

第3章 加速器研究

3.1 ERL の設計とビーム力学

3.1.1 総論

本節では、第1章に概説した ERL 設計に至った過程、採用したパラメータの根拠、今後の研究課題などを列挙する。研究はまだ開始初期の段階にあり、多くの問題はこれから解決すべきものである。

3.1.1.1 ERL の各種の型式

ERL については、第1章図 1.2 に示した基本型のほかに、いくつかの発展した型式が考えられる。それらの概念を図 3.1 に示した。いずれも、電子は番号の順に走る。

図 3.1(a) は同じ線型加速器を 2 回加速（および減速）に使うことで建設費の軽減を意図したものであり、エネルギーの異なる 2 つのビームラインをとれるという利点もある。欠点は 1 つの線型加速器内を同時に 4 つのビームが走るため電流を上げにくいことである。

図 3.1(b) は、基本型（図 1.2）の線型加速器を低エネルギー部分と高エネルギー部分に分割したものである。基本型は、線型加速器の同一点に極端にエネルギーの異なる 2 つのビームが通るためビーム力学上の問題をもつが、(b) はこの比を緩和するものである。

図 3.1(c) は ERL にリングを付設したもので、各電子バンチは線型加速器で加速後、リングを n 回周回した後 ERL にもどされる。これにより線型加速器内での電流はリング内より n 倍低くなる（リングでのシンクロトン放射でエミッタンスを悪化させないために、リング周回時間がリングでの減衰時間より十分短くなければならない。このため n には上限がある）。通常、リングに蓄積できる電流の方が線型加速器で安定に加速できる最大電流より高いので、放射光挿入光源をリング内に設置すれば基本形の ERL より平均強度の高い光が得られる可能性がある。以上の各種の形式を複合したものも考えられるが、いずれも基本形に比べて技術的難度が高くなる。

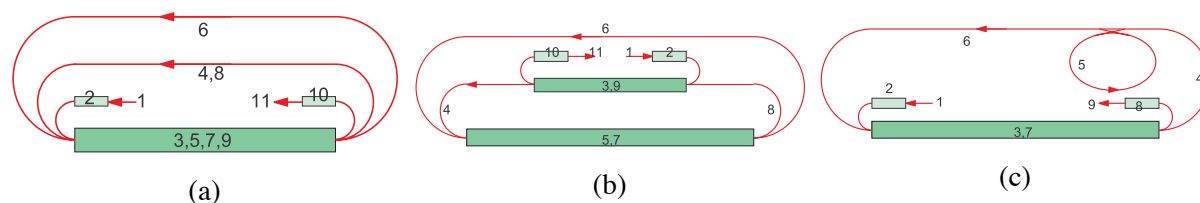


図 3.1: 各種の ERL。

本計画は初めに (c) を検討した。その場合、リングを用いた ERL は技術的に容易でないので、第 1 段階ではリングを通常の第 3 世代放射光リングとして用いることを考えた。これは ERL のような高品質のビームを要求しない利用者（実際は多い）にとって好都合である。当然、リングを用

いた ERL が可能になった時点でも第3世代放射光リングとしての運転を行う場合も考えられる。これは (c) の長所と思われる。しかし、リング自体の建設費がある上に、CW超伝導線型加速器では貯蔵リングへの入射効率を上げにくいので、第1段階でのリング入射のために別にシンクロトロンを建設する必要があると考えられ、当初の建設費が非常に高くなる。このため、本計画では (c) を採用しないことにした。ただし、将来、リングを追加して ERL としての電流を上げる可能性は残されている。

本計画は、第1段階では、線型加速器の加速勾配 10MV/m で 2.5 GeV ビームをつくり、第2段階で 20 MV/m に増強することで 5 GeV ビームを実現することとしているが、第2段階で 2.5 GeV の周回部を加えることにより (a) に移行することも考えられる。建設費の比較 (2.5 GeV の周回部と線型加速器加速勾配増強の比較) は自明ではないが、(a) の場合 2.5 GeV のビームラインも設置できるので、多くの利用者の要求を満たすことができる。しかし、ビーム不安定性から決る最大電流は、加速勾配に比例し、線型加速器を同時に通過するビームの数に反比例すると考えられるので、(a) 型は基本型に比べておそらく 1/4 程度の最大電流になるであろう。このため、本計画では基本型を採用し、かつできる限り多数のビームラインを設けることとした。多数の挿入光源による周回ビームへの影響は十分に研究する必要がある。

(b) はなお考慮に値する。この場合、2つの線型加速器の加速比 (入射エネルギーと加速後エネルギーの比) が同程度になるようにするのがビーム力学上よいと思われるので、低エネルギー側の線型加速器は 200 MeV 前後になると思われる。しかし、この方法はビーム不安定性の問題には効果がないという研究報告もあり、この必要性に関しては試験加速器で経験を得ることがもっとも望ましい。実際、低エネルギー側の線型加速器の規模はちょうどその程度である。

3.1.1.2 ビームの性質に関する要請

ビームのパルス構造

電子の平均電流の最大値として 100 mA を目標とする。この値は主に線型加速器でのビーム不安定性で決る。一方、この平均電流のバンチへの配分に関しては基本パラメータとしては 1.3 GHz のすべてのバケツに配分して $77 \text{ pC} \times 1.3 \text{ GHz} = 100 \text{ mA}$ としている。しかし、希望するビームのパルス構造は放射光利用者によってかなり異なる。バンチ内電子数が多くバンチ間隔の広いビームを必要とする利用者もあり、逆の場合もある。したがって、ビームのパルス構造を広い範囲で変えられることが望ましい。この点、ERL は FEL (瞬間電流が閾値を超えないと発振しない) より有利であるがバンチ内電子数については上限がある。ひとつは、電子銃から出る電子のエミッタンスがバンチ内電子数の関数であり、低エミッタンスを必要とする場合はバンチ内電子数の上限が低くなることである。また、入射部および周回部の偏向磁石におけるコヒーレント輻射の効果もバンチ内電子数の上限に影響する。

エネルギーの拡がり

電子ビームのエネルギーの拡がりは長尺アンジュレータを挿入する場合特に重要である。エネルギーの拡がりを与える原因として

1. 線型加速器入射時の拡がり、
2. 線型加速器内でのバンチ長および短距離ウェーク場の影響、
3. 周回部の偏向磁石におけるシンクロトロン輻射、
4. 周回部の偏向磁石におけるコヒーレント輻射、

などがある。(1)は加速とともに(相対値としては)減少するので大きくはないが、加速比が100程度の場合は無視できないであろう。(2)は、バンチ長1 ps(rms)でバンチ電荷が小さいときは 0.5×10^{-4} になる。(3)は、周回半分で現在採用しているラティスでは

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0.364 \times 10^{-4} \times (E/5\text{GeV})^{2.5} \quad (3.1)$$

であり、5 GeVの場合は無視できない。(4)は、バンチあたりの電荷 Q およびバンチ長による。バンチ長1 psの場合はビームパイプによる遮蔽がないとき、peak-to-peakのエネルギー差

$$\Delta E_{p-p} = 3\text{MeV} \times \frac{Q}{\text{InC}} \quad (3.2)$$

程度と評価される(遮蔽はビームパイプ内径を2 cmにしても効果は薄い。1 cmにすれば顕著な効果があるが、真空の問題があるのでこれはむずかしいであろう)。したがって、バンチ電荷77 pCの場合でも、2.5 GeVではpeak-to-peakの相対幅 0.9×10^{-4} に達する。バンチ長100 fsのバンチを周回させた場合は、上式の係数は約60 MeVになり、かつ遮蔽は全く寄与しない。したがって、線型加速器入口からすでにバンチ長100 fsにするのは望ましくない。バンチ長100 fsを得るためには(エネルギー幅の問題だけからみても)コヒーレント輻射の詳細な研究が必要である。

バンチの長さ

ERLの利点のひとつはバンチ長を短くできることである。1 psは容易である(これより長いものはエネルギーの拡がりの問題がある)。利用者の側からはより短くできるように設計することが求められる。バンチ長の下限はバンチあたりの粒子数による。下限を決める要因としては、

1. 線型加速器における高次モード損失、
2. 周回部の偏向磁石におけるコヒーレント輻射、

などがある。後者に関して、前項のように線型加速器入射以前に短くしておくことは得策でない(したがって前者は考慮する必要はないと思われる)。加速後に周回部の R_{56} (3.1.3節参照)を利用して次第に圧縮するか、あるいはバンチ長圧縮のためのセクションを別に用意する必要がある。後者の方がコヒーレント輻射によるエミッタンス増加を制御しやすいが、建設費が増加する。設計はまだおこなわれていない。

エミッタンス

ERLにおけるビームエミッタンスは基本的には電子銃で決まるべきものである。その目標値としては規格化エミッタンス $0.1 \mu\text{m}\cdot\text{rad}$ を採用する。これは5 GeVにおける幾何エミッタンスが1 オングストロームの放射光のための回折限界以下であるように決めたものである。この値は現在の電子銃技術より1桁小さいが、将来実現可能と考えられる。

次の問題は、加速時・周回時におけるエミッタンス増加である。その原因としては、

1. 入射器におけるエミッタンス増加(空間電荷・コヒーレント輻射など)
2. 線型加速器入射点付近での空間電荷、
3. 線型加速器における多バンチビーム不安定性(入射位置誤差・加速空洞設置誤差などをタネとして、加速空洞高次モードで増幅される)
4. 周回部の偏向磁石におけるシンクロトロン輻射、
5. 周回部の偏向磁石におけるコヒーレント輻射、

(2)(3)は次節3.1.2の課題であり、最大電流を決めるもっとも重要な因子である。(4)については、水平方向規格化エミッタンスの増加は理論式

$$\Delta\epsilon_{nx} = \frac{55}{48\sqrt{3}}r_e\lambda_e\gamma^6 \int_0^L \frac{H_x}{|\rho|^3} ds = 0.060\mu\text{m} \cdot \text{rad} \times \left(\frac{E}{5\text{GeV}}\right)^6 \quad (3.3)$$

$$H_x = \gamma_x\eta^2 + 2\alpha_x\eta\eta' + \beta_x\eta'^2$$

ρ : 軌道曲率半径, r_e : 古典電子半径, λ_e : Compton 波長, $\gamma = E/mc^2$

で評価できる。5 GeV においては $0.1 \mu\text{m}\cdot\text{rad}$ に比べて無視できない。(5)は、重要な課題であるが今後の研究に俟つ。とくにバンチ長が 100 fs の場合は非常にきびしいと思われる。

