

# 負ミュオンによる非破壊同位体分析法の開発

## Non-destructive isotope analysis using negative muon

工藤拓人<sup>1</sup>、二宮和彦<sup>2</sup>、久保謙哉<sup>3</sup>、Patrick STRASSER<sup>4</sup>、篠原厚<sup>2</sup>、  
濱田幸司<sup>4</sup>、反保元伸<sup>4</sup>、三宅康博<sup>4</sup>

1 阪大理、2 阪大院理、3 国際基督教大、4 KEK-MSL/J-PARC

負ミュオンは負の電荷と電子の約 200 倍の質量を持つ粒子であり、原子に捕獲されるとミュオン原子を形成する。捕獲された負ミュオンはオージェ電子または特性 X 線を放出し、ミュオン原子の高い励起状態から 1S 軌道へと遷移していく。ミュオン特性 X 線は高エネルギーで透過力が高いため、ミュオン特性 X 線を用いた元素分析法の開発が進んでいる[1]。

ミュオン 1S 軌道は原子核の非常に近くに存在し、強い同位体効果によりミュオン特性 KX 線のエネルギーは同位体により変化する。また、一部の負ミュオンは 1S 軌道から原子核に吸収され、一つの陽子が中性子に変換されミュオンの質量エネルギーが原子核に与えられる。結果として生成する励起核からは  $\gamma$ 線が放出される[2]。同位体によって異なるエネルギーを持つミュオン特性 KX 線や  $\gamma$ 線を用いることで、ミュオンによる非破壊の元素分析法に同位体分析という新たな特性を付加することが可能であると期待される。

本研究では、ミュオンによる非破壊同位体分析の実用化のために、同位体比の変動が地球科学や考古学で重要な鉛に注目し、鉛試料に負ミュオンを照射しミュオン特性 X 線の測定を行った。さらにミュオンが原子核に吸収された後に生成する不安定な原子核から放出される  $\gamma$ 線についても測定した。実験は J-PARC の MLF 棟の D2 ビームラインで行った。照射試料には 4 つの安定同位体を持つ天然同位体比( $^{208}\text{Pb}$ :52.4%,  $^{207}\text{Pb}$ :22.1%,  $^{206}\text{Pb}$ :24.1%,  $^{204}\text{Pb}$ :1.4%)の鉛試料と  $^{208}\text{Pb}$  濃縮同位体試料( $^{208}\text{Pb}$ :99.57%,  $^{207}\text{Pb}$ :0.35%,  $^{206}\text{Pb}$ :0.01%,  $^{204}\text{Pb}$ :0.07%)を用いた。鉛のミュオン K $\alpha$ 線のピークには明確な同位体シフトが見られ、その X 線強度比より鉛試料の同位体比を  $^{208}\text{Pb}$ :51.5  $\pm$  5.8%、 $^{207}\text{Pb}$ :24.5  $\pm$  5.4%、 $^{206}\text{Pb}$ :22.2  $\pm$  4.8%と決定した。また  $^{208}\text{Pb}$  核の負ミュオン捕獲によって生成する励起状態の  $^{207}\text{Tl}$  の  $\gamma$ 線を観測し、その強度より  $^{208}\text{Pb}$  の同位体比を 49.9  $\pm$  5.9%と決定した。どちらも天然同位体比に近い値になり同位体分析法の基礎データを得ることができた。

[1] K. Terada et al., Sci.Rep.,4 (2014) 5072

[2] D.F.Measday,Phys.Rep.,354(2001)243

# 加熱CO<sub>2</sub>分子を標的とした光電子スペクトルの状態帰属 Assignments of VUV photoelectron spectra for hot-CO<sub>2</sub> molecules

菱山直樹<sup>1</sup>、田中祐樹<sup>1</sup>、小田切丈<sup>1</sup>、足立純一<sup>2</sup>、星野正光<sup>1</sup>

