

ERL 光源の性能と利用研究

1. はじめに

シンクロトロン放射光は、高エネルギーの電子等の荷電粒子の軌道が磁場中でローレンツ力により曲げられるときに発生する光である。放射光は連続的なスペクトルを持ち、指向性がよいため輝度が高く、偏光性やパルス特性といった優れた特徴を有している。そのため放射光は今日、物質科学、生命科学、材料科学、医学等の多くの研究分野において、なくてはならないプローブとして大いに活躍している。

放射光科学の今日の隆盛をもたらした最大の要因の一つは、言うまでもなく放射光源の進歩である。歴史を振り返ると、放射光源はこれまで段階的に発展を遂げてきた。放射光は 1940 年代に Schwinger 等によって理論的に予測されていたが、1947 年に電子シンクロトロンで初めて実際に確認された[1]。当時、放射光は素粒子実験用の加速器にとってエネルギー損失をもたらす「邪魔者」とみなされていたが、その「邪魔者」の有用性に着目した少数の研究者たちにより、素粒子実験に寄生する形で放射光の利用が細々と開始された（第 1 世代）。その後、放射光の有用性が広く認識されるにつれて放射光専用施設を望む声が高まり、1970 年代から世界各地で放射光専用施設が建設されるようになった（第 2 世代）。日本では 1975 年に放射光専用リングである SOR-RING が立ち上がり、1982 年には高エネルギー



Fig.1 Photon Factory (PF)

ギー物理学研究所（現在は高エネルギー加速器研究機構）に X 線領域をカバーすることができる Photon Factory (PF) が完成した (Fig.1 参照)。第 2 世代の放射光施設では光源として主に偏向電磁石を用いるが、磁石を周期的に配列した光源（挿入光源）を利用することによりさらに輝度の高い光を発生させることができる。そこで 1990 年代以降、アンジュレーターと呼ばれる挿入光源を主体とした大型放射光施設が建設されるようになった（第 3 世代）。現在、第 3 世代の大型放射光施設として SPring-8（日本）、APS（米国）、ESRF（欧州）等があるが、近年、アンジュレーター技術の進歩によりリングのエネルギーを下げるのが可能になり、これらの大型施設とほぼ同等の性能を持つ 2~4 GeV クラスの中型施設が登場してきている（新第 3 世代）。

第 1 世代から新第 3 世代の放射光施設では円形加速器（シンクロトロン）に電子や陽電子を蓄積して光を発生させる。蓄積リングでは、入射器から入射した電子が周回を繰り返しながら放射減衰を経て平衡状態に到達する。そのため、電子ビームの特性は入射電子の素性には依存せず、加速器の規模や電子ビームのエネルギー等によってほぼ決まることになる。これは別の言い方をすると、蓄積リングで達成可能な光源性能には限界があるということである。現在、蓄積リング型光源はこの性能限界に近づきつつあり、将来的に大幅な性能向上はもはや見込めそうにない状況である。そこで、この限界を超えるために現在検討されているのが線形加速器（ライナック）をベースにした放射光源（次世代光源）である。次世代光源では、電子ビームは特定の軌道を一度通過するだけなので放射減衰は生じず、入射器の性能が電子ビームの特性や光源性能を大きく左右する。したがって原理的には、入射器が性能限界に達するまで、光源のアップグレードが可能である。

現在、線形加速器をベースにした次世代光源として、エネルギー回収型ライナック（Energy Recovery Linac、以下 ERL）と X線自由電子レーザー（X-ray Free Electron Laser、以下 XFEL）の二つが世界各地で計画されている。高エネルギー

一加速器研究機構(KEK)の Photon Factory (PF) では、1990年代から将来計画の検討を行ってきたが、多くの紆余曲折を経て、最近 ERL を次期光源候補とする決定が下された。その最大の理由は、ERL が既存光源を遙かに上回る性能を持ち、なおかつ多くのビームラインを収納することができることである。これにより最先端科学を切り拓くことができるだけでなく(先端性)、多くのユーザーに利用の機会を提供することができる(汎用性・多様性)。この決定を受けて 2006 年 4 月に KEK の中に ERL 計画推進室が設置された [2]。現在、この推進室が中心となって、KEK 内外の加速器研究者たちの協力のもと、ERL の開発研究が進められている。

本稿では KEK-PF で計画されている ERL の性能と利用研究の概要について述べる。

2. ERL について

2.1. ERL の原理と特徴

ERL の基本概念図を Fig.2 に示す。ERL は主に、超伝導体(ニオブなど)の加速空洞を利用した主線形加速器と、ビームを輸送するための周回部とからなる。電子銃で生成された電子ビームは、まず入射器で比較的低エネルギーまで加速され、次いで主線形加速器により高エネルギーまで加速された後、周回部へと輸送される。周回部には

アンジュレーターが多数設置されており、加速ビームがそれらの中で蛇行運動する際、高輝度放射光が生成される。周回部を一周して主線形加速器に帰還したビームは、今度は主加速器により減速され、減速部でさらに低エネルギーまで減速された後、ビームダンプに廃棄される。このように ERL では、電子ビームは基本的に軌道を一度周回するだけであり、次々と新しいビームを打ち込んで利用する。主加速器内には加速ビームと減速ビームが 180° 異なる位相で同時に存在し、減速ビームから回収したエネルギーを利用してビームを加速する。これが「エネルギー回収型」(Energy Recovery) と命名されている理由であり、そのおかげで使用電力を大幅に抑えたエネルギー効率の非常に高い運転を行うことができる。

2.2. PF-ERL の概要

現在、PF の年間の共同利用者数は約 3000 名にのぼり、その約 8 割が X 線の利用者である。したがって PF の次期光源としての ERL は、この需要を満たすため、高輝度の X 線を供給できるものでなければならない。そこで、アンジュレーターで生成される 1 次光の波長が 1\AA 程度となるように ERL を設計すると、電子ビームのエネルギーは約 5 GeV となり、約 400 m の長さの超伝導線形加速器が必要となる。Fig.3 は PF で検討されている ERL (PF-ERL) の全体図である [3]。なお、その