3.1.1.3 エネルギー回収率

エネルギー回収率は ERL の性能を評価する重要なパラメータであるが、線型加速器の加速空洞に入力されたエネルギーの何割が線型加速器にもどされるかという意味ではすでに JLAB において 99.98% という高い値が実現されている。これをはるかに大きな規模の加速器で再現するためには、周回後のビームの減速位相の精密制御、減速完了間際でとくに顕著になるビーム不安定性の緩和、などがとくに重要な課題になる。

一方、実際的には、大電流運転における消費電力を極小化するという観点からは、全加速器に供給した電力の何割が線型加速器にもどされるか、ということが問題である。全加速器に供給した電力とは、入射器が消費するもの、および線型加速器の冷凍機が消費するものなどを含む。前者を下げるには入射エネルギーを下げる必要があるが、加速比が大きすぎるとビーム不安定性のためビームを十分減速させることが難しくなり、エネルギー回収率が下がる。後者は 2.5 GeV (5 GeV) の場合次節(3.2節)に述べるように 2.3 MW (9 MW) に達するので、入射エネルギーが 20 MeV 程度以下であれば、前者の寄与は十分小さいとしてよいであろう。

3.1.1.4 ビーム損失

周回ビームの一部が1周の間に失われると当然エネルギー回収率が下がる。しかし、損失率が 10^{-4} のように大きい場合でも、電力損失としては極端に大きなものではない。ビーム損失に関して、これよりはるかに重要な問題は放射線である。後述するように(3.9節)、電流 100 mA の場合、損失率が 10^{-5} でも非常に厚い遮蔽が必要になる。したがって、ビーム損失の許容値としては、十分に集中した場所での損失上限 10^{-6} 、全体に拡散される量の上限としては 10^{-7} 程度の値を要求すべきであろう。これは貯蔵リングの1周あたりの損失上限としては厳しいものではないが、1回通過のビームラインとしては非常に厳しい。この要求を満たすためには、ビームハロー生成のメカニズムの詳細な理解が不可欠である。とくに重要な問題は線型加速器入射時に加速位相が大きすぎて、周回時にエネルギー差のために失われるものであろう。これらの粒子は線型加速器入射以前に除去する必要がある。

3.1.1.5 今後の研究課題

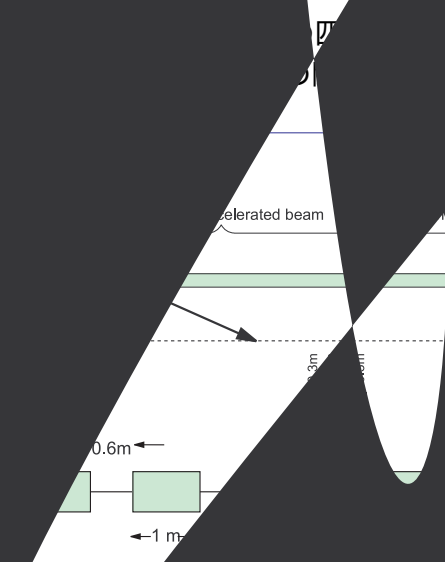
ERL の技術はビーム力学の点のみから見ても今後の研究を必要とする部分が多い。特に、

- 線型加速器内部・周回部のラティスの最適化、

- 線型加速器におけるビーム力学、とくに加速空洞・磁石・周回部などの誤差を含むビーム不安定性の研究、
- 入射部・周回部の偏向磁石におけるコヒーレント輻射の効果、
- フィードバック系の研究、
- ビームハロー生成メカニズム、
- 挿入光源によるビームへの影響（挿入光源として FEL を使うことも原理的には考えられる。そのビームへの影響はとくに興味ある問題である）。

などが重要である。これらの問題は計算機シミュレーションによってかなり研究が進められるが、最終的には 100~300 MeV 程度の試験的 ERL をつくることが望ましい。試験機に用いられる装置はそのまま実機に移すことができるので建設費総額の上でもむだになることはない。

周回粒子を加速し、減速することである。粒子は一回目
する時は加速され、二回目（周回ビームの帰還時）に通過
クの側から見た場合、2種類のエネルギーの違うビーム
のビームが同時に安定に通過できるようなビーム輸送系
止でとても重要である。本節では、必要なビーム電流値
起するウェイク場の効果を評価する。ウェイク場が強い
不安定となり、最終的にはビームの散逸に至ってしま
子が再びニアックして来る為に、同一の粒子が同
になる。その為、ウェイク場の振る舞いは通常のリニ
果がうまく打ち消せるようなラティスをさがすこと
うな観点から、ウェイク場のラティスは何か？ウェ
を考察する。



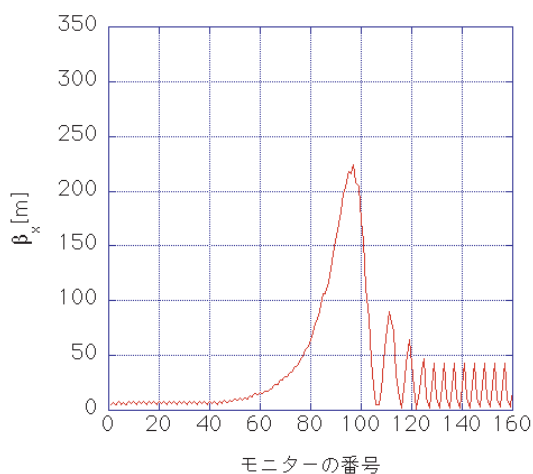


図 3.3: non-RFQ 型の ERL のリニアックに沿った β 関数の振る舞いを示す。モニター番号 85 までは、加速ビームの β 関数の振る舞いを、モニター番号 86 以降は、減速ビームの β 関数の振る舞いを示している。

2. ビームの収束（発散）を RF 空洞により行い、リニアックに沿った各地点で加速ビームと減速ビームが同じ k 値の収束（発散）力を受けるようにする (RFQ 型)。

ここで、RFQ 型の ERL が non-RFQ 型の ERL に比べてもつ難しさについて指摘する。今、RFQ による収束（発散）力が $A \sin \omega t + B$ で与えられるとする。加速ビームと減速ビームに対して同じ k 値をサイン曲線の山と谷で得るためには、

$$\frac{B + A}{B - A} = \frac{E_{fin}}{E_{ini}} \quad (3.4)$$

でなくてはならない。ただし、 E_{ini} は加速ビームのエネルギー、 E_{fin} は減速ビームのエネルギーである。今、リニアックの入射又は出射端で RFQ を考えた場合、それぞれ、 $E_{ini} = 5 \text{ MeV}$ 、 $E_{fin} = 5.045 \text{ GeV}$ と与えられるので、 $B - A$ は $B + A$ に比べて 1000 分の 1 小さいことになる。つまり、RF 振幅を少なくとも 10^{-5} 以下の精度で安定化させる必要があることを意味する。

閾値電流は、周回（アーク）部の位相進度 ψ にも強く依存するので、常時、最適値に合わせられるようにこの輸送系は柔軟性を持つ必要がある。ここでは、アーク部輸送系の転送行列として、簡単に、

$$R = \begin{pmatrix} \cos(\psi) + \alpha \sin(\psi) & \beta \sin(\psi) \\ -\frac{1+\alpha^2}{\beta} \sin(\psi) & \cos(\psi) - \alpha \sin(\psi) \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

とする。ここで、 α, β はビームが最初にリニアックを通過した時の出射部での β 関数である。non-RFQ 型の ERL の場合についてリニアックに沿った β 関数の振る舞いを示したものが図 3.3 である。モニターはリニアックに沿って 85 個並べられていて、各モニターはバンチを 2 回観測する。モニター番号の前半部は加速ビームの β 関数、後半部は減速ビームに対する β 関数である。

| f [GHz] | R/Q [Ω/m^2] | Q |
|-----------|------------------------|-------------------|
| 2.5751 | 23.8×10^4 | 5.0×10^4 |
| 1.8731 | 8.69×10^4 | 7.0×10^4 |
| 1.8643 | 6.54×10^4 | 5.0×10^4 |

表 3.1: TESLA 型加速空洞の高調波。効果の大きい3つの高調波を選択した。

3.1.2.2 横方向のビーム不安定性

横方向のビーム不安定性を検討する上で、ドイツ TESLA 型の加速空洞を想定し、この空洞のウェイク場の特性を利用して議論する(表 3.1 [1])。ウェイク場を押さえ、閾値電流を上げるために必要なことは、 β 関数を小さし、ウェイク場の周波数を共鳴的に1つの周波数に集中させないでばらつきを持たせ、かつアーク部の位相進度を最適値にあわせることである [2]。この方法により閾値電流は、バンチ構造にあまり依存せず、non-RFQ 型のラティスについては 100 mA、RFQ 型については 600 mA 達成できることがシミュレーション結果からわかった。

以下、この3つの条件が、どのようにして理解されるかを簡単な模型を使って述べる。まず、エネルギー E [eV] の電子が、バンチ当り N 個の粒子からなり、 α バケツごとに t_b の距離をおいて走っているものとする。環流型リニアックは周長、 $T = (m + 1/2)t_b/\alpha$ で、一か所に長さのない加速空洞が一台設置されているとする。バンチごとに誘起される単一モードのウェイク場がこの空洞に蓄積されるとして表現すると、ビームが安定かどうかは、以下の式でウェイク場の強さ W_0 に対して λ が正の虚部を持つかどうかで表すことができる。

$$1 = \sum_{\pm m} \frac{\pm C}{2i} e^{i(m/\alpha+1)\lambda} \frac{\exp[-\frac{\omega t_b}{2Q}(1 - \frac{1}{2\alpha}) \pm i\omega t_b (1 - \frac{1}{2\alpha})]}{1 - \exp[-\frac{\omega t_b}{2Q} \pm i\omega t_b + i\lambda]} \quad (3.6)$$

$$C \equiv \frac{eNW_0R_{12}}{E} \quad (3.7)$$

ここで、 R_{12} はアーク部の転送行列の 1, 2 成分である。Krafft が最初に示したように [3]、ウェイク場が弱い場合には、

- $R_{12} \sin \omega T > 0$ の時は常に安定。
- $R_{12} \sin \omega T < 0$ の時には閾値電流 I_{th} が存在して、

$$I < I_{th} = \frac{E\omega}{(R/Q)cQ|R_{12} \sin \omega T|} \quad (3.8)$$

で安定となる。

であることが示される。以上から可能なかぎり閾値電流を上げるには R_{12} を下げることで、つまり、 β 関数を下げるのが望ましいことが理解される。

しかし、ここで重要な点は、ウェイク場が強い場合で、かつ $R_{12} \sin \omega T > 0$ の時は、常にビームは安定となるわけではないという事である。これは、式 (3.6) を解くことで理解できる。実際、式 (3.6) を解いてビームの横方向振幅の増大率 (λ の虚部) を求めるとシミュレーション結果とよく一致することが確かめられる(図 3.4 参照)。図 3.4 は、アーク部の位相進度 ψ を変化させることで横

