

## レーザー加速イオンの超伝導シンクロトロンへの直接入射の検討 IV

### DIRECT INJECTION OF LASER-ACCELERATED IONS INTO A SUPERCONDUCTING SYNCHROTRON III

野田悦夫<sup>#, A)</sup>, 白井敏之<sup>A)</sup>, 岩田佳之<sup>A)</sup>, 水島康太<sup>A)</sup>, 野田章<sup>A)</sup>, 近藤公伯<sup>A)</sup>, 藤本哲也<sup>B)</sup>  
Etsuo Noda<sup>#, A)</sup>, Toshiyuki Shirai<sup>A)</sup>, Yoshiyuki Iwata<sup>A)</sup>, Kota Mizushima<sup>A)</sup>, Akira Noda<sup>A)</sup>, Kiminori Kondo<sup>A)</sup>,  
Tetsuya Fujimoto<sup>B)</sup>

<sup>A)</sup>National Institute for Quantum and Radiological Science and Technology (QST)

<sup>B)</sup>Accelerator Engineering Corporation (AEC)

#### Abstract

One of the development themes of Quantum Scalpel Project carried by QST is to miniaturize 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. In the previous report, a beam transport was designed for the superconducting synchrotron with maximum bending-magnetic field of 4 T. In this report, a new beam transport was designed for the last fourth-generation superconducting synchrotron with maximum bending-magnetic field of 3.5 T. In addition, the calculational method of beam trajectory simulation in the synchrotron was improved in order to suppress overestimation of the space charge effect, and the number of captured particles finally in the synchrotron per shot was examined in considerations of the space charge effect, the ion energy spread and the fluctuation of the produced ion number.

#### 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。

前回までの報告では、量子メス設計当初に検討されていた超伝導シンクロトロン(最大偏向磁場:4 T)を入射対象とし、イオン発生点からシンクロトロンの入射点までのBeam Transportについて検討を行い、シンクロトロン周回後、最終的に捕捉される粒子数を調べた[1-3]。その際、レーザーのパルス圧縮以降の光学系、ターゲットチャンバー、Beam Transport をシンクロトロンの内側に置くことを想定して、Beam Transport を設計し、空間電荷、速度広がり、発生粒子数のばらつきを考慮して、1ショットあたりの最終補足粒子数を調べた。

今回は、設計当初の超伝導シンクロトロン(4 T)から最新設計の第4世代量子メス超伝導シンクロトロン(3.5 T)に入射対象を変更し、Beam Transport を新たに設計した。

また、前回までの報告で、最終捕捉粒子数減少の最大の要因は、シンクロトロン周回時の空間電荷効果であることが分かっているため、今回は、シンクロトロン周回時の最終捕捉粒子数の計算方法を見直し、空間電荷効果をできる限り過大評価しないように計算方法を変更した。

今回の変更点も含め、基本的な検討条件を以下にまとめる。

① 空間電荷とエネルギー広がりを考慮して、ビーム発生点からエネルギー圧縮、MEBT、シンクロトロンへの入

射、ビーム周回後までのビーム軌道を計算し、さらに発生粒子数のばらつきも考慮して最終的にシンクロトロンに捕捉された粒子数を調べた。

② 第4世代量子線がん治療装置として最新設計の超伝導シンクロトロン(3.5 T)を入射対象とした。

③ 垂直(y)方向の許容されるエミッタンスは、治療に使うことを考慮して $8\pi\text{ mm mrad}$ とし、y方向のアクセプタンス( $30\pi\text{ mm mrad}$ )よりも小さな値とした。一方、水平(x)方向の許容されるエミッタンスは、シンクロトロンのアクセプタンスと同じ $200\pi\text{ mm mrad}$ とした。

④ 1ショットあたりのイオン発生量は、中央値 $1\times 10^8$ 個/ $10\%b.w./msr$ とし、ショットごとのばらつき(factor 0.5~2)を考慮して検討を行った。

上記①~④の項目を満たし、1ショットあたり平均で $1\times 10^8$ 個以上入射できるスキームを探した。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。今回行った計算方法の見直しについては後述する。

#### 2. イオン生成点からシンクロトロン入射点までの検討

##### 2.1 加速イオン入射の概要

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1 ns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 $1\times 10^8$ 個程度であっても、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ため、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