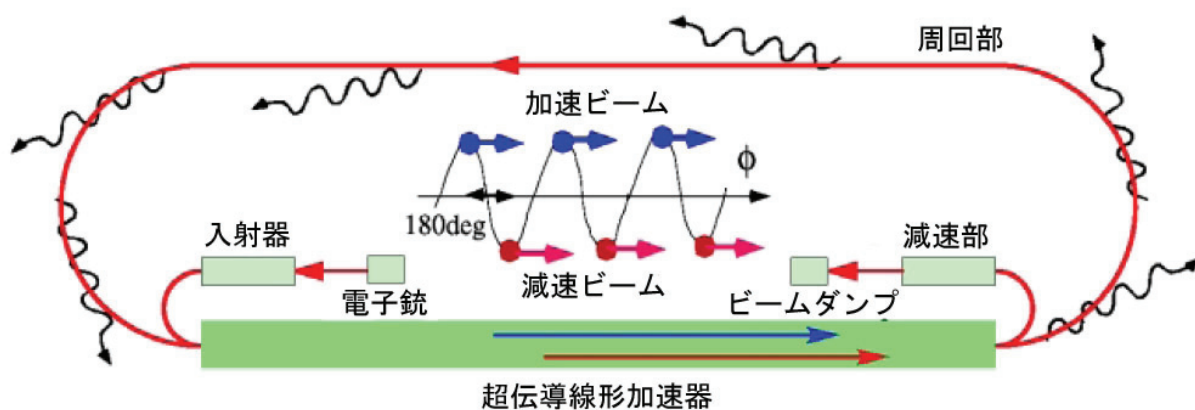


Fig.2 ERL の基本概念図

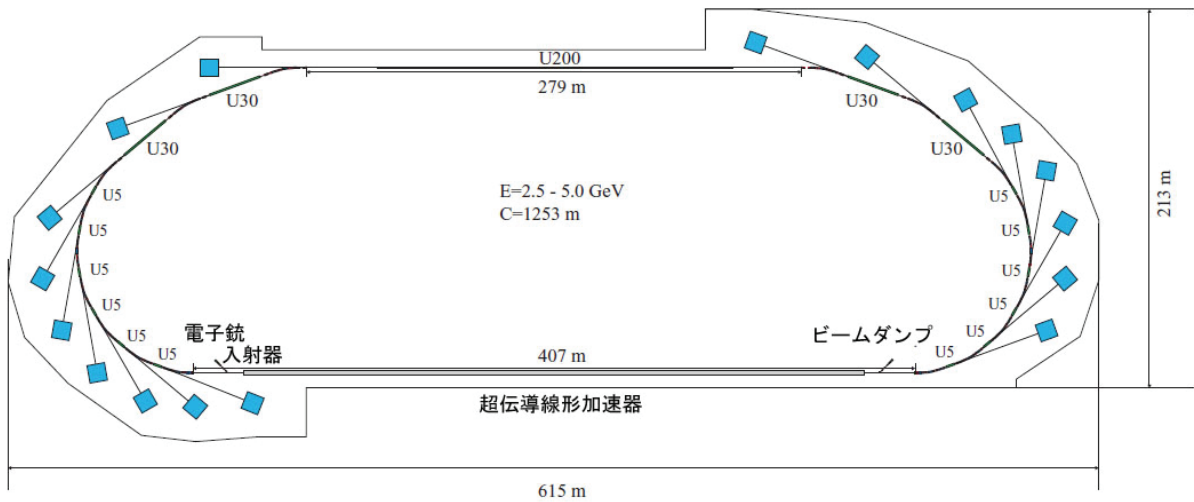


Fig.3 PF-ERL の全体図[3]

ビーム・エネルギー	2.5~5.0	GeV
入射エネルギー	10	MeV
周長	1253	m
最大電流	100	mA
規格化エミッタンス	0.1	$\mu\text{m}\cdot\text{rad}$
エネルギー幅 (rms)	5×10^{-5}	
バンチ長 (rms)	1 ~ 0.1	ps
加速周波数	1.3	GHz
加速勾配	10 ~ 20	MV/m

Table 1 PF-ERL の主要パラメーター[3]

主要パラメーターを Table 1 に示す。放射光ビームラインは、長尺アンジュレーター (200 m~100 m 級) 1~2 本、中尺 (30 m 級) 4 本、短尺 (5 m 級) 12 本を配置することができる。偏向電磁石からの放射光も原理的には利用可能である。

現在、ERL の開発研究が国内外で精力的に進められているが、数 GeV 級の ERL を実現するには多くの技術的課題を解決する必要がある。そこで、様々な要素技術の開発や改良に取り組むため、60~200 MeV のエネルギーの ERL 実証機(コンパクト ERL) を KEK の東カウンターホールに建設する計画が進められている[4]。このコンパクト ERL は光源加速器としても魅力的な性能を持っており、その一例がテラヘルツ・遠赤外領域で得られる大強度のコヒーレント放射光である。また、レーザー逆コンプトン散乱を利用することに

より、微小光源からフェムト秒のパルス幅を持つ X 線を生成することができるため、医学用イメージング研究やダイナミクスの研究等にも有用である。

3. ERL の放射光源としての性能

ERL による放射光発生原理は電子の自発放射に基づいており、この点は従来の蓄積リング型光源と何ら変わりはない。大きく異なるのは電子ビームの品質 (エミッタンスやバンチ長、バンド幅など) であり、ERL ではそれが大幅に改善されるため、従来の光源よりも輝度が高く、パルス幅の短い光が得られるようになる。本節では、ERL の放射光源としての性能を調べるため、まずアンジ

ジェネレーター放射の特性について数式を示しつつ述べ、次に PF-ERL の光源性能について示す。

3.1. アンジュレーター放射の特性

ERL 光源では周回部に直線部を設け、そこにアンジュレーターを設置することによって高輝度放射光を生成する。Fig.4 にアンジュレーター概念図を示す。アンジュレーターでは磁石を並べることによって周期磁場を作り出し、そこに電子ビームを入射させる。すると電子ビームは磁場中で蛇行運動し、各周期から放射された光がコヒーレントに足し合わされることにより、準単色で指向性の良い高輝度光が生成される。

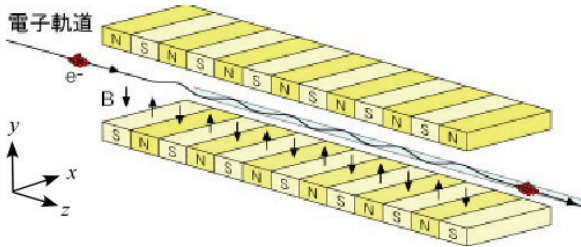


Fig.4 アンジュレーター概念図

3.1.1. 放射光のエネルギーとバンド幅

いま、アンジュレーターによって生成される磁場の振幅を B_0 、周期長を λ_u 、周期数を N_u 、アンジュレーターの長さを L ($L = \lambda_u N_u$) とおく。このとき、アンジュレーターの磁場強度を示す定数として、偏向定数あるいは K 値と呼ばれる量が次のように定義される。

$$K = \frac{eB_0\lambda_u}{2\pi mc} \quad (3-1)$$

この量は無次元数であり、実用単位では

$$K = 0.934\lambda_u [\text{cm}]B_0 [\text{T}] \quad (3-2)$$

で計算される。アンジュレーター放射光には 1 次光だけでなく、その奇数倍のエネルギーを持つ光 (高次光) も含まれるが、 n 次光のエネルギーは

$$E_n [\text{keV}] = \frac{0.95 \times E_G^2 [\text{GeV}]}{(1 + K^2/2)\lambda_u [\text{cm}]} n \quad (3-3)$$

という式で与えられる。ここで E_G は電子ビームのエネルギーである。アンジュレーターでは上下磁石列間の間隔 (ギャップ) を変更することにより磁場振幅 B_0 を調整できるので、たとえば $0.2 < K < 2$ に相当するエネルギー領域をカバーすることができる。 n 次光のバンド幅は

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{1}{nN_u} \quad (3-4)$$

で与えられる。

3.1.2. 光源サイズと発散角

一つの電子から放出されるアンジュレーター光の光源サイズと発散角は、それぞれ次式で与えられる。

$$\sigma_r = \frac{\sqrt{2\lambda_n L}}{4\pi}, \quad \sigma_{r'} = \sqrt{\frac{\lambda_n}{2L}} \quad (3-5)$$

