

コンパクト ERL 周回部のオプティクス設計

OPTICS DESIGN OF THE COMPACT ERL RECIRCULATION LOOP

中村典雄^{#,A)}, 島田美帆^{A)}, 原田健太郎^{A)}, 宮島司^{A)}, 小林幸則^{A)}, 羽島良一^{B)}

Norio Nakamura^{#,A)}, Miho Shimada^{A)}, Kentaro Harada^{A)}, Tsukasa Miyajima^{A)}, Yukinori Kobayashi^{A)}, Ryoichi Hajima^{B)}

^{A)} High Energy Accelerator Research Organization (KEK)

^{B)} Japan Atomic Energy Agency (JAEA)

Abstract

The cERL recirculation loop is under construction and its commissioning is scheduled to start in December 2013. Optics of the cERL recirculation loop has been designed to preserve the initial beam quality in normal operation mode where the commissioning and usual performance evaluation will be done. The optics can be flexibly changed for two other operation modes dedicated to generation of laser-Compton scattering (LCS) X-rays and coherent THz radiation, which require electron beams with extremely small transverse sizes at the LCS collision point and ultra-short bunch length at a bending magnet, respectively. In order to avoid serious beam loss, the physical apertures and optics were well adjusted so that the physical apertures could be more than five times the transverse beam sizes at all the longitudinal positions. Furthermore distributions of lost electrons caused by field emission of the main superconducting cavities were calculated with simulations using symplectic integration.

1. はじめに

コンパクト ERL (cERL) は ERL の光源としての性能を実証することを主な目的としている。既に cERL 入射部の建設が終了し、今年 4 - 6 月にコミッショニングが行われた¹⁾。12 月からは cERL 周回部のコミッショニングが予定されており、その建設作業が現在進められている。cERL 周回部では低エミッタンス・大電流ビームをその品質を劣化させることなく加速・周回させることを目標とし、オプティクスの設計を行ってきた。また、2014 年度以降にレーザーコンプトン散乱 X 線利用実験とコヒーレント THz 光利用実験が計画されており、それぞれの実験において要求される仕様を満足するオプティクスの設計も進めてきた。さらに、オプティクス設計に関係して、深刻なビーム損失を回避するためにアパーチャと主空洞のフィールドエミッションの影響についても検討を行った。ここでは、コンパクト

ERL 周回部のオプティクス設計の現状について報告する。

2. 周回部オプティクスの設計

2.1 cERL のレイアウト

Figure 1 に cERL のレイアウトを示す。図中で、青色は二極電磁石 (アーク部偏向電磁石、シケイン電磁石、合流部電磁石)、赤色は四極電磁石、黄色は六極電磁石を表している (六極電磁石は来年度以降に設置予定である)。入射部からの最大エネルギー 5.5 MeV のビームは合流部で周回部へと入射されて、2 台の 9 セル主超伝導加速空洞で最大エネルギー約 35.5 MeV まで加速される。加速後、第 1 アーク部、長直線部、第 2 アーク部を経て、主空洞でのエネルギー回収によって入射エネルギーとほぼ同じエネルギーまで減速された後にビームダンプに捨てられる。

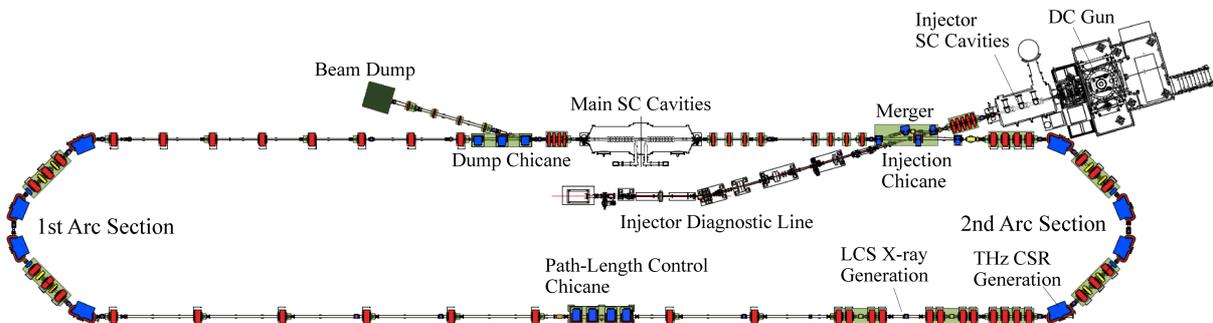


Figure 1: Layout of the compact ERL(cERL). Dipole magnets used for two arc sections, a merger and three chicanes are shown in blue, quadrupole in red and sextupole in yellow.

