

サイクロトロンの高エネルギー効率化に向けた 高温超伝導加速空洞の物理設計

HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTING CAVITY DESIGN FOR IMPROVING ENERGY EFFICIENCY OF CYCLOTRON

武田佳次朗^{*,A)}, 福田光宏^{A)}, 神田浩樹^{A)}, 依田哲彦^{A)}, 篠塚勉^{B)}, 伊藤正俊^{B)}, 倉島俊^{C)}, 宮脇信正^{C)},
涌井崇志^{D)}, 中尾政夫^{E)}, 松田洋平^{F)}, 森田泰之^{A)}, 原隆文^{A)}, 荘俊謙^{A)}
Keijiro Takeda^{*,A)}, Mitsuhiro Fukuda^{A)}, Hiroki Kanda^{A)}, Tetsuhiko Yorita^{A)}, Tsutomu Shinozuka^{B)},
Masatoshi Ito^{B)}, Satoshi Kurashima^{C)}, Nobumasa Miyawaki^{C)}, Takashi Wakui^{D)}, Masao Nakao^{E)},
Yohei Matsuda^{F)}, Yasuyuki Morita^{A)}, Takafumi Hara^{A)}, Chong Tun Him^{A)}

^{A)} Research Center for Nuclear Physics, Osaka University

^{B)} Cyclotron and Radioisotope Center, Tohoku University

^{C)} Takasaki Advanced Radiation Research Institute (QST)

^{D)} Institute for Quantum Medical Science (QST)

^{E)} Konan University

^{F)} Gunma University Heavy Ion Medical Center

Abstract

In general, a cyclotron has relatively higher energy efficiency(η_{acc}) than other typed accelerators due to compactness and simplification of magnets and RF systems. High Intensity Proton Accelerator(HIPA) at PSI, consisting of two ring cyclotrons, has achieved the highest η_{acc} of 18%. However, normal conducting cavities account for about 72% of the total electric power consumption. Higher beam intensity and lower power consumption are required for further improvement of η_{acc} . Therefore, we have designed a new cyclotron combining high-temperature superconducting cavities using MgB₂ and permanent magnets, called SRF-PM Cyclotron, in order to improve η_{acc} up to 30%. While MgB₂ has high critical temperature T_c of 39 K and capability of operation at 20 K, lower critical magnetic field B_{c1} of 20 mT makes it difficult to apply the SRF cavity using MgB₂ to our cyclotron with large leakage field from sector magnets. This paper reported the characteristics of the SRF cavity and the thermal properties of the cryomodule for achievement of 30% energy efficiency.

1. SRF-PM CYCLOTRON の概要

1.1 はじめに

Cyclotron は加速粒子を同一磁石で周回させながら同一加速空洞で CW 加速ができるため、コンパクトかつエネルギー効率が良い円形加速器である。特に PSI の Ring Cyclotron HIPA は 590 MeV で 1.4 MW の陽子ビームを加速しつつ、常伝導にも関わらず 18% もの高エネルギー効率を実現している [1]。その消費電力内訳は 72% が RF 系、10% が電磁石であり、PSI では更なる大強度化を目指しビームパワーを上げることでエネルギー効率改善を目指しているが、核物理研究センターでは CYRIC や QST と共同で超伝導電磁石や永久磁石、超伝導空洞などを Cyclotron に応用し大強度化、高エネルギー効率化に向けた研究開発を行ってきた [2-5]。本研究はその一環として消費電力ゼロの永久磁石と RF ロスがほぼゼロの超伝導空洞を組み合わせた SRF-PM Cyclotron でエネルギー効率を 30% 以上を達成することを目的としている。加速空洞の超伝導化に伴い冷凍凍機の消費電力が非常に大きくなるが、ORNL の SNS にある 1GeV LINAC は常伝導から超伝導にアップグレードした前後で (RF 系+冷凍機) のエネルギー効率が 5% 台から 20% 近くまで改善したと報告されており [6]、