ここで λ_n は n 次光の波長である。 σ_r と $\sigma_{r'}$ の間には不確定性原理により

$$\sigma_r \sigma_{r'} = \frac{\lambda_n}{4\pi} \quad (3-6)$$

という関係が成り立つ (回折限界の式)。

3.1.3. 電子ビームのエミッタンス

通常「エミッタンス」と言えば、電子ビームの進行方向に対して垂直な方向 (Fig.4 の x 及び y 方向) のエミッタンス (transverse emittance) を指し、電子ビームのサイズと発散角の積として定義される。

$$\varepsilon_x = \sigma_x \sigma_{x'}, \quad \varepsilon_y = \sigma_y \sigma_{y'} \quad (3-7)$$

エミッタンスは加速器内で一定に保たれるが、ビームのサイズと発散角はベータトロン振動により場所毎に変化する。

$$\sigma_x = \sqrt{\varepsilon_x \beta_x}, \quad \sigma_{x'} = \sqrt{\varepsilon_x / \beta_x} \quad (3-8)$$

$$\sigma_y = \sqrt{\varepsilon_y \beta_y}, \quad \sigma_{y'} = \sqrt{\varepsilon_y / \beta_y}$$

したがって β の値を適切に選択することにより、発散角とサイズを調整することができる。

電子ビームの進行方向 (Fig.4 の z 方向) に対するエミッタンス (longitudinal emittance) も考

えることができ、ビームのエネルギー広がりとはパンチ長の積として定義される。GeVクラスの加速器では keV-mm という単位がよく用いられる。アンジュレーターが機能するための条件の一つは、電子ビームのエネルギー広がり σ_γ/γ が(3-4)式で与えられる1次光のバンド幅の半分以下になることである。

$$\frac{\sigma_\gamma}{\gamma} \leq \frac{1}{2} \frac{\Delta E}{E} = \frac{1}{2N_u}$$

例えば 1000 周期のアンジュレーターの場合 $\sigma_\gamma/\gamma \leq 0.05\%$ となり、 $\gamma = 5.3 \text{ GeV}$ の電子ビームでは $\sigma_\gamma \leq 2.65 \text{ MeV}$ となる。CHESS で計画されている ERL の longitudinal emittance は約 32 keV-mm であり、パルス幅の最小値は

$$\sigma_\tau \approx 32/2650 = 12 \mu\text{m}$$

となる。これは時間に換算すると約 40 fs である。

本節で電子ビームのエミッタンスについて述べる際、電子の位置及び角度はガウス分布をしていると暗黙の内に仮定した。また、アンジュレーターから放射される光の位置と角度もガウス関数で記述される(3.1.2.節参照)。そこで参考のため、ガウス関数の基本的性質について簡単に復習する。通常ガウス関数は

$$f(x) = a \exp\left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right]$$

という式で与えられるが、ここで σ は標準偏差、 μ は平均値である。このとき、ガウス関数の半値幅 (FWHM) は $\omega = 2.35\sigma$ 、面積は $S = \sqrt{2\pi}a\sigma$ で与えられる。しばしば物理量を半値幅を使って記述し、その面積を $a\omega = 2.35a\sigma$ と計算することがあるが、その際、 $\sqrt{2\pi}/2.35 = 1.07$ のエラーが生じることになる。したがって、半値幅で記述されている物理量に関して位相空間でその面積を求める(積分を行う)ときは、常にこの因子の補正が必要になるので注意が必要である。

3.1.4. 光源の実効エミッタンス

3.1.2.節では一つの電子から放射されるアンジュレーター光の光源サイズと発散角について述べたが、現実の電子ビームは多数の電子から成っており、有限のサイズと発散角を持つ。したがって、電子ビームから放射されるアンジュレーター光の光源サイズ(実効光源サイズ)と発散角(実効発散角)を求めるには、電子ビームが持つこの有限のサイズと発散角を考慮する必要がある。それには、放射光と電子ビームは両方ともガウス分布をしていると仮定し、ガウス関数同士の叩き込みを求めればよい。ガウス関数同士の畳み込みもまたガウス関数になることはよく知られており、これらの標準偏差を σ_1 、 σ_2 とおくと、畳み込みを行った後の標準偏差は $\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$ で与えられる。以上をまとめると、光源の実効サイズと実効発散角はそれぞれ次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \Sigma_x &= \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_r^2}, \Sigma_y = \sqrt{\sigma_y^2 + \sigma_r^2} \\ \Sigma_{x'} &= \sqrt{\sigma_{x'}^2 + \sigma_{r'}^2}, \Sigma_{y'} = \sqrt{\sigma_{y'}^2 + \sigma_{r'}^2} \end{aligned} \quad (3-9)$$

さらに光源の実効エミッタンスは

$$\begin{aligned} \overline{\varepsilon_x} &= \Sigma_x \Sigma_{x'} = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_r^2} \sqrt{\sigma_{x'}^2 + \sigma_{r'}^2} \\ \overline{\varepsilon_y} &= \Sigma_y \Sigma_{y'} = \sqrt{\sigma_y^2 + \sigma_r^2} \sqrt{\sigma_{y'}^2 + \sigma_{r'}^2} \end{aligned} \quad (3-10)$$

という式で定義される。

3.1.5. フラックス、ブライトネス、パワー

光の明るさを表す物理量の一つにフラックスがあり、通常、"photons/sec/0.1%b.w." という単位で与えられるが、これは光源から毎秒放出される、バンド幅 0.1%に含まれる光子数を意味する。アンジュレーターから放射される n 次光のフラックスは

$$F_n = 1.431 \times 10^{14} N_u Q_n I [A] \quad (3-11)$$

という式で与えられる。ここで I は電子ビームの電流値であり、 Q_n は K 値の関数である。参考のために Q_n のグラフを Fig.5 に示す[5]。

光の明るさを表す量としてブライトネスもよく利用されており、"photons/sec/mrad²/0.1%b.w."

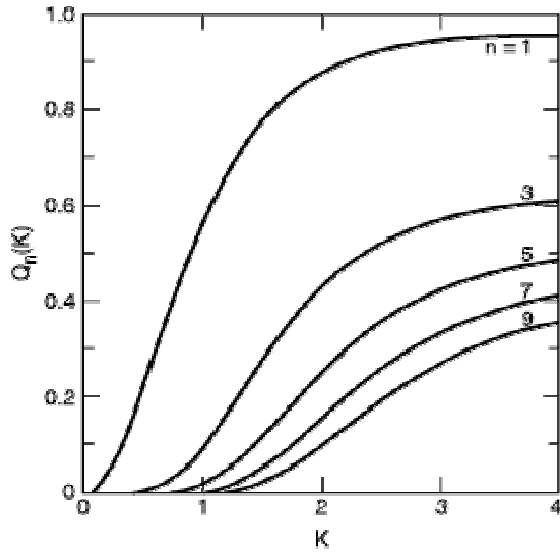


Fig.5 関数 Q_n の K 値依存性[5]

という単位で与えられる。これは、光源から毎秒 1 mrad^2 の立体角に放出される、バンド幅 0.1% に含まれる光子数を意味する。アンジュレーターの軸上に放射される n 次光のブライトネスは

$$B_r = \frac{F_n}{2\pi \Sigma_x \Sigma_y} \quad (3-12)$$

という式で与えられる。

フラックスのスペクトルを計算し、それをエネルギーで積分することにより、アンジュレーターから放射されるトータルパワーを求めることができる。

$$P_0[kW] = 0.633 E_G^2 [GeV] B_0^2 [T] L [m] I [A] \quad (3-13)$$

同様に、軸上のブライトネスをエネルギーで積分することにより、軸上のパワー密度（単位立体角当たりのパワー）が求まる。

$$\frac{dP}{d\Omega} [W / \text{mrad}^2] = 10.84 B_0 [T] E_G^4 [GeV] I [A] N_u G(K) \quad (3-14)$$

ここで関数 $G(K)$ は $K > 0.8$ のときほぼ1である[5]。

3.1.6. 平均輝度とピーク輝度

前節で光の明るさを表す量としてフラックスとブライトネスを導入したが、輝度も同様に重要である。輝度は通常、

“photons/sec/mm²/mrad²/0.1%b.w.”

