

# 日本物理学会誌

- カイラル動力学と $\bar{K}$ 中間子を含むハドロン分子的状态
- 強相関系の非平衡物理

**BUTSURI**

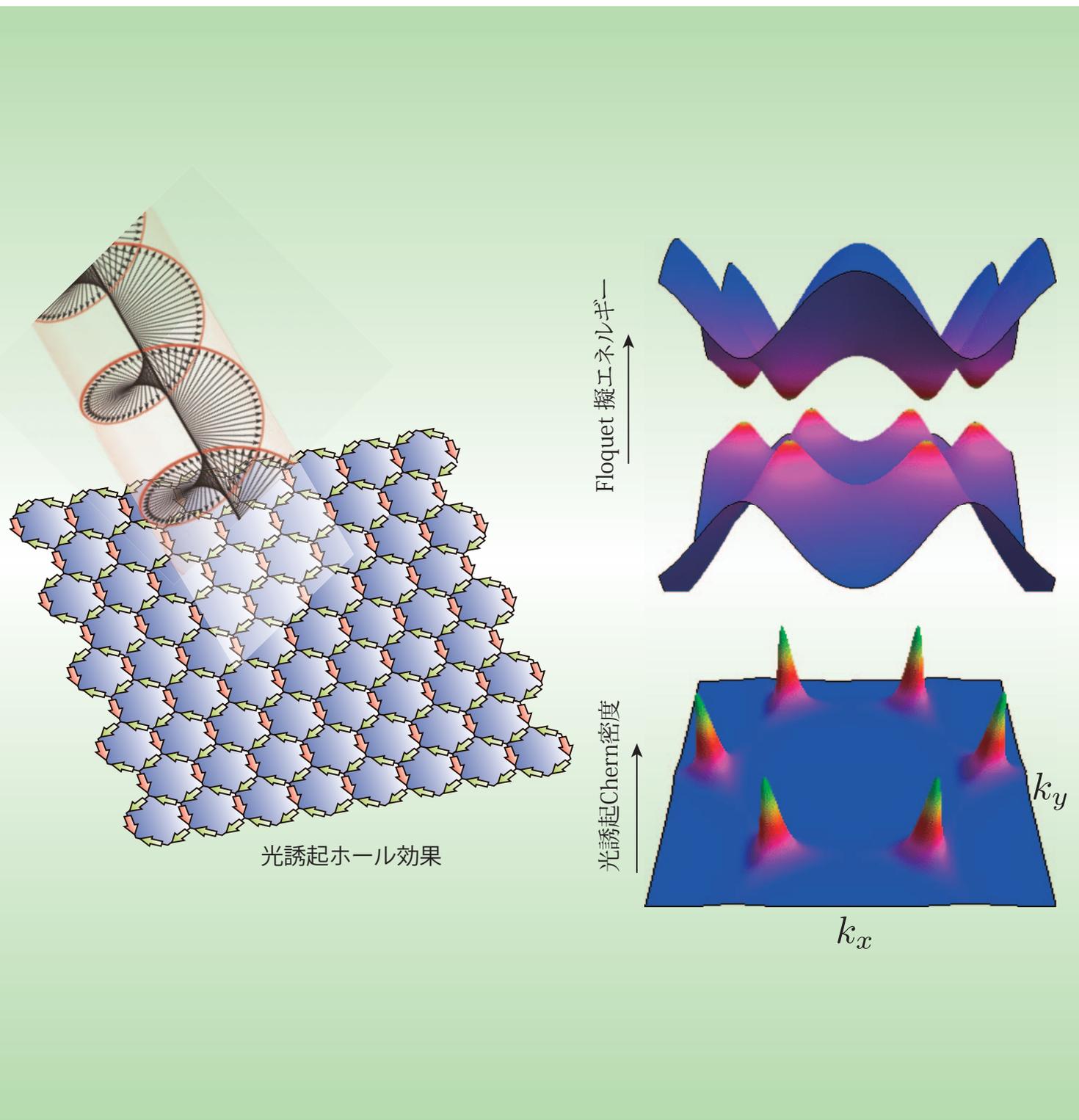
第67巻 第4号(通巻746号) ISSN 0029-0181

昭和30年6月13日 第3種郵便物認可

平成24年4月5日発行 毎月5日発行

**2012 VOL. 67 NO.**

**4**



口絵：今月号の記事から	223
巻頭言 領域委員長として	北本俊二 225

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 226
	強相関係の非平衡物理	岡 隆史, 青木秀夫 234
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 <span style="border: 1px solid black; padding: 0 2px;">口絵</span>	中務 孝, 江幡修一郎 243
	金属薄膜と積層欠陥でつくる低次元電子系 <span style="border: 1px solid black; padding: 0 2px;">口絵</span>	内橋 隆 247
	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 252
	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 257

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 262
学界ニュース	2011年 Hannes Alfvén 賞：Patrick Diamond氏, 長谷川晃氏, 三間囃興氏	266
	2011年ゴードン・ベル賞(最高性能賞)：スーパーコンピュータ「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 266
	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	266
追悼	武藤芳雄先生のご逝去を悼む	小林典男 267
	森 肇先生を偲んで	蔵本由紀 268
新著紹介		269

掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他	270
行事予定		274
日本物理学会誌投稿規定		276

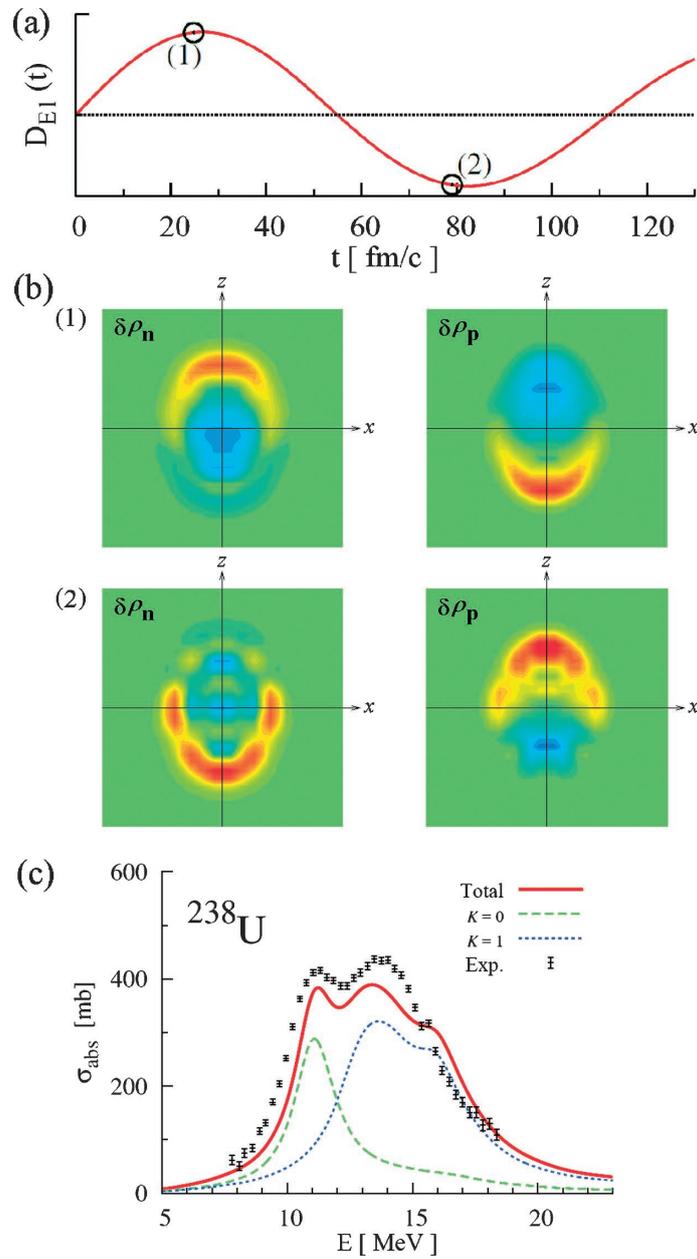
会告	■2013年度の会費減額申込手続き(大学院学生・学部学生)のお願い ■会費納入のお願いと未納者への雑誌発送停止のお知らせ ■2012年秋季大会の企画募集 ■2012年秋季大会講演募集要項 ■託児室設置について ■受賞候補者の推薦締切日及び研究助成候補申請(応募)締切日等のお知らせ ■2012年3月1日付新入会者 ■Webページによる講演申込の手順(参加登録を含む) ■講演概要集原稿の書き方 ■日本物理学会入会案内 ■日本物理学会入会申込書	280
----	---	-----

本会関係欧文誌目次	300
-----------	-----

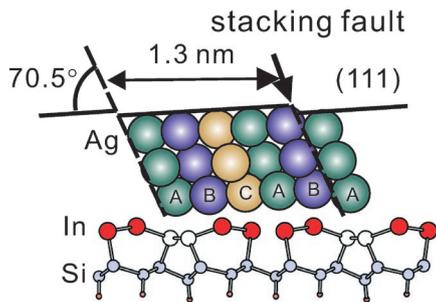
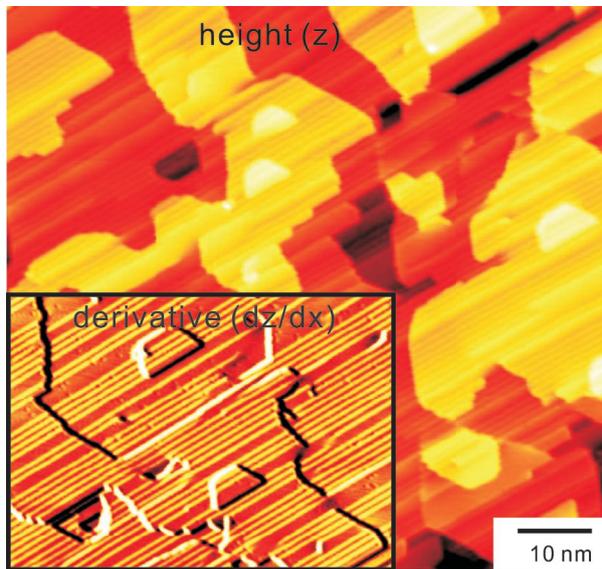
**表紙の説明** グラフェンに対して円偏光レーザーを照射すると光誘起量子ホール状態になることが提案されている。左図は円偏光によって蜂の巣格子に生成されるDCホール電流(矢印)の例。これは非平衡状態であり、もともとゼロギャップであったディラック・コーンがレーザー照射下ではFloquet擬エネルギー・バンドになり、そのエネルギー分散(右上のパネル)にはダイナミカルにギャップが開き、これに伴ってChern密度(右下のパネル; Berry曲率といってもよい)が光誘起される。2個あるディラック点(ここでの拡張帯では6個にみえる)で同符号のChern密度となるため、トータルで光誘起DCホール効果をもたらす。ここでは図を見やすくするため、レーザーの光子・エネルギーや強度を大きく取っている(冷却原子気体では可能と考えられる)。詳細は本号に掲載されている岡 隆史氏, 青木秀夫氏の「解説」記事を参照のこと。

<b>Graphic Page</b>	<b>223</b>
<b>Editorial</b>	
<i>As a Chairman of Division Committee</i>	Shunji Kitamoto <b>225</b>
<hr/>	
<b>Reviews</b>	
<i>Hadronic Molecular States with <math>\bar{K}</math> Meson in Chiral Dynamics</i>	Tetsuo Hyodo and Daisuke Jido <b>226</b>
<i>Non-Equilibrium Physics in Strongly Correlated System</i>	Takashi Oka and Hideo Aoki <b>234</b>
<b>Current Topics</b>	
<i>Canonical-Basis Time-Dependent Mean-Field Theory and Linear Response in Superfluid Nuclei</i>	Takashi Nakatsukasa and Shuichiro Ebata <b>243</b>
<i>Low-Dimensional Electron Systems Formed from Metal Thin Films and Stacking Faults</i>	Takashi Uchihashi <b>247</b>
<i>High-Energy-Density Science with Pulse-Power Energy Drivers</i>	Kazuhiko Horioka <b>252</b>
<i>Universal Thermodynamics of a Unitary Fermi Gas</i>	Munekazu Horikoshi, Takashi Mukaiyama and Masahito Ueda <b>257</b>
<hr/>	
<b>JPSJ Selected Papers in the Latest Issue</b>	Arisato Kawabata <b>262</b>
<b>Physics Community News</b>	
<i>The Hannes Alfvén Prize 2011: Patrick Diamond, Akira Hasegawa and Kunioki Mima</i>	<b>266</b>
<i>ACM Gordon Bell Prize 2011, Peak-Performance: First-Principles Calculations of Electron States of a Silicon Nanowire with 100,000 Atoms on the K Computer</i>	<b>266</b>
<i>2011 Nishikawa Prize, Suwa Prize and Special Prize</i>	<b>266</b>
<b>Obituary</b>	
<i>Memory of Professor Yoshio Muto</i>	Norio Kobayashi <b>267</b>
<i>In Memory of Professor Hazime Mori</i>	Yoshiki Kuramoto <b>268</b>
<b>Book Reviews</b>	<b>269</b>
<hr/>	
<b>Notice Board</b>	<b>270</b>
<hr/>	
<b>JPS Announcements</b>	<b>280</b>

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」 p.243

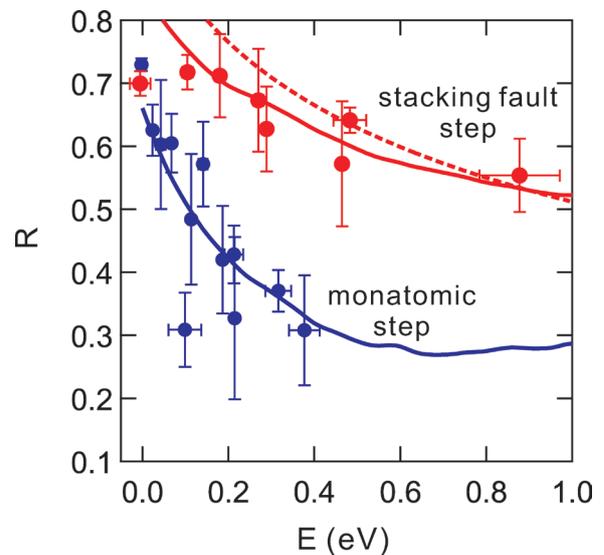


重い原子核中の陽子・中性子は対凝縮によって超流動性を示すことが知られている。本記事では、このような重い超流動核に光子や原子核を衝突させたときの複雑な反応メカニズムを計算可能とする正準基底表示の時間依存平均場理論について解説する。図は、この理論による原子核光応答の実時間計算であり、ウラン 238 の原子核に光を当てたときの電気双極子モーメントの時間発展をパネル (a) に示した。図中の (1) および (2) の時刻における陽子・中性子の基底状態からの密度変化のスナップショットがパネル (b)。さらに、この時間発展から計算されたウラン 238 原子核の光吸収断面積が (c) の赤線であり、実験データと良い一致を示している。



(上) 積層欠陥列によってできたストライプ状銀薄膜のSTM像. 左下の挿入図は微分像を示す. (下) ストライプ状銀薄膜と基板(Si(111)-(4×1)-In)の原子構造モデル. 矢印は積層欠陥(stacking fault)ステップの位置を示す. 基板表面と銀薄膜との相対的な位置関係は未決定である.

実験および理論計算によって求められた、電子エネルギー  $E$  の関数としての反射振幅  $R$ . 赤丸:  $dI/dV$  スペクトルから求めた積層欠陥ステップ(stacking fault step)での値. 青丸:  $dI/dV$  スペクトルから求めた単原子ステップ(monatomic step)での値. 赤実線: 強束縛近似による理論計算から求めた、積層欠陥ステップでの値. 青実線: 同様の理論計算から求めた、単原子ステップでの値. 赤破線: 有効ポテンシャル障壁の高さから求めた、積層欠陥ステップでの値.



## 領域委員長として

北本 俊二 (前領域委員長)

2010年9月の永宮会長の就任時に、私は物理学会の理事を引き受けました。領域担当として、並木理事が委員長、私は副委員長となりました。その後、2011年9月の倉本会長への交代時には、領域委員長の役割を引き継ぐことになりました。副委員長は三沢理事に担当していただきました。

領域委員長と副委員長は、物性領域から1名、素核宇宙領域から1名で、それぞれの領域をまとめることになっております。2010年の9月に領域副委員長になった直後の秋の分科会には、訳もわからないうちに大会の責任者という役割で九州工業大学の素核宇宙の分科会に出席しました。なお、富山大学での物性領域の分科会は並木委員長が出席しております。私は分科会の間は、だいたい大会本部に詰めていたのですが、開催地の実行委員や事務職員の方々が忙しく働くのを、ただ眺めていただけのように記憶しております。九州工業大学での素核宇宙領域の分科会では、ある一人の講演者が多数の講演を行いほぼ一つのセッションを独占してしまうという事態が発生しました。しかしながら当時の規則ではなんら対策を打つことはできませんでした。この後、分科会での一人の講演数は3件までという制限を設けました。

2011年の春の年次大会は、新潟大学での開催を予定しておりましたが、3月11日に発生した東日本大震災のために、大会は中止せざるを得ませんでした。この決定に先立ち、短い期間に会長、副会長をはじめ多くの理事の間で大変いろいろな議論が行われました。結局、東北地方からの参加者、特に参加予定の学生たちの出席はとて無理とわかり、その人たちを通常の講演取り消しとすることはあまりに配慮が無いという意見を重視して開催中止を決定しました。大会での講演をどのよう

に扱うかも大きな問題でした。講演を行っていないのに講演をしたことにすることは受け入れられません。そこで、講演に代わり論文を発表し参加予定者はその論文を見ることができシステムをWeb上に構築することで、学会発表に替えるという案を決定し実行いたしました。この対応は、他学会には見られない合理的で公平な対応であったと思っております。なお、震災関係での経緯報告は、当時の並木委員長の学会誌の記事(日本物理学会誌66(2011)593)をご参照ください。その後は、弘前大学での素核宇宙領域の分科会、富山大学での物性領域の分科会も無事終了し、この文章が掲載される頃は、関西学院大学での年次大会も終了しているでしょう。

日本物理学会の講演数は年々増加しております。また、2011年の秋の分科会では物性領域の領域2は、プラズマ・核融合学会、応用物理学プラズマプロセッシング研究会との共同で、Plasma Conference 2011として別個に開催しました。大変盛況で1,000人を超える参加者があったそうです。実験・理論核物理領域は、米国物理学と4年に一度は共同で開催、韓国物理学とは毎年共同セッションを行っております。このように、日本物理学会の年次大会、分科会ともに盛大になりつつ、他学会や海外との連携も進んでおります。

年次大会や分科会の規模が大きくなることにより、会場を引き受けてもらう大学や実行委員の方々、さらには各領域の運営委員、領域代表や副代表の仕事がどんどん増えております。現在、領域は素核宇宙領域で6領域、物性領域で13領域それぞれを単位として活動しております。この領域制度は1999年から2000年にかけて、プログラム編成を行う際の単位として導入さ

れた制度です。プログラム編成は、各種企画がほぼ決定し、一般講演の申込期間終了後の短時間の間に決定しなければ、プログラムの印刷等に支障をきたすことになってしまいます。この作業も少しでも効率化できるよう、実際に作業に携わっている運営委員や事務職員の方々と考えているところです。領域は、それぞれホームページやメーリングリストを持ち、学会での企画(シンポジウム、招待講演、企画講演、チュートリアル講演)の提案には大きな役割を果たします。また、領域は若手奨励賞を選考することも重要な役割です。若手奨励賞に加えて独自の賞を出している領域もあります。そして、他学会との交流等の単位となっており、学会活動を活性化しています。一方で、物性領域の領域名は、固有の名前ではなく数字で表していることの是非、規模が大きすぎたり、複数のコミュニティーの集まりである領域の運営の困難さ、関連するコミュニティーが複数の領域に分かれてしまっているにもかかわらず、領域間の有機的なプログラム編成が困難であるという問題等があることも事実です。また、今は、領域と領域選出の代議員との関係も曖昧で、再整理する必要があると思われます。

今、領域に対する最も大きな課題は、この領域の制度の改正の是非です。現在、各領域には、今の制度に対する良い点、悪い点を見直し、改正の是非について意見を集約するようお願いしているところです。学会の活動をより活発にしつつ負担の集中の回避と作業の効率化のためにどうすべきかを議論して、忌憚のないご意見を領域委員会に報告していただければと思っております。

(2012年1月18日原稿受付)

# カイラル動力学と $\bar{K}$ 中間子を含むハドロン分子的状态

兵藤 哲雄  
慈道 大介

〈東京工業大学大学院理工学研究科 152-8551 東京都目黒区大岡山1-12-1 〉

〈京都大学基礎物理学研究所 606-8502 京都市左京区北白川追分町 〉

強い相互作用により形成される多様なハドロン状態において、ハドロン自身を力学的自由度として構成される分子的状态をカイラル動力学の観点から議論する。 $\bar{K}$ 中間子は核子との相互作用により $\Lambda(1405)$ 共鳴を準束縛状態として生成すると考えられており、 $\bar{K}$ 中間子を含む少数系においてハドロン間相関の織りなす様々な興味深い性質が議論されている。一方で $\bar{K}$ 中間子は、量子色力学の持つカイラル $SU(3)_R \times SU(3)_L$ 対称性の自発的破れに伴う南部・ゴールドストーンボソンとしての側面も持っている。本稿では、カイラル対称性と散乱理論に基づくカイラルユニタリー模型を紹介し、 $\Lambda(1405)$ 共鳴や $\bar{K}$ 中間子を含む少数系を具体例として、ハドロン分子的状态の物理を解説する。

## 1. はじめに

強い相互作用をする粒子はハドロンと総称される。70年代に量子色力学 (quantum chromodynamics, QCD) が基礎理論として確立して以来、ハドロンをその構成要素であるクォークとグルーオンの動力学によって理解する試みが進められている。しかし、非摂動的効果が顕著になる低エネルギー領域では解析的な計算が困難で、これまで格子QCDによる数値シミュレーションや有効模型を用いた研究が行われている。標準的な構成子クォーク模型では、中間子(メゾン)はクォーク・反クォーク対、重粒子(バリオン)は3つのクォークが平均場ポテンシャル中に閉じ込められ、ハドロン励起状態は内部クォークの励起によって記述される。しかし、近年の詳細な実験データと理論解析により、従来の枠組みで分類できないエキゾチックなハドロンの存在と、その多彩な物理が明らかになりつつある。<sup>1,2)</sup>特に、強い相互作用での崩壊モードがエネルギー的に許される励起状態では、ハドロン自身が新たな力学的自由度となり新奇な構造が発現する可能性が指摘されている。

本稿で注目するハドロン分子的状态とは、ハドロン内部のクォーク励起によって実現する従来の励起状態とは異なり、ハドロン自身を構成要素としてハドロン間相互作用によって形成される分子的(クラスターの)な状態である。ハドロンが本来の個性を保ったまま分子的構造を形成するためには束縛エネルギーが小さい必要があるので、ハドロン対への崩壊閾値付近に存在するハドロン励起状態に分子的構造が顕著にみられると期待される。ハドロンの基底状態が殻模型的な描像であるクォーク模型でよく記述されることを考慮すると、基底状態の“原子的”状態から閾値付近の励起状態の“分子的”状態への性質の変化は、原子核構造研究で盛んに議論されているクラスター構造<sup>3)</sup>と類似している。ただしハドロン励起状態の場合は、メゾンあるいはクォーク・反クォーク対の生成が可能なので異なる粒子数を持つ状態間の混合が起こりうるため、注意深く定式化を行う必要がある。このようなハドロンがゆるく束縛した分子的状态では、有効な力学的自由度の違いを反映して、クォークの動力学から作られるハドロン励起状態より空間のサイズが大きいという特徴を持つと考えられている。

ハイペロンや $\bar{K}$ 中間子などのストレンジネスを含むハドロンと核子や原子核の織りなす物理は、ストレンジネス核物理と呼ばれ、近年、ハイパー核の構造や原子核中の $\bar{K}$ 中間子の性質などを中心に、理論と実験両面から精力的に研究されている。ストレンジネス-1のハイペロンである $\Lambda$ バリオンや $\Sigma$ バリオン( $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^-$ の総称)は、 $s$ クォークを1つ持つクォーク組成<sup>\*1)</sup>で、それぞれ、 $uds$ と( $uus$ ,  $uds$ ,  $dds$ )である。 $\bar{K}$ 中間子( $K^-$ と $K^0$ )は $\bar{u}s$ や $\bar{d}s$ の組成を持ち、 $K$ 中間子( $K^+$ と $K^0$ )の反粒子である。

$\bar{K}$ 中間子を含む原子核を考える際に重要な役割を果たす $\Lambda(1405)$ 共鳴は、スピン1/2で負のパリティを持つ $\Lambda$ の励起状態で、Particle Data Groupによって質量 $1,406 \pm 4$  MeVと報告されている。<sup>4)</sup>質量が $\pi$ 中間子と $\Sigma$ バリオンへの崩壊閾値(1,335 MeV)より重い<sup>4)</sup>ため $\pi\Sigma$ チャンネルの共鳴状態となり、 $50 \pm 2$  MeVの崩壊幅を持つ。 $\Lambda(1405)$ 共鳴はストレンジネスを含むにもかかわらず、負パリティの核子第1励起状態である $N(1535)$ 共鳴に比べて軽いことから、構成子クォーク模型での記述がうまくいかないことが知られている。<sup>5)</sup>一方で、 $\bar{K}$ 中間子と核子( $N$ )の閾値は1,435 MeVであり、2体間の引力が $\bar{K}N$ 束縛状態を作る場合には、 $\pi\Sigma$ チャンネルとの結合によって崩壊幅を持つフェッシュバッハ共鳴状態(準束縛状態)として $\Lambda(1405)$ を理解することができる。<sup>6)</sup>このように $\bar{K}N$ 準束縛状態としてとらえた $\Lambda(1405)$ の束縛エネルギーは構成要素である $\bar{K}$ 中間子や核子の質量スケールに比べて小さいことから、 $\Lambda(1405)$ の中では $\bar{K}$ 中間子が真空中での性質を保ったまま系の構成要素として振る舞うことが期待される。このことは $\bar{K}$ 中間子を含む少数多体系でハドロン分子的状态が発現することを示唆している。

$\bar{K}$ 中間子は $\pi$ 中間子のフレーバーパートナーであり、QCDの持つ近似的な $SU(3)_R \times SU(3)_L$ カイラル対称性の自発的破れに伴う南部・ゴールドストーンボソン(NGボソン)として理解される。 $\bar{K}$ 中間子のこの側面に注目し、かつバリオンとの強い相互作用が引き起こす非摂動的動力学を取り扱える模型として、近年精力的に研究されているの

<sup>\*1)</sup>ここでは粒子フレーバーを表すのに必要な最小限のクォーク組成を表している。

がカイラルユニタリー模型である。この枠組みはストレンジネス  $S=-1$  のメゾン・バリオン散乱をよく記述し、 $\Lambda(1405)$  を  $\bar{K}N$  系の準束縛状態として記述する。また、対称性を通じて基礎理論と明確な対応があり、核媒質中におけるカイラル対称性の部分的回復の効果などの議論にも適している。

本稿ではメゾン・バリオン散乱に対するカイラルユニタリー模型を解説し、実際に  $\bar{K}$  中間子を含む少数多体系でハドロン分子的構造が発現することを議論する。はじめに、カイラル動力学に基づいて低エネルギーメゾン・バリオン2体散乱振幅を構築する。次に、振幅に準束縛状態として現れる  $\Lambda(1405)$  の性質を、特に共鳴状態の起源という観点から議論する。最後に具体的な少数多体系への応用例として、ハドロン3体系での分子的状態の研究を紹介する。より詳細については、著者らによる最近のレビュー論文<sup>7)</sup>を参照されたい。

## 2. メゾン・バリオン散乱振幅の記述

### 2.1 カイラルユニタリー模型の概観

ハドロン間の散乱振幅を構成する際に指導原理となるのは、散乱振幅の持つユニタリー性と解析性や低エネルギーでのカイラル対称性などのQCDの持つ一般的な性質である。これらを組み合わせたカイラル対称性に基づくチャンネル結合法(カイラルユニタリー模型)は、ハドロン励起状態の性質を議論する上で強力な理論的方法である。ここではメゾン・バリオン系のカイラルユニタリー模型での散乱振幅を導出する。

QCDの持つカイラル対称性とその自発的破れは、低エネルギー真空におけるNGボソンの出現やハドロン質量の動的生成などの帰結をもたらす、非常に重要な概念である。このような真空の静的性質のみならず、ハドロン間相互作用に関しても、カイラル対称性は低エネルギー定理を通じて制限を与える。特に、NGボソンとハドロンのs波の散乱長は、ワインバーグ・友沢定理によって大きさと符号が決定される。このような低エネルギー定理の結果は、系統的な次数勘定とくりこみ処方を導入したカイラル摂動論として一般化されている。<sup>8)</sup>

他方、確率の保存から導かれる散乱行列のユニタリー性は、物理的な散乱振幅が満たす性質の一つである。散乱方程式を非摂動的に解けば振幅はユニタリー条件を満たすが、摂動計算などで近似的に求めた散乱振幅ではユニタリー性が失われることがある。ハドロン散乱におけるユニタリー性や非摂動効果の重要性も、カイラル対称性と同様QCDが確立する前から盛んに議論されてきた。特に、ベクトル中間子交換相互作用を用いた  $\bar{K}N$  散乱の解析では多チャンネルでのユニタリー性が強調され、チャンネル結合散乱方程式を解くことによって、 $\Lambda(1405)$  共鳴が  $\bar{K}N$  準束縛状態として記述された。<sup>6)</sup> これらの模型は、3クォークからバリオンを記述するクォーク模型と相補的な描像を与える。

このように、カイラル対称性による低エネルギー定理と散乱振幅のユニタリー性の重要性は独立に議論されてきたが、90年代に入って<sup>\*2</sup>両者を統合した理論的枠組みであるメゾン・バリオン系のカイラルユニタリー模型が整備され、QCDの対称性に基づいたより系統的な手法でハドロン相互作用や共鳴状態を研究することが可能になった。<sup>10-12)</sup> 以下で見るように、散乱方程式の基礎相互作用にカイラル摂動論を用いることでカイラル対称性とユニタリー性を満足する散乱振幅を構築する。特に  $\bar{K}N$  チャンネルを含むストレンジネス  $S=-1$ 、アイソスピン  $I=0$  のメゾン・バリオン散乱において観測量を非常によく再現し、 $\Lambda(1405)$  共鳴を動的に生成する。現在では、カイラル相互作用の普遍性を利用して、様々な散乱チャンネルでのハドロンの励起状態の構造研究や、反応機構の解明などに応用されている。<sup>7)</sup>

### 2.2 散乱振幅の導出

量子力学の散乱問題では、与えられたポテンシャルを用いてリップマン・シュヴァインガー方程式を解くことで、2体散乱振幅を得る。2体ポテンシャルに十分な引力がある場合は束縛状態が現れる。カイラルユニタリー模型では、カイラル摂動論で得られる2体の相互作用をポテンシャルとして散乱問題を解く。また、同じ量子数を持つメゾン・バリオンチャンネル間の遷移を取り入れるために、ポテンシャルはチャンネルの添字を持った行列で表される。

全エネルギーが  $W$  の2体散乱において、散乱方程式は

$$T_{ij}(k_i, k_j) = V_{ij}(k_i, k_j) + \sum_k i \int \frac{dq_k}{(2\pi)^4} V_{ik}(k_i, q_k) \tilde{G}_k(q_k; W) T_{kj}(q_k, k_j) \quad (1)$$

と与えられ、ここで  $V_{ij}$  はポテンシャル、 $\tilde{G}_k$  は2体のグリーン関数、 $T_{ij}$  は散乱振幅の散乱状態による行列要素を表し、和と4元運動量積分は可能な中間状態の足し上げを表現している。始状態、終状態の4元運動量  $k_j, k_i$  は  $W$  の関数として与えられる。カイラル摂動論で与えられる行列要素  $V_{ij}$  は2.3節で、グリーン関数  $\tilde{G}_k$  については2.4節で詳しく議論する。式(1)の右辺にある  $T$  に右辺全体を逐次的に代入すれば、散乱振幅は  $V$  と  $\tilde{G}$  の級数和で書くことができる：

$$T = V + V\tilde{G}V + V\tilde{G}V\tilde{G}V + \dots \quad (2)$$

このように相互作用を非摂動的に無限次まで足し上げることで、摂動論では表すことのできなかった共鳴状態を動的に生成することが可能になる。

式(1)は積分方程式であり、そのままでは取り扱いが複雑であるが、質量殻上因子化(on-shell factorization)の方法<sup>11)</sup>によって代数方程式に帰着させることができる。これは、積分に含まれる  $T$  と  $V$  の運動量  $q_k$  依存性を質量殻上の値に固定し、積分の外に出す方法である。このときs波

<sup>\*2</sup>  $\pi\pi$  散乱等のメゾン系ではより早くからカイラル対称性とユニタリー性の重要性が指摘されていた。<sup>9)</sup>

散乱振幅は、全エネルギー  $W$  の関数の行列の式として

$$T(W) = [V(W)^{-1} - G(W)]^{-1} \quad (3)$$

と代数的に解くことができる。ここで  $G = i \int d^4q / (2\pi)^4 \tilde{G}(q_k)$  は積分を実行したグリーン関数であり、場の理論のループ関数に対応する。質量殻上因子化の方法は以下のように理解できる。まず式(1)で、相互作用  $V$  の運動量依存性を質量殻上で残る成分とそれ以外に分離する。質量殻上で残らない成分はプロパゲーターの逆に比例し、 $G$  に含まれるプロパゲーターを一つ相殺するので、結果としてこの成分は頂点関数のくりこみを与える。この寄与を物理的な結合定数を用いることで吸収し、逐次展開(2)の各頂点で因子化を行ったと考えると、 $V, T$  は質量殻上成分のみの寄与が残り、これを積分の外に出せば代数方程式(3)を得る。後で見ると、質量殻上因子化の方法で得られた式(3)は考えているモデル空間内の弾性ユニタリー性を満足している。

### 2.3 低エネルギー相互作用

カイラルユニタリーモデルでは、散乱方程式の相互作用核である  $V$  を、カイラル摂動論で決定する。カイラル摂動論で、 $s$  波のメゾン・バリオン相互作用の最低次の寄与はバリオン場の運動項の共変微分から得られる。<sup>\*3</sup>

$$V_{ij}^{WT}(W) = -C_{ij} \frac{1}{4f^2} (2W - M_i - M_j) N_i N_j. \quad (4)$$

ここで、 $f$  はメゾンの崩壊定数、 $C_{ij}$  はチャンネルによる結合定数で、フレーバー SU(3) の群論のみから決まる係数である。 $N_i = \sqrt{(M_i + E_i)/2M_i}$  は規格化因子であり  $M_i, E_i$  はバリオンの質量、エネルギーである。メゾンエネルギー  $\omega_i$  の1次までとると、カレント代数より導出した低エネルギー定理の結果と一致する。この相互作用は低エネルギー定理にちなんでワインバーグ・友沢相互作用と呼ばれる。

相互作用(4)の特徴は、強さと符号が群論的因子  $C_{ij}$  で決まることと、相互作用がエネルギー  $W$  に依存していることである。一般にカイラル摂動論の相互作用項の係数は低エネルギー定数と呼ばれるパラメーターを含み、標的粒子の構造を反映した値を取りうるが、 $s$  波の最低次の寄与は共変微分から導かれるので、標的粒子の情報はそのフレーバー表現のみを通じて影響する。エネルギー依存性はラグランジアンが微分結合していることに起因しており、カイラル対称性の非線形表現から必然的に従う結果である。

ここではカイラル摂動論の主要項のみを示したが、必要とされる精度に応じて、高次項の補正を系統的に導入することが可能であり、実際にメゾンの運動量の2次までの相互作用を考慮した計算も行われている。<sup>13,14)</sup> ただし、高次項は低エネルギー定数を含み、多くの実験データを用いて制限をかける必要が生じる。一方で主要項(4)は、対称性の要請から各チャンネルの強さや符号が決定できる点が特徴的である。

<sup>\*3</sup> カイラル展開の最低次には他にボロン項の寄与があるが、これらの  $s$  波成分は非相対論展開の高次項となるためここでは考えない。

### 2.4 ループ関数とモデルパラメーター

次にループ関数  $G$  を決定する。ループ関数はチャンネル空間で対角的なので、この節ではチャンネルの添字を省いて議論する。2体のグリーン関数を自由プロパゲーターの積で書くと

$$G(W) = i \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{M/E(q)}{q^0 - E(q) + i\epsilon} \frac{1}{(P-q)^2 - m^2 + i\epsilon} \quad (5)$$

で与えられる。ここで  $m$  はメゾンの質量である。 $P^\mu$  は重心系の4元運動量で  $W = \sqrt{P^2}$  となる。NG ボソンに比べて重いバリオンに対しては非相対論的プロパゲーターを用いた。実際の計算では、解析的な積分結果がわかっている共変的なループ関数

$$G(W) = i \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{2M}{q^2 - M^2 + i\epsilon} \frac{1}{(P-q)^2 - m^2 + i\epsilon} \quad (6)$$

を用いる。2つのループ関数の違いは負エネルギーを持つバリオンの寄与であるが、閾値近傍では無視できるほど小さい。この積分は対数発散をするので、正則化をして発散部分を取り除く必要がある。基本的な対称性を破らない次元正則化を用いると、解析的に計算ができ、ループ関数は  $W$  の関数と定数  $a(\mu)$  で表現される。この  $a(\mu)$  はスケール  $\mu$  での発散を除去した後の有限部分を指定するくりこみ定数であり、ワインバーグ・友沢項を用いたカイラルユニタリーモデルにおける唯一のモデルパラメーターである。多チャンネルの結合を考える場合は、各チャンネルにそれぞれ独立にパラメーターが存在する。くりこみ定数は基本的に理論で決めることができないので、得られた散乱振幅を実験と比較することで決定するが、後にみるように、パラメーターの選び方は共鳴状態の起源と密接に関係している。

分散関係を利用して散乱振幅を求める手法である N/D 法を用いると、式(3)がユニタリー条件を満たしていることが簡単に見て取れる。散乱行列のユニタリー性から導かれる光学定理は、散乱振幅の逆の虚部と中間状態の位相体積  $\rho(W) = 2M\bar{q}/(4\pi W)$  ( $\bar{q}$  は重心系での3元運動量の大きさ) を

$$\text{Im } T^{-1}(W) = \frac{\rho(W)}{2} \quad (7)$$

と関係付ける。因果律の要請から、散乱振幅は運動学的な特異点を除いて複素エネルギー平面で解析的であるので、分散関係を利用すれば虚部から実部を決定することができる。N/D 法において、閾値より上の共鳴状態の物理に影響の少ない非物理的カットの寄与を無視し、 $N=1$  とする近似の下で、ユニタリー性を満たす散乱振幅の一般形は<sup>12)</sup>

$$T^{-1}(W) = T^{-1} + \frac{1}{2\pi} \int_{s^+}^{\infty} ds' \frac{\rho(\sqrt{s'})}{s' - s + i\epsilon} \quad (8)$$

となる。ここで  $s = W^2$  であり  $T^{-1}$  は散乱理論のみでは決定できない2体の相互作用や自由ハミルトニアン<sup>1)</sup>の1粒子状態の寄与などを表す。この分散積分は発散するので引き算を行うと、定数項を除いて次元正則化されたループ関数(6)と一致する。また、散乱振幅の一般形とカイラル摂動

論の次数毎のマッチングを行うと、 $T^{-1}$ をカイラル摂動論による相互作用 $V$ と同一視できる。以上より質量殻上因子化を用いて得られた散乱振幅(3)はN/D法を用いて導出した散乱振幅に一致し、ユニタリー性と矛盾しない散乱振幅が構成された。