[#] norio.nakamura@kek.jp

2.2 通常運転モード

通常運転モードは、cERL 周回部のコミッションング及び通常のビーム性能評価において用いるモードで、Table 1 にこのモードの cERL 周回部のパラメータを示す。Figure 2 にその運転モードにおける主加速空洞直後からビームダンプまでのベータatron関数と分散関数を示す。2つのアーク部のオプティクスは、前後で分散を消すことと等時性を持たせる($R_{56}=0$)ことに加え、コヒーレント放射(CSR)による wake のビームへの影響を抑えるように最適化している。その結果、水平方向のベータatron関数は垂直方向と比較して低く抑えられている。

Table 1: Parameters of the cERL Recirculation Loop in Normal Operation Mode

Parameter	Value
Maximum beam energy	35.5 MeV
Maximum injection energy	5.5 MeV
RF frequency	1.3 GHz
Maximum average current	10 mA (100 mA in future)
Normalized emittance	< 1 mm-mrad
Bunch length	1 – 3 ps
Momentum spread	< 10^{-3}

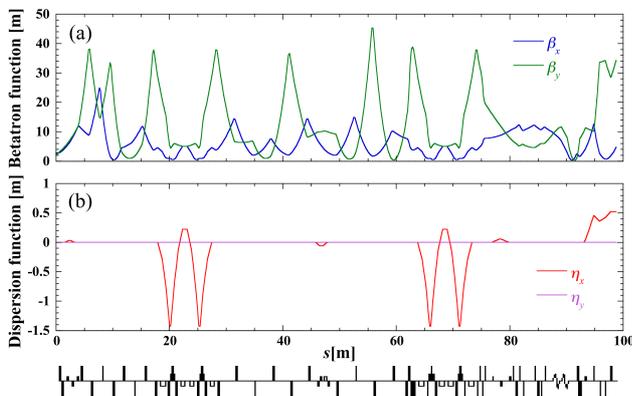


Figure 2: (a) Betatron and (b) dispersion functions of the cERL recirculation loop (from after the main accelerating superconducting cavities to before the beam dump) for normal operation mode.

Figure 3 にエネルギー35.5 MeV、平均電流 10 mA (バンチ電荷 7.7 pC、バンチ繰り返し 1.3 GHz) に対する CSR wake の影響を含んだ elegant^[2]によるシミュレーション結果を示す。ビームの初期分布は、電子銃から主空洞出口までの GPT(General Particle Tracer)^[3]によるシミュレーション結果の1つを用いており、低エネルギー領域で問題になる空間電荷効果も考慮して計算されたものである。ただし、主空洞加速後の elegant のシミュレーションでは空間電荷効果は無視している。図からわかるように、この S2E(Start-to-End)シミュレーションによって計算され

た規格化エミッタンスは水平・垂直共に初期の値 ($\epsilon_{nx}=0.30$ mm-mrad, $\epsilon_{ny}=0.36$ mm-mrad)をほぼそのまま維持している(分散部で水平エミッタンスが増加しているのは、分散による影響が含まれており、純粋なエミッタンスの変化ではない)。また、加速後の運動量幅 σ_p/p も減速前まで初期値 2.8×10^{-4} をそのまま保っていることがわかる。周回部での空間電荷効果の影響も別途 GPT によって調べた結果、大きな影響をビームに与えないことが確認できた。

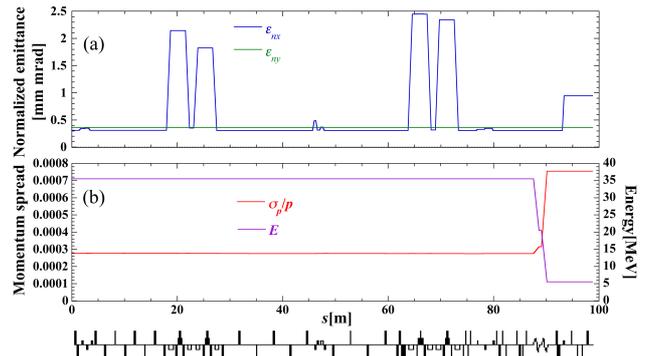


Figure 3: Simulation result of (a) horizontal and vertical normalized emittances and (b) momentum spread and energy along the cERL recirculation loop for 10 mA (7.7pC/bunch at 1.3 GHz repetition rate) in normal operation mode.

