令和５年度　卒業論文

リニアコライダーのための高ルミノシティビーム生成の偏向空洞による特性評価

広島大学理学部物理学科

加速器研究室

B202976　石川玲

指導教員・主査　栗木雅夫

副査　高橋　徹

要旨

加速器とは荷電粒子のエネルギーを増大させる装置であり、加速された粒子を衝突させることで、新粒子の生成や、真空の構造を調べることができる。現在日本に建設が計画中の国際リニアコライダーILC 計画では、電子および陽電子ビームを超伝導加速器により重心系エネルギー250GeV まで加速し、ヒッグス粒子の詳細研究を行う予定である。現在のILC の設計においては、周長 3km のダンピングリングでの放射減衰により、横方向に非対称かつ極低エミッタンスビームにより高いルミノシティを実現する。本研究では、これに代わり入射部におけるビームの自由度間の回転操作による方法が検討されている。実現すれば、周長 3km のダンピングリングが必要なくなり、建設コストが削減され、稼働率の上昇も見込める。高ルミノシティのためには、まず x-y 位相空間内の回転によって y の極低エミッタンスを実現し、その後 x-y 自由度間の交換 (TLEX, Transverse to Longitudinal Emittance eXchange)によって過剰となった x 方向のエミッタンスと z 方向のエミッタンスを交換する。本研究では、TLEX についてのシミュレーションを行い、偏向空洞が有限長をもつことによる効果と、その補償ついて研究をおこなった。

目次

1. 序論

加速器とは、荷電粒子にエネルギーを与える装置であり、素粒子原子核研究をはじめ、放射光生成による物質生命科学研究、セキュリティ検査や放射線治療、物性研究など様々な場面で活用されている。

20 世紀の加速器の多くは円形であり、軌道を曲げる際に生じるシンクロトロン放射によるエネルギー損失が問題となっていた。その問題を解決するのが線形加速器であり、現在日本でも建設が予定されている。

加速器の種類としては加速粒子を固定標的に打ち込む「固定標的型」とビーム同士を正面衝突させることにより重心系のエネルギーを最大化する「コライダー」がある。固定標的型は反応確率が優れており、温度や電磁場などの実験条件の制御が可能であるため粒子生成や原子核反応などの低エネルギーで反応数を稼ぎたい場合に用いられる。コライダーとは高いエネルギーを得ることができるので高エネルギー現象を観測したい場合に用いられる。

より高エネルギーをもつ加速器の開発が求められる中、注目を集めたのが電子・陽電子リニアコライダーである。リニアコライダーは 1965 年に M.Tigner によって考案され、線形加速器で粒子を加速するためシンクロトロン放射によるエネルギー損失がなくリングコライダーに比べてエネルギー効率が良い。また、加速器の建設コストは円形加速器の場合エネルギーの 4 乗に比例するためコストを抑えることが難しい。一方リニアコライダーの場合コストは加速空洞の数に比例するため、設計をコンパクトにすることでコストを抑えることができる。

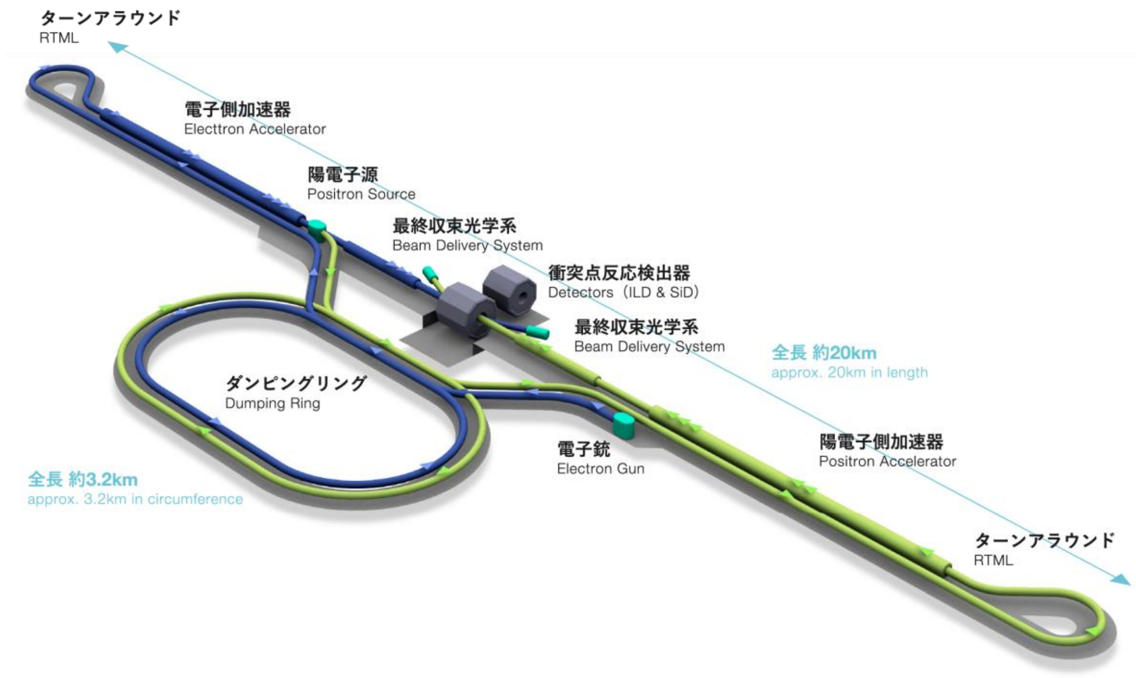
コライダーにおける設計上の課題は、反応レートを反応断面積で規格化したルミノシティ（$cm^{-2}s^{-1}$）を大きくすることである。ルミノシティは電流に比例し、衝突点におけるビームサイズに逆比例するが、ビーム電流を大きくすると必要な電力も大きくなるので、ビームサイズを極小化してルミノシティを大きくする必要がある。ただし、ビームサイズを小さくすると、ビーム間の相互作用も増大し、ビームエネルギー幅が大きくなってしまう。それを防ぐために考えられたのが扁平極小ビームによる衝突である。

