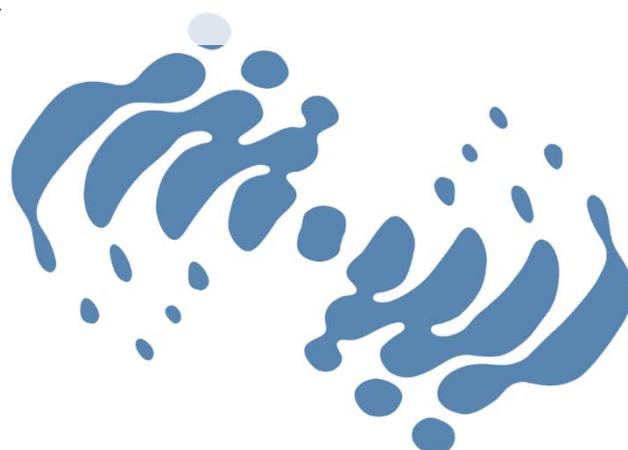


原子衝突学会誌

しょうとつ

第 12 巻
第 5 号
2015 年

シリーズ 「多価イオンの物理とその応用：これまでの進展と今後の展開」 第 1 回 今なお「新しい原子」多価イオン
～シリーズイントロダクションに代えて～ 中村信行
解 説 高リュードベリ原子再訪：炭素再結合線 松澤通生
キーワード (e,2e)分光 山崎優一



**THE ATOMIC COLLISION
SOCIETY OF JAPAN**

原子衝突学会賛助会員（五十音順）

アイオーピー・パブリッシング・リミテッド（IOP 英国物理学会出版局）

Institute *of* Physics

<http://journals.iop.org/>

アステック株式会社

ASTECH
CORPORATION

<http://www.astechcorp.co.jp/>

アドキャップバキュームテクノロジー株式会社

ADCAP

<http://www.adcap-vacuum.com>

有限会社イーオーアール



Electronics Optics Research Ltd.

<http://www.eor.jp/>

株式会社オプティマ

Optima Corp.

<http://www.optimacorp.co.jp/>

キャンベラジャパン株式会社

A
CANBERRA

<http://www.canberra.com/jp/>

クリムゾン インタラクティブ プライベート リミテッド

enago[™]

<http://www.enago.jp/>

<http://ulatus.jp/>

<http://www.voxtab.jp/>

株式会社サイエンス ラボラトリーズ



株式会社 サイエンス ラボラトリーズ

<http://www.scilab.co.jp/>

真空光学株式会社

真空光学株式会社 - Vacuum & Optical Instruments -

<http://www.shinku-kogaku.co.jp/>

スペクトラ・フィジックス株式会社

 Spectra-Physics®
A Newport Company

<http://www.spectra-physics.jp/>

ソーラボジャパン株式会社

 THORLABS

<http://www.thorlabs.jp/>

ツジ電子株式会社

 TSUJICON
ツジ電子株式会社

<http://www.tsujicon.jp/>

株式会社東京インスツルメンツ

 TOKYO INSTRUMENTS, INC.

<http://www.tokyoinst.co.jp/>

株式会社東和計測

 Touwa
Keisoku

<http://www.touwakeisoku.co.jp/>

株式会社トヤマ

 TOYAMA
サイエンスをかたちにするテクノロジー

<http://www.toyama-jp.com/>

株式会社ナバテック

真空機器の未来と歩む
Navatec

<http://www.navatec.co.jp/>

仁木工芸株式会社



TOM J RROW

<http://www.nikiglass.co.jp/>

伯東株式会社



<http://www.g5-hakuto.jp/>

株式会社パルスパワー技術研究所



<http://www.mypj.com>

丸菱実業株式会社

丸菱実業株式会社

MARUBISHI CORPORATION

<http://www.ec-marubishi.co.jp/>

株式会社ラボラトリ・イクイップメント・コーポレーション



<http://www.labo-eq.co.jp/>

しょうとつ

第 12 卷 第 5 号



THE ATOMIC COLLISION
SOCIETY OF JAPAN

目 次

シリーズ「多価イオンの物理とその応用：これまでの進展と今後の展開」 第 1 回 今なお「新しい原子」多価イオン～シリーズイントロダクションに代えて～ 中村信行	...137
解説 高リユードベリ原子再訪：炭素再結合線 松澤通生	...143
原子衝突のキーワード (e,2e)分光 山崎優一	...147
原子衝突の新しい風 久間晋	...148
国際会議発表奨励賞 受賞者報告 ■国際会議参加報告 (ICPEAC2015) 河野直子	...149
原子衝突学会第 40 回年会プログラム 行事委員会委員長	...152
第 42 回定期総会開催のお知らせ 庶務委員会委員長	...153
原子衝突学会公開講座のご案内 広報渉外委員会委員長	...153
原子衝突若手の会 第 36 回秋の学校開催のお知らせ 第 36 回秋の学校 開催事務局	...154
「しょうとつ」原稿募集 編集委員会事務局	...155
ユーザー名とパスワード	...155

多価イオンの物理とその応用：これまでの進展と今後の展開
第1回 今なお「新しい原子」多価イオン
～シリーズイントロダクションに代えて～

中村信行^{1*}

¹ 電気通信大学レーザー新世代研究センター 〒182-8585 東京都調布市調布ヶ丘 1-5-1
n.nakamu@ils.uec.ac.jp
平成 27 年 7 月 15 日原稿受付

本号から 6-7 号にわたり、新シリーズ「多価イオンの物理とその応用：これまでの進展と今後の展開」を開始させて頂くこととなった。その趣旨と概要を簡単に紹介する。

1. はじめに

多価イオンとは物理学辞典(培風館)によれば「2 価以上の正, 負イオン」と定義されている。そのため例えば, 質量分析でしばしば用いられる多数の陽子が付着した分子 ($[M+nH]^{n+}$) や, 化学の世界で馴染みのある硫酸イオン (SO_4^{2-}) やリン酸イオン (PO_4^{3-}) などの負イオンも含むが, このシリーズで扱う多価イオンは多数の電子が剥がされた正の単原子イオンのことである。このような書き出しをしないで済むよう, 高電離イオンという言葉を使うべきとも思うのだが, 多価イオンという言葉が広く使われ定着しているため, その慣例に倣いシリーズのタイトルにも使わせて頂いた。なお, 英語でも高電離イオンを意味する highly ionized ion という言葉はあまり見かけず, highly charged ion という言葉が使われることが多い。

