

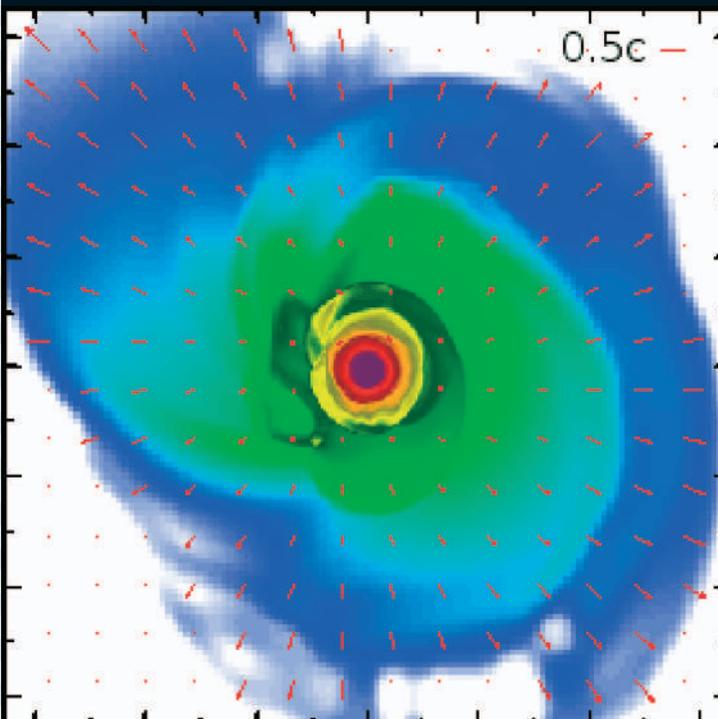
- アイソン彗星
- 固体電子系のトポロジ
- 超対称ゲージ理論における局所化の方法
- 超伝導体におけるマヨラナフェルミオン
- シリーズ「量子論の広がり」

NO.

5

2014 | VOL. 69

B U T S U R I  
日本物理学会誌



## 私の夢

霜田光一 〈名誉会員〉

私は本会の前身である日本数学物理学会に昭和17年6月に入会したので爾来71年になる。東京帝国大学の物理学科を卒業したのは昭和18年9月30日である。手元に保存しておいた当時の会員名簿によると、昭和18年11月の正会員は2,425名であって、昭和16年・17年の入会員を調べてみると、時の東大の物理学科学生の大部分が入会しており、その後本会に大きく貢献した方が少なくない。敬称を略し、石黒浩三(16.3)、石原明(17.6)、市村浩(17.2)、植村泰忠(17.12)、小川岩雄(17.6)、小野健一(17.6)、木下是雄(16.3)、久保亮五(16.12)、木庭二郎(17.12)、豊田利幸(17.6)、南部陽一郎(17.5)、林主税(17.12)、林忠四郎(17.5)、芳田奎(17.12)らの名が見える(括弧内は入会の昭和年月)。そして物理学科と数学科の他に、化学科、電気工学科などの学生の入会も少なくなかった。

私の入会後には有為転変があり、最近私は色の科学の普及に微力を尽くしているが、ここにはとてもかなわぬ将来の夢について書いておきたい。

地球温暖化と砂漠化が進んだら、砂漠に米などを生産する植物工場を作るのである。砂漠に水田などとてもないと思われそうなので、まず水のことから説明しよう。

完全閉鎖型の工場を作って、大部分の水は循環させ、蒸発した水蒸気も液化して使うので、生産品(米)に含まれる僅かの水と漏洩した水だけを補給すればよいのである。脱穀したあとの藁ともみがらは隣の工場で発酵させて分解し、肥料と二酸化炭素を作って植物工場に戻すので、不足分だけ外部か

ら供給すればよい。発酵工場の中の温度は外気温より高く、植物工場の中の温度は外気温より少し低くなる。

植物工場の屋上には太陽電池パネルをはって発電するので、太陽光の加熱は発電電力分だけ減少し、温暖化していても工場内は稲の成育に適当な温度に保つことができる。最適波長の半導体レーザーの光は苗の部分だけを照射するように制御し、レーザー光が無用に水面を照射しないようにする。したがって、レーザー光は水を加熱せずに、高い利用効率で光合成が進行する。苗が育ち茂ってきたら、より効率の高い発光ダイオードで全面照射する。

植物工場の内面は反射率の高い白壁にして、外向きの散乱光を反射して戻し、有効利用する。原則として日射量に比例してレーザーまたは発光ダイオードで照射し、夜間は照射しないので、大容量の蓄電設備の必要はなく、計測器、制御器、ポンプなどの電力を賄えばよい。条件によっては、蓄電設備をもたないで、必要な電力は外部から供給するか風力発電を併用する。

この工場の主製品は米、副製品は酸素と炭素(粉炭)であり、産業廃棄物を出さない。二酸化炭素を減らしエネルギーを消費しないので、環境に理想的で、永久に持続可能である。また、従来の工場のように製品のモデルチェンジや新製品の開発を頻繁におこなうことなく、数十年にわたって継続作動させるので、初期投資が高額でも採算可能になるだろう。半導体レーザーの効率は30~50%で寿命は100年以上あり、発光ダイオードはより高効率長寿命だからである。もちろん、長期的には稲の品種改良やレーザーなどの機器

の改良をおこない、生産性を向上させる。

低緯度の砂漠化地域の植物工場では2毛作や3毛作が当然になるだろう。品種改良によって植物工場に適した稲を作れば、4毛作も夢でないと思われる。

同じような原理で、麦などを生産する植物工場もできるので、食料問題は解決する。しかしこのような私の夢が原理的に間違っていないとしても、原理を実証する実験をおこない、試験的植物工場を作り、最適化設計や経済性の検討をおこなって、実働工場を建設するまでには、多くの課題を解決する時間と研究が必要である。

地球の温暖化も砂漠化もすでに進行中であるから、このような夢を本気で取り上げて研究し発展させて、やがて米や麦の生産工場が実現されるようになることを願っている。

こんな話は物理学会のテーマではないと叱られそうであるが、古い会員の夢としてご寛容いただきたい。

私が出席した最初の年会は昭和18年7月、東北大学で開催されたが、昭和19年と20年には戦時中で開催できなかった。そして、昭和21年4月に日本物理学会の設立総会と第1回年会が東京帝国大学で開催されたのである。その後は年会を年次大会というようになってきているが、毎年欠かさず開催\*されていることは喜ばしい。

(2014年1月14日原稿受付)

\*注：第66回年次大会の会合は東日本大震災の影響により中止されたが、そこで予定されていた発表は概要集発行をもって成立したものとされた。

巻頭言 Preface

私の夢  
My Dream

霜田光一 …… 281  
Koichi Shimoda

最近のトピックス Topics

アイソン彗星 (C/2012 S1)  
Comet ISON

渡部潤一 …… 284  
Junichi Watanabe

現代物理のキーワード Trends

固体電子系のトポロジー  
Topology of electrons in solids

野村健太郎 …… 286  
Kentaro Nomura

解説 Reviews

超対称ゲージ理論における局所化の方法  
Localization Principle in SUSY Gauge Theories

細道和夫 …… 288  
Kazuo Hosomichi

超伝導体におけるマヨラナフェルミオン  
Majorana Fermions in Superconductors

佐藤昌利 …… 297  
Masatoshi Sato

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—

概要  
Preface

307

冷却イオンの量子エンタングルメント生成  
Generation of Quantum Entanglement with Trapped Ions

野口篤史, 豊田健二, 占部伸二 …… 308  
Atsushi Noguchi, Kenji Toyoda and Shinji Urabe

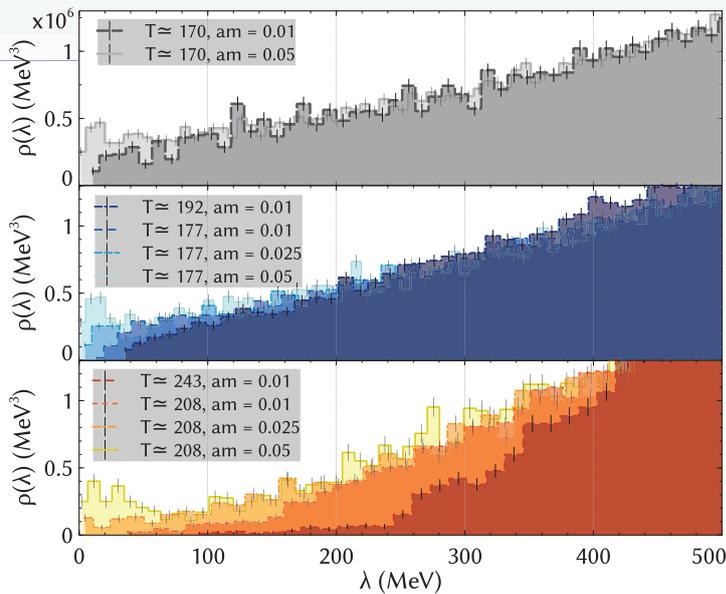
最近の研究から Researches

高温QCDにおけるU(1)カイラルアノマリー  
Axial U(1) Anomaly at High Temperature

青木慎也, Guido Cossu, 深谷英則, 谷口裕介 …… 314  
Sinya Aoki, Guido Cossu, Hidenori Fukaya and Yusuke Taniguchi

重力波を聞き, 電磁波を見る—電磁波対応天体  
Hearing Gravitational Waves, and Seeing Electromagnetic Waves—Electromagnetic Counterparts

久徳浩太郎, 仏坂健太 …… 319  
Koutarou Kyutoku and Kenta Hotokezaka



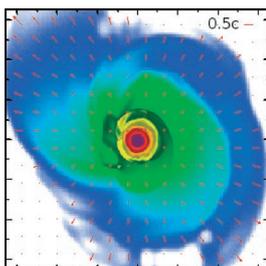
## 最近の研究から

## (高温 QCD における U(1) カイラル anomalies)

高温 QCD 数値シミュレーションから得られた Dirac 演算子の固有値分布. 180 MeV 付近の SU(2) カイラル相転移温度を超えると, クォーク質量  $m$  がゼロの極限で固有値分布にギャップが開く様子がわかる. これは SU(2) だけでなく, U(1) カイラル対称性の回復を示唆する状況証拠の一つである. 詳細は 314 ページの記事を参照.

## JPSJの最近の注目論文から 1月の編集委員会より

ラ・トッカータ	Foundational Questions Institute 主催エッセイコンテスト	安藤恒也 ……	324
学界ニュース	第17回久保亮五記念賞: 紺谷 浩氏	鹿野 豊 ……	326
	第7回湯川記念財団・木村栄理論物理学賞: 川崎雅裕氏, 郡 和範氏, 諸井健夫氏	松田祐司 ……	327
		久野純治 ……	327
追悼	吉川圭二先生の思い出	糸山浩司, 窪田高弘 ……	328
新著紹介			329
AAPPS だより			332
会員の声			335
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他		336
行事予定			341
会告	■会費納入のお願いと未納者への雑誌発送停止のお知らせ ■2014年秋季大会講演募集について ■平成26年度東レ科学技術賞および東レ科学技術研究助成の候補者推薦について ■賞および研究援助の候補者の募集について ■2014年4月1日付新入会者		343
本会記事	■日本物理学会第19回(2014年)論文賞授賞論文		345
本会関係英文誌目次			347



## 表紙の説明

数値相対論によって得られた, 連星中性子星からの質量放出の様子. 連星中性子星が合体すると, 中心部に極大質量中性子星が形成される. その非軸対称性は外層に潮汐トルクを及ぼし, また準動径振動は外層との間に衝撃波を起こす. その結果, 太陽質量の1%程度が光速の10-30%で, この図に垂直な方向も含めほぼ等方的に放出される. 詳細は本号に掲載されている久徳浩太郎氏, 仏坂健太氏の「最近の研究から」記事を参照のこと.

# アイソン彗星 (C/2012 S1)

## 1. はじめに

2013年、最も期待された天体ショー：アイソン彗星 (C/2012 S1) は、多くの天文学者や天文ファンの期待を裏切って、太陽接近時に崩壊・蒸発してしまった。彗星という天体は、文字通り「水もの」というだけでは済まされない。アイソン彗星は、もともとかなり大型の彗星とされていたのだが、どうしてこうなってしまったのか、世界中の彗星研究者は、いま躍起になって、その原因を探っているが、本稿ではアイソン彗星の発見事情、大彗星になると期待された理由、そして蒸発・崩壊までを紹介する。

## 2. アイソン彗星 (C/2012 S1) の発見

アイソン彗星の発見は2012年9月21日のことである。主にロシア語圏内の十カ国の観測所によって構築された「国際科学光学ネットワーク」(International Scientific Optical Network; 略称ISON)という観測網に属していたベラルーシのヴィタリー・ネフスキー氏と、ロシアのアルチョム・ノヴィチョノク氏が、口径40センチの望遠鏡で撮影したデータから移動天体を発見した。ところが、この天体は18.8等という暗さだったため、彼ら自身では彗星か小惑星かの判断はつかなかった。そこで、とりあえず国際天文学連合小惑星センターに新天体としての発見を報告した後、他の追跡観測によって、この天体は彗星であることが判明した。この彗星の名前は個人名ではなくプロジェクト名が採用され、「アイソン (ISON) 彗星」となり、9月24日に国際天文学連合から公表された。<sup>2)</sup>

## 3. 高まる期待

公表されたアイソン彗星の軌道を見て、世界中の天文学者が驚くことになる。特に、軌道要素の中でも近日点距離(彗星が太陽にどの程度まで近づくかを示す量)が目玉された。その値は0.0124527天文単位、すなわち約187万キロメートルであり、この彗星が太陽の表面から117万キロメートルまで近づくことを意味していた。このように太陽表面をかすめるほどに近づく彗星を一般に「サングレーザー」と呼んでいる。アイソン彗星は、まさしくサングレーザーであった。

注目すべきは、それだけではなかった。実はサングレーザーは、いまや珍しいものではない。太陽観測衛星SOHOが太陽の周囲のコロナの監視観測を開始して以来、すでに1,000個ものサングレーザーが発見されているが、そのほとんどは太陽に近づいてやっとなり輝き出すほど小さな彗星ば

かりで、SOHO以外では観測できない。一方、今回のアイソン彗星は、発見時の距離が太陽から6.3天文単位、つまり木星軌道よりも遠い場所での発見だった。これだけ遠方で、18.8等という明るさは、かなり大型の彗星であることを示していると思われたのである。多くの彗星研究者が2013年12月に明け方の東の空で大彗星になる可能性を指摘しはじめた。

## 4. アイソン彗星は本当に大きいのか

彗星は、もともと8割は水の氷である。本体である核が大きければ大きいほど、単位時間あたりの蒸発量が増えて大彗星になる。しかし、核そのものは通常数キロメートル程度と小さく、また太陽に近づけば蒸発したガスや塵で核は見えなくなるので、地上観測から大きさを推定するのは困難である。そこで、天文学者は絶対等級という尺度を用いる。地球から1天文単位、太陽からも1天文単位に彗星があるとして、(実際にはあり得ない話だが)位相角は0、つまり満月状態と仮定した場合、地球から何等に見えるかという値だ。アイソン彗星の発見当時の明るさから推定した絶対等級は5.5等であった。この絶対等級は、毎回、近づくたびに大彗星になるハレー彗星(1P/Halley)の絶対等級(約5等)に近い。したがって、当初アイソン彗星はハレー彗星並みの大型彗星と思われた。その後、太陽に近づくにつれ、絶対等級は下方修正されたが、それでも8等ほどであった。

この値が彗星研究者に自信を持たせた原因のひとつだった。実は、もっと絶対等級の暗いサングレーザーが2年ほど前に現れている。2011年末に現れたラブジョイ彗星(C/2011 W3)である。この彗星は発見当初の絶対等級が約15等と暗かった上、太陽への接近距離は約13万キロメートルほどと、アイソン彗星に比べて一桁も小さかったので、太陽に接近した際に融けきってしまうと思われた。しかし、予想に反して生き残り、近日点通過後には長い尾を持つ大彗星となり、南半球の人々をおおいに楽しませたのだ。

表1のように、アイソン彗星は、このラブジョイ彗星に比べて、絶対等級で7等から10等も明るかった。どう考えてもアイソン彗星は、ラブジョイ彗星に比べれば大型であり、また太陽への接近距離も遠いため、融けきることなく生き残るだろうという見方が大勢を占めていった。

## 5. しかしアイソン彗星は崩壊した

大彗星になるという予想は大きな期待に変わり、観測ガ

表1 二つのサングレーザーの絶対等級と近日点距離の比較.

彗星	アイソン彗星	ラブジョイ彗星
絶対等級	5.5~8.0	11.0~15.5
近日点距離 (a.u.)	0.01245	0.00556

イドブックなどが次々に出版された。筆者も、その予測を含めて彗星や太陽系小天体の面白さを伝えるべく、出版をさせていただいた。<sup>3)</sup> プームは出版だけにとどまらず、双眼鏡や望遠鏡の特売コーナーが設置されたり、航空機による観察ツアーなど大きな広がりを見せた。NASAも運用している観測衛星を多数動員して観測態勢を敷いていた。われわれの観測チームも、京都大学飛騨天文台のドームレス太陽望遠鏡で、太陽最接近前後のアイソン彗星の観測を試みようとしていた。彗星は通常はこれほど太陽に近づかないので、地上観測では揮発性物質しか観測することはできないが、これだけ太陽に近づき高温になれば、普段は融けることがない彗星に含まれる塵や鉱物、金属成分がガスとなるはずだ。そういった金属輝線の検出を狙っていたのである。

そんな期待を一身に背負ったアイソン彗星は、しばらくはなかなか明るさを増さず、初期の解析結果に照らした悲観的な予測も登場してきたが、<sup>1)</sup> 11月中旬以降になると、急激に明るくなった。今にして思えば、この明るさの上昇も妙な振る舞いではあった。ともかく、近日点通過の1日ほど前にSOHOの視野に入ったときにも順調で、彗星の中央集光部には、明るすぎて飽和したときに現れるスパイク（あふれた電荷が読み出し方向に取り残された痕跡）も見えはじめた。しかし、コロナグラフのマスク（太陽の直接像の光をブロックする遮蔽板）に入り込む直前には、そのスパイクも消え、全体が軌道方向に細長くなっていった。そして、次にマスクから出てきたときには、アイソン彗星は、完全に輝きを失って、まるで筋雲のような淡い姿に変わり果てていたのである（図1）。2011年のラブジョイ彗星のケースで、太陽接近後、マスクから出てきたときには、核がかなり明るく輝いていたのと比べるとあまりの違いだった。世界中に衝撃が走った。いったい何が起こったのかと、彗星研究者は頭を抱えることになった。どう考えても核の揮発成分が蒸発し尽くし、崩壊したと考えざるを得ない。計算してみると、筋雲の伸びた方向は、太陽に最も接近する数時間ほど前に放出されたものであることがわかった。さらに、その後に放出された塵が伸びていくはずの方

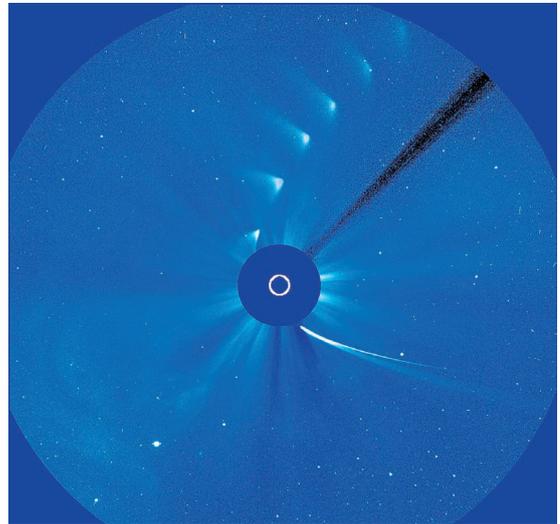


図1 太陽観測衛星 SOHO が捉えたアイソン彗星の太陽接近前後の様子 (SOHO (ESA NASA)). 彗星は右下の尾が伸びている方向から太陽に接近し、その後上やや右の方向へと離れていった。

向には、まったく何も見えていないことも明らかだった。つまり、太陽に最接近して彗星核に含まれる揮発成分の水はすべて融けきってしまい、核の成分のうち、塵のような融けにくいものだけが残され、ばらばらの破片となって太陽から遠ざかっていると考えられたのである。

## 6. おわりに

問題は、大方の予想に反して、なぜ急激に崩壊・蒸発してしまったのかである。絶対等級という尺度だけからは、うかがいしれない何かが隠されているはずである。それはアイソン彗星が初めて太陽に近づく彗星故の成分にあるのか、あるいは彗星核の構造や熱履歴にあるのか。そのあたりの研究は、これからである。いずれにしろ、アイソン彗星は、われわれに彗星そのものがまだまだ謎に満ちていることを教えてくれたことは確かである。

## 参考文献

- 1) K. Meech, *et al.*: *Astrophys. J. Lett.* **776** (2013) L20.
- 2) G. V. Williams: *Minor Planet Electric Circular*. 2012-S63 (2012).
- 3) 渡部潤一: 『巨大彗星：アイソン彗星がやってくる』(誠文堂新光社, 2013).

渡部潤一 (自然科学研究機構国立天文台)

(2014年1月24日原稿受付)

# 固体電子系のトポロジ

Keyword: トポロジカル絶縁体

## 1. はじめに

本稿の目的は近年注目を集めているトポロジカル絶縁体の興味深い物理を初学者に紹介することである。トポロジーとは一言で言えば「柔らかい幾何学」である。図形や空間が柔らかく、連続的に変形できるとしたとき、この連続変形で移り変わる図形はすべて同一視する。有名な例はドーナツとマグカップである。これらは連続変形によって互いに移り変わることができ、穴が一つあいた図形としてトポロジカルに同相である。このとき穴の数がトポロジカル不変量として図形(空間)を特徴付けることができる。

## 2. 量子ホール絶縁体

トポロジーが物理に顔を出した最初の代表例は量子ホール効果である。これは磁場中の2次元電子系においてはじめて観測された現象で、ホール伝導率が、 $\nu$ を整数として

$$\sigma_{xy} = \nu \frac{e^2}{h} \quad (1)$$

のように量子化される。電子密度や磁場をわずかに変えても(すなわち連続変形の下で) $\sigma_{xy}$ の値は変わらない。したがって整数 $\nu$ はトポロジカル不変量と見なせる。このときランダウ準位間のエネルギー差がギャップとなって縦伝導率および縦抵抗率は $\sigma_{xx} = 0$ かつ $\rho_{xx} = \sigma_{xx}/(\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2) = 0$ になっている。このようにバルク電子の励起にエネルギーギャップがあることがトポロジカル状態において本質的である。量子ホール状態のもう一つの重要な特徴として、試料の境界にカイラルエッジ状態と呼ばれる、ギャップレスな状態が生じる。磁場中電子系の場合、バルクの電子はサイクロトロン運動を行うが、エッジ状態は電子が壁にぶつかりながら境界に沿って進むスキッピング運動として理解できる(図1(a)参照)。

上では外部磁場が印加された電子系を考えたが、スピン軌道相互作用と強磁性磁気モーメントを有する電子系では、

外部磁場が無くともホール効果が起こる。これを異常ホール効果という。さらに強磁性状態にある2次元電子系にエネルギーギャップが生じ絶縁体となると、外部磁場ゼロでもホール伝導率が量子化する現象、すなわち量子異常ホール効果が起こりうる。この状態のトポロジカルな性質は2次元波数空間(ブリルアン域)に波動関数の位相を貼付けてできた「空間」(数学ではファイバーバンドルという)にできる「穴」によって特徴づけられる。不変量はこの「穴」のまわりを1周したときに蓄積される波動関数の位相(ベリー接続の巻き付き数) $2\pi\nu$ から与えられる。<sup>1)</sup>

## 3. トポロジカル絶縁体

時間反転という操作は、ある運動状態に対し、時間を逆に進めた状態に置き換える操作である。運動量 $\mathbf{p}$ 、スピン $\uparrow$ を持った状態 $|\mathbf{p}, \uparrow\rangle$ は、時間反転の下で $|\mathbf{-p}, \downarrow\rangle$ になる。電子が集まってできた多体状態(スレーター行列式)が時間反転操作をする前後で不変であれば、時間反転対称性があるという。外部磁場や磁氣的相互作用があると時間反転対称性が破れる。例えば図1(a)の状況では、すべての電子は反時計回りに運動しているが、これに時間反転を施した状態はすべて時計回りに運動した状態となる。量子ホール状態においては時間反転対称性の破れが本質的役割を担う。

近年、時間反転対称性を有するトポロジカルに非自明な絶縁体が注目を集めている。<sup>2-4)</sup>これらは(狭義の)トポロジカル絶縁体あるいは量子スピンホール絶縁体と呼ばれている。この系は互いに時間反転な二つの量子ホール状態を組み合わせたものとして理解できる。すなわち、「磁場 $\mathbf{B}$ 」の下でスピン $\uparrow$ の電子が $\nu = +1$ 量子ホール状態にあるとする。一方、スピン $\downarrow$ の電子は「磁場 $-\mathbf{B}$ 」によって $\nu = -1$ 量子ホール状態にあるとする。二つの系は互いに時間反転な関係にあるため、これらを組み合わせた系は時間反転対称性を有する。スピン軌道相互作用がスピン $\uparrow$ と $\downarrow$ で符号の異なる「磁場」の役割を担う。試料端ではヘリカルエッジと呼ばれる状態が実現し、スピン $\uparrow$ とスピン $\downarrow$ が互いに反対の方向に運動している(図1(b)参照)。2次元トポロジカル絶縁体(量子スピンホール絶縁体)はいくつかの理論研究グループにより提案され、実験では水銀テルライドとカドミウムテルライドで作られた量子井戸構造にて実現することがはじめに確認された。<sup>3)</sup>興味深いことに、トポロジカル絶縁体は3次元でも実現することが提唱され、<sup>2)</sup>ビスマス化合物を中心に実験的にも確認されている。<sup>4)</sup>

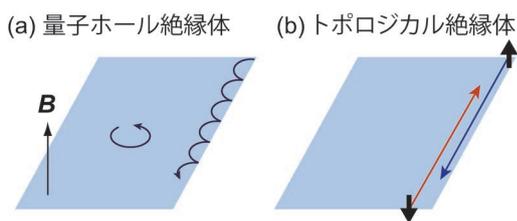


図1 (a) 量子ホール絶縁体、および (b) 2次元トポロジカル絶縁体のイメージ。

#### 4. バルク-表面对応

トポロジカル絶縁体のバルクにはギャップがあるが、試料の境界ではギャップレスの状態が現れる。3次元物質の境界は2次元表面であり、特に単純な系の場合には、この表面状態が形式的に2次元の質量ゼロのディラック粒子として記述される。これまでの研究で、このトポロジカル表面状態は興味深い非自明な性質を持つことが明らかになった。一つは、時間反転対称な摂動に対して表面状態は強固であることである。例えば図2(a)にあるエッジ(表面)状態に何らかの摂動を加えて図2(b)のようにギャップを開けることは時間反転対称性からの要請  $E_{k,\uparrow} = E_{-k,\downarrow}$  によって禁止される(図2(b)では  $E_{k=0,\uparrow} \neq E_{k=0,\downarrow}$  になっていることに注意)。乱れに対しても表面状態は強固であり、非磁性不純物の下で3次元トポロジカル表面電子はアンダーソン局在を起こさないことが示されている。<sup>5)</sup> 表面状態を壊す、あるいは絶縁化させるためにはバルク状態を壊すほどのギャップよりも強い乱れを導入するか、あるいは時間反転対称性を破る他ない。言い換えるとトポロジカル表面状態は対称性とバルクギャップの存在によって保護されている。

それでは磁場を印加したり、磁性不純物をドーブ<sup>6)</sup>したりして、時間反転対称性を破った場合には何が起こるだろうか。興味深いことに、3次元トポロジカル絶縁体の表面では半整数量子ホール効果が生じる。<sup>3,7)</sup> 最近の実験によって、磁性不純物をドーブしたトポロジカル表面による量子化された異常ホール伝導率が測定された。<sup>8)</sup>

#### 5. 交差相関応答

最後にトポロジカル絶縁体の興味深い現象としてトポロジカル電気磁気効果<sup>3)</sup>あるいは量子交差相関応答と呼ばれるものを紹介する。まずトポロジカル絶縁体の表面に磁性不純物をドーブするなどして表面を量子ホール状態にする。これをうまくやると、図2(c)のように電場をかけたとき、表面量子ホール電流が試料の周りを循環する。アンペールの法則によれば、この循環電流が試料内部に磁束密度あるいは磁化をつくる。つまりトポロジカル絶縁体に電場をかけると磁気モーメントが発生することになる。同様に、磁場をかけると内部に電気分極が発生することが示せる。電場  $E$  (磁場  $B$ ) で磁化  $M$  (電気分極  $P$ ) を誘起するというように、電気的自由度と磁気的自由度が交差した形で応答するのが特徴である(図2(d)参照)。その後の研究では、温度勾配によって軌道角運動量が誘起される、あるいは試料の力学的回転によって熱分極が発生するという熱と力学的回転の間の交差相関応答も提案されている。<sup>9)</sup> このよう

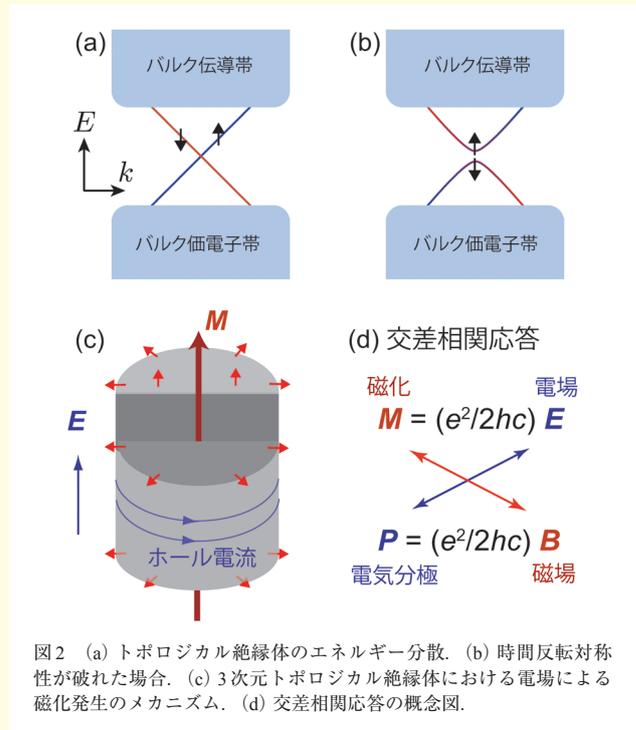


図2 (a) トポロジカル絶縁体のエネルギー分散。(b) 時間反転対称性が破れた場合。(c) 3次元トポロジカル絶縁体における電場による磁化発生メカニズム。(d) 交差相関応答の概念図。

な交差相関応答にはトポロジカル不変量が現れる。したがって量子化されたホール伝導率が連続変形の下で変わらないように、交差相関の関係も連続変形に対し不変となる。

#### 6. おわりに

以上、駆け足でトポロジカル絶縁体の解説を行った。紙面の都合上割愛したが、トポロジカル表面のスピン트로ニクスデバイスへの応用や、超伝導体接合系を用いて量子計算へ応用するといった研究も活発に行われており、さらなる進展が期待される。興味をもたれた若手研究者、学生には是非この分野に参入していただきたい。

#### 参考文献

- 1) M. Kohmoto: Ann. Phys. **160** (1985) 355.
- 2) M. Z. Hasan and C. L. Kane: Rev. Mod. Phys. **82** (2010) 3045.
- 3) X.-L. Qi and S.-C. Zhang: Rev. Mod. Phys. **83** (2011) 1057.
- 4) Y. Ando: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 102001.
- 5) K. Nomura, et al.: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 146806.
- 6) Y.-L. Chen, et al.: Science **329** (2010) 659.
- 7) K. Nomura and N. Nagaosa: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 166802.
- 8) C.-Z. Chang, et al.: Science **340** (2013) 167.
- 9) K. Nomura, et al.: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 026802.

野村健太郎(東北大学金属材料研究所)

(2013年11月15日原稿受付)

# 超対称ゲージ理論における局所化の方法



細道 和夫

京都大学基礎物理学研究所

超対称な場の量子論の数理の研究において、近年目覚ましい進展が続いている。色々な物理量について、経路積分をあらわに実行し、その値を厳密に評価する強力な手続きが発見されたためである。これは「局所化」(localization)とよばれている。

経路積分は量子力学の基本的なアイデアであり、場の理論やその物理量の形式的な定義を与える手段としては非常に優れている。しかし通常は、経路積分による物理量の表示を出発点として、そこから例えば摂動論などの道具立てをさらに整備する必要がある。相互作用する多くの場の理論において、経路積分を解析的に実行するのは一般にはとても難しいので、局所化原理に基づく近年の進展は多くの理論物理学者の関心を集めている。

局所化原理は、数学の分野で古くから知られている固定点定理を場の理論の経路積分に応用したものである。固定点定理とは、連続対称性の作用する多様体の位相不変量を、その対称性のもとで不変な点(固定点)の近傍の局所的な情報だけを用いて評価するもので、高次元の困難な積分の問題を、典型的には有限個の固定点の寄与についての足し上げにまで単純化する著しい定理である。場の理論の超対称性は、じつはこの定理と深い関わりがある。

局所化原理によって新しく計算可能になった多くの物理量は、平坦空間ではなく、特殊な背景場の導入された空間や、球面などの曲がった空間の上で定義された場の量子論に関わる。とくに大きな進展は4次元の $\mathcal{N}=2$ 超対称ゲージ理論においてみられる。

このクラスの理論は、ある種の変形によって位相的場の理論になり、4次元多様体

のトポロジーとインスタントンの数理の関係を調べる有用な枠組みとなることが知られていた。今世紀に入って、Nekrasovらはこれを発展させ、 $\mathcal{N}=2$ 超対称ゲージ理論の低エネルギー物理に対するインスタントン補正を完全に決める分配関数と、局所化原理に基づくその導出法を提案した。4次元のゲージ理論において局所化原理が大きな成果を収めた最初の例である。

より最近では2007年に、Pestunによって $\mathcal{N}=2$ 超対称ゲージ理論が4次元球面上に構成され、分配関数やWilsonループ演算子の期待値が導出された。これをきっかけに、超対称な場の理論を様々な曲がった空間上に構成し、それをもとに場の理論の新しい物理量を定める研究が盛んに行われることになった。局所化原理は今や超対称ゲージ理論の新しい解析手段として広く認識されており、超対称ゲージ理論の数理の研究は、この新しい手法や物理量の厳密公式の発見を機に新たな局面を迎えていると言える。

この記事では、4次元 $\mathcal{N}=2$ 超対称ゲージ理論を題材にとり、最近の進展を振り返りながら、局所化原理とは何か、色々な厳密公式がどのように導かれたかを解説する。

## —Keywords—

### 超対称性：

ボソンとフェルミオンを入れ替える対称性。1個のボソンに対し2個のフェルミオンが対応する場合、 $\mathcal{N}=2$ 超対称性とよぶ。摂動論では発散の相殺が生じるため、非摂動効果が重要な寄与となる。

### 位相的場の理論：

観測量の相関関数が時空の計量や位置によらず、多様体やその構造のトポロジーで決まる場の理論。Wittenは $\mathcal{N}=2$ 超対称ゲージ理論のローレンツ対称性をひねることにより位相的場の理論が得られることを示し、4次元多様体の位相不変量を場の理論の立場から計算した。

### インスタントン：

ゲージ場の(反)自己双対方程式の解であり、Euclid計量の時空で定義された作用の極小値を与える。時空の1点に局在しており、瞬間的に現れて消える配位である。また、その極小条件を変えないような、大きさ、位置等の変形パラメーターをもち、その空間をインスタントンモジュライ空間とよぶ。

### Wilson ループ：

時空内の閉じた経路に対し、微小経路上のゲージポテンシャルの積分の指数関数を、経路に沿った演算子順序を考慮して積をとったゲージ不変な物理量。クォークの閉じ込めの指標を与える等、ゲージ理論において重要な非局所的観測量である。

## 1. はじめに

素粒子物理においては、場の理論をその基本言語とするが、ここでは相対性理論の対称性を尊重するために、ハミルトニアンを用いた正準形式ではなく、時間と空間を同等にあつかうラグランジュ形式をもっぱら用いる。この定式化では、各々の粒子に対して、「場」すなわち4次元時空上の関数を割り当て、それらをもとにラグランジアン $\mathcal{L}$ 、および作用積分 $S$ を定める。例えば相互作用のない自由なスカラー粒子には、4次元時空上の実関数 $\phi(x)$ を割り当てて、

$$S[\phi] = \int d^4x \mathcal{L}[\phi], \quad \mathcal{L}[\phi] = -\frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{1}{2} m^2 \phi^2 \quad (1)$$

のように $\mathcal{L}$ と $S$ を定める。

Feynmanの経路積分は、ラグランジュ形式で場の理論を量子化する際の自然なアイデアである。これは、例えばポテンシャル $V(q)$ 中を運動する粒子の運動 $q(t)$ について、古典的にはその作用積分を最小にする「経路」が選ばれるのだが、量子論の遷移振幅は、考えられるすべての経路についての足し合わせに基づいて評価されるというものである。経路は滑らかに変形できるので、「積分」と形容される。これを場の理論の量子化に適用すると、例えば先ほどのスカラー理論の物理量は

$$\int D\phi e^{iS[\phi]/\hbar} \quad (2)$$

の形の経路積分に基づいて定義される。記号 $D\phi$ は、場 $\phi(x)$ の各点での値を積分変数とみなして、いわば無限個の積分変数について積分せよ、という意味をもつ。

このような無限個の変数に関する積分の意味をまじめに考えるのはとても難しいが、通常は、経路積分は通常の積分と同じくよい性質に従う(例えば、部分積分公式が成り立つなど)と信じて、これを場の量子論の形式的な定義として進む。摂動論的な計算に必要なFeynman規則やカレントの保存則などは、このようにして大変効率よく導出できるのである。一方、いくつかの簡単な例に限っては、経路積分をあらわに実行してみせることもできる。例えば調和振動子1個の系の分配関数を考えよう。簡単のため $\hbar = \omega = 1$ とすると、

$$\text{Tr}[e^{-\beta H}] = \sum_{n \geq 0} e^{-\beta(n+1/2)} = \frac{1}{2 \sinh(\beta/2)}. \quad (3)$$

これを虚時間 $t=0$ から $t=\beta$ までの発展とみなして、次のEuclid化した調和振動子の作用積分から再現しよう。

$$S = \int_0^\beta dt \left\{ \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + \frac{1}{2} \phi^2 \right\}. \quad (4)$$

対角和 $\text{Tr}$ は始状態と終状態をそろえて和をとるので、 $\phi(t)$ は周期的、 $\phi(0) = \phi(\beta)$ である。そのような $\phi$ はFourier展開できるので、経路積分 $D\phi$ は $\phi(t)$ のFourierモード $\phi_n$ に関する積分と思ってよいだろう。Fourierモードを用いると、作用は

$$S = \frac{\beta}{2} \sum_{n \in \mathbb{Z}} \left\{ 1 + \left( \frac{2\pi n}{\beta} \right)^2 \right\} \phi_n \phi_{-n} \quad (\phi_n^* = \phi_{-n}) \quad (5)$$

のような2次式になる。 $e^{-S}$ を重みとする経路積分は従って $\phi_n$ についての無限個のガウス積分になり、式(3)のsinh関数を無限積表示した結果が得られる。こうして、正準形式・経路積分形式のどちらを用いても同じ結果が得られることをあらわに確認できるわけである。

自由な理論、すなわち作用が場の2次式で与えられる理論では、経路積分は上の例のように単純なガウス積分に帰着する。反対に、素粒子の複雑な相互作用を記述する理論は、作用に3次以上の項を含むため、経路積分を実行するのが難しいのはもちろん、上手いからくりが無い限り、いかなる方法でも物理量を解析的に評価するのは困難である。経路積分の近似計算のアイデアとしては、例えば鞍点法がある。これは作用がいくつかの極小点をもつとき、その一つ一つのまわりで経路積分をガウス積分で近似評価し、その結果を足しあげるもので、その精度は古典極限 $\hbar \rightarrow 0$ でどんどん良くなる。

近年、超対称性をそなえた場の理論において、上に例示したような経路積分への正直な取り組みに基づく技術的進展が数多く見られた。これは、相互作用する場の理論であっても、一定の超対称性を保った物理量については、じつはある種の鞍点近似が厳密な結果を与えるという、超対称性理論の特別な性質による。言い換えれば、超対称な場の理論の経路積分においては、非零の寄与はその積分領域内のごく限られたところからしか生じないということで、「局所化」の原理とよばれている。この原理じたいは比較的古くから知られていたのであるが、近年のNekrasov,<sup>1)</sup> Pestun<sup>2)</sup>らの成果によって幅広い超対称ゲージ理論に適用する「手筋」が与えられ、突然脚光を浴び始めたのである。

局所化原理は超対称性に依存しているので、現実的な素粒子模型に関する理解を直ちに進展させられるものではないかもしれない。しかし、場の理論の数理的な研究においては、色々な場の理論を幅広く調べその分類学を整備すること、および色々な物理量によって各々の理論をできる限り詳細に特徴づけることが目標で、局所化原理に基づく近年の成果はこの方面を大きく進展させているのである。

## 2. 局所化原理と超対称性

局所化原理と超対称性はどう関係しているのか？ 非零の経路積分値は積分領域のどこに局所化するのか？

この章ではまずDuistermaat-Heckmanの局所化公式とよばれる数学公式を紹介する。これは連続対称性をそなえた高次元空間上の積分の問題を、対称性を利用して、より次元の低い積分、あるいは足し上げの問題にまで単純化するものである。それをもとに、超対称な場の理論に成り立つ局所化原理を理解してみよう。

## 2.1 Duistermaat-Heckman の公式

シンプレクティック空間とは、シンプレクティック形式とよばれる非退化な閉2-形式  $\omega = (1/2)\omega_{mn}dx^m dx^n$  をもつ偶数次元の空間をいう。さて、 $2n$  次元のシンプレクティック空間  $M$  がベクトル場  $v$  で生成される連続対称性をもち、さらにハミルトン関数  $H$  が存在して

$$dH = j_v \omega, \quad \text{すなわち} \quad \partial_n H = v^m \omega_{mn} \quad (6)$$

