準モノサイクルパルスと二重光学ゲート法を用いた 超広帯域アト秒コンティニューム発生

小栗 克弥, 増子 拓紀, 後藤 秀樹

日本電信電話(株) NTT物性科学基礎研究所(〒243-0198 神奈川県厚木市森の里若宮3-1)

Generation of Isolated Attosecond Continua with over 70 eV Bandwidth by Using Doubly Optical Gated Sub-Two-Cycle Pulse

Katsuya OGURI, Hiroki MASHIKO, and Hideki GOTOH

NTT Basic Research Laboratories, Nippon Telegraph and Telephone Corporation,
3-1 Wakamiya, Morinosato, Atsugi-shi, Kanagawa 243-0198

(Received March 13, 2017)

The generation of an isolated attosecond pulse (IAP) has been pioneering new breakthroughs in the field of ultrafast science since the first measurement in 2001. Here, we review the recent technological advances in the IAP generation from the view point of ultrabroadband attosecond continua, which support sub-50-as pulse generation. We also introduce our studies for the IAP generation based on a high-intensity Ti:sapphire laser system. In particular, we report the generation of the attosecond supercontinuum spectrum with an extremely broad bandwidth of 70 eV at full width half maximum, which suggests the generation of 32-as pulse, based on the combination of the amplitude gating and the double optical gating schemes using the driving laser field with sub-two-cycle duration. Our approach will be a promising method for generating the shorter IAP that achieves an improved temporal resolution for investigating electron dynamics in unprecedented attosecond timescale.

Key Words: Attosecond pulse, Double optical gating, Monocycle pulse, High-order harmonics

1. はじめに

2001年に、初めてアト秒領域の時間幅を持つ光パルス(アト秒パルス)が、確認されて以来¹⁾、アト秒時間領域の光技術及び電子ダイナミクスを追求する「アト秒科学」は、量子エレクトロニクス分野の新しい潮流として、各国で研究が進められている。その原動力の一つは、単一アト秒パルス発生技術の著しい進展であることは言を俟たない。単一アト秒パルスと、ポンプ・プローブ法を組み合わせた「アト秒時間分解分光法」は、最も直接的なアト秒ダイナミクスの計測手法であるため、原子²⁾、分子³⁾、固体⁴⁾、表面⁵⁾、生体関連物質⁶⁾など様々な系に適用されてきた。今後、数年のうちに、物質科学の専門家らがユーザとして利用する超高速時間分解分光ツールとして確立していくことになるだろう。

現在、単一アト秒パルスの発生技術は、パルス幅が50 asに迫りつつあると共に^{7,8)}、波長も300 eVを超えるような軟X線領域に突入している⁹⁻¹¹⁾。そのパルス強度はGWレベルに到達し^{12,13)}、MHzレベルの繰返し周波数を有するアト秒パルス発生も報告されている¹⁴⁾。このように単一アト秒パルス光源は、各国で研究開発がま

ます加速している^{15,16)}。そこで、本稿では、現在実証されているいくつかの有望な単一アト秒パルス発生スキームについて解説するとともに、我々のグループで実現している単一アト秒パルス発生について紹介したい。

2. 単一アト秒パルスの発生法

アト秒パルス発生は、高強度フェムト秒レーザーパルスを希ガス原子中に集光することで発生する高次高調波発生(High-order Harmonic Generation: HHG)の一形態であることはよく知られている¹⁷⁻¹⁹⁾。HHGのメカニズムは、高強度フェムト秒レーザーパルス(基本波)と原子中の最外殻電子との相互作用を記述する3ステップ(再衝突)モデルによって直観的に理解することが可能である^{20,21)}。それは、(i)電子のトンネルイオン化、(ii)束縛状態を離れた自由電子のレーザー電界による運動、(iii)自由電子の親イオンとの放射再結合化の3つのステップから成る。この一連の過程は、基本波の半周期毎に正確に繰り返されるため、高次高調波は、アト秒パルスが基本波の半周期毎に放射されるアト秒パルス列と見なすことができる。従って、単一アト秒パルスの発生は、この

アト秒パルス列から、1本だけ取り出すことによって実現できる。問題は、わずか1 fs程度しかない半周期の間にアト秒パルスの発生をどのようにオン・オフ(スイッチング)するかという点である。このアト秒スイッチングの方法によって、単一アト秒パルスの発生は、以下の四つに分類することができる。

