだ空間」に棲んでいるのかを探ってみたい. その「歪み」こそがプラズマに面白い構造を与えているのである.

まず, 運動方程式 (1) を非相対論的, 順圧的な場合について親しみやすい形に書くと,

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot (\mathbf{V} \rho) = 0, \quad (5)$$

$$\partial_t \mathbf{P} - \mathbf{V} \times (\nabla \times \mathbf{P}) = -\nabla (mV^2/2 + h + q\phi). \quad (6)$$

プラズマを構成する粒子が複数種 (たとえば電子とイオン) ある場合は, 各粒子種について質量 m と電荷 q を与えて同型の方程式を連立することになる. 電磁場ポテンシャル (ϕ, \mathbf{A}) は, プラズマの電荷と電流からマックスウェルの方程式を解いて決めなくてはならないのだが, 今の議論ではこれを連立して解くことは主題から外れる. ここでは境界条件は議論しない. そのために領域は全空間 \mathbb{R}^3 とするが, プラズマはその有限な領域を占めるとする.

以上の前提で, 発展方程式 (5)-(6) をハミルトン運動方程式 (3) の形に書こう. 状態ベクトルを $u = (\rho, \mathbf{P}) \in X$ (関数空間) とする. H はエネルギーと自然に一致するように定めるべきであるから

$$H(u) = \int \left[\frac{(\mathbf{P} - q\mathbf{A})^2}{2m} + \mathcal{E}(\rho) + q\phi \right] \rho d^3x, \quad (7)$$

ただし \mathcal{E} はモルあたりの熱エネルギーであり, $d(\rho\mathcal{E})/d\rho =$

*6 ポアソン括弧が形式的にヤコビの関係式を満たすようにできたとしても, 三重積やそれ以上の積をどこまで定義できるのかが問題になる. X を正則関数の層 \mathcal{O} にとれば自由に微分してよいのだが, 私たちが関心のあるプラズマや流体は, 非線形なので, 残念ながら狭い空間 \mathcal{O} の中には収まらない. したがって有限次元のような感覚で計算を無邪気に進めるわけにはいかないのだが, ここの議論では反対称ということ以外は必要としない.

$h = \mathcal{E} + p/\rho$ の関係を見ます。こうおくとポアソン作用素の方は一意的に決まって、

$$\mathcal{J}(u) = \begin{pmatrix} 0 & -\nabla \cdot \\ -\nabla & -\rho^{-1}(\nabla \times \mathbf{P}) \times \end{pmatrix}. \quad (8)$$

これが反対称であることは容易に確かめられる。^{*7}

$\mathcal{J}(u)$ の中に「渦」 $\nabla \times \mathbf{P}$ が含まれることに注目しよう。渦が空間の幾何学を決めているのだ。しかも、この項は渦自身を核とする： $\mathbf{w}_1 = {}^t(0, \nabla \times \mathbf{P}) \in \text{Ker}(\mathcal{J}(u))$ 。もう一つ自明な核 $\mathbf{w}_0 = {}^t(1, 0)$ がある。 u について「積分」して、 $\mathbf{w}_0 = \partial_u C_0$, $\mathbf{w}_1 = \partial_u C_1$ となる汎関数を求めると

$$C_0(u) = \int \rho d^3x, \quad (9)$$

$$C_1(u) = \frac{1}{2} \int \mathbf{P} \cdot (\nabla \times \mathbf{P}) d^3x. \quad (10)$$

C_0 は全粒子数を表わす。 C_1 はヘリシティーと呼ばれる。

任意の $G(u)$ に対して $\{G(u), C(u)\} = 0$ をみたく $C(u)$ (\neq 定数) を「カシミール元」という。式(4)を参照すると、カシミール元は (H の如何によらない) 保存量であることがわかる。上記の C_0, C_1 はカシミール元である。

これ以外にカシミール元がないのかという問題は一般的には非常に難しい。系に幾何学的対称性がある場合には、核は無限次元になり、無限個のカシミール元が存在することが知られている。しかし、対称性がない場合は極めて難しい。また、 $\mathbf{w} \in \text{Ker}(\mathcal{J}(u))$ があつたといつても、 $\mathbf{w} = \partial_u C(u)$ と書ける「原始関数」 $C(u)$ があるとは限らないことに注意しておく。⁷⁾ ただし、 X が有限な $2v$ 次元であり、 $\text{Rank}(\mathcal{J}(u)) = 2v' =$ 定数である場合は、ヤコビの関係を見たくポアソン括弧に対して $2(v-v')$ 個のカシミール元を見つけることができる(ダルブーの定理)。^{*8}

カシミール元が保存量であることは、状態ベクトルの軌道が $C(u) =$ 一定の超曲面上に束縛されていることを意味する。このことを状態空間の「葉層化 (foliation)」という。実効的な状態空間はカシミール元の等高面、すなわちカシミール葉 (leaf) に制限されているのである。図2にそのイメージを示す。運動、平衡点、安定性、統計分布など、この葉の上のエネルギー分布で決まる。たとえエネルギーが単純な関数でも上記の式(7)は基本的に2次形式である一葉が(エネルギーノルムに対して)曲がっていると、実効的な位相空間は歪んだ空間となる。

渦で定義されるヘリシティー・カシミールが、流体自身が棲む空間の葉層構造を決めている。そのために豊かな構造が生まれる。たとえば平衡点を計算してみよう。正準ハミルトン系では平衡点はハミルトニアン H の停留点 ($\partial_u H(u) = 0$) しかない ($\text{Ker}(\mathcal{J}) = \{0\}$ であるから)。単純な

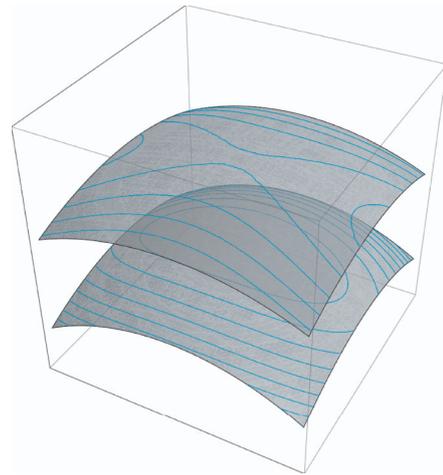


図2 カシミール元によって葉層化された位相空間。カシミール元の等高面=葉 (leaf) の上にはエネルギーノルムの等高線を描いている。

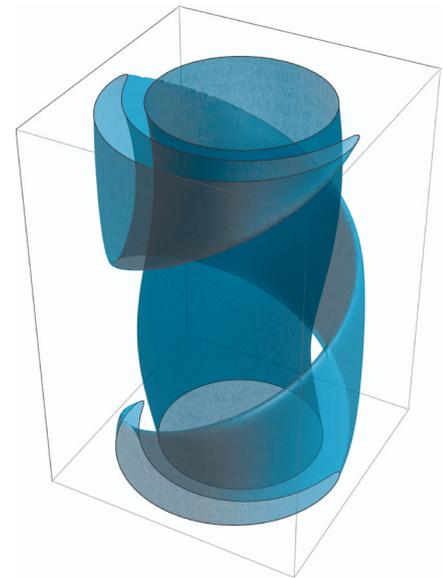


図3 ヘリシティーの増加によって分岐したヘリカル平衡解。磁気面(磁力線の積分曲面)をプロットしたもの。

(2次形式のような) H の場合、それは自明な点 $u=0$ でしかない。しかしカシミール葉の上の平衡点は、 H が単純でも一簡単のために中性 ($q=0$)、密度 $\rho =$ 一定としよう—自明でない。ヘリシティー $C_1(u)$ の束縛をラグランジュ未定乗数 λ を使って表わし $\partial_u [H(u) - \lambda C_1(u)] = 0$ を計算すると $\lambda m \nabla \times \mathbf{V} = \mathbf{V}$ 。すなわち“curl”の固有値問題。この解はベルトラミ固有関数と呼ばれる渦の基本形を与える。⁸⁾ ヘリシティーの値を変えると固有値 λ が変わって平衡点は分岐を繰り返す。ヘリシティーの葉ごとに、その上のエネルギーノルムの形が変わるからである(図2)。図3には、円柱状の平衡解から分岐したヘリカルな平衡解の磁気面構造を示す。

4. 葉層上の正準力学

そもそもハミルトン力学の目的は何かを思いだすと、変数変換によってハミルトニアンの「表現」を変えることで

^{*7} ここでは状態変数を $u = {}^t(\rho, \mathbf{P})$ に選んだが、これを $u' = {}^t(\rho, \rho \mathbf{P})$ へ変換してポアソン作用素を定義しなおすと、 $\{F, G\} = \langle \partial_u F, \mathcal{J} \partial_u G \rangle$ はリー・ポアソン括弧となり、形式的にヤコビの関係を見たく。⁶⁾

^{*8} カシミール元を探すとすることは「無限次元偏微分方程式 $\mathcal{J}(u) \partial_u C(u) = 0$ を解く」という意味である。有限次元でも $\text{Rank}(\mathcal{J}(u))$ が変化するところは「特異点」であるから、超局所解析のテーマとなる。

方程式を簡単にする（運動を簡単に見せる）ということである。変数変換とは空間の「表現」を変えることである。本論で考えているのは、もちろんそういう教科書的な変数変換（正準変換）のことでなく、正準力学そのものの「変形」にかかわる問題なのだが、方針としては同じことが考えられる。つまり、素朴に表現されたハミルトニアン(7)を「難しく表現」して、ポアソン作用素(8)の方を簡単に（シンプレクティック行列に）しようという企てである。次のようにすればよい。まず

$$\mathbf{P} = \nabla\varphi + \sum_{\ell=1}^{\nu} \frac{\mu^{\ell}}{\rho} \nabla\sigma^{\ell} \quad (11)$$

とおく。これをクレブシュ表現と呼ぶ。 ν は0, 1, 2, ...の何でもよい（このことは後で議論する）。状態ベクトルは $\tilde{u} = (\rho, \varphi, \mu^1, \sigma^1, \dots, \mu^{\nu}, \sigma^{\nu})$ と表現される $2(1+\nu)$ 個の関数である。この \mathbf{P} をハミルトニアン(7)に代入し（とりあえず $\nu=1$ としよう）、ハミルトン方程式

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \rho \\ \varphi \\ \mu^1 \\ \sigma^1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & I & & \\ -I & 0 & & \\ & & 0 & I \\ & & -I & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \partial_{\rho} H \\ \partial_{\varphi} H \\ \partial_{\mu^1} H \\ \partial_{\sigma^1} H \end{pmatrix} \quad (12)$$

を考える。この解が発展方程式(5)-(6)をみたすことは少し計算すると確かめられる。ここではポアソン作用素 $\tilde{\mathcal{J}}$ がシンプレクティック行列の形をとっている(0, Iと書いたのは関数に作用する零および恒等作用素であり、 $\tilde{\mathcal{J}}$ は無次元の関数空間上の作用素であることに注意)。 $\text{Ker}(\tilde{\mathcal{J}}) = \{0\}$ であり、式(12)は正準ハミルトン方程式である。

なぜ「正準」になったのか？ カシミール元はどうなったのか？ 正準ハミルトン方程式(12)と元の非正準ハミルトン系(3)-(7)-(8)の関係は ν をどう取るかによって変わり、かなり複雑である。まず $\nu=0$ とすると、 $\nabla \times \mathbf{P} = \nabla \times (\nabla\varphi) = 0$ であるから、渦なし流に限られた系になる。これはヘリシティ $=0$ の葉上の運動のなかでも、さらに特別なもの（サブクラス）である。次に $\nu=1$ にすると、 $\nabla \times \mathbf{P} = \nabla\mu_1 \times \nabla\sigma_1$ となって渦が生じる。しかし、 $C_1 = \nabla\varphi \cdot (\nabla\mu_1 \times \nabla\sigma_1) = \nabla \cdot (\varphi \nabla\mu_1 \times \nabla\sigma_1)$ となり、境界条件を考えると $C_1=0$ であることがわかる。つまり、 $\nu=1$ のサブクラスも、ヘリシティ $=0$ の葉上の特別な運動しか記述できない。任意の3次元ベクトル場 \mathbf{P} を表現するためには $\nu=2$ にしなくてはならない。⁹⁾ 3次元ベクトル場を表現するのに5つの関数を用いるのだから、明らかに過剰表現である。この場合もヘリシティは保存量でなくてはならないが、カシミール元ではないから（正準系であるから）、ハミルトニアンの対称性に帰着されるはずである。5つの変数の過剰性のために H の中に生じる「無駄な自由度」が対称性（無視できる変数）の原因であるが、 H の表現を見てもそれは明示的でない。したがって、葉層上の正準形式(12)の有用性は、このままでは見えてこないのだが、これは以下に述べるような「渦の量子化表現」の入り口となる。ポアソン代数の非可換構造を物理量の非可換性に置き換え

るわけである。同時に、流体の非線形方程式は線形波動方程式に置き換えられる。

5. 渦の量子化表現

まず次のよく知られた関係式を思い出そう。ハミルトン力学では、運動量 \mathbf{P} は作用 Φ を用いて $\mathbf{P} = \nabla\Phi$ と書かれる（ハミルトン・ヤコビ方程式）。 $\nabla \times (\nabla\Phi) \equiv 0$ だから \mathbf{P} は「渦なし」である。もちろんこれは一粒子の運動に関することで、プラズマ（流体）のモデルと直接には関係ないから慌てなくてもよい。しかし「場」というものを考えるとき、一つの普遍的なことを示唆している。作用は位相（phase）を意味する量であり、位相が一意的な関数として定まるということが⁸⁾、フェルマーの原理あるいは最小作用の原理の内容である。¹⁰⁾ したがって、一意的な位相をもつもの（たとえば波動関数）には渦がない。逆に言えば、渦とは位相の複数性を意味する。「渦の量子論」（渦論的非可換環）を考えるためには、複数の位相をもつ波動関数を考えなくてはならない。それはスピノルの波動関数だ。

C^2 値の波動関数を $\psi = (\psi_1, \psi_2)$ と書き、これをマールデング表示する^{11,12)}：

$$\psi_j(\mathbf{x}, t) = \sqrt{\rho_j(\mathbf{x}, t)} e^{i\varphi_j(\mathbf{x}, t)/\hbar} \quad (j=1, 2). \quad (13)$$

複素2成分の ψ を4つの実関数 $(\rho_1, \varphi_1, \rho_2, \varphi_2)$ で表現したことになる。密度、運動量、スピンを

$$\rho = \psi\psi^* = \psi_1\psi_1^* + \psi_2\psi_2^* = \rho_1 + \rho_2, \quad (14)$$

$$\mathbf{P} = \frac{\Re(\hbar/i)\nabla\psi \cdot \psi^*}{\rho} = \frac{\rho_1}{\rho} \nabla\varphi_1 + \frac{\rho_2}{\rho} \nabla\varphi_2, \quad (15)$$

$$S_{\ell} = \psi\sigma_{\ell}\psi^*/\rho \quad (\ell=1, 2, 3) \quad (16)$$

により定義する（ σ_{ℓ} はパウリのスピン行列）。さらに

$$\varphi = \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}, \quad \sigma = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}, \quad \mu = \rho_1 - \rho_2 \quad (17)$$

とおく。運動量(15)は

$$\mathbf{P} = \nabla\varphi + \frac{\mu}{\rho} \nabla\sigma, \quad (18)$$

となる。すなわちクレブシュ形式($\nu=1$)。ハミルトニアンを書くと（簡単のために電荷 $q=0$ 、熱エネルギー $\mathcal{E}=0$ とする）、

$$\begin{aligned} H_q &= \int \frac{\hbar^2}{2m} (\nabla\psi) \cdot (\nabla\psi)^* d^3x \\ &= \int \left(\frac{|\mathbf{P}|^2}{2m} + \hbar^2 \mathcal{H}_2 \right) \rho d^3x. \end{aligned} \quad (19)$$

ただし

$$\mathcal{H}_2 = \sum_{\ell} \frac{|\nabla S_{\ell}|^2}{4\rho^2} + \frac{|\nabla\rho|^2}{4\rho^4}. \quad (20)$$

正準1次形式 $\Re(i\hbar\partial_t\psi, \psi)$ を加えてラグランジアンは

$$L = -\int (\rho\partial_t\varphi + \mu\partial_t\sigma) d^3x - H_q|_{\mathbf{P}=\nabla\varphi+(\mu/\rho)\nabla\sigma}. \quad (21)$$

L の変分から正準ハミルトン方程式(12)を得る。ただし H_q は \hbar^2 の項 \mathcal{H}_2 をもつ。これが「量子効果」であり、 $\hbar^2 \rightarrow 0$ で H_q は式(7)に一致することがわかる。^{*9} 式(19)にゲージ場 A' および非線形のポテンシャルエネルギー $\Pi(\psi\psi^*)$ を加えれば、電磁力、流体圧力を表現する項が得られる。さらに ψ_1 と ψ_2 の相互作用 $\psi M(x)\psi^*$ を加えると、スピン相互作用を含む流体モデル¹³⁾が得られる。また C^n 値の波動関数を考えると、 $v=n-1$ でクレブシュ表現された \mathbf{P} が得られる。前節で述べたように、一般的な運動量場を記述するためには $n=3$ としなくてはならないのだった。

ところで、ここで導いた「量子化したハミルトニアン」によるプラズマモデルは「量子力学」である必要はない(もちろん、そうであってもよいのだが)。 \hbar はプランク定数である必要はなく、幾何学に非可換変形を与える形式的パラメータ ϵ に置き換えてもよい。スピノルは、粒子の内部自由度だという解釈から解放して、マクロな現象の数学的表現だと考えることもできる。そのとき、 $\epsilon^2 \mathcal{H}_2$ は特異摂動となる。¹⁴⁾ ドブロイ波長のミクロスケールに直接繋ぐ前に、いろいろなメソスケールの「分散効果」を特異摂動としてもよい。そうしたモデルの応用がいろいろ構想できよう。

6. マクロ階層位相空間の葉層構造

これまでプラズマを連続体として考えてきたが、ここでは運動論のモデルを使ってプラズマの「粒子」がどのような「空間」に棲むのかを調べよう。もちろん、荷電粒子は正準力学の法則に従うのだから、ミクロに見れば各粒子は正統的なシンプレクティック幾何学の空間で運動する。しかし、私たちの目に見えるマクロな世界(たとえば天体の磁気圏など)では、荷電粒子の振る舞いは違って見える。天体のダイポール磁場がプラズマを引き寄せて磁気圏を自己組織化するの、ダイポール磁場の強い局所性が荷電粒子にとって「空間の歪み」を作っているからなのである。磁化した粒子が感じる空間のメトリックには磁束密度がヤコビアンとしてかかり、そのために密度の不均一が生じるというアイデアは長谷川¹⁵⁾による。このことをカシミール葉層の概念を使って説明しよう。

強い双極子磁場が与えられた空間を考える。荷電粒子は磁力線に巻きついてサイクロトロン運動し、また両極の間を磁力線に沿って往復するバウンス運動を起こす。これらの周期運動によって磁気モーメント μ とバウンスアクション $J_{||}$ という2つの断熱不変量(作用変数)が生まれる。こ

れらは粒子運動に対する束縛として働き(粒子衝突などで周期運動が乱されない限り)、位相空間に葉層構造を作り出す。この葉層化こそ私たちが時空間の階層化(スケール分離)と呼ぶものだ。すなわち、ミクロな周期運動を粗視化した「マクロ階層」とは、断熱不変量によって葉層化された位相空間の〈葉〉に他ならない。

マクロ階層の平衡分布を計算しようとするならば、エントロピーを評価すべき不変測度は葉の体積要素であり、熱平衡への緩和は葉の上で一様な分布を作る。それを実験系に埋め込むと密度は偏りをもつようになる。葉の上のメトリックが歪んでいるからである。葉の上での平坦化は、実験系では不均一化として観測される。私たちが天体磁気圏において見るプラズマの自発的閉じ込め、密度勾配を登るように、密度勾配を増大させるように起こる拡散(内向き拡散)^{16,17)}は、天体の双極子磁場がプラズマの感じる時空を歪めているために起きるのである。

以上のシナリオを具体的に式で表現しよう。そうすることで「断熱不変量」とはマクロ階層の「カシミール元」であることがはっきりする。まず、ミクロな位相空間を正準変数 $\mathbf{z} = (g_c, \mu, \zeta, p_{||}, \theta, P_\theta)$ で張る。ここで g は μ と、 ζ は $J_{||}$ と共役な角変数である。この場合のポアソン作用素はシンプレクティック行列である：一つの粒子について書けば

$$\mathcal{J} = \begin{pmatrix} J & 0 & 0 \\ 0 & J & 0 \\ 0 & 0 & J \end{pmatrix}, \quad J = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (22)$$

正準変数に対するポアソン括弧 $\{f, g\} = \langle \partial_z f, \mathcal{J} \partial_z g \rangle$ がリウビルの定理によって不変測度 d^6z を決めるのであった。

サイクロトロン運動を粗視化したマクロ階層は、ミクロ変数 (g_c, μ) を「分離する」ことで定義される。これはポアソン作用素を

$$\mathcal{J}_{nc} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & J & 0 \\ 0 & 0 & J \end{pmatrix}. \quad (23)$$

に変形することを意味する。ミクロ変数に対応するブロックが0になったことによってポアソン括弧 $\{f, G\}_{nc} = \langle \partial_z f, \mathcal{J}_{nc} \partial_z G \rangle$ は非正準化された。カシミール元=断熱不変量 μ によって葉層化された位相空間がサイクロトロン運動を粗視化したマクロ階層の数学的表現なのである。その葉上の不変測度は $d^4z = d^6z / (2\pi d\mu)$ 。マクロ階層の等分配則はこの測度で測った確率で評価しなくてはならない。

平衡分布を計算してみよう。葉層への束縛をラグランジュ未定乗数で与えてエントロピー $S = - \int f \log f d^6z$ の変分を計算すればよい。束縛は、粒子数 $N = \int f d^6z$ 、エネルギー $E = \int H_c f d^6z$ 、そしてカシミール $M = \int \mu f d^6z$ である。それぞれのラグランジュ未定乗数を $\log Z - 1, \beta, \alpha$ と書くと、平衡分布は

$$f_\alpha = Z^{-1} e^{-(\beta H_c + \alpha \mu)}. \quad (24)$$

^{*9} 対応原理を抽象的に書くと $\{\mathcal{F} \bmod \hbar, \mathcal{G} \bmod \hbar\} = \hbar^{-1} [\mathcal{F}, \mathcal{G}] \bmod \hbar$ 。ここで \mathcal{F} と \mathcal{G} は微分作用素で表現された物理量、 $\bmod \hbar$ は微分作用素の主要シンボルをとることを意味する(すなわち、 $\partial_i \mapsto p_i/\hbar$ と置き換え、 \hbar の0次の項をとる)。微分作用素の層 \mathcal{D} の非可換性と T^*M のシンプレクティック構造(ポアソン括弧)が対応しているのである。しかし式(12)右辺に現れたポアソン作用素 \mathcal{J} を用いると、対応原理を異なる仕方でも表現できる。運動量変数 p' を導入してポアソン括弧を定義するのではなく、クレブシュパラメータの関数空間上に \mathcal{J} でポアソン括弧を定義する。この場合、微分作用素 \mathcal{F}, \mathcal{G} および $[\mathcal{F}, \mathcal{G}]$ を汎関数 $\langle \mathcal{F}\psi, \psi \rangle, \langle \mathcal{G}\psi, \psi \rangle, \langle [\mathcal{F}, \mathcal{G}]\psi, \psi \rangle$ で置き換え、 $\bmod \hbar$ は単純に \hbar の0次の項という意味にとれば、関数空間上の対応原理が得られるのである。

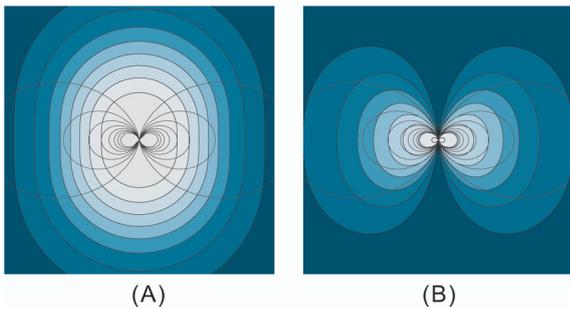


図4 ダイポール磁場(天体磁気圏)によって生まれるプラズマの自発的閉じ込め(密度分布と磁力線). (A) 磁気モーメント μ によって葉層化された位相空間での平衡分布. (B) μ とバウンスアクション $J_{||}$ によって葉層化された位相空間での平衡分布.

この意味を解釈しよう. 周期運動から断熱不変量(作用変数) μ を定義するとき, 周期 ω_c (今の場合サイクロトロン周波数 $=qB/(mc)$)を擬粒子(量子化された周期運動)のエネルギー, μ をそのエネルギー状態にある擬粒子の数と解釈するのだった. すると M は擬粒子の全数, α/β は擬粒子の化学ポテンシャル, 式(24)はグランドカノニカル分布である. ボルツマン分布のファクター $e^{-\alpha\mu}$ のために, 配位空間密度は ω_c (したがって磁場)に依存するようになる:

$$\rho = \int f_a \frac{2\pi\omega_c}{m} d\mu dv_{||} dv_{\perp} \propto \frac{\omega_c(\mathbf{x})}{\beta\omega_c(\mathbf{x}) + \alpha}. \quad (25)$$

ここでは (\mathcal{G}_c, μ) を分離したマクロ階層を計算したが, 同様にバウンスアクションを分離して葉層化することができる. バウンス周期は粒子速度によるので, 計算は複雑だが原理は同じである. バウンスアクションを擬粒子数として含むグランドカノニカル分布は $f_{av} = Z^{-1} e^{-(\beta H_c + \alpha\mu + \gamma J_{||})}$ となる. 図4にダイポール磁場の周りの平衡密度分布を示す.

7. おわりに

〈渦〉とは“curl”によって計られる場の歪みの基本量であって, これを一般次元に拡張すると, 1次微分形式の外微分として表わされるもの全てである. 渦現象の面白さは, 渦とスカラーという「隔たったもの」が関係することである. たとえば, 気圧の変動が渦を生み, 逆に渦は気圧の変化を伴う. しかしこの関係は単純でない(第2節でみたように, 傾圧効果というエントロピーの効果が関与することを思い出そう). 一般化して言えば, まずスカラー f が歪むとベクトル ∇f が生じる. しかし, これは渦なしである($\nabla \times (\nabla f) \equiv 0$). ベクトルが歪んで $g\nabla f$ (クレブシュ形式)となると渦(軸性ベクトル)が生じるのである($\nabla \times (g\nabla f) = \nabla g \times \nabla f$). 微分形式の複体の上で, 渦は歪みとして捉えられたのである.

さらに, 渦自体が空間の非可換構造であるということを見てきた. 非正準ポアソン作用素(8)の「渦に直接かわる部分」を抜き出して再検討しよう. $\rho=1$ と仮定して状態変数から除き, \mathbf{P} のみを状態変数とすると, ポアソン作用素は $-(\nabla \times \mathbf{P}) \times$, ポアソン括弧は, カシミール元 $C = \langle (\nabla \times \mathbf{P}), \mathbf{P} \rangle / 2$ を用いて,

$$\{A, B\} = \langle \partial_P A, (\partial_P B) \times (\partial_P C) \rangle \quad (26)$$

と書くことができる. 右辺に現れた A, B および C の3つの項の対称性に注目しよう. これを3重括弧積として $\{A, B, C\}$ と書くと, $\{A, B, C\} = \{B, C, A\} = \{C, A, B\}$. 運動方程式においては, A を物理量とすると, $B=H$ (ハミルトニアン)である. C (カシミール元)は幾何学を決める項であるが, これを第二のハミルトニアンと考えて, 2つのハミルトニアンをもつ力学を考えることもできる. 南部¹⁸⁾は, $SO(3)$ 上の力学を例にして, 2つのハミルトニアン(エネルギーとカシミール元に相当する)をもつ力学を論じている. 式(26)では $\mathbf{P}(\mathbf{x})$ が状態変数であるが, 代わりに $\mathbf{\Omega} = \nabla \times \mathbf{P}$ が状態変数である系を考え, さらにこれが場所の関数ではなく単に3次元の変数とすると, $C = |\mathbf{\Omega}|^2 / 2$ となる. $SO(3)$ 上の力学はちょうどそれぞれである(C は剛体の角運動量を表わす). 3重括弧積 $\{A, B, C\}$ は, いわゆるリー・ポアソン括弧と同じものである. そういう意味で「南部力学」は無次元の非正準ハミルトン力学の原型と言え. ¹⁹⁾ また南部が提案した2つのハミルトニアンをもつボルツマン分布は式(24)の原型ともいえる.

カシミール元による空間の葉層化が後半のテーマであった. マクロ階層の葉層構造では, 断熱不変量をカシミール元だと考えた. この議論を反転すると, 次のように見ることもできる—カシミール元とは断熱不変量である. マクロ階層がカシミール元をもったのは, ミクロな自由度(断熱不変量に対応する角変数)を捨棄したからである. 逆に考えれば, カシミール元=断熱不変量には, もともと対応するミクロな共役変数があったことになる. それを回復すれば, カシミール元を作用積分=断熱不変量に翻訳した「正準なハミルトン系」が得られる. このアイデアは, 非正準系を拡張して正準化する具体的な方法を与えるだけでなく, カシミール元の「解凍」を可能にする. 付け加えた角変数でハミルトニアンを摂動するのである. その物理的な「意味」は明らかであろう—マクロとミクロの階層連結を回復するということである.¹⁴⁾

この小論では, プラズマ物理を時空の問題として考える試みについて述べた. これは突拍子もない提案ではない. プラズマ物理から巣立った「ソリトン」が無次元可積分系の理論へ発展したのも, 波を時空の構造として捉える視点によるものであった. 私たちが考えた〈渦〉の問題も, 幾何学の深い原理につながっていると確信できる.

ここには多くの学兄, 学友, また院生たちとの議論や雑談が含まれている. とりわけS. M. Mahajan テキサス大学教授, P. J. Morrison テキサス大学教授, R. L. Dewar オーストラリア国立大学教授, 星野克道さん(日本原子力研究開発機構)に負うところが大きい. また研究室の川面洋平君がいろいろ手伝ってくれたことに感謝する.

参考文献

- 1) P. Cartier: Bull. AMS **38** (2001) 389.
- 2) 大森英樹: 『一般力学系と場の幾何学』(裳華房, 1991).
- 3) 深谷賢治: 『シンプレクティック幾何学』(岩波書店, 2008).
- 4) S. M. Mahajan and Z. Yoshida: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 095005.
- 5) 一旦生まれた渦=磁場は, 流れによって引き延ばされると増幅される. いわゆる「ダイナモ効果」である. しかし問題は最初の「種磁場」がどうして生じたかである. ダイナモ効果と種磁場に関する評価については, R. M. Kulsrud and E. G. Zweibel: Rep. Prog. Phys. **71** (2008) 046901.
- 6) P. J. Morrison: Rev. Mod. Phys. **70** (1998) 467.
- 7) Z. Yoshida, P. J. Morrison and F. Dobarro: arXiv: 1107.5118.
- 8) Z. Yoshida and Y. Giga: Math. Z. **204** (1990) 235.
- 9) Z. Yoshida: J. Math. Phys. **50** (2009) 113101.
- 10) このために, 流体のラグランジアンを定式化することは単純でない. それを最初に考えたのは, J. Serrin: *Encyclopedia of Physics* (Springer-Verlag, 1959) p. 125. しかし, 渦なし流しか表現できなかった. 束縛条件を加えるとクレプシュ形式の渦を表現できることを示したのは, C. C. Lin: *Proc. Int. Sch. Phys. "Enrico Fermi" XXI* (Academic Press, 1963) p. 93. 最近の議論としては, R. Jackiw: *Lectures on Fluid Dynamics—a particle theorist's view of supersymmetric, non-Abelian, noncommutative fluid mechanics and d-branes* (Springer, 2002) も参照されたい. 一方, ラグランジュ描像をとる(流体運動を微分同相写像の群 $SDiff(\Omega)$ 上のベクトル場と考える)とラグランジアンは自動的に求められる: V. Arnold and B. Khesin: *Topological Methods in Hydrodynamics* (Springer-Verlag, 1998). 実は, クレプシュ・パラメータはラグランジュ座標に他ならないことがわかる: Z. Yoshida and S. M. Mahajan: Plasma Phys. Control. Fusion **54** (2012) 014003.
- 11) E. Madelung: Z. Phys. **40** (1926) 332.
- 12) T. Takabayashi: Prog. Theor. Phys. **70** (1983) 1.
- 13) M. Marklund and G. Brodin: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 025001.
- 14) 吉田善章: 『非線形とは何か—複雑性への挑戦』(岩波書店, 2008).

- 15) A. Hasegawa: Comments Plasma Phys. Control. Fusion **1** (1987) 147.
- 16) M. Schulz and L. J. Lanzerotti: *Particle Diffusion in the Radiation Belts* (Springer, 1974).
- 17) プラズマが自発的に閉じこもる現象は, 純電子プラズマでも起こる. その場合は, 自己電場のポテンシャル勾配を登るように拡散することから, 明確な実験的検証が得られる: Z. Yoshida, et al.: Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 235004; H. Saitoh, et al.: Phys. Plasmas **17** (2010) 112111.
- 18) Y. Nambu: Phys. Rev. D **7** (1973) 2405.
- 19) 福本康秀: ながれ **xx** (2009) 1.

(2012年6月20日原稿受付)

Space-Time Problems in Plasma Physics—Understanding of “Vortex”

Zensho Yoshida

abstract: At the heart of unsolved problems of plasma physics is often the challenge of vortex. We have yet to understand whether vortex is a “thing” or “space.” Here we proffer a theory that associates vortex to the geometry of space, and apply it to the study of cosmological and astrophysical vortices/magnetic fields. Classical mechanics provides a canonical example of seeing vortex as the structure of space; the symplectic group determines vortical motion circulating in the phase space (cotangent bundle). The vortex of a plasma introduces a spontaneous, non-canonical geometry, and foliates the phase space by Casimir leaves. The Casimir invariants can be viewed as adiabatic invariants derived by coarse-graining microscopic angle variables. This picture enables us to describe scale hierarchy as a foliated phase space.



歴史的事象の統計的考察と画期的な推測法の進展

赤平昌文 (筑波大学数理物質系 305-8571 つくば市天王台1-1-1)

東日本大震災をもたらした巨大地震のような歴史的事象の生起について統計的観点から考察する. また, 統計学の歴史において19世紀末から20世紀初頭にかけて今日においてもなお用いられるような推測法の極めて重要な発見がなされた. 特に, ピアソン(K. Pearson (1857-1936))によるカイ2乗適合度検定を取り上げ, さらにゴセット(W. S. Gosset (1876-1937))によるスチューデントの t 分布に基づく推測法を考えるとともにその基盤になる非心 t 分布のパーセント点の高次近似に関する最近の成果についても論じる. いずれの推測法も現在でも統計的推測やデータ解析等においてごく自然に使われている.

1. はじめに

統計学は自然現象や社会現象をデータを通して分析する様々な手法を提供している. 2011年3月11日に起こった東日本大震災を発生させた1000年に一度と言われるような巨大地震を経験した者として, 人間の一生に比べて遥かに長い時間スケールにおいて起きた事象を如何に理解すればよいかを統計的に考えてみよう.

統計学の歴史において統計的推測法の幾多の新しい発見がなされてきたが, その中でも画期的な推測法としてピアソンのカイ2乗適合度検定とスチューデントの t 分布に基づく検定について説明し, 2標本問題における非心 t 分布

に基づく推測の基盤となるパーセント点の高次近似の最近の研究成果についても論じてみよう.

1.1 歴史的事象の生起の統計的予測: 想定内と想定外

まず, 定常な状況において, 或る事象に関する情報が少ないときにその事象の生起の予測はどの程度できるものだろうかという素朴な疑問について考える. 次に, 或る事象の生起確率が小さいときにそれを受けとめる感覚と実際に起こったという事実とのズレについても考えてみよう.

例 1.1¹⁻³⁾ やや歴史をさかのぼって, 東西冷戦の時代にベルリンの壁が築かれていた頃の話である. 米国の青年が1969年に夏休みを欧州で過ごしているとき, ふとベルリ

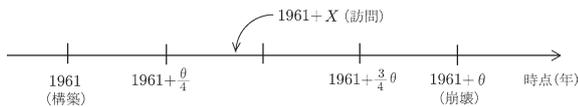


図1 ベルリンの壁の歴史年軸.

