

電子波動関数の直接イメージング法の開発

Direct imaging of an electron wavefunction

新倉 弘倫

Hiromichi Niikura

早稲田大学先進理工学部応用物理学科, 〒169-8555 東京都新宿区大久保 3-4-1

Department of Applied Physics, Waseda University, Okubo 3-4-1, Shinjuku, Tokyo 169-8555, Japan

Abstract : We have developed a new method to image an electron wavefunction by using attosecond high-harmonics and an intense, IR pulse. We show that the f-wave electron wavefunction with $m=0$ of neon is selectively ionized. The phase and momentum relationship of the ionized photoelectron can be uniquely determined with attosecond coherent control approach.

Keyword : attosecond science, high-harmonic generation, electron wavefunction, imaging, coherent control

はじめに

20世紀初頭に発達した量子力学により、原子の構造や電子の性質が明らかになった。量子力学によれば電子は粒としての性質と波としての性質を持つとされる。電子の波としての性質は、複素数の電子波動関数により記述され得る。特に原子の束縛状態の電子波動関数は（歴史的な経緯により）原子軌道と呼ばれ、また分子の場合は分子軌道と呼ばれている。波動関数はシュレーディンガー方程式の解（固有関数）であり、言わば観測量を求めるための道具であるが、マックスボルンがいわゆる確率解釈を提唱し、波動関数に対して物理的な意味が付与されることになった。

それから約80年後の21世紀初頭に「アト秒科学」の時代が到来した。アト秒の科学は、従来にない速い現象の測定が可能だけでなく、電子波動関数とその時間変化を、位相を含めてイメージングする可能性を拓いている。本稿では、まずアト秒科学の簡単な歴史を述べた上で、近年、筆者らが開発した「位相分解・アト秒時間分解電子波動関数イメージング法」について概説する¹⁾。

アト秒科学の発展

1. 1990年代

短い時間スケールで起こる現象を測定するためには、一般に短いパルス幅を持つレーザーパルスや電子パルスが必要である。レーザーのパルス幅は1980年代の半ばには10フェムト秒（1フェムト秒 = 10^{-15} 秒、

1 fs）を下回ったが、その後15年間ほど、1 fsの壁を破ってアト秒（1アト秒 = 10^{-18} 秒, 1 as）に到達できなかった^{2,3)}。その理由の1つに、例えば可視光や紫外光では、レーザー電場の1周期がそもそも数フェムト秒（800 nmの場合は2.66 fs）である、ということがある。一方、高強度の赤外領域のパルス（基本波）を気相の原子に集光すると、基本波よりも短い波長を持つ高次の高調波が発生することがわかった⁴⁾。これは高次高調波（high-harmonics）と呼ばれ、1) 基本波の奇数次（11次・13次・15次など）のとびとびのスペクトルを持つ、2) 次数の増加に対して強度が大幅には減少しない（プラトー領域を持つ）、3) ある次数で急激に強度が減少する（カットオフ領域）という特徴があり、極端紫外領域のエネルギー（波長）を持つ。このような高次高調波の特徴は、1993年にPaul Corkum博士によって提唱された半古典的な三段階モデルによってよく説明され得る⁵⁾。すなわち（A）トンネルイオン化過程、（B）レーザー電場中での電子の運動、（C）電子再衝突過程である（図1）。トンネルイオン化過程はレーザー電場の各周期の電場強度の

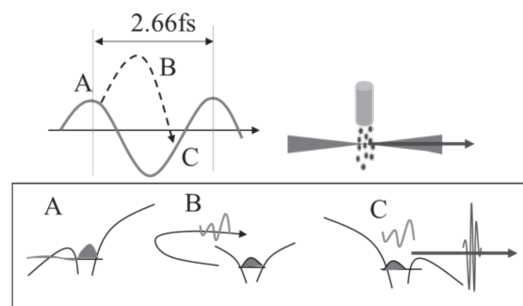


図1 アト秒パルスの発生原理

ピーク付近の数百アト秒以内の時間でのみ効率よく生じ、電子を放出する。放出された電子はレーザー電場によって加速されて元の原子に戻り、再衝突する。再衝突時に衝突エネルギーが光のエネルギーに変換される過程が生じると、衝突エネルギーに応じて極端紫外領域～軟 X 線領域の光が発生する。ここで、電子が再衝突している時間、すなわちレーザー電場一周以内の 1 fs 以下の時間のみ光が放出されることになるので、そのパルス幅はアト秒の時間領域になる。また、基本波のパルス幅が長い場合、基本波の半周期に 1 回、位相が逆になった単一アト秒パルスが列を成す（アト秒パルス列）ので、そのスペクトルは基本波の奇数次のみを含むとびとびの構造を持つ（図 2a）。

