

エネルギー回収型リニアック の概要

1. はじめに

エネルギー回収型リニアック（ERL:Energy Recovery Linac）は、通常のリニアック（線型加速器）とは異なり、加速したビームを利用後に減速して大部分の加速エネルギーを回収する加速器である。エネルギーの観点から理想的なリニアックであるが、ERL の本格的な利用にはエネルギー回収の実証・経験と関連技術の進展を待つ必要があった。これまではリニアックや蓄積リングの陰に隠れた存在であったが、近年では電子銃や超伝導加速空洞技術の発展とも相俟って光源加速器や原子核・素粒子加速器にも ERL を利用しようとする動きが生まれている。将来の加速器分野において大きな柱の 1 つになっていくものと期待される。今年にエネルギー回収が提案されて 50 周年を迎え、6 月に開催された ERL の国際ワークショップ ERL2015 ではその最初の提案者である米国コーネル大学の Maury Tigner 博士による記念講演も行われた[1]。そのような年に、縁あって ERL に関するセミナーが行われることになった。本セミナーが ERL の理解の一助になれば幸いである。

2. ERL の原理

図 1 に ERL の原理を示す。電子源を含む入射部からの電子ビームは加速空洞から成るリニアックで加速される一方、ERL では一旦加速されたビームが周回して再び同じリニアックに戻ってくる構造になっている。ただし、空洞の高周波電場の位相が 180° 変わるように戻ってくるために、今度は減速されて入射ビームのエネルギーと同じエネルギーになってリニアックから出てくる。減速ビームはダンプ部に輸送されて捨てられ、加速されたビームは周回する。加速空洞では入射ビームに加速エネルギーを与えるが、周回して戻ってきたビームからエネルギーを得るので、ほとんどの加速エネルギーを理想的には回収できる。これが、エネルギー回収リニアックの原理である。

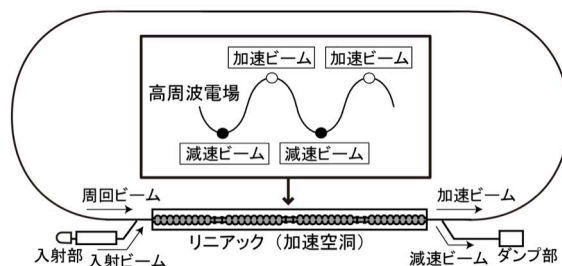


Fig. 1 エネルギー回収型リニアックの原理

3. ERL の提案と実証試験

既に触れたように、ERL あるいはエネルギー回収の最初の提案は 50 年前の 1965 年に遡る。イタリアの学術雑誌 *Il Nuovo Cimento* に投稿された M. Tigner の論文“A Possible Apparatus for Electron Clashing-Beam Experiments”[2]がその始まりと言われる。図 2 にその論文に掲載されたエネルギー回収を行う衝突型加速器システムの 2 種類の配置案を示す。当時はスタンフォード大学で電子陽電子蓄積リング型衝突加速器が提案されており、この論文ではリニアックにエネルギー回収を加えることで同程度の性能を得るためのパラメータ値を示した。また、大電流の実現のために超伝導加速空洞を利用することにも言及している。

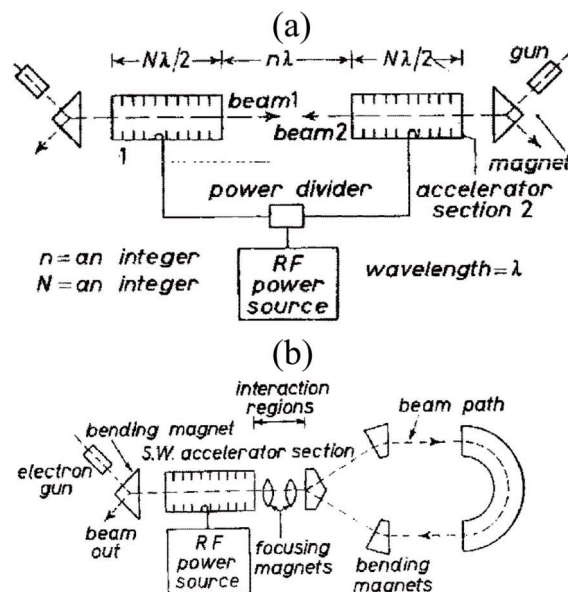


Fig. 2 提案されたエネルギー回収を用いた 2 種類の衝突加速器システムの配置[2]。

1979 年になってカリフォルニア大学サンタバーバラ校(UCSB)の L.R. Elias が静電加速器におけるエネルギー回収を提唱し[3]、1983 年には UCSB FEL でその実証実験に成功した[4]。高周波加速器では、S.O. Schriber と E.A. Hrighway が 1975 年に 1m のリニアックを用いてエネルギー回収実験を行った[5]。

1986 年には T.I. Smith らがスタンフォード大学の SCA (Superconducting accelerator) を用いて高周波加速空洞の最初の本格的なエネルギー回収試験を行った[6]。図 3 にその試験を行った SCA 加速器を示す。この加速器は自由電子レーザー用の超伝導リニアックで 2 回加速の目的で周回部が加えられた。周回部の改造によって周長を RF 位

相の半周期変えることができたので、エネルギー回収実験も可能になった。

図 4 はエネルギー回収の試験結果を示す。横軸は空洞で消費された加速高周波 (RF) パワーで、入力パワーと反射パワーの差を表す。時間 $t=0\text{ms}$ で RF パワーを投入して (RF on) にして加速電場が安定する約 5ms 後にビームを空洞に入れて (beam on)、5ms 後に RF パワーとビームを共に停止した (RF/beam off)。図 4(a)は、周回したビームが 2 回加速できるように周長を調整した場合である。 $t=5\text{-}10\text{ms}$ にある 2 つのパルスの高い方はビームを 2 回加速した時で、低い方は 1 回加速した後に周回させなかった時のものである。

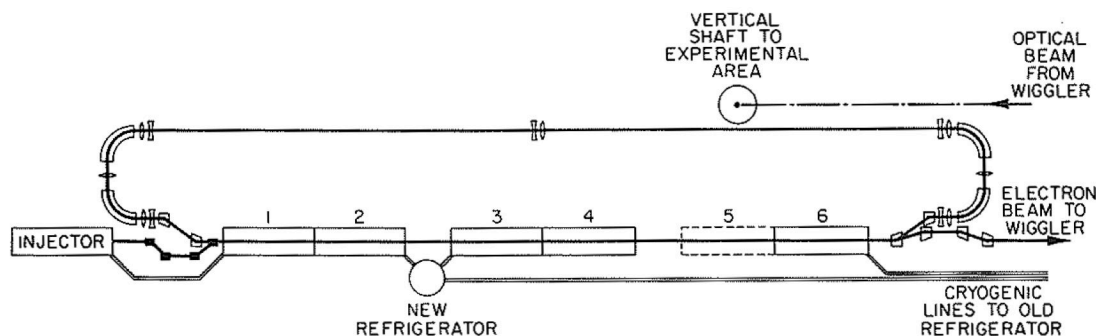


Fig. 3 エネルギー回収を初めて試験したスタンフォード大学の超伝導加速器 SCA[6]。

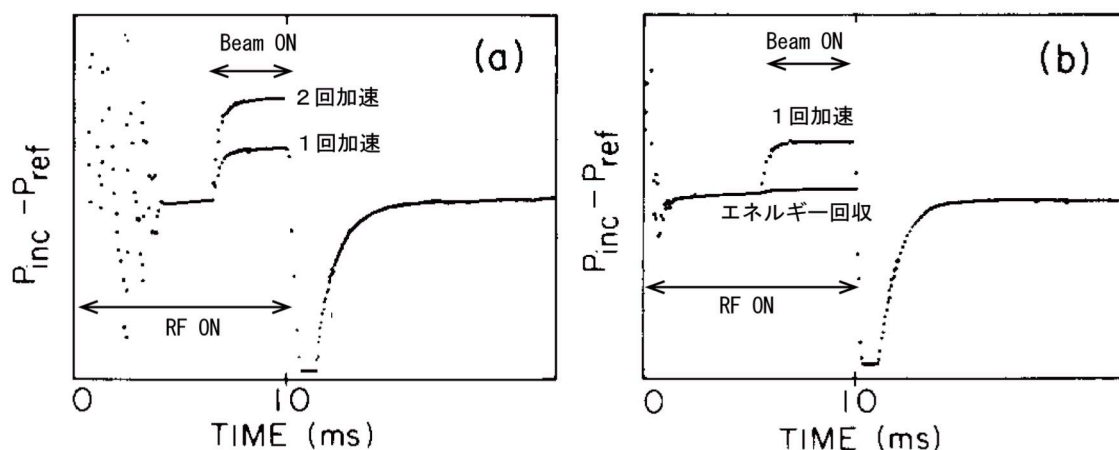


Fig. 4 スタンフォード大学の超伝導加速器 SCA を用いたエネルギー回収実験の結果[6]。縦軸は空洞で消費された RF パワー (入力パワーと反射パワーの差) で、横軸は時間を表す。時間 $t=0\text{ms}$ で RF パワーを on にし、約 5ms 後に beam on にしてさらに 5ms 後に RF off/beam off とした。(a)は、通常の運転の場合で、 $t=5\text{-}10\text{ms}$ で 1 回加速と 2 回加速での結果が示されている。(b)は、周回ビームの RF 位相を反周期ずらした場合で、エネルギー回収により RF パワーが beam on でほとんど変わらない。周回しない場合は(a)の 1 回加速と同じになる。

図 4(b)は RF 位相が 180° ずれるように周長を調整した場合である。ビームを周回させない時は、図 4(a)の 1 回加速と同じである。加速ビームを周回させるとビームは減速されて、消費される RF パワーは beam on でも beam off でもほとんど変わらないことがわかる。これはエネルギー回収に成功していることを示すものに他ならない。

上のエネルギー回収試験の他にも、ほぼ同時期にロスアラモス研究所の D.W. Feldman らが実際に FEL 運転時にエネルギー回収を行った[7]。ただし、この場合は、加速と減速ではそれぞれ異なるリニアックを用い、2 つのリニアックは結合された構造を持っていた。図 5 に ERL-FEL と枠内に 2 つの結合されたリニアックの断面を示す。同じリニアックの同じセルによるエネルギー回収を行った FEL 運転については、1999 年の米国のトーマスジェファソン国立研究所 (JLAB) の ERL-FEL を待つことになる。JLAB の ERL-FEL の成功を受ける形で同様な ERL 施設の建設が続くことになり、現在に至っている。国内外の ERL 施設と ERL 関連の計画については、8 章と 9 章で述べる。

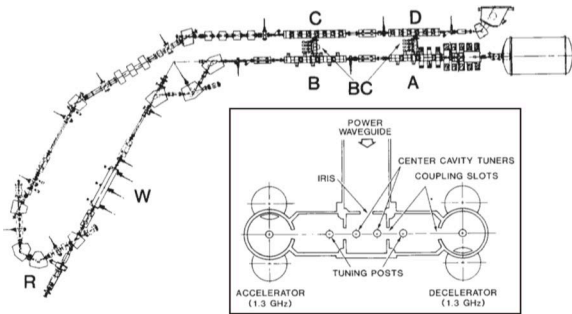


Fig. 5 FEL 運転でエネルギー回収を行ったロスアラモス研究所の加速器[7]。枠内はエネルギー回収を行う結合された 2 つのリニアックの断面。

4. ビームパラメータと ERL

ERL では一般的に大電流・高品質なビームを生成・加速・周回することを目指している。ここでは、関連するビームパラメータについて述べる。

電子のエネルギー E と運動量 p は、電子の質量 m 、ローレンツ因子 γ 、光速 c で規格化した速度 β を用いて、

$$\begin{aligned} E &= \gamma mc^2 \\ p &= m\gamma\beta c \end{aligned} \quad (4-1)$$

と表せる。相対論的電子 ($\gamma \gg 1, \beta \approx 1$) では、 $E \approx pc$ となる。

ビームは一般的には高周波電場で所定のエネルギーまで加速されるので、その加速高周波と位相が同期して加速される電子以外はどこかで失われてしまう。そのために、進行方向の位置 z に関してその平均位置を中心に有限の幅を持つ塊になる。これをバンチと言う。当然のことながら、バンチ内での電子の運動量 $p \approx p_z$ についても平均運動量を中心に有限な幅を持つことになる。また、各電子の水平・垂直方向の位置 x, y と同方向のビーム (バンチ) 内の電子の運動量 p_x, p_y についても同様に加速器内ではある有限の幅を持つ分布を形成する。ビームの平均運動量を p_0 とすると、加速器では運動量の代わりにそれを p_0 で規格化した次の量が使われる。

$$x' \equiv \frac{p_x}{p_0}, \quad y' \equiv \frac{p_y}{p_0}, \quad \delta \equiv \frac{p - p_0}{p_0} = \frac{\Delta p}{p_0} \quad (4-2)$$

ビームあるいはバンチは 6 次元空間 (x, x', y, y', z, δ) の電子分布で考えられることが多い。 x', y' は電子の水平・垂直方向の傾きに相当する。

ビームの水平・垂直のサイズ σ_x, σ_y と発散角 σ'_x, σ'_y を全電子の位置と傾きの標準偏差と定義すると、

$$\begin{aligned} \sigma_x &\equiv \sqrt{\langle x^2 \rangle}, \quad \sigma_y \equiv \sqrt{\langle y^2 \rangle} \\ \sigma'_x &\equiv \sqrt{\langle x'^2 \rangle}, \quad \sigma'_y \equiv \sqrt{\langle y'^2 \rangle} \end{aligned} \quad (4-3)$$

となる。ここで、 $\langle A \rangle$ はビーム内での電子のパラメータ値 A の平均を表す。ただし、ここで基準となる各位置と傾きの平均値は、

$$\begin{aligned} \langle x \rangle &= \langle y \rangle = 0 \\ \langle x' \rangle &= \langle y' \rangle = 0 \end{aligned} \quad (4-4)$$

とした。同様に、バンチ長と運動量幅をバンチ内の電子の進行方向の位置と相対的運動量のずれの標準偏差と定義すると、

$$\sigma_z = \sqrt{\langle z'^2 \rangle}, \quad \sigma_\delta = \sqrt{\langle \delta^2 \rangle} \quad (4-5)$$

となる。パンチ長の場合、 $\sigma_t = \sigma_z/c$ として時間の単位で表すことが多い。

次に重要なパラメータであるエミッタンスについて述べる。式(4-3)の条件の下で、ビームの水平エミッタンス ϵ_x は次のように定義する（垂直方向も同様）。

$$\epsilon_x = \sqrt{\langle x'^2 \rangle \langle x^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \quad (4-6)$$

このビームのエミッタンスは電磁場のない自由空間や線形磁場中では保存量になる（A.4.参照）。位置と傾きに相関がない場合（ $\langle xx' \rangle = 0$ ）、 $\epsilon_x = \sigma_x \sigma'_x$ となる。低エミッタンスということは、一般にビームサイズも発散角も小さいということを意味する。図5のように楕円形に似た電子分布を考えると、ビームエミッタンスは楕円の長径、短径を σ_x , σ'_x とする楕円の面積を π で割った量になる。

