

レーザーイオン源からシンクロトロンにシングルターン入射を行ったときのビーム不安定性の検討

RESEARCH ON INSTABILITY OF SINGLE-TURN-INJECTED BEAM INTO SYNCHROTRON BY LASER ION SOURCE

野田悦夫^{#, A)}, 中尾政夫^{A)}, 野田章^{A)}, 野田耕司^{A)}, 後藤彰^{B)}, 岩井岳夫^{B)}, 山口晶子^{C)}, 佐古貴行^{C)}
Etsuo Noda^{#, A)}, Masao Nakao^{A)}, Akira Noda^{A)}, Koji Noda^{A)}, Akira Goto^{B)}, Takeo Iwai^{B)}, Akiko Yamaguchi^{C)},
Takayuki Sako^{C)}

^{A)} National Institute of Radiological Sciences

^{B)} Yamagata University

^{C)} Toshiba Corporation

Abstract

Injection of the ion beam into a synchrotron has been studied, extracted from a laser ion source and accelerated by a linac. Single turn injection is required because its operation is intermittent and the ion beam pulse width is usually a few microseconds at the longest. The carbon beam with the emittance of about 1/10 of the synchrotron acceptance was injected off the center in the phase space in the horizontal direction of the synchrotron. The behavior of the off-center injected beam was investigated by a particle trajectory simulation with consideration for space charge effect. The beam instability, integer or half integer resonance caused by magnetic field error, was also investigated theoretically by solving Hill's equation and by using the particle simulation.

1. はじめに

パルスレーザーを固体ターゲットに集光照射して高温高密度プラズマを発生させ、多価イオンを生成するレーザーイオン源の開発を行っている。レーザーイオン源はパルス動作をし、プラズマから引き出されたイオンビームのパルス幅は通常数百 ns～数 μ s であるためシングルターン入射を行う必要がある。シンクロトロンに入射したときのビーム不安定性の解析を、空間電荷を考慮した粒子軌道シミュレーションにより行った。

2. レーザーイオン源の概要

レーザー照射によって生成されたプラズマはターゲット面にほぼ垂直に、イオン音速度の速さで膨張する[1]。プラズマをドリフトチューブと呼ばれる長さ1m程のパイプ中を飛行させ、パルス幅を 1μ s 程度まで広げた後、ドリフトチューブ先端に設けた半径 数 mm のノズルを通して、RFQ 等の線形加速器中に入射し、4MeV/u まで加速する。レーザーイオン源からシンクロトロン入射までの概略図を Figure 1 に示す。本研究では、固体ターゲットに

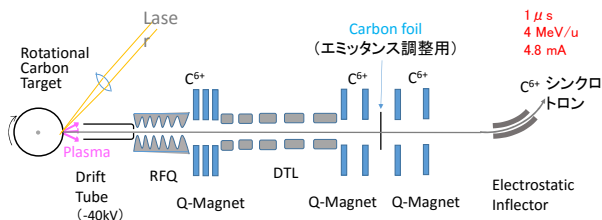


Figure 1: Schematic diagram of Laser Ion Source.

[#] gakkai@kasokuki.com

グラファイトを用いて、ビームパルス幅 1μ s、1 パルス当たり 5×10^9 個の C^{6+} イオンをシンクロトロンにシングルターン入射することを想定した検討を行った。なお、この条件でのビーム電流は約 4.8mA となる。

3. シンクロトロンへの入射

3.1 入射方法の概要とビームのエミッタンス整合

前章で述べたように、レーザーイオン源はパルス動作をし、パルス幅は 1μ s 程度であるため1パルスのシングルターン入射を行う。想定しているシンクロトロンのアクセプタンスは、水平(x)方向 $250 (\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad})$ 、垂直(y)方向 $25 (\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad})$ である。線形加速器を出た後のビームのエミッタンスは、x、y 方向とも、 $10 (\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad})$ 程度と考えられるため、ビームエミッタンスを拡大する必要がある。エミッタンス増大の簡便な方法として、薄膜通過時の散乱を利用する方法がある。炭素薄膜を利用してエネルギー損失 1%以下で、 $200 (\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad})$ 程度まで増大するには、膜厚 1μ m 以下で、薄膜の幅が 100mm 以上必要となるため、実用的ではない。そこで、シンクロトロンの水平方向に対し、アクセプタンスの 1/10 程度のエミッタンスまで拡大した C^{6+} イオンビームを、シンクロトロンの中心を外して入射する方法を提案しその検討を行った。エミッタンス拡大のためのビームと薄膜の

