X線自由電子レーザーの発生機構

田中 隆次

理化学研究所 XFEL研究開発部門 (〒679-5148 兵庫県佐用郡佐用町光都1-1-1)

Mechanism of X-Ray Free Electron Lasers

Takashi TANAKA

XFEL Research and Development Division, RIKEN, 1-1-1 Koto, Sayo, Hyogo 679-5148

(Received May 10, 2012)

The X-ray free electron laser (XFEL) is a novel laser source based on an accelerator system, which is capable of producing high-power and coherent x-rays. It is an extension of free electron lasers (FELs), in which a high energy electron beam moving in a periodic magnetic field works as a laser medium. Although there is no theoretical limit on the lasing wavelength of FEL, the reflectivity of the cavity mirror sets a practical limit on shortening the available wavelength. In order to break the limit, a new FEL scheme called self-amplified spontaneous emission (SASE) has been proposed, in which no optical cavity is required. This paper presents the principle of SASE FEL and its light source performances, together with the fundamental components in the SASE-based XFEL facility.

Key Words: Free electron laser, Synchrotron radiation, Coherent radiation, Microbunching, Self-amplified spontaneous emission

1. 自由電子レーザーとは

我々の身の回りには多種多様な光源が存在するが、その中でもレーザーはその優れた光源性能が故に、今や科学技術のみならず、医療から工業に至る幅広い分野において欠かせない光源となっている。一方で、媒質の誘導放出に基づくという意味における従来型レーザーは、波長が自由に選択できないという欠点を持つ。自由電子レーザー (Free Electron Laser, 以下FEL)はこの欠点を克服するために考案された、加速器に基づくレーザーの方式¹⁾であり、周期的磁場中で蛇行運動する高エネルギー電子が媒質として機能するため、原理的な波長の制限は存在しない。本節ではまずFELの発振原理と従来型FELの概要について解説する。

1.1 FELの発振原理

FELの発振原理を定量的に理解するためには、FEL方程式と呼ばれる一連の方程式を解析的あるいは数値的に解くことにより、レーザー利得や光源特性を計算する必要がある^{2,3)}。しかしながらこれは数式の羅列を必要とし、読者の興味を削ぐ恐れがある。そこで本稿では、“シンクロトロン放射”、“コヒーレント放射”、及び“マイクロバンチ”という3つのキーワードを用いて、その発振原理を定性的に解説することを試みる。

1.1.1 シンクロトロン放射

シンクロトロン放射とは、Fig. 1 (a)に示す通り、電子などの荷電粒子が磁場によって偏向を受けたときに電磁波、即ち光を放出する現象である⁴⁾。シンクロトロン放射光は指向性に優れた白色光であり、X線管などの光

Fig. 1 Synchrotron radiation emitted from electrons moving in the (a) uniform magnetic field generated by a bending magnet, and (b) sinusoidal field generated by an undulator.

源に比べて格段に輝度が高いため、実用的なレーザーが存在しない短波長領域において様々な研究分野に利用されてきた。また、Fig. 1 (b)に模式的に示すような、周期的な磁場を発生するアンジュレータと呼ばれる装置を利用すると、ある波長において単色化されたシンクロトロン放射光が得られ⁵⁾、さらに輝度を改善することが可能である。SPRing-8を始めとする放射光施設では、蓄積リングと呼ばれる円形加速器(シンクロトロン)に、後述する意味において高品質な高エネルギー電子ビームを蓄積し、アンジュレータを多数配置することによって高輝度な光を作り出し、利用者に供給している。

1.1.2 自発放射とコヒーレント放射

放射光施設などで利用される電子バンチには、一般的に言って $10^9 \sim 10^{10}$ 個もの電子が含まれる。このように多数の電子から光が放出される場合、個々の光がどのように積算されるかによって放射の過程を2つに分類することができる。Fig. 2を用いて説明する。

Fig. 2 (a)では、電子ビームの進行方向の長さ L_b (バンチ長と呼ぶ)が放出される光の波長 λ よりも長い。電子ビーム中に存在する電子は、一様かつランダムに分布しているため、個々の電子から放出される光もランダムに分布する。この結果、光は粒子(光子)として積算され、光の強度は1電子から放出されるその電子数(= N)倍となる。このような放射過程を自発放射と呼ぶ。

一方、Fig. 2 (b)では電子バンチ長が光の波長よりも短い。このときには、位相が整合した状態で個々の光が積算される。言い換えると、光は波(電磁波)として積算され、電磁波の振幅が N 倍となる。このような放射過程をコヒーレント放射と呼ぶ。光の強度は振幅の二乗に比

Fig. 2 Schematic illustrations of the radiation processes: (a) spontaneous radiation, (b) coherent radiation, and (c) coherent radiation from the regularly spaced microbunch.