2.3 レーザーコンプトン散乱実験用運転モード (LCS モード)

2014 年度に cERL の電子ビームとレーザーによるコンプトン散乱によって X 線 (あるいは γ 線) を発生させ、それを利用する実験を行うことが計画されている^[4]。レーザーコンプトン散乱(LCS)によって X 線を発生させる場所は Figure 1 に示されているように第 2 アーク部手前の直線部で、発生された X 線はそのまま真っ直ぐに進み、下流に建設される X 線ビームラインを通して放射線シールドの外の実験室 (建設予定) まで輸送されることになる。

大強度の X 線を効率的に発生するためには、衝突点でレーザーと同じ極小ビームサイズまで電子ビームを絞る必要がある。電子ビームを絞るために、衝突点前後各 4 台 (計 8 台) の四極電磁石を使用して、Figure 4 に示すようなオプティクスを構築することとした (通常運転モードでは、この 8 台のうち Q1u と Q4d の 2 台しか使用していない)。このオプティクスでは衝突点でのベータatron関数は $\beta_x=0.038$ m, $\beta_y=0.010$ m となり、例えばエネルギー35.5 MeV、水平・垂直共に規格化エミッタンス 0.3 mm-mrad のビームに対してビームサイズは $\sigma_x=12.8$ μ m, $\sigma_y=6.6$ μ m という極小ビームサイズになる。水平方向に偏平としたのは、水平面上に設置されるレーザー共振器を作るレーザーの形状に合わせるためである。レーザー共振器を鉛直面上に設置する場合は、四極電磁石の符号を逆にすることで水平と垂直のベータatron関数を入れ替えて対応することが可能である。

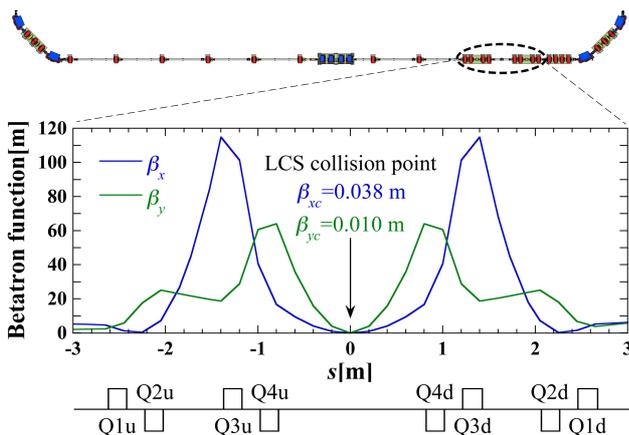


Figure 4: Horizontal and vertical betatron functions around the LCS collision point ($s=0$ m) in LCS mode. Eight quadrupole magnets, Q1u – Q4u and Q1d – Q4d, produce very small betatron functions and hence very small beam sizes at the LCS collision point.

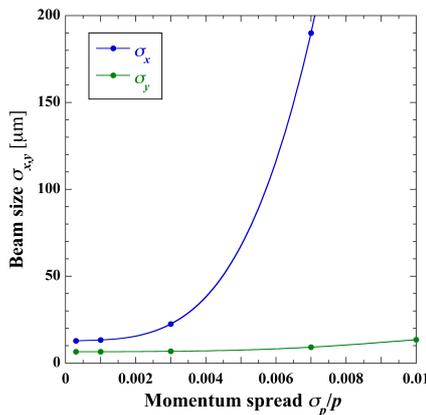


Figure 5: Dependence of beam sizes at the LCS collision point on the momentum spread (or momentum fluctuation) after the main accelerating cavities for $E=35.5$ MeV and $\epsilon_{mx} = \epsilon_{my} = 0.3$ mm-mrad.

