

# 日本物理学会誌

## BUTSURI

第67巻 第3号(通巻744号) ISSN 0029-0181

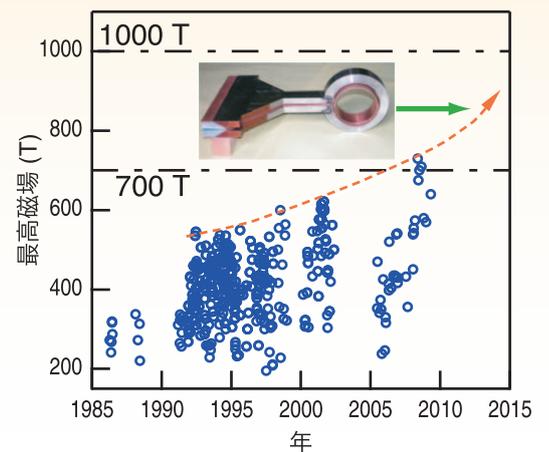
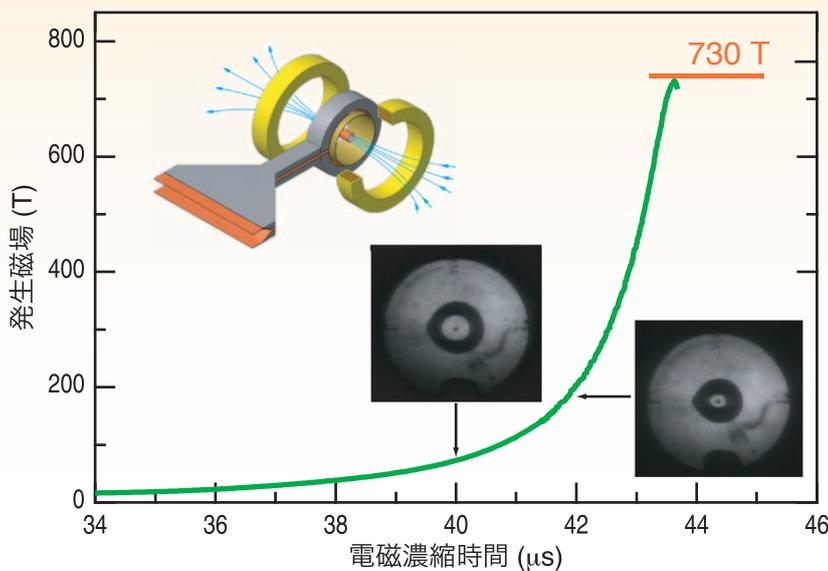
昭和30年6月13日 第3種郵便物認可

平成24年3月5日発行 毎月5日発行

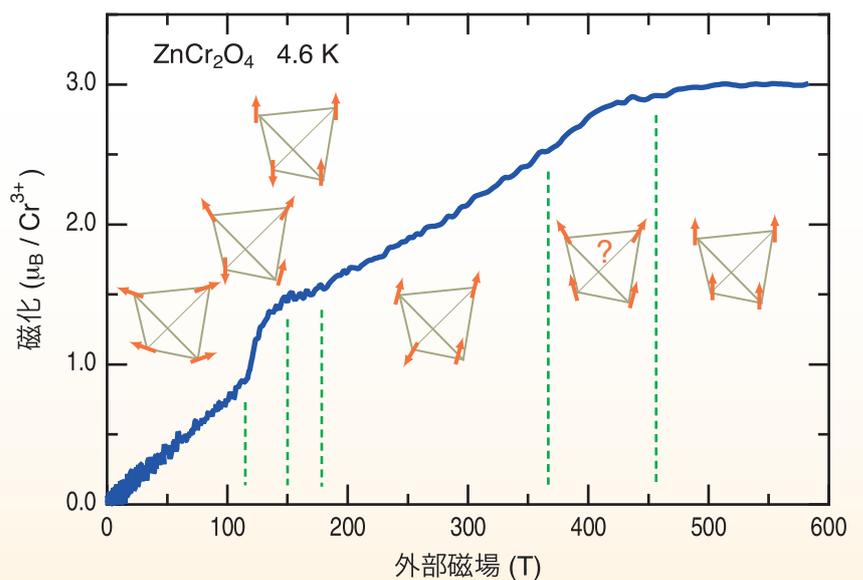
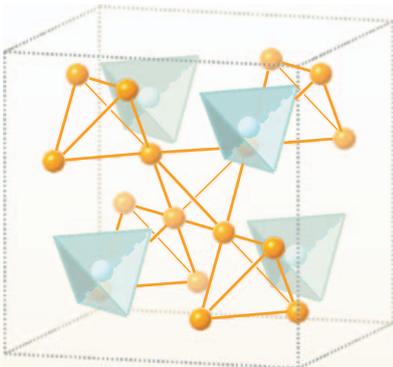
2012 VOL. 67 NO.

- 光を使った高エネルギー密度科学の展開
- 分子遷移周波数精密計測と基礎定数の変化検出
- 電磁濃縮法による室内世界最高磁場発生と物性物理への応用

# 3



ZnCr<sub>2</sub>O<sub>4</sub>

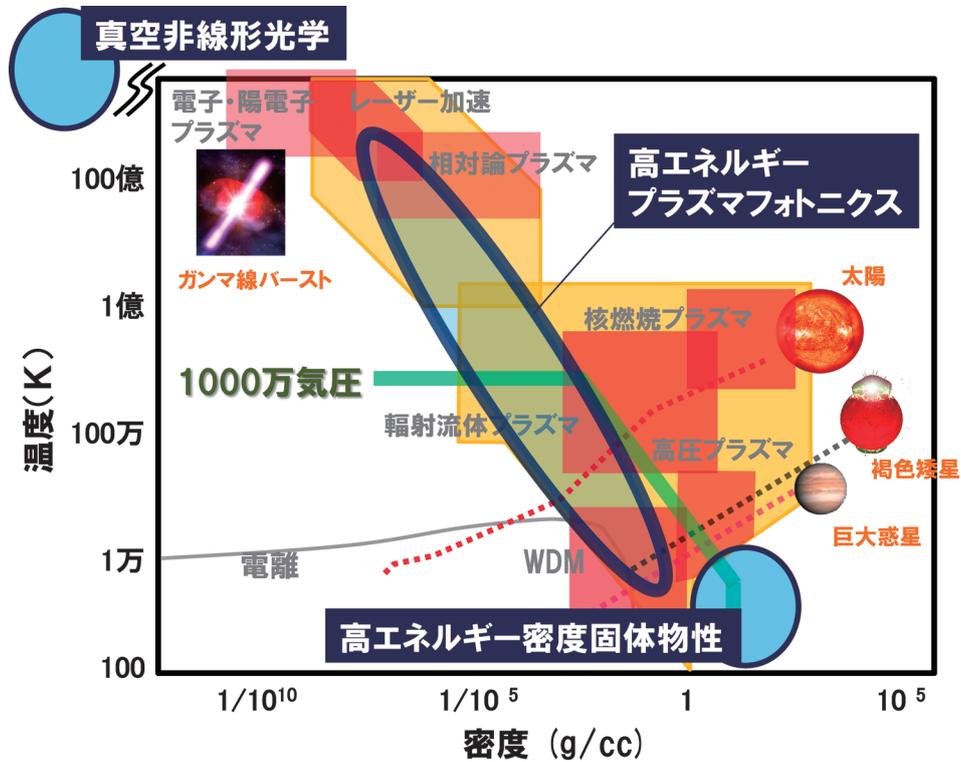


口絵：今月号の記事から		153
巻頭言	物理学者と社会と会誌	旭 耕一郎 155
解説	光を使った高エネルギー密度科学の展開 <b>口絵</b> 分子遷移周波数精密計測と基礎定数の変化検出	兒玉了祐 156 梶田雅稔 164
実験技術	電磁濃縮法による室内世界最高磁場発生と物性物理への応用	嶽山正二郎 170
最近の研究から	フラストレートした磁性体ボルボサイトのゆらぎと秩序 トポロジカル量子相転移近傍におけるディラック電子の質量獲得	吉田 誠, 瀧川 仁 179 佐藤宇史, 瀬川耕司, 高橋 隆, 安藤陽一 184
話題	OPERA 実験におけるニュートリノ速度の測定	小松雅宏 189
JPSJの最近の注目論文から	11月の編集委員会より	川畑有郷 193
学界ニュース	2011年度ノーベル物理学賞：S. Perlmutter氏, B. P. Schmidt氏, A. G. Riess氏—宇宙の加速膨張の発見 第25回日本IBM科学賞物理分野：齊藤英治氏 ：村上修一氏 2011年度仁科記念賞：秋葉康之氏 ：藤澤彰英氏, 居田克巳氏	横山順一 196 前川禎通 197 古崎 昭 197 延與秀人 198 伊藤公孝 198
談話室	第56回物性若手夏の学校開催報告	東 陽一 199
国際会議	日独ワークショップ「量子色力学の最近の動向」 IUPAP Working Group on Communication in Physics	植松恒夫, 川村浩之, 熊野俊三 201 植田憲一 202
追悼	田中昭二先生を偲ぶ	三浦 登 205
新著紹介		206
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他	208
行事予定		212
会告	■第91回・第92回通常総会開催のお知らせ ■第11回代議員懇談会開催のお知らせ ■2012年秋季大会・講演募集掲載号 ■2012年秋季大会の企画募集 ■2012年2月1日付新入会者	215
本会記事	■2011年9月16日配信の会員同報メールについて	218
本会関係欧文誌目次		220

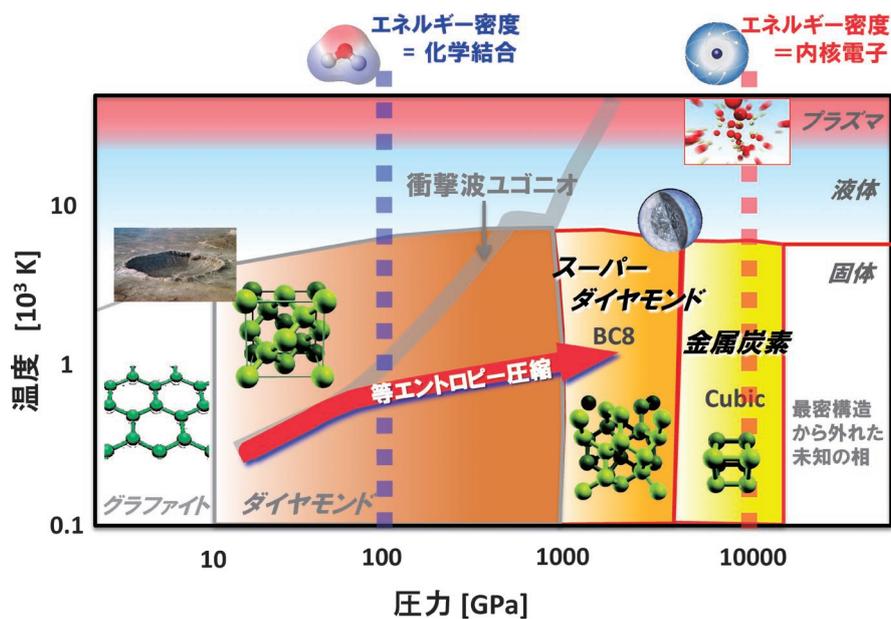
**表紙の説明** 東京大学物性研究所では世界でも他に類を見ない「電磁濃縮法」により超強磁場を発生し、物性研究に応用している。このプロジェクトは1980年初頭に開始され、右上図にあるような悪戦苦闘の長い技術開発を経て、現在では室内実験室では世界最高の730 Tを記録するに至っている。2007年からは銅内張主コイルが導入され、電磁濃縮中に偏心することなく(2枚のコマドリ写真参照)、4 Tの初期磁場が最高磁場まで濃縮されるようになった(左上図)。ファラデー回転法により得られた、幾何学的フラストレーションを持つスピネル磁性体 $ZnCr_2O_4$ (左下)の磁化過程(右下図)。測定は自作クライオスタットの利用により極低温で行うことができる。磁化過程の非単調性は対称性の異なるスピン構造への変化に対応する。詳細は、本号に掲載されている嶽山正二郎氏の「実験技術」記事を参照のこと。

<b>Graphic Page</b>	<b>153</b>
<b>Editorial</b>	
<i>Physicists, Society and Butsuri</i>	Koichiro Asahi <b>155</b>
<hr/>	
<b>Reviews</b>	
<i>Exploring of High Energy Density Sciences with High Power Lasers</i>	Ryosuke Kodama <b>156</b>
<i>Test of the Variance in Fundamental Constants by the Precise Measurement of Molecular Transition Frequencies</i>	Masatoshi Kajita <b>164</b>
<i>The World Highest Magnetic Field as Indoor Generation and Its Application to Solid State Physics</i>	Shojiro Takeyama <b>170</b>
<b>Current Topics</b>	
<i>Spin Structure and Dynamics of the Frustrated Magnet Volborthite</i>	Makoto Yoshida and Masashi Takigawa <b>179</b>
<i>Mass Acquisition of Dirac Fermions Near the Topological Quantum Phase Transition</i>	Takafumi Sato, Kouji Segawa, Takashi Takahashi and Yoichi Ando <b>184</b>
<i>Measurement of the Neutrino Velocity in the OPERA Experiment</i>	Masahiro Komatsu <b>189</b>
<hr/>	
<b>JPSJ Selected Papers in the Latest Issue</b>	Arisato Kawabata <b>193</b>
<b>Physics Community News</b>	
<i>Nobel prize in physics 2011: Saul Perlmutter, Brian P. Schmidt and Adam G. Riess for the Discovery of the Accelerating Expansion of the Universe through Observations of Distant Supernovae</i>	<b>196</b>
<i>25th IBM Japan Science Prize: Eiji Saitoh</i>	<b>197</b>
Shuichi Murakami	<b>197</b>
<i>Nishina Memorial Prize 2011: Yasuyuki Akiba</i>	<b>198</b>
Akihide Fujisawa and Katsumi Ida	<b>198</b>
<b>Forum</b>	
<i>The Report for 56th Condensed Matter Physics Summer School</i>	Yoichi Higashi <b>199</b>
<b>Reports on International Conferences</b>	
<i>German-Japanese Workshop "Modern Trends in Quantum Chromodynamics"</i>	Tsuneo Uematsu, Hiroyuki Kawamura and Shunzo Kumano <b>201</b>
<i>IUPAP Working Group on Communication in Physics</i>	Ken-ichi Ueda <b>202</b>
<b>Obituary</b>	
<i>In Memory of Professor Shoji Tanaka</i>	Noboru Miura <b>205</b>
<b>Book Reviews</b>	<b>206</b>
<hr/>	
<b>Notice Board</b>	<b>208</b>
<hr/>	
<b>JPS Announcements</b>	<b>215</b>
<b>JPS News</b>	<b>218</b>

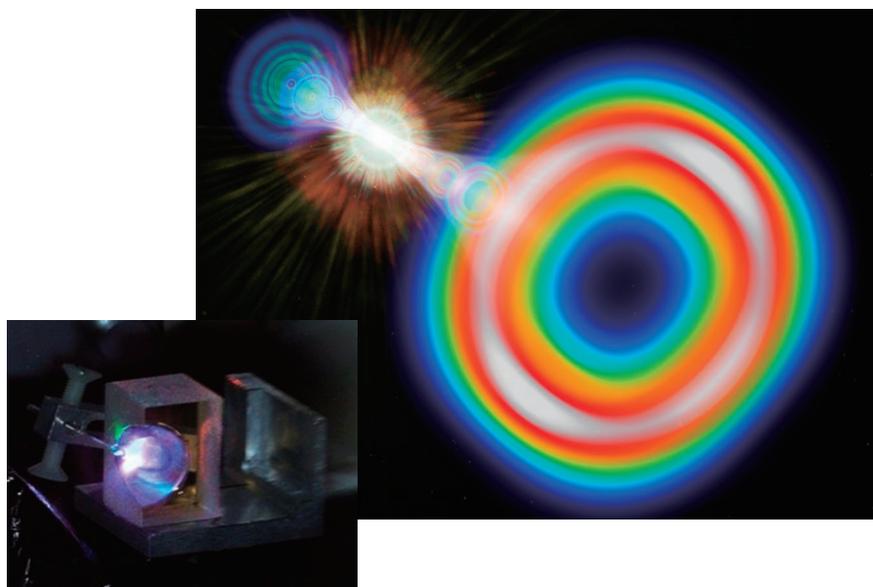
解説 「光を使った高エネルギー密度科学の展開」 p.156



「パワーレーザー技術の発達により、これまで実験室では実現不可能だった物質の高エネルギー密度状態が実現されるようになってきた。図は、パワーレーザーで実現できる高エネルギー密度プラズマ状態の領域と物理過程を表す相図である。高強度光や高エネルギー密度荷電粒子を直接制御する極限プラズマデバイスを実現し、高輝度光量子ビーム源や、真空中で非線形光学効果が現れる新たな極限状態を可能にしようとする「高エネルギープラズマフォトンクス」という概念を提案している。プラズマデバイスは固体密度から低密度のプラズマを利用する。また、パワーレーザーで生成できる1000万気圧以上の超高压状態を独自の技術で制御することにより、高エネルギー密度固体新物質を探索することも現実的な開拓領域となってきた。



パワーレーザーの特性を生かした独自技術により、高エネルギー密度の固体新物質の探索が現実的な研究ターゲットとなってきた。図は、超高压状態での炭素の相変化を表した概念図である。強い衝撃波による圧縮曲線と、等エントロピー圧縮による曲線が示されている。100 GPa、10 TPa は、それぞれ化学結合及び内核電子のエネルギー密度に相当する。スーパーダイヤモンドや金属炭素といった高压相を常温下に取り出すことが可能になるかもしれない。



パワーレーザーとプラズマフォトリックデバイス技術の進展により光と真空の非線形光学現象を観測することが現実的になりつつある。図に示すような高速集光用プラズマミラーを使うことで、従来考えられていたより遙かに効率的に真空の仮想分極を誘起でき真空と相互作用した光を観測できる可能性が出てきた。図は入射レーザー光のパターンと真空との非線形相互作用を受けた散乱光パターンを示す数値計算結果。集光点は真空と光の相互作用をイメージした図。

## 物理学者と社会と会誌

旭 耕一郎 (会誌編集委員長)

まっ白なごはんの一粒一粒が思い思いの方向に向いてキラキラ輝き、互いに少しだけ隙間を保ちながらもつながって茶碗に盛られている、これが筆者の「おいしいごはん」の定義である。いきなり食べ物の話からスタートして恐縮だが、このごろ接する学生・大学院生たちに(人々を食べ物に譬えるのは大変失礼なのだが)こんな印象を抱いている。よく言われるように、確かに最近の若い人々は横のつながりが弱くなっていて、実験を進める途中で難題が持ち上がっても、みんなで力を合わせて何かをやり遂げようという動きがなかなか自然に出てこない、という場合が多い。しかし一方、彼らのそれぞれとディスカッションしたりそれぞれに発表してもらおうと、個々に自分でよくものを考え日頃から自律的な規範に従って行動しているのだと、改めて感心させられることも多い。こちらから声をかければ、彼らなりに協力体制をつくって事に当たることを嫌っている風でもない。個と集団の彼らなりのバランスなのかもしれない。わずかな経験と事例で多くのことを言うのはいけないが、時代とともに社会が変化して人々も変わっており、その変化は必ずしも悲観することばかりではない。

とはいうものの、世紀が変わってから十二支も一巡したこのごろ、社会が予測のつかない大きな変化に向かっていくという不安を抱くのは筆者だけではないだろう。グローバル化が進み、国の在り方までも変わってしまうような強大な力を持つ国際経済、これまで先進国と呼ばれてきたが凋落の兆しが見えてきた国々とこれを追いつける活力に満ちた地域、などなど。科学研究や教育もこの方向の変化に無関係でない。近頃大学の中では「国際化」への取り組みの必要性が盛んに叫ばれるが、これも教育がグローバル“市場”に曝される時代が来ていることを映したものの

だろう。本来、人間社会の動きによって左右されない世界の原理・法則を探求していた物理学者たちも、この社会の変化の荒波に揉まれていることを強く意識せざるを得ない。

こんな中であって物理学会誌はとても重要な役割を期待されているように思う。その一つは、発展し細分化された情報が増大し続ける物理学の新しい成果を、私たちが共有できるよう努めることだろう。情報技術の進展のおかげで、わざわざ図書館に向かなくても手元のパソコンで文献を読むことができるようになった。年々発表される論文の数も、ある調査資料を見てみると着々と増加している。情報は増えても読む側の時間は限られている。そもそも人間の頭で理解し取り込める情報の量が增大している訳ではないのは困ったものである。少し脱線するが、「サマルカンド年代記」という11世紀のペルシャを舞台とした冒険小説に、ハサンという若者が登場し、「私は宗教学、哲学、歴史学、数学、それらに関することを読み尽したが、それくらいで自慢するほどのことはありません…」というような主旨のセリフを語る。すごい頭脳の持ち主なのか、それとも大口をたたいているのかであろうが、それにしても昔は良かったものである。他の分野でもそうであろうが、特に物理学においては、一個人が研究者としてスタートするとき、その領域の最新の成果までを理解してその上に立って新しい一歩を進めることが望まれる。しかし現代では、特定の専門領域に限ってさえ、このような研究者にとって基本とも思える条件を整えるのに一生かかってしまうように思える。ましてや、物理学全体の進展をフォローするのは難しく、その結果自分のことを「物理学者」ではなく「〇×物理学者」と呼ばざるを得ない。そもそも、隣の領域で発見されたり活発に議論されていることに関して、同じ物理なのに面

白さを共有できないのは悲しいことである。

そこで、会誌では物理学上の重要な主題や最近得られた成果、最近の大きな発見・発展などを取り上げて、専門外の会員にもわかるようにとの注意を払いながら記事を書いて頂いている。月1回の編集委員会では、記事をわかりやすくするためにどのような執筆依頼をするべきかなどについて機会あるごとに意見を出し合っている。とはいえこの「専門外の人にもわかりやすく」はなかなか一筋縄でいかない目標で、私たちの永遠の課題とも言える。私たちが新しい事柄を理解しようとするときどうしたら効率よいかを、ある都市のことを詳しく知りたい場合になぞらえてみると次のようにならないだろうか：まず①ヘリコプターで上空から(お金がない人は適当な地図を開いて)この町の周囲各方面には何があり町の大きさや形はどうか、一番賑やかなところはどの部分かなど大局的なことを掴む、次に②自動車を借りて町中を走り回り、街並みのディテールをすばやく流し見る。これによってこの町がどんな流儀と考え方で造られ、どこが肝心のスポットかを知る。そしていよいよ③自分が詳しく知りたところを集中して徹底的に調査する。会誌の記事の場合、この3ステップをどれもフルに実行する、ということはページ数からも読者の余裕からもまず不可能だろう。多分①は必須だが、これだけでは読んだあと何かを得た気にならないだろう。執筆者と担当編集委員は②と③をどのような配合で取り入れるか、日々格闘しており、どの記事にも適用できる決まった解答はいまだ見つかっていない。

ともあれ、より一層の「読みたくなる会誌」を目指したく、会員諸氏のご協力をお願いするところである。

(2012年1月21日原稿受付)

# 光を使った高エネルギー密度科学の展開

兒玉了祐 〈大阪大学大学院工学研究科 565-0871 吹田市山田丘2-1〉

パワーレーザー技術の進展に伴い、非常に高いエネルギー密度状態に関する研究が国際的に進展している。これに関連して、高エネルギープラズマフォトンクスという新しい概念が筆者らにより提案された。高強度光や高エネルギー密度荷電粒子を直接制御する極限プラズマデバイスを実現し、高輝度光量子ビーム源や、真空中で非線形光学過程が現れる新たな極限状態を可能にしようとしている。一方、パワーレーザーの特性を生かした独自技術により1,000万気圧以上の超高压状態を制御し、高エネルギー密度固体新物質探索が現実的となってきた。我が国の技術により高エネルギー密度科学に新たな展開が見えてきた。

## 1. はじめに

レーザー光は時間的、空間的に重ね合わせることが容易であり、小さなエネルギーでも高いエネルギー密度状態を実現できる。近年のパワーレーザー技術の進歩により、これまでにない高いエネルギー密度状態が実験室で可能となってきた。その結果、比較的小さなエネルギーで核融合を起こしたり、地上に星の内部を実現したり、真空を壊し無の状態から物質を作り出したりすることも夢でなくなろうとしている。エネルギーの密度を上げることで、人類にとって未踏と思われた極限の世界を地上で探査することができる。また小さなエネルギーで大きなパワーを扱える技術により、装置の大幅な小型化が期待できる。このようなエネルギー密度が高い状態の探査や技術応用を高エネルギー密度科学と言う。

高エネルギー密度状態とは、明確な境界があるわけではないが、1気圧下において固体の格子構造が壊れプラズマになりかける状態より大きなエネルギー密度の状態を言う。1つの指標としてエネルギー密度が  $10^{11}$  J/m<sup>3</sup> 以上、圧力で言えば数10-100 GPa以上に相当する。図1は、現在の高出力レーザーで実現できる領域を示している。陽電子プラ

ズマ、相対論プラズマ、輻射流体プラズマ、イオン強結合状態の凝縮プラズマ、固体-プラズマ中間体物質 (Warm Dense Matter: WDM) など広範な状態をカバーし多くの新しい物理過程を内包している。そのため、新たな境界領域の開拓や実験室宇宙物理<sup>1)</sup>など学際的な研究展開が期待されている。同時に異なる学術領域の融合による新しい技術が期待される。例えば、高速点火方式レーザー核融合<sup>2)</sup>は、相対論プラズマ、WDM、輻射流体プラズマ、高压プラズマを融合することにより初めて実現が可能である。これら実験室宇宙物理や高速点火レーザー核融合は、高出力レーザーによる高エネルギー密度科学の大きな柱となるテーマであり、関連する解説論文も多く出されている。

本論文では、これらとは異なる視点で、日本独自の技術で切り拓かれようとしている2つのテーマを紹介する。1つは、オリジナルな概念の高エネルギープラズマフォトンクス<sup>3)</sup>であり、エネルギー密度の高いプラズマを利用することで、従来、取り扱うことのできなかった高強度の光や高エネルギー密度粒子ビームを直接制御するデバイスである。これを利用した新たな極限状態への展開の1つとして、真空と光の非線形相互作用があげられる。図1に示す相図では質量ゼロに当たる高エネルギー密度状態である。もう1つは、固相状態で高エネルギー密度状態である超高压固体物性である。典型的な物質として数TPa以上で存在すると考えられる固体金属炭素や固体金属水素<sup>4)</sup>などがあげられる。これら2つのテーマを取りあげ、パワーレーザーによる高エネルギー密度科学の新たな可能性を紹介する。

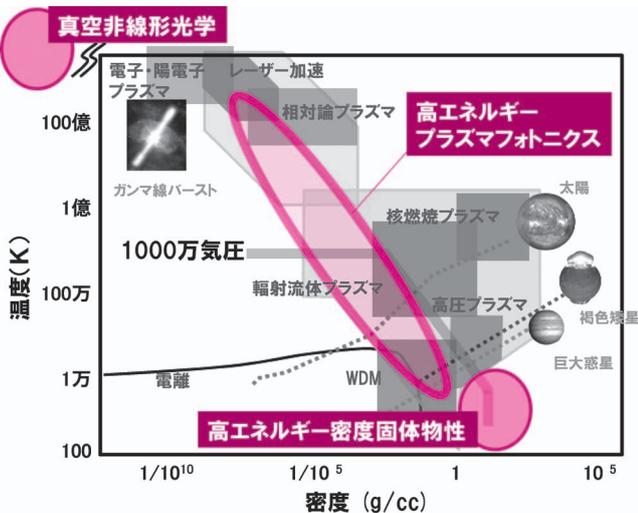


図1 パワーレーザーで実現できる高エネルギー密度プラズマ状態の領域と物理過程を表す相図。プラズマデバイスは固体密度から低密度のプラズマを利用する。また真空の非線形光学、高エネルギー密度固体物性は、従来想定されていた領域の外側で新たな開拓領域である。(フルカラー口絵参照)

## 2. 高エネルギープラズマフォトンクス

光や荷電粒子のエネルギーフラックスを上げていくと制御デバイスは固体からプラズマ状態に変化し破壊にいたる。このため、固体デバイスの機能を維持するため、ビームの空間・時間的自由度とその解決手法をゆだねることが一般的である。例えば高出力レーザーは、そのデバイスボリュームまたは面積を上げる。またパルス幅を一旦拡げ再度圧縮し高いピークパワーを出力するチャープパルス増幅技術は、時間的解決手法といえる。ところが、もし固体デバイスより高いエネルギー密度を有した高密度プラズマをデバイスとして利用できれば、高いエネルギーフラックスの光

や荷電粒子ビームを直接制御でき、新しい機能や装置の小型化が期待できる。これが高エネルギープラズマフォトンクスの基本概念である。高エネルギー密度プラズマの特性を利用することで、従来取り扱うことができなかった高強度光や高エネルギー密度荷電粒子を直接取り扱う新しいデバイスを生み出す概念である。レーザー光学、粒子ビーム光学およびプラズマ物理学を融合した概念である。

高エネルギー密度プラズマを利用した光制御や荷電粒子ビーム制御のプラズマデバイスは、これまでも多く提案されている。例えばプラズマによる光反射機能（プラズマミラー<sup>5)</sup>、相対論ミラー<sup>6)</sup>）、光ガイド機能（プラズマガイド<sup>7)</sup>、キャピラリープラズマ<sup>8)</sup>、自己収束<sup>9)</sup>、コーンガイド<sup>10)</sup>）、分散機能（ラマン圧縮<sup>11)</sup>）などプラズマの性質を利用した高強度光制御である。高エネルギー粒子ビームの分野ではプラズマレンズやプラズマ偏向<sup>12)</sup>などプラズマを利用した高エネルギー粒子ビームの方向制御や粒子ビームによるプラズマ中での航跡場を利用したプラズマ加速ブースター<sup>13)</sup>などの研究が進められている。高エネルギープラズマフォトンクスはこれらを体系化する1つの概念といえる。利用するプラズマの密度で分類すると、可視域の高強度光を伝搬・制御できる程度の比較的低密度のプラズマ ( $20^{21} \text{ cm}^{-3}$ 以下) を利用したデバイスと可視光が進入できない固体密度程度の比較的高密度のプラズマ ( $20^{22}$ – $20^{23} \text{ cm}^{-3}$ 程度) を利用したプラズマフォニックデバイスからなる。

## 2.1 比較的低密度のプラズマを利用した屈折率制御

比較的低密度のプラズマ ( $20^{21} \text{ cm}^{-3}$ 以下) においては、光自己収束を含めた光ガイドや分散関係を利用した光制御が行われている。例えば、予備パルスによるプラズマ密度勾配形成によりプラズマの屈折率を制御し、超高強度光をガイドすることで、より安定なレーザー航跡場をプラズマ中に形成し、安定したMeV電子ビーム発生・制御が可能となっている<sup>14)</sup>。これにより高密度の短パルスMeVビーム(数10フェムト秒/数ナノクーロン)が可能となり、ダイナミック電子顕微鏡開発が行われている。またレーザー航跡場を形成する強いポンドラモーティブ力は、電子加速に利用されるだけでなく、光速に近いスピードで伝搬するフライングミラー<sup>15)</sup>を低密度プラズマ中に形成することに利用されている。対向からレーザー光をこのフライングミラーに照射することで、反射光はドップラーシフトを受け、波長変換できることが実証<sup>16)</sup>されている。

上記のような密度変調による屈折率制御とは異なり、プラズマの波としての性質を利用した新しいプラズマ屈折率制御法も提案されている。電磁誘導透過という現象を利用して、プラズマの複素屈折率を能動的に制御する新しいタイプのプラズマフォニックデバイスである。電磁誘導透過は、もともと量子力学的な干渉効果によって、ある光に対して物質が透明になる現象等である。同様に光とプラズマ波の干渉を利用したプラズマ中での電磁誘導透過の可能

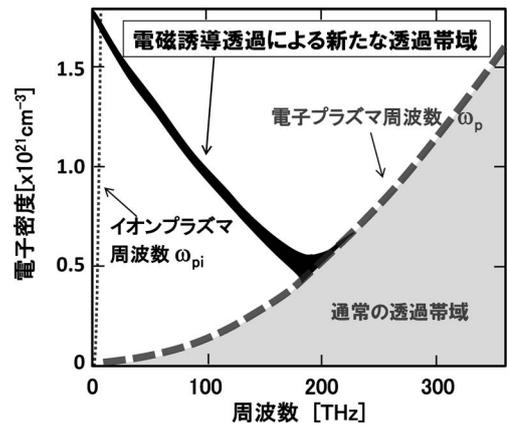


図2 電磁波が透過できるプラズマ電子密度。プラズマ周波数に対応する電子密度以上で電磁波は透過できないが、電磁誘導透過により新たな透過帯域が高密度領域にできる。その結果、イオンプラズマ周波数域でも電磁波が透過できるようになる。

性がある<sup>17)</sup>。通常、プラズマ周波数 $\omega_p$ より低い周波数 $\omega_s$ の電磁波はプラズマ中を透過できない。しかし、周波数が $\omega_a (= \omega_p + \omega_s)$ である高強度電磁波を同時に照射することで、周波数 $\omega_s$ の電磁波に対する複素屈折率が大きく変化し透過できるようになる。プラズマ中では緩和過程が強いために量子情報処理分野への応用は難しいが、プラズマ密度、照射レーザー周波数・強度によってプラズマの複素屈折率を制御できる可能性がある。結果として、通常は高密度のプラズマ中に閉じ込められる長波長の超高強度電磁波(例えばテラヘルツ波)の放出が期待できる<sup>18)</sup>。可視レーザーを臨界密度に近いプラズマに照射することでこの干渉効果が実現できテラヘルツ領域に透過帯域を作ることができる可能性がある(図2)。また、レーザーで生成される高密度プラズマ中のイオン波の振動数はテラヘルツ域である。そのため、同制御技術でテラヘルツ波放射が実現できれば、これまで観測が困難であったイオン波の詳細を直接調べることができ、プラズマ基礎研究の発展への貢献も期待できる。

## 2.2 固体密度プラズマを利用した高強度光・量子ビーム制御

固体密度プラズマを利用したプラズマフォニックデバイスとして、高強度光を制御するプラズマミラーと高エネルギー密度電子ビームを制御するプラズマデバイスをここでは取り上げる。その特徴の1つは、高密度プラズマの誘電率であり、また等価な導電率と高密度自由電子の性質を利用した高強度光・量子ビーム制御である。もう1つの特徴は、プラズマでありながら真空もしくは大気と固体プラズマ間の急峻な境界構造で発現する機能である。フェムト秒などパルス幅の短いレーザーなどを利用すると同時時間スケールで固体はイオン化しプラズマとなる。しかし電子より1,000倍重いイオンがそのダイナミクスを決定する流体運動の時間スケールは、一般的に固体が電離するより長い。例えば、1万度から数1,000万度の固体密度のプラズマであればピコ秒以下の時間スケールの中では、慣性の力

で波長程度の構造(イオンの状態)変化はなく、もともとの規則性や構造を維持した高密度プラズマが期待できる。その結果、ピコ秒以下のパルス光や量子ビームから見た場合、誘電率や導電率が空間的規則性や構造を持った高密度・高温プラズマとなり、光・量子ビームを制御する機能を有した媒質として期待できる。

### 2.2.1 高エネルギー密度電子ビーム制御デバイスと応用

プラズマは導電性が高い物質状態である。特に高温の完全電離プラズマにおける導電率もしくは抵抗は、物質によらずクーロン相互作用による電子の偏向を計算した Spitzer の式<sup>19)</sup>で近似される。高密度プラズマの場合、多くの自由電子により、荷電粒子ビームの制御に貢献する。超高強度レーザーと固体との相互作用で発生する荷電粒子ビームのエネルギー密度は従来の荷電粒子ビームに比べ桁違いに高い密度の電流に相当し、そのエネルギー密度の高さから通常の固体素子では制御できない。例えば、ベタワットのような超高強度レーザーと固体との相互作用で生成される MeV 電子ビームの密度は、100 TA/cm<sup>2</sup>にも達する。固体は瞬時に加熱されプラズマ化する。その電荷はプラズマ中の逆起電流により補償され、2流体不安定性、ワイベル不安定性<sup>20)</sup>やさらには逆起電流の衝突効果による不安定性の緩和など複雑な輸送過程を伴いながら伝播する。このような高い電流密度の電子も、一般的には横方向の広がりにより飛程ほどの伝播で、単位面積当たり 10 GA/cm<sup>2</sup>にエネルギー密度が落ちる。プラズマの性質を利用してこの高エネルギー密度電子ビームを高いエネルギー密度を保持した状態で操ることができれば様々な応用が考えられる。

プラズマの導電性と高エネルギー密度電子伝播で生成される自己誘導電場、磁場を利用することで電子伝播を制御できるプラズマフォトリックデバイス<sup>3)</sup>が実証されている。

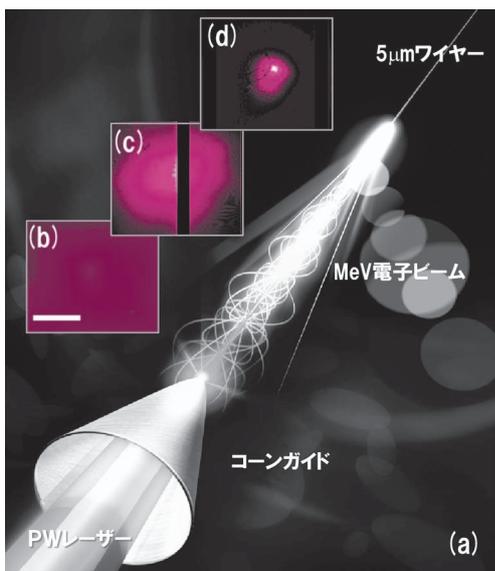


図3 コーンワイヤーデバイスによる高エネルギー密度電子ビームガイド (a) イメージ図; (b) 固体自由空間中での電子ビーム広がり: ~40度; (c) コーンからの電子ビーム広がり: ~20度; (d) ワイヤー伝搬後の広がり: ~5度。

これは、超高強度レーザーで生成される高エネルギー密度電子ビームを、光のごとく制御できることを世界で初めて実証したプラズマデバイスである(図3)。先端 30 μm、開き角 30 度の金属製のコーンに直径 5 μm、長さ 1 mm のカーボンワイヤーを取り付けている。超高強度レーザーをコーン先端内部に集光すると、レーザーのエネルギーは、コーン先端で効率よく MeV 電子に変換する。発生する高密度 MeV 電子ビームは、逆起電流の供給が可能なワイヤーの方向にガイドされ伝搬する。ガイドは現在 5 cm まで実験的に確認されている。ワイヤーの周囲には MeV 電子の伝播に伴い強い静電場が発生すると同時に磁場が発生する。両者がバランスをとることで電子はワイヤーに沿って伝播する。通常、自由空間だと 30-40 度以上に広がる高エネルギー密度電子ビームは、直径 5 μm 程度のワイヤーをコリメートされながら伝搬し効率よくワイヤーを加熱し、僅か 200 J 程度のレーザーエネルギーで、100 TPa という高い圧力状態を 1 mm という大きなサイズで瞬間的に生成することができている。<sup>\*</sup> さらにこのデバイスでは、超高密度 MeV 電子ビームの横方向の運動エネルギーを効果的に下げる機能がある。MeV 電子のビーム軸方向のエネルギー減衰は、ストップングパワー程度でありそれほど大きくはない。ところが横方向に振動する電子の動きは、ワイヤーと真空の境界面に  $6 \times 10^{12}$  V/m という強い自己静電場を形成し、<sup>21)</sup> ワイヤー表面のイオンを横方向に加速することで電子の横方向エネルギーはイオンに変換され系から放出されビーム冷却と同様の効果が期待できる。結果、軸方向に殆ど減衰無くワイヤーを伝搬した MeV 電子ビームの広がりには 20 度から 5 度に減少することが実験で確かめられている(図3)。

高エネルギー密度電子ビームを制御するこのデバイスは、全く新しい電子ビーム・電磁波源(テラヘルツから X 線)となる可能性がある。<sup>22)</sup> 前述のように超高強度レーザーと固体との相互作用では高いエネルギー密度の電子流が発生する。例えば、1 J を下回るテーブルトップの超短パルスレーザーでも生成される電子ビームは μm サイズの空間で MA の電流に相当する。通常の高出力電子ビームでこの電流密度を考えると直径 1 m ほどになる。このような電子ビームを前述のようなプラズマフォトリックデバイスを利用し、電磁波発生機能を有した部分に効果的に伝播させることで新しい電磁波源の可能性が出る。例えば規則性を有した固体もしくは高密度プラズマを利用したスミスパーセル放射による高輝度テラヘルツ波源、さらに X 線吸収端近辺の複素屈折率を利用したチェレンコフ X 線は単色 X 線ビーム源として期待できる。チェレンコフ X 線は数 MeV 以上の電子ビームに単色性はそれほど必要なく材質

<sup>\*</sup> 実験からワイヤーは 3 keV に加熱した。また他の実験からレーザーの 30-40% が電子へ変換。コリメーションが無い場合、幾何学的にはその 2.8% がワイヤーを加熱。実際には電子ビームの 15-20% がガイドされ伝搬し 3 keV まで加熱したと考えられる。

を変えることで単色X線の波長を変えることができる。

### 2.2.2 線形・非線形応答プラズマミラー

プラズマの複素誘電率は、金属と同じ自由電子の光学応答の古典モデルである Drude の式で記述される。高温では、さらに衝突項が無視できる無衝突プラズマとして近似できプラズマの教科書に出る分散式を与え、金属同様に固体密度のプラズマは光を反射する。一方で、固体のような空間的境界条件を持つことは、一般的にプラズマは困難と考えられ、ミラーとしての機能をイメージしにくい。ところが前述のように、極短時間では、プラズマはほぼ静止しており均一な境界面を瞬間的に維持することができる。つまり瞬間的には通常の固体金属ミラーと同様に光を綺麗に反射させる機能を持つことが期待できる。固体のミラーと異なる点は、プラズマミラーのエネルギー密度状態が固体に比べ遙かに大きいことである。結果として、通常の固体ミラーに比べ2-3桁以上高い強度の光を制御することが可能となる。

図4は、レーザーのパルス幅を変化させた時の固体ミラー損傷閾値とプラズマミラーの機能領域を示したものである。ここで、通常のミラーの損傷閾値とプラズマミラーの有効領域の間に隔たりがある。この領域はWDMの領域であり、金属の導電率が極端に下がり非金属化したり、逆に誘電体の電離が進み、導電率が上がるなど物質特有の性質を示す。さらにレーザーの強度が強くなるとほぼ完全電離に近くなり、自由電子が支配的で物質にあまり依存しないプラズマとなりミラーの機能が期待できる。このプラズマミラーは単に高い損傷閾値を持つだけでなく、誘電体もレーザー強度を上げることでプラズマミラーとなるため、レーザーのプレパルスを抑制するという付加的な機能を有したミラーとして利用できる。また桁違いに強い光を直接制御できる特徴は、光学素子の大きさを従来の1/10以下にすることができ、極限状態下に配置できるだけで無く、技術的、経済的理由から発生するパワーレーザーシステムにおける幾何学的制約が、従来の光学素子に比べ少なくなる。

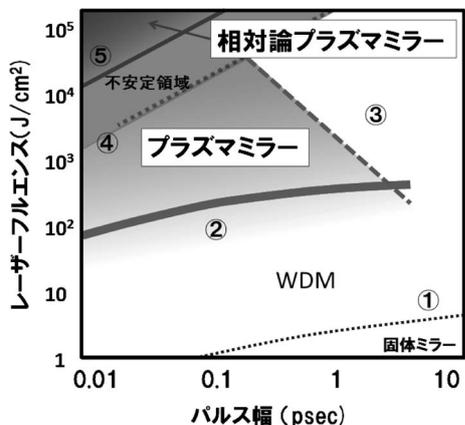


図4 プラズマミラーの利用ができる領域を示す。レーザーパルス幅に対するエネルギーフルエンス。①誘電体ミラー損傷閾値；②プラズマミラーが有効に働く下限；③熱運動による閾値；④ポンドラモーティブ力による非線形性が現れ不安定になる領域；⑤相対論プラズマミラーの下限。

このため通常の光学素子のワーキングディスタンスでは考えられない幾何学配置を可能にできる。例えば、レーザー核融合の分野においては、高速点火方式で効率的な加熱を世界に先駆けて実証できたのは、コーン状のプラズマミラーガイドを利用した幾何学配置によるものであった。<sup>10)</sup> さらに、コーン状のデバイスによりレーザーから高エネルギー密度電子への結合効率を上げる機能も有しており、効率的な加熱が実証されている。<sup>3,23)</sup>

これまで述べたプラズマミラーは、波長1 $\mu$ mの短パルスレーザーに対して、その強度が10<sup>15-17</sup> W/cm<sup>2</sup>の領域で実現するプラズマミラーである。さらに強度の高い10<sup>18-19</sup> W/cm<sup>2</sup>以上になると、電子は相対論的な速度で振動する。この領域ではプラズマ反射面は、強いポンドラモーティブ力でレーザー進行方向に2 $\omega$ で振動をする。さらにP偏光による斜入射の場合、反射過程で電界方向と反射面の法線方向が一致して、反射面が電界のために $\omega$ でも振動する。このため、光の強度が相対論的強度になると単純な反射ではなく光速で変調を受けた反射光を発生する。もし反射面が十分そろって光速で振動していれば、反射光はコヒーレントな高次高調波として観測できる。これは、前述の低密度フライングミラーとは異なる機構による波長変換機能を有した高密度プラズマミラーであり、より高い変換効率が期待できる。ペタワットレーザーを利用して、keV以上の高次高調波が観測されている<sup>6)</sup>が、レーザープレパルスを極端に落とすことなどして、光速振動する反射面のコヒーレンシーを保つことが必要不可欠である。このkeV領域高次高調波は、zeptosecondという極短時間の可能性と同時にXFELへのシード光としてのコヒーレントX線源の可能性を秘めている。

