

話 題

金属磁性体 FT3L を用いた高インピーダンス空洞

大森 千広*

High Impedance RF Cavity using a Magnetic Alloy, FT3L

KEK*

Chihiro OHMORI*

Abstract

The Magnetic Alloy loaded RF cavity using the material FT3L is expected to be an excellent technology to improve the performance of proton accelerators around the world. J-PARC is planning to replace the existing RF cavities by FT3L cavities. CERN is also planning to employ the FT3L cavities to replace old ferrite cavities in the PS booster ring for the LIU (LHC Injector Upgrade) project. The FT3L has better characteristics for RF cavity performance than ordinary magnetic alloy and ferrite materials. On the behalf of the J-PARC Ring RF group, I describe the history of developments, principle of cavity, characteristics of FT3L material and design of cavities.

1. はじめに

J-PARC では現在 MLF (Materials and Life science experimental Facility) とニュートリノ施設に約 200 kW のビームの供給が行われている^{1,2)}。J-PARC MR (Main Ring) ではビーム強度増強のため、バンチあたりの強度を増やすと同時に繰り返しを速くすることで、ユーザーに供給する時間当たりの粒子数を増やす準備をすすめている。これにより現状では運転開始当初 3.56 秒であった MR の繰り返しは 1 秒短縮され、2.56 秒周期で運転している。そして、更なるビーム増強に向け、加速器の改良がおこなわれようとしている。日立金属(株)の金属磁性体 FT3L を用いた新しい金属磁性体空洞^{3,4)}は陽子加速器のこの性能向上の切り札として期待されている(図 1)。ここで FT3L とはナノ結晶軟磁性材料の一種で、結晶化過程において磁場をかけることにより、ナノメートルサイズの結晶の磁化容易軸が揃った状態となった材料である。

高繰り返しを実現するためには電磁石電源の増強と同時に高周波電圧を増やすことが必要となる。しかしながら、高周波空洞のためのスペースは現実には限られており、限られた場所で必要な電圧を得る必要がある。そこで必要となるのはより加速勾配を高くする技術である。この点で FT3L 空洞は従来の金属磁性体 (FT3M) に比べ約 2 倍高周波損失が少ない。このため、

より少ない高周波パワーで必要な加速電圧を得ることができると同時に磁性体の量を減らすことを可能にし、



図 1 J-PARC ハドロンホールにて、FM 電磁石を借りて行われた加速器用大型 FT3L コア製造試験で高インピーダンスコアの製造に成功した J-PARC リング RF グループ。KEK プレスリリース 2011 年 8 月 3 日
<http://legacy.kek.jp/ja/news/press/2011/080315/>

* 高エネルギー加速器研究機構 KEK, High Energy Accelerator Research Organization
(E-mail: chihiro.ohmori@kek.jp)

より高い加速勾配を実現することができる。この FT3L 空洞は J-PARC のみでなく CERN の LHC のルミノシティ増強に向けた入射器チェーンのアップグレードにも使用を検討している^{5,6)}。

本稿では、陽子シンクロトロン用加速空洞の歴史と加速電圧勾配を制限していた磁性材料について説明したのち、主にこれまでに筆者ら J-PARC リング RF グループが行ってきた研究について、金属磁性体空洞の利点とさらにその応用例として J-PARC と CERN の空洞について述べる。そして、最近注目され始めた FT3L 空洞開発の現状を紹介したい。

2. 研究の歴史 (フェライト空洞)

まずこの章では、最初に陽子(またはイオン)の加速器ではなぜ加速空洞に磁性体が使われるか説明したい。そして、従来のフェライト空洞の仕組みについて述べる。

図2は電子、陽子と β の関係を示したグラフである。この図からわかるように電子の加速空洞では 10 MeV 程度を超えると電子の速度はほぼ光速となり、一定周波数の空洞によって加速することができる。一方、陽子では 20 GeV 程度以下ではエネルギーに応じて加速周波数を変えていくことが求められる。約 20 GeV 以上ではその必要はなくなる。このため、同じ 100 GeV 超の加速器でも入射エネルギーが 8 GeV の FNAL Main Injector ではフェライトを使った空洞が使われるが、入射エネルギーが 26 GeV の CERN の SPS では固定周波数の空洞が使われている。

では従来の空洞ではどのように加速周波数に高周波周波数を同期させているのだろうか。図3にフェライト空洞の模式図を示した。加速器のフェライトとしては主にニッケル亜鉛系が使われる。フェライトは直流電流を流すことで飽和し、透磁率が変化する。この特性を利用して、フェライトにバイアス電流を流すことで空洞のインダクタンスを変化させ、加速ギャップ

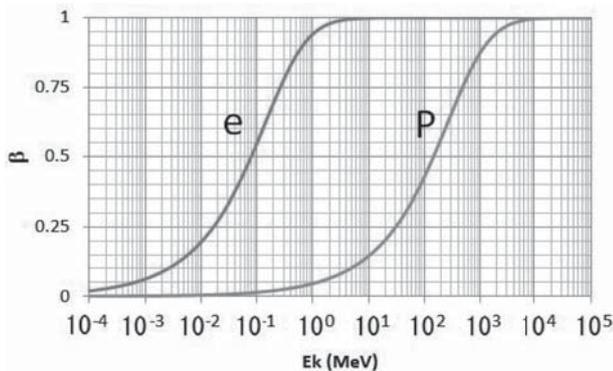


図2 電子、陽子のエネルギーと速度 (β) の関係図。電子では容易に光速近くまで加速されるが、陽子などでは数十 GeV まで加速しなければならない。この違いが電子とその他の粒子の加速方式に大きな違いをもたらしている。

付近に配置されたコンデンサーとの間の共振周波数を変化させることができる。文献7)は1992年のCERN加速器スクールのものだが、フェライトリングにどのようにバイアス電流を流すかという点で、いくつかの例が紹介され、目的にあったさまざまな工夫がなされていることがわかる。

