

多価重イオンの大強度ビーム輸送系に対する Multi-Frequency RFQ を用いた質量分離法の適用可能性の検討

STUDY OF MASS SEPARATION IN MULTI-FREQUENCY RFQ IN HIGH-INTENSITY BEAM TRANSPORT SYSTEM FOR MULTIPLY CHARGED HEAVY ION

斎藤誉志大^{*,A)}, 佐藤洋一^{B)},

Yoshihiro Saito^{*,A)}, Yoichi Sato^{B)}

^{A)} The Graduate University for Advanced Studies, SOKENDAI

^{B)} KEK/J-PARC

Abstract

We discuss a new charge-selection method with Multi-Frequency RFQ (MRFQ) in high-intensity beam transport system for multiply charged heavy ions. Ordinarily, the idea of MRFQ is invented for the isobar separator, whose mass resolution is over 40000, at the SCRIT electron scattering facility at RIKEN. The added skew electric field in RFQ with multiple frequencies causes an instability line caused by betatron sum resonance enough solid to realize the mass separation. On the other side, we discuss to use MRFQ for the valance ratio (M/Q ; M is the ion's mass, and Q is the charge.) separation for downsizing of high-intensity low-energy beam transport (LEBT). The conventional method with analyzing magnets has a focusing force only at the magnet end, so a beam path from the end to the focal point is required to suppress the beam diameter at the slit. On the other hand, since the separation capability in MRFQ is determined by the number of RF periods in the transit time, a shorter beam length can be expected by increasing the frequency. In this report, we aim to achieve a separation of $\Delta(M/Q) \approx 2\%$, where $^{238}\text{U}^{46+}$ is left and other valence is removed, and compare the separation ability of MRFQ for longitudinal conditions whether the beam is DC or pulsed by simulation. In particular, we will show that the MRFQ system with no skew component has sufficient separation capability for a system of about 1.5 m.

1. はじめに

重イオン加速器において、価数分離は必要不可欠な部分である。イオン源から生じるイオンの価数は一般に単一ではないので、目的の M/Q (M はイオンの質量、 Q は電荷である。) とは異なるイオンを除く必要がある。現状として、価数分離は分析偏向電磁石を用いることが多い。偏向電磁石において、価数に応じて受ける力が異なるため異なる軌道を進む。そのように分離した後、偏向電磁石の端部や四極磁石によってビームを集束し、ビーム径が小さくなったところでスリットによって不要なイオンを除く、というスキームである。例えば、FRIB [1, 2] では偏向電磁石とスリットを用いた方法で価数分離が行われており、 $^{238}\text{U}^{35+}$ などを取り出している。また、RIKEN でも同様に偏向電磁石を用いた価数分離が行われている [3, 4]。

この手法の課題は、ビームをスリットで集束するための軌道長と大口径な偏向電磁石を必要とする点である。普遍的に用いられている手法ではあるものの、以上のような原因によってイオン加速器は大きなスペースを要求され、偏向電磁石による高次磁場の補正シムも必要となりうる。もしも大口径偏向電磁石を必要としない、1.5 m 未満での価数分離が実現できれば、将来建設される大強度重イオン加速器の単純化が期待できる。

本報告では、価数分離の短尺化・単純化を目標として Multi-frequency RFQ (MRFQ) を用いた手法を検討した。ここでは、HIAF でイオン源の試験に成功している $^{238}\text{U}^{46+}$ [5] の価数分離を扱う。

2. MULTI-FREQUENCY RFQ

Multi-frequency RFQ (MRFQ) とは、複数の高周波や DC 電圧を RFQ に印加したものである。元々、MRFQ は理化学研究所 SCRIT 電子散乱施設 [6] における、質量差が 0.002 % である同重核分離を目指して若杉らが開発した手法である [7, 8]。目標である ^{132}Sn の電子散乱実験のために、不安定核を生成するための ERIS (electron-beam-driven RI separator for SCRIT) から生じる ^{132}Sb を取り除く必要がある [9]。MRFQ に skew 電場を加えて鋭い共鳴を起こせば、非常に小さな質量分解能で ^{132}Sb のみを除去できるという方針である。

