



# 展 TENBO 望

## zeptosecond science opens new paths New XFEL technique —single cycle X-ray pulse—



田中 隆次  
Tanaka Takashi  
(理化学研究所)

### 1 はじめに

激しい動きをするスポーツ選手の一瞬の表情など、高速に変化する現象をカメラで鮮明に写すためには、非常に速いシャッタースピードが求められる。一般的なカメラのシャッタースピードは速くても1ミリ秒程度であり、これよりも速い現象を捉えるためには、対象物を照射する光の光量を保ちつつ、発光時間（パルス幅）を短くする必要がある。最近では、パルス幅が1,000フェムト秒以下の光（レーザー）が利用可能で、様々な分野における超高速現象の解明に利用されている。このような、パルス幅が極端に短い光を一般に超短パルス光と呼び、その極限形態である“単一サイクル光パルス”のパルス幅は理論極限である波長程度にまで短くなっている。すなわち、発光している間に光の波がわずかに1回だけ振動する。

単一サイクル光パルスを発生するためには、(1) 広い波長範囲（広帯域）にわたってレーザー発振すること、(2) 発振した広帯域のレーザーを時間的・空間的に精度よく重ね合わせる必要がある。可視光や赤外線領域といった

長波長領域のレーザーでは、前記の機能を有するレーザー媒体や光学機器が利用可能で、単一サイクル光パルスの発生は既に成熟した技術となっている。そして、パルス幅が数フェムト秒という超短パルス光を利用して、同等の時間スケールで超高速に変化する化学反応や物理現象の過程を、ストロボ撮影のように観察することが可能である。また最近では、高次高調波発生という原理を用いることによって短波長化が進められ、例えば、極端紫外領域においてパルス幅が数百アト秒という単一サイクル光パルスも利用可能となってきている。

さて、更なる短パルス化を進めるためにはより短い波長のレーザーが必要であるが、従来の原理に基づく手法では飛躍的な短波長化は望めない。そこで期待されるのが、図1に模式的に示すX線自由電子レーザー（X-ray Free Electron Laser：XFEL）<sup>1)</sup>である。XFELは、周期的磁場を発生する、アンジュレータと呼ばれる装置に入射された高エネルギー電子ビームが放出するコヒーレント放射（位相が揃った光の放射）に基づくレーザーであるが、XFELで単一サイクル光パルスを発生する原理や手法は、未だ開発

されていない。特に、電子ビームが光を増幅するために周期的磁場を通過する際に生じる“光のすり抜け効果”が、XFELにおける単一サイクル光パルスの発生を不可能にしてきた。

## 2 XFELにおける光のすり抜けとパルス幅の伸張

XFELにおける“光のすり抜け”とは、電子がアンジュレータを蛇行して進むことによって、自身が発生した光から取り残されていく、言い換えると、光が電子ビームを追い越して前方にシフトしていく、すなわち、すり抜けていく現象を意味する。電子がアンジュレータの一周期を進む間に光がすり抜ける距離は、アンジュレータ磁場の周期長と強度に依存し、これがアンジュレータに沿って一定であるとすれば、電子はその距離と等しい波長 $\lambda$ の光と継続的に

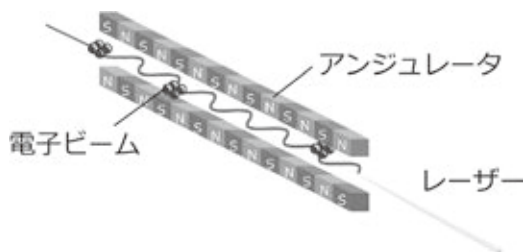


図1 XFELの原理：アンジュレータを通過する電子ビームによるレーザー発振

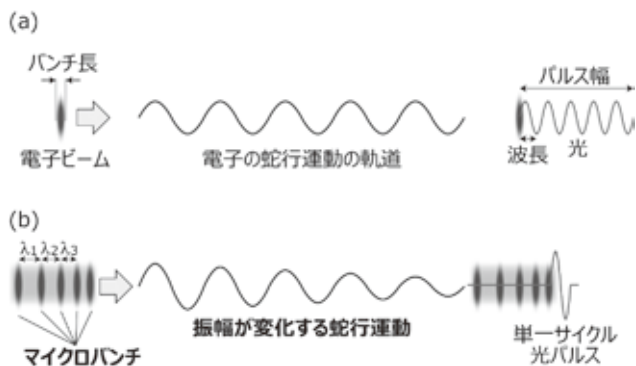


図2 マイクロバンチによる光の放出。(a) 単一マイクロバンチ、(b) “ある条件”を満すマイクロバンチ

相互作用することができる。言い換えるとエネルギーを交換し、その結果、電子ビームのエネルギーは波長に等しいピッチで変調される。このエネルギー変調は最終的に密度変調へと変換される。すなわち、波長よりも短い電子の塊（マイクロバンチ）が、波長に等しいピッチで電子ビームに形成される。このような電子ビームから放出される光は、波長 $\lambda$ において位相が揃った、いわゆるコヒーレント光となり強度が飛躍的に増大する。

