

# J-PARC RCS におけるさらなる大強度化に向けたビーム損失起源の同定と抑制 IDENTIFICATION AND COMPENSATION OF BEAM LOSS SOURCES FOR FURTHER BEAM POWER RAMP-UP IN J-PARC RCS

小島邦洸 <sup>\*,A)</sup>, 原田寛之 <sup>A)</sup>, サハプラナブ <sup>A)</sup>  
Kunihiro Kojima <sup>\*,A)</sup>, Hiroyuki Harada <sup>A)</sup>, P.K. Saha <sup>A)</sup>  
<sup>A)</sup> JAEA/J-PARC

## Abstract

The beam loss is one of the critical issues in realizing further beam power ramp-up beyond 1 MW in the J-PARC 3 GeV rapid cycling synchrotron (RCS). The sufficiently wide stability region in the betatron tune space is advantageous in avoiding the resonance crossing and leads to the reduction of the resonance-induced beam losses. In order to expand the stability region, we conducted the identification and compensation of the random resonances that exist near the present operating point. In a low-intensity beam study, we revealed the enhancement of the 2nd-order random resonance ( $2\nu_x = 13$ ), and the resonance can be sufficiently compensated by using a trim quadrupole magnet installed in the injection section. In addition, our simulation confirmed that the leakage field of the septum magnet in the extraction line should be the source of the resonance. However, this resonance compensation condition concentrating only on the 2nd-order random resonance was found to lead to the increase in the beam loss in a high-intensity beam study, possibly due to the enhancement of the other higher-order random resonances. In this paper, we present the beam study and simulation results for the 2nd-order random resonance as a beam loss source. We also discuss the simultaneous compensation of the 2nd and 3rd-order random resonances for a higher-beam intensity and beam loss reduction in the RCS.

## 1. はじめに

3GeV Rapid Cycling Synchrotron (RCS) は物質・生命科学実験施設 (MLF) に設けられた中性子及びミュオン標的へのビーム供給に加えて主リングシンクロトロン (MR) の入射器としての機能を持つ J-PARC 加速器の心臓部である [1–3]。Figure 1 に RCS の全体像を示す。RCS は周長 348.333 m の 3 回対称なラティス構造を持ち、25 Hz という速い繰り返しで 400 MeV から 3 GeV までのビーム加速を行う。多重入射方式が採用されており、リニアックから供給される負水素イオンを入射点に設置された炭素フォイルを用いて陽子へと荷電変換し 307 ターンを経て大電流ビームを生成している。その際、MLF 向けには大きなサイズ (入射時  $200\pi$  mm · mrad)、MR 向けには小さなサイズ (入射時  $50\pi$  mm · mrad) のビームを生成している。このように、RCS は 2 つの行先にサイズ、強度、運動量広がりなど条件の異なるビームを速い繰り返しで供給する挑戦的な加速器である。RCS は現在 0.1% という僅かなビームロスで設計出力である 1 MW の運転に成功しており [4]、更なる大強度 1.5 MW の新たな目標に向けて研究開発を進めている。

RCS のような大強度陽子加速器において出力を制限する最大の要因はビームロスに起因する装置の放射化であり、その低減は大強度化を目指す上で重要度が高い。一般的に、ベータatron共鳴の発生はビームロスの原因となるため、四極電磁石などの外部磁場を調整することで水平・鉛直方向のチューン (動作点) を慎重に選択しその発生を回避している。一方で、RCS においては動作点選択だけでは不十分である。その理由としてまず、空間電荷力に起因するチューンシフトによりビームの中心部が構造共鳴へ抵触することが挙げられる。RCS

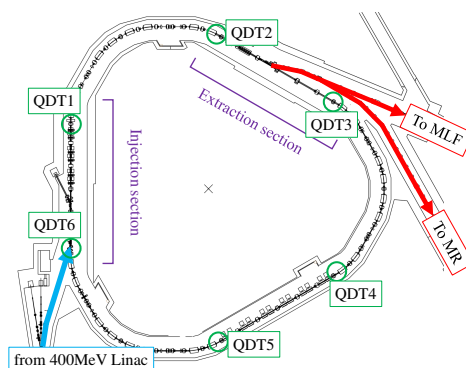


Figure 1: Schematic layout of the J-PARC RCS.