1番目は、数周期の電界しか含まない短パルス(数サイクルパルス)でアト秒パルスを発生させ、隣り合うピーク電界の振幅の違いをスイッチとして利用する方法である(振幅ゲート法)^{8,22,23)}。基本波パルスとその二倍波パルスを重ね合わせることで、隣り合うピーク電界の振幅のコントラストを上げることでスイッチングの切れを良くする二色ゲート法や²⁴⁾、多色パルスのフーリエ合成波を用いる方法^{12,25,26)}なども基本的にこのカテゴリーに分類される。2番目は、高次高調波が原理的に直線偏光の基本波で最も効率良く発生することをスイッチとして利用する方法である(偏光ゲート法)^{27,28)}。互いに逆回転する円偏光を基本波とし、重ね合わせることで、基本波の楕円率を時間的にスイッチングする。これにより一周期程度の時間領域にだけ直線偏光の部分を作りだし、アト秒パルスの発生を基本波の一周期程度のみに限定することができる。偏光ゲート法に二色ゲート法を組み合わせた二重光学ゲート(Double Optical Gate: DOG)法は、二倍波を重ね合わせることで直線偏光部分を半周期程度でスイッチングできる方法である^{29,30)}。3番目は、トンネルイオン化の高い非線形性をスイッチとして利用する方法である(イオン化ゲート法)^{13,31,32)}。高次高調波の発生効率は、媒質である希ガス中性原子の密度に依存するため、サブサイクル時間の立ち上がりでイオン化させることによって中性原子数密度を瞬時に枯渇させ、アト秒パルス列発生を強制的に遮断する方法である。最後は、比較的最近実証された高次高調波発生の時空間結合を利用する方法である(時空間ゲート法)^{33,34)}。これは、基本波に空間チャープを与えることにより、焦点位置で波面が時間的に回転するビームを作り出し、波面の回転をスイッチとして利用することによって、半周期毎に発生するアト秒パルス列の発光時間を伝搬角へ写像する方法である。この効果は、“アト秒灯台(attosecond lighthouse)”と呼ばれており、単一アト秒パルスを空間的に分離することが可能である³⁵⁾。

単一アト秒パルスの特徴づける最も重要な指標は言うまでもなくパルス幅である。最短アト秒パルス発生という軸で見ると、50 asを切るような単一サブ50 asパルスの発生と計測に競争のステージが移っている。サブ50 asのパルス幅を実現するスペクトルの帯域幅は、100 eV近くにまで達する。そのような超広帯域のアト秒パルスを発生するためには、カットオフエネルギーを100 eVを超えるような高エネルギー領域にまで拡大して、スペクトルの超広帯域化することが最も直接的である。カットオフエネルギーは基本波のピーク強度と波長の二乗に比例するため、カットオフエネルギーの拡大には、ピーク強度を増強するか、波長を短波長化させる必要がある。最近では、赤外領域の超短パルスを基本波と

する、短波長領域の超広帯域連続スペクトル(コンティニューム)の発生実験が行われている⁹⁻¹¹⁾。基本波パルスの長波長化は、現状、光パラメトリック増幅器(Optical Parametric Amplifier: OPA)や光パラメトリックチャープパルス増幅器(Optical Parametric Chirped-Pulse Amplifier: OPCPA)が用いられている。

一方、我々は、チタンサファイアレーザーと中空ファイバ圧縮器を用いたシステムによって、単一アト秒パルス発生の研究を進めている。本稿では、我々がこれまで進めてきた単一アト秒パルス発生の研究について紹介する。特に、最近実現した800 nm帯の準モノサイクルパルスと二重光学ゲート法との組み合わせによる半値全幅70 eVに達するような超広帯域コンティニューム発生について解説する。超広帯域コンティニュームのスペクトル全域に渡るキャリアエンベロップ位相(Carrier Envelope Phase: CEP)依存性を計測することにより、フーリエ変換限界パルスを仮定した場合、およそ30 asの単一アト秒パルスを発生可能であることを示した。

3. 振幅ゲート法によるアト秒パルス発生

本章では、数サイクルパルス(〜3周期程度)を用いた振幅ゲート法による単一アト秒パルス発生を紹介する。Fig. 1(a)は、CEP安定化無しのスペクトルであり、カッ

Fig. 1 High-harmonic spectra from 50 to 120 eV obtained at different peak intensities without CEP stabilization (a). CEP dependence of the harmonic spectrum at 2×10^{14} W/cm² (b).

