

大強度陽子リングにおける Electron Lens の利用についての考察

STUDY ON USAGE OF ELECTRON LENS FOR HIGH INTENSITY PROTON RINGS

栗本 佳典 *A)

Yoshinori Kurimoto* A)

A)J-PARC Center

Abstract

Electron lenses work as additional focusing elements in proton accelerators. They were utilized with Tevatron at FNAL to compensate tune shift caused by the beam-beam effect at the interaction points. Several simulation studies have reported the possibilities of electron lenses for space charge compensation of high-intensity proton or ion accelerators. In this article, we give the specification of electron lenses in case of J-PARC Main Ring as an example. The expected system for the full compensation is found to be large. However, even smaller system may work for the beam loss reduction.

1. はじめに

Electron Lens は Fig. 1 で示すように陽子やイオン加速器の一部に電子ビームセクションを設けて、それを通過するビームに収束力を与える機器である。米国 FNAL の Tevatron で、衝突点での Beam-Beam 効果によるチューンシフトを補正するために実用化された [1]。近年では、Electron Lens を大強度陽子加速器などに利用した場合のシミュレーション結果が報告されている [2, 3]。具体的には、大強度陽子加速器で問題になってくる陽子ビーム自身の発散力によるベータトロンチューンの広がりを Electron Lens を用いて大幅に低減させ、ベータトロン共鳴条件を避けやすくする。本論文では、Electron Lens の原理を簡単に述べたあと、J-PARC Main Ring を例として、必要な Electron Lens のスペックや使い方などを報告する。

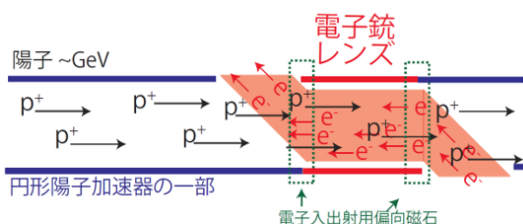


Figure 1: The conceptual design of an electron lens.

2. ELECTRON LENS の原理

Electron lens の原理を述べるため、まずバンチ内の陽子が他の陽子から受けるローレンツ力を計算する。簡単のため Fig. 2 のように陽子バンチを円筒形とみなす。この時電荷密度 ρ とおくと、円筒軸から距離 r の位置の電場 E_r 、磁場 B_θ は、

$$E_r = \frac{\rho r}{2\epsilon_0}, B_\theta = \frac{\beta_p \rho r}{2\epsilon_0 c^2} \quad (1)$$

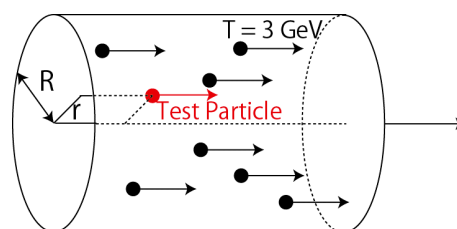


Figure 2: The model of a proton bunch.

と書ける。ここで、 β_p は光速 c で規格化した陽子の速度 (ベータ因子)、 ϵ_0 は真空の誘電率を表す。この時、位置 r の陽子が受けるローレンツ力 $\vec{F} = e(\vec{E} + c\beta_p \times \vec{B})$ は、

$$F_r = \frac{e\rho r}{2\epsilon_0} - \beta_p^2 \frac{e\rho r}{2\epsilon_0} = \frac{e\rho r}{2\epsilon_0 \gamma_p^2} \quad (2)$$

と書ける。一つ目の等式の左辺第一項が電場から、同じく第二項が磁場から受ける力を表しており、合計の力の方向は動径方向外向き、つまり発散力である。また、 e および γ_p はそれぞれ素電荷および陽子のガンマ因子を表す。

次に電子ビームが陽子に与えるローレンツ力を計算す

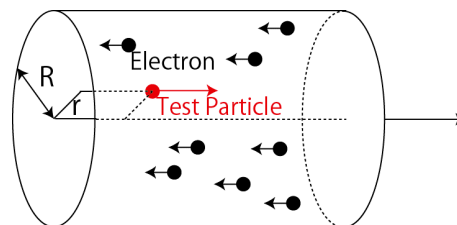


Figure 3: The model of an electron beam.

