

# アト秒かつテラワットレベルのXFELパルスを生成する新手法の提案

## A NEW SCHEME TO GENERATE A MULTI-TERAWATT AND ATTOSECOND XFEL PULSE

田中隆次  
Takashi Tanaka\*  
RIKEN SPring-8 Center

### Abstract

A new scheme to upgrade the source performance of X-ray free electron lasers (XFEL) is proposed, which effectively compresses the radiation pulse, i.e., shortens the pulse length and enhances the peak power of radiation, by inducing a periodic current enhancement with a long-wavelength laser and applying a temporal shift between the X-ray and electron beams. Calculations show that a 10-keV X-ray pulse with the peak power of 6.6 TW and pulse length of 50 asec can be generated by applying this scheme to the SACLA facility.

### 1. はじめに

光をプローブに用いて未知の現象を探求するためには、その光を如何に小さく絞り込むことができるかが重要なポイントとなる。即ちプローブに利用する光は、調査する対象の空間的な大きさよりも小さい集光サイズで、かつその現象が変化する典型的な時間スケールよりも短いパルス幅を有していることが望ましい。一方、光の不確定性によって、集光サイズやパルス幅を波長よりも短くすることは理論的に不可能であって、このことがレーザー光の集光サイズやパルス幅の下限を決定する。

可視あるいは赤外などの長波長領域においては、レーザーの集光サイズやパルス幅の極限值は、この理論的限界に近い値が既に達成されている。即ち、1ミクロン以下の集光サイズで、かつ数フェムト秒程度のパルス幅を有するレーザーは容易に利用可能である。一方、これらよりも4桁程度波長の短いXFELにおける状況は全く異なり、これまでに達成されている集光サイズは50 nm、パルス幅は数フェムト秒であって、極限值である1オングストロームや数100zeptosecondからはほど遠い値に留まっている。このうち集光性能についてはX線集光ミラーの精度向上によって着実に改善がなされてきており、近い将来に数nm程度の集光サイズが実現される見込みである。一方、パルス幅については長波長領域におけるパルス圧縮に相当する技術がX線領域には存在しないため、その代替手段としてパルス幅を短縮する手法がこれまでにいくつか提案されてきた<sup>[1],[6]</sup>。しかしながら、これらの手法ではレーザー発振に寄与する有効電荷を削減することでパルス幅を短縮しており、短パルス性能が必ずしもピークパワーの増強を意味するわけではない。

本報告では、これらの手法とは異なり、パルス幅を短縮するだけでなく、ピークパワーもこれに応じて増強するための新たな手法<sup>[7]</sup>を提案する。

### 2. 原理

初めに本手法の原理について説明する。Figure 1に本手法を適用する際の加速器レイアウトの模式図を示す。

通常の加速器機器に加えて、XFELパルス圧縮を可能にする特殊なバンチ構造を有する電子ビームを生成するために、2つの機器がアンジュレータ上流側に設置されている。

一つ目は、XFELパルス幅短縮のために提唱され<sup>[1]</sup>、LCLSで実際に運用されている“Slotted Foil”である。バンチ圧縮部(BC)に設置された金属薄膜で電子バンチを散乱することによってエミッタンスを劣化させ、これによってレーザー発振を抑制する。BCでは、電子バンチの進行方向への位置座標 $s$ と水平方向への位置座標 $x$ に強い相関があるため、水平方向に2枚の金属薄膜を互いに逆の方向から挿入し、バンチ中心のみでレーザー発振が起こるような条件に設定することによってXFELのパルス幅を制御することができる。ちなみに本手法では、パルス幅を短縮するというよりもむしろ、レーザー発振が起こる電子バンチ領域を明確に制限するために用いられる。

二つ目は、Enhanced SASE (E-SASE) と呼ばれる手法<sup>[3]</sup>を適用するための長周期のアンジュレータと、その周期に対応する基本波長 $\lambda_E$ をもつ長波長レーザー (E-SASE レーザー) を導入するためのシケイン及び、その下流側に設置されるエネルギー変調を密度変調に変換するための分散部である。これにより、電子バンチにはピッチ $\lambda_E$ で電流ピークが並び、櫛状の電流分布が形成される。