例するから、コヒーレント放射光の強度は1電子から放出されるその N^2 倍となる。

まとめると、コヒーレント放射光の強度は自発放射光のその $N = 10^9 \sim 10^{10}$ 倍にも及ぶ。従って、何らかの方法で電子バンチ長を波長よりも短くすることができれば、極めて強度の高い光が得られることになる。通常の放射光施設における電子バンチ長はミリメートルのオーダーにあり、これよりも長い波長領域ではコヒーレント放射、短い波長領域では自発放射が主たる放射過程である。

1.1.3 マイクロバンチによるコヒーレント放射

前節でコヒーレント放射は電子バンチ長が放出される光の波長よりも短いときに起こる放射過程であると説明した。一方でバンチ長が波長よりも長い場合においても、例外的にコヒーレント放射が起こる条件が存在する。即ち、電子ビーム中の電子がFig. 2 (a)で示したように一様に分布せず、Fig. 2 (c)のように規則的に局在化して存在する場合である。このように局在化した電子群をマイクロバンチと呼び、一定間隔でマイクロバンチが形成された電子ビームからは、その間隔 λ に等しい波長(及びその高調波)においてコヒーレント放射光が発生する。ただし、これ以外の波長では自発放射が支配的となるため、発生する光は波長 λ において単色化している。そしてFELとは、「マイクロバンチが形成された電子ビームから放出されるコヒーレントなシンクロトロン(アンジュレータ)放射」と見なすことができる。

1.1.4 マイクロバンチの形成

それではFig. 2 (c)のような規則的なマイクロバンチを電子ビーム中に形成するためにはどのようにすればよいであろうか? 結論から述べると、電子ビームがアンジュレータに入射するのと同期して、ある波長 λ_1 の光(シード光と呼ぶ)を入射すればよい。このことを理解するためには、アンジュレータ磁場中を運動する電子と光の振る舞い、及びそれらが相互作用することによって電子ビーム中に誘起される、エネルギー変調並びに密度変調について考察する必要がある。

Fig. 3 Energy modulation induced by an interaction between electrons and radiation field.

Fig. 3に、アンジュレータ磁場中で正弦波軌道に沿って運動する電子ビームと、直進する光の電場を模式的に示した。この図では電子軌道の振幅は誇張してあり、一般的に軌道振幅は数 μm 程度で電子ビームサイズよりも小さいことに留意されたい。

さて、軌道上のA点を電子ビームが通過するとき、電子と光はどのように相互作用するであろうか？このことを詳しく見るために、A点を通過する電子ビームと光の電場の関係を左上に拡大して示した。灰色の円が個々の電子を表し、細い矢印が水平方向(x軸とする)の光の電場ベクトル(E_x)、太い矢印が電子のx方向の速度成分(v_x)を示している。領域(ii)では光の電場ベクトルは下向きであり、電子は上向きの速度成分を有しているため(また、負の電荷を持つため)、光の電場によって加速され、エネルギーを得る。一方、領域(iii)では電場ベクトルは上向きであるため、電子は減速され、エネルギーを失う。

次にA点から半周期だけ経過したB点における相互作用について考察する。先ほどと同様に、電子ビームと光の電場の関係を右上に拡大して示した。半周期経過しているために、電子のx方向の速度成分は反転している。また、光の位相あるいは電場ベクトルも反転している。実はこの条件が、電子ビームと同期して入射する光の波長 λ_1 を決定する。即ち、電子がアンジュレータを1周期分移動する間に、波長に相当する距離だけ光から遅れるのである。ちなみに波長 λ_1 はアンジュレータの基本波長と呼ばれ、以下の式で与えられる。

$$\lambda_1 = 1.306 \times 10^{-7} \frac{(1+K^2/2)\lambda_u}{E_{\text{beam}}^2} \quad (1)$$

ここで、 λ_u は λ_1 と同じ単位で表したアンジュレータの周期長で、 E_{beam} はGeVで表した電子エネルギーである。また、 K はアンジュレータの偏向定数と呼ばれる、磁場強度を表す無次元のパラメータであって、ピーク磁場と周期長の積に比例する。

