

## 2色極端紫外線外レーザーによるHe及びNe原子の 光電子角度分布のコヒーレント制御

<sup>1</sup>東大院工, <sup>2</sup>東北大多元研

○トゥグス オユーンビレグ<sup>1</sup>, 織茂悠貴<sup>1</sup>, ユ デヒョン<sup>2</sup>, 上田潔<sup>2</sup>,  
佐藤健<sup>1</sup>, 石川顕一<sup>1</sup>

### Coherent control of photoelectron angular distribution of He and Ne atoms by bichromatic extreme ultraviolet laser

○Oyunbileg Tugs<sup>1</sup>, Yuki Orimo<sup>1</sup>, Daehyun You<sup>2</sup>, Kiyoshi Ueda<sup>2</sup>,  
Takeshi Sato<sup>1</sup>, Kenichi Ishikawa<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Department of Nuclear Engineering and Management, the University of Tokyo, Japan

<sup>2</sup> Institute of Multidisciplinary Research for Advanced Materials, Tohoku University, Japan

**【Abstract】** Advances in free electron laser technology now make it possible to produce fully-coherent phase-controlled pulses in short-wavelength region. We calculated the angular distribution of photoelectrons emitted by the ionization of He and Ne atoms by bichromatic XUV pulse by controlling the relative phase between the electric fields of two pulses using the first-principles theoretical calculation. The simulation results were good in agreement with the precise calculation of the time-dependent Schrödinger equation (TDSE) for He atom, suggesting that our calculation results for Ne atom are also reliable.

**【序】** 自由電子レーザーの進歩に伴い、フルコヒーレントで位相制御可能なパルス発生が可能となり、長い波長でのみ可能であったコヒーレント制御の実験が極端紫外領域で行われるようになった[1]。我々は2色 ( $\omega$ - $2\omega$ ) フェムト秒極端紫外線パルスによる He 及び Ne 原子のイオン化で放出される光電子の角度分布を、二つの場の相対位相の関数として、時間依存ハートリーフォック (TDHF) 法、時間依存多配置波動関数理論 (MCTDHF) 法、時間依存完全活性空間自己無撞場理論 (TD-CASSCF) 法に [2] によって計算した。

**【方法】** 光電子角度分布には、異なる光イオン化経路から放出される光電子の干渉が反映される[1]。第一原理計算から光電子角度分布を計算するために全波動関数をシミュレーションボックス内に保持しようとする、計算コストが膨大になる。我々は、多電子系の第一原理計算手法にシミュレーション境界での波動関数の非物理的反射を防ぐための吸収境界として無限範囲複素数スケールリング (infinite-range exterior complex scaling) を適用することに成功した[3]。シミュレーションボックスを小さくした上での正確な計算を行うことができるようになり、これによって光電子角度分布の時間分解計算を行う time-dependent surface flux (t-SURFF)[4] 法を実装できた。二色パルスの電場は以下で定義される。

$$E(t) = E_{\omega}(t) \cos(\omega t) + E_{2\omega}(t) \cos(2\omega t - \phi) \quad (1)$$

ここで  $E_{\omega}$  および  $E_{2\omega}$  は、それぞれ  $\omega$  と  $2\omega$  パルスの電場振幅である。  $\phi$  は  $\omega$  -  $2\omega$  パルスの相対位相である。 He 原子における  $\omega$ - $2\omega$  パルスでのイオン化では、以下の光イオン化経路が干渉する。

$$\text{He } 1s^2 + 2 \text{ 光子 } (\omega) \rightarrow \text{He } 1s^1 + e^-(s, d \text{ 波}) \quad (2)$$

$$\text{He } 1s^2 + 1 \text{ 光子 } (2\omega) \rightarrow \text{He } 1s^1 + e^-(p \text{ 波}) \quad (3)$$

光電子角度分布は非対称性を表す  $\beta_l$  パラメーターおよびルジャンドル多項式  $P_l(\cos \theta)$  を用いて以下のように表される。

$$I(\theta) \propto \sum_{l=1}^4 \beta_l P_l(\cos \theta) \quad (4)$$

ここで、偶数と奇数の  $\beta$  パラメーターはそれぞれ光電子角度分布の対称性と非対称性を表し、我々は光電子角度分布の計算結果より  $\beta_1 \sim \beta_4$  を抽出した。

**【結果・考察】** TDHF 法および MCTDHF(9)法で計算した He についての  $\beta_1$  および  $\beta_3$  は相対位相  $\phi$  の関数として振動し、相対位相を通して光電子角度分布がコヒーレント制御されていることが分かった。MCTDHF(9)法では、厳密計算 (TDSE 計算) とよく一致する結果が得られた。また、TDHF 法でも TDSE 法や MCTDHF(9)法に近い結果が得られた。これにより、Ne についても正確な計算ができると期待される。

次に、TDHF 法および TD-CASSCF (1, 8) 法で計算した Ne についての  $\beta_1$  および  $\beta_3$  の振動を相対位相  $\phi$  の関数として計算した。Ne の場合も、相対位相を通して光電子角度分布がコヒーレント制御されていることがわかった。TD-CASSCF の結果が数値的に厳密であると考えられるが、TDHF の結果もそれに近いものになった。

#### 【参考文献】

- [1] K. C. Prince *et al*, *Nat. Photonics* **10**, 176 (2016).
- [2] T. Sato and K. L. Ishikawa, *Phys. Rev. A* **88**, 023402(2013).
- [3] Y. Orimo, T. Sato, A. Scrinzi, and K. L. Ishikawa, *Phys. Rev. A* **97**, 023423 (2018).
- [4] L. Tao and A. Scrinzi, *New J. Phys.* **14**, 013021 (2012).