

大強度線形加速器における非線形空間電荷力によるビーム損失の抑制手法の評価

EVALUATION OF BEAM-LOSS SUPPRESSION METHOD BY NONLINEAR SPACE CHARGE FORCE IN A HIGH INTENSITY LINAC

地村幹^{#, A)}, 原田寛之^{B)}, 守屋克洋^{B)}, 岡部晃大^{B)}, 金正倫計^{B)}

Motoki Chimura^{#, A)}, Hiroyuki Harada^{B)}, Katsuhiko Moriya^{B)}, Kota Okabe^{B)}, Michikazu Kinoshita^{B)}

^{A)} Department of Physics, Tohoku University

^{B)} J-PARC Center, Japan Atomic Energy Agency

Abstract

The increase of space charge effect in high intensity beam causes the increase of the beam-loss. Beam-loss limits beam intensity depending on the amount of accelerator equipment activation. Therefore, it is important to suppress the emittance growth due to the space charge effect. I focused on the low energy region in the linac where the space charge effect becomes remarkable. In order to identify the origin of the emittance growth due to the space charge effect, a simulation was performed with IMPACT, a 3-D particle-in-cell simulation code, and evaluated the influence of space charge effects in the J-PARC medium energy beam transport line (MEBT1) entrance to DTL exit. As a result, it was confirmed that distortion of phase space distribution occurred due to nonlinear space charge force and that leading to emittance growth. I proposed to suppress the emittance growth by using an octupole magnet that gives nonlinear force to the beam. The simulation in the MEBT1 entrance to DTL exit in the case of three octupole magnets were installed to MEBT1 was shown that the emittance growth ratio ϵ_f/ϵ_i was suppressed from $(\epsilon_{f,x}/\epsilon_{i,x}, \epsilon_{f,y}/\epsilon_{i,y}) = (2.32, 1.81)$ to $(\epsilon_{f,x}/\epsilon_{i,x}, \epsilon_{f,y}/\epsilon_{i,y}) = (1.42, 1.32)$.

1. はじめに

大強度陽子加速器施設 J-PARC[1]では、大強度の陽子ビームによって生成された二次粒子を用いて、原子核・素粒子実験、物質・生命科学実験など幅広い実験が行われている。J-PARC はリニアック、3 GeV シンクロトロン(RCS)、主リングシンクロトロン(RCS)の3基の加速器からなり、物質・生命科学実験施設、ハドロン実験施設、ニュートリノ実験施設の3つの施設にビームを供給している。Figure 1 に示すようにリニアックは負水素イオン源(IS)から、RFQ(3 MeV)、DTL(50 MeV)、SDTL(191 MeV)、ACS(400 MeV)の4つの加速空洞群によって400 MeVまで加速し、RCSにビームを入射している。それぞれの加速空洞群の間にはビームマッチング等を目的としたビーム輸送ライン LEBT(IS - RFQ)、MEBT1(RFQ - DTL)、MEBT2(SDTL - ACS)、L3BT(ACS - RCS)が設置されている。また、現在 J-PARC リニアックのビームはピーク電流 50 mA で運転されているが、J-PARC のビーム強度は実験の効率・精度を決定づけるため、さらなる大強度化に向けた開発が進んでいる。

ビームの大強度化による空間電荷効果の増大はビーム損失を増大させる要因となる。ビーム損失は加速器機器の放射化を引き起こすためにその量によってはビーム強度を制限する。ゆえに、空間電荷効果によるエミッタンス増大の起源を理解し、その増大を抑制することは、さらなる大強度化を目指す

うえで重要である。

空間電荷力の大きさはローレンツ因子 β_L, γ_L を用いて、 $1/\beta_L \gamma_L^2$ に比例する。よって、空間電荷力は低エネルギー領域にて大きい。本研究では、空間電荷効果によるエミッタンス増大の抑制手法を確立するために、空間電荷効果が顕著となる低エネルギー領域である線形加速器に着目した。J-PARC リニアックにおいて $1/\beta_L \gamma_L^2$ は Fig. 2 のように変化する。

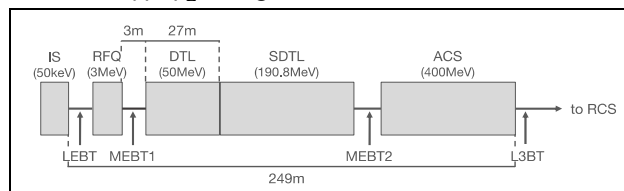


Figure 1: Layout of J-PARC Linac.