三段階モデルが 1993 年に発表された後、単一のアト秒光パルスが発生可能であるという理論的予測が 1994 年に Corkum らによってなされ⁶⁾、また 1997 年には、同様にアト秒光パルスのパルス幅を測定するための電子ストリーク法が提案された⁷⁾。また高強度で数サイクルしか電場が振動しないほど短いパルス（few-cycle laser pulse）の発生と、few-cycle pulse で重要になるキャリアエンベロープ位相の安定化及びその測定法についてこの時期に提案・開発がなされている^{8,9)}。

2. 2000 年代

21 世紀になり、アト秒の時代が到来した。アト秒科学には「アト秒光パルス（高次高調波）」を用いる方法と「アト秒再衝突電子を用いる方法」の 2 つがある。それぞれ、1) アト秒パルスが発生していることの確認、2) それを用いた物理現象の測定、の 2 つが必要である。2002 年の末に、Nature 誌がアト秒の時代に入ったことを告げる記事を書いており、そこには以下の 4 つの論文が紹介されている¹⁰⁾。すなわ

ち 1) アト秒光パルス列のパルス幅の測定（RABITT 法）¹¹⁾、2) 単一アト秒光パルスのパルス幅の測定（電子ストリーク法）¹²⁾、3) 単一アト秒パルスを用いたオージェイオン化過程の寿命測定¹³⁾、4) 再衝突電子を用いたアト秒測定法である¹⁴⁾。また、2007 年には Nature 誌が光学に関する人類の科学史をマイルストーンとして特集しているが、その中に attosecond science も入っている¹⁵⁾。

3. アト秒光パルスを用いる方法

まず RABITT 法により、アト秒パルス列の個々のパルス幅が 250 アト秒¹¹⁾、また電子ストリーク法により単一のアト秒パルスのパルス幅が 650 アト秒と測定された¹²⁾。RABITT 法、電子ストリーク法ともに、パルス幅の測定だけではなく、アト秒時間領域におけるイオン化過程などに用いられている¹³⁾。

これらの方法は、ともに 1) 高強度の赤外パルス（基本波）を用いてアト秒高次高調波を発生させる、2) 基本波と高次高調波を分離する、3) 高次高調波と、プローブとなる赤外光とを時間的・空間的に重ね合わせ、数十アト秒単位でその時間差を制御する、という過程が必要になる。文献 12、13 では同軸上に配置したミラーを用いているが、一般的には、基本波を 2 つに分けて、片方で高次高調波を発生し、基本波と高次高調波とを分離した上で、もう片方の赤外パルスと重ね合わせるという方法をとる。この場合、数十アト秒以下の精度で 2 つのパルスの時間差（すなわち 2 つのパスの光路差）を安定化させる必要がある。このような安定した光学系を作製するには、フィードバック機構を用いたり、真空ポンプからの振動をできるだけ取り除くなど、工夫が必要である。なおフィードバック機構を用いても、再現性が保障されにくく、アト秒時間分解測定には、この光学系の作製がネックとなっていた。そこで筆者は、近年、高安定度・再現性のある方法でアト秒時間分解分光を容易に行うことができる方法を開発した（後述）¹⁾。

4. アト秒再衝突電子を用いる方法

アト秒光パルスを用いる方法に対して、筆者らはカナダ国立研究機構で、別なアト秒科学の方法論を提案した¹⁴⁾。この方法は現在、「再衝突電子を用いた方法」（attosecond re-collision physics）と呼ばれており、アト秒光パルスを用いる方法とともに、様々なアト秒の測定に用いられている（詳しくは文献 2 を参照）。基本的な原理は「再衝突してくる電子を、それが発生した原子や分子・固体などの内部状態のアト秒測定に