の場合は Fig. 2 に示すように構造共鳴  $\nu_x(y) = 6$  への抵触でビームが不安定化し得る。これはビーム品質の劣化を招き、とりわけ MR 向けの比較的高密度なビームの供給において問題視されている。次に、Fig. 2 に示すように RCS の動作点の近傍には幾つかの非構造共鳴が存在しており RCS の構造の 3 回対称性が崩された場合にそれらは励起する。特に空間電荷力が弱いビーム周辺部に存在する大振幅の粒子の非構造共鳴への抵触はビームロスに直結する。加えて、RCS は運動量広がりについて  $|\Delta p/p| = 1\%$  のアクセプタンスがあり、それとクロマティシティ ( $\eta_x = -7.998, \eta_y = -9.669$ ) との積が生むチューンシフトの振幅は非常に大きい (Fig. 2 参照)。そのため、運動量のずれの大きな粒子はシンクロトロン振動と同期してチューンマップ上を大きく振動し、多数の共鳴を横断することとなる。RCS は MR と MLF のそれぞれに条件の異なるビームを供給する必要があることも考慮すれば、ビームロス低減のためにチューンマップ上での広大な安定領域の確保が非常に重要であり、それが本研究の目的である。

\* kunihiro.kojima@j-parc.jp

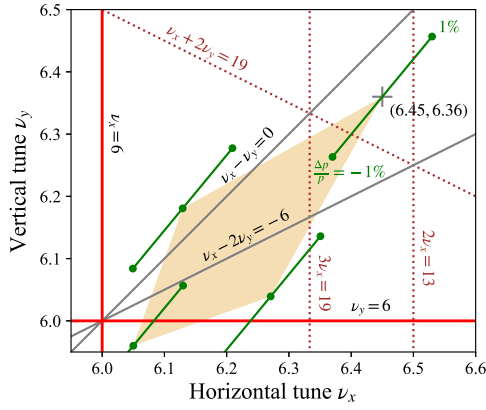


Figure 2: Betatron tune diagram near the present operating point (6.45, 6.36). The orange quadrilateral is a rough description of the tune footprint. The green dots represent the amplitude of the tune shift caused by the chromaticity and momentum spread of 1%.

本研究では動作点近傍に存在する低次の非構造共鳴に着目し、それがビームロスの起源となり得るかの検証に加えて補正手法の確立を試みた。ビームロスの原因となる非構造共鳴の補正は動作点近傍の安定領域を拡大する。安定領域の拡大により、MLF 向けのサイズが大きいビームについては入射から加速初期のビームロス低減を期待でき大強度化に貢献する。加えて、MR 向けのビームについては動作点をより高チューン側に移動し構造共鳴の影響を低減することでビームの高品質化に貢献する。

## 2. 2次非構造共鳴

### 2.1 ビーム実験

動作点近傍に存在する最低次の非構造共鳴である2次共鳴  $2\nu_x = 13$  に着目しビーム試験を行った。このとき、当該共鳴によるビーム不安定性をその他の現象から切り離してして評価するために Fig. 3 に示す特殊な条件でビームを入射した。空間電荷力の影響を極力低減するために、ビームが含む粒子数は1 MW 運転時の3000分の1相当(1ターン、短パルス)とした。また、水平方向の共鳴に対する粒子損失の感度を高めるために、水平・鉛直方向のうち前者のみにビームを  $200\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$  の大振幅で、もう一方は中心に入射する。進行方向については運動量オフセット  $\Delta p/p = -0.35\%$  を与えてビームを入射する。このとき、シンクロトロン振動と同期して運動量広がりクロマチシティによるチューンシフトも増減する。ビームは2次非構造共鳴 ( $2\nu_x = 13$ ) を周期的に横断することとなり、その影響がビームロスの時間応答に現れると予想される。

