

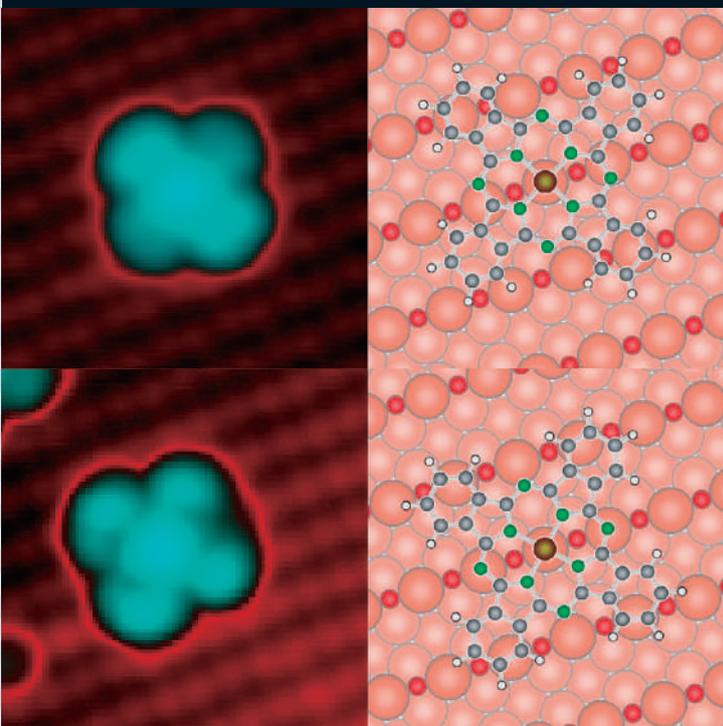
- バレートロニクス
- 銀河と共に進化する超大質量ブラックホール
- 原子干渉計を用いたベリー位相の測定
- シリーズ「量子論の広がり」

NO.

11

2014 | VOL. 69

B U T S U R I
日本物理学会誌



物理教育委員長として： 「大学の物理教育」20周年記念増刊号と共に

須藤 彰三 〈物理教育委員長〉

物理教育委員会に参加して3年が経ちますが、そこで学んだことは“研究”と同じように“教育”もとても速いスピードで進んでいるということです。最初に担当したのは、「高校物理の授業に役立つ基本実験講習会」を東北地方（仙台）で開催するという案件でした。この会は、高校教員を対象に、物理教育研究会（APEJ）と日本物理学会が共催しているものです。内容の開発には、会長の兵頭俊夫先生も深く関与しています。既に東京、新潟、札幌、大阪での開催実績があり、私も開催予定地の一つである福岡の担当者と共に東京大会に参加しました。参加して驚きです。どの高校の教科書にも載っている実験が、とても素直で、物理現象の本質を分かりやすく体験（実験）できる内容となっています。大学の授業にも滑らかに接続できる内容です。高校では学習指導要領があり、教科書検定があり、授業も画一的な内容になっていると考えていました。その考え方は間違いで、教員の創意工夫で高校生でも現象の本質的な内容を、実験授業を通して理解できるようになるということが分かりました。さらに、この講習会では、数名の講師（教員）がチームとなって教えるので、教員間の授業経験を交換し、議論できることにも気が付きました。教育経験の継承がうまくできています。加えて、各県、各地域の教育意識の違いにも触れることになりました。

「物理教育委員会」は、1991年9月から、日本物理学会の特別委員会の一つとして常設され、毎年6回程度委員会を開催しています。任務は、(1)大学の物理教育に関する事項、(2)物理教育の国際交流に関する事項、(3)理事会から委託された事項、(4)物理教育に関するその他の事項を審議することにあります。設置当初は、(1)の事項

として国内の大学間の物理教育に関するネットワークの形成、(2)の事項としてユネスコ傘下の国際組織ASPEN（Asian Physics Education Network）への参加が主要課題だったようです。本委員会の関与する活動以前に、各大学間の物理教育に関する情報を交換する場がなかったことは驚きです。

現在の教育を考える場合、やはり年代ごとに考えるのが有効でしょうか？小中学校、高校、大学、大学院、また教える立場（教員）、教わる立場（児童、生徒、学生、院生）もあります。さらに、男女共同参画、女性の研究者育成の立場もあります。日本物理学会は、大学院生の教育に関してとても重要な役割を果たしています。現在17,000名以上の会員の約16%が大学院生で、春と秋の物理学会で発表するために、日夜研鑽を積んでいます。問題は、21世紀に入ってから「物理学」の役割です。20世紀においては研究・教育での中心的役割を果たしてきた「物理学」に対して、近年、それと並ぶ役割を果たす学門領域が現れてきました。それは、物理学会会員が減少し始めたことにも表れていると考えています。そこで、現在の物理教育委員会の視点は、次世代の育成、小・中・高校生へ向いています。「物理学」に興味を持ってもらい、広く社会に理解を得られるようにすること、さらには、進路として選んでほしいという願いがあります。上述の実験講習会も、高校教員の研修、教育能力の向上のために行っているものです。その他、国立科学博物館等との共催で小学校高学年から中学生を対象とした「物理教室」、中学生を対象とした「世田谷区理科教室」、高校生・大学生・一般市民を対象とした「公開講座」等の企画・実施を行っています。現在、男女共同参画推進委員会、Jr.セッション委員会とも連携をとり、幅

広く活動を展開する計画を練っています。

トップの育成という視点からは、本学会は物理チャレンジを共催し物理オリンピック日本委員会の会員となって支援しています。本委員会でも、報告を受け提言を行っています。参加する高校生の教育・選抜に加えて、物理オリンピックでは、参加各国の教育方針・内容が分かり、我が国の物理教育の改善に向けての視野が広がるとの報告も受けています。

最後に、最も重要な学会誌「大学の物理教育」についてまとめましょう。本誌は、「大学の物理教育」20周年記念増刊号と共にお手元に届くことになっています。私も数回投稿したことがあります。刊行後、すぐに何人かの方々からメールや電話を頂き、議論ができてとても励みになりました。本会員の40%が大学教員であり、大学で授業を持っている方々です。教育活動においては、研究と同じように、日々の情報交換が欠かせません。特に近年は、ビデオやIT教材の進化により、「反転授業」等の新しい授業方法も導入され始めました。新しい教育法の良い点を学ぶことは、とても参考になります。教育も研究と同じように、教育方法や実験方法、そして教育経験を継承する必要があるのではないのでしょうか？「大学の物理教育」がそのような情報交換の場として、20周年を迎えるのはとてもうれしいことです。しかし、残念なことに購読者数は、全会員の6%に過ぎません。大学に勤務している会員の購読割合を抽出しても7%です。そこで、皆様をお願いします。この「大学の物理教育」を購読して、もっともっと議論を、情報交換を活発にしませんか。

(2014年8月11日原稿受付)

巻頭言 Preface

物理教育委員長として：「大学の物理教育」20周年記念増刊号と共に
Foreword as a Chairman of Physics Education

須藤彰三 …… 739
Shozo Suto

現代物理のキーワード Trends

バレートロンクス：第三のエレクトロニクス？
Valleytronics: The Third Electronics?

江澤雅彦 …… 742
Motohiko Ezawa

交流 Interdisciplinary

銀河と共に進化する超大質量ブラックホール
Co-Evolution between Supermassive Black Holes and Their Hosting Galaxies

谷口義明 …… 744
Yoshiaki Taniguchi

解説 Reviews

原子干渉計を用いたベリー位相の測定
Precise Measurements of Berry Phase Using an Atom Interferometer

盛永篤郎 …… 753
Atsuo Morinaga

シリーズ「量子論の広がり—非局所相関と不確定性—」

Quantum Realm—Nonlocal Correlation and Uncertainty—

宇宙初期ゆらぎのエンタングルメント
Entanglement of Primordial Fluctuations

南部保貞 …… 763
Yasusada Nambu

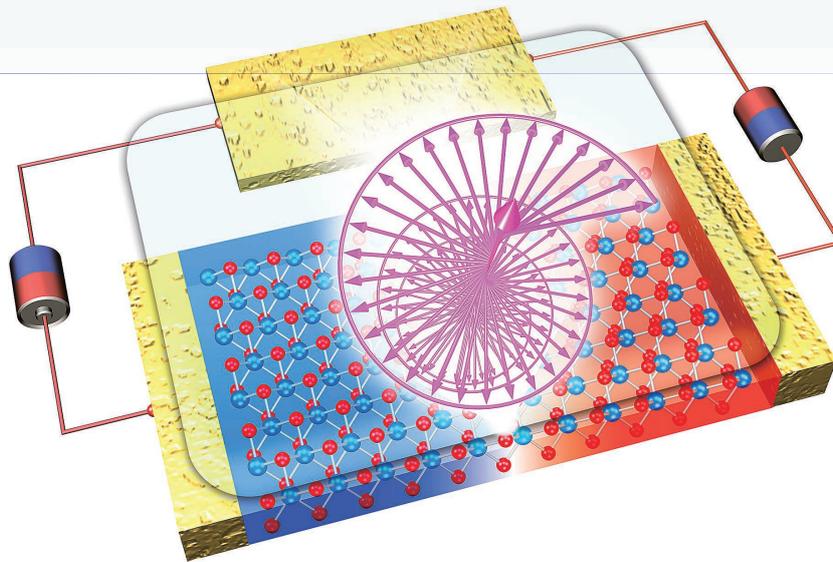
最近の研究から Researches

遷移金属カルコゲナイド2次元結晶—超伝導から円偏光発光素子まで—
Two-Dimensional Crystals of Transition Metal Dichalcogenides—From Superconductivity to Circularly Polarized Light Source—

張 奕勁, 岩佐義宏 …… 771
Zhang Yijin and Yoshihiro Iwasa

走査トンネル顕微鏡で捉えた単一磁性分子の磁気異方性スイッチング
Switching of Magnetic Anisotropy of a Single Magnetic Molecule Observed by Scanning Tunneling Microscopy

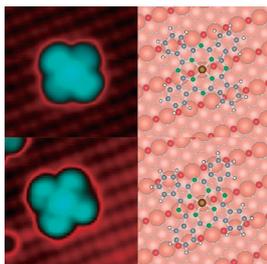
塚原規志, 川合眞紀, 高木紀明 …… 777
Noriyuki Tsukahara, Maki Kawai and Noriaki Takagi



最近の研究から「遷移金属カルコゲナイド2次元結晶—超伝導から円偏光発光素子まで—」

両極性トランジスタを用いた電流注入円偏光発光素子の模式図：遷移金属カルコゲナイドのバレー自由度を利用し、外部磁場を必要とせずに電流の向きだけによって発光の偏光方向を制御できるマイクロサイズの素子を実現した。

話 題	国際リニアコライダー (ILC) の現状	高橋 徹 …… 783
	JPSJの最近の注目論文から 7月の編集委員会より	安藤恒也 …… 788
	PTEPの最近の招待・特集論文から 2014年8月号より	坂井典佑 …… 790
新著紹介		792
男女共同参画推進委員会だより		795
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他	797
行事予定		801
会 告	■2015年分(2015年1月~12月)会費自動振替の実施と会費納入のお願い ■2015年度雑誌の国外配布送料について ■賞および研究援助の候補者の募集について ■第11回 Jr. セッションの開催 ■第70回年次大会会場における託児室の設置について ■第70回年次大会の事前参加登録・事前講演概要集(Webアクセス権および記録用DVD版)の申込について ■第70回年次大会講演募集要項 ■Webページによる講演申込の手順(参加登録を含む) ■講演概要集原稿の書き方 ■2014年10月1日付新入会者 ■日本物理学会入会案内 ■日本物理学会入会申込書 ■2015年度 定期刊行物の購読案内 ■2015年度 JPSJの購読案内(機関会員向け)	803
本会関係欧文誌目次		826



表紙の説明

有機金属分子の物性は、置かれている環境、つまり配位子場に強く依存する。磁性分子の持つスピンの向き、スピン軌道相互作用を介して配位子場により全スピン数や磁気異方性が決まる。図はCu(110)(2×1)-O表面上に吸着させた鉄(II)フタロシアニン(FePc)分子のSTM像とその構造モデルである。2種類の吸着状態をとり、Cu-O列とフタロシアニン間の角度によって区別される。FePc分子は全スピン $S=1$ を持つ磁性分子であり、ゼロ磁場分裂に伴い分子面内に磁気異方性を持つ。STMを応用した非弾性トンネル分光測定で得られるスピン励起スペクトルから、この分子がCu(110)(2×1)-O表面に吸着することで、全スピン $S=1$ は保持、磁化容易軸は分子面直へと変化することが明らかになった。この傾向は図示の2種の吸着状態で共通だが、異方性エネルギーに差が生じる。詳細は本号に掲載されている塚原規志氏らの「最近の研究から」記事を参照のこと。

バレートロンクス：第三のエレクトロニクス？

Keyword: バレートロンクス

1. バレートロンクスとは何か

デバイスの根幹はエレクトロニクスである。これは電子の持つ電荷自由度を用いている。デバイスはより高度化、高速化、大容量化するため、ますます微細になってきており、電子の持つ電荷の自由度だけでなく、より多くの自由度を利用しようという試みが行われている。その代表格がスピントロニクスである。これは電子が電荷の他にスピンを持つ事に着目した技術であり、磁気抵抗効果を使ったデバイスなどが既に実用化されている。近年、スピントロニクスに続き、結晶内の運動量に着目したバレートロンクスが注目を集めている。バレートロンクスとはバレー自由度を用いてデバイスを作ろうという試みである。エレクトロニクス、スピントロニクスに継ぐ第三のエレクトロニクスとあって良い。バレートロンクスが考えられる物質としては、伝導バンドの極小がブリルアンゾーン内の原点(波数ゼロ)ではなく、有限波数のところに位置しているグラフェン、ダイヤモンドやシリコンなどが考えられる。シリコンの表面状態¹⁾やAlAs²⁾もバレー自由度を持ちバレー分極が実現している。2012年からMoS₂³⁾、ダイヤモンド⁴⁾、ビスマス⁵⁾などであいついで実験の報告が出てきている。

2. バレー自由度とバレー分極

バレー自由度を理解するためにはグラフェンを例にするのが一番分かりやすい。グラフェンは炭素がハニカム格子状に並んだ二次元結晶である。グラフェンのバンド構造を図1(a)に示す。フェルミ面近傍では、バンド構造は谷(バレー)の形あるいは円錐(コーン)の形をしているので、これをディラック・コーンという。電子はK点にいるかK'点にいるかの自由度があり、これをバレー自由度と呼ぶ。他のハニカム物質でも同様である。一方、ダイヤモンドやシリコンも電子をドーブしたときにバレー自由度を持

つ。これらのフェルミ面を図2(a)に示す。フェルミ面が六つあるので、電子がどこにいるのかという自由度がある。また、パイロクア型イリジウム酸化物やトポジカル絶縁体の超構造で実現するワイル半金属もバレー自由度を持つ。以下にバレー分極を実現する具体例を述べる。

バレー・フィルターとバレー・バルブ(グラフェン)：スピントロニクスの重要な要素として、スピン・フィルターがある。これはスピン分極していない電流をスピン・フィルターに通すとスピン分極した電流を出力するデバイスである。同様にグラフェン・ナノリボンの量子ポイント・コンタクトを用いたバレー・フィルターも提案されている。⁶⁾異なる向きのスピン・フィルターを二つ接続するとスピン・バルブを作成出来る。これは出てくる電流を二つのスピン・フィルターの向きによって、バルブを閉めるように調整可能なデバイスである。同様に、バレー・フィルターを二つ接続する事で、バレー・バルブを作成出来る。

光照射によるバレー分極(モリブデナイト)：バレートロンクスにとって最も重要な事は一つのバレーの状態のみを励起する事である。これは円偏光した光を照射する事により可能である。例えば、右偏光の光を照射するとK点の電子だけが励起され、左偏光の光を照射するとK'点の電子だけが励起される(図1(b))。このような現象を円二色性(circular dichroism)と呼ぶ。これはK点とK'点で電子が逆向きのカイラリティを持っている事と関係している。

モリブデナイト(MoS₂)は固体潤滑剤として古くから利用されてきた物質である。近年、剥離技術が進歩し、単層のモリブデナイトを実験的に作成出来るようになった。単層モリブデナイトはバンドギャップのあるディラック電子で良く記述される。偏光した光を照射する事で、1 nsの緩和時間のバレー分極に実験的に成功した。³⁾

電場によるバレー分極(ダイヤモンド)：ダイヤモンド

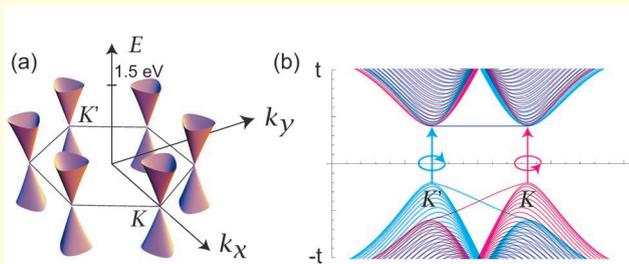


図1 (a) グラフェンのバンド構造。フェルミ面近傍でバンド構造はコーンの形をしている。非同値なのはK点とK'点の2箇所のディラック・コーンである。(b) モリブデナイトのバンド構造。K点は右偏光の光を吸収し、K'点は左偏光の光を吸収する。

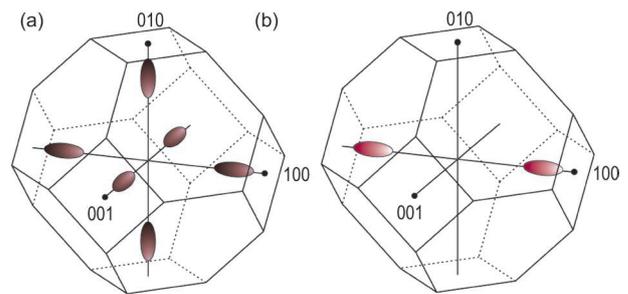


図2 (a) ダイヤモンドのバンド構造。六つの非同値なバンドがある。(b) 電場をかけた時のバンド構造。バレー自由度は二つに減る。

は図2(a)に示すように六つのフェルミ面を持つのでバレー自由度は六つである。電場をかけるとフェルミ面が図2(b)の示すように二つに減り、バレー分極を起こす。ダイヤモンドでは77Kでモリブデナイトより更に長い緩和時間の300 nsのバレー分極に実験的に成功した。⁴⁾

回転磁場によるバレー分極 (ビスマス) : ビスマスには三つのバレー自由度がある。ビスマスに回転磁場をかけるとバレー分極を起こせる事が実験的に示された。⁵⁾

3. トポロジカル・スピン・バレートロンクス

光照射を用いたバレー分極は励起状態なので、短時間で分極がなくなってしまう。この問題を解決する方法として、バンド構造そのものをバレー依存で変えるという方法がある。二次元系は回路制作に際してエッジングなどが容易であるという特徴を持つ。また、一般的にハニカム格子はバレー自由度を持つ。それゆえ、ハニカム格子系はバレートロンクスに最適である。ハニカム系の低エネルギー励起はスピンとバレーの四つの自由度を持つディラック電子である。シリコンで出来たハニカム構造であるシリセンなどの物質では、それぞれの自由度は独立に制御可能であり、様々なトポロジカル絶縁体を実現している。⁷⁾ バレーだけでなくスピンの自由度も使うので、スピン・バレートロンクスと呼ぶべきものである。

質量を持つディラック電子のトポロジカル量子数は $C_{\frac{\eta}{2}} = (\eta/2) \text{sgn}(\Delta_{\frac{\eta}{2}})$ で与えられる。ここに、sgnは引数の符号を返す関数であり、 $s_2 = \pm 1$ はスピン自由度を、 $\eta = \pm 1$ はバレー自由度を表す。電子の質量 $\Delta_{\frac{\eta}{2}}$ の符号が変わるとトポロジカル相転移が起こる。四つの $C_{\frac{\eta}{2}}$ に対応してチャーン数 C とスピン・チャーン数 C_s 、バレー・チャーン数 C_v とスピン・バレー・チャーン数 C_{sv} が定義出来る。 $C_{\frac{\eta}{2}}$ は $\pm 1/2$ の値をとれるので、 $2^4 = 16$ 通りのトポロジカル絶縁体があり、上記の四つのトポロジカル量子数で識別される。例えば、チャーン数がゼロでない量子異常ホール (QAH) 効果を示し、スピン・チャーン数がゼロでない量子スピンホール (QSH) 効果を示す。三つの異なるトポロジカル絶縁体の間にはトポロジカル・エッジが作る Y-junction が出来る (図3(a))。エッジ状態のトポロジカル量子数を隣接する二つのトポロジカル絶縁体のトポロジカル量子数の差で定義すると、Y-junctionでエッジ状態のトポロジカル量子数の和は保存する。電気回路の基本は回路の Y-junction で電流が保存する事であり、Kirchhoff則として知られている。これのトポロジカル版であり、トポロジカル Kirchhoff 則と呼ぶ。⁸⁾ これはトポロジカル・エッジでデバイスを作製する際の基本的法則になる。例として、図3(b)に二つの

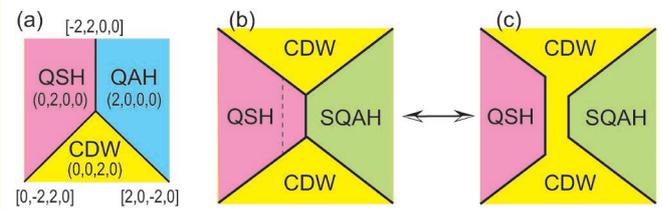


図3 (a) 三つのトポロジカル絶縁体によって作られる Y-junction. それぞれのトポロジカル絶縁体は四つのトポロジカル量子数 (C, C_s, C_v, C_{sv}) を持つ。(b) トポロジカル・エッジを用いた回路。Y-junction が二つ接合されている。(c) 接合部を電荷密度波 (CDW) 相にする事で、電圧をかける事により二つの独立な回路に分裂する。

Y-junction の接合系を示す。点線の領域を CDW 相に変化させる事により、二つの Y-junction は切り離される (図3(c))。

4. 将来展望

エレクトロニクスやスピントロニクスに比べてバレートロンクスはまだ歴史の浅い分野であり、解決すべき課題も多い。今後はバレー分極の多彩な自由度を用いて演算・情報処理をどのように行うかが重要になる。さて、真空や一般の物質はバレー自由度を持たないので、バレー自由度を持つ物質の中でバレー分極した状態を作っても、外に取り出したとたんにバレーの情報を失ってしまう。バレー自由度を用いた演算は全て内部で行い、外部に出力する際には、電荷などの情報に置き換える必要がある。課題が多いと言う事はそれだけ今後の発展が見込める楽しみな分野である。

追記 : バレートロンクスの進展は著しい。MoSe₂, WS₂, WSe₂ など様々な遷移金属カルコゲナイドで実験が行われている。ゲルマニウムや錫のハニカム構造であるゲルマネンやスタネンなども着目されている。トポロジカル結晶絶縁体表面状態にもバレー自由度があり、バレートロンクスが期待される。寄稿後にバレートロンクスのレビューが出版された。⁹⁾

参考文献

- 1) K. Takashina, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 236801.
- 2) N. C. Bishop, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 266404.
- 3) H. Zeng, *et al.*: Nat. Nanotechnol. **7** (2012) 490; T. Cao, *et al.*: Nat. Commun. **3** (2012) 887.
- 4) J. Isberg, *et al.*: Nature Materials **12** (2013) 760.
- 5) Z. Zhu, *et al.*: Nat. Phys. **8** (2012) 89.
- 6) A. Rycerz, *et al.*: Nat. Phys. **3** (2007) 172; D. Xiao, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 236809.
- 7) 江澤雅彦: 固体物理 **48** (2013) 4月号トピックス.
- 8) M. Ezawa: Phys. Rev. B **88** (2013) 161406(R).
- 9) X. Xu, *et al.*: Nat. Phys. **10** (2014) 343.

江澤雅彦 (東京大学大学院工学研究科)

(2013年11月12日原稿受付)

銀河と共に進化する超大質量ブラックホール



谷口 義明

愛媛大学宇宙進化研究センター

私たちは銀河系（天の川銀河）という銀河に住んでいる。銀河系には約2,000億個もの星があり、その大きさは10万光年にも及ぶ（1光年は光が1年間に進む距離で、約10兆km）。宇宙には銀河系のような銀河が1,000億個程度あると考えられている。銀河には渦巻構造を持つ円盤銀河と回転楕円体構造を持つ楕円銀河（天球面に投影して観測すると見かけ上が楕円に見えるため楕円銀河と呼ばれる）がある。円盤銀河の円盤はもちろん回転運動をしている。楕円銀河の構造は星々のランダム運動（速度分散）でサポートされている場合が多いが、少なからず回転運動もしている。角運動量を持たない銀河はないということである。回転している銀河には中心があり、その場所は銀河中心核と呼ばれる。確かに銀河の写真を見てみると、銀河の中心部は明るい。そこには星の集団があるのだろうと考えられていたが、どうもそうではないケースがあることがわかった。1960年代のことである。

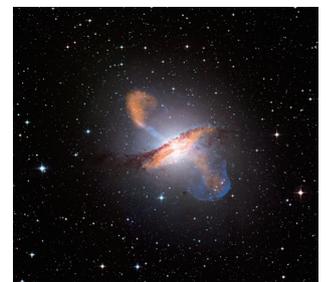
銀河の中には、中心部が異様に明るく輝いているものがあり、それらは活動銀河中心核と呼ばれる。これらの中心核から放射されるエネルギー量は星の集団では説明できない。そのため、超大質量ブラックホールによる重力発電が有力なエネルギー源であると考えられるようになった。つまり、銀河中心核にある超大質量ブラックホールに星やガスが降着し（質量降着と呼ばれる）、そのときに解放される重力エネルギーを電磁波に変換して明るく輝いているというアイデアである。では、活動銀河核を持つ銀河は特別で、普通の銀河の中心核に

は超大質量ブラックホールはないのだろうか？ 答えはノーである。最近の10数年の研究によって、ほとんどすべての銀河の中心には超大質量ブラックホールが存在することが明らかになってきたのである。その結果、驚くべきことがわかった。超大質量ブラックホールの質量は銀河の回転楕円体成分（スフェロイド：円盤銀河の場合はバルジと呼ばれる構造であり、楕円銀河の場合は銀河本体）の質量と非常に良い比例関係を示すことである。両者のサイズは約10桁も異なっているので、なぜこのような驚くべき関係があるのか大きな問題としてクローズアップされたのである。なぜなら、この事実は、ブラックホールが銀河と共に進化してきたことを意味するからだ。ブラックホールの重力圏は銀河のスケールに比べれば極端に小さいので、共進化はブラックホールと銀河とがお互いに何らかのフィードバックを与えつつ進化してきたことを意味する。さらに、最近では、宇宙の年齢がわずか8億歳の頃に、太陽質量の10億倍を超える超大質量ブラックホールが既に形成されていることが発見され、その起源も謎となっている。このような超大質量ブラックホールを短期間で作るには、種となるブラックホールの形成のみならず、どのような物理過程でブラックホールが大質量を獲得していくのかは不明のままである。銀河衝突などのトリガーの要素も取り入れた研究が行われている。本稿では、観測的な進展も合わせて、超大質量ブラックホールと銀河の共進化についての現状を解説し、今後の研究の展望について言及する。

—Keywords—

超大質量ブラックホール：
太陽質量の100万倍から数10億倍の質量を持つブラックホールのことで、銀河の中心核に存在している。ちなみに、太陽質量の1億倍の質量を持つブラックホールの半径は3億kmでしかない。典型的な銀河の大きさは数万光年（ $\sim 10^{18}$ km）なので、銀河は超大質量ブラックホールに比べて約10桁も大きい。

質量降着と活動銀河（中心）核：
銀河中心核のうち、電磁波やジェットとして莫大なエネルギーを放出しているものを活動銀河（中心）核と呼ぶ。最も明るいクラスの活動銀河核はクェーサーと呼ばれ、それらの光度は太陽光度の1兆倍を超える。この莫大なエネルギーの起源は超大質量ブラックホールにガスや星などが落ち込むこと（質量降着）によると考えられている。



電波ジェットを有する活動銀河核の代表例の一つ、ケンタウルスA。赤い色は電波（サブミリ波）、青い色はX線で得られたイメージ。（NASA, CXO）

1. はじめに

1963年、それまで知られていなかった奇妙な天体が見つかった。その天体の名前は3C 273。のちに、クェーサーと呼ばれることになる天体である。^{1,2)}

イギリスのケンブリッジで行われていた電波サーベイは多数の電波源が宇宙にあることを示した。しかし、大半は天の川銀河（銀河系）の中にある星だと思われていた。その常識を覆したのが3C 273であった。距離は16億光年。当時としては記録的に遠い天体の発見である。問題はその光度だった。計算すると、普通の銀河の100倍も明るい。しかも、銀河本体は見えない。いったい何が光っているのか？

いち早く指摘されたアイデアはブラックホールによる重力発電である。なんと、3C 273発見の翌年、1964年に複数の研究者らが言い出したことだ。ブラックホール周辺にあるガスや星がブラックホールに落ち込んでいくと、重力エネルギーが解放される。それを何らかのメカニズムで電磁波やジェットのエネルギーにすればよい。このブラックホール・エンジンは星の内部で起こっている熱核融合より、遥かに効率がよい。水素原子核からヘリウム原子核への熱核融合におけるエネルギー効率率は0.7%でしかない。ところが、ブラックホール・エンジンの効率は10%にもなるのだ。これなら銀河の100倍以上明るい光度を説明できる。³⁾

しかし、問題はブラックホールの質量である。観測された光度を説明するには太陽質量（ 2×10^{30} kg、以下では M_{\odot} の記号で表す）の数億倍は必要になる。そんな大質量のブラックホールが宇宙にあるのだろうか？ しかし、天文学者らはすぐにこのアイデアを受け入れた。近傍の銀河の中心核にも質量の大きなブラックホールがあることがわかったためである。かくして、これらのブラックホールは超大質量ブラックホール（SuperMassive Black Hole, SMBH）と呼ばれるようになった。

その後の研究でわかったことは、銀河の中心には超大質量ブラックホールを擁しているものがあり、重力発電で強烈な電磁波やジェットを放出しているということだ。これらは総称して“活動銀河中心核（Active Galactic Nucleus, AGN; 以下では活動銀河核と略記）”と呼ばれる。3C 273などのクェーサーは最も明るいクラスに分類される活動銀河核であると理解されるようになった（太陽光度の1兆倍以上の光度を持つ活動銀河核）。

しかし、物語はここで終わらない。活動銀河核には超大質量ブラックホールがある。これはよしとしよう。では、活動性を示さない銀河の中心核には超大質量ブラックホールはあるのだろうか？ ないのではないか？ 活動銀河核の研究が始められた当時は、活動銀河核は特別で、その銀河の中心に超大質量ブラックホールがあると思われていた。なにしろ、超大質量ブラックホールがどのようにして生まれたのかもわからない。銀河の中心に遍く超大質量ブラックホールがあると考えた根拠もなかった。

ところが事態は大きく変化した。私たちの住む銀河も含

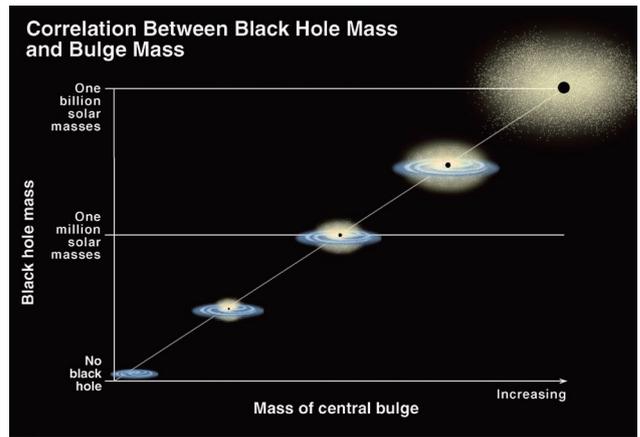


図1 超大質量ブラックホールと銀河バルジの間に見られる質量相関の概略図。銀河の回転楕円体成分（円盤銀河のバルジから楕円銀河）の質量が大きくなると、超大質量ブラックホールの質量も大きくなる。この関係は超大質量ブラックホールの質量に関してみると $10^6 M_{\odot}$ から $10^9 M_{\odot}$ までの3桁に及んで観測されている。（NASA/ESA/STScI）

め、ほとんどの銀河の中心には超大質量ブラックホールがあるということがわかってきたからだ。しかも、新たな謎が浮かび上がってきた。銀河の中心にある超大質量ブラックホールの質量と銀河のバルジ（円盤状ではなく回転楕円体構造をしている成分で、楕円銀河の場合は銀河全体に相当する）の質量が相関しているというのだ（図1）。^{4,5)} 太陽の1億倍の質量（ $10^8 M_{\odot}$ ）を持つブラックホールの半径は3億kmでしかない（光年の単位で表すと、0.00003光年：1光年は約10兆km）。一方、バルジや銀河の大きさは数万光年なので、サイズの比にすると10桁近い差があることに気がつく。こんなにスケールの異なる成分の質量がどうして相関するのか？ 残念ながら、その答えはまだ見つっていない。

2. ブラックホール

前節で本稿のストーリーの概要を説明させて頂いたが、このあと、もう少し詳しく全体を見ていくことにしよう。まずは、ブラックホールである。

ブラックホールは物理学や天文学の研究者のみならず、一般の方々も知っている数少ない物理用語かも知れない。なぜか、それは、ブラックホールという言葉に危険な香りがするからだろう。そもそも、直訳すれば“黒い穴”である。誰しも、そんな穴に落ちたいとは思わない。私もそう思う。中国語では“黑洞”だが、これも怖そうだ。

地球の質量は 6×10^{24} kgである。この地球をピンポン球（直径4 cm）の半分ぐらいの領域に詰め込んだとしよう。すると、表面での重力はあまりにも強く、光（電磁波）すら出てこれなくなる。電磁波が出てこれないのなら、色は黒だ。まさにブラックホールである。表面は“事象の地平面”と呼ばれる。もちろん、地球が重力崩壊して、ブラックホールになることはない。あくまでも、たとえ話の世界のことである。

ブラックホールが存在するかもしれない。そう思われた

のは、18世紀に遡る。ニュートン力学の範疇で、フランスのピエール・シモン・ラプラスとイギリスのジョン・ミッチェルは質量の大きな密度の高い天体があれば、そこから光は脱出できないのではないかと考えていた。しかし、現代的な意味でのブラックホールはアインシュタインの一般相対性理論が必要になる。アインシュタイン方程式を使って、ブラックホールの存在を指摘したのは、ドイツのカール・シュバルツシルドだった。球対称、自転はしていない、そして真空。最も簡単な状況設定で、ブラックホールのシュバルツシルド解が導き出されたのである。1916年のことだ。

その後、いくつかのブラックホール解が見つかったものの、ブラックホールが本当に存在するかどうかは、また別の問題だった。天体起源のブラックホールが議論され始めたのは、1930年代が終わりを迎えようとしていた頃だ。大質量星（太陽の数十倍の質量を持つ星）が死を迎えると超新星爆発を起こす。そのとき、星の中心領域（コアと呼ばれる部分）は重力崩壊していくことが予想される。中性子の縮退圧で崩壊をまぬがれることができれば中性子星になる。しかし、まぬがれない場合、重力崩壊は進み、ブラックホールになる。アメリカのロバート・オープンハイマーらが考えたシナリオだ。

しかし、所詮、星の世界の中での出来事である。ブラックホールの質量は太陽の数倍から10倍程度でしかない。銀河中心核にある超大質量ブラックホールとは、まったくスケールが違う。宇宙にブラックホールはあるかもしれない。確かに、そう思われた時代であった。しかし、超大質量ブラックホールの存在まで予想されることはなかった。やはり、クェーサーの発見を待たなければならなかったのである。

ところで、ブラックホールという言葉はいつから使われたのだろうか？ 歴史を紐解くと、意外に新しいことがわかる。シュバルツシルドやオープンハイマーが活躍した時代のことではない。時は流れ、1967年、アメリカのジョン・ホイーラーが名付け親だとされている。なんと、クェーサー発見（1963年）の後だったのである。^{*1}

3. 活動銀河核と超大質量ブラックホール

クェーサーは遠方の宇宙で、より多く観測されるが（最も遠いクェーサーまでの距離は129億光年）、近傍の宇宙にも活動銀河核はある。最初に系統的な研究を行ったカール・セイファートに因み、セイファート銀河と呼ばれている。セイファートが論文を公表したのはクェーサー発見の20年前、1943年に遡る。⁶⁾ 当時はあまり注目を集めなかったが、クェーサーが発見されると、セイファート銀河の重要性が見直された。光度はクェーサーに比べて一桁から二

桁暗いものの、可視光のスペクトルの性質がほとんど同じである。つまり、セイファート銀河はクェーサーをスケールダウンしたものであるとしてよい。要求されるブラックホールの質量は $10^{6-7} M_{\odot}$ 。立派な超大質量ブラックホールである。近傍宇宙の銀河を調べてみると、約5%がセイファート銀河として観測される。つまり、近傍銀河の約5%は太陽の数百万倍もの質量を持つ超大質量ブラックホールを銀河の中心に備えているということだ。

ところで、活動銀河核のエネルギー源は本当に超大質量ブラックホールに由来するのだろうか？ ガスが球対称的にブラックホールに降着していき、そのエネルギーに見合う放射がブラックホール周辺から放射されているとしよう。そのとき期待される放射光度はガスの降着率に比例するが、降着率が高くなりすぎると、放射圧によって降着が止まることになる。このときの放射光度はエディントン光度 (L_{Edd}) と呼ばれ、

$$L_{\text{Edd}} = 1.3 \times 10^{38} (M_{\text{BH}}/M_{\odot}) \text{ erg s}^{-1}$$

と与えられる。ここで、 M_{BH} はブラックホールの質量である。ブラックホールの質量が $10^8 M_{\odot}$ の場合、エディントン光度は $10^{46} \text{ erg s}^{-1}$ になり、観測されるクェーサーの光度を説明できる。仮に、エディントン光度の10%の効率で電磁波のエネルギーに変換すると、要求されるブラックホールの質量は $10^9 M_{\odot}$ になる。星内部の熱核融合でクェーサーの光度を説明するのは困難なので、ブラックホール・エンジンが都合よい。

じつは、星の集団では説明がつかないことがある。それは、すべての活動銀河核は光度の時間変動を示し、そのタイムスケールが数日から数ヶ月と短い。つまり、放射領域のサイズは数日から数ヶ月の時間で変動できる程度であることを意味する。仮に変動のタイムスケールが10日だとすると、光が10日の間に進む距離（1光日）は 10^{16} cm のオーダーである。したがって、エンジンのサイズはこれ以下であることが要請される。 $10^9 M_{\odot}$ の質量を持つブラックホールのサイズは 10^{14} cm のオーダーなので、まったく問題ない。ところが、太陽光度の1兆倍の明るさを星で説明する場合、困ったことが起こる。そんな狭い領域に1兆個もの太陽を詰め込むことはできないからだ。やはり、ブラックホール・エンジンを採用するのが、最も自然な道になる。³⁾

4. 普通の銀河核と超大質量ブラックホール

では、なぜ活動銀河核を有する銀河の中心には超大質量ブラックホールがあるのか？ 活動性を示さない銀河の中心には、超大質量ブラックホールはないのだろうか？ もし、すべての銀河の中心核に超大質量ブラックホールがあるなら、なぜわずかに数%の銀河だけ活動性を示すのか？ 次々と疑問が湧いてくるだろう。このような状況の時、最もよい研究方法は虚心坦懐に多数の銀河の中心領域の性質を調べることだ。活動銀河核の有無にとらわれず、多数の

^{*1} それ以前は、星が重力崩壊してできるという意味で *collapser* という用語や、ブラックホールに落ちていく人を外から見ると、事象の地平面で時間が止まるように見えるという意味で *frozen star* という用語が使われていた。また、*dark star* という用語も使われたが、現在では *dark star* がダークマターでできた星のことを意味する（脚注4を参照）。

銀河を調べると全体像が見えてくる可能性がある。

80年代になるとこのような研究が行われるようになり、意外なことがわかってきた。セイファート銀河ほどではないが、弱い活動性を示す銀河核がたくさんあることがわかったのである。それらはライナー（低電離銀河中心核輝線領域の略称）と呼ばれるようになったが、なんと銀河の50%以上がライナーと分類される事態になった。もしライナーの起源が超大質量ブラックホールによる重力発電なら、ほとんどすべての銀河の中心核には超大質量ブラックホールがあることになる。^{7,8)}

もう一つの研究手法は、活動性を示さない銀河の中心核を詳しく調べてみることだ。その研究に最適な銀河はアンドロメダ銀河である。銀河系から250万光年離れているが、まさに隣人のような銀河なので、中心領域の詳細研究が可能になる。アンドロメダ銀河は活動性を示さないが、銀河中心領域の星の運動から、超大質量ブラックホールがある可能性が高いことがわかった。推定された質量は $1.4 \times 10^8 M_{\odot}$ である。なんと、セイファート銀河の中心核にある超大質量ブラックホールより一桁も重い。^{5,9)}つまり、中心核の活動性の有無は超大質量ブラックホールの質量に依存しているわけではないということだ。

活動性を示さない銀河といえば、もう一つ、最適な銀河がある。私たちの住んでいる銀河系だ。銀河中心までの距離は2万8,000光年。アンドロメダ銀河に比べれば格段に近い。ただ、一つ問題がある。それは銀河系の円盤部にあるガスや塵が中心領域を見えにくくしていることだ。そのため、吸収の効果が弱い赤外線で観測する必要がある。ヨーロッパ南天天文台では地球大気の揺らぎの影響を軽減する装置（補償光学と呼ばれる）を搭載した赤外線カメラを用いて、16年もの歳月をかけて銀河中心領域にある星々の軌道運動を調べた（図2）。星々の運動は銀河中心核（電波源Sgr A* [いて座エースターと読む]）のある場所の周りを見事にケプラー回転運動していることがわかった。そして、中心核の質量は $4.3 \times 10^6 M_{\odot}$ である。銀河系の中心核は活動銀河核ではない。しかし、やはり超大質量ブラックホールはあったのだ。⁹⁾

ここまでのまとめとして、図3にキューサー、セイファート銀河、ライナー、そして普通の銀河の例を示しておく。わずかな数例だが、銀河の姿を楽しんで欲しい。

結局、この説の冒頭に述べた疑問の一つ、“もし、すべての銀河の中心核に超大質量ブラックホールがあるなら、なぜわずかに数%の銀河だけ活動性を示すのか？”に直面することになる。ブラックホールが在れば、必ず活動銀河核として観測されるわけではない。ブラックホール・エンジンが働くには、ガスなどの質量降着が必要になるからだ。したがって、降着現象の有無で活動銀河核か普通の銀河核かに分かれていると考えることができる。

この考え方は降着現象をランダムな事象として捉えている。しかし、時系列として理解することもできる。

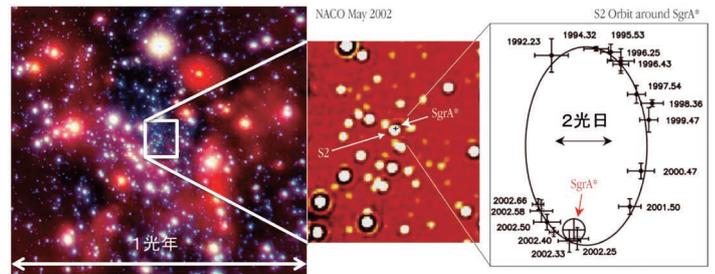


図2 銀河系の中心核 (Sgr A*) の周りの星々の公転運動を16年間かけてモニター観測した結果。一番右のパネルはS2という名前の星の公転軌道。(S. Gillessen, et al.: *Astrophys. J.* **692** (2009) 1075) (図はESO提供のものを組み合わせて作成)

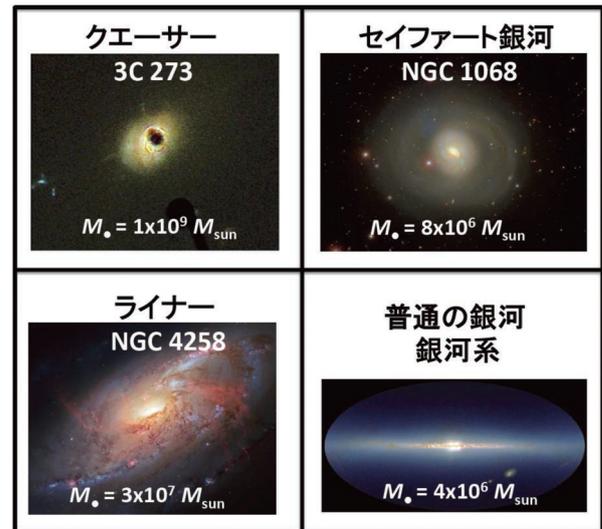


図3 活動銀河核である、キューサー (3C 273)、セイファート銀河 (NGC 1068)、ライナー (NGC 4258)、および普通の銀河の代表格として銀河系の写真を示した。各パネルの下にはブラックホールの質量を合わせて示した。写真の出典 3C 273, NGC 4258: NASA/ESA/STScI (ハッブル宇宙望遠鏡)、NGC 1068: Sloan Digital Sky Survey, 銀河系: 2 Micron All Sky Survey.