Figure 5 は LCS 衝突点でのビームサイズを主加速空洞直後の運動量幅 (あるいは運動量変動) の関数として図示している。衝突点でのビームサイズは水平方向で運動量幅が 2×10^{-3} 付近を越えてから急激に増大することがわかる。これは主に第 1 アーク部の運動量に依存した非線形効果と LCS 衝突点付近の強い四極電磁石の色収差との相乗効果によるものと考えられるが、運動量幅が 10^{-3} 以下であれば問題にはならない。8 台の四極電磁石は電子ビームを絞るためにいずれも高い K 値 (収束・発散力) を有するため、四極電磁石に関する誤差の影響を評価しておく必要がある。Figure 6 は四極電磁石の K 値の設定誤差及びビーム進行方向の電磁石の設置誤差の影響を図示したものである。図からわかるように、ベータトロン関数が 100 m を越える位置にある四極電磁石 (Q3) の影響が最も強くなるが、 $\Delta K/K = \pm 0.1\%$ 、 $\Delta z = \pm 1$ mm に対してベータトロン関数で 15% (ビームサイズで約 7%) を越えることはない。

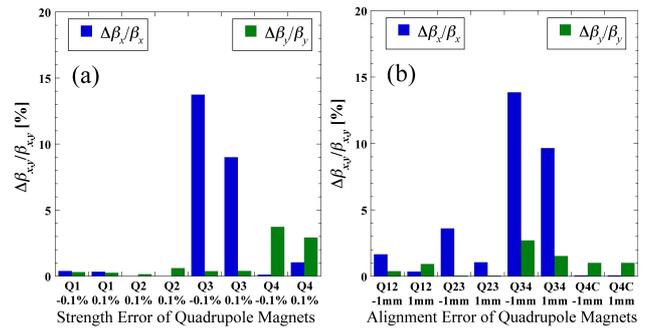


Figure 6: Effects of (a) fractional strength error and (b) longitudinal alignment error of quadrupole magnets Q1 – Q4 on betatron functions at the LCS collision point. Here Q12 means distance between Q1 and Q2 and Q4C between Q4 and the LCS collision point.

2.4 コヒーレントテラヘルツ光実験用運転モード (バンチ圧縮モード)

2015 年度から開始予定であるコヒーレントテラヘルツ光の発生とその利用実験では、コヒーレント放射の周波数領域をなるべく高い方まで広げるためにバンチ圧縮を行って超短バンチを生成する必要がある。通常運転モードでは 1 – 3 ps のバンチ長であるが、この実験用の運転モードでは 100 fs 程度のバンチ長を生成する。バンチ圧縮の方法は以下の通りである。

1. 主加速空洞では RF 位相をゼロからずらしてオフ Crest (off-crest) 加速を行い、進行 (時間) 方向に運動量依存性をバンチに与える。
2. 第 1 アーク部を非等時性のオブティクス ($R_{56} \neq 0$) にして、加速空洞で生成した運動量依存性を持つバンチを第 1 アーク部通過後に圧縮する。
3. アーク部に六極電磁石を導入することで高次効果 ($R_{566} \neq 0$) の影響も補正して、バンチ長をさらに短くする。

Figure 7 は上の方法を用いたバンチ圧縮シミュレーションの結果を示す。このシミュレーションでは、加速前後のエネルギーを 5.5 MeV と 35.5 MeV、バンチ電荷を 77 pC とし、主空洞加速前の規格化エミッタンスを 1 mm-mrad、バンチ縦方向分布を Figure 7(a) のような 2 ps のバンチ長と 2×10^{-3} の運動量幅を持つ 2 次元ガウス分布であると仮定した。RF 位相を 15.8° として Figure 7(b) のように時間に依存した運動量分布をバンチに与え、非等時性オブティクス ($R_{56} = 0.15$ m) を持つ第 1 アーク部を通過させることで Figure 7(c) のようにバンチの時間構造の 1 次の運動量依存性を取り除いた。さらに第 1 アーク部に六極電磁石 4 台を導入して 2 次の運動量依存性を取り除くように最適化を行った結果、Figure 7(d) のように約 140 fs の超短バンチを生成できることがわかった。なお、このシミュレーションには CSR wake の影響も含まれている。