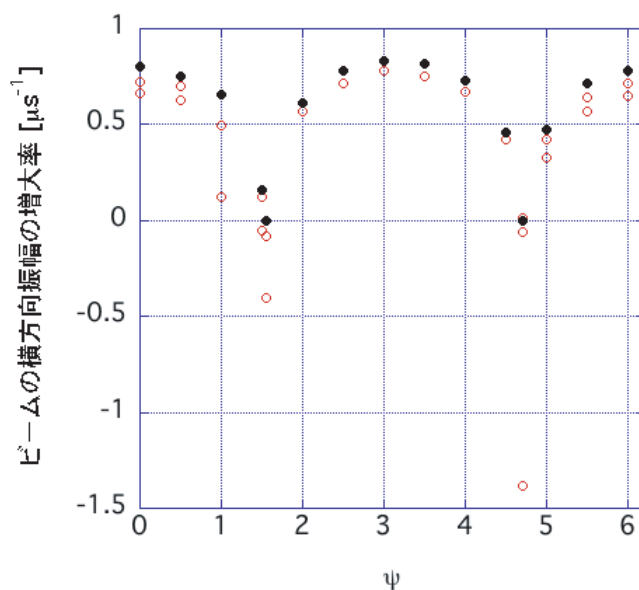


図 3.4: 電流を 100 mA にした時の、ビームの横方向振幅の増大率の理論値とシミュレーション結果。横軸は式 (3.5) の ψ 。リングの一周は 923 m。ビームのエネルギーは 500 MeV。ウェイク場による高調波は表 3.2 で与えられるとした。初期ビームは横方向に $20 \mu\text{m}$ ずらして入射した。○は理論解。●はシミュレーションを示す。

| f[GHz] | R/Q [Ω/m^2] | Q |
|--------|---------------------------------------|-------------------|
| 2.5751 | $6 \times 42 \times 23.8 \times 10^4$ | 5.0×10^4 |

表 3.2: TESLA 型加速空洞の高調波。最も効果の大きい高調波を選択した。

方向振幅の増大率が大きく変化することも示している。ここで考えた環流型リニアックは、一か所にウェイク場が蓄積され、収束発散を繰返す (FODO) セルーつからなるリニアック部と式 (3.5) のアーク部から構成され (図 3.5 参照)、ウェイク場による高調波は、表 3.2 で与えられるとした。

ここまで、環流型リニアックで十分な閾値電流を得るためには、 β 関数を小さくすること、適切な位相進度 ψ を選ぶことが重要であることを議論してきた。これらの考察によって、何故リニアックのラティスとして non-RFQ 型と RFQ 型を考えるのかも理解できる。

ウェイク場によるビーム不安定性を押さえる点で重要なのは、各空洞を起点とした時の一周の β 関数の位相進度を適切なものを選んでいくかどうかである。実際のリニアックでは空洞は異なった位置に複数個配置されていて、ウェイク場も異なった位置にたっている。リニアックのどの位置をビームが通過するかによりビームのエネルギーは異なるので、アーク部の位相進度を固定した時、各空洞を起点とした時の一周の β 関数の位相進度は各々異なる。このことは、電流を上げていくほどに各空洞が発生するウェイク場にとって適切な β 関数の位相進度を選択することが難しくなっていくことを意味している。つまり、 β 関数の位相進度は、空洞によって大きく異なることが望ましい。RFQ 型の環流型リニアックが、non-RFQ 型のものに比べてより高い閾値電流が出せるのは、収束発散力 (k 値) を加速ビームにも減速ビームにも一定になるようにしているか

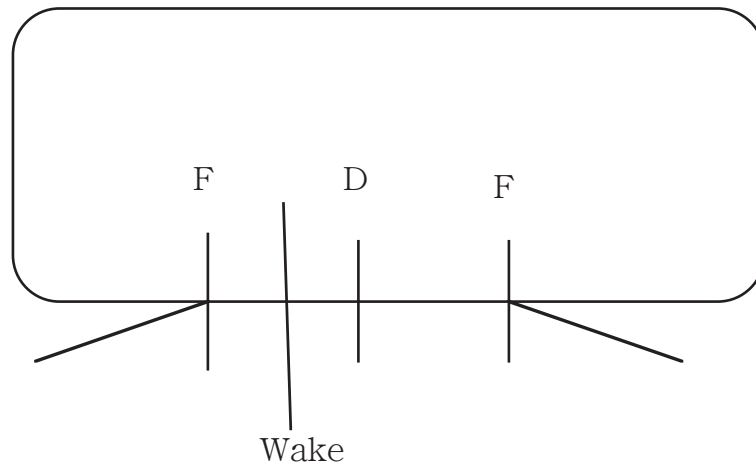


図 3.5: 環流型リニアックの模式図

らである。

しかし、要求される閾値電流を出すには、これだけでは不十分である。図 3.4 を見ても判るように、単一モードのウェイク場がリニアックの一か所でたつ時ですら、ウェイク場が強い場合には、ビームの増大率を負にできる ψ の領域が極端に狭まる。従って、ウェイク場がリニアックの複数か所でたつ場合には、ビームが安定に存在できるような位相進度 ψ が作れなくなるからである。一般に、加速空洞ごとにたつウェイク場の周波数にばらつきをもたせることで共鳴効果が緩和され、ビームの閾値電流を上げることができる。

以上から、リニアックには複数の種類の加速空洞が必要であるが、加速器の性能をあげるうえで、各加速空洞のウェイク場の周波数のずれがどのくらい必要か、リニアックに各加速空洞をどのように配列したら良いか、また、加速空洞の配列と適切なアーク部の位相進度の関係はどうか、という点について明かにする必要がある。ここでウェイク場の周波数のずれは、ガウス分布に従うものとする。それは、以下の式が示すようにガウス分布は Q 値を下げる効果があるからである。

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(\omega+x)t}{2Q}} \sin(\omega+x)t \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} dx \\ &= e^{-\frac{\omega t}{2Q} - \frac{\sigma^2 t^2}{2}} \left(1 - \frac{1}{4Q^2}\right) \sin\left(\omega t - \frac{\sigma^2 t^2}{2Q}\right) \end{aligned} \quad (3.9)$$

ウェイク場の周波数のずれの大きさを変化させた時、閾値電流が non-RFQ 型と RFQ 型のラティスでどう変化するかを示したものが図 3.6 である。これから non-RFQ 型のラティスを採用した場合は、ウェイク場の周波数のずれを 10 MHz 程度にすれば閾値電流を 100 mA にでき、RFQ 型のラティスを採用した場合は、ウェイク場の周波数のずれを 5 MHz 程度にすれば閾値電流を 600 mA にできることが判る。

ここで、さらに興味深いのはこのように周波数をずらしたウェイク場をリニアックにどのように配列するかによって閾値電流が異なることである。non-RFQ 型のラティスの場合その依存性は弱い、RFQ 型のラティスの場合には、それは強く現れる。例えば、RFQ 型のラティスで図 3.7 のような配列をした場合と図 3.8 のような配列をした場合とで閾値電流を比較すると、図 3.8 のように配列した方が高い閾値電流を得ることができる。図 3.7 と図 3.8 を比較してその違いを考察すると、リニアックの入出射端に行くほど周波数のずれ (δf) が大きくなるように規則的に加速空洞が配列されているかどうかによりその違いを見いだすことができる。ある加速空洞に着目したとき、

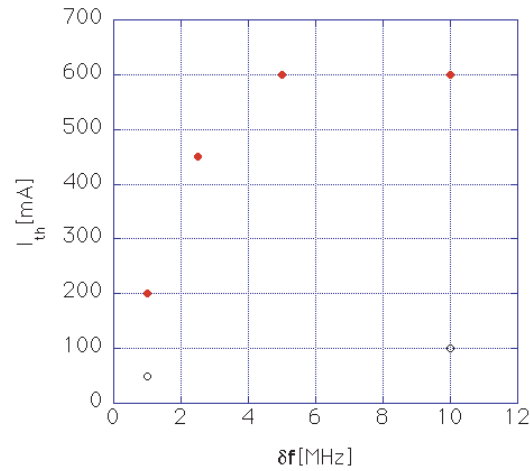


図 3.6: ウェイク場の周波数のずれと閾値電流の関係を示す。横軸はウェイク場の周波数のずれの幅 (rms、平均二乗平方根) を表す。初期ビームは横方向に $20 \mu\text{m}$ ずらして入射した。○は non-RFQ 型、●は RFQ 型の場合の閾値電流を示す。

その空洞は加速ビームと減速ビームの2つのウェイク場を感じる。リニアックの入出射端では、この2種類のビームエネルギーは大きく異なるが、中央ではあまり異ならない。このことが、ウェイク場の配列を対称においた方が閾値電流が上がる原因と考えられる。

さらに、図 3.7、図 3.8 から最適な ψ が各配列によって異なることに注意する必要がある。これは実際リニアックを作る際、どの空洞がどのウェイク場の周波数のずれを生成させるかを知っていないと最適な ψ をアーク部に設定できないことを意味している。

3.1.2.3 軸方向のビーム不安定性

軸方向のウェイク場によるビーム不安定性も横方向と同様に議論できる。それは、軸方向のウェイク場を

$$W_{\parallel} = W e^{-\frac{\omega t}{2Q}} \left(\omega \cos \omega t - \frac{\omega}{2Q} \sin \omega t \right) \quad (3.10)$$

と表し、参照粒子が乗る位相 t_0 の周りで展開した時、その位相からのずれを z/c と書くと

$$W_{\parallel} = W e^{-\frac{\omega t_0}{2Q}} \left[\omega \cos \omega t_0 - \frac{\omega}{2Q} \sin \omega t_0 + \frac{\omega^2 z}{c} \left(\left(-1 + \frac{1}{4Q^2} \right) \sin \omega t_0 - \frac{1}{Q} \cos \omega t_0 \right) + \dots \right] \quad (3.11)$$

