

# 高温超伝導コイルを用いた高強度小型サイクロトロン の概念設計

## CONCEPTUAL DESIGN OF HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTING CYCLOTRONS

福田光宏<sup>#,A)</sup>, 植田浩史<sup>A)</sup>, 畑中吉治<sup>A)</sup>, 依田哲彦<sup>A)</sup>, 島田健司<sup>A)</sup>, 安田裕介<sup>A)</sup>,  
石山敦士<sup>B)</sup>, 野口聡<sup>C)</sup>, 長屋重夫<sup>D)</sup>, 渡辺智則<sup>D)</sup>, 三上行雄<sup>E)</sup>, 吉田潤<sup>E)</sup>,  
横田渉<sup>F)</sup>, 倉島俊<sup>F)</sup>, 宮脇信正<sup>F)</sup>, 吉田健一<sup>F)</sup>, 柏木啓次<sup>F)</sup>

Mitsuhiro Fukuda<sup>#,A)</sup>, Hiroshi Ueda<sup>A)</sup>, Kichiji Hatanaka<sup>A)</sup>, Tetsuhiko Yorita<sup>A)</sup>, Atsushi Ishiyama<sup>B)</sup>, Satoshi Noguchi<sup>C)</sup>,  
Shigeo Nagaya<sup>D)</sup>, Tomonori Watanabe<sup>D)</sup>, Yukio Mikami<sup>E)</sup>, Jun Yoshida<sup>E)</sup>, Watalu Yokota<sup>F)</sup>,  
Satoshi Kurashima<sup>F)</sup>, Nobumasa Miyawaki<sup>F)</sup>, Kenichi Yoshida<sup>F)</sup>, Hirotsugu Kashiwagi<sup>F)</sup>,

<sup>A)</sup> Research Center for Nuclear Physics, Osaka University

<sup>B)</sup> Faculty of Science and Engineering, Waseda University

<sup>C)</sup> Graduate School of Information Science and Technology, Hokkaido University

<sup>D)</sup> Chubu Electric Power Company, Inc.

<sup>E)</sup> Sumitomo Heavy Industry, Inc.

<sup>F)</sup> Takasaki Advanced Radiation Research Institute, Japan Atomic Energy Agency

### Abstract

The skeleton cyclotron is a new type of an AVF cyclotron equipped with high-temperature superconducting (HTS) coils. The magnetic field for ion acceleration is generated by an air-core coil complex, consisting of main, trim, sector, center and other small correction coils. The iron-free cyclotron magnet has the advantages of high stability and reproducibility of the magnetic field which is achievable by exclusion of magnetic materials to avoid not only a magnetic field change caused by thermal conduction from coils but also a difference in the excitation level originated in a hysteresis effect when the coil currents are changed to switch acceleration energy and ion species. The iron-core free structure gives us freedom to optimize the configuration of cyclotron equipment as well. On the other hand, radiation shielding and magnetic field leakage should be considered in case no shielding materials exist around the cyclotron. In this work, we designed the maximum magnetic field averaged azimuthally at the extraction radius of 50 cm is 2.0 T for a 50 MeV  $^4\text{He}^{2+}$  beam and 1.6 T for a 30 MeV  $\text{H}^-$  beam. Parameters of a spiral-type inflector was investigated for axial beam injection. Variation of the magnetic field distribution was estimated to add an iron return yoke to the outside of the HTS coil complex for neutron shielding.

### 1. はじめに

空芯型スケルトン・サイクロトロンは、鉄心と常伝導コイルを組み合わせた従来型の AVF (Azimuthally Varying Field) サイクロトロンとは異なり、複数の高温超伝導空芯コイルを組み合わせて半径方向の等時性磁場、方位角方向の軸対称ヒル・バレー磁場分布、入射及び引出領域の磁場分布などを形成する新しいタイプの AVF サイクロトロンである[1,2]。原理的には、任意の等時性磁場は、コイル径と軸方向の位置、高温超伝導線の巻数などが異なる複数対の円形メインコイルの組み合わせを最適化することにより形成することが可能であり、半径方向の磁場勾配を補正するトリムコイルも組み合わせることにより、加速可能なイオン種・エネルギーの範囲も広げられる[3]。空芯コイルの外側のリターン磁束がメインコイル磁場と逆向きになることを利用し、3組もしくは4組のセクターコイルを軸対称に配置して方位角方向の磁場の強弱を調整することに