ンの壁を訪れた。その壁は1961年に築かれていて、ちょうど8年が経過していた。その青年はその壁に対峙して、この壁の存続する状況はあとの位続くかを考え、築年数だけでその壁の存続する期間を予測する方法を思いついた。まず、訪れた時点は壁が存在する期間の任意の時点であり、何か特別な時点ではないと考えた。そして、壁が築かれてから存続する期間を θ 年とすれば区間 $[1961 + (\theta/4), 1961 + (3\theta/4)]$ の中に、訪れている時点 $(1961 + X)$ 年が含まれる可能性が確率(信頼係数)50%であると考えた(図1参照)。実際、壁がその時点 $(1961 + X)$ 年から存続する期間は $(\theta - X)$ 年であるから $\theta/4 \leq X \leq 3\theta/4$ より $X/3 \leq \theta - X \leq 3X$ となり、壁を訪れた時点からその壁が存続する期間が、築年数の1/3倍から築年数の3倍になる確率が50%になる。いまの場合、 $X=8$ であるから、その青年がその壁を去る前に、この壁の存続期間は50%の信頼係数で2年8ヶ月以上24年以下であろうと友人に予言した。^{*1} 実際、この壁はそれから20年後の1989年11月に崩壊した。その崩壊は突然ではあったが、その予言はまあ予想通りではあった。なお、上記ではその青年はその壁を訪問した時点は(政治的な状況も含めて)何か特別な時点ではないということが前提条件となっていることに注意。この青年は後に、米国のプリンストン大学教授(宇宙物理学)になった。

さて、例1.1を統計的に定式化して考えてみると、「訪れた時点 $(1961 + X)$ 年が任意である」という前提条件より確率変数 X が区間 $[0, \theta]$ 上の一様分布に従うと見なし、 $0 < \alpha < 1$ となる α が与えられたとき、 $Y = \theta - X$ として X に基づいて Y の信頼係数 $1 - \alpha$ の予測区間は $I_{1-\alpha} = [((2/\alpha) - 1)^{-1}X, ((2/\alpha) - 1)X]$ になる、すなわち $P_{\theta} | Y \in I_{1-\alpha} = 1 - \alpha$ になり、確率 $1 - \alpha$ の精度で Y が区間 $I_{1-\alpha}$ に含まれると予測する。^{*2} 特に $\alpha = 0.05, 0.10$ とすれば $I_{0.95} = [(1/39)X, 39X]$ 、 $I_{0.90} = [(1/19)X, 19X]$ となり、これが Y のそれぞれ信頼係数95%、90%の予測区間になる。例1.1では信頼係数90%の予測区間は約5ヶ月以上152年以下になる。また、人類が誕生してから約20万年が経っている。今が何か特別な時点でないとするれば、人類が今後存続する期間は信頼係数90%で約1万年以上380万年以下になる。²⁾ なお信頼係数を大きくすれば予測区間の幅が大きくなることに注意。

一般に情報が少ないときの予測は難しく、そのことは東日本大震災を起こしたマグニチュード9.0の地震に関する

^{*1} X の実現値8を代入して得られた区間が、その存続期間を含む確率が50%であることを意味しておらず、平均的にはそうなるであろうという解釈。

^{*2} 統計的検定の観点からこの予測区間より良い区間を得ることが示され、また他の観点からも論じられている。⁴⁾

精確な情報が予め得られないときも同様であろう。

次に、事象が起こる確率の小ささを認識する普通の感覚と実際のズレを考えさせるために次の実例を考えるが、その前に2項分布について述べる。まず、1回の試行の結果が成功か失敗の2通りのいずれかであり、成功する確率を p とすると、この試行を n 回独立に繰り返して、 n 回のうち成功する回数 X の分布は

$$P\{X = x\} = {}_n C_x p^x q^{n-x} \quad (x = 0, 1, \dots, n; 0 < p < 1, q = 1 - p)$$

になり、これを2項分布(binomial distribution)といて記号で $B(n, p)$ で表す。

例1.2^{*3,3)} T大学で学長選挙が行われ、2人の候補者A教授とH教授の決選投票になった。ところが、1,172人の有権者が投票したところ、A, H両教授への投票数はともに丁度586票ずつにきれいに割れた(現実には、最後にこの大学の内規に従いくじ引きでA教授が学長に選出された)。さて、ここでこの決選投票においてこのような事象が起こる確率を求めてみよう。まず、決選投票までの経過から2人の教授はかなり接戦しているので1人の有権者がA教授に投票する確率を1/2と考え、1,172人の有権者のうちA教授に投票する人の数を X とする。このとき、 X は2項分布 $B(1,172, 1/2)$ に従うと考えられる。ここで正規近似を用いれば X は平均586、分散293をもつ正規分布 $N(586, 293)$ に漸近的に従うと見なせる。また、 X の分布は離散型分布であるので連続補正(または半整数補正)を行って正規近似を使えば、 $X = 586$ となる確率は

$$P\{X = 586\} \approx P\{586 - 0.5 \leq X \leq 586 + 0.5\} \\ = P\left\{ \frac{-0.5}{\sqrt{293}} \leq \frac{X - 586}{\sqrt{293}} \leq \frac{0.5}{\sqrt{293}} \right\} \approx 0.023$$

となる。^{*4} すなわち2.3%である。これは普通の感覚からすれば比較的小さい確率と思われ、実際にはかなり特異な事象が起こったのであろうか。この大学では4年に1回の割合で学長選挙が行われていて、上記のような事象が起きたのは開校112年で初めてであった。いま、このような事象が x 年に1回起こるとすると、 $4/x = 0.023$ より $x \approx 174$ になり、174年に1回の割合で起こることとなる。当大学はそのとき創立112年であったから、それほど特異なことでもなかったということになる。

例1.2のように、普通の感覚からすれば小さいと思われる確率で起こる事象でも長い歴史から見れば特異ではないとも考えられ、2011年の東日本大震災を引き起こした巨大地震も同様ではないだろうか。しかし、たまたまそれに巡り合わせた多くの人々は人間の一生のスパンでは考えられないような事象を経験したことになり、裏を返せば、たとえば宝くじで高額当せん金獲得者が実感していた小さな確率でも起こるという事象を“自然”が多くの人々に巨大

^{*3} この例は1989年2月19日付朝日新聞(朝刊)の記事のデータに基づいている。

^{*4} ここでは正規分布表を用いたが、正規分布の密度から直接、その近似値を得ることもできる。³⁾

地震の形で認識させたということになるのではないだろうか。また、想定内、想定外という言葉もよく使われているが、2つの言葉を分けるものは、前提条件であると考えられる。2011年5月中旬に開催された大学の役職者による東日本大震災からの復興等に関する会合で「大学の先生方がメディアで原子力に関していろいろ発信して意見が違うことは良いが、サイエンスであれば共通の部分があるのではないか」という疑問が投げかけられた折りに、およそ次のように答えたことがある。「それぞれの先生方の前提条件が違うので結論が違ったものになるのは当然で、それがサイエンスだと思う。たとえば前提条件を強くすれば先の震災は想定内に入り被害をもっと小さくできたかもしれないし、前提条件を弱くすればそれは想定外に入って被害が大きくなってしまふ。共通の条件でコンセンサスが得られれば良いが、それはなかなか難しいかもしれない。」

実は、統計学においても前提条件は重要である。統計的推測において、標本の大きさが固定される場合を小標本論といい、標本の大きさが無限に大きい場合を大標本論という。小標本論では前提条件を正規分布、2項分布、指数型分布族等に限定して推定量の何らかの意味での最適性について考えて精密な結果を得るが、その前提条件は強いと言わざるを得ない。それに比べて、大標本論では、中心極限定理等の近似法則を用いるので、前提条件は弱くなるが近似的な結果しか得られない。このことを踏まえて統計的推測法について考えてみよう。

1.2 統計学における歴史的発見

1999年6月にフランスの大学の教授から一通の手紙が送付されてきた。それは2000年5月末に開催される「適合度検定とモデルの妥当性」の国際会議での招待講演の依頼であったが、著者自身はこの方面の研究はそれほど多くは無くどちらかと言えば関心はやや低かったので招待講演を引き受けるか否かやや迷った。書面には、その国際会議の詳細についてはウェブを参照するように書かれてあって、それは1900年に出版された、ピアソンがカイ2乗適合度検定を提案した論文の100周年記念であることを知った。⁵⁾ここで講演を引き受けた場合に、関連のあるテーマで発表できるかどうか考えた末に、高次漸近理論の観点から多項モデルにおける最小カイ2乗推定量を含む最小不一致度推定量のクラスの中での漸近的な比較に関する講演を行うことにした。⁶⁾実は19世紀になって、得られたデータを正規(ガウス)分布に当てはめようという気運が高まり、データに基づく経験分布^{*5}が正規分布に近似しているかどうか評価する試みもあったが、理論的には必ずしも十分ではなかった。しかしその後、1900年に理論的基盤の上にピアソンの適合度検定が出現し、現在でも欠かせない手法となっている。ピアソンはその他にも、多くの分布曲線から成るピアソン型分布族と呼ばれるものを提案し、データを

それに当てはめるために理論モーメントと標本モーメントの等置によるモーメント法を考えた。しかしピアソンの理論はほとんど大標本論の見地から展開されていた。

一方、現実の場面では沢山の標本を得ることが難しいことも多く、そのようなときの問題に挑んだ人物の話について以下に述べよう。⁷⁾統計学とその応用分野では、未知の母分散をもつ正規母集団分布の平均に関する検定、区間推定の基本としてスチューデント(Student)の t 分布による t 検定がよく知られ、この“スチューデント”は、実はビール醸造会社“ギネス(Guinness)”の技師ゴセットの筆名であると統計学の教科書等に記載されている。このギネスは様々な記録収集としてもよく知られている。そして、この t 分布の発見は統計学の歴史の中でも画期的な発見の一つと言われ、小標本の観点から統計量の精密な分布を導出している。著者は、以前から、ゴセットが雇用されていたギネスがどんなところかとても関心を持っていた。幸いにも、国際統計協会(International Statistical Institute (ISI))の世界大会が2年に一回開催されていて、2011年の8月にISIの第58回世界大会がアイルランドの首都ダブリンで開催され、ゴセットに因んだ特別なセッションも設けられていた。実はこのダブリンにゴセットが雇用されていたギネス社のセント・ジェームズ・ゲート醸造所があり、会議の合間をみて、市内にあるギネス・ストアハウスを訪れた。部屋の壁面に書かれた社史年表の中でゴセットのサインの文字の下に、20世紀として「科学者が醸造の名手として採用され、醸造の技術的發展をもたらした」と記載されていた。

ゴセットは英国カンタベリー生まれで、オックスフォード大学で化学と数学の学位を取得、卒業後は、1899年にギネス社に入社した。彼は、どちらかと言えば化学の専門知識を買われて入社したようであるが、数学に対する好奇心はより旺盛だったのではないだろうか。彼の会社での役割はビールの原料から一定の品質を保証する製品を得るための製造条件を探し出すことだったようである。その過程でいくつかの研究成果を得て、それを学術専門誌に発表しようとしたが、当時、ギネス社では企業秘密を遵守する立場からそのような発表を禁止していた。⁸⁾そこで、彼は会社に内緒で、“スチューデント”という筆名で論文を書き、そのほとんどは英国で出版されている統計学の主要な学術専門誌のバイオメトリカ(Biometrika)に掲載され、特に有名なのが1908年に発表された t 分布の導出等の論文である。⁹⁾その当時、暫くはその成果の重要性は必ずしも十分に理解されず、その後フィッシャー(R. A. Fisher)らによる統計的推測理論の発展に伴って画期的な発見として位置づけられるようになり、現在ではスチューデントの t 検定は統計学のみならず、臨床統計を含む様々な分野でごく自然に用いられている。上記に関連して、統計的推測において母集団分布が未知の母数(パラメータ) θ に依存する場合を考える。その分布から得られた標本の値に対して θ の存在範囲を区間として推定することを区間推定という。ま

^{*5} 大きさ n のデータ(無作為標本)が与えられたとき、任意の実数 x 以下となる標本の大きさの割合 $F_n(x)$ を経験分布関数という。

た、 θ に関する仮説を想定して、これが正しいか否かを標本に基づいて判定することを仮説検定といい、その仮説の受容は標本の値が想定した仮説に適合しているということの意味する。

2. ピアソンのカイ2乗適合度検定

まず、試行の結果が成功と失敗の2通りのいずれかであるとき、2項試行というが、これを拡張して、1回の試行の結果が E_1, \dots, E_k の k 通りあるとし、各 E_i の生起確率を p_i とする。ここで $p_i (i=1, \dots, k)$ の値は試行の繰り返しを通して一定であるとする。いま n 回の独立な試行の結果のうち、各 E_i が生起する回数を X_i とすれば、 X_1, \dots, X_k の同時確率関数、すなわち $X_i = x_i (i=1, \dots, k)$ となる確率は

$$f_{X_1, \dots, X_k}(x_1, \dots, x_k) = P\{X_1 = x_1, \dots, X_k = x_k\} \\ = \frac{n!}{x_1! \dots x_k!} p_1^{x_1} \dots p_k^{x_k} \quad (1)$$

になる。ただし、 x_1, \dots, x_k は非負の整数で、 $x_1 + \dots + x_k = n$ とし、また $0 < p_i < 1 (i=1, \dots, k)$ 、 $p_1 + \dots + p_k = 1$ とする。このとき、確率関数(1)をもつ離散型分布を多項分布または k 項分布とって記号で $M_k(n; p_1, \dots, p_k)$ で表す。特に、 $k=2$ の場合、すなわち $M_2(n; p, 1-p) (0 < p < 1)$ は2項分布 $B(n, p)$ になる。

例2.1³⁾ ある(一様)乱数表が与えられたときに、これが信頼できるか否か検討したいとする。このとき、この乱数表から、1桁の数字を1個抽出する実験において、その試行の結果は0から9までの10個の数字のいずれかである。この乱数表から1桁の100個の数字を抽出したとき、それらのうちの0から9までの10個の数字の度数をそれぞれ X_0, X_1, \dots, X_9 とすると、これらは10項分布 $M_{10}(100; p_0, p_1, \dots, p_9)$ に従うと考えられる。ただし、各 p_i は数字 i を抽出する確率である。このとき、この乱数表が信頼できるかどうか調べたいので、(帰無)仮説 $H: p_0 = p_1 = \dots = p_9 = 1/10$ の(有意)水準0.05の検定問題、すなわち仮説 H が真であるときにそれを棄却するという第1種の過誤の確率を5%以下にする条件下で、或る意味で望ましい棄却域を求める問題を考える。実際にこの乱数表から100個の数字を抽出したところ表1のような結果になった。そこで、この表のデータに基づく検定法について考えよう。

一般に、確率ベクトル (X_1, \dots, X_k) が k 項分布 $M_k(n; p_1, \dots, p_k) (k \geq 2)$ に従うとすれば、 n が大きいときに統計量

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^k (X_i - np_i)^2 / (np_i) \quad (2)$$

は漸近的に自由度 $k-1$ のカイ2乗分布(略して χ_{k-1}^2 分布)に従い、カイ2乗(χ^2)統計量とも呼ばれる。ここで自由度が $k-1$ となるのは制約条件 $X_1 + \dots + X_k = n$ による。この

表1 乱数表から抽出された100個の数字の度数分布表。

数字	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
度数	14	9	9	5	9	11	10	13	9	11

とき、各 $i=1, \dots, k$ について X_i の期待値(平均)は $E(X_i) = np_i$ となるので、各度数 X_i がその期待(理論)度数 np_i から外れれば外れる程、(2)式の χ^2 の値が大きくなることに注意。いま、仮説 $H_0: p_1 = p_1^{(0)}, \dots, p_k = p_k^{(0)}$ の水準 $\alpha (0 < \alpha < 1)$ の検定問題について考える。ここで、仮説 H_0 の下で n が大きいとき、統計量

$$\chi_0^2 = \sum_{i=1}^k (X_i - np_i^{(0)})^2 / (np_i^{(0)}) \quad (3)$$

は漸近的に χ_{k-1}^2 分布に従う。そこで、 χ_{k-1}^2 分布の上側 $100\alpha\%$ 点を $\chi_{\alpha}^2(k-1)$ 、すなわち $\alpha = P\{\chi_0^2 \geq \chi_{\alpha}^2(k-1)\}$ とすれば、 χ_0^2 の実現値 x_0^2 について

$$x_0^2 > \chi_{\alpha}^2(k-1) \Rightarrow H_0 \text{を棄却,}$$

$$x_0^2 \leq \chi_{\alpha}^2(k-1) \Rightarrow H_0 \text{を受容}$$

という検定を行う。ここで、 H_0 が受容されれば、その仮説の分布モデルに矛盾しないと考えられる。この検定の適用は、大標本の場合であるが一応の目安として $np_i^{(0)} \geq 5 (i=1, \dots, k)$ という条件が満たされれば近似が良いと言われている。上記のようにデータが想定されたモデルに適合しているかどうかを調べる検定を適合度検定(goodness of fit test)といい、 χ^2 統計量(3)式に基づく検定をピアソンの χ^2 適合度検定という。⁵⁾ また、想定される分布が連続型分布であるときには、実数全体を適当に k 個の区間 $I_i (i=1, \dots, k)$ に分割して、各区間 I_i に落ちる観測値の数を X_i として上記の手順で行えばよい。なお、他に連続型分布の場合に経験分布関数を用いる適合度検定法として、クラメル-フォン・ミーゼス(Cramér-von Mises)統計量、コルモゴロフ-スミルノフ(Kolmogorov-Smirnov)統計量等によるものがある。

ここで、ピアソンの χ^2 適合度検定を例2.1の問題に適用してみよう。

例2.1(続)³⁾ 仮説 $H: p_0 = p_1 = \dots = p_9 = 1/10$ の水準0.05の検定問題を表1のデータに基づいて考える。いま、上記において $n=100, k=10, p_i^{(0)} = 1/10 (i=0, 1, \dots, 9)$ とし、 $\alpha=0.05$ より χ_9^2 分布の上側5%点は χ^2 分布表から $\chi_{0.05}^2(9) \doteq 16.92$ になる。次に $np_i^{(0)} = 10 (i=0, 1, \dots, 9)$ に注意して、表1より χ_0^2 の実現値を計算すれば $x_0^2 = 5.6 < 16.92 = \chi_{0.05}^2(9)$ になるから、仮説 H は受容される。よって、この表1のデータからはこの乱数表は信頼できると考えられる。

上記の検定は、離散型、連続型のいずれの分布の場合にも適用可能であり、また観測されたデータをいくつかの属性に従って分類し、それらの属性の間の独立性を検定する問題等にも適用され、様々な分野で使われている。直接、データから分布の密度を推定する方法も提案されているがやや面倒であり、比較的単純な χ^2 適合度検定は未だに色褪せていない。

3. スチューデントの t 分布に基づく検定

1組の実験データに基づいて、それが得られたと想定される分布に関する推測問題が1標本問題である。いま、 $X_1,$

…、 X_n を平均 μ 、分散 σ^2 をもつ正規分布 $N(\mu, \sigma^2)$ から得られた無作為標本、すなわち互いに独立にいずれも同じ分布に従う確率変数とする。ただし $n \geq 2$ とする。このとき、標本平均 $\bar{X} = (1/n) \sum_{i=1}^n X_i$ は $N(\mu, \sigma^2/n)$ に従うので、これを標準化すると

$$Z = \sqrt{n}(\bar{X} - \mu) / \sigma \quad (4)$$

は標準正規分布 $N(0, 1)$ に従い、この分布は μ, σ^2 には無関係になる。ここで、 μ に関する区間推定や検定を Z に基づいて遂行しようとするとき σ は既知としなければならない。ここで、 σ が未知の場合にはどう対処するかという問題が起きる。そこで、 σ^2 の代用として σ^2 の不偏分散 $S_0^2 = \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2 / (n-1)$ を取る。ここで、 S_0^2 は σ^2 の不偏推定量、すなわち $E(S_0^2) = \sigma^2$ になることに注意。このとき、 $S_0 = \sqrt{S_0^2}$ として(4)式において σ を S_0 で代用すると

$$T = \sqrt{n}(\bar{X} - \mu) / S_0 \quad (5)$$

となるが、(5)式は非線形な変換であり、小標本の場合には S_0 の確率変動が大きいので T は正規分布に従わない。実際、正規性の仮定の下では(5)式の右辺の分子と分母は互いに独立であるから、 Z と $(n-1)S_0^2/\sigma^2$ の同時(確率)密度は $N(0, 1)$ の密度と χ_{n-1}^2 分布の密度の積となり適当な変換を行えば、 T の密度は

$$f_T(t) = \frac{\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)}{\sqrt{(n-1)\pi} \Gamma\left(\frac{n-1}{2}\right)} \left(1 + \frac{t^2}{n-1}\right)^{-n/2} \quad (-\infty < t < \infty) \quad (6)$$

になる。ただし Γ はガンマ関数 $\Gamma(a) = \int_0^\infty x^{a-1} e^{-x} dx (a > 0)$ とする。この密度((6)式)をもつ分布を自由度 $n-1$ の t 分布(略して t_{n-1} 分布)といい、またこの分布を導出したゴセットの筆名に因んで、スチューデントの t 分布とも呼ばれている。⁹⁾ここで、(6)式から明らかなように T の分布の密度は $t=0$ に関して対称であり、その分布は μ, σ^2 に無関係になるが n に依存する。また、(6)式より、各 t について $f_T(t) \rightarrow \phi(t) = (1/\sqrt{2\pi}) e^{-t^2/2} (n \rightarrow \infty)$ になることが示される

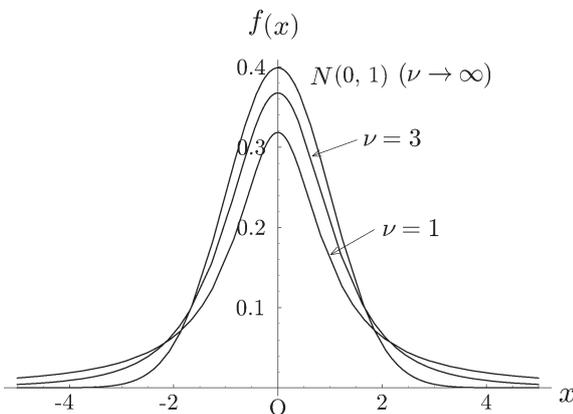


図2 自由度 ν の t 分布の密度 $f(x)$.³⁾

(図2参照)、すなわち n が大きくなると t_{n-1} 分布は $N(0, 1)$ に近似される。いま、 σ^2 が未知の場合に、平均 μ に関して仮説 $H: \mu = \mu_0$ 、対立仮説 $K: \mu > \mu_0$ の水準 α の仮説検定問題、すなわち第1種の過誤の確率が α 以下であるという条件の下で、仮説 H が偽である(対立仮説 K が真である)ときに H を受容するという第2種の過誤の確率を最小にするような棄却域を求める問題を考える。このとき、(5)式より仮説 H の下で、統計量

$$T = \sqrt{n}(\bar{X} - \mu_0) / S_0 \quad (7)$$

は t_{n-1} 分布に従う。ここで、 t_{n-1} 分布の上側 $100\alpha\%$ 点を $t_\alpha(n-1)$ すなわち $\alpha = P\{T > t_\alpha(n-1)\}$ とすると、 X_1, \dots, X_n の実現値を x_1, \dots, x_n とするときの T の値を t^* として

$$t^* > t_\alpha(n-1) \Rightarrow H \text{を棄却,}$$

$$t^* \leq t_\alpha(n-1) \Rightarrow H \text{を受容}$$

という検定を行う。このような検定を t 検定という。

上記では前提条件として正規分布 $N(\mu, \sigma^2)$ を仮定したが、正規性を仮定しないで単に平均 μ 、分散 σ^2 をもつ分布と仮定した場合には、中心極限定理より $n \rightarrow \infty$ のとき、 Z の分布が $N(0, 1)$ に収束することと、 S_0^2 が σ^2 に確率収束⁶⁾することから T の分布は $N(0, 1)$ に収束することが示される。

例3.1³⁾あるクラスの学生の数学の成績(点数表示)が、正規分布 $N(\mu, \sigma^2)$ に従っていて、 σ^2 が未知として、仮説 $H: \mu = 60$ 、対立仮説 $K: \mu > 60$ の水準0.05の検定問題を考える。そこで実際にテストを行って、無作為に抽出された学生16名の成績 x_1, \dots, x_{16} について、その平均点が $\bar{x} = (1/16) \sum_{i=1}^{16} x_i = 65$ であり、その不偏分散 S_0^2 の値 $s_0^2 = (1/15) \sum_{i=1}^{16} (x_i - \bar{x})^2 = (10.5)^2$ であった。一方、 t_{15} 分布の上側5%点は t 分布表から $t_{0.05}(15) \doteq 1.75$ であり、(7)式の統計量 T の実現値による値を t^* とすると $t^* \doteq 1.90 > 1.75 \doteq t_{0.05}(15)$ になり、仮説 H は棄却される。

上記に関して、特に強調されなければならないのは、未知の分散 σ^2 をもつ正規分布 $N(\mu, \sigma^2)$ の下で、 t_{n-1} 分布が小標本論の見地から精密に導出されるとともに、 μ に関する推測が定量的に論じられ得るということである。また、ゴセットは2変量正規分布の母相関係数が0のときに標本相関係数の分布も導出した。それまでは、ピアソンの χ^2 適合度検定の場合のように大標本論の見地から論じられることが多かった。しかし、スチューデントの t 分布の導出等を契機に、観測値を確率変数として、それがいくつかの未知の母数をもつ分布に従うという仮定の下で、母数に関する推測という形で、フィッシャーをはじめ、その後の多くの研究者の努力によって統計的推測理論が構築された。

4. 2標本問題における非心 t 分布に基づく推測

2組の実験データに基づいて、それぞれが得られたと想定される2つの分布に関する推測問題が2標本問題になる。

⁶⁾ 確率変数 X_n が定数 c に確率収束するとは、任意の $\epsilon > 0$ について $\lim_{n \rightarrow \infty} P\{|X_n - c| > \epsilon\} = 0$ となることである。

たとえば健康人のグループと或る疾病の罹患者のグループの臨床に関する特性値の相異や差を調べようとするとき非心 t 分布が必要になる。そこで、2 標本問題において正規標本に基づいて平均に関する推測について考えてみよう。¹⁰⁾

いま、 $(X_1, \dots, X_{n_1}), (Y_1, \dots, Y_{n_2})$ をそれぞれ正規分布 $N(\mu_1, \sigma^2), N(\mu_2, \sigma^2)$ からの無作為標本とする。ただし、 μ_1, μ_2, σ^2 は未知とする。ここで

$$\bar{X} = \frac{1}{n_1} \sum_{i=1}^{n_1} X_i, \quad \bar{Y} = \frac{1}{n_2} \sum_{i=1}^{n_2} Y_i,$$

$$S_1^2 = \frac{1}{n_1} \sum_{i=1}^{n_1} (X_i - \bar{X})^2, \quad S_2^2 = \frac{1}{n_2} \sum_{i=1}^{n_2} (Y_i - \bar{Y})^2$$

とおくと、

$$T = \sqrt{\frac{n_1 n_2 (n_1 + n_2 - 2)}{n_1 + n_2}} \cdot \frac{\bar{X} - \bar{Y}}{\sqrt{n_1 S_1^2 + n_2 S_2^2}}$$

は自由度 $n_1 + n_2 - 2$ 、非心度 $\delta = \lambda \sqrt{n_1 n_2 / (n_1 + n_2)}$ の非心 t 分布 (略して、 $t_{n_1+n_2-2}(\delta)$) に従う。ただし、 $\lambda = (\mu_1 - \mu_2) / \sigma$ とする。ここで、 λ に関する推測問題として、(i) 仮説 $\lambda \leq \lambda_0$ の検定、(ii) λ の下側信頼限界の導出、(iii) λ の信頼区間の導出が考えられ、これらは、 $0 < \alpha < 1$ として簡単にそれぞれ次の問題

- (i') 仮説 $H: \delta \leq \delta_0$ の水準 α の検定
 - (ii') 信頼係数 $1 - \alpha$ の δ の下側信頼限界の導出
 - (iii') 信頼係数 $1 - \alpha$ の δ の信頼区間の導出
- に帰着される。ただし、 $\delta_0 = \lambda_0 \sqrt{n_1 n_2 / (n_1 + n_2)}$ とする。そしてこれらの問題に対する答えは、非心 t 分布 $t_{n_1+n_2-2}(\delta)$ の上側 $100\alpha\%$ 点を $t_\alpha(n_1 + n_2 - 2, \delta)$ 、すなわち $\alpha = P\{T > t_\alpha(n_1 + n_2 - 2, \delta)\}$ とすれば、それぞれ次のようになる。
- (i'') $T > t_\alpha(n_1 + n_2 - 2, \delta_0) \Rightarrow$ 仮説 H を棄却
 - (ii'') $T = t_\alpha(n_1 + n_2 - 2, \hat{\delta})$ となる $\hat{\delta}$ を信頼係数 $1 - \alpha$ の δ の下側信頼限界、すなわち $P\{\hat{\delta} \leq \delta\} = 1 - \alpha$ 。
 - (iii'') $T = t_{\alpha/2}(n_1 + n_2 - 2, \hat{\delta}), T = t_{1-\alpha/2}(n_1 + n_2 - 2, \bar{\delta})$ となる $\hat{\delta}, \bar{\delta}$ をとれば、区間 $[\hat{\delta}, \bar{\delta}]$ は信頼係数 $1 - \alpha$ の δ の信頼区間、すなわち $P\{\hat{\delta} \leq \delta \leq \bar{\delta}\} = 1 - \alpha$ 。

上記のことから分かるように、いずれの場合にも非心 t 分布のパーセント点とその近似式が検定や信頼限界、信頼区間の導出において重要な役割を果すことになる。¹⁰⁾ 非心 t 分布のパーセント点は非心 t 分布の密度が無級数で表現される複雑な式であることから、それを解析的に求めることはできないので、大規模な数値計算をして求めたり、統計的性質を利用して近似式を用いてその値の近似値を求めていた。また、非心 t 分布のパーセント点は水準、自由度、非心度という3つのパラメータに依存していることに注意する必要がある (図3参照)。本稿では非心 t 分布の密度を使わずに統計量の性質を用いて正確な近似式を求めることについて論じる。実は従来、いくつかの近似式は提案されてきたが、非心度の絶対値が大きいときにはとても使い物にならないという欠陥があった。実際、臨床医学系の教授からそのことを指摘された経験があり、その改善について考えるようになった。また、この分野は重要な応用をもつ

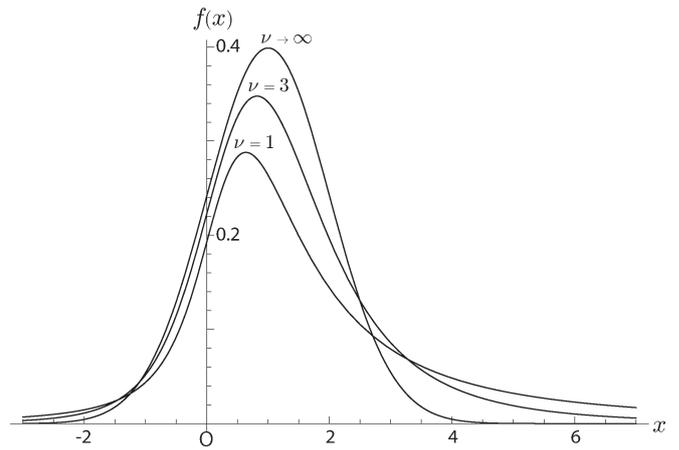


図3 自由度 ν 、非心度1の非心 t 分布の密度 $f(x)$ 。

ているのに関連文献が少ないのは驚きであるとも言われている。¹¹⁾ しかし従来近似式をより高次のオーダーまで拡張してもほとんど改善はされないの、別の方向から考えることにして、特別な場合として従来近似式を含むようにする。なお、現在では統計パッケージでパーセント点を得ることができる環境にある。

まず、 X を $N(\delta, 1)$ に従う確率変数とし、 χ_ν^2 を自由度 ν をもつカイ2乗分布に従う確率変数とする。また X と χ_ν^2 は互いに独立とする。さらに $T_{\nu, \delta} = X / \sqrt{\chi_\nu^2 / \nu}$ とおくと、これは非心 t 分布 $t_\nu(\delta)$ に従い、 $t_\nu(\delta)$ は t_ν 分布をずらした分布になっていて、非心度は中心0からのズレの割合を表している。ここで、 $S = \sqrt{\chi_\nu^2 / \nu}$ とおくと、 $T_{\nu, \delta} = X/S$ となり S の平均、分散はそれぞれ

$$b_\nu = E(S) = \sqrt{\frac{2}{\nu}} \frac{\Gamma\left(\frac{\nu+1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{\nu}{2}\right)},$$

$V(S) = 1 - b_\nu^2$ になる。また、 $Z = X - \delta$ とおくと Z は標準正規分布 $N(0, 1)$ に従うことに注意。いま、 $0 < \alpha < 1$ となる任意の α について、 $P\{T_{\nu, \delta} \leq t_\alpha\} = 1 - \alpha$ となる t_α を非心 t 分布の上側 $100\alpha\%$ 点として定義すると

$$1 - \alpha = P\{T_{\nu, \delta} \leq t_\alpha\} = P\{(Z + \delta) / S \leq t_\alpha\}$$

$$= P\left\{ \frac{Z - t_\alpha(S - b_\nu)}{\sqrt{1 + t_\alpha^2(1 - b_\nu^2)}} \leq \frac{t_\alpha b_\nu - \delta}{\sqrt{1 + t_\alpha^2(1 - b_\nu^2)}} \right\}$$

となる。ここで $W = \{Z - t_\alpha(S - b_\nu)\} / \sqrt{1 + t_\alpha^2(1 - b_\nu^2)}$ とおくと、これは正規確率変数 Z とカイ統計量 S との線形結合の形の統計量でその平均と分散はそれぞれ $E(W) = 0, V(W) = 1$ になる。このとき、統計量 W に対するコーニッシュ・フィッシャー (Cornish-Fisher) 展開^{*7}を用いて高次のオーダーまで展開すると、

$$\frac{t_\alpha b_\nu - \delta}{\sqrt{1 + t_\alpha^2(1 - b_\nu^2)}} = u_\alpha - \frac{t_\alpha^3 (u_\alpha^2 - 1)}{24 \sqrt{1 + t_\alpha^2(1 - b_\nu^2)}^{3/2}} \left\{ \frac{1}{\nu^2} + \frac{1}{4\nu^3} + O\left(\frac{1}{\nu^4}\right) \right\}$$

($\nu \rightarrow \infty$) (8)

*7 W の分布のパーセント点を正規分布のパーセント点の近似展開として表現する式。

表2 自由度 v , 非心度 δ の非心 t 分布の上側5%点の近似式(8), (10)-(12)式による誤差.¹²⁾

v	η	真値	(8)	(10)	(11)	(12)
4	0.9	14.301	0.079	1.517	0.039	-2.937
	0.5	5.053	0.017	0.359	-0.106	-0.104
	0.1	2.587	0.001	0.082	-0.120	-0.028
	-0.1	1.703	0.000	0.026	-0.095	-0.010
	-0.5	0.013	0.000	-0.000	-0.001	-0.000
9	-0.9	-3.433	0.001	-0.058	0.124	-1.225
	0.9	14.829	0.010	0.388	-0.142	-2.633
	0.5	5.082	0.002	0.075	-0.094	-0.016
	0.1	2.357	0.000	0.011	-0.060	-0.003
	-0.1	1.329	0.000	0.003	-0.036	-0.000
16	-0.5	-0.798	0.000	-0.000	0.021	-0.000
	-0.9	-6.028	0.000	-0.052	0.096	-1.660
	0.9	16.962	0.003	0.200	-0.115	-2.583
	0.5	5.641	0.000	0.033	-0.066	-0.007
	0.1	2.385	0.000	0.004	-0.035	-0.000
	-0.1	1.125	0.000	0.000	-0.017	-0.000
	-0.5	-1.582	0.000	-0.001	0.022	-0.001
	-0.9	-8.748	0.001	-0.045	0.078	-1.867

になる。ただし、 u_α は $N(0, 1)$ の上側100 α %点、すなわち $\int_{u_\alpha}^{\infty} \phi(x) dx = \alpha$ とする。なお、スターリング (Stirling) の公式を用いると、 $v \rightarrow \infty$ のとき

$$b_v = 1 - \frac{1}{4v} + \frac{1}{32v^2} + \frac{5}{128v^3} + O\left(\frac{1}{v^4}\right) \quad (9)$$

になる。上側100 α パーセント点 t_α は方程式(8)の解として得られるが、その解の一意性は、 $v \geq 3$ であれば、 $0.003 \leq \alpha \leq 0.15$ において証明されるので、通常よく使われている $\alpha = 0.01, 0.05, 0.10$ 等についてはニュートン法を用いて(8)式の解を得ることができる。¹²⁾

次に、(8)式から従来の近似式を特別な場合として導出できることを示そう。まず、(8)式の右辺の第2項を無視すれば、 v が大きいとき $(t_\alpha b_v - \delta) / \sqrt{1 + t_\alpha^2(1 - b_v^2)} \approx u_\alpha$ となるから

$$t_\alpha \approx \frac{\delta b_v + u_\alpha \sqrt{b_v^2 + (1 - b_v^2)(\delta^2 - u_\alpha^2)}}{b_v^2 - u_\alpha^2(1 - b_v^2)} \quad (10)$$

になり、これはジャネット・ウェルチ (Jennett-Welch) の近似式と呼ばれている。¹³⁾ また、(9)式より v が大きいとき $b_v \approx 1$ 、 $1 - b_v^2 \approx 1/(2v)$ となることから、これらを(10)式に代入すると

$$t_\alpha \approx \frac{\delta + u_\alpha \sqrt{1 + \{(\delta^2 - u_\alpha^2)/(2v)\}}}{1 - u_\alpha^2/(2v)} \quad (11)$$

になり、これはジョンソン・ウェルチ (Johnson-Welch) の近似式と呼ばれている。¹⁴⁾ 上記の近似式(10), (11)は高々オーダー $o(v^{-1})$ までしか近似していないが、 χ_v^2 の特性関数^{*8}とコーニッシュ・フィッシャー展開を用いて

$$t_\alpha = \delta + u_\alpha + \frac{1}{v} B_1(u_\alpha) + \frac{1}{v^2} B_2(u_\alpha) + o\left(\frac{1}{v^2}\right) \quad (v \rightarrow \infty) \quad (12)$$

を得ることができる。ただし、 $B_1(u)$ 、 $B_2(u)$ はそれぞれ u の3次、5次の或る多項式である。この(12)式はファン・エーデン (van Eeden) の近似式と一致している。¹⁵⁾

次に、非心 t 分布のパーセント点の近似式(8), (10)-(12)

式の数値比較をしてみよう。非心度 δ は $(-\infty, \infty)$ の値を取り得るが、変換 $\eta = \delta / \sqrt{2v + \delta^2}$ を用いて区間 $(-1, 1)$ の値を取るようにすると、 $|\delta| \rightarrow \infty$ のとき $|\eta| \rightarrow 1$ となり、また逆も成り立つことが分かる。表2から分かるように近似式(8)が $|\eta| = 0.5, 0.9$ のときに他の近似式に比べてかなり良い。その理由としては(8)式は、 $v \rightarrow \infty$ のときオーダー $o(v^{-3})$ まで近似している。また、(8)式は正規確率変数 Z とカイ統計量 S の線形結合からなる統計量 W から導出されているが、一般に $v \rightarrow \infty$ のときカイ確率変数 $\sqrt{2}\chi_v$ はカイ2乗確率変数 χ_v^2 よりかなり速く正規近似することからも近似の精度が良いことに寄与していると考えられる。

以上のことから先の問題(i''), (ii''), (iii'')に近似式(8)を適用することによって正確な推測を行うことができる。¹⁰⁾

5. 正規性の条件を課さない場合の非心 t 統計量の分布

前節において、前提条件として無作為標本は正規分布から得られることを仮定したが、一般にこの正規性の条件は強いと考えられる。それでは正規性の条件を仮定しない場合にはどうなるのであろうか。それについて考えよう。¹⁶⁾

まず、 $X_1, X_2, \dots, X_n, \dots$ を互いに独立に、いずれも平均 μ 、分散 1 でかつ6次モーメントをもつ連続型確率変数列とする。ここで、 $\mu_j = E[(X_1 - \mu)^j]$ ($j = 2, \dots, 6$),

$$\bar{X} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X_i, \quad S_n^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2$$

とする。また $\mu \neq 0$ のとき $T_n = \sqrt{n} \bar{X} / S_n$ を非心 t 統計量という。ただし $S_n = \sqrt{S_n^2}$ とする。このときは、 \bar{X} と S_n は一般には互いに独立でないことに注意。特に所与の分布が正規分布 $N(\mu, 1)$ であれば、 T_n は自由度 $n-1$ 、非心度 $\mu\sqrt{n}$ の非心 t 分布に従うことが分かる。ここで $\sigma_n = E(S_n)$ とおく。このとき、各 $i = 1, 2, \dots$ について $X_i - \mu$ を改めて X_i と見なし、 $Z = \sqrt{n} \bar{X}$ 、 $Y_n = Z - t(S_n - \sigma_n)$ 、 $W_n = Y_n / \sqrt{V(Y_n)}$ とおくと、 $E(W_n) = 0$ 、 $V(W_n) = 1$ になる。そして、 $t = c\sqrt{n} + d$ と仮定し、 $0 < \alpha < 1$ としてコーニッシュ・フィッシャー展開を用いると、非心 t 統計量 T_n の分布の上側100 α %点 t_α は、 $n \rightarrow \infty$ のとき

$$t_\alpha = \frac{1}{\sigma_n} \left[\mu\sqrt{n} + \sqrt{V(Y_n)} \left\{ u_\alpha + \frac{1}{6} \kappa_3(W_n)(u_\alpha^2 - 1) \right\} + O\left(\frac{1}{n}\right) \right] \quad (13)$$

と近似される。ここで σ_n 、 $V(Y_n)$ 、 $\kappa_3(W_n) = E(W_n^3)$ は、 μ_i ($i = 1, \dots, 6$)に依存する。ここで、

$$\sigma_0 = |1 - \mu\mu_3 + (\mu^2/4)(\mu_4 - 1)|^{1/2}$$

とおくと、 $n \rightarrow \infty$ のとき $\sigma_0^{-1}(T_n - \mu\sqrt{n})$ の分布が $N(0, 1)$ に収束することも示される。¹¹⁾ なお、所与の分布の6次までのモーメントが分かり正規分布表を使えば、 t_α の近似式(13)からその近似値を電卓で簡単に計算できるとともに、前節のような仮説検定、区間推定を行うことができる。

特に、 $X_1, X_2, \dots, X_n, \dots$ を互いに独立に、いずれも

*8 χ_v^2 の特性関数は $E[\exp(i\chi_v^2)]$ である。ただし、 i は虚数単位、すなわち $i^2 = -1$ 。

表3 近似式(13)による上側10%点 $t_{0.10}$ の近似値の相対誤差.

n	真値	(13)
5	4.289289	-0.1771783
10	4.880270	-0.0083377
15	5.519534	0.0088098
20	6.063901	0.0134153
25	6.543175	0.0159288
30	6.974922	0.0181017
40	7.815945	0.0120926
50	8.510524	0.0138330
100	11.40056	0.0069154

$N(\mu, 1)$ に従う確率変数列とすれば $\mu_3 = \mu_5 = 0, \mu_2 = 1, \mu_4 = 3, \mu_6 = 15$ となり, (13)式から近似式が得られる. これから求められる上側5%点は, 正規性の条件の下で導出された近似式(8)から求められるものほど数値的には良くないが, $n \geq 10$ であれば利用可能と思われる.¹⁶⁾ また, 非対称分布の典型として指数分布の場合を考える. いま, $X_1, X_2, \dots, X_n, \dots$ を互いに独立に, いずれも密度 $f(x) = e^{-x} (x > 0)$ をもつ指数分布に従う確率変数列とすれば $\mu = \mu_2 = 1, \mu_3 = 2, \mu_4 = 9, \mu_5 = 44, \mu_6 = 265$ になる. このとき, 近似式(13)から得られる上側10%点 $t_{0.10}$ の近似値の相対誤差は表3^{*9)}のようになり, 比較的良好と考えられる. なお, 表3での真値は T_n の分布のシミュレーションによる値である.