### 2.2.3 高速集光用プラズマミラーと真空非線形光学

前述のプラズマミラーは、光と物質との相互作用を前提とし、それに適した光制御のための極限デバイスである。レーザー技術の進展に伴い、光と物質との相互作用から光と真空の相互作用が新たな課題として現実味を帯びてきている。これを実現するためにプラズマミラーが極めて重要な役割を果たす可能性が出てきている。光と真空の相互作用は、不確定性原理から生じる真空の量子ゆらぎに起因する仮想分極によるものである。この仮想分極により光は真空中でも分散を起こし光速が変化すると同時に散乱、偏向現象等が起ると考えられている。真空中から電子・陽電子対などの実粒子を生み出すほどは強くない電磁場で、量子電磁気学(QED)をもとにした摂動論で議論できる領域を考える。電磁場の強度が強くなり真空中から電子・陽電子対などの実粒子を多く生み出してくると、対消滅によるガンマ線がさらに新たな対生成を誘起し集団現象として真空の雪崩破壊現象へと続くことになり、摂動論では扱えない非線形量子電磁気学(Nonlinear QED)の領域となる。また光子エネルギーを上げ、ガンマ線とガンマ線が衝突する状況になると真空の構成要素が見えてくると期待されてい

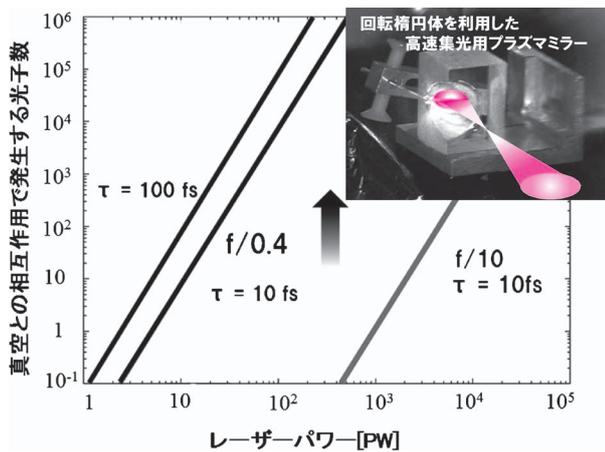


図5 光と真空の非線形光学現象で発生する同じ波長の光子数のレーザーパワーと集光系F値依存性。写真は大型装置で高速集光を可能にする回転楕円体プラズマミラー。(フルカラー口絵参照)

る。これら一連の現象は、物質と光の相互作用と良く似ている。強度を上げることで非線形光学現象、雪崩現象による物質の破壊、さらに電子・イオンがばらばらになりやがては素粒子の世界が見えてくる。2つの過程は良く似ているが、大きな違いがある。物質中では電子が直接、光の電場に反応し上記現象を引き起こしていく。高次の項としてローレンツ力による磁場の効果も出てくるが、最初に電場が強く相互作用する。一方、真空と光の相互作用では、電場と磁場が同時に真空と相互作用する。

真空中における超高強度電磁場のラグランジュアン密度は古典的な項  $L_{\text{class}}$  と量子電磁気学による補正項  $L'$  から

$$L(F, G) = L_{\text{class}} + L'(F, G) \\ = L_{\text{class}} + \frac{\alpha(4F^2 + 7G^2)}{360\pi^2 E_{\text{cr}}^2} - \frac{\alpha F(8F^2 + 13G^2)}{630\pi^2 E_{\text{cr}}^4} + \dots$$

となる。補正項  $L'$  は、電場  $\mathbf{E}$  と磁場  $\mathbf{B}$  からなるローレンツ不変量  $F = (\mathbf{B}^2 - \mathbf{E}^2)/2$  と  $G = \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$  に依存し、真空中に非線形分極  $\mathbf{P}$ 、非線形磁化  $\mathbf{M}$  を生み出す。

$$\mathbf{P}(F, G, \mathbf{E}, \mathbf{B}) = -\frac{\partial L'}{\partial \mathbf{F}} \mathbf{E} + \frac{\partial L'}{\partial \mathbf{G}} \mathbf{B},$$

$$\mathbf{M}(F, G, \mathbf{E}, \mathbf{B}) = \frac{\partial L'}{\partial \mathbf{F}} \mathbf{B} + \frac{\partial L'}{\partial \mathbf{G}} \mathbf{E}.$$

物質中で通常起きる分極と大きく異なる点は、電磁波の電場のみではなく磁場と関係し、単に平面波の強度を強くするだけでは現れない。ここで電場と磁場からなるローレンツ不変量を大きくすることが、より大きな分極を真空中に励起することになる。その1つが集光角度であり、上記QEDの摂動論に波動光学を厳密に取り入れることで、集光角度に対して非線形に真空中の分極が起こりやすくなることが明らかにされている。<sup>25)</sup> その結果、例えば100 PWのパワーを  $f/0.4$  の光学系で集光したとき、真空と相互作用して発生する光子数は  $f/10$  の光学系で集光した場合に比べ7桁以上増加する(図5)。通常物質中の非線形効果でも期待できる小さなF値の集光系による高強度化の効果は3桁程度であり、さらに真空中の電場と磁場の関係から角

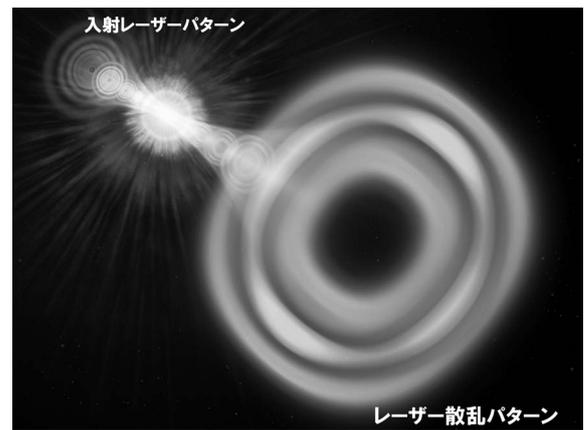


図6 真空中と光の非線形相互作用のイメージ図。真空と相互作用して発生する光のパターンは、スーパーガウシアン分布をした波長1マイクロンレーザー光を  $f/0.4$  の集光系により  $10^{25}$  W/cm<sup>2</sup> の強度で真空中に集光したときの計算結果。(フルカラー口絵参照)

度のみ依存して4桁程度の増加が期待できる。

ところが100 PWを超える大型の装置で  $f/1$  以下の大型集光系は現実的ではない。通常、大型パワーレーザーシステムにおける集光系は、高価な大口径集光光学素子を用いており、プラズマ等のデブリから集光光学素子を守るため、比較的焦点距離の長い集光系となる。そこで机上の幾何光学を極限状態、大型装置でも実現できるプラズマミラーが期待される。図5中に示すような回転楕円体によるプラズマミラーを利用すれば、これまで大型パワーレーザーでは使用できなかったような極めて高速の集光(大きな開口角)が可能となる。実際、大型のパワーレーザーシステムで  $f/0.5$  以下の集光プラズマミラーを利用することで、従来集光システムに比べ10倍以上のレーザー集光強度が得られ高エネルギーイオンを効率よく発生させることに成功している。<sup>22)</sup> この回転楕円体集光プラズマミラーは単に集光強度を上げるだけでなく、大きな開口数による真空中での非線形光学現象を捕らえることが期待できる。さらにプラズマミラーを使えば様々な幾何光学配置を可能にすることから、数10 PWのレーザーでも真空非線形光学現象を捕らえることができる配置も検討している。また、物質との相互作用とは異なり真空と光の相互作用では、電場と磁場が絡み合い分極を誘起するため、直線偏光の光も渦を巻くような偏光となり、均一な入射ビームパターンもリング状に変化する。このように物質中の非線形光学効果では見られない現象(図6)を捕らえることで、より現実的な実験が期待できる。

### 3. 高エネルギー密度固体新物質

パワーレーザーによる極限状態として、プラズマ以外に超高圧状態で生成できる高エネルギー密度固体物質が新たな研究対象となりつつある。パワーレーザーを使用すると、レーザーアブレーションが起こりテラパスカル(TPa)以上の衝撃波を比較的容易に発生できる。数  $\mu\text{m}$  から数100  $\mu\text{m}$

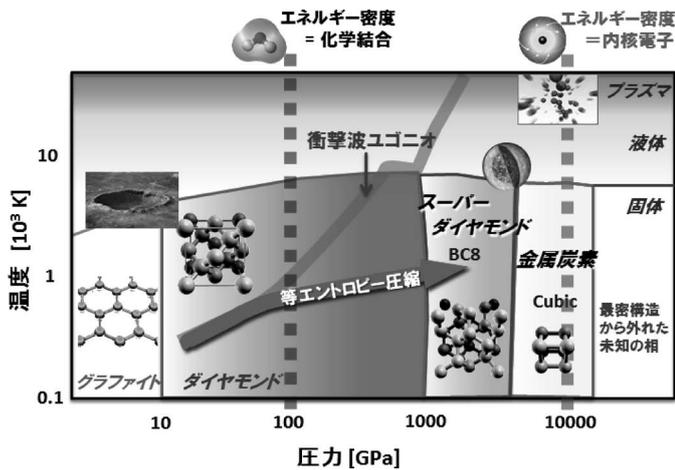


図7 超高压状態での炭素の相変化を表した概念図。強い衝撃波による圧縮曲線と等エントロピー圧縮による曲線。100 GPa, 10 TPaは、それぞれ化学結合および内核電子のエネルギー密度に相当する。(フルカラー図絵参照)

という小さな領域であるが、地上で最も高い圧力を動的に作り出すことができる。これを利用して、これまで超高压物質の状態方程式や高压状態での相転移が世界的に調べられてきている。惑星内部状態を模擬することで惑星物理の観点からも注目されている。これらは殆どレーザーアブレーションで発生する衝撃波を利用したものである。一方、2000年以降、水素・重水素、<sup>26)</sup> 水、<sup>27)</sup> ダイヤモンド<sup>28)</sup>などの金属化がレーザーによる高压実験によって示された。ここでいう金属化は、固相から“導電性のある流体”相への転移、すなわち液体金属、高密度プラズマへの相転移である。単純な衝撃波による圧縮では、断熱圧縮に伴うエントロピーの上昇によって、サンプルの加熱が避けられず、TPa以上の压力下で固体状態の構造相転移の実現は不可能である(図7)。重力によって決定される惑星内部などの高压状態は、単純な衝撃波に比べれば比較的溫度は低い、これまでの動的な超高压発生技術の延長や診断手法で対応が可能である。我々は、高压制御を行いより低エントロピーの動的圧縮を行うことで、超高压状態下でありながら、固相のままの構造相転移を目指している。

### 3.1 超高压下での固体新物質状態

超高压力状態で興味深い点は、圧力を増していくとともに、そのエネルギー密度が物質の持つ特有のエネルギー密度を超えることである(図7)。まず0.1 TPaは、一般的に化学結合と同程度のエネルギー密度に相当する。従来、大気圧で起こるような化学反応とは全く異なる化学反応が期待できる。固相を保ちつつ圧力を上げていき3-10 TPaになるとすべての物質は金属化し、アルミニウムのようなものでも複雑な格子構造を示す。<sup>29)</sup> さらにコア電子のエネルギー密度と等しい10-30 TPaを超えると量子的な現象がマクロに現れる可能性があるが、実現するにはより一層の技術的ブレークスルーが必要な領域である。その手前の段階としてTPa域には、固体金属水素や固体金属炭素という興

味深い物質がある。最も単純な組成をした水素の固体金属は、量子力学的にも大変興味深い物質と考えられ世界的にその実現へ向けた研究がなされている。現在までに、0.1 TPa程度の領域で分子性の水素結晶相がいくつか見いだされているが、ダイヤモンドアンビルセルを用いて得られた0.3 TPaの最高圧力以上でも、新しい相を探索することはできていない。<sup>30)</sup> 固体金属水素を実現するには、室温程度で0.5 TPa、数1,000 K以下でTPa以上が必要と考えられている。圧力的にはレーザー圧縮で可能な領域であるが、温度を同時に実現するには、技術的なブレークスルーが必要である。一方、8,000 K以下でTPaの領域であれば、固体金属水素の実現は困難であるが、超高压物質としてより現実的で興味深い物質が幾つかある。中でも炭素は、この領域でダイヤモンド構造からBC8(体心立方)構造というより密度の高い構造となり、さらに3 TPaを越えるあたりからSC4(単純立方)構造になる(図7)。<sup>31)</sup> ダイヤモンドは圧力を上げるとともにバンドギャップが開いていくが(7 eV程度まで)、BC8構造に相転移するとバンドギャップは1/10程度となり、SC4構造になるとバンドギャップは完全に潰れ金属化すると言われているが、実証されているわけではない。ダイヤモンドが金属化する前のBC8構造の炭素は、ダイヤモンドより高密度の炭素半導体結晶であり、ダイヤモンドより硬く、ダイヤモンドのように大気圧状態に取り出すことができれば、様々な応用が考えられるスーパーダイヤモンドとして期待できる。

固体状態で超高压の世界には未知の物質が多く潜んでいるが、現実的に開拓する上で必要な低エントロピー動的圧縮技術を確立する必要がある。動的圧縮技術の観点から、最初の目標は、圧力がTPa程度で温度5,000-10,000 Kを実現しスーパーダイヤモンドの物性診断と取り出しが考えられる。TPa程度であれば、繰り返しレーザー(50-100 J程度)で実現でき物性探索もし易い領域である。さらに圧力を上げることで金属炭素や、温度を制御することで金属水素の実現に繋がる。これらを念頭に以下、現在開発中の低エントロピー動的圧縮法と全く新しい非平衡動的圧縮法について述べる。

### 3.2 パワーレーザーを用いた低エントロピー動的圧縮法

低エントロピー動的圧縮を実現するための手法は幾つかあるが、それぞれ利点と欠点があり、幾つかの手法とそれらを組み合わせた手法が開発されている。ここでは、レーザーパルス波形整形法、高压インピーダンスマッチング法と静的圧縮と動的圧縮を組み合わせた静・動カップリング圧縮法について述べる。

まず波形整形されたレーザーパルスによる圧力制御は、レーザー核融合研究などで古くから提案されている手法であり、直接レーザーで圧力制御を行うことで高いエネルギー結合効率が期待できる。一方で、比較的低い圧力から高精度で圧力パルスを制御する必要があるが、レーザー波長変換、レーザー吸収を始めとした相互作用、流体不安定

性など非線形応答する過程がレーザーから圧力波に変換する過程に存在する。このため十分パルス波形制御できるレーザーシステムと任意の圧力波形を生成するためのデータベースが必要不可欠である。近年のレーザー技術の進歩により前者のレーザーパルス波形整形は波長変換を含め任意の波形を高い精度で出力できるようになってきている。このような技術を用いて 100 GPa を越える高圧発生実験が世界的に開始されてきている。

レーザーシステムに依存しない手法の1つとして、物質中の衝撃インピーダンスを考慮した衝撃波圧縮法がある。これは異なる重さの物質を通過する衝撃波のインピーダンスから衝撃波温度は上げないで圧力だけを上げるような多層物質構造で衝撃波温度・圧力を制御するものである。この手法は、レーザー衝撃波を利用することでテラパスカルを超える圧力領域も比較的、容易に実現でき、レーザーシステムの変更なく圧力制御できる利点がある。一方で衝撃波を利用するため、ある程度の温度上昇が避けられない。このため TPa で 5,000–10,000 K 程度の物質探査は可能であるが、さらに低温領域を探査することは困難であるが、炭素はこの領域に興味深い状態が存在する。炭素は数 10 GPa でダイヤモンド構造をとり、さらに 8,000 K 以下で TPa を越えると BC8 構造となる。この手法を用いることで、世界で初めて瞬間的に BC8 構造のスーパーダイヤモンドを実現することができた。現在、このスーパーダイヤモンドの物性を実験的に明らかにしようとしている段階である。

さらに、水素など気体や液体を効率的に圧縮する手法として、ダイヤモンドアンビルセル (DAC) による静的圧縮とレーザーによる動的圧縮を組み合わせた静・動カップリング圧縮法を開発している。レーザーのパルス幅に対応する圧力波の伝搬や1次元性維持から静・動カップリング圧縮法においては大口径で比較的薄いダイヤモンドによるアンビルセルが必要である。形状を工夫することで静・動カップリング圧縮法としては世界で最大口径の DAC を開発しレーザー照射が試みられている。<sup>32)</sup> 固体金属水素を実現するためには必要不可欠な技術であるが、その前段階として水の圧縮を行っている。圧力 100–200 GPa で温度 7,000 K を実現できている。さらに静・動カップリング圧縮の動的圧縮に DAC 内での反射衝撃波を利用することで温度を 5,000 K 以下にできる。これは海王星や冥王星の内部と同じ状態と考えられるだけでなく、氷の結晶構造でプロトンが自由に動く超イオン伝導 (Superionic) 状態となると予想されている。高い伝導度を示す透明な氷 (自由電子がない) になる可能性があり、実現へ向けた開発が行われている。最終的には波形整形されたレーザーパルスによる静・動カップリング圧縮法で、固体金属水素実現を目指している。

### 3.3 非平衡動的圧縮と高エネルギー密度状態の凍結

これまで、高圧状態で準安定相を持たない物質の場合、パワーレーザーで実現できる高エネルギー密度状態は、過渡的な状態と考えられてきた。最近この考え方を覆すよう

な成果が得られつつある。ナノ秒のパワーレーザーによる動的圧縮法は、物質構造相転移の時間スケール (数ピコ秒) からすると遙かに長い時間 (数 100 ピコ秒～ナノ秒) をかけて圧力・温度が変化するため、動的圧縮でも構造相転移からすると平衡状態にあると考えられる。ところが、構造相転移時間より短い時間で圧縮と圧力開放を行う非平衡動的圧縮が、極短パルスレーザーで実現しつつある。この手法により、これまで 10 GPa 以上の圧力下でしか存在しなかった金属状態の Si を常圧下に取り出すことに成功した。X線回折や透過型電子顕微鏡による構造解析や伝導度の結果は、どれも高圧相のみに存在していた金属状 Si が常圧下で安定に存在していることを示している。従来のパワーレーザーや衝撃波管による平衡動的圧縮やダイヤモンドアンビルなどの静的圧縮では不可能であった高圧相の凍結が、非平衡圧縮法で初めて可能となったことになる。この凍結機構の詳細は、現在、様々な診断により調べられている段階であるが、この高圧相が凍結された結果は、超高圧新物質の材料としての可能性を示す重要な成果でありまた非平衡圧縮法の潜在性を示すものである。

非平衡圧縮の物理的詳細と高エネルギー密度状態の凍結機構は、十分明らかになっていないが、パワーレーザーを用いた低エントロピー動的圧縮と上述の非平衡圧縮法を組み合わせることで、様々な超高圧物質を人類は手にできる可能性がある。目標とする物質相への相転移の手前まで、低エントロピー動的圧縮法を用いて平衡に圧縮する。相転移近傍において非平衡圧縮をすることで様々な物質に展開できる可能性がある。DAC による静的圧縮、ナノ秒レーザーによる低エントロピー動的圧縮とフェムト秒レーザーによる非平衡動的圧縮の手法を組み合わせた独自のハイブリッド圧縮法を開発し、様々な高エネルギー密度固体新物質を開拓することを最終目標としている。

### 3.4 高エネルギー密度固体新物質創生を目指して

ここで示した 0.1–数 TPa の圧力領域には興味深い物質が存在するだけでなく、物質材料を探索する上で必要不可欠なパワーレーザーの繰り返し照射が可能になりつつある点も重要である。レーザー技術の進展により数 10 J で数 Hz の繰り返しナノ秒可視レーザーは、実現している。これを複数ビーム照射 (50–100 J) することで TPa 状態を数 Hz の繰り返しで実現できる。さらに非平衡動的圧縮に必要なフェムト秒レーザーの数 Hz 動作は問題なく、2種類の繰り返しレーザーを組み合わせることで現実的な物質材料探索が期待できる。一方、このような高エネルギー密度新物質材料を開拓するには、従来のプラズマをベースとしたレーザー生成高圧状態の温度定義や診断法とは全く異なる温度定義、診断手法や回収技術が必要不可欠である。自由電子やフォノンの詳細、格子構造などを同時に診断する必要がある。また高エネルギー密度状態凍結機構を明らかにするには、回収サンプルによる準安定相の存在を明らかにする必要もある。さらに平衡・非平衡な圧縮・圧力開放下での

構造相転移の詳細を理解するためにはそのダイナミクスを明らかにする必要がある。マイクロからマクロな構造変化や状態量変化をピコ秒以下で高速に診断する必要がある。このためには、超高圧状態生成レーザーと同期したピコ秒以下の高輝度光源が必要不可欠である。その観点から近年開発されてきたXFEL (X線自由電子レーザー) はその高輝度性・短パルス性から重要な光源である。また前述したプラズマフォトリックデバイスを利用した高輝度短パルステラヘルツ波、高次高調波、短バンチ量子ビームも短パルス性・同期性の観点から重要なプローブ光源となる。特にレーザー加速電子ビームを利用したダイナミック透過型電子顕微鏡は構造相転移の瞬間の実像をその場で捕らえることができる可能性があり、新物質探査に必要な不可欠な先進的な診断装置として期待されている。

#### 4. おわりに

パワーレーザー技術の進展に伴い、高いエネルギー密度状態を比較的容易に作ることができるようになってきた。この高エネルギー密度状態には、様々な物質状態が内包されているため、新たな境界領域や学際的な学術の開拓が期待されている。さらに異なる学術領域の融合による新しい技術も期待されている。その中で、高エネルギープラズマフォトリックは、従来にない極限状態のデバイスを生む新しい概念である。通常制御できないと思われていた強い強度の光や高密度荷電粒子ビームを直接制御できるプラズマフォトリックデバイスにより従来の常識を覆すシステムの小型化が期待できる。またこれまでの固体デバイスにない新たな機能も期待できる。プラズマフォトリックデバイスは、高エネルギー密度科学における1つのツールとして、さらに未踏の物性探査の目になる新しい光・量子ビーム放射源として大きな発展が期待できるだけでなく、真空の非線形光学という新分野を開拓する上で必要不可欠なデバイスとなる可能性がある。一方、パワーレーザーで実現できる超高圧の世界に新たな胎動の兆しがある。従来、レーザーで実現できる動的圧縮はエントロピーを低く抑えることは困難であり、また大気圧でも安定に存在できる高圧物質はできないと思われていた。このためレーザー核融合や惑星内部を始めとした超高圧下での状態方程式を知る手段として注目されていただけである。ところが、新しい圧縮法や回収技術の進展により、パワーレーザーを利用した新固体物質創生の可能性が出てきた。さらには高圧状態でしか存在できない物質を大気圧でも存在させることができる可能性も出てきた。パワーレーザーと高エネルギープラズマフォトリックデバイスの技術的発展により、真空と高密度固体物質というまったく異なる世界であるが、広義の意味で物質科学におけるパラダイムシフトを予見させる成果が高エネルギー密度状態の世界で得られつつある。

#### 参考文献

- 1) B. A. Remington, *et al.*: *Science* **284** (1999) 1488.
- 2) R. Kodama, *et al.*: *Nature* **418** (2002) 933.
- 3) R. Kodama, *et al.*: *Nature* **432** (2004) 1005.
- 4) E. Wigner and H. B. Huntington: *J. Chem. Phys.* **3** (1935) 764.
- 5) H. C. Kapteyn, *et al.*: *Opt. Lett.* **16** (1991) 490.
- 6) B. Dromey, *et al.*: *Nature Phys.* **2** (2006) 456.
- 7) R. Kodama, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 3215.
- 8) Y. Kitagawa, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 205001.
- 9) R. Kodama, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 4906.
- 10) R. Kodama, *et al.*: *Nature* **412** (2001) 798.
- 11) V. Malkin, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 448.
- 12) P. Muggli, *et al.*: *Nature* **411** (2001) 43.
- 13) P. Muggli, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 014802.
- 14) T. Hosokai, *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **96** (2010) 121501.
- 15) S. V. Bulanov, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **91** (2003) 085001.
- 16) M. Kando, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 235003.
- 17) S. E. Harris: *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 5357.
- 18) M. Nakagawa, R. Kodama, *et al.*: *Phys. Rev. E* **80** (2009) 025402.
- 19) L. Spitzer: *Physics of Fully Ionised Gases* (Interscience Pub., London, 1962).
- 20) E. S. Weibel: *Phys. Rev. Lett.* **2** (1959) 83.
- 21) Z. L. Chen, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 084802.
- 22) 兒玉了祐, 他: 特許番号 4606839—電子流供給装置及び供給方法.
- 23) R. Kodama, *et al.*: *Nucl. Fusion* **44** (2004) S276.
- 24) Y. Mondenn and R. Kodama: *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 073602.
- 25) M. Nakatsutsumi, *et al.*: *Opt. Lett.* **35** (2010) 2314.
- 26) P. M. Celliers, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 5564.
- 27) P. M. Celliers, *et al.*: *Phys. Plasmas* **11** (2004) L41.
- 28) D. K. Bradley, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 195506.
- 29) C. J. Pickard and R. J. Needs: *Nature Mater.* **9** (2010) 624.
- 30) C. Narayana, *et al.*: *Nature* **393** (1998) 46; P. Loubeyre, *et al.*: *Nature* **416** (2002) 613.
- 31) M. T. Yin: *Phys. Rev. B* **30** (1984) 1773.
- 32) T. Kimura, *et al.*: *Phys. Plasmas* **17** (2010) 054502.

#### 著者紹介



兒玉了祐氏: 専門はプラズマ科学、光科学。高エネルギープラズマフォトリックを提唱し、パワーレーザーを用いた高エネルギー密度科学の研究に従事。

(2008年6月13日原稿受付)

#### Exploring of High Energy Density Sciences with High Power Lasers

Ryosuke Kodama

abstract: High energy density sciences are now being progressed with high-power laser technologies in the world. New terminology "High Energy Plasma Photonics" has been proposed for the progress. Based on this terminology, we are developing plasma devices to directly control intense light and high energy density charged particles, resulting in realization of advanced intense radiation sources and exploring of new fields of sciences such as nonlinear optics in vacuum. Novel solid states of matter and material with high energy density are also being developed by controlling high pressures of more than TPa with original laser compression techniques and methods. These technologies are now opening new stages of the high energy density sciences.

# 分子遷移周波数精密計測と基礎定数の変化検出

梶田 雅 稔 (情報通信研究機構 184-0015 東京都小金井市貫井北町4-2-1)

最近、基礎定数の時間的変化を実験室で測定しようとする動きが活発になっている。微細構造定数の変化は異なる原子の遷移周波数の比率の精密計測で観測できる。一方、陽子-電子質量比の変化は分子遷移周波数の精密計測によらなければ観測できないが、現状では15桁以上の精度を得ることは困難である。本解説では、極低温の分子も得られるようになってきた現状を踏まえて、分子の遷移周波数を16桁以上の精度で測定し、陽子-電子質量比の変化を観測する可能性を議論する。

## 1. 序章

原子の遷移周波数を基準とした時計である原子時計が世の中に出てから時間、周波数の確度が飛躍的に向上した。1967年に時間・周波数をCs原子の超微細構造遷移周波数(9.2 GHz)を基準にすることが決定された。実際の遷移周波数は電磁場の影響や相対論効果などで定義された周波数からシフトするので、すべてのシフト要因を排除、または補正することで評価が行われる。開発当初は10桁であった周波数確度も向上し、特に極低温(数 $\mu\text{K}$ )のCs原子を用いる原子泉型が開発された現在では16桁の周波数確度も報告されている。<sup>1)</sup>しかし17桁以上の周波数確度を得るには、1秒という時間をマイクロ波よりも4-5桁細かい目盛りで刻む光領域遷移周波数を基準にすることが望ましい。しかし光周波数はマイクロ波周波数のようにカウンターで直接測定できないので、測定方法が問題であった。それは長さの精密測定にmm単位の日盛りを使うよりも $\mu\text{m}$ 単位の日盛りを使う方が望ましいけれども、 $\mu\text{m}$ 単位の日盛りは人間の目に読めないことに対応する。

繰り返し周波数が一定なフェムト秒パルスレーザーの開発により光周波数を精密に測定できるようになった。これは光の周波数を繰り返し周波数の整数倍として測定することを基本としており、マイクロメータで $\mu\text{m}$ 単位の日盛りが人間の目に読めるよう拡大されていることに相当する。それ以来、光領域での原子遷移周波数の精密計測が盛んに行われるようになった。測定対象としては交流電場でトラップされたアルカリ様イオンの $^2\text{S}_{1/2} \rightarrow ^2\text{D}_{5/2}$ 遷移,<sup>2)</sup>アルカリ土類様イオンの $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ 遷移,<sup>3)</sup>及びレーザー光の定在波で格子状にトラップされた中性のアルカリ土類原子の $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ 遷移周波数の測定が主流である。<sup>4)</sup>現在では異なる遷移周波数の比率では17桁の確度が得られている。<sup>3)</sup>

原子遷移周波数の確度が向上して観測可能になるものの一つが、微細構造定数 $\alpha$ (0.007297...)の時間的変化の実験室での観測である。 $\alpha$ は強い相互作用に対する電磁力の比率を示すパラメータであり、 $\alpha$ が小さくなれば安定な原子核が増える一方で原子間相互作用が弱くなって分子結合ができなくなる。逆に $\alpha$ が大きくなれば陽子間の電気的な反発力が強い相互作用を上回り、原子核が存在しなくなる。その意味で $\alpha$ の値は物理的に重要な意味を持つのであるが、その不変性を疑問視する考え方もある。ビッグバンからの

宇宙誕生の当初は1種類であった相互作用が、宇宙膨張の過程で4種類(強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用、重力相互作用)に分かれていったという説に基づけば $\alpha$ も変化していると考えるのは不自然なことではない。 $\alpha$ の変化は $\alpha$ 依存性が異なる複数の遷移周波数の比率の変化を観測することで得られる。一般的には重い原子の遷移周波数では相対論的効果が顕著であり、 $\alpha$ 依存性が大きい。これまで100億光年離れたところにあるクエーサーでは地上の値と比べて $\Delta\alpha/\alpha = 10^{-6}$ 程度の差が観測されている。<sup>5)</sup>しかし天体観測だけでは時間変化と空間変化の区別がつかないこともあって実験室での観測も必要である。これまで $\alpha$ への依存性が非常に大きな $^{199}\text{Hg}^+ ^2\text{S}_{1/2} \rightarrow ^2\text{D}_{5/2}$ 遷移周波数と $\alpha$ への依存性がほとんどない $^{27}\text{Al}^+ ^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ 遷移周波数の比率が17桁の精度で測定され、<sup>3)</sup> $(d\alpha/dt)/\alpha = (-1.6 \pm 2.3) \times 10^{-17}/\text{年}$ と見積もられた。

微細構造定数 $\alpha$ とともに重要な基礎定数に、強い相互作用と電磁力を持つ陽子と電磁力しか持たない電子の質量比 $m_p/m_e$ がある。 $m_p/m_e$ も $\alpha$ と同じく強い相互作用と電磁相互作用による静止エネルギーの比率で決められるので、もし $\alpha$ が変化するならば $m_p/m_e$ もそれに連動して変化するはずで、 $\Delta(m_p/m_e)/(m_p/m_e) = R_c \Delta\alpha/\alpha$ の関係式がCalmetらによって出されている。<sup>6)</sup> $R_c$ は考えるモデルの詳細に依存する値で20と40の間の値であると考えられている。逆に $\alpha$ と $m_p/m_e$ の変化の比が実験的に求められれば各モデルの妥当性が議論できる。ただし、次の章で述べるように原子遷移周波数は $m_p/m_e$ に対する依存性をほとんど持たず、分子遷移周波数で評価しなければならない。天文学的観測によれば $[d(m_p/m_e)/dt]/(m_p/m_e)$ は $1.9 \times 10^{-16}/\text{年}$ 程度とされている。<sup>7)</sup>

分子の遷移周波数の精密計測は原子に比べるとかなり遅れているのが現状である。その理由は振動、回転状態が存在するためにレーザー冷却で極低温の分子を得ることが困難であることや、特定の量子状態に分子を局在化させることが困難であることなどが挙げられる。しかし最近になって分子イオンを同時にトラップされたレーザー冷却可能な原子イオンと共同冷却することが行われている。<sup>8)</sup>一方、レーザー冷却された原子から光結合、またはFeshbach共鳴で数 $\mu\text{K}$ 程度の運動エネルギーを持つ2原子分子を生成したうえで、誘導ラマン遷移を用いてすべての分子を振動回転基底状態に局在化することも既に行われている。<sup>9)</sup>

本解説記事では、極低温分子の遷移周波数を16桁の周波数精度で測定することで $m_p/m_e$ の変化を実験室で測定する可能性を議論する。

## 2. 遷移周波数の $m_p/m_e$ への依存性

本章では、分子遷移周波数の電子質量 $m_e$ と陽子質量 $m_p$ への依存性を議論する。ここで、すべての距離をBohr半径 $a_B$ に比例するものとして評価する。Bohr半径は電子と水素原子核の換算質量 $\mu (=m_p m_e / (m_p + m_e))$ に反比例するが、4-5桁以内の精度では $m_e$ に反比例するとしてよい。

電子遷移周波数(原子遷移を含む) $f_{el}$ はCoulombエネルギーに比例すると考えて

$$f_{el} \propto \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 a_B} \propto \mu \approx m_e \quad (1)$$

が導かれる。 $f_{el}$ の $m_p/m_e$ への依存性は、 $\mu$ の4-5桁目が $m_p/m_e$ で決まることを通してのみである。従って $m_p/m_e$ の変化を $f_{el}$ の変化によって検出するのは非常に困難である。

振動準位は、電子エネルギーの原子核間距離依存性から得られるもので、原子間ポテンシャル $V$ は $(e^2/4\pi\epsilon_0 a_B)$ に比例する。原子核間距離の平衡点付近では $V$ は近似的に振動遷移周波数 $f_{vib}$ 、原子間距離の平衡点からの変位 $r$ ( $\propto a_B$ )、原子核換算質量 $M_n$ ( $\propto m_p$ )を用いて以下のように表される。

$$\begin{aligned} V &\propto \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 a_B} \\ V &= M_n (2\pi f_{vib} r)^2 \propto m_p (f_{vib} a_B)^2 \\ f_{vib} &\propto (m_p a_B^3)^{-1/2} \propto m_e^{3/2} m_p^{-1/2} \end{aligned} \quad (2)$$

周波数測定は $m_e$ のみに比例する原子遷移周波数 $f_{el}$ との比率で測定されるので $f_{el}$ との比率で考えると

$$f_{vib}/f_{el} \propto (m_p/m_e)^{-1/2} \quad (3)$$

が導かれる。 $m_p/m_e$ の変化に伴う $f_{vib}$ の変化は

$$\Delta \left( \frac{f_{vib}}{f_{el}} \right) \propto -\frac{1}{2} \left( \frac{f_{vib}}{f_{el}} \right) \times \frac{\Delta(m_p/m_e)}{(m_p/m_e)} \quad (4)$$

で表される。実際の振動は完全な調和振動ではないために式(3)、(4)は厳密には正しくない。 $m_p/m_e$ に対する厳密な依存性は $ab-initio$ 計算で求められる。しかし低い振動準位間の遷移で $m_p/m_e$ の変化を10%程度の精度で得るには式(4)を適用すれば十分である。

回転遷移周波数 $f_{rot}$ は回転定数に比例、つまり慣性モーメント( $M_n R^2$ ;  $R$ は原子核間距離)に反比例するものである。 $R$ も $a_B$ に比例し、以下の関係式が示される。

$$\begin{aligned} f_{rot} &\propto (m_p a_B^2)^{-1} \propto m_e^2 m_p^{-1} \\ f_{rot}/f_{el} &\propto (m_p/m_e)^{-1} \\ \Delta \left( \frac{f_{rot}}{f_{el}} \right) &\propto - \left( \frac{f_{rot}}{f_{el}} \right) \times \frac{\Delta(m_p/m_e)}{(m_p/m_e)} \end{aligned} \quad (5)$$

式(5)も遠心力の影響などにより厳密には正しくないが、 $m_p/m_e$ の変化を10%程度の精度で得るには十分である。

参考文献10によると反転遷移周波数 $f_{inv}$ は $m_p/m_e$ に対して指数関数的な依存性を持つ。アンモニア分子の反転遷移周波数は近似的に

$$\Delta \left( \frac{f_{inv}}{f_{el}} \right) \propto -4.2 \left( \frac{f_{inv}}{f_{el}} \right) \times \frac{\Delta(m_p/m_e)}{(m_p/m_e)} \quad (6)$$

と表される。

$m_p/m_e$ の変化を観測するには、それに誘起される遷移周波数の変化 $\Delta f$ が、その遷移周波数の不確かさ $\delta f$ よりも大きいことが必要である。式(4)-(6)より $\Delta f$ は、遷移周波数に比例する。一方、 $\delta f$ がStarkやZeemanシフトで決められるとすると、それは遷移周波数に依存しない。そのため、 $m_p/m_e$ の変化を検出するにはより高周波数である分子の振動遷移周波数(赤外、THz波領域)を測定することが、回転、反転遷移周波数(マイクロ波領域)を測定するよりも有利である。

## 3. これまで行われてきた実験

これまでに分子の遷移周波数の精密測定から $m_p/m_e$ の変化を見積もった例はParis13大学で行われた実験が挙げられる。<sup>11)</sup> 彼らはSF<sub>6</sub>分子の振動遷移周波数を14桁の精度で測定して $[d(m_p/m_e)/dt]/(m_p/m_e) = (-3.8 \pm 5.6) \times 10^{-14}$ /年の測定結果を得た。この実験は室温の分子ビームを用いたもので、さらなる周波数精度の向上のためには極低温分子を用いて分子と検出光の相互作用を長時間とることが必要になる。

Amsterdam自由大学ではStark減速器で減速されたアンモニア分子を鉛直方向に打ち上げて上昇時と落下時の2度検出用のマイクロ波と相互作用させること(Ramsey共鳴)で反転遷移周波数(23 GHz)の計測を可能にする装置を開発中である。<sup>10)</sup> 式(6)で示したように、反転遷移周波数の周波数精度を $10^{-14}$ 以下に抑えることができれば $m_p/m_e$ の15桁目の変動を観測することができる。しかし反転状態の上準位と下準位ではDC電場に対するStarkシフトの向きが逆になること、核スピンによる二次のZeemanシフトが顕著であることなどから周波数精度を $10^{-14}$ 以下に抑えることは困難である。

Duesseldorf大学のグループではリニアトラップ内でBe<sup>+</sup>イオンと同時にトラップされ、共同冷却されたHD<sup>+</sup>分子イオンの振動遷移周波数を $2 \times 10^{-9}$ の精度で測定している。<sup>8)</sup> 分子イオンの運動エネルギーは共同冷却により極低温まで下げることが可能である。しかし、多数個の分子イオンで測定する場合、分子イオンは電場が強い場所にも分布するので遷移周波数のStarkシフトが顕著である。そのため、15桁以上の周波数精度を得るのは困難と思われる。数個の分子イオンを、電場がゼロであるトラップ軸上の弦状結晶にして測定するとトラップ電場によるStarkシフトは無視できるほど小さいものになる。しかしHD<sup>+</sup>分子イオンは電子1/2、H核1/2、D核1のスピンを持っているために分子イオンを特定の超微細構造準位に局在化すること

が困難であるため少数個の分子イオンでの測定が困難である。次に述べるように単純な超微細構造の分子イオンならば電場ゼロの場所の弦状結晶中の少数個の分子イオンで測定可能である。

#### 4. $XH^+$ 分子イオンの振動遷移周波数の精密計測

II族原子の偶数同位体Xをイオン化してトラップされたものに水素分子を反応させて $XH^+$ 分子イオンが生成される様子はAarhus大学( $X=^{24}Mg$ )<sup>12)</sup>、上智大学、富山大学( $X=^{40}Ca$ )<sup>13,14)</sup>で観測されている。 $XH^+$ 分子イオンは水素を含む二原子分子で換算質量が小さいために振動遷移周波数が高く、室温でも振動基底状態のみに分布する。回転定数も大きいので、10 K程度の温度では回転状態も基底状態に局在する。下記に示すように超微細構造分裂がないことや、振動遷移周波数が高いことが精密計測のために有利な条件であることも見逃せない。

我々は、単純な振動遷移周波数を16桁の確度で測定する可能性を追求して、まず $XH^+$ 分子イオンの $X^1\Sigma(v, N) = (0, 0) \rightarrow (1, 0)$ 遷移周波数で得られる確度を見積もった<sup>15)</sup>。ここで、 $v, N$ はそれぞれ振動、回転状態を示す量子数である。表1に遷移周波数、自然幅を示す。 $N=0 \rightarrow 0$ 遷移は禁制であるので、本解説では遷移周波数の半分の周波数のレ

表1  $XH^+$ 分子イオン ( $X=^{24}Mg, ^{40}Ca, ^{88}Sr, ^{138}Ba, ^{64}Zn, ^{114}Cd, ^{174}Yb, ^{202}Hg$ )の $(v, N) = (0, 0) \rightarrow (1, 0)$ 遷移周波数 $f_c$ 、その遷移の自然幅 $\delta f_N$ 、周波数 $f_c/2$ の光の2光子吸収を観測する場合の飽和光強度 $I_S$ <sup>12)</sup>

	$f_c$ (THz)	$\delta f_N$ (Hz)	$I_S$ (W/cm <sup>2</sup> )
<sup>24</sup> MgH <sup>+</sup>	49.0	5.5	5.5
<sup>40</sup> CaH <sup>+</sup>	43.2	2.5	1.2
<sup>88</sup> SrH <sup>+</sup>	40.3	4.0	1.2
<sup>138</sup> BaH <sup>+</sup>	39.2	15.6	2.3
<sup>64</sup> ZnH <sup>+</sup>	55.1	7.8	11.5
<sup>114</sup> CdH <sup>+</sup>	50.1	4.1	6.0
<sup>174</sup> YbH <sup>+</sup>	43.0	1.5	1.1
<sup>202</sup> HgH <sup>+</sup>	58.2	6.3	24.1

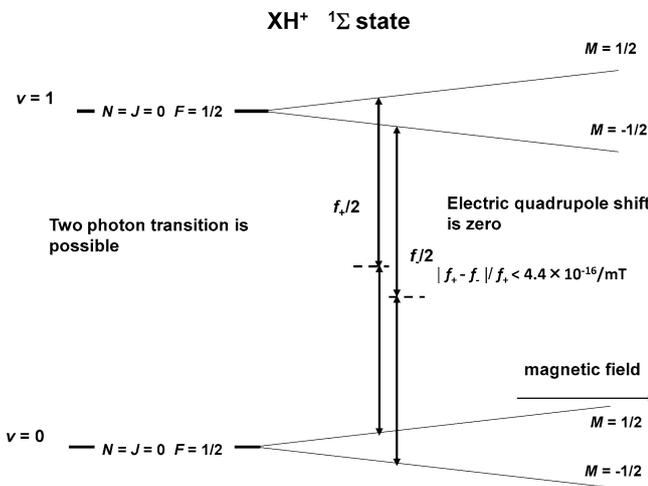


図1  $XH^+$ 分子イオンの振動、回転、超微細構造を示す。Zeeman係数の振動状態依存性が非常に小さいので $M=\pm 1/2 \rightarrow \pm 1/2$ 遷移のZeemanシフトが非常に小さい。

ーザー光 ( $^{40}CaH^+$ の場合は $13.7 \mu m$ )の2光子吸収で観測する場合を考える。飽和光強度は表1に示す。図1に $N=0$ 状態のエネルギー構造を示す。電子スピン $S$ とX核スピンがゼロ、H核スピン $I(H)$ が $1/2$ であるために $J=N+S=0$ 、 $F=J+I(H)=1/2$ である。超微細副準位は $(F, M) = (1/2, \pm 1/2)$ のみが存在する。ここで、 $M$ は $F$ の磁場に平行な成分を示す量子数である。ここで $(v, N, M) = (0, 0, \pm 1/2) \rightarrow (1, 0, \pm 1/2)$ 遷移周波数に与えるZeemanシフトを考える。Zeeman係数はスピンを持つH原子核の周りの電子雲による磁気シールド効果により裸の陽子の場合と数ppm程度異なる値を示す。この効果は電子雲密度に依存し、振動準位が $v=0$ の場合と1の場合でZeeman係数に0.1 ppm程度の差が生じる。そのため $M=1/2 \rightarrow 1/2$ と $-1/2 \rightarrow -1/2$ 遷移で逆符号のZeemanシフトが生じるが、それは1 Gの磁場では1 mHz以下の差である。4 mHz程度(表1に示された遷移周波数の $10^{-16}$ 倍)の確度を目標にする場合には $M=1/2$ か $-1/2$ の選択をする必要もない。それは特定の超微細構造準位を選択しなければならない $HD^+$ 分子イオンと比べて大きな利点である。

また、一意的に $F=1/2$ であることはアルカリ様イオンの $^2S_{1/2} - ^2D_{3/2}$ 遷移周波数測定の際に問題になる電氣的四重極子シフト( $3M^2 - F(F+1)$ に比例する)がゼロになることをも意味する。

トラップ電場によるStarkシフトは、温度が1 mK以下の弦状の結晶内の分子イオンでは電場の大きさが0.1 V/cm以下になるため、17桁目以下の効果である。

周波数の不確定さを決定するのが検出用レーザーに誘起されるStarkシフトである。 $^{40}CaH^+$ 分子イオンの場合、飽和光強度(1.2 W/cm<sup>2</sup>)におけるStarkシフトは $5 \times 10^{-15}$ 程度である。数通りの光強度で測定することにより強度がゼロの時の周波数を見積もることは可能であるので16桁の周波数確度を得ることは可能である。

