

原子衝突研究協会誌 2012年第9巻第1号

しよとつ

Journal of Atomic Collision Research



The Society for
**ATOMIC COLLISION
RESEARCH**

原子衝突研究協会 2012年1月15日発行
<http://www.atomiccollision.jp/>

原子衝突研究協会賛助会員(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) <http://journals.iop.org/>

Institute *of* **Physics**

アステック株式会社

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

ASTECH
CORPORATION

有限会社 イーオーアール

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



Electronics Optics Research Ltd.

株式会社 オプティマ

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

Optima Corp.

キャンベラジャパン株式会社

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



CANBERRA

クリムゾンインタラクティブプライベートリミテッド

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

<http://ulatus.jp/>

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

enago™

株式会社 サイエンス ラボラトリーズ

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



株式会社サイエンスラボラトリーズ

真空光学株式会社

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

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

スペクトラ・フィジックス株式会社

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

Spectra-Physics®

A Newport Corporation Brand

ソーラボジャパン株式会社

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



ツジ電子株式会社

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



株式会社東京インストルメンツ

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



株式会社東和計測

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



株式会社トヤマ

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



株式会社 ナバテック

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



仁木工芸株式会社

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



伯東株式会社

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



株式会社パスカル

<http://www.pascal-co-ltd.co.jp/>



丸菱実業株式会社

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

丸菱実業株式会社

MARUBISHI CORPORATION

株式会社メディア研究所

<http://mediken.jp/>

株式会社 **メディア研究所**



MEDIKEN INC.

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9巻 第1号

目次

(シリーズ) 短波長自由電子レーザーによる原子分子光物理 第二回 極紫外自由電子レーザー場における 原子のシングルショット光電子分光	(彦坂 泰正 et al.)	… 5
(原子衝突のキーワード) 熱遷移効果	(田沼 肇)	… 11
(原子衝突のキーワード) ポジトロニウム	(長嶋 泰之)	… 12
(原子衝突のキーワード) 陽電子散乱	(長嶋 泰之)	… 13
(原子衝突の新しい風)	(古川 武)	… 14
第28回 化学反応討論会のお知らせ		… 15
2012年度原子衝突研究協会会長ならびに役員選挙の結果	(選挙管理委員会)	… 15
国際会議発表奨励事業に関するお知らせ	(庶務幹事)	… 16
「しょうとつ」原稿募集	(編集委員会)	… 17
今月のユーザー名とパスワード		… 17

短波長自由電子レーザーによる原子分子光物理 第二回 極紫外自由電子レーザー場における原子の シングルショット光電子分光

彦坂泰正¹, 伏谷瑞穂², 菱川明栄^{2,3}

¹新潟大学理学部自然環境科学科 〒950-2181 新潟県新潟市西区五十嵐2の町8050番地

²名古屋大学大学院理学研究科物質理学専攻(化学系) 〒464-8602 愛知県名古屋市千種区不老町

³自然科学研究機構分子科学研究所 〒444-8585 愛知県岡崎市明大寺町字西郷中38

平成23年11月17日原稿受付

自由電子レーザー技術の進展によって、強レーザー場に対する原子や分子の非線形光学応答を極紫外領域で探索できるようになった。レーザー光の特性がショットごとに揺らぐ自己増幅自発放射方式の自由電子レーザーに対し、シングルショット光電子分光は多光子吸収における共鳴などの波長や強度に敏感な現象の詳細な観測を可能とする。本稿では、この手法を用いた原子の多光子イオン化過程の研究を紹介する。

1. はじめに

第3期科学技術基本計画で指定された国家基幹技術の1つである X 線自由電子レーザーは、2011年6月にレーザー発振に成功し、供用運転に向けた準備が進められている。この新しい X 線領域の高強度コヒーレント光により、生体分子の構造解析やナノテクノロジーなどの分野において目覚ましい進展が期待されている。この X 線自由電子レーザーの本計画に先立って、その要素技術開発のための試験加速器(SCSS: SPring-8 Compact SASE Source)が2005年に建設された。この試験加速器は、実機の32分の1の加速エネルギーをもち、51-61 nmの極紫外域において自由電子レーザー(FEL)光を発生する[1,2]。この試験加速器は、独国のFEL施設(FLASH)と競合した極紫外域の貴重なFEL光源であり、2008年からユーザー利用が開始されている。

このようなFEL光源の登場により、極紫外強レーザー場における原子や分子の非線形光学が新たな研究領域として大きく拓かれた。最も顕著な非線形光学応答過程は、多光子吸収によるイオン化である。例えば、13.3 nmのFELを集光することにより得られた 7.8×10^{15} W/cm² のレーザー

場に曝されたXeからは、多光子多重イオン化により21価までの多価イオンが生成することが、FLASHの利用によって見いだされている[3]。ここで、レーザー電場から受ける電子の動重力エネルギーは波長の自乗に比例するため、極紫外域では強いレーザー場とはいえ、光と物質の相互作用は摂動論の領域を超えることは容易ではない。そのため、基本的には摂動的な多段階の光子吸収の描像によって、極紫外強レーザー場での原子や分子の非線形光学応答は理解されると考えられている。ただし、このような1光子のエネルギーがイオン化ポテンシャルを超えるような状況下での多光子吸収メカニズムは、光学レーザーの利用により理解が進んできている赤外・可視域の多光子吸収とは様相が異なる。最外殻の電子が一電子的に多光子吸収に与るのが一般的な長波長域のモデルであるが、短波長域では場合によっては内殻電子までも含む複数の電子が1つの多光子吸収過程に関与し得る。さらには、前述のXe²¹⁺生成のようなケースは摂動的な多光子吸収による多重電離では説明がつかないという指摘もあり[4]、長波長レーザーで積み上げられてきた非線形光学現象の知見から類推される概念を超え

