

博士論文
Doctoral thesis

次世代放射光源のための 1.5 GHz TM020 型高調波空洞の開発研究
Development of the 1.5 GHz TM020-type Harmonic Cavity for Future
Synchrotron Light Sources

山口 孝明
YAMAGUCHI, Takaaki

総合研究大学院大学 高エネルギー加速器科学研究科 加速器科学専攻
Department of Accelerator Science
School of High Energy Accelerator Science
The Graduate University for Advanced Studies, SOKENDAI

目次

第 1 章	研究背景	5
1.1	放射光源用加速器分野における研究状況	5
1.2	バンチ内散乱の問題	7
1.3	Double RF システムの研究状況	8
1.4	本研究における目標と課題	12
第 2 章	Double RF システム	13
2.1	Double RF システムとは	13
2.2	Double RF システム下における運動力学	14
2.2.1	Double RF システム下におけるシンクロトロン振動	14
2.2.2	Double RF システム下での粒子分布	19
2.3	KEK 将来光源での適用例	19
2.3.1	KEK 将来光源として想定した基本パラメータ	19
2.3.2	高調波空洞によるバンチ伸長の効果	20
2.4	高調波空洞に対する要求性能	21
第 3 章	TM020 型高調波空洞	22
3.1	円筒型空洞における TM020 モード	22
3.2	過渡的電圧変動と TM020 型空洞による低減効果	24
3.3	寄生モード減衰機構	27
第 4 章	KEK 将来光源に向けた TM020 型高調波空洞	28
4.1	初期検討における TM020 型高調波空洞のパラメータ	28
4.2	寄生モード減衰用 RF 吸収体	29
4.2.1	RF 吸収体の特性	29
4.2.2	RF 吸収体での吸収可能な電力の推定	30
第 5 章	寄生モード減衰機構の TM020 加速モードへの影響	32
5.1	軸対称性が崩れたときの加速モードの変化	32
5.2	周波数チューナーに関する検討	34
5.2.1	周波数チューナーへの要求性能	34
5.2.2	周波数チューナー導入による RF 吸収体での電力損失	35
5.2.3	電力損失低減のための対策	36
5.3	入力カップラーに関する検討	41
5.3.1	入力カップラーへの要求性能	42
5.3.2	入力カップラーを取り付けたときの問題点	44
5.3.3	電力損失低減のための結合ループ形状の考案	45

第 6 章	結合インピーダンスの評価と寄生モード減衰性能の向上のための最適化	50
6.1	結合インピーダンスと結合バンチ型不安定性	50
6.1.1	Wake function 及び結合インピーダンスの定義	50
6.1.2	結合バンチ型不安定性の増大率と結合インピーダンスの低減目標	52
6.2	結合インピーダンスの評価	53
6.2.1	結合インピーダンスの評価方法	53
6.3	寄生モード減衰性能向上のための内面形状の最適化	55
6.3.1	内面形状の各パラメータの寄生モードへの影響	56
6.3.2	最適化した内面形状: 案 (1)	59
6.3.3	最適化した内面形状: 案 (2)	60
6.4	各形状の比較と選択	61
第 7 章	低電力モデルの設計・製作及び測定	63
7.1	低電力モデル製作に向けた電磁場シミュレーション	63
7.1.1	最適化形状への周波数チューナー、入力カップラーの取り付け	63
7.1.2	RF 吸収体の形状、配置	64
7.1.3	加速モードのシミュレーション結果	66
7.2	低電力モデルの機械設計	67
7.3	低電力モデルの製作	68
7.4	加速モードの測定結果	70
7.4.1	チューナーと結合ループが基準位置のときの測定結果	70
7.4.2	共振周波数の補正	71
7.4.3	結合ループに関する測定結果	72
7.4.4	周波数チューナーに関する測定結果	73
7.5	寄生モードの測定結果	74
7.6	低電力測定のまとめ	75
第 8 章	大電力モデルに向けた検討	76
8.1	RF 吸収体の吸収電力の問題	76
8.2	吸収電力密度低減のための設計変更	77
8.3	設計変更後の空洞パラメータ	81
8.4	大電力モデルの機械設計	84
8.5	熱・応力解析	86
8.6	残された検討・開発要素	89
第 9 章	まとめ	91
付 録 A	バンチ内散乱の評価式	94
付 録 B	導波管と空洞の結合定数の評価方法	95
B.1	反射係数から導波管と空洞の結合定数を算出する方法	95
B.2	寄生モード取り出し用スロットにおける伝搬モードの外部 Q 値の算出方法	96
付 録 C	CST Microwave Studio によるシミュレーション時の設定	97
C.1	Eigenmode Solver	97
C.2	Frequency-domain Solver	98
C.3	Wakefield Solver	98

C.3.1	Wakefield Solver における wake potential の定義	98
C.3.2	結合インピーダンスの評価時の Solver の設定	99
C.3.3	Loss factor の評価	101
付 録 D	過渡的電圧変動及びバンチ伸長への影響の評価方法	104
D.1	バンチギャップによる過渡的電圧変動	104
D.2	過渡的電圧変動がある場合のバンチ内電子分布	105
付 録 E	ANSYS による熱・応力解析の設定	107
E.1	解析モデル	107
E.2	Steady-State Thermal Solver の設定	108
E.3	Static Structural Solver の設定	111

表 1: 記号一覧表

Symbol	Description
E_0	Beam energy
I_{avg}	Average beam current
α_c	Momentum compaction factor
f_{rf}	RF frequency of the main cavity ($\omega_{\text{rf}} = 2\pi f_{\text{rf}}$)
nf_{rf}	Harmonic RF frequency (n : integer)
$f_{\text{res},n}$	Resonant frequency of the harmonic cavity ($\omega_{\text{res},n} = 2\pi f_{\text{res},n}$)
f_s	Synchrotron frequency ($\omega_s = 2\pi f_s$)
f_0	Revolution frequency ($\omega_0 = 2\pi f_0$)
$T_0 = 1/f_0$	Revolution period
$h = f_{\text{rf}}/f_0$	Harmonic number
U_0	Energy loss per turn
$V_{c,1}$	Amplitude of the main RF voltage
$V_{c,n}$	Amplitude of the harmonic RF voltage
$k = V_{c,n}/V_{c,1}$	Ratio of the harmonic RF voltage to the main RF voltage
ϕ_1	Synchronous phase in the main cavity
$n\phi_n$	Synchronous phase in the harmonic cavity
P_{wall}	Wall loss power in the accelerating mode
P_{abs}	Absorbed power to the RF absorbers in the accelerating mode or Absorbable power by the RF absorbers
$R_{\text{sh},n} = V_{c,n}^2/P_{\text{wall}}$	Shunt impedance of the harmonic cavity
W	Stored energy in the TM020 mode
$Q_{0,n} = \omega_{\text{res},n}W/P_{\text{wall}}$	Unloaded Q factor
$N_{\text{cav},n}$	Number of the harmonic cavity
Δf	Shift of the resonant frequency
$Q_{\text{ext},p} = \omega_{\text{res},n}W/P_{\text{ext},p}$	External Q factor between the accelerating mode and the propagating mode p in the slots
$Q_{\text{ext},n}$	External Q factor between the accelerating mode and the input coupler
$\beta_n = Q_{0,n}/Q_{\text{ext},n}$	Coupling coefficient of the harmonic cavity
q_b	Bunch charge
e	Elementary charge
c	Speed of light
$W_{\parallel}(r, \theta, z)$	Longitudinal wake function
$W_{\perp}(r, \theta, z)$	Transverse wake function
$Z_{\parallel}(\omega)$	Longitudinal coupling impedance of the harmonic cavity
$Z_{\perp}(\omega)$	Transverse coupling impedance of the harmonic cavity
$k_0 = (\omega_{\text{res},n}/4) \times R_{\text{sh},n}/Q_{0,n}$	Loss factor of the accelerating mode

第1章 研究背景

1.1 放射光源用加速器分野における研究状況

高エネルギーに加速された電子が Lorentz 力によりその軌道を曲げられると、放射光 (synchrotron radiation) と呼ばれる電磁波が電子から放出される。電子シンクロトロンでは、この現象によって電子のエネルギーが常に損失していくため、高エネルギー物理実験において放射光は厄介な現象である。別の見方をすると、電子加速器は非常に輝度の高い真空紫外線から X 線領域の光源として利用することができる。これらの電磁波は 10^{-7} – 10^{-10} m 程度の波長領域に相当し、物質・生命科学等の研究分野において貴重な観測・測定ツールである。そのため現在では、放射光源と呼ばれる、放射光利用を目的とした電子蓄積リングが世界各地で運用されている。尚、自由電子レーザーといった線形加速器を利用する放射光源も運用されているが、本論文では蓄積リング型放射光源に主眼を置く。

放射光源加速器の研究分野では、放射光の輝度向上を目的とし電子ビームの低エミッタンス化を目指している。ここで、放射光源加速器で目標となるビームエミッタンスについて示しておく。電子ビームにより生成される放射光の輝度は、

$$B = \frac{F_{\text{ph}}}{4\pi^2 \Sigma_x \Sigma_{x'} \Sigma_y \Sigma_{y'}} \quad (1.1)$$

と表される [1, 2]。ここで、 F_{ph} [photons/(s · 0.1% BW)] は中心周波数 ω 、バンド幅 $\Delta\omega/\omega = 0.1\%$ に含まれる光子束 (spectral photon flux) である。分母の Σ_i ($i = x, y$) は実効的な放射光のビームサイズ、 $\Sigma_{i'}$ ($i = x, y$) は角度拡がりを示す。放射光の輝度を向上させるためには、 Σ_i , $\Sigma_{i'}$ ($i = x, y$) を低減すれば良い。これらの量は電子ビームのビームサイズ σ_i 及びその角度拡がり $\sigma_{i'}$ と、ビームエミッタンスがゼロのとき光の回折効果から生じる放射光のサイズ σ_r 及び角度拡がり $\sigma_{r'}$ の合成 $\Sigma_i = \sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_r^2}$, $\Sigma_{i'} = \sqrt{\sigma_{i'}^2 + \sigma_{r'}^2}$ ($i = x, y$) である。回折限界は放射光の波長 λ に依存し、 $\epsilon_r = \sigma_r \sigma_{r'} \simeq \lambda/(4\pi)$ の関係にある。ここで、 ϵ_r は波長 λ における回折限界エミッタンス (diffraction-limited photon emittance) である。ビームエミッタンスを ϵ_r の値よりも十分小さくすると、その波長における輝度は $4F_{\text{ph}}/\lambda^2$ に収束し、この値以上には向上しないということを意味する。典型的な放射光のスペクトルとして波長 10^{-7} – 10^{-10} m (光子エネルギー 10 eV – 10 keV に相当) を考えると、波長 10^{-7} m で $\epsilon_r \sim 10$ nm · rad、波長 10^{-10} m で $\epsilon_r \sim 10$ pm · rad となる。