という単位で与えられ、光源の単位面積（ 1 mm^2 ）から、毎秒 1 mrad^2 の立体角に放出される、バンド幅 0.1% に含まれる光子数を意味する。したがって、アンジュレーターから軸上に放射される n 次光の輝度は

$$B = \frac{F_n}{(2\pi)^2 \varepsilon_x \varepsilon_y} \quad (3-15)$$

という式で与えられる。

放射光は電子バンチの構造を反映してパルス状に放射される。そして時間構造を利用した実験を行う場合には、輝度を時間の関数として見たときの最大値（ピーク輝度）が重要になる。放射光パルスの周波数を $f \text{ Hz}$ 、パルス長の半値幅を τ とみると、ピーク輝度は次式で与えられる。

$$\hat{B} = \left(\frac{2.35^2}{2\pi} \right) \frac{B}{\tau \cdot f} \quad (3-16)$$

ここで $2.35^2 / 2\pi$ という因子が掛かっているのは、半値幅で与えられている量（ ΔE と τ ）について補正を行ったためである（3.1.3.節参照）。

3.1.7. コヒーレンス

ガウス分布の明るさを持つ、長さ $d = \sqrt{2\pi}\sigma$ の光源を考える。この光源を遠方から $\delta\theta$ の角度で見込んだとき、両端から出る二本の光の光路差は

$$\delta l = d \cdot \delta\theta$$

となる。この光路差がX線の波長の半分以下のとき、この光源は空間的にコヒーレントとなる。別の言い方をすると、見込み角が

$$\delta\theta \leq \frac{\lambda}{2d} \quad (3-17)$$

の条件を満たすとき、この光源は空間的にコヒーレントである。光源から観測点までの距離を l とみると、観測点における空間的コヒーレンス長は $l \cdot \delta\theta$ で与えられる。

アンジュレーター放射光では、 $\delta\theta_x$ と $\delta\theta_y$ の角度領域内に放射される光が空間的にコヒーレントとなる。したがって、コヒーレントフラックスは

$$F_c = B_r \cdot \delta\theta_x \delta\theta_y = \frac{F_n \cdot \delta\theta_x \delta\theta_y}{2\pi \Sigma_x \Sigma_{y'}} \\ = \frac{F_n \cdot (\lambda/2)^2}{2\pi \Sigma_x \Sigma_{y'} \cdot d_x d_y}$$

で与えられる。この式と(3-15)式から

$$F_c = \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 B \quad (3-18)$$

という式が導かれる。輝度の単位を考慮に入れると、この式は次のように展開される。

$$F_c [ph/s/0.1\%b.w.] \\ = 10^{-8} \cdot \left(\frac{\lambda[\text{\AA}]}{2}\right)^2 B [ph/s/mm^2/mrad^2/0.1\%b.w.] \quad (3-19)$$

フラックスに占めるコヒーレントフラックスの割合をコヒーレント比と呼び、(3-15)式と(3-18)式から、

$$p_c = \frac{F_c}{F_n} = \frac{\lambda^2}{(4\pi)^2 \varepsilon_x \varepsilon_y} \quad (3-20)$$

という式で与えられる。

時間的コヒーレンス長は、バンド幅 $\Delta\lambda/\lambda$ によって決まり、

$$l_c = \lambda^2 / \Delta\lambda \quad (3-21)$$

で与えられる。ほとんどの場合、バンド幅はX線分光器によりさらに狭くなるので、X線分光器の分解能が時間的コヒーレンス長を決定する。しかし、アンジュレーターの周期数が数千にも達する場合には、(3-4)式で与えられるバンド幅が時間的コヒーレンス長の決定要因になりうる。

コヒーレンス時間は、光が l_c の距離を進むのに要する時間として定義され、

$$\Delta t_c = \frac{l_c}{c} = \frac{\lambda^2}{c \cdot \Delta\lambda} \quad (3-22)$$

で与えられる。ここで c は光速である。パルスの持続時間 τ が Δt_c より短いとき、光源は時間的にコヒーレントであると考えられる。例えば波長が

1Åでバンド幅が 10^{-4} のX線の場合、 $l_c = 1\mu m$ 、 $\Delta t_c = 3.3 fs$ となる。このとき、時間的にコヒーレントな光を得るには、パルスの半値幅は $\tau \leq 3 fs$ という条件を満たさなければならない。今のところ、 $\sim 100 fs$ 以下のパルスを生成できるX線源は存在しない。これは現在計画中のXFELでも同じであり、XFELの時間的コヒーレンスは部分的なものである。

3.1.8. 光子縮重度

光子縮重度は一つのパルスの中に含まれる、空間的にも時間的にもコヒーレントな光子の数として定義される。まず、一つのパルスの中に含まれる空間的にコヒーレントな光子の数は $F_{cp} = F_c / f$ で与えられる。次に、パルスの持続時間の半値幅を τ とおくと、時間的にコヒーレントな光子の割合は $\Delta t_c / \tau$ となる。以上より光子縮重度は

$$\delta_D = F_{cp} \cdot \frac{\Delta t_c}{\tau} = F_{cp} \cdot \frac{\lambda^2}{c \Delta\lambda \cdot \tau} \\ = \frac{F_{cp} \lambda}{c \tau} \left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda}\right)$$

で与えられることになる。厳密には、半値幅で与えられている物理量（パルスの持続時間とバンド幅）に関して補正を施す必要があるため（3.1.3.節参照）、この式は

$$\delta_D = \left(\frac{2.35^2}{2\pi}\right) \frac{F_{cp} \lambda}{c \tau} \left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda}\right) \quad (3-23)$$

となり、実用単位では

$$\delta_D = \frac{F_{cp} [ph/0.1\%b.w.] \cdot \lambda[\text{\AA}]}{3.41 \times \tau [fs]} \quad (3-24)$$

で計算される。

(3-16)式、(3-18)式、及び $F_{cp} = F_c / f$ という関係を用いることにより、(3-23)式から光子縮重度とピーク輝度に関して

$$\delta_D = \hat{B} \cdot \frac{\lambda^3}{4c} \left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda}\right) \quad (3-25)$$

という関係が導かれる。ピーク輝度の単位を考慮に入れると、この式は次のように展開される。

$$\delta_D = \hat{B} [ph/s/mm^2/mrad^2/0.1\%b.w.] \cdot \frac{\lambda[\text{\AA}]^3}{1.2 \times 10^{24}} \quad (3-26)$$

例として波長 1\AA の X 線について考えると、光子縮重度を 1 以上にするには、ピーク輝度を $\sim 10^{24}$ 以上にしなければならない。既存の放射光施設では光子縮重度は 1 よりずっと小さいが、ERL や XFEL が実現すればこの状況は大きく変化すると期待される。

