

レーザー加速イオンのシンクロトロンへの直接入射の検討

RESEARCH ON DIRECT INJECTION OF LASER-ACCELERATED IONS INTO SYNCHROTRON

野田悦夫[#], 白井敏之, 水島康太, 岩田佳之, 野田章, 野田耕司

Etsuo Noda[#], Toshiyuki Shirai, Kota Mizushima, Yoshiyuki Iwata, Akira Noda, Koji Noda

National Institute of Radiological Sciences, QST

Abstract

One of the development themes of Quantum Knife Project carried by QST is to miniaturize of the heavy-ion radiotherapy equipment by use of superconductive technology and laser particle acceleration technology. Feasibility study on a direct injection into a synchrotron of a laser-accelerated ions was performed. After flying laser-accelerated ions during about 1.4 m, energy compression of 1/10 is made by means of phase rotation. The particles with energy width of 4 MeV/u \pm 1 %, pulse width of 5ns and beam length of 14cm are selected and injected into a synchrotron. The limit of the incident particle number into a synchrotron per one turn was investigated by a particle trajectory simulation with consideration for space charge effect. It was found that upper limit was about 2×10^8 . The multi turn injection using a high-speed kicker magnet was proposed because a pulse width of an incident beam (5 ns) is short enough compared with lap time in a synchrotron (1-2 microseconds), therefore, particle loss by a kicker magnet at injection is small enough. When 20 times of multi turn injection was made with average one-turn injection particle number of 1×10^8 , the number of accumulated particles was more than the target value of 1×10^9

1. はじめに

現在、量研機構で進められている量子メスプロジェクトの開発テーマの一つに、超伝導技術とレーザー加速技術による重粒子線がん治療装置の小型化があげられている。ペタワット(PW)クラスのレーザーをターゲット薄膜上に集光照射すると、核子あたりのエネルギーで数 MeV を超えるフルストリップのイオンが引き出される。この加速イオンをシンクロトロンに直接入射することで、入射器を小型化できる可能性がある。今回、レーザー加速イオンのシンクロトロンへの直接入射に関するフィージビリティスタディを行った。

本検討にあたり、シンクロトロンおよび入射については、以下の①～④に示すような条件を設定した。

① 今回の検討は、現状のがん治療用普及型シンクロトロンで行う。

② シンクロトロンに蓄積する総粒子数(イオン数)は、 1×10^9 個以上とする。

③ 入射方式は、多重入射方式とし、入射時間は実用的な観点から 2 秒以下とする。

また、レーザーの繰り返し数を PW クラスのレーザーで可能と考えられる 10 Hz 程度とすると、2 秒間で 20 ターンの入射を行うことになり、総合的な入射効率を 50 % とすれば、

④ 1 ターンあたりの入射粒子数は 1×10^8 個以上必要となる。

以上の条件を考慮して、今回検討した主な項目は、以下の 2 点である。

・空間電荷効果を考慮したときの入射ビームのシンクロトロン中での安定性の検討、特に 1 ターンあたりに入射

可能な粒子数の限界(1×10^8 個以上が可能な)

・多重入射方式の検討と蓄積粒子数の検討。

これらの検討は空間電荷効果を考慮したビーム軌道計算により行った。

2. シンクロトロンへの加速イオンの入射と入射粒子数の限界

2.1 シンクロトロンへの加速イオンの入射

レーザー加速イオンビームは、通常の入射器とは大きく異なり、以下の特徴を持っている。

・パルス幅 1ns 以下の短パルス。

・ブロードなエネルギー幅を持つ。

このように極端な短パルスのため、粒子数が 1×10^8 程度であっても、イオン密度が桁違いに大きく空間電荷効果の影響があまりにも大きくなりすぎる。そのため、入射の前にパルス伸長等により空間電荷を緩和する必要がある。また、ブロードなエネルギー幅を持っていることより、生成イオンを効率的に利用するためにはエネルギー圧縮等を行う必要がある。