「多価イオンは新しい原子」という触れ込みで重点領域研究「多価イオン原子物理学」が開始されたのは 1993 年, そこから数えても既に 20 年以上の歴史があるため, 多価イオンは研究対象として決して「新しい」と言うことは出来ないが, 「新しい原子」としての興味や魅力は未だ尽きない。多価イオン研究はプラズマ物理学の一部として始まったと言ってもよいと思うが, 今なおその分野に貢献しつつも, 原子物理学, 原

子衝突学的に新しい話題を提供してきた。さらに最近では「物理定数は真に定数か」という物理学のより根幹に貢献するものとしてにわかに注目されている [1]。そこで, 多価イオン研究の進展を再確認し, 新たな展開を展望するということは, 今正に時宜を得ていると言える。

本シリーズでは, 主に国内の関連研究について本号から 6-7 号に渡り, 最新の動向を執筆して頂く予定である。そのシリーズのイントロダクション的な位置付けとして「新しい原子」としての多価イオンの魅力を紹介することと, シリーズには含まれない主に国外での最近の動向を概観することが本稿の目的である。そのため次章では, 主に本シリーズに関連する事項に絞って多価イオンの特徴を簡単に記した。その他の特徴について興味のある方は文献 [2] などをご参照頂きたい。また, 多価イオンを生成する手段としては代表的なものとして電子ビームイオン源 (electron beam ion source: EBIS), 電子ビームイオントラップ (electron beam ion trap: EBIT), 電子サイクロトロン共鳴イオン源 (electron cyclotron resonance ion source: ECRIS) などがあるが, それらについては文献 [2, 3, 4, 5] などに書かせて頂いており, それ以上ここで付け足すべきことはないため, 割愛させて頂く。

2. 今なお「新しい原子」多価イオン

原子はそれが示す固有のスペクトルによって古くから識別、いわば「タグ付け」されてきた。19世紀半ばには分光測定蓄積により様々な原子が示す発光線のカタログが整備されていたが、そこにはない530.3 nmの緑色の光が太陽コロナから発せられていることが分かったとき、「コロニウム」という新しい原子の存在が真剣に議論されたことは、スペクトルが「タグ付け」の重要な材料となっていることを示す良い例と言える。もちろんコロニウムなどという原子はなかったわけだが、その「新しい原子」の正体はFeから13個の電子が剥ぎ取られた多価イオンであることが後の研究により分かった。この事例のみを持ってしても、多価イオンが「新しい原子」と称される所以を理解して頂けるであろう。同じ元素でも価数が異なるイオンは全く異なる発光スペクトルを示し、新しい原子として振る舞うことが出来るのである。周期律表を改めて眺めるまでもなく、原子の数は大よそ100の程度であるが、それに価数という軸が加わることで、5000程度の新しい原子を手に入れることができる。その発光の多彩性故に、発光線のカタログはいつまでも完成することはなく、様々な価数の多価イオンを含むプラズマが発するスペクトルの理解を困難にしている（本シリーズ第2回予定）。その一方、原子と価数を適宜選定することによって望みの波長の光源を作ろうとする動機を生んでいる（同第3回予定）。

発光の多彩性を系統的に理解しようとするとき、電子の数が同じで原子核の電荷（つまり原子番号）が異なる等電子数系列に沿って整理すると良いことがしばしばある。（実験としては、原子核が同じで電子数の異なる等原子核系列の方が一般的にやりやすいのであるが。）それは、電子数が同じであれば基本的に同じ原子構造（エネルギー準位構造）を取るため、波長を原子番号（の適当な冪）でスケールすれば似たようなスペクトルが得られるからである。ところが、原子

番号に応じてエネルギー準位構造自体が大きく変化する例がしばしばある。その一例は4f軌道である。例えば原子番号61のPmを例にとると、その基底状態は $[\text{Kr}]4d^{10}4f^55s^25p^66s^2$ と、4f軌道が埋まる前に5s, 5p, 6s軌道が埋まっている。それはもちろん、5s, 5p, 6sのエネルギーが4fのそれに比べて低く安定だからである。しかし、電子数は同じでも原子番号が大きくなると、基底状態が $[\text{Kr}]4d^{10}4f^{14}5s$ となり4fを含めN殻までが閉殻となる。つまり、原子番号の増加に伴い4fと5s, 5p, 6sのエネルギー準位が入れ替わり、Pm様と言いながら中性のPm原子とは全く異なる正に新しい原子となるのである。この新しい原子はアルカリ金属の電子配置を持つため、その5s-5p共鳴遷移が強く発光するであろう、従ってプラズマ診断において有用であろう、との予言が30年以上前の理論研究によりなされた[6]。その予言に従い様々な手法による分光測定が最近に至るまで行われてきたが、いずれもその共鳴線を明確に観測するには至らなかった。そのため一部では“unsolved mystery”と称されるまでの問題となっていたが[7]、筆者らのグループがEBITによるPm様Biイオンの分光測定によりその謎を初めて明らかにした[8]。Pm様イオンという「新しい原子」の理解に30年余りの時間を要したわけであるが、その謎解きについてはぜひ文献[8]を読んで頂きたい。

さて、この例のように原子番号に伴ってエネルギー準位が入れ替わるということは、ある原子番号においてそれらの準位間のエネルギーが接近するということである。一般に多価イオンにおける遷移は極端紫外からX線の波長領域にあるが、このような接近したエネルギー準位間の遷移であればレーザーの使える波長域となることもある。そのような遷移を精密レーザー分光することで、微細構造定数 α など基礎物理定数の変動を高感度に検出できるとした理論研究が近年立て続けに発表され話題となっている[1, 9, 10, 11, 12]。現状では Al^+ と Hg^+ における遷移周波数の差を精密に測定することにより $\dot{\alpha}/\alpha =$

$(-1.6 \pm 2.3) \times 10^{-17} \text{ yr}^{-1}$ という上限が与えられているが [13], 多価イオンを利用することでその精度を 1 桁以上向上させることができるとされている. 乗り越えるべき技術的課題も多いが, その実現に向けた競争もにわかに始まっている [14].

多価イオンが微細構造定数の変動に敏感なのは, エネルギー準位に相対論的効果が顕著に表れるからである. 遷移に関与する最外殻電子が感じる有効電荷 Z_{eff} は, 原子番号 Z の中性原子の場合, 原子核の電荷 $Z+$ を他の $(Z-1)$ 個の電子が遮蔽するため, 非常に大雑把に言って $1+$ 程度である. 一方, 価数 q が増加するに伴い, $Z_{\text{eff}} \sim q+1$ という強いクーロン力を感じることで原子核の近傍を高速で運動するようになり, 相対論効果が大きく現れるようになる. また, 加速度も大きくなることにより光子場との相互作用が大きくなり, 量子電磁力学 (QED) 的効果も顕著になる. ただし, エネルギー準位における相対論的効果や QED 効果はあくまで補正であり, 主要項つまりクーロン相互作用項を超えて大きくなることはないため, 分光測定によりそれらの効果を研究するためには一般に高分解能測定が必要となる.

