

Kicker 電磁石による LER 入射バンプ軌道の蹴り残し

RESIDUE ORBIT FOR LER INJECTION BUMP CAUSED BY MAGNETIC FIELD DIFFERENCE BETWEEN KICKERS

小玉恒太[#], 三増俊広

Kota Kodama[#], Toshihiro Mimashi

High Energy Accelerator Research Organization

Abstract

The SuperKEKB accelerator has two groups of three kicker magnets in each ring to form closed kicker bump orbit with a horizontal phase of 180 degrees for injection. The difference in output current between LER kicker magnets has below 1%, however, the residue of LER injection bump orbit has been shown in the SuperKEKB operations. That residue implies that the kick angle which mean magnetic field strength is not equal between LER kicker magnets. In this paper, we consider this residue in the view of the internal magnetic field of LER ceramic duct.

1. はじめに

SuperKEKB 加速器は 7 GeV の電子リング(High Energy Ring, HER)と 4 GeV の陽電子リング(Low Energy Ring, LER)から構成される電子・陽電子非対称衝突型円形加速器である。2018 年から電子・陽電子衝突実験が開始され、2022 年 6 月までの運転で到達最高ルミノシティ $L_p = 4.65 \times 10^{34} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ を達成した[1]。2022 年 7 月からは長期シャットダウン期間に入り、各種装置、ソフトウェア等のアップグレード作業が行われる。

SuperKEKB 加速器、Main Ring(MR)へのビーム入射では蓄積ビームに対して閉じた、つまり水平位相が 180° の入射バンプ軌道を 2 組の Kicker 電磁石によって形成する。1 組の Kicker 電磁石は 3 台で構成され、全部で 6 台が使用される。SuperKEKB 加速器では最大 2500 バンチで運転されるため[2]、通常は入射 Kicker 電磁石のパルス磁場内に複数の蓄積ビームのバンチが含まれる。入射バンプ軌道が閉じるためには 2 組の Kicker 電磁石の蹴り角がお互いに水平方向のベータ関数に

よって決定される一定の比率、すなわちパルス磁場波形が相似形であることが要求される[3]。Kicker 電磁石間の出力タイミングのずれ、または磁場特性の不一致が存在するとバンプ軌道が閉じなくなり、MR の蓄積ビームに蹴り残し、つまり振動を生じる。振動が大きければビームロスの原因となり得るため Kicker 電磁石の出力電流は慎重に調整される[4]。

Figure 1 に Current Transformer(CT)で測定された LER で使用される 2 組の Kicker 電磁石、K1 と K2 の出力電流波形(左軸)と、その差(右軸)を示す。出力電流波形は K1 と K2 それぞれ 3 台の合計を規格化している。Figure 1 に示したように LER では 2 組の Kicker 電磁石間の出力電流の差は約 1%以下であるにもかかわらず、SuperKEKB 運転中において入射バンプ軌道の蹴り残しが水平方向のビーム振動として Bunch Oscillation Recorder(BOR)で確認されている[5, 6]。HER Kicker 電磁石の出力電流についても同様に調整されているが、HER では顕著な蹴り残しは観察されていない。LER での入射バンプ軌道の蹴り残しは K1 と K2 の出力比やタイミング調整によって消すことができない。すなわち K1 と K2 の間で入射バンプ軌道を形成するためのパルス磁場波形が異なることが示唆される。

Kicker 電磁石では立ち上がりの早いパルス磁場が誘導電流によって遮蔽されないよう、絶縁体であるセラミックがダクトとして使用されている。一方でセラミックダクト内

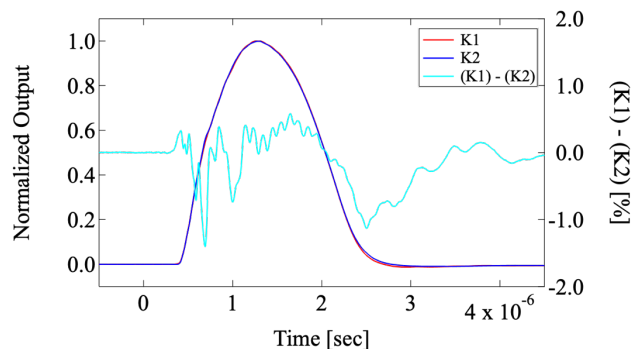


Figure 1: Normalized output currents for LER K1 and K2 (left axis). The data is sum of the CT output of three kickers. Right axis shows the difference in normalized output currents between K1 and K2.

