

## 小特集 ビーム物理の世界～近くて遠い隣の分野～

# 5. エネルギー回収型リニアック(ERL)におけるビーム物理

羽島 良一

日本原子力研究開発機構

(原稿受付：2010年4月2日)

エネルギー回収型リニアック(ERL)は、蓄積リング光源を上回る高輝度X線が得られる次世代放射光源として期待されている。本章では、ERLにおいて高品質かつ大電流の電子ビームを実現するために考慮すべきビーム物理上の諸問題について概説する。

### Keywords:

energy-recovery linac, high-brilliance X-ray, small emittance, beam breakup

## 5.1 ERL型次世代放射光源

### 放射光輝度とビームエミッタンス

蓄積リングを用いて発生するシンクロトロン放射光(アンジュレータ放射光)は、エネルギー可変かつ指向性に優れたX線であり、物質科学、生命科学を中心に先端科学に欠かせないツールとして広く利用されている。国内では、SPring-8, Photon Factoryがその代表である。これらのX線放射光の利用では、分光器で単色化したX線を集光ミラーで試料の微小な領域に照射し、X線散乱、X線回折、X線吸収、蛍光X線、光電子発生などを測定する。タンパク結晶からのX線回折像を測定すればタンパク分子の構造を決定することができ、高温超伝導体の研究ではX線非弾性散乱を使って電子軌道の情報を得ている。

このようなX線利用を精密かつ高速に行うためには、明るいX線を小さい領域に集光することが求められる。したがって、X線光源の性能を表す指標として「輝度」が用いられる。輝度は、X線のエネルギーバンド幅0.1%あたり毎秒発生する光子数を立体角と光源サイズで割った値として

$$\text{輝度} = \frac{\text{photons}}{\text{sec}(\text{mm})^2(\text{mrad})^2(0.1\% \text{ bandwidth})} \quad (1)$$

と定義される。これまでのX線放射光源の開発は、輝度の向上(高輝度化)の歴史であった。現在、SPring-8を含む第3世代放射光源は、最も輝度の高いX線を発生できる放射光源である。

図1は、アンジュレータによる放射光の発生を示したものである。高エネルギーの電子が偏向(加速)を受けて放射する光は、電子の相対論因子( $\gamma = E/mc^2$ )の逆数 $1/\gamma$ に等しい発散角で前方に集中し、ビーム状に発生する。この放射光を遠方で観測すると、蛇行の周期で決まる振動数にピークを持つ狭帯域の光が得られる。放射光の波長は、電子の相対論因子 $\gamma$ 、アンジュレータ周期長 $\lambda_u$ 、アンジュレ

タの無次元ポテンシャル $a$ で決まり、 $\lambda = \lambda_u(1+a^2)/(2\gamma^2)$ となる。一般的なアンジュレータ( $\lambda_u = 2-5\text{cm}$ ,  $a \sim 1$ )を仮定すれば、10 keV領域(波長0.1 nm帯)の硬X線を得るのに必要な電子エネルギーは、5-8 GeVとなる。

ところで、光ビームの広がり大きさは、光子の位置と運動量の不確定性原理から $\sigma_0\sigma'_0 \geq \lambda/(4\pi)$ と表わされる。ここで $\sigma_0$ ,  $\sigma'_0$ は、それぞれ、光の横方向の強度分布と発散角度分布のrms値である。上式で等号が成り立ち、光の広がりが最小となるのは、光が単一横モードとなる時である。実際のアンジュレータ放射光では、光自身が持つ広がりに加えて、電子の横方向広がり(位置と運動量のばらつき)の効果を考慮しなければならない。電子の横方向広がりにはエミッタンスと呼ばれる量で定義される。電子の横方向座標を $x$ とし、横方向の運動量を発散角 $x' = p_x/p_z$ で表すと、図2に示すように、エミッタンスは、横方向の位置と運動量の位相空間で電子が占める面積を $\pi$ で割った値 $\epsilon = A/\pi$ として定義される。エミッタンスが小さいビームほど、細く発散が小さいビームである。

