

コヒーレントシンクロトロン光による 逆コンプトン散乱

島田美帆 高エネルギー加速器研究機構加速器研究施設 〒305-0801 茨城県つくば市大穂 1-1
羽島良一 日本原子力研究開発機構 〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根 2-4

要旨 電子バンチから回収したエネルギーで新しい電子バンチを加速する加速器，エネルギー回収型線形加速器 (Energy Recovery Linac; ERL) では，電子バンチの受けた攪乱によって劣化したビームが周回後に新しい電子バンチに置き換わる。このような特徴を持つ ERL では蓄積リングとは異なる特徴を持つ電子ビームや放射光が期待されている。ひとつは，レーザー逆コンプトン散乱 (Inverse Compton Scattering; ICS) による放射光である。レーザーとの相互作用による電子バンチのエネルギー広がり周回後に残らないため，低いエミッタンスを保持することが可能であり，高い輝度が期待できる。もうひとつは，短い電子バンチのコヒーレント放射光 (Coherent Synchrotron Radiation; CSR) であり，大強度のテラヘルツ光が期待されている。自ら放射した CSR が電子バンチを劣化させる CSR wake が問題となるが，その影響も周回後には消えているためである。PF の将来計画の GeV クラスの ERL のテスト機として建設が始まっているコンパクト ERL (Compact ERL; cERL) では，ICS や CSR の利用検討が進められている。本稿では，CSR を用いた ICS で短パルスの軟 X 線生成について提案し，その計算結果について報告をする。

1. はじめに

レーザー・逆コンプトン散乱では，外部レーザーを電子ビームに衝突させて，より波長の短い光を得ることができ¹⁻³⁾。この手法は偏向電磁石やアンジュレータからの放射光と異なる性質を持つため，多くの加速器施設で光源開発やユーザー利用が行われている。ひとつは低いエネルギーの電子から X 線や γ 線などエネルギーの高い光が得られる点である。これは，レーザーの波長がアンジュレータの周期に比べ桁違いに小さいためである。その利点を生かして，加速器を用いた γ 線光源，または低いエネルギーの小型加速器による X 線光源として注目を浴びている⁴⁾。もうひとつの特徴はサブピコ秒の短パルスが可能であることである。PF など蓄積リングではビームダイナミクスの理由からサブピコ秒の電子バンチを長時間安定に運転することは困難である。BESSY や SPEAR3 など，低 α 運転など短バンチビームに最適化した運転の試みがあるが，バンチ当たりの電流が 1 μ A 以下に制限される⁵⁻⁶⁾。短い電子バンチの実現が困難な一方で，近年のレーザーの短パルス化は飛躍的な進展があり，サブピコ秒よりもさらに短いアト秒のレーザーパルスの生成も可能となった。このようなサブピコ秒からアト秒のパルスレーザーを用いて逆コンプトン散乱を行えば，衝突角度をコントロールすることによって，電子のバンチ長よりも短いパルスの放射光が生成可能である¹⁻⁴⁾。

現在，建設が進められているコンパクト ERL⁷⁾におい

てもレーザー逆コンプトン散乱による利用研究がいくつか提案されている。ひとつは短パルスレーザーによるサブピコ秒の X 線生成である。繰り返しはレーザーによって決まるために，小さな繰り返しを必要とする時間分解測定などの利用に期待されている。また，オプティカルキャビティにレーザーを蓄積し繰り返しを上げることによって，さらに輝度やフラックスの大きい X 線光源を目指している。また，放射性核物質の流出を防ぐ目的として，放射性核物質の共鳴蛍光非破壊分析が提案されている⁸⁾。すでに産業総合研究所の電子加速器 TERAS で実証実験が行われているが，コンパクト ERL ではさらに数桁高いフラックスが期待される。なぜなら，蓄積リングとは異なり，ERL では放射光生成に使われた電子のエネルギーが加速空洞に回収されながら新しい電子ビームに受け渡され，常に質のいいビームが周回するためである⁹⁾。したがって，逆コンプトン散乱によって生じた電子のエネルギー広がりなどの履歴が残らないため，衝突面積を常に小さくすることが可能であり，衝突効率が高くなる。

他にも外部レーザーと電子ビームを組み合わせた放射光源として，レーザーバンチスライス¹⁰⁾や ECHO-Enabled harmonic generation (EEHG)¹¹⁾が提案されている。これらは，アンジュレータ内で共振波長のレーザーと電子による相互作用を利用したものである。これらは，短パルスの X 線光源やテラヘルツ光源，XFEL の seed 光として利用研究や開発が進められている。ERL はこのような放射光源としても理想的な加速器であるが，ここでは詳しくは触

れない。

本稿では、コヒーレントシンクロトロン放射光を用いた逆コンプトン散乱による軟X線光源について提案する¹²⁾。同様の手法は、テラヘルツのスペクトル計測として可視高領域でも試みられている¹³⁾。電子自ら放出する光を利用するため、外部レーザーを用いた場合と比べて同期や光学システムがシンプルになる。また、外部レーザーよりも波長の長いテラヘルツ領域で強いこともひとつの特徴であり、コンパクト ERL の最終エネルギー245 MeV で軟X線を得ることができる。従来の逆コンプトン散乱、外部レーザーや FEL 光を使った場合に比べて、電子のエネルギーが高い。よって、加速器の規模が大きくなるというデメリットがあるが、低エミッタンスの短バンチ電子ビームが可能となり、短パルスかつ高輝度の光源が期待できる。