1 上智大理工、2 KEK-PF

二酸化炭素(CO<sub>2</sub>)分子は、ボルツマン分布を考えると、室温では分子全体の約92%が振動基底状態であり、残りの8%が振動励起状態となる。一方、800 K程度の高温下では、振動基底状態分子の割合は約50%まで減少し、それ以外が振動励起状態となることから、加熱により振動励起されたCO<sub>2</sub>分子の光電子スペクトルは、振電相互作用のため、従来測定されてきた室温における振動基底状態のスペクトルとは異なる形状を示すことが期待される。そこで本研究では、真空紫外線領域において、加熱により振動励起されたCO<sub>2</sub>分子の光電子スペクトルを測定することで、新たにイオン状態の帰属を行ったので報告する。

実験は、フotonファクトリーBL20Aにて行われた。CO<sub>2</sub>分子の加熱には、当研究室で開発された分子加熱用ガスセルを用いた。ステンレス製ガスセルの周囲に、シース線ヒーターが密に巻き付けられ、抵抗加熱によりガスセルの温度を制御する。温度は、ガスセルに設置された熱電対により常時測定されている。また、光電子スペクトルの測定には、高分解能電子分光装置 SCIENTA R4000を用いた。

光子エネルギー約21 eVにおいて、室温(約300 K)と高温(約600 K)で測定されたCO<sub>2</sub>分子の真空紫外光電子スペクトルには、温度効果による差が明確に観測された。特に、高温で測定された光電子スペクトルには、室温で観測されるピークの高運動エネルギー側にテールとして温度効果が見られた。

イオン基底状態である $(1\pi_g)^{-1}\tilde{X}^2\Pi_g(v'_1 v'_2 v'_3)$ 遷移については、スピン軌道相互作用によるエネルギー分裂、Renner-Teller効果、および過去の帰属[1, 2]を考慮してスペクトルの再帰属を行った結果、変角振動始状態(0 1 0)からの遷移に加え、(0 2 0)からの遷移が高温で協調されていることが分かった。また、第二励起状態である $(1\pi_u)^{-1}\tilde{A}^2\Pi_u(v'_1 v'_2 v'_3)$ 遷移については、対称伸縮振動励起状態の脱励起過程に起因する構造が高温において新たに帰属された。詳細は当日発表する。

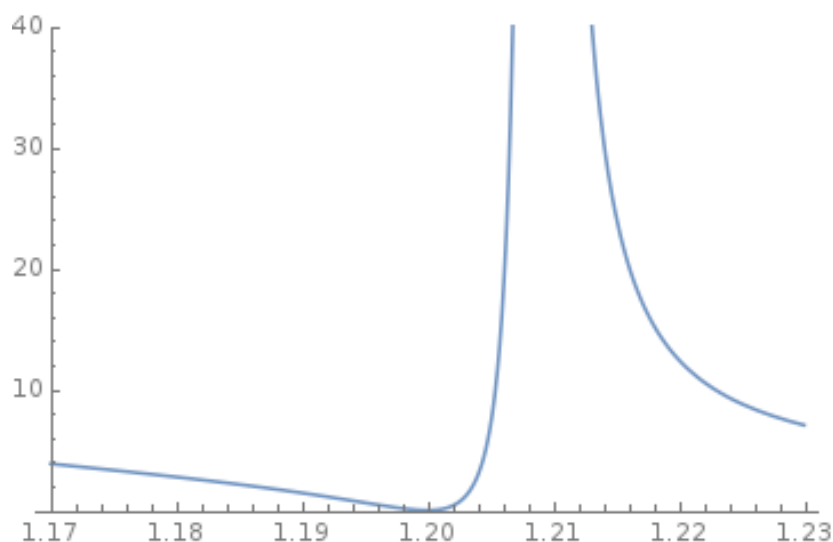
## 参考文献

- [1] G. Herzberg, "Molecular Spectra and Molecular Structure (Vol. II)", (van Nostrand, New York, 1945).
- [2] P. Baltzer et al., J. Chem. Phys. 104, 8922, (1996).