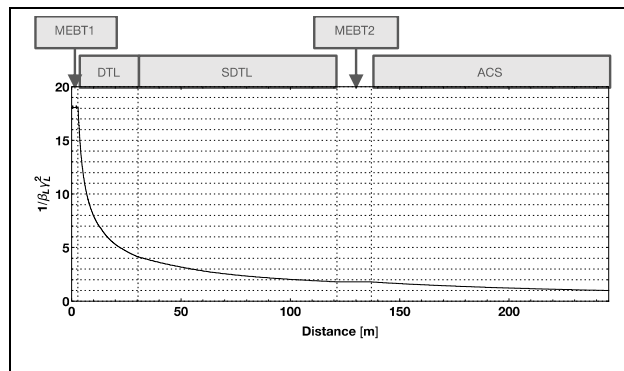


Figure 2: Space charge force strength $1/\beta_L \gamma_L^2$ in J-PARC Linac (normalized to be 1 in ACS exit).

[#]chimura@lambda.phys.tohoku.ac.jp

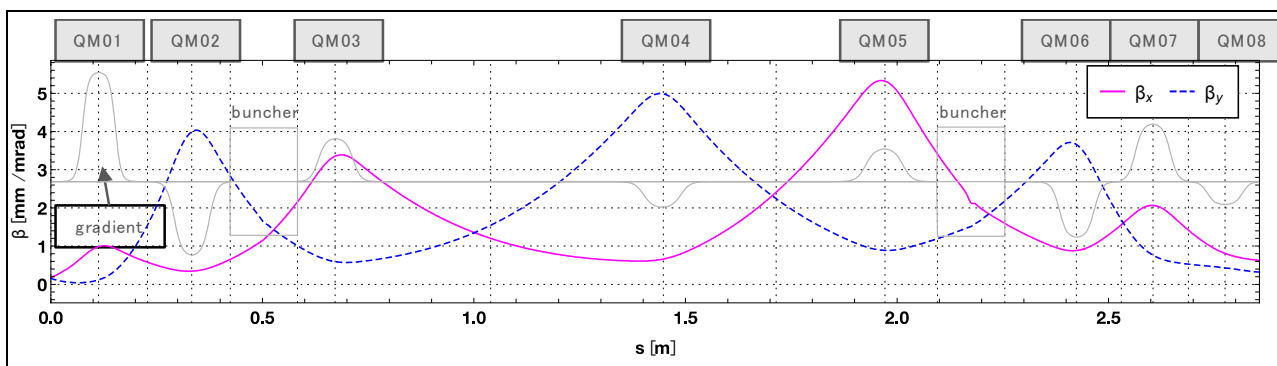


Figure 3: Horizontal (solid) and vertical (dash) β function and layout of MEBT1.

このように空間電荷力は低エネルギー領域である上流部にて特に大きい。そこで、粒子間相互作用を組み込んだ3次元 Particle-in-cell シミュレーションコードの IMPACT[2]を用いて MEBT1 を中心に数値計算を実施し、空間電荷効果による影響を評価した。MEBT1 の構造は Fig. 3 のようになっており、約 3 m の間に四極電磁石(Quadrupole magnet, QM) 8 台とデバンチャー2 台が設置されている。

2. 空間電荷力によるエミッタンス増大

Figure 4 に電流値 0 mA および 50 mA の場合の MEBT1 入射部から DTL 出射部までのシミュレーション結果の位相空間分布を示す。この結果より、横方向に粒子間相互作用を起源とするビームハローが発生し、エミッタンス増大が起きていることが分かる。このビームハローの起源として、Fig. 5 に見られるようなビーム分布の歪みが発生し、位相空間上に広がることによってビームハローとなっていると考えた。ここで Fig. 5 はビーム分布の歪みが明確になるように、Twiss パラメータ(α, β)およびエミッタンス ϵ を用いて、正規化座標

$$\begin{pmatrix} X \\ X' \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{\beta}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \alpha & \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} \quad (1)$$