扁平ビームとは、進行方向に対して水平方向と垂直方向のビームサイズ比、エミッタンス比が大きいビームである。現在のリニアコライダーでは周長3km のダンピングリングの放射減衰を利用して扁平ビームを生成するが、本研究では、それに代わる方法としてエミッタンス交換技術を利用する方法について検討する。エミッタンスは位相空間の面積、または体積として定義されるが散逸などがないビームにおいては不変量である。まず、非線形効果を抑制するために大きいビームサイズでビームを生成し、RFBT(Round to Flat Beam Transformation)によって、xyエミッタンス交換を行い、yエミッタンスを極小にする。その後、TLEX(Transverse to Longitudinal Emittance eXchange)によって過大となったx方向のエミッタンスをz方向のエミッタンスに移す。

2. リニアコライダー

前章で説明したように、リニアコライダーは二つの線形加速器で粒子を加速し、そのまま加速し衝突させる。シンクロトロン放射によるエネルギー損失がないのでリングコライダーに比べて高エネルギーでの衝突が可能であ

る。現在、日本では全長約 20km 国際リニアコライダー（ILC）の建設が予定されている。ILC の外観は以下のようである。[2]



電子銃と陽電子源で、それぞれ陽電子と電子を生成する。その後、ダンピングリングでの放射減衰を利用してビームの調整をして、光速に近い速さまで加速し衝突させる。ILC が実現すれば素粒子物理学や IT、医療、工業などさまざまな分野の発展に寄与する。

コライダーにおいては、二つのエネルギーをそれぞれ E とすると四元運動量の保存則から、重心系のエネルギーは 2E となる。一方、ビームを固定標的に打ち込む「固定標的型」の場合では、重心系のエネルギーは$\sqrt{2mE}$となる。従って、エネルギーが粒子の静止質量を上回る領域では、コライダーの方が高い重心系のエネルギーを実現することができる。しかし、コライダー

では密度の低いビームを衝突させるので、反応確立を高めることが課題となる。単位時間当たりの反応数Nは次式で表される。

$$N = \sigma\mathcal{L}$$

σは反応断面積（cm^2）、$\mathcal{L}$はルミノシティ（$cm^{-2}s^{-1}$）である。反応断面積は物理法則により決まる量である。ルミノシティは反応の起こるレートを断面積で規格化したもので、リニアコライダーにおいては以下の式で表される。

$$\mathcal{L} = \frac{f n_b N^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}$$

Nはバンチの粒子数、n_bはバンチ数、fは周波数、σ_x, σ_yはx, y方向のビームサイズを表す。fやn_b、Nを大きくするとルミノシティも大きくすることができるが、必要な電力も増えるので好ましくない。よってビームサイズを小さくしてルミノシティを大きくする必要がある。しかし、ここで考慮しないといけないのは Beamstrahlung と呼ばれる現象である。Beamstrahlung とはビームがつくる磁場により、軌道が曲げられシンクロトロン放射が起こり、ビームエネルギーが広がる現象である。Beamstrahlung によるエネルギー広がりは、

$$\Delta E \propto \frac{1}{(\sigma_x + \sigma_y)^2}$$

と表される。以上のことからx, yどちらかのビームサイズを極小化し、もう一方のビームサイズをある程度の大きさにとどめることでルミノシティを極大化し、Beamstrahlung の効果を抑制することができる。

現在の ILC の設計では、周長 3km のダンピングリングでの放射減衰を利用し、衝突点でのビームサイズσ_x=640nm、σ_y=5.7nm、エミッタンスは ε_x=10mm-mrad、ε_y=0.04mm-mrad の超扁平ビームを生成する方法が計画されている。

3. 位相空間制御によるリニアコライダービーム生成

前章では、超扁平ビームの生成方法として、ダンピングリングでの放射減衰を利用することを紹介したが、それに代わる方法としてエミッタンス交換による超扁平ビームの生成が検討されている。以下、その概要を説明したうえで、個々の技術について詳述する。

3.1 概要

一般的にはビームの進行方向に s 軸を設定し、直行する座標系をx, y、並行する座標系をzと定義する。粒子の座標は直交座標系(x, y, z)で表され、x, y方向の運動量をz方向で規格化したものをx', y'で表す。

$$x' = \frac{p_x}{p_z}, \qquad y' = \frac{p_y}{p_z}$$

系の状態を表すための空間（位相空間）として（x, p_x, y, p_y, z, p_z）を考えると、すべての粒子は 6 次元位相空間（x, p_x, y, p_y, z, p_z）での点として表すことができ、粒子集団がこの空間に占める体積をエミッタンスという。<>を全粒子の平均としてx方向規格化エミッタンスは、

$$\varepsilon_{nx} = \frac{1}{mc}\sqrt{\langle x^2\rangle\langle p_x^2\rangle - \langle x_{px}\rangle^2}$$

ここで Lousiville の定理を導入する。Lousiville の定理とは、散逸がない系において、6 次元位相空間（x, p_x, y, p_y, z, p_z）における体積は保存するというものである。また四次元位相空間（x, p_x, y, p_y）においては x と y に相関がない場合において時間の経過によって面積は不変となる。ここで運動量を無次元化して書き直すと幾何エミッタンスは

$$\varepsilon_x = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle x x' \rangle^2}$$