実際の測定は以下の過程で行われる。

- 1) 低温チャンバー (<10 K) 内のリニアトラップ内に $X^+$ と $Y^+$ イオンを同時にトラップさせる。 $Y^+$ イオンはレーザー冷却が可能であり、準安定状態を持つことが必要である。チャンバー内に水素ガスを入れ、 $X^+$ イオンを電子励起状態に光励起すると、 $X^+ + H_2 \rightarrow XH^+ + H$ の化学反応により $XH^+$ 分子イオンが生成される。 $X^+$ と $Y^+$ が異種であれば $Y^+$ イオンは励起されないで化学反応は起こさない。水素ガスはその後除去される。
- 2) 10 K以下の低温チャンバー内では、分子イオンは自然放出遷移により、1分以内に $(v=0, N<3)$ 準位に集められる。しかし、 $N=1, 2$ の分子イオンが $N=0$ まで自然放出遷移で移動するにはエネルギー間隔が狭いために数十分の時間が必要である。そのため $(v, N) = (0, 2) \rightarrow (1, 1)$ 、及び $(0, 1) \rightarrow (2, 0)$ 遷移に共鳴する光を照射する。 $(0, 2)$ 準位にある分子イオンは $(1, 1)$ 準位に励起する。また $(0, 1)$ 準位にある分子イオンも $(2, 0)$ に励起した後、自然放出遷移を

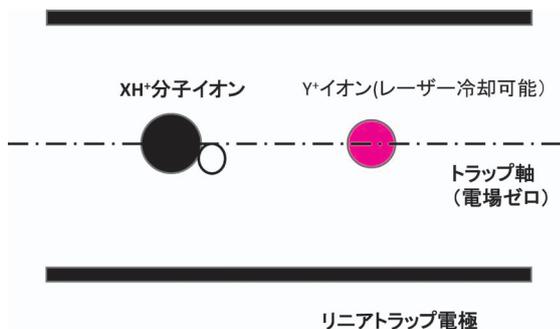


図2 1個の $XH^+$ 分子イオンとレーザー冷却可能な $Y^+$ イオンがリニアトラップ電極内に同時トラップされ、共同冷却の後で電場がゼロのトラップ軸上に弦状結晶が生成される様子を示す。

経て(1, 1)準位に脱励起する。(1, 1)準位から自然放出遷移が可能であるのは(0, 0)と(0, 2)準位のみであるため、数秒間の光励起と自然放出遷移の繰り返しの後で(0, 0)準位に局在化する。

3)  $Y^+$ イオンのレーザー冷却を介して $XH^+$ 分子イオンも共同冷却する。全方向にDoppler冷却を行った後でリニアトラップに平行な重心運動のモードを振動基底状態までサイドバンド冷却する。その結果、図2で示されるような弦状結晶になる。

4)  $XH^+$ 分子イオンの検出光を照射し、その結果 $(v, N) = (0, 0) \rightarrow (1, 0)$ 遷移が誘起されたかどうかを検出する。そのためにリニアトラップに平行なトラップ $XH^+$ と $Y^+$ イオンの重心の運動の励起を介して $XH^+$ 分子イオンの状態を $Y^+$ イオンの状態に転写する手法により検出光の照射後に(0, 0)準位のままであれば $Y^+$ イオンが基底状態にとどまり、(1, 0)状態であれば $Y^+$ イオンは準安定状態に遷移するようにする。その上で、 $Y^+$ イオンの基底状態から強い蛍光を出す遷移に共鳴するレーザー光を入射して蛍光が出れば検出光が非共鳴、蛍光が出なければ検出光が共鳴であると判定できる。

単一測定サンプルの誤差範囲の目安となる自然幅は $^{40}CaH^+(v, N) = (0, 0) \rightarrow (1, 0)$ 遷移の場合で遷移周波数の $3 \times 10^{-14}$ 倍程度である。統計的誤差範囲はサンプル数の平方根に反比例する。統計的誤差範囲を自然幅の1/100以内に抑えて16桁の周波数確度を得るためには、10,000個の測定サンプルが必要であり、単一分子イオンでの測定では10,000サイクルの測定が必要である。

一光子許容遷移である $(v, N) = (0, 0) \rightarrow (1, 1)$ 遷移は分子の回転と磁場の相互作用によって生じるZeemanシフトが顕著である(磁場が1 Gで $10^{-10}$ 以上)等の理由で精密計測には適さない。(0, 0) $\rightarrow$ (1, 0)遷移では分子の回転が無いのでこのZeemanシフトの項がゼロである。

### 5. 光格子中の分子の振動周波数計測

2002年以來光の定在波で格子状にトラップされた極低温アルカリ土類原子(光格子)の $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ 遷移周波数の測定が注目を集めている。この方法は(i)原子が検出光の波長

### トラップ光が遷移周波数に与えるStarkシフト

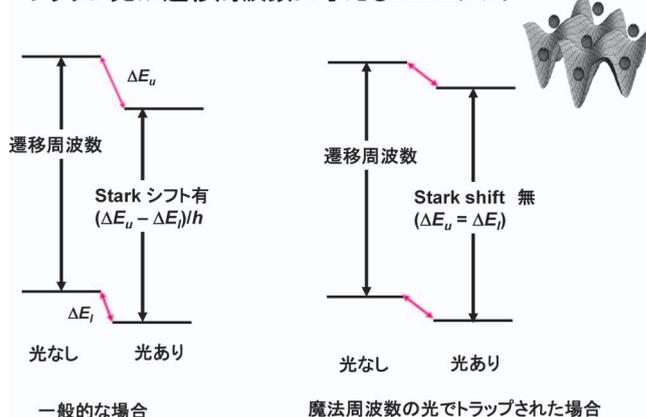


図3 光格子中の原子、分子遷移周波数がStarkシフトを受ける様子を示す。上下準位が受けるStarkエネルギーシフトが等しければ遷移周波数はStarkシフトを受けない。

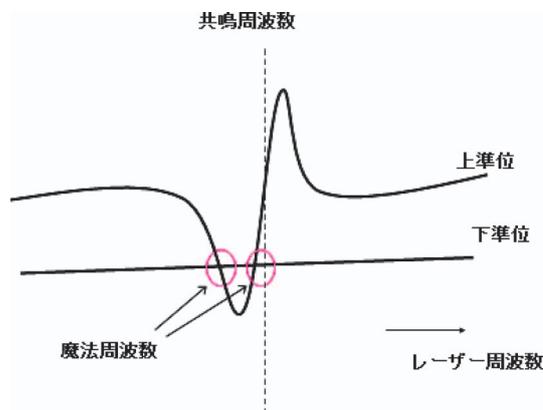


図4 分子の電子遷移に共鳴する周波数領域ではStarkエネルギーシフトが分散形で大きな変化を示す。そのため分子の振動、回転遷移の上下いずれかの準位が電子遷移に共鳴する周波数領域に、遷移周波数のStarkシフトがゼロになる魔法周波数が存在することを示す。ただ、レーザー周波数が魔法周波数からわずかにずれると顕著なStarkシフトが生じる。

よりも小さな領域内でトラップされるので、Doppler広がりなしに測定できる、(ii)原子と検出光の相互作用時間が1秒程度だとすると1 Hz以下の線幅で測定できる、(iii)多数個の原子をそれぞれ異なる場所にトラップするので高いS/N比を得ながら衝突シフトを抑制することができる、といった利点がある。唯一の問題点はトラップレーザー光から受けるStarkシフトであったが、図3で示すように遷移の上下準位のStarkエネルギーシフトが等しくなるようにトラップレーザー周波数(魔法周波数)を調整することで解決された。 $Sr$ 原子の $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ 遷移周波数確度は既に16桁に到達しており、理論的には18桁が可能であるとされている。<sup>4)</sup>

一方、極低温原子から光結合、Feshbach共鳴によって極低温2原子分子が生成され、さらにすべての分子を振動回転基底状態に局在化させることができるようになり、<sup>9)</sup>光格子内の極低温分子の振動遷移周波数の精密計測の可能性も考えられるようになった。最初の提案は $Sr_2$ 分子の振動遷移周波数の測定である。<sup>16)</sup>図4に示すように、分子の電子遷移の共鳴周波数の近傍ではStarkエネルギーシフト

がトラップレーザー周波数の微小な変化で大きく分散型の変化をする。そのため遷移の上または下準位からの電子遷移周波数近傍には両準位の Stark エネルギーシフトが等しくなる、魔法周波数が存在する。ただし、トラップレーザー周波数が魔法周波数からわずかにずれると顕著な Stark シフトが生じることが問題である。また、共鳴周波数近傍では電子遷移が誘起されるレート  $\gamma$  が大きく、分子と検出光の相互作用時間が  $1/\gamma$  以内でなければならないために  $\gamma/2\pi$  で限定される最少スペクトル線幅は大きくなる。

非共鳴領域では Stark シフトのトラップレーザー周波数に対する勾配が小さく、 $\gamma$  も小さいので、非共鳴領域に魔法周波数が存在すれば精密計測に有用であると考えられる。非共鳴領域のレーザー光 (周波数  $f_L$ ) による振動遷移周波数の Stark シフトを、電子基底状態 G と一つの電子励起状態 A の結合から考えてみる。ここで簡単のために G と A 状態は同じ振動量子数の間でのみ結合するとする (結合距離がほぼ同じ)。非共鳴領域ではそれぞれの電子状態における振動周波数  $f_v(G, A)$  が電子遷移の離調  $|f_e - f_L|$  よりもずっと小さい ( $f_e$  は  $Gv=0 \rightarrow Av=0$  間の遷移周波数) ので  $Gv=0 \rightarrow 1$  遷移周波数の Stark シフトは近似的に

$$\delta f_s = \frac{d^2 E_L^2}{2h[f_e - f_L]} - \frac{d^2 E_L^2}{2h[f_e + f_v(A) - f_v(G) - f_L]} \approx \frac{d^2 E_L^2 [f_v(A) - f_v(G)]}{2h[f_e - f_L]^2} \quad (7)$$

で表される。ここで  $d$  は G-A 間の遷移双極子モーメント、 $E_L$  はレーザー光の平均電場である。式 (7) でわかるように  $f_v(A) > f_v(G)$  では正の Stark シフトが生じ、 $f_v(A) < f_v(G)$  では負のシフトになる。

一般的には Stark シフトは複数の電子励起状態との結合によって生じる。基底状態の振動周波数が全電子状態の中で最低 (最高) の場合には Stark シフトは共鳴領域以外ではレーザー周波数によらず常に正 (負) になる。Sr<sub>2</sub> 分子の場合は基底状態の振動周波数が全電子状態の中で最低であるために非共鳴領域での魔法周波数は存在しない。

しかし、電子基底状態の振動周波数が最高でも最低でもない場合には、振動遷移周波数の Stark シフトがトラップレーザー周波数の帯域によって正であったり負であったりして、その境目に魔法周波数が存在することが考えられる。YbLi 分子の各電子状態の振動周波数を比べると、 $B^2\Sigma$  状態の振動周波数は基底状態  $X^2\Sigma$  状態よりも低いが、他の電子励起状態の振動周波数は  $X^2\Sigma$  状態よりも高いので、非共鳴領域で魔法周波数が存在する可能性がある。<sup>17)</sup> 図 5 に 23 kW/cm<sup>2</sup> のレーザー光でトラップされた <sup>174</sup>Yb<sup>6</sup>Li 分子の  $X^2\Sigma(v, N) = (0, 0) \rightarrow (1, 0)$  遷移周波数 (4.17 THz) における Stark シフトを示す。350–400 THz の周波数は非共鳴領域であり、 $X^2\Sigma - A^2\Pi$  ( $X^2\Sigma - B^2\Sigma$ ) 結合が支配的な領域で Stark シフトは正 (負) であり、その境界である 361.43 THz (830 nm) が魔法周波数である。この魔法周波数では 23 kW/cm<sup>2</sup> のレーザー強度でポテンシャルの深さが 13  $\mu$ K になる。トラッ

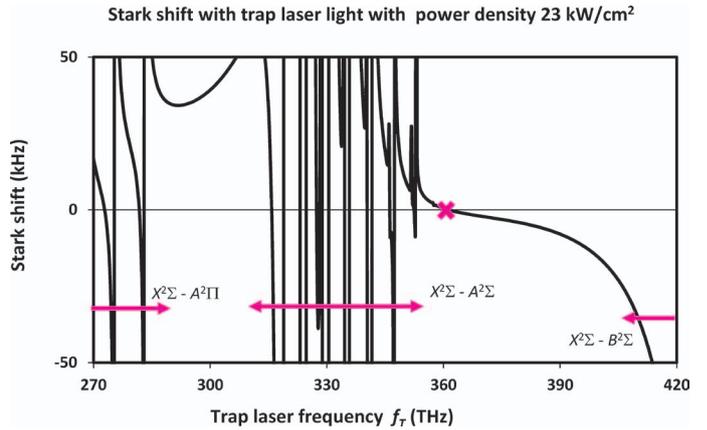


図 5 23 kW/cm<sup>2</sup> の光でトラップされた <sup>174</sup>Yb<sup>6</sup>Li 分子の  $(v, N) = (0, 0) \rightarrow (1, 0)$  遷移周波数の Stark シフトのレーザー周波数  $f_r$  への依存性を示す。Stark シフトがゼロになる魔法周波数のうちで、実際に有用と思われるものを \* で示している。矢印で電子遷移の共鳴領域を示している。

プレーザー周波数が魔法周波数から 1 MHz ずれても Stark シフトは  $8 \times 10^{-17}$  と非常に小さい。さらに電子遷移が起こりにくく、可能な最少スペクトル幅は 0.27 Hz である。このように、YbLi 分子の振動遷移周波数は、非共鳴領域の魔法周波数が存在するので、振動遷移周波数の精密計測に適している。

$(v, N) = (0, 0) \rightarrow (1, 0)$  遷移は一光子では禁制であり、周波数差が遷移周波数の 2 本の検出レーザーによる Raman 遷移を用いる。一般的に Raman 遷移は検出光に誘起される Stark シフトが大きいと考えられるが、逆に 2 本のレーザー周波数の組み合わせには自由度がある (周波数差は遷移周波数に固定される) ことに注目したい。2 本のレーザー周波数が魔法周波数近傍の高周波数側と低周波数側にある場合は、それぞれのレーザーが異符号の Stark シフトを与えるので互いにキャンセルする。実際に非共鳴領域にある魔法周波数 (361.43 THz) の近傍で考えてみる。2 本のレーザー光の強度が  $0.6 \text{ W/cm}^2$  で等しいとした場合、364.25 THz と 360.08 THz の周波数を持つレーザー光はそれぞれ  $-4.8 \times 10^{-15}$  と  $+4.8 \times 10^{-15}$  の Stark シフトを与え、全体の Stark シフトはゼロになる。この場合、2 本のレーザーの強度比に 2% の範囲で揺らぎがあっても Stark シフトは  $10^{-16}$  よりも小さい。この条件で得られる遷移の Rabi 周波数は 1.1 Hz である。共鳴領域の近傍でも Stark シフトなしに測定することは可能である。しかし Rabi 周波数が 1 Hz 以上になるレーザー光強度で測定した場合、1 本のレーザー光から受ける Stark シフトが  $10^{-14}$  よりも大きい。そのため、2 本のレーザー光の強度比の揺らぎの影響を受けやすい。

<sup>174</sup>Yb<sup>6</sup>Li 分子  $X^2\Sigma(v, N) = (0, 0) \rightarrow (1, 0)$  遷移周波数が受ける他のシフト要因としては、黒体輻射、DC 電場、磁場によるものが考えられる。300 (100) K の環境下での黒体輻射によるシフトは  $1 \times 10^{-14}$  ( $1 \times 10^{-16}$ ) と見積もられる。温度が  $300 \pm 1 \text{ K}$  の範囲で安定化されれば不確かさは  $10^{-16}$  よりも小さい。DC 電場による Stark シフトは、電場が 0.2 V/cm 以下ならば  $10^{-16}$  よりも小さい。 $(v, N, F, M) =$

$(0, 0, 3/2, \pm 3/2) \rightarrow (1, 0, 3/2, \pm 3/2)$  遷移では、1 G の磁場で誘起される Zeeman シフトは 17 桁目以下である。しかも、 $M=3/2 \rightarrow 3/2$  と  $-3/2 \rightarrow -3/2$  遷移の Zeeman シフトは互いにキャンセルする。1 Hz 程度のスペクトル線幅では 2 本の遷移スペクトルは分離されず、Zeeman シフトがゼロの 1 本のスペクトルとして観測される。<sup>18)</sup>

実際に振動遷移を観測するには  $(v, N) = (1, 0)$  と  $(0, 0)$  にある分子を別々にイオン化して、全分子の中の  $(1, 0)$  準位に占める割合を測定するのが最適な方法と思われる。

$^{174}\text{Yb}^6\text{Li}$  分子は、京都大学のグループで生成を目指しており、既に Yb と Li 原子を同時にトラップして両原子の量子縮退状態を同時に得ることに成功している。<sup>19)</sup>

非共鳴領域にある魔法周波数を用いることでトラップレーザー光や Raman レーザー光による Stark シフトをゼロにすることは、YbLi 以外の分子の振動遷移周波数にも可能性はあると思われる。そのためには、電子基底状態の振動周波数が全電子状態の中で最高でも最低でもなくて非共鳴領域における Stark シフトが周波数領域によって正になったり負になったりすることが必要である。

## 6. まとめ

本解説では、リニアトラップ内の弦状結晶状態にある  $\text{XH}^+$  分子イオン (X: II 族原子の偶数同位体) や、光格子内の  $^{174}\text{Yb}^6\text{Li}$  中性分子の振動遷移周波数を 16 桁の確度で測定することが可能であることを示した。2 種類の提案のうち、光格子内の  $^{174}\text{Yb}^6\text{Li}$  中性分子の方が高い周波数確度を出すためには有利で、トラップ光の周波数を 100 kHz 以内に、2 本の Raman 遷移検出光強度比を 1% 以内に安定化させたうえで、チャンバーの温度を 80 K 以下にすれば 16 桁の確度を出すことも可能である。ただ、Feshbach 共鳴で  $^{174}\text{Yb}^6\text{Li}$  分子を生成するには 1 kG 程度の磁場を 1 mG の範囲内で安定化させなければならない。<sup>20)</sup>  $\text{XH}^+$  分子イオンの場合は検出光による Stark シフトにより 16 桁に制限される。しかし、 $\text{XH}^+$  分子イオンの生成が  $^{174}\text{Yb}^6\text{Li}$  分子の生成に比べて単純であることも見逃せない。分子の振動遷移周波数を 16 桁の確度で測定することは、陽子-電子質量比  $m_p/m_e$  の変化を測定することを可能にする。実際の測定には、 $m_p/m_e$  依存性を持たない原子遷移周波数を基準周波数にしなければならない。基準周波数には、高い確度が得られ、また微細構造定数  $\alpha$  への依存性も小さい  $\text{Al}^+$  イオン、<sup>3)</sup> または Sr 原子<sup>4)</sup> の  $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$  遷移周波数を用いるのが最適と考えられる。

本研究に当たりましては、首都大学東京の阿部穰里助教、

Geetha Gopakumar 博士、波田雅彦教授に *ab-initio* 計算していただきました分子定数を用いています。また、様々な議論をしてくださりました富山大学の森脇喜紀教授、京都大学の高橋義朗教授、上智大学の岡田邦宏准教授に感謝いたします。

## 参考文献

- 1) T. P. Heavner, *et al.*: Metrologia **42** (2005) 411.
- 2) K. Matsubara, *et al.*: Appl. Phys. Exp. **1** (2008) 067011.
- 3) T. Rosenband, *et al.*: Science **319** (2008) 1808.
- 4) M. M. Boyd, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 083002.
- 5) J. K. Webb, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 091301.
- 6) X. Calmet and H. Fritzsche: Euro. Phys. J. E **24** (2002) 639.
- 7) M. T. Murphy, *et al.*: Science **320** (2008) 1611.
- 8) J. C. J. Koelemeij, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 173002.
- 9) K.-K. Ni, *et al.*: Science **322** (2008) 231; K. Aikawa, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 203001.
- 10) H. L. Bethlem, *et al.*: Euro. Phys. J. Spec. Topics **163** (2008) 55.
- 11) A. Shelkovich, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 150801.
- 12) K. Højbjerg, *et al.*: New. J. Phys. **98** (2009) 055026.
- 13) N. Kimura, *et al.*: Phys. Rev. A **83** (2011) 033422.
- 14) Y. Moriwaki, *et al.*: in preparation.
- 15) M. Kajita, *et al.*: J. Phys. B **42** (2009) 154022; M. Kajita, *et al.*: J. Phys. B **44** (2011) 025402.
- 16) S. Kotochigova, *et al.*: Phys. Rev. A **79** (2009) 012504.
- 17) M. Kajita, *et al.*: Phys. Rev. A **84** (2011) 022507.
- 18) G. Gopakumar, *et al.*: to be published in Phys. Rev. A.
- 19) H. Hara, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 205304.
- 20) Y. Takahashi: private communication.

## 著者紹介



梶田 雅稔氏：1981年東京大学物理学工学科卒業、1986年東京大学大学院理学系研究科物理学専門課程博士課程修了。分子科学研究所非常勤講師を経て1989年に郵政省通信総合研究所（現：独立行政法人情報通信研究機構）に入所、現在に至る。明治大学兼任講師やプロバンス大学客員教授なども務める。専門は原子分子物理学、周波数標準。

(2011年8月31日原稿受付)

## Test of the Variance in Fundamental Constants by the Precise Measurement of Molecular Transition Frequencies

Masatoshi Kajita

abstract: Variance in the fundamental constants is currently one of the hot topics in fundamental physics. The precise measurement of the molecular transitions is useful to test the variance in the proton-to-electron mass ratio. This article discusses the possibility to measure the molecular transitions within the uncertainty of  $10^{-16}$ .

# 電磁濃縮法による室内世界最高磁場発生と物性物理への応用

嶽山正二郎 〈東京大学物性研究所附属国際超強磁場科学研究施設 277-8581 柏市柏の葉5-1-5 〉

物性研究所での超強磁場プロジェクトは、5 MJ (メガジュール) 大型コンデンサバンクを用いた電磁濃縮法によるパルス超強磁場発生とその物性応用を目指して1980年から本格的に開始された。現在、最高発生磁場は700 T (テスラ) を超え、600 Tにおける極低温と組み合わせた高精度の物性測定が可能となった。室内実験としては世界最高の値である。磁場発生最高値の引き上げだけでなく再現性の格段の向上がなされた。500 T以上での信頼性ある物性計測ができるのは物性研究所が世界唯一となっている。最近の磁場発生の技術開発の状況と物性計測への応用例、これから新たに始めようとしている1,000 T達成を睨んだ計画について述べる。

## 1. 超強磁場

磁場は精密制御が可能な物理環境の一つであり、電子の軌道とスピンの直接働きかけができるので、磁性、超伝導、半導体、その他様々なナノ物質などの固体電子物性研究には欠かせない重要なものである。基本的には、磁場はコイルに電流を流して得る。近年、数十T以上でも超強磁場と言うようになってきているが、過去には100 T以上の強力な磁場を「超強磁場」と定義していた。100 Tがマグネットコイルを破壊せずに発生できる上部限界であることを考慮すると、この定義がより妥当と思われる。100 Tでは固体中の電子のゼーマンエネルギーが数十ミリ電子ボルトにも達するので、超強磁場は固体の物性に大きな変化を及ぼす。600 T以上では、固体中の自由電子のサイクロトロン運動が半径1 nm以下になる。このような極限的な物理環境では固体の原子配置を反映した周期ポテンシャルによる一電子近似的描像は破綻しているはずであるから、物性研究の未知の領域へ踏み込んで、様々な知見が得られることが期待される。最近、私たちの研究施設では、「電磁濃縮法」により700 Tを超える磁場発生に成功した。<sup>1)</sup> まさに600 T以上の超強磁場極限環境での物性研究が可能になろうとしている。

ここで、100 T以上の破壊的磁場発生に関する技術的な発展の歴史を簡単に紹介する。強磁場発生の際には強力なマクスウェル応力が伴うため(100 Tでは、 $4 \times 10^9 \text{ N/m}^2$  (4万気圧) に達する)、磁場発生用コイルによる非破壊的な手法は諦め、破壊を前提として全てが設計される。信頼性と精度の高い物性計測に適用するには磁場発生空間の大きさは重要であり、最低数ミリ、できれば10 mm程度の直径及び長さ方向の空間が必要である。この程度の大きさの空間に超強磁場を発生する方法として、これまでいくつかの手法が開発されてきた。磁束を濃縮して超強磁場を発生する方法として、爆薬を用いた「爆縮法」、電磁気的手法による「電磁濃縮法」とがある。また、一巻きのコイルに大電流を瞬時に流して超磁場を発生させる「一巻きコイル法」と呼ばれるものもある。この方法は簡便であるが磁場の発生最高値が300 T程度が限界となる。<sup>2)</sup> 他に、プラズマフォーカスやパルスレーザーの強力な電磁場を用いる方法などがあるが、磁場発生時間及び空間が極端に制限さ

れるため物性研究の実用には向かない。<sup>2)</sup>

一巻きコイル法は、コイルが破壊する寸前に高速に大電流を一巻きのコイルに投入し、超強磁場を得るという単純で明快な方法である。しかし、コイルがその形状を維持している数マイクロ秒以内にMA (メガアンペア) レベルの大電流を流し終える必要があり、高性能の高速かつ高電圧・大電流の発生電源が必要となる。ほぼ半世紀前、ハーバード大のファース (H. P. Furth) らが一巻きのコイルに非常に短いパルス大電流を流し160 Tもの超強磁場を発生することに成功したことが最初とされている。その後、ヘルラッハ (F. Herlach) らが3 mmほどの薄肉銅板を用いた一巻きコイルを提案し、220 T近くもの超強磁場発生に成功している。この後、世界中でこの方式が採用されている。

物性研究所では1983年からヘルラッハの指導の下で100 kJの超高速バンクを導入し、一巻きコイル法の磁場発生技術開発と改良を進め、100-200 T領域で、磁気光学測定、テラヘルツ領域のレーザー分光、磁化測定、磁気抵抗測定など様々な物性計測において成果を収めてきた。現在、

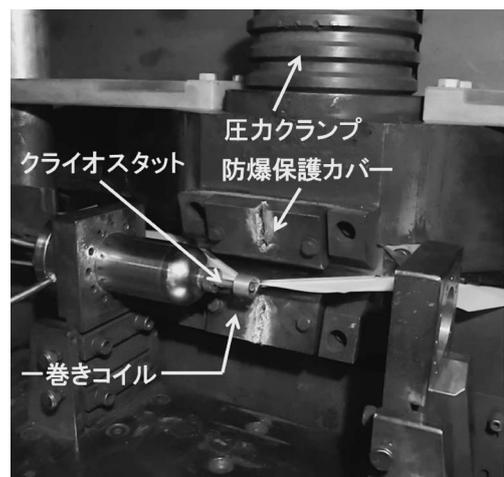


図1 物性研究所にある横型一巻きコイル超強磁場発生装置のコイルクランプ部。写真の背後の集電板から超高速バンク (200 kJ, 50 kV) に電氣的につながっており、数マイクロ秒で2-3 MAの電流を投入し、超強磁場を発生することができる。銅の一巻きコイルは後方に50 トンプレスで上下から押さえつけ、電極をとっている。コイルの中にはベークライト製の極低温クライオスタットが入っており、液体ヘリウムフローの間接冷却にて極低温での光測定が可能である。超強磁場発生直後にコイルは上下に広がる方向に爆発的に破壊する。このため鉄製の防爆保護カバーが一部破壊され、表面に穴が彫られているのが見える。

物性研究所においては、磁場軸が水平方向に発生できる横型一巻きコイルと(図1)、上下方向(重力の方向)に発生できる縦型の2台が稼働している。いずれもコイル内径を3 mm にすると300 T 近い超強磁場が6-7マイクロ秒のパルス幅で発生できる。しかしながら、極低温での測定など高度な物性計測には少なくとも内径10 mm の空間が必要であり、この場合、200 T 弱が磁場発生限界となる。一巻きコイル法の特徴は、磁場の上昇過程と下降過程の両方が一回の測定で同時にできること、また、150 T 程度のピーク磁場強度であれば試料及びその周辺のホルダーが破壊されないで、同一試料による再現実験が可能となる。また、コイル交換だけで済めば、1時間に2-3回は繰り返し磁場発生が可能である。欠点としては、電流の立ち上がり時間が早く、そのために、磁束の時間変化が高速(高速掃印)であるため、電気伝導度の高い物質には大きな誘導電流が誘起され、試料温度の上昇を引き起こしたりすることである。従って、一巻きコイル法は磁性体などの絶縁体や電気伝導度の低い半導体などの物性測定への応用に向いている。

現在のところ、300 T 以上の磁場を発生するには磁束濃縮法しかない。あらかじめ大きな空間に磁束を発生し(これを種磁場、あるいは初期磁場という)、これを何らかの方法で圧縮して超強磁場を得る方法である。磁束濃縮に爆薬(トリニトロトルエン, TNT)を用いる方法が爆縮法である。図2のようにあらかじめライナー内部に種磁場(3-10 T 程度)を発生し、爆薬によりライナーを超高速に圧縮して、最終的に小さなライナー径内に超強磁場を得ようとするものである。磁束がライナーの外側に漏れなければ、種磁場の値に対して面積に逆比例した超強磁場が得られる。

ファウラー(C. M. Fowler)らは、1960年、爆薬を用いた爆縮法によるライナー収縮にて1,400 T の磁場発生に成功したと報告している。<sup>3)</sup> また、2001年にはロシア・サーロフのグループが同様の方法であるが、ライナー収縮に伴う劣化を上手く補うライナー3段カスケード方式にて直径5 mm 程度の空間に2,800 T 発生できたことを報告している。<sup>4)</sup> しかし、これら爆縮法は信頼性と再現性に疑問があるだけでなく、野外で行う必要があるため精度の高い物性測定には非常に困難が伴う。ロシア・サーロフのグループ

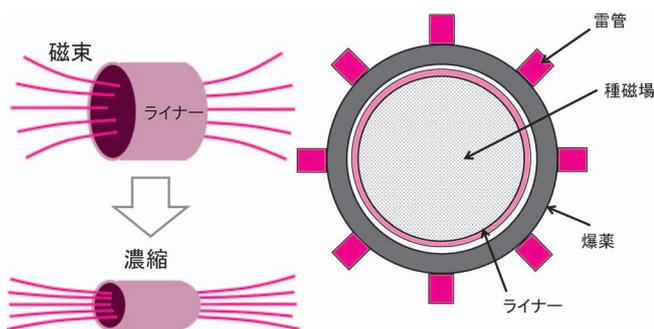


図2 磁束濃縮による超強磁場発生原理(左)と、爆縮法による超強磁場発生セットアップの様子。爆薬の量と起爆のための雷管の配置などライナーを均等に同心円状に収縮させるのに様々な技術が応用されてきた。

による3段カスケード方式を用いての直径10 mm 弱の空間で1,000 T の磁場発生報告があるが、<sup>5)</sup> これ爆縮法としては信頼できる値であろうと思われる。しかし、多段カスケード方式ではライナー収縮時のライナー同士の衝突に伴う大きな電磁波ノイズのために十分なS/N比を持った物性計測には失敗しており、300-500 T 程度以下での物性計測報告に留まっている。<sup>6)</sup> 従って、物性研究のための磁場発生法としては、この爆縮法には限界があるといえる。

これに対し、室内で高度に制御可能な磁場発生方法として、電気エネルギーを用いた「電磁濃縮法」がある。電磁濃縮法による超強磁場発生は、クネール(E. Cnare, 1966)により最初に提案されたが、<sup>7)</sup> 実質的な開発展開は物性研究所でなされてきた。この手法の原理はいたって簡単で、金属円筒リング(ライナーと呼ぶ)をその円周方向の電流を使って高速に圧縮し、比較的大きな空間(直径10-20 cm)に発生させた数Tの初期磁場を濃縮することにより、最終的に小さな空間に超強磁場を発生させるというものである。この場合円周方向の電流を使うため「 $\theta$ ピンチ法」とも呼ばれる。このライナーの圧縮には爆薬の代わりに、主コイルに高速に大電流を流し、この時発生する電磁誘導による応力を利用する。基本的には主コイルからライナーへ伝達されたライナー内電流による磁場発生と見なすこともできる。従って、電磁濃縮による超強磁場発生には、主コイルとそこにセットした金属ライナー、初期磁場の3つを用いる。クネールは当時の136 kJのコンデンサバンクを用いて210 T もの超強磁場の発生に成功している。

物性研究所では、1972年に285 kJのコンデンサバンクを用いて初めての100 T 超えが達成された。<sup>8)</sup> その後、1983年に、5 MJの大型コンデンサバンクと1.5 MJの種磁場発生用副バンク導入による1,000 T 達成を目指しての本格的な超強磁場発生計画がスタートした。この計画の発案者である近角聡信氏に、「自然は強磁場を好まず。」<sup>9)</sup> と言わし

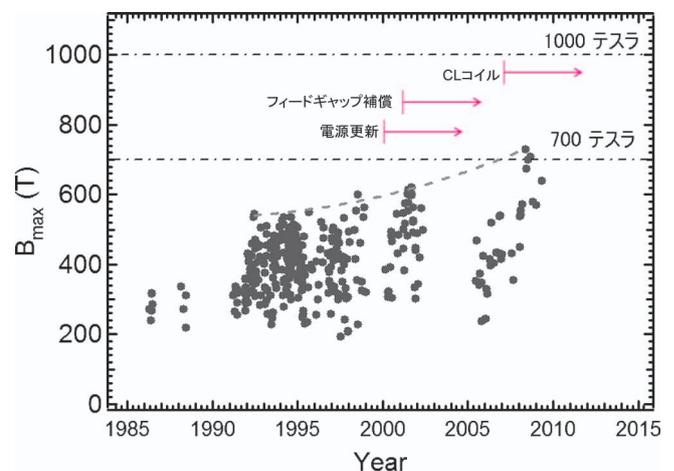


図3 これまでに物性研究所において電磁濃縮法超強磁場発生実験で得られたピーク磁場の値の主な履歴。1999年に柏地区移転に伴い電源の更新がなされた。2001年頃よりフィードギャップ補償の取り組みが開始された。2003-4年で研究者の退職に伴う入れ替えがあった。新しい研究チームにより2007年頃から銅内張(CL)コイルによる技術開発がスタートした。

めただけあって、その後の超強磁場発生開発は容易ではなく、多大の努力が注がれてきた。500 Tを超える磁場発生に至るまでに10年を要した。<sup>10)</sup> それから更に10年近い年月が費やされ、1999年の物性研究所柏移転に伴って480本もの高電圧同軸ケーブルを用いることによる電源インピーダンスを下げるという改良が成された。また、2000年になって「フィードギャップ補償」(第2章に詳述)による磁場発生コイル構造への工夫が施された。ここで初めて600 Tの磁場発生に成功し、室内世界最高磁場達成として記録された経緯がある。<sup>11)</sup> 図3に、物性研究所で現在までに電磁濃縮法にて得られたピーク磁場の記録データをまとめた。超強磁場の開発に如何に年月を要したかが覗える。

本稿では、最近達成した700 Tに至る電磁濃縮法を用いた超強磁場発生技術の開発状況を報告するとともに、これを磁性研究へ適用した測定の一例、更に、今後の1,000 T達成へ向けた展望について述べる。

## 2. 電磁濃縮法による超強磁場発生

図4はこれまでに物性研究所で採用されてきた主コイルの構造を示す。図4(a)は、1970年代後半285 kJコンデンサバンクを用いた初期の電磁濃縮法に採用されたコイルである。クネールが採用した主コイルは実験毎に破壊していたが、このコイルは数回の実験に再利用することを念頭に設計された。これで100–200 T弱の超強磁場で様々な半導体のサイクロトロン共鳴、磁気励起子スペクトロスコピー、ルビーなどの電子スピン共鳴、磁性体の磁化過程などの物性測定が行われた。<sup>12)</sup> 図4(b)は、1983年以來5 MJ用として採用されてきた鉄製主コイルの写真と模式図である。大きなエネルギー投入であることから、全破壊を前提に設計されている。電流導入のための上下2枚の鉄プレート部とコイル部から組み合わせられている。ある程度の強度と電気伝導性が必要なこと、また、加工性が良いことから所謂「軟鉄(SS400)」が採用されている。図4(c)は、2000年頃に採用され始めた「フィードギャップ補償コイル」<sup>11)</sup>として使用する場合の模式図である。これについては、後で詳しく述べるが、何れの場合でも、主コイルの基本構造は変わっていない。

我々は、2005年に磁場開発に着手してすぐに、この主コイルには2つの重要な問題が有ることに気がついた。一つは主コイルの材料そのものである。鉄は電気伝導が銅などに比べると格段に悪いこと、そのために、表皮効果により高速放電電流がコイル内側表面に集中しないことが問題である。また、第2の問題は、上下鉄プレートとコイル部の結合部に生ずる小さな「接触ギャップ」(図4(b))の存在である。設計では、電流を迂回させ、上下の結合部で電氣的接触をとろうとして、そこにアルミプレートを入れ接触抵抗を下げるようになっている。しかし、放電電流は高周波(MHz)であり、また、放電電圧(40 kV)も高いため、設計の思惑とは異なり、コイル部への電流は、余分なイン

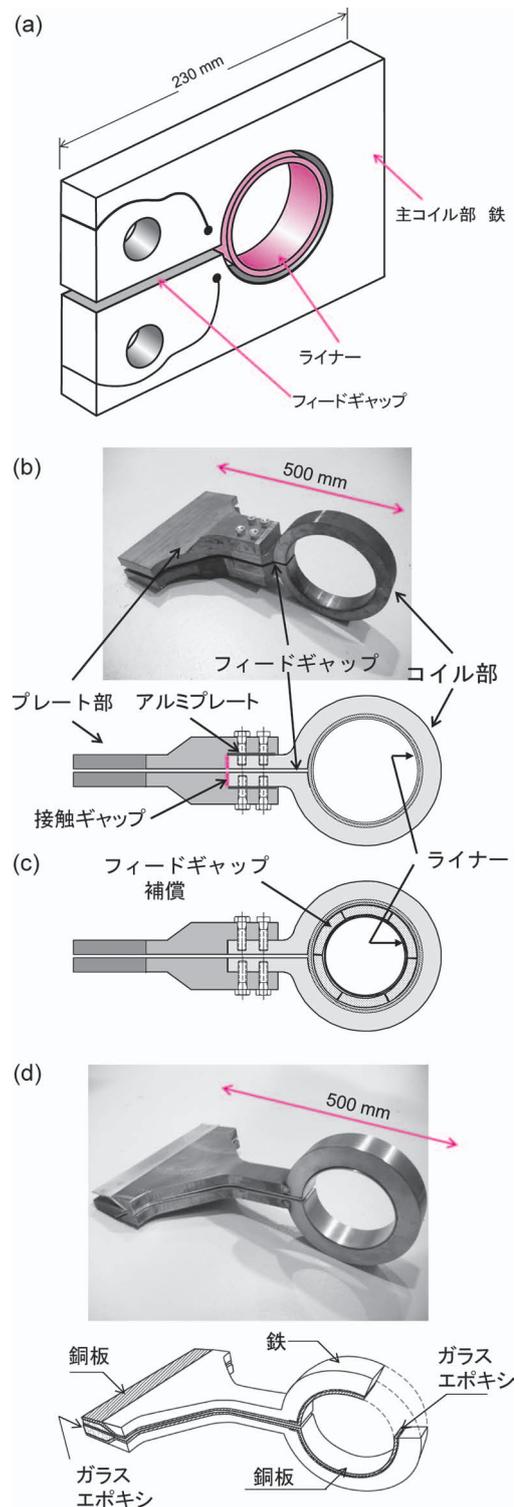


図4 物性研究所超強磁場でこれまで採用されてきた電磁濃縮超強磁場発生用鉄製主コイル。(a) 1970年後半から使用されたコイル。手前の穴を通してボルト締め付けで電極がとられた。また、手前の湾曲したスリットは、できるだけフィードギャップの影響を無くし、投入電流をライナー円周方向に沿わせるための工夫である。(b) 電源の大型化に伴い採用された大型の主コイル。全破壊を前提として設計された。(c) フィードギャップ補償を挿入した主コイルの模式図。(d) 700 T級の超強磁場発生が可能となった「銅内張主コイル」の外観写真とその構造。

ダクタンスを避けるようにプレートから「接触ギャップ」をまたいで真っ直ぐに流れようとする。このため、実験使用後の破壊されたコイルの「接触ギャップ」表面に多くの放電の形跡(放電痕)が集中していることが確認された。

ここでの予期せぬ放電は、様々な計測のノイズ源になるだけでなく、ライナー収縮の再現性を悪くし、また、実効的な負荷インピーダンスが悪くなるため、電流効率を低下させることになる。全てを銅で作製することが理想的であるが、毎回の破壊実験に使用するには材料費が高価となる。また、主コイルにはある程度の慣性質量が必要となるが、厚みが10 mmもある銅板を精度良く曲げることは困難である。従って、コイル部とプレート部はどうしても溶接となる。分厚い銅の溶接は変形を伴いやすく、鉄に比べ精度の高い成形が容易ではない。そこで、我々は、電流を担う銅の部分と質量を稼ぐ鉄部に分けた図4(d)のような二重構造コイル、いわゆる「銅内張コイル (copper lined coil, 以後CLコイルと呼ぶ)」を提案した。銅板で内側コイルを形成し、電流を取り込むプレート部で曲げて鉄の上下で面を揃えることにより、電源側のプレス電極部に合わせ、上下から挟み込むことができる。銅部の厚みは、曲げ精度の制限もあり、分厚くできない。また、薄すぎると電流密度が上がりすぎることが懸念される。

一般に、高周波電流では、周波数 $\omega$ の正弦波とした場合、表皮効果による侵入長 $d$  (表皮深さ) は、

$$d = \sqrt{\frac{2\rho}{\mu_0\omega}} \quad (1)$$

与えられる。室温では、銅と鉄の比抵抗は、それぞれ $\rho_{\text{Copper}} = 1.6 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$ 、 $\rho_{\text{Iron}} = 1.5 \times 10^{-7} \Omega \cdot \text{m}$ の値をとるとすると、<sup>14)</sup> 実際の実験ではコイル電流の特性周波数はおよそ10 kHzであるから、銅と鉄の表皮深さはそれぞれ、 $d_{\text{Copper}} \sim 0.64 \text{ mm}$ 、 $d_{\text{Iron}} \sim 2.0 \text{ mm}$ となり、非常に薄いことになる。しかし、実際は、大電流 $J(t)$ をコイルに流すことから、材料のジュール熱と抵抗の温度変化を考慮する必要がある。そこで、CLコイルの構造決定の前に、コイル電流分布の時間発展計算を行った。<sup>13)</sup> 簡単のため長さ $l$ で厚み $h$ の棒状材料での電流分布を考える。マクスウェル方程式とオーム則を用いて、電流分布の時間発展の計算を行う。電流分布の時間発展は、

$$\mu_0 \frac{\partial j}{\partial t} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} (\rho j) \quad (2)$$

与えられる。ここで、 $\mu_0$ は真空の透磁率、 $j$ は $y$ 方向の電流密度、 $\rho$ は電気抵抗率である。また、 $x$ は材料表面(コイルの内面)に垂直な方向とする。 $x=0$ でコイル内側の表面と考える。 $y, z$ 方向の電流密度は均一と仮定する。

そこで、 $c_p$ を材料の比熱、 $D$ を比重、 $\lambda$ を熱伝導度、 $T$ を温度として、熱伝導方程式をたて、(2)と組み合わせて解けばよいが、非線形微分方程式になってしまう。しかしながら、断熱近似を仮定すれば単純化し解くことが可能となる。 $D_{\text{Copper}} = 8.96 \text{ g/cm}^3$ 、 $D_{\text{Iron}} = 7.87 \text{ g/cm}^3$ 、 $\lambda_{\text{Copper}} = 381 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ 、 $\lambda_{\text{Iron}} = 56 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ を用い、電気抵抗の温度依存性及び比熱の温度依存性も考慮した。<sup>15)</sup> ここで、熱伝導度及び比熱の温度依存性は文献15を参照した。このようにして、鉄及び銅に対して得られた結果を図5(a), (b)

にそれぞれ示す。図の縦軸「position」は、主コイル内側面からの距離とみなす。(1)式で得られる表皮深さの値とはだいぶ異なることがわかる。図5(c), (d)には、導体内の電流ジュール発熱による温度上昇の時間発展の計算結果も示す。時間発展とともに、材料の発熱の効果が加わり、電流の最大値がコイル内側表面から内部に向かって急速に移っていく様子がわかる。これは、主コイルの中にセットされるライナーとの距離が遠ざかり、電気的結合が弱くな

