

日本物理学会誌

- 電子定在波とフリーデル振動
- 精密 γ 線分光が明らかにしたハイパー核の世界
- 実験室宇宙物理学

BUTSURI

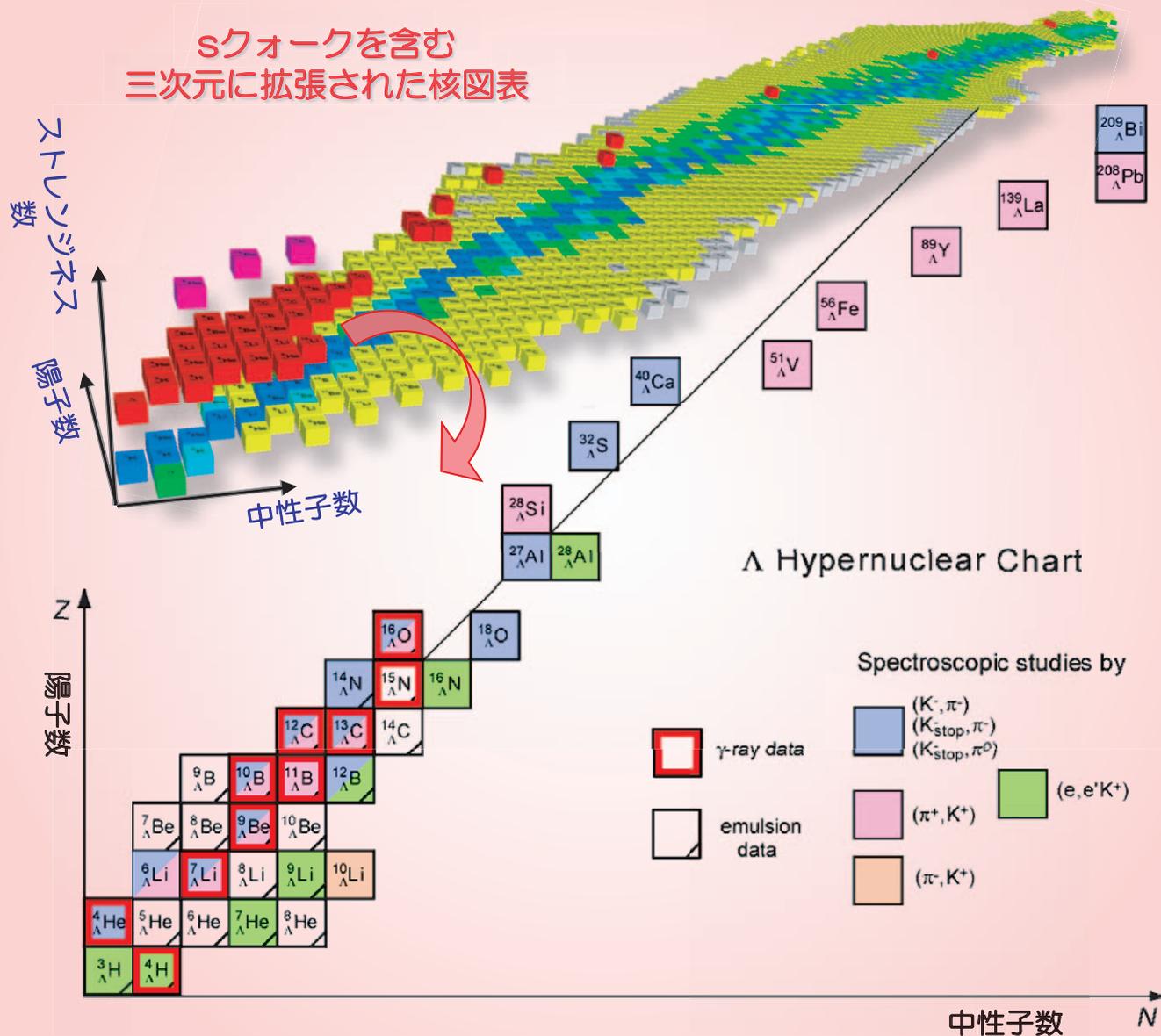
第67巻 第1号(通巻742号) ISSN 0029-0181

昭和30年6月13日 第3種郵便物認可

平成24年1月5日発行 毎月5日発行

2012 VOL. 67 NO.

1

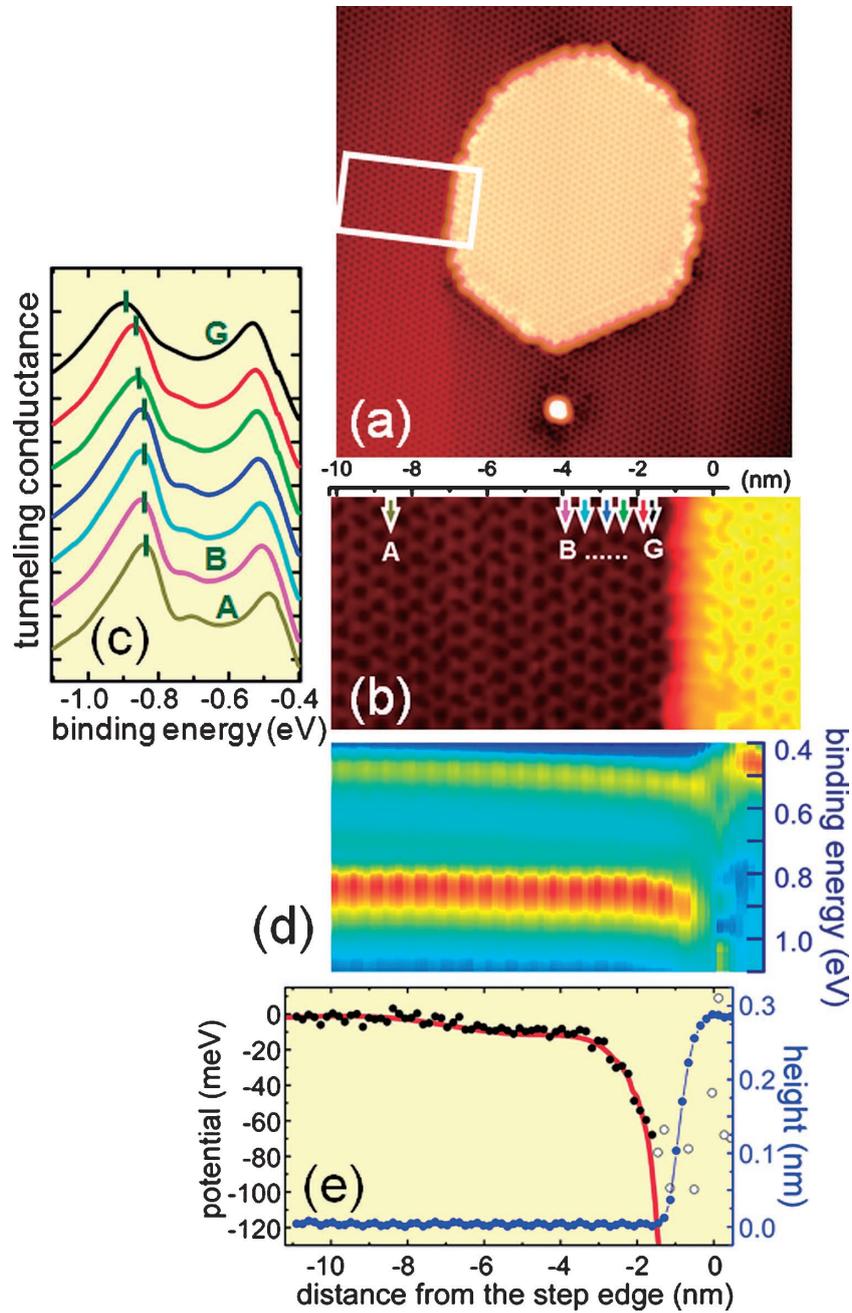


口絵：今月号の記事から		1
巻頭言	新しい法人制度に対応した日本物理学会	倉本義夫 5
解説	電子定在波とフリーデル振動 口絵	
	長谷川幸雄, 小野雅紀, 鈴木孝将, 江口豊明	6
	精密 γ 線分光が明らかにしたハイパー核の世界	鵜養美冬, 田村裕和 14
	実験室宇宙物理学—大型レーザーによる宇宙模擬実験— 口絵	高部英明 23
最近の研究から	陽電子束縛化合物の第一原理計算 口絵	立川仁典, 北 幸海 33
	宇宙原理の観測的検証	柳 哲文, 中尾憲一 37
	半導体励起子のボース・アインシュタイン凝縮	吉岡孝高, 五神 真 44
	超新星での元素合成とニュートリノ振動	鈴木俊夫, 吉田 敬, 千葉 敏, 梶野敏貴 49
JPSJの最近の注目論文から	Vol. 80 (2011) No.10 より	川畑有郷 55
談話室	第41回天文天体物理若手夏の学校開催報告	古澤 圭 57
新著紹介		59
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他	61
行事予定		62
会告	■第33回臨時総会の決議3について ■第67回年次大会の宿泊・交通等の案内 ■第67回年次大会の参加登録・講演概要集購入のご案内 ■2011年12月1日付新入会者 ■賞・助成等の募集予定一覧	64
本会関係欧文誌目次		72

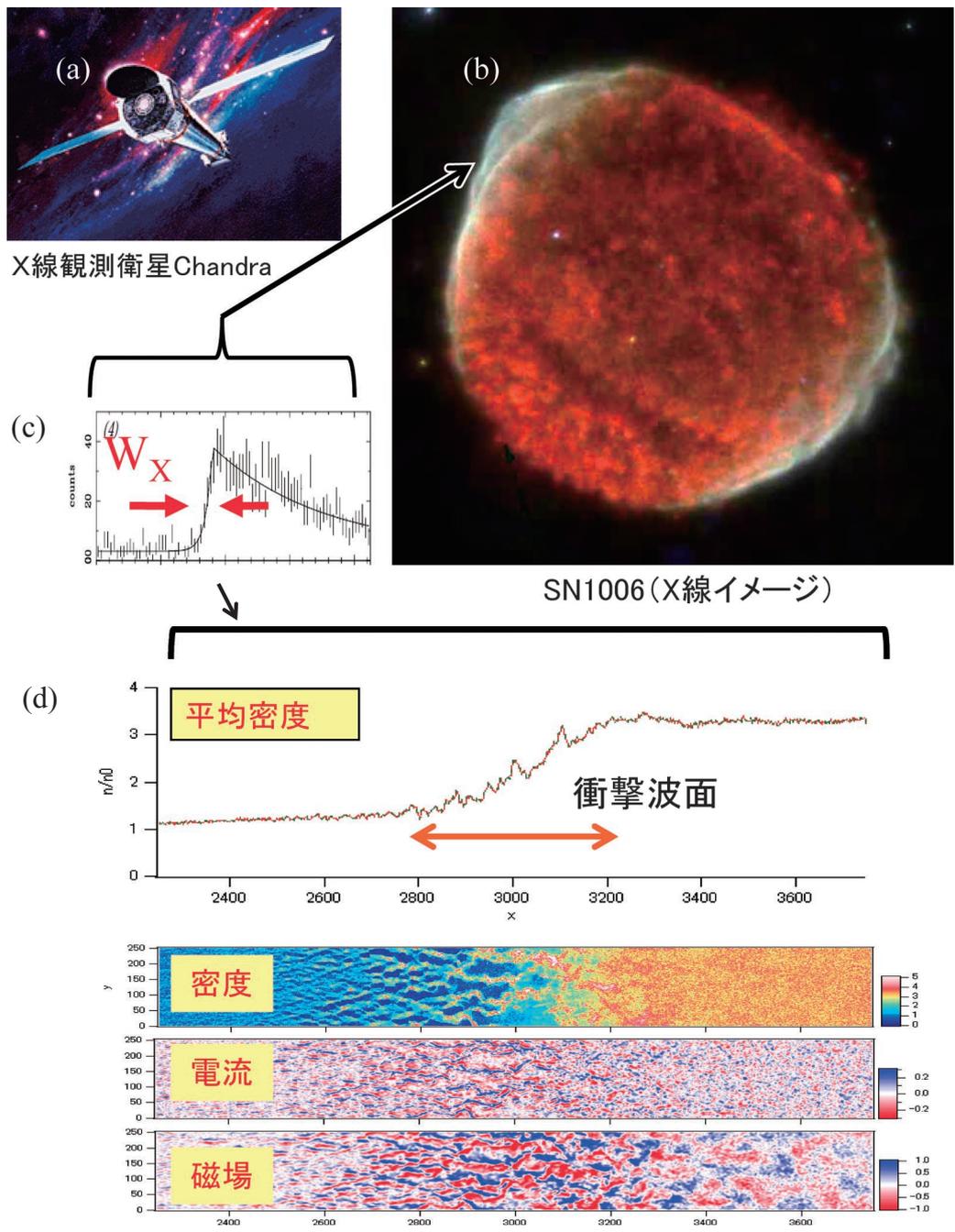
表紙の説明 様々な原子核を, 中性子数を横軸, 陽子数を縦軸にとって2次元平面上に配置したものを「核図表」という。上図の青・緑・黄色の部分は, 原子核の寿命によって色分けした核図表であり, 青は安定核, それ以外は不安定な核である。ストレンジクォーク(sクォーク)をもつ Λ 粒子などのハイペロンが構成要素として入った原子核をハイパー核というが, 核図表に第3軸としてストレンジクォークの数($-S, S$ はストレンジネス量子数)をとると, こうしたハイパー核も配置できる。2階部分には Λ 粒子が1個, 3階部分には Λ 粒子が2個入ったハイパー核でこれまでに実験的に観測されたものを配置した。下図にこの2階部分の Λ ハイパー核核図表の詳細を示す。観測した際の反応や実験方法によって色分けされている。赤枠で囲まれたハイパー核は, ガンマ線分光実験によってレベル構造が詳細に調べられたものである。専用の大型Ge検出器群Hyperballの登場によってハイパー核のガンマ線分光研究は近年大きく進展した。詳細は本号に掲載されている鵜養美冬氏らの「解説」記事を参照のこと。

Graphic Page		1
Editorial		
<i>Newly Reorganized Physical Society of Japan</i>	Yoshio Kuramoto	5
<hr/>		
Reviews		
<i>Electron Standing Waves and the Friedel Oscillation</i>	Yukio Hasegawa, Masanori Ono, Takayuki Suzuki and Toyoaki Eguchi	6
<i>Hypernuclear Physics via Precision Gamma-ray Spectroscopy</i>	Mifuyu Ukai and Hirokazu Tamura	14
<i>Laboratory Astrophysics—Model Experiments of Astrophysics with Large-scale Lasers—</i>	Hideaki Takabe	23
Current Topics		
<i>First-Principles Calculation for Positronic Compounds</i>	Masanori Tachikawa and Yukiumi Kita	33
<i>Observational Tests for the Cosmological Principle</i>	Chul-Moon Yoo and Ken-ichi Nakao	37
<i>Bose-Einstein Condensation of Excitons in a Semiconductor</i>	Kosuke Yoshioka and Makoto Kuwata-Gonokami	44
<i>Nucleosynthesis in Supernovae and Neutrino Oscillation</i>	Toshio Suzuki, Takashi Yoshida, Satoshi Chiba and Toshitaka Kajino	49
<hr/>		
JPSJ Selected Papers in the Latest Issue	Arisato Kawabata	55
Forum		
<i>Summer School on Astronomy and Astrophysics 2011</i>	Kei Furusawa	57
Book Reviews		59
<hr/>		
Notice Board		61
<hr/>		
JPS Announcements		64

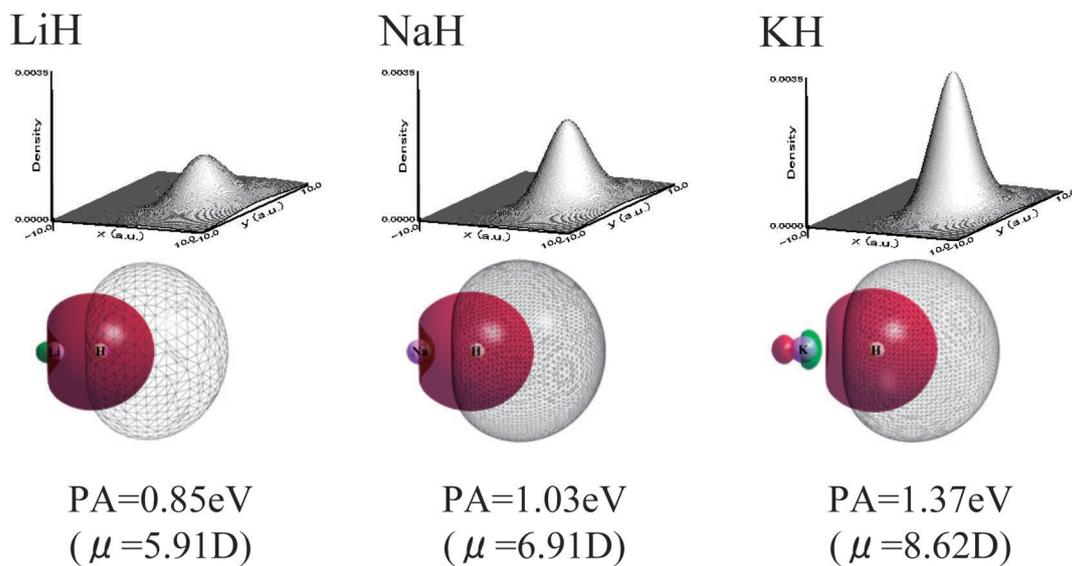
解説 「電子定在波とフリーデル振動」 p.6



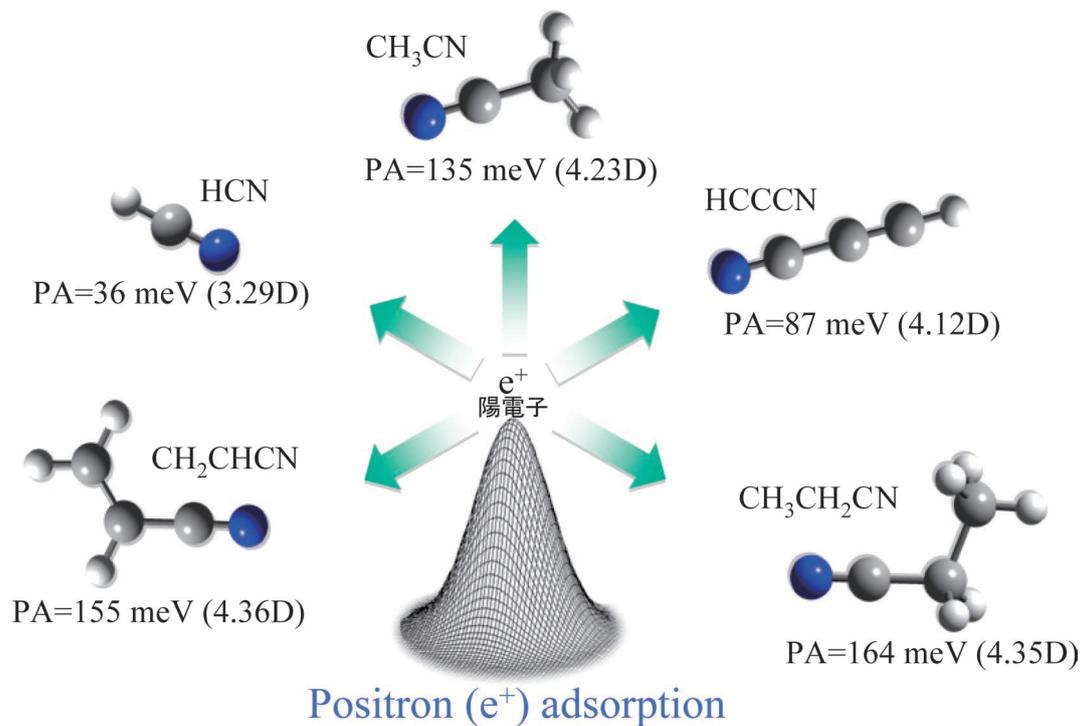
シリコン基板上 Ag 単層薄膜上での遮蔽ポテンシャル・フリーデル振動の観察。走査トンネル顕微鏡 (STM) 像 (a) とその拡大図 (b)。 (c, d) 各点で測定されたトンネル分光スペクトル。静電ポテンシャル変化を反映して、表面電子状態によるピークエネルギーが変化している。 (e) ピークエネルギーの変位から求められたポテンシャル分布 (黒点)。赤線は、2次元電子状態の誘電関数から計算された遮蔽ポテンシャル分布である。ステップに局在する正電荷に起因したフリーデル振動による緩やかな変調構造が観察されており、計算値と良く一致していることを示している。



無衝突プラズマ中に形成された衝撃波. 1006年に爆発が記録されている超新星の残骸のX線天文衛星Chandra [(a)] によるイメージ [(b)] とその衝撃波面のX線強度分布の拡大図 [(c)]. 地球からの距離は7,200光年. 「バルジ」と言われる銀河円盤から少し離れた位置にある. 平均自由行程の1/3,000程度の幅で衝撃波面が形成されている. (A. Bamba, *et al.*: *The Astrophysical Journal* **589** (2003) 827–837 を元で作成.) 空間2次元の粒子シミュレーションの結果を示す [(d)]. x - y の2次元空間で, 速度空間は3次元. 右端を粒子の反射条件とした. つまり, 反射粒子の先端より右側には, 常に右と左に向かう流れが同じ点で存在する. 図は無衝突衝撃波が形成された際の, 下から, 磁場, 電流, 密度分布のスナップショット. 図の一番上は密度を y 方向に平均した分布. 有限幅(イオン慣性長の約300倍)の衝撃波面が形成されている. 文献12から引用. (Chandraのイメージ図はNASAのHPより.)



LiH, NaH, KH 分子における陽電子密度分布 (上) と電子 HOMO と陽電子軌道 (下). 陽電子親和力 (PA) と双極子モーメント (μ) も示す. 原点に H 原子核を固定した. 平衡核間距離として, $x = -3.04, -3.60, -4.25 a_0$ に Li, Na, K 原子核を固定した. 電子 HOMO を赤・緑で, 陽電子軌道を黒メッシュで示す.



様々なニトリル化合物の陽電子親和力 (PA) と双極子モーメント (μ).

新しい法人制度に対応した日本物理学会

倉本義夫 (会長)



日本物理学会は2011年9月1日から、文科省管轄の手を離れた一般社団法人に改組されています。これは国の公益法人制度改革の流れに沿うもので、物理学会のおもな機能と性格を変えるものではありません。しかし運営規則はかなり変わります。特に、学会の代議員が集まる総会の役割が今まで以上に重要になります。例えば、会長を正式に決めるのは総会直後の理事会であり、この決定後、直ちに新しい会長が任務につくこととなります。多くの代議員が総会に集合できるのは、春の物理学会大会の時期です。これまでは、春の総会で選出された会長などの任期は、半年後の9月からとなっていました。2012年からは4月からの任期開始となります。すなわち、私の会長としての任期は、2012年3月までの半年となり、新制度下での初めての会長であり、かつ史上最短の会長という名誉(?)を担うこととなります。

このような短い期間に会長として何ができるのか、ということに関しては、短いゆえにあえて懸案に手をつけるべき、という考え方もあります。前の理事会からの継続審議事項には、物理学会事務局の移転問題があります。現在は新橋にある事務局を、刊行センターと応用物理学会のある湯島近くに移そうという案です。さらに会長の任期については、2年に変更する案が出されています。これについては会員にアンケート聴取をしましたが、反応が少なかったため、今期はまず選出方法を改訂することにしました。すなわち、代議員によるノミネーションと候補者の意向確認を導入して、選出過程の後半で辞退者が出ることを防ぐ仕組みにしました。この他に取り組むべきこととして、私は物性分野での領域区分の見直しも重要と考えています。この区分はほぼ10年前にはじまり、旧分科の柔軟な再編を図り、かつ硬直化を破

る方向に向け一定の成果をあげました。しかし数字による物性領域の分類は当事者以外にはわかりにくく、内向きになる傾向が出ています。また、ある領域の再編をしようとすると、後続数字のすべてに影響してしまいます。これらの事情から、制度改革が必要な時期に来ていると思います。

物理学会にとって、自身の学術雑誌である Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) と Progress of Theoretical and Experimental Physics (PTEP) を発展させるという課題は極めて重要です。PTEPはオンラインのみの発行で、その創刊は来年(2012)に迫っております。1年間は現行の Progress of Theoretical Physics (PTP) と併存する形になりますが、2013年からは一本化されます。PTEPは、購読料不要で論文が読める仕組み(オープンアクセス)を計画しています。そのためには、費用負担をする大口の機関が必要ですが、この具体的な枠組みについての詰めが残っています。一方、JPSJはインパクトファクターがここ数年で3近くになり、当面は順調といえます。しかし、JPSJの購読数は増加傾向とはいえません。今後は国際誌としての性格をさらに強めて、よい論文を広く投稿してもらい、販路も拡大する必要があります。投稿地域と販路の拡大、およびデジタル学術雑誌としての機能の充実が表裏の課題です。

物理学会の国際化に関して、欧米に加えて、日本に近いアジアの国々との協力関係を進めることは、ここ数年の継続的課題です。これに加えて、いままでも日本物理学会とは縁がうすいものの、経済の急速な発展によって存在感を増しているブラジルなどの南米諸国、あるいは、ソ連崩壊後の混乱から立ち着き、今後の発展が見込まれる東欧諸国との交流も重要と考えています。これらの国々の研究者とは、個人レベル

で交流している会員も少なくないと思いますが、他の地域と比べると将来の開拓可能性を多く持つフロンティアといえます。とりあえず、互いに相手方の学会に出席することなどで、親近感を増すことは実行可能です。このような段階を経て、共同企画事業などに協力水準を高めることが考えられます。

日本は東日本大震災と原発事故から復興する努力のさなかにあります。地震と津波の被害にあった人々は、痛手を受けても隣人への思いやりを失わず、むしろ平常時以上に助け合いました。これは全世界に報道され、日本人の驚異として尊敬の対象になりました。反面、政府と電力会社の対応はその反対であることも、いらだたくも悲しい現実として認識されました。わが物理学会は会員数2万人弱の大きな組織です。国の政治の類推から、物理学会の一般会員は優れているが、学会組織の上に行くほど駄目になることはないかと問われてしまうと、もはや他人ごとではありません。幸いにして現在の物理学会の運営は、理事会を中心にして円滑に行われています。東日本大震災の直後にも理事会は迅速に行動し、その方針はぶれることがなかったと思います。理事会を活性化しつつ、現場で研究と教育を行っている会員の意見も尊重するよう、短い間に私なりの努力をしております。会員各位のご支援とご協力を、よろしくお願い申し上げます。

(2011年10月11日原稿受付)

電子定在波とフリーデル振動

長谷川幸雄 〈東京大学物性研究所 277-8581 柏市柏の葉 5-1-5 〉

小野雅紀 〈理化学研究所 351-0198 和光市広沢2-1 〉

鈴木孝将 〈福岡大学工学部 814-0180 福岡市城南区七隈8-19-1 〉

江口豊明*1 〈科学技術振興機構 213-0012 川崎市高津区坂戸 3-2-1 〉

金属中に不純物などの欠陥を導入すると、その周囲の自由電子は欠陥によるポテンシャルから影響を受け、その波動性に起因した変調構造を誘起する。自由電子の状態密度分布に現れるこの変調構造は、電子定在波あるいは準粒子干渉パターンと呼ばれる。一方、自由電子の感ずる静電ポテンシャル分布やその密度分布に現れる変調構造がフリーデル振動である。本解説では、走査トンネル顕微鏡/分光 (STM/S) によるそれら変調構造の実空間観察について紹介し、最近注目されるトポロジカル絶縁体表面などラシュバ効果等による特異なスピン構造を持つ表面での電子定在波の観察や、混同されやすい2つの振動構造の差異について言及する。

1. はじめに

1927年、デヴィッソンとガーマーは、ニッケル単結晶に照射した電子が、特定の方向に強められて散乱されることを見出し、電子がド・ブロイにより示された波長を持つ波と仮定すると、この特定方向への散乱が波の干渉効果により説明できることを示した。その後、量子力学の誕生を経て、電子の振る舞いがシュレディンガーの波動方程式で記述され、あまたの現象を説明できることが明らかとなり、その波動性は疑いがなくなった。

物質中の電子の場合、物性を特徴付ける価電子のエネルギーは数eV程度で、その波長は長くてもnmのオーダーである。したがって、その長さを意識することはあまりないが、近年のナノテクノロジーの進展により、電子の波に関連する現象を視覚化することが可能となった。1981年にビニッヒとローラーらによって開発された走査トンネル顕微鏡 (Scanning Tunneling Microscopy; STM) を用いると、物質表面の原子構造像とともに、電子状態の局所分布も像として得られる。例えば、自由電子を有する金属表面において電子状態分布像を観測すると、図1のように、表面上の欠陥や段差 (ステップ) 構造の近傍で、電子の散乱・干渉による「電子定在波」^{1,2)} が見える。ここで観察されているのは基本的に|波動関数|²であり、したがって、その波長は元の電子波の半分となる (図1の場合、波長は約14 nm) が、まさに電子の波が直接的に観察されたものとみなすことができる。

一方、固体物理では、電子定在波に似た不純物・欠陥に関連する振動パターンとして、「フリーデル振動」が知られている。こちらは不純物・欠陥に伴う電荷が誘起するクーロンポテンシャルを周りの自由電子系が打ち消そうとする (遮蔽効果) もの、エネルギーの高い短周期のポテンシャル変調に応答できないことに起因する。その結果、静電ポテンシャル分布あるいは電荷密度分布に (フェルミ波

長/2) 周期の変調構造が現れ、これがフリーデル振動と呼ばれる。我々はSTMを用いて、物質表面での静電ポテンシャル分布を精密に測定する方法を見出し、フリーデル振動の実空間観察³⁾ を行っている。

この2つの空間的振動構造、すなわち、「電子定在波」と「フリーデル振動」は、ともに不純物・欠陥における散乱に絡んだ現象であり密接に関連している。実際、自由電子の占有状態における電子定在波を重ね合わせたものがフリーデル振動に相当することから、前者は「エネルギー分解フリーデル振動」と呼ばれることもある。しかしこのことがかえって、両者を「フリーデル振動」として混同し、学会等でしばしば議論がかみ合わないことの原因となっている。

当初、電子定在波は、プローブ顕微鏡のコミュニティーや表面科学分野だけの話題であったが、最近では、「準粒子干渉パターン」⁴⁾ と名を変えて、強相関係物質におけるフェルミ準位近傍での準粒子エネルギー分散関係の評価や、トポロジカル絶縁体における電子散乱やスピン配向特性などの評価の手段として利用されはじめ、その研究対象が凝縮系物性全般に拡がるとともに、混同・混乱も同様に拡がっている。

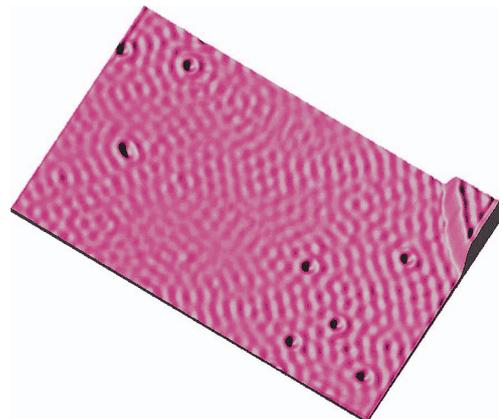


図1 Cu(111) 表面上で得られたSTM像。試料電圧は50 mV。観察される電子定在波の波長は約14 nmである。

*1 慶應義塾大学兼任。

こうした状況を鑑み、本解説では、両振動構造の説明とその違いや関連について、最近の研究紹介も交えて、解説する。

2. 走査トンネル顕微鏡 (STM)・走査トンネル分光 (STS)⁵⁾

走査トンネル顕微鏡 (STM) では、観察したい試料表面とそれに近づけた鋭い先端を持つ探針との間に、適当なバイアス電圧を印加した際に流れるトンネル電流を利用する。トンネル電流は、試料探針間の距離に極めて敏感であり、わずか0.1 nm離れるだけで約1桁減少する。したがって、実質、探針先端の原子サイズの領域からのみのトンネル電流が支配的となることから、原子スケールでのプローブとなる。トンネル電流を一定となるよう、探針の高さを制御しながら試料表面上を走査することにより、試料表面の凹凸像、さらには原子像を得ることができる。

STMでは、さらに、トンネル分光により、試料表面の電子状態を局所的に測定することも可能である。STMにおけるトンネル電流 I は、試料へのバイアス電圧を V とすると、(1)式のように表わされる。

$$I(V) = \int_{E_F}^{E_F + eV} T(E, V) \rho_{\text{tip}}(E - eV) \rho_{\text{sample}}(E) dE \quad (1)$$

ここで、 E_F はフェルミ準位、 $\rho_{\text{tip}}(E)$ 、 $\rho_{\text{sample}}(E)$ はそれぞれ探針先端・探針直下の試料表面のエネルギーレベル E での局所電子状態密度 (LDOS) である。 $T(E, V)$ はトンネル確率で、探針・試料間距離に対する高い感受性を含んでいる。トンネル確率は、電子のエネルギー E に依存して変化するが、ここで考えるエネルギー範囲 ($E_F \sim E_F + eV$) ではその変化は無視できるとし、さらに、探針先端の電子状態密度 $\rho_{\text{tip}}(E)$ も一定と仮定すると、 $dI/dV(V) \sim \rho_{\text{sample}}(eV)$ となり、微分トンネルコンダクタンスの測定から、試料表面の局所電子状態密度が測定できることになる。また、(1)式より、バイアス電圧 V が極めて小さい場合には、 $I(0) \sim \rho_{\text{sample}}(E_F)$ となるので、STM像がそのままフェルミ準位近傍での電子状態密度像となる。

LDOS像、すなわち微分トンネルコンダクタンスのマッピング測定の方法には、バイアス電圧に変調を加えてロックイン計測によりSTM像を撮りながら dI/dV 値の像を得る方法、試料表面を走査中に各点で探針を止めて I - V スペクトルを測定しその後数値的に微分する方法、さらにロックイン計測により dI/dV - V スペクトルを各点で測定する方法がある。後の2つの方法は、Spectroscopic-Imaging STM (SI-STM)、2次元トンネル分光法 (2DTS; two-Dimensional Tunneling Spectroscopy) などと呼ばれ、一般にLDOSの測定精度は高く、またあるエネルギー範囲での局所電子状態を一括して得ることができることから、非常に強力な分光手法である。しかしながら、前者に比べ、測定時間がかかるのが難点であり、そのため、温度変化による探針試料間の相対的な移動 (熱ドリフト) が抑えられる低温環境 (液体ヘリウム温度等) で行われるのが通常である。

3. STMによる電子定在波の観察

3.1 電子定在波

図1の像は、Cu(111)表面上で得られたSTM像 (試料電圧は50 mV) である。試料電圧が十分小さいことから、フェルミ準位でのLDOS像とみなしてよい。Cu(111)表面には、バルクL点近傍のギャップ内にショックレー状態と呼ばれる表面準位が形成される。そのエネルギー分散関係は、 Γ 点を中心に等方的かつ放物面状であり、円形のフェルミ面 (および、フェルミエネルギー近傍では、円形の等エネルギー面、図3(a)を参照) を持つ。一般に、ポテンシャル $V(r)$ を持つ散乱体による電子定在波パターン $S(r)$ は、ボルン近似のもとでは、その等エネルギー面 (Contour of Constant Energy; CCE) 上の状態 $\Psi_k(r)$ 、 $\Psi_{k'}(r)$ 間の弾性散乱強度の2乗の和 (実際には積分) として表わされる。

$$S(r) \sim \sum_{k, k' \text{ on CCE}} |\Psi_k(r) \Psi_{k'}(r)|^2 \quad (2)$$

Cu(111)表面上での点欠陥や吸着原子による散乱では、円形のCCEより $|k| = |k'| = k$ となり、かつ散乱体が波長に比べ十分に小さいことからs波近似が適用でき、散乱体から十分離れたところでは

$$S(r) \sim \frac{1}{kr} \left(\cos^2 \left(kr - \frac{\pi}{4} + \delta_0 \right) - \cos^2 \left(kr - \frac{\pi}{4} \right) \right) \quad (3)$$

となる。したがって、波数 $2k$ 、波長にすると (元の電子状態の波長)/2の振動パターンが現れる。^{*2} ここで、 δ_0 はs波による散乱の位相のずれであり、定在波パターンから実測可能である。

(2)式に示されるように、電子定在波は、散乱強度の2乗の和であるから、これをフーリエ変換すると、等エネルギー面の k 空間での自己相関パターンが得られる。あるいは、許容される散乱ベクトル $q = k' - k$ のマッピングと言ってもよい。Cu(111)表面のように、円形の等エネルギー面を持つ場合には、元の波動関数の波数を k として、半径 $2k$ の円形パターンが得られる。図2では、Cu(111)表面と同様、2次元自由電子を持つ表面系として知られるSi(111)- $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag表面 (以下 $\sqrt{3}$ Ag表面と省略する) でこのことを検証している。(a) は $\sqrt{3}$ Ag表面のSTM像、(b) は試料バイアス電圧800 mVでの dI/dV 像で、フェルミ準位より800 meV高いエネルギーレベルでのLDOS像に相当する。この像には電子定在波が観察されている。(c) は、(b)のフーリエ変換 (FFT) パターンで、同表面の持つ円形の等エネルギー面を反映して、円形のパターンが得られている。ちなみに、その外側に見える6つのスポットは $\sqrt{3}$ 構造によるものであり、その周囲にも原点付近のそれと同様の円が観察されている。これは、この表面電子が純粋な自由電子ではなく、ブロッホ波であることの反映である。

トンネル電流が流れる程度のバイアス電圧の範囲

^{*2} (3)式はシュレディンガー方程式から直接求められる。(2)式の散乱強度積分の見方では、積分範囲の端の周期構造が顕著に現れたものと見ることができる。

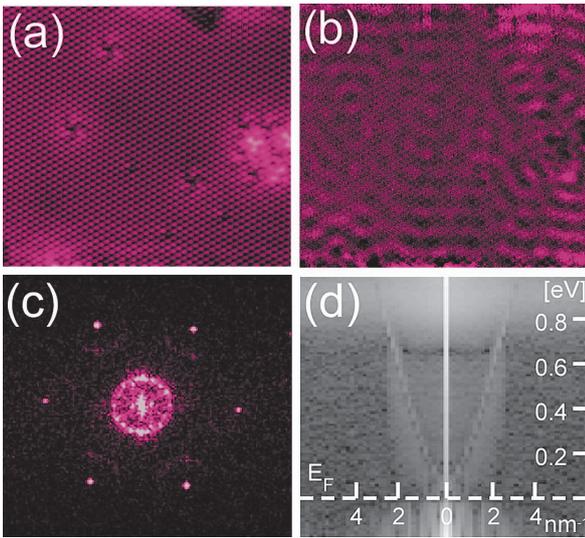


図2 (a) Si(111)- $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Ag 表面の STM 像. 試料電圧 800 mV で, 観測領域の大きさは 30 nm \times 30 nm. (b) 同時に測定された試料電圧 800 mV での dI/dV 像 (ロックインによる). (c) (b) のフーリエ変換 (FFT) 像. (d) 2DSTS による各電圧での dI/dV 像の FFT パターンを積層したものの断面図. 表面電子状態のエネルギー分散関係が観察される.

(± 2 V 程度)であれば, dI/dV 値を計測するバイアス電圧値を変えることによって, それぞれのエネルギーレベルでの LDOS 像を観察できる. 実際にエネルギーレベルを変えて LDOS 像を観察すると, 電子状態のエネルギー分散関係を反映して, 電子定在波の波長が変化する様子が観察される. FFT パターンもそれに伴って変化し, 各エネルギーでの FFT パターンをエネルギーの順に積み重ねることにより, 電子状態のエネルギー分散関係の自己相関パターンを得ることができる (図2(d)). 円形の等エネルギー面を持つ系では自己相関パターンは元のエネルギー分散関係が k 方向に2倍された相似形となるから, 図2(d)のプロットより, この電子状態の結合エネルギー (バンドの底でのエネルギー) や有効質量などに関する情報が得られる. 自己相関パターンではあるものの, 角度分解光電子分光 (ARPES) で得られるような電子状態のエネルギー分散関係に関する情報が局所的に得られ, しかも STM では, (1) 空準位も測定可能, (2) 磁場中でも測定可能, (3) より低い温度での測定が可能 (現在, 希釈冷凍機冷却の STM^{6,7}) も実現されている) などの特長があることから, 高温超伝導体などの種々の物性研究に有用されている (物理学会誌2011年3月号の花栗氏の解説⁸ 参照).

なお, 特に超伝導体での STM/STS 研究の場合, 同様の干渉パターンがボゴリューボフに依るところの準粒子のそれであることから, 電子定在波が「準粒子干渉」パターン⁴ と呼ばれることが多い. そして, 最近では, その呼び名が超伝導でない系の場合にも使われることがある. 金属中の自由電子や表面電子も, 格子の影響を受けており純粋な電子とは同じではありえないので「準粒子」と言っても間違いではないのであろうが, 「電子定在波」のほうが合う気がする.

3.2 電子定在波の応用

(1) 量子閉じ込め構造

電子定在波の発見^{1,2}以来, その現象はいろいろ応用されている. 最初の例としては, 量子閉じ込め構造内での波動関数や局所的離散エネルギー準位の測定であろう. なかでも秀逸なのは, 発見直後に行われたクローミー, アイグラーらによる原子量子柵の研究である.⁹ 彼らは48個の鉄原子を Cu(111) 表面上に円形に並べ, その中の電子波がシュレディンガー方程式から予想される波動関数 (ベッセル関数) と一致することを見事に示している. 表面上のアイランド構造や吸着物・欠陥等により閉じ込められた構造における研究は, 国内のグループによるものでも, 横山・高柳らの Si(001) 表面上の Al 原子吸着による閉じ込め構造の研究¹⁰ や, 蟹沢らによる InAs 上の積層欠陥で囲まれた領域での研究¹¹ などが良く知られている.

(2) スピン構造を持つ表面電子状態による電子定在波

Bi(110) や Au(111) 表面など重元素表面では, スピン軌道相互作用に起因するラシュバ効果のため, 表面電子状態がスピン分裂する. こうした系での電子定在波を考える際には, (2)式での計算では入射波 $\Psi_k(r)$ と散乱波 $\Psi_{k'}(r)$ のスピンの向きを考慮する必要がある. 通常のポテンシャル散乱ではスピンの向きは保存されるので, 互いに逆向きのスピンを持つ状態間には散乱は生じず, 電子定在波にも寄与しない. したがって, 得られる電子定在波は, 表面電子状態のスピン構造を反映したものとなり, 逆にこのことを利用して, 電子定在波から表面電子状態のスピン構造に関する情報を得ることができる.

Au(111) 表面には, Cu(111) 表面と同様, Γ 点を中心として放物面状のエネルギー分散を持つ表面準位があり (図3(b)), フェルミ準位近傍での等エネルギー面は円形である. しかしながら, 重い元素である Au では, ラシュバ効果のために表面準位が面内 ($k_{||}$) 方向に分裂し, 等エネルギー面には, 右廻りと左廻りのスピンの向きを持つ2つの同心円 (半径: $k_{右巻き}$ と $k_{左巻き}$) が現れる.¹² この場合, 波数 $k_{右巻き}$ と $-k_{右巻き}$ を持つ状態間ではスピンが反平行となり散乱が生じない. 散乱ベクトルが最も大きくなるのは, スピンが平行となる $k_{右巻き}$ と $-k_{左巻き}$ 間の散乱である. したがって, 電子定在波は, 波数 $(k_{右巻き} + k_{左巻き})/2$ の周期構造, すなわち, あたかも電子状態の波数がラシュバ分裂した2つの波数の平均であるかのようなパターンとなる. Au(111) 表面の電子定在波は, ラシュバ効果を無視してし

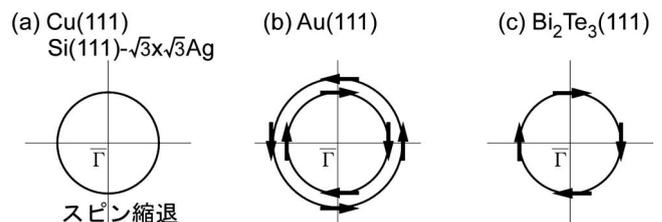


図3 表面電子状態のフェルミ準位付近での等エネルギー面.

まうのである(最近, 平山らは, Bi/Ag(111) 表面上でこのことを明確に示している¹³⁾).

Bi(110) 表面の場合には, ラッシュバ効果はAuに比べて強く, 複雑なスピン構造を示す. パスカルらによる同表面での電子定在波およびそのFFTパターンから, 定在波がその表面状態のスピンを反映したパターンとなっていることが確認されている.¹⁴⁾ また, 一方, こうしたスピン構造を持つ表面上に, スピン反転を誘起する磁性原子等を吸着し, スピン禁制であった散乱を許容させ電子定在波のパターンを変化させようとする試みがなされているが, 筆者の知る限り, 今のところまだ成功していないように思われる.^{*3}

Coなどの磁性体表面でも, ラッシュバ分裂表面と同様に, 通常のポテンシャル散乱ではアップスピン・ダウンスピン間相互の散乱は禁制となるので, アップスピン・ダウンスピンそれぞれ異なるパターンを持つ定在波が形成される. 磁性探針によりスピン情報を得ることができるスピン偏極STM (SP-STM) では, 探針の磁化の向きを制御してアップスピン・ダウンスピンどちらかを選択し, 電子定在波を検出することが可能であり, 最近, 岡, キルシュナーらによって, Coアイランド構造上でのスピン分解定在波の観測がなされている.¹⁵⁾

スピン構造を持つ表面電子状態として最近注目されているのが, トポロジカル絶縁体である. 3次元のトポロジカル絶縁体には, トポロジカルに保護されたエッジ状態, つまりエネルギーギャップを横切る金属的な表面準位が存在する. このとき, 表面準位はヘリカルに偏極したスピン構造, すなわち, 図3(c)のように, ラッシュバ分裂したAu(111)表面状態の片方の円だけが残ったような等エネルギー面となる. このとき, \mathbf{k} と $-\mathbf{k}$ の波数を持つ電子状態では逆向きのスピンを持つことから, 両者間の散乱は生じず, その結果, 完全な後方散乱が禁止される. このような理由から, トポロジカル絶縁体のエッジ状態では, 弾性散乱が抑制され平均自由行程が長くなるなどの特長が期待されている.