より鉛直方向のビーム集束に十分なフラッターを得ることができる。大きなフラッターを必要としない低エネルギー加速の場合には、ストレート形状のセクターコイルでも十分であるが、スパイラル形状にすることにより軽イオンの高エネルギー化にも適用可能である[4]。さらに、スパイラル・セクターを半径方向に幾つか分割して励磁電流値を個別に制御することによりファースト・ハーモニック成分を作り出すことができることから、中心領域における軌道中心のセンタリング・エラーの補正や、引出し前のターン・セパレーションを大きくするための軌道中心のオフ・センタリング調整なども可能である[5]。サイクロトロンを中心軸近傍ではセクターコイルのリターン磁束が重なり、メインコイル磁場を局所的に減少させることになるため、中心領域の磁場分布を補正するためのセンターコイルを配置する[6]。これにより、3T以下の等時性磁場に対しては、従来型のインфлекター電極を用いたビーム入射が可能である。また、ビーム引出し領域においては、従来の AVF サイクロトロンと同様に、H<sup>-</sup>やD<sup>-</sup>などの負イオン加速の場合にはストリッパー・フォイルを用いて

<sup>#</sup> mhfukuda@rcnp.osaka-u.ac.jp

容易にビームを引出すことができるだけでなく、正イオンの場合には静電デフレクターと磁気チャンネル・コイルの組み合わせによるビーム取り出しも可能である。この場合、磁気チャンネル・コイルも高温超伝導化することにより、局所的に大きな逆磁場を発生することができ、取り出しビーム軌道位置の自由度を高めることができる。Figure 1 にスケルトン・サイクロトロンのコイル配置の一例を示す。

スケルトン・サイクロトロン電磁石のコイルにはイットリウム系やビスマス系の高温超伝導線材を採用する。これらの高温超伝導線材は、臨界温度が 100 K を超え、クエンチに対するマージンが大きいという優れた特徴を持っている [2]。NbTi 等の低温超伝導線材を用いたコイルから構成する空芯型 AVF サイクロトロンも提案されているが [7]、電磁石システムの安定性や信頼性の点において不安要素は少ない。

高温超伝導コイル群は、上下一対のクライオスタットに収納され、伝導冷却方式により 10K 程度まで冷却して運転を行う。鉄心を用いない空芯型超伝導電磁石の最大のメリットは、常伝導コイルのようにコイル自体の発熱がないため、コイル磁場の変動はコイル電源の安定度に依存して  $\Delta B/B < \pm 1 \times 10^{-6}$  の高安定性が得られること、鉄心が持つヒステリシス効果を除外できるため、コイル電流値を変更したときの再現性と迅速性に優れていることなどが挙げられる。また、電磁石空間を占めていた鉄心をなくすことによって加速電極や共振空洞をはじめ、他の機器の配置に自由度が生まれ、サイクロトロンのコンパクト化などが容易になる。

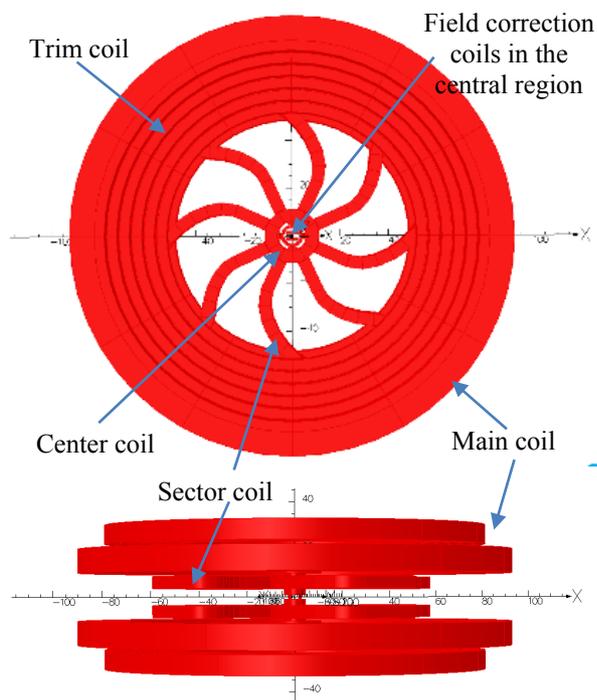


Figure 1: An example of the HTS coil complex of the skeleton cyclotron magnet.