さて、ここでフェライトの磁性体としての特性を見てみよう。フェライトは数百程度の比透磁率をもつ材料であり^{7,8)}、トロイダル形状のものが空洞内部に設置され、加速ギャップ付近の静電容量との間で並列共振回路となるように、インダクタンスとして用いられている。この場合、シャント抵抗値は磁性材料の透磁率と Q 値と周波数の積 (μQf 値) に形状因子をかけたもので得られる。フェライトの Q 値は 100 程度であり、 μQf 積として 10^{10} 程度となる。ところが、この Q 値は高周波電圧振幅すなわちフェライトコアの中の高周波磁場に依存する性質がある。これはフェライトの透磁率が 1 kG 程度で飽和するため、高周波磁場にして 100 G を超えたあたりから、特性が劣化することによる(図4参照)。この特性がフェライト空洞の加速勾配を制限することとなる。

3. 金属磁性体空洞

金属磁性体空洞を最初にビーム加速に使用したのはフランスの Saclay 研究所の MIMAS 加速器である(図5)¹⁰⁾。これにはアモルファスコアが利用されている。この空洞は加速に必要な広帯域を実現するためにフェライトコアに変えてアモルファスを使用したものである。一方、バイアス線や冷却銅板をつかった冷却などフェライト空洞の方式をそのまま使用している。金属磁性体 (Magnetic Alloy) または金属磁性体空洞 (Magnetic Alloy Cavity) の名称はこの Saclay 研究所の呼び名を踏襲したものである。

大強度加速器のための金属磁性体空洞の開発は 1995

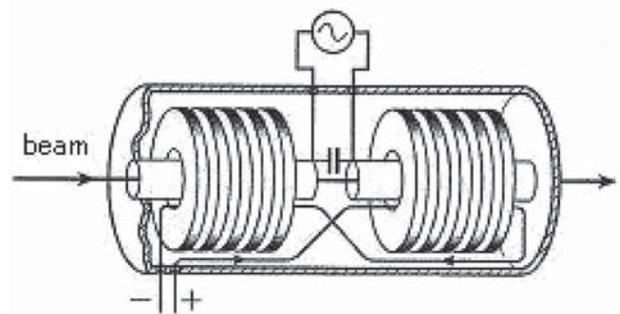


図3 フェライト空洞の模式図。フェライトにバイアス線を8の字に巻くことにより、高周波の漏えいを防ぎながら、透磁率を変化させることができる^{7,8)}。バイアス電流の流れを→で示している。

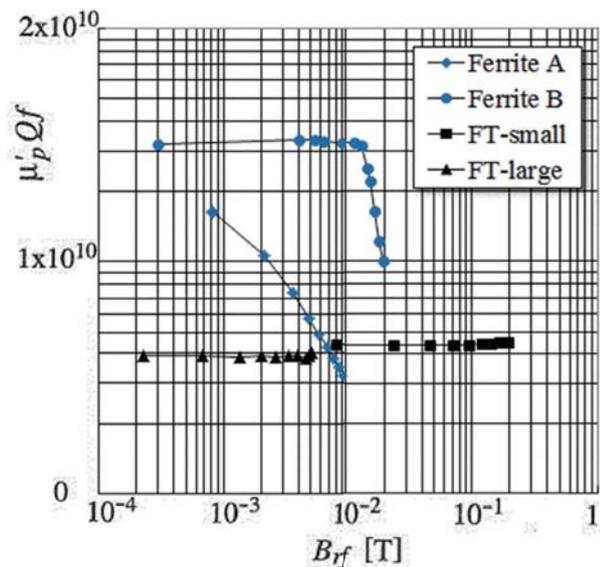


図4 フェライトと金属磁性体コアの特性の違い⁹⁾。特徴の異なるフェライトを2種類しめした。フェライトでは両者とも磁性体内部の高周波磁場 B_{rf} が増加すると特性 μQ_f 値が低下する。これに対し、金属磁性体コアでは0.1Tの B_{rf} でも変化していない。ここで B_{rf} と μQ_f はそれぞれ高周波電圧とシャント抵抗値をコアの形状による係数で規格化したものであり、形状に依存しない磁性体特性の評価に用いられている。

年旧東京大学原子核研究所の将来計画のためのR&Dとして開始した。当時は陽子のための空洞としてはフェライトが主流であったが高電圧での材質としての安定度は大強度加速に必要な速い繰り返し加速器を実現する上で魅力的であり、金属磁性体空洞の研究を開始した。金属磁性体とフェライトには材料として、いくつかの大きな違いがある。それは、

○飽和磁束密度がフェライトに比べ桁大きいこと (このため空洞により高い電圧を出力しても特性が劣化しない。これを図4に示す)。

○透磁率の実数項と虚数項の割合が、フェライトでは実数項が大きいのにに対し、金属磁性体では同じオーダーであること。これにより、フェライト空洞では Q 値が100程度あるのにに対し、金属磁性体空洞では Q 値は1程度と小さい。

○キュリー点がフェライトでは100度から200度なのに対し、金属磁性体では570度と高い点。

○フェライトの中の高周波ロスヒステリシス損であるが、金属磁性体空洞ではヒステリシス損と渦電流損の両者があること。

この金属磁性体で作った大型リングコア (直径80 cmと85 cm) を防錆加工し、直接冷却する方式を確立することで、高い加速勾配を得ることができた⁹⁾。図6は陽子加速器に用いられている高周波加速空洞の加速勾配の比較である。20 cmを超える大きなビームパイプ径



図5 世界最初の金属磁性体空洞. VITROVAC® (アモルファス) を用いた空洞である。

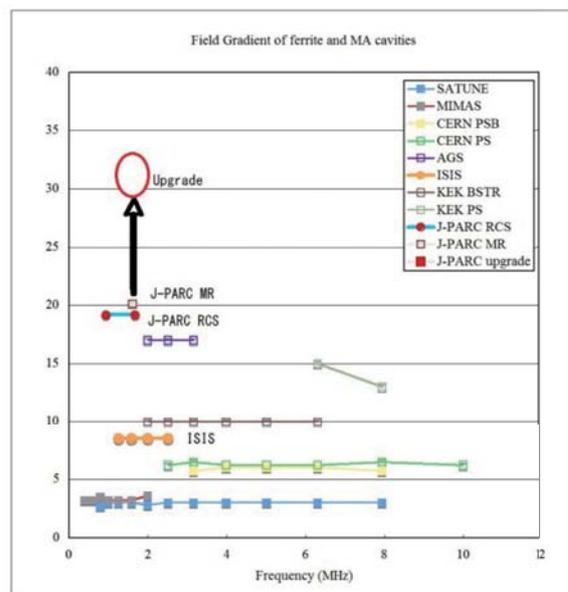


図6 フェライト空洞と金属磁性体空洞の加速電圧勾配の比較。金属磁性体空洞を用いることにより、J-PARCでは高い電圧勾配を実現し、RCSを小型化することに結び付いた。また、さらなるMR増強のため、加速勾配をさらに向上できる空洞の開発が進んでいる。