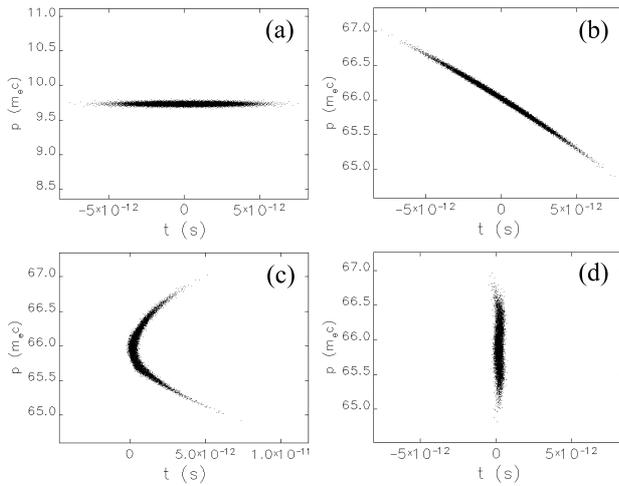


Figure 7: (t, p) -distribution of the electron bunch with charge of 77pC at (a) entrance and (b) exit of the main accelerating SC cavities and exit of the 1st arc section ($R_{56}=0.15$ m) with sextupole magnets (c) off and (d) on in bunch compression mode.

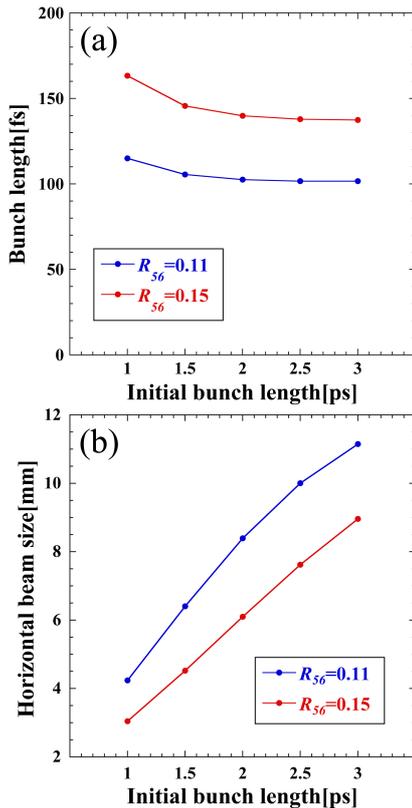


Figure 8: (a) Bunch length at the exit of the 1st arc section and (b) maximum horizontal beam size of the 1st arc section as function of the initial bunch length at the entrance of the main accelerating SC cavities.

バンチ圧縮時にはオフレスト加速のために運動量幅が通常運転モードに比べて1桁程度大きくなるので、分散関数が最大で 1.4m を越えるアーク部での水平方向のビームサイズが大きくなる。そのために、アーク部では直線部で使用する $\phi 50$ mm の丸管

の真空ダクトではなく、70 mm(H) \times 40 mm(V)の横長八角形の真空ダクトを採用することとした。加速前の初期運動量幅を 2×10^{-3} として、圧縮後のバンチ長と第1アーク部の最大ビームサイズを R_{56} と主空洞加速前の初期バンチ長の関数として Figure 8 に示す。図から、 R_{56} を小さくするか初期バンチ長を大きくすると圧縮後のバンチ長を相対的に短くできるが、逆に最大ビームサイズは大きくなるのがわかる。

3. ビーム損失について

cERL も含めて ERL は大電流の CW ライナックであり、通常のパルスライナックや蓄積リングと比べて格段に大きな時間積分された電荷量を加速・周回するために、小さなビーム損失率でも大きな問題になりうる。また、ERL に特徴的な問題である空洞からのフィールドエミッション電子の影響も評価する必要がある。これらのビーム損失は放射線安全の観点からオプティクス設計やビームダイナミクスにおいても重要な検討課題になる。

