

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VI

DIRECT INJECTION OF LASER-ACCELERATED IONS INTO A SUPERCONDUCTING SYNCHROTRON VI

野田悦夫^{#, A)}, 白井敏之^{A)}, 岩田佳之^{A)}, 水島康太^{A)}, 近藤公伯^{A)}, 藤本哲也^{B)}
Etsuo Noda^{#, A)}, Toshiyuki Shirai^{A)}, Yoshiyuki Iwata^{A)}, Kota Mizushima^{A)}, Kiminori Kondo^{A)},
Tetsuya Fujimoto^{B)}

^{A)} National Institute for Quantum and Radiological Science and Technology (QST),

^{B)} Accelerator Engineering Corporation (AEC)

Abstract

The Quantum Scalpel project is carried in QST with the aim of downsizing the heavy-ion radiotherapy equipment by using superconductive technology and laser ion acceleration technology. Feasibility study on a direct injection into a synchrotron of laser-accelerated ions was performed. So far, we have designed a beam transport line that can be installed inside a synchrotron. In this report, we investigated whether it is possible to suppress the circulating beam loss by inserting a thin film in the beam transport. As a result of simulations, it was confirmed that the number of captured ions increased by inserting the thin film. Furthermore, it was found that the rate of increase in the number of captured ions due to thin film insertion can be determined by the vertical emittance of the beam after passing through the thin film. We also investigated the accumulated ion number in the case of using multi-turn injection with considering both the fluctuation of produced ion number and the charge exchange between circulating ions and ambient molecules.

1. はじめに

量研機構では、重粒子線がん治療装置の小型化を目指す量子メスプロジェクトを進めている。従来の入射器と超伝導シンクロトロンを用いて小型化を目指した第4世代装置の開発、そして、入射器にレーザー加速イオン源を用いることで、さらに小型化を目指した第5世代装置へと開発を進めていくシナリオである。その開発の一環として、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に関するフィージビリティスタディを行っている。これまで、第4世代超伝導シンクロトロン[1]を入射対象とし、イオン発生点から Beam Transport、シンクロトロンへの入射から周回運動までのビーム軌道計算を、空間電荷、速度広がり、発生粒子数のバラツキを考慮して行い、最終的にシンクロトロンに捕捉される粒子数を調べ、主な粒子損失はシンクロトロン周回中に発生し、その主な原因が空間電荷効果によることを明らかにしてきた[2-3]。今回、空間電荷効果を緩和する手段として、Beam Transport 中に薄膜を挿入することを提案した。シミュレーションの結果、薄膜を挿入することで、捕捉粒子数を増やせることが分かった。また、これまでに提案した多重入射[2]についても詳細な検討を行った。

本報告でのシミュレーション条件を以下にまとめる。

- ① 空間電荷、エネルギー広がり、発生粒子数のばらつきを考慮して、ビーム発生点から Beam Transport (含エネルギー圧縮器)、シンクロトロンへの入射、シンクロトロン中の周回までのビーム軌道を計算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 1 ショットあたりのレーザー加速イオンの発生量は、中央値で 1×10^8 個/10%b.w./msr とし、ショットごとのばらつき (factor で 0.5~2) を考慮した。

2. イオン生成点からシンクロトロン入射まで

2.1 レーザー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。

- 10 Hz 程度の繰り返し動作
- 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 1×10^8 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を行う必要がある。さらに、エネルギー圧縮器までの距離をできるだけ大きくとることで前述したパルス伸長を行っている。また、要求されるシンクロトロンへの蓄積粒子数は1ショットで入射できる粒子数に比べ1桁程度大きいので、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磁石を設置し、ビームの複数ショットの入射(多重入射)を行う。Beam Transport の概念図を Fig. 1 に示す。

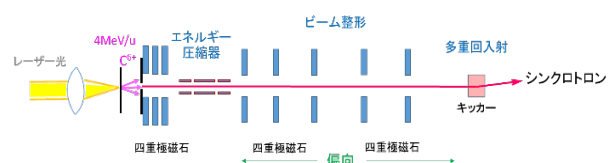


Figure 1: Schematic diagram of the beam transport.