- ・降着現象が起きて活動銀河核として観測される
- ・その後、降着現象が納まり、普通の銀河核として観測される
- ・また、降着現象が起きるとこのループが実現される

ある銀河核でスイッチのオン・オフが繰り返される考え方で、デューティー・サイクル仮説と呼ばれる考え方である。銀河の自転周期は2億年程度である。銀河は数回転すると、円盤部で発生した擾乱は落ち着いていく。つまり、銀河にとっては10億年が一区切りになる。セイファート銀河が観測される頻度は5%なので、このライフタイムの内、5%の時間を使っていると考えることができる。この場合、セイファート銀河の寿命は約5,000万年になる。残り、9億5,000万年は普通の銀河核として過ごすことになる。ただ、活動性の弱いライナーが50%を超えるので、5億年程度は弱いながら活動性が続いているのかもしれない。

このデューティー・サイクル仮説は「銀河は進化するものである」という立場に基づいているので、一考の価値がある。なぜなら銀河は片時もその進化を止めていないからだ。

ると考えて良いだろう。

では、超大質量ブラックホールはいつどのようにしてできたのだろうか？ じつはこちらの方が難しい問題であり、現在でも決着を見ていない。³⁾ まず、超大質量ブラックホール形成への制約条件が厳しい。現在知られている最も遠方のクェーサーの距離は129億光年であり、推定される超大質量ブラックホールの質量は $10^9 M_{\odot}$ である。宇宙年齢は138億年なので、宇宙誕生後9億年の間に $10^9 M_{\odot}$ の質量を持つ超大質量ブラックホールを作らなければならない。その方法がわからないのだ。

宇宙に最初にできる天体は先ほど紹介した初代星である。仮に、宇宙誕生後2億年経過した時に初代星ができたとする。超大質量ブラックホール形成に許される時間はわずか7億年でしかない。とりあえず可能性を吟味してみよう。いきなり、 $10^9 M_{\odot}$ の質量を持つ超大質量ブラックホールができることはないだろう。まずは、種となるブラックホールを作り、それが何らかの方法で質量を獲得し、超大質量ブラックホールへと成長していくと考える方が合理的だ。太る方法は2種類しかない。ガスや星を飲み込む質量降着と、ブラックホール同士の合体である。

どちらが良いかは後で考えることにして、種ブラックホールについて考えてみよう。最も自然な方法は初代星に頼ることである。初代星の質量についてはまだ議論のあるところだが太陽の数十倍から1,000倍程度の質量を持つ星が生まれる可能性が高い。¹⁵⁾ それらの大質量星は数百万年経過すると超新星爆発を起こして死ぬが、その際、星の中心領域は重力崩壊してブラックホールになることが予想されている(中性子星の場合もある)。¹⁶⁾ 質量が太陽の数10倍の星であれば、爆発後に残されるブラックホールの質量は太陽の数倍程度でしかないが、約1,000倍の星であれば、上手くいけば $100 M_{\odot}$ 程度のブラックホールが残される可能性がある。このような質量のブラックホールは中質量ブラックホールと呼ばれている($10^4 M_{\odot}$ まで、この名称で呼ばれる)。¹⁷⁾

では、宇宙年齢2億年の時に $100 M_{\odot}$ の質量を持つ種ブラックホールができたとしてみよう。問題はその後である。降着か合体で太るしかないが、いずれも難点がある。太陽の百万倍の質量を持つDMハローで $1,000 M_{\odot}$ の質量の星ができて超新星爆発を起こすと、ハロー内のバリオンを吹き飛ばしてしまい、ハローにはガスが残らない可能性が高い。そうすると、ガス降着は起こりえない。一方、合体説の場合も、合体のパートナーが近傍にたくさんないといけないが、 $10^9 M_{\odot}$ の超大質量ブラックホールを種ブラックホールの合体で作る場合、1,000万個の種ブラックホールが必要であり、現実的ではないだろう。また、ブラックホール

多体系の合体にもいろいろ問題は残されている。

さて、ここでの議論は、一つのDMハローで、一個の大質量星しかできないと仮定していた。もし、星団として多数の星が生まれると、種ブラックホールと星々との合体が種ブラックホールを太らせることができる。種ブラックホールが星団の中で最も重い場合、いわゆる暴走合体¹⁸⁾が起こり、上手くいくのかもしれない。初代星が生まれるDMハローにあるバリオンの総量はDMの1/10程度なので、 $\sim 10^5 M_{\odot}$ である。星生成の効率は10%程度なので、暴走合体でできるブラックホールの質量は $10^4 M_{\odot}$ 程度にしかないだろう。

一つの解決策としては、降着と合体を組み合わせたハイブリッド・モデルがあり得るだろう。降着しか起こらない、合体しか起こらない。このような極端なケースはあり得ないからだ。また、最近ではガス雲の重力崩壊で一気に $10^{4.5} M_{\odot}$ のブラックホールを作るモデルも提案されてきている。¹⁸⁾ しかし、それでもクェーサーに要求される超大質量ブラックホール形成への道は険しい。¹⁹⁾ こうしてみると、ブラックホール・バルジ関係を議論する前に、銀河形成期のブラックホール形成をまず真剣に検討しなければならない状況にあることが理解されよう。

ところで、初代星が生まれるDMハローにあるバリオンの総量はDMの1/10程度なので、 $\sim 10^5 M_{\odot}$ であると述べた。この状況で $\sim 100 M_{\odot}$ のブラックホールができると、ブラックホールとバリオンの質量比は0.001になる。偶然かもしれないがブラックホール・バルジ関係の値と同じであることは興味深い。ひょっとすると、初代星の形成がブラックホール・バルジ関係の始まりであるかもしれないからだ。

7. 超大質量ブラックホールと銀河の共進化

さて、いよいよ本題である共進化について見ていくことにしよう。図4に示したブラックホール・バルジ関係は銀河系から数億光年以内にある銀河に対して得られた関係である。つまり、宇宙の歴史の中で見れば、ごく最近(数億年以内)の宇宙で観測された関係である。共進化というからは、この関係がいつ始まり、どのように維持されてきたかを理解する必要がある。

この研究には比較的広い天域に対して深宇宙探査を行う必要がある。幸い私たちのグループはハッブル宇宙望遠鏡の基幹プログラムである『宇宙進化サーベイ』を2003年から行ってきており(通称COSMOSプロジェクト)、既に

¹⁵⁾ 星団の中に卓越した質量の星があると、その星の衝突断面積が大きいため、周辺の星々とどんどん衝突して、質量を獲得していく現象。¹⁷⁾

¹⁶⁾ ダークマターをエネルギー源とする星(ダークスター)も種ブラックホールを作るメカニズムとして考えられている。ダークマターの正体が素粒子の超対称性理論の予測するニュートラリーノであれば、ニュートラリーノはマヨラナ粒子なので自己対消滅できる。このエネルギーを利用してダークマターでできた星を作るアイデアである。このダークスターが重力崩壊すると $\sim 10^4 M_{\odot}$ の質量を持つ中質量ブラックホールが初期宇宙で形成される。¹⁹⁾

¹⁷⁾ 質量が100-200 M_{\odot} の星は対消滅型超新星爆発が起こり、星全体が吹き飛ばすのでブラックホールは残らない。

¹⁸⁾ 中質量ブラックホールは英語では intermediate mass black hole であり、IMBHと略される。この名称は筆者らが付けたものである。¹⁶⁾

100万個の銀河に対してX線, 紫外線, 可視光, 赤外線, 電波の多波長データベースを構築した. これを用いて, 遠方の銀河におけるブラックホール・バルジ関係を調べてみた(図5).²⁰⁾ 調べた赤方偏移のレンジは $z=1$ (距離80億光年)から $z=2.2$ (距離108億光年)である. 図5を見ると, 近傍宇宙で得られているブラックホール・バルジ関係より, ややブラックホールの質量が大きくなっている. ブラックホール・バルジ関係は進化しているのだろうか? その後の他のグループの観測結果を見ると, 赤方偏移 $z=6$ (距離129億光年)までその傾向が見られる(図6). しかし, 本

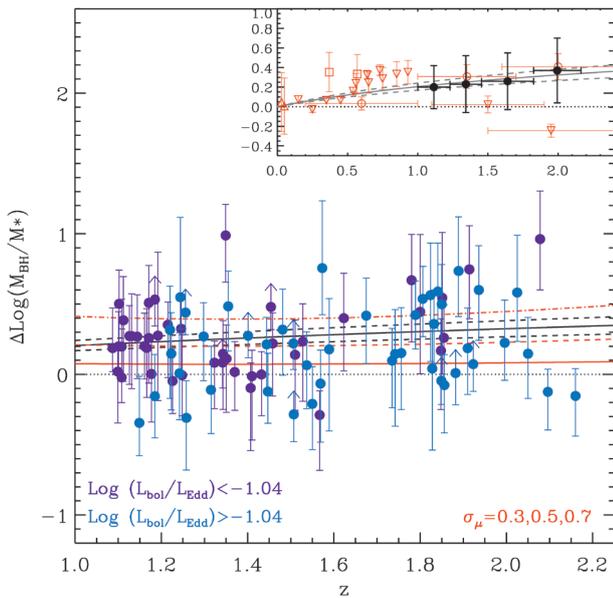


図5 COSMOS天域の赤方偏移 $z=1-2.2$ の範囲にあるAGNの観測から得られたブラックホール・バルジ関係. 近傍銀河のブラックホール・バルジ関係(図中のoffset=0の点線)からのずれ(オフセット)を赤方偏移(z)の関数で表したもの. オフセットがプラス側に出ていることが見てとれる.(A. Merloni, et al.: *Astrophys. J.* **708** (2010) 137) (図はarXiv: 0910.4970v1から取得)

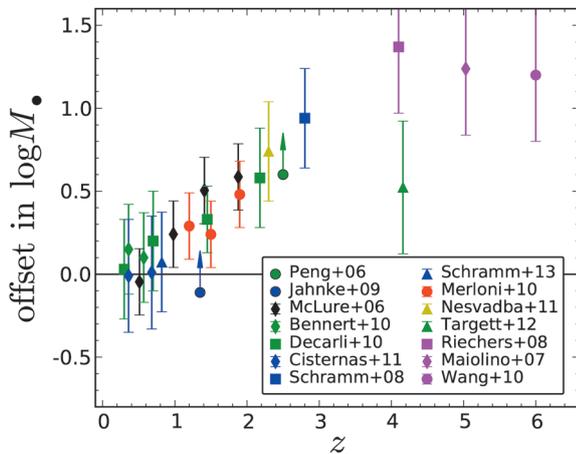


図6 近傍銀河のブラックホール・バルジ関係(図中のoffset=0の直線)からのずれ(オフセット)を赤方偏移(z)の関数で表したもの. 赤方偏移が大きくなるにつれて(銀河の年齢が若いほど)系統的にブラックホールの質量が大きくなる. しかし, この傾向は観測のバイアスで説明されるため, ブラックホール・バルジ関係には進化が見られないと結論される.(A. Schulze and L. Wisotzki: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **438** (2014) 3422) (図はarXiv: 1312.5610v2から取得)

当にそうなっているのだろうか? 遠方の活動銀河核を見ると, 必ず明るいものを選択的に観測していることになる. いわゆる, 観測上のバイアスである. じつは, このバイアスを補正すると, 現在から距離129億光年まで遡っても, ブラックホール・バルジ関係は変化していないことが示されている.

8. 共進化を操るもの

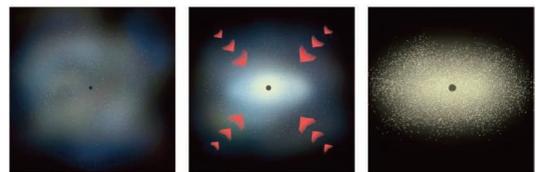
ブラックホール・バルジ関係は, どうも銀河進化の初期段階からスタートしているらしいことがわかってきた. では, この関係はどのような物理過程で生じているのだろうか? 可能性のあるアイデアを見ていくことにしよう(図7).

- I. バルジ形成期に種ブラックホールとバルジが同時に成長する
- II. 超大質量ブラックホールを持つ二つの円盤銀河が合体し, ブラックホール同士が合体して成長すると同時に, 銀河は楕円銀河的な構造を持つように進化する
- III. 種ブラックホールしかない円盤銀河の場合, 円盤部から中心領域にガスが流入してブラックホールとバルジを同時に成長させる

Iは, 銀河形成期, すなわちバルジ形成期にブラックホール・バルジ関係ができるというアイデアである. 種ブラックホールの起源を除けば, 合理的なものである.

一方, IIの円盤銀河の合体による共進化説も頻りに議論されるアイデアである. このような合体で大規模な星生成が誘起され, 大質量星が超新星爆発を起こして作られるブラックホールを集めれば, 合体銀河の中心には $\sim 10^{8-9} M_{\odot}$

I. 種ブラックホールを持つバルジの重力収縮による共進化



II. 2個の円盤銀河の合体による共進化



III. バルジ形成時, ガス流入による共進化

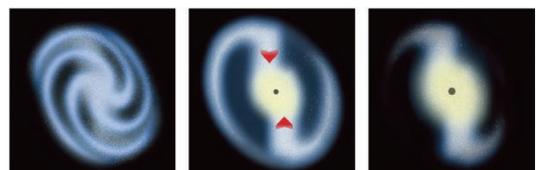


図7 ブラックホール・バルジ関係を説明する3種類のモデル.(図はNASA/ESA/STScIから提供されたものを改変)

の超大質量ブラックホールに成長し、クェーサーに進化するという説が支持を得ているからである。^{22,23)} 但し、この説では、普通の円盤銀河には既に $\sim 10^6 M_{\odot}$ 程度の質量を持つ超大質量ブラックホールが存在していることを仮定している。したがって、銀河形成期ではなく、ある程度進化した銀河が合体で共進化のパスを通るというアイデアになる。

IIIのアイデアは、銀河中心核(すなわち超大質量ブラックホール)とバルジを持たない銀河に対して適用される。本稿の冒頭で、ほとんどすべての銀河の中心核には超大質量ブラックホールが存在していると述べたが、超大質量ブラックホールを持たない銀河もある。それは、円盤やバルジなどの規則的な構造を持たない不規則な形状を示す銀河(不規則銀河と呼ばれる)である。たとえば、銀河系の伴銀河である大マゼラン雲や小マゼラン雲にはバルジも中心核もない。つまり、そのような不規則銀河もいずれは円盤構造やバルジを作りつつ、中心に超大質量ブラックホールを形成するのではないかと考えられている。実際、バルジがほとんどないような円盤銀河に $\sim 10^{4.5} M_{\odot}$ の質量を持つブラックホールが存在する銀河が見つかり始めている。²⁴⁾ IIIはIIと同様に、ある程度進化した銀河に適用できるアイデアである。IIと異なるのは、銀河の合体とは無関係に、銀河の永年進化の中で発生する現象である点だ。

三つのアイデアを紹介したが、いずれのアイデアも、ある程度理にかなったものである。しかし、共進化にどのメカニズムがどの程度寄与しているかは不明である。また、一つ心配なこともある。もし複数のメカニズムが共進化をドライブしているならば、どうしてユニバーサルなブラックホール・バルジ関係が生じているのかという問題だ。メカニズムが異なれば、異なるブラックホール・バルジ関係が存在してもよいからだ。まだ私たちが見逃している本質的なメカニズムがあるような気がしてならない。その理由は、既に述べてきたように超大質量ブラックホールとバルジ(銀河)のスケールが10桁近くも異なることにある。それだけスケールが異なれば、星の系を作ることと、超大質量ブラックホールの成長に物理的なリンクがなくても不思議ではない。もしあるとすれば、両者が何らかの連絡を取り合っていないといけない。そのメカニズムの候補として考えられているのが、超大質量ブラックホールからのフィードバックである。^{*6} つまり、バルジで予想以上に星を作りそうな気配があると、中心にある超大質量ブラックホールが星を作りすぎないように操作するということだ。具体的には超大質量ブラックホール周辺から放射される電磁波やジェットで、星を作る冷たい分子ガス雲を加熱したり破壊したりして、星生成が起こらないようにするのである。²⁵⁾ しかし、エンジンが働いていない銀河ではフィードバックは起こらない。そこにブラックホール・バルジ関係

の奥深さがある所以である。

こうして見てくると、共進化の問題はとても解決されたとは言える状況にはない。やはり、肝となるのは超大質量ブラックホールの起源をまずは解明する必要があるだろう。現在のところ探査がまだ進んでいないのは宇宙最初の10億年である。理論武装をしつつ、つぶさに調べ上げないことには答えは見つからないようだ。

9. 共進化の行く末

さて、現在の宇宙年齢は138億歳である。このあと、ブラックホール・バルジ関係はどう進化していくのだろうか? 残念ながら答えは既に決まっている。その答えはこうだ。「ブラックホール・バルジ関係は破綻する」

破綻するとはいえ、それは遠い未来のことである。たとえば、1,000億年後の宇宙を考えてみよう。宇宙膨張に抗するだけの質量を持った系である銀河団は、銀河団内にあるすべての銀河が合体し、超大質量な楕円銀河になるだろう。その中心には、やはり超大質量なブラックホールが育っているに違いない。その頃、ブラックホール・バルジ関係を調べることに意義を見いだす人はいないだろう。なぜなら、宇宙で観測できる銀河は、自分たちの住んでいる銀河だけだからである。他の銀河は宇宙膨張が進行して、後退速度が光速を超えているので、自分たちの住む銀河しか認識できないのである。この現象はレッド・アウトと呼ばれる。²⁶⁾ 仮にブラックホールとバルジの質量比が0.001だったとしても、それに関心を持つ人はいない。

100兆年後にはもっと事態は深刻になる。すべての星が燃え尽きてしまうからだ。星の燃えかす(白色矮星、中性子星、ブラックホール)はあるが、星が見えないのだからバルジだとか楕円銀河だとか言っている場合ではない。ブラックホール・バリオン関係を調べることはできるが、調べる能力のある知的生命体が星のない世界で生きているとは思えない。

10^{34} 年後以降にはブラックホール・バリオン関係すら調べられなくなる。素粒子の大統一理論が正しければ核子の崩壊が起き始める頃である。仮にバリオンが消えても、超大質量ブラックホールは蒸発せずに生きながらえている。ブラックホールたちはまさに全盛期を迎える。「俺たちを作ってくれたバリオンよ、さらばだ」と祝杯をあげていることだろう。じつは、このあたりで祝杯をあげておいた方がよい。なぜなら、 10^{100} 年後には、さすがの超大質量ブラックホールですら蒸発してしまうからだ。^{*7}

こうなると、ブラックホール・バルジ関係を調べる意義があるのかと思われる方もいるかもしれない。しかし、それについても答えは一つである。宇宙に関するあらゆる問題の解明は、138億歳の宇宙に住む、私たち人類の責務で

*6 フィードバックには正のフィードバックと負のフィードバックがある。共進化で議論されているのは負のフィードバックであるが、慣例で単にフィードバックと呼ばれる。

*7 太陽質量のブラックホールが蒸発する時間は 10^{66} 年である。蒸発時間はブラックホール質量の3乗に比例するので、 $10^{11} M_{\odot}$ の質量を持つ超大質量ブラックホールは 10^{100} 年以内に蒸発する。

ある。

それにしても、私たちの住んでいる宇宙は不可思議な宇宙である。宇宙の質量密度の大半を占めるのはダークマター (27%) とダークエネルギー (68%) であり、バリオンはわずか5%を占めるにしか過ぎない。私たちの住んでいる銀河の実体はバリオンだが、その来し方行く末は、ダークマターの重力に支配されている。一方、バリオンとしての銀河を見てみると、中心には必ず超大質量ブラックホールがある。ブラックホール・バルジ関係を斜に構えてみると、超大質量ブラックホールは小さいながらも銀河進化を支配しているようにさえ見える。つまり、外を見ればダークマターとダークエネルギー、内を見ればブラックホール。あたかも三つの暗黒の掌(たなごころ)でもてあそばれているようにも思う。宇宙はあまりにも手強い。

本稿の寄稿を勧めて下さった森川雅博氏(お茶の水女子大学)に深く感謝致します。超大質量ブラックホールと銀河の共進化についてはここ数年来、多くの関連研究者の方々と議論を重ねてきました。特に、梅村雅之氏(筑波大学)、嶺重慎氏(京都大学)、吉田直紀氏(東京大学)、および長尾透氏(愛媛大学)に感謝致します。また愛媛大学宇宙進化研究センターの同僚には有益なコメントを頂いた。特に、小林正和氏と塩谷泰広氏に感謝致します。

参考文献

- 1) M. Schmidt: *Nature* **197** (1963) 1040.
- 2) クェーサー全般については拙著で恐縮だが『クェーサーの謎』(谷口義明著, 講談社, ブルーバック)と『巨大ブラックホールと宇宙』(谷口義明, 和田桂一著, 丸善)を参照されたい。本格的な教科書としては『ピーターソン 活動銀河核』(B. M. Peterson著, 和田桂一訳, 丸善)が参考になる。
- 3) M. J. Rees: *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **22** (1984) 471.
- 4) J. Kormendy and D. Richstone: *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **33** (1995) 581.
- 5) J. Kormendy and L. C. Ho: *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **51** (2013) 511.
- 6) C. K. Seyfert: *Astrophys. J.* **97** (1943) 28.
- 7) T. M. Heckman: *Astron. Astrophys.* **87** (1980) 152.
- 8) L. C. Ho, A. Filippenko and Sargent, W. L. W. *Astrophys. J.* **487** (1997) 568.
- 9) J. Kormendy: *Astrophys. J.* **325** (1988) 128.
- 10) S. Gillessen, *et al.*: *Astrophys. J.* **692** (2009) 1075.
- 11) J. Magorrian, *et al.*: *Astron. J.* **115** (1998) 2285.

- 12) K. Gültekin, *et al.*: *Astrophys. J.* **698** (2009) 198.
- 13) J. A. Peacock: *Cosmological Physics* (Cambridge Univ. Press, 1999).
- 14) 以下のサイトを参照. <http://sci.esa.int/planck/51560-the-history-of-structure-formation-in-the-universe/>
- 15) T. Hosokawa, *et al.*: *Astrophys. J.* **778** (2013) 178; 日本語の解説書としては『宇宙で最初の星はどうやって生まれたのか』(吉田直紀著, 宝島社新書), 『宇宙の一番星を探して』(谷口義明著, 丸善)などがある。
- 16) Y. Taniguchi, *et al.*: *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **52** (2000) 533.
- 17) H. Mouri and Y. Taniguchi: *Astrophys. J.* **566** (2002) L17.
- 18) L. Mayer, *et al.*: *Nature* **466** (2010) 1082.
- 19) D. Spolyar, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 1101.
- 20) A. Merloni, *et al.*: *Astrophys. J.* **708** (2010) 137.
- 21) A. Schulze and L. Wisotzki: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **438** (2014) 3422.
- 22) D. B. Sanders, *et al.*: *Astrophys. J.* **325** (1988) 74.
- 23) Y. Taniguchi, *et al.*: *Astrophys. J.* **514** (1999) L9.
- 24) N. J. Secrest, *et al.*: *Astrophys. J.* **777** (2013) 139.
- 25) J. Silk and M. J. Rees: *Astron. Astrophys.* **331** (1998) L1; この論文はブラックホール・バルジ関係が観測的に示唆される以前に書かれた論文であるが、理論的にその関係を予測していた。
- 26) M. S. Turner: 『宇宙の起源』(別冊日経サイエンス1962013); 佐藤勝彦編: 『宇宙の誕生と終焉』(2013) p. 24.

著者紹介

谷口義明氏: 1954年, 北海道生まれ。東北大学大学院理学研究科天文学専攻修了。理学博士。東京大学助手, 東北大学助教授を経て, 現在は愛媛大学宇宙進化研究センター長。専門は宇宙物理学で, 銀河, 活動銀河核, 宇宙の大規模構造, ダークマターなどを研究している。趣味は読書, 園芸, ドライブなど。

(2014年3月2日原稿受付)

Co-Evolution between Supermassive Black Holes and Their Hosting Galaxies

Yoshiaki Taniguchi

abstract: We present a brief review on the co-evolution between supermassive black holes (SMBHs) and their hosting galaxies. SMBHs have been thought to be the central engine of active galactic nuclei (AGNs) that emit tremendous energy from a very compact region in their nuclei. Although AGNs are observed in only several percent of galaxies, recent observations have shown that almost all of galaxies have a SMBH in their nuclei. It is also found that there is a tight correlation between the SMBH and the bulge masses, suggesting the co-evolution between them. Based on recent observations and theoretical considerations, we discuss what happens in galaxies during the cosmic time.

原子干渉計を用いたベリー位相の測定



盛永 篤郎

東京理科大学理工学部

球面上のある閉曲線に沿ってベクトルをぐるりと1周平行移動させると、元に戻ったベクトルは最初のベクトルと別の方向を向いてしまうことがある。このベクトルの向きの変化は閉曲線が囲む面の曲率と面積だけで決まる。これと同じことが量子系で起こることを1984年M. V. Berry (ベリー) が発見した。例えば、スピンを持った粒子に磁場を印加し、磁場の方向を回転軸周りに断熱的に1回転させると、スピンの波動関数の位相は最初の状態の位相と比べると、力やポテンシャルによる動力的位相とは別に、スピン量子数と立体角との積で決まる量だけ変化している。フェルミ粒子に印加する磁場を1回転させると波動関数の符号が反転するのもこの例である。

量子系に現れる幾何学的位相をベリー位相と呼ぶが、これまでにさまざまな量子系で干渉、偏光(極)を用いて検証された。それらには、ベリーの提案にあるスピン粒子の実空間での方向回転だけでなく、ポアンカレ球上の光の偏光状態の回転、ブロッホ球上の2準位粒子など実空間ではないパラメータ空間上での回転も含まれる。また、時間的に一定な回転は関与するスペクトルの周波数シフトを引き起こすことも見つけられた。さらに、理論的な研究は、ベリー位相の条件を非断熱過程、部分回転な

どを含む一般的条件のもとに拡張した。このように、発見から30年が経つ今日、ベリー位相は量子系では良く知られた現象となり、種々の量子物理現象との類似性が議論され、原子操作や光操作、量子演算などに応用されている。

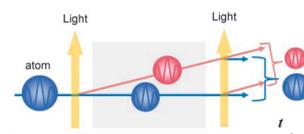
しかしながら、実験の立場からベリー位相を検証してみようとする、大きな動力的位相に埋もれて検出が難しい。そのため、多くの検証実験では動力的位相が現れにくい系を用いて行われる。これまで、中性子のスピントリフリップや光の偏光状態変化によるパラメータ空間での測定が検証研究に用いられてきた。一方、原子系は豊富な磁気量子数の準位を持っているので、これらの準位を用いた原子干渉計は実空間での方向回転のベリー位相の測定に適している。しかも、符号の異なる g 因子を持つ超微細構造準位間には、ゼーマン効果による磁場依存性がほとんど無い遷移がある。そこで、筆者は学生達と異符号の g 因子を持つ状態間の遷移を使って原子干渉計を構成し、磁場の方向を回転させて生じるベリー位相の測定を行った。磁場の1回転後の位相シフト、磁場回転下での共鳴周波数シフト、部分回転位相などについて測定したので、その結果について紹介する。

—Keywords—

原子干渉計：

物質波干渉計の1つで、原子を異なる方向(運動量)または異なる内部状態の重ね合わせ状態とし、空間的または時間的に発展させた後、同一の方向または状態に重ね合わせで干渉させ、位相差を測定する装置である。豊富な原子源と多様な構成があり、精密測定や量子現象の測定などに用いられる。

本研究で用いられる原子干渉計は冷却原子の基底と励起の2準位を利用するラムゼー型原子干渉計で、空間に捕捉した基底状態の原子に時間的に離れたコヒーレントな共鳴電磁波パルスで2回照射し干渉計を構成している。時間発展中2準位間に生じた位相差を励起確率の変化から測定する。光学での偏光干渉計に相当する。



原子系での g 因子：

ボア磁気単位での磁気モーメントと \hbar を単位とした角運動量との比。Landéの g 因子とも言われ、弱い磁場のもとでのゼーマンエネルギー分裂の大きさに関係する。負電荷の粒子の g 因子の符号は一般的に負であるので、原子物理学では、符号を反転して用いる。

1. はじめに

1984年 M. V. Berry は、量子系をパラメーター空間の曲面上にある閉曲線に沿って断熱的に1周させたとき、系を記述する波動関数の位相は、動力学位相に加えて、量子数と立体角の積で決まる幾何学的位相を獲得することを見出した。¹⁾そして、これを検出する手法として、スピンを持つ粒子に一定磁場を印加し、粒子を2つに分け、一方に対する磁場を断熱的に方向を1回転させた後、静止磁場中に保持された他方と重ね合わせ干渉させることで位相を測定することを提案した。この幾何学的位相は一般にベリー位相と呼ばれ、すぐに種々の分野で検証実験がなされた。^{2,3)}

実際に行われた検証実験は、2つの異なる状態の重ね合わせを作り、それぞれの幾何学的位相差により生じた重ね合わせ状態の変化を干渉ないし偏光(極)を利用して検出する方法であった。BitterとDubbersはらせん状に磁場が回転する筒中を進行する中性子のスピンの向きの回転を用いて証明した。⁴⁾Chiaoらは円筒に光ファイバーを巻き、ファイバー中を進む光の進行方向を回転させ、生じた直線偏光面の回転からベリー位相を証明した。^{5,6)}原子の準位を用いた実験では、シュテルン・ゲルラッハ効果を用いた空間型原子干渉計に回転磁場を印加して、干渉による位相変化が観測された。⁷⁾これらは実空間上でのスピン粒子の方向回転によるベリー位相の検証である。一方、偏極中性子や2準位原子を用い、ブロッホ球上での閉曲線によるベリー位相、⁸⁾偏光状態を示すポアンカレ球上での光の偏光状態の変換⁹⁾(Pancharatnum位相¹⁰⁾とも言われる)、モード変換¹¹⁾など、実空間とは異なるパラメーター空間でもベリー位相が証明された。これらはスピン1/2に相当し、SU(2)の対称群に属する特性を持つので、SU(2)位相と称される。¹²⁾

同時に、幾何学的位相の概念は理論的に研究され、より一般化された。まずSimonは、ベクトルを曲面上の閉曲線に沿って1周平行移動させたとき生じる非ホロノーム性としてベリー位相を説明し、ファイバー束という概念で再表記した。¹³⁾AharonovとAnandanはベリー位相の断熱条件を外し非断熱系に一般化した。¹⁴⁾これは2準位原子にrf磁場を印加し状態を変化させる実験で証明された。¹⁵⁾また、Simonらは、光の偏光状態を時間的に一定に回転した場合、光の周波数がベリー位相の時間微分に相当する周波数だけシフトすることを示した。¹⁶⁾同時に、Moodyらは重ね合わせ状態にあるそれぞれの状態が時間的に一定の回転を受けるとき、重ね合わされた状態間のスペクトルが周波数シフトすることを示した。¹⁷⁾これらは、核四重極共鳴(NQR)や核磁気共鳴(NMR)など磁場の方向回転による2準位間から放出されるラジオ波のスペクトル分裂やシフトとして観測された。¹⁸⁾Suterらはこの周波数シフトを回転による仮想的な磁場の発生として説明した。¹⁹⁾

閉じた閉回転の制限を外し部分回転に拡張するため、

SamuelとBhandariは部分回転におけるベリー位相は測地線で元の状態へ戻すことで一義的に定義できることを示した。²⁰⁾しかし、WeinfruterとBadurekが偏極中性子を部分回転磁場中を通過させて測定したところ、回転角に比例する位相を検出した。²¹⁾この測定が部分回転として間違いであることが指摘され、²²⁾その後10年にわたり、偏極中性子を用い、SU(2)位相での部分回転を検証する実験が試みられ、SamuelとBhandariの考えが成り立つことが検証されるに至った。²³⁻²⁵⁾北野と筆者らは、光ファイバーを用いた実空間での方向回転実験で、得られた位相を使用した測定のカスケードから測地線のカスケードに変換すればSamuelらの部分回転の位相が得られることを示した。²⁶⁾

このようにベリー位相の提唱から30年が経つ今日、多くの実験による検証と理論的研究により、ベリー位相は一般化され、アハラノフ・ボーム効果や異常量子ホール効果との類似性について議論され、^{27,28)}光操作、原子操作、量子演算に応用されている。^{16,29-31)}しかしながら、一般に、ベリー位相を測定しようとする、より大きな動力学位相に埋もれてしまい難しい。そこで、ベリー位相の確固たる測定には、動力学位相シフトの無い系での測定が望まれる。このような系には、光ファイバー中を進む直線偏光⁵⁾や非断熱回転³²⁾がある。そのため、これまで行われた検証実験の多くは、偏極中性子や偏光などSU(2)位相を使って行われたものが多い。

筆者は長年原子干渉計³³⁾の研究に携わってきており、冷却原子を用いた原子干渉計は、多様な磁気量子数 m が選択でき、中性子より線強度も強く、原子を空間に留めて時間的に操作できるので、ベリー位相の研究に適していると考えた。そこで、誘導ラマン遷移を用いた原子干渉計で部分回転ベリー位相の測定を行い、立体角と g 因子の符号の関係について報告を行った。³⁴⁻³⁶⁾しかし、この測定で得られた結果は動力学位相シフトに起因する大きなシフトを含んでいて正確ではなかった。 g 因子に関する議論は、これまでいくつかの論文で触れられていて、Tyckoは原子核の g 因子の符号を決めるために、¹⁸⁾また、Richardsonらは中性子の g 因子の符号を決めるのに用いている。³⁷⁾一般に、立体角は g 因子の符号に依らないとされている。

最近、筆者らは動力学位相シフトのほとんどない遷移を用いた原子干渉計を開発することができた。³⁸⁾そこで、この干渉計を用いて、(1)1回転ベリー位相と g 因子、³⁸⁾(2)磁場回転下における周波数シフト、³⁹⁾(3)原子干渉計で測定される部分回転位相^{40,41)}について実験的に調べてみた。本稿ではそれらの結果について解説する。2節では取り扱うベリー位相の原理についてまとめる。3節では動力学位相シフトのない原子干渉計の原理と装置について説明する。4節で実験の結果を解説する。

2. ベリー位相

2.1 一回転ベリー位相

時間変化するハミルトニアン $H(t)$ が作用する量子系を考える。時刻 $t=0$ において系はハミルトニアン $H(0)$ の固有状態の1つ $|\psi_m(0)\rangle$ にあったとする。ハミルトニアンがパラメーター空間の閉曲線 C に沿って断熱的に変化し、時刻 $t=T$ において $H(T)=H(0)$ となったとき、系の状態は、

$$|\psi_m(T)\rangle = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_0^T E_m(t) dt\right) \exp(i\gamma_m(C)) |\psi_m(0)\rangle \quad (1)$$

と表される。 $E_m(t)$ は $H(t)$ の固有状態 $|\psi_m(t)\rangle$ に対応する固有値である。右辺の第1因子が動力的位相、第2因子が幾何学的位相因子で、 $\gamma_m(C)$ がベリー位相である。

図1のように、スピン S を持つ粒子に印加する磁場の方向を示す球を考える。磁場の回転軸を z 軸と定義し、 $+z$ 軸と θ をなす角度に磁場 B を印加する。スピンの z 軸方向の成分を m とする。磁場の強さは一定とし、磁場を断熱的に回転軸の周りに右回りで1回転させる場合を考える。このとき磁場の方向が囲む立体角を Ω とすると、ベリー位相 γ_m は

$$\gamma_m = -m\Omega \quad (2)$$

で与えられ、 g 因子の大きさに依らない。¹⁾ しかし、磁場の回転が左回りならば γ_m は逆符号になる。それゆえ、立体角に回転の向きによる符号をつけて考える。立体角 Ω は、中心軸と磁場のなす角を θ とすると、

$$\Omega = \pm 2\pi(1 - \cos \theta) \quad (3)$$

で定義される。⁴²⁾

原子干渉計では、最初同位相にあった2つの状態がそれぞれ磁場の回転の間に位相変化を受け、それらの間の位相差が干渉で検出される。上準位の磁気量子数を m 、下準位の磁気量子数を m' とすると、1回転後のそれらのベリー位相の位相差 $\Delta\gamma$ は

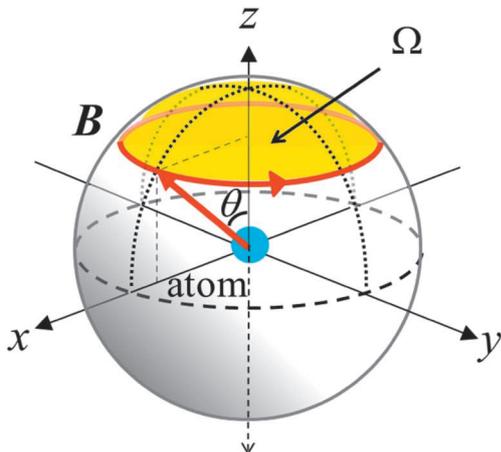


図1 原子に z 軸と角 θ をなす方向に磁場を印加し、 z 軸を回転軸として右回りに1回転したときの閉曲線と立体角。

解説 原子干渉計を用いたベリー位相の測定

$$\Delta\gamma = \gamma_m - \gamma_{m'} \quad (4)$$

になる。したがって、右回り回転に対して、

$$\Delta\gamma = -2\pi(m - m')(1 - \cos \theta) \quad (5)$$

になる。

2.2 磁場回転下での周波数シフト

Berryの提案は、磁場の回転が元の位置に戻ったとき、回転を止め2つの状態の位相を比較するものであった。これに対して、SimonやMoodyらは、回転が時間的に一定に周期 T で続く場合、ベリー位相の時間微分が周波数シフトを導くことを指摘した。^{16,17)} 周期 T の回転下で、2つの状態の間のベリー位相差は観測時間 $T' = nT$ (n は整数) に比例して線形に発展し、 $n\Delta\gamma$ になる。したがって、2つの状態間の共鳴周波数の静止状態共鳴周波数からのシフト $\Delta\nu_B$ は

$$\Delta\nu_B = -n\Delta\gamma/(2\pi nT) = -\Delta\gamma/(2\pi T) \quad (6)$$

である。この周波数シフトは、これまで回転下にある2つの状態間からの放出・共鳴スペクトルなどの周波数として観測され、時間に一定の回転率の場合、ベリー位相の時間微分になるとされた。この式の導出はベリー接続⁴³⁾の経路積分からも導くことができる。³⁹⁾ 下準位 m' から上準位 m への $m' \rightarrow m$ 遷移の周波数シフトは、式(5)から

$$\Delta\nu_B = (m - m')(1 - \cos \theta)/T \quad (7)$$

になる。

2.3 部分回転のベリー位相

閉じた経路に沿って1周して元の場所に戻ったとき、波動関数は最初の状態と平行(比例関係)になるので位相差が定義できる。しかし、途中の状態にあるとき、波動関数は元の状態と平行ではないので、位相差を定義できない。SamuelとBhandariはこの問題を考え、ベリー位相を部分回転に拡張した。²⁰⁾ 彼らは、始点と終点の間の位相差は、図2のように、球面上で終点と始点を最短距離で結ぶ測地線の経路を通して元に戻すことにより、測定された位相差が部分回転の位相差であるとした。なぜなら、測地線に沿う状態変化に対しては余分な位相が付加されないためである。したがって、この始点と終点を結ぶ2つの経路で囲まれる木の葉様の立体角 Ω が部分回転の位相差になる。これから、部分回転のベリー位相は、 $0 \leq \theta \leq \pi/2$ に対して

$$\Omega(\theta, \phi) = \begin{cases} 2 \sin^{-1} \left(\frac{\sin(\phi/2)}{\sqrt{1 + \tan^2 \theta \cos^2(\phi/2)}} \right) - \phi \cos \theta, & 0 \leq \phi \leq \pi \\ 2 \left[\pi - \sin^{-1} \left(\frac{\sin(\phi/2)}{\sqrt{1 + \tan^2 \theta \cos^2(\phi/2)}} \right) \right] - \phi \cos \theta, & \pi \leq \phi \leq 2\pi. \end{cases} \quad (8)$$