Figure 4(a) にコリメータ下流に設置されたビームロスモニタの出力波形を示す。シンクロトロン振動と凡そ等しい周期で信号が強くなる特徴的な時間応答が観測されており、2次非構造共鳴への抵触がビームロスの原因であることは明白である。したがって、RCS には3回対称性を崩すエラー場が存在しており、それが

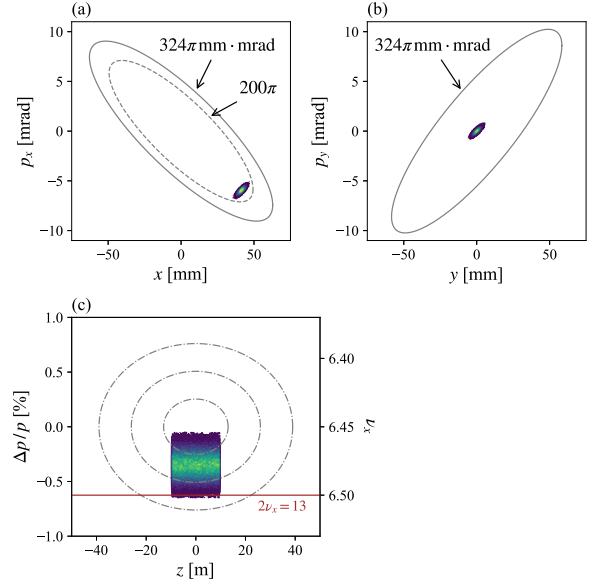


Figure 3: Beam injection schemes in (a) the horizontal, (b) vertical, and (c) longitudinal phase spaces. The right axis of (c) corresponds to the effective tune calculated with the chromaticity and momentum deviation.

持つ四極磁場が非構造共鳴を励起していると考えられる。MLF 向けのサイズが大きいビームについては2次非構造共鳴を横断する粒子が多数含まれていると予想され、これが大強度時のビームロスの一因となっている可能性がある。

### 2.2 2次非構造共鳴の補正

2次非構造共鳴を駆動するエラー場の同定と補正について議論するためにドライビングタームを導出する。余分な四極磁場が存在するときビーム進行方向に直行する2次元について空間電荷力を考慮しないハミルトニアンは以下で与えられる。

$$H_1(\phi_x, \phi_y, J_x, J_y; s) = \frac{J_x}{\beta_x} + \frac{J_y}{\beta_y} + \kappa_1(s) \beta_x J_x \cos^2 \phi_x \quad (1)$$

$\beta_{x(y)}$  は Twiss パラメータであり、 $J_{x(y)}$  は水平(鉛直)方向の作用変数とする。右辺第三項が余分な四極磁場由来する摂動項であり、 $\kappa_1(s)$  はその強度の軌道長依存性を表す。Equation (1) が与える2次非構造共鳴  $2\nu_x = 13$  のドライビングタームは以下である。

$$G_{2,0,13} = \frac{1}{4\pi} \oint \beta_x \kappa_1(s) e^{j[2\chi_x - (2\nu_x - 13)\theta]} ds \quad (2)$$

ここで  $\chi_{x(y)}(s) \equiv \int_0^s ds/\beta_{x(y)}$  とする。 $\kappa_1(s)$  が各種パラメータの軌道長依存性を無視できるほど十分に狭い範囲内 ( $\delta L$ ) でしか有意な値をもたないと仮定し  $G_{2,0,13}$  を以下で近似する。

$$G_{2,0,13} \approx \frac{1}{4\pi} \beta_x(s_0) K_1 e^{j[2\chi_x(s_0) - (2\nu_x - 13)\theta_0]} \quad (3)$$