と表すことができる。

現在の ILC の設計ではダンピングリングの放射減衰を用いて超扁平ビームを生成することを紹介したが、本論文では位相空間回転による方法を検討する。まず空間電荷効果を抑制するために大きなビームサイズでビームを生成し、RFBT(Round to Flat Beam Transformation)によってxyエミッタンスを交換することで、y エミッタンスを極小化する。しかし、エミッタンスの積は保存するため y エミッタンスを極小化すると、x エミッタンスが過大になってしまう。そこで次に TLEX(Transverse to Longitudinal Emittance eXchange)を用いて、過大になった x エミッタンスを z エミッタンスに移すことで扁平ビームを作成し、結果として高ルミノシティビームの生成につながる。このエミッタンス交換に必要なビームラインは数十メートル程度であり、実現すれば大幅な構造の簡略化が期待できる。

TLEX は 2002 年に M.Cornacchia が提案し 2006 年に P.Emma が線形力学において完全なエミッタンス交換を考案した。その後 2009 年に A.Johnson らが実験により初めてエミッタンス交換を実証した。本論文では、特に

TLEX の特性についての理解を深めるためにシミュレーションを行い評価した。

3.2 RFBT

まず x-y エミッタンス交換のための RFBT について説明する。下に RFBT の概略図を示す。

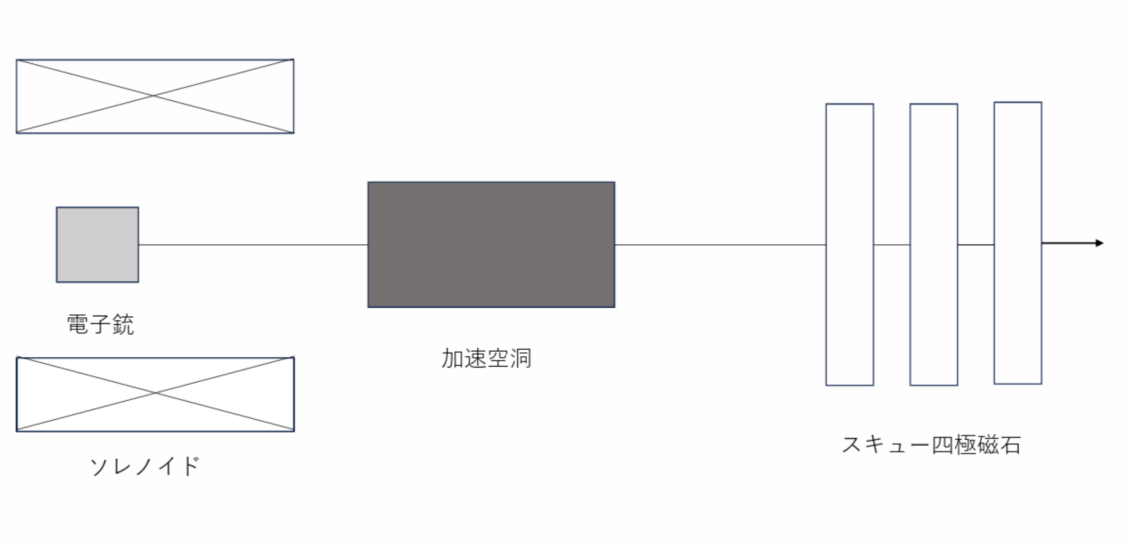


図 1 RFBT の概略図

ビームをソレノイド磁場中で生成することでベクトルポテンシャルによる正準運動量としての角運動量が発生する。この正準運動量はソレノイドの端部磁場により角運動量に変換され、$x - p_y$の相関を持つx_y対称ビームとなる。その後、加速空洞により加速され、発生した x-y 相関は 3 つの四重極磁石で構成されるスキュー四重極磁石を通過させることで取り除かれる。この際にビームの占めるエミッタンスは保存されるが、x, yのエミッタンス間で非対称に振り分けられる。詳しい原理については[1]に説明されている。

3.3 TLEX

x-z エミッタンス交換には EEX(Emittance EXchager)と呼ばれるビームラインを使用する。下に EEX ビームラインの概略図を示す。(図 2)