上記2つの過程を経た後の電子バンチの電流分布は以下の式で表される。

$$I(s) = [I_o(s) + I_u(s)]E(s),$$

ここで $I_o(s)$ と $I_u(s)$ はそれぞれBC直後の電流分布を表し、前者は薄膜による影響を受けることなくレーザー発振に寄与する電子のもの、後者は薄膜によって散乱され、発振には寄与しない電子のものである。BCにおける水平ビームサイズは、圧縮のためのエネルギーチャープに由来するものと、これ以外の固有のもの(エミッタンスやベータ関数、エネルギー幅などに依存)で決まるが、後者による寄与が前者に比べて無視できるほど小さい場合、 $I_o(s)$ は矩形関数的な形状を持つ。実際にはそのようなことはなく、これら固有のビームサイズによる

\* ztanaka@spring8.or.jp

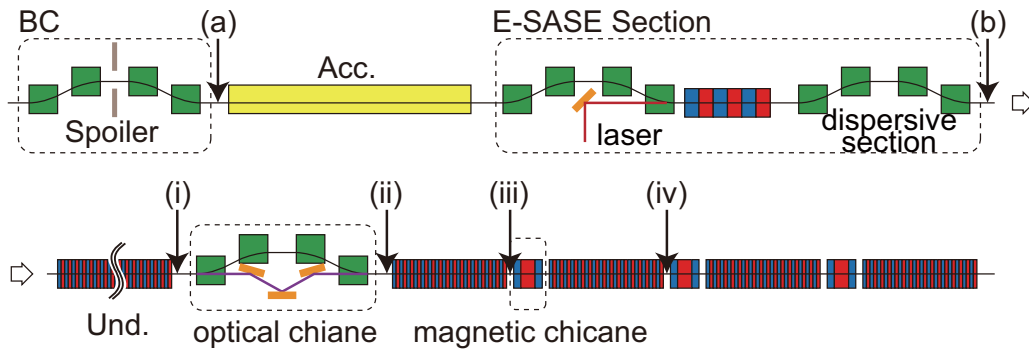


Figure 1: Accelerator layout to realize the proposed pulse compression scheme.

影響を標準偏差  $\sigma_f$  のガウシアンで近似すれば、次式で計算できる。

$$I_o(s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_f} \int_{s_1}^{s_2} I(s') \exp\left[-\frac{(s-s')^2}{2\sigma_f^2}\right] ds',$$

$$I_u(s) = I(s) - I_o(s),$$

ここで、 $s_1$  及び  $s_2$  は薄膜のスリット開口を定義する水平位置座標と相関する、電子の進行方向へ位置座標であり、 $I(s)$  は薄膜が挿入されない場合の電流分布を示す。

$E(s)$  は周期  $\lambda_E$  を持つ周期関数であって、E-SASE による電流増強を表す。分散部における  $R_{56}$  が適切に設定されている条件の下では、次式で与えられる<sup>[3]</sup>。

$$E(s) = \sum_j \frac{eB}{1 + B^{1/e}} \frac{1}{1 + 16B^2[(s/\lambda_E) - (\theta/2\pi) - j]^2},$$

ここで、 $B = \Delta\gamma/\sigma_\gamma$  であり、 $\Delta\gamma$  は E-SASE レーザによって電子バンチに誘起されるエネルギー変調の振幅、 $\sigma_\gamma$  は、電子バンチのスライスエネルギー幅（標準偏差）また  $e$  は自然対数の底である。位相パラメータ  $\theta$  は電子バンチと E-SASE レーザの時間ジッターを表し、ショット毎に  $-\pi$  から  $\pi$  の間で変動する。