一方本研究では、 $^{238}\text{U}^{46+}$ に対する隣接価数であるウランの分離を目標とする。M/Q の差が 2 % 程度と大きいため、skew による共鳴は用いない。その代わりに、印加する各周波数の電圧で表される安定領域境界を用いた。skew での分離はある特定のイオンを除くのに有効である一方、本研究のように複数のイオンを除去したいケースでは短尺化の観点からは不適當である。また、M/Q が 2 % 程度の分離なら安定領域境界での分離は有効であるので、この手法をとった。そのため、除きたいイオンについては転送行列のトレースが 2 より大きくなるので振幅が増大しビームパイプに当たる。通したいイオンは軌道としては安定するので、振幅がビームパイプより小さいものはロスせずに通過できる。なお、運動方程式は下式の通りである。

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{2q_e}{mr_0^2} (V_{DC} + V_1 \cos n_1\omega_0 t + V_2 \cos n_2\omega_0 t)x = 0$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} - \frac{2q_e}{mr_0^2} (V_{DC} + V_1 \cos n_1\omega_0 t + V_2 \cos n_2\omega_0 t)y = 0$$

* yoshist@post.kek.jp

ここで、 x, y は横方向の座標、 q_e はイオンの電荷、 m はイオンの質量、 r_0 はボア半径、 V_{DC} は DC 電圧、 $V_i, n_i\omega_0$ ($i = 1, 2$) はそれぞれ RF の電圧とその角周波数である。無単位化すると電圧は

$$q = \frac{q_e V}{m r_0^2 \omega_0^2} \quad (1)$$

と表される。つまり ω_0 を変えても、各電圧に応じた q が一定になるように電圧を調整すれば安定/不安定は変わらない。

内壁の位置はボア半径 $r_0 = 10$ mm と等しいとし、粒子が進んでいく中で $\sqrt{x^2 + y^2} > r_0$ となれば「ロスした」と定義した。入射した粒子のうち、ロスすることなく出口まで到達できたものの割合を生存率と定義する。本研究では入射の分布に従い 100000 回試行を行い生存率を求めた。

3. 結果

計算する上で仮定した、入射するイオンの種類や粒子の位相空間上の分布を述べる。その後、高周波 1 種と DC 電圧を加えた RFQ では価数分離に距離を必要とする一方で、高周波 2 種と DC 電圧を加える MRFQ では短距離で分離ができることを示す。

3.1 計算条件

計算する上で仮定した条件について述べる。入射するイオンは、等しい電流である ^{238}U の 44–48 価を想定する。また、イオン源のサポートガスを想定して、 $^{238}\text{U}^{46+}$ と比べて 5 倍の量の $^{16}\text{O}^{3+}$ の混入も仮定した。本論文では $^{238}\text{U}^{46+}$ に対する他のイオンの割合が 1% 未満まで減ったことを「分離」と定義する。 $^{238}\text{U}^{46+}$ の生存率を 70% 以上確保した上で 1.5 m 未満での分離を目指す。

入射条件は横方向 (x, y) についてそれぞれ以下のような確率分布 $P(x, x'), P(y, y')$ とした。

$$P(z, z') = \frac{1}{50\pi \text{ mm mrad}} \times \exp \left[-2 \left(\frac{z^2}{(2.5 \text{ mm})^2} + \frac{z'^2}{(40 \text{ mrad})^2} \right) \right] \quad (z = x, y)$$

$\pm 2.5 \text{ mm} \times \pm 40 \text{ mrad}$ の楕円が 4σ となるような 2D ガウシアンである。縦方向の運動量については $dp/p_0 = 0.01$ が 1σ となるようなガウス分布とした。また、縦方向の分布については連続ビームと $1\sigma = 2.5 \text{ ns}$ に切り出したビームを仮定した。引き出し電圧は 22 kV とした。このとき、 $^{238}\text{U}^{46+}$ の速さは $v = 9 \times 10^5 \text{ m/s}$ であり、MRFQ 全体の周期 $0.1 \mu\text{s}$ の間にイオンが進む縦方向の距離は約 0.09 m である。なお、空間電荷効果は取り入れずに計算した。