この禁制された散乱を捉えるべく, トポロジカル絶縁体表面での電子定在波の観察が幾つかのグループで試みられている (Bi_{1-x}Sb_x(111) 表面¹⁶⁾, Bi₂Te₃(111) 表面^{17, 18)}). そして実際に, ヘリカルスピン構造が実現されているエネルギー領域では, 電子定在波が観測されず, 完全後方散乱が禁制となることが示されている. 図4に示すBi₂Te₃(111)表面での研究例¹⁷⁾ では, (b)のLDOS像に定在波は観察されるものの, 完全後方散乱である \bar{K} 方向には散乱されていないことがFFTパターン(c)に示されている.

ここで注意すべきは, 定在波が観察されないことが, 必

*3 この点に関しては, Feをドーブしたトポロジカル絶縁体 (Bi₂Te₃) で本来禁制であった散乱による定在波が観察されたとする論文 (Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 206805) や, 磁性元素を吸着させたBi(110)表面上で禁制散乱による定在波は許容されるものの逆向きスピンによる定在波と打ち消し合うため観察されないとする論文 (*ibid.* **107** (2011) 186805) が本解説投稿後に報告されている.

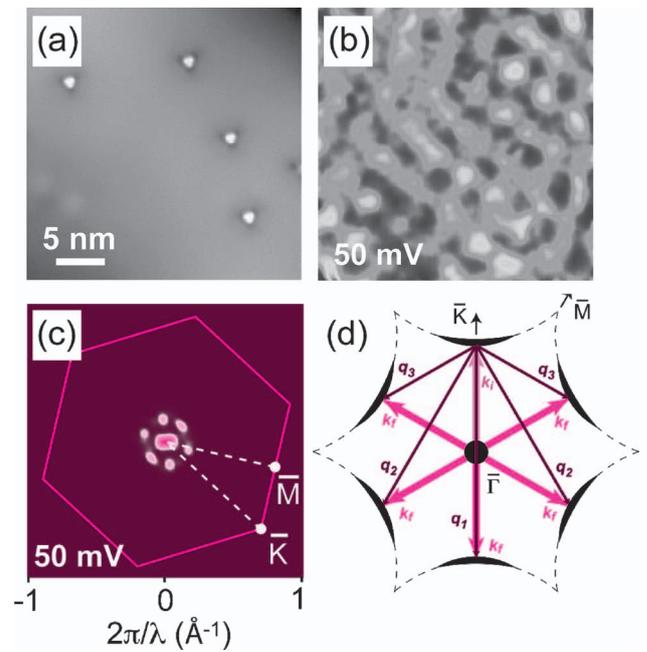


図4 Bi₂Te₃(111) 表面の (a) STM 像 (サイズ: 28 nm × 28 nm), 試料電圧 50 mV での (b) LDOS 像と (c) FFT パターン, (d) 等エネルギー面の模式図.¹⁷⁾ warping のため等エネルギー面は六角形状になり, M 方向の散乱が強調されて, 同方向の定在波が (b) の LDOS 像に現れる. (中国・精華大学の Chen 氏・Xue 教授より提供)

ずしも散乱が全くないことを意味しない点である. ヘリカルスピン構造が実現されていれば \mathbf{k} と $-\mathbf{k}$ の状態間での散乱は起こらないが, それ以外の等エネルギー面内の電子状態間では弾性散乱が生じる. ただ, その場合でも, (2)式における \mathbf{k}, \mathbf{k}' に関する和をとる段階で明確な振動構造が現れなくなり, FFTパターンでもそれに相当するピークが見えなくなるのである. また, トポロジカル絶縁体であるがためにヘリカルスピン構造を持つ表面状態が形成されるものの, 完全後方散乱の禁制自体は, 基本的に反平行スピンを持つ状態間の散乱禁制であり, この点に関しては, Au(111) や Bi(110) 表面におけるラッシュバ分裂した表面状態における現象と同じである. その意味で, 電子定在波消失が必ずしもトポロジカル絶縁体の non-trivial な性質を示すものではないとの指摘があることも注記しておきたい (この点に関する議論は, 長谷川修司・平原両氏による最近の「表面科学」誌に掲載された記事に詳しい¹⁹⁾).

3.3 フリーデル振動との違い

これまで述べた電子定在波と似た振動変調パターンとして, 自由電子による不純物電荷の遮蔽に関連した「フリーデル振動」と呼ばれる変調構造が知られている. これは, 電荷による短周期のポテンシャル変調に電子系が応答できないことに起因するもので, 静電ポテンシャルあるいは電荷密度分布に (フェルミ波長/2) の周期で変調構造が現れる. 実は, 電子定在波が見出された当初より, 定在波がしばしば「フリーデル振動」と呼ばれ, 論文や学会発表などでも「フリーデル振動の観察」とあるので読んで (聴いて) みると実は電子定在波のことで, 聴衆から「なぜエネルギー

ーに依存して変化するのか」「 r^{-3} で減衰しないのか(固体物理の教科書には、フリーデル振動は $\sim \cos(2k_F r)/r^3$ の形で減衰振動すると書かれている)」といった質問が出るなど、両者を混同したと思われる状況が見受けられた。両者ともに欠陥による電子系の散乱現象に関連し、実際、電子定在波を電子系のバンドの底のエネルギーからフェルミ準位まで足し合わせたものがフリーデル振動であるから、電子定在波は「エネルギー分解フリーデル振動」と呼ばれるのは正しい。しかし、フリーデル振動は、欠陥近傍での静電ポテンシャルあるいは電子密度の空間振動で、エネルギーレベルに依存しないのに対し、一方、電子定在波は電子状態密度(LDOS)の振動で、エネルギーレベルに依存することから、両者は明確に区別される。

近年、著者らのグループで、STM/STSを用いて静電ポテンシャル分布を測定する方法を見出し、本来の意味でのフリーデル振動を実空間観察した。³⁾ この研究では、フリーデル振動と電子定在波を同じ領域で観察し、両者の比較からその差を明確にしている。次章にその観察方法と両者の比較について詳述する。

4. STMによるフリーデル振動の観察

4.1 はじめに

真空中の電荷により誘起される静電ポテンシャルは一般にクーロンポテンシャルで記述されるが、金属中に置かれた場合、周囲を取り巻く自由電子がクーロンポテンシャルを打ち消そうとする、いわゆる遮蔽効果が生じ、トーマス・フェルミ近似のもとでは、湯川型ポテンシャルすなわち指数関数的に減少するポテンシャル形状に変化する。さらに近似の度合いを上げると、ポテンシャルは電子系のフェルミ波長の半分の周期で振動する。この振動ポテンシャルがフリーデル振動と呼ばれる。

一般的な金属中では電子密度が高いため遮蔽効果も強く、遮蔽されたクーロンポテンシャルの拡がりも0.1 nm程度で減衰し、STMの空間分解能をもってしても、その観察は困難である。そこで、我々の研究では、2次元金属電子を有する表面の上でのポテンシャル分布測定を行った。2次元電子系では、外部電荷による3次元的に拡がったポテンシャルを2次元面内に閉じ込められた電子により遮蔽するために、遮蔽効果が3次元の場合に比べて弱く、遮蔽されたポテンシャルの及ぶ領域が広がる。2次元電子系を持つ表面としては貴金属(111)面が知られているが、金属基板の自由電子による遮蔽効果が強く観察には適さない。そこで半導体基板であるシリコン上に形成される2次元電子系として知られるSi(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag表面を用いた。

4.2 遮蔽ポテンシャル^{20, 21)}

電子ガス中に置かれた電荷周囲の静電ポテンシャルは、電子ガスにより遮蔽され、元のクーロンポテンシャルとは異なる分布を示す。電荷近傍でのポテンシャルのフーリエ変換は、クーロンポテンシャルのフーリエ変換 $v_{2D}(q) =$

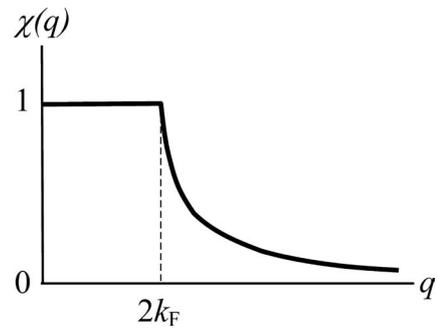


図5 2次元自由電子の静電場での応答関数.

$e^2/2\epsilon_0 q$ を誘電関数 $\epsilon(q, \omega)$ で割ったもので与えられる(q は波数ベクトル、 ω は角周波数、 ϵ_0 は電荷周囲の媒質の誘電率であり、ここでは基板(シリコン)と真空の誘電率の平均値を用いている)。2次元電子系の誘電関数は、ポテンシャル変化に対する電子数変化の比である応答関数 $\chi(q, \omega)$ を用いて、 $\epsilon(q) = (1 + e^2/2\epsilon_0 q)\chi(q)$ で与えられ、さらに、2次元電子系に対する $\chi(q)$ は、静電場($\omega=0$)かつ等方的な場合、リンドハルトの線形応答近似より、

$$\chi(q) = \sum_k \frac{f(E_k) - f(E_{k+q})}{E_{k+q} - E_k}, \quad E_k = \frac{\hbar^2}{2m} k^2 \quad (4)$$

と表わされ、これを解くと図5に示す関数となる。これらの式から、 $\epsilon(q)$ を求めると、

$$\epsilon(q) = \begin{cases} 1 + \frac{2}{qa_B} & (q \leq 2k_F) \\ 1 + \frac{2}{qa_B} \left\{ 1 - \left[1 - \left(\frac{2k_F}{q} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} & (q > 2k_F) \end{cases} \quad (5)$$

となる。²²⁾ ここで、 k_F は2次元電子系のフェルミ波数(後述する図7の表面の場合、 0.45 nm^{-1})、 a_B は有効ボーア半径で $a_B = 4\pi\epsilon_0 \hbar^2 / m^* e^2$ である。 m^* は2次元電子系の有効質量であり、観測した電子定在波の分散関係から $0.11m_0$ と求められている。

遮蔽された静電ポテンシャル $\phi(r)$ は、上述の誘電関数とフーリエ変換されたクーロンポテンシャルの比の逆フーリエ変換から、

$$\phi(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty q \frac{v_{2D}(q)}{\epsilon(q)} J_0(qr) dq \quad (6)$$

と表わされる(J_0 は0次のベッセル関数)。²¹⁾ ちなみに、(5)式の誘電関数で $q \leq 2k_F$ における式を q の全範囲に適用すると、2次元電子でのトーマス・フェルミ近似となる。この近似のもとで(6)式から求められる $\phi(r)$ は r^{-3} に比例し、3次元電子による指数関数に比べて遮蔽効果は弱いことがわかる。また図5の応答関数 $\chi(q)$ は、 $2k_F$ をカットオフ波数としてそれ以上の波数では急激に減少している。このことは、(フェルミ波長/2)よりも細かい波長成分に対して電子系は応答できないことを意味しており、このために遮蔽されたポテンシャルには(フェルミ波長/2)を周期とする振動構造であるフリーデル振動が現れる。

4.3 STM/STSによる静電ポテンシャル測定

これまで述べてきたように、STMにより表面の凹凸さらには原子像が得られ、さらに、STSによる微分コンダクタンス (dI/dV) 測定から表面でのLDOSを測定できる。しかしながら、静電ポテンシャルは直接的に計測することができない。通常、走査プローブ顕微鏡によるポテンシャル測定と言えば、原子間力顕微鏡 (AFM) によるケルビンプローブ法²³⁾ やSTMによる局所仕事関数 (障壁高さ) 測定²⁴⁾ などが知られているが、ここでは、STSによるLDOS測定を通じて、表面電子状態のエネルギーレベルの変化から静電ポテンシャルを測定している。

図6にSTSによるポテンシャル測定の方法を示す。表面でのポテンシャルが変化するとそれに応じて表面準位のエネルギーレベルも変化する。そこで、特定の表面準位に着目して、その準位のエネルギーレベルを測定すれば表面での (相対的な) ポテンシャル値が求められる。したがって、STSによるポテンシャル分布測定には、2次元トンネル分光法 (2DTS)、すなわち、表面を走査しながら各点でのトンネル電流スペクトル (I - V 特性) の測定が不可欠である。我々は液体ヘリウム冷却 (探針・試料温度約 5 K) のSTM装置 (ユニソク, USM-1300) を用い、熱ドリフトの少ない環境で測定を行っている。1セットの2DTSデータの取得には12~24時間を要するが、我々のシステムでは最長で6日間、中断することなく測定を行うことができる。

2DTSの測定により、ポテンシャル測定とともに、各エネルギーレベルにおける2次元電子系の電子定在波像も同時に得ることができる (図2)。 $\sqrt{3}$ Ag表面では、表面上のわずかな吸着Ag原子量の変化 (<1原子層の1%) により2次元電子系の結合エネルギーやフェルミ波長が変化することが知られており、²⁵⁾ Ag原子量が1原子層より少ない場合には、バンドの底がフェルミ準位より高くなり2次元電子系が生成されないこともある (図2(d) 参照)。吸着量は、表面の作成条件 (Ag蒸着量やその後の加熱温度・時間など) に依存することから、作製表面ごとに図2(d) に示すようなエネルギー分散関係を得、その表面の2次元電子系の結合エネルギーやフェルミ波長を測定し、実験結果の解釈を行っている。

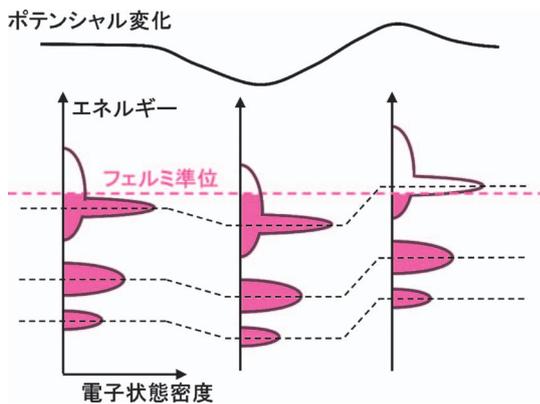


図6 走査トンネル分光 (STS) によるポテンシャル測定。

4.4 ステップ近傍での静電ポテンシャル分布測定

この表面上のステップ近傍において行った静電ポテンシャルの測定結果を図7に示す。ステップ近傍を選択したのは、ステップには過剰なAg原子が吸着し一列に配列した正電荷が存在するとされ、その近傍でのポテンシャル変化が期待できるからである。図7(c)は、測定された微分コンダクタンススペクトルで、それぞれのスペクトルには、 -0.85 eV付近に表面電子状態に起因するピークが観察されている。測定点をテラス上から徐々にステップに近づけていくと (図7(c)の点AからGまで、その測定点は (b)のSTM像上に記載)、表面電子状態によるピークの位置 (印を付けている) が、高結合エネルギー側 (低試料バイアス電圧側) ヘシフトしていることがわかる。これが、表面での静電ポテンシャル変化によるものである。スペクトル強度をカラー化してステップからの距離の順に並べると (図7(d) およびカラー口絵参照)、 -0.85 eVのピーク以外の構造 (例えば -0.5 eV付近のピークなど) も一様にシフトしており、図6にあるように、表面電子状態全体がシフトしていることが確認される。

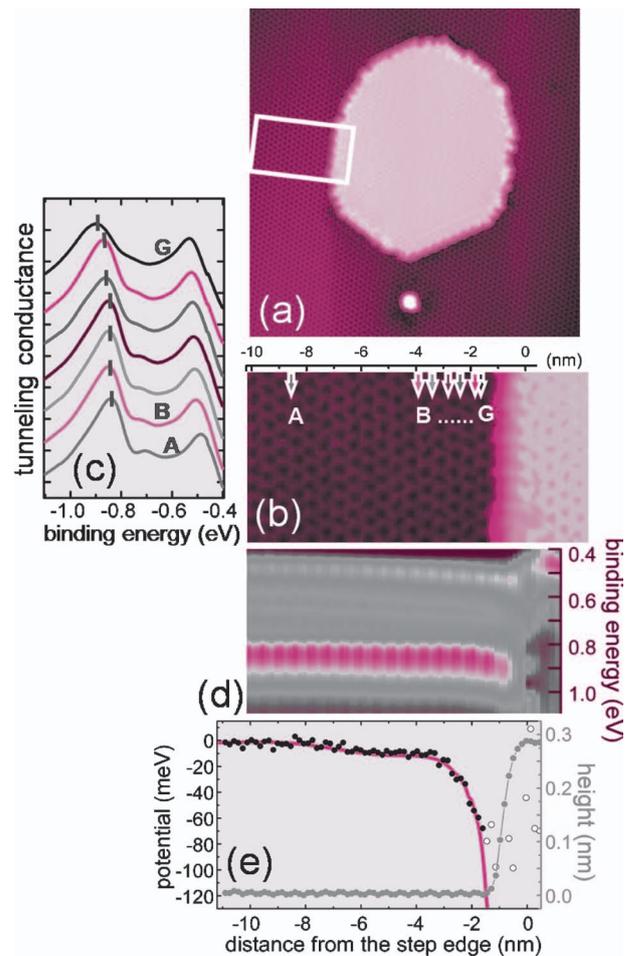


図7 STM像 (サイズ: $40 \text{ nm} \times 40 \text{ nm}$) (a) とその拡大図 (サイズ: $10 \text{ nm} \times 5 \text{ nm}$) (b)。 (c) は (b) に示された各点で測定された規格化された微分コンダクタンススペクトル。横軸は試料電圧に e を乗じてエネルギーとしている。 (d) は (c) のスペクトル強度をカラー化してステップからの距離の順番に並べたもの。 (e) は (d) のピークエネルギー値から測定した表面での静電ポテンシャル分布。 (カラー口絵参照。)

この表面準位のエネルギーレベルのシフト量から求めたポテンシャル分布を図7(e)に示す。黒点がポテンシャル分布を示し、線付きの灰点がSTM像(トポグラフ)の断面を示している。このポテンシャル分布から、ステップ端に近づくにつれてポテンシャルが下がっている様子が見てとれる。また、このポテンシャル変化は明らかにクーロンポテンシャルよりは急峻であり、弱いながらも振動構造も見られる。ちなみに、グラフ中の白丸部分は $\sqrt{3}$ Ag構造が形成されていないステップ端領域であり、解析からは除外している。ポテンシャル測定に用いた -0.85 eV付近の表面電子状態は $\sqrt{3}$ Ag構造に由来する電子状態であり、したがって $\sqrt{3}$ Ag構造が形成されていない領域では、このポテンシャル測定方法が適用できないからである。また同様の理由で、 $\sqrt{3}$ Ag構造の単位格子内での表面電子状態のエネルギーレベルの変化も、ポテンシャル変化に起因するものとは言えない。実際、図7(d)では、ピーク強度やエネルギー値は単位格子の周期で若干変動しているが、これは格子内での電子状態の違いによるもので、ポテンシャル変化に起因するものではない。このことは、逆に言えば、このポテンシャル測定手法の空間分解能は、 $\sqrt{3}$ Ag構造の単位格子のサイズで制限されることを意味している。

4.2節の議論で求めた単一電荷周囲での遮蔽ポテンシャル((6)式)を重ね合わせ、電荷列近傍でのポテンシャル分布を求めたものが図7(e)中の赤線で示されている。振動構造も含めて、実験を良く再現している。このフットイングにおいて、唯一のパラメータはポテンシャルの大きさにかかる比例係数である。この係数はステップでの線電荷密度に比例することから、フットイングによりその値を見積もることができる。理論から予測された遮蔽ポテンシャル・フリーデル振動が実験値を良く再現していることから、観察されたポテンシャルが遮蔽ポテンシャルであり、振動構造がフリーデル振動であると結論している。

4.5 フリーデル振動の実空間観察

これまでの解析により、ステップ近傍での静電ポテンシャル分布が表面に存在する2次元電子系により遮蔽されたポテンシャルとして説明され、さらに遮蔽されたポテンシャルに特徴的な振動構造(フリーデル振動)が観察されることを見てきた。この点をさらに確認するために、ステップを含む領域でのポテンシャルの分布像を作成している(図8)。(a)がSTM像、(b)がバイアス電圧0Vすなわちフェルミ準位でのLDOS像、そして(c)がポテンシャル像、すなわち先の -0.85 eVの表面電子状態のエネルギーレベルのシフト量のマッピング像である。(b)では、3章で述べた電子定在波がステップ端に沿って確認され、その周期はフェルミ波長の半分であることがわかっている。(c)のポテンシャル像でも若干の振動構造が見られており、これがポテンシャルの波すなわちフリーデル振動である。これまでの議論によれば、フリーデル振動もフェルミ波長の半分の周期を持つはずであり、実際、振動周期の比較から、

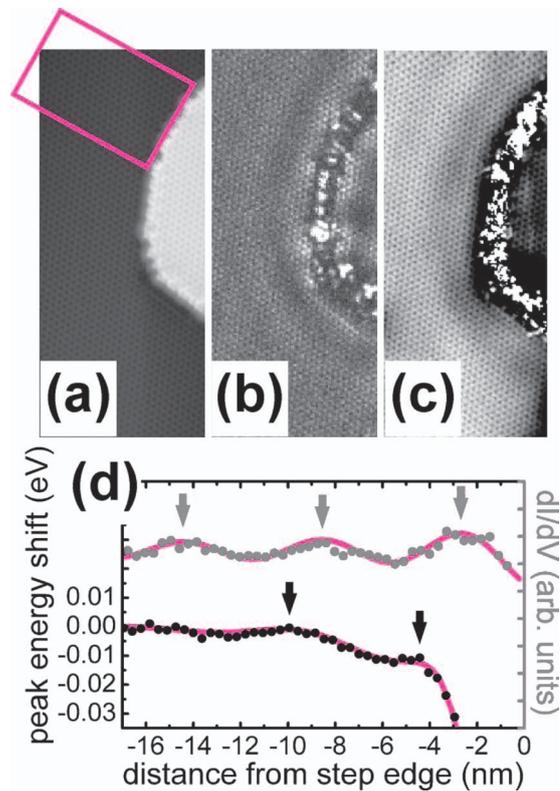


図8 $\sqrt{3}$ Ag表面での(a) STM像、(b)フェルミ準位での局所電子状態分布(dI/dV)像、(c)ポテンシャル分布像。観察領域は $35\text{ nm} \times 15\text{ nm}$ 。(d)(a)の四角で囲まれた領域での局所電子状態分布像とポテンシャル像の断面プロファイル。それぞれの分布に対するフィッティング曲線とピーク位置を示す矢印も記されている。

確かに(b)の電子定在波と同じ周期を有していることが認められる。

電子定在波とフリーデル振動を詳細に比較観察するために、(a)の四角で囲った領域でのLDOS像とポテンシャル像の断面をグラフにしたものが(d)である。黒点がポテンシャルの実測値(下のグラフ)、灰色の点が電子定在波(上のグラフ)を示し、それぞれのピーク位置を矢印で示している。それぞれのフィッティングによる分布(ステップ端による電子定在波は $1 - J_0(2k_F r + \phi)$ で与えられ、ポテンシャル分布は(6)式から数値計算で与えられる)を実線としてグラフに重ねている。両者は同じフェルミ波数を用いているが、グラフからもわかるように両者ともに実験値を見事に再現していることがわかる。また、この図から、2つの波は同じ波長(フェルミ波長の半分)を持つものの、その形状や位相(ピーク位置)が異なり、同一のものではないことも明らかである。

5. おわりに

STMを用いた電子定在波・フリーデル振動観察に関して、最近の話題を中心に解説した。電子定在波に関しては、国内の研究者によるものでも多種多様な研究が行われているが、ごく一部しか紹介しておらず御容赦いただきたい。今回紹介したポテンシャル測定は、走査トンネル分光(STS)の技術を応用したものであるが、他にも物理の方が

興味を持ってもらえそうなSTM関連手法が、種々開発されている。代表的なものとしては、磁化方向を局所的に計測するスピン分解STM,²⁶⁾ 非弾性トンネル分光によりスピン励起エネルギーを計測するスピントリプル分光,²⁷⁾ 探針をゲート電極として局所領域における電子輸送現象を探る走査ゲート顕微鏡,²⁸⁾ 電流下での精密ポテンシャル測定により電圧降下分布を視覚化する走査ポテンシオメトリ²⁹⁾ などがあり、原子マニピュレーション等の技術と組み合わせて、さまざまな局所計測・原子スケールでの物性測定に利用されている。電子定在波が発見時の予想をはるかに超えて思いがけない展開を示しているように、STMのこれらの機能が物理分野でさらに活用され、予想もしない発見がなされることを期待している。

本解説記事の執筆に当たっては、お茶の水女子大学の小林功佳先生にコメントをいただきました。ここに謝意を表します。

参考文献

- 1) Y. Hasegawa and Ph. Avouris: Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 1071; 長谷川幸雄: 固体物理 **29** (1994) 698.
- 2) M. F. Crommie, C. P. Lutz and D. M. Eigler: Nature **363** (1993) 524.
- 3) M. Ono, Y. Nishigata, T. Nishio, T. Eguchi and Y. Hasegawa: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 016801; 長谷川幸雄, 小野雅紀, 西尾隆宏, 江口豊明: 固体物理 **42** (2007) 91; M. Ono, T. Nishio, T. An, T. Eguchi and Y. Hasegawa: Appl. Surf. Sci. **256** (2009) 469.
- 4) J. E. Hoffman, K. McElroy, D.-H. Lee, K. M. Lang, H. Eisaki, S. Uchida and J. C. Davis: Science **297** (2002) 1148.
- 5) これに関する解説・成書は多々あるが、一例として以下のものを挙げておく。重川秀実, 吉村雅満, 坂田 亮, 河津 璋編: 『走査プローブ顕微鏡と局所分光』(裳華房, 2005)。
- 6) H. Kambara, T. Matsui, Y. Niimi and H. Fukuyama: Rev. Sci. Instrum. **78** (2007) 073703.
- 7) Y. J. Song, A. F. Otte, V. Shvarts, Z. Zhao, Y. Kuk, S. R. Blankenship, A. Band, F. M. Hess and J. A. Stroscio: Rev. Sci. Instrum. **81** (2010) 121101.
- 8) 花栗哲郎: 日本物理学会誌 **66** (2011) 186.
- 9) M. F. Crommie, C. P. Lutz and D. M. Eigler: Science **262** (1993) 218.
- 10) T. Yokoyama, M. Okamoto and K. Takayanagi: Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 3423; T. Yokoyama and K. Takayanagi: Phys. Rev. B **59** (1999) 12232.
- 11) K. Kanisawa, M. J. Butcher, Y. Tokura, H. Yamaguchi and Y. Hirayama: Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 196804; 蟹澤 聖, M. J. Butcher, 都倉康弘, 山口浩司, 平山祥郎: 固体物理 **37** (2002) 21.
- 12) M. Hoesch, M. Muntwiler, V. N. Petrov, M. Hengsberger, L. Patthey, M. Shi, M. Falub, T. Greber and J. Osterwalder: Phys. Rev. B **69** (2004) 241401 (R).
- 13) H. Hirayama, Y. Aoki and C. Kato: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 027204.
- 14) J. I. Pascual, G. Bihlmayer, Yu. M. Koroteev, H.-P. Rust, G. Ceballos, M. Hansmann, K. Horn, E. V. Chulkov, S. Blügel, P. M. Echenique and Ph. Hofmann: Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 196802.
- 15) H. Oka, P. A. Ignatiev, S. Wedekind, G. Rodary, L. Niebergall, V. S. Stepanyuk, D. Sander and J. Kirschner: Science **327** (2010) 843.
- 16) P. Roushan, J. Seo, C. V. Parker, Y. S. Hor, D. Hsieh, D. Qian, A. Richardella, M. Z. Hasan, R. J. Cava and A. Yazdani: Nature **460** (2009) 1106.
- 17) T. Zhang, P. Cheng, X. Chen, J.-F. Jia, X. Ma, K. He, L. Wang, H. Zhang, X. Dai, Z. Fang, X. Xie and Q.-K. Xue: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 266803.
- 18) Z. Alpichshev, J. G. Analytis, J.-H. Chu, I. R. Fisher, Y. L. Chen, Z. X. Shen, A. Fang and A. Kapitulnik: Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 016401.
- 19) 長谷川修司, 平原 徹: 表面科学 **32** (2011) 216.
- 20) J. M. Ziman: *Principles of the Theory of Solids* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1972), 2nd ed. Chap. 5.
- 21) J. H. Davies: *The Physics of Low-Dimensional Semiconductors* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1998) Chap. 9.4.
- 22) T. Ando, A. B. Fowler and F. Stern: Rev. Mod. Phys. **54** (1982) 437.

- 23) 例えば, T. Eguchi, Y. Fujikawa, K. Akiyama, T. An, M. Ono, T. Hashimoto, Y. Morikawa, K. Terakura, T. Sakurai, M. G. Lagally and Y. Hasegawa: Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 266102.
- 24) 例えば, J. F. Jia, K. Inoue, Y. Hasegawa, W. S. Yang and T. Sakurai: Phys. Rev. B **58** (1998) 1193.
- 25) Y. Nakajima, S. Takeda, T. Nagao and S. Hasegawa: Phys. Rev. B **56** (1997) 6782; S. Hasegawa: J. Phys. Condens. Matter **12** (2000) R463.
- 26) 最近の解説として, R. Wiesendanger: Rev. Mod. Phys. **81** (2009) 1495.
- 27) A. J. Heinrich, J. A. Gupta, C. P. Lutz and D. M. Eigler: Science **306** (2004) 466.
- 28) M. A. Topinka, B. J. LeRoy, S. E. J. Shaw, E. J. Heller, R. M. Westervelt, K. D. Maranowski and A. C. Gossard: Science **289** (2000) 2323.
- 29) A. Bannani, C. A. Bobisch and R. Möller: Rev. Sci. Instrum. **79** (2008) 083704.

著者紹介



長谷川幸雄氏: 走査プローブ顕微鏡を主たる手法とした表面科学・ナノサイエンスの研究に従事。最近では、ナノサイズ超伝導やスピン系への展開を目論んでいる。



小野雅紀氏: 専門はSPMを用いた表面科学。自ら装置を立ち上げて半導体表面の物性に従事。現在は表面における吸着子や結合手などに局在する電子スピンの研究を行っている。



鈴木孝将氏: 専門は、固体表面物理。半導体の表面構造や表面電子物性、有機・無機ハイブリッド構造等の研究に興味を持っている。



江口豊明氏: 専門は表面科学・ナノサイエンス。走査プローブ顕微鏡を主な研究手法とし、表面における新奇物性の探索を進めている。

(2011年5月11日原稿受付)

Electron Standing Waves and the Friedel Oscillation Yukio Hasegawa, Masanori Ono, Takayuki Suzuki and Toyoaki Eguchi

abstract: Defects and impurities situated in metals affect behavior of free electrons around them and induce modulated structures reflecting the wave nature of the electrons. The oscillatory spatial distribution of local density of states is called electron standing waves or quasi-particle interference pattern, whereas modulated electrostatic potential and charge density are the Friedel oscillation. In this review, we introduce real-space observation of these oscillatory structures by using scanning tunneling microscopy/spectroscopy (STM/S). Standing wave observations on surface states having spin structures induced by the Rashba effect, such as those of topological insulators, and the differences between the two confusing oscillatory structures will be discussed.

精密 γ 線分光が明らかにしたハイパー核の世界

鵜養美冬 (東北大学大学院理学研究科 980-8578 仙台市青葉区荒巻字青葉6-3)
 田村裕和 (東北大学大学院理学研究科 980-8578 仙台市青葉区荒巻字青葉6-3)

ハイペロン(ストレンジネスをもつバリオン)を構成要素として含む原子核「ハイパー核」の研究は古くから行われていたが、実験の難しさのためその詳細な構造は知られていなかった。我々は、ゲルマニウム半導体検出器を用いた精密 γ 線核分光の手法をハイパー核に対してはじめて導入し、様々な Λ ハイパー核の精密なレベル構造を明らかにした。さらに、そこから Λ -核子間のスピンの依存する相互作用の強さが判明し、核力を拡張したバリオン間相互作用の研究が進化した。ハイパー核精密 γ 線分光がもたらした物理を概観し、大強度陽子加速器施設J-PARCでの発展が期待される今後を展望する。

1. ハイパー核の世界

我々の馴染みの原子核は核子(陽子・中性子)の多体系である。しかし、核子以外にも様々なバリオンがあり、これらのバリオンが複数個で束縛系を作れば、それらも一般化された原子核ということができる。アップ(u)、ダウン(d)、ストレンジ(s)クォークからなるスピン1/2のバリオンの基底状態“バリオン8重項”のうち、u、dクォークのみからなるものが核子であるが、sクォークを含むハイペロン(sクォークを1つ含む Λ 粒子・ Σ 粒子と、2つ含む Ξ 粒子)は、核子の数割増しの質量と数百psの寿命をもち、^{*1} 1 GeV以上の高エネルギー加速器で比較的容易に生成できる。こうしたハイペロンを構成要素として含む原子核“ハイパー核”は50年前から知られていたが、特に近年、実験・理論の両面から研究が大きく進展してきた。

通常原子核がu、dクォークのみからなるのに対し、ハイパー核はu、d、sクォークからなる原子核である。本誌の表紙(または文献1)の上部に“3次元核図表”が載せてある。通常核図表は、横軸に中性子数、縦軸に陽子数をとって2次元平面内にすべての原子核を配置したものである^{*2}が、3つ目の軸にsクォークの数、すなわち $-S$ (S はストレンジネス数)をとると、2階部分($S=-1$)に Λ ハイパー核や Σ ハイパー核、3階部分($S=-2$)に $\Lambda\Lambda$ ハイパー核や Ξ ハイパー核が配置される。^{*3} さらにsクォークを増やしていくと、大量のハイペロンが含まれた電氣的にほぼ中性の核物質“ストレンジハドロン物質”が生ずると予言されている。中性子星内部の高密度核物質では、中性子の大きなフェルミエネルギーのため中性子の一部がハイペロンに転換し、中心部ではストレンジハドロン物質のような状態が安定に存在している可能性が高い。以前ハイパー核の研究には、天然に存在しない文字通り奇妙な原子核を人工的に作って調べているというイメージがあったが、今では、宇宙のかたに実際に存在する新しい物質世界の探求という動

機が進められている。

さて、3次元核図表の2階や3階にはこれまでに実験的に観測された Λ ハイパー核と $\Lambda\Lambda$ ハイパー核が示されているが、ハイパー核の存在が予想される領域は通常核の存在領域よりもさらに広く、^{*4} 未観測の広大な領域が残されている。この2階部分を本誌の表紙(または文献1)の下部に示す。これまでに実験で調べられた Λ ハイパー核が、生成反応ごとに色分けして示されている。赤い四角で囲まれているのが γ 線分光で調べられた核である。

ところで、ハイペロンのうち Σ 粒子と Ξ 粒子は核内では $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$, $\Xi N \rightarrow \Lambda N$ のように強い相互作用で転換するため寿命が短く、 Σ ハイパー核や Ξ ハイパー核では励起状態の γ 遷移は観測できない。一方、 Λ ハイパー核の低励起状態は強い相互作用に対して安定で、 γ 遷移によって脱励起して基底状態に至り、ベータ崩壊する原子核と同様に弱い相互作用によって数百psの寿命で崩壊^{*5}する。よって、 Λ ハイパー核は γ 線分光によって構造を詳しく調べることが可能である。

ハイパー核の研究には様々な物理的意義があるが、特に重要なのはハイパー核の構造からハイペロン(Y)-核子(N)間の相互作用を調べることである。核力は豊富な陽子-陽子、陽子-中性子の散乱実験データによって現象論的にはよくわかっているが、ハイペロンは寿命が短く散乱を起こす前に崩壊してしまうため $Y-N$ 散乱実験は非常に難しい。それに代わって、ハイパー核の構造から YN 間相互作用の情報を引き出すことができる。複雑な核力をクォーク・グルーオンの自由度から理解することは難しいが、^{*6} 核力をsクォークを含むバリオン間相互作用に拡張して調べること理解の手がかりが得られると期待されている。さらに、中性子星内部の高密度核物質の組成は YN 間相互作用に極

^{*1} これらのハイペロンは弱い相互作用で崩壊する。ただし Σ^0 のみは電磁相互作用で崩壊し、寿命も短い。

^{*2} 通常原子核を表す一階部分では、安定核は青で示され、不安定核は寿命が短くなるに従い青緑、黄色で示されている。

^{*3} 図には、後述のように強い相互作用に対し安定な Λ ハイパー核および $\Lambda\Lambda$ ハイパー核のみ記載している。

^{*4} 原子核内で Λ は核子からパウリ排他律の制限を受けないため原子核内部に入り込んで核子との束縛エネルギーを稼ぐので、束縛しない中性子過剰核や陽子過剰核も Λ が入ると束縛することがあると予想される。

^{*5} Λ ハイパー核の弱崩壊には、自由空間での Λ の崩壊と同じ中間子的崩壊($\Lambda \rightarrow p\pi, n\pi$)と、非中間子的崩壊($\Lambda n \rightarrow nn, \Lambda p \rightarrow np$)とがある。

^{*6} そもそも核力は、“白色”となったクォーク多体系同士の間で働く強い相互作用(クォーク間力)であり、複雑な様相を示す。その遠距離での振る舞いは湯川の間子交換描像でよく説明できるが、斥力芯のような近距離での特徴的な振る舞いを含む核力の全体像をクォーク・グルーオンの自由度から理解することは難しい。

めて敏感であり、そのデータなくしては、中性子星の内部構造や質量を理解することはできない。^{*7} また、5章に述べるように、ハイペロンが核内でパウリ排他律の制限を受けないことを利用して、核媒質中でのバリオンの性質変化を調べることも可能である。

もともと原子核物理学は核子の多体系を扱うものであったが、現在では強い相互作用を及ぼしあう粒子多体系を扱う物理全体が広い意味の原子核物理と捉えられている。そこには、クォーク多体系であるクォーク・グルーオン・プラズマやハドロンの物理も含まれる。ハイパー核物理は“核子多体系”を扱う狭義の原子核物理を“バリオン多体系”の物理に拡張したものといえるが、さらに核力を一般化したバリオン間相互作用の研究や核内バリオンの性質変化の研究を通じて、核力や原子核をクォークレベルで理解することへもつながっている。

本稿では、筆者らの研究成果を中心とした γ 線分光実験により精密測定された Λ ハイパー核の詳細なレベル構造から明らかになった ΛN 間相互作用について述べる。

ここからは γ 線分光の可能な Λ ハイパー核について議論するので、特記しないかぎり「ハイパー核」は Λ ハイパー核を意味するものとする。1,2章では一般的なハイパー核 γ 線分光の意義と実験的手法について、3章では実際に測定した個々のハイパー核レベルについて、4章ではそれぞれのレベル構造から導かれる相互作用について、そして5章では今後J-PARCで行われるハイパー核 γ 線分光実験とそこで新たに得られる物理の展望について述べる。

1.1 ハイパー核の γ 線分光

ハイパー核の構造の研究は、主に (K^-, π^-) , (π^+, K^+) ^{*8}などのハイパー核生成反応において、 K , π 中間子の運動量を測定してミッシングマスとしてハイパー核質量を求める方法で行われてきた。^{*9} こうした研究によって Λ の単一粒子軌道のエネルギーが決定され、核内で Λ の感じるポテンシャルの深さが核子の感じるポテンシャルの2/3程度(原子核の中心付近で30 MeV)であることが判明し、³⁾ ΛN 間の相互作用(スピン依存性を平均したもの)が核子間の核力より弱いことが確立した。しかし、中間子ビームを用いることによる実験上の制約からエネルギー分解能は1.5 MeV(半値幅)⁴⁾が限界であり、^{*10} ΛN 間のスピンの依存す

る相互作用が作り出す微細な構造(図2に示すスピン二重項やスピン軌道二重項)を観測するために分解能の圧倒的な向上が待たれていた。ゲルマニウム(Ge)検出器を用いた精密 γ 線分光では、束縛状態のみではあるが励起エネルギーを数keV(FWHM)の分解能で測定でき、後述のような数十keVという小さい間隔の微細構造ですら分離することができる。

もともと、通常核の構造の研究においてGe検出器による γ 線分光が果たしてきた役割は極めて大きい。様々なビームを標的核に照射して様々な不安定原子核の励起状態を生成し、それらが放出する γ 線を検出することで、広範囲の原子核の構造が明らかになった。また γ 線分光は、励起エネルギーだけでなく、 γ 線の角分布や偏光の測定などを通して励起状態のスピン・パリティの同定を可能にし、さらに励起状態の寿命の測定を通じて核の波動関数の情報をもつ遷移確率の導出を可能にする。こうした γ 線分光の手法を適用すれば、ハイパー核についても同様の物理的情報が得られるはずである。

しかし、高エネルギービーム粒子の作る膨大な放射線バックグラウンドのためハイパー核の γ 線検出は極めて困難であった。以前、100 keV程度のエネルギー分解能をもつNaIシンチレーション検出器を用いてハイパー核 γ 線の検出実験がいくつか行われたが、高計数率にとりわけ弱いGe検出器は使用できなかった。我々が開発したHyperballと呼ばれる特殊なGe検出器群によって1998年に初めてハイパー核の精密 γ 線分光が可能になった。⁶⁾ それ以降、我々は高エネルギー加速器研究機構(KEK)陽子シンクロトロン(PS)および米国ブルックヘブン国立研究所(BNL)AGS加速器において実験を行ってきた。1998年以降に γ 線分光実験で得られたハイパー核のレベル図と観測された γ 遷移を図1に示す。3.4節で述べる¹³Cの実験(図1(f))は阪大グループが中心となってNaI検出器群を用いて行われたものであるが、他はすべてHyperballおよびそれを2倍に増強したHyperball2を用いて東北大グループが中心となって行った実験である。

1.2 ハイパー核の構造と γ 遷移

図2にハイパー核構造の模式的な絵を載せる。慣例的に我々はハイパー核 ${}^A_\Lambda Z$ ^{*11}に対し、 Λ 以外の部分の通常核 ${}^{A-1}Z$ を“コア核”と呼んでいる。ハイパー核の低励起状態は、コア核の低励起状態に0s軌道の Λ が結合した状態である。 ΛN 相互作用が NN 相互作用より弱いことに起因して、コア核の状態が Λ の存在によって変化しないという弱結合の描像が多くの場合に有効であると考えられる。また、 NN 間相互作用と比べると、 ΛN 間相互作用は弱いという、 Λ が核内でパウリ排他律の制限を受けないために、核内での有効相互作用を自由空間における“生”の相互作用と定量的に結びつけることが、 NN 間の場合と違って ΛN 間では

^{*7} 中性子星を理解するには、広範囲の密度にわたりかつ様々な粒子(中性子、陽子、ハイペロン等)組成比での核物質の状態方程式(EoS)を正しく決定する必要がある。このEoSの決定は原子核物理学の究極の課題の一つである。なお、従来の中性子星最大質量の観測値1.5 M_\odot (M_\odot は太陽質量)は、ハイペロンの存在によって説明できると考えられていたが、最近2.0 M_\odot の観測値が報告され、²⁾ 我々の理解がまだまだ不十分であることが示唆されている。

^{*8} $K^- + {}^A Z \rightarrow {}^A_\Lambda Z + \pi^-$ 反応と $\pi^+ + {}^A Z \rightarrow {}^A_\Lambda Z + K^+$ 反応。それぞれの素過程は、 $K^- + n \rightarrow \Lambda + \pi^-$ および $\pi^+ + n \rightarrow \Lambda + K^+$ である。なお、一般に原子核反応: a [ビーム粒子] + A [標的核] \rightarrow B [生成核] + b [散乱(生成)粒子] を A(a, b)B と表記し、括弧内の粒子 a, b が粒子同定や運動量(エネルギー)測定される。

^{*9} Σ ハイパー核や Ξ ハイパー核の構造研究は、もっぱらこのような反応分光による手法で行われる。

^{*10} 最近開発された(e, e' K^+)反応によるハイパー核分光では、400 keV(半値幅)程度の分解能が得られつつある。⁵⁾

^{*11} ${}^A_\Lambda Z$ は総電荷Z、バリオン数Aでハイペロン Λ を含むハイパー核を表す。

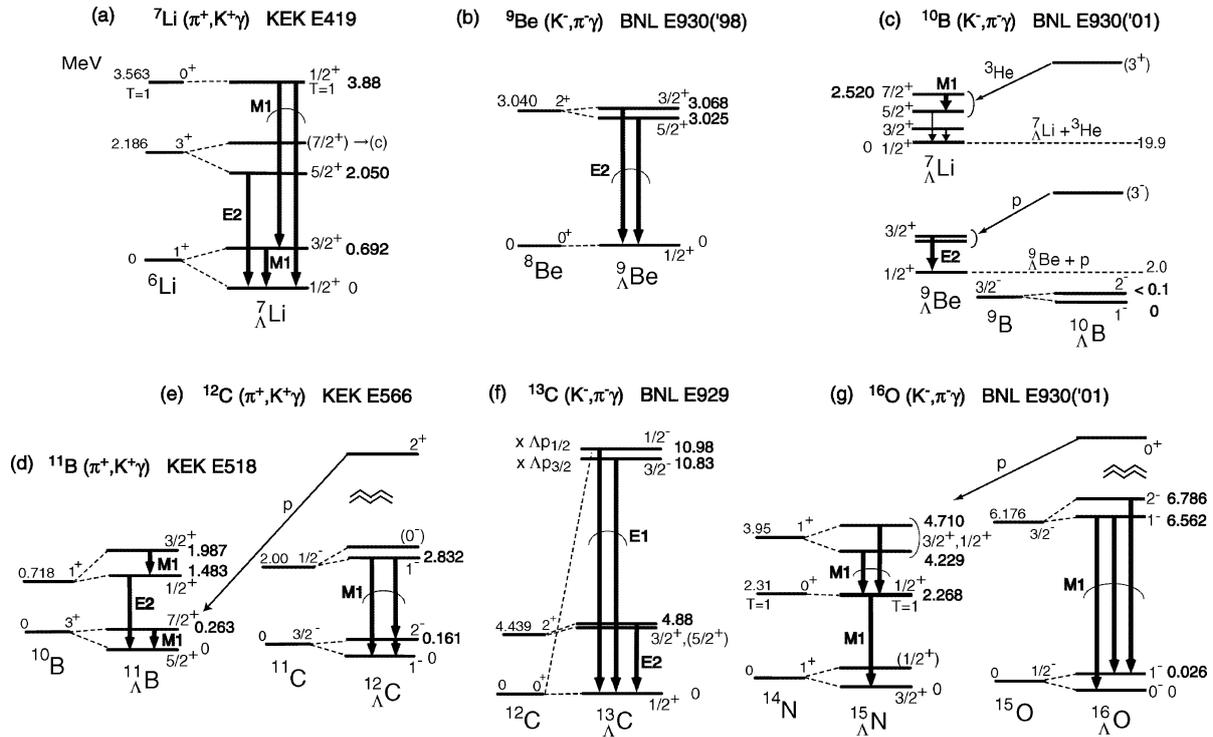


図1 これまでの γ 線分光実験により明らかになった p -shellハイパー核のレベル図と観測された γ 線遷移を実験ごとに示したもの。⁷⁻¹⁵⁾それぞれの状態のスピンのパリティ ($1/2^+$ など) と基底状態から測定した励起エネルギーが示されている。スピンのパリティが括弧内に入っているレベルは実験的に未確認の状態である。