が必要なJ-PARCのRCS (Rapid Cycling Synchrotron) では従来のフェライト空洞 (ISIS) に比べ2倍を超える加速勾配を金属磁性体空洞により実現している¹¹⁾。従来のフェライト空洞で加速器を設計した場合RCSの周長は400 mを優に超えるが、この技術により300 m台に小型化できた。

4. 実際の金属磁性体空洞

前述のようにフェライトと金属磁性体の違いの一つ

は帯域である。金属磁性体は前述のように Q 値が低い
ためフェライト空洞とは全く異なる加速空洞の制御が
可能となる。すなわち、バイアスを用いた同調回路を
使わずに陽子やイオンの加速に必要な帯域をカバーで
きるということである。この点の実証のために 1998 年
に幸運にも放射線医学総合研究所の協力を得て HIMAC
に空洞を設置し、さまざまな実証試験をおこなうこと
ができ、また AGS での試験などの経験をもとに空洞の
開発が進んできた¹²⁾。

この章では金属磁性体空洞の原型に近い形で稼働し
ている例として CERN の LEIR (Low Energy Ion Ring)
の金属磁性体空洞¹³⁾ について述べ、次により強度の高
いビーム加速に成功している J-PARC RCS と MR につ
いて述べることにする。

4.1 広帯域空洞 (LEIR 空洞)

LEIR は LHC の鉛イオン衝突のための入射器の初段
シンクロトロンである。低エネルギーの鉛イオンの加
速のため広帯域が要求され、金属磁性体空洞が 2005 年
に設置され稼働している¹³⁾。この空洞は 1998 年に放
射線医学総合研究所で試験された最初の金属磁性体空
洞¹²⁾ を改良したものであり、金属磁性体空洞としては
原型に近い。この空洞には直径 67 cm の金属磁性体リン
グコアが 6 枚装填されている (図 7)。金属磁性体はコー
ティングされ、冷却槽に設置され、直接冷却水により
冷やされている。この直接冷却の手法は J-PARC とも
共通である¹¹⁾。この空洞のインピーダンスは約 2 MHz
をピークに緩やかな曲線を描いている (図 8)。このた
め、真空管アンプから高周波電力を供給すれば重イオ
ン (鉛) の加速に必要な高周波を自由に出力すること



図 7 2005 年に設置した時の CERN LEIR 空洞。真空
パイプ締結前の高周波印加試験時の写真であ
る。空洞側面に KEK-CERN Collaboration の文
字が見える。2 台の空洞が設置されたが、一
台はバックアップ専用である。

ができる。

図 8 からわかるように、磁性体コアの枚数と空洞の
静電容量を変えることにより帯域をある程度変えるこ
とができる。重イオン加速では 500 kHz から 5 MHz が
必要であったため LEIR ではコア 3 枚 × 2 を選択して
いる。LEIR で加速されたビームは最終的には LHC に
入射され鉛イオン同士の衝突実験に使われている。

4.2 J-PARC RCS 空洞

J-PARC などの大強度の加速器では広帯域すぎるこ
とは欠点でもある。この点は金属磁性体空洞開発の初
期の段階で CERN の RF の大家 Fleming Pedersen 氏に
指摘を受けた点である。すなわち広帯域ではビームの
持つ複数の周波数成分の影響を受けることになり、そ
れぞれの周波数に対してビーム負荷に対する補償を行
う必要がある点である。

このため J-PARC RCS¹¹⁾ (図 9) では広帯域空洞に並
列にインダクターを挿入することで共振系のインダク
タンスを減らし、共振の Q 値を増やして帯域を減らす
ことに成功している¹⁴⁾。図 10 と図 11 にインダクター
の原理と写真を示す。

このインダクターを追加することで補償すべきビ
ーム負荷の周波数の数を減らすことが可能となるが、一
方で 2 次高調波混合などビーム増強に必要な性能を
保持しなければならない。RCS ではこの両者の条件を満
足するように Q 値にして 2 を選んでいる。図 12 に 2
次高調波の有無による J-PARC RCS ビームの入射時の
パンチ波形をしめす。

大強度加速器では空間電荷効果によってベータトロ
ン振動数が増加し、ベータトロンの共振の影響を受け
ることがある。この際に、ビームのパンチ長を伸ばすこ
とによって空間電荷効果が緩和されるため、共振の影響

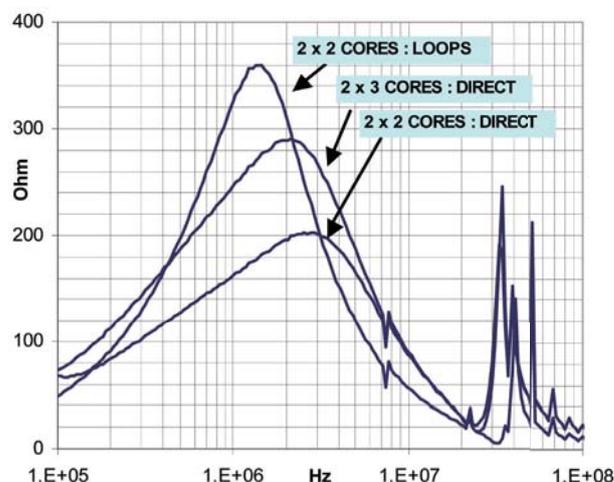


図 8 LEIR リングに設置した空洞のインピーダンス
(2X3CORES) と別の駆動方式 (2X2CORES)
の比較。必要な 500 kHz から 5 MHz までの帯
域をカバーしていることがわかる。