に変換されており、

$$X^2 + X'^2 = \epsilon \quad (2)$$

を満たす[3]。

ビーム核の水平方向の最大ビーム幅を r_x 、鉛直方向の最大ビーム幅を r_y とし、ウォーターバグ分布

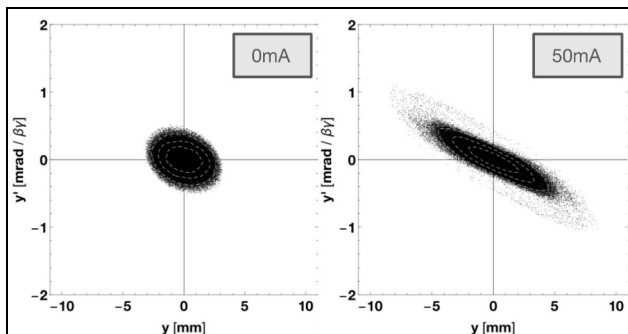


Figure 4: Vertical phase space distributions at DTL exit in the case of 0 mA (left) and 50 mA (right) peak current.

$$\rho_x = \frac{4}{3r_x} \left(1 - \frac{x^2}{r_x^2} \right) \quad (3)$$

を持つと仮定したときにビームの受ける電磁力は、電流値を I とすると、

$$F^{SC} \propto \frac{I}{\beta_L \gamma_L^2} \frac{1}{r_x + r_y} \begin{pmatrix} \frac{1}{r_x} x \\ \frac{1}{r_y} y \end{pmatrix} - \frac{I}{\beta_L \gamma_L^2} \frac{1}{(r_x + r_y)^2} \begin{pmatrix} \frac{r_y + 2r_x}{3r_x^3} x^3 + \frac{1}{r_x r_y} xy^2 \\ \frac{r_x + 2r_y}{3r_y^3} y^3 + \frac{1}{r_y r_x} yx^2 \end{pmatrix} \quad (4)$$

によって与えられ[4]、線形力と3次の非線形力の和によって表される。一般の楕円対称性を持つ分布では、その対称性より座標変換 $x \rightarrow -x$ によって(F_x^{SC}, F_y^{SC}) \rightarrow ($-F_x^{SC}, F_y^{SC}$)を満たすため、線形力、3次の

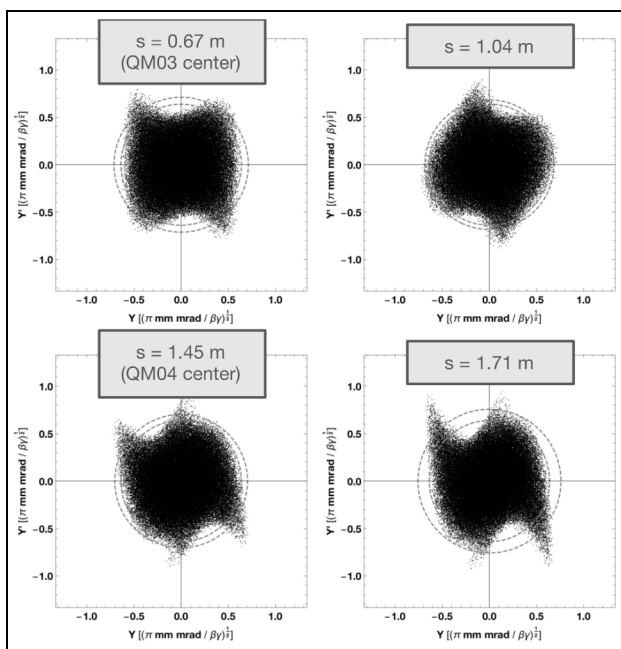


Figure 5: Vertical normalized phase space distributions in MEBT1. Dashed circles show initial (inside) and current (outside) 99 % emittance.