3.1.9. 光子の量子モード

光子のコヒーレンスや縮重度を導く別の方法は、不確定性原理を利用することである。光子の運動を記述するために (x, y, k_x, k_y, E, t) という 6 次元の位相空間を考える。不確定性原理により、この 6 次元位相空間における最小体積は次式によって規定される。

$$\sigma_x \sigma_{k_x} = 1/2, \sigma_y \sigma_{k_y} = 1/2, \sigma_t \sigma_E = \hbar$$

ここで $\sigma_k = (2\pi/\lambda)\sigma_\theta$ という関係を用いると、

$$\sigma_x \sigma_{x'} = \lambda/4\pi, \sigma_y \sigma_{y'} = \lambda/4\pi, \sigma_t \sigma_E = \hbar$$

という式が導かれる。明らかに、最初の二つの式は空間的コヒーレンスと、最後の式は時間的コヒーレンスと関係している。実際、これらの式を (3-17) 式や (3-22) 式から導くことも可能である。不確定性原理で結ばれる物理量のペアの各々について、その 2 次元ガウス分布の体積を考えることにより、光子の単一量子モードの占める体積が求まる。

$$2\pi\sigma_x\sigma_{x'} = \lambda/2, 2\pi\sigma_y\sigma_{y'} = \lambda/2, \quad (3-27)$$

$$2\pi\sigma_t\sigma_E = 2\pi\hbar$$

光子縮重度は単一モードに含まれる光子数として定義される。まず横方向のモードについて考える。光源の平均輝度を B とおくと、光源が毎秒放射する光子の内、単一の横モードに含まれる光子の数は、

$$F_c = B \cdot 2\pi\sigma_x\sigma_{x'} \cdot 2\pi\sigma_y\sigma_{y'} = \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 B \quad (3-28)$$

で与えられる。これは期待した通り (3-18) 式と同じである。

縦方向のモードについて考える際は、放射光がパルス光である点に留意する必要がある。つまり、不確定性原理が適用されるのは一つのパルスの中に含まれる光子に対してである。パルス光の持続時間の半値幅を τ 、エネルギーの半値幅を ΔE とおくと、このパルスの中に含まれるモード数は

$$[2\pi(\tau/2.35)(\Delta E/2.35)]/2\pi\sigma_t\sigma_E = \tau\Delta E/(5.52\hbar)$$

となる。これは別の見方をすると、単一の縦モードが位相空間に占める領域 (半値幅) は $5.52\hbar$ ということである。 $\hbar = 6.582 \times 10^{-16} \text{ eV sec}$ を代入すると、 $5.52\hbar = 3.63 \text{ eV} \cdot \text{fs}$ となる。以上より、単一モードに含まれる光子数 (光子縮重度) は

$$\delta_D = F_{cp} \cdot \frac{5.52\hbar}{\tau \cdot \Delta E} \quad (3-29)$$

という式で与えられることになる。実用単位では

$$\delta_D = \frac{3.63 \times F_{cp} [ph/0.1\%b.w.]}{\tau [\text{fs}] \cdot \Delta E [\text{eV}]} \quad (3-30)$$

で計算される。例としてスタンフォード大学で計画されている XFEL (LCLS) について考える。X 線のエネルギーが 8 keV でバンド幅が 0.1% のとき ($\Delta E = 8 \text{ eV}$)、 $F_{cp} = 2 \times 10^{12}$ 、 $\tau = 277 \text{ fs}$ である。これらの数値を (3-30) 式に代入することにより $\delta_D = 3.3 \times 10^9$ という値が得られる。これは光学レーザーに匹敵する値である。

3.2. PF-ERL の光源性能の計算例

3.1. 節で示した数式を利用することにより、PF-ERL の光源性能を見積もることができる。計算では、PF-ERL のエネルギーを 5 GeV とし、エミッタンスを $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 10 \text{ pmrad}$ とした。なお、PF-ERL のパラメータはまだ確定しておらず、ここに挙げた数値は目標値である。計算例として、PF-ERL と SPring-8 の性能比較を Table 2 に示す。ここでは 8 keV のエネルギーの X 線について比較を行った。これを見ると、PF-ERL では輝度とコヒーレント比が SPring-8 より約二桁高くなる。また得られる光の形に注目すると、

		PF-ERL @ 5 GeV		SPring-8 @ 8 GeV	
電流値		100 mA	100 mA	100 mA	100 mA
アンジュレーター長さ		30 m	5 m	25 m	5 m
光源サイズ (μm)	水平 (FWHM)	37.8	18.2	892	892
	垂直 (FWHM)	37.8	18.2	22.8	10.6
発散角 (μrad)	水平 (FWHM)	4.1	9.8	37.4	38.4
	垂直 (FWHM)	4.1	9.8	4.3	10
ビームサイズ @ 50m (μm)	水平 (FWHM)	244	510	2761	2813
	垂直 (FWHM)	244	510	236	509
平均輝度 B ($\text{ph/s}/0.1\%/ \text{mm}^2/\text{mrad}^2$)		6.0×10^{23}	7.6×10^{22}	2.2×10^{21}	5.0×10^{20}
コヒーレント比 p_c		19	15	0.14	0.13

Table 2 PF-ERL と SPring-8 の性能比較。X 線のエネルギーが 8 keV の場合。

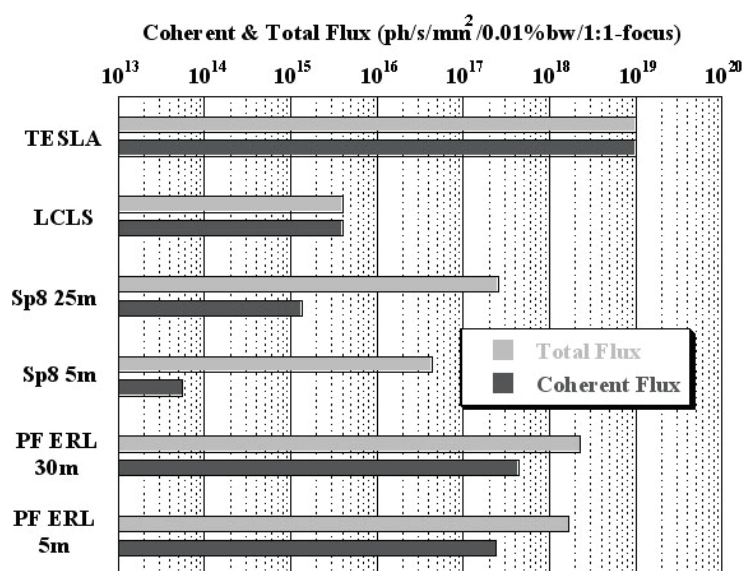


Fig.6 1対1の集光をしたときに焦点で得られる単位面積当たりのフラックスとコヒーレントフラックス。X線のエネルギーが8 keVの場合。

SPring-8 では水平方向に扁平なビームが得られるのに対して、PF-ERLでは円形ビームが得られる。ビームのサイズと発散角について比較すると、垂直方向はほぼ同じだが、水平方向に関してはPF-ERLの方がSPring-8よりも格段に小さい。

1対1の集光をした場合に焦点で得られる単位面積当たりのフラックスとコヒーレントフラックスの比較を Fig.6 に示す。PF-ERL のコヒーレ

ントフラックスは $10^{17} \sim 10^{18}$ となり、SPring-8 の $10^{13} \sim 10^{15}$ よりも3桁~4桁高くなる。また、TESLA には及ばないものの、LCLS を上回るコヒーレントフラックスが得られることは特筆に値する点である。