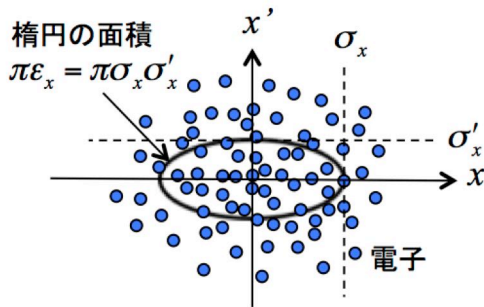


Fig. 5 (x, x') 上での楕円形状の電子分布におけるビームエミッタンス ϵ_x 、ビームサイズ σ_x と発散角 σ'_x の関係。

それでは、加速によってエミッタンスがどうなるのかを考える。加速前の運動量が p_1 だった電子ビームがある点で加速によって p_2 になった場合、水平方向の電子の運動量 p_x は進行方向の加速では変わらないので、それぞれの水平方向の傾きは、

$$x'_1 = \frac{p_x}{p_1}, \quad x'_2 = \frac{p_x}{p_2} \quad (4-7)$$

となる。電子の位置は変わらないので、ビームエミッタンスは加速では保存されずに運動量に反比例することになる。即ち、加速すれば加速するほど、エミッタンスは小さくなる。別の言い方をすれば、運動量あるいは $\gamma\beta$ でエミッタンスを規格化すると加速で変化しない量になる。これを規格化エミッタンスと呼び、次式で定義する。

$$\epsilon_{nx} = \epsilon_x \gamma \beta \quad (4-8)$$

ϵ_{nx} は加速しても保存する量になる。これに対して、式(4-5)で定義されるエミッタンス ϵ_x をそれと区別してしばしば幾何学的エミッタンスと言うことがある。ERLを含むリニアックでは、エミッタンスは加速によって運動量（エネルギー）を増やすと下げることができる。他方、蓄積リングの場合、電子ビームはリング内を何周も周回する間に放射光の放出によるエミッタンスの増加とそのエネルギーを補う高周波加速によるエミッタンスの減少との間で平衡状態に達して、ビームエミッタンスが決まる。蓄積リングの詳細については他のテキストを参考にいただきたい[8]。

エミッタンスが低いと、電子ビームを放射光などの光源として使う場合にその光の輝度が高くなる。衝突型加速器の場合でも、その重要なパラメータであるルミノシティに対して低エミッタンスの方が有利になる。パンチ長については、短いと一般に利用実験の時間分解能が良くなる。また、後述するようにコヒーレント放射を発生できることやピーク電流を上げて自由電子レーザーの利得を上げることも可能になるために、短パンチが求められる場合が少なくない。運動量幅については小さい方が電磁石による電子ビーム光学系での収差による影響が小さく、運動量分散によるビームエミッタンスや放射光輝度等の劣化も抑えることができる。これらは、ビームの質を表す重要なパラメータとして使われる。

他方、電子ビームの強度あるいはそこから放射される光の強度が増えるために電流が大きいことも求められる。電流には、ピーク電流 I_p と平均電流 I_{av} がある。前者はパンチ内での瞬間的な最大電流を表し、パンチ電荷を増やすかパンチ長を短

くすると高くなる。後者は時間積分された電荷をその時間で割ったもので、バンチの繰り返し周波数 f_b を増やすと同じバンチ電荷やピーク電流でも大きくなる。ここで大電流というのは、基本的には平均電流が大きいことである。

ERL では蓄積リング以上の超低エミッタンスビームを実現できる可能性がある。また、バンチ繰り返しを上げられるので蓄積リング並みに平均電流を上げることも期待されている。さらに、通常のリニアックと同様にバンチ長を短くし、ピーク電流を上げることができる。

5. ERL の構成

ERL の構成と構成要素の概要について述べる。図 6 に ERL の典型的な配置構成例を示す。より具体的なイメージを持ってもらうために、ERL の性能実証試験機として KEK で運転しているコンパクト ERL (cERL) [9] の構成や構成要素についても同時に触れることにする。図 7 に電磁石も含めたその配置・構成を示す。cERL の全体的な話については 8 章で改めて述べることにする。

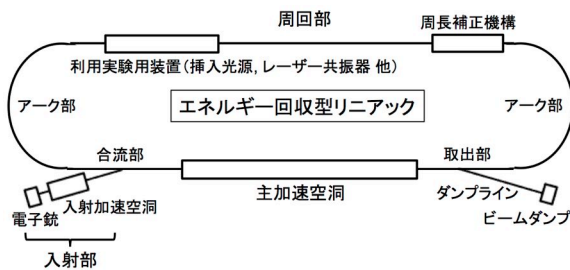


Fig. 6 ERL の典型的な配置・構成

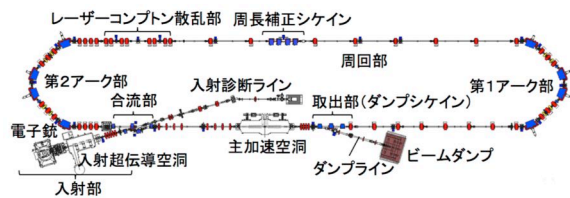


Fig. 7 cERL の電磁石を含む配置・構成。アーク部用偏向電磁石 8 台、合流部を含むシケイン用偏向電磁石 12 台、四極電磁石 70 台、ソレノイド電磁石 2 台が設置されている。六極電磁石は未設置だが、4 台設置予定である。

5.1. 入射部

入射部は電子を電子銃（電子源）において生成し、入射加速空洞で加速して周回部のループと合流する合流部へと輸送する。電子のエネルギーが低いので、空間電荷効果やさまざまな外部からの意図しない電磁場の影響も受けやすい場所でもある。図 8 に空間電荷効果の概念図を示す。このような影響を可能限り回避して、大電流ビームを低エミッタンス等の品質を維持して主リニアック（主加速空洞）に送り込む必要がある[10]。

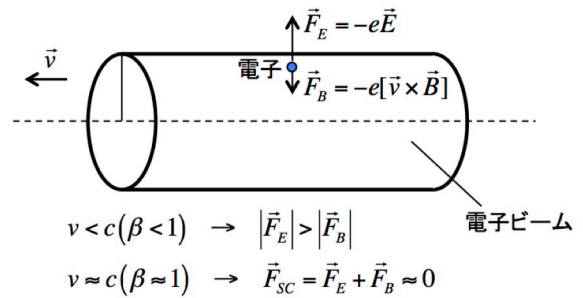


Fig. 8 空間電荷効果の概念図。電荷 $-e$ の電子は電子ビームが作る電場 $\vec{E}$ と磁場 $\vec{B}$ による力（空間電荷効果）を受ける。高エネルギービームでは速度が光速にほぼ等しく電場と磁場による力が相殺するが、低エネルギービームでは空間電荷の力が強い。そのためエミッタンスの劣化などが起きやすい。

5.1.1. 電子銃

ERL 電子銃では一般に大電流で低エミッタンスの電子ビームを安定に生成することが目標となる。電子銃は電子を出す陰極（カソード）とアノード（陽極）で構成され、陰極と陽極の間に高電圧をかけて陰極から電子を取出す。陰極を熱することで熱電子を生成する熱電子銃とレーザー照射などで光電子を生成させる光陰極電子銃がある。生成した電子を加速する観点からは、直流 (DC) 高電圧で加速する DC 電子銃と高周波 (RF) 空洞で加速する RF 電子銃とがある。

熱電子銃は高い安定性のために ERL でも過去にはよく用いられてきたが、最近ではレーザー技術の発展にも伴って短パルスで高繰り返しの電子ビームを直接生成できる光陰極電子銃が使用されるようになってきた。特に光陰極電子銃は後

述するように低エミッタンスビームの生成に有利なので、ERL ではこの光陰極電子銃が主に使用されている。

DC 電子銃は空間電荷効果に対してなるべく高い電圧をかけて低エミッタンスを確保する必要がある。過去に絶縁セラミックでの深刻な放電（フィールドエミッション）の問題があったが、最近では 400kV 付近で安定に運転されていて、500kV の高電圧も試験的には維持できるところにきた[11][12][13][14]。図 9 に光陰極 DC 電子銃の概念図を示す。RF 電子銃は時間依存した加速電圧という拘束はあるものの、DC 電子銃よりも加速勾配を大きくとれてエネルギーを上げられる利点がある。最近では CW 運転用に超伝導 RF 電子銃も使われ始めている[15]。ただ、現段階では DC 電子銃に比べてより良い性能を示すことはまだできていない。cERL では DC 光陰極電子銃がよく使われている（図 10）。

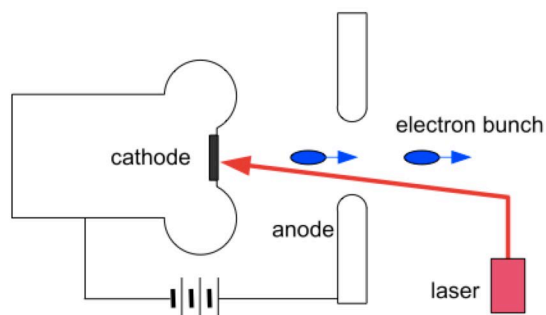


Fig. 9 光陰極 DC 電子銃の概念図[9]。陰極 (cathode) と陽極 (anode) があり、その間に高電圧をかけてレーザー照射で生成した光電子ビームを加速して取出す。

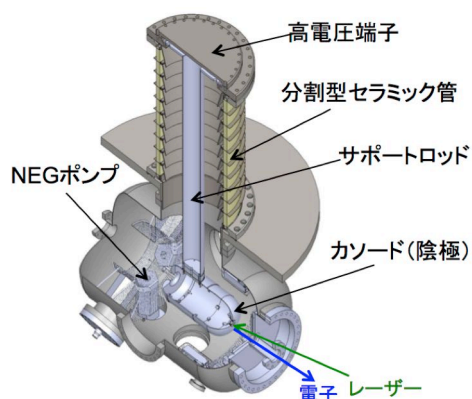


Fig. 10 cERL の DC 光陰極電子銃。

ここでカソードについて少し触れる。電子はカソードから出る時に既に有限なエミッタンスを持っている。この初期エミッタンスは主に熱運動によるもので熱エミッタンスと呼ばれ、規格化されたエミッタンスの表現では次のように書ける。

$$\varepsilon_{th} = \frac{r_L}{2} \sqrt{\frac{kT_{eff}}{mc^2}} \quad (5-1)$$

T_{eff} は電子の実効温度、 k はボルツマン定数、 r_L は円形分布を持つレーザーの陰極での照射半径である。実効温度を室温 $kT=26\text{meV}$ ($T=300\text{K}$) とすると、レーザー直径 1mm に対して熱エミッタンスは $0.056\text{mm}\cdot\text{mrad}$ になる。熱電子銃ではカソードが高温になるために ERL に要求される大電流で低エミッタンス ($\sim 0.1\text{mm}\cdot\text{mrad}$) を実現することは困難であることがわかる。実効温度はカソードの温度の他にカソード内での光励起と放出のメカニズムに依存している。陰極としてよく使われている GaAs 半導体では、カソード表面に Ce 原子を付けることで外側の真空準位をカソード内の伝導帯の準位よりも下げて電子をカソードから出やすくすることで初期エミッタンスを下げている。この表面を負の電子親和性（NEA: Negative Electron Affinity）表面と言う。図 11 にその NEA 表面を持つカソードとそこでの電子放出過程を示す。cERL では現在この NEA GaAs が使われている。コーネル大学ではこのカソードを使った入射部のプロトタイプ（入射エネルギー 8MeV、電子銃電圧 350kV、励起レーザー波長 520nm）で、バンチ電荷 19pC（繰り返し 1.3GHz で平均電流 25mA に相当）時に水平・垂直の規格化エミッタンス $0.33/0.20\text{mm}\cdot\text{mrad}$ 、バンチ電荷 77pC（繰り返し 1.3GHz で平均電流 100mA に相当）時に $0.69/0.40\text{mm}\cdot\text{mrad}$ を得ている[16]。ただし、GaAs カソードについては大電流において量子効率（照射した光子に対して光電子が出てくる割合）が低下するという問題があり、最近では代わりにマルチアルカリのカソードの開発も盛んに行われている[17][18]。例えば、NaKSb カソードを用いて平均電流 65mA を 9 時間連続運転しても、量子効率の $1/e$ 減衰は 66 時間と長いことが報

告されている。電子銃の詳細は他の講義[19]を参照していただきたい。

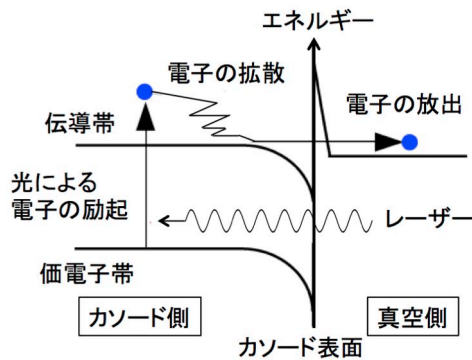


Fig. 11 NEA カソードでの光電子の励起、拡散、放出[9]。

5.1.2. 励起レーザー

電子銃励起レーザーは、量子効率やエミッタンス等の観点からカソードのバンドギャップと整合する波長を持つこと、大電流の電子ビームを生成できる出力があること、加速周波数に整合した繰り返し周波数を持つ短パルス列を発生できること、安定に運転できることなどが求められる。レーザー照射によってカソードから出てくる電子の平均ビーム電流 I_{av} は、レーザーの波長 λ とパワー P を用いて次のように書ける。

$$I_{av}[\text{mA}] = \frac{\lambda[\text{nm}]}{124} P[\text{W}] QE[\%] \quad (5-2)$$

ここで、 QE は量子効率を表す。大電流ビームを生成するためには、レーザーのパワーと量子効率を上げることが必要である。レーザーの波長については、カソードを形成する物質のバンドギャップに励起レーザーの波長を合わせ込むことでカソードから出てくる電子の初期エミッタンスを小さく抑えることができるので、カソードの励起エネルギーを下回らない範囲で長い波長が良い。しかし、波長が長いと量子効率や時間応答が悪くなるので、実験などを通して総合的に判断する必要がある。

光陰極電子銃は熱陰極電子銃に比べて一般的に安定性が悪いことが欠点であった。これは、励起レーザーシステムの安定性に起因しているこ

とが多い。最近では高出力で安定に動作すると期待されているファイバーレーザーを用いて励起レーザーを構築することも多くなった。ファイバーレーザーは固体レーザーと異なり、ミラーやレンズの数が少なくて済み、振動や温度変動にも強く部分的にアライメントも簡素化できる。さらに、レーザー媒質をファイバーにすることで媒質の長さを稼ぐことができるため、利得の面でも有利である。ファイバーレーザーには Er ファイバーレーザー（中心波長 1550nm）と Yb ファイバーレーザー（中心波長 1030nm）があるが、中でも Yb ファイバーレーザー（図 12）は高出力化が比較的容易で、ERL 用電子銃励起レーザーとしていくつかの施設で採用されている。

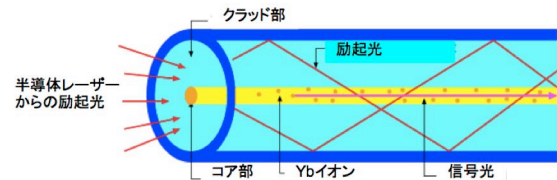


Fig. 12 Yb ファイバーレーザーの構造[9]。コア部は数から数十ミクロン、クラッド部は数十から数百ミクロン、長さは数十 cm から数 m である。

KEK の cERL では、GaAs のカソード（バンドギャップ約 800nm）に対して、Yb ファイバーレーザーの 2 倍高調波（波長約 530nm）が使われている。図 13 にコンパクト ERL の電子銃励起レーザーシステムを示す[20][21]。Nd:YVO4 発振器からの波長 1064nm の光を 2 段のファイバー増幅器で増幅し、2 倍高調波発生器で 532nm の光に変換する。電子銃で生成した大電流・低エミッタンスビームは空間電荷効果によってエミッタンスの劣化が起こる。そのために高バンチ電荷運転では励起レーザーで生成される数 ps のパルスを数十 ps まで長く伸ばしてカソードに照射することでバンチの電子密度を低くして空間電荷効果を弱める。図 13 のパルス整形システムはそのためのものである。

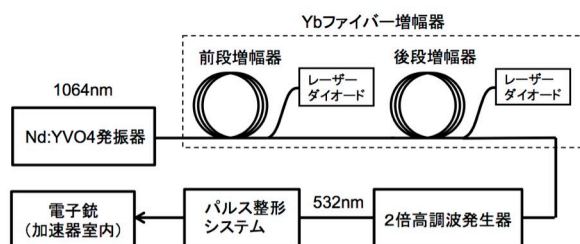


Fig. 13 Yb ファイバーレーザーを利用した cERL の電子銃励起レーザーシステムのブロック図。1064nm の Nd:YVO4 発振器、2つの Yb ファイバー増幅器、2 倍高調波発生器、パルス整形システムから成る。