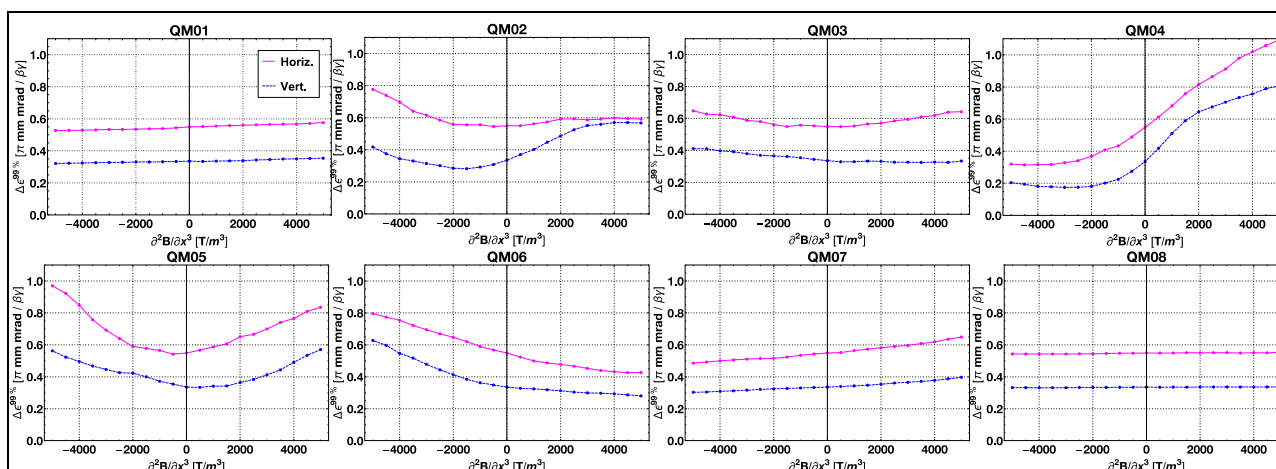


Figure 6: Dependence of octupole magnet strength on horizontal (red) and vertical (blue) 99% emittance at DTL exit for eight different OM that combined QM in MEBT1.

非線形力、5次の非線形力、7次の非線形力...の和によって記述される。式(4)による非線形力を受けた場合、ビーム分布は2回対称性を保ちながら収束方向に歪む。これは低エネルギー領域においてビーム外縁部の粒子の影響が大きい。この理論によるビーム分布の変化は Fig. 5 で見られる結果と一致しており、ビーム分布の歪みが非線形空間電荷力によるものであることを強く示唆する。

3. エミッタンス増大の抑制手法

3.1 八極電磁石によるエミッタンス増大の抑制手法

非線形空間電荷力によるビーム分布の歪みを直接補正すべく、八極電磁石(Octupole magnet, OM)を用いることによってエミッタンス増大を抑制することを新たに考案する。

ビーム粒子が八極電磁石から受ける力は、ビームの進行方向の運動量を p 、八極電磁石の磁場勾配を $\partial^3 B/\partial x^3$ とすると

$$\mathbf{F}^{\text{OM}} = -\frac{e}{6p} \frac{\partial^3 B}{\partial x^3} \begin{pmatrix} x^3 - 3xy^2 \\ y^3 - 3yx^2 \end{pmatrix} \quad (5)$$

によって与えられる[5]。このように、八極電磁石による力は空間電荷力と同様にビーム粒子に3次の非線形力を与えるため、非線形空間電荷力によるビーム分布の歪みを打ち消すことが期待できる。

MEBT1にある8つの四極電磁石を八極電磁石との機能結合型電磁石に変更した場合のシミュレーションを行なう。八極電磁石による分布変化は、四極電磁石の中心にて薄レンズ近似による変換

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_0' \\ y_0' \end{pmatrix} - \frac{e}{6p} \frac{\partial^3 B}{\partial x^3} \begin{pmatrix} x_0^3 - 3x_0 y_0^2 \\ y_0^3 - 3y_0 x_0^2 \end{pmatrix} \quad (6)$$

をすることによって計算を実行した。

1台ごとに八極電磁石の励磁量を変化させつつ、MEBT1入射部からDTL出射部までシミュレーションを行った。その結果を Fig. 6 に示す。ここで、

DTL 出射部までシミュレーションを行ったのは、Fig. 2 に示すように加速によって DTL 出射部以降は空間電荷力が小さいと考えられるためである。Fig. 6 に示すように DTL 出射部における 99%エミッタンスは、八極電磁石によって応答し、その値が増減することが示された。

3.2 八極電磁石によるエミッタンス増大の抑制

複数台の八極電磁石を励磁することによって、エミッタンス増大を抑制する最適解を求める。励磁する八極電磁石は、エミッタンスへの応答が大きく、位相空間上で異なる歪みを補正している QM02、QM04、QM07 の3台とした。