3.2 高周波 1 種と DC の場合: 四重極型質量分析計

高周波 1 種と DC 電圧を RFQ に加えて価数分離を行うシステムは四重極型質量分析計と呼ばれ、理学、工学、薬学など様々な分野で幅広く用いられている [10]。

ここでは、 $^{238}\text{U}^{46+}$ を十分よく通しつつ隣接価数のウランを除く上で四重極型質量分析計では距離がかかることを示す。

今回扱った、動作点と安定領域の関係は Fig. 1 の通りである。DC 電圧の値は $V_{DC} = 0.613 \text{ kV}$ であり、高周波は $n_1\omega_0/2\pi = 10 \text{ MHz}$ で $V_1 = 3.706 \text{ kV}$ とした。 $V_2 = 0 \text{ kV}$ である。また、Fig. 1 には価数に応じた電磁気力の違いを加える電圧の違いに置き直すことで、 $^{238}\text{U}^{45+}$ と $^{238}\text{U}^{47+}$ に対応する点を Fig. 1 に加えた。 $^{238}\text{U}^{46+}$ は安定領域にある一方で、 $^{238}\text{U}^{45+}$ と $^{238}\text{U}^{47+}$ が不安定領域にあることがわかる。

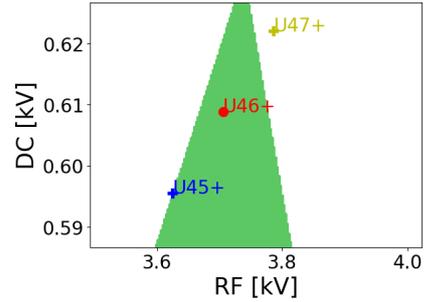


Figure 1: Operation point for $^{238}\text{U}^{46+}$ in stable region, where $|\text{Tr}M_x| < 2$ & $|\text{Tr}M_y| < 2$.

四重極型質量分析計の長さに応じた各イオンの生存率の変化を示す。連続ビームで入射した時 Fig. 2 の通りであり、 $1\sigma = 2.5 \text{ ns}$ の bunched beam で入射したとき Fig. 3 の通りである。1.5 m の時点で、 $^{238}\text{U}^{46+}$ の生存率に対する $^{238}\text{U}^{45+}$ 、 $^{238}\text{U}^{47+}$ の生存率はそれぞれ 25% と 10% となり分離ができていることがわかる。なお、この動作点では分離に 3.7 m の距離が必要となる。

次の節で述べるように周波数と電圧を上げれば分離に必要な距離を小さくすることができるが、1.5 m での分離には MRFQ よりも大きな電圧が必要となる。1.5 m で分離するには周波数を $3.7/1.5 \approx 2.5$ 倍、電圧を $(3.7/1.5)^2 \approx 6.1$ 倍にすれば良い。つまり DC 電圧を 3.730 kV, 25 MHz の高周波を 22.55 kV だけ印加すれば 1.5 m で分離ができる。しかしこれらの電圧は、1.5 m 未満で分離ができる MRFQ の動作点における電圧より大きい。前者のシステムで印加する最大電圧は $3.730 + 22.55 \approx 26 \text{ kV}$ であるのに対し後者では 20 kV である。

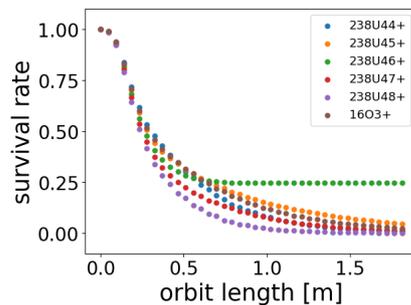


Figure 2: Survival ratio of each ion with continuous beam in quadrupole mass spectrometer.

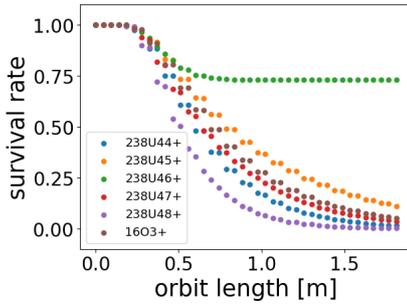


Figure 3: Survival ratio of each ion with bunched beam (2.5 ns) in quadrupole mass spectrometer.