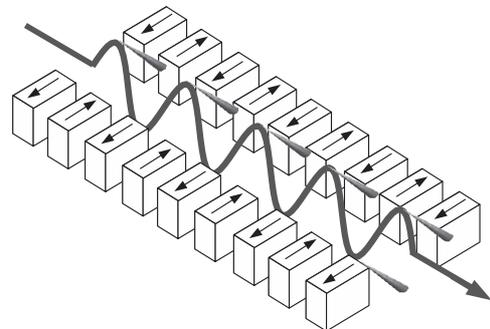


図1 アンジュレータ放射光の発生。電子ビームは、周期的に交代する磁場で蛇行運動を行い、蛇行毎に放射光を発生する。その結果、蛇行の周期で決まる振動数にピークを持つ狭帯域のX線が得られる。

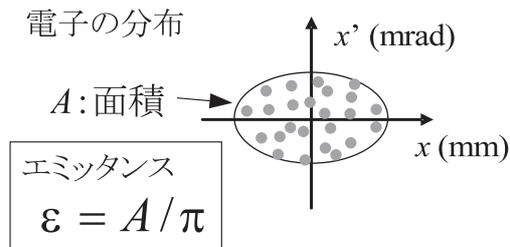


図2 電子ビームエミッタンスの定義. 電子の横方向位相空間(位置と発散角)において, 電子が占める面積を $\pi$ で割った値をエミッタンスと定義する.

SPring-8では, 水平面と垂直面のエミッタンスは, それぞれ, 3 nm-rad, 3 pm-rad 程度である. 水平面のエミッタンスが大きいのは, 電子が放射光を発生する時に受ける反兆作用(量子的励起)によるものである. 3 nm-rad のエミッタンスは, 蓄積リングとしては最小クラスであるが, それでも, エネルギー 10 keV (波長 0.12 nm) の X 線の固有の広がりが  $\lambda/(4\pi) = 10$  pm-rad であるのに比べるとはるかに大きな値である.

近年, X 線の利用研究が高度化するにつれて, X 線の空間コヒーレンスを使った実験が始まっている. X 線回折顕微鏡法は, コヒーレント X 線を物体に照射した時に得られる X 線の回折像から物体の構造を求める手法である. 従来の X 線構造解析では, 結晶試料の回折像から構造を求めていたが, X 線回折顕微鏡法では, オーバーサンプリング法と呼ばれる手法を用いて, コヒーレント X 線による試料の回折像から原子構造を求めるものであり, 結晶でない試料についてもその構造を解析できる. SPring-8 では, これまでに大腸菌やヒト染色体を対象にした X 線回折顕微鏡法の実験が行われている. 光源の性能が上れば, さらに小さな試料, 究極的にはタンパクの 1 分子の観察まで可能になると期待されている.

X 線の輝度を高め, 空間コヒーレンスを高めるには, 二つの方法がある. ひとつは, 可視光や赤外光で実現しているレーザーを X 線領域に拡張するものであり, このための X 線自由電子レーザー (XFEL) が日米欧の 3 箇所で建設されている. もうひとつの方法は, 電子ビームのエミッタンスを小さくして, アンジュレタ放射光の空間広がりを単一横モードに近づける方法であり, 本章の主題であるエネルギー回収型リニアック (Energy-Recovery Linac; ERL) は, このための装置である. XFEL がピーク出力の高い X 線を低い繰り返し (10-100 Hz) で生成するのに対して, ERL は従来の X 線放射光源と同様の高い繰り返し (0.1-1 GHz) で高輝度の X 線を発生できる.

従来光源を超える高輝度 X 線 (高コヒーレンス X 線) を発生するには, 電子ビームのエミッタンスをどこまで小さくすればよいただろうか. ひとつの目安として, 回折限界エミッタンスが定義できる. 回折限界エミッタンスは, 電子ビームのエミッタンスが光の固有広がりに等しくなる条件として与えられ, 10 keV の X 線に対しては  $\epsilon = \lambda/(4\pi) = 10$  pm-rad である. 厳密な計算によると, 回折限界エミッタンスの電子ビームから発生する X 線の空間コヒーレンスは 25% である (25% の光子が単一横モードに含まれる).