時間、分布、場所によって変化する自己場による効果であるエミッタンス増大を最小にする磁場勾配の組み合わせを見つけることは困難である。よって、複数の解候補の結果から新しい解候補を生成する遺伝的アルゴリズムの一つである差分進化法によって最適化を行った。水平方向と鉛直方向の 99%エミッタンスが最小になるように、八極電磁石の磁場勾配が $[-10000 \text{ T/m}^3, 10000 \text{ T/m}^3]$ となる範囲で解を探索した。ここで、半径20 mmの MEBT1 空洞内における 10000 T/m^3 は

$$B < 10000 \text{ T/m}^3 (0.02 \text{ m})^3 = 0.08 \text{ T} \quad (7)$$

程度の大きさである。最適化の結果、解は

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^3 B}{\partial x^3}\right)_2 &= -6267.20 \text{ T/m}^3 \\ \left(\frac{\partial^3 B}{\partial x^3}\right)_4 &= -4252.80 \text{ T/m}^3 \\ \left(\frac{\partial^3 B}{\partial x^3}\right)_7 &= -8716.23 \text{ T/m}^3 \end{aligned} \quad (8)$$

と導出された。これらの値はラティスやビームの条件に依存するため、条件を変えた場合の解は異なる値となる。

式(8)のように八極電磁石を励磁した場合の 99%エ

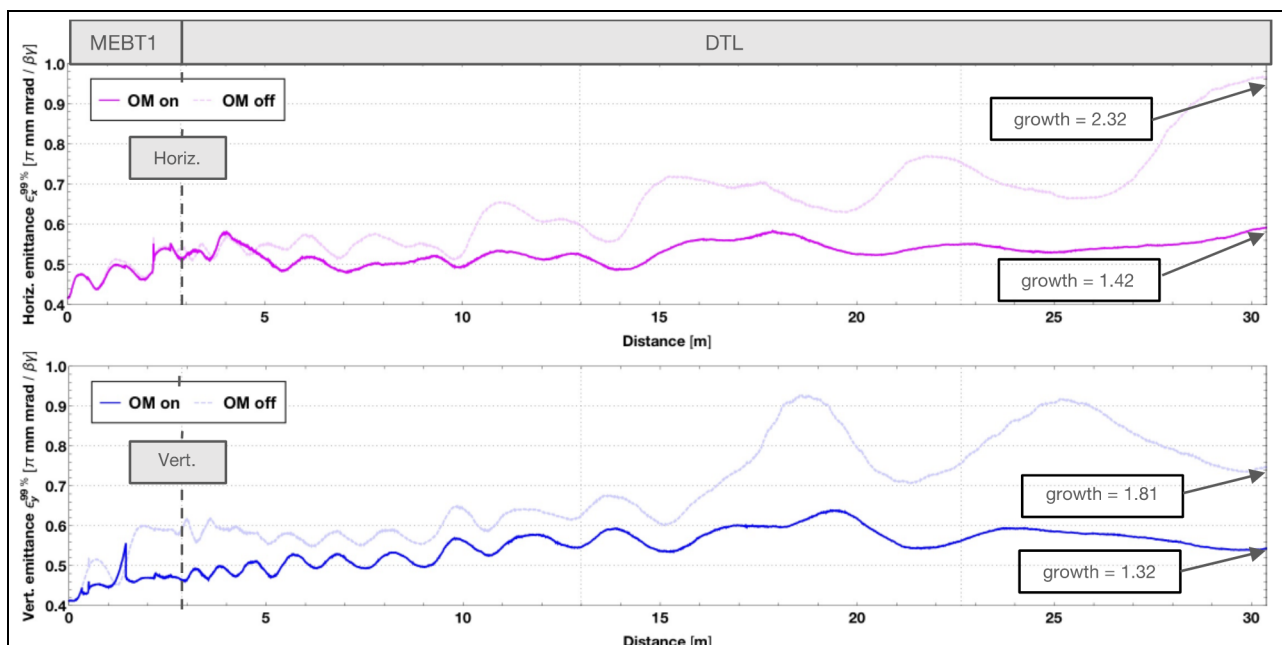


Figure 7: Horizontal (top) and vertical (bottom) 99 % emittance in MEBT1 entrance to DTL exit in the case of OMs on (solid) or off (dash).