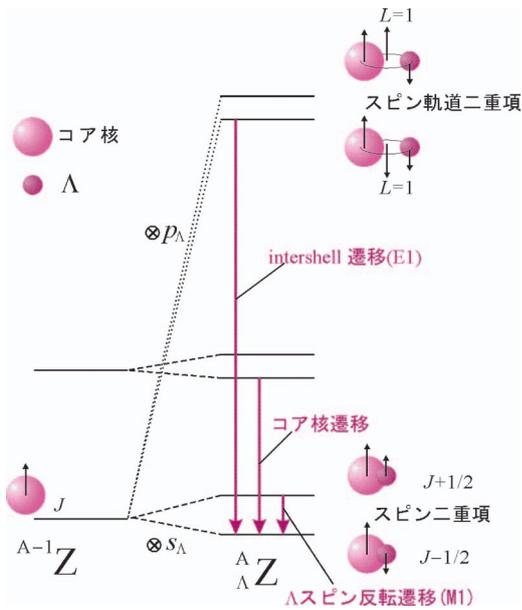


図2 Λ ハイパー核のレベル図と γ 遷移の模式図。低励起状態は、 $s_{1/2}$ 軌道の Λ がコア核の各レベルに結合し、それぞれが二重項に分岐した構造をもつ。また Λ が $p_{3/2}, p_{1/2}$ 軌道に入ることによってスピンの軌道二重項を生ずる。ハイパー核の γ 遷移は、図のように Λ スピン反転M1遷移、コア核遷移、intershell E1遷移の3種類に分類される。

うまくいく。¹⁶⁾ こうして、困難な ΛN 散乱実験に代わってハイパー核の構造から ΛN 間相互作用の情報を引き出す研究が進められてきた。

図2に示すように、コア核状態の全角運動量 J がゼロでない場合、 Λ のスピンの向きによってハイパー核状態は $J+1/2, J-1/2$ のスピンの二重項に分岐する。この二重項のエネルギー間隔は、 ΛN 間のスピンの依存する相互作用に

支配されるが、この相互作用は小さいため、間隔はほとんどの場合数100 keV以下となる。こうした二重項は“ハイパー核微細構造”とも呼ばれ、これまでに測定された最も間隔の狭い例ではわずか26 keVである (3.3節参照)。

ハイパー核の γ 遷移は図2に示すような3種類に分類できる。1つ目はスピンの二重項の上の状態から下の状態への遷移である。これは Λ のスピンの反転だけの磁気双極子(M1)遷移で、 Λ スピン反転M1遷移と呼ばれ、4章に述べるようにこの換算遷移確率 $[B(M1)]$ から Λ の核内での磁気モーメントを調べることができる。2つ目はコア核遷移と呼ばれ、対応するコア核内で起こる遷移と基本的に同じものである。これがE2遷移の場合、換算遷移確率 $[B(E2)]$ がコア核のもの $B(E2)$ 値から変化していると、コア核のサイズや形状が Λ の存在によって変化した証拠となる。我々は ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ のE2($5/2^+ \rightarrow 1/2^+$)遷移の $B(E2)$ 値測定から、 Λ によって ${}^6\text{Li}$ が19%ほど縮んでいる^{*12)}ことを示した。^{6, 17)} 3つ目は $p_{\Lambda} \rightarrow s_{\Lambda}$ のように Λ が軌道を変化させる intershell 電気双極子(E1)遷移である。このエネルギーから Λ 軌道のエネルギー差(Λ の1粒子ポテンシャルの $1\hbar\omega$)がわかる。しかし、軽いハイパー核では、この遷移エネルギーは約8 MeVの核子の束縛エネルギーを超えるため強い相互作用による核子放出(核子のオージェ効果)が起こり、 γ 遷移は観測されない。 p -shellハイパー核^{*13)}でこれが観測されるのは後述の ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$ のみである。

*12) 正確には、 ${}^6\text{Li}$ を α クラスター+p+nとみなしたときの α とp-nの重心との距離が19%縮んでいた。

*13) コア核最外殻の核子が p -shellにあるハイパー核を p -shellハイパー核と称している。

2. p -shellハイパー核の γ 線分光実験

2.1 ΛN スピン依存相互作用とハイパー核構造

核内での ΛN 間の2体有効相互作用ポテンシャルは、

$$V_{\Lambda N}(r) = V_0(r) + V_\sigma(r) \mathbf{s}_N \cdot \mathbf{s}_\Lambda + V_\Lambda(r) \mathbf{l}_{\Lambda\Lambda} \cdot \mathbf{s}_\Lambda + V_N(r) \mathbf{l}_{N\Lambda} \cdot \mathbf{s}_N + V_T(r) [3(\boldsymbol{\sigma}_N \cdot \mathbf{r})(\boldsymbol{\sigma}_\Lambda \cdot \mathbf{r})/r^2 - \boldsymbol{\sigma}_N \cdot \boldsymbol{\sigma}_\Lambda] \quad (1)$$

と書ける。^{18,19)} V_0 はスピン平均した中心力、 V_σ はスピン・スピン力、 V_Λ は Λ スピンに依存するスピン軌道力 (Λ スピン軌道力)、 V_N は核子スピンに依存するスピン軌道力 (N スピン軌道力)、そして V_T はテンソル力である。第二項以降の4項がスピン依存相互作用である。 Λ のアイソスピンはゼロのためアイソスピン依存項はなく、 Δp と Δn の相互作用は同一と考えられる。

殻模型で p -shellハイパー核を考えてみる。低励起状態のみを扱うこととして、4個の s 軌道核子、 $A-5$ 個の p 軌道核子と s 軌道の Λ という配位で考える。ハイパー核の励起エネルギーは、 $A-5$ 個の p 軌道核子 (p_N) と s 軌道 Λ (s_Λ) との間のスピン依存相互作用のみで決定される。 $V_\sigma(r)$ 、 $V_\Lambda(r)$ 、 $V_N(r)$ 、 $V_T(r)$ の s_Λ - p_N の相対波動関数による動径積分をそれぞれ A 、 S_Λ 、 S_N 、 T とおくと、 p -shellハイパー核の励起エネルギーは、各スピン依存相互作用の平均的強さを表すこれら4つのパラメータの線形結合によって表現することができる。線形結合の係数は、コア核の殻模型波動関数をもとに殻模型計算によって求めることができる。そこで、いろいろな状態の励起エネルギーについて、 γ 線により測定された値と比較することで4つのパラメータの値を決めることができる。スピン二重項間隔は A 、 S_Λ 、 T で決定され、二組の二重項間のエネルギー間隔^{*14}がコア核の対応するレベル間隔からどれだけずれるかは S_N で決定される。4つのうち1つの相互作用が支配的に二重項分岐に寄与するような特徴的なハイパー核レベル間隔を測定することで、ほぼ独立に各々の大きさを決定することができる。特に、比較的構造が単純でクラスター計算や殻模型計算でよく記述できる核をコア核とする軽いハイパー核では、 ΛN 相互作用以外の不定性を最小限にすることができる。

2.2 実験方法と実験装置

過去に初めてハイパー核 γ 線を捕らえた実験は、 K^- を静止させ標的核に反応させて核破砕生成物としてハイパー核 (これをハイパーフラグメントと称する) を生成し、NaI検出器を用いてその γ 線を検出したものであったが、70年代後半から (K^- , π^-) 反応分光実験が盛んになると、磁気スペクトロメーターでハイパー核束縛状態の生成事象を選択し、NaI検出器で γ 線を同時計測する実験がいくつか行われた。1998年にNaI検出器に代わってHyperballが登場した後も、同様に (K^- , π^-) 反応や (π^+ , K^+) 反応を用いて、

*14 コア核の励起エネルギーに対応したハイパー核の励起エネルギーで、それぞれのスピン二重項についてスピン多重度の重みで重心をとってから求める。

磁気スペクトロメーターとHyperballの同時計測によって実験が行われた。

磁気スペクトロメーターと γ 線検出器の同時計測実験は図3のようなセットアップ [(K^- , π^-) 反応によるBNL-E930('01) 実験の例] で行われる。入射粒子と散乱粒子は飛行時間法 (Time-Of-Flight) やチェレンコフ検出器を用いて粒子識別され反応が同定される。入射粒子、散乱粒子それぞれの運動量と散乱角を、それぞれの磁気スペクトロメーターを用いた軌道解析によって求めて、反応のミッシングマスとして生成ハイパー核の励起エネルギースペクトルを得る。目的とするハイパー核状態の質量領域を選択し、同時に出ている γ 線のエネルギースペクトルを見ると、目的の状態に起因する γ 線遷移を選択的に観測できる。

γ 線を検出するHyperballは、文献6にも述べたように14台の高純度Ge半導体検出器と、そのそれぞれの周りを囲むバックグラウンド抑止用BGOシンチレーションカウンターからなる (図4)。Ge検出器は1 MeV γ 線に対し光電ピーク効率約2%をもつ。さらに我々は2005年に東北大学サイクロトロンRIセンターと共同でGe検出器を増強し、約

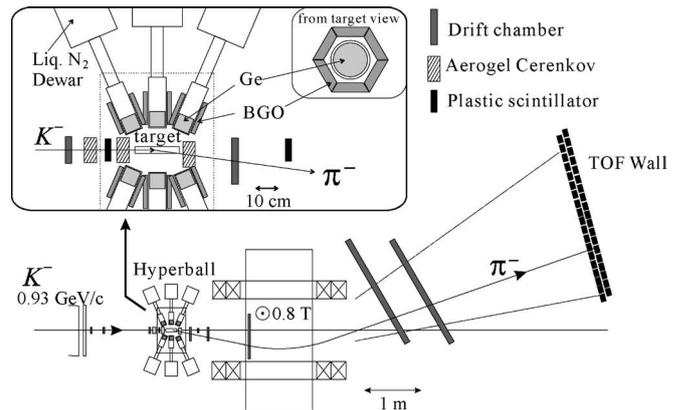


図3 反応のミッシングマスを測定する磁気スペクトロメーターと γ 線測定用のGe検出器群 (Hyperball) による同時計測実験のセットアップ例。BNL D6ラインでの (K^- , π^-) 反応によるハイパー核 γ 線分光実験 E930のものである。

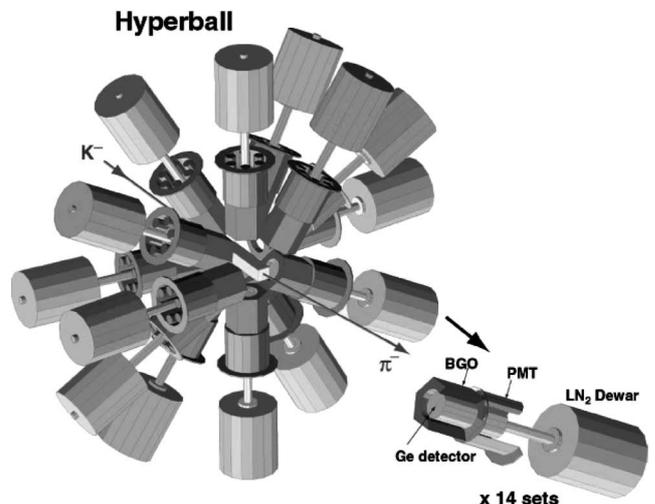


図4 Hyperballの模式図。

2倍の検出効率をもつHyperball2を製作した。

生成時に反跳を受けたハイパー核励起状態は、標的物質内でpsオーダーの時間の間に減速し静止するが、 γ 線を放出した時点での速度に応じて γ 線エネルギーがドップラーシフトを受けるため、スペクトル上に現れる γ 線のピーク形状は励起状態の寿命を反映する。特に静止時間と寿命が同程度の場合、一部の事象は運動中に脱励起を起こすためピークの一部が広がり、ピーク形状から寿命が決定できる。これをドップラーシフト減衰法という。ピーク形状を測るためGe検出器の高い分解能が不可欠である。現在のところこの方法はハイパー核の励起状態の寿命を測定する唯一の方法である。静止時間に対し寿命が十分短い場合、ピーク幅が広くなり検出感度や遷移エネルギーの決定精度を悪化させてしまう。しかし磁気スペクトロメーターの情報からハイパー核の反跳運動量が再構成できるので、ドップラーシフトした γ 線エネルギーを事象ごとに補正することによりピーク幅を狭くして、エネルギーの決定精度と分解能を上げることができる。

2.3 ハイパー核生成反応

γ 線分光では、ハイパー核の生成には1 GeV/c前後の中間子ビームを用いた(π^+ , K^+)反応と(K^- , π^-)反応が用いられる。 p -shellハイパー核の束縛状態は、主に p 軌道核子を s 軌道の Λ に変換する $\Delta L=1$ 反応で生成される。 $\Delta L=1$ 反応に相当する移行運動量は150 MeV/c程度である。前者(素過程 $\pi^+n \rightarrow \Lambda K^+$)は $s\bar{s}$ クォークの対生成過程であり移行運動量も大きい(約350 MeV/c)。ハイパー核生成断面積は小さい。しかし、強い π 中間子ビーム($\sim 2 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ @ KEK-PS K6ライン)を利用することができる。一方、(K^- , π^-)反応(素過程 $K^-n \rightarrow \Lambda \pi^-$)は s クォークの交換反応であり移行運動量も小さいためハイパー核生成断面積が大きい。中間子ビームの強度は弱い($\sim 1 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ @ BNL-AGS D6ライン)。いずれの反応も γ 線分光に使えるが、高計数率下でのGe検出器の動作や放射線損傷を考慮すると(K^- , π^-)反応の方が有利である。

3. Table of Hyper-Isotopes に向けて—これまでの実験

本誌の表紙(下部)に示すように、これまでに安定な標的核から(K^- , π^-), (π^+ , K^+)反応で作られる p -shellハイパー核の大部分が γ 線分光で調べられた。励起エネルギーは γ 線エネルギーから決定でき、スピン・パリティは弱結合を前提として様々な方法で決定することができる。これらのレベル構造から得られた物理的成果は4章で述べる。

通常核の準位の励起エネルギー、スピン・パリティ、寿命の多くは γ 線分光により決定されてきた。近年では多数のGe検出器を球形に配置した“ゲルマニウム・ボール”といわれる検出器群によって広く研究が進められており、これまでの膨大なデータは原子核のバイブルといえる書籍“Table of Isotopes”に集約されている。我々はハイパー核

のデータをさらに蓄積して“Table of Hyper-Isotopes”を出版したいと考えている。蓄積された情報は、 ΛN 間相互作用を理解するために使われるだけでなく、 Λ という不純物が引き起こす原子核の性質変化や、 Λ 粒子自身の核内での性質変化の研究を可能にする。

以下にこれまで行われたいくつかの重要なハイパー核について研究の経緯を述べる。なお、特に断らない場合、アイソスピン T は A =偶核に関しては $T=1/2$, A =奇核に関しては $T=0$ である。

3.1 ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の γ 線分光実験

${}^7_\Lambda\text{Li}$ は γ 線分光によって最も研究が進んだハイパー核である。その構造は、理論的にも殻模型とともに $a+p+n+\Lambda$ 等のクラスター模型の計算により詳しく調べられている。4.1節に述べるように、このハイパー核の基底状態二重項は ΛN 間のスピン・スピ力を調べるのに適している。

我々は、Hyperballを用いた最初の実験として、KEK-PSで ${}^7\text{Li}(\pi^+, K^+)$ 反応を用いた γ 線分光実験(E419)を行った。この実験では、図1(a)に示す ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の4本の γ 線を観測し、3つの励起状態のエネルギーを決定し、⁷⁾特に基底二重項($3/2^+$, $1/2^+$)間隔から ΛN 間のスピン・スピ力の強さ($\Delta=0.43 \text{ MeV}$)を得た(4.1節参照)。また、2,050 keV($5/2^+ \rightarrow 1/2^+$) $E2$ γ 線について、ドップラーシフト減衰法を適用して $5/2^+$ 状態の寿命を測定し、換算遷移確率 $B(E2)$ を得て、 Λ 粒子による原子核の収縮効果を実証した。¹⁷⁾詳しくは文献6を参照されたい。

この実験で用いた ${}^7\text{Li}(\pi^+, K^+){}^7_\Lambda\text{Li}$ 反応では、スピン反転状態である $7/2^+$ と $3/2^+$ はほとんど直接生成されないが、 $3/2^+$ 状態はさらに上の束縛状態 $1/2^+$; $T=1$ からの $M1$ γ 遷移により生成することができた(図1(a)参照)。一方 $1/2^+$; $T=1$ 状態から $7/2^+$ 状態への遷移は強く抑制されるため、この実験では $7/2^+$ 状態の情報は得られなかった。これは、後にHyperballを用いた別の実験(E930('01))で可能となった。¹⁰⁾ $\text{B}(K^-, \pi^-)$ 反応で ${}^{10}_\Lambda\text{B}$ の非束縛状態生成事象を選択したとき、 γ 線スペクトルにE419実験で観測、同定されている ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の692 keV($3/2^+ \rightarrow 1/2^+$)と2,050 keV($5/2^+ \rightarrow 1/2^+$)の γ 線ピークが観測された。この γ 遷移の始状態である ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の $3/2^+$ および $5/2^+$ は、 ${}^{10}_\Lambda\text{B} \rightarrow {}^7_\Lambda\text{Li} + {}^3\text{He}$ (閾値 $E_x \sim 20 \text{ MeV}$)崩壊を通じて“二次ハイパー核”として生成されていることがわかった(図1(c)参照)。 (K^-, π^-) 反応で励起されやすい置換状態¹⁵⁾は ${}^{10}\text{B}$ 標的核の基底状態と同じ核スピン 3^+ をもつので、 $5/2^+$ 状態およびそのスピン二重項パートナーである $7/2^+$ の両方が ${}^3\text{He}$ 放出($\Delta L=0$)により生成されていると考えられた。しかし、スペクトルにバックグラウンドが多く $M1$ ($7/2^+ \rightarrow 5/2^+$)遷移 γ 線¹⁶⁾は観測できなかったため、2,050 keV($5/2^+ \rightarrow 1/2^+$) γ 線と同時に発生して

¹⁵⁾ 原子核中の中性子が Λ 粒子に変わる際に軌道の量子数がまったく変化しないような状態。

¹⁶⁾ $7/2^+$ 状態は、基底二重項の $3/2^+$ 状態へも $E2$ 遷移することができるが、 $5/2^+$ 状態へのスピン反転 $M1$ 遷移が支配的である。

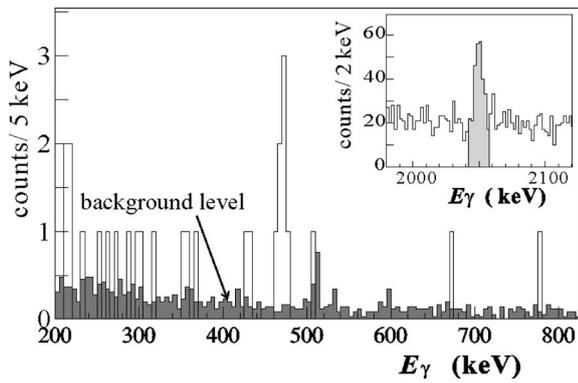


図5 ハイパー核 γ 線分光実験で初めて γ - γ 同時計測に成功したデータ。 $^{10}\text{B}(K^-, \pi^-)$ 反応で観測した $^7\text{Li}(5/2^+ \rightarrow 1/2^+)$ γ 線遷移事象を選び、同時計測された γ 線のスペクトルを見たところ、471 keV γ 線が観測され、 $^7\text{Li}(7/2^+ \rightarrow 5/2^+)$ 遷移と同定された。図1(c)に示すように、 $^7\text{Li}(7/2^+)$ は $^{10}\text{B}^*(3^-) \rightarrow ^7\text{Li}(7/2^+) + ^3\text{He}$ のように生成したと考えられる。⁸⁾

いる γ 線のスペクトルを見たところ(図5)、471 keVにピークが観測された。これが $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$ 遷移である。⁸⁾ こうしてハイパー核で初めての γ - γ 同時測定に成功した。 γ - γ 同時測定は通常核の γ 線分光ではお馴染みの基本的な手法だが、ハイパー核でもこれが可能になったことはハイパー核 γ 線分光を開拓してきた我々にとって大変嬉しいことであった。これにより ^7Li のすべての束縛状態の励起エネルギーが決定され、レベル図1(a), (c)を得た。

なお、我々はこの二次ハイパー核の γ 線測定の成功にヒントを得て、磁気スペクトロメータを用いずにHyperballのみを使って、静止 K^- 吸収反応で生成するハイパーフラグメントの γ 線分光実験(KEK-E509)も行った。 ^{10}B , ^{12}C 等の標的核に K^- を静止吸収させ、ハイパーフラグメントとして生成された ^7Li の $5/2^+ \rightarrow 1/2^+$ 遷移の γ 線を観測した。^{*17,20)} 今後、直接生成やその二次ハイパー核としては生成が困難なハイパー核を研究する際にこの方法が有効になるだろう。

3.2 ^9Be の γ 線分光

^8Be は束縛状態をもたず基底状態すら2つの α 粒子に崩壊する不安定な核種であるが、これに Λ を1個つけ加えると、 Λ が2つの α を“糊づけ”して基底状態 [$^8\text{Be}(0^+)$] ばかりか3.04 MeVの励起状態 [$^8\text{Be}(2^+)$] も束縛する。4.2節で述べるように、この $^8\text{Be}(2^+)$ に Λ が加わってできるスピン $3/2$ と $5/2$ の二重項の間隔は Λ スピン軌道力に非常に敏感である。

^9Be の γ 線分光実験は、まず $^9\text{Be}(K^-, \pi^-)$ 反応を用いて行われた(BNL-E930('98)実験)。図1(b)に示すように、 ^9Be の束縛状態には、 ^8Be の 0^+ と 2^+ に $0s$ 軌道 Λ が結合してできる $1/2^+$ 状態と $(3/2^+, 5/2^+)$ 二重項状態の3つがあるが、そのすべてがこの反応で生成できる。 ^9Be 生成事象を励起エネルギーで選択して γ 線スペクトルにドップラーシ

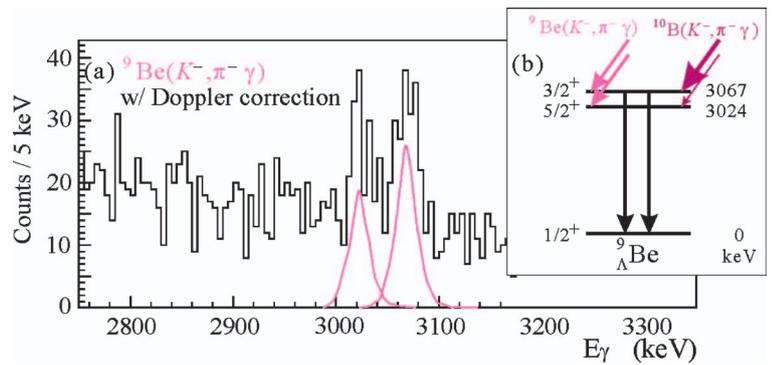


図6 ^9Be の γ 線スペクトル。 $^{10}\text{B}(K^-, \pi^-)$ 反応で生成した ^9Be の束縛状態の事象を選んで γ 線を同時計測した(BNL-E930('98)実験)。 ^9Be 励起二重項状態のスピン順序は、 $^{10}\text{B}(K^-, \pi^-)$ 反応で生成される ^{10}B 励起状態から $^9\text{Be}(3/2^+, 5/2^+)$ が生ずる際の分岐比から同定された。¹⁰⁾

フト補正を行うと、図6のように接近した2本の γ 線ピークが観測された。これらは ^9Be の $E2(3/2^+, 5/2^+ \rightarrow 1/2^+)$ 遷移 γ 線であり、2本のピーク間隔から $(3/2^+, 5/2^+)$ 二重項の間隔43 keVを得た(ただし、この実験からは $3/2^+, 5/2^+$ 状態の順序は決められない)。^{9,10)} この小さな微細構造の意味については4.2節で述べる。

続いて行われたE930('01)実験の $^{10}\text{B}(K^-, \pi^-)$ 反応のデータの中に、前述の ^7Li とともにこれら ^9Be の γ 線も見つかった。ここでは ^9Be の励起状態は ^{10}B の励起状態から陽子放出を経て二次ハイパー核として生成するが、 $5/2^+$ より $3/2^+$ の方が生成しやすいことがわかっている。そこで2つの ^9Be γ 線の収量比から $3/2^+$ が二重項の上の状態であることが判明した。¹⁰⁾ ^7Li のときと同様に、二次ハイパー核の γ 線が予想外の新たな情報をもたらした。

3.3 ^{16}O , ^{15}N の γ 線分光

^{16}O , ^{15}N などの $p_{1/2}$ -shellハイパー核の基底二重項分岐は ΛN 間のテンソル力の寄与が大きい。そこで $^{16}\text{O}(K^-, \pi^-)$ 反応を用いた γ 線分光実験を行った(E930('01)実験)。この反応では一次ハイパー核として ^{16}O 、二次ハイパー核として ^{15}N が生成できる(図7(a))。

^{16}O の束縛状態の事象を選択し、ドップラーシフトを補正した γ 線のエネルギースペクトル(図7(d))を見ると、非常に近接した2本の γ 線ピークが現れた。この反応で生成されやすい束縛状態は、図1(g)に示す 1^-_2 状態と 1^-_1 状態であることから、これら2本の γ 遷移は 1^-_2 状態から基底二重項状態への遷移($1^-_2 \rightarrow 1^-_1, 0^-$)であることがわかり、これらの収量比から $1^-_1, 0^-$ の順序が決定された。この2本の γ 線のエネルギー差26 keVは二重項($1^-_1, 0^-$)の間隔を表しており、 ^9Be の43 keV間隔の二重項と並んで典型的な“ハイパー核微細構造”である。この26 keVという小さな間隔の意味は後述する。また、励起状態二重項($2^-, 1^-_2$)のうちのスピン反転状態である 2^- (生成断面積は小さい)からの $M1(2^- \rightarrow 1^-_1)$ 遷移の γ 線ピークも観測された。これは、スピン非反転、反転状態がともに直接反応で生成され、かつ分離して観測された初めての例である。

*17 ^{10}B 標的からハイパーフラグメントとして作られる $^7\text{Li}(5/2^+)$ の生成量は、 ^7Li 標的でのin-flight(K^-, π^-)の直接反応による生成量に比べて圧倒的に多いことも判明した。

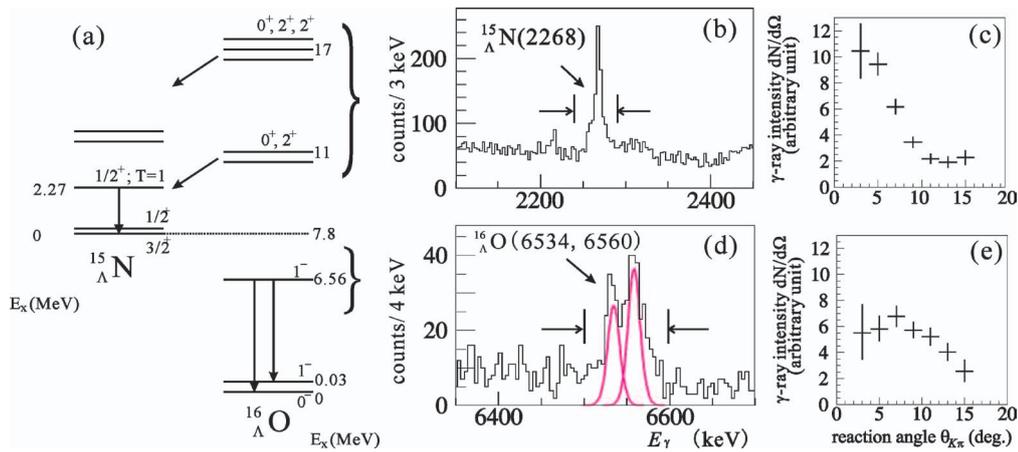


図7 $^{16}\Lambda\text{O}(K^-, \pi^-)$ 反応による $^{16}\Lambda\text{O}$, $^{15}\Lambda\text{N}$ の γ 線分光の結果.¹⁵⁾ (a): それぞれのレベル図と観測した γ 線遷移 (一部). (b), (d): $^{16}\Lambda\text{O}$ の励起状態を選択したとき同時計測された γ 線スペクトル. (c), (e): それぞれ (b), (d) の γ 線ピークの事象に対する反応角 ($\theta_{K\pi}$) の分布.

こうして $^{16}\Lambda\text{O}$ のレベル図が図1(g) のように決定した.^{14, 15)}

この反応では, $n(p_{1/2})$ を $\Lambda(p_{1/2})_{\Lambda}$ に, $n(p_{3/2})$ を $\Lambda(p_{3/2})$ に変換した置換状態である 0^+ 状態がそれぞれ E_X (励起エネルギー) = 11 MeV, 17 MeV に極めて大きな断面積で生成する.²¹⁾ $^{16}\Lambda\text{O} \rightarrow ^{15}\Lambda\text{N} + p$, $^{15}\text{O} + \Lambda$ の閾値はそれぞれ $E_X = 8$ MeV, 13 MeV なので, この2つの 0^+ 状態は陽子を放出して $^{15}\Lambda\text{N}$ に崩壊する. $^{16}\Lambda\text{O}$ の励起エネルギースペクトルでこの 0^+ 状態の領域を選ぶと3本の γ 線ピークが観測され, ピーク形状による寿命の情報や γ - γ 同時測定の結果から, 図1(g) のような $^{15}\Lambda\text{N}$ のレベル図が得られた.¹⁵⁾

収量の多かった $^{16}\Lambda\text{O}$ と $^{15}\Lambda\text{N}$ の γ 線の事象に対し, 反応角 ($\theta_{K\pi}$) の分布をみたものがそれぞれ図7(e), (c) である. 一般に反応時の軌道角運動量移行 (ΔL) が大きくなるに従い反応角は大きくなるが, この角分布はそれぞれが $\Delta L = 1$, $\Delta L = 0$ 反応で生成された状態に起因する γ 線であることを示しており, 上記のレベル同定と一致している. こうして反応角分布をハイパー核の状態や二次ハイパー核の核種の同定に利用することもできた.

3.4 $^{13}\Lambda\text{C}$ の γ 線分光

^{12}C は準二重閉殻構造をもつため核子の分離エネルギーが非常に高いため, $^{13}\Lambda\text{C}$ は p 軌道の Λ が束縛する (核子オーブジェ効果を起こさない) 唯一の p -shell ハイパー核である. (K^-, π^-) 反応において, 前方の反応角 ($< 10^\circ$) で起こる $\Delta L = 0$ の反応と, 後方の反応角 ($> 15^\circ$) で起こる $\Delta L = 2$ の反応により, それぞれ $n(p_{1/2})$ を $\Lambda(p_{1/2})$ に置換した $1/2^-$ 状態と, $n(p_{1/2})$ を $\Lambda(p_{3/2})$ に変換した $3/2^-$ 状態が生成できる. これらは Λ の単一粒子軌道 ($p_{1/2}$, $p_{3/2}$) 状態に対応するので, 両者の励起エネルギー差から Λ 軌道のスピン軌道分岐の大きさが直接調べられる. この2つの状態から基底状態への γ 遷移は, Λ 軌道が $p_{1/2}$, $p_{3/2} \rightarrow s_{1/2}$ と変化する intershell $E1$ 遷移である.

$^{13}\Lambda\text{C}$ の γ 線分光実験は, BNL で $^{13}\text{C}(K^-, \pi^-)$ 反応を用いて行われた (BNL-E929 実験). 実験セットアップは図3とほぼ同じだが, 高いエネルギーの γ 線を検出するため Ge 検出器でなく大型の NaI 検出器群が用いられた. $^{13}\Lambda\text{C}$ の質量領域を選択し, 前方反応角と後方反応角の事象を分けて

γ 線スペクトルを解析することで $1/2^-, 3/2^-$ 状態それぞれから基底状態 ($1/2^+$) へ遷移する γ 線を観測した (図1(f) 参照). これらのエネルギー (10.98 MeV, 10.83 MeV) は Λ 単一粒子ポテンシャルの $1\hbar\omega$ に相当し, その差 0.15 MeV が ($p_{1/2}$, $p_{3/2}$) のスピン軌道分岐の間隔である.¹³⁾ 核子軌道のスピン軌道二重項分岐 (約 6 MeV) に対してわずかに 1/40 の小ささである.

4. ΛN スピン依存相互作用

核力の複雑なスピン依存性は, 中間子交換の描像で説明できるものと信じられてきた. ΛN 間力のスピン依存性を調べれば, この描像がどこまで正しいのかがわかる. ここでは, これまでの γ 線分光実験から求められた ΛN 間スピン依存相互作用の強さと, そこから明らかになった物理的結果を議論する. なお殻模型による相互作用パラメータ (A , S_{Λ} , S_N , T) 導出の詳細は文献22に述べられている.

4.1 スピン・スピ力

^6Li の基底状態 (1^+) は, ほぼ純粋な S (スピン) = 1, L (軌道角運動量) = 0 の状態のため, $^7\Lambda\text{Li}$ の基底二重項間隔はほぼスピン・スピ力のみによって決定され, LS 結合の描像^{*18)} では間隔は $E(3/2^+) - E(1/2^+) = 3/2A$ となる.^{*19)} スピンの順序からわかるように, NN 間の場合とは逆に ΛN 間ではスピンの反平行のときスピン・スピ力が引力となっている. 係数 3/2 を殻模型計算による現実的な波動関数から得られる値に修正し, 実験値 $E(3/2^+) - E(1/2^+) = 692$ keV と比較して, スピン・スピ力の強さ $A = 0.43$ MeV が得られた. ΛN 間相互作用の中間子交換模型^{*20)} はスピン・スピ力の強さに対する予言能力がなく, ハイパー核デー

*18 軽い原子核では LS 結合の描像がよく成り立つ.

*19 コア核が $S=S_c, L=0$ の結合状態の場合, ハイパー核のエネルギーへのスピン・スピ力 ((1)式右辺第二項) の寄与 $\langle \Sigma_i s_N \cdot s_{\Lambda} \rangle A = \langle S_c \cdot s_{\Lambda} \rangle A$ が, 二重項 (J_+, J_-) の間で異なる. よってそれらのエネルギー間隔は $E(J_+) - E(J_-) = 1/2 \langle J_+^2 - S_c^2 - s_{\Lambda}^2 \rangle A - 1/2 \langle J_-^2 - S_c^2 - s_{\Lambda}^2 \rangle A$ となる. コア核が $S=0, L=L_c$ 状態の場合, 上式の S_c を L_c , A を S_{Λ} に変えれば同様に導出できる.

*20 核力を中間子交換の重ね合わせとして記述する理論模型. その中の Nijmegen 模型や Juelic 模型では, 核力を u, d, s クォークの対称性に基づいてハイペロン・核子, ハイペロン・ハイペロン相互作用に拡張している.

タから理論のパラメータを決定する必要があったが、この ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の基底二重項間隔と、過去に知られていた ${}^4_\Lambda\text{H}/{}^4_\Lambda\text{He}$ の基底二重項間隔^{*21}のデータによりこれが確定した。

4.2 スピン軌道力—クォーク間相互作用が顔を出す？

核子間の強いスピン軌道力は、原子核の特徴的な魔法数の起源であり、宇宙の元素存在比にも大きな影響を与えている。では、 ΛN 間のスピン軌道力はどうなっているのだろうか？

${}^8\text{Be}$ の3.04 MeV励起状態(2^+)はほぼ純粋な $S=0, L=2$ 状態なので、 ${}^9_\Lambda\text{Be}$ のスピン二重項($3/2^+, 5/2^+$)の間隔はほぼ Λ スピン軌道力(S_Λ)のみによって決定され、 LS 結合では $E(3/2^+) - E(5/2^+) = -5/2S_\Lambda$ と書ける(4.1節の脚注参照)。現実には $S=1$ 状態の混合によりスピン・スピ力やテンソル力の寄与があるが、その影響は小さい。実験値 $E(3/2^+) - E(5/2^+) = 43 \text{ keV}$ から $S_\Lambda = -0.01 \text{ MeV}$ という小さな値が得られた。この結果は、上記の ${}^{13}_\Lambda\text{C}$ で得られた Λ 粒子軌道のスピン軌道分岐($p_{1/2}, p_{3/2}$)の符号、大きさとも一致している。

一方、 ${}^7_\Lambda\text{Li}$ について基底状態二重項と励起状態二重項のすべてのエネルギーが決定したので、 N スピン軌道力の大きさが導出できる。二重項の重心を使って求めた基底状態二重項と励起状態二重項のエネルギー間隔1,858 keVと、対応するコア核 ${}^6\text{Li}(3^+, 1^+)$ のエネルギー間隔2,186 keVから、 $S_N = -0.4 \text{ MeV}$ を得た。

得られた ΛN スピン軌道力の大きさ(S_Λ, S_N) = (-0.01, -0.4) MeVは従来の中間子交換模型に基づくバリオン間力のモデル(Nijmegen模型)²³⁾では再現することができない。核力のスピン軌道力は重い中間子の交換で生ずるものと信じられてきたが、新たに Λ というバリオンを導入したことでこの描像が成り立たないことが明らかになったといえる。一方、クォーク模型によるバリオン間相互作用の理論では、 Λ スピン軌道力はほぼゼロであり、 S_Λ, S_N を計算すると(S_Λ, S_N) = (0.0, -0.4) MeVが得られる。さらに、肥山らや藤原らのクラスター模型の計算^{24, 25)}によると、Nijmegen模型の予言するスピン軌道力では ${}^9_\Lambda\text{Be}, {}^{13}_\Lambda\text{C}$ の小さなレベル分岐を説明できないが、クォーク模型の予言するスピン軌道力を用いると、実験値と一致した分岐が得られる。核力のスピン軌道力の起源を重い中間子の交換でなくクォーク間の力に求めるべきであることを示唆して大変興味深い。

4.3 テンソル力

核力の強いテンソル力の起源とされる1個の π 中間子交換は核子とアイソスピン0の Λ との間では禁止されるため、 ΛN 間のテンソル力は小さいと予想されるが、本当だろうか？

p -shellハイパー核のスピン二重項分岐のうちテンソル力

のみが効くものは存在しないが、上述の通り ${}^7_\Lambda\text{Li}, {}^9_\Lambda\text{Be}$ の結果からパラメータ A, S_Λ, S_N の値が決定しているので、テンソル力の寄与が大きい ${}^{16}_\Lambda\text{O}(1^-, 0^-)$ の二重項間隔からその強さ T を導出することができる。この間隔は jj 結合では $E(1^-) - E(0^-) = -1/3A + 4/2S_\Lambda + 8T$ と記述される。スピン・スピ力とテンソル力がほぼ打ち消しあうことで、26 keVという非常に微細な間隔を形成している。 $A=0.4 \text{ MeV}, S_\Lambda = -0.01 \text{ MeV}$ を用いて、小さいが有限のテンソル力の強さ $T=0.03 \text{ MeV}$ が得られた。Nijmegen模型のテンソル力をG行列計算を通じて T の値に対応させると0.01~0.06 MeVとなるが、この値と一致している。スピン軌道力の場合とは異なり、テンソル力は中間子交換模型で記述できることを示している。

4.4 ハイパー核レベルの統一的記述に向けて

上述の実験結果から ΛN スピン依存相互作用パラメータ

$$A=0.43, S_\Lambda = -0.01, S_N = -0.4, T=0.03 \text{ MeV} \quad (2)$$

が得られた。これらは、それぞれ別々のハイパー核準位から導出された値であるが、これを用いてすべての p -shellハイパー核低励起状態を再現できなければならない。

${}^7_\Lambda\text{Li}$ の励起二重項状態($7/2^+, 5/2^+$)のコア核の状態 ${}^6\text{Li}(3^+)$ は、主に $S=1, L=2$ 状態のため、 A, S_Λ, T すべての寄与があり再現性の検証に適している。式(2)のパラメータ値と殻模型計算によるそれぞれの寄与を用いてこの二重項間隔を計算すると、490 keVという実験値(471 keV)に極めて近い値になる。同様に、式(2)の値は、他の大部分の p -shellハイパー核レベル間隔もほぼ再現することがわかった。^{*22} 一方、肥山らによるクラスター模型を用いた少数系計算のアプローチでは、Nijmegenの相互作用模型に多少の変更を加えることで、 ${}^4_\Lambda\text{H}(1^+, 0^+), {}^9_\Lambda\text{Be}(3/2^+, 5/2^+), {}^7_\Lambda\text{Li}(3/2^+, 1/2^+), {}^7_\Lambda\text{Li}(7/2^+, 5/2^+)$ を同時にほぼ完璧に再現できることが示されている。²⁶⁾ こうして、核構造データから相互作用の情報を定量的に引き出すとともに、様々なハイパー核の構造が統一的に理解できるようになりつつある。

5. さらなる展開—J-PARCにおける実験

1998年以降Hyperballによってハイパー核 γ 線分光が大きく発展し、様々な p -shellハイパー核の詳細なレベル構造が明らかになった。そこから ΛN 間相互作用、特にそのスピンに依存する部分に関する定量的な知見が得られ、 NN 間相互作用(核力)を半現象論的に記述している中間子交換模型だけでは ΛN 間相互作用は説明できないことも判明した。では今後、ハイパー核 γ 線分光はどう進んでいくのだろうか。

^{*21} ${}^4_\Lambda\text{H}$ と ${}^4_\Lambda\text{He}$ の基底二重項($1^+, 0^+$)の間隔1.1 MeVには、スピン・スピ力に加え ΛNN 三体力の寄与が大きい。これだけではスピン・スピ力の大きさは確定していなかった。

^{*22} ハイパー核レベルによっては、パラメータの値を式(2)から1~2割ずらした方がびったりデータを再現する。よってパラメータは2割程度の精度で決まったといえる。また、式(2)で再現できないレベルもいくつかあり、議論となっている。

2009年に稼動した J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) の 50 GeV 陽子シンクロトロンでは、KEK-PSの数百倍もの強度の陽子ビームから作られる大強度中間子ビームを用いて、様々なハイパー核の研究を大きく進展させることができる。J-PARCで最初に行う Day-1 実験の一つとして、ハイパー核 γ 線分光実験 (E13)²⁷⁾が採択されている。我々は、より高い計数率に耐え、より大きな立体角をもつ Ge 検出器群 Hyperball-J の開発・製作を進めている。

J-PARCの大強度ビームによって本格的な探究が可能となる重要な研究テーマの一つが、ハイパー核 γ 線分光による核媒質中でのハドロン性の性質変化の研究である。自発的に破れたカイラル対称性の部分的回復によって、u, dクォークの構成子クォーク質量は核内で軽くなると考えられている。^{28, 29)} 実際、ベクトル中間子の質量が核内で軽くなることを示すデータも現れている。³⁰⁾ バリオンについてこのような効果を調べることは、パウリ排除律の制限により核子を核内深部に入れることができないため困難だが、制限を受けない Λ を使うと可能になる。バリオンの磁気モーメントは構成子クォーク模型でうまく説明できるが、では構成子クォークの質量が軽くなると磁気モーメントも変化するのだろうか？ ハイパー核の磁気モーメントの直接測定は極めて難しいが、ハイパー核二重項の間で起こる Λ スピン反転 $M1$ 遷移についての換算遷移確率 $B(M1)$ を測ると、核内での Λ 粒子の g 因子の値が得られる。 $B(M1)$ は、二重項の上の状態の寿命をドップラーシフト減衰法 (1.2節参照)で測定することで求められる。まずE13実験で ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の基底状態二重項間遷移 ($3/2^+ \rightarrow 1/2^+$) の $B(M1)$ を高精度で測定し、その後さらに重いハイパー核についても測定したい。

ΛN 相互作用については、上記のようにそのスピン依存性が明らかになったが、まだ不明の部分もある。その一つは ΛN - ΣN 結合力である。この力は核内で大きな $\Lambda NN3$ 体力の効果を生み出し、ハイパー核の構造に影響を与えると同時に中性子星の性質も左右する。^{*23} また、過去のデータで示されている ${}^4_\Lambda\text{H}$ と ${}^4_\Lambda\text{He}$ の大きな質量差から、 ΛN 相互作用に荷電対称性の大きな破れ (Λp 間と Λn 間の力の差)があることが示唆されているが、これは理論的に理解できず長年の謎とされている。E13実験ではこれらの問題にも取り組む予定である。さらに将来は、 sd -shellから ${}^{208}_\Lambda\text{Pb}$ までの広い質量数領域を対象にハイパー核の構造を調べるとともに ${}^7_\Lambda\text{He}$ などの中性子過剰ハイパー核へも研究を広げ、不純物粒子がもたらす核構造の変化 (核の収縮や変形の変

*23 $\Lambda NN3$ 体力は、核内の Λ が核子と π を交換して Σ に励起され、これが別の核子と π を交換して Λ に戻るという過程で生ずる。 Λ - Σ 間の質量差が80 MeVしかないため、 Λ を経由する核子の3体力 (N - Λ の質量差約300 MeV)に比べると効果が大きい。 Λ が Σ に変わる際にアイソスピンが1変化するので、この相互作用は中性子 (または陽子) 過剰核 (アイソスピンの大きな核) に大きな影響を与える。例えば、 ${}^3_\Lambda\text{H}$, ${}^4_\Lambda\text{H}$, ${}^5_\Lambda\text{He}$ の束縛エネルギーが同時に説明できない問題 (${}^5_\Lambda\text{He}$ の overbinding problem) は、アイソスピンがゼロでない ${}^4_\Lambda\text{H}$ のみが $\Lambda NN3$ 体力の効果を大きく受けて束縛エネルギーが下がっているためである。³¹⁾

化、中性子ハローの消失など)や、核内にあるバリオンの性質変化を明らかにしたい。

中性子過剰ハイパー核などの生成率の小さいハイパー核の分光や、 γ - γ 同時測定を必須とする重いハイパー核の分光およびその寿命測定には、これまでにない高感度・高統計の実験が必要となるが、J-PARCの大強度・高純度 K 中間子ビームとHyperball-Jの組み合わせによって数十倍から数百倍の感度の向上が見込まれるので、こうした研究も初めて可能になる。通常核に対して行われてきたような本格的な分光研究がハイパー核においても展開されつつある。

6. おわりに

本稿では、 Λ ハイパー核の世界を精密 γ 線分光に焦点をあてて紹介してきたが、 Λ ハイパー核については (π^\pm, K^\pm), ($e, e'K^+$) といった生成反応による分光や、^{*24} 弱崩壊の研究も進められている。さらに、 $\Xi, \Lambda\Lambda$ ハイパー核の分光、ハイペロン・核子散乱実験、 K 中間子原子核の探究なども含む“ストレンジネス核物理”分野の研究が、J-PARCを中心にJLab (米国)、DAΦNE (イタリア)、GSI・MAMI (ドイツ)などの施設で活発に進められつつある。こうした研究を通して、ストレンジネスが我々の原子核に対する理解を深め、我々の物質観を広げてくれることだろう。

おわりに、この解説で紹介したHyperballを用いたハイパー核精密 γ 分光実験 (KEK-PS E419, E509, E518, E566およびBNL-AGS E930('98), E930('01))をとともに進めてきた共同研究者と、研究をサポートして下さったKEK-PS, BNL-AGSのスタッフの方に感謝したい。

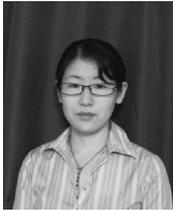
参考文献

- 1) <http://lambda.phys.tohoku.ac.jp/strangeness/jps-cover.pdf>
- 2) P. B. Demorest, *et al.*: Nature **467** (2010) 1081.
- 3) T. Motoba, *et al.*: Phys. Rev. C **38** (1988) 1322.
- 4) H. Hotchi, *et al.*: Phys. Rev. C **64** (2001) 044302.
- 5) O. Hashimoto: Nucl. Phys. A **804** (2008) 125.
- 6) 田村裕和, 谷田 聖: 日本物理学会誌 **56** (2001) 419.
- 7) H. Tamura, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5963.
- 8) M. Ukai, *et al.*: Phys. Rev. C **73** (2006) 012501 (R).
- 9) H. Akikawa, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 082501.
- 10) H. Tamura, *et al.*: Nucl. Phys. A **754** (2005) 58c.
- 11) Y. Miura, *et al.*: Nucl. Phys. A **754** (2005) 75c.
- 12) Y. Ma, *et al.*: Nucl. Phys. A **835** (2010) 422.
- 13) S. Ajimura, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 4255; H. Kohri, *et al.*: Phys. Rev. C **65** (2002) 034607.
- 14) M. Ukai, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 232501.
- 15) M. Ukai, *et al.*: Phys. Rev. C **77** (2008) 054315.
- 16) Y. Yamamoto, *et al.*: Prog. Theor. Phys. Suppl. **117** (1994) 361.
- 17) K. Tanida, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 1982.
- 18) A. Gal, J. M. Soper and R. H. Dalitz: Ann. Phys. (N.Y.) **63** (1971) 53.
- 19) D. J. Millener, *et al.*: Phys. Rev. C **31** (1985) 499.
- 20) K. Miwa, *et al.*: Nucl. Phys. A **754** (2005) 80c.
- 21) W. Bruckner, *et al.*: Phys. Lett. **79B** (1978) 157.
- 22) D. J. Millener, *et al.*: Lecture Notes in Physics **724** (2007) 31.
- 23) Th. A. Rijken, *et al.*: Phys. Rev. C **59** (1999) 21, and references there in.
- 24) E. Hiyama, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 270.
- 25) Y. Fujiwara, *et al.*: Prog. Part. Nucl. Phys. **58** (2007) 439.
- 26) E. Hiyama, *et al.*: Phys. Rev. C **74** (2006) 054312.
- 27) J-PARC proposal E13 (2006), http://j-parc.jp/NuclPart/pac_0606/pdf/p13-Tamura.pdf
- 28) G. E. Brown and M. Rho: Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 2720.
- 29) H. Hatsuda and K. Kunihiro: Phys. Rep. **247** (1994) 221.