さて、電子の速度成分及び光の電場ベクトルがどちらも反転しているため、各領域における電子は先ほどと同じように光と相互作用する。即ち、領域(ii)ではエネルギーを得、領域(iii)ではエネルギーを失う。

これらの相互作用の結果、電子ビームがアンジュレータを移動する間に、電子ビームには光の波長 λ_1 と同じ周期で、エネルギーが高い領域と低い領域が交互に形成される。これをエネルギー変調と呼ぶ。

次に、このようなエネルギー変調が密度変調を誘起する仕組みについてFig. 4を用いて解説する。アンジュレータ入口において、電子ビームを構成する電子がどのように分布しているかについてFig. 4(a-1)及び(b-1)に示した。どちらの図でも横軸は電子の進行方向を表し、(a-1)では縦軸をエネルギーで表した時間的位相空間における電子分布が、(b-1)では縦軸をx座標で表した実空間における電子分布が、それぞれ模式的に示されている。即ち、濃い部分では電子密度が高く、薄い部分では低い。アンジュレータ入口では、エネルギー的にも空間

Fig. 4 Energy distribution (a-1~a-3) and spatial distribution (b-1~b-3) of the electron beam traveling along the undulator. Note that each number increases as the electron beam advances.

的にも変調はなく、進行方向に沿って一様に分布している。

さて、電子ビームが光と同期してアンジュレータを移動するのに従い、光と相互作用することによって、先ほど述べたエネルギー変調が誘起される。この様子をFig. 4(a-2)に示した。このように、エネルギーの高低が周期 λ_1 で繰り返される。ただしこの時点では電子ビームを構成する個々の電子のエネルギーに変化が起こるだけであって、実空間ではFig. 4(b-2)に示すように何の変化も起こらない。

ここで、Fig. 4(a-2)に示したようなエネルギーの相違がもたらす効果について考察する。FELで利用される電子のエネルギーは非常に高く、相対性理論が適用される領域にあるため、その速度はエネルギーに依存せずほぼ光速に等しい。しかしながら、アンジュレータの軸方向に沿って、ある一定の距離を移動するのに要する時間はエネルギーに依存し、高エネルギーの電子ほど短い。これは電子がアンジュレータを通過する際に描く正弦波軌道の振幅が、エネルギーが高い電子ほど小さく、従って経路長が短いためである。この結果、Fig. 4(a-2)に矢印で示したように、電子ビームを構成する個々の電子のうち、相対的に高いエネルギーを持つ電子はビームの前方(Head)へ、低いエネルギーを持つ電子は後方(Tail)へ移動する。そして、ある適切な距離だけ進むと、Fig. 4(a-3)に示したような分布へと変化する。これを実空間で示したものがFig. 4(b-3)であり、局所的に集積化した電子の塊(マイクロバンチ)が周期 λ_1 で規則正しく並んでいることがわかる。そして、このようなマイクロバンチが電子ビームに形成されると、コヒーレント放射過程が起こり、強力なシンクロトロン放射が生成されるというわけである。

実際には、エネルギー変調の誘起、マイクロバンチの成長、及びコヒーレント放射という一連のプロセスは同時かつ正帰還的に起こる。即ち、電子ビームと同期して入射したシード光との相互作用によってマイクロバンチが発生し、コヒーレント放射を放出することによってシード光を増幅し、増幅された光との相互作用によってさらにマイクロバンチの形成が進む、という具合であ

る。これがFELにおける増幅作用である。

1.2 従来型FELの概要

前節では、FELにおける増幅作用についてマイクロバッチの形成という観点から議論した。次に、この増幅原理に基づく従来型FELの概要について解説する。

1.2.1 基本構造

FELにおける発振原理は通常のレーザーとは異なるものの、その基本的な構造は同じである。即ち、レーザー媒体(FELではアンジュレータと電子ビーム)を光共振器で挟み込む、という構造をしている。光共振器の2つのミラーのうちの片方を透過型とすることによってレーザー光として取り出す。コヒーレンスやモード特性は光共振器やアンジュレータ部における開口の形状に依存するが、原理的にはシングルモード発振が可能である。