## 2.5 散乱振幅の共鳴状態

以上で相互作用 $V$ とループ関数 $G$ が決定できたので、式(3)にこれらを代入することによりメゾン・バリオン散乱振幅が得られ、散乱断面積などの観測量を計算することができる。共鳴状態は複素エネルギー平面に解析接続された散乱振幅の第2リーマン面上の極として表現される。<sup>15)</sup> 実軸上の散乱振幅は、共鳴状態の極の情報を反映して、

$$T_{ij}(W) = \frac{g_i g_j}{W - M_R + i\Gamma_R/2} + T_{ij}^{BG}(W) \quad (9)$$

とブライト・ウィグナー型の極項とそれ以外のバックグラウンド項の和で書ける。極の実部と虚部は共鳴状態の質量 $M_R$ と半値幅 $\Gamma_R/2$ に対応し、留数から各チャンネルへの結合定数 $g_i$ が得られる。カイラルユニタリーモデルの散乱振幅は解析的に与えられるので、容易に複素エネルギー平面に解析接続ができる。

2体系の散乱振幅に現れる共鳴状態の起源は大きく分けて2種類に分類される。1つは、2体間の相互作用がない極限でも存在する1粒子状態が散乱状態との結合によって幅を獲得した素粒子的な起源を持つ状態で、もう1つはもともと1粒子状態としては存在しておらず、2体の相互作用から動力学的に生成された複合粒子的な状態である。カイラルユニタリーモデルでは非摂動的な足し上げを行っているので動力学的に複合状態が生成されるが、相互作用 $V$ の選び方によっては素粒子的な状態も寄与しうる。例えば、 $\Delta(1232)$ 共鳴は通常カイラル摂動論で基本的な場として扱われるので、 $\pi N$ 散乱のp波の相互作用 $V$ を構成する際にポール項としてあらわに1粒子状態で表現される。この場合、散乱振幅 $T$ に現れる極の起源は、相互作用に導入されたポール項となる。一方で、s波のワインバーグ・友沢相互作用(4)はポール項の寄与を含まないので、散乱振幅に現れる極は動力学的な起源を持つと考えられる。

このように、散乱振幅に現れる共鳴状態の起源は、相互作用 $V$ の構造に反映されている。しかし、最近の研究によって、ループ関数 $G$ にも素粒子的な状態の寄与が入り得ることが示された。<sup>16)</sup> これについては3.2節で議論する。

## 3. $\Lambda(1405)$ の構造

$\Lambda(1405)$  は、負のパリティを持つバリオンでは最も軽い励起状態であり、ストレンジネス $-1$ 、アイソスピン $0$ 、スピン $1/2$ を持つ。上述のように、古くから $\bar{K}N$ の準束縛状態として考えられているので、カイラルユニタリーモデルのようなメゾンとバリオンの自由度でよく記述されると期待される。本節では、カイラルユニタリーモデルによって明らかになってきた $\Lambda(1405)$ の特異な極の構造(3.1節)と、

その物理的起源(3.2節)について議論する。

### 3.1 カイラルユニタリーモデルにおける $\Lambda(1405)$

$\Lambda(1405)$ をカイラルユニタリーモデルで記述する際には、フレーバーSU(3)対称性を尊重し、同じ量子数を持つメゾン・バリオンのチャンネルを全て考える。アイソスピン対称性の下では、アイソスピン $0$ を持つメゾン・バリオンチャンネルに対して式(3)を用いて散乱振幅を計算する。行列の基底を $(\bar{K}N, \pi\Sigma, \eta\Lambda, K\Sigma)$ の順にとると、式(4)に現れる結合定数 $C_{ij}$ は対称行列

$$C_{ij} = \begin{pmatrix} 3 & -\sqrt{3/2} & 3/\sqrt{2} & 0 \\ & 4 & 0 & \sqrt{3/2} \\ & & 0 & -3/\sqrt{2} \\ & & & 3 \end{pmatrix} \quad (10)$$

で与えられる。対角成分から $\bar{K}N, \pi\Sigma, K\Sigma$ の3つのチャンネルの相互作用が引力的であることがわかる。式(10)はSU(3)のクレプシュ・ゴールドン係数を用いてSU(3)フレーバーの基底に変換できる。8重項メゾンと8重項バリオンの直積の規約分解から得られる表現のうち、 $\Lambda(1405)$ に関係する量子数を $(\mathbf{1}, \mathbf{8}, \mathbf{8}', \mathbf{27})$ 表現の順に並べると、式(10)は対角行列 $\text{diag}(6, 3, 3, -2)$ となり、やはり3つのチャンネルに引力があることがわかる。フレーバー基底で対角的になるのはワインバーグ・友沢相互作用がフレーバーSU(3)変換で不変であることに起因する。

ループ積分の正則化により導入されたくりこみ定数は、低エネルギー $K^-p$ 散乱実験のデータなどを利用して決定する。特に $K^-p$ 閾値での $\pi\Sigma$ および $\pi\Lambda$ チャンネルへの遷移確率の比は、水素標的に止めた $K^-$ の吸収実験によって精度よく決まっており、これを用いてパラメーターを決定することが一般的である。<sup>10)</sup> このようにして計算された散乱振幅を用いると、低エネルギー領域での $K^-p$ から様々なチャンネルへの全断面積をよく再現する。また、 $\pi\Sigma$ チャンネルでの質量スペクトルも $\bar{K}N$ 閾値下でピーク構造を示し、 $\Lambda(1405)$ が散乱振幅の中で適切に記述されている。

共鳴状態の構造は、複素エネルギー平面での極の性質からわかる。得られた散乱振幅の極の位置は表1に与えられており、 $\Lambda(1405)$ と同じ量子数を持つチャンネルには3つの極が見つかった。<sup>18)</sup> この3つの極は、式(10)の対角成分からわかるように、この系にある3つの引力チャンネルに起因する。極のエネルギーの実部から、このうちの2つが $\Lambda(1405)$ に対応し、もう一つ高いエネルギーに現れた極が観測されている別の負パリティの励起状態 $\Lambda(1670)$ に対応する。図1に示された $\Lambda(1405)$ 共鳴付近の散乱振幅の絶

表1 文献17のモデルによる $S=-1, I=0$ メゾン・バリオン散乱振幅の極の位置 $z_R$ [MeV]と結合定数 $g_i$ [無次元]の絶対値。

$z_R$ [MeV]	1390 - 66i	1426 - 16i	1680 - 20i
$g_{\pi\Sigma}$	2.9	1.5	0.27
$g_{\bar{K}N}$	2.1	2.7	0.77
$g_{\eta\Lambda}$	0.77	1.4	1.1
$g_{K\Sigma}$	0.61	0.35	3.5

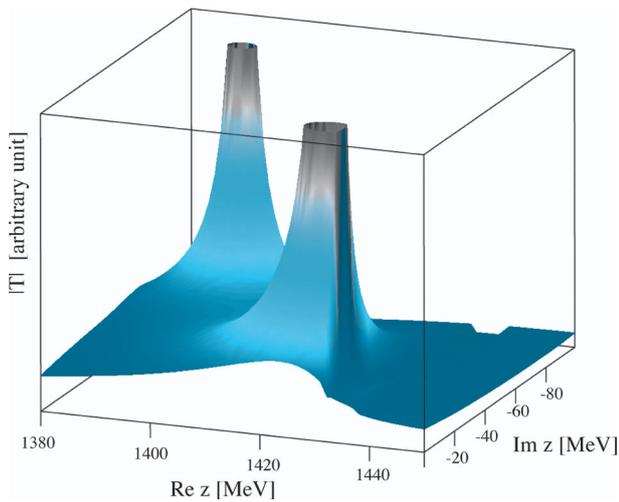


図1 文献17の模型による複素エネルギー平面での $\Lambda(1405)$ 共鳴付近の散乱振幅の絶対値。

対値を見ると、複素平面上の2つの極の影響によって実軸上に1つのピーク構造が現れている。つまり、 $\Lambda(1405)$ は単一の励起状態ではなく2つの励起状態の重ね合わせによって構成されていることがわかった。式(9)にあるように、極の留数から励起状態のメソン・バリオンチャンネルとの結合の強さを読み取ることができる。表1を見ると、 $\Lambda(1405)$ に対する高い方の極(1426–16i) MeVは $\bar{K}N$ チャンネルと強く結合をし、低い方(1390–66i) MeVは $\pi\Sigma$ チャンネルと強く結合をする。低い方の励起状態が比較的広い幅を持つのは、 $\Lambda(1405)$ 崩壊モードである $\pi\Sigma$ チャンネルと強い結合を持つからで、逆に、高い方の励起状態は $\pi\Sigma$ チャンネルとの結合が弱く、崩壊幅が狭い。

$\Lambda(1405)$ 付近に2つの状態が出現する理由は、ワインバーグ・友沢相互作用が( $\Lambda(1670)$ )の起源となるものとは別に2成分の引力を持つことに起因する。フレーバーSU(3)の規約表現の基底では1重項と8重項のチャンネルに引力があり、フレーバー対称極限で生成される束縛状態が物理的な $\Lambda(1405)$ の2つの極の起源となる。<sup>18)</sup>同様に、式(10)のアイソスピン基底で $\pi\Sigma$ と $\bar{K}N$ はどちらも引力的であり、チャンネル間結合が消える極限で生成される $\pi\Sigma$ 共鳴状態と $\bar{K}N$ 束縛状態が本質的に2つの $\Lambda(1405)$ の状態の起源と理解される。<sup>19)</sup> $\Lambda(1405)$ は $\pi\Sigma$ の散乱状態中に埋め込まれた $\bar{K}N$ の束縛状態というフェッシュバッハ共鳴であると理解されているが、カイラル低エネルギー相互作用によると $\pi\Sigma$ は単純な連続状態ではなく、強く相互作用して共鳴状態を形成している。よって、この場合 $\Lambda(1405)$ は、共鳴散乱に埋め込まれたフェッシュバッハ共鳴という興味深い構造を持つことがわかる。以上は主要項を用いた議論であるが、高次項を含んだ計算でも、最新の $K^-p$ 散乱長のデータ<sup>20)</sup>による制限をかけた解析では2つの極の構造が現れることが示された。<sup>14)</sup>

$\Lambda(1405)$ が性質の異なる2つの状態の重ね合わせによって構成される場合、表1での結合定数の違いを反映して、

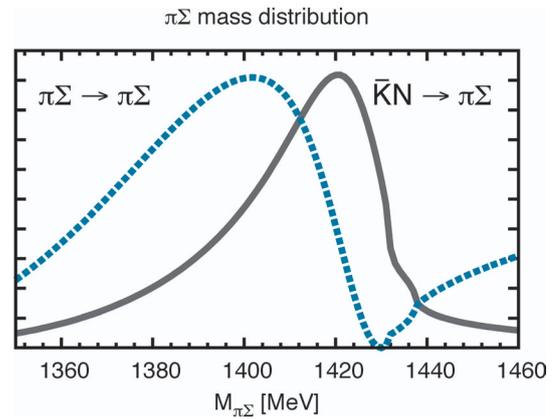


図2 カイラルユニタリー模型による $\Lambda(1405)$ スペクトル(高さは任意)。<sup>18)</sup>破線と実線は、それぞれ、 $\pi\Sigma \rightarrow \pi\Sigma$ と $\bar{K}N \rightarrow \pi\Sigma$ チャンネルの計算結果を表す。

$\Lambda(1405)$ の質量スペクトルは始状態によって形が変わる。実際に、図2に示すカイラルユニタリー模型の結果では、始状態が $\bar{K}N$ チャンネルの場合に高い方の極の寄与を多く拾い、スペクトルは1,420 MeVにピークを持ち、通常の1,405 MeVよりも15 MeV程高くなる。<sup>18)</sup>一方で、 $\pi\Sigma$ チャンネルは幅の広い極と強く結合し、ピーク幅が幾分広くなり中心位置は1,405 MeV辺りになる。

チャンネルによるスペクトルの違いを検証するには、始状態を実験的に選択する必要があるが、 $\bar{K}N$ の閾値より下では直接反応 $\bar{K}N \rightarrow \Lambda(1405)$ を実現することはできない。しかしながら、原子核標的等を用いて間接的に $\bar{K}N \rightarrow \Lambda(1405)$ 反応を起こすことで、 $\bar{K}N$ から作られる $\Lambda(1405)$ を観測する可能性がある。重陽子( $d$ )を標的とした $K^-$ による $\Lambda(1405)$ 生成反応( $K^-d \rightarrow \Lambda(1405)n$ )では、 $\Lambda(1405)$ のピーク位置は1,420 MeVに現れることが実験的に報告され、<sup>21)</sup>理論計算でもこの反応では $\bar{K}N$ から $\Lambda(1405)$ が作られることが確認された。<sup>22)</sup>これらはカイラルユニタリー模型のメソン・バリオン散乱振幅の結果と符合する。J-PARC(大強度陽子加速器施設)で行われるE31実験でさらに詳細なデータが得られることが期待されている。

### 3.2 共鳴状態の起源

カイラルユニタリー模型では、カイラル摂動論をもとに2体相互作用を与え、散乱方程式を解いてメソン・バリオン散乱振幅を得る。2.5節で議論したように、相互作用 $V$ にポール項の寄与が無ければ、振幅に現れる共鳴状態はメソンとバリオンの準束縛状態として理解できると思われる。しかし、くりこみ理論によると、散乱振幅を記述する基礎相互作用は理論の正則化処方に依存する。したがって、カイラルユニタリー模型で動的に生成された状態の複合性(起源)を厳密に議論するには、相互作用 $V$ と同時にループ関数 $G$ の正則化パラメーターを考慮する必要がある。<sup>16)</sup>ここでは、ハドロン分子的共鳴にとって“自然な”くりこみ条件を導入して、動的に生成された状態の起源を議論する。

カイラルユニタリー模型において、散乱振幅(3)のくりこみ条件を模式的に書くと、

$$T(W) = [V(W; a)^{-1} - G(W; a)]^{-1}. \quad (11)$$

つまり、 $a$  を変更する（くりこみ条件を変える）ことで、観測量である散乱振幅を不変に保ちつつ異なる相互作用とループ関数を構成できる。2節の議論では、相互作用をカイラル摂動論よりワインバーグ・友沢項  $V_{\text{WT}}(W)$  で与え、ループ関数のくりこみ定数は実験から決定した（phenomenological renormalization scheme）：

$$T(W) = [V_{\text{WT}}(W)^{-1} - G(W; a_{\text{pheno}})]^{-1}. \quad (12)$$

ここでくりこみ定数を  $a_{\text{pheno}}$  とした。次に、同じ散乱振幅を、ループ関数に2体散乱状態以外の状態が入り込まないようなくりこみ条件で記述する。このような条件は、閾値以下のエネルギーでループ関数が負になることと、散乱振幅のカイラル摂動論との整合性を要請することで、 $G(W=M; a_{\text{natural}}) = 0$  と与えられる。<sup>16)</sup> このくりこみ条件（natural renormalization scheme）では、非自明な共鳴の起源は全て相互作用項  $V$  に含まれることになる。散乱振幅はくりこみ条件に依らないので、2つのくりこみ処方で散乱振幅を等値すれば、自然なくりこみ条件での相互作用は

$$V(W; a_{\text{natural}}) = V_{\text{WT}}(W) + \frac{C}{2f^2} \frac{(W-M)^2}{W-M_{\text{eff}}}, \quad (13)$$

のように、ワインバーグ・友沢項とポール項の和で書ける。<sup>\*4</sup> ポール項の質量は、くりこみ定数の差  $\Delta a \equiv a_{\text{natural}} - a_{\text{pheno}}$  で与えられる：

$$M_{\text{eff}} \equiv M - \frac{16\pi^2 f^2}{CM\Delta a}, \quad (14)$$

もし式(12)で記述される共鳴状態が動力学的な複合粒子であれば、実験データによって決められた  $a_{\text{pheno}}$  は  $a_{\text{natural}}$  に近い値になり  $\Delta a$  は小さく、 $M_{\text{eff}}$  は大きくなり、ポール項は考えているエネルギー領域の外に出て、低エネルギーの共鳴状態には影響を及ぼさない。反対に、現象論的なくりこみ定数が自然な値から大きくずれると、ポール質量がバリオン質量  $M$  に近づき、興味のあるエネルギー領域に現れる。この場合の散乱振幅の共鳴状態の起源にはこのポール項の寄与も無視できないと考えられる。

実際のハドロン共鳴への応用として、カイラルユニタリーモデルで良く記述されている  $N(1535)$  と  $\Lambda(1405)$  について、上記の議論を多チャンネルに拡張して適用すると、 $N(1535)$  については、 $M_{\text{eff}} \sim 1,700 \text{ MeV}$  となり、 $\Lambda(1405)$  に関しては、 $M_{\text{eff}} \sim 8 \text{ GeV}$  という結果が得られた。<sup>16)</sup> これより、 $N(1535)$  は考えているエネルギー領域内に共鳴状態の種を必要としており、 $N(1535)$  の記述のためには、メゾン・バリオン分子的でない成分、例えばクォーク動力学を起源に持つ状態の寄与が必要であることがわかる。他方、 $\Lambda(1405)$  の場合は、共鳴の種が考えているエネルギー領域の範囲外にあるのでこの寄与は小さく、本質的にメゾンと

<sup>\*4</sup> ここでは相互作用項のエネルギー依存性のうち、影響の小さい規格化因子を  $N_i N_j \rightarrow 1$  と近似した。

バリオンの準束縛状態として記述されることが示された。

文献16の議論は共鳴の起源を定性的に明らかにしたが、波動関数のくりこみ定数を利用することで、より定量的に状態の複合性を定義する可能性が指摘されている。<sup>23)</sup> また、 $\Lambda(1405)$  の構造は、カイラルユニタリーモデルにおける異なる手法でも調べることができる。例えば、QCDのカラー数  $N_c$  に対する依存性の解析により、 $\Lambda(1405)$  の構造において3クォーク成分は副次的であることが明らかになった。<sup>24,25)</sup> また、 $\Lambda(1405)$  の電磁的形状因子を評価すると、通常の3クォークで構成されるハドロンに比べて空間的広がりが顕著に大きいという結果を得た。<sup>26,27)</sup> これらの結果はくりこみ条件を用いた上記の解析の結果と整合的で、 $\Lambda(1405)$  がハドロン分子的な構造を持つことを支持している。

## 4. $\bar{K}$ 中間子を含む少数多体系におけるハドロン分子状態

前節で、 $\Lambda(1405)$  がカイラル動力学によるメゾン・バリオンの準束縛状態としてよく記述されることを議論した。一方で、 $\bar{K}N$  相互作用が準束縛状態を作るような強い引力であることに着目し、 $\bar{K}$  を構成要素とした核子多体系が様々な興味深い性質を示すことが指摘されている。<sup>28,29)</sup> 特に、少数多体系については、文献29の研究に刺激され、理論、実験両面から活発な研究が行われている。以下では、 $\bar{K}N$  と  $\bar{K}K$  の相互作用における類似性に基づき、 $\bar{K}NN$  や  $\bar{K}KN$  などの  $\bar{K}$  中間子を含む少数多体系がハドロン分子状態として系統的に存在しうることを議論する。

### 4.1 $\bar{K}N$ , $\bar{K}K$ 2体有効相互作用

$K(\bar{K})$  中間子は、閾値近傍のハドロン多体系において、独特な役割を担う。 $\Lambda(1405)$  のように十数 MeV 程度の束縛エネルギーを持つ  $\bar{K}N$  準束縛状態では、 $\bar{K}$  中間子は核子と同様に“重い”粒子と扱うことができる。この点が  $\pi$  中間子と決定的に異なる点である。さらに、 $K$  中間子と核子が  $SU(3)$  フレーバー対称性において同じ変換性を示すので、 $\bar{K}K$  と  $\bar{K}N$  ではワインバーグ・友沢相互作用(4)の係数が同じである。したがって、閾値近傍において  $\bar{K}K$  系と  $\bar{K}N$  系は似たような引力を持つ。実際、 $\bar{K}K$  閾値近傍にあるスカラー中間子の  $f_0(980)$  と  $a_0(980)$  がそれぞれアイソスピン  $I=0$  と  $I=1$  の  $\bar{K}K$  の準束縛状態と見なせるという研究<sup>30)</sup> もあり、またカイラルユニタリーモデルでも  $\bar{K}K$  と  $\pi\pi$ 、あるいは  $\bar{K}K$  と  $\pi\eta$  のチャンネル結合散乱振幅の極として記

表2  $K$  中間子や核子を含む2体系の束縛状態および準束縛状態。

系	$I=0$	$I=1$
$NN$	重陽子	なし(引力)
$\bar{K}N$ $\bar{K}K$	$\Lambda(1405)$ $f_0(980)$	なし(引力) $a_0(980)$
$KN$ $KK$	なし(弱い斥力) なし(弱い斥力)	なし(斥力) なし(斥力)

述される。<sup>31)</sup>

表2に $\bar{K}$ ,  $K$ , 核子間の相互作用の類似性を, 系の準束縛状態を示しながらまとめた.  $\bar{K}N$ ,  $\bar{K}K$ 系は, 束縛エネルギーが十数MeVで,  $NN$ 系の束縛状態(重陽子)の束縛エネルギー2 MeVと比較すると, 核力より強い引力を持つことがわかる.<sup>\*5</sup> 一方で,  $KN$ ,  $KK$ 系では斥力的な相互作用をする.  $NN$ 間の核力から原子核ができていることを鑑みると, これらの相互作用から $K(\bar{K})$ 中間子を素材として, 図3のように多体系が系統的に構成されることが予想される. ただし, 原子核と異なる点は,  $\bar{K}N$ と $\bar{K}K$ は $\pi$ 中間子を含む崩壊モードや $\bar{K}$ 中間子の吸収が起こるので, 一般にこれらの状態は強い相互作用に対して不安定である. また,  $KK(\bar{K}\bar{K})$ ,  $KN$ 間の斥力相互作用は, 三体系の束縛エネルギーが大きくなりすぎるのを妨げ, ゆるく束縛した分子的な構造を保つ役割を担う.

これらの2体相互作用はよりエネルギーの低い2ハドロンチャンネルと結合しているため, その効果を取り込んだ有効相互作用を構築する必要がある. 例えばカイラルユニタリー模型のチャンネル結合散乱振幅から $\bar{K}N$ 有効相互作用を導くには, 多チャンネルの散乱方程式から $\bar{K}N$ 以外のチャンネルを消去し, 等価な単チャンネル散乱方程式を書き下す方法がある. この単チャンネルの散乱方程式の相互作用核を座標表示の非相対論的ポテンシャルの形に変換することで, 他チャンネルの効果を含む $\bar{K}N$ 有効ポテンシャルが得られる.<sup>19)</sup> 同様の手法はチャンネル結合散乱振幅で記述される様々な系に適用できる.

3.1節で議論したように, カイラルユニタリー模型では $\Lambda(1405)$ 共鳴が2つの極の重ね合わせとして記述され, 散乱振幅のピークの位置は $\bar{K}N$ チャンネルでは高い位置の1,420 MeVに現れる.<sup>18,19)</sup> このことは,  $\Lambda(1405)$ 共鳴が $\bar{K}N$ の引力に起源を持つ準束縛状態であるとするならば, 通常の1,405 MeVに状態があると仮定した場合に比べて $\bar{K}N$ 有効相互作用が弱くなることを示している. 束縛エネルギーを $\bar{K}N$ の閾値から測った場合, 1,405 MeVと1,420 MeVではほぼ2倍の差になり, この違いは $\bar{K}N$ の引力を理解する上で重要となる. 複素エネルギー平面上の極の構造は直接の観測量ではないが, 多体系での束縛エネルギーなどに間

接的に影響を与える可能性がある.

#### 4.2 3体ハドロン準束縛状態

$\bar{K}$ を含む最も単純な核子系は, ストレンジネス $S=-1$ , バリオン数 $B=2$ を持つ $\bar{K}NN$ 状態である. この系は現象論的に求められた $\bar{K}N$ 有効相互作用を用いた単チャンネル計算<sup>32)</sup>を契機に, 結合チャンネルファデーフ法に基づいた計算<sup>33,34)</sup>や, カイラル相互作用による変分計算<sup>35,36)</sup>へと発展した. 定量的な結果にモデルの依存性はあるものの,  $\pi\Sigma$ 閾値より上に広い幅を持って束縛することは一致している. 実験的には,  $\Lambda N$ 質量スペクトルに強い相関の報告<sup>37,38)</sup>があるが, 異なる反応での結果の整合性や, 見えているピーク構造と理論で得られた $\bar{K}$ 中間子の束縛状態との関連は自明ではなく, J-PARCのE15, E27実験や, イタリアLNF研究所のDAΦNEでのAMADEUS実験でより詳細な解析が行われる予定である. カイラル動力学に基づく有効 $\bar{K}N$ 相互作用を用いて $\bar{K}NN$ 系の変分計算を行うと, 3体の束縛エネルギーは約20 MeVから40 MeVと他の計算より浅い束縛状態を得る.<sup>35,36)</sup> これは前述の比較的弱い $\bar{K}N$ 有効相互作用に起因する. 一方で, 定量的な束縛エネルギーの確定には, 低いエネルギーの $\pi\Sigma N$ チャンネルをあらわに取り込むことも必要になる. チャンネル結合計算の結果から, 2体の有効相互作用では拾いきれない3体の動力学の効果<sup>39)</sup>や, カイラル相互作用のエネルギー依存性の重要性が指摘されている.<sup>40)</sup> 特に, 後者を考慮することで,  $\bar{K}NN-\pi\Sigma N$ 系も2つの極で構成されるという興味深い可能性も示唆されている.<sup>40)</sup> このように,  $\bar{K}NN$ 3体束縛状態を理解する上で,  $\bar{K}N-\pi\Sigma$ 相互作用の精密化と束縛機構のさらなる解明が必要とされている.

一方で $K$ 中間子を複数含む系でも3体準束縛状態が存在する可能性が理論計算によって指摘されている.<sup>41)</sup>  $\bar{K}KN$  ( $J^P=(1/2)^+ I=1/2$ ) 3体系では,  $\bar{K}N$ チャンネルに $\Lambda(1405)$ を作る引力があり,  $\bar{K}K$ チャンネルにスカラー中間子 $f_0(980)$ と $a_0(980)$ を作るほどの強い引力が存在するので,  $KN$ の斥力に打ち勝って, 核子の励起状態として準束縛状態(束縛エネルギー20から40 MeV, 幅90から100 MeV)を作る可能性がある.<sup>41,43)</sup> この系の特徴は,  $\bar{K}$ を $N$ と $K$ で共有することで3体の中で $\Lambda(1405)$ と $a_0(980)$ がクラスターの共存する. 同様に,  $K$ 中間子3つの束縛状態 $\bar{K}KK$ の計算も行われており, 実験で観測されている $K(1460)$ がその状態である可能性があることが指摘されている.<sup>42)</sup> このような系の波動関数を解析すると, 束縛状態での平均ハ

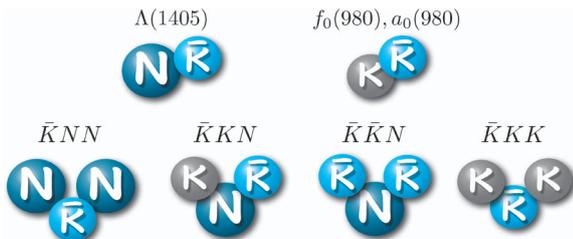
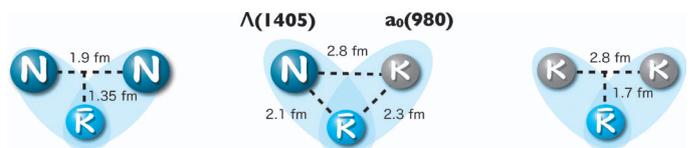


図3  $\bar{K}$ 中間子を含む少数多体系.



$\bar{K}NN$  <sup>32)</sup>

$\bar{K}KN$  <sup>41)</sup>

$\bar{K}KK$  <sup>42)</sup>

図4 理論計算による $\bar{K}$ 中間子を含む3体系の空間配位.

\*5 しかしながら, 前述のように束縛エネルギーはハドロン質量スケールに比べると小さいことに注意する.

ドロン間距離は引力のチャンネルで2.1-2.3 fm程度で、重陽子よりは小さいが、標準核密度での原子間距離程度のサイズを保っており、ハドロン分子構造として存在している(図4)。 $\bar{K}K$ 状態は、 $\bar{K}N I=0$ の強い引力のため、 $\Xi^*$ として1.93 GeV 辺りに束縛状態を作るが、 $\bar{K}\bar{K}$ の斥力のため束縛エネルギーは数 MeV 程度で幅はかなり広いものとなる。<sup>44)</sup>

## 5. まとめ

カイラル低エネルギー定理と散乱振幅のユニタリー性に基いてメゾン・バリオン散乱振幅を記述するカイラルユニタリーモデルを紹介し、 $\Lambda(1405)$  共鳴を中心として、 $\bar{K}$ 中間子を含む少数系におけるハドロンを構成要素とした分子的状态について議論した。カイラル対称性の自発的破れに伴う NG ボソンであり、かつストレンジクォークを含み核子の半分程度の質量を持つという  $\bar{K}$  中間子の2面性が、分子の構造が成立する一つの重要な要素となつて、数 fm というサイズを持った新奇なハドロン状態を形成することを示した。

今後の課題としては、 $\bar{K}$  中間子を含む多体系の定量的な議論のために、まず素過程である  $\bar{K}N-\pi\Sigma$  散乱振幅をより精度よく記述する相互作用を構築することが重要である。2 体系という単純な系の性質を基盤にし、少数系から核物質までの多体系での  $\bar{K}$  中間子の性質を理解することで、より多様な物理の解明を目指す。ハドロン分子的状态の研究では、通常ハドロンとの違いを特徴づけるような観測量を同定し、その実験的検証を含めて提案していく必要がある。チャームクォークなど重いフレーバーを含む系への発展も興味深い。既存の理論で何が不足しどのような実験データが必要かを精査し、構造計算だけでなく生成過程も含めた実験で測定される形での理論計算によって、J-PARC を中心に世界中で繰り広げられている実験と連携し、 $\bar{K}$  中間子少数系やハドロン分子構造についてさらなる研究展開が期待される。

本稿で紹介した内容は延與佳子氏、土手昭伸氏、保坂淳氏、Wolfram Weise 氏、Alberto Martinez Torres 氏との共同研究、議論に基づいており、ここに感謝の意を表します。

## 参考文献

- 1) R. L. Jaffe: Phys. Rept. **409** (2005) 1.
- 2) E. S. Swanson: Phys. Rept. **429** (2006) 243.
- 3) 高田健次郎, 池田清美: 『原子核構造論』(朝倉書店, 2002).
- 4) K. Nakamura, *et al.* [Particle Data Group]: J. Phys. G **37** (2010) 075021.
- 5) N. Isgur and G. Karl: Phys. Rev. D **18** (1984) 4187.
- 6) R. H. Dalitz and S. F. Tuan: Ann. Phys. **10** (1960) 307.
- 7) T. Hyodo and D. Jido: Prog. Part. Nucl. Phys. **67** (2012) 55.
- 8) J. Gasser and H. Leutwyler: Ann. Phys. **158** (1984) 142.
- 9) T. N. Truong: Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 2526.
- 10) N. Kaiser, P. B. Siegel and W. Weise: Nucl. Phys. A **594** (1995) 325.
- 11) E. Oset and A. Ramos: Nucl. Phys. A **635** (1998) 99.
- 12) J. A. Oller and U. G. Meissner: Phys. Lett. B **500** (2001) 263.
- 13) B. Borasoy, R. Nissler and W. Weise: Eur. Phys. J. A **25** (2005) 79.
- 14) Y. Ikeda, T. Hyodo and W. Weise: Phys. Lett. B **706** (2011) 63.
- 15) J. R. Taylor: *Scattering Theory; The Quantum Theory on Nonrelativistic Collisions* (John Wiley and Sons, Inc., New York, 1972).

- 16) T. Hyodo, D. Jido and A. Hosaka: Phys. Rev. C **78** (2008) 025203.
- 17) E. Oset, A. Ramos and C. Bennhold: Phys. Lett. B **527** (2002) 99.
- 18) D. Jido, J. A. Oller, E. Oset, A. Ramos and U. G. Meissner: Nucl. Phys. A **725** (2003) 181.
- 19) T. Hyodo and W. Weise: Phys. Rev. C **77** (2008) 035204.
- 20) M. Bazzi, *et al.*: Phys. Lett. B **704** (2011) 113.
- 21) O. Braun, *et al.*: Nucl. Phys. B **129** (1977) 1.
- 22) D. Jido, E. Oset and T. Sekihara: Eur. Phys. J. A **42** (2009) 257.
- 23) T. Hyodo, D. Jido and A. Hosaka: Phys. Rev. C **85** (2012) 015201.
- 24) T. Hyodo, D. Jido and L. Roca: Phys. Rev. D **77** (2008) 056010.
- 25) L. Roca, T. Hyodo and D. Jido: Nucl. Phys. A **809** (2008) 65.
- 26) T. Sekihara, T. Hyodo and D. Jido: Phys. Lett. B **669** (2008) 133.
- 27) T. Sekihara, T. Hyodo and D. Jido: Phys. Rev. C **83** (2011) 055202.
- 28) T. Kishimoto: Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 4701.
- 29) Y. Akaishi and T. Yamazaki: Phys. Rev. C **65** (2002) 044005.
- 30) J. D. Weinstein and N. Isgur: Phys. Rev. D **41** (1990) 2236.
- 31) J. A. Oller and E. Oset: Nucl. Phys. A **620** (1997) 438.
- 32) T. Yamazaki and Y. Akaishi: Phys. Lett. B **535** (2002) 70.
- 33) N. V. Shevchenko, A. Gal and J. Mares: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 082301.
- 34) Y. Ikeda and T. Sato: Phys. Rev. C **76** (2007) 035203.
- 35) A. Dote, T. Hyodo and W. Weise: Nucl. Phys. A **804** (2008) 197.
- 36) A. Dote, T. Hyodo and W. Weise: Phys. Rev. C **79** (2009) 014003.
- 37) M. Agnello, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 212303.
- 38) T. Yamazaki, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 132502.
- 39) Y. Ikeda and T. Sato: Phys. Rev. C **79** (2009) 035201.
- 40) Y. Ikeda, H. Kamano and T. Sato: Prog. Theor. Phys. **124** (2010) 533.
- 41) D. Jido and Y. Kanada-En'yo: Phys. Rev. C **78** (2008) 035203.
- 42) A. Martinez Torres, D. Jido and Y. Kanada-En'yo: Phys. Rev. C **83** (2011) 065205.
- 43) A. Martinez Torres, K. P. Khemchandani and E. Oset: Phys. Rev. C **79** (2009) 065207.
- 44) Y. Kanada-En'yo and D. Jido: Phys. Rev. C **78** (2008) 025212.

## 著者紹介



兵藤哲雄氏: 専門は原子核ハドロン理論。エキゾチックハドロンの構造や共鳴状態の定式化に興味がある。



慈道大介氏: 専門は原子核ハドロン理論。特にハドロン共鳴状態の構造や原子核中のハドロンの性質に興味がある。

(2011年10月20日原稿受付)

## Hadronic Molecular States with $\bar{K}$ Meson in Chiral Dynamics

Tetsuo Hyodo and Daisuke Jido

abstract: Among self-bound systems by strong interaction, hadronic molecular systems which consist of hadrons as dynamical degrees of freedom are discussed from the viewpoint of chiral dynamics. We conclude that the antikaon and nucleon generate the  $\Lambda(1405)$  resonance as a quasi-bound state. This fact leads to various interesting phenomena in few-body systems with antikaons. On the other hand, the antikaon is one of the Nambu-Goldstone bosons associated with the spontaneous breaking of chiral  $SU(3)_R \times SU(3)_L$  symmetry of Quantum Chromodynamics. Here we briefly explain the chiral unitary model, which is a powerful tool to describe hadronic resonances with respecting the symmetries in QCD, and review the physics of the  $\Lambda(1405)$  resonance and the few-body systems with antikaons as the hadronic molecular states.