フラックス、輝度、コヒーレント比、光子縮重度の計算結果を Fig.7~Fig.10 に示す。

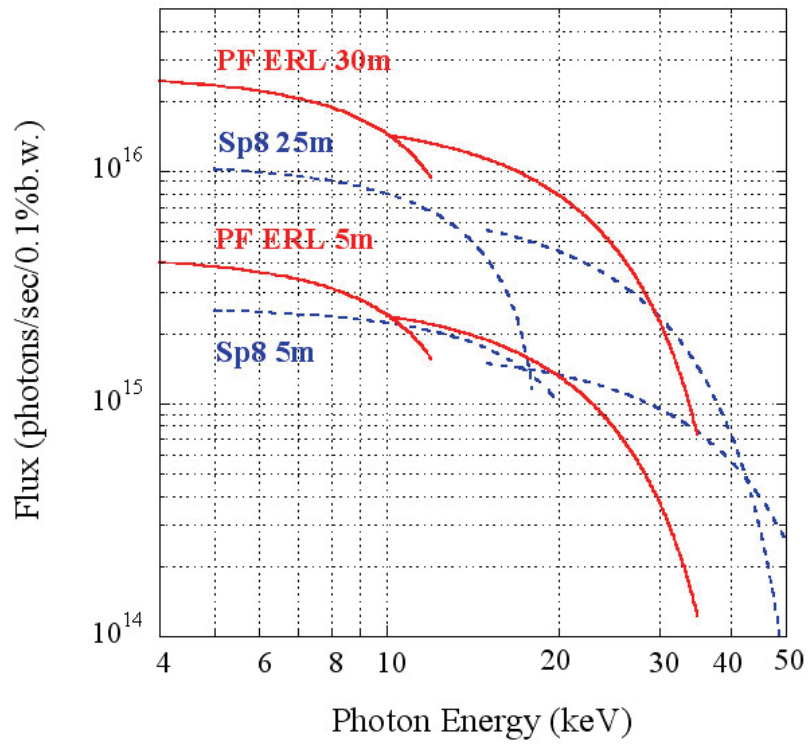


Fig.7 フラックスの比較

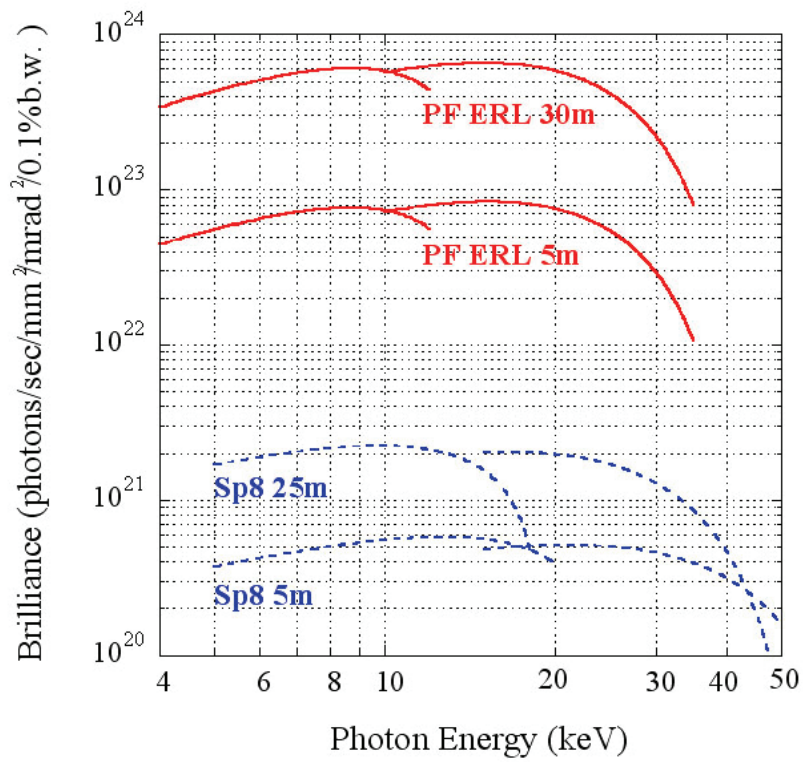


Fig.8 輝度の比較

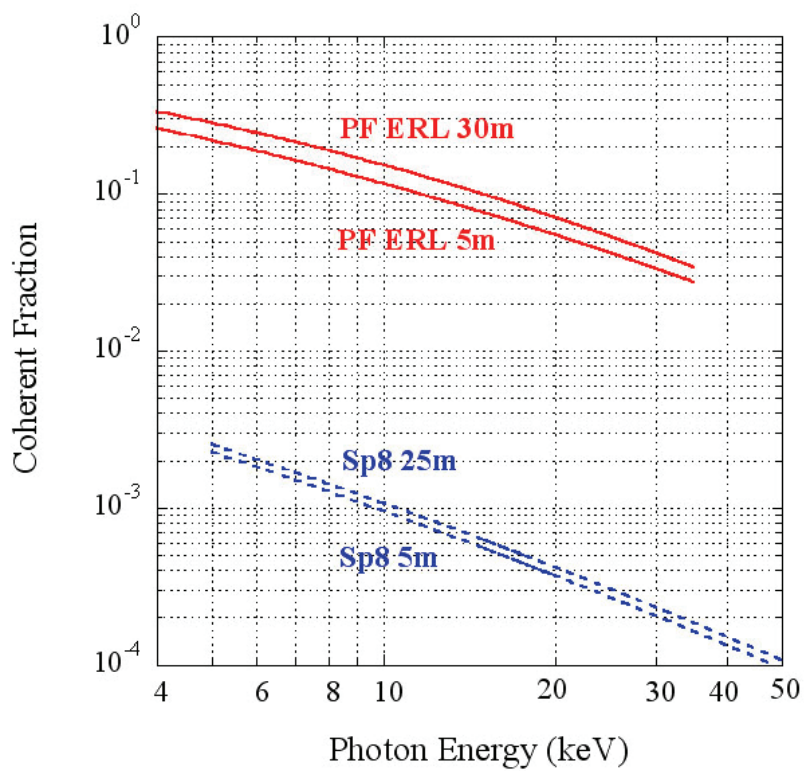


Fig.9 コヒーレント比の比較

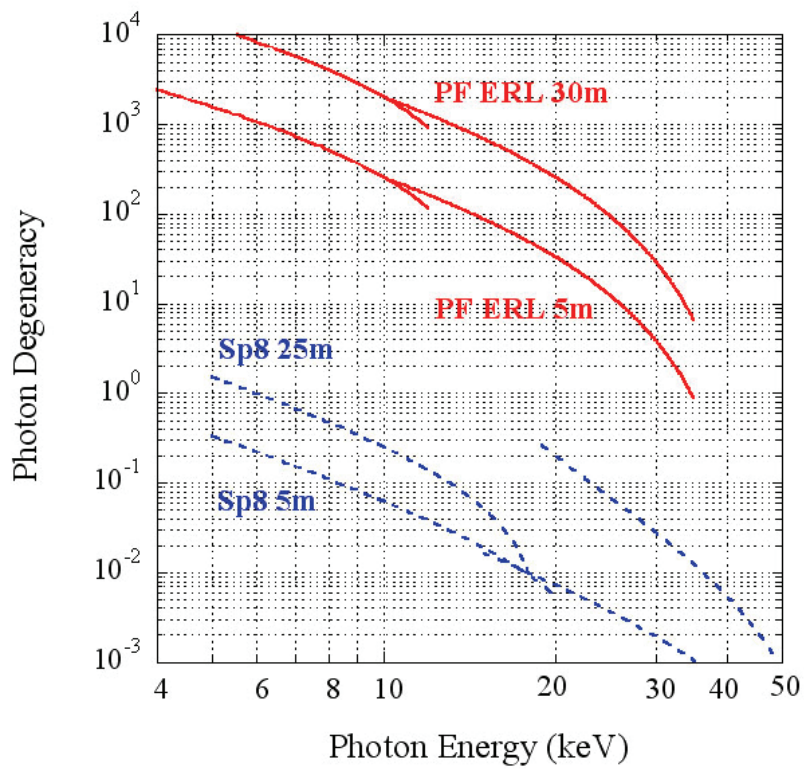


Fig.10 光子縮重度の比較

4. ERL の利用研究

ERL 光源では、電子ビームのエミッタンスが改善される結果、円形の微小光源から、サブピコ秒のパルス幅を持つ、コヒーレンス (干渉性) の良い、高輝度放射光が生成される。これらの特徴を活かした利用研究については、すでに参考文献[3]で詳しく検討されているので、ここではその概要について簡単に紹介する。さらに興味のある方は、文献[3]を参照していただきたい。

4.1. ナノビーム利用研究

現在、SPring-8 等の第 3 世代放射光施設では、X 線領域で数十 nm のナノビームが実現されており、X 線顕微鏡等のナノビーム利用研究が急速に進展しつつある。しかし、SPring-8 ではビームが水平方向に広がった扁平な形をしているため、スリットやピンホール等を用いてビームサイズに制限を加える必要があり、そのせいでビーム強度をかなり失ってしまう。それに対して、ERL 光源では円形のビームが得られ、しかもその水平方向のサイズは SPring-8 の数十分の一なので (垂直方向のサイズは SPring-8 と同程度、Table 2 参照)、ビームの集光効率が格段に改善されることになる。また、ビームのコヒーレンス比が約二桁大きくなるため回折限界集光が容易になり (Fig.9