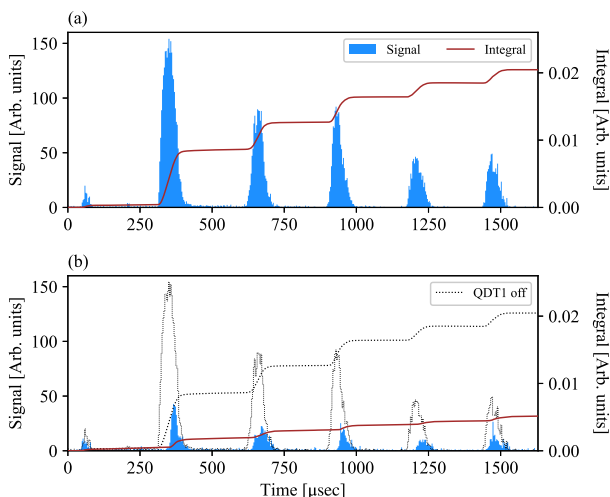


Figure 4: BLM signals with QDT1 (a) off and (b) on. The excitation current of QDT1 is 10 A.

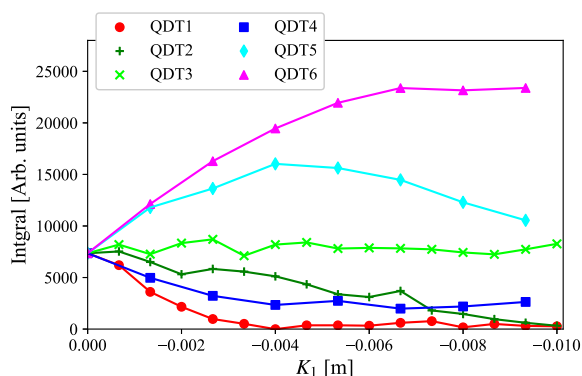


Figure 5: The integrated quadrupole strength dependence of the beam loss. The ordinate is integral of the beam loss signal measured over 3.2 msec from injection.

ここで  $G_{2,0,13}$  の起源となる四極磁場が存在する位置を  $s_0$ 、位相を  $\theta_0$  とした。  $K_1 = \kappa_1(s_0)\delta L$  は四極磁場の強度を表す。  $G_{2,0,13}$  は複素平面上でベクトルとして表すことができる。つまり、複素平面上においてエラー場のものとは反対方向かつ大きさの等しい  $G_{2,0,13}$  を別な四極磁場を重畳することで発生させれば同共鳴は補正される。

RCS には補正四極電磁石 (QDT) が全周に 6 台備わっており、これらを用いて 2 次非構造共鳴は補正可能と考えた。例として QDT1 を励磁した場合のビームロスモニタ (BLM) の出力波形を Fig. 4 に示す。QDT1 を 10 A で励磁した場合にはビームロスの信号が半減していることを確認できる。つまり、QDT を用いてこの共鳴は補正可能である。次に 6 台の QDT 毎の励磁強度に対する BLM 信号の積分値の応答を Fig. 5 に示す。6 台の QDT について応答は全て異なり、特に QDT6 の励磁に対しビームロスは増大傾向にあることから 2 次非構造共鳴が逆に励起されてしまっている。

Figure 5 に示すビームロスの応答は  $G_{2,0,13}$  の複素平

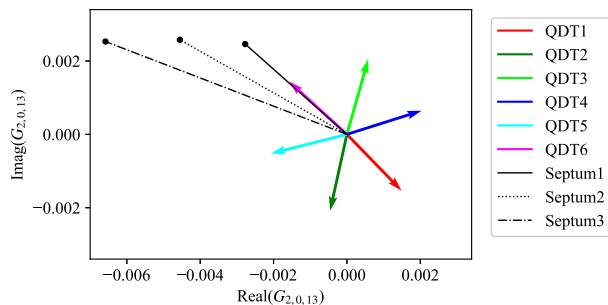


Figure 6: Comparison of  $2\nu_x = 13$  resonance driving terms generated by the QDTs and leakage fields of septum magnets, assuming the integrated quadrupole strength of  $K_1 = -0.004 \text{ m}^{-1}$ .