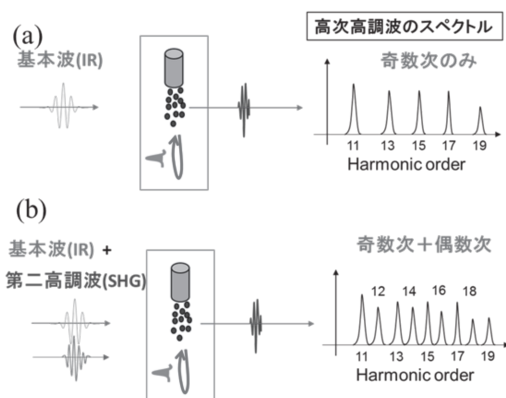


図 2 アト秒光パルス列（高次高調波）のスペクトルの模式図 (a) 基本波のみの場合、(b) 基本波と第二高調波を用いて高次高調波を発生させた場合。

用いる」というものである。すなわち「自分(測定対象)自身の一部を用いて、自分自身を測定する」とも言える。再衝突の後、散乱過程や二次イオン化過程、またアト秒高次高調波発生過程などが起こる。これらの過程を測定することで、元の試料の内部状態とその変化をアト秒時間分解能で知ることができる。2002年に筆者らは、再衝突してくる電子の時間構造と空間構造を明らかにし、“再衝突電子パルス”がアト秒計測に使用できることを実験的・理論的に示した¹⁴⁾。また2003年には、電子の衝突するタイミングをアト秒で制御することで、重水素分子イオンの振動波束が最短700アト秒の分解能で、少しずつ時間発展する様子を測定した¹⁶⁾。この論文はNature millstones¹⁵⁾の中にも取り上げられている。

次に、2004、2005年に、再衝突電子を用いたアト秒測定の方法の1つである「高次高調波分光(high-harmonic spectroscopy)」と呼ばれる概念を提案した^{17,18)}。その原理は「(電子再衝突の結果として)原子・分子・固体などの試料から発生した高次高調波のスペクトル強度・位相・偏光などに、その試料の内部状態(構造・振動波束運動・電子波束運動・電子構造・分子軌道など)の情報が含まれる」というものである。2004年に筆者らは分子軌道トモグラフィー法と呼ばれる方法を提案し、配列した窒素分子から発生した高次高調波のスペクトルから、窒素分子の最高占有軌道(2p σ_g 軌道)の空間分布が再構成できることを示した¹⁷⁾。この方法では、波動関数の自乗の空間分布 $|\Psi|^2$ ではなく、波動関数の符号を区別した(すなわち Ψ そのものの分布の再構成が可能である)。また、高次高調波分光は時間分解測定にも使用でき「原子や分子内に電子(波束)運動が生じている場合、その波束運動は高次高調波のスペクトルに記載され得る(読み出すことができる)」という原理を提案した¹⁸⁾。さらに、2波長を用いた高次高調波発生によって、高次高調波のパルス幅や、分子軌道の対称性、アト秒電子波束運動などが測定可能なことが示されている^{19,20)}。また近年では、Corkum博士らが再衝突電子によるアト秒科学の方法を固体に適用しており、現在、アト秒再衝突電子法は固体物理学の分野でも盛んに用いられつつある²¹⁾。

電子波動関数のイメージング

1. 分子軌道トモグラフィー法の問題点

2004年に発表した分子軌道トモグラフィー法では、窒素分子の σ_g 軌道を再構成することに成功したが、この方法は1)平面波近似が必要、2)配列が可能な

分子のみ、3)再衝突する電子の空間構造が分子の配列(分子軸とレーザー電場の方向)に依存しない場合のみに可能、という問題点がある。特に分子軌道(波動関数)が複雑な節構造を持つ場合、3)の条件を満たすことが難しいため、分子軌道トモグラフィー法を多くの原子や分子に適用することが困難になっている。また、この方法で直接測定しているのは、配列した分子から発生した高次高調波のスペクトル強度であり、そのデータから式に従って分子軌道イメージを再構成するという手続きを経ており、仮定が必要である。

スペクトルからの再構成ではなく、直接、位相を含めた電子波動関数イメージを測定できないだろうか？例えば、アト秒光パルスによるイオン化過程を用いることはできないだろうか？