5.1.3. バンチャー空洞

前述したように、空間電荷効果を弱めるために高バンチ電荷では励起レーザーを長パルスにしてバンチ長を伸ばしてバンチを生成する。その後、入射空洞の入口ではバンチ内の均一な加速のためにバンチを短くしておく必要がある。そのために電子銃と入射空洞の間にバンチャー空洞が置かれる。バンチャー空洞では、RF 位相が 90° （高周波電場がゼロと交叉する部分）になるようにバンチを通過させるので、バンチ全体での運動量は変わらないが、バンチの前方と後方で運動量差（速度差）ができる。それによって、入射空洞入口までにバンチ後方の電子が前方の電子に追いつこうとしてバンチが圧縮される。cERL ではバンチャー空洞は銅製の 1.3GHz 常伝導空洞（1セル）で製作されている。これは、常伝導にしてもそれほど大きな電力を必要としないためである。

5.1.4. 入射加速空洞

電子銃で生成した大電流・低エミッタンスビームを 2~10MeV 程度まで加速する役割を持つ。主加速空洞（主リニアック）とは異なり、エネルギー回収は行わないので、加速に必要なパワーは全て外部の RF 源から供給する。そのために、加速高周波を入力する入力カプラーは大電力に耐えうるものでないといけない。また、大電流電子ビームが空洞内に誘起する高次モード（HOM: Higher Order Mode）高周波を効率よく吸収あるい

は外部に取出すことのできる HOM アブソーバーや HOM カプラーなどを備えている必要がある。入射加速空洞は基本的には大電流で連続波（CW: Continuous Wave）運転が可能のように例外を除けば超伝導加速空洞が使用される。超伝導空洞を 2K に冷却するクライオモジュールも同様に CW 運転に耐えうる構造を持つように設計・製作される。

図 14 と図 15 に KEK の cERL で使用されている入射空洞とそのクライオモジュールを示す[22]。入射空洞は 1.3GHz のニオブ（Nb）製 2 セル空洞 3 台を使って最大 6MeV まで加速する。セルの少ない空洞に分けたのは、RF 位相や RF 電圧などを細かく調節できるようにしてビーム調整の自由度を増やすためである。3 台の 2 セル空洞それぞれに 2 つの入力カプラーと 5 つの HOM カプラーが装備されている。入力カプラーによって生じる上下非対称なキックによるエミッタンス等の劣化を避けるためである。

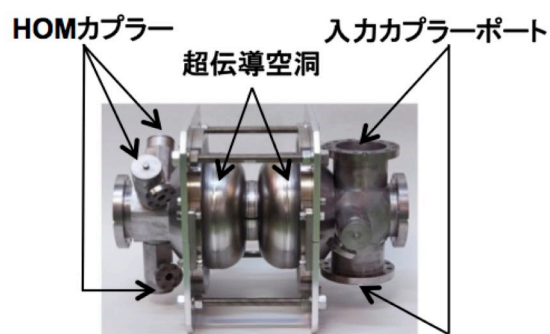


Fig. 14 KEK の cERL で使用されている入射リニアックの 2 セル超伝導空洞。

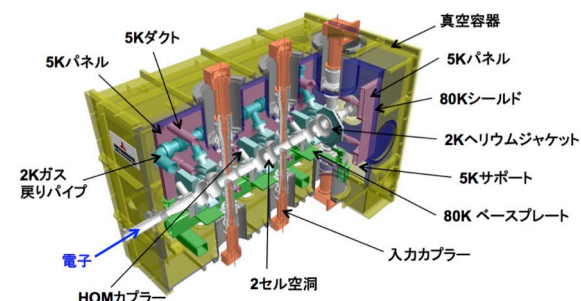


Fig. 15 KEK の cERL で使用されている入射空洞用クライオモジュールの構造。3 台の 2 セル超伝導空洞が 2K に冷却される。

5.1.5. 入射診断ビームライン

入射部で生成・加速した電子ビームを診断するビームラインで、専用のビームダンプを持つ。必ずしも全ての ERL にあるわけではない。cERL では、合流部の偏向電磁石をオフにすると合流部に行かずに真っ直ぐに進んで診断ビームラインに輸送される。そこでは、偏向空洞とスクリーンモニタによるバンチ長測定、偏向電磁石とスクリーンモニタによるエネルギー測定、スリットスキャナとスクリーンモニタによるエミッタンス測定などが可能である[23]。

5.2. 合流部

合流部は低エネルギーの入射ビームと加速後に周回してきた高エネルギーのビームを同一軌道に合流させるためのものである。ただし、2つのビームのバンチは、RF 位相で 180° ずれているので進行方向に重なることはなく、合流後には2倍のバンチ繰り返し周波数になる。ERL では連続的に入射が行われるので、蓄積リングのようなパルス電磁石による入射は行われず、直流の偏向電磁石を用いて入射する。ただし、合流部後の電子軌道が運動量（あるいはエネルギー）に依存しないように、分散関数が合流部以降でゼロになるようなアクロマティック (achromatic) な光学系になっている必要がある。

図 16 にこれまで使用あるいは提案されている ERL 合流部の配置について示す。4つの配置の中で、シケイン型とジグザク型は他の2つに比べてエミッタンスの増加をより抑えることができる。しかし、入射ビームが周回ビームと同一直線上になるので、周回ビームを合流前に偏向してその軌道に乗せておく必要があり、大型の ERL では配置が困難である。一方、3ダイポール型と2ステップ階段型は大型の ERL に対応できる。3ダイポール型と2ステップ階段型よりもエミッタンスを小さくできる[24]。そのために KEK のコンパクト ERL では入射角 16° の3ダイポール型が使われている。図 7 の合流部を拡大したものを図 17 に示す。図では入射ビーム同様に周回ビームも分散が

下流で生じないように3つの偏向電磁石磁場で分散を消すアクロマティックな構成になっている。

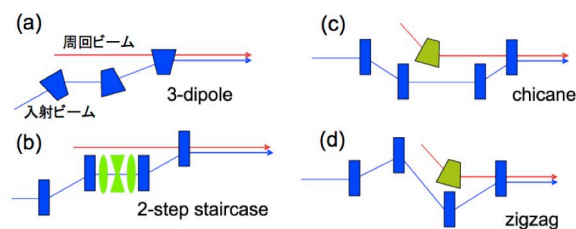


Fig. 16 ERL 合流部の配置[9]。(a) 3ダイポール型 (3 dipole)、(b) 2ステップ階段型 (2-step staircase)、(c) シケイン型 (chicane)、(d) ジグザグ型 (zigzag)。

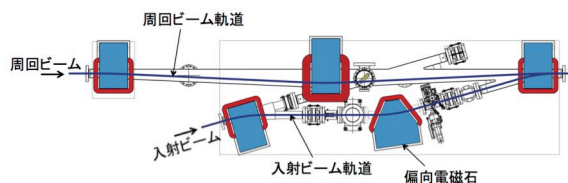


Fig. 17 コンパクト ERL の合流部付近の配置構成。偏向電磁石 5 台で構成されている。

5.3. 主加速空洞

主加速空洞ではビームの加速とエネルギー回収のためのビームの減速を行う。CW 運転と加速効率のために、ほとんどの場合、多セルの超伝導空洞が使用される。大電流ビームを高い加速勾配で安定に運転できることが求められる。また、冷凍機の消費電力を抑えるためには、高い無負荷 Q 値を実現する必要がある。超伝導空洞ではドイツの DESY で TESLA リニアコライダーや X 線 FEL 用に開発された TESLA 空洞と呼ばれる 1.3GHz の 9 セル空洞が基本となることが多い。図 18 に 9 セル TESLA 型超伝導加速空洞を示す[25]。

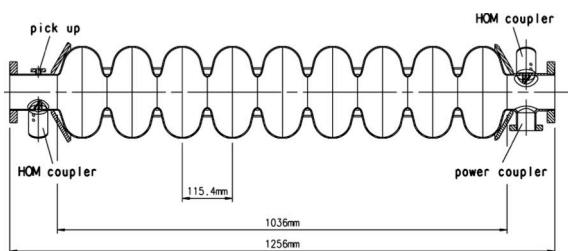


Fig. 18 DESY で開発された TESLA 用 1.3GHz の 9 セル超伝導加速空洞の構造。

リニアコライダーも X 線 FEL もパルス運転で、平均電流も ERL に比べると格段に小さい。そのため、入射空洞同様に、大電力の入力カプラーと HOM の吸収・除去がここでも課題になる。縦方向の HOM は発熱を引き起こし、横方向の HOM はビームと相互作用して軌道を発散させる BBU (Beam Breakup) というビーム不安定性現象を引き起こす可能性がある[26]。図 19 にその原理を示す。電子ビーム (運動量 p) が、単一周回 (周回時間 T) で 1 つの HOM に対する BBU の閾値電流は解析的に次の式で与えられる。

$$I_{th} = -\frac{2pc^2}{e(R/Q)Q_{ext}\omega R_{12}\sin(\omega T)} \quad (5-3)$$

ここで、 R_{12} は周回軌道の転送行列要素、 ω は HOM の角周波数である。閾値電流を上げるには基本的に空洞 HOM の (R/Q) や Q_{ext} などのパラメータ値を下げる必要がある。HOM の吸収・除去に加えて、Q 値の低下や放射線の増加を引き起こす空洞のフィールドエミッションの低減も重要な課題である[27]。

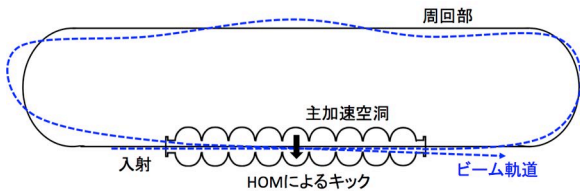


Fig. 19 HOM BBU の原理。前のバンチが励起した HOM によって後続のバンチがキックを受け、ビーム軌道が増大して失われる。

コンパクト ERL では、HOM の吸収・除去に関して空洞両端のビームパイプを広げて高次モードを逃がしそこに HOM の吸収体 (アブソーバー) を設けて HOM を吸収するようにした。さらに、空洞自体もセル間のアイリス (パイプ径) を $\phi 70\text{mm}$ から $\phi 80\text{mm}$ に大きくして高次モードがさらに逃げるようにセル形状も TESLA 型から修正した[28]。図 20 にコンパクト ERL 主空洞の模式図と製作された 9 セル空洞を、図 21 にその 2 台の 9 セル空洞を収納して 2K に冷却するクライオモジュールを示す。当初、15MV/m の加速勾配を

目標として製作したが、フィールドエミッションを抑えるために、現在は 1 台当り約 8.5MV の加速電圧 (加速勾配約 8.2MV/m) で運転している。超伝導加速空洞の詳細については他の講義[29]を参照していただきたい。

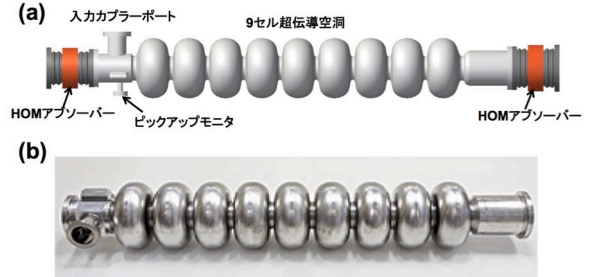


Fig. 20 コンパクト ERL 主リニアックで用いられた (a) 9 セル超伝導加速空洞の模式図と (b) 製作された 9 セル空洞の写真。

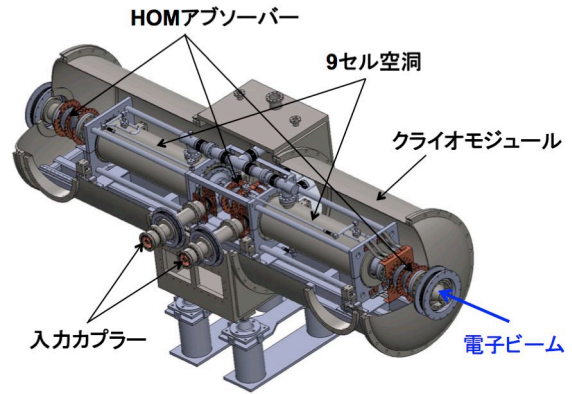


Fig. 21 コンパクト ERL 主リニアックで用いられたクライオモジュール。2 台の 9 セル空洞を収納して冷却する。

5.4. RF システム

入射空洞および主空洞に送る高周波を生成する大電力の RF 源とそれを制御する信号を生成するローレベル RF (LLRF: Low Level RF) 系から成る。RF 源は、クライストロン、誘導出力管 (IOT: Inductive Output Tube)、半導体増幅器 (SSA: Solid State Amplifier) がある。LLRF 系では各種のローレベル信号を生成し、FPGA などによるフィードバック制御を行って安定化を図る[30]。

cERL では RF 源として、入射空洞はクライストロン、バンチャー空洞と主空洞は IOT を使用していたが、安定性のより良い半導体増幅器に変更し

た[31]。加速高周波の振幅・位相及びチューナーによる加速周波数の制御はFPGAボードを使ったデジタルLLRF系によってフィードバック制御されている。

5.5. 冷凍システム

ERLの超伝導空洞は絶対温度2Kの液体ヘリウムで冷却するために、冷凍システムが必要である。熱損失には空洞に電力を投入しなくても、クライオモジュールの高温部からの熱伝導や輻射および入力カプラーと接続ケーブルからの熱伝導によって起こる静的な熱損失 (static loss) と、電力を投入した後に空洞表面の高周波損失や入力カプラーでの熱損失によって起こる動的な熱損失 (dynamic loss) がある。ERLではCW運転のために動的な熱損失がパルス運転に比べて格段に大きくなる傾向にある。そのために、高い冷凍能力と効率的な冷却が要求される。

図22にコンパクトERLの冷凍機システムの概要を示す。加速器室外には冷凍能力600W@4.4K (250 L/h) のヘリウム液化冷凍機が置かれ、生成された液体ヘリウムは3000L液体ヘリウム貯槽に貯められる。放射線遮蔽されたコンクリート壁を隔てた加速器室内には入射空洞と主空洞用の2つの2Kコールドボックスがあって、トランスファーラインを通じて液体ヘリウム貯槽から各クライオモジュールに2Kの液体ヘリウムを送っている[32]。

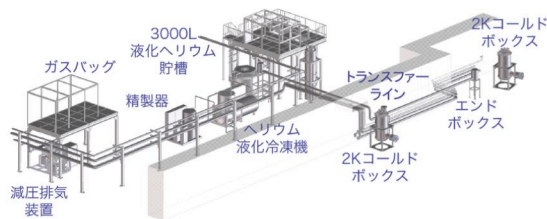


Fig. 22 cERLの冷凍機システム

5.6. 周回部

周回部は、ビームが主リニアックで加速された後に減速してエネルギー回収を行うために再度

主リニアックに戻るために周回する路である。マルチターン加速する場合も使用する。また、放射光や自由電子レーザーの発生、衝突実験などの利用実験を行う場所にもなる。最も簡単な場合は、図6のように基本的には2つの180°アーク部とその間の直線部を持つ構造になる。GeVクラスの放射光利用であれば、周回部には放射光リングと同様に挿入光源用直線部を含む多セルの電磁石列 (ラティス) が配置されることになる。

5.6.1. アーク部

アーク部で注意すべきことの1つはコヒーレント放射光 (CSR) によるエミッタンス等への影響である[33]。ERLでは短バンチのビームが周回するために真空ダクトによる遮蔽効果があまり効かず、CSRが偏向電磁石中で発生することになる。アーク部では図23のようにバンチ後方の電子から発生したCSRがバンチ前方の電子に追いついてバンチ内での電子のエネルギー分布に変調を与える。結果として、これがエネルギーやエネルギー幅はもちろん、横方向のエミッタンスの増大をもたらす。ダクトの遮蔽効果が効く条件は、ダクトの高さを h 、偏向電磁石の曲率半径 ρ 、バンチ長を σ_z をとって次の通りである。

$$h \ll \pi \left(\frac{2\rho\sigma_z^2}{3} \right)^{1/3} \quad (5-4)$$

例えば、 $\rho=1\text{m}$ 、 $\sigma_t=\sigma_z/c=1\text{ps}$ とすると、 h は12mmよりも小さい必要がある。遮蔽効果を期待することは一般には難しいので、アーク部はCSRの影響を考慮した設計がなされなければならない。