# 散乱実験のより直感的な理解のための古典 Fano 共鳴 Fano Resonance in Classical Physics for Experimentalists

飯澤 正登実, 小杉 聡, 小池 文博, 東 善郎  
上智大学

共鳴とは、外力によってあるシステムを振動させるとき、外力の特定の周波数成分が大きな振幅を引き起こす現象を指す。ごく単純な系、例えば調和振動子一つのシステムでは、〈外力の周波数〉 vs. 〈系の振幅〉のグラフのピークは一つで、その分布はコーシー分布を持つ。しかし鋭いピークを持つ(周波数依存性が高い)共鳴と周波数依存性が低い共鳴を併せ持つ周波数帯を持つ系では、その周波帯に Fano 公式で表されるピークの形をした共鳴曲線が現れる。これは、Ugo Fano が離散状態と連続状態を併せ持つ系の議論をする際に特に注目された現象であったため、昨今まで量子力学的現象であるかのように捉えられるのが一般的であった。しかしごく単純な古典系でも同様の現象があることが、ごく一部の識者のみならず [F. Koike D 論 1975]、近年は一般に認知されるようになった (例えば [Yong S Joe 2006] [D. M. Riffe 2011] [S Satpathy 2012] [Taushif Ahmed 2012] [Bo Lv 2016])。しかし、いずれも Fano Profile の式の導出には至らず、また式中に現れる Fano parameter の物理的意味は古典系の話をしている各論文では指摘されていない。本稿では [F. Koike D 論 1975] や「しょうとつ」第 2 巻第 2 号 [島村 勲 2005]「しょうとつ」第 9 巻第 2 号 [島村 勲 2012] や「高木秀一先生メモリアルシンポジウム」における島村 勲先生の講義を踏まえ、古典系の Fano 共鳴を定量的に定式化する。



# 多電子同時計測による分子の多重 Auger 崩壊の研究

## Multiple Auger decay in molecules studied with a multielectron coincidence method

金安達夫<sup>1</sup>, 小田切丈<sup>2</sup>, 中川心陽<sup>2</sup>, 谷口卓郎<sup>2</sup>, 増子亮平<sup>3</sup>,  
田中宏和<sup>4</sup>, 足立純一<sup>4</sup>, 彦坂泰正<sup>5</sup>

<sup>1</sup>SAGA-LS, <sup>2</sup>上智大理工, <sup>3</sup>新潟大院, <sup>4</sup>KEK-PF, <sup>5</sup>富山大

軽元素からなる原子分子の内殻イオン化状態は主として Auger 電子放出によって脱励起が進行する. Auger 遷移については多重 Auger 過程における電子相関や内殻励起状態における超高速分子解離との競合など原子分子物理的な興味に基づく多くの研究のみならず, 汎用的な元素分析法としての応用も広く知られている. しかしながら簡単な原子や分子についても Auger 電子スペクトルに現れる構造を詳細に理解し, さらにには複数電子が放出される過程まで含めて Auger 遷移の全貌を把握することは難しい. これは Auger 遷移の始状態には単純な内殻空孔状態だけでなく, 外殻電子が同時に励起・イオン化(shake-up/off)された多様なサテライト状態が含まれ得ることと, 通常の電子分光法では多重 Auger 過程の寄与は連続的なエネルギー分布として電子スペクトルに重畳されることによる.

我々は簡単な分子の Auger 過程の全貌を解明することを目的として多電子同時計測を用いた研究を軟 X 線ビームライン BL16A で進めている. 多電子同時計測には電子の捕集効率に優れる磁気ボトル型電子エネルギー分析器を用いている. 実験中 PF リングはハイブリッドモードと呼ばれるフィリングパターンで運転されており, 孤立バンチが生成する放射光を回転式のパルスセクターで選別し, 多電子計測のトリガーとなる繰り返し 146 kHz のパルス光を得ている. O<sub>2</sub> 分子を対象とした測定[1]では, 始状態を弁別した上で最大三つの Auger 電子が放出される過程までエネルギー情報を抽出することに成功した. さらに N<sub>2</sub> 分子の Auger 過程[2]との比較によって, O<sub>2</sub> 分子の shake-up 状態からの Auger 遷移の特徴は開殻構造を考慮した簡単なモデルで定性的に説明できることがわかった. また同様の測定を CO や CO<sub>2</sub> についても行い, shake-up 状態からの多重 Auger 過程の観測に成功した. 講演では多重 Auger 過程の研究成果に加えて, パルスセクターで切り出した光の特性についても簡単に報告する.