## 2. 高強度小型サイクロトロンの仕様

大阪大学では、医学系研究科、理学研究科、核物理研究センターが連携して、「医理連携による進行がん治療のための国際医療拠点形成事業」がスタートし、初診時に進行している難治性のがん（特に多発転移がんや浸潤がんなど）に適応可能な革新的ながん治療法としてアルファ線放出核種を用いたアルファ線内用療法の開発研究に取り組んでいる。アルファ線放出核種には、Bi-213（半減期 0.76 h）、At-211（半減期 7.2 h）、Ac-225（半減期 10.0 d）、Ra-223（半減期 11.4 d）などがあり、放出されるアルファ線の平均エネルギーは 6~9 MeV であることから、これらの RI で標識された物質が悪性腫瘍までデリバリーできれば、細胞内で停止する程度の短い飛程により周囲の正常組織に影響を及ぼすことなく、高 LET のアルファ線によりがん細胞だけを死滅させることができる [1]。特に、At-211 は、既に甲状腺がんやパセドウ病などのベータ線内用療法に用いられているベータ線放出核種 I-131 と同じハロゲン元素であることから、I-131（ベータ線の飛程が長く、高エネルギーのガンマ線も放出する）の代替標識核種として期待されている。

At-211 は、He-4 ビームを用いて Bi-209 ( $\alpha, 2n$ ) At-211 反応により生成するが、生成断面積が最大となる 30MeV 前後のエネルギーでは、同位体の At-210 も Bi-209 ( $\alpha, 3n$ ) At-210 反応により生成されるため、At-211 の生成には 28 MeV 程度のエネルギーが最適である。一方で、この At-210 は主にガンマ線を放出することから、SPECT 診断により At の患部集中度が事前にリアルタイムで確認できるという利点もある。At-211 の混入を抑え、At-210 のみを生成するためには、40 MeV 以上のエネルギーが必要とされる。従って、スケルトン・サイクロトロンには、He-4 の最大加速エネルギーが 50 MeV 程度、28 MeV 前後のエネルギーで最大ビーム強度が得られるような性能が要求される。

アルファ線内用療法以外にも、既に実用になっている PET 用核種の生成、SPECT 検査の大半を担っている Mo-99/Tc-99m の生産、さらに BNCT 用熱中性子源開発などにも利用できるように、高強度の 30 MeV 陽子加速なども両立できる仕様を想定している。現在、設計を進めているスケルトン・サイクロトロンのパラメータを Table 1 に示す。

Table 1: Design Parameters of the Skeleton Cyclotron

Parameters	Values
Extraction radius	50 cm
Maximum averaged field	3.2 T
K-number	120 MeV
Acceleration harmonics	3, 5
Acceleration frequency	55 to 95 MHz

### 3. スケルトン・サイクロトロン電磁石の設計

#### 3.1 インфлекターによるビーム入射

PET 検査用 RI を製造する小型サイクロトロンのように、1.5T 程度までの平均磁場を用いて負イオンを加速する場合には、中心領域に設置した内部イオン源により加速イオンを供給することも可能である。しかしながら、内部イオン源で数百  $\mu\text{A}$  を超える高強度ビームを生成することは困難であることから、高強度のイオンビームを得るためには、外部イオン源からの垂直入射が必要とされる。この場合も、2T 以下の中心領域磁場にイオンを入射させる程度ならば従来技術のインфлекターを用いた垂直入射が可能であり、また磁場が2Tを超える場合でも、インфлекターへの入射エネルギーを大きくすることによって、数 cm 程度の磁場半径で入射させることは可能である。さらに高磁場の場合には、リングサイクロトロンの入射システムのように、偏向要素と集束要素を組み合わせたビーム入射方式を採用することによって外部からの入射は可能である。