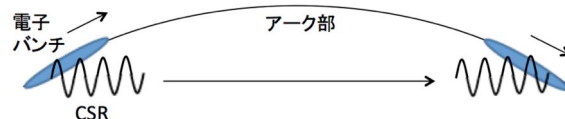


Fig. 23 アーク部におけるCSRの影響。バンチにエネルギー変調が生じ、エミッタンスも増加する。

ERLでは、自由電子レーザーやコヒーレント放射光の発生・利用のためにバンチ圧縮を行ってバ

ンチ長をさらに短くすることが多い。バンチ圧縮は主リニアックで正弦波となる加速電圧のピークから位相を少しずらした加速（off-crest 加速）を行って、縦方向に運動量依存性を作っておき、アーク部（あるいはシンケイン）において 1 次と 2 次の縦方向の運動量分散である R_{56} と T_{566} を最適な値にして圧縮する。基準からの相対的な運動量のずれ $\delta(=\Delta p/p)$ を持つ電子の軌道長は、基準軌道長からずれを Δz とすると R_{56} や T_{566} と次のような関係にある。

$$\Delta z = R_{56}\delta + T_{566}\delta^2 + \dots \quad (5-5)$$

アーク部の R_{56} や T_{566} によって軌道長が運動量に依存することになり、バンチ内でそれによる時間の遅れと進みが起きてバンチが圧縮される。図 24 にバンチ圧縮方法の概念図を示す。また、エネルギー回収のために短バンチを利用した後はバンチの伸長（復元）も行うことになる。このようなバンチ圧縮・復元を行うためには、 R_{56} を正にも負にも変えられることが必要になる。そのため、2 つの 180° アーク部として TBA（Triple Bend Achromat）型のラティスが使われることが多い。図 25 に TBA ラティスの例を示す。これは 3 台の偏向電磁石と四極電磁石を使ってその前後の分散を消すアクロマティックな光学系で、縦方向の分散である R_{56} を正にも負にも変えられる。六極電磁石は入れることで 2 次の縦方向分散である T_{566} も制御可能となる。

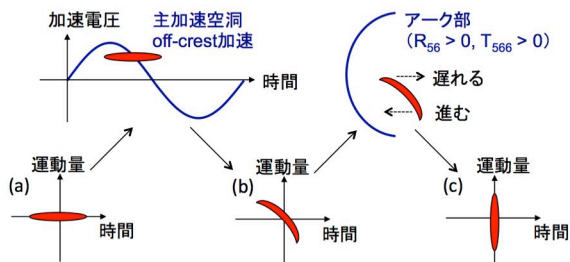


Fig. 24 主空洞の off-crest 加速とアーク部を使ったバンチ圧縮の原理。(a)は加速前、(b)は加速後、(c)はアーク部通過後のバンチの運動量と時間の 2 次元分布。

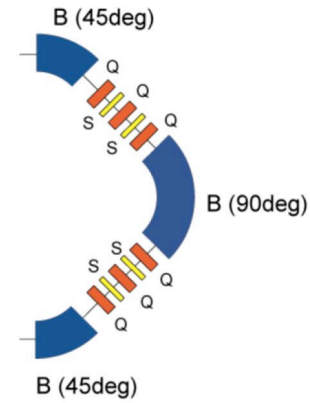


Fig. 25 180° TBA アーク部の配置構成例。B:偏向電磁石、Q:四極電磁石、S:六極電磁石。

コンパクト ERL では中央の 90° の偏向電磁石を 45° の偏向電磁石 2 台に分割する形（4 台全て同一の偏向電磁石）で TBA ラティスを構築している。図 26 にそのラティスと $R_{56}=0, 0.15, -0.06$ m の時の分散関数を示す。 R_{56} は分散関数を偏向電磁石の曲率半径で割ったものを軌道に沿ってアーク部の偏向電磁石で積分したもので（A.5.参照）、

$$R_{56} = \int_{arc} \frac{\eta_x(\tilde{s})}{\rho(\tilde{s})} d\tilde{s} \quad (5-6)$$

と書ける。両側の偏向電磁石と中央の偏向電磁石で分散関数の符号が逆になるので、その 2 つのバランスで R_{56} の値が決まる。 $R_{56}=0$ m ではアーク部の通過によってバンチ長は変化しないが、四極電磁石の磁場を変えて図 26 のように R_{56} を正負の値にすると第 1 アークでバンチ圧縮、第 2 アークでバンチ伸長（復元）をすることが可能になる。TBA の他では、JLAB で MIT Bates 研究所で開発された MIT Bates 型が使用されている。大型の加速器では FODO 型のラティスも R_{56} 等を変えるのに利用されている。

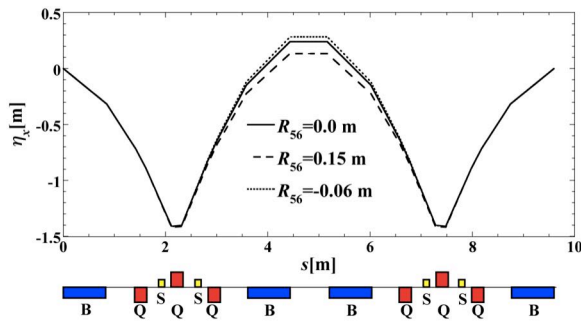


Fig. 26 cERL のアーク部の配置構成と $R_{56}=0$ m, $+0.15$ m, -0.06 m での分散関数。B:偏向電磁石、Q:四極電磁石、S:六極電磁石（六極電磁石は 2 台のみ設置予定）。

5.6.2. 周長補正機構

ERL では回収効率が最大になるように、即ち加速ビームと減速ビームの RF 位相差が 180° になるように周回ループの軌道長を調整する機構が必要である。10cm 近いあるいはそれを越えるような非常に大きな補正が必要な場合には、機械的な調整機構を組み込む必要がある[34]。補正量が数 cm 以下であれば、電磁石を用いたシステムで調整することが可能になる。その簡単な方法がシケインの使用である。これは、3 台もしくは 4 台の偏向電磁石を用いて三角形もしくは台形状のバンプ軌道を作り軌道長を調整する機構である。シケインの前後では分散関数はゼロで、ビームの水平の位置と傾きも変化しない。図 27 にコンパクト ERL の直線部に設置されている周長補正シケインを示す。4 台の同じ偏向電磁石で構成され、電磁石磁場を変えてシケインの高さを変えることで約 ± 5 mm の範囲で軌道長変えることができる。

コンパクト ERL では、もう 1 つ異なるタイプの周長補正機構をアーク部に持っている。アーク部中央の 2 つの偏向電磁石の両端付近に水平にキックするステアリング電磁石を設置し、それによるキックと偏向電磁石での蹴り戻しによって一種のシケインを形成する。これによって軌道長を制御できる。図 28 にその模式図を示す。これによる軌道長の調整範囲は約 ± 10 mm であり、2 つのアーク部を使えばさらに 2 倍の調整ができる。

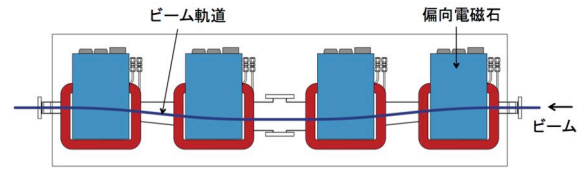


Fig. 27 cERL の周回部にある周長補正シケイン。4 台の偏向電磁石によりバンプ軌道の高さを変える。

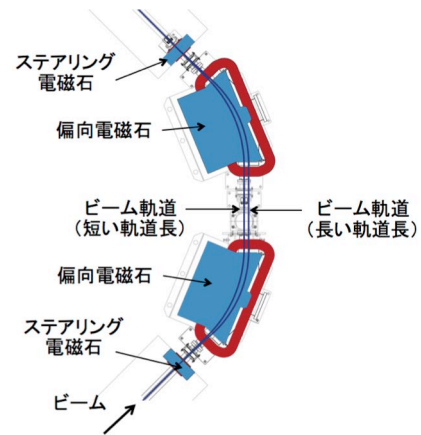


Fig. 28 cERL アーク部にある 2 台の周長補正ステアリング電磁石と 2 台の偏向電磁石による周長補正機構。

5.7. 取出部・ダンプライン

取出部では加速ビームと減速ビームの内、減速ビームが最初の偏向電磁石で大きく偏向されるので、ダンプラインに取出されてビームダンプに捨てることできる。一方、加速ビームはそのまま周回部を回る。加速されたビームのエネルギー分散や軌道歪みが下流で生じないように 3 つ以上の偏向電磁石磁場でシケインを作って分散等を消す必要がある。減速ビームについては捨てられるので、ダンプライン途中でビームロスをするように四極電磁石を配備するが、途中でビームロスがなければ分散は生じたままでも構わない。捨てられるビームは低エネルギーではあるが電流は高いので、一般にビームダンプは水冷され、周囲は放射線遮蔽が施される。

図 29 にコンパクト ERL における取出部（ダンプシケイン）を示す。ダンプシケインは 3 つの偏向電磁石で閉軌道を作っている。また、図 30 にコンパクト ERL の主ダンプを示す。主ダンプはグ

加速ビーム軌道

偏向電磁石

減速ビーム軌道

加速ビーム

減速ビーム

Technical drawing of the GridCop absorber assembly, showing a side view and two cross-sectional views.

Dimensions and Labels:

- Total length: 400
- Main body length: 350
- Flange outer diameter: $\phi 11.0$
- Flange central hole diameter: $\phi 4.5$
- Flange outer hole diameter: $\phi 9.0$
- Flange part label: ICF203FH
- Beam direction: ビーム (Beam)
- Water cooling pipe: 水冷管
- Absorber (GridCop): 吸収体 (GridCop)
- Bottom view central hole diameter: $\phi 12$

5.8. 放射線遮蔽および関連装置

コンパクト ERL 加速器室（横壁厚 1.5m、天井厚 1.0m）は、コンクリートブロックで建てられていて、放射線の遮蔽を行う。ビームロス及び放射

● 放射線モニター (Org1-6) ● 加速器室内モニター (N1-12) ● 高速ロスモニター (N1-12)

5.9. 真空機器とビームモニタ

モニタについては、通常の加速器と同様に、電流測定、ビーム位置測定、ビームプロファイル及びサイズ測定、エミッタンス測定、バンチ長測定などが要求される。非破壊型と破壊型があり、運転調整の小電流のマクロパルス（バースト）モー

ドでは破壊型と非破壊型を用い、CW 運転を含む大電流運転では非破壊モニタのみを使う。調整運転と CW 運転では、電流が一定ではなく大きく変わることも多いので、可変範囲の広いモニタ（あるいは範囲の異なる複数のモニタの組み合わせ）が良い。電流モニタとしては、破壊型のファラデーカップ、非破壊型の CT や DCCT などがあり、ビーム位置モニタとしては、破壊型のスクリーンモニタや非破壊型の BPM がある。ビームプロファイルとサイズの測定についてもスクリーンモニタが一般に使われる。エネルギーとエネルギー広がりについては、偏向電磁石とスクリーンモニタを使って測定できる。ERL 及び cERL の真空機器やモニタについての詳細は他の講義を参照のこと[35][36]。

6. ERL の特徴と課題

ERL の特徴と課題についてここで改めて述べる。まずは、ERL と通常のリニアックとを比較してみる。利点は下記の通りである。

- エネルギー回収を行うので、電力消費が小さくて済む。
- 捨てるビームパワーが格段に小さくなる。それによる放射化も大幅に減少する。
- 電力消費と捨てるビームパワーが小さいので、より大電流を加速することが可能になる。
- マルチターン加速でビームエネルギーを上げられる可能性がある。
- 放射光利用などでは周回部でより多くのユーザーが利用可能になる。

以上のような多くの利点がある一方で、いくつか難点や課題もある。

- システムが複雑化し、ビーム調整も相対的に難しくなる。
- 周回部があるために、それによるコヒーレント放射や放射光によるビーム品質の劣化が起こりやすくなる。
- 周回部があるので、建設面積や建設費用が増える可能性がある。

- 主リニアックを通るビーム電流は減速ビームがあるために 2 倍に増大する。マルチターン加速ではさらに増加する。

次に蓄積リングと比較する。リニアックと違って比較は単純ではないので、ここではより一般的なもののみにとどめる。ERL の利点と思われる点は下記の通りである。

- 常に新鮮なビームが周回するので、放射光の発生や衝突実験などの利用で生じる品質の劣化を引きずらない。
- 放射平衡に達しないので、入射部と主リニアックで生成・加速した高品質なビーム（低エミッタンス、短バンチ長など）を保持できる。また、バンチ圧縮なども容易にできる。
- ベータatron 共鳴などの電磁石磁場の共振はほとんど起きない。結果としてビーム力学的なアパーチャ（安定に周回できる横方向位置の範囲）は相対的に広い。

一方で、蓄積リングと比較した場合の ERL の課題は下記の通りである。

- 電子銃で安定かつ継続的に大電流・高品質ビームを生成する。
- 超伝導空洞で大電流・高品質ビームを安定かつ継続的に加速・減速する。加速勾配と Q 値が高いことが望ましい。
- 入射部や周回部で高品質を維持したまま大電流ビームを損失なく安定に輸送する。

ERL の潜在的な能力は大きいですが、現段階では細かいものも含めてまだ残された課題は少くない。しかしながら、今後の ERL 技術の進展と運転経験の積み重ねによって課題の多くを解決できるものと期待される。

7. ERL 加速器の利用

ERL の特徴や潜在的な能力を活かした利用について、既に行われているものから将来期待されるものまでを述べる。また、本セミナーの ERL 利用関係の講義も参考にしていきたい。

7.1. コヒーレント放射光源

ERL は蓄積リングでは難しいサブピコ秒からフェムト秒の短バンチ電子ビームを生成することが可能である。短バンチ電子ビームからはシンクロトロン放射、遷移放射、回折放射などの形でそのバンチ長 σ_z よりも長い波長でコヒーレント光(波長 λ_{ph})を生成することができる(図 32)。コヒーレント光はバンチ内の電子数 N_e の 2 乗に比例するので非常に大きな強度(光子数)になる。特に 0.1~10THz の周波数帯は、他の方法で高い強度を得ることが難しいために加速器によるコヒーレント放射が注目されている。ERL を利用すれば、電子ビームの高い繰り返しを使ってコヒーレント光の平均強度を格段に上げることもできる。短バンチ電子ビームを生成するためには、前述したように主リニアックでの off-crest 加速後に、アーク部やシケインで磁気的なバンチ圧縮を行ってバンチ長を短くする。低エネルギー電子ビームでは速度差を使う速度集群(velocity bunching)によるバンチ圧縮を使うこともある。

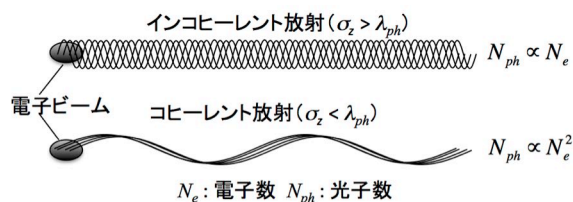


Fig. 32 コヒーレント放射の原理。バンチ長よりも短波長では電子から発生する光子の位相はバラバラだが、長波長になると位相が揃い、光子数 N_{ph} が電子数 N_e の 2 乗に比例するコヒーレント放射になる。

図 33 に cERL アーク部の偏向電磁石で発生するコヒーレント放射光のスペクトルを示す。スペクトルはビームのエネルギーには依存せずに、バンチ長で決まる。図より、例えば 5THz までのコヒーレントテラヘルツ光を出すには、100fs 以下にバンチ長を短くする必要がある。ビームロスや放射線の問題がなければ、繰り返しは RF 周波数の 1.3GHz まで増やすことも可能である。コヒーレントテラヘルツ光の発生に向けて近い将来に 50fs 程度までの短バンチを実現する予定である[37]。国