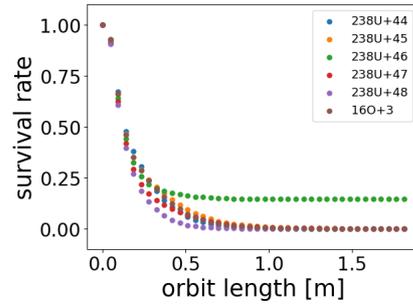


Figure 5: Survival ratio of each ion with continuous beam in MRFQ.

3.3 高周波 2 種と DC の場合: MRFQ

高周波 2 種と DC 電圧を用いた MRFQ によって、1.4 m で価数分離ができることを示す。

動作点と安定領域の関係は Fig. 4 の通りである。DC 電圧の値は $V_{DC} = 2.668$ kV である。また、 $\omega_0/2\pi = 10$ MHz, $(n_1, n_2) = (1, 2)$ とした。10 MHz, 20 MHz の電圧はそれぞれ $V_1 = 2.000$ kV, $V_2 = 15.26$ kV である。

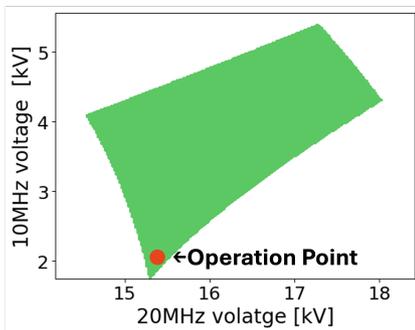


Figure 4: Operation point in stable region with $V_{DC} = 2.668$ kV, where $|\text{Tr}M_x| < 2$ & $|\text{Tr}M_y| < 2$.

MRFQ の長さに応じた各イオンの生存率の変化を示す。連続ビームで入射した時は Fig. 5 の通りであり、 $1\sigma = 2.5$ ns の bunched beam で入射したとき Fig. 6 の通りである。バンチ長を小さくすると生存率が高くなるのは、入射タイミングに応じた生存率において $t=0$ でピークとなるからである。1.4 m の長さで $^{238}\text{U}^{46+}$ に対する隣接価数のウランの生存率は 0.6 %、 $^{16}\text{O}^{3+}$ は 1 % となり、価数分離ができることがわかった。

短尺化に向けて、MRFQ の周波数を大きくするというアイデアがある。不要なイオンが除去される割合は、MRFQ を通過する間に電場が何周期分振動したかに依存する。そのため、周波数を上げると周期が短くなるので、除去に必要な周期数を満たすまでの時間が短くなり、短尺化につながる。例えば、周波数を 1.2 倍にした場合、それぞれのイオンの生存率は Fig. 7 のようになる。分離に必要な距離を 1.4 m から 0.85 m まで短くすることができた。注意として、無単位量の定義からわかるように、全ての電圧を $1.2^2 = 1.44$ 倍にする必要がある。そのため、Fig. 7 において MRFQ に印加している電圧と周波数は、(3.871 kV, DC), (21.98 kV, 24 MHz),

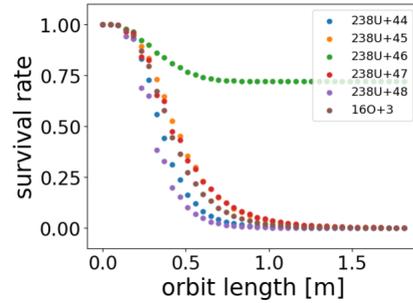


Figure 6: Survival ratio of each ion with bunched beam (2.5 ns) in MRFQ.

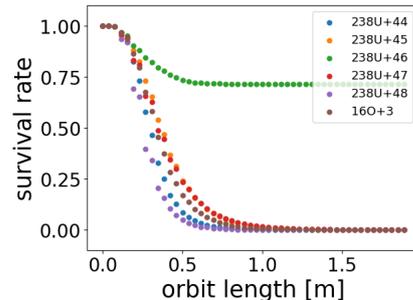


Figure 7: Survival ratio of each ion with bunched beam with 1.2 times frequencies.