2.2 レーザー加速イオンの概要

今回のシミュレーションで用いたレーザー加速イオンのパラメータを Table 1 に示す。

Table 1: Parameters of Laser Accelerated Ions used in Simulation

Produced Ion Number (Median Value)	1×10^8 /10%b.w./msr
(having Fluctuation of Factor 0.5 to 2 with Equal Event Probability)	
Beam Energy	4 MeV/u \pm 6 %
Extraction Solid Angle	1.9 msr (\pm 24.6 mrad)
Beam Radius at Production Point	0.03 mm
Emittance ($\epsilon_x = \epsilon_y$)	0.75 π mm mrad
Extracted Ion Number (Median Value)	2.25×10^8
(in Consideration of Fluctuation)	$1.1 \sim 4.5 \times 10^8$

多くのイオンを利用するために広いエネルギー幅(ここでは $\pm 6\%$)のイオンを引き出している。引き出し立体角は 1.9 msr とした。なお、引き出すイオンはすべて炭素の 6 価イオンとしている。

2.3 Beam Transport の概要

広いエネルギー幅で引き出されたイオンを約 1.5 m 飛行させてパルス伸長を行った後、Phase Rotation によりエネルギー圧縮を行う。本装置は 3 段の空洞電極からなり、100 MHz、250 kV の高周波を印加する (Fig. 1 参照)。シミュレーションの結果、エネルギー幅は $\pm 0.6\%$ に圧縮された。圧縮後、四重極磁石によりビーム整形を行うとともに、偏向磁石でビームラインを曲げて Beam Transport がシンクロトロンの内側に収まるようにした。偏向磁石の多くは Beam Transport を小型化するために四重極磁石と一体化した複合磁石とした。設計した Beam Transport の概観図をシンクロトロンと一緒に Fig. 2 に示す。シンクロトロンの内側には、光パルス圧縮器と加速イオンを発生するターゲットチャンバーも収まるように設計されている。

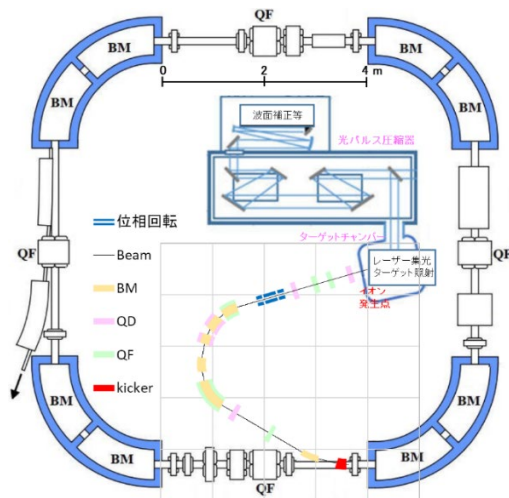


Figure 2: View of the superconducting synchrotron and the beam transport.

シミュレーションに用いた第 4 世代超伝導シンクロトロンのパラメータを Table 2 に示す。また、シンクロトロンに入射点でのビームパラメータを Table 3 に示す。レーザー加速イオン源のパルスレートはレーザーの繰り返し数で決まり、10 Hz となっている。

Table 2: Major Specifications of Superconducting Synchrotron

Dipole field	0.3~3.5 T
Larmour radius	1.889 m
Circumference	28.88 m
Tune ν_x	~ 1.72
Tune ν_y	~ 1.44
Acceptance ϵ_x	200 π mm mrad
Acceptance ϵ_y	30 π mm mrad

Table 3: Beam Parameters at Synchrotron Injection Point

Pulse Width	5.4 ns
Beam Length	0.15 m *
Beam Energy	4 MeV/u $\pm 0.6\%$
Ion Species	C ⁶⁺
Injection Rate	10 Hz
*Elongating by Velocity Spread along with Circulation	

1 パルスあたり引き出されるイオン数は、 10^8 のオーダーであり、シンクロトロンに蓄積する必要のあるイオン数は 10^9 のオーダーと 1 桁程度高いため、複数ショットのイオンを貯めていく必要がある。このため高速キッカーを用いた多重回入射を提案した[2]。詳細は、4 章で説明する。