回折限界エミッタンスの電子ビームを生成し, この電子ビームから放射光を取り出せば, 放射光の空間的な広がりには光の固有広がりに近づく. すなわち, 放射光の空間コヒーレンスが向上する. 回折限界エミッタンスは, 既存の第 3 世代放射光源の水平面エミッタンスよりも 2 桁以上小さな値である. このような小さなエミッタンスの電子ビームを作り出し, 放射光源として利用すべく提案されているのが, エネルギー回収型リニアックに基づく次世代放射光源である. なお, 式(1)からわかるように, X 線のフラックスを一定とした時, 輝度の増大とコヒーレンスの増大は等価であり, 次世代放射光源は従来光源に比べて, 輝度とコヒーレンスを向上した装置であると言える.

5.1.1 エネルギー回収型リニアック (ERL) の原理と特徴

ERL は高輝度の (エミッタンスの小さい) 電子ビームを大電流で連続的に加速できる装置であり, 2000 年ごろまでに高出力自由電子レーザー用に開発された [1, 2] が, その後に X 線放射光源への利用が提案された [3]. ERL の原理を図 3 に示す. 電子入射器で発生した 10 MeV の電子ビームは合流部を経て主加速器 (超伝導リニアック) で 5 GeV まで加速され, 周回部へ導かれる. 電子は放射光の発生によりエネルギーの一部 (約 0.1%) を失うが, 大部分のエネルギーは残っている. この使い終わった電子を, 減速位相でリニアックに再入射し, 電子のエネルギーを高周波エネルギーとして回収すれば, このエネルギーを後続電子の加速に再利用することができる. これがエネルギー回収の原理である. 減速後の電子は, 入射とほぼ等しいエネルギーでビームダンプへ捨てられる. このようなエネルギー回収を動作させるには, CW 運転が可能な超伝導空洞を用いる必要がある.

従来光源の蓄積リングでは同一の電子が多数周回し, 放射光発生で失われたエネルギーはリング内に設置された高周波加速空洞で補填される. これに対して, ERL では, 電子のエネルギーは再利用されるが, 電子ビームは使い捨てられ, 常に新しい電子が入射器から供給される点で蓄積リングとは異なる. ERL では放射光発生による電子ビームエ

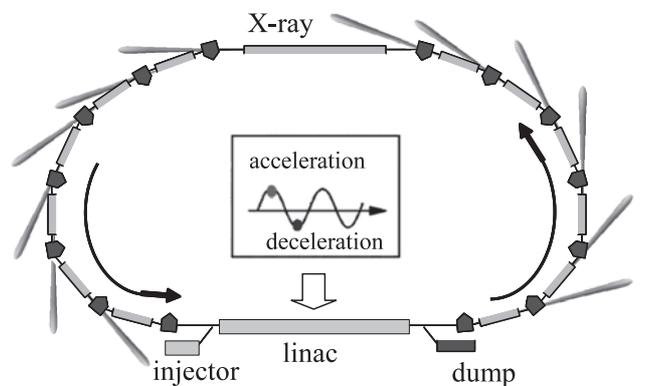


図3 エネルギー回収型リニアックに基づく放射光源の原理. 入射器で発生した電子を超伝導リニアックで加速し, 放射光発生に利用する. 使い終わった電子は, リニアックで減速されビームダンプへ捨てられる. リニアックでは, 加速ビーム, 減速ビームのエネルギー収支が釣りあい, 外部からの高周波電力の投入を増やさずに大電流電子ビームの加速が可能になる.