2. コヒーレントシンクロトロン放射光とは

偏向電磁石で得られる放射光はミリ波からX線までの幅広い波長域を持った白色光であるため、レーザーなど、他の光源で発生が困難な波長領域（遠赤外・テラヘルツ領域、極端紫外光からX線など）において大きな役割を果たしている。通常は、各々の電子からの放射光が干渉し合うことはなく、位相の揃っていないインコヒーレントな光が得られる。しかし、バンチ長より十分長い波長の場合、それぞれの電子の放射光が位相のそろった状態で放出される。これはコヒーレントシンクロトロン放射光 (Coherent Synchrotron Radiation; CSR) と呼ばれる。模式図を Fig. 1 に示す。コヒーレントでない放射光強度は、バンチ全体の放射光強度はそれぞれの電子の放射光強度の和となり、電子数に比例する。一方で、CSR は電磁場が重なり合っていくため、放射光強度はそれぞれの電子の放射光強度に電子数の二乗をかけた強度になる。通常電子バンチには 10^9 から 10^{11} 個の電子が含まれているため、CSR はインコヒーレントな放射光に比べて桁違いの強度を持つ光源として期待されている。

以上に述べた放射光強度のスペクトル強度を式に表すと次のような式になる¹⁴⁻¹⁵⁾。

$$P(\lambda)d\lambda = N_e[1 + F(\lambda)(N_e - 1)]p(\lambda)d\lambda \quad (1)$$

ここで、 λ , N_e および $p(\lambda)$ はそれぞれ波長、電子数および電子1つあたりの放射光のスペクトル強度である。 $F(\lambda)$ はバンチ形状因子と呼ばれるパラメータであり、進行方向の規格化電子密度分布 $\rho_e(z)$ のフーリエ変換の二乗に比例する。

$$F(\lambda) = \left| \int \rho_e(z) \exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda} z \right] dz \right|^2 \quad (2)$$

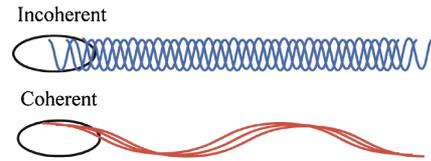


Fig. 1 Comparison between coherent synchrotron radiation and incoherent synchrotron radiation.

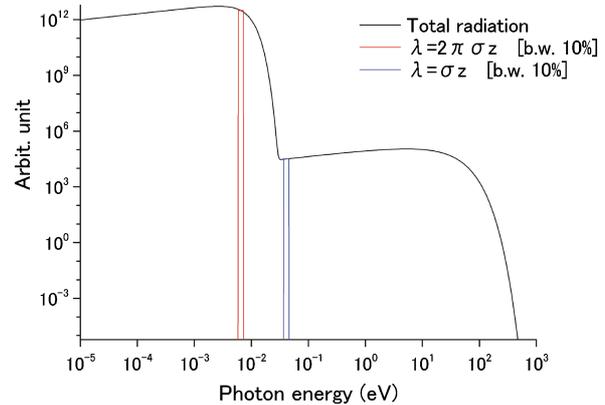


Fig. 2 Example of synchrotron radiation spectrum of an electron bunch with pulse duration of 0.1 ps.

ここで、 z はバンチ内の参照電子からの進行方向の距離を表す。電子密度分布 $\rho_e(z)$ の積分は1となるように規格化していることから、 λ が $\rho_e(z)$ より十分大きい場合には、 $F(\lambda)$ は1に近づく。進行方向のrmsサイズが σ_z のガウシアンビームの場合、 $\rho_e(z)$ および $F(\lambda)$ は次のように表すことができる。

$$\rho_e(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \exp \left[-z^2/2\sigma_z^2 \right],$$

$$F(\lambda) = \exp \left[-(2\pi\sigma_z/\lambda)^2 \right] \quad (3)$$

偏向電磁石で得られる放射光スペクトルを Fig. 2 に示す。波長がバンチ長程度 $\lambda = \sigma_z$ であるときは、 $F(\lambda) = \exp[-4\pi^2] \approx 1 \times 10^{-17}$ となり、電子数 10^9 - 10^{11} 個に比べて非常に小さく、CSR はほとんど観測されない。一方で、波長がバンチ長よりも長く $\lambda = 2\pi\sigma_z$ であるときは、 $F(\lambda) = 1/e \approx 0.37$ となり、式(1)に示した放射光強度はCSRによるものが支配的となることが分かる。マルチ GeV クラスの ERL およびコンパクト ERL では、バンチ長が数 ps から数100 fs であるため、遮断周波数以上のテラヘルツ領域で強い CSR が放射することが期待される。

放射光の発散角度は次のような式で表すことができる。

$$\Delta\theta_c = \left(\frac{3\lambda}{2\pi R} \right)^{1/3} = \frac{1}{\gamma} \left(\frac{2\lambda}{\lambda_c} \right)^{1/3} \quad (4)$$

ここで、 γ , R および λ_c はローレンツファクター、偏向電磁石の曲率半径および臨界波長である。波長 λ が臨界波長 λ_c に近い場合、放射光の角度広がり θ は $\sim 1/\lambda$ となる。例えば、曲率半径 8.7 m、電子エネルギー 2.5 GeV の PF リングでは、臨界波長に相当する光子のエネルギーは 4 keV であるため、軟 X 線から X 線領域では放射光の角度広がり θ は 2×10^{-4} と小さい。コンパクト ERL の場合、曲率半径が 1 m、電子エネルギーが 200 MeV 程度であり、臨界波長は $70 \mu\text{m}$ 、光子のエネルギーは 18 eV である。CSR となるテラヘルツ領域の波長は、およそ mm からサブ mm と臨界波長に比べて十分長いので、発散角度が大きくなる傾向がある。