前記で説明したように、XFELにおけるレーザー媒体は電子ビームであるため、発振するレーザー光のパルス幅は、電子ビームの長さ（バンチ長）とほぼ等しくなる。したがって、電子ビームのバンチ長を発振波長よりも短くすることができれば、言い換えると、単一のマイクロバンチを形成することができれば、単一サイクル光パルスが生成できるように思える。しかしながら実際には図2 (a) に示すとおり、電子がアンジュレータ磁場によって蛇行する間に光は電子ビームをすり抜けて前方に移動するため、パルス幅は磁場の周期数に比例して伸張する。

## 3 光波干渉によるすり抜け効果の抑制

前章で述べた光のすり抜け効果は、XFELにおける単一サイクル光パルスの実現に向けた最大の障害となっていた。我々は、光波の干渉によってこの効果を抑制し、パルス幅を制御する手法を考案し<sup>2)</sup>、次章で述べるように数値計算によってその原理を実証した。

考案した手法では、図2 (b) に示すように、“ある条件”を満たすようにマイクロバンチが並んだ電子ビームを、周期ごとに電子の振幅が変化するように調整されたアンジュレータに入射する。ここで“ある条件”とは、 $n$ 番目のマイクロバンチの間隔と  $n$ 番目の磁場周期における光のすり抜け距離

とが等しくなる ( $=\lambda_n$ ) 条件を意味する。特に、 $\lambda_n$  が周期番号  $n$  に対して直線的に変化する場合は最も単純であり、そのようなマイクロバンチを“チャープしたマイクロバンチ”と称する。図3に、チャープしたマイクロバンチを有する電子ビームがアンジュレータの各周期を通過する際に放出する光の積算過程を示す。

図3(a)は、電子ビームの電流分布の概略を示している。この例では、それぞれの間隔 ( $\lambda_1 \sim \lambda_{10}$ ) が直線的に減少する11個のマイクロバンチが含まれている。そしてこのような電子ビームを、第  $n$  周期におけるすり抜け距離が  $\lambda_n$  に等しいアンジュレータに入射する。この条件を満たすために、磁場強度が直線的に減少するアンジュレータ (テーパアンジュレータ) を

利用する。

さて、図3(b)に1周期目を通過した段階において電子ビームが生成した光の波形を模式的に示す。このように、1回蛇行運動をすることで、電子ビームは自身の電流分布に相似な波形の光を放出する。ここで、光の波形がすり抜け効果によって電流分布よりも距離  $\lambda_1$  だけ前方に位置していることに注意されたい。矢印で示した光パルスは、電子ビームの最後尾に位置するマイクロバンチ (点線で図示、以後これを原点とする) によって生成された光パルス (以後、共鳴パルスと呼ぶ) を意味する。この段階において、共鳴パルスは原点から  $\lambda_1$  の距離に位置している。