1990 年代半ばから世界各地で double-bend achromat (DBA) lattice を採用する放射光源が運転を開始した。このラティスは、各セルに 2 つの偏向電磁石を使用し、その間に 4 極電磁石を挟み込んだ設計で、理論的に FODO lattice よりも 1 桁以上低いエミッタンスが実現可能となる [3]。また、各セルの偏向電磁石の台数を 3 台に増やした triple-bend achromat (TBA) lattice を採用した放射光源も現れた。このような DBA, TBA lattice を使用する放射光源は第 3 世代光源と呼ばれている。欧州の European Synchrotron Radiation Facility (ESRF) [4] が世界初の第 3 世代光源で、DBA lattice の採用でビームエミッタンス 3.8 nm · rad [5] を達成した。それに続き、米国の Advanced Photon Source [6] (APS, エミッタンス 3.1 nm · rad [7])、日本の SPring-8 [8] (エミッタンス 2.4 nm · rad [9]) などが運転を開始し、現在第 3 世代光源は標準的な性能となっている。第 3 世代光源で実現されている典型的なビームエミッタンスは数 nm · rad 程度で、光子エネルギー 100 eV クラスの回折限界エミッタンスに相当する。

表 1.1: 主な第 4 世代放射光源の蓄積リングのパラメータ。略称の意味は表の下に示す。

	Energy (GeV)	Emittance (pm · rad)	Beam current (mA)	Circumference (m)	RF frequency (MHz)	Status
MAX-IV [10, 11, 12] (Sweden)	3	320 (bare lattice) 179(w. IDs)	500	528	99.9	Operation
Sirius [13, 14, 15] (Brazil)	3	250 (bare lattice) 150 (w. IDs)	350	518.4	500	Operation
ESRF-EBS [16, 17] (EU)	6	133	200	844	352.4	Operation
APS-U [18, 19] (US)	6	42 (w. IBS)	200	1,104	352.1	Construction
HEPS [20] (China)	6	34.2	200	1,360.4	166.6	Construction
ALBA-II [21] (Spain)	3	140	300	268.8	499.7	Design study
ALS-U [22] (US)	2	70	500	196.5	500	Design study
PETRA-IV [23, 24, 25] (Germany)	6	15 (w.o. DW, w.o. IBS) 9.3 (w. DW, w.o. IBS)	200	2,304	499.7	Design study
SLS-2 [26, 27] (Switzerland)	2.7	158 (bare lattice) 131 (w. IDs)	400	288.0	500	Design study
SOLEIL-II [28, 29] (France)	2.75	84	500	353.5	352	Design study
SPRING-8-II [30, 31] (Japan)	6	108 (w.o. DW) ~50 (w. DW)	300	1435.44	508.8	Design study
KEK-LS [32, 33] (Japan)	3	133 (w.o. IBS) 315 (w. IBS)	500	570.7	500	Design study

*ID=insertion device, DW=damping wiggler, IBS=intrabeam scattering

そして、現在最先端の放射光源である第4世代放射光源加速器では更なる低エミッタンス化が図られている。表 1.1 に主な第4世代放射光源加速器のパラメータを示す。第4世代光源は、各セルの偏向電磁石の台数を第3世代光源よりさらに増加させた multi-bend achromat (MBA) lattice を使用して、大幅な低エミッタンス化を実現することが大きな特長である。2016年に、スウェーデンの放射光源加速器 MAX-IV が、世界初の MBA lattice を使用した放射光源として運転を開始した [12]。これを皮切りに、ブラジルの Sirius[14]、ESRF-EBS[17] が 2020 年に運転を開始している。また、米国の APS-U、中国の High Energy Photon Source (HEPS) の建設が現在進行中である。さらに、その他主要な第3世代光源施設では第4世代光源へのアップグレード計画が立案されている。第4世代光源の典型的なエミッタンスは $300 \text{ pm} \cdot \text{rad}$ から数十 $\text{pm} \cdot \text{rad}$ と、格段に低いビームエミッタンスが得られる。これは第3世代光源の1桁ないし2桁低いエミッタンスであり、光子エネルギー 1–10 keV の回折限界にまで達する。

1.2 バンチ内散乱の問題

一方、第4世代光源にも課題が指摘されている。ビームエミッタンスをこれまでの1–2桁も小さくするため、横方向 (transverse direction) のビームサイズが極度に小さくなりバンチ内の粒子密度が高まる。このことから、バンチ内の粒子同士の Coulomb 散乱の発生頻度が上昇する。この散乱現象はバンチ内散乱 (intrabeam scattering, IBS) と呼ばれており、Piwinski[34]、Bjorken, Mtingwa[35] らによって理論的に定式化された。低エミッタンスで且つ大電流のビームを蓄積する第4世代光源において、このバンチ内散乱は蓄積リングの性能に大きな影響をもたらす。

バンチ内散乱の影響は主に2つ挙げられ、1つ目はビーム寿命 (Touschek lifetime) の低下、2つ目はエミッタンス増大である。まず1つ目の効果について考える。バンチ内の2つの粒子が Coulomb 散乱を行うと、ビームが進む方向 (縦方向、longitudinal direction) と横方向との間で運動量の移動が発生する。特に、横方向の運動量のほとんどが縦方向に移動するような大角度の散乱の場合、2粒子の重心系から実験室系への Lorentz boost によって縦方向の運動量が大きく変化する。この運動量変化が RF システムや lattice により決まる momentum acceptance を超えると、これらの粒子は即座にビームから失われてしまう。この効果は Touschek 効果と呼ばれ、この効果によるビーム寿命を Touschek 寿命と呼ぶ。

Touschek 効果は2粒子の大角度散乱が原因となるが、実際は小角度の散乱もこれより多くの頻度で発生している。この小角散乱ではすぐに粒子の消失につながることはない。しかし、縦方向と横方向の間の運動量の移動により、粒子の縦方向及び横方向振動が励起される。この結果、エミッタンスやエネルギー拡がりの増大に繋がる。ここで、バンチ内散乱によるエミッタンスまたエネルギー拡がりの増大率は以下のように表される [36]。

$$\frac{1}{T_i} = A \times \langle F_i \rangle, \quad i = \epsilon, x, y, \quad (1.2)$$

$$A = \frac{r_0^2 c N}{64 \pi^2 \beta^3 \gamma^4 \epsilon_x \epsilon_y \sigma_s \sigma_\epsilon} \quad (1.3)$$

ここで、 $1/T_\epsilon = \sigma_\epsilon^{-1} d\sigma_\epsilon/dt$ はエネルギー拡がりについての、 $1/T_x = \epsilon_x^{-1/2} d\epsilon_x^{1/2}/dt$ は水平方向エミッタンスについての、 $1/T_y = \epsilon_y^{-1/2} d\epsilon_y^{1/2}/dt$ は垂直方向エミッタンスについての増大率を表す。また、 r_0 は荷電粒子の古典的半径、 c は光速、 $\beta = v/c$ は光速に対する粒子速度 v の相対値 (電子蓄積リングでは $\beta \approx 1$)、 N はバンチ内の粒子数、 γ は静止エネルギーに対する粒子エネルギーの相対値、 $\epsilon_x(\epsilon_y)$ は水平 (垂直) 方向のビームエミッタンス、 σ_s は縦方向 root-mean square (rms) バンチ長、 σ_ϵ は相対エネルギー拡がりを示す。式 (1.2) の F_i は蓄積リングの lattice 等で決まる関数、 $\langle \dots \rangle$ はリング一周の平均値を示す。関数 F_i の具体的な表式は付録 A にまわす。式 (1.2) の $\langle F_i \rangle$ の部分も $\epsilon_x, \epsilon_y, \sigma_\epsilon, \gamma$ 等のパラメータに依存するがその依存性を無視すると、バンチ内散乱による増大率はバンチの6次元位相空間の体積及びビームエネルギーの4乗に反比例する、またバンチ電荷に比例することが係数 A の式から言える。

このことから、バンチ内散乱によるエミッタンス増大は、特に 3 GeV クラスの比較的ビームエネルギーが低い低エミッタンスリングで影響が大きい傾向にある。例として、MAX-IV では自然エミッタンス 320 pm rad に対して、500 mA (5 nC/bunch) のビーム運転時には約 1.5 倍のエミッタンス増大が予測されている [37]。また、SOLEIL-II でも 500 mA (1.4 nC/bunch) の運転で、2 倍以上のエミッタンス増大が見込まれている [38]。一方、APS や ESRF-EBS

等の 6 GeV クラスの比較的高エネルギーの低エミッタンスリングでは、少数バンチ・高バンチ電荷の運転モードにおける Touschek 寿命の低下が懸念されている [18, 55]。

高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で検討されていた将来光源計画 KEK Light Source (KEK-LS) では、自然エミッタンスが約 130 pm rad、ビーム電流が 500 mA であり、大電流且つ非常に低エミッタンスであることからバンチ内散乱の効果が大きい。KEK-LS の conceptual design report (CDR)[32] では、ビームエミッタンスはビーム電流 500 mA のとき自然エミッタンスの約 2.4 倍もの大きさに増加すると見積もられる。また、Touschek 寿命が 1.8 時間程度と見積もられており、現在運転中の KEK Photon Factory 2.5 GeV リング (PF リング) のビーム寿命 8 時間 (450 mA、hybrid 運転時 [65]) のおよそ 1/4 である。このことから第 4 世代光源において、バンチ内散乱への対策は非常に重要な課題となっている。

1.3 Double RF システムの研究状況

バンチ内散乱の効果を緩和する方法として、横方向のエミッタンスを変えることなく縦方向のバンチ長を伸ばすことが考えられる。これにより、放射光の輝度に影響を与えることなくバンチ内散乱を緩和することが可能である。そのようなバンチ伸長方法として、蓄積リングに新たに高調波空洞 (harmonic cavity) を導入する方法が挙げられる。高調波空洞とは、主加速空洞の運転周波数の整数倍 (または半整数倍) の周波数で運転される空洞のことを指す。また、主加速空洞と高調波空洞からなる高周波 (radio-frequency, RF) 加速システムを double RF システム [39] と呼ぶ。Double RF システムにより、電子に対してはたらく縦方向のポテンシャルを平坦にすることができ、横方向のエミッタンスを変えることなく縦方向にバンチ長を伸ばすことが可能となる。

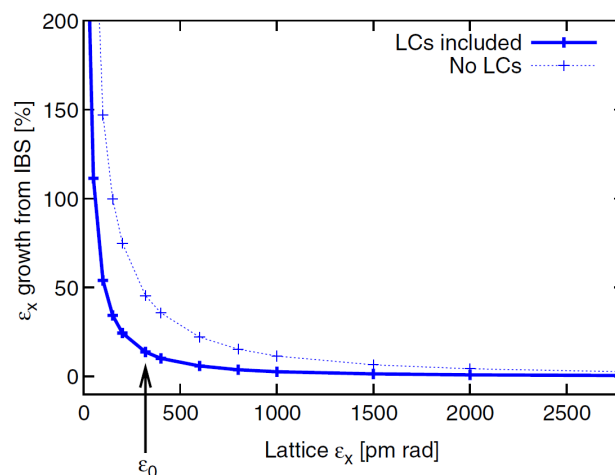


図 1.1: MAX-IV 3 GeV リングにおける自然エミッタンスに対するバンチ内散乱によるエミッタンス増大の見積もり。図は文献 [37] より転載。横軸は水平方向の自然エミッタンス、縦軸はバンチ内散乱によるエミッタンスの増分 (%) を示す。実線は高調波空洞 (Landau cavities, LCs) あり、破線は高調波空洞なしの場合を示す。高調波空洞ありの場合のバンチ伸長率は約 5 倍である。