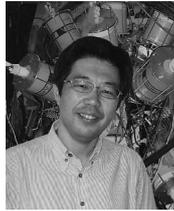
*24 Λ ハイパー核の γ 線分光および (π^\pm, K^\pm), ($e, e'K^+$) 反応による分光についての詳細は、文献32にまとめられている。

- 30) 小沢恭一郎, 延与秀人: 日本物理学会誌 **59** (2004) 172.
 31) Y. Akaishi, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 3539.
 32) O. Hashimoto and H. Tamura: Prog. Part. Nucl. Phys. **57** (2006) 564.

著者紹介



鶴養美冬氏: 専門は原子核物理実験(ストレンジネス核物理)。主にJ-PARCで研究を行っている。現在はJ-PARC K1.8ビームラインにおける実験(E13など)に向けて実験エリアの復旧に邁進中。



田村裕和氏: 専門は原子核物理実験。主にJ-PARCでのストレンジネス核物理の研究を進めている。趣味は美術鑑賞。

(2009年7月13日原稿受付)

Hypernuclear Physics via Precision Gamma-ray Spectroscopy

Mifuyu Ukai and Hirokazu Tamura

abstract: By applying a technique of precision gamma-ray spectroscopy with germanium detectors to the studies of hypernuclei, we have revealed detailed structures of various Λ hypernuclei. The obtained precise level data provide valuable information on the ΛN interaction, particularly the spin-dependent parts of the interaction. In this article, results on hypernuclear gamma-ray spectroscopy are reviewed and its future perspective at the J-PARC facility is presented.



実験室宇宙物理学—大型レーザーによる宇宙模擬実験—

高部 英明 (大阪大学レーザーエネルギー学研究センター 565-0871 吹田市山田丘2-6)

主にレーザー核融合用に建設された大出力で大型のレーザー装置を用いた宇宙模擬実験の研究紹介をする。「レーザー宇宙物理」と名づけられたこの新しい分野が目指す4つの研究形態を説明し、それぞれの具体的な研究例について、阪大が主体で行っているテーマを中心に解説する。超新星残骸で観測されている無衝突衝撃波と荷電粒子加速の理論と模擬実験に関して成果と今後の計画を重点的に説明する。近い将来実現しそうな超高強度レーザーによる「真空の崩壊」実験についても最後に触れる。

1. プレリユード

私は今、図1の米国リバモア研究所にある世界最大レーザー装置「NIF」(National Ignition Facility) [URL-1] の第2回「Science on NIF Committee」(NIF装置による基礎科学委員会)に出席するため、2011年6月9日現在、太平洋上空の機内にいる。表題の「解説記事」を分かり易さを意識しながら頭の中にある範囲で書こうと、パソコンをにらんでいる。

実験室宇宙物理学(現在、「レーザー宇宙物理学」の名称を広めているので、以下、この表現に統一する)はプラズマ物理学を基礎にした新しい学術分野である。が、歴史ある天文学や各物理学分野との連携なしには成長できない。宇宙物理学の研究対象は天文学や物理学の領域構造からイメージできる。天文学の分類は「高密度星、超新星爆発、太陽系、太陽、恒星、星形成、系外惑星、星間現象、銀河、活動銀河核、銀河団、銀河形成、宇宙論」その他観測機器など。日本物理学会の宇宙物理学は「宇宙線、宇宙物理学」の二つ。誤解を恐れず書くなら、宇宙物理学の柱

は「宇宙における爆発的エネルギー生成に伴う極限物理の解明」といえるのではなからうか。

高強度・大出力のレーザー技術はレーザー核融合という「ミニ水爆」の平和利用を推進力に発展してきた。レーザーによる燃料球の爆縮(球殻に閉じ込めた重水素・三重水素の核融合燃料を球殻表面に照射したレーザー・エネルギーのロケット効果で球中心に温度が5 keVで密度が200 g/cm³を実現する)に伴う爆発現象は、まさに「爆発的エネルギーの生成」を実験室で行うことであり、高温・高密度のプラズマ生成に伴う、光・粒子発生は宇宙を模擬した実験につながる。レーザーは1960年にメイマンガルビーレーザーの発振に成功。半世紀で、その大型化はペンシルサイズからNIFのような東京ドームサイズの建屋の装置に巨大化した。

「NIFによる基礎科学委員会」では宇宙模擬実験だけでなく、高圧物性研究(金属水素、相転移の物理など)や超新星内部での核燃焼プラズマ中での核合成物理研究などの実験提案を高く評価している。米国エネルギー省(DOE)の

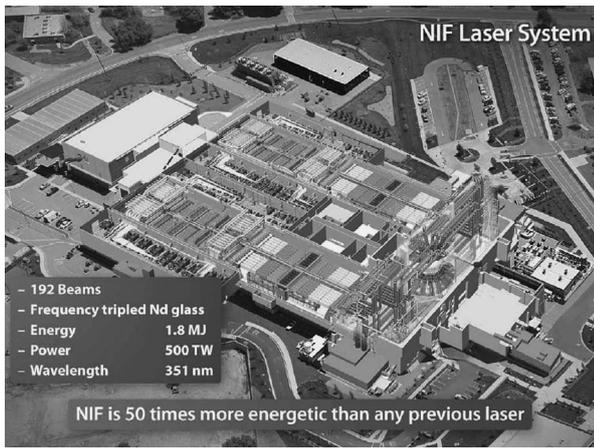


図1 米国リバモア研究所の巨大レーザー装置NIF(ニフ)の鳥瞰図。建物は幅が90 m、長さが150 m。35億ドルで10年掛けて2009年の5月末、完成した。詳しくはURL-1を参照。

次官で理論核物理学者のSteve E. Koonin [URL-2]の強力な指導力で彼が求める「NIFで実験が可能になる広い分野の物理を見たい」と、研究対象を広げている。NIF施設を国際共同利用化するための組織論のワークショップ[URL-3]も去年の5月にDOEの主催でワシントンDCにおいて開催された。しかし、紙面の都合でその内容の詳細は割愛する。

レーザー宇宙物理の推進を支援してくれている評論家・立花 隆氏の言葉(本原稿の最終段落)にあるように、日本においてはまだまだ認知度が低い。本原稿でその魅力を少しでも伝え、多くの方が興味を示し、積極的参画をしてくれることを期待しながら私が現在関係している実験の内容とその理論的背景や宇宙物理との関係を紹介したい。「レーザー宇宙物理学」とは何か。答えは4つに集約できる。

1. 宇宙物理の個々の現象を相似変換したレーザー模擬実験で宇宙物理の理論モデルやシミュレーションが正しいか確認・検証する。
2. 宇宙現象で不確かなデータ解析などを、模擬実験で再現し、データの比較を通じた新しい物理の発見を目指す。
3. 宇宙の未解決問題を高温・高速気流などレーザー生成プラズマの特徴を生かし、挑戦的なプラズマ物理学の研究テーマとして解明していく。これは、「プラズマ物理学」をより豊かで、若者を引きつける学術分野に成長させる牽引力になる。
4. 真空の崩壊や超相対論的な電子・陽電子プラズマの生成を数年先のレーザー技術で可能か理論・シミュレーションで研究する。そして、宇宙初期やガンマ線バースト(GRB)のような高エネルギー物理現象をレーザー模擬実験で可能か探る。研究を通して、将来のレーザーでの模擬実験で、まだ観測されていない現象の予言が可能か探る。

飛行機が乱気流を通過しているようでタイプの手が定まらない。乗っているのはB777。飛行機の歴史は「風洞実験」の歴史でもあった。飛行機の揚力や翼表面の圧力分布など

を支配する方程式は有名なナビエ・ストークス方程式である。無次元化するとレイノルズ数(Re)が唯一の支配パラメータになることはよく知られている。70年代に就航したB747などの開発では、Reを同じ値にした1,000分の1の模型で風洞実験をすることから開発研究は始まった(参考までに、最新のB777は設計の70%が数値計算)。レーザー宇宙物理は宇宙のある現象を全てそのままスケールダウンして風洞実験のように模擬実験をしようというのではない。宇宙物理の現象は色々な物理が絡むからである。その現象で注目したい一つの物理要素に着目し、それを支配するReに相当する値を同じにし、スケールダウン(相似変換)するにはどのような実験で模擬すべきか想像力を発揮する必要がある。風洞実験と大きく違う点は、空間・時間を一兆倍ほどスケールダウンすることである。現象を解析する数理モデルが同じなら1兆分の1など驚くにあたらない。が、技術系の人に話すと「千倍はわかるが一兆倍は受け入れがたい」と批判される。ウロボロスの蛇ではないが、大切なことは「イマジネーション」の力である。アインシュタインは「Imagination is more important than knowledge」と揮毫(揮筆)している。私達が国際連携しながら取り組んでいる上記1~4の具体的な例を紹介しながら、「レーザー宇宙物理」をイメージとして理解していただきたいと、期待している。

2. 宇宙物理数理モデルの確認・検証実験

この内容については、すでに本誌上¹⁾で紹介したので簡単に説明するにとどめる。レーザー宇宙物理の可能性を探り始めたのは1990年代中頃である。²⁾超新星1987Aがそのきっかけを作ってくれた。¹⁾その背景には宇宙物理シミュレーションの確認・検証の必要性があった。佐藤文隆氏は「宇宙物理学とは実験的・観測的に確認された物理や数理モデルを基礎として宇宙の未知の現象を解明する学問である」と述べている。³⁾超高温で超高速、あるときは流体的にあるときは運動論的に振る舞う宇宙プラズマの世界では磁場も絡み、非平衡原子過程なども重要となる。こんな物理を実験できるのは核融合用の大型レーザーしかないと考えた。当然、そこに至る過程で超新星1987Aの爆発以来、交流を重ねて来た宇宙物理の理論の方々との議論がなければその発想には至らなかった。異分野間の議論がいかに大切か改めて確認している。¹⁾SN1987Aに関しては重力崩壊型超新星爆発の流体不安定が大きな課題であった。そこで、2次元シミュレーションの検証から始めた。流体不安定は一例である。ある種の新星爆発では放射輸送が重要となり、部分電離した鉄のX線に対する不透明度(オパシティー)が高度曲線の形状を決める。レーザー・オパシティー実験⁴⁾は、宇宙物理で標準となっている米国リバモア研のOPALコードの確認・検証を通して数理モデルの向上に多大な貢献をしたことも付記しておく。これらの他にも衝撃波や原子過程、状態方程式など色々なコードとの比較がな

されてきている。

3. 観測データの確認実験を通じた発見

私は夜空を眺めても、どれがどの星座か詳しく知らない。私にとっての宇宙物理の魅力は物理学の様々な分野へ挑戦的な課題を突きつけてくれる所にある。そう考えている宇宙物理学者も多数おられると思う。その中で、私達はレーザーで宇宙に迫る。X線観測衛星が捉えた天体から放射されるX線のスペクトルから、被観測天体がどのような極限状態にあるか解析する。そして、理論的考察を行い論文化する。しかし、観測技術の向上(分解能の向上など)は、単純な理論での解析にはなじまなくなってきた。そこで、公開された複雑なシミュレーションコードを「信じて」使い、観測との比較から物理を結論づける。どこまで、コードの物理や数値モデルを理解して利用しているのだろうか。そんな疑問に答える一例として、コンパクト天体連星系

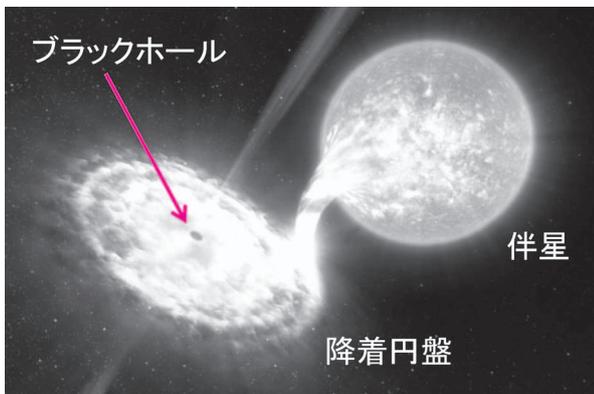


図2 コンパクト星を伴う連星系のイメージ図。図ではブラックホールの強力な重力で伴星の表面の物質が剥がされ、ブラックホールに落下していく。しかし、角運動量を持つためその落下軌跡は円盤状の降着円盤を形成する。降着円盤では異常な粘性が働くことが観測的にわかっており、この粘性が物質の得た重力エネルギーを最終的にX線を主とした放射として周りに放出される。(SUZAKU web-site より転載)

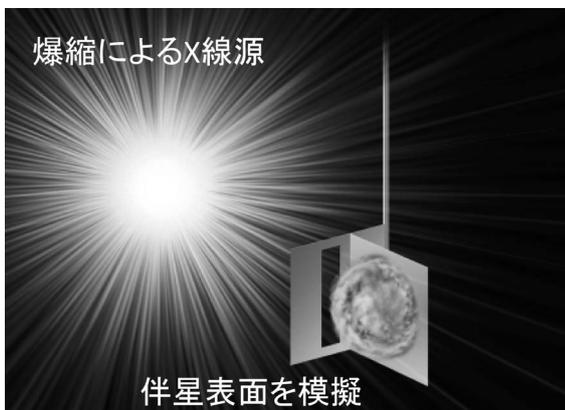


図3 図2の連星系でのX線による伴星表面の「光電離プラズマ」の模擬実験の様子を示す。ブラックホール周りから来るX線は1-2 keVの輻射温度を持つプランク分布に近いと観測データから考えられている。そこで、このような高温の熱輻射を実験室に実現するため、プラスチック球殻を12本のレーザーで爆縮。そこから出る500 eVの熱輻射を右手のシリコン球に照射した。伴星表面を模擬するため、シリコン球は別の弱いレーザーであらかじめ照射し、10 eV程度の希薄なガスとしておく。

の光電離プラズマの物理を取り上げて模擬実験を行い、物理を解明し、観測と比較したので、紹介したい。⁵⁾ 宇宙には「シグナスX-1」に代表される太陽質量程度のブラックホール候補天体が存在することがX線天文学で確認されている。図2の概念図に示すように、そのコンパクトな天体から放射されるプランク分布に近い熱X線(輻射温度は1-2 keV)で主系列状態にある伴星の表面(温度は10 eV程度)を光電離する。伴星表面のプラズマがコンパクト星の強い重力で剥がされながら、降着円盤を成し、その際にもらう重力エネルギーが円盤内の異常粘性で熱化してX線が放射される。伴星の表面からSi, S, Arなどの水素様イオンのライン輝線放射が多数観測される。これは原子物理から見れば「光電離非平衡プラズマ」である。

私達はHe様のシリコンからのライン放射($h\nu=1.8-1.88$ keV)に着目し、模擬実験を図3のように行った。レーザー核融合と同じ「爆縮」を行うことで熱温度がkeV近い高密度・高温の「光学的に厚い」コアプラズマを生成。そこからのプランク分布したX線を低温(10 eV程度)のシリコン・プラズマに照射し、上記の連星系を模擬した。その結果、論文⁵⁾に詳しいように、シグナスX-1, ベラX-1という連星系からの観測スペクトルをほぼ再現することに成功した。実験はシリコンだけなのでシリコン・プラズマの電離方程式を解き、スペクトルを比較した。そして、観測では「禁制遷移」が1.84 keVに山を作ると解釈している(右端のピークは共鳴線)。しかし、実験成果は、Li, Be様のシリコンのK核の光電離による「衛星線」が山を作るのであり、禁制線は現れないという発見であった。

レーザー宇宙物理模擬実験を行ったことで新しい物理過程の可能性が出てきた。それは「衛星線を放射するエネルギー準位間に、X線レーザー放射につながる反転分布が形成されるのではないか。そして、宇宙の果てからコヒーレントで強大なエネルギーのX線レーザーが宇宙空間を照らしているのではないか」という想像をかき立てた。⁶⁾ プランク分布でHe様という範囲で理論計算してみると、極めてきれいな関係式を導出することができた。⁷⁾ 残念ながら、プランク分布では反転分布は望めないという結論にはなった。しかし、温度の低い伴星表面でプランク分布の低エネルギー成分が効率よく吸収されれば、表面から少し内側では進入してきた高エネルギー光子で鉄などの内殻電離が起こり、上準位の電子が残される。つまり、反転分布が起こるのではないかと考えている。⁶⁾ この模擬実験をきっかけに、あまり体系化されていなかった「光電離非平衡プラズマの物理」の学術的な研究が深化した。それを解説論文にまとめている。⁸⁾

4. 超高速無衝突プラズマによる宇宙衝撃波生成と宇宙線の起源

宇宙線は発見されてから100年近くが経つ。最近では、 10^{20} eV近傍の超高エネルギー宇宙線も観測されている。

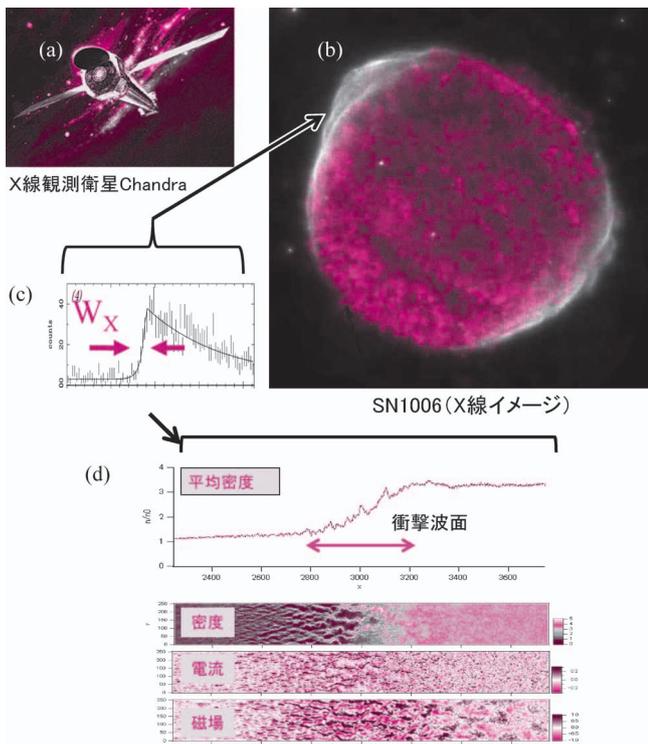


図4 無衝突プラズマ中に形成された衝撃波. 1006年に爆発が記録されている超新星の残骸のX線天文衛星Chandra [(a)]によるイメージ[(b)]とその衝撃波面のX線強度分布の拡大図[(c)]. 地球からの距離は7,200光年. 「バルジ」と言われる銀河円盤から少し離れた位置にある. 平均自由行程の1/3,000程度の幅で衝撃波面が形成されている. (A. Bamba, et al.: The Astrophysical Journal 589 (2003) 827-837を元に作成.) 空間2次元の粒子シミュレーションの結果を示す[(d)]. x-yの2次元空間で, 速度空間は3次元. 右端を粒子の反射条件とした. つまり, 反射粒子の先端より右側には, 常に右と左に向かう流れが同じ点で存在する. 図は無衝突衝撃波が形成された際の, 下から, 磁場, 電流, 密度分布のスナップショット. 図の一番上は密度をy方向に平均した分布. 有限幅(イオン慣性長の約300倍)の衝撃波面が形成されている. 文献12から引用. (Chandraのイメージ図はNASAのHPより.) (フルカラー図絵参照.)

今では, 10^{14} eV位までの宇宙線については超新星残骸が宇宙の加速器の役割を担っていると観測的に解明されている.⁹⁾ 最近では図4(b)のように鮮明な超新星残骸のイメージがX線観測衛星Chandra(図4(a))で得られている. X線強度が急峻に増加する衝撃波面がはっきり見える. この超新星残骸からのX線は超新星爆発のエネルギーが爆風波として宇宙空間に広がることにより星間物質を加熱し, 同時に, 衝撃波面での電磁場で荷電粒子(電子と陽子)が加速されることにより放出されている. X線がなめらかなスペクトルであることから, 磁場中での相対論的電子のシンクロトロン放射が起源と考えられている. 電子のエネルギーを E_e とすれば, 磁場中でのシンクロトロン放射は

$$h\nu = 2[\text{keV}] \left(\frac{B}{10 \mu\text{G}} \right) \left(\frac{E_e}{10^{14} \text{eV}} \right)^2$$

程度の光子エネルギーで最大になる. 従って, $10 \mu\text{G}$ 程度の背景磁場で2 keVのシンクロトロンX線が観測されているということは, 例えば, 図4(b)の超新星残骸では 10^{14} eVまで加速された電子が存在することを示唆している. これが, 宇宙線が衝撃波面近傍で加速されていると考える根拠である.

同時に, 超新星残骸の温度や密度も観測から割り出されており, それから計算されるクーロン衝突による平均自由行程は約40光年である. ところが, 残骸の直径は30光年であり, 図4(c)に示した衝撃波面近傍の強度分布からは, X線の立ち上がり幅(W_X)は0.013光年(1.2×10^{17} cm)しかなく, 平均自由行程の1/3,000程度である. 衝撃波面は, 何らかの「異常粘性」で形成されていることがわかる. 実は高エネルギーに加速された電子は波面より広い領域に拡散するので, 実際の衝撃波面は次に説明するように, さらに W_X より狭いことに注意. このような電磁場を伴うプラズマ中の衝撃波は「無衝突衝撃波」と呼ばれている. プラズマの古典的な衝突である2体のクーロン衝突による平均自由行程より充分短い空間, つまり, 無衝突の空間に形成された衝撃波であることから命名された.¹⁰⁾ 無衝突衝撃波はその強さ(マッハ数)や背景に様な磁場があるかどうかで物理が異なる. 地球磁気圏では太陽風を地磁気が捕捉し, 弓状の「バウ・ショック」を形成していることはよく知られている. 同時に, 人工衛星による直接観測などで詳しいデータもある.¹¹⁾

4.1 シミュレーション

バウ・ショックからの発想で, 宇宙物理でも「宇宙背景磁場があるお陰で無衝突衝撃波が形成されている」と広く理解されている. 私達はプラズマ物理の新しい観点から「いや, 外部磁場はいらない. 宇宙のどこであろうと爆発的なプラズマの放出があると, プラズマ流は星間プラズマと集団的相互作用をし, 自分で磁場を生み出し, 非線型に成長し, 乱れた磁気島ができ, 衝撃波が自己構造形成の結果として生まれる」と主張している.¹²⁾ 理論的根拠を示すためプラズマ粒子シミュレーションを行った. その結果の一部を図4(d)に示す. シミュレーションはx-yの2次元空間で, 速度空間は3次元. 超新星爆発による噴出プラズマと周りの星間プラズマが対向流であることから, 右端を粒子の反射条件とし, 両プラズマの中間速度で走る座標系に乗ったシミュレーションを行った. つまり, 常に右と左に向かう流れが同じ場所に存在する. 図4(d)はかなり時間が経って無衝突衝撃波が形成された際のスナップショットである. 下から磁場, 電流, 密度分布を示す. 座標はイオン慣性長(c/ω_{pi})で規格化した値. 図4(d)の一番上には密度をy方向に平均化した分布を示す. 対向流が始まる初期(同じ意味で, 右端で反射された左への流れの先端)には静電場が支配的な二流体不安定の成長が見られるが, それを追い越すように流れと垂直方向(y方向)にz方向の磁場が成長する「ワイベール(Weibel)不安定性」が支配的になる.

以下の議論で重要となる「ワイベール不安定性」の物理機構を簡単に説明しよう. 図5に-x軸方向から流れているプラズマ(電子と陽子)がy方向に正弦波状に変化しているz軸方向の擾乱磁場でどのように軌道を曲げられるかを示した. 電子と陽子には磁場によるローレンツ力が図のように働き, 軌道が歪み, 磁場が方向を変える面に集まる

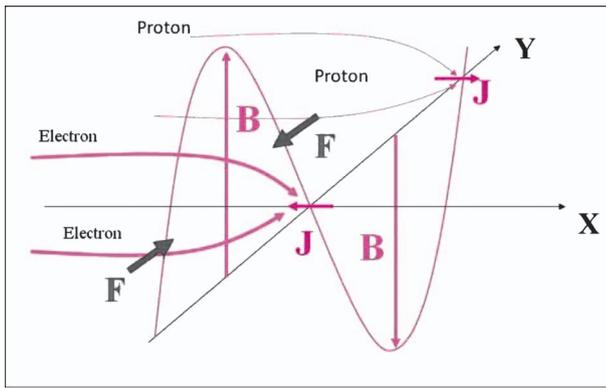


図5 ワイベール不安定性の物理機構を示す。静止プラズマに $-x$ 方向から別のプラズマが流入すると、 y 方向に変動している磁場擾乱はローレンツ力で電流面を作る。その電流面が磁場を強める方向であるため、不安定となる。図では x 方向からも対向流が入射した場合でも擾乱による電流 J は強め合うため不安定である。

うとする。その結果、この面に J のような方向の電流が流れる。この電流はさらに擾乱磁場を成長させようとするのがわかる。つまり、磁場を成長させる「正のフィードバック」の物理機構が働く。同じく x の正の方向から流れてくるプラズマ流についても、電流方向は同じで強める方向に歪むことがわかる。これが、Weibelが1959年に論文化した不安定性である。¹³⁾

ワイベール不安定性の分散関係を解くと y 方向に波長が短いほど成長率が高いことがわかる。図4(d)の左先端部に見られるように、細かい電流・磁場・密度構造が右からのプラズマ流の先端から成長していく。ところが、このような電流フィラメントにより生成される磁場はローレンツ力を介してフィラメント同士を合体させる。これが非線型段階であり、磁場などの乱れたスペクトルを調べれば、乱流用語で言う「逆カスケード」が波数空間で起こる。フィラメントの合体と長波長のワイベール不安定性の線形成長により磁場がさらに強くなる。そして、磁場構造の特徴的なサイズが左から来るプラズマ流のイオンの速度で計算したラーモア運動の直径と同程度になると、もはや、左からのプラズマ流は自由に右に流れていくことができない。平均速度は減少し、その結果、プラズマが停留することになり密度や温度が高くなる衝撃波面を形成することになる。そして衝撃波の後ろ(図4(d)の右端)ではプラズマは熱平衡に近づき、滞留し、速度分布もほぼマクスウェル分布になる。図4(d)は定常状態に落ち着いた時刻での空間分布であり、右の滞留部分に左からプラズマが流れ込んでくるために、時間的にはこの構造を保ちながら衝撃波面が左の方に伝搬していく。電磁場乱流から衝撃波という構造が生まれ、乱流が維持されることで衝撃波構造が定常的に存在できる。

図4(d)の密度分布を y 軸方向に平均化した、 x 方向一次元の分布を図4(d)の一番上に示す。この図から $300c/\omega_{pi}$ 程度の幅で密度が変化していることがわかる。これが衝撃波面でありその構造である。この幅は典型的な宇宙のイオ

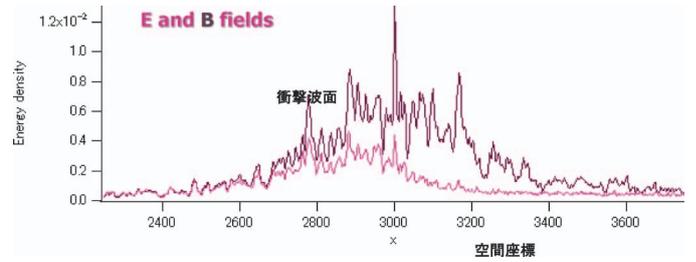


図6 y 軸中央での電場と磁場のエネルギー密度の空間分布。これらは左より入射してくるイオンの運動エネルギー密度で無次元化している。運動エネルギーのわずかに1-2%が磁場のエネルギーに返還されただけで、イオンの軌道は大きく曲げられ衝撃波が生成する。

ン密度(1 cm^{-3})を入れると、約 10^{10} cm である。これは先に図4(c)のX線の立ち上がり幅より桁違いに狭い。X線は高エネルギー粒子が出ているのであり、それは衝撃波面より広がることはよく知られている。衝撃波面を観測で計測することは到底不可能であることがわかる。

通常の衝撃波が満たすべきランキン・ユゴニオの物理量変化の条件を、衝撃波面の前後で満たしていることを確認した(2次元だから密度のジャンプは3倍)。図6に y 方向に平均化した磁場と電場のエネルギー密度を示す。値はイオンの運動エネルギー密度で無次元化している。プラズマの運動エネルギーが磁場のエネルギーに変換されて、その磁場乱流が衝撃波を形成し、維持する。ところが、驚くことは、その割合がイオンの運動エネルギーのわずか1%程度で十分であるということだ。よく宇宙物理で仮定される「エネルギー等分配」とはほど遠い。衝撃波形成のシナリオを整理すると、

1. ワイベール不安定性による自然ノイズからの電流フィラメントと磁場の生成・成長
2. フィラメントのローレンツ力による合体。これは、磁気リコネクションでもある。この非線型段階で波数空間の逆カスケード現象が乱れた「磁気島」のサイズを大きくし、同時に、磁場を強くしていく。
3. 磁気島のサイズがイオン流速で計算したラーモア運動の大きさ程度にまで成長した段階で、衝撃波ができはじめる。つまり、この無衝突衝撃波を流体的衝撃波との比較で表現すると、流体衝撃波の分子粘性の平均自由行程の代わりにイオンのラーモア周回運動の直径が磁気乱流による実効的平均自由行程となり、衝撃波の構造を決めることになる。

外部磁場がなくともプラズマの対向流が原因の粒子と電磁場のエネルギーのやりとりで磁気乱流が成長することを確認できた。その結果、無衝突衝撃波は自己生成されることをシミュレーションで示した。その定量的な解析もできた。同時に、このシミュレーションでは分解能の問題で表現できていないと考えられる、「磁気リコネクション」によるマイクロな乱流形成の可能性も見えてきた。宇宙線の起源を説明する標準理論に拡散的衝撃波加速(Diffusive Shock Acceleration; DSA)がある。¹⁴⁾ DSA理論は観測されて

いる宇宙線のエネルギースペクトルのべき乗分布をうまく説明することから標準理論とされている。この理論では衝撃波面とその前後に電磁場乱流を仮定する。衝撃波面を挟んで、熱速度より速い荷電粒子が波面の前後で乱流磁場により反射される。これを何度も繰り返すことで、一部の粒子は反射ごとにエネルギーを電磁場からもらい、速度空間を拡散するように加速されていく。¹⁴⁾

上に説明したシミュレーションでは磁気乱流が衝撃波を支えているのであり、DSAの環境設定まで自然にできてしまう。ところが、文献15に詳しいように、もう一点条件が必要である。初期速度が熱速度より大きく、どんどん加速されていく種粒子が要る。これは「インジェクション問題」と言われている。上に説明した磁気リコネクションに起因するアルフベン波などのマイクロな電磁場乱流が、ランダウ逆減衰などの波動・粒子共鳴相互作用を通して高速電子や高速陽子を生み出してくれると考えている。従って、さらに高解像度のシミュレーションをより高速のスーパーコンピュータで今後とも行っていく予定である。

4.2 実験 (第1段階)

このようなシミュレーション結果を根拠とした新理論を宇宙物理分野で発表した。皆、興味を持ってくれた。が、「シミュレーション結果をそのまま信用するわけにはいかない。シミュレーションはパラメータを調整して、観測に合うような結果を出してきた歴史的経緯があるではないか」と某先生から言われた。そこで私はそれを挑戦と受け止め、「この理論・シミュレーションが正しいか、無衝突な超高速プラズマ流を実験室に生成し、実験で証明して見せましょう。そうすれば、貴方は信じますか?」と反論した。某先生はそれに対し「今は答えない。実験結果を見せてもらって判断したい」と来た。同時に、「実験ができるならば是非、観測だけでは解明できない、長年の大問題を模擬実験で解決してほしい。理論面で協力したい」という宇宙物理研究者からの応援の声もあり、系統的な実験を開始した。

プラズマ物理学が専門の実験家、坂和洋一君¹⁶⁾を中心に実験を開始することになった。当然、レーザー装置は阪大の激光XII号を利用することから始めた。ところが、激光XII号装置は「レーザー核融合」実験に特化されており、核融合で重要となる、固体密度を超える高密度のプラズマを調べる計測器しか設置されていない状態であった。模擬実験では、レーザー照射・加熱で急速に真空中に噴射していくプラズマ(典型的には密度 10^{20} cm^{-3} 、噴射速度1,000 km/s程度)のダイナミクスを計測しなければならない。計測器の整備・開発をしつつ実験を行うという困難から出発した。幸い、英国や仏国、中国の研究仲間を巻き込み、計測装置の整備された海外の大型レーザー利用を並行して行うこともできた。

2008年9月の中国、上海光機所・神光IIレーザー(神光:発音は「シンガン」)で行った実験では、思いがけず、図7に示したように大変強い静電衝撃波の観測に成功した。¹⁷⁾

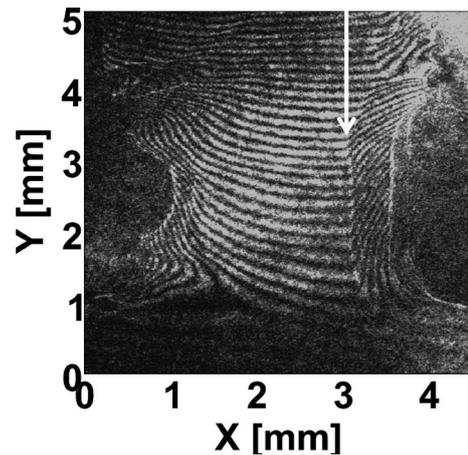


図7 上海の神光IIレーザーを用いた実験で得られた、強い静電衝撃波の干渉イメージ。実験は左右の薄膜にレーザーを同時照射し、左右からのアブレーションプラズマで対向流を生成して行われた。矢印にきれいな衝撃波面が計測されている。

その後さらに激光XII号を用いて再確認の実験を行った。¹⁸⁾シミュレーションでは予想されていなかったが、実験では一般に電子温度がイオン温度よりずっと高い。温度比を実験から予想される値に設定しシミュレーションを行うと静電衝撃波が早い時刻に現れ、それが、同時に成長する斜めイオン波などで崩壊し、その後、ワイバール不安定性がゆっくりと成長しながら、上のシナリオのように衝撃波ができるという物理機構が明らかとなった。¹⁹⁾以上から、超新星爆発の初期状態では極めて強い静電衝撃波が生成され、背景磁場があるときには、上記のDSAとは異なる「サーフィン加速」¹⁵⁾で宇宙線が高エネルギーにまで加速される可能性があることがわかった。まさに、実験とシミュレーションとが連携することで未知の現象を発見した良い例である。このような発見も「レーザー宇宙物理学」の醍醐味だと思う。

同時にシミュレーションで条件を色々変えて、ワイバール不安定性起源衝撃波生成条件のスケール則を明らかにした。²⁰⁾その結果、明らかになったことは、衝撃波が定常状態になるまでを観測しようとしたら阪大の激光XII号では出力エネルギーが少なく、必要となるレーザー出力の100分の1でしかないことが明らかとなった。それでも、何とかワイバール不安定性の線形段階か非線型段階が始まる所を観測できないかと実験を行ってきた。

4.3 実験 (第2段階)

そんな時、2009年の9月にサンフランシスコでIFSA国際会議が開催された。会議前日、米国リバモア研が35億ドルで同年5月に完成させた世界最高出力のNIF公開利用に関するワークショップも開催された。主催者のChris Keaneから「NIFによる魅力的な基礎科学実験の提案をしゃべってほしい」と依頼が来た。「これはうまくすれば、上記のエネルギー不足問題を解決できるかもしれない」と、大喜びで講演させていただいた。NIFレーザーは一本のレーザーの口径が40 cm四方。それが、192本有り、合計、

1.8 MJのエネルギーを10 nsの間に出せる。1.8 MJとは1トンの車が時速200 kmで走行している時の運動エネルギーに相当する。それを1 mm四方に瞬時に照射するから、そこは太陽中心よりさらにエネルギー密度の高い状態になる。「NIFを使えば衝撃波ができて、うまくすれば荷電粒子が加速されるところまで実験できるかも知れない」と喜んだ。

NIFは米国エネルギー省(DOE)のNNSA(国家核安全保障局)の予算で「科学を基礎にした核兵器の維持管理」(SBSS)を目的に建設された装置である[URL-4]。主目的は、地下核実験の代わりに実験室内でミニ水爆実験を行い、核兵器の性能評価のシミュレーション・コード(物理統合型の巨大なプログラム)の確認・検証である。²¹⁾しかし、NIF建設が議論され始めた90年代半ばから、著名な核物理学者Steve Koonin(現在、DOE次官)などの要望で、15%の実験時間は、基礎科学のための国際公募実験とする方針が打ち出されていた。上記のワークショップでNIF所長のEd Mosesは「15%はだれでも申請できる公募制とし、外部の識者による審査委員会が課題選考する。NIFでしかできない挑戦的な基礎科学の申請を期待する」と述べた。「NIFをCERNのLHCのように世界中の研究者が利用する基礎研究の大型装置にしていく決意である」と講演を締めくくった。

我々はこの15%に希望を託した。と同時に、所長から「審査委員に就任してほしい」と要請があった。審査委員会は、冒頭に触れた“Science on NIF Committee”という正式名称の委員会、12名の委員からなる。外国人は2名(Oxfordの教授と私)で、残り10名は宇宙物理、高圧物性、核物理などが専門の米国大学教授が主である。委員長はシカゴ大学のRobert Rosner(専門は宇宙物理)。公募が行われ、締め切りの2010年1月までに世界中から43件の申請があった。審査会が開かれたのは7月、3日間、全ての申請者を国際電話でヒアリングし、点数化するとともに、議論を行い、結局10件8課題(2件が合体)を採択した。坂和君がリーダーで申請した本課題は、高得点で採択された。

申請段階でリバモア研に受け入れ研究者が必要と判断し、友人のBruce Remingtonに要請し快諾を得た。リバモア側は彼の部下の女性研究者Hye-Sook Parkが中心になることに決まった。この話し合いの過程で、Bruceが「最初からエネルギーが千倍近くあるNIFに移行するのではなく、ロチェスター大学のOMEGAレーザー装置で準備実験を行おう」と提案してきた。OMEGAは60ビームで出力が30 kJの世界で2番目に大出力の装置である[URL-5]。早々にBruceが「そうだ、OMEGAのリバモア研利用枠の申請締め切りが週末だ。Hye-Sook, お前、申請書を書いて申し込め」となった。私がHye-Sookに論文など渡すと、驚いたことに彼女は一晩で申請書を仕上げってしまった。読んでみて、私達の論文を良く理解した提案書になっていることに感心した。さらに後で、BruceがOMEGA装置の米国大学利用枠も申請しようと提案してきた。申請責任者にプリン

ストン大学の宇宙物理シミュレーションが専門のAnatoly Spitkovskyに話しを持ちかけると喜んで引き受けてくれた。彼はガンマ線バーストでの電子・陽電子プラズマでシミュレーションを行ってきた。理論家が実験提案の責任者を引き受けたのには驚いた。幸い、両申請とも高い評価点で採択された。

4.4 実験(第3段階)

現時点(2011年6月)で本テーマのOMEGA実験に参加している機関は11機関(日1, 米6, 英2, 仏1, スイス1)、主立った研究者だけで33人。院生も含めると100人近くになる計算だ。組織が大きくなったのは、まずは競争より協力。興味のありそうな友達に声をかけた。そして、計測の観点から専門家に加わっていただいた。NIF実験ではさらに大きくなる見込み。このプロジェクトにHye-Sookが題目の頭文字からACSEL(Astrophysical Collisionless Shock Experiments with Lasers)とニックネームを付けた。

OMEGA実験では、プラズマ噴射の対向流を密度が 10^{20} cm⁻³程度で速度が 10^8 cm/s、さらに充分一次元的なプラズマの形状を維持できるかなど、NIF実験に向けた噴射プラズマの特性を調べる実験を主にしている。30 kJでは図4(d)の衝撃波形成までに至らないからである。同時に、トムソン散乱計測で温度・密度の分布を計測するテストを行い、データも得られた。第1回の実験は2000年12月、大雪の中、行われた。第2回が2001年4月、第3回が5月末、第4,5回は8月の始めと終わりに行われた。毎回、NIF実験のリーダーとして坂和君と若手が地球の裏に飛んで行き、実験を行っている。実験では、きれいな静電衝撃波が計測されている。この静電衝撃波が粒子シミュレーション通りに、消滅し、ワイベール不安定に移行するか、実験と並行して実験に近い条件でシミュレーション研究を行っている。OMEGA実験は2012年度も行き、NIFの実験は2013年の秋から開始予定である(採択期間は3年間)。30年間運転するNIFの減価償却費も含めるとNIFの192ビーム同時ショットは50万ドルかかるそうだ。1ショットも無駄にはできない。

冒頭に触れた第2回の「NIFによる基礎科学委員会」では、昨年採択された8件の代表者に実験の進捗状況の報告をしていただき、質疑応答を行った。本課題についてはHye-Sookが坂和君の代理で報告し、坂和君は国際電話で報告・応答に参加した。超高圧による固体の相転移や状態方程式の研究など、既に顕著な実験成果が得られている課題もあった。これ以外にも「NIFによる核融合点火実験プロジェクト」の現状報告を2名の研究者が所長判断で臨時に行った。数々の困難を解決しながら来年9月(2012年会計年度の終わり)までに、約束通りに点火を実現しようと緊張感漂いながら実験を行っている様子がうかがえた。報告の後には、今後の課題、リバモア研への要望などを12名の委員で議論しまとめ、実質2日間の委員会を終了した。