を満たすとする。ここで  $j_v$  は、 $j_v dx^m = v^m$  に従って微分形式の次数を1下げる演算子である。このとき次の積分を考えよう。

$$Z(\beta) = \int_M \frac{\omega^n}{n!} e^{-\beta H}. \quad (7)$$

$Z(0)$  は  $M$  の体積を与えるが、これを  $M$  の対称性を利用して一般化したものが  $Z(\beta)$  である。

Duistermaat-Heckman の局所化公式は、この積分を  $M$  の対称性の固定点、すなわちベクトル  $v$  が零になる点についての足し上げで表す公式である。

$$Z(\beta) = \left( \frac{2\pi}{\beta} \right)^n \sum_{p: \text{固定点}} \frac{e^{-\beta H(p)}}{e(p)} \quad (8)$$

ここで  $e(p)$  は、固定点  $p$  の近傍への  $U(1)$  作用の重みの積で与えられる。例えば、固定点  $p$  を原点とする適当な局所座標を用いて  $\omega$  と  $H$  が

$$\omega = \sum_{i=1}^n dx_{2i-1} dx_{2i}, \quad H = \sum_{i=1}^n \frac{\epsilon_i}{2} (x_{2i-1}^2 + x_{2i}^2), \quad (9)$$

と書けるときは  $e(p) = \prod_{i=1}^n \epsilon_i$  となる。

簡単な応用例として、球面上の積分の問題を解いてみよう。極座標  $\theta \in [0, \pi]$ ,  $\phi \sim \phi + 2\pi$  を導入し、

$$\omega = \sin \theta d\theta d\phi, \quad v = \partial_\phi, \quad H = \cos \theta \quad (10)$$

としてみよう。 $v$  は図1のように、北極  $\theta=0$ 、南極  $\theta=\pi$  を固定点とする回転対称性を生成する。この問題では式(7)はあらわに積分を実行できて、

$$\begin{aligned} Z(\beta) &= \int \omega e^{-\beta H} = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\cos \theta e^{-\beta \cos \theta} \\ &= \frac{2\pi}{\beta} (e^\beta - e^{-\beta}) \end{aligned} \quad (11)$$

となる。結果は確かに北極、南極まわりでの鞍点近似を足

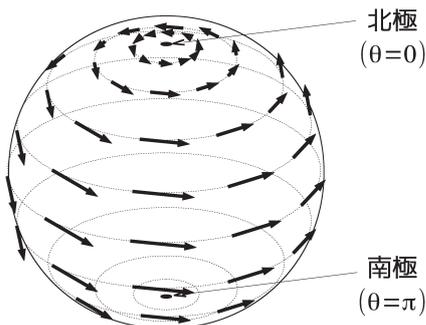


図1 球面上の北極・南極を固定する回転対称性を生成するベクトル場。

し合わせた形になっている。また、 $Z(\beta)$  は球面の体積  $4\pi$  を一般化した式になっているのが確認できるだろう。

このように、対称性が関与する積分の問題では、固定点近傍の情報だけから厳密な積分値が求まってしまうのが著しい。場の理論の経路積分では、同様の単純化は起こらないだろうか？

## 2.2 超対称性と局所化原理

局所化原理は、じつは場の理論の超対称性と関わりがある。これを見るために、式(7)の局所化公式を少し違った書き方で表してみよう。 $M$  の座標  $x^m$  をボソンと見なし、その微分  $dx^m$  は互いに反交換するので  $\psi^m$  と書いてフェルミオンと見なす。分配関数(7)はこれらを用いると、

$$\begin{aligned} Z(\beta) &= \int Dx D\psi \exp(-S), \\ S &\equiv \beta H(x) - \frac{1}{2} \omega_{ij}(x) \psi^i \psi^j \end{aligned} \quad (12)$$

の「経路積分」で表される。ただし  $Dx \equiv \prod_{i=1}^{2n} dx_i$ ,  $D\psi \equiv \prod_{i=1}^{2n} d\psi_i$  である。このとき作用  $S$  は、次の超対称性  $Q$  のもとで不変である。

$$Qx^m = \psi^m, \quad Q\psi^m = \beta v^m(x). \quad (13)$$

この超対称性は、微分形式に働く演算子  $d + \beta j_v$  に他ならない。また  $Q$  の2乗はベクトル場  $v$  の生成する連続対称性となることに注意しよう。

先ほどの局所化公式を超対称な場の理論の用語で言い換えると、次のようになる。

- ・固定点の条件  $v=0$  は、理論の全てのフェルミオンの  $Q$ -変分が零になるべしという条件である。つまり超対称性  $Q$  をもつ理論の経路積分は、 $Q$ -固定点に局所化する。
- ・各々の  $Q$ -固定点  $p$  からの寄与は、固定点からの揺らぎについての経路積分で与えられるが、その値はガウス近似で厳密に評価できる。またその値を  $1/e(p)$  とすると、 $e(p)$  は固定点からの揺らぎに作用する演算子  $Q^2$  の固有値を掛け合わせて得られる。

近年超対称ゲージ理論の幅広い問題に適用され、大きな成果をあげている局所化原理は、これに若干の一般化を施したものである。

## 3. $\mathcal{N}=2$ 超対称ゲージ理論

さて、4次元の場の量子論へと目を向けよう。局所化原理の応用により大きく理解が進んだ分野に、 $\mathcal{N}=2$  超対称ゲージ理論がある。この章では、このクラスの理論の一般的な性質を見て行こう。

4次元の相対論的場の理論における超対称性は、スピノルの添字をもつ超対称性電荷によって生成され、その反交換子は4元運動量  $P_a$  を生じる。

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = 2\sigma_{\alpha\beta}^a P_a. \quad (14)$$

超対称性電荷  $Q_\alpha$  は左巻きスピノル、その共役  $\bar{Q}_\alpha$  は右巻き

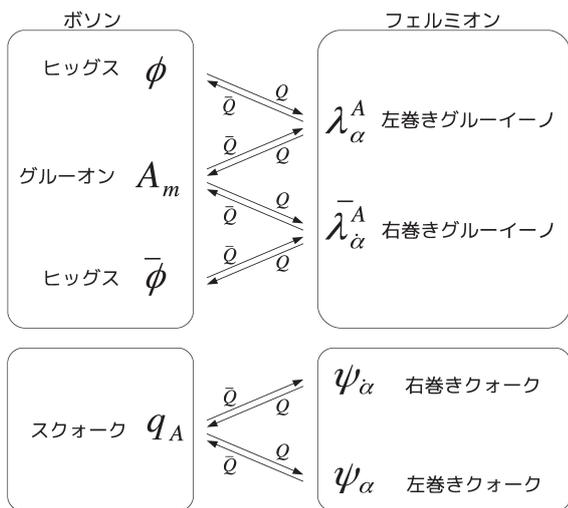


図2 4次元 $N=2$ 超対称ゲージ理論を構成する2種類の多重項、グルーオン(ゲージボソン)を含むベクトル多重項と、クォークを含むハイパー多重項がある。

スピノルで、 $\sigma_{\alpha\beta}^A$ はそれらの表現論的な積をベクトルに変換する係数である。 $N$ 重超対称な理論とは、上の代数に従う $N$ 組の超対称性電荷 $Q_{\alpha}^A, \bar{Q}_{\dot{\alpha}A}$  ( $A=1, \dots, N$ )をもつものをいう。

$N$ 重超対称な理論では、スピンの $N/2$ だけ離れた粒子が一つの多重項(超対称性の表現)におさまる。本稿で紹介する $N=2$ 超対称なゲージ理論では、ゲージボソンを含むベクトル多重項、クォークとその相棒からなるハイパー多重項の2種類が存在する(図2)。理論の構造はゲージ対称性 $G$ 、およびクォークの属する $G$ の表現 $R$ でラベルされる。例えば $G=SU(N)$ 、 $R=N_f \times$ (基本表現)と選ぶと、 $N_f$ フレーバーのクォークがグルーオンと相互作用する量子色力学の超対称版が得られる。クォークやグルーオンが登場するものの、素粒子の標準模型とは違って、高い超対称性のためにすべての相互作用の強さがゲージ結合定数によって決まってしまう。素粒子物理学への応用上有用な模型ではないが、そのかわり幅広い物理量に対して定量的な解析が可能で、理論物理学および数学の両面から盛んに研究されている。

### 3.1 縮退した真空

$N=2$ 超対称ゲージ理論の特徴の一つは無数に縮退した真空の存在で、これらは理論に存在するスカラー場の真空期待値でラベルされる。 $G=SU(N)$ として、まずベクトル多重項のみの理論(超対称Yang-Mills理論)の例で縮退した真空を調べよう。ゲージ場 $A_m$ やHiggs場 $\phi$ は全て $N \times N$ トレースレス行列に値をとる。フェルミオンを含む項を省略すると、(Euclid符号の)ラグランジアンは次のようになる。

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2g^2} \text{Tr} \left( \frac{1}{2} F_{mn} F_{mn} + D_m \phi D_m \bar{\phi} + \frac{1}{4} [\phi, \bar{\phi}]^2 \right) + \frac{i\theta}{32\pi^2} \text{Tr} (\epsilon^{klmn} F_{kl} F_{mn}). \quad (15)$$

Higgs場 $\phi$ は質量項をもたないので、4次のポテンシャルを

零にする範囲で様々な真空期待値を取り得る。その形はゲージ変換によって対角化できるので、一般的に

$$\langle \phi \rangle = a = \text{diag} (a^1, \dots, a^N) \quad \left( \sum_{i=1}^N a^i = 0 \right) \quad (16)$$

と書ける。 $\{a^i\}$ は真空をラベルするパラメータ(モジュライ)であり、この例では縮退した真空は複素 $(N-1)$ 次元のモジュライ空間をなす。

Higgs場の真空期待値(16)は、一般の $SU(N)$ ゲージ変換のもとで不変ではない。 $\{a^i\}$ でラベルされる真空では、破れずに残るゲージ対称性は一般的には $U(1)^{N-1}$ であり、したがって零質量のまま残る粒子は $N-1$ 個の電磁場とその超対称性相棒のみである。その他の自由度はHiggs機構で重くなっており、例えば $N \times N$ 行列の $(ij)$ 成分は古典的には $|a^i - a^j|$ に比例する質量を得る。これは電弱理論のWボソンが質量を得る仕組みと同じである。

ハイパー多重項を含む場合、例えば先に述べた $N_f$ フレーバーQCDにおいては、クォークの質量は $N_f$ 個の裸の質量パラメータ $m_1, \dots, m_{N_f}$ と真空のモジュライ $a$ の関数として決まる。真空のモジュライ空間の特別な点ではクォークが零質量になり、そこからスクォークが非零の期待値をもつ新しい真空の分枝が伸び出すことがあるが、本稿ではそのような分枝は扱わないことにしよう。

### 3.2 有効理論とプレポテンシャル

注目するエネルギースケールを下げて行くと、Wボソンやクォークなどの重い粒子はある地点でダイナミクスから脱落する。残った $N-1$ 個の電磁場を $A_m^{(i)}(x)$ 、そのスカラー相棒を $a^i(x)$ として、それらの低エネルギーにおける振る舞いを記述する有効ラグランジアンを求めたい。

このような問いは場の理論や素粒子論のもっとも主要な課題と位置づけられるもので、例えば漸近自由なQCDのラグランジアンから出発して、カラーの閉じ込めに特徴づけられる低エネルギーでの多様なハドロンの有効理論を議論することに似ている。もっとも後者の問題においては、解析的なアプローチは途方もなく難しく、格子ゲージ理論に基づく数値計算などが大きな成果をあげているといえる。しかし $N=2$ 超対称ゲージ理論においては、有効作用の形は超対称性だけから強く制限され、その形は

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{\text{Im}(\tau_{ij})}{8\pi} (2\partial_m a^i \partial_m \bar{a}^j + \mathcal{F}_{mn}^{(i)} \mathcal{F}_{mn}^{(j)}) + \dots + i \frac{\text{Re}(\tau_{ij})}{16\pi} \epsilon^{klmn} \mathcal{F}_{kl}^{(i)} \mathcal{F}_{mn}^{(j)},$$

$$\tau_{ij} = \frac{1}{2\pi i} \frac{\partial^2}{\partial a^i \partial a^j} F(a^i, m_j, \tau) \quad (17)$$

のように、プレポテンシャルとよばれるただ一つの関数 $F$ から決まる。しかも $F$ は真空のモジュライ $a^i$ 、クォークの質量 $m_j$ および複素結合定数 $\tau$

$$\tau \equiv \frac{\theta}{2\pi} + \frac{4\pi i}{g^2} \quad (18)$$

の正則関数になる。

量子論においては、ゲージ結合定数  $g$  は理論のスケール  $\mu$  の取り方に応じて変わる「走る結合定数」である。従って、例えば  $N_f$  フレーバー QCD の場合は、結合定数そのものではなく、1-ループ近似での繰り込みの関係式

$$q \equiv \Lambda^{2N-N_f} = \mu^{2N-N_f} \exp\left(i\theta - \frac{8\pi^2}{g^2(\mu)}\right) \quad (19)$$

から定まる  $q$  または QCD スケール  $\Lambda$  を理論のパラメータとして用いる。  $N_f < 2N$  の場合は漸近自由、すなわち通常の QCD と同じく、ゲージ相互作用は  $\mu$  を下げるほど強くなる。

### 3.3 インスタントン

4次元非可換ゲージ理論においては、インスタントンとよばれる位相的に非自明なゲージ場の配位を通じた非摂動論の効果がある。一般に、ゲージ場に関する次の空間積分

$$-\frac{1}{32\pi^2} \int d^4x \epsilon^{klmn} \text{Tr}(F_{kl}F_{mn}) \quad (20)$$

はインスタントン数とよばれる整数値の位相不変量となる。インスタントン数  $k$  をもつゲージ場の配位のなかで Yang-Mills 作用積分 (式(15)の第1項の積分) の値を最小にするものは、  $k \geq 0$  のとき  $F_{mn}^+ = 0$ 、  $k \leq 0$  のとき  $F_{mn}^- = 0$  を満たす。ただし  $F_{mn}^\pm$  はゲージ場の強さの (反) 自己双対成分である。

$$F_{mn}^\pm \equiv \frac{1}{2} \left( F_{mn} \pm \frac{1}{2} \epsilon_{mndk} F_{kl} \right) \quad (21)$$

$F_{mn}^+ = 0$  を満たす  $k$ -インスタントン解は、単位インスタントン解を  $k$  個繋いだもので近似的に表されると想像できるので、典型的には、式(20)の積分には4次元空間内の  $k$  箇所に局在した寄与があるだろう。前出の  $q$  は、じつは単位インスタントンが Euclid 経路積分に及ぼす寄与を表す便利な変数である。すなわち4次元空間内に  $k$  個のインスタントンと  $\bar{k}$  個の反インスタントンの散らばった配位が様々な物理量に及ぼす寄与は、およそ  $q^k \bar{q}^{\bar{k}}$  に比例する。

プレポテンシャルは正則性から、  $\log q$  に比例する摂動論的な寄与と、  $q^k$  に比例する  $k$ -インスタントンの寄与の足し上げの形をとる。プレポテンシャルの関数形を決めるには、素朴にはゲージ場のインスタントン配位について経路積分しなければならず、とても困難な問題と考えられるだろう。量子効果を完全に取込んだ厳密なプレポテンシャルを求める手続きは、1994年に Seiberg と Witten によって初めて提案されたが、それは理論の正則性、電気・磁気双対性やリーマン面の幾何学などを融合した、緻密な議論の積み重ねに基づくものであった。<sup>3)</sup>

### 4. インスタントン分配関数

今世紀の初めに Nekrasov らによって、いわゆるインスタントン分配関数  $Z_{\text{inst}}(a, m, q, \epsilon_1, \epsilon_2)$  が提案された。<sup>1)</sup>  $\epsilon_1, \epsilon_2$  は  $\Omega$ -変形のパラメータとよばれる新しい変数である。  $Z_{\text{inst}}$  はプレポテンシャルよりも精密な情報を含み、現在では  $\mathcal{N}=2$  超対称ゲージ理論の基本的な物理量と見なされている。とくにプレポテンシャルへのインスタントンの寄与を、その  $\epsilon_1, \epsilon_2 \rightarrow 0$  における振る舞いから読み取ることができる。

Nekrasov らの与えた  $Z_{\text{inst}}$  の導出法は細かい物理の議論を必要とせず、単に  $\Omega$ -背景とよばれる特殊な背景上に位相的なゲージ理論を定義し、その経路積分を機械的に実行するという明解なものであった。さらに超対称性と局所化原理によって、無限次元の経路積分はインスタントンのモジュライ空間上の積分、さらに Young 図形の組についての足し上げにまで単純化する。この様子を見て行こう。

### 4.1 位相的ゲージ理論

$\mathcal{N}=2$  超対称ゲージ理論に位相的ツイストとよばれる手続きを施すと、位相的場の理論、つまり相関関数が演算子の挿入された位置や多様体の計量によらないなどの特殊な性質をもつ場の理論になる。<sup>4)</sup> 位相的ツイストとは、超対称性電荷の一部を保ちつつ、場のローレンツ変換性をうまく修正して理論を変形する操作を言う。  $\mathcal{N}=2$  超対称な理論にこれを施すと、2種類の多重項をなす場の性質が図3のように変化して、スカラー超対称性  $Q$  のもとで不変な位相的場の理論になる。ただし図2に比べて、超対称性の表現としての性質を整えるために補助場  $D_{mn}^+$  および  $F_\alpha$  が追加されている。また場  $c, \bar{c}, B$  は Faddeev-Popov の処方にしたがってゲージを固定するために導入される。

このように構成される位相的ゲージ理論においては、超対称性の2乗  $Q^2$  はゲージ変換になり、とくにゲージ不変な演算子への作用に限っては  $Q$  はべき零になる。このような場合は、物理量を  $Q$  のコホモロジーを通じて定めることができる。つまり、ゲージ不変な演算子のうち  $Q$  で不変なもののみを扱い、またその中では、何らかの量の  $Q$ -変換と書けるような演算子、すなわち  $Q$ -完全な演算子は零と見なしてよい。とくにエネルギー・運動量テンソルが  $Q$ -完全であることから、相関関数は4次元多様体の計量の選び方によらず位相不変量となる。

ベクトル多重項のみの理論、すなわち位相的 Yang-Mills 理論をまず考えよう。作用(15)を位相的ゲージ理論の変数で書き直すと、

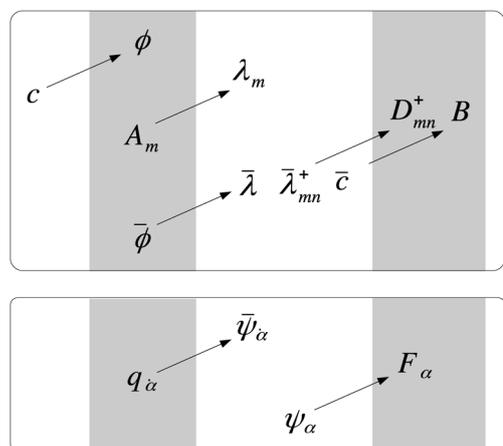


図3 4次元  $\mathcal{N}=2$  超対称な理論に位相的ツイストを施すと、ローレンツ変換のもとでの性質が変わる。矢印はスカラー超対称性の作用を表す。

$$S = \frac{1}{g^2} Q(\dots) + \frac{i\tau}{16\pi} \int d^4x \text{Tr}(\varepsilon^{klmn} F_{kl} F_{mn}) \quad (22)$$

となる。第1項の  $Q$ -完全な部分には  $(F_{mn}^+)^2$  が含まれるが、この項はゲージ場に関する経路積分を  $F_{mn}^+ = 0$  を満たすインスタントン解のモジュライ空間にまで制限する役割をもつ。第2項はインスタントン数に比例し、経路積分への  $k$ -インスタントンの寄与に対して重み  $q^k$  として働く。

積分への簡単化の仕組みをさらに理解するために、超対称性  $Q$  によって場がペアをなす様子を2.2節の簡単な模型と比較しながら見てみよう。図3に現れるペアのうち、 $\bar{\phi} \rightarrow \bar{\lambda}$  や  $A_m \rightarrow \lambda_m$  は、親がボソン、娘がフェルミオンで、2.2節の模型における  $x^m \rightarrow \psi^m$  に相当する。これに対して、 $\bar{\lambda}_{mn}^+ \rightarrow D_{mn}^+$  や  $\bar{c} \rightarrow B$  のように親がフェルミオン、娘がボソンのペアは、逆の統計に従うので、積分の次元を下げる役割がある。例えば  $D_{mn}^+$  は拘束条件  $F_{mn}^+ = 0$  にかかる未定乗数として振る舞い、またゴースト  $c, \bar{c}$  は互いにゲージ同値なゲージ場の配位について積分する重複を避けるために導入される。

#### 4.2 $\Omega$ -変形とインスタントン分配関数

位相的ツイストによって、ゲージ理論の経路積分はインスタントンモジュライ空間上の有限次元積分にまで簡単化するが、 $\mathcal{M}_k$  は依然として複雑な空間であり、その上の色々な積分の問題をありのままに解くことは難しい。Nekrasov の  $\Omega$ -変形のアイデアは、この積分の問題に Duistermaat-Heckman の公式を適用してさらに簡単化させるものである。

$\Omega$ -変形とは、位相的ゲージ理論を  $\Omega$ -背景とよばれる特殊な外場に結合させる操作をいう。これによって、スカラー超対称性  $Q$  の2乗はゲージ変換だけでなく、 $\mathbb{R}^4$  の原点まわりの回転を生じるようになる。例えば  $\langle \phi \rangle = a$  の真空においては

$$Q^2 = -i\epsilon_1 J_{12} - i\epsilon_2 J_{34} + \text{ゲージ変換}(a), \quad (23)$$

となる。 $J_{12}, J_{34}$  はそれぞれ  $(x_1, x_2)$ -平面、 $(x_3, x_4)$ -平面の原点まわりの回転の生成子で、 $\epsilon_1, \epsilon_2$  は  $\Omega$ -変形のパラメータである。

この理論の物理量としてもっとも基本的なものが Nekrasov のインスタントン分配関数で、次のように定義される。 $\mathbb{R}^4$  のシンプレクティック形式および回転対称性のハミルトニアンを

$$\begin{aligned} \omega &= dx_1 dx_2 + dx_3 dx_4, \\ H &= \frac{\epsilon_1}{2} (x_1^2 + x_2^2) + \frac{\epsilon_2}{2} (x_3^2 + x_4^2), \end{aligned} \quad (24)$$

としよう。これらを  $\mathbb{R}^4$  上のゲージ場の配位のなす無限次元空間の上に格上げした量は

$$\begin{aligned} \hat{\omega} &= \int d^4x \text{Tr}(\lambda_1 \lambda_2 + \lambda_3 \lambda_4 + \phi(F_{12} + F_{34})), \\ \hat{H} &= \frac{1}{8} \int d^4x H(x) \text{Tr}(\varepsilon^{klmn} F_{kl} F_{mn}), \end{aligned} \quad (25)$$

となる。インスタントン分配関数は  $Q$ -不変な演算子  $e^{\hat{\omega} - \hat{H}}$

の期待値として定義される。2.2節の簡単な模型を用いた議論を思い出すと、これはインスタントンモジュライ空間  $\mathcal{M}_k$  の  $\Omega$ -変形された体積の生成汎関数を与えることがわかる。

$$Z_{\text{inst}} \equiv \langle e^{\hat{\omega} - \hat{H}} \rangle = \sum_{k \geq 0} q^k \text{vol}_{\epsilon_1, \epsilon_2, a}(\mathcal{M}_k). \quad (26)$$

インスタントン分配関数は、位相的ゲージ理論の真空  $\langle \phi \rangle = a$  における揺らぎの経路積分によって定義されるので、その結果はおおよそ  $N=2$  超対称ゲージ理論の有効作用(17)を位相的ツイストしたものになると期待される。しかし  $\Omega$ -変形の効果で、経路積分の結果得られるのは有効作用ではなく、大まかに言ってプレポテンシャルそのものに  $\mathbb{R}^4$  の「体積」 $1/\epsilon_1 \epsilon_2$  を掛けたものが主要な項になる。Nekrasov<sup>1)</sup>によると、演算子  $e^{\hat{\omega} - \hat{H}}$  の期待値を与える経路積分は、理論の結合定数  $\tau$  を  $\tau - 2\pi i(H - \omega)$  と置き換えて経路積分を行うのと同じである。この性質をさらに調べると、インスタントン分配関数の  $\epsilon_1, \epsilon_2 \rightarrow 0$  における振る舞いをプレポテンシャルに関係づける、いわゆる Nekrasov の公式が導かれる。

$$-\epsilon_1 \epsilon_2 \ln Z_{\text{inst}} = \int_0^\infty dt t \partial_t^2 \mathcal{F}(a, m, qe^{-t}) + \mathcal{O}(\epsilon). \quad (27)$$

右辺は、プレポテンシャルから  $\log q$  に比例する摂動論的寄与を除いたインスタントン部分に等しい。

#### 4.3 インスタントンモジュライ空間と ADHM 構成

$Z_{\text{inst}}$  の評価に必要な、 $k$ -インスタントンモジュライ空間  $\mathcal{M}_k$  の体積の計算法を紹介しよう。ADHM 構成<sup>5)</sup>とよばれるインスタントン方程式の一般解法に従うと、Euclid 空間  $\mathbb{R}^4$  上の  $U(N)$  ゲージ場の  $k$ -インスタントン配位は、ADHM データとよばれる複素数行列の組

$$B_1(k \times k), \quad B_2(k \times k), \quad I(k \times N), \quad J(N \times k)$$

をもとにして構成できる。ただしこれらの行列は次の ADHM 条件を満たすとする。

$$\mu := [B_1, B_2] + IJ = 0. \quad (28)$$

また、以下の微小「ゲージ変換」を通じて移り合うデータは互いにゲージ同値なインスタントン解を与える。

$$\delta B_a = i[\varphi, B_a], \quad \delta I = i\varphi I, \quad \delta J = -iJ\varphi. \quad (29)$$

つまり  $\mathcal{M}_k$  は、行列の組  $\{B_1, B_2, I, J\}$  のなす空間に ADHM 条件  $\mu = 0$  を課し、さらに「ゲージ変換」による同値関係で割った商空間で、その複素次元は  $2Nk$  である。

ADHM 構成は  $\mathcal{M}_k$  の便利な座標系を与える道具立てであるが、その体積の評価は依然難しく、また各々のインスタントンが  $\mathbb{R}^4$  内を自由に動けることなどからくる様々な発散の要因がある。 $\Omega$ -変形によってこの発散は正則化され、また局所化公式によって体積の評価は著しく簡単化する。

式(23)の  $Q^2$  に現れる空間回転と定数ゲージ変換は、インスタントン方程式の対称性なので、その解のモジュライ

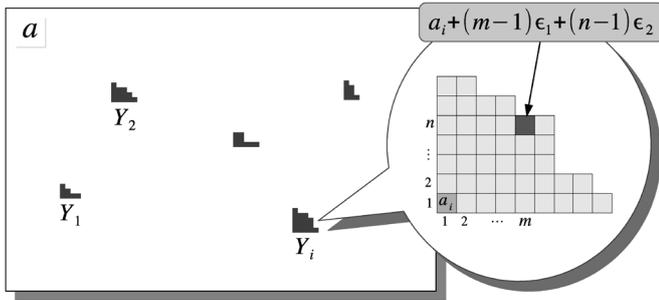


図4 回転不変なインスタントンを特徴づける  $\varphi$  の  $k$  個の固有値の分布は、 $N$  個の Young 図形の組で表せる。

空間  $\mathcal{M}_k$  にも非自明に作用する。したがって  $\mathcal{M}_k$  の  $Q$ -不変な体積を与える積分は、この対称性の固定点に局所化する。 $\mathcal{M}_k$  の一般の点は、 $k$  個のたま状のインスタントンが  $\mathbb{R}^4$  内に勝手に散らばった配位に相当するが、 $Q$ -固定点では  $k$  個のたまは回転不変性のために全て零サイズになって、しかも原点に積み重なっていると想像される。

$Q$ -不変なインスタントン配位はどのような ADHM データに相当するだろうか？ ADHM データが対称性  $Q^2$  のもとで不変であるという条件は、式(29)の同値関係を考慮すると、ある  $k \times k$  行列  $\varphi$  に対して

$$\begin{aligned} \epsilon_1 B_1 &= [\varphi, B_1], \\ \epsilon_2 B_2 &= [\varphi, B_2], \\ I a &= \varphi I, \\ (\epsilon_1 + \epsilon_2) J - a J &= -J \varphi \end{aligned} \quad (30)$$

が成り立つことである。これを(適切な補助条件のもとで)解くと、その解の性質は次のようにまとめられる。

- $J=0$  であり、 $B_1, B_2$  は交換する。
- $I$  の  $i$  番目の列ベクトル  $I_i$  は  $\varphi I_i = a_i I_i$  を満たす。
- $\varphi$  の固有ベクトルは  $B_1^* B_2^* I_i$  と書け、その固有値は  $\varphi = a_i + m \epsilon_1 + n \epsilon_2$  で与えられる。

各々の固定点は  $\varphi$  の  $k$  個の固有値の組でラベルされるが、これは箱の数の総和が  $k$  である  $N$  個の Young 図の組  $\mathbf{Y} = (Y_1, \dots, Y_N)$  で表すことができる(図4)。

局所化公式を使うと、 $\mathcal{M}_k$  の体積は固定点からの寄与の和として

$$\text{vol}_{\epsilon_1, \epsilon_2}(\mathcal{M}_k) = \sum_{\mathbf{Y}} \frac{1}{e(\mathbf{Y})}, \quad e(\mathbf{Y}) = \prod_{i=1}^{2Nk} w_i(\mathbf{Y}) \quad (31)$$

と評価できる。各々の固定点における  $2Nk$  個のウェイト  $w_i$  を計算するには、 $\mathcal{M}_k$  の ADHM 構成に立ち戻って、ADHM データ  $(B_1, B_2, I, J)$  および  $(\mu_C, \varphi)$  への  $Q^2$  の作用をまず調べるのがよい。それぞれについてウェイトの積をとったのち、比をとればよいはずである。この考え方に従うと、 $w_i$  は以下のような指標公式から読み取ることができる。

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^{2Nk} e^{w_i} &= \text{Tr}(e^a) \text{Tr}(e^{-\varphi}) + e^{\epsilon_1 + \epsilon_2} \text{Tr}(e^{\varphi}) \text{Tr}(e^{-a}) \\ &\quad + (e^{\epsilon_1} + e^{\epsilon_2} - e^{\epsilon_1 + \epsilon_2} - 1) \text{Tr}(e^{\varphi}) \text{Tr}(e^{-\varphi}) \end{aligned} \quad (32)$$

右辺は  $I, J, B_1, B_2, \mu_C, \varphi$  からの寄与を単純に並べたもので

あるが、展開して整理すると、項が相殺して最終的に  $2Nk$  個だけが残る。こうして得られる  $w_i$  のあらわな形は、Nakajima-Yoshioka によって与えられている。<sup>6)</sup>

#### 4.4 物質場の導入

ハイパー多重項は位相的ツイストによって、超対称性で

$$q_{\tilde{a}} \rightarrow \bar{\psi}_{\tilde{a}}, \quad \psi_{\alpha} \rightarrow F_{\alpha} \quad (33)$$

と変換されるペアをなす。これらのもたらす自由度は、ゲージ場に結合した左巻きスピノルと右巻きスピノルの「差」すなわち Dirac ゼロモードである。これはインスタントンモジュライ空間  $\mathcal{M}_k$  上のベクトル束を定める。

ハイパー多重項を含めた理論のインスタントン分配関数は、従って  $\mathcal{M}_k$  の体積ではなく、Dirac ゼロモードのなすベクトル束によって特徴づけられる閉じた微分形式の積分値を生成する母関数となる。Young 図形の組に関する足し上げの形に書けるが、各々の固定点からの寄与は変更を受け。詳細は文献7を参照されたい。

### 5. 4次元球面および楕円体上の理論

これまで、4次元の場の理論にあらわれる超対称性の例を2つ紹介した。一つは平坦空間上の理論のもつ、ポアンカレ対称性を拡張した超対称性、もう一つの例は位相的ゲージ理論のもつスカラー超対称性である。後者の理論は任意の4次元空間上で定義できるが、相関関数が演算子の位置座標に依らないなどの特殊な性質をもつ。

2007年の Pestun の研究を契機として、上の2つの部類のいずれにも属さない理論が注目されてきている。彼は4次元球面  $S^4$  上に、位相的ではない  $\mathcal{N}=2$  超対称ゲージ理論を構成し、さらにその分配関数や Wilson ループ演算子の期待値などの厳密公式を導いた。<sup>2)</sup> この結果は徐々に注目を集め、最近では様々な次元の超対称な場の理論について、球面上の分配関数や超共形指数などの分類学上有用な多くの物理量やその計算法が目覚ましい勢いで整備されてきている。

この章では4次元球面に関する Pestun の結果、およびその楕円体への拡張を紹介しよう。

#### 5.1 超対称性と Killing スピノル

平坦空間上では、超対称性変換のパラメータは定数スピノルである。より一般の曲がった空間上では、定数スピノルの自然な拡張は

$$D_m \xi = \left( \partial_m + \frac{1}{4} \omega_m^{ab} \gamma^{ab} \right) \xi = 0 \quad (34)$$

を満たす Killing スピノルであろう。ここで  $\gamma^{ab}$  はガンマ行列  $\gamma^a$  の反対称積、 $\omega_m^{ab}$  は局所ローレンツ対称性のゲージ場(スピン接続)である。曲がった空間が Killing スピノルをもつためには、その曲率テンソルがある一定の条件を満たさねばならない。一般の4次元空間の曲率テンソルは  $SO(4) = SU(2)_{\text{左巻き}} \times SU(2)_{\text{右巻き}}$  に値をとるが、例えば  $K3$  曲面とよばれる4次元空間においては、曲率の非零成分が

その片方の  $SU(2)_{\text{左巻き}}$  に納まってしまうため、右巻きの Killing スピノルが存在する。なおこの節では、左巻き・右巻きスピノルをまとめた4成分スピノルの記法を用いる。

丸い  $S^4$  では式(34)は解をもたないが、以下の条件を満たす共形 Killing スピノル  $\xi$  が存在する。

$$D_m \xi = e_m^a \gamma^a \eta \quad \text{を満たす } \eta \text{ が存在する。} \quad (35)$$

ただし  $e_m^a$  は曲がった空間の各点上に局所慣性系を定める多脚場である。Pestunはこの共形 Killing スピノルを用いて球面上に超対称性変換を定め、 $\mathcal{N}=2$  超対称ゲージ理論を構成した。

より広いクラスの多様体の上に超対称な場の理論を構成できるだろうか？ これを系統的に調べるのに最適な枠組みは超重力理論である。<sup>8)</sup>  $\mathcal{N}=2$  超対称な場の理論を重力と結合した超重力理論においては、多脚場  $e_m^a$  は重力微子  $\psi_m^A$  などとともに重力多重項をなす。その中には、2つの超対称性を混合するいわゆる  $SU(2)_R$ -対称性をゲージ化するベクトル場  $(V_m)_B^A$  や、その他いくつかの補助場が含まれる。この理論の局所超対称性は  $SU(2)_R$  の添字をもつスピノル場  $\xi^A$  をパラメータとするが、その重力微子への作用は

$$\delta \psi_m^A = \left( \partial_m + \frac{1}{4} \omega_m^{ab} \gamma^{ab} \right) \xi^A - i (V_m)_B^A \xi^B + \dots \quad (36)$$

の形をとる。超対称性を保つ曲がった空間に対する条件は、 $\delta \psi_m^A$  を零にするような非自明な  $\xi^A$  が存在することであり、これが Killing スピノル方程式のフルな一般化と考えられる。従って超対称な背景は、計量だけではなく重力多重項に含まれるすべてのボソン場によって特徴づけられるわけである。

例えば4.1節の位相的ゲージ理論は任意の4次元多様体上で定義できるが、これは超重力理論において  $\xi^A$  の左巻き成分を零、右巻き成分を  $\xi_a^A = \delta_a^A$  とおいたものが式(36)を零にするように、 $SU(2)_R$  ゲージ場をうまく選んだ背景と再解釈できる。

最近詳しく調べられた超対称な背景としては、4次元球面を歪ませた楕円体がある。

$$\frac{x_0^2}{r^2} + \frac{x_1^2 + x_2^2}{\ell^2} + \frac{x_3^2 + x_4^2}{\tilde{\ell}^2} = 1 \quad \text{in } \mathbb{R}^5 \quad (37)$$

この空間そのものは条件(35)の Killing スピノル方程式の解をもたないが、 $\mathcal{N}=2$  超重力理論の重力多重項の場の値を  $r, \ell, \tilde{\ell}$  に合わせてうまく選ぶと、非自明な Killing スピノル  $\xi^A$  が1個存在する。<sup>10)</sup> この上の  $\mathcal{N}=2$  超対称ゲージ理論の分配関数は実は  $r$  には依らないが、軸長の比  $\ell/\tilde{\ell}$  への非自明な依存性を示すため、ゲージ理論を特徴づける物理量としては丸い球面上の分配関数よりも多くの情報を含んでいるのである。

## 5.2 楕円体上の分配関数

球面や楕円体上の  $\mathcal{N}=2$  超対称ゲージ理論の分配関数は、2.2節の局所化原理を無限次元の経路積分に対して適用することによって評価できる。

まず、図2で与えられるゲージ理論の場に対する  $Q$ -固定点の条件、すなわち理論のすべてのフェルミオンの  $Q$ -変換が零になる条件を解くと、ゲージ変換の自由度を除いて

$$A_m = 0, \quad \phi = -\bar{\phi} = ia = \text{定数}, \quad q_A = 0 \quad (38)$$

となる。ただし北極・南極に限り、それぞれ  $F_{mn} = F_{mn}^-$  および  $F_{mn} = F_{mn}^+$  を満たすデルタ関数的なゲージ場の配位が許される。ゲージ理論の経路積分は、したがってスカラー場の定数値  $a$  (実対角行列) についての有限次元積分、および北極・南極に局在した点状インスタントンの寄与の足し上げにまで局所化する。

楕円体上の Killing スピノルは北極  $x_0 = r$  で左巻き成分が零、南極  $x_0 = -r$  で右巻き成分が零になる。このため、北極に局在した点状インスタントンの足し上げはまさに前章の位相的ゲージ理論にしたがって評価される。とくに超対称性の2乗は固定点  $\phi = ia$  において

$$Q^2 = -\frac{i}{\ell} J_{12} - \frac{i}{\tilde{\ell}} J_{34} + \text{ゲージ変換}(ia) + \dots, \quad (39)$$

を満たすので、足し上げの結果は  $\epsilon_1 = 1/\ell$ ,  $\epsilon_2 = 1/\tilde{\ell}$  のインスタントン分配関数にまとまる。同様に、南極に局在した点状反インスタントンの寄与は  $\bar{q}$  を引数とするインスタントン分配関数で表される。楕円体上の分配関数は結局、模式的に次のような閉じた形をとる。

$$Z = \int da (q\bar{q})^{(1/2)\ell\tilde{\ell} \text{Tr} a^2} Z_{\text{inst}}(q) \cdot Z_{\text{inst}}(\bar{q}) \cdot Z_{\text{pert}}. \quad (40)$$

被積分関数には、固定点(38)上で評価した超対称 Yang-Mills 作用の値や、インスタントン分配関数の積が含まれる。最後の因子  $Z_{\text{pert}}$  は、固定点(38)からの場の揺らぎのうち楕円体全体に広がるモードについての積分で、局所化原理によりガウス近似が厳密な積分値を与える。

丸い  $S^4$  上の理論については、 $Z_{\text{pert}}$  を与える経路積分は1章で紹介した Fourier 分解の例と同じように、球面調和関数を用いたモード展開によって初等的なガウス積分に帰着できる。Pestunはこのようなあらわな計算を避け、超対称性  $Q$  によって場がペアをなす構造に着目して  $Z_{\text{pert}}$  を求めた。すなわち親がボソン・娘がフェルミオンの場のペアを  $\mathbf{X} \rightarrow \mathbf{X}'$ 、逆の統計に従う場のペアを  $\mathbf{\Xi} \rightarrow \mathbf{\Xi}'$  と書くと、 $Z_{\text{pert}}$  を求めるにはまず  $\mathbf{X}$  および  $\mathbf{\Xi}$  への  $Q^2$  の作用をそれぞれ調べて行列式を求め、その比を取ればよい。ゲージ理論の作用を調べると、 $\mathbf{X}$  と  $\mathbf{\Xi}$  は実は超対称性と交換する微分演算子  $D$  によって結びついており、 $Z_{\text{pert}}$  の計算はこの  $D$  に関する Atiyah-Singer の指数定理に帰着するのである。

## 6. おわりに

分配関数をはじめとした超対称な物理量が局所化原理を用いてあらわに計算可能になったことで、超対称ゲージ理論の数理に隠れた秘密を、これまで以上に深く見通す研究成果が生まれてきている。代表例としては、4次元  $\mathcal{N}=2$  超対称ゲージ理論の分配関数と、Liouville 理論や Toda 理

論とよばれる2次元共形場理論の相関関数の「謎の一致」がある。<sup>11)</sup> 局所化原理が今後どのような進展をもたらしてくれるか興味深い。

参考文献

- 1) N. A. Nekrasov: Adv. Theor. Math. Phys. **7** (2004) 831; N. Nekrasov and A. Okounkov: hep-th/0306238—Seiberg-Witten theory and random partitions.
- 2) V. Pestun: Commun. Math. Phys. **313** (2012) 71.
- 3) N. Seiberg and E. Witten: Nucl. Phys. B **426** (1994) 19; Erratum-*ibid.* B **430** (1994) 485; Nucl. Phys. B **431** (1994) 484.
- 4) E. Witten: Commun. Math. Phys. **117** (1988) 353.
- 5) M. F. Atiyah, N. J. Hitchin, V. G. Drinfeld and Y. I. Manin: Phys. Lett. A **65** (1978) 185; E. Corrigan and P. Goddard: Ann. Phys. **154** (1984) 253.
- 6) H. Nakajima and K. Yoshioka: Invent. Math. **162** (2005) 313.
- 7) S. Shadchin: hep-th/0502180—On certain aspects of string theory/gauge theory correspondence.
- 8) G. Festuccia and N. Seiberg: JHEP **1106** (2011) 114.
- 9) B. de Wit, J. W. van Holten and A. Van Proeyen: Nucl. Phys. B **167** (1980) 186; Nucl. Phys. B **184** (1981) 77, Erratum-*ibid.* B **222** (1983) 516.
- 10) N. Hama and K. Hosomichi: JHEP **1209** (2012) 033; Addendum-*ibid.* **1210**

(2012) 051.  
11) L. F. Alday, D. Gaiotto and Y. Tachikawa: Lett. Math. Phys. **91** (2010) 167.