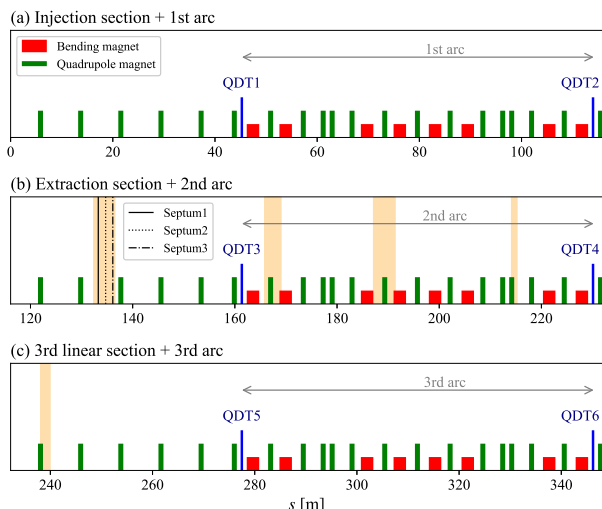


Figure 7: The estimated locations of the error source around the ring arc shown in orange.

面上における方向を考えることで上手く説明できる。各 QDT について強度  $K_1 = -0.004 \text{ m}^{-1}$  (30 A の励磁に相当) の補正場を発生させた際の  $G_{2,0,13}$  を Fig. 6 に示す。Figure 5 において傾向が真逆な QDT1 と 6 については  $G_{2,0,13}$  の方向もほぼ真逆であり、これに対し傾向に近い QDT1,2,4 については  $G_{2,0,13}$  の方向も近いことが分かる。したがって、エラー場と QDT6 が生む  $G_{2,0,13}$  は複素平面上で近い方向を向いていると予想される。また、Fig. 5 の実験結果と QDT の励磁による  $G_{2,0,13}$  の増減を比較することでエラー場の発生源を絞りこむことができると考えた。例として、強度  $K_1 = -0.004 \text{ m}^{-1}$  の補正場を印加した際にエラー場の  $G_{2,0,13}$  が QDT1,2,4 については補正、QDT5,6 については励起されるという条件の下、発生源の候補を抽出した。その結果を Fig. 7 に示す。ここでは強度が  $K_1 = -0.004 \text{ m}^{-1}$  のエラー場を仮定し、簡単のため発生源は RCS に 1 箇所のみとした。エラー場発生源の候補は同図に示すように複数箇所あるが、とりわけ注目すべきは出射直線部中心付近である。ここには RCS のビームラインに隣接するよう 3 台の出射電磁石が設置されており、以降はそれらを上

流から順に Septum1,2,3 と呼称する。Figure 6 に示すように Septum1,2,3 の漏れ磁場が生む  $G_{2,0,13}$  は QDT6 のものと近く上述の予想と矛盾しない。以前より出射電磁石の漏れ磁場は問題となっており、これが 2 次非構造共鳴の原因である可能性が高い [5]。

### 3. 3 次非構造共鳴

2 次非構造共鳴は QDT1 を 30 A で励磁すれば補正できることが実証された一方で、同補正状況において 1 MW の大強度ビーム試験を行った際にビームロスは一層に増大した。そこで、動作点付近に位置する他の非構造共鳴  $3\nu_x = 19$  及び  $\nu_x + 2\nu_y = 19$  に着目した。エラー場の発生に加えて QDT を励磁したことによりベータatron 振動や位相進みが設計から変化し、3 次非構造共鳴の励起を招いたと予想される。そこで、複数台の QDT を用いれば 2 次非構造共鳴の補正と同時に 3 次非構造共鳴も補正できると考えた。

2.2 節と同様にドライビングタームから 3 次非構造共鳴について議論する。3 次の非線形場を考慮するときハミルトニアンは以下で与えられる。

$$H_2(\hat{\phi}_x, \hat{\phi}_y, J_x, J_y; s) = \frac{J_x}{\hat{\beta}_x} + \frac{J_y}{\hat{\beta}_y} + \frac{\sqrt{2}\kappa_2(s)}{3} \left[ \left( J_x \hat{\beta}_x \right)^{\frac{3}{2}} \cos^3 \hat{\phi}_x - 3 \left( J_x \hat{\beta}_x \right)^{\frac{1}{2}} J_y \hat{\beta}_y \cos \hat{\phi}_x \cos^2 \hat{\phi}_y \right] \quad (4)$$