Table 1: Parameters for Emittance Expansion by Foil

	x	y
炭素膜厚 (μ m)	0.22	
入射ビームエネルギー (MeV)	4	
入射ビームサイズ(全幅) (mm)	18.5	13.5
入射エミッタンス ($\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$)	8	8
通過後エミッタンス ($\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$)	25	19
エネルギーロス (keV/u)	26	
エネルギー広がり ($\pm\%$)	0.2	
温度上昇/パルス (K)	2	

条件を Table 1 に示す。

今回検討したシンクロトロン入射時のビームパラメータの一覧を Table 2 に示す。シンクロトロンへの入射は ESI (Electrostatic injector) と BMP 磁石を用いて行う。シミュレーションで用いた BMP 磁石および四重極磁石の配置を Table 3 に示す。

Table 2: Beam Parameters at Injection

入射ビームのパルス幅	1 (μ s)
イオン粒子数	5×10^9 (ppp)
速度 v_z (4MeV)	2.78.E+07 (m/s)
速度広がり $\Delta v/v$	± 0.2 (%)
周長	63.3 (m)
チューン ν_x	1.79
Momentum Compaction Factor	0.3 ($\sim 1/\nu^2$)
debunching時間 (200MHz)	0.6 (μ s) 16.5(m)
シンクロトロンを1周回る時間	2.3 (μ s)
ビームが4周分に広がるまでの	2851 (回)
周回数と時間	6.5 (ms)

Table 3: Arrangements of BMP-Magnets and Q-Magnets

Magnet	S (m)	Magnet	S (m)
Start	0	QD	24.03
BMPF1	2.59	QF	29.1
QD	2.93	QD	34.58
QF	8	QF	39.65
ESI	10.155	QD	45.13
INJ	10.65	QF	50.2
QD	13.48	QD	55.68
QF	18.55	QF	60.75
BMPF2	21.49	End	63.3

入射ビームの周回時間は約 2.3μ s で、ビームのパルス幅は 1μ s であるため、入射時のビームは周長の半分程度しか占めていない。x 方向のチューン ν_x を 1.79 とするとビームは 4 周で位相空間上のほぼ最初の位置に戻る。よって、4 周の間に BMP 磁石の磁場をほぼ 0 に戻せば、ESI にぶつかることなくビームを入射することができる。なお、本方式では BMP 磁石の磁場強度は必ずしも直線的に変化する必要はない。

3.2 入射直後の粒子軌道シミュレーション

入射後のビームの x 方向の挙動を粒子軌道シミュレーションにより調べた。シミュレーションは Table 3 に示したように、BMP 磁石と四重極磁場 (QD, QF 各6個) のみを考慮した直線近似で行い、S=0 から1周に相当する S=63.3 (m) までを1周期として計算を繰り返した。

Figure 2 に BMP 磁石 1 および 2 の磁場強度の時間変化を示す。

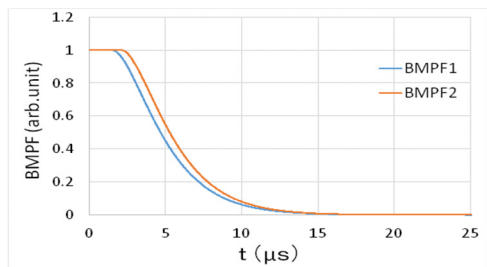


Figure 2: Time variation of BMP magnetic fields.