参照)、今後の集光素子の改良により 10 nm レベルのビームサイズが得られると考えられる。これにより、ナノ領域の構造解析や化学状態解明、ナノテクノロジーデバイスへの応用等が視野に入るようになり、究極的には単分子構造解析のための手段を提供することとなる。

ナノビームの応用例として、微小結晶の構造解析の例を Fig.11 に示す[6]。ナノビームにより、大きな結晶を作成するのが困難なタンパク質の構造解析や、微小領域でなければ実現できない極端条件下での物質の状態や構造の解明が可能となる。

4.2. 短パルス利用研究

SPring-8 ではパルス光の幅はおよそ 40 ps だが、ERL 光源では数百 fs のパルス光が得られる。したがって ERL 光源により、物質のダイナミクス研究に新たな世界が拓かれると期待される (Fig.12) [6]。短パルス利用研究では、通常、物質にパルスレーザーを照射し、それによって引き起こされる物質の構造変化や状態変化を放射光で検出する手法が用いられる (レーザーポンプ・放射光プローブ法)。特に興味深いと思われる研究は、光誘起構造相転移における初期過程の研究や、パルス圧力場中での結晶構造緩和ダイナミクスの研究である。これらは既存の放射光源です

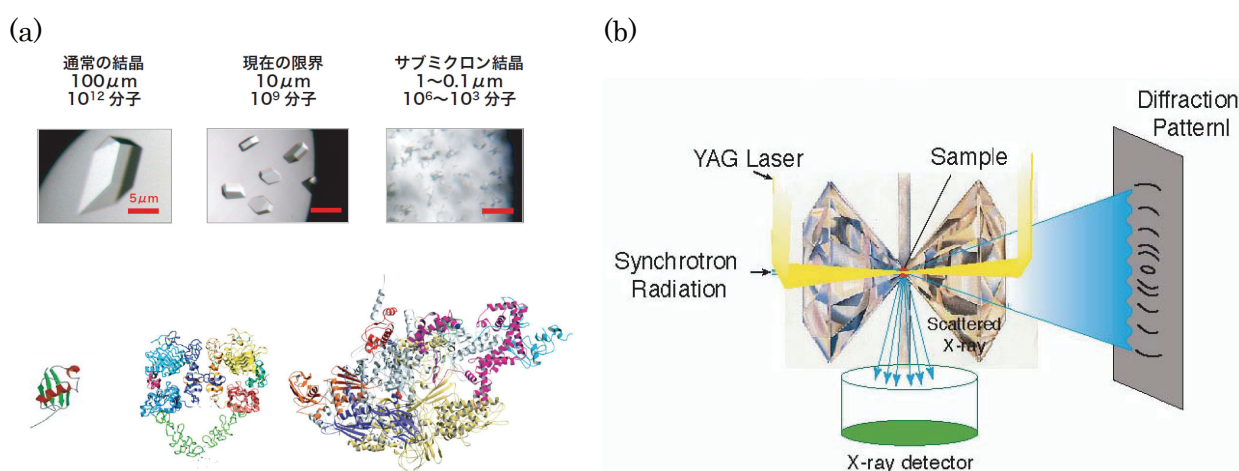
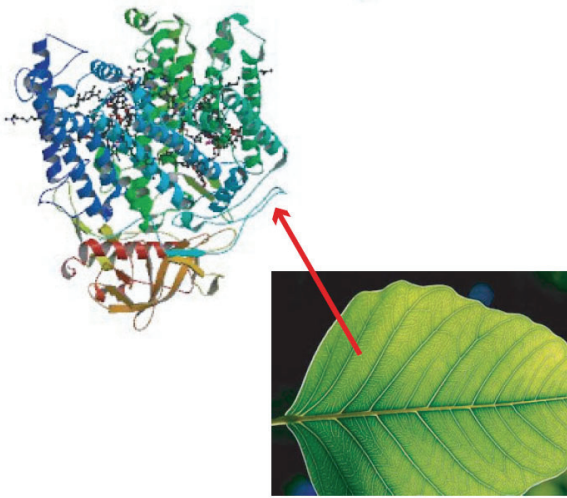


Fig.11 ナノビームによる微小結晶の構造解析の例[6]
(a)タンパク質の微小結晶の構造解析 (b)極端条件下での物質の構造解析

(a)



(b)

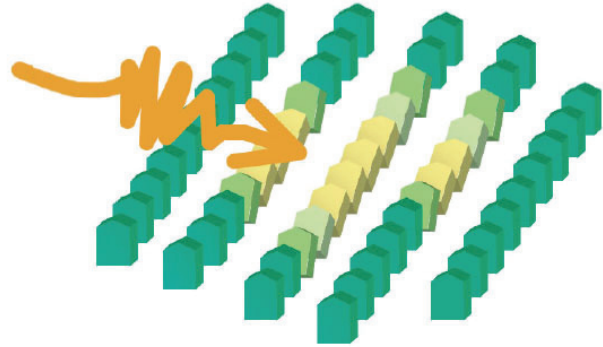


Fig.12 サブピコ秒の X 線パルスによる物質のダイナミクス研究の例[6]