エラー場もしくは補正場等の余分な線形収束力により設計値から変化したパラメータには  $\hat{\phantom{x}}$  を付す。右辺第三項は非線形成分 (六極磁場) を表し、 $\kappa_2$  がその強度の軌道長依存性である。上記のハミルトニアンが与える 3 次非構造共鳴  $3\nu_x = 19$  及び  $\nu_x + 2\nu_y = 19$  のドライビングターム  $G_{3,0,19}, G_{1,2,19}$  は以下のように書ける。

$$G_{3,0,19} = \frac{1}{12\sqrt{2}\pi} \oint ds \hat{\beta}_x^{3/2} \kappa_2 \times e^{[j(3\hat{\chi}_x - (3\nu_x - 19)\theta)]} \quad (5)$$

$$G_{1,2,19} = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi} \oint ds \hat{\beta}_x^{1/2} \hat{\beta}_y \kappa_2 \times e^{[j(\hat{\chi}_x + 2\hat{\chi}_y - (\nu_x + 2\nu_y - 19)\theta)]}$$

RCS における六極磁場の主な起源は偏向電磁石と六極電磁石である。それら全ての進行方向の拡がりにはベータ関数の変化や位相進みと比して十分に小さいと仮定しドライビングタームを以下で近似する。

$$G_{3,0,19} \approx \frac{1}{12\sqrt{2}\pi} \sum_n \hat{\beta}_x^{3/2}(s_n) K_{2,n} \times e^{[j(3\hat{\chi}_x(s_n) - (3\nu_x - 19)\theta_n)]} \quad (6)$$

$$G_{1,2,19} \approx \frac{1}{4\sqrt{2}\pi} \sum_n \hat{\beta}_x^{1/2}(s_n) \hat{\beta}_y(s_n) K_{2,n} \times e^{[j(\hat{\chi}_x(s_n) + 2\hat{\chi}_y(s_n) - (\nu_x + 2\nu_y - 19)\theta_n)]}$$

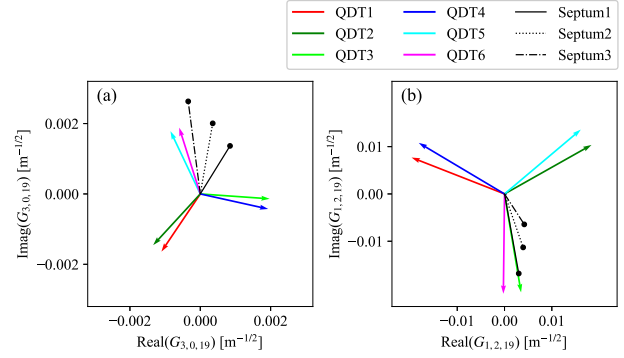


Figure 8: Comparison of (a)  $3\nu_x = 19$  and (b)  $\nu_x + 2\nu_y = 19$  resonance driving terms generated by the QDTs and leakage fields of septum magnets, assuming the integrated quadrupole strength of  $K_1 = -0.004 \text{ m}^{-1}$ .