これらの式を用いて、ピーク電流 3.5 kA、バンチ長（標準偏差）40 fsec を持つ電子バンチに対して、各セクション直後の電流分布を計算した。Figure 2(a) に、BC 直後の電流分布の計算値を示す。薄膜スリットの位置を  $s_1 = -4.4 \mu\text{m}$  及び  $s_2 = 3.6 \mu\text{m}$  とし、また  $\sigma_f = 0.2 \mu\text{m}$  と仮定した。元のガウシアンプロファイルと比較して、レーザー発振に寄与する電子の時間窓（黒線）はより明確に制限されていることがわかる。しかしながらその境界には、パラメータ  $\sigma_f$  で規定されるフリッジ領域が存在する。従って、 $\sigma_f$  が長い場合には、レーザー発振領域の境界が明確にならず、薄膜スリットの効果は失われる。本報告では説明を省略するが、これはメインパルスのコントラスト低下という光源性能の劣化を引き起こす<sup>[7]</sup>。従って、本手法を効果的に適用するためには、 $\sigma_f$  が可能な限り短くなるようにパラメータを調整する必要がある。これまでの検討から、 $\sigma_f = 0.2$  は十分に達成可能な値であることを確認している。

Figure 2(b) には、E-SASE セクション直後の電流分布を示す。ここでは、 $\lambda_E = 800 \text{ nm}$ 、 $B = 5$  及び  $\theta = 0$  を仮定した。約 5 倍に増強されたピーク電流が 800 nm

のピッチで配置した、櫛の歯状の電流分布が形成されていることが分かる。 $B = 5$  を達成するために必要な E-SASE レーザのパワーは、8 GeV のエネルギーと  $1 \times 10^{-4}$  のスライスエネルギー幅を持つ電子ビームについては、約 1 GW と計算される。このピークパワーはパルス長として 1 psec を仮定した場合、1 mJ というパルスエネルギーに相当するが、これは既存のレーザー技術を利用すれば十分に実現可能な値である。1 psec という比較的長い（電子バンチ長よりもずっと長い）パルス長を仮定する理由は、電子バンチとレーザーパルスの時間同期の精度を緩和するためである。

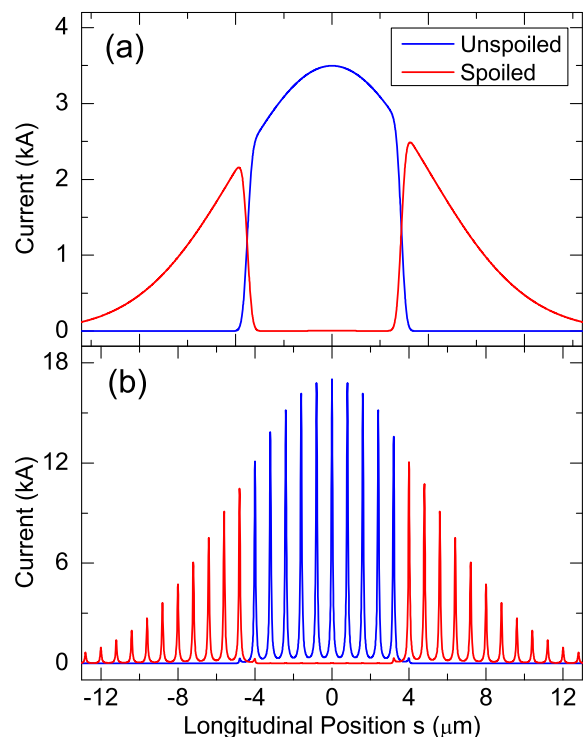


Figure 2: Calculated current distributions after (a) the bunch compressor with the slotted foil and (b) ESASE sections.

次に、櫛の歯状の電流分布を持つ電子バンチから単一の X 線パルスを生成し、かつそれを増幅する手法を Fig. 3 を用いて説明する。各増幅過程を示す番号は Fig. 1 に示したものと対応するので適宜参照されたい。

まず、過程 (i) では、通常の SASE プロセスによって、櫛の歯状の電流分布を反映した、間隔  $\lambda_E$  の X 線パルス列が生成される。この過程におけるアンジュレータの長さは、各 X 線パルスが飽和することなく、従って電子バンチの品質が大きく劣化することが無いように調整しておく。