# 強相関係の非平衡物理

岡 隆史 (東京大学大学院理学系物理学専攻 113-0033 東京都文京区本郷 7-3-1 )  
 青木 秀夫 (東京大学大学院理学系物理学専攻 113-0033 東京都文京区本郷 7-3-1 )

非平衡強相関係について解説する。これは強相関電子系の光誘起相転移や非線形伝導などの研究に発し、冷却原子気体における光格子中の非平衡ダイナミクスなどとも関連して、実験・理論が急速に進展している分野である。QEDにおけるシュウィンガー機構など強電場中の場の理論における概念が、物性物理において多体効果を舞台として発展している様子を、物性版“strong field physics”として解説する。

## 1. はじめに

物理系を強い外場にさらして、平衡から激しくずらすと何が起きるであろうか。そこには、平衡では思いもよらないような豊かで多彩な物理が潜んでいる。近年量子多体系における非平衡状態に興味を持たれ、理解が進展しつつある。中でも光誘起相転移などの固体物理における現象は、全く別の系である冷却原子系におけるダイナミクスにおいても実現しており、現在互いに影響を与えながら研究が進められている(図1)。これらの試みは線形応答理論<sup>3)</sup>を非線形へ拡張するという非平衡統計力学の流れの中に位置づけられるが、特に、相転移現象という外場についての非摂動的な効果が誘起されるという点で興味を持たれている。このあたりを、場の理論との関連を含めた学際的な意味も探りながら解説してみよう。

固体物理の特徴は研究できる現象の多彩さにあるが、特に強相関電子系と呼ばれる物質群では、モット絶縁体や超伝導、あるいは磁性や電荷秩序など様々な相が実現する。それらの相転移の中でも電気伝導が相互作用によって凍結されたモット絶縁体への転移は強相関現象の基本的なものとして、平衡系では膨大な研究がされてきた。<sup>4)</sup> 斥力が絶縁化を引き起こすことは、ハバード模型のような短距離斥力系の場合には、図1(b)添図のように各サイト(ポテンシャルのくぼみ)にほぼ一つずつの粒子がいる状態を考えると分かりやすい。直感的には、ある粒子が隣のサイトに移動しようとする先客がいるので斥力によりエネルギーを損するので、阻害される。このような相転移現象を自在に制御することがこの分野の研究者の大きな目標となっており、光誘起相転移では、物質に強力なレーザー光を照射し電子を励起することでこれを実現する。<sup>5)</sup> その際に用い

られるポンプ・プローブ分光と呼ばれる実験手法では最初にポンプと呼ばれるパルス・レーザーを照射して電子を強く励起し、その後の時間発展をプローブ(測定)する。図1(a)はポンプ光を照射した後のモット絶縁体中の励起キャリア数の時間変化をプロットしたものである。

一方、冷却原子系は、連続空間内に作られるだけでなく、対向するレーザー光による定在波により作られる格子状のポテンシャル(光格子と呼ばれる)に原子を置くことができ、格子上の強相関モデルであるハバード模型が人工的に実現される。この場合は、原子が固体中の電子と似た役割を果たす。冷却原子系ではフェッシュバハ共鳴により原子間相互作用を自在に変化させたり、光格子を揺すったり(shake)することができるため、高い制御性を持ち、非平衡ダイナミクスの研究が盛んになっている。また、冷却原子系はトラップ中に浮かんでいるために、孤立量子系が実現する。図1(b)では、光格子において、ダブロン(doubleton; 二重占有状態、すなわち一つのサイトに↑スピンと↓スピンの2個の粒子がいる状態)の期待値の時間変化をプロットしている。この量は電子系では直接測定は困難なのだが、冷却原子系では測定が可能で、図では指数関数的に減衰すること、また時定数が相互作用 $U$ によって変わることが見て取れる。

二つの実験を図1(a), (b)に並べた理由は、これらが同様な現象を見ていると考えられるからである。その現象とはモット絶縁体の破壊現象とその後の緩和のダイナミクスである。大きな違いは時間スケールであり、粒子がサイトの間を移動するのに必要な時間 $\hbar/t^{\text{hop}}$ (程度)は電子系ではフェムト秒( $10^{-15}$  s)であるのに対し、冷却原子系ではミリ秒( $10^{-3}$  s)という遅いものであり、両者には12桁もの差がある。なお、時間的な測定精度という点では、現在、固体物理のポンプ・プローブ分光<sup>6)</sup>と冷却原子系<sup>2)</sup>は、ともに粒子の運動を直接見るができる程度に速い。

ここで後の議論のために、ハバード・ハミルトニアンを書いておこう。これは格子上の相関粒子系の基本的なモデルで、

$$H(t) = -\sum_{ij} [t_{ij}^{\text{hop}} e^{-iA_j(t)} c_{i\sigma}^\dagger c_{j\sigma} + \text{h.c.}] + U \sum_j n_{j\uparrow} n_{j\downarrow} \quad (1)$$

のように与えられる。ここで、 $c_{j\sigma}^\dagger$ はスピン $\sigma$ を持つフェルミオンをサイト $j$ に生成する演算子、 $t_{ij}^{\text{hop}}$ は $i, j$ サイト間の

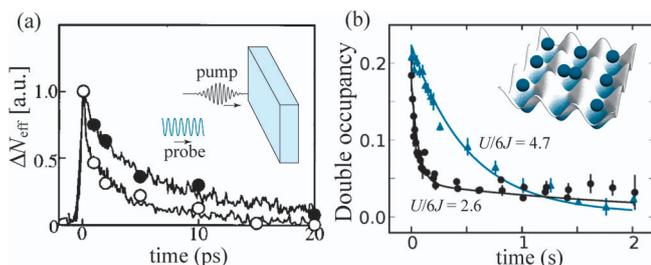


図1 (a) 相関電子系(Ni錯体)のポンプ・プローブ実験(添図)における光励起キャリア密度の時間変化。<sup>1)</sup> (b) 光学格子(添図)中の冷却原子気体におけるダブロン占有率の時間変化。<sup>2)</sup>

ホッピング、 $U$ は2個のフェルミオンが同一サイトに来たときに働く斥力相互作用である。場の理論に慣れた人は、ハバード模型はおおざっぱには、Gross-NeveuやNambu-Jona-Lasinioのようなフェルミオン間の4点相互作用を持つ場の理論を格子上に実現したものと思えばよい。<sup>7)</sup>この模型に電場をかけると、ホッピングに上式で与えたような位相が付加される(ここでは $i, j$ 間の電位差を、ベクトル・ポテンシャルの時間微分 $eaE_{ij}(t) = -\partial_t A_{ij}(t)$ で与えている;  $e, a$ はそれぞれ素電荷と格子定数である)。

固体物理では、銅酸化物高温超伝導体の母物質がモット絶縁体であり、その絶縁体転移の本質が電子相関にあることが認識されるにつれてハバード模型は注目を集めていった。この母物質に電荷を持つキャリア(電子、あるいは正孔)を注入することによってd波超伝導が現れる。この際、キャリア注入の方法としては物質の化学組成を変える化学ドーピングが用いられてきた。モット絶縁体の光誘起相転移の研究の大きな動機はこれまでの化学ドーピングとは違う新しい方法を試すこと、つまり光によってキャリアを注入し、その振る舞いを調べることにあり、もしも可能ならば光誘起超伝導転移などの興味深い現象を引き起こすことにある。

## 2. 光誘起相転移と様々な物理過程

それでは、固体のポンプ・プローブ分光の際に起きる物理過程について、図式的に見てみよう(図2)。光誘起相転移を、基底状態を乱すことからスタートする一連の時間発展として考えると、ポンプ光による励起は「初期状態」を定める。「終状態」は光のエネルギーが熱に還元されて系全体に共有された熱化状態(thermalized state)であり、実験では「初期状態」から「終状態」までの系の時間発展が時々刻々とプローブされる。図中の「電子の状態」という線は励起キャリア数に代表される平衡系からの「距離」を象徴的に表す。これまでの研究により、基底状態とも終状態とも異なる状態が光誘起相として出現する例が色々見つっている。これからも分かるように、光誘起「相転移」は平衡統計力学の意味での相転移ではなく、準定常状態というものもありえるが、基本的には過渡過程の物理であ

ることが多い。そのため緩和の様子を分類し理解することが重要になる。

### 2.1 光励起

光誘起相転移において広く用いられるレーザー光のフォトン・エネルギーは1 eV程度である。光照射によって高エネルギーの初期状態が用意される。図1のモット絶縁体でいえば、光はダブロンと正孔(電子のいないサイト)を対として生成させる。

励起のメカニズムについても現在理解が深まっている。まず、吸収帯(光学吸収スペクトルがゼロでないエネルギー領域)と共鳴するレーザー光を利用した場合は、励起は主にフェルミの黄金則や線形応答理論によって記述される摂動的なものとなる。一方、吸収帯から外れたレーザーでは電場の弱いときは多光子吸収、強いときはシュウィンガー機構あるいはランダウ-ゼナー(Landau-Zener)遷移(4, 5節)と呼ばれる量子トンネルによって励起が起きる。

また、レーザー光を照射し続けていると、系が非平衡ではあるが定常的な状態に落ち着くことがある。この状態は、フロケ(Floquet)状態(6節)と呼ばれるものであり、その重要な性質はレーザー光を選ぶことにより非平衡定常状態をコントロールできる点である。例として下では、ディラック電子系における光誘起ホール効果<sup>8)</sup>や、フェルミオン間相互作用の変換<sup>36)</sup>などの提案を紹介する。また、光誘起相転移の大きな話題としては、半導体において光によって生成されたエキシトンのボース・アインシュタイン凝縮が実験的に観測された<sup>18)</sup>が、これについては然るべき文献に譲る。

### 2.2 緩和現象と熱化

量子系の緩和過程は様々な分野で活発に研究されているが、系に依存する部分も大きいので画一的に述べることは難しい。ここでは光誘起相転移と関連して議論されている事柄に限って説明しよう。緩和には、モット絶縁体の金属化のように電子自由度で基本的には理解できるものと、格子など他の自由度が重要な役割を果たす場合とがある。

**速い緩和** モット絶縁体は光照射すると金属に転移し得るが、その後の緩和は非常に速い。<sup>1)</sup>実際、図1(a)の実験では緩和時定数は $\sim 100$  fs程度であった。このような光励

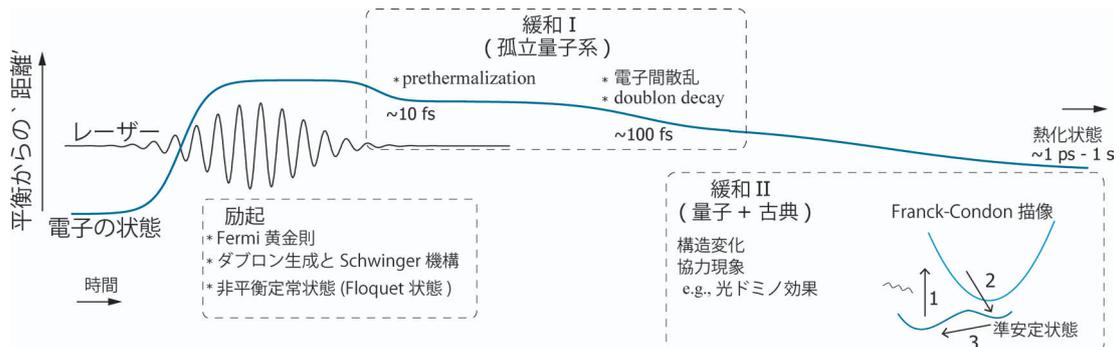


図2 ポンプ・プローブ実験における光誘起相転移と様々な物理的過程。\*印はハバード模型のモット絶縁体相に関連深いもの。

起直後の速い現象は主に電子間相互作用によって起きるものであり、孤立量子系の内部で起きているとみなせる。前述のように、光学格子中の冷却原子気体でも同様な現象が起きる。<sup>2)</sup>

ハバード模型では、これまでの理論研究により緩和過程はいくつかの段階に分かれることが知られている。<sup>9, 10)</sup> まず、励起が終わり緩和が始まった直後には系は準定常状態をとる。この現象は初期熱化 (prethermalization)<sup>11, 9)</sup> と呼ばれており、熱平衡状態とは異なる高エネルギー状態であり、固有状態の間の位相がバラバラになるデコヒーレンスによって引き起こされ、本格的な緩和が始まるまで続く。

その後、通常の金属ではボルツマン方程式で記述されるような電子間散乱が始まる。一方、強相関系ではダブロンと正孔が対消滅しエネルギーを多体系の別の自由度 (多数のスピン集団励起など) に渡すことにより緩和が進む。<sup>12, 2)</sup> 図1(a), (b) では後者の緩和現象が見えていると考えられる。光格子中の冷却原子気体で実現されたハバード模型に対し詳細な実験が行われ、緩和の時定数 $\tau$ は斥力を $U$ 、バンド幅 (格子フェルミオンの運動エネルギー) を $W$ として

$$\tau^{-1} \propto t^{\text{hop}} \exp[-\alpha U/W \ln(U/W)] \quad (2)$$

のようにスケールすると考えられている ( $\alpha$ は1の程度の定数)。<sup>2)</sup> 冷却原子気体ではこのスケールリングは斥力 $U$ を変えながら実験を繰り返すことで確認されているが、固体系では検証は簡単ではない。系に圧力をかけてバンド幅を変化させた上でポンプ・プローブ実験を行う方法が考えられる。また、固体において電子・格子相互作用が強く、格子の運動が電子系と同程度に速い場合はフェルミオンとフォノンが結合した複合量子系として時間発展する。<sup>13)</sup> この場合、電子の緩和はボソンにエネルギーをはき出すことができるため加速される。

**遅い緩和** 電子が格子歪み、あるいは磁性、電荷秩序に代表される平均場の秩序のような非常にゆっくりした自由度と結合した場合に特にドラマチックな光誘起相転移が見られる。遅い自由度が一次相転移点近傍のように多重安定状態にあると、安定相の間でのスイッチングが起きることがある。<sup>15)</sup> このような系の基本となるのはフランク・コンドン描像 (図2の右下の挿図) である。すなわち、例えば格子歪みなどの遅い自由度を規定する量 (図の横軸) に対して、電子などの速い量子論的な自由度と結合している効果は、この量子状態に依存したポテンシャル曲線によって表現できる (図中の2つの青線)。矢印1のように速い自由度が基底状態から励起状態へ遷移すると遅い自由度にとってはそこは安定点ではなく、矢印2のように変化する。やがて、速い自由度が輻射などにより低エネルギー状態へ緩和すると、その後矢印3のように真の最低エネルギー状態へ戻ろうとする。ところが、もし途中でポテンシャルの準安定状態があればそこに引っかかり、矢印3の変化には長い時間を要する。この準安定状態が協力現象を通じて「光

誘起相」としてマクロスケールで実現することもある。このような現象の例としては光誘起構造相転移がある。<sup>5)</sup> また、局所的に起きたスイッチングが協力現象によって加速度的に周辺に広がる「光ドミノ効果」なども調べられている。<sup>14, 16)</sup> さらに、電荷秩序化 (電子密度に非一様性が生じる) などは電子相関のために起きる相転移であるが、平均場近似が比較的良い描像となっており、その平均場を遅い自由度と見なすことにより多くの実験事実が説明されている。<sup>17)</sup>

### 3. 他の分野における諸概念との関係

非平衡量子系の研究は歴史も古く、量子力学や場の理論の黎明期である前世紀の初期から多くの重要な概念が出されている。ただ、最近の研究の特徴は、理論先行ではなく実験に触発されている点、さらに、複数の分野で似た概念が同時並行的に研究されている点などであろう。前節 (図2) で見たように、光誘起相転移の主要な興味は強力なレーザー光による励起であるから、強励起のメカニズムを理解するために線形応答を越えた様々な手法が開発されている。強い外場によって引き起こされる現象は高エネルギー物理などでも“strong field physics”として分野横断的に研究されている。これらについては本稿の後の方で紹介するが、表1では、光誘起現象に関連して、物性物理と高エネルギー物理の両分野で議論される現象のうちで対応のつくものを並べてみた。Strong field physics, あるいは「レーザー素粒子物理学」とも呼ばれる領域では、強力なレーザー光により場の理論の真空を非平衡相転移させる可能性が研究されており、<sup>20)</sup> 物性物理における光誘起相転移の理論と関係が深い。

励起後の緩和について電子系と冷却原子気体に関して上で触れたが、これらの中にはより広い分野において適用される概念もある。例えば、2節で論じた初期熱化は、相対論的重イオン衝突型加速器 (RHIC) におけるハドロン

表1 物性物理と高エネルギー物理における“strong field physics”に関する類似現象・概念。

Condensed matter	High energy
Photo-induced phase transition, Cold atom dynamics	Strong laser in QFT, RHIC
Topological insulator, Quantum Hall effect	Quantum anomaly
Photo-induced Hall effect	Dirac particles in circularly polarized light
Floquet picture	Furry picture, Volkov state
Landau-Zener tunnelling in band insulators	Schwinger mechanism in non-interacting QFT
Many-body Landau-Zener mechanism	Schwinger mechanism in interacting QFT
Non-adiabatic geometric phase	Heisenberg-Euler effective Lagrangian
Berry's phase formalism for polarization	Vacuum polarization
Doublet decay	Pair annihilation, back reaction
Photo-induced metallic state, Thermalization	QGP, Black hole formation

平衡相転移とクォーク・グルーオン・プラズマ生成の研究の中で生まれた概念であった。さらにスケールの大きな物理としては、宇宙論における宇宙背景輻射の揺らぎ(COBE)の問題なども、インフレーションを宇宙の真空の非平衡相転移現象と見なせば類似点もあるかもしれない。また、より一般の量子系の基礎論の立場から緩和現象を議論することもされている。孤立系では初期状態を用意した後は、時間発展の際に固有状態の間の位相の不整合によるデコヒーレンスしか起きない。その中で物理量の長時間平均が熱平衡分布のそれと一致するか、という問題は未だに議論されている難しい問題である。関連して、非可積分マクロ系では固有状態の一つ一つが熱平衡系と同じように振る舞うという固有値熱化(eigenstate thermalization)という仮説があり、これらを数値的に検証する研究も話題となっている。<sup>19)</sup>

### 3.1 電子系における Strong field physics

まず、実現可能性という点から、光で相転移を起こすにはどれだけ強力なレーザーが必要なのだろうか？ 励起状態を作るためには、(a) 吸収帯と共鳴したレーザー光を照射するか、(b) トンネル効果が起きるほど強力なレーザーを照射する、という方法が考えられる。(b)の目安を与えるのが(場の理論の言葉では)シュウインガー(Schwinger)極限である。固体物理の光誘起相転移では主に(a)の方法で光キャリアを生成してきたが、素粒子物理の場合、例えばQEDを考えると、ギャップは電子・陽電子対の生成エネルギー $\Delta = 2m_e c^2 \sim 10^6$  eVとなる( $m_e$ は電子の質量、 $c$ は光速)。これほど大きなフォトン・エネルギーを持つレーザーは用意できないから、必然的にフォトン・エネルギーが励起エネルギーを下回るサブギャップ励起を考えることになる。(b)におけるシュウインガー極限はキャリア生成が量子トンネル効果で起きるしきい値を与え、QEDの場合は

$$F_{\text{Sch}}^{\text{QED}} = m_e^2 c^3 / e \hbar \sim 10^8 \text{ V/\AA} \quad (3)$$

という膨大な電場強度になる(近い将来に自由電子レーザーなどで到達可能とはいわれている)。他方、固体中の電子系ではエネルギー・スケールが格段に低く、典型的な励起ギャップは $\Delta \sim 1$  eV程度である。シュウインガー極限は元々はQEDのように弱結合系に対して議論されてきたが、強相関係(多体効果のために励起ギャップが開く)にも拡張できる。<sup>21, 22)</sup> モット絶縁体の場合はモット・ギャップ $\Delta_{\text{Mott}}$ と相関長さ $\xi$ ( $\sim$ ダブロン・正孔対のサイズ)を用いて

$$F_{\text{Mott}} = \Delta_{\text{Mott}} / \xi \sim 0.1 \text{ V/\AA} \quad (4)$$

で与えられる。右辺の数値は典型的なモット絶縁体のものである。現在の超短パルスレーザーの最大出力はこの物性版シュウインガー極限を大きく凌駕している。つまり、物性系では高エネルギー物理では難しいシュウインガー極限の物理を実験室で研究できる。

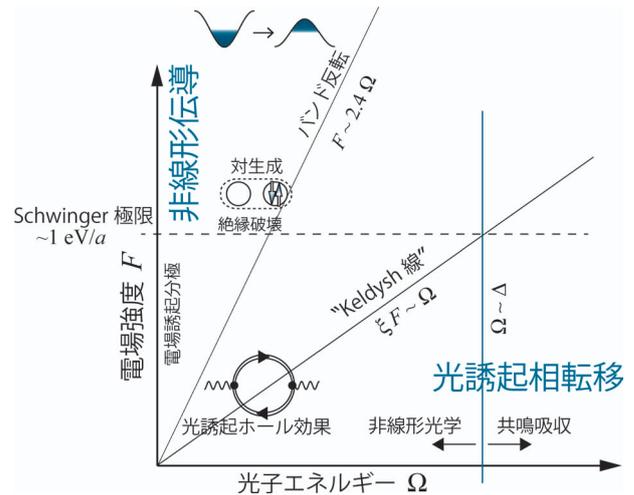


図3 フォトン・エネルギー(光の振動数 $\Omega$ ; 横軸)と、光の強度( $F$ ; 縦軸)のパラメーター空間における、光によって引き起こされる様々な現象の分類( $a$ : 格子定数,  $\xi$ : 相関長)。

それでは、フォトン・エネルギー(光の振動数 $\Omega$ )と光の強度 $F$ のパラメーター空間の上で、光によって引き起こされる様々な現象を分類してみよう(図3)。 $\Omega = 0$ (左端)の極限はDC電場を印可した時の非線形伝導の問題であり、一方 $\Omega$ が大きい領域は光誘起現象である。それでは、非線形伝導(DC現象)と光誘起相転移(AC)という二つの描像はどこで区別できるであろうか？ 実は図の実線の一つ、“ケルディッシュ(Keldysh)線”( $F \sim \Omega/\xi$ )が大雑把にはそれに対応する。<sup>22, 23)</sup> 非線形伝導と光誘起相転移の違いは電子・正孔対の生成メカニズムにある。前者は量子トンネル効果、後者は(多)光子吸収が支配的な領域である。図にもう一本ある斜線(バンド反転線)を理解するためには、光誘起現象の理論において重要な概念であるフロッケ描像について触れる必要があるが、これらについては節を改めて説明しよう(6節)。なお、横軸( $\Omega$ )をたどったときに、レーザー光の非線形効果が重要となるのはフォトン・エネルギーが吸収帯から外れる場合で、この時は非線形効果を考えなければ励起が起きない。

### 4. 電場誘起分極とシュウインガー機構

それでは、強力な電場やレーザー光を加えたときの電子系の振る舞いについて説明しよう。まず、強いDC電場の場合をみてみよう。絶縁体に電場をかけると何が起きるだろうか？ まず電場によって分極が生じるだろう。さらに電場が強くなると絶縁破壊が起きる。この一連の過程はQED(正確に言うとディラック電子系)において1930-50年代にハイゼンベルク-オイラー(Heisenberg-Euler),<sup>24)</sup>そしてシュウインガー<sup>25)</sup>らによって調べられている。その中で導入された有効ラグランジアンは物質の電磁応答の母関数ともいえるもので、物性理論で導入された分極のベリ一位相理論とも直接関係しており、興味深い。このあたりの事情を簡単なバンド絶縁体のモデルで説明しよう。<sup>23)</sup> なお、以下はやや数学的なので、物理現象に興味のある読者

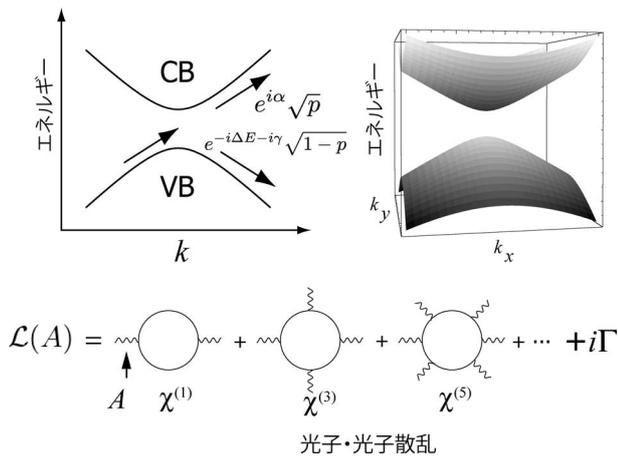


図4 (左上) 単位擬交叉におけるランダウ-ゼナー遷移の模式図. (右上) 2次元系でのバンド分散. (右下) ハイゼンベルグ-オイラー有効ラグランジアンの実部 (非線形光学係数) と虚部 (真空の崩壊率  $\Gamma$ ).

は本節最後の「実験での検証方法」まで進めたい。

価電子帯と伝導帯を記述する最も簡単なモデルは波数  $k$  に対してバンド・ギャップ近傍で

$$H(k) = \begin{pmatrix} vk & \Delta/2 \\ \Delta/2 & -vk \end{pmatrix} \quad (5)$$

というハミルトニアンで書ける ( $\Delta$  はギャップ,  $v$  はフェルミ速度であり, 2バンド系ゆえにディラック・モデルと同型). 簡単のために1次元系を考えるが, 実際の高次元の場合 (図4右上) は, 電場に平行方向の切り口と考えればよい. このようなギャップを持つハミルトニアンは, 平均場近似の下でのスピン密度波, 電荷密度波等のモデルにもなる. 以下では電場を表すためのゲージ場における電場に平行な成分を  $A_{\parallel}(t) \rightarrow \phi(t)$  と表わそう. 静電場  $F$  ( $\phi(t) = Ft$  に対応) の下では電子の波数は, 断熱的には  $k + \phi(t)$  のように時間変化する. 電場が断熱近似が壊れるほど強い場合の波動関数の時間発展は, 有名なランダウ-ゼナーの非断熱量子遷移の問題に他ならない. 図4左上のように, 下のバンドから出発した波動関数はバンド・ギャップの近傍で確率  $p$  で上のバンドに遷移し, 残りの  $1-p$  が下のバンドにとどまるが, その際, 波動関数は位相を獲得するため, 基底状態から基底状態への遷移振幅は  $\sqrt{1-p} e^{-i\Delta E - i\gamma}$  となる. ここで, 波動関数は自明な動的位相  $\Delta E$  に加えて非断熱位相  $\gamma$  も得る.  $\gamma$  は断熱極限におけるベリー位相の非断熱拡張版としてアハロノフ-アナンダン (Aharonov-Anandan) が導入した位相である. 以上は量子力学に従う限り自動的に発生するが, 電場中の電子系の物理と深く関係している.

トンネル確率  $p$  が絶縁破壊, つまり電子・正孔対の生成と関係していることはすぐに分かる. では分極と関係しているのは何だろうか? 答えは非断熱位相  $\gamma$  であり, 意外にも両者は或る量の実部と虚部に関連している. この量とはハイゼンベルグ-オイラー有効ラグランジアン  $\mathcal{L}$  と呼ばれるもので, 結晶中の電子 ( $k$  が良い量子数) においては

$$\begin{aligned} \text{Re } \mathcal{L}(F) &= -F \int_{\text{BZ}} \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^d} \frac{\gamma(\mathbf{k})}{2\pi}, \\ \text{Im } \mathcal{L}(F) &= -F \int_{\text{BZ}} \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^d} \frac{1}{4\pi} \ln[1-p(\mathbf{k})] \end{aligned} \quad (6)$$

のように与えられる.<sup>26)</sup> ここで  $F$  は電場強度,  $d$  は空間次元, BZ: プリユアン帯. 非断熱量子遷移があると, 電場を加える前の基底状態 (“真空”) の重みは減っていくが, この「真空の崩壊率」 $\Gamma$  (系の体積で規格化) は有効ラグランジアンの虚部そのもので,  $\Gamma = \text{Im } \mathcal{L}(F)$  となる.  $\Gamma$  は電場中で絶縁性を保てる時間 (persistence time) の逆数である. この有効作用は分極とも関係していることは, 経路積分表示  $\mathcal{L}(F) = -i \ln \int D[\psi, \bar{\psi}] e^{iL(F)}/VT$  をすると分かりやすい ( $V$ : 体積,  $T$ : 時間). ここで  $L(F)$  は電場中のディラック電子の作用である. これは, ちょうど磁性体の統計力学において磁場と磁化の役割を電場  $F$  と分極  $P$  に置き換えたものとなっており, 有効ラグランジアンは外場中の自由エネルギーとみなせる. よって, 電場誘起分極はこれの電場微分として

$$P(F) = \frac{\partial}{\partial F} \text{Re } \mathcal{L}(F) \quad (7)$$

で与えられる. これがシュウインガーの真空分極 (vacuum polarization) である.<sup>25, 26)</sup>

有効ラグランジアンと, 非平衡でよく用いられるケルディッシュ母関数との関係を見てみよう. ケルディッシュ母関数というのは, 上記の経路積分表示で時間経路を  $0 \rightarrow \infty \rightarrow 0$  のように一周戻したもので, 物理量の期待値を計算するにはこちらを採用すべきである. それに対して有効ラグランジアンで計算される分極 (式(7)) は基底状態に射影された非線形応答の母関数であり, その展開係数は高次の久保公式を与えるが, 崩壊率  $\Gamma$  が大きくなると正確ではなくなる.

有効ラグランジアンという形式論のように聞こえるかもしれないが, 実は分極のベリー位相理論と呼ばれる物性物理の手法と深く関係している. ベリー位相理論とは結晶中の電子系の分極やワニエ関数を第一原理的に計算するのに用いられる標準的な手法であり, 式(6)はその定式化の電場誘起分極への拡張となっている (詳細は文献26を参照). 分極のベリー位相理論では, 位置演算子  $\hat{X}$  を用いて定義される「ひねり演算子」の真空期待値  $w$

$$w = \frac{-i}{2\pi} \ln \langle 0 | e^{-i(2\pi/L)\hat{X}} | 0 \rangle \quad (8)$$

の実部を用いて分極  $P = -\text{Re } w$  を求める. また虚部  $D = 4\pi \text{Im } w$  は絶縁体・金属転移の指標 ( $D$  が有限ならば絶縁体; 発散すれば金属) となり, コーン (Kohn) による金属・絶縁体判定条件の派生型と言え. ハイゼンベルグ-オイラー有効作用は弱電場極限では  $Fw$  に漸近し, 実部が電場誘起分極を与える. 一方, 真空の崩壊率である虚部  $\Gamma$  はコーンの判定条件を電場誘起金属転移へ拡張した指標となる.

**実験での検証方法** 数学的な議論が続いたが、物理的なイメージは簡単である。今考えている問題は媒質中の電磁気学である。絶縁体の中では電子・正孔対の生成・消滅という量子論的な揺らぎ (virtual process) が絶えず存在している。ハイゼンベルク-オイラー有効作用はこの電子・正孔対を介した非線形分極効果や非線形光学効果 (高調波発生, 光子・光子散乱) を記述している。実際, これを「母関数」として, 線形および非線形光学応答係数  $\chi^{(1)}, \chi^{(3)}, \dots$  が得られる (図4下)。シュウィンガーの真空分極効果をQEDで実験的に検証するのは現在でも難しい課題であるが, 固体物理では例えば炭素ナノチューブやグラフェンの電場誘起分極を測定することにより可能と思われる。<sup>27)</sup>

## 5. 強相関電子系における多体シュウィンガー-ランダウ-ゼナー機構

絶縁破壊は, バンド絶縁体のような一体系ではランダウ-ゼナー模型により初等的な量子力学で理解できる。しかし励起ギャップが多体効果のために開いている相互作用系では面白い問題になると同時に, 解析は容易ではない。この点で, 1次元ハバード模型はベータ仮説という厳密解があり, 数値的手法も確立していると同時に実験も多くなされており, 非平衡現象を調べる上で重要な舞台といえる。前節のシュウィンガー機構を相互作用系へ拡張した多体シュウィンガー-ランダウ-ゼナー機構について説明しよう。<sup>21, 22)</sup>

まず, 一体問題では光によって生成される励起は電子・正孔対であったのに対して, 多体系では強相関励起状態となる。特に, 1次元モット絶縁体の場合これはダブロン-正孔対となる (図5(a))。前節でシュウィンガー機構を考えた際は一体準位が重要な役割を果たしたが, 一体準位の代わりに多体準位の空間を考え, その中で量子トンネル効果を考えよう。式(1)のハミルトニアンにおいて, 一様なゲージを考え  $A_{ij} = \phi$  とおく。熱力学的極限  $L \rightarrow \infty$  では, スペクトラルフロー (ハミルトニアン (1) の多体固有値を  $\phi$  の関数としてプロットしたものは) 図5(b) のように  $\phi$  に

ついて平坦に近づく。とはいえ, 電場が何もしないわけではなく, 基底状態から励起状態へのトンネルが起きる。このトンネル確率を計算する方法として虚時間法, あるいはLandau-Dykhne-Davis-Pechukasの方法と呼ばれる手法がある。<sup>28)</sup> この方法では, 実時間の量子トンネル確率を, 虚時間空間内の特異点までの断熱時間発展の問題に置き換える。特異点とは時間依存のハミルトニアン  $H(t)$  において  $t$  を複素数に解析接続した時にエネルギー準位が縮退 ( $E_0(t^*) = E_1(t^*)$ ) する点である。この時, トンネル確率は

$$p = \exp\left(-2 \operatorname{Im} \int_0^{\beta} ds [E_1(\phi(s)) - E_0(\phi(s))]\right) \quad (9)$$

と評価できる。ハバード模型のベータ仮説解を用いると励起状態のエネルギーを計算でき, そこで上記公式を適用するとトンネル確率を評価できる。なお, 虚時間法は計算技法ではあるが, 興味深いことに, 格子フェルミオン系に適用するとハミルトニアンは左右のホッピングが非対称な非エルミート格子模型を得る。1次元ハバード模型の場合は

$$H = -t \sum_i \text{hop} \left( e^{i\phi} c_{i+1\sigma}^\dagger c_{i\sigma} + e^{-i\phi} c_{i\sigma}^\dagger c_{i+1\sigma} \right) + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} \quad (10)$$

となる。この模型の基底状態のベータ仮説解と特異点の存在は, 福井・川上<sup>29)</sup> によって示されていた。さらに, ダブロン-正孔対に相当する励起状態 ( $n$ -string 解) も同様に非エルミート系のベータ仮説解として構成できる。<sup>21)</sup>

結局, 1次元ハバード模型の場合, ダブロン-正孔対生成に対する非断熱トンネル確率は, 式(9)にベータ仮説解の情報を代入することにより

$$p = \exp\left(-\frac{\pi}{2} \frac{\Delta_{\text{Mott}}}{\xi F}\right) \quad (11)$$

となる (近似的に) 示せる。<sup>22)</sup> 図5(c)に電場相図を与える。電場誘起金属は絶縁破壊により金属化した領域である。この結果は数値計算によっても検証されている。さらに, ここでは1次元系で導出しているが, 高次元系での数値計算とも整合する<sup>30)</sup>ので普遍性の高い結果と考えられる。一見複雑な強相関係でも, 多体ギャップやダブロン-正孔対サイズなどの数個のパラメーターで「真空崩壊率」が与えられることが分かる。

**実験での検証方法** 実験的には二つのアプローチが考えられる。一つは絶縁体に直接静電場をかける方法である。<sup>31)</sup>  $I$ - $V$ 特性も重要だが, persistent time, つまり, 電場をかけて実際に絶縁破壊が起きる (電流が流れる) までの時間は「真空 (絶縁体) の崩壊率」 $\Gamma$ の逆数といえ, その測定は重要である。但し, 理想的には絶対零度の極限が知りたいが, その絶縁破壊電場, つまりシュウィンガー極限は  $0.1 \text{ eV/\AA}$  という巨大なものになる。第二の方法は, 高強度の超短パルスレーザーを用いてシュウィンガー極限を越える方法であり, 光誘起相転移と同様の方法で測定できる。<sup>22)</sup>

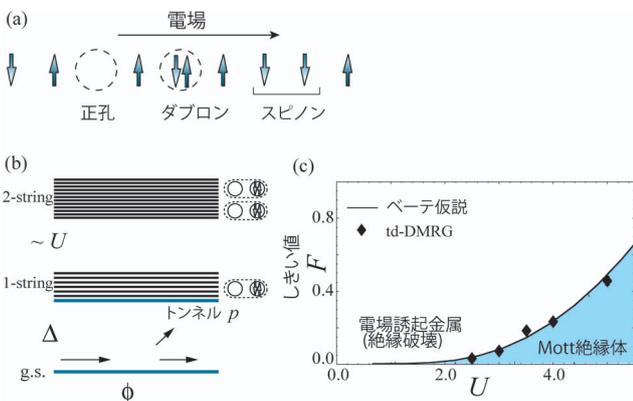


図5 (a) 1次元ハバード模型で, 電場によって生成される電荷励起 (ダブロン, 正孔) およびスピン励起. (b) 基底状態と電荷励起状態の概念図. (c) 1次元ハバード模型に対する電場  $F$  と斥力相互作用  $U$  に対する相図。<sup>21)</sup>

## 6. AC電場中のフロッケ状態—光をまとった電子

レーザー光を照射すると電子は光を吸収するとともに誘導放出が促される。やがて両者が量子的に釣り合った非平衡定常状態、すなわちフロッケ状態に落ち着く。<sup>33)</sup> このフロッケ状態は、強いAC外場における光誘起量子現象を理解する上で重要な概念である。レーザー光の時間変化が周期的なので、固体物理でおなじみの「ブロッホ定理」の時間版である「フロッケ定理」(時間的に周期的な外場中の波動関数についての定理)が使えるのである。フロッケ状態は時間変動する系での固有状態の役割を果たし、電子のグリーン関数は光の吸収、誘導放出過程を全て取り込んだものとなる(図7(a))。つまり、**光をまとった電子**(photon-dressed state)を基底にして格子の効果や多体効果を考えることになる。最近、フロッケ描像に基づく光誘起現象の研究が盛んになっているが、ここでは、モット転移のような強相関効果を扱える動的平均場理論とカップルさせたフロッケ動的平均場理論を紹介したあと、光によって誘起されるトポジカルな量子効果に触れよう。

### 6.1 光の中の非平衡定常状態：フロッケ動的平均場理論

強相関系のダイナミクスや非平衡相転移の研究において、非平衡動的平均場理論が注目を集めている。先ず、平衡における動的平均場理論(dynamical mean field theory; DMFT)とは、ハバード模型のような電子相関模型を空間無限次元 $d=\infty$ で考えるという $1/d$ 展開に基づく理論である。名前に平均場とはあるがモット転移などの記述に必要な量子論的な揺らぎは取り込まれている。すなわち、空間方向の揺らぎは無視するものの(虚)時間 $t$ 方向は考慮さ

れているのだ。DMFTは平衡でのモット転移の研究に大きな役割を果たしてきたが、時間発展への拡張が実連続時間モンテカルロ法<sup>34)</sup>や強結合展開<sup>35)</sup>についてなされたため、非平衡物理への応用が興りつつある。<sup>36,30)</sup>

レーザー光照射下の非平衡定常状態の解析には動的平均場理論とフロッケ描像を組み合わせた手法が有効である。<sup>37)</sup> 図6にこの方法で得た、強いポンプ光に対する非平衡定常状態での光学伝導度(プローブ光の周波数 $\nu$ の関数としての伝導度)をプロットした。<sup>32)</sup> 図で $\Omega$ は照射するレーザーのエネルギーを表しており、(a)はサブギャップ励起、(b)、(c)は吸収帯と共鳴したレーザーに対応する。まず、電場を照射する前は光学吸収スペクトルは $\nu \sim U$ にピークを持つ。DCの電気伝導率に相当する $\sigma(\nu=0)$ が0になることより系が絶縁体であることが分かる。この系にレーザー光を照射すると、 $\nu \sim U$ のピークが小さくなるとともに、DC成分が有限になる。特に、(b)のように吸収帯と共鳴したレーザー光を照射すると $\sigma(\nu=0)$ が正に大きくなり、金属状態になることが見て取れる。照射するレーザー光のエネルギー $\Omega$ をさらに大きくすると(c)のように $\sigma(\nu=0)$ が負の状態が実現する。これは電気抵抗が負の状態であり、電子がレーザー光のエネルギーを吸収し、反転分布が実現していることに起因する。類似の状態(実際にはゼロ抵抗状態)がマイクロ波照射下の量子ホール系においても起きていると考えられている。<sup>38)</sup> (c)のサブギャップ励起は複雑で、 $\sigma(\nu=0)$ が正の状態と負の状態が電場強度を変えることによってともに現れ得る。

反転分布に関しては、さらにドラスティックな動的バンド反転という格子系特有の現象が最近理論的に予言されている。<sup>36)</sup> フロッケの定式化では、レーザー光の影響で時間

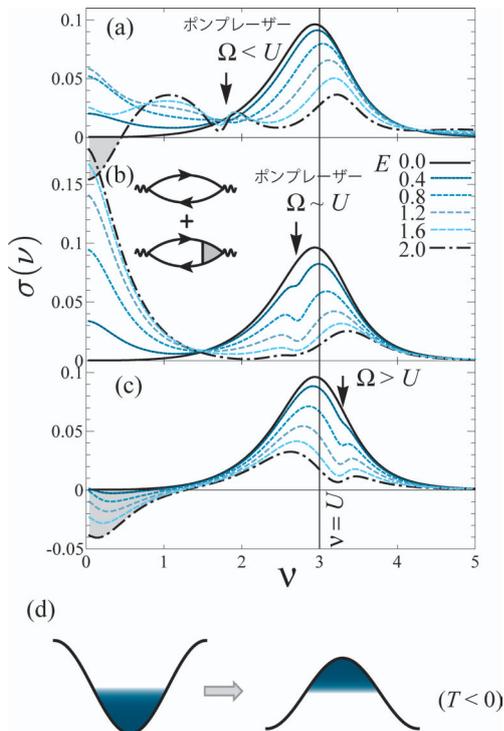


図6 (a)-(c) 強相関絶縁体( $U=3$ を持つハバード模型)のレーザー光照射下でのフロッケ状態の光学応答関数((a)から(c)へ $\Omega=1.8, 2.7, 3.3$ ).<sup>32)</sup> (d) AC電場によるバンド反転の概念図。影は粒子の分布。

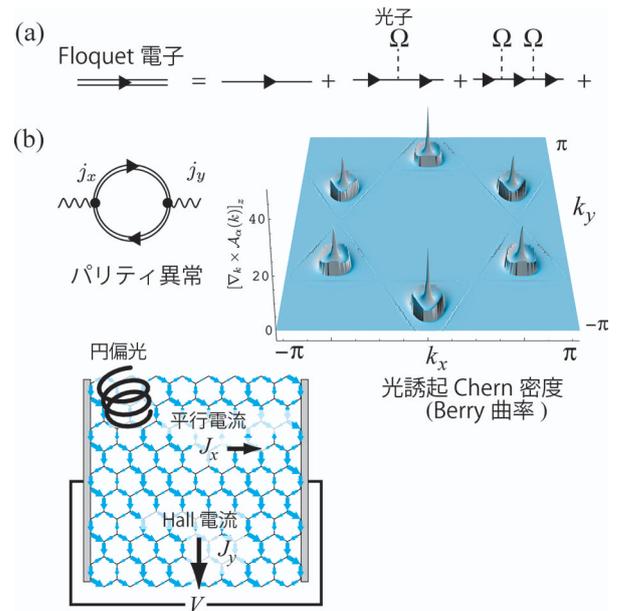


図7 (a) フロッケ描像における電子のグリーン関数。(b) 左: ホール伝導度の計算に現れるダイアグラム。右: グラフェンの光誘起チャーン密度(ベリー曲率)の $k$ 空間での振る舞い。下: 光誘起ホール電流の実空間での振る舞い。<sup>8)</sup>

変動するハミルトニアンは、その Fourier 変換  $H(t) = \sum_m e^{-im\Omega t} H_m$  によって記述される。特に  $\Omega$  が系のバンド幅より大きく、光学吸収・放出過程が無視できる場合には 0 次のフロッケハミルトニアン  $H_0$  で記述される。例えば (単一軌道の) tight-binding 模型の場合は、運動エネルギーが

$$H_0 = -J_0 \left( \frac{eF}{\Omega} \right) J_{\text{hop}} \sum_i (c_{i+1\sigma}^\dagger c_{i\sigma} + \text{h.c.}) \quad (12)$$