文献 [37] に示された、バンチ伸長によるエミッタンス増大の抑制効果を図 1.1 に示す。計算結果は MAX-IV 3 GeV リングの bare lattice (挿入光源なしの lattice) 及び平均ビーム電力 500 mA (5 nC/bunch) を仮定している。横軸が水平方向の自然エミッタンス、縦軸がバンチ内散乱によるエミッタンスの増加割合である。高調波空洞あり (LCs included) の場合の計算結果では、5 倍のバンチ伸長が仮定されている。矢印で示された MAX-IV の自然エミッタンス 320 pm · rad の点を見ると、高調波空洞なしの場合で約 46% のエミッタンス増加が見込まれる一方、高調波空洞を導入した場合は約 14% の増加に留まる。さらに、KEK-LS の自然エミッタンスに近い 100 pm · rad 付近を見ると、高調波空洞なしの場合で約 150% のエミッタンス増加が見込まれるのに対して、高調波空洞ありの場合では約 50% の

増加に低減される。また、SOLEIL-II のシミュレーションでも 5 倍のバンチ伸長を仮定した場合、バンチ内散乱のエミッタンス増大を約 10%以下にまで低減できることが報告されている [38]。これらの計算例から、ビームエミッタンスが 100 pm · rad 級の低エミッタンスリングではバンチ伸長用高調波空洞の導入でバンチ内散乱の効果を大きく抑制できることがわかる。

このような理由から、第 4 世代放射光源施設ではバンチ伸長用高調波空洞の開発研究が精力的に進められている。表 1.2 に、主な第 4 世代及び第 3 世代光源での高調波空洞の導入・検討状況をまとめる。また、これまでに開発された高調波空洞の図と加速モードのパラメータを図 1.2 に示す。表 1.2 に示した通り、ほとんどの第 4 世代光源で高調波空洞の導入が予定されている。高調波空洞の運転において、active 運転と passive 運転の 2 通りの方式が考えられる。Active 運転では高調波空洞に外部から高周波を供給する一方、passive 運転は外部からの高周波の供給は行わずビームからの電力のみにより高調波 RF 電圧を励振する運転方式である。また、空洞の種類においても 2 通り考えられ、常伝導空洞と超伝導空洞がある。

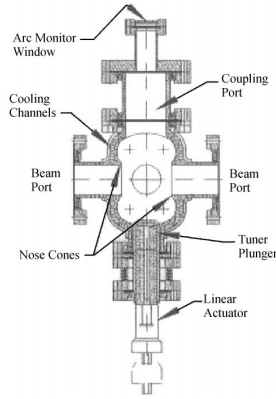
第 3 世代光源でも Advanced Light Source (ALS), BESSY-II, Swiss Light Source (SLS), Elettra 等の一部の施設で高調波空洞が導入された。これらは Touschek 寿命の増加が主な目的であった。ALS の高調波空洞 [図 1.2(a)] の導入例では、高調波空洞がない場合の rms バンチ長 6.0 mm から 19.3 mm (3.2 倍) にバンチを伸長することにより Touschek 寿命をおよそ 3 倍に延ばすことが目標とされた [46]。また、高調波空洞にはビーム不安定性を抑制する効果もある。高調波空洞を導入すると縦方向振動の非線形性が強まり、振動数が振動振幅に大きく依存するようになる。これによりバンチ内の電子の synchrotron 振動の周波数幅が大きくなる。この周波数幅の拡大により Landau 減衰 (Landau damping)[40] が強くはたらくようになり、前述のビーム不安定性抑制への効果が期待できる。このことから MAX-IV 等では、高調波空洞を Landau 空洞 (Landau cavity)[41] と呼んでいる。

表 1.2: 主な第 3 世代及び第 4 世代放射光源における高調波空洞の開発・運転状況

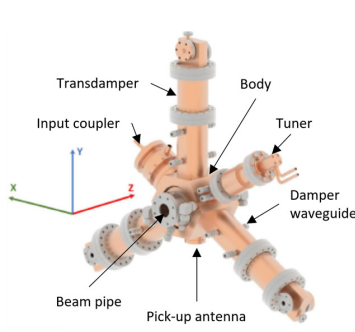
	Operation	Type	Harmonic	Harmonic RF frequency	Status
ALS[45, 46]	Passive	NC	3	1.499 GHz	Operation
BESSY-II [47, 48, 49]	Passive	NC	3	1.500 GHz	Operation
SLS[50, 51]	Passive	SC	3	1.500 GHz	Operation
Elettra[50, 52]	Passive	SC	3	1.499 GHz	Operation
MAX-IV[53]	Passive	NC	3	300 MHz	Operation
Sirius[54]	Passive	SC	3	1.500 GHz	Design study
ESRF-EBS [55, 56]	Active	NC	4	1.409 GHz	Design study
APS-U[57, 58]	Passive	SC	4	1.408 GHz	Design study
HEPS[59]	Active	SC	3	500 MHz	Design study
ALBA-II[60, 61]	Active	NC	3	1.499 GHz	Design study
ALS-U[62, 63]	Passive	NC	3	1.500 GHz	Design study
PETRA-IV[60]	Active	NC	3	1.499 GHz	Design study
SOLEIL-II[64]	Passive?	SC?	3?	1.056 GHz?	Design study

*NC=normal conducting, SC=superconducting

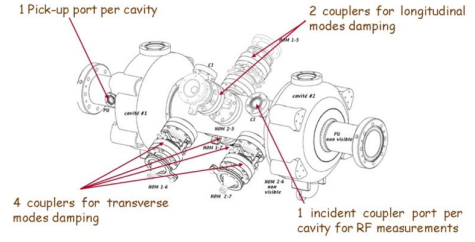
(a) ALS



(b) HZB-ALBA-DES Y



(c) SLS-Elettra



$$\begin{aligned} f_{\text{res}} &= 1.499 \text{ GHz} \\ R_{\text{sh}}/Q_0 &= 161 \Omega \\ Q_0 &= 21,000 \\ V_c &= 125 \text{ kV/cavity} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} f_{\text{res}} &= 1.499 \text{ GHz} \\ R_{\text{sh}}/Q_0 &= 176 \Omega \\ Q_0 &= 17,000 \\ V_c &= 215 \text{ kV/cavity} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} f_{\text{res}} &= 1.499 \text{ GHz} \\ R_{\text{sh}}/Q_0 &= 177 \Omega \\ Q_0 &\sim 2 \times 10^8 \\ V_c &= 800 \text{ kV/2-cell} \end{aligned}$$

図 1.2: これまでに開発された 1.5 GHz 3 次高調波空洞と主要なパラメータ（共振周波数、 R/Q 、無負荷 Q 、典型的な高調波 RF 電圧）。(a) ALS の常伝導高調波空洞、図は文献 [46] より転載、(b) HZB-ALBA-DES Y の共同研究で開発された第 4 世代光源向け常伝導高調波空洞、図は文献 [60] より転載、(c) SLS-Elettra の共同研究で開発された超伝導高調波空洞、図は文献 [50] より転載。

一方、今までの第 3 世代光源における double RF システムの導入事例から、高調波空洞を用いたバンチ伸長方法に克服すべき重要な課題があることがわかった。電子蓄積リングでは、一般的に ion trapping 効果を低減する目的で、RF バケットの一部に電子を蓄積しない箇所（バンチギャップ）を設けている。この場合、電子バンチのフィルパターンにより主空洞、高調波空洞の RF 電圧が変調されてしまう。これは過渡的電圧変動 (transient beam loading) と呼ばれる現象で、特に 1.5 GHz 帯またはそれより高周波数帯域の高調波空洞では、空洞体積が小さく蓄積電磁場エネルギーも小さいためにこの変動が大きくなってしまふ。その結果、バンチ伸長率が各バンチごとに変動してしまい、伸長率が低いバンチでビーム寿命が低下したりエミッタンスが増大するなどの問題が生じる。

この問題は ALS の 3 次高調波空洞の commissioning 結果を元に、J. Byrd らにより初めて詳細に報告された [70, 71]。ALS で観測された高調波空洞導入時の各バンチの同期位相と rms バンチ長を図 1.3 に示す。この実験では、全 RF バケットの内 2.5% を空バケットとした場合と、17% を空バケットとした場合の 2 つのフィルパターンで測定が行われた。青線で示されたバンチギャップが 2.5% と小さい場合、バンチごとの同期位相の変化は比較的小さく ($\sim \pm 0.05 \text{ rad}$)、rms バンチ長も 30–35 ps の幅に収まっている。しかし、赤線で示した 17% の大きいバンチギャップがある場合、まず同期位相の変動が大きく、 $\pm 0.1 \text{ rad}$ 以上変化している。また、rms バンチ長もバンチトレインの中心当たりでおよそ 35 ps に伸長されている一方で、バンチトレインの先頭と後方では 25–30 ps 辺りで推移しており、バンチ伸長率がバンチトレインの位置によって大きく変動していることがわかる。バンチギャップ 17% のときの高調波 RF 電圧の変動幅を計算すると、バンチトレインが通過する間に位相はほぼ 180 度の変動、そして振幅も 250–350 kV の大きな変動が生じることがわかった。この報告の後、第 4 世代光源での高調波空洞の検討において、この過渡的電圧変動の問題が強く意識されるようになった。

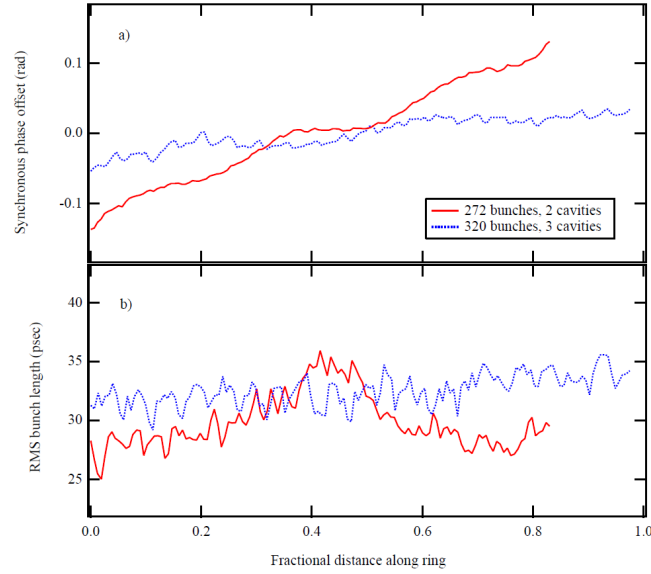


図 1.3: ALS で観測された (a) 同期位相、及び (b) rms バンチ長の変動。図は参考文献 [71] より転載。赤線は 17% のバンチギャップ、青線は 2.5% のバンチギャップを導入したときの測定結果。