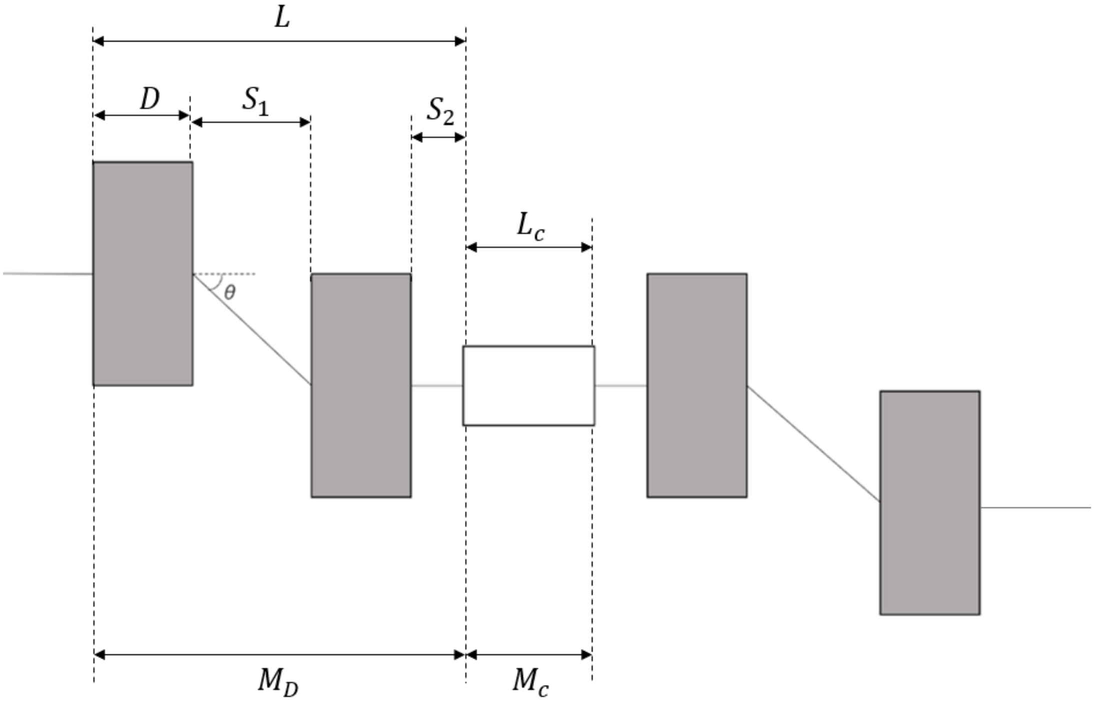


図 2 EEX の概略図

Dは偏向磁石の長さ、S_1は偏向磁石間の距離、S_2は偏向磁石と偏向空洞との距離、L_cは偏向空洞の長さ、Lは前半の長さ、θは偏向磁石の曲げ角、M_DはDogleg の転送行列、M_cは偏向空洞の転送行列を表す。

ここからは、EEX の転送行列を導いていく。ここで y 方向は x-z エミッタンス交換に関係ないので 4 次元位相空間(x, x', z, δ)を考える。x'は x 方向の運動量

Pxを進行方向の運動量P_zで規格化したもので、δはエネルギーEからのずれΔEを表す。

Dogleg の転送行列M_Dは

$$M_{D(\eta,\xi,L)} = \begin{bmatrix} 1 & L & 0 & \eta \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & \eta & 1 & \xi \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

ここで ηは dispersion function、ξは momentum compaction factor である。各パラメータは以下のように表せられる。

$$\eta = S_1 \frac{\sin\theta}{\cos^2\theta} + \frac{2D}{\sin\theta}\left(\frac{1}{\cos\theta} - 1\right)$$
$$L = \frac{S_1}{\cos^3\theta} + \frac{2D}{\cos\theta} + S_2$$
$$\xi = S_1 \frac{\sin^2\theta}{\cos^3\theta} + \frac{2D}{\sin\theta}\left(\frac{\sin\theta}{\cos\theta} - \theta\right)$$

偏向空洞の転送行列は、偏向空洞の長さを 0 とする thin-lens 近似を適用すると

$$M_{C(k)} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & k & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ k & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

ここでkは偏向空洞の電圧V、空洞の周波数f、素電荷e、光速c、ビームエネルギーEを用いて定義され、以下の式で表せられる。

$$k = \frac{2\pi feV}{cE}$$

以上のことから、EEX 全体の転送行列は

$$M_{EEX} = M_D M_C M_D = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -\frac{L}{\eta} & \eta - \frac{L\xi}{\eta} \\ 0 & 0 & -\frac{1}{\eta} & -\frac{\xi}{\eta} \\ -\frac{\xi}{\eta} & \eta - \frac{L\xi}{\eta} & 0 & 0 \\ -\frac{1}{\eta} & -\frac{L}{\eta} & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

と求まる。ここで整合条件と呼ばれる、対角成分が消える条件

$$1+\eta k=0$$

を導入している。ビーム通過前のビームの変数を(x_0,x_0',z_0,δ_0)、通過後の変数を（x_1,x_1',z_1,δ_1）とすると

$$\begin{bmatrix} x_1 \\ x_1' \\ z_1 \\ \delta_1 \end{bmatrix} = M_{EEX} \begin{bmatrix} x_0 \\ x_0' \\ z_0 \\ \delta_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{L}{\eta} z_0 + \left(\eta - \frac{\xi L}{\eta}\right) \delta_0 \\ -\frac{1}{\eta} z_0 - \frac{\xi}{\eta} \delta_0 \\ -\frac{\xi}{\eta} x_0 + \left(\eta - \frac{\xi L}{\eta}\right) x_0' \\ -\frac{1}{\eta} x_0 - \frac{L}{\eta} x_0' \end{bmatrix}$$

この式より、EEX 通過後の x 方向の位相空間要素を決めるのは初期の z 方向の位相空間要素であり、EEX 通過後の z 方向の位相空間要素を決めるのは初期の x 方向の位相空間要素である。

3.3 thick-lens による効果

ここまで、偏向空洞の長さを 0 とする thin-lens 近似で話を進めていた。ここでは偏向空洞の長さを有限の長さにした時(thick-lens 近似)の輸送行列を求める。偏向空洞の長さをLcとした時の輸送行列は

$$M_C{}^{thick} = \begin{bmatrix} 1 & Lc & \frac{kL_c}{2} & 0 \\ 0 & 1 & k & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ k & kLc & Nk^2L_C & 1 \end{bmatrix}$$

で与えられる。Nは空洞のセル数nによって決まる定数で

$$N = \frac{1+2n^2}{12n^2}$$

で表される。

Thick-lens 近似での EEX 全体の転送行列は

$$M_{EEX}^{thick} = M_D M_C^{thick} M_D \equiv \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \quad (1)$$

$$A = \begin{bmatrix} 0 & \frac{LC}{4} \\ 0 & 0 \end{bmatrix}、B = -\frac{1}{4\eta}\begin{bmatrix} Lc+4L & 4\xi L - 4\eta^2 + \xi L_C \\ 1 & \xi \end{bmatrix}$$

$$C = B^T、D = \frac{Lc}{4\eta^2}\begin{bmatrix} \xi & \xi^2 \\ 1 & \xi \end{bmatrix}$$