現在、米国のロスアラモス研のトップデータでは、80J、650fs、0.12PW のレーザーを用いて、エネルギー幅 1%、立体角 1msr あたり、 1×10^7 個以上の高速イオン(数～十数 MeV/u)が 1 パルスにつき得られている[1]。これより、利用するイオンのエネルギー広がり $\pm 10\%$ とすれば、最大 2×10^8 個のイオンを利用することができる計算になる。この値を想定して、今回の検討では、レーザーによって加速されたイオンビームを、約 1.4m 飛ばした後、数十 MHz の高周波電場を用いた進行方向の位相回転により、エネルギー広がり $1/10$ に圧縮する。その後、分析電磁石等により、4MeV/u $\pm 1\%$ のビーム(速度広がり $\pm 0.5\%$)

を切り出し、シンクロトロンに入射する。ここで、 $4\text{Mev}/u \pm 10\%$ のエネルギー幅を持つビームを 1.4m 飛ばした後のパルス幅とビーム長は、それぞれ 5ns 、 14cm となる。以上の操作を行うことで得られるビームのパラメータは以下ようになる。

- ・パルス幅 5ns
- ・ビーム全長 0.14m
- ・中心エネルギー $4\text{Mev}/u$
- ・速度広がり ($\Delta v/v$) $\pm 0.5\%$
- ・イオン種 C^{6+}
- ・1パルスあたりの粒子数 (N_i) 1×10^8 個以上
- ・レーザーの繰り返し照射間隔 (入射間隔) 100ms

なお、ビーム伸長を行ったとはいえ、ビーム全長が 0.14m と短いため、粒子数が 1×10^8 個程度でも、空間電荷効果は無視できない。

以下、本検討は空間電荷効果を考慮したビーム軌道計算により行った。今回の計算では、ベンディングの効果は考慮していない。入射時のビームパラメータおよび現状の普及型がん治療装置用シンクロトロン of 代表的パラメータを Table 1 に示す。

Table 1: Beam Parameters at Injection and Synchrotron Parameters

入射ビームパラメータ		現状の普及型シンクロトロン of 代表的パラメータ	
ビーム入射間隔	100 (ms)	シンクロトロン半径	10 (m)
入射ビームのパルス幅	5 (ns)	シンクロトロン周長	63.3 (m)
入射ビームの中心エネルギー	4 (Mev/u)	チューン ν_x	~ 1.75
速度広がり $\Delta v/v$	± 0.5 (%)	チューン ν_y	~ 1.25
1パルスあたりの粒子数 N_i	$1E+08$	アクセプタンス ϵ_x	250 ($\pi\text{mm}\cdot\text{mrad}$)
ビーム入射間隔	100(ms)	アクセプタンス ϵ_y	25 ($\pi\text{mm}\cdot\text{mrad}$)
シンクロトロン	現状の普及型		
1サイクルあたりの総粒子数	$>1E+09$		

1 ターンあたりに入射できる粒子数の限界の検討は、空間電荷効果を考慮したビーム軌道計算により、入射ビームがシンクロトロン of アクセプタンスを飛び出さないような入射粒子数の上限を調べることで行った。

最初に、入射のイメージを簡単に示す。Table 1 より分かるように、 x 方向のビームサイズは、シンクロトロン of アクセプタンスに比べかなり小さい。このため、 x 方向については中心から外した位置にビームを入射することで、アクセプタンス内にできるだけ広くビームを満たすようにする。 y 方向については中心にビームを入射する。この入射イメージを Figure 1 に示す。左図(a)は x 方向の、右図(b)は y 方向の入射点での位相空間上のビーム位置を示している。 x 方向については、1周目、2周目、3周目で of ビームの位置も描き加えている。4周目では入射位置からわずかにずれた位置に戻り、約 100 周すると周上の空間を埋め尽くす。

一方、入射ビームは $\pm 0.5\%$ の速度広がりを持っているため、周回とともにビームが伸長していく。ビームの伸長効果についてまとめた結果を Table 2 に示す。この表から、レーザーショット間隔の 100ms 後には、ビーム長は約 8000m (~ 130 周相当) にまで伸びており、次のレーザー照射を行うときには、ビームは Figure 1 (a) のピンクで