バンチギャップによる過渡的電圧変動を抑えるためには、使用する全高調波空洞の合計の R/Q を低くする必要がある。一方、バンチ伸長に必要な高調波 RF 電圧を発生させるためには、合計のシャントインピーダンスは十分高い必要がある。このことから、高調波空洞は低 R/Q 、且つ高 Q 値であることが要求される。この要求を満たす空洞として、第一に前述の SLS, Elettra で開発された超伝導の高調波空洞 [図 1.2(c)] が挙げられる [50, 51, 52]。超伝導空洞は常伝導空洞よりも Q 値がおよそ 4 桁も高い。そのため、 R/Q が低い空洞形状でも十分なシャントインピーダンスが得られ、過渡的電圧変動を低減することができる。この利点から、表 1.2 でも示した通り超伝導高調波空洞の導入を検討している第 4 世代光源は多い。一方で、超伝導空洞を導入するためには、これを格納するクライオモジュール (cryomodule、液体ヘリウム容器と断熱層からなる) の開発やヘリウム冷凍機が必要となる。また、超伝導空洞は製造時または運転中のダストの混入、または field emission 等の理由で空洞性能の低下が生じたりするなど、製作上・運用上の面で留意すべき点が多い。そのため、常伝導の高調波空洞への需要も依然として大きい。

対して常伝導の高調波空洞の導入を検討している ALS-II では低 R/Q ・高 Q 値を実現するため、ノーズコーンがなく $\phi 90$ mm と大きめビームポートを取り付けた高調波空洞の設計が検討されている [62, 63]。また、ALBA-II, PETRA-IV, BESSY-III といった次期計画に向けて、3 つの研究機関 (HZB, ALBA, DESY) の共同開発で常伝導高調波空洞 [図 1.2(b)] の開発が進められている [60]。この高調波空洞は欧州の放射光源で広く採用されている EU damped cavity の 1.5 GHz へのスケールングを基本とする設計であるが、過渡的電圧変動に対する対策は不透明である。高調波 RF 電圧の feedforward 制御により過渡的電圧変動を低減することも考えられるが通常の常伝導高調波空洞では、ALS の例でも示唆されるように、電圧変動が大きすぎて feedforward 制御による補償も厳しいと考えられる。

本研究では、KEK の将来光源に向けて、今までにない独自の方式の常伝導高調波空洞の開発研究を行った。それは、一般的な加速空洞に用いられる TM010 共振モードではなく、高次の TM020 モードを加速モード (運転に使用する空洞共振モード) として使用する方式の高調波空洞である [42]。この TM020 型空洞は元々、SPring-8 のアップグレード計画 SPring-8-II [30] で、主加速空洞として使用することを目的に開発された空洞である [43, 44]。高次の TM020 モードを加速モードに採用することにより、通常の空洞よりも空洞の内径が大きくなる。これにより空洞体積が通常の高調波空洞に比べ 4-5 倍に増加し、そして蓄積電磁場エネルギーが増加する。この特長により KEK-LS の場合、過渡的電圧変動を前述の ALS 高調波空洞と比べて $1/4$ 以下 (振幅変動の比較) に抑制できる。TM020 型高調波空洞の使用で過渡的電圧変動を十分抑えることが出来れば、feedforward 制御による補償も可能となりうる [42]。

また、RF 空洞には加速モード以外にも多くの空洞共振モードが存在する。これらのモードは寄生モード (parasitic mode) と呼ばれるが、その中にはビーム不安定性の原因となる有害なものも存在する。TM020 型空洞には、TM020

モードの電磁場分布を生かした特有の寄生モード減衰機構が搭載される [43]。本空洞では TM020 モードの磁場の節（磁場が常にゼロである径方向の位置）に、寄生モードを取り出すための同軸型のスロットを搭載し、これを RF 吸収体で終端している。この機構により、加速モードに影響を与えることなく多くの寄生モードを減衰させることが可能である。このように TM020 型空洞は常伝導高調波空洞としての利用に適している。我々の TM020 型高調波空洞の提案 [42] の後、本空洞の利点が認められ、ESRF-EBS でも同様の方式の高調波空洞の設計研究が進められている [56]。

1.4 本研究における目標と課題

本研究では、KEK 将来光源 KEK-LS に TM020 型高調波空洞を導入することを目指し開発研究を行った。

本研究では、TM020 型高調波空洞の実用化に向けた 3 つの課題を重点的に検討した。その 1 つ目の課題は寄生モード減衰性能に関する課題である。KEK-LS の設計パラメータでは、放射減衰時間（縦方向で約 23 ms）が他の蓄積リングに比べ長く、且つ蓄積ビーム電流 (500 mA) が大きいため、高調波空洞に対する寄生モード減衰性能が非常に厳しい。また、本空洞の寄生モード減衰機構は、同軸スロット付近に磁場の節をもつ寄生モードの減衰がしにくいという難点がある。そのため、この課題を克服するための工夫が必要である。

2 つ目の課題は、TM020 加速モードの Q 値低下に関する問題である。空洞に周波数チューナーや入力カップラー等の機構を取り付けると、空洞内面の軸対称性が崩れ加速モードの電磁場が寄生モード減衰用同軸スロット内に浸み出してしまう。これにより加速モードが最大で壁損失電力 ($\sim 10 \text{ kW/cavity}$) の 2 割強に及ぶ電力損失を RF 吸収体で被るため、運転上必要な周波数調整幅の確保や結合度の調整ができないことがわかった。本研究では、まずこれら 2 つの課題に対する解決策を電磁場シミュレーションに駆使して検討した。

3 つ目の課題は機械設計の立案である。本空洞は、その特徴的な寄生モード減衰機構の都合上その機械構造が特殊であり、電磁場設計で考案した空洞形状が機械的に成立することを示すためには空洞構造の設計検討が不可欠である。

本研究では、TM020 型高調波空洞の電磁場設計、機械設計の両面での総合的な設計の確立を目指した。本研究により TM020 型高調波空洞が実用化されれば、簡便な常伝導空洞を用いて十分なバンチ伸長が可能となり、放射光源加速器の発展に大きく貢献できると考える。

第2章 Double RF システム

2.1 Double RF システムとは

図 2.1 に double RF システムの概略図を示す。このシステムでは、蓄積リングに主空洞（主加速空洞）と高調波空洞の 2 種類の RF 空洞が設置される。このうち主空洞は、一般的な RF システムと同様に、ビームを加速する役割を果たす。一方、高調波空洞は主空洞の RF 周波数の整数倍の周波数（高調波）で運転される空洞を指す。主空洞が RF 角周波数 ω_{rf} で運転されるとすると、高調波空洞は $n\omega_{\text{rf}}$ で運転される。ここで、高調波次数 n は 2 以上の整数であり、原理的には任意である。

Double RF システムにおいて、蓄積リングを 1 周するごとにビームが受ける RF 電圧を考える。粒子の同期位相からの時間遅れを τ とすると、double RF システムにおける RF 電圧は

$$V(\tau) = V_{c,1}[\cos(\omega_{\text{rf}}\tau + \phi_1) + k \cos(n\omega_{\text{rf}}\tau + n\phi_n)] \quad (2.1)$$

と表される。ここで、 $V_{c,1}$ は主空洞の RF 電圧（主 RF 電圧）の振幅、また $V_{c,n}$ を高調波空洞の RF 電圧（高調波 RF 電圧）の振幅とすると $k = V_{c,n}/V_{c,1}$ は高調波空洞と主空洞の RF 電圧の振幅比である。位相 ϕ_1 , $n\phi_n$ はそれぞれ主空洞及び高調波空洞における同期位相である。同期位相 ($\tau = 0$) では、RF 電圧からのエネルギー利得が 1 周当たりの粒子のエネルギー損失 U_0 と相殺される。このことから

$$V(0) = V_{c,1}[\cos \phi_1 + k \cos n\phi_n] = \frac{U_0}{e} \quad (2.2)$$

でなければならない。

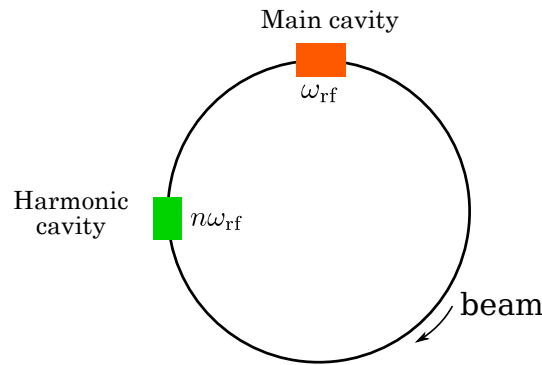


図 2.1: Double RF システムの概略図。主空洞が角周波数 ω_{rf} で励振されるとき、 n 次高調波空洞は角周波数 $n\omega_{\text{rf}}$ で励振される。

次に、double RF システムにおいてバンチ伸長を行う方法を考える。これには、同期位相において RF 電圧の傾きをゼロにしてシンクロトロン振動の復元力を打ち消すことが効果的である。さらに、同期位相付近に安定点が 2 つできることを防ぐため、RF 電圧の 2 階微分もゼロにする必要がある [39]。これらの条件 $V'(0) = 0$ 及び $V''(0) = 0$ (flat potential condition[72]) を式 (2.1) に適用すると、

$$\sin \phi_1 + nk \sin n\phi_n = 0 \quad (2.3)$$

$$\cos \phi_1 + n^2 k \cos n\phi_n = 0 \quad (2.4)$$

を得る。式 (2.2), (2.3), (2.4) を整理すると、

$$\cos \phi_1 = \frac{n^2}{n^2 - 1} \frac{U_0}{eV_{c,1}} \quad (2.5)$$

$$\tan n\phi_n = n \tan \phi_1 \quad (2.6)$$

$$k = -\frac{\sin \phi_1}{n \sin(n\phi_n)} \quad (2.7)$$

となり、主 RF 電圧の振幅 $V_{c,1}$ と高調波次数 n を与えると上式から、同期位相 ϕ_1 , $n\phi_n$ 及び電圧の振幅比 k が決まる。

KEK-LS の double RF システムにおける主 RF 電圧、高調波 RF 電圧の振幅・位相関係の例を図 2.2 に示す。具体的な KEK-LS のパラメータは 2.3 節で示す。主 RF 電圧は破線、3 次高調波 RF 電圧は一点鎖線、これらを重ね合わせた合計の RF 電圧を実線で表した。一般的に、電圧比 k は大体 $1/n$ 程度、主空洞の同期位相 ϕ_1 は正、高調波空洞の同期位相 $n\phi_n$ は負となる。同期位相 ($\tau = 0$ の位置) において、主 RF 電圧の傾きが高調波 RF 電圧によって相殺され、合計の RF 電圧の傾きがゼロになっていることが確認できる。