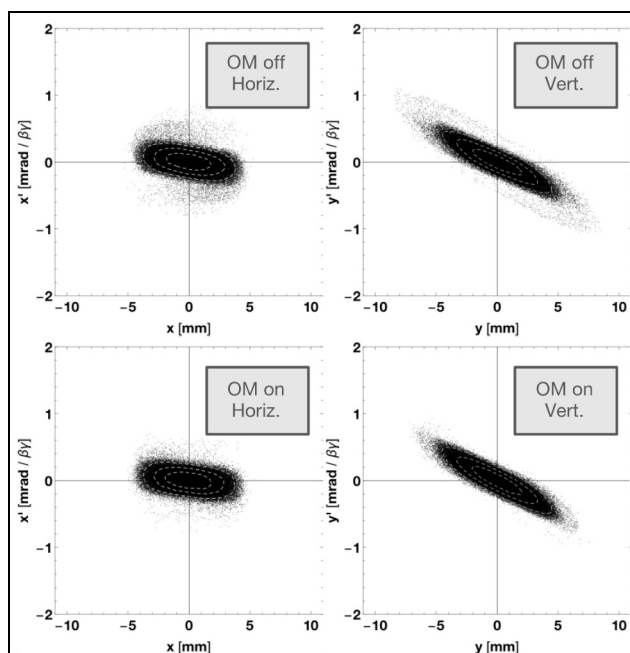


Figure 8: Horizontal (left) and vertical (right) phase space distributions at DTL exit in the case of OMs on (bottom) or off (top).

ミッタンス変化を Fig. 7 に示す。エミッタンスの増加率を初期のエミッタンス ϵ_i と最終のエミッタンス ϵ_f を用いて ϵ_f/ϵ_i と定義すると、八極電磁石を励磁しない場合 $(\epsilon_{f,x}/\epsilon_{i,x}, \epsilon_{f,y}/\epsilon_{i,y}) = (2.32, 1.81)$ であったのが、八極電磁石を励磁することによって、 $(\epsilon_{f,x}/\epsilon_{i,x}, \epsilon_{f,y}/\epsilon_{i,y}) = (1.42, 1.32)$ となり、エミッタンスの増加が抑制されていることが分かる。また、八極電磁石を励磁する場合としない場合の DTL 出射部にお

ける位相空間分布は Fig. 8 のようになっており、ビームハローの広がり抑制されていることが位相空間分布からも確認できる。

4. 考察

非線形空間電荷力によるエミッタンスの増大を引き起こしやすい条件は次のようなものが考えられる。

- 1) ビームの速度が小さい
式(4)より、空間電荷力は $1/\beta_L \gamma_L^2$ に比例するためビーム速度が小さいほど空間電荷力は大きい。Figure 2 から分かるように、MEBT1(3 MeV)では ACS 出射部(400 MeV)に比べて約 18 倍の空間電荷力が働く。
- 2) 水平方向と鉛直方向のビーム幅がともに小さい
式(4)より、水平方向と鉛直方向のビーム幅がともに小さい場合に非線形空間電荷力は大きくなる。
- 3) 自由空間(ドリフトスペース)
四極電磁石がない場合、外縁部にいる粒子が内側に行きにくいのために同じ粒子が大きな非線形空間電荷力を受け続けることとなり、ビーム分布の歪みが大きくなる。
- 4) Twiss パラメータ α が正をとる
 α が正をとるとき、非線形空間電荷力によるビーム分布の歪みは楕円の中心から離れる方向となる。
- 5) ビーム幅が他方に比べて大きい
式(4)より、ビームの最外部の非線形空間電荷力の大きさ F_{NL}^{SC} は

$$F_{NL}^{SC}(x = r_x, y = 0) \propto r_y + 2r_x \quad (9)$$

$$F_{NL}^{SC}(x = 0, y = r_y) \propto r_x + 2r_y$$

である。よって、 $r_x > r_y$ ならば $F_{NL}^{SC}(x = r_x, y = 0) > F_{NL}^{SC}(x = 0, y = r_y)$ となる。