ミッタンスの増大を起こさずに、大電流を加速できるため、放射光の高輝度化、コヒーレンス向上が可能になるのである。

リニアックにおける加速では、電子の進行方向の運動量が増え、横方向の運動量は増えない。したがって、加速でエネルギーを増すにつれて電子の発散は小さくなり、エミッタンスも小さくなる。この現象は電子の横方向運動の位相空間における断熱収縮と言える。このような現象があるために、リニアックでは規格化エミッタンス  $\epsilon_n = \gamma\beta\epsilon$  を定義し、これを電子ビーム品質の指標とする。規格化エミッタンスは線形加速の前後で保存される量である。X線放射光の発生のために5 GeVまで加速した時に、10 keV X線の回折限界エミッタンスを得るには、0.1  $\mu\text{m}\text{-rad}$ の規格化エミッタンスが必要条件となる。このような小さなエミッタンスの電子ビームが、近年進展の著しい、高輝度電子源（光陰極を備えた電子銃）で発生可能となりつつある。低エミッタンス電子源をERLに組み込めば、回折限界エミッタンスの電子ビームから高輝度（高コヒーレンス）のX線を発生することができる。これが、ERL放射光源の特長である。ちなみに、陰極表面の半径0.5 mmのスポットから電子を引き出す場合に、0.1  $\mu\text{m}\text{-rad}$ の規格化エミッタンスは電子の横方向温度  $kT = 80 \text{ meV}$  に相当する。

### 5.2 ERL入射器におけるエミッタンス増大とその補償

前節で述べたように、ERL型放射光源では電子の多数周回に伴うエミッタンスの増大がなく放射光輝度は入射器の性能で決定されるので、入射器はERL放射光源の重要な要素である。ERL入射器は電子銃、バンチャー、前段加速器、合流部などで構成され、横方向収束のためのソレノイド磁石、四極磁石が含まれる。理想的な線形加速では規格化エミッタンスが保存するが、低エネルギーの入射器では、規格化エミッタンスの増大をもたらす現象が存在する。入射部におけるエミッタンス増大の原因としては、(1)横方向の空間電荷力、(2)縦方向の空間電荷力、(3)加速空洞の高周波場などがある。ここでは横方向空間電荷力、縦方向空間電荷力によるエミッタンス増大とその補償方法について述べる。

#### 5.2.1 横方向の空間電荷力

電子バンチの断面において電子が均一な円形の分布を持つとき、自己電場による横方向の発散力は電子の半径方向座標に比例する、つまり、線形な空間電荷力であり、これによるエミッタンス増大は生じない。ところが、電子バンチが時間方向に非一様な分布を持つ場合には、バンチの前後で横方向の発散力が異なるためにバンチ全体ではエミッタンス増大が生じる。これが横方向空間電荷力によるエミッタンス増大である。

図4は、ERL入射部の電子銃直後における横方向空間電荷力によるエミッタンス増大とその補償について示したものである。(A)→(B)は、横方向空間電荷力によるエミッタンス増大に対応している。個々のバンチスライス（バンチを時間軸に垂直にスライスした部分）がスライスに含まれる

電子密度に応じて、 $(x-x')$ 平面で回転運動（発散）を行う結果、投影エミッタンス（バンチ全体を $x-x'$ 平面に投影したエミッタンス；projected emittance）が増大する。放射光源の輝度は投影エミッタンスで決まるため、投影エミッタンスが増大するのは好ましくない。断面方向の電子分布が一樣な場合、つまり、スライスエミッタンスが保存している条件下では、増大した投影エミッタンスを復元する（小さくする）ことができる。これをエミッタンス補償とよぶ。

図4(C)→(D)は、エミッタンス補償の様子を示したものである。空間電荷により発散した電子バンチをソレノイド磁石で収束すると、発散の大きさに比例した収束力を受ける。ソレノイド下流で電子が再び発散を行うと、ある瞬間にバンチスライスの向きが一致し、エミッタンスが回復する。これがソレノイド磁石によるエミッタンス補償である。電子バンチがさらに下流に進むにつれて再びエミッタンスが増大するので、実際の設計では、電子が加速され空間電荷が無視できるようになる位置で、エミッタンスが回復するようにソレノイドの強さを決める。ソレノイド磁石によるエミッタンス補償は、多くの理論解析で詳しく研究されており実験的な検証も行われている[4]。

#### 5.2.2 縦方向の空間電荷力

電子が偏向磁石を含む軌道を通過するような場合、エネルギー広がりを持った電子ビームに対してもエミッタンス増大が生じないように、偏向磁石や四極磁石（収束磁石）を組み合わせてアクロマティック（色消し）の条件を満たすように軌道の設計を行う。アクロマティック軌道とは、同一の軌道で入射したエネルギー（進行方向運動量）の異なる