る新しい多光子吸収メカニズムの存在も示唆されている。

2. 磁気ボトル型光電子分光器

極紫外強レーザー場における原子や分子の多光子イオン化過程の観測方法としては、この過程により生成したイオンの検出が標準的な手法である。生成したイオンの価数やそのレーザー強度依存の情報からイオン化過程に関わる光子数が推定でき、そこから多光子吸収メカニズムが推論される[5]。さらに、光電子放出の反跳によって得るイオンの運動量を観測すれば、多重電離における多電子の放出が逐次的か非逐次的かを識別することが可能である[6]。しかしながら、このようなイオン検出の情報だけでは、多光子イオン化メカニズムを確定できない場合も多く、またその中間状態または終状態の電子状態を決定することは容易ではない。

一方、多光子イオン化過程で放出される光電子の運動エネルギーは、イオン化過程において生成する終状態や中間状態の電子状態の情報を直接的に反映する。そのため、光電子分光により、多光子イオン化過程についてより詳細な情報を引き出すことができる。しかしながら、この光電子分光の有効性を十分に活用できている FEL 実験はこれまであまりなかった。これは、大尖頭出力かつ短波長の FEL を光源とした光電子分光の実施には、次の特有な問題が生じるためである：(1)多数の荷電粒子が一度に生成することによる空間電荷効果のために、有効な分解能と正確な電子エネルギーを得るのが難しい、(2)光子エネルギーは金属の仕事関数よりも大きい場合、高強度の FEL 光が掠った真空槽表面等から極めて多くの電子が容易に発生し、それによるバックグラウンドが深刻となる。



図 1. 磁気ボトル型光電子分光器の概念図

筆者らは、磁気ミラー効果を利用した超高効率の光電子分析技術である磁気ボトル型電子分光技術を利用することにより、これらの光電子分光についての問題を克服することに成功した。図 1 に我々の磁気ボトル型光電子分光器の概念図を示す。FEL の集光点の側方に配した強力な永久磁石 (~0.7 T) とそれに対向するソレノイドコイルにより、FEL 光の集光点付近に不均一磁場を形成する。サンプルガスの光イオン化によって放出された全ての電子は、この不均一磁場による磁気ミラー効果[7]によって全立体角にわたって捕集され、ソレノイドコイルの終端部に配置したマイクロチャンネルプレート検出器に導かれる。実際、数十 eV 以下の電子に対しては磁場による全立体角の捕集が実現できており、マイクロチャンネルプレートの検出感度で決定された 50% 程度の検出効率が得られている。現在の標準的な静電半球型電子エネルギー分析器の捕集効率が全立体角の 0.1% 程度しかないことを考えると、一般的な光電子計測よりも 2 桁以上も効率が良い。この極めて高い電子捕集効率によって、空間電荷効果の影響が顕著でないような低い光イオン化イベントレートで光電子分光を実施することが可能となった。また、磁気ボトル型光電子分光器では、FEL 光の集光点とは異なった位置から発生した電子は検出器への有効な軌跡を描けない。そのため、真空槽表面等からの電子によるバックグラウンドが極めて抑制される。ただし、磁気ボトル型光電子分析では光電子の飛行時間により運動エネルギー分析を行うため、静電半球型電子エネルギー分析器のような高い運動エネルギー分解能を得ることは難しい。それでも、筆者らの装置では 1.5 m もの長い飛行区間を設けることにより、数十 eV 以下の電子に対し数%以下の分解能を達成している。さらに、飛行管入り口付近で阻止電場をかけることにより電子を減速して飛行させ、着目する運動エネルギー領域の分解能の向上を必要に応じて図っている。

3. シングルショット光電子計測

極紫外から X 線領域のレーザー発振は、電子

ビームのショットノイズを起点とした自己増幅自発放射方式によって実現されている[2]. このため、FEL の光強度、波長分布、時間構造などの特性は、レーザーショットごとにばらついている. したがって、複数のショットからの信号を積算した測定を行うと、それらのばらつきについての平均を観測することになり、多光子吸収における共鳴などの波長や強度に敏感な現象は不鮮明になってしまう.

我々の装置では、磁気ボトル型光電子分析の高い検出効率を利用して、FEL ショット毎に光電子計測を行うことが可能である. 図 2(a)に、FEL の波長設定を 58.0 nm にしたときの 5 つの異なる FEL ショットで得られた Ar の光電子ピークを示す. この $Ar^+ 3p^1$ への 1 光子イオン化による光電子ピークのエネルギー位置と強度は、ショットごとに異なっている. このショットごとの変化は、FEL パルスのショットごとの中心波長と強度のばらつきを反映している. つまり、このショットごとの光電子計測により、各 FEL ショットの中心波長と強度をモニターできる.