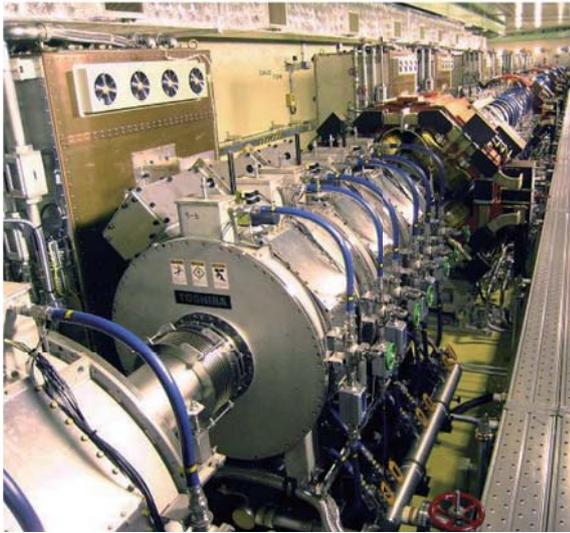


図9 RCS 空洞¹¹⁾。2012年現在11台の空洞が長い直線部に設置され稼働している。広帯域空洞であるため、加速周波数 ($h=2$) と同時に2次高調波 ($h=4$) を同時に加速ギャップに出力できる。入射時には2次高調波電圧は基本波電圧の80%にも達し、バンチのピーク強度を大強度加速向きに下げている。ここで h はハーモニックナンバー。

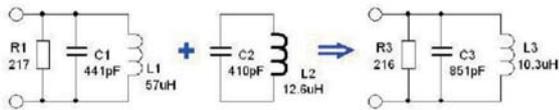


図10 外部インダクター追加による空洞帯域調整のしくみ。左のLCR共振回路(広帯域空洞)にインダクターと真空コンデンサーを付け加えることで $Q=2$ の共振回路を実現している。

響を避けることができる。シミュレーションに基づき2次高調波を用いたバンチ波長の制御を行っている。シミュレーションと実験はよく一致し、2次高調波技術はRCSでの大強度加速に必要な不可欠な技術となっている¹⁸⁾。

またJ-PARC RCSとMRの両者ともにビーム信号を用いたフィードフォワード技術により、加速空洞に誘起されるビーム誘起電圧を補償することに成功している¹⁹⁾。インピーダンスの安定した負荷である金属磁性体空洞と組み合わせることにより、従来のフェライト空洞では達成できなかった高い安定性と再現性を実現した。これによりビームから見た空洞のインピーダンスは $1/30$ 以下の 25Ω となっている。この技術を用いることによりRCSのRFシステム単体では1 MW ビーム加速の見通しをつけることができた。フィードフォワードは地上部のLLRFを強化するだけで実現できる点でも効率的な手法である。この技術は最近ではJ-PARC MRでの営業運転にも応用されている。これについての詳細な報告は別の機会に譲ることとする。

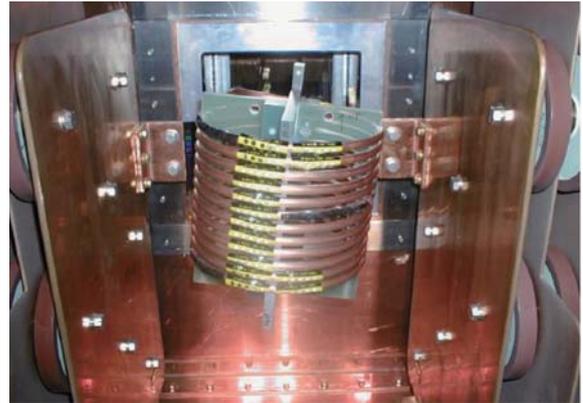


図11 J-PARC RCS 空洞に設置された空芯インダクター。発熱を調査するためにサーモパibelを張り、温度を測定しているときの写真である。

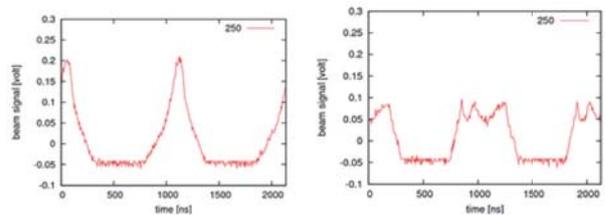


図12 J-PARC RCSの入射時のビームバンチ波形。右：基本波のみの場合、左：2次高調波を混合した場合^{16), 17)}。

RCSではコア1枚当たり約7 kWのRFが投入されている。このコアは防錆樹脂によって保護され直接純水によって冷却されている。コアの内部でのRF密度は $1/r$ に比例するため、コアの発熱は内周側に集中することとなる。このため、一部の磁性体コアで内周側に座屈が発生した。これに対し樹脂含浸工程を改良し、この問題を解決した¹⁵⁾。なお、MRでは、後述するようにカットコアが使われているため、発熱分布は均一に近く、こうした座屈は発生していない。

4.3 J-PARC MR 空洞

J-PARC MRではビーム負荷により広帯域の空洞を使うことがより困難になる。これはバンチの幅が極端に短くなり多くの高調波成分を持つことと取出しキッカーの立ち上がり時間を確保する空きバケツがあるため周期的で過渡的なビーム負荷現象があることによる。MRのバンチ幅は581 nsの周期に対し約20 ns程度しかなく、数十メガヘルツまでの多くの高調波成分を有する。また、ピーク強度は現時点でも100アンペアを越している²⁰⁾ので空洞に誘起する電圧を抑える工夫が必要となる。

このため、MRではカットコアと呼ばれる手法により磁性体コアのインダクタンスを大幅に減らし、 Q 値を増やすことで空洞の帯域を狭め、高調波の影響を受けにくくしている²¹⁾。ここでカットコアとはリング状