と展開できるからである。

| f [GHz] | R/Q [Ω] | Q |
|-----------|--------------------|-------------------|
| 1.3 | 900 | 2.6×10^7 |
| 2.4517 | 142.488 | 2.5×10^5 |

表 3.3: TESLA 型加速空洞の軸方向の基本波と高調波。

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{基本モードに対して} \\ \text{HOM に対して} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} 1 = -\frac{C'}{1-e^{-\frac{\omega t_b}{2Q}}} - \frac{C' e^{i\lambda(\frac{m}{\alpha}+1)}}{1-e^{-\frac{\omega t_b}{2Q}+i\lambda}} \\ 1 = -D \sum_{\pm} \frac{\pm}{2i} \left[\frac{e^{(-\frac{\omega}{2Q} \pm i\omega)(1-\frac{1}{2\alpha})t_b}}{1-e^{(-\frac{\omega}{2Q} \pm i\omega)t_b}} \right. \\ \left. - \frac{e^{(-\frac{\omega}{2Q} \pm i\omega)(1-\frac{1}{2\alpha})t_b+i\lambda(\frac{m}{\alpha}+1)}}{1-e^{(-\frac{\omega}{2Q} \pm i\omega)t_b+i\lambda}} \right] \end{array} \quad (3.12)$$

ただし、

$$\begin{aligned} C' &= \frac{eN\omega^2 W_0 R_{56}}{EcQ} e^{-\frac{\omega t_b}{2Q}(1-\frac{1}{2\alpha})} \cos \left[\left(1 - \frac{1}{2\alpha}\right) \omega t_b \right] \\ D &= \frac{eN\omega^2 W_0 R_{56}}{Ec} \end{aligned} \quad (3.13)$$

を解くことによってビーム安定性の議論をすることができる。ビームの軸方向のウェイク場のパラメータを表 3.3 に示す [2]。

軸方向のウェイク場の振幅は、式 (3.13) によると R_{56} (アーク部の転送行列の 5,6 成分) に比例するので、ビーム安定性の議論は R_{56} をどの範囲で 0 にする必要はあるかということに関係する。基本モードについては C' が Q 値に反比例していることから安定性には大きな影響を与えない。高調波 (HOM) については、閾値電流 100 mA に対しては $-0.04 \text{ m} < R_{56} < 0.06 \text{ m}$ 、600 mA に対しては $-0.25 \text{ m} < R_{56} < 0.35 \text{ m}$ の制限を与える。しかし、横方向の場合と同様 HOM に関し、non-RFQ 型の ERL に対しては 10 MHz の周波数のずれ、RFQ 型の ERL に対しては 5 MHz のずれが期待できるので、 R_{56} に対する実際上の制限としては、

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{non-RFQ 型の ERL で 100 mA の時、} \\ \text{RFQ 型の ERL で 600 mA の時、} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} R_{56} = -10 \text{ m} \sim 10 \text{ m} \\ R_{56} = -1.5 \text{ m} \sim 3 \text{ m} \end{array} \quad (3.14)$$

となる。これは実質的には R_{56} に制限を与えないことを意味する。

しかしながら、ビームの入射には注意が必要である。図 3.9 は、 $R_{56} = 0$ の時、リニアックの終端部でビームがどのように振舞うかを示しているものである。図 3.9 よりビームのエネルギーはウェイク場の効果で一時的に設計値のエネルギーよりも大きな値をもつ。その値は $\omega = 2\pi \times 1.3 \times 10^9$ に対して、

$$\begin{aligned} \text{空洞の数} \times eNW\omega & \sum_{j=n-\frac{m}{\alpha}}^{n-1} e^{(-\frac{\omega t_b}{2Q}+i\omega t_b)(n-j)} \\ & \simeq \text{空洞の数} \times It_b W \omega T \end{aligned} \quad (3.15)$$

と評価できる。今の場合、閾値電流 $I_{th} = 100 \text{ mA}$ に対して、空洞の数 $252 \times 3.4 \text{ [MeV]} = 0.85$

[GeV] となる。これは、17%のエネルギーのずれをビームに与えることになる。一方、十分時間が経った時のエネルギーシフトは以下のように評価でき、

$$\begin{aligned} & \text{空洞の数} \times eNW\omega \left[\sum_{j=1}^{n-1} e^{(-\frac{\omega t_b}{2Q} + i\omega t_b)(n-j)} \right. \\ & \quad \left. + \sum_{j=1}^{(n-j)t_b - T > 0} e^{(-\frac{\omega}{2Q} + i\omega)(nt_b - jt_b - T)} \right] \\ & \simeq \text{空洞の数} \times -eNW\omega \frac{e^{\frac{\pi}{2Q}} - 1}{e^{\frac{\omega t_b}{2Q}} - 1} \end{aligned} \quad (3.16)$$

これは、 1×10^{-5} のエネルギーのずれとなる。

このことから、なるべくエネルギー増加を引起こさずに 100 mA 以上の電流を作ることが要求される。これは、ゆっくりと電流値を増やしていくことによって達成できる。シミュレーションによると、0.1 mA ずつ増やしていくとビームを損失することなく、電流を増加させることができる。ただし、入射する際には前回入射したビームが十分飽和してからでなくてはならない。一回のビームの入射に対し、飽和時間は $Q/\omega \sim 20$ ms と評価できるので、100 mA にするのは約 20 s 必要なことがわかる。

3.1.2.4 単バンチ効果

以上、バンチ間でのウェイク場の効果の考察から、non-RFQ 型の ERL では閾値電流が 100 mA、RFQ 型の ERL では閾値電流が 600 mA を達成できることが判った。100 mA の電流は、1 バンチ当たりの電荷量を 77 pC にしてすべてのバケツにバンチを埋めることによって達成することもできるが、一方で、バンチ間隔を広げて 1 バンチ当たりの電荷量を増やす事でも達成することができる。1 バンチの電荷量を増やせば、バンチ内でのウェイク場や空間電荷の効果は無視できなくなると考えられる。本節では、1 バンチ当たりの電荷量を 1 nC にした時にバンチ内でのウェイク場及び空間電荷効果が、エミッタンス、エネルギー幅及びバンチ長の増加にどの程度影響するかを議論することにする。前節同様、TESLA 型の空洞を用いてその効果について考察することにする。

横方向のビーム安定性

まず横方向のビーム安定性について、ウェイク場を以下の式で表す [1]。

$$w_{\perp}(t) = 1290 \times 10^{12} \sqrt{ct/m} - 2600 \times 10^{12} \times ct/m \quad (\text{V/C/m}^2) \quad (3.17)$$

今、入射ビームのエミッタンスは 1×10^{-7} m とする。一つのバンチが ERL を一周した時のエミッタンスの変化を見ると図 3.10 のようになる。モニターはリニアックに沿って 85 個並べられていて、各モニターはバンチを 2 回観測する。モニター番号の後半部分、つまりエネルギーの低いところではウェイク場の効果が増大する様が見てとれる。放射光に利用するビームはモニター番号が 85 の時のものである。この時エミッタンスの増大は無視できることが判る。

軸方向のビーム安定性

同様にして軸方向のビーム安定性についても検討する。この時、軸方向のウェイク場の式は以下のように与えられる [1]。

$$w_{\parallel}(t) = 38.1 \times 10^{12} \times \left(1.165 \exp \left(-\sqrt{\frac{ct}{3.65 \times 10^{-3}[\text{m}]}} \right) - 0.165 \right) \quad (\text{V/C/m}) \quad (3.18)$$

図 3.11 では、初期のエネルギー幅を 10^{-4} とした時、それがリニアックに沿ってどのように変化するかを 1 バンチ当りの電荷が 1 nC の場合について示している。軸方向のウェイク場の効果によって周回ビームのエネルギー幅は、最終的には数 10% の広がりを持つようになるが、シミュレーション結果によるとビーム損失は生じない。

空間電荷効果

入射ビームのエネルギーが低い場合には空間電荷効果が効いてくると考えられる。横方向及び軸方向の空間電荷力は、

$$\begin{pmatrix} F_x(z, \vec{r}) \\ F_y(z, \vec{r}) \end{pmatrix} = \frac{eN\lambda(z)}{2\pi\epsilon_0\gamma^2(\sigma_x + \sigma_y)} \begin{pmatrix} x/\sigma_x \\ y/\sigma_y \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

$$E_z(z, 0) = - \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \frac{\lambda(\xi - z)}{4\pi\epsilon_0\sigma^2} \times \left[\frac{|\xi|}{\xi} - e^{\frac{\gamma^2\xi^2}{2\sigma^2}} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\gamma\xi}{\sigma} \left(1 - \text{Erf} \left[\frac{\gamma|\xi|}{\sqrt{2}\sigma} \right] \right) \right] \quad (3.20)$$

で与えられるものとする [4,5]。ここで、 σ_x, σ_y は横方向のビームサイズ。 $\lambda(z)$ は軸方向のビームの分布関数である。ビームが空間電荷効果を受けるとビームサイズは変化するので、それに応じてビームサイズを変化させて空間電荷効果をシミュレートした。その結果、モニター番号が 85 の時、1 nC のビームに対しては 1.5% のエミッタンス増大が、エネルギー幅については 10^{-4} 台に押さえられることが判る。また、バンチ長については 2 倍になることが判る (図 3.12、図 3.13 参照)。このような単バンチ効果はエネルギーに強く依存する。図 3.14 はリニアックに入射する電子の初期エネルギーに対して、モニター番号 85 でのバンチ長の rms がいくらになるかを示したものである。初期エネルギーを増大させることで急速にバンチ長の伸びが鈍化することが判る。

菅蒲田義博 (KEK・加速器)

参考文献

- [1] TESLA, 'Technical Design Report', DESY, Hamburg, Germany, (2001).
- [2] Eds. by S. M. Gruner and M. Tigner, CHESS Technical Memo 01-003, JLAB-ACT-01-04 (2001).
- [3] G. A. Krafft, J. J. Bisignano and S. Laubach, Thomas Jefferson Natl. Accel. Facility, Newport News, VA (1988).
- [4] A. W. Chao, *Physics of collective beam instabilities in high energy accelerators*, (John Wiley & Sons, New York, 1993).
- [5] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics*, (Springer, Berlin, Heidelberg, 1993).