図 2(b)に、2000 ショットの FEL パルスについて、 Ar^+ ピークの運動エネルギーから見積もった光子エネルギー(中心波長)と強度の相関を示す. この相関図から、FEL 光の中心エネルギーの揺らぎは 0.13 eV(FWHM)、強度揺らぎは 17% (STD)と見積られる. この中心エネルギーの分布は、別の光学的手法による観測[1]と極めて良く一致しており、本手法によるショットごとの光子エ

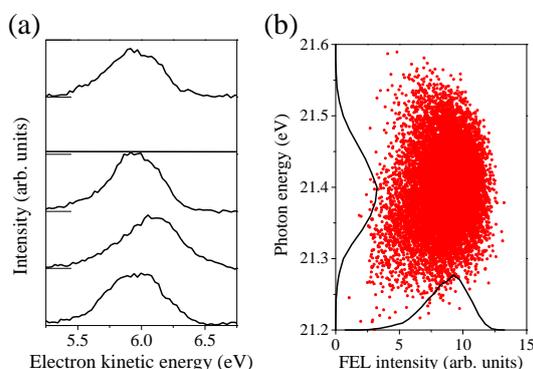


図 2. (a)波長設定 58.0 nm の 5 つの異なる FEL ショットで得られた Ar の光電子ピーク. (b)FEL 光の平均光子エネルギーと光強度の相関図.

ネルギーのモニターは妥当に機能していると言える. このシングルショット光電子計測を用いれば、各 FEL パルスの光子エネルギーと強度を規定した計測が可能となり、FEL パルスの揺らぎ幅以下の分解能で FEL 波長に鋭敏に依存する現象を捉えることが可能となる.

シングルショット光電子計測によって、現在までに幾つかの典型的な多光子イオン化過程を観測し、そのメカニズムの詳細を明らかにすることに成功している. 次章以降に、Ar の 3 光子 2 重イオン化[8]と He の非線形 2 電子励起[9]の 2 つのケースについて概説する.

4. Ar の 3 光子 2 重イオン化[8]

FEL の波長設定 58.0 nm (光子エネルギー 21.4 eV)、レーザー電場約 5×10^{12} W/cm² によって得られた Ar の光電子スペクトルを図 3(a)に示す. このスペクトルは、15000 ショットの FEL パルスについて積算したものである. 運動エネルギー 6 eV 付近に、1 光子イオン化による Ar^+ 生成に対応するピークが見られる. これに加え、10-16 eV に三本のピークが見て取れる. FEL パルス強度に対する 10-16 eV のピーク構造の強度の依存性は、1 光子イオン化による Ar^+ 生成のピーク強度の依存性に比べて傾きが急峻である(図 4(a)). この非線形な応答から、10-16 eV の構造は多光子吸収によるものと分かる. 実際、これらの 3 本のピークの運動エネルギーは、 $Ar^+ 3p^1(2P)$ から

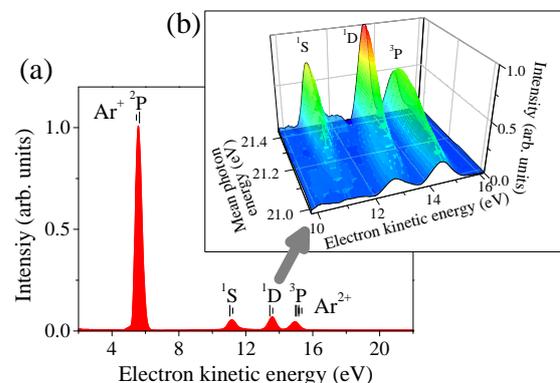


図 3. (a) FEL の波長設定 58.0 nm (光子エネルギー 21.4 eV)、レーザー電場約 5×10^{12} W/cm² によって得られた Ar の光電子スペクトル. (b) シングルショット解析によって得られた Ar^{2+} ピーク構造の光子エネルギー依存性.

$\text{Ar}^{2+} 3p^2(^3P, ^1D, ^1S)$ への2光子イオン化で放出される光電子に対応する。つまり、全過程では図4(b)のエネルギー図に示したような3光子吸収による段階的な2重イオン化過程が起こっていることになる。ここで、 Ar^+ から Ar^{2+} への2光子イオン化においては、幾つかの Ar^+ の励起状態が中間エネルギー付近に存在している。この励起状態への共鳴のために、 Ar^+ の2光子イオン化はFELの光子エネルギーに鋭敏に依存することが予想される。

図3(b)に Ar^{2+} ピーク構造の光子エネルギー依存性を示す。これは、15000ショットの個々の光電子スペクトルについて、 Ar^+ ピーク位置から見積もった光子エネルギーで並べ替えることにより得られたものである。図2(b)の光子エネルギー分布から分かるように、単一のFEL波長設定ではこの0.4 eVの光子エネルギー領域を十分にカバーできない。そのため、FELの光子エネルギーの中心値の設定を21.0 eV, 21.2 eV, 21.4 eVとし、それらでの測定を接合することにより図3(b)を得ている。終生成する3つの準位 $\text{Ar}^{2+} 3p^2(^3P, ^1D, ^1S)$ のそれぞれの生成量は、光子エネルギーに応じて大きな変化を示している。生成量が極大となる光子エネルギーから、 $\text{Ar}^{2+} 3p^2(^3P)$ と $\text{Ar}^{2+} 3p^2(^1D, ^1S)$ への2光子イオン化では、それぞれ $\text{Ar}^+ 3p^2 3d(^1D)$ と $\text{Ar}^+ 3p^2 3d(^1P)$ が共鳴として関与しているものと考えられる。このような共鳴につ