5. 真空崩壊と相対論的電子・陽電子プラズマの生成

ガンマ線バーストのような相対論的高エネルギー宇宙物理やクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) のような素粒子の集団現象。それら初期宇宙の研究につながるレーザー宇宙物理の話題を最後に紹介したい。ただし、まだ初歩的な実験が行われているだけで、模擬実験をするには、さらに高強度のレーザー開発が必要であることに注意。

1990年頃からCPAという技術で超短パルス (fs)・超高強度 ($PW = 10^{15} W$) のレーザーが可能になった。これを集光することで強度が $10^{20} W/cm^2$ (レーザー電場は $1 kV/\text{\AA}$) 以上になる。レーザー電磁場による電子の振動エネルギーは $10 MeV$ を越えて、電子系は相対論的になる。実験は米国で10年前から行われている。²²⁾ 最近ハリバモア研の Hui Chen 達が精力的に実験成果を発表している。²³⁾ 近い将来、NIFの4ビームを超高強度化するNIF-ARCが計画されており、 10^{13} 個程度の陽電子生成をもくろんでいる。ところが、最近、欧州でレーザー強度をさらに上昇させExa (10^{18}) W のレーザーで $10^{24-25} W/cm^2$ の強度を fs の時間に真空中に実現しようという野心的な計画が推進されている。ELI-project (ELI: Extreme Light Infrastructure) であり、CPA 創始者の Gerard Mourou が全体を牽引している [URL-6]。予算規模は10億ユーロ。

Diracが相対論的量子力学 (Dirac方程式) を提案して以来、BohrやHeisenbergなども巻き込み1930年代に、真空からの電子反物質の取り出しの理論研究が行われた。²⁴⁾ 真空に強力な電場を印可する。すると、 $2mc^2$ のエネルギー・ギャップを越えて、トンネル効果でDiracの海から電子対が真空中にあふれるはずだと理論的に予想。Schwingerは1951年の論文²⁵⁾ で、その閾値が

$$E_{cr} = (m^2 c^3) / e\hbar = 1.3 \times 10^{16} [V/cm]$$

と求めた。この値はレーザー電場では強度が $4 \times 10^{29} W/cm^2$ になる。現在の最高値はMichigan大学の $2 \times 10^{22} W/cm^2$ である。²⁶⁾ 7桁の技術向上は何年先か予測できない。しかし、ELIが現実味を帯びてきたことから、どこまでこの閾値を下げることができるかという定量的研究がここ2-3年、活況を帯びている。

トンネル効果が支配的でない強度のレーザーでも、図8に示した次のような電子対生成の実験が可能である。それは

1. 希薄ガス中にレーザーを集光し、相対論的に振動する電子から放射されるガンマ線とレーザー場を相互作用させ、電子対を生成する。これは素粒子の世界ではIPP (Induced Pair Production) と呼ばれている。(図8のAとC)
2. 真空中に集光するが、わずかにトンネル効果で生まれる電子対が図9の連鎖反応機構で電子対を次々に生成していく。

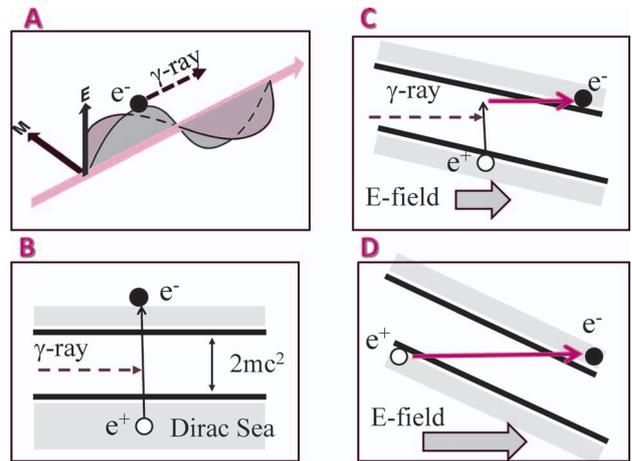


図8 超高強度電場による真空崩壊のシナリオ。(A) 超高強度レーザーが希薄なガス中に集光されるとその電磁場で振動する電子はガンマ線を放出する。(B) ガンマ線のエネルギーが高いと真空から電子・陽電子を引き出す。さらには、(C) ガンマ線はディラックの海にある電子を真空ギャップの仮想準位に励起し、そこから電子はトンネル効果で実空間に電子対として現れる。(D) レーザーの強度がさらに強くなり電場の値がSchwinger limit に近づくと、トンネル効果で真空は崩壊し、真空から電子・陽電子が一挙に出現する。

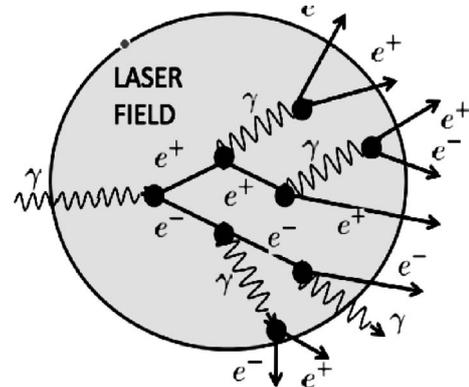


図9 レーザー強度が Schwinger limit より5桁程度弱くても、ガス中に集光し電子から出てくるガンマ線をうまく利用することで、連鎖反動的に真空を崩壊することが出来る。ただし、まだ、イメージ的な段階であり、定量的な研究が待たれる。このシナリオが正しいなら、現在の技術で達成されている強度の2桁上を達成すれば実験的に真空崩壊を検証できる。

3. 上記の対生成は図9に示したように連鎖反動的に起こる。Avalanche (雪崩) 効果と呼んでいる。問題はアバランシュが早いのか、集光レーザーの寿命 (数 fs) が短いからである。

同時に、電磁波の場合は $(\mathbf{E} \perp \mathbf{B})$ では真空崩壊の確率はゼロで、確率は以下のローレンツ不変量の関数である²⁷⁾

$$P = \frac{1}{4} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} = \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$$

$P=0$ では真空崩壊が起こらないので、レーザーを短い焦点距離のレンズで集光し横波の性質をどこまで壊すかが重要な課題となる。

上記のような物理過程・技術的課題を考えると、簡単な理論では閾値を正しく求めることはできない。そこで、関連する全ての非線型量子電磁力学の物理過程を数値モデルにしたシミュレーションが必要となる。先駆的な研究は

Tony Bell²⁸⁾達が開始している。1ミクロンに集光された光子のエネルギーは10 kJにもなるので、当然、生成した電子対の集団現象を調べる必要があり、電子陽電子プラズマの粒子コードにガンマ線輸送や真空崩壊によるレーザー電場への反作用を追加する必要がある。どのような条件で何%のレーザー・エネルギーが電子陽電子とガンマ線、加えて、パイオンなどのエネルギーに変換するのか、定量的な研究が必要だ。その上で、最低閾値のレーザー強度が 10^{24} W/cm²程度と桁が下がり、数年先には技術の進歩で実験が可能となることを期待している。Diracに始まる80年のGedanken experimentをReal experimentにすべく、定量的な閾値を求める理論・(仮想実験)シミュレーション研究を私達は行っている。

このような相対論的電子陽電子プラズマ生成とレーザー宇宙物理の重要な関連を記述しておこう。真空崩壊などから生成された相対論的電子陽電子プラズマをガンマ線バーストや活動銀河核ジェットの実験室模擬実験に利用することである。1 μ m, 1 fsという小さなファイアーボール(火の玉)であるが、アト秒(10^{-3} fs)光源による計測などを駆使すれば、1 fsの間に時々刻々変化していくファイアーボールの中での集団現象、つまり、前の節で触れた不安定性・非線型性・電磁場乱流などの計測が期待できる。

一方、このような実験が可能になれば「レーザー素粒子物理学」という新領域も開拓できるのではないかと期待している。クォーク・グルーオン・プラズマ(QGP)の実験研究が盛んである。RHIC, LHCでたくさんのデータが得られ、200 GeVに加速された金や鉛の原子核集団同士が衝突し10 fm程度の空間に10 fm/c程度の時間、QGPが生成される。²⁹⁾ まず、熱力学的な非平衡状態で生まれ、強い力から導出されるYang-Mill理論の擬似電流や擬似磁場が前節と同じようにワイベール不安定を引き起こし、非線型発展を通して流体的な振る舞いに移行すると考えられている。しかし、このような物理の描像は、流体状態から粒子状態に遷移するフリーズアウト後に飛翔してくる素粒子を個々に計測することで、理論的に描かれたシナリオである。実験的にQGP状態を直接計測することは不可能。なら、色力学ではないが、時間・空間的に100万倍も大きな非線型量子電磁力学が支配する上記の相対論的電子陽電子プラズマの集団現象や乱流の計測との直接比較で数理モデルの正確さを向上させることを試みる価値があると考えている。直接計測は量子電磁力学のプラズマの集団現象であるが、それとのQGPの類似性を考えて、QGPの数理モデル向上から物理に迫ることが、将来のレーザー技術で可能になると期待している。

6. まとめ

現在、サンフランシスコは6月12日(日) 早朝5時である。1時に目が覚めてこの原稿を書き続けている。レーザー宇宙物理の具体例を説明し目指すところを紹介した。研究は

大型レーザーを持つ世界中の研究所で行われており、実験室宇宙物理の国際会議は2年ごとに開催されている[URL-7]。³⁰⁾ 研究成果は論文としてThe Astrophysical JournalやThe Physics of Plasmasを中心に投稿されている。この記事を読んで興味を持たれた方は気軽に著者に連絡頂きたい。「人が混ざる」というのは基礎科学では極めて重要な研究推進の必須条件である。

評論家の立花 隆氏が2007年3月の東京での公開講演会で私に「実験室宇宙物理学」の講演の機会をくださった。私が講演した後の司会である立花氏のコメント³¹⁾を引用して、本解説記事の最後としたい。「高部先生が語られた実験室宇宙物理は、92~93年に最初のアイデアがだされて、アメリカが95年に実験するという展開があったわけです。92~93年に日本で最初の短い論文を読んだ一人が僕です。そのとき、たまたま阪大のレーザー研の外部委員をやっていて、その席上で高部さんが新しい研究計画としてその話をしたんです。すごく面白いと思い、是非やるべきだというような発言をしました。ところが、阪大の内部では長い間、冷たい目を向けられていました。しかし、今は、実験室宇宙物理が新しい学問として立ち上がる時期になっているんですね。だから僕は目の前でまさに新しい学問の芽がでて、すぐには育たないけれども、ひねりながらやっとな芽がでる、そのすべての過程をみたことになります。」

参考文献

- 1) 高部英明, 野本憲一: 日本物理学会誌 **53** (1998) 84.
- 2) 高部英明: プラズマ・核融合学会誌 **69** (1993) 1285.
- 3) 佐藤文隆: 『宇宙物理学』(岩波書店, 2001).
- 4) F. J. Rogers and C. J. Iglesias: Science **263** (1994) 50.
- 5) S. Fujioka, H. Takabe, et al.: Nat. Phys. **5** (2009) 821.
- 6) 高部英明, 森田恭代: プラズマ・核融合学会誌 **77** (2001) 441.
- 7) D. Salzmann and H. Takabe: Publ. Astron. Soc. Japan **63** (2011) 727.
- 8) D. Salzmann, H. Takabe, et al.: Astrophys. J. **742** (2011) 52; *ibid.* **742** (2011) 53.
- 9) K. Koyama, et al.: Nature **378** (1995) 255.
- 10) 木舟 正: 『宇宙高エネルギー粒子の物理学: 宇宙線・ガンマ線天文学』(培風館, 東京, 2004).
- 11) 寺澤敏夫: 『太陽圏の物理』(岩波講座 物理の世界, 2002).
- 12) T. N. Kato and H. Takabe: Astrophys. J. **681** (2008) L93.
- 13) 高部英明: 『さまざまなプラズマ』(岩波講座 物理の世界, 2004) p. 63.
- 14) R. D. Blandford and J. P. Ostriker: Astrophys. J. **237** (1980) 793.
- 15) 星野真弘, 天野孝伸: 日本物理学会誌 **64** (2009) 421.
- 16) 坂和洋一, 他: プラズマ・核融合学会誌 **86** (2010) 578; レーザー研究 **39** (2011) 5.
- 17) T. Morita, et al.: Phys. Plasmas **17** (2010) 122702.
- 18) Y. Kuramitsu: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 175002.
- 19) T. N. Kato and H. Takabe: Phys. Plasmas **17** (2010) 032114.
- 20) H. Takabe, et al.: Plasma Physics and Controlled Fusion **50** (2008) 124057.
- 21) D. Post 著, 高部英明訳: パリティ (2006) 6月号—岐路に立つ計算科学.
- 22) T. E. Cowan, et al.: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 903; T. E. Cowan, et al.: Laser Part. Beams **17** (1999) 773; H. Takabe: in *Hadron and Nuclear Physics 09*, ed. A. Hosaka, et al. (World Scientific, Singapore, 2010) p. 388.
- 23) H. Chen, et al.: Phys. Plasmas **16** (2009) 122702.
- 24) 吉田伸夫: 『光の場, 電子の海—量子場理論への道』(新潮選書, 2008).
- 25) J. Schwinger: Phys. Rev. **82** (1951) 664.
- 26) V. Yanofsky, et al.: Opt. Express **16** (2008) 2109n.
- 27) R. Ruffini, et al.: Phys. Rep. **487** (2010) 1.
- 28) A. R. Bell and J. G. Kirk: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 200403.

- 29) 奈良 寧：日本物理学会誌 65 (2010) 340.
 30) 2年ごとに開催する「実験室宇宙物理」国際会議の集録は、*Astrophysics and Space Science* (Springer) に2年ごとに特集として掲載される。
 31) 立花 隆編：『宇宙の核融合・地上の核融合』の本の高部英明「レーザー核融合から新しい宇宙物理学の誕生へ」(クパプロ社刊, 2008) pp. 153-172.

参照URL

- URL-1) 米国リバモア研のNIF: <https://lasers.llnl.gov/>
 URL-2) S. Koonin: http://www.energy.gov/organization/dr_steven_koonin.htm
 URL-3) NIF ワークショップ: <http://www.orau.gov/NIFworkshop2011/default.htm>
 URL-4) DOE-NNSA: <http://www.nnsa.energy.gov/>
 URL-5) OMEGA: <http://www.lle.rochester.edu/>
 URL-6) ELI: <http://www.extreme-light-infrastructure.eu/>
 URL-7) <http://hedra2012.org/>

著者紹介



高部英明氏： 専門はプラズマ物理学、計算物理学、宇宙物理学。院生時代より宇宙物理などの教科書や文献を参照しながらレーザー核融合の理論・シミュレーション研究を20年続け、その後、徐々にレーザー宇宙物理の理論研究、実験統括に移ってきた。極限的なレーザーでどんな挑戦的な基礎物理研究できるか、他分野の研究者に交わりながら考えている。教育は大阪大学理学研究科・物理学専攻および宇宙地球科学専攻の協力講座。

(2011年6月29日原稿受付)

**Laboratory Astrophysics—Model Experiments of Astrophysics with Large-Scale Lasers—
Hideaki Takabe**

abstract: I would like to review the model experiment of astrophysics with high-power, large-scale lasers constructed mainly for laser nuclear fusion research. The four research directions of this new field named “Laser Astrophysics” are described with four examples mainly promoted in our institute. The description is of magazine style so as to be easily understood by non-specialists. A new theory and its model experiment on the collisionless shock and particle acceleration observed in supernova remnants (SNRs) are explained in detail and its result and coming research direction are clarified. In addition, the vacuum breakdown experiment to be realized with the near future ultra-intense laser is also introduced.

日本物理学会誌 第67巻 第2号 (2012年2月号) 予定目次

口絵：今月号の記事から

巻頭言

副会長に就任して……………家 泰弘

解説

里帰りした「かぐや」の見たもの……………長谷部信行, 山下直之
 宇宙揺らぎの非ガウス性とインフレーション……………向山信治
 励起子ポラリトンの量子凝縮……………山本喜久, 宇都宮聖子

最近の研究から

宇宙の初期ゆらぎは非ガウス分布か?……………日影千秋

学会報告

2011年秋季大会シンポジウムの報告……………領域委員会

JPSJの最近の注目論文から Vol. 80 (2011) No. 11 より

……………川畑有郷

学界ニュース

第52回藤原賞：十倉好紀氏

第15回(2011年)久保亮五記念賞：永尾太郎氏……………香取眞理

第5回湯川記念財団・木村利栄理論物理学賞：千葉 剛氏

……………辻川信二

第6回凝縮系科学賞：北川健太郎氏……………北岡良雄

談話室

第51回生物物理若手の会夏の学校開催報告……………山本暁久

2011年度原子核三者若手夏の学校活動報告

……………上田宏史, 福島 啓, 谷村雄介, 磯村明那

新著紹介

会員の声

陽電子束縛化合物の第一原理計算

立川 仁典 (横浜市立大学大学院生命ナノシステム科学研究科 236-0027横浜市金沢区瀬戸 22-2)
北 幸海 (横浜市立大学大学院生命ナノシステム科学研究科 236-0027横浜市金沢区瀬戸 22-2)

我々は分子軌道法および量子モンテカルロ法といった第一原理計算手法を多成分系に理論拡張・実装することで、陽電子束縛化合物における陽電子結合エネルギーや対消滅率の精密計算を実現し、最新の実験結果と良い一致を見出すことに成功した。いくつかの中性分子への陽電子束縛状態を系統的に計算したところ、陽電子軌道は電子軌道よりも空間的に非局在化し、また陽電子親和力と双極子モーメントの間に強い相関がみられた。

1. はじめに

陽電子 (Positron; e^+) は、電子と質量は同じだが、電荷が電子と逆符号の正電荷を持つ反粒子である。陽電子と電子が衝突すると、一般に全エネルギー1,022 keVの、2本から数本の γ 線を放出して対消滅する。この特性をもとに放出される γ 線を計測することで、詳細な物性値の情報を得ることができる。たとえば陽電子断層法 (PET; Positron Emission Tomography)¹⁾ という呼び名で知られる生体診断法は、陽電子が引き起こす対消滅の性質を利用する検査法であり、腫瘍組織における糖代謝レベルの上昇を γ 線計測により検出することで癌診断に実用化されている。また材料分析にも幅広く利用されており、²⁾ 物質の電子状態や結晶構造、さらには格子欠陥といった様々な状態を調べることができる。このように陽電子はすでにたいへん身近な分析手段として利用されているものの、その基礎的な物理化学過程—特に分子に対する陽電子束縛機構—に関しては、いまだ十分に解明されていない。本稿では、最近の第一原理計算手法および実験技術の進展により、徐々に明らかになりつつある「分子に対する陽電子の束縛状態—陽電子束縛化合物—」を鳥瞰してみることにしよう。

2. 陽電子の束縛状態

陽電子が分子から十分遠くにあると、分子は陽電子からの分極効果を感じ、陽電子に対して弱い引力を示す。陽電子が分子に近づき分子の電子雲の中に入り込むと、陽電子は電子雲と核から強い静電相互作用を受ける。陽電子は正電荷を持つので、核からは斥力を感じるが電子雲とは引き合うため、対消滅の前に一時的な陽電子分子の束縛状態が生じると考えられる。理論的には1.625 Debye (Debyeは双極子モーメントの単位、約 $3.34 \times 10^{-30} \text{ C}\cdot\text{m}$) 以上の双極子モーメントを持つ分子ならば、無限個数の陽電子の束縛状態が存在することが知られている。³⁾

このような陽電子と分子の束縛状態に関連した実験が、1990年代ころから報告されている。ここでは三つの興味ある実験結果を紹介しよう。一つ目は、オークリッジ国立研究所のXu博士のグループで、酸素を含む大きな炭化水素分子 ($\text{C}_x\text{H}_y\text{O}_z$) にポジトロニウム生成しきい値 (ポジトロニウムは電子と陽電子の束縛状態、ポジトロニウム生成しきい値は、分子のイオン化エネルギーからポジトロニウ

ムの束縛エネルギー6.8 eVを差し引いた値) よりも低いエネルギーの低速陽電子を入射したところ、炭化水素分子の様々な解離分子種が現れることを見つけたものである。⁴⁾ 二つ目は、山口大学の末岡教授のグループで、ポジトロニウム生成測定実験により、炭化水素分子系のポジトロニウム生成確率が、フッ化炭化水素分子系に比べ数倍も大きいことを見つけた。⁵⁾ 三つ目は、カリフォルニア大学サンディエゴ校Surko教授の低速陽電子-電子対消滅実験で、彼らは炭化水素分子系とフッ化炭化水素分子系との比較により、炭化水素分子系の対消滅率が2桁から3桁ほど大きいことを見出した。⁶⁾

そして最近Surkoら^{7,8)} は、分子の振動状態が絡んだ振動フェッシュバッハ共鳴 (Vibrational Feshbach Resonance; VFR) を利用して、孤立分子に対する陽電子束縛状態を観測することに成功した。VFRとは、分子の振動状態を励起するのに十分な運動エネルギーで入射した陽電子が、振動状態を励起するとともに自身は負のエネルギーに落ち込み、一時的に束縛状態を生じる機構のことをいう。SurkoらはこのVFRを利用した精密な実験により、アセトニトリルやアセトン分子といった有機化合物に陽電子が束縛されることを見出し、その陽電子親和力 (Positron Affinity; PA, 分子と陽電子束縛分子とのエネルギー差) を見積もったところ、それぞれのPAが正であるという結論を得た。⁷⁾ 興味深いのは、双極子モーメントが非常に小さい炭化水素分子に対しても、陽電子親和力が正となる点⁸⁾ である。

3. 陽電子束縛化合物の第一原理計算手法

陽電子束縛化合物に関する話を進める前に、分子の電子状態を解析する第一原理計算手法である「分子軌道法」、および現在最も精密な解を得られる手法の一つである「量子モンテカルロ法」を紹介しよう。併せてこのような第一原理計算手法を用いて陽電子束縛化合物を解析する際の注意点についても述べておこう。

3.1 多成分系分子軌道法

分子軌道法は、分子内の多数の原子核と電子の間の相互作用をなるべく少ない近似を用いて解く手法である。近年の分子軌道理論の発展による高精度化、および高速・大容量計算機の急速な発達に伴い、分子軌道法は電子状態や分子構造さらには化学反応素過程を含む様々な状態を理論的

に予測・解明できるようになった。そしてその精度は、実験と比較して、いわゆる化学的精度といわれる kcal/mol の誤差範囲で比較できるレベルとなった。

分子を量子力学的に計算するためには、分子に含まれる全ての核と電子を考慮したシュレーディンガー方程式を解く必要がある。分子軌道法では主に以下に示す3つの近似が用いられる。

(1) Born-Oppenheimer (BO) 近似 (断熱近似)

(2) 一粒子近似 (Hartree-Fock 近似)

(3) 基底関数展開 (LCAO 展開)

(1) は、原子核と電子の質量の違いから、原子核と電子の運動を分離する取り扱いである。(2) の近似では、核および他の電子からなる平均場の中での電子の運動を考える。その最適な電子の軌道、すなわち分子軌道、を求める方法を Hartree-Fock (HF) 法と言う。HF 法と正確なエネルギーとの差 (電子相関) を取り込むために、配置間相互作用法、摂動法、Cluster 展開法など、数多くの電子相関理論が提唱されている。(3) は (2) の分子軌道を、既知の原子軌道 (基底関数) の一次結合で表す近似である。基底関数の関数形として様々なものが提唱されているが、現在では多中心積分計算の容易さゆえに、ガウス型関数を用いるのが一般的である。

中性分子 (A) に電子が束縛した分子負イオン (A^-) の電子状態を考えてみよう。分子負イオンは中性分子に比べて電子数が多いため、電子間の反発が大きくなり、特に価電子領域は大きく外側に広がる (非局在化する) 傾向がある。したがって負イオンの計算には、非局在化した電子を表現するための空間的に広がった関数 (diffuse function) を (3) の基底関数として用意する必要がある。

それでは、陽電子束縛化合物を計算する場合はどうだろうか？ 陽電子のように質量の軽い粒子を含む場合、電子と陽電子の運動を同時に記述する必要がある。(1) の BO 近似流に電子と陽電子の運動を分離することは不可能である。(2) の一粒子近似から出発⁹⁾したとすると、電子相関だけでなく、電子陽電子相関といった異種粒子間における相関が多体効果の本質となる。^{10,11)} また従来報告されている (3) の基底関数は電子に対して決定されたものであり、陽電子束縛化合物を計算するためには陽電子用の基底関数を新たに開発しなければならない。¹¹⁾ また多成分系の場合、ガウス型関数のような一中心基底で展開すると厳密解への収束が遅く、電子陽電子間の距離を露わに含めた基底関数で展開することで異種粒子間の多体効果を効率的に取り込むことができる。¹²⁾

3.2 多成分系量子モンテカルロ法

量子モンテカルロ (Quantum Monte Carlo; QMC) 法は、現在最も精密な解を得られる第一原理計算手法の一つであり、孤立系 (原子, 分子)・周期系 (固体) をとわず適用可能な、汎用性の高い、高精度理論手法である。¹³⁾ 従来の分子軌道法では十分に取り込むことが困難であった電子陽電

子相関といった異種粒子間の多体効果も、QMC法により高精度に取り込むことが可能となる。ここでは、我々が開発した多成分系量子モンテカルロ法¹⁴⁾の例を踏まえ、一般的に良く利用されている変分モンテカルロ (Variational Monte Carlo; VMC) 法と拡散モンテカルロ (Diffusion Monte Carlo; DMC) 法について簡単に紹介する。

VMC法は、変分パラメータを含む試行波動関数による物理量の期待値をモンテカルロ積分によって評価する手法である。試行波動関数として一般的に良く用いられるのは Slater-Jastrow 型関数である。これは分子軌道計算などであらかじめ得た単一 (または複数) の Slater 行列式に、多体効果を取り込むための Jastrow 相関因子を付与した関数形である。Jastrow 相関因子に含まれる変分パラメータ等を分散最小化法¹⁵⁾ やエネルギー最小化法¹⁶⁾ により最適化することで、そのパラメータ空間内での変分的な波動関数を得る。そのため VMC 法で得られる物理量の精度は、用いる試行波動関数に強く依存してしまうが、行列式数の増加や精度の良い相関因子の導入により、原子系に対してはおおむね 60-80% 程度の相関エネルギーを取り込める。¹⁷⁾

DMC法では、時間依存シュレーディンガー方程式の虚時間発展を利用することで、VMC法で得られた試行波動関数をより正確な固有状態へと射影する。DMC法では、虚時間プロパゲータに対する短時間近似の下、波動関数の虚時間発展を古典粒子 (“配置” または “ウォーカー”) の拡散・分岐過程とみなして実装を行う。原理上は厳密な基底 (あるいは励起) 状態のエネルギー固有値を算出することが可能である。実際には配置数変動や電子のフェルミオン性に起因した節固定近似などによる誤差が伴うものの、おおむね 95% 以上の相関エネルギーを取り込むことが可能である。¹⁷⁾

我々が開発した多成分系量子モンテカルロ法は、多電子系に対する QMC 法を陽電子束縛化合物へと拡張させたものである。VMC法では自己無撞着に解いた電子と陽電子から成る Slater 行列式に、電子・陽電子間の距離に露に依存した Jastrow 相関因子 (または backflow 相関因子) を付与した試行波動関数を用いる。DMC法では $3N$ 次元空間 (N は電子数 + 陽電子数) における虚時間発展をシミュレートすることで、従来の第一原理法と比べてはるかに精度良く相関エネルギーを取り込むことが可能になった。

4. 陽電子束縛化合物の計算例

以上のような困難を克服し、我々は陽電子束縛化合物に対する第一原理計算を実行してきた。以下、水素化アルカリ分子、およびニトリル基を含む有機化合物への陽電子束縛状態に関して述べよう。

4.1 水素化アルカリ分子への陽電子束縛状態

陽電子の束縛状態の具体例として、水素化アルカリ分子 (LiH , NaH , KH) に陽電子が束縛された系統的な計算例¹⁸⁾を紹介する。ここでは多参照配置間相互作用 (Multi-

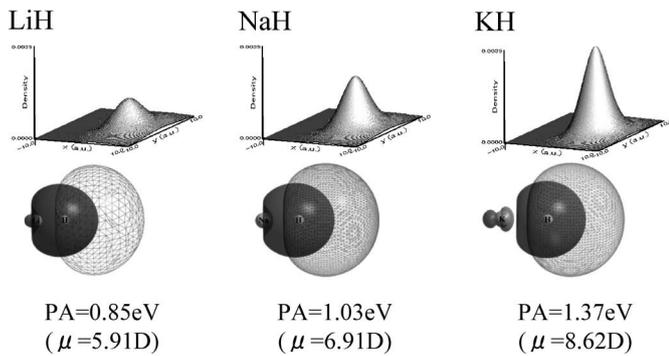


図1 LiH, NaH, KH 分子における陽電子密度分布 (上) と電子 HOMO と陽電子軌道 (下)。陽電子親和力 (PA) と双極子モーメント (μ) も示す。原点に H 原子核を固定した。平衡核間距離として, $x = -3.04, -3.60, -4.25 a_0$ に Li, Na, K 原子核を固定した。電子 HOMO をグレーで、陽電子軌道をメッシュで示す。(カラー口絵参照)

Reference Configuration Interaction; MRCI) 法という、多体効果を効率的に取り込む分子軌道理論を用いている。陽電子束縛状態を考察する前に、水素化アルカリ分子の性質を復習しておこう。水素原子の電気陰性度 ($H = 2.1$) はアルカリ金属原子の電気陰性度 ($Li = 1.0, Na = 0.9, K = 0.8, Rb = 0.8$) よりも大きい。そのため分子内の電子は、アルカリ金属原子よりも、むしろ水素原子に引きつけられる。つまり水素化アルカリ分子中の水素は、通常酸性分子で現れるプロトン (H^+) ではなく、 $[M^+H^-]$ といったヒドリドイオン (H^-) の性質を示す。我々は、様々な理論計算により報告されている LiH 分子だけでなく、同族の水素化アルカリ分子である NaH, KH, RbH 分子への陽電子束縛状態を計算し、同族アルカリ金属における系統的な比較を試みた。

図1に、各水素化アルカリ分子における陽電子密度分布、電子の最高占有軌道 (Highest Occupied Molecular Orbital; HOMO) と陽電子軌道、陽電子親和力、そして双極子モーメント (単位は Debye) の計算値を示す。水素化アルカリ分子を x 軸に配置し、原点に水素原子核を、 $x = -3.04, -3.60, -4.25 a_0$ (a_0 はボーア半径、約 $0.529 \times 10^{-10} m$) にそれぞれ Li, Na, K の原子核を固定した。Li から K へと原子番号が増加すると、アルカリ金属の電気陰性度が減少するだけでなく、原子核間距離も増大する。この複合的な要因により、双極子モーメントは LiH の 5.91 Debye から、KH の 8.62 Debye に増大していることがわかる。

陽電子親和力は全て正の値をとるが、これは安定な陽電子束縛状態が存在することを意味する。LiH, NaH, KH の順に陽電子親和力が大きくなっているが、これはその順番に双極子モーメントが大きくなるためである。また陽電子-核間のクーロン斥力を反映した結果、いずれの分子においても、陽電子軌道は電子の HOMO よりも空間的に非局在化している。実際、水素化アルカリ分子の水素原子付近を見ると、LiH, NaH, KH の順に陽電子密度分布が大きくなっている様子が見て取れる。これは、この順番にヒドリドイオンの性質が強くなり、分子内での分極が顕著になったためである。

4.2 陽電子束縛状態および対消滅率の精密計算

多成分系量子モンテカルロ法による陽電子束縛状態の精密計算例として、まず陽電子束縛ヒドリドイオン $[H^-; e^+]$ の計算例を紹介する。平均場近似の計算では、この陽電子束縛イオンにおけるポジトロニウムと水素原子の束縛エネルギーが負になることが知られており、 $[H^-; e^+]$ は陽電子束縛計算における多体効果の重要性を明確に示すことができる例である。また最も良く理論研究された系の一つでもあり、例えば有限基底の完全配置間相互作用 (Full-CI) 法では、¹¹⁾ ポジトロニウムと水素原子の束縛エネルギーとして $0.522 eV$ という値が報告されている。一方、我々が行った多成分系 DMC 計算による値は $1.067(3) eV$ であり、これは先に述べた露わに粒子間距離を含めた基底を用いた数値的精密値 $1.067 eV$, ¹²⁾ および Schrader らによって測定された実験値 $1.1(2) eV$ ¹⁹⁾ とも誤差範囲内で一致している。

陽電子束縛化合物において、陽電子親和力やポジトロニウム束縛エネルギーと並ぶ重要な性質の一つが、2光子消滅率である。2光子消滅率は電子と陽電子の空間的な重なりに比例するため、2光子消滅率を理論的に計算するためには電子陽電子相関がきわめて重要な寄与をおよぼす。実際、近年筆者らが行った $[H^-; e^+]$ および $[Li^-; e^+]$ の解析 ²⁰⁾ では、平均場近似による2光子消滅率は精密値の10%程度しか再現しない。一方、電子陽電子相関を精度良く取り込むよう試行波動関数に改良を加えたところ、多成分系 VMC 計算のレベルでも、 $[H^-; e^+]$ では精密値の100%、 $[Li^-; e^+]$ では約98%の2光子消滅率が得られた。

次に3原子分子系である $[HCN; e^+]$ の精密計算例 ¹⁴⁾ を紹介しよう。先のアルカリ金属水素化物の例でもそうであったように、極性分子への陽電子束縛において重要な寄与をおよぼすのが分子の双極子モーメントである。シアン化水素 (HCN) 分子はしきい値以上の双極子モーメント (約 3.3 Debye) を持っており、そのため陽電子と束縛状態を形

表1 陽電子付着系 $[H^-; e^+]$, $[Li^-; e^+]$, $[HCN; e^+]$ のポジトロニウム (Ps) 束縛エネルギー、陽電子親和力、2光子消滅率。

系	手法	Ps 束縛エネルギー (eV)	2光子消滅率 ($10^9 s^{-1}$)
$[H^-; e^+]$	HF ^{a)}	-2.260	0.297(3)
	VMC ^{a)}	1.000(2)	2.46(5)
	DMC ^{b)}	1.067(3)	—
	Full-CI ^{c)}	0.522	—
	ECG ^{d)}	1.067	2.472
$[Li^-; e^+]$	Expl. ^{e)}	1.1(2)	—
		陽電子親和力 (eV)	2光子消滅率 ($10^9 s^{-1}$)
	VMC ^{a)}	2.766	0.06(1)
$[HCN; e^+]$	VMC ^{a)}	6.208(13)	2.12(2)
	ECG ^{d)}	6.515	2.151
$[HCN; e^+]$	DMC ^{f)}	0.038(5)	—

a) Ref. 19, b) unpublished data by the authors, c) Ref. 10, d) Ref. 11, e) Ref. 18, f) Ref. 13

表2 CISD/[6-31++G**/15s15p3d2f1g] レベルで計算した様々なニトリル化合物の陽電子親和力と双極子モーメント。

系	陽電子親和力 (meV)	双極子モーメント (Debye)
HCN	36	3.29
CH ₃ CN	135	4.23
HC ₂ CN	87	4.12
C ₂ H ₃ CN	155	4.36
C ₂ H ₅ CN	164	4.35

成することが期待される。多成分系DMC法を用いた精密解析では、HCN分子の陽電子親和力は38(5) meVとなり、非常に弱いものの陽電子が束縛可能であることがわかった。シアン化水素は猛毒であるためか陽電子束縛に関する実験は報告されていないが、もし陽電子親和力が測定されれば、この程度の値が得られるであろう。

4.3 有機化合物への陽電子束縛状態

次に有機化合物への陽電子束縛状態の研究例を示そう。すでに我々は、尿素分子やアセトン分子²¹⁾ さらにはシアン化水素分子^{14, 22)} といった、双極子モーメントの比較的大きな有機化合物に、陽電子が捕らえられることを理論的に示唆してきた。しかし、当時はこのような有機化合物への陽電子束縛状態に関する直接的な実験的証拠は見い出されていなかった。ところが先に述べたように、最近Surkoら^{7, 8)} は、アセトニトリルやアセトン分子といった有機化合物への陽電子束縛状態を見出し、陽電子親和力を見積もったところ、正の陽電子親和力を持つことを初めて実験的に示した。

最近、我々はSurkoらの実験に刺激され、いくつかのニトリル化合物への陽電子束縛状態の理論計算を実施した。²³⁾ 表2に、ニトリル化合物への陽電子親和力と双極子モーメントを示す。すべての陽電子親和力が正なので、ここに示されているニトリル化合物には安定した陽電子束縛状態が存在することを意味する。アセトニトリルの陽電子親和力の計算値(135 meV)は、Surkoらの測定値(180 meV)の75%を再現している。さらにプロピオニトリルの陽電子親和力の計算値(164 meV)は、ごく最近のSurkoらの測定値(235 meV)の70%を再現した。²⁴⁾ また先の水素化アルカリ分子で見たように、ニトリル化合物においても陽電子親和力と双極子モーメントとの間に相関があることが解った。

5. 終わりに

陽電子束縛化合物について、いくつかの研究例をもとに話を進めてきた。ある固定された分子構造に対して陽電子束縛状態や対消滅率を精度良く理論的に解析することは、今日ではそれほど困難な課題ではなくなった。量子モンテカルロ法を用いた陽電子束縛計算は、まだ数原子程度の非常に小さな孤立分子系にしか適用されておらず、その解析例も多くはない。しかしながら、その高い並列化効率から大規模系への適用も現実的に可能であろう。そう遠くない

将来、アミノ酸や核酸塩基分子といった比較的大きな生体分子への陽電子束縛状態の解析なども現実的になるに違いない。その一方、Surkoらが実験で報告している分子の振動励起状態を介した陽電子の束縛機構では、対応する理論計算はこれまでほとんど報告されていない。このような束縛機構に基づいて測定された分子の陽電子親和力を理論的に正しく見積もるためには、ある分子構造一点に対して陽電子束縛を理論的に解析するだけでは不十分である。分子の構造緩和効果や分子振動の零点補正^{25, 26)} のみならず、分子の振動励起状態に対する陽電子束縛過程を解析することが必要となる。高次の電子陽電子相関といった多体効果を取り込みつつ、このような分子の動的過程を考慮した理論計算も、今後の興味深いテーマの一つである。

一方、分子科学の観点から陽電子化合物の結合状態を考えるには、従来の化学結合の概念とは違った新しい化学結合—陽電子結合—といったものを提唱する必要があるかもしれない。その基礎的な新しい分子物理化学を今のうちに確立しておくことは、今後の陽電子科学の発展にとってもきわめて価値の高いことであろう。陽電子と分子の相互作用を通して、我々の夢は膨らんでいく。

参考文献

- 1) R. L. Wahl: *Principles and Practice of Positron Emission Tomography* (Lippincott, Williams and Wilkins, Philadelphia, 2002).
- 2) P. G. Coleman, ed.: *Positron Beams and Their Applications* (World Scientific, Singapore, 2000).
- 3) O. H. Crawford: Proc. Phys. Soc. **91** (1967) 279.
- 4) J. Xu, L. D. Hulett, Jr., T. A. Lewis, D. L. Donohue, S. A. McLuckey and O. H. Crawford: Phys. Rev. A **49** (1994) R3151.
- 5) O. Sueoka, M. K. Kawada and M. Kimura: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **171** (2000) 96.
- 6) S. J. Gilbert, R. G. Greaves and C. M. Surko: Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 5032.
- 7) J. R. Danielson, J. J. Gosselin and C. M. Surko: Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 233201.
- 8) G. F. Gribakin, J. A. Young and C. M. Surko: Rev. Mod. Phys. **82** (2010) 2557.
- 9) H. A. Kurtz and K. D. Jordan: J. Chem. Phys. **75** (1981) 1876.
- 10) S. L. Saito: Chem. Phys. Lett. **245** (1995) 54; T. Saito, M. Tachikawa, C. Ohe, K. Iguchi and K. Suzuki: J. Phys. Chem. **100** (1996) 6057.
- 11) M. Tachikawa: Chem. Phys. Lett. **350** (2001) 269, and references therein.
- 12) J. Mitroy: Phys. Rev. A **73** (2006) 054502; J. Mitroy, G. G. Ryzhikh: J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **34** (2001) 2001.
- 13) W. A. Lester, Jr., L. Mitas and B. Hammond: Chem. Phys. Lett. **478** (2009) 1.
- 14) Y. Kita, R. Maezono, M. Tachikawa, M. Towler and R. J. Needs: J. Chem. Phys. **131** (2009) 134310.
- 15) C. J. Umrigar, K. G. Wilson and J. W. Wilkins: J. Chem. Phys. **60** (1988) 1719.
- 16) J. Toulouse and C. J. Umrigar: J. Chem. Phys. **126** (2007) 084102.
- 17) M. D. Brown, J. R. Trail, P. L. Rios and R. J. Needs: J. Chem. Phys. **126** (2007) 224110.
- 18) R. J. Buenker, H.-P. Liebermann, V. Melnikov, M. Tachikawa, L. Pichl and M. Kimura: J. Phys. Chem. A **109** (2005) 5956.
- 19) D. M. Schrader, F. M. Jacobsen, N.-P. Frandsen and U. Mikkelsen: Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 57.
- 20) Y. Kita, M. Tachikawa, N. D. Drummond and R. J. Needs: Chem. Lett. **39** (2010) 1136.
- 21) M. Tachikawa, R. J. Buenker and M. Kimura: J. Chem. Phys. **119** (2003) 5005.

- 22) H. Chojnacki and K. Strasburger: *Mol. Phys.* **104** (2006) 2273.
 23) M. Tachikawa, Y. Kita and R. J. Buenker: *Phys. Chem. Chem. Phys.* **13** (2011) 2701.
 24) J. R. Danielson, J. J. Gosselin and C. M. Surko: private communication (2011).
 25) T. Nishimura and F. A. Gianturco: *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 183201.
 26) F. A. Gianturco, J. Franz, R. J. Buenker, H.-P. Liebermann, L. Pichl, J.-M. Rost, M. Tachikawa and M. Kimura: *Phys. Rev. A* **73** (2006) 022705.

(2011年6月6日原稿受付)

First-Principles Calculation for Positronic Compounds

Masanori Tachikawa and Yukiumi Kita

abstract: We have extended the conventional first-principles methods, such as molecular orbital and quantum Monte Carlo methods, to the multi-component systems. We have carried out the accurate calculation of positronic binding energy and pair annihilation rate for positronic compounds by using these multi-component methods, and found that these values are in reasonable agreement with the corresponding experimental ones. The positronic orbital is much more delocalized than the highest occupied molecular orbital, and the correlation between positron affinity and dipole moment is clearly shown.