Figure 3 に入射位置 (s=10.65m) での位相空間上のビーム位置の周回ごとの変化の様子を示す。①から⑧までの数字は周回数を示しており、①が入射時を表している。また、9周目以降のビーム位置は、灰色の点線の楕円で 31 周目まで示されている。また、 $\epsilon = 196 (\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad})$ と表示された黒色の楕円はビームの最外周を結んだもので、最終的に位相空間内にビームが占める領域を表している。

シンクロトロン中に入射したビームは自分自身の速度広がりにより周回とともにビーム長が伸びていき、Table 1 に示すような条件では、約 6.5ms 後にビーム長が周長の 4 倍を超える。このときのビームの分布を Figure 4(a)に、さらに時間が経過して、ビームがシンクロトロンのアクセプタンス内の中心部を除いてほぼ一杯に広がった時のビーム分布を Figure 4(b)に示す。

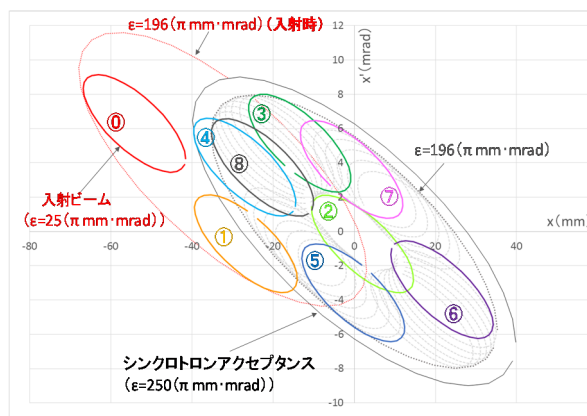


Figure 3: Time history of beam position for each turn in the phase space with variation of BMP-Magnetic Field.

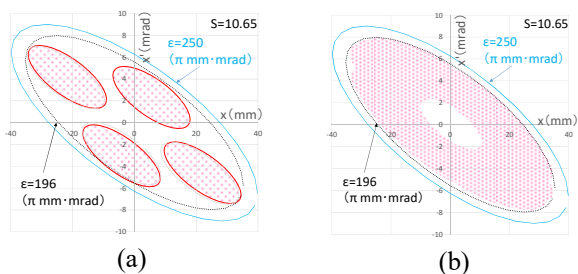


Figure 4: Beam distributions (a) after 6.5 milliseconds of injection and (b) after beam length fully expands.

4. シンクロトロン入射後の粒子軌道シミュレーション

4.1 シミュレーションの概要

BMP 磁石強度が 0 になるまでのシミュレーション結果については、前章で述べた。ここでは、BMP 磁石強度が 0 になってからの挙動を考える。入射時の x 方向のビームエミッタンスはシンクロトロンのアクセプタンスの 1/10 程度であるため、空間電化の影響が通常より大きくなると考

えらえる。そこで入射時のビームパラメータを中心とし、必要によってその前後でパラメータを振りながらシミュレーションを行った。Table 4 にパラメータの範囲を示す。

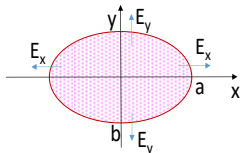


Figure 5: Cross section of the elliptic beam with uniform charge density.

Table 4: Parameters Used by Particle Simulations

	入射時	Parameter 範囲
a (mm)	13	variable
b (mm)	11.5	fixed
ϵ_x (π mm·mrad)	25	fixed
ϵ_y (π mm·mrad)	19	fixed
α_x	1.03	1.03 ~ 1.35
β_x (m)	6.35	6.35 ~ 6.9
ν_x	1.79	1.75 ~ 2.05
I (mA)	5	0 ~ 50

また、正電荷が一樣に分布した楕円柱が作る電場は、以下の(1)式で表され[2]、これを用いて電場の計算を行った(Figure 5, Table 4 参照)。

$$\vec{E}_{sc}(x, y) = \frac{I}{\pi \epsilon_0 (a + b) \beta c} \left(\frac{x}{a}, \frac{y}{b} \right) \quad (1)$$

4.2 チューンシフト

空間電荷により発生するチューンシフトの大きさは、ビーム中心がシンクロトロンを中心に一致しているときは、Laslett によれば以下の式で表される[3]。

$$\Delta \nu = \frac{NRr_0Z^2}{\pi B\nu b(a+b)A\beta^2\gamma^3} \quad (2)$$

ここで、 N はシンクロトロン中の粒子数、 R はシンクロトロン半径、 r_0 はプロトンの古典半径、 Z はイオン価数、 B は Bunching Factor、 ν はチューン、 A はイオンの質量数である。Table 2, 4 に示したような実際の重粒子線がん治療装置で想定されるパラメータを(2)式に入れて $\Delta \nu$ を計算すると