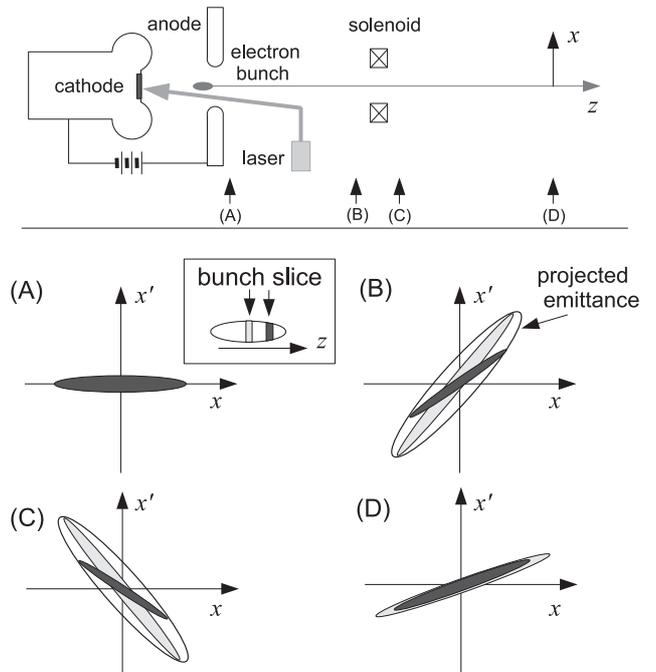


図4 光陰極電子銃を用いたERL入射器における、横方向空間電荷力によるエミッタンス増大とソレノイド磁石によるエミッタンス補償の原理。(A)電子銃直後、(B)電子銃下流＝エミッタンス増大、(C)ソレノイド直後、(D)ソレノイド下流＝エミッタンス補償。

る電子が、出射後も同一の軌道を取るような設計である。図5のERL合流部では、3つの偏向磁石でアクロマティックの条件を作っている。

縦方向の空間電荷力は電子の加速に従って、 $\gamma^{-2}$ で小さくなる。ERL光源の周回部(5 GeV)では、この力は無視できるほどに小さいが、ERL合流部(10 MeV)では空間電荷力は無視できない。このため、合流部ではアクロマティックの条件を与えたとしても、縦方向の空間電荷力によって有意なエミッタンス増大が生じる場合がある。

縦方向の空間電荷力は、電子バンチの前方に位置する電子のエネルギーを高くし、後方の電子のエネルギーを低くする効果を持つ。つまり、空間電荷力による電子バンチ内部でのエネルギーの再配分が行われる。ERL合流部において、このようなエネルギーの再配分が起こると、電子は設計されたアクロマティック軌道から外れた運動を行う。この結果、合流部出口での電子ビームのエミッタンスが増大する。これが、縦方向空間電荷力によるエミッタンス増大である。

このようなエミッタンス増大を完全に打ち消すことはできないが、エンベロープマッチングとよばれる手法を用いることで、ある程度小さくすることは可能である[5]。図6に示すように、電子バンチを縦方向の座標位置でスライスし、ERL合流部におけるそれぞれのスライスの運動を考える。縦方向空間電荷力がある場合、バンチ内電子のエネルギーの再配分によって各スライスが異なる軌道を取り合流部出口で変位を生じる。これがエミッタンスの増大になる。一方で、各スライスのエミッタンスは増大せずに初期