[1] T. Kaneyasu et al., J. Chem. Phys. **147** (2017) 104304.

[2] T. Kaneyasu et al., J. Phys. B **41** (2008) 135101.

しきい光電子源を用いた  
超低エネルギー電子-HD 衝突全断面積の測定  
The measurements of the total cross sections for  
ultra-low energy electron scattering from HD  
employing the threshold electron source

奥村 拓馬<sup>1</sup>、赤坂 博史<sup>1</sup>、江尻 智一<sup>1</sup>、穂坂 綱一<sup>1</sup>、北島 昌史<sup>1</sup>、  
小田切 丈<sup>2</sup>、星野 正光<sup>2</sup>

1 東工大院理工、2 上智大理工

本研究グループでは、放射光を用いて生成したしきい光電子を電子源とする電子衝突実験装置を開発し、フィラメントからの熱電子を電子源とする従来の実験では実現困難な超低エネルギー領域での電子衝突全断面積の測定を行ってきた[1-4]。100 meV を下回る超低エネルギーにおける電子衝突では、入射電子と標的分子の振動・回転運動が強く相互作用し、標的分子の原子核の運動が電子衝突断面積に大きな影響を及ぼすことが期待される。本研究では、最も簡単な分子である水素の同位体の HD を標的とし、低エネルギー領域の電子衝突全断面積上に現れる同位体効果の探索を行った。

実験は PF-BL20A で行った。光イオン化セル中の Ar にそのイオン化ポテンシャルと等しいエネルギーの放射光( $h\nu = 15.76$  eV)を照射し、放出されたしきい光電子を浸み出し電場で捕集し、これを電子源として超低エネルギー電子ビームを生成した。生成した電子ビームを標的ガスを満たした衝突セルに照射し、透過電子ビーム強度を標的数密度の関数として測定することで、透過減衰法により電子衝突全断面積を決定した。

本研究では、およそ 20 meV から 20 eV の広いエネルギー範囲に渡って、HD の電子衝突全断面積を測定することができた。これまで HD の電子衝突全断面積の報告はほとんどなく、Ferch et al.[5] が 2 eV 以下のエネルギーにおいて H<sub>2</sub>, D<sub>2</sub>, HD の間の断面積値には実験誤差以上の差異は見られなかったと報告しているのみである。衝突エネルギー 2 eV 以上の領域の全断面積を測定したのは本研究が初である。HD の電子衝突全断面積における同位体効果を調べるため、H<sub>2</sub>, D<sub>2</sub>の電子衝突全断面積を測定し、HD の全断面積と比較したところ、特に衝突エネルギー 3 eV 近傍の形状共鳴の領域において、断面積絶対値に有意な差があることが分かった。

[1] M. Kurokawa et al., *Phys. Rev. A* **82**, 062707 (2010)

[2] M. Kurokawa et al., *Phys. Rev. A* **84**, 062717 (2011)

[3] K. Shigemura et al., *Phys. Rev. A* **89**, 022709 (2014)

[4] M. Kitajima et al., *Eur. Phys. J. D* **71**, 139 (2017)

[5] J. Ferch et al., *J. Phys. B* **13**, 1481 (1980)