トオフ領域が一見コンティニューム化しているように見える。これは、様々なCEPの時のアト秒パルスのスペクトルが重ね合わさった結果であり、CEPを安定化すると櫛状スペクトル構造が現れる。Fig. 1(b)は、CEPを安定化したパルス幅6-7 fs程度、ピーク強度 2×10^{14} W/cm²の基本波より発生させたアト秒パルスの各CEP(相対値)におけるスペクトルを示している。CEP変化に対する依存性によって、このスペクトルは三つのエネルギー領域に分類できる。

プラトー領域の低エネルギー側(60 eV以下)では、アト秒パルス列において典型的に見られる規則正しい櫛状のスペクトルになっており、CEPの依存性は見られない。次に、プラトー領域の高エネルギー領域(60-80 eV)では、櫛状スペクトル構造の規則性はくずれ、複雑な形状のスペクトルとなっている。プラトー領域におけるHHGは、主として二つの異なる電子トラジェクトリが寄与していることが知られている³⁶⁾。両者は、トンネルイオン化後、基本波電界の1サイクル内に再結合する電子トラジェクトリのことを指し、短い再結合時間 τ_s (トンネルイオン化してから再結合するまでの時間)の方はショートトラジェクトリ($\tau_s < 4.08/\omega_0$)、長い再結合時間 τ_L ($\tau_s < \tau_L < 2\pi/\omega_0$)の方はロングトラジェクトリと呼ばれている。この複雑なスペクトル構造は、二つのトラジェクトリからのHHGのスペクトル干渉として理解できる^{37,38)}。ロングトラジェクトリは、再結合時間が長い分、基本波の強度変化による位相変化を受け易く、それがHHGの波長シフトを引き起こす。そのため、二つのトラジェクトリからのHHGが干渉を起こすと、このような複雑な構造となる。CEPを変化させると位相変化を引き起こすことになるため、CEP依存性も現れることになるのである。

カットオフエネルギー領域では、両者は一つのトラジェクトリに収めらる。そのため、本スペクトルにおいてもカットオフエネルギー領域(80 eV以上)では複雑な構造は消失する。その代わりに本領域では、基本波パルスのピーク強度近傍の隣り合うハーフサイクルからのHHGがスペクトル干渉する³⁹⁾。数サイクルパルスの場合、CEPによって、隣り合うハーフサイクルの電界強度の差が大きいため、パルスの包絡線ピークと電界ピークが一致するコサイン型パルスの場合、カットオフエネルギー領域では、一つのハーフサイクルからのHHGのみが支配的になる。その結果、スペクトルはコンティニュームとなり、アト秒パルスは単一化される。そこからCEPを $\pi/2$ だけずらしたサイン型パルスの場合、二つのハーフサイクルからのHHGが同程度寄与するため、それがスペクトル干渉した結果、櫛状のスペクトルが現れることになる。電界の反転対称性から、CEPの π の周期性を持つ。Fig. 1において、カットオフエネルギー領域の最も高いエネルギー領域である約95 eV以上に着目すると、CEPが $\phi = \phi_0 + 0$ の時、コンティニュームに比較的近いスペクトル構造をとることから、凡そコサイン型パルスに対応していると考えられる。一方、80-95 eVの領域では、櫛状スペクトルが見られる。従って、数サイ

クルパル励起では、最も高いエネルギー領域以外は単一化されず、数本のパルス列になっていることが示唆される。そのため、数サイクルパルスを用いた振幅ゲート法では、単一アト秒パルスを切り出すためには、CEPをコサイン型に安定化させ、最も高いエネルギー領域におけるコンティニューム部分を金属フィルタもしくは反射帯域が限定されたミラーによって取り出すことが必要不可欠である。