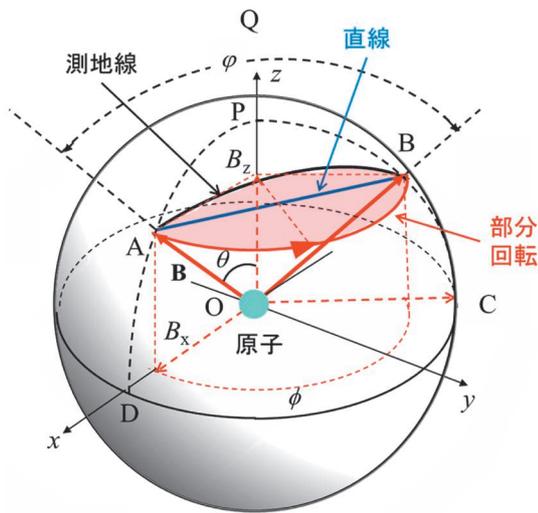


図2 z 軸周りに磁場 B を角 θ でAからBまで角 ϕ だけ部分回転し、BからAまでを測地線に沿って戻すときの経路と囲まれる立体角(ピンク)。AとBを結ぶ直線は直線OAと直線OBおよび測地線と同一平面Q内にある。

$\pi/2 \leq \theta \leq \pi$ に対して

$$\Omega(\theta, \phi) = \begin{cases} 4\pi - 2 \sin^{-1} \left(\frac{\sin(\phi/2)}{\sqrt{1 + \tan^2 \theta \cos^2(\phi/2)}} \right) - \phi \cos \theta, & 0 \leq \phi \leq \pi \\ 2 \left[\pi + \sin^{-1} \left(\frac{\sin(\phi/2)}{\sqrt{1 + \tan^2 \theta \cos^2(\phi/2)}} \right) \right] - \phi \cos \theta, & \pi \leq \phi \leq 2\pi. \end{cases} \quad (9)$$

になる。部分回転の位相はこう定義することにより、測定のゲージによらず一義的に決まる。では、なぜWeinfurterら²¹⁾は回転角に比例する結果を得たのであろうか？一方、測地線で結んだとき、Samuelらの結果が得られるか実際に検証しておくことは必要である。

3. 2光子 MW-rf 遷移原子干渉計

3.1 原子干渉計

原子干渉計は原子の波動性を用いた干渉計で、原子の波束を空間あるいは状態で分割し、それぞれの波束に摂動を印加し位相を変化させた後、再びどちらかの状態に重ね合わせることで2つの波束の位相差を干渉縞のシフトとして測定する装置である。³²⁾ 多様な種類のものが作られているが、本研究では、原子集団を空間のある場所に捕捉し、基底状態の原子を共鳴パルス光で励起し、励起状態と基底状態の重ね合わせ状態にし、一定時間発展させた後、再び共鳴パルス光を照射し、励起状態(もしくは基底状態)同士を重ね合わせ、励起状態数を検出することで位相差を測定する時間領域原子干渉計を用いる。⁴⁴⁾ 原子と光の相互作用において光の反跳効果が無視できる場合は、波束は空間的には分離されず状態のみで分裂するので、光の偏光干渉計に類似する。このとき、パルス光の周波数を共鳴付近で掃引すると、共鳴スペクトルに2つのパルス間隔の時間の逆

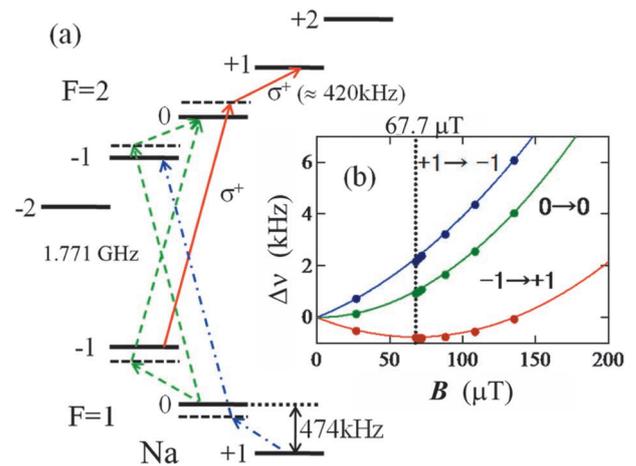


図3 (a) 磁束密度 $67.7 \mu\text{T}$ の磁場下でのNa原子の基底超微細構造単位のゼーマン分裂と2光子MW-rf遷移。(b) 3つの2光子MW-rf遷移の磁束密度依存性。³⁸⁾

数を周期とするフリンジが現れる。このフリンジはこれまでラムゼーフリンジとして知られており、原子時計の原理として使われていた。⁴⁵⁾ これが原子波の干渉であることをCh. Bordéが指摘したので、この種の原子干渉計をラムゼー・ボデー型原子干渉計と呼んでいる。⁴⁶⁾ 2つの量子状態 m, m' を波束に用いた原子干渉計で、それらに摂動が加わった場合、干渉縞の位相差はそれぞれの摂動による位相差になる。

3.2 2光子 MW-rf 遷移

原子時計では、上下単位にどちらも磁場によるエネルギーシフトが小さい磁気量子数が0の単位を用い、この単位間の $0 \rightarrow 0$ 遷移を起こす電磁波を用いる。この場合 $0 \rightarrow 0$ 遷移を選別するために一様磁場の印加が必要で、スペクトルにはわずかに2次ゼーマンシフトが生じる。しかし、この状態は磁気量子数が0であるためベリ一位相は現れない。ベリ一位相を検出するためには、磁気量子数が0でない単位を用いる。

図3(a)に、ナトリウム原子の基底超微細構造間のゼーマン分裂の様子を示す。⁴⁷⁾ 基底状態の超微細構造単位 $F=1$ および $F=2$ の間の $0 \rightarrow 0$ 遷移の周波数は 1.771626 GHz である。これらの超微細ゼーマン単位はブライトラビの公式⁴⁸⁾に従い、エネルギーシフトする。このとき $F=1$ 単位の g 因子は $-1/2$ である。一方、 $F=2$ 単位の g 因子は $1/2$ である。このため、1次のゼーマン効果による分裂間隔は同じであるが、 $F=1$ 単位のエネルギーは高い方から $-1, 0, 1$ の順に並ぶ。したがって、 $F=1, m=-1$ から $F=2, m=1$ 単位間の $-1 \rightarrow 1$ 遷移も1次ゼーマンシフトはキャンセルされることになる。この遷移を起こすには、偏光状態の異なる2光子遷移が必要になる。ここでは、 $F=1, m_F=-1$ から $F=2, m_F=0$ の遷移周波数から離調した σ^+ マイクロ波(MW)遷移と $F=2, m_F=0$ から $F=2, m_F=1$ へ同じ周波数だけ逆符号で離調した σ^+ 偏光のラジオ波(rf)の2光子MW-rf遷移を用いる。⁴⁹⁾ このとき、rf周波数を掃引して

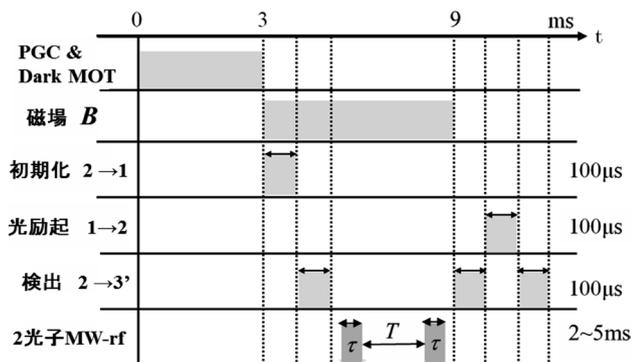


図4 干渉実験のダイアグラム。磁場は測定中静止または回転される。周波数測定の際は1個の2光子MW-rfパルスが使われる。

スペクトルを観測すると $-1 \rightarrow 1$ 遷移の他、 $0 \rightarrow 0$ 遷移、 $1 \rightarrow -1$ 遷移の3本のスペクトルが現れる。この3本のスペクトルの磁場依存性を表すと、図3(b)のように変化する。すなわち、 $-1 \rightarrow 1$ 遷移周波数が最小になる磁場が存在する。この磁場の付近では $-1 \rightarrow 1$ 遷移周波数は磁場の変化にほとんどよらない。ここでは、この磁場をマジック磁場と呼ぶ。この2光子MW-rf遷移はRb原子で磁場の時間的および空間的变化に対して遷移周波数の変化が極めて少ない遷移として用いられていた。^{50,51)} Rbの場合マジック磁場の大きさは $323 \mu\text{T}$ であるが、Naの場合は $67 \mu\text{T}$ と小さく操作し易い。したがって、ナトリウム原子の $-1 \rightarrow 1$ 遷移で原子干渉計を構成すると、磁場の回転変化に対し動力学位相シフトの影響を受けることなく、ベリ一位相を検出できる原子干渉計が構成できる。

3.3 実験装置

実験は冷却ナトリウム原子を用いて行われた。測定のダイアグラムを図4に示す。あらかじめ原子の捕捉領域の残留磁場は $0.5 \mu\text{T}$ 以下になるように補正コイルを用いて消去した。ナトリウム原子は、オープンで 320°C に加熱し、 1 mm 直径の孔から真空中に噴き出している。吹き出し方向に対向する方向から、減速レーザー光を照射しゼーマン冷却し、二重磁気光学トラップで四重極磁場の中心に冷却捕捉した。⁵²⁾ さらに、偏光勾配冷却で約 $200 \mu\text{K}$ 程度まで冷却した。この密度 10^{11} 個/ cm^3 、個数約 10^9 個の原子集団を捕捉から解放し、解放から数ミリ秒後にマジック磁場の大きさを持つ量子化磁場を水平方向(x軸)に印加するとともに、 $F=2$ から $F'=2$ への共鳴光を照射し全ての原子を $F=1$ 準位へ遷移させた。このとき、3つの磁気副準位 $|1, -1\rangle$, $|1, 0\rangle$, そして $|1, 1\rangle$ の準位間の分裂間隔は 474 kHz で、3つの準位にはほぼ等しい分布数で原子は分布した。

実験の概略図を図5に示す。原子干渉計を構成するために、x軸に平行におかれた双極子アンテナからマイクロ波を、x軸に垂直な水平軸(z軸)を中心軸とするループアンテナからrf波を発生させた。⁵³⁾ マイクロ波周波数は $|1, -1\rangle$ から $|2, 0\rangle$ 準位への共鳴周波数より約 50 kHz 高い 1.771206 GHz に設定した。rf周波数は 420 kHz 付近で掃引した。最初の2光子MW-rfパルスの後、量子化磁場をx-y面内で回

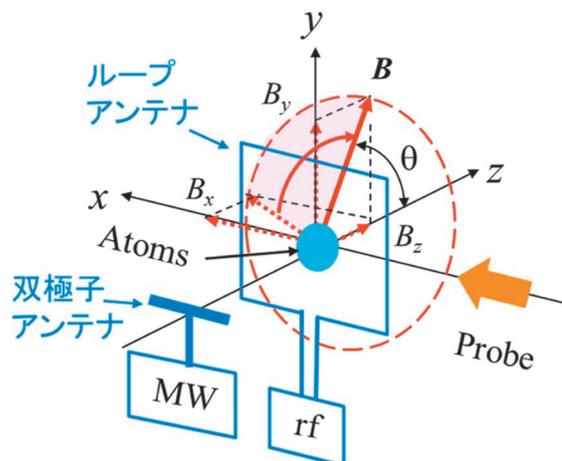


図5 測定の概略図。 $B (B_x, B_y, B_z)$ は座標原点の原子に印加したz軸から θ 傾いた回転磁場。MW: マイクロ波。rf: ラジオ波。Probe: 検出光はx軸正方向に入射。

転させた。磁場の回転は、直交して配置された2つのヘルムホルツコイルに位相を $\pi/2$ ずらした正弦波電流を流すことで行った。⁵⁴⁾ 回転周波数は通常 200 あるいは 500 Hz で十分断熱条件を満たしている。回転中の磁場の大きさは、1次ゼーマン周波数シフトの測定から見積もり、1周期に渡り $67.5 \pm 0.4 \mu\text{T}$ の範囲であった。これから、 $-1 \rightarrow 1$ 遷移の周波数シフトは 1 Hz 以下であることが推定された。これは動力学効果を見積もる量である。磁場のz軸となす傾き θ は、回転前にz軸方向に一定磁場を印加することにより決定した。 θ は

$$\theta = \tan^{-1} \frac{\sqrt{B_x^2 + B_y^2}}{B_z}$$

になる。印加磁場の大きさ $|B_z|$ は $40 \mu\text{T}$ までで、これによる傾斜角は $\pi/2$ を中心に $\pm\pi/3$ の範囲である。その時、全磁場強度はマジック磁場の 1.15 倍以内にあり、それによるゼーマンシフト量はたかだか 17 Hz にすぎない。 $F=1$ から $F=2$ への励起確率は、 $F=2$ から $F'=3$ に共鳴するプローブ光を照射し、その透過率から算出した。即ち、捕捉原子すべてを $F=1$ に遷移させたときにプローブ光を照射し、その透過強度を I_1 とする。同様に、MWとrfパルスを照射した後のプローブ光の透過強度を I_2 、最後に、 $F=1$ に残っている原子も $F=2$ に励起した後のプローブ光の透過強度を I_3 とする。このとき、MW-rf二光子共鳴による励起確率は $\{\ln(I_1) - \ln(I_2)\} / \{\ln(I_1) - \ln(I_3)\}$ になる。³⁹⁾ 以上の一連の時間操作はコンピュータを用いて行われた。

マイクロ波、rf波のパルス幅を 2 ms としたときに得られた3つの遷移のスペクトルを図6(a)に示す。これらの2光子の強度は2光子遷移が十分起こるように調整された。また、パルス幅を 0.75 ms とし、2つのパルス間隔を 4.25 ms にして測定した静磁場下でのラムゼー共鳴信号を図6(b)に示す。スペクトルに現れるラムゼーフリンジの周期は 200 Hz であった。

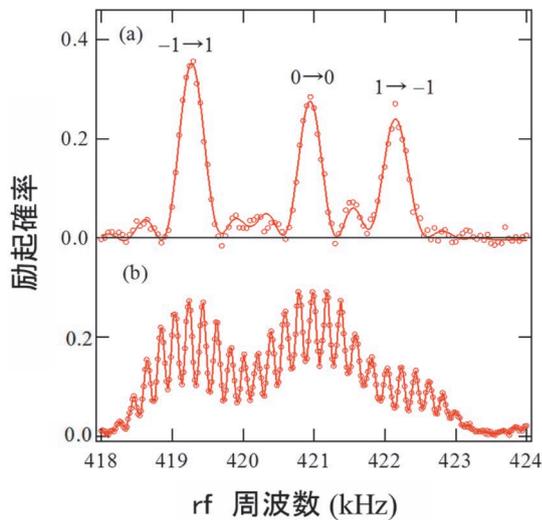


図6 (a) 磁束密度 $67.5 \mu\text{T}$ の磁場下での超微細ゼーマン単位の2光子 MW-rf スペクトル. (b) 幅 0.75 ms , 間隔 4.25 ms のラムゼーフリンジ.³⁸⁾

4. ベリー位相の検証実験

4.1 1回転ベリー位相と g 因子³⁸⁾

初めに、2つの2光子 MW-rfパルス間に、量子化磁場を z 軸に傾斜角 θ で1回転させて干渉の位相シフトを観測した。図7は $-1 \rightarrow 1$ 遷移の共鳴中心付近のラムゼー信号を示す。図7(a)は静止磁場でのフリンジである。これに対し (b) は傾斜角 $\theta = 0.465\pi$ で左向きの回転方向に1回転、(c) は $\theta = 0.552\pi$ で同じく左向きの回転方向に1回転した後のフリンジである。(b)の位相は、 0.53π 位相が遅れているのに対し (c) は 0.54π 進んでいるのがわかる。この位相を種々の θ と測定条件についてまとめた結果が図8である。ここで、 $\phi = 2\pi$ は右回り1回転、 $\phi = -2\pi$ は左回り1回転の結果である。 θ は $\pi/3$ から $2\pi/3$ で変化させた。 $-1 \rightarrow 1$ 遷移の右回り1回転と $1 \rightarrow -1$ 遷移の左回り1回転は $4\pi \cos \theta$ の曲線に、 $-1 \rightarrow 1$ 遷移の左回り1回転は $-4\pi \cos \theta$ の曲線に良く乗っている。これに対し、 $0 \rightarrow 0$ 遷移は位相変化が見られずにはほぼ0である。このことから、 $-1 \rightarrow 1$ 遷移、 $1 \rightarrow -1$ 遷移で見られた位相変化はベリー位相といえる。

この実験では符号の異なる g 因子を持つ2つの状態が比較されている。 $m=1, m'=-1$ の場合、立体角の定義から位相差(5)式を求めると、 $\Delta\gamma = -4\pi(1 - \cos \theta)$ となる。したがって、 $\theta=0$ で位相差は0、 $\theta=\pi/2$ すなわち赤道上で回転するとき位相差は -4π になる。しかし、 $\theta=0, \pi$ を除いて、 4π が法で消えるので $\Delta\gamma = 4\pi \cos \theta$ となり、実験結果はこれに一致する。⁵⁵⁾ 最近、Welteらは、Rb原子の異符号 g 因子間遷移を用いたベリー位相の測定を行い、 $\theta=0$ で $\Delta\gamma = 0$ とした結果を報告している。⁵⁶⁾

4.2 周波数シフト³⁹⁾

2光子 MW-rf原子干渉計を使って、磁場の一定回転のもとで生じる共鳴周波数について調べた。実験では、磁場の回転周波数を 500 Hz とした。スペクトル測定のためのパルス幅は、回転2周期分にあたる 4 ms とした。図9は観測

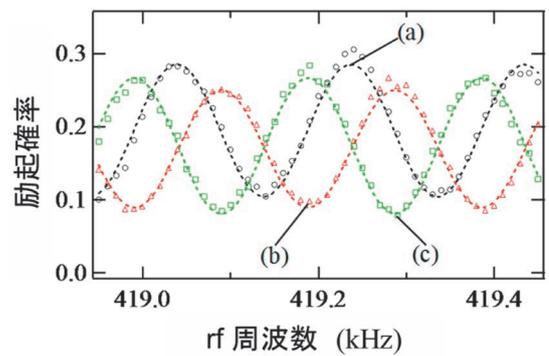


図7 $-1 \rightarrow 1$ 遷移のラムゼーフリンジ.³⁸⁾ (a) 静磁場下, (b) 傾斜角 $\theta = 0.465\pi$ での磁場の左回り1回転後, (c) $\theta = 0.552\pi$ での磁場の左回り1回転後.

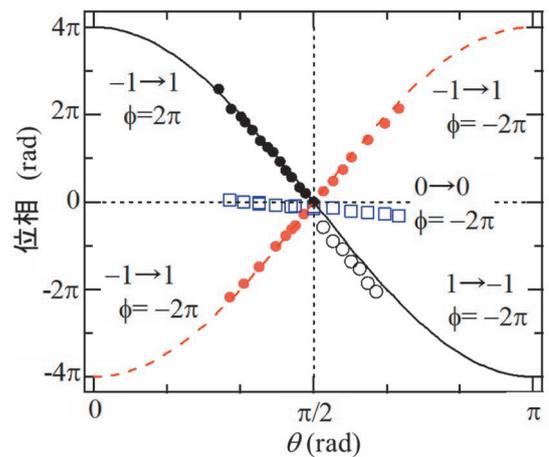


図8 θ の関数としての観測された3つの遷移に対するベリー位相。 $\phi = 2\pi$ は右回り1回転、 $\phi = -2\pi$ は左回り1回転を示す。³⁸⁾

された3つのスペクトルを示す。(a)はマジック磁場 $67.7 \mu\text{T}$ の大きさの静止磁場でのスペクトルである。左から $-1 \rightarrow 1$, $0 \rightarrow 0$, $1 \rightarrow -1$ 遷移の3つのスペクトルがフーリエ限界幅 250 Hz で分離されて観測されている。これに対し (b) は $\theta = \pi/2$ の回転磁場中でのスペクトルである。磁場回転により3つのスペクトルの両サイドには、回転周波数の $f = 500 \text{ Hz}$ の側帯波スペクトルが見られる。⁵⁷⁾ この側帯波スペクトルはベリー位相の起こらない $0 \rightarrow 0$ 遷移でも見られるので、ベリー位相とは無関係である。それぞれの中心のスペクトルは静止磁場のときと比べて周波数シフトは見られない。この結果は $\theta = \pi/2$ ではベリー位相の時間微分での周波数シフトがないことを示す。また、図9(c)と(d)はそれぞれ $\theta = 5\pi/12$, $\theta = 7\pi/12$ の回転磁場下でのスペクトル、(e)は $\theta = 5\pi/12$ で静止磁場下でのスペクトルである。これら3つの場合では、全磁場強度は $70.1 \mu\text{T}$ である。したがって、(e)を(a)と比べると2次ゼーマン効果の影響が現れ、 $0 \rightarrow 0$, $1 \rightarrow -1$ 遷移では共鳴周波数にシフトが見られる。(e)の共鳴周波数を基準に(c), (d)を比較すると、 $0 \rightarrow 0$ 遷移のスペクトルにシフトはないが、 $-1 \rightarrow 1$ と $1 \rightarrow -1$ にはシフトが現れ、しかもそれらは逆方向である。これらはベリー位相の時間微分に対応する周波数シフトであることを示している。

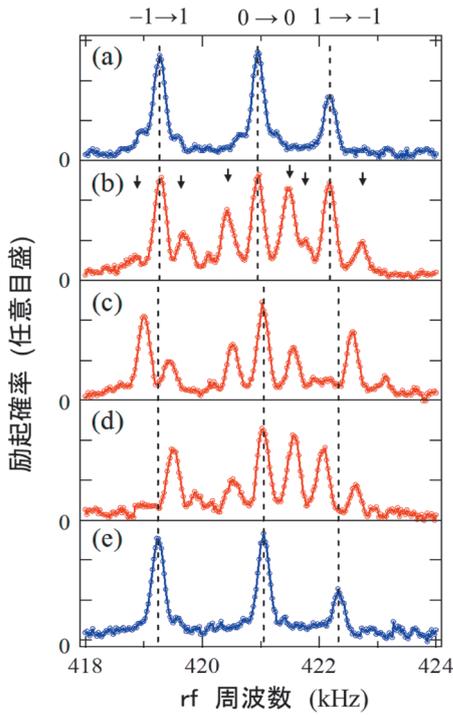


図9 3つのMW-rf遷移のスペクトル。左から $-1 \rightarrow 1$, $0 \rightarrow 0$, $1 \rightarrow -1$ スペクトル。³⁹⁾ 青のグラフ((a)と(e))は静磁場。赤のグラフ((b)~(d))は $f=500$ Hzの回転磁場を印加した。(a)と(b): $B=67.7 \mu\text{T}$, $\theta=\pi/2$ 。(b)図の矢印は回転で発生した側帯スペクトル。(c)~(e): $B=70.1 \mu\text{T}$ で(c) $\theta=5\pi/12$, (d) $\theta=7\pi/12$, (e) $\theta=5\pi/12$ 。

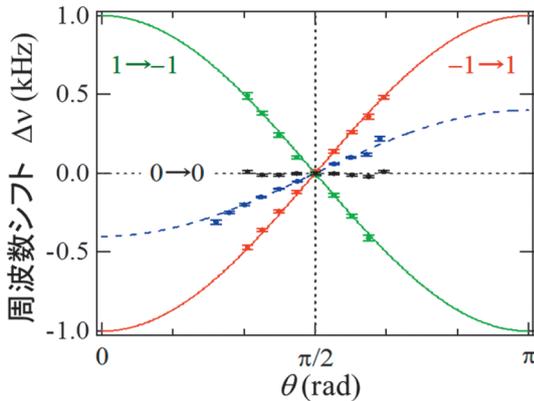


図10 θ に対する磁場の右回り一様回転中の2光子MW-rf遷移の周波数シフト。³⁹⁾ $-1 \rightarrow 1$ 遷移は回転周波数が500 Hz(赤点)と200 Hz(青点)に対する結果。実線は $-1000 \text{ Hz} \times \cos \theta$, 破線は $-400 \text{ Hz} \times \cos \theta$ 。 $1 \rightarrow -1$ 遷移と $0 \rightarrow 0$ 遷移は回転周波数500 Hzに対する結果。実線は $1000 \text{ Hz} \times \cos \theta$ 。

種々の θ に対して、周波数シフトをまとめたのが図10である。 $0 \rightarrow 0$ 遷移は周波数シフトがないのに対し、 $-1 \rightarrow 1$, $1 \rightarrow -1$ 遷移では位相シフトの場合と符号が逆の変化が得られており、それぞれ、 $-1000 \text{ Hz} \times \cos \theta$, $1000 \text{ Hz} \times \cos \theta$ の曲線と一致している。磁場の回転周波数を200 Hzにした結果も図に示されているが、 $-1 \rightarrow 1$ 遷移の場合は $-400 \text{ Hz} \times \cos \theta$ と一致した。この場合は1周期より若干短い時間(80%)での観測結果である。よって、一定の回転速度のもとで $-1 \rightarrow 1$ 遷移の共鳴スペクトルは1周期程度か、それ以上の周期の時間平均では $-2f \cos \theta$ だけ周波数シフトすることが示された。

解説 原子干渉計を用いたベリ位相の測定

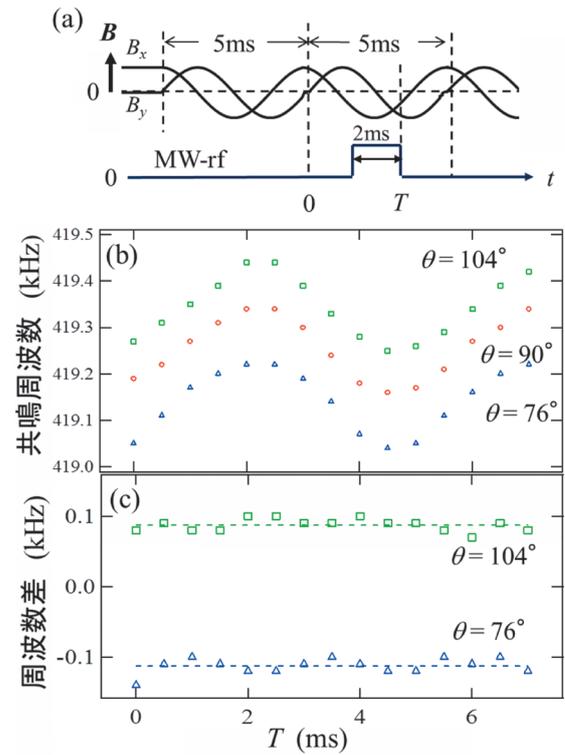


図11 周波数 $f=200$ Hzで磁場回転下での $-1 \rightarrow 1$ 遷移の瞬時周波数シフト。⁴⁰⁾ (a)測定ダイアグラム。 B_z は一定。(b)観測された共鳴周波数。 θ は回転の傾斜角。(c) $\theta=90^\circ$ の共鳴周波数との差。

$m=1$, $m'=-1$ の場合、周波数シフトの式(7)から、

$$\Delta\nu_B = 2f - 2f \cos \theta$$

となり、実験結果と $2f$ だけ矛盾している。位相の場合、法としていた項が残るためである。⁵⁸⁾ 一方、実験結果は、 $\theta=\pi/2$ のとき周波数シフトは0であり、 θ が0に近づくとき $-2f$ に、 θ が π に近づくとき $2f$ に近づくことを示す。しかし、 $\theta=0, \pi$ では回転はしないので周波数シフトは0にならなければならない。Tyckoは 2π を法として消去した位相から周波数シフトを算出している。¹⁸⁾

次に、回転中の瞬時のスペクトルの周波数シフトはどうなっているのか調べた。そのため、図11(a)のように、磁場は200 Hz(周期5 ms)で連続回転させ、2 msのパルス幅で励起して回転途中の時刻 T における周波数スペクトルを測定した。 $\theta=104^\circ, 90^\circ, 76^\circ$ に対する測定されたシフトを図11(b)に示す。いずれも、回転周波数200 Hzの正弦的变化が見られる。この測定ではフーリエ限界幅500 Hzのため、側帯波が分離されずに周波数の正弦変化となったと考えられる。 $\theta=90^\circ$ の結果を基準にその差をプロットすると、(c)のように、 $\theta=104^\circ$ も $\theta=76^\circ$ も時間によらずほぼ一定のシフト量が得られる。その値は、いささかオフセットはしているが、 $2f \cos \theta$ の値に一致した。したがって、磁場が回転している瞬間にもスペクトルの共鳴周波数は式(7)に従いベリ位相の時間微分になっていることが確認できた。 $-1 \rightarrow 1$ 遷移では磁場の大きさの変化によるゼーマンシフトは無視できる。したがって、Suterらの磁場の

回転が仮想的磁場を生じてシフトを起こすという説明は適していない。¹⁵⁾

4.3 部分回転^{40, 41)}

部分回転後、原子干渉計で測定される位相は、部分回転後の位置にある m の異なる2つの準位の位相差である。最初に、この位相の値を測定した。測定は図12(a)のダイアグラムで行った。自由発展時間中に x 軸から量子化磁場を一定角速度で ϕ 回転した後、重ね合わせてフリンジを測定、それと回転させないときとの位相差を測定した。その結果、回転角 ϕ に対して図12(b)の位相変化を得た。 $\theta=76^\circ$ の場合 $\Delta\phi=0.5\phi$ で、 $\theta=104^\circ$ の場合 $\Delta\phi=-0.5\phi$ である。この位相変化は、

$$\Delta\phi = 2\phi \cos \theta$$

に一致する。ここで、 $\phi=2\pi$ を代入すると、1回転のベリ一位相の実験結果に一致する。この関係は、丁度、図2の部分回転の両端を子午線で赤道と結び、赤道に沿って戻る球面四角形(各辺を曲線とする $\square ABCD$)の面積で立体角が与えられることを示している。⁵⁹⁾ このような測定は磁場とともに回転するゲージでの測定である。²⁶⁾ 一方、この位相変化は、 ϕ までの回転時間 t でベリ一位相の周波数シフトを時間積分した

$$\Delta\phi = \frac{4\pi \cos \theta}{T} t = 2\phi \cos \theta$$

と一致する。このように、回転を止めた位置で位相を測定すれば、 $\theta=0, \pi/2, \pi$ 以外の角では、 ϕ に比例したシフトが得られる。⁶⁰⁾

以上の測定に対して、SamuelとBhandariは、部分回転の位相は終点と始点を測地線に沿って戻すことによりゲージに依らずに決まり、立体角は2つの経路が囲む木の葉型になることを提唱した。²⁰⁾ ここではこれを実証する。実際に

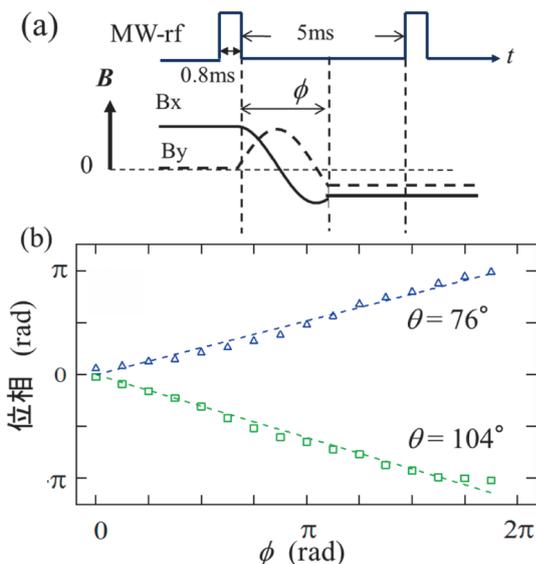


図12 磁場を傾斜角 θ で部分回転後その位置に静止させたときの測定された位相。⁴⁰⁾ (a) 測定ダイアグラム。 B_z は一定。(b) 回転の傾斜角 $\theta=76^\circ$ と $\theta=104^\circ$ のときの部分回転角 ϕ に対する位相差。

測地線を通るように磁場を回転させることは、磁場の回転軸を測地線が大円の一部になる方向まで倒して、傾斜角 $\theta=\pi/2$ で大円上を回転することになる(図2参照)。筆者らは、光ファイバーを用いた進行方向回転による偏光回転の系でこれを実現した。⁴¹⁾ 原子干渉計での回転磁場による系では、固定3軸のヘルムホルツコイルを使いそれらの電流値を調整し、回転磁場が測地線を動くようにすれば良い。しかし、このような煩雑さを避け、ここでは終点と始点を直線で結ぶことにした。この直線は、測地線と球の中心がある平面(図2のQ面)上にあるので、近似的に磁場は測地線上を通って戻ることになる。このとき、全磁場強度はいくらか変化するが、 $-1 \rightarrow 1$ 遷移は磁場の大きさの影響をあまり受けない遷移である。さらに、直線的に戻す操作の時間を $60 \mu\text{s}$ から 2ms まで変化させてみても、測定位相には変化はなかった。したがって、図13(a)のように、部分回転操作に直線的に戻す操作を加えた系を用いて実験を行った。その結果、いくつかの θ に対し、図13(b)のような位相差が測定された。ただし、 $\phi=0$ で、 $\theta < \pi/2$ は 4π 、 $\theta > \pi/2$ は -4π を基準として書かれている。得られた部分回転の結果をSamuelとBhandariの考えから計算した結果と比較した。式(8)、(9)で与えられる立体角を用いて、 $m=1$ 、 $m'=-1$ の準位の位相差を θ の関数として計算した結果を図13(b)に実線で示す。ただし、 $\phi=0$ の値を実験値に合わせてある。実験結果は計算値と良く一致していることがわかる。⁴¹⁾ これにより終点と始点を直線で結ぶことにより準測地線が実現でき、SamuelとBhandariの測地線による部分回転の位相を直接実証できた。

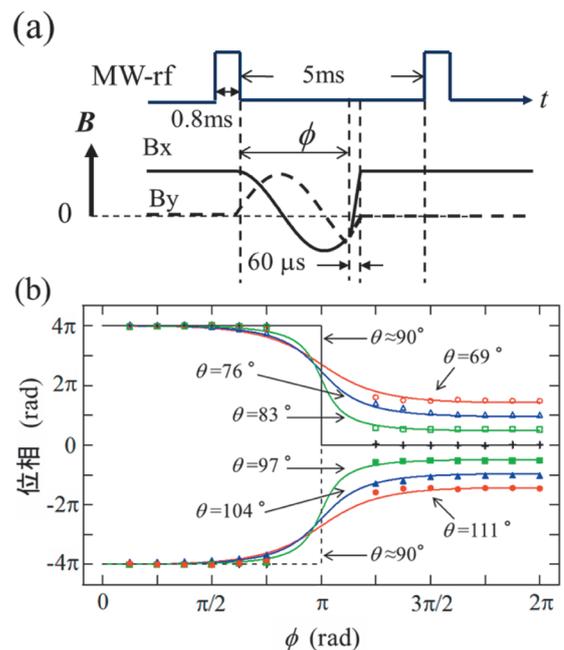


図13 磁場を傾斜角 θ で部分回転後、終点と始点を結ぶ直線に沿って戻して測定された位相。(a) 測定ダイアグラム。 B_z は一定。(b) 部分回転角 ϕ に対する測定された位相。 θ は回転の傾斜角。実線は部分回転の理論式から計算された値。⁴⁰⁾

5. まとめ

原子の超微細構造の単位には g 因子の符号が異なる単位があり、その間の遷移には、遷移周波数の磁場強度依存性がほとんどない遷移がある。この2単位を2光子MW-rf遷移を用いて結合し、動力学効果のない原子干渉計を開発した。この原子干渉計で、

- (1) 磁場の1回転によるベリー位相の明瞭な測定を行うことができた。 g 因子の符号と立体角の間の関係を確認した。
- (2) 時間的に一定の磁場回転による共鳴周波数のベリー位相に基づく周波数シフトを検出し、大きさがベリー位相の時間微分によることを証明した。これは、回転中の任意の時刻でも成り立つことを示した。
- (3) 部分回転後の位置で原子干渉計を用いて測定された位相は $\theta=0, \pi/2, \pi$ 以外で回転角 ϕ に比例し、ベリー位相の周波数シフトを回転の時間の間積分した値になることを示した。これから周波数シフトは回転するゲージで測定された位相の時間微分であると言える。
- (4) 部分回転の始点と終点を直線で結ぶことにより磁場の準測地線操作を実現し、部分回転の後準測地線に戻すことでSamuel-Bhandariの提唱したベリー位相が得られることを証明した。実際に測地線で結ぶ部分回転の実験は光ファイバーを用いた実験で実証できている。⁴¹⁾

以上、磁場に依存しない2光子遷移を用いて構成した原子干渉計でのベリー位相の測定の研究成果について解説した。筆者らは、この他に、誘導ラマン0-0遷移を用い、2単位原子のプロットホ球上での非断熱回転によるベリー位相についても研究し、2単位原子量子ビットのユニバーサル演算が幾何学的操作を用いて行えることを実証した。⁶¹⁾ また、ベリー位相ではないが、 $F=1, m_F=0$ と $F=2, m_F=0$ 単位で磁場反転を行うと、それぞれの超微細量子数の偶奇性によりパリティ依存位相が現れる。⁶²⁾ このパリティ依存位相について、磁場の断熱回転における回転角と位相⁵⁴⁾や非断熱反転に伴うマヨラナ遷移⁶³⁾などの研究を行っている。

本稿を作成するにあたり、読者から適切なご指摘・ご教示を多数頂いた。おかげで実験結果の解釈を是正することができた。大変感謝申し上げます。また、筆者らのこれまでの報告に誤りがあったことを深くお詫びする。

本研究室に所属しベリー位相の研究を一緒に行った青木貴稔、安原良、成井弘隆、門馬暁典、本多和仁、今井弘光、高橋篤史、鳥山宏一、南里浩太氏らの努力に謝意を表す。実際に2光子MW-rf遷移の干渉計を開発したのは今井弘光氏(現NTT物性科学基礎研)である。京都大の北野正雄先生には光ファイバーの部分回転について、東理大の小口明秀先生には幾何学的周波数シフトについてご教示・ご議論を頂いた。心から感謝する。

参考文献

- 1) M. V. Berry: Proc. R. Soc. London A **392** (1984) 45.
- 2) A. Shapere and F. Wilczek, eds.: *Geometric Phases in Physics* (World Scientific, Singapore, 1989).
- 3) 北野正雄: 光学 **20** (1991) 346.
- 4) T. Bitter and D. Dubbers: Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 251.
- 5) R. Y. Chiao and Y.-S. Wu: Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 933.
- 6) A. Tomita and R. Y. Chiao: Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 937.
- 7) Ch. Miniatura, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 261.
- 8) B. E. Allman, *et al.*: Phys. Rev. A **56** (1997) 4220.
- 9) R. Bhandari and J. Samuel: Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 1211.
- 10) S. Pancharatnam: Proc. Indian Acad. Sci. A **44** (1956) 247.
- 11) E. J. Galvez, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 203901.
- 12) R. Bhandari: Physics Reports **281** (1997) 1.
- 13) B. Simon: Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 2167.
- 14) Y. Aharonov and J. Anandan: Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 1593.
- 15) D. Suter, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 1218.
- 16) R. Simon, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 19.
- 17) J. Moody, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 893.
- 18) R. Tycko: Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 2281.
- 19) D. Suter, *et al.*: Molecul. Phys. **61** (1987) 1327.
- 20) J. Samuel and R. Bhandari: Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 2339.
- 21) H. Weinfurter and G. Badurek: Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 1318.
- 22) A. G. Wagh and V. C. Rakhecha: Phys. Lett. A **197** (1995) 107.
- 23) A. G. Wagh and V. C. Rakhecha: Phys. Lett. A **197** (1995) 112.
- 24) A. G. Wagh, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 755.
- 25) J. Klepp, *et al.*: Phys. Lett. A **342** (2005) 48.
- 26) A. Morinaga, A. Monma, K. Honda and M. Kitano: Phys. Rev. A **76** (2007) 052109.
- 27) 藤川和男: 日本物理学会誌 **62** (2007) 163.
- 28) 永長直人: 日本物理学会誌 **59** (2004) 520.
- 29) M. A. Ol'shani: Phys. Lett. A **186** (1994) 369.
- 30) A. E. Leanhardt, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 140403.
- 31) Y. Ota, *et al.*: Phys. Rev. A **80** (2009) 052311.
- 32) M. Tian, *et al.*: Phys. Rev. A **69** (2004) 050301(R).
- 33) A. D. Cronin, *et al.*: Rev. Mod. Phys. **81** (2009) 1051.
- 34) A. Morinaga, T. Aoki and R. Yasuhara: Phys. Rev. A **71** (2005) 054101.
- 35) 盛永篤郎: 日本物理学会誌 **61** (2006) 325.
- 36) A. Morinaga, *et al.*: Proc. ISQM-Tokyo '05 (World Scientific, Singapore, 2006) p. 306.
- 37) D. J. Richardson, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 2030.
- 38) A. Morinaga, *et al.*: Phys. Rev. A **83** (2011) 052109.
- 39) K. Toriyama, A. Oguchi and A. Morinaga: Phys. Rev. A **84** (2011) 062103.
- 40) A. Morinaga and K. Nanri: Phys. Rev. A **86** (2012) 022105. *ibid.* **88** (2013) 039904.
- 41) K. Nanri, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 114007.
- 42) 著者らの一連の論文38-41では、負の符号の g 因子を持つ状態に対し、中心軸の向きを逆に定め立体角の大きさとして $4\pi-\Omega$ の部分を選び、中心軸から見た回転方向は逆になるので立体角は $\Omega-4\pi$ としている。この立体角は 4π を法として Ω と同じである。結局、ベリー位相は、 g 因子の大きさはもとより、符号にも依存しないといえる。
- 43) M. Nakahara: *Geometry, Topology and Physics* (Adam Hilger, Bristol, 1995) p. 364.
- 44) K. Sengstock, *et al.*: Opt. Commun. **103** (1993) 73.
- 45) N. F. Ramsey: Phys. Rev. **78** (1950) 695.
- 46) Ch. J. Bordé: Phys. Lett. A **140** (1989) 10.
- 47) D. A. Steck: "Sodium D Line Data" <http://steck.us/alkalidata> (2008).
- 48) G. Breit and I. I. Rabi: Phys. Rev. **38** (1931) 2082.
- 49) K. D. Bonin and T. J. McIlrath: J. Opt. Soc. Am. B **1** (1984) 52.
- 50) D. M. Harber, *et al.*: Phys. Rev. A **66** (2002) 053616.
- 51) C. Deutsch, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 020401.
- 52) H. Tanaka, *et al.*: Jpn. J. Appl. Phys. **46** (2007) L492.
- 53) 今井弘光: 博士論文(東京理科大学, 2011).
- 54) A. Takahashi, *et al.*: Phys. Rev. A **80** (2009) 050102(R).
- 55) 論文38で、立体角の g 因子の符号依存性を考慮すると、位相差は $\Delta\gamma=4\pi\cos\theta$ になり実験結果と一致するので g 因子の符号依存性があるかのように議論したが、それは誤りである。
- 56) S. Welte, C. Basler and H. Helm: Phys. Rev. A **89** (2014) 023412.