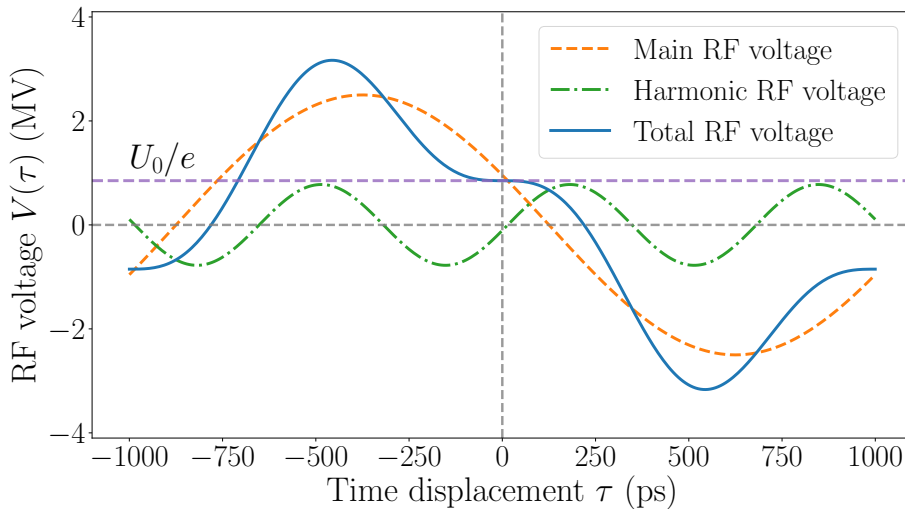


図 2.2: KEK-LS における Double RF システムにおける RF 電圧。RF のパラメータは表 2.2 の値を使用した。紫色の破線は 1 周当たりの電子のエネルギー損失を示す。

2.2 Double RF システム下における運動力学

2.2.1 Double RF システム下におけるシンクロトロン振動

本節では、double RF システム下におけるシンクロトロン振動について Hofmann らの議論 [39] に基づき解説する。ここでは単一粒子の運動のみを考え、空洞のビーム負荷の影響は考慮しないものとする。ビーム負荷の影響については次章で解説する。

粒子の位相空間上のパラメータとして、先程の同期位相からの時間遅れ τ と、エネルギーの相対的なずれ $\delta_\epsilon = (E - E_0)/E_0$ をとることとする。ここで、 E は今考えている粒子のエネルギー、 E_0 は同期粒子のエネルギーである。また、粒子のエネルギーは transition energy よりもずっと大きいと仮定する。このとき、粒子の運動方程式は

$$\frac{d\tau}{dt} = \alpha_c \delta_\epsilon \quad (2.8)$$

$$\frac{d\delta_\epsilon}{dt} = \frac{eV(\tau) - U_0}{E_0 T_0} \quad (2.9)$$

となる。ここで、 α_c は momentum compaction factor、 T_0 は同期粒子の周回周期である。この運動方程式は Hamiltonian

$$H(\tau, \delta) = \frac{1}{2} \alpha_c \delta_\epsilon^2 + \frac{1}{\alpha_c} \Phi(\tau) \quad (2.10)$$

を使って、

$$\frac{d\tau}{dt} = \frac{\partial H}{\partial \delta_\epsilon}, \quad (2.11)$$

$$\frac{d\delta_\epsilon}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \tau} \quad (2.12)$$

とも表せられる。ここで、ポテンシャル関数 $\Phi(\tau)$ を

$$\Phi(\tau) = -\alpha_c \int_0^\tau \frac{eV(\tau') - U_0}{E_0 T_0} d\tau' \quad (2.13)$$

と定義した。式 (2.1) を上式に代入すると、

$$\begin{aligned} \Phi(\tau) &= -\frac{eV_{c,1}\alpha_c}{E_0 T_0} \int_0^\tau \left[\cos(\omega_{rf}\tau' + \phi_1) + k \cos(n\omega_{rf}\tau' + n\phi_n) - \frac{U_0}{eV_{c,1}} \right] d\tau' \\ &= -\frac{eV_{c,1}\alpha_c}{E_0 T_0} \left[\frac{\sin(\omega_{rf}\tau + \phi_1) - \sin(\phi_1)}{\omega_{rf}} + k \frac{\sin(n\omega_{rf}\tau + n\phi_n) - \sin(n\phi_n)}{n\omega_{rf}} - \frac{U_0}{eV_{c,1}} \tau \right] \end{aligned} \quad (2.14)$$

となる。ポテンシャル関数は同期位相を零点と定めたため $\Phi(0) = 0$ 、さらに同期位相における式 (2.2) の要請から $\Phi'(0) = 0$ となる。

さらに、式 (2.3), (2.4), (2.7) のように主 RF 電圧、高調波 RF 電圧の位相と振幅比を調整した場合を考える。このときのポテンシャル関数の形状を図 2.3 に示す。合計 RF 電圧の 1 階、2 階微分はそれぞれ $V'(0) = 0$, $V''(0) = 0$ であるから、ポテンシャル関数は $\Phi''(0) = 0$, $\Phi'''(0) = 0$ となる。そのため、 τ が十分小さい場合ポテンシャルは 4 次関数で表せられ、

$$\Phi(\tau) \approx \frac{\omega_{s0}^2 \omega_{rf}^2 (n^2 - 1)}{24} \tau^4 \quad (2.15)$$

と近似できる。ここで、

$$\omega_{s0}^2 = \frac{eV_{c,1}\alpha_c \omega_{rf} \sin \phi_1}{E_0 T_0} \quad (2.16)$$

は高調波空洞がない場合におけるシンクロトロン振動数である。

図 2.3 に縦方向ポテンシャルのプロットを示す。高調波 RF 電圧がない場合の微小振動のポテンシャルは 2 次関数で近似される。一方、高調波 RF 電圧を加え図 2.2 のように振幅・位相を調整すると、図 2.3 の実線で示すように同期位相 ($\tau = 0$) 付近のポテンシャルが平坦になる。

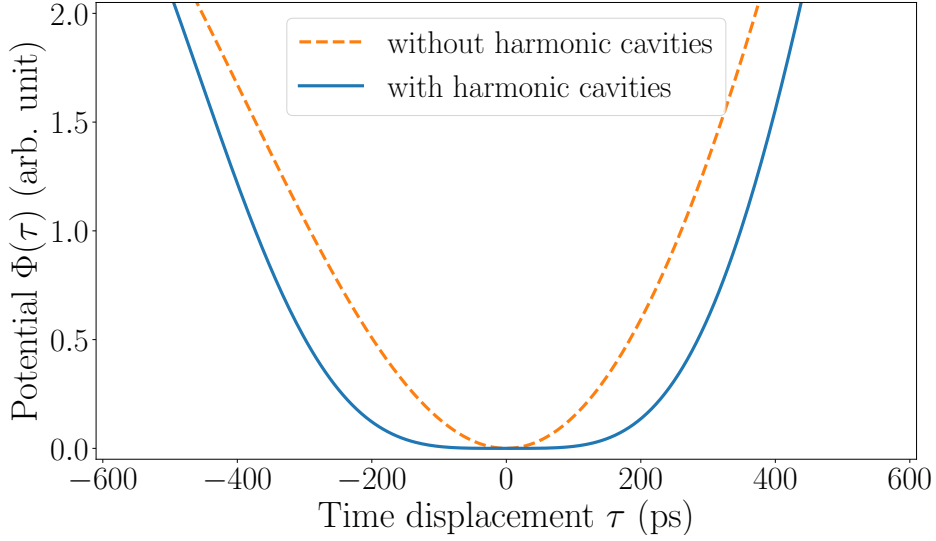


図 2.3: 縦方向のポテンシャル。実線は高調波空洞ありの場合、破線は高調波空洞なしの場合を示す。高調波空洞ありの場合では図 2.2 のように振幅・位相関係を調整したときのポテンシャルを示す。

エネルギー保存則より Hamiltonian が時間に依らない ($dH/dt = 0$) ことを利用して、 $\tau(t), \delta_\epsilon(t)$ を時間 t の関数としてあらわに書き下してみよう。ここでは、粒子の振動振幅が十分に小さく、ポテンシャル関数を式 (2.15) で近似できると仮定する。時間遅れ τ における振動振幅を $\hat{\tau}$ とおいたとき、 $\tau = \hat{\tau}$ のとき $\delta_\epsilon = 0$ である。このときエネルギー保存則は

$$\frac{1}{2}\alpha_c\delta_\epsilon(t)^2 + \frac{1}{\alpha_c}\Phi(\tau(t)) = \frac{1}{\alpha_c}\Phi(\hat{\tau}) \quad (2.17)$$

と書ける。また、 $\delta_\epsilon = (1/\alpha_c)d\tau/dt$ 及び式 (2.15) と用いると

$$\frac{1}{2}\left(\frac{d\tau}{dt}\right)^2 + \frac{\omega_{s0}^2\omega_{rf}^2(n^2-1)}{24}\tau^4 = \frac{\omega_{s0}^2\omega_{rf}^2(n^2-1)}{24}\hat{\tau}^4 \quad (2.18)$$

を得る。上式を変数分離すると

$$\pm \frac{d\tau}{\sqrt{1 - \left(\frac{\tau}{\hat{\tau}}\right)^4}} = \omega_{s0}\omega_{rf}\sqrt{\frac{n^2-1}{12}}\hat{\tau}^2 dt \quad (2.19)$$

となり積分が実行できる形になる。

運動方程式の初期条件として $t = 0$ で $\tau = \hat{\tau}$ とする。また上式の左辺の積分を $\sin \phi = \sqrt{1 - (\tau/\hat{\tau})^2}$ に変数変換すると、

$$\mp \int_0^\phi \frac{d\phi'}{\sqrt{1 - \frac{1}{2}\sin^2 \phi'}} = \mp F(\phi, 1/\sqrt{2}) = \omega_{s0}\omega_{rf}\hat{\tau}\sqrt{\frac{n^2-1}{6}}t \quad (2.20)$$

を得る。ここで、 $F(\phi, \kappa)$ は第一種楕円積分 [97]

$$F(\phi, \kappa) = \int_0^\phi \frac{d\phi'}{\sqrt{1 - \kappa^2 \sin^2 \phi'}} \quad (0 \leq \kappa^2 \leq 1) \quad (2.21)$$

である。

式 (2.20) からまず振動周期を求める。振動周期を $T = 2\pi/\Omega_s$ とすると、 $t = 0$ から $t = T/4$ の間に τ は $\tau = \hat{\tau} \rightarrow 0$ だけ変化するから変数 ϕ は $\phi = 0 \rightarrow \pi/2$ だけ変化する。このことから周期 T は

$$T = \frac{4K(1/\sqrt{2})}{\omega_{s0}\omega_{rf}\hat{\tau}} \sqrt{\frac{6}{n^2-1}} \quad (2.22)$$

また、角振動数 Ω_s は

$$\Omega_s = \omega_{s0} \frac{\pi}{2K(1/\sqrt{2})} \sqrt{\frac{n^2-1}{6}} \omega_{rf}\hat{\tau} \quad (2.23)$$

となる。ここで、 $K(\kappa) = F(\pi/2, \kappa)$ は第 1 種完全楕円積分である。4 次ポテンシャルの元では、振動数は振幅に比例することがわかる。3 次高調波空洞 $n = 3$ を仮定すると、 $\Omega_s \approx 0.97828 \omega_{s0}\omega_{rf}\hat{\tau}$ となる。