のコアを2つに分割し、間にスペーサーを挟み磁性体コアのインダクタンスを調整する手法である (図 13)。MR では 10 mm のスペーサーを挟むことで $Q=26$ のシステムを実現している。このカットコアを製造する上でカギとなるのが、カット面の処理である。我々は KEK 工作室の協力を得て、ダイヤモンド研磨を大型コアに応用した²¹⁾。さらにカット面にポリシラザンを塗布することで保護を強化した。研磨の良否はカットコアのスペーサーを薄くし、RF を投入することで部分的な発熱がないかを赤外線カメラによって確認している。図 14 に試験の様子と赤外線カメラでみた発熱分布を示す。この図のように、切断面で発熱がないものをカットコアとして使用している。比較のために、表面に酸化銅が付着したコアの発熱分布を図 15 に示す。

MR 空洞はごく最近まで、空洞インピーダンス (特性) の低下という深刻な問題を抱えていた。これは空洞設置前の長時間ベンチテスト (~ 2000 時間) では見られなかった現象がそれより短期間に発生したものである。我々は J-PARC 内外の研究者の協力を得て、磁性体コアを冷却している純水系に電磁石からでた酸化銅が混じり、これが磁性体コアのカット面に付着して発熱、コアへのダメージを起こしていることを明らかにした²²⁾。

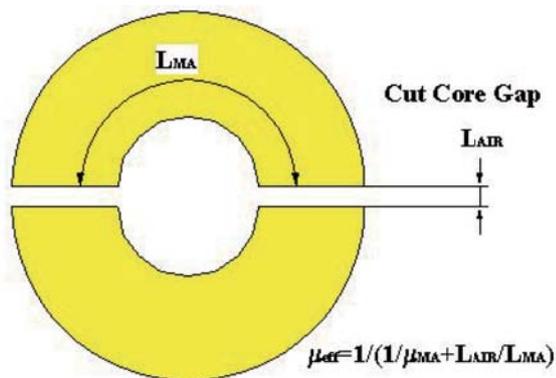


図 13 カットコアの模式図。カットコアのギャップ高により、インダクタンスが変化する。

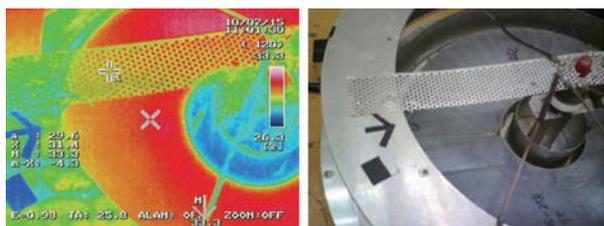


図 14 カットコアの試験の様子。右：写真，左：赤外線カメラで見たもの。⇒の位置にカット面があるが、局所的な発熱がないことがわかる。

これに基づき、空洞冷却系と電磁石冷却系の分離を行った。さらにシリコンラバーを用いた簡便なカット面の保護法を開発し、これを順次空洞交換時に適用した²³⁾。現在ではインピーダンスの変化もなく、安定した加速空洞の運転を行っている。図 16 に MR 高周波システムの写真を示す。また、MR 空洞も RCS 空洞同様に直接磁性体コアを純水で冷却する方式を採用している。

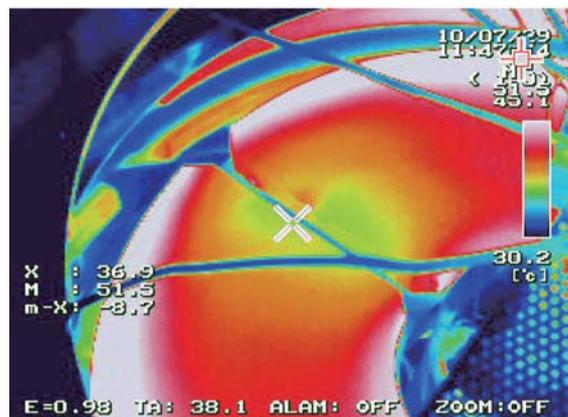


図 15 カット面の局所発熱の例。X の位置で発熱していることがわかる。これは加速器内の冷却水系から酸化銅が付着したコアで、通常コアではこのような発熱は極めてまれである。カット面に高周波磁場が通りにくくなったため、外周部と内周部にも発熱が見える。



図 16 MR 高周波システム。2012 年 5 月現在 8 台の加速空洞が稼働し、2.56 秒サイクルでの運転を可能にしている。この空洞システムを如何に改良し、将来の高繰り返しに対応できるシステムにするかが、J-PARC 加速器の強度増強にとって重要な課題である。

5. 金属磁性体

5.1 高インピーダンス磁性体 FT3L

J-PARC で用いられている金属磁性体ファインメット®²⁴⁾ はアモルファス状態の金属を高温で加熱処理し、ナノメートルサイズの結晶を形成させることで高いインピーダンスを実現している。ファインメット® は鉄 (76-89%)、珪素 (6-10%)、ニオブ (3-7%)、ホウ素 (1-3%)、銅 (1-2%) からなる合金である。この材料に熱処理時に磁場をかけることで結晶の磁化容易軸を制御した材料 FT3L 材、H 材が存在する。これに対し、磁場処理をしない材料は FT3M 材と呼ばれ、J-PARC や CERN LEIR ではこの材料が使われている。実は我々が金属磁性体空洞の開発を始めた 1995 年時点でも FT3L 材は存在したが、必ずしも特性は FT3M 材に比べて優れてはいなかった。ところが、2003 年ころにリボンの厚みの薄いリボンが製造可能になると、この薄いリボンで作った FT3L 材が高いインピーダンスを持つことが明らかになった。図 17 に特性の比較を示す。磁場中での熱処理と薄いリボンの使用の 2 点を組み合わせることで特性が約 2 倍になることがわかる。

5.2 大型 FT3L コアの製造

このようなコアを製造し、J-PARC の加速空洞のコアを置き換えることができればよいのだが、現実には大きな問題が存在した。つまり、J-PARC で使用しているような大型コアを磁場中で熱処理できる設備がなかったことである。このため、我々は J-PARC ハドロングループと低温グループの協力を得て、ハドロンホールの子核実験用に準備していた FM 電磁石 (旧東京大学原子核研究所の FM サイクロトロン磁石) を借りて、大型コアの製造試験を行った。図 18 にその時の写真を示す。また図 19 は我々が製造した大型コア (FT3L 材) である。この製造には丸 1 日かかるため、実際の