- 57) 論文40で側帯波スペクトルの発生理由がドップラー効果によると書かれているが、それは誤りである。
- 58) 立体角の g 因子の符号による依存性⁴²⁾があるとする、 $\Delta\nu_B = -2f\cos\theta$ になり実験結果に一致する。このことから、著者らの一連の論文38-41では立体角は g 因子の符号に依存するとして説明がなされた。
- 59) 論文40, 41で、回転を止めて測られる位相が固定ゲージで測られた球面三角形の面積としたのは、回転ゲージで測られた球面四角形の誤りである。
- 60) $\theta = \pi/2$ でのベリー位相が0になることから、論文34の実験結果や解説35で使われたベリー位相の測定結果の説明は誤りである。
- 61) H. Imai and A. Morinaga: Phys. Rev. A **78** (2008) 010302(R).
- 62) K. Usami and M. Kozuma: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 140404.
- 63) A. Takahashi and A. Morinaga: Phys. Rev. A **81** (2010) 042111.

著者紹介

盛永篤郎氏： 高分解能レーザー分光研究に約40年、原子干渉計の研究に携わって20年。現在は学生達とナトリウムのボース凝縮体とヘルツ線幅レーザーとを楽しんでいる。

(2013年9月16日原稿受付)

Precise Measurements of Berry Phase Using an Atom Interferometer

Atsuo Morinaga

abstract: An atom interferometer has been developed using the magnetic-field-insensitive two-photon transitions between sodium-ground hyperfine states having different signs of the g -factor. Using it, the Berry phase for a whole turn in a conical rotation of the magnetic field has been manifested free from the dynamical phase shift. It was also demonstrated that the time derivative of the evolving Berry phase induces a frequency shift of the resonance transition. The noncyclic Berry phase based on the geodesic rule was realized by returning the magnetic field along a straight line connecting the initial and the final points. These experimental results were compared with the theoretical expectations.

宇宙初期ゆらぎのエンタングルメント



南部保貞

名古屋大学大学院理学研究科

宇宙の加速膨張期を与えるインフレーションモデルは、現在の宇宙における大規模構造形成に必要な初期ゆらぎを生成するメカニズムを提供すると考えられている。インフレーションの期間中に、加速膨張を引き起こすスカラー場であるインフラトン場の量子論的な粒子生成を通じて空間曲率のゆらぎが生成される。そしてそのゆらぎの波長は宇宙膨張に伴ってハッブル地平線長さを超えるマクロなスケールまで引き延ばされる。このような長波長ゆらぎは、量子的な性質を失い統計的には古典的ゆらぎと区別がつかなくなると考えられている。これがインフレーション起源の量子ゆらぎの古典化である。もしこの量子古典転移が起きたとすれば、インフレーションによって生み出された量子起源のゆらぎを初期線形ゆらぎとして用いることで、重力不安定性に基づいた大規模構造形成の計算を古典力学を用いて追跡することができる。実際、インフレーションモデルに基づいた宇宙論の構造形成のシナリオは、初期量子ゆらぎの古典化を前提として成り立っている。

初期量子ゆらぎの古典化の妥当性は理論的に説明すべき事項であり、これまでも多くの検討がなされている。代表的な議論として場の波数モードごとの振舞いに基づくものがある。インフレーション時の加速膨張によってインフラトン場の各波数モードはスクイーズド状態とよばれる沢山の粒子を含む励起状態になる。十分にスクイーズされた量子状態の下では、正準共役な演算子間の非可換性が実質的に無視できるようになり、その結果として量子論における演算子を c -数の確率変数として置換えて扱うことが可能となる。よってこのような状態に対しては、量子論的な期待値と同じ答

えを与うる古典的な確率分布関数の存在が可能となり、量子的ゆらぎの振舞いを古典的な確率過程に置換えて扱うことが可能となる。

しかしながら、この議論は量子古典転移の1つの側面を見ているのにすぎない。量子ゆらぎの古典性を主張するためには、量子的コヒーレンスの消失や量子相関の消失についても検討する必要がある。量子論では古典論で記述できないエンタングルメントとよばれる非局所的な相関を持つことができる。2つの系がエンタングルしている場合には、古典論で許されるより強い相関を持つことが可能となり、その相関は古典的かつ局所的な確率過程では再現することができない。EPRパラドックスやBell不等式の破れなどが、エンタングルメントが関与する具体例として知られている。量子系の特徴であるエンタングルメントが失われる何らかの機構が存在しない限り、古典的的確率変数を用いて2体間の相関を記述あるいは模倣することはできず、その系を古典的であるとみなすことはできない。よって、初期量子ゆらぎの古典化の問題を扱う上で、どのようにエンタングルメントが失われて古典的描像が出現してくるかを理解することが重要となる。

本解説では、インフレーション宇宙における2つの空間的領域間のエンタングルメントの振舞いの解析結果を用いて、初期量子ゆらぎの古典性がどのように現れるかを紹介する。インフラトン場が初期に持っていた領域間のエンタングルメントは、場のゆらぎの波長がハッブル地平線を越えた時点で消失する。これは、初期量子ゆらぎの古典化現象を量子相関の消失という観点から裏付けたことになる。

—Keywords—

インフレーション：

初期宇宙に、 10^{-26} mほどの生まれたばかりのマイクロ宇宙を一気に1 mほどのマクロな宇宙に転換する機構。この宇宙は後にさらに膨張していった我々の観測する宇宙(およそ 10^{26} m)になる。

インフラトン場：

インフレーションを引き起こすために仮想的に導入されたスカラー場。このラグランジアンをどう選ぶかで沢山のインフレーションのモデルができています。

量子古典転移：

宇宙論の文脈では、完全に一樣な宇宙に空間的非一樣性を生成する過程。正確な定義は多義にわたる。この解説では、エンタングルメントの度合いで定量化している。

量子的コヒーレンスの消失：

波動関数で書かれる初期状態から、対角化された密度行列で書かれる状態に遷移する過程。

エンタングルメントが失われる何らかの機構：

実験室では量子測定過程に相当する。宇宙初期のモード関数は、相関を持ちうる小領域から、インフレーション膨張によってお互いに因果的につながらない大領域へと膨張拡大する。

1. 初期ゆらぎの生成と古典性

我々の宇宙には、星、銀河、銀河団、超銀河団などの多様な構造が存在している。現在の宇宙論のシナリオによれば、我々の宇宙はインフレーションとよばれる空間の加速的膨張期に引き続く熱い火の玉状態（ビッグバン）から進化してきた。宇宙の膨張に伴い、ごく小さな物質分布のゆらぎが重力不安定性によって徐々に成長してゆき、最終的に我々が観測している今の宇宙の姿が実現したと考えられている。重力不安定性に基づく構造形成には初期条件としての線形ゆらぎを与えるメカニズムが必要であるが、インフレーションは量子起源の初期ゆらぎを生成することが可能であり、これがすべての構造の種になったと考えられている。本解説ではインフレーション中の量子効果によって生み出される初期ゆらぎの性質について紹介する。

インフレーションは元々のビッグバン宇宙論の抱えていた問題点を解決するために考案された。ここでは具体例としてスカラー場（インフラトン場）によって加速膨張が引き起こされている宇宙を用意し、その上でのスカラー場の量子ゆらぎの振舞いを考えることにする。^{*1} 背景時空として一様等方なフリードマン宇宙の計量

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) dx^2$$

を用意する。アインシュタイン方程式より宇宙のスケール因子 $a(t)$ は関係式

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{\rho + 3p}{6}$$

をみだす。ここで ρ, p は宇宙に満ちている物質のエネルギー密度と圧力であり、 $\rho + 3p < 0$ であれば $\ddot{a} > 0$ となり宇宙は加速膨張する。スカラー場で支配されている宇宙ではスカラー場のポテンシャルを V として $\rho = \dot{\phi}^2/2 + V(\phi)$ 、 $p = \dot{\phi}^2/2 - V(\phi)$ であるから $\rho + 3p = 2(\dot{\phi}^2 - V(\phi))$ となり、 $\dot{\phi}^2 \ll V(\phi)$ の条件が成立すれば^{*2} 宇宙はスカラー場のポテンシャルの値を宇宙項（真空のエネルギー）として持つ de Sitter 的な加速膨張をする（slow roll inflation）：

$$a(t) \propto e^{Ht}, \quad H \approx \sqrt{V(\phi)}/3 \approx \text{定数}. \quad (1)$$

$H = \dot{a}/a$ は宇宙の膨張率を表すハッブルパラメーターである。一様等方宇宙からのゆらぎを表す変数として空間曲率のゆらぎ $\delta\alpha$ とスカラー場のゆらぎ $\delta\phi$ を考えると、それらから定義される一般座標変換の下でのゲージ不変量 $Q \equiv \delta\phi - (\dot{\phi}/H)\delta\alpha$ は方程式

$$\ddot{Q} + 3H\dot{Q} + \left[V'' + 2\dot{H} + 2(\dot{H}/H)' - \frac{\nabla^2}{a^2} \right] Q = 0$$

を満足し、インフレーション膨張 (1) の下ではフリードマン宇宙の上での質量を持たないスカラー場（テスト場）の振舞いとほぼ同じとなる。空間曲率のゆらぎに対応するゲ

ージ不変量は、スカラー場のゲージ不変量と $\mathcal{R} = -(H/\dot{\phi})Q$ の関係でつながっている。さて、de Sitter 時空におけるスカラー場の同時刻 2 点相関関数は、曲がった時空上での量子場の理論を用いて

$$\langle \delta\phi(\mathbf{x})\delta\phi(\mathbf{y}) \rangle = \frac{1}{4\pi^2 r_p^2} - \frac{H^2}{4\pi^2} \ln(Hr_p) + \frac{H^3 t}{4\pi^2} \quad (2)$$

で与えられる。ここで \mathbf{x}, \mathbf{y} は 2 点の共動座標、 $r_p = e^{Ht}|\mathbf{x}-\mathbf{y}|$ は 2 点間の物理的距離である。(2) の右辺第 1 項は宇宙膨張がない Minkowski 時空においても存在する真空のゼロ点振動に起因する相関であり、2 点間の距離に対して $\propto r_p^{-2}$ のようにべき的に減少する。一方、第 2, 第 3 項は de Sitter 時空特有の相関であり、ハッブルパラメーター H によって決まる空間スケール H^{-1} （ハッブル地平線長さ）より大きなスケールにおいてはほぼスケールに依存しない量子起源の相関が存在することを意味する。その大きさは空間の曲率ゆらぎ \mathcal{R} に換算すると公式

$$\langle \mathcal{R}^2 \rangle \sim \left(\frac{H^2}{\dot{\phi}} \right)^2 \quad (3)$$

で与えられる。スカラー場が 1 種類のモデルでは、インフレーションはスケールに依存しない量子起源の曲率ゆらぎを予言することになる。この初期曲率ゆらぎを種として、重力不安定性に基づく非一様性の成長進化が起こり、現在の我々の宇宙の構造につながったと考えられている。またインフレーションによって生成された曲率ゆらぎは、宇宙の晴れ上がり時において宇宙背景放射の温度ゆらぎを生み出し、それが現在観測されている。

(3) の公式は量子論に基づいて導出された量子ゆらぎの大きさを与えるものである。しかしながら、このゆらぎを初期条件としてそれ以降の純粋に古典的なゆらぎの成長進化につなげるためには、量子ゆらぎがその量子性を失い古典量として振舞っていなければならない。インフレーション中では宇宙の加速膨張のためにゆらぎの波長は時間とともに急激に引き延ばされてゆき、いずれハッブル地平線長さ H^{-1} を超えてしまう。この時点でゆらぎの各波数モードが本来兼ね備えていた時間に関する振動的振舞い（波動的振舞い）が失われてしまい、ゆらぎの振動は凍り付いてしまう。凍り付いた量子ゆらぎの大きさを与えているのが公式 (3) であり、これを古典的ゆらぎとみなすことで古典論の物理法則で支配される構造形成の初期条件として採用している。しかしながら、量子ゆらぎを古典ゆらぎとみなせるためにはそれなりの正当な理由が必要であり、これを説明しようとする試みが「初期量子ゆらぎの古典化問題」である。¹⁾

ゆらぎの波長が引き延ばされて振動が凍り付く状況は、場の量子論の言葉で言えば粒子がない真空状態から沢山の粒子が生成されることに相当する。この状況で物理量の期待値を評価すると、量子力学的な非可換性が実質的には無視できるようになり、^{*3} 量子力学的な期待値を古典的な確

^{*1} 本稿では minimally coupled scalar field を考える。また $c = \hbar = 8\pi G = 1$ の単位系を用いる。

^{*2} ポテンシャルに対する条件として表せば $|V''/V| \ll 1$ 、 $|V'/V| \ll 1$ 。

^{*3} n 粒子状態 ($n \gg 1$) に対しては、 $\langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle = n$ 、 $\langle \hat{a} \hat{a}^\dagger \rangle = n+1 \approx n$ であるから $\langle \hat{a} \hat{a}^\dagger - \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle \approx 0$ 。

率変数に対する統計的期待値に置換えることが可能となる。²⁾ 量子力学的な期待値と同じ答えを与えうる古典確率分布関数が存在可能になるという意味で、インフレーション時に生成される量子ゆらぎは「古典的」とであるとみなすことができる。

しかしながら、この説明だけでは「古典的」ゆらぎが持ち得ない量子力学的な干渉性がどのように失われたかは理解できない。古典的世界では、量子論の持っている状態の重ね合わせが何らかのメカニズムによって禁止されていると考えられる。それを説明する考え方の1つがデコヒーレンスである。取り扱いたい着目系とそれと相互作用している外部系を考えることによって、着目系の状態は重ね合わせを許す純粋状態からそれを許さない混合状態に進化しうる。これは外部系との相互作用を通じて、着目系内の量子力学的干渉が失われてゆくためである。インフレーション中の量子ゆらぎに対しても、デコヒーレンスの立場からその量子性が失われ古典ゆらぎに転化するという議論は行われているが、どのようなタイプの相互作用を仮定するのか、どの変数に対して古典性を主張するのかなどの不定性がある。しかしながら、古典化プロセス(デコヒーレンスプロセス)の違いがゆらぎの統計的性質の差につながる可能性も指摘されており、^{16,17)} 初期量子ゆらぎの古典化メカニズムの解明は我々の宇宙の姿を理解する上でも避けては通れない。

本解説では、インフレーション時の量子ゆらぎの量子相関(エンタングルメント)に着目し、初期量子ゆらぎの古典化問題に対して新しい切り口を与える試みを紹介する。

2. 2体間エンタングルメントと分離可能条件

古典系にはなく量子系のみが持ちうる性質としてエンタングルメントがある。まずその定義から復習しておこう。ここではエンタングルメントの中でも最も簡単な2体間のエンタングルメントを取り扱う。2つの部分系A, Bからなる系を考える。この2体系の状態(密度演算子)が

$$\hat{\rho} = \sum_j p_j \hat{\rho}_{jA} \otimes \hat{\rho}_{jB}, \quad \sum_j p_j = 1, \quad p_j \geq 0 \quad (4)$$

のように2つの部分系A, Bの状態の直積和の形で表現できるときに状態はセパラブルであると定義し、このような形で書けないときに状態はエンタングルしていると定義する。系がエンタングルしている場合には、その部分系A, B間には古典論では現われえないEPR相関などの量子論固有の相関が存在し、³⁾ 局所実在論の下での相関関数が満たすべきBell不等式の破れなどを導く。⁴⁾

2体系が2つのガウス状態からなる場合にはセパラビリティ(エンタングルメントの有無)を判定できる必要十分条件が存在し、これを用いて系のエンタングルメントについて知ることができる。^{5,6)} 2体系ガウス状態を特徴付ける正準変数を (\hat{q}_A, \hat{p}_A) , (\hat{q}_B, \hat{p}_B) とする。これらをまとめて $\hat{\xi}^T = (\hat{q}_A, \hat{p}_A, \hat{q}_B, \hat{p}_B)$ とする。この変数を用いると正準交換

関係は

$$[\hat{\xi}_\alpha, \hat{\xi}_\beta] = i\Omega_{\alpha\beta}, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3, 4,$$

$$\Omega = \begin{pmatrix} J & 0 \\ 0 & J \end{pmatrix}, \quad J = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$$

となる。ガウス状態は次で定義される共変行列

$$V_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \langle \hat{\xi}_\alpha \hat{\xi}_\beta + \hat{\xi}_\beta \hat{\xi}_\alpha \rangle = \frac{1}{2} \text{tr}((\hat{\xi}_\alpha \hat{\xi}_\beta + \hat{\xi}_\beta \hat{\xi}_\alpha) \hat{\rho}) \quad (5)$$

を用いて完全に決定される。 $\hat{\rho}$ は全体系の密度演算子である。ここでは一般性を失うことなく $\langle \hat{\xi}_\alpha \rangle = 0$ としておく。状態が物理的であるためには密度演算子は正值の演算子でなくてはならず、この条件は共変行列に対しては

$$V + \frac{i}{2} \Omega \geq 0 \quad (6)$$

となる。さて、ガウス状態の2体系におけるセパラビリティは片方の部分系に対する転置操作(部分転置)を用いて判定することができる。^{*4)} 部分系Bの運動量を反転する転置操作は $\hat{\xi}' = \Lambda \hat{\xi}$, $\Lambda = \text{diag}(1, 1, 1, -1)$ で与えられる。この操作の下で、系の共変行列は $\tilde{V} = \Lambda V \Lambda^T$ と変換される。このとき、系がセパラブルである必要十分条件は次の不等式によって与えられる:

$$\tilde{V} + \frac{i}{2} \Omega \geq 0. \quad (7)$$

これは部分転置された状態が正值(物理的)であることを意味する。エンタングルした状態に対してはこの不等式は満たされず、部分転置された状態が非物理的となる。エンタングルメントの強さを定量化する指標として、共変行列のシンプレクティック固有値を用いてログネガティビティを導入する。共変行列を正準交換関係を保つ変換(正準変換) $S \in \text{Sp}(4, R)$, $S \Omega S^T = \Omega$ を用いて対角化すると

$$S V S^T = \text{diag}(v_+, v_+, v_-, v_-), \quad v_+ \geq v_- \geq 0$$

となり v_\pm をシンプレクティック固有値とよぶ。この固有値を用いると、系の状態に対する正值性条件(6)は $v_- \geq 1/2$ と表され、状態がセパラブルである条件(7)は部分転置を行った共変行列のシンプレクティック固有値を用いて

$$\tilde{v}_- \geq \frac{1}{2} \quad (8)$$

となる。ログネガティビティは今の場合、

$$E_N \equiv -\min[\log_2(2\tilde{v}_-), 0]$$

で定義され、エンタングルした状態に対しては $E_N > 0$ 、セパラブルである状態に対しては $E_N = 0$ という値を返す。

以上が連続変数を持つガウス状態の2体系に対するセパラビリティ(エンタングルメントの有無)の判定方法であるが、離散的な変数を持つ2体系に対しても同様な判定条件が存在する。例えば0, 1の2値を取るqubit 2つからなる2-qubit系に対しては、密度行列 ρ に対して部分転置を取っ

*4) 運動量の反転は時間反転に対応する。Bのみの運動を時間反転させてもセパラブルであれば全体系の状態は物理的に発展しうる。

た密度行列 $\hat{\rho}$ の固有値がすべて正であることが、系がセパラルであるための必要十分条件となる。^{7,8)}

3. 量子場のエンタングルメントと古典性

インフレーション中の量子ゆらぎの古典性について2体エンタングルメントの側面から解析するためには、まず量子場であるインフラトン場(スカラー場)に対して2体系の定義をしておく必要がある。ここでは2つの方法を導入し、それらを用いて量子場の古典化の議論を行う。

3.1 格子モデルを用いた解析⁹⁾

空間的に離れた2つの領域を用意し、それらの間のエンタングルメントの振舞いを解析する。具体的なモデルとして、de Sitter 時空において質量のないスカラー場 ϕ を離散化したものを考える。リスケールした変数 $q = a\phi$ を用いると、スカラー場の運動方程式は

$$q'' - \frac{a''}{a} q - \nabla^2 q = 0, \quad ' = \frac{\partial}{\partial \eta}, \quad a = -1/(H\eta)$$

となる。ここで $\eta = \int dt/a$ は共形時間で、今の場合 $-\infty < \eta < 0$ の値を取る。このモデルを空間1方向のみに非一様であるとし、その空間方向を Δx の大きさで離散化した上で量子化する(1次元格子モデル、図1)。

力学変数は各格子点上に割り振られた正準変数 (\hat{q}_j, \hat{p}_j) , $j=1, \dots, N$ となる。量子化すると格子点上の変数は生成消滅演算子 $\hat{a}_k, \hat{a}_k^\dagger$ を用いて

$$\hat{q}_j = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=0}^{N-1} (f_k \hat{a}_k + f_k^* \hat{a}_{N-k}^\dagger) e^{i\theta_k j}, \quad \theta_k = \frac{2\pi k}{N},$$

$$\hat{p}_j = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=0}^{N-1} (-i)(g_k \hat{a}_k - g_k^* \hat{a}_{N-k}^\dagger) e^{i\theta_k j},$$

と展開される。空間方向については周期的境界条件を要請している。 f_k, g_k はスカラー場のモード関数で

$$f_k'' + \left(\omega_k^2 - \frac{a''}{a} \right) f_k = 0, \quad g_k = i \left(f_k' - \frac{a'}{a} f_k \right)$$

を満たす。ここで $\omega_k^2 = 2(1 - \alpha \cos \theta_k)$ であり $\alpha \neq 1$ は空間1次元の場合に生じる赤外発散を処理するために導入した定数である。これはスカラー場に小さな質量を与えることに相当する。場の状態としては Bunch-Davies 真空 $|BD\rangle$ を仮定することにする。これは $\hat{a}_k |BD\rangle = 0$ を満たし、モード関数として

$$f_k = \frac{1}{\sqrt{2\omega_k}} \left(1 + \frac{1}{i\omega_k \eta} \right) e^{-i\omega_k \eta}, \quad g_k = \sqrt{\frac{\omega_k}{2}} e^{-i\omega_k \eta}$$

を用いるものである。この状態は、ゆらぎの物理的波長が十分短い初期時刻 $\eta \rightarrow -\infty$ において Minkowski 真空に一致

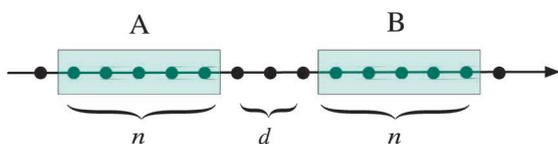


図1 スカラー場の1次元格子モデル。領域A, B間のエンタングルメントを評価する。

する。格子系において2体系を定義するために、格子点を n 個ずつ含む領域 A, B を導入し、各領域に対するブロック変数を $\hat{q}_{A,B} = 1/\sqrt{n} \sum_{j \in A,B} \hat{q}_j$, $\hat{p}_{A,B} = 1/\sqrt{n} \sum_{j \in A,B} \hat{p}_j$ と定義する(図1)。これらの変数は正準交換関係を満たすので、共変行列およびその部分転置に対するシンプレクティック固有値からネガティビティを計算することができる。共変行列は

$$V_{ij} = \begin{pmatrix} A & C \\ C & A \end{pmatrix}, \quad A = \begin{pmatrix} a_1 & a_3 \\ a_3 & a_2 \end{pmatrix}, \quad C = \begin{pmatrix} c_1 & c_3 \\ c_3 & c_2 \end{pmatrix},$$

$$a_1 = \langle \hat{q}_A^2 \rangle, \quad a_2 = \langle \hat{p}_A^2 \rangle, \quad a_3 = \frac{1}{2} \langle \hat{q}_A \hat{p}_A + \hat{p}_A \hat{q}_A \rangle,$$

$$c_1 = \frac{1}{2} \langle \hat{q}_A \hat{q}_B + \hat{q}_B \hat{q}_A \rangle, \quad c_2 = \frac{1}{2} \langle \hat{p}_A \hat{p}_B + \hat{p}_B \hat{p}_A \rangle,$$

$$c_3 = \frac{1}{2} \langle \hat{q}_A \hat{p}_B + \hat{p}_B \hat{q}_A \rangle$$

と与えられる。これらを用いて、部分転置された状態に対する共変行列のシンプレクティック固有値は

$$\tilde{v}^2 = a_1 a_2 - a_3^2 - c_1 c_2 + c_3^2 - |(a_1 c_2 - a_2 c_1)^2 + 4(a_1 c_3 - a_3 c_1)(a_2 c_3 - a_3 c_2)|^{1/2}$$

と求められる。さて、2つの領域 A, B 間のエンタングルメントの時間発展を見てみる ($N=100, d=0, n=1, 2, 3, 4$ の計算例)。図2上はネガティビティの時間発展である。初期にはその値はノンゼロであり A, B 2つの領域はエンタングルしている。これは量子状態として仮定している Bunch-Davies 真空が、短波長極限で Minkowski 真空と一致するように定義されているためである。初期時刻における領域間のエンタングルメントの存在は Minkowski 真空がも

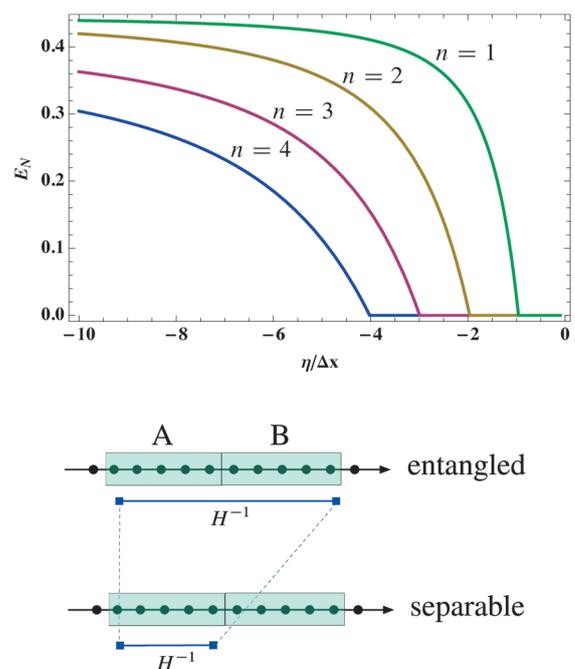


図2 上図: ログネガティビティの時間発展。ある臨界時間以降においてネガティビティはゼロとなる。下図: 宇宙膨張に伴うエンタングルメント消失のイメージ。共動座標を用いているので、ハッブル地平線長さ H^{-1} は宇宙膨張と共に減少してゆく。領域のサイズがハッブル長さを超えると領域間のエンタングルメントが消失する。

とも保持しているエンタングルメントの現れである。宇宙膨張 (de Sitter 膨張) とともに、ネガティビティは減少してゆき、ブロックのサイズに依存するある臨界時間 η_c 以降でゼロとなり2つの領域はセパラブルとなる。この時間以降、領域間の量子相関が切れてしまうことを意味している。

この臨界時間がどのような物理的スケールに対応しているかを把握するために、各領域のサイズ n を変えた計算をしてみると $a(\eta_c) \times n\Delta x = 1/H$ の関係が成立し、臨界時間は各領域の物理的サイズがハッブル地平線長さに等しくなる時刻に対応することが確認できる。宇宙膨張とともに領域 A, B の物理的サイズはスケール因子 $a(\eta)$ に比例して大きくなっていくが、各領域の大きさが H^{-1} を超えるとエンタングルメントがゼロとなる。この結果は量子ゆらぎの波長が因果的に結びつきうる最大長さであるハッブル地平線長さを超えると古典化が起こるという予想を、量子相関の観点から裏付けたことになる。

さて、量子ゆらぎが古典ゆらぎとみなせるためには、量子相関が切れることと共にゆらぎに伴う物理量を再現する古典的な分布関数の存在を言わねばならない。ここで考えている2体の量子系に対しては、位相空間上の正值の分布関数 P が存在して正準変数の任意関数 F に対して次の関係が成立することである：

$$\begin{aligned} \langle F(\hat{q}_{A,B}, \hat{p}_{A,B}) \rangle \\ = \int \prod_{j=A,B} dq_j dp_j P(q_{A,B}, p_{A,B}) F(q_{A,B}, p_{A,B}). \end{aligned} \quad (9)$$

左辺は考えている量子状態を用いた期待値であり、それを古典的分布関数を用いて計算することができる。この関係が成立していれば、2体系における任意の同時刻相関関数を古典的分布関数 P あるいは、対応する古典確率変数を用いて評価できる。2体のガウス状態に対しては、系がセパラブルであればその状態 $\hat{\rho}$ に対して P 表示とよばれる次の表示が可能である¹⁰⁾：

$$\hat{\rho} = \int d^2\alpha d^2\beta P(\alpha, \beta) |\alpha, \beta\rangle \langle \alpha, \beta|. \quad (10)$$

ここで $|\alpha, \beta\rangle = |\alpha\rangle |\beta\rangle$ は A, B のコヒーレント状態の積であり、 $P(\alpha, \beta)$ は P 関数とよばれる規格化可能な正值関数である。具体的な形は共変行列 V を次の標準形

$$\begin{aligned} V_{II} = \mathbf{S} \mathbf{V} \mathbf{S}^T = \begin{pmatrix} ar & cr & & \\ & a/r & c'/r & \\ cr & & ar & \\ & c'/r & & a/r \end{pmatrix}, \\ r = \sqrt{(a - |c'|)/(a + |c|)} \end{aligned}$$

に変換する正準変換 $\mathbf{S} \in \text{Sp}(2, \mathbb{R}) \otimes \text{Sp}(2, \mathbb{R})$ を用いて

$$\begin{aligned} P(\xi) = \frac{1}{4\pi^2} \sqrt{\det \mathbf{P}} \exp(-\xi^T \mathbf{P} \xi / 2), \\ \mathbf{P} = \mathbf{S}^T (V_{II} - I/2)^{-1} \mathbf{S} \end{aligned}$$

となる。その形からわかるように P 関数が規格化可能である条件は $(V_{II} - I/2) \geq 0$ であるが、これは共変行列が正值条件 $v_- \geq 1/2$ を満たしているときには $\tilde{v}_- \geq 1/2$ と同値である

ことが確認できる。つまり、2体系がセパラブルであることと規格化可能な P 関数が存在することは同値である。 P 関数はその定義(10)より正規順序づけされた演算子の期待値を与える。つまり

$$\begin{aligned} \langle :F(\hat{q}_{A,B}, \hat{p}_{A,B}): \rangle \\ = \int \prod_{j=A,B} dq_j dp_j P(q_{A,B}, p_{A,B}) F(q_{A,B}, p_{A,B}). \end{aligned} \quad (11)$$

しかしながら、このままでは古典分布関数の条件(9)とは食い違っている。一方、量子系に対する他の分布関数としては Wigner 関数があり、この関数は共変行列を用いて次のように定義される：

$$W(\xi) = \frac{1}{4\pi^2 \sqrt{\det V}} \exp(-\xi^T V^{-1} \xi / 2).$$

Wigner 関数は \hat{q}, \hat{p} に対して対称化された演算子に対する期待値を与える：

$$\begin{aligned} \langle \{F(\hat{q}_{A,B}, \hat{p}_{A,B})\}_{\text{sym}} \rangle \\ = \int \prod_{j=A,B} dq_j dp_j W(q_{A,B}, p_{A,B}) F(q_{A,B}, p_{A,B}). \end{aligned} \quad (12)$$

Wigner 関数が規格化可能である条件は $V \geq 0$ であり、これは状態の正值性条件(6)より弱い。Wigner 関数も古典分布関数の条件(9)とは同じ形ではないが、もし P 関数と Wigner 関数の差が十分小さければこれらの分布関数は任意の演算子 \hat{F} に対して $\langle :\hat{F}: \rangle \approx \langle \{\hat{F}\}_{\text{sym}} \rangle \approx \langle \hat{F} \rangle$ のように同じ値を与える。これは期待値を計算する上で演算子の非可換性が実質的に無視できることに対応し、 P 関数あるいは Wigner 関数が古典的分布関数としての役割を果たしうることを意味する。そのために必要な条件 $P \approx W$ は共変行列に対する条件としては $(V_{II} - I/2)^{-1} \approx V_{II}^{-1}$ となり、さらにシンプレクティック固有値に対する条件として

$$v_-, \tilde{v}_- \gg 1/2 \quad (13)$$

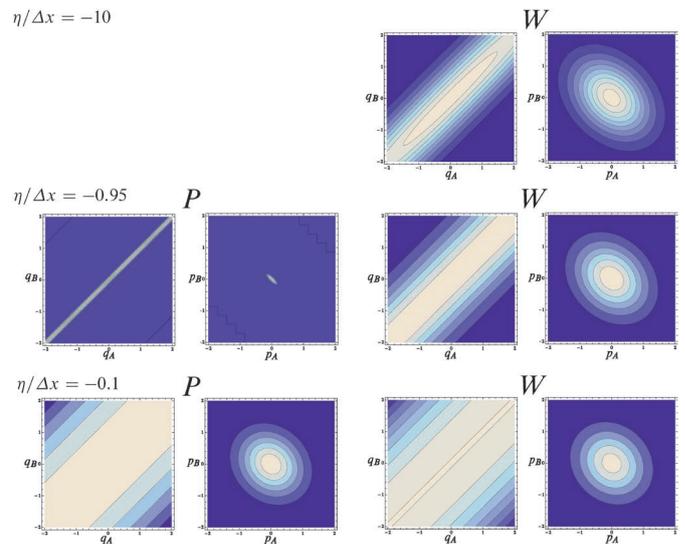


図3 P 関数と Wigner 関数の時間発展。上段: $\eta/\Delta x = -10$ ($v_- = 0.52, \tilde{v}_- = 0.37$)。中段: $\eta/\Delta x = -0.95$ ($v_- = 0.71, \tilde{v}_- = 0.502$)。下段: $\eta/\Delta x = -0.1$ ($v_- = 4.64, \tilde{v}_- = 3.28$)。臨界時間 $\eta_c/\Delta x \approx -0.96$ 以前には P 関数は存在しない。

と言い直すことができる。これが2体系が古典的であると見なせる古典化条件である。図3はP関数とWigner関数の時間発展の様子である ($N=100, n=1$ の計算)。4次元位相空間の2次元断面におけるそれぞれの分布関数の大きさを表示している。時刻 $\eta/\Delta x = -0.95$ は系がセパラルになる臨界時間 $\eta_c/\Delta x \approx -0.96$ の直後である。この時刻においては2つの関数の分布がかなり異なっていることが確認できる ($v_- = 0.71, \tilde{v}_- = 0.502$)。 η_c 以前には規格化可能なP関数は存在しない。そこからハッブル時間程度経過した $\eta/\Delta x = -0.1$ においては2つの関数はほぼ同じような分布を示している ($v_- = 4.64, \tilde{v}_- = 3.28$)。

1次元格子モデルを用いたインフラトン場の量子ゆらぎのエンタングルメントの振舞いを見てきたが、このモデルの解析結果に基づくと、インフレーション宇宙における量子ゆらぎの古典化のシナリオは次のようになる。空間的に離れた2つの領域の大きさ(量子ゆらぎの波長に対応)がハッブル地平線長さ H^{-1} より小さいときは、2つの領域はエンタングルしている。インフレーション膨張により領域の大きさは引き延ばされてゆき、その大きさがハッブル長さを超えて以後は2つの領域間のエンタングルメントはなくなりセパラルな状態に変わる。さらに時間が経過したのちに (H^{-1} 程度) 古典的分布関数の存在が可能となり、古典化のプロセスは完了する。以後、ゆらぎの振舞いは古典的分布関数で記述される古典確率過程であるとみなせる。

3.2 検出器モデルを用いた解析^{11, 12)}

量子場のエンタングルメントの様子を調べる方法として、場と相互作用する検出器モデルを導入する。実際の測定あるいは観測においては量子場そのものの値あるいは状態を見るのではなく、測定器を通して間接的に場の状態を把握するわけであるから、この設定は現実の測定(宇宙の観測)に合致するものであると考えられる。とは言っても現実の初期宇宙に対して量子状態の測定操作を行うのはおそらく不可能なので、ここでは宇宙に対して何回でも量子状態の測定ができるという仮想的な思考実験の状況を想定する。検出器のモデルとしては2単位の内部自由度 (\uparrow : 上の単位, \downarrow : 下の単位, 2つの単位のエネルギー差 Ω) を持つ粒子を考える。これは状態が2値で区別される qubit 系である。この検出器が相互作用ハミルトニアン $V = g(t)(\sigma^+ + \sigma^-)\phi(x(t))$ でスカラー場 ϕ と相互作用しているとする。ここで σ^+, σ^- は検出器の内部単位間の昇降演算子 $\sigma^+ = |\uparrow\rangle\langle\downarrow|, \sigma^- = |\downarrow\rangle\langle\uparrow|$ であり、 $x(t)$ は検出器の運動(世界線)を表す。ここでは宇宙膨張に乗った共動的な世界線を考える。スカラー場との相互作用の大きさはガウス型の window function $g(t) = g_0 \exp(-(t-t_0)^2/(2\sigma^2))$ に従って時間的に制御するものとする。これは、検出器のスイッチを $|t-t_0| \leq \sigma$ の時間間隔だけオンにすることに相当する。さて、2つの検出器 A, B を空間的に離して置き、検出器の状態の相関を調べることで間接的に場の相関についての情報を得ることを考えよう。スカラー場の初期状態は真空状

態 $|0\rangle$ 、2つの検出器の初期状態は共に下の準位にあるとすれば全系の初期状態は $|\Psi_0\rangle = |\downarrow\rangle|\downarrow\rangle|0\rangle$ である。検出器が場と相互作用したのちの状態は、通常の量子力学の摂動論を用いて計算でき、2つの検出器の状態(密度行列)は

$$\rho^{AB} = \begin{pmatrix} X_4 & 0 & 0 & X \\ 0 & E & E_{AB} & 0 \\ 0 & E_{AB} & E & 0 \\ X^* & 0 & 0 & 1-2E-X_4 \end{pmatrix} \quad (14)$$

となる。ここで行列表示の基底は $\{|\uparrow\uparrow\rangle, |\uparrow\downarrow\rangle, |\downarrow\uparrow\rangle, |\downarrow\downarrow\rangle\}$ としてある。スカラー場の相関関数(Wightmann関数)

$$D^+(x, y, |\mathbf{x}_A - \mathbf{x}_B|) = \langle \phi(t_1, \mathbf{x}_A) \phi(t_2, \mathbf{x}_B) \rangle, \\ x = (t_1 + t_2)/2, \quad y = (t_1 - t_2)/2$$

を用いると、密度行列の各成分は $\Omega\sigma \gg 1, H\sigma \ll 1$ の下での漸近評価では

$$X \approx -2\pi g_0^2 \sigma^2 e^{-(\Omega\sigma)^2} D^+(t_0 + i\Omega\sigma^2, 0, r), \\ E_{AB} \approx 2\pi g_0^2 \sigma^2 e^{-(\Omega\sigma)^2} D^+(t_0, -i\Omega\sigma^2, r), \\ E = E_{AB}(r=0), \quad X_4 \approx E^2 + E_{AB}^2 + |X|^2$$

と与えられる。

2つの検出器で構成されるこの系は有限自由度の2-qubit系であるが、連続変数の2体系と同じように、部分転置の方法でセパラルであるか否かを判定できる。^{7, 8)} 密度行列(14)において部分系Bに対する部分転置を取った行列の固有値を求め、負の固有値が存在すればこの2-qubit系はエンタングルしている。固有値は $\tilde{\lambda}_\pm = E \pm |X| + O(g^4)$ と求まり、エンタングルメントの強さの指標としてネガティビティを $\tilde{\lambda}_-$ を用いて $\mathcal{N} = \max[0, |X| - E]$ と定義する。 $|X|$ は状態 $|\downarrow\downarrow\rangle$ と $|\uparrow\uparrow\rangle$ の間の量子力学的コヒーレンスの大きさを表しており、これが局所的な量子ゆらぎの大きさを表している E より大きければ $\mathcal{N} > 0$ となり、2つの検出器はエンタングルする。2つの検出器に対してはセパラルな初期状態 $|\downarrow\downarrow\rangle = |\downarrow\rangle_A |\downarrow\rangle_B$ を仮定しているのだから、スカラー量子場との相互作用ののちに2つの検出器がエンタングルしているならば、これはスカラー場が保持しているエンタングルメントを検出器がうつしとったものであると解釈できる。なぜなら、エンタングルメントは局所的な操作(今の場合はスカラー場と検出器との間の相互作用)のみでは生成不可能だからである。

図4は2つの検出器の空間的間隔 r と測定時間 σ を変えたときに、スカラー場のエンタングルメントを検出できるパラメータ領域を表している。Minkowski真空(宇宙膨張なし)の場合は(図4左)、2つの検出器をどのような距離で離れたとしても、測定時間 σ を十分長く取れば検出器間のエンタングルメントを検出可能である。これはMinkowski真空のスカラー場自身がエンタングルメントしていることを意味する。一方、de Sitter時空でのスカラー場に対しては(図3右)、スカラー場のエンタングルメントを検出可能な空間距離の上限値が存在し、その大きさが

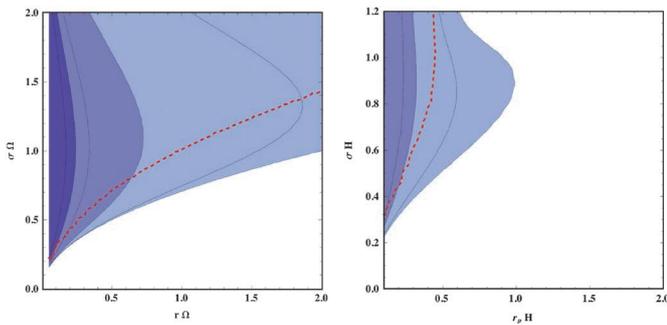


図4 2つの検出器がエンタングルしうるパラメーター領域(左図: Minkowski時空, 右図: de Sitter時空). 色のついた領域において2つの検出器はエンタングルし, スカラー場の保持しているエンタングルメントを読み出せる. de Sitter時空ではハッブル地平線長さより離れた2点間のエンタングルメントは検出できない.