2. 従来の光イオン化(光電子分光法)の問題点

アト秒光パルス(高次高調波)は、極端紫外～軟X線領域のエネルギーを含むので、原子や分子に照射すると、光イオン化過程により電子が放出される。放出された電子(光電子)の運動エネルギーと(レーザー電場の偏光方向に対する)角度分布を同時に測定することで、イオン化された光電子の運動量分布がわかる。しかし、一般に測定される光電子の運動量分布は、異なる量子数を持つ量子状態が重なったものになる。例えばヘリウム以外の希ガスの最高占有軌道はp-対称性を持つが、この軌道は3つの異なる磁気量子数($m = 0, m = \pm 1$)を持つ状態があり、エネルギー的に縮退している。したがって基底状態からのイオン化過程(励起過程)により、異なる3つの磁気量子数を持つ状態が同時に励起(イオン化)される。図3はp-軌道から2光子過程により生成するf-軌道の場合を示しているが、図のように異なる磁気量子数を持つ状態はそれぞれ異なる角度分布になるため、測定される光電子の運動量分布はそれらの重ね合わせになる。また、軌道角運動量量子数も1だけ変わるので、p-軌道からはd-軌道とs-軌道とが生成する。これらの重ね合わせにより、測定される光電子運動量分布はブロードになり、その解析が難しくなる。これが気相における角度分解光電子分光の困難なところである。

$$\text{p-orbital} = \left| \text{p-orbital}_{m=0} \right|^2 + \left\{ \text{p-orbital}_{m=1} + \text{p-orbital}_{m=-1} \right\}^2$$

図3 光電子運動量分布は異なる磁気量子数を持つ量子状態の重ね合わせになる

3. ほぼ純粋な f-軌道電子 ($m = 0$) のイメージング¹⁾

しかし、もしレーザーを用いて異なる量子数を持つ状態を分け「特定の量子状態のみ」を選択することができれば、光イオン化により放出された光電子の運動量分布は、そのままある量子状態の電子波動関数（連続状態、運動量空間）に相当することになる。

そこで本研究では、波長可変のアト秒高次高調波と赤外の高強度レーザーパルスを組み合わせ、量子状態を選択してイオン化する新たな方法論を開発した。図4に、測定法の概要を記す。ここで、赤外レーザーパルスの強度は、トンネルイオン化過程が起こらない程度の強度（ $\sim 10^{12}$ W/cm²）を用いる。また、13次の高次高調波のエネルギーは、ネオン原子の2p-3d 共鳴遷移エネルギーに近いことを利用する。

図に示すように、赤外のレーザーパルスがない場合は、励起より生成する3d電子励起状態では、異なる3つの磁気量子数を持つ状態がエネルギー的に縮退している。そこに適切な強度の赤外の高強度レーザーパルスを与えると、電場によるシュタルクシフトにより、異なる磁気量子数を持つ準位が分離する。その分離した準位のみ（例えば $m = 0$ ）にアト秒高次高調波の波長をスキャンし、選択的に励起する。その準位から赤外光によりイオン化する、という過程である。

図4右に、測定された、ネオン原子からイオン化によって生成した光電子運動量分布を示す。アト秒高次高調波と赤外光の偏光方向は図で上下方向である。6つのローブが観測されているが、これはf-軌道 ($m = 0$) に相当する。f-軌道が生成し得る機構は以下のとおりである。13次の高調波による2p軌道からの共鳴励起により、3d準位 ($m = 0$) が選択される。さらに一光子遷移により、f-軌道 ($m = 0$) と p-軌道 ($m = 0$) が生成する（p-軌道の寄与はf軌道に比べて少ないことを後に示す）。

図3に示したように $m = +1, -1$ の電子波動関数は z 軸方向（レーザー電場の偏光軸）に垂直な方向

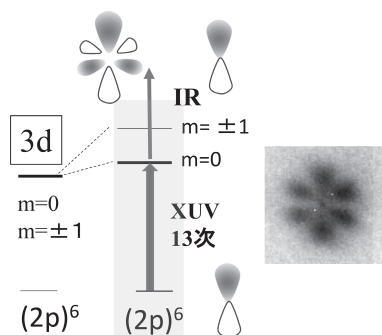


図4 (左) 量子状態を選択したイオン化過程の概念図, (右) 測定された光電子運動量分布

に確率密度分布を持つが、観測された分布（図4右）にはその方向の分布がなく、 $m = 0$ のみが選択されていることがわかる。また、IR光の強度はそのまま高次高調波の波長を少し（ ~ 0.1 eV 程度）変えるか、または高次高調波の波長はそのままIR光の強度を変えると、図のような構造は見られなくなり、また信号強度も大幅に低下することから、本研究で想定している機構が妥当であることが実験的に確かめられている。