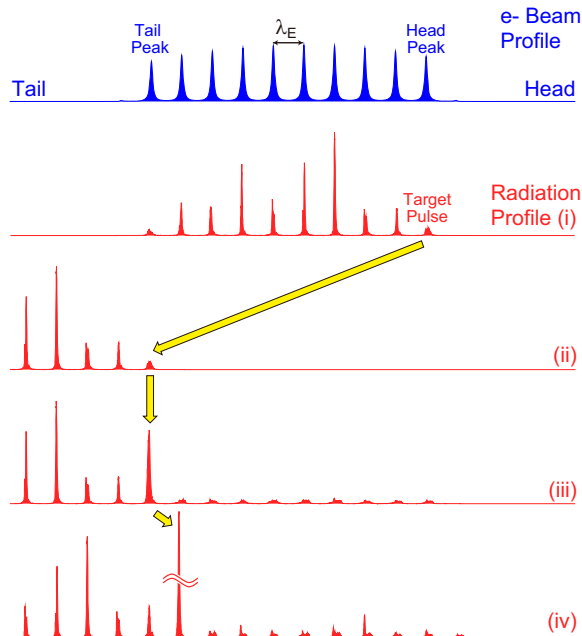


Figure 3: X-ray pulse growth in the early stage of FEL amplification.

次に過程 (ii) において、磁場シケインによって電子バンチを X 線から分離する。そして、セルフシーディングの場合のような分光器を設置する代わりに、複数のミラーを組み合わせた光学シケインによって、磁場シケインを通過する電子バンチよりも大きな遅延を X 線に与える。即ち、X 線パルス列を電子バンチから相対的に後方へシフトさせるが、その距離は  $(N_{pk} - 1)\lambda_E$  と等しくなるように各シケインを制御する。ここで、 $N_{pk}$  は電子バンチのレーザー発振領域内部に存在する電流ピークの数である。この条件は、X 線パルス列のうち先頭のパルス（ターゲットパルス）が発振領域内の最後尾に位置する電流ピーク（テイルピーク）と同期することを意味する。

この後の過程 (iii) において、電子バンチと X 線はシケイン下流側のアンジュレータに入射される。過程 (i) で誘起されたマイクロバンチ成分は電子バンチがシケインを通過することで消失しているが、テイルピークではターゲットパルスをシード光としたレーザー増幅が直ちに起こる。一方それ以外の電流ピークでは通常の SASE プロセスが支配的であるため、レーザー増幅に至るには十分な長さのアンジュレータが必要である。また、ターゲットパルス以外の X 線パルスは、電子バンチの発振領域に存在しないため、増幅されない。従って、この過程におけるアンジュレータの長さを適切に調整することによって、ターゲットパルスのみを選択的に増幅することができる。

ターゲットパルスがテイルピークにおいて十分に増

幅された後の過程 (iv) では、磁場シケインによって電子バンチに遅延を与え、X 線パルスを電子バンチの前方に距離  $\lambda_E$  だけシフトさせる。するとターゲットパルスは、テイルピークの一つ前方の電流ピークに位置する。この電流ピークでは、過程 (i) 以外では X 線の増幅に利用されておらず、その品質は劣化していない（即ち、エネルギー幅は増大していない）ために、ターゲットパルスは継続的に増幅される。このように品質劣化が起こる前の電流ピークのことを、今後はフレッシュピークと呼ぶ<sup>1</sup>。

このようにターゲットパルスはフレッシュピークによって増幅されるが、これよりも一つ後方に位置する X 線パルスもテイルピークに達する。しかしながら、テイルピークはターゲットパルスを増幅することによって既にエネルギー幅が増大している（即ち既にフレッシュではない）ために、増幅率は大きくない。結局この増幅過程においても、ターゲットパルスのみが選択的に増幅される。

上記の過程 (iv) を電子バンチの発振領域の先頭のピーク（ヘッドピーク）にターゲットパルスが達するまで繰り返すことによって、同パルスのパワーは飛躍的に増強される。もし、この時点でアンジュレータの長さ（セグメント数）に余裕がある場合は、ターゲットパルスを再度テイルピークにシフトさせることによって増幅を継続することができる。