6. おわりに

本稿では, まず東日本大震災を引き起こした巨大地震のような歴史的事象の生起について統計的観点から述べたが, 小さな確率でしか生起しないような現象でも現実に起こり得るという事実を多くの人々が認識させられた. 著者の大学院生時代に統計的決定論を(古典的な)ゲーム理論の観点から書かれた洋書を読んでいたときに, “自然(nature)”と“実験者(experimenter)”との零和2人ゲームの形で論じていた.¹⁷⁾ そのときに何故, “自然”が相手なのだろうかと思いに思ひ, それを“神”と置き換えてよいとも言われたがあまり納得できなかった. しかし, いま東日本大震災を経験して妥当であると思えるようになった. また, ゲームの理論で重要なミニマックス原理の観点から東日本大震災のような事象を考えると, 少なくとも現段階では, 地震, 津波, 原発事故等によって我々が被る最大のリスクを覚悟した上で, その最大リスクを最小にする我々の方策は, 避難路, 避難場所等を十分に確保することになるのではないだろうか. また, 想定内, 想定外を分けるものとして前提条件について述べたが, 一般に, 前提条件を弱くすればするほど得られる結論はトリビアルなものになってしまう. 従って(コンセンサスが得られる)適切な前提条件をいかに見出すかが鍵を握ることになる. 一方, 前提条件は命題の限界を示すことであり, これは正に“数学”が追究していることでもある.

*9) 表の値は河合伸一氏(防災科学技術研究所)による.

次に, 統計学の歴史において, 画期的な推測法として, ピアソンのカイ2乗適合度検定とスチューデントの t 分布に基づく推測法について述べたが, 前者は大標本論, 後者は小標本論の観点から考えられた. 一方, 統計的推測の観点から見ると, 前者はその夜明前で後者はその夜明後とも見なされ, その意味では, スチューデントの t 分布は現在の推測理論の基点であり, その果たした役割は極めて大きいと考えられる. スチューデントの t 分布は前提条件として正規性を仮定しているが, その条件は強いと言わざるを得ないので, それを仮定しない場合についても述べた. 以上のことから分かるように20世紀初頭に発見された統計的推測法が現在も脈々と受け継がれているのである.

参考文献

- 1) J. R. Gott III: Nature **363** (1993) 315.
- 2) J. R. Gott III: New Scientist **156** (1997) 36. (大橋訳: SClas(朝日新聞社) 1998.1.2, 16; 78)
- 3) 赤平昌文: 『統計解析入門』(森北出版, 東京, 2003).
- 4) M. Sato: J. Japan Statist. Soc. **29** (1999) 229.
- 5) K. Pearson: Philosophical Magazine, 5th Series **50** (1900) 157.
- 6) M. Akahira: *Goodness-of-fit Tests and Model Validity* (Birkhäuser, Boston, 2002) 495.
- 7) 赤平昌文: つくばスチューデントズ **631** (2011) 2.
- 8) D. Salsburg: *The Lady Testing Tea* (Henry Holt and Company, 2011) (竹内・熊谷訳: 『統計学を拓いた異才たち』(日本経済新聞社, 2006)).
- 9) Student: *Biometrika* **6** (1908) 1.
- 10) M. Akahira: *Commun. Statist.-Simula.* **24** (1995) 595.
- 11) V. Bentkus, B.-Y. Jing and Q.-M. Shao: *Bernoulli* **13** (2007) 346.
- 12) M. Akahira, M. Sato and N. Torigoe: *J. Japan Statist. Soc.* **25** (1995) 1.
- 13) W. J. Jennett and B. L. Welch: *J. Roy. Statist. Soc. Suppl.* **6** (1939) 80.
- 14) N. L. Johnson and B. L. Welch: *Biometrika* **31** (1940) 362.
- 15) C. van Eeden: *Int. Statist. Rev.* **29** (1961) 4.
- 16) M. Akahira, N. Ohyauchi and S. Kawai: *In pness in Commun. Statist.-Simula.* (2013).
- 17) A. Wald: *Statistical Decision Functions* (Wiley, New York, 1950).

非会員著者の紹介

赤平昌文氏: 1969年早稲田大学理工学部数学科卒業, 1978年電気通信大学助教授, 1987年筑波大学数学系教授, 2009年筑波大学理事・副学長, 現在に至る. 専門は数理統計学, 特に統計的推測理論とその応用.

(2012年5月28日原稿受付)

Statistical Views on Historical Events and the Development of Methods of Inference

Masafumi Akahira

abstract: In the article, we give statistical views on the occurrence of historical events like the Tohoku Earthquake causing an unprecedented natural disaster. In a history of statistics, from the end of 19th century to the beginning of 20th century, the most important discovery of the methods of statistical inference was made, and they are still widely used. In particular, we take up the chi-square goodness-of-fit test by K. Pearson (1857-1936) and the method of inference based on Student's t -distribution by W. S. Gosset (1876-1937), and further discuss recent results on the higher order approximation to a percentage point of the non-central t -distribution as the basis of the latter. Both of the methods of inference are usually used in statistical inference and data analysis, etc. even now.

柔らかい粒子の電気泳動と静電相互作用

大島 広行 (東京理科大学薬学部 278-8510 野田市山崎 2641)

高分子等の柔らかい物質 (soft matter) で覆われた粒子が柔らかい粒子 (soft particle) である。以前に柔らかい粒子の電気泳動に関する解説を寄稿したが、この分野におけるその後の理論的な発展に関して再び解説記事を寄稿する機会を得た。前の解説では、電場の中での粒子の動きは表面構造のない剛体粒子と柔らかい粒子とでは大きく異なることを述べた。本解説ではそこで詳しく議論しなかった緩和効果等について解説する。さらに、柔らかい粒子間の静電相互作用についても述べる。

1. はじめに

表題の柔らかい粒子 (soft particle) とは高分子電解質のような soft matter で覆われた粒子を意味する。本解説では、電解質水溶液中の柔らかい粒子が外部電場の中でどのような運動をするかという問題と二つの柔らかい粒子が Brown 運動 (熱運動) をしながら互いに接近したとき、どのような静電的相互作用が生じるかという二つの問題を理論的に扱う。以前に柔らかい粒子の電気泳動に関する解説¹⁾を寄稿したが、その際に触れられなかったことや、その後の理論的發展について述べたい。柔らかい粒子の挙動は表面構造をもたない剛体粒子の挙動と異なるが、基礎理論は共通の部分も多いので、柔らかい粒子のみでなく剛体粒子の電気現象についても解説する。

2. Poisson-Boltzmann 方程式

電解質溶液中の帯電粒子の周囲には、対イオン (粒子の電荷と反対符号のイオン) が粒子表面の電荷からのクーロン引力で集まり、副イオン (粒子の電荷と同符号のイオン) が遠ざけられる。この結果、粒子電荷と対イオンの間で電気二重層が形成されるが、イオンの熱運動のため、イオン分布は拡散構造をとる。図1は剛体球状粒子周囲のイオン

と電位の分布の模式図である。

粒子周囲の電位分布とイオン分布がどのようなものかを知ることが界面電気現象の理論の出発点である。イオンのサイズ (~Å) に比べて粒子のサイズ (数 10 nm から μm) が十分に大きいので、粒子の Brown 運動を凍結して、イオンの熱運動のみ考慮する。この結果、固定した粒子周囲の電位とイオンの平衡分布が得られる。粒子は平衡分布にあるイオン雲の衣 (電気二重層) を着て、Brown 運動をしていると考える (断熱近似)。

ここに登場する電場は、粒子電荷のつくる電場に熱運動する多数のイオンのつくる変動電場を加えて時間平均した平均電場である。この電場に対応する電位分布は通常、Poisson-Boltzmann の式で記述される。²⁻⁴⁾ この式は次のように導かれる。価数が z でバルク濃度 (数密度) が n の対称型電解質 (正負のイオンの価数が同じ電解質) を考える。位置 \mathbf{r} における平衡電位分布 $\psi^{(0)}(\mathbf{r})$ は以下の Poisson の式によって、平衡電荷密度 $\rho_{\text{el}}^{(0)}(\mathbf{r})$ に結びつけられる。

$$\Delta\psi^{(0)}(\mathbf{r}) = -\frac{\rho_{\text{el}}^{(0)}(\mathbf{r})}{\epsilon_r\epsilon_0} \quad (1)$$

ϵ_0 と ϵ_r はそれぞれ真空の誘電率と電解質溶液の比誘電率である。 $\psi^{(0)}(\mathbf{r})$ と $\rho_{\text{el}}^{(0)}(\mathbf{r})$ の両方が未知数であるので、式がもう一つ必要になる。そこで、陽イオンと陰イオンの平衡濃度 $n_{\pm}^{(0)}(\mathbf{r})$ が Boltzmann 分布に従うと仮定すると、 $\rho_{\text{el}}^{(0)}(\mathbf{r})$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \rho_{\text{el}}^{(0)}(\mathbf{r}) &= ze n_+^{(0)}(\mathbf{r}) - ze n_-^{(0)}(\mathbf{r}) \\ &= ze n \left[\exp\left(-\frac{ze\psi^{(0)}(\mathbf{r})}{kT}\right) - \exp\left(\frac{ze\psi^{(0)}(\mathbf{r})}{kT}\right) \right] \quad (2) \end{aligned}$$

e, k, T はそれぞれ素電荷, Boltzmann 定数, 絶対温度である。(1)式と(2)式を連立させて、 $\rho_{\text{el}}^{(0)}(\mathbf{r})$ を消去すると次の Poisson-Boltzmann の式が導かれる。

$$\Delta\psi^{(0)}(\mathbf{r}) = \frac{ze n}{\epsilon_r\epsilon_0} \left[\exp\left(\frac{ze\psi^{(0)}(\mathbf{r})}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{ze\psi^{(0)}(\mathbf{r})}{kT}\right) \right] \quad (3)$$

この式は界面電気現象の理論の出発点になる式である。一次元の場合すなわち無限に広がった平板状粒子周囲の電位分布の場合、(3)式は厳密に解け、球状粒子と円柱状粒子の場合は近似解が得られている。粒子表面から溶液中に向かう距離を x とすると、表面近傍では電位はほぼ $\psi^{(0)}(x) = \psi_0 \exp(-\kappa x)$ にしたがって減衰する。ここで、 ψ_0 は粒子の表面電位であり、表面電荷密度 σ と次式で結ばれる。

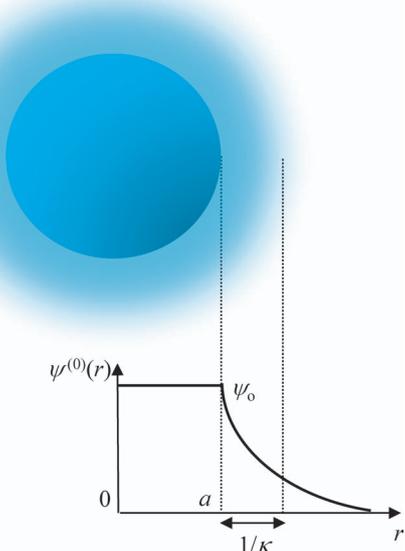


図1 半径 a の球状剛体粒子周囲のイオン雲と電位の平衡分布。 ψ_0 は表面電位、 $1/\kappa$ は電気二重層の厚さを表す。

$$\psi_0 = \frac{2kT}{ze} \ln \left[\frac{ze\sigma}{2\epsilon_r\epsilon_0\kappa kT} + \left\{ \left(\frac{ze\sigma}{2\epsilon_r\epsilon_0\kappa kT} \right)^2 + 1 \right\} \right] \quad (4)$$

また、 $1/\kappa$ は電気二重層の厚さを表す Debye 長である。

Poisson-Boltzmann 方程式は次のようないくつかの近似に基づいている。イオンのサイズを無視して点電荷とみなす。イオン相関を無視する。媒質を連続体と近似する。粒子表面の電荷が連続的に分布するとみなす。このような近似の妥当性と限界については文献を参照されたい。⁵⁾

3. 柔らかい粒子周囲のイオンと電位の分布

粒子表面が一定の厚さの高分子電解質の層で覆われ、この表面層内に電解質イオンが浸入できる柔らかい粒子を考えよう。^{2-4, 6-8)} 球状の柔らかい粒子の場合の電位分布を図2に模式的に示す。イオン雲は表面層の内外にできる。表面層内に価数 Z の解離基が数密度 N で一様に分布している場合を考える。この解離基の寄与を考慮すると、表面層内の電位分布に対する Poisson-Boltzmann の式 ((3)式) は、表面層内の固定電荷密度 ZeN を考慮して、次のようになる。

$$\Delta\psi^{(0)}(\mathbf{r}) = \frac{zeN}{\epsilon_r\epsilon_0} \left[\exp\left(\frac{ze\psi^{(0)}(\mathbf{r})}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{ze\psi^{(0)}(\mathbf{r})}{kT}\right) \right] - \frac{ZeN}{\epsilon_r\epsilon_0} \quad (5)$$

平板状の柔らかい粒子 (粒子のサイズが Debye 長 $1/\kappa$ より十分大きく、粒子近傍で表面を平面とみなしてよいような粒子) については (5) 式の厳密解が得られ、球と円柱の場合は近似解が導かれている。^{2,3)} 表面層が Debye 長より十分厚い場合、表面層の奥深い部分の電位は次式で与えられる Donnan 電位 (ψ_{DON} と表す) に等しくなる。

$$\psi_{\text{DON}} = \frac{kT}{ze} \ln \left[\left(\frac{ZN}{2zn} \right) + \sqrt{\left(\frac{ZN}{2zn} \right)^2 + 1} \right] \quad (6)$$

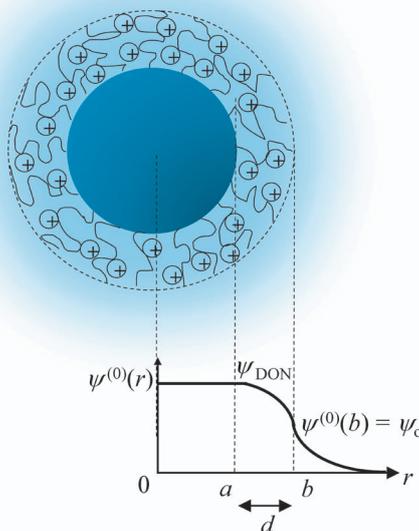


図2 コアの半径 a 、表面層の厚さ d の球状の柔らかい粒子。 $b = a + d$ 。 ψ_0 は表面電位。 d が Debye 長 $1/\kappa$ より十分厚いとき、表面層の奥深い部分の電位は Donnan 電位 ψ_{DON} に等しい。

なお、表面層が Debye 長より十分厚い場合は、粒子コア表面が帯電していてもその影響は小さい。また、図2のように表面層は一定の厚さをもつ階段関数状であるが、イオンの熱運動のために電位分布は階段関数的でなく指数関数的な変化を示す。このとき表面層の先端の電位を柔らかい粒子の表面電位とよび、 ψ_0 と表すと (図2)、以下の簡単な関係がある。

$$\begin{aligned} \psi_0 &= \psi_{\text{DON}} - \frac{kT}{ze} \tanh\left(\frac{ze\psi_{\text{DON}}}{2kT}\right) \\ &= \left(\frac{kT}{ze}\right) \left(\ln \left[\frac{ZN}{2zn} + \left\{ \left(\frac{ZN}{2zn} \right)^2 + 1 \right\}^{1/2} \right] \right) \\ &\quad + \frac{2zn}{ZN} \left[1 - \left\{ \left(\frac{ZN}{2zn} \right)^2 + 1 \right\}^{1/2} \right] \end{aligned} \quad (7)$$

柔らかい粒子の界面電気現象の主役は Donnan 電位である。固体表面の場合、表面電位 ψ_0 が (4) 式のように表面電荷密度 σ で与えられるのに対し、柔らかい表面では (7) 式のように体積密度 N で与えられる。

Donnan 電位といえば、通常は電解質溶液の入った容器を半透膜で二分し、一方に半透膜を通らない高分子電解質を入れたとき、半透膜の両側に発生する電位差を意味するが、今考えている高分子電解質からなる表面層の内外の電位差も全く同じ Donnan 電位である。高分子電解質を半透膜で局在させるのも、高分子電解質の一端を固体表面に固定するのも、高分子電解質をある領域に局在させる点で等価である。

また、この節では解離基の解離度を 1 と仮定しているが、pH の影響等については文献 2, 3 を参照されたい。

4. 外部電場の中での帯電粒子の運動 (電気泳動)

電解質溶液中に粒子を分散させて外部から静電場を加えると、粒子に働く電場からの力と液体からの粘性抵抗が釣りあって粒子は等速で動くようになる。これが電気泳動である (図3)。粒子の電気泳動速度の測定は粒子のゼータ電位 ζ を見積もる代表的な実験法である。⁹⁾ ゼータ電位が求められると、この電位を粒子の表面電位 ψ_0 (図1参照) とみなして、粒子間の静電相互作用を計算する (第7節参照)。粒子に対する液体の相対速度がゼロになる面をすべり面とよび、この面における電位がゼータ電位である。粒子表面に媒質分子が吸着するため、すべり面は一般に粒子表面より少し外側にある。したがって、厳密にはゼータ電位は表面電位に一致しないが、近似的に両者が互いに等しいとみなすことが多い。以下でも、すべり面は粒子表面に一致し、 ζ を粒子の表面電位 ψ_0 に等しいとみなす。一般に粒子のゼータ電位が高いほど粒子の電気泳動速度は大きくなる。

前節までは粒子周囲のイオンと電位は平衡分布にあると考えたが外部電場が加わるとどうなるであろうか。イオン雲は対イオンからなるので、粒子の運動方向と逆向きに動こうとする。したがって、粒子からイオン雲が脱げるのか

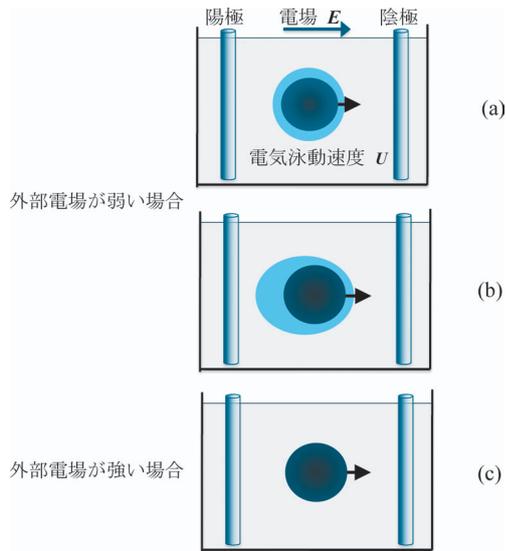


図3 外部電場が電気二重層の電場より弱いとき、粒子は電気二重層を着たまま泳動する。ゼータ電位が低いとき、イオン分布は平衡分布であるが(a)、ゼータ電位が高いときは緩和効果のために電気二重層は変形する(b)、外部電場が電気二重層の電場より強いときは、電気二重層の衣は脱げ、粒子は裸で泳動する(c)。

どうか問題になる。これは電気二重層内の電場と外部電場の大小関係で決まる。例えば表面電位 ψ_0 が 30 mV の粒子が 0.01 M の 1 価対称型電解質中 ($1/\kappa \approx 3$ nm) に存在する場合、粒子表面の電場はおおよそ $30 \text{ mV}/3 \text{ nm} \approx 10^7 \text{ V/m}$ となり極めて大きい。通常の電気泳動測定における外部電場 (10^4 V/m 以下) に比べ十分に大きく、粒子からイオン雲が脱げることはない。¹³⁾ しかも、ゼータ電位が低いときは、粒子のスピードが小さく粒子周囲のイオン分布は粒子の動きに瞬時に応答し乱れることなく、平衡分布にあるイオン雲の衣を着たまま運動する(図3(a))。しかし、外部電場が弱くても、粒子のゼータ電位が高くなると、粒子のスピードも大きくなり、イオン雲は粒子の運動に対して瞬間的な応答ができずに遅れが生じる。この結果、粒子の後方に対イオンが蓄積してイオン雲は平衡分布からずれて変形(分極)する(図3(b))。これが電気泳動における緩和効果である。さらに、外部電場が電気二重層内の電場より大きい場合、ついに、イオン雲が粒子から脱げ、裸の粒子が電場中を運動するようになる(図3(c))。

以下では弱い電場中の電気泳動を扱う。外部電場が弱い場合、粒子のスピード U も小さく外部電場の大きさ E に比例する。なお、ゼータ電位が高いと粒子のスピードも大きくなるが後述するように緩和効果のため粒子のスピードは頭打ちとなる。 U と E の比を電気泳動移動度 μ とよぶ ($\mu = U/E$)。粒子が動くとき周囲の液体(非圧縮性流体と仮定)とイオンの両方が動くので、液体の速度 $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ とイオンの速度 $\mathbf{v}_{\pm}(\mathbf{r})$ の両方に対する式が必要になる。粒子のスピードが小さいので、 $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ に対する Navier-Stokes の式については、Reynolds 数が小さいときの Stokes 近似が適用できる。ただし、電解質イオンの存在を考慮しなければならないので、定常流に対する Stokes 近似の Navier-Stokes

の式は以下ようになる。

$$\eta \Delta \mathbf{u}(\mathbf{r}) - \nabla p(\mathbf{r}) - kT \nabla \{n_+(\mathbf{r}) + n_-(\mathbf{r})\} - \rho_{\text{el}}(\mathbf{r}) \nabla \psi(\mathbf{r}) = \mathbf{0} \quad (8)$$

η は溶液の粘度、 $p(\mathbf{r})$ は圧力である。通常の Navier-Stokes の式の場合、この式の左辺は第1項と第2項のみであるが、イオンが存在するために、第3項と第4項が加わる。第2項と第3項は圧力勾配の寄与を表し、第3項はそのうちのイオン浸透圧の寄与である。第4項はイオンによる電荷 $\rho_{\text{el}}(\mathbf{r})$ が電場 ($-\nabla \psi(\mathbf{r})$) から受ける力を表している。(8)式に登場するイオン濃度 $n_{\pm}(\mathbf{r})$ と電位 $\psi(\mathbf{r})$ は平衡濃度 $n_{\pm}^{(0)}(\mathbf{r})$ および平衡電位 $\psi^{(0)}(\mathbf{r})$ と異なり、外部電場の影響を含む。(8)式の第3項と第4項が存在するために、液体の流速 $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ に加えて、イオン濃度 $n_{\pm}(\mathbf{r})$ と電位 $\psi(\mathbf{r})$ を求めなければならない。問題はやっかいなものとなる。しかし、実際には、イオン濃度 $n_{\pm}(\mathbf{r})$ と電位 $\psi(\mathbf{r})$ を別々に扱う必要はなく、イオンの電気化学ポテンシャル $\tilde{\mu}_{\pm}(\mathbf{r}) = \pm z e \psi(\mathbf{r}) + kT \ln n_{\pm}(\mathbf{r})$ および $\rho_{\text{el}}(\mathbf{r}) = z e \{n_+(\mathbf{r}) - n_-(\mathbf{r})\}$ を用いると(8)式は以下のように簡単になる。

$$\eta \Delta \mathbf{u}(\mathbf{r}) - \nabla p(\mathbf{r}) - \{n_+(\mathbf{r}) \nabla \tilde{\mu}_+(\mathbf{r}) + n_-(\mathbf{r}) \nabla \tilde{\mu}_-(\mathbf{r})\} = \mathbf{0} \quad (9)$$

(9)式の他に、さらにイオンの流れも考慮しなければならない。イオンの速度 $\mathbf{v}_{\pm}(\mathbf{r})$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_{\pm}(\mathbf{r}) &= \mathbf{u}(\mathbf{r}) - \frac{1}{\lambda_{\pm}} \nabla \tilde{\mu}_{\pm}(\mathbf{r}) \\ &= \mathbf{u}(\mathbf{r}) - \frac{1}{\lambda_{\pm}} \left\{ \pm z e \nabla \psi(\mathbf{r}) + kT \frac{\nabla n_{\pm}(\mathbf{r})}{n_{\pm}(\mathbf{r})} \right\} \end{aligned} \quad (10)$$

λ_{\pm} は陽イオンと陰イオンの抵抗係数である。(10)式はイオンが液体の速度 $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ で動く(対流)とともに、イオンの電気化学ポテンシャル $\tilde{\mu}_{\pm}(\mathbf{r})$ の勾配(伝導と拡散)で生じることを表している。電気泳動の問題は、粒子に固定した座標系を用いて、(9)式および $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ と $\mathbf{v}_{\pm}(\mathbf{r})$ に対する連続の式、さらに粒子に対する力の釣り合いの式を連立させて適当な境界条件の下で解かねばならない。

外部電場が弱い場合、 $\tilde{\mu}_{\pm}(\mathbf{r})$ の平衡値 $\tilde{\mu}_{\pm}^{(0)}$ (これは位置 \mathbf{r} に依存しない)からのずれ $\delta \tilde{\mu}_{\pm}(\mathbf{r})$ が小さいとみなせる。そこで、 $\tilde{\mu}_{\pm}(\mathbf{r}) = \tilde{\mu}_{\pm}^{(0)} + \delta \tilde{\mu}_{\pm}(\mathbf{r})$ と置き、(9)式を微小量 $\delta \tilde{\mu}_{\pm}(\mathbf{r})$ について線形化し、かつ両辺の rot をとり圧力勾配項を消去すると、次式が得られる。

$$\eta \nabla \times \Delta \mathbf{u}(\mathbf{r}) = -\nabla \delta \tilde{\mu}_+(\mathbf{r}) \times \nabla n_+^{(0)}(\mathbf{r}) - \nabla \delta \tilde{\mu}_-(\mathbf{r}) \times \nabla n_-^{(0)}(\mathbf{r}) \quad (11)$$

このように、電気化学ポテンシャルの平衡値からのずれ $\delta \tilde{\mu}_{\pm}(\mathbf{r})$ が帯電粒子の電気泳動挙動を決めることがわかる。(11)式まで単純化されると解析解を得ることが可能になってくる。

半径 a の球の場合、座標原点を球の中心に定め、 \mathbf{E} と \mathbf{r} の間の角を θ とすると、 $\delta \tilde{\mu}_{\pm}(\mathbf{r})$ は次のように表せる。

$$\delta \tilde{\mu}_{\pm}(\mathbf{r}) = \mp z e \phi_{\pm}(\mathbf{r}) E \cos \theta \quad (12)$$

ただし、

$$\phi_{\pm}(r) = r + \frac{a^3}{2r^2} + f_{\pm}(r) \quad (13)$$

である。(13)式右辺の r は外部電場 \mathbf{E} のポテンシャル $-\mathbf{E} \cdot \mathbf{r} = -Er \cos \theta$ に由来し、第2項 $a^3/2r^2$ は粒子の分極のポテンシャルに対応する。第3項 $f_{\pm}(r)$ は、もしイオンと電位の平衡分布が保たれるならばゼロである(図3(a))。この場合は電気泳動移動度 μ に対してHenryの式が得られる。さらに、Henryの式の極限として、 $\phi_{\pm}(r) \approx \phi_{\pm}(a) = 3a/2$ と近似すると、 $\kappa a \gg 1$ で適用できるSmoluchowskiの式($\mu = \epsilon_r \epsilon_0 \zeta / \eta$)が得られ、 $\phi_{\pm}(r) = r$ と近似すると、 $\kappa a \ll 1$ で適用できるHückelの式($\mu = 2\epsilon_r \epsilon_0 \zeta / 3\eta$)が得られる。いずれの場合も、 μ は ζ に比例する。

5. 緩和効果

緩和効果(電気二重層の変形)を無視する近似((13)式で $f_{\pm}(r) = 0$ と置く近似)は、後に述べるように、1価の対称型電解質中($z=1$)でゼータ電位が50 mV程度までの場合($ze|\zeta|/kT \leq 2$)にのみ適用できる。ゼータ電位が高くなると緩和効果を考慮しなければならず、 $f_{\pm}(r) = 0$ と置くことはできない。しかし、 $f_{\pm}(r) \neq 0$ の場合の μ を求めることは容易ではない。求め方としては、 μ を $ze|\zeta|/kT$ のべき級数で表す方法($ze|\zeta|/kT$ の1次の項はHenryの式)と $1/\kappa a$ のべき級数で表す方法がある(ゼロ次の項はSmoluchowskiの式)。1943年に発表されたOverbeekの学位論文¹⁰⁾の中では μ を $ze|\zeta|/kT$ の3次の項まで求めるのに100ページ近く費やされている(ただし、Overbeekの導いた式には最大20%に達する計算ミスがあり、後に訂正された¹¹⁾)。Overbeekの理論から、 ζ の低いときは μ は ζ に比例して増大するが、 ζ が高くなると μ の増加が鈍ることが示される。しかし、さらに ζ が高い場合(100 mV以上)、極大を過ぎると μ は ζ とともに減少する。この極大が ζ の高次の項が得られても相変わらず存在するのか、それとも極大が消失し μ は ζ とともに単調に増大し続けるのかは、長い間、大問題であった。極大の存在を予測した論文が発表された後に、同じ著者によってそれを否定する論文が発表されたこともあった。1966年には、Overbeekが渡米しIBMのコンピュータで計算したが、計算の収束が悪く極大の存在の確認までには至らなかった。¹²⁾

極大の存在がはっきりしたのは、1978年のO'BrienとWhiteによる数値計算の結果である。¹³⁾その後、 $1/\kappa a$ のオーダーまで求めた解析式¹⁴⁾も導かれ、極大の存在が解析的にも確認された。正に帯電した粒子の場合、 μ の主要項は(13)式において $\phi_+(r) = 3a/2$ (副イオン)、 $\phi_-(r) = 3a/2(1+F)$ (対イオン)と近似して得られる。 F は緩和効果を表すDukhin数に対応するパラメタである。図4には解析式¹⁴⁾による μ を ζ の関数としてプロットした結果を示す。1価の対称型電解質中($z=1$)でゼータ電位が約50 mV程度までの場合($ze|\zeta|/kT \leq 2$)、 μ は ζ にほぼ比例するので、緩和効果が無視できることがわかる。さらに、図4から極大

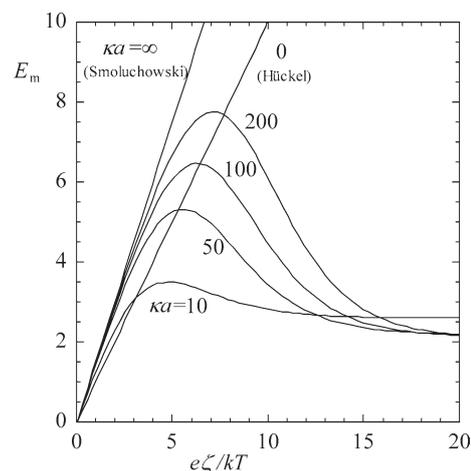


図4 KCl水溶液中(25°C, $\epsilon_r = 78.5$, $\eta = 0.891$ mPa·s)における正に帯電した球状粒子(半径 a)の電気泳動移動度 μ 。種々の κa の値に対して μ をゼータ電位 ζ の関数として与えた。²⁾縦軸と横軸はそれぞれ無次元化した電気泳動移動度 $E_m = (3\eta e/2\epsilon_r \epsilon_0 kT)\mu$ とゼータ電位 $e\zeta/kT$ 。緩和効果のために μ の極大が現れる。大きな ζ の極限で μ は一定値に近づく。

を過ぎた後に μ が減少するがゼロにならずにゼロでない一定値に近づくことがわかる。これは正に帯電した粒子の場合、 $\zeta \rightarrow \infty$ の極限で $F \rightarrow 0$ になり、 $\phi_-(r) = 3a/2(1+F) \rightarrow 0$ になることに対応している。つまり、粒子表面の平衡電場が極めて強くなるために、対イオン(陰イオン)が強く粒子表面に束縛されて(一種の対イオン凝縮)、外部電場の影響が完全に打ち消される($\delta\mu_- \approx 0$)。この結果、粒子から遠方に追いやられた副イオン(陽イオン)の電気化学ポテンシャルのみで電気泳動移動度が決定される。対イオン凝縮は粒子と対イオンのみからなる系で起こることが知られているが、このように添加塩系でも起こる。なお、液体粒子でも、 $\zeta \rightarrow \infty$ の極限では粒子から遠方にある副イオンの分布は剛体粒子の場合と同じであるから、剛体粒子と同じ電気泳動移動度の極限值を示す。これは液体粒子の“固化現象”と呼ばれている。しかし、 μ の極大の存在、対イオン凝縮現象および液体粒子の固化現象に対する理論的予測がPoisson-Boltzmann方程式の適用範囲内にあるかどうかについては議論の余地があり、また実験的にもまだ観測されていない。とくに $ze|\zeta|/kT \approx 5-8$ (図4参照)における μ の極大の確認に関する実験は、このような高い ζ 電位の粒子の調製が困難なために行われていない。

6. 柔らかい粒子

柔らかい粒子の電気泳動の理論^{1-7, 15-20)}はDebye-Bueche-Brinkmanモデル^{21, 22)}に基づく。このモデルでは、表面層内に高分子セグメントによる抵抗点が一樣に分布し、表面層内の液体の流れに対して単位体積当たり $\gamma\mathbf{u}(r)$ の抵抗を及ぼすものと仮定する。したがって、表面層内の液体の速度に対するNavier-Stokesの式は(8)式に粘性抵抗の項 $\gamma\mathbf{u}(r)$ を加えたものになる。

$$\begin{aligned} \eta \Delta \mathbf{u}(r) - \gamma \mathbf{u}(r) - \nabla p(r) \\ - kT \nabla \{n_+(r) + n_-(r)\} - \rho_{el}(r) \nabla \psi(r) = 0 \end{aligned} \quad (14)$$

高分子セグメントを半径 a_p の微小な球とみなし、その数密度を N_p とすると、 $\gamma = \gamma = 6\pi\eta a_p N_p F_p(\phi_p)$ と表される。ただし、 $\phi_p = (4\pi/3)a_p^3 N_p$ は高分子セグメントの体積分率である。ランダムな高分子セグメントの配置を仮定したとき、抵抗係数 $F_p(\phi_p)$ は近似的に次式で与えられる。²³⁾

$$F_p(\phi_p) = \frac{1+3(\phi_p/2)^{1/2} + (135/64)\phi_p \ln \phi_p + 16.456\phi_p^3}{1+0.681\phi_p - 8.48\phi_p^2 + 8.16\phi_p^3} \quad (15)$$

$\phi_p \rightarrow 0$ で $F_p(\phi_p) \rightarrow 1$ となり、 $\gamma \mathbf{u}(\mathbf{r})$ は Stokes 抵抗 $6\pi\eta a_p N_p \mathbf{u}(\mathbf{r})$ に帰着する。(8)式の代わりに(14)式を用いる点以外は、第4節で述べたことはすべて柔らかい粒子に対しても適用できる。

緩和効果が無視すると、コア半径 a 、表面層(価数 Z の解離基が数密度 N で一様に分布)の厚さが d の球状の柔らかい粒子の電気泳動移動度 μ に対しては、(13)式の $\phi_{\pm}(r)$ について、 $\phi_{\pm}(r) = b + a^3/2b^2$ と近似すると、次式が得られる。^{1-4, 6-8)}

$$\mu = \frac{2\epsilon_r \epsilon_0}{3\eta} \left(1 + \frac{a^3}{2b^3}\right) \frac{\psi_0/\kappa_m + \psi_{\text{DON}}/\lambda}{1/\kappa_m + 1/\lambda} + \frac{ZeN}{\eta\lambda^2} \quad (16)$$

ただし、 $b = a + d$ であり、 $\kappa_m = \kappa \cosh(z e \psi_{\text{DON}}/kT)$ は表面層内の Debye-Hückel パラメタである。また、 $1/\lambda = (\eta/\gamma)^{1/2} = 1/(6\pi a_p N_p F_p(\phi_p))^{1/2}$ は柔らかさのパラメタと呼ばれる量である。 $1/\lambda$ が $1/\kappa_m$ に比べて大きいほど、表面層内部を流れる液体が高分子セグメントから受ける抵抗が小さくなり、粒子の“柔らかさ”が増す。逆に $\kappa_m/\lambda \rightarrow 0$ では、柔らかい粒子は剛体粒子になる。(16)式は $\kappa a \gg 1$, $\lambda a \gg 1$, $\kappa d \gg 1$, $\lambda d \gg 1$ の場合の近似式である。

緩和効果を考慮した電気泳動移動度 μ に対しては、最近以下の式が導かれた。²⁴⁾

$$\mu = \frac{2\epsilon_r \epsilon_0}{3\eta} \left(1 + \frac{a^3}{2b^3}\right) \frac{\psi_0/\kappa_m + \psi_{\text{DON}}/\lambda}{1/\kappa_m + 1/\lambda} + \frac{ZeN}{\eta\lambda^2} f_1 + f_2 \quad (17)$$

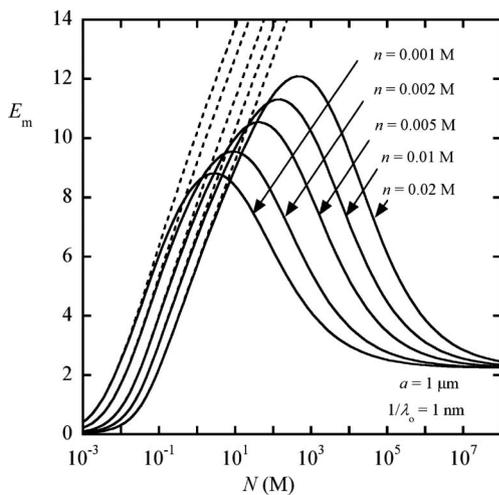


図5 1-1型電解質水溶液中(25°C)における柔らかい粒子(半径 $a = 1 \mu\text{m}$)の電気泳動移動度を種々の電解質濃度 n に対して μ を表面層内の固定電荷密度 $N(\text{M})$ (M は mol/L を意味する)の関数 ($Z=1$) として表す。²⁴⁾ 表面層は Debye 長 $1/\kappa$ に比べて十分厚いとする。柔らかさのパラメタ $1/\lambda_c$ は $n=0.1 \text{ M}$ における値を表す。実線と点線はそれぞれ緩和効果を考慮した(17)式と無視した(16)式に対応する。縦軸は無次元化した電気泳動移動度 $E_m = (3\eta/2\epsilon_r \epsilon_0 kT)\mu$ である。

f_1 と f_2 が緩和効果を表す補正関数であり緩和効果を表すパラメタ F に依存する (F は前述の剛体粒子の場合と同じように緩和効果を表すパラメタ Dukhin 数に対応する)。Donnan 電位が低い場合、 F が小さくなり、緩和効果が無視できるようになる。したがって、 $f_1 = 1$ および $f_2 = 0$ になり、(17)式は(16)式に帰着する。(17)式は正に帯電した粒子の場合、(13)式の $\phi_{\pm}(r)$ について、 $\phi_+(r) = b + a^3/2b^2$ (副イオン)、 $\phi_-(r) = b + a^3/2b^2(1+F)$ (対イオン)のように近似して得られる。また、 $y_0 = ze\psi_0/kT$ と $y_{\text{DON}} = ze\psi_{\text{DON}}/kT$ はそれぞれ無次元化した表面電位と Donnan 電位である。図5は25°Cの1-1型電解質水溶液中(濃度 n)における柔らかい粒子(半径 $a = 1 \mu\text{m}$)の電気泳動移動度 μ である。²⁴⁾ 種々の電解質濃度 n に対して μ を表面層内の固定電荷密度 N の関数として表してある。(17)式による計算結果と厳密な数値計算の結果はよく一致する。緩和効果を考慮した(17)式を用いた計算結果(実線)と考慮しない(16)式に基づく結果(点線)を比較してある。図5より、 $N \leq 0.1 \text{ M}$, $n \geq 0.001 \text{ M}$ では、緩和効果が小さいことがわかる。 $|Z|N/zn$ を大きくすると、剛体粒子の場合と同様に、緩和効果のために μ に極大が現れることがわかる。さらに、大きな $|Z|N/zn$ の極限で μ は剛体粒子の場合と同じ極限值に近づく。これは、柔らかい粒子の“固化現象”であるが、実験的には観測されていない。

これまで、表面層内で高分子セグメントは均一分布をすると仮定し、その形状を階段関数で表した(この階段関数を後述するソフト階段関数と区別して、ハード階段関数とよぶ)。しかし、実際には高分子セグメントの長さは均一ではなく不均一である。その幅 δ が電気泳動移動度にどのような影響を及ぼすかを評価するために、高分子セグメントに対して不均一分布を仮定するモデルがいくつか提出されている。粒子表面に原点を置き、そこから溶液中に向か

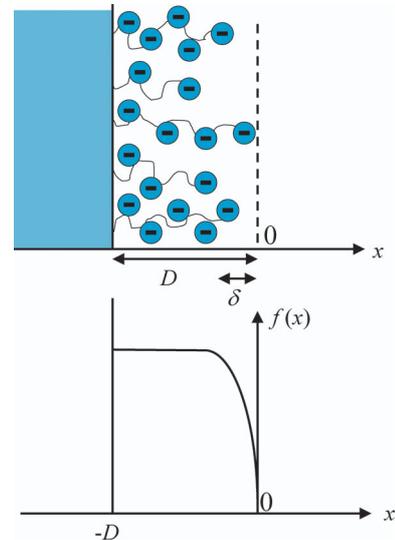


図6 高分子セグメントの不均一分布 $f(x)$ に対するソフト階段関数モデル。^{27, 28)} $f(x) = 1 - \exp(x/\delta)$. D = 表面層の厚さ、 δ = セグメント分布の不均一さの幅 ($\delta \ll D$).