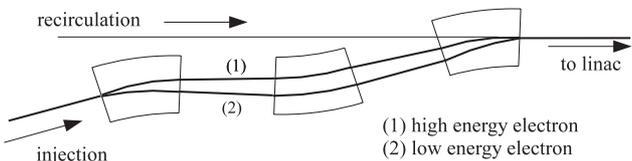


図5 3台の偏向磁石で構成されるERLの合流部。アクロマティックの条件を満たしているので、入射電子にエネルギーの偏差があっても、出射後は同一の軌道になる。

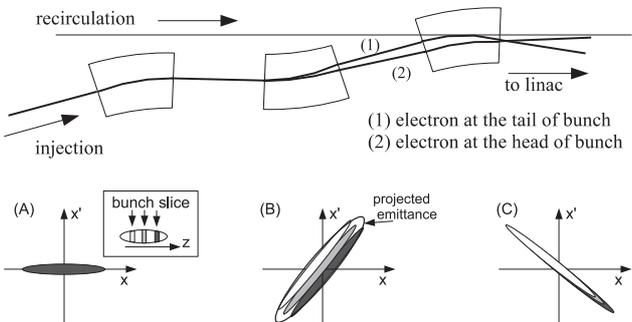


図6 縦方向空間電荷力によるエミッタンス増大とその補償の原理。(A)合流部手前、(B)合流部下流=エミッタンス増大、(C)合流部下流=エンベロープマッチングによるエミッタンス補償を行った場合。合流部の内部で生じる電子バンチのエネルギー再配分により、バンチスライス毎に合流部出口での軌道の不一致が生じる。これによりエミッタンスが増大する。この軌道の不一致を電子ビームのエンベロープと調和させることでエミッタンスの増大を最小にすることができる。この手法をエンベロープマッチングと言う。

の値を保存している。そこで、合流部出口でバンチスライスが変位する方向と、電子ビームのエンベロープを一致させれば、スライスの変位による影響を最小にできる。これがエンベロープマッチングである。図6に示すように、電子の偏向面における位置と運動量の位相空間における電子の分布を考える。電子分布が作る楕円の主軸が、空間電荷によるバンチスライスの変位の向きと一致する時、エンベロープマッチングの条件が満たされ、エミッタンス増大は最小になる。

### 5.3 空洞高次モードによるビームブレイクアップ

ERLの加速空洞では、加速ビームと減速ビームが作る電場が互いに打ち消し合うので、RF入力を一定としたまま加速電流を大きく増やすことができる。しかしながら、現実のERLでは、様々な要因によって加速できる電流に上限がある。ビーム物理の観点から加速電流の制限となる最も大きな要因は、空洞高次モード(Higher-Order Mode; HOM)によるビームブレイクアップ(Beam Break-Up; BBU)である[6]。

高周波加速空洞では、加速に寄与する固有モード(基本モード)以外に、様々な固有モード(高次モード)が存在する。これらの固有モードは、外部のRF源と内部の電子ビームの両方により励起される。高次モードの中でも横方向の電場成分を持つモード(dipole mode)は、中心軌道から外れて入射した電子バンチによって励起され、後続の電子バンチに横方向のキックを与える。キックを与えられ基準軌道から外れた電子バンチが、ERL周回軌道を経た後、キックを与えた高次モードを強める位置と位相で戻ってくると、高次モードはさらに強められる。これが繰り返されることで高次モードが指数的に成長し、電子バンチに与える変位が周回軌道のビームパイプ径を越えるとビームが失われ、エネルギー回収が動作しなくなり、ERLが停止する(図7)。この一連の現象が、高次モードによるビームブレイクアップ(HOM-BBU)である。BBUが現れる電流をBBUの閾値電流と呼ぶ。

HOM-BBUの閾値電流を大きくする(加速できる電流を大きくする)ためには、(1)電子ビームと空洞HOMのカッ

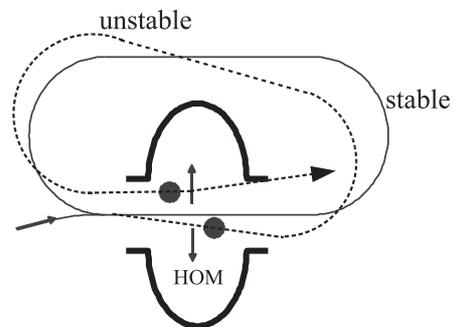


図7 HOM-BBUの原理：先行するバンチが励起した高次モード(HOM)によって後続のバンチが横方向へキックされる。キックされたバンチが周回後にHOMを強める位置と位相で戻ってくると、HOMが指数的に成長し、ビームが失われる。図は単一空洞に簡略化しているが、実際のERLでは多数の空洞が存在する。

プリングが小さくなる (HOM のインピーダンスを小さくする) ように, 空洞の形状を最適化する. (2)HOM の減衰が早くなる (HOM のQ 値が小さくなる) ように空洞の形状を選び, 適切な HOM 減衰機構 (取り出しカップラーや吸収材) を配置する. (3)HOM により横方向にキックされた電子が周回後に空洞の中心から大きく外れないように周回軌道を設計する, などの対策を組み合わせる必要がある. また, 空洞の製作時に生じる空洞毎の HOM 周波数のばらつきも, 閾値電流の増大に寄与することが知られている.