一方, 多価イオンの衝突過程においては相対論的効果がクーロン相互作用を凌駕する大きさとなって現れうるものが, 筆者らの最近の研究で示された [15, 16, 17] (本シリーズ第 4 回予定). この成果は原子衝突学としては注目を集め, 触発された後続研究なども発展的に行われているが, Bi^{80+} などの非常に価数の高い重元素イオンについて得られたものであり, 残念ながら世の中の役に立つようなことは今のところない. プラズマ中の素過程として役に立つ多価イオン衝突過程は, より軽元素の多価イオンが関与するものである (同第 5 回予定). 例えば, 冷たいはずの彗星から高エネルギー X 線が観測されるという不思議な現象が, 太陽風に含まれる酸素などの多価イオンの衝突によるものとして解決されたことは比較的記憶に新しい例である [18].

3. 多価イオン研究の最近の進展

—主にシリーズに含まれない内容について—

ここでは主に本シリーズに含まれない, つまり主に国外での最近の進展について紹介したい. 筆者にとってはライバルに相当するグループの成果も多く, あまり詳しく紹介するのは本意ではないので, ざっと概観して参考文献を挙げるに留める. 興味がある方はそれらの文献を参照して頂きたい.

3.1 多価イオンと固体表面との相互作用

多価イオンはサブナノのサイズでありながら数 100 keV にも及ぶポテンシャルエネルギーを有する. そのエネルギーは, 多価イオンが中性化されるときに放出される. 中性化の時間スケールが短いとき, 例えば多価イオンが固体表面と相互作用するときなどはフェムト秒という短い時間で中性化が起こり, その膨大なエネルギーが固体表面のナノサイズの微小領域に一気に放出され, 固体表面の構造や物性を局所的かつ劇的に変化させる. そこに多価イオンの最大の魅力を見出し, 表面との相互作用の研究を集中的に行っているグループも少なくない. ウィーン工科大学のグループはその代表的な一つであるが, そこでの成果を中心にまとめられた review 論文がグループのボス F. Aumayr によりまとめられている [19]. 表面との相互作用を調べる実験は, 金属, 半導体, 絶縁体など標的試料が多岐に渡る上, 観測対象も二次正負イオン, 二次電子, 可視から X 線に至る光子など様々である. 多価イオンが照射した表面の構造や物性を走査プローブ顕微鏡やラマン分光などにより調べる実験も広く行われている. それらを総括するにはスペースも足りなければ筆者の能力も足りないので, 詳しく知りたい方は, 上記の review およびそこに含まれている参考文献などを当たって頂きたい.

なお, 表面との相互作用の研究は国内でも行われている. 筆者を含む電通大のグループ [20], 理研 [21], 農工大 [22] などで研究が盛んに行わ

れていた一時期に比べると少々流行りが過ぎた感はあるが、立教大学 [23]、神戸大学 [24] などで現在でも興味深い実験が行われている。

3.2 新光源を用いた active な分光実験

分光学は、発光スペクトルや吸収スペクトルを分光器で観測する passive な方法から、レーザーや周波数コムなど新たな技術を導入する active な方法を取り入れることで飛躍的な進化を遂げてきた。X 線領域の遷移が主である多価イオンの分光学においてはそのような光学領域の技術の恩恵を授かることがなかなか出来ないこともあり、passive な方法が現在でも主流と言えるが、X 線自由電子レーザーが世界で本格的に稼働するようになったことを一つのきっかけに、多価イオンの分光学にも active な方法による進化が遂げられつつある。特に、ハンブルグの軟 X 線自由電子レーザー FLASH を使った Fe^{23+} 多価イオン分光 (2007 年) [25] を皮切りにして、ドイツ・ハイデルベルグのグループでは放射光と EBIT の組み合わせによる active な分光実験を進めている。分光学としては今のところ、結晶分光などの passive な方法に比べて特段優れているというわけではないが、これまで不可能であった光電離断面積や光学的振動子強度の測定が可能となり、太陽大気の観測で長年の謎であった Fe^{16+} イオンの発光強度の問題を大きく進展させることにつながった [26]。

結晶場を通過する高速イオンが感じる周期的な電磁場も、結晶への入射角度とイオンのエネルギーを適宜調整することにより、望みの波長を持った X 線光源として利用することができる。これも新しい active な分光法として、多価イオンの分光学に新たな展開を生んでいるが、これは国内の研究グループが先導しているものであり、本シリーズ第 6 回で紹介して頂くことを予定している。

3.3 新しい検出器による分光実験

3.3.1 マイクロカロリメータ

X 線領域における passive な分光学は、ブラッグ反射を利用した古典的な結晶分光器によるも

のが現在でも主流である。得られる分解能に関しては、上述の active な新しい分光技術に今のところまだ負けていない。しかしその最大の欠点は効率の悪さにある。湾曲結晶を用いて効率を上げる方法はあるが、飛躍的に改善されるようなものではない。したがって、生成量が限られている多価イオンの結晶分光器による観測は、数日に及ぶことも珍しくない。効率の面を重視したエネルギー分散型の検出器として半導体検出器があるが、その分解能は結晶分光器に比べ 2 桁ほど悪化してしまう。

結晶分光器の高分解能、半導体検出器の高効率という双方の利点がある程度併せ持っていると言えるのがマイクロカロリメータ [27] である。カロリメータは半導体検出器同様エネルギー分散素子であるが、半導体検出器が X 線エネルギーを電荷に変換するのに対し、カロリメータでは熱に変換する。低温にすることで熱容量を小さくした素子の温度上昇を精度良く測定することにより、高分解能で入射 X 線のエネルギーを分析する。最初の EBIT を開発し多価イオンの分光研究をリードしてきたローレンスリバモア研では、これまで結晶分光器を用いて数々の重要な成果を挙げてきたが、最近では大半の分光実験がこのカロリメータを用いて行われるようになった [28]。

マイクロカロリメータはもともと X 線天文学での利用を目的として開発されたものである。今年 2015 年には、このマイクロカロリメータが搭載された X 線観測衛星 ASTRO-H が打ち上げられる予定である。ASTRO-E, ASTRO-EII (すざく) での悲運を経て、大きな期待を持って打ち上げられるマイクロカロリメータが多くの発見をもたらすことを期待したい。

3.3.2 硬 X 線偏光計

対象となる波長領域に関わらず、分光研究では偏光度が興味の対象となることがしばしばあるが、X 線の偏光分析技術は開発途上であると言える。入射角 45° におけるブラッグ反射が偏光選択制を持つことを利用した分析方法は確立

されているが、多価イオンに適用するにはやはり効率が問題となる上に、10 keV を超えるような硬 X 線では適用がより困難となる。筆者のグループでは、放射の角度分布を測定することにより数 10 keV 程度の X 線について偏光度と等価な情報を得ることに成功したが [16, 29], その方法は残念ながら汎用的であるとは言い難い。一方ドイツの重イオン研究所 (GSI) では、コンプトン散乱 X 線の角度分布を元に偏光度を直接測定する半導体検出器を用いており、成果が得られるつつある [30].