ほぼハッブル地平線長さ H^{-1} であることがわかる. つまりこの距離以上の長距離スケールにおいては検出器を用いて場のエンタングルメントを読み出すことはできない. この結果は格子モデルで得たハッブル長さ以上の領域間のエンタングルメントが消失する振舞いと無矛盾であり, インフレーション宇宙において大スケールの量子ゆらぎが古典化していることを裏付けている.

4. 検出器間の相関の大きさとBell不等式

検出器の測定値から得られる相関を用いて, スカラー場の非局所的相関の有無について調べることができる. 検出器は2値を取る qubit であるから, スピン粒子の場合と同じように Pauli 行列 $\sigma = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ を基底として状態を表現することができる. 3次元の単位ベクトル \mathbf{a} を用いて検出器の内部状態空間の方向を指定すれば, その方向への射影測定を行ったときに得うる測定値の期待値は $\langle \mathbf{a} \cdot \sigma \rangle$ と求められる. また検出器 A に対して \mathbf{a} 方向, 検出器 B に対して \mathbf{b} 方向を指定した場合の測定値間の相関は $\langle \mathbf{a} \cdot \sigma^A \otimes \mathbf{b} \cdot \sigma^B \rangle$ で求められる. 2つの検出器 A, B 間の非局所的相関を調べるため次の演算子 (Bell 演算子) を考える:

$$\mathcal{B}_{\text{CHSH}} = \mathbf{a} \cdot \sigma^A \otimes (\mathbf{b} + \mathbf{b}') \cdot \sigma^B + \mathbf{a}' \cdot \sigma^A \otimes (\mathbf{b} - \mathbf{b}') \cdot \sigma^B \quad (15)$$

$\mathbf{a}, \mathbf{a}', \mathbf{b}, \mathbf{b}'$ は検出器の内部状態空間の方向を指定する単位ベクトルである. このとき, 局所的な隠れた変数のモデルが検出器間の相関を与えうるならば, 相関の大きさは

$$|\langle \mathcal{B}_{\text{CHSH}} \rangle| \leq 2 \quad (16)$$

を満たす. これが Bell 不等式 (Bell-CHSH 不等式)¹³⁾ であり, この不等式の破れは非局所的な相関の存在を意味する. 2-qubit 検出器の系ではこの不等式の破れは行列 $c_{jk} = \langle \sigma_j^A \otimes \sigma_k^B \rangle$ を用いて

$$\text{行列 } cc^\dagger \text{ の固有値で最も大きなものの2つの和} > 1$$

と同値であることが示されている.¹⁴⁾ 状態(14)に対しては c_{jk} の固有値は $1 - 4E, 2(E_{AB} \pm |X|)$ となり Bell 不等式の破

れは起きてないように見える. ところが Bell 不等式の成立は局所的な隠れた変数を用いた記述が可能であるための必要条件を与えているだけであり, 局所的な隠れた変数モデルの存在を保証している訳ではない. つまり Bell 不等式が破れてなくても, 非局所的な相関が存在している可能性が残されている. 実際 N. Gisin¹⁵⁾ によって示されているように, 検出器の出力に適切なフィルター操作をほどこすことで隠されていた非局所性を取り出すことができる場合がある. 検出器モデルに対してそのような操作を行ってみると, Bell 不等式が破れる十分条件は

$$|X|^4 > 16X_4E^2 \quad (17)$$

と与えられる. Minkowski 時空と de Sitter 時空上のスカラー場の測定に対しては, 条件(17)は図4の点線より上の領域に対応する. これらのパラメーターを用いた測定では非局所的相関の存在に伴う Bell 不等式の破れが検出できる. de Sitter 時空の場合にはハッブル長さ H^{-1} より十分に小さいスケールにおいて Bell 不等式の破れは検出可能である. しかし現在の宇宙の構造につながる量子ゆらぎが古典化したハッブル地平線長さより大きなスケールに対しては Bell 不等式の破れの十分条件は満たされていない.

5. おわりに

インフレーション中に生成される量子ゆらぎの古典化の問題を, 量子相関 (エンタングルメント) の観点から見てきた. 初期量子ゆらぎの古典化問題は初期宇宙に量子力学を適用する場合の解釈問題としての側面も持つが, 量子力学の基本原理解である測定による状態の収縮プロセスとも関係しており, 状態の収縮モデル (古典化モデル) の違いによる古典化したゆらぎの統計的性質の差異についての議論も行われている.^{16,17)} 観測を用いて得られる初期宇宙の情報ならびに現在の我々の宇宙の姿から初期量子ゆらぎの古典化問題を通して, 逆に量子力学というまだまだ未知の部分が残された基礎理論のより深い理解につながることを期待される.

参考文献

- 1) C. Kiefer and D. Polarski: Adv. Sci. Lett. **2** (2009) 164.
- 2) D. Polarski and A. A. Starobinsky: Class. Quantum Gravity **13** (1996) 377.
- 3) A. Einstein, B. Podolsky and N. Rosen: Phys. Rev. **47** (1935) 777.
- 4) J. Bell: Physics **1** (1964) 195.
- 5) L. Duan, G. Giedke, J. Cirac and P. Zoller: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 2722.
- 6) R. Simon: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 2726.
- 7) A. Peres: Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 1413.
- 8) M. Horodecki, P. Horodecki and R. Horodecki: Phys. Lett. A **223** (1996) 1.
- 9) Y. Nambu: Phys. Rev. D **78** (2008) 044023.
- 10) C. W. Gardiner and P. Zoller: *Quantum Noise* (Springer, New York, 2004).
- 11) Y. Nambu and Y. Ohsumi: Phys. Rev. D **84** (2011) 044028.
- 12) Y. Nambu: Entropy **15** (2013) 1847.
- 13) J. Clauser, M. Horne, A. Shimony and R. Holt: Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 880.
- 14) R. Horodecki, P. Horodecki and M. Horodecki: Phys. Lett. A **200** (1995) 340.
- 15) N. Gisin: Phys. Lett. A **210** (1996) 151.

- 16) A. Perez, H. Sahlmann and D. Sudarsky: Class. Quantum Gravity **23** (2006) 2317.
 17) J. Martin, V. Vennin and P. Peter: Phys. Rev. D **86** (2012) 103524.

著者紹介

南部保貞氏： 専門は重力理論. 古典論, 量子論を問わず重力の関与する物理現象に興味がある.

(2014年3月7日原稿受付)

Entanglement of Primordial Fluctuations

Yasusada Nambu

abstract: Inflation provides a mechanism of generation of primordial inhomogeneity which is needed for the formation of large-scale structures in our present universe. After the wavelength of generated quantum fluctuations becomes larger than the Hubble horizon, the quantum nature of the fluctuation is expected to be lost and the statistical property of fluctuations is represented by the classical distribution function. This assumption of “quantum to classical transition of primordial fluctuations” must be justified. In this article, we introduce the approach to apprehend the mechanism of quantum to classical transition of primordial fluctuations from the view point of the quantum entanglement.

『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. 20-2 (7月15日発行) 目次

物理教育について……………兵頭俊夫
年間特集 大学入試
 高大接続と達成度テスト……………佐々木隆生
 新課程「物理基礎」および「物理」への期待……………屋敷秀樹
特集 アクティブラーニング
 反転授業の長所と短所を探る—「反転」ではなく「事前」
 授業を— ……………土佐幸子
 理学部初年次の物理学における反転授業の試み—Moodleを
 活用して— ……………満田節生, 廣沢佑幸
 ピア・インタラクションとその分析……………新田英雄
講義室
 導体表面の電荷分布と導体の電気容量……………谷林 衛, 谷林 慧
 熱は全て仕事に変わる……………齋藤嘉夫

実験室
 水銀単体の三態実験……………沢田 功
海外の動向
 中等科学カリキュラムをめぐる英国の論争と英国物理学会
 ……………笠 潤平
連載 物理オリンピックと物理教育
 物理オリンピック事業10年から見えて来た我が国の物理教育
 の課題……………北原和夫
教育に関する一言……………太田雅久/仁藤 修/三嶋昭臣/
 佐藤正範/江尻有郷/吉祥瑞枝
開催情報
寄贈書リスト
編集後記

遷移金属カルコゲナイド2次元結晶

—超伝導から円偏光発光素子まで—

張 奕 勁 (東京大学大学院工学系研究科)

岩 佐 義 宏 (東京大学大学院工学系研究科)

日常の範囲を超えて物質を小さくしていくと、それまでとは全く違った性質が現れる。例えば、黒鉛(グラファイト)は、身近なところでは鉛筆の芯をはじめとして広く使われているが、数ナノメートル(10^{-9} m)程度まで薄くすることで最先端の物理現象の舞台になる。グラファイトは層状の物質であり、一層分を取り出したものはグラフェンと呼ばれる。2004年に初めてグラフェンの抽出に成功すると、スコッチテープで剥がすだけというその簡便さも相まってグラフェンの研究が世界的に進展した。グラフェンの特徴はそのバンド構造にある。フェルミ準位近傍にはディラックコーンと呼ばれるバンドギャップのない線形分散があり、電子は質量のないフェルミ粒子のように振る舞う。これにより、室温における量子ホール効果など顕著な量子現象が現れ、数多くの物理学者・材料科学者を引きつけた。ナノ物質の新たな側面を引き出したグラフェンの研究に対して、2010年にノーベル物理学賞が授与されたことは記憶に新しい。

グラフェンにおける新物性の出現は、何層も積み重なった3次元的なグラファイトから単層という純粋に2次元的なグラフェンへの変化に由来する。同様の効果は層状物質に普遍的に期待できるものであり、スコッチテープ法はその確立から程なく多種多様な層状物質へと応用されるようになった。その中でも、遷移金属カルコゲナイド(Transition Metal Dichalcogenide; TMD)と呼ばれる物質が有名である。本稿では、TMDをベースにした、単層ないしは数層の2次元結晶における電界効果物性について解説する。

単層TMDはグラフェンと非常によく似た結晶構造を持っているが、グラフェンと異なりディラックコーンにギャップが開いて半導体になっているという違いがある。バンドギャップの存在は、ON/OFF比が 10^8

以上というスイッチング性能の高い電界効果トランジスタ(Field Effect Transistor; FET)動作を可能にした。さらに、TMDを電気二重層トランジスタ(Electric Double Layer Transistor; EDLT)と呼ばれる新しい種類のFETと組み合わせると、高いON/OFF比に加えて電界効果による超伝導転移も誘起することができる。EDLTによって観測された超伝導転移温度 T_c は、ゲート電圧によるキャリア数の増加とともに上昇するが、最高で10.5 Kに達した後、降下する。すなわち、 T_c は状態密度とともに上昇するのではなく、あるキャリア濃度で最適値を持つのである。

一方、バンドギャップの存在はTMD単層が反転対称性のない結晶構造を持っていることに由来するが、この対称性の破れは他の効果ももたらす。TMDは複数のフェルミポケット(バレーと呼ばれる)を持っているが、対称性の破れのためにこれらバレーが上向き/下向きスピンのように電荷に新しい自由度を与える。同時に、バレー自由度を光の左右の円偏光によって制御することが可能になる。ギャップの大きさは可視光領域の光のエネルギーに対応しており、光・バレー物性をを用いたデバイス応用も期待できる。例えば、TMD-EDLTが両極性トランジスタ動作を示すことを応用すると、円偏光発光ダイオードを作ることができる。さらに、この発光の偏光方向は電流の向きによって制御することができる。この電気的な制御性は、現存する他の円偏光発光素子では実現できないユニークなものである。

以上のようにTMD 2次元結晶は多くの可能性を秘めた物質であるが、EDLTと組み合わせることによってその可能性を最大限に引き出すことができると期待される。TMDには様々な物質が存在するため、今後、広範囲にわたる研究が待たれる。

—Keywords—

遷移金属ダイカルコゲナイド(TMD):

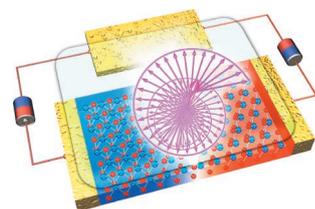
遷移金属(transition metal)と酸素以外の第16族元素(=chalcogenide, カルコゲナイド=S, Se, Te)の化合物。化学式は MX_2 (X=S, Se, Te)と表され、遷移金属元素MはMo(モリブデン)、W(タングステン)などが占める(ダイカルコゲナイド(dichalcogenide)のdiは化学組成比を示す)。これらの物質群は層状構造をしており、最近になって剥離法による単一原子層の生成が可能となった。

電界効果トランジスタ(FET):

外部から取り付けたゲート電極の電圧を制御することで、電極直下の伝導体のキャリア(電子またはホール)の濃度を変化させ、伝導特性を制御する素子。

両極性トランジスタ:

ゲート電圧によって半導体中のキャリアを、電子からホールへと切り替えることができる電界効果トランジスタ(FET)。正のゲート電圧を印加すると電子が、負のゲート電圧を印加するとホールが、それぞれキャリアとなる。伝導路の両端に非常に大きな電位差を設けると、実効的なゲート電圧が伝導路の場所に依存するようになり、電子とホールが同時に誘起されることでPN接合が生成される。ここに電流を注入すると発光させることができる(発光FET)。発光FETは発光ダイオードと異なり、電圧の向きによってPN接合の向きを反転させることができる。この性質が本研究で取り扱う発光素子の電気的偏光制御にあたって鍵となる。



1. はじめに

2004年、スコッチテープを用いてグラファイトから単層グラフェンを剥離することに成功¹⁾したのを皮切りに、グラフェンはナノ物性研究の主役になった。その要点は、単層グラフェンが、六角形のブリルアーンゾーンの六つの角(K点)にディラックコーンと呼ばれる線形のバンド分散を持つことであり、その結果、 $10,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ を超える高い易動度や多様な量子輸送現象が発見されてきた。このスコッチテープ法は、従来作製に高度な技術が必要とされてきた2次元電子系を、比較的ローテクで形成できるという意味で革命的な手法である。この手法をグラフェン以外の様々な層状物質に適用することで、多種多様な2次元電子系が形成できる。現在これら2次元電子系の物性・機能性の探索が世界中で盛んに行われており、2次元結晶(2D crystal)あるいはBeyond Grapheneと呼ばれる分野を形成しつつある。層状物質の多様性ゆえに、グラフェンでは困難な物性・機能性の発現が期待されるからである。その代表格が遷移金属カルコゲナイド(Transition Metal Dichalcogenide; TMD)と呼ばれる物質である。TMDを一言で表すとギャップの開いたグラフェンとすることができる。グラフェンのバンド構造を踏襲しながら、ディラックコーンにバンドギャップを有し、グラフェン電界効果トランジスタ(Field Effect Transistor; FET)では実現できない、電流の極めて小さなOFF状態を実現できる。本稿では、TMD薄膜FETによって実現される超伝導や可視光との相互作用など、グラフェンでは不可能な機能について紹介する。

単層TMDの結晶構造を図1A上に示す。この構造を上から見ると(図1A下)、グラフェンと同じハチの巣構造をしていることが分かる。しかも、グラフェンで等価であったA-サイトとB-サイトを、遷移金属とカルコゲンで占められている²⁾ため、これらの2サイトが非等価になっている。ハチの巣構造の結晶に反転操作を施すとA-サイトとB-サイトが入れ替わる。つまり、グラフェンでは反転対称性があるのに対し、単層TMDは反転対称性が失われた構造になっており、ディラックコーンにギャップが開く。遷移金属として、モリブデンMoやタングステンWといった6属元素を用いると、フェルミ準位がちょうどディラックコーンのギャップ中に位置し半導体の性質を示す(図1B)。

実はTMDは新奇な物質ではない。TMDの代表格である二硫化モリブデン(MoS_2)は、私たちの身の回りで固形潤滑剤として幅広く使われているし、さかのぼれば1960年代から既に光物性や超伝導・電荷密度波など電子物性研究の重要な対象であった。³⁾ただし、当時は現在のように単層を取り出していたわけではなく、バルクの結晶を用いていた。

スコッチテープ法が確立されると、すぐにTMDのFET応用が始まった。2次元結晶の多くはVan der Waals結晶であり、原理的には表面にダンリングボンドが発生しないた

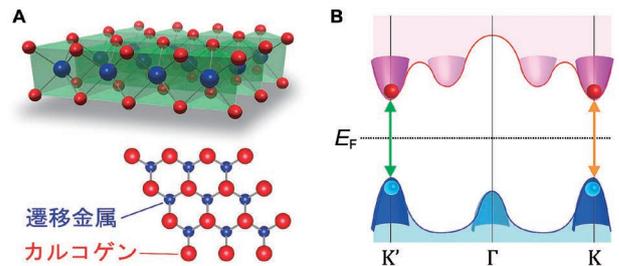


図1 単層TMDの結晶構造(A)とバンド構造(B)。

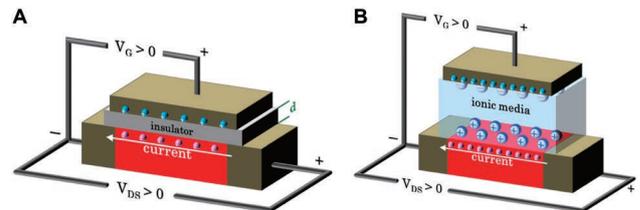


図2 固体FET(A)とEDLT(B)の模式図。

め、FETとの相性が非常に良い。初期のデバイスでは非常に低性能のFET動作しか確認できなかった⁴⁾が、ゲート絶縁体を高誘電体の HfO_2 にすることで 10^8 に上るON/OFF比が実現⁵⁾し、さらに電気二重層トランジスタ(Electric Double Layer Transistor; EDLT)構造を用いることで両極性動作が実現した。⁶⁾この一連の性能向上は、試料の良質化とFETで実現される電荷密度の上昇に伴うものであると考えられる。EDLTとは、ゲート絶縁体にイオン伝導体(電解液やイオン液体、イオンゲル等)を用いたFETである(図2)。EDLTにゲート電圧を印加すると、液体中のイオンが電場から力を受けて移動し、チャンネル半導体とゲート電極の表面に蓄積する。これらイオンの作る電場により、反対符号を持つ電荷が半導体の表層部に蓄積され、電気二重層が形成される。この電気二重層のキャパシタンスが非常に大きく、高い電荷密度が実現できる。

TMDの研究が普及したのは、高性能なFET動作を示して2次元結晶の中心的物質として確立されただけでなく、電界効果による超伝導⁷⁾や、オプトバレートロニクス⁸⁾と呼ばれる新たな光機能など、グラフェンとは異なる物性が発見されているからである。以下では、EDLTを用いたTMDの物性開拓の一端を、電界誘起超伝導と発光トランジスタに焦点を絞って紹介する。

2. MoS_2 -EDLTにおける電界誘起超伝導

EDLTによって誘起できる電荷密度の値は、通常のFETよりも一ケタ以上高く化学ドーピングによって実現されるキャリア密度の値に近い。そのため、超伝導のような電子相転移現象を、絶縁体状態から出発して電圧印加だけで実現することができる。しかも、キャリア密度をほぼ連続的に変化させて物性測定を行うことができるため、EDLTは物性研究の非常に強力なツールになりうる。実際、EDLTを用いた電界誘起超伝導は様々な物質で報告されている。⁷⁾

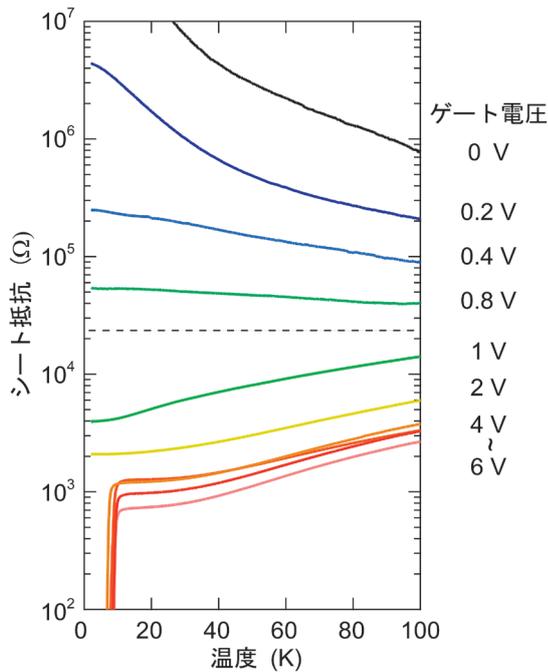


図3 MoS₂の抵抗のゲート電圧と温度依存性.

多層 MoS₂ 結晶をチャネル物質に用いた EDLT において、ゲート電圧を少しずつ増加させながら 4 端子測定で得られたシート抵抗の温度依存性を図 3 に示す。ゲート電圧が小さい時、すなわち誘起された電荷密度が小さい時は半導体的な振る舞いであったものが、ゲート電圧の増加に伴い急激に電気抵抗が減少して金属的な振る舞いへと変化し、最終的に超伝導状態が出現した。⁹⁾ 図 3 のデータは全て同一の試料から得られたものであり、このように EDLT による電荷蓄積ではドーパ量を連続的に制御することができるという利点がある。

20 K におけるホール測定から決定したキャリア密度に対して、 T_c を決定した相図を、アルカリ金属インターカレーションの結果とともに図 4 に示す。図 3 で観測された絶縁体-金属転移はキャリア数 $6.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ あたりで起こるが、そこから超伝導転移の臨界キャリア数 $n_c = 6.8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ まで比較的広い範囲で通常の金属的な振る舞いをする。キャリア数が n_c に達すると、量子臨界的に T_c は上昇し、 $1.2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ で 10.5 K のピークをとる。このような少数キャリア領域での系統的变化の追跡は電界効果の真骨頂である。また、 T_c の値はアルカリ金属などのインターカレーションによって得られる T_c の最高値 (約 7 K) を上回っている。これは、EDLT では、インターカレーションに到達困難な低キャリア領域を系統的に掃引することが可能なために、 T_c の最大値が得られた好例である。相図からわかるように T_c はキャリア密度に対してドーム状に推移しており、従来のインターカレーションはオーバードープ状態にあったと考えられる。このようなドーム型の超伝導相は銅酸化物をはじめとする電子相関の強い超伝導体で広く知られているが、古くから知られるチタン酸ストロンチウム

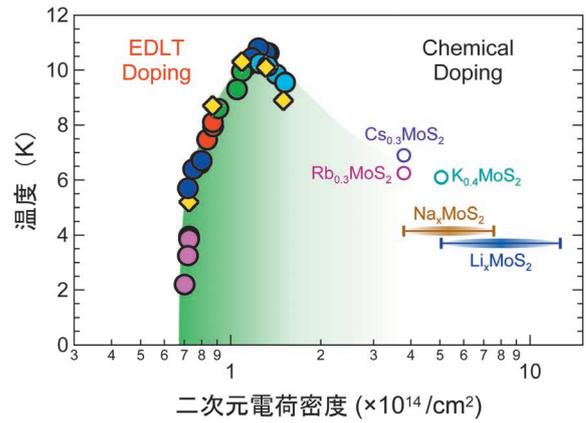


図4 MoS₂超伝導の相図. EDLTによる転移温度と化学ドーピングによる転移温度を同時に示す.

(SrTiO₃) 超伝導の相図や、最近の LaAlO₃/SrTiO₃ 界面や KTaO₃-EDLT など、電子相関が弱いと考えられるバンド絶縁体にキャリアドーピングした超伝導でも、相図がドーム型になることが知られている。ドーム型超伝導相はキャリアドーピングによって超伝導が実現する場合の一般的な現象である可能性がある。

また、電界誘起超伝導は言うまでもなく、すべからく反転対称性の破れた超伝導である。したがって、スピン軌道相互作用が 100 meV 程度と比較的強い MoS₂ などでは、スピン三重項の性格が現れる可能性もある。超伝導の 2 次元性、磁束状態などさまざまな物性解明が待たれるところである。

3. TMD におけるオプトバレートロンクス

TMD の持つ性質のうち、グラフェンに期待できないのは、可視領域での光との結合である。⁸⁾ 単層 TMD はこの点で非常にユニークな特徴を持つ。第 1 章の最後で、TMD が注目を集める理由の一つとして、オプトバレートロンクス機能が期待できると述べた。バレーとは谷のようになっている伝導帯の底や価電子帯の頂点のことである。この章では、TMD におけるオプトバレートロンクスについて簡単に紹介する。

反転対称性の破れた TMD では、六つの K 点が三つずつに縮退した K 点と K' 点という非等価なバレーに分裂する。この非等価なバレーに情報ビットの 0 と 1 を割当て演算に利用しようというのがバレートロンクスである。K 点と K' 点では構成する電子状態のカイラリティが異なるため、バレー曲率の符号の違い、バレーホール効果やバレー円二色性を引き起こす (図 5)。バレーホール効果とは、バレー曲率が実効的な磁場の働きをして K 点と K' 点の電子が逆向きに曲げられる現象である。ホールについても同様である。一方、バレー円二色性とは、K 点と K' 点における電子の光学的バンド間遷移がそれぞれ異なる円偏光 (σ_+ と σ_-) に対してのみ許容となる現象である。これら二つの性質はバレー自由度の作成・制御・検出を可能にする。¹⁰⁻¹²⁾

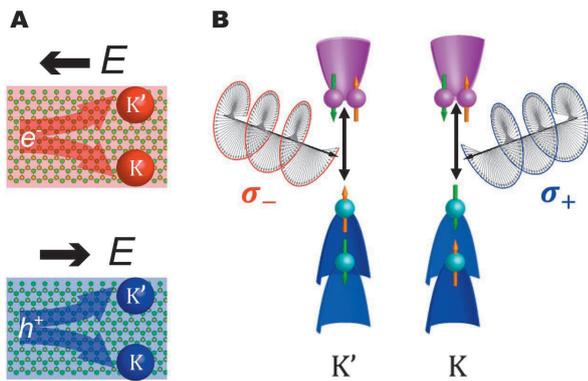


図5 単層TMDにおけるバレーホール効果(A)とバレー円二色性(B)。

以上の性質は単層のTMDでしか見られない。バルクTMDでは、隣り合う層が180度回転した向きを向いたまま積層しているため、全体としては反転対称性が保たれる。ミクロに見れば、隣り合う層同士でバレーホール効果やバレー円二色性が相殺されているとみなすこともできる。また、二層以上になると伝導帯の底と価電子帯の頂点がK点から移動し、間接ギャップ半導体になってしまう。¹³⁾ そのため、オプトバレートロニクスの研究では主に単層が使用されてきた。最近ではFETのゲートによって二層MoS₂の対称性を破るという研究も行われているが、¹⁴⁾ 単層以外では間接ギャップ半導体であるため、ゲートによってK点に電荷を蓄積することができないなど、実際のデバイス応用にはまだ障壁が残されている。

この問題を解決するのが、またしてもEDLTである。EDLTに誘起される高い電荷密度は、言い換えればフェルミ準位の変化がより大きいということになる。例えば、フェルミ準位を価電子帯のより深いところまで移動させることができれば、価電子帯の頂点であるΓ点のみならずK点までホールを蓄積することができる。伝導帯の電子についても同様のことが言える。つまり、EDLTと組み合わせることで、単層のみならず任意の厚さのTMDをオプトバレートロニクスの舞台に選ぶことができるようになるのである。

4. 電気制御可能な円偏光発光素子

TMDをチャンネルとするFETは電子も正孔も流せる両極性型である。このような両極性FETに図6に示したような適切なバイアスをかけると、チャンネルの中にPN接合を形成する¹⁵⁾ことができ、発光素子や受光素子^{16,17)}を形成することができる。特に、FETのPN接合に順方向に電流を注入して動作する発光素子を発光トランジスタ(Light Emitting Transistor; LET)と呼ぶ。

EDLT構造を用いて二セレン化タングステン(WSe₂, TMDの一種)中に作成したPN接合からの発光スペクトルを図7に示す。以下の三つの特徴がある。¹⁸⁾

- ①数層試料からも単層試料同様の発光が観測される。
- ②励起子(～1.65 eV)と荷電励起子(～1.55–1.60 eV)によ

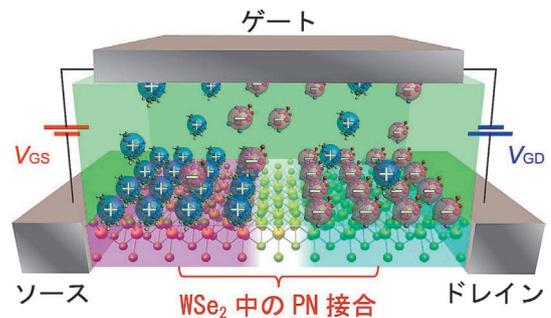


図6 EDLTを用いたWSe₂-PN接合の模式図(概念図)。

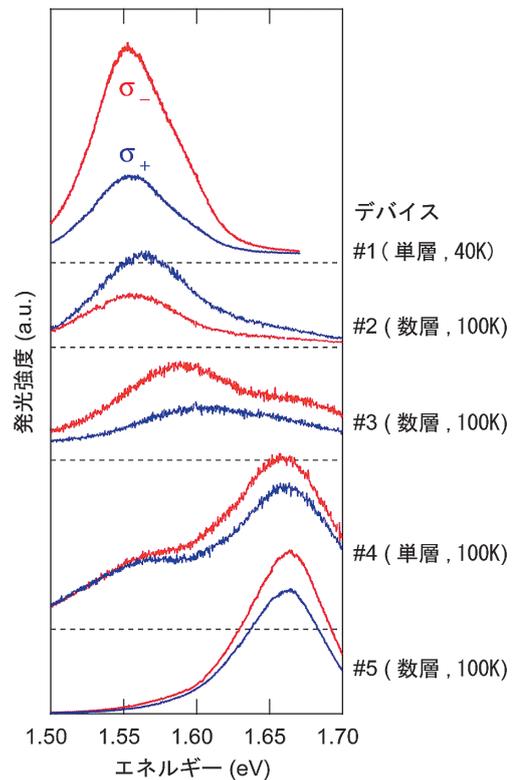


図7 WSe₂-EDLT中のPN接合からの電流注入発光。

る発光を重ね合わせたスペクトルを持つ。荷電励起子とは励起子が余分な電荷と結合した三量体で、結合エネルギーの分だけ励起子よりも低エネルギー側にピークが現れる。

- ③全ての試料で左右の円偏光成分(σ_{\pm})の強度が異なる。すなわち円偏光した発光が観測された。
- 特徴①は既に述べたようにEDLTによって数層試料においてもK点に電荷を誘起できたためであり、固体FETでは観測できない。数層が単層と同様に振る舞うのは、ゲート電場の存在により隣り合う層が非等価となり、バレー円二色性が相殺されなくなるためである。②に関して現状では発光スペクトル形状を厳密に制御する術は確立していないが、荷電励起子の結合エネルギーが電荷密度に依存するため、波長可変な発光素子が期待できる。最後の特徴、③の円偏光発光について詳しく説明しよう。

円偏光はカイラリティの破れた偏光であり、K点とK'

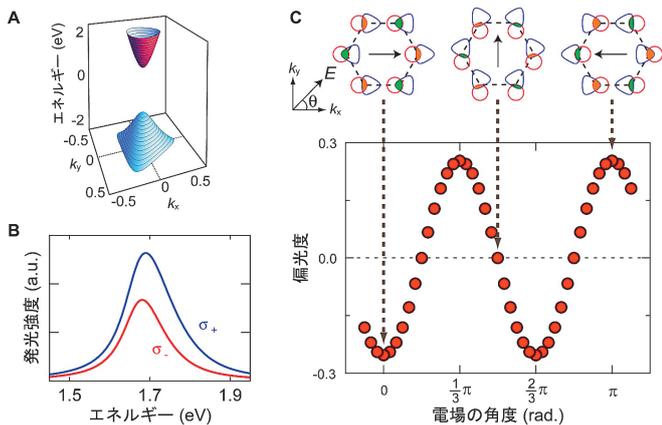


図8 発光スペクトルの数値計算。(A) WS₂におけるトリゴナルワーピング。(B) 発光スペクトル。(C) 電子-ホール分布と偏光度の電場向き依存性。

点からの発光強度に差があることを意味している。しかし、従来の理論からは電流を流しただけでバレーの対称性が破れることは説明できず、③の結果は大変意外である。従来の理論はK点とK'点における伝導帯と価電子帯の二準位モデルに基づいているが、このモデルはPN接合の再結合領域のような非常に大きな電場が存在する系を記述するには十分ではない。電場中の電荷の運動量は平衡状態のそれ、即ちK点やK'点からずれるのである。このずれは半古典論のボルツマン方程式によって記述でき、¹⁹⁾ これにTMDのバンド分散の情報を加える必要がある。

TMDのバンド分散、特に価電子帯は結晶の対称性に影響を受け、等方的な円から三角形に歪んでいる(図8A)。²⁰⁾ K点とK'点ではこの三角形の向きが逆向きになり、電場下における分布のずれ方が異なる。従って、PN接合の再結合領域における電子-ホールの分布の重ね合わせがK点とK'点で異なることが予想される。この重ね合わせる部分だけが発光に寄与するので、K点とK'点における重ね合わせが異なればそれぞれにおける発光強度に違いが生じ、結果として円偏光した発光が得られることになる。

このモデルをもとに発光スペクトルをシミュレートしたのが図8Bである。K点とK'点における全電荷密度は同じであるが、発光スペクトルははっきりと円偏光していることがわかる。このモデルはさらに、電場の方向に応じて電荷分布がずれ、発光の偏光度が変わることを予測している。図8Cのように運動量空間における電場の向きに対して偏光度が120度周期で変化するという結果が得られる。これはバンド分散が三角形型に歪んでいることに由来している。

数値計算で得られた偏光度の電場向き依存性を再現するためにはPN接合の配置を厳密に制御しなければならず、非常に難しい。しかし、LETを用い印加する電圧の符号を変えることで、0度と180度の二値ならば簡単に制御できる。二つの逆行する電流を流した時に観測した発光スペクトルを図9に示す。偏光度が逆転していることがはっきりと確認された。スペクトル形状が変化しているのは、バイアス反転により形成したPN接合が全く等価にはならない

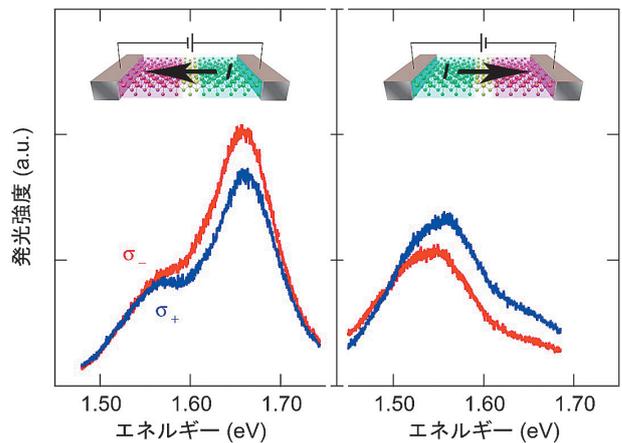


図9 電流の向きによる発光の偏光度制御。

ためであり、前述したようにスペクトル形状の厳密な制御は今後の課題である。この結果は、電氣的に偏光を制御できる初めての円偏光発光素子を実現しただけでなく、光励起以外の方法でバレーの非等価を生み出した初めての実験でもある。バレーの自由度を活かし、電圧によって円偏光が制御できることは非常に特徴的で、より応用に近い初めてのデバイスであることは言うまでもない。

5. まとめ

2次元結晶TMDでは、バンドギャップが開いてディラックコーンという際立った特性が失われる代わりに、超伝導や円偏光光源といったグラフェンには見られない新しい物性・機能が発現することを紹介した。今後は様々な手法・デバイス構造を用いたバレー自由度の制御が喫緊のテーマとなることが期待される。また、超伝導とオプトバレートロニクスが可能になれば、クライオエレクトロニクスの重要な基礎技術になる可能性を秘めている。さらに、今回のテーマとなったMoS₂など半導体ではなく、金属的なTMDも多数存在し、これらの単層薄膜における電荷密度波・超伝導転移などの振る舞いにも大変興味を持たれる。

超伝導の測定に関して叶 劍挺, 笠原裕一, 吉田将郎, 斎藤 優, TMDの結晶合成に関して鈴木龍二, 理論的考察に関して岡 隆史, 有田亮太郎, モハammad・サイド・バハラミー, 明石遼介の各氏に感謝したい。本研究は、科学技術振興機構戦略的国際共同研究プログラム(SICORP-LEMSUPER)および、日本学術振興会科研費特別推進研究の支援のもとに行われた。張は、日本学術振興会特別研究員DC1とリーディング大学院ALPSの支援を受けた。

参考文献

- 1) K. S. Novoselov, *et al.*: Science **306** (2007) 666.
- 2) Z. Y. Zhu, *et al.*: Phys. Rev. B **84** (2011) 153402.
- 3) R. H. Friend and A. D. Yoffe: Adv. Phys. **36** (1987) 1.
- 4) K. S. Novoselov, *et al.*: Natl. Acad. Sci. USA **102** (2005) 10451.
- 5) B. Radisavljevic, *et al.*: Nat. Nanotech. **6** (2011) 147.
- 6) Y. J. Zhang, *et al.*: Nano Lett. **12** (2012) 1136.
- 7) K. Ueno, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **83** (2014) 032001.

- 8) D. Xiao, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 196802.
- 9) J. T. Ye, *et al.*: Science **338** (2012) 1193.
- 10) T. Cao, *et al.*: Nat. Commun. **3** (2012) 887.
- 11) H. Zeng, *et al.*: Nat. Nanotech. **7** (2012) 490.
- 12) K. F. Mak, *et al.*: Nat. Nanotech. **7** (2012) 494.
- 13) A. Splendiani, *et al.*: Nano Lett. **10** (2010) 1271.
- 14) S. Wu, *et al.* Nat. Phys. **9** (2013) 149.
- 15) Y. J. Zhang, *et al.*: Nano Lett. **13** (2013) 3023.
- 16) A. Pospischil, *et al.*: Nat. Nanotech. **9** (2014) 257.
- 17) B. W. H. Baugher, *et al.*: Nat. Nanotech. **9** (2014) 262.
- 18) Y. J. Zhang, *et al.*: Science **344** (2014) 725.
- 19) N. W. Ashcroft and N. D. Mermin: *Solid State Physics* (Thomson Learning, US, 1976) Chaps. 1 and 2.
- 20) A. Kormányos, *et al.*: Phys. Rev. B **88** (2013) 045416.

(2014年6月6日原稿受付)

Two-Dimensional Crystals of Transition Metal Dichalcogenides—From Superconductivity to Circularly Polarized Light Source—

Zhang Yijin and Yoshihiro Iwasa

abstract: Transition metal dichalcogenide (TMD) is attracting growing interest as two dimensional crystals beyond graphene. Of particular importance is an optoelectronic functionality based on valleytronics, which is strongly coupled with spintronics through the spin-orbit interactions, making TMD a quite unique system distinct from graphene. In this article, we review our latest findings of novel functionalities in TMD materials combined with field effect transistor device architecture, including electric field induced superconductivity and electrically switchable chiral light source, both of which are missing in graphene.