スパイラル・インфлекターを用いた垂直入射におけるビーム軌道は次式で表される[8]。

$$x = \frac{R_e}{2} \left[ \frac{2}{1-4k^2} + \frac{\cos((2k-1)\theta)}{2k-1} - \frac{\cos((2k+1)\theta)}{2k+1} \right]$$

$$y = \frac{R_e}{2} \left[ \frac{\sin((2k+1)\theta)}{2k+1} - \frac{\sin((2k-1)\theta)}{2k-1} \right]$$

$$z = -R_e \sin \theta$$

$$k \equiv \frac{R_e}{2R_m}$$

ここで、 $R_e$  はインфлекター電極における電場半径、 $\theta$  は電場による偏向角であり、電極間隙に沿った軌道長  $s$  は  $s = R_e \times \theta$  で表される。 $k$  は、中心領域の磁場、入射粒子のエネルギー及び価数によって決定される磁場半径  $R_m$  を用いて  $k = R_e / (2R_m)$  で定義される。

インфлекターの出口付近ではインфлекター電極間に形成される電場の向きが磁場の向きと平行になることから放電が発生し易い。従って、従来型のスパイラル・インфлекターの設計においては、経験的に最大電場が 25kV/cm 以下になるように設計が行われる。また、電場半径  $R_e$  や磁場半径  $R_m$  は中心領域のスペースにより制限され、通常は電極及び磁極の形状・構造・サイズなどに依存して制約が生じるが、鉄磁極を排除することにより、その配置の自由度は従来に比べて大きくなる。50 MeV の  ${}^4\text{He}^{2+}$  イオンの加速を基準にし、インфлекター電場を 20 kV/cm、 $R_e = 60$  mm、 $R_m = 25$  mm に設定したときのビーム軌道を Figure 2 に示す。このとき、イオン源の加速電圧は 60 kV、中心領域の磁場は 2.0 T、 $k$  値は  $k = 1.2$ 、加速ハーモニクス数は 5 である。この条件の下、At-211 の生成に必要な 28 MeV 加速に対し

ては、イオン源の加速電圧は 68 kV、中心領域の磁場は 3.0 T であり、インфлекター電場は 23 kV/cm に抑えることが可能である。同様に、最大加速エネルギー120 MeV の  ${}^4\text{He}^{2+}$  イオンを加速する時のインфлекター内のビーム軌道を Figure 3 に示す。このとき、加速ハーモニクス数は 3、イオン源の加速電圧は 80 kV、 $R_e = 70$  mm、 $R_m = 19$  mm、 $k$  値は  $k = 1.9$ 、中心領域の磁場は 3.0 T で、インфлекター電極間の電場は 23 kV/cm に抑えられる。

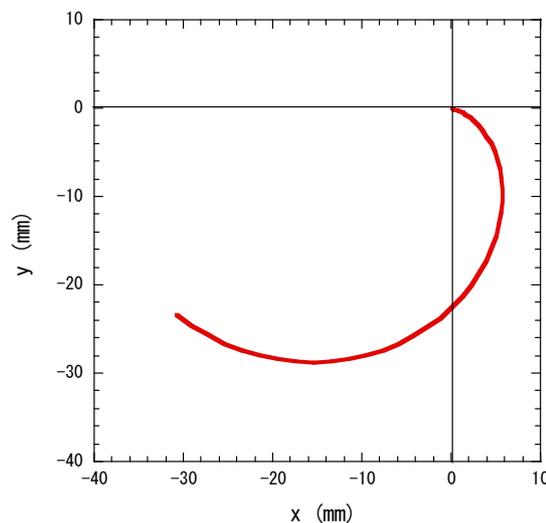


Figure 2: Trajectory of a 120 keV  ${}^4\text{He}^{2+}$  incident ion going through the gap of an inflector electrode with a  $k$ -value of 1.2 for acceleration up to 50 MeV with harmonic number of 5.