Cyclotron でも同様の効率改善を見込んでいる。

Cyclotron 加速空洞の超伝導化は、1990 年代に Munich 工科大の Tritron 計画で最初に試みられた。本計画は加速空洞と磁石の両方を超伝導化させた完全な超伝導 Cyclotron を目指すもので、Pb-Sn 合金 ($T_c = 7.2$ K) 超伝導空洞を製作したがビームコミッショニングが成功しないまま計画が終了した [7-9]。また、Tritron の発展形として Texas A&M では Nb 超伝導空洞を用いたマルチスタック型の Cyclotron TAMU100 と TAMU800 を設計したが、クライオスタットを含めた超伝導空洞の設計がされておらずまた空洞まわりにクライオスタットを挿入する空間的余裕もないためその成立性には懐疑的な点がある [8,9]。

1.2 SRF-PM Cyclotron の概要

SRF-PM Cyclotron の概要図と基礎設計パラメータを Fig. 1, Table 1 に示す。永久磁石には放射線耐性に優れたサマリウムコバルト SmCo を使用し [4]、加速空洞の超伝導物質には MgB₂ を採用する。加速箱については Cryomodule 外側に SUS316L、内側には侵入熱を抑えるために Ti6Al4V 合金を使用する。設計課題は文献 [5] にまとめられているが、特に超伝導空洞の表面磁場は RF 自己磁場と漏洩磁場を合わせて下部臨界磁場 20 mT 未満にすることが最大の難点である。

* kjtakeda@rcnp.osaka-u.ac.jp

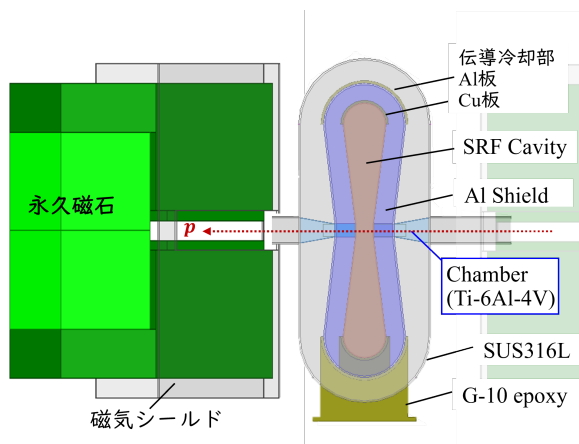


Figure 1: Outline figure of SRF-PM Cyclotron.

Table 1: Basic Design Parameter of SRF-PM Cyclotron

加速粒子	Proton
平均/最大磁場	0.5/1.0 T
磁石数/空洞数	4/2
回転周波数	6.86 MHz
RF 周波数	82.3 ~ 137.2 MHz
入射半径	1.0 ~ 1.3 m
引出半径	2.91 m
加速電場	~1.5 MV/m
運転温度	20 K
空洞表面磁場	< 20 mT = B_{cl} (20 K)

1.3 Cyclotron のエネルギー効率

加速器のエネルギー効率は(引き出されたビーム強度)と(加速器全体の消費電力)の比で表され、SRF-PM Cyclotron では電磁石を永久磁石にするため、消費電力の内訳は RF 系・冷却系(冷凍機, 冷却水)・入射器系・インフラ系(真空排気, 空調, 運用システムなど)となる。特に RF 系と冷凍機が占める消費電力は大きく、RF 系のパワーの流れは AC 電源-DC 変換-増幅器-加速空洞-ビーム加速と多段システムであるため各装置での僅かなロスが RF 全体の消費電力を増加させる。さらに冷凍機は空洞表面(20 K)における 1 W ロスの除熱に数百 W の電力を消費する。定式化すると Eq. (1) となり、Table 2 の各パラメータを使用して細分化すると、エネルギー効率は Eq. (14) で表される。分母第一項は RF 系の消費電力、第二項は超伝導空洞での RF ロスを除熱するための冷凍機、第三項は熱侵入(熱伝導や熱輻射)分を除熱する冷凍機、第四項は入射器系、第五項はインフラ系の消費電力を表しており、第二項が超伝導空洞の性能によって大きく変動する。第一項に関して常伝導空洞での RF ロスは入力パワーに対して数十%となるが超伝導空洞では 1% 未満であるから超伝導空洞より前段部の性能に依るところが大きい。しかし、その 1% 未満の RF ロスを除熱するための冷凍機電力は莫大であるため、RF ロスには上限値 P_{wall}^{limit} が設