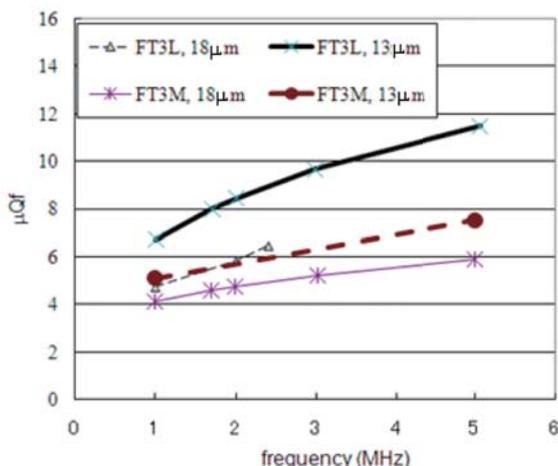


図 17 磁性体特性の比較。磁場中熱処理 (FT3L) と同時にリボンの厚さを薄くすることにより磁性体の特性が大幅に向上することがわかる。

製造試験では J-PARC 加速器運転を行っている日本アドバンステクノロジー (株) の協力を得て行い、約 10 枚の大型コアの製造を行うことができた。この製造は東日本大震災の後の 6 月から 7 月にかけて進められた。J-PARC のハドロンホールは震災により建屋にダメージがあり、復旧工事も必要であり、当初はこの製造試験は無理かと思われたが、ハドロングループの協力の



図 18 FM 電磁石とオープン。上：オープンの架台を地震の直前に補強したため、オープンには致命的な損傷はなかった。下：オープンへの磁性体コア設置風景。



図 19 最初に製造に成功した FT3L 大型コア (外径 80 cm)。

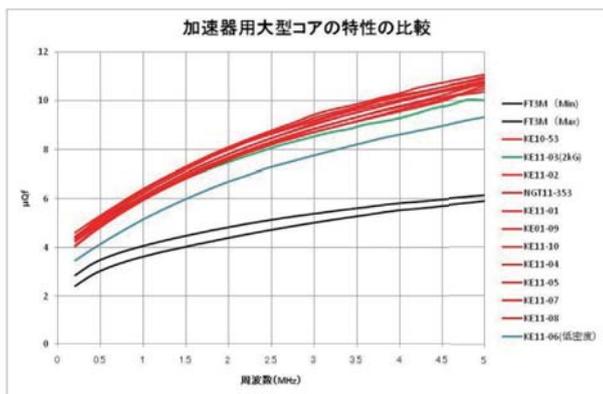


図 20 ハドロンホールで製造に成功した FT3L コアの特
性. 横軸は周波数, 縦軸は μQf 積でありシャ
ンとインピーダンスに相当する. 赤が FT3L,
黒が J-PARC で使っている FT3M, ほかの色は
異なる条件で製造したもの.



図 21 最初の FT3L 大型カットコア. ダイヤモンド研
磨をおこない, ポリシラザンの保護膜でカット
面を保護している. カットコア状態でも高イン
ピーダンスを持つことが確認された.

もと厳重な監視体制, 安全管理をおこないつつ進める
ことができた⁴⁾.

このハドロンホールでの開発は昨年夏で終了し, 量
産に向けた次のステップとして J-PARC ニュートリノ
第一設備棟での試験を予定している. この試験では実
際の量産にも使用できる電磁石を用いて, 製造方法の
確立をおこなう. また, 磁性体製造に適したより均一
な磁場で製造により, 磁性体の性能向上も同時に期
待している.

このようにして製造した金属磁性体コアの特性を図
20 に示す. 小型コアで得られたのとはほぼ同じ高い μQf
積を得ることができている.

製造した FT3L コアは現在, カットコアにするため
の工程に進んでいる. 図 21 は最初のカットコアである.
測定の結果, 予定通りのインピーダンスを持っている
ことが確認できた.

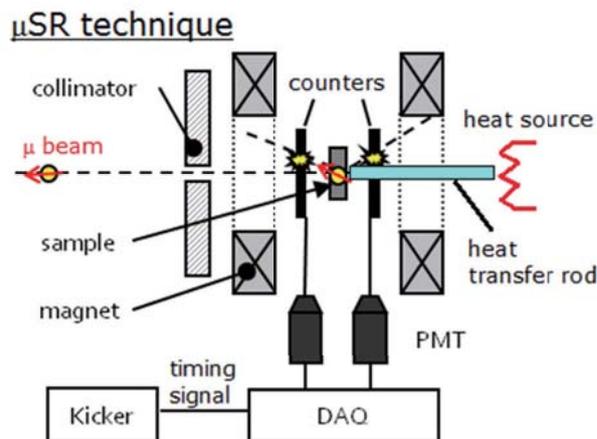


図 22 μ SR 実験のセットアップ. サンプルに 100%偏
極したミュオンを入射し, サンプル中でのミュ
オンの崩壊の様子 (前方後方の非対称性) から
サンプルの磁性状態を知ることができる.

5.3 高インピーダンス機構

では, どのような機構によりこのような高インピー
ダンスが実現しているのだろうか. これにはナノ結晶
の磁化容易軸の向きが関係していると考えられている.
このプロセスを調べるため, 我々は J-PARC MLF のミュ
オングループと協力し, μ SR^{25, 26)} と呼ばれる測定法を
用いて結晶化の過程を調べた (図 22). 図 23 にアモル
ファス状態から結晶が形成される過程の μ SR 信号を示
す. 結晶状態でのキュリー温度はアモルファス状態で
のそれより高いため, 昇温過程で一度, 試料は常磁性
状態となるが, さらに温度を上げると結晶化に伴いふ
たたび強磁性となり, μ SR 信号は速い緩和を示す. こ
のようなデータは他の手法でも得ることができるが,
ミクロな状態をその場観察で得ることができるのが
 μ SR 法の利点である.