ってx軸をとったとき、セグメント分布に対して指数関数モデル^{25,26)} $(1 - \tanh(x/2\delta))/2$ を仮定したシグモイド関数モデル¹⁹⁾そしてハード階段関数モデルの角を丸くして $1 - \exp(-x/\delta)$ を仮定したソフト階段関数モデル^{27,28)}である(図6)。このモデルからは、表面層の厚さDがδに比べて十分大きい場合、次式が得られる。

$$\mu = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{\eta} \frac{\psi_0 / \kappa_m + \psi_{DON} / \lambda}{1 / \kappa_m + 1 / \lambda} + \frac{ZeN}{\eta \lambda^2} - \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{\eta} \left(\frac{kT}{ze} \right) \tanh \left(\frac{ze\psi_{DON}}{kT} \right) \times \frac{(\lambda\delta)(\kappa_m\delta)}{(1 + \kappa_m\delta)(1 + \lambda\delta)(1 + \lambda/\kappa_m)} \quad (18)$$

この式の右辺第3項がセグメントの不均一分布の効果を表す補正項である。セグメントの不均一分布の幅δが $1/\kappa_m$, $1/\lambda$ より十分小さいとき、右辺第3項は0に近づき不均一分布の効果は無視できることがわかる。どのモデルも同様の結果を与えるが、前の2つのモデルでは、高分子セグメントの分布の尾が無限遠まで伸びているので、濃厚系の電気泳動や柔らかい粒子の相互作用を考えるときは不便である。たとえば、2つの柔らかい粒子の相互作用の場合、初めからすでにそれぞれの表面層が重なっていて粒子間距離を規定できないが、ソフト階段関数モデルは可能である。

(16)式を用いて、赤血球等の細胞や微生物の電気泳動移動度のデータ解析が報告されている。²⁹⁻⁴⁰⁾ 柔らかい粒子の電気泳動の特徴は(16)式の第2項の存在で、このために高い塩濃度でも、剛体粒子の場合から予想されるよりも速く

泳動することである((16)式の第1項は電解質イオンの遮蔽効果のため高い塩濃度でゼロに近づくが、第2項は遮蔽効果を受けない)。¹⁻³⁾ (16)式は2つの未知のパラメタ、すなわち、表面層内の固定電荷の密度Nと柔らかさのパラメタ $1/\lambda$ を含むので、サンプルの電気泳動移動度を電解質濃度の関数として測定し、カーブフィッティングによってこれら2つのパラメタを決定する。カーブフィッティングによるパラメタ決定の信頼性については、文献40を参照されたい。用いる電解質濃度は0.01 Mから0.154 M(生理的条件に対応)程度で、報告されているNの値は0.1 M程度以下、 $1/\lambda$ は1 nm程度の大きさである。図5より、この範囲では緩和効果の影響は無視でき、(16)式が適用できると考えられる。

7. 柔らかい粒子間の静電相互作用

2つの帯電粒子がBrown運動をしながら接近するとそれぞれの平衡電気二重層が重なり合って、粒子間の領域の対イオン濃度が上昇するために過剰浸透圧による斥力が発生する(図7)。この力を求めるには、2つの粒子のいずれか一方を取り囲む任意の閉曲面上でMaxwellの応力と浸透圧を積分し、2粒子間の距離の関数として相互作用の力を求める(図8)。この静電斥力相互作用と粒子間のvan der Waals引力相互作用のバランスで微粒子分散系の安定性を論じたのがDerjaguin-Landau-Verwey-Overbeek(DLVO)のコロイド安定性の理論である。⁴¹⁾

粒子間の静電相互作用の計算の際に、それぞれの粒子の

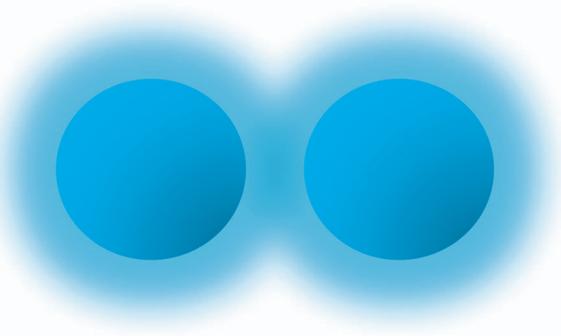


図7 電気二重層の重なりによる粒子間静電斥力の発生。

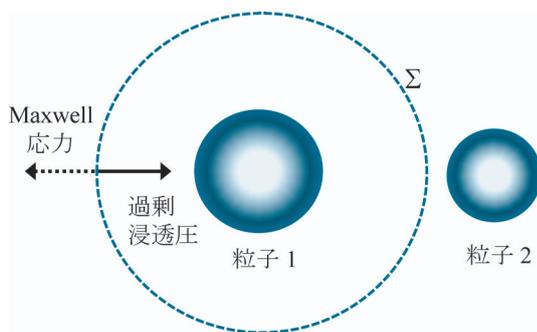


図8 2つの帯電粒子間の静電相互作用力の計算。一方の粒子を含む任意の閉曲面Σに働くMaxwellの応力と対イオン濃度上昇に伴う過剰浸透圧を積分する。

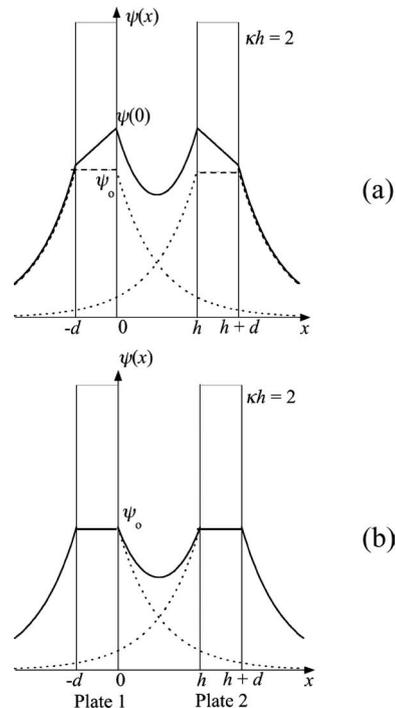


図9 2枚の剛体平板間(厚さdで表面間距離がh)の静電相互作用と電位分布 $\psi(x)$ の変化。線形近似に基づく計算結果。一定表面電荷密度モデル(a)と一定表面電位モデル(b)。一定表面電位モデルの場合(b)、粒子の表面電位は粒子間距離hに依存せず常に ψ_0 (相互作用のないときの表面電位)に等しく一定である。

表面電荷密度が粒子間距離にかかわらず一定に保たれるモデル（一定表面電荷密度モデル，図9(a)）と表面電位が一定に保たれると仮定するモデル（一定表面電位モデル，図9(b)）がある．図9には，2枚の平行平板（厚さ d で表面間距離が h ）間の電位分布 $\psi(x)$ を表す．実線は $\kappa h=2$ の場合の電位分布であり，点線は相互作用のない場合（ $\kappa h=\infty$ ）の電位分布である．もし，粒子の表面電荷が表面に存在する解離基に由来し，その解離度が粒子間距離に依存しなければ一定表面電荷密度モデルが適用される．この場合，粒子の表面電位 $\psi(0)$ は h とともに変化し，相互作用のないときの表面電位 ψ_0 とは異なる．また，ヨウ化銀粒子のように，表面電位がヨウ素イオンまたは銀イオンの吸着のみで決まり，バルク相のヨウ素イオンまたは銀イオンの濃度のみで決まる場合，粒子の表面電位は粒子間距離 h に依存せず常に ψ_0 （相互作用のないときの表面電位）に等しく一定である．この場合，一定表面電位モデルが適用される．

柔らかい粒子の相互作用の場合は，上記の2つのモデルのいずれでもないDonnan電位制御モデルが適用される（図10）．この図は2枚の柔らかい平板状粒子が接近したときの電位分布の変化を表しているが，表面層の奥深いところの電位は平板間距離に無関係に常にDonnan電位に保たれている．相互作用のエネルギーおよび力はほぼ $\exp(-\kappa h)$ に比例して減衰する．2つの柔らかい球状粒子や円柱状粒子の場合の相互作用のエネルギーと力の表現も得られている．^{2,3)} 粒子間の静電相互作用の力およびポテンシャルエ

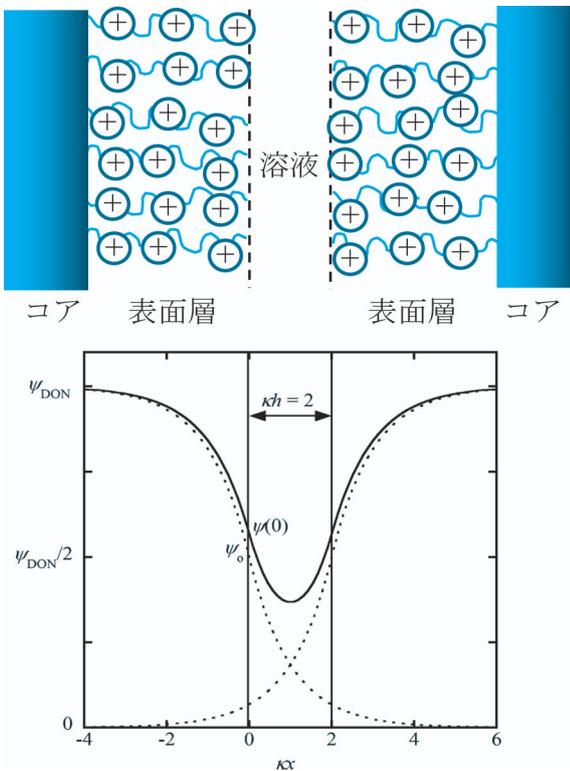


図10 Donnan電位制御モデル．2枚の柔らかい同種平板間の電位分布の変化．線形近似に基づく計算結果．実線と点線はそれぞれ $\kappa h=2$ と $\kappa h=\infty$ における電位分布．表面層の奥深い部分の電位は h に無関係に常にDonnan電位に等しい．

ネルギーは本質的には2つの粒子の表面電位の積に比例する．剛体粒子と柔らかい粒子の違いは，剛体粒子の場合の表面電位と表面電荷密度の関係は(4)式で与えられるのに対し，柔らかい粒子の表面電位は(7)式によって体積電荷密度 N に結びつけられる点である．平板間の相互作用のエネルギーの表現が得られるとDerjaguinの式を用いて2つの球，平行円柱，交差円柱の相互作用のエネルギーが計算できる．^{2,3)}

ここまでの議論では，2つの粒子の表面層が接触するまでの静電相互作用を扱ってきた．ここでは，対称型電解質溶液中で（価数 z ，数密度 n ）2枚の同種の柔らかい平板（高分子ブラシ層）が互いに接触した後の静電相互作用を考えよう．図11のように，接触前は各平板のコア上に厚さ d_0 の高分子電解質からなる表面層があり，コア面間の距離を h とする．表面層内の解離基の価数を Z ，数密度を N_0 とする．2つの表面層が接触すると（ $h=2d_0$ ），表面層内で電位は平ら（電場がゼロ）になる．この電位はDonnan電位に等しい．さらに距離 h が減少すると（ $h<2d_0$ ），表面層が圧縮されて表面層の厚さ $d(=h/2)$ は d_0 より小さくなり，表面層内の固定電荷の密度 N が上昇してDonnan電位が増大する．ここで，2つの表面層は互いに組み合わさらずに表面層の圧縮のみが起きるものとする．したがって， $Nd=Nh/2=N_0d_0$ が成り立つ．Donnan電位が増大するために平板間に静電斥力が生じる．Donnan電位が低いときは，単位面積当たりの静電斥力は $1/h^2$ に比例し，Donnan電位が高いときは，静電斥力 $P_e(h)$ は $1/h$ に比例することが示される．⁴²⁾

$$P_e(h) = \frac{|Z|N_0kT}{z} \left(\frac{2d_0}{h} \right) \quad (19)$$

一方de Gennesの理論⁴³⁾によれば，2枚の高分子ブラシ層が接触し表面層が圧縮される時に生じる単位面積当たり

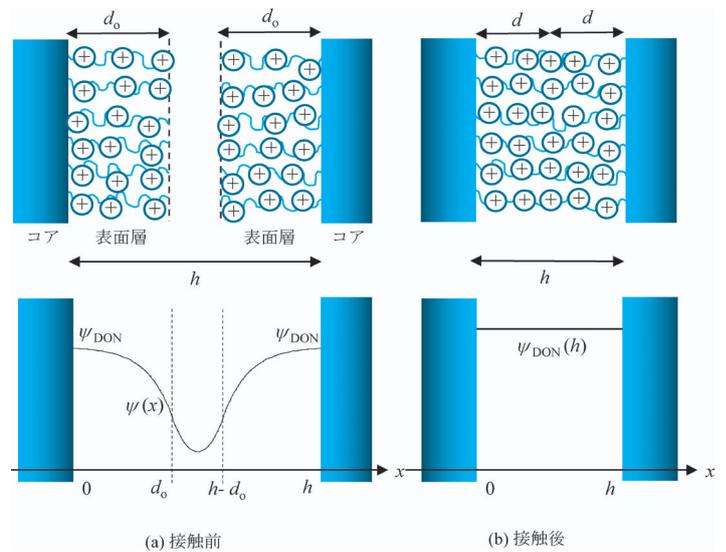


図11 表面層が接触した後の静電相互作用．²¹⁾ 各平板コア上に厚さ d_0 の表面層がある． $h=2$ 枚のコア面間距離． d =表面層が接触した後の表面層の厚さ．表面層が接触した後の表面層内の電位はDonnan電位 ψ_{DON} に等しい．このDonnan電位は h の減少とともに上昇する．

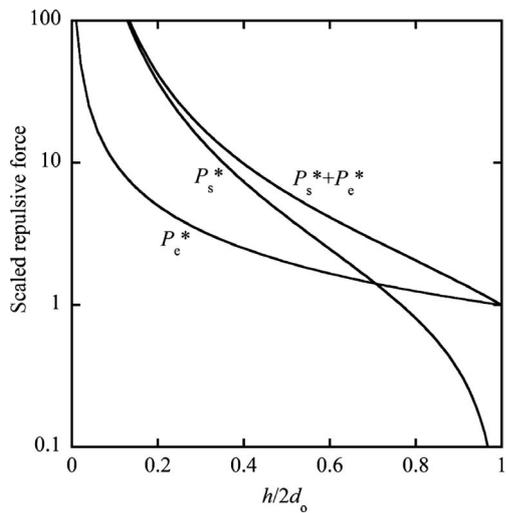


図12 高分子ブラシ相間の力(単位面積あたり). 無次元化した静電斥力 $P_e^*(h) = P_e(h)/N_0kT$, 立体斥力 $P_s^*(h) = s^3P_s(h)/kT$ および両者の和 $P_s^*(h) + P_e^*(h)$ をコア面間の距離 h の関数として示す.⁴²⁾

の斥力 $P_s(h)$ の表現として次式が導かれる. ここで, 各表面層はサイズ s のブロッブから成るものとする.

$$P_s(h) \cong \frac{kT}{s^3} \left[\left(\frac{2d_0}{h} \right)^{9/4} - \left(\frac{h}{2d_0} \right)^{3/4} \right] \quad (20)$$

右辺第1項は浸透圧項であり, 第2項は弾性項である. 図12に $P_e(h)$ と $P_s(h)$ をコア面間距離 h の関数として示した. $N_0 \approx 1/s^3$ であれば, $P_e(h)$ は $P_s(h)$ と同程度の大きさになり得る. 高分子電解質ブラシ層間の静電相互作用に関する体積電荷モデルである. Deanら⁴⁴⁾ は表面電荷モデルや帯電円柱モデルと比較している.

なお, 表面層の接触前および接触後の静電相互作用に関する詳細な実験の報告はまだない.

8. おわりに

本解説のテーマはコロイド・界面科学の分野に属する. 従来, 表面構造のない剛体粒子がコロイド・界面科学の主な対象であったが, 最近, Soft matterが注目を集める中で, Soft interfaceも重要なテーマになってきている. 本解説で述べた静電場の中での柔らかい粒子の定常運動の他に, 重力場, 振動電場, 超音波の場の中での粒子の運動, 濃厚系における粒子の電気泳動, 対イオンのみからなる系(文献2, 3参照), あるいは, 静電相互作用以外の粒子間の相互作用(たとえば文献41参照)等, 多くの課題がある. たとえば, 本解説で述べたDLVO理論は単成分溶媒中における粒子間相互作用を扱っているが, 岡本, 小貫⁴⁵⁾ は混合溶媒中ではDLVO理論と異なる相互作用が生じることを理論的に示している. これは表面構造をもつ柔らかい粒子の相互作用ではとくに重要になると思われる. 多くの方々が, 本解説で紹介した分野に興味を持たれることを望む.

参考文献

- 1) 大島広行: 日本物理学会誌 **50** (1995) 79.
- 2) H. Ohshima: *Theory of Colloid and Interfacial Electric Phenomena* (Elsevier,

- 2006).
- 3) H. Ohshima: *Biophysical Chemistry of Biointerfaces* (John Wiley & Sons, 2010).
- 4) H. Ohshima: in *Electrical Phenomena at Interfaces and Biointerfaces. Fundamentals and Applications in Nano-, Bio-, and Environmental Sciences*, ed. H. Ohshima (John Wiley & Sons, 2012) Chapters 1-4.
- 5) G. Lamm: in *Reviews on Computational Chemistry*, ed. K. B. Lipkowitz, R. Larter and T. W. Cundari (John Wiley & Sons, 2003) Chapter 4.
- 6) H. Ohshima: *Sci. Technol. Adv. Mater.* **10** (2009) 063001.
- 7) K. Makino and H. Ohshima: *Sci. Technol. Adv. Mater.* **12** (2011) 023001.
- 8) H. Ohshima: *Soft Matter* **8** (2012) 3511.
- 9) 北原文雄, 古澤邦夫, 尾崎正孝, 大島広行: 『ゼータ電位』再版(サイエンティスト社, 2012).
- 10) J. Th. G. Overbeek: *Kolloid-Beihfte* **54** (1943) 287.
- 11) H. Ohshima: *J. Colloid Interface Sci.* **275** (2004) 665.
- 12) P. H. Wiersema, A. L. Loeb and J. Th. G. Overbeek: *J. Colloid Interface Sci.* **22** (1966) 78.
- 13) R. W. O'Brien and L. R. White: *J. Chem. Soc., Faraday Trans. 2*, **74** (1978) 1607.
- 14) H. Ohshima, T. W. Healy and L. R. White: *J. Chem. Soc., Faraday Trans. 2*, **79** (1983) 1613.
- 15) H. Ohshima: *J. Colloid Interface Sci.* **163** (1994) 474.
- 16) H. Ohshima: *J. Colloid Interface Sci.* **228** (2000) 190.
- 17) R. J. Hill, D. A. Saville and W. B. Russel: *J. Colloid Interface Sci.* **258** (2003) 56.
- 18) J. J. Lopez-Garcia, C. Grosse and J. Horno: *J. Colloid Interface Sci.* **265** (2003) 327.
- 19) J. F. L. Duval and H. Ohshima: *Langmuir* **22** (2006) 3533.
- 20) S. S. Dukhin, R. Zimmermann and C. Werner: *Adv. Colloid Interface Sci.* **122** (2006) 93.
- 21) P. Debye and A. Bueche: *J. Chem. Phys.* **16** (1948) 573.
- 22) H. C. Brinkman: *Appl. Sci. Res. A* **1** (1955) 27.
- 23) D. L. Koch and A. S. Sangani: *J. Fluid Mech.* **400** (1999) 229.
- 24) H. Ohshima: *Colloids Surf. A* **376** (2011) 72.
- 25) R. Varoqui: *Nouv. J. Chim.* **6** (1982) 187.
- 26) H. Ohshima: *J. Colloid Interface Sci.* **185** (1997) 269.
- 27) H. Ohshima: *J. Phys. Chem. A* **116** (2012) 6473.
- 28) H. Ohshima: *Colloids Surf. A*, 印刷中.
- 29) H. Ohshima, K. Makino, T. Kato, K. Fujimoto, T. Kondo and H. Kawaguchi: *J. Colloid Interface Sci.* **159** (1993) 512.
- 30) R. Bos, H. C. van der Mei and H. J. Busscher: *Biophys. Chem.* **74** (1998) 251.
- 31) M. Rasmussen, B. Vincent and N. Marston: *Colloid Polym. Sci.* **278** (2000) 253.
- 32) H. Hayashi, S. Tsuneda, A. Hirata and H. Sasaki: *Colloids Surf. B: Biointerfaces* **22** (2001) 149.
- 33) M. J. Garcia-Salinas, M. S. Romero-Cano and F. J. de las Nieves: *Progr. Colloid Polym. Sci.* **118** (2001) 180.
- 34) P. J. M. Kiers, R. Bos, H. C. van der Mei and H. J. Bussche: *Microbiology* **147** (2001) 757.
- 35) G. Lutterodt, M. Basnet, J. W. A. Foppen and S. Uhlénbrook: *Water Research* **43** (2009) 595.
- 36) K. Hori and S. Matsumoto: *Biochemical Engineering J.* **48** (2010) 424.
- 37) K. Makino and H. Ohshima: *Sci. Technol. Adv. Mater.* **12** (2011) 023001.
- 38) M. Morille, C. Passirani, S. Dufort, B. Guillaume, B. Pitard, J. L. Coll and J. P. Benoit: *Biomaterials* **32** (2011) 2327.
- 39) H. Morisaki: Surface Characteristics and Attachment Behaviors of Bacterial Cells, In: H. Ohshima, ed. *Electrical phenomena at interfaces and biointerfaces: Fundamentals and applications in nano-, bio-, and environmental sciences* (John Wiley & Sons, Hoboken, 2012) p. 737.
- 40) S. M. Louie, T. Phenrat, M. J. Small, R. D. Tilton and G. V. Lowry: *Langmuir* **28** (2012) 10334.
- 41) J. N. Israelachvili: *Intermolecular and Surface Forces, Third Edition* (Academic Press/Elsevier, 2010); 大島広行訳: 『分子間力と表面力 第3版』(朝倉書店, 東京, 2013).
- 42) H. Ohshima: *Colloid Polym. Sci.* **277** (1999) 535.
- 43) P. G. de Gennes: *Adv. Colloid Interface Sci.* **27** (1987) 189.
- 44) D. Dean, J. Seog, C. Ortiz and A. J. Grodzinsky: *Langmuir* **19** (2003) 5526.
- 45) 岡本隆一, 小貫 明: 日本物理学会誌 **62** (2007) 785.

著者紹介



大島広行氏： 1968年，東京大学理学部物理学科卒。1974年，同大学院修了。専門はコロイド界面科学の理論，とくに外場中での帯電粒子の運動と粒子間相互作用の理論的研究。2012年3月に東京理科大学薬学部を定年退職。現在，嘱託教授。

(2012年8月18日原稿受付)

Electrophoresis and Electrostatic Interaction of Soft Particles

Hiroyuki Ohshima

abstract: Soft particles (or soft interfaces) are hard particles covered with an ion-penetrable surface layer of polyelectrolytes. Discussion will be made on the potential and ion distributions around a soft particle in comparison with those for a hard particle without surface structures. We then discuss the electrophoretic behaviors of hard and soft particles with particular emphasis on the electrophoretic relaxation effect. Finally we consider the electrostatic interaction between soft particles.

『大学の物理教育』誌定期購読のすすめ

『大学の物理教育』は，年3回(3月，7月，11月)発行で年間購読料(個人)は1,000円です。購読ご希望の方は，お電話(03-3816-6201)またはFax(03-3816-6208)でご連絡下さい。

また，本誌ホームページのURLは次の通りですので，どうぞご覧下さい。

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

『大学の物理教育』編集委員会

Vol. 18-3 (11月15日発行) 目次

近頃の学生さん.....家 泰弘
講義室
高等学校の物理教科書—新学習指導要領のもとでどう変わったのか，高校生たちはどう学ぶのか.....筒井和幸，下田 正
大学入試が若者たちの学びに与える影響...下田 正，筒井和幸
磁性実験とそのためのモーゼ効果の確認.....沢田 功
教育報告
サイエンス・パートナーシップ・プロジェクト「放射線から見る科学と技術の最先端」実施報告
.....内田聡子，小鍛冶優，田村圭介
作って・測って・判断できる放射線教育システムの構築—国民的素養としての放射線教育をめざして—
.....中川和道，川茂唯順，竹谷 篤，足利裕人
国際物理オリンピック引率者としての所感.....村下湧音

物理教育世界会議2012参加報告安田淳一郎
2011年IUPAP-ICPEメダルを受賞して—その意味を考える—
.....川勝 博
物理学・物理教育の新しい芽をアジア太平洋地域から
—第12回アジア太平洋物理学会(APPC12)のご案内—
.....笹尾真実子
科学リテラシー普及のために—科学普及員研修制度の確立—
.....廣田誠子
教育に関する一言.....山田弘明/岡村直利/赤羽 明
開催情報
寄贈書リスト
『大学の物理教育』総目次(vol.18)
編集後記

磁気リコネクションにおけるプラズマの熱力学特性

沼田 龍介 (兵庫県立大学シミュレーション学研究所 650-0047 神戸市中央区港島南町7-1-28)

プラズマはマクロには流体として捉えられるが、高温・希薄で粒子間衝突が稀な場合には、粒子的な振る舞いによる効果(運動論効果)が重要になる。磁気リコネクション現象は、粒子としてのプラズマの振る舞いが本質的な役割を果たすプラズマ中の基礎的な過程の一つである。衝突の効果を検討した磁気リコネクションの運動論シミュレーションを行い、衝突が弱い場合に、運動論効果がプラズマの熱力学特性に与える影響を考察した結果を紹介する。

1. はじめに

プラズマとは、大雑把に言って電気を帯びた流体である。電磁気学の法則によれば、電気を帯びた物質が存在し、運動することによって電磁場が発生する。磁場によってプラズマを容器に閉じ込め核融合を起こさせようとする核融合プラズマ実験装置の内部や、宇宙空間(特に興味の対象となるのは、地球などの惑星や、太陽、ブラックホールなど、天体の近傍)において、プラズマは電磁場から力を受けて運動するが、自らの運動によって新たに電磁場を作り出して既存の場を変形し、さらに新しく作られた場の影響を受ける。(このように自己秩序を形成するような作用は、数学的に非線形性と呼ばれる性質から生まれる。)プラズマ(物質)と電磁場が織りなす複雑な現象を理解しよう、さらに可能な限り制御しようというのがプラズマ物理という分野のテーマである。プラズマの複雑な振る舞いの中で、最も興味深い現象の一つが、磁気リコネクションと呼ばれる現象である。磁気リコネクション現象は、プラズマ中でおよそ普遍的に存在する現象であり、理論・シミュレーション、実験、観測様々な側面から活発に研究されている問題である。¹⁾

プラズマのマクロな振る舞いを記述する理想的な電磁流体力学(Magnetohydrodynamics; MHD)方程式に従えば、磁力線は必ずプラズマに凍りついて運動し、ちぎれたりつなぎかわったりしないという結果が得られる。ここで、図1左のようにあるところで向きが反転するような磁場中のプラズマの運動を考えよう。^{*1} 磁力線を圧縮するような対向するプラズマの流れがあったとしても、磁力線がちぎれたりしなければ、磁気圧によってプラズマは押し戻される

だけである。しかし、何らかの原因により磁力線がちぎれて別の磁力線とつなぎかわったとする(図1右)と、磁力線は張力を持っているので、つなぎかわった磁力線は引き伸ばされたゴムのように縮もうとする。この時、つなぎかわった磁力線とともにプラズマも一緒に高速で運ばれる。磁力線がつなぎかわった所では、プラズマが運び去られたため圧力が下がり、さらにプラズマと磁力線を引き込むために、同様のつなぎかえが自発的に継続する。この一連の反応を磁気リコネクション現象と呼んでいる。初期の磁場配位はエネルギーが高い状態にあり、磁気リコネクションを通して磁場のエネルギーが開放されて、プラズマの運動エネルギーや熱エネルギーに変換される。磁気リコネクション現象は、例えば、太陽フレア、コロナ質量放出と呼ばれる爆発的なプラズマの放出現象や、コロナプラズマ加熱、非熱的な高エネルギー粒子の加速などに関連していると考えられている。

磁力線のつなぎかえが発生する機構には、流体モデルでは取り扱うことのできないプラズマの粒子的な振る舞いが重要な役割を果たす。第1に考えられるのは粒子間衝突による電気抵抗(磁場の散逸)の効果であるが、高温・希薄なプラズマにおいては衝突の効果は弱く、他の様々な粒子的な効果(運動論効果と総称する)を考えなければならない。しかし、一方で熱平衡への緩和過程、プラズマのエネルギー散逸や加熱機構など、プラズマの熱力学特性を議論するためには、衝突の効果を見捨てるわけにはいかない。無衝突を仮定した運動論モデルによるシミュレーション研究が多数行われている中で、筆者らのグループでは、衝突の効果に焦点を当てた運動論的プラズマの解析を進めている。本稿では、衝突と運動論効果の競合が重要になる磁気リコネクションの運動論シミュレーションの結果²⁾について紹介する。

2節では磁気リコネクションの理論モデルの発展と困難さについて概説し、3節では筆者らが用いているプラズマ特有のジャイロ運動論モデルと衝突の取り扱いについて説明する。4節でシミュレーション結果について議論し、5節ではまとめと今後の方向性について述べる。

2. 磁気リコネクションの理論モデル

衝突による電気抵抗をパラメタとして含むマクロな流体モデルを用いた理論が出発点である。オーム(Ohm)の法

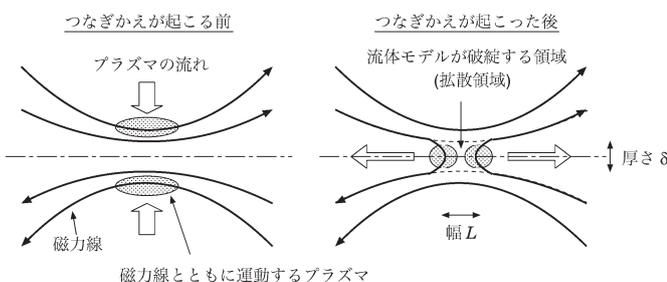


図1 磁気リコネクションの概略図。

^{*1} 一般に3次元な磁気リコネクションを考えることができるが、ここでは2次元面内で起こる場合に限定する。

則とファラデー (Faraday) の法則から、磁場 (\mathbf{B}) の変化は

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (1)$$

で与えられる。ここで、 \mathbf{u} はプラズマの速度、 η は電気抵抗、 μ_0 は真空の透磁率である。後の議論のために、右辺2項の比で与えられるランキスト (Lundquist) 数 S を導入しておく：

$$S = \frac{\mu_0 L V_A}{\eta} \quad (2)$$

L は典型的な長さスケールで V_A はアルフベン (Alfvén) 速度である。一般に S は非常に大きい (例えば、太陽活動領域コロナの典型的なパラメータを用いると $S \sim 10^{14}$)。右辺第1項はアルフベン波を伝える誘導項であり $\tau_A = L/V_A$ で規定される速い時間スケールを持つ。一方、第2項の散逸は S に比例して非常に遅い時間スケールを持つが、磁気リコネクションを起こすために不可欠な項である。磁気リコネクションの理論モデルでは、磁場と流れの構造に依存して決まるこれら2つの項の協調効果によって、 S の関数としてリコネクションの時間スケール τ_{rec} (リコネクション率の逆数) が決まる。

スイート (Sweet)³⁾ とパーカー (Parker)⁴⁾ は、磁場が拡散する領域としてマクロなスケールに広がった薄く長い電流シート構造を提案し、MHDモデルの保存則から、リコネクション率として $\tau_{rec}/\tau_A = S^{1/2}$ を導いた。電流シートのアスペクト比も同様に $\delta/L = S^{-1/2}$ となる (δ を電流シートの厚さ、 L を幅と呼ぶことにする)。スイート・パーカー (SP) モデルによると、衝突による電気抵抗によって磁気リコネクションが起こると考えると、現実に観測されている爆発的な磁気リコネクションの時間スケールと全くかけ離れた、非常に遅い現象が起こっていることになる。また、空間スケールも、電流シートの厚さが非常に薄くなってしまい、そのような整然とした構造が現実形成されるとは考えにくい。そもそも、電流シートの厚みが、流体モデルでは取り扱えないプラズマの粒子的な運動が顕著になる領域までスケールダウンしており、流体モデルを用いるのは妥当ではない。このように、時空間的に大きなスケールの隔たりが本質的に磁気リコネクション現象の理解を難しくしている。

困難を解決する方法として2通りの道筋が考えられる。一つには、衝突にかわる機構によって磁力線のつなぎかえを起こす方法である。磁気リコネクションを起こすにはリコネクション面に直交する方向の電場を生成する機構が必要であるが、電場を決めるオームの法則は電子の運動方程式に由来するので、電子の運動論効果に起因する電子慣性⁵⁾ や圧力テンソルの非対角成分⁶⁾ などが候補として考えられる。波-粒子相互作用⁷⁾ や粒子運動のカオスによる磁場の散逸機構⁸⁾ も提案されている。もう一つは、流体的な効果により電流シート状のマクロな構造を変化させる方法である。ペツェック (Petschek)⁹⁾ はスローショックを考慮することで S に依存しない速い時間スケールを得たが、実際にショックが形成されるかどうかは議論がある。プラズマ

ベータ (プラズマの圧力と磁気圧の比) が大きいプラズマでは、電子とイオンの運動が乖離することによって生じるホール効果がアルフベン波に分散をもたらし、速い時間スケールでリコネクションが起こることが知られている。¹⁰⁾ 近年の計算機の高性能化に伴って、ミクロスケールの粒子的な効果を統一的に取り扱う運動論シミュレーションが可能になってきており、Particle-in-Cell (PIC) シミュレーションによる研究も盛んに進められている。その結果、ミクロスケールの電流シートの構造の詳細が明らかになってきている。¹¹⁾ これまでの多くの PIC シミュレーションでは、初期に大きな揺らぎを与えて磁気リコネクションの非線形発展を対象としたシミュレーションを行ってきた。近年、高精度な大規模シミュレーションコードが開発され、^{12,13)} MHD領域を含む多階層的なシミュレーションが可能になりつつある。PICシミュレーションによるテアリング不安定性の基本的な物理の詳細な解析が期待される。

一方、近年ローレイロ (Loureiro) らによって提案された電流シート不安定性により、MHDモデルでも高速リコネクションを起こす可能性があることが示された。^{14,15)} 不安定性により生成される乱流状の構造によって散逸が効率的に起こり、磁気リコネクションを加速すると考えられる。乱流による磁気リコネクションの加速は、乱流生成機構が異なる場合でも起こることがシミュレーションによって示されている。¹⁶⁾ マクロな構造とミクロな粒子のスケールをつなぐ中間スケール (メゾスケール) の構造形成とその影響として、乱流に限らずフラクタルリコネクション¹⁷⁾ や二流体効果による構造形成の可能性⁸⁾ なども示されており、多階層連結的な磁気リコネクションのモデルが注目を集めている。

3. ジャイロ運動論シミュレーション

弱衝突 (無衝突) プラズマでは熱平衡マクスウェル (Maxwell) 分布に緩和させるための速度空間の拡散の効果は弱いため、ランダウ (Landau) 減衰¹⁸⁾ や非線形位相混合¹⁹⁾ の効果によって速度空間に急峻な構造が作られる。運動論モデルにおける衝突項は、ナビエ・ストークス (Navier-Stokes) 方程式における粘性項のように、高次の微分と微小パラメータの積で表される形となっているため、単に衝突周波数が小さいという理由だけで衝突の効果を見逃すわけにはいかない。温度・圧力などの状態量や散逸・加熱といったプラズマの熱力学的挙動を理解するためには、衝突の効果を見逃す必要がある。