著者紹介

細道和夫氏：超弦理論および場の量子論、とくに超対称性をそなえた理論のもつ数理的性質に興味がある。

(2013年11月24日原稿受付)

Localization Principle in SUSY Gauge Theories

Kazuo Hosomichi

abstract: In the study of supersymmetric gauge theories, a major breakthrough has been made in recent years thanks to a new technique to evaluate observables by direct path integration. The key idea is localization principle, which uses the symmetry of the system to evaluate complicated integrals using only the information near the fixed points. Some recent progress is reviewed, focusing mostly on 4D  $\mathcal{N}=2$  SUSY gauge theories.

『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. 20-1 (3月15日発行) 目次

日本物理学会における次世代育成支援活動……………森 初果  
**年間特集 大学入試**  
 新科目「物理」と大学入試……………増子 寛  
**講義室**  
 東京大学のフレッシュマンへの授業体験から……………上田正仁  
 熱素とカルノー循環……………齋藤嘉夫  
**教育実践**  
 サイエンスキャンプ「量子世界の探検—超伝導とその周辺—」  
 実施……………味野道信  
 オーダーメイド課題の自動作成……………鷹野重之  
 日本のエネルギー資源自給率—「再生可能エネルギー」の  
 学習前に学ぶべき基礎知識— ……寺内 衛, 寺内かえで  
**図書室**  
 『キュリー夫人の玉手箱科学は素敵がいっぱい』……………興治文子

**談話室**  
 「三村剛昂と広大理論物理学研究所展」に携わって  
 ……………小長谷大介  
**追悼 阿部龍蔵先生**  
 阿部龍蔵さんを偲ぶ……………原 康夫  
 追悼 阿部龍蔵さん—物理教育委員会の礎— ……中山正敏  
 阿部研究室……………波田野 彰  
**教育に関する一言**……………長谷川 誠/岸本 功/榊原 悟/  
 鈴木 功/赤羽 明/小島智恵子/村下湧音  
**開催情報**  
**寄贈書リスト**  
**編集後記**

# 超伝導体におけるマヨラナフェルミオン



佐藤 昌利

名古屋大学大学院工学研究科

1937年、Majorana (マヨラナ) によって、電氣的に中性な素粒子を記述する新しいフェルミオンが導入された。のちにマヨラナフェルミオンと命名されたそのフェルミオンは、複素数の場で表される通常のディラックフェルミオンと異なり、実数の場で表すことができ、そのため自分自身が反粒子であるという特徴をもつ。ニュートリノがマヨラナフェルミオンであると期待されているが現時点では直接的な実験的証拠は見つかっていない。ところが、最近、超伝導体の励起状態としてマヨラナフェルミオンが実現される可能性が議論され、実際に実験によってその証拠が報告されはじめています。この記事では、素粒子の世界でなく、超伝導体という通常の電子の世界で何故マヨラナフェルミオンが実現されるのかということを解説する。

まず、最初にマヨラナフェルミオンが実現される舞台であるトポロジカル超伝導体について説明する。トポロジカル超伝導体とは、基底状態の波動関数から計算されるトポロジカル数がゼロでない値をとるトポロジカル相の一種である。トポロジカル相には、バルク・エッジ対応と呼ばれる数学的構造よりその表面に質量ゼロのディラックフェルミオンに類似の集団励起が存在する。更に、超伝導体では、クーパー対の存在によって、電子とその反粒子である正孔とが同一視され、そのため、超伝導体中のフェルミオン励起は自分自身が反粒子となる。この2つの条件が重なることで、自分自身が反粒子であるディラックフェルミオン、すなわちマヨラナフェルミオンがトポロジカル超伝導体表面で実現されることになる。

マヨラナフェルミオンがトポロジカル超

伝導体で実現されることは、2000年にReadとGreenによって分数量子ホール状態とスピン三重項超伝導体の類似性を用いて初めて示された。トポロジカル超伝導体内の超伝導渦にマヨラナゼロモードが存在すると、渦自体の統計性がボーズ統計から非可換統計(粒子の交換によって新しい状態が作れる統計)へと変化することが示され、量子コンピュータなど新しいデバイスへの応用の期待から、注目を集めることとなった。しかしながら、スピン三重項超伝導を実現する物質が非常に少ないこともあり、実際にマヨラナフェルミオンが実現されたという報告はなかった。

ところが、2003年の筆者の研究に続いて、2008年にFuとKaneがディラックフェルミオンの $s$ 波超伝導状態でマヨラナゼロモードを実現する可能性を示したことを発端とし、非可換工ニオンを実験室で実現する機運が高まってきた。更に、2009年に筆者と藤本氏によって、通常の電子の $s$ 波超伝導状態もスピン軌道相互作用とゼーマン磁場によって、トポロジカル超伝導体へ相転移することが示され、冷却原子系からナノワイヤー系まで様々な系でマヨラナフェルミオンが実現可能であることが明らかになった。

—Keywords—

**エットーレ・マヨラナ (1906-?) :**

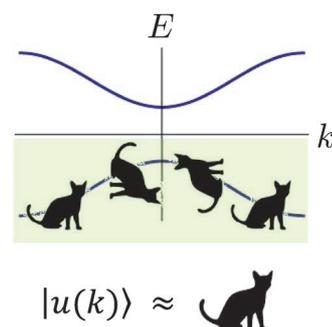
イタリアの物理学者。エンリコ・フェルミにその才能を見出され活躍した。生涯でわずか9編の論文しか出版しなかったが、その最後の論文(1937年出版)がマヨラナ粒子に関する論文である。1938年、旅行中に失踪し、その後行方不明となっている。

**スピン三重項超伝導 :**

スピン三重項のクーパー対を形成する超伝導。超伝導状態では2つの電子がクーパー対を形成して凝縮状態を作るが、ほとんどの超伝導体ではクーパー対の全スピンはゼロである(スピン一重項状態)。しかし、いくつかの超伝導体では、スピン3重項のクーパー対が形成されていると考えられている。代表的候補は $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ である。

**超伝導渦 :**

超伝導中に形成される量子化された循環電流をもつ渦のこと。渦糸(vortex)とも呼ばれる。第二種超伝導体を磁場中におくと、超伝導体の一部が壊され、3次元超伝導体には線状の、2次元超伝導体には点状の特異点が生じて、そこに磁場が侵入する。



## 1. はじめに

未知の粒子の探索は、物理学のロマンの一つである。最近も、大型加速器によるヒッグス粒子発見が大きな話題となっている。そのような未知の粒子の一つがマヨラナ粒子である。湯川秀樹のパイ中間子理論(1935年)直後の1937年、Majorana(マヨラナ)は電氣的に中性な素粒子を記述するために、実数のディラック場で記述される粒子を導入した。一般に、実数の場で記述される粒子は、場の複素共役で表される反粒子と同じであるため、自分自身と対消滅でき粒子数が保存しない。例えば、実数のゲージ場で表される光子の数が保存しないことは、光電効果などですでによく知られている。同様にMajoranaが導入し、マヨラナ粒子と呼ばれるようになった粒子も、もし存在すれば、フェルミオン数が保存しない。すでに実験で見つかった素粒子としては、ニュートリノがマヨラナ粒子であると期待されている。ところが、その証拠であるフェルミオン数が保存しない過程はまだ実験で見つっていない。この意味で、素粒子としてのマヨラナ粒子はまだ未知の粒子である。

ところが、最近、素粒子物理学ではなく、物性物理学の分野でマヨラナ粒子が大きな話題となっている。本稿では、その舞台であるトポロジカル超伝導体・超流体とそこに現れるマヨラナ粒子について解説する。<sup>1)</sup>

## 2. マヨラナフェルミオン

まず、マヨラナフェルミオンについて簡単に復習しておこう。素粒子論では、相対性理論の要請からフェルミオンは次の形のディラック方程式で記述される。<sup>\*1)</sup>

$$(-i\Gamma^\mu\partial_\mu + m)\psi = 0 \quad (1)$$

ここで、 $\Gamma^\mu$ はディラック行列と呼ばれる $4 \times 4$ 行列で、 $\Gamma^\mu\Gamma^\nu + \Gamma^\nu\Gamma^\mu = 2\eta^{\mu\nu}$  ( $\mu=0, 1, 2, 3$ )を満たす。 $\eta^{\mu\nu}$ は考えている時空に依存するが、例えば、我々の住んでいる3次元空間では、 $\partial_0 = \partial_t$ として $\eta^{\mu\nu} = \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$ である。ディラック行列は上の関係式を満たしていればどのような行列であっても良い。マヨラナが見出したのは、適当に基底を取り換えると、 $i\Gamma^\mu$ が実行列になることであった。これは、質量 $m$ を実数とすると、ディラック方程式の係数すべてが実数となることを意味しており、波動関数 $\psi(x)$ 自体を実数としても矛盾が生じない。この実数場 $\psi(x)$ で記述されるフェルミオンがマヨラナフェルミオンである。<sup>2)</sup>

マヨラナフェルミオンの最大の特徴は、自分自身が反粒子になることである。通常のディラックフェルミオン $\psi(x)$ の場合、その複素共役 $\psi^*(x)$ はその反粒子である反フェルミオンを記述する。例えば、 $\psi(x)$ が電子だとすると、 $\psi^*(x)$ は陽電子を記述する。ところが、マヨラナフェルミオンでは $\psi(x) = \psi^*(x)$ であるため、自分自身が反粒子となる。また、自分自身が反粒子であることから、電氣的に中性にな

る。電子と陽電子のように、一般に粒子と反粒子は逆の電荷をもつから、もし電荷的に中性でないとしたなら、自分自身が反粒子とはなりえないからである。

実験によって存在が確認されている素粒子では、ニュートリノが電氣的に中性であり、マヨラナフェルミオンの有力候補である。特に、マヨラナフェルミオン特有のフェルミオン数を保存しない質量項によって、ニュートリノの質量が非常に軽いことが自然に説明されることが、その根拠となっている。

実際に、ニュートリノがマヨラナフェルミオンであることを実証するためには、自分自身が反粒子であるということに起因する過程を探せばよい。ニュートリノは、中性子が陽子に崩壊(ベータ崩壊)する際に、電子とともに放出される。したがって、2個の中性子が同時にベータ崩壊を起こすと、通常は2個のニュートリノが放出される。しかし、もしニュートリノがマヨラナ粒子なら、2個のニュートリノは途中対消滅することが可能となり、その結果、2個の中性子がベータ崩壊しても、実際にはニュートリノが放出されない過程が存在する。これは、ニュートリノ放出を伴わない二重ベータ崩壊と呼ばれており、もし観測されればニュートリノがマヨラナフェルミオンである強い証拠となる。しかし、残念なことに今のところ観測されたという確かな報告はないようである。

## 3. トポロジカル超伝導体

### 3.1 トポロジカル相

ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊は実験で確認されておらず、ニュートリノがマヨラナフェルミオンであるかは未だ明らかでない。ところが、最近になって超伝導体でマヨラナフェルミオンが実現できることが明らかになり、理論・実験ともに注目を集めている。ここでは、どうしてこのようなことが可能なかを理解するために、まずその背景となる概念であるトポロジカル相について説明する。

トポロジカル相とは、初めに量子ホール効果を通じて発見された新しい相構造であり、磁性など従来の相構造の中心概念である自発的対称性の破れでは理解できない相である。自発的対称性の破れでは、秩序パラメータ(例えば、強磁性体の場合には磁化の強さ)がゼロか有限かで、相が区別されるが、トポロジカル相の場合には、基底状態のトポロジカル数で相が分類される。<sup>\*2)</sup>つまり、物質内部を伝搬する励起を作るのに有限のエネルギーが必要である系(このような系はエネルギーギャップのある系と呼ばれる)では、一般に基底状態の波動関数に電子がどのような形で詰まっているかに応じてトポロジカル数が定義でき、このトポロジカル数がゼロでない相がトポロジカル相と呼ばれている。例えば、整数量子ホール系は基本的に絶縁体であ

<sup>\*1)</sup> 以下、繰り返しの添え字に対して和をとるアインシュタインの規約を使う。

<sup>\*2)</sup> 渦やモノポールなどのトポロジカル励起もトポロジカル数で分類されるが、トポロジカル励起が実空間のトポロジーで分類されるのに対し、トポロジカル相は運動量空間のトポロジーで分類される。

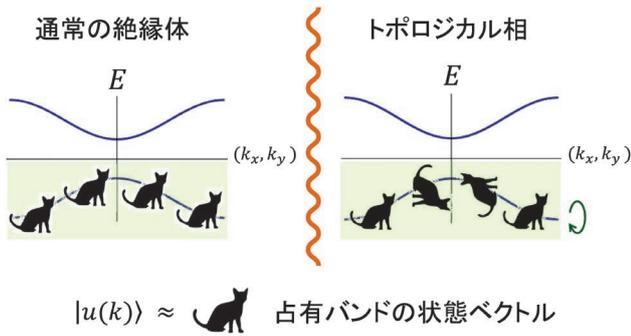


図1 トポジカル相では占有バンドに電子が捻られた形で詰まっている。

り、基底状態ではフェルミエネルギー以下のすべてのエネルギー準位を電子が完全に占有している。この時、占有バンドのプロホ波動関数  $|u(\mathbf{k})\rangle$  を使って運動量空間における仮想的なゲージ場  $A_i(\mathbf{k}) = i\langle u(\mathbf{k}) | \partial_{k_i} u(\mathbf{k}) \rangle$  を導入すると、占有バンドでの電子の様子を仮想的なゲージ場が運動量空間に作る仮想的な磁束渦の数  $\nu_{\text{Ch}}$  として特徴づけることができる。この数は

$$\nu_{\text{Ch}} = \frac{1}{2\pi} \int dk_x dk_y [\partial_{k_x} A_y(\mathbf{k}) - \partial_{k_y} A_x(\mathbf{k})] \quad (2)$$

で与えられ、TKNN (Thouless・甲元・Nightingale・den Nijs) 数、あるいはチャーン数と呼ばれるトポジカル数となる。<sup>3)</sup> 特に、整数量子ホール状態では、ゼロでない整数となる。この時、中野・久保の線形応答理論を使い、ホール伝導率  $\sigma_{xy}$  を計算すると

$$\sigma_{xy} = \frac{e^2}{h} \nu_{\text{Ch}} \quad (3)$$

となり、実際に  $\sigma_{xy}$  が量子化されていることがわかる。

整数量子ホール状態は、磁場下の2次元電子系という特殊な条件下で実現されるが、磁場がなく時間反転対称性が破れていない系でもトポジカル相は可能である。時間反転対称性が破れていない場合には、時間反転対称性におけるクラマースの定理より  $\mathbb{Z}_2$  トポジカル数と呼ばれる新しいトポジカル数が導入でき、この数で特徴づけられるトポジカル相はトポジカル絶縁体と呼ばれている。<sup>4)</sup> 量子ホール状態と異なり、トポジカル絶縁体は2次元電子系だけでなく3次元電子系でも実現可能である。

### 3.2 表面ディラック電子

トポジカル相共通の特徴は、表面が金属状態となることである。先に述べたように、トポジカル数を定義するにはエネルギーギャップが必要なため、トポジカル相は絶縁体である。ところが、トポジカル相となっている物質の表面には必ずギャップのない励起状態が生じ、表面金属状態となるのである。これは、波動関数のトポロジーに起因する現象である。トポジカル相の物質内部では、基底状態のトポジカル数がゼロでなく、その波動関数はある意味「捻じれた状態」にある。一方、物質外部の空間では、波動関数は普通の真空と同じで捻じれていない。そのため、

その境界である表面で波動関数をつなぐためには一度特異なことが生じなければならず、その結果、表面金属状態が生じるのである。このバルクのトポジカル数と表面金属状態の関係はバルク・エッジ対応と呼ばれており、トポジカル相の最も基本的な性質の一つである。<sup>1,4)</sup>

トポジカル相の表面に現れる金属状態は運動量の一次に依存する線形のエネルギー分散をもつため、その低エネルギー有効ハミルトニアンは質量ゼロのディラックフェルミオンと同じ形となる。例えば、整数量子ホール系の端に現れるギャップレス状態の有効ハミルトニアンは、端に沿った方向の座標を  $x$  として

$$H = -iv_x \partial_x \quad (4)$$

と表される。また、3次元電子系のトポジカル絶縁体表面に現れる金属状態の有効ハミルトニアンは表面の座標を  $(x, y)$ 、電子スピンのパウリ行列を  $\sigma_i$  として

$$H = -iv_x \sigma_y \partial_x + iv_y \sigma_x \partial_y \quad (5)$$

の形で与えられる。これらは、式(1)から得られるハミルトニアンで質量  $m$  をゼロとした

$$H = -i\Gamma^0 \Gamma^i \partial_i \quad (6)$$

と(細かい係数を除いて)同じ形をしている。この類似性からトポジカル相表面に現れる電子状態は、表面ディラック電子と呼ばれている。

ここで興味深いことは、トポジカル相そのものは通常の固体中の電子である非相対論的な電子によって記述されているということである。それにも関わらず、相対論的なディラック電子と類似の励起状態が物質内部と外部のトポロジーの不整合により集団励起として現れるのである。

整数量子ホール状態の端やトポジカル絶縁体の表面に現れるディラック電子は、実際にその存在が実験で確認されている。特に、3次元トポジカル絶縁体表面の電子状態は、角度分解型光電子分光 (ARPES) によって詳しく調べられている。角度分解型光電子分光とは、光電効果を使い、表面電子のエネルギー、運動量、スピンなどを調べる方法で、これにより、トポジカル絶縁体の表面電子が実際に線形のエネルギー分散をもつことや、式(5)のようなスピン構造をもつことが確認されている。<sup>4)</sup>

### 3.3 トポジカル超伝導体

一般に、トポジカル相は、エネルギーギャップがある系であればどのような系でも(原理的には)可能である。エネルギーギャップのあるフェルミオン系として絶縁体以外でなじみ深い例は、超伝導体・超流体である。絶縁体ではバンドギャップなどによってエネルギーギャップが生じるが、超伝導体・超流体では電子や原子がクーパー対を形成することでエネルギーギャップが生じる。このエネルギーギャップの存在から、超伝導体であっても絶縁体同様にトポジカル相を考えることが可能である。超伝導体のト

表1 様々な超伝導状態のトポロジカル数と対応する表面マヨラナ励起とその低エネルギーハミルトニアン。1次元境界方向をx方向、2次元境界面をxy面とした。

超伝導状態	2次元・時間反転対称性なし	2次元・時間反転対称性あり	3次元・時間反転対称性あり
トポロジカル数 表面マヨラナ励起の名称 マヨラナ励起のハミルトニアン	TKNN数 $\nu_{\text{Ch}}$ 1次元カイラル $H = -i v \partial_x$	$\mathbf{Z}_2$ 数 $(-1)^{\nu_{2Dn}}$ 1次元ヘリカル $H = -i v \sigma_z \partial_x$	3次元巻き付き数 $\nu_w$ 2次元ヘリカル $H = -i v (\boldsymbol{\sigma} \times \boldsymbol{\partial})_z$

ポロジカル相は特に、トポロジカル超伝導体と呼ばれている。<sup>1)</sup>

実際に、 $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ は、トポロジカル超伝導体の有力候補であることが知られている。超伝導状態では、電子は正孔と混合し、ボゴリューボフ準粒子となる。ボゴリューボフ準粒子はバンド絶縁体と類似のバンド理論で記述され、基底状態ではフェルミエネルギー以下の状態を完全に占有する。したがって、 $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ のような2次元超伝導体に対しては、整数量子ホール状態と同様に占有バンドのプロック波動関数  $|u(\mathbf{k})\rangle$  を使ってゲージ場  $A_i(\mathbf{k}) = i \langle u(\mathbf{k}) | \partial_{k_i} u(\mathbf{k}) \rangle$  を導入し、トポロジカル数を

$$\nu_{\text{Ch}} = \frac{1}{2\pi} \int dk_x dk_y [\partial_{k_x} A_y(\mathbf{k}) - \partial_{k_y} A_x(\mathbf{k})] \quad (7)$$

で定義することが可能である。そこで、 $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ のクーパー対が角運動量1・スピン1のカイラルp波状態であると仮定して、チャーン数を計算すると、 $|\nu_{\text{Ch}}| = 2$ となり、実際、トポロジカル相であることが示される。<sup>1)</sup>

それでは、トポロジカル超伝導体特有の現象は何であろうか。まず、注意したいのは、量子ホール系と異なり、超伝導体では電荷をもつクーパー対が凝縮するため、電荷が保存しないことである。このため、電気特性が整数量子ホール状態と全く異なってしまい、チャーン数がゼロでないからといって、ホール係数が整数に量子化されるというわけではない。

一方、トポロジカル超伝導体の端や表面には、量子ホール状態やトポロジカル絶縁体と同様にある種の金属状態が生じる。これは、バルク・エッジ対応からの帰結である。バルク・エッジ対応はトポロジカル相の波動関数の捻じれに起因するので、電荷が保存する・しないに関わらず成り立つからである。したがって、トポロジカル超伝導体の端や表面にも、量子ホール状態やトポロジカル絶縁体と同様に、ディラックフェルミオンと同じ線形のエネルギー分散をもつ励起状態が現れることになる。

$\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ は、2次元系であり、またクーパー対が有限の角運動量で回転しているので、時間反転対称性が破れている。この意味で量子ホール状態に似通っている。これが量子ホール状態と同じチャーン数がノンゼロになった理由である。同様に、時間反転対称性の破れていない超伝導体は、トポロジカル絶縁体と同様の構造をもつことができる。例えば、時間反転対称な2次元トポロジカル超伝導体は、2次元トポロジカル絶縁体と同じ $\mathbf{Z}_2$ トポロジカル数で特徴づけ可能である。また、時間反転対称な3次元トポロジカル超伝導体に対しても、3次元トポロジカル絶縁体と同じ

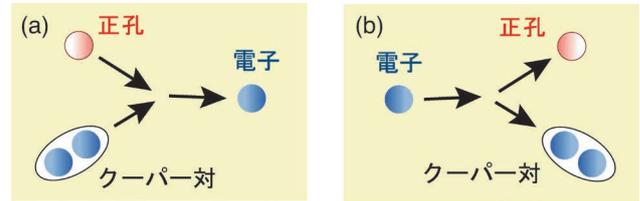


図2 (a) 正孔はクーパー対との散乱により、電子へと変わることができる。(b) また逆に、電子がクーパー対と正孔に変わることでもできる。

$\mathbf{Z}_2$ トポロジカル数を導入することが可能である。しかし、後者の場合には、通常、整数値 $\mathbf{Z}$ をとる3次元巻き付き数 $\nu_w$ と呼ばれるトポロジカル数が使われる(表1)。これは、後述する超伝導体特有の粒子・正孔対称性のため、波動関数に新たな制限が加わり、もっと複雑なトポロジーが可能となるためである。実際、3次元トポロジカル超伝導体の場合の $\mathbf{Z}_2$ トポロジカル数は $\nu_w$ の偶奇と一致しており、 $\nu_w$ は $\mathbf{Z}_2$ トポロジカル数を整数値をとるトポロジカル数へと更に細分化したものとなっている。

### 3.4 電子・正孔対称性

それでは、トポロジカル超伝導体と量子ホール状態・トポロジカル絶縁体に現れる表面状態の違いは何であろうか。先に述べたように、超伝導体ではクーパー対が形成されるため電荷が保存しなくなる。これに関連して、超伝導体には量子ホール状態やトポロジカル絶縁体にはない新たな対称性が生じる。これこそトポロジカル超伝導体にマヨラナフェルミオンが現れることの本質であるので、ここでは、まず、この新たな対称性「電子・正孔対称性」について説明しよう。

超伝導体中で電荷が保存しなくなるということを別の言葉で言い換えると、クーパー対の形成によって電子と(フェルミ海から電子を励起させたときにできる)正孔が混合するということである。つまり、図2に示すように超伝導体中では、正孔はクーパー対を形成している電子の一つと対消滅して、見かけ上(後に残った)電子へと移り変わることが可能であるし、また逆のプロセスによって電子が正孔に代わることも可能である。この混合のため、超伝導体中の励起状態を記述するには、電子だけでなく正孔の自由度も同時に取り入れる必要が生じる。実際、超伝導体中の励起状態は、(スピンの自由度を無視すると)電子の場 $\psi(x)$ とその反粒子であるホールの場 $\psi^*(x)$ を並べた

$$\Psi(x) = \begin{pmatrix} \psi(x) \\ \psi^*(x) \end{pmatrix} \quad (8)$$

で表される。

すぐにわかるように、この超伝導中の励起状態  $\Psi(x)$  は

$$\Psi^*(x) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \Psi(x) \quad (9)$$

を満たす。言い換えると、この励起状態  $\Psi(x)$  は、反粒子状態  $\Psi^*(x)$  と本質的に一致することになる。これが「電子・正孔対称性」である。この性質を反映して、超伝導体のハミルトニアンは  $\Psi(x)$  を  $\Psi^*(x)$  に変える変換の下で不変となる。

### 3.5 表面マヨラナ状態

電子・正孔対称性から、すぐにトポロジカル超伝導体の表面に現れる状態がマヨラナフェルミオンになることがわかる。まず、バルク・エッジ対応からトポロジカル超伝導体の表面には、質量ゼロのディラックフェルミオンと同じ形のハミルトニアンをもつ励起状態が存在する。次に、この励起状態は超伝導体の励起状態であるので、その波動関数は式(9)を満たす。したがって、表面励起状態は運動量の1次に依存したエネルギーをもち、自分自身が反粒子であるマヨラナフェルミオンとなるのである。

この表面マヨラナ状態は、トポロジカル超伝導体の特徴づけるトポロジカル数の違いによって様々なものが現れる。チャーン数で特徴づけられる2次元超伝導体の端には、1次元のカイラルマヨラナフェルミオン（マヨラナワイルフェルミオン）が現れる。また時間対称性な  $Z_2$  トポロジカル数で特徴づけられる2次元超伝導体の端には、1次元のヘリカルマヨラナフェルミオンが現れる。さらには、3次元トポロジカル超伝導体の表面には、2次元のヘリカルマヨラナフェルミオンが現れる。<sup>4)</sup> トポロジカル数と表面マヨラナ励起の対応をまとめると、表1ようになる。一般に、 $Z_2$  トポロジカル数がノンゼロの場合には表面マヨラナ状態が奇数個現れる。また、チャーン数や3次元巻き付き数のように整数値をとるトポロジカル数がゼロでない場合には、その数だけ表面マヨラナ状態が現れることになる。

ここで一つ注意したいのは、トポロジカル数が偶数で表面マヨラナ状態が偶数個現れる場合である。この場合には、マヨラナフェルミオンを2つずつ ( $\psi_1, \psi_2$ ) のように組にして

$$\psi_D = \psi_1 + i\psi_2 \quad (10)$$

のようにディラックフェルミオン  $\psi_D$  で書き換えることができる。実際、一般には、特別な理由がない限り、同じ場所にあるマヨラナフェルミオン  $\psi_1$  と  $\psi_2$  は混合してしまうので、独立したマヨラナフェルミオンではなく、ディラックフェルミオンとして振舞うことになる。したがって、この場合にはマヨラナフェルミオンというよりも、ディラックフェルミオンとして考えるほうがよい。例外もあるが、どのような場合に偶数個のマヨラナフェルミオンがあると考えた方がよいかは最後の章で議論することにして、これからしばらくは表面マヨラナ状態が奇数個現れる場合のみを考えることにする。

## 4. 非可換統計

マヨラナ励起は、普通のフェルミオンでは考えられないような特異な現象を引き起こす。その最たるものが、非可換統計である。ここでは、マヨラナフェルミオンの引き起こす非可換統計性とは何か説明しよう。

よく知られているように、量子力学では通常ボーズ統計あるいはフェルミ統計のみが許されている。ところが、空間を2次元に制限した場合には、それ以外の統計性が許される。例えば、分数量子ホール状態の一つであるラフリン状態の励起状態は交換すると波動関数に  $e^{i\pi m}$  ( $m$  は2より大きい整数) という因子が生じるエニオン統計に従うことが知られている。この場合には、交換後の状態は位相因子を除くと元と同じであるが、粒子の交換によって新しい状態を作り出せるような統計性も可能である。これが非可換統計である。粒子の交換によって新しい状態が作られるということは、粒子の交換が複数の状態の遷移を記述する行列で表されるということの意味する。行列は一般に非可換であるので、非可換統計と呼ばれるのである。

マヨラナフェルミオンによって非可換統計が引き起こされることは、分数量子ホール状態と  $p$  波超伝導状態の類似性を通じて明らかにされた。<sup>5)</sup> しかしながら、 $p$  波超伝導体自体は本質でなく、 $s$  波クーパ対で超伝導状態が引き起こされていても、マヨラナ励起が存在すれば非可換統計が生じる。ここでは、そのことを初めて指摘した文献6にしたがって、非可換統計性を議論する。

今、元々マヨラナフェルミオン  $\psi$  があったとして、それとスカラー場  $\Phi = \Phi_1 + i\Phi_2$  が結合した理論を考える。

$$\mathcal{L} = \frac{i}{2} \bar{\psi} \Gamma^\mu \partial_\mu \psi - \frac{1}{2} \bar{\psi} (\Phi_1 + i\Gamma_5 \Phi_2) \psi \quad (11)$$

ディラック行列  $\Gamma^\mu$  は、 $\Gamma^\mu \Gamma^\nu + \Gamma^\nu \Gamma^\mu = 2\eta^{\mu\nu}$  を満たせば、どのような形でもよかったので、ここでは後の便宜のために、 $\sigma^\mu = (1, -\sigma)$ 、 $\bar{\sigma}^\mu = (1, \sigma)$  として、

$$\Gamma^\mu = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^\mu \\ \bar{\sigma}^\mu & 0 \end{pmatrix}, \quad \Gamma_5 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (12)$$

とする。この時、 $i\Gamma_5$  は実行列でなくなるので、マヨラナフェルミオン  $\psi$  は実数ではなく、代わりに  $\psi = i\Gamma_5 \psi^*$  という条件を満たすことになる。この条件も  $\psi$  とその複素共役である  $\psi^*$  が本質的に同じであることを意味しており、やはり自分自身が反粒子となる。この時、ハミルトニアンは

$$H = \begin{pmatrix} -i(\sigma_x \partial_x + \sigma_y \partial_y) & \Phi^* \\ \Phi & i(\sigma_x \partial_x + \sigma_y \partial_y) \end{pmatrix} \quad (13)$$

となり、 $\Phi$  をギャップ関数、 $-i\sigma_i \partial_i$  を運動エネルギーと考えれば超伝導体のハミルトニアンとみなすことができる。

今、超伝導中の超伝導渦 (vortex) に対応して、 $\Phi$  に渦があると仮定すると、指数定理より、渦に束縛されたゼロモードが一つだけ存在する。<sup>6)</sup> ここで興味深いのは、 $\psi$  がマヨラナフェルミオンであることから、そのゼロモードを表す演算子  $\gamma_0$  もマヨラナフェルミオンとなり

$$\gamma_0 = \gamma_0^\dagger \quad (14)$$

を満たすことである。以下に述べるようにこの一見何の変哲もない関係から非可換統計が導かれる。

通常、あるモードの演算子  $c_n$  があると、その演算子はそのモードの消滅演算子と考えることができる。ところが、 $\gamma_0$  に対してはその解釈が成り立たないことがすぐにわかる。なぜなら、仮に  $\gamma_0$  をゼロモードの消滅演算子と解釈すると、式(14)から同時に生成演算子  $\gamma_0^\dagger$  となることがわかり、矛盾してしまうからである。

この矛盾は、異なる場所にある2つの渦に局在した2つのゼロモード  $\gamma_0^{(1)}$ ,  $\gamma_0^{(2)}$  を使えば解決される。実際、この2つのゼロモードを使い

$$c = \gamma_0^{(1)} + i\gamma_0^{(2)} \quad (15)$$

で消滅演算子を定義すると、 $c \neq c^\dagger$  となり矛盾がなくなるからである。ところが、代わりに渦の間に非局所的な量子相関が生じることになる。つまり、各渦には1つずつしかマヨラナゼロモードが存在しないので、上の方法で消滅演算子を作るには、互いに離れた渦のゼロモードが必要となる。この非局所的な定義によって、消滅演算子が作用するフォック空間に非局所的な量子相関が生じるのである。

この非局所的な量子相関によって最終的にマヨラナゼロモードと結合した渦の統計性が非可換統計になる。<sup>5)</sup> 非可換統計を実現するには、粒子の交換によって系全体の状態を新しい状態に変えるような長距離量子相関が不可欠であるが、今の場合には、マヨラナゼロモードに伴うフォック空間の非局所性がこの長距離量子相関をもたらすのである。

## 5. 表面マヨラナフェルミオンの例

現在では、様々な系が、トポロジカル超伝導体となり表面マヨラナ励起を伴うことが知られている。以下ではその代表的なものを紹介しよう。

### 5.1 スピン三重項超伝導体

先に紹介したように、スピン三重項超伝導体の一つである  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  はトポロジカル超伝導体の有力候補である。実は、 $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  に限らず、スピン三重項超伝導体 (より正確には奇パリティ超伝導体) の場合は、ギャップ関数の詳細によらずフェルミ面の構造だけから表面マヨラナフェルミオンが現れるかどうかを判定することが可能である。<sup>7,8)</sup>

文献7の理論によると、奇パリティ超伝導体に対しては、表1のトポロジカル数の偶奇は、フェルミ面のトポロジーだけで決まってしまう。この理論では、トポロジカル数自体でなく、その偶奇しか計算できないが、一般にマヨラナフェルミオンの有無を議論するには、トポロジカル数の偶奇がわかれば十分である。先にも述べたが、トポロジカル数が偶数の場合には、マヨラナフェルミオンをディラックフェルミオンに書き換えることが可能であるため、マヨラナフェルミオン固有の現象は失われてしまう。一方、トポ

ロジカル数が奇数の場合には、少なくとも一つのマヨラナフェルミオンはディラックフェルミオンで書き換えることができないので、その特徴が残ることになる。文献7の結果は、どのような奇パリティ超伝導ギャップであっても、適当なフェルミ面の下では、マヨラナフェルミオンが現れることを示しており、この意味で奇パリティ超伝導体はマヨラナフェルミオン実現の最も自然な舞台となっている。

実際に、上の理論を使って、表面マヨラナ状態が予言された物質が  $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$  である。<sup>8)</sup>  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  は元々トポロジカル絶縁体であるが、この物質に Cu をドーピングすると、超伝導体となる。簡単なモデル計算より、この物質は時間反転対称性の破れていない3次元奇パリティ超伝導体となる可能性が指摘されている。<sup>8)</sup> 実際のギャップ関数はまだわかっていないが、仮に奇パリティ超伝導状態であるとすると、フェルミ面の構造から、 $\nu_w$  が奇数となることがわかり、表面マヨラナ状態の存在が予言される。<sup>7,8)</sup> 事実、大阪大学の安藤グループのポイント接合のトンネル効果を使った実験により、表面にギャップレス状態が存在することが確認されている。<sup>9)</sup> 実験で得られたトンネル伝導度の  $T^{-1}$  特性は、表面マヨラナ状態の存在を仮定して我々が行った理論計算とよく一致しており、<sup>10)</sup> このことから、超伝導体におけるマヨラナフェルミオンの存在を初めて確認した可能性がある。現時点では、表面マヨラナフェルミオンの存在を否定し、偶パリティ超伝導状態を示唆する実験結果も報告されているため、<sup>11)</sup> マヨラナフェルミオンの存在に関して意見が分かれているが、NMR 実験などによる超伝導ギャップの対称性の決定によりどちらが正しいか確立していくと期待されている。<sup>12)</sup>

### 5.2 $s$ 波超伝導体における表面マヨラナ状態

スピン三重項超伝導体は、マヨラナ励起を実現する自然な舞台であるが、実際には、スピン三重項超伝導体は非常に珍しく、その候補物質は  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  や  $\text{UPt}_3$  など、ごく一部に限られている。それでは、普通の  $s$  波超伝導体でマヨラナフェルミオンを実現することはできないだろうか。この問題に対して、最近、 $s$  波超伝導体で表面マヨラナフェルミオンを実現する理論的提案がなされている。以下ではそれを紹介しよう。

#### 5.2.1 トポロジカル絶縁体・超伝導体接合

4章で説明したように、はじめから線形分散をもつマヨラナフェルミオンが存在すれば、 $s$  波クーバー対で超伝導が引き起こされても非可換統計を実現できる。文献6が発表された2003年当時、このような系は物性物理では知られていなかったが、トポロジカル絶縁体の発見後の2008年に Fu と Kane によって、トポロジカル絶縁体を用いて類似の系を実現する方法が提案された。<sup>13)</sup>

彼らが提案したのは、図3に示すようなトポロジカル絶縁体・超伝導体接合である。トポロジカル絶縁体の表面には、バルク・エッジ対応に起因する2次元表面ディラック電子が存在する。その表面に  $s$  波超伝導体をくっつけると、

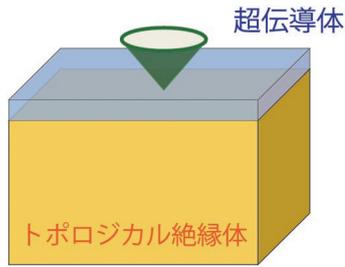


図3 トポロジカル絶縁体(下)と超伝導体(上)の接合. トポロジカル絶縁体の表面には円錐形のエネルギー分散をもつディラック励起が存在する.

近接作用によって表面ディラック電子も超伝導状態となる. この結果, 表面ディラック電子のハミルトニアンは, 化学ポテンシャルを $\mu$ , 近接効果によって作られる $s$ 波超伝導ギャップを $\Delta$ として

$$H = \begin{pmatrix} -i(\sigma_x \partial_x + \sigma_y \partial_y) - \mu & \Delta \\ \Delta^* & i(\sigma_x \partial_x + \sigma_y \partial_y) + \mu \end{pmatrix} \quad (16)$$

となり, 式(13)と本質的に同じものとなる. したがって, 4章で見たように, 渦にマヨラナゼロモードが現れ, 非可換統計に従うようになるのである.

この系を使ってマヨラナゼロモードを実証しようという試みは行われているが, 残念なことに, 現時点ではトポロジカル絶縁体が完全に絶縁体になっていないこともあり, 表面に現れるマヨラナゼロモードの観測は難しい段階にある. しかし, より理想的なトポロジカル絶縁体の作成とともに, このような問題は解決されていくと期待される.

### 5.2.2 ラシュバ型スピン軌道相互作用をもつ超伝導体

FuとKaneの提案では, トポロジカル絶縁体表面のディラック励起という特別な状態を使っていたが, 通常の電子系による $s$ 波超伝導状態でマヨラナ励起を作ることは可能だろうか. この問題は, 藤本聡氏との共同研究によって初めて答えが与えられた.<sup>14)</sup>

我々が考えたのは, 次のような系である. 通常の電子系は空間座標 $\mathbf{r}$ を $-\mathbf{r}$ に変える空間反転対称性(パリティ)に対して不変であるが, 結晶構造や外場の影響によりある方向に, 例えば $z$ 方向に対する空間反転対称性が破れた系を考える. この時, 元々の系がもっていたスピン軌道相互作用から, ラシュバ型スピン軌道相互作用が誘起され, 電子の運動は次のハミルトニアンで記述されることになる.

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}(\partial_x^2 + \partial_y^2) - \mu + i\alpha(\nabla \times \sigma)_z - \mu_B H_z \sigma_z \quad (17)$$

式(17)の第2項( $\alpha$ に比例する項)がラシュバ型スピン軌道相互作用である. 我々は, この系が $s$ 波超伝導状態になった時のトポロジカル相を調べ, ゼーマン磁場(式(17)の最後の項)によるトポロジカル量子相転移により, 表面マヨラナ状態が出現することを明らかにした.

実際, 図4に示すようにゼーマン磁場を大きくしていくと, 元々スピン縮退により2つあったフェルミ面のうちの一方をフェルミエネルギーより高いエネルギーに押し上げて, フェルミ面の数を一つにすることができる. それに対

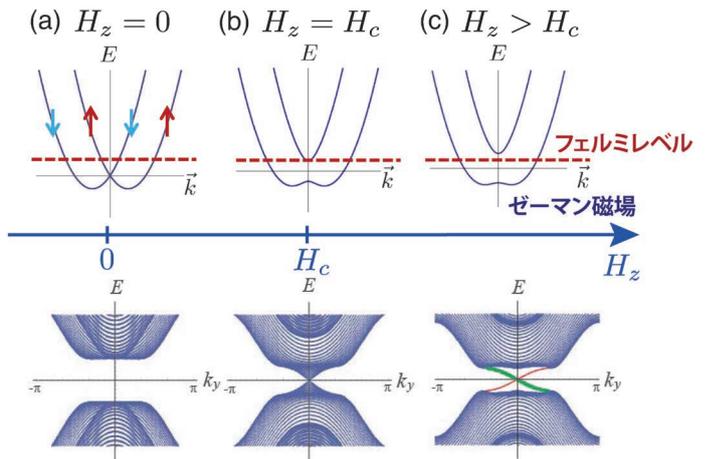


図4 ゼーマン磁場を大きくした時の常伝導状態でのフェルミ面の様子(上)と対応する超伝導状態での準粒子励起のエネルギー(下). 臨界磁場は $\mu_B H_c = \sqrt{\Delta_0^2 + E_F^2}$ で与えられる. 準粒子励起のエネルギーは $x$ 方向に端( $x=0$ および $x=L$ )のある系で計算してある. 磁場ゼロの時には通常の $s$ 波超伝導体と同様にギャップレス状態は存在しない[(a)の場合]が, 常伝導状態でフェルミエネルギー(点線)と交わるバンドの数が変わる時に, 超伝導状態のギャップが閉じ[(b)の場合], それより大きなゼーマン磁場の下では線形のエネルギー分散をもつマヨラナ励起が $x=0$ と $x=L$ の2つの端にそれぞれ1つずつ現れる[(c)の場合].

応して, 系がトポロジカル相となり, マヨラナ励起が現れる. ギャップ関数 $\Delta$ の影響を考慮すると, 結局

$$\mu_B H_z > \sqrt{\Delta^2 + \mu^2} \quad (18)$$

の条件を満たす磁場下で, マヨラナ励起が出現する.