1.2.2 短波長限界

FELの発振波長(即ち λ_0)は、電子ビームのエネルギー及びアンジュレータの周期長や磁場強度で決まるため、原理的な制約は存在しない。しかしながら光共振器を利用する場合、短波長化に伴ってミラーの反射率が低下するため、100 nm以下の波長領域において発振を実現するのは困難である。これが従来型FELにおける短波長限界を決めている。

2. SASE型FEL

前節で述べたように、ミラー型光共振器に基づく従来の方式で短波長、特にX線領域におけるFEL(XFEL)発振を実現するのは困難である。そこで考案されたのが、SASE(Self-Amplified Spontaneous Emission)と呼ばれる原理に基づくFELである。これは光共振器を必要としないFELの方式であって^{6,7)}、現在稼働中及び建設中のほとんど全てのXFEL施設がこの方式を採用している。

2.1 従来型FELとの相違

まず、従来型FELとSASE型FELの相違について簡単に説明する。従来型FELにおける光共振器の役割は、光を閉じ込めることによってレーザー媒体と光が相互作用する距離を稼ぐという点にある。言い換えると、レーザー媒体を長くして相互作用の距離を拡張することができさえすれば光共振器は必要ない。FELにおけるレーザー媒体はアンジュレータ磁場中を運動する電子ビームであり、FELに利用される高エネルギーの電子は光とほぼ同じ速さで移動するから、アンジュレータを長くすることにより、レーザー発振を実現するのに十分な増幅率を得ることができる。これがSASE型FELの基本原理である。またSASE型FELでは、電子ビームがアンジュレータに入射した際に放出する自発放射光がシード光として機能する。そしてこのシード光が、自身を生成した電子ビームと相互作用することによって増幅される。これがSelf-Amplified Spontaneous Emission=自己増幅自発放射の

語源となっている。

2.2 SASE型FELを特徴付ける物理量

ここで、今後の議論を効率的に進めるために、FELパラメータと呼ばれる無次元の物理量⁷⁾を導入する。これはPierceパラメータとも呼ばれ、ギリシア文字の ρ で表されることが多い。一般的なFEL加速器では、 ρ は 10^{-2} から 10^{-4} の範囲にある。FELの詳しい理論⁸⁻¹²⁾によると、 ρ を用いてSASE型FELを特徴付ける、様々な物理量を表すことができる。

2.2.1 ゲイン長

ゲイン長(L_g)は、レーザー光のパワーが $e \sim 2.718$ 倍に増幅されるのに必要なアンジュレータの長さである。1次元のFEL理論によると、 L_g は

$$L_g = \frac{\lambda_u}{4\pi\sqrt{3}\rho} \quad (2)$$

で与えられる。ここで、 λ_u はアンジュレータの周期長である。

2.2.2 飽和パワー

通常のレーザーと同様、SASE型FELにおけるレーザー光は無制限に増幅されるわけではなく、ある値で頭打ちとなる。このときのレーザーパワーを飽和パワー(P_{sat})と呼ぶ。これは、電子ビームのパワー P_{beam} を用いて、

$$P_{\text{sat}} \sim \rho P_{\text{beam}} \quad (3)$$

で与えられることがわかっている。言い換えると、 ρ は電子ビームからレーザー光へのエネルギー変換効率の最大値を表す。

2.2.3 飽和長

レーザーパワーが前節で定義した飽和パワーに至るのに必要なアンジュレータの長さを飽和長(L_{sat})と呼ぶ。これは、アンジュレータ周期長 λ_u を用いて、

$$L_{\text{sat}} \sim \rho^{-1} \lambda_u \quad (4)$$

で与えられることがわかっている。言い換えると、SASE型FELが飽和するためには ρ^{-1} 程度の周期数を持つアンジュレータが必要である。あるいは、ゲイン長を用いて、

$$L_{\text{sat}} \sim 4\pi\sqrt{3}L_g \sim 21.8L_g \quad (5)$$

と表すこともできる。即ち、飽和するためにはゲイン長の22倍程度の長さのアンジュレータが必要である。

2.3 ゲイン曲線と増幅過程

前節で導入したFELパラメータやSASE型FELを特徴付ける物理量を用いて、電子ビームがアンジュレータを移動するにつれて、レーザーがどのように増幅されるか(これをゲイン曲線と呼ぶ)について解説する。Fig. 5に、

Fig. 5 Typical gain curve of the SASE FEL, i.e., the radiation power P plotted as a function of z , the distance from the undulator entrance.