運動論モデルを用いて速度空間の構造を詳細に取り扱うことは数値計算上の制約から難しい。しかし、平均的な磁場が存在する中で磁化プラズマの運動に対しては、粒子のサイクロトロン運動が興味のある現象の時間スケールに比べて十分速いという仮定を用いて、5次元位相空間内の微積分方程式に簡約化したジャイロ運動論モデルが提案されており、比較的少ない計算コストで広いパラメータ空間で

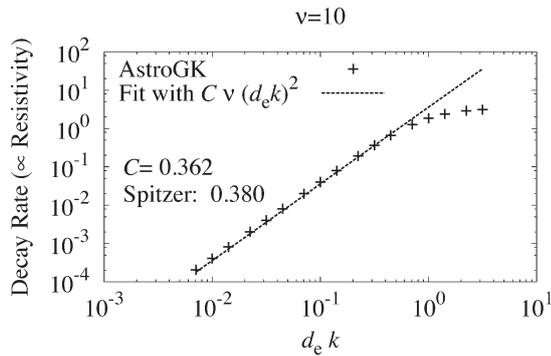


図2 AstroGKにおける電気抵抗の評価。衝突による電流の拡散時間から、衝突周波数と電気抵抗の関係が得られる。スピッツァーによる理論的な関係を、比例係数を含めて再現している。衝突項の形から、 v_{ei} と η の比例関係は自明であるので、 $d_e k$ との関係から比例係数を求めた。

の詳細な計算が可能になっている。

以上のような経緯から、筆者を含むメリーランド大学を中心としたグループでは、衝突項を正しく取り扱えるジャイロ運動論コード AstroGK²⁰⁾を開発し、運動論効果が顕著な天体プラズマを対象とした解析や、基礎的なプラズマの性質の理解に向けた研究を進めている。AstroGKは、背景にはほぼ一様なプラズマの平衡状態^{*2}を仮定し、揺動成分の時間発展を解く δf と呼ばれるタイプのコードである。複数の粒子種を取り扱うことができるが、以下では電子と1種類のイオンを考える。連続体(オイラー)モデルにより、速度分布関数を実空間座標 x, y, z , およびピッチ角 $\xi \equiv v_{\parallel}/v$, エネルギー $E \equiv m(v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2)/2$ の関数とし、実空間座標のうち x, y 方向はフーリエスペクトル法、その他の方向には有限差分法を用いている。ただし、背景の平均磁場の方向 z を平行方向 \parallel とする。

衝突項は、線形化されたランダウの衝突項をもとにボルツマン(Boltzmann)のH定理や粒子、運動量、エネルギーの保存を満足するように構成されている。²¹⁾速度空間のピッチ角散乱とエネルギー方向の拡散を含んでおり、速度空間に構造が生じると、衝突項により拡散が起こりプラズマのエネルギーが散逸する。同種粒子間の衝突は粘性、異種粒子間の衝突による運動量の交換は電気抵抗となる。磁気リコネクションでは、特に電気抵抗が問題となるが、衝突による電流の拡散を測ることにより、衝突と電気抵抗の関係が得られる。 $j \propto \sin(kx)$ とすると、拡散の時間スケールの逆数は $\tau_D^{-1} = (\eta/\mu_0)k^2$ となる。スピッツァー(Spitzer)の電気抵抗²²⁾を用いれば、 $\tau_D^{-1} \propto v_{ei}(d_e k)^2$ となる。 $d_e \equiv c/\omega_{pe}$ は電子の慣性スキン長である(c :光速, ω_{pe} :電子プラズマ周波数)。図2は、AstroGKによる電流の拡散時間の計算結果であり、スピッツァーによる理論的な関係を再現している。(ただし、 $d_e k \sim 1$ の時、理論式は電気抵抗を過大に見積もっている。)これにより、ジャイロ運動論モデルと流体モデルによるシミュレーションを定量的に比較するこ

*2 以下の説明では、背景の平衡状態に関連する量は下付き添字0をつけて表す。

とが可能となる。

4. テアリング不安定性における熱力学特性

磁気リコネクションを起こすような反平行な磁力線を持った磁場配位は、先に説明したような物理機構によって、長波長の摂動に対して不安定になる(テアリング不安定性)。ここでは、テアリング不安定性の線形過程に対して、衝突と運動論効果の競合に着目したAstroGKによるジャイロ運動論シミュレーションについて説明する。

平衡磁場配位として

$$\mathbf{B} = B_{z0}\hat{z} + B_y(x)\hat{y}, \quad B_{z0} \gg B_y, \quad (3)$$

を考える。 B_{z0} (ガイド磁場と呼ぶ)はジャイロ運動論モデルのオーダリングパラメタであり方程式系に陽に現れない。リコネクションを起こす成分である B_y は、ベクトルポテンシャルを用いて $B_y = -\partial A_z/\partial x$ で与えられ、 A_z は

$$A_z(x) \sim \cosh^{-2}\left(\frac{x}{a}\right) \quad (4)$$

のようなプロファイルを持つとする。MHD方程式を用いた理論²³⁾により、このような磁場配位は $k_y a < \sqrt{5}$ なる揺らぎに対して不安定であることが示される。以下 $k_y a = 0.8$ で固定する。

MHDモデルでは、ランキスト数 S に対して、不安定性の成長率(γ)や電流シートの厚さ(δ)のスケージング則が得られている。²³⁾一般に、 S が大きくなるほど成長率は遅く、電流シートは薄くなる。衝突の効果が大きく電流シートが運動論的なスケールに比べ十分厚ければ運動論効果は効かないが、衝突が小さくなるに従って、様々な運動論効果が顕著になってくる。

ここで、ジャイロ運動論のパラメタと運動論効果に固有のスケールについて整理しておこう。イオン、電子それぞれのラーマ半径 $\rho_{i,e}$ においては有限ラーマ半径(Finite Larmor Radius; FLR)効果が、慣性スキン長 $d_{i,e}$ においては粒子の慣性の効果が効く。また、イオン音速 C_s で評価したラーマ半径(イオン音波ラーマ半径) $\rho_s = C_s/\Omega_{ci}$ (Ω_{ci} :イオンサイクロトロン周波数)においてはイオン音波の効果が重要になる。ジャイロ運動論では、イオン温度がゼロの時のイオン音波ラーマ半径($\rho_{se} \equiv \sqrt{T_{0e}/m_i}/\Omega_{ci}$)と磁場のスケール(a)の比 ρ_{se}/a , 電子プラズマベータ β_e (電子プラズマの圧力と B_{z0} による磁気圧の比), 電子とイオンの質量比 $\sigma \equiv m_e/m_i$, 温度比 $\tau \equiv T_{0i}/T_{0e}$ を自由パラメタとする。これらを用いると

$$\rho_i/\rho_{se} = \sqrt{2}\tau^{1/2}, \quad \rho_e/\rho_{se} = \sqrt{2}\sigma^{1/2}, \quad (5)$$

$$d_i/\rho_{se} = \sqrt{2}\beta_e^{-1/2}, \quad d_e/\rho_{se} = \sqrt{2}(\sigma/\beta_e)^{1/2} \quad (6)$$

となる。これらの空間スケールと δ との関係が、どの運動論効果が効いているかの目安となる。

図3は、 $\rho_{se}/a = 0.14$ と大きくし、リコネクションを起こす機構が衝突から電子の運動論効果に遷移する設定でシミ

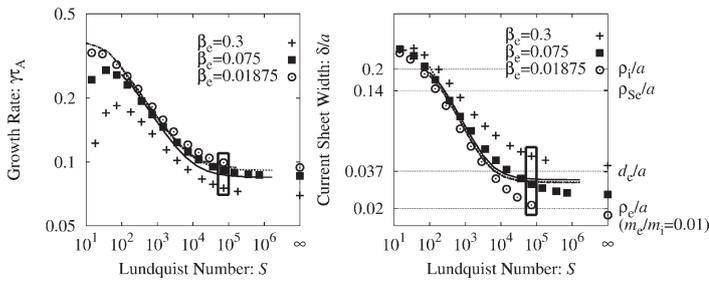


図3 成長率と電流分布の固有関数の半値幅のランキスト数に対するスケールリング。+, \blacksquare , \odot はジャイロ運動論シミュレーションの結果である。比較のため二流体モデルのシミュレーション結果を併せて示す。流体モデルの結果は β_e にほとんど依存しない。

シミュレーションを行った結果である。線形成長率と電流分布の固有関数の半値幅がランキスト数に対して示されている。その他のパラメータは、 β_e と σ を電子の運動論効果の目安となる d_e を固定しながら変更している。 $\tau=1$ とし、イオン温度の効果についてはここでは議論しない。図にはジャイロ運動論モデルによる結果と比較のため二流体モデル²⁴⁾による結果が示されている。 $\beta_e=0.01875$ と十分小さいケースに着目すると、 S が小さい時には流体モデルによるスケールリングとよく一致する。 S が大きくなるに従って、次第に衝突に対する依存性がなくなる。リコネクションを起こすために必要な電場を生成する機構が、電気抵抗から電子慣性やFLR効果など運動論効果に遷移し、衝突に対する依存性がなくなっていることを表している(無衝突磁気リコネクション)。無衝突($v_{ei}=0$)の場合を $S=\infty$ として示しているが、 $v_{ei}\rightarrow 0$ の時の漸近的挙動が v_{ei} の値に収束しており特異な振る舞いは見られない。

β_e が小さい場合には、揺らぎはほぼ非圧縮なアルフベン波のダイナミクスによって記述されており、温度揺らぎの効果に影響を受けない。よって、イオンの二次以上の流体モーメントについて、適当な仮定をおいた流体モデルを用いても運動論モデルの結果を再現することができる。ただし、電子のFLR効果を含んでいないため、無衝突領域においては、運動論モデルと定量的には一致しない。

一方、 β_e が大きくなるに従って、流体モデルと運動論モデルの結果が乖離してくる。運動論モデルの結果では、 β_e が大きくなるに従って、不安定性の成長率は遅くなるが、このような依存性は流体モデルでは捉えられていない。 β_e が大きくなると、アルフベン波とイオン音波とのカップリングが重要になってくるため、イオンの温度揺らぎに対する取り扱いが重要になってくる。流体モデルでは、二次のモーメントである温度を低次のモーメントとの関係で表す完結近似を用いるが、プラズマの流体モデルにおいては、中性流体とのアナロジーからポリトロピックな状態方程式 $p \propto n^\Gamma$ ($p \equiv nT$ は圧力、 T は温度、 n は密度、 Γ はポリトロップ指数で定数)を用いることが多い。電子のように磁力線に沿って非常に速く動くことができる場合には等温過程($\Gamma=1$)が成り立ち、衝突の影響が大きい場合には断熱過程($\Gamma=5/3$)が想定される。しかし、ここで問題となる弱

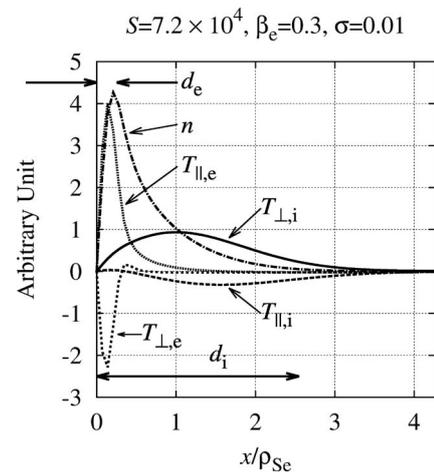


図4 密度、温度揺らぎの固有関数。 $T_{||}$ は z 方向温度、 T_{\perp} は x, y 方向温度の平均である。準中性条件より電子とイオンの密度は等しい($n=n_e=n_i$)。 $x=0$ がリコネクション点であり、その近傍で電子の温度、密度は急峻に変化する。なお、密度と温度の固有関数は $x=0$ に関して反対称である。

衝突プラズマのイオン温度に対しては、このような過程が成り立つ保証はない。そもそも、圧力が等方的であるとも限らない。図4に、 $S=72,000$ 、 $\beta_e=0.3$ の場合(図3の四角で囲われた点)の、ガイド磁場方向とそれに垂直な面における温度揺らぎの固有関数を示す。ポリトロピックな状態方程式が成り立つ場合、温度揺らぎと密度揺らぎは比例関係 $\tilde{T}/T_0 = (\Gamma-1)\tilde{n}/n_0$ にあるが、特にここで成長率に影響するイオンの温度についてそのような関係は認められない。ベータが比較的高い($\beta_e \leq 1$)プラズマに対しては、一般にどのような状態方程式が妥当であるか、運動論モデルに基づいた詳細な解析を進める必要があるだろう。

5. おわりに

マクロには流体として取り扱われるプラズマであるが、多くの場合衝突の効果は弱く流体近似が不適当で、粒子としての振る舞いによる効果(運動論効果)が顔を出す。本稿では、衝突と運動論効果という粒子的なマイクロな過程が本質的に重要な役割を果たす磁気リコネクション現象を対象に、ジャイロ運動論モデルによるシミュレーション結果を紹介した。線形のテアリング不安定性に対して、衝突の効果を取扱って、プラズマの圧力が小さい($\beta_e \ll 1$)場合には流体モデルが正確に運動論モデルと同様の結果を導くことを確認した。しかし、プラズマの圧力が大きくなると、運動論効果がプラズマの熱力学特性に与える影響を無視できなくなる。このような運動論モデルと流体モデルの乖離は、非線形領域では、さらに大きくなることが予想される。特に、磁気リコネクションによるエネルギー散逸、プラズマ加熱や粒子加速機構などのエネルギー変換機構を考える際には、衝突と運動論効果を考慮したプラズマの熱力学特性の理解が欠かせない。筆者らは、引き続き衝突に注目した磁気リコネクションの非線形シミュレーションを進めていく計画である。

本研究は、M・バーンズ(M. Barnes), W・ドーランド

(W. Dorland), G・ハウズ (G. Howes), N・ローレイロ (N. Loureiro), B・ロジャース (B. Rogers), 龍野智哉の各氏との共同で行われたものである。シミュレーションは、TACC (Ranger), NICS (Kraken), NCCS (Jaguar), NERSC (Franklin, Hopper) の計算機 (いずれもアメリカ合衆国) を利用して行った。

参考文献

- 1) 磁気リコネクション現象の教科書として、例えばD. Biskamp: *Magnetic Reconnection in Plasmas* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2000); E. Priest and T. Forbes: *Magnetic Reconnection: MHD Theory and Applications* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2000)。また、最近の研究のレビューとしてM. Yamada, R. Kulsrud and H. Ji: *Rev. Mod. Phys.* **82** (2010) 603 がある。
- 2) R. Numata, *et al.*: *Phys. Plasmas* **18** (2011) 112106.
- 3) P. A. Sweet: *Nuovo Cimento* **8** (1958) 188.
- 4) E. N. Parker: *Astrophys. J. Suppl.* **8** (1963) 177.
- 5) G. Laval, R. Pellat and M. Vuillemin: In *Plasma Phys. Control. Nucl. Fus. Res.* (IAEA, Vienna, 1965) Vol. 2, pp. 259-277.
- 6) M. M. Kuznetsova, M. Hesse and D. Winske: *J. Geophys. Res.* **106** (2001) 3799.
- 7) M. Ozaki, *et al.*: *Phys. Plasmas* **3** (1996) 2265.
- 8) R. Numata and Z. Yoshida: *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 045003.
- 9) H. E. Petschek: *AAS-NASA Symposium on Physics of Solar Flares*, SP-50 (NASA, Washington, D.C., 1964) pp. 425-439.
- 10) J. Birn, *et al.*: *J. Geophys. Res.* **106** (2001) 3715.
- 11) A. Ishizawa and R. Horiuchi: *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005) 045003.
- 12) K. J. Bowers, *et al.*: *Phys. Plasmas* **15** (2008) 055703.
- 13) K. Fujimoto: *Phys. Plasmas* **18** (2011) 111206.

- 14) N. F. Loureiro, A. A. Schekochihin and S. C. Cowley: *Phys. Plasmas* **14** (2007) 100703.
- 15) D. A. Uzdensky, N. F. Loureiro and A. A. Schekochihin: *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 235002.
- 16) A. Ishizawa and N. Nakajima: *Phys. Plasmas* **17** (2010) 072308.
- 17) K. Shibata and S. Tanuma: *Earth Planets Space* **53** (2001) 473.
- 18) L. D. Landau: *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **16** (1946) 574.
- 19) T. Tatsuno, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 015003.
- 20) R. Numata, *et al.*: *J. Comput. Phys.* **229** (2010) 9347.
- 21) I. G. Abel, *et al.*: *Phys. Plasmas* **15** (2008) 122509; M. Barnes, *et al.*: *ibid.* **16** (2009) 072107.
- 22) L. Spitzer, Jr. and R. Härm: *Phys. Rev.* **89** (1953) 977.
- 23) H. P. Furth, J. Killeen and M. N. Rosenbluth: *Phys. Fluids* **6** (1963) 459.
- 24) R. Fitzpatrick: *Phys. Plasmas* **17** (2010) 042101.

(2012年8月27日原稿受付)

Thermodynamic Properties of Plasmas in Magnetic Reconnection

Ryusuke Numata

abstract: Microscopic particle effects (kinetic effects) play important roles in high-temperature, low-density, weakly collisional plasmas although macroscopically plasmas are considered as fluids. Magnetic reconnection is a fundamental process of plasmas where kinetic effects are crucial. Kinetic simulations of the magnetic reconnection process by taking particle-particle collisions into account have performed, and influence of the kinetic effects on thermodynamic properties of plasmas is discussed.

最近の研究から

ブラックホールは天然の粒子加速器になるか？

原田知広 (立教大学理学部 171-8501 東京都豊島区西池袋3-34-1)

木村匡志 (京都大学基礎物理学研究所 606-8502 京都市左京区北白川追分町)

高速回転ブラックホールが超高エネルギー加速器として働くかもしれない。地上の人工の高エネルギー粒子加速器が素粒子標準模型を確認しさらにそれを超える物理へと挑もうとしている現在、宇宙にも高エネルギー粒子加速器をもつことは非常に魅力的である。本稿では、このアイデアについて物理的な見地から吟味し、かなり一般的な状況で高エネルギー粒子衝突が起こることを述べ、その意義について議論する。

1. はじめに—34年ぶりの再発見—

現在、宇宙物理学観測によって、ブラックホールの存在が強く示唆されている。ブラックホール存在の直接的証拠をつかむためには、事象の地平線付近の物理的理解が不可欠である。本稿ではブラックホールが粒子加速器になる可能性について論じていく。ブラックホールが粒子加速器になるとはどういうことなのだろうか？

その前に地上の加速器で粒子を加速するとはどういうことなのか考えてみよう。ほとんどの地上の粒子加速器は、荷電粒子に対して電磁気力が仕事をすることによって、そ

の粒子の運動エネルギーを大きくする。Large Hadron Colliderの陽子・陽子衝突では、重心系に対して静止した観測者が観測するエネルギー(重心系エネルギー E_{cm})は14 TeVとなり、これは陽子の静止質量エネルギーの約15,000倍に及ぶ。

ブラックホールは光をも捉えてしまう強力な重力をもっている。光が遠方へ出てこれる限界が事象の地平線であり、それより内側から光は出てこれない。重力は粒子が電荷をもっていなくても働くので、ブラックホールは中性粒子をも加速することができる。こう考えるとブラックホールが

粒子を加速するのは当然であるようにさえ思われる。しかし、球対称静的ブラックホールである Schwarzschild ブラックホールにおいては、遠方で静止していた同じ静止質量 m をもつ二粒子がブラックホール付近で衝突する際の E_{cm} は¹⁾ 最大でも $2\sqrt{5} mc^2$ にしかならず、高エネルギー粒子加速器とは言えない。

2009年に Bañados・Silk・West の3人は、回転するブラックホールにおいては E_{cm} を任意に大きくできることを発見した。²⁾ 実は、このこと自体は34年前に発見されていて、³⁾ Bañadosらはこれを知らずに再発見したのである。⁴⁾ 以下では、 c は光速、 G は重力定数を表すものとする。

2. 粒子加速器としての Kerr ブラックホール

2.1 Kerr ブラックホールの性質

回転ブラックホールは Kerr 時空という Einstein 方程式の解によって一意的に表され、質量 M とスピン a の2パラメータで特徴づけられ、 $0 \leq |a| \leq GM/c^2$ でなければならない。⁷⁾ この上限のスピンをもつものを最大回転ブラックホールとよぶ。また、 $a \geq 0$ として一般性を失わない。後の便宜のために $a_* = ac^2/GM$ とおく。

Kerr 時空は軸対称定常時空である。この対称性を反映した座標である Boyer-Lindquist 座標 (t, r, θ, ϕ) を用いると、事象の地平線は半径 $r = r_H = (GM/c^2) + \sqrt{(GM/c^2)^2 - a^2}$ に位置しており、角速度 $\Omega_H = ac/(r_H^2 + a^2)$ で自転している。

一般相対論では重力場中を運動する試験粒子は測地線に沿う。時空の対称性に対応して、測地線運動する粒子のエネルギー E と角運動量 L が保存する。この E は無限遠で静止した観測者にとってのものであり、 E_{cm} とは別のものであることに注意を要する。また、Carter 定数とよばれるもうひとつの保存量が存在することが知られている。便宜のため粒子の静止質量 m を用いて無次元量 $e = E/(mc^2)$ と $l = Lc/(GmM)$ を定義しておく。無限遠で静止していた粒子については $e = 1$ である。物理的な粒子は運動方向に沿って時間座標 t が増加するという時間前進条件を満たす必要がある。特に地平線付近ではこれは $E - \Omega_H L > 0$ という条件に帰着する。そこで $E - \Omega_H L = 0$ を満たす粒子を臨界粒子とよぶ。 $l_c = Ec/(G\Omega_H M)$ とおく。

2.2 赤道面における粒子衝突

地平線付近以外では E_{cm} が有限に留まることがわかるので、まず赤道面上を運動する二粒子の地平線付近の衝突に着目しよう。 E_{cm} を計算すると、

$$E_{\text{cm}}^2 = \frac{m_1^2 c^4 r_H^2 + (L_1 c - a E_1)^2}{r_H^2} \frac{E_2 - \Omega_H L_2}{E_1 - \Omega_H L_1} + (1 \leftrightarrow 2) + \dots \quad (1)$$

となる。^{8,9)} ここで、添え字の1と2はそれぞれ粒子1と2を表し、「 $(1 \leftrightarrow 2)$ 」は第一項の1と2を入れ替えた項を表し、「 \dots 」は明らかに有限な項である。したがって、粒子1か2のどちらかが臨界条件を満たす極限をとれば E_{cm} が発散する。

このような衝突が実際に起きるためには、臨界粒子が遠方から地平線に到達できる必要がある。簡単のため、初期

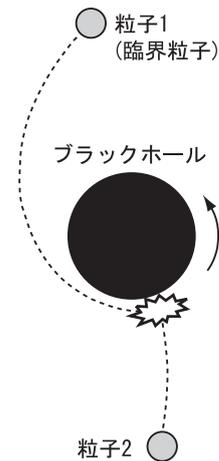


図1 任意に高い重心系エネルギーが得られる衝突の概念図。矢印はブラックホールの回転方向を表す。

に無限遠で静止していて同一の静止質量 m をもつ二粒子の衝突にしばらく話を絞ろう。そのような粒子が地平線に到達するには角運動量が $-2(1 + \sqrt{1 + a_*}) = l_L < l < l_R = 2(1 + \sqrt{1 - a_*})$ の範囲にしなければならない。 $l_R \leq l_c$ で等号は $a_* = 1$ のときのみ成り立つことに注意すると、臨界粒子は $a_* < 1$ の場合には無限遠から地平線に達することができず、 $a_* = 1$ のときだけ達することができる。 $a_* = 1$ の場合にこれらの二粒子が地平線近傍で衝突するとき

$$\frac{E_{\text{cm}}}{2mc^2} = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{2 - l_1}{2 - l_2} + \frac{2 - l_2}{2 - l_1} \right)} \quad (2)$$

となる。²⁾ したがって l_1 または l_2 のどちらかを上限の角運動量 $l_R = 2$ に微調整すれば、 E_{cm} はいくらでも大きくすることができる。一方、 $a_* < 1$ のときに、 $l_1 = l_R$ をもつ粒子1に対して、地平線付近の衝突では

$$\frac{E_{\text{cm}}}{2mc^2} = \frac{\sqrt{2 - l_2}}{\sqrt{4 - 2\sqrt{2}}} \frac{1}{\sqrt{1 - a_*^2}} \quad (3)$$

となる。^{6,8)} ただし、 $a_* = 1$ とした。 $a_* \rightarrow 1$ の極限で $E_{\text{cm}} \rightarrow \infty$ となる。図1はこのような衝突の概念図である。

2.3 批判と疑問

Bañadosらの再発見の後すぐに、批判的なコメントがいくつか提出された。^{5,6)} そのうち重要なものを上げると、(1) 宇宙物理学的な状況では $a_* \leq 0.998$ という Thorne 上限が存在する (2) 最大回転ブラックホールにおいて臨界粒子が地平線に到達するまでには無限の固有時間を必要とする (3) 臨界粒子に対する重力波放射反作用が非常に大きくなり加速が阻害されるだろう。

また、これらに以下のような疑問も追加しよう。(4) 角運動量の微調整は自然に起こるか? (5) 任意に高い重心系エネルギーの衝突は赤道面上に限定されるのか? (6) 粒子の自己重力による影響はどうなるのだろうか?

(2) を考慮すると、重心系エネルギーが無限大になるというのは非物理的であると考えるのが妥当であろう。また、(1) の Thorne 上限は降着円盤模型に依存しており、より大きなスピンの実現する可能性がある。

3. 粒子加速は本当に起こるのか

3.1 微調整問題と最内安定円軌道

Kerr ブラックホールの安定円軌道には最小半径があり、これを最内安定円軌道 (ISCO) とよぶ。ISCO は標準降着円盤の内縁を与える。また超大質量ブラックホールの周りを重力波放射をしながら断熱螺旋落下運動するコンパクト天体は ISCO で急落下へと遷移する。Kerr ブラックホールにおける ISCO については解析的な表式が知られており、 $a_* \rightarrow 1$ で、 $r_{\text{ISCO}} \rightarrow r_{\text{H}}$ 、 $E_{\text{ISCO}} \rightarrow mc^2/\sqrt{3}$ 、 $L_{\text{ISCO}} \rightarrow 2GmM/(\sqrt{3}c)$ となる。 $a_* \rightarrow 1$ で $r_{\text{H}} \rightarrow GM/c^2$ 、 $\Omega_{\text{H}} \rightarrow c^3/(2GM)$ であることに注意すると、 $E_{\text{ISCO}} - \Omega_{\text{H}}L_{\text{ISCO}} \rightarrow 0$ となる。すなわち、ISCO を運動する粒子は、ブラックホールが最大回転する極限で地平線に漸近し臨界条件を満たす。実際、ISCO を運動する粒子 1 が一般の落下粒子 2 と衝突するとき

$$\frac{E_{\text{cm}}}{2mc^2} = \frac{\sqrt{2e_2 - l_2}}{2^{1/6}3^{1/4}} \frac{1}{\sqrt{1 - a_*^2}} \quad (4)$$

となり、最大回転極限で発散が起こる。⁸⁾ ISCO の宇宙物理学的重要性を考慮すると、高速回転ブラックホールでは粒子の角運動量は臨界値に自然に微調整され E_{cm} が非常に大きくなるのがわかる。

3.2 赤道面から外れた粒子

つぎに赤道面から外れた粒子についてはどうだろうか？二粒子が地平線付近で衝突する際には

$$E_{\text{cm}}^2 = \frac{m_1^2 c^4 r_{\text{H}}^2 + Q_1 + (L_1 c - a E_1)^2}{r_{\text{H}}^2 + a^2 \cos^2 \theta} \frac{E_2 - \Omega_{\text{H}} L_2}{E_1 - \Omega_{\text{H}} L_1} + (1 \leftrightarrow 2) + \dots \quad (5)$$

と書ける。⁹⁾ ここで Q は Carter 定数である。したがって、赤道面上の場合と同様に、どちらかの粒子が臨界条件を満たせば E_{cm} が発散することがわかる。臨界粒子が地平線付近に来れるのはブラックホールが最大回転しているときだけである。さらにこの場合には、極角 θ に対して条件がつき、赤道からの緯度が $\pm 42.94^\circ$ までに限られる。したがって、任意に高い重心系エネルギーの衝突が起こり得るのはこれより低緯度の部分だけであり、これより高緯度だと起こらないことがわかる (図2参照)。

3.3 重力波放射反作用の効果

臨界粒子が最大回転ブラックホールの地平線に達するに

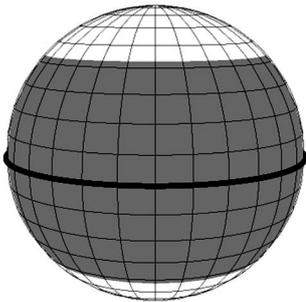


図2 最大回転ブラックホールの地平面で任意に高い重心系エネルギーの衝突が起こり得る領域 (灰色) と起こり得ない領域 (白)。なお太線は赤道を表す。

は無限の固有時間をかけてブラックホールを無限回周回する。単純に考えると放射される重力波のエネルギーは無限大になり、その反作用として粒子のエネルギーや角運動量が失われて臨界条件を満たさなくなるのではないかと予想される。ところが、ブラックホールが高速回転している場合には ISCO を運動する粒子の重力波エネルギー放射率 \dot{E}_{GW} は著しく抑制され、 $\dot{E}_{\text{GW}} \propto (1 - a_*)^2$ ($\lambda = 0.317$) という冪則に従う。この冪則を仮定し、さらに円軌道粒子の重力波放射エネルギーの分だけ粒子のエネルギーが減少すると仮定すると、粒子が断熱螺旋運動から急落下へと遷移する過程を連続的に追うことが可能になる。この枠組みの範囲内で、粒子とブラックホールの質量比が十分小さくかつブラックホールの回転が最大に近い場合には、重力波放射反作用の影響が小さく保たれつつ非常に高い重心系エネルギーを実現することが可能である。¹⁰⁾

3.4 粒子の自己重力の効果

一方、粒子が作る重力場の影響はどうだろうか？各粒子は中心のブラックホールから見れば些細な静止質量しかもたずエネルギーも取るに足りないものかもしれない。しかし、もし衝突の際の重心系エネルギーがブラックホールの質量に匹敵するのであれば、それが生み出す重力場は無視できないであろうことが予想される。しかしこの問題は対称性が低いのでこのまま取り扱うのは非常に難しい。そこで、回転ブラックホールの代わりに荷電ブラックホールを、角運動量をもって測地線運動する粒子の代わりに収縮・膨張する荷電球殻を考える。この球対称系はもとの系とは大きく異なるように思えるが、球殻自身が作る場の効果を無視した場合に二つの球殻が地平線付近で衝突した際の重心系エネルギーが任意に大きくなる、という非常に類似した性質をもっている。この系では二つの球殻自身が作る重力場と電場を厳密に考慮することができ、 E_{cm} に次のような上限がつくことがわかる。¹¹⁾

$$E_{\text{cm}} \leq 2^{1/4} M^{1/4} \mu^{3/4} c^2 \quad (6)$$

ここで μ は各球殻の固有質量である。 E_{cm} は $M \gg \mu$ の状況において非常に大きな値ではあるが有限となる点が重要である。

3.5 粒子加速の直観的な説明

いままで述べた知見から粒子加速の直観的な説明を試みたい。ブラックホールの事象の地平線からは光さえも逃れることができない。これは地平線に落ち込む粒子の速度が遠方の観測者から見て光速になっているからのように思われる。しかし、一般相対論では離れた二つの物体の相対速度には物理的な意味はない。Schwarzschild ブラックホールでは、地平線付近はすでに ISCO の内側となっており、ここにとどまることはできない。地平線付近の二つの物体はいずれも光速に近い速度で急落下してしまい、その相対速度は大きくなれない。しかし、Kerr ブラックホールで最大回転している場合には、地平線のすぐ外側まで安定円軌道

が可能であり、測地線運動で半径一定の軌道にとどまることができる。そのような粒子は漸近的に臨界条件を満たす。また無限遠から臨界粒子を放てば無限の固有時間をかけて地平線のすぐ外の円軌道に漸近すると解釈できる。一方、角運動量がそれほど大きくない場合には物体は地平線付近を光速に近い速さで落ちていく。これらの二つの物体は同じ時刻・同じ場所にありうるのでその相対速度には物理的な意味があり、それは漸近的に光速に近づき、衝突の重心系エネルギー E_{cm} はいくらでも大きくなる。

4. 宇宙物理学的ブラックホールへ

4.1 高エネルギー粒子の観測可能性

前章で見てきた地平線付近の高エネルギー粒子衝突の結果、粒子が放射され遠方の観測者に高エネルギー粒子として観測されるのだろうか？ 高エネルギー粒子が遠方に放射されるとすれば、どこからエネルギーをもってこなければ収支があわない。実は、ブラックホールの回転エネルギーを引き抜くことができることが知られている。これにはエルゴ領域とよばれる、粒子のエネルギー E が負になれる領域が回転ブラックホールの地平線まわりに存在することが決定的に重要である。

エネルギー引き抜き過程として最も代表的な Penrose 過程⁷⁾ では、遠方から粒子1を投げ入れ、それがエルゴ領域で粒子3と4に分裂し、粒子3が遠方まで達することができたとする。 $E_4 < 0$ とすると $E_3 = E_1 - E_4 > E_1$ となり正の正味のエネルギー利得が生じる。衝突を考える上で重要なのは入射粒子が二粒子1と2の場合である。この場合も $E_4 < 0$ とすると $E_3 = E_1 + E_2 - E_4 > E_1 + E_2$ となる。これは衝突 Penrose 過程とよばれている。³⁾ この場合にはエルゴ領域での人工的な粒子分裂過程を考える必要がない。図3を参照されたい。

しかしながら、粒子1が臨界粒子でありかつ地平線近傍で生成された粒子3が遠方に逃げるという条件が実は非常に強い制限を与える。最大回転ブラックホールの赤道面上の高エネルギー衝突反応について、放射される粒子3は最大でも粒子1の218.6%のエネルギーしかもてない。^{14, 15)} またエネルギー引き抜き効率 $E_3/(E_1 + E_2)$ は比較的有利な逆 Compton 散乱でも最大で137.2%にしかない。

ただし、高エネルギー衝突が宇宙物理学的観測と密接に関連する可能性はある。例えば、ある種の現象論的超対称

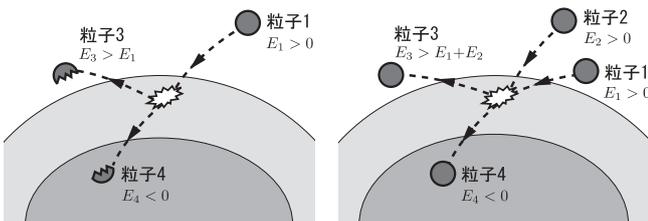


図3 Penrose 過程 (左) と衝突 Penrose 過程 (右)。濃い灰色の領域はブラックホール、薄い灰色の領域はエルゴ領域を表す。

模型に基づいて、ダークマター粒子の高エネルギー衝突とその後の対消滅が Fermi 衛星によって識別可能なガンマ線放射を引き起こす可能性が指摘されている。¹⁶⁾

4.2 磁場の効果

宇宙物理学的なブラックホールの周辺には、強い磁場があると考えられており、その磁束密度は超大質量ブラックホールで 10^4 Gauss 程度、恒星質量ブラックホールで 10^8 Gauss 程度と見積もられている。これらの磁場は、直接ブラックホールを歪めるほど強くはないが、荷電粒子の軌道には極めて強い影響を与える。磁束密度を B 、粒子の電荷を q とすると、Lorentz 力と重力の比である無次元量 $b = qBGM/(mc^4)$ は、

$$b \sim 10^{11} \left(\frac{q}{e} \right) \left(\frac{m}{m_e} \right)^{-1} \left(\frac{B}{10^8 \text{ Gauss}} \right) \left(\frac{M}{10 M_{\odot}} \right) \quad (7)$$

となる。ここで e および m_e はそれぞれ電気素量および電子質量である。Lorentz 力が重力と逆向きに働くとき荷電粒子の ISCO は中性粒子のそれより内側に入るのでより速く運動することになる。これは遠方から放射反作用などによって徐々に内側の軌道に入っていき過程を考えれば、荷電粒子が磁場によって間接的に加速されることを意味するだろう。一様磁場中の Schwarzschild ブラックホールの場合、ISCO を回る荷電粒子1と一般の中性粒子2との衝突では

$$E_{\text{cm}} \approx 1.74b^{1/4} mc^2. \quad (8)$$

となり、¹³⁾ 一様磁場中の Kerr ブラックホールの場合では

$$E_{\text{cm}}(b) \approx \frac{\sqrt{b}}{3^{1/4}} E_{\text{cm}}(0) \quad (9)$$

となる。¹²⁾ ただし式(9)では $a*b \gg 1$ とした。ここで $E_{\text{cm}}(0)$ は磁場がないときの評価で、たとえば ISCO 上の衝突では式(4)で与えられる。したがって Kerr ブラックホールでは磁場がないときに比べて 10^4 倍から 10^6 倍程度の加速が見込める。今後はより現実的な磁場配位を用いた検討が必要である。

5. まとめ

高速回転ブラックホールの地平線付近では非常に高いエネルギーの粒子衝突がかなり一般的な状況で起こる。一方、無限に高いエネルギーまでの加速は物理的ではなく、重心系エネルギーには粒子の自己重力に由来する上限が存在すると考えられる。この粒子加速機構が高エネルギー宇宙線の直接の加速源となるとは考えにくい。観測可能な影響を与える可能性がある。この効果は2009年に再認識されたばかりで、磁場の効果などまだはっきりとはわかっていない部分も多い。また、ここでは詳細は述べられないが、任意に高いエネルギーへの試験粒子の加速は、狭い意味での宇宙物理学的な文脈に関わらず、一般の極限ブラックホールの性質の一つであると考えられる証拠が出ている。今後の研究の進展が楽しみである。

本稿の元となる研究を共同で行った伊形尚久・田越秀行

・中尾憲一・根本裕也・宮本雲平の各氏に感謝の意を表す。
また本稿はJSPS科研費21740190および11J02182の助成を受けた研究の成果に基づく。

参考文献

- 1) 粒子1と2が同じ時空点にあるとき, その点でこれら二粒子の4元運動量 p_1^μ と p_2^μ の和と平行な4元速度をもつ観測者が観測するエネルギーが重心系エネルギー E_{cm} であり, 計量 $g_{\mu\nu}$ を用いて $E_{cm}^2 = -g_{\mu\nu}(p_1^\mu + p_2^\mu)(p_1^\nu + p_2^\nu)$ で与えられる.
- 2) M. Bañados, J. Silk and S. M. West: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 111102.
- 3) T. Piran, J. Shaham and J. Katz: Astrophys. J. **196** (1975) L107.
- 4) J. Silk: private communication.
- 5) E. Berti, V. Cardoso, L. Gualtieri, F. Pretorius and U. Sperhake: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 239001.
- 6) T. Jacobson and T. P. Sotiriou: Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 021101.
- 7) 例えば, E. Poisson: *A Relativist's Toolkit: The Mathematics of Black-Hole Mechanics* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2004).
- 8) T. Harada and M. Kimura: Phys. Rev. D **83** (2011) 024002.
- 9) T. Harada and M. Kimura: Phys. Rev. D **83** (2011) 084041.
- 10) T. Harada and M. Kimura: Phys. Rev. D **84** (2011) 124032.
- 11) M. Kimura, K.-i. Nakao and H. Tagoshi: Phys. Rev. D **83** (2011) 044013.