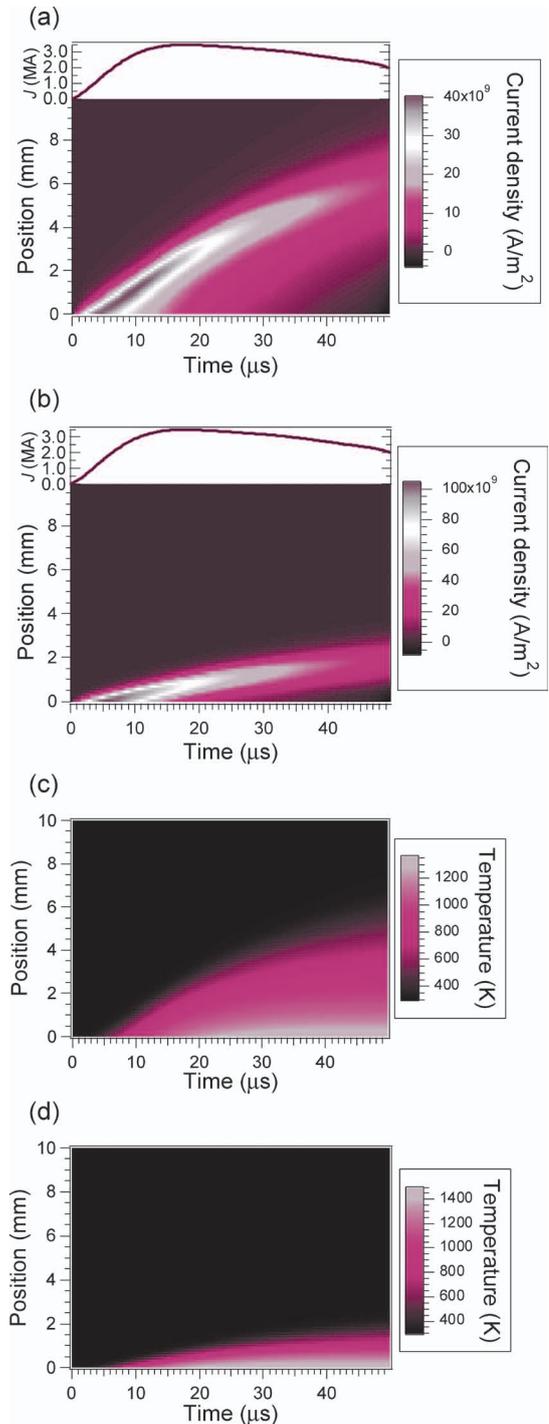


図5 鉄 (a) 及び銅 (b) での主コイルパルス電流 ( $J$  [MA]) 投入時の導体内の電流密度の空間分布の時間発展。下側のゼロの位置がコイルの内面 (ライナー) 側に対応する。鉄 (c) 及び銅 (d) での主コイルパルス電流 ( $J$  [MA]) 投入時の導体内の温度の空間分布の時間発展。

る方向である。鉄の場合はその変化が顕著である。電流による熱の上昇に伴う抵抗増加が、電流の内部浸透を加速する。ライナー収縮運動の解析からライナーが主コイルから受ける加速は最初のおよそ30マイクロ秒までに起こることがわかっている。従って、主コイルの電流分布はおよそ30マイクロ秒までの挙動が重要である。銅板であれば、ライナー収縮の最後（およそ40-50マイクロ秒）まで、電流の侵入は表面から2mm程度に収まっている。この計算からも銅内張の厚みは2mmで十分であることがわかる。この厚みは銅をコイル状に精度よく曲げ成形することが可能な範囲にある。

電流をコイルに流すためには絶縁シートを挟み込む必要性から4mmほどの空間ギャップ（フィードギャップと呼ぶ、図4(a)参照）が不可避である。電流放電開始からおよそ30マイクロ秒時点での実効的なフィードギャップの大きさは上の計算を考慮すると、鉄で15mm、銅では6mmとなり、銅を用いることにより、フィードギャップの実質長が半分以下になることがわかる。このフィードギャップを小さくすることはライナーの真円的な収縮には重要であり、収縮最終段階での最高磁場達成に重要な鍵を握っている。

図6は、ライナー収縮の時間発展を超高速フレミング（コマドリ）カメラで撮影したものである。図6(a)では、ライナー収縮の初期段階からコイルのフィードギャップ側につき出るような突起上の変形が見られる。最終段階でこの突起が大きく成長し、ライナーの内側の真円性を損なっている。このような真円から局所的に変形したライナーの収縮は、ライナー中心に挿入した磁場測定用ピックアップコ

イルをより早い段階（最高磁場が実現する直径10mm以上のところで）で破壊するため、到達最高磁場達成前の値しか測定できないことになる。また、突起部の反対側にあたるライナー内側には鋭角の形状が発生し、ここに電場が集中してプラズマ放電が誘起される。これが、内容を最高到達磁場に達する前に破壊してしまう。この問題を改善する意図で考案されたのが、前述した「フィードギャップ補償コイル」である。ライナー収縮での突起状の変形は、ほぼ六角形の角として分散され、ほぼ円対称性を維持して、最後の収縮に向かう（図6(b)）。この手法により、それまでの550T程度の最高磁場が一気に600T程度に改善された。この結果により、室内世界最高磁場達成ということで国内外から高い評価を受けている。<sup>11)</sup> しかしながらこの手法は、主コイルの構造が複雑となるため製作に手間がかかり、制作費も嵩む。

CLコイルの図6(c)では、ライナー収縮の真円度は大幅に改善され、その形状が最後まで保たれていることがわかる。この写真では、最高磁場到達の後、 $t=44.0\mu\text{s}$ で、直径1mmほどの棒に巻き付けた磁場計測用のピックアップコイルが切れた最後の瞬間を捕らえている。

### 3. コイルパラメータと発生磁場

電磁濃縮法では、コイルの形状が磁場発生のダイナミクスを大きく左右する。コイルパラメータとしては、主コイルの内径 $D_p$ 、その厚み $T_p$ 、幅（長さ $l_p$ ）、材質、また、その中にセットされるライナーの外形 $D_L$ 、厚み $T_L$ 、幅（長さ $l_L$ ）、材質と、これらの組み合わせも考えると多様である。ここで、主コイルの材質は電気伝導度に関わり、また、厚み $T_p$ とともに、その質量を決める。ライナーの材質は電気伝導度の高いものが要求され、厚み $T_L$ とともに運動の質量が決まる。これらのパラメータを用いたライナー運動と磁場発生のダイナミクスは三浦らの論文に詳述されているので、参照されたい。<sup>16)</sup> 計算では、 $l_L < l_p$ である方が磁場発生の効率が高くなるが、実際の実験では高い磁場発生には失敗している。原因は未だ説明されていないが、ライナー収縮が不安定であることが一番の原因と考えられる。従って、現実の実験では $l_L$ は $l_p$ に比べ数ミリ大きくとる。

CLコイルを用いた最近の代表的な実験から得られた磁場信号の時間発展の様子を図7にまとめた。磁場の測定値は、直径1mmのガラスエポキシの棒に銅線を数回巻き付けたピックアップコイルに誘起される電圧から求める。600-700Tという高い磁場は高速に発展するため、磁束密度の変化 $d\Phi/dt$ は巨大となり、このピックアップコイルに誘起される電圧は数キロボルトに達する。そこで、ポリアミドイミドを主体とした絶縁ワニス焼き付けた被覆で頑強に絶縁された50 $\mu\text{m}$ 径の銅細線（東京特殊電線(株)製AIW：ポリアミドイミド銅線）を用いる。これは、耐熱性、耐摩耗性、耐冷媒性に優れた絶縁皮膜を有する。実験毎にこのピックアップコイルは別に用意した較正器で較正する。

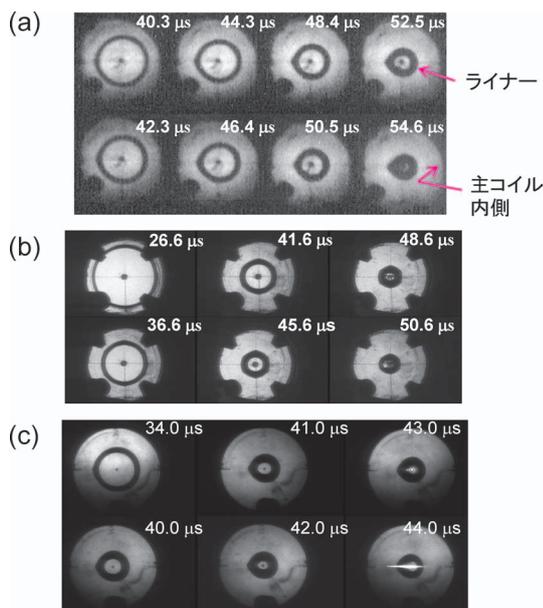


図6 光透過法により高速フレミングカメラでとらえたライナーの投影写真による収縮運動の時間発展の様子。時間とともに収縮していくリング状の陰がライナー部で、明るい部分の外周が主コイルの内側に対応する。(a) 図4(b)のコイル、(b) 図4(c)のフィードギャップ補償コイル、(c) 図4(d)のCLコイルを用いた場合。円の中心には磁場計測のためのピックアップコイルを巻いたロッド（およそ2mmの直径）の影が見える。

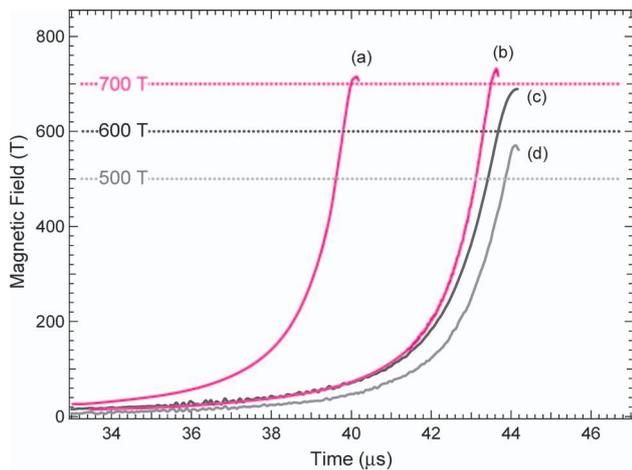


図7 表1に示すコイルパラメータに対応した実験で得られたパルス磁場の記録。

表1 図7での主コイル及びライナーの形状に関するパラメータ(主コイル内径:  $D_p = 130$  mm, 主コイル長さ:  $l_p = 45$  mm, 銅ライナー外径:  $D_L = 119$  mm, ライナー長さ:  $l_L = 50$  mm)と得られたライナー速度, 最高磁場値  $B_{max}$  とコイル中心位置とその同軸上の両側2 mm離れた合計3箇所のピックアップコイルでの最高磁場測定値の平均値  $\langle B_{max} \rangle$ . 全ての実験で主バンクの電圧は40 kV, 4 MJの条件の下で行われた。

	初期磁場 [T]	主コイル (鉄部) 厚み: $T_p$ [mm]	ライナー (銅) 厚み: $T_L$ [mm]	ライナー速度 [km/s]	$B_{max}$ [T]	$\langle B_{max} \rangle$ [T]
(a)	3.8	25	1.5	2.9	710	700
(b)	3.8	25	2.0	2.4	730	695
(c)	3.8	15	2.0	2.6	690	660
(d)	3.2	25	2.0	2.6	570	540

超強磁場の測定では, 誘起された電圧によるピックアップコイルの絶縁破壊を避けるため, できるだけ小さなインダクタンス(小さな直径)のピックアップコイルを用いることになる。そのため較正の精度は制限される。現在のところ測定誤差は, 石英のファラデー回転による補助的な較正を考慮して3%程度であると見積もっている。測定では, コイル中心軸にピックアップコイルの軸を一致させ, 軸方向には中心とその両側に2 mm隔てて, 計3つの位置で測定している。

使用したコイルのパラメータを表1にまとめている。ここで,  $B_{max}$ ,  $\langle B_{max} \rangle$  は, それぞれ上記の3本のピックアップコイルの中で, 最高値と3本の値の平均値を示す。先ず, 図7(a)-(d)では, CLコイルの内側直径は全て同じ( $D_p = 130$  mm)である。また, 銅ライナーの外径も全て  $D_L = 119$  mmである。主コイルの長さ  $l_p = 45$  mm, 銅ライナーの長さ  $l_L = 50$  mmとしている。図7(a)の場合のみライナー厚みが1.5 mmと他に比べ薄い。ライナー厚みが薄い場合, ライナーの質量が軽くなるため, ライナー速度は速くなり, 図7(a)のように磁場の立ち上がり時間は早くなる。図7(b)ではライナーの厚みが2 mmであるが, 最高到達磁場値は図7(a)の場合とほぼ同じである。 $B_{max}$  と  $\langle B_{max} \rangle$  の値の差が大きいことは, 3つの位置で磁場の最終値にばらつきが生じていることを意味している。これは, 主コイル軸方向

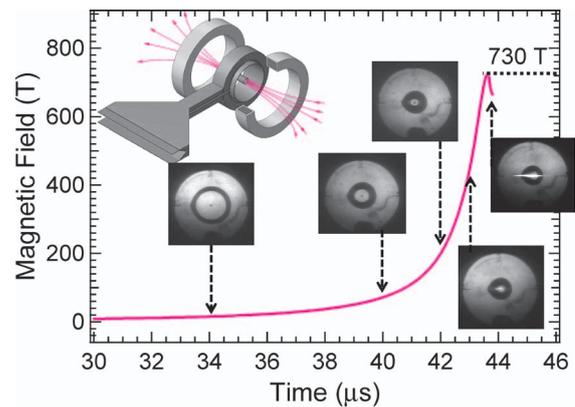


図8 銅内張標準コイルで得られた室内最高磁場730 Tの磁場時間波形と各時点でのライナーの形状。

でコイル中心に比べその両側では磁場値が低くなるという軸方向の不均一性というよりは, ライナー収縮最後の段階でライナー内面に凹凸ができ, 最終段階でのライナー内径に差が生じ, その結果として最高磁場値に差がでたと考えられる。従って, 図7(b)のライナー厚み2 mmの場合には最高磁場値730 Tを記録しているが, 磁場の均一度ではライナー厚み1.5 mmの図7(a)の場合が優れていると言える。

図7(c)は, 鉄コイル部の厚みを25 mmから15 mmに減らした場合である。他のパラメータが同じであるのに, 最高到達磁場は690 Tに落ちている。このことは, 外側の鉄コイルの厚み(すなわち質量)が最高到達磁場に影響していることを意味している。ライナーの最終段階での速度が最高磁場発生に重要であることから, 鉄コイルの質量がライナーの初期段階での加速に影響していることが推察される。すなわち, 鉄コイルとの反発力からライナーが有効に加速されるためには, 主コイルには十分な慣性質量を持たせる必要があることがわかる。鉄コイルの厚みを変えたいくつかの実験結果から鉄コイルの厚みは最低25 mmは必要との結論を得た。図7(d)では, 初期磁場の値を3.8 Tから3.2 Tに変えた場合である。初期磁場の値が最終到達磁場値に大きく影響することを意味している。より高い到達最高磁場値が得られる初期磁場値には最適値がある。この形状のコイルでは, 初期磁場値が3.8 Tで最高値が得られ, それより高くても低くても最高磁場値は下がる結果となる。

図8に, 室内世界最高磁場値を記録したときの磁場の時間発展と, 超高速フレミングカメラでとらえた各時刻でのライナーの収縮の様子を示した。明るく見える真円の内径が119 mmである。 $t = 42 \mu$ 秒の時点では, ライナーの内径は12 mmであり, この時点では未だ200 Tを超える程度である。その後1.6  $\mu$ 秒の極めて短い時間で一気に500 T増加して730 Tに到達する。最高磁場到達時点でのライナー内径は6 mm程度と算定される。図8の磁場波形では, 磁場が最高値に達した後再び下がりピークを持つ形をとる。これは「ターンアラウンド」と呼ばれる。ライナーの磁束閉じ込めが弱まり内部の磁束が外へ抜け出すため, ライナー内の磁場の値が小さくなっていくことに対応している。こ

のターンアラウンドが見られることは、磁場最高到達時点までピックアップコイルを含む内容物がライナーからのジェットなどで破壊されなかったことを反映しており、設定されたパラメータでの最高磁場到達までライナーによる理想的な磁束濃縮が行われたことを意味する。

#### 4. 物性計測への応用

以上のように700 Tの磁場発生に成功した。図9は各時間発展に伴うライナーの内径と発生磁場の関係を示している。これからわかるように最終到達磁場値でのライナー内径は6 mmである。測定対象物は直径5 mm以下の試料ホルダーに納める必要がある。一般に、物性測定は、極低温環境下で行う必要がある場合が多く、また、その測定精度を確保しなければならないため、およそ直径10 mmの空間の確保が必要である。図9で示されているように、大きな直径のコイルを採用すると、到達最高磁場は100 Tほど落ちるが、600 Tで直径10 mmの磁場発生空間を確保できることがわかる。現在、主コイル内径140 mm、ライナー内径124 mmのコイルパラメータを採用して物性計測を行っている。高温超伝導体の超強磁場臨界磁場の測定、カーボンナノチューブなどのナノ構造体の超強磁場下の電子物性、磁性体の超強磁場磁化過程の測定など、いろいろな物性研究への応用の実績があるが、ここでは最近我々の研究室で得られた一例を挙げて詳述する。

電磁濃縮法を用いてフラストレート磁性体  $\text{ZnCr}_2\text{O}_4$  の磁化過程の測定を行った。最高磁場600 T、温度は5 Kという極低温での磁化過程の結果を図10に示す。これは超強磁場と極低温の両極限環境下での測定データとして世界に前例を見ない記録的データである。<sup>17)</sup> この達成には、図10の挿絵写真にあるようにスタイキャスト (STYCAST 1266) という特殊なエポキシ樹脂で作り上げた液体ヘリウムフロー型間接冷却タイプの光学測定用クライオスタットを直径6 mm以下で作上げたことが実験成功の重要なキーとなった。それでも、クライオスタット中心には内径2 mmの

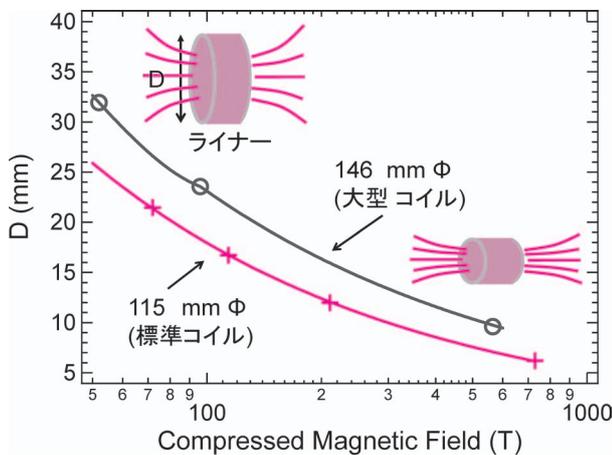


図9 ライナーの収縮に伴う内径とライナー中心位置での磁場値の関係。ライナー内径146 mm (外径150 mm) の大型コイルの場合と内径115 mm (外径119 mm) の標準コイルの場合の比較。

光学パスが確保できている。そこに、直径2 mm、厚みは100  $\mu\text{m}$  程度の試料を挿入した。

$\text{ZnCr}_2\text{O}_4$  は、Cr系スピネル酸化物  $\text{MCr}_2\text{O}_4$  (Mは非磁性金属原子) のひとつであり、磁性を担う  $\text{Cr}^{3+}$  イオンがパイロクロア格子を形成した幾何学的にフラストレーションを持つ局在スピニ系である。<sup>18)</sup> この系は、フラストレーションを解消するために、磁気秩序転移とともに磁気構造が変化するが、その場合にも結晶構造の変化も伴う。

この系で最も高磁場での研究が進んでいたのは  $\text{CdCr}_2\text{O}_4$  である。50 Tまでの磁化測定、<sup>19)</sup> 及び、一巻きコイル法による140 Tまでの磁化測定<sup>20)</sup> から28 Tで磁化に不連続な飛びが起こり、三角格子やカゴメ反強磁性体でよく現れる「磁化プラトー」が明確に観測された。また、60 T以上の強磁場領域で新たな相の存在が実証された。<sup>20)</sup> 多様な磁気相の背景には、スピニと格子が強く結合していることがあげられる。理論的には、ハイゼンベルグスピニ系にスピニ格子相互作用を双二次交換相互作用の形で有効的に取り入れた議論がなされ、磁場・温度相図の詳細が示されている。<sup>21, 22)</sup>

ここでターゲットとする  $\text{ZnCr}_2\text{O}_4$  は、ワイス温度が  $\Theta_{\text{cw}} = -390$  Kと負で大きな絶対値を持つにもかかわらずネール温度  $T_N$  が12 Kと小さく、フラストレーション指数は  $T_N/\Theta_{\text{cw}} = 0.03$  と極めて小さな値をとることから示唆されるとおり、非常に強いフラストレーションとともに、弱いスピニ格子結合を有する反強磁性体である。理論的には、スピニ格子結合が弱い場合には、上記の「1/2 プラトー」相の低磁場側で、キャントした2:1:1相の存在が予言されている。我々は、一巻きコイル法を用いて190 Tまでの磁化過程の詳細な測定を行い、この新しい磁気相の存在を実証することができた(図10下)。この  $\text{ZnCr}_2\text{O}_4$  の磁気特性を完全に理解するには飽和磁化まで観測することが重要とな

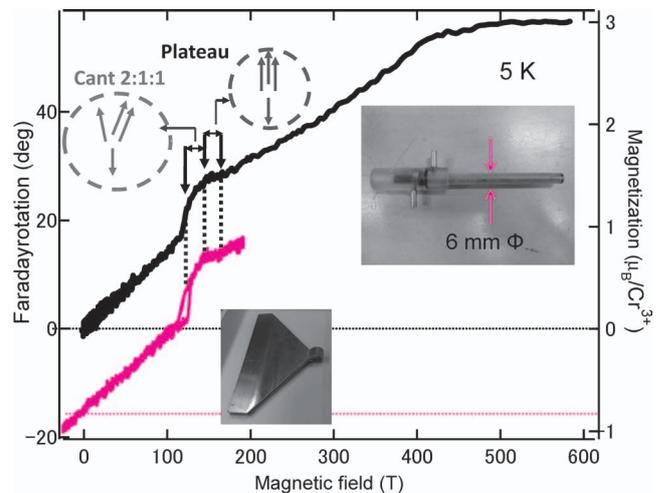


図10 電磁濃縮で測定されたフラストレートスピネル反強磁性体  $\text{ZnCr}_2\text{O}_4$  のファラデー回転で得られた磁化過程。挿入図にある手製の液体フロータイプのクライオスタットを用いて、極低温5 Kで測定された。下は、一巻きコイル法(挿入写真下)で同じくファラデー法で190 Tまで測定された磁化過程を示す(見やすくするため原点を下にずらしている)。

るが、この系に働く強い反強磁性交換相互作用のため非常に強い外部磁場が必要とされる。そのために、電磁濃縮法を用いて600 Tまでの磁化測定を行った(図10上)測定結果は、190 T以下の領域において、一巻きコイル法で得られた結果と良い一致を示している。

この電磁濃縮法による結果から、1/2 プラトー相の高磁場側で磁化は再度増加し、400 T付近で飽和磁化に達することがわかった。興味深い点として、1/2 プラトー相までは理論計算の結果と良い一致を見せるものの、さらに高磁場側では定性的に異なった振る舞いが見出された。この相違の原因としては、低磁場側では高次の摂動項として無視できた遠距離の磁氣的相互作用が超強磁場では顕著に寄与してくることや、1/2 プラトー相の後の結晶局所構造の変化等が原因として考えられるが、詳細については現在検討中である。

## 5. 1,000 Tへの挑戦

1979年に文部科学省科研費補助金「強磁場の生成と応用」総合報告のなかで、近角らにより東大物性研の超強磁場将来計画が提案された。ここでは、物性研究への応用として多くの夢が語られている。また、1979年から5年計画の概算要求が認められ、「5 MJ (50 kV) の大型コンデンサバンクと初期磁場発生のための1.5 MJ (10 kV) の低速コンデンサを設置する」とある。その後、おそらく当時の製造の技術的問題からと推察されるが、主バンクの電圧は50 kVではなく40 kVとなったが、5 MJのコンデンサバンクが設置された。1999年の物性研究所柏移転に伴い、電源の内部インピーダンスの改善がなされたが、他の機能は、ほぼ同じ仕様で刷新された。この電源を用いた我々の磁場発生技術の革新的進歩により700 Tもの磁場発生が可能となった。前述したように物性測定のためには最低限の試料空間の確保が必要であるため、破壊的磁場発生法においては、最高磁場記録値からおよそ100 T差し引いた値が物性計測の上限となる。従って、現在では(700-100=)600 Tまでの物性実験が可能となったといえる。600 T以上の磁場では電子のサイクロトロン半径がちょうど1 nm以下の値になる。従ってこの600 Tという値は、ナノマテリアルの中に電子波束を閉じ込めることができる臨界値を超えた値と言ってもよい。1,000 Tでの自由電子のサイクロトロン運動の中には、例えば、金であればたかだか8-10原子程度と数えるほどの原子数しかない。従って、こうした超強磁場の世界では、結晶格子の周期性を反映した1バンド電子記述での物性物理の描像は破綻し、新しい物性が見えてくることが期待される。

しかしながら、電磁濃縮法で700 T以上の磁場発生を達成するには、ライナーの速度を現状の3 km/秒から4 km/秒程度に引き上げる必要がある。そのためには、現在使用しているコンデンサ電源そのものの性能を引き上げ、コイルへの大電流注入の立ち上がり速度を更に上げる必要がある。

それには、電源電圧を現状の40 kVから50 kVに引き上げるとともに、超高速大電流スイッチや高電圧伝送ケーブルを含む電源部の残留(内部)インピーダンスを極力下げなければならない。超強磁場発生の特徴として、高電圧、大電流を最終的に小さな空間領域に導入しなければならないという困難が予想される。電源電圧を50 kVに引き上げるためには、コイル周りの限られた空間での絶縁処理技術開発が必要となる。

この度、物性研究所では、平成22年度及び23年度において最先端研究開発戦略的強化費補助金(最先端研究基盤事業)「次世代パルス最強磁場発生装置の整備」が認められたことを受けて、1,000 T超強磁場達成に向けて上記の最先端装置を導入することになり、その計画を推し進めている。まず、初期磁場(種磁場)用として、現在の1.5 MJ, 10 kVのコンデンサを2 MJ, 20 kVへと電源の性能を引き上げる。これにより、現在の初期磁場の値を更に引き上げることが可能となり、より大きな空間に強磁場を発生できることになる。また、主電源としては、2 MJ, 50 kVのコンデンサ電源を導入し、電源の高速化を行う。また、電圧上昇に対応したコイル構造の最適化を行う。最終的には5 MJ, 50 kVの高性能コンデンサ電源システムの設置を目指す。

新装置の完成の暁には、600 T以上で初めて実現されるインパクトある物性実験の推進が期待される。例えば、カーボンナノチューブのアハラノフ・ボーム(A-B)電子位相変調によるバンドエネルギーの折り返し現象の観測があげられる。安食・安藤の理論によると<sup>23)</sup>直径1 nmの半導体カーボンナノチューブではA-B効果によるバンド端エネルギーが分裂し、最初の折り返しが起こる磁場は700 T近傍と予測されている。最近の話題となっているグラフェン中のディラック電子のランダウ準位も興味深い研究対象である。500-1,000 Tもの超強磁場ではグラフェンの電子及び正孔のランダウ準位の分裂エネルギーが大変大きくなるため、ゼロギャップにも関わらず、電子・正孔バンド間遷移の共鳴波長が可視領域に迫ることになる。低磁場での遠赤外、近赤外領域での測定に関わる様々な制限から解放され、可視領域で行われる様々な分光学的な手法が簡単に適用できるようになり、ディラック電子系の強磁場極限での詳細な物理の進展への寄与が期待できる。

また、強力な内部磁場でお互いのスピンの結合している磁性体は少なくない。その内部スピン構造の最終決定には超強磁場磁化過程の精密測定が重要となる。4章で示したように、すでにフラストレートスピネル磁性体では600 Tまでの飽和磁化の観測と、逐次相転移を発見しているが、シリサイト、<sup>5)</sup> 遍歴電子メタ磁性、<sup>24)</sup> 価数揺動物質<sup>25)</sup> などにおいて超強磁場磁気測定にて解明されるべき問題が多く残されている。

更に、YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub>などの高温超伝導物質では超伝導を破壊する臨界磁場に達するには数百Tの超強磁場が必要である。これまでの研究から酸化銅(CuO<sub>2</sub>)面に垂直に磁場を

印加した場合の上部臨界磁場は200 T程度と意外にも低い値であった。<sup>26)</sup> この値は, Werthamer, Helfand, Hohenberg によって軌道の効果のみを取り込んだ WHH 理論<sup>27)</sup> の予想である 600 T よりずいぶん低い。このことは, スピン軌道相互作用及びゼーマンエネルギーが超伝導ギャップエネルギーを超えるパウリ極限で, クーパー・スピン重項対が外部磁場により分裂消滅することによるものと理解できる。従って, 1,000 T までの電気伝導度測定ができれば, 600 T を超えるような非常に高い上部臨界磁場まで超伝導状態が保たれるような三重項タイプの超伝導材料物質の発見につながる。

最後に, 700 T に至るまでの研究開発は小嶋映二氏 (現在, 古川電工メタル総合研) との共同開発によるところ大である。本稿でのコイル電流・温度シミュレーションも彼の寄与による。澤部博信氏と松田康弘氏 (物性研) には技術的な開発で大いに貢献して頂いた。フラストレート磁性体  $ZnCr_2O_4$  の実験は大学院生である宮田敦彦氏の努力によるところ大である。このような未知の領域での物性研究では優れた試料と理論家の助けが必要である。ここで紹介したフラストレート磁性体の研究において, 試料では植田浩明氏 (現在, 京大), 上田 寛氏 (物性研), 理論では, 求幸年 (東大), Nic Shannon (ニック・シャノン) (英国, ブリストル大), Karlo Penc (カルロ・ペンク) (ブタペスト, 固体物理・光研) の各氏に負うところ大である。ここに深い感謝の意を表す。

#### 参考文献

- 1) S. Takeyama, H. Sawabe and E. Kojima: *J. Low Temp. Phys.* **159** (2010) 328.
- 2) 教科書として, N. Miura and F. Herlach: in *High Magnetic Fields-Science and Technology*, ed. F. Herlach and N. Miura, Vol. 1 (World Scientific) p. 235.
- 3) C. M. Fowler, W. B. Garn and R. S. Caird: *J. Appl. Phys.* **31** (1960) 588.
- 4) A. I. Bykov, M. I. Dolotenko, N. P. Kolokolchikov, V. D. Selemir and O. M. Tatsenko: *Physica B* **294-295** (2001) 574.
- 5) Yu. B. Kudasov, *et al.*: *J. Exp. Theor. Phys.* **89** (1999) 960.
- 6) A. S. Dzuras, *et al.*: *J. Phys. B* **246-247** (1998) 40.
- 7) E. C. Nare: *J. Appl. Phys.* **37** (1966) 3812.
- 8) 三浦 登, 木戸義勇, 河内一芳, 小黒 勇, 近角聡信: *固体物理* **9** (1974) 659; N. Miura, *et al.*: *Phys. in High Magnetic Fields Colloq. Int.*

- Grenoble, France **242** (C.N.R.S.: Paris) 345.
- 9) 石川義和, 三浦 登編: 『磁性物理学とその応用』(裳華房, 昭和59年) p. 45—三浦 登: 超強磁場の発生とその下での物性.
- 10) 野尻浩之, 三浦 登: *固体物理* **30** (1995) 23.
- 11) Y. H. Matsuda, F. Herlach, S. Ikeda and N. Miura: *Rev. Sci. Instrum.* **73** (2002) 4288.
- 12) N. Miura, G. Kido, M. Akihiro and S. Chikazumi: *J. Magn. Magn. Mater.* **11** (1979) 275.
- 13) E. Kojima and S. Takeyama: *Proc. Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics* (Santa Fe, 2006, IEEE), ed. by G. F. Kiuttu, R. E. Reinovsky and P. J. Turchi. p. 217.
- 14) 国立天文台編: 『理科年表』(丸善, 1999).
- 15) Y. S. Touloukian, *et al.*: *Thermophysical Properties of Matter* (New York, 1970) Vol. 1, 4—metallic elements and alloys.
- 16) N. Miura and K. Nakao: *Jpn. J. Appl. Phys.* **29** (1990) 1580.
- 17) A. Miyata, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 207203.
- 18) M. T. Rovers, *et al.*: *Phys. Rev. B* **66** (2002) 174434.
- 19) H. Ueda, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 047202.
- 20) E. Kojima, *et al.*: *Phys. Rev. B* **77** (2008) 212408.
- 21) K. Penc, N. Shannon and H. Shiba: *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 197203-1.
- 22) Y. Motome, *et al.*: *J. Magn. Magn. Mater.* **300** (2006) 57.
- 23) H. Ajiki and T. Ando: *J. Phys. Soc. Jpn.* **62** (1993) 1255.
- 24) T. Goto, *et al.*: *Solid State Commun.* **72** (1989) 945; T. Goto, K. Fukamichi and H. Yamada: *Physica B* **300** (2001) 167.
- 25) K. Yoshimura, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988) 851.
- 26) T. Sekitani, *et al.*: *New J. Phys.* **9** (2007) 47.
- 27) N. R. Werthamer, E. Helfand and P. C. Hohenberg: *Phys. Rev.* **147** (1966) 295.

(2011年4月5日原稿受付)

## The World Highest Magnetic Field as Indoor Generation and Its Application to Solid State Physics

Shojiro Takeyama

abstract: The ultra-high magnetic field project has started at the Institute for Solid State Physics by installing a 5 MJ capacitor bank system applied to the electromagnetic flux compression technique in 1980. We have achieved to generate over 700 T which is the world record as an indoor operation. This is applied to precise measurements in solid state physics in magnetic fields of up to 600 T under extremely low-temperatures. Not only generation of the highest magnetic field but also the reproducibility is substantially improved. Recent development of the magnet technology and its application to an example of the solid state physics are introduced in this report. A 1,000 T project newly started is also described.

# フラストレートした磁性体ボルボサイトのゆらぎと秩序

吉田 誠 (東京大学物性研究所 277-8581 柏市柏の葉5-1-5 )  
 瀧川 仁 (東京大学物性研究所 277-8581 柏市柏の葉5-1-5 )

交換相互作用の競合により生じる磁気フラストレーションの強いスピンの系では通常の磁気秩序が妨げられ、スピンのゆらぎが強い新奇な磁気状態の実現が期待される。本稿では二次元フラストレートスピンの系で典型的物質ボルボサイトで見られる異常なスピンゆらぎを伴った低温の磁気状態と、磁場印加によって現れる秩序スピンとゆらぎの強いスピンの共存状態に関する最近の研究を紹介する。

## 1. はじめに

局在したスピン自由度  $\mathbf{S}$  を交換相互作用  $J$  で結ぶシンプルなハミルトニアン  $H = \sum J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j$  は、現実の磁性現象を説明するためになるべく簡単な模型から議論を始めようとして導入されたものである。しかし、そこに含まれる量子効果や多体効果から全く思いがけない現象が予想されることがある。そのような予想を検証するために、むしろ簡単な模型で記述できる物質を探してきて実験するスピンの系が一つの分野を形成している。特に交換相互作用  $J_{ij}$  を、フラストレーションを持つようなやり方、すなわちお互い競合するようなやり方で導入した模型においては、強いゆらぎの効果により長距離秩序が壊されて、スピン液体状態やスピンネマティック状態といった魅力的な新しい量子相が出現すると期待されている。現在、それを実験で検証するためのモデル物質探索が集中的に行われている。

フラストレーションを持つ代表的な二次元のスピン系として、三角格子やカゴメ格子が挙げられる。特に量子効果の強いスピン 1/2 のカゴメ格子においては、絶対零度でも磁気秩序を示さず、スピン液体状態が実現すると期待されている。本稿で扱う  $\text{Cu}_3\text{V}_2\text{O}_7(\text{OH})_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  は、昔から知られた銅鉱物なのでボルボサイトという固有名詞が付けられているが、構成元素の中から局在スピン 1/2 を担う  $\text{Cu}^{2+}$  イオンを抜き出すと図 1(a) のようになり、一見まさに三角形が頂点共有で連なったカゴメ格子を形成しているように

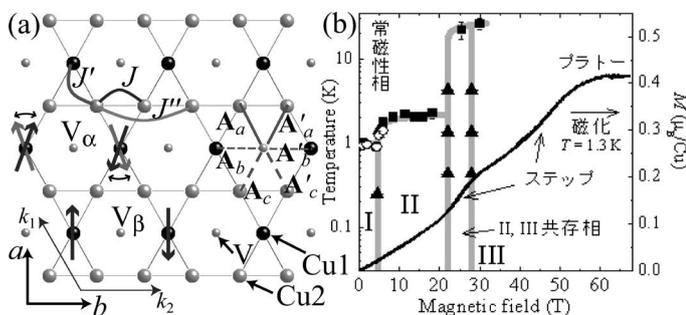


図 1 (a) は  $a$ - $b$  面に投影したボルボサイトの結晶構造。Cu と V サイトのみ示している。V は Cu の作る六角形の上下に位置するが、並進と反転対称で全て重なり、サイトとしては 1 種類である。様々な記号は本文で説明する。(b) は NMR で調べた 31 T までのボルボサイトの温度 (左軸)-磁場相図。<sup>5,12)</sup> 右軸には 1.3 K で測定された磁化を示す。<sup>8)</sup> 25.5 T と 46 T のステップは明確であるが、4.3 T のステップはより低温で微分磁化を見ないとはっきりとはわからない。 $\blacksquare$  と  $\blacktriangle$  はスペクトルの変化で決めた転移点。 $\circ$  は  $1/T$  測定で決めた転移点。

見える。<sup>1)</sup> 実際、高温の帯磁率をキュリー・ワイス則  $\chi = C/(T + \theta_w)$  でフィットすると  $\theta_w = 115$  K が得られ、<sup>1)</sup> 強い反強磁性相互作用が存在していることが示されるが、非常に低温の 1 K まで磁気転移せず、強いフラストレーションの効果が存在することは明確である。ただし、ボルボサイトは完全なカゴメ格子から僅かにずれがあり、 $\text{Cu}1$  と  $\text{Cu}2$  の 2 サイトが存在する。そのため、最近接の交換相互作用は  $J$  と  $J'$  の 2 種類が存在する (図 1(a))。交換相互作用は電子軌道の重なりに敏感なので、原子間距離の僅かな差により、 $J$  が大きく変わることもある。また、次近接の  $J''$  の重要性を指摘する計算もあり、<sup>2)</sup> ボルボサイトを記述するのに適切な模型は今現在正確にはわかっていない。

ボルボサイトは約 1 K で何かしら磁気転移を起こすことが幾つかの実験で示されている。<sup>3-6)</sup> 加えて、磁場中で現れる複数の磁化ステップ (4.3, 25.5, 46 T) が特徴的である。<sup>7)</sup> さらに 60 T 以上で、磁場の変化に対して磁化が変化しない領域 (磁化プラトー) が現れる (図 1(b))。<sup>8)</sup> カゴメ格子では磁化が飽和磁化  $M_s$  の 1/3 の値で磁化プラトー<sup>9)</sup> または磁化ランプ<sup>10)</sup> が現れると予想されている。(1/3) $M_s$  は三角形を構成する三つのスピンのうち、二つが磁場と平行、もう一つが反平行を向いたときの値なので、そのような状態の重ね合わせでプラトーを示す安定な状態が作られるものと思われる。しかし、ボルボサイトでは (1/3) $M_s$  ではなく (2/5) $M_s$  で磁化プラトーが現れ、<sup>8)</sup> 磁化ステップと共にこのプラトーの原因が謎となっている。本稿では、我々が最近行ったボルボサイト粉末試料の核磁気共鳴 (NMR) 測定の結果を紹介する。<sup>5,11,12)</sup> これらの結果から、ボルボサイトが低温で異常なスピンゆらぎを伴った反強磁性の状態にあり、さらに磁場印加によって、ゆらぎの強いスピンと通常の秩序スピンの共存状態となることを示す。

## 2. ボルボサイトの強磁場磁気相図

最初に NMR について手短かに説明する。十分な高磁場中の核スピンの共鳴周波数は、簡単のために電気四重極相互作用を無視すると  $\nu = \gamma(B + B_{\text{int}})$  で与えられる。 $B$  は外部磁場、 $\gamma$  は磁気回転比 ( $^{51}\text{V}$  核では 11.2 MHz/T)、 $B_{\text{int}}$  は電子スピンの核位置に作る静的内部磁場  $\mathbf{B}_{\text{int}}$  の  $B$  に平行な成分である。すなわち、NMR の共鳴スペクトルは  $\mathbf{B}_{\text{int}}$  の分布の仕方によって決まっている。常磁性状態では  $\mathbf{B}_{\text{int}}$  は磁場の印加に

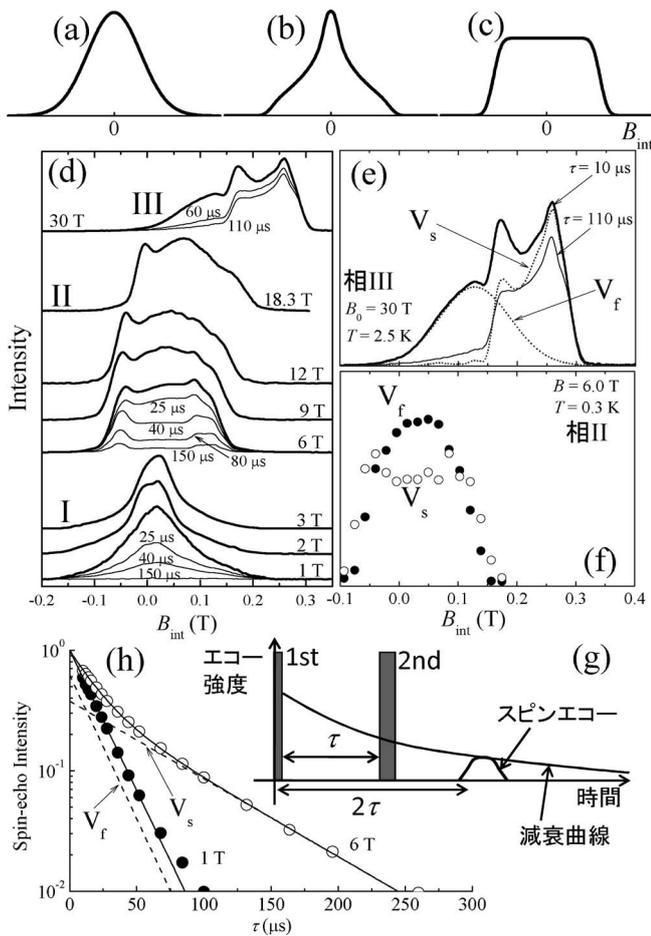


図2 (a) ガウシアン, (b) SDW, (c) 2副格子反強磁性の計算による粉末スペクトル. (d), (e), (f) は $^{51}\text{V}$  NMR スペクトル. スペクトルは磁場 $B$ または周波数 $\nu$ の掃引で得たが,  $\nu = \gamma(B + B_{\text{int}})$  の関係を用いて $B_{\text{int}}$  に対してプロットしている. (d) の太線は $\tau = 10 \mu\text{s}$  における測定. 細線はそれぞれ図に示した $\tau$ での測定. 相I, IIは0.4 K, IIIは2.5 Kでの結果である. (e), (f) の詳細は本文で説明する. (g) はスピネコー法の模式図. (h) は温度0.3 K, 磁場1 T (●) 及び6 T (○) のスピネコー減衰曲線.

より誘起されるが, 強磁性や反強磁性のような秩序状態では秩序化した電子スピンの自発的に $B_{\text{int}}$ が発生する. 図2(a)-(c)に自発的 $B_{\text{int}}$ が存在する場合の3つの典型的な粉末試料NMRスペクトルを示す. (a)はガウシアン型のスペクトルで, これは $|B_{\text{int}}|$ がランダムに分布する場合に期待される. (b)は $|B_{\text{int}}|$ が正弦波的な空間変調を示すスピン密度波(SDW)に対して計算されたスペクトルである.<sup>13)</sup> 両者では共に $|B_{\text{int}}|$ の連続的な分布がピーク構造を作りだしている. (c)は2副格子反強磁性のように $|B_{\text{int}}|$ が1種類しかない場合の粉末試料スペクトルで, 幅が $2|B_{\text{int}}|$ のきれいな矩形になる. 副格子の数がより多ければ矩形の重ね合わせとなり, さらに $|B_{\text{int}}|$ がある領域で分布するスパイラル構造では台形となることが予想される. (a)-(c)ではスペクトル重心を原点に取っているが, 実際はマクロな一様磁化が作る内部磁場の分だけ重心がシフトする.  $B_{\text{int}}$ の正負の分布は反強磁性のスピン構造に対応している. 静的 $B_{\text{int}}$ に加えて, 時間平均するとゼロになる動的内部磁場(内部磁場のゆらぎ)もNMRで調べることができる. ゆらぎは核磁気緩和率 $1/T_1$ に影響する.

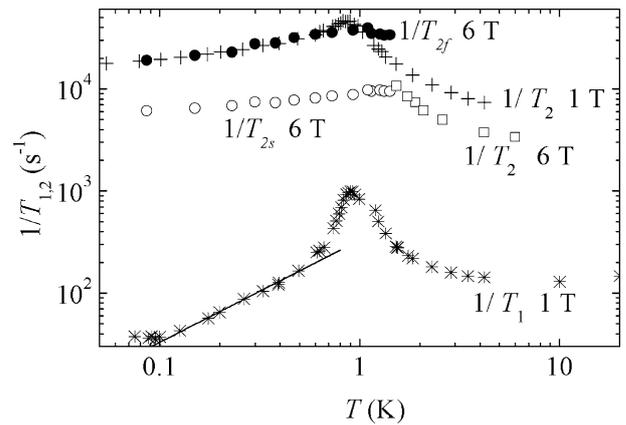


図3  $1/T_1$ 及び $1/T_2$ の温度依存性. \*は磁場1 Tの $1/T_1$ . +は1 Tの $1/T_2$ . □は6 Tの常磁性領域の $1/T_2$ . ●は6 Tの相II領域における $V_f$ サイトの $1/T_{2f}$ . ○は6 Tの相II領域における $V_s$ サイトの $1/T_{2s}$ . 直線は $1/T_1 \propto T$ の関係を示す.

まず我々は $^{51}\text{V}$  NMR測定で, ボルボサイトの低温での磁気相図を調べた(図1(b)). NMRが測定可能な31 Tまでで, 常磁性相に加えてI, II, IIIと3つの相の存在が明らかとなった.<sup>5, 12)</sup> 低温での磁場変化に対する相境界は, 4.5 Tと25 Tにあり, 磁化ステップの出現磁場と対応している. 相IIとIIIの間には, 約5 Tにわたって, 両相の共存領域が見られる. 異方性によって粉末試料の転移磁場に幅が生じたためと考えられる. 同様の共存領域は相IとIIの間にも約1 Tの幅で存在する. 転移磁場に対する転移の幅で考えれば両方とも約20%である. これは電子スピン共鳴で調べられた $g$ 値の異方性と同程度である.<sup>14)</sup> 相I, IIは転移温度がそれぞれ約1 Kと2 Kで, 磁場にあまり依存しない. 対して, 相IIIでは転移温度が20 K以上まで上昇するのが特徴的である.