となり、面白いことに格子点間のホッピングが光の AC 外場により 0 次のベッセル関数  $J_0$  に変貌する。ベッセル関数は正と負の間を振動する関数であり、負の領域 (例えば  $2.4 < eF/\Omega < 5.5$ ) ではホッピングの符号が反転する。平衡系ではホッピングの符号は物理に影響を与えないことが多いが、平衡分布から突然照射を始め非平衡定常状態にしたときは、反転分布 (普通とは逆に高エネルギーの方に分布) が実現することもある。<sup>36)</sup> 実際、最初は図 6(d) の左図のようにバンドの底にたまっていた粒子は、突然バンドが反転するとそれに追従せずバンドの高エネルギー側にたまった右図のような状態になる。

反転分布が実現すると何が面白いのであろうか? 相関電子系の場合、反転分布が実現した場合は、密度行列からも予想されるように斥力 ( $U > 0$ ) で負の温度  $T$  という状況が引力 ( $U < 0$ ) で正の  $T$  という状況に翻訳できる。このため、元々の斥力相互作用が引力に転換する、**斥力・引力転換** が実現し得ることが時間依存 DMFT により示されており、光誘起超伝導転移が起きる可能性も指摘されている。<sup>36)</sup> なお、このような反転分布 (温度が負の状態ともいえる) は不安定であり、現実の固体結晶では緩和などに関する条件がきついかもしいない。その点、冷却原子気体や超格子ヘテロ構造など、人工的に結晶構造をコントロールできる系が有望と示唆されている。

## 6.2 ディラック電子系の光誘起ホール効果

### トポロジカル状態の光制御

最後の話題として、強いレーザーにより誘起されるホール効果<sup>8)</sup>の提案を解説しよう (詳細な解説は文献 45 を参照)。この現象は、以上の話題と異なり一体問題で生じる効果であるが、光によって電子の**トポロジカルな性質**を変えることが可能である、という点が味噌である。ホール効果は、荷電粒子 (例えば電子) を静磁場中に置いた時に電場と垂直方向に電流が流れる現象である。19 世紀末に発見された古典的現象であるが、1980 年には量子力学に起因する量子ホール効果が発見された。2 次元で量子化されたホール伝導率が現れるのは、系の持つトポロジカルな性質と見ることができる。つまり、ホール伝導度に対する線形応答の式が 2 次元系ではチャーン数と呼ばれる位相不変量に比例し、この関係は Thouless-Kohmoto-Nightingale-Nijs (TKNN) 公式と呼ばれている。なお、この現象は場の理論でいうと量子異常と関係している。つまり、ホール伝導度のダイアグラム (図 7(b)) が 2+1 次元の parity anomaly のダイアグラムになっているのである。<sup>40,41)</sup> その後、物性物

理ではスピン量子ホール効果、トポロジカル絶縁体など、新しいトポロジカルな状態の発見へとつながった。<sup>39)</sup> なお、素粒子論の文脈では、量子異常とは系の持っている対称性が量子力学的な効果で破れてしまう現象を指すが、トポロジカル絶縁体などの物性物理の文脈では実は系の対称性は、スピン・軌道相互作用や時間反転を破る摂動によりあらわに破られており、重要なのは量子異常と関連したダイアグラムがこれらの摂動に対してトポロジカルな理由で非常に特異的な振る舞いを示すことにある。

さて、通常のトポロジカル絶縁体では、物質ごとにバンド構造が決まり、そこに或る特徴があれば位相不変量が与えられるので、物質合成がポイントになる。ところが、フロッケ状態まで考えると位相不変量を外場によって制御できる可能性がある。<sup>8,33)</sup> この現象で最も現実的な系の一つは 2 次元ディラック電子系に円偏光レーザーを照射した場合である。すなわち、グラフェンでは、ディラックコーン (質量が 0 の分散) を持つディラック電子が実現している<sup>44)</sup> が、この系に円偏光を照射した場合、それに伴い (直流) 量子ホール電流が流れることが理論的に示せる。<sup>8)</sup> 図 7 (b) にグラフェンに円偏光を照射し、 $x$  方向に電圧をかけたときの電流の流れをプロットする。電圧と直交する  $y$  方向にホール電流が流れていることが分かる。なぜこのようなことが起きるのであろうか? 実は円偏光を照射することによってディラック点に質量ギャップが開き、系の位相不変量が変化するのである。これを見るために TKNN 公式をフロッケ状態  $|\Phi_\alpha(\mathbf{k}, t)\rangle$  に拡張する必要があり、<sup>8,33)</sup>

$$\sigma_{xy}(A_{\text{ac}}) = e^2 \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^2} \sum_\alpha f_\alpha(\mathbf{k}) [\nabla_{\mathbf{k}} \times \mathcal{A}_\alpha(\mathbf{k})]_z \quad (13)$$

となる。ここで  $\mathcal{A}_\alpha(\mathbf{k}) \equiv -i \langle \langle \Phi_\alpha(\mathbf{k}) | \nabla_{\mathbf{k}} | \Phi_\alpha(\mathbf{k}) \rangle \rangle$  はレーザー光により誘起されたゲージ場である。図 7(b-2) にはグラフェン (蜂の巣格子) の光誘起チャーン密度 (ベリー曲率) を  $k$  空間で図示した。ブリュアン帯の中で、ディラック・コーンの位置に一致してチャーン密度のピークが見られる。このピークの符号はダイナミカルに発生した質量で決まるので ( $K$  点と  $K'$  点で同符号で) 円偏光の向きのみで決まる。なお、質量のあるディラック模型は 2+1 次元トポロジカル状態の基本模型であり、ホルデイン (Haldane) は次近接ホッピングと局所磁場を導入することにより量子ホール効果を論じた<sup>42)</sup> が、ここでは円偏光がホルデインの摂動の役割を果たしており、光でトポロジーがコントロールされるという意味で、光誘起トポロジカル状態といえる。

なお、通常のトポロジカル絶縁体と同様にフロッケ状態のトポロジカルな性質の分類も始まっている。<sup>43)</sup> 注意が必要なのは平衡系と異なり、光誘起系では、分布関数  $f_\alpha(\mathbf{k})$  が光学励起によって単純なフェルミ分布とはならないため、位相不変量の量子化が起きるとは限らないことである。このため、電極接合やフォノンなどの緩和過程を考慮することが重要と思われる。

## 7. おわりに

以上、光誘起相転移に関連した話題を概観した。この分野は膨大なものに成長しつつあるので、全体を網羅することはできなかったことをお断りしたい。しかし、強結合系の非平衡現象というキーワードの中で異なる分野の間でアイデアが共有され深められている香りが読者に伝わったとしたら幸いである。さらに最近の話題としては素粒子物理学で発展した gauge/gravity 双対性を用いたホログラフィックな方法で QCD 的な系の非平衡現象を解析する試みがある。非平衡定常状態の特異な性質<sup>46)</sup>や緩和と熱化の様子<sup>47)</sup>などが解析されているが、その結果が物性物理の強相関系の振る舞いとよく似たものであることも興味深い。

このように、強相関電子系は、非平衡量子統計力学の構築という、21世紀物理の重要な目標の一角を担うことが期待される。一筋縄では行かない難しい問題ではあるが、実験、数値計算、解析理論の総合から、新たな地平が拓けるのではないだろうか。最後に、非平衡電子系について、辻 直人、北川拓也、Philipp Werner、Martin Eckstein、Andy Millis の方々に、共同研究や議論を感謝したい。

## 参考文献

- 1) S. Iwai, M. Ono, H. Matsuzaki, H. Kishida, H. Okamoto and Y. Tokura: Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 57401.
- 2) N. Strohmaier, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 080401.
- 3) 日本物理学会誌 **63** (2008) —特集「線形応答理論から50年—非線形・非平衡の物理学—
- 4) M. Imada, A. Fujimori and Y. Tokura: Rev. Mod. Phys. **70** (1998) 1039.
- 5) K. Nasu, ed.: *Photoinduced Phase Transitions* (World Scientific, 2004).
- 6) S. Wall, *et al.*: Nature Phys. **7** (2011) 114.
- 7) 一次元系ではハバード模型の連続極限は、電荷励起を表す  $1+1$  次元 massive Thirring 模型 (sine-Gordon 模型) と、スピン励起を表す自由ボソンの直積によって記述されることが知られている。
- 8) T. Oka and H. Aoki: Phys. Rev. B **79** (2009) 081406(R).
- 9) M. Moeckel and S. Kehrein: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 175702.
- 10) M. Eckstein, M. Kollar and P. Werner: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 056403.
- 11) J. Berges, Sz. Borsányi and C. Wetterich: Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 142002.
- 12) A. Takahashi, H. Itoh and M. Aihara: Phys. Rev. B **77** (2008) 205105.
- 13) H. Matsueda, T. Tohyama and S. Maekawa: arXiv: 1005.1690.
- 14) 腰原伸也, 十倉好紀, 竹田研爾, 国府田隆夫: 日本物理学会誌 **50** (1995) 548.
- 15) 越野和樹, 小川哲生: 日本物理学会誌 **55** (2000) 861.
- 16) 理論の解説として例えば, K. Yonemitsu and K. Nasu: J. Phys. Soc. Jpn. **75** (2006) 011008.
- 17) K. Yonemitsu: J. Phys. Soc. Jpn. **74** (2005) 2544; Y. Tanaka and K. Yonemitsu: *ibid.* **79** (2010) 024712.
- 18) K. Yoshioka, E. Chae and M. Kuwata-Gonokami: Nat. Commun. **2** (2011) 328.
- 19) M. Rigol, V. Dunjko and M. Olshanii: Nature **452** (2008) 854 は、これを数値計算で確認している。
- 20) 例えば, Int. Conf. on Physics in Intense Fields といった国際会議が開かれている。
- 21) T. Oka and H. Aoki: Phys. Rev. B **81** (2010) 033103.
- 22) T. Oka: arXiv: 1105.3145.
- 23) T. Oka and H. Aoki: in *Quantum Percolation and Breakdown [Lecture Notes in Physics]* **762** (Springer Verlag, 2009) p. 251.
- 24) W. Heisenberg and H. Euler: Z. Physik **98** (1936) 714. 英訳は arXiv: 0605038.

- 25) J. Schwinger: Phys. Rev. **82** (1951) 664.
- 26) T. Oka and H. Aoki: Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 137601.
- 27) 例えば, S. Watanabe, N. Minami and R. Shimano: Opt. Express **19** (2011) 1528.
- 28) A. M. Dykhne: Sov. Phys. JETP **14** (1962) 941; L. Landau and E. Lifshitz: *Quantum Mechanics*, Vol. 3 (Butterworth-Heinemann, 1981).
- 29) T. Fukui and N. Kawakami: Phys. Rev. B **58** (1998) 16051.
- 30) M. Eckstein, T. Oka and P. Werner: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 146404.
- 31) Y. Taguchi, T. Matsumoto and Y. Tokura: Phys. Rev. B **62** (2000) 7015.
- 32) N. Tsuji, T. Oka and H. Aoki: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 047403.
- 33) 岡 隆史, 青木秀夫: 光学 **39** (2010) 445.
- 34) P. Werner, T. Oka and A. J. Millis: Phys. Rev. B **79** (2009) 035320.
- 35) M. Eckstein and P. Werner: Phys. Rev. B **82** (2010) 115115.
- 36) N. Tsuji, T. Oka, P. Werner and H. Aoki: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 236401.
- 37) N. Tsuji, T. Oka and H. Aoki: Phys. Rev. B **78** (2008) 235124.
- 38) R. G. Mani, *et al.*: Nature **420** (2002) 646.
- 39) 村上修一, 平原 徹, 松田 巖: 日本物理学会誌 **65** (2010) 840.
- 40) 例えば, K. Ishikawa: Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 1615; G. W. Semenov: *ibid.* **53** (1983) 2449.
- 41) 解説として, 御領 潤: 物性研究 **96** (2011) 187.
- 42) F. D. M. Haldane: Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 2015.
- 43) T. Kitagawa, E. Berg, M. S. Rudner and E. Demler: Phys. Rev. B **82** (2010) 235114.
- 44) 初貝安弘, 青木秀夫: 固体物理 **45** (2010) 457; 青木秀夫: 固体物理 **45** (2010) 753; 齊木幸一朗, 徳本洋志編: 『グラフェンの機能と応用展望』(CMC 出版, 2009).
- 45) 岡 隆史, 北川拓也: 固体物理 **46** (2011) 549—光誘起トポロジカル相転移の理論.
- 46) S. Nakamura: Prog. Theor. Phys. **124** (2010) 1105.
- 47) K. Hashimoto, N. Iizuka and T. Oka: Phys. Rev. D **84** (2011) 066005.

## 著者紹介



岡隆史氏: 電場誘起モット転移, 非平衡超伝導, 光誘起トポロジカル相転移など非平衡相転移現象について興味を持っている。



青木秀夫氏: 専門は物性物理学理論。特に強相関電子系における超伝導・磁性, 量子ホール効果, そして強相関電子系・トポロジカル系における非平衡現象を主眼に研究しており, これらの現象に対する「物質設計」という観点も探索している。

(2011年8月29日原稿受付)

## Non-Equilibrium Physics in Strongly Correlated System

Takashi Oka and Hideo Aoki

abstract: We give a review on correlated systems far from equilibrium. There is a rapid development in the field which stems from both photo-induced phase transitions in strongly correlated electron systems and from non-equilibrium dynamics in cold atoms in optical lattices. We explain how ideas developed in non-linear quantum field theory such as the Schwinger mechanism in QED are being extended to many-body systems in the condensed matter version of “strong field physics”.

# 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

〈理化学研究所仁科加速器研究センター 351-0198 和光市広沢2-1 〉

〈東京大学原子核科学研究センター 113-0033 東京都文京区本郷7-3-1 〉

金属を極低温まで冷やすと電気抵抗が無くなる超伝導現象は、電子対が凝縮することで引き起こされる量子現象として有名である。重い原子核中の陽子・中性子も、対凝縮によって超流動性を示すことが知られている。超流動核に光子を吸収させたり他の原子核を衝突させると、原子核の形状や対ギャップに様々な変化が誘起されると考えられるが、このような核反応を核子自由度から記述する数値計算は、計算量が膨大で実用性に乏しいと考えられていた。最近開発された「正準基底時間依存平均場理論」は、この計算量を大幅に削減することに成功し、重い原子核の複雑な反応メカニズムの解明に向けた重要な一步になると期待される。

## 1. はじめに

人類がこれまで加速器を用いて人工生成した原子核は約3千個であり、さらに未知のアイソトープが数千個存在すると予想されている。しかしながら、真空中での核子間相互作用(核力)を用いてその構造を直接計算できる原子核は、質量数10程度までの安定核とその周辺に限られ、原子核全体から見れば、その数はわずか1%にも満たない。計算機能力の向上と新しい多体論の発展によって、このような第一原理的なアプローチは近年目覚ましい発展を遂げているが、その適用範囲はまだ非常に限られており、まして核反応に至っては、その研究はまだ始まったばかりである。

一方で、核内有効核力を用いた平均場理論(あるいは密度汎関数理論)は、軽い核から重い核まで、その基底状態の性質を高精度で再現することが可能である。<sup>1,2)</sup> 原子核理論における平均場理論とは、真空中の核力を用いた平均場近似とは異なり、むしろ物性理論における密度汎関数理論に概念的に近い。他の核模型に見られない大きな特徴の一つは、1つのエネルギー汎関数が非常に軽い核を除くほぼすべての原子核に適用可能であり、無限核物質の飽和性( $\rho_0 \approx 0.16 \text{ fm}^{-3}$ ,  $B/A \approx 16 \text{ MeV}$ )\*<sup>1</sup>と実験で測定される有限核の性質を同時に再現することである。現在のところ、このような汎用性と普遍性を持つ核模型は平均場理論以外に存在しない。

静的な平均場を拡張し、励起状態・応答・反応といった性質を調べられる理論として、時間依存平均場理論がよく知られている。原子核物理においては、座標空間表示による時間依存ハートレー・フォック(TDHF)理論として1970~80年代に多くの数値計算が行われ、核反応、特に重イオンの核融合反応と深部非弾性散乱等の解析が行われた。<sup>3)</sup> 当時は計算機能力が限られていたこともあり、基底状態を定量的に再現するエネルギー汎関数ではなく、単純化されたものがよく用いられていた。最近は、より定量的

なエネルギー汎関数を用いたTDHF計算が行われているが、依然として重い原子核で重要な核子対凝縮による超流動性は無視されている。このため、開殻配位の原子核への適用には問題が多く、限定的である。

原子核の静的・動的な性質に重要な影響がある対相関を取り入れる一般化された時間依存平均場理論は、時間依存ハートレー・フォック・ボゴリューボフ(TDHF<sub>B</sub>)理論<sup>4)</sup>と呼ばれ、既に1960年代に提案されている。しかしながら、現実の原子核への適用には莫大な計算コストが要求されるため、非常に困難である。我々は、正準基底と呼ばれる表示を選択することで、要求される計算量を大幅に削減することに成功した。<sup>5)</sup> 以下で、この理論の概要とその最初の応用としての線形応答計算について報告する。

## 2. 時間依存平均場理論とゲージ不変性

原子核は強い量子性を示すフェルミ多体系である。図1から、その量子性の強さが端的に理解できると思う。核子間相互作用の引力は、核子の零点振動の運動エネルギーで相殺され、同種粒子同士(アイソスピン $T=1$ のチャンネル)は束縛状態を持たず、異種粒子同士(アイソスピン $T=0$ チャンネル)はテンソル力のおかげでギリギリで束縛し重陽

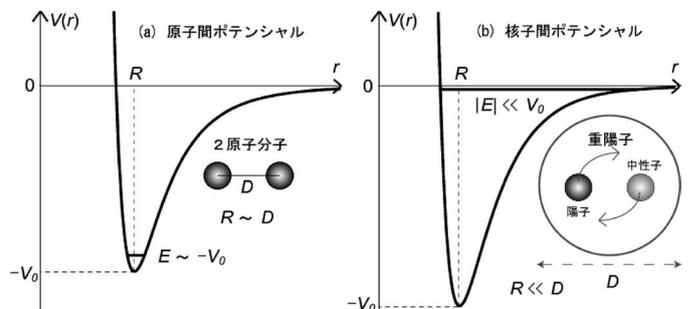


図1 典型的な原子間ポテンシャル(左)と核子間ポテンシャル(右)の模式図。横軸のおおまかなスケールは、左は数Å、右は数fm程度。縦軸のスケールは、左は数eV、右は数10から100 MeV程度。2原子分子の基底状態は、止まった原子という古典的描像が近似的に成立するが、重陽子では成立しない。右の模式図における矢印は、核子が大きな零点運動エネルギーを持つことを示している。このため、2原子分子の場合、原子間距離はポテンシャルの極小点を与える距離Rに等しいが、重陽子の直径はRよりもはるかに大きい。

\*<sup>1</sup>  $\rho_0$ は無限核物質の基底状態における密度で「通常核密度」とも呼ばれ、重い原子核の中心密度にほぼ等しい。また、 $B$ は原子核の束縛エネルギー、 $A$ は質量数(=核子数)で、 $B/A$ は一核子あたりの束縛エネルギーを表す。

子となる。<sup>\*2</sup> 量子揺らぎによる運動エネルギー  $\hbar^2/mR^2$  とポテンシャルの深さ  $V_0$  の比で系の量子性を数値化すると、原子核は液体ヘリウムよりも強い量子性を示している。この強い量子性は原子核内部で核子が自由に動き回る平均場描像が成立する上で重要な役割を果たしている。特にフェルミ準位  $\epsilon_F$  近傍ではパウリ原理が働くため、ランダウのフェルミ流体論で知られるように、エネルギー  $\epsilon$  の核子(準粒子)の平均自由行程は、 $\lambda \propto (\epsilon - \epsilon_F)^{-2}$  というエネルギー依存性を持ち、一体場の物理が支配的だと考えられる。

まず対相関を無視したフェルミ粒子多体系の時間依存平均場理論、TDHF 理論を概観してみよう。TDHF 理論では、一体密度行列は  $\rho^2 = \rho$  の関係を満たすので、その固有値は 0 または 1 である。固有値が 1 の状態の数(次元)は粒子数  $N$  に等しく、規格化されたこれらの状態を  $\psi_i$  ( $i=1, \dots, N$ ) と書き、適当な基底  $|\alpha\rangle$  での表現を  $\psi_{\alpha i} = \langle \alpha | \psi_i \rangle$  と書くことにする。一粒子状態を記述する空間の次元(基底  $\alpha$  の数)を  $M$  とすると、 $\psi$  はサイズ  $M \times N$  の行列とみなすことができ、密度行列は  $\rho_{\alpha\beta} = \sum_{i=1}^N \psi_{\alpha i} \psi_{\beta i}^* = (\psi \psi^\dagger)_{\alpha\beta}$  と表せる。すなわち、行列  $\psi(t)$  の時間発展が決まれば、密度の時間発展が決定される。 $\psi(t)$  の時間発展は次の TDHF 方程式で記述される ( $\hbar=1$ )。

$$i\dot{\psi}(t) = h(t)\psi(t) - \psi(t)\eta(t). \quad (1)$$

ここで、 $h(t) = h[\rho(t)]$  は時刻  $t$  における TDHF の一粒子ハミルトニアンであり、系のエネルギー汎関数  $E[\rho]$  から  $h_{\alpha\beta}(t) \equiv \delta E[\rho] / \delta \rho_{\beta\alpha} |_{\rho=\rho(t)}$  で定義される。(1)式の第二項はあまり見慣れないかもしれないが、 $\eta_{ij}(t)$  は任意の  $N \times N$  エルミート行列であり、密度が  $\eta_{ij}$  で生成されるユニタリー変換に対して不変であるというゲージ不変性を持っていることに由来する ( $\psi \rightarrow \psi \exp \{i \int \eta(\tau) d\tau\}$ )。この変換に対して  $h(t)$  や  $\rho(t)$  は不変である。 $\eta_{ij}(t) = 0$  とゲージを取ると、見慣れた TDHF 方程式 ( $i\partial\psi/\partial t = h(t)\psi(t)$ ) になる。また、 $\eta_{ij}(t) = \langle \psi_i(t) | h(t) | \psi_j(t) \rangle$  と取ると、ハートレー・フォック(基底)状態が定常状態 ( $\partial\psi/\partial t = 0$ ) に対応する。

次に、対凝縮を記述する対密度(対テンソル)  $\kappa_{\alpha\beta}(t)$  をエネルギー汎関数に導入し、 $E[\rho, \kappa]$  と拡張し、対相関による超流動性を扱えるように一般化しよう。<sup>4)</sup>  $E[\rho, \kappa]$  の  $\kappa$  依存性から対ポテンシャルが定義され、 $\Delta_{\alpha\beta} \equiv \delta E[\rho, \kappa] / \delta \kappa_{\beta\alpha}^* |_{\rho=\rho(t), \kappa=\kappa(t)}$ 。密度行列とハミルトニアンも、次の2倍の次元を持つ一般化密度行列  $R(t)$  と TDHFB ハミルトニアン  $H(t)$  に拡張される。

$$R(t) = \begin{pmatrix} \rho(t) & \kappa(t) \\ -\kappa^*(t) & 1 - \rho^*(t) \end{pmatrix}, \quad H(t) = \begin{pmatrix} h(t) & \Delta(t) \\ -\Delta^*(t) & -h^*(t) \end{pmatrix}. \quad (2)$$

一般化密度行列もまた  $R^2 = R$  という性質を持ち、固有値は 0 または 1 である。(2)式の  $R(t)$  の形から直ちに、固有値 0

に属する状態を

$$\bar{\Psi}_k = \begin{pmatrix} U_k \\ V_k \end{pmatrix}$$

とすると、

$$\Psi_k = \begin{pmatrix} V_k^* \\ U_k^* \end{pmatrix}$$

が固有値 1 の状態であることが分かる。つまり、固有値 0 に属する状態空間と固有値 1 の空間の次元は同数でどちらも  $M$  次元である。後者が  $N$  であった TDHF とこの点が大きく異なる。上の  $\bar{\Psi}_k$  を非占有準粒子、 $\Psi_k$  を占有準粒子と呼ぶことがあるが、これは  $R$  の固有値で分類されており、通常の密度  $\rho$  の固有値とは関係ないことに注意すべきである。

$R$  の固有値 1 に属する空間を行列  $\Psi_{\alpha k} = \langle \alpha | \Psi_k \rangle$  として表現すると、<sup>\*3</sup> 一般化密度は  $R(t) = \Psi(t)\Psi^\dagger(t)$  と表すことができ、TDHFB 方程式は次式の形に書ける。<sup>\*4</sup>

$$i\dot{\Psi}(t) = H(t)\Psi(t) - \Psi(t)\eta(t). \quad (3)$$

ここでもまた、 $\eta_{kl}(t)$  はゲージ不変性を表す任意の  $M \times M$  エルミート行列であり、 $R(t)$  がユニタリー変換  $\Psi \exp \{i \int \eta(\tau) d\tau\}$  に対して不変であることに由来する。

(1)式と(3)式、および  $\rho \leftrightarrow \psi$  と  $R \leftrightarrow \Psi$  の関係は互いに良く類似していることが分かる。しかし、TDHFB 方程式には上成分と下成分に対して別々の位相変換を施すことが可能であり、特に対ポテンシャル  $\Delta$  が  $\kappa$  に関して線形である場合、この変換は  $H(t)$  のわずかな変更で吸収させることができる。 $\lambda_1(t), \lambda_2(t)$  を任意の実関数として次の置き換えを行ってみる。

$$\Psi(t) = \begin{pmatrix} e^{-i\lambda_1(t)} & 0 \\ 0 & e^{i\lambda_2(t)} \end{pmatrix} \tilde{\Psi}(t). \quad (4)$$

すると、 $H(t)$  を次のように変更することで、(3)式は、 $\tilde{\Psi}$  に対してもそのまま成立することが分かる。

$$H(t) = \begin{pmatrix} h(t) - \dot{\lambda}_1 & \tilde{\Delta}(t) \\ -\tilde{\Delta}^*(t) & -h^*(t) + \dot{\lambda}_2 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

$\tilde{\Psi}$  で計算された対ポテンシャル  $\tilde{\Delta}$  と対密度  $\tilde{\kappa}$  は元の量と位相  $\exp \{-i(\lambda_1 + \lambda_2)\}$  だけのずれが生じるが、 $h$  と  $\rho$  はこの変換で不変である。HFB(基底)状態は、ゲージ・パラメータを  $\eta_{kl}(t) = \langle \Psi_k(t) | H(t) | \Psi_l(t) \rangle$ 、化学ポテンシャルを  $\mu$  として  $\dot{\lambda}_1(t) = \dot{\lambda}_2(t) = \mu$  と取ると、静的極限 ( $\partial\tilde{\Psi}/\partial t = 0$ ) に対応する。(4)式から分かるように、このとき元の  $\Psi(t)$  は、上成分と下成分とで逆の位相回転 ( $e^{-i\mu t}$  と  $e^{+i\mu t}$ ) をする。これは  $\eta_{kl}$  で記述されるゲージ変換では消去できない非自明な運動で、 $\kappa \neq 0$  の系に南部・ゴールドストーン・モードとして出現する「対回転」と呼ばれる運動である。

計算コストの観点から(1)式と(3)式を比較してみよう。行列  $\psi$  のサイズが  $M \times N$  であるのに対して、行列  $\Psi$  のサイズは  $2M \times M$  である。 $M$  は原理的には無限大であることを

<sup>\*2</sup> 同種粒子同士とは陽子-陽子または中性子-中性子の対であり、異種粒子同士とは陽子-中性子の系を意味する。

<sup>\*3</sup>  $\Psi_k$  は 2 成分あるため、行列  $\Psi_{\alpha k}$  のサイズは  $2M \times M$ 。

<sup>\*4</sup> 非占有軌道  $\bar{\Psi}$  に対しても同一の式が成り立つ。また  $R = 1 - \bar{\Psi}\bar{\Psi}^\dagger$ 。

考えれば、原子核のような比較的粒子数が少ない有限系では  $N \ll M$  であり、TDHFB 方程式 (3) の計算コストは TDHF (1) 式とは比較にならないくらい膨大である。

### 3. 正準基底における時間依存平均場理論

上で述べた  $M \times M$  のユニタリ変換のゲージ自由度をうまく利用して、TDHFB 方程式 (3) を解きやすい形、あるいは適当な近似を導入しやすい形に変形できないだろうか。

#### 3.1 BCS 理論

ここでヒントになるのは、金属の超伝導で有名な BCS (Bardeen-Cooper-Schrieffer) 理論である。BCS 理論では、互いに時間反転状態にある電子対  $(k, \bar{k})$  の重ね合わせによってクーパー対を形成し、この状態は、

$$|\text{BCS}\rangle = \prod_{k>0} (u_k + v_k c_k^\dagger c_{\bar{k}}^\dagger) |0\rangle. \quad (6)$$

と表現される。BCS 因子  $(u_k, v_k)$  は、 $|u_k|^2 + |v_k|^2 = 1$  を満たし、 $c_k^\dagger (c_{\bar{k}}^\dagger)$  は、状態  $k (\bar{k})$  の電子の生成演算子である。(6) 式の積 ( $k > 0$ ) はすべての時間反転電子対を意味しているが、フェルミ面近傍を除けば  $(|u_k|, |v_k|) = (1, 0)$  または  $(0, 1)$  である。フェルミ準位近傍の電子間のみフォノン交換による引力が働くため、実際にはフェルミ面近傍の電子についてのみ考えればよい。結局、BCS 理論では、フェルミ面近傍の状態  $k$  と BCS 因子  $(u_k, v_k)$  を求めればよい。さらに、状態  $k$  があらかじめ分かっている場合は、決定すべき量は BCS 因子のみで、通常金属超伝導では弱結合近似 ( $\mu = \epsilon_F$ ) が成立し、簡単なギャップ方程式を解くだけでよい。

原子核における対凝縮に対しても「BCS 近似」と呼ばれる近似が用いられる。<sup>7)</sup> この近似では、(6) 式で  $v_k \neq 0$  の状態として、一粒子ハミルトニアン  $h$  の束縛された固有状態  $k (\bar{k})$  だけを考慮する。あるいは、束縛された固有状態の中でもさらにフェルミ面近傍に制限する。これによって、計算すべき準粒子の数は、粒子数  $N$  程度に減らすことができる。ただし、原子核のような自己束縛有限系では、一粒子状態  $k (\bar{k})$  を自己無撞着に決定する必要があり、また、弱結合近似は成立しないため、平均粒子数を系の粒子数に合わせるように化学ポテンシャル  $\mu$  を調整する必要がある。それでも、前節の一般化された平均場理論での基底状態 (HFB 状態) の計算と比較すると、計算量ははるかに少ない。これは、ギャップ方程式と、計算すべき準粒子軌道の数が、 $M$  からオーダー  $N$  程度に減少したことが効いている。<sup>\*5</sup>

#### 3.2 正準基底表示による時間発展の記述

BCS 近似と同等の近似を時間依存平均場理論に活用できないだろうか。これが、この研究の単純な動機である。一般化密度行列  $R(t)$  の固有状態  $\Psi_k(t)$  は  $M$  重縮退してい

るため、ある時刻  $t$  においてどのような準粒子の表示を取るかに  $M \times M$  のユニタリ変換の任意性がある。実は、Bloch-Messiah の定理<sup>7)</sup> によって、上成分と下成分がそれぞれ  $\rho$  の固有状態であり、同時に  $\kappa$  を正準形にする表示を取ることが可能であることが保証されている。このような表示のとり方を原子核理論では正準基底と呼ぶ。<sup>\*6</sup>

Bloch-Messiah の定理は、ゲージ  $\eta_{kl}(t)$  を各時刻でうまく選べば、準粒子  $\Psi_k(t)$  を正準形に保つことが可能であることを意味している。正準形ということは、(6) 式の形で表現できるということである。ただし、ここで状態  $k$  と  $\bar{k}$  はもはや互いに時間反転の関係にはなく、単に“正準対” (canonical pair) の状態というだけである。我々は、正準表示における  $(u_k(t), v_k(t))$  と正準状態  $k$  と  $\bar{k}$  の時間発展を記述する方程式を TDHFB 方程式 (3) から導いた。 $k (\bar{k})$  の時間発展は一般には複雑な結合方程式であるが、正準基底での対ポテンシャルが“対角的”であるとする近似  $\Delta_{kl}(t) = -\Delta_k(t) \delta_{kl}$  を導入すると、方程式を著しく簡素化できる。静的極限では  $\bar{k}$  は  $k$  の時間反転状態であり、この対角近似は BCS 近似に他ならない。こうして対ポテンシャルの対角近似から得られる正準基底表示 TDHFB 方程式は、以下の (7) と (8) 式になる。<sup>5)</sup>

$$i|\dot{k}(t)\rangle = \{h(t) - \zeta_k(t)\} |k(t)\rangle, \quad k \leftrightarrow \bar{k}. \quad (7)$$

ここで、 $h(t)$  は (2) 式の一粒子ハミルトニアンであり、 $\zeta_k(t)$  は正準状態  $k$  の位相自由度に関する任意の実関数である。このゲージ自由度は任意であるが、(8) 式で  $\kappa_k(t)$  の位相と運動していることに注意。対になる正準状態  $\bar{k}$  についても、同じ方程式が成立する。一方で、BCS 因子の方は、 $\rho_k(t) \equiv |v_k(t)|^2$ ,  $\kappa_k(t) \equiv u_k(t)v_k(t)$  として、

$$\begin{aligned} i\dot{\rho}_k(t) &= \kappa_k(t) \Delta_k^*(t) - \kappa_k^*(t) \Delta_k(t) \\ i\dot{\kappa}_k(t) &= \{\zeta_k(t) + \zeta_{\bar{k}}(t)\} \kappa_k(t) + \Delta_k(t) \{2\rho_k(t) - 1\} \end{aligned} \quad (8)$$

で、その時間発展が記述される。

ここで、対角近似、 $\Delta_{kl}(t) = -\Delta_k(t) \delta_{kl}$  の妥当性を考えてみる。まず、静的極限の基底状態に関する計算は BCS 近似であり、対相関に関わる 2 体相互作用の強さを適当に選べば、原子核の基底状態の性質をよく再現する。<sup>2)</sup> また、2 体相互作用の期待値を正準基底で表現するとすぐに分かるが、対相関エネルギーの期待値は近似なしに、 $\langle \hat{V}_{\text{pair}} \rangle = -\sum_{k>0} \kappa_k^*(t) \Delta_k(t)$  と、対ギャップ  $\Delta_k(t)$  を用いて表すことができ、無視した非対角成分はエネルギー期待値には寄与しない。原子核の対ポテンシャルに関する観測情報としては、核質量の偶奇性から分かるギャップの大きさなど、その対角成分に関わるものはあるが、非対角成分に関わるものはほとんどなく、非対角成分にはそもそも不定性が大きい。理論的整合性についても、論文<sup>5)</sup> にその詳細を委ねる

<sup>\*5</sup> ここでは、近似によって準粒子の数を減らしたが、原子核の体積が粒子数  $N$  に比例することから、以下に述べる正準基底表示では、オーダー  $N$  の数の準粒子で記述できることが一般に示される。<sup>8)</sup>

<sup>\*6</sup> 名前の由来はおそらく  $2 \times 2$  の正準形ブロックの集まりになる  $\kappa$  の形であろう。

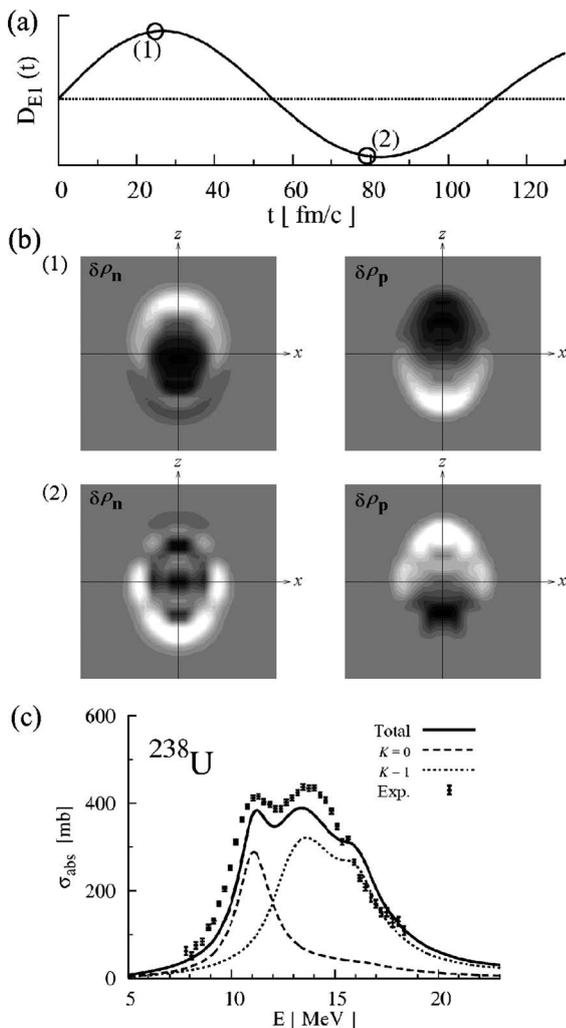


図2 エネルギー汎関数 SkM\* を用いた  $^{238}\text{U}$  の原子核の光吸収断面積の計算結果。計算された  $^{238}\text{U}$  の基底状態はプロレート型に変形 ( $\beta_2=0.27$ ) していて、陽子・中性子ともに有根のエネルギーギャップ ( $\Delta_p=0.58\text{ MeV}$ ,  $\Delta_n=0.52\text{ MeV}$ ) を持つ超流動相にある。(a) 変形の長軸 ( $z$ ) 方向に微弱な瞬間的電場をかけたときの電気双極子モーメントの期待値  $D_{E1}(t)$  の時間発展。(b) (a) の丸印の時刻における中性子・陽子密度の基底状態からのずれ。(c)  $D_{E1}(t)$  を  $t=2,000\text{ fm/c}$  まで計算し、そのフーリエ変換から求められた断面積。絶対値を含めて実験値を良く再現する。(フルカラー口絵参照)

が、(7), (8) 式は、保存則や線形近似における南部・ゴールドストーン・モードの分離など、TDHFB が持つ性質を壊さず保存している。

### 3.3 線形応答計算と計算コスト

正準基底表示時間依存平均場理論を用いた最初のアプリケーションとして、変形した超流動原子核の線形応答計算を行った。線形応答計算は、現在世界中でコード開発が進められているホットな課題であるが、それらは基底状態からのずれが微小であると仮定することで TDHFB 方程式 (3) を線形化し、準粒子乱雑位相近似 (QRPA) 方程式<sup>4,7)</sup> に焼き直した方程式に基づいている。線形近似を用いてもなおその計算量は莫大であり、非制限 (unrestricted) の計算は困難である。例えばアメリカの SciDAC プロジェクト UNEDF (Universal Nuclear Energy Density Functional) で開発された QRPA コード<sup>9)</sup> による計算では、基底状態に時間

反転対称性と形状の軸対称性の制限を課したコードが開発され、数千コアのプロセッサを用いた大規模並列計算によって、変形した超流動原子核の強度関数が計算可能となった。一方で、我々の開発した正準基底での時間依存平均場理論を用いた計算では、必要とされるメモリサイズも QRPA 計算に比べて3桁以上圧縮され、対称性の制限を完全に取り払った非制限計算コードで、同様の計算が通常のパソコン (1 コア) で計算可能である。

我々の計算手順の概要は以下の通りである。開発済みの3次元空間メッシュ表示での平均場計算コード<sup>10)</sup> を利用して、まず基底状態を BCS 近似に基づいて求める。次に時間に依存する弱い摂動的な外場の下で (7), (8) 式を解いて系の時間発展を求め、最後にフーリエ変換を用いて強度分布関数を求める。計算の詳細は、論文<sup>5)</sup> を参照して頂きたい。この方法で、質量数 238 のウラン原子核に対して電気双極子 ( $E1$ ) 型の外場をかけて計算を行い、光吸収断面積を求めたのが図2である。密度変化 (b) からは、陽子と中性子が逆位相で振動している様子が分かる。このような計算がパソコン1台で可能となったことは特筆すべきであろう。また、上記 QRPA 計算との結果の比較から、線形応答計算における対ポテンシャルの対角近似の妥当性も確かめられた。<sup>5)</sup>

## 4. おわりに

この原稿を執筆した2011年は、ラザフォードによる原子核発見から100周年であり、同時にオネスによる超伝導発見の100周年にもあたる。今回紹介した理論は、原子核における核子対凝縮による超流動 (超伝導) のダイナミクスの記述を著しく簡素化したものであり、理論計算の実用化が一步大きく前進したといえる。発見から100年という事実は、有限量子多体系の物理の奥深さ・難しさを物語っている。我々の研究の動機は重い原子核のダイナミクスの解明にあったが、理論自体は引力の相互作用を持つ一般のフェルミ粒子系に適用可能である。ここでは線形応答計算を紹介したが、線形領域を越えたダイナミクスの記述も可能であり、現在そのための準備を進めている。<sup>\*7</sup> 今後、正準基底時間依存平均場理論が、実用性・汎用性を兼ね備えた理論として、原子核物理に限らず様々な分野で応用されることを期待している。

なお、本研究は科研費基盤 (B) (21340073) および新学術領域 (20105003) の一環として、筑波大の矢花一浩氏・橋本幸男氏、理研の稲倉恒法氏・吉田賢市氏 (現・新潟大) との共同研究で行われた。ここに謝意を表させて頂きたい。

### 参考文献

- 1) M. Bender, P. H. Heenen and P.-G. Reinhard: Rev. Mod. Phys. **75** (2003) 121.