- 12) T. Igata, T. Harada and M. Kimura: Phys. Rev. D **85** (2012) 104028.
- 13) V. P. Frolov: Phys. Rev. D **85** (2012) 024020.
- 14) M. Bejger, T. Piran, M. Abramowicz and F. Håkanson: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 121101.
- 15) T. Harada, H. Nemoto and U. Miyamoto: Phys. Rev. D **86** (2012) 024027.
- 16) M. Cannoni, M. E. Gomez, M. A. Perez-Garcia and J. D. Vergados: Phys. Rev. D **85** (2012) 115015.

(2012年10月3日原稿受付)

Do Black Holes Act as Natural Particle Accelerators?

Tomohiro Harada and Masashi Kimura

abstract: Rapidly rotating black holes may act as natural particle accelerators to significantly high energy. It is an attractive idea to have natural particle accelerators in the space, as particle accelerators on the ground have confirmed the standard model of particle physics and are about to reveal physics beyond it. We argue that high-energy particle collisions occur near rapidly rotating black holes in rather general circumstances based on the physical investigation of this idea and discuss its implications to physics and astrophysics.

日本物理学会誌 第68巻 第3号 (2013年3月号) 予定目次

口絵: 今月号の記事から

巻頭言

「わかる」ということ 旭 耕一郎

交流

放射線の人体への影響 泉 雅子

解説

スケール不変性 vs 共形不変性 中山 優

最近の研究から

紐と環から成るトポロジカルネットワークの新しい

エントロピー弾性 眞弓皓一, 伊藤耕三

分子骨格と吸着構造が生み出す新奇な近藤効果

..... 南谷英美, 塚原規志, 金 有洙, 高木紀明

学会報告

2012年秋季大会招待・企画・チュートリアル講演の報告

..... 領域委員会

JPSJの最近の注目論文から 11月の編集委員会より

..... 安藤恒也

学界ニュース

第6回湯川記念財団・木村利栄理論物理学賞: 細道和夫氏

..... 江口 徹

2012年度仁科記念賞: 細野秀雄氏 福山秀敏

井上邦雄氏 白井淳平

初田哲男氏, 青木慎也氏, 石井理修氏

..... 延與秀人

2012年ゴードン・ベル賞: 石山智明氏, 似鳥啓吾氏,

牧野淳一郎氏 青木慎也

第7回凝縮系科学賞: 塚崎 敦氏, 笠 真生氏 北岡良雄

談話室

第57回物性若手夏の学校開催報告

..... 河底秀幸, 秋山綱紀, 大西義人

第42回天文・天体物理若手夏の学校開催報告 廣井和雄

新著紹介

2012年秋季大会シンポジウムの報告

領域委員会

素粒子実験領域, 素粒子論領域「ヒッグスとコライダー」

川崎健夫 (新潟大理)

[A] 趣旨説明 (駒宮幸男: 東大理), 軽いヒッグスの物理 (兼村晋哉・富山大理), LHCにおけるヒッグス研究の展望 (花垣和則: 阪大理), スーパーBとヒッグス研究 (中尾幹彦: KEK 素核研) リニアコライダーにおけるヒッグス研究 (田辺友彦: 東大素粒子セ), ヒッグスの物理の展望 (村山 斉: IPMU)

[B] 本シンポジウムの目的は, ヒッグス粒子について LHC, Bファクトリー, ILC等のコライダーによってどのように迫るか, その展望について議論することである. シンポジウムの提案は, 2011年12月のLHCによるヒッグス粒子の予兆に関する発表をうけてであったが, 提案時は学会までに発表される新たな状況が, 否定的なものとなる可能性も考えられた. もちろんヒッグス粒子の研究の重要性は変わらないが, 講演者はそうもいえない. 学会時の状況の予想はさておき, 講演の受諾をしなければならなかったのである. 周知の通り, 7月4日のATLASとCMSによる発表は標準理論と矛盾しない新粒子の発見であった. 結果としてシンポジウムは時宜を得たものとなり, 提案者にとっても全くの幸いであった.

必然的に講演は, 発見された新粒子の正体をどのように追い詰めていくのか, それを通じて標準模型を超えた現象にどのように迫るのか, そのための方法は何か, が中心となった. 講演はみな限られた時間内で分かりやすく的確であり, 世界に冠たる講演者という駒宮氏の趣旨説明の通りであった. その一方, 質疑は思いの外少なかった. これは, 会場を埋めた300名以上の聴衆がみなこのトピックを熟知し, それぞれに思うところがある故の静かさではなかっただろうか.

素粒子実験領域「最近の θ_{13} の精密測定と期待される物理」Precise measurements of θ_{13} and physics prospects」

武内勇司 (筑波大数物系)

[A] Introduction (久世正弘: 東工大理), Recent results from DoubleChooz (松原綱之: 首都大理工高エネルギー物理実験研究室), Recent results from DayaBay (WANG Zhe: Tsinghua University), Recent results from RENO (PARK Jungsik: Seoul National University), Recent results from T2K (中山祥英: 東大宇宙線研), Phenomenology of θ_{13} (安田修: 首都大理工素粒子理論研究室), Future Prospects (末包文彦: 東北大ニュートリノ科学研究セ)

[B] 最近, 長年確定値が得られなかったニュートリノ混合角 θ_{13} が測定されたことを受け, 近い将来の展望も含めた報告と議論を行った.

まず, 昨年 θ_{13} の確定値を公表した3つの原子炉実験, DoubleChooz, DayaBay, RENOによって, 実験の概要や測定結果に関する報告が行われた. そして, 別のアプローチである, 加速器実験T2Kによる電子ニュートリノ発現確率の測定結果が紹介された.

その後, 理論的な観点から θ_{13} の測定値の意義, そして近い将来の研究に対する波及などの解説が行われた. そして今後10年程度における実験計画の検討などの報告と議論が進められた. タイムリーなトピックでもあるため約200名と多数の聴衆が参加し, 活発な議論が行われ, 有益なシンポジウムであった.

理論核物理領域, 素粒子理論領域, 宇宙線・宇宙物理領域

「動き出した京コンピュータと素粒子・原子核・宇宙の計算物理」

佐々木勝一 (東北大)

[A] 趣旨説明 (佐々木勝一: 東北大), 京コンピュータとHPCI戦略プログラム分野5 (蔵増嘉伸: 筑波大数物/理研AICS), 京コンピュータによる物理点での格子QCD計算 (浮田尚哉: 筑波大計科セ), 京コンピュータで目指す原子核構造計算 (清水則孝: 東大CNS), 京コンピュータによるバリオン間相互作用の解明 (土井琢身: 理研仁科セ), 京コンピュータによる超新星爆発シミュレーション (固武 慶: 国立天文台), 京コンピュータによる銀河形成シミュレーション (斎藤貴之: 東工大), スーパーコンピュータで探る超弦理論 (花田政範: 高エネ機構)

[B] 素粒子・原子核・宇宙分野は, 世界最速のスーパーコンピュータ「京」を最大限活用するための5つの戦略分野 (HPCI戦略プログラム) の一つとして選ばれている. 昨年度までに, 本格研究に入るための準備として計算基礎科学連携拠点 (筑波大, KEK, 国立天文台) の組織形成と, 連携拠点を中心に関係する大学等の協力機関とともに計算科学技術推進体制の構築が行われてきた. さらにこの秋から, このスパコン京を用いてビッグバンに始まる宇宙の歴史における, 素粒子から元素合成, 星・銀河形成に至る「物質と宇宙の起源と構造」を, 複数の階層をつなぐ計算科学的手法で統一的に理解することを目標に本格研究がスタートする. そこで, この本格研究スタートという絶好機会に, これまでのHPCI戦略分野5における体制構築やその研究の方向性, さらに素粒子・原子核・宇宙各分野において, 実際スパコン京を用いた研究課題や今後スパコン京の利用を見据えた萌芽的な研究について紹介するシンポジウムを企画した.

シンポジウムは大会初日の午後に行われ, 約120名の聴衆を得ることができた. 前半のセッションでは, 蔵増氏よりスパコン京の現状や, HPCI戦略プログラム分野5の概

要と将来のスパコン計画推進についての検討課題などの説明があった。さらに素粒子・原子核分野の話題として浮田氏からはスパコン京を使った物理点における格子QCDゲージ配位生成とそれを利用した研究の素粒子・原子核分野へのインパクトについての解説、清水氏からは超並列計算機を利用した原子核構造計算におけるいくつかのプレイクスルーと今後のターゲット物理についての説明、そして土井氏には最近発展著しい格子QCD計算によるバリオン・バリオン相互作用に関する研究のこれまでの進展と今後の原子核物理へのインパクトについての報告が行われた。後半のセッションでは、宇宙関連の話題として、固武氏より超新星爆発のシミュレーションの現状を実際のシミュレーション結果のアニメーションなどをふんだんに取り入れた分かり易い解説と関連するシミュレーションの今後についての展望が示され、斎藤氏から銀河形成シミュレーションの目指している物理とスパコン京で行われる予定のシミュレーションの概要について報告があった。最後の講演者、花田氏からは素粒子、特に超弦理論の分野での数値シミュレーションを活用したいくつかの萌芽的な研究について、他分野のエキスパートとの連携の重要性が説かれ、改めて素粒子・原子核・宇宙などの異なる分野の垣根を越えた協調の重要性が浮き彫りとなった。専門分野の異なる多数の聴衆に参加していただくことで、「計算科学」を軸に研究分野の枠を越えた議論が行われ大変有意義なシンポジウムとなった。

理論核物理領域、実験核物理領域「原子核における弱電相互作用と元素合成」 青山茂義(新潟大情基セ)

[A] 趣旨説明(梶野敏貴:国立天文台理論), 元素合成と銀河の化学進化(青木和光:国立天文台すばる観測所), ニュートリノ生成核種から得られる超新星ニュートリノ温度(早川岳人:原研東海), 中性子過剰核の β 崩壊と r 過程(西村俊二:理研RI物理研究室), 弱電核反応と元素合成(嶋達志:阪大RCNP(実験)), 核反応と元素合成(緒方一介:阪大RCNP(理論)), 短寿命核の荷電交換反応(上坂友洋:理研スピアイソスピン研究室), エキゾチック核と天体(大塚孝治:東大理)

[B] ニュートリノが関与する元素合成過程は、宇宙・銀河・恒星の進化に関わる諸現象を解明するための鍵を握っている。しかし、相互作用があまりに弱いためニュートリノビーム実験は実現しておらず、光子・ハドロン量子ビームを用いた光核反応や荷電交換反応実験と理論による解析から電弱相互作用の核行列要素を決定して、元素合成過程の理解に役立てる方法を確立する必要がある。このシンポジウムでは、7人の研究者が「原子核における弱電相互作用と元素合成」に関する最近の研究を紹介し、天文学・核物理学の観測・実験・理論を横断する今後の研究の発展方向を俯瞰する議論を展開した。まず、超新星残骸や星間ガスの天体観測により、超新星ニュートリノ元素合成が宇

宙の化学進化で果たす役割を解明できることを議論した。これに続いて、超新星元素合成の最新の研究状況、中性子過剰核の寿命測定実験と r プロセスに与える影響に関する実験・理論の展開、ニュートリノ・核反応を研究するための単色光子ビームとミュオン捕獲実験、およびハドロン荷電交換反応実験による不安定核の弱応答の研究、等の有用性が議論された。また、束縛・散乱状態を同時に記述する核反応理論および中性子過剰核が示すエキゾチックな性質に関する核構造の理論研究が、超新星の重力崩壊や爆発的要素合成過程の定量的な理解に結びつくことが議論された。このような学際領域研究の展開は、ニュートリノ元素合成過程の解明にとどまらず、自然界のさまざまな対称性や宇宙の進化・発展の理解にとっても重要であり、原子核物理学と天文学の研究交流を図ることは当学際領域研究の発展にとって大きな相乗効果をもたらすものと期待される。

理論核物理領域、実験核物理領域「クラスターしきい値近傍の物理」 青山茂義(新潟大情基セ)

[A] 趣旨説明(青山茂義:新潟大情基セ), 複素座標スケールリング法の散乱状態への拡張と2中性子ハロー核の3体分解反応への適用(菊地右馬:阪大RCN), ハロー核の分解反応でさぐるダイニュートロン相関(中村隆司:東工大理工), 閾値近傍における化学結合様クラスター構造(伊藤誠:関大システム理工), Cluster-shell競合とそのモデル化(升井洋志:北見工大情セ), Cluster structures probed by inelastic scattering(川畑貴裕京大理), 炭素同位体におけるリニアチェイン構造(須原唯広:筑波大数理物質), 平均場模型やクラスター模型を用いた、より重い核でのクラスター励起状態の探索(市川隆敏:京大基研)

[B] しきい値近傍でのクラスターリング現象の最近の進展に関する活発な議論が行われた。菊地氏は、複素座標スケールリング法を用い、しきい値近傍に強く表れるダイニュートロン相関を議論した。中村氏は、ダイニュートロン相関をどのように実験的に探索するか報告した。これら2講演により、注目されているダイニュートロン相関に関する最新の理解と、方向性が明確になった。伊藤氏は、しきい値近傍での、原子的構造と分子的構造についてレビューを行い、それを議論するために発展させた理論的取り扱いに関する発表を行った。川畑氏は、最近、クラスター分野でも α 凝縮状態の探索に関する報告を行った。須原氏は、 ^{14}C におけるリニアチェイン状態の安定性に関する報告を行った。これら3講演により、最近、注目されている α 凝縮、リニアチェイン、分子軌道、などのエキゾチックなクラスター状態の最先端の研究結果発表が行われた。升井氏は、クラスターとシェル模型の状態の共存について、議論した。市川氏は、平均場模型の立場から、重い核でのクラスターの出現に関して議論を行った。この2講演により、シェル模型や平均場模型とクラスター模型の関係に関する理解が深まった。以上のように、今後、クラスターしきい値近傍

の物理学を、今後、進めていく上で、非常に有意義なシンポジウムであった。

実験核物理領域、素粒子実験領域「J-PARC ハドロン施設の近未来」

佐藤 進 (原子力機構先端基礎セ)

[A] 趣旨説明および近未来の全体像 (田中万博: KEK 素核研), 核物質中での質量の変化と QCD での質量獲得機構 (四日市悟: 理研), 大強度パルス陽子ビームを用いた μ - e 転換事象探索計画 COMET 実験 (三原 智: KEK 素核研 (ミューオン)), 高分解能二次ビームでの物理 (野海博之: 阪大 RCNP), 中性 K 中間子稀崩壊の分岐比測定実験 (Step2) (山中 卓: 阪大院理), 施設拡張で広がるハドロン物理 (田村裕和: 東北大院理)

[B] 遅い取り出しを用いた J-PARC における素粒子原子核実験においては、震災後の復旧期間を過ぎ、各種実験の本格的なデータ収集が進んでいる。今後、加速器の性能向上と共に、多くの成果を生み出すことが期待されている。一方で、現状のハドロンホールにおけるビームラインの種類、数は十分であると言えず、さらに幅広い物理研究を実現するためのハドロンホール機能拡張が研究者間で活発に議論されている。本シンポジウムでは、現在のハドロンホールの状況を概観し、既に建設計画が進んでいる高運動量ビームラインを用いたハドロン質量起源の研究や μ - e 転換事象探索実験に関する報告があった。また、将来的な計画として、中性 K 中間子稀崩壊測定実験において標準模型を超える現象を捉える可能性や多種多様なビームラインを用いて実現されるハドロン物理研究が紹介された。聴衆者数は 150 名程度で、素粒子・原子核の理論・実験の研究者を交えた活気のあるシンポジウムであった。

実験核物理領域、理論核物理領域「LHC と RHIC の競演が拓く新世代のクォーク・グルーオン・プラズマ物性」

佐藤 進 (原子力機構先端基礎セ)

[A] RHIC, LHC における QGP の統合的理解 (奈良 寧: 国際教養大), RHIC-STAR 実験の新展開 (益井 宙: 米ローレンスバークレー国立研 STAR グループ), RHIC-PHENIX 実験の新展開: 重クォークとジェット測定 (黒澤真城: 理研 BNL), LHC-ALICE 実験の初期成果から将来展望まで (山口頼人: 東大 CNS), LHC エネルギー領域における重クォークの物理 (坂井真吾: 米ローレンスバークレー国立研 ALICE グループ), 重クォークと透過プローブで明らかにする QGP 物性 (赤松幸尚: 名古屋大 KMI), 重イオン衝突実験で迫る QCD の相構造・物性物理 (北沢正清: 阪大院理)

[B] クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) の探索と性質探求のため、米国 RHIC 加速器に加えて欧州 LHC 加速器が稼働し、高エネルギー原子核物理学は新たな局面を迎えている。より高温領域を目指す LHC において多くの新しい結果が出始め、RHIC では QCD 臨界点を目指す衝突

エネルギー走査や異なる初期幾何学的形状の効果の測定など、質的に新たな実験研究が進められている。実験側からは各主要実験の最新結果から今後数年間に亘る展望までを、理論側からは実験結果の再現を超えて QCD 物性論までを、各々議論した。参加者は約 80 名で、LHC と RHIC の同時稼働により拓かれる新時代における QGP 物性の包括的理解を目指す活発なシンポジウムとなった。

宇宙線・宇宙物理領域、素粒子論領域、素粒子実験領域、理論核物理領域、実験核物理領域、領域 2「宇宙 X 線観測の 50 年と物理学へのインパクト」

井口英雄 (日大理工)

[A] 宇宙 X 線観測の 50 年 (牧島一夫: 東大/理研), 宇宙 X 線観測とブラックホール (井上 一: JAXA 宇宙研), 宇宙 X 線観測と原子核物理学—中性子星の観測的研究から (堂谷忠靖: JAXA 宇宙研宇宙物理学研究系), 宇宙 X 線観測と原子核物理学—原子核物理学の理論的研究から (初田哲男: 理研), 宇宙 X 線観測と宇宙線物理学 (寺澤敏夫: 東大宇宙線研), 宇宙 X 線観測と宇宙論 (Steven Allen: Stanford 大), 宇宙 X 線観測とプラズマ診断 (小山勝二: 京大理), 宇宙 X 線観測と放射過程 (政井邦昭: 首都大), 宇宙 X 線観測とプラズマ動力学 (柴田一成: 京大花山天文台)

[B] 1962 年に Giacconi らがロケットでさそり座 X-1 からの X 線を検出し、宇宙 X 線源の存在を発見してから 50 年が経つ。宇宙 X 線の観測によって、それ以前は予想すらできなかった高温・高エネルギー現象が見えるようになり、人類の宇宙に対する理解は大きく深まった。さらに、地上とは全く異なる極限状態における自然現象について、他の方法では得ることが難しい物理学上の重要な知見を獲得してきた。そこで宇宙 X 線観測 50 周年となるこの機会に、宇宙 X 線の観測的研究が物理学の広い分野にどのようなインパクトを与えてきたかを再確認するとともに、それらが今後どう飛躍するかを様々な視点から論じることを目的として本シンポジウムを企画した。概論と 8 つのテーマを設定して、それぞれの分野で活躍されてきた研究者に講演を依頼した。当日は 200 名程度のお客があり、大盛況であった。お忙しい中講演を快く引き受けてくださった 9 人の講演者の方に、この場を借りてお礼申し上げます。

宇宙線・宇宙物理領域「宇宙線発見から 100 年: 研究の歴史と将来への展望」

佐川宏行 (東大宇宙線研)

[A] 宇宙線観測 100 年にあたって (西村 純: 宇宙研/JAXA), 宇宙線観測の歴史 (永野元彦: 東大), 宇宙線研究による素粒子天体物理 (荒船次郎: 東大), 宇宙線観測の現状と将来 (梶田隆章: 東大宇宙線研)

[B] 今年はヘスが宇宙線を発見してちょうど 100 年になる。本シンポジウムは宇宙線研究の歴史をふりかえり、物理学の分野にどのような影響を与えてきたかを再確認する

とともに、将来の宇宙線研究を展望する機会として企画された。

まず西村氏が、ヘスによって宇宙線が発見された頃の宇宙線研究の黎明期、我が国における宇宙線研究の始まり、そしてエマルジョンチェンバーによる観測、飛行体による観測について講演した。特にミューオン発見にまつわる詳しい紹介があった。

次に永野氏が、空気シャワー観測による宇宙線エネルギーの上限探索実験、ミューオンとニュートリノ観測、ガンマ線観測の初期の歴史を中心に講演した。地表検出器や蛍光観測法による空気シャワー観測手法、空気シャワーからのチェレンコフ光の観測手法の事始めの紹介もあった。

そして荒船氏が、まず超高エネルギー宇宙線、宇宙ガンマ線、宇宙ニュートリノなどの宇宙線観測について、次に自然素粒子の稀な現象の探索として陽子崩壊探索、ニュートリノレス二重ベータ崩壊探索、暗黒物質探索について講演した。

最後に梶田氏が、まず宇宙線研究所で行っている研究を例に挙げて宇宙線研究の現状について講演し、次にCRCと宇宙線研それぞれの主催で行われた将来計画の検討の紹介をして今後の宇宙線研究の展望について講演した。

400人程度収容の会場にかなり多くの聴衆が参加し盛況であり、たいへん有意義なシンポジウムであった。

領域2, 領域1, ビーム物理領域「負イオン科学の新展開—負イオン生成の物理とその応用技術—」

安藤 晃 (東北大院工)

[A] 趣旨説明 (安藤 晃: 東北大), オーバービュー「負イオン科学の広がり—現状と課題—」(竹入康彦: 核融合研), 負イオンの加速器応用の最先端 (小栗英知: 原子力機構), 負イオンプラズマのモデリング (畑山明聖: 慶応大工), 負イオン生成のマテリアルデザイン (笠井秀明: 阪大工), 負イオンの表面生成と物性研究への応用 (和田元: 同志社大理工), Csフリー負イオン生成過程の進展 (大原 渡: 山口大工), 総合討論 (笹尾眞實子: 同志社大研究開発推進機構)

[B] 負イオン生成とその応用技術は、多くの分野で研究展開がなされてきており、特に近年では核融合や加速器への応用を目指して水素/重水素負イオンビーム源の大電流化・高輝度化が世界中で開発され、日本が世界をリードする状況にある。本シンポジウムでは、負イオン生成の基礎過程の解明、及びその応用技術開発に関する最新の成果を一堂に持ち寄り、領域横断的な議論の場を提供した。低仕事関数金属表面の実現と負イオン生成過程との関係や、核融合、加速器の将来計画、近年急速に進展している他分野での負イオンビームの応用について報告がなされた。また総合討論では、負イオン科学としての学術的な体系化へ向けた議論が展開され、極限ビーム生成技術とその応用の方向性が示された。

本シンポジウムでは、領域2, 領域1およびビーム領域から多くの聴衆が参加した。各講演者からは、現状の課題と達成状況がまとめられ、今後の展開へ議論を促す講演があった。領域2関係の講演者が多かったが、領域2以外の研究者から多くの質疑があり、領域を横断した議論を展開することに大きな成果があった。

領域3「単分子磁性体研究の深化と多角化」

藤井 裕 (福井大遠赤セ)

[A] 趣旨説明 (藤井 裕: 福井大遠赤セ), 多機能性単分子磁性体の開発 (佐藤 治: 九大先導研), フラストレーション単分子磁性体の多彩なスピン状態 (古川裕次: Iowa State University), NMRで観る環状分子磁性体のスピン・ダイナミクス (山本昌司: 北大理), 4f-3dヘテロ金属錯体の磁気的相互作用 (石田尚行: 電通大情報理工), STMによる分子性磁石における近藤効果の観測 (米田忠弘: 東北大多元研), ナノ磁石の動的スピン状態制御 (宮下精二: 東大理)

[B] 単分子磁石と呼ばれる金属核錯体の磁性研究は、当初、量子トンネリングによるスピン反転機構の解明に議論が集中したが、近年、物質開発は多機能性を求めて深化すると共に興味が多角化している。本シンポジウムは、これら最近の進展を物質開発、実験観測、理論研究の各方面から紹介し、現状を出席者と共有することで、この分野のさらなる展開の契機とすることを目的として企画された。提案者による趣旨説明と簡単な導入のあと、佐藤氏は物質設計の自由度を生かして合成された様々な多機能性分子の紹介、古川氏はNMRから明らかにされた一連のスピンボール磁性体の多彩なスピン状態について、山本氏は高い対称性をもつ環状分子特有のスピンダイナミクスの理論的研究、石田氏は新規な3d-4f金属錯体の合成と強磁場ESR測定との協力による系統的な研究、米田氏はSTM技術を駆使して観測される単分子磁石の新しい側面について、宮下氏は理論面から動的スピン状態制御の可能性等について、それぞれ講演した。なお、開催時間帯には他に多くのシンポジウム等があったが、出席者は常時60名程度以上であった。本シンポジウムが今後の研究発展のきっかけとなれば幸いである。

領域4, 領域1, 領域11「～「揺らぎ」の検出・理解・制御への挑戦～量子力学・統計力学・メゾ系の話」

天羽真一 (理研)

[A] はじめに (天羽真一: 理研), 非平衡ゆらぎの統計力学的展開—熱輸送を中心に— (齊藤圭司: 慶大理工・物理), メゾスコピック系における電流ゆらぎ (小林研介: 阪大理), 量子情報処理のエネルギーコストの熱力学的下限 (沙川貴大: 京大白眉), 量子導体におけるゆらぎの定理/非平衡仕事定理 (内海裕洋: 三重大工), 光で見る誤差と擾乱の不確定性関係・小澤の不等式の実験的検証 (枝松

圭一：東北大通研)，量子揺らぎのフィードバック制御（山本直樹：慶大理工・物理情報工），量子測定とフィードバックによる有用な量子状態の生成および制御（井上遼太郎：京大理）

[B] 本シンポジウムは、近年の実験技術の発展によって捉えられるようになった揺らぎに焦点を当て、揺らぎの定理や量子力学の不確定性関係、また、その制御に関して、量子力学・統計力学・理論・実験の側面から紹介し、より深く理解することを目的とした。シンポジウムの趣旨説明の後、熱統計に焦点をあて、揺らぎの定理・相加性原理（齊藤）や、ABリングにおける揺らぎの定理の実験的検証（小林）、情報と統計力学、Szilard engine について（沙川）の研究が紹介された。休憩の後、揺らぎの定理・完全係数統計（内海）や光を用いた最新の不確定性関係の実験の紹介（枝松）、制御の一般論から揺らぎの制御への適用（山本）、イオントラップにおける量子フィードバック制御による揺らぎの制御の実験（井上）の講演がなされた。揺らぎの定理や、不確定性関係に関する実験結果は、最近注目されている研究であり、熱心な聴衆が集まり、活発な質疑応答がなされた。当日は、領域4・領域1・領域11を中心に、約180名近くが、これらの講演を聴講し、講演後の質問や終了後も、会場内、外で本公演に関する議論が続けられた。

領域4, 領域6, 領域8, 領域9「トポロジカル絶縁体・超伝導体研究の最近の進展と今後の展望」

加藤岳生（東大物性研）

[A] はじめに（加藤岳生：東大物性研）、トポロジカル絶縁体・超伝導体：概論（野村健太郎：東北大金研）、トポロジカル絶縁体の実験：光電子分光の観点から（木村昭夫：広大院理）、トポロジカル絶縁体の実験：STM/STSの観点から（花栗哲郎：理研）、トポロジカル超伝導体（藤本聡：京大理）、マヨラナの物性とトポロジカル計算：素粒子論の観点から（新田宗土：慶應大日吉物理）、トポロジカル絶縁体・超伝導体の実験：現状と将来展望（安藤陽一：阪大産研）

[B] トポロジカル超伝導体・トポロジカル絶縁体というキーワードがつく研究は、ここ数年の間で爆発的に増加している。この研究テーマに興味を抱く学会員は多いと期待される一方で、近寄りたがたいキーワードゆえに敷居が高いと感じる方も多いのではないだろうか。本シンポジウムの目的の一つは、この分野でこれまで行われた研究の全体を俯瞰し、進行中の研究や残された課題についてまとめ、分野外の方にも本テーマを考えるきっかけをつくることであった。最初の趣旨説明の後、野村氏はトポロジカル絶縁体の基礎概念の説明を行い、引き続き講演のイントロダクションの役割を果たした。引き続き木村氏と花栗氏が、表面状態を捉えるのに欠かせないプローブである光電子分光とSTM/STSの実験の立場から、研究の進展を概観する講演を行った。藤本氏はトポロジカル超伝導の基礎概念および

実験検証の最近の進展について、新田氏はトポロジカル超伝導で生じるマヨラナフェルミオンとそれを利用した量子計算について、それぞれ講演を行った。最後に安藤氏は、物質開発と輸送特性に関わる最近の実験結果の詳細を報告し、現時点での実験の現状および今後の課題を明快に説明した。2010年春の年次大会でのトポロジカル絶縁体シンポジウムから2年余りの間に、急速な研究の進展があったことが改めて認識された。当日はおおよそ480名の参加者が集まり、大きな会場で立ち見がでるほどの盛況ぶりであった。本研究テーマに対する会員の関心の高さを改めて印象づけた。

領域5, 領域11「超高速分光・散乱と非平衡統計力学・情報統計力学のクロスオーバー」 溝川貴司（東大新領域）

[A] 趣旨説明（中島伸夫：広大院理）、非平衡統計力学と光学過程（清水 明：東大院総合文化）、ピコ秒電場パルスによる非平衡状態の超高速分光（永井正也：阪大院基礎工）、時間分解レーザー光電子分光による非平衡状態の電子構造（辛 埴：東大物性研）、情報統計力学とスペクトロスコピー：スペクトル分解へのベイズ的アプローチ（岡田真人：東大新領域（理論））、相関電子系の光誘起過渡ダイナミクスの理論（石原純夫：東北大理）、X線動的構造解析が露わにする電子格子結合複雑系の構造ダイナミクス—超高速から超低速まで—（腰原伸也：東工大院理工）

[B] 発展が著しい超短パルスレーザーや高輝度放射光による超高速分光・散乱実験と非平衡統計力学・情報統計力学理論との交流のさらなる深化と新展開の契機とすることを目的として、本シンポジウムは企画された。前半では、中島氏による趣旨説明の後、清水氏が非平衡状態の光学スペクトルの特性について非平衡統計力学の基礎理論から導出される総和則を中心に解説した。実験サイドからは、永井氏がTHz光による非平衡状態の制御と超高速分光について、辛氏が時間分解光電子分光による非平衡状態の電子状態観測について、最新の成果を紹介した。後半では、理論サイドから岡田氏が情報統計力学を駆使するスペクトル分解手法について、石原氏が数値計算を駆使する非平衡相関電子系の解析手法について解説し、腰原氏は複雑な固体から生体物質までが示す様々な時間スケールの電子格子ダイナミクス計測の全体像・最新の成果・今後の展望を議論し、シンポジウムを締めくくった。会場を埋め尽くした100名を超える聴衆と活発な議論が展開され、今後の両分野の交流による物性研究の進展を十分に期待させる内容であった。

領域5「未来を拓くテーブルトップ極限分光技術」

五神 真（東大院理）

[A] はじめに（五神 真：東大院理）、位相制御光源を用いた時間分解ヘテロダイナミクス顕微分光法の生命科学

への展開(三沢和彦:東京農工大院), 時間分解電子線回折による非平衡系の構造ダイナミクス(谷村克己:阪大産研), アト秒パルス技術が切り拓く原子分子量子制御(板谷治郎:東大物性研), スピン分解光電子分光によるスピントロニクス研究の新展開(相馬清吾:東北大WPI), 二次元赤外分光法が明らかにする水素結合系ネットワークダイナミクス(富永圭介:神戸大分子フォト), 高強度テラヘルツ光が拓く非平衡物性科学(田中耕一郎:京大iCeMS)

[B] 光源と計測の新技術が生み出した極限的な分光技術に注目し, その現状と将来を議論するために開催された. 高い関心を集め, 会場はほぼ満員となった. 五神は, レーザー技術の革新と最近の光科学の展開について述べ, 開催趣旨説明をおこなった. 三沢は位相制御パルス光源を用いた時間分解ヘテロダイナミクス顕微分光法について詳しく解説をおこない, 高速イメージ取得やバックグラウンド除去技術について紹介した. 谷村は時間分解電子線回折の世界的な潮流について紹介した. 板谷は高強度短パルスレーザーによる高次高調波発生とアト秒光科学の最先端を分野外の研究者にもわかりやすく紹介した. 相馬はスピン分解光電子分光技術の要所を明快に解説し, スピントロニクスへの応用について紹介した. 富永は赤外領域で盛んに研究が行われている2次元分光法を紹介し, 応用として水素結合ネットワークをもつ系の研究を紹介した. 田中は, 最新の高強度テラヘルツ光発生技術とそれを用いた非線形分光について紹介した. 半導体からソフトマテリアルに至る広範囲の物質において低エネルギー励起の研究の重要性は増しており, 時宜を得たものであった.

領域6, 領域1, 領域5, 領域11「量子流体が拓く新しい物理」

白濱圭也(慶應大理工)

[A] はじめに(白濱圭也:慶大理工), 量子流体力学と量子乱流(坪田 誠:阪市大院理(理論)), 原子気体ボース・アインシュタイン凝縮体の流体力学的不安定性(斎藤弘樹:電通大先進理工), 励起子ポラリトン凝縮における超流動(宇都宮聖子:国立情報研), 量子乱流から放出される量子渦環(矢野英雄:阪市大院理(実験)), 液晶乱流中のトポロジカル欠陥ダイナミクス(佐野雅己:東大院理), 超流動ヘリウム3-A1相におけるスピンポンプ流(山口 明:兵庫県立大物質理), 超流動ヘリウム3A相における軌道角運動量由来の新量子現象(池上弘樹:理研), 素粒子論・宇宙論と量子流体のアナロジー(衛藤 稔:山形大理)

[B] 「量子流体」の研究のフロンティアは, かつての液体ヘリウムの研究から, 気体原子BECの実現によって爆発的に広がった. これに刺激され, 半導体物質などでも新しい量子流体が続々と発見されている. それらの成果は本来の液体ヘリウムの研究にフィードバックされ, 相乗的効果を伴って発展を続けている. また量子流体の物理は宇宙論や素粒子論にも影響を及ぼしている. 本シンポジウムは

このような背景をもとに, 様々な研究分野を「量子流体」というキーワードでつなげ, 各分野で活躍する研究者の方々にその成果をお話し頂くことで, 量子流体の普遍性と新しい物理の方向を探るために企画した. 上記8名の研究者による講演はいずれも非専門家向けでわかりやすく, 多様な分野の聴衆(100名弱)から活発な質疑応答があり, 実りあるシンポジウムとなった.

領域7, 領域3, 領域4「デバイス物理の新展開—電界効果の物質科学—」

竹谷純一(阪大)

[A] 初めに(竹谷純一:阪大産研), 印刷技術による有機デバイス物理の新展開(長谷川達生:産総研), グラフェン, ナノ細線の電気伝導の電界制御(樽茶清悟:東大物工), 分子系 π 電子における電場誘起超伝導(山本浩史:分子研), 電気二重層による超強電界物性(岩佐義宏:東大量子相), 強磁性遷移金属材料における磁気相転移の電場制御(千葉大地:京大化研), 半導体におけるゲート電界スピン生成と制御(好田 誠:東北大工), Ferromagnetism and Electric Field Effect in a Magnetically Doped Topological Insulator (Checkelsky Joseph G.:理研)

[B] 近年の物性物理学は, 新物質の発見と人工的なデバイス構造を用いた新現象を中心に展開している. 最近, デバイス物理の対象となる典型的な半導体以外の新規物質にデバイス技術を適用して, 新たな物性を実現する研究が数多く行われるようになってきているため, 本シンポジウムは, その中で中心的な役割を果たしている電界効果を主題とした. チャンネル物質として, 無機半導体以外にも有機半導体, グラフェン, 強相関物質, 金属, 磁性体, トポロジカル絶縁体などに広がっているとともに, ゲート絶縁体としても, 高k酸化物, 有機物, 電解質液体・ゲルなど様々な物質が開発され, 物性研究における可能性が飛躍的に高まりつつある. 有機エレクトロニクスの基幹物質である有機半導体から, グラフェンにおける特異な電子状態の電界制御, 有機電界誘起超伝導, 酸化物や金属の電界誘起相転移及び超伝導, スピン分極制御法までを俯瞰し, 300人規模の会場に常時立ち見が出るほどの盛況であった.