図3(c)に、2周期目を通過した段階におけ

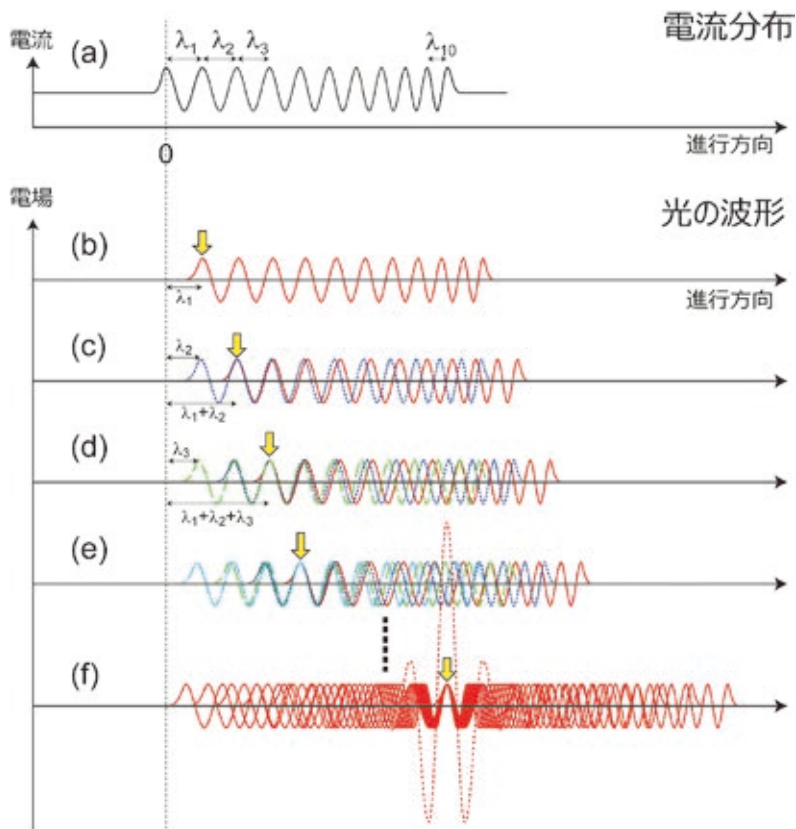


図3 チャープしたマイクロバンチによる単一サイクル光パルス生成原理。(a) チャープしたマイクロバンチの電流分布。(b)~(f) 各周期経過後の光の波形

る光の波形を示す。実線が1周期目で生成された光の波形を、点線が2回目の蛇行によって生成された光の波形を示す。2周期目を通過するときの光のすり抜け距離が $\lambda_1$ ではなく $\lambda_2$ であるため、共鳴パルスが原点から $\lambda_1 + \lambda_2$ の距離に位置している。図3(d)と(e)には、3周期目と4周期目を通過した段階での光の波形を示す。破線が3回目、一点鎖線が4回目の蛇行によって生成された光の波形である。これらと同様の考察を進めると、10周期経過後には、図3(f)に示す光の波形(実線)が得られることが容易に理解される。これらを全て足し合わせる(点線)と、共鳴パルスの位置において各周期で生成された光波が強め合い、強度が増強する(強め合う干渉)一方、その位置から離れるに従って強度は減衰する(弱め合う干渉)ことが理解できる。減衰の度合いは、すり抜け距離( $\lambda_1 \sim \lambda_{10}$ )、つまり磁場振幅の変化率によって調整でき、究極的には単一サイクル光パルスが実現できると考えられる。

#### 4 単一サイクル高調波発生への適用

前章で述べた原理を、HG(High Gain Harmonic Generation)と呼ばれるXFEL方式に適用することによって、単一サイクル光パルスを短波長化することができる。本手法では、単一サイクル光パルス(波長 $\lambda_0$ )をレーザー発振のシード光(種光)として利用し、その $m$ 次高調波(波長 $\lambda_0/m$ )において単一サイクル光パルスを生成することが可能である。次数 $m$ の上限は電子ビームの品質に依存するが、原理的な制限は存在しない。

本手法における各種装置のレイアウトを機能別に図4(i)~(v)に、また、それぞれの入り口と出口における電流分布( $j$ , 破線)と光の波形( $E$ , 実線)を図4(a)~(f)に示す。初期状態(a)では、電子ビームの電流分布は均一であり、光パルスは単一の波形を有している。これらを(i)単一周期のアンジュレータと、分散部と呼ばれるセクション(電子を1回大きく蛇行させるための磁石)に入射して電子ビームに単一マイクロバンチを形成する(b)。この