\*7 ただし、核分裂のように、系が2つに分裂する現象を記述する際には、対ポテンシャルの非対角成分を無視したことによって、非物理的な長距離結合がもたらされる可能性があるので注意が必要。

- 2) D. Lunney, J. M. Pearson and C. Thibault: Rev. Mod. Phys. **75** (2003) 1021.
- 3) J. W. Negele: Rev. Mod. Phys. **54** (1982) 913.
- 4) J.-P. Blaizot and G. Ripka: *Quantum Theory of Finite Systems* (MIT Press, 1986).
- 5) S. Ebata, T. Nakatsukasa, T. Inakura, K. Yoshida, Y. Hashimoto and K. Yabana: Phys. Rev. C **82** (2010) 034306.
- 6) A. Bohr and B. R. Mottelson: *Nuclear Structure Vol. I* (W. A. Benjamin, 1969) p. 269.
- 7) P. Ring and P. Schuck: *Nuclear Many-Body Problem* (Springer-Verlag, 1980).
- 8) N. Tajima: Phys. Rev. C **69** (2004) 034305.
- 9) J. Terasaki and J. Engel: Phys. Rev. C **82** (2010) 034326.
- 10) T. Nakatsukasa and K. Yabana: Phys. Rev. C **71** (2005) 024301.

(2011年10月31日原稿受付)

## Canonical-Basis Time-Dependent Mean-Field Theory and Linear Response in Superfluid Nuclei

Takashi Nakatsukasa and Shuichiro Ebata

abstract: The superconducting in metal is a quantum phenomenon that is realized by the condensation of the electron pairs at low temperature. In heavy nuclei, protons and neutrons also exhibit properties of the superfluidity caused by their pair condensation. The numerical simulation of reactions for such superfluid nuclei was considered to be impractical, because of its enormous required computational resources. Recently, we have developed a new approach, "canonical-basis time-dependent mean-field theory", which succeeds to significantly reduce the computational cost. Using this new method, it is expected to reveal complex reaction mechanism of superfluid nuclei.

## 最近の研究から

# 金属薄膜と積層欠陥でつくる低次元電子系

内橋 隆 (物質・材料研究機構国際ナノアーキテクトニクス研究拠点 305-0044 つくば市並木1-1)

半導体基板上に層状成長した金属薄膜は量子井戸状態およびショックレー表面状態といった2次元電子状態をもつことが知られている。最近、我々はある種の表面超構造を成長のテンプレートにすることで、積層欠陥の超格子を薄膜中に導入できることを発見した。その後の研究で、この金属薄膜の電子状態は高い異方性または1次元性をもつことがわかってきた。本稿では、このような新種の低次元電子系について紹介する。

### 1. はじめに

言うまでもなく、現代の物性物理学において低次元電子系は最も重要な研究テーマの一つである。例えばIII-V族半導体ヘテロ界面などでは、きわめて高度な技術を駆使して2次元電子系や量子ドットなどが作製され、メゾスコピック系の物理が展開されている。金属を用いても同様の低次元電子系をつくることことができる。金属薄膜を適当な基板上に層状成長させると、一般に表面に垂直な方向(面直方向)に量子化がおこり2次元的な電子状態が形成される(量子井戸状態)<sup>1)</sup> また、面直方向のバンド分散においてエネルギーギャップが存在すると、金属表面の電子はバルク側のバンドギャップと真空側のポテンシャル障壁に挟まれて表面に局在する(ショックレー表面状態)。電子は面内方向には自由に運動できるので、やはり2次元的な電子状態を形成する。<sup>2)</sup> これらは半導体ヘテロ界面での2次元電子状態と本質的に同じだが、エネルギースケールが大きくかつ表面に露出しているために、角度分解光電子分光(ARPES)や走査トンネル顕微鏡(STM)などの表面敏感な測定手法を用いて、直接にその電子状態の検出が可能であるといった特徴をもつ。<sup>3,4)</sup>

最近、我々はある種の表面超構造をテンプレートにすることによって、1次元的な周期構造をもつ金属薄膜をつくることに成功した。<sup>5)</sup> この周期構造には積層欠陥が関わっており、その超格子とも見なせるようなものである。この

ような金属薄膜は構造だけでなく、電子状態的にも高い異方性または1次元性をもつことが最近の研究でわかってきた。<sup>6-10)</sup> 本稿では、このような金属薄膜と積層欠陥でできた低次元電子系について紹介したい。第2節ではストライプ状金属薄膜の構造、第3節では量子井戸状態、第4節ではショックレー表面状態についてそれぞれ説明する。

### 2. 積層欠陥列によるストライプ状銀薄膜

ここで取り上げる金属は銀である。一般に半導体基板上に堆積した金属は島状成長をするが、近年、層状成長を可能にする手法が開発された。シリコンの清浄表面上に銀を成長させる場合は、蒸着の際に基板を100 K程度に下げた後で室温まで戻すと、平坦性と結晶性の良い薄膜が得られる。<sup>3,11)</sup> 前述したように、このようにしてできた銀薄膜はショックレー表面状態をもち、膜厚が十分に薄いときにはよく規定された量子井戸状態ができる。さて、これらの量子化状態にさらに手を加えて電子系の次元性を下げるにはどうすればいいだろうか? 考えられる一つの方法は、基板として1次元的な構造をもつテンプレートを使って、薄膜内に何かしらの変調構造を導入することだろう。我々はSi(111)-(4×1)-Inという表面超構造をテンプレートに使う銀薄膜を成長させると、30 ML程度までテンプレートの構造をなぞって成長することを発見した。<sup>5)</sup> このSi(111)-(4×1)-In表面超構造はシリコン表面上にインジウ

ム原子が鎖状に1.33 nmの周期で1次元配列したものである。<sup>12)</sup> 成長した銀薄膜をSTMで観測すると、たくさんの細長いストライプ状の構造が見られ、その周期は約1.3 nmではほぼSi(111)-(4×1)-Inの周期に一致する。図1(a)に典型的なSTM像を示す。低速電子線回折(LEED)でもこの周期に対応する回折パターンが観測され(図1(b)を参照)、STM像にも大きなバイアス電圧依存性がないことから、このストライプパターンは実際の薄膜の形状を反映していることがわかる。

STM像の詳細な解析から、このストライプ構造は銀薄膜を貫通した積層欠陥列によってできていることがわかった。<sup>5)</sup> (111)面方位をもったfcc構造の薄膜には表面から70.5°傾いた方向にも(111)面があり、この面内方向に結晶のすべりが起こることで積層欠陥が入る(図1(c)を参照)。5原子層ごとに積層欠陥面が入ると界面での周期は1.28 nmとなるが、この周期が基板のSi(111)-(4×1)-Inの周期の1.33 nmとかなりよく一致するため、格子整合によるエネルギー得によって積層欠陥列が安定化する。もちろん、積層欠陥ができることによるエネルギー損もあるが、銀の場合はfcc構造をもつ金属の中でも特に積層欠陥エネルギーが小さい。<sup>13)</sup> このような事情によって、積層欠陥列によるストライプ構造が安定して実現すると考えられる。

同様のストライプ構造を、他の基板や薄膜金属で実現できるかは興味のあるところだが、いまのところSi(111)-(4×1)-Inと銀薄膜の組み合わせが最もうまくいくようである。<sup>7)</sup> ただし、これでも格子不整合は-3.8%とかなり大

きく、そのために局所的にストライプ構造が崩れて平坦な表面がでている。もっと整合のよい組み合わせが見つれば、より周期性のよいストライプ構造ができると期待できる。

### 3. ストライプ状銀薄膜の量子井戸状態

さて、このような積層欠陥列からなるストライプ状の銀薄膜は、どのような電子状態をもつだろうか？ 長周期的な超構造があるということは、当然、周期ポテンシャルによるブロッホ状態とそれに伴うバンドギャップの形成が期待される。エピタキシャル成長した銀薄膜内にはすでに2次元的な量子井戸状態が存在するので、それが異方性をもつことが考えられる。しかし、ポテンシャル変調の原因となり得るものは積層欠陥だけであり、積層欠陥面の前後では原子位置には変化がまったくないことを考えると、電子散乱は非常に弱いのではないとも考えられる。そこで、量子井戸状態への影響を検証するため、東京大学・長谷川研究室との共同で、ARPESの測定を行った。<sup>6)</sup>

実験で用いた薄膜の膜厚は26 MLで、STMの測定によるとまだ十分にストライプ構造が残っている領域である。図2は光電子強度を束縛エネルギーと波数の関数としてグレースケールプロットしたものである。光電子強度は、試料の波数空間における状態密度に比例すると考えてよい。これから、薄膜内の量子井戸状態は、ストライプ方向には自由電子的なバンド分散を示すが(図2(a))、垂直方向にはほとんど分散を示さない(図2(b))ことがわかった。すなわち非常に異方性の強い、または1次元的な量子井戸状態が形成されていることが示された。これは単純に考えると、積層欠陥によって電子の強い閉じこめが起こっているように思えるが、現実はもっと複雑らしい。奥田らの最新

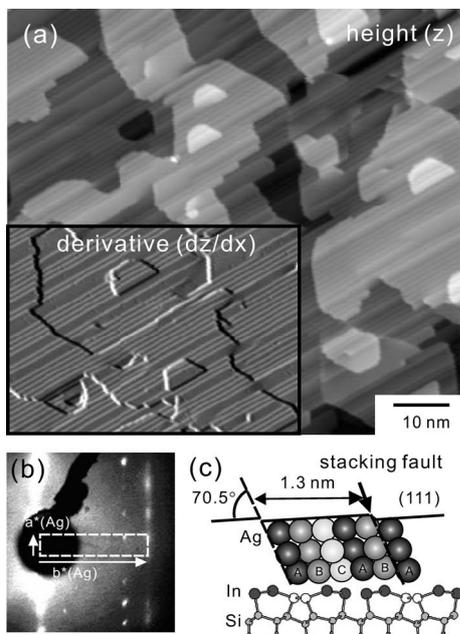


図1 (a) 積層欠陥列によってできたストライプ状銀薄膜のSTM像( $V=2$  V)。左下は微分像を示す。(b) ストライプ状銀薄膜のLEED像。破線はストライプ構造の逆格子空間での単位格子を示す。測定は銀薄膜と露出した基板表面との境界領域で行ったため、Si(111)-(4×1)-In表面超構造のLEED像も同時に見えている。(c) ストライプ状銀薄膜と基板(Si(111)-(4×1)-In)の原子構造モデル。矢印は積層欠陥(stacking fault)ステップの位置を示す。基板表面と銀薄膜との相対的な位置関係は未決定である。(フルカラー口絵参照。)

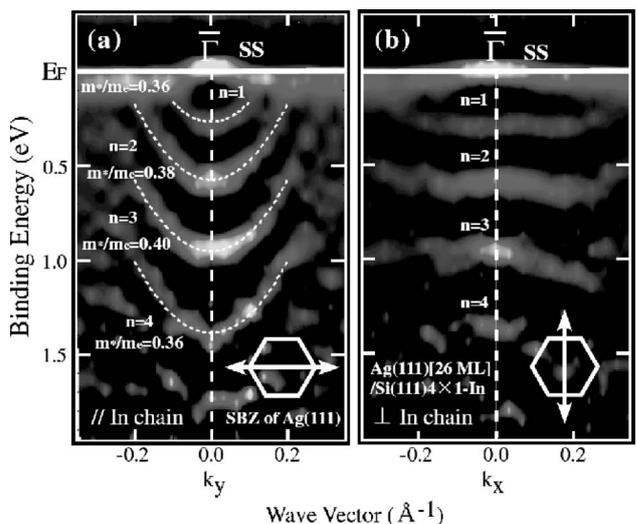


図2 束縛エネルギー(Binding Energy)および波数( $k_x, k_y$ )の関数としてグレースケールで表示した、ストライプ状銀薄膜に対する光電子強度。波数空間でのスキャン方向は(a)ストライプと平行方向( $k_x$ ) (b)ストライプと垂直方向( $k_y$ )。挿入図は波数空間でのスキャン方向と表面ブリルアンゾーンとの関係を示す。点線は各サブバンドにおける分散関係を自由電子近似でフィッティングしたもの。(文献6より転載。)

のARPES測定によると、バンドが平坦な領域はブリルアンゾーンの $\Gamma$ 点付近に限られていて、その外側の領域では量子井戸状態は自由電子的なバンド分散をしている。<sup>7)</sup>

これらの実験結果を解釈するために、強束縛近似による数値計算が小林によって行われた。<sup>8)</sup> 計算は $\Gamma$ 点付近でバンド分散が平坦になる傾向など、ある程度実験結果を再現するが、定量的には一致していない。また、積層欠陥面が面直方向に対して傾いていることにより、積層欠陥面に挟まれた領域に電子が局在化することが示唆された。さらに、積層欠陥面は、垂直方向に入射する電子波はほとんど透過してしまうが、ある傾きをもった特定の方向からの電子波はほぼ完全に反射する、といった特殊な振る舞いを示すこともわかった。試料薄膜内では、積層欠陥面は面直方向から傾いているために面内方向に進む電子波を良く反射し、電子状態に影響を与えている可能性がある。結論として、ストライプ構造をもつ銀薄膜の量子井戸は自由電子的な2次元電子状態からは大きく変調されていて、明らかな異方性をもっていることは確かだが、その詳細についてはこれからの課題である。

## 4. ストライプ状銀薄膜の表面状態

### 4.1 1次元的表面状態の観測

上述したように、層状成長した銀薄膜には量子井戸状態の他に、ショックレー表面状態も存在する。この表面状態もバルクの電子状態と同様に、積層欠陥によって散乱されるはずであり、1次元状態または異方性の高い2次元のブロッホ状態をつくる可能性がある。表面状態の測定は、液体ヘリウム温度でSTMを用いたトンネル分光によって行った。<sup>10)</sup>

図3(a)はストライプ構造が単原子層高さの島に重なっている箇所のSTM像である。破線は積層欠陥ステップの位置を示す。この領域の一部でトンネル電流の微分コンダクタンス( $dI/dV$ )をロックイン測定してマッピングしたものが挿入図である。図から、ストライプの方向に沿って $dI/dV$ 信号が周期的な変化をしている様子がわかる。 $dI/dV$ 信号は探針の高さの変化を無視すると、試料の局所状態密度に比例する。図3(b)に示すように、この振動周期はバイアス電圧 $V$ を変えるとそれに応じて変化することから、これは表面定在波に起因することがわかる。一方、ストライプの境界(積層欠陥ステップ)では、ほとんど変化はない。すなわち2次元的な表面状態が積層欠陥ステップにはさまれたストライプ領域に閉じこめられて、1次元的になっていることが示唆される。

図3(c)の黒丸は同じ測定を異なるストライプ領域で繰り返して、定在波の波長から求められる波動関数の波数 $k$ とフェルミ準位から測ったエネルギー $E(=eV)$ との分散関係をプロットしたものである。これを自由電子的なエネルギー分散関係 $E=E_0+h^2k^2/2m^*$ でフィッティングすると、バンドの底 $E_0$ と有効質量 $m^*$ が、 $E_0=0.30\pm 0.03$  eV,  $m^*=$

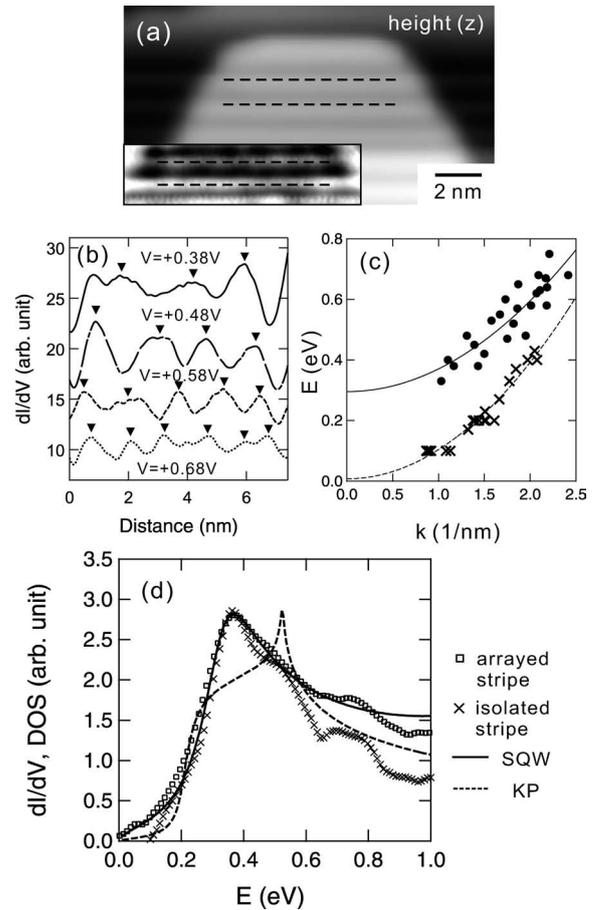


図3 (a) 単原子層島を貫通したストライプ構造のSTM像。破線は積層欠陥ステップの位置を示す。挿入図は同じ領域での $dI/dV$ 像( $V=0.58$  V)。(b) (a)の破線で挟まれたストライプの中心に沿って測定した $dI/dV$ 信号の空間変化(電子定在波)。異なるバイアス電圧 $V$ ごとに測定した結果を縦方向にオフセットをつけて表示してある。(c) 定在波の測定から求められた、銀薄膜の表面状態の波数-エネルギー分散関係。黒丸: ストライプ構造での値。×印: フラットな銀(111)表面での値。実線と破線は、フィッティングの結果を示す。(d) 白抜き四角: 配列になったストライプ構造の中央で測定した $dI/dV$ スペクトルの平均。×印: 孤立したストライプ構造の中央で測定した $dI/dV$ スペクトルの平均。実線: 単一量子井戸(SQW)モデルで計算したストライプ構造における表面状態の状態密度(DOS)。破線: Kronig-Penney(KP)モデルで計算した状態密度。

$0.51\pm 0.06 m_0$  ( $m_0$ は自由電子質量)と求められる。比較のため、シリコン清浄表面に成長させた平坦な銀薄膜の表面で同様の測定を行った結果を、図3(c)に×印で示してある。この場合は $E_0=0.01\pm 0.01$  eV,  $m^*=0.40\pm 0.02 m_0$ と求められ、これに比べてストライプ構造でのエネルギー分散が高エネルギー側にシフトしているのは、積層欠陥によるストライプ内部への量子閉じこめのためであると理解できる。

これまでストライプ表面には1次元的状态が形成されているとしたが、積層欠陥による周期的ポテンシャルを考えると、異方的な2次元ブロッホ状態が存在している可能性もある。そこで、ストライプ構造の中央で $dI/dV$ スペクトルを測定してみた。図3(d)に白抜き四角で示したデータは、配列構造になっているストライプの中央で測定したスペクトルを平均化したもので、0.3-0.4 Vの間にピークをもつ。これはストライプに対して垂直方向に量子化された

モードの基底準位に対応する。一方、配列になっていない孤立したストライプ構造でのデータも同じ図に×印で示してある。両者は高エネルギー側ではややずれているが、おおむね良い一致を示す。これは、ストライプ状銀薄膜の表面状態は異方性のある2次元プロホ状態というよりは、局在化した1次元状態と見なした方が適切であるということを示している。

なお、平均化する前の個々のスペクトルデータのピーク位置は、図3(c)のエネルギー分散のデータのばらつきを反映して、かなり異なっている。図3(d)に示したデータは、ピーク位置が一致するようにスペクトルをエネルギー方向にずらした後、平均化したものである。個々のデータのピーク位置のばらつきは、後述するように格子歪みに起因するエネルギー準位のずれによるもので、ストライプ方向の1次元電子状態はこれには影響されていないと思われる。

#### 4.2 積層欠陥ステップによる表面状態の反射

上述した表面状態を定量的に議論するため、積層欠陥での有効なポテンシャル障壁を決定した。<sup>10)</sup>ポテンシャル障壁は簡単のためデルタ関数型のもを考えて、その障壁の高さ $W$ と幅 $a$ の積 $Wa$ を求めた。ある程度離れた平行な積層欠陥ステップで挟まれた領域で $dI/dV$ 測定を行い、Fabry-Perot型共鳴モデル<sup>14)</sup>で解析することによって、 $Wa = 0.41 - 0.07i$  eVnmを得た。ここで $W$ が複素数なのは、表面状態の電子の一部は散乱によってバルク領域に吸収されることを意味している。この値を用いて計算した積層欠陥ステップでの反射振幅 $R$ は、図4(d)に破線で表示してある。

この値が妥当であるかを調べるため、反射振幅 $R$ を別の実験で決定した。<sup>9)</sup>銀薄膜表面では積層欠陥ステップで囲まれた三角形の領域が時々見られるが、その内部で $dI/dV$ 信号を測定した。例として、図4(a)にそのSTM像、(b)に $dI/dV$ 像を示す。 $dI/dV$ 像からこの内部で明瞭な量子化状態ができていくことがわかる。またスペクトル測定では、量子化準位に対応するピークが観測されるが、その半値幅からその準位での電子の寿命が求められる(図4(c)を参照)。この寿命は閉じこめが強いほど長くなるので、この領域の有効半径 $s$ がわかれば、境界である積層欠陥ステップでの反射振幅 $R$ が求められる。一方、量子井戸状態の理論計算で行ったのと同様の強束縛近似による計算で、反射振幅を計算した。結果は図4(d)に示してある(実験:黒丸、理論:実線)。両者は良い一致を示し、 $E = 0 \sim 0.5$  eVに対して $R = 0.6 \sim 0.7$ が得られた。これらの実験値および計算値は、有効ポテンシャル障壁から求めた値とかなりよく一致している。

参考のため、積層欠陥ステップと通常の単原子ステップを比較してみた。<sup>9)</sup>積層欠陥ステップの高さは単原子ステップの高さの1/3であり、そこでの電子散乱は比較して弱いのではないかと思えるが、実際は逆である。図4(d)に電子寿命幅から求めた単原子ステップでの反射振幅と理論計算値を示しているが(白抜き丸:実験, 点線:理論),

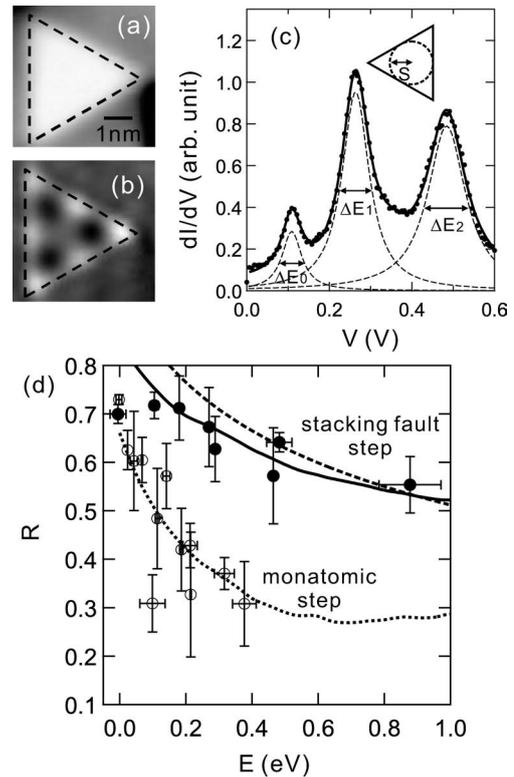


図4 (a) 銀表面上の積層欠陥ステップによって囲まれた三角形領域のSTM像 ( $V = -2$  V)。破線は積層欠陥ステップの位置を示す。(b) (a)と同じ領域での $dI/dV$ 像 ( $V = 0.5$  V)。(c) (a) (b)の三角形の内部で測定した $dI/dV$ スペクトル。挿入図は三角形領域の有効半径 $s$ を示す。破線はLorentz関数によるフィッティングの結果を示す。 $\Delta E_0 \sim \Delta E_2$ はピークの半値幅を示す。(d) 実験および理論計算によって求められた、電子エネルギー $E$ の関数としての反射振幅 $R$ 。黒丸:  $dI/dV$ スペクトルから求めた積層欠陥ステップ (stacking fault step) での値。白抜き丸:  $dI/dV$ スペクトルから求めた単原子ステップ (monatomic step) での値。実線: 強束縛近似による理論計算から求めた、積層欠陥ステップでの値。点線: 同様の理論計算から求めた、単原子ステップでの値。破線: 有効ポテンシャル障壁の高さから求めた、積層欠陥ステップでの値。ステップには上昇方向と下降方向の2種類があるが、計算値はその平均を示してある。

積層欠陥ステップの方が強い散乱をもたらす、これは特に高エネルギー領域で顕著である。これは、ショックレー表面状態は表面に局在するが、バルク領域にある程度の減衰長をもって侵入しており、特に高エネルギーになると深く侵入してバルク状態に近づくことに起因している。すなわち、深くまで侵入した表面状態に対して表面ステップは有効な散乱体として働かないが、積層欠陥がバルク領域にあれば散乱されるため、積層欠陥ステップの方が散乱体として有効であると考えられる。<sup>15)</sup>

#### 4.3 1次元表面状態の再考

積層欠陥での表面状態の反射の振る舞いがわかったので、4.1節で議論した1次元表面状態について再考する。前節で求めた有効ポテンシャル障壁の値を用いて、ストライプ構造に対して2種類のモデル計算を行ってみた。<sup>10)</sup>ストライプに対して垂直方向へのポテンシャル変調として、一つは単一の量子井戸のみを考え、もう一つは量子井戸が周期的に並んだKronig-Penneyモデルを考えた。前者は局在化した1次元電子状態、後者は異方性な2次元プロホ状態に対応する。これらのモデルから縦方向の自由電子

的な自由度も取り入れて計算したストライプ内の状態密度を、それぞれ図3(d)の実線と破線で示してある。実験結果は、単一量子井戸モデルで計算した状態密度の方に良く合うことがわかる。すなわち、4.1節で述べたように、ストライプ状銀薄膜の表面状態は異方性のある2次元プロックホ状態よりは、局在化した1次元状態と見なした方が適切である。

この原因は、となりあったストライプ内の垂直モードのエネルギー準位がお互いにずれているため、コヒーレントなプロックホ状態をつくることができなためであると考えている。基板との格子不整合に起因する銀薄膜の歪みは空間的に不均一になっており、それに伴って表面状態のエネルギー準位は局所的に変化している。<sup>9,16)</sup> 上述のモデル計算から見積もった、ストライプに対して垂直方向への電子遷移エネルギーは0.077 eVである。これはエネルギー準位のばらつき幅の約0.15 eVと同程度かむしろそれより小さいため、電子の局在化が起こると考えられる。また、表面状態の電子は積層欠陥での反射によって部分的にバルク状態に吸収されるが、これもストライプ間のコヒーレントな結合を妨げている要因になっていると思われる。<sup>14)</sup>

## 5. おわりに

本稿では、我々の最近の研究を中心に積層欠陥列をもつ銀薄膜の電子状態について説明してきた。量子井戸状態、ショックレー表面状態ともに積層欠陥列によって大きな変調を受け、特に後者では局在化した1次元的な電子状態が形成されることを述べた。また、積層欠陥ステップによるポテンシャル障壁や反射振幅といった値を定量的に求めることができた。

最後に、今後の展開について考えてみたい。まず、試料表面に異なる金属をエピタキシャル成長または吸着させることによって、系の電子状態を制御することが考えられる。例えば、銀薄膜の上に金をエピタキシャル成長させることで、<sup>17)</sup> 表面状態のエネルギー準位を下げ、半導体的な電子状態から、フェルミ準位を横切るような金属的な電子状態に変えることも可能である。また、表面に重い原子を吸着させてスピン軌道相互作用を強くすることも考えられる。例えば、銀(111)表面にビスマスが1/3層吸着した系では、スピン軌道相互作用のために大きなラシュバ効果が観測されることが知られており、<sup>18)</sup> このようなラシュバ電子系が1次元的になったときにどうなるかも興味もたれる。さらに、本稿で紹介した銀ストライプ薄膜には積層欠陥列が入っているため、そこにフタロシアンのような有機分子を選択的に吸着させて1次元的な配列構造を作製できる。<sup>19)</sup> 有機分子に磁性金属を取り込むことで、スピンをもたせることが可能であり、1次元配列したスピン間の磁気相互作用の媒体としても利用できるかもしれない。金属は

自由電子の密度が高いので局在スピンとの交換相互作用によって近藤効果が起こり、これとスピン秩序との競合も興味深い。今後の発展に期待したい。

本研究にあたって、大淵千種、中山知信、P. Mishra、永村直佳、松田 巖、長谷川修司、小林功佳、田中祐介、坂本一之の各氏にお世話になりました。この場を借りて感謝致します。また本研究の一部は科研費基盤C(課題番号21510110)の助成を受けて行われました。

## 参考文献

- 1) T. -C. Chiang: Surf. Sci. Rep. **39** (2000) 181; M. Milun, P. Pervan and D. P. Woodruff: Rep. Prog. Phys. **65** (2002) 99.
- 2) A. Zangwill: *Physics at Surfaces* (Cambridge Univ. Press, 1988) p. 63.
- 3) I. Matsuda, H. W. Yeom, T. Tanikawa, K. Tono, T. Nagao, S. Hasegawa and T. Ohta: Phys. Rev. B **63** (2001) 125325.
- 4) M. F. Crommie, C. P. Lutz and D. M. Eigler: Nature **363** (1993) 524; Y. Hasegawa and Ph. Avouris: Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 1071.
- 5) T. Uchihashi, C. Ohbuchi, S. Tsukamoto and T. Nakayama: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 136104.
- 6) N. Nagamura, I. Matsuda, N. Miyata, T. Hirahara, S. Hasegawa and T. Uchihashi: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 256801.
- 7) T. Okuda, Y. Takeichi, K. He, A. Harasawa, A. Kakizaki and I. Matsuda: Phys. Rev. B **80** (2009) 113409.
- 8) K. Kobayashi and T. Uchihashi: Phys. Rev. B **81** (2010) 155418.
- 9) T. Uchihashi, K. Kobayashi and T. Nakayama: Phys. Rev. B **82** (2010) 113413.
- 10) T. Uchihashi, P. Mishra, K. Kobayashi and T. Nakayama: Phys. Rev. B **84** (2011) 195466.
- 11) M. Horn-von Hoegen, T. Schmidt, G. Meyer, D. Winau and K. H. Rieder: Phys. Rev. B **52** (1995) 10764.
- 12) O. Bunk, *et al.*: Phys. Rev. B **59** (1999) 12228; H. W. Yeom, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 4898.
- 13) N. Bernstein and E. B. Tadmor: Phys. Rev. B **69** (2004) 094116.
- 14) L. Bürgi, O. Jeandupeux, A. Hirstein, H. Brune and K. Kern: Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5370.
- 15) A. Mugarza and J. E. Ortega: J. Phys.: Condens. Matter **15** (2003) S3281.
- 16) G. Neuhold and K. Horn: Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 1327.
- 17) P. Mishra, T. Uchihashi and T. Nakayama: Phys. Rev. B **81** (2010) 115430.
- 18) K. He, T. Hirahara, T. Okuda, S. Hasegawa, A. Kakizaki and I. Matsuda: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 107604; H. Hirayama, Y. Aoki and C. Kato: *ibid.* **107** (2011) 027204.
- 19) Y. Tanaka, P. Mishra, R. Tateishi, N. T. Cuong, H. Orita, M. Otani, T. Nakayama, T. Uchihashi and K. Sakamoto: unpublished.

(2011年7月29日原稿受付)

## Low-Dimensional Electron Systems Formed from Metal Thin Films and Stacking Faults

Takashi Uchihashi

abstract: Metal thin films grown on semiconductor substrates in a layer-by-layer fashion possess quantum well states and Shockley surface states, both of which are typical two-dimensional electronics states. Recently, we have successfully fabricated metal thin films with stacking-fault superlattices using a surface reconstruction as a growth template. Later on, we have also found that their electronic states feature a high anisotropy or one-dimensionality. In the present article, we introduce this kind of new low-dimensional electron systems.

# 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 (東京工業大学大学院総合理工学研究科 226-8502 横浜市緑区長津田町 4259-G3-32 )

パルスパワー技術を用いると強力な電磁パルスや大強度のイオンビームを発生でき、大体積の標的に一様なエネルギー付与が可能である。様々な形式で供給される電磁パルスやイオンビームは種々の物質に制御されたエネルギー付与ができる。幾何学的に単純な形状を持ち均一に加熱された標的の状態を観測することは、相変化や内部自由度の励起、電離、輻射輸送などを伴う物質の複雑な挙動を議論するための手段として有効である。

## 1. はじめに

パルスのエネルギー付与された物質は熱伝導、流体運動、あるいは輻射で失われるパワーと釣り合う状態までエネルギー密度を高める。エネルギーを投入する手段をドライバーと呼び、慣性核融合の研究に関連して高出力の短パルス・レーザー、パルスパワー（強力な電磁パルス）、高強度のイオンビームを発生する技術が洗練され、極限状態の物質の制御や高精度の計測が可能になってきた。<sup>1)</sup> ドライバーによって実験室で形成された高エネルギー密度状態の物質の挙動を観測することによって、巨大惑星の内部構造や水素の金属転移の物理の解明、高温プラズマ中の輻射輸送の定式化、あるいは宇宙空間で観測される高マッハ数のプラズマ衝撃波の構造や粒子加速機構を実験室で調べることができる。<sup>2)</sup>

固体状態の物質に強力なエネルギーを投入すると、相変化や電離を伴って最終的には高温のプラズマ状態になるが、その過程で状態方程式 (EOS) や輸送係数が正確には定式化されていない高密度で比較的密度の高い領域を通過する。結晶性の固体や理想的な気体に関する科学はすでに物理学の一分野を成しているが、これらの中間の温度・密度の状態は Warm Dense Matter (WDM) と呼ばれ、最近活性化しつつある研究分野になっている。<sup>3)</sup> また、急激な局所的エネルギーの投入は標的物質の内部を超高圧・超高温状態にするとともに極端なエネルギー密度の勾配を作り出すため、輻射過程が支配する強い衝撃波や極超音速のジェットを誘起する。

複雑な現象を解明するには、幾何学的に単純な構造を持つ (良く定義された) 状態を形成することが重要である。パルスパワーや高エネルギーのイオンビームはバルク (均一な) 加熱によって大体積で一様な状態を実現できるという特長がある。また、エネルギー入力履歴を制御できること、衝撃波条件に束縛されない幅広い条件下で状態量の測定ができること、エネルギー変換過程や幾何学的な自由度が大きいことなどの利点を持ち、形状や負荷の工夫によって円筒状の均一な高密度プラズマや一次元的な強い衝撃波を形成できるので、高エネルギー密度科学の有力な道具として確立しつつある。

## 2. 高エネルギー密度科学

温度・密度平面上に表わしたさまざまな物質の状態と典

型的な WDM のパラメータ領域を図 1 に示す。<sup>2)</sup> WDM の科学は数千度から数十万度で固体密度の十倍から 1/1,000 程度の領域にある物質が対象である。高圧科学とはほぼ同様な圧力レベルにあるが、より高温・低密度の領域にあり、相変化、複相の共存、解離、電離、など複雑な現象を伴うことが特徴である。WDM は、惑星科学や慣性核融合の標的物理などの分野で重要であるにもかかわらず、あまりにも相互作用が複雑で状態を定式化することが難しいため、実験的にも理論的にも詳細な検討が進んでいない。

図 1 のように状態量を対数で表示すると、高温の熱核融合プラズマや巨大惑星の内部に関連する高密度の物質状態をはじめ、あらゆる物質の状態を一つの平面上に表わすことができる。温度と密度の積が圧力の目安を与えるので、図 1 に示す右下がりの直線はほぼ等圧線に対応する。高出力のレーザーは強力なエネルギー入力が可能なので、高い圧力領域をカバーできる。換算圧力数 10 GPa から 100 GPa 付近は高圧科学の領域で、新物質の合成や惑星科学に関連して従来から活発に研究が行われてきた。

実験室レベルのパルスパワー装置やイオンビームを用いて到達できる領域は、楕円で表示した領域である。これらは、従来の高圧科学の領域より高温・低密度の領域にあり、幅広くパラメータ領域をカバーできる。

図 1 の左側に示す高温領域では、輻射エネルギーが物質の振る舞いに及ぼす影響が無視できなくなる。輻射と流体現象が互いに影響を及ぼしあう領域は、WDM と同様に現象を定量的に記述することが難しく理解が進んでいない。

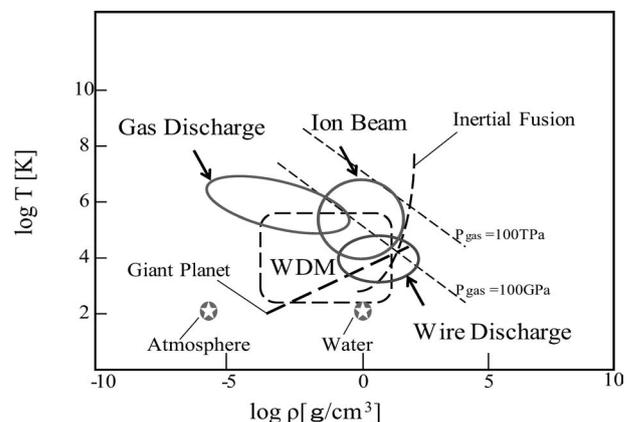


図 1 パルスパワー装置および高エネルギーイオンビームで達成できる物質状態。

電離状態、放射の放出と吸収過程、放射エネルギーの輸送が流体運動に及ぼす影響などを自己矛盾なく定量的に予測することは容易ではなく、適切なモデルに基づいた数値計算結果と良く定義された条件下での実験結果との比較検討が不可欠である。

パルスパワー技術に基づいた電磁パルスやイオンビームによる制御されたエネルギー付与によって、これらの領域に幅広く対応する物質の状態を形成することができる。

## 2.1 パルス細線爆発によるWDMの科学

水中のパルス細線放電を用いると均一で対称性の良いWDM状態を形成できる。マイクロ秒程度の時間スケールで金属細線にエネルギーを注入すると、細線は相変化を伴ってWDM状態を通過しながら爆発的に膨張し、最終的には低密度のプラズマ状態となって蒸散する。水は電気絶縁と膨張を抑制(タンパー効果)するとともにプラズマ境界を安定に保つ役割を果たす。<sup>4)</sup>

金属細線の半径を $r$ 、導電率を $\sigma$ 、パルス回路の角周波数を $\omega$ 、透磁率を $\mu$ とおくと、エネルギー入力が一になる条件は表皮厚さが細線半径よりも大きくなることであり、 $\delta = \sqrt{2/\sigma\omega\mu_0} > r$ と表現できる。一方、ワイヤーの直径を $d$ 、音速を $a$ とすると、内部の流体的な変化は $t_F \approx d/a$ の時間程度で起こる。したがって、放電周波数が低いと入力の均一性は保証される。一方、エネルギー損失と不安定性の影響を少なくするには周波数は高い方がよい。

均一なプラズマを形成する条件は、パルスパワー入力の特徴的な時間 $t_p$ とおくと、

$$t_F \approx d/a < t_s \approx 2\pi/\omega < t_p \quad (1)$$

となる。また、金属状態の導電率は温度の上昇とともに大きくなるので、少なくとも蒸発するまでは細線内部のエネルギー密度は均一化される。

図2に高速カメラで撮影した水中細線放電の典型的なストリーク像を示す。<sup>4,5)</sup> ワイヤー/プラズマと放電に伴って水中に駆動される衝撃波の境界を強調するために、ストリーク像は半導体レーザーでバックライトされている。爆発的に膨張するワイヤー物質は水中に衝撃波を駆動しながら、少なくとも数マイクロ秒にわたって安定に軸対称性を保つ

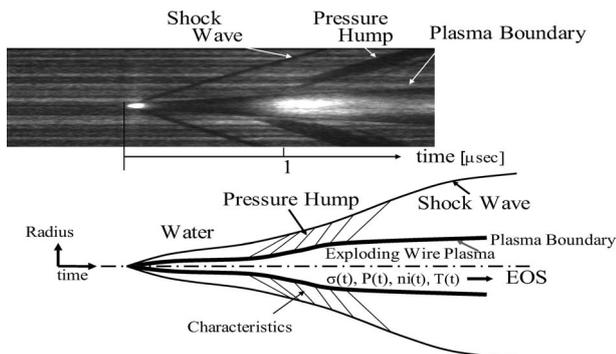


図2 水中細線放電のストリーク写真と模式図。

こと、電圧・電流の履歴や流体的な挙動は非常に再現性が良いことが確認されている。

水中ワイヤー放電プラズマは軸対称で均一な状態を実現できるので、プラズマを流れる電流と両端の電圧を測定することによって入力エネルギーと同時に抵抗値の変化を簡単に測定することができる。また、水のタンパー効果によって径方向の運動が束縛されるために、軸対称プラズマ径の時間発展と温度の情報を $\mu$ 秒にわたって得ることができ、導電率を密度の関数として幅広い領域で評価することができる。

図3は水中ワイヤー放電法によって得られたアルミニウム細線の導電率( $T=5,000$  K)の密度依存性を示す。<sup>5)</sup> 前述したように同軸対称性を保つことと再現性が高いことが水中ワイヤー放電法の特長であり、図3のグラフは放電条件を変えることによって得られた多くのデータを、温度一定の条件の下に再構築することによって得られたものであり、導電率は固体密度の1/30程度で極小値を持つことがわかった。また、銅、タングステン・ワイヤーについても調べた結果、導電率は密度に対して材質にかかわらず同様の依存性を持つことも明らかになった。このことは温度一定(5,000 K)の条件の下では、格子間隔が常圧下の固体の3倍程度に広がった時に導電率が極小値をとることを示唆しており、最近の分子動力学計算の結果とも一致している。<sup>6)</sup> なお、図中に数字で示した曲線は、既存の理論モデルによって予測される値を示しているが、高密度から低密度領域にわたって統一的に実験結果を説明できるモデルは確立していないことがわかる。

細線爆発放電そのものは非常に古くからある技術であるが、WDM領域を通過して膨張するプラズマの流体的な挙動を定量的に正確に予測することは難しい。一方、流体挙動はワイヤーへのエネルギー投入履歴と対応する圧力の履歴を反映している。実験で観測された流体挙動と適切な状態方程式を導入した流体シミュレーションとを比較することによって、WDMの状態方程式を半実験的に逆解析する

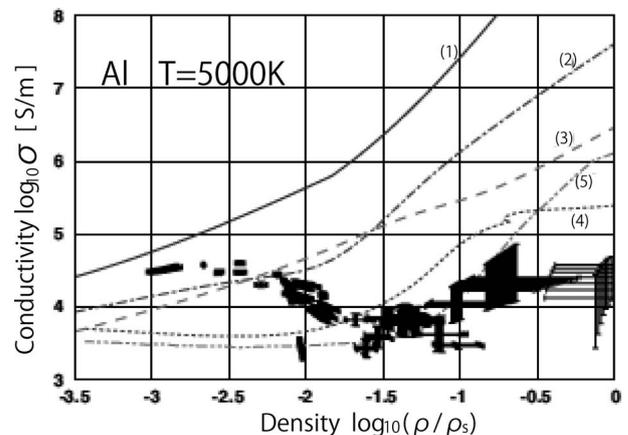


図3 WD状態の物質(アルミ)の導電率の密度依存性。<sup>5)</sup> 数字は各種理論曲線: (1) Spitzer, (2) Ichimaru, (3) Lee-More, (4) Kuhlbrodt, (5) Lee-More-Desjarlais.