外では、JLAB ERL や英国のダラスベリー研究所の ALICE で既にコヒーレントテラヘルツ光を発生・利用している。

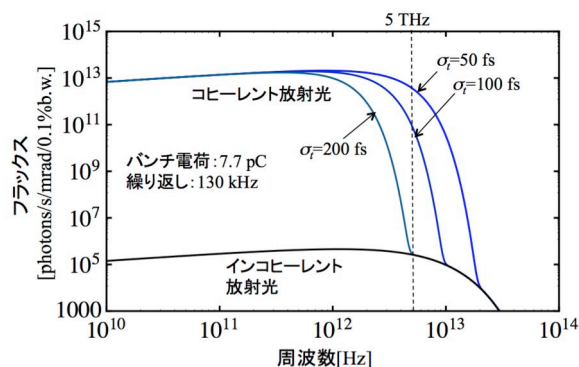


Fig. 33 cERL の偏向電磁石からのコヒーレント放射光スペクトル。電子のバンチ長に強く依存する。

7.2. 自由電子レーザー

前述したように歴史的にも自由電子レーザー(FEL)と ERL の関係は深く、現在でも有力な ERL 利用の 1 つである。もともとリニアックを中心に FEL を開発していたが、平均電流を上げるために ERL を使うようになってきた。特に赤外線領域では ERL を利用した FEL を持つ施設が多い。図 34 に FEL の構成を示す。周期的な磁場を持つアンジュレータ[38]を電子ビームが通ると準単色のアンジュレータ光が発生し、共振器ミラーでその波長の光を増幅する。高い繰り返し周波数と高いピーク電流が要求される。その観点で ERL は最適な加速器と言える。米国の JLAB の赤外線 FEL は有名であり、10kW 以上の大出力の赤外線を発生・利用している[39]。この他、英国のダラスベリー研究所の ALICE でも赤外線 FEL が稼働している。ロシアの BINP (Budkur Institute for Nuclear Physics) の Novosibirsk ERL ではテラヘルツから赤外線までの 3 台の FEL を有する。

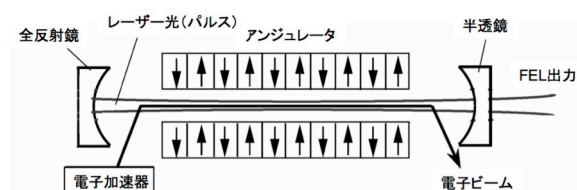


Fig. 34 FEL の構成。電子ビームと共振器によってアンジュレータ光を増幅する。

最近では、紫外線あるいは極紫外線の FEL に ERL を利用する試みも始まっている。JLAB では、周回部を 2 つに分岐して赤外線 FEL の他に紫外線 FEL を設置し、共振器を用いてその発振に成功している[40]。主リニアックの増強でさらに極紫外線の FEL も検討している。日本でも KEK を中心に FEL を用いて半導体リソグラフィへの応用として 10kW を越える EUV-FEL (波長 13.5nm) が提案されている[41]。この場合の FEL としては、SASE(Self-Amplified Spontaneous Emission)-FEL を使う。図 35 に SASE-FEL の原理を、図 36 に設計検討されている EUV-FEL の構成を示す。短波長の SASE では一般に高いピーク電流と低いエミッタンスが求められる。半導体リソグラフィではさらに FEL の高い平均出力とビームダンプによる放射化の低減が求められるので、エネルギー回収を行う ERL が最も適した加速器と言える。

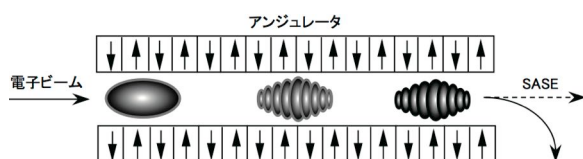


Fig. 35 SASE-FEL の原理。長いアンジュレータの中で電子ビームがマイクロバッチングを起こしてアンジュレータ光を増幅する。

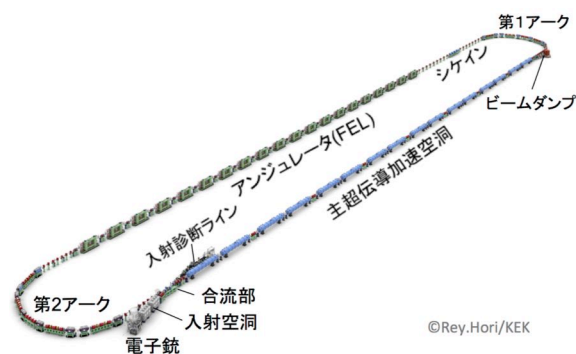


Fig. 36 半導体リソグラフィ用に設計検討された ERL を利用した EUV(13.5nm) FEL の構成。

さらに短波長である X 線領域の SASE-FEL やシード光を加えた FEL は常伝導リニアックを用いていくつかの施設で既に発振に成功している。米

国の SLAC で新たに走り出した LCLS-II 計画[42]では超伝導リニアックを用いて FEL の高繰り返し化を実現しようとしている。しかしながら、それでも捨てられるビームパワーと放射化の増大があって、繰り返し周波数やビームパワーには限界がある。ERL を利用することで捨てられるビームパワーと放射化の大幅な低減ができるので、さらなる高繰り返しが可能になり、将来はより平均強度の高い X 線 FEL が実現可能になるものと期待する。さらに、X 線領域での反射ミラーと超低エミッタンス ERL 電子銃の開発が進めば、共振器型の X 線 FEL (XFEL-O) によって完全に時間コヒーレンスを持つ X 線レーザーが実現する可能性もある[43]。図 37 に XFEL-O の構成図を示す。今後、ERL の短波長 FEL への利用が期待される。

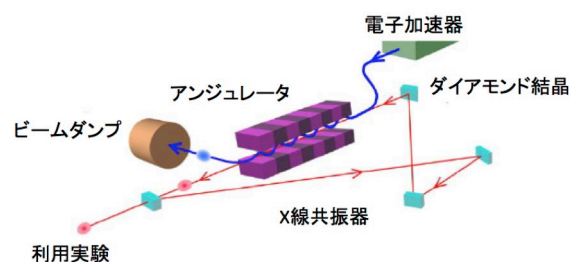


Fig. 37 共振器型 X 線 FEL (XFEL-O) の構成[44]。

7.3. レーザーコンプトン散乱 X/γ線源

高エネルギーの電子ビームとレーザーのコンプトン散乱で、レーザーの光子は電子からエネルギーを得てより短波長の光子に変わる (図 38)。エネルギー ε_i の入射光子がエネルギー γmc^2 の電子とほぼ正面衝突した時、光子は後方に散乱されてそのエネルギー ε_f は、

$$\varepsilon_f = \frac{4\gamma^2 \varepsilon_i}{1 + \gamma^2 \theta^2 + 4\gamma \varepsilon_i / mc^2} \quad (7-1)$$

となる (散乱角 $\theta \ll 1$)。この式から、レーザーコンプトン散乱 (LCS: Laser Compton Scattering) によって生成される光子は入射光子のエネルギーの約 $4\gamma^2$ 倍になることがわかる。レーザーの波長は長波長でも散乱によって X 線あるいは γ 線の波長を持つ光子に変わる。光子エネルギー 1.24eV

(波長 $1\mu\text{m}$) のレーザーが 40MeV の電子と衝突する場合、エネルギー約 30keV の X 線が生成される。図 39 にその場合の散乱角と散乱された光子のエネルギーとの関係を示す。例えば 1mrad の散乱角に絞れば、X 線のエネルギー広がりには 0.6% 以内になって準単色の X 線が得られる。

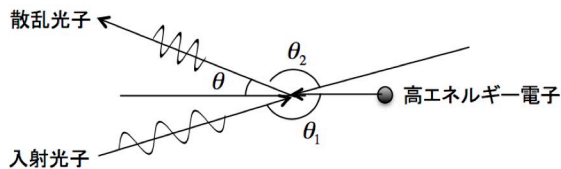


Fig. 38 レーザーコンプトン散乱の原理。入射光子が高エネルギー電子とコンプトン散乱して短波長の光子になる。

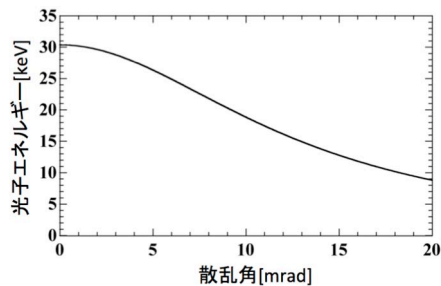


Fig. 39 レーザーコンプトン散乱 (LCS) における散乱角と散乱後の光子エネルギーの関係。電子エネルギー 40MeV 、レーザー波長を $1\mu\text{m}$ とした。

数十 keV の X 線は GeV クラスの放射光源で発生できるが、LCS を用いると数十 MeV のエネルギーの低い加速器で準単色の X 線を発生することができる。1MeV クラスの γ 線となると GeV クラスの放射光源でも発生することは難しいが、LCS によって数百 MeV 程度の加速器でも実現できることになる。電子ビーム加速器として ERL を利用することで、大電流、低エミッタンス、短バンチになるために発生する光子強度が格段に増大することが見込まれる。常に新鮮なビームを供給することができるので、散乱で生じる品質の劣化を後に引きずることもない。小型の X 線源として位相コントラストイメージングによる医学などへの応用が期待されている。 γ 線源としても核共鳴蛍光散乱を利用した核物質の非破壊検知などの応

用が検討されている[45]。図 40 に ERL を用いた小型 X/ γ 線源の構成例を示す。コンパクト ERL でも、 20MeV の電子ビームと波長約 $1\mu\text{m}$ のレーザーとレーザー共振器を使って約 7keV の X 線を生成することに成功している[46]。X 線の測定によって 10kW パワーのレーザーと $58\mu\text{A}$ の電子ビームで光子数は約 4×10^7 ph/s であることが見積もられた。電流 10mA までの増強とレーザーパワーのさらなる増強で 10^{10} ph/s の光子数の発生が期待される。

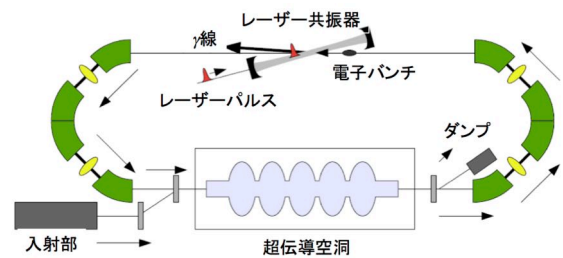


Fig. 40 ERL とレーザー共振器を用いたレーザーコンプトン散乱 γ 線源の構成例[47]。

7.4. X 線回折限界光源

ERL が目指している大電流・超低エミッタンスビームを使えば、X 線の回折限界に達する高輝度放射光源が実現する可能性がある。このような光源を X 線回折限界光源と呼ぶ。図 41 のように、電子ビームのエミッタンスが光子のエミッタンスと同等以下になると、放射光輝度はそれ以上電子のエミッタンスを下げて光子のエミッタンスで決まるようになるためにそれ以上上がらなくなる。水平・垂直平面内では空間的に 1 つの点光源とほぼ見なすことができ、光の空間コヒーレンスは 100% 近くになる。ERL が 100mA (1.3GHz 繰り返しで 77pC のバンチ電荷) で目指す規格化エミッタンス $0.1\text{-}1\text{mm}\cdot\text{mrad}$ の電子ビームを 5GeV 程度まで加速すると幾何学エミッタンスで $10\text{-}100\text{pm}\cdot\text{rad}$ まで小さくなる。これは、ほぼ $1\text{-}10\text{keV}$ の X 線領域の回折限界に相当する。また、バンチ圧縮して蓄積リングでは不可能な 100fs 以下の超短バンチを生成して、超短パルス X 線を供給することも ERL 放射光源では可能になる。

米国のコーネル大学では 5GeV ERL、日本の KEK では 3GeV ERL による放射光源をどちらも最大電流 100mA、規格化エミッタンス 1mm・mrad 以下、最小バンチ長 100fs 以下を目指す光源として提案・検討されてきた[48][49]。また、ドイツの HZB のグループは、最大エネルギー6GeV で、電流は約 20mA で 0.2/0.08mm・mrad の水平・垂直の規格化エミッタンスの超高輝度光と電流数 mA でバンチ長 10fs 以下の超短パルス光をマルチターン加速の ERL を使って実現する計画を提案している[50]。図 42 にコーネル大学 5GeV ERL の放射光輝度を示す。図に示すように、ERL 光源からの放射光輝度は既存放射光源の輝度を大きく越える可能性があることがわかる。

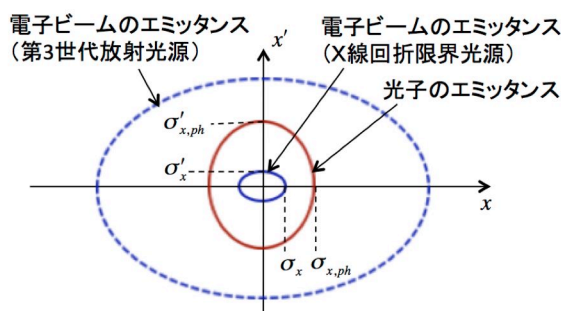


Fig. 41 X 線回折限界光源と第 3 世代放射光源の電子ビームエミッタンスと光子 (X 線) エミッタンスを表す楕円。

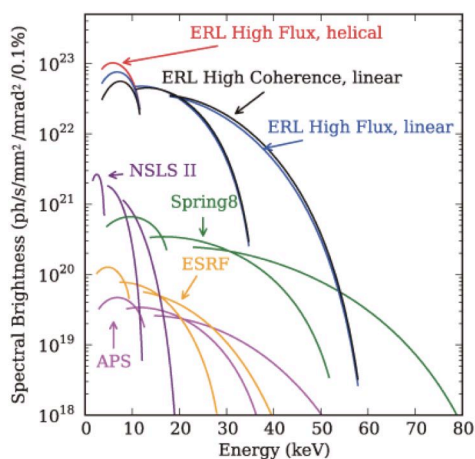


Fig. 42 Cornell 5-GeV ERL の放射光輝度[45]。比較のために、既存光源 (NSLS-II, Spring-8, APS, ESRF) の輝度も示す。

7.5. 高エネルギー原子核・素粒子実験

高エネルギー原子核・素粒子実験の利用として、電子・イオン (ハドロン) 衝突実験における電子加速器への応用がある。ERL を電子加速器に使用することで、電子蓄積リングよりもエミッタンスを格段に小さくしてルミノシティを上げることが可能である。また、スピン偏極度を上げることでもある。別の応用として、イオンビームの電子冷却がある。特にこれまでの方法では冷却が不可能であった TeV 領域の陽子ビームの冷却にコヒーレント電子冷却という新しい方法が提案されている[51]。図 43 にその原理を示す。

電子・イオン衝突型加速器への応用例としては、後でも述べるが、米国ブルックヘブン国立研究所 (BNL) の eRHIC 計画と CERN の LHeC 計画があって、電子加速器として ERL の使用を検討している[52][53]。ERL の採用によって 10^{33} - 10^{34} cm⁻²s⁻¹ のルミノシティと 80-90%の電子スピン偏極度を実現する予定だ。JLAB の MEIC (Medium Electron Ion Collider) 計画[54]では、イオンビームの電子冷却に ERL を使うことが検討されている。また、コヒーレント電子冷却については2016-2017年に BNL にて実証試験が行われる予定である。

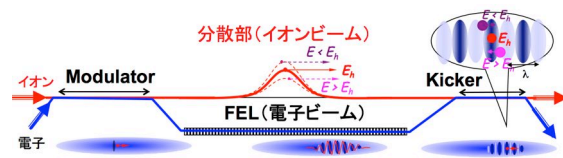


Fig. 43 コヒーレント電子冷却の概念図 [48]。自由電子レーザーを使って電子バンチ内でマイクロバンチングを起こし、その電場で陽子を冷却する。

8. 国内外の ERL 施設

ここでは、国内外の ERL 施設について紹介する。

8.1. KEK Compact ERL (cERL)

cERL は、KEK を中心に将来光源に要求される良質なビームの生成・加速・周回の実証試験を行うために立案され、KEK の旧東カウンターホール (現 ERL 開発棟) 内に建設された[9]。また、高輝