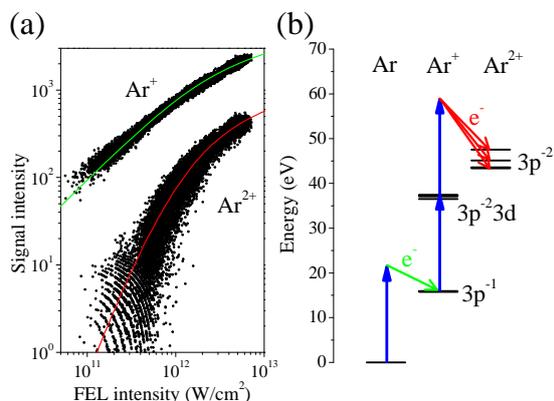


図4. (a) FELパルス強度に対する Ar^{2+} 生成強度(10-16 eVの三本のピーク)と Ar^+ 生成強度(6 eV付近のピーク)の依存性. 3光子2重イオン化過程に対するレート方程式でのフィットを実線で示した. (b) Ar , Ar^+ , Ar^{2+} のエネルギー準位と観測された3光子吸収による2重イオン化過程.

いての詳細な理解は、シングルショット光電子計測により初めて可能となった。

図4(a)に示したように、光電子強度のFELパルス強度依存は、集光点付近のレーザー場強度分布を考慮した3光子2重イオン化過程に対するレート方程式を用いて説明できる。ここで、 $\text{Ar}^+ 3p^1$ からの2回の光子吸収のそれぞれの断面積は未知数としてフィットしている。得られた断面積を用いて、与えられたピーク強度をもつFELパルスに対する Ar の各状態分布の変化を調べることができる。図5にレーザー場強度 $1 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ と $1 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ での状態分布の時間変化を示す。レーザー場強度が $1 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ でも、最終的には70%程度の Ar がイオン化を起こすが、すでに Ar^{2+} の割合が Ar^+ よりも多いことが分かる。さらに、レーザー場強度が $1 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ では、実質的に全ての状態分布は2価イオンに達してしまう。このような効率的な2価イオンの生成は Ar^+ の励起状態への共鳴によるものであり、この共鳴から外れると2価イオンの生成はこれほど顕著とはならない。このように、生成イオンの価数分布が共鳴によって大きく支配されるのは極紫外強レーザー場での原子の多光子吸収において一般的であり[10,11]、そのため光波長に大きく依存したイオン価数分布が観測されるものと考えられる。

5. Heの非線形2電子励起[9]

FELの波長設定51.4 nm(光子エネルギー24.1 eV)において、3つの異なるレーザー電場強

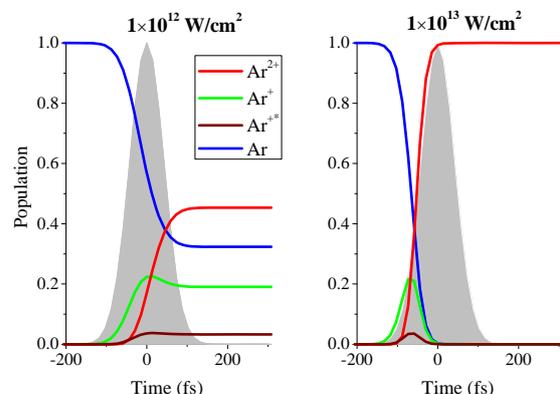


図5. レーザー場強度 $1 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ と $1 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ のFELパルスの入射に応じた Ar の状態分布の時間変化.

度により得られた He の光電子スペクトルを図 6(a)に示す. 波長モニター用に導入した Xe の光電子ピーク(11 eV 付近の 2 重線)に加え, He 由来の光電子ピークが 7, 24 および 48 eV に見られる. これらは, 図 7(a)のエネルギー図に示したような多光子吸収過程に対応する. すなわち, 7 eV のピークは, 3 光子吸収による He⁺の電子励起状態(N=2)へのイオン化に帰属される. 一方, 24 eV と 48 eV のピークの運動エネルギーは, それぞれ 2 光子吸収と 3 光子吸収による He⁺(N=1) へのイオン化と合致する. しかし, 図 6(a)から分かるように, 7 eV のピークの顕著な非線形性に比べ, 24 eV と 48 eV のピーク強度の FEL 強度に対する変化量は僅かである. FEL 光には第 2 高調波と第 3 高調波がそれぞれ 0.1%と 1%含まれているが, 24 eV と 48 eV のピークの強度の殆どはこれらの高調波による 1 光子イオン化の寄与であると分かる. この高調波の寄与を除いたピーク強度から, 3 光子吸収が 2 光子吸収よりも 1 ケタ以上も効率よく進行しているという一見不思議な現象が明らかになった.