最近の研究から

宇宙原理の観測的検証

柳 哲文

〈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 〉

中尾 憲一

〈大阪市立大学理学研究科 558-8585 大阪市住吉区杉本3-3-138 〉

宇宙原理は現代宇宙論の根幹となる作業仮説であり、その観測的検証は観測的宇宙論において最も大きな挑戦の一つといえるだろう。本稿ではIa型超新星の距離-赤方偏移関係、CMB観測、赤方偏移ドリフトなどを用いた宇宙原理の観測的検証に関する最近の研究について報告する。近年の観測技術の発展は宇宙原理の観測的検証を可能にしつつあり、それゆえ、宇宙原理を前提としない宇宙モデル、すなわち非一様な宇宙モデルの理論的な研究が重要になってきた。このような宇宙モデルにおける観測量について簡単に解説しながら、これまでに得られた制限と将来の展望について報告する。

1. はじめに

宇宙原理とは「宇宙は大域的に一様等方である」という仮説である。現代の標準的宇宙論は宇宙原理の下で宇宙の至るところで太陽系と同じ物理法則が成り立つと仮定して、重要な観測事実を驚くほど自然に説明することに成功した。そして現在は、さらに詳細な観測データに基づいた、より精密な宇宙モデルの構築が進められている。しかし、宇宙の大域的な一様性を決定付ける観測的証拠は未だに存在しないのである。ジョルダノー・ブルーノが神学的な考察によって一様等方宇宙という結論に至ってから400年以上経った今、科学的な見地から宇宙原理の観測的検証についての研究が注目を集めている。

宇宙原理の検証を考えるとということは、宇宙原理を批判的にみるということである。しかし多くの読者はこれに大きな抵抗感を覚えるかもしれない。コペルニクスによって地動説が提案されてから400年以上経つが、宇宙原理を否定することは、今になって天動説を唱えることのようにも思える。しかし抵抗感を抑えてもう少し読み進めて欲しい。

宇宙が大局的に一様であるということは、遠く離れた異なる点から眺めた宇宙の様子が互いに等しいことを意味する。つまり、我々の宇宙が一様かどうかを直接調べるためには、遠く離れて置かれた複数の観測機器を用いた観測が必

要なのだが、観測機器を我々の住んでいる銀河系から遠く離れたところに設置して観測を行った例は未だかつてないし、今後もあり得ないだろう。つまり、宇宙の一様性の検証といった場合、必然的にそれは間接的な検証である。一方、等方性というのは、ある点を中心に回転してみても同じに見えるという対称性である。^{*1} 我々を中心として宇宙の見え方が等方的かどうかは、もちろん直接観測が可能である。

本稿のタイトルは宇宙原理なのだが、実は近年、宇宙原理にかかわってコペルニクス原理という仮説が採用されている。混乱を避けるために宇宙原理とコペルニクス原理の関係について述べておこう。宇宙原理は先にも述べた通り、宇宙が一様等方であることを要請する。一方コペルニクス原理は、宇宙が一様等方である必要はないが、我々のいる場所は宇宙の中ではとりたてて特別な場所ではないことを要請する。宇宙原理はコペルニクス原理よりも強い要請であることが分かっていたらと思う。

ところで、我々は宇宙がまだ熱く熱平衡状態であった時の残照、宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background radiation, 以後CMB放射と略す)^{*2}を観測し、双極子的な非等方成分を除くと、それが我々から見て極めて等方的であ

^{*1} 回転するのは自分でも自分以外でもどちらでもよい。

^{*2} 5章参照。

ることを知っている。この双極子成分がCMB輻射に対する我々観測者の固有運動に起因するものだとすると、我々が等方的な宇宙のほぼ中心にいることを強く示唆している。そうすると、もしコペルニクス原理が正しければ、我々の宇宙は至るところから見て等方的ということになる。これは我々の宇宙が一様等方であることを意味する。つまりCMB輻射の観測結果のおかげで、もし我々の宇宙がコペルニクス原理に従っているのなら、より強い仮説である宇宙原理にも従うことになる。

しかし本稿では宇宙原理を批判的にみる立場から、「我々の場所から眺めると等方的だが、それ以外の場所ではかならずしも等方的には見えない宇宙」を想定し議論を進める。つまり、我々は球対称で非一様な宇宙の中心にいと仮定する。このような宇宙モデルは非コペルニクスの宇宙モデルと呼ばれる。

2. 暗黒エネルギーの必要性

非コペルニクスの宇宙の話をする前に、暗黒エネルギー問題の簡単な解説をしよう。なぜならば、この暗黒エネルギー問題が、非コペルニクスの宇宙モデルを考える強い動機となっているからである。

暗黒エネルギー問題の発端は、Ia型超新星の観測から得られる距離-赤方偏移関係である。Ia型超新星の観測結果は、もし宇宙が一様等方ならば宇宙の膨張が加速していることを意味する。そこでこの章では、膨張する一様等方な宇宙を考えることにする。また、重力理論として一般相対論を採用する。

まず、物質とともに運動するラグランジュ的な極座標 (r, θ, ϕ) を導入する (物質に対する共動座標系)。そして、我々のような観測者がその原点にいるものとする。今、膨張している宇宙を考えているので、 r = 一定の球面の面積は時間的に増大する。この面積を $4\pi R^2$ と書くことにしよう。 R はこの球面の面積半径と呼ばれる。共動座標 r の取り方には任意性があり、 r のかわりに適当な r の増加関数 $r(r)$ を新しい動径座標として採用してもそれはやはり共動座標である。この自由度を用いて R が r に比例するようにとると、一様等方宇宙の場合、

$$R(t, r) = a(t)r \quad (1)$$

と書ける。 $a(t)$ はスケール因子と呼ばれる。時間に対する偏微分をドットを用いて表すと、共動座標 r に位置する天体の観測者から見た後退速度 $v := \dot{R}$ は

$$v(t, r) = \dot{R}(t, r) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} R(t, r) \quad (2)$$

と表される。 $H := \dot{a}/a$ はハッブルパラメータと呼ばれ、(2)式はハッブルの法則に他ならない。

一般相対論によればこの半径 R は

$$\ddot{R} = -\frac{GM}{R^2} \quad (3)$$

に従う。ここで、 G はニュートンの万有引力定数である。また、 M は以下のように与えられる。

$$M = \frac{4}{3} \pi R^3 c^{-2} (\rho + 3P). \quad (4)$$

ここで、 c は光速、 ρ と P はそれぞれ宇宙に一様等方に分布する物質のエネルギー密度 (静止質量エネルギー密度と熱力学的内部エネルギー密度の和) と圧力であり、時間 t だけの関数である。(3)式は、 M を半径 R の球領域内に含まれる質量だと思えばニュートンの万有引力の法則と同じ形である。半径 R の球面上の物質の流体素片は球形領域内に含まれる質量の生み出す逆二乗則の重力を受けて運動するのである。しかし、 M は静止質量密度だけでなく、熱力学的内部エネルギー密度と圧力にも依存していることに注意してほしい。

宇宙が加速膨張をしているとは $\dot{R} > 0$ ということである。しかし、(3)式と(4)式から、エネルギー密度や圧力が正ならば、^{*3} 重力は引力として働き、 $\ddot{R} \leq 0$ であることが一目で分かる。一様等方宇宙の加速膨張を実現するためには $\rho + 3P < 0$ を満たし、斥力的な重力作用を生み出す未知の物質が宇宙空間を満たしていなければならない。この奇妙な物質は暗黒エネルギーと名付けられ、この加速膨張の起源に関する問題は暗黒エネルギー問題と呼ばれるようになった。

\dot{R} を直接観測するには、天体の後退速度を長時間観測し、その変化を調べる必要がある。^{*4} しかし、これまでに我々はそのような観測をしたことがない。それでは何故、我々は宇宙が加速膨張をしていることが分かるのだろうか。それはコペルニクス原理のおかげである。宇宙が一様等方であれば、遠方の天体を見るということは、近傍の天体の過去を観測していることと等価である。従って、いろいろな位置にある天体を観測することによって、一つの天体の後退速度を長時間観測するのと同じ情報が得られることになる。しかしながら、非コペルニクスの宇宙の場合、このような置き換えはできない。同じような置き換えをしてしまうと、暗黒エネルギーの存在しない宇宙でも加速膨張しているように見える場合があるのだ。それを次章で見よう。

3. 加速膨張と非コペルニクスの宇宙モデル

非コペルニクスの宇宙モデルは1998年のIa型超新星の距離-赤方偏移関係の観測結果が発表された直後に富田氏、¹⁾ Célérier氏²⁾ 等により独立に提案され、現在も暗黒エネルギー問題の解決策の一つとして注目されている。この章では、暗黒エネルギーの存在を仮定せず、いかにして非コペルニクスの宇宙モデルが距離-赤方偏移関係を説明するのか見てみよう。

観測的宇宙論において光源の後退速度 v はドップラー効

^{*3} 通常は正である。

^{*4} 後で述べるが、近未来の技術をもってしても10年以上の観測時間が必要だと思われる。

果による光の赤方偏移として観測される。宇宙論で用いられる赤方偏移の指標は、一様か非一様であるかに関わらず $z \equiv v_e/v_d - 1$ と定義される。ここで、 v_e は天体から放射された瞬間の光の振動数で、 v_d は観測者がその光を検出したときの振動数である。近傍の銀河からの赤方偏移 z と後退速度 v の関係は、 $z \approx v/c$ なので、 $R-v$ 関係は距離-赤方偏移 ($R-z$) 関係に対応している。膨張宇宙では、観測者から見てより外側にある銀河ほど z が大きいので、しばしば z も距離の指標とする。

等方だが非一様な宇宙、すなわち非コペルニクスの宇宙の場合、観測者を中心とした銀河までの面積半径 R をあえて (1) 式のように書くと

$$R(t, r) = a(t, r)r \quad (5)$$

となる。また、銀河の後退速度は

$$v(t, r) = \dot{a}(t, r)r \quad (6)$$

となる。ところで、観測者が光で観測するのは、基本的に観測者を中心として過去に向かって広がる光円錐上である (図2)。この光円錐を $r = \ell_{1c}(t)$ と表すことにする。そうすると、上にあげた二つの観測量の比

$$H(t, r) := \frac{v(t, r)}{R(t, r)} = \frac{\dot{a}(t, r)}{a(t, r)} \quad (7)$$

の光円錐に沿った微分は

$$\frac{dH(t, \ell_{1c}(t))}{dt} = \left[\frac{\ddot{a}}{a} - H^2 + \dot{\ell}_{1c} H' \right] \Big|_{r=\ell_{1c}(t)} \quad (8)$$

となる。ここで、ダッシュは r についての偏微分である。右辺第3項は H の r 依存性、つまり宇宙の非一様性から生じる項で、一様等方な場合は存在しない。ゆえに一様等方な場合は左辺の観測量 dH/dt が正ならば、 \ddot{a} が正でなくてはならないことが分かる。一方、宇宙が非一様な場合、光円錐上の観測ではハッブルパラメータ $H(t, r)$ の空間依存性と時間依存性を独立には測れないので、例えば観測者から離れるに従って宇宙の膨張速度が遅くなっていけば ($H' < 0$)、たとえ $\ddot{a} < 0$ 、すなわち $\dot{R} < 0$ であっても、 $dH/dt > 0$ となって見かけ上加速膨張しているように見える場合がある ($\dot{\ell}_{1c} < 0$ に注意しよう)。つまり、暗黒エネルギーを導入しなくても、非コペルニクスの非一様性を導入することによって、見かけ上の宇宙の加速膨張が実現できるのである。具体例については次の章で紹介する。

4. Lemaitre-Tolman-Bondi 解

この章では、非コペルニクスの宇宙の研究で頻繁に用いられる Lemaitre-Tolman-Bondi (LTB) 宇宙モデルを簡単に紹介する。以後、暗黒エネルギーは存在しないものと仮定する。また、ここでも重力理論として一般相対論を採用する。我々が観測している領域では、ほとんどの物質は非相対論的 (静止質量エネルギー \gg 運動エネルギー) である。それゆえ重力源としての物質はダスト ($P=0$ の物質) とみ

なしてよい。以後、物質はダストだと仮定し話を進める。

上の仮定とアインシュタイン方程式から面積半径 $R(t, r)$ に対して

$$\frac{1}{2} \dot{R}^2 - \frac{GM(r)}{R} = \mathcal{E}(r) \quad (9)$$

が得られる。ここで、 $\mathcal{M}(r)$ 、 $\mathcal{E}(r)$ は r の任意関数である。また、ダストのエネルギー密度は

$$\rho(t, r) = \frac{\mathcal{M}'}{4\pi R^2} \quad (10)$$

で与えられる。(9) 式は $\mathcal{M}(r)$ を球領域内に含まれる質量だと思えばニュートン理論のエネルギー積分と同じ形をしており、 $\mathcal{E}(r)$ は動径座標 r に位置するダストが持つ単位質量あたりのエネルギーと見なすことができる。以後、宇宙論の慣習に従って $\mathcal{E}(r) = -c^2 k(r)r^2/2$ と書こう。この k はエネルギーと関係した物理量というだけでなく、その符号が空間の曲率の符号に対応することが知られている。

今、 \mathcal{M} も k も r の任意関数であるが、(1) 式で用いたのと同じ動径座標 r の座標変換の自由度が残されている。この座標変換の自由度を用いて $\mathcal{M}(r) \propto r^3$ としよう。前章と同様に、一様等方な場合にならって (5) 式を採用すると、(9) 式は、

$$\left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{m}{a^3} - \frac{c^2}{a^2} k(r) \quad (11)$$

と書き換えられる。ここで、 $m = 2GM/r^3 = \text{定数}$ である。この方程式の解は以下のように与えられる。

$$a(t, r) = \frac{m}{c^2 k(r)} (1 - \cos \eta), \quad (12)$$

$$t - t_B(r) = \frac{m}{c^3 \sqrt{k^3(r)}} (\eta - \sin \eta). \quad (13)$$

k がゼロのときは注意深く極限をとる必要があるが、上式は k の符号によらない一般的な表式である。これは LTB 解と呼ばれている。

この解は k の他にもう一つの任意関数 t_B を含んでいる。 t_B は $t = t_B(r)$ のときに $a = 0$ になる時刻、すなわち、宇宙空間の大きさがゼロのビッグバンの時刻である。この時刻は動径座標 r の関数であってもよいので、非コペルニクスの宇宙ではビッグバンの時刻も場所によって異なる。一見しただけでは分からないが、(10) 式を注意深く調べてみると、 $k = \text{定数}$ で t_B だけが非一様な場合は、エネルギー密度の非一様性は時間が経つにつれて減衰する。つまり、 t_B の非一様性は減衰モードに対応している。一方、 $t_B = \text{定数}$ で k だけが非一様な場合、その非一様性は過去にさかのぼるほど小さくなる。すなわち、非一様性は膨張宇宙の中で成長することになる (成長モードに対応)。

この二つの任意関数を選択することによって、暗黒エネルギーを導入することなく、加速膨張をしている一様等方宇宙と同じ距離-赤方偏移関係を再現する宇宙モデルを構築することができる。²⁻⁴⁾ ここで、距離-赤方偏移関係は一つの関数自由度を固定する情報しか与えてくれないこと

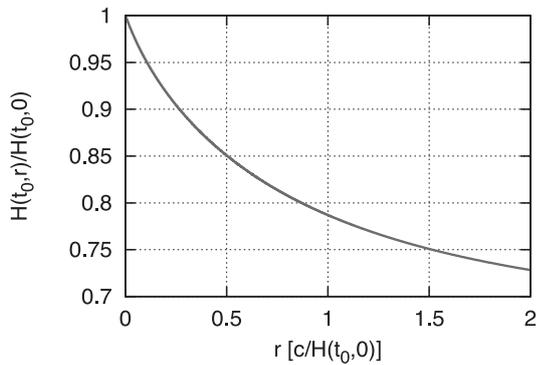


図1 観測された距離赤方偏移係を説明するLTB宇宙モデルにおける、現在時刻 $t=t_0$ でのハッブルパラメータ $H(t_0, r)$ の動径座標依存性。

に注意しよう。それゆえ、例えば初期宇宙では宇宙は一様であったと仮定し、 t_B = 定数とする。この選択は過去にインフレーション期があったという仮定と整合的なので、非コペルニクスの宇宙の研究では、しばしば採用される。^{*5} ここでは、光源までの距離として角径距離 d_A を採用する。^{*6} そうすると、Ia型超新星の距離-赤方偏移関係、すなわち赤方偏移 z の関数としての角径距離 $d_A(z)$ を再現するという条件から $k(r)$ に対する微分方程式が得られる。この微分方程式を解くことによって、観測により得られた距離-赤方偏移関係を満たす非コペルニクスの宇宙モデルが得られるのである。これはつまり、距離-赤方偏移関係の観測だけでは暗黒エネルギーが存在する一様等方宇宙と、ダストだけの非コペルニクスの宇宙を全く区別できないことを意味する。このようにして作られたLTB宇宙モデルでは、前章で指摘したように、ハッブルパラメータの値が観測者から離れるに従って小さくなっていることが実際に確認できる^{*7} (図1)。

5. 非コペルニクスの宇宙でのCMB観測

前節で言及したことを今一度繰り返すが、距離-赤方偏移関係は、それだけでは必ずしも暗黒エネルギーの存在を意味するものではなく、我々の宇宙が非コペルニクスのであれば暗黒エネルギーなしで説明できてしまう。従って、暗黒エネルギーの正確な存在量を知りたいければ、我々の宇宙に非コペルニクスの非一様性がどれだけ存在するかを知る必要がある。この節ではCMBを用いた検証を紹介する。

我々の宇宙はビッグバンと呼ばれる大爆発から始まったと考えられている。そのビッグバンから38万年ほど経った頃までは物質と熱平衡状態にあった光子が、物質の電気

的中性化によって自由に伝播できるようになり(「宇宙の晴れ上がり」と呼ばれる)、現在まで宇宙を漂い続けている。これがCMB放射である。CMB光子は晴れ上がり以降は相互作用がほとんど無くなるために熱平衡状態にはないのだが、そのスペクトルはほぼプランク分布を保ち続ける。ただし、その「温度」は、赤方偏移によって現在約2.7 Kになっている。

今日我々が観測するCMB光子が最後に散乱された場所は、我々からほぼ等距離の2次元球面と見なすことができ、最終散乱面 (Last Scattering Surface) と呼ばれている。CMBの観測結果は、この最終散乱面における物理状況(密度揺らぎのパワースペクトルなどの初期宇宙の情報)を強く反映している。ところが、本稿で我々が注目している大域的に非一様な宇宙モデルの初期条件についての研究は、ほとんど無く、それをどのように設定すべきかが分かっていない。前章の最後に述べたように、宇宙の晴れ上がり以前は宇宙はほぼ一様等方であると仮定することが多いので、ここでもそれを仮定しよう。この仮定に基づいた宇宙モデルをここでは「制限されたモデル」と呼ぶことにする。したがって、現在の大域的な非一様性が成長モード、つまり k の非一様性だけで表されるようなLTB解を「制限されたLTB宇宙モデル」と呼ぶ。

5.1 角度パワースペクトルのピーク位置

先にも述べたが、CMBは双極子的な非等方性を差し引いた残りは極めて等方的である。それが宇宙の等方性の強い根拠を与えているわけだが、厳密に言えば、わずかに揺らぎが存在し、天球面上の温度分布 $T(\theta, \phi)$ として表される。理論的な解析に都合が良いのは、温度の角度依存性よりも、それを球面調和関数によって展開したときの展開係数の二乗平均平方根であり、 C_l と書かれるのが慣習である。初期宇宙における放射や物質分布の揺らぎに対する理論的な研究により、 C_l は方位量子数 l の関数として振動的な振る舞いを示し、振動の m 番目のピーク位置における l の値 l_m はおよそ

$$l_m \approx m\pi \frac{d_A}{r_s} \quad (14)$$

と与えられることが知られている。^{*8} ここで d_A は最終散乱面までの角径距離であり、 r_s は最終散乱面における音響ホライズンの半径^{*9} である。つまり、ピーク位置は光子の最終散乱面付近でのバリオン-光子音響振動の特徴的な波長 ($\approx r_s$) と角径距離の比率によって決定される。各ピークの振幅はより複雑な物理過程により決定されるが、初期密度揺らぎのパワースペクトルにも強く依存するのでここでは議論しないことにして、ピーク位置の l_m だけに注目しよう。

晴れ上がり以降の宇宙は、非相対論的な物質が支配的なので、背景時空として制限されたLTB宇宙モデルを考え、

^{*5} 我々の宇宙が、過去にスカラー場のポテンシャルエネルギーによって加速膨張(インフレーション)する期間があったと考えられると、多くの観測事実をととも自然に説明できることが知られている。

^{*6} 光源天体の直径が A 、その光源天体を見込む角度が θ のとき、その光源天体までの角系距離は $d_A \equiv A/\theta$ と定義される。LTB宇宙モデルの場合、これは光源天体までの面積半径 $R(t_e, r)$ と等しい。ここで、 t_e は光源天体が光を出した時刻である。

^{*7} LTB宇宙モデルでは一般に、動径方向と角度方向の膨張率を個別に定義することができる。ここでは動径方向の膨張率に対するハッブルパラメータのみを描いたが、角度方向の膨張率も定性的には同様の振る舞いを示す。

^{*8} 観測では $l_1 \sim 220$ という値が得られている。⁵⁾

^{*9} ビッグバンから晴れ上がりまでの間に光子と強く相互作用しているバリオン中を音波が伝播できる距離。

CMB光子が生み出す重力は無視する。また、LTB解の任意関数 $k(r)$ はあらかじめ $z \leq 2$ においてIa型超新星の観測によって得られた距離-赤方偏移関係と整合的なものを選んでおく。ただし、 $z > 2$ に対応する領域では $k(r)$ に対する観測的制限は何もないことに注意しておく(これが後々重要になる)。

簡単のため非相対論的物質の主要な構成要素は暗黒物質およびバリオン、そして相対論的物質として光子ガス(輻射)だけに注目しよう。すると最終散乱面付近の注目すべき物理量は輻射温度 T_{LSS} 、バリオン-光子比率 η (輻射に対するバリオンの質量比)、物質-光子比率 α (輻射に対する全ての非相対論的物質の質量比)である。最終散乱面での輻射温度 T_{LSS} は観測されているCMBの現在の温度 $T_0 \sim 2.7$ Kと最終散乱面からの光の赤方偏移 z_{LSS} を用いて

$$T_{LSS} = (1 + z_{LSS}) T_0 \quad (15)$$

と与えられるので、以後 T_{LSS} の代わりに z_{LSS} を用いることにする。制限されたモデルにおいて η と α は、宇宙の晴れ上がりの頃には、場所によらない定数である。音響ホライズンの半径はこれらと z_{LSS} の関数

$$r_s = r_s(z_{LSS}, \alpha, \eta) \quad (16)$$

である。

制限されたLTB宇宙モデルは、宇宙の晴れ上がりの頃まで過去にさかのぼるとほぼ一様等方であり、中心近傍は過去から現在まで常に一様等方宇宙で近似できる。^{*10} それゆえ、観測者である我々の近傍の軽元素の重量比に関する観測と一様等方宇宙での軽元素合成の理論から、宇宙の晴れ上がりの頃の η を予言することができる。ここではそうやって得られる値を $\eta = \eta_0$ としよう。最終散乱面での非相対論的物質はLTB宇宙モデルの重力源なので、任意関数 $k(r)$ が与えられていれば、そのエネルギー密度 ρ は(10)式、(12)式、(13)式によって決まってしまう。それを使って α は

$$\alpha(z_{LSS}) = \frac{\rho(t_{lc}(z_{LSS}), r_{lc}(z_{LSS}))}{\sigma T_0^4 (1 + z_{LSS})^4} \quad (17)$$

と書かれる。ここで、 σ はシュテファン-ボルツマン定数である。また、 $t = t_{lc}(z)$ 、 $r = r_{lc}(z)$ は、観測者を頂点とする過去向きの光円錐の軌跡を赤方偏移 z の関数として表したものである。

ここで、光子とバリオンの間の相互作用が切れた瞬間が最終散乱面であることを思い出してほしい。相互作用が切れる条件は、 z_{LSS} 、 $\alpha(z_{LSS})$ 、 $\eta = \eta_0$ の関係式として与えられる。 α の z -依存性は分かっているので、この関係式は、 z_{LSS} を一意に決めることになる。結局、 $k(r)$ が全領域で与えられれば(16)式を通して r_s の値が一意に決まるのである。また、背景時空の幾何学から $d_A(z_{LSS})$ も一意に与えられるので(14)式より各 l_m が求まることになる。

勝手な $k(r)$ を選べば、このようにして求めた l_m が観測と一致する保証はない。しかし $k(r)$ の関数形が $z > 2$ の領域で自由に与えられることを利用すると、(14)式の値が観測値と一致するように調整することができる。つまり観測される l_m は暗黒エネルギーのない非コペルニクスの宇宙モデルで説明できるのである。

5.2 kSZ効果からの制限：光円錐の内側を見る

これまでに、距離-赤方偏移関係やCMB揺らぎのピーク位置では暗黒エネルギーが存在する一様等方宇宙と非コペルニクスの宇宙モデルの区別がつけられないことを見た。その理由は中心にいる観測者からの過去向きの光円錐上の観測量だけを用いて制限をつけようとしたからである。上の二つの宇宙モデルを区別するためには斥力的な力の有無を調べる必要があるのだが、光円錐上の物理量だけではこの情報が得られないのである。ある時刻の位置と速度しか分かっていない質点に、どのような力が働いているのか分からないのと事情は同じである。

非コペルニクスの宇宙でも、その等方性のおかげで観測者を頂点とする過去向きの光円錐上の物理量は赤方偏移 z の一変数関数として与えられる。一様等方宇宙モデルが予言する観測量の関数形は有限個の宇宙論パラメータの任意性しか持たないので、光円錐上の観測だけでかなり強い制限がつけられるが、LTB宇宙モデルの場合、動径座標 r に関する関数の任意性、別の言い方をすれば無限個のパラメータの任意性を許しているため、光円錐上に制限された1次元的情報だけでは、ほとんど制限がつけられないのである。より強い制限を得るためには光円錐以外の時空領域についての情報を得ることが有用である。その一つの例がCMBに対するkinetic Sunyaev-Zel'dovich (kSZ)効果である。

CMB光子は最終散乱面から観測者まで伝播する間に、自由電子に散乱されることがある。この散乱を起こす電子がCMB静止系に対して観測者の視線方向の相対速度を持

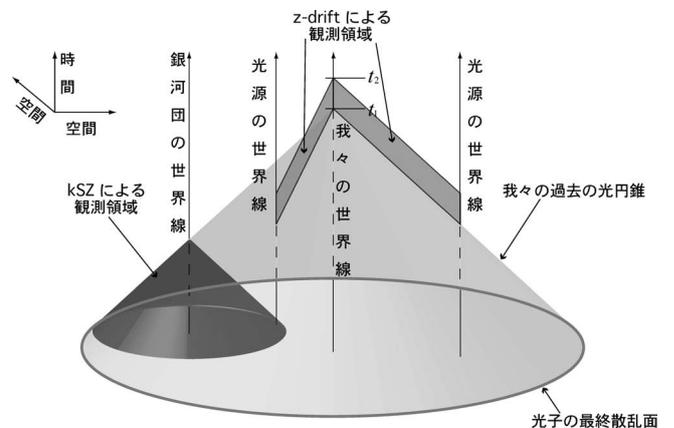


図2 kSZ効果と赤方偏移ドリフト(z-drift)における観測領域。kSZ効果や、z-drift観測を行わなければ、我々が電磁波で観測できるのは、現在の我々を頂点とする過去向きの光円錐上だけである。しかし、kSZ効果を受けた電磁波を観測することによって光円錐の内側(図中の濃い灰色の光円錐上)を、赤方偏移ドリフトを通して光円錐の“外側”(図中の帯状領域)を観測することができる。

^{*10} 正確にはそのようなモデルを考えると言った方が正しい。

つ場合は、この散乱が逆コンプトン散乱となるため、CMB放射はプランク分布からずれたスペクトルを持つことになる。この効果をkSZ効果という。散乱された後に観測者まで到達する光子は、散乱される前は観測者の光円錐上にはなく、光円錐の中からやってきたはずである。従って、この観測ではCMB光子の散乱を通して光円錐の内側の情報が得られる(図2)。

一様等方宇宙の場合CMB静止系と非相対論的物質成分の静止系は通常一致するが、非コペルニクスの宇宙モデルの場合そうとは限らない。観測者から離れた場所にある自由電子が非相対論的物質成分の運動に対して静止していても、この自由電子から見たCMB放射の温度の非等方性は双極子成分を持つことができる。これは、自由電子がCMB静止系に対して運動していることと等価である。^{*11}

ここでは銀河団中に存在する自由電子によるkSZ効果を用いた検証を紹介しよう。kSZ効果によって生じたCMB放射のスペクトルのゆがみを観測することによって、銀河団のCMB静止系に対する相対速度、つまり銀河団から見たCMB温度の双極子的非等方性を知ることができる。一様等方宇宙ではこの双極子的な非等方性は銀河団の固有運動によるものと考えられるため、プランク分布からのズレはゼロの周りにランダムに分布すると期待されるが、非コペルニクスの宇宙モデルでは、観測者から見て等方的な非一様性が銀河団から見たCMB放射の双極子的な非等方性を生み出すのでコヒーレントな影響が期待できる。

Ia型超新星の観測を再現できるように $k(r)$ を決めた制限されたLTB宇宙モデルに基づいた解析によれば、物質成分とともに運動する銀河団から見たCMB温度揺らぎは大きな双極子成分を持ち、CMB静止系に対して中心から遠ざかる方向へ 10^4 km/s程度の相対速度を持つことが分かっている。この結果は、これまでの観測結果と大きく矛盾することが知られている。^{6), *12}

しかし、これらの解析は宇宙の晴れ上がり以前の初期条件に強く依存しており、それが一様等方宇宙を基礎にした標準モデルと大きく異なるような場合については、これまで満足のいく議論はできていない。具体的に言うと、最終散乱面付近においてバリオン-光子比率や物質-光子比率の非一様性を許すならば、kSZ効果によるCMB放射のスペクトルのゆがみは非コペルニクスの宇宙に対して強い制限を与えることができない。^{8,9)}

6. 赤方偏移ドリフト：光円錐の“外側”を見る

前節でkSZ効果の観測とIa型超新星の観測を相補的に組み合わせることによって、制限されたLTB宇宙モデルに対する強い制限が既に得られていることを見た。この章で

は、制限されたモデルだけでなく、より一般の非コペルニクスの宇宙モデルに制限を与える可能性のある、赤方偏移ドリフトの観測を用いた検証を紹介しよう。

赤方偏移ドリフトとは、ある光源天体からの光の赤方偏移 z の時間変化率である。ある時刻 t_1 に特定の光源天体の赤方偏移を測定し z_1 という値を得たとしよう。それから δt 秒経った時刻 t_2 に同じ光源天体に対して再び赤方偏移の測定を行う。2度目に測定した赤方偏移を z_2 とすると、赤方偏移ドリフトは

$$\frac{\delta z}{\delta t} = \frac{z_2 - z_1}{t_2 - t_1} \quad (18)$$

で定義される。ここではこの光源天体が宇宙の非相対論的物質成分に対して静止していると仮定しよう。直感的理解のために赤方偏移を宇宙膨張に伴う後退速度 $v := \dot{R}$ によるドップラー効果と考えよう。^{*13} 赤方偏移ドリフトはその時間微分なので天体の加速度に対応する。つまり

$$\frac{\delta z}{\delta t} = \frac{\delta v}{c \delta t} = \frac{\ddot{R}}{c} \quad (19)$$

である。一様等方宇宙モデルの場合、(3)式と(4)式から、暗黒エネルギーがない限り、赤方偏移ドリフトの値は負になる。一方、Ia型超新星の距離-赤方偏移関係を再現できるように暗黒エネルギーの存在を仮定した一様等方宇宙では、赤方偏移ドリフトの値は $0 < z \leq 2$ の範囲で正の値をとることが知られている。これは暗黒エネルギーが斥力的な重力相互作用を持つからに他ならない。

それでは暗黒エネルギーの存在しないLTB宇宙モデルの場合はどうだろうか。エネルギー密度が動径座標 r の非減少関数となっている非一様モデルはヴォイド型と呼ばれるが、ヴォイド型のLTB宇宙モデルは、制限されたモデルもそうでないモデルも赤方偏移ドリフトが必ず負になることが証明されている。^{10), *14}

参考文献10で証明された定理の重要な点は、もし赤方偏移ドリフトの値が正となる赤方偏移領域の存在が、観測的に明らかになった場合、すべてのヴォイド型LTB宇宙モデルが排除されるということである。現在知られているIa型SNeの観測を説明するLTB宇宙モデルはほとんどの場合ヴォイド型に含まれるか、そうでなくても赤方偏移ドリフトの値は常に負である。ゆえに $z \leq 2$ の領域で赤方偏移ドリフトの値が正であることが分かれば、現在知られている非コペルニクスのLTB宇宙モデルのほとんどを排除することができる。

^{*13} 正確には時空の曲がりにも依存するが、光源天体が観測者の近傍にある場合は、この効果は無視できる。

^{*14} (9)式の両辺を時間微分すると、(3)式の右辺の M を \mathcal{M} で置き換えた方程式が得られる。また、 $GM = mr^3/2 \geq 0$ なので、LTB宇宙モデルでも必ず $R \leq 0$ となる。したがって、LTB宇宙モデルでも赤方偏移ドリフトが一般に負になることは自明だと思われる読者もいるかもしれない。しかし、赤方偏移は光源天体の後退速度だけでなく、時空の曲がりもその原因となっているので、非一様なLTB宇宙における赤方偏移ドリフトの符号は全く非自明な問題である。実際、非ヴォイド型のLTB宇宙モデルでは、赤方偏移ドリフトが正となる場合があることが示されている。¹⁰⁾

^{*11} 球対称非一様宇宙ではこの双極子成分を用いてCMB静止系と自由電子の相対速度が定義される。

^{*12} kSZ効果によるCMB温度の角度パワースペクトルへの寄与からより強い制限が得られるという報告もなされている。⁷⁾

ところで、赤方偏移ドリフトを測るには、現在の観測者を頂点とする過去向きの光円錐上での光源天体の赤方偏移と、少し時間が経った後の観測者を頂点とする過去向きの光円錐上での光源天体の赤方偏移の差を取る必要がある。つまり、赤方偏移ドリフトを測定することは、現在の我々から見た光円錐から少し外側の情報を見ることに対応する(図2)。ここでも我々の光円錐から離れた場所の情報が、LTB宇宙モデルを強く制限する観測量として重要な役割を担っていることが分かる。

赤方偏移ドリフトの大きさは後退速度の変化で換算すると1年間でおよそ1 cm/sである。10年経った後で観測しても後退速度の変化は10 cm/s程度であり、既存の観測機器ではその精度を実現できない。現在30-40 m級の望遠鏡を用いたクエーサーの分光観測による赤方偏移ドリフトの計測が計画されており、¹¹⁻¹³⁾ これらの観測結果を用いて非コペルニクスの宇宙モデルに強い制限がつけられることが期待されている。ただし、クエーサーの分光観測は主に $z > 2$ の領域をターゲットとしているため、もし我々の宇宙が暗黒エネルギーの存在する一様等方宇宙だったとしても、正の赤方偏移ドリフトを観測できるわけではない。^{*15)}

それでは、 $z \leq 2$ の領域で赤方偏移ドリフトの正負を見極め、非コペルニクスの宇宙モデルの決定的な検証を行うことが不可能かという、そういうわけではない。日本で計画されているスペース重力波干渉計DECIGOを用いると、連星中性子星から放射される重力波の赤方偏移ドリフトが観測できる可能性がある。¹⁴⁾ この観測では $z \sim 1$ 付近での赤方偏移ドリフトの値が観測できると期待され、もしそれが実現されれば、暗黒エネルギーの存在しないLTB宇宙モデルについて決定的な検証がなされるだろう。

7. 今後の展望

本稿では暗黒エネルギーの存在を仮定しない非コペルニクスの宇宙モデルに注目した。このようなモデルにおける観測的宇宙論はまだ十分に研究されていない。それゆえ、どのようなモデルがこれまでの観測を説明し、どのような将来観測を行えばどのくらいの制限が得られるかなど、定量的にも定性的にも明らかにすべきことが多く残されている。

また、非コペルニクスの非一様性は暗黒エネルギーであろうがなかろうが、その検証そのものが重要であることを最後に強調したい。たとえ暗黒エネルギーがあったとしても、もし非コペルニクスの非一様性が存在すれば、暗黒エネルギーの存在量を正確に見積もることができていない可能性があるのだ。つまり、暗黒エネルギーが存在する宇宙において非コペルニクスの非一様性をどのように観測によって制限していくかという問題は今後さらに研究されるべきだろう。

^{*15)} 正の赤方偏移ドリフトが観測できないとしても赤方偏移ドリフトの値そのものを用いて、非コペルニクスの宇宙モデルに制限をつけることはできる。

8. おわりに

コペルニクス、ガリレオ、ケプラー、デカルト、ニュートンらによる17世紀科学革命から続く近代自然科学における方法は仮説と検証である。これまで宇宙原理という仮説が検証されることなくあたりまえのように認められてきたのは、検証する術がなかったからである。観測的宇宙論が技術の発展とともに精密観測の時代を迎えた今こそあらゆる偏見を排除し、現代宇宙論における最も根本的な仮説の検証をしっかりと行うべき時ではないだろうか。

本稿は甲斐智博氏、佐々木節氏との共同研究の成果に基づいており、執筆にあたって有益な助言を頂いた佐々木節氏に感謝します。

参考文献

- 1) K. Tomita: *Astrophys. J.* **529** (2000) 38; arXiv: astro-ph/9906027.
- 2) M.-N. Celerier: *Astron. Astrophys.* **353** (2000) 63; arXiv: astro-ph/9907206.
- 3) H. Iguchi, T. Nakamura and K.-i. Nakao: *Prog. Theor. Phys.* **108** (2002) 809; arXiv: astro-ph/0112419.
- 4) C.-M. Yoo, T. Kai and K.-i. Nakao: *Prog. Theor. Phys.* **120** (2008) 937; arXiv: 0807.0932.
- 5) WMAP, G. Hinshaw, *et al.*: *Astrophys. J. Suppl.* **170** (2007) 288; arXiv: astro-ph/0603451.
- 6) J. Garcia-Bellido and T. Haugboelle: *JCAP* **0809** (2008) 016; arXiv: 0807.1326.
- 7) P. Zhang and A. Stebbins: arXiv: 1009.3967 (2010).
- 8) C.-M. Yoo, K.-i. Nakao and M. Sasaki: *JCAP* **1010** (2010) 011; arXiv: 1008.0469.
- 9) C. Clarkson and M. Regis: arXiv: 1007.3443 (2010).
- 10) C.-M. Yoo, T. Kai and K.-i. Nakao: arXiv: 1010.0091 (2010).
- 11) S. Cristiani, *et al.*: *Nuovo Cim.* **122B** (2007) 1159; arXiv: 0712.4152.
- 12) J. Liske, *et al.*: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **386** (2008) 1192; arXiv: 0802.1532.
- 13) M. Quartin and L. Amendola: arXiv: 0909.4954 (2009).
- 14) N. Seto, S. Kawamura and T. Nakamura: *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 221103; arXiv: astro-ph/0108011.

(2011年4月4日原稿受付)

Observational Tests for the Cosmological Principle

Chul-Moon Yoo and Ken-ichi Nakao

abstract: The cosmological principle is the most fundamental working hypothesis in modern cosmology, and hence its observational test is one of the biggest challenges in observational cosmology. In this article, we report recent studies on observational tests of the cosmological principle with the distanceredshift relation from Type Ia supernovae, CMB observations and the redshift drift. Thanks to recent technological developments, we have begun to be able to test the cosmological principle observationally, and thus theoretical studies of inhomogeneous universe models in which the cosmological principle is not assumed are receiving much attention in recent years. We give brief explanations about observables in inhomogeneous universe models which violate the cosmological principle, and report observational constraints so far and future prospects.

半導体励起子のボース・アインシュタイン凝縮

吉岡 孝高 (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)

五神 真* (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)

半導体中の電子と正孔はクーロン引力によって結合し、水素原子状の準粒子である励起子を形成する。励起子はボース統計に従う粒子と見なすことができ、準熱平衡下で低温高密度に保持するとボース粒子の最大の特徴ともいえるボース・アインシュタイン凝縮 (BEC) を示すことが予想されていた。しかし、この予想から約50年を経過しながらも実験的検証には至っていなかった。今回、亜酸化銅 (Cu_2O) において光励起された準熱平衡状態の励起子系において、BEC状態への転移を観測することに成功した。これは長年の懸案解決への大きなステップであり、いよいよ、電子正孔系の量子多体系としての物質相を探る新しいステージに突入した。

1. 励起子とその量子統計性

励起子は、発見以来最先端の研究が日本で行われてきた誇るべき分野である。半導体において、光吸収などにより価電子帯から伝導帯に電子を励起すると、伝導電子とその抜け穴である正の電荷を持つ正孔が生じる。これらの電子と正孔は電荷、スピン、有効質量を持つフェルミ粒子として振る舞う。電子と正孔にはクーロン引力が働き、電子と陽子がクーロン引力で束縛する水素原子を形成するのと同様に、束縛状態が生じる。これは、励起子 (エキシトン) と呼ばれる。半導体の誘電性による遮蔽効果で束縛エネルギーは水素原子に比べ3桁ほど小さくなるが、十分低温では励起子が安定に存在する。この励起子が水素原子と相似のRydberg系列を示すことを初めて実験的に示したのは、日本人研究者 (林, 勝木) であり,¹⁾ その時に用いられた結晶は、本稿の主題となる亜酸化銅 (Cu_2O) 結晶であった。

ところで、物質の粒子性と波動性の二重性が顕著になる低温において、粒子間の波動が重なる高密度状態にすると、自己同一性を失った粒子系の挙動はその量子統計性 (ボース・アインシュタイン統計またはフェルミ・ディラック統計) によって支配される。励起子のような固体中の準粒子においても、量子統計性は重要な役割を担う。励起子は、フェルミ粒子である電子と正孔の対であることからボース統計に従う。ボース統計性が示す最も劇的な現象といえるボース・アインシュタイン凝縮 (BEC) を励起子において観測することは、励起子のボース統計性を端的にとらえる証拠となる。しかし、励起子が本来、半導体の多数の電子の場から生じた素励起であることを考えると、ボース粒子としての性質がどこまで保持されるかは自明ではない。^{2,3)} すなわち、励起子BECに伴って生じた状態が、新奇な多体量子状態である可能性を秘めている。これは、高温超伝導やBEC-BCSクロスオーバー (BCSはBardeen-Cooper-Schriefferの略) といった多体量子物理の中心研究課題に対するあらたなアプローチとなることを意味している。励起子は電子と同程度の有効質量を有する非常に軽い粒子であるために、励起子系では後述するBEC転移条件を満たす

には、液体ヘリウム冷凍機を用いて結晶を数ケルビンまで冷却し、レーザー光の強度を上げるだけで容易に到達できると考えられてきた。そのためBECの実験的検証の舞台として希薄原子気体よりもはるかに以前から議論されてきた。⁴⁾ 波長可変なパルスレーザーが登場した1970年代には、様々な物質で強い光励起下での発光現象の研究が盛んに行われ、その中で励起子BECは最大の関心を集めた。この固体中の量子力学的凝縮相の物理について多くの理論研究も進められた。それ以来、準熱平衡状態での励起子BECの検証は長期にわたり期待された課題であった。

2. 亜酸化銅におけるパラ励起子

光デバイスで利用されるガリウムヒ素などの直接遷移型半導体では、励起子は光と強く結合しており、強い光をあてると高密度の励起子を容易に生成することができる。しかし、これは裏を返せば励起子が光を放出して再結合し消滅しやすく寿命が短いことを意味する。冷却された格子との相互作用によって、励起子を低温で準熱平衡状態とするためには寿命の長い励起子が必要である。シリコンやゲルマニウムのような間接遷移型半導体では電子正孔の再結合寿命は長い、高密度下では励起子が乖離し、電子正孔液体状態が安定化してしまう。

亜酸化銅 (Cu_2O) は直接遷移型半導体であり、価電子帯、伝導帯共に軌道縮退がなく単純な2バンドモデルが適用できる。最低エネルギーの伝導帯、最高エネルギーの価電子帯がそれぞれCu電子のs軌道、d軌道に由来し双極子遷移が禁制となる特殊なバンドの対称性を有している。これらのバンドに属する電子と正孔の対として形成される励起子は水素原子と相似の離散的エネルギー構造をとるが、最低エネルギー状態の1s型の相対運動状態 (1s) 励起子はやはり双極子遷移禁制であるため光との結合が極めて弱く、輻射再結合寿命が長い。1s励起子は電子正孔間交換相互作用によりオルソ励起子と基底状態のパラ励起子に分裂するが、後者のスピン状態は電子と正孔の純スピんで記述すると純スピン三重項状態であるため、光との直接相互作用は完全に禁止されいわゆるダーク励起子と呼ばれる状態である。1sパラ励起子は縮退のない電子構造が単純な励起子で

* 東京大学大学院工学系研究科兼任。

あり、かつ光との結合が遮断されており、マイクロ秒程度の異例に長い寿命を持つ。パラ励起子は高密度まで安定に存在でき、理論的にも取り扱いが単純であり、準熱平衡状態を確保できることから、BEC検証の最有力候補として長年研究が行われてきた。

このように光との結合を切り、熱浴と準熱平衡にある励起子がBEC転移の条件を満たしたときに、マクロな物質波としてのコヒーレンスが自然に発現するのか、あるいは全く違った量子相が生じるのかを実験的に探る挑戦が続いてきた。他の有力な候補としては、結合量子井戸において電子と正孔が空間分離した励起子がある。井戸幅揺らぎに起因するポテンシャルの谷に捕獲された励起子が、低温高密度領域で特異な空間パターンを形成することが報告されている。⁵⁾ 一方で、逆に励起子と電磁場との強い結合を利用してその複合モードである共振器ポラリトンを凝縮させる研究も近年活発に進められている。⁶⁾

さて、実験上は理想ボース粒子のBEC転移条件

$$n_c = 2.612 \left(\frac{mkT_c}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \quad (1)$$

から、電子の2.6倍の有効質量 m を持つ亜酸化銅の1s励起子については、超流動液体ヘリウム温度2 KにおいてBEC臨界密度は $n_c = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ となる。これを実現することを目標として実験が進められてきた。十分な強度を有するレーザーパルスで励起子を高密度に生成した際に、特異な発光スペクトル形状の発現⁷⁾ や光起電力測定によるバリステック伝播の示唆⁸⁾ といった興味深い実験結果が得られたものの、万人が納得するような、BEC転移を決定づける証拠は報告されなかった。

3. パラ励起子間非弾性散乱

BECの実現可能性や、転移後の凝縮体の性質を議論するためには、粒子間相互作用の情報を調べておくことが極めて重要である。冷却原子系の実験では、低温での相互作用の符号と大きさを支配するs波散乱長について原子種ごとに、分光学的に評価されている。励起子系の研究においてはこのような相互作用に関する情報が不足しており系統的に整理されたデータがない。励起子間の2体散乱は電子正孔の4体問題であり、理論だけで定量的に予測することは難しく、定量的な実験データをもとに、評価する必要がある。亜酸化銅におけるパラ励起子については、再結合発光が極めて弱く、温度や密度の定量的な評価が困難であった。そのため、弾性・非弾性散乱の情報はおろか寿命の評価も信頼性を欠き、果ては存在そのものが疑われる状況であった。

この課題を解決するために、筆者らは、パラ励起子の検出手段として、励起子の内部遷移を利用することに着目した。水素原子的な準位のうち、1s励起子の存在下で波長10 μm 付近に存在する1s-2p間の吸収スペクトルを測定することで1s励起子の密度と温度を分光学的に評価する方

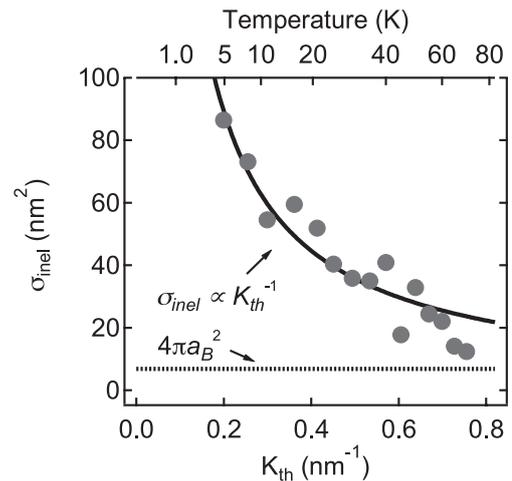


図1 励起子ライマン分光法により測定したパラ励起子間二体非弾性散乱断面積の温度依存性。¹²⁾ 図中の K_{th} は励起子の熱的波数であり、 $K_{th} = \sqrt{3mk_B T / \hbar}$ (m は励起子の有効質量) と表される。 a_B は励起子 Bohr 半径である。