日本物理学会誌 第69巻 第12号 (2014年12月号) 予定目次

巻頭言

物理学会の財政……………川村 光

現代物理のキーワード

量子コンピュータと光周波数標準……………早坂和弘

超弦理論の主演 D プレーン—ゲージ場の理論と超弦理論の

接点— ……………寺嶋靖治

小特集「量子もつれ」

はじめに

ベル不等式：その物理的意義と近年の展開……………筒井 泉

量子もつれの基礎および量子情報や物理との関係……………井元信之

多様な量子もつれの実現と新たな応用……………竹内繁樹

交流

地球型惑星の内部進化：火星からスーパー地球まで……………小河正基

最近の研究から

単一光子による決定論的な量子状態スイッチング

……………越野和樹, 猪股邦宏, 中村泰信, 山本 剛

実験データからピークの数と推定するには？—スペクトル分解

とバイズ統計—

……………永田賢二, 杉田精司, 佐々木岳彦, 岡田真人

JPSJの最近の注目論文から 8月の編集委員会より

……………安藤恒也

学界ニュース

新著紹介

男女共同参画推進委員会だより

第69巻 (2014) 総目次

総目次・主題別索引・著者索引・新著紹介原著者索引

走査トンネル顕微鏡で捉えた単一磁性分子の磁気異方性スイッチング

塚原規志 〈東京大学大学院新領域創成科学研究科〉

川合眞紀 〈東京大学大学院新領域創成科学研究科〉

高木紀明 〈東京大学大学院新領域創成科学研究科〉

近年、エレクトロニクスデバイスの微細化が進み、素子動作において物質の波動性が露になる限界に近づきつつある。そのような限界を打ち破る方法の一つとして、分子を利用することが提案されている。分子の良く規定された量子状態を利用し、多様な性質を示す分子を組み合わせることでデバイスを組立てるという発想である。このような背景のもと、単一分子の物性研究が盛んに行われている。数ある有機分子の中で、有機金属分子は特に注目されている。有機金属分子は、その分子骨格に含まれる金属イオンが多様な電子状態やスピン状態を示すことから、電荷とスピンという2つの自由度を利用したスピントロニクスデバイスにおける構成部品としての可能性を秘めているからである。このような分子からデバイスを組立てるには、基板に吸着した単一分子のスピン物性—スピン状態、磁気異方性、磁気秩序、スピンドYNAMICSなどを明らかにすることが欠かせない。

では、単一分子のスピン情報をどのように検出するか？ 分子スピンの研究に広く使われている電子スピン共鳴や磁気感受率計測では、単一分子スピンを検出することは極めて困難である。我々は、走査トンネル顕微鏡 (Scanning Tunneling Microscope, STM) を使って単一分子のスピン検出に取り組んだ。STMは、金属探針—導電性試料間を流れるトンネル電流を信号とし、固体表面の原子構造を観察する顕微鏡である。トンネル電流には、構造情報だけでなく、原子・分子の電子状態、振動状態、スピン状態等の多岐にわたる物性情報が含まれている。探針—試料間にかかる電圧の関数としてトンネル電流を測定することで、これ

らの情報を得ることができる。ただし、スピンと外部磁場によるゼーマンエネルギーは、10テスラの磁場で約1 meVであるため、スピン検出には極低温・強磁場環境下での精密な計測が必要である。

一般に、有機金属分子が基板におかれると、対称性の低下や基板との相互作用によって磁性を担う金属中心を囲む配位子場が変化し、スピン状態や磁気異方性の変化が予想される。本研究では、極低温・強磁場環境下でのSTM計測によって、銅基板上に展開した鉄フタロシアニン (FePc) 分子のスピン状態と磁気異方性がどのように変化するかを調べた。バルクでは、FePc分子は Fe^{2+} イオンに由来するスピン3重項状態をとる。このスピン3重項状態は、 Fe^{2+} イオンでのスピン軌道相互作用によってゼロ磁場分裂し、部分的に縮退が解ける。この結果、FePc分子は分子面に平行な方向に磁化容易化軸を持つ分子磁石として振る舞う。FePc分子が、銅基板に直接コンタクトしている場合は、スピン状態が1重項状態に変化する。一方、単原子層厚さの酸化膜で銅基板を修飾した場合はスピン3重項状態が保たれることがわかった。また、磁気異方性は基板との相互作用により影響を受け、磁化容易化軸が面内ではなく、分子面直方向に切り替わる。このような吸着に伴う容易化軸のスイッチングは、本研究で初めて観測された現象である。以上の結果は、分子—基板における界面の相互作用が磁性分子の磁気特性に大きな影響を及ぼすことを示していると同時に、分子—基板界面を原子レベルで修飾することにより分子の磁気特性が制御可能であることを示している。

—Keywords—

走査トンネル顕微鏡：
走査トンネル顕微鏡 (Scanning Tunneling Microscope, STM) は、G. Binnig, H. Rohrerにより開発された。鋭く尖った金属探針を試料表面に近づけ、探針と試料間に電圧を印加することで生じるトンネル電流から、試料表面の構造や電子状態を調べることができる。探針を試料表面上で走査し、トンネル電流または探針—試料間距離の変化を二次元的に記録することで表面構造に関する情報を得ることができる。また探針の位置を固定し、電流電圧特性を測定することで、探針位置での試料の局所状態密度を得ることも可能である。

トンネル電流は探針—試料間距離に指数関数的に依存するため、表面垂直方向の空間分解能は極めて高い(1 Åの変化でトンネル電流がおよそ1桁変化する)。また、探針先端が原子レベルで尖っていれば、表面第一層の個々の原子を観察することも可能である。

分子磁石：
強磁性の性質を持っており、印加磁場に対して磁化がヒステリシスを示す分子。特に、単一分子でこのような性質を持つ分子を単分子磁石 (Single Molecule Magnet, SMM) と呼ぶ。

強磁性体は、主に原子のスピンが隣接のスピンと交換相互作用することで生じる。一方、単分子磁石の場合、スピン—軌道相互作用に基づくゼロ磁場分裂が起源となる。スピン多重項が dS^z で表せるゼロ磁場分裂エネルギーにより縮退が解けた場合、パラメーター D が負ではスピンの z 成分 $S_z = S, -S$ が安定となる(S はスピンの大きさ)。この場合、 $S_z = S$ と $-S$ の状態間はエネルギー障壁によって遮られ、高スピン状態が長い緩和時間を持つことになる。このような分子が磁場によって特定の方向にスピンを揃えられれば、履歴現象を示す強磁性体と同様の振る舞いを示す。

1. はじめに

走査トンネル顕微鏡 (Scanning Tunneling Microscope, STM) が発明されて30年余りが経ち、現在STM測定は飛躍的な進歩を遂げている。STMは、探針-試料間を流れるトンネル電流が探針-試料間の距離に対して指数関数的に変化することを利用して表面構造を原子分解能でイメージングする顕微鏡として登場した。トンネル電流は、表面の幾何的構造情報だけでなく電子状態や振動などの表面素励起の情報も運んでいる。STM技術と低温技術などの周辺技術との融合により、現在では、それらを精度良く測定することが可能となり、STMは原子分解能で物性を計測する道具として位置づけられるようになってきている。また、STM探針を用いて吸着原子や分子を動かして任意のナノ構造をデザインしたり、トンネル電子の注入により化学反応を誘起したりすることも可能である。

STM非弾性トンネル分光 (STM-Inelastic Electron Tunneling Spectroscopy, STM-IETS) は、非弾性的にトンネルする電子によって吸着種の振動を励起する際のコンダクタンス変化を観測することで、単一吸着分子に対する振動スペクトルを与える。^{1,2)} また、STM-IETSによる吸着種のスピン状態を励起する研究³⁾ が報告されて以降、単一原子・分子のスピン状態を調べることもSTM-IETSが用いられるようになってきている。⁴⁻⁸⁾ STM-IETSでは、トンネル電流 I を探針-試料間に印加した電圧 V の関数として測定する。吸着分子の基準振動やスピン励起のエネルギーを Δ とすると $\Delta \leq e|V|$ (e は素電荷)の条件を満たすとき、弾性的なトンネル過程に加え非弾性的なトンネル経路が開き I が増加する。トンネル電流の一次微分 dI/dV 、二次微分 d^2I/dV^2 を V の関数として測定すると、 dI/dV スペクトルには $|V| = \Delta/e$ でステップ構造が、 d^2I/dV^2 スペクトルにはピーク構造が、それぞれ観測される。振動励起による I の変化は、一般に小さいので、通常 d^2I/dV^2 が測定される。一方、スピン励起による I の変化は大きいので、 dI/dV を測定することが多い。

固体表面における単一原子・分子のスピン検出と磁性の研究は、基礎学術的な重要性だけでなく、電子・磁気デバイスの微細化の問題を克服するための原子・分子デバイスの実現という観点から現在盛んに研究が行われている。⁹⁾ STMを用いた磁性原子・分子の研究例として、近藤共鳴状態の測定¹⁰⁻¹²⁾ やスピン偏極STM¹³⁻¹⁵⁾ が代表的である。それに加え、前述のSTM-IETSによるスピン検出が利用されるようになってから、表面単一原子・分子の磁性研究がより一層活性化している。

本稿では、磁気異方性を有する鉄(II)フタロシアニン分子(以下、FePcとする)が、Cu(110)表面とCu(110)(2×1)-O再構成表面に吸着したとき、スピン状態と磁気異方性がどのように変化するかをSTM非弾性トンネル分光 (STM-IETS) によるスピン励起の観測と軟X線光電子分光による内殻単位の計測を通して調べた結果⁷⁾を紹介する。

金属フタロシアニンは、図1に示すように、 π 共役電子

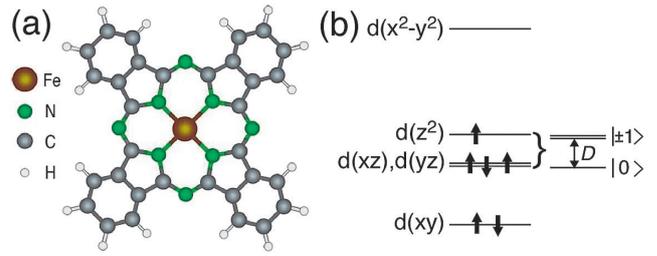


図1 鉄フタロシアニン分子の (a) 構造と (b) Fe^{2+} 3d単位の配位子場分裂と電子配置。

が2次元に広がった平面型分子で中心には様々な金属原子が配位できる。FePc分子では、中心に2価のFe原子が配位している。Fe3d軌道の配位子場分裂と Fe^{2+} の電子配置を図1(b)に示した。 d_z^2 と d_π (d_{xz} , d_{yz})軌道に2つの対電子があり、それらはHund結合で全スピン $S=1$ スピン3重項を形成する。¹⁶⁻¹⁸⁾ このスピンは、スピン軌道相互作用を通して軌道とカップルし、3重項の縮退が解ける。¹⁸⁾ 外部磁場がない状態でもスピン磁気量子数(m_s)に対する縮退が解ける現象は、零磁場分裂 (Zero Field Splitting, ZFS) として知られており、次の有効スピンハミルトニアンによって記述される。¹⁹⁾

$$H_{\text{eff}} = DS_z^2 + E(S_x^2 - S_y^2)$$

ここで、 D は軸性零磁場分裂定数、 E は斜方零磁場分裂定数であり、配位子場に依存した定数である。 D は分子面直-面内間の磁気異方性を示す定数であり、 E は分子面内での磁気異方性エネルギーを表す。FePc分子の場合、分子面を xy 面、分子面に垂直な方向に z 軸をとると、バルクの状態では $D=8.7$ meV、 $E=0$ meVである。¹⁸⁾ つまり、スピン3重項が $m_s=0$ と二重縮退した $m_s=\pm 1$ に分裂し、 $D>0$ であるので、 $m_s=0$ が基底状態、 $m_s=\pm 1$ が励起状態であり、分子面内に磁化容易軸が存在する。一方、 $E=0$ meVであるので分子面内ではスピンの向きは定まらない。

2. 実験

STM測定は、 5×10^{-11} Torr以下の超高真空中で基板を0.4 Kに冷却して行った。Cu(110)表面は、 Ar^+ イオンスパッタ・アニールを繰り返すことで清浄化を行った。Cu(110)(2×1)-O再構成表面は、室温で約0.6 L (1 L = 1×10^{-6} Torr sec)の酸素にCu(110)表面を曝露した後、基板を約400 K程度で加熱することで作製した。この再構成表面は、[001]方向にCuとOが交互に並んだCu-O列が伸びた“added-row”構造である。^{20,21)} FePc分子の蒸着は、粉末入りセルを550 Kに加熱して行った。STM像は、全て定電流モードで測定し、トンネルバイアスは探針を基準にCu基板に印加した。STM-IETSスペクトルは、ロックインアンプを用いトンネルバイアス V に関するトンネル電流 I の1次微分として測定した。ロックイン検出では、試料電圧に $V_{\text{rms}} = 60 \mu\text{V}$ ($f = 312.6$ Hz)の変調電圧を重畳した。磁

場 (0~11 T) は、超伝導磁石を用い試料表面垂直方向に印加した。FePc分子の軟X線光電子分光の測定は、SPring-8 BL17SUにて行った。軟X線光電子分光の測定では、試料温度は室温である。

3. 結果と考察

図2(a), (c), (e) は、それぞれCu(110) (2×1)-O, Cu(110) 清浄表面に吸着したFePc分子のSTM像である。Cu(110) (2×1)-O表面では2種類、清浄表面では1種類の吸着構造が観測された。中心に輝点を持つ四つ葉のクローバー形の像が観測された。クローバーの葉の部分はベンゼン環、中心の輝点は鉄に対応しており、分子面を基板表面に対して平行にして吸着していることがわかる。以後、(a), (c) の分子をそれぞれ α 種、 β 種とする。この2種の違いは、Cu-O列の方向に対するベンゼン環の角度で、[001]方向に対し α 種では 30° 、 β 種では 45° である。また、 α 種の数

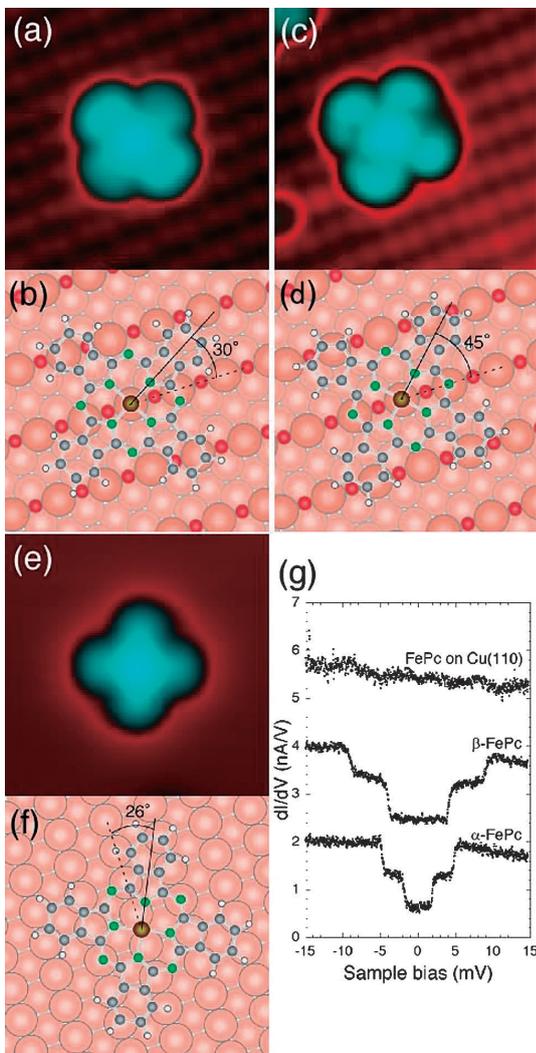


図2 Cu(110) (2×1)-O表面上に吸着したFePc分子 (α 種) の (a) STM像 ($V=-0.5$ V, $I=100$ pA, 4 nm× 4 nm) と (b) 構造モデル。Cu(110) (2×1)-O表面上に吸着したFePc分子 (β 種) の (c) STM像 ($V=-0.5$ V, $I=100$ pA, 4 nm× 4 nm) と (d) 構造モデル。Cu(110) 清浄表面上に吸着したFePc分子の (e) STM像 ($V=-0.1$ V, $I=50$ pA, 4 nm× 4 nm) と (f) 構造モデル。 (g) Cu(110) 表面と (2×1)-O表面上のFePc分子の中心で測定した dI/dV スペクトル。測定は、全て0.4 Kで行った。

が β 種に対し圧倒的に多く観測され、 α 種がエネルギー的により安定であると思われる。図2(a) と (c) のSTM像には、Cu(110) (2×1)-O表面のCu-O列に由来する凹凸が見られる。凸部分はO原子、凹部分はCu原子に対応する²¹⁾と考えられるため、FePc分子の鉄イオンはCu原子の上に吸着していると同定した。一方、Cu(110) 清浄表面では (ここでは示さないが) オントップに吸着するCO分子との比較から、FePcの吸着サイトはショートブリッジであると同定した。これらの結果をもとに、対応する構造モデルをそれぞれ (b), (d), (f) に示した。

最近、密度汎関数理論 (DFT) に基づく第一原理計算により、Cu(110) (2×1)-O表面上のFePc分子に関する計算結果が報告された。^{22,23)} 吸着構造が2種類あること、Cu-O列からの角度に関しては実験と計算で良い一致を示している。一方、鉄イオンがO原子の上に吸着する方が安定であるという計算結果²²⁾ は、我々の帰属と異なる。Cu(110) (2×1)-O表面のSTM像は、探針先端の状態によって変化する。²¹⁾ 探針先端が金属的であればO原子が凸となるが、探針先端がO原子で修飾されると凹凸が反転する。よって実験と計算結果の違いは、単純に計算結果が間違っているとは断定できず、探針先端に関してさらなる検証が必要である。次に、分子の中心が明るく観測されているが、今回のCu(110), Cu(110) (2×1)-O表面に限らず、Au(111), Ag(100) などでも同様である。^{12,24-26)} これに対し、中心がCuやNiのフタロシアニンでは、金属表面上で中心が暗く観測される。^{24,26)} この傾向は、中心金属の3d軌道がFermi準位からどの程度離れているかによっておおよそ決まる。Cu(110) (2×1)-O表面上のFePcでは、Fermi準位近傍に d^2 軌道が存在することが計算によって示されている。^{22,23)} 観測に用いたトンネル条件では、 d^2 軌道がトンネル経路として大きく寄与し、中心が輝点となる。²³⁾

図2(g) は、Cu(110) 表面に吸着したFePc分子と、Cu(110) (2×1)-O表面で見られた α 種と β 種の dI/dV スペクトルである。各スペクトルは、鉄上に探針を固定して測定した。Cu(110) 表面上のFePc分子では、図の測定範囲において特徴的な構造は観測されない。一方、 α 種と β 種では $V=0$ に関して対称な位置に2段のステップ構造が観測される (それぞれ、 a_1 , a_2 , β_1 , β_2 ステップと呼ぶ)。これは非弾性トンネル過程によるステップ構造である。Lambeらによる非弾性トンネルスペクトルの表式²⁷⁾ を用いてフィッティングを行い、ステップ位置 (励起エネルギー) を、 α 種で $\pm 1.9(a_1)$, $\pm 4.7(a_2)$ meV, β 種で $\pm 4.1(\beta_1)$, $\pm 9.0(\beta_2)$ meVと決定した。

図3(a) と (b) は、 dI/dV スペクトルの印加磁場依存性である。磁場を印加すると励起エネルギーは増加し、磁場依存性は図3(c) のようになった。さらに図3(d) に示したように、 a_1 , β_1 ステップの高さも磁場に依存して減少する様子が観測された。 β_1 ステップに比べて、 a_1 ステップの高さの減少がより顕著である。このような磁場依存性から、2

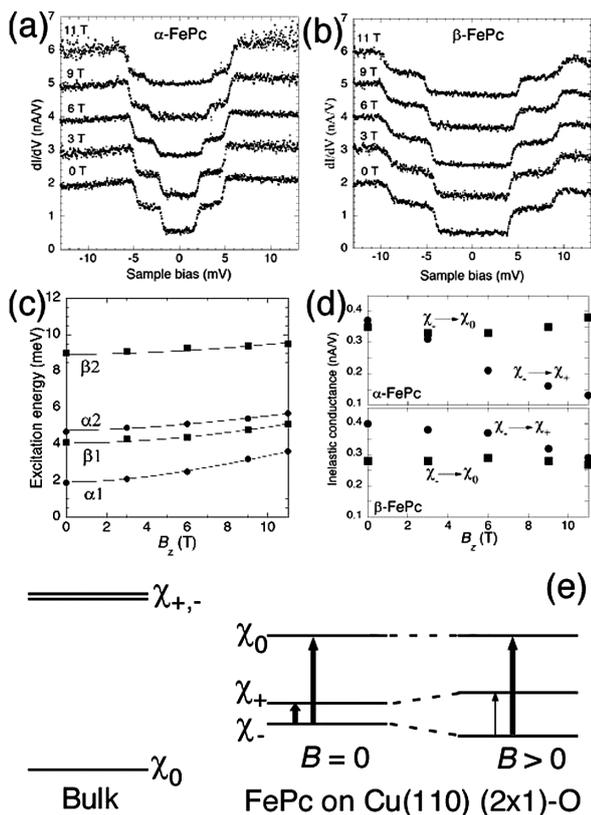


図3 dI/dV スペクトルの印加磁場依存性 (a) α 種と (b) β 種 (磁場は表面垂直方向に印加している). (c) α 種と β 種のステップエネルギーの印加磁場依存性. (d) α 種と β 種のトンネルコンダクタンスの非弾性成分の印加磁場依存性. (e) ZFS により分裂した FePc スピン 3 重項の模式図.

段ステップ構造は、零磁場分裂によって縮退が解けた鉄のスピンの 3 重項状態間の励起に由来しており、磁場によるシフトは Zeeman 効果であると断定できる。このスピン励起によるステップ構造は、鉄上でのみ観測されることから、鉄の 3d 軌道を介した励起過程であることがわかる。DFT 計算によれば、 d^2 軌道に電子が注入される、または抜けることで生じる中間状態がスピン励起過程に寄与していると報告されている。²³⁾

Cu(110)(2×1)-O 表面への吸着によって、FePc 分子のスピンの 3 重項がバルク状態と比べてどう変化するかを考える。2 段のステップ構造は、3 つのスピンの状態間の励起と考えれば説明でき、全スピン $S=1$ が吸着後も維持されていると考えることができる。Zeeman エネルギーを入れた有効スピンハミルトニアン

$$H_{\text{eff}} = DS_z^2 + E(S_x^2 - S_y^2) + g\mu_B S_z B_z$$

のスピンの 3 重項基底 $\{|-1\rangle, |0\rangle, |1\rangle\}$ による行列を対角化すると、固有関数と固有エネルギーは以下ようになる。¹⁹⁾

$$\begin{aligned} |\chi_-\rangle &= \sin \gamma |1\rangle - \cos \gamma |-1\rangle, & \Omega_- &= \frac{D}{3} - \sqrt{E^2 + (g\mu_B B_z)^2} \\ |\chi_+\rangle &= \cos \gamma |1\rangle + \sin \gamma |-1\rangle, & \Omega_+ &= \frac{D}{3} + \sqrt{E^2 + (g\mu_B B_z)^2} \\ |\chi_0\rangle &= |0\rangle, & \Omega_0 &= -\frac{2}{3} D \end{aligned}$$

ここで g は外部磁場に対する g 因子、 B_z は外部磁場、 $\tan 2\gamma = E/g\mu_B B_z$ である。これらの固有状態間の遷移が観測されたステップの起源であり、固有エネルギーの差が励起エネルギーに対応する。観測された Zeeman シフトを正しく再現するように上記の 3 つの固有状態を基底状態、第 1 励起状態、第 2 励起状態に帰属する。

バルクと同様に $D > 0$ とすると、 $|\chi_0\rangle$ が基底状態、 $|\chi_-\rangle$ と $|\chi_+\rangle$ はそれぞれ第 1 励起状態、第 2 励起状態となる。 $|\chi_0\rangle \rightarrow |\chi_-\rangle$ 、 $|\chi_0\rangle \rightarrow |\chi_+\rangle$ の遷移が 2 段のステップ構造に対応する。ところが、 $|\chi_0\rangle \rightarrow |\chi_-\rangle$ の励起は、磁場を大きくすると低エネルギー側にシフトし、実験結果を再現しない。一方、 $D < 0$ では、 $|\chi_-\rangle$ 、 $|\chi_+\rangle$ 、 $|\chi_0\rangle$ はそれぞれ基底状態、第 1 励起状態、第 2 励起状態となり、 $|\chi_-\rangle$ から $|\chi_+\rangle$ 、 $|\chi_0\rangle$ への遷移が 2 段ステップに対応する。どちらの励起エネルギーも磁場を大きくしたとき高エネルギー側にシフトし、実験結果と一致する。図 3(c) の点線は、 $D < 0$ での励起エネルギーの表式で最小 2 乗フィットしたものである。これより、 α 種に対しては $D = -3.8$ meV、 $E = 1.0$ meV、 $g = 2.3$ 、また β 種に対しては $D = -6.9$ meV、 $E = 2.1$ meV、 $g = 2.4$ と求められる。

図 3(e) に、ZFS によるスピンの 3 重項のエネルギーダイアグラムを示した。 $D < 0$ 、 $E \neq 0$ であり、バルクと比べてゼロ磁場分裂の様子が大きく変化している。つまり、吸着によって Fe 原子に対する配位子場が変調されていることが示唆される。 D と E は、分子の磁気異方性を決めるパラメータとなる。バルクで正であった D は、吸着によって負となる。つまり、FePc 分子の磁化容易軸は分子面内であったが、Cu(110)(2×1)-O 表面に吸着することで分子面直方向に変化したことになる。近年、第一原理計算から単分子磁石の磁気異方性を計算する試みが進歩し、成功を収めている。²⁸⁾ Cu(110)(2×1)-O 表面上の FePc 分子の磁気異方性についても同様の計算が行われ、気相で分子面内に容易化軸を持つ FePc は、Cu(110)(2×1)-O 表面に吸着することで容易化軸が面直に変化し、我々の結果と良い一致を示していると報告された。²²⁾ この容易化軸の変化は、主に吸着によって分子軌道のエネルギー安定性に変化が生じ、分子内で電子配置の変化が起こることによる。²²⁾ また、実験ではゼロでない E の値が見積もられたが、これは分子面内でも磁気異方性が生じていることを意味する。バルクでは D_{4h} であるが、図 1(a) と (c) の STM 像から判断すると、 α 種では C_2 、 β 種では C_s であり、明らかに対称性が低下している。表面に吸着したことによって Fe イオンが置かれた配位子場の対称性が低下し、面内にも異方性が現れたと考えられる。

z 方向の g 因子が 2 より大きくなる原因は、主に 2 つ考えられる。1 つは、ZFS によって分子面直に容易化軸が向き、 z 方向の磁場に対する g 因子が増強されるためである。¹⁹⁾ もう 1 つは、全スピンの吸着前と比べて大きくなることである。DFT 計算によれば (Fe 原子の下は O 原子と帰属され

ているという実験との不一致があるが), このFe原子直下のO原子での電子密度が増え, 分極していると報告されている.²²⁾ つまり, 観測された g 因子は, FePc分子のみならず基板も含めた吸着系全体でのスピンを反映していると考えられる.

次に, 磁場の印加による $\alpha 1$ と $\beta 1$ ステップの高さの減少を考察する. $\alpha 2$ と $\beta 2$ ステップの高さは磁場によらずほぼ一定である. トンネル電子によるスピン励起過程は完全には解明されていないが, 励起過程において分子スピンとトンネル電子のスピン角運動量が保存されなければならないことから, 電子スピン共鳴と同様に $|\Delta m_s|=0, 1$ の遷移が許容である.^{4,5,19)} $B_z=0$ では, $\alpha 1$ と $\beta 1$ の励起は $\Delta m_s=0$ の許容遷移である. B_z が大きくなり $\gamma \rightarrow 0$ となると $|\chi_- \rangle$ と $|\chi_+ \rangle$ は, それぞれ $| -1 \rangle$ と $| 1 \rangle$ に漸近していき, $\alpha 1$ と $\beta 1$ の励起は $\Delta m_s=2$ の禁制遷移に近づき, 遷移確率が小さくなる. その結果, $\alpha 1$ と $\beta 1$ ステップの高さが磁場増加によって減少する. γ の表式から, Zeemanエネルギーが E 程度になれば遷移確率の減少は顕著になることは明らかである. α 種の E の値は, β 種の約半分であるため, $\alpha 1$ ステップの方が磁場の影響を受けやすく, 急激にステップの高さが減少する. 一方, $\alpha 2$ と $\beta 2$ の励起は常に $|\Delta m_s|=1$ で, 顕著な磁場依存性を示さない.

図2(d)で示したように, Cu(110)清浄表面ではスピン励起が観測されなかった. これは, 清浄表面上ではFeのスピンが消失していることを示唆している. 2つの表面でのスピン状態の違いを検証するため, Fe2pの光電子分光測定を行った. 図4(a)と(c)は, Cu(110)(2×1)-O, Cu(110)表面に吸着したFePc分子1層のFe2pの光電子スペクトルである. スピン軌道相互作用により分裂した $2p_{1/2}$ と $2p_{3/2}$ のピークが見られる. $2p_{3/2}$ に着目すると, Cu(110)(2×1)-O表面では707.8 eVに加え, 708.8 eVにブロードな構造が

観測された. 一方, Cu(110)では706.8 eVの大きなピークに加え, 709.1 eVにブロードなピークが観測された.(2×1)-O表面上でのスペクトル形状はバルクFePcのスペクトル形状に近い.²⁹⁾ この形状は, 終状態の影響(鉄3d電子と内殻正孔の交換相互作用)によるものであり, (2×1)-O表面でスピン3重項状態が保たれていることを示している. 一方, Cu(110)清浄表面での706.8 eVのピークは, $2p_{3/2}$ のメインピーク(d^6)で, 709.1 eVのブロードなピークはPc配位子とFeとの間の電荷移動サテライト(d^7L)である. このスペクトル形状は, FePcL₂化合物(Lはイミダゾール, 3-クロロピリジン, 3-ピコリン)のFe2pのスペクトル形状に近い.²⁹⁾ これらの化合物のスピン状態は1重項である. よって, FePc分子がCu(110)表面に吸着すると, 3重項状態から1重項状態に変わることがわかる.

清浄表面と(2×1)-O表面でのスピン状態の違いは, 基板とFePc分子との相互作用の違いによるものと考えられる. Cu(110)の表面電子状態は金属的であり, Fermi単位近傍に状態密度が存在する. そのため, Feの d_z^2 や $d_x^2-y^2$ 軌道は強く基板の状態と混成し, それらの軌道の占有数が増える. 一方, Cu(110)(2×1)-O表面の電子状態は半導体的であり, Fermi単位近傍の状態密度は清浄表面と比べ低下する.³⁰⁾ よって, (2×1)-O表面ではFePcの d_z^2 や $d_x^2-y^2$ 軌道と基板電子系との相互作用が清浄表面に比べ弱く, スピン3重項が保持される. つまり, 2つの表面におけるスピン状態の違いは, 基板の異なる電子状態に由来した混成の違いによるものと考えられる. 図4(b)と(d)は, FePc分子を2層蒸着したときのスペクトルである. Cu(110)清浄表面では, 1重項状態のFePcに加え3重項状態のFePcの寄与(708.2 eVのブロードなピーク)が現れる. 第1層FePcの存在によって第2層のFePcと基板との相互作用が弱く, スピン3重項状態が保たれているためである.

4. まとめ

本稿では, Cu(110)とCu(110)(2×1)-O表面への吸着によるFePc分子のスピン状態とZFSについて, STMと光電子分光により調べた. Cu(110)(2×1)-O表面では非弾性トンネル過程によるスピン励起が観測された. スペクトルの磁場依存性より, 本来ZFSにより分子面内に存在した磁化容易軸が, 分子面直に変化することが判明した. 一方, Cu(110)表面では, スピンが消失する. この結果から, 様々な表面や薄膜を導入し, 分子-基板間の相互作用を変調することで, 表面吸着分子のスピン物性を自在に制御できることが期待される. 特に, 単一分子に磁石の機能を持たせた単分子磁石の観点から考えると, D が負であることが単分子磁石としての条件の一つであり, 今回の結果は, FePc分子が単分子磁石としての特性に近づいたと考えることができる. 表面吸着による配位子場の変調は, 新たな単分子磁石の探索, 既存の磁性分子に磁石の機能を持たせるなど, 極めて重要であることは明らかである.

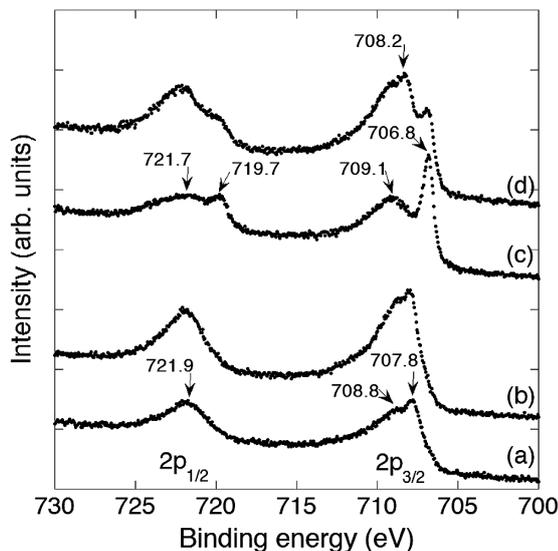


図4 Fe2pの光電子スペクトル. Cu(110)(2×1)-O表面上のFePc分子(a)1層と(b)2層のスペクトル. Cu(110)清浄表面上のFePc分子(c)1層と(d)2層のスペクトル. 測定は全て室温で行った.

本研究は、科学研究費補助金(17069006, 21241017)の支援を受け行われました。また、SPring-8における軟X線光電子分光実験では、理化学研究所放射光科学総合研究センターの辛埴博士、高田恭孝博士、宮脇淳博士、田口宗孝博士、Ashish Chainani博士に大変お世話になりました。深く感謝いたします。

参考文献

- 1) W. Ho: J. Chem. Phys. **117** (2002) 11033.
- 2) T. Komeda: Prog. Surf. Sci. **78** (2005) 41.
- 3) A. J. Heinrich, *et al.*: Science **306** (2004) 466.
- 4) C. F. Hirjibehedin, C. P. Lutz and A. J. Heinrich: Science **312** (2006) 1021.
- 5) C. F. Hirjibehedin, *et al.*: Science **317** (2007) 1199.
- 6) X. Chen, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 197208.
- 7) N. Tsukahara, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 167203.
- 8) T. Balashov, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 257203.
- 9) L. Bogani and W. Wernsdorfer: Nature Materials **7** (2008) 179.
- 10) V. Madhavan, *et al.*: Science **280** (1998) 567.
- 11) T. Komeda, *et al.*: Nature Commun. **2** (2011) 217.
- 12) E. Minamitani, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 086602.
- 13) M. Bode: Rep. Prog. Phys. **66** (2003) 523.
- 14) R. Wiesendanger: Rev. Mod. Phys. **81** (2009) 1495.
- 15) S. Schmaus, *et al.*: Nature Nanotech. **6** (2011) 185.
- 16) J. Bartolomé, *et al.*: Phys. Rev. B **81** (2010) 195405.
- 17) G. Filoti, *et al.*: Phys. Rev. B **74** (2006) 134420.
- 18) B. W. Dale, *et al.*: J. Chem. Phys. **49** (1968) 3441.
- 19) A. Abragam and B. Bleaney: *Electron Paramagnetic Resonance of Transition Ions* (Clarendon, Oxford, 1970).
- 20) D. J. Coulman, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 1761.
- 21) L. Ruan, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 4079.
- 22) J. Hu and R. Wu: Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 097202.
- 23) J. P. Gauyacq, F. D. Novaes and N. Lorente: Phys. Rev. B **81** (2010) 165423.
- 24) X. Lu and K. W. Hipps: J. Phys. Chem. B **101** (1997) 5391; K. W. Hipps, *et al.*: *ibid.* **100** (1996) 11207.

- 25) N. Tsukahara, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 187201.
- 26) A. Mugarza, *et al.*: Phys. Rev. B **85** (2012) 155437.
- 27) J. Lambe and R. C. Jaklevic: Phys. Rev. **165** (1968) 821.
- 28) S. Schmitt, P. Jost and C. van Wullen: J. Chem. Phys. **134** (2011) 194113.
- 29) G. V. Ouedraogo, D. Benlian and L. Porte: J. Chem. Phys. **73** (1980) 642.
- 30) R. Courths, *et al.*: Surf. Sci. **376** (1997) 43.

非会員著者の紹介

塚原規志氏： 東京大学大学院新領域創成科学研究科 川合・高木研究室 助教。専門は走査トンネル顕微鏡 (STM) を用いた表面の実験的研究。特に最近ではSTMによる分子磁性の解明に力を入れている。

(2013年4月30日原稿受付)

Switching of Magnetic Anisotropy of a Single Magnetic Molecule Observed by Scanning Tunneling Microscopy

Noriyuki Tsukahara, Maki Kawai and Noriaki Takagi

abstract: Spin state and magnetic anisotropy of individual iron(II) phthalocyanine (FePc) molecules attached to Cu(110) and Cu(110)(2×1)-O electrodes were investigated by inelastic electron tunneling spectroscopy with scanning tunneling microscopy (STM-IETS) together with soft X-ray photoelectron spectroscopy. In the IETS spectra of FePc on Cu(110)(2×1)-O, double-step structure appears arising from the excitations between the zero-field-split spin substates of spin triplet. The magnetic-field evolution of the double-step structure shows that the magnetic anisotropy is converted from in-plane to out of plane by the interaction between the molecule and the substrate. In contrast, the spin state of FePc on Cu(110) is converted from spin triplet to the singlet upon the adsorption. These results demonstrate that tuning the interactions at the molecule-substrate interface enables us to control the magnetic properties of magnetic molecule such as spin state and magnetic anisotropy.

国際リニアコライダー (ILC) の現状

高橋 徹 (広島大学大学院先端物質研究科)

1. 序

2013年、ILCは技術設計報告書の完成、実現を目指す新体制の始動という大きな節目を越えた。図1の写真は、6月12日に開催された、技術設計書完成セレモニーにおいて、ILCを統括するリニアコライダーボード (LCB) 議長の駒宮幸男氏から、その実行部隊リニアコライダーコラボレーション (LCC) のディレクター、Lyn Evans氏に技術設計報告書が手渡された場面である。夏から秋にかけては、立地評価会議による国内建設候補地の評価の公表、日本学術会議による提言と続いた。これらのニュースは新聞やテレビでも伝えられるなど、科学者コミュニティーを超えた関心の高さが感じられる。報道をご覧になった会員諸氏も多いだろう。

ILCはまだ計画の段階で実施が決まっているわけではない。関係者の思惑のとおりに進んだとしても、運用開始は2020年代後半になる。その目的も、実生活と関係が深いとは言えない素粒子物理学だ。そんな話がテレビや新聞紙上に頻繁に登場する。実際どうなっているのか。物理学会の会員ならずとも (であるからこそ)、気になるのではないか。そこで本稿では、「ILCとは何か」「ILCのめざすもの」「ILCの現状と展望」について、物理学会会員諸氏、それも素粒子や原子核の分野にあまり関わりのない方々を念頭に説明を試みたい。

2. ILCとは何か

国際リニアコライダー (International Linear Collider; ILC) を一言でいうと、高エネルギーの電子と陽電子をぶつけて素粒子反応を研究する、電子・陽電子衝突型線形加速器だ。よく知られているように、小さな領域を探ろうとするとドブロイ波長 λ と運動量 p の関係 $\lambda = h/p$ から、プローブの運

動量を大きくしなければならない。ILCの第1期では、電子と陽電子の重心系衝突エネルギー 500 GeVを計画している。これは $\lambda \approx 10^{-19}$ mに相当する。一方、誕生直後の宇宙は非常に高温で、素粒子同士が高いエネルギーで反応していたと考えられている。その意味でILCは宇宙の始まりからおおよそ100億分の1秒後の世界で起こっていた現象を実験室で再現する。

現在、世界最高エネルギーの加速器は欧州原子核研究機構 (CERN) の陽子衝突型円型加速器LHCだ。2012年にここでヒッグス粒子が発見され、2013年のノーベル物理学賞をアンダレル氏とヒッグス氏が受賞したのは記憶に新しい。2012年の時点でLHCの重心系衝突エネルギーは8 TeV、今後14 TeVまで増強される計画である。一般に加速器のエネルギーを上げるのは、電子加速器より陽子加速器の方がやりやすい。しかし、陽子はクォークとグルーオンからなる複合粒子であるため、そのエネルギーのすべてが新粒子の生成に使われることはない。また反応が複雑なため、探求したい物理現象 (例えばヒッグス粒子の生成) を引き出すためのデータ解析も難易度が高い。一方、電子や陽電子はそれ自身が素粒子なので、始状態が明確である。また、反応が比較的単純で観測された事象と物理を結びつけることが容易である。「難易度が高い」、「容易だ」というのは、単なる技術的なことではなく、得られる測定値の精度の善し悪しに直結する本質的なことである。

ところで、電子や陽電子を円形加速器で加速すると放射光によってエネルギーを失う。放射光によるエネルギー損失は電子 (陽電子) のエネルギーの4乗に比例し、加速器の半径に反比例する。これまで世界最高エネルギーの電子・陽電子衝突型加速器は、1990年代にCERNで活躍したLEPであり、その円周は約27 km、最高重心系エネルギーは、209 GeVだった。^{*1} 円形加速器によるエネルギーのこれ以上の向上は実質的に困難である。放射光によるエネルギー損失を低減するために半径を大きくした極限が線形加速器 (リニアコライダー) であり、電子・陽電子衝突型加速器で重心系エネルギー 500 GeV、さらに1 TeVを目指すためにはこの方式しかない。^{*2}

日本でリニアコライダーの開発が開始されたのは1987年、四半世紀前のことである。黎明期からしばらくは、日、米、欧、露、それぞれの地域で開発が行われていたが、そ



図1 TDR完成記念式典で、駒宮LCB議長からLyn Evans LCCディレクターにTDRが手渡された。

^{*1} LHCはこのLEPのトンネルを利用して陽子衝突型加速器に置き換えた。

^{*2} 実際のILCは、地球の半径の円形加速器である。

の規模の大きさから世界に複数の施設を建設するのは不可能であるという認識のもと、国際将来加速器委員会 (International Committee for Future Accelerator; ICFA) の下に、国際技術推奨委員会 (International Technology Recommendation Panel; ITRP) が設置され、世界で一つの国際リニアコライダー (ILC) の建設に向けた動きが始まった。ITRP は 2004 年 8 月に超伝導加速技術を採用。翌 2005 年には、ILC の技術開発を世界協力で行う国際設計チーム (Global Design Effort; GDE) が発足した。物理・測定器研究においても、Research Directorate (RD) が 2007 年に組織され、加速器開発と歩調を合わせた研究が開始された。この、前史を合わせると 30 年近くに及ぶ開発研究の成果として、2013 年 6 月に ILC 技術設計報告書 (Technical Design Report; TDR) と測定器詳細設計書 (Detailed Baseline Design; DBD) が完成した。¹⁾ TDR に記述された ILC は、重心系エネルギー 500 GeV、全長 31 km、また必要に応じて 1 TeV までのエネルギー拡張性を持つ。TDR には、ILC 加速器本体の建設費の見積もりが含まれている。見積もりは、重心系衝突エネルギー 500 GeV に対するもので、実績を持つ技術先進国企業との協力による製造見積もりと量産技術の検討に基づき、GDE が精査している。日本円への換算は為替レートや契約形態に依存するが、日本での建設を想定し、一つのモデルに基づき換算すると、加速器本体の建設・物品費、約 8,300 億円 (及び国際協力による研究所としての労務費 2,290 万人・時) となる。

TDR と DBD の完成を受けて、リニアコライダーコラボレーション (Linear Collider Collaboration; LCC) が発足し、そのディレクターに LHC 建設のリーダーだった Lyn Evans 氏が就任した。LCC は今後数年で ILC 実機の設計図を描く工学設計を行う。ILC は今、設計から実現へ向けた段階に入ったところである。

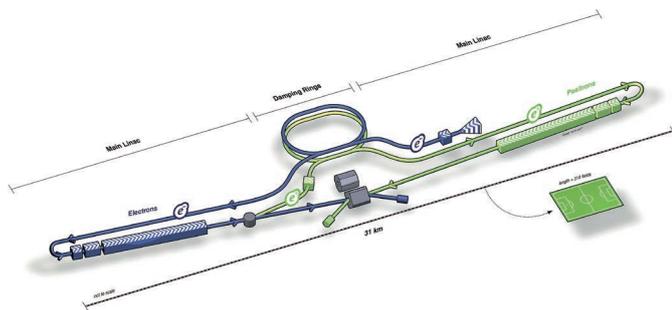


図2 ILCの全体構成。

3. ILCのめざすもの

ILCのエネルギーが宇宙誕生からおよそ100億分の1秒後の世界に相当することは先に述べた。素粒子の標準理論では、これはヒッグス場が真空中に凝縮して、素粒子が質量を持った頃に相当する。LHCによるヒッグス粒子の発見は、そのシナリオが正しいことを証明したと言えるが、決して素粒子物理学の完成を意味するものではない。標準理論では説明できない物理現象が存在することが分かっている。

標準理論に含まれない現象の例としてまずあげることができるのが、暗黒物質と暗黒エネルギーだ。天体の運動の観測から、直接観測や測定にはかからないが質量を持つ「暗黒物質」が存在することが分かっている。また1990年代後半に現在の宇宙は加速膨張をしていることが明らかにされ、それを引き起こすエネルギーとして「暗黒エネルギー」が導入された。²⁾ 最近の観測によると、暗黒物質や暗黒エネルギーは宇宙のエネルギー組成の95%を占めており、標準理論によって記述される「我々の身の回りの物質」は5%に過ぎないことが分かってきた。³⁾