4. サブ50アト秒コンティニュームの発生

4.1 準モノサイクルパルス発生

本実験は、20 fsパルス幅、3 mJパルスエネルギー3 kHz繰返し周波数を有するCEP安定化チタンサファイアチャープパルス増幅システムを用いた。レーザーからの出力を圧力約1気圧のNeガスを注入している中空ファイバ(長さ1 m, 内径400 μ m)に集光し、自己位相変調効果によりスペクトル広帯域化を行った。波長400 nmから1000 nmの帯域600 nmに反射帯域並びに群速度分散制御可能帯域を有する超広帯域チャープミラー対で分散補償し、パルス圧縮をした結果、800 nm帯におけるバンド幅139 nm、パルス幅4.1 fs、パルスエネルギー1 mJを有する1.6サイクルの準モノサイクルパルスの発生に成功した(Fig. 2(a), (b))。

出力光におけるCEP(相対値)のf-2f干渉計測結果をFig. 2(c)に示す。4.5時間の計測に渡ってCEPは、極めて安定化しており、シングルショット計測で標準偏差は139 mradである。本システムでは、発振器のCEP安定化は、フィードフォワード方式を用いている⁴⁰⁾。

4.2 70 eV帯域アト秒コンティニューム発生

上記のCEP安定化準モノサイクルパルスを、長

Fig. 2 Characterization of the near-infrared sub-two cycle pulse. The spectra before (dotted) and after (solid) a hollow fiber are shown, respectively (a). We also measured an interferometric autocorrelation trace (b). The CEP stability of the amplified pulses measured with a single-shot f-to-2 f interferometer during 4.5-hour measurement was estimated to be 139 mrad.

さ1 mmのNeガスセルに集光させることによりアト秒パルスが発生させた。焦点距離100 mmという比較的短焦点の球面鏡を用いて集光させることにより、ピーク強度 3×10^{15} W/cm²まで集光させ、カットオフエネルギーの高エネルギー化を図った。また、基本波の光路には、厚み250 μ m及び480 μ mの水晶板、そして厚み140 μ mのBBO結晶を組み合わせたDOG法用光学素子を配置している^{29,30)}。

発生したアト秒パルスは、トロイダルミラーによりいったん集光され、基本波カットのためのZrフィルタを通過し、平面結像型スペクトログラフに導かれる。検出には、マイクロチャネルプレートとCCDカメラの組み合わせを用いた。

Fig. 3に、準モノサイクルパルスとDOG法を組み合わせ発生させたアト秒パルスの典型的なスペクトルを示す。アト秒パルス列に特徴的な楕状スペクトルではなく、コンティニュームであることがわかる。スペクトルのピークは、およそ140 eVに位置し、ちょうどZrフィルタの最大透過波長エネルギー領域に一致している。低エネルギー側は、Zrフィルタによりフィルタリングされている。コンティニュームの半値全幅は、およそ70 eVに到達し、10パーセント強度比のエッジ部分の幅は100 eVを超える。この帯域幅は、フーリエ変換限界パルスを仮定した場合には、32 asのパルス幅に相当する。このように、準モノサイクルパルスとDOG法を組み合わせる

Fig. 3 Spatially-integrated attosecond supercontinuum spectrum of generated by the combination of the amplitude gating and the DOG schemes (a) and its pulse shape obtained by assuming a Fourier-transform limited pulse (b). In the low energy side of the spectrum, the detection was limited by the absorption of the Zr filter. The dotted curve in (a) represents the transmittance of the Zr filter, which corresponds to the right axis.

ことによって、サブ50 asのパルス幅をサポートするコンティニュームが比較的低エネルギー領域で実現できる。これは、DOG法により、アト秒パルスの発生がほぼ半サイクルに限定されることによって、プラトー領域の成分もコンティニュームとして寄与することができるためである。

4.3 アト秒コンティニュームのCEP依存性

ここでは、計測されたアト秒コンティニュームが単一アト秒パルスであることを裏付けるため、スペクトルのCEP(相対値)依存性を計測した(Fig. 4)。CEPを変化させることは、基本波のピーク電界を変化させることに対応するため、アト秒コンティニュームのエネルギー分布がCEPに依存して変化していく。その結果、このようなスペクトルの周期的変化を引き起こすのである。また、DOG法における二色ゲートの効果により、基本波は反転対称性を失い、非対称な電界になっている。そのため、アト秒コンティニュームの変化はCEPの 2π の周期性を有している²⁹⁾。本計測では、2時間に渡って 12π の周期性を明瞭に確認することができている。このことは、CEP制御性が長時間に渡って安定であることを裏付けている。