法(励起子 Lyman 分光法)を開発した。^{9,10)} 寿命の長い1sパラ励起子は、cw(連続波発振)レーザーを用いた励起により中庸な密度まで蓄積できることを生かして、cw波長選択炭酸ガスレーザーをプローブ光とする広いダイナミックレンジの励起子 Lyman 分光法を完成させ、¹¹⁾ 希薄極限のパラ励起子の長い寿命や密度、温度を曖昧さなく計測することが可能となった。この方法を用いて、励起子の生成レートに対してパラ励起子の密度を測定することで、パラ励起子がどの程度の密度領域に到達したときに非弾性散乱に起因して密度の飽和が生じるかを調べた。その結果、驚くべきことに2 Kにおける臨界密度よりも3桁も低い 10^{14} cm^{-3} 台の密度ですでに2体の衝突による励起子消滅による飽和が観測されることがわかった。ここで、cw励起の下でパラ励起子が3次元的拡散や散乱誘起ロス、寿命の効果を受けながらどのような密度分布で蓄積されていくかをシミュレートする数値計算を行い、実験結果との比較から非弾性散乱断面積を抽出してその温度依存性を評価した。その結果、励起子温度を下げるほど非弾性散乱断面積が発散的に増大することを見出した(図1)。励起子温度を下げれば励起子の並進運動量が低下することから、散乱の頻度が下がると考えがちであるが、これは古典的な剛球衝突やs波弾性散乱にのみ当てはまる。s波非弾性散乱の場合、低温になるほど散乱断面積が発散的に増大し(1/0則と呼ばれる)、これが励起子の熱的速度の低下と釣り合って非弾性散乱レート(一定の密度を仮定)は温度に依存しなくなる。これは散乱の量子論の一般的な帰結である。¹³⁾ 一方でs波弾性散乱断面積は温度に依存しない。古典的な散乱でなくこのような量子力学的な散乱として取り扱うべき典型的な温度は、粒子の大きさに対して熱的ドブロイ長が大きくなる低温である。励起子は前述のように非常に軽い粒子であるため、この典型的温度は室温をはるかに超えることに注意が必要である。

問題はそのパラ励起子間非弾性散乱断面積の大きさである。図1の結果を2 Kの低温まで外挿すると、励起子のボーア半径で決まる断面積と比較して数十倍の大きさとなることから、いかに重要な寄与となるか想像できるであろう。ある密度 n が与えられたとき二体非弾性散乱の結果有効的な寿命 τ_{eff} がどれほどになるかは、上記で議論した温度に依存しない非弾性散乱レート $1/\tau_{\text{eff}} = An$ の関係で決まる。 A は非弾性散乱に起因する励起子消失係数であるが、上記の結果は $A = 10^{-16} \text{ cm}^3/\text{ns}$ 台と非常に大きい値を取ることを意味している。これは2 KにおけるBEC臨界密度 10^{17} cm^{-3} を実現できたとしてもその実効的な寿命がわずか0.1 nsとなることを意味しており、格子による励起子の冷却時間がナノ秒程度であることを考慮すると、十分に励起子温度が下がらない。また、この密度を維持するためには非常に大きな励起光のパワーが必要であり、励起子消失に伴う熱発生を考慮しても2 KにおけるBECは現実的に不可能であると結論付けられる。このような大きな非弾性散乱レートは、弱いながらもパラ励起子よりも3桁程光りやすいオルソ励起子の発光絶対量測定によって、オルソ励起子に対して同様のオーダーであることが報告され議論を巻き起こしていた。¹⁴⁾ パラ励起子に対する我々の直接観測法によって、この大きな非弾性散乱（しばしば励起子 Auger 過程と呼ばれるが、機構は不明である）は1sパラ励起子にも共通する問題であることが確認された。

ところで、この非弾性散乱断面積から弾性散乱断面積の範囲の評価が可能である。弾性散乱断面積は複素散乱長の絶対値の二乗に比例するのに対して、非弾性散乱断面積は複素散乱長の虚部の二乗に比例することから一定の関係がある。また、実験結果のとおり、パラ励起子間二体散乱の結果パラ励起子数が増加することはないという自然な条件を課すと、5 Kにおいて測定した非弾性断面積 $\sigma_{\text{inel}} = 85 \text{ nm}^2$ から弾性散乱断面積は $23 \leq \sigma_{\text{el}} \leq 85 \text{ nm}^2$ と評価できる。 σ_{inel} にはファクター程度の誤差があることに注意が必要であるが、いずれにしてもこの系においては低温ほど σ_{el} が σ_{inel} と同程度以下の大きさとなることに注目して欲しい。冷却原子気体を用いた実験においてBECを達成するためには、最終段階の冷却において蒸発冷却が必要である。この冷却法は、蒸発によって湯が冷めることによく喩えられるように、トラップポテンシャルのエネルギー上限を徐々に下げることで高い運動量を持つ原子を選択的にトラップから排除し、その後の原子間の弾性散乱により残った原子集団の温度を低下させるものである。この原理が機能し冷却後に十分な原子数を確保するためには、弾性散乱レートが、原子間の散乱において非トラップ状態に転換するような非弾性な散乱のレートよりも圧倒的に大きい（数百倍程度）必要がある。実験は通常この条件を満たす非常に限られた原子種と状態を選んで行われている。パラ励起子の場合、この弾性・非弾性散乱レートの比が同じオーダーであり蒸発冷却は機能しないことがわかる。しかしながら、励起子は

冷却された格子と相互作用することができる。周りが超高真空である冷却原子気体と異なり、不利な励起子間散乱の条件であってもBECの条件に到達できるのはこのためである。なお、弾性散乱長を種々の系で比較すると興味深い。パラ励起子の散乱長は上記の議論からボーア半径の数倍程度である。ほぼ純粋な凝縮体を実現された²³Naや⁸⁷Rbでは（外場なしの条件で）ボーア半径の100倍程度、数%の凝縮体を確認された¹Hではボーア半径と同程度である。従って原子気体と比較するならば、パラ励起子のBECは水素原子におけるBECと状況に近いことが想定される。

4. サブケルビンにおけるBEC転移の観測

非弾性散乱が重要である系において 10^{17} cm^{-3} の臨界密度におけるBECが達成不可能と判明した状況を打開するためには、臨界密度の目標をより低い値に設定して散乱レートを小さくすることが唯一の手立てである。我々はサブケルビン領域まで励起子温度を下げることで、 10^{16} cm^{-3} 台以下のBEC転移密度を設定することでBEC相境界へ到達することを狙った。近年のパルス管冷凍機の冷却能力の進歩は目覚しく、無冷媒³He冷凍機がタイミング良く市販されたことでこのような挑戦が可能となった。ただし冷却能力は限られており、本研究では400 mK以下を維持するためには低温部への熱負荷を300 μW 程度以下に制限する必要があった。このため光学実験に際しては、光学窓の大きさや材料の慎重な選択とその十分な冷却に特に注意することで室温の熱輻射の流入を防ぐ必要があった。また、下記の不均一歪誘起3次元トラップポテンシャルの作成にあたっては、バネを用いて予め設計された圧力を室温において印加し、この試料ホルダを最低温部に取り付けることで冷凍機の外から試料部への熱流入を絶った。加えて、試料の冷却は熱伝導型であるため、光励起される亜酸化銅試料と³Heポットの間の熱伝導を完璧にすることが重要であった。

低温においてはパラ励起子が弾道的に結晶中を拡散することが知られているが、冷凍機の冷却能力で励起レーザー

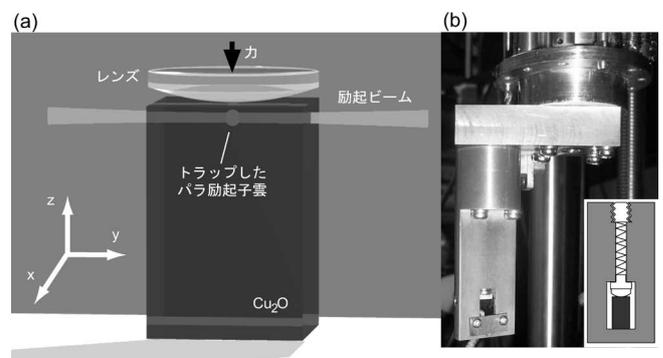


図2 (a) 実験の概念図。レンズを用いて亜酸化銅単結晶に不均一な歪を加えると、結晶内にパラ励起子に対する3次元トラップポテンシャルを作成することができる。適切な波長に設定したcwレーザービームをトラップの底付近をめぐらせて絞り込むと、高い密度のパラ励起子が捕獲・蓄積される。(b) ³Heポットに取り付けた実際の歪印加装置。バネを用いて予め印加する力を設定することで不要な熱流入を除外している。

パワーが制限され励起子総数が限られるため、高密度な励起子雲を生成するには励起子を局所的に捕獲するポテンシャルを形成する必要がある。球面と平面の接触（ヘルツ型接触）の配置で結晶を加圧すると（図2）、位置に依存したバンドギャップシフトやバンドの混成に起因して励起子に対する三次元調和ポテンシャルが形成される。これは Wolfeら,¹⁵⁾ 中ら¹⁶⁾ によって精密に調べられ確立された技術であるため採用した。ここで形成されたポテンシャルのトラップ周波数は面内 (x, y) 方向に 17 MHz、面直 (z) 方向に 25 MHz であり、これらの幾何平均角周波数は $\bar{\omega} = 2\pi \times 19$ MHz であった。このトラップ周辺のみが光を吸収しオルソ励起子が生成されるような励起波長を設定してトラップを狙い撃ちすることで、オルソ励起子がパラ励起子に転換し、温度を下げながらトラップの底付近に蓄積していく。トラップ内におけるパラ励起子の寿命は約 300 ns でありトラップ周波数の振動周期よりも十分長いため、トラップ形状と励起子温度で決まる理想的な励起子雲の形状が実現される。

不均一歪中では、パラ励起子は他の価電子帯との混成によりわずかに振動子強度を持つため、トラップした励起子雲からの微弱な発光のスペクトルや空間広がり进行评估することで励起子雲の温度の評価が可能である。非弾性散乱が

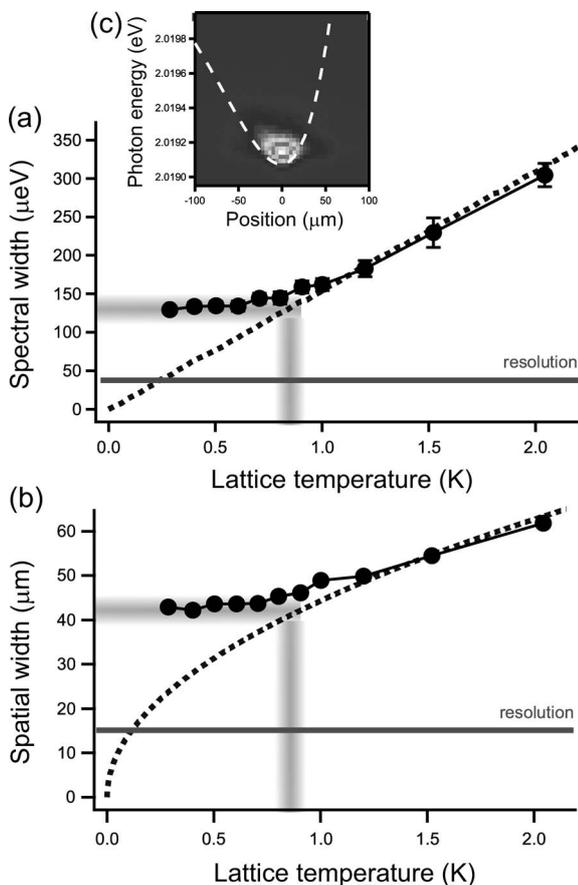


図3 トラップしたパラ励起子雲の (a) スペクトル広がり、(b) 空間広がり、(c) 格子温度依存性。点線は古典分布を持ち格子温度と同じ励起子温度を仮定した理論曲線である。(c) 典型的な低密度パラ励起子の空間分解発光スペクトル。格子温度は 287 mK、パラ励起子数は 3×10^6 である。¹⁷⁾

無視できる十分な低密度においてこれらの格子温度依存性を取ると図3のように初めてパラ励起子をサブケルビン領域に冷却できたことを確認した。格子温度を下げると 1 K 程度までは励起子温度と格子温度が同じ温度であるのに対して、低温における音響フォノン放出レートの急速な低下と励起子寿命で制限されるため、約 0.7 K 以下の格子温度において励起子温度は 0.8 K ほどで一定となった。トラップ中では励起子密度は不均一な分布となるため、密度の代わりに理想ボース粒子の BEC 臨界粒子数

$$N_c = 1.2 \left(\frac{kT}{\hbar\bar{\omega}} \right)^3 \quad (2)$$

が BEC 転移の目安となる。0.8 K においては $N_c = 7.6 \times 10^8$ のパラ励起子をトラップ内に蓄積すればよいことになる。

そこで図4のように励起強度を上げ、サブケルビン温度における BEC 相境界にはじめて到達することに成功した。¹⁷⁾ 理想的なボース粒子の場合には、BEC 転移が生じ凝縮体の割合が十分に高くなると、ほとんどの粒子がトラップの底に凝縮するはずである。ところが、ここでは理想ボース粒子を仮定して計算した BEC 臨界粒子数とおおよそ等しい粒子数において、高いエネルギーを持つ励起子数が閾値をもって増加することが見いだされた。さらに、大きな粒子数の条件で格子温度を徐々に低下させると、やはり閾値的に高エネルギー成分の増強が観測された。このように、励起子数依存性や温度依存性は BEC 転移の特徴を示しているのに対して、なぜ高エネルギー成分が増強される振る舞いを見せるのであろうか？

トラップポテンシャルの急峻さで決まる基底状態の空間広がり、今回の実験条件では非常に小さいため、弾性散乱断面積が比較的小さい状況ではその空間に大多数の粒子

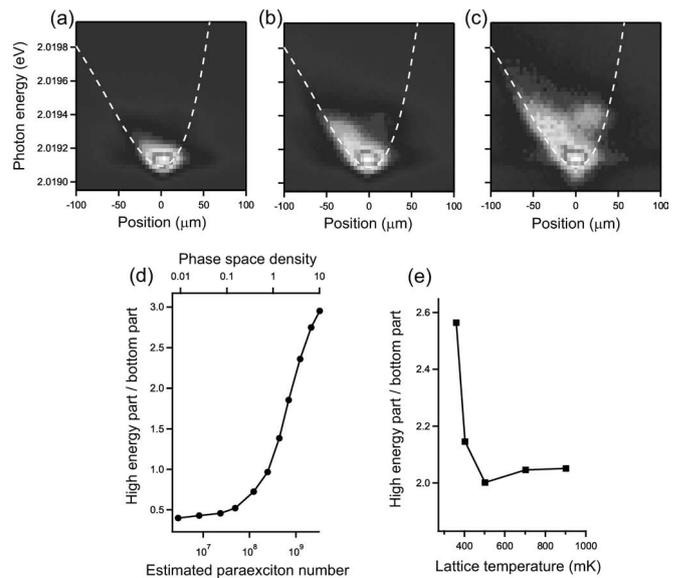


図4 格子温度 354 mK におけるパラ励起子の空間分解スペクトル。¹⁷⁾ パラ励起子数は (a) 2×10^7 、(b) 5×10^8 、(c) 2×10^9 。点線はパラ励起子に対する応力印加方向 (z 方向) のトラップポテンシャル。(d) は高エネルギー成分とトラップ底の成分の信号比を、トラップ中のパラ励起子数（または位相空間密度）でプロットしたもの。(e) は最低温度でパラ励起子数が 2×10^9 個となる一定の励起条件で格子温度依存性を取ったもの。

が凝縮し、高密度な状態となる。このとき非弾性散乱断面積が大きな粒子系においては、この高い密度のため非弾性散乱の頻度が急激に増加し、凝縮体が不安定化することが想定される。この現象はBEC転移に伴う凝縮体の「緩和爆発」と呼ばれ、実際に弾性散乱断面積が小さく磁気双極子衝突による非弾性散乱が重要な水素原子において予想され、BEC転移の傍証となることが議論された。¹⁸⁾ 亜酸化銅のパラ励起子系はまさしくこの状況と同等であり、3次元トラップ中のBEC転移に伴う緩和爆発を観測したのである。図4(c)のような定常状態における空間分解スペクトルが緩和爆発とその後の格子との相互作用による冷却によって説明できることは、励起子格子相互作用やレーザーによる励起子生成など、関係するあらゆるパラメータを取り入れたDirect Simulation Monte-Carlo法による数値計算によっても確かめることができ、¹⁷⁾ 今回の実験で凝縮体の割合は最大で全体の1%に及ぶことがわかった。すなわち、緩和爆発を通じて励起子のBEC転移を初めてとらえたのである。凝縮体の安定性にこれほど影響する非弾性散乱であるが、その機構は未解明のままであることは重大な問題である。我々が実験上確かめることができたのは「二体衝突によって、一個のパラ励起子は消滅し、もう一個のパラ励起子は運動エネルギーとして最終的に数十meV程度を得ているようだ」ということである。パラ励起子間の大きな非弾性散乱断面積をもたらす機構の解明が強く望まれる。衝突ロスの起源を同定しそれを制御することが可能となれば、それは小さな励起パワーで容易に励起子密度を上げることができることを意味しており、数十年間期待されてきた、光強度の調整だけで自在に密度を調整し、広範な温度領域で多体量子現象を詳細に追跡するという夢が叶うことになるだろう。これが実現するまでは、より安定な凝縮体を形成するためにはさらに密度を下げる必要があり、我々は目下希釈冷凍機を用いた100 mK以下の温度領域における実験に挑戦しているところである。

5. おわりに

励起子はBEC転移するという点については、本稿で紹介した我々の最近の研究で礎を築いたものと確信している。しかし、真に重要でありながら未解明であることは、この凝縮体がいかなる性質を有しているのかということである。例えば、電子正孔の凝縮体が非対角長距離秩序(超流動性)を有するか²⁾ 否かは自明ではなく、否定的な見解も多い。¹⁹⁾ これは超伝導を司るBCS状態との相違の一つであって、非常に本質的な議論につながる可能性があり今後の実験の展開が期待される。その他にも、励起エネルギーの摩擦なしの伝播の可能性、³⁾ 粒子数の揺らぎや不純物スピンの凝縮体の位相に与える影響²⁰⁾ といった1970年代の活発な理論上の議論がいよいよ実験的に検証される舞台が整ったといえるだろう。理論予想からおおよそ50年でBEC

転移をとらえることができたが、これはこの先に期待されるはるかに豊かな物理を目の当たりにする端緒に過ぎないと考えている。最後に、共同実験者である蔡 恩美氏、長年の共同研究者であるAndré Mysyrowicz氏、歪誘起トラップの生成に関して議論いただいた中 暢子氏に感謝したい。本研究は文部科学省科学研究費補助金新学術領域研究「半導体における動的相関電子系の光科学」(20104002)、科学技術振興機構戦略的創造研究推進事業、文部科学省「光・量子科学研究拠点形成に向けた基盤技術開発 最先端の光の創成を目指したネットワーク研究拠点プログラム」の支援を受けて行われた。

参考文献

- 1) M. Hayashi and K. Katsuki: J. Phys. Soc. Jpn. **5** (1950) 380.
- 2) L. V. Keldysh and A. Kozlov: Sov. Phys. JETP **27** (1968) 521.
- 3) E. Hanamura and H. Haug: Phys. Rep. **33** (1977) 209.
- 4) J. Blatt, K. Böer and W. Brandt: Phys. Rev. **126** (1962) 1691.
- 5) L. Butov: Solid State Commun. **127** (2003) 89.
- 6) D. Snoke and P. Littlewood: Phys. Today **63** (2010) 42.
- 7) D. W. Snoke, J. P. Wolfe and A. Mysyrowicz: Phys. Rev. B **41** (1990) 11171.
- 8) E. Fortin, S. Fafard and A. Mysyrowicz: Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 3951.
- 9) M. Kuwata-Gonokami, M. Kubouchi, R. Shimano and A. Mysyrowicz: J. Phys. Soc. Jpn. **73** (2004) 1065.
- 10) T. Tayagaki, A. Mysyrowicz and M. Kuwata-Gonokami: J. Phys. Soc. Jpn. **74** (2005) 1423.
- 11) K. Yoshioka, T. Ideguchi and M. Kuwata-Gonokami: Phys. Rev. B **76** (2007) 033204.
- 12) K. Yoshioka, T. Ideguchi, A. Mysyrowicz and M. Kuwata-Gonokami: Phys. Rev. B **82** (2010) 041201(R).
- 13) L. D. Landau and E. M. Lifschitz: *Quantum Mechanics, Third Edition* (Pergamon, New York, 1985).
- 14) K. E. O'Hara and J. P. Wolfe: Phys. Rev. B **62** (2000) 12909.
- 15) D. P. Trauernicht, J. P. Wolfe and A. Mysyrowicz: Phys. Rev. B **34** (1986) 2561.
- 16) N. Naka and N. Nagasawa: Phys. Rev. B **70** (2004) 155205.
- 17) K. Yoshioka, E. Chae and M. Kuwata-Gonokami: Nature Commun. **2** (2011) 328.
- 18) T. W. Hijmans, Y. Kagan, G. V. Shlyapnikov and J. T. M. Walraven: Phys. Rev. B **48** (1993) 12886.
- 19) W. Kohn and D. Sherrington: Rev. Mod. Phys. **42** (1970) 1.
- 20) S. Nakajima: *Proc. Oji-Seminar on the Physics of Highly Excited States in Solids, Japan 1975* (Springer, Berlin, 1976) p. 130.

(2011年7月26日原稿受付)

Bose-Einstein Condensation of Excitons in a Semiconductor Kosuke Yoshioka and Makoto Kuwata-Gonokami

abstract: An electron and a hole in semiconductors combine with each other by Coulomb attraction to form an exciton. This hydrogen-like quasiparticle obeys Bose statistics and it has been predicted that the system shows Bose-Einstein condensation by keeping an exciton gas low temperature and high density under the quasi-equilibrium condition. We have observed the transition to a Bose-Einstein condensate of an quasi-equilibrium, photo-excited exciton system in cuprous oxide. This is a big step towards the resolution of the long-term problem, and this will be a milestone for future fascinating studies on the matter phases in quantum manybody system of electrons and holes.

超新星での元素合成とニュートリノ振動

鈴木俊夫 (日本大学文理学部物理学科 156-8550 東京都世田谷区桜上水3-25-40)
 吉田 敬 (東京大学大学院理学系研究科天文学教室 113-0033 東京都文京区本郷7-3-1)
 千葉 敏 (日本原子力研究開発機構先端基礎研究センター 319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根2-4)
 梶野敏貴[†] (国立天文台理論研究部 181-8588 東京都三鷹市大沢2-21-1)

超新星における⁷Li, ¹¹B, ¹³⁸La, ¹⁸⁰Ta等の元素合成には、ニュートリノ-原子核反応過程が重要な役割を果たす。最近の中性子過剰核を中心とした原子核物理の発展に基づいて新しい殻模型ハミルトニアンを構築し、原子核のスピン応答の記述を改善した。新しいハミルトニアンをニュートリノ-原子核反応断面積の理論計算に適用することによって、超新星で合成される⁷Li, ¹¹B等の軽元素合成量のより正確な評価が可能となった。物質振動(MSW)効果によって元素合成量がニュートリノ混合角 θ_{13} と質量階層に強く依存することを利用して、我々は未知のニュートリノ振動パラメータを決定する新しい方法を提案した。

1. はじめに

現在3世代6種類(左巻のニュートリノと右巻の反ニュートリノがそれぞれ3世代)の有限の質量を持つニュートリノが存在し、世代間でお互いに入れ替わりながら周期的に変化する振動現象が起こることが知られている。各世代のニュートリノは異なる「フレーバー」を持つニュートリノとして区別される。電子型(ν_e)、ミュー型(ν_μ)、タウ型(ν_τ)のフレーバーのニュートリノと呼ばれる。このフレーバー間の混合を完全に記述するためには、3個の混合角 θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} とCP位相、質量の自乗差 Δm^2_{12} , Δm^2_{13} ($\Delta m^2_{ij} = m_j^2 - m_i^2$)の全部で6個のパラメータが必要である。¹⁾ これらの振動パラメータのうち、混合角 θ_{13} の大きさ、質量階層(順質量階層 $m_1 < m_2 < m_3$ か逆質量階層 $m_3 < m_1 < m_2$ か)、CP位相は未だに確定していない。これら未知のニュートリノ振動パラメータを決定し3世代のニュートリノと原子核との相互作用を明らかにすることは、物理学の重要課題の一つである。

太陽よりも約8倍以上重い星は重力崩壊型超新星爆発によりその生涯を終える。超新星爆発時には、進化過程で星の内部で作られた元素が重力崩壊後に中心部で発生した衝撃波の伝播とともに宇宙空間に吹き飛ばされる。また、衝撃波の通過とともに爆発的に合成される鉄族元素もまた放出される。一方、中心に残る原始中性子星の形成時に解放される重力エネルギーの大部分はニュートリノにより運び去られる。そのため、この超新星ニュートリノの数は 10^{58} 個という莫大な数にのぼり、ニュートリノ-核反応断面積が非常に小さいにも関わらず、一部の元素群がニュートリノとの反応およびそれによって生成される原子核による二次的な核反応によって作り出される。この一連の元素合成過程はニュートリノ過程(ν -process)と呼ばれている。²⁾

太陽系組成のうち酸素から鉄・コバルト・ニッケルに至るまでの存在量が卓越している元素の組成比は超新星での

爆発的元素合成でよく説明できる。しかし、同じ超新星モデルによる⁷Li, ¹¹B, ¹³⁸La, ¹⁸⁰Ta等の元素量が少ない一群の原子核に対する理論予測は観測と大きく食い違っており、永い間謎の一つであった。これらの元素を作り出す上でニュートリノ過程が重要な役割を果たすことは既に知られていたが、²⁾ 1990年以來反応率の理論的な再評価はなされてこなかった。

最近、中性子過剰核を中心とした不安定核物理の発展によって、新しい魔法数が発見され、その出現には核力のテンソル力成分が重要な役割を担っていることが明らかになってきた。³⁾ このように核力のテンソル力に起因するスピン・アイソスピン成分の理解が格段に深められたことにより、主にスピン自由度の励起によって引き起こされるニュートリノ-核反応がより正確に取り扱えるようになった。私たちは、核力のスピン・アイソスピン成分を正しく取り入れることによって、新しい殻模型の相互作用ハミルトニアンを構築してニュートリノ-核反応断面積の理論計算をやり直し、新しいニュートリノ-核反応率を得た。

本稿では、ニュートリノ過程で作られる元素、特に⁷Liや¹¹Bに注目し、新しい反応断面積をニュートリノ振動の物質振動効果(MSW効果)を取り入れた超新星元素合成の計算に適用し、未知の振動パラメータを決定する新しい方法を提案する。

2. 原子核の殻模型計算の発展

最近の不安定核イオンビームを用いた核物理学の発展は目覚しく、殻構造の大きな変化を伴う崩壊線(原子核の存在限界を表す境界線；中性子がこぼれ落ちるという意味で「ドリップライン」とも呼ぶ)近傍に至る原子核の性質に関して新しい実験的発見が相次いでいる。新しい魔法数の発見はその一つである。スピン・軌道力を導入して魔法数が現れることで原子核の安定性を系統的に説明しノーベル賞に輝いたマイヤー&イェンゼン以来の伝統的な考え方が、アイソスピンの大きい極端に中性子数が過剰な原子核領域

[†] 東京大学大学院理学系研究科天文学専攻兼任

では必ずしも当てはまらず、核力と核構造の新しい体系化が求められるようになった。³⁾

殻模型の精密化によって、p殻、sd殻、fp殻において新しい殻模型ハミルトニアンが構築され、エネルギー準位や弱電遷移強度を従来に比べて高い精度で再現できるようになった。これらのハミルトニアンでは、 π 中間子の交換に伴うスピン・アイソスピン型核力の重要な役割が正しく取り入れられており、特にガモフ・テラー遷移^{*1}や磁気モーメント、磁気双極子遷移^{*2}などのスピン依存型モードにおいて実験との整合性が著しく改善されている。⁴⁻⁶⁾ここでは、特にp殻での最近の殻模型計算の進展について説明し、ニュートリノ-核反応への応用と超新星爆発時の軽元素合成へのニュートリノ過程の役割について述べる。

スピン・アイソスピンのフリップ型相互作用のモノポール項（一組の軌道に対応する二体力行列要素を結合角運動量の重みをかけて平均したもの）を強くして、中間子交換模型に基づくG行列⁷⁾に整合するように改良して構築したハミルトニアンを、著者の頭文字を取ってSFOと呼ぶ。⁴⁾このハミルトニアンはp殻核の磁気モーメントを系統的に再現し、¹²Cや質量数A=14核のガモフ・テラー遷移強度を良く説明できる。また、SFOは特にそのテンソル力部分が正しく組み込まれており、陽子・中性子間力のモノポール項の軌道依存性、すなわち $j_>=l+1/2$ 軌道と $j_<=l-1/2$ 軌道間では引力、 $j_>=j_<$ または $j_<=j_<$ 間では斥力というテンソル力の一般的性質を保持している。⁸⁾この性質はドリフプライン近傍の中性子過剰核での殻構造の変化、魔法数の変化を説明する上で極めて重要な役割を果たしている。^{8,9)}

3. ニュートリノ-原子核反応

スピンモードの記述に成功したSFOを、主にガモフ・テラー遷移とスピン双極子遷移によって引き起こされるニュートリノ-核反応に適用する。特に反応断面積が測定されている¹²Cを標的核とした反応に着目する。静止パイ中間子の崩壊に伴って放出されるニュートリノによって引き起こされる荷電交換反応 $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ と中性カレント反応 $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}(1^+, T=1, 15.1 \text{ MeV})$ の断面積はともにSFOによって良く再現できる。^{9,10)}図1(a)に $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ の断面積の計算値と実験値¹⁰⁾を示す。また包含反応 $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ の断面積も、スピン双極子 2^- 状態の励起に対して軸性ベクトル結合定数 g_A の規格化(減少効果)を考慮することで再現できる。^{9,10)}

次に超新星ニュートリノによるニュートリノ-原子核反応断面積を評価しよう。ニュートリノのスペクトルが温度 T のFermi-Dirac分布に従うと仮定した場合の計算結果を図1(b), (c)に示す。この図から判るように、 (ν_e, e^-) 、 (ν, ν') 反応ともSFOによる断面積は従来の標準的なハミルトニアン(PSDMK2)¹¹⁾による断面積に比べて増大している。

^{*1} 原子核中の核子のスピンのフリップする遷移。
^{*2} 核子のスピンと動径ベクトルが結合して起こす遷移。

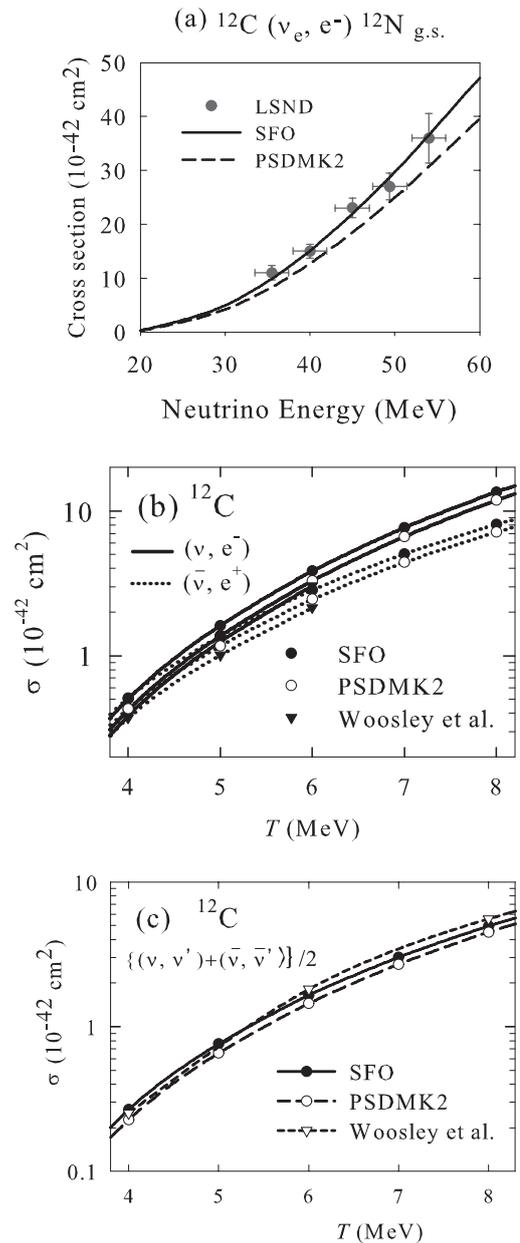


図1 (a) $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ の断面積の計算値と実験値(LSND)の比較。横軸はニュートリノのエネルギーを表す。超新星ニュートリノ(温度 T)による ν - ^{12}C 反応断面積のSFO,¹¹⁾ PSDMK2^{8,11)}による計算値。(b) 荷電交換反応、(c) 中性カレント反応。従来の文献2(Woosley)の計算値との比較も示す。

また荷電交換反応の断面積も文献2の結果と比較しても増大している。

このような反応断面積の増大は超新星爆発時での軽元素の合成率を増大させる。ここでは、特に⁷Liと¹¹Bの生成を考える。後で説明するように、⁷Liの生成には ν -⁴He反応が、¹¹Bの生成には ν -¹²Cと ν -⁴He反応の両方が寄与する(図4参照)。したがって、 ν -⁴He反応の断面積の精緻なる理論計算も重要である。この反応では主にスピン双極子遷移が寄与する。殻模型ハミルトニアンWBP¹²⁾とSPSDMK¹³⁾を用いて反応断面積を評価した。図2に示すように、荷電交換反応、中性カレント反応ともに従来の計算結果²⁾よりも断面積は増大している。模型によらない少数系の厳密計算の手法を用いて⁴Heの波動関数を解いて得られた最近の反

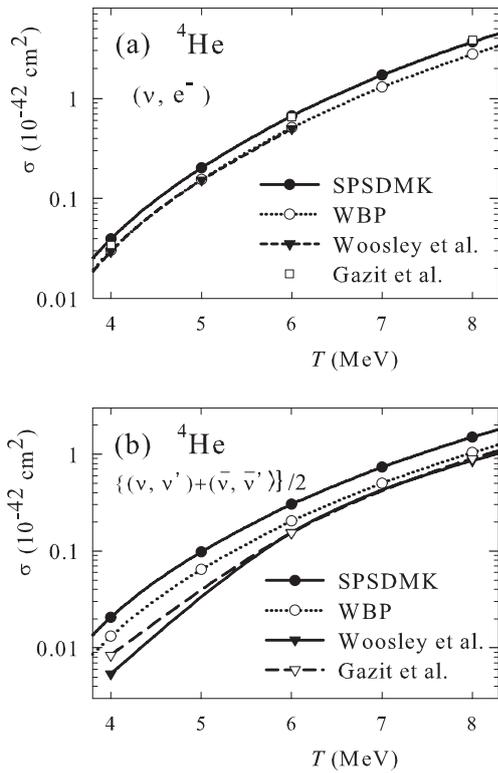


図2 超新星ニュートリノ(温度 T)による ν - ${}^4\text{He}$ 反応断面積のWBP,¹⁰⁾SPSDMK¹¹⁾による計算値(a)荷電交換反応,(b)中性カレント反応. 文献12(Gazit)の計算値との比較も示す.

断面積¹⁴⁾も従来の結果²⁾に比べ増大している。 ${}^4\text{He}$ のスピン双極子遷移強度の実験的情報は乏しいので、反応断面積の信頼性が高い理論的評価が重要である。

4. 超新星におけるニュートリノ元素合成

大質量星の進化の末、超新星爆発により吹き飛ばされる星は、層状の元素組成分布を持つ。図3(上図)にSN 1987Aに対応する超新星モデル¹⁵⁻¹⁸⁾の主要元素組成を示す。このモデルでは内側から順にNi層、Si/O層、O/Ne層、O/C層、He層、H層に分けることができる。この超新星元素合成モデルで生成される軽元素組成分布を図3(下図)に示す。 ${}^7\text{Li}$ は主にHe層で生成され、 ${}^{11}\text{B}$ は主にO/Ne、O/C、He層で生成されることが解る。主な生成過程は図4に示した通りである。

${}^7\text{Li}$ の生成に重要なニュートリノ反応は ${}^4\text{He}(\nu, \nu'p){}^3\text{H}$ 、 ${}^4\text{He}(\nu, \nu'n){}^3\text{He}$ である。また、荷電交換反応として ${}^4\text{He}(\nu_e, e^-p){}^3\text{He}$ と ${}^4\text{He}(\bar{\nu}_e, e^+n){}^3\text{H}$ も重要な寄与を担う。これらの反応によって ${}^3\text{H}$ と ${}^3\text{He}$ がまず生成され、衝撃波通過後の温度上昇により、ビッグバン元素合成や恒星内での陽子・陽子連鎖反応と同様のFowler-Cameron反応機構 ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$ 、 ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$ または ${}^7\text{Be}(e^-, \nu_e){}^7\text{Li}$ が爆発的に進行して ${}^7\text{Li}$ が生成される。

一方、 ${}^{11}\text{B}$ はその約6割がHe層で作られるが、O/Ne、O/C層でも生成される。He層では衝撃波通過による温度上昇によって引き起こされる α 捕獲反応 ${}^7\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{B}$ によって生成される。O/Ne、O/C層では ${}^{12}\text{C}$ からのニュートリノ反応

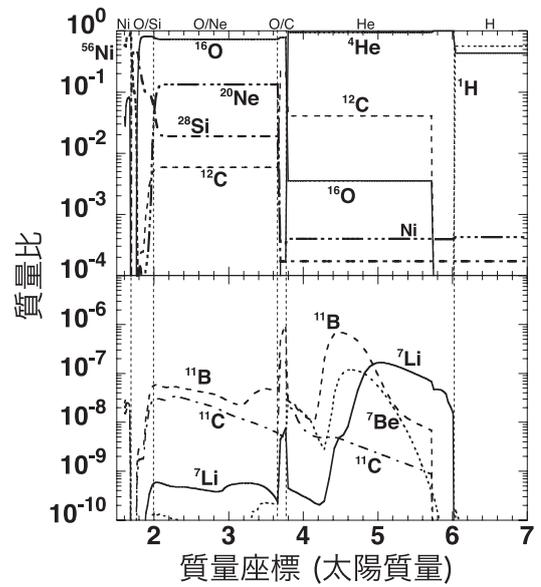


図3 SN 1987Aモデルの主要元素組成分布(上図)と ${}^7\text{Li}$ 、 ${}^{11}\text{B}$ 存在度分布(下図)。横軸は星の中心からの距離を中心からの累積質量(太陽質量比)で表したもので、縦軸は元素質量の全質量に対する割合を示す。16.2太陽質量まで水素層が存在。1.6太陽質量より内側は中性子星となる。

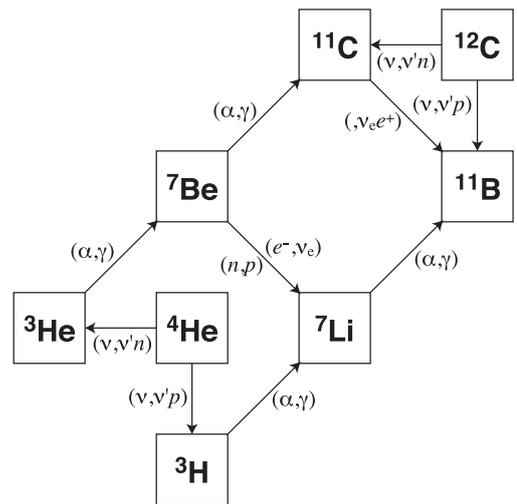


図4 ${}^7\text{Li}$ と ${}^{11}\text{B}$ の主要生成過程.

${}^{12}\text{C}(\nu, \nu'p){}^{11}\text{B}$ と ${}^{12}\text{C}(\nu, \nu'n){}^{11}\text{C}$ によっても生成される。荷電交換反応 ${}^{12}\text{C}(\nu_e, e^-p){}^{11}\text{C}$ と ${}^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+n){}^{11}\text{B}$ も起こる。

私たちは、新しく構築した殻模型ハミルトニアン(SFO-WBPの組)で理論計算したニュートリノ-核反応断面積¹⁸⁾と文献2のWoosley等の断面積とを超新星ニュートリノ元素合成に用い、 ${}^7\text{Li}$ と ${}^{11}\text{B}$ の生成量を比較した。 ${}^4\text{He}$ の反応断面積の評価には、WBPの方がSPSDMKより新しく信頼性が高いと判断した。その結果、以前のWoosley等の反応断面積では ${}^7\text{Li}$ と ${}^{11}\text{B}$ の生成量は 2.36×10^{-7} 太陽質量、 6.26×10^{-7} 太陽質量だったものが、それぞれ 2.67×10^{-7} 太陽質量、 7.14×10^{-7} 太陽質量に増加した。従来の予測に比べて ${}^7\text{Li}$ と ${}^{11}\text{B}$ の生成量が13~14%程度増加していることになる。ニュートリノ振動が無いときの生成量は、主にニュートリノ温度が $T \sim 6$ MeVの ν_{μ} 、 ν_{τ} とその反粒子による中性カレント反応によって引き起こされ、その温度での反応断

面積の値によって決まる(図1(c), 図2(b)参照). 生成量の増加幅は大きくはないが, 計算の精度が上がり従来より信頼性が高い結果が得られたということが重要な点である.

信頼性の高い生成量が, しかも多少大きな値が得られたことは, 少なくとも二つの重要な利点をもたらす. 第一は, 超新星においてニュートリノ核反応(弱い相互作用)で作られる ${}^7\text{Li}$ や ${}^{11}\text{B}$ の生成量は核力や電磁相互作用による原子核反応で作られる元素群の生成量に比べて圧倒的に少ないが, 天文観測で示された ${}^7\text{Li}$ と ${}^{10+11}\text{B}$ にみる銀河の化学進化に超新星元素合成が寄与していることをより確実にしたことである. 第二は, 超新星起源のプレソーラーグレイン, あるいは超新星残骸など超新星元素合成の痕跡を強く留めている天体に ${}^7\text{Li}$ や ${}^{11}\text{B}$ が検出されるに違いないという確信をもたらす, 検出されやすい有利な状況になるということである.

さらにもう一つの重要な発見は, 元素存在量の比 ${}^7\text{Li}/{}^{11}\text{B}$ をとった場合, ハミルトニアン依存性はほぼ打ち消しあって, 比の値は大きく変化しない点である. その理由は, 上で議論したように ${}^7\text{Li}$, ${}^{11}\text{B}$ ともに主にニュートリノによる ${}^4\text{He}$ の破砕反応によって始まる一連の元素合成過程で作られるからである. この点は, 後に ${}^7\text{Li}/{}^{11}\text{B}$ 比の未知のニュートリノ振動パラメータへの依存性を議論するとき重要となる.

5. ニュートリノ温度と軽元素過剰合成問題

超新星ニュートリノはFermi-Dirac分布に近いエネルギー分布を持つため, ニュートリノ元素合成を計算する場合には, ニュートリノエネルギースペクトルをFermi-Dirac分布で近似する.(化学ポテンシャルに関しては文献16を参照.) ニュートリノ温度は, r 過程が起こる条件から $T_{\nu_e} = 3.2 \text{ MeV}$, $T_{\bar{\nu}_e} = 5 \text{ MeV}$ を採用する.¹⁷⁾

T_{ν_X} ($\nu_X = \nu_\mu, \nu_\tau$ とその反粒子)に関しては, さまざまな超新星爆発のシミュレーションでまだ一致した値が得られていない. 爆発シミュレーションの先駆的な理論計算であるリバモアモデルでは, $T_{\nu_X} = 8 \text{ MeV}$ が得られているが, この理論モデルでは鉄族までの α 元素は見事に説明できるが, ${}^7\text{Li}$ や ${}^{11}\text{B}$ は2~5倍の過剰生成問題があり, 永い間の謎であった.²⁾

私たちは, 隕石分析から明らかにされている ${}^{11}\text{B}/{}^{10}\text{B}$ 比の値, 天文観測で明らかにされている希元素Li-Be-Bに関する銀河の化学進化からの要請, および超新星1987Aから放出された総ニュートリノエネルギーに関する観測的制限を満たすように超新星元素合成モデルを構築し, ニュートリノエネルギースペクトルを制限することを試みた. その結果, $T_{\nu_X} \sim 6 \text{ MeV}$ ($T_{\nu_X} = 5.7 \pm 0.9 \text{ MeV}$)がこれらの要請を満たすことが判った.¹⁶⁾ この温度は最近の超新星爆発のシミュレーションから得られている値に近く, 軽元素過剰生成問題が解決する. 新しいハミルトニアン(SFO-WBP)を用いた場合の ${}^{11}\text{B}$ の生成量の増大の影響は, T_{ν_X} の値を 0.3 MeV 程度小さくする($T_{\nu_X} = 5.4 \pm 1.1 \text{ MeV}$)¹⁸⁾程度の範囲に収まる.

6. 超新星におけるニュートリノ振動

$\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_X$ のエネルギー分布が異なる温度のFermi-Dirac分布で表されることにより, ニュートリノ物質振動(MSW効果)を通して荷電交換反応の断面積が大きく変化する可能性がある.

超新星ニュートリノは星の内部を通過する間にニュートリノ振動によってそのフレーバーを変える.¹⁹⁾ フレーバーの変わり方はニュートリノ振動パラメータである質量階層とニュートリノのフレーバー固有状態と質量固有状態を結びつける混合角に依存する. これまでのニュートリノ実験により, ニュートリノ質量の自乗差のうち Δm_{12}^2 と $|\Delta m_{13}^2|$ が精度よく求められている. また, 混合角のうち θ_{12}, θ_{23} はよく判っている. 超新星ニュートリノにおけるフレーバー遷移は残る2つの未知のパラメータ θ_{13} と Δm_{13}^2 の符号(すなわち質量階層)に強く依存する. 超新星ニュートリノのフレーバー変化は大きく3通りの振動パラメータの組み合わせに分けることができる. まず順質量階層で θ_{13} が比較的大きな場合($\sin^2 2\theta_{13} > 0.001$)には, 電子ニュートリノとミュー, タウニュートリノとの大きな変換がO/C層付近で起こる. この変換により, He層のほぼ全ての電子ニュートリノはもっと高い温度のミュー, タウニュートリノから変換されたものとなる. 反電子ニュートリノはHe層内で一部が反ミュー, 反タウニュートリノに変換される.

次に逆質量階層で θ_{13} が比較的大きな場合には, 反電子ニュートリノと反ミュー, 反タウニュートリノとの間で大きな変換がO/C層付近で起こり, He層内のほぼ全ての反電子ニュートリノが反ミュー, 反タウニュートリノから変換されたものとなる. この場合, 電子ニュートリノはHe層内で一部ミュー, タウニュートリノと変換される.