Table 2: Main Parameter Determining Energy Efficiency, Used in Eq. (14)

	parameter	goal value	ref.
P_{acc}	Total Power	3.33 MW	-
P_{rf}	RF system Power	1.64 MW	-
P_{cryo}	Cryogenic Power	1.14 MW	-
P_{inj}	Injector Power	0.45 MW	[1]
P_{res}	Infrastructure Power	0.10 MW	[1]
P_{wall}	RF wall loss on cavity	<6.12 kW	-
Q_{in}	Heat Penetration(→20K)	<0.22 kW	-
	Heat Penetration(→80K)	<1.30 kW	-
E_{beam}	Extracted Beam Power	1.0 MW	-
E_{ext}	Extracted energy	100 MeV	-
E_{ind}	Induced energy	10 mA	-
I_{ind}	Induced intensity	10 mA	-
η_{acc}	Total energy efficiency	30 %	-
η_{rf}	RF system efficiency	63 %	-
η_{cryo}	Real Carnot efficiency	8 %	-
η_{ac}	AC/DC conversion	90 %	[5]
η_{amp}	RF Amplifier efficiency	70 %	[5]
η_{beam}	RF/beam conversion	87 %	[6]
η_{inj}	Injector energy efficiency	18 %	[1]
η_{trans}	Beam transport efficiency	100 %	-
η_{ext}	Beam extraction efficiency	100 %	-

定でき、その他のパラメータについても最適化が求められる。

$$P_{acc} = \frac{\text{引き出されたビーム強度}}{\text{RF 系} + \text{冷却系} + \text{入射器系} + \text{インフラ系}} \quad (1)$$

$$= \frac{I_{ext} E_{ext}}{P_{rf} + P_{cryo} + P_{inj} + P_{res}} \quad (2)$$

冷凍機の効率は SHI 製、ULVAC 製、PRIDE 製の GM 冷凍機のカatalog値 [10-12] をもとに導出した。冷凍効率は冷凍能力、圧縮機の消費電力に依存し冷凍温度に対し Fig. 2 のように分布する。本設計では 20 K・80 K 冷却ともに最良値 $\eta_{cryo} = 8\%$ を用いた。

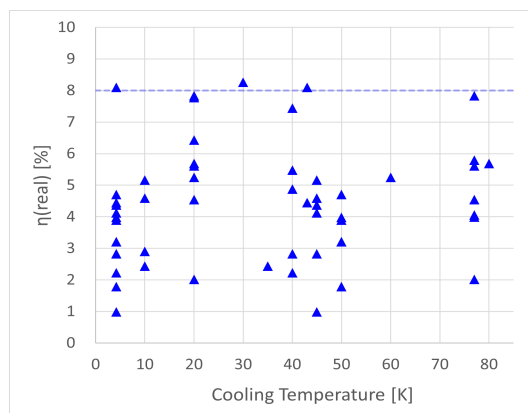


Figure 2: GM refrigerator efficiency versus cooling temperature up to 8% achieved(dot-line).

2. 高温超伝導空洞の物理設計

2.1 多層空洞の表皮効果

MgB₂-ニオブ-銅の3層構造にする。CVD法によりMgB₂をCu基板上に積層させた場合、MgCu₂中間層が生じ表面抵抗増大の原因となるため[13]、緩衝物質として伝導冷却の超伝導LINACでも使用されるNbを選択した[14]。3層構造の模式図をFig. 3に示す。B₀はRFによる加速空洞の表面磁場、λは超伝導物質の磁束侵入長、δは常伝導物質の表皮厚さ、σは電気伝導率である。超伝導層への磁束侵入は空洞表面をx-y座標、侵入方向をz座標とすればEq. (3)となりB₀(x, y)は加速モードから、指数関数部はS-I-S多層空洞に関する理論[15]を工夫することで導出することができる。各層での侵入磁場をB_{sc}, B_{ncI}, B_{ncII}とすると、Eq. (4-6)と置くことができる(※数式は別ページにまとめている)。

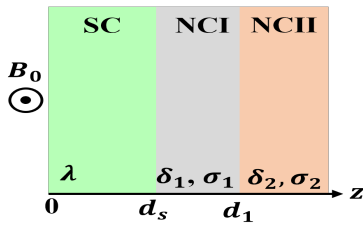


Figure 3: Surface model of 3-layer SRF cavity.