る。Figure 3 に示すように電子ビームの方向とは逆向きに陽子ビームを通過させるとする。ここでは、電子ビームの電流値 J_e を使う。したがって、電荷密度および電流密度はそれぞれ $\frac{J_e}{\beta_e c \pi R^2}$ および $\frac{J_e}{\pi R^2}$ と書ける。 R および β_e は電子ビーム断面積の半径および電子のベータ因子を表す。陽子バンチの場合と同様に、位置 r の電場 E_r

* kurimoto@post.j-parc.jp

と磁場 B_θ は、

$$E_r = -\frac{J_e r}{2\epsilon_0 \beta_e c \pi R^2}, B_\theta = \frac{J_e r}{2\epsilon_0 \pi R^2 c^2} \quad (3)$$

と書け、ローレンツ力は

$$F_r = -\frac{eJ_e}{2\epsilon_0 \pi R^2 c} \left(\frac{1}{\beta_e} + \beta_p \right) r \quad (4)$$

で与えられる。これは、式 2 と逆向きになっており、収束力を表している。

3. J-PARC MAIN RING における空間電荷効果とその補償

空間電荷効果によるベータトロンチューンシフト $\Delta\nu_{x,y}$ は以下のように概算できる。

$$\Delta\nu_{x,y} = -\frac{N_{ppb} h r_p}{4\pi \beta_p^2 \gamma_p^3 \epsilon_{1\sigma} B_f} \quad (5)$$

ここで、 N_{ppb} 、 h および $\epsilon_{1\sigma}$ はそれぞれ、バンチ内粒子数、ハーモニック数およびエミッタンス (1σ) を表しており、J-PARC Main Ring ではそれぞれ、 3.4×10^{13} 、9 および $4[\pi \text{ m mrad}]$ である。また、 r_p は古典陽子半径 ($\approx 1.547 \times 10^{-18} [\text{m}]$) である。ここで、チューンシフト $\Delta\nu_{x,y}$ はバンチファクタ B_f (平均電流をピーク電流で割ったもの) に依存していることから、縦方向の分布にも依存することが分かる。一般的に縦方向の分布は一樣でないこと、さらに横方向も実際にはガウシアンに近い分布で非線形な発散力となることから、個々の粒子毎にチューンシフトの値は異なる。実際の J-PARC Main Ring のチューン分布を Fig. 4 に示す [4]。このようにチューンがダイアグラム上に広く分布すると、一部の粒子が共鳴条件 $l\nu_x + m\nu_y = n$ を満たしてしまい、ビーム損失につながる可能性がある。

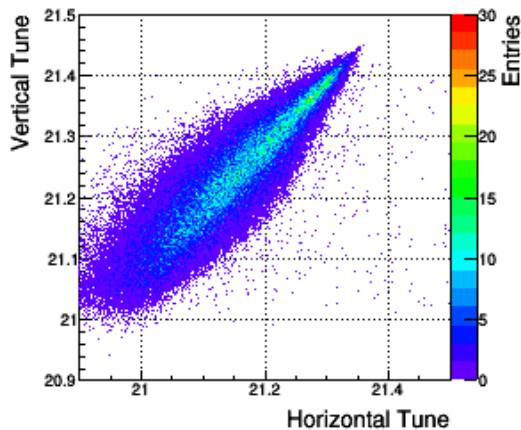


Figure 4: The tune distribution of J-PARC Main Ring with $N_{ppb} = 3 \times 10^{13}$ [4].

4. J-PARC MAIN RING の空間電荷補償のための ELECTRON LENS

ここで J-PARC Main Ring の空間電荷効果を補償するために必要な Electron Lens のスペックを求めてみる。当然 Electron Lens をリング全周に配置するわけにはいかない、全周の 1% をつかって Electron Lens 配置すると仮定する。電子ビームの電流値 J_e は、式 2 および式 4 を使って、

$$-\frac{eJ_e}{2\epsilon_0 \pi R^2 c} \left(\frac{1}{\beta_e} + \beta_p \right) r \times 0.01 = \frac{e\rho r}{2\epsilon_0 \gamma_p^2} \quad (6)$$

を解くと、

$$J_e = \frac{eN_{ppb}\beta_e c}{\gamma_p^2(1 + \beta_e\beta_p)L} \times 100 \quad (7)$$

のように得られる。ここで、バンチ長 L を使って電荷密度 ρ を $\frac{eN_{ppb}}{\pi R^2 L}$ と置き換えている。バンチ長 L を 75 m、陽子数 N_{ppb} を 3×10^{13} 、陽子のエネルギーを 3 GeV ($\beta_p = 0.97, \gamma_p = 4.1$) および電子のエネルギーを 10 keV ($\beta_e = 0.2$) とすると、

$$J_e \sim 20 \text{ A} \quad (8)$$

となる。Figure 5 は実際に J-PARC Main Ring (周長 1567.5 m) に 2 m の 19 A の Electron Lens を 6 箇所配置した時の PIC (Pixel-in-Cell) シミュレーションによるチューン分布である [5]。この時、バンチ内の縦方向位置の電荷密度に対応させるため Electron Lens の電流をパルス的に変化させることを仮定しており、そのピーク値を 19 A としている。このような提案は他の研究施設からも報告されている [2, 3]。このようにチューン分布の広がりを大幅に低減することができるが、19 A という大電流の電子銃アセンブリの設計に加えて、電源や冷却系も大規模なもの (電子エネルギー 10 keV とすると 190 kW) となり技術的なハードルが大きい。