Fig. 5に、上記の計測と、準モノサイクルパルスのみ振幅ゲート法によって発生したアト秒コンティニュームのCEP依存性を比較した結果を示す。準モノサイクルパルス化により、振幅ゲートがよくきいていることから、コンティニューム成分が主のスペクトル構造になっていることがわかる。CEP変化による周期性は、電界が反転対称性を有していることから、 π の周期性を示している。両者を比較すると、DOG法を組み合わせた結果は(Fig. 5(b))、すべてのCEPに渡ってシングルピークのコンティニュームになっているのに対して、振幅ゲートのみの結果は(Fig. 5(a))、すべてのCEPに渡りダブルピークとなっていることがわかる。これは、二つのハーフサイクルから発生するアト秒パルス列が干渉していることを示しており、単一アト秒パルスとするためには、およそ120 eV以上の成分のみをフィルタリングする必要がある。そのため、帯域幅は狭まり最短アト秒パルス発生には不利となる。

Fig. 4 CEP variation of the attosecond supercontinuum spectrum during 2-hour measurement.

Fig. 5 CEP variation of the supercontinuum spectra generated by the amplitude gating only (a) and its combination with the DOG scheme (b). The π and 2π periodicities are clearly shown, respectively.

これまでの時間幅まで評価した最短の単一アト秒パルス発生は、67 asであり⁷⁾、スペクトル帯域幅は、半値全幅で凡そ40 eVである。今回の結果は、それを2倍近く上回る帯域幅のコンティニュームを発生することに成功している。

5. “水の窓”領域アト秒コンティニューム発生

本章では、DOG法で発生した“水の窓”領域のアト秒コンティニューム発生について紹介する⁴¹⁾。“水の窓”領域とは、波長2.3–4.4 nmの軟X線波長域を指し、この波長領域は、生体細胞の主成分である水には透明である一方炭素に対しては不透明となる。従って、“水の窓”領域光源は、生体細胞の計測に適した光源として期待されており、アト秒パルス発生の高エネルギー化のベンチマーク的領域になっている^{10,11)}。Fig. 6に、800 nm帯の基本波を短焦点凹面鏡($f=100$)で十分に集光し、DOG法を用

Fig. 6 High-harmonic spectral distribution with (a) DOG and the amplitude gating (b). Both are measured with carbon filter. Comparison of averaged line spectra in (a) and (b) is shown in (c).

いることで発生させた半値全幅100 eVに達するアト秒コンティニュームのスペクトルを示す。媒質には、希ガスの中ではイオン化エネルギーが最も高く、カットオフエネルギーの高エネルギー化が期待できるHeガスを用いた。カーボンのフィルタを透過させることにより、290 eVに位置する炭素のK吸収端が明瞭に観察される(Fig. 6(c))。基本波のパルスエネルギーは、わずか250 μ Jであり、“水の窓”領域アト秒パルス発生としては世界最小のパルスエネルギーである。本スペクトルの帯域幅からフーリエ限界パルスを仮定すると、そのパルス幅は、時間の原子単位である24 asよりも短い約20 asと見積もられ、極限的に短い単一アト秒パルス発生を示唆している。

6. まとめ

本稿では、単一アト秒パルス発生の研究の最前線について解説し、その一つとして、我々の1.6サイクル準モノサイクルパルスやDOG法を組み合わせた単一アト秒パルス発生の取り組みについて紹介した。今後、赤外域基本波励起による高エネルギー単一アト秒パルスも含めて、我々が発生させたような100 eVクラスの超広帯域単一アト秒パルスの時間幅を評価することが研究ターゲットとなる。このクラスのアト秒パルスに対して、通常時間幅評価に用いられているアト秒ストリーク法が適用できるかどうかは現時点では定かではない。サブ50 asパルスの世界は、発生と共に計測手法の革新も必要となるであろう⁴²⁾。