示す領域にはほぼ一様に広がっていることになる。

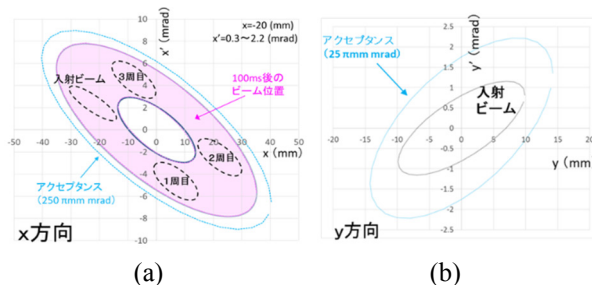


Figure 1: (a) Time history of horizontal beam positions for each turn after injection in the phase space and beam distribution after beam length fully expands. (b) Vertical beam position at injection.

Table 2: Beam Parameters after Injection

ビーム伸長効果	
Momentum Compaction Factor	0.3 ($\sim 1/\nu^2$)
シンクロトロンを1周回る時間	2.3 (μs)
入射時のビーム長	0.14 (m)
1周後のビーム長	0.33 (m)
100ms後のビーム長	8000 (m)

2.2 1ターンでの入射粒子数の限界の検討

次に、空間電荷効果を考慮した場合の入射ビームの形状の安定性について調べた。

正電荷が一様に分布した楕円柱が作る電場 E_{sc} は、以下の (1) 式で表される [2]。この式を用いて電場の計算を行った (Figure 2 参照)。

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

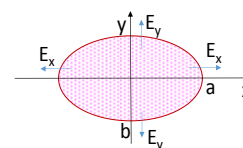


Figure 2: Cross section of the elliptic beam with uniform charge density.

次に、ビームをシンクロトロン of 中心を外して入射したときの、空間電荷効果を考慮したビームの運動について検討する。

空間電荷効果を考慮した 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。

$$x'' + K(s)x - K_{sc}(s)(x - X_0) = 0 \quad (2)$$

ここで、 X_0 はビームの中心座標であり、シンクロトロン of 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。

$$x = X_0 + X \quad (3)$$

(3)式を(2)式に代入すると、(2)式は以下ようになる。

$$X_0'' + X'' + K(s)X_0 + (K(s) - K_{sc}(s))X = 0 \quad (4)$$

ここで、(4)式において、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、(4)式は、 X_0 と X の2つの式に分けられる。

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

(5)式より、以下の2つの結果が得られる。

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

①、②の結果から、 x 方向の入射位置に注意さえすれば、ビーム軌道の安定性(アクセプタンス領域を超えるかどうか)は、ビーム半径の変化にのみを調べればよいことが分かる。 x 方向のビーム半径はシンクロトロンのアクセプタンスに比べ十分小さいので、空間電荷効果によるビーム安定性への影響は y 方向が顕著となる。よって、入射粒子数の限界の検討は主に y 方向について調べることで行った。

以下、1ターンあたりの入射粒子数 N_{i0} を変化させて y 方向のビーム軌道の安定性を調べた。

ところで、空間電荷効果により、ビームのマッチング条件は、空間電荷効果を考慮しないときの Twiss Parameter ($\alpha_y=8.1$, $\beta_y=-0.78$)から大きくはずれる。このことを考慮して、入射ビームの Twiss Parameter を最適化したうえでビームの安定性を調べた。入射ビームのエミッタンスは $\epsilon_x=\epsilon_y=8(\pi \text{ mm}\cdot\text{mrad})$ とした。

また、入射ビームの速度広がりを考慮すると、Figure 1 に示したように、周回とともにビームが伸長していくため、周回とともに空間電荷効果は急速に小さくなっていく。実際、数周(2~3周)以内には空間電荷効果はほぼ無視できるようになる。以降の計算は、速度広がりによるビームの伸長効果を考慮して行った。