3 光子吸収による He⁺(N=2)へのイオン化によ

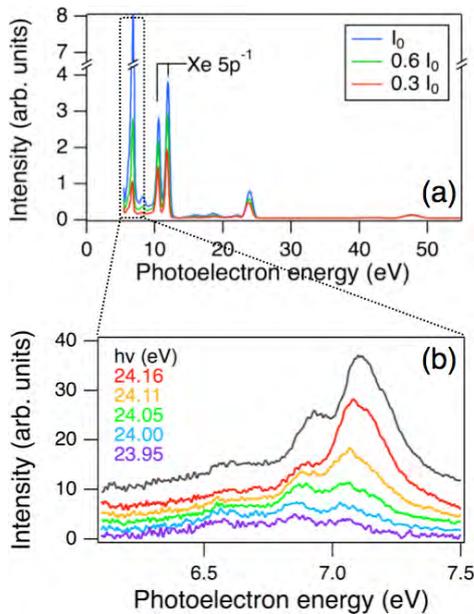


図 6. (a)FEL の波長設定 51.4 nm(光子エネルギー24.1 eV)において得られた 3 つの異なるレーザー電場強度での He の光電子スペクトル. (b)シングルショット解析により得られた 7 eV の光電子ピーク(3 光子吸収による He⁺(N=2)へのイオン化)の形状の光子エネルギー依存性.

る 7 eV のピーク形状は対称ではなく, 幾つかの副構造が見られる(図 6(b)). シングルショット解析から, このピーク形状は光子エネルギーに依存することが分かる. ここで, 異なった光子エネルギーにおいても副構造の極大値の運動エネルギーは大きく変わらず, それらの相対強度が変化している. このことから, 3 光子吸収のエネルギー領域に存在する He の複数の励起状態への共鳴が副構造として表れていると考えられる. 実際, これらの副構造は, 時間依存超球座標法[12]による理論計算によってよく再現でき[9], 1 つの電子が主量子数 N=3 の準位, 他方が n=4-8 の準位に励起した 2 電子励起状態によるものと解釈される. この 3 光子吸収での 2 電子励起状態への共鳴の存在により, 2 光子吸収よりも 3 光子吸収が極めて優勢となっていると理解できる.

図 7(a)に示されるように, この 3 光子吸収のエネルギー領域に存在する 2 電子励起状態に加え, 1 光子目の吸収に対しても He⁺(N=1)へ収斂する Rydberg 状態が共鳴として関与し得る. この共鳴の関与を調査するため, 光学レーザー(250 nm, 50 fs)を用いて, FEL の1光子吸収で生成される励起状態の分布を観測した. 図 7(b)は, FEL パルスから 50 ps 後に光学レーザーを入射することにより得た光電子スペクトルである. 観測されたピークは, それらの運動エネルギーから, n=4-8 の

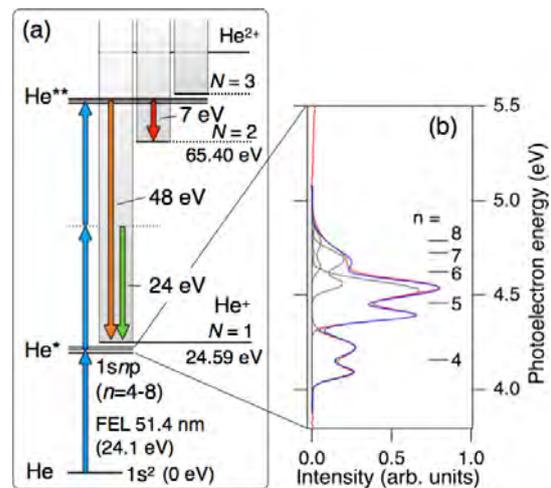


図 7. (a) He と He⁺ のエネルギー準位と観測された 3 光子吸収による 2 電子励起過程. (b) FEL パルスから 50 ps 遅延して入射した光学レーザー(250 nm, 50 fs)によるイオン化で放出された光電子のスペクトル.

Rydberg 状態からのイオン化によるものと帰属される。これらの状態の分布の一部が、FEL パルス内でさらに 2 光子吸収を起こし 2 電子励起状態を生成していると考えられる。すなわち、1 光子吸収により 1 つの電子が $n=4-8$ へ励起し、さらに 2 光子吸収で他方の電子が $N=3$ へ励起したものととして 3 光子吸収による 2 電子励起過程を理解できる。

6. おわりに

本稿では、シングルショット光電子分光に基づく、極紫外強レーザー場における原子の多光子イオン化の研究について紹介した。シングルショット計測により、FEL のショットごとのスペクトルをモニターし、それを利用して FEL 波長の揺らぎ幅以下の分解能で非線形現象を捉えることが可能となった。分子においても同様な計測が可能であり、特に近赤外レーザーパルスを用いた非断熱配列制御によってその非線形過程の詳細が明らかになると期待される。本稿で示したように FEL 光を非破壊でショットごとに FEL スペクトルの計測を行うことは他の手法では容易ではなく、筆者らの手法は孤立原子分子の非線形過程の研究だけに限らず、FEL の利用研究における基盤技術として有用となりうる。

まもなく、X 線自由電子レーザー (SACLA) の供用運転が開始される。この利用の主役は生体分子の構造解析やナノテクノロジーなどの応用研究となるのは間違いないが、この展開を支える X 線領域の新しい光と物質の相互作用の基礎的概念の構築において原子分子物理分野の基礎研究が重要な役割を果たしていくものと考えられる。