ここで, この方法のメリットとデメリットを整理しておこう. まず, この方法の最大のメリットはトポロジカル絶縁体やスピン三重項超伝導体のような特別な状態を必要としない点である. まず, ラシュバ型スピン軌道相互作用は, (大きさの大小はあるが)空間反転対称性の破れた系一般に存在する項であり, 電場をかけることでその大きさもある程度制御することができる. また, 磁場という制御可能な方法でトポロジカル量子相転移を起こすことが可能であることも利点である. その一方, 式(18)の条件が示すように超伝導ギャップよりも大きなゼーマン磁場が必要ということは大きな制限を与える. 通常, そのような大きな磁場の下では超伝導性自体が壊れてしまうからである. 一般に磁場下で超伝導ギャップが壊れる機構としては, ゼーマン項におけるフェルミ面の分裂に起因するパウリ対破壊と, 磁場下でのクーパー対のサイクロトロン運動による軌道対破壊の2つがあるが, 今の場合パウリ対破壊は無視できる. ラシュバ型スピン軌道相互作用の下では, フェルミ面はすでに分裂しており, その分裂が十分大きければゼーマン磁場によるフェルミ面の分裂は無視できるからである. その一方, 軌道対破壊効果は無視できない. これを避けるために, 現在までに主に2つの方向で研究が進められている.

1つは, 超伝導体でなく冷却原子系における超流体を考える方向である. 超流体の場合には, クーパー対は電気的に中性であるので, 磁場下でもサイクロトロン運動をせず, 軌道対破壊が生じないからである. 冷却原子の場合,  $s$ 波

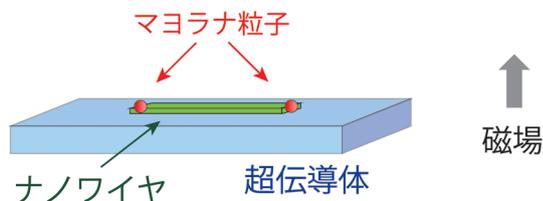


図5 超伝導体(水色)上のナノワイヤ(緑色). 矢印の方向に式(18)を満たす磁場をかけると, 両端にマヨラナゼロモード(赤色丸)が現れる.

超流体を実現することにはすでに成功しており, ラシュバ型スピン軌道相互作用(に似た項)を実現することにも成功している.<sup>15)</sup> したがって, マヨラナ励起実現の原理的な困難はないようにみえるが, 未だマヨラナフェルミオンをもつトポロジカル超流体実現の報告はないようである.

もう1つは, クーパー対がサイクロトロン運動をしないように超伝導体の形状に制限を加える方向である. 例えば, 超伝導状態として1次元ナノワイヤを考えると, 2次元以上の空間を必要とするサイクロトロン運動が不可能となり軌道対破壊効果は抑制される. 1次元ナノワイヤを超伝導状態にするためには, 図5のように, *s*波超伝導体の上において近接効果でクーパー対を誘起させればよい.<sup>16)</sup> この場合にも, 式(18)と全く同じ条件下で, ナノワイヤの両端にマヨラナゼロモードが現れる. この1次元ナノワイヤは, すでに実際に作成されており, ゼーマン磁場を印加することにより, 式(18)の条件と矛盾ないゼーマン磁場の下, マヨラナ励起によるものと期待できる信号が得られている.<sup>17)</sup> しかしながら, 詳細に関しては, まだ理解できていない点もあり, 今後の進展が必要である.

ナノワイヤ系の強みは, 相互作用のオン・オフによって端のマヨラナ励起の交換操作が実装可能なことである.<sup>18)</sup> この素子を使った量子コンピュータも提案されており, 将来の発展が期待されている.

### 5.3 <sup>3</sup>He 超流体

以上, 主に超伝導体に焦点を当ててきたが, 超流体状態にも, 超伝導体の場合と同じ理由で表面マヨラナフェルミオンが現れうる. 特に<sup>3</sup>He超流体B相の表面マヨラナフェルミオンに対応するギャップレス状態の存在は既に実験で確認されている.<sup>19)</sup> 多くの超伝導体と異なり, <sup>3</sup>He超流体のクーパー対の対称性は詳しくわかっており, この系で表面マヨラナフェルミオンの存在が検証されたということは, トポロジカル相そのものの検証にもなっている. また, 関連して, <sup>3</sup>He-B相には自発的対称性の破れとトポロジカル相転移が同時に起こる新しい量子相転移現象が予想されている.<sup>20)</sup>

## 6. マヨラナフェルミオンの検出法

2章で述べたように, ニュートリノがマヨラナフェルミオンであることを確認するには, ニュートリノ放出を伴わない二重ベータ崩壊を観測すれば良い. それでは, 物性物理に現れるマヨラナフェルミオンはどのようにして観測で

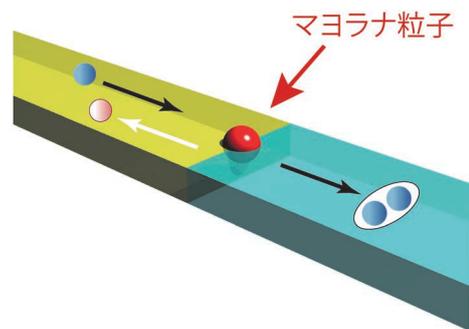


図6 金属(左)と超伝導(右)の接合. 金属から入射した電子はマヨラナフェルミオン(赤丸)を介してホールとして反射される. その結果, クーパー対が形成され, 超伝導体の中を電気が流れる.

きるのだろうか.

最もよく用いられている検出法は, トンネル電流の測定である. 今, 図6のような超伝導体と金属の接合を考え, 金属から超伝導体にどのように電流が流れるか考えよう. 超伝導体内部に励起状態を作るには有限のエネルギーが必要なので, 超伝導ギャップ以下の低エネルギーの電子は, そのままでは超伝導体内部に進入することができず, クーパー対の形でのみ超伝導体内を伝導できる. したがって, 電子1つを金属から超伝導体に入射させると, 接合面付近でクーパー対形成に不足しているもう1つの電子を正孔との対生成で補い, 結果余った正孔が金属側に反射されることになる. このような, 電子の入射に対して正孔が反射されるという超伝導体接合特有の反射プロセスは, アンドレーエフ反射と呼ばれている.<sup>21)</sup>

ここで, 金属と超伝導体の接合面に薄い絶縁層によるトンネル障壁があり, トンネル効果を介してのみアンドレーエフ反射が起こる場合を考えよう. この場合には, 入射電子は直接クーパー対になるのではなく, 接合面付近の束縛状態を介してクーパー対に変換される. 特に, 束縛状態が1つのみで, 入射電子のエネルギーが束縛状態のエネルギーとぴったり一致するときには, 共鳴トンネル効果によって入射電子は100%クーパー対と変換され, 正孔がアンドレーエフ反射されることになる. この時, 伝導率  $G$  は,

$$G = \frac{2e^2}{h} \quad (19)$$

の値に量子化される. 一方, 入射電子のエネルギーが束縛状態のエネルギーと一致しない場合には, 入射電子の内のいくつかはクーパー対に変換されず, 通常の電子のまま反射される. 通常反射の場合には電気は流れないので, この場合の伝導率  $G$  は式(19)よりも小さくなる. したがって, 電子のエネルギーに対する伝導率  $G$  のピーク位置から束縛状態の有無およびその束縛エネルギーがわかることになる. 特に,  $G$  がゼロエネルギーのところで式(19)のピークをもつ場合には, マヨラナゼロモードが束縛状態として一つ存在することがわかる.

接合面にマヨラナゼロモードが複数個ある場合には, ゼロエネルギーにおける伝導率  $G$  はその数に応じて  $2e^2/h$  の

整数倍に量子化される。一方、マヨラナフェルミオンでなくディラックフェルミオンがいる場合には、一般にアンドレーエフ反射は干渉して、そのピーク値は、 $2e^2/h$ の整数倍からずれてしまう。<sup>22)</sup> したがって伝導率 $G$ が量子化されるかどうかによって、束縛状態がマヨラナフェルミオンかディラックフェルミオンであるかを区別することが可能である。

このトンネル結合によるアンドレーエフ反射とベータ崩壊の類似性および違いを述べておく。入射電子の消滅演算子を $c_{k\sigma}$ 、接合面のマヨラナフェルミオンを $\gamma$ と書くと、トンネル結合によりこの2つは

$$H_{\text{int}} \sim t(c_{k\sigma} + c_{k\sigma}^\dagger)\gamma \quad (20)$$

の形で結合している。一方、ベータ崩壊は陽子、中性子、電子、ニュートリノの場を $p, n, e, \nu_e$ として

$$H_{\text{int}} \sim \bar{p}\Gamma^\mu(1-\Gamma_5)n\bar{e}\Gamma_\mu(1-\Gamma_5)\nu_e \quad (21)$$

の形の相互作用で記述される。ニュートリノがマヨラナフェルミオンであるとする、両者ともフェルミオン数を保存しないという点は一緒である。その一方、トンネル結合が2体フェルミ相互作用なのに対して、ベータ崩壊は4体フェルミ相互作用であり、この違いから、マヨラナフェルミオンを検出する具体的な過程が全く異なるものとなるのである。

ここで紹介したトンネル電流の測定のほか、ジョセフソン効果によってマヨラナフェルミオンを同定する方法も提案されており、<sup>23,24)</sup> 実験も行われている。<sup>25)</sup>

## 7. マヨラナかディラックか？

これまで、トポロジカル数が奇数で、表面マヨラナ励起が奇数個現れる場合を主に議論してきた。ところが、実際には、トポロジカル数はしばしば偶数となる。例えば、 $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ の場合には、 $|v_{\text{Ch}}|=2$ となる。これは、元々電子がスピンの自由度をもっているため、スピンの上向きおよび下向きという2つの自由度を反映して $v_{\text{Ch}}$ が2倍されるからである。したがって、スピンの自由度が残っているような系では、マヨラナフェルミオンは必ず対で現れる。事実、先に紹介したマヨラナフェルミオンを実現する系では、スピン縮退がなくなった場合に単独のマヨラナフェルミオンが得られている。

それでは、スピン縮退がある通常の超伝導体では、マヨラナフェルミオンはいつもディラックフェルミオンと区別できなくなるのであろうか。

ここでヒントとなるのは、 $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ に現れるマヨラナ励起である。この場合には、フェルミ面はスピン縮退しているが、表面マヨラナ励起が安定に存在する。この安定性は、この系のもつ時間反転対称性によるものである。一般に、時間反転対称性がある場合、2つあるマヨラナ励起は互いに時間反転操作によって移りあうクラマース対を形成

する。ところが、クラマース対同士は時間反転対称性を破らない限り相互作用しないので、その結果、各マヨラナフェルミオンは混合することなく、独立して振舞うことになる。この理由から、 $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ のマヨラナフェルミオンは、マヨラナフェルミオンとしての個性を失わないのである。

残念ながら、時間反転対称性が破れている場合には、上の議論は使えない。例えば、 $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ の場合には、クーパ対が時間反転対称性を破っているため、上の議論は使えない。<sup>27)</sup> ところが、 $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ も含めて多くの超伝導体はその結晶構造に由来する固有の対称性(=空間群)をもっている。そして、時間反転対称性の代わりに空間群を使うことで安定なマヨラナフェルミオンを得ることが可能である。<sup>26)</sup>

実際、 $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ の場合には $z \rightarrow -z$ の鏡映対称性によって安定なマヨラナフェルミオンを得ることができる。<sup>26)</sup> これは、スピンの量子化軸を $z$ 方向とした時、鏡映対称性によって、上向きスピンの電子と下向きスピンの電子の散乱が禁じられるからである。また、同時にクーパ対を構成する2つの電子のスピンの向きが同じ上向きスピン(あるいは下向きスピン)をもつとすると、正孔との相互作用で電子のスピンの向きが反転することもなくなる。このような状況の下では、上向きスピンのマヨラナフェルミオンと下向きスピンのマヨラナフェルミオンは混合することなく独立に振舞うことになる。

ここで重要なのは、安定なマヨラナフェルミオンを得るには鏡映対称性だけでなく、クーパ対にも条件が必要なことである。興味深いことに、 $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ の場合、NMRのナイトシフトの測定から $z$ 軸方向に磁場をかけることで、この条件が満たされるようになる。<sup>27)</sup> 言い換えると、 $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ では、磁場を $z$ 軸にかけることによってはじめて、安定したマヨラナフェルミオンが実現されることが予想される。

現在すでに、 $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ の表面にはギャップレス励起が存在することがトンネル接合による伝導度の測定により明らかにされている。<sup>28)</sup> 上の結果は、磁場を $z$ 軸にかけることにより、このギャップレス励起がディラックフェルミオンからマヨラナフェルミオンへと変わることを意味している。このような変化が観測量にどのような変化をもたらすかは、今後の検討事項であるが、今後の理論・実験の進展により、 $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ 内のマヨラナフェルミオンの存在が明らかになると期待される。

同様の考察は、 $\text{UPt}_3$ や $^3\text{He-A}$ 相などにも適用可能である。<sup>29,30)</sup> また、他の系への拡張も議論されており、<sup>31,32)</sup> 今後この方面での理論・実験が進んでいくと考えられる。

## 8. おわりに

マヨラナフェルミオンはもともと素粒子として導入されたものであるが、トポロジーに起因する集団励起という形で物性物理の世界にも現れうる。また、非可換統計など今

まで観測されたことのない現象にも関与しており、単に新しい励起としての興味だけでなく、未来の量子デバイスへの応用も期待されている。いずれにせよ、マヨラナ励起の実証実験は始まったばかりであり、現在も世界中で更なる確証を求めて研究が進められている。今後益々の発展を期待する。

本稿は、多くの方との共同研究・議論に基づいている。東大物性研究所の甲元真人氏、超伝導体でのマヨラナフェルミオンの勉強を一緒に始めた柴田正和氏、共同研究者である京都大学の藤本聡氏（現 大阪大学）、高橋義朗氏、名古屋大学の田仲由喜夫氏、矢田啓司氏、山影相氏、上野雄司氏、橋本樹氏、東京工業大学の横山毅人氏、岡山大学の町田一成氏、市岡優典氏、水島健氏、理研の堤康雅氏、物材機構の川上拓人氏、大阪大学の安藤陽一氏、瀬川耕司氏、佐々木聡氏、産総研の柏谷聡氏ら多くの方に感謝したい。

#### 参考文献

- 1) トポロジカル超伝導体に関する解説として以下を挙げておく。Y. Tanaka, M. Sato and N. Nagaosa: J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) 011013; X.-L. Qi and S.-C. Zhang: Rev. Mod. Phys. **83** (2011) 1057; 佐藤昌利: 物性研究 **94** (2010) 311; 佐藤昌利: 固体物理 **46** (2011) 399; 佐藤昌利, 柏谷 聡, 前野悦輝: 固体物理 **46** (2011) 479.
- 2) E. Majorana: Nuovo Cimento **14** (1937) 171.
- 3) M. Kohmoto: Ann. Phys. **160** (1985) 343.
- 4) トポロジカル絶縁体に関する文献として以下を挙げておく。Y. Ando: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 102001; M. Z. Hasan and C. L. Kane: Rev. Mod. Phys. **82** (2010) 3045; A. P. Schnyder, S. Ryu, A. Furusaki and A. W. W. Ludwig: Phys. Rev. B **78** (2008) 195125; 初貝安弘: 日本物理学会誌 **68** (2013) 19; 特集: トポロジカル絶縁体: 表面科学 **32** (2011) Vol. 4; 村上修一, 平原 徹, 松田 巖: 日本物理学会誌 **65** (2010) 840.
- 5) N. Read and D. Green: Phys. Rev. B **61** (2000) 10267.
- 6) M. Sato: Phys. Lett. B **575** (2003) 126.
- 7) M. Sato: Phys. Rev. B **79** (2009) 214526; M. Sato: *ibid.* **81** (2010) 220504(R).
- 8) L. Fu and E. Berg: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 097001.
- 9) S. Sasaki, M. Kriener, K. Segawa, K. Yada, Y. Tanaka, M. Sato and Y. Ando: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 217001.
- 10) A. Yamakage, K. Yada, M. Sato and Y. Tanaka: Phys. Rev. B **85** (2012) 180509(R).
- 11) N. Levy, T. Zhang, J. Ha, F. Shari, A. A. Talin, Y. Kuk and J. A. Stroscio: Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 117001.
- 12) I. Hashimoto, A. Yamakage, K. Yada, M. Sato and Y. Tanaka: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 044704.
- 13) L. Fu and C. L. Kane: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 096407.
- 14) M. Sato and S. Fujimoto: Phys. Rev. B **79** (2009) 094504; M. Sato, Y. Takahashi and S. Fujimoto: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 020401; M. Sato, Y. Takahashi and S. Fujimoto: Phys. Rev. B **82** (2010) 134521.
- 15) P. Wang, Z.-Q. Fu, Z. Fu, J. Miao, L. Huang, S. Chai, H. Zhai and J. Zhang: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 095301; L. W. Cheuk, A. T. Sommer, Z. Hadzi-babic, T. Yefsah, W. S. Bakr and M. W. Zwierlein: *ibid.* **109** (2012) 095302.
- 16) R. M. Lutchyn, J. D. Sau and S. Das Sarma: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 077001; Y. Oreg, G. Rafael and F. von Oppen: *ibid.* **105** (2010) 077002.
- 17) V. Mourik, K. Zou, S. M. Frolov, S. R. Pissard, E. P. A. M. Bakkers and L. P. Kouwenhoven: Science **336** (2012) 1003.
- 18) J. Alicea, Y. Oreg, G. Rafael, F. von Oppen and M. P. A. Fisher: Nat. Phys. **7** (2011) 412.
- 19) Y. Okuda and R. Nomura: J. Phys.: Condens. Matter **24** (2012) 343201.
- 20) T. Mizushima, M. Sato and K. Machida: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 165301.
- 21) S. Kashiwaya and Y. Tanaka: Rep. Prog. Phys. **63** (2000) 1641.
- 22) A. Yamakage and M. Sato: Physica E **55** (2014) 13.
- 23) L. Fu and C. L. Kane: Phys. Rev. B **79** (2009) 161408(R).
- 24) A. Yamakage, M. Sato, K. Yada, S. Kashiwaya and Y. Tanaka: Phys. Rev. B **87** (2013) 100510(R).
- 25) L. P. Rokhinson, X. Liu and J. K. Furdyna: Nat. Phys. **8** (2012) 795.
- 26) Y. Ueno, A. Yamakage, Y. Tanaka and M. Sato: Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 087002.
- 27) Y. Maeno, S. Kittaka, T. Nomura, S. Yonezawa and K. Ishida: J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) 011009.
- 28) S. Kashiwaya, H. Kashiwaya, H. Kambara, T. Furuta, H. Yaguchi, Y. Tanaka and Y. Maeno: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 077003.
- 29) Y. Tsutsumi, M. Ishikawa, T. Kawakami, T. Mizushima, M. Sato, M. Ichioka and K. Machida: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 113707.
- 30) M. Sato, A. Yamakage and T. Mizushima: Physica E **55** (2014) 20.
- 31) C.-K. Chiu, H. Yao and S. Ryu: Phys. Rev. B **88** (2013) 075142.
- 32) F. Zhang, C. L. Kane and E. J. Mele: Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 056403.

#### 著者紹介

佐藤昌利氏: 専門は場の量子論、物性理論。この10年間は、トポロジカル秩序、トポロジカル相など量子論における新しい相構造に興味をもち研究を行っている。

(2013年8月18日原稿受付)

#### Majorana Fermions in Superconductors

##### Masatoshi Sato

abstract: In 1937, E. Majorana introduced a new particle that describes neutral particles. That fermion, which was named as Majorana fermion later, has been expected to be realized as neutrinos or other elementary particles, but no direct experimental evidence has been discovered yet. Recently, possible realization of Majorana fermions in condensed matter physics has been discussed, and indeed several experimental evidences of such Majorana fermions have been reported. In this article, I review topological superconductors in which Majorana fermions are realized, and the Majorana fermions in the topological superconductors.

## 概要

量子論はミクロな実在を「状態」と「作用素」に分解してみせた。そのうえで、「ミクロとマクロの接続を与える測定公理」を付加され、あらゆるスケールの物理を整合的に記述できる完全な理論となっている。量子論の分解された要素を個別に吟味すると、古典論とは本質的に違う様相が見えてくる。「状態」と「作用素」にそれぞれ対応して、「量子エンタングルメント」と「不確定性原理」に代表される特徴がまずあらわれる。これらは近年、もっと広く、quantum discordや誤差・擾乱も入れた形の新たな原理として捉えることが可能であることがわかってきた。いわば「(量子力学)と(古典力学)の引き算」にあたる領域に、多様な視点でアプローチが行われるようになってきている。またこの広がりの中に、量子情報理論・量子計算機科学の発展も含まれる。物理としての量子論そのものも、新たな発展を遂げる可能性があるだろう。本シリーズは、そのような新しい物理の可能性を探るシリーズとして企画された。

本シリーズで取り上げる内容について簡単に紹介する。本シリーズで取り扱う記事は、大きく3つにわけられる。第一のカテゴリーは「非局所相関」である。量子力学の建設直後に、アインシュタインがボーアと量子力学の解釈を巡って鋭く対立したことは良く知られる。相補性原理に基づく新たな自然観を唱えるボーアに対し、アインシュタインは1935年にEinstein-Podolsky-Rosen (EPR) 論文を提出して量子力学の「不完全性」を主張した。この論争は、直後のBohr論文により決着されたと考えられてきたが、約30年後の1964年に出版されたBellの論文により、彼らの論争が実験的に決着可能であることが発見された。Bellは用意された「もつれた(エンタングルした)量子状態」を観測する際の「非局所性」を議論しており、実験検証も行われた。1990年代に入ると、この「非局所性」を積極的に利用した量子情報処理の研究が爆発的に進展した。2014年はベル不等式から50周年にあたり、量子力学の基礎、特に「非局所性」に関するこれまでの研究を振り返るのに適した節目の年である。現在、本シリーズの一環として「量子もつれ(量子エンタングルメント)」の小特集が企画されている。さらに「量子もつれ」に関わる実験研究についても取り上げる予定である。

第二のカテゴリーは「不確定性原理」である。量子力学を学ぶ際に最初に出会う「日常生活の常識からはずれた」法則は「Heisenberg不確定性原理」であろう。標準的な量子力学の教科書では、単に単一の量子状態に対して「位置のみ」もしくは「運動量のみ」を多数回観測したとき、そ

れぞれの観測値のゆらぎについて成立する不等式(Robertson不等式)が取り扱われる。しかし、Heisenbergが考えた不確定性原理は「位置と運動量の同時測定」に関わるものであり、その深い考察のためには「測定の不確かさ」や「観測による擾乱」を適切に定義する必要がある。いわゆる「小澤の不等式」の発見は、この問題に新しい視点を与え、「不確定性原理」に関わる研究を大きく進展させた。本シリーズでは「小澤の不等式」の実験的検証や周辺の理論研究を多面的に取り上げる予定である。

第三のカテゴリーは「他分野への広がり」である。最近になって量子力学の基礎理論が多くの分野に波及し、重要な概念を形成することが多くなってきた。例えば、量子もつれの一つの指標であるエンタングルメントエントロピーは、量子情報分野から量子多体系研究へ輸入され、量子臨界点やトポロジカル秩序の普遍性クラスを同定する新しい道具として応用されている。また、密度行列くりこみ群などの量子多体系の計算手法が、エンタングルメントエントロピーのスケージングの観点から見直され、新しいアルゴリズムの開発が行われている。また最近活発に議論されている「AdS/CFT対応」では、この概念に幾何学的な意味付けが与えられ、エンタングルメントエントロピーが超弦理論を用いた強結合領域の物理に重要な役割を果たすことがわかってきた。宇宙論においても量子力学の基礎概念は重要であり、例えば初期の宇宙における密度ゆらぎを「量子もつれ」の考え方によって理解しようとする試みが行われている。本シリーズでは、このような広い分野における量子力学の基礎概念の利用についても、記事として取り上げて紹介する予定である。

このシリーズでは量子論の広がりを俯瞰して、新しい物理の可能性がどこにあるのかを読者とともに探っていきたい。とはいえ、量子力学の基礎にかかわる研究は多彩であり、また読者の興味もさまざまであろう。本シリーズは各記事の「緩いつながり」を意識しつつも、通常の解説記事として読んでいただければ(そしてできれば楽しんでいただければ)と考えている。

本シリーズの最初の記事として、第一のカテゴリーからイオントラップ中の冷却イオンを用いたエンタングルメント生成を取り上げる。本シリーズを通して、超弦理論から宇宙論まで、あるいは深化した基礎論からテクノロジーとしての量子論まで、さまざまなスペクトルの中で展開される量子論の広がりについて、思いを巡らせていただければ幸いである。

(2013年11月14日原稿受付, 文責: 会誌編集委員会)

## 冷却イオンの量子エンタングルメント生成

野口 篤史 〈大阪大学大学院基礎工学研究科〉

豊田 健二 〈大阪大学大学院基礎工学研究科〉

占部 伸二 〈大阪大学大学院基礎工学研究科〉

量子力学における最も特徴的な振る舞いの内の一つは量子エンタングルメントと呼ばれる、複数の粒子間における不思議な相関である。EPRパラドックス<sup>1)</sup>に端を発するこの量子エンタングルメントの存在は、ベルの不等式という相関量に関する不等式<sup>2)</sup>の破れという形で1982年に確認された。<sup>3)</sup>近年では、量子エンタングルメントはその基礎的な部分だけでなく、量子精密測定<sup>4)</sup>・量子暗号通信<sup>5)</sup>や量子計算機のリソース<sup>8)</sup>として等、応用に向けた研究が広くなされている。これらの応用について考えた場合、多粒子間での量子エンタングルメントを生成する事が重要になる。これらを受け、これまで様々な量子系において量子エンタングルメントの生成が実現されており、<sup>9-11)</sup>近年その粒子数に関する拡張化に向けた研究がなされている。

この分野でこれまで成功してきた方法の一つは、イオントラップ中の冷却イオンを用いるものである。<sup>12)</sup>イオントラップは荷電粒子を電磁場の零点に捕獲する事ができる技術である。さらにレーザー冷却の技術を組み合わせる事で、単一イオンもしくはイオン鎖を振動基底状態にまで冷却する事ができる。このように冷やされたイオンは長いコヒーレンス時間を持つ良い孤立量子系であり、またイオン間のクーロン相互作用を用いる事で多数間の量子エンタングルメントを生成する事が可能になる。冷却イオンを用いた系では、2011年に14粒子間までの量子エンタングルメント生成が報告された。<sup>13)</sup>

さらなる拡張化には、量子エンタングルメントがある種のノイズに弱い事が問題となる。例えば、これまでに実現しているGHZ状態のような量子エンタングルド状態は、粒子数 $N$ に対し $N^2$ に比例するノイ

ズを受けるため、その生成が非常に困難になる。この問題に立ち向かう一つの方法として、ノイズからの影響を受けづらい生成方法を考える事ができる。

量子力学においては、エネルギーが離散スペクトルとなるため、一つのエネルギー固有状態にある量子状態は通常異なる状態に遷移するのに有限のエネルギーが必要となる。そのため、系が十分にゆっくりと変化する場合、量子状態は同じエネルギー固有状態に維持される。これを量子断熱性と呼び、この性質はこれまでノイズに強い量子状態の生成方法として研究されてきた。<sup>30, 31)</sup>

このような考えのもと、2012年筆者らは量子断熱的な手法を量子エンタングルメント生成に導入し、この手法によりDicke状態と呼ばれる量子エンタングルド状態を4粒子まで高い精度で生成した。<sup>14)</sup>

多数の量子系を含む大きな量子系の構築には、イオン個数増加に伴う技術的な問題や加熱の問題などその他にも課題が多く残されている。近年においては、より多数のイオンを扱う事ができる新しいイオントラップの開発等、技術面からも様々な努力が続けられている。<sup>15, 16)</sup>

### —Keywords—

#### EPRパラドックス：

A. Einsteinらによって提起された。量子力学によって引き起こされる非局所相関が物理的な実在性と相いれないとしたもの。

#### 量子情報処理：

量子力学の特徴を用いる事で既存の情報処理を上回るものを実現しようとする研究分野。近年では、原子時計や精密測定においてもこの技術が用いられるようになってきている。

#### イオントラップ：

荷電粒子を捕獲するトラップ。振動電場と静電場を用いるパウルトラップ・静電磁場を用いるペンギントラップに大きく分けられる。量子情報処理分野ではパウルトラップが広く用いられている。

#### レーザー冷却：

レーザーを用いた冷却技術の総称。光のドップラー効果を利用して冷却するドップラー冷却や、振動サイドバンドを利用したサイドバンド冷却などがある。

#### コヒーレンス時間：

量子重ね合わせ状態がその状態を保持し、量子状態として干渉可能な時間。量子重ね合わせ状態の寿命。

#### GHZ状態・Dicke状態：

多粒子間の量子エンタングルメントの一種。これらの状態は粒子間の相関を用いた精密測定に用いる事が可能な状態として知られる。また、非常に多粒子間のGHZ状態はマクロな物理量に関する相関を持つ。

## 1. はじめに

量子エンタングルメントに関する議論は1935年の「Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?」というA. Einsteinらの問題提起<sup>1)</sup>から始まり、その存在は量子系の特徴の一端を為していると言える。J. S. Bellによってベルの不等式が1964年に発表され、<sup>2)</sup> それ以後その非局所的な相関は観測しうるものとして理解され、1982年にはA. Aspectによって光子を用いて実験的にベルの不等式の破れが観測された<sup>3)</sup> 事で、量子エンタングルメントの存在が実証された。このように、基礎的な興味から始まった量子エンタングルメントであるが、近年では量子暗号通信<sup>5)</sup>・量子リピータ<sup>6,7)</sup>や量子コンピュータ<sup>8)</sup>等の応用例が次々と発見され、様々な量子系で多粒子の量子エンタングルメントを生成する努力がなされている。<sup>9,10,13)</sup> これまで研究されてきた量子系の中で、最も多数粒子間での量子エンタングルメントの生成に成功しているのはイオントラップに捕獲されたイオンを用いたものである。<sup>13)</sup>

## 2. 様々な量子エンタングルメント

2準位系が $n$ 個集まった系における多粒子の量子エンタングルメントは様々な種類のものに分類される。<sup>17)</sup> 代表的なものとしてGreenberger-Horne-Zeilinger (GHZ) 状態、とDicke状態(W状態)について紹介する。まずGHZ状態は

$$|\text{GHZ}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( |\uparrow\cdots\uparrow\rangle + |\downarrow\cdots\downarrow\rangle \right) \quad (1)$$

と書かれ、粒子数が増えた場合には磁化というマクロな量に関する量子エンタングルメントになる。

Dicke状態は

$$|D_n^m\rangle = \frac{1}{\sqrt{n C_m}} \sum_k \hat{P}_k |\underbrace{\uparrow\cdots\uparrow}_m \underbrace{\downarrow\cdots\downarrow}_{n-m}\rangle \quad (2)$$

と表され、全粒子( $n$ 個)の内どれか $m$ 個が下向きスピン状態、残りが上向きスピン状態であるような状態である。ここで、 $\hat{P}_k$ は粒子の入れ替え演算子である。これは多粒子系の全角運動量 $\hat{J}$ の同時固有状態

$$\hat{J}^2 |D_n^m\rangle = \hbar^2 \frac{n}{2} \left( \frac{n}{2} + 1 \right) |D_n^m\rangle \quad (3)$$

$$\hat{J}_z |D_n^m\rangle = \hbar \left( \frac{n}{2} - m \right) |D_n^m\rangle \quad (4)$$

となる。特に $m=1$ の状態をW状態と呼ぶ。 $n=3$ の場合に具体的に状態を書き下すと

$$|W_3\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} (|\uparrow\downarrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\downarrow\uparrow\rangle) \quad (5)$$

となる。これは1つの2準位系と多数の2準系との量子インターフェイスに現れる状態である。<sup>18)</sup> また、半数のスピンが下向きの状態である半数励起のDicke状態 $|D_n^{n/2}\rangle$ はスピンスクイズド状態<sup>19)</sup>としての性質を持っている事が知られている。 $n=4$ について具体的な表式は、

$$|D_4^2\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} (|\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow\rangle + |\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\downarrow\uparrow\uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow\downarrow\uparrow\rangle + |\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\rangle + |\downarrow\uparrow\uparrow\downarrow\rangle) \quad (6)$$

となる。この状態を用いる事で、測定精度に関して量子標準限界を超える精度での測定が達成できる。<sup>4,20)</sup> また、この状態は共鳴外場に対して固有値0のエネルギー固有状態になっており、その性質を利用した状態の保護が実現されている。<sup>21)</sup>

## 3. イオントラップでの量子エンタングルメント生成

最初に、図1にイオントラップと配列したイオンを示す。図では12個のカルシウムイオンが並んでおり、12キュービットを用いた実験ができる。数eV以上の深いポテンシャルにより、一度捕まえたイオンは何度も実験に使用する事ができ、キュービット数も自在に選ぶことができる。

このように配列したイオンを用いたトラップイオン系では、大きく分けて二つの方法で量子エンタングルメントが作られている。第一の方法は、イオン間のクーロン相互作用を使った2キュービット( $n$ キュービット)ゲートを利用するものである。<sup>22)</sup> この場合はゲート処理に伴うエラーを除けば、確率1で量子エンタングルメントを生成する事が可能となる。しかし、特に2キュービットゲートを用いる場合は、多数の量子エンタングルメントを作るために多くのゲートが必要になるという問題点がある。第二の方法では、共振器QED<sup>23)</sup>やイオンの自然放出を利用し、放出された光子の観測や光子の量子統計性をうまく使う事でイオン間での量子エンタングルメントを生成する。<sup>24,25)</sup> この手法は、光子の測定による事後選択的な生成であるため、その成功確率が低い事が問題として挙げられるが、一方でW状態等のある種の大規模な量子エンタングルメントは比較的簡単に生成できるとされている。<sup>25)</sup>

トラップイオン系では、1998年に初めて量子エンタングルメントが生成され、<sup>11)</sup> 2005年には多数のパルス列を用いた8キュービットのW状態が生成された。<sup>26)</sup> また最近には、量子エンタングルメントを用いた小規模な量子計算も実証されている。<sup>27)</sup> 第二の手法については近年研究が盛んにされ、2キュービットの量子エンタングルメントの生成<sup>24)</sup>やそれを用いた量子テレポーテーションの実現<sup>28)</sup>がなされている。現在までに最も多数のキュービットで量子エンタングルメントが生成されているのは、第一の手法

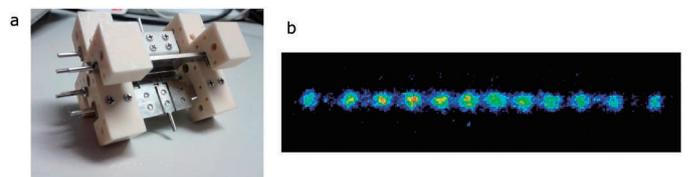


図1 a: イオントラップ写真. b: トラップされたCa<sup>+</sup>配列.

による14キュービットまでのGHZ状態である。<sup>13)</sup> この生成には1999年にK. MølmerとA. Sørensenによって提案された幾何学的位相を利用したゲート(MSゲート)<sup>29)</sup>が用いられている。このゲートは、一度に全粒子数に対し同時にゲート処理を行う事ができるという利点がある。

一方、そのように多粒子エンタングルメントを一度の操作で生成するゲートはこれまでこのMSゲートのみが実現されており、GHZ状態以外の多粒子量子エンタングルメントについては多数のゲートを組み合わせて作る方法に限られてきた。<sup>26)</sup> また、多粒子のエンタングルメントの生成には、このような方法論以外に本質的な問題がある。それは量子エンタングルメントのノイズへの弱さである。

#### 4. 多粒子エンタングルメント生成の課題

多粒子量子エンタングルメントは、多数の量子系が互いに持つ相関である。この相関のために、一般に個々の量子系の持つノイズから大きな影響を受ける場合がある。<sup>13)</sup> ここでは、GHZ状態を例にとって計算を試みる。

単一スピンの横向きに用意されたとする

$$|+\rangle = (|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle) / \sqrt{2}. \quad (7)$$

このスピンに制御されていない磁場 $\delta B$ が時間 $T$ だけかかったとする。その場合、重ね合わせ状態間の相対位相が $g\mu_B\delta BT/\hbar$ だけ変化する。ここで $g$ はランデの $g$ 因子、 $\mu_B$ はボーア磁子、 $\hbar$ はプランク定数である。この位相の変化により、状態がもはや元の状態とは異なってしまう。このような磁場揺らぎがトラップイオン系における主要なノイズ要因の一つである。

これに対して、 $N$ 体のGHZ状態の場合には、

$$|\text{GHZ}\rangle = (|\uparrow\cdots\uparrow\rangle + e^{iN g\mu_B\delta BT/\hbar} |\downarrow\cdots\downarrow\rangle) / \sqrt{2}. \quad (8)$$

のようにノイズが $N$ 倍されて位相に乗る。ここで、ノイズが全てのキュービットに等しく作用するとした。二つの量子状態の似ている度合いを表す忠実度 $F$ を

$$F = |\langle\psi_2|\psi_1\rangle|^2 \quad (9)$$

と定義すれば、このノイズによる忠実度の低下は $N^2$ に比例する事が分かる。同じ事は半数励起のDicke状態についても示す事ができる。このようにして粒子数が多くなった場合には、ノイズによって状態が壊れてしまい、状態を生成する事ができなくなってしまう。

#### 5. 断熱的手法

前節で述べた多粒子のエンタングル状態生成における困難を克服するため、断熱的手法によるエンタングル状態生成を考える。系をエネルギー固有状態に用意し、準静的なパラメータの変化で目的の状態を作り出す手法を断熱的手法と呼び、ノイズに対して頑強性を持った量子状態生成法として古くから研究されてきた。<sup>30,31)</sup> この手法は、系が

他の状態に移ることなく、エネルギー固有状態がゆっくりと変化するため、常にエネルギー固有状態にある。したがって、縮退のない場合には、異なる量子状態の間には有限のエネルギーギャップがあり、ゆっくりとしたノイズを無視して状態生成が可能になる。<sup>33)</sup> このような性質は量子断熱性と呼ばれ、

$$\hbar_0/\hbar\omega^2 \ll 1 \quad (10)$$

の場合に満たされる。ここで $\hbar\omega$ は系のエネルギーギャップ、 $\hbar_0$ がノイズによる系のエネルギー変化速度である。

この手法では、これまで主に高速断熱通過法(RAP)<sup>30,32)</sup>と誘導ラマン断熱通過法(STIRAP)<sup>31)</sup>と呼ばれる二つの手法が用いられてきた。以下では、STIRAPを多粒子系に適用する事で量子エンタングルメントを生成するような断熱手法について説明する。<sup>14)</sup>

#### 6. 多準位誘導ラマン断熱法

イオンはトラップ中でクーロン相互作用によりひとつなぎの鎖のような振る舞いをする。ここでイオンは、イオントラップ中で光の波長に比べ十分に小さな領域に閉じ込められるため、ラムディッケ領域と呼ばれる状態になり、サイドバンド冷却を利用した振動基底状態の準備が可能になる。特に全イオンの重心運動モードはその対称性の良さから使いやすいモードである。<sup>12)</sup>

ラムディッケ領域において、重心運動モードのレッドサイドバンド・ブルーサイドバンド遷移から等しく離調を取った2本の光をイオン全体に照射するとすると、重心運動するイオンと光の相互作用を表すハミルトニアンは

$$\hat{H} = \frac{\hbar\eta\Omega_r}{2} (\hat{a}\hat{J}_+ e^{-i\delta t} + \hat{a}^\dagger\hat{J}_- e^{i\delta t}) + \frac{\hbar\eta\Omega_b}{2} (\hat{a}^\dagger\hat{J}_+ e^{i\delta t} + \hat{a}\hat{J}_- e^{-i\delta t}) \quad (11)$$

となる。ここで、スピンの昇降演算子 $\hat{\sigma}_{+(-)}$ の和 $\hat{J}_{+(-)} = \sum \hat{\sigma}_{+(-)}$ は全スピンの昇降演算子、 $\hat{a}$ は重心振動モードの消滅演算子である。 $\delta$ はサイドバンド遷移からの離調、 $\Omega_{r(b)}$ はラビ振動数(光とイオンの相互作用の強さを表す量)を表している。また、光の波数 $k$ とイオンの振動基底状態の波動関数の広がり $\Delta x_0$ を用いて $\eta \equiv k\Delta x_0$ と定義される量はラムディッケパラメータと呼ばれ、光のイオンへの反跳の大きさを表している。この量は光子の運動量 $\hbar k$ と、基底状態にあるイオンの運動量の不確定さの比と考える事もできる。

図2aはこの相互作用を図示したものである。等しく離調を取ったブルーサイドバンド遷移とレッドサイドバンド遷移は一組になり、2光子の遷移でスピン状態が2つ異なる状態の間を結んでゆく。図2aを見ると、このような2光子遷移は、図2aで実線と点線を結ぶような「横の2光子遷移」と、実線同士を結ぶような「縦の2光子遷移」の2種類の遷移がある。離調 $\delta$ がラビ振動数 $\eta\Omega_{r(b)}$ に対して大きい場合、図の横向きの2光子遷移は離調によって抑圧され、

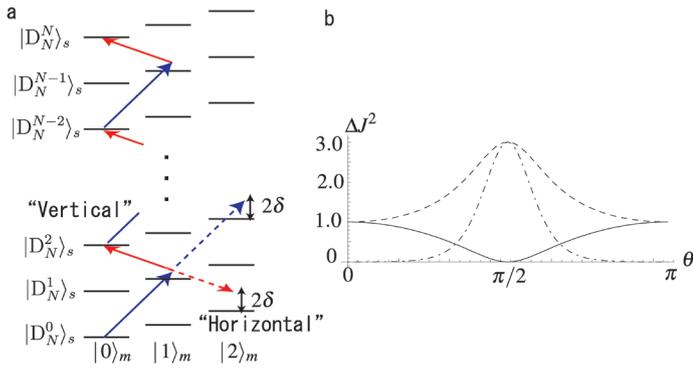


図2 a: トラップイオンの $N$ スピン系エネルギー単位図。縦はスピン状態、横は振動状態を表している。二つの矢印がそれぞれブルーサイドバンドとレッドサイドバンド遷移である。b: 暗状態の変化。実線が $x$ 方向、破線は $y$ 方向、鎖線は $z$ 方向のスピンノイズをそれぞれ表している。

縦の2光子遷移が支配的であるとする事ができる。

さてここで、通常のSTIRAPでは1つの $\lambda$ 型2光子遷移を利用して量子状態を生成する。<sup>31)</sup>そこで複数の2光子遷移が繋がった系である図2aは、STIRAPを多準位へと拡張した手法<sup>34)</sup>に用いる事ができる。