(2.880 kV, 12 MHz) である。

次に、有限なバンチ長と運動量広がりがある、現実的な入射条件における MRFQ の価数を議論するため、横方向射影エミッタンスについて考える。運動量や入射タイミングが異なると、全体の周期が $0.1 \mu\text{s}$ で MRFQ 内の電場が振動しているため、入口から出口までの転送行列が大きく異なるものになる。その結果、縦方向の広がりに応じて MRFQ 出口で Twiss Parameter が異なる応答を示すので、それらをまとめて計算される射影エミッタンスが大きくなる。

以下では、エミッタンスの定義を下式のように定める。

$$\epsilon_z = 2\sqrt{\langle z^2 \rangle \langle z'^2 \rangle - \langle z z' \rangle^2} \quad (z = x, y)$$

$\langle \cdot \rangle$ は入射した粒子について平均をとった値である。運動量広がり 1σ が $dp/p_0 = 0.01$ である、 $1\sigma = 2.5$ ns

の bunched beam を入射した場合で、MRFQ の長さに応じたエミッタンスの変化を x, y 方向について計算した。結果は Fig. 8, 9 の通りである。縦方向の広がりに対してエミッタンスが極小となっている点が見受けられる。例えば、MRFQ の長さが 1.08 m の点に注目すると、極小となっている x 方向のエミッタンスは 65 mm mrad, y 方向は 315 mm mrad となる。ただし、初期値は x, y 方向どちらも 25 mm mrad である。

なお、運動量広がりや縦方向広がりが 0 であるときにエミッタンスは一定となることは確認済みである。

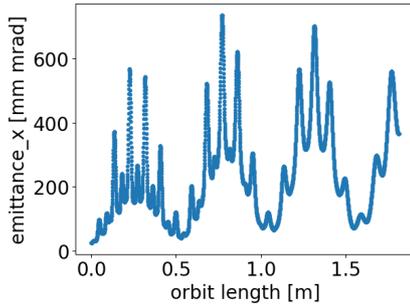


Figure 8: Change of projected emittance in x .

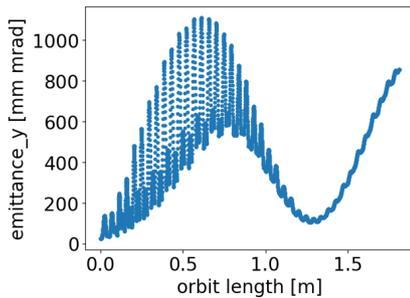


Figure 9: Change of projected emittance in y .

4. 今後に向けて

今後の課題は、エミッタンス増大と軸方向分布に応じた生存率低下を改善する、より良い動作点探しである。特にエミッタンスについては、出口で値が小さくなるように MRFQ の長さを最適化することが必要であると考えられる。本研究で扱った動作点では x, y 両方の射影エミッタンスが同時に極小とはならないが、動作点の最適化を通して一致させたいと考えている。ノブは、式 (1) で示した電圧に応じた無単位量 q である。価数分離が可能であり、かつ以上二つの問題点が解消される動作点探索が今後の目標である。また、解析的な方面からも検討が必要である。今までの議論 [8] ではトレースの値のみ議論していたので、縦方向・横方向の広がりに応じた転送行列の変化について議論をしたいと考えている。

加えて、空間電荷効果の影響も検討が必要である。以下の式のように、空間電荷効果の線形項について考

える。

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{2q_e}{mr_0^2}(V_{DC} + V_1 \cos n_1\omega_0 t + V_2 \cos n_2\omega_0 t)x - \frac{K_{SC}}{\sigma_x(\sigma_x + \sigma_y)}x = 0$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} - \frac{2q_e}{mr_0^2}(V_{DC} + V_1 \cos n_1\omega_0 t + V_2 \cos n_2\omega_0 t)y - \frac{K_{SC}}{\sigma_y(\sigma_x + \sigma_y)}y = 0$$

$$K_{SC} = \frac{2N}{\beta^2\gamma^3} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2}$$