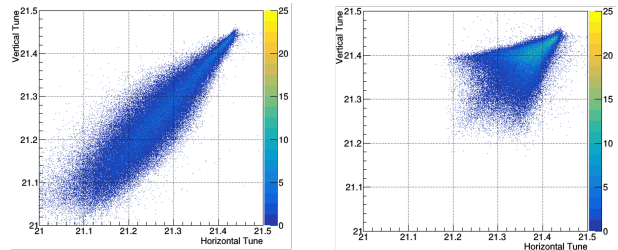


Figure 5: The tune distributions of J-PARC Main Ring without Electron Lenses (left) and with Electron Lenses (right) [5].

5. ビーム損失低減目的の ELECTRON LENS

前章でチューン広がりを大幅に低減するには大電流の電子銃システムが必要だということが分かった。一方で大強度陽子加速器で直接的に重要なのはビーム損

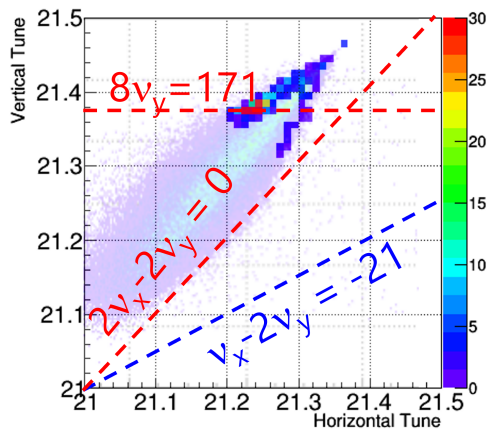


Figure 6: The tune distribution of lost particles in the J-PARC Main Ring.

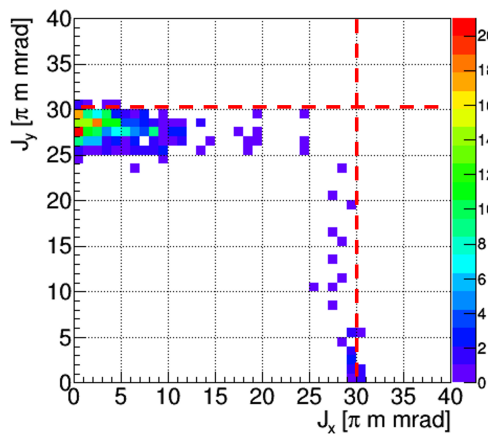


Figure 7: The initial actions of lost particles in the J-PARC Main Ring.

失の低減である。確かに、チューン分布の広がりを小さくできれば共鳴条件を避けられる可能性が高くなるが、多くの共鳴条件の影響は補正磁石で避けることができる。磁石のエラーなしの時にビーム損失した粒子のみのチューン分布（シミュレーション）を Fig. 6 に示した。エラーなしでも残る共鳴条件は陽子バンチ分布のポテンシャルによるものと、色収差補正のための六極磁石による構造共鳴のみである。Figure 6 中の $8\nu_y = 171$ と $2\nu_x - 2\nu_y = 0$ が前者、 $\nu_x - 2\nu_y = -21$ が後者に相当する。損失した粒子はチューンシフトの小さい $8\nu_y = 171$ および $2\nu_x - 2\nu_y = 0$ 付近に集中していることが分かる。一方、チューンシフトの大きい $\nu_x - 2\nu_y = -21$ 付近ではビーム損失していないことが分かる。これはビームコアから遠いチューンシフトの小さい粒子の方がアパーチャーに当たりやすいからである。実際にビーム損失した粒子の作用 J_x, J_y の初期値をプロットした図を Fig. 7 に示した。このシミュレーションでは水平方向と鉛直方向のアパーチャーをそれぞれ $J_{x,y} = 30 \pi \text{ m mrad}$ に設定しており（赤線）、ほとんどの損失粒子が最初からアパーチャー付近にあることが分かる。