4. 開発した装置系の概要

本研究では、アト秒時間分解分光を簡単に行うため、新たなアイデアに基づく光学系を開発した¹⁾。KMLabs社のRed-Dragon（Komodo-Dragon）システム（CEP stabilized, ~ 5.5 mJ/pulse, 1KHz, ~ 790 nm, 35 fs）から発生したレーザーパルス（基本波）を用いた。ビームサイズは10 mmほどであるが、まずその上部の75%を半月状の熔融石英板に透過させる。下25%はそのまま大気を通過するので、上部と下部とのレーザーパルスに時間差が生じる（それぞれ、パルスA、パルスBと呼ぶ）。両方のビームを真空チャンバー内の希ガスに集光し、高次高調波を発生させる。高次高調波の発生に使用した基本波パルスAは、高次高調波と同軸に進むが、その強度を2枚のシリコンミラーで減少させる（高次高調波は反射される）。また、シリコンミラーの上部は銀でコートされているため、基本波パルスBは反射される。その後、パルスBを別な半月状の熔融石英板に透過させ、高次高調波と赤外光との時間差を調整する。この熔融石英板を回転させると、アト秒高次高調波と赤外光との遅延時間を数十アト秒以下の精度で調整できる。

高次高調波と基本波を金コートされたトロイダルミラーで、試料ガスジェットに集光し、試料ガスをイオン化する。イオン化によって発生した光電子の運動量分布をVelocity Map Imaging (VMI法) と呼ばれる方法で測定する（図5）。放出された電子はイオン

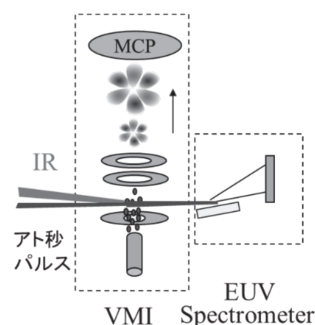


図5 測定系の概念図

VMI : Velocity Map Imaging, MCP : Microchannel Plate.

化時の運動量で空間的に広がる。DC 電極を用いて一方向に電子を加速し、二次元の検出器（マイクロチャンネルプレート、MCP）に投影する。また、試料を透過した高次高調波は、グレーティングで分光され、そのスペクトルを同時に測定することが可能である。この光学系はアト秒パルスと赤外光の時間差を安定かつ再現性よく保つことができるため、アト秒時間分解の顕微分光法などに適用が容易であると考えられる。

5. ボルンの確率解釈と電子の位相

測定された f 軌道 ($m = 0$) の波動関数イメージ (図 4 右) は、レーザーによってイオン化された電子が多数集まったものであり、そのカウント数をグレースケールで表したものである。実際の測定ではほぼリアルタイムでこのような f 軌道電子のイメージが得られるが、測定の繰り返し周期を低くすると「電子は粒として測定され、それが集まると波動関数になる」様子がよくわかる (図 6、動画は文献 22 参照)。本過程では電子が検出器に当たる「位置」は、放出された電子の運動量に相当する。測定された運動量分布が f 軌道 ($m = 0$) のみだとすると、例えば 0 度方向に放出されて検出器に当たった「電子の粒」と、180° 方向に放出されて当たった「電子の粒」とは、異なる位相を持っているはずである (ちょうど π だけずれている)。しかし「電子の位相」は、いわゆるコペンハーゲン解釈によれば「古典的検出器に当たると見えなくなる」ものであり、実際、上下方向に検出された電子は粒として検出されるだけで、その位相はこの方法ではわからない。電子の粒 1 つ 1 つの位相の (運動量による) 違いを測定することができないだろうか？

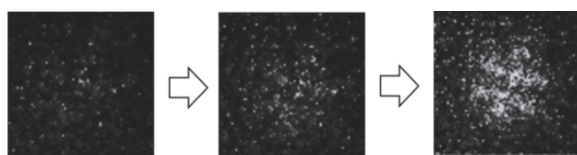


図 6 電子は粒として観測されるが、それが多数集まると波動関数 (f 軌道, $m = 0$) の分布になる

6. 運動量ごとの位相の測定

イオン化により生成した電子の運動量と位相との関係を測定するため、アト秒パルスを用いたコヒーレントコントロール法を開発した¹⁾。図 7 にその概念図を示す。基本波 (~ 790 nm) と第二高調波を重ねてガスに集光すると、奇数次と偶数次を持った高次高調波が発生する (図 2b 参照)。ここで、14 次高調波を利用する。14 次高調波により、2p 軌道から s または d 軌道が生成する (解析により、本過程では s 軌道が主