六極磁場の源となる要素の数だけ上記の積分は行われる必要がある。添え字の  $n$  は要素の通し番号である。 $K_{2,n} = \kappa_2(s_n) \delta L_n$  は六極磁場の強度を表し、 $\delta L_n$  は磁極長とする。

Equation (6) を各 QDT と出射電磁石の漏れ磁場について計算した結果を Fig. 8 に示す。線形場の強度は  $K_1 = -0.004 \text{ m}^{-1}$  とした。出射電磁石の漏れ磁場と比較して QDT に由来する  $G_{3,0,19}$  及び  $G_{1,2,19}$  の振幅は同程度かそれ以上である。そのため、補正場を重畳することによって 3 次非構造共鳴が更に励起される場合がある。すなわち、最終的なビームロスの低減には関連する共鳴の同時補正が必須であると考えられる。幸いなことに Fig. 8 に示すように 6 台全ての QDT について  $G_{3,0,19}$  及び  $G_{1,2,19}$  とも複素平面上における方向は全て異なる。つまり、QDT の台数分である 6 パラメータ自由度が共鳴補正について確保されており、2 次非構造共鳴の補正に 2 台を割いたとしても残る 4 台で 2 本の 3 次非構造共鳴を補正することが原理的には可能である。

### 4. 非構造共鳴の同時補正

実験に先立ちシミュレーションで補正に必要な QDT の励磁強度を算出した。共鳴が励起される強さ是对応するドライビングタームの振幅で評価することができる。つまり、各非構造共鳴について補正場とエラー場が生むドライビングタームを合計し、その振幅が最小となるよう各 QDT の励磁強度を決定すれば良い。上述の通り 1 本の 2 次非構造共鳴と 2 本の 3 次非構造共鳴の同時補正が可能な 6 パラメータ自由度が確保されている。一方で、出射電磁石の漏れ磁場をエラー場の発生源と仮定し、3 つのドライビングタームの振幅を完全に 0 とする補正場の強度を算出した場合、それらは電源によって制限される QDT の励磁強度の最大値を大きく超えることが判明した。そこで、電源の性能を超えない範囲で十分な補正状況を達成することを目標に制約付きの最小二乗法を用いた補正場強度の算出を検討

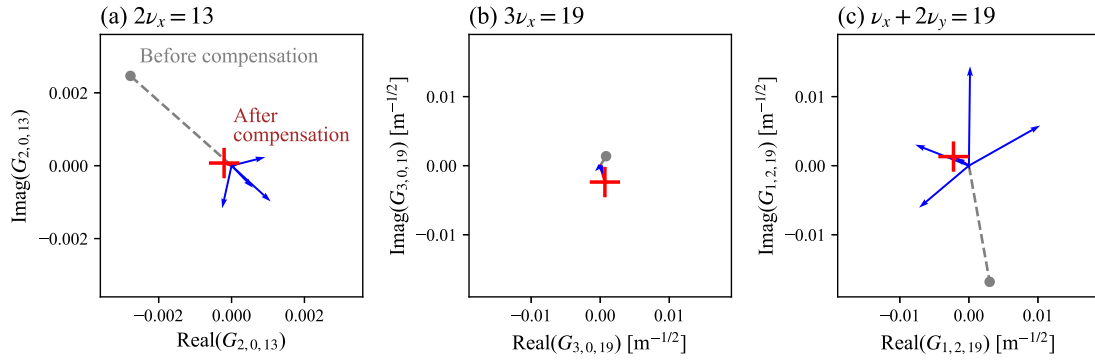


Figure 9: Comparison of the sum of (a)  $2\nu_x = 13$ , (b)  $3\nu_x = 19$ , and (c)  $\nu_x + 2\nu_y = 19$  resonance driving terms generated by the quadrupole error and QDTs before (gray dashed lines) and after compensation (red crosses). The error source of the leakage field from Septum1 whose integrated quadrupole strength is  $K_1 = -0.004 \text{ m}^{-1}$  is assumed. The blue arrows represent the driving terms generated by each QDT.