3.1 ビームサイズとアパーチャ

深刻なビーム損失を避けるために、オプティクスで決まるビームサイズは真空ダクト等で決まるビームのアパーチャに対して十分に小さいことが要求される。電流 10 mA の電子ビームの横方向分布をガウス分布と仮定して、1.5 m の cERL コンクリートシールドに対して許容できるビーム損失を考えると、35.5 MeV ではアパーチャの約 1/5 以下に収まる必要がある。Figure 9 と Figure 10 に通常運転モードと LCS 運転モードにおける 5 倍のビームサイズとアパーチャを示した。図からわかるように、規格化エミッタンスが 10 mm·mrad でも主空洞加速後の運動量幅が 2×10^{-3} を越えなければ 5 倍のビームサイズがアパーチャを越えることはない。減速後は、エネルギーは低いけれども運動量幅が増大してビームサイズが大きくなるので、ダンブラインの分散関数を抑えるとともに真空ダクトのアパーチャを他の場所よりも相対的に広げている。

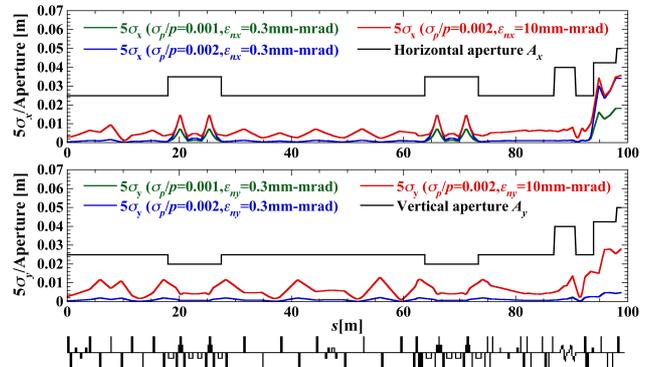


Figure 9: Five times of the horizontal (upper) and vertical (lower) beam sizes for different normalized emittances and momentum spreads in normal operation mode. Half physical apertures are also shown for comparison.

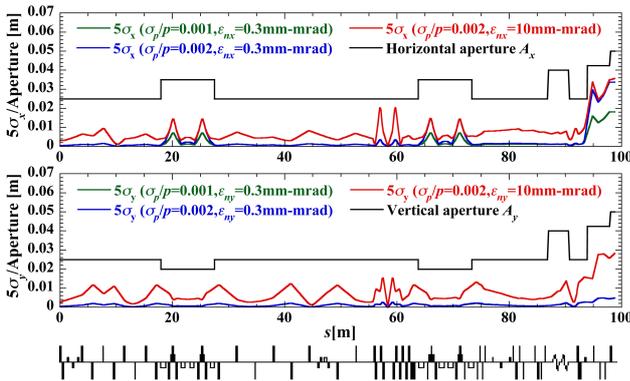


Figure 10: Five times of the horizontal (upper) and vertical (lower) beam sizes for different normalized emittances and momentum spreads in LCS mode. Half physical apertures are also shown for comparison.

3.2 主空洞フィールドエミッション電子の損失分布の評価

cERL の主超伝導空洞フィールドエミッションによる電子損失をシミュレーションを用いて評価した。フィールドエミッション電子のエネルギーは純粋なビームのエネルギーと大きくずれていて、通常の軌道解析で使われる近軸光線近似も成立しない。そのため、*elegant* 上でシンプレクティック積分を用いた正確なシミュレーションを行った。

フィールドエミッション電子は主超伝導空洞の出口から下流側に向かう成分と入口から逆に上流側に向かう成分の2つが考えられる。Figure 11 と Figure 12 に下流と上流の各方向に向かうフィールドエミッション電子のシミュレーション結果を示す。シミュレーションでは、空洞出入口で電子の位置分布を空間的に一様とし、角度分布については 10 mrad の標準偏差を持つガウス分布を仮定した。空洞の加速エネルギーは1台当り 15 MeV とし、0 – 15 MeV は1台加速、15 – 30 MeV は2台加速を受けた電子の運動エネルギーである。空洞出入口で電子のエネルギー分布はどちらもその範囲でほぼ一様とした（正確には運動量分布を一様とした）。図から、下流では0 – 15 MeV の電子はほとんど全てダンプシケインまでで、15 – 30 MeV の電子は第1アーク部の最初の偏向電磁石までで全て損失することがわかる。上流では0 – 15 MeV 及び 15 – 30 MeV の電子の全てが入射シケインまでで失われる。電子の初期角度が全てゼロの場合のシミュレーションも行ったが、初期角度が無い分だけ遠方で損失する電子が相対的に増えたが、損失場所の範囲に大きな変化はなかった。空洞1台の加速エネルギーを 10 MeV に下げた場合も分布に大きな変化はなかった。