さて, FT3L が高インピーダンスを持つ理由は次の
ような機構によると考えられている. FT3L ではナノ
結晶の磁化容易軸と加速空洞稼働中の高周波磁場の向
きが直交するため, ナノ結晶内部の磁化は安定軸を中
心に振動することとなる. 一方, 従来の FT3M 材の中
にはナノ結晶の磁化容易軸が高周波磁場の向きに平行
なものが存在し, これらは高周波磁場により磁化の向
きが安定点から逆の安定点に反転することになる. こ
れらの動作が大きな損失につながると考えられている.
実際 FT3H 材という磁化容易軸が高周波磁場に平行に
なるように磁場処理をしたコアではインピーダンスは
FT3M より低い値となっている.

6. 高勾配空洞の設計

ここではどのように FT3L という新しい材料を使っ
て加速システムの性能を高めるかについて述べる³⁾.

図 24 は J-PARC MR で使用されている金属磁性体空

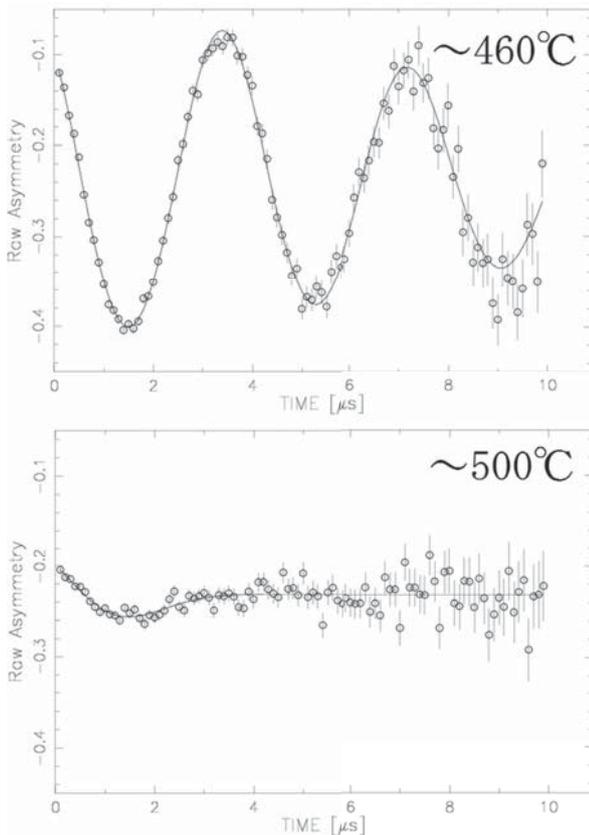


図 23 μ SR 実験の結果. 上: 460 度, 下: 500 度. アモルファス状態のサンプルがキュリー点を超えると常磁性状態となり, ミュオンは外部磁場に対応した回転信号を示す (上図). さらに温度を上げると, サンプル中にナノ結晶が形成され, ふたたび強磁性状態となる (ナノ結晶のキュリー点は 500 度以上). このときミュオンスピンは内部磁場により速い緩和を示すようになる (下図).

洞の現在の側面図 (左) と新しい FT3L 空洞 (右) である. 加速システム全体のコストでみた場合, 加速空洞の占める割合は 3 分の 1 から 4 分の 1 程度である. したがって, 高性能な材質に合わせ, システム全体を入れ替えるのは効率的ではない. このため, J-PARC では空洞のみを置き換えることにより, 性能の大幅な向上を目指している. ここでカギとなるのは FT3L が従来のものより約二倍高いインピーダンスを持つ点である. 我々は磁性体コアを 1.4 分の 1 に薄くすると同時にインピーダンスを 1.4 倍増やすことにした. これにより図 24 のような設計が可能になった. すなわち, 従来の 3 セル構造を 5 セルにし, 加速電圧をこれまでの 36 kV から 70 kV にすることである. これにより約 1 秒周期での MR 運転に必要な高周波電圧を得ることができることになる. また, 高周波増幅器から見た空洞負荷はセルあたりのインピーダンスが高いため現状と変わらず, 同じ陽極電源と高周波増幅器システムを使うことができる. このように, FT3L 空洞は電力的

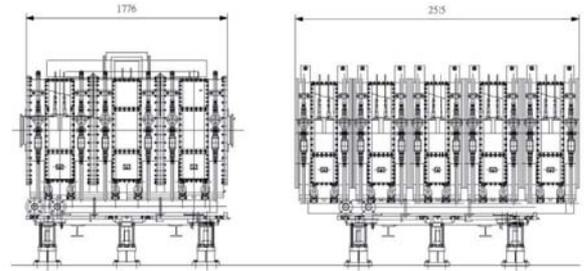


図 24 MR 高周波空洞. 左: 現状の FT3M を用いた 3 セル空洞. 右: FT3L を使うことで高勾配化した 5 セル空洞. 同じ電源を使うにも拘わらず出力できる高周波電圧は倍となる.

にもエコな空洞であるといえる.

FT3L の J-PARC RCS への応用のシナリオは現在検討中である. もっとも有力なのは空洞の一部またはすべてを入れ替えることで, 2 次高調波電圧を増強することである. これにより, 空間電荷効果を今以上に緩和できることがシミュレーションで示されており, さらにビーム増強が期待できる.

また, 空洞の高勾配化により空いたスペースを用いて 3 次などの高調波を追加して, より長いパンチを形成することも考えられる. ほかに, これまで加速中の運動量広がりが大きくなりすぎるため技術的に困難であった, $h=1$ の加速も複数の高調波混合を併用することで可能になるかもしれない.

この様に, 高勾配空洞は今ある加速器の性能を高める画期的な技術革新であるといえよう. さらに, この例として現在 KEK と CERN の間で進んでいる LHC のルミノシティ向上に向けた LHC 入射器アップグレード計画における FT3L 空洞⁵⁾ の応用を紹介する.

7. CERN LHC 入射器アップグレード

この共同研究は LHC のルミノシティ向上に向けた LHC 入射器アップグレードと呼ばれる計画の一部である (CERN-KEK 協定文書 ICA-JP-0103)⁵⁾. ビーム試験や半導体アンプの放射線試験などを行い, さまざまな試験を行った後 2018 年に予定されている長期停止期間にすべての空洞を金属磁性体空洞 (図 25) に入れ替える予定である.