謝 辞

本稿で紹介した研究は、東洋大学 中野 秀俊教授、弘前大学 花田 修賢准教授、小川 達也氏、NTT物性科学基礎研究所 寒川 哲臣所長、石澤 淳主任研究員の協力の下行われました。ここに深く感謝申し上げます。また、本研究の一部は、JSPS科研費(23310086, 25706027, 16H02120)の助成を受けて行われました。

参考文献

- 1) M. Hentschel, R. Kienberger, Ch. Spielmann, G. A. Reider, N. Milosevic, T. Brabec, P. Corkum, U. Heinzmann, M. Drescher, and F. Krausz: *Nature* **414** (2001) 509.
- 2) E. Goulielmakis, Z.-H. Loh, A. Wirth, R. Santra, N. Rohringer, V. S. Yakovlev, S. Zherebtsov, T. Pfeifer, A. M. Azzeer, M. F. Kling, *et al.*: *Nature* **466** (2010) 739.
- 3) T. Okino, Y. Furukawa, Y. Nabekawa, S. Miyabe, A. A. Eilanlou, E. J. Takahashi, K. Yamanouchi, and K. Midorikawa: *Sci. Adv.* **1** (2015) e1500356.
- 4) M. Schultze, E. M. Bothschafter, A. Sommer, S. Holzner, W. Schweinberger, M. Fiess, M. Hofstetter, R. Kienberger, V. Apalkov, V. S. Yakovlev, *et al.*: *Nature* **493** (2013) 75.
- 5) S. Neppl, R. Ernstorfer, A. L. Cavalieri, C. Lemell, G. Wachter, E. Magerl, E. M. Bothschafter, M. Jobst, M. Hofstetter, U. Kleineberg, *et al.*: *Nature* **517** (2015) 342.
- 6) F. Calegari, D. Ayuso, A. Trabattoni, L. Belshaw, S. De Camillis, S. Anumula, F. Frassetto, L. Poletto, A. Palacios, P. Decleva, *et al.*: *Science* **346** (2014) 336.