では実際にこの系のエネルギー固有状態、特に固有値0を持つ暗状態を計算する。ハミルトニアンは、回転系に乗る時間依存性を消す事で、行列表示で

$$H = \hbar \eta \begin{pmatrix} 0 & R_0 \Omega_b & 0 & 0 & \cdots \\ R_0 \Omega_b^* & \delta & R_1 \Omega_r & 0 & \cdots \\ 0 & R_1 \Omega_r^* & 0 & R_2 \Omega_b & \cdots \\ 0 & 0 & R_2 \Omega_b^* & \delta & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \quad (12)$$

となる。ここで、

$$R_m \equiv {}_s \langle D_N^{m+1} | \hat{J}_+ | D_N^m \rangle_s = (N-m) \sqrt{\frac{{}_N C_m}{{}_N C_{m+1}}} \quad (13)$$

はDickeの協調効果による項である。行列表現の基底は、

$$\{|D_N^0\rangle_s |0\rangle_m, |D_N^1\rangle_s |1\rangle_m, |D_N^2\rangle_s |0\rangle_m, \dots\} \quad (14)$$

である。 $|\cdot\rangle_s$ はスピン状態、 $|\cdot\rangle_m$ は振動量子のフォック状態を表す。

このハミルトニアンの暗状態は解析的に計算する事ができる。暗状態は、

$$|\psi_d(\Omega_r, \Omega_b)\rangle = A \sum_{i=0}^{N/2} C_i \Omega_b^i \Omega_r^{N/2-i} |D_N^{2i}\rangle_s |0\rangle_m, \quad (15)$$

$$C_0 = 1, \quad C_i = (-1)^i \prod_{j=1}^i \frac{R_{2j-2}}{R_{2j-1}} \quad \left( i = 1 \dots \frac{N}{2} \right) \quad (16)$$

となる。ここで、 $A$ は規格化定数である。

量子状態をこの暗状態に保持し、パラメータ $(\Omega_r, \Omega_b)$ を変更する事で状態を変化させる事ができる。いくつかの場合に状態の具体的な表式を計算してみると、

$$|\psi_d(\Omega_r, 0)\rangle = |\downarrow \dots \downarrow\rangle_s |0\rangle_m, \quad (17)$$

$$|\psi_d(\Omega, \Omega)\rangle = e^{i\hat{J}_y \pi/2} |D_N^{N/2}\rangle_s |0\rangle_m, \quad (18)$$

$$|\psi_d(0, \Omega_b)\rangle = |\uparrow \dots \uparrow\rangle_s |0\rangle_m, \quad (19)$$

となる。ここで $\hat{J}_y = \sum \hat{j}_y$ は全スピンの $y$ 成分である。つまり重心運動を振動基底状態まで冷やし、全スピンをダウンに初期化すれば、断熱過程を通して式(16)のように半数励起のDicke状態 $|D_N^{N/2}\rangle$ を生成できる。即ち、レッドサイドバンドレーザーの強度を徐々に下げながら、ブルーサイドバンドレーザーの強度を上げていき、両者を等しくしたとき基底状態は半数励起のDicke状態へと変化する。

最初に半数励起Dicke状態がスピンスクイズド状態に対応する事に触れた。そこで、本生成過程をスピンの量子ノイズに着目して考察してみる。図2bは二つの光の強度を $\Omega_b = 1 - \cos \theta$ 、 $\Omega_r = 1 + \cos \theta$ と変化させた時の、暗状態の各方向への量子ノイズを図示したものである。中心で一つの方向の量子ノイズが0にまで圧搾されており、ここでは半数励起のDicke状態が生成されている事が分かる。また、生成過程ではある方向の量子ノイズが圧搾されていき、それと直交する方向の量子ノイズが増幅されている事が分かる。

## 7. 量子エンタングルメントの評価

量子エンタングルメントの評価には、多くの場合、物理量に関する不等式を用いる。<sup>17)</sup>ある物理量の演算子 $\hat{W}$ があったとして、「高々 $N-1$ 体間での量子エンタングルメントを持つ状態」 $|\hat{\rho}_{N-1}\rangle$ に対し、

$$\text{Tr}[\hat{W} \hat{\rho}_{N-1}] \geq 0 \quad (20)$$

という関係が示されたとする。このような場合に、ある状態に関して物理量 $W$ の実験値が負値であれば、それは $N$ 体以上の量子エンタングルメントを保持した状態であると結論する事ができる。一般に、評価する量子エンタングルメントごとに良い指標となる物理量は異なるため、実験系ごとに測定可能な量などを考慮し、適切な物理量を導入する必要がある。

半数励起のDicke状態の場合には、

$$\hat{W} = W_0 \hat{1} - (\hat{J}_x^2 + \hat{J}_y^2) \quad (21)$$

という評価演算子が知られている。<sup>17)</sup>ここで、 $W_0$ は粒子数に依存した定数である。生成された状態に対し、この演算子の期待値が負値となれば、生成された状態が全粒子にわたる量子エンタングルメントを持つ事が示される。

## 8. 実験結果

線形パウルトラップに捕獲された4つのカルシウムイオンを用いて実験を行った。エネルギー単位図を図3aに示す。1次元鎖を形成する4イオンはドップラー冷却によってラムディッケ領域まで冷却される。ドップラー冷却には電気双極子遷移である $S_{1/2} \leftrightarrow P_{1/2}$  (397 nm) 遷移を用いる。キュービットは $S_{1/2}$ 準位と $D_{5/2}$ 準位の磁気副準位をそれぞれ

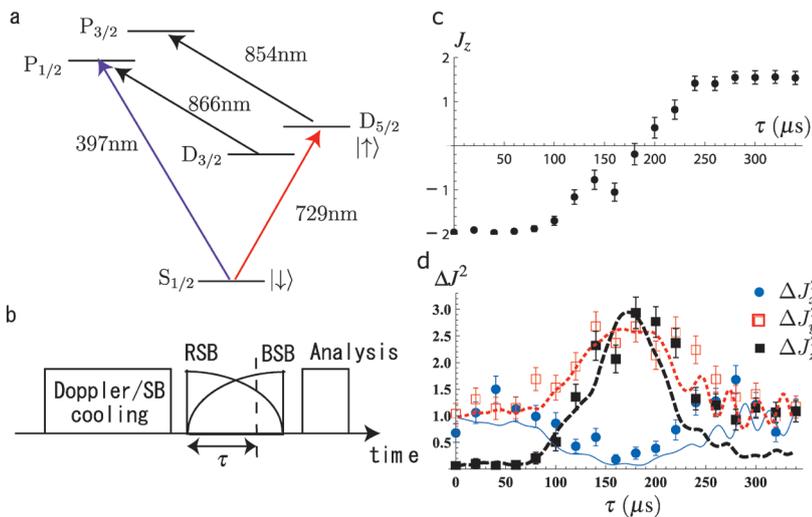


図3 a:  $\text{Ca}^+$ のエネルギー準位と遷移図. b: 実験シーケンス. RSBはレッドサイドバンド遷移, BSBはブルーサイドバンド遷移を表す. c: 断熱過程によるスピン状態の変化. d: 断熱過程中の量子ノイズの変化. 曲線は実験値を用いた数値計算である.

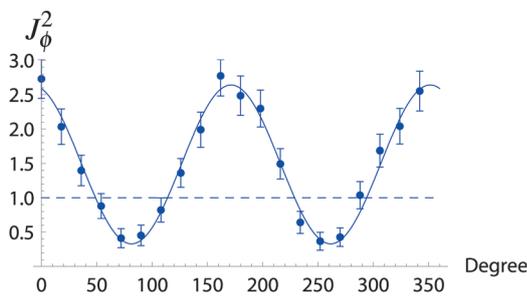


図4  $\tau = 175 \mu\text{s}$ におけるスピンの二乗期待値.

れ一つずつ用いて構成され、それらは電気四重極遷移  $S_{1/2} \leftrightarrow D_{5/2}$  (729 nm) 遷移で励起される. 電気四重極遷移はその自然幅が非常に狭いため、サイドバンド冷却に用いる事ができる. また、397 nmのレーザーを照射し、その蛍光を観測する事でキュービットの射影測定が可能となる(電子シェルビング法).

サイドバンド冷却によって振動基底状態まで冷却されたイオン鎖へ、等強度に729 nmのレーザーをあて各サイドバンド遷移を励起する. これらブルーサイドバンド遷移とレッドサイドバンド遷移の強度の時間波形は図3bの通りである. 各サイドバンド遷移のラビ周波数は最大で  $2\pi \times 14$  kHz, 離調は  $2\pi \times 42$  kHzである. 前節の断熱過程による状態変化により、半数励起 Dicke 状態を生成する. 図3に実験結果を示す. 図3cは断熱過程中的のスピン状態の変化を表しており、全スピンのダウンである  $J_z = -2$  から全スピンのアップである  $J_z = 2$  付近までの状態変化が観測できている. ここで断熱過程に特徴的な状態の滑らかな変化が見取れる事がわかる. 次に、断熱過程中的の量子ノイズを観測した結果が図3dである. X軸方向に量子ノイズが圧搾され、異なる方向のノイズの増強が観測されており、スピンスクイズド状態としての性質(図2b)を観測できた.

最も量子ノイズが圧搾されている  $175 \mu\text{s}$  付近では半数励起 Dicke 状態が生成されていると考えられるため、その時の評価演算子の期待値を測定する. 式(21)において、4キュービットの場合は  $W_0 = 3.5 + \sqrt{3} \sim 5.23$  という値が解析的

に求まる.<sup>17)</sup>

図4が各方向へのスピンの2乗の期待値である. この結果から、評価演算子の実験値として

$$W = \text{Tr}[\hat{\rho}_{\text{exp}} \hat{W}] = -0.23 \pm 0.07 < 0 \quad (22)$$

という値が得られ、エラーの範囲内で十分に負値を観測する事ができ、生成された状態が4体の量子エンタングルメントを有している事を示せた.

## 9. おわりに

本稿では断熱的な手法を用いた量子エンタングルメント生成について述べた. 実験では4キュービットまでの量子エンタングルメントの生成に成功した. この状態は量子標準限界を超えた精密測定が可能な状態であり、応用実験にも期待が持てると思われる. 測定精度を上げるためにはより多体間での量子エンタングルメントが有用である. 本文では、断熱的な手法であるためにノイズに対して頑強性がある事に触れたが、粒子数が増えるにつれ2乗で大きくなるノイズにどこまで実験的に耐えられるかはいまだ未解明である. また、多数のイオンを安定に捕獲し基底状態まで冷却するといった技術的な点においてもキュービット数の拡張は様々な問題点が残っている.

## 参考文献

- 1) A. Einstein, B. Podolsky and N. Rosen: Phys. Rev. **47** (1935) 777.
- 2) J. S. Bell: Physics **1** (1964) 195.
- 3) A. Aspect, J. Dalibard and G. Roger: Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 1804.
- 4) D. J. Wineland, J. J. Bollinger, W. M. Itano and D. J. Heinzen: Phys. Rev. A **50** (1994) 67.
- 5) A. Ekert: Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 661.
- 6) M. Zukowski, A. Zeilinger, M. A. Horne and A. Ekert: Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 4287.
- 7) N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel and H. Zbinden: Rev. Mod. Phys. **74** (2002) 145.
- 8) R. Raussendorf and H. J. Briegel: Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 5188.
- 9) P. Neumann, *et al.*: Science **320** (2008) 1326.
- 10) W. Wieczorek, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 020504.
- 11) Q. A. Turchette, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 3631.

12) D. F. V. James: Appl. Phys. B **66** (1998) 181.  
 13) T. Monz, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 130506.  
 14) A. Noguchi, K. Toyoda and S. Urabe: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 260502.  
 15) J. M. Amini, *et al.*: New J. Phys. **12** (2010) 033031.  
 16) R. C. Sterling, *et al.*: arXiv: 1302.3781 (2013).  
 17) O. Gühne and G. Tóth: Phys. Rep. **474** (2009) 1.  
 18) X. Zhu, *et al.*: Nature **478** (2011) 221.  
 19) M. Kitagawa and M. Ueda: Phys. Rev. A **47** (1993) 5138.  
 20) T. Kim, *et al.*: Phys. Rev. A **57** (1998) 4004.  
 21) A. Noguchi, S. Haze, K. Toyoda and S. Urabe: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 060503.  
 22) J. I. Cirac and P. Zoller: Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 4091.  
 23) C. K. Law and H. J. Kimble: J. Mod. Opt. **44** (1997) 2067.  
 24) D. L. Moehring, *et al.*: Nature **449** (2007) 68.  
 25) B. Casabone, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 100505.  
 26) H. Häffner, *et al.*: Nature **438** (2005) 643.  
 27) B. P. Lanyon, *et al.*: arXiv: 1308.5102 (2013).  
 28) S. Olmschenk, *et al.*: Science **323** (2009) 486.  
 29) K. Mølmer and A. Sørensen: Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1835.  
 30) E. B. Treacy: Phys. Lett. **27A** (1968) 421.  
 31) N. V. Vitanov, T. Halfmann, B. W. Shore and K. Bergmann: Annu. Rev. Phys. Chem. **52** (2001) 763.  
 32) K. Toyoda, *et al.*: Phys. Rev. A **83** (2011) 022315.

33) N. Timoney, *et al.*: Nature **476** (2011) 185.  
 34) B. W. Shore, K. Bergmann, J. Oreg and S. Rosenwaks: Phys. Rev. A **44** (1991) 7442.

(2013年10月18日原稿受付)

### Generation of Quantum Entanglement with Trapped Ions Atsushi Noguchi, Kenji Toyoda and Shinji Urabe

abstract: Quantum entanglement is the correlation between particles at a distant. Since the seminal discussions of Einstein, Podolsky, and Rosen, two-particle quantum entanglement has been used to magnify and confirm the peculiarities of quantum mechanics. Recently, quantum entanglement has been shown to be not only about the fundamental physics but also for some applicable purposes such as a quantum cryptography and a quantum computation. Then the generation of the multi-partite entanglement is investigated in many quantum systems. Here we introduce the history about generation of quantum entanglement with trapped ions. Although there are some difficulties to make multi-partite entanglement, we demonstrate one solution to generate them stably.

## 日本物理学会誌 第69巻 第6号 (2014年6月号) 予定目次

### 巻頭言

男女共同参画活動とは……………森 初果

### 現代物理のキーワード

典型例で学ぶ双対性……………立川裕二

### 交流

植物の特性から見た含放射性セシウム降下物による農作物の

汚染機構……………田野井慶太郎

シリーズ「量子論の広がり—非局所相関と不確定性—」

AdS/CFT 対応とエンタングルメント

……………高柳 匡, 西岡辰磨, 笠 真生

### 最近の研究から

小型加速器から得られる中性子による<sup>99</sup>Mo等医療用RI生産に

向けて……………永井泰樹, 橋本和幸

QED摂動論によるレプトン異常磁気能率の計算

……………青山龍美, 早川雅司, 木下東一郎, 仁尾真紀子

SU(N) ハバードモデルを光格子中の冷却原子で実現する

……………田家慎太郎, 高橋義朗

励起子ポラリトン系のBEC-BCS-LASERクロスオーバー理論

……………山口 真, 小川哲生

### 話題

はじめての閲読—閲読を依頼されたらどうするか?—

……………吉岡大二郎

JPSJの最近の注目論文から 2月の編集委員会より

……………安藤恒也

PTEPの最近の招待・特集論文から 2014年2月号より

……………坂井典佑

### 新著紹介

# 高温 QCD における U(1) カイラルアノマリー

青木 慎也 〈京都大学基礎物理学研究所〉

Guido Cossu 〈高エネルギー加速器研究機構〉

深谷 英則 〈大阪大学大学院理学研究科〉

谷口 裕介 〈筑波大学大学院数理工学研究所〉

アノマリー（量子異常）という現象をご存知だろうか？ 素粒子論におけるアノマリーとは、ラグランジアンが持つ対称性（不変性）が、量子力学的効果で破れる現象である。このように書くといかにも難しそうだが、「（古典論ではありえない）粒子反粒子の対生成が作りだす古典論ではありえない現象」と書けば、そういうこともあるのか、と納得していただけるかと思う。

例えば、古典電磁気学のラグランジアン（あるいは Maxwell 方程式）は、座標、時間を定数倍、電場、磁場をその逆数倍しても理論が不変というスケール不変性を持っている。しかし、量子電磁気学（QED）では、粒子の対生成と対消滅による真空分極が、電荷を遮蔽し、見るスケールによって正味の電荷が変わってしまう。このためスケール不変性は破れるが、この現象をスケールアノマリーという。

さて、本題である量子色力学（QCD）では、カイラル対称性の量子力学的破れ＝カイラルアノマリーという現象が知られている。カイラル対称性の破れと言うと、南部陽一郎博士の発見した自発的対称性の破れが有名だが、それとは異なる。カイラル対称性とは、クォーク場の（運動方向に対して）右巻きスピンの成分と左巻きの成分を別々に位相変換する対称性のことであるが、自発的に破れるカイラル対称性は、アップとダウンのクォークを混合するのに対し、アノマリーを持つカイラル対称性は、両者を混合しない。数学的には、前者は SU(2)、後者は U(1) という異なった群に属する対称性であり、区別される。物理的にも、SU(2) カイラル対称性の自発的破れは真空の性質、つまり低エネルギー領域の物理だが、U(1) カイラルアノマリーは高エネルギー領域に起源を持つ別の物理とされる。

また、前者は質量の軽い南部-Goldstone 粒子の出現を伴うのに対し、アノマリーはそのような軽い粒子を伴わない。

ところで、これらの対称性は高温ではどうなるだろうか？ 自発的に破れていた SU(2) カイラル対称性は、数兆 °C の高温で回復すると信じられている。高温では真空のクォークのゆらぎが高まり、強磁性体が磁化を失うように、SU(2) の特定の方向への破れはなくなるというのはもっともらしい。では、U(1) カイラルアノマリーはどうか？ 直観的には、アノマリーは高エネルギーの物理なのだから、温度にあまり依存せず破れたままと考えるのが自然である。特に前述のとおり、SU(2) カイラル対称性とは別物であるから、その回復温度（相転移温度）とはいかなる関係も期待できない。

しかし、私たちの研究<sup>1,2)</sup>で「U(1) カイラルアノマリーの効果が、SU(2) 対称性の回復と同じ温度で失われる $\cong$  U(1) 対称性も回復する」という上記の直観とは異なる可能性が示された。しかもこの結果は数々の先行研究と真っ向から対立するように見える。

本研究は未だ状況証拠の列挙に過ぎないものの、厳密にカイラル対称性を格子ゲージ理論で扱った最初の研究であり、数値計算と解析計算の両面から新たな知見が得られたこと、先行研究の問題点も指摘できたという点で、意義のあるものと考えられる。また、専門化が進みがちな素粒子論の中で、解析計算、数値計算、実際の現象（実験）の垣根の小さい格子ゲージ理論という分野の魅力も伝えることができれば幸いである。

## —Keywords—

### 格子ゲージ理論：

現実の連続的な時空間を離散的な格子点で近似してゲージ場を解析する方法。フェルミオン場（量子色力学（QCD）ではクォーク場）は、その格子点上で定義され、ゲージ場（同、グルーオン場）は隣り合う格子点を結ぶリンク上に定義される。特に摂動論が機能しない場合のゲージ理論の定式化や解法に用いられる。

### カイラル対称性：

クォーク質量がゼロの極限で QCD が持つ大域的対称性で、クォーク場の演算子に対する  $\psi \rightarrow e^{i\epsilon\gamma_5}\psi$  ( $\epsilon$  は定数) という位相変換によってラグランジアンが不変であることをいう。アップとダウンクォークの混合を伴うものを SU(2) カイラル対称性、混合がないものを本稿の話題である U(1) カイラル対称性と呼ぶ。

### U(1) と SU(2)：

U(1) は 1 次元ユニタリ群で、絶対値が 1 の複素数で表され、その要素は互いに可換である。例えば、量子電磁力学のラグランジアンには U(1) の局所ゲージ対称性がある。また、本記事のカイラル対称性も大域的な U(1) を含む。SU(2) は  $(2^2-1)$  次元の特殊ユニタリ群で、行列式が 1 である 2 行 2 列のユニタリ行列で表される。SU(2) の要素は互いに非可換であり、無限小変換の生成子はパウリのスピン行列となる。

## 1. はじめに

量子色力学 (Quantum Chromo Dynamics = QCD) とは、いわゆる「強い相互作用」の基礎理論で、クォークとグルーオンからなる場の量子論である。ここでは簡単のため、クォークはアップ、ダウンの2つのクォークのみを考え、他の重いクォークの存在は無視する。

QCDは、電磁気学とよく似ている。詳細をご存知ない方は、グルーオンは光子、クォークは電子の親戚と考えていただいてよい。ただし、QCDの(カラー)電荷は赤青緑の3種類存在し、量子「色」力学の名前の由来となっている。また、ゲージ場であるグルーオンが中性ではなく、カラー電荷を持つという点も電磁気学とは異なる。このグルーオン同士の相互作用により、QCDの運動方程式は非線形になる。さらに、その名のとおりに「強い」相互作用のため、QCDを解析的に解くことは難しい。このため、格子ゲージ理論の数値計算による研究がさかんに行われている。

さて、クォーク場のラグランジアンは、質量ゼロの極限で、カイラル対称性という対称性を持つ。カイラル対称性とは、クォークの運動方向に対して右巻きスピンの成分と左巻きスピンの成分を別々に位相変換しても理論が不変であるという対称性である。さらにこれにアップ、ダウンクォークを入れかえる変換に対しても不変であり、数学的には $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_L \times U(1)_R$ の対称性を持っている。 $L, R$ の添字はそれぞれ左巻き、右巻きスピン成分に対する変換を表す。

ところがQCDの真空は、クォーク場が凝縮(カイラル凝縮)を起こし、 $SU(2)_L \times SU(2)_R$ 対称性を破っている。これがカイラル対称性の自発的破れである。なお、左右同時に変換する( $SU(2)_V$ と表す)対称性は残っており、破れのパターンを $SU(2)_L \times SU(2)_R \rightarrow SU(2)_V$ と表す。本稿では簡単のため、この破れを、単に「 $SU(2)$ カイラル対称性の破れ」と表す。また、ここでの「真空」は場の理論の最低エネルギー状態を意味し、したがって $SU(2)$ カイラル対称性の自発的破れは低エネルギーの現象である。

これに対し、 $U(1)_L \times U(1)_R$ 対称性は全く別の機構で破れる。<sup>\*1</sup> 一般に、(連続的な)対称性があると保存カレントが存在することが知られている。しかし、 $U(1)_L \times U(1)_R$ の $L$ と $R$ を逆位相で変換する部分( $U(1)_A$ 対称性と書く。本稿では簡単のため、添字 $A$ は省略する。)に対応するカレントは保存しない。これが $U(1)$ カイラルアノマリーである。<sup>\*2</sup> この現象は、カレントから生成されたクォーク反クォークが対消滅する際に、2つのグルーオンを放出する過程で生じる、純粋に量子力学的な過程である。しかも、理論の高エネルギー領域の正則化に伴って現れるため、カイラルアノマリーは高エネルギーの現象と考えられている。

$U(1)$ カイラルアノマリー<sup>3)</sup>は、Ward-Takahashiの恒等式と呼ばれる数式で、

$$\langle \partial_\mu A^\mu O \rangle = Cg^2 \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \langle F_{\mu\nu}^a F_{\rho\sigma}^a O \rangle, \quad (1)$$

と表せる。ここで、 $\langle \dots \rangle$ は量子力学的な期待値を表し、 $O$ はカイラル不変な任意の(複合)場、左辺の $A^\mu$ が、 $U(1)$ 変換に付随するカレント、右辺の $F_{\mu\nu}$ はグルーオン場の強さ、 $g$ はQCDの結合定数、 $C$ はQCDのダイナミクスには無関係な定数である。ただし、通常、このアノマリーの導出ではクォークの量子効果のみを計算し、グルーオン場は古典的な外場として扱う。古典的に存在する量が量子論で消えるというのは考えにくいいため、保存則の破れを示すには古典的なグルーオン場で十分だからである。

それにも関わらず、本稿では、グルーオンを量子場として扱うとき、アノマリーが消失する可能性、つまり、右辺の量子力学的期待値がゼロになる可能性を議論する。前述のとおり、古典的に存在するものが量子力学的平均をとると消えるというのは、直観的にはありえない状況であるが、高温ではこれが起こりえる。例えば、上の式の $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ は4次元の完全反対称テンソルであるが、温度無限大の極限は3次元の場の理論と等価であることが知られており、少なくともこの極限で右辺は存在できなくなる。私たちはさらに踏み込んで、この $U(1)$ カイラルアノマリーの消失が有限の温度で、しかも $SU(2)$ の回復と同じ温度で起こる可能性を議論する。

## 2. 格子ゲージ理論におけるカイラル対称性

格子ゲージ理論<sup>4)</sup>は、場を格子点上に代表させる場の理論の粗視化の手法である。我々の考えたい連続的な場の理論は、格子間隔( $a$ と表す)の無限小極限で得られる。さらにゲージ場の配位空間を有界に保ち、体積も有限にとれば、全ての物理量が有限量で表されるため、数値計算が可能になる。前述のとおり、QCDは解析的に解くことが難しく、格子ゲージ理論の手法を用いた数値計算による研究がさかんに行われている。

しかし、格子ゲージ理論でカイラル対称性を扱うことは難しい。困難の原因は、まさに、 $U(1)$ カイラルアノマリーの存在にある。連続理論における摂動論では、古典論に存在する対称性が、量子力学の摂動の1次で破れるという記述をするが、摂動の次数など区別せず、全てを量子力学的に定義する格子ゲージ理論では、 $U(1)$ 対称性は、あらかじめ、理論で破っておく必要がある。

下手に $U(1)$ カイラル対称な格子理論を作ってしまうと、ダブラーと呼ばれる非物理的モードが生じることが知られている。この場合、クォークから生ずる $U(1)$ カイラルアノマリーがダブラーによりキャンセルされてしまう。ダブラーを取り除こうとして $U(1)$ 対称性を破った格子理論を作ろうとすると、多くの場合、破れてほしくない $SU(2)_L \times SU(2)_R$ 対称性までも破れてしまう。

<sup>\*1</sup> 歴史的には $U(1)$ 対称性の破れに伴う、パイ中間子のような軽い(擬)南部-Goldstone粒子が存在しない $U(1)$ 問題として知られていた。

<sup>\*2</sup> なお、QEDにも $\pi$ 中間子の2光子崩壊を引き起こす $U(1)$ カイラルアノマリーが存在するが、本稿で扱うのはQCDのアノマリーである。

このジレンマは20年以上も続き、最終的な解決は1998年のNeubergerのオーバーラップクォーク作用の定式化を待たねばならなかった。本稿ではオーバーラップクォークの定式化の詳細<sup>4)</sup>は割愛させていただくが、重要な点は、このクォーク作用を定義するゲージ共変な差分 $D$  (Dirac演算子)が、以下のGinsparg-Wilson関係式を満たすことである。

$$D\gamma_5 + \gamma_5 D = aD\gamma_5 D. \quad (2)$$

ここで、 $\gamma_5$ はカイラリティ演算子で、その固有値 $\pm 1$ が右巻きスピンの左巻きスピン状態を区別する。このとき、オーバーラップクォーク作用 $S_F = \sum_x \bar{q} D q(x)$ は、格子上で再定義された(実定数 $a$ による)カイラル変換

$$q \rightarrow e^{i\alpha\gamma_5(1-aD)} q, \quad \bar{q} \rightarrow \bar{q} e^{i\alpha\gamma_5}, \quad (3)$$

のもとで厳密に不変になる。この「再定義」されたカイラル変換は、連続極限( $a \rightarrow 0$ )をとると、連続理論の通常のカイラル変換と一致する。U(1)カイラルアノマリーは、カイラル変換が共変差分を通してゲージ場に依存することからクォークの汎関数積分の測度が不変でなくなるという形で現れる。積分測度は、SU(2)変換では不変に保たれるので、この作用で定義された格子ゲージ理論は、厳密なSU(2)カイラル対称性を保ち、かつU(1)カイラル対称性を「正しく」破ることができている。

さて、格子ゲージ理論のカイラル対称性の問題の解決に成功したオーバーラップクォーク作用であるが、その計算コストの高さから、数値シミュレーションへの応用はさらに遅れた。ゼロ温度での大規模シミュレーションは、筆者らのJLQCD Collaborationにより2006年(～2012年)に初めて行われた。2011年より本年にかけては、有限温度QCDにも応用された(本稿5章で解説)。

### 3. Dirac演算子の固有値分布とカイラル対称性

本研究で重要な役割を担うのが、Dirac演算子 $D$ の固有値分布である。特に、そのゼロ固有値付近の分布は、SU(2)、U(1)カイラル対称性の両者と密接な関係がある。もし、SU(2)カイラル対称性の有無が、Dirac演算子の固有値分布に強い制限を与えるならば、それはU(1)カイラル対称性と無関係ではいられないはずである。

以下、 $D$ の固有値を $\lambda$ で表し、その分布密度関数を $\rho(\lambda)$ とする。SU(2)カイラル対称性とDirac演算子 $D$ の固有値分布の関係は、Banks-Casher関係式<sup>5)</sup>:

$$\lim_{m \rightarrow 0} \lim_{V \rightarrow \infty} \langle \bar{q} q \rangle = \lim_{m \rightarrow 0} \lim_{V \rightarrow \infty} \pi \langle \rho(0) \rangle, \quad (4)$$

として知られる(極限の順序は交換できないことに注意)。左辺はクォークの凝縮の真空期待値を表すので、この関係式は、ゼロ固有値の堆積の有/無がSU(2)カイラル対称性の破れ/回復と連動していることを示す。

一方、あるゲージ場の配位上でのU(1)カイラルアノマ

リーの積分と $D$ のゼロ固有値は、Atiyah-Singerの指数定理

$$n_+ - n_- = \frac{C}{2} \int d^4x e^{\mu\nu\rho\sigma} F_{\mu\nu}^a F_{\rho\sigma}^a(x), \quad (5)$$

で結びついている。ここで、 $n_{\pm}$ は右巻き/左巻きのゼロ固有状態の数を表し、 $C$ は式(1)と共通の定数である。<sup>\*3</sup>

つまり、高温でSU(2)カイラル対称性が回復すると、Banks-Casher関係式によりゼロ固有値の密度がゼロとなり、Atiyah-Singerの指数定理を通してアノマリーの効果にも制限がかかることが期待できる。実際、クォーク反クォーク場の双一次形式からなる演算子だけに限れば、U(1)対称性を破り、かつ真空期待値を持つ演算子は $\bar{q}q$ のみであり、SU(2)対称性が回復すると、その期待値はゼロになる。

このように、Dirac演算子の固有値分布を考えると、SU(2)、U(1)の両カイラル対称性に関係のあることが、決して不自然ではないということがおわかりいただけると思う。実際、私たちの研究により、高次の演算子についてもSU(2)対称性から $D$ の固有値分布に制限が得られ、さらにそれがU(1)カイラルアノマリーに強い制限を与えるということが発見された。これを次章で解説する。

### 4. 高温におけるU(1)カイラルアノマリーの解析的考察

この章では、私たちの研究<sup>1)</sup>について解説する。この研究で私たちが行ったことをひとことで表せば「Banks-Casher関係式の拡張」である。クォーク場 $q$ からなる高次の演算子の期待値と固有値分布関数 $\rho(\lambda)$ に関する新しい関係式を導出、さらにU(1)対称性との関係を調べた。その結果、SU(2)の回復が $\rho(\lambda)$ に与える制限、さらにその制限がU(1)カイラルアノマリーに与える影響は、思いのほか強力で、「スカラー、擬スカラー演算子の時空間平均からなる任意の多点相関関数は、U(1)カイラル対称性を破る期待値を持つことができない」という結論が得られたのである。

まず、私たちの解析は、スカラー演算子、擬スカラー演算子(の時空間積分):

$$S^a = \int d^4x \bar{q} \tau^a q(x), \quad P^a = \int d^4x \bar{q} \gamma_5 \tau^a q(x), \quad (6)$$

からなる $N$ 点関数について、SU(2)対称性で結びつく関係式(Ward-Takahashi恒等式)を全て書き下すことから始まる。ここで、 $\tau^0$ は単位行列、 $\tau^{a=1,2,3}$ はPauli行列で、それぞれSU(2)の1重項、3重項に対応する。また、私たちの解析は格子理論で行ったため時空は離散的であるが、ここでは、その和を便宜上積分記号で表している。

得られた関係式をクォーク場について積分し、 $D$ の固有ベクトルで展開した形で表現する。すると、上の演算子の組み合わせに限り、 $D$ の固有ベクトルの情報が不要で、固

<sup>\*3</sup> 式(4)は、カイラル固有状態でないゼロ(に限りなく近い)モードに関するものであるのに対し、式(5)の $n_{\pm}$ は厳密なカイラル固有状態の数である。 $\langle \rho(0) \rangle = \langle n_+ + n_- \rangle / V$ とはならないことに注意。

有値分布関数  $\rho(\lambda)$  のみで書き下すことができる。例えば、 $N=1$  のときは、

$$\frac{\langle \delta^\alpha P^\beta \rangle}{V} = 2\delta^{\alpha\beta} \frac{\langle -S^0 \rangle}{V} = 2\delta^{\alpha\beta} \int_0^{2/a} d\lambda \langle \rho(\lambda) \rangle \frac{2m}{\lambda^2 + m^2}, \quad (7)$$

という式が得られる。<sup>\*4</sup>  $\delta^\alpha$  は、SU(2) カイラル変換である。

さらに、 $V \rightarrow \infty$  の極限、 $m \rightarrow 0$  の極限をとり、SU(2) カイラル対称性を保つための固有値分布  $\rho(\lambda)$  に対する条件を洗い出す。式(7)の例では、 $\lim_{m \rightarrow 0} 2m/(\lambda^2 + m^2) = \pi\delta(\lambda)$  となることから、Banks-Casher 関係式が再現され、 $\langle \rho(0) \rangle = 0$  という条件が求まる。私たちの解析では、 $N=1$  から6まで帰納的に条件を求め、その結果、 $\rho(\lambda)$  の1回微分と2回微分に関する制限が得られた。つまり、 $\rho(\lambda)$  は原点付近で  $\langle \rho(\lambda) \rangle \sim c\lambda^\gamma$ 、 $\gamma > 2$  のように振る舞わなければならない。さらに、厳密にカイラルなゼロモードは、あらゆる相関関数に寄与できないということも示された。

最後に、U(1) 対称性に関する Ward-Takahashi 恒等式を  $D$  の固有ベクトルで展開し、SU(2) の回復から得られた制限を適用する。すると、驚くべきことにU(1) カイラル対称性に関する全ての Ward-Takahashi 恒等式が任意の  $N$  で成り立つことが示された。つまり、「式(6)の  $S^\alpha$ ,  $P^\alpha$  からなる任意の  $N$  点相関関数は、無限体積極限でU(1) カイラル対称である」と結論できる。

この研究で扱った相関関数はごく限られたものであり、理論そのものがU(1) 対称だという証明にはならないことに注意いただきたい。また、解析を進めるにあたり、1) SU(2) カイラル対称性が完全に回復していること、2) グルーオンのみからなる全ての物理量がクォーク質量  $m$  の解析的な偶関数であること、3) さらに、その  $m$  の最低次のべきが、正の期待値を持つ物理量の累乗に対して不変であるという3つの仮定を置いた。

## 5. JLQCD による高温 QCD 数値計算

次に、JLQCD Collaboration による高温 QCD の数値シミュレーション<sup>2)</sup> について解説する。この研究は、カイラル対称性を保つ作用を用いた、初めての有限温度 QCD 数値計算である。格子サイズは  $16^3 \times 8$ 、SU(2) カイラル対称性の回復する相転移温度 180 MeV 付近に6点、クォーク質量は 14 MeV から 70 MeV まで最大3点とられた。数値計算は、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) のスーパーコンピュータ Hitachi SR11000, SR16000 および IBM BlueGene/L を用いて行われた。

図1に、数値計算による Dirac 演算子の固有値密度分布の結果を示す。相転移温度より低い 170 MeV 付近では、固有値が原点付近に堆積しているのがわかる。摂動論ではこの立ち上がりは3次関数であることが知られており、この堆積は非摂動的な効果である。一方、SU(2) カイラル対称性が回復した 210 MeV 付近では、クォーク質量を小さくし

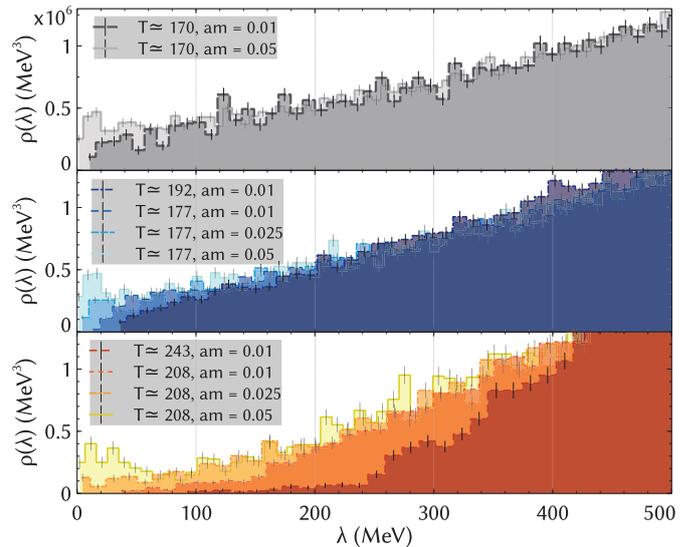


図1  $D$  の固有値分布。温度  $T$  を上げて、クォーク質量を減らすと  $\sim 50$  MeV 付近まで固有値密度がゼロになる。 $\gamma > 2$  の条件に当てはまり、U(1) カイラル対称性回復の状況証拠の一つである。(目次参照。)

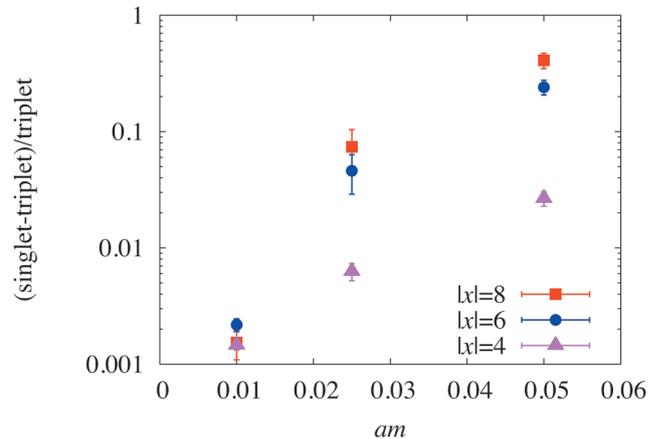


図2  $T \sim 210$  MeV 付近の SU(2) 3重項と1重項の擬スカラー2点相関関数の(異なる2点間の距離  $|x/a|=4, 6, 8$  における)差。クォーク質量のゼロ極限でゼロに近づく様子がわかる。

ていくと、50 MeV 付近まで固有値密度がゼロになるギャップが開く。前章の  $\langle \rho(\lambda) \rangle \sim c\lambda^\gamma$ 、 $\gamma > 2$  の条件に当てはまり、SU(2)、U(1) の両者の回復の状況証拠となっている。

なお、相転移温度付近はどちらも判別しがたく、また、170 MeV 付近でも小さな固有値のギャップがあるように見えるが、これらは有限体積による効果が大きいと考えている。相転移の温度、次数等も含め、より明確な答えを引き出すには、体積をさらに大きくして、無限体積極限を見積もらねばならない。これは今後の課題である。

U(1) 対称性の有無をより直接的に見ることができるのが、2点相関関数である。ここでは、前章のような時空間積分をせず、異なる2点においたスカラー、擬スカラー演算子の相関関数を計算した。ただし、クォークが2点を結んでいない(いわゆる disconnected diagram の)寄与は、下から100個の  $D$  の固有関数で近似した。<sup>\*5</sup> SU(2) 対称性だけ

<sup>\*4</sup> ここでは格子上のカイラル対称性の再定義に伴う  $O(a^2)$  の寄与、厳密にカイラルなゼロモードの寄与を無視している。詳細は文献1を参照。

<sup>\*5</sup> 長距離相関は、これらの低エネルギーモードの寄与で十分に飽和していることを確認している。

でなく  $U(1)$  対称性も回復すれば、スカラー/擬スカラーの1重項/3重項、全てのチャンネルの相関関数が等しくなる。

図2は、擬スカラーの1重項と3重項の(3重項で規格化された)差をプロットしたものである。この差がクォーク質量ゼロ極限でゼロになれば、(少なくともこの相関関数は)  $U(1)$  対称であることを示す。クォーク質量とともに指数関数よりも速く減衰しゼロに近づく様子が読み取れる。

このように、数値計算でも、 $SU(2)$  の回復温度以上の温度で  $U(1)$  対称性の回復を示唆する結果が得られた。

## 6. まとめおよび今後の課題

私たちは、高温QCDにおける  $U(1)$  カイラルアノマリーの効果が  $SU(2)$  カイラル対称性の回復と同時に消失する可能性について、解析的手法、数値シミュレーションの両面から研究を進めた。その結果、どちらにおいても、 $SU(2)$  カイラル対称性が回復した相では  $U(1)$  対称性も回復しているという状況証拠が得られた。

本研究<sup>1)</sup> とほぼ同じ結論は、1996年にCohen<sup>6)</sup> によって得られている。しかし、紫外発散の処理があいまいであったこと、カイラル固有状態のゼロモードを無視して行われたことの2点で問題があった。我々は、格子上的カイラルな作用で、カイラル固有状態のゼロモードを厳密に分離し、紫外発散を正しく正則化し、2つの問題点を同時に解決した。そして、Cohenが無視した  $U(1)$  対称性を破るゼロモードの寄与が、一見ゼロでないものの、<sup>7)</sup> 実は無限体積極限で消えるということを発見した。

数値計算の先行研究<sup>8)</sup> との違いも強調しておきたい。先行研究では、 $U(1)$  カイラルアノマリーの消失に関しては否定的な結果がほとんどである。しかし、これらの研究はカイラル対称性を破る格子作用を用いて行われており、カイラル相転移温度を超えても、格子間隔による誤差として  $SU(2)$  対称性は破れている。たとえ、 $U(1)$  対称性の破れが見えていたとしても、それは  $SU(2)$  の破れと同様、格子間隔誤差の可能性もある。

一方、私たちの研究にも不満足な点が多々ある。シミュレーションは小さい体積、さらにオーバーラップクォークを扱うアルゴリズムの都合上、ゲージ場のトポロジカル電荷(式(5)の右辺に相当)がゼロの配位でしかできていない。また、厳密にカイラルなゼロモードの寄与を測るのに不可欠なトポロジカル感受率も計算できていない。カイラルなゼロモードの寄与は無限体積極限では効かないと期待できるものの、有限体積効果で不当に  $U(1)$  カイラルアノマリーが抑えられている可能性は否定できない。さらに4章で得られた結果も、理論が完全に  $U(1)$  対称でなくとも、その部分群  $Z_8$  について対称な場合(あるいは対称性がより

低い場合さえも、パラメータの微調整により)、成り立つ可能性があることもわかった。<sup>\*6)</sup>

また、高温QCDはコンフォーマル対称性(=スケール不変性)を持つという主張に基づき、我々が仮定したクォーク質量に関する解析性への疑問が提示された。<sup>10)</sup> しかし、コンフォーマル対称性は「温度」という明確なスケールの存在と矛盾する。実際、時間方向が有限で、空間方向にはクォーク・グルーオンプラズマによる遮蔽質量という2重の赤外切断が存在する高温QCDでは、相転移点直上を除いて、解析性は損なわれまいと考えている。

今後、これらの不十分な点、疑問点を解消すべく、研究を進めていきたい。JLQCD Collaborationでは、より大規模で異なるトポロジカルセクタの寄与も取り入れた数値計算を準備中である。また、解析的な研究では、 $U(1)$  対称性の回復と相転移の次数の関係について精査を進めている。今後の進展にご期待いただきたい。

最後にJLQCD Collaborationのメンバーに感謝し、結びとさせていただきます。

## 参考文献

- 1) S. Aoki, H. Fukaya and Y. Taniguchi: Phys. Rev. D **86** (2012) 114512.
- 2) G. Cossu, *et al.* [JLQCD Collaboration]: Phys. Rev. D **87** (2013) 114514 [arXiv: 1304.6145 [hep-lat]].
- 3) ゲージ理論、特にカイラルアノマリーについては、藤川和男:『ゲージ場の理論(現代物理学叢書)』(岩波書店)が詳しい。
- 4) 格子ゲージ理論の詳細は、青木慎也:『格子上の場の理論(シュプリンガー現代理論物理学シリーズ)』(丸善出版)を参照されたい。
- 5) T. Banks and A. Casher: Nucl. Phys. B **169** (1980) 103.
- 6) T. D. Cohen: Phys. Rev. D **54** (1996) 1867.
- 7) S. H. Lee and T. Hatsuda: Phys. Rev. D **54** (1996) 1871.
- 8) 他のグループの最近の結果は、H. Ohno, *et al.*: PoS LATTICE **2012** (2012) 095; A. Bazavov, *et al.* [HotQCD Collaboration]: Phys. Rev. D **86** (2012) 094503; M. I. Buchoff, *et al.*: arXiv: 1309.4149 [hep-lat] など。なお、これらの計算には私たちが無視したストレンジクォークも含まれている。
- 9) S. Aoki, H. Fukaya and Y. Taniguchi: arXiv: 1312.1417 [hep-lat].
- 10) K.-I. Ishikawa, *et al.*: arXiv: 1304.4345 [hep-lat].