# H(2p)原子を生成する H<sub>2</sub>S 分子の 2 電子励起状態: H<sub>2</sub>O 分子との比較

## Doubly excited states of H<sub>2</sub>S resulting in H(2p) formation: Comparison with H<sub>2</sub>O

穂坂綱一<sup>1</sup>, 鳥塚祐太郎<sup>1</sup>, 南崎開<sup>1</sup>, Philipp Schmidt<sup>2</sup>, Andre Knie<sup>2</sup>,  
Arno Ehresmann<sup>2</sup>, 小田切丈<sup>3</sup>, 北島昌史<sup>1</sup>, 河内宣之<sup>1</sup>

1 東工大, 2 カッセル大, 3 上智大

分子軌道法の根幹である独立電子モデルの下では、2 電子励起状態の存在により inner-valence band は outer-valence band と比べて複雑な構造を示す(CH<sub>4</sub>[1], NH<sub>3</sub>[2], H<sub>2</sub>O[3])。この事は、独立電子モデルの破れ、即ち、強い電子相関の存在を示している。本研究では、電子構造が H<sub>2</sub>O と良く似た、H<sub>2</sub>S の 2 電子励起状態を調べた[4]。

2 電子励起状態は、電子的束縛状態と連続状態の重ね合わせ状態であり、解離原子からの蛍光光子の検出により、その束縛成分のみが分離、観測される。一般的な真空紫外光子検出器を用いると、2 電子励起 H<sub>2</sub>O 分子からは、H(2p)原子由来の Lyman- $\alpha$  光子のみが検出される[2]。しかし、H<sub>2</sub>S の場合には、Lyman- $\alpha$  光子に加え、励起 S 原子由来の蛍光も検出され両者を区別する必要がある。我々は、検出効率の蛍光波長依存性が異なる 2 つの光子検出器を組み合わせ、Lyman- $\alpha$  光子放出断面積のみを抽出した。この実験は PF の真空紫外ビームライン BL-20A で行なった。また、いくつかの励起光子エネルギーで、蛍光波長分散法による Lyman- $\alpha$  光子放出断面積測定も併せて行い、我々の抽出法の妥当性を検証した。後者の実験は BESSY II の U125-2 で行なった。

得られた H<sub>2</sub>S の Lyman- $\alpha$  光子放出断面積は H<sub>2</sub>O よりも複雑な構造を示した。この複雑なスペクトルをフィッティングによりピーク分離し、8 つの超励起状態を見出した[3]。そのうちいくつかは 2 電子励起状態である。H<sub>2</sub>O と H<sub>2</sub>S の 2 電子励起状態を比較して議論する。

[1] H. Fukuzawa et.al., J. Phys. B **38** 565 (2005).

[2] L. Ishikawa et.al., J. Phys. B **41** 195204 (2008).

[3] M. Nakano et.al., J. Phys. B **43** 215206 (2010).

[4] K. Hosaka et.al., to be submitted.

## 回転状態を制御した水素分子2電子励起状態の H(2p)原子生成断面積

### Cross sections for the formation of H(2p) atom of rotationally controlled doubly excited states of H<sub>2</sub>

阿部悠太<sup>1</sup>, 小田切丈<sup>1</sup>, 大類卓<sup>1</sup>, 白鳥貴久<sup>1</sup>, 海田正司<sup>1</sup>, 谷口卓郎<sup>1</sup>  
榎本圭太<sup>1</sup>, 谷内一史<sup>2</sup>, 熊谷嘉晃<sup>2</sup>, 穂坂綱一<sup>2</sup>, 北島昌史<sup>2</sup>, 河内宣之<sup>2</sup>

1 上智大理工, 2 東工大院理工

分子多電子励起状態は電子連続状態に埋もれた状態であり、その生成と崩壊のダイナミクスは衝突物理において興味深い研究対象である。本研究では、水素分子の $Q_2^1\Pi_u$  2電子励起状態の光解離で最近示唆された非断熱遷移[1,2]に対する詳細な知見を得る目的で、分子回転を制御した水素分子に対する光解離断面積を2電子励起状態領域にて測定した。水素分子の始状態回転準位を制御することで、選択則に基づき光励起後の二電子励起状態の電子状態対称性を制限できる。その結果、非断熱遷移に関与する電子状態に変化を与えることができ、断面積に始状態の回転状態依存性が現れる可能性がある。