HOM-BBU の解析には, 多数の電子バンチをトラッキングしながら HOM 振幅の時間発展を計算する方法 (トラッキング法) と, 固有値問題として取り扱い不安定解を求める方法 (固有値法) がある. ここでは, トラッキング法による HOM-BBU の解析を示す. 図 8 は, HOM-BBU の計算例である. BBU 閾値を上回る電流を加速した場合, HOM-BBU が生じて電子ビームが横方向に発散してしまうのがわかる.

KEK, JAEA, 東京大学の共同チームでは, HOM-BBU の対策を特別に施した超伝導空洞 (ERL 空洞) を開発している. 5 GeV ERL の構成において, ERL 空洞を用いた場合には 600 mA を越える閾値電流が得られることが示されており, ERL 放射光の運転条件 (100 mA) では BBU が発生せず, 安定な加速が行えると期待される [7].

#### 5.4 まとめ

低エミッタンス電子ビームを大電流で連続的に加速できる ERL は, 高輝度 (高コヒーレント) X 線の発生が可能な次世代 X 線放射光源として, 国内では KEK, JAEA, 東京大学などの共同チームが研究開発を進めており, 2012年に完成予定の小型の ERL (コンパクト ERL) において, 次世代放射光源で要求される低エミッタンス大電流電子ビームの技術実証を行う予定である [7].

紙幅の都合で詳述できなかったが, ERL は X 線放射光源の他にも, 大出力自由電子レーザー (FEL), レーザーコン

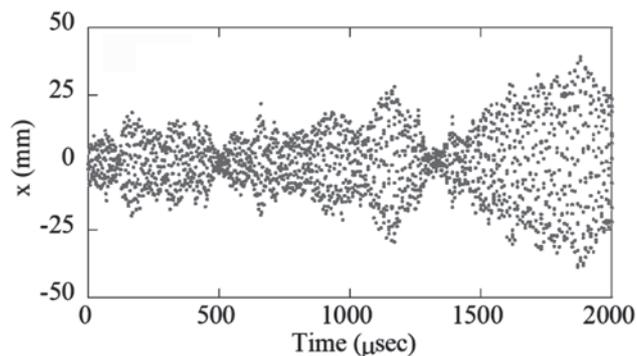


図 8 HOM-BBU の計算例: BBU 閾値を越える電流を加速した場合, 時間とともに電子ビームが横方向に発散する様子が示されている.

プトン散乱と組み合わせた高輝度  $\gamma$  線源, イオンビーム冷却用電子加速器などにも利用可能であり, それぞれの利用に向けた研究開発が国内外で進んでいる [8]. 低エミッタンスかつ大電流の電子ビームを加速できる ERL の特長を最大限に生かすためには, 本章で紹介したようなビーム物理の諸問題を理解した上で, ハードウェアの設計と開発を行わなければならない. プラズマ・核融合学会の諸氏にも関心を持っていただければ幸いである.

#### 参考文献

- [1] G.R. Neil *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 662 (2000).
- [2] R. Hajima *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A507**, 115 (2003).
- [3] Sol M. Gruner *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **73**, 1402 (2002).
- [4] X. Qiu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 3723 (1996).
- [5] V.N. Litvinenko, R. Hajima and D. Kayran Nucl. Instr. Meth. **A557**, 165 (2006).
- [6] E. Pozdeyev *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A557**, 176 (2006).
- [7] 羽島良一 他: 加速器 **6**, 149 (2009).
- [8] *Proc. the 41st ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on Energy-Recovery Linac 2007*, <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/erl07/INDEX.HTM>