最初に、空間電荷効果を考慮して最適化した Twiss Parameter を求めるため、 α_x , β_x , α_y , β_y の値を変化させて、 $N_{i0}=1\times 10^8$ 個のときに、 x 方向および y 方向半径の周回ごとの最大値の変化ができるだけ小さくなるように、 α_x , β_x , α_y , β_y の値を決めた。得られた結果は、 $\alpha_x=1.18$, $\beta_x=8$, $\alpha_y=-1.02$, $\beta_y=12.2$ である。この Twiss Parameter をもつビームを入射したときの最初の1周目の計算結果を Figure 3 に示す。図は、縦軸に y 断面、横軸に周方向の距離 $s(\text{m})$ をとっている。図中の4つの図は入射粒子数 N_{i0} を変えたもので、上からそれぞれ $N_{i0}=1\times 10^7$ 個、 1×10^8 個、 2×10^8 個、 3×10^8 個に対応してい

る。また、図中の水色の外側の実線はアクセプタンス($\epsilon=25(\pi \text{ mm}\cdot\text{mrad})$)の最外周を、その内側の赤色の実線は $\epsilon=20(\pi \text{ mm}\cdot\text{mrad})$ の最外周を示している。次に、 y 方向の半径の周回ごとの最大値を1周目から100周目まで調べた結果を Figure 4 に示す。この図から半径の最大値は、1周目が最も大きく、周回を重ねるごとに小さくなっていくことが分かる。また、数周後には、ほぼ一定値に落ち着くことが分かる。これはビーム長が周回ごとに長くなり空間電荷効果が小さくなるためである。ただし、空間電荷効果を考慮しないときの Twiss Parameter を用いた場合は振動がいつまでも続く結果となる。

今回の計算では、Figure 3 に示した最初の1周目でビームがアクセプタンスの領域をはみ出さなければ、それ以降もビームは領域内にとどまると考えられる。以上の考察をふまえて、シンクロトロンが受け入れられる入射粒子数は、最大で 2×10^8 個であることが分かった。逆に入射粒子数が少ない場合は、 $N_{i0}=1\times 10^7$ 個の場合で明らかのように問題はない。

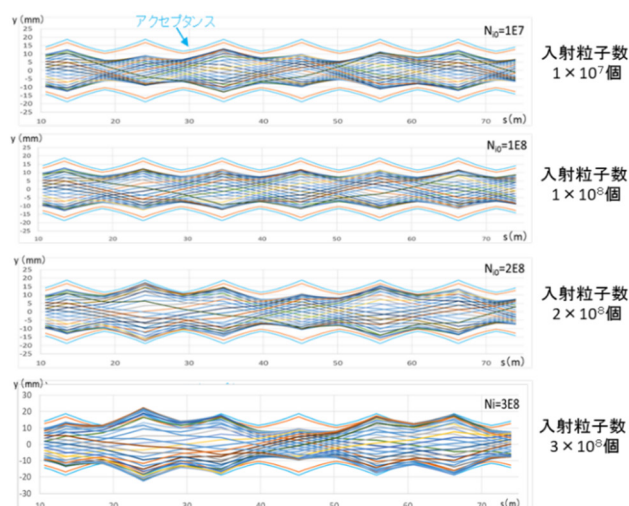


Figure 3: Vertical beam trajectories at the first turn. All beam trajectories are situated within the synchrotron acceptance, not exceeding 2×10^8 of the injected particle number.

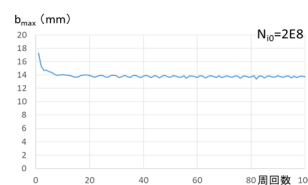


Figure 4: Time history of maximum vertical beam radius for each turn after injection.

次に、縦軸に x 方向、横軸に周方向の距離 $s(\text{m})$ をとったときの、最初の4周の計算結果を Figure 5 に示す。入射位置は上図、下図とも $x=-20(\text{mm})$ 、入射角度は上図で $x'=0.3(\text{mrad})$ 、下図で $x'=2.2(\text{mrad})$ とした。また、図中の水色の外側の実線はアクセプタンス($\epsilon=250(\pi$

mm·mrad))の最外周を、その内側の赤色の実線は $\epsilon=200(\pi \text{ mm}\cdot\text{mrad})$ の最外周を示している。ビーム中心が空間電荷効果の影響を受けないため、入射位置および入射角度を適切に選べば x 方向についても問題ないことが確認できた。