### 3. 適用例

上記で解説した手法を適用することで期待されるレーザー光源性能について評価するために、Fig. 2(b) で示した電流分布を持つ電子バンチについて FEL シミュレーションを行った。電子バンチのエネルギーを 8 GeV、規格化エミッタンスを 0.7 mm-mrad、エネルギー幅を  $10^{-4}$  とし、周期長 18 mm、偏向定数 2.18 のアンジュレータに入射されると仮定した。この場合の光子エネルギーは 10 keV であり、本手法を適用しない場合の SASE 飽和パワーは約 20 GW、パルス幅は約 20 fsec と計算される。

磁場シケイン及び光学シケインを含んだアンジュレータレイアウトの模式図を Fig. 4 に示す。ここで、各アンジュレータセグメントの全長は 5 m で、これらが SACLA アンジュレータラインと同様 1.15 m の間隔で設置されると仮定している。また、光学シケインは 2 カ所に設置され、これ以外のアンジュレータのセグメント総数を 24 台と仮定している。これは SACLA 光源棟に設置可能なアンジュレータの総数 26 を想定した値である。

最初の 4 台が過程 (i) に相当し、その下流に設置された光学シケインが過程 (ii) に相当する。シケイン通過後、ターゲットパルスは 2 台のセグメントにおいて選択的に増幅され、電子バンチに磁場シケインによって遅延を与えることによって、一つ前方の電流ピークに送られて増幅が継続する。ターゲットパルスがヘッドピークに到達する 15 セグメントまでこの過程が継続した後、光学シケインによって再度テイルピークに送られる。

全ての計算は SPring-8 において開発された FEL シミュレーションコード SIMPLEX<sup>[8]</sup> で行った。ちなみに E-SASE プロセスにおけるエネルギー変調の誘起によ

<sup>1</sup>fresh=劣化していない、新鮮な、と言う意味。

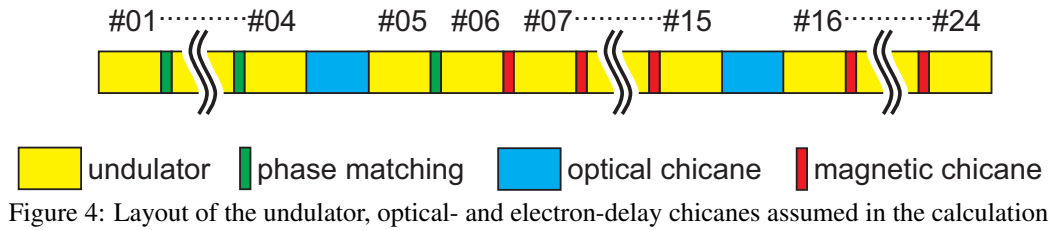


Figure 4: Layout of the undulator, optical- and electron-delay chicanes assumed in the calculation.