ここで、 N は長さあたりの粒子数、 c は光速、 ϵ_0 は誘電率、 β は粒子の速さを光速で割った値、 $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ である。オーダー見積もりで 1 pμA なら十分無視でき、1 pA オーダーで影響が無視できなくなる。例えば、運動方程式で DC 電圧と空間電荷効果の影響が同じになる場合

$$\frac{2q_e V_{DC}}{mr_0^2} = \frac{K_{SC}}{\sigma_x(\sigma_x + \sigma_y)}$$

において、Fig. 4 で示した MRFQ の安定領域は変形し、Fig. 10 のようになる。動作点での電圧は約 1.5 倍となる傾向にある。

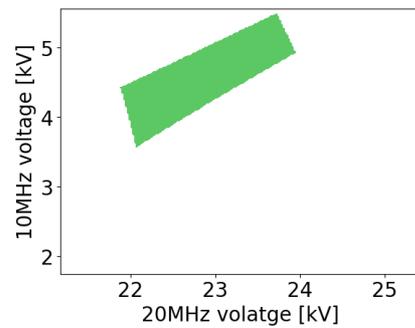


Figure 10: Stable region with space charge with $V_{DC} = 2.668$ kV.

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々のご指導、ご支援を賜りました。京都大学の若杉昌徳先生、小林大輝さま、鏡鈴さまは MRFQ 研究の現状を共有いただき、本研究について議論を重ねていただきました。理化学研究所の奥野広樹先生、福西暢尚先生、ブルックヘブン国立研究所の岡村昌宏先生からは重イオン加速器の専門家として貴重なご意見をいただきました。また、J-PARC の佐藤健一郎先生、武藤亮太郎先生、富澤正人先生、安居孝晃先生、浅見高史先生には日頃らご意見をいただき、不十分な点を指摘していただきました。ご協力いただきました関係者各位に、深く御礼申し上げます。

参考文献

- [1] L. T. Sun *et al.*, “Low energy beam transport for facility for rare isotope beams driver linear particle accelerator”, *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 83, p. 02B705, 2012. doi:10.1063/1.3665968
- [2] P. N. Ostroumov *et al.*, “Acceleration of uranium beam to record power of 10.4 kW and observation of new isotopes at Facility for Rare Isotope Beams”, *Phys. Rev. Accel. Beams*, vol. 27, p. 060101, 2024. doi:10.1103/PhysRevAccelBeams.27.060101
- [3] T. Nagatomo *et al.*, “Development of RIKEN 28 Ghz SC-ECRISs for synthesizing super-heavy elements”, in *Proc. HIAT'18*, Lanzhou, China, Oct. 2018, pp. 77-81. doi:10.18429/JACoW-HIAT2018-TUZZA01
- [4] Y. Sato *et al.*, “Design of the low energy beam transport for RIKEN new linac system (RILAC2)”, *Proc. Particle Accelerator Society Meeting 2009 (PASJ2009)*, Ibaraki, Japan, Aug. 2009, pp. 801-804.
- [5] L. Sun *et al.*, “Overview of high intensity ion source development in the past 20 years at IMP”. *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 91, p. 023310, 2020. doi:10.1063/1.5129399
- [6] M. Wakasugi *et al.*, “Construction of the SCRIT electron scattering facility at the RIKEN RI Beam Factory”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, vol. 317, pp 668-673, 2013. doi:10.1016/j.nimb.2013.04.037
- [7] M. Wakasugi., “Electron scattering off online-produced radioactive isotopes at the SCRIT facility”, in *Slides, 2023 Fall Meeting of DNP and PSJ*, Hawaii, US, Nov. 2023.
- [8] Y. Saito *et al.*, “Analytic Approximation of Beam Dynamics in Multi-Frequency RFQ for Isobar Separation”, Poster session at the workshop on the Low-Energy Electron Scattering for Nucleon and Exotic Nuclei (LEES2024), Sendai, Japan, Oct. 2024. <https://indico.lns.tohoku.ac.jp/event/255/contributions/2499/>
- [9] T. Ohnishi *et al.*, “Electron-beam-driven RI separator for SCRIT (ERIS) at RIKEN RI beam factory”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, vol. 317, pp 357-360, 2013. doi:10.1016/j.nimb.2013.07.029
- [10] T. Kasama, “四重極型質量分析計”, *J. Mass Spectrom. Soc. Jpn.*, vol. 44, No. 3, pp 393-405, 1996. https://www.jstage.jst.go.jp/article/massspec/44/3/44_3_393/_pdf