SASE型FELにおける典型的なゲイン曲線を示す。即ち、レーザーパワー P をアンジュレータ入口からの距離 z の関数としてプロットしてある。それぞれ ρP_{beam} 及び L_g で規格化してあるため、この曲線は普遍的なものである。

アンジュレータ入口から $z \sim 10 L_g$ まで、光のパワーはほぼ線形に増加している（縦軸が対数表示であることに注意）。即ちこの領域では、シード光としての自発光の生成が主な過程である。その後、指数関数的に光のパワーは増大する、言い換えるとレーザー増幅が起こる。そして、このような指数関数的増幅領域は $z \sim 20 L_g$ まで続く。その後もわずかにレーザーパワーは増加するが、 $z > 25 L_g$ においては完全に頭打ちとなる、即ち飽和状態に達する。飽和に要する距離が $L_{\text{sat}} \sim 21.8 L_g$ にほぼ等しく、飽和時のパワーが $P_{\text{sat}} \sim \rho P_{\text{beam}}$ にほぼ等しいことに注意されたい。これらは前節における議論と一致している。

2.4 SASE型FELにおけるレーザー光の特性

本節では、SASE型FELで得られるレーザー光において、特に重要と思われる特性について解説する。尚、以下で示す計算結果は、SPRING-8で開発されたFELシミュレーションコードSIMPLEX[†]によるものである。興味のある読者の方は参考文献13)を参照されたい。

2.4.1 ショットノイズ

発振原理でも述べたとおり、SASE型FELでは自発放射光がシード光として機能するが、1.1.2節の定義によると、個々の電子から放出される光がランダムに積算されたものが自発放射光である。ランダムに積算されるのは、電子ビームを構成する個々の電子がランダムに分布しているためである。実はこの「ランダムに」というのが重要であって、電子が仮に「完全に一様に」分布していたとすると、光は放出されない。これは、個々の電子から

放出される光の電場が完全に打ち消し合うためである。実際には電子の分布には揺らぎがあり、密に分布している領域と、疎に分布している領域とが混在している。このような密度の揺らぎをショットノイズと呼び、SASE型FELにおけるシード光の源（あるいはシード光そのもの）と見なすことができる。容易に理解できるように、このシード光は空間的にも時間的にもインコヒーレントである。言い換えると多数の縦及び横モードを含む。以下で解説するように、これらのモードは全てが平等に増幅されるわけではなく、その増幅過程においてモードの選別が起こり、結果としてコヒーレンスは顕著に改善される。

2.4.2 利得帯域

通常のレーザーと同様にFELにも利得帯域が存在する。即ち1.1.4節で議論した、マイクロバンチを形成するための波長条件（シード光の波長＝アンジュレータの基本波長）からずれることによってレーザー利得は低下する。詳しい解析によると、その帯域はほぼFELパラメータ ρ に等しい。波長がこの帯域内にある光は増幅されるが、そうでない光は増幅されない。この結果、縦モードの選別が起こり、時間コヒーレンスが改善する。ただし通常の条件下では、利得帯域内に多数のモードが存在しているため、シングルモード発振は困難である。

2.4.3 レーザースペクトルと時間構造

SASE型FELにおける典型的な光パルスの時間構造とスペクトル形状をFig. 6に示す。どちらも、包絡線の中に多数のスパイクを包含するのが一般的な特徴である。時間領域における包絡線の時間幅、即ちパルス幅を Δt とすると、そのフーリエ限界に相当するバンド幅 $(\Delta t)^{-1}$ が、周波数領域（スペクトル）におけるスパイク幅の典型的な値を決める。一方、スペクトルの包絡線は前節で説明したFELの利得帯域を反映してバンド幅 $\rho\omega_1$ （ ω_1 は発振波長 λ_1 に相当する周波数）を持ち、そのフーリエ限界に相当する時間幅 $(\rho\omega_1)^{-1}$ が時間領域におけるスパイク幅の典型的な値を決める。これらは、時間構造とスペクトル形状が互いにフーリエ変換の関係にあることから容易に理解される。ちなみに、スパイクの形状や位置は電子ビームの初期状態（ショットノイズ）によって決まるため、電子バンチ（光パルス）毎に異なるが、包絡線の形状は変化しない。

2.4.4 ゲインガイドイングと空間コヒーレンス

SASE型FELにおける空間コヒーレンスを考察するためには、電子ビームの空間形状や、光の回折効果などを考慮した3次元のFEL理論を適用する必要がある。この理論では、増幅されるレーザー光を、例えばエルミートガウシアン等の空間モードに分解した上で、それぞれのモードにおけるレーザー利得を計算するという解析手法が採用される。そして一般的には、形状がシンプルな低

[†] URL: <http://radiant.harima.riken.go.jp/simplex/index.html>よりダウンロード可能

Fig. 6 Typical temporal profile and spectrum of the SASE-FEL radiation.