謝 辞

J-PARC RF グループとしてこの原稿をまとめさせていただきました. RF グループでは長期にわたり絵面栄二氏, 高田耕治氏, 穴見昌三氏, 鈴木寛光氏らに協力をいただき, これまでの開発を進めてきています. RF システム開発にあたり, J-PARC, KEK, JAEA の加速器グループの方々から貴重な助言と支援をいただきました. この場を借りて加速器の方々のご協力に感謝したいと思います. MR の冷却水分離にあっては



図 25 CERN PSB (PS ブースター) に設置された金属磁性体空洞. PSB は 4 階建の加速器であり, 4 台の加速器が同時にビームを加速し, ほぼ同時に PS に向けビームを取り出す. その一番上のリングに金属磁性体空洞は設置されている. 空洞の横に直結しているのが半導体アンプである.

ニュートリノグループの多田将氏が設計にあたってくれました. また, FT3L 大型コアの製造に当たっては J-PARC 施設横断的にハドロン, 低温, ニュートリノ, ミュオンのグループの協力を得ることができました, またこのほかにも多くの方々のご協力が高勾配空洞を開発することができましたことに感謝します. 最後になりますが, 日本での金属磁性体空洞開発を最初に推進した森義治氏に感謝します.

参考文献

- 1) T. Koseki, "Status of J-PARC Main Ring After Recovery from the Great East Japan Earthquake Damage", Proceedings of IPAC12, New Orleans, May 20-25, 2012, THPPP079.
- 2) M. Kinsho, "Status of J-PARC 3 GeV RCS". Proceedings of IPAC12, New Orleans, May 20-25, 2012, THPPP083.
- 3) C. Ohmori et al., "Gradient Magnetic Alloy Cavities for J-PARC Upgrade", Proceedings of IPAC11, San Sebastian, Sep. 4-9, 2011, p2885-2887.
- 4) KEK プレスリリース 2011 年 8 月 3 日 J-PARC で加速器用超高性能磁性体コア量産に成功
<http://legacy.kek.jp/ja/news/press/2011/080315/>
- 5) R. Garoby, "Upgrade Plans for the LHC Injector Complex", Proceedings of IPAC12, New Orleans, May 20-25, 2012, TUXA02.
- 6) J-PARC の国際協力について ~ LHC 入射器アップグレードのための CERN-KEK 共同研究 ~
<http://accl.kek.jp/topics/topics120308.html>
- 7) I. Gardner, "Ferrite Dominated Cavities", CERN Accelerator School-RF Engineering for Particle Accelerators, CERN 92-03, Oxford 1991, p349-374.
- 8) 絵面栄二, "高周波加速入門", 高エネルギー加速器セミナー OHO2003.
<http://accwww2.kek.jp/oho/OHOtxt/OHO-2003/txt-2003-1.pdf>
- 9) Y. Tanabe, et al., "EVALUATION OF MAGNETIC ALLOYS FOR JHF RF CAVITY", Proceedings of APAC98, Tsukuba, Mar. 23-37,1998, 5D006.
- 10) C. Fougeron et al., "Towards the Construction of an Ultra Short Cavity for Heavy Ions Synchrotron" EPAC '90, Nice, France, June 1990, p. 961 (1990)
- 11) M. Yamamoto et al., "High Power Test of MA Cavity for J-PARC RCS", Proceedings of EPAC06, Edinburgh, 2006, p1322-1324.
- 12) C. Ohmori et al., "HIGH FIELD-GRADIENT CAVITIES LOADED WITH MAGNETIC ALLOYS FOR SYNCHROTRONS", PAC99, New York, U.S.A., March 1999, p.~413 (invited) (1999).
- 13) R. Garoby et al., "The LEIR RF System", Proceedings of PAC05, Knoxville, May 16-20, 2005, p1697-1699.
- 14) A. Schnase et al., "MA Cavities for J-PARC with Controlled Q-value by External Inductor" PAC07, Albuquerque, June 2007, p. 2131 (2007).
- 15) M. Nomura et al., "Condition of MA Cores in the RF Cavities of J-PARC Synchrotrons after Several Years of Operation", Proceedings of IPAC10, Kyoto, p.3723 (2010).
- 16) F. Tamura et al., "Longitudinal painting with large amplitude second harmonic rf voltages in the rapid cycling synchrotron of the Japan Proton Accelerator Research Complex", Phys. Rev. ST Accel. Beams, 12, 041001 (2009).
- 17) 「加速器研究施設トピックス 2010/06/07 ~高勾配加速システムの実現と更なる高勾配化へ~」
<http://accl.kek.jp/topics/topics100607.html>
- 18) M. Yamamoto et al., "Simulation of longitudinal beam manipulation during multi-turn injection in J-PARC RCS", Nucl. Instr. and Meth. A 621 (2010) p.15
- 19) F. Tamura, et al.: "Multiharmonic rf feed forward system for beam loading compensation in wide-band cavities of a rapid cycling synchrotron", Phys. Rev. ST Accel. Beams, 14, 051004 (2011).
- 20) <http://youtu.be/y9qCPgNvXNs>,
<http://youtu.be/hjGI0ImRtjY>
- 21) M. Yoshii et al., "Present Status of J-PARC Ring RF Systems" PAC07, Albuquerque, NM, U.S.A., June 2007, p. 1511 (2007).
- 22) M. Nomura et al., "Condition of MA Cut Cores in the RF Cavities of J-PARC Main Ring after Several Years of Operation", Proceedings of IPAC11, San Sebastian, Sep. 4-9, 2011, p107-109.
- 23) K. Hasegawa et al., "J-PARC MR RF 空洞の錆対策と現状", 2012 年加速器学会発表予定
- 24) ナノ結晶軟磁性材料「ファインメット®」
http://www.hitachi-metals.co.jp/prod/prod02/p02_21.html
- 25) http://msl-www.kek.jp/msr/muonintro/index_j.html
- 26) A. Yaouanc and P. Dalmas de Reotier, "Spin Rotation, Relaxation, and Resonance: Applications to Condensed Matter"