最後に θ_{13} が比較的小さい場合($\sin^2 2\theta_{13} < 0.001$)には, 質量階層に関わらずO/C層内での大規模なフレーバー変換は起こらず, He層内で一部の電子ニュートリノがミュー, タウニュートリノに変換し, 一部の反電子ニュートリノが反ミュー, 反タウニュートリノに変換される.

このように θ_{13} が大きいか場合にはO/C層で大規模なフレーバー変換が起き, ニュートリノ, 反ニュートリノのどちらで起こるかは質量階層に依存する.

7. 軽元素合成のニュートリノ振動による影響

超新星最深部では $T_{\nu_e} < T_{\bar{\nu}_e} < T_{\nu_X}$ というニュートリノ温度の関係があることから, ニュートリノ振動による電子ニュートリノ, 反電子ニュートリノのエネルギースペクトルの変化, 特に平均エネルギーの増加はニュートリノ元素合成による ${}^7\text{Li}$ と ${}^{11}\text{B}$ の合成に大きく影響する. 電子ニュートリノと反電子ニュートリノの平均エネルギーの増加は, He層における ${}^4\text{He}$ と ${}^{12}\text{C}$ の荷電交換反応をより頻繁に起こさせる. 中性カレント反応はニュートリノフレーバーに依存しないため変化しない. したがって, 全ニュートリノ反応断面積はニュートリノ振動によって増加する.

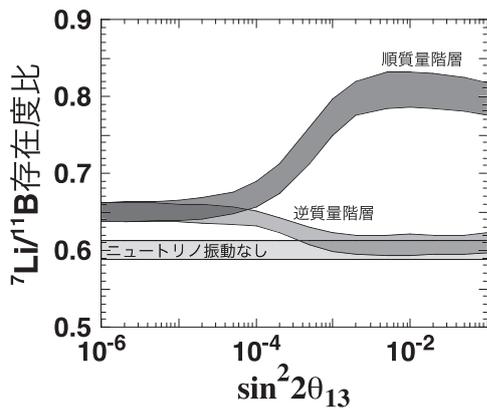


図5 SN 1987A モデルでの ${}^7\text{Li}/{}^{11}\text{B}$ 存在度比。濃灰色は順質量階層の場合、灰色は逆質量階層の場合、薄灰色はニュートリノ振動が考慮されていない場合。原始中性子星から放出されるニュートリノエネルギー分布については文献 19 を参照。

その増加の割合は振動パラメータに依存する。私たちが用いた超新星モデルでは、順質量階層で θ_{13} が比較的大きな場合に ${}^7\text{Li}$ と ${}^{11}\text{B}$ の生成量がそれぞれ約 1.7, 1.2 倍に増加した。これに次いで軽元素生成量の増加が大きいのが、逆質量階層で θ_{13} が比較的大きな場合である。 ${}^7\text{Li}$ の生成量の増加が ${}^{11}\text{B}$ の増加よりも大きい。これは ${}^7\text{Li}$ が He 層でほぼ全て生成されるのに対して、 ${}^{11}\text{B}$ は He 層と O 層の両方で作られるためである。

現状では超新星ニュートリノのスペクトルは非常に詳細に決められているわけではない。そのため、本研究ではニュートリノスペクトルの不定性を考慮してニュートリノ振動パラメータに対する ${}^7\text{Li}/{}^{11}\text{B}$ 元素存在度比の依存性を調べた。¹⁸⁾ 図5は順質量階層、逆質量階層それぞれの場合について、 ${}^7\text{Li}/{}^{11}\text{B}$ 比の混合角 θ_{13} に対する依存性を示す。 ${}^7\text{Li}$ と ${}^{11}\text{B}$ の生成量は、新しいハミルトニアン (SFO-WBP) による新しい核反応断面積を用いて求めた。結果として、順質量階層で θ_{13} が比較的大きな場合には、 ${}^7\text{Li}/{}^{11}\text{B}$ 比はおおよそ 0.78 以上の値を示した。しかし、それ以外の場合には ${}^7\text{Li}/{}^{11}\text{B}$ 比は小さな値に留まる。そのため、超新星ニュートリノのスペクトルに多少の不定性があるとしても、超新星で生成される軽元素の ${}^7\text{Li}/{}^{11}\text{B}$ 比にはニュートリノ振動パラメータの違いが反映されると期待される。以前議論したように ${}^7\text{Li}/{}^{11}\text{B}$ 比は核反応断面積の詳細には強く依存しないので、この結果はロバスト (robust) なものと言える。

現在計画されている素粒子実験 (ロングベースラインによるニュートリノ振動検出実験) T2K, Daya Bay, Double CHOOZ などでは、それぞれ $\sin^2 2\theta_{13} = 6 \times 10^{-3}$, 10^{-2} , $(2\sim 3) \times 10^{-2}$ より大きい領域での θ_{13} の決定精度を目指している。これに比べて、私たちが提案している超新星ニュートリノ元素組成による決定方法では、順質量階層の場合 ${}^7\text{Li}/{}^{11}\text{B}$ 比の値が $5 \times 10^{-5} < \sin^2 2\theta_{13} < 10^{-2}$ で最も大きく変化し、素粒子実験とは相補的な関係にある。私たちの方法では質量階層と θ_{13} に関する制限が同時に得られる可能性が

あることも、大きな違いである。

最近、T2Kの加速器実験の解析から θ_{13} が有限であること、順(逆)質量階層で $0.03(0.04) < \sin^2 2\theta_{13} < 0.28(0.34)$ が報告された。²⁰⁾ この θ_{13} は ${}^7\text{Li}/{}^{11}\text{B}$ 比が物質振動によって大きく変化しうる領域にあり、質量階層の決定の可能性が現実的なものであることを意味する。近い将来、超新星起源のプレソーラーグレイン、あるいは超新星残骸など超新星爆発の痕跡を強く残している天体に軽元素存在度比が検出されれば、超新星母天体の情報と合わせることでニュートリノ振動パラメータを制限する鍵の一つになることが期待できよう。

8. おわりに

超新星内部でのニュートリノ-原子核反応の断面積の改良によって ${}^7\text{Li}$, ${}^{11}\text{B}$ 等の軽元素合成量のより正確な評価が可能となり、未知のニュートリノ振動パラメータ θ_{13} と質量階層を決定する可能性と信頼性が向上した。超新星残骸、隕石等に ${}^7\text{Li}$, ${}^{11}\text{B}$ が検出されることに期待する。

この研究を進めるにあたり、ニュートリノ振動の振動の効果を取り入れるときに高村明氏、木村恵一氏、横枕英和氏、A. B. Balantekin 氏と多くの議論をさせていただきました。ここに感謝いたします。また、重元素合成に関する共同研究について G. J. Mathews 氏に、不安定核の構造と核力に関する共同研究について大塚孝治氏に感謝いたします。

参考文献

- 1) 田村詔生, 末包文彦, 安田 修: 日本物理学会誌 **61** (2006) 799.
- 2) S. E. Woosley, D. H. Hartmann, R. D. Hoffman and W. C. Haxton: *Astrophys. J.* **356** (1990) 272.
- 3) 大塚孝治, 鈴木俊夫: 日本物理学会誌 **66** (2011) 195.
- 4) T. Suzuki, R. Fujimoto and T. Otsuka: *Phys. Rev. C* **67** (2003) 044302.
- 5) T. Otsuka, M. Honma, T. Mizusaki, N. Shimizu and Y. Utsuno: *Prog. Part. Nucl. Phys.* **47** (2001) 319.
- 6) M. Honma, *et al.*: *Phys. Rev. C* **65** (2002) 061301; *ibid.* **69** (2004) 034335.
- 7) M. Hjorth-Jensen, T. T. S. Kuo and E. Osnes: *Phys. Rep.* **261** (1995) 125.
- 8) T. Otsuka, T. Suzuki, R. Fujimoto, H. Grawe and Y. Akaishi: *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005) 232502.
- 9) T. Suzuki, S. Chiba, T. Yoshida, T. Kajino and T. Otsuka: *Phys. Rev. C* **74** (2006) 034307.
- 10) L. B. Auerbach, *et al.* [LSND Collab.]: *Phys. Rev. C* **64** (2001) 065501; C. Athanassopoulos, *et al.*: *Phys. Rev. C* **55** (1997) 2078; B. E. Bodmann, *et al.* [KARMEN Collab.]: *Phys. Lett. B* **332** (1994) 251; B. A. Armbruster, *et al.*: *Phys. Lett. B* **423** (1998) 15.
- 11) S. Cohen and D. Kurath: *Nucl. Phys.* **73** (1965) 1; D. J. Millener and D. Kurath: *Nucl. Phys. A* **255** (1975) 315.
- 12) E. K. Warburton and B. A. Brown: *Phys. Rev. C* **46** (1992) 923.
- 13) OXBASH, B. A. Brown, A. Etchegoyen and W. D. M. Rae: MSU Cyclotron Laboratory Report No. 524 (1986).
- 14) D. Gazit and N. Barnea: *Phys. Rev. C* **70** (2004) 048801; *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 192501.
- 15) T. Shigeyama and K. Nomoto: *Astrophys. J.* **360** (1990) 242.
- 16) T. Yoshida, T. Kajino and D. H. Hartmann: *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 231101.
- 17) T. Yoshida, M. Terasawa, T. Kajino and K. Sumiyoshi: *Astrophys. J.* **600** (2004) 204.
- 18) T. Yoshida, T. Suzuki, S. Chiba, T. Kajino, H. Yokomakura, K. Kimura, A. Takamura and D. H. Hartmann: *Astrophys. J.* **686** (2008) 448.
- 19) 佐藤勝彦, 安藤真一郎, 高橋慶太郎: 日本物理学会誌 **62** (2007) 668.
- 20) K. Abe, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 041801.

(2011年4月4日原稿受付)

Nucleosynthesis in Supernovae and Neutrino Oscillation

Toshio Suzuki, Takashi Yoshida, Satoshi Chiba

and Toshitaka Kajino

abstract: Neutrino-nucleus reaction processes play important roles in synthesis of ${}^7\text{Li}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{138}\text{La}$, ${}^{180}\text{Ta}$ and other elements in explosive environments realized in supernovae. We have constructed new shell model Hamiltonians based on recent progress of physics in unstable nuclei near the neutron drip-line. The spin responses of nuclei are found to

be remarkably improved by the new Hamiltonians. We then applied these Hamiltonians to calculate the neutrino-nucleus reaction cross sections, and obtained more precise and reliable theoretical estimate of supernova nucleosynthesis of ${}^7\text{Li}$, ${}^{11}\text{B}$, *etc.* including the neutrino processes. Finally we propose a new method to determine unknown neutrino oscillation parameters, namely the mixing angle θ_{13} and the mass hierarchy, by making use of strong dependence of the yields of ${}^7\text{Li}$ and ${}^{11}\text{B}$ on these parameters.

『大学の物理教育』誌定期購読のすすめ

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

また、本誌ホームページのURLは次の通りですので、どうぞご覧下さい。

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

『大学の物理教育』編集委員会

Vol. 17-3 (11月15日発行) 目次

理学部と工学部の物理教育	倉本義夫
講義室	
アフォーダンスと物理教育	新田英雄
円形開口と遮蔽によるバビネの原理の超音波実習	
一位相の迷宮	月出 章, 高田萌々
警察における交通事故事件捜査員のための物理学テキスト	
私案	那須 修
自然災害を科学の目で学ぶ—岩波映画(津波)を例に—	長谷川智子
実験室	
物理学講義における系統的演示実験の試み	
	安田淳一郎, 齋藤芳子, 小西哲郎, 中村泰之, 千代勝実, 古澤彰浩, 三浦裕一
教育実践	
文系学生に対する科学教育の取り組みと意義	鎌滝晋礼
チュートリアル方式による物理授業の試み	植松晴子

教育報告

大学全入時代の物理教育の試み	巨海玄道, 野田常雄
理工系学生のための基礎物理学実験「教育システム」の紹介	
	松本節子, 長島和茂, 小田島仁司, 松本皓永
原発・放射能を授業で取り組んで	山崎敏昭
物理を陰極線・放射線で始めたわけ	広井 禎
放射能や原子力をめぐる誤解と誤概念	鈴木 亨
はじめての講義	
新任教員, 講義の荒海にこぎ出す	畠山 温
教育に関する一言	法橋 登, 成相陽子
開催情報	
寄贈書リスト	
『大学の物理教育』総目次 (vol. 17)	
編集後記	

日本物理学会が発行している Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の2011年10月号に掲載された論文の中から JPSJ編集委員会が選んだ“Papers of Editors' Choice”(JPSJ注目論文)を以下に紹介します。

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

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

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

CrやVによるFeの磁性増大

永久磁石はハードディスクドライブをはじめとするエレクトロニクス機器や、ハイブリッドカーの駆動モータなど様々な場面で活躍している。Feベース永久磁石材料では、強磁性体であるFeに第2、第3の成分を添加することで磁石としての性能が向上している。例えば『世界最強の磁石』と呼ばれるNdFeB磁石では、Feに添加されたNdが磁気異方性を高める役割を果たしており、さらにBを加えると磁化、キュリー温度、磁気異方性ともに向上する。このように、永久磁石材料の開発には強磁性体であるFeに他の成分を添加した際の磁性の変化とその起源について理解することが重要である。大阪大学大学院理学研究科物理学専攻の研究グループは、Feに少量のCrもしくはVを添加すると飽和磁化は下がるもののキュリー温度が増加するという実験事実に着目し、このFeの磁性増大のメカニズムを第一原理電子状態計算によって理論的に明らかにするとともに永久磁石材料への応用を提案した。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2011年10月号に掲載された。

CrやVのd状態はFeのd状態よりも高いエネルギー領域に位置している。そのため、CrやVの原子の隣のFe原子のd状態はCr、Vのd状態との混成を通じて低エネルギー側に押し下げられ、多数スピンd状態が完全に占有されたCoの電子状態に近い状態になる。この不純物原子の隣のFe原子の磁気モーメントは純粋なFeと比較して変わらないか、むしろ減少する。しかし、この『Co化』したFe原子がさらに隣のFe原子の磁気モーメントを増加させる。(FeCo合金は唯一Feの磁化とキュリー温度を増加させる合金として知られているが、この増加はCoの隣のFeの磁気モーメントが増加するためであると理解されている。)このことはFeにBやNなどの典型元素を添加した際に磁性

が増大するメカニズムによく似ている。Cr、V原子はFe原子と反対向きの磁気モーメントを持つため、系全体の磁化は減少するが、キュリー温度を上昇させることができる。

この磁性の増大はFe/Crヘテロ構造でも発現する。Fe-Cr, Cr-Cr間の交換相互作用が反強磁性的であることから、偶数のCr層をはさむことでFe層-Fe層同士が反対向きの磁化を持つ反強磁性ヘテロ構造をつくることが可能である。反強磁性構造の磁化方向を変化させる外部磁場は、異方性エネルギーを磁場に換算した異方性磁場と同様に反強磁性交換相互作用を換算した有効磁場の幾何平均で与えられるため、かなり大きくなる。したがってこのような反強磁性

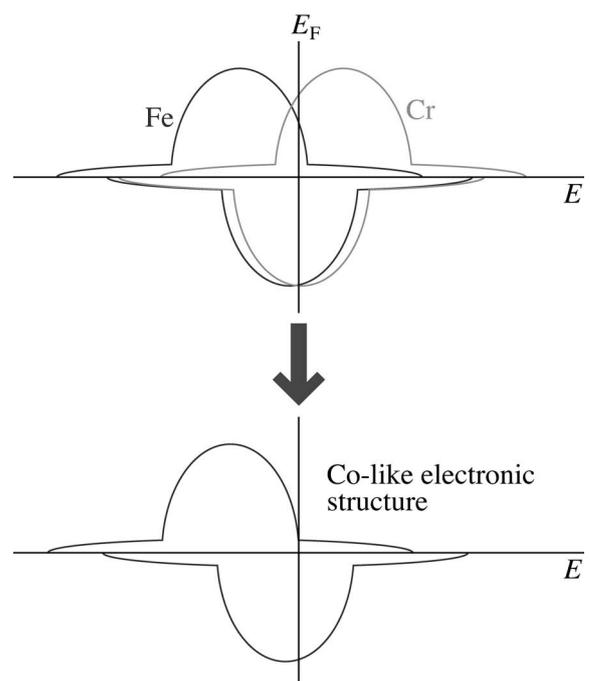


図1 Crを添加したときのFeの電子状態の変化。

構造を部分的に導入することにより, Fe-Crの交換相互作用を通じて強磁性Fe層の磁化方向を固定する異方性エネルギーを作り出すことができ, 高温で高い保磁力を維持するレアメタルフリーな永久磁石材料開発への応用が期待される. 今後は磁気モーメントやキュリー温度だけでなく, 磁気異方性の定量的理論評価が課題となるであろう.

論文掲載誌: J. Phys. Soc. Jpn. **80** (2011) No. 10, p. 104711.
電子版: <http://jpsj.ipap.jp/link?JPSJ/80/104711> (9月27日公開済)

〈情報提供: 小倉昌子 (大阪大学大学院理学研究科)
赤井久純 (大阪大学大学院理学研究科)〉

応用物理 第81巻 第1号 (2012年1月号) 予定目次

特集: ナノエレクトロニクス

巻頭言: グリーン・ナノエレクトロニクス……………横山直樹

総合報告: ポストスケール技術の現状と期待される展開
……………財満鎮明

解説

分子エレクトロニクス: 単一分子接合から超分子ナノデバイス
までの展望……………石田敬雄

ナノエレクトロメカニカルシステム (NEMS) のセンサ応用
……………石原直

スピン流のナノエレクトロニクスへの展開……………木村崇
バイオとナノテク, ナノエレクトロニクスの融合……………山下一郎

最近の展望

ダイポールを用いる分子ダイオードおよび分子スイッチング
……………木村俊作

ナノ計測を可能にするツール……………小野崇人
ナノ構造を用いた熱電素子の現状と課題……………宮崎康次

研究紹介

アトムトランジスタ……………長谷川剛, 他
半導体ナノワイヤデバイスの新展開……………富岡克広, 福井孝志

基礎講座: スピントロニクス; エレクトロニクスにおける
スピンの役割とは?……………齊藤英治

第41回天文天体物理若手夏の学校開催報告

古澤 圭 (名古屋大)

2011年8月1日から4日にかけて第41回天文天体物理若手夏の学校(以下、夏の学校)が愛知県蒲郡市のホテルたつきにて開催されました。本稿では夏の学校について、開催者としてその準備と当日の様子を紹介します。

夏の学校は、天文及び天体物理を専攻する若手研究者に研究発表と交流の場を提供することで「研究、研究発表能力の向上」、「若手研究者同士の交流促進」、「研究会運営の経験を積むこと」の3つの達成を目的とした合宿形式の研究会です。夏の学校は、各分科会における招待講師による招待講演や大学院生による一般講演と参加者全員が一堂に会する全体企画で構成されています。今年は招待講師22名を含む382名の参加者を迎えて281件の一般講演(口頭講演及びポスター講演)と1件の全体企画が行われました。今年度は名古屋大学の学生が中心となって事務局を担当し、企画・運営を行いました。

夏の学校の準備は、開催の約1年半前から開始されます。まずは、校長や事務局長などの中心となるメンバーを決め、若手の会総会で会員の承認を経た後、夏の学校事務局として正式に活動していきます。事務局が一番最初に行う大きな仕事は、会場選定です。最近参加者が350人を超え、その会場選びも困難になってきています。350名以上が入る大きな会場を備えていること、学生にとって手ごろな値段であることなどが条件としてあげられます。今年の事務局は、全国からのアクセスがしやすいように中部地区で行うことを条件として追加しました。事務局員それぞれが会場を調べ、持ち寄った候補から、会場の広さ、値段、アクセスなどを考慮して下見を行い、最終的に愛知県蒲郡市にあるホテルたつきを会場として選びました。

会場選定後は、夏の学校で行われる全体企画についての話し合いを主に行いました。2010年度までは、全体企画としてテーマの決まった事務局企画

と参加者からのテーマを募る公募企画の2つがありました。近年は全体企画の座長選出が困難になっていること、参加者の増加に伴う講演時間不足といったことが問題となっていました。そこで2011年の夏の学校では、これらの問題へ対応し、より参加者の意向・要望を反映させるために2件とも公募企画にするということにしました。公募を行った結果、1件の応募があり、その内容を事務局内で審査した結果、夏の学校で行うに適切な内容であるということで全体企画として実施することにしました。全体企画は1件しか行わない代わりに、一般講演に充てる時間を増やしました。

各機関に夏の学校の援助のお願いをしたり、補助金申請書類を作るのも大きな仕事の一つです。夏の学校の主な収入源は、国立天文台、京都大学基礎物理学研究所、宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所、宇宙線研究者会議、理論天文学宇宙物理学懇談会、光学赤外線天文連絡会などの団体からの援助と企業や個人からの寄付及び参加者の参加費です。この収入から運営資金を賄ったり参加者への旅費補助を行ったりしています。旅費補助は、遠方から参加する大学院生の経済的負担を減らし、財源がないからという理由で参加を諦めるという事態を避けることを目的としています。また、夏の学校は天文学会からの後援も受けています。その他にもレジストレーションやプログラムの編成、当日の事務局員の人員配

置の検討等を経て夏の学校を迎えます。

夏の学校当日は、事前の準備の甲斐もあり大きなトラブルなく終えることができました。今年の夏の学校では、9つの分科会(相対論、宇宙論、宇宙線、コンパクトオブジェクト、銀河・銀河団、太陽・恒星、星間現象、惑星系、観測機器)と1つの全体企画が行われました。特に修士1年生にとっては夏の学校が初めての発表の場という場合も多く、まだまだ発表にまとまりがなかったりします。しかし、修士1年は特に他分野に関しては初心者であり、そのような参加者が多数いる夏の学校に向けた準備をすることも含めて、研究や研究発表能力の向上という夏の学校の趣旨に合致するのではないかと思います。また、それぞれの分科会において専門分野や学年を問わず積極的に質問をする姿や、講演時間中だけでなく食事の時や空いている時間にロビーなど色々な場所で積極的に議論する姿も見られました。招待講演では各分科会の座長がお招きした招待講師の方に、ご自身の研究等について講演していただき最先端の研究に触れることができました。参加者は自分の専門に対する幅広い知識を得ることができただけでなく、お互いの研究を認識する良い機会になりました。

今年の全体企画では「アウトリーチ2010年代!」と題してパネル形式の企画を行いました。その背景には、近年の事業仕分けや政策コンテストなど以前にも増して社会と科学研究のあり方が問われるようになってきたことがあります。そのような社会との関わりの方法の一つとして、講演などを通して我々の研究を広く市民の方にも知って



図1 参加者全員による集合写真。



図2 講演中の参加者の様子。

らい、そして市民の方の意見を聞くアウトリーチ活動があります。そのアウトリーチ活動を大学院生が主体となって企画・運営している団体から代表者をお招きし、各団体の代表者の皆様にパネラーとして登壇いただきました。出前授業、サイエンスカフェや研究体験といった現場での活動やそれらの活動をするための準備についてなど各団体の活動の様子などを紹介していただいた後、パネルディスカッションを行いました。その中で、アウトリーチ活動を行う意義や具体的にどのような活動ができるのかといったことについて議論しました。研究をする時間からアウトリーチ活動のための時間を捻出して両立する方法、アウトリーチ活動の目的として物事を論理的に考えることの大切さを伝えることも大事ではないかといったことも議論されました。参加者はこの企画を通して今まで知らなかったアウトリーチ活動について知ることができました。そして、アウトリーチ活動への見方が変わったり、実際に行ってみたいと思ったりするなど社会とのつながりを考えるきっかけになりました。

夏の学校では、毎回参加者に対してアンケートを取っています。その中の事務局の事前・当日の対応、開催時期に関しては約9割の方から満足という回答をいただきました。また、合宿形式については約8割の方から賛成を得られました。参加目的としては発表、交流、情報収集といった回答が多く、

参加した意義としては自身の研究の進展や他の若手との交流という回答が多く得られました。これらのことから参加者の皆様には夏の学校に満足していただき、「研究、研究発表能力を向上する」、「若手研究者の交流を促進する」という夏の学校の目的を夏の学校主催者だけでなく参加者も共有し、達成できたと考えています。

一方、参加・宿泊費に関しての質問では約4割の方が「やや高い・高い」と回答されていました。300人を超える参加者を賄えるだけの会場の候補は少なく、会場選定は毎年悩ましいところですが、しかし、これからも多くの参加者を迎えて夏の学校を続けるためにも、引き続き会場選定の基準については検討しなければならないと考えています。

夏の学校では「運営サポーター」と呼ばれる当日の運営に関わるボランティアを事務局担当大学以外の参加者から募っており、今年も多くの方が応募してくださいました。この制度は当日の運営を円滑に進めるだけでなく、参加者が積極的に運営に関わることができるという点で夏の学校の目的に適っています。また、事務局員の多くが運営に携わったことは良い経験になったと肯定的にとらえています。我々、事務局員はこのような大きな研究会を開催したことはなく、はじめは手探りでした。ミーティングも時間だけが過ぎて、結局大事なことが決まらずに終わることもありました。しかし、ミー

ティングを重ねるうちに次第に手際よく必要なことを決められるようになっていき、ミーティングが有意義なものになりました。このようなことにより「研究会運営経験を積むこと」という夏の学校の目的を達成できたと考えています。

近年の夏の学校の問題点として、参加者の増加により講演時間枠の不足や全員が入る会議室を備えた会場の確保といったことが出てきました。また、参加者の多くが修士1年生ということで、研究会としての質という問題も考えられます。このような問題に対処するために、2パラレルで行われていたセッションを3パラレルにしたり、博士課程の学生の積極的な参加を呼び掛けたりして研究会としてより充実したものになるよう努力してきました。しかし、アンケートの参加目的の項目では発表と交流という回答がほぼ同じ割合なのに対し、参加した意義の項目では交流という回答が研究関係という回答の約4倍程度であるなど、近年は交流会という側面が強調されすぎているのも事実です。アンケートの中にも「研究会という体裁からは遠くなっていく気がする」というご指摘がありました。今後も夏の学校を研究会として続けていくためにも、どのようにすれば良い夏の学校になるかを主催者だけでなく参加者全員で考えていくことは課題だと思います。

最後になりましたが、天文天体物理若手夏の学校にご理解、ご協力いただいている各機関、寄付をいただいた皆様に厚くお礼申し上げます。また、参加いただいた皆様、夏の学校開催に尽力してくれた事務局のメンバーにも深く感謝いたします。

非会員著者の紹介

古澤 圭氏：1984年熊本生まれ。2007年名古屋大学理学部卒。現在同大学院理学研究科博士後期課程3年在籍。専門は系外惑星。

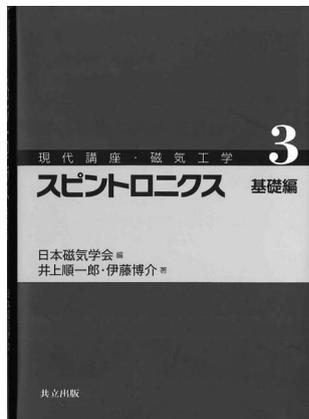
(2011年8月31日原稿受付)

日本磁気学会編, 井上順一郎, 伊藤博介著

スピントロニクス—基礎編—

共立出版, 東京, 2010, xi + 278 p, 22 × 16 cm, 本体3,600円 (現代講座・磁気工学3) [大学院向]

ISBN 978-4-320-08589-3



スピントロニクスという研究分野の名称が使われ始めてから10年程度が経過して, 最近では多くの人に認知されたように思われる. この研究分野は, 電子がもつ電荷だけでなくスピンの自由度を活用した新しいエレクトロニクスを創ることを目標に目覚ましい発展を遂げている. また同時に新しい物理現象・概念を次々と打ち出してきた.

本書は, 新しくこの研究分野に参入する者が, スピントロニクスの初歩を学習するのに適した教科書といえる. スピントロニクスの基礎知識が平易に記述されていることが, 本書の特徴である.

第1章ではスピントロニクスの発端となった巨大磁気抵抗の発見から最近のデバイス応用までが概観されており, 初学者の動機づけとなる適切な導入となっている. 第2章は磁性の基礎と局在スピン系の磁性理論の初歩が簡潔にまとめられており, 続く第3章では磁性体の電子状態について具体的な物質を例に挙げながら丁寧に記述されている.

第4章は電気伝導の理論について古典論から量子論まで広範な説明にあてられており, 本書を特徴づける内容となっている. 電気伝導の理論的取扱いは多くの方法論があり, 初学者でなくとも混乱しやすい. 本書ではドゥルード理論やボルツマン方程式から始ま

白井正文 (東北大通研)

り, ランダウアー公式や久保公式に至るまで, 限られた紙面で必要な事項が記述されており, 次章の内容を理解するための助けとなっている.

第5章が本論であり, スピントロニクスの理解には不可欠な各種のスピン依存伝導現象について詳しく述べられている. 巨大磁気抵抗効果ならびにトンネル磁気抵抗効果に関する記述は, 単なる一般的な説明にとどまらず, 多彩な物質系に対する実験結果を数多く

引用しながら, 第3章で述べられた物質の電子状態と関連づけて詳述されている. また半導体スピントロニクス素子の典型例として, いくつかのスピントランジスタについても述べられている. さらに最近話題となっているトピックスとして, スピンホール効果などスピン軌道相互作用が重要な役割を果たす現象や, 電流駆動磁化反転など磁化ダイナミクスと関連した現象について平易に説明されている.

以上のように本書はスピントロニクス分野に新規に参入される者にとって格好の入門書といえる. 続いて刊行が予定されているスピントロニクス応用編も今から楽しみである.

(2011年7月26日原稿受付)

A. Das, T. Ferbel 著, 末包文彦, 白井淳平, 湯田春雄訳

素粒子・原子核物理学の基礎～実験から統一理論まで～

共立出版, 東京, 2011, xv + 389 p, 22 × 16 cm, 本体5,000円 [大学院・学部向]

ISBN 978-4-320-03467-9

住吉孝行 (首都大理工)



本書は, ロチェスター大学の3, 4年生を対象とした素粒子物理学の講義を基に教科書として編集された, *Introduction to Nuclear and Particle Physics, 2nd edition* を日本語に翻訳したものである. 原著の初版は1989年に出版されており, 2006年に出版された2版ではその後の新しい発見を取り入れることには留意せず, 主に初版の記述内容への修正が行われている.

T. Ferbelと聞いて多くの素粒子実験研究者は, *Experimental Techniques in High Energy Physics* を思い出すであろう.

う. この本はどこの素粒子実験研究室にも置いてあり, 素粒子実験に使われる検出器に関するバイブル的書物となっている. CERN (欧州合同原子核研究機構) における夏の学校の開催に尽力するなど教育に熱心な研究者というイメージがある. 本書はそのような研究者によって書かれた教科書であり, 基礎的な事柄に重点を置いて, 初学者にも出来るだけ判り易くという気持ちが貫かれているように感じる.

簡単に本書の構成について以下に記す.

- 1章: ラザフォード散乱, 微分断面積
- 2~5章: 原子核の構造とモデル, 核力, 放射線, 核分裂と核融合
- 6~8章: 粒子と物質の相互作用, 検出器と加速器
- 9~12章: 素粒子の相互作用, 対称性, K中間子の物理 (CP対称性など)
- 13~15章: 標準模型とその検証, 標準模型を超える物理

最初に原子核・素粒子実験における基本ともいえるラザフォード散乱について詳しく説明がなされていることが

嬉しい。過去100年にわたって素粒子・原子核実験はラザフォードの手法を踏襲し、それを繰り返しているといっても過言ではない。取り上げられている内容、原子核と素粒子のバランス、全体の構成など良く練られており、大学で「原子核・素粒子」というような概説的講義を行っている教員が学生に推薦するのにうってつけの参考書だと思う。要所に例題が取り入れられ、理解がより具体的になるように配慮されている。また、各章末には質の高い演習問題が載せられ、巻末には解くためのヒントが記されている。また、最近の

研究動向などに関しては、簡単ではあるが訳者による脚注で説明されている。

本来なら学生には英文の原著を読んで頂きたいのであるが、最近の学生には敷居が高いかもしれない。そのことを考えると今回日本語訳が発刊されたことは喜ぶべきことかもしれない。当然と言えば失礼になるが、本書だけで原子核から素粒子の統一理論までを専門レベルで理解することはできない。しかし、大きな道筋を教養レベル以上で理解したいという学生にはうってつけである。

個人的には、標準模型の検証に非常

に大きな役割を果たしたLEP実験に関することや、ニュートリノ振動の発見によるニュートリノ質量の存在確認などの話題にも紙数を割いて欲しかったという気がする。

(2011年7月25日原稿受付)

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

図書リスト

最近の寄贈書

- L. N. Cooper and D. Feldman: BCS: 50 Years
World Scientific, Singapore, 2010, ix + 575p, 25 × 17 cm, \$135/£84
ISBN 978-981-4304-65-8
- 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 + 232p, 21 × 15 cm, 本体2,200円
ISBN 978-4-535-78431-4
- 上田和夫：磁性入門
裳華房, 東京, 2011, ix + 167p, 21 × 15 cm, 本体2,700円(物性科学入門シリーズ)
ISBN 978-4-7853-2918-1
- 江沢 洋, 上條隆志, 東京物理サークル編
著：教室からとびだせ物理；物理オリンピックの問題と解答
数学書房, 東京, 2011, xii + 359p, 21 × 15 cm, 本体2,800円
ISBN 978-4-903342-66-5
- L. P. カダノフ, G. ベイム著, 樺沢宇紀訳：
カダノフ/ベイム 量子統計力学
丸善プラネット, 東京, 2011, ix + 202p, 21 × 15 cm, 本体4,800円
ISBN 978-4-86345-090-5
- 小林幸夫：現場で出会う微積分・線型代数
現代数学社, 京都, 2011, xvi + 550p, 21 × 18 cm, 本体3,800円
ISBN 978-4-7687-0419-6
- 坂田昌一：坂田昌一 コペンハーゲン日記；ボーアとアンデルセンの国で

- ナノオプトニクス・エナジー出版局, 東京, 2011, 276p, 19 × 13 cm, 本体2,000円
ISBN 978-4-7649-5522-6
- 佐藤 実：宇宙エレベーターの物理学
オーム社, 東京, 2011, vii + 350p, 21 × 15 cm, 本体2,400円
ISBN 978-4-274-06845-4
- 園田英徳：大学院生のための基礎物理学
講談社, 東京, 2011, x + 388p, 21 × 15 cm, 本体3,800円
ISBN 978-4-06-153277-9
- 高橋秀俊, 藤村 靖：高橋秀俊の物理学講義；物理学汎論
筑摩書房, 東京, 2011, 311p, 15 × 11 cm, 本体1,300円
ISBN 978-4-480-09395-0
- 中條利一郎, 酒井英男, 石田 肇編：考古学を科学する
臨川書店, 京都, 2011, iii + 287p, 22 × 16 cm, 本体2,000円
ISBN 978-4-653-04048-4
- 土居 守, 松原隆彦：宇宙のダークエネルギー；「未知なる力」の謎を解く
光文社, 東京, 2011, 253p, 18 × 11 cm, 本体760円
ISBN 978-4-334-03642-3
- 西谷 正：坂田昌一の生涯；科学と平和の創造
鳥影社, 長野, 2011, 477p, 22 × 16 cm, 本体3,200円
ISBN 978-4-86265-326-0
- 日本表面科学会編：表面新物質創製
共立出版, 東京, 2011, xii + 192p, 21 × 15

- cm, 本体3,300円(現代表面科学シリーズ4)
ISBN978-4-320-03372-6
- 日本放射光学会監修, 岸本俊二, 田中義人編：放射光ユーザーのための検出器ガイド；原理と使い方
講談社, 東京, 2011, xii + 250p, 21 × 15 cm, 本体5,500円
ISBN 978-4-06-153276-2
- B. ポップ, K. リーツ, C. ショルツ, F. サッチャ著, 柴田利明著：素粒子・原子核物理入門 改訂新版
シュプリンガー・ジャパン, 東京, 2011, x + 405p, 24 × 16 cm, 本体5,200円
ISBN 978-4-431-10219-9
- 宮下精二, 轟木義一：演習形式で学ぶ相転移・臨界現象
サイエンス社, 東京, 2011, iv + 220p, 26 × 18 cm, 本体2,476円(SGCライブラリ-84)
ISSN 4910054700916
- 森田克貞：四元数・八元数とディラック理論
日本評論社, 東京, 2011, viii + 358p, 22 × 16 cm, 本体4,800円
ISBN 978-4-535-78676-9
- 森田邦久：量子力学の哲学；非実在性・非局所性・粒子と波の二重性
講談社, 東京, 2011, 236p, 18 × 11 cm, 本体740円(講談社現代新書2122)
ISBN 978-4-06-288122-7

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)

■東京大学物性研究所研究員

1. 特任研究員2名
2. 附属計算物質科学研究センター
3. 文部科学省HPCI戦略プログラム「新物質・エネルギー創成」の活動の一環として、大規模並列計算による計算物性物理学の為の革新的アルゴリズム・手法の開発を行い、それをを用いた物性物理学研究を遂行する。
4. 2012年4月1日(予定)
5. 2016年3月迄(予定)、雇用は年度更新
6. 修士課程修了又は同等以上の能力者
7. ○推薦書(推薦の場合) ○履歴書(略歴可) ○業績リスト(特に重要な論文に○印) ○主要論文別刷約3編(コピー可) ○所属長・指導教員等による意見書(推薦の場合不要、作成者から書類提出先へ直送) ○研究業績概要(約

2,000字) ○研究に関する抱負(約1,000字、京コンピュータを用いた大規模並列計算に関する抱負、勤務地に関する希望・制約)

8. 2012年1月17日(火)必着
9. ①277-8581 柏市柏の葉5-1-5 東京大学物性研究所総務係 電話04-7136-3207 issp-somu.kj.u-tokyo.ac.jp
②附属物質設計評価施設 川島直輝 kawashima.issp.u-tokyo.ac.jp、附属計算物質科学研究センター 藤堂眞治 wistaria.issp.u-tokyo.ac.jp
10. 封筒に「CMSI特任研究員応募書類在中」又は「意見書在中」と朱書き書留で送付。勤務地は柏市又は神戸市。

■九州大学応用力学研究所准教授

1. 准教授1名
2. 核融合力学部門(核融合シミュレーション分野)
3. プラズマ・核融合、高温プラズマ、極限プラズマ物理研究。理論・シミュレーション・実験を統合したE-サイエンスの開拓。
4. 決定後早期
5. 5年、再任可
6. 博士号取得者
7. ○略歴書 ○業績書 ○主要論文5編以内の別刷又はコピー ○外部資金(科研費等)取得状況 ○共同研究の実績 ○業績説明 ○着任後の研究・教育における抱負と展望 ○照会可能者2名の氏名、連絡先 ○各6部
8. 2012年1月30日(月)正午必着
9. 816-8580 春日市春日公園6-1 九州大学応用力学研究所 伊藤早苗 電話092-583-7721 Fax 092-583-7723 s-iitoh.riam.kyushu-u.ac.jp
10. 封筒に「教員応募書類在中」と朱書き書留又は簡易書留で送付。応募書類不返却。詳細は <http://www.riam.kyushu-u.ac.jp/> 参照。

■東京工業大学応用セラミックス研究所助教

1. 特任助教1名
2. セラミックス解析部門
3. 機能性材料の実験による物性評価
4. 2012年4月1日
5. 1年、再任可
6. 博士号取得者又は着任迄の取得見込者
7. ○履歴書(学歴は高等学校卒業以降、写真貼付) ○研究業績リスト(学術論文、国際会議論文、国内会議発表、著書、総説・解説論文、特許、その他等

に分類) ○主要原著論文別刷3編迄(コピー可) ○今迄の研究業績概要(約2,000字) ○今後の研究と教育の抱負(約2,000字) ○照会可能者1名の氏名、所属、連絡先 ○書類はA4横書き、項目毎に別葉で作成

8. 2012年1月31日(火)必着
9. 226-8503 横浜市緑区長津田町4259 R3-8 東京工業大学応用セラミックス研究所 川路 均 電話045-924-5313 kawaji.msl.titech.ac.jp
10. 封筒に「教員公募書類在中」と朱書き簡易書留にて送付。応募書類不返却。

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17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17字で5行以内)

■第20回コンピューテーショナル・マテリアルズ・デザイン(CMD)ワークショップ

主催 阪大ナノデザインセンター、阪大院物理、国際高等研、東理大、東大物性研、計算物質科学イニシアティブ(CMSI)、阪大QEDRI

日時 2012年3月6日(火)~10日(土)

場所 国際高等研究所(619-0225木津川市木津川台9-3 電話0774-73-4000)

内容 効率性、環境調査性が要求される21世紀の研究開発で重要な役割を果たす第一原理計算に基づいた新物質の理論設計手法に関するチュートリアルを含むワークショップ。密度汎関数理論に基づいた第一原理計算手法の理論の講義、応用例の紹介とプログラムの実習を行う。

定員 約40名

参加費 無料(宿泊費、食事代、懇親会費、旅費等は受講生負担)

参加申込締切 2012年1月29日(日)

連絡先 560-8531 豊中市待兼山町1-3 阪大ナノデザインセンター 下司雅章

cmd.insd.osaka-u.ac.jp 電話06-6850-5742 Fax 06-6850-6398

実行委員長 赤井久純(阪大院理)

その他 詳細は <http://ann.phys.sci.osaka-u.ac.jp/CMD/> 参照.

その他

助成公募の標準様式 (1件500字以内)

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

その他 ○標題 ○内容 ○連絡先

■湯川記念財団「望月基金」2012年度国際会議派遣候補者募集

対象 磁性及びその関連分野の基礎研究 (理論, 実験不問) に携わる大学院生を

含む若手研究者. 8つの国際会議を助成対象とする. 対象となる国際会議名及び応募要領詳細は <http://aquarius.mp.es.osaka-u.ac.jp/motizuki/> 参照.

助成内容 国際会議に出席して論文発表を行う為の旅費及び滞在費の一部を支援.

応募方法 HPからWordで作成された申請書類をダウンロード.

応募締切 開催時期別に3グループ毎に設定 (詳細HP参照).

問合せ先 606-8264京都市左京区北白川小倉町50-227 湯川記念財団「望月基金」電話/Fax 075-781-5980

その他 この支援により, 多くの若手研究者が諸外国研究者と交流を深める事によって, 我が国の国際化が進むことを期待し, 物性物理学の一層の発展を願う.

■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.)

- 1月 ユーザ名 : 12Jan
パスワード: Waals789
- 2月 ユーザ名 : 12Feb
パスワード: Kapitsa846

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			
1/5	JST さきがけ「界面の構造と制御」公開シンポジウム「界面科学のフロンティア—計測・デバイス・生体界面の分野横断と新展開—	仙台市	66-12
1/16	第21回放射線利用総合シンポジウム	大阪市	66-11
1/18	表面科学技術研究会2012「《水と表面》表面のウェット・ナノプロセスの最前線—固液反応, 水・洗浄・加工・計測技術—	神戸市	66-12
1/19~20	第3回MLFシンポジウム	那珂郡 (茨城)	66-12
1/27	第42回化合物新磁性材料研究会	東京	66-12
1/31	日本磁気学会第182回研究会「光が拓く新しい磁気の世界」	東京	66-12
2/14~17	総研大アジア冬の学校	土岐市 (岐阜)	66-12
2/18~19	平成23年度サイエンス・インカレ	東京	66-10
2/20~22	Phase Transition Dynamics in Soft Matter: Bridging Microscale and Mesoscale	京都市	66-12
2/27~3/1	The 5th Int. Discussion Meeting on Glass Transition—頑張ろう東北—	仙台市	66-12
2/29~3/2	MANA Int. Symp. 2012	つくば市 (茨城)	66-12
3/6~8	フラーレン・ナノチューブ・グラフェン総合シンポジウム	東京	66-12
3/6~10	第20回コンピューテーショナル・マテリアルズ・デザイン (CMD) ワークショップ	木津川市 (京都)	67-1
3/24~27	日本物理学会第67回年次大会 (関西学院大学)	西宮市 (兵庫)	日本物理学会
4/3~7	Progress in Quantum Field Theory and String Theory	大阪市	66-10
5/15~16	第29回希土類討論会	札幌市	66-12
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
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
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

日本物理学会誌に初めて「歴史の小径」が掲載されたのは2002年3月号、今から丁度10年前の年である。私ごとで恐縮だが、筆者は同年9月から3年間編集委員として同コラムを担当していた。学会誌の中では脇役の科学史コラムではあるが、10年間継続してきたことを大変嬉しく思う。2011年9月から再び編集委員を務めることになったが、節目の年を迎え初心にかえり、会員の皆様にとってより興味深い内容を提供できるよう努めていきたい。

歴史的な話題には、「100周年」というのがつきものである。2012年1月号の編集後記ということで1912年の物理学史上の出来事を振り返ってみたい。1912年の3月には、1911年末にイギリスに渡ってJ. J. Thomsonのもとに滞在していたN. Bohrが、マンチェスターのE. Rutherfordの研究室に移っている。広重徹『物理学史II』(培風館、1968) pp. 168-169によると、Bohrはここで原子構造についてのRutherfordの結論に深い意味が隠されていることに気付いた。原子全体に比べて中央にある力の中心が異常

に小さいことから、原子核と電子群の諸性質を分けて考え、質量と放射能は原子核に、物質的・化学的性質は電子群に由来するとみなしたのである。翌1913年には有名なBohrの原子構造論が発表され、そこで初めて放射能が原子核の示す現象であることが明言されただけでなく、「原子核atomic nucleus」という単語も初めて使用された。一般には1911年のRutherfordによる原子核の発見と1913年のBohrの原子構造論がよく知られており、物理学史年表にも必ず掲載されている。しかしBohrの本質的な発想の転換は、年表には書かれていない1912年にあったと言える。

それから100年経過した現在、物理学は目覚ましい進歩を遂げ、その成果はあらゆる分野に応用されている。一方、100年前のBohrの業績に相当する研究、根本的な理論は新しく構築されているのだろうか。新進気鋭の編集委員の方々の議論を拝聴し、また物理学会誌を読むことで2012年の物理学の現状について学んでいけたらと思っている。

小島智恵子〈

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

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1号 (平成24年1月5日発行) 通巻742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。