3. 逆コンプトン散乱とアンジュレータモデル

光が電子と衝突して、より長い波長の光となって散乱される現象のことをコンプトン散乱と呼び、光の粒子(光子)と電子の間にエネルギーの受け渡しがある。Fig. 3 に粒子同士の散乱の模式図を示す。散乱後の光の波長は散乱角度 ϕ に依存し、次式で表すことができる¹⁶⁾。

$$\lambda_X - \lambda_i = \frac{h}{mc} (1 - \cos \phi) \quad (5)$$

ここで、 m , c , h , λ_X および λ_i は電子の質量、光速、プランク定数、散乱光および入射光の波長である。光のエネルギーを用いて表すと、次の式に書き直すことができる。

$$E_X = \frac{E_i}{(1 - \cos \phi) (E_i/mc^2) + 1} \quad (6)$$

ここで、散乱光および入射光のエネルギーは $E_{X,i} = hc/\lambda_{X,i}$ である。

電子が相対論的な運動をしていた場合には、ローレンツ収縮によって、より短い波長の光が散乱する。これを逆コンプトン散乱 (Inverse Compton scattering; ICS) と呼び、模式図を Fig. 3 に示す。散乱前後の光のエネルギーは式 (6) をローレンツ変換して得ることができる。

$$E_X = \frac{E_i(1 - \beta \cos \theta_1)}{(1 - \cos \theta_2) (E_i/mc^2) + 1 - \beta \cos \phi} \quad (7)$$

ここで、 $\beta = v/c$ は光速で規格化した速度である。光子が十分に相対論的な電子 ($\beta \sim 1$, $\gamma \gg 1$) と正面衝突 ($\theta_1 \sim \theta_2 \sim \pi$) した場合は、ローレンツファクター $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ を用いて簡単な式にすることができる。

$$E_X = \frac{4\gamma^4 E_i}{1 + (\gamma\phi)^2 + 4\gamma E_i/mc^2} \quad (8)$$

ここで、散乱角度 ϕ は十分に小さいと仮定した。式 (8) より、入射光のエネルギーはおよそ $4\gamma^2$ 倍になることがわかる。

電子の静止系からみた光子のエネルギーが電子のエネルギーより十分小さい場合、つまり $\gamma E_i/mc^2 \ll 1$ であるとき、トムソン散乱と呼ぶこともある。コンプトン散乱は光子による電子の反兆の効果を補正するため量子論的取り扱いが必要になるのに対し、トムソン散乱では電磁場と電子の相互作用の古典論で説明することができる。本稿で扱う ICS では、電子の静止系において電子と光の間でエネルギーの受け渡しが十分小さく無視できると仮定できるので、原理的にはトムソン散乱として扱うことができる。

散乱断面積 σ は電磁場によって振動する電子の放射エネルギーと同じように求めることができる¹⁷⁾。単位立体角当たりの散乱断面積は次の様になる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 |\boldsymbol{\varepsilon}_X^* \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_i| \quad (9)$$

ここで、 $\boldsymbol{\varepsilon}_X$ および $\boldsymbol{\varepsilon}_i$ は散乱光および入射光の偏光の向きである。ここで、偏光のない入射光の場合について、全散乱角度を積分した散乱断面積は次の様な定数となる。

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 = \frac{8\pi}{3} r_0^2 \quad (10)$$

ここで r_0 は電子の古典半径であり、 σ_T はトムソン散乱断

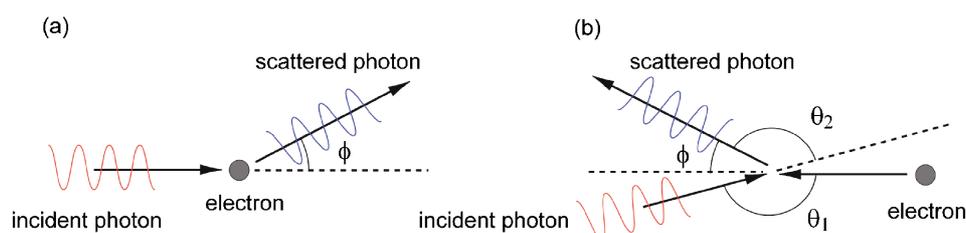


Fig. 3 Schematic figure of the (a) Compton scattering and (b) inverse Compton scattering.

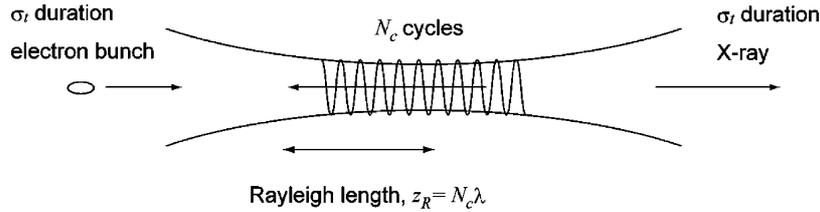


Fig. 4 Schematic drawing of an electron bunch and a laser envelop in inverse Compton scattering.