領域7, 領域4, 領域8「原子膜が拓く新たな電子系と電気的特性および応用展開」

高井和之(東工大)

[A] 趣旨説明(高井和之:東工大), シリコン原子膜の合成と機能(中野秀之:豊田中研), 伝導性原子膜の電極材料への展開(杉本渉:信州大), 酸化物原子膜の精密集積と機能(長田実:物材機構MANAソフト化学ユニット), 遷移金属ナノシート原子膜超格子の物性とPEEMによる電子構造評価(小野寛太:KEK), 層状カルコゲナイド系を中心とした原子膜のデバイス応用(上野啓司:埼玉大), 原子膜材料への電極接合(野内亮:大阪府大), 原子膜の電気伝導(塚越一仁:物材機構MANAパイ電子エレクトロニクスユニット)

[B] 原子膜と呼ばれる物質群は、物理学会においてもグラフェンなどに対し議論が盛んであるが、同時に、新たな物質系の探索が始まるなどさらなる材料展開が望まれていた。本シンポジウムは、グラフェンなどの原子膜研究者に対し、さらなる研究展開のために新たな物質系を提示し、議論することを目的とし開催された。基本的半導体材料であるシリコンベースの原子膜、金属性・誘電体性・強磁性など多様な性質を示す酸化物原子膜、層状カルコゲナイド原子膜のデバイス応用など、これまで物理学会ではほとんど知られていなかった物質系の報告や、PEEMによる評価手法や電極接合効果・電子輸送特性をどのように理解するかについての報告があった。同時時間帯に領域4のシンポジウムが開催されていたこともあり人の出入りが多かったが、述べ100人超の参加者がおり、物理学会の原子膜研究者へ新たな物質系を紹介するという本シンポジウムの目的は達せられたと考えている。

領域9「プローブ顕微鏡を用いた分光技術」

横山 崇(横浜市大生命ナノ)

[A] はじめに(横山 崇:横浜市大生命ナノ), 走査型トンネル顕微鏡によるエキジチック電子相の原子分解能分光イメージング(幸坂祐生:理研), STMを用いた単一分子振動分光で分かるもの(金 有洙:理研), STM発光分光による振動分光(上原洋一:東北大通研), 原子間力顕微鏡を用いたフォーススペクトロスコーピー(杉本宣昭:阪大工), 4探針走査トンネル顕微鏡を用いたグラフェンのナノスケール電気伝導測定(山崎詩郎:ハンブルグ大), 金属/単分子/金属接合の電気伝導測定(山田 亮:阪大基礎工)

[B] 本シンポジウムでは、プローブ顕微鏡を利用した分光測定によって得られた最新の研究進捗について、測定技術の開発も交えて議論することを目的とした。幸坂氏からは、走査トンネル分光イメージングによって原子レベルの分解能でトンネル電子分光を行うことで表面電子状態の空間的变化だけでなく、フーリエ変換を組み合わせることで波数空間の情報も得ることができ、それが酸化物高温超伝導物性解明に非常に有用であることが報告された。金氏からは、表面に吸着した分子に電子注入することで分子振動を励起し、その励起確率のエネルギー依存性を振動分光に利用したアクションスペクトロスコーピーについて報告された。また、振動分光を行う上で、吸着分子の電子状態と励起電子とのカップリングの重要性が指摘された。上原氏からは、トンネル電子を注入することで起こる発光のスペクトル解析から、振動分光ができる可能性が報告された。杉本氏からは、原子間力顕微鏡を用いたフォーススペクトロスコーピーによる元素識別、原子マニピュレーションについて報告された。さらに、同時に電流測定を行うことで、局所電子状態との比較も可能になっていることが指摘された。山崎氏からは、4つの探針を用いることでナノスケ-

ルの表面伝導特性を計測できることや、ポテンシャルの空間変化を測定できる走査トンネルポテンシオメトリーについて報告された。最後に、山田氏からは、ブレイクジャンクションを用いた分子伝導測定についての最新結果について報告された。本シンポジウムは、多くの聴衆が集まり、活発な質疑討論がなされ、有意義であった。

領域11, 領域1「量子多体系におけるエンタングルメント」

引原俊哉(群馬大工)

[A] はじめに(引原俊哉:群馬大工), トポロジカル相とエンタングルメント(押川正毅:東大物性研), Li-Haldane予想とVBS/CFT対応(桂 法称:学習院大理), 量子臨界系におけるエンタングルメント・エントロピー(古川俊輔:東大理), ベリー接続とエンタングルメント(初貝安弘:筑波大物理), 数値的くりこみ群アルゴリズムとエンタングルメント(奥西巧一:新潟大理), テンソルネットワーク状態の量子スピン系への応用(上田 宏:理研), Measurement-based quantum computation: 量子多体系と量子計算の架け橋(森前智行:インペリアルカレッジ)

[B] 本シンポジウムは、量子情報論的知見を援用した量子多体系研究が、近年大きな成功をおさめていることを受けて企画された。シンポジウムの前半には、量子多体系の理論研究における量子情報論の概念の応用についての講演があり、低次元量子多体系におけるトポロジカル相や量子臨界状態などの新奇量子状態に関する様々な研究において、エンタングルメント・エントロピー、エンタングルメント・スペクトルなどの量子情報論由来の指標を用いた解析が極めて有効であることが報告された。後半には、エンタングルメントの概念を援用した量子多体系数値計算手法の開発・改良についての報告があり、また、量子多体状態を利用した量子計算など、物性物理学の知見の量子情報論研究への応用の可能性についての講演が行われた。シンポジウムには常時100~150名程度の参加者が集まり、各講演に対して活発な質疑応答が行われた。物性物理学と量子情報論を融合した新たな研究の可能性を議論するというシンポジウムの目的は十分達成されたと考えられる。

領域11「非平衡統計力学におけるリウビリアン固有値問題とその周辺」

工藤和恵(お茶大理)

[A] はじめに(工藤和恵:お茶大理), 散逸リウビル系の固有値問題と経路依存性(早川尚男:京大基研), 非平衡開放系におけるマイクロ可逆性と熱力学的関係式(門内隆明:阪市大工), カオス系の非平衡熱統計力学(長谷川博:茨城大理), リウビリアン複素固有値問題を無近似的に解く(羽田野直道:東大生研), 1次元分子鎖における非平衡輸送過程(田中 智:阪府大理), 小惑星分布の縞構造とリウビル演算子のバンド・スペクトル(Tomio Petrosky: Univ. of Texas)

[B] 近年の非平衡統計力学の進歩により、散逸現象等の

不可逆過程を、純粋に動力的立場から取り扱うことが可能になった。これは、時間反転対称性の破れを共鳴特異性という純力学的根拠から説明するものである。その結果、リウビリアン固有値問題を解くことにより、平衡状態から十分離れた非平衡状態の現象など、今までの現象論的手法では取り扱えなかった問題を、微視的力学原理に基づいて取り扱うことが可能となった。本シンポジウムでは、リウビリアン固有値問題に関する具体的な研究を紹介した。前半は、散逸系における非線形応答の理論と量子断熱ポンプへの応用、マイクロ可逆性に基づく非平衡系における熱力学的関係式、カオス系の非平衡熱統計力学といった基礎的な研究が解説され、後半では、量子ドット系におけるリウビリアンの新しいスペクトル構造の分析、分子鎖の関連のダイナミクスと非平衡輸送過程、リウビリアンのバンドスペクトルによる小惑星の帯構造の解析などの応用問題の話題が紹介された。非平衡統計力学を様々な立場から研究している専門家たちを含め、200名を超える多数の聴衆が参加し、有益な議論が交わされた。

領域 11 「ランダム行列の過去・現在・未来」

笹本智弘 (千葉大理)

[A] はじめに (笹本智弘：千葉大理)、進化するランダム行列理論 (永尾太郎：名大多元数理)、QCDにおけるランダム行列の役割 (深谷英則：阪大理)、トポロジカル絶縁体とランダム行列 (古崎 昭：理研)、ランダム行列とスピングラス理論 (榎島祥介：東工大総理)、界面成長とランダム行列 (竹内一将：東大理)、ランダム行列で音を聞き分ける (丹羽健太：NTTサイバースペース研究所)、ゲージ理論とランダム行列 (木村太郎：理研)

[B] ランダム行列理論は、ウィグナーが原子核のエネルギー準位の統計的性質を説明するために用いて以来、様々な系の性質を記述するために用いられてきた。不純物が存在する系での電気伝導や界面成長といった物理系のみならず、リーマンのゼータ関数の零点や、情報の伝達、経済現象を説明するのに有用であることが認識されてきている。本シンポジウムでは、各分野で行われてきたこれらの研究を、ランダム行列理論という手法に着目して俯瞰し、今後の発展について議論した。各講演は、本シンポジウムの趣旨を理解したものとなっており、各分野におけるランダム行列理論の位置づけや最先端における研究の現状、さらに今後の展望に関する言及があり、当初の目的を十分に達す

ることができた。またこれまでランダム行列にあまりなじみの無かった聴講者にとっても、その有用性、汎用性、普遍性について理解して頂けたと思われる。時間の制約から、説明や議論を尽くしきれなかったのは残念であるが、ランダム行列に関係する研究者の交流を続けていくことの重要性を再認識するよい機会となった。

領域 13 「これからのエネルギーと原子力発電」

加納 誠 (東理大理)

[A] シンポジウムの趣旨と経緯 (加納 誠：東理大理)、これからのエネルギーと原子力発電—材料工学的立場から (井野博満：東大名誉教授)、これからのエネルギーと原子力発電：俯瞰的立場から (西村吉雄：FUKUSHIMA プロジェクト)、これからのエネルギーと原子力発電—政府事故調査委員の立場から (吉岡 齊：九大副学長)、会場を交えて (井野、西村、吉岡、鈴木)

[B] 参加者は250名を超えて立見席も出る盛況であった。冒頭、加納からは、領域 13、10、11の合同シンポジウムとして開催されるに至った経緯と、昨年開催された物理学会主催原子力問題シンポジウムの偏向性への疑問に応える形で本シンポジウムが位置付けられた趣旨が説明された。続いて井野からは金属工学者の立場から「老朽化する原発」の様々な材料工学上の深刻な諸問題を具体的に提示された。西村は政府・企業・マスコミの何れの立場からも離れた客観的な現状から、急激な日本の人口減少とのエネルギー需要を分析し原発の必要性が無いことを俯瞰した。最後の吉岡は政府事故調査委員の立場から「政府事故調査報告書」作成に至る種々の経緯を具体的に報告し、特に東電の責任を明らかにし、今日までの原子力政策の破綻を明らかにした。

総合討論では、初めに鈴木 (筑波大付属) から「理科教育は事実にかかわる教育はしてきたが、価値にかかわる教育についてはどうであったかとの観点」について短い報告があった。討論では放射線損傷・格子欠陥の専門的立場からの原子炉の脆弱性に改めて焦点が当てられると共に、「国会事故調査報告書」と「政府事故調査報告書」の内容・構成上の問題や「民間事故調査報告書」まで一般人が読破すべきか否かの軽妙な応答や、人口減少が我が国に今後及ぼす深刻な影響が、原発増設はおろか継続の必要性も無くしてしまうとの議論に注目が集まった。

(2012年11月13日原稿受付)

日本物理学会が発行している Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の論文で2012年9月に掲載可となったものの中から2012年10月の編集委員会を選んだ“Papers of Editors' Choice”(JPSJ注目論文)を以下に紹介します。なお、編集委員会での選考では読者等の論文に対する評価を重要な要素としております。

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

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

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

3個目の113番元素の合成を新たな崩壊経路で確認

独立行政法人理化学研究所(以下理研)仁科加速器研究センターの森田准主任研究員らの研究グループは、2012年8月12日、3個目の113番元素の同位体「 $^{278}113$ (質量数278)」の合成を確認した。2004年、2005年に続く発見だが、前の2個とは異なる新しい崩壊経路をたどったことが大きな意味をもつ。これまで観測してきた2個の113番元素は、連続4回のアルファ崩壊を起こし、その後2つの原子核に分裂した(自発核分裂)。ところが、今回は連続4回のアルファ崩壊を起こした後、自発核分裂ではなく、さらに2回、合計6回の連続したアルファ崩壊を起こした。

新元素の合成を証明するためには、その元素が崩壊した後、既知の原子核に到達することが重要である。そしてできるだけ多くの観測数が求められる。研究グループは、2個目の合成を確認した時、国際機関に113番元素発見の優先権を主張したが、認められなかったのもこうした理由からだ。また、4回目のアルファ崩壊でできた原子番号105のドブニウム262(^{262}Db)は、自発核分裂(33%の確率)とアルファ崩壊(67%の確率)の崩壊様式で崩壊することが従前の研究によって分かっていたが、これまでの2回で観測されたのはいずれも自発核分裂による崩壊であった。

今回、3回目の崩壊現象の観測に成功しただけでなく、生成された113番元素の同位体 $^{278}113$ が6回の連続したアルファ崩壊によって、確実に既知の原子核であるポーリウム266(原子番号107, ^{266}Bh)、ドブニウム262(原子番号105, ^{262}Db)、ローレンシウム258(原子番号103, ^{258}Lr)、メンデレビウム254(原子番号101, ^{254}Md)に到達したことが確認された。113番元素合成の確実な証拠をとらえたのである。図1にこれまでに観測された崩壊チェーンを示す。

観測結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10月号に掲載された。なお1個目2個目の観測については同紙の2004年10月号と2007年4月号にそれぞれ掲載された。

原子核はプラスの電気をもった陽子と電氣的に中性な中性子が強い力で結びついてできている。原子番号が104以上の超重元素とよばれる元素の原子核は、原子核の中に含まれる陽子の数が多く、陽子同士の電氣的な反発力によって、核分裂を起こしやすい。そのため超重元素核は不安定であり、天然には存在しない。そのような原子核は重い原子核同士を高速で衝突させ、その原子核同士の核融合反応によって合成される。重い核同士は衝突を起こしても融合

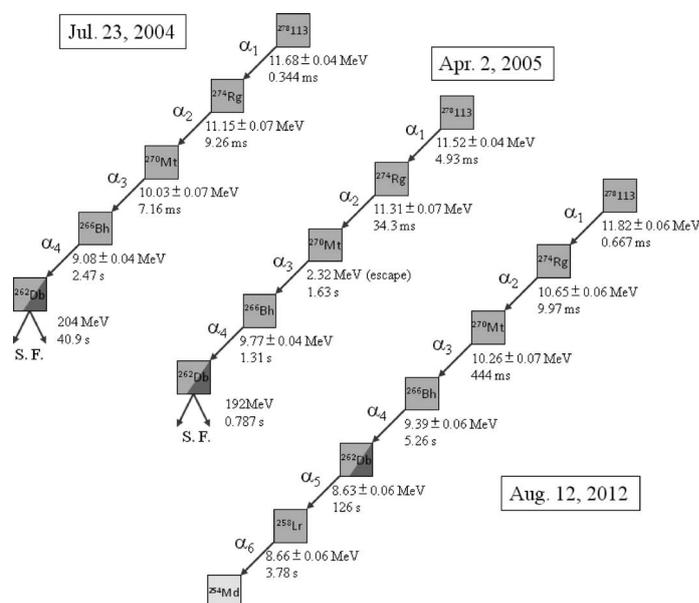


図1 これまでに観測された崩壊チェーン。

する確率は極めて小さく、またたとえ融合してもほとんどの場合すぐに核分裂を起こしてしまうために合成される原子の数は極めて少ない。理研のグループが行った113番元素合成実験はその最も極端な例である。

実験は原子番号30、質量数70の亜鉛 ^{70}Zn を線形加速器を用いて光の速さの10%にまで加速し、薄膜状のビスマス209(原子番号83、質量数209、 ^{209}Bi)に衝突させ完全融合反応によって合成される原子番号113、質量数278の核 $^{278}113$ を合成しようとしたものである。原子番号とは原子核に含まれる陽子の数であるから $30+83=113$ という計算である(ただし融合の際に発生する余分なエネルギーを放出するために中性子が1個だけ抜けてゆくので質量数の方は $70+209-1=278$ という計算になる)。 ^{209}Bi と ^{70}Zn が標的内で融合し、衝突時の運動量でビームと同方向に飛び出した目的の超重元素核は、分離装置によって分離・収集され、検知される。理研のグループは2003年9月5日に実験を開始し、2012年10月1日まで、1秒間に 3×10^{12} 個の ^{70}Zn イオンを延べ約600日間照射し、3個の原子を観測した。

現在国際純正・応用化学連合IUPACによって認定されている元素は114種類、1番の水素(H)から112番のコペルニシウム(Cn)までの112種類と、114番フレロビウム(Fl)それに116番リバモリウム(Lv)である。発見の報告があるが命名に至っていない元素は113番、115番、117番と118番の4種類である。現在この4つの元素の発見の優先権がIUPACとIUPAPによる推薦を受けた国際機関によって審議されている。日本発の新元素に期待が高まる。

原論文

New Result in the Production and Decay of an Isotope, $^{278}113$, of the 113th Element

K. Morita, K. Morimoto, D. Kaji, H. Haba, K. Ozeki, Y. Kudou, T. Sumata, Y. Wakabayashi, A. Yoneda, K. Tanaka, S. Yamaki, R. Sakai, T. Akiyama, S. Goto, H. Hasabe, M. Huang, T. Huang, E. Ideguchi, Y. Kasamatsu, K. Katori, Y. Kariya, H. Kikunaga, H. Koura, H. Kudo, A. Mashiko, K. Mayama, S. Mitsuoka, T. Moriya, M. Murakami, H. Murayama, S. Namai, A. Ozawa, N. Sato, K. Sueki, M. Takeyama, F. Tokanai, T. Yamaguchi and A. Yoshida: J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) 103201.

〈情報提供: 森田浩介(理研/仁科加速器研究センター)
森本幸司(理研/仁科加速器研究センター)〉

原子価スキッピング現象と電荷近藤効果の微視的な関係の解明

様々な元素が集まり化合物になった時、それぞれの元素のとりうるイオン価数は経験的に知られている。これらを系統的に整理することによって、周期表の第3-5周期の多くの元素は、“イオン価数を飛ばす”現象があることが明らかにされている。例えば、 $\text{Bi}(6s^26p^3)$ は、 $\text{Bi}^{3+}(6s^2)$ や

$\text{Bi}^{5+}(6s^0)$ を含んだ化合物は多いが、 $\text{Bi}^{4+}(6s^1)$ を含んだ化合物はできにくい。PbやAsなどの元素もBiと同様に、“イオン価数を飛ばす”現象が知られている。この現象は原子価スキッピング現象、または、 ns^1 より ns^2 が安定化することから、不活性電子対効果と呼ばれている。

原子価スキッピング現象は古くから知られており、超伝導機構とも関連して議論されてきた。最近、この現象と密接に関連した新しいタイプの超伝導機構の存在を示唆する実験が、半導体PbTeに少量のTIをドーブした系での超伝導で報告された。TIのイオン価数は、BiやPbと同様に、1価($6s^2$)と3価($6s^0$)に限られ、2価($6s^1$)はとらず、不活性電子対効果を起こす元素である。この現象は、6s軌道の電子間に強い引力が働いているため、 $6s^1$ より $6s^2$ の方が安定化される現象と解釈することもできる。即ち、この引力(英語でnegative-Uと呼ばれている)を起源とした超伝導体は、既存のBCS理論とは異なる新しい機構の超伝導体であることが示唆されている。さらに、多体効果により、 $6s^0$ と $6s^2$ のエネルギー準位が縮退する可能性があり、その場合には低温で、磁氣的(スピン)自由度の代わりに、電荷の自由度を用いた電荷近藤効果が可能であると分かっていた。実際、PbTeに少量のTIをドーブした系でも電荷近藤効果が観測されており、不活性電子対効果との関係が注目されていた。しかし、不活性電子対効果の起源と電荷近藤効果を統一的に説明する微視的理論はこれまでなかった。

最近、東京大学大学院理学研究科と大阪大学大学院基礎工学研究科の研究グループは、原子価スキッピング現象と電荷近藤効果の出現に関して、電子間のクーロン相互作用の一種である電子対を遷移させる相互作用(電子対遷移相互作用)の重要性に気づき、金属中に不活性電子対効果を示す元素を含んだ有効模型を構築し、この模型での電子対遷移相互作用の役割について詳細に調べた。その結果、様々なクーロン相互作用が存在する状況においても、電子対遷移相互作用が多体効果により選択的に増大することが

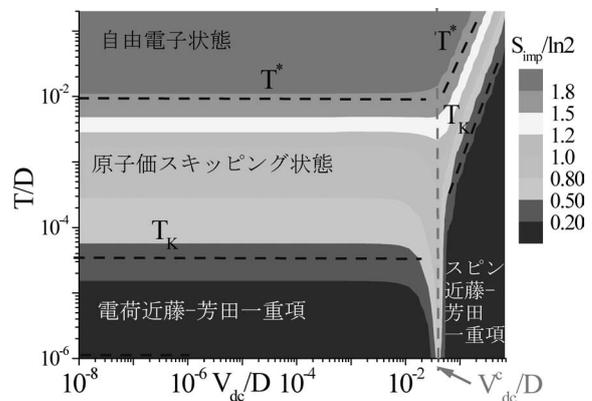


図1 不活性電子対効果を起こす元素と伝導電子からなる系のエントロピーの温度-混成相図。横軸は伝導電子と不純物軌道との混成の大きさ、 T^* と T_K は特徴的な温度を表わしている。 $V_{dc} = V_{dc}^*$ の時に、電荷近藤-芳田一重項とスピン近藤-芳田一重項のエネルギーが急激に接近し、同時に T_K はゼロに漸近する。原子価スキッピング状態とは、 ns^0 と ns^2 状態が縮退し ns^1 がこれらの状態より高いエネルギーをもつ状態である。

あることが分かった。結果として、温度を下げるにつれ、まず、 ns^0 と ns^2 の縮退した状態(原子価スキッピング状態と呼ばれている)が現われ、さらに低温では電荷近藤効果が起こり、最終的に電荷近藤-芳田一重項が形成されることが分かり、これらの現象を統一的に説明できることを示した(図1)。さらに、模型のパラメーター空間内で電荷近藤効果とスピンの自由度の近藤効果(スピン近藤効果)の領域が接する時、その二つの近藤効果が共存しているように見え、またその時、比熱のゾンマーフェルト係数が絶対零度に向かって発散的に増大することを明らかにした。この成果は、日本物理学会が発行する英文誌Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ)の2012年11月号に掲載された。

通常の近藤効果では、低温で伝導電子と磁性不純物がスピン一重項(近藤-芳田一重項)を形成する。一方、電荷近藤効果とスピン近藤効果が接する時は、スピンによる近藤-芳田一重項と電荷による近藤-芳田一重項がほぼ縮退するため、有限のエントロピーが残る。また、二つの一重項間には低エネルギーでは何らかの相関が残っており、ゾンマーフェルト係数が絶対零度に向かって増大すると考えられる。

本研究成果は、PbTeに少量ドーブされたTIの系だけでなく、不活性電子対効果を示すすべての元素金属(あるいは合金)に対して適応できる一般的な理論である。さらに、二つの近藤効果が接近し異常物性を示す数少ない模型の一

つでもある。また、不活性電子対効果による超伝導体であると考えられている物質は沢山あり、これらの系への超伝導理論の拡張も可能である。今後の研究の展開が期待される。

原論文

Theory of Charge Kondo Effect on Pair Hopping Mechanism
H. Matsuura and K. Miyake: J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) 113705.

(情報提供: 松浦弘泰(東京大学大学院理学研究科)

三宅和正(大阪大学大学院基礎工学研究科))

講演会: JPSJ 注目論文から—JPSJ フレンドシップミーティング

2013年3月26日(火)~29日(金)に広島大学で開催される第68回年次大会でのJPSJフレンドシップミーティングで、注目論文2件の講演を企画しましたので、ふるってご参加をお願いします(JPSJ編集委員会)。

[1] BiS₂層をもつ新しい超伝導体Bi₄O₄S₃とLaOBiS₂

首都大¹, 産総研², 電通大³, 神戸大⁴, 物材研⁵ 水口佳一¹, 井澤宏輝¹, 三浦大介¹, 藤久裕司², 後藤義人², 鈴木雄大³, 白井秀和³, 黒木和彦³, 小手川恒⁴, 藤 秀樹⁴, 出村郷志⁵, 出口啓太⁵, °高野義彦⁵

[2] 有機導体を用いたディラック電子系の熱物性測定
東大物性研 鴻池貴子

応用物理 第82巻 第2号(2013年2月号) 予定目次

特集: 計測技術の新展開

巻頭言: その場観察技術への期待.....一宮彪彦

総合報告: 固液界面構造のその場実時間追跡.....魚崎浩平
解説

磁気光学顕微鏡による超電導線材の磁束観察.....町 敬人
リアルタイム3D/4D超音波イメージング技術.....加藤 生

最近の展望

フェムト秒レーザー誘起現象の時間分解干渉顕微鏡測
.....早崎芳夫

PET用分子プローブの開発と製造.....張 明栄

電子顕微鏡によるグラフェン成長のその場観察
.....日比野浩樹, 他

研究紹介

走査トンネル顕微鏡を用いた酸化物薄膜成長のその場観察
.....一杉太郎, 他

イオン液体を用いた電気化学 in situ 電子顕微鏡観察法の開発
.....桑畑 進, 他

氷結晶の表面融解過程の光学その場観察.....佐崎 元, 他
色・スペクトル計測による生体組織の動態観察.....西館 泉

リアルタイムテラヘルツ近接場顕微鏡の開発.....田中智子, 他

基礎講座: さまざまな太陽電池の特徴.....山田 明

第16回久保亮五記念賞： 小林研介氏

齊藤圭司（慶應大理工）

統計物理学・物性科学の基礎研究で優れた業績をあげた研究者に授与される久保亮五記念賞の受賞者が、大阪大学理学系研究科の小林研介氏に決定した。小林氏は、半導体量子輸送現象を中心にその領域を牽引されている気鋭の実験家である。小林氏は人工原子と電子干渉計を組み合わせた量子複合系において、分光学において知られていたファノ効果を初めて観測するなど、異分野の概念を導入し固体素子中で実現することに長けた実験家である。また近藤効果が現れる領域でのカレントノイズの測定など、量子ノイズの測定技術の高さでも知られている。本受賞

の対象研究は、統計力学において理論的に見いだされていた「量子ゆらぎの定理」を、メゾスコピック電気伝導という舞台で実験的に見いだした研究である。小林氏による実験の一大特徴は、ファノ効果の実験と同様に、異分野である統計力学において研究されてきた普遍則の重要性をいち早く察知し、世界に先駆けて量子固体素子中でそれを実演してみせたことである。ゆらぎの定理とは、線形応答を超えた非平衡領域においても成立する、エントロピー生成に関する普遍則である。それは非平衡統計力学の見方や考え方を大きく変えたものであった。実験は古典系では存在していたが、量子系の実験は皆無であった。小林氏は、量子カレントノイズを緻密に測定できる高度な技術を有しており、実験当時は筆者の知る限り、実験が可能であったグループは

世界に（小林グループを含め）2つしか存在しなかった。高度な測定技術による実験結果は国内外に反響をよび、現在メゾスコピック電気伝導で類似の実験が数多くなされるようになっていく。量子系のカレントゆらぎの話題は、量子観測の話題ともからむ微妙な点も含まれるため、本実験ですべてが解決したわけではないことも、付記すべきである。このような意味でも、小林氏が切り開いた新しい種の実験が、今後ますます盛んになることが望まれる。

線形応答理論を超えた領域で普遍則を見るという野心的な実験は、線形応答理論の生みの親として知られる久保亮五博士の名を冠した本賞の受賞にまさにふさわしい。小林氏の本賞の受賞を心よりお祝いするとともに、これからのますますのご活躍を期待したい。

（2012年11月13日原稿受付）

物理教育 第60巻 第4号(2012) 目次

研究報告：円筒状物体の斜面上の回転落下運動を扱った少人数授業……………平山 修

研究短報：マイクロホン・アレイを用いた音波（進行波）の解析……………猪本 修

私の実践

ヘアの装置につなげる授業……………柿原聖治

簡単に作れるペットボトル反射・屈折実験器……………細谷哲雄

企画：変位電流とは何か

変位電流は磁場を作るのか？……………中村 哲，須藤彰三

図書紹介：「科学的思考」のレッスン—学校では教えてくれないサイエンス—……………笠 潤平

〈近畿支部特集〉

特集にあたって：科学と科学教育の最前線……………下田 正

スパコン「京」とそれを用いたシミュレーション ……米澤明憲

東北地方太平洋沖地震と地震防災に関する最先端の研究 ……飯尾能久，他

「はやぶさ」を題材にした力学の授業 ……飯山青海

ヒッグス粒子と見られる新粒子の発見とその意義……………山崎祐司

大会報告：第29回物理教育研究大会（札幌）報告 ……伊土政幸，他

学会報告：2012年度 日本物理教育学会 評議員会報告

ワンポイント

飲食物の放射能に対する規制値……………編集委員会，A

Cs137の崩壊……………編集委員会，A

Cs137の放射能……………編集委員会，A

吸収したエネルギー……………編集委員会，A

山上隆正先生を偲んで

吉田 哲也 (ISAS)

元宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究本部教授 山上隆正先生は2012年10月20日、すい臓がんのため逝去されました。享年68歳でした。

山上先生は、立教大学大学院理学研究科をご修了後、日本学術振興会特別奨励研究員を経て、1971年に当時の東京大学宇宙航空研究所に気球工学部門の助手として着任されました。その後、一貫して日本の気球システムの研究開発と、気球による科学実験の運営、プロモーションを続けてこられ、日本における気球工学の発展と気球による科学観測の進化に大きく貢献されてきました。

気球システムの開発においては、海外からの輸入に頼っていた大型気球の国産化を進められ、1980年代以降は日本の気球実験はすべて国産気球で実施されるようになりました。この開発で培われた気球用ポリエチレンフィルムの製造技術は後に世界に比肩するものがない薄膜フィルムの開発につながり、中間圏に到達する日本独自の薄膜高高度気球の実現に至りました。本稿の写真は、2002年5月23日に厚さ3.4

マイクロメートルの超薄膜ポリエチレンフィルムで製造された満膨張体積6万立法メートルの薄膜高高度気球が、無人氣球の世界高度記録である高度53 kmにまで到達した瞬間を捉えたものです(写真中央が山上先生)。さらに世界の気球関係者の夢である数十日間以上の長期間の飛翔を可能とする落ちない気球「圧力气球」の開発にも取り組まれてきました。

一方、気球による科学実験では、天文、宇宙線、地球・大気物理、工学実験と非常に幅広い分野の実験を推進してこられました。飛翔体での実験に慣れていない実験グループを叱咤激励しながら観測グループとともに実験を作り上げていらっしゃいました。気球実験で経験を積んだ数多くの実験グループが現在人工衛星などによる最先端の宇宙科学に活躍している例は枚挙にいとまがありません。

2002年4月からは、文部科学省宇宙科学研究所システム研究系気球工学教授として気球グループをリードされ、宇宙航空研究開発機構(JAXA)発足後はJAXAの飛翔体としての大気球の

道を模索されると同時に、多くの研究者に宇宙での実験の機会を提供されてきました。

先生は、同時に総合研究大学院大学物理科学研究科教授、青山学院大学大学院理工学研究科客員教授(連携大学院方式)を併任され、また名古屋大学大学院理学研究科客員教授として、気球実験に関する工学・理学の両面から教育活動にも従事されてきました。

さらに、宇宙科学研究所の宇宙工学委員会、大気球専門委員会委員として大学共同利用研究所としての運営にも力を注いでいらっしゃいました。同時に日本の気球のエキスパートとしての立場から、南極での科学活動に関する国立極地研究所宙空専門委員会、素粒子実験分野でのKAMLAND実験装置建設時の「バルーン容器技術評価委員会」、また産業技術総合研究所の「飛行船技術評価委員会」などの委員も務められ、宇宙科学に留まらない貢献をなさっていらっしゃいました。

山上先生は、心から気球という飛翔体を愛し、気球開発と気球による宇宙科学の発展に情熱を注いでいらっしゃいました。気球の将来を信じて、日本の小さな気球グループを強いリーダーシップで率いて、次々と新しい可能性を切り拓いてこられました。2005年からは、国内では実施が難しい長時間飛翔実験を実現するために、ブラジル国立宇宙研究所(INPE)の気球グループとの共同でのブラジル気球実験を立ち上げられました。また、2008年から日本の気球実験は北海道大樹町で実施されていますが、これも37年間気球実験を育ててきた三陸大気球観測所を閉じてでも気球実験の将来を拓いていきたいという先生のご決断のご決断であったことでした。

山上先生のご逝去にあたり、ブラジルをはじめ世界の気球グループから弔意が寄せられました。ここに先生のご生前のご功績を称えますとともに、心よりご冥福をお祈り申し上げます。

(2012年11月26日原稿受付)



J. R. シュリーファー著、権沢宇紀訳
シュリーファー超伝導の理論

丸善プラネット、東京、2010、v+263p、21×15 cm、本体5,500円 [大学院向]

ISBN 978-4-86345-062-2

黒木和彦 (電通大先進理工)



いうまでもなく、原著者J. R. シュリーファー氏は超伝導のいわゆるBCS理論の生みの親の一人である。原著はシュリーファー氏の、物理学全般にわたる高い見識に基づいて著された名著と言える。私事で恐縮だが、筆者が在学した大学院修士課程の一年時においては、素粒子・原子核・物性分野の大学院生が混ざって輪講を行う授業があったが、ここで輪講する本として、しばしばシュリーファーの“Theory of Superconductivity”が選定されることが多いという話を当時聞いた記憶がある。このように幅広い分野の学生が参加する輪講において取り上げられるのは、この本が(狭義の)物性物理学の枠にとどまらず、素粒子や原子核の分野においても重要となる概念や手法に関する記述を豊富に含んでいるからであろう。実際、BCS理論の根幹的な部分について述べた後に、場の量子論

的手法に関する一般的な解説を経て、その超伝導理論への応用が説かれている。むろん、この原著が書かれた後に発見された銅酸化物や鉄系高温超伝導等に関する記述はないが、そのような従来の超伝導の理論の枠にとどまらないと考えられている「非従来型」超伝導の研究を行っている、あるいは志している大学院生等にとっても多くの重要かつ有益な内容を含んでいるといえよう。

さて、ここで取り上げる本書はその“Theory of Superconductivity”の邦訳書である。大学において教育をしていてしばしば感じることであるが、学術英語に十分に慣れ親しんでいない大学院生等の場合、英語の読解力不足が物理的内容の理解の妨げになることがある。本書においては、原文に忠実に日本語訳がなされており、物理的内容の理解に専念することができるであろう。ま

た、本書においては訳注が随所に挿入されており、原著において誤解を生じやすい箇所やわかりにくいと感じられる点について適切な説明がなされているのも好ましい。私自身が考える理想としては、一度は原著を読んでいただきたいと思うが、学術的英語に不慣れた読者は、本書を読んだ後にあらためて原著を読み直すというの意義が大きいと考える。超伝導理論の教育的名著の邦訳が出版されたことを歓迎したい。

(2012年8月28日原稿受付)

太田浩一

電磁気学の基礎 I

東京大学出版会、東京、2012、ix+346p、22×16 cm、本体3,500円 [学部向]

ISBN 978-4-13-062613-2

太田浩一

電磁気学の基礎 II

東京大学出版会、東京、2012、ix+337p、22×16 cm、本体3,500円 [学部向]

ISBN 978-4-13-062614-9

前野昌弘 (琉球大理)

新著といっても、版が変わり出版社が変わり、と3度めの出版(ただし、シュプリングーによる2度めの出版の際に大幅な改訂がされている)なので、すでにおなじみの方も多岐かもしれない。この御時世、とかく厚い本・値段の高い本が敬遠されがちであるのに、本書のような骨太で重厚な本が出版され続けていることは、とても喜ばしいことである。

あまりに重厚なるがゆえに、物理の

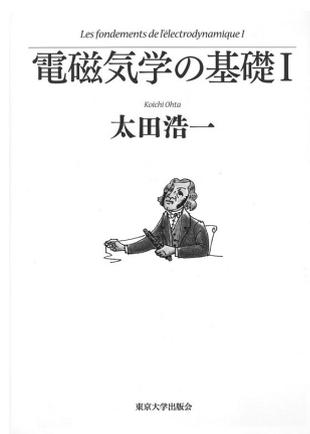
勉強を始めたばかりの学生さんが最初の電磁気学の本として選んだとしたら(よほど“できる”学生さんでない限り)この本の扱っている世界の広さに圧倒され途方にくれてしまうかもしれない。

と、書くとまるで「読むな」と言っているようだが、そうではなく「電磁気から広がる物理の世界を探索したい人に、是非読んで欲しい」と言いたい。それだけの「広がり」と「重み」のある

本である。

19世紀に完成した電磁気学それ自体も魅力的な対象であるが、20世紀の新しい物理である相対論や量子論の基礎となっていたという点でも、電磁気学は物理をやる人全てにとって大事な学問分野である。それだけに電磁気学をその裾野の部分まで含めて語ろうと思えばページがいくらあっても足りない。そこでたいの電磁気学の教科書は「電磁気」という(狭めの)枠の中で勝負しようとするものだが、この本はそんな遠慮はせず、語るべきもの、関連するものは、600ページを超える分量の二巻に入れられる限り取り扱う方向で書かれている。そのことが電磁気学を「広がりある学問」と感じさせてくれる。

『マクスウェル方程式をさまざまな角度から調べると、いたるところで相対論を「発見」することができる』と



いうのは15章「電磁気学と相対論」の冒頭にある言葉だが、本書では相対論に限らず解析力学や量子論、さらに場の理論へのつながりと、共通して使わ

れるテクニック等が丁寧に紹介されている。もちろん電磁気学についての記述も精確である(特に歴史的側面は非常に詳しい)。しかも、広い範囲にわ

A. パイス著, 西尾成子, 今野宏之, 山口雄仁訳
ニールス・ボーアの時代1; 物理学・哲学・国家

みすず書房, 東京, 2007, xi+333p, 22×16 cm, 本体6,600円 [一般向]
 ISBN 978-4-622-07337-6

A. パイス著, 西尾成子, 今野宏之, 山口雄仁訳
ニールス・ボーアの時代2; 物理学・哲学・国家

みすず書房, 東京, 2012, iv+373p, 22×16 cm, 本体7,600円 [一般向]
 ISBN 978-4-622-07338-3

亀淵 迪*

「量子力学創造にはBohrの寄与大なりとあなたは言うが、代表的な教科書のどれを見ても彼の名前は出てこないではないか」との友人の物理学者の言葉が、この本格的なBohr伝を書くに至った動機だと著者は語っている。前世紀の2大革命の中心人物をEinsteinとBohrだとすると、世間はもとより物理学者の間でも、知名度に関する限り、後者は遥かに前者に及ばない。Bohrについてもっと知って貰いたいという著者の熱い思いには、評者も大いに共感を覚える。

原書名は“Niels Bohr's Times, in Physics, Philosophy, and Polity” (1991), 著者のA. Pais (1918-2003) はオランダ出身の第一級の素粒子論学者だったが、後に科学史に転向。1946年, Niels Bohr Institute (NBI) で戦後派初の研究員となり, Bohrの信任を得, 彼の一家とも

親交を結ぶに至る。後プリンストンに移ったが、そこでも時に訪れるBohrをいろいろと世話したらしく, Bohr伝作者としては最適の人と言える。

実は評者もまたBohrの生前を知る者であり, 彼を語るには, 単に物理学上の業績だけでなく, その人柄についても特筆してほしいとかねがね思っていた。人間としての大きさに感銘を受けていたからである。この願いが本書では見事に叶えられていて, まことに喜ばしい。

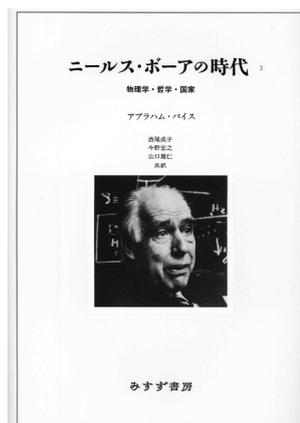
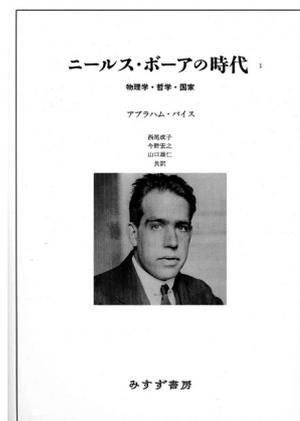
‘コペンハーゲン’の付いた言葉に‘コペンハーゲン精神’と‘コペンハーゲン解釈’とがある。前者はNBIにおける研究の仕方であり, Bohrの人柄の反映と言える。こと研究に関しては皆平等であり, 自由で徹底的な討論こそが研究の要だとする。他方後者は, 量子力学の数学的形式に物理的解釈を与え理論として完結させたものであり, NBIにおけるコペンハーゲン精神的研

究の最大の成果であろう。

たる内容でありながら語られる電磁気学の理解の仕方には筋が一本通っており, 読者を混乱させるところがない。この本には電磁気学を「知ってるつもり」の人でも初めて知ることがたくさん書いてある。だから, 圧倒されて途方にくれた人も, いつか電磁気学で「どうにもここが納得できない」と疑問に思うようなことがあった時, またこの本に向かえばよい。きっと疑問の答へと導いてくれるだろう。

電磁気を学ぶ人, 使う人, そして教える人が, 手元に一生置いておきたい本である。

(2012年9月13日原稿受付)



14章はこの問題に当てられ, 綺羅星の如き英雄たちが次々と登場する。まず1926年9月初め, SchrödingerがBohrとHeisenbergの待ち受けるNBIを訪問, ほぼ一週間にわたり波動関数 Ψ の解釈を巡って激しい討論が行われ

* 筑波大名誉教授

る。彼が去った後も Bohr と Heisenberg は解釈問題に集中。翌 1927 年に入るや前者は「相補性」を、後者は「不確定性関係」を解釈の基礎としようとして譲らず、6 月に Pauli が事態を裁定、漸く統一見解「コペンハーゲン解釈」の成立に至る。ただし Einstein には不満が燻る。それはともあれ、新力学に向けての長きにわたる疾風怒濤は漸くここに幕となる。まさしく全巻のクライマックスである。