# noda.etsuo@qst.go.jp

う必要がある。また、シンクロトロンへの蓄積粒子数は  $1 \times 10^9$  個以上必要であるが、シンクロトロンに 1 shot で入射できる粒子数は高々  $1 \times 10^8$  個程度であるため、複数回の入射を行う必要がある。シンクロトロンの入射点にキッカー電磁石を設置し、ビームの多重回入射を実現する。

Beam Transport の概念図を Fig. 1 に示す。高速キッカーを用いた多重回入射の概念図を Fig. 2 に示す。密度の低い周回ビームを蹴り出し、密度の高いビームを入射することで多重回入射を実現している。

Beam Transport 概要

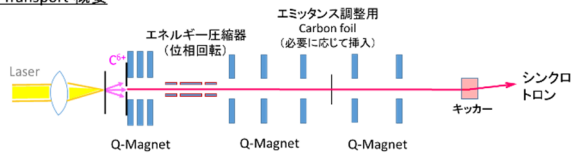


Figure 1: Schematic diagram of the beam transport.

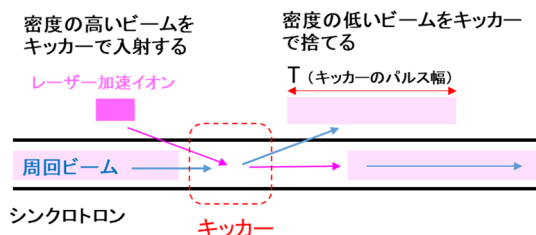


Figure 2: Conceptual diagram of multiple injections.

多重回入射において、1 回の入射で蹴り出される粒子の損失割合  $L$  は次の式で表される。

$$L = \frac{T}{\tau} \quad (1)$$

ここで、ビームがシンクロトロン中を 1 周する時間を  $\tau$ 、キッカー電磁石のパルス全幅を  $T$  とした。  $n$  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。

$$G = \frac{1 - (1 - L)^n}{L} \quad (2)$$

入射回数  $n$  を増やしていった場合の  $G$  の値の変化を Fig. 3 に示す。  $n$  を増やしていくと  $G$  は飽和する。

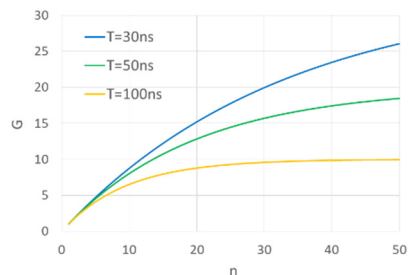


Figure 3: G dependence of number of injection times by multiple injections, where G is the ratio of accumulated particle number to injected particle number per shot.

第 1 章で述べたように、今回は、前回まで計算に使用していた設計当初の超伝導シンクロトロン (4 T) から最新設計の超伝導シンクロトロン (3.5 T) に入射対象を変更し、Beam Transport を新たに設計した。レーザーの光パルス圧縮部、ターゲットチャンバー、Beam Transport のすべてをシンクロトロンの内側に置く設計となっている。今回新たに設計した Beam Transport の外観図を Fig. 4 に示す。また、最新設計の超伝導シンクロトロン (3.5 T) の主要パラメータを Table 1 に示す。前回に比べ、アクセプタンスが x 方向、y 方向ともに小さくなっており (x :  $300 \rightarrow 200 [\pi \text{ mm mrad}]$ , y :  $36 \rightarrow 30 [\pi \text{ mm mrad}]$ )、入射位置でのビームマッチングがより困難となっている。

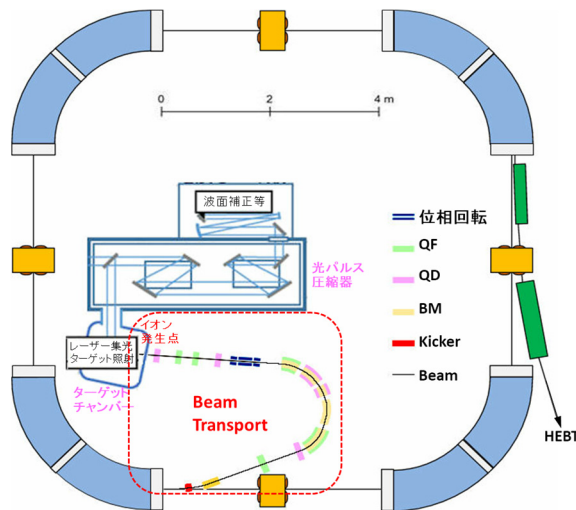


Figure 4: Schematic diagram of the beam transport.