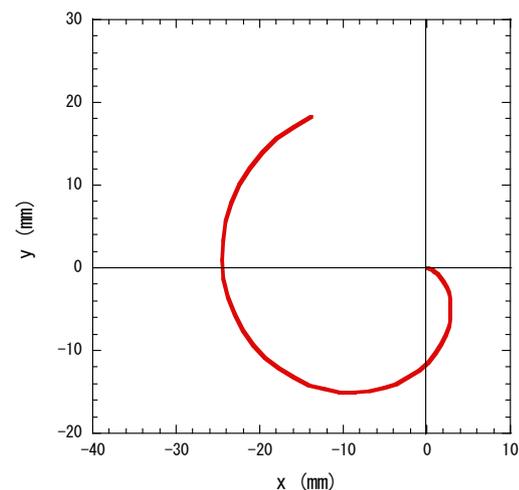


Figure 3: Trajectory of a 160 keV  ${}^4\text{He}^{2+}$  incident ion going through the gap of an inflector electrode with a  $k$ -value of 1.9 for acceleration up to 120 MeV with harmonic number of 3.

#### 3.2 放射線遮蔽用鉄材の影響

多量の RI 製造のために高強度のイオンビームを加

速する際には、速中性子やガンマ線などの放射線遮蔽対策が重要である。建屋の遮蔽壁を厚くできる場合には加速器本体の局所遮蔽は余り考えなくてもよいが、病院内などの限られたスペースに設置する場合にはリターンヨークを用いて自己遮蔽型にする必要がある。そこで、加速領域においては鉄磁極を用いない空芯コイルを維持し、コイルの外周部に厚さ50cmの遮蔽用鉄ブロックを配置した場合の磁場分布への影響について磁場解析を行った。Figure 4 に遮蔽用鉄リターンヨークの有無に対応した加速領域内の平均磁場分布の例を示す。コイルの外周に鉄が存在することによって加速領域内の磁束密度も13%程上昇することがわかる。外周に放射線遮蔽を兼用した鉄ブロックを配置することは、加速領域内のコイルを空芯化することによって得られる機器配置等の自由度を増すメリットを活かしたまま磁束密度を増やすことになるため、コイル線材の長さの短縮、ひいては電磁石製作コストの低減に効果的であると言える。

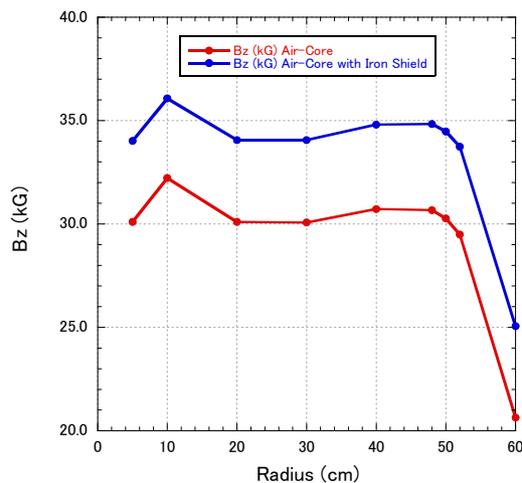


Figure 4: Comparison of the azimuthally-averaged magnetic field distributions between the existence of a 50 cm thick iron shield block surrounding all HTS coils (blue line) and a fully-opened air-core HTS coil complex without iron shielding (red line) for the same excitation condition.

## 参考文献

- [1] M. Fukuda, H. Ueda, K. Hatanaka, et. al., “Design study of the skeleton cyclotron magnet using a high-temperature superconducting coils”, Proceedings of the 11th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Aomori, Japan, August 9-11, 2014, pp. 101-104.
- [2] H. Ueda, M. Fukuda, K. Hatanaka, et. al., “Conceptual design of next generation HTS cyclotron”, IEEE Trans. Appl. Supercond., vol. 23, No. 3, 4100205(2013).
- [3] 石山敦士、植田浩史、野口聡、他3名、「磁場形成装置及びこれを用いた粒子加速器」、特許第5524494号。
- [4] 石山敦士、植田浩史、福田光宏、他3名、「空芯型サイクロトロン」、特許第5682903号。
- [5] 石山敦士、植田浩史、福田光宏、他3名、「空芯型サイクロトロン」、特願2013-215694。

- [6] 石山敦士、植田浩史、福田光宏、他3名、「空芯型サイクロトロン」、特許第5708984号。
- [7] M.K. Dey, A.D. Gupta, A. Chakrabarti, “Novel compact superconducting cyclotron for medical applications”, Phys. Rev. ST Accel. Beams, vol. 16, 040101(2013).
- [8] J.L. Belmont and J.L. Pabot, “Study of Axial Injection”, IEEE Trans. NS-13 (1966) 191.