面積と呼ばれる。散乱光の光子数 N_X は式(10)を用いて、 とができる。

$$N_X = \sigma_T \frac{N_e N_p}{A} \quad (11)$$

$$E = \sqrt{\frac{2Z_0 P(\lambda) (\Delta\lambda/\lambda)}{\sigma_t A}} \quad (14)$$

となる。ここで、 N_e , N_p および A は衝突に寄与した電子数と光子数、および衝突面積である。

量子的な効果がないため、式(8)および式(11)で示した散乱光の波長と光子数はアンジュレータモデルとほぼ同じように考えることができる。理解のために模式図を Fig. 4 に示す。ICS とアンジュレータによる中心波長の式を書き比べると、次のようになる¹⁾。

$$\lambda_X = \frac{1}{2\gamma^2} \lambda_u \left(1 + \frac{K^2}{2}\right) \quad (\text{undulator}),$$

$$\lambda_X = \frac{1}{2\gamma^2} \frac{1}{1 - \cos \theta} \lambda_i \left(1 + \frac{K^2}{2}\right) \quad (\text{ICS}) \quad (12)$$

ここで、 λ_X , λ_i および K はそれぞれ散乱光の波長、入射光の波長および K 値（偏向定数）である。ICS の場合、散乱光の波長は衝突角度に依存し、式(12)では衝突角度 θ は正面衝突のときに $\theta = \pi$ と定義している。ここでアンジュレータの周期長 λ_u を用いて、入射光の波長 $\lambda_i = (1 - \cos \theta) \lambda_u$ を代入すると、アンジュレータ光の中心波長と同じ式になることがわかる。通常アンジュレータの周期長に対して、レーザーの波長は桁小さいため、X線を得るのに必要な電子のエネルギーが小さいことが容易に理解できる。式(12)で $K \ll 1$ であるとき、 $\lambda_X \sim \lambda_i / 4\gamma^2$ となり、式(8)と一致することがわかる。

散乱光の光子数は次のような近似式で求めることができる。

$$N_X \approx \pi \alpha K^2 N_e N_c \quad (13)$$

ここで、 N_e は電子が感じる入射光の波のサイクル数であり、アンジュレータモデルでは周期数に相当する。 K 値の定義もアンジュレータモデルと同様に磁場で $K = eB\lambda_i / 4\pi mc$ と定義することができ、入射光の電場 E と $cB = E$ の関係式が成り立つ。電場 E は入射光の強度 $P(\lambda) \Delta\lambda / \lambda$ 、パルス長 σ_t および集光サイズ A から次の式で得るこ

ここで、 Z_0 は自由空間のインピーダンスである。式(13)は式(11)と同一である。

ところで、 K 値が1より大きい場合は、式(12)に示したように中心波長が長くなる。 K 値が大きいアンジュレータはウィグラーと呼ばれ、高調波成分を含んだブロードバンドの光を出すことが知られている。この効果は、逆コンプトン散乱でも起こると考えられているが、一般的なICSでは K 値が1より十分小さいため、本稿ではこの効果を見逃した。

式(11)や式(13)に示したように、散乱光の光子数は、衝突面積 A が小さくサイクル数 N_c が大きいほど多くなる。しかし、自由空間を伝播する光の場合、衝突面積つまり集光サイズを小さくすると、小さい面積で衝突に寄与する光子数が減ってしまう性質がある。これを砂時計効果 (Hour Glass Effect) と呼ぶ。最低次のガウシアンモードについて考えると、光の断面積 $A(z)$ は集光点からの距離 z の関数であり、 $A(z) = \pi w^2(z)$ という関係式が成り立つ。ビームサイズ $w(z)$ は、次の式で表すことができる¹⁸⁾。

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}, \quad \pi w_0^2 = \lambda z_R \quad (15)$$

ここで、 w_0 および z_R はそれぞれ集光点のビームサイズおよびレイリー長である。この式より、 w_0 が小さい場合は z_R が短く、集光点から離れた場所では集光サイズが広がりやすいことがわかる。Fig. 5 にレイリー長が $z_R = N_c \lambda$ および $z_R = \lambda$ の模式図を示す。ここで、集光点から $\pm z_R$ の範囲内の衝突のみが ICS に寄与すると仮定すると、サイクル数 z_R / λ の光が衝突に寄与する。すると、サイクル数 N_c の光の場合、散乱光の光子数 N_X は、

$$N_X = \sigma_T \frac{N_e}{\pi w_0^2} \left(\frac{z_R}{\lambda} \frac{1}{N_c} N_p\right) = \sigma_T \frac{N_e N_p}{N_c \lambda^2}, \quad \frac{z_R}{\lambda} \leq N_c \quad (16)$$

となり、 N_X が z_R に依存しないことがわかる。ただし、 z_R

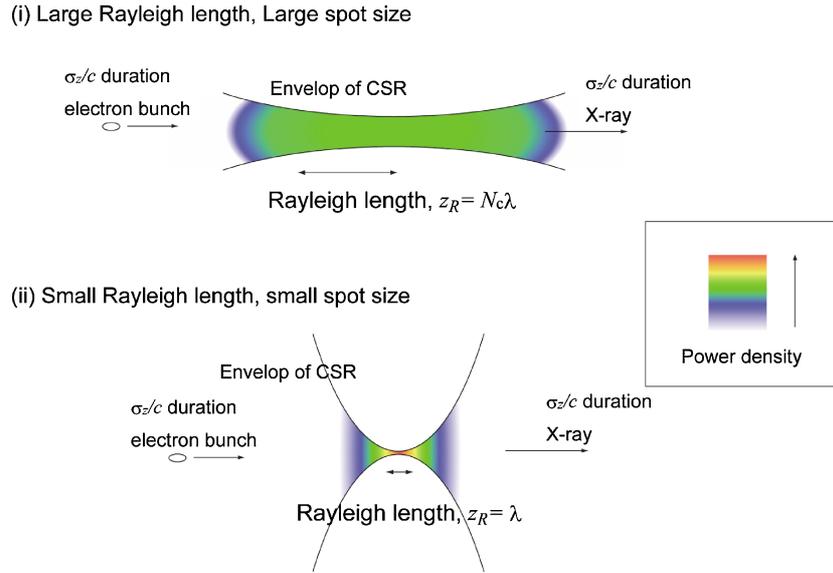


Fig. 5 CSR power density with different Rayleigh length and focus size.