Table 1: Fourth-Generation Superconducting Synchrotron Parameters

| 第4世代超伝導シンクロトロンの代表的パラメータ |  |
|-------------------------|--|
| 偏向磁場強度                  | 0.3~3.5 (T)                                |
| 偏向半径 (90°)              | 1.889 (m)                                  |
| シンクロトロン周長               | 28.88 (m)                                  |
| チューン $\nu_x$            | ~1.72                                      |
| チューン $\nu_y$            | ~1.44                                      |
| アクセプタンス $\epsilon_x$    | 200 ( $\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ ) |
| アクセプタンス $\epsilon_y$    | 30 ( $\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ )  |

## 2.2 イオン発生からエネルギー圧縮までの検討

レーザーのショットごとのばらつきを考慮し、 $5 \times 10^7 \sim 2 \times 10^8$  個/10%b.w./msr (中央値  $1 \times 10^8$  個/10%b.w./msr) のイオンが発生するとして検討を行った。実際に利用するビームは、 $E=4 \text{ MeV/u} \pm 6\%$ 、立体角  $1.9 \text{ msr}$  ( $\pm 24.6 \text{ mrad}$ ) とした。この中に含まれる粒子数は  $1.1 \sim 4.5 \times 10^8$  個となる。また加速イオン発生時のイオンビーム半径を  $0.03 \text{ mm}$  ( $\epsilon=0.75 \pi \text{ mm mrad}$ ) とした。

ビーム生成点から広がって出てきたビームを Q magnet で収束させながら、約 1.7 m 飛ばした後、高周波電場を用いた縦方向位相回転により、エネルギー広がりを 1/10 以下に圧縮する。周波数 100 MHz、2 ギャップ構成とし、圧縮後のエネルギー広がりは  $\pm 0.6\%$  となった[2]。

位相回転出口でのビーム形状を Fig. 5 に示す。図は  $1 \times 10^8$  個/10%b.w./msr のイオンが発生した場合の計算結果を示している。

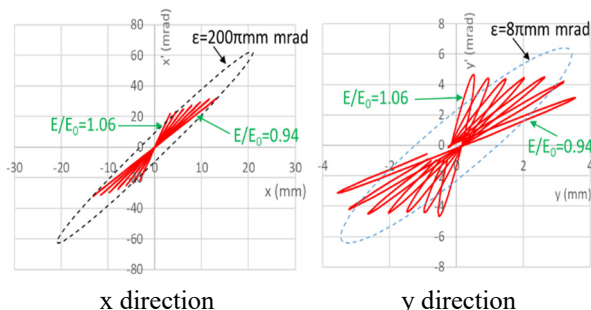


Figure 5: Horizontal and vertical beam shapes in phase space at the phase rotation exit.

以下、位相回転前のビームのエネルギーを、4 MeV/u を基準とし、 $E/E_0=1.0$  と表すことにする。例えば、4 MeV/u + 6% のエネルギーの粒子は  $E/E_0=1.06$  と表される。Figure 5 中に示された 7 つのグループは、位相回転前のエネルギー 0.94~1.06 までを 0.02 ごとに分けて計算した結果を表している。この速度ごとの回転による広がり、エネルギー圧縮以後は解消されることはないため、シンクロトロン入射後・周回後のビームエミッタンスは Fig. 5 の envelop のエミッタンスより良くなることはない。最終的な y 方向のエミッタンスを小さくするため、y 方向の envelop をできるだけ小さくするように、位相回転前の Q magnet の設計を行った。

### 2.3 位相回転出口からシンクロトロン入射点までの検討

エネルギー圧縮を行った後、Q magnet によりビーム整形を行いながら、シンクロトロンに入射する。このとき、

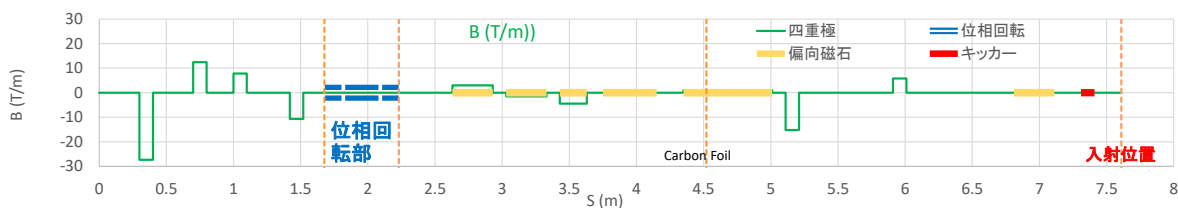


Figure 6: Q magnet and bending magnet layout in the beam transport.