となる。

Thin-lens 近似の時は,EEX 全体の転送行列の行列式は

$$\det|M_{EEX}| = 1$$

を満たし、エミッタンスの積は保存する。一方、thick-lens 近似の場合の行列式は

$$\det|M_{EEX}| = \eta^2$$

であり、$\eta \neq 1$のときはエミッタンスの積は保存しない。よって thick-lens 近似の時は、エミッタンスの積が保存するとは限らない。

次に、シグマ行列を導入し、エミッタンスの計算を行う。シグマ行列は以下のように定義される。

$$\Sigma = \begin{bmatrix} \langle x^2 \rangle & \langle xx' \rangle & \langle xz \rangle & \langle x\delta \rangle \\ \langle x'x \rangle & \langle x'^2 \rangle & \langle x'z \rangle & \langle x'\delta \rangle \\ \langle zx \rangle & \langle zx' \rangle & \langle z^2 \rangle & \langle z\delta \rangle \\ \langle \delta x \rangle & \langle \delta x' \rangle & \langle \delta z \rangle & \langle \delta^2 \rangle \end{bmatrix}$$

x 方向と z 方向に相関がないときは、

$$\Sigma = \begin{bmatrix} \Sigma_x & 0 \\ 0 & \Sigma_z \end{bmatrix} \qquad (2)$$

と表される。ここで

$$\Sigma_x = \begin{bmatrix} \langle x^2 \rangle & \langle xx' \rangle \\ \langle x'x \rangle & \langle x'^2 \rangle \end{bmatrix} 、\quad \Sigma_z = \begin{bmatrix} \langle z^2 \rangle & \langle z\delta \rangle \\ \langle \delta z \rangle & \langle \delta^2 \rangle \end{bmatrix}$$

また、Twiss パラメータと呼ばれるパラメータを用いると

$$\Sigma_x = \varepsilon_x \begin{bmatrix} \beta_x & -\alpha_x \\ -\alpha_x & \gamma_x \end{bmatrix}$$

と表すことができる。Twiss パラメータはビーム物理でよく用いられるパラメータでビームの特性を示す指標の一つである。

行列Σ_0の状態にあるビームが輸送行列Mによって行列Σ_1の状態になったとすると

$$\Sigma_1 = M\Sigma_0 M^T \qquad (3)$$

の式が成り立つ。(1),(2),(3)より、EEX 後の Σ 行列は

$$\Sigma_1 = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Sigma_{x0} & 0 \\ 0 & \Sigma_{z0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A^T & C^T \\ B^T & D^T \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} A\Sigma_{x0}A^T + B\Sigma_{z0}B^T & A\Sigma_{x0}C^T + B\Sigma_{z0}D^T \\ C\Sigma_{x0}A^T + D\Sigma_{z0}B^T & C\Sigma_{x0}C^T + D\Sigma_{z0}D^T \end{bmatrix}$$

この式の対角要素の行列式が RMS エミッタンスになるので

$$\varepsilon_{x_1}^2 = |A\Sigma_{x0}A^T + B\Sigma_{z0}B^T|$$

ここで 2 次元行列で一般的に成り立つ法則

$$|X + Y| = |X| + |Y| + tr(J^{-1}X^T JY),\ J \equiv \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix}$$

を用いると

$$\varepsilon_{x_1}^2 = |A|^2 \varepsilon_{x0}^2 + |B|^2 \varepsilon_{z0}^2 + tr\{(A\Sigma_{x0}A^T) B\Sigma_{z0}B^T\} \qquad (4)$$

と表される。次に見栄えのために次のような行列 Q を定義する。

$$Q_{i0} \equiv \frac{1}{\sqrt{\beta_{i0}}}\begin{bmatrix} \beta_{i0} & 0 \\ -\alpha_{i0} & 1 \end{bmatrix},\ i = x, z$$

x 方向の EEX 前のシグマ行列はQを用いて

$$\Sigma_{x0} = \varepsilon_{x0} Q_{x0} Q_{x0}^T$$

と表すことができる。さらに行列Uを

$$U \equiv Q_{x0}^{-1} J^{-1} AJB Q_{z0}$$

で定義すると(4)の式は

$$\varepsilon_{x_1}^2 = |A|^2 \varepsilon_{x0}^2 + |B|^2 \varepsilon_{z0}^2 + \varepsilon_{x0}\varepsilon_{z0} tr(UU^T) \qquad (5)$$

と書ける。またシンプレティック行列の場合

$$|A| + |C| = 1、|A| = |D|、|B| = |C|$$

の関係が成り立つ。$tr(UU^T) \equiv \lambda^2 (\geq 0)$を定義すると

$$\varepsilon_{x_1}^2 = |A|^2 \varepsilon_{x0}^2 + (1 - |A|)^2 \varepsilon_{z0}^2 + \varepsilon_{x0}\varepsilon_{z0}\lambda^2$$

と表せられる。EEX 後の z 方向のエミッタンスも同様に

$$\varepsilon_{z1}^2 = (1 - |A|)^2 \varepsilon_{x0}^2 + |A|^2 \varepsilon_{z0}^2 + \varepsilon_{x0}\varepsilon_{z0}\lambda^2$$

と表すことができる。従って thick-lens 近似を用いると EEX 後の x,z 方向のエミッタンスはそれぞれ次式で与えられる。

$$\varepsilon_{x1}^2 = \varepsilon_{z0}^2 (1 + \rho_0 \lambda^2), \quad \varepsilon_{z_1}^2 = \varepsilon_{x0}^2 \left(1 + \frac{\lambda^2}{\rho_0}\right)$$

ここで$\rho_0 = \frac{\varepsilon_{x0}}{\varepsilon_{z0}}$である。また$\lambda^2$は EEX のパラメータと Twiss パラメータを用いて

$$\lambda^2 = \frac{L_c^2 (1 + \alpha_{x0}^2)(\xi^2 + (\xi \alpha_{z0} - 2\beta_{z0})^2)}{64 \eta^2 \beta_{x0} \beta_{z0}} \qquad (6)$$

と表せる。λはエミッタンス増大因子と呼ばれる。Thin-lens 近似の時は$L_c = 0$なので$\lambda^2 = 0$となり、$\varepsilon_{x1} = \varepsilon_{z0}$かつ$\varepsilon_{z1} = \varepsilon_{x0}$が成り立ち、エミッタンス交換が成り立つことが分かる。$L_c > 0$のときはエミッタンス増大が生じることが分かる。