$$B(x, y, z) = B_0(x, y)e^{-z/\lambda} \quad (3)$$

$$B_{sc}(x, y, z, f) = B_0(x, y, f)A_{sc}(z, f) \quad (4)$$

$$B_{ncI}(x, y, z, f) = B_0(x, y, f)A_{ncI}(z, f) \quad (5)$$

$$B_{ncII}(x, y, z, f) = B_0(x, y, f)A_{ncII}(z, f) \quad (6)$$

2.2 多層空洞の表面抵抗の推定とRFロスの計算

MgB₂超伝導空洞の表面抵抗はBCS抵抗[16]と残留抵抗の総和であるが残留抵抗を一意に求めることは困難である。そこで、LANLにおいて1.3GHzNbセル空洞にMgB₂を蒸着させたときの表面抵抗値[17]からEq. (7)のように空洞内壁の面積比で表面抵抗を推定することにした。本推定法は超伝導LINACの設計時にも使用されているが[18]、100MHz程度の周波数では成膜面積が大きくなるため成膜精度は悪くなると予想される。そのため成膜精度のマーヅンとして、面積比で導出された抵抗値に対して5倍の表面抵抗値になると仮定した。

$$R_s = R_{BCS} + R_{res} \\ \simeq \frac{1}{T} 10^5 (f[\text{GHz}])^2 e^{-\Delta_0/k_B T} + \frac{S(f)}{S(f_0)} 5R_{res}(f_0) \quad (7)$$

$$(f_0 = 1.3[\text{GHz}], R_{res}(f_0) \sim 1.3[\mu\Omega])$$

空洞におけるRFロスP_{wall}は、厚さzでの表面電流をj(z) (= B_{sc}(z)/μ₀λ, B_{nc}(z)/μ₀δ)とすれば

$$P_{wall} = \frac{1}{2} R_s \int_{cav} |H|^2 dS \\ = \frac{1}{2} R_s \int_{cav} |H(x, y, f)|^2 dx dy \times \left[\int |j(z, f)| dz \right]^2 \quad (8)$$

となる。常伝導層の表面抵抗R_{nc}は空洞厚さをL、空洞面積をSとすればR_{nc} = L/σ_{nc}(T)Sと書けるため、超伝導層にも見かけの導電率σ_{sc}を導入すれば

$$R_s(f) = R_{BCS} + R_{res} = L/\sigma_{sc}(f, T)S(f) \quad (9)$$

と書ける。ここで各層の厚さは非常に薄いとして各層の表面積が一定であると近似すると、3層構造をもつ超伝導空洞におけるRFロスは

$$P_{wall}(f) = \frac{1}{2} \int_{cav} B_0(x, y, f) dx dy \\ \times \left(\frac{1}{\sigma_{sc} d_s \mu_0^2 \lambda^2} \left[\int_0^{d_s} |A_{sc}(z, f)| dz \right]^2 \right. \\ \left. + \frac{1}{\sigma_{ncI} d_s \mu_0^2 \delta_{ncI}^2} \left[\int_{d_s}^{d_1} |A_{ncI}(z, f)| dz \right]^2 \right. \\ \left. + \frac{1}{\sigma_{ncII} d_s \mu_0^2 \delta_{ncII}^2} \left[\int_{d_s}^{\infty} |A_{ncII}(z, f)| dz \right]^2 \right) \quad (10)$$

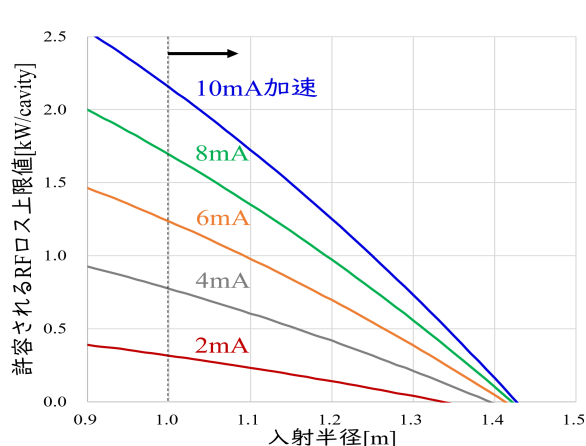
さらにz=0における最大表面磁場をB₀とおき、各層の寄与(各積分値)をRF loss factor F_{mat}(f)として定義すればEq. (11)が導かれ、エネルギー効率30%条件を満たすRFロス条件は不等式Eq. (13)となる。