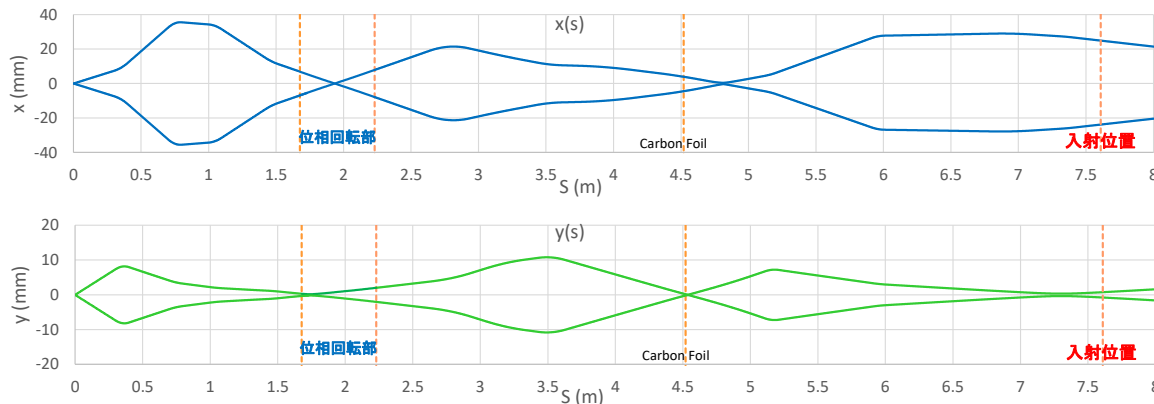


Figure 7: Horizontal and vertical beam envelopes in the beam transport.

Fig. 4 に示したように、ビーム軌道を曲げて Beam Transport の設計を行った。Figure 6 は、ビーム発生点からシンクロトロン入射点までの Q magnet の強度と配置、その他の構成要素の配置を直線状に展開して示した図である。また、イオン発生量  $1 \times 10^8$  個/10%b.w./msr、初期イオンエネルギー  $E/E_0=1.0$  のときのビームの envelop を Fig. 7 に示した。上段が x 方向、下段が y 方向である。途中に挿入した Carbon Foil は、ビームのエミッタンスを拡大して、シンクロトロン周回中の空間電荷効果を緩和するためのものである。シンクロトロン入射点におけるビーム長とビームパルス幅は、それぞれ 0.15 m、5.5 ns となる。

シンクロトロンの入射点でのビーム形状を、Fig. 8 に示す。イオンの発生量が  $1 \times 10^8$  個/10%b.w./msr の場合の計算結果を示している。図中破線で示した楕円は入射点におけるシンクロトロンのアクセプタンスの形状を示している。初期エネルギー ( $E/E_0$ ) 0.94~1.06 のすべての粒子がアクセプタンス内にできるだけ多く収まるように Beam Transport の設計を行った。

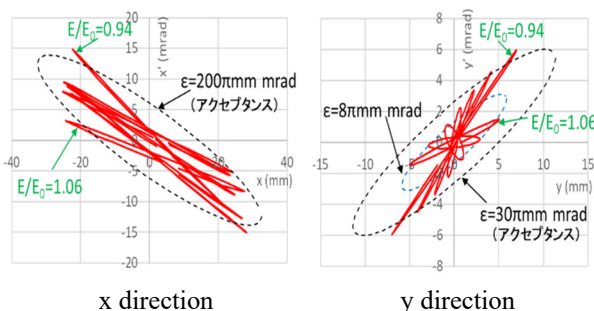


Figure 8: Horizontal and vertical beam shapes in phase space at the injection point of the synchrotron.