カロリメータ、コンプトン散乱偏光計いずれも state-of-the-art の機器であり、残念ながら既製品としてカタログに載っているようなものではない。個々の研究室で開発することは難しく、天文分野や物性分野との密な連携による共同研究のもとに研究が進められている。コンプトン偏光計に関しては、エネルギー分解能がそれほど重要でない場合には、シンチレータを利用してより安価に入手あるいは製作することが可能であり、筆者の研究室でも製作を進めている。

3.4 多価イオン冷却

多価イオンは高温プラズマの主役である。逆の言い方をすれば高温な環境ゆえに多価イオンが存在するわけで、低温という環境には本質的に馴染まない。しかし、QED 効果の検証や微細構造定数変動の検出など精密分光が必要な場合には、ドップラー拡がりを抑制するために冷却する必要が生まれる。有力な冷却手段の一つであるレーザー冷却は、多価イオンにおけるレーザー波長領域の光学遷移がせいぜい 10^3 s^{-1} 程度の遷移確率しか持たないような禁制遷移であることを考えると実用的ではない。従って何らかの冷媒を使って間接的に冷やす方法が試みられている。断熱膨張により冷却した電子ビームと並走させることにより高速多価イオンビームを冷やす技術 (電子冷却 [31]) は古くから確立されており蓄積リングで広く使われているが、高速イオンビームの分光はドップラーシフトの補

正により精度が制限されてしまうため、トラップされた多価イオンを冷却することが望まれる。

最近ハイデルベルグのグループは、レーザー冷却した Be^+ イオンの結晶中に Ar^{13+} 多価イオンを捕捉し冷却することに成功したとして、*Science* にその結果を報告した [32]. 冷却された Ar^{13+} イオンの温度は 235 mK であるという。マイクロケルビン、ナノケルビンという言葉が日常から使う方々には物足りない数字に思えるかも知れないが、100 万 K などというコロナ温度の方がよっぽど馴染みのある多価イオン研究者としては全くもって驚きに値する数字である。ドイツでは他にも、高速イオンの電荷剥ぎ取り反応 [5] で生成した高速多価イオンを減速し、トラップし、冷却するという計画が GSI にて進行中である [33].

4. おわりに

本稿を読み次回からのシリーズを楽しみに感じて頂けたなら、本稿の目的を果たせたことになるがいかがであろうか。さて、本シリーズの企画は「時宜を得ている」と序章において書いたが、実は逆にタイミングが悪いと思うところもある。と言うのは、筆者の多価イオン研究の主幹装置 Tokyo-EBIT が 20 年目の節目である 2015 年を迎えると同時に深刻な真空トラブルに陥り、本稿の脱稿時点で解体された状態にあって、未だ復旧の目途が立っていない状態なのである。20 周年を記念した国際ワークショップを今年開催し、その盛会ぶりを 2014 年 1 月に急逝された大谷俊介先生の墓前に報告したいと本誌第 11 巻 2 号の追悼記事に書いたが、それも延期せざるを得ない状況にある。EBIT はアメリカのローレンスリバモア研究所で最初に開発されたが、その初代の装置は幾多のトラブルがありながらも、そろそろ 30 年を迎えようかという現在も現役として成果を生み続けている。Tokyo-EBIT にもまだまだ現役でいてもらわなくてはならない。復旧に向けてこれまでも多くの方々のご支援を頂いているが、今後ともよ

り一層のご支援をお願いして本稿を閉じたい(この場をお借りしてこのようなお願いが出来るということは、やはり良いタイミングだったのだとポジティブに考えることにしたい)。

なお、シリーズの予定は変更がありうることを予めお断りしておく。

参考文献

- [1] J. C. Berengut, V. A. Dzuba, V. V. Flambaum, and A. Ong., Phys. Rev. Lett., **106**, 210802 (2011).
- [2] 中村信行 “原子分子物理学ハンドブック (第4.1章)” 朝倉書店 (2012) 377.
- [3] 中村信行, 大谷俊介. 日本物理学会誌, **52**, 919 (1997).
- [4] 中村信行, 真空, **48**, 466 (2005).
- [5] 坂上裕之, 中村信行, プラズマ核融合学会誌, **83**, 671 (2007).
- [6] L. J. Curtis and D. G. Ellis, Phys. Rev. Lett., **45**, 2099 (1980).
- [7] S. Wu and R. Hutton, Can. J. Phys., **86**, 125 (2008).
- [8] Y. Kobayashi *et al.*, Phys. Rev. A, **89**, 010501(R) (2014).
- [9] J. C. Berengut, V. A. Dzuba, V. V. Flambaum, and A. Ong., Phys. Rev. Lett., **106**, 210802 (2011).
- [10] J. C. Berengut, V. A. Dzuba, V. V. Flambaum, and A. Ong., Phys. Rev. Lett., **109**, 070802 (2012).
- [11] M. S. Safronova *et al.*, Phys. Rev. Lett., **113**, 030801 (2014).
- [12] V. A. Dzuba, V. V. Flambaum, and H. Katori, Phys. Rev. A, **91**, 022119 (2015).
- [13] T. Rosenband *et al.*, Science, **319**, 1808 (2008).
- [14] A. Windberger *et al.*, Phys. Rev. Lett., **114**, 150801 (2015).
- [15] N. Nakamura *et al.*, Phys. Rev. Lett., **100**, 073203 (2008).
- [16] Z. Hu *et al.*, Phys. Rev. Lett., **108**, 073002 (2012).
- [17] 中村信行, 日本物理学会誌, **69**, 623 (2014).
- [18] P. Beiersdorfer *et al.*, Science, **300**, 1558 (2003).
- [19] F. Aumayr *et al.*, J.Phys.: Condens. Matter, **23**, 393001 (2011).
- [20] M. Tona *et al.*, Sur. Sci., **601**, 723 (2007).
- [21] 岩井良夫, 金井保之, 真空, **48**, 478 (2005).
- [22] K. Motohashi, S. Tsurubuchi, and A. Koukitu. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B, **232**, 254 (2005).
- [23] K. Fukai *et al.*, J. Phys.: Condens. Matter, **22**, 084007 (2010).
- [24] 櫻井誠 他, 真空, **58**, 147 (2015).
- [25] S. W. Epp *et al.*, Phys. Rev. Lett., **98**, 183001 (2007).
- [26] S. Bernitt *et al.*, Nature, **492**, 225 (2012).
- [27] F. S. Porter *et al.*, Rev. Sci. Instrum., **75**, 3772 (2004).
- [28] F. S. Porter *et al.*, Rev. Sci. Instrum., **79**, 10E307 (2008).
- [29] Z. Hu *et al.*, Phys. Rev. A, **90**, 062702 (2014).
- [30] G. Weber *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **48**, 144031 (2015).
- [31] M. Steck *et al.*, Phys. Rev. Lett., **77**, 3803 (1996).
- [32] L. Schmöger *et al.*, Science, **347**, 1233 (2015).
- [33] Z. Andelkovic *et al.*, Hyperfine Interactions, published online (2015), doi: 10.1007/s10751-015-1199-8.