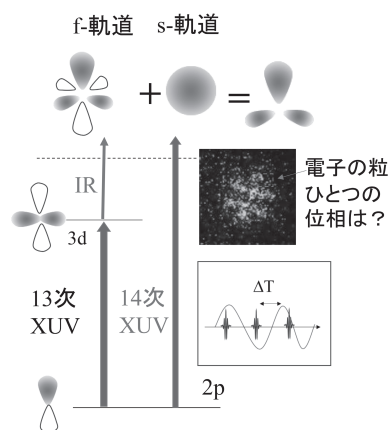


図 7 位相を分けた測定の模式図

アト秒パルスと赤外パルスの時間差 ΔT を変えると、異なる位相成分が強調される。

に生成していることがわかる)。s 軌道と f 軌道とがコヒーレントに重なると、s 軌道は全対称なので、f 軌道の同じ位相成分が強調される。ここで、高次高調波と赤外パルスの時間差 $\Delta T (= \tau)$ を変えると、生成する f 軌道電子がそれだけ時間発展するので、別な位相成分が強調されることになる。

図 8 の下に時間差を変えて測定した運動量分布を示す。時間差を変えると、f 軌道電子の異なる位相成分が強調されることがわかる。次に、動径方向の信号強度を積算し、角度分布を時間差の関数としてプロットした (図 8 上図)。同様に 1.33 fs 時間差を変えると位相が π だけ変わることがわかる。すなわち「反対方向に放出された電子は、 π だけ位相が異なる」ということを実験的に確認したものである。なお 1.33 fs という時間差は、基本波のエネルギーによって決まっている (基本波の周期の半分)。

また、詳しく見ると 0 度方向に放出された電子と、120 度・240 度方向に放出された電子とは位相差があることがわかる。これは f 軌道だけではなく、p 軌道の寄与があることによる。放出される光電子の角度分布は、13 次高調波 + 1 光子吸収、14 次高調波、15 次高調波 + 1 光子放出という 3 つのイオン化過程がコヒーレントに重なったものとして考えることができる (図 7 では 13 + 1 と 14 の過程のみ記載)。したがって、放出される光電子の角度分布 I は、部分波の球面調和関数 Y を用いて、

$$I = |(a_{p13} Y_{1,0} e^{i\varphi_{p13}} + a_{f13} Y_{3,0} e^{i\varphi_{f13}}) e^{i\omega\tau} + (a_{p15} Y_{1,0} e^{i\varphi_{p15}} + a_{f15} Y_{3,0} e^{i\varphi_{f15}}) e^{-i\omega\tau} + (a_{s14} Y_{0,0} e^{i\varphi_{s14}} + a_{d14} Y_{2,0} e^{i\varphi_{d14}})|^2$$

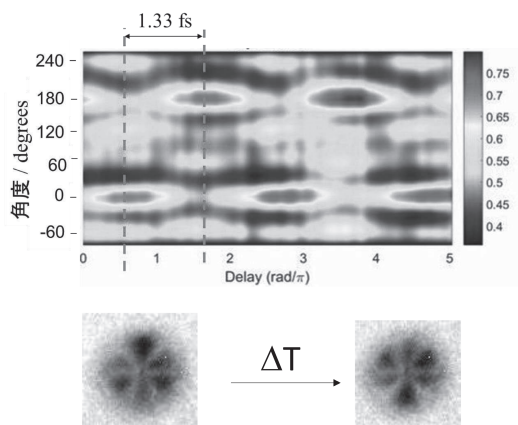


図8 光電子の角度分布のXUV-IR時間依存性（上図），1.33 fsだけ時間差を変えると，f-軌道の逆の位相成分が強調される

と表される。ここで a_{p13} , ϕ_{p13} などそれぞれの軌道の振幅（実数）， π は位相を表す（詳細は文献1参照）。計算結果を実験と比較することで，放出された光電子がどのような位相と振幅を持つ部分波から成っているのかを決定することができる。

この方法により， $m = 0$ の場合には電子の位相と運動量との関係を1対1で求めることが可能になる。波動関数が固有関数の場合には，位相と運動量との関係は，シンプルであるが，他の電子などの相互作用がある場合には，ある特定の運動量成分のみ位相がずれるということもあり得る。すなわち「波動関数の一部分に作用する相互作用」をアト秒時間スケールで測定できることになり，言わば「波動関数の中身」を区別した測定とも言える。