$1/\lambda$ が N_c を超えても散乱に寄与する光子数は変わらないので、式(16)が成り立つ z_R の最大値は $N_c \lambda$ となる。したがって、集光面積が $\lambda^2 < A < N_c \lambda^2$ の範囲にあるときは N_c に変化がない。衝突面積が大きく、 z_R が長い方が非線形効果や電子の到着時間の揺らぎの影響が少ないため、本稿では $z_R = N_c \lambda$ とし、全ての光のサイクルとほぼ同じ衝突面積で衝突するように設定した。

4. CSR による逆コンプトン散乱

コンパクト ERL では、テラヘルツ領域の強い光源として CSR が、硬 X 線・ γ 線光源としてレーザー・逆コンプトン散乱が期待されている。ここでは、CSR の逆コンプトン散乱 (CSR-ICS) による短パルスの軟 X 線光源について提案する。

CSR は前方に放出されるため、自分自身の電子バンチに衝突させることは困難である。CSR を用いた ICS では、ミラーなどの光学系によって CSR を導き、後に続く電子バンチと衝突させる。Fig. 6 に示した光学系の模式図で、CSR-ICS とレーザーを用いた場合と比較した。CSR-ICS では十分に短い間隔で次の電子バンチが来る必要があるが、コンパクト ERL では繰り返しが 1.3 GHz と大きいいため、このシンプルな光学系においても大きなフラックスや輝度が期待できる。本稿ではマジックミラーとオプティカルキャビティを用いた光学系について説明する。

通常の球形もしくは楕円の形状を持つミラーの場合、偏向電磁石の軌道上の異なる点から放射した CSR を一点に集光させることが困難である。そこで、軌道に沿って放射する CSR が一つの点に集光するように設計された特殊なミラー、マジックミラーが提案され、テラヘルツのビーム

ラインに取り入れるようになった^{19,20}。UVSOR-II に設置されているマジックミラーは水平方向 210 mrad の大きな取り込み角度を持っている。CSR でない高いエネルギーの放射光による熱負荷を小さく抑えるため、軌道面上にスリットや銅のロッドを入れるなども工夫が行われている。真空チャンバーのカットオフによるスペクトルの変化を無視できる場合、原理的には、集光点のサイズは発光点つまり電子バンチのサイズと同程度まで小さくすることができるため、衝突効率が高くなる。ここで、CSR の時間構造はハーフサイクルであり、Fig. 2 に示したスペクトル構造をそのまま保つと仮定する。比較的シンプルな光学系で大きなフラックスを期待できるが、欠点もある。この CSR はガウシアンモードとは異なるが、集光サイズを小さくすることによって、式(15)のレイリー長に相当する距離も小さくなる。したがって、電子バンチの到着時間の揺らぎがバンチ長よりも大きい場合には、CSR が集光するタイミングとずれが生じ、衝突効率が下がる恐れがある。これは超伝導加速空洞などの安定度に大きく依存し、コンパクト ERL ではバンチ圧縮モードで最大 400 fs 程度のジッターがあると推定されるため²¹、大きな課題となっている。

この他に、さらに大きなフラックスを得るために、CSR をオプティカルキャビティに蓄積する方法についても検討した。Fig. 6 と同様に、外部レーザーを用いた場合と比較した模式図を Fig. 7 に載せる。どちらも、帯域の限られた高反射率のミラーで構成されたキャビティの中に光を蓄積して ICS に使用する。基本的な考え方は同じであるが、異なる点が 3 つある。一つは、発光点の場所である。外部レーザーはキャビティの外側にあるため、透過率の低いミラーを通してキャビティ内に入れる必要がある。

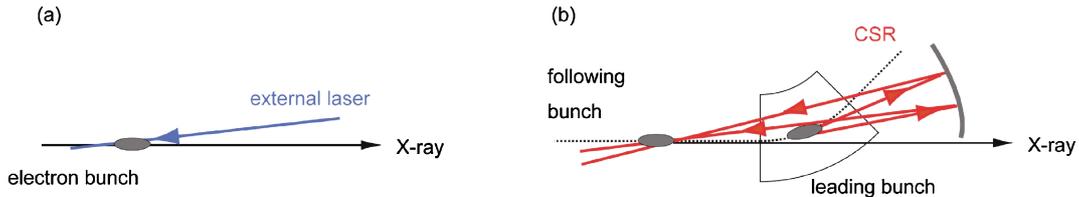


Fig. 6 Schematic drawing of the simple optics of inverse Compton scattering. (a): conventional ICS (b): CSR-ICS.

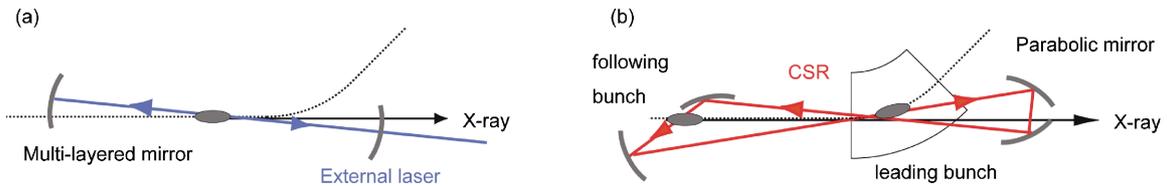


Fig. 7 Schematic drawing of an optical cavity of inverse Compton scattering. (a): conventional ICS (b): CSR-ICS.