3. シンクロトロン中の周回計算の検討

3.1 シンクロトロン中の周回計算と捕捉粒子数

イオンビームをシンクロトロンに入射した後、まず入射時にアクセプタンスをはみ出した粒子を切り捨て、さらに、周回ごとにアクセプタンスからはみ出した粒子を切り捨てながら周回計算を行う。周回数を変えて計算した結果、捕捉粒子数は 150 周までには一定値になることが分かり、200 周まで計算して捕捉粒子数を求めることにした。

発生粒子数のばらつきを考慮した捕捉粒子数の平均値は、発生粒子数が $0.5 \sim 2.0 \times 10^8$ 個/10%b.w./msr の範囲で発生粒子数ごとの捕捉粒子数を平均することで求められる(発生確率を均等と仮定)。入射粒子数についても同様に求められる。以降、平均した値も単に捕捉粒子数、入射粒子数と記す場合がある。

平均入射粒子数と平均捕捉粒子数の平均引出粒子数に対する割合を Table 4 に示す(薄膜なしと記述された行)。引出粒子の 99%以上が、シンクロトロンに入射するが、その後、入射粒子の約 25%が周回途中で失われることが分かった。これまでの研究で、この損失の主な原因は空間電荷効果によるミスマッチであることを明らかにしてきた。以下、簡単に、考察の過程を示す。発生粒子数ごとに入射粒子数および捕捉粒子数を調べた結果を

Fig. 3 に示す。Figure 3 の灰色矢印の範囲は発生粒子数のバラツキを示している。入射粒子数は発生粒子数にほぼ比例して増加しているが、捕捉粒子数は発生粒子数が大きくなると頭打ちになっている。発生粒子数が増えると空間電荷効果は大きくなり、周回中での損失が増えると考えられる。また、周回計算で空間電荷効果を入れない計算を行った結果、捕捉粒子数は発生粒子数にほぼ比例して増加することが分かった。このことから、空間電荷効果が周回中の粒子損失の主要原因ではないかと推察できる。

Table 4: Ratios of Injected and Captured Ion Numbers to Extracted Ion Number

	入射粒子数/引出粒子数	捕捉粒子数/引出粒子数
薄膜なし	99.5%	74.5%
薄膜挿入時 L=0.25m, $\Delta\theta = \pm 1.3\text{mrad}$	99.6%	88.6%

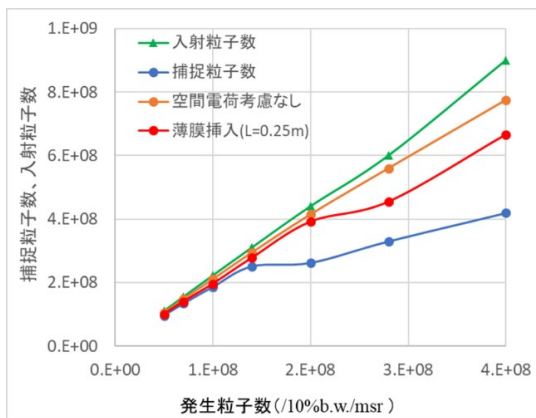


Figure 3: Simulation results of captured and injected ion numbers for each produced ion number.

次に、周回中に空間電荷による大きな電場が実際に発生しているかを調べた。Figure 4 は、入射後 1 周目における空間電荷による電場強度を表した図である。電場の大きさを四重極磁場の大きさと規格化して表している。発生粒子数は 2.0×10^8 個/10%b.w./msr、初期エネルギーは 4 MeV/u のときの結果である。Figure 4 より四重極磁場に匹敵する強度の電場が発生していることが分かった。ただし、この電場強度は周回数とともにビームが伸長することで減衰していく。また、電場が強くなる位置

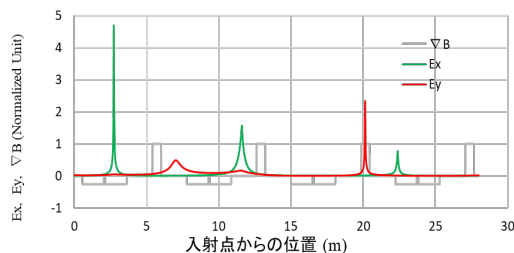


Figure 4: Electric field strength by space charge effect and quadrupole magnetic field in the first turn after the injection.