本稿で紹介したシングルショット光電子分光による原子の多光子イオン化の研究は、松田晃孝助教(名古屋大学)、繁政英治准教授、曾建銘博士(分子科学研究所)、森下亨助教(電気通信大学)、Chien-Nan Liu 博士(台湾 Fu-Jen Catholic 大学)および理化学研究所 X 線自由電子レーザー計画合同推進本部利用グループとの共同研究によるものである。

参考文献

- [1] T. Shintake *et al.*, Nat. Photon. **2**, 555 (2008).
- [2] 永園ほか, しょうとつ **8**, 10 (2011).
- [3] A. A. Sorokin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 213002 (2007).
- [4] M. Richter *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 163002 (2009).
- [5] 例えば, H. Wabnitz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 023001 (2005).
- [6] 例えば, R. Moshhammer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 203001 (2007).
- [7] P. Kruit and F. H. Read, J. Phys. E **16**, 313 (1983).
- [8] Y. Hikosaka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 133001 (2010).
- [9] A. Hishikawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 243003 (2011).
- [10] H. Fukuzawa *et al.*, J. Phys. B **43**, 111001 (2010).
- [11] N. Miyauchi *et al.*, J. Phys. B **44**, 071001 (2011).
- [12] T. Morishita *et al.*, J. Phys. B **34**, L475 (2001).

Single-shot photoelectron spectroscopy of multiphoton ionization of atoms irradiated with EUV-FEL pulses

Yasumasa HIKOSAKA, Mizuho FUSHITANI and Akiyoshi HISHIKAWA

Multiphoton ionization is a typical nonlinear response of atoms in intense EUV laser fields. Single-shot photoelectron spectroscopy utilizing with a magnetic-bottle-type electron spectroscopic technique is a useful means to study the details of multiphoton multiple ionization processes. We present that the method enables us to monitor the fluctuation of SASE-FEL spectra and to derive photon energy dependence of the multiphoton multiple ionization processes precisely.

原子衝突のキーワード

熱遷移効果 (thermal transpiration effect)

気体を標的とした衝突実験では、気体をセルに詰めることが多い。定量的な測定のためには気体の圧力を正確に知る必要があるので、気体の種類に感度が依存しない(とされる)隔膜式キャパシタンス・マンメータが使われることが多い。この種の圧力計は45°Cに保たれるものが多く、比較的細いパイプでセルとつながれる。セルの温度は室温である場合が殆どであるから、圧力計との間には20°C程度の温度差があることになる。温度の異なる2つの容器をつないだとき、それぞれの容器の圧力は同じであろうか？

圧力が高い粘性流領域では、全体の圧力が一定となった状態で釣り合う。また、分子流領域となる低圧では、移動する粒子数の釣り合いが圧力差を決定する。温度 T 、圧力 P 、分子質量 m の理想気体の場合、単位時間に単位面積の壁に衝突する粒子数は

$$\Gamma = \frac{1}{4}n\bar{v} = \frac{1}{4} \frac{P}{kT} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \frac{P}{\sqrt{2\pi kmT}}$$

で与えられる。ここで n は数密度、 \bar{v} は気体分子の平均速度、 k は Boltzmann 定数である。温度 T_1 と T_2 の2つの容器がパイプではなく厚みのない穴でつながっている場合、圧力平衡状態では互いに穴を通り抜ける粒子数が等しい筈である。従って、圧力比は次式で与えられる：

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{\sqrt{2\pi kmT_2}}{\sqrt{2\pi kmT_1}} = \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}$$

このように温度差に起因して圧力差が生じる現象は Reynolds や Knudsen の時代から知られていて、熱遷移効果 (thermal transpiration effect) と呼ばれている。

粘性流と分子流の間にある中間流領域での熱遷移効果は複雑であり、定量的な議論のために次のような熱遷移度と呼ばれる無次元パラメータが導入されている：

$$F = \frac{1 - P_2/P_1}{1 - \sqrt{T_2/T_1}}$$

熱遷移効果の議論は熱遷移度 F を求めることに帰着される。理論的には1936年に Weber & Schmidt が定式化を試みたが、実験値との一致は乏しかった。その後、1951年に Liang によって経験式が提案されたが、これも低圧では欠点が目立った。最終的に成功を納めたのは Takaishi & Sensui (以下、T&S と略) が提案した次のような経験式である [1]：

$$F = \frac{1}{AX^2 + BX + C\sqrt{X} + 1}$$

ここで $X = 2P_2d/(T_1 + T_2)$ であり、 d は円筒パイプの直径である。また、 A, B, C は気体の種類に依存する定数であり、分子直径との関係が示唆されているがその根拠は不明確である。

T&S の式は、物理的な解釈は困難であるが実験値を良く再現するため、未だに最も信頼できる式として知られている。但し、この式にはパイプの直径だけが入っていて、その長さ・材質に関する依存性はないとされている。また、円筒パイプ以外には適用できないため、万能とは言い難い。

温度差が大きいほど、圧力差も大きくなるため、極低温気体の圧力を室温以上に保持されたマンメータで測定する場合には深刻な問題となる。Kojima らは77 K および4.4 K のヘリウム気体中において測定したイオン移動度が圧力に大きく依存することから熱遷移効果の重要性を指摘し、T&S の式の有用性を論じている [2]。

熱遷移効果は古典的な問題であるが、現在でも新しい論文が発表され続けている未解決の現象である。流体力学や統計力学の課題ではあるが、原子物理学の実験においても圧力の絶対値を測定する場合には重要な問題となるので、正しく認識しておくべきである。

(首都大学東京・田沼肇)

参考文献

- [1] T. Takaishi and Y. Sensui, Trans. Faraday Soc. **59** (1963) 2503.
- [2] T. Kojima *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **61** (1992) 6.