しかし、CSRはキャビティの中の偏向電磁石内で放射されるため、直接キャビティ内に蓄積することが可能である。2つ目は蓄積された光のコヒーレント性である。構造的に外部レーザーは位相がずれることなく発振するため、キャビティのミラーの位置間隔が波長より十分小さい精度で安定していれば、キャビティに蓄積される光の位相は常にそろろう。しかしCSR-ICSでは、先に述べたように電子バンチの到着時間の揺らぎが波長に比べて十分に小さいとはいえないため、インコヒーレントに蓄積すると仮定した。3つ目の相違点はミラーの枚数である。外部レーザーの場合は2枚のミラーで十分であるが、CSR-ICSの場合は、CSRの放射点と衝突点の2か所でスポットサイズなどを最適化する必要があるため、最低4枚のミラーが必要になる。どちらのケースも、反射率99.97~99.98%のミラーで1000倍程度の蓄積が見込まれる。

ここで、テラヘルツ領域で高反射率を有するミラーが必要となる。銀を代表とする金属はテラヘルツ領域で高い反射率を有するものの、98%程度にとどまる。波長がサブ μm から10 μm では、99%以上の反射率を持つミラーとして誘電体多層膜ミラーが用いられることが多いが、テラヘルツ領域では開発が困難とされている。しかし近年、光学結晶と真空層を数10 μm の間隔で積み重ねることによって、テラヘルツの領域でも高い反射率を持つミラーが開発されており、テラヘルツFELへ導入が検討されるなど実用段階に入っている²²⁾。

この高反射率のミラーの帯域によってCSRのパルス長が決まる。本来は、ハーフサイクルの電磁場であるため、パルス長は波長にほぼ等しい。このパルスはほぼ白色であるが、オプティカルキャビティのミラーによって帯域が制限される。すると、フーリエ限界によりCSRの帯域 $\Delta\lambda/\lambda$ とパルス長 σ_t の積は一定であるためにパルス長が伸びる。本稿では、ミラーの帯域が10%のときにCSRの波のサイクル数が10になりパルス長が伸びたと仮定し、その

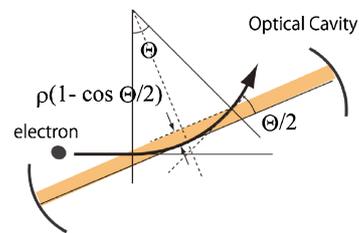


Fig. 8 Schematic of an orbit of an electron bunch in a bending magnet equipped with an optical cavity.

上で z_R および w_0 を設定した。マジックミラーのケースに比べて、電子バンチの到着時間の揺らぎの影響は小さい。

散乱光の光子数はCSRの取り込み角度や衝突面積に大きく左右される。これらをオプティカルキャビティに蓄積するモードに対して最適化した。本稿では、CSRの波長に対して回折限界のガウシアンモードを蓄積すると想定する。CSR光源の水平方向の広がり σ_x^{CSR} およびその発散角度の広がり σ_x^{CSR} を用いると、回折限界の条件は以下の式で表すことができる。

$$\sigma_x^{CSR} \sigma_x^{CSR} \leq \frac{\lambda}{4\pi} \quad (17)$$

Fig. 8に偏向電磁石の軌道とオプティカルキャビティの模式図を示す。電子バンチの水平方向のビームサイズおよび発散角度が十分に小さいと仮定すると、式(17)の左辺は主に偏向電磁石内の軌道とCSRの発散角 $\Delta\theta_c$ による。すると、次の式が得られる。

$$\sigma_x^{CSR} \approx R \left(1 - \cos \frac{\theta}{2} \right), \quad \sigma_x^{CSR} \approx \sqrt{4\theta_c^2 + \left(\frac{\theta}{2} \right)^2} \quad (18)$$

ここで θ は偏向角度であり、式(18)を満たす最大の θ を

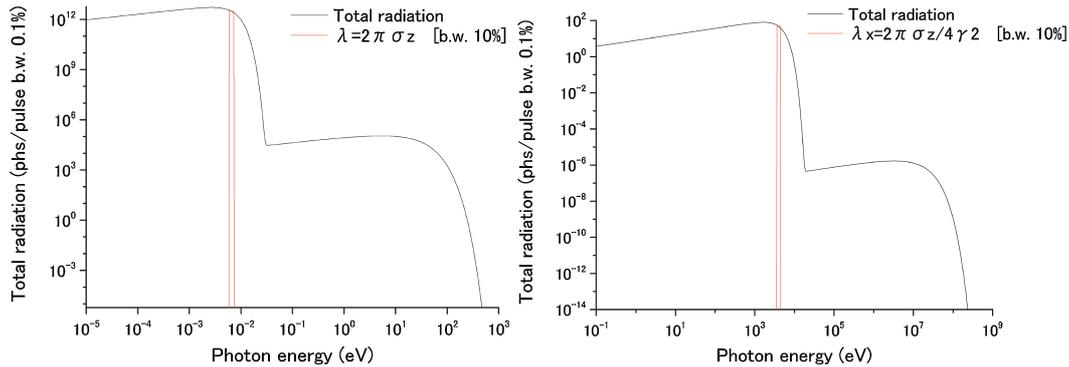


Fig. 9 Spectra of scattered photons of CSR-ICS in the scheme of the magic mirror. Parameters of the electron bunch follow as; electron energy 200 MeV, electron charge 77 pC, bunch length 100 fs. Horizontal acceptance angle is 300 mrad. The transverse beam size over the orbit in the bending magnet is assumed to be $70 \times 30 \mu\text{m}^2$.