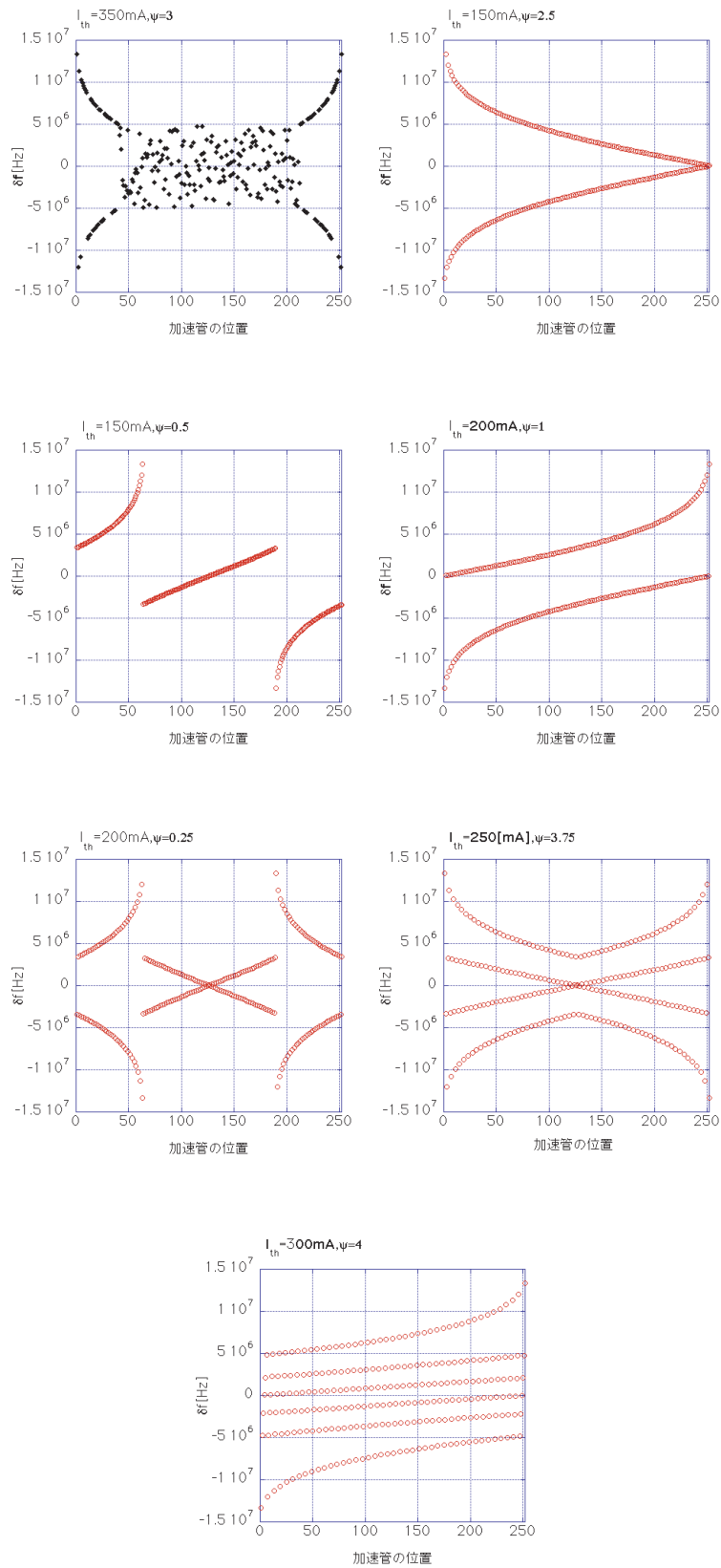


図 3.7: 高調波周波数をずらした加速空洞のリニアックに沿った配列の仕方を示す。7つの図は、配列の仕方及びアーク部の最適位相進度 ψ に依存して閾値電流が変化することを示す。リニアックの加速空洞数は 252 台、各空洞は異なるウェイク場を発生させるものとしている。

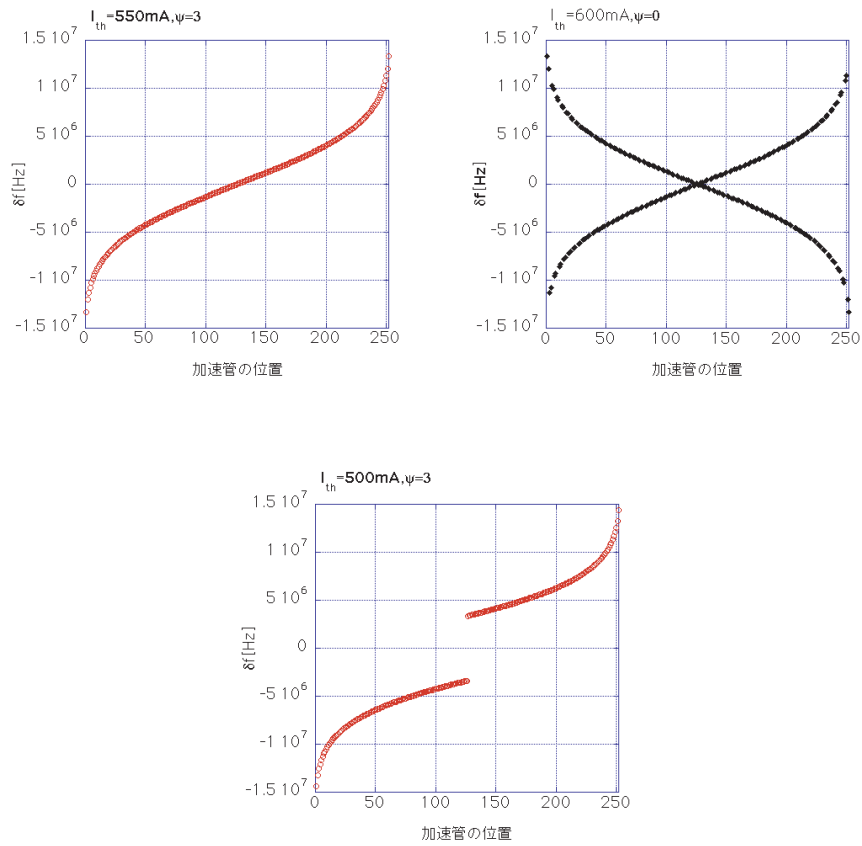


図 3.8: 高調波周波数をずらした加速空洞のリニアックに沿った配列の仕方を示す。空洞配列は、図 3.7 に示した方法に比べ良い対称性を有するので閾値電流が高くなっている。

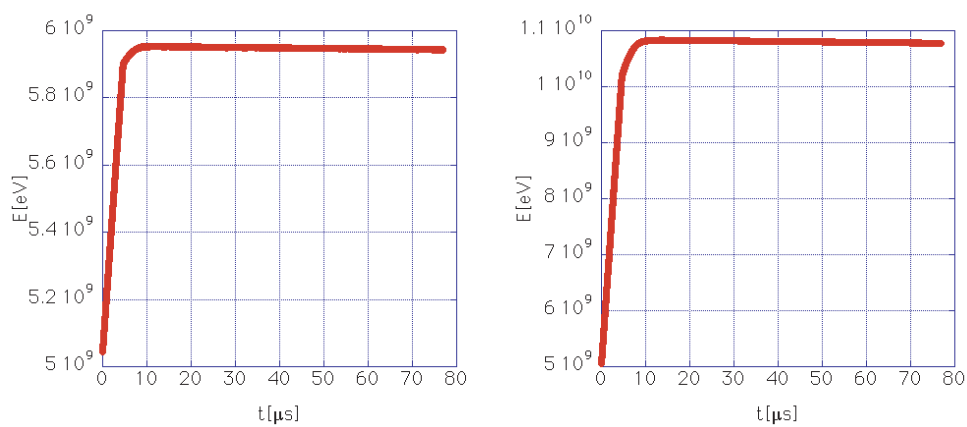


図 3.9: 一気に 100 mA のビームを入射した場合のビームエネルギーの変化 (左図) 及び、600 mA のビームを一気に入射した場合のビームエネルギーの変化 (右図) をそれぞれ示す。

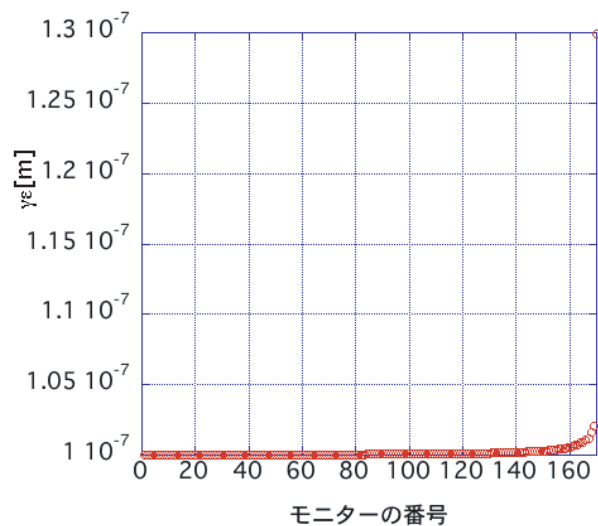


図 3.10: 1 nC のバンチが ERL を周回した時のエミッタンスの変化を示す。モニター番号 85 までは、入射時の加速ビームを、それ以降の番号は、周回時の減速ビームの振る舞いを示す。

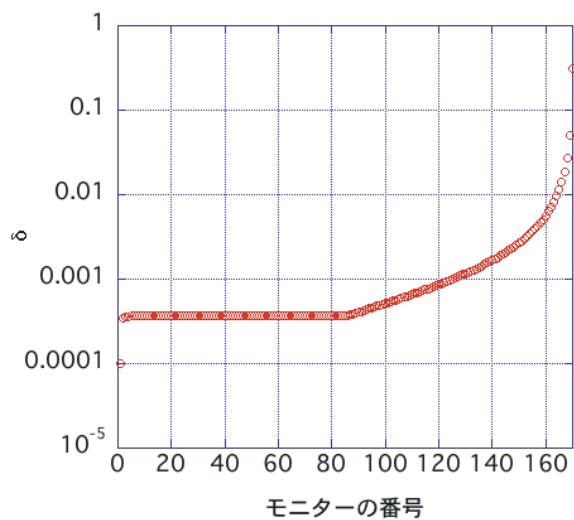


図 3.11: 1 nC のバンチが ERL を周回した時のエネルギー幅 (δ) の変化を示す。モニター番号 85 までは、入射時の加速ビームを、それ以降の番号は、周回時の減速ビームの振る舞いを示す。