度電子銃や大電流 CW 超伝導加速空洞などの鍵となる加速器要素の開発と安定な運転及び要求性能実現に関連するビームダイナミクスの解明も目指している。

図 44 と表 1 に cERL と基本パラメータを示す。既に 5 章で触れたように、光陰極 DC 電子銃からの電子ビームは 3 台の 2 セル超伝導加速空洞から成る入射リニアック (入射加速空洞) で最大 6 MeV まで加速され、合流部で周回部に入射される。その後、2 台の 9 セル超伝導加速空洞から成る主リニアック (主加速空洞) で最大 35 MeV まで加速し、2 つのアーク部を経て再度主リニアックまでエネルギー回収のために戻ってくる。エネルギー回収後、減速したビームはダンプラインに導かれてビームダンプで捨てられる。将来の主加速空洞の増設 (計 8 台) に備えて最大 125 MeV まで対応できる電磁石の設計になっている。さらに周回部を 2 ループにすることで最大 245 MeV までビームエネルギーを上げる検討も行った。

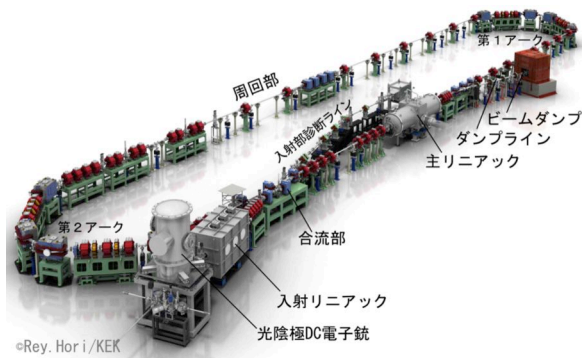


Fig. 44 KEK cERL

Table 1 cERL Parameters

最大ビームエネルギー	35 MeV
最大入射部エネルギー	6 MeV
ビーム電流	10 mA (長期目標 100 mA)
規格化エミッタンス	0.3 mm·mrad (7.7 pC) 1 mm·mrad (77 pC)
バンチ長	1-3 ps (通常運転) ~100 fs (バンチ圧縮)
RF 周波数	1.3 GHz

図 45 に cERL 建設場所 (ERL 開発棟) の配置図を示す。cERL はコンクリートで放射線遮蔽された加速器室内に設置され、室外にはヘリウム冷凍設備、クリーンルーム、RF 源、各種電源、レーザー室、実験室などが配備されている。

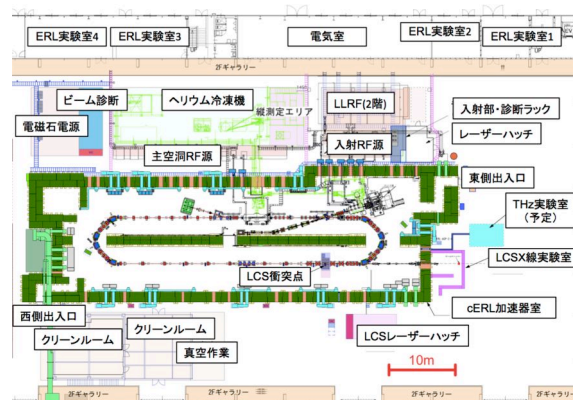


Fig. 45 ERL 開発棟の配置図 (図には設置予定のものも一部含まれる)。

2013 年末に建設が終了し、2014 年 2 月までにはビームの加速・周回とエネルギー回収に成功した[55]。ビームエネルギーは 20MeV で運転している。当面の目標はバンチ電荷 7.7 pC (1.3GHz の CW 運転でビーム電流 10 mA 相当) で規格化エミッタンス 1 mm·mrad である。また、ビームの平均電流を μA レベルから始めて 10 mA まで段階的に増やしていく。2015 年 6 月までの最大平均電流は約 80 μA で、2016 年 3 月までには最大 1mA まで電流を上げる予定である[56]。2014 年度末にレーザー共振器に蓄積されたレーザーと ERL ビームの衝突によって生じるレーザーコンプトン散乱 (LCS) X 線の発生に成功した[46]。既にこの X 線を使ってイメージングの実験も試験的に行われている。バンチ長は通常の運転では 1-3 ps であるが、バンチ圧縮モードで 100 fs 以下を目指している[37]。2015 年度末にはバンチ圧縮を利用したコヒーレントテラヘルツ光の発生実験を予定している。

8.2. JLAB ERL-FEL

米国の JLAB の ERL は図 46 にあるように、赤外線 (IR) と紫外線 (UV) の FEL、さらにテラヘルツ (THz) のコヒーレント放射光を発生させる

ことができる。既に触れたように、1999 年には、ビームエネルギー48MeV、最大平均電流約 5mA でkW オーダーの赤外線 FEL を安定に供給することに成功した[57]。これは、それまでの FEL 出力の記録を 2 桁以上塗り替えるという画期的な結果となった。その後も調整・改造を行って、IR-FEL で 10kW を越える出力を達成した。また、周回部を 2 つに分岐して設置した UV-FEL の発振にも成功している[39][40]。UV-FEL では、372nm、400nm、700nm で FEL 発振が観測され、372nm の 3 次光である 10eV (124nm) の出力も確認した。表 2 に 2 つの FEL 運転での達成したパラメータ値を示す。NEA GaAs をカソードとする DC 光陰極電子銃の電圧は 350kV、入射部のエネルギーは最大 10MeV、バンチ繰返しは最大 74.85MHz である。

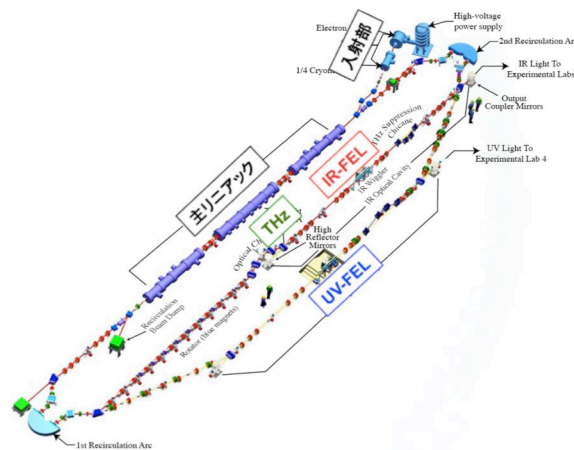


Fig. 46 米国の JLAB ERL

Table 2 JLAB ERL Achieved Parameters

	IR-FEL	UV-FEL
エネルギー	88 – 165 MeV	135 MeV
平均電流	9.1 mA	5 mA
バンチ電荷	135 pC	60 pC
エミッタンス (規格化)	8 mm·mrad	5 mm·mrad
バンチ長	125 fs	100 fs
運動量幅	0.4 %	0.35 %
ピーク電流	400 A	250 A
繰返し周波数 [MHz]	0.58 – 74.85	1.17 – 74.85
FEL 効率	2.5 %	0.7 %

8.3. JAEA ERL

日本原子力研究開発機構 (JAEA, 当時は日本原子力研究所 JAERI) は、同位体分離をはじめとする原子力分野におけるレーザーの利用を展開すべく、1994 年にエネルギー回収を視野に置いた 17MeV の超伝導リニアックを建設し、1998 年には FEL の発振に成功した。2001 年からエネルギー回収型リニアックへの改造が行われ、2002 年にはエネルギー回収と FEL の発振に成功した[58]。2008 年まで運転は続けられた。図 47 に 17MeV JAEA ERL の模式図を示す。ここでは日本初の超伝導リニアックの開発と運転が行われたこと、FEL の高効率、高出力発振の記録更新を行ったこと、FEL の超短パルスの記録更新したこと、JLAB に続いて ERL 開発とそれによる FEL 運転を行ったことなどの成果を上げた[59][60]。2005 年の日本原子力研究所と核燃料サイクル機構の統合後、2009年に JAEA ERL は解体されて現存はしていない。

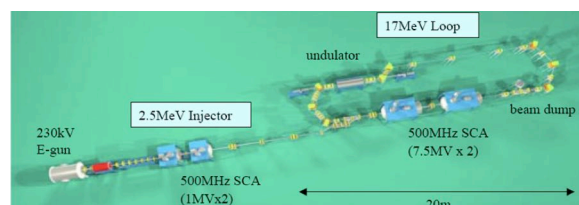


Fig. 47 JAEA 17MeV ERL

8.4. Novosibirsk ERL (BINP)

ロシアのノボシビルスク (Novosibirsk) にある BINP の Novosibirsk ERL でも FEL の利用が行われている[61]。この ERL のユニークな点は、CW リニアックにおいて周波数 180MHz の常伝導空洞を使用していること、マルチターンによる加速とエネルギー回収を行っていることである。入射エネルギー2MeV、主リニアックの 1 回の加速エネルギーは 10MeV である。バンチ電荷は 1.5nC、規格化エミッタンス 30mm·mrad である。図 48 に示すように、この ERL は垂直方向に単一のループと水平方向に 4 ターンまでの加速を行う 4 つのループを持つ。垂直ループには THz-FEL を、水平ループ

には2ループ目と4ループ目にさらに2つのFELを持っている。それぞれでのビームエネルギーは、12、24、42 MeV になる。バンチ長は、垂直ループで 100ps と長く、水平ループではバンチ圧縮されて 10-20ps 程度になる。4ループ目の赤外線 FEL (IR-FEL) は現在コミッショニング中であり、残りの2つは既に利用実験に供されている。最初の THz-FEL は 2003 年に発振に成功している[62]。過去に垂直ループにおいて ERL では世界最大の平均電流 30mA を記録した。

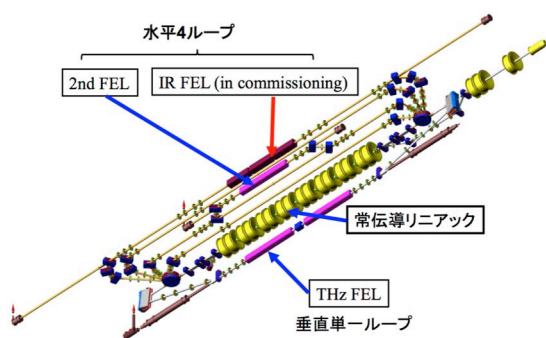


Fig. 48 Novosibirsk ERL の配置構成。2つのFELが稼働中で、3つ目はコミッショニング中である。

8.5. ALICE (Daresbury Laboratory)

英国のダラスベリー研究所 (Daresbury Laboratory) にある ERL 施設 ALICE (Accelerators and Lasers In Combined Experiments) を図 49 に示す。もともとは次世代の XUV/VUV/IR 光源である 4GLS の試験器として 2004 年から建設が開始され、2006 年に最初のビーム生成、2008 年にはエネルギー回収に成功した。欧州で最初の ERL でもある。これまで、本来の目的である ERL の試験の他に、コヒーレントテラヘルツ光の発生・利用実験、赤外線 FEL の発生・利用実験、コンプトン散乱 X 線の発生試験などが行われてきた。2011 年からテラヘルツと赤外線 FEL の本格的なユーザー運転が始まった[63]。2010 年には世界最初の NS FFAG (Non-Scaling Fixed Field Alternating Gradient) である EMMA の入射器としてその実証試験にも利用された。エネルギーは最大 27MeV

である。バンチ繰り返し周波数は最大 81.75MHz で、CW 運転ではなく約 85μs のマクロパルスを繰り返し 10Hz で運転する。超伝導空洞の RF 周波数は 1.3GHz である。

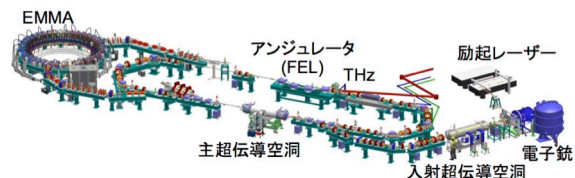


Fig. 49 英国ダラスベリー研究所の ERL 施設 ALICE (EMMA を含む) [64]。

8.6. BNL R&D ERL

米国の BNL では、アンペア級の大電流 ERL を目指して 20MeV の R&D 用 ERL を建設した[65]。これは同じく BNL で建設予定されている eRHIC 計画とも関連している。図 50 にその配置・構成を示す。合流部では垂直方向のジグザグ型の配置が使われている。2014 年に電子銃のビームコミッショニングが開始され、2015 年 5 月には周回部も建設された。電子銃として超伝導 RF 電子銃が使われている。超伝導空洞の RF 周波数は電子銃も含めて 704MHz である。電子銃励起レーザーのパルス繰り返しは 9.4MHz で今後周波数を増やために改造していく予定だ。超伝導 RF 電子銃からのビームは確認され、それ以降のコミッショニングを今後行っていく。コミッショニング終了後の 2017 年には移設されて、RHIC 用低エネルギー電子冷却加速器 (LEReC) の一部として使われる予定である[66]。

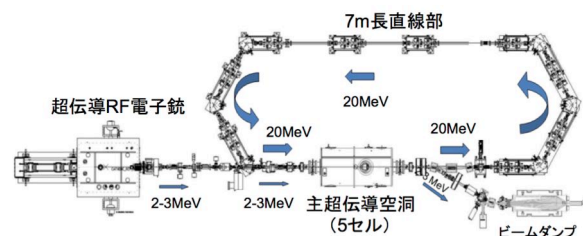


Fig. 50 BNL R&D ERL

8.7. Cornell Injector Prototype

最後に紹介する施設は、コーネル大学 (Cornell University) で稼働している Injector Prototype で、ERL 用の入射器プロトタイプである[67]。図 51 に

その配置構成図を示す。超伝導空洞の RF 周波数は 1.3GHz である。入射器のみの施設であるが、前に触れたようにこれまで多くの成果を上げてきた。1つは GaAs カソードで 52mA、マルチアルカリカソードで 75mA の最大平均電流を記録するとともに、同じくマルチアルカリで 65mA を 9 時間保持しつつけて運転することに成功している[17][18]。また、8MeV での水平/垂直規格エミッタンスも、バンチ電荷 19pC で約 0.33/0.20 mm·mrad、バンチ電荷 77pC で約 0.69/0.40 mm·mrad を実現した[14]。最近では LCLS-II などの FEL 用の入射器としての実験も行っている[14]。

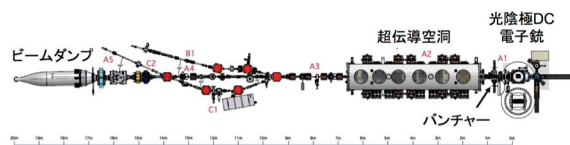


Fig. 51 Cornell Injector Prototype

9. ERL 計画

ここでは、まだ建設・稼働されていないが、建設予定あるいは提案中の国内外の ERL 計画について触れる。

9.1. bERLinPro

bERLinPro (Berlin Energy Recovery Linac Prototype) はドイツのベルリンに建設予定の HZB (Helmholtz Zentrum Berlin) の ERL 試験器である[68][69]。図 52 にその完成予想図を示す。建設予定地は BESSY-II に隣接する敷地地下で、2015 年 2 月から地下工事が開始された。ビームエネルギー 50MeV で平均電流 100mA、規格化エミッタンス 1mm·mrad を目指す。2017 年に入射器とダンプラインのコミッショニング、2019 年に主リニアックと周回部のコミッショニングを予定している。電子銃は加速勾配 30MV/m の超伝導 RF 電子銃、入射リニアックは 3 台の 2 セル超伝導空洞、主リニアックでは 3 台の 7 セルの超伝導空洞を採用している。加速空洞の RF 周波数は 1.3GHz で、主加速空洞は導波管による HOM 減衰方式を検討している。

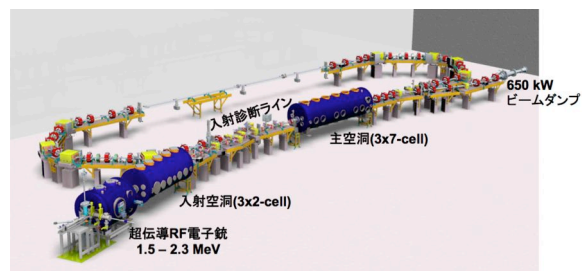


Fig. 52 bERLinPro

9.2. Cornell 5-GeV ERL

米国のコーネル大学では既存の放射光リング CCSR を取り込む形の 5GeV の ERL 放射光源を建設する計画を提案している[48]。平均電流 100mA で、規格化エミッタンス 0.3mm·mrad (幾何学エミッタンスで 30pm·rad に相当) を目指す。図 53 にその配置図を示す。2 カ所に超伝導加速空洞の主リニアックが配備され、2 カ所のエリアに放射光ビームラインが新たに設けられる。最大で 10^{23} [phs/s/mm²/mrad²/0.1%b.w.] を越える高輝度放射光を供給できる。そのために、8 章で述べた Cornell Injector Prototype を建設して高輝度入射器の開発を行ってきた。また、RF 周波数 1.3GHz の CW 用 7 セルの超伝導空洞の開発も行い、横測定試験で 16MV/m の加速勾配で Q 値 2×10^{10} を越える結果を得ている[70]。

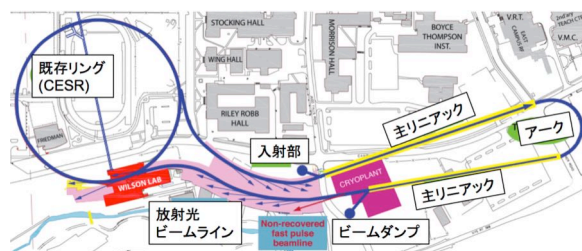


Fig. 53 Cornell 5-GeV ERL.

