

3P010

円偏光数サイクルレーザーパルスによる絶対 CEP の決定

(東大院理*, FSU Jena**) ○深堀 信一*, 安藤 俊明*, 三浦 瞬*, 歸家 令果*, 山内 薫*,
T. Rathje**, G.G. Paulus**

Determination of absolute CEP by circularly-polarized few-cycle pulses

(Univ. of Tokyo*, FSU Jena**) ○S. Fukahori*, T. Ando*, S. Miura*, R. Kanya*, K. Yamanouchi*,
T. Rathje**, G. G. Paulus**

【序】強レーザー場中における原子・分子の光イオン化過程や分子の光解離過程は、レーザーパルス電場の波形によって影響を受ける。近年のレーザー技術の発展は、包絡線内に数サイクルのみを含むような極めて短いパルス幅を持つレーザーパルスを生成させることを可能とした。このような数サイクルレーザーパルスの電場波形は、包絡線の形状に加え、その搬送波包絡線位相 (Carrier-envelope phase, CEP) によって変化するため、数サイクル強レーザー場中における光イオン化・光解離過程は、CEP に依存することが知られている^{1,2}。一方、原子・分子とレーザー場が相互作用する空間的な位置においてレーザー場の CEP を決定することは難しく、その有効な決定方法が待ち望まれている。我々は、円偏光数サイクルパルスのレーザー電場の向きが CEP に依存して変化することを利用し、高エネルギー領域の光電子の角度分布から絶対 CEP を決定できることを示してきた³。本研究では、迷光電子に起因するノイズを軽減するために光電子計測装置を改良し、実験結果と半古典的計算結果の一致を改善するとともに、絶対 CEP 決定における系統誤差となる Ar⁺と光電子の間のクーロン力の影響について検討する。

【実験】チタンサファイアレーザーシステムから得た直線偏光フェムト秒レーザーパルスを、Ar (~50 kPa) を充填した中空ファイバーに集光し、自己位相変調によりレーザースペクトルを広げ、チャープミラーにより分散を補償した後、ビームスプリッターを用いて 2 つにレーザーパルスを分けた。それぞれの光路においてウェッジ板対を用いて分散を調整し、数サイクルレーザーパルス (722 nm, 4.1 fs, 5 kHz) を得た。一方は、絶対 CEP の測定のため、位相メーター⁴に導入した。他方は、1/4 波長板により右回り円偏光に変換した後、光電子分光器 (ARTOF-10k, VG Scienta 社) に導入し、Ar の漏れ出し原子線にレーザーパルスを集光した。放出された光電子が距離 1 m を飛行するのに要する時間を測定し、運動エネルギーを算出した。なお、捕集角は ±1.2° であり、集光点におけるレーザー強度は 5.1×10^{14} W/cm² であった。分光器の内壁に光電子が当たったのち、検出器に到達する迷光電子を軽減するために、ピンホール (1 mm ϕ) をレーザーパルスの集光点から 25 mm の位置においた。

【結果と考察】測定された光電子の生成量 $Y(E_{\text{kin}}, \phi_{\text{abs}})$ を図 1(a) に示す。そして、非対称性パラメーター $A(E_{\text{kin}}, \phi)$ を

$$A(E_{\text{kin}}, \phi_{\text{abs}}) = \frac{Y(E_{\text{kin}}, \phi_{\text{abs}}) - Y(E_{\text{kin}}, \phi_{\text{abs}} + 180^\circ)}{Y(E_{\text{kin}}, \phi_{\text{abs}}) + Y(E_{\text{kin}}, \phi_{\text{abs}} + 180^\circ)} \quad (1)$$

と定義し、図 1(b) にカラースケールで示した。図 1(b) には、非対称性パラメーターの実測値を CEP についての余弦関数

$$A(E_{\text{kin}}, \phi_{\text{abs}}) = A_0(E_{\text{kin}}) \cos(\phi_{\text{abs}} - \phi_0(E_{\text{kin}})) \quad (2)$$