図2(d)に示すように, NMRスペクトルは各相で大きく異なる. まず, 相Iであるが, スペクトルがピーク構造を持つ. このようなスペクトルは, 図2(a), (b)によく似ており,  $|B_{\text{int}}|$ の値が大きく分布していることを示している. すなわち, SDW的な状態か, あるいは空間的な乱れが大きく長距離秩序がなくなってしまったような状態を考える必要がある. これに対して, 相IIでは矩形的になっている. これは図2(c)に似ていて,  $|B_{\text{int}}|$ の値が一定値に近いことを示している. 相IIIのスペクトルはもう少し複雑である.

相Iのスピン状態は大きなゆらぎを伴っているのがユニークな特徴である. 図3に $B = 1 \text{ T}$ における $1/T_1$ の温度依存性を\*で示す. 常磁性状態から相Iへの転移温度(約1 K)で臨界発散的に大きなピークを示した後, 十分低温では $1/T_1 \propto T$ の振る舞いが観測された. 秩序状態におけるゆらぎは, 通常はスピン波で考えられる. スピン波による $1/T_1$ の温度依存性は昔から調べられており, 磁気異方性のギャップが無視できる温度領域では,  $D (= 2 \text{ or } 3)$ 次元の系に対して $1/T_1 \propto T^D$ である.<sup>15, 16)</sup> 磁気異方性ギャップが無視できない低温では, ギャップによってさらに $1/T_1$ は指数関数的に減少する. 図3の $1/T_1 \propto T$ の振る舞いはスピン波

では説明できない温度依存性であり、さらに0.1 Kまでギャップの兆候は見られない。このような $1/T_1$ の結果は、異常な低エネルギー励起の存在を示唆している。

また図3に+で示すように、スピンエコー減衰率 $1/T_2$ が非常に大きな値を取るのも特徴的である。NMRの測定では、図2(g)に示すようなスピンエコー法が一般的であるが、エコーは間隔 $\tau$ の1stパルスと2ndパルスの後に、時間 $2\tau$ において観測される。エコー強度は核スピン同士の相互作用及び $1/T_1$ と同様、電子スピンの作る磁気ゆらぎにより減衰するので、 $\tau$ を大きく取るほどエコーの強度は小さくなる。ボルボサイトで見られる非常に速いエコーの減衰は、核スピン相互作用では説明できず、磁気ゆらぎのためと考えられる。この場合、エコーの減衰曲線は $\exp(-2\tau/T_2)$ で表されるのが一般的であり、実際、図2(h)に示すように、1 Tにおける減衰曲線は単一の指数関数で良くフィットできる。しかし、図3に示すように最低温では $1/T_2$ の値が $1/T_1$ より500倍も大きくなっている。 $1/T_1$ には、磁気ゆらぎの核のラーマー周波数(10 MHz程度)に相当する成分が寄与するが、 $1/T_2$ にはそれよりもずっと遅い成分も寄与する。すなわち、ボルボサイトで見られる $1/T_2 \gg 1/T_1$ の結果は、磁気ゆらぎに10 MHz程度よりもずっと遅い異常な成分があることを示唆している。

### 3. 異質スピン状態の共存

相Iではフラストレーション系の特徴が表れたゆらぎの大きなスピン状態が見られる。他方、相II, IIIは磁場により異常なゆらぎが抑えられて、通常の磁気秩序状態へと落ち着いて行く過程と見るができるだろうか。よくよく調べると、高磁場相も非常に奇妙なスピン状態にあることがわかる。<sup>11, 12)</sup> まず、相II, IIIでは、スペクトルの形状に $\tau$ 依存性が見られる。図2(d)において、1, 6, 30 Tでは様々な $\tau$ の値のスペクトルを示した。1 T(相I)では、強度が $\tau$ の増大と共に小さくなるだけで、形状に大きな変化は見られない。しかし、6 T(相II)、30 T(相III)においては、スペクトルの形状が $\tau$ の値によって変化している。これは、スペクトルが、 $1/T_2$ の異なる複数成分からなることを示唆している。実際、スピンエコー減衰曲線は、図2(h)で見られるように1 Tでは単一の指数関数で表されるのに対し、6 Tでは $50 \mu\text{s}$ 付近で折れ曲がりを示し、単一の指数関数で表すことができない。この曲線は2つの指数関数 $I = A_f \exp(-2\tau/T_{2f}) + A_s \exp(-2\tau/T_{2s})$ で表すことができる。図2(h)の実線はこの式でフィットしたもので、2つの破線は大きな減衰率 $1/T_{2f}$ を持つ成分( $V_f$ サイト)と小さな減衰率 $1/T_{2s}$ を持つ成分( $V_s$ サイト)をそれぞれ示している。 $1/T_{2f}$ は1 Tの結果と同程度で非常に大きな値を持つが、 $1/T_{2s}$ はその1/4倍程度小さい。図3に6 Tにおける $1/T_2$ の温度依存性を示す。転移温度の1.5 K以下でスピンエコー減衰曲線に2成分が現れるが、 $1/T_{2f}$ (●)、 $1/T_{2s}$ (○)共に温度依存性は小さく、温度の低下と共に緩やかに減少する。両者

の温度依存性は定性的によく似ているが、定数倍で完全に重なるわけではないので、単に核と電子スピンの結合定数の違いで2成分を説明することはできない。

この2成分をスペクトル上で分離するには様々な周波数でスピンエコー減衰曲線を測定し、各々のデータで2成分関数のフィットを行い、 $A_f$ と $A_s$ を周波数に対してプロットすればよい。実際そのようにして得たスペクトルを図2(f)に示す。ここで測定の分解能はパルス幅等で決まるが、今回の実験では $B_{\text{int}}$ に換算して $\pm 0.01$  T程度に設定している。スペクトル形は、 $V_f$ サイトが丸みを帯びた形をしており、相Iのときと同様に $|B_{\text{int}}|$ の分布を示唆している。対して、 $V_s$ サイトのスペクトルは矩形的であり、 $|B_{\text{int}}|$ が均一に近い。すなわち、相Iで見られたゆらいだスピン状態の中に、通常の秩序状態が部分的に表れ、異質な両者が共存しているように見える。2成分の存在比を決定することは重要だが、 $A_f$ 及び $A_s$ は $\tau=0$ への外挿に相当するので、図2(f)のスペクトルは $1/T_2$ の違いにかかわらず、強度はそのままVサイトの数に比例すると考えてよい。両スペクトルの積分強度の比から、実験精度内で $V_f$ サイトと $V_s$ サイトの数は等しいと見ることができ。この1:1の比は磁場を大きく変えた12 Tでも変わらなかった。また、 $A_s/A_f$ の温度依存性も小さく、温度を変化させても2成分の存在比1:1は保持されているものと考えられる。

相IIIのスペクトルも2成分として解析できる。図2(e)に30 Tにおけるスペクトルを抜き出した。ここで $\tau=10 \mu\text{s}$ と $110 \mu\text{s}$ のスペクトルの差を見ると、左半分だけが大きく減衰しているように見える。その部分を $V_f$ サイトの寄与と見てガウシアンで近似し、 $\tau=10 \mu\text{s}$ のスペクトルから差し引くと、 $V_s$ サイトの寄与と考えられる部分が残る。これが実際に $\tau=110 \mu\text{s}$ のスペクトルとよく一致することから、2成分の解釈がうまく行っていると考えられる。両サイトの強度比は相IIと同様に、ほぼ同等である。

ここでスペクトルの重心の $B_{\text{int}}$ に注目する。常磁性状態で決めた磁場と平行方向の平均的な結合定数 $A_{\text{hf}}=0.77$  T/ $\mu_B$ と重心の $B_{\text{int}}$ を用いれば、磁化 $M=B_{\text{int}}/A_{\text{hf}}$ を見積もることができる。実際、30 Tのスペクトル全体の重心の $B_{\text{int}}=0.17$  Tを用いると、 $M=0.22 \mu_B$ が得られ、磁化測定値とよく一致する。さらに $V_f$ ,  $V_s$ サイトに分けて重心を見てみると面白い。図2(f)に示すように、相IIにおいては両者の重心は一致している。これが、相IIIでは両者に明確な差が生じている。 $V_s$ サイトの重心だけが大きくシフトしているのである。これは25 Tで起きる磁化のステップ状の増大は $V_s$ サイトの周りのCuスピンの担っていることを示している。相IIからIIIへの転移で $V_s$ サイトの周りのCuスピンの強磁性的に偏極するものと考えられる。対して $V_f$ サイトの重心は、相I, II同様、磁場に比例した磁化のみが寄与している。

相Iの特徴と相II, IIIで見られる $V_f$ サイトの特徴は共通点が多い。スペクトルに丸みがあり、核磁気緩和が異常に

速いという点である。これらは磁気構造に空間的な乱れがあるか、あるいはSDW的な変調がかかっている、時間変動が大ききゆらいだ磁気状態にあることを示唆している。他方、 $V_s$ サイト周りのCuスピンは通常反強磁性あるいはスパイラル秩序に近い状態にあると考えられる。このような異質なスピン状態の影響を受けた2種類の $V_f$ ,  $V_s$ サイトがどのように結晶中に分布しているかは重要な問題である。主に2つの可能性が考えられる。マクロに相分離しているケースと、ミクロに超周期構造で配列しているケースである。NMRの結果は後者を強く支持している。理由の第一は、2成分がほぼ1:1で存在しており、この比が相II内の広い温度磁場領域で一定であるという点である。相分離であれば、温度磁場の变化でどちらかの成分が安定になり増大するということが考えられるが、超周期構造を作っていれば存在比は常に一定に保たれる。もう一つの理由は、図3に示したように、 $1/T_2$ の温度依存性が2成分で非常によく似ているという点である。この実験事実は、 $V_f$ または $V_s$ サイトと結合しているCuスピ同士が相互作用を持っていることを示している。相分離しては、 $V_f$ と $V_s$ の受けるゆらぎは全く異なるものになるはずである。

$V$ サイトを最も簡単に1:1に分ける方法は、2倍周期を作ることである。歪みの無いカゴメ格子では等価な $k_1$ ,  $k_2$ 及び $k_1+k_2$ の3方向があるが(図1(a)), ボルボサイトは $k_2$ 方向には均質なものに対して、歪みにより $k_1$ あるいは $k_1+k_2$ 方向にはCu1とCu2サイトが交互に存在するので、こちらの方向の超周期を考える方が自然である。例として、 $k_1$ 方向に2倍周期を作ると、図1(a)に示すようにもともと全て等価なVサイトが $V_\alpha$ と $V_\beta$ の2種類に分かれる。

#### 4. スピン構造とその磁場依存性

ここから先の議論は、核と電子スピンの結合を考える必要がある。図1(a)でわかるようにV核の周りには隣接する6つのCuが存在するので、一つのVサイトについてこの6つのスピンの寄与を考える必要がある。Vサイト上では $b$ 軸に垂直なミラー面があるので、結合テンソルは図1(a)に示すように $A_a, A_b, A_c$ の3種類とそのミラー対称の $A'_a, A'_b, A'_c$ の計6種類である。 $A_a$ で結ばれたCuサイトに $\mathbf{m}_a$ の静的磁気モーメントが生じれば、注目するVサイトには $\mathbf{B}_{\text{int}}^a = A_a \mathbf{m}_a$ の内部磁場が生じる。ゆらぎに関しても同様である。実際の内部磁場は6個のCuサイトの寄与の足し合わせである。個々のテンソルを実験的に決定することは困難なので、何らかの仮定に基づいて議論を進めることにする。

基本的に、CuとV核の結合は等方的な成分が支配的である。原子間距離も3種類で大差はないので、等方的かつ同程度の大きさの結合、すなわち $A_a = A_b = A_c$ を仮定するのはさほど不自然ではない。 $k_1$ 方向に2倍周期ができ、 $V_\alpha$ と $V_\beta$ の2種類のVサイトに分かれると考えるならば、 $V_\alpha$ と $V_\beta$ に明確な違いが生じるためには、Cu1サイトに明確

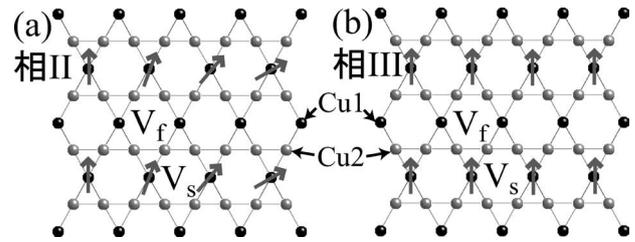


図4 相II, 相IIIの磁気構造のモデル。

な違いが生じる必要がある。 $A_a = A_b = A_c$ を仮定した場合、Cu2サイトは $V_\alpha$ と $V_\beta$ に同じ寄与をするからである。図1(a)に示したように、 $V_\beta$ の両脇のCu1スピが秩序化して、 $V_s$ サイトを形成し、 $V_\alpha$ の両脇のCu1スピがふらふらと遅くゆらぐことにより、 $V_f$ サイトを形成するというのが最も簡単なモデルの一つである。

理論的研究で、交換相互作用の異方性が大きな極限 $J \gg J'$ の異方的カゴメ模型が調べられている。<sup>18, 17)</sup> この理論では $(2/5)M_s$ でのプラトーが予想されているので、<sup>18)</sup> ボルボサイトの磁性を理解する上で良い模型となっている可能性がある。もちろん現実にはボルボサイトにおいて $J'$ が非常に小さいとは考えにくい、理論的に扱いやすい $J \gg J'$ のような極限から調べて、 $J > J'$ の広い範囲の性質を検討するのは一般的な手法である。まず、 $J \gg J'$ 模型の解析では、ゼロ磁場では $b$ 軸方向に小さな波数 $Q$ のスパイラルの磁気秩序が提案されている。<sup>17)</sup> 特徴的な点として、Cu1サイトに比べて、Cu2サイトは $J/J'$ 程度小さな秩序モーメントしか持たないということが挙げられる。<sup>17)</sup> このことは、Cu1サイトの違いが $V_\alpha$ と $V_\beta$ に分けていると考える我々の想定と一致している。 $Q$ の小さなスパイラル構造は、磁場の印加により容易に強磁性にそろうと考えられる。<sup>18, 17)</sup> このことも、相IIIで部分的にスピが強磁性的に偏極すると解釈される我々の結果と対応している可能性がある。

図4に $J \gg J'$ 模型に沿ってNMRの結果を説明するスピン構造を示す。<sup>12)</sup> 相IIにおいては、理論に合わせて $b$ 軸方向に $Q$ の小さなスパイラル秩序としている。ここで、大きな秩序モーメントはCu1サイトにのみ存在している。また、2倍周期で $V_f$ ,  $V_s$ サイトが分かれるために、 $V_f$ サイトの隣のCu1スピはゆらいでいると考える。ただし、この2倍周期は $J \gg J'$ 模型からは出てこないので他の原因を考える必要がある。スパイラル秩序は $V_s$ サイトのNMRスペクトルを台形にするが、実際、観測されたスペクトル(図2(f))は矩形的とも台形的とも見ることもできる。相IIIへの転移では $V_s$ サイトの隣のCu1サイトのみ強磁性にそろうと考えることで、図2(e)で示した $V_s$ サイトのスペクトルの大きなシフトが説明できる。 $V_f$ サイトの隣のCu1スピも46Tの第3ステップで強磁性にそろうと考えれば、 $J \gg J'$ 模型の理論で予想される $(2/5)M_s$ プラトーが出現する条件が整う。

図4のモデルで予想される各サイトの磁化とNMR実験

で観測された内部磁場のつじつまが合うか検討する。結合定数は  $A_{\text{hf}}=0.77 \text{ T}/\mu_{\text{B}}$  なので、 $A_a=A_b=A_c$  の仮定の下では1サイトあたり  $0.13 \text{ T}/\mu_{\text{B}}$  である。実験で観測されるプラトー領域は  $60 \text{ T}$  辺りであり、<sup>8)</sup>  $(2/5)M_s$  となるには、Cu1とCu2サイトの持つ平均スピンの  $\langle s_z \rangle$  はそれぞれ  $1/2$  と  $1/20$  である。Cu2サイトの磁化は磁場に比例すると考えると、 $30 \text{ T}$  (相III) では  $g=2.15$  として<sup>14)</sup> 原子当たり僅か  $0.054 \mu_{\text{B}}$  である。V<sub>s</sub>サイトにおいては両脇のCu1スピンのフルモーメントを出すので、6スピンの合計で重心は  $0.30 \text{ T}$  シフトする計算になる。これは図2(e)に示したV<sub>s</sub>サイトの重心シフト  $0.24 \text{ T}$  とかなり近い。逆に、図2(e)のV<sub>f</sub>サイトの重心から、V<sub>f</sub>サイト脇のCu1サイトが磁場方向に  $0.37 \mu_{\text{B}}$  程度の磁気モーメントを持つと期待される。これら各サイトの磁化を平均すると  $0.28 \mu_{\text{B}}$  となり、 $30 \text{ T}$  における実際の磁化測定の値  $0.22 \mu_{\text{B}}$  とかなりよい一致を示す。

## 5. おわりに

フラストレート磁性体ボルボサイトが低温でスピンゆらぎの大きな磁気状態を取ること、磁場印加によりゆらぎの大きなスピンと秩序化したスピンの共存を示すこと等を紹介してきた。このゆらぎの大きな磁気状態はフラストレーションによって安定な磁気秩序が乱されることにより現れてきたユニークな状態だと考えられる。今後スピンの相関距離やゆらぎの時間スケール等を調べて、この状態がどのように特徴付けられるか明らかにしていく必要がある。

また、磁場印加による複数の磁化ステップ及び  $(2/5)M_s$  のプラトーについて、NMRの結果と理論との比較から一つのシナリオを提案した。他の強磁場測定及び単結晶のNMRで、このシナリオの妥当性を今後検証していく必要がある。自明ではない  $(2/5)M_s$  プラトーにおいて、どのようなスピン状態が実現しているか大変興味深いところであ

る。実験としては  $60 \text{ T}$  の強磁場領域であり、今後の挑戦的な研究課題の一つとなる。

本稿の主な内容は吉田紘行、岡本佳比古、広井善二、S. Krämer、S. Mukhopadhyay、M. Horvatić、C. Berthier 各氏との共同研究によるものです。ここに深く感謝いたします。

## 参考文献

- 1) Z. Hiroi, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **70** (2001) 3377.
- 2) O. Janson, *et al.*: Phys. Rev. B **82** (2010) 104434.
- 3) A. Fukaya, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 207603.
- 4) F. Bert, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 087203.
- 5) M. Yoshida, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 077207.
- 6) S. Yamashita, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **79** (2010) 083710.
- 7) H. Yoshida, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **78** (2009) 043704.
- 8) Y. Okamoto, *et al.*: Phys. Rev. B **83** (2011) 180407(R).
- 9) K. Hida: J. Phys. Soc. Jpn. **70** (2001) 3673.
- 10) H. Nakano and T. Sakai: J. Phys. Soc. Jpn. **79** (2010) 053707.
- 11) M. Yoshida, *et al.*: Phys. Rev. B **84** (2011) 020410(R).
- 12) M. Yoshida, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) 024703.
- 13) M. Kontani, T. Hioki and Y. Masuda: J. Phys. Soc. Jpn. **39** (1975) 672.
- 14) H. Ohta, *et al.*: J. Phys.: Conf. Series **145** (2009) 012010.
- 15) T. Moriya: Prog. Theor. Phys. **16** (1956) 23.
- 16) F. Mila and T. M. Rice: Phys. Rev. B **40** (1989) 11382.
- 17) A. P. Schnyder, O. A. Starykh and L. Balents: Phys. Rev. B **78** (2008) 174420.
- 18) E. M. Stoudenmire and L. Balents: Phys. Rev. B **77** (2008) 174414.

(2011年10月7日原稿受付)

## Spin Structure and Dynamics of the Frustrated Magnet Volborthite

Makoto Yoshida and Masashi Takigawa

abstract: We present the  $^{51}\text{V}$  NMR results of volborthite, a  $S=1/2$  spin system on a distorted kagome lattice. The NMR results indicate an unusual ordered state with large magnetic fluctuations below  $4.5 \text{ T}$ . In the high field phases above  $4.5 \text{ T}$ , volborthite exhibits a heterogeneous spin state, where a non-uniform order with anomalous fluctuations alternates with a more conventional static order.

## 応用物理 第81巻 第3号(2012年3月号) 予定目次

特集：宇宙と応用物理

巻頭言：宇宙開発における応用物理への期待……………毛利 衛

### 解説

宇宙探査ロボットの研究開発……………吉田和哉  
電気推進ロケットエンジン開発研究の現状と今後の展開

……………田原弘一

X線、 $\gamma$ 線で探る宇宙の構造と進化……………高橋忠幸、中澤知洋  
赤外線衛星「あかり」が明らかにした宇宙の物質循環

……………尾中 敬

### 最近の展望

放射線による半導体デバイスへの影響……………大島 武  
無人宇宙輸送船「こうのとりのり」；安全設計への取り組み

……………白坂成功

### 研究紹介

宇宙長期滞在に向けた宇宙放射線被曝線量計測……………寺沢和洋

「はやぶさ」搭載イオンエンジン……………堀内康男

月極周回衛星「かぐや」の $\gamma$ 線分光計による元素分析

……………長谷部信行、小林進悟

基礎講座：スピんでエレクトロニクスはどう変わる？

……………安藤功兒

談話室：宇宙環境を利用する基礎物理研究の現状と将来展望

……………足立 聡

# トポロジカル量子相転移近傍におけるディラック電子の質量獲得

佐藤 宇史 (東北大学大学院理学研究科物理学専攻 980-8578 仙台市青葉区荒巻字青葉6-3 )  
 瀬川 耕司 (大阪大学産業科学研究所 567-0047 茨木市美穂ヶ丘8-1 )  
 高橋 隆\* (東北大学原子分子材料科学高等研究機構 980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1 )  
 安藤 陽一 (大阪大学産業科学研究所 567-0047 茨木市美穂ヶ丘8-1 )

トポロジカル絶縁体における質量ゼロのディラック電子を舞台として、様々な新奇量子状態の提案がなされている。我々は、3次元トポロジカル絶縁体(タリウム系三元カルコゲナイド)において、時間反転対称性を明示的に破ることなく、そのディラック電子が質量を獲得することを、高分解能角度分解光電子分光を用いて初めて見出した。この“常識”を覆す結果は、自発的対称性の破れによるディラック電子の質量獲得という新しい物理が存在している可能性を示唆している。

## 1. はじめに

「トポロジカル絶縁体」と呼ばれる従来とは大きく異なる新しい量子状態を示す物質について、その特異物性の解明とデバイス応用に向けた研究が、現在世界中で急ピッチに進められている。トポロジカル絶縁体は、バルクはエネルギーギャップを持つ絶縁体であるが、そのエッジ(2次元系では端、3次元系では表面)にギャップレスな金属状態を持つ奇妙な物質である(図1(a))。これは、強いスピン軌道相互作用による価電子帯の電子波動関数のバンド反転が原因で生じると考えられている。<sup>1)</sup> 2007年、HgTe/CdTe量子井戸において量子化されたエッジ状態が観測され、2次元トポロジカル絶縁体の存在が実験的に証明された。<sup>2,3)</sup> その翌年には、最初の3次元トポロジカル絶縁体であるBi<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>合金におけるトポロジカルな表面状態が発見され、<sup>4)</sup> 現在までBi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>やBi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>など数種類の物質が報告<sup>5-10)</sup>されており、今後も新物質の発見が相次ぐものと思われる。これら新型トポロジカル絶縁体の同定に中心的な役割を果たしてきたのが、外部光電効果を利用して物質の電子状態を波数とエネルギーに分解して直接観測できる角度分解光電子分光(Angle-resolved photoemission spectroscopy; ARPES)である。高分解能ARPESは、近年劇的な分解能向上を果たし、銅酸化物高温超伝導体の超伝導・擬ギャップの詳細な波数・温度依存性の観測に成功して、<sup>11,12)</sup> その超伝導機構解明の大きな駆動力となっている。他方、トポロジカル絶縁体は、バルクに加えて表面のバンド構造の決定が物性発現機構解明に直結するため、表面敏感なARPESにとっては格好のターゲットであり、事実、物性発現の鍵を握る表面電子構造の詳細が次々に明らかにされている。

3次元トポロジカル絶縁体の表面状態は、図1(b)に示すように、運動量に対して線形な分散を示すエネルギー状態を形成している。これはディラック方程式で質量をゼロとしたときと同じ分散なので、これを「ディラックコーン」

と呼び、その上に質量ゼロのディラック電子がいると解釈できる。このディラックコーンは、良く似た分散を持つグラフェンとは大きく異なり、スピン分裂してヘリカルテクスチャ(図1(b))と呼ばれるスピン状態を持つため、電子の後方散乱が大幅に抑制され(同じ方向のスピンを持つ電子が同じ方向に進む: 図1(a)参照)、不純物などの乱れに対して強固であるという特徴を持つ。そのため、次世代の低消費電力スピントロニクスデバイスへの応用<sup>13)</sup>や、超伝導体接合系におけるマヨラナ準粒子を利用した量子コンピュータへの応用<sup>14)</sup>などが期待されている。

トポロジカル絶縁体表面におけるディラックコーンは、時間反転対称性の要請からエネルギーギャップを持たない。つまり、ブリルアン域の時間反転対称点(例えば $\Gamma$ 点)においてバンドがグラマース縮退するため、その周りのディラック分散は必ず質量ゼロとなる。これまでに提案されているトポロジカル絶縁体における新奇量子現象や革新的デバイスの多くは、図1(b)に示すように、表面バンド間にエネルギーギャップ(本稿ではディラックギャップと呼ぶ)を生じさせて、ディラック電子に有限の“質量”を持

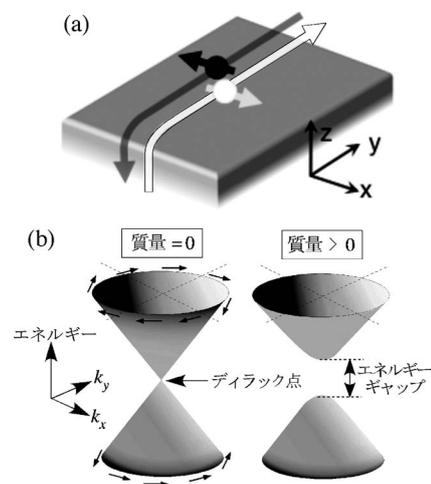


図1 (a) 3次元トポロジカル絶縁体の表面における散逸の無いスピン流の模式図。(b) 表面バンドのエネルギー分散。ディラック電子の質量がゼロの場合(左)と有限の場合(右)。

\* 大学院理学研究科物理学専攻兼任

たせることを必要とする。これが実現できれば、半整数量子ホール効果<sup>15)</sup>や磁気単極子<sup>16)</sup>などのより新奇な量子状態が実現される可能性も指摘されている。一方で、ディラック電子に質量を持たせる方法は極めて限られており、これまでは結晶に磁性不純物を添加したり強磁場を印加したりして時間反転対称性を破ることが唯一の方法と考えられていた。実際、最近のARPES実験により、3次元トポロジカル絶縁体Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>に磁性不純物であるMnを微量ドーピングした系において、有限のディラックギャップが観測され、<sup>17)</sup>その正当性が確認されている。

本稿では、最近トポロジカル絶縁体であることが明らかになったタリウム系三元カルコゲナイドTlBiSe<sub>2</sub><sup>7-9,18,19)</sup>の固溶系であるTlBi(S<sub>1-x</sub>Se<sub>x</sub>)<sub>2</sub>において、そのx=0.5のトポロジカル量子相転移近傍において、時間反転対称性を明示的に破らずとも、表面ディラック電子が質量を獲得することを見出した高分解能ARPES実験結果<sup>20)</sup>について紹介する。

## 2. TlBi(S<sub>1-x</sub>Se<sub>x</sub>)<sub>2</sub>の高分解能ARPES実験

トポロジカル絶縁体と通常のバンド絶縁体は大きく異なる。トポロジカル絶縁体は、強いスピン軌道相互作用によって価電子帯の電子波動関数がバンド反転を起こしてパリティが奇になる場合に実現するが、これはZ<sub>2</sub>数と呼ばれるトポロジカル不変量<sup>21,22)</sup>が奇になることに対応し、このZ<sub>2</sub>数の安定性はバンドギャップの存在によって保証されている。対照的に、通常のバンド絶縁体や真空状態は偶のZ<sub>2</sub>トポロジカルクラスに属し、トポロジカル絶縁体とは明確に区別される。このため、トポロジカル絶縁体の表面(真空との界面)は、異なるトポロジカルクラスの絶縁体と接していることになる。このとき、一方から他方への連続的遷移はできず、その間で一度バンドギャップが閉じる必要があるため、3(2)次元トポロジカル絶縁体の表面(端)は金属になる。これまで報告されたすべてのトポロジカル絶縁体は、上記のバンド反転メカニズムによって説明されるが、トポロジカル量子相転移近傍におけるバルクおよびエッジの電子構造の系統的な研究は、それに適した物質が未発見だったために行われていなかった。TlBi(S<sub>1-x</sub>Se<sub>x</sub>)<sub>2</sub>は、3次元トポロジカル絶縁体においてトポロジカル量子相転移に伴う電子状態の変化を詳細に研究できる最初の物質系<sup>20,23)</sup>であり、さらに、SとSe原子が全域固溶でかつ結晶構造が同一という大きな特徴を持つ。

図2(a)に、TlBi(S<sub>1-x</sub>Se<sub>x</sub>)<sub>2</sub>の両エンドメンバーであるTlBiSe<sub>2</sub>とTlBiS<sub>2</sub>について、表面ブリルアンゾーンのΓ-K-M方向に沿って測定したARPES強度を波数とエネルギーの関数としてプロットしたものを示す。明るい部分が実験的に得られたバンド構造に対応する。Γ点中心の結合エネルギー0.5-1.0 eVにおけるホールの分散を示すバンドや、その直上のフェルミ準位(E<sub>F</sub>)近傍における弱いARPES強度など、両者に多くの共通点が見られる。これらの構造は、

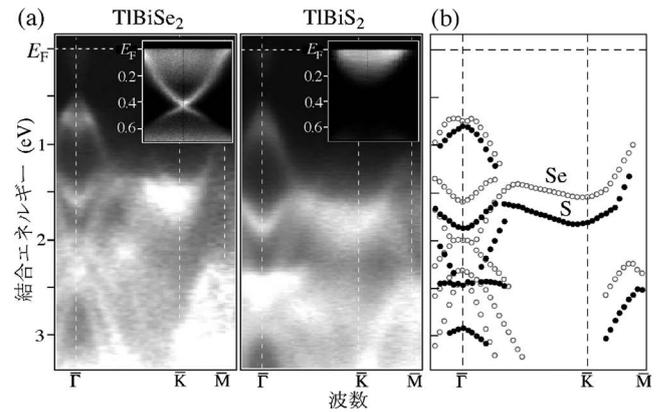


図2 (a) He Iα共鳴線 ( $h\nu=21.218$  eV) を用いて測定したTlBiSe<sub>2</sub>およびTlBiS<sub>2</sub>における価電子帯のARPES強度。挿入図は図中白枠部分(E<sub>F</sub>近傍)の拡大図。(b) TlBiSe<sub>2</sub>とTlBiS<sub>2</sub>の価電子帯のバンド分散の直接比較。

バルクの価電子帯 (Valence band: VB) の頂点と、伝導帯 (Conduction band: CB) の底にそれぞれ対応することから、両物質は元来0.3-0.4 eVのバンドギャップを持つバルク絶縁体であることがわかる。実験結果では、CBの底がE<sub>F</sub>の下に入り込んでいることから、他のトポロジカル絶縁体と同様、as-grownの結晶には微量の格子欠陥などによって電子がドーピングされていることがわかる。<sup>7-9)</sup> また、得られたバンド構造を直接重ねて比較してみると(図2(b))、TlBiS<sub>2</sub>のバンド幅の方が若干広がっている。この違いは、TlBiS<sub>2</sub>の格子定数が相対的に小さいために価電子帯の電子波動関数の重なりが増加したためと考えられる。このように、価電子帯のバンド構造は両物質で定性的に一致している一方で、E<sub>F</sub>近傍のバンド構造は大きく異なる。図2(a)の挿入図に示すように、TlBiSe<sub>2</sub>ではX字型の表面バンドがバルクのバンドギャップの中に観測され、ディラックコーンのバンド分散が実現していることがわかる<sup>7)</sup>が、TlBiS<sub>2</sub>ではそのような表面バンドは観測されない。この結果は、TlBiSe<sub>2</sub>とTlBiS<sub>2</sub>が異なるトポロジカルクラスに属することを示しており、TlBiSe<sub>2</sub>とTlBiS<sub>2</sub>のZ<sub>2</sub>トポロジカル不変量はそれぞれ奇と偶 (Z<sub>2</sub>=1と0) であることが結論される。

この結論に立つと、「トポロジカルに非自明なTlBiSe<sub>2</sub>と自明なTlBiS<sub>2</sub>を混合すると何が起こるか？」は大変興味深い問題となる。我々は、TlBi(S<sub>1-x</sub>Se<sub>x</sub>)<sub>2</sub>の固溶系で9種類の異なる組成を持つ単結晶を育成し、ブリルアン域のΓ点を中心としたE<sub>F</sub>近傍の電子状態に着目して、その高分解能ARPES測定を行った。得られたARPES強度を図3(a)に示す。図から、表面バンドは1.0≥x≥0.6の組成範囲で観測される一方、x≤0.4ではその痕跡は確認できない。このことから、トポロジカル量子相転移が起こる組成x<sub>c</sub>は~0.5と見積もられる。実際、後述するように、バルクのバンドギャップは確かにx<sub>c</sub>~0.5で閉じる振る舞いを示しており(図5)、「異なるトポロジカルクラスに属する絶縁体間の転移にはゼロギャップ状態を経る必要がある」とい

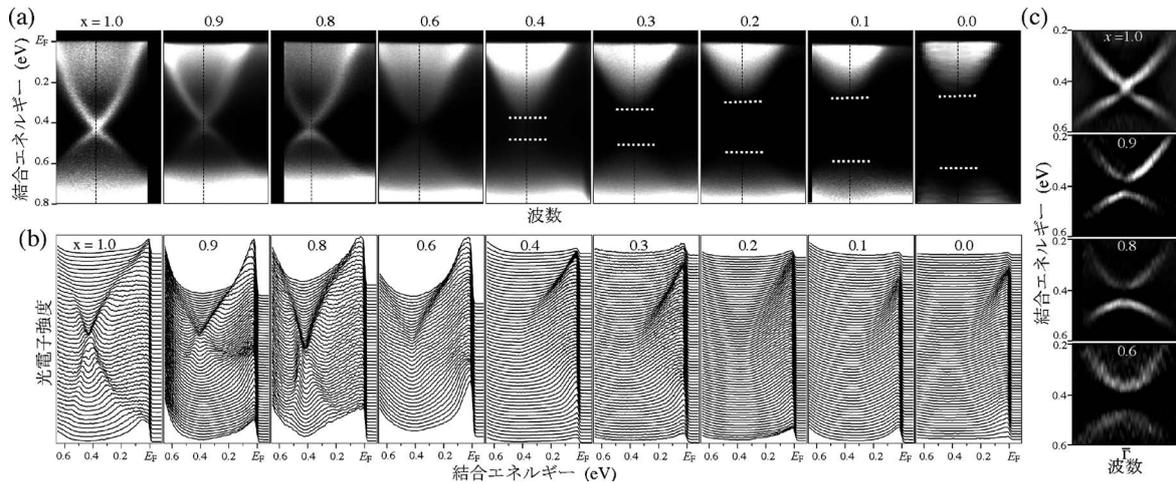


図3 Xe I共鳴線 ( $h\nu = 8.437 \text{ eV}$ )<sup>26)</sup>を用いて測定した $\text{TlBi}(\text{S}_{1-x}\text{Se}_x)_2$  ( $x = 1.0-0.0$ )の $E_F$ 近傍の(a) ARPES強度および(b) ARPESスペクトルの組成依存性。(c) トポジカル相 ( $x = 1.0-0.6$ )の試料において、バンド分散を見やすくするために二階微分したもの。

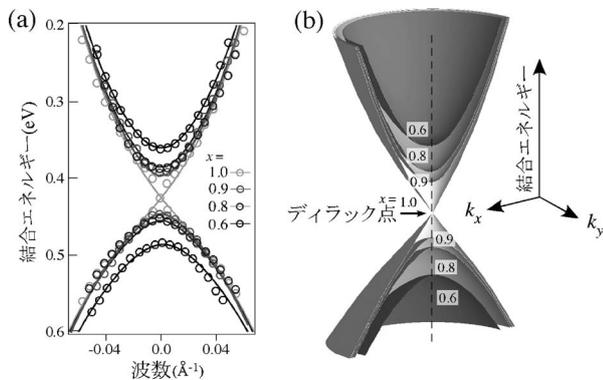


図4 トポジカル相 [ $x = 1.0-0.6$ ]の各試料における実験的バンド分散(丸印)とそのフィッティング結果(実線)。(b) 表面バンド分散の組成依存性の模式図。

うトポジカル原理とよく合致する。

このようにバルクバンドはトポジカルバンド理論から予想される振る舞いとよく対応する一方で、表面バンドでは全く予想しなかった振る舞いが観測された。図3(a)のトポジカル相 ( $1.0 \geq x \geq 0.6$ )のデータに着目すると、 $x = 1.0$ ではディラック点のARPES強度は非常に強いものの、 $x = 0.9$ ではその強度が大幅に抑制され、 $x = 0.6$ ではほとんど強度が残っていないことがわかる。この結果は、表面バンドはトポジカル相では常に残っているものの、SeのS置換によりクラマース縮退が解けることを示唆している。実際、図3(b)のARPESスペクトルを詳細に見ると、 $x = 1.0$ ではX字型をしていた表面バンドが、 $x = 0.9$ では二つのブランチに分離して $\Gamma$ 点で有限のエネルギーギャップ(ディラックギャップ)が開いており、 $x = 0.6$ では表面バンド全体の幅が広くなり、さらにギャップ自身が大きくなっているように見える。実際、スペクトルのピーク位置を二階微分によって抜き出した図3(c)では、 $x$ の減少に伴ってディラックギャップが系統的に大きくなる様子がはっきりと確認できる。これはまさに、冒頭で説明したディラック電子のバンド構造が有限の質量を持った場合に対応する。

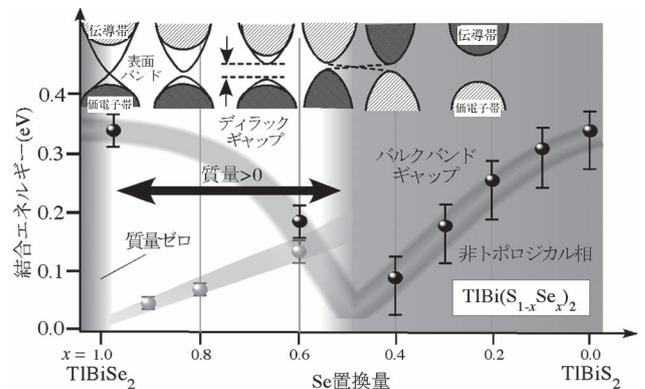


図5  $\text{TlBi}(\text{S}_{1-x}\text{Se}_x)_2$ におけるバルクバンドギャップと表面ディラックギャップの組成依存性。上図はバンド構造の組成変化の模式図。

ここで注意すべきは、ディラック電子が質量を獲得した時点でこの系を厳密には時間反転対称なトポジカル絶縁体とは呼ばなくなることである。しかし実験的には、この領域でバンド反転に起因するトポジカルな表面状態が明確に存在し、そこではディラック電子が質量を獲得している。

次に、ディラックギャップの大きさを定量的に評価するために、ディラック電子の質量項を考慮した表面バンド分散の理論式<sup>24)</sup>を用いてギャップ値の組成依存性を決定した。図4(a)に示すように、得られたバンド分散(丸印)は理論式でよく再現されている。フィッティングによって得られたギャップ値は、 $x = 0.9, 0.8, 0.6$ においてそれぞれ  $50 \pm 10, 70 \pm 10, 130 \pm 20 \text{ meV}$ と見積もられ、S置換によってギャップ値が徐々に大きくなっていくことがわかる。このようなギャップの変化は、図4(b)の模式図に示すように極めて系統的であることから、S置換量の制御によってギャップ値も制御できることを示している。

観測したディラックギャップの起源としてまず考えられるのが磁性不純物である。しかしながら、 $\text{TlBi}(\text{S}_{1-x}\text{Se}_x)_2$ はすべて非磁性元素で構成されており、かつ磁化測定においても磁性の痕跡が見られないことから、この可能性は排

除される。また、ディラックギャップの大きさに有意な温度変化が無いことから、ギャップの起源が磁気秩序によるものとも考えにくい。つまり本実験結果は、時間反転対称性を明示的 (explicit) に破らなくてもディラックギャップが開くことを示唆している。図5に、本ARPES実験から得られた $\text{TlBi}(\text{S}_{1-x}\text{Se}_x)_2$ の相図を示す。質量ゼロのディラック電子は $x=1.0$ 近傍でのみ実現しており、少量のSを置換するだけでディラック電子が質量を獲得し、かつギャップの大きさがSの量 $(1-x)$ にほぼ比例して大きくなる。このような有限の質量を持つディラック電子状態は、バルクのバンドギャップが閉じてバンド反転が起こるトポロジカル量子相転移点 $x_c \approx 0.5$ 近傍まで残り続ける。

ここで、本研究とは独立に行われたプリンストン大学のグループによる $\text{TlBi}(\text{S}_{1-x}\text{Se}_x)_2$ のARPES実験との比較について述べる。彼らは、 $\text{TlBi}(\text{S}_{1-x}\text{Se}_x)_2$ において組成 $x$ を系統的に変化させた測定を行って、バンドギャップが $x_c \approx 0.5$ で一旦閉じることからこの組成でバンド反転が起こると結論しており、これは我々の実験結果とよく一致している。一方で彼らは、 $x > 0.5$ ではディラックコーンにエネルギーギャップが開かないと主張しているが、この点は我々の実験結果とは大きく異なる。この相違の理由として現時点で考えられるのが、我々の用いたエネルギー分解能(2 meV)が、彼ら(15 meV)に比べて格段に良いという点である。

本実験で明らかになったディラック電子の質量獲得は、表面バンドにおいて $\Gamma$ 点におけるクラマース縮退が解けていることを示しており、そのため表面では時間反転対称性は破れていると考えられる。系全体では時間反転対称性が明示的には破れていないことを考慮すると、ディラックギャップが開く原因として残された可能性は、S置換によって自発的に対称性が破れることである。このような自発的対称性の破れによる質量獲得は、宇宙創成期において素粒子が質量を獲得したヒッグス機構を連想させるため固体物理と素粒子物理の連関として興味深い。ディラック電子はゲージ粒子ではないのでヒッグス機構ではないと考えられる。

ここで、ディラック電子の質量獲得の起源として考えられる幾つかの可能性を議論しておこう。例えば、電子秩序を生み出すような何らかのエキゾチックな多体効果の存在である。これに関しては、 $E_F$ 近傍では表面バンドにエネルギーギャップが観測されないこと、またディラックギャップが温度変化を示さないことを考えると、スピン密度波のような単純な機構では説明困難であろう。また最近、トポロジカル絶縁体の超薄膜試料において、表面と裏面の状態がコヒーレントに結合して混成した結果ディラックギャップが開くことが報告されているが、<sup>24,25)</sup> 本実験で用いた試料は10  $\mu\text{m}$ 以上と十分厚いことから、これにも該当しないと考えられる。他の可能性として、トポロジカル量子相転移に伴う臨界ゆらぎが考えられるが、現段階ではまだ仮定の域を出ない。今後、この予想外のディラック電子の質

量獲得の起源を説明する微視的理論モデルの構築が強く望まれる。今回 $\text{TlBi}(\text{S}_{1-x}\text{Se}_x)_2$ において観測されたディラックギャップの値は、磁性不純物をドーブしたトポロジカル絶縁体 $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ <sup>17)</sup>よりも遥かに大きく、しかも、S/Se比の制御により調整可能である。このことは、応用の観点から見ると、 $\text{TlBi}(\text{S}_{1-x}\text{Se}_x)_2$ が有限質量の表面ディラック電子を必要とするデバイスに非常に有用であることを示している。

### 3. おわりに

本稿では、高分解能ARPESを用いて、 $\text{TlBi}(\text{S}_{1-x}\text{Se}_x)_2$ におけるトポロジカル量子相転移に伴う電子状態の変化を測定した結果について報告した。トポロジカル相( $x > 0.5$ )で、S置換によって表面バンドにエネルギーギャップが開くことを見出した。この結果は、時間反転対称性を明示的に破らなくてもディラック電子が質量を獲得できることを示している。今後、スピン分解ARPESなどを用いて、観測された表面バンドのスピン依存性を直接観測することで、その起源を明らかにできると考えられる。

本研究は、高坂研一郎、相馬清吾、中山耕輔(以上東北大)、江藤数馬、南 達哉(以上大阪大)の各氏との共同研究です。永長直人氏(東大)には、実験結果について有益な議論をいただきました。また本研究は、日本學術振興会の最先端・次世代研究開発支援プログラム、および、JST戦略的創造研究推進事業チーム型研究(CREST)の援助を受けて行われました。

### 参考文献

- 1) 和文解説として、例えば、安藤陽一：固体物理 **45** (2010) 667; 村上修一、平原 徹、松田 巖：日本物理学会誌 **65** (2010) 840.
- 2) B. A. Bernevig, T. L. Hughes and S.-C. Zhang: Science **314** (2006) 1757.
- 3) M. König, *et al.*: Science **318** (2007) 766.
- 4) D. Hsieh, *et al.*: Nature (London) **452** (2008) 970.
- 5) Y. Xia, *et al.*: Nature Phys. **398** (2009) 5.
- 6) Y. L. Chen, *et al.*: Science **178** (2009) 325.
- 7) T. Sato, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 136802.
- 8) K. Kuroda, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 146801.
- 9) Y. L. Chen, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 266401.
- 10) Z. Ren, *et al.*: Phys. Rev. B **82** (2010) 241306.
- 11) Z.-X. Shen, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 1553.
- 12) H. Ding, *et al.*: Nature **382** (1996) 51.
- 13) C. L. Kane and E. J. Mele: Science **1692** (2006) 314.
- 14) L. Fu and C. L. Kane: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 096407.
- 15) X.-L. Qi, T. L. Hughes and S.-C. Zhang: Phys. Rev. B **78** (2008) 195424.
- 16) X.-L. Qi, *et al.*: Science **323** (2009) 1184.
- 17) Y.-L. Chen, *et al.*: Science **329** (2010) 659.
- 18) B. Yan, *et al.*: Europhys. Lett. **90** (2010) 37002.
- 19) H. Lin, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 036404.
- 20) T. Sato, *et al.*: Nature Phys. **7** (2011) 840.
- 21) B. A. Bernevig, T. L. Hughes and S.-C. Zhang: Science **314** (2006) 1757.
- 22) L. Fu and C. L. Kane: Phys. Rev. B **76** (2007) 045302.
- 23) S.-Y. Xu, *et al.*: Science **332** (2011) 560.
- 24) H.-Z. Lu, *et al.*: Phys. Rev. B **81** (2010) 115407.
- 25) L. Zhang, *et al.*: Nature Phys. **6** (2010) 584.
- 26) S. Souma, *et al.*: Rev. Sci. Instrum. **78** (2007) 123104.