Table 1 Number of X-ray photons expected in the optical cavity scheme

Electron energy [MeV]	Charge [pC]	σ_z/c [ps]	K	X-ray energy [keV]	N_X [phs./pulse]	N_X [phs./s]
60	77	0.1	0.013	0.4	1×10^4	2×10^{13}
60	500	1	0.009	0.04	4×10^4	0.7×10^{13}
200	200	0.1	0.034	4	2×10^5	1×10^{14}
200	1000	1	0.017	0.4	3×10^5	3×10^{13}

取り込み角度とする。

5. cERL で期待される軟 X 線

Fig. 9 にマジックミラーで期待される CSR および散乱光のスペクトルを載せる。偏向電磁石はコンパクト ERL と同じ曲率半径 1 m および曲げ角 45 度とし、マジックミラーの取り込み角度は 300 mrad と設定した。電子バンチのサイズは水平方向で $70 \mu\text{m}$ 、垂直方向で $30 \mu\text{m}$ であると仮定した。このサイズは通常のレーザー逆コンプトン散乱よりもやや大きい、これは取り込み角度が 300 mrad、つまり飛行距離 30 cm に渡って均一にビームを絞る必要があるためである。偏向電磁石ではエネルギーによって水平方向に軌道がずれるため、その影響も考慮した結果、水平方向のビームサイズが 2 倍以上に大きくなった。バンチ長 100 fs の電子バンチからは $190 \mu\text{m}$ 以上の波長で大きな CSR が期待でき、 3×10^{14} phs./pulse 10% BW、繰り返し 1.3 GHz で 4×10^{23} phs./s 10% BW のフラックスになる。全体の光子数は得られる散乱光のスペクトルは CSR に似た形状を持つ白色光が期待される。パルス幅は電子バンチと同じ程度になるが、白色光を分光すると、フーリエ限界によりパルス長が伸びる。エネルギー 4 keV の X 線の光子数は 5×10^3 phs./pulse 10% BW、繰り返し 1.3 GHz でフラックスは 6×10^{12} phs./s 10% BW となる。スペクトル全体では、 4×10^5 phs./pulse および 5×10^{14} phs./s が期

待できる。

Optical cavity で期待される X 線の光子数を Table 1 に載せる。電子のエネルギーは 60 MeV および 200 MeV、バンチ長は 100 fs および 1 ps、合せて 4 つのケースについて推定した。バンチ長が 0.1 ps の場合、CSR の波長はおおよそ $190 \mu\text{m}$ 、取り込み角度 θ およびスポットサイズ w_0 はそれぞれ 50 mrad および $0.3 \times 0.3 \text{ mm}^2$ となる。1 ps の場合は、CSR の波長がおおよそ $1900 \mu\text{m}$ 、取り込み角度 θ およびスポットサイズ w_0 はそれぞれ 110 mrad および $3 \times 3 \text{ mm}^2$ となる。どちらの波長も、CSR のスポットサイズは電子バンチの集光サイズに比べて十分大きい。電子バンチの電荷量は CSR wake などの非線形効果などを考慮に入れて設定し、繰り返しは電流が 100 mA になるように設定した。X 線の波長は 0.04 keV から 4 keV をカバーする。どのケースにおいても K 値が小さいため、式(12)で示したような散乱光の波長の変化は無視できる。スペクトル幅 10% でパルス当たりの光子数は 10^4 から 10^5 phs./pulse 10% BW、フラックスは 10^{13} から 10^{14} phs./s 10% BW が見込まれる。マジックミラーのケースに比べて、CSR の取り込み角度が小さく、集光サイズが大きいにも関わらず、同程度かそれ以上のフラックスが得られることが期待される。輝度は電子のエミッタンスによって決まるため、CSR wake などが電子に及ぼす非線形なビームダイナミクスの効果も考慮して算出する必要がある。Table 1 の 200 MeV、200 pC のケースでは発光点の規格化エミッタンス

を10 mm-mradと仮定した場合、およそ 10^{16} phs./s mm² mrad²b.w.0.1%が期待できる。

6. まとめ

コンパクト ERL はマルチ GeV クラス ERL のテスト機としてだけでなく、テラヘルツ光や硬 X 線・ γ 線の光源利用を計画しており、CSR の発生やレーザー逆コンプトン散乱の検討が進められている。本稿では、大強度のテラヘルツ光源として期待されている CSR を逆コンプトン散乱に利用し、PF リングに利用者の多い軟 X 線の生成について提案した。外部レーザーとの大きな違いは、CSR は電子自身が偏向電磁石で放射するという点であり、同期がとりやすいというメリットがある。また、波長が長いため容易に広がってしまい、衝突点で集光サイズを小さくすることができないというデメリットがある。

コンパクト ERL の電子エネルギー60 MeV および200 MeV のケースでは、軟 X 線のエネルギーは0.04 keV から4 keV をカバーし、パルス長は ps から100 fs のオーダーである。その CSR の逆コンプトン散乱のためのオプティクスとして2つの案を提示した。一つは、マジックミラーを用いたものである。これは広い取り込み角度で CSR を集めて電子と同じサイズに集光して衝突させるものである。短パルスの白色光が期待されるが、軟 X 線の帯域を限定するとフーリエ限界によってパルス長が伸びてしまう。もうひとつはオプティカルキャビティを用いたものである。高反射率のミラーの導入により1000倍の蓄積が見込まれ、比較的帯域の狭い X 線を高い繰返しで得ることができる。後者のケースではパルス当たりの光子数は 10^4 から 10^5 phs./pulse 10% BW, フラックスは 10^{13} から 10^{14} phs./s 10% BW が期待できることがわかった。

謝辞

本研究をまとめるにあたり、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の生田勝宣教授、理化学研究所の熊谷教孝博士のご理解とサポートが得られたことを大変深く感謝します。また、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の小林幸則教授、原田健太郎助教を初めとした多くの方々のおか