3.3 エネルギーチャープ

前節では偏向空洞が有限の長さを持つことを考慮するとエミッタンスは増大することを示した。この効果をできるだけ小さくすることが重要となる。

(6)の式からλ^2を最小とする twiss パラメータを考える。α_{x_0}に関しては

$$\alpha_{x_0} = 0$$

とするのがよいことがわかる。また、

$$\beta_{z_0} - \alpha_{z_0}\xi = 0$$

とすることでもλ^2を小さくすることができる。この式を書き換えると、

$$\alpha_{z_0} = \frac{\beta_{z_0}}{\xi} \qquad (7)$$

と表すことができる。この式は、$z-\delta$位相空間分布が傾きを持っていることを示しており、$z-\delta$位相空間での相関としてエネルギーチャープは次のように定義する。

$$h \equiv -\frac{\langle z_0 \delta_0 \rangle}{\varepsilon_{z_0}}$$

twiss パラメータを用いると、

$$\alpha_{z_0} = h\beta_{z_0}$$

と表せるため、(7)の式から

$$h = \frac{1}{\xi}$$

と求まり、この値のエネルギーチャープを導入することでエミッタンス増大を抑えることができる。

4.シミュレーション

本研究では、荷電粒子トラッキングコードである ELEGANT(ELEctron Generation And Tracking)を利用してシミュレーションを行った。偏向空洞にの特性評価を行うために thin-lens 近似の場合と thick-lens 近似の場合のシミュレーションを行った。

ビームラインのパラメータは表 1 に示す。

表 1　EEX のパラメータ

偏向磁石の長さ	D	0.2	m
偏向磁石間の距離	S_1	1	m
偏向磁石と偏向空洞の距離	S_2	0.3	m
偏向空洞の長さ	L_C	0.3	m
偏向磁石による曲げ角	θ	20	deg
dispersion 関数	η	-0.46	m
momentum compaction 関数	ξ	0.16	m

入射ビームとしては 100MeV の電子を想定し、1000 粒子でトラッキングを行った。入射ビームのパラメータを表 2 に示す。

表 2　入射ビームのパラメータ

ビームエネルギー	E	100	MeV

初期 x 方向規格化エミッタンス	ε_{x_0}	100	μm
初期 z 方向規格化エミッタンス	ε_{z_0}	10	μm

5. 結果

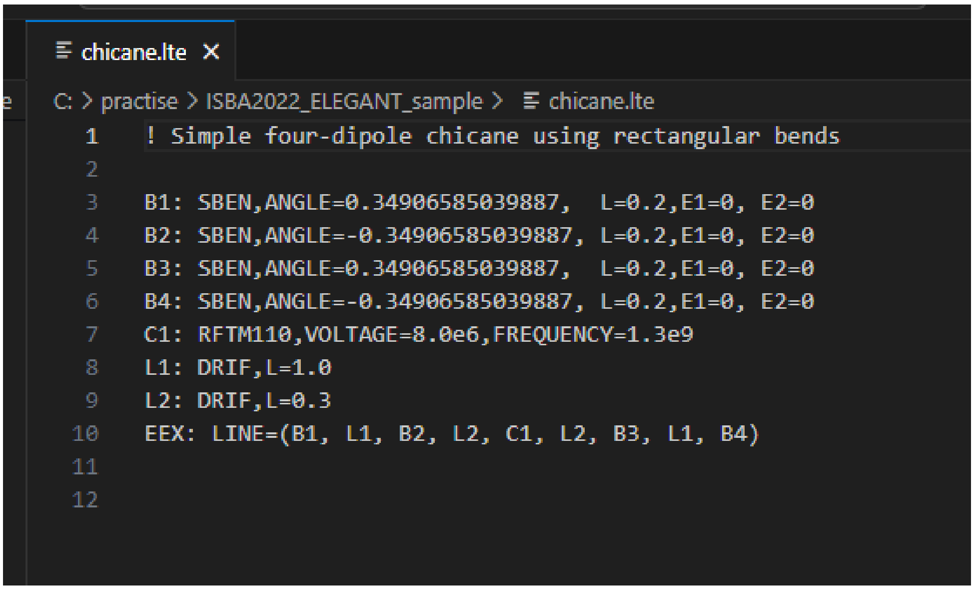
今回 elegant を用いてシミュレーションを行ったが、私の力不足で思うようにプログラムを走らせることができず、よい結果を得ることができなかった。

まず、elegant を走らせるには ELE file と LTE file が必要である。ELEfile でビームの粒子数やエミッタンスなどの初期条件を設定し、LTE file でビームラインを設定する。ファイルの作成については[8]を参考にした。使用した ELE file と LTE file は下に示した通りである。

C: > practise > ISBA2022_ELEGANT_sample > run.ele

```
&run_setup
        lattice = chicane.lte
        p_central_mev = 100 !MeV/c
        rootname = run
        centroid = %s.cen
        final = %s.fin
        bpm_centroid = %s.bpmcen
        sigma = %s.sig
        magnets = %s.mag
        output = %s.out
        use_beamline=EEX
&end

&run_control
        n_steps = 1
&end

&bunched_beam
 bunch=%s.bun
 n_particles_per_bunch=1000
 emit_x=0
 emit_nx=100e-6
 beta_x=0.1
 alpha_x=0.0
 eta_x=0.0
 etap_x=0.0
 emit_z=100e-7
 beta_z=0.1
 alpha_z=0
&end

&moments_output
 filename = %s.mom
&end

&track
 &end