実験は、KEK-PFのBL-20Aで行った。極低温環境と磁性体触媒を利用したオルソ-パラ変換器にノルマルH<sub>2</sub>ガスを通すことでパラH<sub>2</sub>ガスを生成させ、これを液体窒素によりガスセル内で冷却することで、ゼロ回転準位( $J''=0$ )のみのH<sub>2</sub>ガスとした。ガスセルに導入されたH<sub>2</sub>ガスにBL-20Aからの真空紫外光を照射し、生成するLyman- $\alpha$ 光子を検出した。Lyman- $\alpha$ 光子収量から入射光子エネルギーの関数として、始状態の回転準位 $J''=0$ の水素分子に対するH(2p)原子生成断面積 $\sigma_{J''=0}$ を求めた。また、ノルマルH<sub>2</sub>に対する測定を合わせることで、 $\sigma_{J''=1}$ も求め、これらの断面積を比較したところ、両者の断面積の大きさはよい一致を示した(図1)。

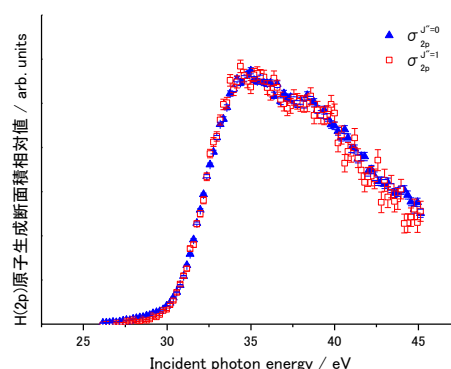


図1. 回転準位 $J''=0$ と $J''=1$ の水素分子に対するH(2p)原子生成断面積 $\sigma_{2p}^{J''=0}$ 、 $\sigma_{2p}^{J''=1}$

[1] T. Odagiri *et al.*, Phys. Rev. A **84**, 053401 (2011)

[2] K. Hosaka *et al.*, Phys. Rev. A **93**, 063423 (2016)

# 多電子同時計測による N<sub>2</sub>分子の共鳴2重 Auger 過程と分子解離の研究 Resonant double Auger decay and dissociation of N<sub>2</sub> molecule studied with a multielectron coincidence method

谷口卓郎<sup>1</sup>, 金安達夫<sup>2</sup>, 小田切丈<sup>1</sup>, 田中宏和<sup>3</sup>,  
足立純一<sup>3</sup>, Pascal LABLANQUIE<sup>4</sup>, 彦坂泰正<sup>5</sup>  
<sup>1</sup>上智大理工, <sup>2</sup>SAGA-LS, <sup>3</sup>KEK-PF,  
<sup>4</sup>Pierre and Marie Curie University, <sup>5</sup>富山大

内殻電子の励起に伴う共鳴 Auger 過程では励起電子が緩和過程に参加する参与型と、参与せずに傍観者のように振る舞う傍観型があり、一般に後者の方が起こりやすいことが知られている。しかし、複数の電子を放出する多重 Auger 過程については、励起電子がどう振る舞うかはまだ十分な知見が得られていない。特に分子では、解離過程も競合し、ダイナミクスはより複雑であると予想される。本研究では、N<sub>2</sub>分子の 1s 励起に伴う共鳴2重 Auger 過程について、ダイナミクスの詳細を明らかにすることを目的に、放出2電子の運動エネルギー相関を得た。

実験は、多電子同時計数に対して計数効率の高い磁気ボトルを用いた飛行時間型電子エネルギー分析器[1,2]を用いた。飛行時間により電子のエネルギーを分析するため、PF リングのハイブリッドモード運転における孤立バンチをパルスセクター[3]により切り出し、励起光として用いた。励起光の繰り返しは 146 kHz である。励起光のエネルギーを $\pi^*$ 励起(N1s $\rightarrow\pi^*(v=0,1)$ )または Rydberg 励起(N1s $\rightarrow 3s\sigma, 3p\pi$ )に合わせ、それぞれの励起に伴う共鳴2重 Auger 過程における2電子の運動エネルギー相関を測定した。