## 2.4 シンクロトロン周回後の最終捕捉粒子数の検討

次に、これらのビームをシンクロトロンに入射して、周回計算を行い、最終捕捉粒子数を求めた。今回、この過程の計算方法の見直しを行った。これまで、イオン生成点から Beam Transport を通過してきた粒子は、そのまますべてシンクロトロンに入射・周回(100~200 周)させて計算していた。軌道計算終了後に、周回開始からの 25 周および最後の 25 周で一度でもアクセプタンス( $x : 200 \pi \text{ mm mrad}$ ,  $y : 30 \pi \text{ mm mrad}$ )をはみ出した粒子を数え上げ、それらを切り捨てることで生き残る粒子数を求めた。さらに、治療に使うことを考慮し、 $y$  方向については許容エミッタンス(今回は  $8 \pi \text{ mm mrad}$ )を設定し、最後の 25 周で許容エミッタンスを一度でもはみ出した粒子も切り捨てることで、発生粒子数ごと、初期速度ごとに 1 shot あたりの最終捕捉粒子数を求めた。

計算結果の例を Fig. 9 に示す。100 週の周回計算を行い、上段は 1~12 周、下段は 89~100 週のシンクロトロン内での各ビーム位置をそれぞれ重ね合わせて表示している。左は  $x$  方向、右は  $y$  方向である。この時の計算条件は、イオン発生量  $2 \times 10^8$  個/10%b.w./msr、初期速度 ( $E/E_0$ ) 1.06 である。

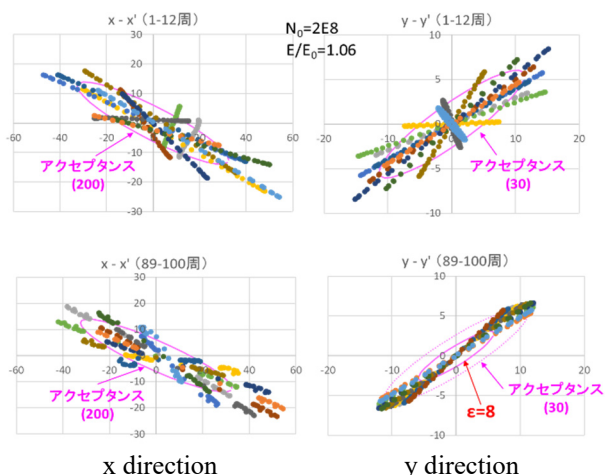


Figure 9: Time history of horizontal and vertical beam shapes in the phase space by the previous calculation method. Produced ion number is  $2 \times 10^8 / 10\% \text{b.w./msr}$  and the ratio of initial ion energy to 4 Mev/u is 1.06. Beam shapes from 1<sup>th</sup> to 12<sup>th</sup> turns after injection are superimposed (upper), and beam shapes from 89<sup>th</sup> to 100<sup>th</sup> turns are superimposed (lower).

発生粒子数ごとに 1shot あたりの最終捕捉粒子数を調べた結果を Fig. 10 に示す。エネルギー広がりについては一様分布として平均操作を行った。なお、Fig. 10 には、これまでの計算方法(計算方法1)の結果とともに新しい計算方法(計算方法2)の結果も一緒に示している。計算方法1の結果をみると、発生粒子数が増加しても最終捕捉粒子数はほとんど増えていないことが分かる。これは、発生粒子数が増えるほど空間電荷効果が大きくなるためだと考えられる。それを確かめるため、周回計算中の空間電荷の効果を無視して計算を行った。結果を Fig. 10 に合わせて示す(空間電荷効果無視(計算方法1))。こ

れを見ると最終捕捉粒子数が大幅に増加、また、発生粒子数の増加とともに最終捕捉粒子数も増加している。これより、周回中の粒子損失の最大の要因は空間電荷効果と考えられる。

今回、空間電荷効果をできる限り過大評価しないように計算方法を変更した。これまで、Beam Transport を通過してきた粒子は、すべてシンクロトロンに入射・周回させて計算していたが、今回、入射時から周回ごとに毎回アクセプタンスからはみ出した粒子を切り捨てるように計算方法を見直した。最終捕捉粒子数は、治療に使うことを考慮し、 $y$  方向についてのみ最後の 25 周で一度でも許容エミッタンスをはみ出した粒子を切り捨てて求めた。結果を Fig. 10 に示す(計算方法2)。計算方法1に比べ最終捕捉粒子数の増加が確認できた。また、発生粒子数が増えると最終捕捉粒子数もわずかではあるが増加している。さらに、新しい計算方法でも空間電荷効果を無視した計算を行った(空間電荷効果無視(計算方法2))。当然のごとく、空間電荷効果無視(計算方法1)と一致する結果が得られた。