```

図１：使用した ELE file



chicane.lte

C: > practise > ISBA2022_ELEGANT_sample > chicane.lte

```
! Simple four-dipole chicane using rectangular bends

B1: SBEN,ANGLE=0.34906585039887,  L=0.2,E1=0, E2=0
B2: SBEN,ANGLE=-0.34906585039887, L=0.2,E1=0, E2=0
B3: SBEN,ANGLE=0.34906585039887,  L=0.2,E1=0, E2=0
B4: SBEN,ANGLE=-0.34906585039887, L=0.2,E1=0, E2=0
C1: RFTM110,VOLTAGE=8.0e6,FREQUENCY=1.3e9
L1: DRIF,L=1.0
L2: DRIF,L=0.3
EEX: LINE=(B1, L1, B2, L2, C1, L2, B3, L1, B4)
```

図２：使用した LTE file

SBEN が偏向磁石、RFTM110 が偏向空洞を表す。SBEN の ANGLE の単位はラジアンなので 20° をラジアンに直した値を入力し、L が偏向磁石の長さ、E1,E2 はそれぞれ入口と出口でのエッジ角度を表し、使っている磁石は sector 型の磁石なのでエッジの角度は 0° に設定してある。下に前半の Dogleg 部分の横軸 s(m),縦軸<x>の結果を示す。一つ目の偏向磁石から出た後に軌道が下に、二つ目の偏向磁石から出た後に軌道が上にずれてしまっていることが分かる。（図３）

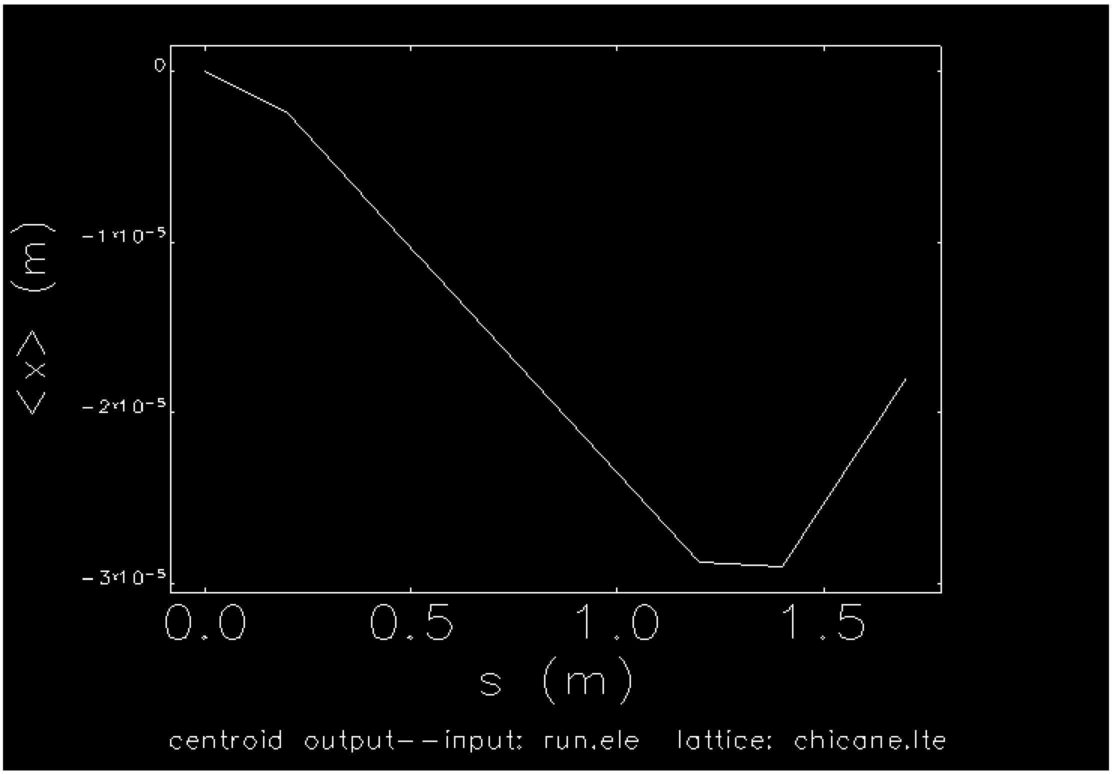
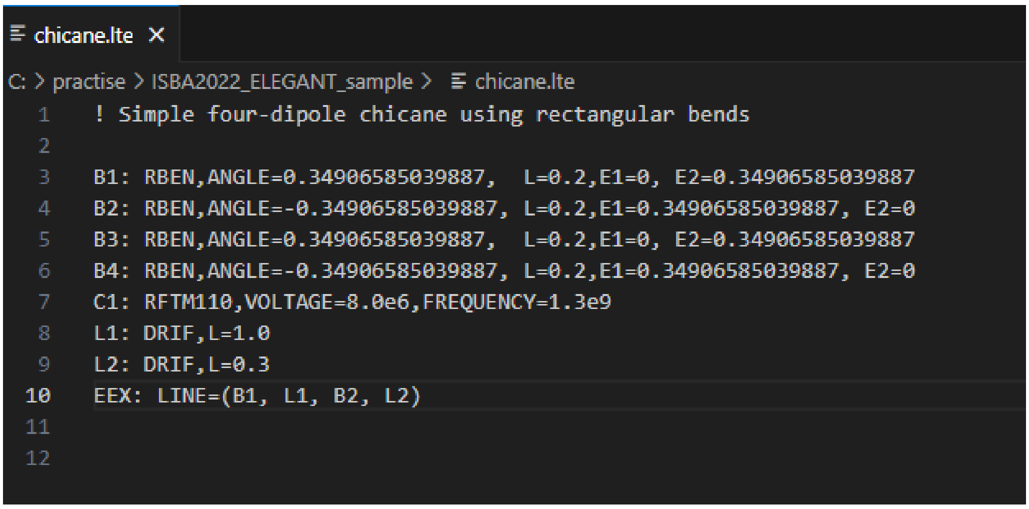