$$\Delta \nu = 0.039$$

となる。

4.3 空間電荷を考慮した Hill's equation

空間電荷を考慮した Hill の方程式は、空間電荷による発散項を K_{sc} とすると、以下のように表される。

$$x'' + K(s)x - K_{sc}(s)(x - X_0) = 0 \quad (3)$$

X_0 はビームの中心座標である。また、シンクロトロンを中心とは必ずしも一致していない。ここで、ビーム中心のまわりの座標を X とすると、 x は次のように置ける。

$$x = X_0 + X \quad (4)$$

(4)式を(3)式に代入すると、(3)式は

$$X_0'' + X'' + K(s)X_0 + (K(s) - K_{sc}(s))X = 0 \quad (5)$$

となる。(5)式で、すべての粒子の平均をとると、空間電荷

による力は 0 となるので、(5)式は、 X_0 と X の 2 つの式に分けられる。

$$\begin{aligned} X_0'' + K(s)X_0 &= 0 \\ X'' + (K(s) - K_{sc}(s))X &= 0 \end{aligned} \quad (6)$$

(6)式より、以下の 2 つの結果が得られる。

- ① ビーム中心軌道は、空間電荷の影響を受けない。
- ② ビーム中心のまわりの粒子の運動は、空間電荷の影響を受け、ビームをシンクロトロンを中心に入射した時の軌道と同じになる。

4.4 空間電荷を考慮した粒子軌道シミュレーションとチューンシフト

Table 4 に示したような Parameter 範囲にあるビームをシンクロトロンを中心に入射したときのシミュレーション結果 ($\nu_x=1.75$ 、ビーム電流 $I=0$ および $I=5$ (mA)) を Figure 6 に示す。図中の破線の楕円は、 $\epsilon_x=25$ のビームの最外周を表しており、最外周上の 2 つの粒子について 1 周目、2 周目の位置をプロットした。粒子は楕円上を右回りに回転しており、 $I=5$ (mA) では、 $I=0$ に比べ回転量が小さくなっている。周回当たりの回転量の差からチューンシフト ($\Delta \nu$) を計算した結果を、(2)式の結果とともに Figure 7 に示す。チューンシフトの大きさについて、シミュレーションの結果は理論式と一致した。

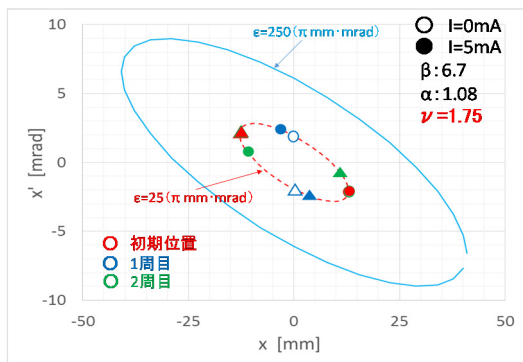


Figure 6: Trajectory of particles in the phase space injected at the center of the Synchrotron.

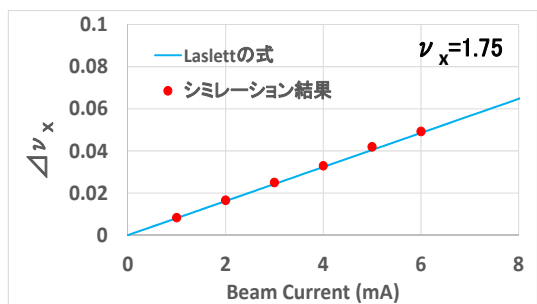


Figure 7: Tune shift caused by beam current (i.e. space charge effect) calculated theoretically and by the particle Simulations.

次に、シンクロトロンを中心を外してビームを入射したときのシミュレーション結果を Figure 8 に示す。Parameter および表示の仕方は Figure 6 と同じである

図より、ビーム全体はシンクロトロンを中心に回

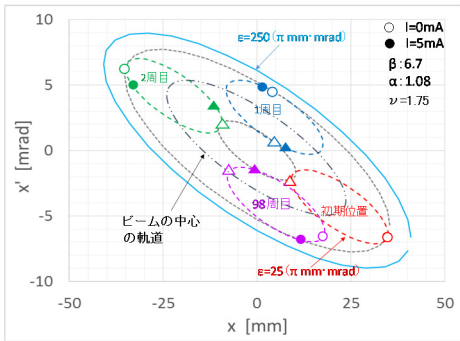


Figure 8: Trajectory of particles in the phase space injected off the center of the Synchrotron.