次のモードほど利得が高いという結論が得られる。このためレーザー増幅が進むにつれて、基本モード以外の高次モードの強度は相対的に減少し、レーザー光の空間分布はガウシアンビームのそれに近づく。言い換えると空間モードは減少し、最終的にはシングルモードに近いレーザー光が得られる。この効果はゲインガイディング (Gain Guiding) と呼ばれ¹⁴⁾、SASE型FELにおける空間コヒーレンスの改善という重要な役割を果たす。Fig. 7にゲインガイディングによる空間コヒーレンスの改善について示す。増幅前 ($z = 4L_g$) には多数のモード (スパイク) で構成されていた空間分布が、増幅が進むにつれてシングルモード、即ちガウシアンビームのそれへ改善されていく様子がわかる。

3. XFEL加速器の概要と光源性能

前節でSASE型FELの発振原理やその光特性について定性的に解説したが、X線領域においてこの方式に基づくレーザー発振を実現するためには、高品質の電子ビームが必須である。本節では、XFEL発振に必要な「高品質電子ビーム」の条件と、そのような電子ビームを生成する手法について議論するとともに、XFELにおけるレーザー光源性能について、具体的な例を挙げて解説する。

3.1 電子ビームの品質

XFELに利用される電子ビームにおける重要な特性として、エネルギー及び電荷量という基本的なものに加えて、パンチ長 (あるいはピーク電流)、エミッタンス、及

Fig. 7 Typical spatial profiles of the SASE-FEL radiation at different longitudinal positions of (a) $z = 4L_g$, (b) $z = 8L_g$, and (c) $z = 16L_g$, showing the improvement of spatial coherence by the gain guiding effect.

びエネルギー幅という3つのパラメータを上げることができる。すでに述べたようにパンチ長は進行方向へのビームの長さを表し、エミッタンスとはビームの空間収束性を表すパラメータであって、ビームウェストにおけるビームサイズと発散角度の積として定義できる。また、エネルギー幅はビームの単色性を表し、個々の電子のエネルギー分布関数の広がりとして定義できる。パンチ長が短く (従ってピーク電流が高く)、エミッタンスやエネルギー幅が小さいほど高品質な電子ビームであって、XFELにおけるレーザー発振が容易になる。具体的にXFELで要求される電子ビーム特性を、従来の放射光施設 (蓄積リング) における電子ビームで得られる典型的

Table 1 Typical beam parameters in the storage ring and those required for XFEL.

Items	Units	Values	
		Storage Ring	XFEL
Emittance	m.rad	$10^{-8} \sim 10^{-9}$	$10^{-10} \sim 10^{-11}$
Bunch Length	psec	$10^1 \sim 10^2$	$10^{-2} \sim 10^{-1}$
Peak Current	A	$10^1 \sim 10^2$	$10^3 \sim 10^4$
Energy Spread	%	0.1	0.01

な値とともにTable 1に示す。いずれのパラメータにおいても1桁から2桁程度の改善が必要になることがわかる。

3.2 なぜ線形加速器か？

SPring-8を始めとする従来の放射光施設では、円形加速器(蓄積リング)を周回する電子ビームからの放射光が利用されてきた。一方、SASE型FELの原理に基づくXFEL施設では、線形加速器によって加速された電子ビームが利用される。以下でこの理由について説明する。

円形加速器でも線形加速器でも、入射器と呼ばれる、電子を生成する電子銃とそれに続く低エネルギー領域における前段の加速機構が必要である。そして、最近の加速器理論や基盤技術の目覚ましい進展により、バンチ長、エミッタンス及びエネルギー幅がいずれも非常に小さい、高品質な電子ビームを生成する入射器を利用することが可能になってきている。しかしながら蓄積リングを周回する電子ビームの場合、これらのパラメータは蓄積リングを周回した後である定常状態に達したときのものであり、入射器の特性ではなく、蓄積リングの規模や電子ビームのエネルギーなどである程度決まってしまう。即ち、入射器におけるビーム品質の改善は全く反映されない。一方、線形加速器における電子ビームのパラメータは入射器におけるそれに大きく依存するため、入射器の改善が加速後の電子ビーム品質に直結するのである。