$$P_{wall}(f) = |B_0|^2 S(f) (F_{sc}(f) + F_{ncI}(f) + F_{ncII}(f)) \quad (11)$$

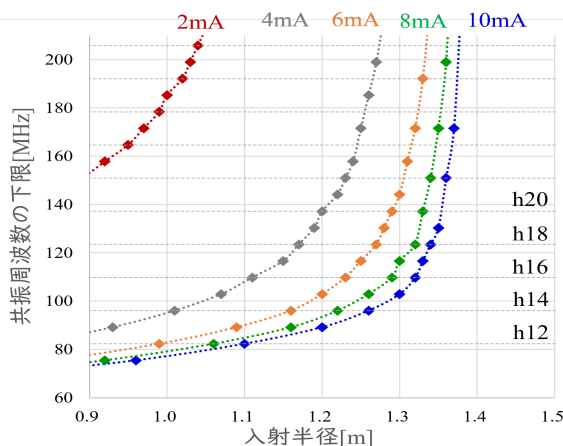
$$= |B_0|^2 S(f) F_{all}(f) \quad (12)$$

$$P_{wall}(f) < P_{limit}^{limit} \\ |B_0|^2 S(f) F_{all}(f) < P_{wall}^{limit} \quad (13)$$

エネルギー効率30%の条件から求まるP_{wall}^{limit}とEq. (13)を満たす周波数下限値をFig. 4に示した。ビーム強度が大きいくほどEq. (14)分子、分母第一項が大きくなりRFロス限界値に余裕を持たせることができる。Figure 4aより入射半径が小さいほどRFロス限界値を大きくできるが、Cryomodule周方向サイズが1m程度になるため入射半径は1m以上にしななければCryomoduleを永久磁石間に挿入できない。またFig. 4bからエネルギー効率30%を達成するためには加速周波数を82.32MHz(H=12)以上かつ数mAの引出が要求された。



(a) RF wall Loss limit satisfied $\eta_{acc}=30\%$.



(b) RF frequency limit satisfied Eq. (13).

Figure 4: RF loss limit & RF frequency limit that satisfies $\eta_{acc} = 30\%$ condition Eq. (13) versus Injection Radius.

2.3 熱侵入の計算

Figure 4b において Eq. (13) を満たす最低周波数である 82.32 MHz(H=12) に合わせた Cryomodule を 3次元熱流体解析ソフト FloEFD [19] を用いて設計し、その熱収支を Fig. 5 に示した。Figure 1 の通り Cryomodule に挿入されている Drift Chamber と空洞支台は低温域 20 K と高温域 300 K に接しているだけでなく、LINAC と比較しても非常に大きな断面積をもつため熱伝導による熱侵入が非常に大きい(伝導熱は面積に比例し距離に反比例)。加えて加速周波数も 100 MHz 前後であるため空洞表面積が大きく熱放射も無視できない(熱計算の理論は文献 [20] を参照した)。Cryomodule を大きくし距離を稼ぐことで伝導熱を抑えることはできるが磁石間に挿入できる幅は 1 m 程度に制限されたため、SUS316L から Ti6Al4V 合金に変更することで Fig. 6 に示す通り SUS と比較して熱侵入を約 30% 抑え、 $\eta_{acc} = 30\%$ 条件を満たした。また、空洞支台は G-10 を使用し伝導熱削減につとめた。

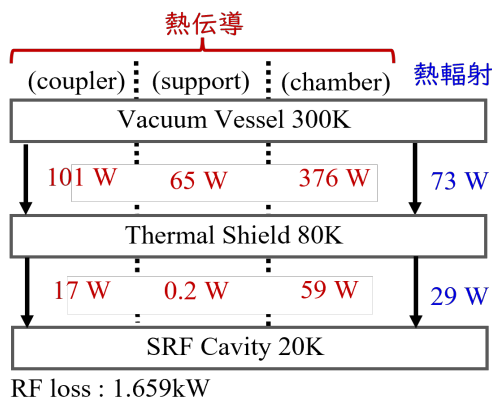


Figure 5: Thermal balance per 1-cavity that satisfies design demand to show Table. 2.