次に、 $u = F(\phi, \kappa)$ とおいたとき

$$\text{cn}(u, \kappa) = \cos \phi \quad (2.24)$$

$$\text{sn}(u, \kappa) = \sin \phi \quad (2.25)$$

$$\text{dn}(u, \kappa) = \sqrt{1 - \kappa^2 \sin^2 \phi} \quad (2.26)$$

で定義される Jacobi の楕円関数を用いて、 $\tau(t)$ をあらわに記述してみる。変数 ϕ は $\tau/\hat{\tau} = \sqrt{1 - \sin^2 \phi} = \cos \phi$ であるから

$$\begin{aligned} \tau(t) &= \hat{\tau} \cos \phi \\ &= \hat{\tau} \text{cn} \left(\frac{2K(1/\sqrt{2})}{\pi} \Omega_s t, \frac{1}{\sqrt{2}} \right) \end{aligned} \quad (2.27)$$

となる。また、 cn の微分 $d \text{cn}(u, \kappa)/du = -\text{sn}(u, \kappa)\text{dn}(u, \kappa)$ を用いると、 $\delta_\epsilon(t)$ は

$$\delta_\epsilon(t) = -\sqrt{2}\hat{\delta}_\epsilon \text{sn} \left(\frac{2K(1/\sqrt{2})}{\pi} \Omega_s t, \frac{1}{\sqrt{2}} \right) \text{dn} \left(\frac{2K(1/\sqrt{2})}{\pi} \Omega_s t, \frac{1}{\sqrt{2}} \right) \quad (2.28)$$

と書ける。ここで、

$$\hat{\delta}_\epsilon = \frac{\omega_{s0}\omega_{rf}\hat{\tau}^2}{\alpha_c} \sqrt{\frac{n^2-1}{12}} \quad (2.29)$$

はエネルギーずれ δ_ϵ の振幅であり、 $\hat{\tau}$ の 2 乗に比例する。

図 2.4 に、 $\tau(t), \delta_\epsilon(t)$ を時間 t の関数としてプロットした。計算では KEK-LS のパラメータを仮定し、横軸は高調波空洞がない場合のシンクロトン振動の周期 $2\pi/\omega_{s0}$ で、縦軸は各変数の振幅 $\hat{\tau}$ 及び $\hat{\delta}_\epsilon$ で規格化した。KEK-LS の場合、 $\omega_{s0}/(2\pi) = 2.66$ kHz である。また、時間方向の振幅は KEK-LS で高調波空洞でバンチ伸長された際の rms バンチ長 $\sigma_\tau = 42.56$ ps を仮定した。図 2.4 で示した $\hat{\tau} = \sigma_\tau$ の場合、シンクロトン振動の周期は高調波空洞がない場合の約 7.6 倍になり、振動が遅くなることがわかる。

また、このときの位相空間 (τ, δ) 上の軌跡を図 2.5 に示す。時間方向の振幅は、 $\hat{\tau} = 0.5\sigma_\tau, \sigma_\tau, 2\sigma_\tau$ の 3 つの場合でプロットした。2 次関数ポテンシャルの場合は楕円軌道を描くが、4 次ポテンシャル下ではそれよりやや変形した軌道となる。

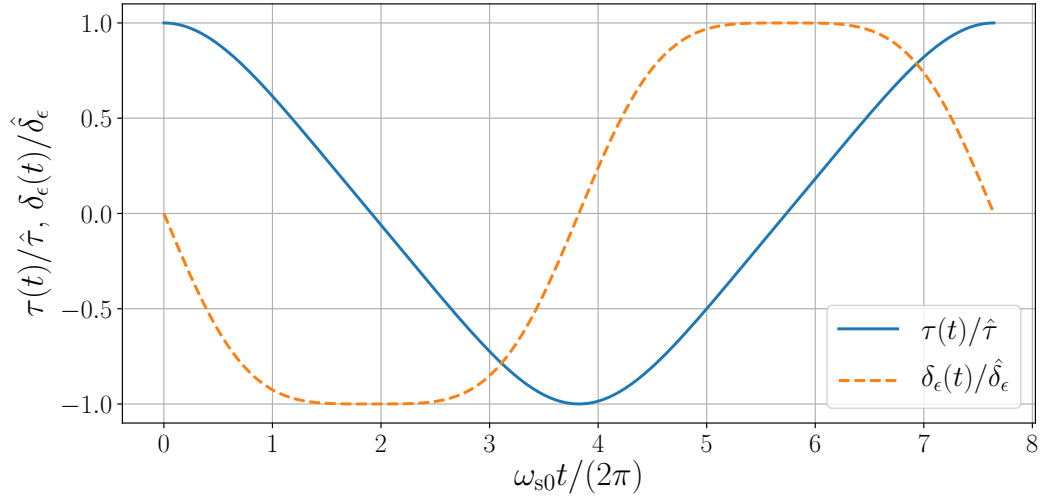


図 2.4: 4 次ポテンシャル下における縦方向振動 $\tau(t), \delta_\epsilon(t)$ の計算例。関数 $\tau(t), \delta_\epsilon(t)$ はそれぞれの振幅 $\hat{\tau}, \hat{\delta}_\epsilon$ で規格化した。時間方向の振幅 $\hat{\tau}$ は KEK-LS で高調波空洞を導入した場合における rms バンチ長 42.56 ps を仮定した。表 2.1, 2.2 の KEK-LS のパラメータを仮定すると、このときのエネルギー方向の振幅は $\hat{\delta}_\epsilon = 0.035\%$ である。

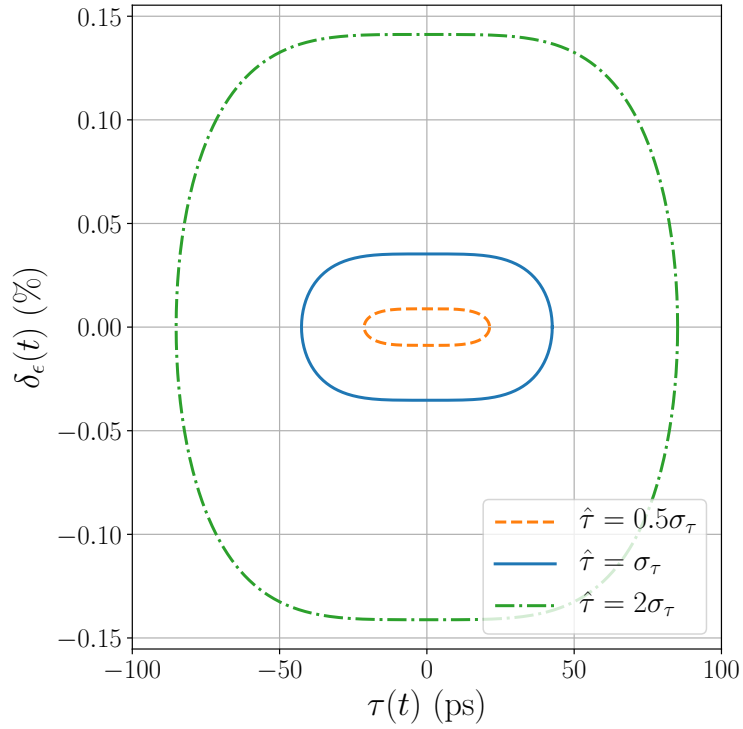


図 2.5: 4 次ポテンシャル下における位相空間 (τ, δ_ϵ) での運動の軌跡。時間方向の振動振幅が rms バンチ長 $\sigma_\tau = 42.56$ ps の 0.5 倍、1 倍、2 倍の場合の軌跡を破線（橙色）、実線（青色）、一点鎖線（緑色）でそれぞれ示す。

2.2.2 Double RF システム下での粒子分布

Double RF システムにおける、バンチ内の粒子分布を考える。電子蓄積リングでは、平衡状態における粒子分布は放射減衰と量子励起のつり合いによって決まる。平衡状態における電子の分布関数は

$$\rho(\tau) = \rho_0 \exp\left(-\frac{\Phi(\tau)}{\alpha_c^2 \sigma_e^2}\right) \quad (2.30)$$

のように書ける [68]。ここで、 ρ_0 は粒子分布の規格化定数、また σ_e はビームのエネルギー分散であり E_0 で規格化されている。

KEK-LS のパラメータにおけるバンチ内の電子分布を図 2.6 に示す。高調波 RF 電圧がない場合ポテンシャルは $\Phi(\tau) \sim \tau^2$ で近似できるから、破線のように $\rho(\tau)$ は Gaussian 分布に近い形となる。一方、高調波 RF 電圧を用いてポテンシャルを平坦にすると、実線のようにバンチが伸長されてピークの粒子密度が低減される。

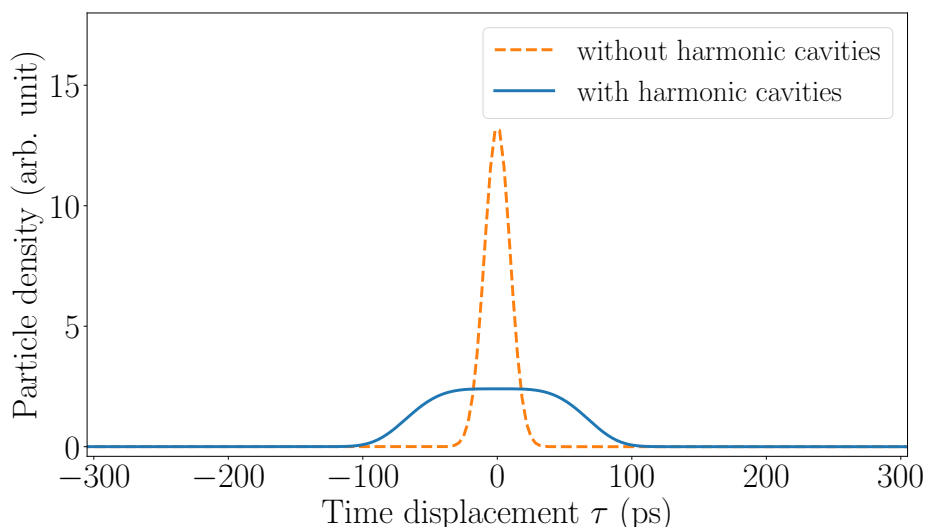


図 2.6: KEK-LS におけるバンチ内の電子分布。実線は高調波空洞ありの場合、破線は高調波空洞なしの場合。Root-mean square (rms) バンチ長は高調波空洞ありで 42.56 ps、高調波空洞なしで 9.52 ps。