勿論本書には他にも (hi) story とし興味深い章が多々ある。まず 8 章は原子模型の提唱を、11, 19 章は Einstein との交際・討論、20 章は核分裂発見の与えた衝撃を、そして 21 章は第 2 次大戦中の出来事を扱って、まことに

劇的である。戦時中 NBI は独軍に接収されるが、1941 年 10 月、Heisenberg が訪れ、かの M. Frayn の芝居『コペンハーゲン』で有名になった Bohr との密談が行われる。1943 年 Bohr は危険を冒して英国へ脱出、次いで米国へ。マンハッタン計画にはそれ程関わらなかったが、原爆の完成以前から、戦後における冷戦を予測、情報開示の必要を Roosevelt や Churchill に直訴、戦後には国連に公開状を提出するなど国際政治にも関わる、等々。

翻訳は科学史家の西尾教授その他によるもので、専門的な節に掛けられてか堅実そのものである。ただ原文の一冊が、邦訳ではほぼ同じ厚さの二冊に化けるとは、多忙な本誌読者には全部

を一気に読破する余裕はないかもしれないが、興味ある章からの拾い読みをまずお勧めしたい。因みに、本 2013 年は「Bohr 原子模型 100 周年」に当たる。本書により、「原子物理学 100 年」を回顧する縁とされては如何であろうか。

(2012 年 9 月 10 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。



物理学者の社会的責任：科学リテラシー教育について

国府田隆夫

最近の本誌に、表題に関係した二篇の記事が載った。^{1,2)} 目を通された読者もいられようが、念のためその内容を摘要する。最初の記事(以下 [1] と略記)は、広く知られた基礎物理学の教科書、朝永振一郎編『物理学読本』³⁾ に即して、現代の市民リテラシーとしての物理学の過去、現在、将来を論じたものである。この教科書では、帰納、演繹、法則の発見と一般化、仮説の導入、間接的実験からの推理、直接的実験による検証という物理学の王道が、“日常親しい現象から入って”、“次第に物理学特有の概念に進むよう、またできるだけ物理学と日常生活との関連を強調して”(编者自身の言葉)という理念によって語られる。実際、微分式、定義式は全体で 4 か所だけで、積分式は出てこない。周到な解説と秀抜な図解が直観的理解を助ける。この教科書に基づいた双方向的な総合科目授業の経験を述べたのが [1] である。他方、後者の記事 ([2]) では、ビッグバン宇宙論を難しい数学なしで語り、それが“現代物理学の贈り物”として学生たち(非理科系)

や一般市民聴講者たちに“驚きと感動をもって理解されるよう”説くべきであるという著者の信念が情熱的に説かれる。両者ともに市民リテラシーとしての物理学の大切さを説いているが、その志向性(理念)には対極的な違いがある。[1] が“日常親しい現象から入って”というボトムアップ的教育を志向しているのに対して、[2] は“アインシュタイン重力方程式、フリードマン解…を難しい数学なしで学ばせる”といういわばトップダウンの方針に基づき、ビッグバン宇宙論という世界像が人類協調の基盤になるという思想を、学生たちを含めた一般社会の人々に理解させることが物理学者の務めであると説く。

両者の当否や言辞のあれこれをここで論じるつもりはない。大学での教育は、教師と学生たちの知的真剣勝負である。教師の知性と情熱とが、そのまま学生たちに理解され受け入れられるにしろ、知的な反論や時には反撥を誘い出すにせよ、正しい言語表現による「対話」によって学生たちに伝わればよい。それは“古き良き時代”でも“大学全入時代”、にあっても同じだろう。だが、その「対話」の中に不適切、あるいは不十分な言語表現や論理的曖昧さがあってはなるまい。それが予想外に難しい。そのような問題をとり除くには双方向的な「対話」が有効である。それが [1] の趣旨である。この立場から見て、[2] の論旨には気にかかる点がある。それは以下のごと

くである。

第一の点はデカルト思想の理解に関わる。中学の社会科や高校の倫理の授業で学生たちは「デカルト」を学んでくる。だが、それは哲学者としてのデカルトであって科学者、数学者としてののではない。入学したての 1 年生の総合科目授業の二回目あたりで、哲学者であり科学者、数学者でもあるデカルトについて話した。学生たちは『方法序説』冒頭の「良識は…」という有名な言葉⁴⁾を知っている。それに対して、“才能は生かすべきだと思うが、努力してもできない人はできないし、良識も平等ではない”、“デカルトは平等と言うが私にはそう思えない!!”という感想が毎年あった。それも無理からぬことと思う。実際、『方法序説』(1637)とそれに続く『省察』⁵⁾(第二版、1642)の思索展開はきわめて分かりにくい。その本質は冒頭の言葉よりもむしろ次の『規則：第一』(文献 4, p. 29)にある：“明証的に真であると認めることなしには、いかなる事をも真であるとして受けとらぬこと、すなわち、よく注意して速断と偏見を避けること、そうして、それを疑ういかなる隙もないほど、それほどまで明晰に、それほどまで判明に、私の心に現れるもののほかは、何ものをも私の判断に取り入れぬということ”。「懐疑の規則」と呼ばれるこの思想がやがて中世神学による抑圧から理性を解放し、近代科学成立の端緒となった。その授業の後で“「倫理」の授業で習ったデ

カルトが物理学に関係するとは思わなかった”という感想が毎年のように寄せられた。^{*} 中学、高校での授業によるデカルト像の不備を、大学の基礎物理教育の場で正す必要があるだろう。科学史的理解には文献6が参考になる。ともあれ、上記の「懐疑の規則」の理解について、[2]の所論には問題の余地があるのではあるまいか。

[2]の第2の問題点も、このデカルト的懐疑に関わる。上述のデカルト哲学の理解に基づく限り、人間理性に絶対的信頼を寄せる[2]の立論には無理がある。むしろ逆に、人間理性の根源的限界を正当に認めることこそが、現代の科学的リテラシー教育に必要ではあるまいか。しかし、それでもなお物理学者たちは科学者としての自分自身の体験と経験に基づいて、物理法則にはじゅうぶんな正しさがあると信じて研究を進める。ただし、その正しさを絶対普遍なものとして社会の人々に公言することは許されないだろう。[2]の所論はこのルールに反する。念のために、このルール遵奉の理念を共有する代表的文章を以下に援用する。“どんな物理理論も、仮説にすぎない

^{*} 文中に引用した三年間の総合科目授業の記録([Q&A])が日本女子大学紀要・理学部に掲載されている。関心のある読者は会誌編集部に連絡されたい。コピーをお送りする。

という意味では、つねに暫定的なものである。理論を証明することはできない。ある理論が、実験結果とこれまでいかに数多く合致してきたとしても、結果が理論と矛盾しないという保証はない”⁷⁾ また、“現在科学的知識と呼ばれているものは、実はさまざまな度合の確かさをもった概念の集大成なのです。なかにはたいへん不確かなものもあり、ほとんど確かなものもあるが、絶対に確かなものは一つもありません。…疑う自由こそは、科学にも、科学以外の分野にも、たいへん重要なことだと僕は信じます。それは苦闘をとおして勝ち取られたものと言えるでしょう。疑いや不確かさが公然と認められるようになるにはたいへんな苦闘があったからです。僕はこの苦しみの重要性を忘れたくありません”⁸⁾

“疑う自由”は「擬似科学」や「科学と倫理」の問題にも関連する。しかしここでこれらの問題に立ち入る余裕はない。また当面の「対話」には必要なだろう。[1]と[2]の所論とここで述べたコメントを巡って、自由で建設的な「対話」が本誌で活発に交わされることを切望したい。そのような公共の「対話の場」を実現する上で、本誌の果たすべき役割はきわめて大きい。編集委員会の努力を期待する。

参考文献

- 1) 国府田隆夫：日本物理学会誌 67 (2012) 409.
- 2) 八木浩輔：日本物理学会誌 67 (2012) 777.
- 3) 朝永振一郎編：『物理学読本』(第二版、みすず書房、1969).
- 4) デカルト著、落合太郎訳：『方法序説』(岩波文庫、岩波書店、1953) p. 12.
- 5) ルネ・デカルト著、山田弘明訳：『省察』(ちくま学芸文庫、筑摩書房、2006)。巻末の詳細な訳者解説が参考になる。
- 6) 広重 徹：『物理学史I』(朝倉書店、1968) p. 13.
- 7) S. W. ホーキング、林 一訳：『ホーキング、宇宙を語るービッグバンからブラックホールまで』(ハヤカワ文庫、早川書房、1995) p. 30.
- 8) R. P. ファインマン、大貫昌子訳：『科学は不確かだ』(岩波書店、1998) p. 36.

(2012年11月29日原稿受付)

会員の声 投稿規定(3,000字以内)

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



掲示板

毎月1日締切(17:00必着)、翌月号掲載。但し1月号、2月号は前々月の20日締切。修正等をお願いする場合があります。締切日よりなるべくお早目にお申込み下さい。書式は <http://www.jps.or.jp/book/kejiban.html> にありますので、それに従ってお申込み下さい。webからのお申込みができない場合は、e-mail: kejiban@jps.or.jp へお送り下さい。必ず Fax 03-3816-6208 へも原稿をお送り下さい。Faxがありませんと、掲載できない場合がございます。HP掲載をご希望される場合は、上記URLの「2. ホームページ掲載」をご参照下さい。本欄の各項目の内容につきましては、本会は関与致しかねますのでご了解下さい。

人事公募

人事公募の標準書式(1件500字以内)

1. 公募人員(職名、人数) 2. 所属部門、講座、研究室等 3. 専門分野、仕事の内容(1行17字で7行以内) 4. 着任時期(西暦年月日) 5. 任期 6. 応募資格 7. 提出書類(書類名の前に○印をつけ簡潔に、1行17字で6行以内) 8. 公募締切(西暦年月日、曜日) 9. ①書類送付先(郵便番号、住所、所属、担当者名) ②問合せ先(郵便番号、住所、所属、担当者名、電話、Fax、e-mail等、必要と思われるもの。①と同じ場合は省略) 10. その他(1行17字で5行以内)

■株式会社ユニバーサルエネルギー研究所 社員

1. 研究員又は研究補助員 若干名
2. 調査・研究部門

3. 国・公的機関・大企業に対するコンサルティング事業、次世代エネルギーの普及に関する調査研究と政策提言。
【主な業務内容】研究業務(エネルギーに関する資料・図表グラフ作成、文献・インターネット調査、レポート作成)、エネルギー政策・エネルギー関連技術の調査レポート作成、新エネルギー・スマートグリッド関連事業の推進、一般事務も付帯的に発生。
4. 2013年2月末
5. 長期(応相談)
6. 実績・能力：次のいずれかを有する方優遇。シンクタンクや研究機関で調査・研究経験がある、原子力をはじめ広範囲エネルギー技術政策の調査に関心がある、委員会事務局運営関連資料作成等の経験、パソコン・ネットワーク環境に慣れている。
7. ○履歴書 ○職務履歴書(書式自由)

8. 2013年2月20日(水)必着
9. 105-0001 東京都港区虎ノ門 5-3-20 仙石山アネックスビル4F (株)ユニバーサルエネルギー研究所 採用担当 電話 03-5408-1118(代) Fax 03-5408-0058 info ueri.co.jp
10. 書類審査の上, 面接(日程調整の連絡あり).

■自然科学研究機構新分野創成センター研究員

1. 特任研究員1名
2. イメージングサイエンス研究分野
3. 画像データ処理の為にソフトウェア開発及びグラフィックスによる生命現象解明の為に研究.
4. 採用決定後早期
5. 最長5年, 年度毎更新
6. 博士号取得者(2013年3月31日迄の取得見込)
7. ○履歴書 ○研究歴 ○採用後の研究計画 ○業績リスト ○論文別刷 ○推薦書等(詳細はHP参照)
8. 2013年2月28日(木)17時必着
9. ①105-0001 東京都港区虎ノ門4-3-13 神谷町セントラルプレイス2階 自然科学研究機構事務局総務課人事係(03-5425-2035)
②新分野創成センター事務担当
cnsi-jimu nins.jp
10. 勤務地は自然科学研究機構岡崎地区(愛知県岡崎市). 詳細は<http://www.nins.jp/recruit/secretariat.php>参照.

■早稲田大学理工学術院専任教員

1. 准教授又は教授1名
2. 先進理工学部応用物理学科
3. 非平衡系の統計物理学, 又は統計物理学に軸足を置いた広い意味での物性理論に関する研究と教育(大学院も兼任. 専門科目, 基礎教育及び英語による国際コースを担当. 兼任の先進理工学研究科物理学及応用物理学専攻では物性理論部門に所属). 各自独立して研究室を運営. 教育・研究両面で物理学科と密接に連携, 研究科の専攻は合同で構成.
4. 2013年9月1日以降早期
5. なし(定年は早稲田大学規則に従う)
6. 博士号を有し私立大学における教育と研究に情熱を持つ方

7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト ○主要論文別刷5編以内 ○研究歴と研究概要 ○着任後の研究計画 ○大学における教育・研究についての将来像及び抱負 ○照会可能者2名の氏名, 連絡先 ○書類は全て各2部(コピー可)
8. 2013年2月28日(木)必着
9. ①169-8555 東京都新宿区大久保3-4-1 早稲田大学先進理工学部応用物理学科 中島啓幾
②koubo_y2013 phys.waseda.ac.jp
<http://www.phys.waseda.ac.jp/WP/>
10. 封筒に「公募書類在中」と朱書き簡易書留で送付.

■静岡大学工学部教授

1. 教授1名
2. システム工学科(改組後は工学研究科数理システム工学専攻所属予定)
3. 情報科学又はシステム工学. 学部(専門・教養), 修士の授業等を担当.
4. 2013年7月1日以降早期
5. なし
6. 博士号を有し, 学部・大学院生の教育に熱意を持ち取り組む方
7. ○履歴書(写真貼付, e-mail明記) ○業績リスト(査読付原著論文, 総説, 著書, 国際会議論文等[査読有無明記], 特許, 管理運営, 社会貢献, その他に分類) ○今迄の研究及び教育活動の概要(A4, 2頁以内) ○研究と教育に対する抱負(A4, 1頁以内) ○科研費補助金等外部資金獲得状況(代表・分担の別を明記) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先 ○主要論文別刷5編(コピー可)
8. 2013年3月4日(月)必着
9. 432-8561 浜松市中区城北3-5-1 静岡大学工学部システム工学科教授選考委員 長 吉村 仁 電話053-478-1215
jin_sys.eng.shizuoka.ac.jp http://www.shizuoka.ac.jp/recruit/2012/20121205_eng.pdf
10. 郵送の場合は封筒に応募書類在中と朱書き主要論文別刷以外はCD等に保存した電子ファイルも同封の上, 簡易書留で送付. e-mailの場合はpdfで送付(受信確認のメールを送付する).

■岡山大学大学院自然科学研究科助教

1. 助教1名
2. 地球生命物質科学専攻物質基礎科学講座界面化学分野
3. 物性物理化学. 軽元素を基礎とする超伝導, 物性と新規エレクトロニクスの開拓. 理学部附属界面科学研究施設粉体物性学部門兼任.
4. 2013年7月1日以降早期
6. 博士号取得者
7. ○履歴書(写真貼付, 電話, e-mail等の連絡先明記) ○研究概要(約1,500字)及び研究業績リスト ○主要論文5編以内の別刷又はコピー ○研究についての将来計画(約1,500字) ○着任後の教育についての抱負(約500字) ○学会での活動状況, 外部資金獲得状況, その他教育研究活動について参考となる資料 ○照会可能者2名の氏名, 連絡先
8. 2013年3月4日(月)
9. ①700-8530 岡山市北区津島中3-1-1 岡山大学理学部附属界面科学研究施設横谷尚睦
②同施設 久保園芳博 電話086-251-7850 kubozone okayama-u.ac.jp

■筑波大学数理物質系物理学域教授

1. 教授1名
2. 物性実験分野
3. 広い意味での表面・界面分野: 表面物理の他, 半導体ヘテロ構造やトポロジカル絶縁体, FET等. 広い意味での工学への展望があることが望ましい. 物理学類, 物理学専攻(前期課程), ナノサイエンス・ナノテクノロジー専攻(後期課程)の教育・研究指導を担当.
4. できるだけ早期
5. なし
6. 博士号取得者. 新しい分野を切り開くことができる人物.
7. ○履歴書 ○業績リスト(論文, 著書, 研究費獲得状況, 等) ○主要論文コピー5編 ○今迄の研究概要(A4, 約2枚) ○研究計画及び抱負(A4, 約2枚) ○推薦書2通
8. 2013年3月15日(金)
9. ①305-8571 つくば市天王台1-1-1 筑波大学数理物質系物理学域 大塚洋一
②大塚洋一 電話029-853-4217 又

は、守友 浩 電話029-853-4337

10. 封筒に「物性実験教授応募書類在中」と朱書きし簡易書留で送付。応募書類不返却。本公募は新たな研究室を新設するものである。

■関西学院大学理工学部教員

1. 専任講師、准教授又は教授3名(経験と実績による)
2. 先進エネルギーナノ工学科(※)
3. 専門分野：自然、再生可能エネルギー等の創製、貯蔵、利用に関わる物質・材料科学分野で、実験及び理論系。担当科目：専門分野・同演習、及び材料科学を理解するのに必要な基礎科目。
4. 2015年4月1日
6. 博士号取得者
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト ○主要論文別刷3編 ○従来の研究経過と将来の研究及び教育に対する抱負(2,000字以内) ○推薦書2通(又は照会可能者2名の氏名、連絡先)
8. 2013年3月22日(金)必着
9. ①669-1337 三田市学園2-1 関西学院大学理工学部 加藤 知
②同学部 水木純一郎 電話079-565-7433 mastery kwansei.ac.jp
10. 封筒に「先進エネルギーナノ工学科人事応募書類」と朱書きし郵送。提出書類不返却。※本公募は2015年4月に予定する先進エネルギーナノ工学科の設置に伴うもので、正式採用にあたっては文部科学省の設置認可を条件とする。

■東北大学金属材料研究所所員

[I]

1. 教授、准教授、助教 若干名
2. 超低損失ナノ結晶軟磁性材料研究開発センター
3. ナノ結晶材料の磁性、基礎物性、組織・構造に関する研究とその材料開発・実用化研究に意欲的に取り組む。
4. 決定後早期
5. 2017年3月末迄
6. 博士号取得者
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト(原著論文、プロシーディングス、国際会議発表、著書等) ○主要論文別刷5編以内(コピー可) ○今迄の研究概要(約2,000字) ○着任後の研究計画(約2,000字) ○推薦書又は照会

可能者2名の氏名、連絡先(e-mail含)

8. 2013年3月29日(金)必着
9. ①980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1 東北大学金属材料研究所超低損失ナノ結晶軟磁性材料研究開発センター 牧野彰宏
②牧野彰宏 amakino imr.tohoku.ac.jp http://nanoc.imr.tohoku.ac.jp/index.html/
10. 封筒に「ナノ結晶センター教員応募書類」と朱書きし書留で送付。応募書類不返却。本学は男女共同参画を推進している。詳細は<http://www.bureau.tohoku.ac.jp/danjyo/>参照。

[II]

1. 研究員 若干名
- 2, 3, 4, 8, 9は[I]に同じ。
5. 常勤、1年毎契約(プロジェクト終了迄更新可)
6. 博士号取得者又は着任時迄の取得見込者
7. ○履歴書(写真貼付) ○業績リスト(原著論文、学会発表、著書、特許等) ○研究経歴、業績概要(A4, 2枚以内) ○主要論文別刷3編以内(コピー可) ○志望動機と自己アピール(A4, 1枚以内) ○推薦書又は照会可能者2名の氏名、連絡先(e-mail含)
10. 封筒に「ナノ結晶センター研究員応募書類」と朱書きし書留で送付。応募書類不返却。本学は男女共同参画を推進している。詳細は<http://www.bureau.tohoku.ac.jp/danjyo/>参照。

[III]

1. 助手 若干名
- 2, 3, 4, 8, 9は[I]に同じ。
5. 3年(2017年3月末迄の更新可能性あり)
6. 理工系修士以上の学位又は同等以上の業績を有する方
7. ○履歴書(写真貼付) ○業績リスト(原著論文、学会発表、技術報告、著書、特許等) ○研究経歴、業績概要(A4, 2枚以内) ○主要論文別刷3編以内(コピー可) ○着任後の抱負(A4, 1枚以内) ○推薦書又は照会可能者2名の氏名、連絡先(e-mail含)
10. 封筒に「ナノ結晶センター助手応募書類」と朱書きし書留で送付。応募書類不返却。本学は男女共同参画を推進している。詳細は<http://www.bureau.tohoku.ac.jp/danjyo/>参照。

■豊田中央研究所客員研究員

1. 客員研究員1名
2. 入社時に決定
3. 仕事内容：分子・固体の光励起過程とそのキャリア移動の計算技術の開発。JST先導的物質変換領域の研究。専門領域/専攻分野：電子状態計算、光励起状態、時間依存密度汎関数理論/固体物理、量子化学、物質科学。
4. 2013年4月1日(応相談)
5. 最長3年、年度毎更新
6. 電子状態計算、光励起状態、時間依存密度汎関数理論の研究経験を有する博士号取得者
7. ○履歴書(写真貼付) ○職務歴(研究実績) ○論文リスト ○主要論文別刷(コピー可)等
8. 2013年3月31日(日)(順次選考)
9. 480-1192 長久手市横道41-1 豊田中央研究所人事室採用担当 電話0561-63-6509 Fax 0561-63-5744 saiyo mosk.tytlabs.co.jp <http://www.tytlabs.co.jp/>
10. 応募職種(客員研究員)・仕事内容を明記の上、送付。応募書類不返却。応募の秘密は厳守する。

■北海道大学大学院工学研究院応用物理学部門助教

1. 助教1名
2. 固体量子物理学分野光物性工学研究室
3. 凝縮系(金属、半導体、超伝導体等)のレーザー分光やその応用、及び関連する光物性分野。
4. 2013年6月1日以降早期
5. 5年(任期満了後、審査により任期を付さない再任可)
6. 着任時に博士号又はPh.Dを有し、研究室の運営に協力できる方
7. ○履歴書 ○研究業績 ○教育実績 ○主要論文3編(コピー可) ○採用後の研究計画(約2,000字) ○採用後の教育に対する抱負(約1,000字) ○履歴書、研究業績、教育実績は所定の書式を<http://www.eng.hokudai.ac.jp/faculty/recruit>よりダウンロードし使用
8. 2013年4月1日(月)必着
9. ①060-8628 札幌市北区北13条西8丁目 北海道大学工学系事務部人事担当

電話011-706-6156

②助教選考・育成委員会委員長 戸田泰則 電話011-706-6627 toda_eng.hokudai.ac.jp http://renault-ap.eng.hokudai.ac.jp

10. 封筒に「応用物理学部門教員公募」と朱記し書留で送付。面接を実施する場合、交通費等応募者負担。

■東京大学物性研究所准教授

1. 准教授1名
2. 極限コヒーレント光科学研究センター軌道放射物性研究施設
3. 本学が第3世代放射光施設SPRing-8に整備したビームラインBL07LSUにおいて、現スタッフと協力し新しい研究分野開拓と共同利用実験支援を行うと共に、高輝度軟X線放射光を利用した物質科学を精力的に進める。
4. 決定後早期
5. なし、但し満56歳に達する年度初めから任期制(詳細は書類提出先迄)
7. ○履歴書(略歴可) ○業績リスト(タイプし、重要論文に○印) ○主要論文別刷5編以内(コピー可) ○研究業績概要(約2,000字) ○研究計画書(約2,000字) ○推薦の場合は推薦書(健康に関する所見含)、応募の場合は所属長・指導教員等による意見書(健康に関する所見含、作成者から直送)
8. 2013年7月31日(水)
9. ①277-8581 柏市柏の葉5-1-5 東京大学物性研究所総務係
②極限コヒーレント光科学研究センター教授 辛 埴 電話04-7136-3380 shin_issp.u-tokyo.ac.jp
10. 封筒に「軌道放射物性研究施設准教授応募書類在中」又は「意見書在中」と朱書し郵送の場合は書留で送付。応募書類等不返却。履歴書は本応募の用途に限り使用し、個人情報に正当な理由なく第三者への開示、譲渡及び貸与は一切しない。

学術的会合

学術的会合の標準様式(1件500字以内)

掲載されている例を参考にして、次の項目中、必要なものを簡潔に作成して下さい:
○会合名 ○主催 ○日時(西暦年月日、

曜日) ○場所(会場名の後に括弧して郵便番号、住所、電話) ○内容(1行18字で12行以内) ○定員 ○参加費(物理学会員、学生の参加費) ○申込締切(講演、参加、抄録、原稿提出の別を明記) ○連絡先(郵便番号、住所、所属、担当者名、電話、Fax、e-mail等) ○その他(1行18字で5行以内)

■「共用・計測 合同シンポジウム2013」低炭素研究ネットワーク研究成果報告会/微細構造解析プラットフォーム・ワークショップ/NIMS先端計測シンポジウム2013 合同シンポジウム

主催 物質・材料研究機構(低炭素研究ネットワーク運営室、微細構造解析プラットフォーム推進室、先端材料計測技術の開発と応用プロジェクト)

日時 2013年2月28日(木)10:00~3月1日(金)15:00

場所 物質・材料研究機構千現地区本館第一、第二会議室、講堂(305-0047つくば市千現1-2-1 電話029-859-2000)

内容 「低炭素研究ネットワーク研究成果報告会」、「微細構造解析プラットフォーム・ワークショップ」、「NIMS先端計測シンポジウム2013」の3つの会議を「共用・計測 合同シンポジウム2013」と銘打って開催。

定員 100名

参加費 無料

参加申込締切 2013年2月20日(水)

連絡先 先端材料計測技術プロジェクト事務局 電話029-859-2000(内線6546)

Fax 029-859-2801 jointsympo2013.nims.go.jp http://www.nims.go.jp/publicity/events/jointsympo2013.html

■JAEA Synchrotron Radiation Research Symposium “Magnetism in Quantum Beam Science”

日時 2013年3月11日(月)~13日(水)

場所 SPring-8(679-5198兵庫県佐用郡佐用町光都1-1-1)

内容 量子ビーム(放射光、中性子、ミューオン、磁気共鳴等)を中心とする量子スピン系・強相関系・フラストレーション系・マルチフェロ系等の研究について実験・理論両面から議論する。他の手法による研究者の参加も歓迎。

申込 HPの様式を連絡先にe-mailで送付(講演申込は講演要旨も添付)。

講演申込締切 2013年2月14日(木)

参加申込締切 2013年2月28日(木)

連絡先 679-5148兵庫県佐用郡佐用町光都1-1-1 日本原子力研究開発機構 坂井 徹 電話0791-58-2623 Fax 0791-58-0311 sakai_spring8.or.jp

その他 詳細は<http://cmt.spring8.or.jp/workshop/workshop-20130311.shtml>参照。

■スプリング・サイエンスキャンプ2013

主催 科学技術振興機構

日時 2013年3月23日(土)~28日(木)の内、2泊3日~3泊4日

場所 大学、民間企業等12会場。詳細はWeb参照。

内容 先進的な研究テーマに取り組んでいる日本各地の大学・民間企業等で、第一線の研究者、技術者等から本格的な講義、実験、実習を受けることができる。高校生のための科学技術体験合宿プログラム。

定員 会場毎8~20名(計163名)

参加費 2,000円(食費の一部に充当、交通費は自己負担)

申込 <http://rikai.jst.go.jp/sciencecamp/camp/>より募集要項・参加申込書入手、必要事項を記入の上、事務局宛郵送。

参加応募締切 2013年1月22日(火)必着

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

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

■第28回量子情報技術研究会

主催 電子情報通信学会量子情報技術時限研究専門委員会

日時 2013年5月27日(月)~28日(火)

場所 北海道大学創成科学研究棟大会議室(001-0021札幌市北区北21条西10丁目)

内容 量子情報、量子計算、量子暗号等広く量子情報技術に関わる理論的研究、実験的研究、計算機科学的研究、数学的研究、及びその他関連分野(申込状況により査読有)。

定員 150名

参加費 事前振込:6,000円、学生1,000円(当日会場払い:7,000円、学生2,000円)。

いずれも参加申込<http://staff.aist.go.jp/s-kawabata/qit/>より、講演(口頭、ポスター)申込、予稿集原稿PDF提出は電子情報通信学会のWebシステムを使用する予定、懇親会は別途)

講演申込締切 口頭:2013年4月12日(金)、ポスター:2013年4月26日(金)

原稿提出締切 2013年4月29日(月)(PDFでWeb入稿)

参加申込締切 2013年5月2日(木)

連絡先 060-0814 札幌市北区北14条西9丁目 北海道大学情報科学研究科 富田章久、竹内繁樹(電子科学研究所)、長谷川俊夫(三菱電機) 電話011-706-6521 qit28 ml.hokudai.ac.jp

■第12回アジア太平洋物理会議 (APPC12)

主催 日本物理学会、応用物理学会
 日時 2013年7月14日(日)~19日(金)
 場所 幕張メッセ国際会議場(261-0023 千葉市美浜区中瀬2-1 電話043-296-0001)
 内容 第12回目となるAAPS(アジア太平洋物理学連合)の会議、物理学全般(物理教育、Women in Physics含)にわたり、20件以上の基調講演、100件以上の招待講演、ポスター発表を含め500件以上の一般講演を予定。会期中に第3回目となるアジア・ヨーロッパ物理学サミット(Asia-Europe Physics Summit: ASEPS)を併せて開催し、アジアとヨーロッパの間で物理学分野での研究協力関係の強化を目指す。
 参加費 30,000円(2013年6月16日以降は

35,000円)、学生15,000円
 アブストラクト提出締切 2013年4月10日(水)
 連絡先 113-0034東京都文京区湯島2-31-22 湯島アーバンビル8階 APPC12事務局 永井治男 電話03-3816-6201 Fax 03-3816-6208 nagai_jps.or.jp
 その他 講演発表の採否は2013年5月2日迄に通知。プロシーディングス原稿提出、参加登録、等の期日や宿泊予約については<http://www.jps.or.jp/APPC12/index.html>参照。

その他

助成公募の標準様式(1件500字以内)

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

その他 ○標題 ○内容 ○連絡先

■第8回ロレアル-ユネスコ女性科学者日本奨励賞募集

対象 生命科学、物質科学の分野において博士後期課程に在籍又は進学予定の40歳未満の女性で交付後1年間、国内で教育・研究に従事できる方。留学生は対象外。
 助成内容 世界規模で展開するロレアル-

ユネスコの女性科学者を支援する共同プロジェクトの理念を継承し、将来を担う日本の若手女性研究者が研究を継続できるよう奨励。生命科学、物質科学の分野から原則1年各2件(2名)、計4件(4名)を選考し、受賞者に賞状と奨学金100万円を贈呈。

応募締切 2013年2月28日(木)消印有効
 書類送付先 163-1071東京都新宿区西新宿3-7-1新宿パークタワー 日本ロレアル株式会社コーポレート・コミュニケーション本部「ロレアル-ユネスコ女性科学者日本奨励賞」事務局

問合せ先 fwis-japanfellowships jp.loreal.com

その他 封筒に「ロレアル-ユネスコ女性科学者日本奨励賞」応募書類と明記し必要書類を郵送。e-mail不可。応募書類不返却。2013年に東京で開催予定の授賞式にて発表。

■会員専用ページ: ユーザ名とパスワード

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

2月ユーザ名 : 13Feb
 パスワード: John602
 3月ユーザ名 : 13Mar
 パスワード: George248

行事予定

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

開催月日	名 称	開催地	会誌巻号または世話人
2013年			
2/18~20	国際シンポジウム: Self-organization and Emergent Dynamics in Active Soft Matter	京都市	67-11
2/19	平成24年度関西支部セミナー「データ解析技術の最前線—画像やスペクトルを統計的に扱う—」	池田市(大阪)	68-1
2/19~20	第15回薄膜基礎講座	東京	67-12
2/27	ニューセラミックス懇話会第40回ニューセラミックスセミナー「次世代型蓄電池にむけた材料革新」	大阪市	67-12
2/27~3/1	MANA Int. Symp. 2013	つくば市(茨城)	67-12
2/28~3/1	「共用・計測 合同シンポジウム2013」低炭素研究ネットワーク研究成果報告会/微細構造解析プラットフォーム・ワークショップ/NIMS先端計測シンポジウム2013 合同シンポジウム	つくば市(茨城)	68-2

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号または世話人
2013年			
3/1~2	薄膜トランジスタ国際会議 (ITC2013)	東京	67-12
3/4~8	第22回コンピュータショナル・マテリアルズ・デザイン (CMD) ワークショップ	神戸市	67-12
3/11~13	第44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	67-12
3/11~13	JAEA Synchrotron Radiation Research Symp. "Magnetism in Quantum Beam Science"	佐用町(兵庫)	68-2
3/13	統計数理研究所共同研究集会「社会物理学の展望」	東京	68-1
3/14~15	第一原理計算コードOpenMX, QMAS, TOMBOセミナー	池田市(大阪)	68-1
3/23~28	スプリング・サイエンスキャンプ2013	日本各地	68-2
3/26~29	日本物理学会第68回年次大会(広島大)	東広島市(広島)	日本物理学会
4/15~19	第11回国際フェライト会議(ICF11)	宜野湾市(沖縄)	67-10
5/12~16	17th Int. Symp. on Intercalation Compounds	仙台市	67-12
5/13~14	日本磁気学会第2回岩崎コンファレンス「時代を先取りする永久磁石の学理と工学への展開」	東京	68-1
5/23~24	第30回希土類討論会	北九州市(福岡)	67-12
5/27~28	第28回量子情報技術研究会	札幌市	68-2
6/2~7	The 19th Int. Conf. on Solid State Ionics	京都市	67-12
6/24~27	第8回微粒子磁性国際会議	Perpignan (フランス)	67-12
7/14~19	第12回アジア太平洋物理学会議(APPC12)	千葉市	68-2
8/1~6	量子液体・量子個体に関する国際シンポジウム(QFS2013)	松江市	68-1
8/5~9	2013年強相関電子系国際会議(SCES2013)	東京	67-12
9/20~23	日本物理学会2013年秋季大会(高知大)(素粒子, 核物理, 宇宙線, 宇宙物理)	高知市	日本物理学会
9/25~28	日本物理学会2013年秋季大会(徳島大)(主として物性)	徳島市	日本物理学会
2014年			
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
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

編集後記

物理学会誌の編集委員は2~3年で交代いたします。すると、学会誌が陳腐化してしまう恐れがあると私は考えています。なぜなら、新しい編集委員は「とりあえず前任者と同じことをしておけば無難かな」と考えてしまう傾向があると思うからです。陳腐化を避けようと、月に一度の編集委員会では学会誌をどのように改良するかという議論もなされています。私も微力ながら陳腐化を避ける目的のため、今回の編集後記はちょっと今までと一味違うものにしてみようと思います。今月の学会誌では「歴史的事象の統計的考察と画期的な推測法の進展」という交流記事があります。そこで、今回の編集後記では統計学を実践してみようと思います。対象は物理学会誌とします。編集後記を毎回お読み下さる読者の方はお気づきかと思いますが、なぜか編集後記

の文体には「です、ます」調と「である」調が混在しております。これはほかの学会誌記事にはない固有の特徴です。たとえば、2011年、2012年の計24回分の学会誌では、「です、ます」調が12、「である」調が12と同数でした。巻頭言ではそれぞれ9と15で、他の記事は圧倒的に「である」調で占められています。2011年1月からの月数を m (m は1以上24以下の整数) とした時、ある月 m の編集後記が「です、ます」ならば $f(m)=1$ 、「である」ならば $f(m)=-1$ とします。 $f(m)$ の平均は0です。もし各編集委員が1/2の確率で独立にどちらかの文体を選ぶとすると、ちょうど半々になる確率は約16%となります(cf. 本号の交流記事)。これはあまり低い確率ではないので、本文記事で触れられているようなT大学での学長選挙の時ほど珍しいことではないようです。

しかし、後から執筆する編集委員は以前

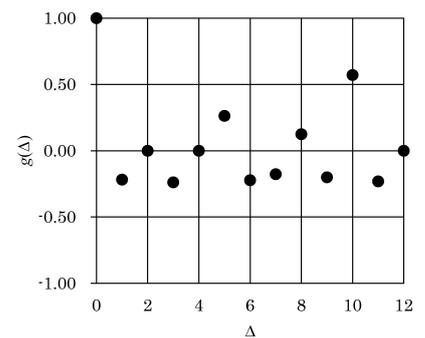


図1 編集後記相関関数 $g(\Delta)$ の時間差 Δ 依存性。 $\Delta=10$ で鋭いピークがあります。

の編集後記を参考にできるため、ここで考えている事象は独立ではないでしょう。そこで、相関関数 $g(\Delta)$ を求めてみます。すなわち、 $g(\Delta) = \sum_{m=1}^{24-\Delta} f(m) \cdot f(m+\Delta) / (24-\Delta)$ です。ただし、 Δ は0以上12以下の整数としました(あまり大きい Δ だとサンプル数が少なすぎるので)。 $g(\Delta)$ が1または-1

近くならば「 Δ 月前の編集後記を参考に
して、同じまたは違う文体にしている」傾向
が強く、0付近ならば参考にしていないこ
とになります。すなわち、「編集後記が何
か月前の編集後記を参考にして書かれてい
るか」がわかります。図1にその結果を示
します。 $g(0)=1$ は当然ですが、 $\Delta=10$ を
除いてほぼ0付近になっています。すなわ
ち、「10か月前の編集後記を参考にして編
集後記が書かれている」傾向が強いとい
う意外な結果がわかりました。なぜ10か
月前が参考にされているのかは今後検討の
余地がありそうです。

この結果を受け、私も10か月前の物理
学会誌(2012年4月号)を参考にして編集

後記を「です、ます」調にいたしました。
色々と突込みどころがあると思いますが、
今後編集後記を読むきっかけとしていただ
ければ幸いです(もちろん本文の方も)。

長谷川太郎 〱

編集委員

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

藤山 茂樹, 古川はづき, 宮本 良之,
加藤 岳生
(支部委員)

朝日 孝尚, 石井 史之, 奥西 巧一,
岸田 英夫, 酒井 彰, 仲野 英司,
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

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

第68期(2012年3月24日~2013年3月31日)理事・監事

会 長	家 泰弘	副会長(次期会長)	斯波 弘行
庶 務 理 事	伊藤好孝・嘉規香織・高野 宏・田村裕和・千葉順成・松川 宏・三沢和彦 本林 透		
会 計 理 事	千葉順成(兼任)・野崎光昭・播磨尚朝・松川 宏(兼任)		
会誌編集委員長	旭 耕一郎	JPSJ 編集委員長	安藤恒也
監 事	鹿兒島誠一・渡邊靖志	刊行委員長	瀧川 仁

本誌を複製される方に(Notice about photocopying)

(参照:本誌47(1992)4号会告)

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

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

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

アメリカ合衆国における複製については、下記CCC
に連絡して下さい。

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

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

日本物理学会誌 第68巻 第2号 (平成25年2月5日発行) 通巻757号
Butsuri

©日本物理学会 2013

発行者 〒113-0034 東京都文京区湯島2-31-22 湯島アーバンビル8F
印刷所 〒169-0075 東京都新宿区高田馬場3-8-8
発行所 〒113-0034 東京都文京区湯島2-31-22 湯島アーバンビル8F

白 勢 祐 次 郎
株式会社 国 際 文 献 社

一般社団法人 日 本 物 理 学 会

電話 03-3816-6201 Fax 03-3816-6208

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

本誌に掲載された寄稿等の著作権は一般社団法人日本物理学会が所有しています。