ことが可能であると考えられる。プラズマ境界と水中に駆動される衝撃波の挙動、ワイヤーに入力される放電エネルギーの履歴からWDM状態にあるワイヤーと水の状態方程式と輸送係数を逆解析することが試みられている。逆解析を行うには、均一性が保たれていることと同時できるだけ単純な幾何学的形状で、安定でよく定義された物質の状態の形成が必要であり、水中細線放電プラズマは有力なテスト問題を提供できることがわかった。

## 2.2 パルス放電プラズマによる衝撃波実験

パルスパワー装置でガス中に大電流を駆動すると、放電プラズマはピンチ効果によって自己収縮しながらエネルギー密度を高め自発的に高エネルギー密度状態を作り出す。<sup>7)</sup> たとえば、電流 100 kA のプラズマが直径 100  $\mu\text{m}$  まで収縮すると、磁束密度は 400 T に達する。高速のピンチ放電で発生するエネルギー密度の高いプラズマは不安定性で激しく時間・空間的に変動しながら、高速のジェット、強い衝撃波、相対論的な電子や高速イオンの加速、などを誘起するため、動的な現象の宝庫である。しかし、これでは状態を均一に制御したり衝撃波の物理を調べたりすることは難しい。実際、核融合研究の初期にはピンチ効果を用いた核融合エネルギーの生成が模索されたが、不安定性を克服できずあきらめられた経緯がある。

放電電極形状の工夫によってよく定義された状態を実現することができる。図4は一次元的な衝撃波を発生させるために工夫されたパルス放電装置である。軸対称性を保ちつつ回路インダクタンスを小さくするため、同軸状に設定された12台のコンデンサー (0.4  $\mu\text{F} \times 12$ ) は、マイクロ秒の時間スケールで最大 160 kA の電流を駆動できる。同軸円錐形状を持つ電極間に誘起された衝撃波は、電流シートによって電磁的に加速・収束された後、アクリル製のガイド管内を上昇し非常に強い一次元衝撃波を形成すると期待された。<sup>8)</sup>

Xeを動作ガスに用いて高速放電を駆動し、ガイド管内を上昇する衝撃波フロントを高速ストリークカメラで観測した結果、衝撃波は定常とみなせる(等速)領域があり、実験結果と輻射輸送を含む定常一次元の計算結果との比較

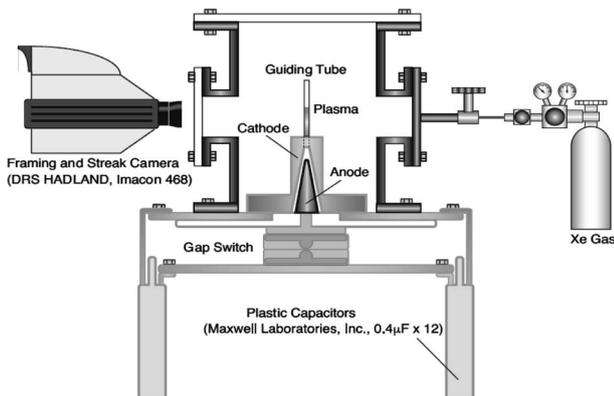


図4 プラズマ衝撃波発生用パルスパワー装置。

が可能になった。また、衝撃波のマッハ数  $M$  は 200 以上に達することがわかり、Xe イオンの線スペクトルをストリークすることによって強いプラズマ衝撃波の電離緩和領域を定量的に評価できた。衝撃波加熱されたプラズマの時間発展はXeの電離緩和過程で支配されていること、衝撃波加熱領域からの輻射輸送によるプリカーサー(前駆領域)が衝撃波構造の形成に大きな役割を演じていることなどが明らかになった。<sup>9)</sup>

衝撃波のマッハ数が大きくなると、衝撃圧縮された領域の温度が上昇するため輻射輸送の影響が次第に大きくなる。高温プラズマからの輻射輸送が衝撃波の構造形成に寄与する程度の基準は、運動論的な圧力に対して輻射圧が無視できない水準になる条件で規定される。

輻射エネルギー密度を考慮した保存則から衝撃波速度が以下の基準を満たす時、衝撃波の形成に輻射の寄与が無視できなくなる。<sup>10)</sup>

$$u_s \geq \left( \frac{7^7 k_B^4 N_1}{72a \mu_i^3} \right)^{1/6} \quad [\text{m/s}] \quad (2)$$

ここで、 $k_B$  はボルツマン定数、 $a$  は輻射密度定数、 $N_1$  は上流の原子数密度、 $\mu_i$  は粒子の質量、である。

同様に、輻射が無視できなくなる衝撃波マッハ数の基準  $M_{\text{rad}}$  は、以下のように導かれる。

$$M_{\text{rad}} = \frac{7^2}{6} (6\gamma)^{-1/2} \alpha_r^{-1/6} \quad (3)$$

ただし、 $\gamma$  は比熱比、 $\alpha_r$  は輻射圧と運動論的な圧力の比である。上式は、 $M > M_{\text{rad}}$  の時、衝撃波背後の高温プラズマからの輻射輸送が衝撃波の構造そのものに影響することを示唆している。

希薄なXeガス中に形成されたマッハ数  $M \sim 200$  の強い衝撃波は、上記の条件を満たしている。分光法によって観測されたイオン・電子緩和領域は予想以上に大きく、輻射輸送による衝撃波背後の電子の冷却が衝撃波の構造に大きく影響していることが明らかになった。

衝撃波の物理的状态を決定するには、質量、運動量、エネルギーの保存式に加えて、状態方程式が必要である。輻射と電離緩和過程が多次元・非定常に変化する状況を数値的に見積もることは非常に難しい。これらの結論が得られた最も大きなポイントは、パルスパワー装置の電極形状の工夫によって準定常とみなせる一次元的な衝撃波の形成が可能になったことである。定常・一次元の条件下では輻射の項を含めたエネルギーの保存の条件を用いることができるので輻射の項を考慮したRankine-Hugoniotの条件を求めることができた。

## 2.3 ビーム加熱標的を用いた実験室惑星科学

GeV級の高エネルギーイオンビームは固体標的中での飛程が大きく、大体積・均一加熱に適している。また、ビーム加熱は材質を選ばないうえに標的内のエネルギー付与分布が高い精度で予測可能であることが、よく定義された高エネルギー密度状態を得るうえで大きな利点である。

パルスパワー技術をベースにした新しい形式の加速器が提案され、高速のイオンビームを用いた標的加熱実験も視野に入るようになってきた。<sup>11)</sup> 現在建設中のKEKのデジタル加速器施設では、バンチ当たり  $10^9$ - $10^{11}$  個の各種 GeV イオンの供給が計画されており、ビーム収束系と標的構造の工夫により WDM 生成実験が可能であると予測されている。

木星をはじめとする巨大惑星の構造や太陽系の起源を解明する鍵となるのが水素の状態方程式である。特に水素分子から金属水素に遷移する領域 ( $\sim 200$  GPa,  $\sim 6,000$  K) の状態方程式が重要である。高圧力状態の水素の状態方程式を確立するためにレーザーを用いた衝撃圧縮実験が行われているが、衝撃圧縮は散逸が大きく単一の衝撃波では圧縮に伴って温度が上がりすぎる問題がある。一方、複数の衝撃波を用いる方式は状態方程式に起因する不確定が大きくなるという欠点がある。

大強度のイオンビームを用いると Off-Hugoniot の条件で (衝撃波の生成なしに) 大きな体積の試料の均一な加熱が可能である。目標とするパラメータ領域を実現するために同軸状の金属ライナー内に閉じ込めた固体水素をパルスパワーによって予備圧縮し、イオンビームで追加加熱する方法が検討されている。

図5に密度・圧力平面上に表わした衝撃波圧縮とイオンビーム圧縮過程の履歴の比較を示す。<sup>2)</sup> 破線は既存のデータベース (SESAME-5251) から得られる関係を目安として示したものである。単一の衝撃波による圧縮は散逸が大きく温度が上がりすぎる (Hugoniot 条件に束縛される) ため、目標とするパラメータには到達できない。等エントロピー的な予備圧縮とビーム加熱を用いる方法は基本的には密度・圧力平面上の幅広い領域をカバーできる。金属ライナーは、圧縮時はピストンとして、膨張時にはタンパーとして均一な Warm Dense 状態の水素の生成に寄与する。GeV 級のイオンビームは飛程が大きいため、ダイヤモンド・アンビルを用いて静的に予備圧縮する方法も考えられる。

状態方程式の評価は、①イオンビームによって水素標的

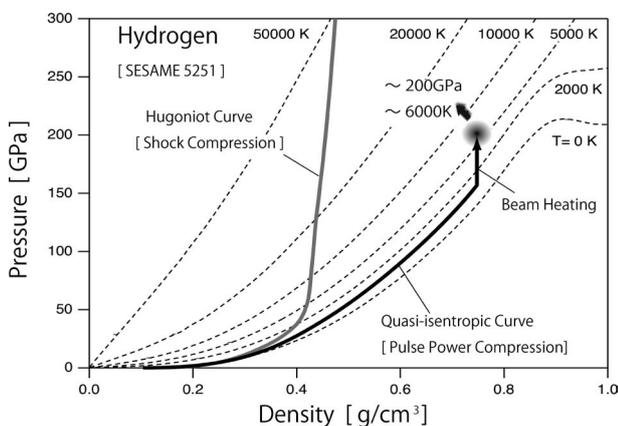


図5 水素の状態方程式 (SESAME5251)。密度・圧力平面上に示した衝撃圧縮とイオンビーム圧縮の履歴の比較。

に付与された内部エネルギー、②標的径の時間変化の観測から得られる密度、③温度あるいは圧力、を評価できれば決定できる。標的を貫通したイオンのエネルギーから温度を評価する方法が検討されている。<sup>12)</sup> ビーム加熱の場合は標的の形状を工夫することによって軸対称性が保たれることが期待できるので、<sup>1)</sup> 標的径の時間発展から逆問題的に決定する方法も有効であると考えられる。

### 3. 実験室宇宙物理学と相似則

超新星爆発現象をはじめ宇宙は、超高压、超高温、爆発的な高速流体運動、衝撃波、粒子加速、輻射輸送など高エネルギー密度状態に特有の現象で満たされている。高強度レーザーで形成される高エネルギー密度状態を用いて、宇宙の現象を実験室で模擬する「実験室宇宙物理」という分野が提唱されている。<sup>13)</sup> 空間的にも時間的にも大きく異なった現象を“相似性”に基づいて実験室で再現し、パラメータを能動的に変化させることによって現象を理解しようという試みである。

たとえば、宇宙空間では衝撃波というプラズマの不連続面がさまざまな形で存在している。実験室で観測される状況と宇宙の現象との相似性はどのように確保すればよいのであろうか。流体不安定性や衝撃波の振る舞いなどの流体現象を議論する際には、粘性も熱伝導性も無視することができる領域があると仮定されることが多い。そのような条件の下では、質量、エネルギーの保存則、Eulerの運動方程式を規格化して変形することによって、次式で定義される Euler 数が“相似パラメータ”として抽出される。<sup>14)</sup>

$$E_u = v(P/\rho)^{1/2} = L/\tau(P/\rho)^{1/2} \quad (4)$$

ここで、 $\rho$  は密度、 $P$  は圧力、 $v$  は流速、 $L$  はスケール長、 $\tau$  は特性時間である。

比較すべき二つの流体システムを添え字 1 と 2 で表わした時、 $E_{u,1} = E_{u,2}$  が Euler 方程式で表現できる流体現象の相似性の基準である。幾何学的な形状に加えて上式の基準を満たす時に流体システム 1 と 2 の間に相似性が成り立つということになる。たとえば、代表長を  $L$  としたとき、システム 2 で観測された衝撃波の通過時間や衝撃波面不安定の特徴的な成長時間  $\tau \approx L/v$  は、次式に示すようにシステム 1 では  $\tau_1$  の特性時間を持つ流体現象として観測されることになる。

$$\tau_1 = \tau_2 \frac{L_1}{L_2} \sqrt{\frac{P_2 \rho_1}{P_1 \rho_2}} \quad (5)$$

流体システム 1 で観測される現象からシステム 2 の現象を議論する際には、このように単純化した相似性の有効性と適用限界に注意する必要がある。上記の相似パラメータを導出する際には Polytropic (熱量的に完全) な気体が仮定されており、内部自由度の励起や相変化を伴う流体現象には適用できない。また、Euler 数で規格化されたスケールングの際には、粘性、熱伝導、輻射過程をはじめ運動量やエ

エネルギーを輸送する実在気体効果はすべて無視されている。そのような効果を取り込むには正確な状態方程式が必要である。たとえば、大きなスケールでは非粘性とみなせても粘性散逸に支配された小規模な乱れが成長することがあるので、Reynolds数の評価が必要になる。一方、Reynolds数の評価には状態方程式と輸送係数の正しい見積もりが必要になる。<sup>15)</sup>

内部自由度の励起や電離を伴って状態の質的な変化が起こる現象には自己相似の条件は成立しない。そもそも、規格化を行うには基本的な物理過程と支配方程式がわかっていることが大前提である。厳密な検討をしようとするとき相似則が成立する条件は非常に限定されるが、実際には観測される宇宙の現象と“似ている”ことが多い。最近では強力なピンチ効果を利用した高速ジェット形成実験も行われ、宇宙で観測される相対論的な速度を持つプラズマ・ジェットとの構造の類似性が議論されたりしている。<sup>16)</sup> 本質を落とさずに問題の物理的な因子を正しく抽出し、よく定義された状態を形成することが、実験室規模のスケール実験を成立させる鍵である。

#### 4. おわりに

物質のエネルギー密度を上げてゆくと、溶融、蒸発、解離・電離し、高温プラズマへと時間発展してゆく過程でWDM領域を通過する。結晶性の固体や理想的な気体の中間の温度・密度の物質の状態の科学は、最近活発化しつつある研究分野になっている。一方、高温プラズマの輻射エネルギー密度が運動論的な圧力に対して無視できなくなると、輻射による電離やエネルギー輸送と物質の挙動を自己無撞着に解析することが必要になるが、定量的に調べるためにはよく定義された条件下で研究することが必要である。

実験室で測定対象の試料としてWDMや輻射プラズマを形成するには、制御された形でエネルギーを投入する手段(ドライバー)が必要である。短パルス・レーザーや高強度電磁パルス発生装置、大出力粒子ビームの発生・制御技術が発展し、高温・高密度(高エネルギー密度)状態を容易に形成できるようになり、このようなドライバーを用いた高エネルギー密度の科学の研究が活発化している。

短パルス・レーザーは高エネルギー密度状態の形成に適したエネルギー・ドライバーである。パルス圧縮に加えて鏡やレンズで集光することによってパワー密度を簡単に高めることができ、TPaを超える超高压を容易に発生できる。実際、米国で立ち上がりつつある大型のNIF(National Ignition Facility)レーザーがフル稼働すると、発生できる圧力は100TPaに達すると予想されている。しかしながら、試料体積は小さく持続時間は極端に短いというのに、レーザー照射された標的には吸収領域、エネルギー輸送領域、加熱領域などを持つ非対称・非定常で複雑な構造が形成される。そのような状態を“作ることはできても、測ることは容易ではない”。複雑な現象を調べるためには、幾何学的に単

純で良く定義された状態を形成し、精度の高い実験データの収集が不可欠である。

パルスパワー技術をベースにしたドライバーはレーザーと比較するとパワー密度は低いが大体積で対称性の良い試料を比較的長い時間スケールで形成できる。均一で幾何学的に対称性の良い密度分布と良く知られた内部エネルギー付与を利用して精度良い計測ができる。最近の制御技術を利用して制御されたエネルギー入力を行うと、衝撃波条件に束縛されない等エントロピー的なエネルギー付与が可能で、精度の高い状態方程式や導電率のデータを得ることができる。

ここでは、高速電磁パルスやイオンビームで形成される高エネルギー密度状態の例として、①水中細線放電方式によって形成される軸対称WDM状態、②高Zガス中の電磁パルスによって駆動される一次元定常状態の強い衝撃波、③パルスパワーによる予備圧縮とイオンビーム加熱を用いた高密度水素の形成と状態方程式の解明の研究について紹介した。また、爆発的に形成される高エネルギー密度状態を利用した実験室宇宙物理と相似則について述べた。

超高压力、高温と輻射輸送、励起や電離、相変化、非平衡と緩和過程、衝撃波の形成、などは流体時間以下のパルス幅でエネルギー付与された高エネルギー密度状態の物質を特徴づけている。パルスパワー技術を用いて生成される電磁パルスやイオンビームを用いると、さまざまな物質に制御されたエネルギー付与が可能になる。大体積で良く定義された試料を形成できるので、状態方程式や輸送係数を精度よく調べることができる。また、輻射による電離過程や種々の緩和時間に対する特徴的な持続時間をパラメータにして非平衡状態を調べることが可能である。その際に検討される相図には、密度、温度、圧力といった代表的な状態量空間に時間軸という新しい座標が加わるに違いない。高エネルギー密度の科学が枠組みを拡大し、そのような広大な空間で議論される時代がやってくると予想される。

パルスパワー技術を用いて発生される強力な電磁パルスやイオンビームを基にした高エネルギー密度科学の研究に関して、日頃から協力やご教示いただいている研究グループのメンバーをはじめ、高山 健(KEK)、小栗慶之(東工大)、長谷川 純(東工大)、菊池崇志(長岡技大)、佐々木 徹(長岡技大)、近藤康太郎(米: Brookhaven Lab.)の各氏に感謝する。

#### 参考文献

- 1) K. Horioka: Nucl. Instrum. Methods A **606** (2009) 1.
- 2) K. Horioka, T. Sasaki, K. Takayama and J. Hasegawa: J. Plasma Fusion Res. **86** (2010) 269.
- 3) 米田仁紀: プラズマ・核融合学会誌 **81** (増刊) (2009) 172.
- 4) T. Sasaki, M. Nakajima, T. Kawamura and K. Horioka: Laser and Particle Beams **24** (2006) 371.
- 5) T. Sasaki, M. Nakajima, T. Kawamura and K. Horioka: Phys. Plasmas **17** (2010) 084501.
- 6) M. P. Desjarlais: Contrib. Plasma Phys. **41** (2001) 267.
- 7) 高杉恵一: 日本物理学会誌 **60** (2005) 351.

- 8) K. Kondo, M. Nakajima, T. Kawamura and K. Horioka: Rev. Sci. Instr. **77** (2006) 036104.  
 9) K. Kondo, M. Nakajima, T. Kawamura and K. Horioka: J. Phys. **112** (2007) 042028.  
 10) S. Bouquet, R. Teyssier and J. P. Chieze: Astrophys. J. Suppl. **127** (2000) 245.  
 11) K. Takayama, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **94** (2006) 144801.  
 12) Y. Oguri, T. Niinou, J. Hasegawa, *et al.*: Nucl. Instr. Methods A **577** (2007) 381.  
 13) 高部英明: 数理科学 **427** (1999) 36.  
 14) D. Ryutov, *et al.*: Astrophys. J. **518** (1999) 821.  
 15) D. Ryutov and B. A. Remington: Phys. Plasmas **10** (2003) 2629.  
 16) S. V. Lebedev, *et al.*: Astrophys. J. **564** (2002) 113.

(2010年11月1日原稿受付)

## High-Energy-Density Science with Pulse-Power Energy Drivers

Kazuhiko Horioka

abstract: Recent progress of pulse-power based drivers has enabled us to make well-defined extreme conditions in laboratories with low cost and good reproducibility. We show that dense plasmas produced with a pulse power based energy driver and/or intense ion beams are capable of laboratory studies on the conductivity and the equation of state of matters in warm-dense-state. A possible method to make an extreme condition for the study on astrophysical strong shock waves is also discussed, together with consideration on the similarity criterion.

## 最近の研究から

# 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 (東京大学大学院工学系研究科附属量子科学研究センター 113-8654 東京都文京区本郷7-3-1 )  
 向山 敬 (電気通信大学レーザー新世代研究センター 182-8585 調布市調布ヶ丘1-5-1 )  
 上田正仁 (東京大学大学院理学系研究科 113-0033 東京都文京区本郷7-3-1 )

粒子間の散乱長が発散し量子力学的に許される最大の衝突断面積を取る極限を「ユニタリー極限」と呼ぶ。ユニタリー極限では系の熱力学的性質が温度と密度のみで決まり、物質の性質には依存しない普遍的な性質を持つ。本稿では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関数の実験的決定法について述べる。

## 1. はじめに

多粒子系の性質は、一般に粒子間相互作用の詳細や不純物、格子欠陥などの外的要因が複雑に絡み合って決まる。近年のレーザー冷却技術の進展に加え、粒子間相互作用を外部磁場によって自由に制御できるフェッシュバハ共鳴を利用することで、理想化された状況下で量子多体系をシミュレートするツールとして冷却原子系を用いる可能性に注目が集まっている。

二成分フェルミ粒子系は、図1に示したように粒子間の散乱長が正 ( $a_s > 0$ ) の場合は二体の束縛状態が存在するため、極低温で二原子分子を形成してボース粒子となり、相転移温度以下でボース・アインシュタイン凝縮 (BEC) を形成する。一方、散乱長が負 ( $a_s < 0$ ) の領域では二体の束縛状態は存在しないが、多体効果により運動量空間でクーパー対を形成しBCS的超流動が実現される。図1のようなBEC領域からBCS領域にわたる量子多体系の相図は1993年にSa de Meloらによって理論的に予言された。<sup>1)</sup> 当時はBEC領域とBCS領域の中心に位置し散乱長が発散するユニタリー極限で多体系が安定に存在できるのか、また極低温で超流動性を示すのかも未知であった。2002年にDuke大学のグループがフェルミ粒子であるリチウム6原子を用いてユニタリー極限においても多体系が安定であることを示し、<sup>2)</sup> さらにトラップから解放されたユニタリー気体が粘性をほとんど持たない完全流体として振る舞うことを実証した。<sup>3)</sup> 2004年にはInnsbruck大学のグループが低温極限におけるフェルミ原子の密度分布が連続的に変化することを観測した。<sup>4)</sup> これらの実験結果は、系がBEC領域からBCS領域へ相転移ではなくクロスオーバー的に変化することを示唆している。さらにInnsbruck大学ではRF分光法を用いてフェルミ対の束縛エネルギー (分子の場合は束縛エネルギー、クーパー対の場合はギャップエネ

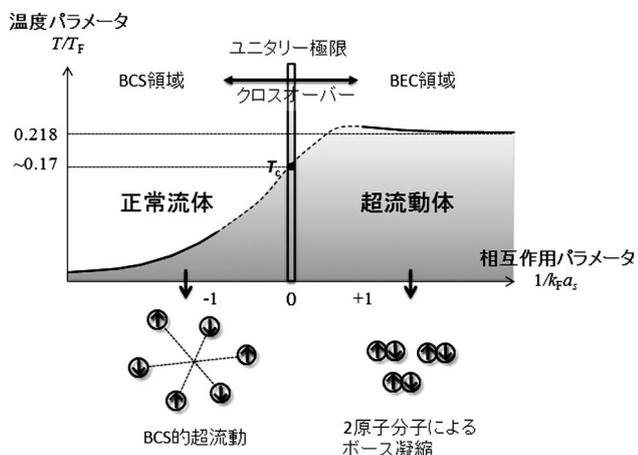


図1 BCS-BECクロスオーバーにおける相図。ユニタリー極限は中央に位置している。

ルギーに相当)がBEC領域からBCS領域への広い領域にわたって存在することを観測した.<sup>5)</sup>その後,最初にJILAが,続いてMITが,ユニタリー極限とBCS側での超流動の観測に成功した.<sup>6,7)</sup>しかし擬ギャップの存在も含めてBCS-BECクロスオーバー全体にわたる相図は未だ確立していない.ユニタリー極限における熱力学および状態方程式は,我々とENSのグループが最近実験的に決定することに成功した.<sup>8,9)</sup>

冷却原子を用いたユニタリー極限の研究は原子核物理や宇宙物理の分野からも注目を集めている.1999年にBertschが「粒子間ポテンシャルの長さスケール $R$ より粒子の密度 $n$ が希薄でかつ,散乱長 $a_s$ が無限に発散している多体系はどのように振る舞う?」という問題を提起した.<sup>10)</sup>中性子星内部では $R \sim 1$  [fm]  $< n^{-1/3} < |a_s| \sim 18.5$  [fm]なので, $R \rightarrow 0 \ll n^{-1/3} \ll |a_s| \rightarrow \infty$ という理想的状況下で系がどのように振る舞うのかを問うたのである.この問いに対しBertschは,「このような状況下では粒子系は強く相互作用しているにもかかわらず相互作用を特徴づけるスケールが失われ,普遍的に振る舞う」と仮説を立てた.これが次節に説明する普遍性仮説である.相互作用のスケールが存在しないユニタリー極限の原子気体では様々な物性が普遍的になることが予想される.これまでに音速<sup>11)</sup>や粘性,<sup>12)</sup>スピン拡散<sup>13)</sup>といった量が普遍的であることが実験的に確かめられている.我々はユニタリーフェルミ気体の熱力学的性質に注目し,その状態方程式を高い精度で決定する研究を行った.

## 2. ユニタリー極限と普遍的熱力学

十分低温で $s$ 波散乱のみ許容される2種類の(たとえばスピン状態の異なる)フェルミ粒子系を考える.このとき二体の散乱振幅は $f(k) = 1/(-1/a_s + r_e k^2/2 - ik)$ で与えられる.ここで $k$ は相対波数, $a_s$ は $s$ 波散乱長, $r_e$ は有効距離である. $k|a_s| \rightarrow \infty$ でかつ, $k|r_e| \rightarrow 0$ の極限で散乱振幅は $f(k) = -1/ik$ となり,量子力学的に許される最大の散乱断面積 $\sigma = 4\pi/k^2$ を持つ.この極限をユニタリー極限と呼ぶ.フェルミ粒子系における特徴的な長さスケールはフェルミ波数 $k_F$ の逆数であり,これは平均粒子間間隔の逆数 $n^{-1/3}$ のオーダーである.よってユニタリー極限が満たす条件は $|r_e| \ll n^{-1/3} \ll |a_s|$ となる.フェルミ縮退したリチウム6原子の場合,典型的な平均粒子間距離は $0.1-1 \mu\text{m}$ 程度であり,また $s$ 波散乱長はフェッシュバハ共鳴を用いることで無限大にすることができる.リチウム原子間の相互作用の有効距離は $5 \text{ nm}$ 程度である.よってフェッシュバハ共鳴点付近のリチウム6原子はユニタリー極限の条件を十分満たしている.

次にユニタリーフェルミ気体の熱力学について考える.ユニタリー極限では無限大に発散する散乱長や無視できるほど小さい相互作用の有効距離は熱力学量に入っていない.その結果,ユニタリーフェルミ気体の熱力学的性質はフェ

ルミエネルギーと温度だけの関数となり,<sup>14,15)</sup>普遍的になるものと予想される(普遍性仮説).

普遍性仮説によるとユニタリー気体の内部エネルギーは次のような普遍的熱力学関数で書くことができる.

$$E = N \epsilon_F f_E(k_B T / \epsilon_F) \quad (1)$$

ここで $f_E$ は無次元の関数である.我々は実験的にユニタリーフェルミ気体の $f_E$ を決定した.他の熱力学関数も同様に普遍的な形で表すことができ,化学ポテンシャル $\mu$ ,ヘルムホルツ自由エネルギー $F$ ,エントロピー $S$ について次の関係式が成立する.

$$\begin{aligned} \mu &= \epsilon_F f_\mu(k_B T / \epsilon_F) \\ F &= N \epsilon_F f_F(k_B T / \epsilon_F) \\ S &= N k_B f_S(k_B T / \epsilon_F) \end{aligned}$$

$T=0$ では理想フェルミ気体のエネルギーは $E_0^{\text{ideal}}/N = (3/5)\epsilon_F$ で与えられるが,普遍性仮説によると $T=0$ におけるユニタリーフェルミ気体のエネルギーは $E_0^{\text{unitary}}/N = (3/5)\epsilon_F(1+\beta)$ で与えられる.ここで, $\beta$ は無次元量であり,普遍パラメータと呼ばれる.この時理想フェルミ気体とユニタリーフェルミ気体の基底エネルギーの比は, $E_0^{\text{unitary}}/E_0^{\text{ideal}} = 1+\beta = \xi$ となる.ここで, $\xi$ はBertschパラメータと呼ばれる普遍定数である.最新の量子モンテカルロ計算によると $\xi = 0.383(1)$ であり,<sup>16)</sup>実験結果もこれに近い値を示している.<sup>17-19)</sup> $\xi < 1$ よりユニタリーフェルミ気体の相互作用は実効的に引力である.このことは実際の実験でもユニタリー極限の原子集団の大きさが同じ原子数の理想気体に比べて小さくなっていることから確かめられている.

## 3. ユニタリー極限におけるこれまでの熱力学量の測定

絶対零度におけるユニタリー極限でのフェルミ原子気体の内部エネルギーは $(1+\beta)\epsilon_F$ と書けるが,この $\beta$ はユニタリー原子気体の密度分布や原子集団に密度変調を加えたときにそれが伝搬する速度(音速)から実験的に決定できる.また,異なる原子種での実験においてもほぼ同じ $\beta$ の値が得られている.<sup>17-19)</sup>

Duke大学のThomasのグループは,ユニタリーフェルミ気体の比熱が超流動転移の前後で変化する様子を観測することに成功した.<sup>17)</sup>彼らはわずかな時間だけユニタリーフェルミ気体をトラップから解放し,拡散させてから再びトラップすることで原子気体に所与のエネルギーを与えて,エネルギーと温度の関係を精密に測定した.さらに同グループは,調和ポテンシャル中のユニタリー原子気体の全エネルギーがポテンシャルエネルギーの2倍に等しいこと(ビリアル定理)を証明し,この性質を利用して原子集団の全エネルギーとエントロピーの関係を実験的に決定した.エントロピーをエネルギーで微分したものが温度の逆数で

あるという熱力学の関係を用いると、エントロピー、エネルギー、温度の間の関係を実験的に決定することができ、3つのうちのひとつが分かれば他のすべてが決定できる。<sup>20)</sup> またHuらは調和ポテンシャル中の原子集団の1原子あたりの平均エネルギーと平均エントロピーについて、Duke大学とRice大学が<sup>6</sup>Liを用いて取得した実験データとJILAが<sup>40</sup>Kを用いて取得した実験データを同じ図にプロットし、それらがすべて同じ曲線上にのることを示した。<sup>21)</sup> これは得られた熱力学量が有限温度においても原子種やトラップ形状などに依らずに普遍的に振る舞うことを示している。

しかしながら、これらの結果はいずれも原子集団全体にわたる熱力学量の積分値または平均値から得られたものであり、この結果から前節で示した普遍的熱力学関数の具体的な関数形を直接決定することはできていない。前節で述べたように熱力学関数は $k_B T / \epsilon_F$ を引数に持つ関数である。原子間衝突は十分高い頻度で起こるために原子の温度は気体全体にわたって一様である一方、調和ポテンシャル中の原子気体は密度が空間的に一様ではないため $\epsilon_F$ は原子集団の位置に依存する。従って、 $k_B T / \epsilon_F$ は空間的に一様ではない。それゆえ、熱力学関数を具体的に決定するためには、不均一な原子気体の局所的な熱力学量とその点での $k_B T / \epsilon_F$ の関係を調べることが不可欠である。

#### 4. 普遍的熱力学関数の決定

ユニタリーフェルミ気体は、レーザー冷却されたりチウム6原子を光双極子トラップに移行し、外部のヘルムホルツコイルにより散乱長が発散する834 Gaussの1様磁場を印加することにより実現される。気体の温度は光双極子トラップの深さを変えることにより変化させることができる。本研究でユニタリー極限における普遍的熱力学の決定を可能にした主な理由は、光双極子トラップによる三次元調和ポテンシャル中に不均一に分布している粒子系から、局所的なエネルギー密度を局所的な粒子密度と温度を用いて決定する方法を確立したことである。

局所的な熱力学関数として(1)式を体積で割り、局所内部エネルギー $\epsilon(\mathbf{r})$ についての関数

$$\epsilon(\mathbf{r}) = n \epsilon_F(n(\mathbf{r})) f_E [k_B T / \epsilon_F(n(\mathbf{r}))]$$

を決定することを考える。この式の中で、実験的に決定しなければならないものは、密度分布 $n(\mathbf{r})$ 、局所内部エネルギー密度 $\epsilon(\mathbf{r})$ 、および、原子集団の温度 $T$ である。位置 $\mathbf{r}$ における局所原子密度 $n(\mathbf{r})$ は共鳴光による原子の吸収イメージ像から計算することができる。内部エネルギー密度 $\epsilon(\mathbf{r})$ はユニタリー極限においてフェルミ原子気体が従う状態方程式 $p(\mathbf{r}) = 2\epsilon(\mathbf{r})/3$ によって圧力 $p(\mathbf{r})$ と関係づけられる。<sup>15)</sup>  $p(\mathbf{r})$ はトラップ中のフェルミ原子気体において成立する力のバランス方程式 $\nabla p(\mathbf{r}) + n(\mathbf{r}) \nabla V_{\text{trap}}(\mathbf{r}) = 0$ を利用することによって、密度分布 $n(\mathbf{r})$ とトラップポテンシ

ヤルの形状 $V_{\text{trap}}(\mathbf{r})$ から決定できる。従って、状態方程式から $\epsilon(\mathbf{r})$ を決定することができる。

一方、原子集団の温度 $T$ の決定は容易ではない。原子間相互作用が比較的弱いときには、原子集団の温度は気体を拡散させることで得られる運動量分布を、量子統計性を考慮して解析することで決められる。しかしこの方法は原子間の相互作用エネルギーが運動エネルギーに比べて十分小さい時にのみ適用可能であり、ユニタリー極限には適用できない。ユニタリー極限において用いられている温度評価法の一つに原子の全エネルギーから温度への較正曲線を利用する方法がある。<sup>20)</sup> ユニタリー極限のフェルミ原子気体では全エネルギーとエントロピーの関係が実験的に決定されている。このプロットの微分をとり、 $1/T = \partial S / \partial E$ の関係を適用することにより全エネルギーと温度の関係( $T/T_F$ と $E/E_F$ の関係)を得ることができ、全エネルギーが分かれば温度が分かる。ビリアル定理によると、ユニタリー極限では調和ポテンシャル中の原子の全エネルギーはポテンシャルエネルギーの2倍に等しい。<sup>22)</sup> ポテンシャルエネルギーはポテンシャル形状と原子気体の吸収イメージから計算できるので全エネルギーも計算可能であり、Duke大学が実験的に決定した全エネルギーと温度の関係を利用して温度を決定することができる。我々はDuke大学が作成した温度較正曲線を利用して温度を決定しており、温度の精度は較正曲線の精度により決まる。2009年に出版されたDuke大学の温度較正曲線は2011年に訂正が加えられ、<sup>23)</sup> それに従って我々のデータも変更を受けている。

上述のエネルギーと温度の測定方法を用いて実験的に決定した $f_E$ を図2に示す。○は相互作用のない理想フェルミ気体の内部エネルギーについての熱力学関数測定の結果である。前述の局所内部エネルギーの測定方法はユニタリー極限だけでなく相互作用のない理想フェルミ気体にも適用可能なので(普遍的熱力学関数の形のみから導かれる状態

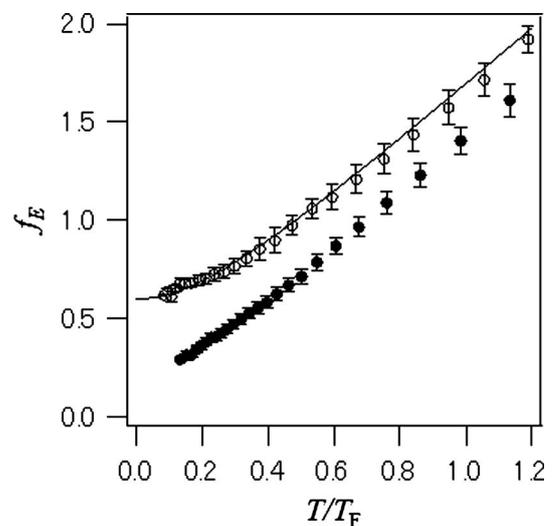


図2 内部エネルギーの普遍関数の温度依存性。実線は理論的に求められる理想気体の熱力学関数。○は実験的に求めた理想気体の熱力学関数、●はユニタリーフェルミ気体の熱力学関数を示す。

方程式  $p(\mathbf{r}) = 2\varepsilon(\mathbf{r})/3$  もユニタリーフェルミ気体と理想フェルミ気体の両者について成立している), 実際実験で理想フェルミ気体の条件 ( $a_s=0$ ) を実現し測定することができる. そして理想フェルミ気体の場合は熱力学関数形が既知なので, 実験結果をチェックすることができる. 図2の実線が理論曲線を示す. 実験結果と理論曲線が実験精度の範囲で一致しており, 理想フェルミ気体について局所内部エネルギーが正しく測定されていることが分かる. 同じ方法をユニタリーフェルミ気体に適用した結果が図2の●で示すデータである. これは理想フェルミ気体とは明らかに異なる振る舞いをしており, 常に理想気体よりも小さい値を示している. これはユニタリー極限のフェルミ原子気体は同じ密度で同じ温度 (つまり同じ  $T/T_F$ ) の理想気体と比べて内部エネルギーが小さいことを示しており, 相互作用エネルギーが負であるということを示している. 内部エネルギーについての熱力学関数  $f_E$  が決定できると, 一般の熱力学の関係式から

$$f_E(\theta) = f_F(\theta) - \theta f'_F(\theta), \quad f_\mu(\theta) = |5f_F(\theta) - 2\theta f'_F(\theta)|/3, \\ f_S(\theta) = -f'_F(\theta)$$

が得られ ( $\theta = T/T_F$ ), これらを利用して決定した  $f_E$  から熱力学関数  $f_\mu, f_F, f_S$  を求めることができる. それらを示したのが図3である. このようにすべての熱力学量が実験的に決定でき, 一様系ユニタリーフェルミ気体の理論と実験結果を初めて直接比較することができるようになった. 相互作用が摂動で扱えないユニタリー極限の理論計算は多体問

題の挑戦的課題であり, 本研究でその領域での理論と実験の結果が直接比較できるようになった. 表1に普遍パラメータと転移温度, 転移点における熱力学量の実験結果と理論の予測値をまとめたものを表に示す.