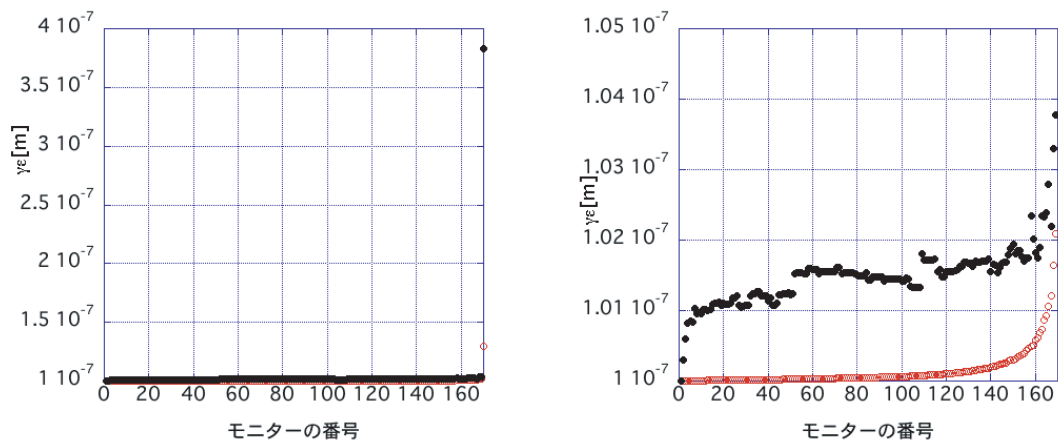


図 3.12: 1nC のバンチが一周した時のエミッタンスの増加 (左図)。右図はそれの拡大図。●は空間電荷効果と単バンチのウェイク場の効果を考慮したもの。○は単バンチのウェイク場の効果のみを考慮したもの。

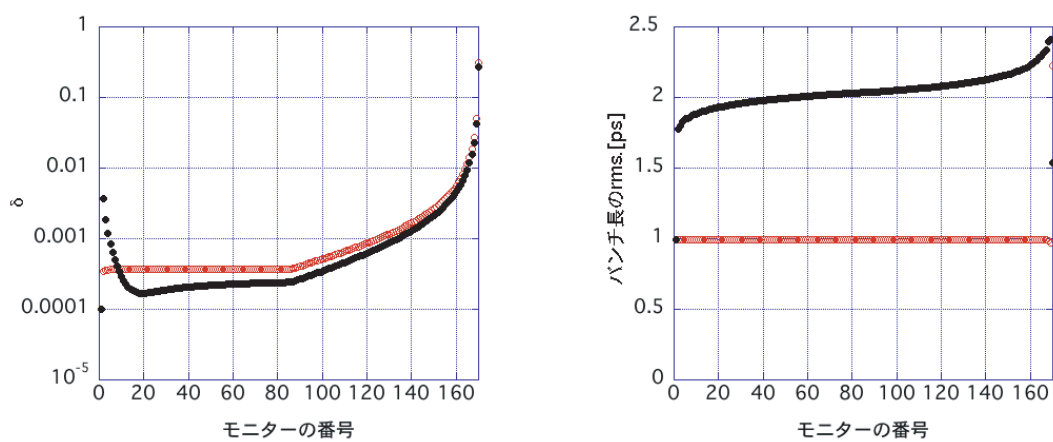


図 3.13: 1nC のバンチが一周した時のエネルギー幅及びバンチ長の変化。●は空間電荷効果と単バンチのウェイク場の効果を考慮したもの。○は単バンチのウェイク場の効果のみを考慮したもの。

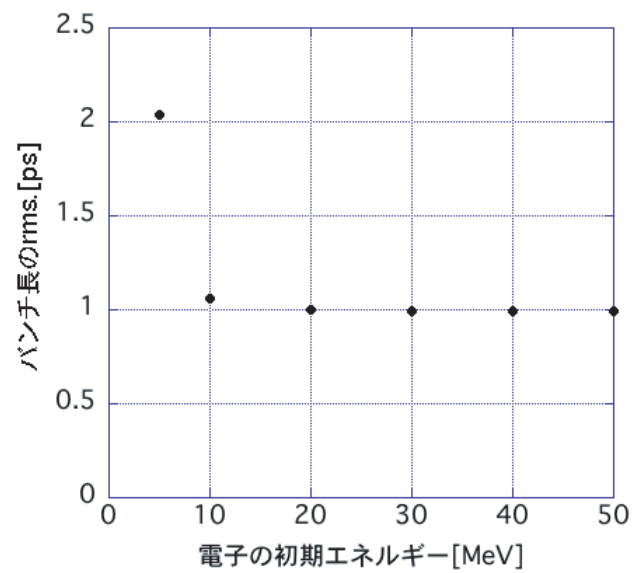


図 3.14: バンチ長の入射電子エネルギー依存性。

3.1.3 アーク部のビーム力学

3.1.3.1 はじめに

利用側から ERL に要求される条件を表 3.4 に示す。これらのパラメータを念頭に置き、周回（アーク）部のラティスの設計を行った。

表 3.4: 要求される光源仕様

| | |
|------------------------------------|---|
| ビームエネルギー | 2.5~5.0 GeV (5.0 GeV Max) |
| 挿入光源の数 | 5m 級 ~20 本、30m 級 2~4 本 |
| 平均輝度@ $\lambda=0.1$ nm(~12 keV) | 10^{22} (ph/s/0.1%/mm ² /mrad ²) |
| 平均フラックス@ $\lambda=0.1$ nm(~12 keV) | 10^{16} (ph/s/0.1%) |
| パルス長 | 1 ps 以下、可能なら 100 fs |
| ビーム安定度 | ビームサイズの 1/10 以下 |

3.1.4 ラティス設計

One-Pass ERL におけるアーク部は、正確にリニアックの減速位相に電子ビームを戻すための帰還路（リターンパス）としての性能に加え、ユーザーに放射光を供給する光源としての性能を備えていなければならない。ERL 計画に対して、利用側から要求されている条件をふまえ、アーク部のラティスに要求される条件を列挙するとおおよそ以下のようなものになると思われる。

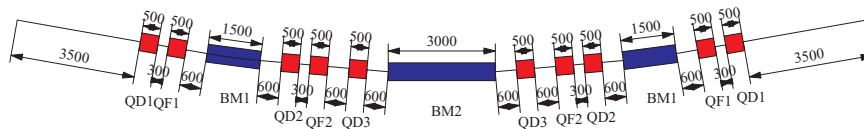
- 20 台程度のアンジュレータが設置できること（利用側からの要求）
- アンジュレータ本数：5 m 級 ~20 本、30 m 級 2~4 本、
- アンジュレータに最適化したラティスであること（無分散かつ最適化ベータ関数）
- バンチ長を制御できること（ R_{56} を制御）
- 帰還後、リニアックの減速位相へ正確にビームを送り込めるよう、周回長を高精度で制御できること、
- KEK サイトに建設できること（敷地制限）。

以上の条件を考慮して、ビームダイナミクス、各種ハードウェア、ビームラインおよび建家の検討を行うに際して、中間報告のたたき台になる基本セル部、拡張セル部、長直線部およびリニアックとのマッチング部のラティスを設計した。

3.1.4.1 基本セル部（7 m 直線部 ~20m）

図 3.15 に基本セルの 1 セル分のラティス（電磁石配置図）を示す。TBA (*Triple Bend Achromat*) を採用し、中央の偏向電磁石は 3 m、両サイドの偏向電磁石は 1.5 m で、偏向角はそれぞれ 10 度、5 度である。四極電磁石は、分散部をトリプレットで、無分散部はダブルレットで構成されている。直線部の長さは、5 m 長のアンジュレータを設置することを想定し、全長 7 m (Q-Q 間) となるように

した。その結果、1セルの長さはおよそ24 mとなる。図3.16に基本セルの典型的なオプティクス
の例を示す。この例は、*Isochronous* でしかも *Achromat* となるオプティクスの例である。なお、



Scale 1/100

図 3.15: 7 m直線部を持つ基本セルのラティス (電磁石配置)

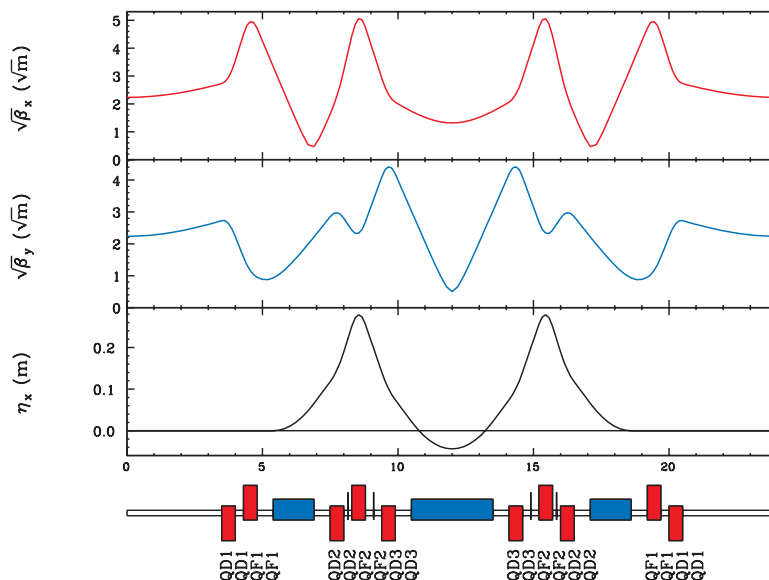


図 3.16: 基本セルのオプティクス。

直線部のベータ関数は、中心で水平垂直方向ともに5 mとしている。*Achromat* にしているのは、
アンジュレータでのビームサイズをできるだけ小さくしたいためであり、また *Isochronous* にし
ているのは、電子ビームのバンチ長を一定のままアーク部を通過させるためである。*Isochronous*
を転送行列の要素で言い換えると、 R_{56} がゼロということである。セルの入り口における進行方
向の位置を z_0 、出口を z_1 とすると、 R_{56} を用いて、

$$z_1 = z_0 + R_{56} \cdot \delta \tag{3.21}$$

と書ける。ここで、 δ は運動量誤差である。上式で、 $R_{56}=0$ と置くと単純に $z_1 = z_0$ となり、セル
を進んでも運動量誤差に依存して進行方向の位置は変わらない。すなわち、パス長の変位がない