9.3. KEK 3-GeV ERL

KEK で 30 年近く稼働してきた放射光専用リングである PF リングと PF-AR リングの後継機として 3GeV クラスの ERL を建設する計画が提案・推進されてきた[49][71]。図 54 にその概念図を示す。計画の第 1 段階で、3GeV の ERL で発生する高輝度・短パルス放射光を供給し、第 2 段階でビーム

Figure 1 consists of two plots. The left plot shows the radiation spectrum (photon flux per unit energy and solid angle) versus photon energy. The y-axis is labeled '輝度 [ph/s/mrad²/0.1%Δh.w.]' and ranges from 10¹⁴ to 10²³. The x-axis is labeled '光子エネルギー [eV]' and ranges from 10² to 10⁴. The plot compares the 3-GeV ERL (red curves) and the PF-Ring (green curves). The 3-GeV ERL spectrum is shown for two different parameters: $\lambda_w = 6\text{cm}$, $L = 30\text{m}$ (left red curve) and $\lambda_w = 1.8\text{cm}$, $L = 30\text{m}$ (right red curve). The PF-Ring spectrum is shown for two different parameters: $\lambda_w = 6\text{cm}$, $L = 30\text{m}$ (left green curve) and $\lambda_w = 1.8\text{cm}$, $L = 30\text{m}$ (right green curve). The right plot shows the radiation pulse length versus photon energy. The y-axis is labeled '放射光パルス長' and ranges from 10¹⁴ to 10²³. The x-axis is labeled '光子エネルギー [eV]' and ranges from 10² to 10⁴. The plot compares the 3-GeV ERL (red curve) and the PF-Ring (green curve). The 3-GeV ERL pulse length is shown for two different parameters: $\lambda_w = 6\text{cm}$, $L = 30\text{m}$ (left red curve) and $\lambda_w = 1.8\text{cm}$, $L = 30\text{m}$ (right red curve). The PF-Ring pulse length is shown for two different parameters: $\lambda_w = 6\text{cm}$, $L = 30\text{m}$ (left green curve) and $\lambda_w = 1.8\text{cm}$, $L = 30\text{m}$ (right green curve).

9.4. MESA

ターゲットに当たった後に加速器に戻してエネルギー回収するが、EB モードではエネルギー回収せずに、155MeV、最大 150 μ A の偏極電子を外に取出してターゲットに当てる。2016 年に電子銃を含む入射部の利用が可能になり、2017 年に超伝導空洞モジュールが納入される予定である。

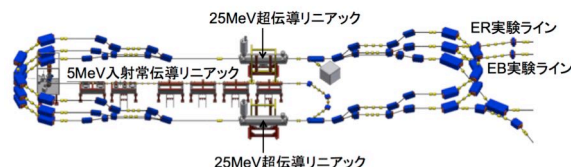


Fig. 56 MESA 計画

9.5. eRHIC

上述の FFAG ビームラインの試験のために、BNL とコーネル大学が共同で、コーネル大学に FFAG の ERL 加速器を建設する提案をしている [78][79]。図 58 にその加速器の模式図を示す。6MeV の入射ビームを 70MeV リニアックで 4 回加

速し、4 回減速してエネルギー回収する。4 ターンの加減速はeRHICの最初のFFAG ビームラインに対応する。最大エネルギーは286MeVになる。入射部はコーネル大学の入射器プロトタイプを用い、主リニアックは、最初にコーネル大学の空洞を使い、後でeRHIC 空洞 (RF 周波数は1.3GHzの1/3である433MHzに合わせる) に入れ替えて運転する予定である。

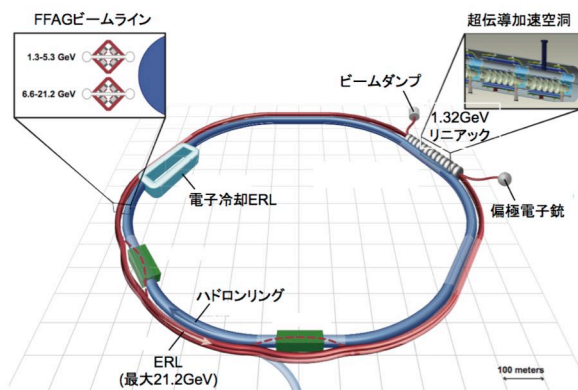


Fig. 57 eRHIC 計画

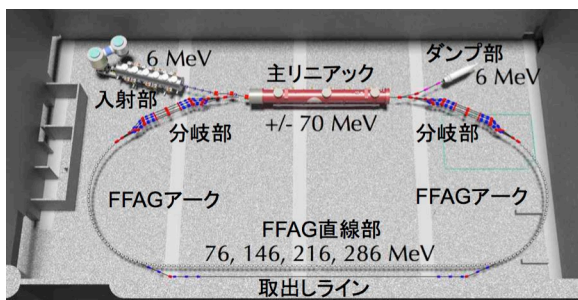


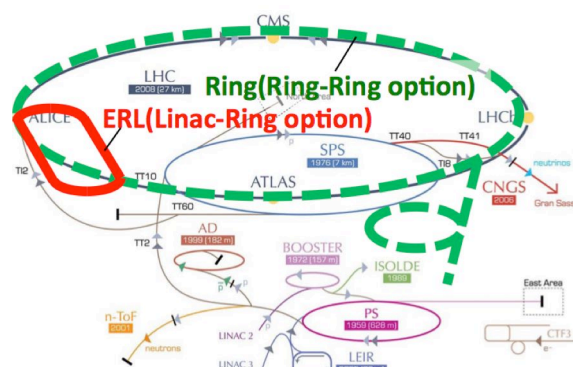
Fig. 58 Cornell-BNL FFAG ERL 計画

9.6. LHeC

LHeC は、CERN で LHC の 7TeV 陽子と 60GeV の電子を衝突させる加速器計画である[53][80]。電子加速器の電力損失を 100MW 以下にし、最終的にはルミノシティ $10^{33}[\text{cm}^2\text{s}^{-1}]$ 以上を目指す。図 59 に示すように、電子加速器として蓄積リングを用いる Ring-Ring option と ERL を用いる Ring-Linac option がある。Ring-Linac option の電子加速器として用いるのは、レーストラック型の 3 ターン ERL で、周長 8.9km で陽子蓄積リングの 1/3 である (図 60)。10GeV 超伝導リニアック (RF 周波数 802MHz) を 2 つの直線部に配備し、2 つのアー

部はビームエネルギーに応じて 3 つに分岐させる。平均電流は 6.4mA で規格化エミッタンス $50\text{mm}\cdot\text{mrad}$ 、リニアック内ではその 6 倍のビーム電流が通過することになる。eRHIC 同様に偏極電子 (偏極度 90%) を衝突させる。

CERN では LHeC に向けて ERL 試験加速器の建設を計画している[81]。試験加速器は LHeC と同じく 3 ターン ERL で、5MeV、10mA の入射ビームを 2 つの 150MeV リニアックを用いて 900MeV まで加速する。アーク部は実機同様に 3 つに分岐する構造である。



A.1. 偏向電磁石

偏向電磁石は一樣な磁場を有する電磁石で、ビームを曲げるために使われる。図 61 にその構造(断面図)例を示す。電子ビームは図 62 に示すように偏向電磁石中で一定の曲率半径の円軌道を描く。一樣磁場 B_0 でローレンツ力による運動方程式は、電子の質量を m 、速度を v 、ローレンツ因子を γ とすると、

$$\frac{\gamma m v^2}{\rho} = e v B_0 \quad (\text{A-1})$$

ここで、 ρ は電子軌道の曲率半径で、電子の運動量 p あるいはエネルギー E で次式のように表すことができる。

$$\rho[m] = \frac{p}{eB_0} \approx \frac{\gamma m c}{eB_0} = \frac{E[\text{GeV}]}{0.3B_0[\text{T}]} \quad (v \approx c) \quad (\text{A-2})$$

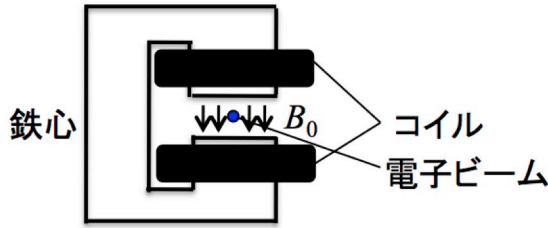


Fig. 61 偏向電磁石の概念図

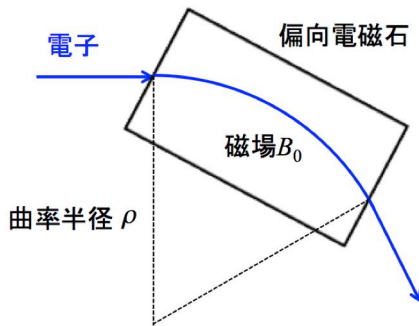


Fig. 62 偏向電磁石による電子の軌道

この水平の円軌道を理想軌道（あるいは設計軌道）として、そこから少しずれた電子の軌道 $r = \rho + x$ ($x \ll \rho$) を考える。図 63 に示すような座標系を考え

ると、水平(x)および垂直(y)方向の運動方程式は、時間の代わりに進行方向の座標 s を使って、

$$x'' + \frac{1}{\rho^2} x = 0, \quad y'' = 0 \quad \left(x'' \equiv \frac{d^2 x}{ds^2}, s = vt \right) \quad (\text{A-3})$$

となる。

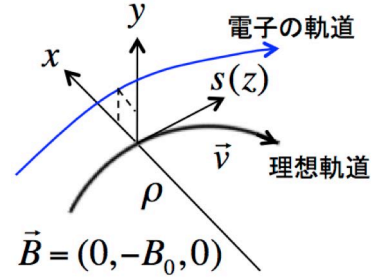


Fig. 63 理想軌道と電子の座標系

A.2. 四極電磁石

四極電磁石は図 64 に示すように、N 極と S 極が交互に 2 極ずつ配置された電磁石で、水平・垂直の磁場 B_x, B_y は一樣な磁場勾配 g を持ち、次のように書くことができる。

$$B_x = gy, \quad B_y = gx \quad \left(g \equiv \frac{\partial B_y}{\partial x} = \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) \quad (\text{A-4})$$

中心軸から水平にずれると収束作用を、垂直にずれると発散作用が働く。図で N 極と S 極を入れ替えると、今度は水平に発散作用を、垂直に収束作用が働く。電子の四極電磁石中の運動は次式で書くことができる。

$$x'' + K_x x = 0, \quad y'' + K_y y = 0$$

$$K_x = K_y = -\frac{e}{p} g \quad (\text{A-5})$$

四極電磁石は電子を収束させるのに用いられる。

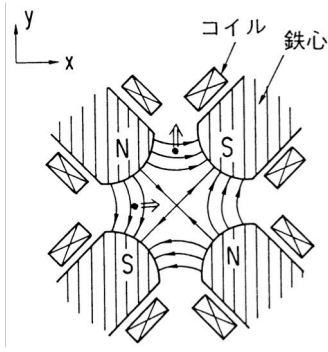


Fig. 64 四極電磁石の概念図。黒丸は電子、矢印は磁場の向き、白抜きの矢印は四極磁場によるローレンツ力の向きを表す。電子は水平と垂直方向の中心からのずれに対して逆向きの力を受ける。

A.3. ベータトロン振動

上述した偏向電磁石と四極電磁石を基礎とする加速器の運動方程式は、

$$\begin{aligned} x'' + \left\{ K_x(s) + \frac{1}{\rho(s)^2} \right\} x &= 0 \\ y'' + K_y(s)y &= 0 \end{aligned} \quad (A-6)$$

となる。水平・垂直共に同じ形をしていて、この方程式の解は一般的に次のように書ける。

$$\begin{aligned} x_\beta(s) &= \sqrt{\beta_x(s)\varepsilon_{ex}} \sin\{\varphi_x(s) + \varphi_{x0}\} \\ y_\beta(s) &= \sqrt{\beta_y(s)\varepsilon_{ey}} \sin\{\varphi_y(s) + \varphi_{y0}\} \end{aligned} \quad (A-7)$$

これをベータトロン振動と呼ぶ。ここで $\beta_{x,y}$ は、ベータトロン関数と呼ばれ、電磁石の配置やその磁場の強さに依存し、次の方程式の解である。

$$\frac{1}{2}\beta_1\beta_1'' - \frac{1}{4}\beta_1'^2 + K_1\beta_1^2 - 1 = 0 \quad (A-8)$$

$$\begin{aligned} K_1 &= K_x + \frac{1}{\rho^2} \quad (\beta_1 = \beta_x) \\ &= K_y \quad (\beta_1 = \beta_y) \end{aligned} \quad (A-9)$$

$\varphi_{x,y}$ は水平・垂直のベータトロン位相と呼ばれ、ベータトロン関数を用いて次式で表される。

$$\varphi_{x,y}(s) = \int_0^s \frac{1}{\beta_{x,y}(s)} ds \quad (A-10)$$

$\varphi_{x0,y0}$ は初期位相である。また、 $\varepsilon_{ex,ey}$ を電子のエミッタンス呼び、初期条件によって決まる定数である。

ベータトロン振動の進行方向に対する水平・垂直方向の傾きは式(A-7)を s で微分して

$$\begin{aligned} x'_\beta &= \sqrt{\frac{\varepsilon_{ex}}{\beta_x}} \left[\cos\{\varphi_x + \varphi_{x0}\} - \alpha_x \sin\{\varphi_x + \varphi_{x0}\} \right] \\ y'_\beta &= \sqrt{\frac{\varepsilon_{ey}}{\beta_y}} \left[\cos\{\varphi_y + \varphi_{y0}\} - \alpha_y \sin\{\varphi_y + \varphi_{y0}\} \right] \quad (A-11) \\ \alpha_{x,y} &= -\frac{1}{2}\beta'_{x,y} \end{aligned}$$

と書ける。電子のエミッタンスは、位置と傾きを使うと次のように書ける。

$$\gamma_x x^2 + 2\alpha_x x x' + \beta_x x'^2 = \varepsilon_{ex} \quad \left(\gamma_x = \frac{1 + \alpha_x^2}{\beta_x} \right) \quad (A-12)$$

これは位相空間(x, x')上での面積 $\pi\varepsilon_{ex}$ の楕円の式に他ならない。垂直方向も同様である。エミッタンスが同じであれば、初期位相が違っていても電子は同じ楕円上の点を通ることになる。 $\beta_x, \alpha_x, \gamma_x$ は Twiss parameter と呼ばれていて、加速器の場所によって変化するが、この楕円の面積は $\pi\varepsilon_{ex}$ (定数) なので変わらないことがわかる。