Table 1: Excitation Currents of the QDTs

QDT	1	2	3	4	5	6
Current [A]	11.9	16.8	0.9	3.3	-13.4	-20.5

した。最小化する残差二乗和を以下で定義する。

$$R^2 \equiv \left| \frac{G_{2,0,13}^{\text{sum}}}{G_{2,0,13}^{\text{initial}}} \right|^2 w_{2,0,13} + \left| \frac{G_{3,0,19}^{\text{sum}}}{G_{3,0,19}^{\text{initial}}} \right|^2 w_{3,0,19} + \left| \frac{G_{1,2,19}^{\text{sum}}}{G_{1,2,19}^{\text{initial}}} \right|^2 w_{1,2,19} \quad (7)$$

ここで  $w_{k,l,m}$  は各項の重みを表す。 $G_{k,l,m}^{\text{sum}}$  はエラー場と補正場が生むドライビングタームの合計を表す。 $G_{k,l,m}^{\text{initial}}$  は補正場がない場合、つまりエラー場が生むドライビングタームに等しい。

Figure 9 に複素平面上における補正前後のドライビングタームを示す。例として Septum1 近傍に強度  $K_1 = -0.004 \text{ m}^{-1}$  のエラー場を想定した。各非構造共鳴の重みはそれらのビームロスへの寄与を考慮して  $(w_{2,0,13}, w_{3,0,19}, w_{1,2,19}) = (1, 0.01, 0.1)$  とした。 $3\nu_x = 19$  はそもそも励起し難いことが Fig. 8 の計算結果より示唆されており、重み  $w_{3,0,19}$  も小さく設定している。また各 QDT の補正場の強度には既存の電源の性能を考慮して  $|K_1| < 0.01 \text{ m}^{-1}$  という制約を課した。QDT1 を 30 A で励磁した場合と比べても補正後の  $|G_{2,0,13}^{\text{sum}}|$  は更に小さい。また、 $|G_{1,2,19}^{\text{sum}}|$  も補正の前後で減少している。 $|G_{3,0,19}^{\text{sum}}|$  のみ補正の結果増大してしまっているが、その大きさは補正後の  $|G_{1,2,19}^{\text{sum}}|$  と同程度でしかない。また、Table 1 に示すように各 QDT の励磁に必要な電流は既存の電源の性能 (最大 80 A) よりも十分に小さい。このように、既存の装置を用いて 3 つの非構造共鳴をビームロスを発生させない程度まで同時に補正可能な手法を計算機上で確立した。

## 5. まとめ

RCS におけるビーム大強度出力に向け動作点近傍の安定領域拡大を目指し、ビームロスの原因となる非構造共鳴の同定と補正を行った。特殊な条件でビーム入射を行うことで 2 次非構造共鳴の励起を明らかとし、それが QDT の励磁により補正可能であることを実証した。加えて、設置場所の異なる 6 台の QDT の励磁に対するビームロス応答から共鳴を励起するエラー場の発生源が射出電磁石の漏れ磁場である可能性が高いことを示した。

1 台の QDT を用いて 2 次非構造共鳴のみを考慮した補正を行えば 1MW 運転時のビームロスはわずかに増大することが判明した。その原因は別な非構造共鳴の励起にあると考え、3 次共鳴まで考慮した同時補正について検討した。我々が考案した手法は既存の設備で実現可能な範囲内で補正場の強度を決定し、それが 3 本の非構造共鳴をビームロスを発生させない程度まで補正できることを確認した。したがって、2, 3 次の共鳴を同時に補正する補正場強度の決定手法が確立された。

今後は、まずエラー場の発生源が射出電磁石の漏れ磁場であることをビームロスの実測値に基づき確定させる予定である。具体的には射出電磁石の電源を OFF にした場合に 2 次非構造共鳴が励起しないことを確認する。その後、本論文で述べた手法を用いて低次非構造共鳴の同時補正を行い 1MW 運転時のビームロスの低減と更なる大強度出力を目指す。

## 参考文献

- [1] High-intensity Proton Accelerator Project Team, JAERI Report No. JAERI-Tech 2003-044.
- [2] H. Hotchi *et al.*, Phys. Rev. ST Accel. Beams 12, 040402 (2009).
- [3] H. Hotchi *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. 2012, 02B003 (2012).
- [4] P.K. Saha *et al.*, in Proc. of the 19th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Online, 2022, pp. 1-5.
- [5] M. Yoshimoto *et al.*, in Proc. of European Particle Accelerator Conference, pp. 3626-3628 (2008).