6) 縦方向のビーム幅が小さい

縦方向のビーム幅が小さい場合、粒子密度が大きくなるため空間電荷力が大きくなる。MEBT1においては2台のバンチャーの前後では縦方向のビーム幅が小さく、バンチャー間の中心で縦方向のビーム幅が大きい。

また、Fig. 7に見られるようにエミッタンスは非線形力によって振動しながら増加している。これは、Fig. 5のようにビーム分布の歪みが非線形空間電荷力によって一時的に戻されるためであると考えられる。このように発生するビーム分布の歪みを打ち消すように八極電磁石を励磁することでエミッタンスの増大を抑制している。ただし、式(4)と式(5)の3次の結合項 xy^2 は符号が異なるため $x \gg y$ あるいは $y \gg x$ を満たす地点に八極電磁石を設置する必要があると考えられる。

八極電磁石を励磁しないときにDTL出射部においてエミッタンスが大きい上位1%の粒子のDTL入射部における位相空間分布をFig. 9に示す。これよりDTL出射部において分布が歪んでいる粒子がハローの原因となっていることが分かる。また水平方向でハローとなっている粒子であっても鉛直方向の位相空間で特定の分布を持っていることが分かり、水平方向と鉛直方向の運動に相関があることを示唆して

いる。

5. まとめ

非線形空間電荷効果が顕著となる低エネルギー領域において、非線形空間電荷力による位相空間分布の歪みが発生し、位相空間上に広がることによってエミッタンスの増大を引き起こしていると考えた。そこで、空間電荷力と同様にビーム粒子に非線形力を与える八極電磁石を用いてビーム分布の歪みの補正を行い、エミッタンス増大を抑制することを新たに考案した。大強度陽子加速器 J-PARC リニアックの中間エネルギービーム輸送ライン MEBT1において、3台の八極電磁石を導入した場合のシミュレーションを3次元 Particle-in-cell シミュレーションコードの IMPACT によって実行し、エミッタンスの増大およびビームハローの広がりを抑制することが可能であることを数値計算上で示した。

今後は、ビーム分布の歪みの発生機構の詳しい調査に加え、J-PARC リニアックにおけるテスト用加速器において八極電磁石を用いたエミッタンス増大の抑制の実証実験を行う予定である。

参考文献

[1] Y. Yamazaki *et al.*, "Accelerator technical design report for J-PARC", KEK-REPORT-2002-13, JAERI-TECH-2003-044, J-PARC-03-01 (2003).
[2] J. Quang *et al.*, J. Comput. Phys. 163, 434-451(2000).
[3] 大西幸喜 「単粒子力学入門」 OHO'00 (2000).
[4] 鈴木敏郎 「ビームの不安定性の理論」 OHO'86 (1986).
[5] H. Wiedemann, "Particle Accelerator Physics"(2015).

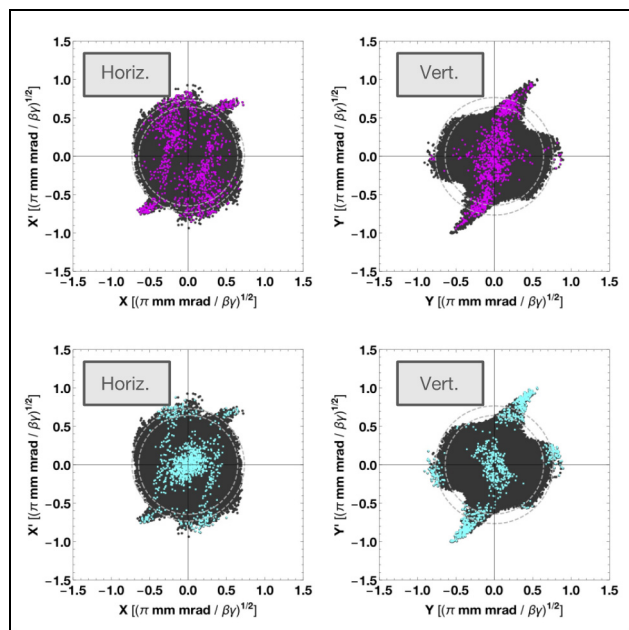


Figure 9: Horizontal (left) and vertical (right) normalized phase space distributions at MEBT1 exit. Colored particles are horizontal (red) and vertical (blue) beam halo particles at DTL exit. Dashed circles show initial (inside) and current (outside) 99 % emittance.