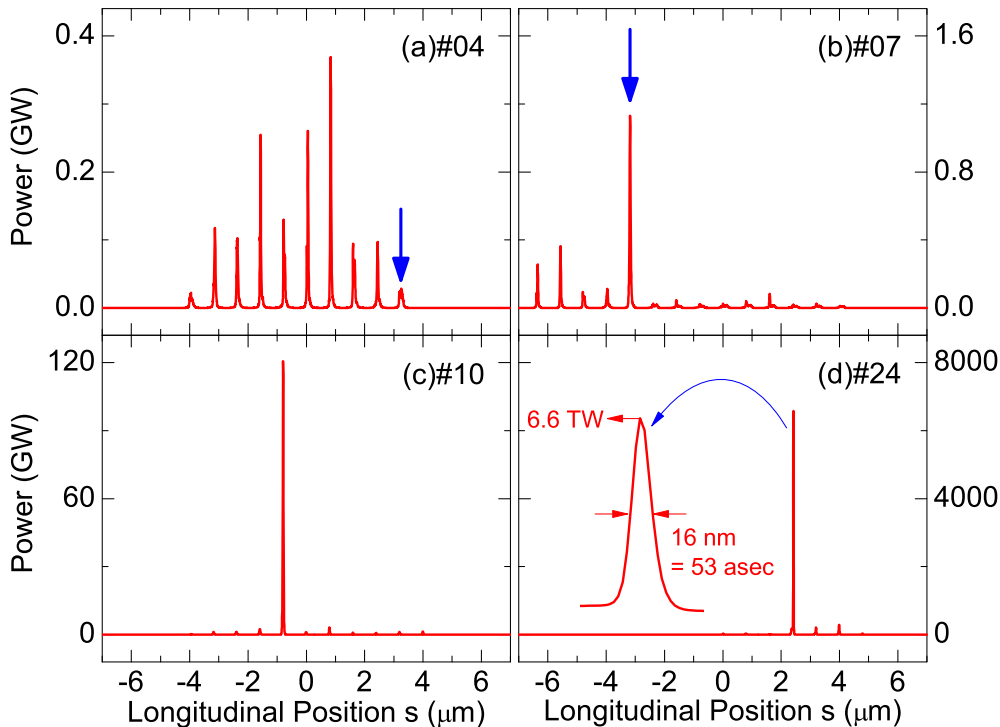


Figure 5: X-ray pulse temporal structures calculated at the ends of different undulator segments.

て、電流ピークにおけるエネルギー幅は増大しているため、シミュレーションはその効果も考慮している。

シミュレーション結果を、4番目、7番目、10番目、及び24番目（最終）のセグメント出口におけるX線レーザーの時間構造として、Figure 5に示す。4番目のセグメント出口では、電流ピークの位置において何個かのX線パルスが確認できる。これらのうちで、矢印によって示されたターゲットパルスが、シケインパラメータを適切に調整することによって選択的に増幅される。この結果、10番目のセグメントの出口においてほぼ単一のX線パルスが形成される。このセグメントまで、ターゲットパルスは指数関数的に増幅され、ピークパワーはほぼ100 GWに達する。この値は、電流が17 kAまで増強された場合のSASEプロセスで得られる飽和パワーに相当する。従って、通常はこの値を超えてレーザーパワーが大きく増加することは期待できない。しかしながら本手法では、ターゲットパルスをフレッシュピークによって徐々に増幅することができるため、ピークパワーは格段に増強する。この結果、最終的に24番目のセグメント出口において、ピークパワー6.6 TW、パルス幅53 asecのX線パルスが生成される。通常のSASEプロセスでは20 GWで20 fsecのX線パルスが得られることを考慮すれば、約300倍の圧縮比でパルス圧縮がな

されていることがわかる。

#### 4. 実用化に向けて

本手法は考案されたばかりであり、実際にユーザーに供給するためにSACLAなどのXFEL施設へ実装するためには、様々なR&Dが必要である。例えば、磁場シケインはほぼセグメント毎に必要なため、よりコンパクトな設計が求められる。このため永久磁石の利用を念頭に置いたR&Dが必要である。また、レーザー発振領域を明確に規定するためには、BCにおけるビームパラメータを最適化する必要がある。さらに、E-SASEに関連したパラメータについても慎重な検討が必要であり、特に本報告では考慮に入れていない、増強された電流ピークによる空間分布の影響については定量的な評価が必要である。これらに加えて、Fig. 5(d)に見られるサテライトパルスの除去方法についても別途検討が必要である。

#### 参考文献

- [1] P. Emma, K. Bane, M. Cornacchia, Z. Huang, H. Schlarb, G. Stupakov, and D. Walz, Phys. Rev. Lett. 92, 074801 (2004).

- [2] P. Emma, Z. Huang, and M. Borland, in Proceedings of FEL 2004 (Trieste, Italy, 2004), p. 333.
- [3] A. A. Zholents, Phys. Rev. ST Accel. Beams 8, 040701 (2005).
- [4] E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller, and M.V. Yurkov, Phys. Rev. ST Accel. Beams 9, 050702 (2006).
- [5] W. M. Fawley, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 593, 111 (2008).
- [6] Y. Ding, Z. Huang, D. Ratner, P. Bucksbaum, H. Merdji, Phys. Rev. ST Accel. Beams 12, 060703 (2009).
- [7] T. Tanaka, Phys. Rev. Lett. 110, 084801 (2013)
- [8] T. Tanaka, in Proceedings of FEL 2004 (Trieste, Italy, 2004), p. 435.