(2013年11月5日原稿受付)

## Axial $U(1)$ Anomaly at High Temperature

Sinya Aoki, Guido Cossu, Hidenori Fukaya and Yusuke Taniguchi

abstract: QCD breaks its chiral symmetry in two different ways. The  $SU(2)$  part is spontaneously broken, while the  $U(1)$  part is broken by anomaly, and no connection is expected between the two. We, however, find that the  $SU(2)$  restoration gives strong constraints on the eigenvalue distribution of the Dirac operator (on a lattice), which makes the anomalous  $U(1)$  breaking invisible in susceptibilities of scalar and pseudo scalar mesons. We show evidences both in numerical and analytical ways.

\*6 低エネルギー有効理論の解析で示された。詳細は文献9参照。

## 重力波を聞き、電磁波を見る—電磁波対応天体

久徳浩太郎 〈ウイスコンシン大学ミルウォーキー校〉

仏坂健太 〈京都大学理学研究科〉

重力波による全く新しい天文学—重力波天文学—の幕開けが手の届くところに迫っている。一般相対論で予言される時空の計量の波である重力波は、ブラックホールや中性子星のような強重力天体が激しく運動するときに効率良く放射される。そのためこれら強重力天体、通称コンパクト天体が対をなした連星が重力波を放射しながら合体する「コンパクト連星合体」は、最も有望な重力波源である。重力波の直接観測は間違いなく物理学の一つの金字塔となり、さらに強重力場の観測による一般相対論の検証や原子核以上の密度を持つ中性子星内部の観測など、重力波天文学によって初めて可能になる様々な展開が期待される。

その幕を開く鍵になるのが重力波源からの電磁波放射、すなわち重力波源の電磁波対応天体の観測である。重力波の検出は質的に新たな挑戦であり、初検出を確実にするには他の状況証拠の存在が望まれる。その時点で電磁波は、古来の肉眼による夜空の可視光観測から、現在では電波からガンマ線まで、幅広く宇宙の観測に用いられてきた信頼のおける手段である。そのため、連星が合体するときに特徴的な電磁波が放射され、それを観測できれば、連星が合体しているという確かな証拠を得て、重力波の検出をより確実にできる。

では、連星が合体するとき本当に、またされるとしてどのような電磁波が放射されるのだろうか？ 電磁波対応天体は近年大きな注目を集めており、理論研究が急速に進展している。一つの確実に近い知見は、連星の合体に伴って中性子星から物質が放出されると、様々な機構での電磁波放射が期待できるということである。そのため、連星合体に伴って起こる質量放出の様子を調べることは、電磁波対応天体の定量的な理論予言のために不可欠である。

我々は数値相対論シミュレーションを用いて、中性子星を含むコンパクト連星の合体では、太陽質量の0.1-10%程度の物質が光速の10-30%で放出される可能性が高いことを、一般相対論での定量的な計算として初めて示した。電磁波対応天体の理論モデルによれば、これだけの物質が放出されれば、それに付随して十分に観測可能な明るい放射が期待できる。たとえば、放出された物質の中でr過程元素合成と呼ばれる過程により非常に重い中性子過剰核が合成され、放射性崩壊して温度が上がるために増光が起こる「巨新星」や、放出された物質が宇宙に存在する希薄な物質と衝突して、シンクロトロン放射を起こす「コンパクト連星合体残骸」などが電磁波対応天体の有望な候補となる。

我々の質量放出の研究とほぼ同時期、2013年の6月に、巨新星と見られる増光現象が初めて観測された。我々は質量放出の結果に放射輸送のシミュレーションを組み合わせ、観測された現象が巨新星の理論予言と整合することを明らかにした。この一例の観測は決定打ではないが、重力波源の電磁波対応天体として、巨新星を始めとする理論的な予言が現実のものとなる蓋然性が高まったといえる。同時に、理論予言に過ぎなかった電磁波対応天体の探査に多大な観測能力が投入されたことは、この分野が注目を集めていることの証左となろう。

## —Keywords—

**中性子星：**

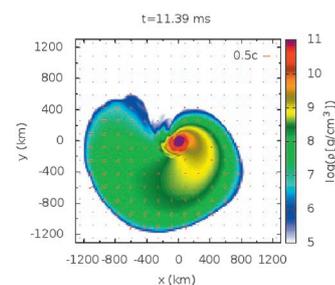
中性子の縮退圧及び核力によって支えられた天体。典型的に1.4太陽質量、半径は10 km 超であり平均密度は原子核の飽和密度を超える。太陽質量のおおよそ8倍から30倍程度（諸説あり）の主系列星が核融合の原料を使い果たし、超新星爆発を起こした結果形成されると考えられている。

**重力波：**

いわゆる時空の歪みの波で、背景計量の上を光速で伝わる摂動成分。大質量が速く動くときに激しく放射される。透過性が高いので、電磁波では見えない天体深部などを探るための手段として期待されているが、同時に検出も困難である。

**数値相対論：**

一般相対論での重力場の方程式であるアインシュタイン方程式を、計算機上で近似したに解く手法。アインシュタイン方程式に内在する拘束条件の破れによる計算の破綻を防ぐこと、安定な計算を可能にする座標条件を選ぶこと、特異点であるブラックホールを安定に追うことなどの困難があったが、今世紀に入ってほぼ全ての問題が解決されたと言ってよいだろう。



ブラックホール・中性子星連星からの質量放出の赤道面での様子。

## 1. はじめに

重力波の直接検出は、一般相対論の検証に残された最大の課題である。重力波放射の存在は、連星パルサー PSR B1913+16 の軌道減衰の観測により証明されていると言えよう。<sup>1)</sup> しかしこれは重力波の伝播については何らの保証を与えない。一般相対論のより確実な検証には、重力波の伝播の直接検出が不可欠である。日本の KAGRA やアメリカの Advanced LIGO、ヨーロッパの Advanced Virgo といった第二世代の重力波検出器は 2010 年代後半の稼働が予定されており、重力波を実際に検出すると期待されている。

連星中性子星やブラックホール・中性子星連星など、コンパクト天体同士の連星が合体直前に放射する重力波は、初検出の最有力候補である。<sup>\*1</sup> PSR B1913+16 で見えているように、連星は重力波を放射してエネルギーや角運動量を失い、合体に至る。重力波の振動数や振幅は合体に向けて上昇し、地上重力波検出器で合体直前の十分程度を観測できる。連星中性子星なら 200 Mpc (約七億光年) 程度までが観測可能になると予測されており、不定性は大きいがこの範囲内で年間に数十回の合体が起こると推定されている。<sup>2)</sup>

重力波の高い透過性は、電磁波でもニュートリノでも見えない天体深部を探る「重力波天文学」を可能にする。コンパクト天体の作る強重力場、特に激しく変動する時空を調べ、強重力場で一般相対論を検証するには重力波が唯一の手段である。さらに連星からの重力波の位相や振幅には、それぞれの星の質量や角運動量、中性子星の状態方程式など多彩な情報が刻み込まれている。中性子星内部の超高密度、中性子過剰、さらに場合によっては強磁場の環境を探るには、重力波が最も直接的な手段である。重力場だけにとどまらず、中性子星内部で実現されるような極限物理を探る手段として、重力波天文学への期待は高い。

連星合体に伴う電磁波 = 電磁波対応天体 (electromagnetic counterpart) を同時に検出できれば、重力波検出の信頼性が飛躍的に高まる。さらに重力波と相補的な情報から、波源のより詳細な姿に迫ることも可能になる。重力波源の方向はその重要な一例である。電磁波観測機器は自身が目を向けている限られた立体角にしか感度がないのに対し、しばしば耳に喩えられる重力波検出器は全天に対してほぼ同程度の感度を持つという利点がある。しかし同時に、地上重力波検出器は信号の到来方向を決めることが苦手という欠点を持つ。その精度は立体角で数十平方度程度にしかならないことも多く、母銀河のような天文学的に重要な情報を得ることは難しい。そのため、位置を正確に決められる電磁波対応天体の検出には大きな意味がある。また、位置決定の誤差は光度距離の推定にも伝播するため、赤方偏移と合わせて宇宙論的距離指標に用いるなどの応用にも、電

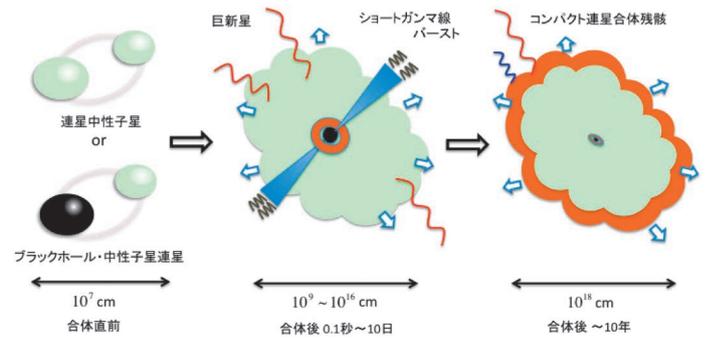


図1 コンパクト連星合体とそれに伴う電磁波対応天体との模式図。合体に伴い、2章で解説するように中性子星から放出された物質が広がり、様々な放射を起こす(波線)。巨新星については3.1節で、コンパクト連星合体残骸については3.2節で詳しく解説する。中心天体からのショートガンマ線バーストについては本稿では割愛する。

磁波対応天体の果たす役割は大きい。赤方偏移の観測も重力波単独では容易でなく、電磁波による母銀河同定及びその赤方偏移観測が有望な手段であることも見逃せない。

ショートガンマ線バースト (Short Gamma-Ray Burst: SGRB) は代表的だが特殊な電磁波対応天体である。これは二秒以内にガンマ線を爆発的に放射する宇宙最大の爆発の一種で、コンパクト連星の合体が有望な起源である。重力波との同時検出によりこの連星合体説を確かめることは、重力波天文学の担う役割の一つでもある。この現象は非常に明るく、連星合体への付随を仮定すれば有望な電磁波対応天体に思える。しかし、SGRBは狭い角度に絞られた、超相対論的速度のジェットだという示唆がある。<sup>3)</sup> ジェットの開き角が十度程度であれば、全ての連星合体でSGRBが駆動されても、相対論的ビーミングによって我々に見えるのはせいぜい数%となる。ほぼ全方向に放射される重力波に付随して観測できる割合は少なく、電磁波対応天体としての期待も薄れる。

重力波に付随する頻度に鑑み、連星合体に伴って質量が放出され、等方的に光る可能性に注目が集まっている。<sup>4,5)</sup> 次章で述べるように、連星合体では潮汐トルクや衝撃波などの機構で<sup>\*2</sup>質量が放出される。重要なこととして、この物質は光速の10-30%と超相対論的ではない速度で放出されると見積もられている。<sup>\*3</sup> そこからの電磁波放射は相対論的ビーミングを受けず、全方向に光る。具体的には、3章で解説するように核反応エネルギーや運動エネルギーの散逸に伴い、図1のように電磁波放射が起こると期待される。さらに最近、SGRBの追観測から理論予言と整合する天体が発見されており、<sup>6,7)</sup> 質量放出に伴う電磁波対応天体への期待は一層高まっている。

## 2. 連星合体における質量放出

コンパクト連星の合体は強重力天体を含む時空が激しく

<sup>\*1</sup> コンパクト天体同士の連星の合体をコンパクト連星合体、あるいは本稿では省略して連星合体と呼ぶ。連星ブラックホールの合体もこの区分に含まれるが、電磁波放射の期待は薄いので扱わない。

<sup>\*2</sup> ニュートリノや磁場に駆動された風による放出も期待されるが、連星合体におけるこれらの現象の研究は発展途上である。

<sup>\*3</sup> この値は中性子星の脱出速度と同程度である。

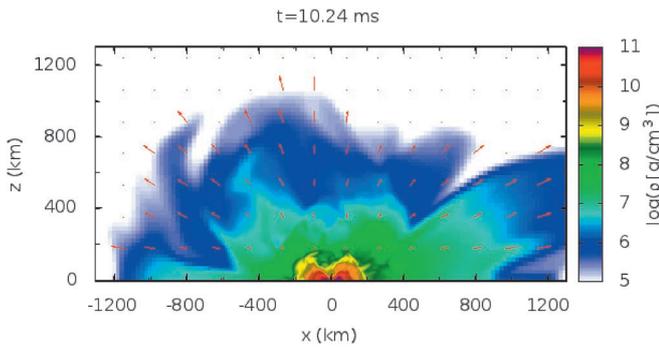


図2 数値相対論によって計算された、連星中性子星の合体から10 ms程度経過した時点での子午面 ( $xz$  面、軌道面は  $xy$  面) における密度分布の一例。矢印は速度。潮汐トルクに加えて衝撃波が働くことにより、回転軸 ( $z$ ) 方向にも物質が広がりおおよそ等方的な質量放出が実現される。

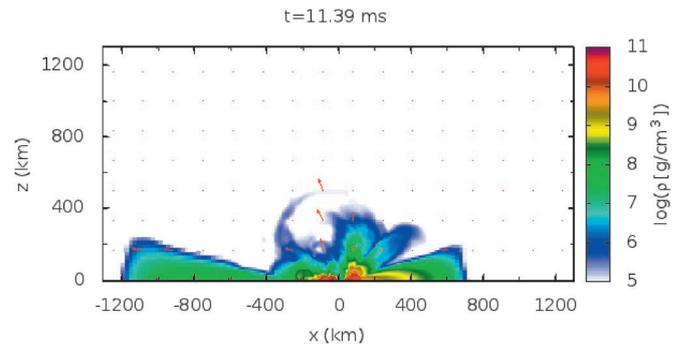


図3 ブラックホール・中性子星連星の合体から10 ms程度経過した時点での子午面 ( $xz$  面、軌道面は  $xy$  面) における密度分布の一例。連星中性子星の場合と異なり、回転軸 ( $z$ ) 方向にはあまり物質が放出されない。

時間変動する現象であり、完全に一般相対論的な数値シミュレーション=数値相対論によってのみ定量的な理論研究が可能になる。我々は、重力波や合体後に形成される天体の研究などに用いてきた数値相対論コード SACRA<sup>8)</sup> を、質量放出を高精度で求められるように改良し、連星合体での力学的な機構による質量放出を調べた。以下、筆者らによって得られた結果を紹介する。

## 2.1 連星中性子星の質量放出

連星中性子星の合体では、衝撃波と潮汐トルクとによって、太陽質量の0.01-1%程度の物質が、光速の15-25%程度で図2のようにほぼ等方に放出されることが明らかになった。<sup>9)</sup> また、中性子星の質量を固定すると半径が小さいほど多量の物質が放出されることもわかった。これは解放される重力エネルギーが大きく、以下の質量放出機構が有効に働くことに起因する。

連星の合体直前の運動は、ケプラー的な回転運動と重力波放射反作用による落下運動とに大まかに分解できる。まず連星が合体する瞬間に衝撃波が発生し、落下運動のエネルギーが解放され、この段階で幾分かの質量が放出される。

軌道運動のエネルギーは合体後に残る中心天体に渡されるが、ブラックホールへと即時崩壊するのは十分に全質量が大きい場合に限られ、少なくとも過渡的に高速回転する大質量中性子星が残される場合が典型的である。<sup>10)</sup> 合体直後の天体は非軸対称なので、星の外層に潮汐トルクを及ぼす。外層は中心部からエネルギー及び角運動量を受け取って広がり、一部は重力の束縛を逃れて放出される。この潮汐トルクは質量放出の大部分を担い、特に合体直後に重要な寄与をする。また、質量差の大きな連星では合体前の非軸対称性が大きくなるため、この機構はより重要になる。

さらに大質量中性子星が形成されるときは、落下運動エネルギーの残余によって準動径振動が励起される。そのため、大質量中性子星と潮汐力で剥ぎ取られた外層との間に、間欠的に衝撃波が発生する。この衝撃波は、外層に重力的束縛を逃れるのに十分な速度を与え、潮汐トルクと同様に質量放出に大きく寄与する。特にこの機構が働くことにより、潮汐力だけでは物質を飛ばせない、回転軸に沿った方向に

も物質を飛ばすことができる。この二つの効果が合わせて働くことで、等方に近い質量放出が実現されるのである。

## 2.2 ブラックホール・中性子星連星の質量放出

ブラックホール・中性子星連星では、合体直前に中性子星が潮汐破壊される場合に、太陽質量の1-10%程度が、光速の20-30%で図3のように主に軌道面付近に放出されることがわかった。<sup>11)</sup> 一方、中性子星が潮汐破壊されない場合、物質は全てブラックホールに落ち込み、電磁波放射も期待できない。中性子星が潮汐破壊されるかどうかは、中性子星の半径に加え、ブラックホールの質量やスピンの左右される。今回は、ブラックホールが軽く、スピンの大きい場合に潮汐破壊が起こりやすいことを指摘するに留め、潮汐破壊が起こる場合に注目する。

ブラックホール・中性子星連星では、潮汐破壊の際に働く潮汐トルクが主な質量放出の機構であるため、中性子星の半径が大きく潮汐破壊されやすいほど放出される質量が大きくなる。これは連星中性子星の場合と逆である。潮汐破壊された中性子星のうち、放出されなかった残りの一部はブラックホールを取り巻く降着円盤を形成し、さらにその残りはブラックホールに吸い込まれる。

連星中性子星との最大の違いは、質量放出が連星の軌道面付近に集中することである。さらに軌道面内でも軸対称にならず、中性子星の側に飛ばされるため膨張に加えて全体が並進運動をする。これは次章以降で詳しく紹介する電磁波対応天体に様々な影響を及ぼすが、本稿では割愛する。

## 3. 電磁波対応天体の理論モデル

連星合体に伴って放出された物質は、超新星など既知の天体現象を手がかりに、様々な機構で電磁波放射を起こすと提唱されている。本章ではその代表例として、核反応エネルギーで駆動される巨新星と、運動エネルギーの散逸に駆動されるコンパクト連星合体残骸とを、筆者らの研究を交えて紹介する。

### 3.1 巨新星

コンパクト連星合体時に放出されるエジェクタは、多くの放射性元素を合成し、それらの崩壊を熱源として数日か

ら一週間にわたって増光することが理論的に指摘されている。<sup>12)</sup> 中性子星から放出された中性子過剰な物質が膨張すると、原子核による中性子捕獲が $\beta$ 崩壊よりも速い $r$ 過程と呼ばれる元素合成が起こり、鉄族よりも重い中性子過剰核を生成する。 $r$ 過程によって形成された中性子過剰な原子核は、 $\beta$ 崩壊によってエジェクタを加熱し、増光のエネルギー源となる。その明るさは新星の約千倍、超新星の約千分の一程度であるという予想から巨新星と呼ばれ、<sup>4)</sup> 連星合体からの重力波やSGRBに伴って観測されると期待されている。巨新星では、様々な核種が形成され各時刻にその時間スケールに半減期を持つ原子核の崩壊が加熱に寄与するため、加熱率の時間進化は特徴的な時間を示さず冪的に減衰する。これは、主な加熱源が $^{56}\text{Ni}$ 、 $^{56}\text{Co}$ の崩壊であり、その半減期が光度曲線に反映される超新星とは異なる。

巨新星の明るさと時間スケールは以下のように見積もることができる。質量 $M$ のエジェクタが平均速度 $v$ で膨張し、その中に含まれる放射性元素の崩壊により単位時間当たり $fMc^2/t$ なる加熱を受ける状況を考える。ここで $f$ は加熱効率を表す無次元量である。放射性元素の崩壊による加熱、膨張による断熱冷却と輻射冷却によって系の発展は決定される。系が光学的に厚い場合を考えると、最も明るく輝く時刻は、膨張と光の拡散の時間スケールが等しくなるときで、

$$L_{\text{peak}} \approx 8 \times 10^{40} \text{ ergs/s} \left( \frac{f}{10^{-6}} \right) \left( \frac{\kappa}{10 \text{ cm}^2/\text{g}} \right)^{-1/2} \times \left( \frac{v}{0.2c} \right)^{1/2} \left( \frac{M}{10^{-2}M_{\odot}} \right)^{1/2},$$

$$t_{\text{peak}} \approx 3.3 \text{ d} \left( \frac{\kappa}{10 \text{ cm}^2/\text{g}} \right)^{1/2} \left( \frac{v}{0.2c} \right)^{-1/2} \left( \frac{M}{10^{-2}M_{\odot}} \right)^{1/2} \quad (1)$$

と評価できる。ここで、不透明度 $\kappa$ は単位質量当たりの光の吸収散乱断面積である。 $r$ 過程元素のうち特に原子番号が51から71のランタノイドは鉄族に比べて低エネルギーに多量のエネルギー単位を持つため、巨新星の温度付近に光を吸収する電子の準位間遷移が多く存在する。<sup>14)</sup> さらに、エジェクタの膨張が速いため、これら吸収線がドップラーシフトして長波長側の幅広い波長の光をブロックする。その結果、巨新星の典型的な不透明度は $10 \text{ cm}^2/\text{g}$ と超新星のおよそ100倍もの値に達する。<sup>14,15)</sup>

最近、巨新星のような現象がSGRBの後に発見されたというニュースを最後に紹介する。2013年6月3日にSwift衛星によって(S)GRB 130603Bが観測され、このバーストの9日後にハッブル宇宙望遠鏡が行った追観測によって、近赤外線の増光が確認された。<sup>6,7)</sup> 筆者らは質量放出の計算と巨新星の計算とを組み合わせ、この近赤外での一週間

程度の増光は、確かに、コンパクト連星起源の巨新星でよく説明できることを示した。<sup>16)</sup> このGRB 130603Bに付随した近赤外線の増光は、巨新星がSGRBに付随したことを示唆する初めての観測例であり、もしこれが本当に巨新星であるならば、SGRBのコンパクト連星合体説を強く後押しすると同時に、有望な重力波の電磁波対応天体になることも期待できる。

### 3.2 コンパクト連星合体残骸

コンパクト連星合体で放出された物質は、典型的に $10^{50}$ – $10^{51}$  ergの運動エネルギーを持ち、これを星間物質との間に生じる衝撃波を介して散逸し、非熱的な放射をすると期待される。<sup>17)</sup> 超新星残骸やGRBの残光がこの状態だと考えられており、それらから観測されている非熱的な放射は、シンクロトロン衝撃波モデルで説明できる。このモデルでは、衝撃波が通った領域で、放出された運動エネルギーの10%程度によって星間物質から掃き集められた電子が非熱的に加速され、同様に1–10%程度で磁場が増幅されることを仮定する。するとシンクロトロン放射が起こるはずで、実際にこのモデルから導かれるスペクトルや光度曲線は実際の観測に概ねよく整合する。シンクロトロン衝撃波モデルは、爆発的に放出された物質が星間物質のような環境に膨張していく際に、普遍的に実現すると期待され、電磁波対応天体としても自然な可能性である。本稿では超新星残骸との対比として「コンパクト連星合体残骸」と呼称する。

衝撃波による放射が最も明るくなると期待されるのは、放出された物質が掃き集めた星間物質の質量が自身と同程度になる減速時刻である。これは、連星合体が星間物質の数密度 $n \text{ cm}^{-3}$ の環境で起こるとき、陽子質量を $m_p$ として

$$t_{\text{dec}} = (3M/4\pi m_p n)^{1/3}/v$$

$$= 8 \text{ yr} \left( \frac{v}{0.2c} \right)^{-1} \left( \frac{M}{10^{-2}M_{\odot}} \right)^{1/3} \left( \frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right) \quad (2)$$

と見積もられる。このときシンクロトロン放射のエネルギー流束は、典型的に電波でピークを持ち、EVLAやASKAPなどで十分に観測可能な明るさの放射が期待できる。ただし、これは連星合体が銀河面内のような比較的高密度の領域で起こった場合の話であることを注意したい。

粒子加速には未解明の部分が多く、コンパクト連星合体残骸には様々な可能性がある。<sup>18)</sup> 電子の速度分布が高エネルギーまで達する場合は、可視光やX線でも観測可能になると期待できる。また一部の電子だけが効率的に加速されるような場合は、シンクロトロン放射を電子自身が逆コンプトン散乱することで、ガンマ線が観測できる場合もありえる。多波長での観測は、コンパクト連星合体残骸のみならず、粒子加速についての理解への一助となるかもしれない。

## 4. おわりに

星の重力崩壊との類似性を指摘しながら、改めて連星合

<sup>4)</sup> この電磁波対応天体にはmini-supernova, macronova, kilonova, あるいは提唱者の名を取ってLi-Paczyński novaなど複数の呼称が存在している。現在までに対応する日本語訳は定着していないが、本稿ではmacronovaの訳に対応して巨新星という呼称で統一する。大筋ではkilonovaという呼称が主流になりつつあるようだが、これを訳すのであれば千新星となるだろう。

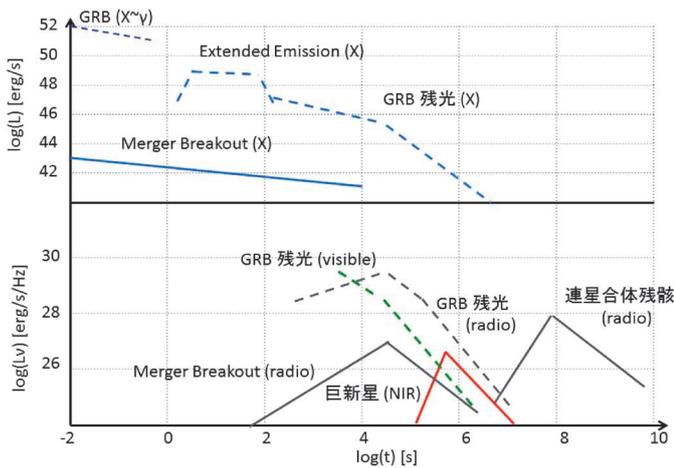


図4 様々な電磁波対応天体の光度曲線の予想図。実線は等方的な放射を、破線はジェット状の放射を表す。合体直後にSGRBがジェット上に放射され、連星中性子星合体であれば星表面を突き破る(ブレイクアウト)衝撃波による等方放射の可能性がある。<sup>19)</sup> その後やはりジェット状のGRB残光が続く一方で、巨新星、コンパクト連星合体残骸が等方的に放射する。

体からの電磁波放射をまとめたい(図4)。中心天体がブラックホールに崩壊して降着円盤が形成されると、連星合体ではショート、重力崩壊ではロングと呼ばれるGRBが起こると期待される。連星合体であれば潮汐トルクや衝撃波によって、重力崩壊では主に衝撃波により、質量が放出される。連星合体ではr過程元素の合成が巨新星の、重力崩壊では鉄族元素の合成が超新星の放射を引き起こす。<sup>\*5</sup> その後、放出された物質は取り巻く環境と相互作用し、コンパクト連星合体残骸あるいは超新星残骸として観測される。

本稿で挙げた質量放出及び電磁波対応天体以外にも、多様な可能性が議論されている。一例として、筆者らは連星中性子星が衝突した瞬間に星表面を突き破る衝撃波によって超相対論的速度で物質が放出され、高エネルギー放射を起こす可能性を指摘した。<sup>19)</sup> 他にも多くの可能性が挙げられているが、電磁波対応天体の研究は発展途上であり、今後も興味深い可能性が挙げられるだろう。また巨新星の観測を皮切りとして、観測的な進展も大いに期待できる。重

\*5 超新星の放射には衝撃波加熱も寄与する。

力波検出の補強や波源の位置決定に有用だけでなく、波源や物理過程の微視的情報を知ることのできる電磁波放射機構が存在し、それが現在あるいは近い将来の観測機器で検出されれば、重力波源の物理への理解は飛躍的に増す。

本稿を執筆する機会を与えて下さった井岡邦仁氏ならび共同研究者の皆様へ感謝します。

#### 参考文献

- 1) J. M. Weisberg, D. J. Nice and J. H. Taylor: *Astrophys. J.* **722** (2010) 1030.
- 2) J. Abadie, *et al.*: *Class. Quant. Grav.* **27** (2010) 173001.
- 3) W. Fong, *et al.*: *Astrophys. J.* **756** (2012) 189.
- 4) B. D. Metzger and E. Berger: *Astrophys. J.* **746** (2012) 48.
- 5) T. Piran, E. Nakar and S. Rosswog: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **430** (2013) 2121.
- 6) N. R. Tanvir, *et al.*: *Nature* **500** (2013) 547.
- 7) E. Berger, W. Fong and R. Chornock: *Astrophys. J.* **774** (2013) L23.
- 8) T. Yamamoto, M. Shibata and K. Taniguchi: *Phys. Rev. D* **78** (2008) 064054.
- 9) K. Hotokezaka, *et al.*: *Phys. Rev. D* **87** (2013) 024001.
- 10) K. Hotokezaka, K. Kyutoku, H. Okawa, M. Shibata and K. Kiuchi: *Phys. Rev. D* **83** (2011) 124008.
- 11) K. Kyutoku, K. Ioka and M. Shibata: *Phys. Rev. D* **88** (2013) 041503(R).
- 12) L.-X. Li and B. Paczyński: *Astrophys. J.* **507** (1998) L59.
- 13) J. M. Lattimer and D. N. Schramm: *Astrophys. J.* **192** (1974) L145.
- 14) D. Kasen, N. R. Badnell and J. Barnes: *Astrophys. J.* **774** (2013) 25.
- 15) M. Tanaka and K. Hotokezaka: *Astrophys. J.* **775** (2013) 113.
- 16) K. Hotokezaka, *et al.*: *Astrophys. J.* **778** (2013) L16.
- 17) E. Nakar and T. Piran: *Nature* **478** (2011) 82.
- 18) H. Takami, K. Kyutoku and K. Ioka: *Phys. Rev. D* **89** (2014) 063006.
- 19) K. Kyutoku, K. Ioka and M. Shibata: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **437** (2014) L6.

(2013年10月8日原稿受付)

#### Hearing Gravitational Waves, and Seeing Electromagnetic Waves—Electromagnetic Counterparts

Koutarou Kyutoku and Kenta Hotokezaka

abstract: Electromagnetic radiation from, or counterparts to, the merger of neutron star binaries are crucial to confirm detection of gravitational waves, pinpoint their sources, and extract as much information of them. In this article, we discuss mass ejection from neutron star binary mergers based on results of our recent numerical-relativity simulations. We also discuss possible electromagnetic counterparts, particularly focusing on macronova/kilonova and compact binary merger remnants.

安藤恒也 (JPSJ編集委員長)

日本物理学会が発行している Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の論文で2013年12月に掲載可となった中から2014年1月の編集委員会を選んだ“Papers of Editors' Choice” (JPSJ注目論文) を以下に紹介します。なお、編集委員会での選考では読者等の論文に対する評価を重要な要素としております。

この紹介記事は国内の新聞社の科学部、科学雑誌の編集部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。なお、図に関しては、原図はカラーのものでもモノクロで印刷しているので不鮮明になる場合がありますが、その場合は、物理学会のホームページの「JPSJ注目論文」にカラー版を載せていますので、そちらをご覧ください。

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

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

なお、今月は上野和紀氏らによる Invited Review Paper (招待論文)「電気二重層トランジスタを用いた電場誘起超伝導」についても紹介します。

### 新たな磁気相図をもつ鉄系超伝導体の発見

銅酸化物物質における高温超伝導や、電子間の相互作用によって伝導電子の有効質量が自由電子に比べ数百倍も重くなる「重い電子系」における超伝導など、非従来型超伝導の多くは磁性相が消失した近傍で超伝導相が現れており、磁性と超伝導の関係を調べることは非従来型超伝導の発現機構を探るうえで重要な役割を担っている。

2008年に発見された鉄系超伝導体も反強磁性相に隣接して超伝導相が現れるため磁性と超伝導の関係に注目が集まっている。これまでの研究から、 $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$  や  $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$  などの“122”系では反強磁性量子臨界ゆらぎが超伝導と密接に関係している一方、 $\text{LaFeAs}(\text{O}_{1-x}\text{F}_x)$  などの“1111”系では低エネルギーの磁気ゆらぎと超伝導に相関がないことが報告されていた。このように鉄系超伝導における磁性と超伝導の関係は系ごとに異なり、また“1111”系では電子ドーピングされた場合の相図のみが報告されていることから、より一般的な反強磁性と超伝導の関係をj知るために電子ドーピング系以外の“1111”系の相図を調べる必要があった。

最近、京都大学と浙江大学のメンバーからなる研究グループは、Asを等価数のPで置換した $\text{LaFe}(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)\text{O}$ の詳細な超伝導・磁気相図を調べ、この物質が $\text{LaFeAs}(\text{O}_{1-x}\text{F}_x)$ とは異なる相図を示す結果を得た。 $\text{LaFe}(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)\text{O}$ ではP置換によって連続的に反強磁性が抑制され、超伝導が出現する $x=0.3$ 付近に反強磁性量子臨界点をもつ(図1(a)参照)。これは、反強磁性相が不連続的に消失した後、超伝導相が現れる $\text{LaFeAs}(\text{O}_{1-x}\text{F}_x)$ の場合(図1(b)参照、横軸のスケールの違いに注意)とは異なり、“122”系と近い相図である。また、同グループはさらなるP置換によって一度消失した反強磁性相が再び現れることも明らかにした。

この成果は、日本物理学会が発行する英文誌 Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の2014年2月号に掲載された。

同じ $\text{LaFeAsO}$ に対して電子ドーピングと等価数置換で相図が異なること、P置換によって多彩な基底状態を示すことは、電子状態のわずかな変化によって磁性と超伝導が入れ替わっていることを示唆しており、今回の成果は鉄系超伝

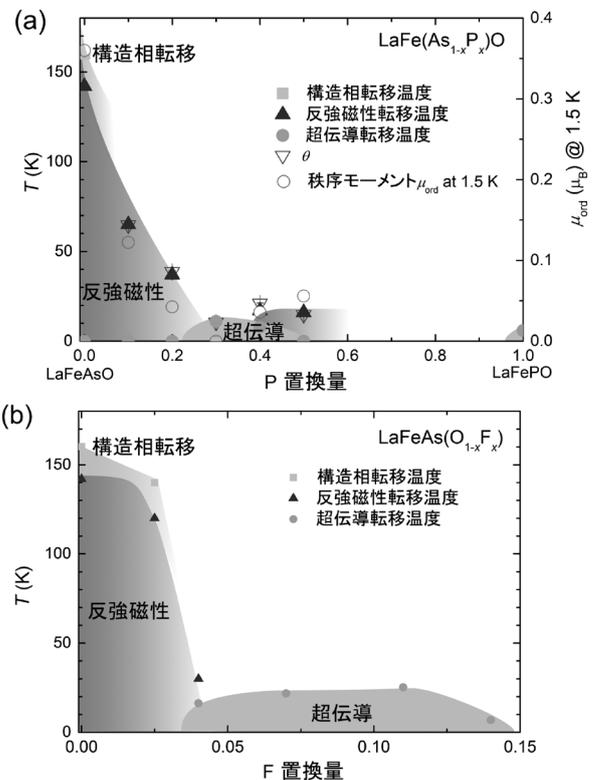


図1 (a)  $\text{LaFe}(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)\text{O}$  の温度-T-P置換量相図。θは核磁気共鳴法の核スピン緩和率から求めた反強磁性 Weiss 温度。(b)  $\text{LaFeAs}(\text{O}_{1-x}\text{F}_x)$  の温度-T-F置換量相図。

導の発現機構を解明する上で重要な結果と考えられる。

原論文

Relationship between Superconductivity and Antiferromagnetism in LaFe(As<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>)O Revealed by <sup>31</sup>P-NMR  
Shunsaku Kitagawa, Tetsuya Iye, Yusuke Nakai, Kenji Ishida, Cao Wang, Guang-Han Cao and Zhu-An Xu: J. Phys. Soc. Jpn. **83** (2014) 023707.

〈情報提供：北川俊作（神戸大学大学院理学研究科）  
石田憲二（京都大学大学院理学研究科）〉

招待論文：電気二重層トランジスタを用いた電場誘起超伝導

電場誘起による超伝導の発現は、1960年に電界効果トランジスタ(FET)が開発されて以来、半世紀にわたり物性科学者の夢の一つであった。従来のFETでは制御できるキャリア濃度に限りがあるため、化学ドーピングを用い

ずに絶縁体に超伝導を電場誘起することは不可能だと考えられてきた。しかし、電気化学的手法を援用することでこの問題が解決され、超伝導を誘起するほどの超高濃度のキャリアドーピングが可能となった。その鍵になったのが電気化学界面の電気二重層に生成する非常に強い電場であり、ここ数年のうちに様々な物質で続々と電場誘起超伝導が報告されている。本レビューでは電気二重層を用いたトランジスタの開発とその特性について解説し、この手法による超伝導相図の確立や新物質探索など最近の研究を紹介している。

原論文

Field-Induced Superconductivity in Electric Double Layer Transistors  
Kazunori Ueno, Hidekazu Shimotani, Hongtao Yuan, Jianting Ye, Masashi Kawasaki and Yoshihiro Iwasa: J. Phys. Soc. Jpn. **83** (2014) 032001.