を用いて最小二乗解析を行ったときに得られた位相オフセット $\phi_0(E_{\text{kin}})$ を示した。

イオン化過程がトンネルイオン化であると仮定し、イオン化確率を ADK 理論により求め、イオ

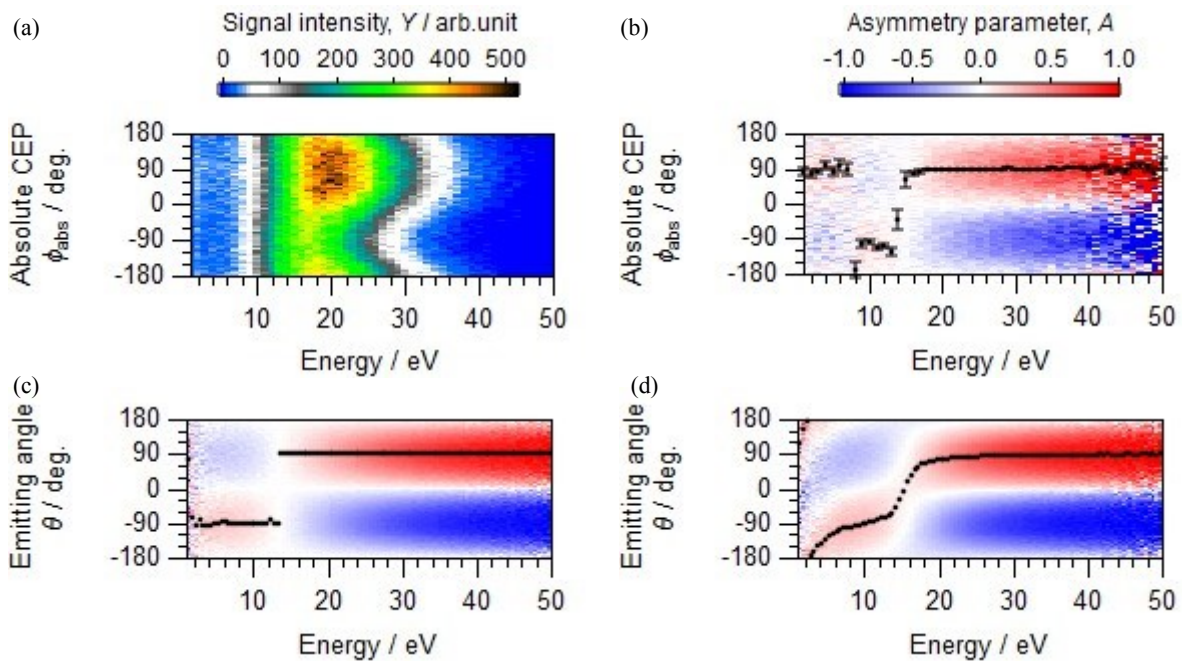


図 1 (a) 実測の CEP 分解光電子スペクトル $Y(E_{\text{kin}}, \phi)$ 。(b)-(d) 非対称性パラメータープロット $A(E_{\text{kin}}, \phi)$ 。黒丸は位相オフセット $\phi_0(E_{\text{kin}})$ を示す。(b) 実測値。(c) Ar^+ の Coulomb 場を考慮しない場合の計算結果。(d) Ar^+ の Coulomb 場を考慮した場合の計算結果。(c), (d) の縦軸は、絶対 CEP が 0° の場合の光電子放出角度を表す。

ン化後の光電子の運動を Newton の運動方程式を解くことによって計算し、絶対 CEP が 0° のときの角度分解光電子スペクトルを求めた。図 1(c) に計算によって得られた非対称性パラメーターおよび位相オフセットを示す。光電子のエネルギーが高い極限における位相オフセットは $\phi_0 = 90^\circ$ と計算され、これと一致するように図 1(a), (b) の絶対 CEP を定めた³。実験結果 (図 1(b)) では、低エネルギー域 ($E_{\text{kin}} = 8 \sim 13 \text{ eV}$) において、非対称性パラメーターが高エネルギー域 ($E_{\text{kin}} > 16 \text{ eV}$) とは逆符号となり、計算結果 (図 1(c)) は実測を良く再現している。

また、図 1(d) に、 Ar^+ と光電子の間のクーロン力を考慮した場合の古典軌道計算の結果を示す。光電子の生成量が多い $E_{\text{kin}} = 20 \text{ eV}$ では位相オフセットが $\phi_0 = 75^\circ$ と計算されるが、エネルギーが大きくなるに従って、位相オフセットがクーロン場を考慮していない場合と同じく $\phi_0 = 90^\circ$ に漸近することが示された。高エネルギーの光電子は、トンネルイオン化直後のレーザー場のベクトルポテンシャル方向への初期運動量が大きい電子に相当するものであり、 Ar^+ と光電子間の距離が早く遠くなるため、クーロン力による古典軌道への影響が小さくなると考えられる。このことは、高エネルギー光電子の角度分布を用いれば、円偏光数サイクルパルス of 絶対 CEP を決定できることを示している。

【参考文献】

- [1] P. Dietrich, F. Krausz, and P. B. Corkum. *Opt. Lett.* **25**, 16 (2000).
- [2] S. Miura, T. Ando, K. Ootaka, A. Iwasaki, H. Xu, T. Okino, K. Yamanouchi, D. Hoff, T. Rathje, G. G. Paulus, M. Kitzler, A. Baltuška, G. Sansone, and M. Nisoli. *Chem. Phys. Lett.* **595–596**, 61 (2014).
- [3] 深堀 信一, 安藤 俊明, 三浦 瞬, 歸家 令果, 山内 薫, T. Rathje, G. G. Paulus, 第 8 回分子科学討論会, 3A09 (2015).
- [4] T. Wittmann, B. Horvath, W. Helml, M. G. Schätzel, X. Gu, A. L. Cavalieri, G. G. Paulus, and R. Kienberger. *Nat. Phys.* **5**, 357 (2009).