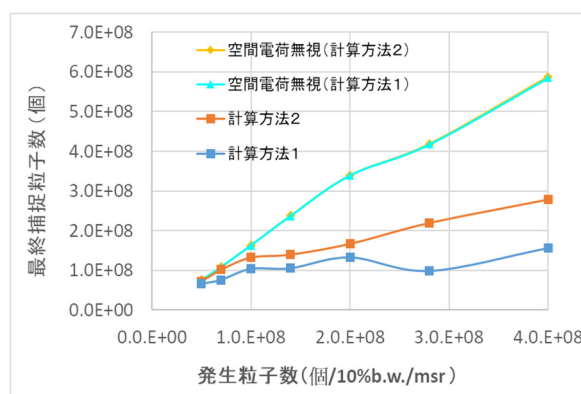


Figure 10: Dependences of the captured ion numbers on produced ion numbers by several different calculation methods.

新しい計算方法での計算結果の例を Fig. 11 に示す。Figure 11 も Fig. 9 と同じように、100 週の周回計算を行い、上段は 1~12 周、下段は 89~100 週のシンクロトロン内での各ビーム位置をそれぞれ重ね合わせて表示している。左は  $x$  方向、右は  $y$  方向、計算条件は、イオン発生量  $2 \times 10^8$  個/10%b.w./msr、初期速度 ( $E/E_0$ ) 1.06 である。周回ごとに粒子を切り捨てているためすべての粒子はアクセプタンス内に収まっている。

次に、Fig. 10 の結果を用い、レーザーショットごとのイオン発生量のばらつきを考慮した 1 shot あたりの最終捕捉粒子数を求めた結果を Fig. 12 に示す。レーザーショットごとのイオン発生量のばらつきの範囲を図中でバラツキの範囲 ( $5 \times 10^7 \sim 2 \times 10^8$ ) として示しており、イオン発生量のばらつき頻度を均等だと仮定すると、この範囲での平均値がばらつきを考慮した 1 shot あたりの最終捕捉粒子数となる。計算方法2によれば、1 shot あたりの最終捕捉粒子数は  $1.23 \times 10^8$  個となり、JST 未来社会創造事業で最終目標としている 1shot あたりの捕捉粒子数  $1 \times 10^8$  個の目途がたった。

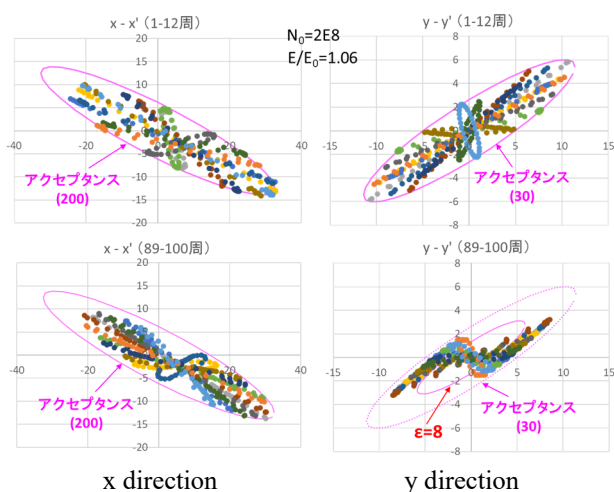


Figure 11: Time history of horizontal and vertical beam shapes in the phase space by the new calculation method. Produced ion number is  $2 \times 10^8 / 10\% \text{b.w./msr}$  and the ratio of initial ion energy to 4 MeV/u is 1.06. Beam shapes from 1<sup>th</sup> to 12<sup>th</sup> turns after injection are superimposed (upper), and beam shapes from 89<sup>th</sup> to 100<sup>th</sup> turns are superimposed (lower).