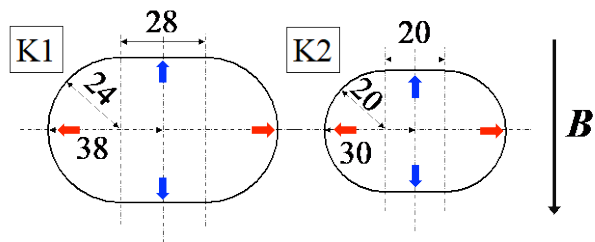


Figure 2: Inner size of ceramic duct for K1(left) and K2(right). B show magnetic field direction of kicker magnet. The measurement point of Ti coating is shown by red and blue arrows.

[#] kodamako@post.kek.jp

壁にはビーム電流による鏡像電流を阻害しないよう、Tiがコーティングされている。そのため Ti コーティングの厚さは渦電流によるパルス磁場の減衰の度合いと、鏡像電流による発熱の観点から決定される。

K1、K2 それぞれに使用されているセラミックダクトの内壁構造を Fig. 2 に示す。K1 は KEKB 時代から継続して使用されているのに対し、K2 は LER Abort Kicker 電磁石とダクト形状を合わせる必要性があり、K1 と比較して小型化されている[7]。これは SuperKEKB におけるアポートギャップ短縮の要請に合わせて、LER Abort Kicker 電磁石のセラミックダクトが新規に設計されたからである。

Kicker 電磁石のコイル、フェライトを含めたその他の構成要素は K1 と K2 で同じ設計仕様である。そのため K1 と K2 で入射バンプ軌道を形成するパルス磁場波形の時間応答が異なるとすれば、パルス磁場による渦電流が生じる Ti コーティングが原因として考えられる。我々は K1 と K2 のセラミックダクト形状と Ti 膜厚の違いによるセラミックダクト内部のパルス磁場の時間応答に注目し、LER 入射バンプ軌道の蹴り残しの原因を考察した。

2. 評価方法

セラミックダクト内におけるパルス磁場の時間応答解析は Opera2D を用いて 2 次元で行った[8]。磁場解析では Fig. 2 に示した K1、K2 セラミックダクト形状でモデルを作製した。磁場解析で用いた Ti の導電率は $\sigma_{Ti} = 2.34 \times 10^6$ S/m である。Figure 1 で示した CT 測定で得られている出力電流波形を外部磁場の時間変化と

してモデルに組み込み、セラミックダクト内部の中心におけるパルス磁場の時間応答を評価した。

膜厚測定は渦電流式膜厚計(電測、DMC-211)を用いて Fig. 2、赤と青矢印で示した点をビーム軸方向に沿って測定した。また Source Meter(Keithley, 2401)を用いて疑似四端子法による電気抵抗測定からセラミックダクト全体の Ti 膜厚の平均値を計算した。Ti 膜厚と電気抵抗の関係は測定された電気抵抗値を R として、

$$R = \rho_{Ti} \frac{l}{ta} \quad (1)$$

である。ここで $\rho_{Ti} = 1/\sigma_{Ti}$: Ti の電気抵抗率 [$\Omega \cdot m$]、 l : セラミックダクトにおける Ti コーティング部の長さ[m]、 t : Ti 膜厚[m]、 a : ダクト内壁の周長[m]である。測定端子間に含まれるフランジ等、Ti 以外の素材による部品の電気抵抗に関しては Ti コーティング部の電気抵抗に比べて十分に小さいとして無視した。

実際に運転で使用されているセラミックダクトを測定することは困難なため、渦電流式による膜厚測定、疑似四端子法による電気抵抗測定ともに、K1 と K2 それぞれ同時期に製作された予備のセラミックダクトを測定サンプルとした。

3. 評価結果

3.1 Ti 膜厚測定

Figure 3 に渦電流式膜厚計で測定された(a) K1、(b) K2 タイプのセラミックダクト内壁の Ti 膜厚を示す。測定箇所は Fig. 2 で赤と青矢印で示した部分である。Figure 2 中の上下左右とグラフ中の表記は一致する。測定結果から Ti 膜厚は K1 で約1から2 μm 、K2 で約5 μm であることがわかった。また疑似四端子法による電気抵抗測定から得られた電気抵抗値は K1:0.66 Ω 、K2:0.70 Ω であった。この値から Ti 膜厚の比電気抵抗率 $4.27e-7 \Omega \cdot m$ を使用して膜厚換算すると K1 に対して 1.2 μm 、K2 に対して 3.6 μm であった。K1 と K2 ともに Ti 膜厚の設計仕様は 6.0 μm であるが、得られた Ti 膜厚の違いは、各セラミックダクトが製作された時期が 20 年以上経過しており、原因不明である。