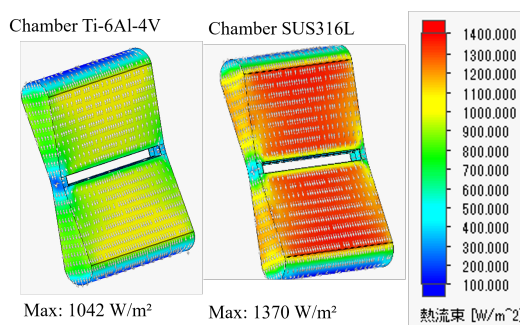


Figure 6: Thermal surface flux distribution on drift chamber (Ti6Al4V, SUS316L) by FloEFD.

3. まとめ

永久磁石と MgB_2 超伝導加速空洞を組み合わせた SRF-PM Cyclotron における RF 解析と熱計算を実施した。空洞表面は伝導冷却を行うため外側を Cu、 MgB_2 との緩衝材に Nb を使用し、3層構造における表皮効果および RF ロスを計算した。表面抵抗値は LANL の MgB_2 空洞開発における測定値に対して空洞表面積比の 5 倍マージンを取り、20 K 運転下においては RF 周波数下限値 82.32 MHz(H=12) を得た。成膜技術が向上すればマージンを小さくしより高効率を目指せる反面、成膜精度が低いと LINAC クラスに高周波化しなければエネルギー効率 30% は実現できないと考えられる。また、Cryomodule は LINAC を参考に Chamber を Ti6Al4V 合金、空洞支台を G-10 とすることで熱侵入を抑えつつ、セクター磁石間に挿入できる構造に設計できた。今後は空洞表面磁場を 20 mT 未満になるよう磁気遮蔽しつつ等時性が成立する永久磁石の磁場設計と軌道計算を実施し、mA 級加速を可能にするパラメータ最適化および SRF-PM Cyclotron 全体の物理設計を目指す。

エネルギー効率と侵入磁場の定式

$$\eta_{acc} = \frac{\eta_{ext}\eta_{trans}I_{ind}E_{ext}}{\frac{(\eta_{trans}E_{ext} - E_{ind}/\eta_{inj})I_{ind}}{\eta_{ac}\eta_{amp}\eta_{beam}} + \frac{P_{wall}}{\eta_{cryo}} + \frac{Q_{in}}{\eta_{cryo}} + \frac{E_{ind}I_{ind}}{\eta_{inj}} + P_{res}} \quad (14)$$

Equation (4-6) について、Fig. 3 の各層境界面 ($z = 0, d_s, d_1$) では電磁場は連続的であるから、各層での磁場分布は以下のように導出される (※ Mathematica を使用)。

$$A_{sc}(z, f) = \frac{1}{A} \left\{ (A_1 e^{2id_1/\delta_1} - A_2 e^{2d_1/\delta_1}) e^{(z-d_s)/\lambda} - (A_3 e^{2id_1/\delta_1} - A_4 e^{2d_1/\delta_1}) e^{-(z-d_s)/\lambda} \right\} \quad (15)$$

$$A_{ncI}(z, f) = \frac{2ck\lambda\gamma_1}{A} \left\{ (\gamma_1 + \gamma_2) e^{-(1-i)(z-d_s)/\delta_1 + 2d_1/\delta_1} - (\gamma_1 - \gamma_2) e^{(1-i)(z-d_s)/\delta_1 + 2id_1/\delta_1} \right\} \quad (16)$$

$$A_{ncII}(z, f) = \frac{2ck\lambda\gamma_1\gamma_2}{A} e^{-(1-i)(z-d_s-d_1)/\delta_2 + (1+i)d_1/\delta_1} \quad (17)$$