(2011年10月26日原稿受付)

**Mass Acquisition of Dirac Fermions Near the Topological Quantum Phase Transition**

**Takafumi Sato, Kouji Segawa, Takashi Takahashi and Yoichi Ando**  
 abstract: We report an unexpected discovery that the surface Dirac fermions in the topological insulator  $\text{TlBi}(\text{S}_{1-x}\text{Se}_x)_2$  solid-solution system acquire a mass without explicitly breaking the time-reversal symmetry. We found by high-resolution ARPES that the massless Dirac

state in  $\text{TlBiSe}_2$  switches to a massive state with a small Dirac gap by slightly replacing Se with S. Further replacement of Se results in an enhancement of the Dirac gap, and the gap eventually disappears around the quantum phase transition point between the topological and non-topological phases. This result provides a new route to achieving the massive Dirac state required for some of the exotic topological phenomena.

**日本物理学会誌 第67巻 第4号 (2012年4月号) 予定目次**

口絵：今月号の記事から

**巻頭言**

領域委員長として……………北本俊二

**解説**

カイラル動力学と  $K$  中間子を含むハドロン分子的状态

……………兵藤哲雄, 慈道大介

強相関系の非平衡物理……………岡 隆史, 青木秀夫

**最近の研究から**

正準基底表示の時間依存平均場理論と超流動原子核の線形応答

……………中務 孝, 江幡修一郎

金属薄膜と積層欠陥でつくる低次元電子系……………内橋 隆

パルスパワー技術に基づいた高エネルギー密度科学の展開

……………堀岡一彦

ユニタリー極限におけるフェルミ原子気体の普遍的熱力学

……………堀越宗一, 向山 敬, 上田正仁

JPSJの最近の注目論文から 12月の編集委員会より

……………川畑有郷

**学界ニュース**

2011年 Hannes Alfvén 賞: Patrick Diamond 氏, 長谷川晃氏, 三間 閣興氏

2011年ゴードン・ベル賞(最高性能賞): スーパーコンピューター「京」による100,000原子シリコン・ナノワイヤの電子状態の第一原理計算……………常行真司

平成23年度西川賞: 石橋拓弥氏, 林崎規託氏, 諏訪賞: 超伝導リングサイクロトロン建設グループ, 特別賞: 吉井正人氏他7名

**追悼**

武藤芳雄先生のご逝去を悼む……………小林典男

森肇先生を偲んで……………蔵本由紀

**新著紹介**

**『大学の物理教育』誌定期購読のすすめ**

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

また、本誌ホームページのURLは次の通りですので、どうぞご覧下さい。

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

『大学の物理教育』編集委員会

**Vol. 17-3 (11月15日発行) 目次**

理学部と工学部の物理教育……………倉本義夫

**講義室**

アフォーダンスと物理教育……………新田英雄

円形開口と遮蔽によるバビネの原理の超音波実習

一位相の迷宮……………月出 章, 高田萌々

警察における交通事故事件捜査員のための物理学テキスト

私案……………那須 修

自然災害を科学の目で学ぶ—岩波映画〈津波〉を例に—

……………長谷川智子

**実験室**

物理学講義における系統的演示実験の試み

……………安田淳一郎, 齋藤芳子, 小西哲郎, 中村泰之,

千代勝実, 古澤彰浩, 三浦裕一

**教育実践**

文系学生に対する科学教育の取り組みと意義……………鎌滝晋礼

チュートリアル方式による物理授業の試み……………植松晴子

**教育報告**

大学全入時代の物理教育の試み……………巨海玄道, 野田常雄

理工系学生のための基礎物理学実験「教育システム」の紹介

……………松本節子, 長島和茂, 小田島仁司, 松本皓永

原発・放射能を授業で取り組んで……………山崎敏昭

物理を陰極線・放射線で始めたわけ……………広井 禎

放射能や原子力をめぐる誤解と誤概念……………鈴木 亨

はじめての講義

新任教員, 講義の荒海にこぎ出す……………畠山 温

教育に関する一言……………法橋 登, 成相陽子

**開催情報**

**寄贈書リスト**

『大学の物理教育』総目次 (vol. 17)

**編集後記**

# OPERA 実験におけるニュートリノ速度の測定

小松 雅宏 (名古屋大学教養教育院 464-8601 名古屋市千種区不老町)

ニュートリノ振動実験 OPERA は 2011 年 9 月 23 日、ヨーロッパ合同原子核研究機構 (CERN=セルン) にてニュートリノが光速よりも速いとする結果を公表した。<sup>1)</sup> CERN から照射されたニュートリノが 730 km の距離にあるイタリアグランサッソ地下研究所 (LNGS) に建設された OPERA 実験装置へ光速で予想されるよりも約 60 ナノ秒早く到達しているという結果を示すものであり、非常な驚きをもってむかえられた。本稿では 2011 年 10 月 22 日から 11 月 6 日まで行われたニュートリノ速度の測定に特化したビームによる結果も踏まえた概要を紹介する。

## 1. はじめに

OPERA 実験は  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$  へのニュートリノ振動をアピランクスという手法でニュートリノ振動の直接的な証拠を得るために計画し実行中である。CERN において生成されたニュートリノビーム中に元々は存在しないタウニュートリノが 730 km 離れた OPERA 実験装置に到達するまでの間にニュートリノ振動によって出現することを確認することが目的である。

この主目的に加えて OPERA 実験は 730 km という長基線を生かしたニュートリノの TOF (Time of Flight = 飛行時間) 測定にも適している。質量が極めて小さいとされるニュートリノは理論的には限りなく光速に近い速度で飛行するはずである。わずかでも光速との食い違いが観測されればニュートリノ振動により測定されているニュートリノの質量差ではなく、質量の絶対値での直接測定となる。しかしながらこれまでの実験においては光速との有意な差は観測されていない。過去の観測事実としては 16 万年かなたの超新星爆発 SN1987A からの光と電子ニュートリノの到来時間の差から  $|v-c|/c < 2 \times 10^{-9}$  という結果が得られている。<sup>2)</sup> 加速器を用いたミューニュートリノでの実験結果として 2007 年に米国の MINOS 実験が  $(v-c)/c = (5.1 \pm 2.9) \times 10^{-5}$  とニュートリノが光速よりも早いという結果を示しているが誤差が大きく有意な結果とは言えない。<sup>3)</sup> 今回 OPERA 実験ではより高い精度での測定を試みた。

## 2. 時刻と距離

ニュートリノ速度の測定原理は極めて単純である。ニュートリノの速度とは距離と飛行時間 (TOF) の比であり、ニュートリノの生成時刻と到着時刻、距離を測定すれば良い。ニュートリノ速度の測定においてニュートリノ反応検出の重要性は当然であるが、同様に距離と時間の測定も極めて重要である。この結果を出すにあたって時刻同期や距離測定ではスイス・ドイツの度量衡を司る機関や CERN、ローマ大学の測定の専門家等との協力によりなされた。

## 2.1 ニュートリノ生成時刻

OPERA 実験のニュートリノは CNGS (CERN Neutrino beam to Gran Sasso) と呼ばれるビームラインで生成される。CNGS では CERN SPS (Super Proton Synchrotron) 加速器によって 400 GeV (GeV = 10 億電子ボルト) に加速した陽子をグラファイトの標的に衝突させ、ニュートリノの元となる  $\pi \cdot K$  中間子を多重発生させる。この中で正電荷を持った粒子を磁場により収束させ、約 1 km の真空パイプ内で崩壊させることによりニュートリノビームを生み出す。CNGS では  $2.4 \times 10^{13}$  個の陽子を SPS の周長の半分に相当する 10.5  $\mu$ s の長さで取り出す。残りの半分は 50 ms の間隔をあけて出す。ニュートリノの反応断面積は非常に小さく、OPERA 検出器で観測されるニュートリノ反応はおよそ  $2 \times 10^{15}$  個の陽子に対して 1 個であり、100 回のビーム照射に対して 1 個のニュートリノ反応しか得られない。

この 10.5  $\mu$ s という長いビーム幅のために 1 つ 1 つのニュートリノ反応に対して個別に飛行時間を求めるという手法は使えない。反応を起こしたニュートリノがこの 10.5  $\mu$ s 内のどのタイミングで生成されたものであるかを特定出来ないためである。言い換えれば、すべてのニュートリノが等しく反応の親である確率を持っており、その時間分布がそのまま反応の確率密度関数 (PDF) となる。

しかしながらニュートリノの生成時の時間分布を直接測定することは出来ない。そのためにニュートリノの親である陽子ビームの時間分布を測定する。陽子とニュートリノの時間分布の差はシミュレーションにより検証されている。陽子やその生成物の  $\pi \cdot K$  中間子の速度もほぼ光速であり、陽子とニュートリノの時間分布の違いは平均値で 0.02 ns 以下である。このことから陽子の時間分布とニュートリノの時間分布は十分同じであると考えて良い。

この陽子の時間分布をビーム電流トランス (Beam Current Transformer = BCT)<sup>4)</sup> を用いて計測し、SPS からビームを取り出すための信号 (キッカーシグナル) の時刻を基準として 1 ギガサンプル毎秒でデジタル化して記録する。

## 2.2 ニュートリノ到着時刻

ニュートリノ速度の測定に用いる OPERA の検出器は実験装置全体の中で何時どの場所にてニュートリノ反応が起きたのかを知るためのターゲット・トラッカー (TT)<sup>5)</sup> と呼ばれるプラスチックシンチレータストリップである。OPERA 実験装置は 31 組の TT を配したターゲット領域とミューオンのエネルギーを測定するための装置のスーパーモジュール 2 つからなっている (図 1 参照)。OPERA 検出器の内外で起きたニュートリノ反応が作り出した高エネルギー荷電粒子が TT のシンチレータストリップ内を通過すると微弱な光を生じる。その光を波長変換ファイバーでス

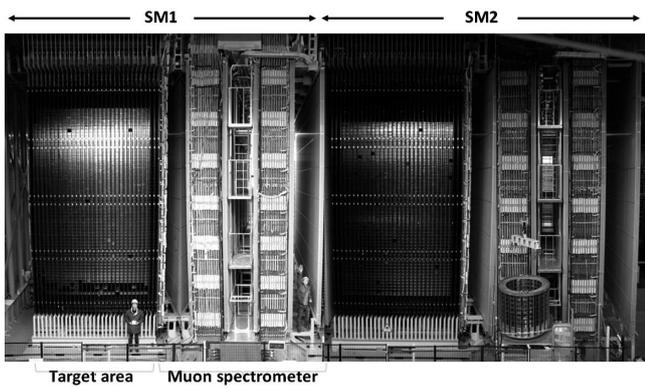


図1 OPERA 実験装置は2つのスーパーモジュールで構成されており、ターゲット領域とミュオンスペクトロメータに分けられる。ターゲット領域は31層の原子核乾板のモジュールとTTで構成されている。ニュートリノは図の左から飛来する。

トリップの端まで送り光電子増倍管で検出する仕組みである。実際のTTは $6.7 \times 6.7 \text{ m}^2$ の大きさで、水平・垂直方向にそれぞれ256本に分かれており、ストリップの両側から信号を読み出す。読み出しはマルチアノード光電子増倍管からアナログのフロントエンドチップを通り、フロントエンドのデータ取得装置(DAQ)<sup>6)</sup>にて10 ns刻みの精度で時刻(UTC)が記録される。

### 2.3 時刻同期

ニュートリノ速度の測定にはCERNでのニュートリノの生成時刻と730 km離れたLNGSでの到着時刻が必要である。要するに730 km離れたCERNとLNGSの時計の同期が必要である。OPERA 実験では実験開始の2006年当時から加速器由来のニュートリノを識別するためにCERN, LNGS双方のGPS時計に基づいてニュートリノの生成及び到着時刻を記録し、 $\pm 20 \mu\text{s}$ の時間窓を開けて加速器由来のニュートリノ反応(オンタイム反応)を識別している。オンタイム反応の識別を行う目的ではCERN, LNGS双方に元々備えられているGPSのC/Aコードを用いた数10 ns精度で十分である。しかしながら、ニュートリノ速度の測定という観点では不十分である。このため2008年にOPERA 実験ではセシウム原子時計を備えた高精度GPS装置をCERN, LNGS双方に導入し、高精度の時刻同期を実現している。既存のGPS装置を置き換えるのではなく、毎秒既存のGPS装置との時刻差を記録しておくことによりオフライン処理での補正を行う方法をとった。

時刻同期を行う方法はGPS共視法(コモンビュー)<sup>7)</sup>と呼ばれ、世界各国が持っている正確な原子時計同士の時刻差を求める方法として広く使われている。さらにP3コードと呼ばれる周波数の異なるL1, L2二つの搬送波の電離層による遅延の差を用いた電離層補正を用いることで1ナノ秒精度の時刻同期を行う。この方法はP3コモンビューと呼ばれる時刻同期の標準的な方法である。この2つの高精度GPS装置のセットアップはスイスの標準時をつかさどる機関(METAS)が行った。METASは日本で言えば情報通信研究機構(NICT)に当たる機関である。また2011年

には独立な機関であるドイツ標準研究所(PTB)によって時刻同期の検証を行い、CERN, LNGS間の時刻同期のずれを $2.3 \pm 0.9$ ナノ秒と測定した。この値はMETASが行った校正の精度と矛盾しない。

このP3コモンビュー法による時刻同期によりニュートリノ生成、到着時刻の補正が可能となる。

### 2.4 距離測定<sup>8)</sup>

時刻の同期と同じく正確な距離の測定はニュートリノ速度の測定にとって不可欠である。距離の測定も時刻同期と同じくGPSによる測定が基本となる。しかしながらOPERA 実験装置もCNGSビームラインの各装置も地下にあり、直接GPSのみにより位置を決めることは出来ない。地表のGPS基準点から先は光学三角測量による測量を用いる。

CERNの加速器及びCNGSビームラインの各エレメントはミリメートルの精度で計測されている。LNGSの側では地下実験施設に通じる約10 kmの高速道路のトンネルの両側に新たにGPS基準点を構築し、光学三角測量でOPERAの実験装置までを測量によって計測する。これらの一連の測量はCERNの測量グループならびにローマ大学の測量を専門とする研究者の協力の下で行われた。

CERN, LNGS双方の測量はETRF2000と呼ばれる座標系の上で行われ、陽子の時間分布を計測しているBCTからOPERA 実験装置の基準点までの距離を $(731,278.0 \pm 0.2) \text{ m}$ と算出した。この20 cmの誤差は主にLNGS側の10 kmに及ぶトンネル内の測量誤差に由来する。

### 3. データセレクション

OPERAのデータ取得装置(DAQ)はニュートリノ反応により生成された荷電粒子がTTを通過した時刻を10 ns刻みで記録する。この荷電粒子は複数のTTにヒットを残すが、解析においてはニュートリノ到着時刻をTTで記録された最初のヒットの時刻とした。反応選別にはキッカーシグナルの時刻にOPERAの基準点までの光速での所要時間(TOF<sub>c</sub>)を加えた時刻に対して $\pm 20 \mu\text{s}$ の時間ウィンドウ内にあることを条件とする。

この解析に用いた総反応数は15,223反応で、内訳は7,235のOPERA 実験装置内で起こった荷電カレント反応( $\nu_{\mu}N \rightarrow \mu^{-}X$ )及び中性カレント反応( $\nu_{\mu}N \rightarrow \nu_{\mu}X$ )と、7,988の上流の岩盤等で起こった荷電カレント反応から来るミュオン反応である。反応式中のNは核子、Xは $\pi$ , K等の多重発生したハドロン群を表す。

### 4. クロック及び信号の遅延

ニュートリノの飛行時間(TOF <sub>$\nu$</sub> )を求めるためには時計の同期及び距離の測定と同じレベルで遅延の測定が重要である。あらゆる信号チェーンの遅延を高精度で測定する必要がある。遅延を測定する上での重要な点は包括的な遅延測定を行っていることである。実際の実験装置では多数の

ケーブル、ファイバー、中継装置等を経てクロックやシグナルが送られる。これら個々の遅延を個別に測定して合算するのではなく、包括的に測定することによりエラーの蓄積や測り忘れなどの誤差要因を極力抑え込む。

#### 4.1 BCT遅延の測定

陽子の時間分布を計測するBCTからの信号の遅延をBCTのテストインプットを用いてポータブル原子時計で測定を行い ( $581 \pm 10$ ) nsを得た。加えて真に陽子の通過時刻からの遅延を求める目的でビーム実験も行っている。BCTの上流に位置するビームピックアップと呼ばれる応答の非常に早い装置を使いBCTでの陽子通過時刻を決定した上でBCTの遅延を ( $580 \pm 5$ ) nsと測定した。

#### 4.2 TT遅延の測定

ニュートリノ反応を測定する側での遅延として検出器の遅延も測定する必要がある。TTの遅延はUVピコ秒レーザーによる励起を用いて、位置、光電子数等の依存性も含めて遅延量を詳細に計測した。光電子増倍管の光電面からDAQまでの遅延量を ( $50.2 \pm 2.3$ ) nsと測定した。ニュートリノ反応点で生成された荷電粒子がTT上を通過し、波長変換ファイバーを通し光電面まで到達するまでの平均伝播遅延をシミュレーションにより ( $9.4 \pm 3$ ) ns、合計で ( $59.6 \pm 3.8$ ) nsを得た。今回の解析ではTTの奥行き方向の粒子通過位置による時刻補正は加えず、極力生データでの解析を行っているため、平均的な描像を捉えている。

#### 4.3 タイミングチェーンの遅延測定

タイミングチェーンの遅延測定では特に包括的な遅延測定が必要である。GPSからのおおよその距離はCERNの側で2 km、LNGS側で8 kmになり、それぞれ10  $\mu$ s、40  $\mu$ sという非常に大きな遅延となる。これらの測定にはポータブルな原子時計を持ち運ぶ方法と、別経路のファイバーを用いた2経路遅延測定の方法で遅延量を測定し、いずれの方法でも誤差の範囲で一致する値を得た。<sup>9)</sup>

### 5. データ解析

OPERA実験は前置検出器を持たないためにニュートリノ生成時刻としてニュートリノ生成の元となる陽子の時間分布を用いている。OPERAで観測されたニュートリノ反応それぞれに対してそのビーム照射時の陽子の時間分布が記録されている。それぞれのニュートリノ反応に付随する陽子の時間分布を規格化し、キッカーシグナルの時刻を基準として加算していくことで全ニュートリノ反応の期待される時間分布、確率密度関数(PDF)を陽子の時間分布から作り上げる。

上記のPDFを用いて光速で予測されるニュートリノの飛行時間と実際の飛行時間との差  $\delta t = \text{TOF}_c - \text{TOF}_\nu$  を唯一のパラメータとしてMaximum likelihood法で  $\delta t$  を決定する。この時点では恣意的なバイアスを避けるためにブラインド解析を採用する。ここでのブラインド解析とは、すべての正確な校正値(時刻同期、距離、遅延)を使うのではなく、

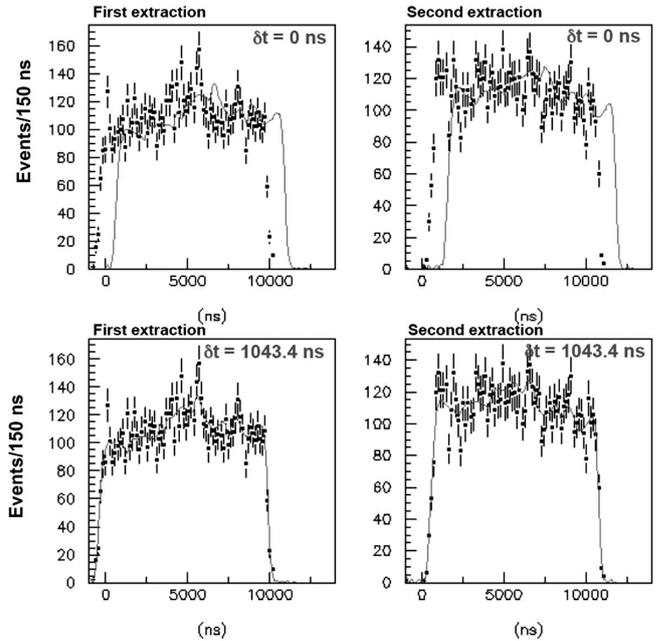


図2 ニュートリノ反応時間分布(データ点)と陽子の時間分布から得られた確率密度関数(実線)。左右はそれぞれSPSからの2回のビーム取り出しについて。上段下段はそれぞれMaximum likelihoodによる  $\delta t$  の算出前と後。

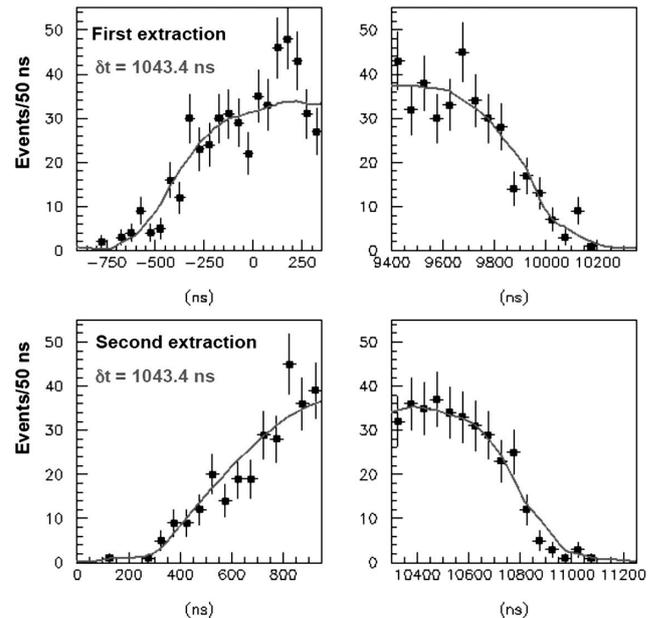


図3 エッジ部分の拡大図。上段が最初のビーム取り出し、下段が次のビーム取り出しに対するleading, trailing エッジ。

2006年の実験開始時に行ったマイクロ秒レベルでの校正値で  $\delta t(\text{blind})$  を算出し、最終的に正確な補正値を適用する方法をとった。

ブラインド解析にて  $\delta t(\text{blind}) = (1,043.4 \pm 7.8(\text{統計}))$  ns という結果を得た。結果を図2, 3に示す。

すべての時刻同期、距離、遅延を正しく反映させるための補正値は  $-985.6$  nsと算出され、また測定における系統誤差は  $+8.3, -5.9$  nsである。系統誤差の中で最も大きな誤差はBCTの時間応答性に対する5 nsである。最終的に  $\delta t = \text{TOF}_c - \text{TOF}_\nu = 57.8 \pm 7.8(\text{stat.})_{-5.9}^{+8.3}(\text{sys.})$  ns という結果

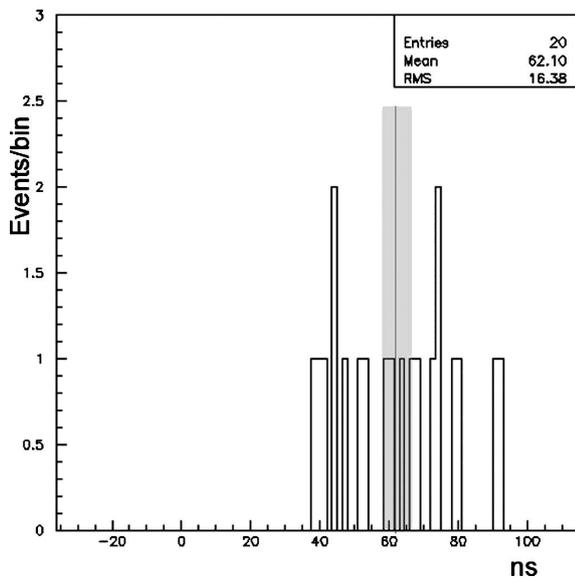


図4 ショートバンチビームにより得られた $\delta t$ の分布。平均値と誤差は $(62.1 \pm 3.7)$  nsである。

を得た。この飛行時間の差を速度の差に換算すると、 $(v-c)/c = (2.37 \pm 0.32(\text{stat.}) \pm_{-0.24}^{+0.34}(\text{sys.})) \times 10^{-5}$ となる。

エネルギー依存性を見る試みも行ったが統計誤差が大きく有意なエネルギー依存性は現時点では確認出来ていない。

## 6. ショートバンチビームによるテスト

CERNの全面的な協力により2011年10月22日から11月6日までの期間に通常のビームとは全く異なるビームによる実験を行った。4個の幅3 nsのビームを524 ns間隔で出すというものである。通常のビームでは10.5  $\mu$ sの連続したビームのために1つ1つのニュートリノ反応に対して $\delta t$ を算出することが出来ないが、このビームでは1つ1つのニュートリノ反応がどの3 ns幅のビームに起因しているかを特定可能であり、統計的な手法を用いる必要無く $\delta t$ を算出可能である。また、陽子の時間分布=ニュートリノの時間分布と考えて良いのかという疑念も入り込む余地が無くなる。

通常のビームと比較すると陽子数はおよそ60分の1となってしまうため上記の15日間に得られた反応は20反応である。この20反応から算出された $\delta t$ の平均値は $(62.1 \pm 3.7(\text{統計}))$  nsであり、15,223反応を用いて統計的手法で算出した値 $(57.8 \pm 7.8(\text{統計}))$  nsと一致している(図4)。

## 7. 今後の展望

2012年のビーム照射をどのような形で行うかは現在検討中である。OPERA実験の主目的を果たしつつニュートリノ速度の検証を行うための最適な方策を検討している。反ニュートリノでの同様な測定も検討中である。

ショートバンチビームによる結果から多くのビーム及び解析手法に関連した疑念が晴れた上で残るのは時刻の同期、距離、遅延のみである。時刻同期に関してはGPSを用いない方法として、より精度の高い静止衛星を用いた衛星双方向時刻比較(TWSTFT)や通信ファイバーを用いた方法等の複数の方法での検証を継続する。

また、T2K実験やMINOS実験といった完全に独立な実験グループからの報告が待たれる。

## 参考文献

- 1) <http://arxiv.org/abs/1109.4897>
- 2) K. Hirata, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 1490; R. M. Bionta, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 1494; M. J. Longo: Phys. Rev. D **36** (1987) 3276.
- 3) MINOS Collaboration, P. Adamson, *et al.*: Phys. Rev. D **76** (2007) 072005.
- 4) H. Jacob, *et al.*: CERN-AB 2003-056 BDI.
- 5) T. Adam, *et al.*: Nucl. Instr. Meth. A **577** (2007) 523.
- 6) J. Marteau for the OPERA Collaboration: Nucl. Instr. Meth. A **617** (2010) 291.
- 7) D. W. Allan and M. A. Weiss: Proc. 34<sup>th</sup> Ann. Freq. Control Symposium, USAERADCOM, Ft. Monmouth, WJ07703, May 1980; <http://www2.nict.go.jp/w/w114/tfmp/gps.html>
- 8) G. Colosimo, M. Crespi, A. Mazzone, F. Riguzzi, M. Jones and D. Missiaen: OPERA Public Note **132** (2011)—Determination of the CNGS global geodesy; <http://operaweb.lngs.infn.it:2080/Opera/publicnotes/note132.pdf>.
- 9) J. Serrano, *et al.*: Proc. of EPAC2006 (2006) 3092—Inter-laboratory synchronisation for the CNGS project.

(2011年11月25日原稿受付)

川畑有郷 (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2011年10月と11月の編集委員会の間に掲載可となったものの中から編集委員会が選んだ“Papers of Editors' Choice” (JPSJ注目論文) を以下に紹介します。

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

もっと詳しく知りたいと思う読者は、末尾に挙げる論文掲載誌と電子版のURL、または、JPSJのホームページの「Editors' Choice」の欄から掲載論文を見ることができます(2010年8月号以降に掲載されたものは、掲載から約1年間は無料公開)。

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

### 100 T超の高精度磁化測定に成功—未知なる新物質の物性研究に新たな道

我が国の磁性研究は、1930年初頭の本多光太郎博士によるKS鋼の発見を先駆けとして実験・理論ともに世界をリードし続けてきた。磁性研究は、日本の伝統お家芸と言っても過言でない。様々な磁性材料の創成に伴い新しい物性物理の発見が繰り返されて今日に至っている。磁気物性の理解は、磁性体の研究に留まらず、広く、超伝導体、金属、半導体などの様々な分野で物性を理解する上でも益々その重要性を増している。今日では、物質創成を行っているほとんどの研究室は、超伝導量子干渉計(SQUID)や物理特性測定装置(PPMS)を頻繁に利用し、実験経験の少ない大学院生でも10 T程度までの磁化過程ならば試料をセットするだけで見事なデータを手にすることができる。

三角格子やカゴメ格子磁性体、パイロクロア磁性体、ペロブスカイト型マンガ氧化物などでは、磁性、電荷、格子、軌道などが相互に絡んで様々な量子現象を引き起こすことから、近年多くの研究者を様々な角度から引きつけている。これらの物質の磁性を解明するのに、強磁場下での磁化測定は重要な役割を果たすので、新しい物質開発とともに、より強い磁場環境での測定が益々必要となってきている。これまで、市販の測定装置では届かない磁化測定には様々な方法が開発されてきた。10 T以上の強磁場中では、磁気天秤法、強磁場中に置いた試料を上下に動かす引き抜き法、試料を振動させる試料振動型磁力計などが活躍してきた。定常的な強磁場発生は、超伝導と水冷型マグネットを組み合わせたハイブリッド型マグネットにより現在のところ45 Tが上限値となっている。それ以上の磁場はパルス法で得られ、パルス磁場発生技術も世界の主要なパルス強磁場施設間でしのぎを削っている。現在では、米ロスアラモスの97 T、独国ドレスデンでは91 T、また、ご

く最近では中国武漢の強磁場センターで83 Tと、それぞれ100 Tに向かって非破壊的にパルス磁場を発生させる技術開発が進んでいる。パルス強磁場での磁化 $M$ の測定では、外部磁場 $B$ の時間変化に伴う $dM/dt$ をそのまま利用して試料の周りに巻きつけた小さなコイルに誘導される電圧を検知すれば良いので、磁化測定装置はパルス強磁場中での他の物性測定に比べ比較的簡便に自作できる。

我が国では、1970年頃から大阪大学の伊達グループによる100 Tに向けた物性測定が提案され、磁化測定技術開発への努力がなされてきた。しかし、1988年、嶽山、天谷等による物性研究所の一巻きコイル超強磁場発生装置を用いた100 T弱の磁化測定成功に至るまでの長年の間、精々60 Tまでの磁化測定が限界であった。それまで一巻きコイル法など100 T以上の磁場発生は、マグネットコイルの破壊だけでなく高電圧、大電流放電に伴う劣悪なノイズ環境のために、超強磁場中での磁化コイル内の微弱な誘導電流による磁化測定は不可能との認識があった。従って、当時の一巻きコイル法を用いた磁化測定の技術開発は、100 T越えでの磁化測定へのブレークスルーとなった。その後、この手法は物性研究所の後藤グループを中心に引き継がれ、遍歴電子メタ磁性の発見などに大きな役割を果たした。また、一巻きコイル超強磁場発生装置はドイツのフンボルト大学の強磁場施設でも導入され、100 T超強磁場磁化測定技術は更に進歩した。しかしながら、何れの場合も磁化の微分 $dM/dB$ の信号、すなわち、磁化の変曲点を上手く捉えることができても、大きなバックグラウンド信号のために物理的評価に耐えうるほどの磁化の「絶対値」を得ることは不可能に近かった。磁化の変曲点は磁気相転移点を見いだすのには役立つが、近年話題となっているフラストレート磁性体などで現れる磁化プラトー問題などを調べるには、磁化の絶対値測定が必要不可欠となってきている。そ

ここで、100 T以上での磁化の評価には、磁気光学的な手法としてファラデー回転が用いられてきた。ファラデー回転角がおよそ磁化に比例することを利用するのであるが、この方法には試料の光透過性など様々な適用限界がある。

物性研究所国際超強磁場科学研究施設の嶽山らを中心とする研究グループは、極低温で100 T超に至る超強磁場磁化測定技術の再開発に取り組んできた。彼らは、この破壊型コイル装置の磁場発生の特性を徹底的に調査研究した。その結果、パルス発生時間とともに変化する一巻きコイル内の磁場強度の空間分布から最適位置を見だし、特殊な磁化検知コイルの開発に成功した。また同時に、強い衝撃波と大きな誘導電流が伴うため金属が使えないといった厳しいパルス超強磁場環境の中で長時間使用可能な液体ヘリウム低温容器の開発にも成功した。これらの開発により液体ヘリウムという極低温で103 Tまでの磁化の絶対値測定を成功させた。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2011年12月号に掲載された。

パルス磁場下の磁化測定では、目的とする  $dM/dt$  信号の4から5桁以上の大きさで発生する  $dB/dt$  の信号を完全に打ち消すための外部補償回路を用いるのが一般的である。当施設にある一巻きコイル超強磁場発生装置は100 T以上の超強磁場を数  $\mu$  秒のパルス立ち上がり時間で発生し、その直後にコイルは外に向かって破壊する。同研究グループは、一巻きコイル超強磁場発生法では磁化検知コイルの外部補償法には適用限界があると考え、自己補償の並列型検知コイルを開発した。完成した磁化測定システムの比較検討の評価を兼ね、上記フンボルト大学での磁化測定で使用された同一試料、ビスマスをベースとしたマンガン酸化物の磁化測定を行い、バックグラウンドがほとんど無い磁化曲線

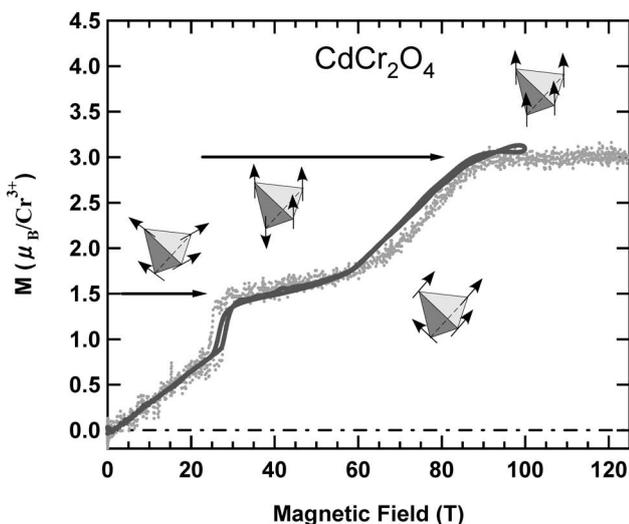


図1 液体ヘリウム温度4.2 Kの極低温下、超強磁場103 Tまで得られたフラストレート磁性体  $\text{CdCr}_2\text{O}_4$  の磁化曲線(実線)。1/2磁化プラトーを含めた逐次磁気相転移の強磁場磁化過程が明確に観測されている。比較のためファラデー回転(光測定)によって得られた磁化曲線(7 Kでの測定結果)を点線で示す。超強磁場の発生には破壊型のパルス磁場「縦型一巻きコイル超強磁場発生装置」が用いられた。

を得ることに成功した。また、開発した低温容器を用いて、幾何学的フラストレート磁性体として興味もたれている  $\text{CdCr}_2\text{O}_4$  の磁化を極低温4.2 Kで測定して、飽和磁化に至る逐次相転移を観測し、非破壊のロングパルス磁場での測定精度に比べても遜色ないデータを得ている。図1は、極低温下で100 Tを超えた磁化の絶対値の測定に成功した世界に先駆けた成果である。この成功は100 T以上の超強磁場での磁化測定に新たな可能性を与えたと言える。世の中には内在する強力な磁気スピンの交換相互作用のためにその神秘に満ちた本質の解明を拒み続けている磁性体がまだまだ数多く存在する。本論文の成果は、今後、これらの物質の未知なる領域での物性物理の解明に大きく貢献することが期待される。

論文掲載誌: *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** (2012) No. 1, p. 014702.  
電子版: <http://jpsj.ipap.jp/link?JPSJ/81/014702> (2011年12月5日公開済)

(情報提供: 嶽山正二郎(東京大学物性研究所))

### 多孔体中でのヘリウム量子結晶の雪崩的成長と乗乗則

地震や雪山の雪崩のように間欠的に進行する現象は、日常生活においても多く経験できる。これは多数の要素が複雑に相互作用する系において、しばしば見られる振る舞いである。では量子力学が系の運動を支配する物質においても、同様の現象が見られるであろうか。極低温で存在するヘリウムに乱れを導入することにより、この問題にアプローチできる。多孔質物質中で進行するヘリウムの結晶化が調べられ、雪崩的振る舞いが見られたのである。

液体ヘリウムを絶対温度2 K以下に冷却すると粘性の無い超流動状態になる。この液体を25気圧まで加圧するとヘリウム結晶が生成する。量子力学的性質は原子レベルの微視的世界でのみ現れるのが普通であるが、ヘリウムにおいては超流動や量子トンネル効果など、量子効果が巨視的スケールで現れるという著しい特徴がある。このため超流動ヘリウムやヘリウム結晶は量子液体・量子結晶と呼ばれ

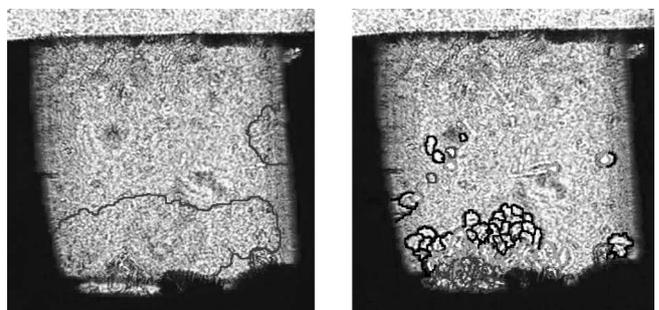


図1 エアロジェル中で超流動液体から成長するヘリウム結晶。高温で滑らかに進行する結晶表面(左)と低温で雪崩的に核生成する結晶群(右)。曲線は結晶-超流動液体界面の輪郭を表す。左図の灰(赤)線は、結晶化開始から300秒後の界面を示す。右図の灰、薄い灰、黒(赤、黄、青)線は、それぞれ52, 74, 106秒以前に生成した結晶界面を示す。(カラーの図は物理学会のホームページ参照。)

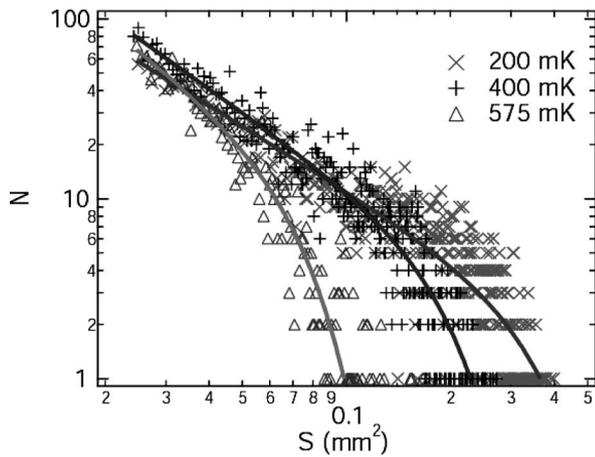


図2 エアロジェル中で量子核生成するヘリウム結晶のサイズ分布。Sは核生成した結晶の射影面積で、Nはその面積を持つ結晶が生じた回数。

ている。

最近、東京工業大学の野村竜司と奥田雄一らの実験グループは、エアロジェルと呼ばれる多孔質物質中でのヘリウム量子結晶が、極低温で間欠的・雪崩的に成長することを見出した。またこの雪崩的成長が巨視的量子トンネル効果による核生成であり、核生成した結晶のサイズ分布が冪乗則に従うことを明らかにした。冪的サイズ分布は、砂山の雪崩や地震などにおける自己組織化臨界性として知られる動的現象であるが、量子性が顕著に現れた相転移現象での観測は無い。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2011年12月号に掲載された。

エアロジェルとはナノメートルほどの大きさのシリカ微粒子が、スポンジ状に繋がった多孔質物質であり、98%以上の大きな空孔率を持つことが可能な透明物質である。透明であるため、中で進行する結晶化を可視化できる。シリ

カ微粒子表面をヘリウム結晶が濡らさないため、エアロジェル中での結晶成長は、微細で不規則なエネルギー障壁を越えて進行することになる。0.6 Kより高温では、結晶成長は滑らかに進行した。成長速度は温度の低下とともに指数関数的に遅くなり (activation type)、結晶表面が熱揺らぎによってエネルギー障壁を越えることを意味した。0.6 K以下の低温では成長様式が一変し、結晶はエアロジェル中のいたるところで雪崩的に核生成した。この変化は乱れと熱揺らぎの競合による動的転移と考えられる。成長速度の温度依存性は弱く、低温で一定値に飽和することから、エネルギー障壁を巨視的トンネル効果で越える量子核生成による成長であることが示された。さらに核生成した結晶のサイズを測定したところ、小さな結晶ほど多く生成し、その分布は冪乗則に従った。

冪分布は不規則性を内在する様々な動的システムで現れるが、量子効果が動力学を支配する極低温におけるヘリウムの一次相転移においても観測される普遍的現象であることが示された。一方で、温度を上げて動的転移点に近づくに従い、冪乗則に乗る領域が狭まるなどの奇妙な振る舞いも観測された。結晶化に伴う散逸は、温度の上昇とともに急激に大きくなることが知られている。古典系での系統的な実験が困難な散逸の影響を、量子系で明らかにできたとすると興味深い。現時点でその関係は明らかでない。核生成確率の直接測定や空孔率依存性などの多面的な実験の継続によって、動的転移や分布の温度依存性の素性を解明することが望まれる。

論文掲載誌： *J. Phys. Soc. Jpn.* **80** (2011) No. 12, p. 123601.  
電子版： <http://jpsj.ipap.jp/link?JPSJ/80/043701> (11月16日公開済)

〈情報提供：野村竜司(東京工業大学大学院理工学研究科)  
奥田雄一(東京工業大学大学院理工学研究科)〉

## 訂正とお詫び

当学会誌 66 巻 (2011) p. 805「口絵：今月号の記事から」に誤りがありましたので、以下の通り訂正してお詫びいたします。

5行目： (誤) 8.5 kl (正) 700 kl

## 2011年度ノーベル物理学賞： S. Perlmutter 氏， B. P. Schmidt 氏， A. G. Riess 氏 —宇宙の加速膨張の発見

横山順一（東大理  
）

わが国三博士の受賞後ここ数年、応用色の強いテーマに授与されていたノーベル物理学賞だが、2011年度は、「宇宙の加速膨張の発見」というタイトルで、ローレンス・バークレー国立研究所の Saul Perlmutter 博士、オーストラリア国立大学の Brian Schmidt 博士、ジョーンズホプキンス大学の Adam Riess 博士の三氏に授与された。Perlmutter 博士は Supernova Cosmology Project (SCP)，Schmidt 博士は High-z Supernova Search Team (HZT) という、Ia 型超新星の観測により宇宙の膨脹史ひいては宇宙論的パラメータの値を決定するプロジェクトを主導し、1998 年にはほぼ同時に宇宙の膨脹速度が加速していることを発見した。当時カリフォルニア大学バークレイ校の博士研究員であった Riess 博士は HZT の最大光度推定手法の開発と解析を担当した。

観測的宇宙論において、遠方の天体までの距離を正しく測定することは最重要課題の一つである。そのためには、何らかの手段でその天体の絶対光度・絶対等級を推定しなければならない。Ia 型超新星は二つの点で距離指標天体として理想的な天体である。一つは、たいへん明るく、最高光度が銀河全体と同じくらい、つまり太陽光度の数億倍にもなること、もう一つは爆発後の光度の減衰の仕方から、絶対光度を精度良く推定できることである。

超新星は水素の吸収線の有無により I 型（ない）と II 型（ある）に分類され、さらに I 型の中でもケイ素の吸収線が見られるのが Ia 型である。Ia 型超新星は他のタイプと異なり、比較的小質量の恒星の進化の最終段階にある、炭素と酸素などからなる白色矮星を親星とする。白色矮星が連星系にあるとき、伴星からの物質降着によってその質量がチャンドラセカール質量（電子の縮退圧によって支えられる上限で、太陽