は、ビームが収束する位置と一致している。ビームが細くなると空間電荷効果が大きくなるため、電場が強くなると考えられる。

以上の結果から、捕捉粒子数を増やすためには空間電荷効果を緩和する必要があると考えられる。

3.2 薄膜の挿入による粒子損失の抑制

今回、空間電荷効果を緩和する手段として、Beam Transport 中に薄膜を挿入することを提案した。薄膜を挿入することでビームエミッタンスが大きくなり、収束位置でのビーム径が大きくなることで、空間電荷効果を緩和できると考えられる。薄膜挿入時のシミュレーションの結果を Table 4 (薄膜挿入時) および Fig. 3 (薄膜挿入) に示す。薄膜挿入位置 L はビーム発生点からの距離で、 0.25 m とし、薄膜通過時のビーム散乱半角を 1.3 mrad とした。Table 4 より、薄膜を挿入することで、平均捕捉粒子数が約 15% 増加することが分かる。また、Fig. 3 から、薄膜を挿入することで、捕捉粒子数は発生粒子数にほぼ比例して増加し、周回後に捕捉される粒子数が増加することが分かる。

次に、薄膜挿入時の 1 周目における空間電荷による電場強度を Fig. 5 に示す。発生粒子数は 2.0×10^8 個/10%b.w./msr と、薄膜なしと同じである。薄膜なしの結果の Fig. 4 と比較すると、電場強度がかなり緩和されていることが分かる。

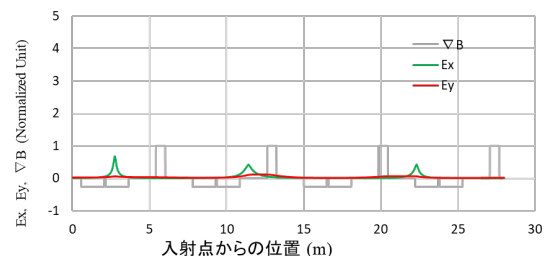


Figure 5: Electric field strength by space charge effect and quadrupole magnetic field in the first turn after the injection in the case of setting the thin film.

以上、Beam Transport 中に薄膜を挿入することで、空間電荷効果を緩和し、周回中のビーム損失を低減できることが分かった。

次に、薄膜の厚さと挿入する位置を変えて、捕捉粒子数がどうなるかを調べた。結果を Fig. 6 に示す。ただし、Fig. 6 の横軸は、薄膜の厚さではなく薄膜通過時のビーム散乱半角で表している。距離 L によって、最適な散乱半角の値は異なっている。

Figure 7 は、横軸を薄膜通過後の y 方向エミッタンスで表したものである。これを見ると、距離 L によらず y 方向エミッタンスがおおよそ 8 mm mrad の時に捕捉粒子数が最大になることが分かる。

Figure 8 は、シンクロトロンの入射点での位相空間における薄膜なしの時のビーム形状を表している。Figure 9 は、薄膜挿入時、 y 方向エミッタンスがおおよそ 8 mm mrad の時のビーム形状を表している。今回のビーム引出時のエネルギー広がり率は $4 \text{ MeV/u} \pm 6\%$ と、

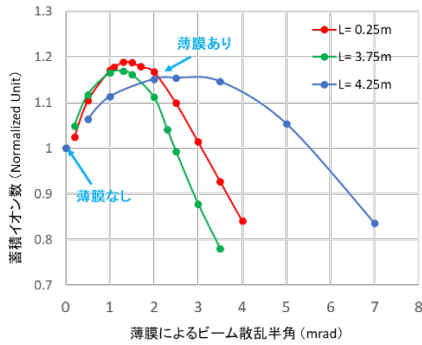


Figure 6: Dependence of captured ion number normalized by captured ion number without the thin film on scattered half angle of the beam after passing through the thin film.