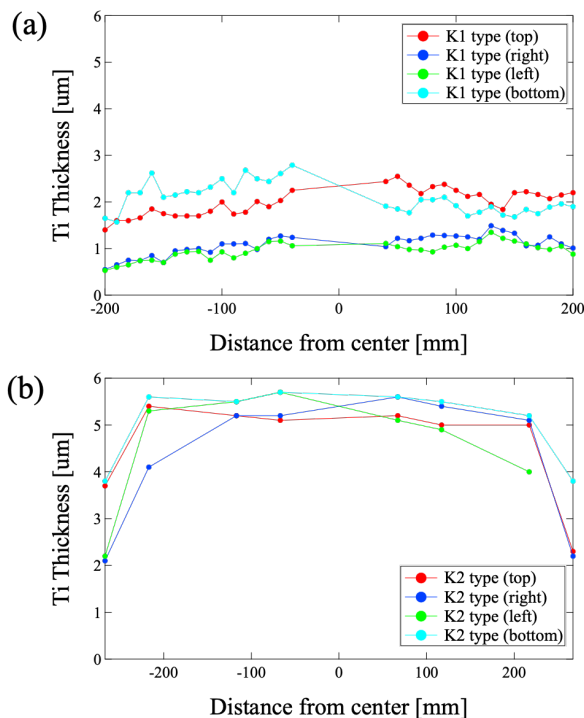


Figure 3: Ti coating thickness of (a) K1 and (b) K2 type ceramic ducts plotted as function of distance from duct center.

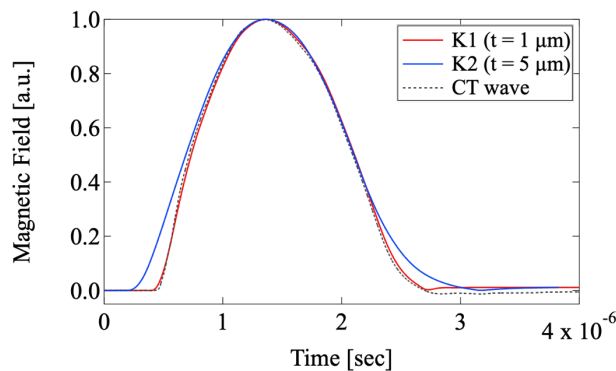


Figure 4: Transient analysis results of magnetic field for K1 and K2 type ceramic ducts. The graphs are results for Ti thickness of K1 = 1 μm and K2 = 5 μm . The black dots show the CT wave used in Opera2D transient analysis.

3.2 セラミックダクト内におけるパルス磁場の時間応答

渦電流式膜厚計での測定で得られた Ti 膜厚を用いてセラミックダクト内におけるパルス磁場の時間応答解析を行った。パルス磁場による渦電流が最も大きく、時間応答に影響する箇所は Fig. 2 における赤矢印の部分であるから、K1、K2 それぞれ $\approx 1 \mu\text{m}$ 、 $\approx 5 \mu\text{m}$ を Ti 膜厚として Opera2D モデルに使用した。

Figure 4 に膜厚測定結果を用いて Opera2D で計算されたセラミックダクト内部におけるパルス磁場の時間応答解析結果を示す。磁場波形の比較のため正規化し、最大値になる時間でタイミングを揃えている。この解析結果はパルス磁場の時間応答がセラミックダクト内において、K1 と K2 で大きく異なる事を表す。K1 と K2 が同じ Ti 膜厚であれば、パルス磁場が貫く面積が大きい K1 の方がセラミックダクト内の磁場の時間的な広がり大きい。しかし Ti 膜厚の効果によって K2 のパルス磁場の時間的な広がり大きいことがわかる。つまり K1 と K2 間で入射バンプ軌道を形成するパルス磁場波形が相似形ではないことを意味する。結果、K1 と K2 のセラミックダクト形状と Ti 膜厚の違いは、入射バンプ軌道の蹴り残しを発生させる状況にあることがわかる。