転している。図中の2点鎖線は、ビーム中心の軌道を表している。図よりビーム中心の運動は $I=5(\text{mA})$ と $I=0$ で完全に一致している。また、各粒子は $\epsilon_x=25$ の楕円上を右回りに回転しており、その回転量は $I=5(\text{mA})$ と $I=0$ で異なっている。 $\epsilon_x=25$ の楕円上の各粒子の運動については、Figure 6 と比べると、まったく同じであることが分かる。これより、前節の Hill の方程式より導かれた2つの結論、
① ビーム中心軌道は、空間電荷の影響を受けない。
② ビーム中心のまわりの粒子の運動は、空間電荷の影響を受け、シンクロトロン中心に入射した時の軌道と同じになる。これらが、シミュレーションでも確認できた。また、Figure 8 から、空間電荷の影響があるときは、それぞれの粒子については Courant-Snyder 量は保存されていないことが分かる。ただし、全粒子について足し合わせると、エミッタンスは保存されている。

4.5 2極誤差磁場を考慮した Hill's equation

2極誤差磁場を考慮した Hill の方程式は、2極誤差磁場による力を $F_{\Delta B}$ とすると、以下のように表される。

$$x'' + K(s)x - K_{SC}(s)(x - X_0) = F_{\Delta B}(s) \quad (7)$$

ここで、 $F_{\Delta B}(s) = F_{\Delta B}(s + nL)$ (周期条件より)

L はシンクロトロン周長、 n は整数、 X_0 はビームの中心座標である。4.3 節と同じように、ビーム中心のまわりの座標を X とし、(7)式に代入すると、

$$X_0'' + X'' + K(s)X_0 + (K(s) - K_{SC}(s))X = F_{\Delta B}(s) \quad (8)$$

$F_{\Delta B}$ は、すべての粒子に同じように働くので、平均をとった X_0 に対しても同じように働く。よって

$$X_0'' + K(s)X_0 = F_{\Delta B}(s) \quad (9)$$

(8) - (9) より

$$X'' + (K(s) - K_{SC}(s))X = 0 \quad (10)$$

(9)、(10)式より、以下の2つの結果が得られる。

- ① ビーム中心軌道は、2極誤差磁場の影響を受けないが、空間電荷の影響を受けない。
- ② ビーム中心のまわりの粒子の運動は、空間電荷の影響を受けるが、2極誤差磁場の影響を受けない。

4.6 4極誤差磁場を考慮した Hill's equation

4極誤差磁場を考慮した Hill の方程式は、4極誤差磁場による係数を $K_{\Delta B}$ とすると、以下のように表される。

$$x'' + K(s)x - K_{SC}(s)(x - X_0) = K_{\Delta B}(s)x \quad (11)$$

ここで、 $K_{\Delta B}(s) = K_{\Delta B}(s + nL)$ (周期条件より)

X_0 はビームの中心座標である。前節と同様に、ビーム中心のまわりの座標を X とし、(11)式に代入すると、

$$X_0'' + X'' + (K(s) - K_{\Delta B}(s))X_0 + (K(s) - K_{\Delta B}(s) - K_{SC}(s))X = 0 \quad (12)$$

(12)式を同じように、 X_0 と X の式に分離すると、

$$\begin{aligned} X_0'' + K(s)X_0 &= K_{\Delta B}(s)X_0 \\ X'' + (K(s) - K_{SC}(s))X &= K_{\Delta B}(s)X \end{aligned} \quad (13)$$

(13)式から、以下の2つの結論が導かれる。

- ① ビーム中心軌道は空間電荷の影響を受けない。さらに、 X_0 が最初からシンクロトロン中心にあれば、 X_0 はそのままとなり、4極誤差磁場の影響を受けない。今回は、シンクロトロン中心を外したビーム入射を考えているので4極誤差磁場の影響を受ける。
- ② ビーム中心のまわりの粒子の運動は、空間電荷の影響を受け、シンクロトロン中心に入射した時の運動と同じになる。