3.3 XFELの構成要素

ここで、XFELの基本的な構成について、SACLA(SPring-8 Angstrom Compact Free Electron Laser)を例にとって説明する。XFELを構成する要素技術は多岐にわたるため、それら全てを紹介するのは紙面の制約上不可能であり、本稿の目的から逸脱する。そこで、高品質電子ビームの生成から加速、及びレーザー発振という目的に絞って個々の機器について解説する。

3.3.1 電子銃

電子ビームを生成する、いわば加速器の起点となる機器が電子銃である。SACLAでは1500℃に加熱した直径3 mmのCe₆B単結晶をカソードとして利用し、パルス幅3 μsecの500 kVパルス電圧を印加することで、エミッタンスの小さい高品質な電子ビームを生成している^{15,16)}。ただし、電子銃から発生した直後の電子ビーム電流は1 A程度であり、XFEL発振のためには次節で述べる手法によってピーク電流を増強する必要がある。

3.3.2 バンチ圧縮器

電子バンチを電子ビームの進行方向に圧縮し、最終的に3 kA程度までピーク電流を増強する機器がバンチ圧縮器である。Fig. 8に示すように、電子バンチに(後方ほどエネルギーが高くなるように)エネルギーチャープを与えた後でシケイン軌道を通わせることにより、1.1.4節で述べたマイクロバンチの形成と同様の現象が起こり、

Fig. 8 Bunch compression mechanism based on the magnetic chicane combined with the energy chirp.

バンチが圧縮される。ちなみにこれは電子エネルギーが高く、相対性理論が適用される領域での話である。電子のエネルギーが低く、その高低差が速度差として現れるような、いわゆる非相対論的領域ではシケインを通過させる必要は無く、ある距離だけ移動することによりバンチは自然に圧縮される。SACLAでは、速度差を利用したこの圧縮方法を積極的に利用することにより、3000倍という高い圧縮率を達成している。

3.3.3 主加速器

バンチ圧縮してピーク電流を増強した後、X線領域においてレーザー発振を実現するために、高エネルギーまで電子を加速する装置が主加速器である。加速空洞と呼ばれる空洞共振器に大電力のマイクロ波(高周波)を送り込み、電子の進行方向に生じる電場によって電子を加速する。マイクロ波の周波数によって加速効率と技術的難易度が異なるが、SACLAではこれらを両立できる、Cバンドと呼ばれる周波数帯に属する5.712 GHzの周波数が採用されており^{17,18)}、全長1.8 mのCバンド加速空洞が全部で128本設置されている。

3.3.4 アンジュレータ

主加速器によって必要なエネルギーまで加速された電子はアンジュレータに入射され、レーザー光を発生する。SACLAでは真空封止型アンジュレータと呼ばれる特殊なアンジュレータの方式が採用されている。この方式では、通常は真空槽外部の大気側に設置される永久磁石列を真空槽内部に設置することによって、より狭いギャップ(上下磁石列の間隙距離)での運転が可能である。SACLAにおけるアンジュレータの周期長は18 mmであって、全長5 m、最小ギャップ3.5 mmの真空封止アンジュレータ^{19,20)}が全部で18台設置され、オングストローム領域におけるレーザー発振を可能にしている。

3.4 光源性能

最後に、XFELのレーザー光源としての特徴について議論するために、SACLAにおいて達成されている光源性能を紹介する。Table 2に、絶対強度やスペクトルなどの各種計測の結果得られた、波長0.12 nmにおけるSACLAの光源性能をまとめた。尚、これらは原稿執筆時(2012年4月)における値であって、加速器における各種機器の改良によって大きく改善される可能性があることに注意されたい。

表中、パルスエネルギーとバンド幅は実測値、パルス

Table 2 Current source parameters of SACLA at the wavelength of 0.12 nm.