高リユードベリ原子再訪：炭素再結合線

松澤通生

michio@nna.so-net.ne.jp

平成 27 年 6 月 26 日原稿受付

星間空間からの炭素の再結合線の観測により、主量子数 $n = 1009$ のリユードベリ状態にある‘巨大な’炭素原子の存在が確認されている。最近の電波天文学のこの励起原子に関連した分野の発展について述べる。

1970 年代の始めから 1980 年代の後半にかけて、原子の世界で最も簡単な系であるリユードベリ原子について理論的研究を行っていたことがある[1–3]。このときの関心の対象は、構造が簡単ではあるが個性の強いこの励起原子と中性粒子との衝突現象であった[2]。最近、約 4 半世紀ぶりにこの励起原子とまた出会う機会があり、その後の発展もあるので、関連の話題にふれることにしたい。

よく知られているように水素原子のエネルギー準位は、

$$E_n = -R/n^2, \quad (1)$$

またその平均の半径 r_n は、

$$r_n = n^2 a_0, \quad (2)$$

と与えられる。ここで $R (= 13.6 \text{ eV})$ はリユードベリ定数、 $a_0 (= 5.2918 \times 10^{-11} \text{ m})$ はボーア半径、 n は主量子数で正の整数である。原子の中の 1 つの電子が高く励起されると、中心付近に存在する電子と原子核からなるイオン芯は良い近似で 1 価の点電荷と見なせるから、水素様の原子となる。このように 1 つの電子が高く励起された状態をリユードベリ状態と呼び、 n が 1 より十分大きい場合、そのエネルギー準位は式(1)で良く記述される。このように高い主量子数の状態にある励起原子を高励起リユードベリ原子、または略して高リユードベリ原子と呼ぶ。

この励起原子に関連して、電波天文学の一つの分野における最近の発展があった。地球の大気を成している原子や分子(O, C, N およびそれらを構成要素とする分子など)は宇宙から来る電磁波を吸収するが、幸いなことに電波領域の電

磁波は可視光領域の電磁波(すなわち光)と同じく、ほとんど吸収されず地上に到達する。従って、分解能が高く、感度の良い電波望遠鏡を地上に設置し、これらの領域の電波によってもたらされる宇宙からの情報を直接観測することが可能である。このような目的に対して、すでに水素原子固有の電波領域にある波長 $\lambda = 21 \text{ cm}$ の超微細構造の準位間の磁気双極子遷移が広く使われている。

宇宙では水素原子の存在が最も多いが、それ以外の元素(E)も存在する。水素原子数[H]と元素 E の原子数[E]との存在比を、その元素(原子およびイオンを含む)の宇宙存在度(Cosmic Abundance: $A_c = [E]/[H]$)という。銀河系に存在する星間物質には、その原子や原子イオンの数密度が比較的大きいところがあり、これを星間雲という。この状況下で、自由電子が原子イオンに捕獲され、高い主量子数(例えば、 $n > 100$)のリユードベリ状態に再結合し、前述の高リユードベリ原子が生成される。この原子はより低い状態に脱励起して電磁波を放射するか、あるいは背景からの電磁波により励起され、その電磁波を吸収する。その結果として、電波領域におけるある特定の波長で、高リユードベリ状態にある原子からの電磁波の放射や吸収が線スペクトルとして観測される。これらを電波領域における再結合線(Radio Recombination Line: 略称 RRL)という。再結合により生成された、上述の状況にある水素原子、ヘリウム原子などの励起原子から、主として高周波($\nu > 200 \text{ MHz}$)領域で放射スペクトルが観測されていた。なお高リユードベリ原子の状態間の $n \rightarrow n' (= n + \Delta n)$ [$\Delta n = 1: \alpha, \Delta n = 2: \beta, \Delta n = 3: \gamma, \Delta n = 4: \delta$] 遷移に対応する

表 1: CasA の方向からの電波領域の $Cn\alpha$ 再結合吸収線周波数.

ν (MHz)	16.74	20.34	25.04	26.13	28.77	29.93
n	732	686	640	631	611	603

表 2: CasA の視線方向の $Cn\alpha$ 、 $Cn\beta$ 、 $Cn\gamma$ 、 $Cn\delta$ 吸収線.

Perseus	α (627–636)	β (790–802)	γ (904–917)	δ (994–1009)
Orion	α (627–636)	β (790–802)		

放射・吸収による再結合線は $n\alpha$ 、 $n\beta$ 、 $n\gamma$ 、 $n\delta$ 線と呼ばれている.

一方、星間雲中で、中性の水素原子、炭素原子と炭素イオン、自由電子が共存する領域がある. これは炭素原子の宇宙存在度が He、O に次いで $A_c = [C]/[H] = 0.00037$ と大きく、かつそのイオン化ポテンシャル(11.2 eV)が水素原子のイオン化ポテンシャル(13.6 eV)より低いことによる. また、銀河系宇宙には渦状の構造があり、その中に Perseus 腕、Orion 腕などがある.

1980 年頃、ソ連(当時:現ウクライナ)の電波天文学者 A. A. Konvalenko および L. G. Sodin が、超新星の残骸であり、強い電波源である Cassiopeia 座 A (以下、CasA と略称)の視線方向に、周波数 $\nu = 26.13$ MHz (波長 $\lambda \sim 10$ m) の吸収線を観測した[4]. 彼らはこれを N 原子の微細構造間の遷移と同定した. ただし、この同定には N 原子の宇宙存在度をほぼ一桁大きく仮定する必要があった.