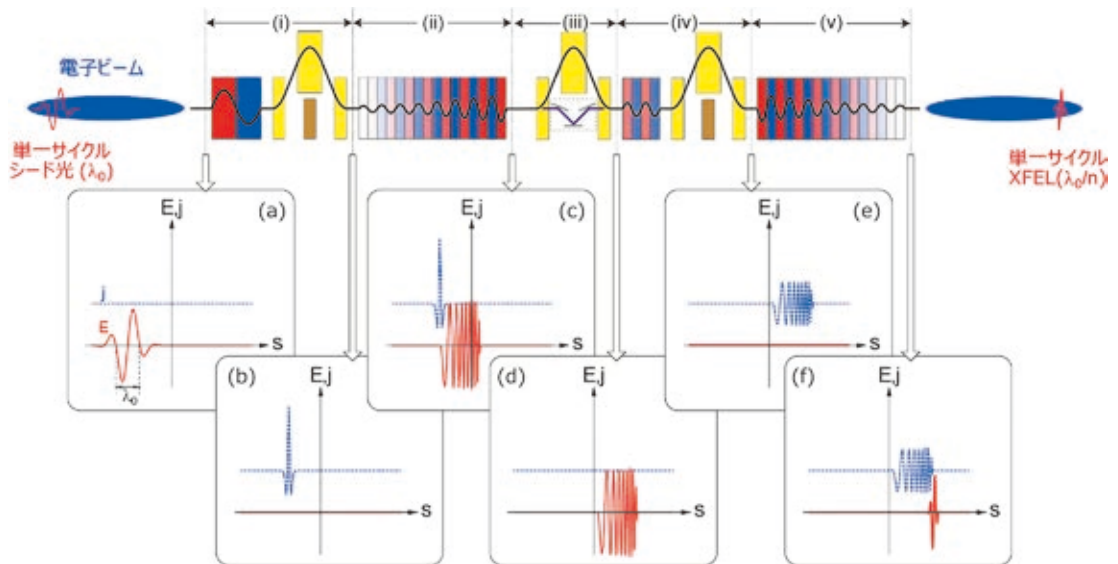


図4 単一サイクルXFELパルス生成原理。(a)チャープしたマイクロバンチの電流分布。(b)~(f)各周期経過後の光の波形

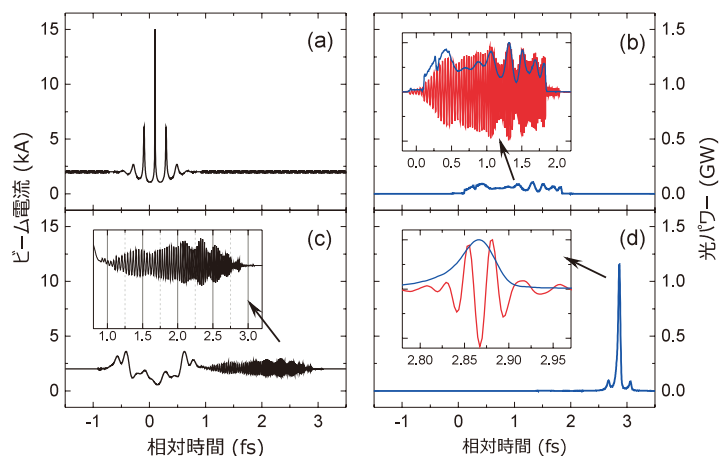


図5 単一サイクルXFELパルス生成計算例

電子ビームを(ii)テーパーアンジュレータに入射することによって、チャープした光パルスを発生し(c)、(iii)直後の分散部に入射することによって、以後の過程に不必要な単一マイクロバンチ成分を消去する(d)。チャープした光パルスは(iv)数周期のアンジュレータと分散部において、電子ビームにチャープしたマイクロバンチを形成する(e)。この電子ビームを(ii)とは逆の勾配を持つテーパーアンジュレータ(v)に入射すると、前項で説明した原理によって、単一サイクル光パルス(f)が発生する。

本手法の有効性を確認するため、エネルギー2 GeV、電流2 kAの電子ビームに、波長60 nm、パルスエネルギー10  $\mu$ Jの単一サイクル光パルスをシードとして適用し、その7次高調波における単一サイクル光パルスを生成する条件でシミュレーションを行った。結果を図5(a)~(d)に示す。図5(a)は、電子ビームに単一マイクロバンチが形成された段階、すなわち、図4のセクション(i)直後における電流密度を示す。この電子ビームが、セクション(ii)のテーパーアンジュレータを通過することによって生成するチャープした光パルスの波形を図5(b)に示す。図5(c)は、セクション(iv)直後においてチャープしたマイクロバンチが形成された電子ビームの電流分布を示す。そして、こ

の電子ビームがテーパーアンジュレータ(v)を通過することによって生成する、単一サイクル光パルスの波形を図5(d)に示す。波長8.6 nm、ピークパワー1.2 GW、パルス幅46 as(アト秒)の単一サイクルX線パルスが生成されていることが確認できる。

## 5 おわりに

前章で紹介した、本手法の原理を検証するために行ったシミュレーションでは、波長が8.6nmの軟X線と呼ばれる領域であって、単一サイクル光パルスのパルス幅は数十アト秒程度である。一方、本手法には原理的な波長制限が存在しないため、これを硬X線領域において実現することによって、パルス幅が数100ゼプト秒という究極の光を創り出し、これを利用してゼプト秒領域の超高速現象を追求する、いわば“ゼプト秒科学”という新たな分野への道を拓くことが期待される。

### 参考文献

- 1) 例えば、日本放射光学会誌特集号「動き始めたXFEL施設SACLA」, **25** (2012)
- 2) Tanaka, T., *Phys. Rev. Lett.*, **114**, 044801 (2015)