図３：Dogleg での横軸 s(m),縦軸<x>(m)のグラフ

次に偏向磁石を rectangular 型に変更した lattice が以下の示した通りである。（図４）rectangular 型ではエッジ角度がつく。




```
! Simple four-dipole chicane using rectangular bends

B1: RBEN,ANGLE=0.34906585039887,  L=0.2,E1=0, E2=0.34906585039887
B2: RBEN,ANGLE=-0.34906585039887, L=0.2,E1=0.34906585039887, E2=0
B3: RBEN,ANGLE=0.34906585039887,  L=0.2,E1=0, E2=0.34906585039887
B4: RBEN,ANGLE=-0.34906585039887, L=0.2,E1=0.34906585039887, E2=0
C1: RFTM110,VOLTAGE=8.0e6,FREQUENCY=1.3e9
L1: DRIF,L=1.0
L2: DRIF,L=0.3
EEX: LINE=(B1, L1, B2, L2)


```

図４：偏向磁石を rectangular 型に変更した lattice

下がその時の横軸 s(m)縦軸<x>(m)のグラフである。(図 5)

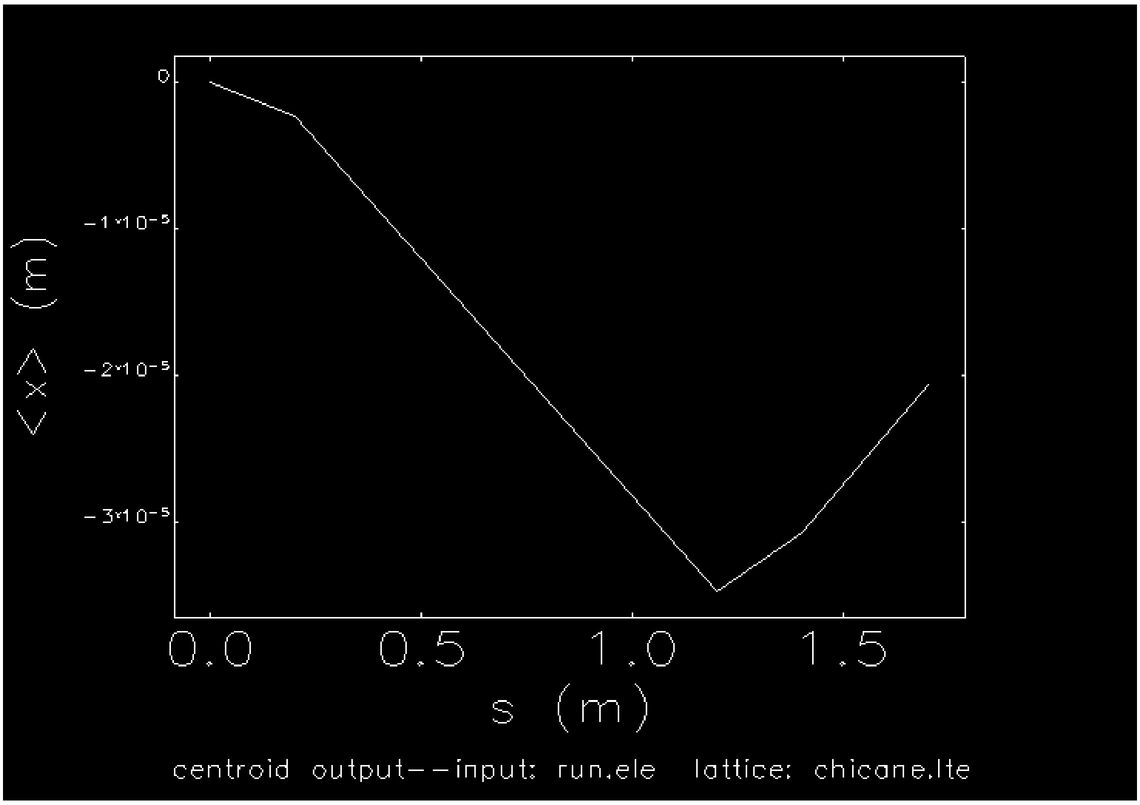


図 5: 偏向磁石が rectangular 型での Dogleg での横軸 s(m),縦軸<x>(m)のグラフ

Sector 型の時と同様に、こちらが期待したような結果を得ることができなかった。ビーム制御がうまくいかなかったので、x-z のエミッタンス交換も同様にうまく行うことができなかった。

6.まとめ

今回は、位相空間回転による高ルミノシティビームの生成を念頭に、TLEX における偏向空洞の特性評価について研究を行った。その

ためにELEGANTと呼ばれる荷電粒子トラッキングコードを用いてシミュレーションを行った。しかし私の力不足によりビームの制御を上手くすることができず、x-zエミッタンス交換を行うことができず、目的である偏向空洞の特性評価についても十分に研究することができない結果に終わってしまった。Manualを熟読し、パラメータを正しく設定することが課題である。

謝辞

本論文を執筆するにあたって、指導教員の栗木教授や、加速器研究室の先輩方には大変お世話になりました。それにも関わらず、十分な結果を得られなかったのは、計画性の無さゆえによるもので大変申し訳なく思うとともに、多くのご支援に感謝申し上げます。

参考文献

[1]J. Particle Accelerator Society of Japan 15(3): 108-116 (2018) (jst.go.jp)

[2] ILC とは ｜ 国際リニアコライダー（ilc-symposium.jp）

[3] WEP031.pdf (kek.jp)

[4] BNishimura.pdf (hiroshima-u.ac.jp)

[5] ja (jst.go.jp)

[6] 2019TextBook.pdf (hiroshima-u.ac.jp)

[7] M. Borland, "elegant: A Flexible SDDS-Compliant Code for Accelerator Simulation,"

Advanced Photon Source LS-287, September 2000.

[8] User's Manual for elegant (anl.gov)