我々に続いて, ENSのNascimbèneらもユニタリーフェルミ気体の普遍的熱力学関数の測定に成功した.<sup>1)</sup> 彼らは原子の密度分布を2次的に積分して得られる原子集団の密度分布が原子集団の中心軸上の点の圧力と関係づけられるという性質を利用することで, 温度  $T$  と化学ポテンシャル  $\mu$  の圧力依存性を実験的に決定した.<sup>24)</sup> 温度の測定はリチウム原子のボース同位体である  $^7\text{Li}$  を  $^6\text{Li}$  気体に混合し, 両者の熱平衡状態を実現することで  $^7\text{Li}$  の time of flight の様子から温度を測定した. 我々が採用した温度較正曲線を用いた温度測定法の精度は較正曲線を決定する実験の精度の制約を受けるが, ENSが開発した  $^7\text{Li}$  による温度測定法はより直接的である. もう一つのパラメータである化学ポテンシャルは最も高温側のデータ領域 (フガシティが0.3程度) において2次のベリアル展開の表現が正しいと仮定し, 温度の異なる原子集団から得られる同じ  $T/T_F$  のデータ点が重なるようにデータを接続することで低温側に解析を徐々に広げ, 超流動転移温度以下まで  $P(\mu, T)$  を決定している. このように我々と ENS では測定方法は全く異なるが, 我々が決定した熱力学関数と ENS の熱力学関数は図4に示すように良い一致を示しており, ユニタリーフェルミ気体の熱力学関数が同定されたと言える.

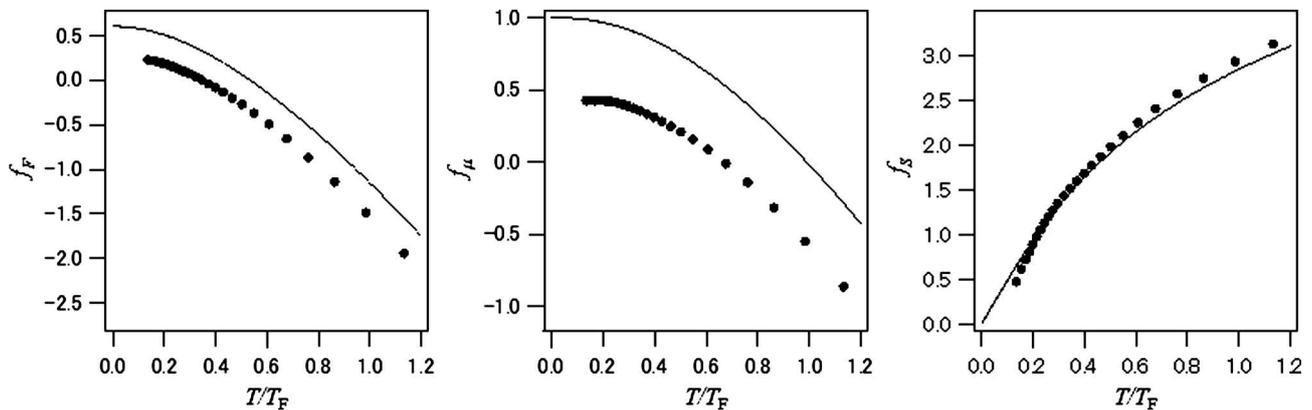


図3 各種熱力学関数の温度依存性. ●は実験的に決定されたヘルムホルツ自由エネルギー (左), 化学ポテンシャル (中央), エントロピー (右) の熱力学関数を示す. 実線は理想フェルミ気体の熱力学関数.

表1 普遍パラメータ, 転移温度, 転移点における熱力学量の実験結果と理論の予測値.

		$\beta$	$T_c/T_F$	$E(T_c)/N\varepsilon_F$	$\mu(T_c)/T_F$	$S(T_c)/Nk_B$
Experimental results	Horikoshi, <i>et al.</i> <sup>8)</sup>	-0.59	0.17(1)	0.32(2)	0.43(1)	0.7(1)
	Nascimbène, <i>et al.</i> <sup>9)</sup>		0.157(15)		0.49(2)	
Calculated values	Sá de Melo, <i>et al.</i> <sup>1)</sup>		0.224		0.333	
	Perali, <i>et al.</i> <sup>27)</sup>	-0.545	0.24			
	Hu, <i>et al.</i> <sup>28)</sup>	-0.599	0.225	0.4	0.459	0.91
	Nishida <sup>29)</sup>		0.249	0.212	0.18	0.698
	Hausmann, <i>et al.</i> <sup>30)</sup>	-0.64	0.16	0.304	0.394	0.71
	Burovski, <i>et al.</i> <sup>31)</sup>		0.152(7)	0.31(1)	0.493(14)	0.16(14)

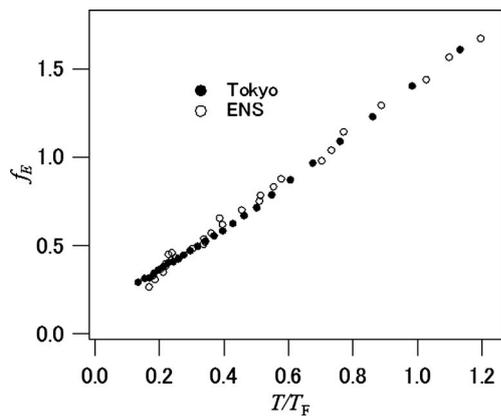


図4 ENSと我々のエネルギー熱力学関数の比較。●が我々が実験的に決定した内部エネルギーの熱力学関数、○がENSの実験結果。

## 5. おわりに

本稿ではユニタリー極限においてフェルミ粒子系が示す普遍的な熱力学的性質とその実験的な決定方法について述べた。本稿で紹介した局所的な物理量を直接観測することにより、「密度と温度が与えられたときにエネルギーがいくらか」という熱力学の問いに忠実な測定ができるようになり、不均一な密度分布を持つ原子気体の実験結果を一様系の理論と直接比較することができるようになった。

最後に当該分野の最近の研究動向について述べる。ENSのNascimbèneらはユニタリーフェルミ気体の圧力と温度の関係について、超流動転移温度より高温側で比熱が温度に対して線形に依存することを実験的に示し、ユニタリー極限におけるフェルミ原子気体がフェルミ統計に従う準粒子として振る舞うフェルミ液体で記述できることを示唆する結果を報告している。<sup>9)</sup> またMITのSommerらが行った磁化率の温度依存性の測定では転移温度以上において励起エネルギーにギャップがないことが示されており、<sup>13)</sup> フェルミ液体論と整合する結論を得ている。一方、Gaeblerらは原子のエネルギーと運動量の両方が測定可能なRF分光法を開発し、その手法を用いてユニタリー気体の分散を測定し、超流動転移温度より高温において擬ギャップの存在を確認したと主張している。<sup>25)</sup> この結果は励起エネルギーにギャップがないフェルミ液体と相反する結果であり、活発な論議が行われている。このように超流動転移近傍での熱力学特性の詳細な理解はユニタリーフェルミ気体におけるペア形成や擬ギャップのメカニズムの理解に直結する重要な問題である。ENSのグループはボース原子気体についても同様に局所内部エネルギーの測定を行い、 $T=0$ における一様系の状態方程式を決定した。<sup>26)</sup> その結果、エネルギーと原子間相互作用、密度の間の関係を定量的に検証することができるようになり、 $T=0$ での気体のエネルギーが原子間相互作用が強くなるにつれて平均場からずれ、Lee-Huang-Yang補正が現れることを定量的に示した。ボ

ース気体においてもフェルミ気体と同様にユニタリー極限では普遍的熱力学が成立することが次元解析から推測されるが、その実験的検証は三体衝突による粒子数の素早い減少の問題等のためにいまだなされていない。

この1年あまりで局所的熱力学量を測定する実験技術が目覚ましい進展を見せている。今後はこの技術が基本的な実験手法の一つとして広く用いられるようになり、より高い精度で理論と実験の比較が行われるようになるものと考えられる。不均一な密度分布という冷却原子系の宿命的な課題が克服されつつある今、極低温原子気体を用いた強相関物理の研究に新たな可能性が開けてきた。

## 参考文献

- 1) C. A. R. Sa de Melo, M. Randeria and J. R. Engelbrecht: Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 3202.
- 2) M. E. Gehm, *et al.*: Phys. Rev. A **68** (2003) 011401(R).
- 3) K. M. O'Hara, *et al.*: Science **298** (2002) 2179.
- 4) M. Bartenstein, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 120401.
- 5) C. Chin, *et al.*: Science **305** (2004) 1128.
- 6) C. Regal, M. Greiner and D. S. Jin: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 040403.
- 7) M. Zwierlein, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 120403.
- 8) M. Horikoshi, *et al.*: Science **327** (2010) 442.
- 9) S. Nascimbène, *et al.*: Nature **463** (2010) 1057.
- 10) The Many-Body Challenge Problem (mbx) formulated by G. F. Bertsch (1999).
- 11) J. Joseph, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 170401.
- 12) C. Cao, *et al.*: Science **331** (2011) 58.
- 13) A. Sommer, *et al.*: Nature **472** (2011) 201.
- 14) H. Heiselberg: Phys. Rev. A **63** (2001) 043606.
- 15) T.-L. Ho and E. J. Mueller: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 160404.
- 16) M. M. Forbes, S. Gandolfi and A. Gezerlis: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 235303.
- 17) T. Bourdel, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 050401.
- 18) J. Kinast, *et al.*: Science **307** (2005) 1296.
- 19) J. T. Stewart, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 220406.
- 20) L. Luo and J. E. Thomas: J. Low Temp. Phys. **154** (2009) 1.
- 21) H. Hu, P. D. Drummond and X.-J. Liu: Nature Phys. **3** (2007) 469.
- 22) J. E. Thomas, J. Kinast and A. Turlapov: Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 120402.
- 23) C. Cao, *et al.*: New J. Phys. **13** (2011) 075007.
- 24) T.-L. Ho and Q. Zhou: Nature Phys. **6** (2010) 131.
- 25) J. P. Gaebler, *et al.*: Nature Phys. **6** (2010) 569.
- 26) N. Navon, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **107** (2005) 135301.
- 27) A. Perali, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 220404.
- 28) H. Hu, Xia-Ji Liu and P. D. Drummond: Phys. Rev. A **73** (2006) 023617.
- 29) Y. Nishida: Phys. Rev. A **75** (2007) 063618.
- 30) R. Haussmann, *et al.*: Phys. Rev. A **75** (2007) 023610.
- 31) E. Burovski, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 160402.

(2011年10月24日原稿受付)

## Universal Thermodynamics of a Unitary Fermi Gas

Munekazu Horikoshi, Takashi Mukaiyama and Masahito Ueda

abstract: Inter-particle interaction reaches maximum allowed by quantum mechanics at the unitarity limit. At the limit, thermodynamic properties of the system depend only on the temperature and density, but does not depend on any material-specific parameters. In this article, we describe the experimental determination of universal thermodynamics of an ultracold Fermi gas at the unitarity limit.

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11月と12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。

**逆光電子回折現象：原子構造解析の新手法としても有望**

光電子回折・光電子分光は今や物性研究には欠かせない手法である。光電子の角度分布やエネルギースペクトルから固体の原子構造や電子状態の情報が得られる。実際には、固体内では光の侵入長よりも電子の平均自由行程が短く、光電子の大半は非弾性散乱を受け、光電子分光や光電子回折のバックグラウンドを形成する二次電子となる。これまで電子の平均自由行程を見積もるために、プラズモンやフォノン励起過程など非弾性散乱について定量的に調べられてきた。しかし二次電子の角度分布についての研究はほとんど進んでいない。この二次電子の詳細な理解が光電子分光や光電子回折の解釈の信頼性向上に必須である。

結晶にX線をあてると光電子が放出され、その角度分布には局所構造を反映する光電子回折模様が見れる。原子が連なる晶帯軸方向では散乱波同士が強め合い、前方収束ピークが観測される。これまで二次電子の場合、回折模様はプラズモンによるエネルギー損失で消失する、とされてきたが、Hüfnerらは前方収束ピークの強度が逆に落ち込む現象を報告している。その原因として原子鎖のブロッキング機構などが検討されてきたが未解決であった。

最近、奈良先端科学技術大学院大学と高輝度光科学研究センターのメンバーを中心とする研究グループは、電子が固体中でエネルギーを失う際、光電子回折の逆過程に相当する経路があることを見出した。独自の二次元電子分析器で二次電子の角度分布を測定したところ、光電子回折と真逆な強度分布が得られることを初めて明らかにした。この成果は、日本物理学会が発行する英文誌 Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の2012年1月号に掲載された。

図1はGe(111)表面の3p準位からの光電子およびその

二次電子の角度分布である。電子の運動エネルギーを600 eVに固定し、励起光エネルギー依存性について調べている。その結果、3p準位(図1(a))から60 eV離れた二次電子の角度分布では、回折模様が消滅し、さらに160 eV以上離れた二次電子の角度分布(図1(b))では、光エネルギーにかかわらず運動エネルギー600 eVの内殻の光電子回折模様とほぼ同じでコントラストが正反対のネガパターンが現れることが明らかにされた。「原子鎖によるブロッキング」では光エネルギーにかかわらず600 eVの光電子回折

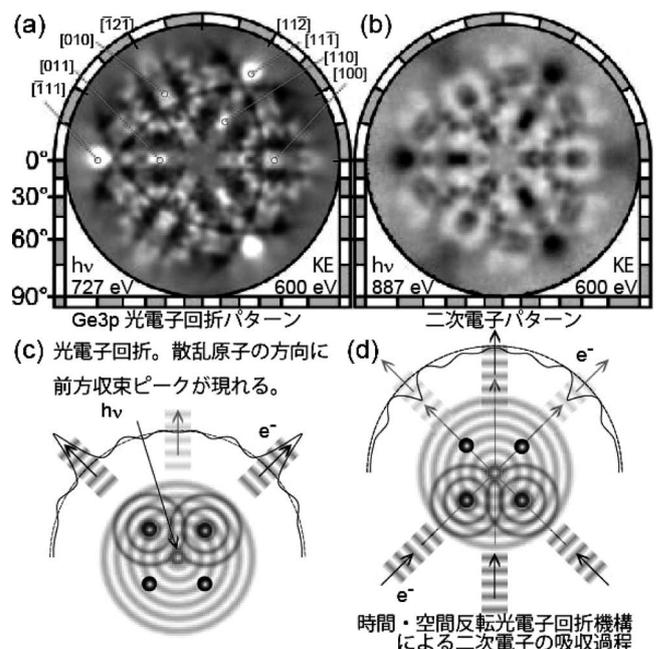


図1 Ge(111)表面からの(a)光電子および(b)その二次電子の角度分布。運動エネルギーはどちらも600 eV。(c)通常の光電子回折では励起原子から周囲の散乱原子の方向に前方収束ピークという輝点が現れるが、(d)二次電子の場合、ちょうど逆の過程で一部が吸収されるので光電子回折の「ネガパターン」が観測される。

模様が現れる点が説明できない。この現象の機構は「逆光電子回折過程」による二次電子の吸収というモデルで説明できる。これまでの研究では、励起光エネルギーを固定し二次電子の運動エネルギー依存性について調べられてきたが、励起光エネルギー依存性についての角度分布測定は時間がかかるために行われてこなかった。二次元電子分析器で初めて可能になった研究である。

本研究では二次元角度分布を系統的に測定し、逆光電子回折パターン強度についても定量的な解析を行っている。光電子回折ではその元素選択性から表面吸着種やドーパント原子周りの局所的な原子サイトの構造解析が可能になる。しかしこうした微量元素解析の場合、こうした二次電子のバックグラウンドの正確な評価と除去が重要となる。

また、円偏光を用いて回折パターンの円二色性についても詳細に解析を行い、「逆光電子回折過程」は偏光と無関係であることを明らかにしている。本研究は軟X線励起による解析であるが、この現象は電子励起にも共通する問題である。したがって、電子線を用いて「逆光電子回折パターン」を解析することで、結晶表面の立体原子配列構造が復元できることを示唆している。本研究では、「逆光電子回折パターン」の強度は「光電子回折パターン」のそのの一桁落ち程度であることを明らかにしており、より汎用性の高い電子線を用いた局所原子構造解析の新技术への応用に関しても十分期待できるものである。

論文掲載誌：J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) No. 1, p. 013601.

電子版：http://jpsj.ipap.jp/link?JPSJ/81/013601 (12月20日公開済)

〈情報提供：松井文彦 (奈良先端科学技術大学院  
大学物質創成科学研究科)  
大門 寛 (奈良先端科学技術大学院  
大学物質創成科学研究科)〉

## 放射光で生成された $\gamma$ 線で見える原子・分子のスクリーンダイナミクス

液晶などのソフトマター中では分子の運動は液体中よりも遅く、ナノ秒よりも遅い時間スケールでの運動に興味を持たれてきた。特に、人体など複雑な組成のソフトマター中では、内部で様々な運動が起きていると考えられ、運動している部位のサイズを特定した状態で観測することができる手法を開発することは、ソフトマターの微視的な基礎理解を飛躍的に向上させることが期待できるため、非常に重要であると考えられる。しかしながら、これまでの手法では原子・分子のスケール (0.1~6 nm) の構造が、1 ns から 10  $\mu$ s の時間スケールで緩和するような場合に、その空間スケールを特定した迅速な緩和ダイナミクスの測定は困難であった。

最近、京都大学原子炉実験所、京都大学理学研究科、高輝度光科学研究センター、科学技術振興機構のメンバーを中心とする研究グループは、大型放射光施設 SPring-8 の核共鳴散乱ビームライン (BL09XU) で利用可能な放射光を用いて単色性の高い高指向性 $\gamma$ 線を生成し、それをプローブ光として準弾性散乱実験に用いることで、通常の液晶と分子スケールで会合するようにデザインされた両親媒性液晶の系でその運動性が同じ程度であることを見出した。その結果、両親媒性液晶の系では微視的に分子の会合が強く起きていないことが示唆された。この成果は、日本物理学会が発行する英文誌 Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の 2012 年 2 月号に掲載された。

本研究手法では、 $^{57}\text{Fe}$ 核が第一励起状態から寿命 141 ns で崩壊する際に放出される $\gamma$ 線を用いるが、その線幅は $\gamma$ 線のエネルギー (14.4 keV) に対して大変狭い (4.6 neV) ものとなっている。SPring-8 の高輝度放射光を用いることによって、このような単色性に加えて高い指向性と強度の強い $\gamma$ 線を生成することが可能となる。励起エネルギーである 14.4 keV は波長に換算すると 0.086 nm であるため、原

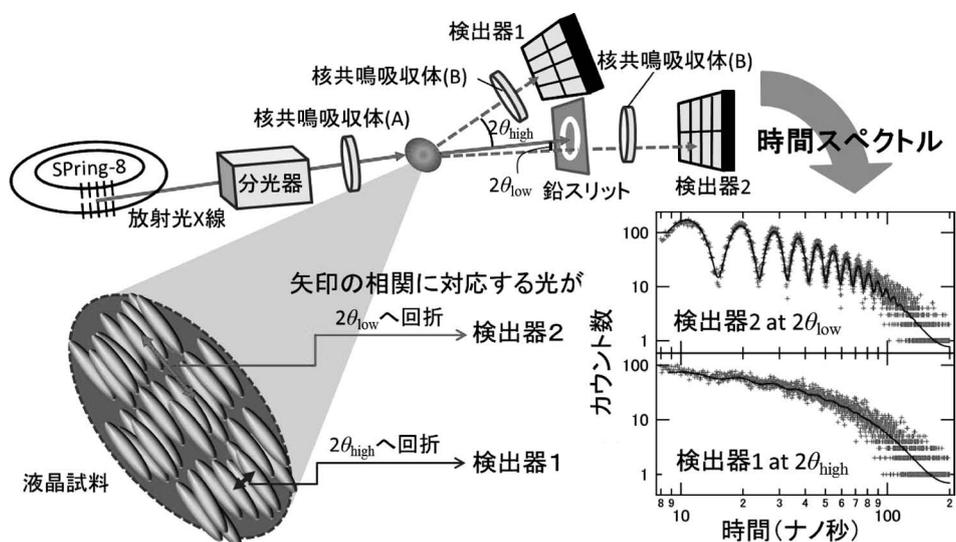


図1 時間領域干渉計法の装置図と時間スペクトル。

子・分子スケールの構造に適したものとなっている。今回開発した時間領域干渉計は、この $\gamma$ 線をプローブ光として用いた準弾性散乱法であり、試料中での原子・分子スケールの1 ns から10  $\mu$ s 程度の拡散の様子を時間領域上で観測することのできる手法である。この測定装置の概念図を図1に示す。

試料はスメクティック相状態にある液晶分子を用いている。この液晶試料からの回折光を調べると、透過光に対する角度 $2\theta_{\text{high}}$ と $2\theta_{\text{low}}$ にそれぞれ強い回折光が観測され、それらはそれぞれスメクティック層内と層間方向の分子の配置の相関を反映している。まず検出器をそれぞれの角度に配置することで、どのような分子スケールの構造の相関の緩和時間を調べたいかを定めることができる。このとき、この得られた時間スペクトル上には(図1の核共鳴吸収体(B)からの)準弾性散乱の寄与を受けない $\gamma$ 線と、(図1の核共鳴吸収体(A)からの)準弾性散乱の寄与を受けた $\gamma$ 線との干渉によるビートが生じる。試料中での拡散が速いほど準弾性散乱の寄与を受けた $\gamma$ 線の線幅は広がり、干渉ビートの時間的な緩和が起きる。すなわち、このビートの時間緩和は着目している構造の相関がどのような時間で緩和するのかを表している。実験には、典型的な液晶と、液晶の炭化水素鎖中の水素をフッ素置換することで、炭化水素鎖とフッ素鎖の非相溶性を利用して分子スケールで会合するようにデザインされた両親媒性液晶を用いた。測定の結果、両者の運動性が層内と層間でそれぞれ同程度であることが見出された。両親媒性液晶の系では微視的に分子の会合が強く起きている場合は、層間の分子の運動性が遅くなることが予測されたため、両親媒性液晶の系では微視的に分子の会合が強く起きていないことが示唆された。また、この研究により、実際に本手法がソフトマターに適用可能であることがはじめて実証された。

本手法は、中性子スピネコー法と比べてより小さな相関が遅く緩和する運動が見やすい、異なった散乱角での散乱の同時測定が可能などいくつかの優れた性質を有している。さらに、本方法の発展として、異なるエネルギーの $\gamma$ 線を同時に用いて放射光の高効率利用を行うことで、測定効率の大幅な向上が可能と考えられている。そのため本手法の今後の広範な応用の可能性が期待される。

論文掲載誌：J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) No. 2, p. 023001.  
 電子版：http://jpsj.ipap.jp/link?JPSJ/81/023001 (1月11日公開済)

〈情報提供：瀬戸 誠(京都大学原子炉実験所)〉

### 鉄系超伝導体における構造揺らぎの量子臨界性と超伝導性

鉄系超伝導体は銅系酸化物超伝導体に次ぐ高い臨界温度( $T_{\text{sc}}$ )を有し、将来の応用に向けて、世界中で精力的な研究が行われている。鉄系超伝導体では、非超伝導体の母物質に静水圧を加えることや、元素置換によって超伝導が出

現することが知られている。典型的な鉄系超伝導体の母物質である122系 $\text{BaFe}_2\text{As}_2$ では、 $T_{\text{S}}=140\text{ K}$ に構造の変化を伴う磁気秩序が発現する。この物質では、FeをCo, BaをK, AsをPにそれぞれ置換することにより、磁気秩序が次第に消滅し、代わって超伝導が発現する。固体には温度を冷やすにつれて徐々に硬くなってゆくという性質があるが、鉄系超伝導体では、不思議なことに超伝導に隣接する秩序の前駆現象として、低温になるにつれて柔らかくなることが知られていた。超伝導相はこの秩序相と隣接することから、磁気秩序や構造秩序と超伝導との関係が示唆されていたが、この異常な弾性的性質が超伝導の発現とどのように関わっているのかは明らかではなかった。

今回、岩手大学大学院工学研究科フロンティア材料機能工学専攻の吉澤正人教授の研究グループは(独)産業技術総合研究所等の研究グループと東京大学大学院理学研究科の研究グループと共同で、固体が柔らかくなることと超伝導の発現との間に密接な関係があることを明らかにした。研究グループは、鉄系超伝導体の一種である $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ のさまざまなコバルト組成( $x$ )の純良大型単結晶について、正方晶から斜方晶への結晶変形に対応

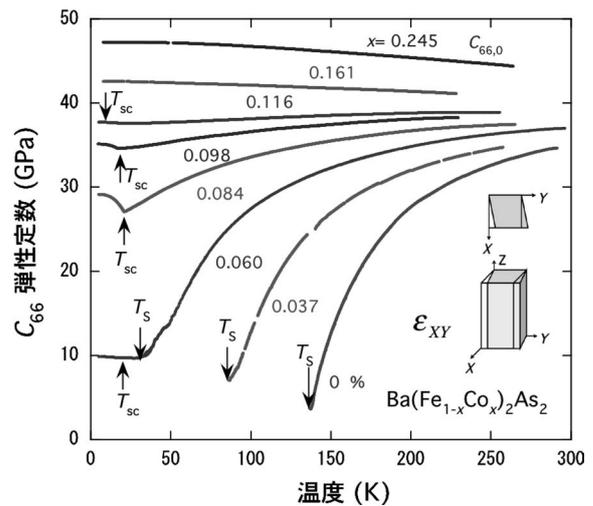


図1 正方晶から斜方晶への構造揺らぎに対応する弾性定数 $C_{66}$ ( $=1/S_{66}$ )の温度依存性。

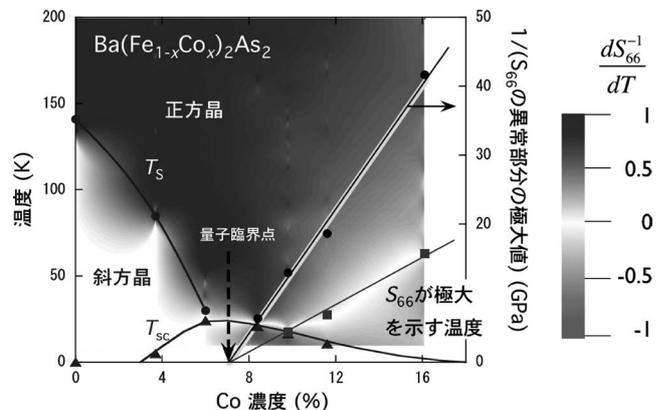


図2  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ の相図。構造揺らぎの指標( $S_{66}$ の異常部分の極大値)は量子臨界点に向かって発散的に増大し、超伝導転移温度も最大となる。

する弾性定数  $C_{66}$  の詳細な研究を行った (図1). その結果、構造秩序を示さない Co の濃度 ( $x > 0.07$ ) では、 $C_{66}$  の逆数で構造揺らぎの指標である弾性コンプライアンス  $S_{66} (= 1/C_{66})$  が、 $T_{sc}$  が最大となる組成で最も大きくなることを発見した (図2中の  $S_{66}$  の異常部分の極大値). また、 $S_{66}$  が磁気的量子臨界点近傍で予想される磁化率の特徴と極めてよく似た振る舞いを示すことなどから、近年大きく進展した磁性に関する量子相転移の研究成果を基礎に、筆者らは固体の構造揺らぎが量子臨界性を示す最初の例として、これを「構造的量子臨界現象」と名づけ、構造揺らぎが超伝導の発現に関与することを明らかにした. この成果は、日本物理学会が発行する英文誌 Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の2012年2月号に掲載された.

鉄系超伝導体で観測された極めて大きな弾性異常は、弾性異常をもたらす原因と弾性歪との強い相互作用を示唆する. 同様の巨大な弾性異常は、実用超伝導材料である  $Nb_3Sn$  や  $V_3Si$  などでも知られていた. これらの物質でも弾性異常と超伝導との関係が注目されたが、フォノンを媒介とする超伝導発現機構は高い  $T_{sc}$  は期待できないこと、銅系酸化物超伝導などの発見によって、実用材料としての価値は別として、超伝導と弾性異常との関係は解明されない

まま、歴史の中に埋もれてしまった. しかし、構造揺らぎの起源がバンドや軌道など高いエネルギー尺度に起因するとしたら、高い  $T_{sc}$  が実現する可能性がある. この論文で示された実験結果は出版前から多くの理論家を刺激し、さまざまな議論が展開されている. 現在、鉄系超伝導体の弾性異常の原因として軌道の関与が有力視されており、今回の成果は軌道揺らぎを媒介とする超伝導の発現機構を支持するものである.

本論文で見いだされた構造的量子臨界現象は、鉄系超伝導体の物性の解明ばかりでなく、構造揺らぎと超伝導の関係という長い歴史に新たな光を当てるきっかけとなるかも知れない. 銅系酸化物超伝導体では出会わなかった多軌道・多バンド系の研究を通して、新しい機構による、より高い温度での超伝導の発現が期待されている.

論文掲載誌: J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) No. 2, p. 024604.  
電子版: <http://jpsj.ipap.jp/link?JPSJ/81/024604> (1月27日公開済)

〈情報提供: 吉澤正人, 中西良樹  
(岩手大学大学院工学研究科)  
永崎 洋, 李 哲虎  
(産業技術総合研究所)〉

## 物理教育 第60巻 第1号 (2012) 目次

巻頭言: 物理教育誌第60巻の刊行にさいして ..... 高橋憲明  
研究論文: 新潟県で発見された物理筆記が示す明治中期における科学教育の実態 ..... 興治文子, 他  
研究報告  
津波を教材にした波動の展開: 異なった媒質をつたわる波動 ..... 森 雄児  
高大連携による探究活動を中心とした物理教育の試み ..... 筒井和幸, 他  
論説: 素朴概念の分類 ..... 新田英雄  
研究短報: 音で進む紙コップ船 ..... 本弓康之  
私の実践: 球磁石の不思議な動き ..... 村尾美明  
私の工夫: 教訓茶碗から発展させた授業 ..... 柿原聖治  
図書紹介  
海に沈んだ故郷 北上川河口を襲った巨大津波: 避難者の心・科学者の目 ..... 笠 潤平  
科学ジャーナリズムの先駆者 評伝石原純 ..... 広井 禎  
企画  
変位電流とは何か  
はじめに ..... 高橋憲明

変位電流と磁場の関係について ..... 菅野礼司  
マクスウェル=アンペールの法則と変位電流 ..... 鈴木 亨  
変位電流は磁場を“作る”か ..... 兵頭俊夫  
60年の歩み点描① 研究大会などの発表の場 ..... 広井 禎  
《北海道支部特集》  
新学習指導要領の実施に向けて ..... 中道洋友  
支部活動報告 第2回 中学・高校・大学をつなぐ物理教育シンポジウム ..... 横関直幸  
太陽の黒点観測: 太陽の自転周期を求める ..... 岡崎 隆, 他  
BB弾を用いた電気回路モデルによる授業実践 ..... 佐藤草馬  
物理実験ワークショップによる探究活動の展開 ..... 福士公一朗  
学会報告: 2011年度 日本物理教育学会 評議員会報告  
ワンポイント  
自然放射線 ..... 編集委員会, A  
自然放射線の年間日本平均 ..... 編集委員会, A  
自然放射線の年間世界平均 ..... 編集委員会, A  
屋根に上った船 ..... 八木一正  
Information  
物理教育 Vol. 59, No. 1~No. 4 分野別総目次

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

大阪大学名誉教授 長谷川晃氏（米  
国物理学会員），同 三間罔興氏（本  
学会員）が，カリフォルニア大学サン  
ディエゴ校および韓国核融合科学研究  
所教授 Patrick Diamond氏と共に，2011  
年欧州物理学会プラズマ物理分野  
Hannes Alfvén 賞を受賞されました。  
同賞は，プラズマ物理学に対する傑出  
した貢献をした研究者を表彰するため  
に2000年に創設され，毎年授与され  
ます。今回の受賞は日本人初です。長  
谷川氏と三間氏は，磁場閉じ込め高温  
プラズマの乱流・輸送研究の基礎とな  
るモデル方程式を導出し，エネルギー  
の逆カスケードによる帯状流の生成を  
予測するなどの重要な業績を挙げられ  
ました。Diamond氏の業績と共に，現  
代的なプラズマ乱流・輸送研究の基礎  
を築いたことが高く評価されました。  
なお，詳しい受賞理由やこれまでの受  
賞者等はウェブページ (<http://plasma.ciemat.es/alfven.shtml>) でご覧になれま  
す。標題の氏名は同ページに倣いアル  
ファベット順としました。

(2012年1月10日原稿受付，  
文責：古川 勝)

## 2011年ゴードン・ベル賞（最 高性能賞）：スーパーコン ピュータ「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（東大理  
学）

理化学研究所，筑波大学，東京大学，  
富士通株式会社の研究グループが，  
2011年11月に開催されたハイ・パフ  
ォーマンス・コンピューティング（高  
性能計算技術）に関する国際会議  
SC2011で，「スーパーコンピュータ  
「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」  
の成果によりゴードン・ベル賞の最高  
性能賞を受賞した。受賞者は長谷川幸  
弘氏（理化学研究所），岩田潤一氏（東  
京大学），辻美和子氏（筑波大学），高  
橋大介氏（筑波大学），押山 淳氏（東

京大学），南 一生氏（理化学研究所），  
朴 泰祐氏（筑波大学），庄司文由氏  
（理化学研究所），宇野篤也氏（理化学  
研究所），黒川原佳氏（理化学研究所），  
井上 晃氏（富士通株式会社），三吉  
郁夫氏（富士通株式会社），横川三津  
夫氏（理化学研究所）である。

ゴードン・ベル賞は並列計算技術の  
向上を目的に1987年から米国計算機  
学会が運営しているもので，毎年，並  
列計算機を実用的な科学技術計算に応  
用し科学的にも優れた成果を出したグ  
ループに与えられる。いくつかの部門  
がある中でも，最高性能賞は同賞の目  
玉と言えよう。日本のグループによる  
最高性能賞受賞は，2002年の地球シ  
ミュレータ（初代）による成果以来の  
ことである。

神戸で建設中の「京」コンピュータ  
は，整備途中の2011年11月に世界の  
スパコンTOP500リストで第1位を獲  
得しており，その意味では計算が速く  
て当然という見方もあろう。しかしな  
がら今回の研究は，処理の複雑な第一  
原理電子状態計算を「京」の約7割に  
あたる前人未達の55,296 CPU（約44  
万コア）で並列実行し，しかもピーク  
性能の43.6%（実効性能3.08ペタフロ  
ップス）という高い性能を実現したと  
いう驚嘆すべき内容で，第一原理計算  
の応用範囲の広さを考えると波及効果  
が極めて大きい。計算対象は次世代半  
導体デバイスとして注目されるシリコ  
ンナノワイヤで，論文では39,696原  
子までのセルフコンシステント計算と  
107,292原子の非セルフコンシステ  
ント計算が報告された。計算には受賞  
グループが開発した実空間差分に基づく  
密度汎関数法プログラムRSDFTが使  
われた。

並列計算は計算規模が増大するにつ  
れてCPU間のデータ通信がボトルネ  
ックとなり，性能発揮が困難になる。  
その中でこのような高い性能を実現で  
きたのは，大規模系の第一原理計算を  
実現したい計算物性科学研究者と，大  
規模並列計算を役立てたい計算機科学  
研究者の，何年間にもわたる密接な連  
携があったからに他ならない。学問分  
野の壁を乗り越えて実のある連携を  
実現された受賞者の皆様に心よりの敬意  
を表し，お祝いを申し上げたい。この  
成果が今後さらに重要な科学的知見に  
つながること，またスーパーコンピュ

ータを用いた研究の社会的認知度を高  
め，計算科学のさらなる拡がりをもた  
らすことを期待する。

（編集委員会注：2011年のゴードン・  
ベル賞では，東工大の青木尊之教授ら  
のグループが，同大学のスパコン  
「TSUBAME2.0」を用いたフェーズフ  
ィールド法による合金の凝固過程のシ  
ミュレーションで高い実行性能を達成  
し，特別賞を受賞している。）

(2011年12月15日原稿受付)

## 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

高エネルギー加速器研究機構の石橋  
拓弥氏と東京工業大学の林崎規託氏が  
「大強度重イオン加速用2ビーム型IH-  
RFQ線形加速器の開発研究」の業績に  
より，西川賞を受賞された。理化学研  
究所の超伝導リングサイクロトロン建  
設グループ（代表：理化学研究所奥野  
広樹氏他7名）が「世界初の超伝導リ  
ングサイクロトロンの開発と建造」の  
業績により，諏訪賞を受賞された。さ  
らに，吉井正人氏，大森千広氏，原  
圭吾氏，戸田 信氏，山本昌亘氏，野  
村昌弘氏，田村文彦氏，シュナーゼ・  
アレクサンダー氏が「陽子シンクロト  
ロン用磁性合金加速空洞の開発」の業  
績により，特別賞を受賞された。