2.3 KEK 将来光源での適用例

2.3.1 KEK 将来光源として想定した基本パラメータ

本研究では、KEK の将来光源として検討されていた KEK Light Source (KEK-LS) の基本パラメータを元に設計検討を行った。この基本パラメータを表 2.1 に示す。KEK-LS は、ESRF で考案された hybrid multibend achromat (HMBA) lattice[17] を使用した 3 GeV 蓄積リングであり、真空紫外線から硬 X 線の波長領域の放射光を供給する放射光源である。蓄積リングのラティスには、縦方向に磁場強度に勾配を持たせた偏向磁石 (longitudinal gradient bending magnet) や、水平方向と縦方向の damping partition number の調整を可能にする機能結合型偏向電磁石 (combined bending magnet) が導入され、エミッタンスの低減を図っている。機能結合型偏向電磁石は、偏向磁石に収束磁石の機能を合わせた磁石であり、水平方向の放射減衰時間を短くすることで平衡エミッタンスの低減を図っている。一方で、縦方向の放射減衰時間は 22.6 ms と長くなっている。KEK-LS の設計では自然エミッタンスは 133 pm rad であり、現在 KEK で運用されている Photon Factory (PF) 2.5 GeV リングの自然エミッタンス 34.6 nm rad [65] に比べて約 1/300 となる。

しかし、低エミッタンスリングではバンチ内散乱の影響により、実際の平衡エミッタンスは自然エミッタンスよりも増大してしまう。KEK-LS の例では、設計ビーム電流 500 mA の場合で、約 2.4 倍程度のエミッタンス増大が見込まれている [32]。このことから、より低エミッタンスなビームを実現するためには、バンチ伸長用高調波空洞の導入が必要となる。

表 2.1: KEK 将来光源として想定した蓄積リングの基本パラメータ [42, 32]

Parameter	Value
Energy (E_0)	3 GeV
Horizontal emittance [†] (ϵ_x)	133 pm rad (without IBS) 315 pm rad (with IBS)
Vertical emittance [†] (ϵ_y)	8.2 pm rad (with IBS)
Average beam current (I_{avg})	500 mA
RF frequency (f_{rf})	500 MHz
Harmonic number (h)	952
Circumference (C)	570.7 m
Energy loss per turn ($U_0 = U_{\text{bend}} + U_{\text{ID}}$)	851 keV
Energy loss at bending magnets (U_{bend})	298 keV
Energy loss at IDs (U_{ID})	553 keV
Momentum compaction factor (α_c)	2.2×10^{-4}
Betatron tune (ν_x, ν_y)	48.58, 17.62
Radiation damping time (τ_x, τ_y, τ_z)	29.3 ms, 38.3 ms, 22.6 ms (without IDs) 12.0 ms, 13.3 ms, 7.0 ms (with IDs)
Relative energy spread (σ_ϵ)	7.3×10^{-4} (without IDs) 8.2×10^{-4} (with IDs)

*ID: insertion device, IBS: intrabeam scattering

[†]calculated without harmonic cavities and IDs

2.3.2 高調波空洞によるバンチ伸長の効果

Double RF システムを KEK-LS に導入した場合のバンチ伸長効果を評価する。表 2.2 に KEK-LS で検討された RF システムのパラメータを示す。主 RF 電圧の振幅 $V_{c,1}$ は、運転上要求される bucket height から決められた [32]。高調波次数 n は double RF システムによるバンチ伸長の原理上、任意に選択できる。しかし、高調波 RF 電圧と主 RF 電圧の比を示す (2.7) 式より、次数 n が高い高調波空洞の方が低い高調波 RF 電圧で済むためこの点では n は大きい方が有利である。一方、次数 n が高くなっていくと、それに比例して空洞の直径が小さくなっていくため製作が困難になるほか、次章で示す過渡的電圧変動の影響が大きくなる。こうした理由から、表 1.2 で示した通り RF 周波数が 500 MHz 前後の蓄積リングでは、3 倍高調波 ($n = 3$) に相当する 1.5 GHz 帯の空洞が採用されている。尚、RF 周波数が約 350 MHz と低めの ESRF-EBS や APS-U では 4 次高調波空洞が検討されている [56, 58]。KEK-LS は RF 周波数 500 MHz で設計されているため、高調波次数 $n = 3$ を選んだ。

高調波空洞の同期位相 $n\phi_n$ はビームを減速する位相となっており、ビームから高調波空洞へエネルギーが供給される形となる。これを補うため、主空洞の同期位相 ϕ_1 は高調波空洞がない場合の値 (1.223 rad) よりやや負荷が大きくなる方向にずれる。

表 2.2 を元に計算したポテンシャル関数 $\Phi(\tau)$ は図 2.3 に、平衡状態におけるバンチ内粒子分布 $\rho(\tau)$ は図 2.6 に既に示した。図 2.6 において、高調波空洞がない場合における自然 rms バンチ長は 9.52 ps であるのに対して、3 次高調波空洞を導入すると 42.56 ps となり約 4.5 倍のバンチ長が得られることになる。

表 2.2: KEK-LS における RF システムのパラメータ

Parameter	Value
Harmonic (n)	3
Main RF voltage ($V_{c,1}$)	2.5 MV
Harmonic RF voltage ($V_{c,n}$)	777 kV
Ratio of the harmonic RF voltage to the main RF voltage (k)	0.311
Synchronous phase in the main cavity (ϕ_1)	1.178 rad
Synchronous phase in the harmonic cavity ($n\phi_n$)	-1.708 rad

2.4 高調波空洞に対する要求性能

本章の最後に高調波空洞に対する要求性能をまとめる。表 2.3 に高調波空洞に対する要求仕様を示す。まず、共振周波数は RF 周波数 500 MHz の 3 倍高調波であるから 1.500 GHz である。高調波 RF 電圧は合計で 777 kV 必要であることは表 2.2 で既に示した。高調波空洞の運転上必要な共振周波数の調整可能幅はおよそ 1 MHz と見積もられるが、詳細は第 5 章で議論する。壁損失電力は空洞の水冷設計を考慮すると、空洞 1 台当たりおよそ 10 kW 程度に抑えたい。KEK compact ERL で使用されている 1.3 GHz バンチャー空洞 [82] では、これと同程度の壁損失 7 kW までの大電力運転で問題ないことがわかっている。尚、TM020 型空洞は表面積が大きいため、TM010 型空洞よりも許容できる壁損失電力は大きい。

本研究では、高調波空洞に入力カップラーを搭載し外部から RF 電圧を励振可能とする運転方式 (active operation) で運用することを想定している。2.3.2 節で見たように、バンチ伸長用高調波空洞ではビーム側から電力を供給されるため、入力カップラーを付けない運転方式 (passive operation) で運用されることも多い。しかし、ビーム電流の変更など蓄積リングの運転条件が変わった場合十分な高調波 RF 電圧を励振できない恐れもある。Active operation の場合、様々な運転条件においても十分な RF 電圧を励振できるうえ、バンチ伸長に有害な過渡的電圧変動を抑制する feedforward システム [42] も導入可能である。こうした点から、active operation による高調波空洞の運用が望ましいと考える。第 5 章にて議論を行うが、入力カップラーの結合定数の要求値は 0.3 前後である。

高調波空洞に起因する結合バンチ型ビーム不安定性を抑えるため、高調波空洞における寄生モードの結合インピーダンスを低減する必要がある。KEK-LS における結合インピーダンスの低減目標は、縦方向で $\omega/(2\pi)\text{Re}[Z_{\parallel}(\omega)] < 12.2 \text{ GHz} \cdot \text{k}\Omega$ 、横方向で $\text{Re}[Z_{\perp}(\omega)] < 116 \text{ k}\Omega/\text{m}$ である。この目標値は蓄積リングに導入される全高調波空洞の結合インピーダンスの総和の上限値であり、この値の決め方は第 6 章にて説明する。縦方向の放射減衰時間が長くなった影響で、特に縦方向の減衰性能の目標が厳しい数値となっている。

表 2.3: 高調波空洞に対する要求仕様

Parameter	Value
Frequency	1.500 GHz
Total harmonic RF voltage	777 kV
Wall loss power per cavity	~10 kW
Changeable range of the resonant frequency	1 MHz
Coupling coefficient	~0.3
Coupling impedances of all harmonic cavities	
Longitudinal	$\omega/(2\pi) \times \text{Re}[Z_{\parallel}(\omega)] < 12.2 \text{ GHz} \cdot \text{k}\Omega$
Transverse	$\text{Re}[Z_{\perp}(\omega)] < 116 \text{ k}\Omega/\text{m}$

第3章 TM020 型高調波空洞

第2章で示したバンチ伸長の原理から、主 RF 電圧と高調波 RF 電圧の振幅・位相関係が flat potential 条件を満たすことがバンチ伸長において重要であることがわかる。しかし、蓄積リングの電子バンチのフィルパターンが非一様である場合、RF 電圧がフィルパターンによる変調を受ける。そのため、各バンチごとに主 RF 電圧及び高調波 RF 電圧の振幅・位相関係が変動する（過渡的電圧変動）。特に、本研究で検討する 1.5 GHz 帯またはそれ以上の帯域の高調波空洞では過渡的電圧変動が大きくなることから、通常の常伝導高調波空洞ではバンチ伸長効果が著しく制限されてしまう [70, 71]。

この過渡的電圧変動を低減する観点から、本研究では TM020 型の高調波空洞を提案する。この空洞方式は元々、SPRING-8 の次期計画 SPRING-8-II において主加速空洞として使用する目的で開発されたものである [43, 44]。一般的な空洞では最低次の TM010 共振モードが加速モードとして使用されるが、TM020 型空洞では高次の TM020 共振モードを使用する。高次の共振モードを使用することにより、空洞の直径が大きくなるため空洞の体積も大きくなる。これにより空洞内に蓄えられる電磁場エネルギーが増加するため電圧変動を抑制できる。これに加えて TM020 型空洞では、TM020 モード特有の電磁場分布を利用することにより、コンパクトな寄生モード減衰機構を搭載することが可能である [43]。

本章では、まず円筒型空洞における TM020 共振モードの電磁場分布を示す。その後、TM020 型空洞の過渡的電圧変動の低減効果、及び本空洞の寄生モード減衰機構について解説する。

3.1 円筒型空洞における TM020 モード

最初に、最も基本的な空洞形状である円筒型空洞の共振モードについて説明する。そもそも空洞とは金属表面に囲まれた空間を指す。金属表面に覆われた境界条件の下 Maxwell 方程式を解くことにより、各空洞形状における共振モードの電磁場分布が計算される。円筒型空洞のような対称性の良い場合は解析的に Maxwell 方程式を解くことがで

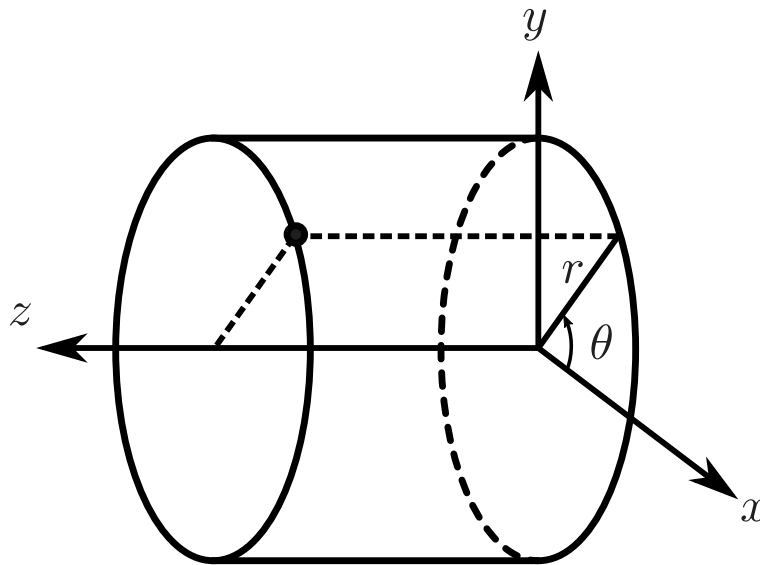


図 3.1: 円筒座標系 (r, θ, z)