原子衝突のキーワード

ポジトロニウム (positronium)

ポジトロニウム (Ps) は電子と陽電子からなる、最も軽いエキゾチック原子です [1]。Ps の波動関数の軌道部分は、水素原子と同様に書き表すことができます。ただし換算質量が水素原子の場合のおよそ $1/2$ であるため、基底状態の束縛エネルギーも水素原子の $1/2$ の 6.8eV です。また電子と陽電子間の平均距離はボーア半径の 2 倍です。基底状態では、電子と陽電子の合成スピンの場合の Ps はパラポジトロニウム (p-Ps)、1 の場合の Ps はオルソポジトロニウム (o-Ps) と呼ばれます。通常、p-Ps と o-Ps は 1:3 の割合で生成されます。真空中では p-Ps は 125ps の寿命で 2 本の γ 線に、o-Ps は 142ns の寿命で 3 本の γ 線に自己消滅します。両者のうち o-Ps の方がエネルギーがわずかに高く、o-Ps と p-Ps の間の超微細構造分裂は $8.41 \times 10^{-4} \text{eV}$ です。Ps の寿命や超微細構造分裂の測定は、量子電磁力学の検証に用いられています。

Ps は、閾値以上のエネルギーを持つ陽電子が原子・分子と衝突すると生成されます。閾値は原子・分子のイオン化エネルギー E_I および Ps の基底状態における束縛エネルギー $E_{Ps}(=6.8\text{eV})$ を使って $E_I - E_{Ps}$ と書くことができます。また、 10keV 以下のエネルギーの陽電子を金属に入射すると、Ps が表面から放出されます。ただし、金属内部では形成されません。さらに一部の絶縁体の内部では Ps が形成されます。表面近傍で形成されれば、表面から放出されることもあります。直径 5nm ほどの SiO_2 微粒子からなるシリカエアロゲルに陽電子を入射すると、陽電子は熱化して微粒子中もしくは微粒子表面で Ps を生成し、微粒子間の空隙に飛び出します。

Ps に電子が束縛した状態であるポジトロニウム負イオン (Ps^-) や水素原子が結合した状態である PsH が形成されることもあります。最近、多孔質物質の孔中で Ps_2 が形成された可能性があるという報告が行われました [2]。

o-Ps が原子・分子と衝突すると、次のような反応が起こって寿命が真空中よりも短くなります。(1) ピックオフ消滅: Ps 中の陽電子が原子・分子中の電子と対消滅する現象。(2) スピン交換反応: Ps 中の電子のスピンが原子・分子中の電子のスピンと入れ換わり、o-Ps と p-Ps の間の転換が起こるもので、酸素分子等、不対電子をもつ分子との衝突で見られる。(3) 化学反応: Ps が Cl_2 等の化学的活性度の高い分子と衝突すると、安定あるいは準安定な結合状態を形成して短い寿命で消滅する。(4) スピン軌道相互作用によるスピン転換: Ps が Xe 原子や Kr 原子と衝突すると、スピン軌道相互作用に誘起されて o-Ps と p-Ps の間の転換が起こる [3]。(1)(2)(4) の反応や Ps の気体中における熱化に関して、シリカエアロゲルの空隙に気体を導入して Ps と相互作用させ、その消滅 γ 線を検出することによって詳細な研究が行われています [1, 3, 4]。

低速陽電子ビームを気体に入射すれば、電荷交換によって $10\text{-}400 \text{eV}$ 程度の領域のエネルギー可変 Ps ビームを生成することが可能です。このようにして得られた Ps ビームを、2 個目の気体セルを透過させて散乱断面積を測定する実験が行われています。Ps-原子・分子散乱の全断面積の値が、等しい速度をもつ電子の散乱の断面積と近い値になることが分かってきました [5]。さらに最近、 Ps^- を生成して加速し、レーザー光で光脱離によって電子を剥ぎ取る実験が行われました [6]。この手法を使えば、 keV 領域のエネルギー可変 Ps ビームを生成することも可能です。(東京理科大学・長嶋泰之)

参考文献

- [1] 兵頭, 長嶋, 日本物理学会誌 **52** (1997) 248.
- [2] D. B. Cassidy and A. P. Mills, Jr., Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 013401.
- [3] H. Saito and T. Hyodo, Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 253402.
- [4] F. Saito *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **36** (2003) 4191.
- [5] S. J. Brawley *et al.*, Science **330** (2010) 789.
- [6] K. Michishio *et al.*, Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 153401.

原子衝突のキーワード

陽電子散乱 (positron scattering)

陽電子をビームにすれば、他の粒子と同様に散乱実験を行うことが可能です [1].