ということになる。ただし、 R_{56} を零にするにはオプティクス上の工夫が必要で、最も簡単な方法としては、

$$R_{56} = \int_{Bend} \frac{\eta_x}{\rho} ds \quad (3.22)$$

であることより、偏向電磁石部内での上式左辺の積分をゼロにするように分散関数を調整することである。このTBAセルでは、両サイドの偏向電磁石内で水平分散関数を正の値とし、中央の偏向電磁石内で分散関数が負になる部分を作るという方法で比較的簡単に *Isochronous* にすることが可能である。一方、 R_{56} をどの程度変化させることができるかを示したのが、図3.17である。この図3.17は、横軸にセルの中心に水平分散関数の値をとり、縦軸に R_{56} をプロットしたもので

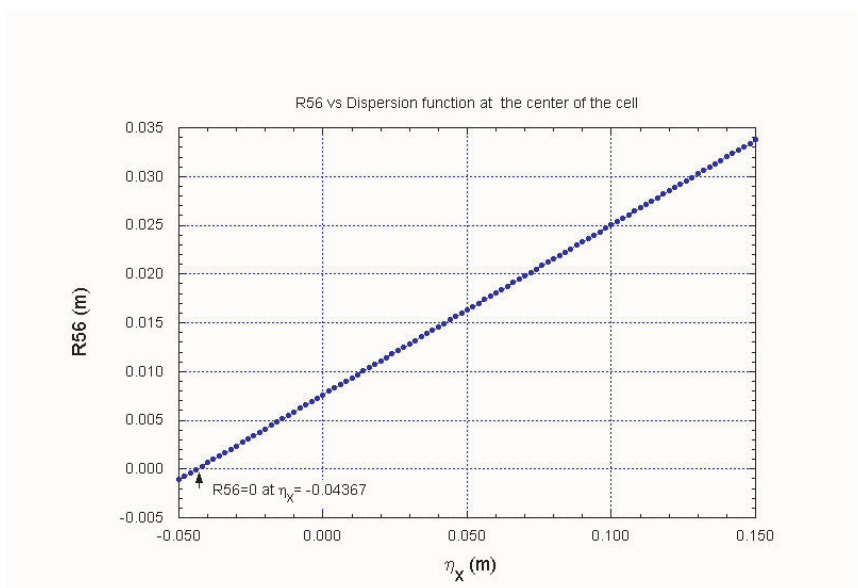


図 3.17: 基本セルにおけるセル中心の水平分散関数と R_{56} の関係。

ある。ただし、オプティクスの計算にあたっては、直線部の中心のベータ関を 5 m となるように制限を加えている。図 3.17 より、 R_{56} は水平分散関数の大きさに比例して大きくなり、

$$R_{56} = 0.0076123 + 0.17431 \times \eta_x \quad (3.23)$$

なる関係があることが分かる。この関係式を用いて、たとえば R_{56} を 0.03 m (3.0 cm) としたい場合、セルの中心の分散関数を 0.128 m に設定することによって得られる。

3.1.4.2 拡張セル部

基本セルをベースに 30 m 級のアンジュレータを設置できるように、直線部の長さを拡張したのが、拡張セルである。拡張セルのオプティクスを図 3.18 に示す。分散部はほぼ基本セルと同様であるが、直線部の長さを 35 m とし、オプティクスマッチング用にトリプレット四極電磁石を追加している。図 3.18 のオプティクスは、直線部の分散関数は零の *Achromat* であつ *Isochronous* となっており、また直線部の中心でのベータ関数は水平垂直ともに 20 m としている。拡張セル長さは、約 60 m となる。

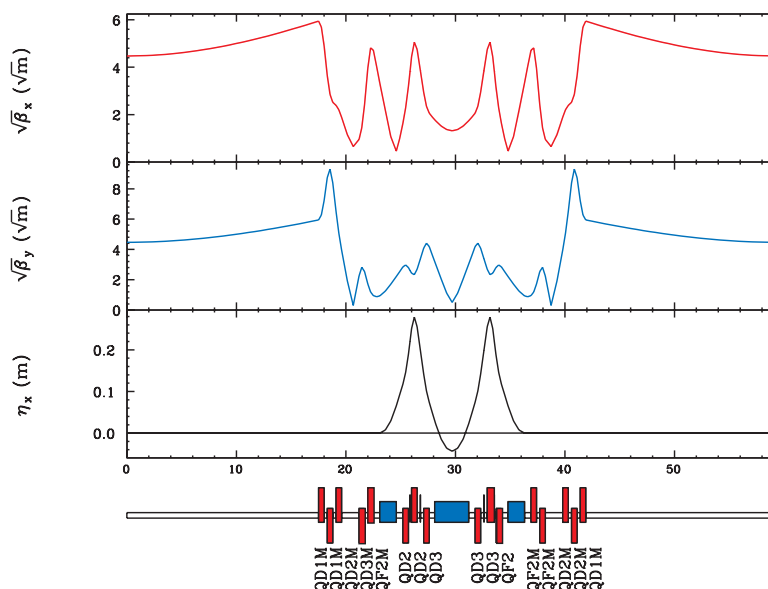


図 3.18: 30 m 直線部をもつ拡張セルのオプティクス。

3.1.4.3 π アーク部、長直線部およびリニアックとのマッチング部

基本セル 6.5 分と拡張セル 2.5 分をつなぎ π アーク（アーク部半周分）を構成したのが、図 3.19 である。 π アーク部に 5 m 級の挿入光源が 6 箇所、30 m 級が 2 箇所設置可能となる。2 つの π アーク部をつなぐ長直線部は、約 280 m を超える長さとなる。ここに、200 m 級アンジュレータを設置することを想定し、直線部中心のベータ関数が水平・垂直ともに 100 m となるようにマッチングをとった。さらに、リニアックとのマッチング部には、アーク部最初と最後の基本セル部とのマッチングをとるためそれぞれ 6 台の四極電磁石を配置した。図 3.20 にリニアックとのマッチング部のオプティクスを示す。リニアック終端のベータ関数は水平・垂直ともに 100 m を仮定し、基本セルで 5 m となるように調整してある。リニアックとのマッチング部から π アーク部、長直線部そして π アーク部およびリニアックとのマッチング部となるアーク部全体のオプティクスを図 3.21 に、主リニアック部を含めた ERL のラティス全体図を図 3.22 に示す。アーク部の長さは約 870 m で、主リニアックを含めると ERL の周長は 1253 m となる。アーク部の電磁石を検討する上で必要となる主要な電磁石のパラメータは表 3.5 に掲載した。

3.1.4.4 運動量誤差の影響および補正

通常の蓄積リングの場合と同様に、ERL の場合も線形のラティスがある程度決まった後は、さまざまな誤差の影響を検討し、その誤差の影響が運転上問題となる場合は、何らかの対処を考えていかなくてはならない。ここでは、まず運動量誤差に焦点を絞り、その影響および補正について述べる。ERL で特に運動量誤差に関係して問題となりそうなのは、運動量誤差に依存したパス長の変差 (Δz) である。その変差は、減速時の RF 位相差となって現れる。ERL では、位相誤差が RF パワーロスにつながるの、特に注意が必要である。また、運動量誤差に依存した水平方向の変差 (Δx) も重要である。この変差が、減速時にビーム不安定を引き起こす要因となる可能性もある。また、ベータトロン位相進度の変差（リングでいうクロマティシティに相当）も何らかの影響を及ぼすことも予想される。ただし、ERL の場合、運動量誤差をどの程度まで想定すればよいか現時点では定かではないので、ここではとりあえず $\pm 1\%$ までの範囲で、パス長の変差および水

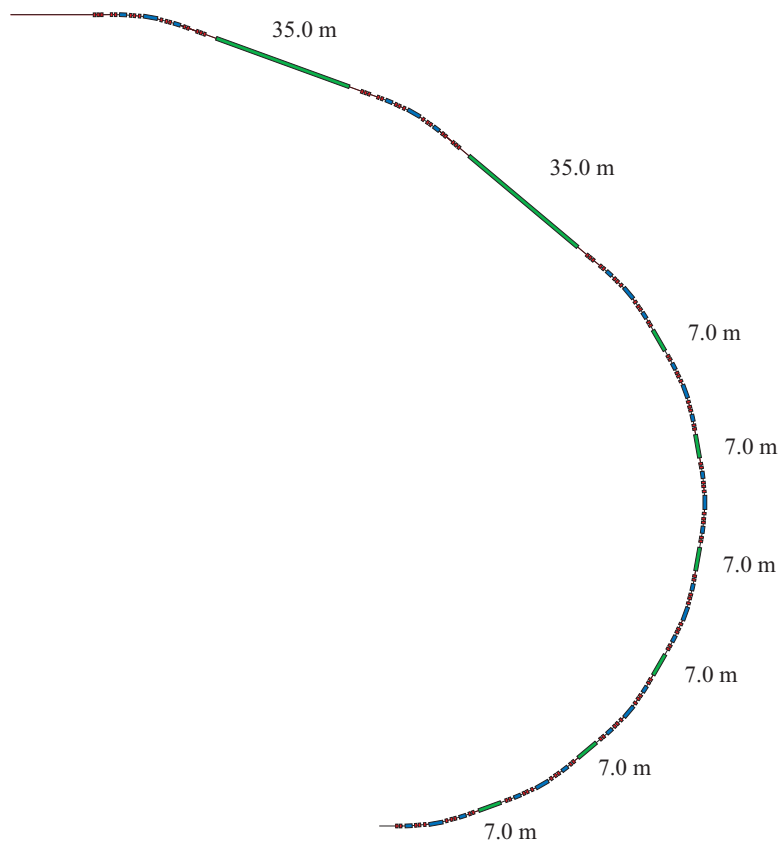


図 3.19: π アークのラティス。

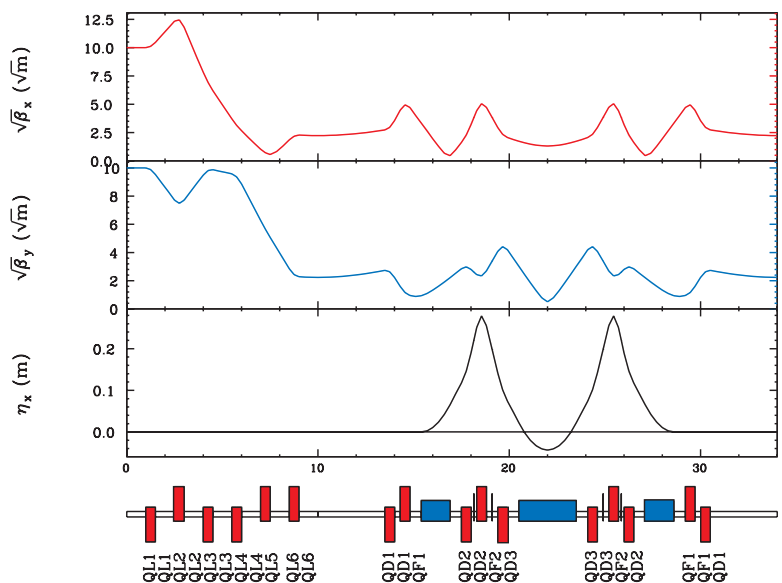


図 3.20: リニアックとのオプティクスマッチング部のオプティクス。

表 3.5: アーク部の主要電磁石パラメータ ($E=5$ GeV)