さらに、エンベロップ方程式を用いると、チューンシフトの大きさと共鳴の関係が導かれ、それによると、 x 方向と y 方向のチューンが異なる場合には

$$(\nu - \Delta\nu / 1.6) = m / 2 \quad (14)$$

となる[4]。これは、 $(\nu - \Delta\nu)$ が(半)整数となるような $\Delta\nu$ よりも、さらに 1.6 倍大きな $\Delta\nu$ にならないと共鳴が起きないことを示している。以上の結果を Table 5 にまとめ

Table 5: Occurrence Cases and Non-Occurrence Cases of the Beam Instabilities Caused by Magnetic Field Error

中心へ入射 ($X_0=0$)				中心を外して入射 ($X_0 \neq 0$)			
2極誤差磁場				2極誤差磁場			
ν	$\Delta\nu$	X_0	$rx (=a)$	ν	$\Delta\nu$	X_0	$rx (=a)$
m	0	○	×	m	0	○	×
	$\neq 0 (\nu - \Delta\nu \neq m)$	○	×		$\neq m$	0	×
$\neq m$	0	×	×	$\neq m$		$\neq 0 (\nu - \Delta\nu = m)$	×
	$\neq 0 (\nu - \Delta\nu = m)$	×	×		4極誤差磁場		
m/2	0	×	○	m/2	0	○	○
	$\neq 0 (\nu - \Delta\nu \neq m/2)$	×	×		$\neq m/2$	$\neq 0 (\nu - \Delta\nu \neq m/2)$	○
$\neq m/2$	0	×	×	$\neq m/2$		0	×
	$\neq 0 (\nu - \Delta\nu / 1.6 = m/2)$	×	○		$\neq 0 (\nu - \Delta\nu / \alpha = m/2)$	×	○

○ : 不安定性発生 × : 発生せず

る。

4.7 極誤差磁場を考慮した粒子軌道シミュレーションと不安定性の発生

まず、ビームをシンクロトロン中心に入射してシミュレーションを行った。整数、半整数共鳴を見るために、 ν_x を 2 ~ 2.05 の範囲で変化させた。また、各粒子に対する摂動は $s=0 \sim 0.1+nL$ (m) で与えた。Figure 9 に 2 極誤差磁

場、Figure 10 に 4 極誤差磁場でのシミュレーション結果 ($\nu_x=2, I=0$) を示す。s を横軸に x 方向の変位を示したもので、Figure 9 は周回 500 周目、Figure 10 は 100 周目を示している。2 極誤差磁場では、ある s のところでビームの中心位置が大きく変位している(以後、周回ごとのビーム中心変位の最大値を最大中心変位と呼ぶ)。一方、ビーム中心のまわりの運動に相当する半径(本研究では周回ごとの最大半径の変動に注目)は変化していない。4 極誤差磁場では、これとは逆に、最大中心変位は 0 の

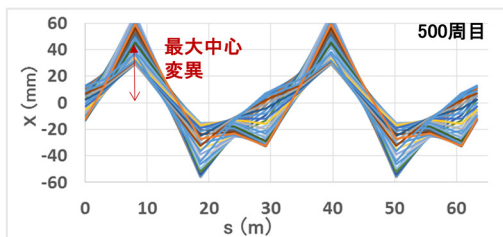


Figure 9: Horizontal beam trajectory with the dipole magnetic Error.

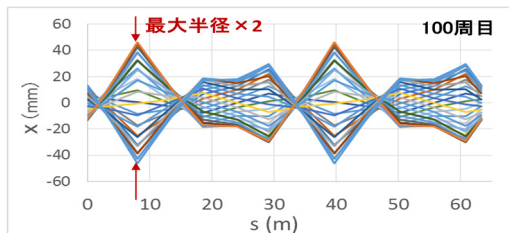


Figure 10: Horizontal beam trajectory with the quadrupole magnetic Error.