陽電子が原子・分子によって散乱される場合には、電子散乱の場合と似て異なる現象が起こります。電子散乱の場合は、標的原子・分子中の電子の偏極の効果と電子と核の相互作用は、ともに引力になります。それに対して陽電子散乱の場合には、原子・分子中の電子の偏極は引力、核との相互作用は斥力となるため、部分的に打ち消しあってトータルの相互作用は弱くなります。この結果、電子散乱の場合よりも断面積が小さくなります。また電子が衝突する場合には、標的分子中の電子との間で電子交換が起こりますが、陽電子入射の場合はそのようなことは起こりません。これらの効果は、陽電子のエネルギーが低い場合に顕著です。

陽電子のエネルギーを上げていくと、ポジトロニウム生成閾値 ($E_I - E_{Ps}$ 、ただし E_I および E_{Ps} はそれぞれ原子・分子のイオン化エネルギーおよびポジトロニウムの基底状態の束縛エネルギー (6.8eV)) 以上では、ポジトロニウムの生成が起こるようになります。さらに上げると、励起やイオン化等も起こるようになります。

陽電子-He 散乱の全断面積のエネルギー依存性を図に示します。2eV 付近に、Ramsauer-Taunsend 効果による谷が見られます。電子散乱実験では古くから Ar, Kr, Xe 標的に対して低エネルギー領域で観測されることで有名ですが、陽電子散乱では He, Ne でこの効果が観測されています。またポジトロニウム生成閾値である 17.8eV から、断面積が急激に大きくなるのがわかります。

He 以外にも種々の原子分子で陽電子散乱の全断面積の測定が行われています。また全断面積のみならず、微分断面積、励起断面積、イオン化断面積等の測定も行われています。

以上のような散乱実験では、数密度の低い標

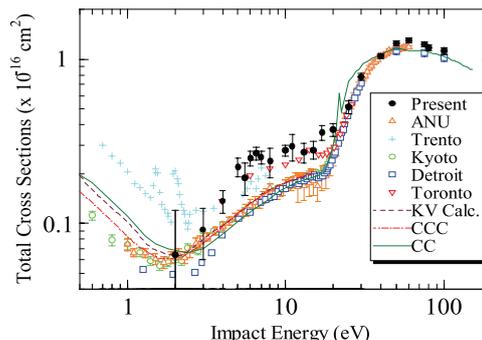


図 1: 陽電子-He 散乱全断面積のエネルギー依存性 [2].

的気体中を陽電子が短時間に通り過ぎる様子を観測しますので、陽電子の消滅を考慮する必要はなく、電子と同様に安定した粒子として取り扱うことができます。

溜め込んだ陽電子プラズマに気体を導入することによって、気体中における陽電子の消滅率を系統的に測定する試みも行われています。消滅率は、電子の古典半径を r_0 、光速を c 、気体の分子数密度を N とすれば $\pi r_0^2 c N Z_{\text{eff}}$ と書き表すことができます。ここで Z_{eff} は、1 原子・分子中における、陽電子の消滅に寄与する有効電子数を表します。この値は特に炭化水素では異常に大きくなります。 Z_{eff} のエネルギー依存性も測定されており、それによれば分子の振動励起エネルギーの近くで共鳴的なピークが見られます [3]。この現象は、陽電子が標的分子の振動を励起すると同時に分子に付着し、消滅率が高くなるために起こると考えられています。このピークのエネルギーと赤外吸収スペクトルを用いて測定される振動励起エネルギーには、わずかな差が生じます。この差から、陽電子-分子間の束縛エネルギーが見積もられています [4].

(東京理科大学・長嶋泰之)

参考文献

- [1] M. Charlton and J. Humberston, "Positron Physics" (Cambridge University Press, Cambridge) 2001.
- [2] K. Nagumo *et. al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **80** (2011) 064301, 098001.
- [3] C. M. Surko *et. al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **38** (2005) R57.
- [4] J. R. Danielson *et. al.*, Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 233201.

2011 年度 役員・委員会等

会長

伊藤秋男（京都大学）

幹事

市村 淳（宇宙航空研究開発機構）

今井 誠（京都大学）

高口博志（広島大学）

本橋健次（東洋大学）

運営委員

石井邦和（奈良女子大学）

市村 淳（宇宙航空研究開発機構）

今井 誠（京都大学）

加藤太治（核融合科学研究所）

北島昌史（東京工業大学）

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）

高橋正彦（東北大学）

田沼 肇（首都大学東京）

長嶋泰之（東京理科大学）

星野正光（上智大学）

間嶋拓也（京都大学）

美齊津文典（東北大学）

本橋健次（東洋大学）

森下 亨（電気通信大学）

柳下 明（高エネルギー加速器研究機構）

渡辺信一（電気通信大学）

渡部直樹（北海道大学）

会計監事

鵜飼正敏（東京農工大学）

中村義春（東京電機大学）

常置委員会等

編集委員会

委員長： 市村 淳（宇宙航空研究開発機構）

行事委員会

委員長： 高口博志（広島大学）

広報渉外委員会

委員長： 本橋健次（東洋大学）

若手奨励賞選考委員会

委員長： 島村 勲（理化学研究所）

国際会議発表奨励者選考委員会

委員長： 伊藤秋男（京都大学）

協会事務局

担当幹事：今井 誠（京都大学）

しょうとつ 第9巻 第1号 （通巻 44 号）

Journal of Atomic Collision Research

©原子衝突研究協会 2012

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

発行: 2012 年 1 月 15 日

配信: 原子衝突研究協会 事務局

<acr-post@bunken.co.jp>