西川賞は，高エネルギー加速器なら  
びに加速器利用に関する実験装置の研  
究において，独創性に優れ，かつ論文発  
表され国際的にも評価の高い業績をあ  
げた，原則として50歳以下の研究者  
・技術者に贈られる。諏訪賞は，高エ  
ネルギー加速器科学の発展上，長期に  
わたる貢献など特に顕著な業績があっ  
たと認められる研究者・技術者・研究  
グループに贈られる。特別賞は，以上  
の要件には該当しないものの，高エネ  
ルギー加速器科学において，特に顕著  
な功績が認められる研究者・技術者・  
研究グループならびにプロジェクトチ  
ームに贈られる。

主催は，財団法人高エネルギー加速  
器科学研究奨励会。

(2011年12月21日原稿受付，  
文責：小川 了)

## 武藤芳雄先生のご逝去を悼む

小林典男\* ◇

超伝導を中心とした低温強磁場物性の分野で、永い間わが国の研究を支えてこられた、東北大学(金属材料研究所)名誉教授武藤芳雄先生が去る9月18日未明に85歳で亡くなった。これまでのこの分野への御貢献と御指導に深く感謝し、心から御冥福をお祈り申し上げます。

先生は1926年(大正15年)8月10日に宮城県仙台市に生まれ、旧制第二高等学校を経て、東北帝国大学理学部に進まれた。理学部の学生として終戦を迎えられ、1948年に物理学科を卒業された。戦争直後の混乱期に、理学部物理学教室に籍を置きながら金属材料研究所・袋井忠夫先生の下で低温物理学を学ばれ、その後1954年3月から教員としてお勤めになった。1952年にわが国で最初となるADL社のコリンズ型ヘリウム液化機が金属材料研究所に輸入され、極低温における物性研究が始まったとき、先生は初めてのヘリウム液化に立ち会われ、そこで目の当たりにしたSnの超伝導に感動されたことが、その後の超伝導研究に先生を引き付けるきっかけとなった。

先生の最初の仕事は、極低温における半導体の抵抗や比熱に関するものだったが、その後希薄合金の電気抵抗極小に関する研究を進め、この仕事を持って1962年から1年間アメリカ・フィラデルフィアのHedgcock教授の下に留学された。しかし、帰国直後にこの問題は近藤効果として解決されたため、次のターゲットに超伝導を選ばれたと聞く。この頃、超伝導の研究は、1957年にBardeen-Cooper-Schriefferによって超伝導発現のメカニズムが明らかにされ、それと同時にAbrikosovに始まる第二種超伝導理論の展開が活発に進められていた時代だった。

先生はInPb合金やNbなどの遷移金属とその合金を対象として、磁場中の比熱や熱伝導度を詳しく測定すること

によって第二種超伝導体の混合状態の研究において数々の業績を残された。しかし、1970年代の初めには第二種超伝導体の基礎的な研究はほとんど完成され、多くの低温研究者は $^3\text{He}$ の超流動や固体Heの研究に軸足を移した。先生も超伝導の研究を続けるべきか悩まれたということであるが、結局、より高い臨界温度( $\text{high-}T_c$ )を持つ超伝導体を求めて、物質の個性が顕著に現れる化合物超伝導体の物質開発や基礎物性の研究を続けることを決断された。その後、超伝導の研究では常にわが国のリーダーの一人として活躍し、その卓越した先見性から層状遷移金属カルコゲン化合物、A15型化合物、シェブレル相化合物、磁性超伝導体、人工多層膜超伝導体などの先進超伝導化合物の研究を進められた。

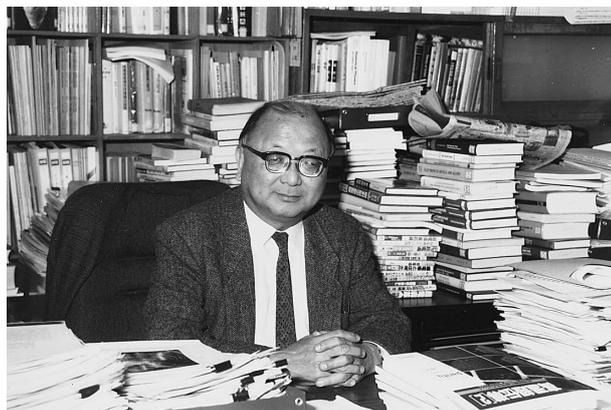
1984年には、新超伝導物質開発とその超伝導発現機構の究明を目的として東京大学物性研究所の中嶋貞雄所長を中心とした文部省科学研究費特定研究「新超伝導物質」が組織され、先生は「金属間化合物および磁性超伝導体の研究」の班長としてその一翼を担当された。この特定研究の研究期間の最後の年、1986年にIBM ZurichのBednorzとMüllerによって酸化物高温超伝導体が発見され、わが国でその構造や更なる $\text{high-}T_c$ の可能性が確認されると超伝導研究は世界的な競争時代に入ることになった。先生はいち早く東北

大学の共同研究体制を立ち上げるとともに、1988年から重点領域研究「超伝導発現機構の解明」の研究代表者としてわが国の高温超伝導の研究を組織化し、指導的役割を果たされた。特にこのプロジェクトを通して次世代の研究者の育成に意識して努められたことが、その後、世界の高温超伝導物性の研究においてわが国がリーダーシップをとることに大いに貢献した。

また、先生の超伝導の研究は基礎的研究にとどまらず、核融合炉用超伝導線材の試験のために定常強磁場発生装置の開発を要請されて、「超電導(後に超伝導)材料開発施設」(東北大学金属材料研究所)の設置に奔走し、超伝導材料の実用化研究においても大きな足跡を残した。特にわが国で開発されたTi添加 $\text{Nb}_3\text{Sn}$ 化合物線材に着目し、メーカーを指導して13.5テスラの超伝導マグネットの開発に成功し、日本の超伝導線材開発技術の優秀さを世界に示した。さらに、この線材を用いて水冷型電磁石と組み合わせたハイブリッドマグネットを建設し、1986年には当時の世界最高定常強磁場31.1テスラの発生に成功した。この成果によって、「超伝導材料開発施設」をアメリカ・MIT、フランス・Grenobleとともに世界三大強磁場施設へと導き、世界の定常強磁場施設再編のきっかけを作られた。また、先生は退職されるまで直接施設の運営に携わり、わが国の超伝導材料の基礎研究や超伝導強磁場工学の発展に尽力された。

先生の御冥福を心からお祈り申し上げます。

(2012年1月11日原稿受付)



1990年 超伝導材料開発施設の居室にて。

\* 東北大学名誉教授

## 森 肇先生を偲んで

蔵本由紀 〈京大RIMS〉

森 肇先生は2011年12月28日に85歳で他界された。わが国が世界に誇る非平衡統計物理学者として、多年にわたってこの分野をリードしてこられた先生の急逝に、私たちは言葉もなく立ちすくんでいる。お亡くなりになる直前まで研究に情熱を燃やし続けられ、愛弟子の方々もその元気なお姿を心強く感じていた矢先であった。

先生は、九州大学工学部の助手になられた1956年に渡米し、3年間の在米期間中に輸送現象の研究を本格化させた。帰国の翌年、京都大学基礎物理学研究所の助教授に就任。同在職中の1964年春から9か月間、独逸シュツトガルト大学のH. Hakenのもとに滞在し、そこで着想を得た一般化ブラウン運動の理論を1965年に本論文として公表した。この画期的な仕事はMoriの名を一躍世界に広めることとなった。1965年からは九州大学教授を定年まで勤められた。1980年ごろからカオス力学系の研究に力を注がれ、リヤブノフ指数によるカオスアトラクターの次元評価をはじめ多くの優れた研究成果を挙げられた。1990年に九大を定年退職後、2001年まで九州共立大学教授として研究を続けられ、学長も勤められた。先生の功績に対して、仁科記念賞、紫綬褒章等の他、勲二等瑞宝章が授与されている。

一般化ブラウン運動の理論で用いられた射影演算子法は、当時すでに中嶋やZwanzigが用いていたが、森理論の独創性は射影演算子を統計集団ではなく力学変数に直接適用した点にある。この斬新な発想から、揺動力を含む非マルコフ的なランジュヴァン型方程式が導かれた。アインシュタインによるブラウン運動の理論から60年、それは一挙に原子・分子集合体一般へ拡張され、揺動散逸定理の確かな運動論的裏付けがここに与えられたのである。久保・中野公式に代表される線形応答

理論に続いて成し遂げられたこの快挙は、非平衡統計力学における日本の水準の高さを世界に強く印象づけた。同じ1965年、ご自身の手によって森理論は時間相関関数の連分数展開という美しい形に具体化された。連分数展開法は、その有用性もさることながら、巨視変数の高次の時間微分を通じて微視空間のより立ち入った情報が段階的に取り込まれていくという理論構造をもち、それによって射影による情報縮減のロジックを鮮やかに示すものであった。

森理論のランジュヴァン型方程式は形式的には線形であるが、そこで使われた射影演算子法自体は揺動力に含まれる巨視量の非線形性をあらわに取出す手段にもなりうる。その意味で、森理論は巨視量の非線形ダイナミクスが織りなす豊かな世界に開かれた理論である。この可能性を動的臨界現象で実現し、非線形ゆらぎの力学に新次元を切り開いたのは川崎のモード結合理論である。一方、1970年代に入ると、散逸力学系による非線形現象の研究という新しい流れが生じた。筆者もこれに研究生命を賭けた者の一人であるが、ゆらぎも統計も無視したこのラディカリズムを森先生は当初からきわめて好意的に評価されていた。統計物理学者としてのこの開かれた姿勢はどこから来るのか。ご自身の回顧によると、先生はギブスを源流とする統計集団の統計力学よりもむしろ力学量の運動論に立脚したボルツマン流の統計力学の系譜に連なる研究者であった。適当に選ばれた部分空間に運動法則をじかに射影するという直接的で柔軟な運動論の考え方、これに暁通する森先生にとって、ノーマルな熱ゆらぎのはるか彼方にある非線形領域が抵抗感なく視野に入ってくるのはむしろ当然だったのかもしれない。

じっさい、ご自身の関心もやがて決



定論的力学系に向かう。特に、カオスの統計力学的研究では、確率密度が特異性をもつために統計集団の方法は無効になると考えられ、カオスゆらぎを一般化ブラウン運動の枠組みで捉える方途を模索されていた。近年、マクロな決定論的アプローチが置き去りにしてきた非平衡定常系の統計力学が再考されている。こうした動きを含め、最近の学問の流れを先生はどのように見ておられたか。親しくお話する機会を永遠に失ったことが悔やまれる。

筆者は、九大で都築研の助手を勤めた1969年から7年間、森先生の学問とお人柄に間近で接することができた。厳しくも温かい方であった。筆者の生意気な一言が先生の逆鱗に触れて震え上がったこともあるが、一人の未熟者が研究者として、また人間としてひと回り大きく成長するのを、先生は慈父の眼差しで気長に注意深く見守られた。人の資質や性格を見抜くその眼は鋭かった。教室人事では真正面から学問論を展開され、居並ぶ教官を圧倒する場面を一度ならず目にした。研究の場を離れると、先生は別の顔もお見せになった。クラシック音楽(とりわけブラームスを愛された)や、お気に入りの女優や力士にまで話が及ぶことも珍しくなかった。

大きな弧を描くように、先生はその生涯を閉じられた。学問的良心にゆるぎのない美しい生き方を貫かれた。森先生、どうぞ安らかに眠りください。(2012年1月20日原稿受付)

愛知・三重物理サークル編

## いきいき物理わくわく実験3

日本評論社, 東京, 2011, iii + 232 p, 21 × 15 cm, 本体2,200円 [一般向]

ISBN 978-4-535-78431-4



本書は、愛知・三重県の中学校・高校・大学の教員を中心に集まった物理教育を研究するグループによって執筆されたものである。これは好評であった「いきいき物理わくわく実験1, 2」に引き続いて出版されたものである。創意工夫された手作りの実験がかなり豊富に紹介されていて、読み応えがある。

第1集は1988年に発行され、いきいきと物理を学び、わくわくと実験することを目指して編集された。これは「理科嫌い・物理離れ」といわれた時代の中で物理の楽しさを伝える著書として大きな反響を得た。1999年には第2集が発行され、2011年にこの第3集が発行される運びとなった。この著者たちは物理教育国際会議では“STRAY CATS (のらねこ)”という愛称で呼ばれている。生徒たちの意欲を引き出す授業をしたいという教員の思いは世界共通であり、彼らのワークショップやポスターセッションは、物理教育の研究者や物理教員たちから高く評価され、注目を集めた。

本書で紹介されている実験は簡単に作れそうなものから大掛かりな装置まで様々であり、教室での演示実験用として大型でダイナミックなものが多いようである。例えば、大学の基礎課程でも取り扱われるメルデの実験の改良型も載っている。大学では電磁音叉を

種村雅子 (大阪教育大)

使っているが、本書では身のまわりにある電動のこぎりのジグソーを使用している。電磁音叉付きの実験装置がなくてもできるので、ぜひやってみたいとわくわくした。また、光の三原色の実験についても、赤・緑・青の色セロハンと光源を用いて、光の混合実験をして、シアン・マゼンタ・イエローの光を作り出している。赤と青からマゼンタができる過程がわかり、この実験を通して本質的な理解ができる。このテーマは教科書のカラーの図を見て、暗記していることが多く、理解しているわけではない生徒・学生も多いのではないか。他にも、ぜひやってみたいと思う実験が多々紹介されている。ま

D. ダンマー, T. スラッキン著, 鳥山和久訳

## 液晶の歴史

朝日新聞出版, 東京, 2011, 535 + 49 p, 19 × 13 cm, 本体2,300円 [一般向]

ISBN 978-4-02-259982-7

福田順一 (産総研)



ほとんどの人が日頃テレビや携帯電話、パソコンのディスプレイで液晶の世話になっていると思うが、それらが開発されるまでの経緯を知る人はほとんどいないであろう。そもそも液晶がどのようにディスプレイに用いられているかを説明できる人も、決して多く

た、第1集、第2集からどんどん改良型もでてきていて、この研究グループの活動が継続的で活発なことが伺える。

本書は高校の物理教員や物理教育の研究者のみならず、学部を授業を担当する大学教員や高校教員を目指す学生たちにも有用である。最近の高校物理では実験をしない教員も多く、日本全体で見れば、この著者たちのような優れた演示実験を普段の授業に取り入れている高校教員は少ないのが現状のようである。やはり、基礎として学ぶ古典物理では物理現象を実験で見て、理論と一致していることを確認することで、意欲的に学び、本質的な理解に繋がるのではないかと思う。来年度から高校では新カリキュラムが始まり、教科「物理基礎」を必修とする高校も増えるようである。本書のように、いきいき、わくわくと物理を学んできてくれることを願っている。

(2012年1月10日原稿受付)

はあるまい。本書はそれらの疑問にわかりやすく答えてくれる良書である。

本書の縦糸をなすのは、どんな研究者がどのように液晶の研究に関わってきたかに関する詳細な記述であり、「流れる結晶」に対する初期の激しい論争、あるいは液晶ディスプレイの開発にまつわる生々しいドラマは、非常に読みごたえがある。また、液晶の研究を生業にしている評者も知らないことが数多く書かれていて驚かされた(例えば、最初の液晶はエンジンの研究から発見されたこと、Max Bornが液晶相発現理由の理論的考察を試み失敗していたことなど)。著者は研究者の遺族からのものを含め膨大な一次資料を調査しており、それが本書の記述に反映されている。液晶研究の歴史を記した書としては、決定版とも言えると思う。

そして本書の横糸をなすのは、「科学抜きの液晶の歴史を語ることは不可能だ」と著者が記すように、液晶科学の基礎に関する説明である。随所に挿入された「解説」は液晶の構造や物性、あるいはディスプレイの原理を理解するために必要な事項を簡潔に紹介しているし、巻頭にはカラフルな口絵もある。さらに第12章「液晶物質の新世界」では、前の章で触れられなかった種々の興味深い話題（強誘電性液晶など）を取り上げている。これらの記述や図は、液晶の何が物性科学として重要で面白いかを専門外の読者がざっと理解するには良い資料となる。また、ソフトマターに関する導入的な講義のための良い種本にもなるだろう。なお原著

のタイトルは“Soap, Science and Flat-Screen TVs”であり、標準的な液晶の教科書ではあまり取り上げられない界面活性剤（石けん）や生物系についても1章が割かれている。液晶はディスプレイだけのものではないと伝えるのも著者の意図であり、それは十分に達成されている。

480ページもの大部を訳し切ったのみならず、邦訳のために1章を書き下ろした訳者の功績は大きい。この章では日本の液晶技術開発の歴史を生き生きと描写し（訳者は日立製作所で液晶研究に関わった）、日本の液晶産業が華々しい成功を取めた理由について考察を加えている。ただ、専門用語の訳語の選択には、やや癖がある。液晶の

twist変形を「よじれ」としているが、「ねじれ」が一般的であろう（ただし、この選択についてはp. 503にコメントがある）。巻末には丁寧な用語集があるので、専門用語の英語表記を一度参照することを、読者にはお勧めする。

(2012年1月6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。



## 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）

### ■高エネルギー加速器研究機構教員 [I]

1. 教授1名（公募番号：素核研11-8）
2. 素粒子原子核研究所
3. 素粒子原子核研究所・クライオジェニックスグループに所属し、J-PARC及びSuperKEKB等における低温超伝導実験設備の開発・運転・維持を統轄。素粒子原子核研究に関連する低温技術、超伝導技術開発において指導的役割を担う。
4. 決定後早期
5. なし
6. なし
7. ①履歴書 ○研究歴 ○着任後の抱負 ○発表論文リスト（和文と英文は別葉） ○推薦書又は参考意見書
8. 2012年4月13日（金）17時必着
9. ①305-0801つくば市大穂1-1 高エネルギー加速器研究機構総務部人事労務課人事第一係 電話029-864-5118 [jinji1\\_ml.post.kek.jp](mailto:jinji1_ml.post.kek.jp) ②素粒子原子核研究所 春山富義 電話029-864-5344 [tomiyoshi.haruyama@kek.jp](mailto:tomiyoshi.haruyama@kek.jp)
10. 詳細は <http://www.kek.jp/ja/Jobs/> 参照。

### [II]

1. 准教授2名（公募番号：素核研11-9）
- 2, 4, 5, 6, 7, 8, 9①, 10は [I] に同じ。
3. 素粒子原子核研究所に所属し、J-PARCハドロン実験施設においてビームライン等の運転・改良を中核として推進。それらを用いた物理研究を推進。
9. ②素粒子原子核研究所 田中万博 電話029-284-4050 [kazuhiro.tanaka@kek.jp](mailto:kazuhiro.tanaka@kek.jp)

### [III]

1. 助教1名（公募番号：素核研11-10）
- 2, 4, 5, 6, 7, 8, 9①, 10は [I] に同じ。
3. ATLASグループに所属し、物理解析に取り組むと共に、KEKが担当するATLAS測定器の運転・改良に従事。当グループが担当するATLAS測定器は、エンドキャップ部ミュオントリガー検出器（TGC）、内部半導体飛跡検出器（SCT、IBL）及び、高次トリガー（HLT）。
9. ②素粒子原子核研究所 徳宿克夫 電話029-879-6077 [katsuo.tokushuku@kek.jp](mailto:katsuo.tokushuku@kek.jp)

### ■東京大学大学院理学系研究科物理学専攻助教

1. 助教1名
2. 素粒子物理学講座
3. 素粒子物理学実験。浅井祥仁准教授と協力し研究・教育にあたる。光等を用

いた新しい素粒子実験やLHCアトラス検出器のアップグレードに向けた検出器開発等を主体的に進める。

4. 2012年7月1日
5. なし
6. 博士号取得者、又は2013年3月迄の取得見込者
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト(原著、総説、学会発表別) ○主要論文別刷3編以内(コピー可) ○今迄の研究概要(A4, 1,000字以内) ○着任後の研究計画(A4, 1,000字以内) ○照会可能者2名以内の氏名、連絡先
8. 2012年4月21日(土)
9. 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物理学専攻 浅井祥仁 Shoji.Asai cern.ch
10. 本研究科では男女共同参画を積極的に推進している(<http://www.s.u-tokyo.ac.jp/gai/sankaku/kihonkeikaku.html>)。

#### ■新潟大学理学部物理学助教

1. 助教1名
2. 物性物理学(実験)
3. f電子系を中心とした強相関物質の単結晶育成と極低温・強磁場・高圧実験による物性研究を奨励力生教授(2012年4月1日着任予定)と協力して活発に進める。理学部物理学と大学院自然科学研究科数理物質科学専攻物理学コースにおける教育を担当。
4. 2012年6月1日以降早期
5. なし
6. 博士号取得者、又は着任時期迄の取得見込者
7. ○履歴書 ○研究業績リスト(発表論文、国際会議での発表、外部資金取得状況等) ○主要論文別刷3編以内(コピー可) ○今迄の研究概要(A4, 約2枚) ○今後の研究計画と教育に対する抱負(A4, 約2枚) ○照会可能者2名の氏名、連絡先
8. 2012年4月27日(金)必着
9. 950-2181 新潟市西区五十嵐二の町8050 新潟大学理学部物理学 大原謙一 電話025-264-2281 kobo astro.sc.niigata-u.ac.jp
10. 封書に「助教応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。本学では男女共同参画推進室を設置し女性研究者の支援を推進している。応募書類による選考を行い、最終選考は面接。旅費等不支給。

#### ■北陸先端科学技術大学院大学・ナノマテリアルテクノロジーセンター准教授

1. 准教授(テニュアトラック)1名
2. 主に質量分析装置を用いる研究分野(独立研究室)
3. 上記分野。ナノマテリアル教育コースと技術職員担当の依頼測定・装置管理業務にも協力する。
4. 決定後早期
5. 10年(3年の再任制度有)、任期内にテニュアの審査を受けることが可能。
6. 採用時に博士号取得者で、我が国初の新構想大学院大学である本学の理念を理解し、意欲的に教育・研究を推進できる方。
7. ○履歴書(写真貼付)及び学位証明書の写し ○業績リスト(研究論文を査読付原著論文、査読付国際会議報告、著書、その他に分け年代の逆順に列記) ○今迄の研究概要(A4, 2枚以内) ○主要論文5編の別刷又はコピー ○着任後の研究教育に対する抱負(A4, 2枚以内) ○照会者2名の連絡先(e-mail 含)
8. 2012年4月30日(月)消印有効
9. 923-1292 能美市旭台1-1 北陸先端科学技術大学院大学ナノマテリアルテクノロジーセンター 山田省二 電話0761-51-1448 shooji jaist.ac.jp
10. 詳細は本学HP参照。

#### ■分子科学研究所助教

##### [I]

1. 助教1名
2. 生命・錯体分子科学研究領域錯体物性研究部門
3. 遷移金属錯体(有機金属化合物を含む)に関する基礎研究。新錯体合成法の開発、構造・反応性・物性の解明等に意欲のある実験研究者。錯体合成又は有機合成の経験があることが望ましい。村橋哲郎教授(2012年4月着任予定)と協力し研究を行う。
4. 決定後早期
5. 6年を目途に転出を推奨
6. 修士課程修了者又は同等以上の学力者。
7. ○推薦書(自薦は不要) ○履歴書(所定様式、HP参照) ○研究業績概要(A4, 2頁以内) ○業績リスト(所定様式、HP参照) ○主要論文5編以内の別刷又はプレプリント各2部
8. 2012年5月10日(木)消印有効
9. 444-8585 岡崎市明大寺町西郷中38 自然科学研究機構岡崎統合事務センタ

ー総務課人事係 電話0564-55-7113

10. 応募名を朱書き簡易書留で送付。原則提出書類不返却。詳細は<http://www.ims.ac.jp/jinji/index.cgi>参照。当研究所は男女雇用機会均等法を遵守し男女共同参画に取り組んでいる(<http://www.ims.ac.jp/jinji/sankaku.html>)。

##### [II]

1. 助教1名
  2. 生命・錯体分子科学研究領域生体分子情報研究部門
  3. 時計タンパク質の機能解明に意欲ある研究者。タンパク質を研究対象とした生化学、生物物理学、構造生物学等の経験があることが望ましい。秋山修志教授(2012年4月着任予定)と協力し研究を行う。
- 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10は[I]と同じ。

##### [III]

1. 助教1名
  2. 物質分子科学研究領域電子物性研究部門
  3. 新しい分子エレクトロニクスの開拓に意欲のある実験研究者。主として当該研究部門の山本浩史教授(2012年4月着任予定)と協力し研究を行う。
- 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10は[I]と同じ。

#### ■富山大学大学院理工学研究部助教

1. 助教1名
2. ナノ・新機能材料学域ナノマテリアル・システムデザイン学系電気電子システム工学科
3. 電子物性工学。Si系材料を中心としたナノデバイス、量子情報デバイスの試作・評価に関する実験で特に単一不純物注入の技術を有する者が望ましい。
4. 2012年7月1日以降早期
5. 任期5年、審査を経て再任可
7. ○履歴書 ○研究業績リスト ○主要論文別刷 ○国内外学会での招待講演リスト ○受賞歴 ○科学研究費補助金採択状況及び他の競争的研究資金獲得実績状況(代表と分担の別及び金額明記) ○今迄の研究概要と今後の教育研究に関する抱負(約2,000字) ○推薦書2通、自薦の場合は照会可能者2名の氏名・連絡先
8. 2012年5月25日(金)必着
9. 930-8555 富山市五福3190 富山大学大学院理工学研究部工学部電気電子システム工学科 中島一樹 電話076-445-6720 kazukin eng.u-toyama.ac.jp
10. 詳細は<http://www.u-toyama.ac.jp/jp/employ/index.html>参照。

## ■大阪大学大学院理学研究科物理学専攻助教

1. 助教1名
2. 物性物理学講座
3. 強相関系物質(分子性物質, 遷移金属酸化物, 金属錯体等)の作製及び輸送現象等の巨大応答に関する実験的研究を, 花咲教授と協力して推進して頂ける方。この分野での経験を必ずしも問わない。教育・研究に熱意を持って取り組む方。
4. 決定後早期
5. なし
6. 博士号取得者又は取得見込者
7. ○履歴書 ○業績リスト(論文, 解説, 学会発表, 特記事項) ○研究業績概要(約2,000字) ○主要論文別刷約3編(コピー可) ○研究計画と教育の抱負(2,000字以上) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先
8. 2012年5月28日(月)必着
9. ①560-0043 豊中市待兼山町1-1 大阪大学大学院理学研究科物理学専攻 久野良孝  
②同専攻 花咲徳亮 電話06-6850-5751 hanasaki phys.sci.osaka-u.ac.jp
10. 封筒に「物性物理学講座助教応募書類在中」と朱書し, 応募書類と, 書類のPDFファイル(CD-ROMに保存)を併せて簡易書留で送付。書類原則不返却。詳細は [http://www.phys.sci.osaka-u.ac.jp/ja/job/jinji\\_koubo.html](http://www.phys.sci.osaka-u.ac.jp/ja/job/jinji_koubo.html) 参照。本学は男女共同参画を推進している。

## ■京都大学大学院理学研究科教員

### [I]

1. 助教1名
2. 物理学第一分野固体電子物性研究室(松田祐司教授, 芝内孝禎准教授)
3. 超伝導や磁性を中心とした強相関電子系, スピン系の実験的研究及び学部, 大学院の教育を現スタッフと協力し意欲的に行う若手研究者。この分野での経験不問。
4. 決定後早期
5. なし
6. 博士号取得者, 又は着任時迄の取得見込者(2013年3月取得予定者含)
7. ○履歴書 ○業績リスト ○今迄の研究内容(約1,500字) ○今後の研究・教育の抱負(約1,500字) ○主要論文別刷3編以内(コピー可) ○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一教室 前野悦輝  
②同教室 松田祐司 電話/Fax075-753-3790 matsuda scphys.kyoto-u.ac.jp
10. 封筒に「固体電子物性助教応募書類在中」と朱書し簡易書留で送付。原則応募書類不返却。

### [II]

1. 教授1名
2. 化学教室理論化学大講座(林 重彦准教授, 山本武志助教)
3. 電子状態を中心とした基礎理論化学。大学院, 学部及び基礎教育を担当。
- 4, 5, 6は [I] に同じ。
7. ○履歴書(上部余白欄に「理論化学大講座教授応募」と明記, 各項目は年月日まで記載) ○研究業績リスト ○主要論文別刷10編(コピー可) ○「今迄の研究内容の概要」と「今後の研究計画と教育に対する抱負」(各約2,000字) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先 ○以上全て各2部
8. 2012年8月31日(金)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化学専攻 北川 宏  
②電話075-753-3999 shunin kuchem.kyoto-u.ac.jp <http://www.kuchem.kyoto-u.ac.jp/organization/koubo.html>
10. 封筒に「理論化学大講座教授応募」と明記。応募書類不返却。当学は男女共同参画を推進している。

## ■理化学研究所和光研究所職員

1. 研究員又は技師1名
2. 仁科加速器研究センター安全業務室
3. 当センターは大強度重イオン加速器施設, RIBFを運用しており, ウランまでの加速を行っている。ウラン標的に付随した同位体分離器を用いた電子散乱実験装置, SCRIITを建設中。これらの安全管理を担当し, 必要な研究開発を行う。当室はラジオアイソトープ実験棟の安全管理も所掌している。
4. 2012年10月1日以降早期
5. なし
6. 第1種放射線取扱主任者資格者が望ましい。研究員への応募の場合は1年以上の海外研究歴を有することが望ましい。
7. ○履歴書(写真付) ○研究業績一覧 ○現職の所属長を含む推薦書2通(研究員への応募の場合, 最低1通は外国人からのもの) ○今迄の外部資金獲得

得りリスト

8. 2012年6月15日(金)17時
9. ①351-0198和光市広沢2-1 理化学研究所基礎基盤研究推進部研究業務課  
②rps-saiyo24@riken.jp
10. 詳細は <http://www.riken.jp/r-world/info/recruit/index.html> 参照。

## ■九州工業大学工学研究院准教授

1. 准教授1名
2. 基礎科学研究系量子物理学部門(先端機能システム工学専攻総合システム工学科)
3. 物質科学における理論的研究。先駆的な研究の開拓に意欲のある方が望ましい。工学部物理学共通教育, 先端機能システム工学専攻及び総合システム工学科の教育・研究指導を担う。
4. 2012年10月1日以降早期
5. なし
6. 博士号取得者
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト ○今迄の研究概要(約2,000字) ○主要論文別刷5編以内(コピー可) ○今後の研究計画及び教育に対する抱負(約2,000字) ○照会可能者2名の氏名, 所属, 連絡先
8. 2012年6月15日(金)必着
9. 804-8550北九州市戸畑区仙水町1-1九州工業大学大学院工学研究院基礎科学研究系 鎌田裕之 電話/Fax093-884-3421 kamada mns.kyutech.ac.jp <http://www.mns.kyutech.ac.jp/~kamada/koubo.pdf>
10. 封筒に「基礎科学研究系教員応募書類在中」と朱書し簡易書留で送付。提出書類不返却。

## ■核融合科学研究所准教授

1. 准教授1名
2. ヘリカル研究部高温プラズマ物理研究系レーザー計測研究部門
3. 世界のプラズマ研究をリードする先進的レーザー計測法の研究開発に貢献し, 大型ヘリカル装置の高性能プラズマ実験に有用な信頼性の高いレーザー計測システムの構築を図り, ヘリカル方式の高性能化とトロイダルプラズマの総合的理解を目指した先進的な物理実験を遂行する。
4. 採用決定後早期
5. 5年, 再任可
6. 博士号取得者等
7. ○履歴書 ○研究歴 ○就任後の抱負 ○推薦書 ○研究業績リスト ○主要

論文別刷約5編各6部

8. 2012年6月29日(金)17時必着
9. ①509-5292 土岐市下石町322-6 核融合科学研究所 小森彰夫  
②管理部総務企画課人事・給与係 電話0572-58-2012
10. 封筒に「ヘリカル研究部高温プラズマ物理研究系レーザー計測研究部門准教授公募関係書類」と朱書き書留で送付。詳細は<http://www.nifs.ac.jp/index-j.html>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)

### ■第38回超伝導科学技術シンポジウム「超伝導2012—超伝導が拓いた強磁場応用—」

主催 未踏科学技術協会 超伝導科学技術研究会

後援 文部科学省(予定)

協賛 日本物理学会、他

日時 2012年4月17日(火)10:00~17:10

場所 タワーホール船堀小ホール(134-0091 東京都江戸川区船堀4-1-1 電話03-5676-2211)

内容 超伝導の重要な応用の一つに強磁場マグネットがある。超伝導の様々な強磁場応用の現状を認識してもらおうと共にその将来を考える。

定員 150名

参加費 4,000円(資料代2,000円)

申込 HPより

参加申込締切 定員になり次第

連絡先 105-0003 東京都港区西新橋1-5-10 未踏科学技術協会超伝導科学技術研究会 大貫 電話03-3503-4681 Fax 03-3597-0535 fsst sntt.or.jp

その他 詳細は<http://www.sntt.or.jp/fsst/20120417.html>参照。

### ■第8回ESR入門セミナー

主催 電子スピンスイエンズ学会

協賛 日本物理学会(予定)

日時 2012年5月18日(金)13:00~20日(日)12:00

場所 八王子セミナーハウス(八王子市下柚木1987-1 電話042-676-8511)

内容 今後ESRを使用したい学部学生、大学院生、企業の技術者等を対象として、電子スピンスイエンズやESR測定の入門から応用迄を分かり易く解説する合宿形式のセミナー。

定員 50名

参加費 18,000円(2泊宿泊費、5食、テキスト代)

申込 1)氏名、2)所属(学生、大学院生は研究室と学年)、3)連絡先(電話・Fax・e-mail)、4)性別、5)会員(学会名)・非会員の別を明記の上、e-mailにて

参加申込締切 2012年4月16日(月)、定員になり次第締切

連絡先 860-0082 熊本市池田4-22-1 崇城大学薬学部 竹下啓蔵、岡崎祥子 電話096-326-5014 Fax 096-326-5048 sest\_esr ph.sojo-u.ac.jp

その他 詳細は<http://www.sest.gr.jp/>参照。

### ■第184回研究会・強磁場応用専門研究会「強磁場を利用した物質分離技術」

主催 日本磁気学会

日時 2012年5月25日(金)

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

内容 磁気分離は物質の磁性を利用して磁石により吸引することで実現する物質分離手法。誰でも体験したことのある身近な現象に基づく非常に単純なプロセスだが、超伝導磁石と磁気フィルターの利用、担磁等の前処理により、磁性を持たない物質でも微粒子からイオンに至る迄、ある程度の選択性で分離することができる。1970年代から始まった超伝導磁気分離の歴史から、理論的な背景、医療分野における利用や各種産業プロセスにおける水質浄化法としての利用等について、最新の成果を紹介。

定員 60名

参加費 3,000円(資料代込)、学生無料、資料代1,000円

申込 当日受付

連絡先 東京都千代田区神田小川町2-8 日本磁気学会事務局 杉村 電話03-5281-0106 Fax 03-5281-0107 msj

bj.wakwak.com <http://www.magnetics.jp/msj/seminar/topical/184.html>

## 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

### ■高エネルギー加速器研究機構 物質構造科学研究所放射光共同利用実験課題公募(平成24年度後期)

対象 当施設の放射光及び低速陽電子を利用する実験。主に大学等の研究者を対象とするが、科学研究費補助金の申請資格を有する企業等の基礎研究も対象となる。応募要領 実験課題申請システム(<https://pmsweb.kek.jp/k-pas/>)を利用した電子申請

応募締切 2012年5月4日(金)17時

問合せ先 高エネルギー加速器研究機構研究協力部研究協力課共同利用支援室共同利用係 kyodo1 mail.kek.jp 電話029-864-5126

その他 申請受付は2012年4月初旬開始予定。具体的な申請書作成等に関する詳細は<http://www.kek.jp/uskek/apply/pf.html>参照。研究成果は公表頂く。

### ■科学技術ソフトウェア研究者等の国際会議参加支援(平成24年度)

対象 国外で開催される科学技術ソフトウェア、計算科学、計算機科学、シミュレーション技術等の分野の国際会議発表者に対して参加費・旅費等を支援する。

公募人員 若干名

助成費用 1件につき、10万円を限度

公募資格 大学又は大学院に在籍する学生  
応募締切 第1回:2012年6月15日(金)、  
第2回:2012年10月15日(月)

問合せ先 319-1106 茨城県那珂郡東海村白方白根2-4 高度情報科学技術研究機構総務部 鈴木 電話029-282-8352 Fax 029-282-0625

その他 詳細は<http://www.rist.or.jp>お知らせコーナーを参照。

■会員専用ページ：ユーザ名とパスワード

本会 web site (<http://www.jps.or.jp/>) の会員専用ページには、各種変更届、刊行委員会報告、過去の大会プログラム等の情報を掲載しています。アクセスするためのユーザ名とパスワード(今月と来月

分)は次の通りです。(英数字は半角入力、大文字小文字は区別されます。)

4月 ユーザ名 : 12Apr

パスワード: Compton930

5月 ユーザ名 : 12May

パスワード: Chadwick326

## 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			
4/3~7	Progress in Quantum Field Theory and String Theory	大阪市	66-10
4/17	第38回超伝導科学技術シンポジウム「超伝導2012—超伝導が拓いた強磁場応用—」	東京	67-4
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
5/18~20	第8回ESR入門セミナー	八王子市(東京)	67-4
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
5/25	第184回研究会・強磁場応用専門研究会「強磁場を利用した物質分離技術」	東京	67-4
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
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

### 編集後記

昨年九月から、末席を穢しております編集会議に出席するために、大東京の中心のビル街を歩くこととなり、なんか「社会人」気分、だったのですが、期末試験、卒論、修論、博士論文、入試と、気がつけば、はや年度の変わり目です。大学教員がほっとできる束の間かもしれません。はしくれの

私も「ポケタポケタ」といろいろ夢想するわけです。

たとえば、現代の小学生は「おはじき」でなんか遊ばずに、カードゲームなんかで普通に「マイナスポイント」と叫んでいるのに、なんで小学校で「負の数」を教えないのかなあ、なんて。実現すれば、現状よりもう少し早く中学生は二次関数にたどりつけ、彼らに微小変化分を使って「接線の

傾き」を教える余裕ができるのではないかな。そうすれば、等加速度運動の公式の導出が、高校一年生にも理解しやすくなるだろう、なんて。

何年か前の話ですが、高校で日本史と地理が選択であるのに対し、世界史が必修になったときの議論に、「大人になったら、世界史を系統的に学ぶことができないから」というのがあって、思わず「世界史の

本なんて通勤電車でも読めるんちゃうん。物理を、ちゅうならわかるけど。」...mmm makes me wonder. 必修の世界史なら、中世の王様達にはご遠慮願って、もっと科学史を語ってほしい、かも。

もうひとつ、物理で、せめて博士をとったら、もう少し簡単に、中学高校の理科や数学の教員免許をあげられないのかなあ。たとえば、教師の見習いみたいなことを何年かやって、適応性を確認できれば、免許がおりるといような。

無責任な夢物語ですみません。どうやらできないことばかりですね。さあ桜咲く新

学期、つべこべいわずに、目の前の学生の教育と研究に励むことにします。それからもちろん、会誌の記事集めにも、です。

藤谷洋平〈〉

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

第 68 期 (2012 年 3 月 24 日~2013 年 3 月総会) 理事・監事

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

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

(参照: 本誌 47 (1992) 4 号会告)

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

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

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

アメリカ合衆国における複製については、下記 CCC  
に連絡して下さい。

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

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

日本物理学会誌 第 67 巻 第 4 号 (平成 24 年 4 月 5 日発行) 通巻 746 号  
Butsuri

©日本物理学会 2012

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

永井 治 男

印刷所 〒169-0075 東京都新宿区高田馬場 3 丁目 8 番 8 号

株式会社 国際文献印刷社

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

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。