げで執筆をすることが出来ましたことを感謝します。

参考文献

- 1) K.-J. Kim, S. Chattopadhyay and C. V. Shank: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **341**, 351-354 (1994).
- 2) Y. Li, Z. Huang, M. Borland and S. Milton: Phys. Rev. ST Accel. Beams **5**, 044701 (2002).
- 3) R. W. Schoenlein, W. P. Leemans, A. H. Chin, P. Volfbeyn, T. E. Glover, P. Balling, M. Zolotorev, K.-J. Kim, S. Chattopadhyay and C. V. Shank: Science **274**, 236-238 (1996).
- 4) K. Sakaue *et al.*: Rev. Sci. Instrum. **80**, 123304 (2009).
- 5) J. Feikes, K. Holldack, P. Kuske and G. Wustefeld: *Proceedings of EPAC04*, pp. 1954-6 (2004).
- 6) X. Huang, J. Safranek, J. Corbett, Y. Nosochkov, J. Sebek and A. Terebilo: *Proceedings of PAC07*, pp. 1308-10 (2007).
- 7) S. Sakanaka *et al.*: Proceedings of IPAC '10, pp. 2338-2340 (2010).
- 8) R. Hajima, T. Hayakawa, N. Kikuzawa and E. Minehara: J. Nucl. Sci. Technol. **45**, 441-451 (2008).
- 9) R. Hajima: Rev. Accel. Sci. Technol. **3**, 121-146 (2010).
- 10) W. R. Schoenlein, S. Chattopadhyay, H. H. W. Chong, T. E. Glover, P. A. Heimann, C. V. Shank, A. A. Zholents and M. S. Zolotorev: Science **287**, 2237-2240 (2000).
- 11) G. Stupakov: Phys. Rev. Lett. **102**, 074801 (2009).
- 12) M. Shimada and R. Hajima: Phys. Rev. ST Accel. Beams **13**, 100701 (2010).
- 13) N. Sei and T. Takahashi: Appl. Phys. Express **3**, 052401 (2010).
- 14) J. S. Nodvick and D. S. Saxon: Phys. Rev. **96**, 180-184 (1954).
- 15) J. Schwinger: Phys. Rev **75**, 1912-1925 (1949).
- 16) 羽島良一, 中村典雄, 坂中章吾, 小林幸則編: 「コンパクト ERL の設計研究」, KEK Report 2007-7/JAEA-Reserch 2008-032.
- 17) J. D. Jackson: 「電磁気学」, 吉岡書店.
- 18) A. E. Siegman: *Lasers* (University Science Books, Mill Valley, CA, 1986).
- 19) R. Lopez-Dlgado and H. Szwarc: Opt. Commun. **19**, 286-291 (1976).
- 20) S. Kimura, E. Nakamura, T. Nishi, Y. Sakurai, K. Hayashi, J. Yamazaki and M. Katoh: Infrared Phys. Tech. **49**, 147-151 (2006).
- 21) N. Nakamura, M. Shimada, T. Miyajima, Y. Kobayashi, S. Sakanaka and R. Hajima: Proceedings of IPAC '10, pp. 2317-2319 (2010).
- 22) M. Tecimer, K. Holldack and L. R. Elias: Phys. Rev. ST Accel. Beams **13**, 030703 (2010).

● 著者紹介 ●

**島田美帆**

高エネルギー加速器研究機構
 加速器研究施設 第7研究系・助教
 E-mail: miho.shimada@kek.jp
 専門：加速器物理

【略歴】

2001年筑波大学工学研究科博士課程修了，博士（工学）。2001年-2003年東京都精神医学総合研究所。2004年-2005年高エネルギー加速器研究機構，加速器研究施設。2006年-2007年分子化学研究所 UVSOR。2008年4月より高エネルギー加速器研究機構，加速器研究施設（当時物質構造科学研究所）の博士研究員を経て，2010年4月より現職。

**羽島良一**

日本原子力研究開発機構
 量子ビーム応用研究部門・グループリーダー

E-mail: hajima.ryoichi@jaea.go.jp
 専門：放射光源，電子加速器

【略歴】

1989年東京大学大学院工学系研究科修士課程修了，博士（工学）。東京大学助手，講師，助教授を経て，1999年より現職。自由電子レーザー，エネルギー回収型リニアックの研究開発に従事。

Inverse Compton Scattering by Coherent Synchrotron Radiation

Miho SHIMADA High Energy Accelerator Research Organization (KEK)
 1-1 Oho, Tsukuba, Ibaraki 305-0801, Japan

Ryoichi HAJIMA Japan Atomic Energy Agency
 2-4 Shirane Shirakata, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki 319-1195, Japan

Abstract Energy recovery linac (ERL), which recovers a beam energy of a circulated electron bunch to accelerate a new electron bunch derived from the electron gun, refreshes a quality of electron bunch perturbed by some wakes and instabilities after one or a few circulations. The electron beam and its synchrotron radiation have different characters from conventional storage rings. It is an advantage for high-brilliant light source via the laser inverse Compton scattering (ICS) because after the energy recovery the energy spread caused by the ICS can be reset and the low emittance beam can be recovered. Coherent synchrotron radiation (CSR) from a short electron bunch is also expected for ERL as a high intense terahertz radiation. It is why ERL can recover the beam quality deteriorated by a CSR wake, which is serious problem at a short electron bunch.

The laser ICS and CSR are considered as a light source in the compact ERL, which is under construction in the KEK site as a test facility of multi-GeV ERL. In this article, the scheme of ICS induced by CSR is proposed to obtain a soft X-ray with a subpicosecond short pulse duration.