質量の約 1.4 倍に対応する）に近づくとも重力収縮を支えられなくなり、炭素の爆燃が起って爆発するのである。チャンドラセカール質量は基礎物理学定数で表されるので、このことが Ia 型超新星の絶対光度がほぼ一定であることの裏付けとなっている。

とはいえ、光度が最大になったときの絶対等級は、波長により 0.5 等級から 0.8 等級のバラツキがあり、絶対等級  $M$  と光度  $L$  の間には、 $M = 4.82 - 2.5 \log_{10}(L/L_{\odot})$  という関係があるので、これは光度にすると 2 倍近い不定性を持つということになる。しかし 1993 年にチリ国立天文台の Phillips 博士は、超新星が最大光度を迎えてからの減光の仕方と最大光度の間には相関があることを見出し、特に最大光度から 15 日後の光度と最大光度とのズレを指標として用いると、最大光度を 30% の誤差で推定できることを指摘した。Perlmutter 博士と Schmidt 博士のチームはそれぞれ独自の方法でこれを発展させ、Ia 型超新星の最大光度を正しく推定する方法を開発し、これを標準光源として用いる宇宙論を展開したのである。

このうち、Perlmutter 博士らの方法は Stretch Factor を用いる方法であり、これは後に SALT (Spectral Adaptive Light curve Template) 法と呼ばれるようになった。Ia 型超新星は明るいものほどゆっくり減光するという性質を持つため、光度の時間変化を表す光度曲線に Stretch Factor という係数をかけて相似変形して重ねることにより、最大光度を推定するのである。また色の違いを、より青い超新星ほどより明るい、という経験則を用いて補正する。

一方 Schmidt 博士らは MLCS (Multi-color Light Curve Shape) 法という、三つの波長帯域 (B, V, I) の光度曲線をはじめから使い、距離と絶対等級のわかっている近傍の超新星との比較によって、絶対等級を推定する、という方法を用いている。色の違いはダストによる吸収の違いとして処理される。

Perlmutter 博士らの方法は直截でわかりやすいのに対し、Schmidt 博士らの方法はより精緻に組み立てられていると言えるが、いずれも 15% 程度ま

での誤差で最大光度を推定できる。しかし、Ia 型超新星を用いた宇宙論で最も困難なのは、こうした絶対等級の推定ではなく、多数の超新星をいかにして効率よく見つけるか、という点である。Ia 型超新星は、典型的な銀河五千個を捜してようやく一個見つかる程度の頻度でしか起こらないからである。

しかし、1990 年代に入ると広視野望遠鏡に高性能 CCD カメラという組み合わせが得られ、多数の銀河を一举に観測することが可能になった。特に SCP は約一カ月の間隔で数多くの銀河を観測して超新星候補を確実に見つけ、用意していた大型望遠鏡を用いた分光観測によってすぐに超新星だと確定し、さらに追加観測で光度曲線を得た。彼らの最初の論文は 1996 年 8 月に投稿されたが、このときはまだ、物質優勢で宇宙項のない平坦な空間を持った宇宙でもよい、という結論であった。

その後データの集積が進み、1998 年になると、HZT、SCP とともに現在の宇宙は加速膨張しているという驚くべき結論を報告した。このとき HZT は 10 個、SCP は 42 個の超新星を用いていた。

測定量として用いられるのは超新星の赤方偏移と光度曲線である。赤方偏移  $z$  は、分光観測により母銀河の輝線スペクトルや超新星自身の吸収線の位置を測定することにより決定され、これは爆発当時から現在までに宇宙（のスケールファクター）がどれだけ膨脹したかを表す。一方光度曲線から上述の方法で絶対等級が推定されると、見かけの等級との比較により、超新星までの（光度）距離がわかる。その結果、赤方偏移  $z$  の超新星が、減速膨脹を仮定する標準宇宙論で推定した場合よりも遠くにあった、ということが判明した。超新星爆発当時から現在まで、宇宙が  $1+z$  倍に膨脹する間に、超新星から出た光は予想よりも長い距離を飛んで地球に到達したのである。現在の宇宙膨脹率はハッブル宇宙望遠鏡などの観測により、ハッブル定数として観測的に決まっているので、このことは、超新星爆発が起こった頃の過去の宇宙が現在よりゆっくりと膨脹していたことを意味する。すなわち、宇宙はこの間加速的な膨脹をしてきたことになる

のである！

アインシュタイン重力が正しく、圧力正またはゼロの通常の放射や物質で満たされた宇宙は、万有引力の法則により、減速膨脹するしかないので、このことは、宇宙項のように実効的に負の圧力を持ったエネルギー（後にダークエネルギーと呼ばれるようになった）が存在するか、重力理論が宇宙論的大スケールでアインシュタイン理論と異なっていることを意味する。いずれにせよ革命的な大発見である。

ところがこの結論は、「遠方の超新星が予想よりも暗かった」ということに依拠しているので、ダストによる吸収により暗くなったのだ、という環境効果説や、遠方の超新星は近傍の超新星と異なり、もともと暗かったのだ、という進化説のように、さまざまな反論が試みられた。しかし、前者が正しかったとすると、ダストの吸収により遠方の超新星ほどより赤く見えるはずであるが、実際には逆の傾向を示していること、また、遠方の超新星も近くの超新星も光度曲線の形には目立った違いはなく、母銀河の化学組成も近傍の銀河どうしのバラツキの方が距離による系統的なズレよりも大きいので、環境効果説も進化説も説得力を持たない。何より、Riess 博士らのその後の研究により、今やダークエネルギーが優勢になる前の、宇宙がまだ減速膨脹をしていた頃の高赤方偏移の宇宙の進化まで超新星によって観測的に検証できるようになったので、これらの反論は根拠を失ったとあって良い。

さらに、2003年に初期成果が発表された宇宙背景放射探査機 WMAP による宇宙論的パラメタの精細測定は、われわれの宇宙が空間的に平坦であり、バリオン約4%、コールドダークマター約22%、ダークエネルギー約73%、という組成を持つことを示し、宇宙は確かに現在加速膨脹をしていることを確認した。このほか、大規模構造のバリオン音響振動など、さまざまな観測データの集積により、このような宇宙論的パラメタの値を持ち、ハッブル定数の値は72 km/s/Mpc程度で、現在の宇宙年齢137億年、という宇宙の標準モデルが確立するに至った。

残された問題は、ダークエネルギーの正体はいったい何なのか？あるいはダークエネルギーは導入しない代わりに重力理論の方が修正を余儀なくされるのだろうか？という問題である。ダークエネルギーの性質については現在さまざまな観測的解析が進められているが、真空のエネルギーあるいは宇宙項と矛盾する結果は今のところ出ていない。理論的にはさまざまな提案はあるものの、そもそもなぜ現在の宇宙の真空のエネルギーがこんなに小さいのか？（プランクスケールと比べると120桁以下）、という問題に対する理解が進んでいないので、決定的な理論は出ていない。

宇宙を一様にみだし、宇宙全体と同じ大きさを持つダークエネルギー。これは文字通り宇宙最大のなぞとして21世紀の宇宙論に立ちだかっているのである。

本稿作成に当たり、東京大学天文学教育研究センターの土居 守教授から助言を戴いたことを感謝する。

(2011年11月28日原稿受付)

## 第25回日本IBM科学賞物理分野：齊藤英治氏

前川禎通〈原子力機構先端基礎研セ〉

齊藤英治氏（東北大学金属材料研究所）と村上修一氏（東京工業大学理工学研究科）が、「スピンホール効果/逆スピンホール効果の先駆的な研究とスピン流物理の展開」により、第25回日本IBM科学賞（物理分野）を受賞した。同賞は、日本の科学分野の学術研究の振興と優秀な若手研究者の育成に寄与することを目的とし、国内の大学及び公的研究機関に所属する45歳以下の研究者に贈呈されるもので、受賞者はさらなる活躍が期待される。今回共同受賞された村上修一氏の業績については、次に紹介があるので、ここでは齊藤英治氏の業績について紹介したい。

電子の持つ電荷とスピンを同等に取り扱い、次世代のエレクトロニクスを

構築しようとする分野はスピントロニクス（またはスピントロニクス）と呼ばれる。この分野は特に今世紀に入って、磁性体の微細加工技術の発展により急速に進展しており、基礎研究と応用研究が両輪のごとく非常にうまく協調して進んでいる。スピントロニクスで中心となるスピン流は、物質中の電子スピン角運動量の流れである。スピン流は電荷の流れである通常の電流とは異なり、ジュール熱による散逸を伴わないため、低損失の情報送信手段としても大きな可能性を秘めている。しかしながら、その生成、検出の方法がかならずしも明らかではなかった。齊藤氏は、マイクロ波で強磁性体のスピン波を励起してスピン流を生成し、スピン軌道相互作用により、それを電流に変換して検出する手法（逆スピンホール効果）を初めて見出した。電流をスピン軌道相互作用によりスピン流に変換する手法（スピンホール効果）と組み合わせることにより、スピン流と電流を同等に取り扱うことができ、スピントロニクスの基礎学理とその応用が大きく広がった。齊藤氏は、スピン流を温度勾配により生成する手法も考案し、逆スピンホール効果と組み合わせることにより、熱エネルギーを電気エネルギーに変換する手法（スピンゼーベック効果）を発見した。スピン流は絶縁体でも存在することから、スピンゼーベック効果は金属や半導体を用いて熱エネルギーを電気エネルギーに変換する従来のゼーベック効果にくらべて、より広い応用の可能性を持っている。

齊藤氏は物性物理学において次々に新しい分野を開拓しており、今後のより一層の活躍が期待される。

(2011年12月9日原稿受付)

## 第25回日本IBM科学賞物理分野：村上修一氏

古崎 昭〈理研〉

村上修一氏（東京工業大学大学院理工学研究科）が、第25回日本IBM科学賞を齊藤英治氏とともに受賞した。受賞理由は「スピンホール効果/逆ス

ピンホール効果の先駆的な研究とスピ  
ン流物理の展開」である。ピンホール  
効果は、電場に垂直な方向に電子ス  
ピンの流れが生じる現象である。電子  
スピンを用いた低エネルギー損失の情  
報伝達デバイスの実現を目指してスピ  
ントロニクス研究が近年活発に進めら  
れているが、ピンホール効果はその  
基礎となる物理現象である。村上氏は、  
東京大学物理工学科の永長直人教授と  
スタンフォード大学物理学科の  
Shoucheng Zhang 教授との共同研究に  
より、p型半導体における内因性スピ  
ンホール効果を2003年に理論的に予  
言した。この研究は、室温での電場  
によるスピンの制御の可能性を開くもの  
としてスピントロニクス研究に大きな  
インパクトを与えている。

固体中でプロット電子の波動関数が  
もつベリー位相に起因する新しい量子  
現象の探究は、物性物理学における大  
きな研究潮流となっている。古くは量  
子ホール効果の整数量子化されたホール  
伝導度が、運動量空間でベリー曲率  
を積分して得られるトポロジカル数  
(チャーン数)に等しいという有名な  
Thoulessと甲元氏らの研究に始まり、  
最近の異常ホール効果やトポロジカル  
絶縁体の研究につながる流れである。  
村上氏は、(量子ホール系とは異なり)  
時間反転で対称な電子系において  
も、スピン軌道相互作用による新しい  
ベリー位相の物理があることを鮮やかに  
示した。固体中の電子が従う運動方  
程式に、電場と電子スピンの向きに垂  
直方向の一種のローレンツ力項がベ  
リー曲率に比例して現れることが、ス  
ピンホール効果のからくりである。この  
量子現象は、20世紀半ばからの長い  
歴史をもつ固体物理のバンド理論にお  
いて、最近まで見逃されていたもので  
ある。また、村上氏らの研究はその後  
のC. L. Kaneらによる2次元量子スピ  
ンホール効果や3次元トポロジカル絶  
縁体の理論的発見の前触れでもあった。  
村上氏は光のホール効果の理論や磁性  
絶縁体における熱ホール効果に対する  
理論を構築し、ベリー位相の物理をさ  
らに発展させており、この分野で日本  
を代表する若手理論家として国際的に  
高く評価されている。同氏の今後のさ

らなる活躍に期待したい。

(2011年12月12日原稿受付)

## 2011年度仁科記念賞： 秋葉康之氏

延與秀人(理研仁科加速器研セ  
)

1970年代、高エネルギーに加速し  
た重イオン同士を衝突させ、高温高密  
度状態を作り出し、クォークの閉じ込  
めが破れた物質相を作り上げる可能性  
が議論されはじめた。後にクォーク・  
グルオン・プラズマという名称が定着  
したこの物質は開闢直後の宇宙そのも  
のを体現する。米国ローレンスバーク  
レー研究所のBevalac加速器、米国ブ  
ルックヘブン研究所のAGS加速器、  
スイスCERN研究所のSPS加速器と重  
イオンを加速し、衝突エネルギーを上  
げながら探索が続いたが、決定打とな  
る観測事実は発見できなかった。

世紀が変わり2000年に稼働を開始  
したブルックヘブン研究所の重イオン  
衝突型加速器RHICにおいて、遂にそ  
の生成が確認された。それは「液体状」  
になっており、それも粘性が殆どゼロ  
の液体であること、さらに、大きな運  
動量を持つクォークはその物質の内部  
で大きなエネルギー損失をすること、  
が発見された。当初予想していたガス  
状のクォーク・グルオン・プラズマと  
は性質こそ異なっていたが、長きに渡  
って、様々な加速器を用いて研究され  
てきた高温高密度物質の研究が、遂に  
その目標を達成したといえる。sQGP  
(Strongly-coupled Quark Gluon Plasma)  
という語句として定着しつつある。

RHICでは、STARとPHENIXの二  
つの大型実験が走っている。PHENIX  
実験は設計開始より20年、データ収  
集を始めてから11年になる。大型実  
験では、個人の寄与というのは内部以  
外のものには分かりにくい。論文の著  
者名だけでは、400名以上になるから  
である。しかし、実験準備期間から始  
まり、データ収集、解析、そして最近  
までの多くの論文発表にいたるまで、  
継続して主導的な役割を果たしてきた  
者は必ずしも多くはなく、日本人、外

国人を含め10名程度に留まる。秋葉  
康之氏はこの栄えある10名の1人であ  
り、この実験に捧げた研究時間の総  
和と情熱ではナンバーワンであろう。  
秋葉氏の慧眼は、収量が少なく測定が  
困難な電子対測定に当初から着目し、  
これを長きに渡り牽引してきたことに  
も表れる。電子対測定によりこのプラ  
ズマからの熱的輻射を捉え、その温度  
を決めることにより、高温高密度物質  
の研究はひとつの頂点を極めた。まさ  
に仁科賞に相応しい業績である。

(2011年12月2日原稿受付)

## 2011年度仁科記念賞： 藤澤彰英氏、居田克巳氏

伊藤公孝(核融合研)

「高温プラズマにおける自発電磁場  
の実験的検証」の業績に対し、平成23  
年度仁科記念賞が藤澤彰英氏(九州大  
学)と居田克巳氏(核融合科学研究所)  
に授与されました。

プラズマ乱流物理学の中心テーマに、  
磁場閉じ込めプラズマのドリフト波乱  
流というミクロな乱流揺動に起因する  
乱流輸送の問題があります。ミクロな  
乱流は乱流輸送を誘起させると同時に、  
プラズマの巨視的な電磁場や流れが自  
発的に生み出され分岐が起きるとい  
う、理論的予測が提案されてきました。  
二重連結のトポロジーの磁化プラズマ  
では、トロイダル・ポロイダル双方の流  
れと電磁場の構造が乱流によって生成  
されます。この機構は、温度のような  
スカラー量の不均一が生むプラズマ乱  
流が、マクロ・メソスケールの軸性ベ  
クトル場(磁場や渦場)を作り出す過  
程の典型例でもあり、核融合燃焼プラ  
ズマの実現や自然界の乱流構造(ダイ  
ナモ磁場等も含む)の理解にとって本  
質的な問題です。

藤澤、居田の両氏は、各自が開発し  
高精度化した計測装置を用いて、流れ  
や電場・磁場を実験的に観測し、ミク  
ロな乱流との関連を実証しました。  
CHS装置を用い、世界で初めて、ト  
ーラスプラズマの帯状流を観測し乱流  
から生成されていることを実証し、帯  
状流で乱流輸送が抑制されることを示

しました。また、帯状磁場構造の観測に成功し、それがマイクロな熱対流乱流に起因していることも実証しました。プラズマの熱対流乱流がメゾスケール磁場構造を作り出すことを示した成果は、「乱流ダイナモ仮説」の実証に大きな寄与を果たしています。JFT-2M装置を用いた実験では、トロイダル方向の流れを精密に観測し、外部から働く力がなくとも、プラズマが自発的に回転することも発見しました。両氏の研究業績は、プラズマ乱流の古い描像（マイクロスケールな乱流揺動が巨視的な圧力不均一によって誘起されている）から脱却し、プラズマ乱流状態を描く新パラダイム（乱流から作られる自発電磁場とマイクロな乱流とが共存し

ている）を実験的に検証したことです。この業績は、世界的な研究潮流を生み出し、プラズマ乱流輸送の理解に決定的な進歩をもたらしました。本研究は、スカラー量の不均一がプラズマ乱流を介し、マクロ・メゾスケール軸性ベクトル場を作る過程を実験で定量的に示し、物理学上の価値が高いものです。

この研究成果は核融合研究にも大きなインパクトを与えました。帯状流の観測成功により、帯状流生成による乱流輸送抑制という機構が現実のものとなりました。また、自発トーラス流についても核融合炉の合理的な設計の基盤になっています。両氏が開拓した高温プラズマの自発電磁場の実験的研究は世界的研究潮流となっており、核融

合研究に確固たる学術基盤を提供しました。

以上のように、藤澤彰英、居田克巳の両氏の成果は、プラズマ物理学の新しい研究領域を開拓する傑出した業績であり、核融合研究にも基礎科学として甚大な貢献をしました。この業績は、世界最高精度の計測器を実現し揺動と構造の因果関係を探求した藤澤氏と居田氏の実験物理学者としての主導力によるものです。同時に、多くの共同研究者の実験・理論・シミュレーションに亘る協力によって発見に至ったものです。共同研究者や研究を支えた方々とともにこの受賞を喜び、物理学の更なる発展を願いたいと思います。

(2011年12月6日原稿受付)

## 談 話 室

### 第56回物性若手夏の学校開催報告

東 陽 一 〈大阪府立大院工〉

1956年の開校以来、56回目を迎えた物性若手夏の学校は物性科学を志す若手研究者を対象にしたサマースクールです。震災の影響で一時は開催が危ぶまれましたが、多くの方々の協力を得て、8月1日から5日の間、山梨県富士吉田市にて開催することができました。スタッフ一同、感謝いたします。

#### 1. 開催するにあたって

当夏の学校は、講義・サブゼミという講義形式の企画と参加者の発表の場である分科会・グループセミナー・ポスターセッションから成ります。準備のための議論を行う場は主にウィキです。ウィキとはウェブブラウザを用いて、ウェブページの編集を行えるシステムです。ウィキ上で意思疎通を図る際、相手の顔が見えない分、きちんと感謝の気持ちを伝えることが非常に重要になります。その他、物理学会でのインフォーマルミーティング時にも議論を行っています。

夏の学校中に新規スタッフが決めれば直ちに、次年度の会場選びが始まり、講師の選定も始まります。年内には会場の仮下見、協賛活動が行われます。年が明けると、いよいよ講師が決定し、ポスターやウェブページの作成が本格化します。4月以降は、講師の先生にテキストの執筆を依頼し、テキスト原稿を集めます。また、ゴールデンウィーク明けから、参加者登録も始まります。本番に向けて、各方面への企画書をまとめ、一般参加者向けのしおり作りが行われます。テキストやアブストラクト集の印刷が終わって、旅程等の確認が終われば、もう夏の学校直前という感じです。

#### 2. 当日の講義や交流の様子 大貫惇睦先生「重い電子系の物理」(世話人：山中里奈)

参加された学生の方は45人と、比較的先生と近い距離で講義を受けることができたのではないかと感じました。

講義では、重い電子系の基礎から反転対称性が破れた超伝導の話題など最近の研究内容まで幅広くお話をしていただきました。中でも最も興味深かった内容は先生の今までの研究生活において最も力を入れてきたと仰っていた単結晶育成に関してのトピックです。結晶育成の苦労や醍醐味など、普段の学会や研究会では伺うことのできない内容で、大変勉強になりました。(後の学生アンケートにおいても、この話題が最も印象に残ったと書いているコメントが多かったです。)

講義中はもちろんのこと、講義後や昼食時には多くの学生の方が先生の周りに集まって熱心に質問をしている姿が印象的でした。食事を取りながら、印象に残っている実験や先生の学生時代の勉強方法などについてもお話しただき、私たちは先生の研究に対する情熱を感じることができました。本夏の学校で大貫先生から伺ったことは、必ずや私たちの今後の研究における指針になるだろうと確信いたしました。

#### 小形正男先生「相関の強い電子系における超伝導」(世話人：藤本純治)

実空間の描像と波数空間の描像との

行き来が自在になされていた。小形先生は聴講者の質問にその場でしっかりと考えて応えてくれていたご様子。講義では、論理を一つずつ積み重ねていくのが実感できた。個人的には、変分法の考え方や摂動論の考え方の違いを大いに実感。系の状態は「きっとこうなっているだろう！」というスタンス（もちろん物理的な prediction があっての）は明快だった。

小形先生もかつて夏の学校の準備局員をなさったことがあり、そのときのお話を伺っていると、ずいぶん内容が変わっていると感じた。当時と今とでは、準備局員の在り方も違っていて、喩えるなら、当時はクラス代表で、今は学祭の出店のスタッフ。参加者との関係が、同じクラスメイトだったのに対して、店に来てくれるお客さん。さてこの違いは時代のせいだろうか。

**奥村 剛先生「印象派物理学で描き出す身近に潜むシンプルな物理：しずく、あわ、真珠、クモの巣を題材として」**  
(世話人：多羅間充輔)

まず、夏の学校での奥村先生の講義は全体を通して非常に有意義であった。それは奥村先生がご多忙中にも関わらず、修士1年の学生をはじめとする初学者にもわかりやすいように、準備に時間をかけてくださったためである。同時に、参加者がとても意欲的であったためだということも強調しておきたい。

講義は、実験のムービーを見せながらその理論的な理解の方法を説明するという方針だったため、実験と理論の対応が非常にわかりやすく、またとても丁寧に説明していただいたので、講義で出てきた実験を初めて目にする参加者にも理解しやすいものだった。

最後に、参加者と講師の先生の交流については、普段の研究会などと同様、講師の先生と積極的に交流することのできる学生がいる一方で、ためらってしまう学生も多くいたと感じた。夏の学校の世話人としては、参加者が先生との交流に感じている垣根をもう少しでも取り除く努力ができたのではないかと反省している。

**小澤正直先生「量子測定理論入門」**(世話人：杉浦 祥)

小澤先生の講義は、30人ほどの受講者で和やかに進みました。小澤先生は、講義中もここにこと楽しんでお話をされ、この先にどんな結果が待っているのかとこちらも引き込まれます。そのため、数学的な講義にもかかわらず、2日目になってもみな講義について行き、3日目に至っては、小澤の不等式の導出を見逃すまいと、昨日まで隙間を空けて教室全体に座っていた受講者達が、前の方の列にびっしりと集結するほどでした。講義内容は、自明な公理系から出発し、まず測定的一般論を定義しました。そこから、間接測定を構成し、それをういて小澤の不等式を導出し、最後に最新の実験的検証の結果が示されるという鮮やかな流れでした。講義の延長戦は食事や懇親会の時間中まで続き、学生達が測定理論の物理的意味や思想について投げかける質問に対して、小澤先生は、その質問一つにも丁寧に答えてくださり、時には問題を出してみなを唸らせながら、お話ししてくださったのが印象的でした。

**張紀久夫先生「物質の電磁応答：ミクロからマクロへ」**(世話人：挟間優治)

張先生の講義で印象的だったのは、聴講する学生が明快に理解できるように先生が最大限の配慮を払ってくださったことです。例えば講義の導入では、従来の巨視的 Maxwell 方程式の取り扱いにおける多くの問題点を挙げるとともに、従来の理論が容認されてきた歴史的背景についてもご説明していただいたので、学生たちは問題意識をしっかりと共有することができたと思います。また、微視的非局所応答理論とそこから導かれる新しい巨視的 Maxwell 方程式については、導出の論理構造を繰り返してご説明されながら、論理を一つずつ丁寧に積み重ねていくようにお話ししていただきましたので、学生は理論の全体像を常に意識しながら、各々の計算の意味を理解することができたと思います。そのため、本講義では学生の発言も大変活発だったと感じています。学生の質問に対して他の学生が意見を言って議論になることも何度かあるほどでした。いずれの場合にも、

先生は学生が納得できるまで説明・議論をしてくださり、学問の追究に対するその真摯な姿勢に大変感銘を受けました。3日間という大変短い期間ではありましたが、物質と電磁場の相互作用に対する先生の深い洞察に、私を含めて若い学生が触れることのできた大変有意義な講義であったと思います。

**若林克法先生「グラフェンの電子物性とナノスケール効果」**(世話人：江口 渡)

講義に関しては基礎的な理論から応用や最近の話題に至るまでお話いただき、理論・実験や分野を限らず様々な専門の受講者は、みなそれぞれの視点から興味を持ち、知識や考え・研究の幅を広げることができたようでした。数式のみならず、ふんだんな図やグラフ・映像を使った講義に加え、先生の上手な話し方のおかげで、3日間があつという間のように感じられました。休憩時間や食事の時間も意欲的な学生からの質問は絶えませんでした。一つ一つ丁寧に回答していただき、学生からは非常に満足との声がありました。また先生自身の今までの研究者としての話も聞くことができ、参加者も今後について考える良い機会となり、今年の夏の学校のテーマである研究と人生の指針となったのではないかと思います。

最後になりましたが、お忙しい中、時間を割いて私たち学生のために大変貴重で有意義な場を提供していただきました先生方に、この場をお借りして、スタッフ一同改めてお礼申し上げます。本当にありがとうございました。

### 3. 今後の展望

物性若手夏の学校は現在、スタッフの有志を募る「準備局制度」をとっており、次期スタッフの確保は今後も課題になると思います。このような中、運営の安定化に向けての改革も精力的に行われています。近年、ウィキを用いた準備態勢が整えられ、準備に伴う膨大な量の情報を相当まとまった形で整理することができます。また、運営のノウハウを引き継ぐ資料も整備され、次期スタッフが引き継ぎ資料を参照すれば、業務を遂行できます。この二点

は運営安定化の上で非常に重要で、今後、進化しつつ定着すると思います。

昔は夏の学校のようなサマースクールや研究会等は現在ほど多くはなかったと聞きます。現在は多くの研究会等があり、勉強する機会は豊富にあります。しかし、今も昔も、物性若手夏の学校の意義は変わっていないと思います。日本中から物性科学を志す200名

近くもの同世代の大学院生、学部生が集まり、一堂に会する、このような場は他にはありません。自分と同じ立場の同世代の人がどのようなことを考えているのかを知り、互いに議論することは、非常に良い刺激になります。日頃疑問に思っている、聞きづらい基本的な質問も気兼ねなくいくらでもできます。話題は、物理に限らず、真面

目な悩みからくだらない話まで何でもありです。物性若手夏の学校で培った人脈が物性科学に携わっていく若手研究者の間で重要な役割を果たすことになれば、幸いです。これまで半世紀以上続いたこの伝統が、これからもうまく引き継がれていくことを切に願っています。

(2011年10月11日原稿受付)

## 国際会議

### 日独ワークショップ「量子色力学の最近の動向」

植松恒夫 〈京大〉

川村浩之 〈KEK〉

熊野俊三 〈KEK〉

標記の日独間の会議が2011年10月3日～5日の3日間、ドイツ・ベルリン郊外のドイツ電子シンクロトロン研究所 (DESY, Zeuthen 支所) で開催された。このワークショップは震災と原発事故を経験した日本の研究者を元気づけるという主旨のもとにドイツの研究者によって企画された。テーマをQCDとLHC等のコライダー現象論、格子ゲージ理論に絞り、日独双方から約10名ずつが講演を行うという小規模の会議であった。開催にあたっては、ドイツ研究振興協会“German Research Foundation (DFG)”から財政的援助を受けた。2011年は日独交流150周年に当たり、会議では終始友好的な雰囲気の中で最新の研究成果についての発表

・討論が活発に行われた。

会議の冒頭では、DESY Zeuthenの所長C. Stegmann氏の歓迎の挨拶と、それに続いて日本大使館の大土井智一等書記官からの挨拶があった。また、会議の主催者を代表してDESYのJ. Bluemlein氏から挨拶が、日本側からは京大の植松から謝辞と震災後の日本の現状についての報告が述べられた。

以下に議論された物理について簡単に述べる。まず実験に関する唯一の講演として、J-PARCの震災後の復旧状況、T2K実験や様々なハドロン実験の現状、ミューオン $g-2$ やEDMの測定などの実験計画について報告がなされた(齋藤, KEK, 以下講演者の敬称略)。次に摂動QCDの高次計算に関して、LHCにおけるヒッグス粒子のグルーオン融合による生成過程に対するNNLO(次々主要次数)補正の最新の結果(M. Steinhauser, Karlsruhe大)やジェット生成断面積のNNLO計算手法(G. Smogyi, DESY)、電子・核子深非弾性散乱における重クォーク生成の高次計算(Wissbrock, DESY)などが報告された。また、それらの計算で必要となるNNLOパートン分布の最新の解析(S. Alekhin, DESY)も報告された。

ファイマン・ダイアグラムの自動計算に関連しては、GRACEプログラムによる超対称性理論での1ループ補正の計算やLHCに対するイベント・ジェネレーターGR@PPAの開発(栗原, KEK)、数式処理のプログラムFORMの改良と並列化の現状(T. Ueda, Karlsruhe大)、ループ計算で現れる多重和の計算アルゴリズム(C. Schneider, J. Kepler大)やテンソル積分をスカラー積分に還元する数値計算パッケージの開発(T. Riemann, DESY)などが述べられた。

ハドロン・コライダーでの現象論として、ベクトル粒子の横運動量分布における非摂動効果の解析(川村, KEK)やトップ・クォーク対生成におけるトップ・グルーオン異常結合の解析(日置, 徳島大)、CDFで観測されたdijet生成の異常現象に対するsクォーク分布関数の不定性の影響(熊野, KEK)、LHCでの新粒子探索に関連して崩壊粒子から親粒子のエネルギー・運動量を再構成する為に用いられるブースト不変なレプトン観測量(隅野, 東北大)に関する講演があった。また、スピンを伴う高エネルギー物理に関しては、偏極パートン分布関数と閾値付近での大きい対数補正の再足し上げ効果(W. Vogelsang, Tubingen大)、シングル・スピン非対称度におけるツイスト3機構と核子中のクォーク・グルーオン場の多体相関(小池, 新潟大)に関する最新の結果が報告された。その他のQCD理論計算としては、光子構造関数にお



図1 DESY Zeuthenの中庭にて記念撮影(プランク像を囲んで)。

ける超対称粒子スカラーの寄与を発展方程式の初期条件を用いて取りこむ手法(植松, 京都大)や, B中間子の光円錐分布振幅の演算子積展開による解析とそれらを用いたB中間子の崩壊率の計算(田中, 順天堂大), 深非弾性仮想コンプトン散乱(DVCS)における演算子積展開での非対角要素の計算の理論的な枠組み(V. Braun, Regensburg大)に関する講演があった。格子QCDからは, 原子核物理分野も含めた最近の発展の概観と京計算機の現状の報告(宇川, 筑波大), 核子のパートン分布

関数のモーメント計算の最新の結果の報告(V. Drash, DESY)が行われた。

今回, 日本から参加したのは招待講演者のみでごく少人数ではあったが, ドイツの研究者からの励ましは日本の研究者全員に向けられたものと思われるため, 学会誌にて紹介させてもらった次第である。

会議での講演の詳細については以下のwebサイトをご参照下さい。

<https://indico.desy.de/conferenceDisplay.py?confId=4727>

(2011年11月21日原稿受付)

## IUPAP Working Group on Communication in Physics

植田 憲一 (電通大レーザー新世代研セ)

10月13, 14日の両日, Diracが生まれ育った英国BristolのIOPP (Institute of Physics Publications)で, ワークショップを開催した。本ワーキンググループは米国物理学会100周年の学術出版パネル討論会を契機にIUPAP (International Union of Pure and Applied Physics)に設置されたもので, 電子化, オンライン出版が物理ジャーナルに与える影響とその将来を継続的に検討し, IUPAPに提言をする。その提唱者の1人である潮田資勝IUPAP委員長(2008-2011)の後を継いで, 2008年から植田が参加している。今回の参加者は, J. Enderby (IOP, UK), G. Sprouse (APS, US), R. Voss (CERN, Germany), X. Bouju (CEMES, France)と植田である。これ以外に開発途上国への情報提供を行っているICTP (International Center for Theoretical Physics, Trieste, Italy)のE. Canessaがメンバーである。新たに, Li Lu (IOP, China), S. Rezende (Brasil)を委員に加えたが, 今回はビザ問題などで不参加となった。

### [Peer Review ワークショップ] 10月13日

13日に, 40名ほどの専門家を集めたPeer Reviewワークショップを開催した。STM (Science, Technology and Medicine) 出版のコンサルタント Marc

Ware, APS編集長のG. Sprouse, Wellcome TrustのLiz Allen, 英国EPSRC (Engineering and Physical Science Research Council)のA. Broune, IOPPのN. Gullyが報告を行い, 自由な討論を行った。講演者の顔ぶれでわかるように, Peer Reviewの重要性は学術出版にとどまらず, 公的, 私的な資金援助団体にとっても, 研究提案審査の要である。もっとも, 我が国では学会出版が政府系の財政当局と一緒にPeer Reviewの現状と改良について議論することはないが, 両者は本来, 同一の基盤に立っており, 何よりも日常的に研究の質評価を行っているのはジャーナル出版である。英国では1990年に“Peer Reviewに替わる有効な方法はない”というBoden Reportが出て以来, 何度も再調査が行われた。特に, 2006年からは毎年のように多角的な調査検討がなされて, その都度, 改良が加えられている。しかし, 学術論文や研究提案の審査に関して, 専門家集団による自発的な協力で成立するPeer Reviewの重要性と有効性は揺らぐものではないというのが現時点での共通理解である。

### [Peer Review への積極的参加]

出版界の著名人であるM. Wareの報告からは, 欧米の研究者が積極的に

Peer Reviewに参加しようとしている傾向が見て取れた。調査結果では, 著者の90%が論文査読を経験しており, 91%の研究者が“学術コミュニティに参加するために”積極的に論文査読のボランティアを引き受けるとしている。これは我が国の学術ジャーナル, 著者, 査読者の関係とかなり違っている。欧米の社会では, 義務を果たさなければ仲間に入れてもらえないというコミュニティ感覚があり, 論文を書くだけでは尊敬されないし, 存在感を示せないということのようだ。

もちろん, Peer Reviewにも難しい問題がある。旧来の学問に依拠して新しい研究を評価する結果, 時に間違ったり, 質の転換点を見誤ることも避けられない。ワークショップでも, APSにおけるアインシュタイン論文の取り扱いと, それらに対するクレームの実際が実例として紹介された。教訓を学んだが, そのような問題を含んでなおかつPeer Reviewを維持するべきだと結論した。

### [パラダイムシフト研究の発掘]

中でも印象的だったのは, Wellcome Trustからの問題指摘で, パラダイムシフトを起こすような画期的研究を評価する模索であった。Wellcome Trustはバイオ・健康科学関係の研究に資金援助を行う財団であるが, その年間支援額は650M£ (780億円)と巨額で, 思わずその数字は本当に年間予算なのか, と問い直したほどである。英国に7つあるResearch Councilで最大のEPSRCの総予算800M£に匹敵する巨額である。Liz Allenによれば, 世界中からの優れた提案4,000件を審査するために, 15,000-17,000人の評価委員に依頼する。研究者によるPeer Reviewの努力に敬服するが, その一方, どうしても複数(3-6人)によるPeer Reviewは保守的になりがちで, 財団が求めるパラダイムシフトを起こすような研究を的確に評価できていない。バイオ研究分野で求められているのは, 平均的な優れた研究ではなく, 画期的な研究である, という議論で, それに向かって模索している。

## [厳密な Peer Review による Physical Review X]

一方、学術誌に確固たる地位を確立している APS からは、安易な OA (Open Access) 化による論文の質の低下を憂慮する意見もあり、その対極としての Physical Review X の試行結果が報告された。過去4ヶ月半の結果分析である。Peer Review の厳密な応用で、論文の質を極限まで高める方向で OA ジャーナルを創刊した。当初、各編集委員会などから推薦された論文を含め、非常に質の高い論文を対象にしたが、それでも厳密な査読の結果、掲載率は24%にとどまった。APS としてはあるべき物理ジャーナルの在り方を示すジャーナルに育てる方向にある。そして、それだけの質的保証をすれば、PRX に掲載された場合の著者負担金などに頓着する著者はいない。著者の求めるものは、高い評価であるという実例を証明しようとしている。

## [Open Peer Review]

Open Peer Review, Post Review に関する議論が欧州では行われている。Open Peer Review も内容的には多様である。①査読者の著者への公開から、②論文に掲載するケース、③査読結果は公開するが査読者名は伏せる方式、④すべてを公開するシステムまで検討されている。これまでの審査過程の秘匿性を緩め、責任ある査読を要求する一方、査読過程における質の向上を査読者の業績と評価する道を開こうとする方向性も含んでいる。Nature による試行が失敗に終わったことを含め、出席者の議論では現時点で否定的意見が多く、中でも APS はそのような方法で論文の質が向上するとは思わない。一方、欧州で様々な議論がわき上がるのは、米国学会による独占的地位を打ち破りたいという模索を続ける姿勢の表れでもある。アジア諸国などが台頭してくる現在、新しいスキームを構築して、次の時代に備えようという意図を感じる。

## [Post Review]

Post Review にも、①あらかじめ Peer Review を経た論文を出版後に

Post Review する方式と②Peer Review なしで Post Review で継続的に価値評価をしようという2つの流れがある。いずれ現実のものとなる著者 ID と組み合わせることにより、研究者の研究業績の多面的、継続的評価を行おうという将来との関係で試行的研究が行われている。欧州の熱意に比較して、APS は批判的で、具体的な実験結果を示した。現実の論文誌で試行したところ、同一人物と思われる投票者が氏名を組み替えて、数分以内に複数の投票を繰り返す事例を検出して見せた。Post Review は研究評価をゲーム化させるもので、学術論文評価にはふさわしくないと主張した。本格的な評価は、ID 番号による読者同定制度が整備されないと難しくそうである。現在、急速に拡大している著者負担型 OA 雑誌 PLoS ONE は“Publish, then filter”モデルであるが、その論文の質の評価、維持可能なモデルであるかについて、注意深く見守ることにした。

## [IUPAP WG 委員会] 10月14日

議題としては、主として①Orcid 開発状況、②SCOAP<sup>3</sup> と OA 問題を討議した。

①Orcid とは Open Researcher & Contributor ID を意味し、全世界の研究者の総背番号制の実現により、研究者の厳密な同定と全履歴を通じた研究実績の把握、評価につなげようとするものである。大手出版社、世界学会、ISI など学術データベースが個別にプロジェクトを推進してきたが、論文引用リンクの標準化を推進している学術出版団体の共同事業体 CrossRef が中核となり、世界標準で構築しようとする計画が進行中である。発端はアジア諸国に見られる同一名の弁別、同定を正確にしなければ、データベースの運営、応用が困難になるということから出発した。現在では、情報の完全把握は業績評価、研究動向分析の価値を大きく拡大する電子データ情報の基幹的データであるとして開発が進んでいる。我が国では科研費などに用いられている研究者番号制を論文に拡大したという単純な受け止め方も見受けら

れるが、それほど簡単なものではない。Orcid は学術データベースの内部データとつながってこそ、その力を発揮するので、日本が独自の学術データベースを開発、保有していない場合、単なる研究者番号の提供だけに終わり、分析すべきデータは海外学術データベースに依存することになる。そして、海外学術データベースはその情報のごく一部を提供してくれるということになりかねない。先行する欧米出版団体、データベースは、今後、追いついてくるアジア諸国と決定的な差をつけることを目指しているようだ。フランス版プレプリントサーバーもあらゆる言語の論文を受け入れており、将来への布石を打っている。ロシアも国内誌を含む学術データベースを整備している。我が国では NII (国立情報学研究所) のみが Orcid の有料会員として登録されているが、学術出版を行っている学会は参加していない。大至急、学会相互間の情報交換から将来計画を策定する必要がある。

②SCOAP<sup>3</sup> (Sponsoring Consortium for Open Access Publishing in Particle Physics) は CERN が指導力を発揮して、高エネルギー物理分野の学術論文の OA 化を実現しようとするもので、財政当局をも巻き込んだ OA 化運動である。これまでの努力で、すでに当初計画の 80% の予算をもった国々や組織の参加の意向が固まったとされる。我が国もこれまで理論の論文だけを対象としていた PTP (Progress of Theoretical Physics) を加速器応用実験を加えた PTEP (Progress of Theoretical and Experimental Physics) に衣替えして、SCOAP<sup>3</sup> に参加する可能性を探っている。高エネルギー分野は arXiv を成功させたように新しいスキームである SCOAP<sup>3</sup> を生み出して、研究者間の格差をなくそうとしている。その理念はすばらしいが、実際の運営がどうなるかについて、現時点で未決定なことが多い。APS は残り 20% が集まらない場合、CERN がそれを補填する責任を負うかどうか、また、運営が始まった場合の運営責任をど

の組織が負うかについて明確化する必要があるという態度を崩さなかった。これらは今後の努力にかかっている。

**[Open Access ジャーナル問題]**

OA化問題については、現時点でOA化を維持していくビジネスモデルが確立できていないことを確認し、当面はハイブリッドモデルを模索する以外にないことを確認した。依然として、Who pay?という基本問題に決着がついておらず、出版側、講読側の同床異夢が続いている。APS, IOPからは、“OA化を進める必要があるとしても、その過渡期にかかる費用、Transit Cost

についても、Who pay?という問題が生じている。OA化推進について、責任ある運営母体、資金負担の問題を避けて、事態は進まない”という指摘があった。

米国から論文をOA化したからといって必ずしも引用件数に差が生じないというコーネル大学の調査結果が報告された。一方、日本のJSPJではOpen Selectで著者負担でOA化した論文だけを取り出したところ、少なくとも2倍以上引用が増えるという効果があったという報告を植田が行った。OA化の効果はジャーナルの講読普及率に大きく依存しており、欧米とその他の地域では全く異なる。当然、OA化の戦

略も同一モデルは有効でない。

次期の議長にG. Sprouseを選出し、2012年9月に予定する次回会合はCERNで開催することにした。集中討議する内容はOrcid、著者ID問題である。その後、IOPPを見学した。IOPPは80誌を出版する学術出版組織であり、Bristolには250名のスタッフがいて、ジャーナル出版にたずさわっている。出版、編集スタッフの平均年齢が若いのが目に付いた。Sir John Enderbyのようなシニア科学者と若い編集スタッフが経験を活用しながら新しい学術出版に立ち向かっている様子が理解できて興味深い訪問であった。

(2011年11月8日原稿受付)

**物理教育 第59巻 第4号**

**目 次**

特別講演：NASAが打ち上げたガンマ線宇宙望遠鏡衛星の開発  
.....大杉 節

研究報告：磁石金属円筒モーターの回転原理  
.....京谷英樹, 中川雅仁

論説：電磁場と相対論.....三門正吾

研究報告：概念理解を問うセンター試験問題の試作と調査結果  
.....綿引隆文

私の工夫：浮力と液体の密度測定；その指導法.....柿原聖治

私の実践：中学への出張授業；宇宙物理学を題材として  
.....内田祐貴

私の工夫：ネオンランプによる電子レンジ内の電場の観測  
.....植村晴子

企画  
東日本大震災：追波湾周辺における東日本巨大津波の振る  
舞い；現地調査と実験を通して.....堀込智之

《近畿支部特集》  
特集にあたって：将来を担う理科教員の育成と実践...下田 正

大阪教育大学における高等学校の中核的理科教員育成の  
取り組み.....定金晃三, 他

高度専門型理科教育指導者養成プログラムでの活動について  
.....加藤智成

兵庫教育大学における理数系教員養成特別プログラムの  
とりくみ.....石原 論

実験装置製作を通じたものづくり教育の実践.....豊田将章

身近な素材・器具による物理実験の実践と課題研究の指導  
.....浮田 裕

科学館での科学デモンストレーション.....大倉 宏

大会報告  
第28回物理教育研究大会(広島)報告.....前原俊信, 他

第28回物理教育研究大会(広島)全体討論会報告.....前原俊信

特集予告：変位電流とは何か  
.....日本物理教育学会誌編集委員会

## 田中昭二先生を偲ぶ

三浦 登\* ◇

田中昭二先生が去る11月11日に急逝された。84歳の御生涯であった。先生はつい最近まで東大物理工学科に設けられたオフィスに定期的に通われ、また国際会議を含め色々な会合に元気なお姿を見せておられた矢先だけに、この突然の訃報は私たちお世話になった者にとって非常に大きな衝撃であった。

田中先生は戦後間もない昭和25年に東京大学の応用数学科をご卒業になり、大学院に進まれた後に、創設直後の東京大学工学部応用物理学科(後に物理工学科に改組)に奉職され、講師、助教授、教授として研究・教育に携わって来られた。学科の創成期から隆盛期を迎えた昭和63年に定年退職されるまで一貫して応用物理、物理工学科で活躍され、まさに同学科の代表的な先生のお一人であった。その間、非常に多くの卒業生、学位取得者を世に送り出して来られた。これまでに先生の慶事がある毎に田中研究室関係の会合に集まる門下生やお世話になった方々の数と多彩な顔ぶれはたいへん壮観であった。

田中先生は現在では超伝導研究、特に高温超伝導の世界的研究者として有名であるが、以前は半導体物理を中心に研究されていた。Siの極低温マイクロ波不純物伝導をはじめ、InSb, HgTeなどのナローギャップ半導体、テルルの物性、MX<sub>2</sub>などの層状物質や1次元物質の低次元伝導など、その時々半導体物理の中心的課題について、常に学界を先導して来られた。テルルは丁度私が大学院在籍中に始まった研究プ

ロジェクトであり、助手時代に至るまで研究室全体をあげて国際的な激しい競争の中で行われた研究であるだけに、私にとっては今でも強い印象とともに忘れ難い思い出となっている。

その後1970年代前半の半導体物理国際会議を機に次第に研究の重点を半導体物理から超伝導、それもこれまでにない高温で実現する超伝導体の開発に移していかれた。最初に取り上げられたのは酸化物の超伝導体として注目され始めていたBPBOなどの酸化物の超伝導である。これが先生の高温超伝導研究の始まりであったが、超伝導研究に半導体的研究手法という新風を吹き込まれた。1986年にBednorz-Muellerの発見によって高温超伝導ブームがもたらされたがその中で常に世界の指導的な役割を果たして来られた。1987年の異常な熱気に包まれたニューヨークでの米国物理学会、その後の日本物理学会(名工大)での特別セッションでは基調講演をされ、いくつかの指導原理を示されたことはよく知られている。実際に田中研究室ではこの方針に沿って次々に目覚ましい成果が生み出され、銅酸化物の高温超伝導が実証された。東京大学を定年退官された後は超電導工学研究所長として、引き続き日本および世界の高温超伝導研究を主導して来られた。今日に至るまで田中先生およびその研究グループの世界的な業績や貢献は余りにも有名である。

田中先生はまた世界情勢とそその中で日本の立場について常に強い関心を寄せられていた。昔から常々、口癖のように「見てごらん、今にこうなるよ。」と言ってユニークな世界観を語っておられたが、しばしば予言された



ことが実際にその通りになっていくことに感嘆したことがある。最近ではそのような随想を文章にまとめられ、「雑感」、「随筆」、「RTS(室温超伝導通信)」などの連載として門下生や周辺の人々に配っておられた。その中の「雑感」は2011年6月に「一本の道」という著書にまとめられている。

1970年代半ばに米国IBMで超LSIが開発されていた頃、このままでは日本の電子産業が危ういという危機感から電子工業振興協会電子材料マネジメントポートを立ち上げられた。それ以降、超LSI研究組合、光共同研究組合などの通産省関係の諸大型プロジェクトの設立において指導的役割を果たされてきたことも田中先生の大きな業績の一つである。

田中先生は最後まで現役の科学者としての活動に情熱を持っておられた。東日本大震災から3ヶ月程経ったある日、先生のお宅にお邪魔したときも、これからは核融合を実現しなければエネルギー問題の将来はないと言って、核融合研究の検討会を立ち上げたいという熱い思いを語られていた。

今はただ心からご冥福をお祈りしたい。

(2011年12月17日原稿受付)

\* 東京大学名誉教授

青柳克信, 石橋幸治, 高柳英明, 中ノ勇人, 平山祥郎

## 基礎からわかるナノデバイス

コロナ社, 東京, 2011, vi+242 p, 21×15 cm, 本体3,400円 [大学院向]

ISBN 978-4-339-00823-4



量子ビット, 単電子トランジスタ, スピントロニクス, フォトニック結晶など, 量子効果を利用したナノデバイスの研究は基礎・応用の両面で大きく発展し, 関連する論文や研究者の数も飛躍的に増大している. 一方, 大学院生や学部生が新たに研究を開始するとき, 最初にぶつかる壁は最先端の研究論文を理解するための基礎的知識の必要性であろう. 本書はナノデバイス研究の基礎物理現象に関する初学者向け教科書であり, ナノ構造中の物理現象が量子力学の基礎から丁寧に解説されている. 背景にはナノデバイスを用いた量子情報技術への挑戦があり, 固体量子ビットの実現に不可欠な要素として電子・スピン・フォトン・クーパーペアを取り上げて, 最先端研究の理解に必要な基礎事項の習得を目指している.