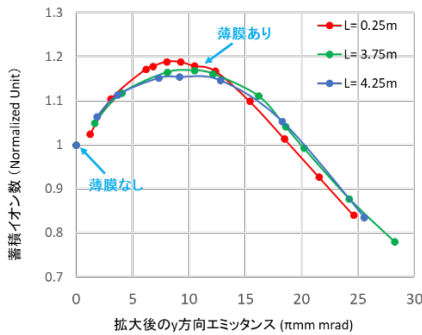


Figure 7: Dependence of captured ion number normalized by captured ion number without the thin film on the expanded vertical emittance of the beam after passing through the thin film.

かなり大きく取っているため、エネルギー圧縮後でも、位相空間上の分散が残り、すべての速度を足し合わせた全体のエミッタンスはシンクロトンのアクセプタンス内にやっと入る状況であることが分かる。一方、薄膜を挿入してエミッタンスを拡大すると、収束点でのビーム径は大きくなり空間電荷効果による電場強度は緩和されるが、すべての速度を足し合わせた全体のエミッタンスは、薄膜なしの場合とあまり変わらず、アクセプタンス内に入ることが分かる (Fig. 9)。しかし、エミッタンスを拡大しすぎると速度ごとのエミッタンスがアクセプタンスからはみ出してしまいうため、捕捉粒子数は少なくなる。このため、拡大後のエミッタンスの値に最適値が存在することになる。以

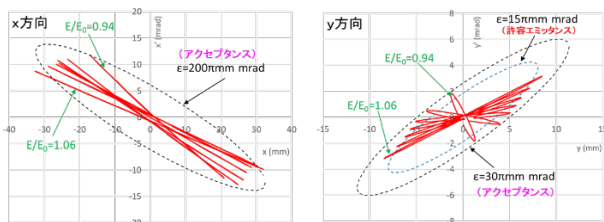


Figure 8: Beam shapes at the injection point into the synchrotron without the thin film when produced ion number is $1.0 \times 10^8 / 10\%b.w./msr$.

上の議論が y 方向のエミッタンスのみで決まるのは、y 方向のアクセプタンスが x 方向のアクセプタンスに比べ 1桁程度小さいためである。

さらに、イオン発生部の真空度はシンクロトン内の真空度に比べ何桁か悪くなっていると考えられるが、ビーム輸送ライン中に薄膜を挿入することでこの差圧を維持できる可能性がある。

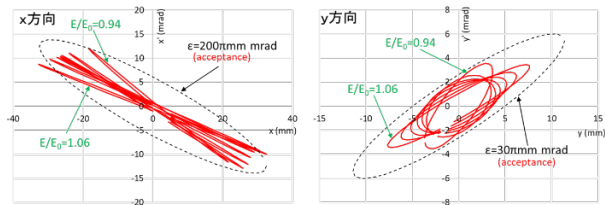


Figure 9: Beam shapes at the injection point into the synchrotron in the case of setting the thin film when produced ion number is $1.0 \times 10^8 / 10\%b.w./msr$.

4. シンクロトンへの蓄積粒子数の検討

多重回入射を用いた場合に、シンクロトンに蓄積される粒子数について検討する。多重回入射の概念図を Fig. 10 に示す。ビームがシンクロトンを 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、 n 回入射を行ったときの増倍率 G (=蓄積粒子数 / 1 回あたりの捕捉粒子数) は次のように表される[3]。

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

$$\text{ここで、} L = \frac{T}{\tau} \quad (2)$$

(1)式は、毎回の入射粒子数が同じで、かつ、シンクロトン内の真空度が十分に良い場合の式である。

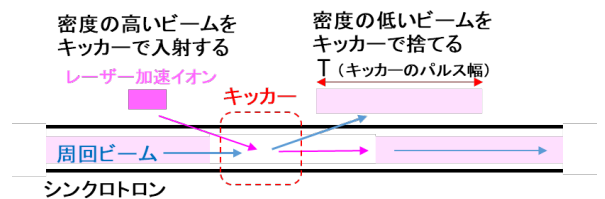


Figure 10: Conceptual diagram of multi-turn injection.