つぎに、入射ビームの速度広がり効果についても検討を行い、速度広がりが最大となる +0.5%、-0.5% について、それぞれ軌道の安定性を調べた結果、x 方向、y 方向ともにビームがアクセプタンス領域から飛び出さないことが確かめられた。

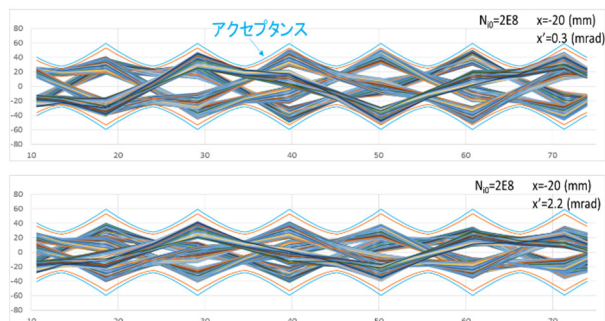


Figure 5: Horizontal beam trajectories from the first turn to fourth. All beam trajectories are situated within the synchrotron acceptance.

以上の結果から、入射時のビームパルス幅を 5 ns としたとき、1ターン当たりの入射粒子数は 2×10^8 個程度が限界と考えられることが分かった。また、今回の条件では下限についての限界はなかった。

入射粒子数については、1照射あたりの生成粒子数のバラツキについても考慮する必要があり、1照射あたりの粒子数を 1×10^8 個とすれば、最大 2 倍の余裕があることになる。よって、以降の議論では、1ターンあたりの入射粒子数を平均 1×10^8 個として取り扱う。

3. 多重回入射

3.1 多重回入射方式の検討

前節で、議論したように、1ターンあたりの入射粒子数は 1×10^8 個である。シンクロトロンに 1×10^9 個以上の粒子数を蓄積するためには、多重回入射を行う必要がある。多重回入射の方式にはいろいろあるが、今回は、入射ビームのパルス幅が 5ns と短く、その繰り返しが 100ms と長いことを考慮し、シンクロトロンの入射部に高速キッカー電磁石を設置し、キッカー電磁石によってビームパルスを x 方向に蹴り込むことで、繰り返し入射する方式を採用することにした (Figure 6 参照)。レーザー加速で得られたビームのパルス幅は 5 ns とビームの周回時間 (1~2 μsec) に比べ十分短いため、キッカー電磁石の励磁時間を短くできれば、少ない蓄積ビームのロスで、繰り返し入射を行うことが可能となる。2.1 節の Figure 1 で示したように、最初に入射したビームは、次の入射時 (100ms 後) には、あるエミッタンス領域内に一杯に広がっている。

キッカーはこの広がったビームの一部を蹴り出しながら、次の入射ビームを蹴り込むことでビームの蓄積を行う。一方、y 方向についてはすべて中心に入射する。入射ビームのパルス幅が 5ns であることを考慮してキッカー電磁石のパルス全幅を 50ns と設定した。入射ビームとキッカー電磁石のパルス幅の関係を Figure 7 に示す。キッカー電磁石の最大蹴り角を 175mrad とし、パルス波形は cos 波形で近似した。入射ビームのパルス幅 5ns の間でのビーム入射角の変動は最大 2mrad となる。

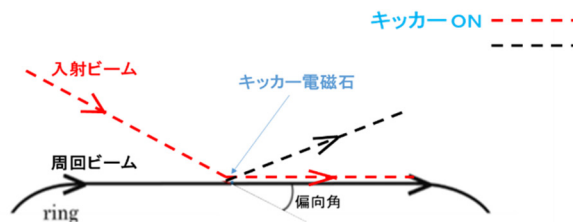


Figure 6: Schematic diagram of injected and horizontal beam trajectories kicked by Kicker Magnet.

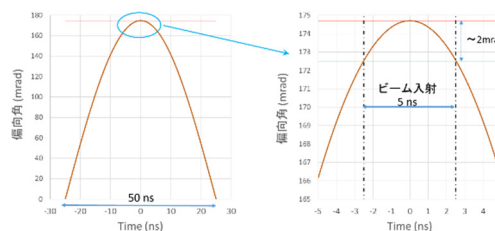


Figure 7: Pulse shapes of Kicker Magnet approximated by cosine wave.