| 偏向電磁石 | | | | |
|-------|----|---------|------------|----------|
| | 台数 | 磁石長 [m] | 偏向角 [deg.] | 磁場強度 [T] |
| BM1 | 27 | 1.50 | 5.0 | 0.9696 |
| BM2 | 18 | 3.00 | 10.0 | 0.9696 |

| 四極電磁石 | | | | |
|-------|----|---------|-----------|------------|
| | 台数 | 磁石長 [m] | K [1/m] | 磁場勾配 [T/m] |
| QL1 | 2 | 0.50 | -0.1852 | -6.1740 |
| QL2 | 2 | 0.50 | 0.4763 | 15.878 |
| QL3 | 2 | 0.50 | -0.2124 | -7.0813 |
| QL4 | 2 | 0.50 | -0.2462 | -8.2082 |
| QL5 | 2 | 0.50 | 0.0589 | 1.9647 |
| QL6 | 2 | 0.50 | 0.8507 | 28.355 |
| QD1 | 28 | 0.50 | -0.9539 | -31.798 |
| QF1 | 28 | 0.50 | 1.1327 | 37.756 |
| QD2 | 36 | 0.50 | -0.8088 | -26.959 |
| QF2 | 36 | 0.50 | 1.4732 | 49.108 |
| QD3 | 36 | 0.50 | -0.9983 | -33.276 |
| QF2M | 8 | 0.50 | 1.4925 | 49.749 |
| QD3M | 8 | 0.80 | -2.4263 | -50.549 |
| QD2M | 8 | 0.50 | 0.4472 | 14.906 |
| QF1M | 8 | 0.50 | -1.2312 | -41.041 |
| QD1M | 8 | 0.50 | 0.7558 | 25.192 |
| QF2L | 2 | 0.50 | 1.6185 | 53.948 |
| QD3L | 2 | 0.80 | -2.3712 | -49.400 |
| QD2L | 2 | 0.50 | 0.5437 | 18.123 |
| QF1L | 2 | 0.50 | -0.8917 | -29.724 |
| QD1L | 2 | 0.50 | 0.4175 | 13.916 |

| 六極電磁石 | | | | |
|-------|----|---------|--------------------------|--------------------------|
| | 台数 | 磁石長 [m] | K' [T/m ²] | 磁場勾配 [T/m ²] |
| SF | 2 | 0.20 | 21.744 | 1812.0 |
| SD | 2 | 0.20 | -22.886 | 1907.2 |

け列挙するにとどめる。

- 偏向電磁石からの放射光の影響、
- コヒーレント放射光の影響、
- アンジュレータの影響、
- 誤差磁場、アライメント誤差の影響、
- 軌道安定化の問題、
- アーク部でのビームロスの問題 等々。

小林幸則 (KEK・PF)

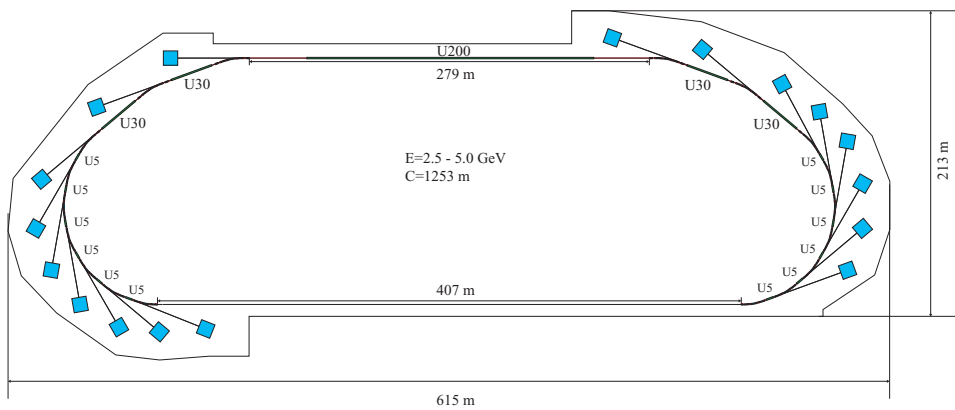


図 3.22: アーク部全体の概略図。

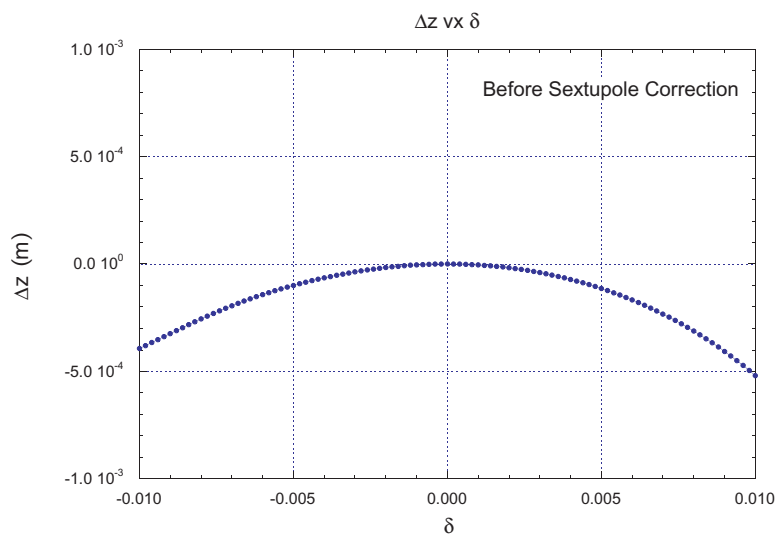


図 3.23: 運動量誤差に依存したパス長の変差 (補正なし)。

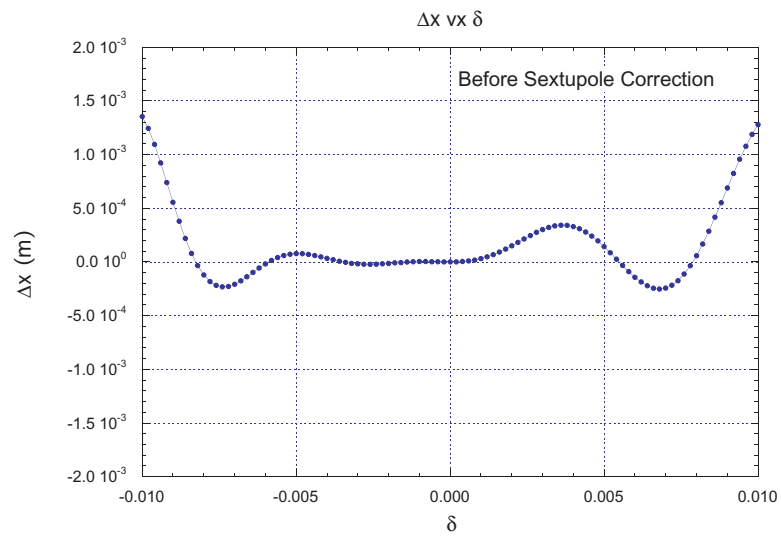


図 3.24: 運動量誤差に依存した水平方向の変差 (補正なし)。

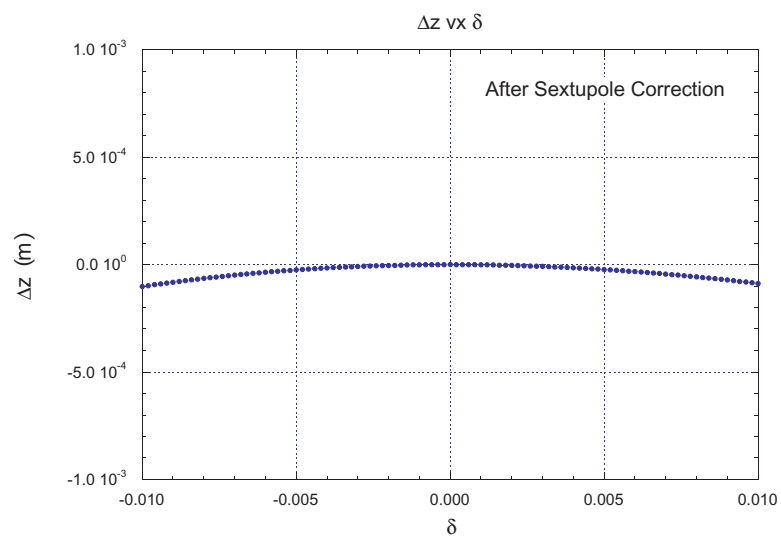


図 3.25: 運動量誤差に依存したパス長の変差 (六極補正あり)。

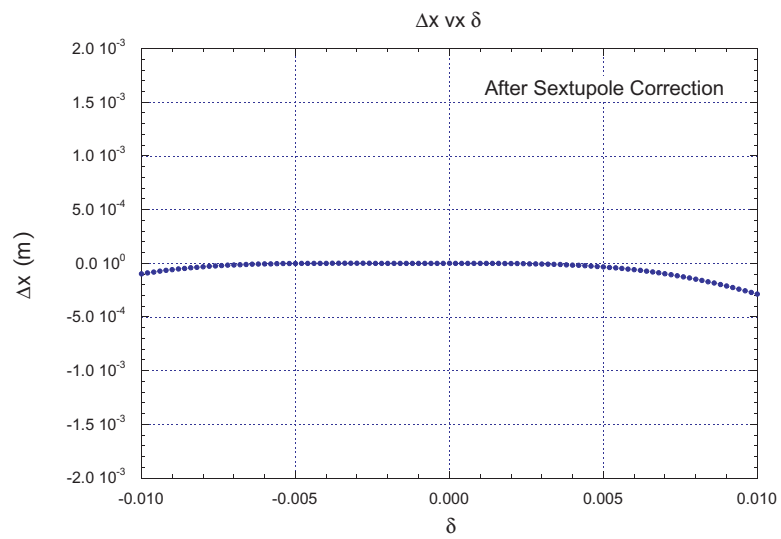


図 3.26: 運動量誤差に依存した水平方向の変差 (六極補正あり)。