ままで変わらないが、最大半径が大きくなっている。

次に、チューン、ビーム電流、入射位置を変化させて、不安定性の発生依存性を調べた。最初に、2 極誤差磁場での結果の一例を Figure 11 に示す。

Figure 9、11 より、最大中心変位は、チューン (ν_x) が 2 の付近で大きく変動するが、2.035 程度まで離れればほとんど変動は見られなくなる。また、ビーム電流 (I) 依存性は無い。一方、最大半径は、 ν_x および I にはよらず、変動は見られなかった。これらの依存性は、中心に入射した場合、中心を外して入射した場合、ともに定量性を含めて同じであった。

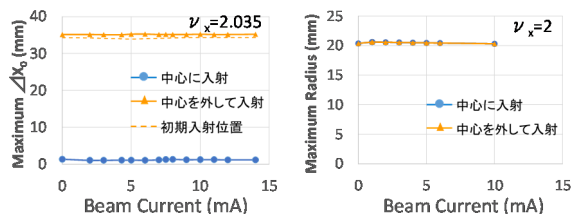


Figure 11: Maximum displacement dependences of beam center (left) and maximum radius dependences (right) on beam current with the dipole magnetic Error.

次に、4 極誤差磁場での結果を Figure 12、13 に示す。Figure 12 より、最大中心変位は、中心に入射した場合は、 ν_x および I によらず変動しない。一方、中心を外して入射した場合、 ν_x が 2 の付近で中心位置は大きく変動す

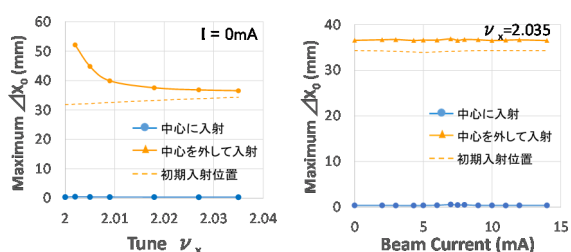


Figure 12: Maximum displacement dependences of beam center on tune (left) and on beam current (right) with the quadrupole magnetic Error.

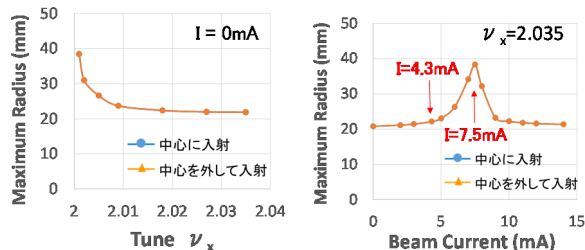


Figure 13: Maximum radius dependences on tune (left) and on beam current (right) with the quadrupole magnetic Error.

るが 2 極誤差磁場の場合と同じく ν_x が 2.035 程度まで離ればほとんど変動は見られなくなる。また、I 依存性は無い。最大半径については、Figure 10、13 より、 ν_x が 2 の付近で大きく変動するが、同じく、2.035 程度まで離ればほとんど変動はなくなる。I に対しても依存性があり、 ν_x が 2.035 のとき、 $I=7.5\text{mA}$ で最大になる。このときのチューシフト ($\Delta\nu_x$) は 0.06 ($\sim 0.035 \times 1.7$) である。一方、 $\Delta\nu_x$ が 0.035 となる $I=4.3\text{mA}$ では、最大半径の変化はほとんど見られない。中心を外して入射した場合も、Figure 13 のグラフが完全に重なっていることから分かるように、中心に入射した場合と全く同じである。今回のシミュレーション結果は、Table 5 の結果と一致した。

以上の結果から、中心を外した入射を行っても、あらかじめチューンを 0.04 程度はずしておけばビーム電流 5mA に対しても特に不安定を引き起こすことなくシングルターン入射が可能なが確認できた。

5. 結論

レーザーイオン源からシンクロトロンへの BMP 磁石を用いたシングルターン入射の検討を行った。その結果、今回提案した入射方式はシミュレーション上では実現の可能性があることが確かめられた。

参考文献

- [1] T. P. Hughes, "Plasmas and Laser Light", Published by Adam Hilger, 1975, P.287.
- [2] K. Schindl, "SPACE CHARGE", CERN, CH-1211 Geneva 23.
- [3] L. J. Laslett, "Accelerators and Experimentation at Super-High Energies", Proc. 1963 Summer Study on Storage Rings, Brookhaven (BNL7534), p.324.
- [4] <http://accwww2.kek.jp/oho/OHOtxt/OHO-2000/txt-2000-%E2%85%A2.pdf>