$$\begin{pmatrix} \gamma_1 \\ \gamma_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu_1\sigma_1\delta_1 \\ \mu_2\sigma_2\delta_2 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} A_1 & A_2 \\ A_3 & A_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (1+i)\gamma_2 - \gamma_1((1+i) + ck\lambda(\gamma_1 - \gamma_2)) & (1+i)\gamma_2 + \gamma_1((1+i) - ck\lambda(\gamma_1 + \gamma_2)) \\ (1+i)\gamma_2 - \gamma_1((1+i) - ck\lambda(\gamma_1 - \gamma_2)) & (1+i)\gamma_2 + \gamma_1((1+i) + ck\lambda(\gamma_1 + \gamma_2)) \end{pmatrix}$$

$$A = (A_1 e^{2id_1/\delta_1} - A_2 e^{2d_1/\delta_1}) e^{-d_s/\lambda} - (A_3 e^{2id_1/\delta_1} - A_4 e^{2d_1/\delta_1}) e^{d_s/\lambda}$$

謝辞

本研究は JSPS 科研費 JP20H04454 の助成を受けたものです。

参考文献

- [1] A. Kolvach, A. Parfenova, "Energy efficiency analysis and optimization of HIPA power consumption"; https://www.psi.ch/sites/default/files/import/enefficient/DocumentationEN/Analysis_and_Optimisation_of_HIPA_Power_Consumption-20161214.pdf
- [2] <https://kaken.nii.ac.jp/grant/KAKENHI-PROJECT-20H04454/>
- [3] <https://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/~qiss/overview2.html>
- [4] M. Fukuda, "ImPACT における核変換用加速器開発の進展 (5) 中小型サイクロトロンを用いた核変換システムの概念設計", the Meeting of AESJ2018.
- [5] K. Takeda, "Study for improving the energy efficiency of cyclotrons", Proceedings of AESJ2021; https://www.pasj.jp/web_publish/pasj2021/proceedings/PDF/TUP0/TUP020.pdf
- [6] V.P. Yakovlev, "The energy efficiency of high intensity proton driver concepts", Proceedings of IPAC2017; https://accelconf.web.cern.ch/ipac2017/talks/frxcb1_talk.pdf
- [7] U. Trinks, "The Superconducting Separated-orbit Cyclotron TRITRON"; <https://accelconf.web.cern.ch/SRF93/papers/srf93b08.pdf>
- [8] H. Okuno, "サイクロトロンの超伝導化", Journal of PASJ, vol.16, no.14, pp.310-319, 2019; <https://www.pasj.jp/kaishi/cgi-bin/kasokuki.cgi?articles%2F16%2Fp310-319.pdf>
- [9] L. Calabretta, "Cyclotron and FFAG accelerators as drivers for ADS", Rev. Acc. Sci. Technol, vol.8, pp.77-97, 2015; doi/10.1142/S1793626815300054
- [10] <https://www.shicryogenics.com/products/cryocoolers/>
- [11] <https://www.ulvac-cryo.com/products/refrigerator/>
- [12] <https://www.724pridecryogenics.com/en/product.html>
- [13] doi/10.1088/1361-6668/aa5999
- [14] G. Ciovati, "Overview on Recent Development of Conduction Cooling Cavities", SRF2021; https://indico.frib.msu.edu/event/38/attachments/160/1240/WEOTEV02_Ciovati.pdf
- [15] T. Kubo, "Multilayer coating for higher accelerating fields in superconducting radio-frequency cavities: a review of theoretical aspects", Supercond. Sci. Technol. 30,023001, 2017; <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6668/30/2/023001>
- [16] A.T. Findikoglu, "Microwave performance of high-density bulk MgB₂", Appl. Phys. Lett. 83, 108, 2003; doi/10.1063/1.1590739
- [17] T. Tajima, "Application of MgB₂ to superconducting radio-frequency cavities", Journal of CSSJ, vol.57, no.1, pp.23-30, 2022; https://www.jstage.jst.go.jp/article/jcsj/57/1/57_23/_pdf/-char/en
- [18] T. Oseroff, "High-frequency SRF cavities", Proceedings of SRF2017; <https://accelconf.web.cern.ch/srf2017/papers/tupb009.pdf>
- [19] <https://www.cae-nst.co.jp/products/floefd/>
- [20] N. Bazin, "Basic for cryomodule design, fabrication, and assembly", Tutorial Sessions of Online SRF2021; https://indico.frib.msu.edu/event/38/attachments/159/1187/SRF21-tutorials_Cryomodule-NBazin.pdf