上記から、低い電流値の Electron Lens でもアパー

チャー付近の粒子のチューンもしくは陽子を作るポテンシャルを少しでも変えればビーム損失をコントロールできることが想定されるので、試しに 1 A で約 1 m の Electron Lens を 6 台設置した場合のビーム損失をシミュレーションした。Figure 5 の場合（Full Compensation）、19 A で 2 m のものを 6 台だったので、これはほぼ 1/40 の規模ということになる。したがってチューン分布を変化させるほとんど能力はない。Figure 8 に陽子バンチの二次元プロファイルとともに Electron Lens のプロファイルを示す。図から分かるように Electron Lens の電流は半径 10 mm の一様分布とした。この時のビーム生存率を Fig. 9 に示した。Figure 9 では、Electron Lens なし（青）とあり（赤）で比較しており、ある場合にビーム損失を 20 % 近く減らせていることが分かる。仮定した Electron Lens プロファイルの単純さからも分かるように今回 Electron Lens のプロファイルや電流値の最適化は行っていない。特に中空のプロファイルをもつ Electron Lens をコリメータとして使用している例 [6, 7] もあり、これは作用が大きい粒子のみに影響を与えることができるので有効だと考えられる。

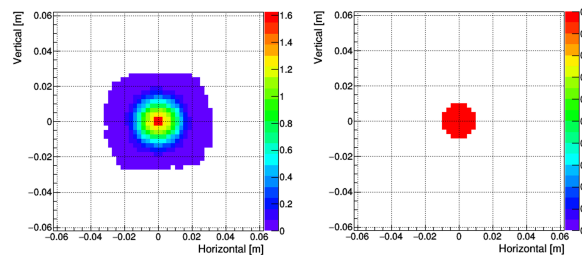


Figure 8: The 2D profiles of the proton bunch at the electron lens' location (left) and electron lens itself (right).

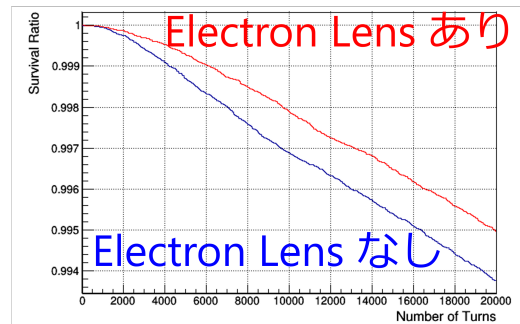


Figure 9: The beam survival ratio as a function of the number of turns with (Red) or without (Blue) the Electron Lenses.

6. まとめ

本報告では、大強度陽子加速器の空間電荷効果の補償のために Electron Lens を使用することを J-PARC Main Ring を例にとって検討した。現在の最先端の陽子ビーム強度の空間電荷効果を完全に補償するためには 20 A クラスの電子銃が必要であり技術的にハードルが高い。

ただし、1 A クラスのものでもビーム損失を低減することが可能であることをシミュレーションにより示した。J-PARC Main Ring ではアップグレード後でもチューンシフトは $\delta\nu_{x,y} \sim 0.5$ 程度であるため、1 A クラスの Electron Lens の使用は有効だと思われる。一方で、将来的にチューンシフト $\delta\nu_{x,y} \sim 1.0$ に達する大強度陽子加速器を目指す場合は大幅な空間電荷補償が必要だと思われる。FNAL, CERN および BNL では Electron Lens は別の用途とは言えずすでに実用化されており、大強度陽子加速に使用するためのより詳細なシミュレーション結果も出ている。しかし、日本 (J-PARC) での実用化実績はなく、ある段階で大電流の電子ビーム補償装置が必要になっても対応が困難であると予想される。低いスペックでも Electron Lens を実用化しておくことは将来的な大強度陽子加速器にとって有用かもしれない。

謝辞

この研究は科学研究費助成事業 - 科研費 - 学術研究助成基金助成金 基盤研究 (C) (研究課題/領域番号 20K12502) からサポートを受けています。

参考文献

- [1] V. Shiltsev *et al.*, Phys. Rev. ST Accel. Beams 11, 103501.
- [2] O. Boine-Frankenheim and W. D. Stern, Nuclear Instruments and Methods A 896 (2018) 122-128.
- [3] E. Stern *et al.*, Mitigation Approaches for Storage Rings and Synchrotrons June 2020.
- [4] Y. Kurimoto, "Particle Tracking with Space Charge Effects using Graphics Processing Unit," in IEEE Transactions on Nuclear Science, doi: 10.1109/TNS.2021.3084214.
- [5] 栗本 佳典他, "大強度陽子加速器における電子レンズによる空間電荷補償の可能性" 第74回年次大会(2019年).
- [6] G. Stancari *et al.*, Phys. Rev. Lett. 107, 084802 (2011).
- [7] X. Gu *et al.*, Phys. Rev. Accel. and Beams 23, 031001 (2020).