「電子」の章では, 低次元電子系における電子波干渉効果やクーロンブロッケード効果などの物理現象が解説されている. ナノ構造中の電子輸送現象に関する基礎知識が習得でき, 単電子素子や量子ビット素子への展開を理解していく.

「スピン」の章では, スピン演算子の基礎的な取り扱いに始まり, スピン磁気共鳴の説明を経て, 電子スピン/核スピン量子ビットの議論に至る. 磁気共鳴の回転座標系における記述を扱うなど, スピンの基礎から量子状態制

町田友樹 (東大生産研)

御までが非常に丁寧に解説されており, この分野の若手研究者にとって有意義である. また, スピントロニクス応用やスピンホール効果についても簡単に触れられており, より具体的な論文や発展的な解説への足がかりにするとよい.

「フォトン」の章では, 量子井戸における電子状態など, 基礎的な量子力学・固体物理学を実践的に復習し, 半導体低次元構造の発光特性やレーザ応用, 急速に発展しつつあるフォトニック結晶の基礎までが理解できるように構成されている.

「クーパーペア」の章では, 巨視的トンネル効果などの超伝導入門から始

前田康二, 竹内 伸

## 結晶欠陥の物理

裳華房, 東京, 2011, ix+216 p, 22×16 cm, 本体3,500円 [大学院・学部向]

ISBN 978-4-7853-2917-4



書評というものは, 書いた著者と同等かそれ以上の学識をもった人が書くのが普通で, その意味で評者ははじめからその資格がない. 200ページあまりの本書にちりばめられている事項で評者の知らなかったことは多い. しかし教科書の目的は知らない人にわかってもらうことであるから, そういう読者の立場でみることが評者に求められ

まり, 超伝導量子ビット操作の実際と多量子ビットへの展開が記述されている. 本分野の先駆者らが執筆しただけに, クーパー対の制御により実現された3種類の超伝導量子ビット (電荷/磁束/位相) の動作原理を理解する上で, 格好の解説書となっている.

本書で特徴的なのは, 最先端の研究内容を理解するために必要な基礎事項を, 先駆的な研究を進めてきた著者らが自ら丁寧に講義しているかのような内容となっている点である. 全編を通じて演習問題と解答が用意されており, 重要な基礎法則や関係式の導出など, 学習者が自ら手を動かして確認することで理解が深まるだろう. この点も新たに研究室に配属された大学院生/学部生が基礎事項を学ぶ上で親切な構成となっている. 研究室で行う輪講のテキストとしても適切である.

(2011年9月3日原稿受付)

白井光雲 (阪大産研)

ていることと勝手に解釈して本書を読む.

まず, 最初の印象であるが, 格子欠陥の作る電子状態のミクロ理論と, 転位論を中心としたマクロ理論を統合し全体を俯瞰するという著者の意図はよい着眼点である. 前者は, 半導体の価電子制御の中核として半導体研究者が知らなければならないものである. 一方, 後者の転位論に関しては, どちらかという冶金学的な色が濃く, 物理の教科書ではあまりない. しかし考えてみると, 結晶成長に携わる人にとって, このような区別は意味がない. 現実には点欠陥も転位も同時に起きているし, また点欠陥から転位まで成長することもあり, 自分の都合通りの現象だけが現れるのではない. 両方知らなければならない. とところが転位論というのは, 日本語で読めるものはほとんど金属などの工学書で, そういうも

のをひも解くとき、やれ金属組織学だの冶金学的な知識とかが要され、物理屋から見るとそこに障壁がある。

著者たちが指摘する「格子欠陥を物理の立場から論じるものが少ない」というのはその通りと思う。評者の身の回りにあるものを探すと、キッテルの『固体物理学入門』では転位論に一章を割いている。ところがキッテルのものは理解し難い代表である。訳者には失礼ながら訳が悪い。特に欠陥に関する章は何を言いたいかわからない、誤りでないかと思われる箇所もある。勇み足で他書を批判したが、もちろんそれが意図ではない。主張したいことは、物理の分野で学生が転位論を勉強しようとしたとき日本語で手ごろな本はキッテルくらいしかなく、そのような状況は非常にまずいということである。その意味で今回の企画は当を得たものといえ、まずはこのような状況の中で時代の要請に応えるものと喜びたい。

説明の仕方は、通り一遍のフラットな言い方ではなく、初心者だけでなく専門の人にも間違えそうなところをきちんと説明している。最初のところの、格子欠陥の形成エネルギーの定義など、よく「格子点にある原子を取り除き、結晶表面につける」というような表現を目にするが、そうすると表面状態がどうのこうのとあらぬ方向に議論が反れることを目にする。そのような boundary sensitive な定義に陥らないように説明している。ギャップ準位につ

いても、今日の第一原理計算の達成点を良く反映して、単に「バンドの中にこのような準位ができます」というような説明に留まっていない。

扱っている物質は金属から半導体まで幅広い物質にわたっている。我々物質の研究者はえてして自分の研究対象物質に関して詳しいだけで、ちょっと違った物質でどうなっているか知らない。違っていると、その違いが一般的なものなのか、たまたま違っているだけなのかよくわからない。こういうことがわかるためには物質全般に対する大変な研究経験が要され、それをハンドブック的列挙にならず有機的にコンパクトに収めることは、著者のようなごく少数の研究者のみが達成し得るものであろう。評者などこの本のレビューを書くことで一番利益を受けた一人である。

後半の転位論に関しては、評者は素人であるが、これまで他の本を読んでもあまり理解できないことが多かった分野である。他の本を読んで困ったことは、「らせん状転位の境界はすべり方向に平行である」など然も当たり前のように書いてあるのを見るが、素人にとって「境界」とはどのことをいうのか戸惑う。転位は動き得るので、変位といってもバーガーズベクトルのことをいっているのか、それとも転位の運動の変位なのか。写真なども現実のものを観察することは大事であるが、しかし前提としてきちんと説明されている必要がある。写真というものはし

ばしば主張したいこと以外のものも映っており、きちんとした説明なしでは初心者はゴミにも惑わされかねない。こうしたことは評者のよく経験することであるが、本書ではそのような曖昧さはほとんどなかった。

著者たちのような博識を持つてすると、はじめ思い描いた題材は多く、それを削りに削ってこのページ数に収めたことと想像する。日本の出版社は常に簡潔さを要求してくるからだ。簡潔という言葉は聞こえは良いが、言葉足らずということに陥りがちである。本書だけで自己完結的に理解しようとする、私にはやはり転位のところは多少の論理の飛躍が感じられ、ついていけなかったところがある。これを丁寧に説明しようとする、その代償としてページ数は増え定価は上がる。それを読者は受け入れるだろうか？ そういう板挟みを背負いながら著者たちは書いているのだと想像するが、このあたり出版社にも薄いことを至上命令とするような姿勢を改めて欲しいものである。

(2011年10月25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

黒川信重, 小山信也: リーマン予想の数理物理; ゼータ関数と分配関数  
サイエンス社, 東京, 2011, iii + 132p,  
26 × 18 cm, 本体 2,190 円 (SGC ライブラ  
リ-86)  
ISSN 4910054701111  
西條敏美: 測り方の科学史I; 地球から宇宙へ  
恒星社厚生閣, 東京, 2011, ix + 137p,  
22 × 16 cm, 本体 3,000 円

ISBN 978-4-7699-1263-7  
齊藤 誠: 原発危機の経済学; 社会学者として考えたこと  
日本評論社, 東京, 2011, viii + 286p,  
20 × 14 cm, 本体 1,900 円  
ISBN 978-4-535-55687-4  
坂田昌一著, 榎本喜一編: 原子力をめぐる  
科学者の社会的責任  
岩波書店, 東京, 2011, x + 319p, 19 × 13  
cm, 本体 2,600 円  
ISBN 978-4-00-005324-2  
白井光雲: 現代の熱力学  
共立出版, 東京, 2011, x + 309p, 26 × 18

cm, 本体 3,600 円  
ISBN 978-4-320-03466-2  
中根良平, 仁科雄一郎, 仁科浩二郎, 矢崎  
裕二, 江沢 洋編: 仁科芳雄往復書簡集補  
巻; 現代物理学の開拓 1925-1993  
みすず書房, 東京, 2011, xxi + 661p,  
22 × 16 cm, 本体 16,000 円  
ISBN 978-4-622-07645-2  
中村 士, 岡村定矩: 宇宙観 5000 年史;  
人類は宇宙をどうみてきたか  
東京大学出版会, 東京, 2011, vii + 308p,  
21 × 15 cm, 本体 3,200 円  
ISBN 978-4-13-063708-4

日本アイソトープ協会訳：放射線関連がん  
リスクの低線量への外挿

日本アイソトープ協会，東京，2011，xiv  
+132p，25×18 cm，本体6,100円 (ICRP  
Publication 99)

ISBN 978-4-89073-205-0

藤本 聡，川上則雄：量子多体系の物理；  
量子現象の基礎を理解するために

サイエンス社，東京，2011，v+169p，  
26×18 cm，本体2,190円 (SGCライブラ  
リ-87)

ISSN 4910054701210

松田博嗣，恒藤敏彦，松原武生，村尾 剛，  
米沢富美子：物性I：物質の構造と性質

岩波書店，東京，2011，xii+481p，22×16  
cm，本体7,200円 (新装版 現代物理学の  
基礎6)

ISBN 978-4-00-029806-3



## 掲示板

毎月1日締切 (17:00 必着)，翌月号掲載。  
但し1月号，2月号は前々月の20日締切。  
修正等をお願いする場合があります。締切  
日よりなるべくお早目にお申込み下さい。  
書式は <http://www.jps.or.jp/book/keijiban.html>  
にありますので，それに従ってお申  
込み下さい。webからのお申込みができ  
ない場合は，e-mail: [keijiban@jps.or.jp](mailto:keijiban@jps.or.jp) へお  
送り下さい。必ず Fax 03-3432-0997 へも  
原稿をお送り下さい。Faxがありませんと，  
掲載できない場合がございます。HP掲載  
をご希望される場合は，上記URLの「2.  
ホームページ掲載」をご参照下さい。  
本欄の各項目の内容につきましては，本会  
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)

### ■京都大学基礎物理学研究所教員

#### [I]

1. 助教2名
3. 物性理論。(a)凝縮系物理，(b)統計  
力学・非平衡物理
4. 決定後早期

5. 3~6年
7. ○応募分野の詳細：(a)凝縮系物理又  
は(b)統計力学・非平衡物理，(a)(b)  
両方応募の場合は，優先順位 ○[II]  
と同じ書類
8. 2012年3月26日(月)必着
9. ①co-jinji yukawa.kyoto-u.ac.jp 606-  
8502 京都市左京区北白川追分町 京  
都大学基礎物理学研究所長  
②同研究所 藤田裕子 電話075-  
753-7009 fujita yukawa.kyoto-u.ac.jp
10. e-mailの件名は「物性理論助教応募」  
と記載。推薦書のみ郵送可。詳細は  
[http://www.yukawa.kyoto-u.ac.jp/con  
tents/info/detail.php?NID=154](http://www.yukawa.kyoto-u.ac.jp/contents/info/detail.php?NID=154) 参照。

#### [II]

1. 教授1名
3. 素粒子論
4. 2013年1月1日以降早期
5. 5~15年
7. ○履歴書 ○発表論文リスト(主要論  
文5点以内に印) ○研究歴(研究成  
果の説明) ○就任した場合の研究計  
画 ○着任可能時期 ○主要論文(発  
表論文リストで印をつけた論文のpdf  
又はアーカイブ番号) ○他薦の場  
合は推薦書
8. 2012年5月15日(火)必着
9. ①pp-jinji yukawa.kyoto-u.ac.jp 606-  
8502 京都市左京区北白川追分町 京  
都大学基礎物理学研究所長  
②[I]と同じ。
10. e-mailの件名は「素粒子論教授応募」  
と記載。推薦書のみ郵送可。詳細は  
[http://www.yukawa.kyoto-u.ac.jp/con  
tents/info/detail.php?NID=155](http://www.yukawa.kyoto-u.ac.jp/contents/info/detail.php?NID=155) 参照。

### ■筑波大学大学院数理物質科学研究科助教

1. 助教2名
2. ナノサイエンス・ナノテクノロジー専  
攻
3. (1)半導体電子工学における半導体量  
子ナノ構造の電子・光・スピン物性に

- 関する実験研究，(2)メゾスコピック  
系における非平衡輸送・量子測定/制  
御に関する理論的研究。
4. 決定後早期
5. 2015年3月31日迄
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績概  
要(A4, 1枚) ○研究業績リスト ○  
主要論文別刷5編以内 ○研究内容を  
表すキーワード5つ ○今後の研究教  
育に対する抱負(約1,000字) ○照会  
可能者2名の氏名，連絡先 ○その他  
特筆すべきこと
8. 2012年3月31日(土)消印有効
9. ①305-8571 つくば市天王台1-1-1 筑  
波大学大学院数理物質科学研究科物質  
創成先端科学専攻長室  
②白石賢二 shiraishi comas.frsc.tsuku  
ba.ac.jp

### ■名古屋大学大学院理学研究科教授

1. 教授1名
2. 物質理学専攻(物理系)理論部門
3. 境界領域を含む広い意味の非線形・数  
理物理，統計力学・物性基礎論
4. 2013年4月1日以降早期
5. なし
7. ○履歴書1通 ○業績リスト1通 ○  
今迄の研究概要，着任後の研究計画，  
教育に対する抱負，各1通 ○主要論  
文別刷5編以内，各1部 ○照会可能  
者2名の氏名，所属，連絡先
8. 2012年4月16日(月)
9. ①464-8602 名古屋市千種区不老町  
名古屋大学大学院理学研究科物理学教  
室 野尻伸一  
②上羽牧夫 電話052-789-2874
10. 選考基準は [http://www.phys.nagoya-u.  
ac.jp/scholar/pub.html](http://www.phys.nagoya-u.ac.jp/scholar/pub.html) 参照。封筒に「物  
質理学専攻(物理系)教授応募書類在  
中」と朱書き送付。応募書類は特に申  
し出がない限り不返却。

### ■産業技術総合研究所研究職員

1. 研究職員, 下記の専門分野各1名
2. ナノシステム研究部門
3. (1) ナノカーボン材料の分離, 理論, 計算科学技術の開発, (2) 機能性ナノ粒子の大量製造・素子化技術の研究開発, (3) 柔効エレクトロニクス素子の研究開発, (4) ソフトマテリアルの自己組織化を利用したナノ構造材料やデバイスの研究開発, (5) 放射性物質の除染に関する研究開発.
4. 2013年4月1日
5. 5年(審査を経てパーマメント化可能), 但し専門分野(2)は任期の定めなし
6. 博士号取得者(取得見込含), 詳細はHP参照.
7. ○HP参照
8. 2012年4月27日(金), 但し複数の専門分野に応募する場合は4月13日(金)
9. ①305-8568 つくば市梅園1-1-1 つくば中央第2事業所つくば本部・情報棟7F産総研研究職員採用委員会事務局  
②305-8565 つくば市東1-1-1 つくば中央第5事業所ナノシステム研究部門八瀬清志 電話029-861-6306 k.yase@aist.go.jp
10. 詳細は[http://www.aist.go.jp/aist\\_j/humanres/02kenkyu/3\\_nanotech.html#koumoku](http://www.aist.go.jp/aist_j/humanres/02kenkyu/3_nanotech.html#koumoku) 4参照.

### ■九州工業大学大学院情報工学研究院教授

1. 教授1名
2. 電子情報工学研究系エレクトロニクス部門
3. 専門分野: エネルギー, 電源, 電子材料等エネルギー問題を解決する為の工学関連分野. 担当科目: 力学, 基礎物理学実験, 電磁気, 電気回路, 量子力学, 電子材料, 電子情報工学実験のような基礎及び専門物理関連科目.
4. 2012年9月1日
5. なし
6. 博士号を有し, 研究及び教育に熱意のある方
7. ○履歴書 ○研究業績リスト ○主要論文5編, 他
8. 2012年5月1日(火)必着
9. 820-8502 飯塚市川津680-4 九州工業大学大学院情報工学研究院電子情報工学研究系 小田部荘司
10. 詳細は<http://www.cse.kyutech.ac.jp> 参照.

### ■名古屋大学大学院理学研究科教授

1. 教授1名
2. 物質理学専攻(化学系)
3. 広い意味での無機化学の分野
4. 2013年4月1日
7. ○履歴書(写真貼付) ○業績リスト(招待講演, 競争的研究資金取得状況含) ○主要論文別刷10編(コピー可) ○今迄の研究概要 ○今後の研究計画及び教育に対する抱負 ○照会可能者2名の氏名, 連絡先
8. 2012年5月15日(火)必着
9. 464-8602 名古屋市千種区不老町 名古屋大学大学院理学研究科物質理学専攻(化学系) 伊丹健一郎 電話052-788-6098 itami.kenichiro\_a.mbox.nagoya-u.ac.jp
10. 封筒に「教授応募書類在中」と朱書き簡易書留等で送付. 原則応募書類不返却.

### ■京都大学大学院理学研究科教員

1. 教授又は准教授1名
2. 物理学・宇宙物理学専攻物理学第二分野原子核ハドロン物理学研究室
3. 不安定核分野の教授, 又はハドロン分野の准教授. J-PARCやRIBFを中心とした原子核ハドロン分野の実験研究プロジェクトにおいてリーダーシップを発揮すると共に, 学部・大学院での教育を担当.
4. なるべく早期
5. なし
6. 特になし
7. ○履歴書(e-mail, 着任可能時期, 希望職階を記入) ○今迄の研究概要 ○今後の研究・教育に対する抱負 ○研究業績リスト(原著論文, 会議抄録論文, その他に分類) ○主要論文別刷5編以内(コピー可) ○推薦書, 意見書, 又は照会可能者2名の氏名, 連絡先
8. 2012年5月31日(木)必着
9. ①606-8502 京都市左京区北白川追分町 京都大学大学院理学研究科物理学第二教室 青山秀明 電話075-753-6779 Fax 075-753-4040  
②同上 永江知文 電話075-753-3854 Fax 075-753-3887
10. 封筒に「原子核ハドロン教員応募」と朱書き簡易書留で送付. 提出書類原則不返却.

### ■原謙三国際特許事務所正社員

1. 技術系弁理士(A), 特許技術者(B)若干名
2. 弊所大阪本部(南森町)又は東京本部(浜松町)
3. 特許出願/中間処理/海外関連/権利関係/先行技術調査/その他業務
4. できるだけ早期(応相談)
5. 特になし
6. A: 弁理士資格取得者. B: 大学院又は大学卒, 35歳位迄(経験不問). 技術系出身者. 英文の読解力, 簡単な英文の作成能力要.
7. ○履歴書(写真貼付) ○職務経歴書
8. 2012年12月31日(月)
9. 530-0041 大阪府北区天神橋2丁目北2-6大和南森町ビル 原謙三国際特許事務所人事担当 福井 清 電話06-6351-4384 Fax 06-6351-5664 kenzopat\_mars.dti.ne.jp
10. ○給与: 能力, 経験等を考慮 ○待遇: 昇給年1回, 賞与年2回, 交通費全額支給, 各種社会保険完備, 資格手当, 退職金制度 ○勤務時間: 9:00~17:30(フレックス制度有) ○休日休暇: 完全週休2日制(土/日), 祝祭日, 年末年始休暇, 夏季休暇, 有給休暇, 特別休暇. その他詳細は<http://www.harakenzo.com> 参照.

## 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)

### ■最先端研究開発支援プログラム(FIRST)川合プロジェクト公開シンポジウム「ナノバイオデバイス研究の最前線~人の遺伝を知り健康を守る最新科学技術~」

主催 最先端研究開発支援プログラム(FIRST)川合プロジェクト  
日時 2012年3月10日(土)  
場所 コクヨホール(108-8710 東京都港区)

港南1-8-35)

内容 最先端研究開発支援プログラム (FIRST)川合プロジェクトでは、大学で最先端のナノバイオデバイス技術を研究すると共に、その技術を用いた次世代ゲノム解析技術、がんの超早期診断、パンデミック防止の為に超高感度ウイルス検査、呼吸による疾患診断、花粉等のアレルギー超高感度検査に応用する為の研究開発を大学と企業が共同で進めている。プロジェクトの成果と、その結果生まれてくる未来の安心・安全な健康社会を、大学、企業の研究者が分かりやすく解説する。ナノバイオデバイスを実際に体験できる展示も行う。

定員 300名

参加費 無料

連絡先 460-0002名古屋市中央区丸の内1-17-19 (株)JTB中部MICE事業部シンポジウム事務局担当係 電話052-211-6733 convention cub.jtb.jp http://square.umin.ac.jp/FIRST/

#### ■国際ワークショップ「熱電変換の未来」

主催 科学技術振興機構、名古屋大学

日時 2012年3月13日(火)~14日(水)

場所 名古屋大学理学部B号館5階B501教室(464-8602名古屋市千種区不老町) 電話052-789-5255)

内容 次世代を担う中堅・若手研究者による熱電変換の物理・化学についての研究発表。日本-フィンランド二国間共同研究の最終報告を兼ねる。主な講演者は、田口康二郎、森孝雄、太田裕道、野原実、進藤龍一、末國晃一郎、黒崎健、吉野治一、舟橋良次、Markus Kriener、Mas Subramanian、Yannick Klein。

定員 制限はないが会場は100名程度の教室

参加費 無料

参加申込締切 なし

連絡先 464-8602名古屋市千種区不老町名古屋大学理学部物理学教室 寺崎一郎 電話/Fax052-789-5255 terra cc.nagoya-u.ac.jp http://vlab-nu.jp/

その他 プログラム等詳細は上記HP参照。懇親会参加者は要事前連絡。

#### ■第22回電子顕微鏡学会

主催 日本顕微鏡学会

日時 2012年4月19日(木)~20日(金)

場所 東京大学本郷キャンパス理学部1号館小柴ホール(113-0033東京都文京区本郷7-3-1)

内容 材料研究に従事する研究者や技術者

でこれから電子顕微鏡を利用しようとする人、又は始めて間もない初級・中級者レベルの人を対象に、電子顕微鏡法の基礎的技術セミナー「電子顕微鏡大学」を開講する。電子顕微鏡による材料の評価法及び分析法を講義して好評のうちに今回で第22回目を迎える。物質・材料研究の次代を担う諸兄の受講をお誘いする。

定員 150名

参加費 45,000円、学生10,000円

参加申込締切 2012年4月12日(木)

連絡先 113-0033 東京都文京区本郷7-3-1

東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻内 電顕大学事務局 小暮敏博 電話 03-5841-4548 Fax 03-5841-4555 eiko eps.s.u-tokyo.ac.jp http://www.microscopy.or.jp/information.html

その他 申込方法詳細はhttp://www.microscopy.or.jp/information.htmlを参照。

#### ■第26回量子情報技術研究会

主催 電子情報通信学会量子情報技術時限研究専門委員会

日時 2012年5月21日(月)~22日(火)

場所 福井大学文京キャンパス総合研究棟1(910-8507福井市文京3-9-1 電話0776-27-8451)

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

定員 約180名

参加費 事前振込:5,000円、学生2,000円、当日払い:6,000円、学生3,000円(懇親会別途)

申込 http://staff.aist.go.jp/s-kawabata/kit/より

講演申込締切 口頭:2012年4月10日(火)、ポスター:2012年4月20日(金)

予稿集原稿締切 2012年4月25日(水)

参加申込締切 2012年4月30日(月)

連絡先 福井大学工学研究科 坂口文則(電気・電子工学専攻)、橋本貴明(物理工学専攻)、林明久(物理工学専攻)、堀邊稔(物理工学専攻) qit26 serv.apphy.u-fukui.ac.jp

#### ■食品ハイドロコロイドセミナー2012~初心者のためのハイドロコロイド研究法の解説~

主催 食品ハイドロコロイド研究会

協賛 日本物理学会、他

日時 2012年5月24日(木)13:00~17:00(受付12:30~)

場所 日本教育会館(101-0003東京都千代田区一ツ橋2-6-2 電話03-3230-2831)

内容 咀嚼嚥下過程の解析、ゲルの破壊解析、蛍光指紋イメージング法による食品の成分分布可視化、放射光X線回折法で探るチョコレートとマーガリンの構造物性

定員 先着60名

参加費 8,000円、学生3,000円(「第23回食品ハイドロコロイドシンポジウム」の参加者は割引有)

参加申込締切 定員になり次第

連絡先 558-8585大阪市住吉区杉本3-3-138 大阪市立大学大学院生活科学研究科内食品ハイドロコロイド研究会 西成勝好 電話06-6605-2818 sympo@food.hydrocolloids.org

その他 詳細はhttp://food.hydrocolloids.org/参照。

#### ■第23回食品ハイドロコロイドシンポジウム

主催 食品ハイドロコロイド研究会

協賛 日本物理学会、他

日時 2012年5月25日(金)9:30~17:00(受付9:00~)

場所 日本教育会館(101-0003東京都千代田区一ツ橋2-6-2 電話03-3230-2831)

内容 タンパク質・多糖類混合食品の構造と物性、ゼリー状食品の嚥下特性とテクスチャーデザイン、魚肉タンパク質加工品の物性、糖質および乳化剤を活用した食品加工、米粉から米粉あんを作る試み、ヒドロキシプロピルメチルセルロース類の食品への応用、アルギン酸の構造-腸管免疫活性相関、咀嚼嚥下困難者の栄養、栄養学とハイドロコロイド

定員 先着95名

参加費 8,000円、学生3,000円

参加申込締切 定員になり次第

連絡先 558-8585大阪市住吉区杉本3-3-138 大阪市立大学大学院生活科学研究科内食品ハイドロコロイド研究会 西成勝好 電話06-6605-2818 sympo food.hydrocolloids.org

その他 詳細はhttp://food.hydrocolloids.org/参照。

#### ■The 4th International Workshop on the Dual Nature of f-electrons

主催 新学術領域研究「重い電子系の形成と秩序化」

日時 2012年7月4日(水)~6日(金)

場所 じばさんセンター(670-0962姫路市南駅前町123 電話079-289-2832)

内容 重い電子系化合物におけるf電子の局在・遍歴の二重性に関する最新の研究成果について、発表・議論を通じて国内外の研究者間の情報交換・交流を図る。

参加費 無料

ポスター講演申込締切 2012年4月13日(金)

連絡先 日本原子力研究開発機構 藤森伸一 電話0791-58-2604 fujimori.spring8.or.jp

その他 詳細は <https://sites.google.com/site/dualnatureworkshop2012/> 参照。

### ■ The 20th International IUPAP Conference on Few-Body Problems in Physics

主催 FB20実行委員会

日時 2012年8月20日(月)~25日(土)

場所 福岡国際会議場(812-0032福岡市博多区石城町2-1 電話092-262-4111)

内容 第20回少数粒子系物理国際会議(FB20)を福岡市にて開催する。1959年に第1回会議がロンドンで開かれた後、約3年毎に世界各地で開催され、原子核、ハドロン、原子分子等の系における少数粒子系の諸問題を実験・理論の両側面から議論することを目的とする。宇宙核物理、計算手法を含む広範な分野が対象。川越清以(九州大学(素粒子実験))による市民講演を22日(水)夕刻に行う。

定員 なし

参加費 35,000円、学生20,000円(7月20日(金)迄に申込の場合)

講演申込・予稿提出締切 2012年4月30日(月)

参加申込締切 2012年8月18日(土)

連絡先 FB20実行委員会事務局 fb20@phys.kyushu-u.ac.jp <http://www.phys.kyushu-u.ac.jp/fb20/>

その他 詳細は上記HP参照。

### ■ 第21回ヤーン・テラー効果に関する国際会議

主催 第21回ヤーン・テラー効果に関する国際会議組織委員会

協賛 日本物理学会、日本化学会

共催 筑波大学、筑波大学計算科学研究センター、日本大学文理学部、泉科学技術振興財団

日時 2012年8月26日(日)~31日(金)

場所 筑波大学大会館(305-8577つくば市天王台1-1-1 電話029-853-2034)

内容 ヤーン・テラー効果等の、電子状態、格子、スピンの自由度が強く結びついた系についての国際会議。主なトピック：  
(1) 銅酸化物超伝導体、鉄砒素超伝導体、

(2) C<sub>60</sub>超伝導体、有機超伝導体、(3) 強誘電体とマルチフェロイック物質、(4) 協力的ヤーン・テラー効果と軌道秩序、(5) パイロニク系の光学的性質とスペクトロスコーピー、(6) 円錐型交差と化学反応、(7) 数学的技法、計算手法の進歩、(8) ヤーン・テラー効果と磁性。配位子場理論に関する特別セッションあり。定員 なし

参加費 35,000円(登録料)

アブストラクト締切 2012年4月30日(月)

連絡先 <http://www.ccs.tsukuba.ac.jp/CCS/jt2012/>

### ■ 19th WIEN2k WORKSHOP

主催 ウィーン工科大学、早稲田大学

日時 2012年9月3日(月)~7日(金)

場所 早稲田大学理工学術院西早稲田キャンパス(169-8555東京都新宿区大久保3-4-1)

内容 世界中で1,500を超えるグループによって広く使用されている第一原理バンド計算コードWIEN2kの国際講習会を開催する。コード開発者を含めた約10名の講師がヨーロッパ、米国と日本から参加する。主なトピックは、(1) 密度汎関数理論/APW+lo法/WIEN2kコードの紹介、(2) WIEN2kコードの応用、(3) WIEN2kコードの使用法(講義、実習)

参加費 20,000円

参加登録締切 2012年7月31日(火)

連絡先 早稲田大学 山本知之 wien2k-ws2012@cms.sci.waseda.ac.jp <http://www.cms.sci.waseda.ac.jp/wien2k-ws2012.htm>

### ■ IUMRS-ICEM2012 シンポジウムD-5「先進計算材料科学・工学 Advanced Computational Materials Science and Engineering」

主催 IUMRS-ICEM2012実行委員会、シンポD-5実行委員会

日時 2012年9月23日(日)~28日(金)

場所 パシフィコ横浜(220-0012横浜市西区みなとみらい1-1-1 電話045-221-2155)

内容 電子材料やエネルギー・環境材料を中心に、計算材料科学・工学の理論・手法開発、様々な応用、大規模並列計算、実験との連携、材料設計等、広く発表を募集。基調講演: Jisoon Ihm (Seoul), Georg Kresse (Vienna), 招待講演: Mads Brandbyge (Denmark), Gour Prasad Das (India), 石橋章司(産総研), 岩田潤一(東大), 西松 毅(東北大), 尾方成信(阪大), 尾崎泰助(北陸先端大), Karsten

Reuter (Munich), 杉野 修(東大), Zhongchang Wang(東北大), 山本貴博(東理大) 他。

アブストラクト投稿締切 2012年3月31日(土)

連絡先 香山正憲(産総研) m-kohyama@aist.go.jp

その他 アブストラクト投稿方法や参加費等詳細は <http://iumrs-icem2012.org/> 参照。

### ■ 14th International Conference on Vibrations at Surfaces

日時 2012年9月24日(月)~28日(金)

場所 ニチイ学館神戸ポートアイランドセンター(650-0047神戸市中央区港島南町7-1-5 電話078-304-5991)

内容 The 14th International Conference on Vibrations at Surfaces will bring together experienced and young researchers as well as students working in surface vibrational spectroscopy, surface dynamics and in the development of new techniques for the understanding of the vibrational and phonon properties of surfaces and interfaces which are relevant to the fields of physics, chemistry, biology and engineering.

参加費 50,000(宿泊費込)

連絡先 277-8561 柏市柏の葉5-1-5-402 東京大学大学院新領域創成科学研究科 川合眞紀、高木紀明

その他 詳細は <http://www.surfchem.k.u-tokyo.ac.jp/VAS14/index.html> 参照。

### その他

#### 助成公募の標準様式(1件500字以内)

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

その他 ○標題 ○内容 ○連絡先

#### ■ 東京工業大学博物館新規収蔵資料公開「天野清の人と仕事」

内容 天野清(1907-1945)は、著書『量子力学史』で知られる。戦後、量子力学に関心のある学生に広く読まれた書である。坂田昌一や武谷三男といった同時代の物理学者も、彼の諸著作に注目した。天野は溶鉱炉や電球の温度測定という量子力学の実験的背景を理解していた人物でもある。量子力学の解釈問題も天野の関心事項だった。天野は終戦の直前の空襲で

夭折した。彼の遺稿は、高田誠二(北大名誉教授)により分析が続けられていた。この度、高田教授の仲介と天野家のご厚意により、天野が最後に勤務していた東京工業大学博物館に収蔵されたことを記念し、展示会を開催する。

日時 2012年2月1日(水)~5月頃(予定)  
場所 東京工業大学博物館(百年記念館, 東急電鉄大岡山駅下車正門横)  
問合せ先 152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1 W9-56 東京工業大学大学院社会理工学研究科 中島秀人 電話 03-5734-3255 nhidebo hotmail.co.jp http://www.cent.titech.ac.jp

■第12回材料科学技術振興財団山崎貞一賞候補者募集

対象 「材料」「半導体及び半導体装置」「計測評価」「バイオサイエンス・バイオテクノロジー」の分野で、論文の発表、特許の取得、方法・技術の開発等を通じて実用化につながる優れた創造的業績をあげている人(複数人可・総計3名以内)。国籍は問わず、日本国内において業績を

あげた人。過去に応募されたことのある人でも再応募可能。

顕彰 各分野に賞状及び副賞(18金メダル、賞金300万円)を贈呈

応募締切 2012年4月末日必着

書類請求・提出先 157-0067 東京都世田谷区喜多見1-18-6 (財)材料科学技術振興財団山崎貞一賞事務局 電話 03-3415-2200 Fax 03-3415-5987 prize mst.or.jp  
その他 詳細はhttp://www.mst.or.jp/prize/参照。

■公益信託 ENEOS 水素基金平成24年度助成金公募

対象 水素エネルギーの製造・輸送・貯蔵及びCO<sub>2</sub>固定化に関連する技術分野で、独創的かつ先導的な基礎研究。大学、公的研究機関等、営利を目的としない国内研究機関に所属する者。複数の研究者による共同研究可。特に若手研究者の応募を期待する。

助成内容 5件程度、総額5000万円以内(1件1000万円以内)

実施期間 2012年9月1日~2013年8月末

応募方法 <http://www.chuomitsui.co.jp/koueki/index.html> (受託者「中央三井信託銀行」HP、4月以降は「三井住友信託銀行」HPの公益信託の募集案内一覧) から募集要項・申請書を入力し受託者宛に提出  
応募締切 2012年5月11日(金)必着  
問合せ先 105-8574 東京都港区芝3-33-1 中央三井信託銀行リテール受託業務部公益信託グループ 稲垣 電話 03-5232-8911 Ayumu\_Inagaki chuomitsui.jp

■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。)  
3月 ユーザ名 : 12Mar  
パスワード : Reines649  
4月 ユーザ名 : 12Apr  
パスワード : Compton930

## 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
2012年			
3/6~7	計算材料科学のフロンティア勉強会	池田市(大阪)	67-2
3/6~8	フラーレン・ナノチューブ・グラフェン総合シンポジウム	東京	66-12
3/6~10	第20回コンピューターショナル・マテリアルズ・デザイン(CMD)ワークショップ	木津川市(京都)	67-1
3/10	最先端研究開発支援プログラム(FIRST)川合プロジェクト公開シンポジウム「ナノバイオデバイス研究の最前線~人の遺伝を知り健康を守る最新科学技術~」	東京	67-3
3/13~14	国際ワークショップ「熱電変換の未来」	名古屋市	67-3
3/17~29	スプリング・サイエンスキャンプ2012	日本各地	67-2
3/22	日本磁気学会研究会183回研究会・第39回スピントロニクス専門研究会「磁化のダイナミクスと磁気緩和の物理」	東京	67-2
3/24~27	日本物理学会第67回年次大会(関西学院大学)	西宮市(兵庫)	日本物理学会
4/3~7	Progress in Quantum Field Theory and String Theory	大阪市	66-10
4/19~20	第22回電子顕微鏡大学	東京	67-3
5/15~16	第29回希土類討論会	札幌市	66-12
5/21~22	第26回量子情報技術研究会	福井市	67-3
5/24	食品ナノコロイドセミナー2012~初心者のためのナノコロイド研究法の解説~	東京	67-3
5/25	第23回食品ナノコロイドシンポジウム	東京	67-3
6/3~7	第5回光学、光電、フォトニック材料およびその応用に関する国際会議	奈良市	66-12
7/4~6	The 4th Int. Workshop on the Dual Nature of f-electrons	姫路市(兵庫)	67-3
8/20~25	The 20th Int. IUPAP Conf. on Few-Body Problems in Physics	福岡市	67-3
8/26~31	第21回ヤーン・テラー効果に関する国際会議	つくば市(茨城)	67-3

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号または世話人
2012年			
9/3~7	19th WIEN2k WORKSHOP	東京	67-3
9/5~8	フレキシブル・プリンテッド・エレクトロニクス国際会議2012 (ICFPE2012)	東京	67-2
9/11~14	日本物理学会2012年秋季大会(京産大)(素粒子, 核物理, 宇宙線, 宇宙物理)	京都市	日本物理学会
9/18~21	日本物理学会2012年秋季大会(横浜国大)(主として物性)	横浜市	日本物理学会
9/23~28	IUMRS-ICEM2012 シンポジウム D-5「先進計算材料科学・工学 Advanced Computational Materials Science and Engineering」	横浜市	67-3
9/24~28	14th Int. Conf. on Vibrations at Surfaces	神戸市	67-3
10/21~25	第25回固体内原子衝突に関する国際会議	京都市	66-10
2013年			
3/26~29	日本物理学会第68回年次大会(広島大)	東広島市(広島)	日本物理学会
9/20~23	日本物理学会2013年秋季大会(高知大)(素粒子, 核物理, 宇宙線, 宇宙物理)	高知市	日本物理学会
9/25~28	日本物理学会2013年秋季大会(徳島大)(主として物性)	徳島市	日本物理学会

第67期(2011年9月1日~2012年3月24日)理事・監事

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

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。

## 編集後記

昨年9月より編集委員の任を預かることとなった。新参者として月一度の編集委員会に出席するようになってほぼ半年が経ち、ようやく編集委員の何たるかがわかりはじめてきた。最近では、よりよい記事を掲載することと、いかにして原稿の遅着なく会誌を毎月発行できるかが、自分の中で最大の関心事になってきている。こうしたことは、以前、執筆者の立場からおぼろげながら感じなくはなかったが、今は編集委員として、事の重大さを身を持って体験している。編集委員会でも、毎回、提案記事の進行状況に大半の時間を割くわけで、遅着原稿に対する編集委員みなさんの苦慮の対応にはいちいち恐れ入る次第である。むろん、執筆者の方々にも様々な事情がある分、文句が言えるわけではなく、様々な仕事を抱えた状況で執筆を快諾して頂いているだけでもありがたいと思うべきであろう。

だが、その一方、締切通りに原稿が集まらない別の理由として、今すぐやれと言われて、はいやります、と素直に応じかねる人間一般の性があるのでは、と思うことがある。自分自身、筆無精のせいで、どうも締切までギリギリまで粘って筆を取らないことはたびたびで、実際、この文章すら締切に追われて書いている状況である。誠にいかんともしい難い状態であるが、もしこれが人間一般いや生物一般の普遍的性質なのだとしたら、単に筆無精という言葉でもって筆が進まない理由を片付けてはいけない

気がする(単なる屁理屈と片付けられそうだが…)。もしそうなら、もっと執筆意欲を促すような積極的な対応も必要なのかもしれない。

いかにして遅れている原稿の執筆を促すか、そんな話題は編集委員会でも頻繁に取り上げられる。先日の委員会では、期限以内に仕上げない場合、記事を取り下げて原稿を受け付けられないなど、ペナルティーを課してはどうかという意見も出た。確かに、明確な期限を設けて焦る状況が生じると、人間、俄然やる気が出るものである。学生時代、学会発表の一週間前になるとそれまでの怠惰な生活が一転、何か結果を出そうと血眼になって濃密な研究時間を過ごすことになった経験は誰しもがあるはずで、明確な期限が大きな成果を生む可能性があることは否定できない。ならば、さらに一押し、期限を過ぎれば原稿料をカットする、というのもいいかもしれない。出版に係る経費削減にもつながるし、一石二鳥ではないか。と、思って委員会で一言発言しようとしたところで踏みとどまった。あまりに縛りの強い期限は執筆者の方々のやる気を減退するばかりか、執筆そのものを踏みとどらせる可能性が高い。執筆者の数が減って掲載記事が少なくなってしまう。

ただでさえ忙しい執筆者の方々に対し、縛りを設けるだけではダメであろう。早く仕上げた見返りに原稿料アップという案もあるかもしれないが、早さだけを追求するあまり、記事の質を落とすのはよくない。結局、少しでも早く書きたくするような学

会誌の質の向上をめざして、編集委員一人一人のさらなる自助努力が必要なのだろう、というお定まりの結論に達した。字数も尽きたのでこの辺で筆をおくことにするが、ともかく、編集委員としての期間中は、せめて自分の担当範囲だけでも遅着原稿を少なくし、質のよい記事を提供していただこうと思う。

樽家篤史 ( )

### 編集委員

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

### (支部委員)

朝日 孝尚, 家富 洋, 池本 弘之,  
久保木一浩, 酒井 彰, 佐藤 憲昭,  
仲野 英司, 野村 清英, 松井 広志,  
水野 義之

### 新著紹介小委員会委員

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

日本物理学会誌 第67巻 第3号 (平成24年3月5日発行) 通巻744号  
Butsuri

発行者 〒105-0004 東京都港区新橋5丁目34番3号 栄進開発ビル5F  
印刷所 〒169-0075 東京都新宿区高田馬場3丁目8番8号  
発行所 〒105-0004 東京都港区新橋5丁目34番3号 栄進開発ビル5F

©日本物理学会 2012

永井治男  
株式会社 国際文献印刷社

一般社団法人 日本物理学会  
電話 03-3434-2671 Fax 03-3432-0997

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

本誌に掲載された寄稿等の著作権は一般社団法人日本物理学会が所有しています。