応用物理 第83巻 第5号(2014年5月号) 予定目次

特集：計測制御, プラズマエレクトロニクス, 半導体B(探索的材料ほか)

今月のトピックス：速報：講演会レポート……政年佐貴恵  
巻頭言：日本の科学と精神……黒川 清  
解説  
中間バンド型高効率太陽電池；量子ナノ構造中における  
光キャリアダイナミクス……喜多 隆, 原田幸弘  
量子メトロロジートライアングル……金子晋久  
最近の展望  
1分子検出技術を用いたDNA・NRA塩基配列の超高速計測  
……川合知二, 谷口正輝  
X線タイコグラフィによる転移ひずみ場の可視化とX線  
渦ビームの生成……高橋幸生  
研究紹介  
ガスクラスティオンビームを用いる表面分析技術の新展開  
……松尾二郎  
半導体量子ドットの高密度作製技術と光デバイス応用  
……赤羽浩一

ミニマルファブの開発とそのデバイスプロセス  
……原 史郎, クンプアン ソマワン  
スパッタリング成膜法による高品質酸化亜鉛薄膜の形成  
……板垣奈穂, 他  
ホッとひといき, ほか  
学術調査官って何をしているの? どんなテーマが新学術領域  
に採択されるの?……比村治彦  
シャイな量子の不確定性関係……枝松圭一  
大規模データを活用した半導体プロセス制御の動向  
……平井都志也  
タイ王国の放射光施設の建設……石井武比古  
国際会議開催報告：第12回アジア太平洋物理学学会会議報告；  
プロシーディング発刊によせて……笹尾真実子, 藤原 聡

# Foundational Questions Institute 主催エッセイコンテスト

鹿野 豊\* (分子科学研究所協奏分子システム研究センター)

「鹿野君は文章を書くのが苦手ですね。さては国語をちゃんと勉強してこなかったのではないですか？」と指導教員の細谷さん(現:東工大名誉教授)に言われたのは、初めての論文<sup>1)</sup>を執筆している最中だった。「文章を推敲し、自分自身の考えを深める」という意味を当時、細谷さんから教わった。あれから5年、私はFoundational Questions Institute (FQXi) が主催する第5回科学エッセイコンテストにてFourth Prizeを受賞した。

FQXiは2005年に理論物理学者であるマックス・テグマークによりジョン・テンプレート財団の支援のもと設立された。その目的は物理学および宇宙論における基本問題に対する研究振興であり、研究費の助成、科学エッセイコンテストの開催、招待限定の会議の主催などの活動を行っている。この科学エッセイコンテストは今年で5回目であり、テーマは毎年変更されている。3回目よりアメリカの科学商業誌であるScientific Americanをメディアパートナーとして迎え入れ、一般向け科学記事の分かりやすさと日本物理学会誌の「解説」に掲載されるような濃い中身をあわせもった記事を書くことが求められている。私は1回目からこのエッセイコンテストが開催されているということを知っていたにも関わらず、これまで執筆を断念していた。2010年、当時、MITに長期留学中の私<sup>2)</sup>は「Is Reality Digital or Analog?」というテーマに対して執筆しようと考えていた。しかし、当時はまったく筆が進まなかった。研究成果を纏める専門誌に投稿するような論文とも違うし、日本語で執筆する一般誌向けの解説記事でもない。また、専門のエディターがいて校正してくれるわけでもない。<sup>3)</sup> 読者を惹きつけるための文章力が足りないと判断し断念した。その後、日本に帰ってきてきて博士号を取得し、分子研に着任してから1年が経過した。<sup>4)</sup> 今回のテーマは「It from Bit or Bit from It」であった。「It from Bit」はブラックホールの名付け親としても有名であるジョン・アーチボルト・ホイラーが提唱した物理学と情報科学をつなぐ大事なコンセプトである。また、「Bit from It」は、2010年のFQXi科学エッセイコンテストでFirst Prizeを受賞した科学哲学者のジュリアン・バーバーが執筆したエッセイ<sup>5)</sup>のタイトルにつけられたものである。このテーマであれば、物理学の理論体系を操作的視点から見直すという細谷さんと丸山さん(現:(株)ウルフラム、大阪市立大客員准教授)との共同研究の成果<sup>6,7)</sup>で私自身が不満に思っている点をそのままエッセイにすることができるのではないかと思ひ立ち、そのまま筆をとって書き進めた。シャノンエントロピーを情報量のベースとして積み重ねられている現在の情報科学と物理学との接点を見いだそうとするとマクロな性質を扱う統

計力学や熱力学との対応関係は示すことができるが、ニュートン力学のような1粒子の決定論的なダイナミクスと情報科学の接点は私には見いだすことができなかった。だからこそ、少数サンプルの場合の新しい定量的尺度の必要性があるのではないかと問題提起を行った。そのため、ホイラーのコンセプトに忠実に従い、マクロな物理系という意味で「It」でなく複数系の「These」とし、情報を定量的に取り扱うために十分なサンプル数がなければならないという意味で「Bit」でなく「Bits」。なので、エッセイタイトルは「These from Bits」とした。このタイトルが脳裏をよぎったので、今回のエッセイコンテストに応募しようと思ったと言っても過言でない。研究者同士の酒の肴かコーヒールームでの会話のネタにはなるようにと心がけて書き上げ、2013年6月21日にエッセイを投稿した。<sup>8)</sup>

また、エッセイの評価方法もユニークであった。まず、エッセイを投稿するとウェブページ上で誰もが閲覧できるように公開される。ここでは、10段階評価とブログ上での質問やコメントができるようになっており、他の執筆者のエッセイを読んで相互評価を行っていく。私のエッセイにも今回のコンテストのFirst Prizeを獲得したマット・ライファー(現:ペリメーター研究所長期客員研究員)をはじめとしてコメントが多数寄せられた。そして、このコンテストを契機にメールをやり取りするようになった研究者もいる。その後、8月上旬に相互評価は締め切れ、その後、専門家によるエッセイの評価の後、FQXiが総合評価をし、10月31日に最終結果が発表された。相互評価の投票が締め切れ、その評価もあまり芳しいものではなく「やはりエッセイは難しいなあ…」と思っていただけに、Fourth Prize受賞の知らせをメールで見た時はビックリした。この記事を寄稿している今でも信じられない。

世界中で基礎科学の研究全体がターニングポイントに差し掛かっていると感じている今、このような物理学の基礎に関するエッセイコンテストで表彰されたことは素直に嬉しい。私自身、今後も機会があればまたチャレンジしてみたいし、読者の中で次回以降応募しようと思った人がいれば幸いである。そして何よりも、自分自身の研究も今後、より一層深化し、加速していければと思っている。

## 参考文献

- 1) Y. Shikano and A. Hosoya: J. Math. Phys. **49** (2008) 052104.
- 2) 留学体験記は、鹿野 豊: 日本物理学会誌 **66** (2011) 58.
- 3) 私は当時、一般誌向けの解説記事(鹿野 豊, 細谷暁夫: 日経サイエンス2010年10月号p.27)を寄稿していた。
- 4) 鹿野 豊: 分子研レターズ **66** (2012) 31.
- 5) J. Barbour: Bit from It, <http://fqxi.org/community/forum/topic/911>
- 6) A. Hosoya, K. Maruyama and Y. Shikano: Phys. Rev. E **84** (2011) 061117.
- 7) A. Hosoya, K. Maruyama and Y. Shikano: arXiv: 1301.4854.
- 8) Y. Shikano: These from Bits, <http://fqxi.org/community/forum/topic/1836>

(2013年12月20日原稿受付)

\* チャップマン大学量子科学研究所兼任

## 第17回久保亮五記念賞： 紺谷 浩氏

松田祐司〈京大院理〉

統計物理学・物性科学の基礎研究で優れた業績をあげた研究者に授与される久保亮五記念賞が、名古屋大学大学院理学研究科の紺谷 浩氏に決定した。受賞の理由は「強相関電子系における輸送現象と超伝導発現機構の理論的研究」において、顕著な成果をあげたことである。

銅酸化物高温超伝導体に代表される遷移金属化合物や重い電子系化合物に代表される希土類化合物では、電子の局在性が高く電子間のクーロン相互作用が無視できなくなり、様々な物理量が従来の金属と大きく異なるいわゆる非フェルミ流体的振る舞いがしばしば観測される。このような系は強相関電子系と呼ばれ凝縮系物理学の一大研究分野となっている。紺谷氏はフェルミ液体論におけるバーテックス補正に着目して線形応答理論を進展させ、それまでのドルーデ理論では理解できなかった強相関電子系における電子輸送係数の異常を系統的に説明することに成功した。バーテックス補正によりフェルミ面での電荷の流れと電子の群速度の方向が必ずしも平行ではないことが導かれ、例えばそれまで大きな謎であった、最適ドープ域やオーバードープ域の高温超伝導体、重い電子系化合物や有機超伝導体におけるホール係数の大きな増大を定量的に説明することに成功している。最近発見された鉄系高温超伝導体を含め、上述の超伝導体の多くは異常な超伝導が磁気秩序の終点である量子臨界点近傍で起こると考えられており、紺谷氏によるこれらの一連の仕事は、量子臨界点近傍における異常な電子輸送現象の理解を大きく進展させた点で強相関電子系の研究において重要な貢献をしたといえる。

さらに紺谷氏は鉄系高温超伝導体において、軌道ゆらぎを媒介としたこれ

までにはない新しいタイプの発現機構を提案している。これは鉄原子の多軌道性に伴う軌道ゆらぎ、具体的には伝導電子が占有する軌道の時間的空間的移り変わりを媒介として高温超伝導が生じるとするものである。鉄系高温超伝導体では発見当初から、電子面とホール面のネスティングに伴う反強磁性ゆらぎを媒介とした超伝導機構が提案されてきた。紺谷氏の提案した機構はこれとは一線を画すものであり、現在鉄系高温超伝導体のホットな話題の一つとなっている。両者の機構は異なる超伝導ギャップ構造を予言しており、その解明は今後の実験を待たなければならない。いずれにせよこのような新しい機構は多軌道性を持つ物質の新しい側面を示したものであり、今後の波及効果は大きいと考えられる。

このように多くの異なる物質群における様々な実験結果の中から普遍的な現象を抽出し、それらに対し新しい独創的な説明を与えることに成功した紺谷氏の業績は国際的にも高く評価されており、今回の受賞をお祝いすると同時に氏の今後の研究の発展に期待したい。

(2014年2月17日原稿受付)

## 第7回湯川記念財団・木村 利栄理論物理学賞： 川崎雅裕氏、郡 和範氏、 諸井健夫氏

久野純治〈名大理〉

東京大学宇宙線研究所教授の川崎雅裕氏、高エネルギー加速器研究機構素核研理論センター准教授の郡 和範氏、東京大学大学院理学系研究科教授の諸井健夫氏3名が、「超重力理論と初期宇宙の元素合成」の業績に関して、第7回木村利栄理論物理学賞を受賞されました。

重力を含む統一理論の構築は素粒子物理学者の夢であります。加速器物理

によるその統一理論の直接検証は困難であります。宇宙進化との整合性からの検証は有力な方法の一つです。

一般相対論にボゾンとフェルミオンの対称性である超対称性を導入した超重力理論は、重力子の超対称パートナーであるグラビティーノの存在を予言します。この素粒子は、重力相互作用しにくいことから、不安定粒子であれば非常に長い寿命を持つことが期待されます。宇宙初期の軽元素合成の理論は観測との整合性から今日確立された理論であると考えられています。しかし、元素合成の時期にグラビティーノが崩壊すれば、そこで生じる高エネルギー粒子が生成される軽元素量を変えてしまうため、グラビティーノの質量と寿命に対して厳しい制限を得ることが可能となります。

川崎、諸井両氏はグラビティーノが輻射場に崩壊する場合に着目し、予言される元素合成量と観測からグラビティーノに対して制限を導きました。さらに、郡氏を加え3名で、グラビティーノがハドロンへ崩壊するモードを研究し、世界で初めてその効果を元素合成にとりこみ、さらに厳しい制限を導きました。また、3氏はグラビティーノが安定粒子である場合の制限も含めて、包括的な研究を行いました。

木村利栄理論物理学賞は、旧広島大学理論物理学研究所教授であった木村利栄先生が大きな功績をあげられた重力・時空理論、場の理論と、その周辺の基礎的な理論研究において顕著な業績をあげた研究に対して与えられる賞であります。3氏の研究は超重力理論の検証のための基礎を与えるものであり、この賞を受賞されたことは誠にすばらしいことだと思います。おめでとうございます。

過去の木村利栄理論物理学賞の受賞者は下記のURLを参照。

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

(2014年2月4日原稿受付)

## 吉川圭二先生の思い出

糸山浩司 〈大阪市立大院理〉

窪田高弘 〈阪大全学教育推進機構〉

大阪大学在職中、長年にわたり素粒子論研究室を率いてこられた吉川圭二大阪大学名誉教授は、2013年7月1日に肺炎でお亡くなりになられた。神奈川県理学部を退職後、とりわけ亡くなられる3年ぐらい前からは学会や研究会でお会いする機会も殆どなくなり、日本人の寿命が伸びている今日としては比較的早く、77歳の生涯を終えられてしまった。吉川先生と親しくお付き合いする幸運に恵まれ、強い感化を受けた私達は勿論のこと、先生を知る多くの素粒子論研究者は、この知らせに悲痛な思いを禁じ得ない。

吉川先生は、1935(昭和10)年10月1日、島根県にお生まれになった。1959年に東京都立大学理学部物理学科をご卒業後、東京大学大学院数物系研究科に入学、素粒子論研究室に所属された。学部での専門は最初化学であったが、途中で物理に転じられたと聞いている。1964年に博士の学位取得後、直ちに助手に採用され、その後在外研究員としてロチェスター大学、ウィスコンシン大学に長期海外出張された。ウィスコンシン滞在時には、現在の摂動論的弦理論を双対共鳴模型の時代に最初に基礎づけた、今日まで語り継がれる吉川・崎田・ヴィラソロ(M. A. Virasoro)論文を著された。散乱振幅をユニタリー化するために、ファインマン・グラフに似たやり方でループ振幅を計算する方法が提示されている。崎田文二先生との生涯にわたる、お互いを刺激し合う付き合いは、この時に始まる。

吉川先生はウィスコンシンでの実り多い成果をお土産に、安田講堂攻防戦の傷跡消えぬ東大に、1969年一時復職された。しかしニューヨーク市立大学に移られた崎田先生から、時を移すことなく准教授のポストを提供され、新生崎田グループに加わるため、1971年に再渡米された。弦の場の理論を光円錐ゲージで定式化するカク(M. Kaku)・吉川のお仕事はこの時期に完成した。グラフの数え過ぎの問題、正

準変数導入の問題、ゴースト除去の問題等の様々な困難が、光円錐ゲージのもとで一挙に解決することが示されている。先生はこのお仕事により、1988年度の仁科記念賞を受賞された。先生はまた、岩崎洋一氏とともに、スピン自由度を取り入れた弦理論の導入も行っている。

その後1974年に帰国、大阪大学教養部に助教授として着任された。この時期に、先生は細谷暁夫氏とともに、ソリトンの集団座標を、ディラック量子化を用いて取り扱う方法を開拓されている。1979年広島大学に教授として移られ、1982年には内山龍雄教授の後任として大阪大学理学部教授に着任され、1999年3月に退官されるまで教育と研究にあられた。先生の阪大教授時代は、筆者達が先生と直接日常的に接することができた時期でもあった。窪田は、先生が山崎眞見氏とともに弦理論の標的空間双対性(いわゆるT-duality)を発見する過程をつぶさに見撃し、強い刺激を受けたものである。この発見は後に弦理論と幾何学が交錯する大きな研究分野に接続していった。このお仕事で吉川、山崎の両氏は2008年に素粒子メダルを受賞された。

吉川先生は不思議な知性の持ち主であった。それは、世界の超一流研究者に匹敵する早くて正確な知性という言葉でも、人並み外れた持続的集中力に基づく知性という言葉でも特徴づけられない、何か別のものであった。特に高度な数学に精通しておられたとも推測できない。他人には真似ることができない、肩の力の抜けた物理を遂行する特別な才能に恵まれておられた。吉川・山崎のもう一つの論文、membraneに関するお仕事はその一例であったと思う。独創性、着想を重んじ、いいアイデアに対しては、自分の専門領域、立場を越えて積極的に高い評価を下された。一方他人の真似をして素早く論文を仕上げる研究者に対しては、強い態度で臨む先生でもあった。先生

が尊重したこれらの学問的規律は、数量評価に翻弄されがちな今日の研究者の日常生活に、警鐘を与えているように思われてならない。

このような学風、人柄を慕い、他大学から吉川研究室の門を叩く学生や若手研究者が後をたたなかった。先生は心の機微を理解する繊細な神経の持ち主であったが、一方で洒脱、磊落な方でもあった。大学院生に対して何を勉強せよなどとはあまり干渉しない先生で、学生あるいは私達のような若輩の教員はハメを外すこともあったが、(教授室で夜寝てしまって朝寝坊する学生等)、見て見ぬふりをするのが上手な先生であった。一方学問上の議論においては、学生といえども手加減しない一面もあった。今日に至る学問の感覚と昔の感覚との両面を備えた方だったと思う。

1990年代前半頃以降、先生の体調は必ずしも万全ではなかった。にも拘らず先生は、興味深いアイデアを出し続けられた。1995年12月には弦理論・場の量子論の一流研究者が大阪豊中に集い、先生の還暦を祝う国際研究会が開催された。Dブレーンや、サイバーグ・ウイッテン解と可解粒子系との対応関係が導入された頃でもあり、Proceedingsは今でも色あせない豊富な材料を提供してくれている。当時は大学院生であった何人もの参加者が、今では中堅研究者として活躍している。

最後にお会いしたのは2008年山形大学での学会の折、素粒子論グループの素粒子メダル授賞式の時であった。本当にいいアイデアは、目先の成果争いから生まれるものではなく、基本的事柄に対する常日頃の自問自答から生まれ、そよ風のようにやって来ることを、身をもって教えて下さった先生であった。崎田先生との名著『径路積分による多自由度の量子力学』(岩波書店)を手にとって読み直してみると、笑顔たたえながらゆったりとした、しかし自信に満ちた口調で物理を語って下さった吉川先生のお姿がよみがえってくる。心からご冥福をお祈りしたい。

(2014年2月1日原稿受付)

A. Zee

## Einstein Gravity in a Nutshell

Princeton Univ. Press, New Jersey, 2013, xxii + 866p, 26×18 cm, \$90.00 [専門～学部向]

ISBN 978-0-691-14558-7

夏梅 誠 (KEK)

著者のZeeは、“Quantum Field Theory in a Nutshell”の著者として名高い。この本は、テクニカルな詳細より、背後にある物理的アイデアに重点を置いた本で、時にはユーモアや逸話をまじえたカジュアルな語り口で、物性理論から素粒子論、超弦理論まで縦横無尽に行き来しつつ場の理論を紹介した本であり、初学者から研究者まで幅広い読者を獲得した。

その著者が、今度は一般相対論の教科書を執筆したと耳にしたので、出版前から宣伝文などに眼を通していた。だが、さすがのZee先生でも、二匹目のドジョウは無理なのでは、とタカをくくっていた。しかし、月並みな言い方であるが、現物を読んでこの想像がよい意味で裏切られたことを知った。

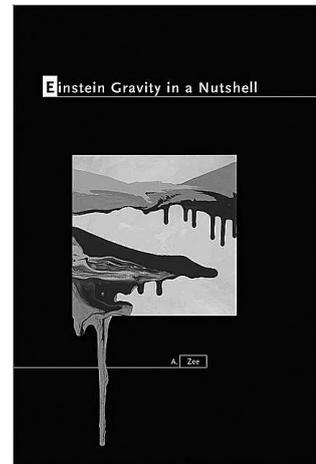
“QFT Nut”の特徴は、この本でも健在である。この本ならではの特徴を3つ挙げると、第一に基礎知識として仮定されているのは、基本的にはニュートン力学だけである。(このため、研究者にとっては説明が冗漫に感じられる部分もあるかもしれない。)

第二に、重力にまつわるおおよそ思いつく限りの話題が網羅されている。特に、現在未完成である量子重力と関係しそうな話題は、十分な扱いとは言え

ないものの、ほぼ網羅されている。

第三に、作用原理と対称性に重きが置かれており、この立場は特殊相対論の説明にさえ、かなり早い段階で導入されている。これは、現代の物理学者にとって当然の立場ではあるが、初等的な一般相対論の教科書で、この立場を採用している本は驚くほど少ない。一つの理由としては、実際に作用原理からアインシュタイン方程式を導くのは、初学者にとってハードルが高いからである。したがって、この点どう処理するのかが気になったのだが、読んでみると技術的な詳細を避けて、対称性その他の考察からうまく導いていた(原著347ページ)。と同時に、詳細が気になる読者のために、後できちんとした導出も与えている。このように、この本では初心者が負担にならないように気を配りつつ、しかし物理の根幹については王道を行く、という方針が貫かれている。

とは言え、900ページ近い量、しかも細かい活字の脚注や付録も満載であり、正直言って初学者向けとしては長い。初学者向けのガイドラインはついているが、ゼミで使う場合、あらかじめ教員が読むべき箇所を指定した方がいいだろう。この点で、この本は全て



の初学者向けとは言いにくい面もある。

この本の利点は、むしろ将来重力も研究していく学生に対して、将来を見据えた方向づけがなされている点である。私が学生の頃に、こんな本があればどれだけ助かったかと思わずにはいられない。なかには、いくら何でもこんな話題まで扱わなくても、と感じる点はあるが、これも重力とは何なのか、特に量子重力理論の難しさを反映しているのだろう。博学な読者のなかには、この本に書かれた話題を全て承知しておられる方もいよう。しかし、それでも一般相対論をどう教えるべきか、物理教育の一つのあり方として、この本から学べるものが必ずあるはずである。重力に興味を持つ万人に、強くお勧めする。

(2013年9月12日原稿受付)

戸本 誠, 花垣和則, 山崎祐司

## ヒッグス粒子のを見つけ方；質量の起源を追う

丸善出版, 東京, 2012, ix + 136 + 4p, 21×15 cm, 本体1,900円 [一般向]

ISBN 978-4-621-08617-9

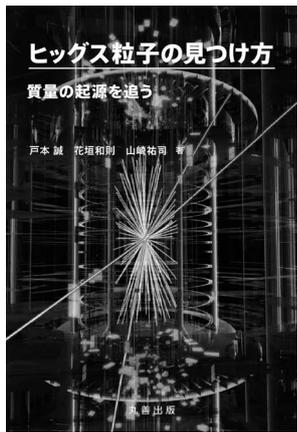
大林 由尚 (東大カブリ数物)

2012年、ヒッグス粒子の発見を遂げたLHC実験の最前線で戦う、3人の研究者による素粒子物理学の最新の解説書である。一般向けの解説書となっではいるが、物理学実験の専門家にもぜひ読んでいただきたい一冊。

最近、特に大型研究に携わる研究者には、一般の人々に研究について知っていただく「アウトリーチ活動」が義務づけられるようになってきている。しかし、日頃専門家集団の中で議論を続けている研究者が人々に分かるよう

に伝えるというのは簡単な事ではない。本書の著者らも、ヒッグス粒子の発見に沸く中、多くのアウトリーチ活動を経験して研究を分かりやすく伝えようと、多大な苦勞を払って伝え方を工夫してきたと思われる、その苦勞の結果が随所に見られる。

全140ページ程の比較的薄い本だが、その前半を費やして素粒子と宇宙との関わりから標準模型、素粒子に質量を与えるヒッグス機構まで、ヒッグス粒子探索に関連する理論全てが非常にコ



コンパクトに解説されている。多岐にわたる内容を本書の執筆方針に乗っ取って極力数式を使わずに分かりやすい解説に努めている一方、分かりやすさのためのごまかしはない。例えば、ヒッグス機構により素粒子が質量を得る仕組みを説明するのに、一般書で多用される、パーティーに現れた有名人の例えはあえて使わず、でこぼこ道の例えを使い、空間が障害を持つとして丁寧

な説明が試みられている。その分、一般向けとしてはかなり高度な内容になってしまい、ついてゆけないと感じる人々も少なくないかも知れない。しかし、本誌の読者の多くを占める物理学の専門家にとっては、コンパクトな説明により、自身の理解の再確認ができると思われる。また、それぞれの専門分野で、研究を分かりやすく伝えるのに苦労している方々の、「伝える」ための工夫の手助けにもなるものと思う。

中盤から、素粒子実験の概説と、本題「ヒッグス粒子の見つけ方」がはじまる。実験に話が移っても、コンパクトな解説は相変わらずで、「見つけ方」の第5章は僅か20ページである。著者陣の本職の部分だけにこの章は検出器の較正、バックグラウンドの見積り、系統誤差など書き始めたら止まらなくなってしまうであろう所を短く切り上げ、読者が興味を持てるように話を進めているのは見事。しかも章の後半は統計処理の話に集中し、「 $5\sigma$ で発見」と

いうのが何を意味するのかが丁寧に説明されている。評者も、統計処理に悩んでいた修士課程の時にこのような解説の本に出会ってれば、もっと簡単に理解できたのにと残念な気分である。

最終章では、ヒッグス粒子の発見によって標準模型が完成し、素粒子物理学はこの先やる事が無くなったのかというところではなく、階層性とファインチューニング問題、超対称性と宇宙の暗黒物質や、余剰次元に至る素粒子物理学の発展が期待できると希望たっぷりに描いている。最終章に限らず、著者陣が最先端の科学の追求に、本当に楽しんで携わっているのだ、ということが随所に滲み出ている本書は、繰り返しになるが物理学の専門家にも十分読み応えがあり、研究とそのアウトリーチを進めるために大いに参考となるものと思う。一度読むだけではなく、事あるごとに部分部分読み返してみたくなりそうだ。

(2013年9月9日原稿受付)

M. Khlopov

## Fundamentals of Cosmic Particle Physics

Cambridge Int. Sci. Pub., UK, 2012, xi+431p, 24×16 cm, 129,95€ [専門・大学院向]  
ISBN 978-1-907343-48-3

郡 和 範 (KEK)

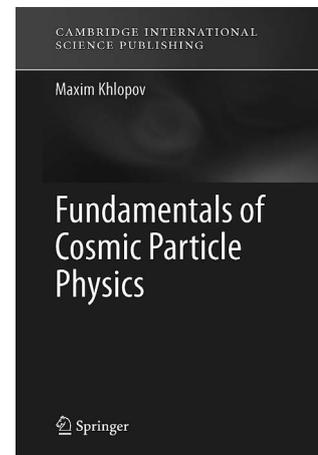
著者である Maxim Khlopov 氏のご専門は、素粒子論と宇宙論の境界領域で、日本語では素粒子的宇宙論とも呼ばれる分野の理論研究です。その分野が始まった1980年ごろから势力的に研究を続けられ、この分野の発展に長く寄与してこられました。

特にこの分野を表す“Cosmoparticle Physics”という、オリジナルに作られた用語を頻繁に用いられており、1999年に発表された彼の前作の英文の著書は、このタイトルで出版されています。また、最近、彼がフランス・パリのAPC研究所の図書館のウェブサイトで進めている、virtual libraryと名付けられた、多くの研究者のトークのビデオファイルを閲覧できるというオンライン講義の宣伝の意味もあるそうです。この教科書により、そのオンライン講義で語られる現代の素粒子的宇宙論の

理解に至るまでの、歴史的なギャップを埋めることができるそうです。

この教科書は、もともと彼がロシア工科大学で行った講義をもとに編纂されています。前作と同じく、過去のロシアで行われた仕事が世に知られていないことを憂いており、欧米諸国にその偉業を知らせることも、目的の一つにしているそうです。前作から貫かれたこの精神はゆらくことはないようです。

扱っている内容は、インフレーション宇宙論、宇宙における対称性の破れ、ダークマターモデル、ビッグバン元素合成、原始ブラックホール、宇宙反陽子の起源、大規模構造の形成などです。特に宇宙初期の物質優勢期における原始ブラックホールの形成可能性の議論は、彼のオリジナル論文を噛み砕いて説明しており、一読の価値があります。



この教科書を読むためには素粒子論と宇宙物理学の深い知識が前提となるかもしれません。標準的な教科書ではなく、全体的にかなり上級な内容ですので、日本の修士の学生のような初学者にはすすめられません。また、プロの研究者にとっても「2, 3冊目として持っておくと重宝する」という使われ方が適当ではなからうかと思われま

す。この本が著された動機を知った後、ふと日本も似たような状況にあることに気づかされます。現在の日本は素粒

子的宇宙論研究のメッカの一つであることはよく知られています。現代的な素粒子的宇宙論の理解に至るまで、これまでもコミュニティーに対して多大な貢献をしてきました。しかし、欧米ではそうした日本で行われた初期の頃の優れた仕事は、あまり知られていないのが現状です。

Khlopov氏が前作から今回の教科書を著すまでの13年間、我々は日本で

行われた研究を世界に知ってもらう努力をどれだけしてきたでしょうか。前作の評者である横山順一さん(東大理)の提案した、「我が国でもこうした成書があっても良いと思う。どなたかなさいませんか?」に重みを感じられます。

(2013年9月17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

- I. Aoki: Entropy Principle for the Development of Complex Biotic Systems; Organisms, Ecosystems, the Earth  
Elsevier, New York, 2012, x+107p, 24×16 cm, \$99.95  
ISBN 978-0-12-391493-4
- J. Hermans 著, 村岡克紀訳: 不確実性時代のエネルギー選択のポイント  
丸善, 東京, 2013, xv+244p, 21×15 cm, 本体2,300円  
ISBN 978-4-621-08703-9
- 勝本信吾: 量子の匠: 実験量子力学入門  
丸善, 東京, 2014, xii+277p, 21×15 cm, 本体2,000円  
ISBN 978-4-621-08401-4
- 高エネルギー加速器研究機構監修, 小玉英

- 雄, 井岡邦仁, 郡 和範著: 宇宙物理学  
共立出版, 東京, 2014, x+ix+291p, 22×16 cm, 本体4,000円 (KEK物理学シリーズ第3巻)  
ISBN 978-4-320-03486-0
- 櫻井博儀: 元素はどうしてできたのか: 誕生・合成から「魔法数」まで  
PHP研究所, 東京, 2013, 177p, 17×11 cm, 本体840円 (PHPサイエンスワールド新書074)  
ISBN 978-4-569-81548-0
- 土屋麻人: 弦理論と行列模型: 弦理論の非摂動的定式化と新しい時空と物質の捉え方  
サイエンス社, 東京, 2014, iv+156p, 26×18 cm, 本体2,238円 (SGCライブラリ-104)  
ISSN 4910054700244
- 日本評論社編集部編: 物理学ガイダンス  
日本評論社, 東京, 2014, iv+298p, 26×

- 18 cm, 本体2,300円  
ISBN 978-4-535-78694-3
- 林 正人: 量子論のための表現論  
共立出版, 東京, 2014, vii+237p, 22×16 cm, 本体3,800円  
ISBN 978-4-320-11078-6
- 日置善郎: 量子力学: この基本的な構成(改訂版)  
吉岡書店, 東京, 2014, viii+198p, 21×15 cm, 本体2,500円  
ISBN 978-4-8427-0363-3
- 堀田昌寛: 量子情報と時空の物理: 量子情報物理学入門  
サイエンス社, 東京, 2013, v+189p, 26×18 cm, 本体2,457円 (SGCライブラリ-103)  
ISSN 4910054700145

## 第12回アジア太平洋物理会議 (APPC12) 報告

## — プロシーディング発刊によせて —

昨年2013年7月14日(日)より19日(金)まで千葉県の幕張メッセ国際会議場において日本物理学会・応用物理学会の共催でアジア太平洋物理会議 (APPC12) を開催した。この会議はアジア太平洋物理学会連合 (AAPPS) が3年に1度開催するもので、今回はその第12回、30周年記念となる。

開催のほぼ1年前に、組織委員会、プログラム委員会を立ち上げ、この会議の目的として、アジア・オセアニア地域の物理研究・共同研究を活発にすることを第一とした。さらに物理学の基礎から応用まで、素粒子論から物性、計算機物理、物理教育などさまざまな分野までを網羅し、他分野の進展を知る機会を作るなどの目標を掲げた。またこの会議の一部は Asia-Europe Physics Summit (ASEPS) との合同会議とすることにした。

当初、会議の規模に関しては、これまでのAPPCの実績を上回る600人規模を目指した計画とした。しかし、実際には参加者1,256人(登録者数1,278人)、そのうち海外からの参加者約300名、発表論文数1,153件(内訳:招待講演165件、ASEPS招待講演4件、一般講演984件)、参加国数28カ国という歴史的な大型の国際会議となった。

本会議に先立ち7月14日には幕張メッセ国際会議場において市民講演会が開催された。家正則国立天文台教授、香取秀俊東京大学教授、辻井博彦放射線医学総合研究所フェロー(前理事)の3氏により、それぞれ次世代望遠鏡TMTで見る宇宙、時空の歪みをみる時計、切らずに治す重粒子線がん治療という話題で、最先端の物理学を基礎に、宇宙の謎やがん治療といった身近な話題をわかりやすく話していただいた。講演後いくつもの質問も市民から出て盛会となった。また同日には旧メンバーによるAAPPS理事会や各学会長による新理事の選出、新メンバーによる会長などの選出も行われた。また、

新AAPPS理事会により、次回のAPPCのオーストラリア開催も決まった。

初日の本会議は永宮正治組織委員長の開会講演、30年前にこの会議ならびにAAPPSを立ち上げた有馬朗人、Kok Khoo Phua 両氏からの挨拶の後に、今回新たに改革されたC. N. Yang賞の授賞式があった。従来と異なり、委員会を作って、開催国以外からの選出を可能にした。賞金が受賞者に与えられたのは、今回が初めてである。表彰された方は、Jun Cao氏 (IHEP, 中国)、Bae Ho Park氏 (Konkuk Univ., 韓国)、金子俊郎氏 (東北大)、山口昌英氏 (東工大) の4氏で、授賞業績は、それぞれ、Daya Bay Reactor neutrino experiment, Nano-materials for next-generation electronic devices, Plasma Process を使った Nano-Bio Materials, 素粒子宇宙論の研究であった。

本会議は、午前中全体会合、その後ポスターセッション、午後はトピカルセッションという構成とした。全体会合では、さまざまな分野が一堂に会するこの機会に、マスコミを賑わす新発見、新発明、新分野について、これらの第一線の研究者の方々に、分野外の物理研究者にも研究の進展を知ってもらうための講演をお願いした。

全体会合の初日には、小林誠氏による素粒子物理学の30年、北澤宏一氏による日本のエネルギーの将来と題する特別講演があり、その後5日にわたり、素粒子原子核・原子物理、物性物理とその応用、プラズマ物理とその応用、大型光源中性子源の研究とそれを使った物理、物理教育等の分野の18講演とASEPSの4講演が開催された。

素粒子原子核・原子物理では、LHCの最近の成果 (Ignatios Antoniadis氏, ASEPS講演)、ニュートリノ物理 (Yifang Wang氏, 発表Jun Cao氏)、高エネルギー宇宙物理 (Pisin Chen氏)、中性子星の核物質 (田村裕和氏) の講演があった。物性物理とその応用では、

ナノチューブとグラフェンへの挑戦 (飯島澄夫氏)、機能性酸化物 (細野秀雄氏)、量子ドットとナノフォトニクス (荒川泰彦氏)、BCSパラダイム以降の超伝導物理 (Hai-Hu Wen氏)、異常量子ホール効果 (Yayu Wang氏)、プラズモニクス (Stefan Maier氏, ASEPS) の講演が、プラズマ物理ではアルフベン波の物理 (Liu Chen氏)、プラズマを使った表面改変とその応用 (Paul K. Chu氏)、星と宇宙の磁気ダイナミクス (柴田一成氏)、Fiber加速器提案 (田島俊樹氏, ASEPS) の講演があった。また、放射光 (In Soo Ko氏)、中性子源 (Robert Robinson氏)、Relativistic laser science (Chang Hee Nam氏) それぞれ大型光源中性子源の進展とそれを使った物理の最先端研究の講演があった。その他計算機物理を駆使した砂のダイナミクス (Anita Mehta氏, Women in Physics推薦)、大学学部学生の物理教育 (Jolly Pratibha氏)、Climate engineering (Tomas Leisner氏, ASEPS) らの講演では物理の魅力ある世界が紹介された。

このAPPCは、純粋物理から応用物理までの物理学全分野が一同に会する会議であり、トピカルセッションの分野としては

- A. 物性物理とその応用
- B. 素粒子・原子核・原子物理と宇宙物理
- C. 光、放射光、中性子などの量子ビーム分野
- D. プラズマ科学
- E. 学際領域 (計算機科学、物理教育など)

を設定し、プログラム委員全員がそれぞれの分野の企画を立ててさらに22のトピックスに分類した。中にはソフトマター・生物物理、素粒子宇宙物理といった合同セッションも生まれた。各分野の発表はポスターと分科会とで行われ、どの会場も盛況であった。この分科会でのアジア太平洋地域の連携は、今後さらに強固なものとしその分野の発展の礎となることが期待される。分科会の一つのプラズマ物理分野ではこれを契機に、AAPPS下にDivisionを設立して活動していくことになった。ほかの分野でもそのような動きがある

と聞いている。

この会議のプロシーディングは、当初 JPSJ-supplement として発刊する予定で、会議初日を締め切りとして原稿を募集し、有効投稿 562 件に達した。そのため、64 名の方に編集委員をお願いし、閲読プロセスに入った。各編集委員は JPSJ-supplement の名に恥じないレベルの論文を意識して、ほとんどの論文は revise をお願いした。大多数の閲読が終了した時点で、JPSJ 側から出版を JPSJ-Supplement から JPS Conference Proceedings に変更することが要請された。2013 年末をもって会議録を Supplement として出版することを終了するという理由である。この時点での変更は問題が大きいため、プログラム委員会ならびに組織委員会幹部で慎重に審議し、最終的には将来著者の利益となる JPS Conference Proceedings への変更を決めた。後者に変更することにより独自の ISBN を取得

し、プロシーディング論文として Citation Index に取り上げられることが期待できるからである。いくつかの御意見や抗議をいただき、この時点での変更でご迷惑をおかけしたことをお詫びするとともに、将来は JPS Conference Proceedings に変更してよかったと思っていただけるよう、新シリーズの発展を期待している。2014 年 3 月に 480 編の論文を収録したプロシーディングを発刊することができ、新しい物理学会の新シリーズスタートの創刊をかざることになった。

このように、目標を大きく上回る発表件数となり、内容的にも広範囲の分野にまたがり領域間の交流に多いに役立ったと自負している。このことはトピカルセッション担当者の尽力が大きかったし、この尽力は AAPPS 内での各分野の活動や今後の物理学会の領域活動、領域をまたがる活動の足がかりとなるであろう。

最後にこの会議を成功に導いた組織委員・プログラム委員・プロシーディング編集委員全員、物心両面で支えてくださった日本物理学会、応用物理学会に深く感謝したい。また、日本物理学会、千葉県、科学研究費、等の援助をいただき、参加者からの登録料も格段に安く設定することができ、さらに、75 名の参加者に滞在費の補助を行うことができた。全体として約六千万円の会計規模となり、健全な収支で終了することができたのは、参加者と上記各援助のおかげであったことを付記する。

笹尾真実子 (同志社大学・プログラム委員長)  
藤原 聡 (NTT・プログラム副委員長)  
永宮正治 (KEK/RIKEN・組織委員会委員長)  
本林 透 (RIKEN・組織委員会副委員長)

(2014 年 2 月 21 日原稿受付)

## AAPPS だより

### 第 12 回アジア太平洋物理会議 (APPC12) における Women in Physics セッション開催報告

2013 年 7 月 14 日～19 日に、幕張メッセ国際会議場において、日本物理学会・応用物理学会共催のアジア太平洋物理会議 (APPC12) が開催された。この会議の 5 日目にあたる 18 日 (木) の午後に、Women in Physics (WIP) セッションが、両学会の支援により日本物理学会応用物理学会男女共同参画連絡会の主催で開催された (担当プログラム委員: 渡辺美代子氏、笹尾真実子)。同時にこのセッションはアジア太平洋物理学会連合の第 3 回 WIP ワークショップ (AAPPS-WIP) との合同会議として位置づけられており、日本を含め 9 カ国から 55 名が参加した (図 1)。

本会議のテーマは、「ポジティブアクション」と「WIP ネットワーキング」である。アジア太平洋地域における女性研究者の割合は低く、2010 年の統計によると、日本で 13.8%、韓国で 16.7% (Science and technology: Key tables from

OECD2013) と世界でも最低水準である。各国で個別の事情を抱えてはいるが、「ポジティブアクション」や「ネットワーキング」など積極的な施策が、どのように有効に働いているかを報告して方向性を模索し、さらに、アジア太平洋地域の「WIP ネットワーキング」の構築による男女共同参画推進について、話し合いがもたれた。

本会議の冒頭、応用物理学会の小長井会長にご挨拶をいただき、議長の渡辺美代子氏より、WIP 国際会議の歴史的経緯、現状、セッションでのテーマが説明された。

招待講演を、韓国、中国、フィリピンから各 1 名、日本から 2 名の方々に、一般講演を、インド、タイ、ベトナムから各 1 名、日本から 2 名の方々にしていただいた。ともにアクティブなアジア太平洋の女性研究者たち、男性研究者から、各国の状況が紹介された。

招待講演では、AAPPS-WIP の長である韓国の Y. Park 氏が、AAPPS でのアジア WIP ワーキンググループを組織し、また、女子高校生を対象とした物理キャンプなどを企画して、積極的に国内外で「ネットワーキング」構築を推進していること、韓国の物理キャンプの報告に触発されて、日本でも、女子中高生のための夏の学校が立ち上げられ、日韓の両女子中高生の夏の学校で、ウェブミーティングなど国際交流を行ったことが報告された。また、自国で 1998 年に導入されたクォーター制により、女性研究員が増加したことにも言及した。中国の L. Wu 氏より、男女機会均等だと思われる中国でも、退職年齢の不平等などがあり、物理に女性研究者が少ない理由が pipe leakage (水漏れ) として述べられた。また、中国物理学会では、物理学会で女性賞を設立し、物理オリンピック地方大会で女子生徒賞を授与し、女性研究者の若手グラント応募年齢制限を 35 歳から 40 歳に引き上げるなど、諸活動を行っていることが報告された。日本は九州大の上瀧恵理子氏より、九州大で非常に成果が上がっている「改



図1 第12回アジア太平洋物理会議での、女性物理研究者ワークショップ (APPC12-WIP) における集合写真。

革加速事業」について報告があった。女性限定ポストによる採用システムを理・工・農学部教員数管理ポイント制に組み込み、10年間推進することを学内で決定し、大学レベルで透明性の高い、厳しい審査を行い、優秀な女性教員を採用したことが報告された。その結果、大学の研究・教育活動が促進されるなど、大きな波及効果が生まれたことにも言及された。また、東工大の伊賀前学長は、東工大における取り組みについて紹介され、理工学のトップ大学として、多様な人材を取り入れる重要性、また男女共同参画については、男性および女性の意識改革が必要であることを言及した。さらに、フィリピンの May T. Lim 氏は、the Educational Attainment subindex of the Gender Gap Report of the World Economic Forum (教育に関する GGI score) が、2006年以來 1.0 を記録していることと WIP の相関について報告した。

一般講演で、応用物理学会の根本香絵氏は、学会の活動を、インド S. Ubale 氏は、WIP のネットワークミーティングを報告した。また、日本物理学会の

鳥養映子が、この会議を機会に提案された、国際版 WIP である ATHENA (Acceleration of Theoretical and Experimental Research Networking for Career Advancement of Women in Physics) プログラムについて説明し、2013年度は3研究機関の共同研究プロジェクトに5人の女子学生および女性研究者が採択され、最先端の研究にふれ、研究施設を利用していることを報告した。また、台湾の M. Ho 氏は学会における WIP 活動を、ベトナムの H. Nguyen 氏は、物理学会の20%は女性会員で、次世代に繋ぐ努力について言及した。オーストラリアの C. Foley 氏は、自国の男女共同参画の推進、次世代育成について報告した。最後に、APPC12の永宮組織委員長より、ご自身の米国の体験を踏まえ、全員にエールが送られた。

この会議で、各国の文化や政治的背景により、それぞれが抱える個別の課題があること、また、21世紀における男女共同参画活動の共通の問題や、物理学、応用物理学という学問分野における共通の課題が浮き彫りになった。特に後者であるが、2000年頃から、

世界各国で男女共同参画活動が急速に推進され、女性研究者の環境改善などの支援、ポジティブアクションなどによる積極的な登用が行われ、緩やかではあるが女性研究者の数は増加したが、目標の30%はまだ程遠い状況である。また、高校で物理を学ぶ機会が少ないのか、物理や応用物理分野に進む女子学生が少なく、その結果、研究者の割合が低いことは大きな問題で、各国で工夫をこらした次世代育成の施策や取り組みも紹介された。

会議の後、懇親会が開かれ、冒頭で斯波会長より日本物理学会では過去2人の女性会長が活躍していること、また学会としても女子学生、女性研究者を支援していることが述べられ、その後研究者間で国際交流を深めた。