その他にも標準理論で説明できないこととして、反粒子が自然に存在していないということがある。粒子と反粒子が出会うと対消滅する。もし粒子と反粒子の性質が全く同じならば、宇宙初期にできた粒子と反粒子は全て対消滅したはずだ。しかしなんらかの理由で粒子が生き残り、物質を作った。粒子と反粒子はその性質がわずかに異なることが知られている。小林誠、益川敏英両氏によってその違いを説明する理論が提唱され、その正しさがBファクトリー実験によって証明された。小林・益川両氏がノーベル賞を受賞されたことは記憶に新しい。だがそのわずかな違いでは宇宙に生き残った粒子数を説明するには不十分であることも知られている。

このような事実は、標準理論は宇宙が始まってから100億分の1秒以降を記述する有効理論であることを示している。標準理論では説明できない現象を含む、別の物理が存在するはずである。標準理論が有効理論であるならば、宇宙の創生期を支配する物理法則はどのようなものなのか。強い相互作用と電弱相互作用を統一的に記述する大統一理論は存在するのか、さらに重力相互作用を含む究極の統一理論は存在するのか、課題と興味は尽きない。

ヒッグス粒子の発見は、標準理論の有効理論としての正当性を示すと共に、ヒッグス粒子を手がかりとしてさらにその先にある現象の探求への道を開いた。表1はILCで研

表1 ILCで調べる対象とそれによって分かる物理の例。

		分かること				
		ヒッグス粒子複合性	大統一	暗黒物質	電弱バリオン数生成	真空の安定性
調べること	ヒッグス	✓		✓	✓	✓
	トップ	✓				✓
	新粒子	✓	✓	✓		
	ゲージ相互作用	✓	✓			

究が可能な現象とそれらによって分かることを簡単にまとめている。以下では、いくつかのトピックについてLHCによる探求との相補性を念頭に考えたい。

3.1 ヒッグスの物理

ILCの物理を考えると、まず重要なのはヒッグス粒子である。LHCによってヒッグス粒子は発見されたが、その性質の詳細はまだ十分に分かっていない。残された課題をいくつか挙げると、

- ・ヒッグス粒子はそれ自体が素粒子か複合粒子か、
- ・ヒッグス粒子のそれ自身との相互作用（自己結合）は存在するか、
- ・ヒッグス粒子はいくつあるのか、
- ・暗黒物質と結合するのか、

などがある。このようなヒッグス粒子の性質は表1に示したような、背後にある物理を反映しているはずであり、ヒッグス粒子の性質の解明は、標準理論を超えた物理の探索に直接つながる。

ヒッグス粒子の性質の具体的な例として、ヒッグス粒子と他の素粒子との相互作用の強さ（結合定数）、ヒッグス粒子の崩壊幅（寿命）などがある。標準理論では、素粒子の質量はヒッグス粒子と粒子の相互作用の強さ（結合定数）に比例する。しかしヒッグス粒子が複数存在する場合や複合粒子である場合など、標準理論の枠組みを超えたものがあつた場合、比例関係に変化が生じる。ILCでは標準理論からのずれの有無だけでなく、その詳細を明らかにすることによって背後に潜む物理の同定に挑む。また、結合定数のなかでも、ヒッグス粒子のそれ自身との結合（自己結合定数）は、ヒッグス場が真空に凝縮する機構に深く関連した性質であると共に、その機構を通じてバリオン数（粒子数）の生成を説明するモデルの提案もなされており、現在の宇宙の成り立ちの説明につながる重要な測定項目である。

このようなヒッグス粒子の性質は、今後LHCによって徹底的に究明される。最近の研究によればLHCでもかなりの精度でヒッグス粒子の性質に迫ることができそうだ。ILCの運転開始は2020年代後半と考えられるので、比較すべきはLHCが2030年代に到達できる精度である。LHCは2015年に衝突エネルギー13 TeV、その後さらに14 TeVへの向上を計画している。2020年代中盤からはルミノシティの増強を行い、測定精度は大きく向上すると期待される。しかしLHCには複合粒子（陽子）を用いる難しさが残る。「但し書き（仮定）」を除いた形で結果を表すのは難しい。例えば、ヒッグス粒子の結合定数の測定の場合、LHCの高ルミノシティ運転では数%の測定精度が想定されているが、これは各粒子（正確には世代間）の結合定数の関係に仮定をおいた場合である。それに対してILCは仮定を含まない絶対測定ができる。仮に、LHCと同じ仮定をした解析では、ILC第1期（250～500 GeV）のデータでもウィークボゾンやクォークとの結合定数は1桁程度良い精度で測定ができる。

ヒッグス粒子が複数ある場合や複合粒子である場合、それぞれの模型に対応した新粒子が存在すると予想されている。LHCによってこれらの新粒子が直接発見されることも期待される。一般に新粒子の質量は模型のパラメータに依存するが、ヒッグス粒子が複数ある模型では、LHCでは直接発見できない質量であってもILCではヒッグス粒子の性質に現れる影響を通じて広いパラメータ領域を探索できると予想される。一方複合粒子模型では、新粒子の質量に対して、LHCによる直接探索とILCによる精密測定による探索は同程度の探索能力を持つと考えられている。LHCで新粒子が発見された場合は、ILCによるヒッグス粒子の性質とあわせてその本質に迫ることができる。LHCで見えない場合も、それとは独立した探索が可能である。

LHCによる測定によって標準理論を超える新現象の予兆が見えた場合はもちろん、そうでない場合も、ILCはヒッグス粒子の精密測定による新物理の探索とその正体の解明に本質的な役割を担う。⁴⁾ ヒッグス粒子の性質の精密測定は、素粒子物理学を次の段階に進めるために必ず必要なことであり、LHCによるヒッグス粒子の発見は、それがILCによって必ずできることを示した。LHCの今後の成果によってその意義がさらに深まることを期待している。

3.2 未知の現象の直接探索

未発見の重たい粒子など、新しい現象の発見は、標準理論を超えた現象の直接の証拠となる。LHCのエネルギーの高さは絶対的強みを持つが、それがすべてとは言えない。陽子・陽子反応は、生成断面積が大きな強い相互作用をする粒子の探索に強い反面、電弱相互作用しかならない粒子の探索は、バックグラウンドの影響を受けやすく、新現象がそれに埋もれる可能性がある。暗黒物質のように相互作用が小さな粒子はその例である。現在LHCでヒッグス粒子以外の新粒子が発見されていないことをもって、ILCで計画されているエネルギー領域に（ヒッグス粒子以外の）新現象が無いと考えているとしたら、それは早計だろう。ILCの場合は、そのエネルギーの範囲で生成可能な新粒子は必ず見つけることができる。新粒子が測定器に直接痕跡を残さないようなものであっても検出可能だ。例えば、暗黒物質“だけ”が電子・陽電子反応で直接生成された場合、生成された粒子は検出器では見えないため、一見何も起こっていないのと同じである。だがその場合も、始状態の電子から輻射される光子を捕まえることによって、重たい粒子が生成されたことを確認できる。これは、光子1個の検出という難しい測定だが、始状態が明確でバックグラウンドも少ない電子・陽電子反応の特質を活かした例である。もちろんILCのエネルギーも高い方が望ましく、1 TeVへの拡張性の確保は必須である。

ILCは無論のこと、LHCによって新しい現象が発見された場合も、精密測定によってその現象を徹底的に調べ、その正体を明らかにする。発見された粒子の生成に直接エネルギーが届かなくても、他の反応に新粒子が与える影響の

精密測定を通じて現象の解明に取り組むことができる。LHCとILCが車の両輪をなして未踏の世界に踏み込むことが重要である。

ヒッグス粒子の発見はILCの初期段階の物理に明確な指針を与えた。重心系エネルギー250 GeVの加速器を造れば必ずヒッグス粒子の直接測定が可能だ。ILCはまずそこから出発し、350 GeV、500 GeVと段階的なエネルギー増強を計画している。350 GeVではヒッグス粒子の性質の精度向上が見込まれるとともに、トップクォークの測定が可能となる。さらに500 GeVではヒッグス粒子の自己結合やトップクォークとヒッグス粒子の結合の測定を行う。ヒッグス粒子の物理の完結にも500 GeVまでのエネルギー増強が必要だ。もちろんこの過程で新しい現象が見つければそれを徹底的に調べることになる。低いエネルギーから運転を始めて、その長さを伸ばすことによってエネルギーを増強する戦略は、リニアコライダーだからできることだ。

3.3 宇宙の始まりにむけて

ILCの物理について、ヒッグス粒子の精密測定、新粒子発見の可能性についてその概要を述べたが、これらはもちろん独立ではない。標準理論を超えた物理は、ヒッグス粒子の性質としても現れるし、エネルギーが十分であればそれに伴う新粒子も現れる。

たぶん素粒子物理学においてもっとも興味深い課題の一つは相互作用の大統一だろう。しかし、これは標準理論だけでは起こらず、超対称性と呼ばれる理論を導入すると、宇宙のエネルギーが 10^{16} GeV (宇宙開闢からおよそ 10^{-36} 秒後) 頃にその可能性があることが指摘されている。その真偽はゲージ相互作用の精密測定や超対称性粒子の発見が鍵をにぎる。もちろんヒッグス粒子の性質の解明も本質的に重要である。^{*3}

もし、LHCとILCでもヒッグス粒子以外の新粒子が発見されず、そのヒッグス粒子の性質も標準理論のそれと無矛盾であった場合、何が言えるのだろうか。標準理論には含まれない現象が存在することを考えると、ILCの測定精度をもってしても標準模型からのずれが見えないとしたら、それ自体が重要な意味を含んでいると考えられる。これに関連する例として、真空の安定性という興味深い話が議論されている。ヒッグス場のポテンシャルは我々の住む時空の基底状態となっている。ところが、ヒッグスポテンシャルに影響を与えるトップクォークとヒッグス粒子の質量を元に、高エネルギー^{*4}でのポテンシャルの振る舞いを予想すると、我々の真空が準安定状態である可能性を否定できないことが指摘されている。^{5), *5} 真空の安定性にはトップクォークの質量が強く影響するため、この議論の決着に

はILCによるトップクォーク質量の精度向上が決定的な役割を果たすが、これはILCにおける電弱相互作用スケールの探求から、一気に量子重力のエネルギースケールの議論につながる可能性を示している。

4. ILCの現状と展望

初めにも述べたように、ILCの技術設計報告書は2013年6月に完成した。加速空洞生産や高品質電子/陽電子ビームの生成など、ILCの基幹技術の開発は、計画実現に向け成熟している。実機の建設に向けた、加速器コンポーネントの量産や、実際の建設場所を念頭においた工学設計の段階である。その最初の段階として、ILC立地評価会議が建設候補地の評価を公表したことは先に述べた。今後LCCが主体となり数年を目処に工学設計を行うことになる。

高エネルギー物理学分野の多くのプロジェクトはこれまでも国際共同研究として行われていた。だがILCはその技術の選択と設計の段階から、世界の研究者が同等の立場で協力する真のグローバルプロジェクトとして推進されている。建設地の決定も我が国が手を挙げたからと言って、決まるものではない。だが、現実には世界のコミュニティーが日本の主導による日本での建設を期待している。2013年6月にCERN理事会で承認された欧州素粒子物理学戦略には「The initiative from the Japanese particle physics community to host the ILC in Japan is most welcome...中略...Europe looks forward to a proposal from Japan to discuss a possible participation.」と記述されている。⁶⁾ 2014年5月には米国の方針を議論してきた粒子物理計画優先順位会議 (Particle Physics Project Prioritization Panel, 通称P5) が報告書を公開し、その中で「As the physics case is extremely strong, all Scenarios include ILC support at some level through a decision point within the next 5 years.」と報告された。⁷⁾ 国際協力体制のさらなる強化を期待している。

2013年、文部科学省が日本学術会議にILCに関する審議を依頼した。これに対する答申に「ILC計画の我が国における本格実施を現時点において認めることは時期尚早と言わざるを得ない。」とあった。⁸⁾ 新聞各紙で報道されたのでご覧になった方も多いと思う。答申では、「ILC計画の実施の可否判断に向けた諸課題の検討を行うために必要な調査等の経費を政府においても措置し、2~3年をかけて、当該分野以外の有識者及び関係政府機関も含めて集中的な調査・検討を進めること、を提言する。」とあり、経費の全容と国際分担、人材や管理体制などが課題としてあげられている。これを受けて、文部科学省のタスクフォースの下に有識者会議が設置され、ILCの物理的意義と技術設計報告について、詳細な検討が始まっており、2015年度末までには答申が出される予定と聞いている。我々としても有益な議論が展開されるように、正確な情報を伝えるように務めたい。

^{*3} 超対称性理論はヒッグス粒子が複数存在する代表的な模型の一つ。

^{*4} 量子重力が支配的になる究極のエネルギースケール、 $\sim 10^{19}$ GeVまで視野に入れている。

^{*5} 現在の真空の基底状態より低いエネルギーの真の基底状態が存在するということになる。

5. 終わりに

ILCの実現に向けた最大の課題は、その経費だろう。国際協力による分担の割合や方法は国際交渉で決める話だが、関係する科学者の間ではホスト国の妥当な負担は50%程度と想定されている。ILCにその額に見合うだけの意義があるのか？ 物理的意義はもちろん、国際研究所の創設、科学技術の波及効果、人材の育成なども問われている。ILCへの支出に対して、他分野へ影響を及ぼす懸念を持たれることは自然なことだ。経費について筆者が何かを言う立場ではないが、「科学者コミュニティーはもちろん、国民の方々の理解を得ることができなければILCはできない」ということだと思う。

ILCの実現は、物理学学会員諸氏は言うに及ばず、日本、世界の方々の理解とサポートが鍵を握っている。本稿を通じて、少しでもILCのことや我々の取り組みを知っていたら幸いです。

この小文をまとめるにあたり、大森恒彦、川越清以、駒宮幸男、田辺友彦、森俊則、山下了、山本明の各氏から有益な助言をいただいた。感謝申し上げる。

参考文献

- 1) ILC 技術設計報告書 Technical Design Report KEK Report 2013-1.
- 2) A. G. Riess, *et al.*: *Astron. J.* **116** (1998) 1009; S. Perlmutter, *et al.*: *Astrophys. J.* **517** (1999) 565.
- 3) <http://sci.esa.int/jump.cfm?oid=51557>
- 4) Snowmass2013 ヒッグスワーキンググループ: <http://www.snowmass2013.org/tiki-index.php?page=The+Higgs+Boson>
- 5) 例えば, G. Degrossi, *et al.*: arXiv: 1205.6497.
- 6) 欧州素粒子物理学戦略レポート http://cds.cern.ch/record/1551933/files/Strategy_Report_LR.pdf
- 7) P5 報告書 http://science.energy.gov/~media/hep/hep/pap/pdf/May%202014/FINAL_P5_Report_Interactive_060214.pdf
- 8) 日本学術会議国際リニアコライダー計画に関する検討委員会: 回答「国際リニアコライダー計画に関する所見」<http://www.scj.go.jp/ja/info/kohyo/pdf/kohyo-22-k178-1.pdf>

(2013年11月25日原稿受付)

安藤恒也 (JPSJ編集委員長)

氷表面の疑似液体層：凸凹構造とその位置変動による再結晶化の繰り返し

氷の表面は、融点以下の温度でも融解し、薄い液体類似の層を成す。この現象は、かのFaradayによって19世紀中頃に示された。この層は下部の氷に影響されるため、通常の水とは異なる性質を持ち「疑似液体層」(Quasi-Liquid Layer: QLL)とよばれている。疑似液体層はスケートで滑ることができる原因であるといわれたり、環境からの酸性物質の取り込みを促進したりするといわれている。また、疑似液体層には薄いシート状の相と液滴状の相とがあり、温度によっては両相が共存してシート状の疑似液体層の上に液滴状の疑似液体層が乗る構造を持つことも、北大のグループの実験によって示されている。

最近、名古屋工業大学大学院工学研究科創成シミュレーション工学専攻の研究グループは、1,317,600個の水分子

から成る氷(Ih相)の大規模シミュレーションを、最新のスパコンを用いて実行することで、(i)疑似液体層に凹凸があり、凸状(10 Å程度の厚さの液滴状)の疑似液体層(以下凸部と記す)の位置が時間経過とともに変動すること、(ii)融点直下では凸部が1分子層厚のシート状の疑似液体層の上に乗っていること、(iii)比較的低温で凸部が氷の上に直に乗っている際は、凸部と凸部の狭間の露出している部分は融解するが、その部分は凸部の位置変動に伴って覆われると容易に再結晶化すること、を発見した。なお凸部の位置変動は、ある凸部が他の凸部と融合したり、凸部が分裂したりして、見かけの位置を変えるためである。この成果は、日本物理学会が発行する欧文誌Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ)の2014年8月号に掲載された。

図1および図2は、その様子の概要を示している。図1は融点直下の様子である。ここでは凸部の下の一層は完全に融けてシートを成し、その上に凸部に乗っている。凸部の位置は変動するが、シート状の層は影響を受けない。図2は融点より少し低い(概ね10 Kほど)疑似液体層の様子である。表面の融解している部分は、凸部の位置変動により覆われると、凸部を成している水分子との分子交換を伴いつつ再結晶化する。この分子交換を伴う再結晶化は、水と親和性がある様々な物質が氷に取り込む際に大きく寄与する可能性がある。結晶核からの雲粒子生成過程を通じて環境問題にも関係すると考えられ、今後の研究の展開が期待される。

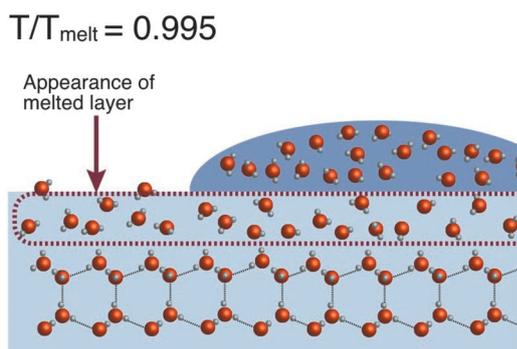


図1 融点直下における凸部とその下のシート状の疑似液体層の共存。

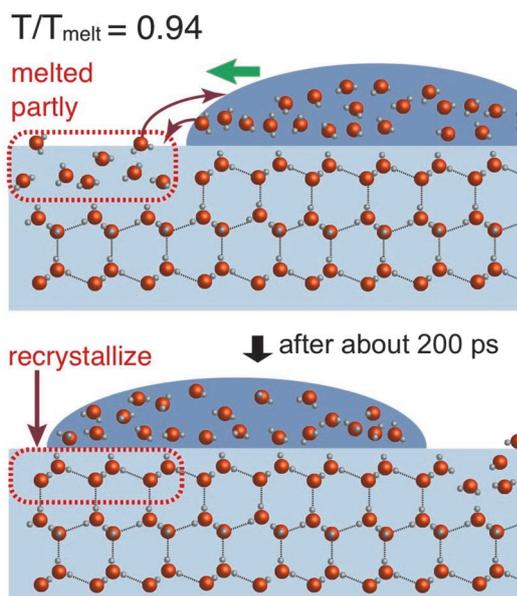


図2 融点より6%程度低い温度における凸部の位置変動とその下層の再結晶化。

原論文

Fluctuating local recrystallization of quasi-liquid layer of sub-micrometer-scaled ice: A molecular dynamics study

Y. Kajima, S. Ogata, R. Kobayashi, M. Hiyama and T. Tamura: J. Phys. Soc. Jpn. **83** (2014) 083601.

〈情報提供：鍛島康裕(名古屋工業大学大学院工学研究科)

尾形修司(名古屋工業大学大学院工学研究科)〉

News and Comments

Frozen, Mostly

M. Matsumoto: JPSJ News Comments **11** (2014) 13.

JPSJフレンドシップミーティング

日本物理学会2014年秋季大会のフレンドシップミーティングでは、岡山大院自然の野原実氏による「新しい層状物質超伝導体開発の現状と展望」と題する講演を企画しました。講演では、まず、1981年に福井謙一とノーベル化学賞を共同受賞したロアルド・ホフマンの論文¹⁾にある超伝導体の物質設計に使えるようなアイデアが紹介されました。例えば、結晶中でヒ素分子の結合を作ったり切断したりす

る方法, ヒ素のジグザグ鎖を作る方法, 正構造と逆構造の層を交互積層させてエキシトニック超伝導を狙う, などで。これらのアイデアが, 鉄系超伝導体や関連層状物質の開発にどのように活かされてきたか, また, どんな物質に期待が持てるのか等, たいへん示唆に富む内容でした。参加者は80名を超え, たいへん盛況に終えることができました。

- 1) R. Hoffmann: *Angew. Chem. Int. Ed.* **26** (1987) 846
—How chemistry and physics meet in the solid state.

ここでは日本物理学会が発行している *Journal of the Physical Society of Japan* (JPSJ) の論文で2014年6月に掲載可となった中から2014年7月の編集委員会が選んだ“Papers of Editors' Choice” (JPSJ 注目論文) を紹介しています。なお, 紹介文は物理学会のホームページの「JPSJ 注目論文」でも公開しています。論文は掲載から約1年間は無料公開しています。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, 合わせてご覧下さい。今月は2014年9月に中部大学の秋季大会で行われたJPSJフレンドシップミーティングでの講演についても紹介しています。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。

応用物理 第83巻 第11号 (2014年11月号) 予定目次

タイムリーな巻頭企画

サイエンスの新しい動き……………藤田克昌
インターネット時代の新しい科学の潮流：加速するオープンサイエンス Nature Japan ……………小島あゆみ
オープンサイエンスを支える情報システム……………合田憲人

解説

中性粒子ビームプロセスによる原子層レベルの表面欠陥抑制と表面化学反応の制御：超低損傷プロセスによるインテリジェントナノプロセスの構築……………寒川誠二
Geゲートスタック技術の材料科学としての面白さ：ロードマップはさておいて……………鳥海 明

最近の展望

フェムト秒ファイバレーザーを用いたテラヘルツ技術……………大竹秀幸, 高柳 順
新しい半導体—ダイヤモンド—のキャリア制御とデバイス応用……………山崎 聡

研究紹介

非共軸な位相整合を用いたテラヘルツ波の電気光学サンプリング検出技術……………谷 正彦, 山本晃司, マイケル・バクノフ
フェムト秒時間分解STMの現状と展開……………重川秀実, 吉田昭二, 武内 修
ダイヤモンドを用いた量子情報物理と量子通信への展開……………小坂英男
「分子調理」のおいしい世界 [第1回]：分子調理って何？……………石川伸一
ホットひといき：日本でも始まった大規模公開オンライン講座 (MOOC)……………福原美三
Student Chapter だより：「スチューデントチャプター」の立ち上げとこれから……………中村 淳
分科会だより：学術講演会大分類半導体A (シリコン) における中分類再編とその効果……………上野智雄
速報：講演会レポート……………山下郁雄

中性子干渉計を用いた量子力学の基礎的研究

本論文は学術論文だが、量子力学の基礎的諸問題に関する実験事実を理解したいと思っている方々が最初に読む教材としても推奨できる。本論文に刺激されて、未完である量子力学に実験あるいは理論の一節を書きこもうという志を立てる方が、読者の中から出てくることを期待したい。

量子力学は実験事実を少しでも整合的に記述しようとして20世紀初頭から先人たちの作り上げた未完のマニュアルで、解析力学のように原理から出発して現象の記述に至るトップダウンの学問体系とは真逆のボトムアップになっている。たとえば桜井氏の教科書 *Modern Quantum Mechanics* では、この点を誠実に説明している。しかし、大学で量子力学を学んだ人にとっても、光学実験、超伝導、不均一磁場を通るスピンを持った原子ビーム、電子の干渉実験など、量子力学の個々の実験をセットアップから結果のグラフまで全部読み砕くのは大変な作業となる。それに思考実験が加わると、多くの人がかくじけてしまう心配がある。そこで実験の種類を一つにして、それを使った量子力学のもろもろの基礎的問題についての理解を深めるという取り上げ方が有効になる。特に中性子の干渉とスピンの実験は、量子力学で多くの人にとって不思議と受け取られる項目をほぼ網羅しているので、その目的にはもっともよい。類推によって他の実験も理解していくことができるので、初心者にとって中性子実験が最適の素材である。もちろん、歴史的に重要な実験を知ることは重要だが、それは他の機会に譲ればよい。

中性子実験の特徴を挙げよう。量子力学では、光子あるいは電子が粒子性と波動性の両方を持つことを理解することが最初のポイントである。光子と違って中性子は静止できるので、粒子としてイメージしやすく、さらにスピンという内部自由度もあるので使いやすい。また、電気的に中性であるために相互作用が小さく量子力学的なコヒーレンスもよい。Colella, Overhauser と Werner は中性子干渉計を用いて、重力とコリオリ力のある場合の干渉実験を行った(上記の桜井氏の教科書にも述べられている)。これに代表される中性子の波動性に関する実験を便宜的に第一期の中性子による量子実験と呼ぶ。図1はシリコン単結晶の中性子干渉計で、左から中性子が入射し、途中は経路IとIIになり、透過方向(O波)と反射方向(H波)の二つの波が後に重ね合わさって干渉する仕組みになっている。第一期の中性子による量子実験については、Rauchらによる総合報告があるが、この論文の第3章にはその成果が教科書的にまとめられている。

一方、エンタングルメントというのは量子力学のもう一

つの重要な要素である。1935年のEinstein, Podolsky と Rosenの論文に始まり、最近の量子情報科学の進展の中で重要性が増している。多数の中性子同士のエンタングルメントした状態を作るのは収量やエネルギーに問題があり、実験に使うには困難が伴う。そこで、中性子の経路の自由度とスピンの自由度のエンタングルメント、さらにはエネルギー状態とのエンタングルメントに着目してベルの不等式の破れなどの実験を著者たちは行ってきた。これを第二期の中性子による量子実験と呼ぶ(現実には第二期にも第一期的な実験も行っている)。本論文の第4章以下の内容は著者たちが行った第二期の中性子による量子実験に関するものである。

本論文では、ここ15年間の中性子実験による量子力学の研究を総合報告している。第2章で、この論文を読むために必要な中性子実験の装置と技術を説明している。実験技術としてシリコン完全結晶干渉計を用いたことで大きな進歩が得られた。上にも述べたように第3章において、第一期の中性子による量子実験が多数要約されている。一例をあげると、中性子によるAharonov-Bohm効果とそれと類似のAharonov-Casher効果の実験が紹介されている。第4章で幾何学位相、第5章でエンタングルメントのある実験で量子力学の非局所性、より一般的にはcontextualityの実験が説明されている。第6章では、誤差と擾乱に関する不確定性関係に関する実験が簡潔に説明されている。量子力学における重要な概念の説明、歴史的なエピソードなども随所にあり、量子力学についての幅ひろい理解を助けている。

本論文の背景には、量子力学の創設者の一人であるシュレーディンガーがウィーン市を流れるドナウ川からの運河のほとりに創設したAtominstitutの伝統がある。この研究

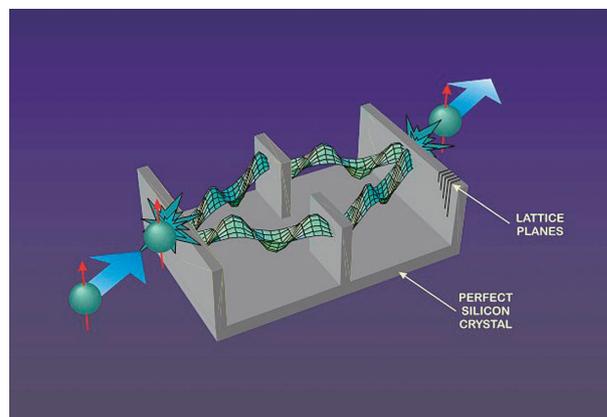


図1 シリコン単結晶の中性子干渉計。左から中性子が入射し、途中は経路IとIIの重ね合わせになり、透過方向(O波)と反射方向(H波)の二つの干渉波ができる。

所は、小型原子炉から引き出される中性子を用いて実験を行い、Zeilinger, Weinfurter, Schmiedmayr 等、この分野の世界的な研究者を輩出してきた。スピン1/2を持つ中性子は空間的に2回転すると位相が元に戻るという実験が量子力学の基礎に関する最初の実験であり、それはここで行われた。最後に著者たちを紹介する。長谷川祐司氏は、現在のグループのリーダーであり、Klepp氏とSpornar氏は二人とも長谷川氏の学生で今はそれぞれの研究機関でポストドクをしている。

原論文 (2014年8月1日公開済み)

Fundamental Phenomena of Quantum Mechanics Explored with Neutron Interferometer

J. Klepp, S. Spornar and Y. Hasegawa: Prog. Theor. Exp. Phys. 2014, 082A01 (2014)

DOI: 10.1093/ptep/ptu085, [arXiv: 1407.2526 [quant-ph]]

〈情報提供：長谷川祐司 (Atominstut, ウィーン工科大学准教授)〉

ここでは日本物理学会が発行している Progress of Theoretical and Experimental Physics (PTEP) の Invited Papers または Special Sections で2014年8月号に掲載されたものを紹介しています。この紹介記事は国内の新聞社の科学部、科学雑誌の編集部で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。内容の詳細は、PTEPのホームページから閲覧・ダウンロードして下さい。PTEPはオープン・アクセス誌であり、閲覧・ダウンロードは無料です。PTEP編集委員会では、興味深いトピックスについて、Invited Papers または Special Sections の提案を受けて審議し、原稿を依頼しています。これによって、PTEPと物理学への関心を高めることを目指しています。物理学会会員からのPTEPへの自信作の投稿を期待します。

本誌の複写をご希望の方へ

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

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

※複写以外の許諾(著作物の転載等)に関しては、学著協に委託しておりません。

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

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

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

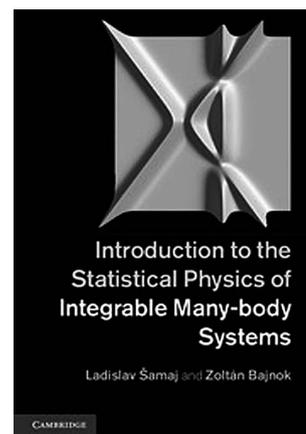
L. Šamaj and Z. Bajnok

Introduction to the Statistical Physics of Integrable Many-body Systems

Cambridge Univ. Press, New York, 2013, xix + 504p, 25 × 18 cm, \$130.00 [専門・大学院向]

ISBN 978-1-107-03043-5

松井千尋 (東大院情報理工)



本書は、「幅広い可解モデルを網羅しており、高次スピン鎖や熱力学的ベータ仮設法など、比較的マニアックなものも取り扱われている。小難しい数学は必要なく、この本のみで理解できるように書かれている。」という前書きのスタンスに忠実に従って書かれた本と言える。数学的背景に関する説明は、物理的論理展開の妨げにならないよう端折られているが、詳細な導出と豊富な練習問題により可解モデルの取扱いに必要な計算の基礎を押さえられるよう配慮されている。

そもそも可積分系の定義は曖昧であり、様々な解法が存在する。あるモデルが「解ける」と言った場合にどの方法を使うかは、その時々で見つけ出さなければならない。本書は1次元系のみ焦点を当てた構成になっているが、数ある解法を系統的にまとめたという点で、有効的に可解系で記述できる物理系を取り扱う際に非常に役立つ。一方で、境界がある場合の取り扱いや相関関数など、煩雑さを要するものは省かれているため、他の成書¹⁻⁴⁾と並行して読むとより応用範囲が広がるのではないと思う。

第一章から第四章は著者の一人であるL. Šamajの講義ノートに基づいている。また、第五章を担当したZ. Bajnokは量子場の理論の専門家であり、その緻密な論理展開に彼の人がよく表れている。

第一章では接触相互作用する1次元

のボースおよびフェルミ気体の波動関数の導出について詳しく書かれている。また、熱力学の法則の定式化まで行われており、単なる方法論に留まらず、各々の式が導出された物理的背景までしっかり理解することができる。

第二章は量子逆散乱法に関する章である。ベータ仮設法でよく使われるラックス演算子やモノドロミー行列といった抽象的なオブジェクトと、散乱行列との関係がわかりやすく解説されており、今まで代数的ベータ仮設法にとっつきにくい印象を持っていた読者にとっても、その直感的なイメージが掴みやすいのではないと思う。

第三章では様々な可解量子スピン鎖の解法が取り扱われている。数学的観点から書かれた文献1に対し、本書は可解モデルが解かれた歴史に沿って書かれている。また、数学的定式化の観点からは天下りの与えられがちな変数変換等についても、その物理的解釈に触れられており、既に可積分系に馴染み深い読者にとっても新しい発見があることだろう。

第四章は強相関電子系について書かれている。特記すべき点は、近藤効果や離散BCS模型のような1次元以外の系に対しても、積極的にベータ仮設法を活用していることである。一方で強相関電子系というと、共形場理論との関連にその面白みがあるように思うが、それに関しては他書に譲っている。しかしながら、ベータ仮設法だけで励

起状態や相転移等をここまで鮮やかに導いてしまうのは敬服に値する。

第五章は古典・量子サインゴルドン模型に関する章である。数学的な知識や共形場理論の基本事項を前提とせず読み進めることができるよう配慮されている。共形場理論の定義から出発して後に物理現象との関連を説明するスタイルを取っている文献2と比べても、物理的観点から読みやすい構成になっている。その一方で数学的な流れは多少犠牲になっており、共形場理論について詳しく書かれた本³⁾等と併用するとより深い理解が得られることと思う。

参考文献

- 1) V. E. Korepin, N. M. Bogoliubov and A. G. Izergin: *Quantum Inverse Scattering Method and Correlation Functions* (Cambridge Univ. Press)
- 2) 川上則雄, 梁成吉: 『共形場理論と1次元量子系』(岩波書店).
- 3) P. Di Francesco, P. Mathieu and D. Senechal: *Conformal Field Theory* (Springer).
- 4) M. Takahashi: *Thermodynamics of One-Dimensional Solvable Models* (Cambridge Univ. Press)

(2014年6月3日原稿受付)

G. F. Knoll 著, 神野郁夫, 木村逸郎, 阪井英次訳

放射線計測ハンドブック (第4版)

オーム社, 東京, 2013, x+868p, 26×20 cm, 本体28,000円 [専門〜学部向]

ISBN 978-4-274-21449-3

萩尾 彰一 (大阪市大院理)

本書は、初版が1979年(訳書は1982年)に出版されて以来、放射線計測技術の向上に合わせてほぼ10年ごとに改訂が続けられ、2013年に改訂第4版の訳書が出版された。評者の研究室には第2版があり、勤務校の図書館には全ての版が収められているなど、これまでもしばしば手に取ってきた親しみのある参考書である。

放射線計測技術についての「ハンドブック」、というよりは「大事典」というおもむきの本書は、放射線検出の原理から広範囲の関連技術について網羅的に集録する大著である。しかしだからこそ、特定の検出方法とその応用についての完全な説明を本書に求めてはいけない。例えば、第9章「光電子増倍管と光ダイオード」では、光電子増倍管の動作原理、基本特性と応用上の注意についてとても多くの記述があるが、それでも、応答の光入射角依存性、温度等周辺環境の影響、諸特性の測定法、などについての記述は見当たらない。ある検出技術に精通した研究者や技術者がその知識を深めるために読むべき本ではない。むしろ、例えば、他の研究者による論文を読む際に検出器・実験技術の概要をつかむための参考文献とするのに適した本であろう。また、著者による初版序文に述べられているように、本書は放射線計測とその関連技術の教科書として用いられるべきであろう。

さらに特徴的な点は、特定の実在する(実在した)実験とそこで用いられた検出器といった応用例についての解説がほとんどない点である。これほど広範な主題について集めた教科書としての性格のため、実在の検出器を例示して詳しく解説することは意図的に避けられていると思われ、致し方ないのである。優れた実験家がその研究目的達成のために施した生々しい工夫を追体験することは、後学の徒にとっても大いなる楽しみで醍醐味であるが、

これを味わうことは本書の意図ではないのだろう。同様の理由からと思われるが、大型加速器を使った素粒子実験や原子核実験、ニュートリノ検出用などの複合大型検出装置、またダークマター探索のための観測装置についても言及はほとんど全くない。この分野で和訳されたものといえば、例えばK. クラインクネヒトによる『粒子線検出器: 放射線計測の基礎と応用』(培風館, 1987)があるが、これとは章立てでも内容も異なり、相補的な関係にあるといえるだろう。

ここまで、ややネガティブな批評になったが、教科書・参考書としてはたいへん優れている。第1章から第4章と第16章の一部を主とし、その他の章から受講者の分野と目的に合わせて題材を選択し、具体的な事例で味付けすれば、「放射線計測学」の講義ができそうだ。評者は、3.7節「時間間隔分布」や16.3節「同軸ケーブル」などを実験指導の参考資料として利用している。このような題材について簡潔に記述した参考書はなかなか見当たらない。

では、本書の改訂第4版では、その内容は旧版とどのように変わっているのだろうか。以下では第3版と定量的に比較してみた。

第4版は全868ページ、20の章と1つの付録、122節、358小節からなる。まず、全体の情報量を比較してみよう。今回の版から出版社がかわったことから、フォントやそのサイズなども変わったため、ページ数では情報量の比較はできない。そこで、「ページあたりの最大文字数×各章のページ数」を「章ごとの文字数」とし、これを情報量の目安とした。全20章合計での文字数は約145万字で、第3版から第4版では1.8%増加している。また、第6章「比例計数管」、第8章「シンチレーション検出器の原理」、第20章「バックグラウンドと検出器の遮蔽」では、10%以上文字数が増えている。逆に文



字数が7%以上減った章はひとつも無かった。

第4版で新設された章はないが、節では6.6節「マイクロパターンガス入り計数管」が新設され、この部分だけで4小節、7ページ増えている。近年急速に研究開発の進んでいるMSGC、GEM、マイクロメガス、RPCといった検出器についての記述が大幅に書き加えられた結果である。このことが上述の第6章における文字数の大幅増加につながっている。

名称の変更された節は19.5節「極低温検出器」の1つである。追加された小節は26あり、名称の変更された小節も6あった。細かい部分では多くの加筆・修正がされていることがわかる。逆に、改訂で削除された章、節は無く、小節のレベルでは、統合されて名前が消えた分も含めて、消えたのは5つのみである。最新の技術を取り入れるだけでなく、古い技術の情報をしっかりと残す、という著者の姿勢が現れていると言えよう。

記述が新しくなったのは、追加された小節の部分だけではない。著者による第4版序文で言及されているように、第8章、第9章では、新しいシンチレーターやシンチレーション光検出器についてだけでなく、これまでも掲載されていたシンチレーターや検出器についてもさらに多くの情報が加えられている。また、第16~18章ではパルス処理における広範なデジタル技術の使用について取り上げられている。特に、第16章(パルスの処理)と第17章(パルスの整形、計数と時間測定)では、2つの章の間で項目(節、小節)の大幅な組み替え、入れ替えが行われてお

り、さらにASICに関する新しい記述も加えられている。

第20章までに掲載されている総図数571のうち10%以上の67枚は最新版で追加または更新されたものである。特に、第6, 8, 10, 13, 17, 19章では5枚以上の図が追加または更新されている。図のように一見してわかる場所以外にも加筆・修正が細くなくされており、本文を読み進めると、第6章では追加された6.6節以外の部分でも12カ所、第9章では20カ所、第13章でも19カ所で、記述が追加されている。序文で

「大幅加筆」と言及された8, 9, 16~18章以外でも、細かい多くの加筆が施されていることがわかる。また、章末に掲載されている参考文献数は、全体で実に28%も増えており、13の章で20%以上増えている。このことから、多くの記載内容が見直され、最新のものに更新されていることがうかがえよう。

放射線計測はますますその重要性が増している。その中で、最新版となった本書は、この先も多くの関連する研究者・技術者にとって有用な教科書・参考書であり続けるであろう。高額か

つ大型のハンドブックではあるが、放射線検出技術を利用する研究室にはぜひ手元に一冊置いておきたい優れた参考書である。

(2014年5月18日原稿受付)

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

図書リスト

最近の寄贈書より

J. M. D. Coey: Magnetism and Magnetic Materials

Cambridge Univ. Press, New York, 2010, xiii+617p, 25×19 cm, \$95.00

ISBN 978-0-521-81614-4

L. M. Prinsipe 著, 菅谷 暁, 山田俊弘訳: 科学革命

丸善, 東京, 2014, 214p, 18×12 cm, 本体1,000円(サイエンス・パレット019)

ISBN 978-4-621-08772-5

C. Tuniz 著, 酒井一夫訳: 放射線: 科学が開けたパンドラの箱

丸善, 東京, 2014, ii+195p, 18×12 cm, 本体1,000円(サイエンス・パレット018)

ISBN 978-4-621-08843-2

フランク・フォンヒッペル, 国際核分裂性物質パネル(IPFM)編, 田窪雅文訳: 徹底検証・使用済み核燃料再処理か乾式貯蔵か: 最終処分への道を世界の経験から探る

合同書房, 東京, 2014, 247p, 21×15 cm, 本体2,400円

ISBN 978-4-7726-1116-9

安藤陽一: トポロジカル絶縁体入門

講談社, 東京, 2014, ix+174p, 21×15 cm, 本体3,600円

ISBN 978-4-06-153288-5

大阪大学光科学センター編: 光科学の世界
朝倉書店, 東京, 2014, vi+221p, 21×15 cm, 本体3,200円

ISBN 978-4-254-21042-2

岡田益男: 採択される科研費申請ノウハウ: 審査から見た申請書のポイント

アグネ技術センター, 東京, 2014, 179p, 25×18 cm, 本体3,800円

ISBN 978-4-901496-74-2

岸野正剛: 今度こそわかるマクスウェル方程式

講談社, 東京, 2014, ix+174p, 21×15 cm, 本体2,800円

ISBN 978-4-06-156604-0

秦泉寺雅夫: 数物系のためのミラー対称性入門: 古典的ミラー対称性の幾何学的理解に向けて

サイエンス社, 東京, 2014, v+207p, 26×18 cm, 本体2,500円(SGCライブラリ-109)

ISSN 4910054700749

全 卓樹: エキゾチックな量子: 不可思

議だけど意外に近しい量子のお話

東京大学出版会, 東京, 2014, xiv+236+2p, 26×18 cm, 本体2,600円

ISBN 978-4-13-063607-0

林 主税: 日本真空の恩人たち: 世界の真空メーカー・アルバックの誕生と成長の物語

白日社, 東京, 2014, 32+269p, 20×14 cm, 本体2,000円

ISBN 978-4-89173-136-6

堀越 智, 萩行正憲, 田中拓男, 高野恵介, 上田哲也: 図解メタマテリアル: 常識を超えた次世代材料

日刊工業新聞社, 東京, 2013, 191p, 21×15 cm, 本体2,000円

ISBN 978-4-526-07127-0

松井 卓: 作用素環と無限量子系: よりよい理解のために

サイエンス社, 東京, 2014, iv+145p, 26×18 cm, 本体2,083円(SGCライブラリ-111)