本研究の結果から、電子的な緩和が完結する前に分子解離し、解離フラグメントとして超励起窒素原子 N\*\*を生成するような段階的2重オージェ過程が起こることが明らかとなった。特に 1s $\rightarrow$ Rydberg 軌道(3s $\sigma, 3p\pi$ )に伴う過程では、N\*\*の自動イオン化により放出される電子のエネルギーとして、4~18 eV が観測され、 $\pi^*$ 励起の場合よりも高い内部エネルギーの N\*\*が生成していることが明らかになった。また、Rydberg 励起の場合と $\pi^*$ 励起の場合では、N\*\*に解離する一価イオン中間状態 N<sub>2</sub><sup>+</sup>の内部エネルギーが異なることが分かった。

[1] Y.Hikosaka *et.al.*, Phys. Rev. A **93** (2016) 063412

[2] T.Kaneyasu *et.al.*, J. Chem. Phys. **147** (2017) 104304

[3]足立純一 他, 2015 年度量子ビームサイエンスフェスタ, ポスター255U



# コヒーレントライマン $\alpha$ 光の強度測定の実況

## Intensity-measurement of coherent Lyman- $\alpha$ radiation

中村惇平<sup>1</sup>, 斎藤徳人<sup>1,2</sup>, 足立泰平<sup>1</sup>, 大石裕<sup>1</sup>, パントアンバダット<sup>1</sup>,  
池戸豊<sup>1</sup>, 牧村俊助<sup>1</sup>, ストラッサーパトリック<sup>1</sup>, 下村浩一郎<sup>1,3</sup>, 藤森寛<sup>1</sup>,  
和田智之<sup>1,2</sup>, 三宅康博<sup>1</sup>

1 KEK 物構研, 2 理研光量子工学, 3 阪大 RCNP

J-PARC, MLF, U line は超低速ミュオンを生成するビームラインである[1]。超低速ミュオンは水素状原子ミュオニウム( $\text{Mu}$ ,  $\mu^+e^-$ )の共鳴イオン化でつくられ、 $\text{Mu}$  の  $1S \rightarrow 2P$  励起に波長 122.09 nm のコヒーレントライマン  $\alpha$  光(25 Hz, 幅 2 ns)が用いられる。ライマン  $\alpha$  光はクリプトンを用いた二光子共鳴四波混合で生成される[2]。ライマン  $\alpha$  光のパルスエネルギー(強度)は従来一酸化窒素( $\text{NO}$ )のガスセルで測定されていた[3]。これは、ライマン  $\alpha$  光付近にしか断面積のない  $\text{NO}$  ガスの平行平板の電離箱で、測定原理は 1 光子が 1 分子をイオン化する事である。従って、信号の電荷量はライマン  $\alpha$  光強度に比例するはずだが、窓材での減衰等を踏まえた比例係数が必要と知られていた。また、絶対強度の評価には他の検出器との比較が必要と指摘されていた。

これに対し私たちは、シリコンフォトダイオード( $\text{Si-PD}$ )で測定するため、課題だった背景光を除去する真空チェンバーを導入した[4]。測定のトレーサビリティを確保し、ライマン  $\alpha$  光強度として  $\text{Mu}$  生成標的近くで  $3.7 \mu\text{J/pulse}$  という大強度が得られた[2]。一方で、 $\text{NO}$  ガスセルは長時間測定に適しており、状態のモニターに使われた。そこで、本件では  $\text{Si-PD}$  と  $\text{NO}$  ガスセルの測定を比較し、 $\text{NO}$  ガスセル測定の解析のため上記比例係数を求めようとした。結果として一定の比例係数が得られず、当初測定精度の問題かと思われた。しかし最近の一連の測定で図 1 の結果を得た。グラフは  $\text{NO}$  ガスセルの信号が  $\text{Si-PD}$  信号つまりライマン  $\alpha$  光強度の  $1/2$  乗に比例する事を示していた。ライマン  $\alpha$  光の高い安定性[2]と広いエネルギーレンジでの測定により  $1/2$  乗の関数形が明らかになった。超低速ミュオン個数はほぼ  $\text{NO}$  ガスセル信号の 2 乗に比例しており、本件の結果はミュオニウムイオン化収率がライマン  $\alpha$  光強度に比例する事も示している。