3.2 蓄積粒子数の検討

次に、この方式で多重回入射を行ったときの、蓄積できる粒子数について検討する。2.1 節で述べたように x 方向の位相空間上でビームを入射する領域は、Figure 8 の灰色で示したような領域である。ここで、黒の破線は、パルス幅 5ns の間での入射角の変動を考慮した時のビームの入射位置 0.3 mrad、および、2.2 mrad を示している。

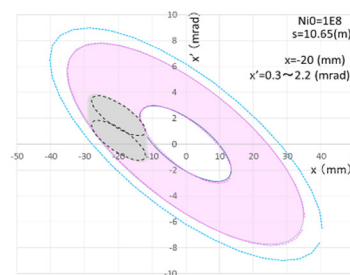


Figure 8: Horizontal beam positions ($x'=0.3\text{mrad}$ and $x'=2.2\text{mrad}$) at injection in the phase space and beam distribution after beam length fully expands.

この図より、ビーム入射によって周回ビームが蹴られる

領域は、 $x < -10$ (mm) の領域となる。今回の検討では、実空間上でキッカーによって蹴られる粒子の割合を x - y 面上の半分 ($x < 0$ の領域) と仮定した。また、周方向に対しては、(電磁石のパルス全幅(T)/周回時間(τ)) の割合で蹴り出されると考えられる。よって、それまで蓄積された粒子数に対し 1 回の入射で蹴り出される粒子数の損失割合 L は次の式で表される。

$$L = \left(\frac{1}{2}\right) \frac{T}{\tau} \quad (6)$$

ここで、ビームがシンクロトロン中を 1 周する時間を τ 、キッカー電磁石のパルス全幅を T とした。また、2 回目以降の入射を行ったときの、バルク粒子の損失の割合を L とすると、 n 回入射を行ったときの増倍率 G (=蓄積粒子数/1 回あたりの入射粒子数) は次のように表される。

$$G = \frac{1 - (1 - L)^n}{L} \quad (7)$$

ここで、 $\tau = 2.3 \mu\text{s}$ 、 $T = 50 \text{ ns}$ とすると、 $L = 0.01$ となる。よって、20 回の多重回入射を行うと

$$G = 17.4$$

となる。ちなみに、第 4 世代の小型超伝導シンクロトロンの周回時間 $\tau = 1 \mu\text{s}$ を代入すると、 $L = 0.025$ となり、20 回入射を行った場合、

$$G = 15.3$$

となる。(6) 式以外の損失を 3 割程度で抑えることができれば、20 回入射で 1×10^9 個以上の粒子を蓄積することが可能と考えられる。

4. まとめ

今回、レーザー加速イオンのシンクロトロンへの直接入射に関するフィージビリティスタディを、空間電荷効果を考慮したビーム軌道計算により行った。検討の結果、以下の結論が得られた。

1. 空間電荷効果を考慮した場合、1 入射あたりの粒子数が 2×10^8 個程度までは、シンクロトロンへの入射が可能である。しかし、レーザー生成ビーム強度の変動も考慮すると、目標粒子数を平均 1×10^8 個と想定するのが妥当である。

2. 今回提案した多重回入射方式を用いることで、1 入射あたりの粒子数を平均 1×10^8 個とし、20 回の多重回入射を行うことで、 1×10^9 個以上の粒子をシンクロトロンに蓄積することが可能と考えられる。

今後は、

- ベンディング効果を取り込んだビーム入射シミュレーションの精緻化と小型超伝導シンクロトロンへの適用。
- 位相回転を含むイオン源からシンクロトロンまでの MEBT(Medium Energy Beam Transport)の検討。
- バリアバケットなどによる入射効率のさらなる改善の

検討。

などの研究を進めていく。

参考文献

- [1] S. Palaniyappan *et al.*, "Efficient quasi-monoenergetic ion beams from laser-driven relativistic plasmas", *Nature Communications* **6**, 10170 (2015).
- [2] K. Schindl, "SPACE CHARGE", CERN, CH-1211 Geneva 23.