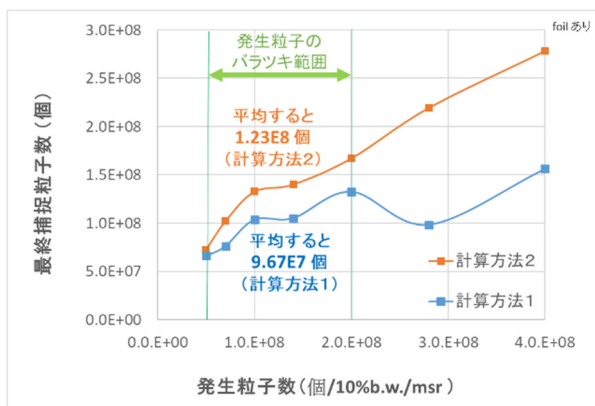


Figure 12: Dependences of the captured ion numbers on produced ion numbers by the previous calculation method (method-1) and the new calculation method (method-2).

ここまで、y 方向の許容エミッタンスは、入射時の値で  $8 \pi \text{ mm mrad}$  として計算してきた。しかし、現在治療に使われているビームでは、この許容エミッタンスはさらに大きな値になってきている。許容エミッタンスが大きくなれば最終捕捉粒子数も大きくなる。そこで、許容エミッタンスを  $8 \sim 30 \pi \text{ mm mrad}$  まで変えて最終捕捉粒子数を調べた。さらに、20 回 (2 秒間) の多重回入射を行った場合のシンクロトロンへの蓄積粒子数も調べた。結果を Table 2 に示す。y 方向の許容エミッタンスを、入射時の値で  $8 \pi \text{ mm mrad}$  とすると、蓄積粒子数は  $1.6 \times 10^8$  個となる。最近の治療に合わせ許容エミッタンスをもう少し大きくとれば、例えば  $15 \sim 20 \pi \text{ mm mrad}$  にすれば、蓄積粒子数は第 4 世代量子メスで想定している  $2 \times 10^8$  個となることが分かった。

Table 2: Dependences of Captured Ion Numbers per Shot and Accumulated Ion Numbers in Synchrotron on Permissive Values of y-directional Emittance

| y方向の許容エミッタンス<br>$\epsilon_y (\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad})$ | 最終捕捉粒子数 (個) |           |           |           |           |
|---|-------------|-----------|-----------|-----------|-----------|
|   | 8           | 10        | 15        | 20        | 30        |
| 1shotあたり  | 1.23.E+08   | 1.34.E+08 | 1.53.E+08 | 1.63.E+08 | 1.68.E+08 |
| 多重回入射<br>20回(2秒間)   | 1.57.E+09   | 1.72.E+09 | 1.96.E+09 | 2.08.E+09 | 2.15.E+09 |

### 3. まとめ

今回は、量子メス設計当初の超伝導シンクロトロン (4 T) から最新設計の第 4 世代量子メス超伝導シンクロトロン (3.5 T) に入射対象を変更し、Beam Transport を新たに設計した。入射位置でのビーム形状をシンクロトロンのアクセプタンスにできるだけ合わせることで Beam Transport をできる限り最適化するよう試みた。

また、シンクロトロン中の周回軌道計算プログラムの見直しを行い、空間電荷効果をできる限り過大評価しないように計算方法を変更した。

その結果、y 方向の許容エミッタンス  $8 \pi \text{ mm mrad}$  (入射時) に対して、JST 未来社会創造事業で最終目標としている 1 shot あたりの捕捉粒子数  $1 \times 10^8$  個の目途が立った。また、y 方向の許容エミッタンスを、入射時の値で  $15 \sim 20 \pi \text{ mm mrad}$  まで大きくとれば、20 回の多重回入射を行うことで蓄積粒子数として第 4 世代量子メスで想定している  $2 \times 10^8$  個を得ることができた。

### 謝辞

本研究は、JST 未来社会創造事業 JPMJMI17A1 の支援を受けたものである。

### 参考文献

- [1] E. Noda *et al.*, “レーザー加速イオンの超伝導シンクロトロンへの直接入射の検討”, Proceedings of the 15th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Nagaoka, Japan, Aug. 7-10, 2018, pp. 1214-1218.
- [2] E. Noda *et al.*, “レーザー加速イオンの超伝導シンクロトロンへの直接入射の検討 II”, Proceedings of the 16th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Kyoto, Japan, Jul. 31- Aug. 3, 2019, pp. 916-920.
- [3] E. Noda *et al.*, “レーザー加速イオンの超伝導シンクロトロンへの直接入射の検討 III”, Proceedings of the 17th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Online, Sep. 2- 4, 2020, pp. 693-697.