[1] 足立泰平ら めそん No.44 (2016) p.4-6  
[2] N. Saito et. al., Opt. Express 24 7 (2016) 007566  
[3] P. Bakule et. al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 266 (2008) 335-346

[4] J. Nakamura et. al., JPS Conf. Proc. 2 010108 (2014)

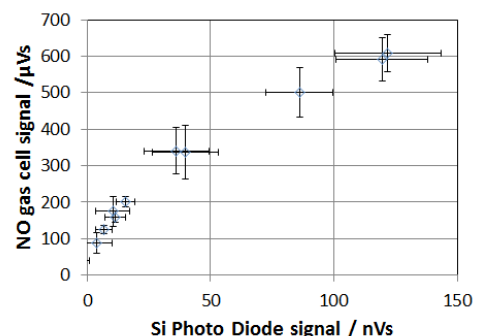


図 1: ガスセルとフォトダイオードの信号の比較。1/2 乗に比例。

# 大強度ミュオンビームを用いたミュオン原子ビーム取り出し The extraction of muonic atom beam by using high intensity negative muon beam

吉田剛<sup>1,2</sup>、二宮和彦<sup>2</sup>、稲垣誠<sup>2</sup>、青木順<sup>2</sup>、豊田岐聡<sup>2</sup>、河村成肇<sup>3</sup>、  
三宅康博<sup>3</sup>、篠原厚<sup>2</sup>

1 KEK-放射線科学センター、2 阪大院理、3 KEK-ミュオン

原子系に負ミュオンを持つミュオン原子は、ミュオンにより核電荷が強く遮蔽されるために、原子番号が1小さい $Z-1$ 原子に近い性質を持つと考えられている。実際にミュオン原子の X 線のエネルギーは  $Z-1$  原子に近いことが実験的に報告されているが、ミュオン原子が実際にどのような化学的性質を持つかについては知られていない。我々は、ミュオン原子の化学的性質を調べるために、ミュオン原子が化学反応を起こした際に発する光の観測を計画している。化学反応由来の微弱な発光を捉えるためには、電子等によるバックグラウンド成分が問題となると考えられる。そこで、本研究ではミュオン原子の化学反応観測に向けた第一歩として、ミュオン原子の単離(ミュオン原子ビームの生成)を目標とし、装置開発を行った。

原子によるミュオン捕獲からミュオン原子が形成される時、ミュオンの脱励起に伴うオーグ電子放出によりミュオン原子は多価の正イオンとなるので、形成直後のミュオン原子を電場で掃引すれば、孤立系のイオンビームとして取り出せると考えられる。ミュオンビームを真空中の薄膜ターゲットに照射し、ミュオンを捕獲し薄膜より飛び出したミュオン原子イオンを電極により加速、TOF 法を用いてミュオン原子イオンを分離、測定する手法を考案し、そのための装置を開発した。薄膜ターゲットには入手、取り扱いの容易さから PTFE(ポリテトラフルオロエチレン)を用い、検出には MCP を用いた。装置の予備評価として、薄膜へのレーザーによるアブレーションでイオンを発生、加速させる実験を行っており、この結果を用いて装置の最適化を行った。また、予備評価からは、ミュオン原子の質量  $0.1u$  を分別するのに十分な分解能を有することも確認できた。実際にミュオンビームを用いた試験では、ミュオン原子由来のピークこそ確認できなかったものの、ビーム強度の更なる向上により、ミュオン原子ビームが生成できることを示唆する結果が得られた。