- 7) K. Zhao, Q. Zhang, M. Chini, Y. Wu, X. Wang, and Z. Chang: *Opt. Lett.* **37** (2012) 3819.
- 8) E. Goulielmakis, M. Schultze, M. Hofstetter, V. S. Yakovlev, J. Gagnon, M. Uiberacker, A. L. Aquila, E. M. Gullikson, D. T. Attwood, R. Kienberger, *et al.*: *Science* **320** (2008) 1614.
- 9) T. Popmintchev, M.-C. Chen, D. Popmintchev, P. Arpin, S. Brown, S. Ališauskas, G. Andriukaitis, T. Balčiūnas, O. D. Mücke, A. Pugzlys, *et al.*: *Science* **336** (2012) 1287.
- 10) N. Ishii, K. Kaneshima, K. Kitano, T. Kanai, S. Watanabe, and J. Itatani: *Nat. Commun.* **5** (2014) 3331.
- 11) S. M. Teichmann, F. Silva, S. L. Cousin, M. Hemmer, and J. Biegert: *Nat. Commun.* **7** (2016) 11493.
- 12) E. J. Takahashi, P. Lan, O. D. Mücke, Y. Nabekawa, and K. Midorikawa: *Nat. Commun.* **4** (2013) 2691.
- 13) F. Ferrari, F. Calegari, M. Lucchini, C. Vozzi, S. Stagira, G. Sansone, and M. Nisoli: *Nat. Photon.* **4** (2010) 875.
- 14) M. Krebs, S. Hädrich, S. Demmler, J. Rothhardt, A. Zäir, L. Chipperfield, J. Limpert, and A. Tünnermann: *Nat. Photon.* **7** (2013) 555.
- 15) G. Sansone, L. Poletto, and M. Nisoli: *Nat. Photon.* **5** (2011) 655.
- 16) M. Chini, K. Zhao, and Z. Chang: *Nat. Photon* **8** (2014) 178.
- 17) P. Antoine, A. L'Huillier, and M. Lewenstein: *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 1234.
- 18) T. Brabec and R. Krausz: *Rev. Mod. Phys.* **72** (2000) 545.
- 19) P. B. Corkum and F. Krausz: *Nat. Phys.* **3** (2007) 381.
- 20) P. B. Corkum: *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 1994.
- 21) M. Lewenstein, Ph. Balcou, M. Yu. Ivanov, A. L'Huillier, and P. B. Corkum: *Phys. Rev. A* **49** (1994) 2117.
- 22) R. Kienberger, E. Goulielmakis, M. Uiberacker, A. Baltuska, V. Yakovlev, F. Bammer, A. Scrinzi, Th. Westerwalbesloh, U. Kleinberg, U. Heinzmann, *et al.*: *Nature* **427** (2004) 817.
- 23) N. Saito, N. Ishii, T. Kanai, S. Watanabe, and J. Itatani: *Sci. Rep.* **6** (2016) 35594.
- 24) Y. Oishi, M. Kaku, A. Suda, F. Kannari, and K. Midorikawa: *Opt. Express* **14** (2006) 7230.
- 25) S.-W. Huang, G. Cirmi, J. Moses, K.-H. Hong, S. Bhardwaj, J. R. Birge, L.-J. Chen, E. Li, B. J. Eggleton, G. Cerullo, *et al.*: *Nat. Photon.* **5** (2011) 475.
- 26) L. E. Chipperfield, J. S. Robinson, J. W. G. Tisch, and J. P. Marangos: *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009) 063003.
- 27) P. B. Corkum, N. H. Burnett, and M. Y. Ivanov: *Opt. Lett.* **19** (1994) 1870.
- 28) G. Sansone, E. Benedetti, F. Calegari, C. Vozzi, L. Avaldi, R. Flammini, L. Poletto, P. Villoresi, C. Altucci, R. Velotta, *et al.*: *Science* **314** (2006) 443.
- 29) H. Mashiko, S. Gilbertson, C. Li, S. D. Khan, M. M. Shakya, E. Moon, and Z. Chang: *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 103906.
- 30) X. Feng, S. Gilbertson, H. Mashiko, H. Wang, S. D. Khan, M. Chini, Y. Wu, K. Zhao, and Z. Chang: *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 183901.
- 31) T. Sekikawa, A. Kosuge, T. Kanai, and S. Watanabe: *Nature* **432** (2004) 605.
- 32) M. J. Abel, T. Pfeifer, P. M. Nagel, W. Boutu, M. J. Bell, C. P. Steiner, D. M. Neumark, and S. R. Leone: *Chem. Phys.* **366** (2009) 9.
- 33) K. T. Kim, C. Zhang, T. Ruchon, J.-F. Hergott, T. Auguste, D. M. Villeneuve, P. B. Corkum, and F. Quéré: *Nat. Photon.* **7** (2013) 651.
- 34) J. A. Wheeler, A. Borot, S. Monchocé, H. Vincenti, A. Ricci, A. Malvache, R. Lopez-Martens, C. Zhang, G. G. Brown, K. T. Kim, *et al.*: *Nat. Photon.* **6** (2012) 829.
- 35) H. Vincenti and F. Quéré: *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 113904.
- 36) C. Kan, C. E. Capjack, R. Rankin, and N. H. Burnett: *Phys. Rev. A* **52** (1995) R4336.
- 37) D. G. Lee, H. J. Shin, Y. H. Cha, K. H. Hong, J.-H. Kim, and C. H. Nam: *Phys. Rev. A* **63** (2001) 021801.
- 38) G. Sansone, C. Vozzi, S. Stagira, M. Pascolini, L. Poletto, P. Villoresi, G. Tondello, S. De Silvestri, and M. Nisoli: *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 113904.
- 39) A. Baltuška, Th. Udem, M. Uiberacker, M. Hentschel, E. Goulielmakis, Ch. Gohle, R. Holzwarth, V. S. Yakovlev, A. Scrinzi, T. W. Hänsch, *et al.*: *Nature* **421** (2003) 611.
- 40) S. Koke, C. Grebing, H. Frei, A. Anderson, A. Assion, and G. Steinmeyer: *Nat. Photon.* **4** (2010) 462.
- 41) H. Mashiko, K. Oguri, and T. Sogawa: *Appl. Phys. Lett.* **102** (2013) 171111.
- 42) C. Zhang, G. G. Brown, K. T. Kim, D. M. Villeneuve, and P. B. Corkum: *Sci. Rep.* **6** (2016) 26771.