次に Fig. 4 で示したセラミックダクト内部のパルス磁場の時間応答解析結果から K1 と K2 の磁場波形差を計算し、SuperKEKB 運転中に観測されている入射バンプ軌道の蹴り残しとして観測されている BOR 波形を再現できるか試みた。ここで比較のために K1 と K2 の出力比が 1:1、1:0.85 で取得された BOR 波形を使う。BOR はバンチ電流 \times 軌道を出力としているが、ここではバンチ電流一定を仮定し、BOR 波形を軌道成分のみとして扱う。Figure 5(b), (d) に BOR と K1 と K2 の磁場波形差の比較を示す。K1 と K2 の磁場波形差は Fig. 5(a), (c) に示した時間関係で計算している。この評価では BOR の生データがなかったため、Fig. 5(b), (d) の挿入図から概形を抽出し使用した。2 つの条件下における比較において、BOR で観測された入射バンプ軌道の蹴り残しの形は K1 と K2 の磁場波形差によってよく再現される。これらの結果は、LER 入射バンプ軌道の蹴り残しが K1 と K2 のセ

ラミックダクト形状と、Ti 膜厚の違いによるセラミックダクト内部のパルス磁場波形差によって説明できることを示している。

4. まとめ

SuperKEKB 運転中において LER で観測されている入射バンプ軌道の蹴り残しの原因について考察した。Opera2D によるパルス磁場の時間応答解析の結果、入射バンプ軌道を形成する 2 組の Kicker 電磁石のセラミックダクト形状と Ti 膜厚の違いによって、K1 と K2 でセラミックダクト内部のパルス磁場の時間応答が異なることを明らかにした。K1 と K2 のパルス磁場の時間応答の差は BOR 波形をよく再現することから、入射バンプ軌道の蹴り残しの原因であることを示した。

参考文献

- [1] Y. Funakoshi *et al.*, “The SuperKEKB has broken the world record of the luminosity”, Proceedings of IPAC'22, Bangkok, Thailand, Jun 2022, pp. 1-5.
- [2] K. Akai *et al.*, “SuperKEKB 加速器”, 加速器, 15, No.4, 2018, pp.213-220.
- [3] H. Takagi *et al.*, “電子蓄積リングにおけるパルス多極電磁石を使ったビーム入射”, 加速器, 8, No.4, 2011, pp.218-227.
- [4] Edited by E. Kikutani, “KEKB Accelerator Papers”, Compiled for publication in Nuclear Instruments and Methods Series A, KEK Preprint, 2001, 2001-157.
- [5] M. Tobiyama *et al.*, “Development of a high-speed digital signal process system for bunch-by-bunch feedback systems”, Phys. Rev. ST Accel. Beams 3, 012801, 2000.
- [6] D. Zhou *et al.*, “Analysis of beam aborts at SuperKEKB with the bunch current and oscillation recorder”, Proceedings of the 18th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, 2021, pp.687-691.
- [7] T. Mimashi *et al.*, “The Design of Beam Abort System for the Super KEKB”, Proceedings of IPAC'10, Kyoto, Japan, 2010, TUPEA023, 1378.
- [8] Dassault Systèmes, Network House, Langford Locks, Kidlington, Oxfordshire, OX5 1LH, UK.

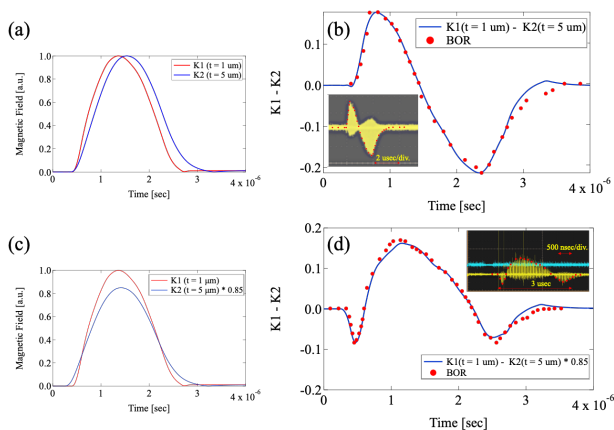


Figure 5: Comparison of BOR and the waveforms created from difference between K1 and K2. (b) and (d) are calculated using data of (a) and (c) with shifted timing. The insets are BOR data used for comparison.