2012 年末に行われた主超伝導空洞の大電力試験の結果、上流にある第1空洞のフィールドエミッション電子はビーム進行と逆方向の上流に向かう電子が主流で、逆に下流にある第2空洞からは下流に向かう電子が主であった^[5]。従って、上流も下流も1台加速の電子数が2台加速の電子数に比べて多くなることが予想される。シミュレーションと大電力試験

の結果をもとに局所的な放射線シールドの追加を行う予定である。

4. まとめ

cERL 周回部オプティクスはビーム品質保持のために最適化され、将来の利用実験に合わせて極小ビームや超短バンチの生成を行える設計とした。また、フィールドエミッションを含めたビームロス considering、オプティクスとアパーチャを調整し、追加の放射線シールドの設計にも反映した。現在、12月のコミッショニングに向けた準備を進めている。

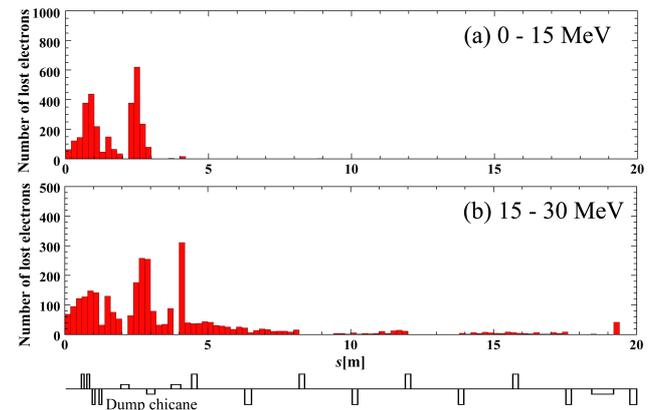


Figure 11: Distribution of lost field-emitted electrons ($N=3000$) with the kinetic energies of (a) 0 – 15 MeV and (b) 15 – 30 MeV escaped downstream from the exit of the main superconducting cavities ($s=0$ m).

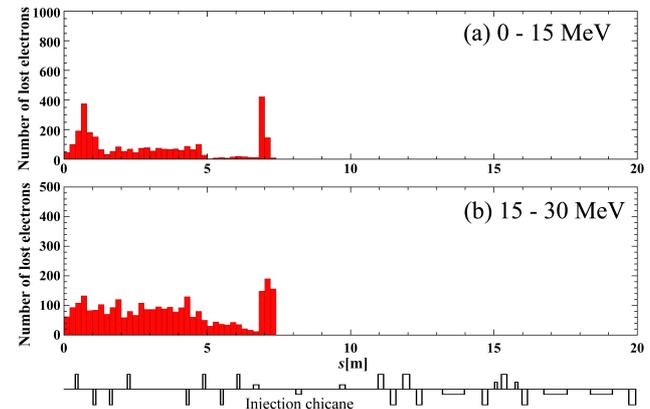


Figure 12: Distribution of lost field-emitted electrons ($N=3000$) with the kinetic energies of (a) 0 – 15 MeV and (b) 15 – 30 MeV escaped upstream from the entrance of the main superconducting cavities ($s=0$ m).

参考文献

- [1] T. Miyajima, these proceedings, Nagoya, Aug. 3-5, 2013; S. Sakanaka et al., these proceedings, Nagoya, Aug. 3-5, 2013
- [2] M. Borland, Phys. Rev. ST-AB 4, 070701 (2001)
- [3] <http://www.pulsar.nl/gpt/index.html>
- [4] R. Hajima et al., Proceedings of the 8th Annual Meeting of PASJ, Tsukuba, Aug. 1-3, 2011, pp.954-956
- [5] H. Sakai et al., these proceedings, Nagoya, Aug. 3-5, 2013