翌日のワーキンググループミーティングでも、各国で遂行されている施策、およびその活動が継続的に進み、次世代に継承していくことを目指して、AAPPS-WIPとして、AAPPS BulletinにWIPが寄稿すること、WIPのHPを立ち上げ、ネットワークの強化を推進することが議論された。今後も交流を続けながら、課題を克服していき、男女ともに生き生きと活躍できる社会の実現に向けて活動していこうという意識の共有が図られた。

最後に、この会議を支援して下さった日本物理学会、応用物理学会、株式会社アルマード、ソーラボジャパン株式会社、株式会社東芝に感謝申し上げます。

森 初果, 鳥養映子, 田島節子,  
嘉規香織, 高山 一, 笹尾真実子  
(日本物理学会応用物理学会  
男女共同参画連絡会)

(2014年3月3日原稿受付)



## 「福島原発事故研究の要望に対する理事会の回答」に思う

山田耕作 ◇

### 1. はじめに

会誌2013年10月号によれば、植田敦氏たち14名は次の要望書を物理学会理事会に提出している。<sup>1)</sup> その要望書では福島原発事故の「深刻な災害のそもそもの原因は物理学者にある。戦後、一部の日本の物理学者は、安全は科学技術で確保できるとして原子力の平和利用を提起した。そして、多くの物理学者は、自主・民主・公開を条件にこの原子力の研究開発を容認した。しかし、安全の確保に失敗してしまった」として、次の2項目を理事会に要望している。「①福島原発事故の詳細を研究するグループを結成し、その研究結果を発表する。②物理学会誌を福島原発事故に関する会員の意見交換の場としても活用し、上記研究グループの研究に寄与する」。

これに対して理事会は会長名で「個別の問題に関して理事会が主導して研究グループを作るということはせず、研究グループを作る仕事は会員の自発的な活動に任せるとするのが物理学会のスタンスです」と回答して実質的に要望を拒否している。<sup>1)</sup>

### 2. 理事会回答への疑問

#### 1) 個別でないテーマなどあり得ない

理事会のスタンスは「個別」でなく一般の問題なら研究グループを組織しようというようにも理解される。しかし、真理は常に具体的である。「個別の問題」でない「一般の問題」の研究とはなんであろうか。「研究テーマはいつも具体的であり、個別である」。それ故、理事会回答は一切研究グループを組織しないという「スタンス」になる。しかし、これまで、物理学会として重要な課題は個別にワーキンググループ等で検討してきたのであり、問題はその研究の重要性である。理事会は福島原発事故の研究の必要性を認めなかったとしか理解できない。

#### 2) 「物理学会のスタンス」は今期の理事会で新たに決めたのか

これまで例えばオーバードクターの問題や女性研究者の「個別の問題」で理事会や会長が主導して検討グループやワーキンググループが結成された。

また、原子力の問題は従来から、物理学会をはじめ学術会議の重要な検討課題であった。物理学会が主導して原発問題を5回のシンポジウムのテーマとして議論し、その報告を物理学会が1988年に『原子力発電の諸問題』として出版している。<sup>2)</sup>

日本物理学会編集の『原子力発電の諸問題』の219ページのあとがきで編集委員会は次のように述べている。「1981年頃より日本物理学会委員会において、会員の原子力諸問題に対する理解を深めるとともに率直な意見の交換ができる機会を設ける必要があるという提案をめぐって、数回にわたって熱心な討論が行われた。それをうけて日本物理学会理事会において可能性と具体的方式について検討が重ねられ、最終的には、物理学会の開催期間中に分科講演発表と並列に「原子力シンポジウム」を開催することとなった。原子力シンポジウム企画委員会が組織され、1982年秋、北海道大学での第1回原子力シンポジウムを皮切りとして、毎回主題を慎重に選びながら1986年秋まで計5回のシンポジウムが行われた。シンポジウムにおいては、原子力の諸問題の現状を賛否双方の立場から対立的に浮き彫りにすることを狙いとし、意見あるいは立場を異にする複数の講師の講演を聴き、その後シンポジウム参加者から質疑に答えてもらうことにした。原子力シンポジウム企画委員会が企画に責任を持つことは当然であるが、個々の講師の講演内容及び意見については、講師自身が責任を持つべきものとした」。

このように日本物理学会は理事会が主導してシンポジウムを開き、原子力の問題を議論し、検討し、公に出版している。

さらに、物理学会主催で2011年6月にはシンポジウム「物理学者から見た原子力利用とエネルギー問題」を田中俊一、有馬朗人、北澤宏一、柴田徳思氏などの講師で開催し、その報告が会誌でなされている。<sup>3,4)</sup>

しかし、今期理事会は要望書の「福島原発事故の詳細の研究」が「個別」のテーマであるから物理学会の「スタンス」に反するというのである。この「スタンス」は、会員間の議論もなく従来物理学会の方針を変更するものではないか。今期理事会の「スタンス」の根拠は示されていないと思う。

### 3. 福島原発事故の真の原因を明らかにするために

理事会は、要望書が提起している原子力

の平和利用の容認を「個別の問題」としている。これは物理学会として原発事故に対する責任はないというスタンスに通じる。しかし、我々の先輩たちの大部分は今回の事故につながる原子力の平和利用を提案したり、容認したのである。その人類に対する責任は、故人だけのものだろうか。

まして、これまで可能性の問題として議論されてきた原発重大事故が起き、現実には甚大な被害が発生している。事故は終息せず、泥沼であることは誰の目にも明らかである。原発を原子力の平和利用として容認してきた物理学会として、福島原発事故の原因を研究し、それを社会に明らかにする義務と責任があると私は思う。我々物理学者は原発重大事故の心配もせず、研究に埋没していたのではないか。本当はもっと明確に、地震国日本での原発の危険性を、物理学者は総力を挙げて国民に警告すべきではなかったのか。<sup>5)</sup>

福島原発事故が津波による電源喪失が原因なのか、地震による配管の破断や送電鉄塔の倒壊など機器の損傷が原因なのか。今後の耐震性の議論に不可欠の研究課題である。世界でも有数の地震国日本で耐震性は保証できるのか。メルトダウンした核燃料と地下水とが一体となった汚染水と熔融核燃料は如何に処理すべきなのか。余震で燃料プールや建屋が倒壊する危険もある。物理学会は解決に向けて、他分野の人たちとともに努力すべき責任があると思う。

それ故、今回なぜ事故の詳細の研究や検討を組織的に行わないかについて理事会の説明が必要であると思う。「スタンスです」という結論だけでは説明になっていない。

### 4. おわりに

私は過去の経緯を踏まえて、原発の安全がなぜ破綻したのか。安全であるとして原子力を容認ないし推進してきた日本の物理学者のどこが間違っていたのか。これらの疑問の解明なしには原発の再稼働はあり得ないと思う。これはすべての事故に普遍的に通じる鉄則である。原因が明らかでなければ、同じ事故を繰り返さないという保証がないからである。津波が原因でなく地震が原因なら、いくら防潮堤を高くしても無力である。現在から過去のシンポジウムの報告<sup>2)</sup>を見ると地震や津波の議論もなく極めて未熟な理解であったことなど反省点が多くあることがわかる。広大なアメリカに比べても、震度5以上の地震数で十倍以上も多い日本で米国の原発をほぼそのまま導入しているなど多くの誤りが見いだせる。

このように福島原発事故の原因の問題は個々の物理学者だけの問題ではなく、平和利用を提唱し、容認してきた物理学会全体の問題でもある。理事会回答は拒否の理由を説明しない官僚的な回答に感じる。なぜ物理学会理事会はJ-PARC事故や、原発事故を正面から取り上げないのか。物理学会は少なくとも意見交換の場を提供する立場にあると考える。

#### 参考文献

- 1) 植田 敦：日本物理学会誌 **68** (2013) 693.
- 2) 日本物理学会編：『原子力発電の諸問題』（東海大学出版会、1988）.
- 3) 山田耕作：日本物理学会誌 **66** (2011) 790.
- 4) 相原博昭、北本俊二：日本物理学会誌 **66** (2011) 783.
- 5) 山田耕作：日本物理学会誌 **66** (2011) 459.

(2013年10月14日原稿受付)

- 1) 広く会員にとって関心があると思われる話題についての個人的な意見や感想を述べた投書を掲載します。
- 2) その内容に関する責任は投稿者が負います。



## 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](mailto: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)

■4月号掲載の「東京理科大学理学部2部物理学科助教」の項目4は2014年4月1日以降早期の誤りでした。ここに訂正しお詫び致します。

### ■高エネルギー加速器研究機構教員

#### [I]

1. 准教授1名(公募番号:素核研13-12)
2. 素粒子原子核研究所
3. エレクトロニクスシステムグループに所属し、素粒子原子核研究所が推進するプロジェクトの為のエレクトロニクス・データ収集システム開発に中核的役割を果たす。高集積・高機能電子回路の研究開発を行いつつ、関連分野に対する基幹技術の教育活動を推進。
4. 決定後早期
5. なし
6. 特になし
7. ○履歴書 ○研究歴 ○発表論文リスト ○着任後の抱負 ○推薦書又は参考意見書
8. 2014年5月15日(木)
9. ①305-0801つくば市大穂1-1 高エネルギー加速器研究機構総務部人事労務課人事第一係 電話029-864-5118 jinji1 ml.post.kek.jp ②素粒子原子核研究所 田中真伸 電話029-864-5405 manobu.tanaka kek.jp
10. 詳細は<http://www.kek.jp/ja/Jobs>参照。

#### [II]

1. 助教1名(公募番号:素核研13-13)
2. 4, 5, 6, 7, 8, 9①, 10は[I]と同じ。
3. 一次陽子ビームグループに所属し、J-PARCハドロン実験施設のビームライン、及び施設の改修・建設に当たると共に、関連設備の維持・運転・開発に従事。勤務地は東海キャンパス。
9. ②素粒子原子核研究所 田中万博 電話029-284-4050 kazuhiko.tanaka kek.jp

#### [III]

1. 助教1名(公募番号:素核研13-14)
2. 4, 5, 6, 7, 8, 9①, 10は[I]と同じ。
3. Belleグループに所属し、Belle II実験において実験の建設・遂行、及びデータ解析に従事。

9. ②素粒子原子核研究所 堺井義秀 電話029-864-5335 yoshihide.sakai kek.jp
- #### [IV]
1. 助教1名(公募番号:素核研13-15)
  - 2, 4, 5, 6, 7, 8, 9①, 10は[I]と同じ。
  3. ニュートリノグループに所属し、J-PARCにおけるニュートリノ実験に従事。勤務地は東海キャンパス。
  9. ②素粒子原子核研究所 小林 隆 電話029-864-5414 takashi.kobayashi kek.jp

### ■理化学研究所研究員

#### [I]

1. 研究員1名
2. 仁科加速器研究センター上野核分光研究室
3. RIBF施設を用いた実験核物理及び関連研究で先導的役割を担うと共に、広く研究室やRIBF施設の将来研究計画の立案、遂行に従事。積極的かつ堅実に、関係者と協力し業務を遂行できること。
4. 2014年10月1日以降早期
5. なし(60歳定年)、但し採用時の審査結果によっては任期5年以内の任期制職員として採用され、原則として3年終了後に定年制移行審査を受ける。
6. 関連分野の博士号取得者。1年以上の海外研究歴を有することが望ましい。
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績一覧 ○主要論文別刷5編以内 ○外部資金獲得リスト ○今迄の研究概要と今後の抱負 ○現職の所属長を含む推薦書2通(内、最低1通は日本以外に籍を置く研究者からのもの)
8. 2014年5月23日(金)17時必着
9. 351-0198和光市広沢2-1 理化学研究所情報基盤棟3階 外務・研究調整部研究調整課 rps-saiyo25 riken.jp
10. 封筒に「上野核分光研究室研究員応募

書類在中」と朱書し簡易書留又は書留で送付。応募書類不返却。詳細は [http://www.riken.jp/careers/researchers/20140303\\_3/](http://www.riken.jp/careers/researchers/20140303_3/) 参照。

[II]

1. 准主任研究員1名
2. 勤務地は研究実施上の適性、センター長等との調整により決定
3. 研究分野は特定しない。自由な発想に基づく研究分野を開拓して頂く。
4. 2014年4月1日
5. 常勤、60歳定年
6. 長期的視野を持つ、次世代の科学技術分野を創成できる自律的研究者で、研究室を主宰するのに十分な能力と研究業績を有する方。(博士号取得後10年未満程度)
7. 詳細は <http://www.riken.jp/careers/researchers/20140401/> 参照。
8. 2014年6月30日(月)17時必着
9. 351-0198 和光市広沢2-1 理化学研究所外務・研究調整部准主任研究員事務局 [riken-acs25.riken.jp](http://riken-acs25.riken.jp)
10. 電話による問合せ不可。提出書類不返却。当研究所の研究活動については <http://www.riken.jp/> 参照。

■宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所准教授

1. 准教授(教育職、科学広報担当)1名
2. 学際科学研究系
3. 宇宙科学研究所の科学広報の短期・中長期的な戦略を策定し、科学衛星等の開発成果やそれを用いた科学的成果を広く国民に分かりやすく伝える科学広報に強いリーダーシップを発揮する。
4. 決定後早期
5. なし
7. ○履歴書 ○今迄の研究・業務の詳細 ○現在の宇宙科学研究所の科学広報活動についての評価と今後のビジョンと活動計画 ○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5月30日(金)
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 電話050-3362-5412  
②学際科学研究系研究主幹 吉田哲也 電話050-3362-7824 [yoshida.tetsuya.jaxa.jp](http://yoshida.tetsuya.jaxa.jp)
10. 本公募では、職務内容と求める人材の資質をより具体的に定めている。 [http://www.jaxa.jp/about/employ/educator\\_j](http://www.jaxa.jp/about/employ/educator_j)

[html](#)にある詳細を必ず参照。

■大阪大学理学研究科助教

1. 助教1名
2. 宇宙地球科学専攻川村(理論物質学)グループ
3. 物性理論・統計力学。広い視野を持ち、柔軟性に富んだ方。
4. 決定後早期
5. なし
6. 着任時の博士号取得者
7. ○履歴書 ○研究業績リスト ○主要論文別刷5編以内 ○今迄の研究概要(2,000字以内) ○研究計画と教育も含めた今後の抱負(2,000字以内) ○照会可能者2名の氏名、連絡先 ○紙版と共に同一内容をCDでも送付
8. 2014年5月30日(金)
9. ①560-0043 豊中市待兼山町1-1 大阪大学大学院理学研究科宇宙地球科学専攻長 常深 博  
②同上 川村 光 電話06-6850-5543 Fax06-6850-5494 [kawamura\\_ess.sci.osaka-u.ac.jp](mailto:kawamura_ess.sci.osaka-u.ac.jp)
10. 封筒に「物性理論助教応募書類」と朱書し簡易書留で送付。応募書類不返却。本学では男女雇用機会均等法を尊重し、男女共同参画の推進に取り組んでいる。女性の積極的な応募を歓迎。

■核融合科学研究所ヘリカル研究部教員

[I]

1. 准教授1名
2. 基礎物理シミュレーション研究系シミュレーション科学技法研究部門
3. 本研究系ではプラズマ・核融合の物理の先端的シミュレーション及びシミュレーション手法などの研究を推進している。階層間連結手法等の新しいシミュレーション手法の研究を推進すると共に、研究基盤となるスーパーコンピュータの更新、運用及び利用環境の整備等に共同研究者と連携してあたる事を求める。
4. 決定後早期
5. 任期5年、再任可
6. 博士号取得者等
7. ○履歴書 ○研究歴 ○就任後の抱負 ○推薦書 ○研究業績リスト ○主要論文別刷約5編各6部
8. 2014年6月2日(月)17時必着
9. 核融合科学研究所 管理部総務企画課 人事・給与係 電話0572-58-2012
10. 封筒に「ヘリカル研究部基礎物理シミュレーション研究系シミュレーション

科学技法研究部門(准教授)公募関係書類」と朱書し、書留で送付。詳細は <http://www.nifs.ac.jp/jinji/> 参照。

[II]

1. 准教授1名
2. 基礎物理シミュレーション研究系複合物理シミュレーション研究部門
3. 本研究系ではプラズマ・核融合の物理の先端的シミュレーション及びシミュレーション手法などの研究を推進している。スーパーコンピュータを駆使した大規模シミュレーションを通じて複合プラズマの非線形現象を解明すると共に、プラズマ・核融合の最新研究成果を社会に向け積極的に発信する活動を行う事を求める。
- 4, 5, 6, 7, 9は[I]に同じ。
8. 2014年6月16日(月)17時必着
10. 封筒に「基礎物理シミュレーション研究系複合物理シミュレーション研究部門(准教授)公募関係書類」と朱書し、書留で送付。詳細は <http://www.nifs.ac.jp/jinji/> 参照。

[III]

1. 助教2名
2. 核融合理論シミュレーション研究系炉心プラズマシミュレーション研究部門及び高エネルギー粒子シミュレーション研究部門
3. 本研究系では核融合プラズマ全体の挙動を予測するシミュレーションコード体系の構築を目指した数値実験研究プロジェクトを推進している。核融合プラズマの輸送過程や粒子・波動相互作用等の物理現象に関する大規模シミュレーション研究を行い、実験・炉工学研究者との連携によりプロジェクトに貢献する事を期待する。
- 4, 5, 9は[I]に同じ。
6. 博士号取得者(取得見込者含)等
7. ○履歴書 ○研究歴 ○就任後の抱負 ○推薦書 ○研究業績リスト ○主要論文別刷約3編各6部
8. 2014年10月23日(木)17時必着
10. 封筒に「公募関係書類」と朱書し、応募する第1希望の部門名を記し、書留で送付。詳細は <http://www.nifs.ac.jp/jinji/> 参照。

■東京大学物性研究所員

[I]

1. 特任研究員A, B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. 2014年9月1日以降
5. 原則2年間(年度更新), 1年間の再任可
6. 博士号取得後10年程度以内の者(着任時に博士号取得を確実に見込む者含)。着任予定時に主たる職, 又は大学院生及び研究生等の身分を有しないこと。
7. ○履歴書 ○発表論文リスト ○主要論文別刷3編以内 ○今迄の主要業績のまとめ(2,000字以内) ○研究計画(2,000字以内) ○指導教員又は推薦者による意見書
8. 2014年6月6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](http://issp-somu.kj.u-tokyo.ac.jp)
10. 応募時, 関連する物性研究所所員(教授又は准教授)と連絡をとり研究計画等を調整のこと。複数の研究室に跨る研究テーマに取り組む方も歓迎。ABとも週5日, 1週38時間45分勤務。A: 年額約480万円。B: 年額約380万円。ABについては書類選考時に決定, 事前連絡。応募書類不返却。

[II]

1. 助教1名
2. 極限コヒーレント光科学研究センター秋山研究室
3. 半導体ナノ構造・半導体レーザー・太陽電池・生物発光等を, 高品質・高効率・高速化の限界物理に注目しつつ研究している。先端レーザー分光・計測手法の開発と新しい物性物理・デバイス物理・光科学の開拓に意欲的な活力ある研究者を希望。経験・専門分野不問。
4. 2015年4月1日以降早期
5. 5年, 再任1回可(審査有)
6. 修士課程修了, 又は同等以上の能力者
7. ○推薦の場合は推薦書を同封の上, 推薦者から以下を直送 ○応募の場合は応募者が以下を送付し, 意見書は作成者から書類提出先へ直送 ○履歴書(略歴可) ○業績リスト(重要論文○印) ○主要論文別刷約3編(コピー可) ○研究業績概要(約2,000字) ○研究計画書(約2,000字)
8. 2014年7月4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](http://issp-somu.kj.u-tokyo.ac.jp)  
②秋山英文 電話04-7136-3385 [golgo.issp.u-tokyo.ac.jp](http://golgo.issp.u-tokyo.ac.jp)
10. <http://www.issp.u-tokyo.ac.jp/maincontents/>

[jobs/detail/jokyou2508-akiyamaken.html](http://jobs/detail/jokyou2508-akiyamaken.html)を必ず確認。

#### ■高エネルギー加速器研究機構技術職員

1. 技術職員4名
2. 素粒子原子核研究所1名, 加速器研究施設2名, 共通基盤研究施設1名
3. 高エネルギー加速器研究機構の各研究所・研究施設に所属し, 研究課題に関する技術及び関連技術の開発を行うと共に, 各研究所・研究施設が行う装置の運転・管理業務に従事。
4. 2015年4月1日
5. 特になし, 定年60歳
6. 1981年4月2日以降に生まれた方で, 高等専門学校又は理工系大学卒業(2015年3月卒業予定者含)又は同程度以上の能力を有する者
7. ○履歴書 ○今迄の仕事の概要(在学生の場合は, 卒業研究内容) ○志望動機及び抱負 ○上記書類は全てA4横書きとし, 各々別葉として各葉に氏名を記入
8. 2014年6月23日(月) 17時必着
9. 305-0801 つくば市大穂1-1 高エネルギー加速器研究機構総務部人事労務課人事第二係 電話029-864-5117
10. 封筒に「技術職員公募書類在中」, 「機構技術14-2」と朱書き郵送の場合は書留送付。詳細は<http://www.kek.jp/ja/Jobs/>参照。

#### ■福岡大学理学部物理科学科助教

1. 助教1名
2. 量子電子物性研究室(眞砂研究室)
3. 磁性物理学・スピントロニクスの実験的研究。クリーンルームの運営, 物理学の基礎教育, 学部・学科行事等にも在任スタッフと協力して従事。
4. 2015年4月1日
5. なし
6. 博士号取得者又は取得見込者。微細加工の経験のあることが望ましい。
7. ○履歴書(写真貼付) ○業績リスト ○今迄の研究概要(A4, 2枚) ○着任後の研究・教育活動の抱負(A4, 1枚) ○主要論文別刷3編以内 ○照会可能者2名の氏名, 連絡先
8. 2014年6月30日(月) 必着
9. 814-0180 福岡市城南区七隈8-19-1 福岡大学理学部物理科学科 眞砂卓史 電話092-871-6631 (ex.6154) [manago.fukuoka-u.ac.jp](http://manago.fukuoka-u.ac.jp)
10. 封筒に「教員応募書類在中」と朱書き簡易書留等にて送付。応募書類不返却。

詳細は<http://www.sp.fukuoka-u.ac.jp/section/solid1/manago/koubo.html>参照。

#### ■北海道大学電子科学研究所教授

1. 教授2名
2. A: 光科学研究部門(新研究分野)1名  
B: グリーンナノテクノロジー研究センター(新研究分野)1名
3. A: 光科学的アプローチから, 物質科学, 生命科学, 数理学の諸分野におけるブレークスルーの探索を行う研究分野。  
B: ナノテクノロジーに関連する光学・物質科学の複合研究分野。
4. 2015年4月1日以降早期
7. ○履歴書 ○業績リスト ○今迄の研究概要 ○研究計画及び教育に対する抱負 ○研究助成金取得状況 ○照会可能者2名の氏名, 連絡先 ○主要論文別刷10編 ○上記7点を別々のPDFとして保存した記録媒体
8. 2014年6月30日(月) 消印有効
9. ①001-0021 札幌市北区北21条西10丁目 北海道大学北キャンパス合同事務部総務担当気付  
A: 電子科学研究所光科学研究部門教授候補者選考委員会  
B: 電子科学研究所グリーンナノテクノロジー研究センター教授候補者選考委員会  
②同大学電子科学研究所 笹木敬司 [sasaki.es.hokudai.ac.jp](mailto:sasaki.es.hokudai.ac.jp)

#### ■アイズファクトリー正社員

1. データサイエンティスト2~3名
2. 情報エンジニアリング部
3. 統計学, 数理学, 情報処理等の分野・領域で, データ分析の経験があり, ビジネスへの応用に関心のある方。仕事の内容: データ解析・課題解決支援業務(顧客企業の課題解決・ビジネス施策を支援する為のデータ解析, マーケティング施策の支援)又は研究開発業務(様々な案件で培った新たなデータ解析技術やデータ処理ノウハウなどの標準化)
4. 要相談
5. なし(常勤)
6. 修士課程修了又は同等以上
7. ○履歴書(写真貼付) ○職務経歴書(職歴がない方は, アルバイト経験や研究内容等の資料を提示) ○外国籍の方のみ在留資格のコピー ○郵送, 又はe-mail添付
8. 2014年6月30日(月)

9. 101-0054 東京都千代田区神田錦町1-23 宗保第2ビル (株)アイズファクトリー 人事担当者 電話 03-5259-9004 bs isfactory.co.jp http://bodais.jp/company/

#### ■東邦大学理学部専任教員

1. 講師又は准教授1名
2. 物理学科, 宇宙・素粒子教室
3. 宇宙物理学理論, 同研究室の北山哲教授と連携して学部・大学院の教育と研究にあたる
4. 2015年4月1日
5. なし
6. 着任時に博士の学位を有し, 学部・大学院の専門科目(量子力学等)を担当できる方
7. ○履歴書(連絡先明記, 写真貼付) ○研究業績リスト(論文は査読付とその他を区別) ○主要論文別刷5編以内(コピー可) ○今迄の研究概要(約2,000字) ○着任後の研究計画(約1,000字) ○私立大学における教育に関する抱負(約1,000字) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先(推薦書がある場合は別送可)
8. 2014年7月31日(木) 必着
9. ①274-8510 船橋市三山2-2-1 東邦大学理学部物理学科 齊藤敏明 ②同学科 北山 哲 電話 047-472-5913 kitayama ph.sci.toho-u.ac.jp
10. 封筒に「物理学科教員応募書類在中」と朱書きし簡易書留で送付。応募書類不返却。本学は男女共同参画を推進している。

#### ■早稲田大学理工学術院教員

1. 専任講師又は准教授1名
2. 先進理工学部電気・情報生命工学科, 同研究科電気・情報生命専攻
3. 専門分野: 電気電子材料を利用したセンサー・センシング, 担当講義: 電磁気学及び回路理論, 並びに計測工学等
4. 2015年4月以降
5. なし
6. 博士号取得者, 又は着任迄に取得確実な方。独立して研究室を運営し, 学生の指導と研究活動を活発に行える方。
7. ○履歴書 ○研究業績リスト(競争的資金獲得リスト, その他特許や受賞等含) ○主要論文別刷5編以内 ○今迄の研究概要と今後の研究計画(※) ○教育経験と教育への抱負(※) ○理工系における電気・情報生命工学科の将来像(※) ○本学科における自

身の分野の将来像(※) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先(e-mail) ○担当可能科目一覧(概要) ○※は合計5頁以内

8. 2014年8月6日(水) 必着
9. ①169-8555 東京都新宿区大久保3-4-1 早稲田大学電気・情報生命工学科連絡事務所内 教員選考委員会 ②渡邊 亮 電話 03-5286-3006 Fax 03-5286-3487 office eb.waseda.ac.jp
10. 応募書類は簡易書留で送付。

### 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)

#### ■ISSP International Workshop “New Horizon of Strongly Correlated Physics”

主催 東京大学物性研究所  
日時 2014年6月16日(月)~7月4日(金)  
場所 東京大学物性研究所(277-8581 柏市 柏の葉5-1-5)  
内容 強相関系理論に関する3週間の滞在型国際ワークショップを3日間のシンポジウム(6月25日~27日)を含めて開催。最近の理論及び数値計算の進展をふまえて, 強相関量子効果がダイナミクスや非平衡応答を含めて強相関系の物性に及ぼす影響を議論し, 今後の展望を探る。主なトピックスはモット転移, スピン液体, フラストレート系, 重い電子系, 異方的超伝導, 多極子秩序, 冷却原子系の新奇量子相, 動的平均場法等。  
定員 なし  
参加費 無料(懇親会費別途)  
参加登録・講演申込締切 2014年5月23日(金)  
連絡先 277-8581 柏市柏の葉5-1-5 東京大学物性研究所 常次宏一 nhsep-sec issp.u-tokyo.ac.jp 詳細はhttp://www.issp.u-tokyo.ac.jp/public/nhsep2014/参照。

#### ■日本真空学会関西支部&日本表面科学会関西支部合同セミナー2014「大気圧プラズマ—その基礎と新しい医療を目指した取り組み—」

主催 日本真空学会関西支部, 日本表面科学会関西支部, 大阪大学  
日時 2014年7月1日(火) 13:00~16:45  
場所 大阪大学会館(560-0043 豊中市待兼山町1-13 電話06-6850-5977)  
内容 古くから知られている大気圧プラズマは, 医療, 農業, 環境分野での応用に関する新たな可能性が見いだされて以来, ますます盛んに研究されるようになっていく。第一線の研究者を迎え, 大気圧プラズマを生成し, 調べ, 利用するまでを丁寧に解説する。大気圧プラズマの専門家はもちろん, 異なる分野の研究者・技術者や興味を持つ一般の方に参考になる内容。皆様の参加をお待ちする。  
定員 220名  
参加費 無料  
参加申込締切 2014年6月23日(月)  
連絡先 606-8585 京都市左京区松ヶ崎御所海道町 京都工芸繊維大学工芸科学研究科電子システム工学部門 高橋和生 電話075-724-7418 takahash kit.jp

#### ■第11回Cat-CVD研究会

主催 Cat-CVD研究会  
日時 2014年7月11日(金)~12日(土)  
場所 東北大学大学院工学研究科青葉記念会館(980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉6-6)  
内容 Cat-CVD技術について基礎から応用まで幅広く議論する。Cat-CVD法(原料ガス分子の分解にガス分子と加熱触媒体との接触分解反応を用いた薄膜堆積法)。「ガスの分解過程, 気相反応, 触媒体材料」「Cat-CVD, Hot-Wire装置開発」「堆積膜の基礎物性及び評価」「ラジカル処理」「デバイス応用」「新分野・新展開」等  
定員 200名  
参加費 10,000円, 学生3,000円  
申込 http://www.cat-cvd.jp/index.html より  
講演申込締切 2014年6月6日(金) 23:59  
要旨投稿締切 2014年6月6日(金) 23:59  
参加費振込締切 2014年6月30日(月) 23:59  
連絡先 923-1292 能美市旭台1-1 北陸先端科学技術大学院大学グリーンデバイス研究センター 大平圭介 電話0761-51-1563 Fax 0761-51-1149 ohdaira jaist.ac.jp

■第42回薄膜・表面物理セミナー (2014)  
「構造物性解明へ向けたマイクロ～マクロ計測の最前線」

主催 応用物理学会薄膜・表面物理分科会  
日時 2014年7月25日(金)  
場所 東京大学本郷キャンパス山上会館  
(113-8654 東京都文京区本郷7-3-1 電話 03-3812-2111)  
内容 最先端の計測技術を駆使して、最近注目を浴びている超高強度マグネシウム合金の構造・物性を、マイクロ～マクロに渡って系統的・包括的に評価する試みについて紹介する。各々の計測法の第一線の研究者を講師として招聘し、原子レベル～マクロ領域の評価技術を相互に対比しながら、各々の手法の利点、適用限界等を忌憚なく議論して頂く。  
定員 100名  
参加費 15,000円、学生3,000円  
参加費振込締切 2014年7月18日(金)  
連絡先 113-0034 東京都文京区湯島2-31-22 湯島アーバンビル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://annex.jsap.or.jp/tfspd/>

■第62回レオロジー討論会

主催 日本レオロジー学会  
日時 2014年10月15日(水)～17日(金)  
場所 福井市交流プラザ (910-0858 福井市手寄1-4 電話 0776-20-1535)  
内容 特別企画：特別セッション「繊維とレオロジー」. バイオレオロジー・リサーチ・フォーラムオーガナイズドセッション：高分子液体のレオロジー、高分子固体のレオロジー、非ニュートン流体力学、表面界面のレオロジー、ER・MR流体及び液晶のレオロジー、ゲル・エラストマーのレオロジー、生体由来物質・食物のレオロジー、バイオレオロジー(医学関連のレオロジー)、マイクロ・ナノおよび分子レオロジー、分散系・セラミックス関連のレオロジー、機能性材料・成形加工のレオロジー、サイコロロジー(含化粧品関連のレオロジー)、English Session.  
参加費 7,000円、学生3,000円  
講演申込締切 2014年6月23日(月)  
要旨原稿提出締切 2014年8月29日(金)  
連絡先 600-8815 京都市下京区中堂寺栗田町93 京都リサーチパーク6号館3F 日本レオロジー学会 電話 075-315-8687 office srj.or.jp  
<http://www.srj.or.jp/index-j.html>

■第7回シリコン材料の科学と技術フォーラム2014 (浜松)

主催 日本学術振興会「結晶加工と評価技術」第145委員会、シリコン材料の科学と技術フォーラム実行委員会  
日時 2014年10月19日(日)～22日(水)  
場所 アクトシティ浜松コンgresセンター (430-7790 浜松市中区板屋町111-1 電話 053-451-1111)  
内容 シリコンを中心とする半導体材料の格子欠陥及び不純物制御に必要な材料科学の基礎的内容を中心に、LSI、パワーデバイス、センサー、太陽電池、Siフォトニクス等幅広いデバイスに関する最新の技術動向について全員参加の議論を行い、産学連携の強化と実質化、若手研究者・技術者の教育と国際活動力の強化を目的としている。招待講演は世界的なリーダー格の研究者にお願いし、一般ポスター発表を募集。  
定員 一般100名、学生30名  
参加費 35,000円、学生15,000円(宿泊費：1泊7,500円(ホテルクラウンパレス浜松、朝食付))  
参加・講演申込締切 2014年9月1日(月)  
連絡先 437-8555 袋井市豊沢2200-2 静岡理工科大学 鈴木 撰 suzuki-s ob.sist.ac.jp、吉田 豊 yoshida ms.sist.ac.jp 電話 0538-45-0111 Fax 0538-45-0110  
その他 発表申込等詳細は<http://www.sist.ac.jp/si-forum/>参照。

その他

助成公募の標準様式 (1件500字以内)

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

その他 ○標題 ○内容 ○連絡先

■第8回(2014年度)湯川記念財団木村利栄理論物理学賞候補者募集

対象 重力・時空理論、場の理論とその周辺の基礎的な理論研究において顕著な業績を上げており、且つ受賞以降も対象分野で中心的な役割を果たしていくことが期待される研究者。原則として毎年1件に授賞。  
顕彰 賞状及びメダルと副賞(60万円/1件)  
推薦方法 他薦のみ。推薦者は所定の推薦

票等下記HPに記載の書類を簡易書留又はe-mailにて提出先に送付。  
推薦締切 2014年6月30日(月) 必着  
提出先 606-8502 京都市北白川追分町 京都大学基礎物理学研究所 木村利栄理論物理学賞選考委員会  
kimurasho yukawa.kyoto-u.ac.jp  
問合せ先 田中貴浩  
tanaka yukawa.kyoto-u.ac.jp  
その他 募集要項・推薦票は<http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~kimuratp/kimurasho/index.htm>からダウンロードのこと。

■平成26年度(第4回)RIEC Award受賞候補者募集

対象 電気情報通信に関連する、広い意味での電気工学、電子工学、情報工学、通信工学各分野の大きな賞の受賞経験のない、将来性の高い若手研究者。関連分野で将来的な発展が期待できる顕著な研究業績をあげた者。2014年4月1日現在45歳以下。  
授賞内容 賞状、賞牌及び副賞として賞金20万円を原則毎年度1名に贈呈。  
応募方法 封筒に「RIEC Award申請書類在中」と朱書きし必要書類を期日までに送付。候補者の推薦は他薦のみ。必要書類は<http://www.riec.tohoku.ac.jp/riecaward/>よりダウンロード。提出先は「980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1 東北大学電気通信研究所内(財)電気通信工学振興会 RIEC Award授賞委員会」  
応募締切 2014年7月25日(金) 必着  
問合せ先 980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1 電気通信研究所総務係 電話 022-217-5420 Fax 022-217-5426 somu riec.tohoku.ac.jp  
その他 東北大学電気・情報仙台フォーラム(2014年11月開催予定)にて授賞式を予定。

■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。)  
5月ユーザ名 : 14May  
パスワード: Enrico465  
6月ユーザ名 : 14Jun  
パスワード: Adam935

# 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			
5月～11月	セラミックス大学2014 (CEPRO2014)	首都圏各地	69-4
5/12～13	第30回量子情報技術研究会 (QIT30)	名古屋市	69-2
5/14～17	OIST国際ワークショップ「新規な量子物質と量子相」(NQMP2014)	恩納村(沖縄)	69-2
5/16	日本磁気学会第196回研究会「有機/分子磁性材料の現状と今後の展開」	東京	69-3
5/16～18	第10回ESR入門セミナー	八王子市(東京)	69-4
5/17	量子スピン系の物理	東京	69-3
5/22	食品ハイドロコロイドセミナー2014～初心者のためのハイドロコロイド研究法の解説～	東京	69-3
5/22～23	第31回希土類討論会	東京	68-12
5/23	第25回食品ハイドロコロイドシンポジウム	東京	69-3
5/28～31	第31回強誘電体応用会議	京都市	69-3
6/4～5	第57回表面科学基礎講座	吹田市(大阪)	69-4
6/16～7/4	ISSP Int. Workshop “New Horizon of Strongly Correlated Physics”	柏市(千葉)	69-5
6/19～20	第10回核融合エネルギー連合講演会—発電実証に向けた核融合研究の発展と拡がり—	つくば市(茨城)	69-4
7/1	日本真空学会関西支部&日本表面科学会関西支部合同セミナー2014「大気圧プラズマ—その基礎と新しい医療を目指した取り組み—」	豊中市(大阪)	69-5
7/7～11	The 19th Int. Conf. on Ultrafast Phenomena	宜野湾市(沖縄)	69-3
7/9～11	第33回電子材料シンポジウム (EMS-33)	伊豆市(静岡)	69-4
7/11～12	第11回Cat-CVD研究会	仙台市	69-5
7/25	第42回薄膜・表面物理セミナー(2014)「構造物性解明へ向けたマイクロ～マクロ計測の最前線」	東京	69-5
9/7～10	日本物理学会2014年秋季大会(中部大学)(領域2を除く物性)	春日井市(愛知)	日本物理学会
9/18～21	日本物理学会2014年秋季大会(佐賀大学)(素粒子, 宇宙線, 宇宙物理)	佐賀市	日本物理学会
10/8～11	日本物理学会2014年秋季大会(ハワイ)(核物理)	ハワイ島	日本物理学会 ・アメリカ物理学会合同
10/15～17	第62回レオロジー討論会	福井市	69-5
10/19～22	第7回シリコン材料の科学と技術フォーラム2014(浜松)	浜松市(静岡)	69-5
11/2～6	The 7th Int. Symp. on Surface Science	松江市	68-4
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
2015年			
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
9/16～19	日本物理学会2015年秋季大会(関西大学)(物性)	吹田市(大阪)	日本物理学会
9/25～28	日本物理学会2015年秋季大会(大阪市立大学)(素粒子, 核物理, 宇宙線, 宇宙物理)	大阪市	日本物理学会

## 編集後記

最近、教養課程の物理講義を受け持つことになりました。約100名の受講者のうち、半数弱は高校時代にあまり物理を学んでこなかった学生で、講義に対する姿勢にもかなり温度差があります。物理があまり得意ではない学生に話を聞いていると、意味や使い方が納得できないまま、公式を沢山暗

記しなくてはならない科目だから物理が好きになれなかった、という声をよく耳にします。受験用に特化した勉強がいけないのか、何が原因でこのような意見が出るのかを断定することはできませんが、これは物理という学問を本当の姿と全く逆にとらえていて、こういう理由で物理を嫌いになる学生がいるのは非常に不幸なことだと思っています。

少しでも物理に興味を持ってもらいたいと、演示実験やアニメーションを見せるなどの工夫はしているものの、限られた講義時間の枠内で全ての学生に理解してもらうのはなかなか困難で、わかりやすく伝え、理解してもらうことの大事さ、難しさを痛感しています。

昨年4月に物理学会誌の編集委員を仰せつかり、約一年たちました。物理学会誌以

外にも、いくつかの学会誌の編集委員を経験してきましたが、最近はこの会誌でも記事をわかりやすくし、少しでも多くの皆様に実際に読んでもらえるようにしようと努力しています。今年から始まったリードページなどのリニューアルも今号で五冊目となります。先輩編集委員諸氏が時間をかけて立案・検討したもので、私が学生の頃の学会誌と比べると、驚くほど読みやすくなっていると思います。読者の皆様はどのようにお感じでしょうか。

これからもより親しみやすい会誌を目指し、編集委員として微力ながら貢献していきたいと思っています。

さて、今月号からシリーズ「量子論の広がり」が始まります。Bellの不等式の論文

から50周年を迎え、非局所相関をはじめとして不確定性原理や他分野への波及効果など、近年様々な進展が続いているテーマに関連して、いくつかの記事をお届けしていく予定です。お楽しみいただけると幸いです。

目良 裕〈〉

編集委員

宮下 精二(委員長), 森川 雅博,  
井岡 邦仁, 石岡 邦江, 今村 卓史,  
岡田 邦宏, 沖本 洋一, 加藤 岳生,  
角野 秀一, 桑本 剛, 小島智恵子,  
関 和彦, 岸根順一郎, 高須 昌子,  
常定 芳基, 長谷川修司, 松尾 泰,  
松本 重貴, 水崎 高浩, 南 龍太郎,

望月 維人, 野口 博司, 李 哲虎,  
目良 裕, 山本 隆夫, 渡邊 康,  
平野 哲文

(支部委員)

奥西 巧一, 黒岩 芳弘, 小山 晋之,  
酒井 彰, 中村 光廣, 野村 清英,  
前田 史郎, 松井 広志, 水野 義之,  
山崎 祐司

新著紹介小委員会委員

平野 哲文(委員長), 大江純一郎,  
片山 郁文, 桂 法称, 加藤 進,  
小芦 雅斗, 合田 義弘, 郡 宏,  
長谷川秀一, 廣政 直彦, 間瀬 圭一,  
宮原ひろ子, 三輪 光嗣, 山本 貴博

第70期 (2014年3月31日~2015年3月31日) 理事・監事

会 長	兵頭 俊夫	副会長(会長予定者)	藤井 保彦
庶務理事	石田 憲二・小林 富雄・櫻井 博儀・柴田 利明・須藤 彰三・松川 宏・三沢 和彦 森 初果		
会計理事	川村 光・柴田 利明(兼任)・松井 哲男・松川 宏(兼任)		
会誌編集委員長	宮下 精二	JPSJ 編集委員長	安藤 恒也
刊行委員長	大槻 東巳	監 事	波田野 彰・三宅 康博
			PTEP 編集委員長 坂井 典佑

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

(参照: 本誌 47 (1992) 4号会告)

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

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

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

アメリカ合衆国における複製については、下記 CCC  
に連絡して下さい。

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

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

日本物理学会誌 第69巻 第5号 (平成26年5月5日発行) 通巻775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。