(a)光合成反応のダイナミクス研究。光合成反応中心タンパク質に吸収された光のエネルギーは ~ 100 fs で化学エネルギーに変換される。(b)光スイッチング素子のダイナミクス研究。光スイッチング素子の動作時間（絶縁体-金属転移）はサブピコ秒。

に研究が行われているが、ERL で得られるサブピコ秒 X 線パルスにより、今後のさらなる進展が期待される。また、固体表面のナノスケール領域のサブピコ秒ダイナミクスや強光子場中での分子ダイナミクスの研究は、今後の進展が期待される野心的テーマである。

4.3. コヒーレンス利用研究

ERL 光源では、回折限界に近い空間的にコヒーレントな光が得られ、コヒーレント比は SPring-8 より約 2 桁高くなる (Fig.9 参照)。したがって、位相イメージング、光子相関分光法、コヒーレント回折顕微鏡などのコヒーレンス利用研究のさらなる進展が期待できる。例えば、光子相関分光法は物質のマイクロな動的揺らぎを測定できる手法であるが、ERL によるコヒーレントフラックスの増加により、その適用領域と対象が大幅に広がることが予想される。またコヒーレント回折顕微鏡は、周期構造を持たない物質の構造を解明できる手法として、構造解析にかかわる多くの分野から注目を集めている。将来的には単分子の構造解析も視野に入っており、ERL 光源の最も有力な利用法の一つとして極めて重要である。

Fig.13 にコヒーレント回折顕微鏡による酵母菌細胞の観察例を示す[7]。酵母菌細胞のように周期を持たない試料にコヒーレント X 線を照射すると、遠方で連続的な回折パターン（フラウンホーファー回折パターン）が生じるが、このパターンを細かく測定し（オーバーサンプリング）、位相回復を行うことにより、試料像を得ることができる。ERL 光源により、例えば細胞中のタンパク質の機能をそのまま観察することも夢ではなくなる。

5. おわりに

放射光源は第 1 世代から新第 3 世代へと段階的に進歩を遂げ、それと共に放射光科学はこれまで急速に発展してきた。そして、ERL や XFEL といった革新的な次世代光源の登場を間近に控え、放射光科学は今まさに大きな転換点を迎えようとしている。KEK-PF は ERL を次期光源とする決断を下したが、現在のところ XFEL 計画の方が先行しており (LCLS、European XFEL、SCSS)、ERL が実現されるのは XFEL の後になりそうな状況である。したがって ERL の利用研究について

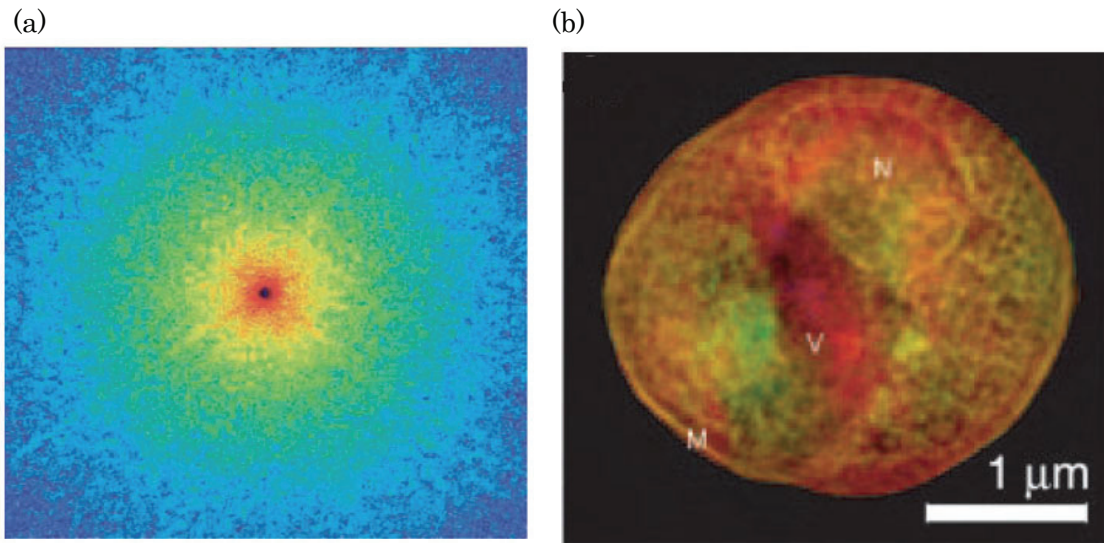


Fig.13 コヒーレント回折顕微鏡による酵母菌細胞の観察例[7]
 (a)酵母菌細胞による回折パターン (b)位相回復により得られた酵母菌細胞像

て検討するときは、いかにして XFEL や既存の放射光源と棲み分けを行うかを慎重に考えて戦略を立てなければならない。これは放射光科学の再編とも関係する話なので、日本だけでなく世界の放射光コミュニティで議論を重ね、合意を形成する必要がある。その際、当然のことながら、各光源の特色を良く理解しておくことが重要である。例えば、ERL 光源で得られるフラックスは SPring-8 とほぼ同じなので (Fig.7 参照)、フラックスが効く実験を ERL で行うことはナンセンスである。また、ERL 光源で得られるピーク輝度は XFEL に遠く及ばないため、ピーク輝度が効く実験を ERL で行うのは非効率的である。このように検討していくと、私見だが、XFEL ではピーク輝度や光子縮重度の高さを活かした研究、ERL では平均輝度の高さを活かした研究、第 2 世代光源ではフラックスを活用した研究、という棲み分けが合理的だと考えられる。したがって、第 2 世代光源である PF から次世代光源である PF-ERL への移行の過程においては研究内容の刷新が必要であり、PF スタッフだけでなくユーザーにも意識の変革が必要である。

ERL 光源は XFEL よりも技術的に難しいと言われており、それを実現するにはまず ERL 実証機 (コンパクト ERL) の建設が急務である。また

最近、ERL と共振器型 XFEL を組み合わせる提案も行われ[8]、ERL の可能性がますます広がりつつある。こうした新しい可能性を取り入れつつ ERL 実機を実現するには、内外の加速器専門家や X 線光学研究者等の英知と技術を結集する必要がある。ERL 光源は放射光科学の未来を拓く画期的光源であり、科学の発展のみならず人類の幸福にも大いに役立つものである。本稿を通して一人でも多くの加速器研究者に ERL 光源の素晴らしさを知っていただけたら幸いである。

参考文献

- [1] 放射光発見にまつわる詳しい歴史については、例えば”Handbook on Synchrotron Radiation Volume 1a” (Ernst-Eckhard Koch, Ed., North Holland, 1983) p27-35.を参照
- [2] <http://pfwww.kek.jp/ERLoffice/>
- [3] 「放射光将来計画検討報告 —ERL 光源と利用研究」 (諏訪田剛、飯田厚夫編、2003 年、KEK)

- [4] 「コンパクト ERL の設計研究」(羽島良一、中村典雄、坂中章悟、小林幸則編、2008 年、KEK)
- [5] K.-J. Kim: “Characteristics of synchrotron radiation, in *X-ray Data Booklet*, Ch.2-1” (Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, CA)
- [6] 「将来放射光光源 (ERL プロジェクト)」パンフレット
- [7] D. Shapiro et al.: PNAS **102** (2005) 15343.
- [8] K.-J. Kim et al.: Phys. Rev. Lett., **100** (2008) 244802.