Blake ら[5]は、この吸収線は炭素や Mg, Ca, Fe といったより重い元素の高リユードベリ原子の 631α 吸収線であるとの可能性を示唆した. これを確認するには 630α 、 632α などの吸収線の存在を調べればよいという訳である. 実際、Konvalenko と Sodin により CasA の視線方向に 630α 、 640α の再結合吸収線が観測され[6], 上記の宇宙存在度などの観点や、以下に述べる炭素イオンの微細構造による生成機構から、生成された炭素高リユードベリ原子からの低周波 ($\nu < 150$ MHz) 領域における吸収線と同定された. この再結合炭素高リユードベリ原子は CasA の前方にある Perseus 腕の中に存在するとされている.

1984 年に Konvalenko が CasA の方向からの炭素原子の $Cn\alpha$ 再結合線を系統的に調べた[7]. 表 1 にある全ての周波数で吸収線が観測されている. 下段の数字はこれらの遷移の下準位の主量子数である. 文献[3]を書いた時点では、観測された再結合線で最大の高リユードベリ原子はこの $n = 732$ であった. その後、さらに観測が進み

2007 年に、上記の Konvalenko のチームにより、CasA の視線方向から表 2 の高リユードベリ炭素再結合線 ($Cn\alpha$ 、 $Cn\beta$ 、 $Cn\gamma$ 、 $Cn\delta$ 遷移に対応する吸収線)が観測された[8].

視線方向のドップラーシフトの解析により、これらの励起原子は、CasA の前方に存在する銀河系の構造のなかの Perseus 腕および Orion 腕中に存在すると考えられている. また、表 2 の全ての吸収線の周波数は $\nu = 26$ MHz の近傍にある. さらに再結合線の場合は、吸収スペクトルが近接してほぼ等間隔で存在しており、観測データの解析の信頼度を上げることが可能である. このため、通常、 $n\alpha$ 線から $n\delta$ 線にいくに従って信号強度は弱くなるが、上記のように $n\delta$ 線までの観測が可能になった[8].

この中で $Cn\delta$ 線 ($n = 994-1009$) の一連の吸収スペクトルが観測されている. 吸収線 $C1009\delta$ が観測されたということは $n = 1009$ にある炭素高リユードベリ原子の存在を確認したことになる. この励起電子の束縛エネルギーは、 $|E_{1009}| \sim 1.33 \times 10^{-5}$ eV であり小さい. その電子の平均軌道半径 $r_{1009} \sim 1009^2 a_0 = 5.4 \times 10^{-5}$ m は巨視的な大きさに近づいている. これは束縛力であるクーロン力の長距離性によっている. 宇宙に存在しているこの励起原子について、2007 年の時点では、 n の最大値は 1009 ということになった. 衝突による遷移や誘導放射による遷移が量子準位の消滅するレートを決定するが、これが電子の軌道周波数をこえればこの量子準位にある原子は存在できない. これに基づくある理論的評価[9]によると、高リユードベリ原子が存在する上限は $n \sim 1600-1700$ である. 従って $n = 1009$ はこの上限に近付きつつある. なお地球上の実験室では $n \sim 1100$ ぐらいまでの励起 K 原子が生成され、衝突の実験が行われている[10].

通常、自由電子が原子イオン A^+ と衝突すると、次のような原子素過程により電子の原子イオンへの再結合が起こる. 一つは放射再結合 (radiative recombination) 過程、

$$e + A^+ \rightarrow A(n) + h\nu, \quad (3)$$

であり、もう一つは 3 体再結合 (3 body recombination) 過程,

$$e + e + A^+ \rightarrow A(n) + e, \quad (4)$$

である。この場合、電子が再結合により捕獲されたときの余剰のエネルギーは放射再結合の場合は電磁波として放出される。3 体再結合ではもう一つの電子がその運動エネルギーとして持ち去る。これらの過程は原子イオンに内部構造がない水素原子やヘリウム原子で起こり、水素原子やヘリウム原子の高リユードベリ原子はこれらの再結合過程により生成されると考えられる。 $n \sim 100\text{--}500$ 程度の励起原子からの放射スペクトルが観測されている[11].

より重い原子では生成する衝突複合体である 2 電子励起状態からの光の放射による脱励起により再結合原子が安定化される場合がある。この過程は電子が 2 個関与するので 2 電子性再結合過程 (dielectronic recombination process) と言われている。

一方、星間空間に最も多く存在するのは水素原子であるが、上述のように $n \sim 500\text{--}1000$ 程度の高リユードベリ状態にある励起原子としてその存在が確認されているのは、今までの観測によれば、炭素原子に限るとされている。その理由は炭素イオンの電子構造の観点から、以下のように理解されている[12,13].

炭素原子は炭素の裸の原子核 C^{6+} と 6 個の電子からなっている。その高リユードベリ状態を考えると、そのうちの 1 個の電子が主量子数 n の高い状態に励起されたとき、残りの 1 個の炭素イオンの電子配置は $(1s)^2(2s)^22p$ である。 $(1s)^2(2s)^2$ は閉殻構造を成し、外殻 $2p$ 電子のスピンの軌道相互作用による微細構造 (fine structure) を持つ。そのため炭素イオンはその基底状態 ${}^2P_{1/2}$ の上に非常に低い第一励起状態 ${}^2P_{3/2}$ (励起エネルギー $\Delta E_{exc} = 0.0079 \text{ eV}$ または $\Delta E_{exc}/k = 92 \text{ K}$) を持つ。

原子イオンに、上記の炭素イオンのような微細構造による低い励起状態がある場合は、上述の再結合過程(3), (4)などに加えて、熱エネルギー程度の運動エネルギーを持つ自由電子が原子イオンと衝突するときにイオンの第一励起状態を励起することによりその運動エネルギーの多くを失い、自身はクーロン場中により弱く(より高い n

の状態に) 束縛される素過程(5)が考えられる。

$$e + C^+ ({}^2P_{1/2}) \rightarrow C^* ({}^2P_{3/2}; nl) \quad (5)$$

右辺は、第一励起状態 ${}^2P_{3/2}$ に励起された炭素イオンに電子が主量子数 n , 角運動量 l の励起状態に束縛されていることを示す。

この場合、生成した炭素高励起リユードベリ原子は角運動量 l が小さい状態に入る。素過程(5)の右辺の終状態は、そのままでは自動的にイオン化によって炭素イオンの基底状態と自由電子に戻ってしまい不安定である。ただし、周りのイオンなどとの衝突により、励起電子の軌道の角運動量 l が小の状態から l 大 (> 10) の状態に変わることにより (l 変化衝突という)、一時的ではあるが安定性が増し、これが観測にかかっていると考えられている。これらの過程は入射電子とイオン芯内の電子が合計 2 個関与するので、2 電子性的再結合過程 (dielectronic-like recombination process) という[12,13]. (注: 従来の 2 電子性再結合 (dielectronic recombination process) と同じく 2 電子が関与するが、そのメカニズムは異なるのでこのように呼ばれるようになったが dielectronic-like recombination の邦訳は確定していないと思われる。ここでは暫定的に 2 電子性的再結合としておく。)