A.4. ビームのエミッタンス

ここで、1 電子ではなく多数の電子が集まった電子ビームを考える。4 章でも述べたが、ビームのエミッタンス ε_x は次のように定義する (垂直方向も同様)。

$$\varepsilon_x = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle x x' \rangle^2} \quad (A-13)$$

$\langle A \rangle$ はビーム内での電子のパラメータ値 A の平均を表す。各電子がベータトロン振動の運動方程式(A-6)を満たす場合、 ε_x^2 の s に関する微分はゼロになってビームのエミッタンスが保存量であることがわかる。ビーム内の電子がベータトロン振動をしていて、電子の初期位相が $0 \sim 2\pi$ までビーム内で一様で電子のエミッタンスと相関がないと仮

定する。 x, x' にベータatron振動の式(A-7)を代入して平均すると、

$$\varepsilon_x = \frac{\langle \varepsilon_{ex} \rangle}{2} \quad (\text{A-14})$$

が成り立つことがわかる。この仮定された条件の場合、ビームのエミッタンスは、電子のエミッタンスの平均の半分であることがわかる。同様に、ビームのサイズ σ_x と発散角 σ'_x を各電子の位置と傾きの標準偏差とすると

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \sqrt{\langle x^2 \rangle} = \sqrt{\varepsilon_x \beta_x} \\ \sigma'_x &= \sqrt{\langle x'^2 \rangle} = \sqrt{\varepsilon_x \gamma_x} = \sqrt{\varepsilon_x \frac{1+\alpha_x^2}{\beta_x}} \end{aligned} \quad (\text{A-15})$$

となる。ビームのサイズ σ_x と発散角 σ'_x は Twiss parameter (場所) に依存する。図 65 に電子分布とビームエミッタンスとビームサイズと発散角との関係を示す。図の楕円は次式を表している。

$$\gamma_x x^2 + 2\alpha_x x x' + \beta_x x'^2 = \varepsilon_x \quad (\text{A-16})$$

これは、(A-12)で電子のエミッタンスをビームのエミッタンスで置き換えた式である。 $\alpha_x=0$ の場合は、図 5 のように $\varepsilon_x = \sigma_x \sigma'_x$ となる。

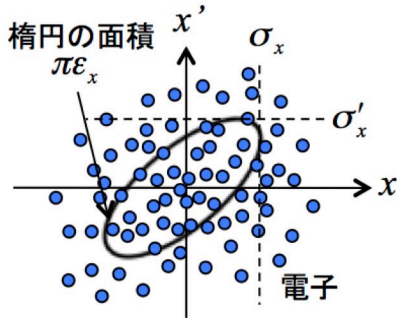


Fig. 65 (x, x') 上での電子分布とビームエミッタンス ε_x 、ビームサイズ σ_x と発散角 σ'_x の関係。

ビームのエミッタンスが偏向電磁石や四極電磁石などの電磁石によって変化しないことはわかった。4 章と重なるが、電子の進行方向の加速による変化を考える。図 66 に示したように、運

動量が p_1 だった電子がある点で加速によって p_2 になった場合、水平方向の運動量 p_x は加速で変わらないので、それぞれの水平方向の傾きは、

$$x'_1 = \frac{p_x}{p_1}, \quad x'_2 = \frac{p_x}{p_2} \quad (\text{A-17})$$

となる。電子の位置は変わらないので、電子のエミッタンスおよびビームエミッタンスは運動量に反比例することになる。即ち、加速すると、エミッタンスは小さくなる。ベータatron振動で言えば、その振幅が小さくなる。ここで、次式で定義する規格化エミッタンス ε_{nx} を導入すると、加速で変わらない量になる。

$$\varepsilon_{nx} = \varepsilon_x \gamma \beta \quad (\text{A-18})$$

通常のエミッタンス ε_x はそれと区別して幾何学的エミッタンスと言うことがある。

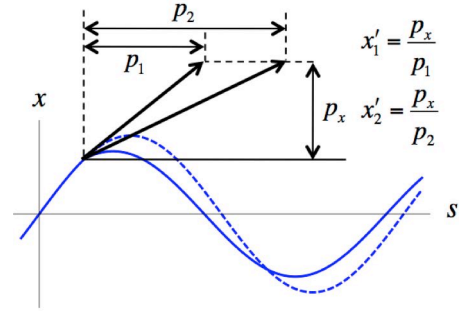


Fig. 66 加速による運動量とベータatron振動の変化。エミッタンスが加速によって減少する。

A.5. 分散関数

ビームの内の電子の運動量（あるいはエネルギー）は全く同じではなく幅を持っている。基準運動量 p から Δp だけずれた電子の運動方程式は $\delta = \Delta p/p$ として

$$x'' + \left\{ K_x(s) + \frac{1}{\rho(s)^2} \right\} x = \frac{1}{\rho(s)} \delta \quad (\text{A-19})$$

となり、その解は

$$\begin{aligned} x(s) &= x_\beta(s) + x_p(s) \\ x_p(s) &= \eta_x(s) \delta \end{aligned} \quad (\text{A-20})$$

となる。ここで、 η_x を分散関数と呼ぶ。電子の運動はベータトロン振動 x_β と x_p の和になり、基準運動量を持つ電子から x_p だけずれる（図 67）。分散関数は次の方程式を満足する解である。

$$\eta_x'' + \left\{ K_x(s) + \frac{1}{\rho(s)^2} \right\} \eta_x = \frac{1}{\rho(s)} \quad (\text{A-21})$$

分散関数がゼロでない場所では、ビームの持つ運動量幅のために(A-13)で定義されるビームのエミッタンスは増大する。ただし、再び分散関数がゼロに戻れば、元のエミッタンスに戻るようになる。そのため、偏向電磁石があるアーク部やシケインでは、一般的にはその前後で分散関数を消すようなアクロマティックな光学系にする。

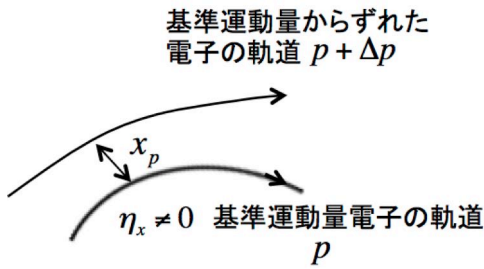


Fig. 67 基準運動量からずれた電子の軌道。

A.6. 縦方向分散

横方向と同様に、縦（進行）方向の分散もある。基準運動量 p から Δp ずれた電子の進行方向の長さ（軌道長）の変化 Δz は一般に次のようにかける。

$$\Delta z = R_{56}\delta + T_{566}\delta^2 + U_{5666}\delta^3 + \dots \quad (\text{A-22})$$

$$\delta = \frac{\Delta p}{p}$$

R_{56} 、 T_{566} 、 U_{5666} はそれぞれ 1 次、2 次、3 次の縦方向の分散である。電子の運動量が基準運動量から δ ずれていると、式(A-20)のように横方向の分散によって水平位置は $x_p = \eta_x \delta$ だけずれる。曲率半径 ρ の偏向電磁石において 1 次の近似で曲率半径が x_p だけ変わったことになる。従って、進行方向の位置 s_0 をから s までの範囲における軌道長の伸

び Δz は 1 次の近似でその間で積分された 2 つの円弧の長さの差になって

$$\Delta z = \int_{s_0}^s \frac{x_p(\tilde{s})}{\rho(\tilde{s})} d\tilde{s} = \delta \int_{s_0}^s \frac{\eta_x(\tilde{s})}{\rho(\tilde{s})} d\tilde{s} \quad (\text{A-23})$$

となる。これと式(A-22)を比較すると、その範囲の R_{56} は次のように表すことができる。

$$R_{56} = \int_{s_0}^s \frac{\eta_x(\tilde{s})}{\rho(\tilde{s})} d\tilde{s} \quad (\text{A-24})$$

参考文献

- [1] ERL2015, Stony Brook, NY, USA, June 7-12, 2015 (<http://www0.bnl.gov/erl2015/>).
- [2] M. Tigner, *Il Nuovo Cimento* **37**, 1228 (1965).
- [3] L.R. Elias, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 977 (1979).
- [4] L.R. Elias and G. Ramian, *Proc. of SPIE* 453 pp.137-145 (1983).
- [5] S.O. Schriber and E.A. Heighway, *IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-22*, No.3, pp.1060-1064 (1975).
- [6] T.I. Smith et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A259**, 1 (1987).
- [7] D.W. Feldman et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A259**, 26 (1987).
- [8] 例えば、原田健太郎、OHO'08.
- [9] 羽島良一、中村典雄、小林幸則、坂中章悟(編)、*「コンパクト ERL の設計研究」*、February 2008、KEK preprint 2007-7/JAEA-Research 2008-632.
- [10] 宮島司、OHO'08/OHO'15.
- [11] R. Nagai et al., *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 033304 (2010).
- [12] N. Nishimori et al., *Proc. of ERL2015*, Stony Brook, to be published (2015).
- [13] M. Yamamoto et al., *Proc. of ERL2015*, Stony Brook, to be published (2015).
- [14] A. Bartnik et al., *Proc. of ERL2015*, Stony Brook, to be published (2015).
- [15] A. Arnold and J. Teichert, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **14**, 024801 (2011)
- [16] C. Gulliford et al., *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **16**, 073401 (2013).
- [17] B.M. Dunham et al., *Appl. Phys. Lett.* **102**, 034105 (2013).

- [18] L. Cultrera et al., Appl. Phys. Lett. **103**, 103504 (2013).
- [19] 山本将博、OHO'15.
- [20] Y. Honda, Proc. of IPAC2012, New Orleans, pp.1530-1532 (2012).
- [21] 本田洋介、OHO'15.
- [22] Kako et al., Proc. of IPAC2012, New Orleans, pp.2239-2241 (2012).
- [23] S. Sakanaka et al., Proc. of ERL2013, Novosibirsk, pp.16-21 (2013).
- [24] V.N. Litvinenko, R. Hajima, D. Kayran, Nucl. Instr. Meth. **A557**, 165 (2006).
- [25] TESLA Technical Design Report, March 2001 (http://tesla.desy.de/new_pages/TDR_CD/PartII/accel.html).
- [26] E. Pozdeyev, Phys. Rev. ST Accel. Beams **8**, 054401 (2005).
- [27] E. Cenni et al., Proc. of SRF2013, Paris, pp.678-682 (2013).
- [28] 梅森健成、OHO'08.
- [29] 阪井寛志、OHO'15.
- [30] Feng Qiu、OHO'15.
- [31] T. Miura et al., Proc. of IPAC2014, Dresden, pp.2450-2452 (2014).
- [32] 仲井浩孝、OHO'08.
- [33] 島田美帆、OHO'08.
- [34] H.L. Owen and P.H. Williams, Nucl. Instr. Meth. **A662**, 12 (2012).
- [35] 谷本育律、OHO'15.
- [36] 高井良太、OHO'15.
- [37] N. Nakamura et al., Proc. of IPAC2015, Richmond, pp.1591-1593 (2015).
- [38] 土屋公央、OHO'93.
- [39] G.R. Neil, et al., Nucl. Instr. Meth. **A557**, 9 (2006).
- [40] D. Douglas et al., Proc. of IPAC2012, New Orleans, pp.2111-2115 (2012).
- [41] N. Nakamura et al., Proc. of ERL2015, Stony Brook, to be published (2015).
- [42] Linac Coherent Light Source II (LCLS-II) Conceptual Design Report, SLAC-R-978, 2011 (<http://www.slac.stanford.edu/cgi-wrap/getdoc/sla-c-r-978.pdf>).
- [43] K.-J. Kim, Y. Shvyd'ko and S. Reiche, Phys. Rev. Lett. **100**, 244802 (2008).
- [44] K.-J. Kim, Proc. of FLS2010, SLAC (2010).
- [45] 羽島良一、OHO15.
- [46] R. Nagai et al., Proc. of IPAC2015, Richmond, pp.1607-1609 (2015).
- [47] R. Hajima et al., Proc. of ERL2015, Stony Brook, to be published (2015).
- [48] G. Hoffstaetter, S. Gruner, M. Tigner (eds.), Cornell Energy Recovery Linac: Project Definition Design Report (PDDR), June 2013 (<http://www.classe.cornell.edu/rsr/Research/ERL/PDDR/PDDR.pdf>).
- [49] Energy Recovery Linac Conceptual Design Report, KEK Report 2012-4, October 2012 (<http://ccdb5fs.kek.jp/tiff/2012/1224/1224004.pdf>).
- [50] T. Atkinson et al., Proc. of ERL2015, Stony Brook, to be published (2015).
- [51] V.N. Litvinenko and Y.S. Derbenev, Phys. Rev. Lett. **102**, 114801 (2009).
- [52] eRHIC Design Study: An Electron-Ion Collider at BNL, December 2014 (<http://arxiv.org/pdf/1409.1633v2.pdf>).
- [53] Large Hadron Electron Collider at CERN: Report on the Physics and Design Concepts for Machine and Detector, CERN-OPEN-2012-015, June 2012 (<http://arxiv.org/pdf/1206.2913v2.pdf>).
- [54] MEIC Design Summary, January 2015 (<http://arxiv.org/pdf/1504.07961v1.pdf>).
- [55] 島田美帆、宮島司、中村典雄、日本加速器学会誌「加速器」11 卷 2 号 99-108 頁.
- [56] S. Sakanaka et al., Proc. of IPAC2015, Richmond, pp.1359-1362 (2015).
- [57] G.R. Neil, et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 662 (2000).
- [58] R. Hajima et al., Nucl. Instr. Meth. **A507**, 115 (2003).
- [59] E. Minehara et al., Nucl. Instr. Meth. **A557**, 16 (2006).
- [60] Proc. of 2010 PASJ meeting, FSRP04, Himeji, pp.12-14 (2010).
- [61] O.A. Shevchenko et al., Proc. of ERL2013, pp.6-10 (2013).
- [62] E.A. Antokhin et al., Nucl. Instr. Meth. **A528**, 15 (2003).
- [63] P. Williams, Proc. of ERL2015, Stony Brook, to be published (2015).
- [64] Y.M. Saveliev, Proc. of IPAC2012, New Orleans, pp.613-615 (2012).
- [65] D. Kayran, Proc. of ERL2015, Stony Brook, to be published (2015).

- [66] J. Kewisch et al., Proc. of ERL2015, Stony Brook, to be published (2015).
- [67] B.M. Dunham et al., Proc. of LINAC08, pp.699-703 (2008).
- [68] A. Jankowiak et al., Proc. of LINAC10, Tsukuba, pp.407-409 (2010).
- [69] J. Knobloch, Proc. of ERL2015, Stony Brook, to be published (2015).
- [70] R. Einhorn, Proc. of ERL2015, Stony Brook, to be published (2015).
- [71] N. Nakamura, Proc. of IPAC2012, New Orleans, pp.1040-1044 (2012).
- [72] G. Stupakov, Phys. Rev. Lett. **102**, 074801 (2009).
- [73] D. Xiang et al., Phys. Rev. ST Accel. Beams **12**, 060701 (2009).
- [74] K. Aulenbacher et al., Proc. of ERL2013, Novosibirsk, pp.1-5 (2013).
- [75] R. Heine et al., Proc. of IPAC2014, Dresden, pp.346-348 (2014).
- [76] V. Ptitsyn, Proc. of ERL2015, Stony Brook, to be published (2015).
- [77] V.N. Litvinenko et al., Proc. of IPAC2014, Dresden, pp.87-90 (2014).
- [78] The Cornell-BNL FFAG-ERL Test Accelerator: White Paper, December 2014 (<http://arxiv.org/pdf/1504.00588v1.pdf>).
- [79] G. Hoffstaetter, Proc. of ERL2015, Stony Brook, to be published (2015).
- [80] F. Zimmermann et al., Proc. of IPAC2013, Shanghai, pp.1017-1019 (2013).
- [81] E. Jensen et al., Proc. of IPAC2014, Dresden, pp.921-923 (2014).