Items	Units	Values
Pulse Energy	J	2×10^{-4}
Pulse Width	sec	2×10^{-14}
Peak Power	W	10^{10}
Bandwidth	—	10^{-3}
Photons/Pulse	—	10^{11}
Peak Brilliance	photons/sec/mm ² /	10^{33}
Average Brilliance	mmrad ² /0.1%B.W.	10^{21}

幅は各種計測からの推定値、ピークパワーはこれから推定される計算値である。輝度は、空間コヒーレンスが100%であると仮定して算出した値であるが、これまでに行われた各種実験において、この仮定がほぼ正しいことが確認されている。また、(時間)平均輝度はパルスレートを加速器の最大定格である60 Hzに設定したときの値である。同じ波長におけるSPRing-8でのピーク輝度と平均輝度の最大値が 10^{24} 及び 10^{21} であることを考えると、SACLAにおけるこれらの輝度の値(ピークで 10^{33} 、平均で 10^{21})は、XFELのパルス光源としての優位性を如実に示している。

4. XFEL今後の展開

本稿で解説してきた通り、XFELはコヒーレンスに優れたパルス光源である。特に、空間コヒーレンスは100%に近い。一方で、時間コヒーレンスは100%までは到達せず、多数の縦モードが存在する。これは、SASE型FELにおけるシード光が、ショットノイズを起源とするインコヒーレント光であるためである。言い換えると、高い時間コヒーレンスを持つ光がシード光として利用可能であれば、X線領域におけるシングルモードレーザーが可能になると期待される。このような考えに基づ

くFELをSASE型FELと区別してシード型FELと呼ぶが、X線領域においてシード型FELを実現するための新しいFEL理論や、これを可能にする技術開発がここ数年で目覚ましく進展しており、そう遠くない未来に完全コヒーレントな、いわば「真のX線レーザー」が出現することが期待される。

参考文献

- 1) J. M. J. Madey: J. Appl. Phys. **42** (1971) 1906.
- 2) E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller, and M. V. Yurkov: *The physics of free electron lasers* (Springer, Berlin, 1999).
- 3) Z. Huang and K. J. Kim: Phys. Rev. ST Accel. Beams **10** (2007) 034801.
- 4) K. J. Kim: *AIP Conf. Proc.* **184** (Am. Inst. Phys., New York, 1989) p.565.
- 5) D. T. Attwood, K. Halbach, and K. J. Kim: Science **228** (1985) 1265.
- 6) A. M. Kondratenko and E. L. Saldin: Part. Accel. **10** (1980) 207.
- 7) R. Bonifacio, C. Pellegrini, and L. M. Narducci: Opt. Commun. **50** (1984) 373.
- 8) J. M. Wang and L. H. Yu: Nucl. Instrum. Meth. **193** (1982) 415.
- 9) K. J. Kim: Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 1871.
- 10) K. J. Kim: Nucl. Instrum. Meth. A **250** (1986) 396.
- 11) S. Krinsky and L. H. Yu: Phys. Rev. A **35** (1987) 3406.
- 12) R. Bonifacio L. De Salvo, P. Pierini, N. Piovela, and C. Pellegrini: Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 70.
- 13) T. Tanaka: *Proc. 26th Int. FEL Conf. Trieste, Italy* (2004) p.435.
- 14) P. Sprangle, A. Ting, and C.M. Tang: Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 202.
- 15) K. Togawa, H. Baba, T. Inagaki, H. Matsumoto, K. Onoe, T. Shintake, and T. Tanaka: *Proc. 26th Int. FEL Conf. Trieste, Italy* (2004) p.351.
- 16) K. Togawa, T. Shintake, T. Inagaki, K. Onoe, T. Tanaka, H. Baba, and H. Matsumoto: Phys. Rev. ST Accel. Beams **10** (2007) 020703.
- 17) T. Inagaki, T. Hasegawa, H. Maesaka, T. Ohshima, Y. Otake, T. Shintake, C. Kondo, T. Sakurai, and K. Shirasawa: *Proc. 32nd Int. FEL Conf. Malmö, Sweden* (2010) p.525.
- 18) T. Inagaki, K. Shirasawa, T. Sakurai, C. Kondo, T. Ohshima, Y. Otake, and T. Shintake: *Proc. Int. Part. Accel. Conf. San Sebastian, Spain* (2011) p.104.
- 19) T. Tanaka: *Proc. 27th Int. FEL Conf. Stanford, CA* (2005) p.370.
- 20) T. Tanaka, T. Seike, and H. Kitamura: *Proc. 30th Int. FEL Conf. Gyeongju, Korea* (2008) p.371.