この様に観測データは、主量子数の大きい状態に再結合して生成した炭素励起原子からの吸収スペクトルが観測されていると考えられているが、 $T = 100 \text{ K}$ ($\sim \Delta E_{exc}$) 程度の温度で素過程(5)が起こりやすい。素過程(5)が起こる前後について、運動量保存則、エネルギー保存則が成り立つことを考慮すると、 $E_e \sim \Delta E_{exc}$ の電子が高リユードベリ炭素原子生成に寄与することが理解される。

高リユードベリ原子は巨視的大きさを持ち、電子の束縛エネルギーは小さく、それが存在する周囲の物質 (星間物質: Interstellar Medium; 略称 ISM) の状況に敏感である。星間空間は超高真空に保たれているのでこのような原子の存在が可能であり、上述の主量子数 $n = 1009$ の炭素の高リユードベリ原子は、おそらく現時点でも、星間空間においてその存在が確認されている、束縛状態にある最大の原子と考えられる。

これらの高励起状態間の遷移に対応する放射・吸収は離散的な線スペクトルを示すはずであるが、これらの巨大励起原子はそれが存在する

環境(例えばその温度, 密度など)の影響を受けやすく, その結果, スペクトルはこれらの環境の物理的状況を強く反映する線幅をもつ. この低周波の希薄かつ低温の星間プラズマに関する線幅のラインプロファイルの解析についての理論的手法が P. A. Shaver により提案されていた[9]. この線幅は, 励起原子の熱運動に伴うドップラー現象による幅と, 励起原子と他粒子の衝突による圧力幅, 背景からの放射による幅がある. ドップラー幅はガウス型でプロファイルの中心部分を支配し, 後者の2つの原因による幅はローレンツ型の幅となりプロファイルの周辺部を決定する. 観測される線幅はこれらが合成されたものとなり, フォークプロファイル(Voigt profile)と呼ばれる.

これらの線幅を解析することにより, この放射・吸収スペクトルの発生源である励起原子が存在する近傍の星間物質(すなわち星間プラズマ)の電子密度 N_e , 電子温度 T_e などの情報を得ることができる. Blake ら[5]はこれらの解析に, 当時提案されたばかりの上記の2電子性的再結合のメカニズム[12]を考慮し, 26.13 MHz の吸収線が C631 α 吸収線であることを示唆したことになる. その後, この線幅の解析に上記の2電子性的再結合のメカニズムを考慮すると, 150 MHz より小さい遷移エネルギーの再結合線は, 吸収線として現れることも示されている.

特に CasA の視線方向の再結合線に関する $Cn\alpha$ ($n = 500-700$)について, 全ての観測データを矛盾なく説明できる理論的モデルを構築する努力がなされた[14,15]. 高リ्यूードベリ原子が存在する星間物質の物理的状況については電子密度 $N_e \sim 0.02 \text{ cm}^{-3}$, 電子温度 $T_e \sim 75 \text{ K}$ といった値が得られている[15]. なお, CasA 以外の銀河系の多くの領域からの炭素の再結合線も観測されている. 上記の方法はこれらについても適用可能であり, 炭素の再結合線は銀河系の低温, 低密度の星間物質に対する診断の方法を与える[16].

以上は銀河系の中の話であるが, 最近, 銀河系の外部からの $Cn\alpha$ 再結合線 ($n = 468-508$)が観測されている[17]. ただし, 電波望遠鏡の感度, 分解能が不十分で, 個々の $n\alpha$ 遷移を分離して観測されていない. 今後, 銀河系の外でもこのような観測例が増加すると期待される.

宇宙空間に対する探針として水素原子固有の電波領域にある波長 $\lambda = 21 \text{ cm}$ の遷移に対応す

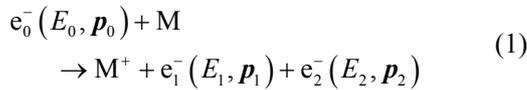
る電波が広く用いられている. これに加えて, ここで取り上げた水素の再結合線や特に炭素の再結合線は, 低温・低密度の冷たい中性の星間物質に関する感度の良い, 周波数可変な別の診断の方法を与えると考えられている.

- [1] 松澤通生, 日本物理学会誌 **32**, 335 (1977), *ibid* **41**, 402 (1986).
- [2] M. Matsuzawa, "Theoretical Studies of Collisions of High-Rydberg Atoms with Molecules" in 'Rydberg States of Atoms and Molecules' (Cambridge University Press) 1983, 267.
- [3] 松澤通生, "高リ्यूードベリ原子:物理学最前線 24" 共立出版(1989) 119.
- [4] A. A. Kononov and L. G. Sodin, *Nature* **283**, 360 (1980).
- [5] D. H. Blake, R. M. Crutcher and W. D. Watson, *Nature* **287**, 707 (1980).
- [6] A. A. Kononov and L. G. Sodin, *Nature* **294**, 135 (1981).
- [7] A. A. Kononov, *Pis'ma Astron. Zh.* **10**, 846 (1984).
[英訳:Sov. Astron. Lett. **10**, 353 (1984).]
- [8] S. V. Stepkin, A. A. Kononov, N. G. Kantharia and N. Udaya Shankar, *Month. Not. R. Astron. Soc.* **374**, 852 (2007).
- [9] P. A. Shaver, *Pramana* **5**, 1 (1975).
- [10] M. T. Frey, S. B. Hill, K. A. Smith and F. B. Dunning, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 810 (1995).
- [11] A. K. Dupree and L. Goldberg, *Ann. Rev. Astr. Ap.* **8**, 232 (1970).
- [12] W. D. Watson, L. R. Western, and R. B. Christensen, *Astrophys. J.* **240**, 956 (1980).
- [13] C. M. Walmsley and W. D. Watson, *Astrophys. J.* **255**, L123 (1982); *Astrophys. J.* **260**, 317 (1982).
- [14] H. E. Payne, K. R. Anantharmaiah, and W. C. Erickson, *Astrophys. J.* **430**, 690 (1994).
- [15] N. G. Kantharia, K. R. Anantharmaiah, H. E. Payne, *Astrophys. J.* **506**, 758 (1998).
- [16] W. M. Peters, T. J. W. Lazio, T. E. Clarke, W. Ericson, and N. E. Kassim, *Astronomy and Astrophys.* **525**, A128 (2011).
- [17] L. K. Morabito *et al.*, *Atrophys. J. Lett.* **795**, L33 (2014).