将来展望

以上，本稿では2017年に発表した筆者らの研究について概説した。また参考となる動画等は筆者のサイトに掲載してある²²⁾。本研究過程では，高強度の赤外レーザーとアト秒パルスを組み合わせた新規な量子制御法により，f-軌道電子の $m = 0$ のみを選択することで「放出された光電子の分布がそのまま（運動量空間での）波動関数イメージになる」ことを実現したものである。従来，角度分解の光電子分光は物質の状態の研究のために行われてきたが，前述のように，実験結果は様々な状態が重なったものであり解析が困難だった。本研究のようにレーザーパルスにより分けて測定することが可能になれば，「波動関数の位相と振幅の分布」を基にした測定が可能になる。

今回，開発したアト秒光学系は，高安定かつ高い再

現性があるものであり，従来，アト秒科学への参入が困難だった1つのネックを解消したものであると考えられる。なお本研究の実験はすべて早稲田大学の当研究室（新倉研究室）で開発し，行われたものである。

また，運動量と位相との関係がわかった（かつ制御可能な）電子を発生できることにより（アト秒高次高調波で生成しているので，発生直後のパルス幅はアト秒領域である），この位相が決まったアト秒電子パルスを，例えば位相差透過型顕微鏡の電子パルス源として用いることが期待できる。また同様に，ある位相を持った1つ1つの電子の粒を分けて取り出すことができるので，新たな量子光学や量子情報研究の発展にもつながると考えられる。

【参考文献】

- 1) Villeneuve D, et al: "Coherent imaging of an attosecond electron wave packet," Science, 356 (2017) 1150-1153.
- 2) Niikura H and Corkum P: "Attosecond and Angstrom Science," Adv. Atom. Mol. Opt. Phys., 54 (2007) 511-548.
- 3) 新倉弘倫: "再衝突電子によるアト秒電子運動の計測" 分光研究, 60 (2011) 219-232.
- 4) Li X F, et al: "Multiple-harmonic generation in rare gases at high laser intensity," Phys. Rev. A, 39 (1989) 5751-5761.
- 5) Corkum P: "Plasma perspective on strong field multiphoton ionization," Phys. Rev. Lett., 71 (1993) 1994-1997.
- 6) Corkum P B, et al: "Subfemtosecond pulses," Opt. Lett., 15 (1994) 1870-1872.
- 7) Constant E, et al: "Methods for the measurement of the duration of high-harmonic pulses," Phys. Rev. A, 56 (1997) 3870-3878.
- 8) Brabec T and Krausz F: "Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics," Rev. Mod. Phys. 72 (2000) 545-591.
- 9) Mehendale M, et al: "Method for single-shot measurement of the carrier-envelope phase of a few-cycle laser pulse," Opt. Lett., 25 (2000) 1672-1674.
- 10) Glies J: "The fast show," Nature, 420 (2002) 737.
- 11) Paul P M, et al: "Observation of a train of attosecond pulses from high harmonic generation," Science, 292 (2001) 1689-1692.
- 12) Hentschel M, et al: "Attosecond mythology," Nature, 414 (2001) 509-513.
- 13) Drescher M, et al: "Time-resolved atomic inner-shell spectroscopy," Nature, 419 (2002) 803-807.
- 14) Niikura H, et al: "Sub-laser-cycle electron pulses for probing molecular dynamics," Nature, 417 (2002) 917-922.
- 15) "Nature milestone," https://www.nature.com/milestones/milephotons/pdf/milephotons_all.pdf
- 16) Niikura H, et al: "Probing molecular dynamics with attosecond resolution using correlated wave packet pairs," Nature, 421 (2003) 826-829.
- 17) Itatani J, et al: "Tomographic imaging of molecular orbitals," Nature, 432 (2004) 867-871.
- 18) Niikura H, et al: "Mapping attosecond electron wave packet motion," Phys. Rev. Lett., 94 (2005) 083003.
- 19) Dudovich N, et al: "Measuring and controlling the birth of attosecond XUV pulses," Nature Phys., 2 (2006) 781-786.
- 20) Niikura H, et al: "Probing the spatial structure of a molecular attosecond electron wave packet using shaped recollision trajectories," Phys. Rev. Lett., 107 (2011) 093004.
- 21) Vampa G, et al: "Linking high harmonics from gases and solids," Nature, 522 (2015) 462-464.
- 22) "新倉研究室 Web サイト," <http://www.f.waseda.jp/niikura/>