ISSN 4910054700947

山本義隆: 幾何光学の正準理論

数学書房, 東京, 2014, viii+322p, 22×16 cm, 本体3,900円

ISBN 978-4-903342-77-1

第三回科学技術系専門職の男女共同参画実態調査から 見える日本物理学会会員のワークライフバランス

男女共同参画学協会連絡会は自然科学分野の男女共同参画推進を目的に設立した連絡会であり、日本物理学会を含めて現在85の学協会が加盟している。これまで3回の大規模アンケートを行い、表題に記した3回目のアンケートは2012年に実施され、その結果は文献1にまとめられている。

アンケート結果は、日本の科学者・技術者の実態を浮き彫りにするとともに、解析結果や連絡会の提言・要望は種々の施策の立案・実現に大きく貢献した。2012年の第3回では、16,000人以上の方が回答された。その中で、日本物理学会会員は2,216人であり、回答された方に深く感謝の意を表します。

報告書では、高い役職ほど女性比率が低くなる、いわゆる Glass Ceiling, Leaky Pipe と呼ばれる現象、育児を圧倒的に女性が担っていることやその影響が定量的に示されており、質的には、2007年第2回の報告と大きな変化はない。その他にポストドクター問題、男女共同参画推進のための施策なども調査されており、興味深い報告となっている。

本稿では、アンケートデータの中で、日本物理学会、日本生物物理学会、日本動物学会の3学会の会員のデータを主としてワークライフバランス(WLB)の観点から解析した結果を紹介する。この3学会は、連絡会内のWG活動の一環としてアンケート結果の再解析を行っており、これまでもいくつかの報告を行っている。²⁾

近年、仕事と生活の調和、即ちWLB推進の必要性は、社会的に認識され、徐々に浸透しつつある。しかし、研究者の間では、長時間労働こそが業績の質と量に、さらにはポストや研究費の獲得につながるという考え方や、それを支える環境が根強く残り、WLB推進の障害となっていると考えられる。Workをもっとも端的に示すのは時間であり、ここでは、在職場時間、自宅

仕事時間と、それに影響を及ぼす要因を探った。また、学会や専門分野の違いの効果も調べた。

対象としたデータは、3,570人分であり、その内訳は、日本物理学会会員2,216人、日本生物物理学会会員635人、日本動物学会会員863人である。回答者の女性比率は17%であり、3学会での会員の女性比率は9%である。日本物理学会会員に限れば、回答者では12%、学会会員では5.5%であり、学会の中では低い方であるが、電気学会や土木学会のように、より女性比率の少ない学会も存在する。

年齢的には20代から70歳以上まで広く分布し、回答者には学生も含まれる。また、9割近くの回答者が研究・教育に従事しており、技術者は5%程度と少ない。回答者の専門分野は所属学会に大きく依存する。日本動物学会会員はほぼ全員が生命科学であり、日本物理学会はおよそ8割が物理で、残りは化学、電気・情報と続く。日本生物物理学会会員は8割が生命科学で、1割が物理である。後に示す学会の差はこの分野の差を表していると考えられる。雇用形態としては、任期無しが半数強であり、3割が任期付き(ポストドクター、短期雇用、契約社員が含まれる)で、残りの1割強が学生である。

図1に在職場時間を示す。在職場時間は各種要因と相関があるが、ここで

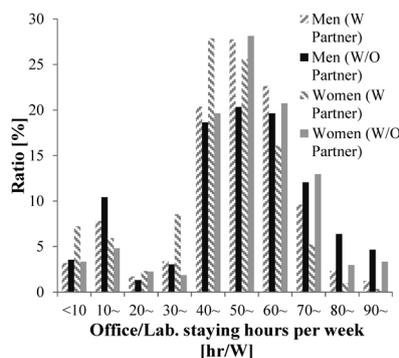


図1 男女、配偶者有無(W/O Partner)別の週当たりの在職場時間。

は、男女別、配偶者の有無で分類したものを示す。男性の方が女性よりも時間が長いこと、配偶者有りの方が時間が短いこと、20時間未満に一群があること、80時間を超えるような長時間の人がいることがわかる。

図2には、雇用形態の違いを示した。20時間未満の一群と80時間超の一群で学生の割合が高く、長時間、職場(大多数は大学)に留まる学生がいることがわかる。また同様の傾向は任期付きの場合にも見られる。反対に、任期無しは40-60時間辺りの中央にデータが集中する傾向がある。

図3に自宅仕事時間を示す。大半は、週当たり10時間未満であり、特に学生は時間が少ない。また、平均を取ると任期無しの方が任期付きよりもわずかに時間が長い。以下では、全体の傾向を把握するために、これらの時間の平均を計算し、それに影響を及ぼす要因を探る。

図4は学会(日本物理学会:JPS, 日本生物物理学会:BPSJP, 日本動物学会:ZSJ)、男女別の平均在職場時間と自宅仕事時間を示したものである。3学会平均では男性の方が両時間ともに1時間程長いこと、3学会は合計で週58時間の線に沿いつつも生物系で在職場時間が1-2時間長いことがわか

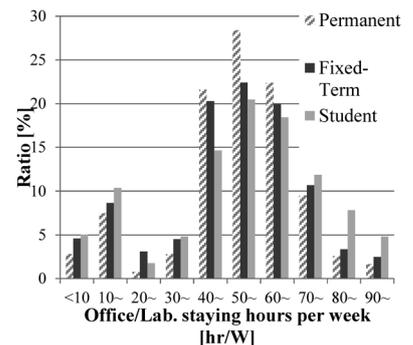


図2 雇用形態別の週当たりの在職場時間。

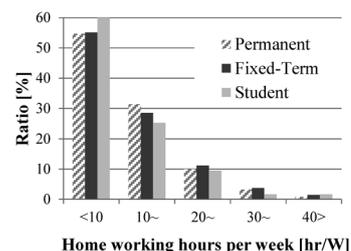


図3 雇用形態別の週当たりの自宅仕事時間。

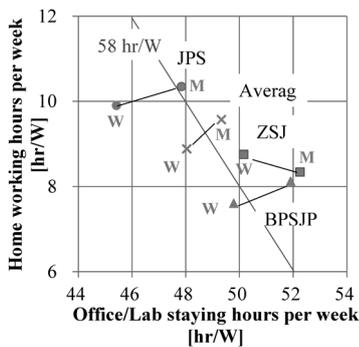


図4 学会別, 男女別 (M, W) 在職場時間と自宅仕事時間.

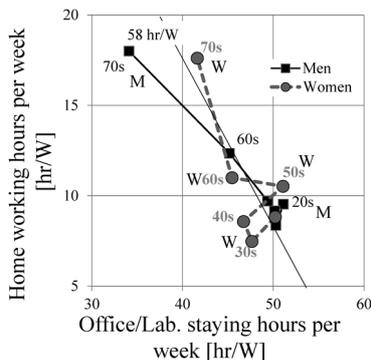


図6 男女別 (M, W), 年代別在職場時間と自宅仕事時間.

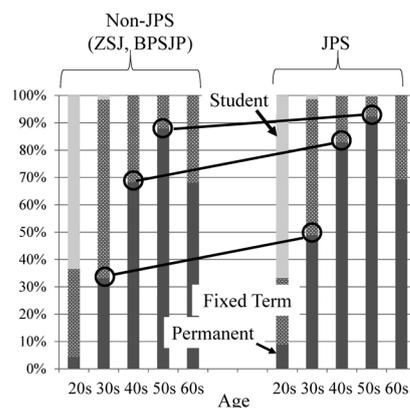


図8 年代別, 学会別雇用形態.

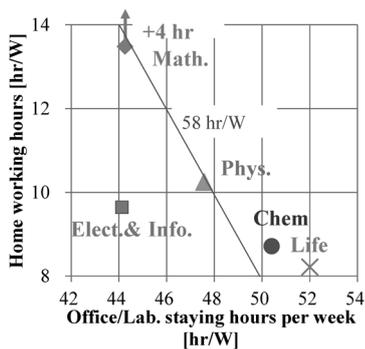


図5 分野別在職場時間と自宅仕事時間.

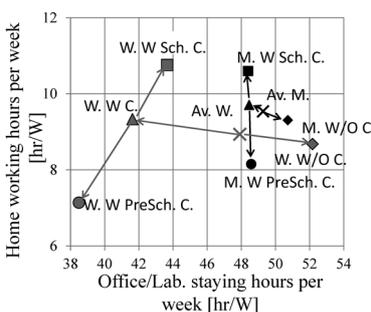


図7 男女別 (M, W), 子の有無別, 子が未就学児であるかどうかを分類した在职場時間と自宅仕事時間.

る. 学会ごとの違いは, 専門分野の違いを反映していると考えて図にしたのが図5である. 物理を基準に考えると, 生命は4時間ほど在職場時間が長く, 2時間程自宅仕事時間が短い. 化学も定性的には似た傾向にある. 一方, 電気・情報は, 在職場時間, 自宅仕事時間ともに短い. 数学は自宅仕事の時間が非常に長い(17時間)が, データ数が少ないため, ばらつきも大きいと思われる. 生命科学で仕事時間が長いということは以前から言われていたことであり, 生命を相手とするために, 飼育にかかる時間, 実験を途中で中断することが難しいことなどが, 時間を長くする要因と言われている. 電気・情報で時間が短い要因はわかっていないが, これを除けば, 合計時間一定の線に比較的沿っていることは, 興味深い点である. これは, 前回の解析結果で明らかにされた点であり,²⁾ 今回の解析でも同様の傾向はみられる.

合計時間一定の傾向は, 年齢依存性に顕著に見られる. 図6は男女別の年齢変化の影響を示したもので, 男性の場合, 年齢とともに合計時間を保ちつつ左上に移動していくのがわかる. 女

性の場合には同じ傾向がみられるものの変動が大きいことがわかる. 大きな変動の要因は家庭での育児の影響と考えられる.

図7は男女別 (M, W), 子供の有無の別 (W C., W/O C.), 子供が未就学児であるかどうか (PreSch, Sch.) の影響を示したものである. ×印の男女別平均を基準点とすると子供がいない場合は在職場時間が増え, 子供がいる場合は減ることがわかる (図中の矢印参照). さらに子供が未就学児であれば, 自宅仕事時間が減り, 子供が小学生以上であれば自宅仕事が増えることがわかる. 男女ともに同じ傾向があるが, 女性の場合では, 男性よりもはるかに変動幅が大きいことがわかる. なお, ここで注記しておきたいのは, 女性回答者の配偶者 (夫) のおよそ8割は研究者である. 一方, 男性回答者の配偶者 (妻) の6割強が専業主婦であり, 研究者 (である妻) は1.5割である.

合計時間一定の線から垂直に移動する要因, すなわち, 合計時間が増減する要因としては, 所属が挙げられる. 合計時間が長い方から短い方へと並べ

ると, 私立大学 (合計 64 h), 国立大学及び学生 (合計 62 h), 公立大学 (合計 60 h), 国立・公立機関 (合計 58 h), 企業 (合計 54 h) となり, 私立大学教員の忙しさ, 企業における労働時間管理が反映されていると思われる.

アンケートでは, 在職場時間, 自宅仕事時間の内訳として研究時間を問うている. 今回の解析でわかった点は, 研究時間割合の学生や部下の人数に対する依存性である. 人数が1名以下では, 研究時間の割合は6割程度であるが, 人数が32名以上では, 割合は4割以下となる. なお, この解析では学生を除いた.

ワークライフバランスには, 仕事時間などの時間だけではなく, 安定した雇用も重要である. ここでは, 学会間の差について示す. 図8は, 年代ごとの雇用形態 (任期無し, 任期付き, 学生) の割合の変化を日本物理学会 (右側) と日本動物学会・日本生物物理学会 (左側) で区別して示したものである. 30代で学生がほとんどいなくなるのは当然として, 任期付きの割合は年代とともに減少し, 50代で最少となるが, それでも一定の割合 (日本物理学会では約7%) の任期付きが存在する. 注目すべき点は学会の違いである. 日本物理学会は, 他の二つの学会に比べて, どの年代でも任期付きが少ない. これは, 専門分野の違いと考えられ, アンケート全体の解析結果でも同様の結果が示されている.¹⁾ 雇用形態はポストドクター問題に密接に関連しているが, 全体の解析結果で興味深いのは, 物理を専門とする回答者でポストドク

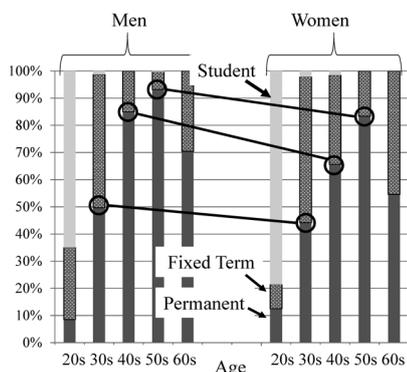


図9 年代別、男女別雇用形態。

ターが多すぎると感じる人の割合が他分野に比べて顕著に大きい点である。¹⁾

図9は、日本物理学会会員での男女の差を示したもので、各年代で明確に女性の方が、任期付きが多い。例えば、50代での任期付きの割合は男性では7%程度であるのに対して、女性では17%程度である。

日本物理学会あるいは、日本の物理分野の明らかな特徴は女性研究者、女子学生の少なさであり、世界的に見ても、女性比率(5.5%)は最底辺に近いと思われる。アンケートでは、小中高校生時代(あるいはもっと若い時)の

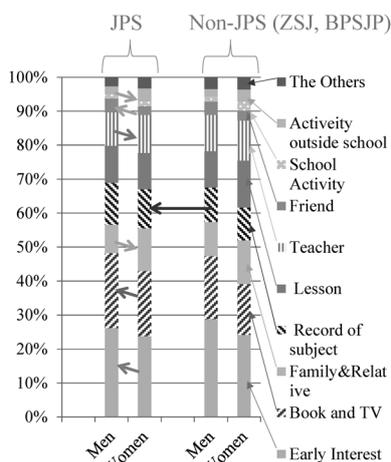


図10 学会別、男女別分野選択要因。

どのような要因が分野選択に影響したかを問うている。これを、日本物理学会の場合と他の二つの学会(主として生命科学)の違い、男女別で分類解析した。女性の場合、家族・親戚、教師、課外活動がより大きな影響を与え、男性では、幼いころからの興味、本やテレビが大きな影響を与えている。日本物理学会と他の二つの学会を比較すると、物理では学科(この場合はおそらく物理)の成績がより大きな影響を与えている(図10)。

男女共同参画の推進は、種々の施策、

女性比率の数値目標の設定等により今後も着実に進んでいくものと思われる。一方で、ワークライフバランスは、各人の価値観に大きく依存するものであるとともに、IT技術の進歩による自宅での仕事、労働管理や機密保持の問題、国際間の競争など、単純に白黒つけられない要因を含んでいる。

これらに対して、日本物理学会における女性比率の低さはずっと解りやすい問題のように思われる。すなわち、物理を志望する女学生が少ないことは、大学入試や大学院入試における志願倍率が低いことに相当し、優秀な女学生を他分野に取られていることを意味する。学会として対策を講ずべき問題であろう。

参考文献

- 1) 「第3回 科学技術系専門職の男女共同参画実態調査」男女共同参画学協会連絡会(2013). http://www.djrenrakukai.org/doc_pdf/2013/3rd_enq/3rd_enq_report130918.pdf
- 2) 例えば A. Ejiri: JPS Conf. Proc. 1 (2014) 018004.

(文責: 江尻 晶,
2014年8月25日原稿受付)



掲示板

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

■富山県立大学工学部教員

1. 講師又は准教授1名
2. 教養教育(物理学及びその関連分野)
3. 物理学(広い意味での物性物理学)、工学部教養科目・大学院知能デザイン工学研究科専門科目及び研究指導。
4. 2015年4月1日
5. なし
6. 着任時に博士号を有する者。本学工学部学生の物理学分野の教育に熱意を持ち、真摯に学生と向き合って教育を行えること。本学大学院知能デザイン工学研究科において、大学院生の研究指導ができること。地方工科大単科大学の現状を理解し、本学に教育・研究の基盤をおいて活動できること。(その他、募集要項を確認のこと)
7. 募集要項(<http://www.pu-toyama.ac.jp/>教職員公募ページ参照)に記載の通り

8. 2014年11月14日(金) 必着
9. 939-0398 射水市黒河5180 富山県立大学工学部教養教育 石森勇次 電話 0766-56-7500 ishimori pu-toyama.ac.jp
10. 封筒に「教員公募書類在中(工学部教養教育)」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。

■東京大学物性研究所所員

[I]

1. 特任研究員A, B各1名
2. 物質設計評価施設設計部
3. 並列計算の高度化・複雑化に対応する為、共同利用スパコン上での利用が見込まれるソフトウェアの開発・高度化及びその公開・普及促進活動を行い、利用者がより簡便に高度な並列計算を実施できる環境を整備。A: 研究所が選定する開発・高度化案件の進捗管理。B: Aの管理下で業務実施。
4. 2015年4月1日
5. A: 5年。B: 1年(年度毎再任可, 最大5年)
6. A: 博士課程修了。B: 修士課程修了
7. a: 履歴書(略歴可), b: 業績リスト(開発に関わったソフトウェア, 著書, 公表論文, 講演等。公開ソフトウェアのURL), c: 研究・開発業績の概要(約2,000字。公表論文3編添付可), d: 抱負(約2,000字) ○推薦の場合, 推薦者がa-d及び推薦書を送付 ○応募の場合, 応募者がa-dを送付すると共に所属長・指導教員等が応募者についての意見書を送付
8. 2014年11月14日(金)
9. ①277-8581 柏市柏の葉5-1-5 東京大学物性研究所総務係 電話04-7136-3207 issp-somu kj.u-tokyo.ac.jp
②野口博司 電話04-7136-3296 noguchi issp.u-tokyo.ac.jp
10. <http://www.issp.u-tokyo.ac.jp/maincontents/jobs/index.html>を確認。

[II]

1. 特任研究員若干名
2. 物性研究所各研究部門
3. 物性科学における実験的又は理論的研究。
4. 2015年4月1日以降
5. 原則2年間(年度更新), その後再任応募可(但し1年間)
6. 博士号取得後約10年迄の者, 但し着任時迄に博士号取得が確実に見込まれる者も含む。着任予定時に主たる職, 或いは大学院生及び研究生等の身分を

有しないこと。

7. ○履歴書 ○発表論文リスト ○主要論文別刷3編以内 ○今迄の主な業績のまとめ(2,000字以内) ○研究計画(2,000字以内) ○指導教員又は推薦者による本人に関する意見書
8. 2014年11月21日(金) 必着
9. 277-8581 柏市柏の葉5-1-5 東京大学物性研究所総務係 電話04-7136-3501 issp-somu kj.u-tokyo.ac.jp
10. 週5日, 裁量労働制(週当たり38時間45分勤務)。年額約430万円。応募書類不返却。応募の際, 関連する物性研究所所員(教授又は准教授)と連絡をとって研究計画等の調整を行うこと。複数の研究室に跨る研究テーマに取り組む方も歓迎。

[III]

1. 客員所員
2. 以下のテーマによる
3. テーマ限定型(各1名)。a: 幾何学的フラストレーションによる量子磁性と伝導現象。b: ゲージ・重力対応の物性物理, 特に非平衡現象への応用。c: 半導体表面時間分解光電子分光。d: イオン性中間相の中性子散乱。e: 強磁場下におけるディラック電子系の磁気輸送特性の研究。f: 高強度中赤外レーザーを用いた限界光駆動系の超高速分光。g: 放射光X線を用いた分光・回折の時間分解型の測定。テーマ提案型(教授・准教授2-3名) 応募者がテーマを提案。
4. acefg: 2015年4月1日, bd: 2015年10月1日
5. ae: 1年, bcdfg: 半年
7. <http://www.issp.u-tokyo.ac.jp/maincontents/jobs/index.html>参照
8. 2014年12月19日(金)
9. 277-8581 柏市柏の葉5-1-5 東京大学物性研究所総務係 電話04-7136-3207 issp-somu kj.u-tokyo.ac.jp
10. 応募時は担当所員に要連絡。封筒に「客員教授(准教授) 応募書類在中」と朱書き書留で送付。

■熊本大学パルスパワー科学研究所准教授

1. 准教授1名
2. 極限物性科学部門極限物性物理分野
3. パルス光又は放射光を用いた機能性材料の実験的物性研究。研究に加え, 研究所と極低温寒剤製造システムの管理運営, 社会貢献, 理学部・理学専攻(物理科学講座)の管理運営・教育・学生指導, 全学共通教育の教育等の職務あり。

4. 2015年4月1日
5. なし(常勤)
6. 博士号又はPh.D.を有する方等。他の資格は公募要領URL参照。
7. ○履歴書 ○業績リスト(論文は査読の有無を区別) ○他の提出書類は公募要領URL参照
8. 2014年11月17日(月) 必着
9. ①860-8555 熊本市中央区黒髪2-39-1 熊本大学パルスパワー科学研究所 秋山秀典
②赤井一郎 電話096-342-3296 iakai kumamoto-u.ac.jp
10. 公募要領のURL: http://www.kumamoto-u.ac.jp/daigakujouhou/saiyou/index_file/koubo668.pdf

■静岡大学院理学研究科助教

1. 助教1名
2. 物理学専攻(改組の為2015年度4月1日より静岡大学院総合科学技術研究科理学専攻物理学コースの所属)
3. 計算物理に基づく非線形, 非平衡, 情報の理論的研究。独立した研究室を主宰し, 学部及び大学院における教育・研究・学内運営を行う。
4. 2015年4月1日以降早期
5. なし
6. 博士号取得者(取得見込含)。国籍は不問だが, 日本語で教育, 学内運営を行える事。
7. ○履歴書(着任可能時期明記) ○業績リスト(原著論文, プロシーディングス, 解説等)に分類。主要論文に印 ○主要論文別刷又はコピー(5編以内) ○研究業績概要(A4, 2枚以内) ○教育と研究に関する抱負(A4, 2枚以内) ○推薦書2通 ○推薦書以外の上記の内容のpdfをCD-R又はUSBメモリーに保存したもの
8. 2014年11月28日(金) 必着
9. 422-8529 静岡市駿河区大谷836 静岡大学院理学研究科物理学専攻 鈴木淳史 電話054-238-4738 sjsuzuk ipc.shizuoka.ac.jp
10. 封筒に「教員応募書類在中」と朱書き簡易書留等で送付。応募書類不返却。

■長野工業高等専門学校一般科教員

1. 准教授又は講師1名
2. 一般科(物理学)
3. 物理学(物性実験物理学)。物理科目の担当。
4. 2015年4月1日
5. なし(常勤)

6. 博士号取得者(着任時迄の取得見込者含). 日本国内の高等教育機関・高等学校等での教職経験. 高等専門学校教育目的を十分理解し, 教育・研究・学生指導(学級担任・課外活動・寮等)に熱心に取り組む意欲のある心身ともに健康な方. 着任時点で39歳以下であることが望ましい.
7. ○履歴書 ○研究業績リスト ○著書・論文等の別刷約3編 ○研究業績概要(約2,000字) ○教育及び学生指導に対する抱負(約2,000字) ○研究に対する抱負(約1,000字) ○推薦書又は照会可能者2名の氏名, 所属, 連絡先 ○以上, 様式任意
8. 2014年11月28日(金) 必着
9. ①381-8550長野市徳間716 長野工業高等専門学校長
②一般科 大西浩次
ohnishi nagano-nct.ac.jp
10. 封筒に「一般科教員(物理)応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付. 詳細は<http://www.nagano-nct.ac.jp/guide/teacher/index.php>参照.

■神戸市立工業高等専門学校教員

1. 准教授, 講師又は助教1名
2. 一般科(物理)
3. 専門分野: 物理又はそれに関連した分野. 担当科目: 物理, 応用物理.
4. 2015年4月1日
5. なし
6. 2015年4月1日現在で修士又は博士号を有する者. 物理又はそれに関連した分野を専攻する者. 理科の教員免許状を持っていること(校種不問). 本校の教育目的を十分に理解し, 高専の教育(特に低学年の物理教育, 学級担任・学生指導・クラブ指導含), 校務及び学術研究に熱意がある者.
7. ○履歴書(HPにある指定様式) ○教育研究業績書(HPにある指定様式) ○著書(冒頭と目次), 主要論文等3編以内の別刷又はコピー ○博士(又は修士)論文の題目と和文約600字の要旨(取得見込者は今迄の研究成果を約600字でまとめたもの) ○推薦書(ない場合は照会可能者2名の氏名, 所属, 連絡先, 応募者との関係を記すこと) ○高専における教育・研究に関する抱負(約2,000字)
8. 2014年12月3日(水) 必着
9. ①651-2194神戸市西区学園東町8-3 神戸市立工業高等専門学校事務室庶務係 電話078-795-3311 Fax 078-795-

3314

②一般科・理科主任 大多喜重明 電話078-795-3282 sci-koubo kobe-kosen.ac.jp

10. 封筒に「一般科(物理)教員応募」と朱書き簡易書留で送付. 選考方法: 書類選考により第1次審査を行い, 通過者に面接(模擬授業含)を実施. 面接予定日: 2015年1月25日(日)

■東京工業大学大学院総合理工学研究科助教

1. 助教1名
2. 材料物理学専攻量子表面講座表面物質分野
3. 広い意味での表面・界面物理. 平山博之教授, 中辻寛准教授と相補的に協力し, 実験的手法を用いた表面・界面物理, 材料表面物性の教育研究を展開する意欲のある方.
4. 決定後早期
5. なし
6. 博士号又は同等の学位を有するか, 着任迄に取得見込の方
7. ○履歴書(様式任意, 顔写真貼付) ○業績リスト(学位論文, 原著論文, 査読付国際会議プロシーディングス, 総説・解説, 著書, 特許, 外部資金獲得状況等に分類) ○主要論文別刷3編以内(コピー可) ○研究業績概要(A4, 2枚) ○今後の研究・教育への抱負(A4, 2枚) ○推薦書又は意見書2通(1通又は2通とも, 照会可能者の氏名, 連絡先に代えてもよい)
8. 2014年12月15日(月) 必着
9. ①226-8503横浜市緑区長津田町4259 J2-1 東京工業大学すずかけ台地区事務部総務課長
②材料物理学専攻 平山博之
電話045-924-5637 hirayama.h.aa.m.titech.ac.jp
10. 封筒に「材料物理学専攻量子表面講座助教応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付. 詳細はhttp://www.materia.titech.ac.jp/news/news_AssistantProf.html参照.

■宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所教授

1. 教授(教育職)1名
2. 宇宙物理学研究系
3. 宇宙空間からの光赤外線天文学. 広く光赤外線天文学コミュニティをとりまとめ, 宇宙科学の様々な分野との連携をはかりつつ, SPICA衛星をはじめとする将来計画を遂行する. 大学等の研

究者と協調して研究を遂行すると共に, 大学院生の教育・指導を行う.

4. 決定後早期
5. なし(63歳定年制)
6. 宇宙理学分野での博士号取得者
7. ○履歴書 ○研究歴 ○論文リストと主要論文別刷 ○今迄の研究概要と今後の研究計画(プロジェクトへの貢献と教育活動についての抱負含) ○光赤外線天文学の将来計画についてのビジョン ○他薦の場合は推薦書2通, 自薦の場合は照会可能者2名の氏名, 所属, 連絡先
8. 2014年12月15日(月) 必着
9. ①252-5210相模原市中央区由野台3-1-1 宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所科学推進部人事係
②宇宙物理学研究系研究主幹 堂谷忠靖 電話050-3362-5544 dotani.tadayasu jaxa.jp
10. 封筒に「宇宙物理学研究系教授応募書類在中」と朱書き書留便で送付. 詳細はhttp://www.jaxa.jp/about/employ/educator_j.html#employ3066参照.

■東北大学金属材料研究所助教

1. 助教1名
2. 計算材料学研究部門
3. 第一原理計算, 分子動力学法, 第一原理分子動力学法等の計算科学・理論科学. 材料, 化学, 物理, 金属, バイオ, 機械等広範な分野の出身の方から募集.
4. 2015年4月1日
5. 7年(審査により再任1回, 3年可)
6. 博士号取得者(2015年3月迄の取得予定者含)
7. 詳細はHP参照
8. 2014年12月26日(金)
9. 980-8577仙台市青葉区片平2-1-1 東北大学金属材料研究所 高梨弘毅 電話022-215-2000 koki imr.tohoku.ac.jp <http://www.imr.tohoku.ac.jp/ja/org/research/10.html>
10. 封筒に「計算材料学研究部門教員応募書類在中」と朱書き書留で送付. 応募書類不返却. 詳細はhttp://www.imr.tohoku.ac.jp/ja/op_list.html#op2014n15参照.

■物質・材料研究機構正職員

1. 研究職, エンジニア職
- 2, 3, 7, 9①はHP参照
4. 2015年4月1日(応相談)
5. なし(定年60歳. 定年退職後, 希望者は65歳迄再雇用制度有)
8. 2015年1月上旬

9. ②305-0047つくば市千現1-2-1 (独) 物質・材料研究機構企画部門人材開発室 電話029-859-2555 nims-recruit nims.go.jp
10. 詳細は<http://www.nims.go.jp/employment/permanent-staff.html>参照.

■九州大学応用力学研究所教授

- 教授1名
- 高温プラズマ力学研究センター
- センターでは、核融合プラズマの定常化に関する学術基盤研究を実施している。粒子循環、プラズマ回転、プラズマ加熱・電流駆動等の新しい制御手法の開発に意欲と関心があり、定常プラズマの総合性能の向上を目指した新しい実験研究領域を開拓できる方。
- 決定後早期
- 2002年度より研究所は全教員に任期制(任期5年, 再任可)を採用
- 博士号取得者
- 略歴書 ○業績書 ○主要論文別刷等 ○外部資金取得状況 ○共同研究の実績 ○業績説明 ○着任後の研究・教育の抱負と展望 ○照会可能者の氏名, 連絡先
- 2015年1月19日(月)17時必着
- 816-8580春日市春日公園6-1 九州大学応用力学研究所 花田和明 電話092-583-7706 Fax 092-573-6899
- 封筒に「教員応募書類在中」と朱書き留又は簡易書留等追跡可能な方法で送付。応募書類不返却。<http://www.riam.kyushu-u.ac.jp/public/jobs.html>を必ず参照。男女共同参画社会基本法(1999年法律第78号)の精神に則り、教員の選考を行う。

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)

■The 2nd International Symposium on Functionality of Organized Nano-structures 2014

主催 物質・材料研究機構国際ナノアーキテクトゥクス研究拠点
協賛 科学技術振興機構, 応用物理学会, 日本MRS-J, 表面科学会, 他
日時 2014年11月26日(水)~28日(金)
場所 日本科学未来館未来館ホール(135-0064東京都江東区青海2-3-6)
内容 ナノテクノロジーの世界を牽引し続けている第一線の著名な科学者にお集まり頂き, これまでのナノテクノロジー研究の成果を踏まえ, 今後のナノテク研究のみならず科学研究が進む方向を俯瞰する国際シンポジウムを開催する。
参加費 無料
申込 <http://www.nims.go.jp/mana/fon14/index.html>より
連絡先 物質・材料研究機構国際ナノアーキテクトゥクス研究拠点 中山知信 NAKAYAMA.Tomonobu nims.go.jp

■第20回ゲートスタック研究会~材料・プロセス・評価の物理~

主催 応用物理学会 薄膜・表面物理分科会, シリコンテクノロジー分科会
日時 2015年1月30日(金)~31日(土)
場所 東レ総合研修センター(411-0032三島市末広町21-9 電話055-980-0333)
内容 産官学の第一線の研究者がゲートスタックの基礎から応用までを理論と実験の両面から議論する。国内外からの招待講演者の他に, 一般の口頭発表とポスター発表を広く募集して開催。研究会前日には第20回を記念して特別講演会も企画。
定員 200名

参加費 15,000円, 学生6,000円
参加申込締切 2014年12月14日(日)
連絡先 113-0034東京都文京区湯島2-31-22 湯島アーバンビル7階 応用物理学会分科会担当 小田康代 電話03-5802-0863 Fax 03-5802-6250 oda jsap.or.jp <http://home.hiroshima-u.ac.jp/oxide/>

■走査型プローブ顕微鏡の最新活用術~今こそ使いどき, もうひとつのナノテク基盤技術~

主催 神奈川科学技術アカデミー
日時 2015年2月13日(金)
場所 かながわサイエンスパーク内講義室(213-0012川崎市高津区坂戸3-2-1 KSP 東棟2階)

内容 HP参照.

定員 20名

連絡先 213-0012川崎市高津区坂戸3-2-1 神奈川科学技術アカデミー教育研修グループ担当者 水野純一 電話044-819-2033 Fax 044-819-2097 ed newkast.or.jp http://www.newkast.or.jp/kyouiku/edu_h26/ed26_seminar_10.html

■第10回近接場光学に関するアジア太平洋会議 (APNFO10)

主催 近接場光学アジア太平洋会議実行委員会
日時 2015年7月7日(火)~10日(金)
場所 函館市国際水産・海洋総合研究センター(040-0051函館市弁天町20-5)
内容 近接場光学に関する最新の成果を発表討論し今後の研究の方向性を探ることを趣旨とする。一般講演及びポスター発表を募集。
参加費 事前登録:30,000円, 学生5,000円(当日:35,000円, 学生8,000円)
講演申込・要旨締切 2015年2月6日(金)
連絡先 慶応義塾大学 齋木敏治 電話045-566-1784 saiki elec.keio.ac.jp <http://www.nano-optics-group.org/apnfo10/>

その他

助成公募の標準様式 (1件500字以内)

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

その他 ○標題 ○内容 ○連絡先

■会員専用ページ: ユーザ名とパスワード

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

11月ユーザ名 :14Nov
パスワード:Alexander984
12月ユーザ名 :14Dec
パスワード:Hans634

行事予定

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

開催月日	名 称	開催地	会誌巻号または世話人
2014年			
11/2~4	新学術領域研究「融合マテリアル：分子制御による材料創成と機能開拓」第2回国際シンポジウム(第10回公開シンポジウム)	東京	69-10
11/2~6	The 7th Int. Symp. on Surface Science	松江市	68-4
11/4~6	第53回NMR討論会	吹田市(大阪)	69-8
11/4~12/5	国際滞在型研究会「Novel Quantum States in Condensed Matter」	京都市	69-6
11/6~8	第34回表面科学学術講演会	松江市	69-8
11/10	有機分子・バイオエレクトロニクス分科会講習会「有機半導体デバイスの界面分析の基礎と応用」	東京	69-8
11/10~11	Int. Symp. on Extended Molecular Dynamics and Enhanced Sampling: Nosé Dynamics 30 Years	東京	69-9
11/13~14	Int. Symp. on Recent Progress of Photonic Devices and Materials	神戸市	69-8
11/14	日本希土類学会第32回講演会	東京	69-8
11/16~18	第40回固体イオニクス討論会	東京	69-9
11/16~19	The 1st Int. Symp. on Interactive Materials Science Cadet Program	吹田市(大阪)	69-8
11/17	第43回薄膜・表面物理基礎講座「3Dプリンター技術の基礎と今後の発展」	東京	69-9
11/17~18	第31回量子情報技術研究会(QIT31)	仙台市	69-9
11/18~19	The Int. Symp. on Multidisciplinary Sciences on the Earth	東京	69-10
11/18~21	日本物理学会2014年秋季大会(朱鷺メッセ)(領域2)	新潟市	日本物理学会, 応用物理学会, プラズマエレクトロニクス分科会, プラズマ・核融合学会
11/21	日本磁気学会第198回研究会「スピントルクと次世代の磁気記録への展開」	東京	69-10
11/21	第83回表面科学研究会「深さ方向分析の最前線～表面から固体界面, 欠陥分析まで～」	東京	69-10
11/21~22	第8回物性科学領域横断研究会	豊中市(大阪)	69-10
11/22~24	第55回高压討論会	徳島市	69-7
11/22~24	第35回日本熱物性シンポジウム	東京	69-7
11/24~28	4th Workshop on Quantum Simulations and Quantum Walks	KwaZulu Natal (南アフリカ)	69-6
11/24~28	2014 Int. Conf. on Artificial Photosynthesis	淡路市(兵庫)	69-7
11/25~26	分子アーキテクトニクス研究会第5回研究会	豊中市(大阪)	69-9
11/25~27	第27回国際超電導シンポジウム(ISS2014)	東京	69-9
11/26	第25回プラズマエレクトロニクス講習会～プラズマプロセスの基礎とその応用・制御技術～	東京	69-8
11/26~28	The 2nd Int. Symp. on Functionality of Organized Nanostructures 2014	東京	69-11
11/29	市民講座「物理と宇宙(第2回)」	京都市	69-10
11/30~12/3	9th Int. Symp. on Intrinsic Josephson Junction and THz Oscillation in High-T _c Superconductors	京都市	69-10
12/1~3	Int. Symp. on Computics: Quantum Simulation and Design	東京	69-10
12/2~5	総研大アジア冬の学校(AWS2014)	土岐市(岐阜)	69-9
12/5~6	第15回「イオンビームによる表面・界面解析」特別研究会	つくば市(茨城)	69-10
12/9~11	第28回数値流体力学シンポジウム	東京	69-10
12/10	第33回法政大学イオンビーム工学研究所シンポジウム	小金井市(東京)	69-10
12/13	日本物理学会北陸支部定例学術講演会	福井市	69-10
12/19~21	量子エレクトロニクス研究会「バイオ・メディカルフォトンクスII(仮)」	軽井沢町(長野)	69-9
2015年			
1/30~31	第20回ゲートスタック研究会～材料・プロセス・評価の物理～	三島市(静岡)	69-11
2/13	走査型プローブ顕微鏡の最新活用術～今こそ使いどき, もうひとつのナノテク基盤技術～	川崎市(神奈川)	69-11
3/21~24	日本物理学会第70回年次大会(早稲田大学)	東京	日本物理学会
7/7~10	第10回近接場光学に関するアジア太平洋会議(APNFO10)	函館市(北海道)	69-11
9/16~19	日本物理学会2015年秋季大会(関西大学)(物性)	吹田市(大阪)	日本物理学会
9/25~28	日本物理学会2015年秋季大会(大阪市立大学)(素核宇)	大阪市	日本物理学会

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号または世話人
2016年 3/19~22 9/13~16 9/21~24	日本物理学会第71回年次大会(東北学院大学) 日本物理学会2016年秋季大会(金沢大学)(物性) 日本物理学会2016年秋季大会(宮崎大学)(素核宇)	仙台市 金沢市 宮崎市	日本物理学会 日本物理学会 日本物理学会

編集後記

私は、今年4月からおよそ20年ぶりに会誌編集委員に「返り咲き」しました。20年前の編集委員としての思い出はあまり良いものではありませんでしたので、今回編集委員の依頼が来た時には少し気持ちが重くなりました。編集委員会で解説記事を提案すると、「この研究の何がおもしろいのかかわからない」「そんなことがなぜ重要なのか全くわからない」と他分野の委員らに散々いじめられ、あげくのはてには提案が却下されるという20年前の経験がトラウマになっていますので、なんとも気乗りがしなかったのですが、諸事情のためやむなく編集委員をお引き受けしました。

4月以降、編集委員会に何度か出席してわかったことは、20年前に経験した上述のような「厳格な」議論の伝統は今だ健在だということです。まるでオリジナル論文の採否を決めるような「厳格な」議論の末に、執筆してもらった解説記事と執筆者が決まっています。今は逆に、このような厳しいプロセスを経ているからこそ物理学会誌のクォリティが保たれているのだと考えるようにしています。

しかし、それゆえ、いきおい難しい記事が多いという意見も、20年前も今も変わらないようです。天下の物理学会誌なので恥ずかしい解説は書けない、と肩に力が入っ

てしまう著者が多く、記事を提案する編集委員としても「厳格」な審査に耐えられる執筆者と高質な物理ネタの記事を提案しないといけないというプレッシャーのようなものがたらいて、その結果、難しい記事ができあがっていくのだろうと勝手に想像しています。

その一方で、最近、編集委員会では「身近な物理」シリーズを立ち上げようと、加藤岳生先生らが中心になって準備が始まりました。最先端の研究の解説記事ばかりでは息が詰まりそう、あるいは読む記事がほとんどない、と感じる読者は多いと思いますが、「身近な物理」の記事でホッと一息つけば会誌の印象もかなり柔らかくなるのでは、と期待しています。加藤先生によると、「身近な物理」を面白がるのは寺田寅彦から始まる日本の伝統ではないかとのことですが、私も同感で、このシリーズにとっても期待しています。専門分野に関わらず面白さが理解でき、しかもブルーバックと違ってきっちりとした物理を語っていて、「物理の教養」が養われる「身近な物理」シリーズの記事が継続して掲載されてほしいと願っています。

教養と専門といえば、最近いろいろな場面で取りざたされています。卒業したら大学や大学院での専門と関係の薄い職種に就職する学生が多いのは、私の研究室の卒業生を見てもよくわかりますが、とくに、卒

業してから10年以上経って会う卒業生を見ていると、結局、彼らの人生に重要なのは物理の専門的な知識や技能ではなく、よく言われる「人間力」のようなタフさと教養力のようなものだと感じるときが多々あります。現在、私が所属している大学では学部教育の総合改革と銘打っている新しい試みをやろうとしています。そのなかで、「専門課程のなかでの教養教育」という項目があります。具体的には何をどうするのかわかりませんが、上述した「人間力」の涵養のような教育に学部後期課程で力を入れるようです。

ひるがえって会誌も、何かそのような方向に少し舵を切ってもいいのかもしれない。物理の専門家が読む会誌の使命として、それぞれの分野の最先端の情報を提供するとともに、物理屋の「人間力」「教養力」を養うような記事をもっと増やしてもいいのかもしれない。自分の専門の物理だけでなく、よく目にする自然現象などに関してしっかりと物理を語れる「教養力」が弱くなっているような気がします。「身近な物理」シリーズはそういった意味で重要になるかもしれません。私は大いに期待しますし、読者の皆様もご期待ください。

長谷川修司

◇

日本物理学会誌 第69巻 第11号 (平成26年11月5日発行) 通巻782号

©日本物理学会 2014

Butsuri

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

白 勢 祐 次 郎

印刷所 〒169-0075 東京都新宿区高田馬場3-8-8

株式会社 国 際 文 献 社

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

一般社団法人 日 本 物 理 学 会

電話 03-3816-6201 Fax 03-3816-6208

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

本誌に掲載された寄稿等の著作権は一般社団法人日本物理学会が所有しています。