「原子衝突のキーワード」

(e,2e)分光 ((e,2e) spectroscopy)

十分に大きなエネルギーの入射電子を原子分子に衝突させると電子衝撃電離が起こる.



ここで, E_j と \mathbf{p}_j ($j = 0, 1, 2$) はそれぞれ入射電子, 非弾性散乱電子, 電離電子のエネルギーと運動量である. 二つの電子はもちろん区別できるものではないが, エネルギーの高い方を非弾性散乱電子, 低い方を電離電子と慣習的に呼んでいる. この過程において e_1^- と e_2^- を同時計測する実験を, 「一つ電子を入れて出てきた二つの電子を観測する」ことから, 一般に(e,2e)分光と呼ぶ[1,2].

(e,2e)反応の物理的内容は, 移行運動量 \mathbf{K} ($= \mathbf{p}_0 - \mathbf{p}_1$) の大きさに依存して著しく異なることから, (e,2e)分光が与える情報は, 電子衝撃電離の散乱ダイナミクスと標的の電子構造とに大きく二分される. 散乱ダイナミクスの研究には, 一般に電子衝撃電離が最も起こりやすい中程度以下の $|\mathbf{K}|$ の条件の下, H原子やHe原子など電子構造が単純な系を対象とし, 微分断面積の形(図1中列)を基に膨大な種類の理論モデルの検証が行われる[1].

一方, $|\mathbf{K}|$ が小さい極限あるいは大きな極限における(e,2e)からは, 標的の電子構造に関する情報が得られる. すなわち, $|\mathbf{K}|$ は古典的には衝突径数 b と反比例の関係にあることを思い起こせば, $|\mathbf{K}| \rightarrow 0$ の極限は b が大きな擦過衝突に対応し, 入射電子が標的を横切る際に作る瞬間的な電場により電離が起こる. このとき(e,2e)は光電離と等価な情報を与え, 標的全体により吸収される \mathbf{K} が光吸収における偏光ベクトルと同じ役割を果たす. よって, 図1の左列に示す分布は, 光学的選択則の下での光電子角度分布と同様の形となる. このような(e,2e)を dipole (e,2e), あるいは放射光施設の代替として「poor man's synchrotron」と呼ぶ.

他方, $|\mathbf{K}|$ が大きな極限は, b が小さな直衝突に対応し, 入射電子は標的原子分子中の特定の電子のみと二体衝突(binary collision)を起こす. このときは電離電子のみが \mathbf{K} を吸収する形でコンプ

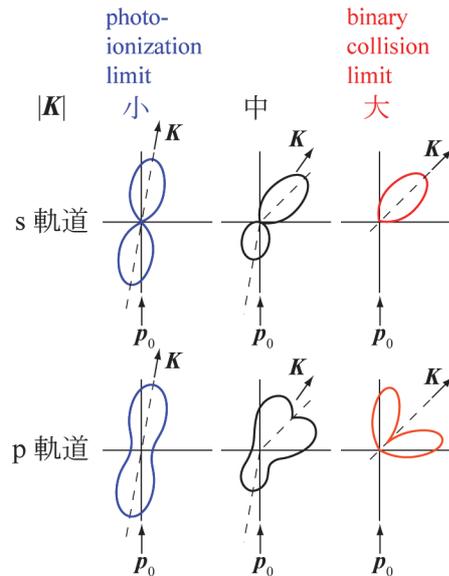


図 1: 高エネルギー電子衝撃電離における電離電子の角度分布. 破線は角度分布の対称軸.

トン散乱が起こり, 電離電子の角度分布は \mathbf{K} ベクトルに対して衝突前に持っていた運動量分布, すなわち運動量空間波動関数の二乗振幅に従った形を示す[3]. よって, 図1の右列の形は s 軌道と p 軌道各々の対称性を反映する. このような(e,2e)を binary (e,2e), あるいは電子運動量分光(EMS; Electron Momentum Spectroscopy)と呼ぶ.

EMS は, 電子と物質との相互作用の強さを生かすことで, 光衝突では困難な実験を可能とした端的な例である. 従来の X 線コンプトン散乱とは異なり EMS では, エネルギー保存則から $(E_0 - E_1 - E_2)$ 軌道毎の電子運動量分布を測定できるため, 化学反応を支配する特定の分子軌道の形を選択的に観測できる. この特質を最大限に利用して現在では, 化学反応の駆動力となる反応中の電子運動の変化を直接捉えることを目的とした時間分解 EMS の開発が進められており, 短寿命励起分子を対象とした EMS が可能となっている[4].

(東北大学 多元研・山崎優一)

参考文献

- [1] H. Ehrhardt *et al.*, *Z. Phys. D* **1**, 3 (1986).
- [2] J. Ullrich *et al.*, *Rep. Prog. Phys.* **66**, 1463 (2003).
- [3] 山崎ら, しょうとつ 第7巻, 第2号, 4 (2010).
- [4] M. Yamazaki *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 103005 (2015).

2015 年度 役員・委員会

会長

高橋正彦 (東北大学)

幹事

城丸春夫 (首都大学東京) [副会長]

加藤太治 (核融合科学研究所)

中井陽一 (理化学研究所)

渡邊 昇 (東北大学)

運営委員

市村 淳 (宇宙科学研究所)

鵜飼正敏 (東京農工大学)

加藤太治 (核融合科学研究所)

北島昌史 (東京工業大学)

田沼 肇 (首都大学東京)

長嶋泰之 (東京理科大学)

中井陽一 (理化学研究所)

渡邊 昇 (東北大学)

石井邦和 (奈良女子大学)

金井保之 (理化学研究所)

木野康志 (東北大学)

高口博志 (広島大学)

河内宣之 (東京工業大学)

酒井康弘 (東邦大学)

城丸春夫 (首都大学東京)

常置委員会

庶務委員会

委員長：渡邊 昇 (東北大学)

編集委員会

委員長：中井陽一 (理化学研究所)

行事委員会

委員長：加藤太治 (核融合科学研究所)

広報渉外委員会

委員長：城丸春夫 (首都大学東京)

顕彰委員会

委員長：鵜飼正敏 (東京農工大学)

編集委員 岸本直樹, 北島昌史, 富田成夫, 中井陽一,
彦坂泰正, 日高宏, 間嶋拓也, 森林健悟



しょうとつ 第12巻 第5号 (通巻66号)

Journal of Atomic Collision Research

©原子衝突学会 2015

<http://www.atomiccollision.jp/>

発行: 2015年9月15日

配信: 原子衝突学会事務局 <acr-post@bunken.co.jp>