実際にはイオンと残留ガスとの衝突により、周回中に入射粒子の損失が発生する。また、発生粒子数がばらつくことにより入射粒子数は毎回異なる。よって、残留ガスとの衝突と入射粒子数のばらつきを考慮した多重回入射の検討を行う必要がある。

最初に残留ガスとの衝突のみを考慮した多重回入射のシミュレーションを行った。イオンと残留ガスとの衝突の主なもの荷電交換であり、 C^{6+} (4MeV/u) と N_2 の荷電交換断面積として $1.65E-22$ (m^2) を使用した[4]。結果を、Fig. 11 に示す。 $\tau=1 \mu s$ 、 $T=50 ns$ 、入射間隔を $0.1 s$ とし、シンクロトンの真空度をパラメータとした。20 回 (2 秒間) の多重回入射を行うと、高真空で衝突がなければ

Gは12.8、真空度が5E-7 Pa のときGは8.3となる。

次に、発生粒子数のばらつきも考慮したシミュレーションを行った。ばらつきのファクターを2 (0.5~2)、確率分布を均等として、ショットごとの発生粒子数を乱数で発生させてシミュレーションを行い20回多重入射時の蓄積粒子数を調べた。その際治療への適用を考慮して、x方向はシンクロトロンアクセプタンス200 π mm mrad に、y方向についてはアクセプタンス(30 π mm mrad)の半分の15 π mm mrad に入っている粒子数を捕捉粒子数とした。10万回の試技を行った結果をFig. 12に示す。横軸に蓄積粒子数、縦軸にその発生度数を表している。上の図は、高真空で衝突がない場合、下の図は、真空度が5E-7 Pa の場合である。Figure 12より、シンクロトロンの真空度が5E-7 Pa 以下であれば、発生粒子数にfactor 2のばらつきがあっても、プロジェクト当初の目標であった蓄積粒子数 1×10^9 個を達成できる目途がたった。

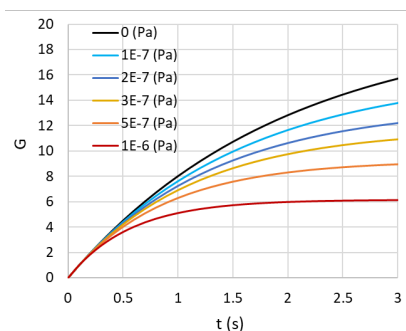


Figure 11: G dependence of number of injection times by multi-turn injections in different vacuums, where G is the ratio of accumulated ion number to captured ion number per shot.

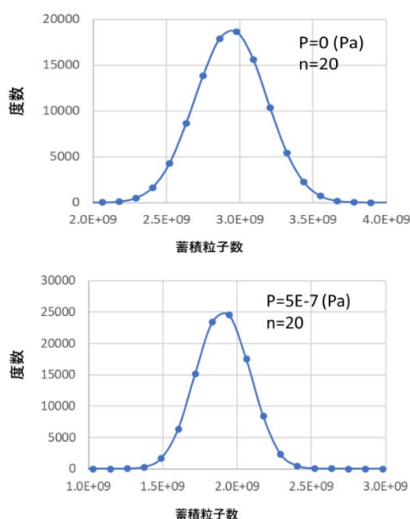


Figure 12: Frequency distribution of accumulated ion number by multi-turn injection with considering the fluctuation of produced ion number. The charge exchange between circulating ions and ambient molecules is neglected in the upper graph and considered in the lower graph.

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] K. Mizushima *et al.*, “Concept Design of a Superconducting Magnet for a Compact Heavy-Ion Synchrotron”, IEEE Trans. on Appl. Supercond. Vol. 32, Issue 6, 2022, 441405.
- [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Ⅳ”, Proceedings of the 18h Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Online, Aug. 9- 12, 2021, MOOA03.
- [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Ⅴ”, Proceedings of the 19h Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Online, Oct. 18- 21, 2022, FRP028.
- [4] M.N. El-Shazly *et al.*, “BEAM LOSS DUE TO THE CHARGE EXCHANGE WITH THE RESIDUAL GAS IN THE FLNR HEAVY ION CYCLOTRONS”, DOI: 10.1109/PAC.1997.753290