きるが、一般的な空洞形状においては有限要素法を用いた数値計算により各共振モードの電磁場分布を求めることが一般的である。現在では、CST MW Studio[78] や HFSS[79] 等の電磁場シミュレーションソフトにより複雑な形状下での共振モードの計算が可能である。

さて、軸対称である円筒型空洞内の電磁場分布を記述するには、図 3.1 に示す円筒座標 (r, θ, z) が最も便利である ($r > 0, 0 \leq \theta < 2\pi$)。この図の z 軸を円筒型空洞の対称軸に取るものとする。円筒型空洞では、電場が z 軸方向の成分を持たない TE(transverse electric) モードと、磁場が z 軸方向の成分を持たない TM(transverse magnetic) モードに分けられる。加速器では通常、図 3.1 の z 軸をビーム軸、つまりビームが通過する軸に取る。そのため、ビームの加速に使用する共振モード（加速モード）としては TM モードを使用する。金属表面及び媒質は無損失であると仮定すると、円筒型空洞の TM_{mnp} モードの電場 ($E_r^{(mnp)}, E_\theta^{(mnp)}, E_z^{(mnp)}$) 及び磁場 ($H_r^{(mnp)}, H_\theta^{(mnp)}, H_z^{(mnp)}$) は

$$\begin{cases} E_z^{(mnp)} = E_0 J_m(\gamma_{mn} r) \cos(m\theta + \theta_0) \cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \cos(\omega_{mnp} t + \phi_0) \\ E_r^{(mnp)} = -E_0 \frac{p\pi}{\gamma_{mn} d} J'_m(\gamma_{mn} r) \cos(m\theta + \theta_0) \sin\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \cos(\omega_{mnp} t + \phi_0) \\ E_\theta^{(mnp)} = E_0 \frac{p\pi}{\gamma_{mn} d} \frac{m J_m(\gamma_{mn} r)}{r} \sin(m\theta + \theta_0) \sin\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \cos(\omega_{mnp} t + \phi_0) \\ H_z^{(mnp)} = 0 \\ H_r^{(mnp)} = -E_0 \frac{\epsilon \omega_{mnp}}{\gamma_{mn}^2} \frac{m J_m(\gamma_{mn} r)}{r} \sin(m\theta + \theta_0) \cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \sin(\omega_{mnp} t + \phi_0) \\ H_\theta^{(mnp)} = -E_0 \frac{\epsilon \omega_{mnp}}{\gamma_{mn}} J'_m(\gamma_{mn} r) \cos(m\theta + \theta_0) \cos\left(\frac{p\pi z}{d}\right) \sin(\omega_{mnp} t + \phi_0) \end{cases} \quad (3.1)$$

$$m = 0, 1, 2, \dots, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad p = 0, 1, 2, \dots$$

$$\gamma_{mn} = \frac{x_{mn}}{R}, \quad \omega_{mnp} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \sqrt{\left(\frac{x_{mn}}{R}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2} \quad (3.2)$$

と書ける [80]。ここで、 E_0, θ_0, ϕ_0 は任意のパラメータ、 $J_m(x)$ は第 1 種 m 次 Bessel 関数、 R は円筒の半径 ($0 \leq r \leq R$)、 d は円筒の軸方向の長さ ($0 \leq z \leq d$)、 x_{mn} は $J_m(x)$ の n 番目の根、 ϵ, μ はそれぞれ空洞内の媒質の誘電率及び透磁率である。また、 m は電磁場分布が m 回回転対称であること、 n は動径方向に $n-1$ 個電磁場に節があること、 p は z 軸方向に節が p 個あることを示している。

TM020 モードの電磁場は、上式において $m=0, n=2, p=0$ を代入した場合に相当する。TM020 モードの電場、磁場分布を図 3.2 に示す。左図は空洞を横から見たときの電場ベクトルを、右図は空洞を正面から見たときの磁場ベクトルを示す。電場、または磁場がゼロとなる半径方向の位置が存在し、その位置を挟んで電場、磁場の向きが反転していることが確認できる。

ここで、最低次の TM010 モードを加速モードとして使用する円筒型空洞と、TM020 モードを使用する円筒型空洞の大きさを比較してみる。両者が同じ加速モードの共振周波数を持つ場合、空洞の半径は $x_{02}/x_{01} = 5.520/2.405 \approx 2.3$ 倍だけ TM020 モードを使用する空洞の方が大きい。さらに両者の体積を比較すると、 $(x_{02}/x_{01})^2 \approx 5.3$ 倍だけ TM020 モード使用の空洞の方が大きい（但し、空洞長さが同じ場合）。こうした TM020 型空洞の特性がもたらす利点を以降の節で示す。

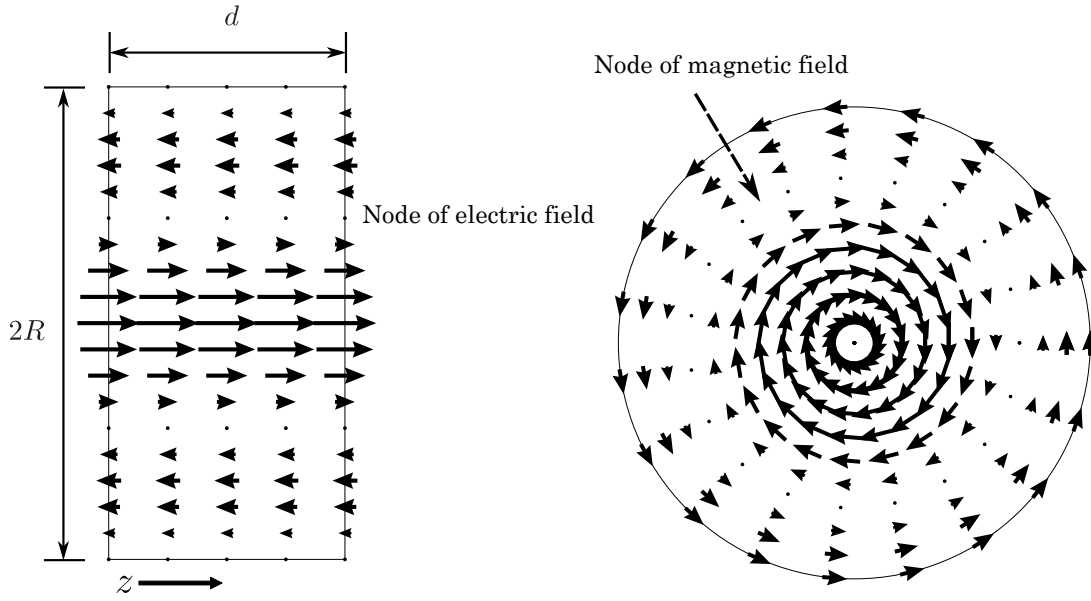


図 3.2: 円筒型空洞の TM020 モードの電磁場。左: 電場（側面）、右: 磁場（正面）。矢印は、TM020 モードの電場と磁場のベクトル場を表し、矢印の長さは電磁場の相対強度を示す。

3.2 過渡的電圧変動と TM020 型空洞による低減効果

TM020 型空洞の 1 つ目の特長として、過渡的電圧変動の低減が挙げられる。まず、この過渡的電圧変動について説明する。ビーム運転中つまり一定のビーム電流を蓄積した状態の蓄積リングにおいて、加速空洞内に励起される RF 電圧は 2 つの寄与からなる。1 つ目は、クライストロン等の空洞外部の大電力高周波発生装置から高周波を空洞内に投入することにより励振される generator 電圧である。そして、2 つ目は蓄積ビームが空洞を通過する際に発生するビーム誘起電圧である。これを数式で表すと、

$$\vec{V}_c = \vec{V}_g + \vec{V}_b \quad (3.3)$$

と書ける [69]。ここで、 \vec{V}_c は合計 RF 電圧、 \vec{V}_g は generator 電圧、 \vec{V}_b はビーム誘起電圧である。式 (3.3) において、空洞内部に誘起される電圧 \vec{V} は振幅 $|\vec{V}|$ と位相 $\arg \vec{V}$ の 2 つのパラメータを持つため、ベクトル表記で表した。ビーム電流が一定に保たれているとすると、generator 電圧も基本的に一定に保つよう制御される。また、各バンチが等間隔に且つ等電荷で蓄積されている場合は、ビーム誘起電圧も一定である。しかし実際の蓄積リングでは、イオントラッピングによるビーム不安定性を抑制することを主な目的として、バンチを蓄積しない箇所（バンチギャップ）を設けている場合が多い。イオントラッピングとは、ビームダクト内の残留気体が電離することにより生じたイオンが、ビームが作るポテンシャルによってトラップされる現象であり、ビーム不安定性やエミッタンス増大等の原因となる。この現象を緩和する手段として、バンチギャップを取り入れたバンチフィルパターンが多く採用されている。

電子バンチのフィルパターンが一様でない場合、過渡的電圧変動 (transient beam loading) と呼ばれる、ビーム誘起電圧の振幅と位相が時間的に変化する現象が発生する。第 1 章で既に述べたように、この過渡的電圧変動は double RF システムによるバンチ伸長効果を著しく低下させることが、ALS でのビームコミッショニングの結果から明らかになっている [70, 71]。過渡的電圧変動により、各 RF パケットにおいて主 RF 電圧と高調波 RF 電圧の振幅比や位相関係が変動するために、第 2.2 節で示したようなバンチ伸長に最適な条件が満たされないためである。

図 1.2(a) で示した ALS の周波数 1.5 GHz の 3 次高調波空洞は、空洞の体積が小さく過渡的電圧変動が非常に大きくなる。その理由は加速モードの loss factor k_0 を使用して次のように説明できる。電荷 q_b のバンチが空洞を通過するとき、その前後のビーム誘起電圧の変化は $\Delta V_b = 2q_b k_0$ と表せられる。この ΔV_b が大きいほど、バンチギャップによる過渡的電圧変動も大きくなる。ここで、加速モードにおける R/Q を R_{sh}/Q_0 、共振角周波数を ω_{res} 、蓄積エネルギーを W 、空洞電圧を V_c とおくと、loss factor は

$$k_0 = \frac{1}{4} \omega_{res} \frac{R_{sh}}{Q_0} = \frac{1}{4} \frac{V_c^2}{W} \quad (3.4)$$

と書ける [69]。体積が小さい高調波空洞では、蓄積エネルギー W も小さくなるため、過渡的電圧変動が増大する。

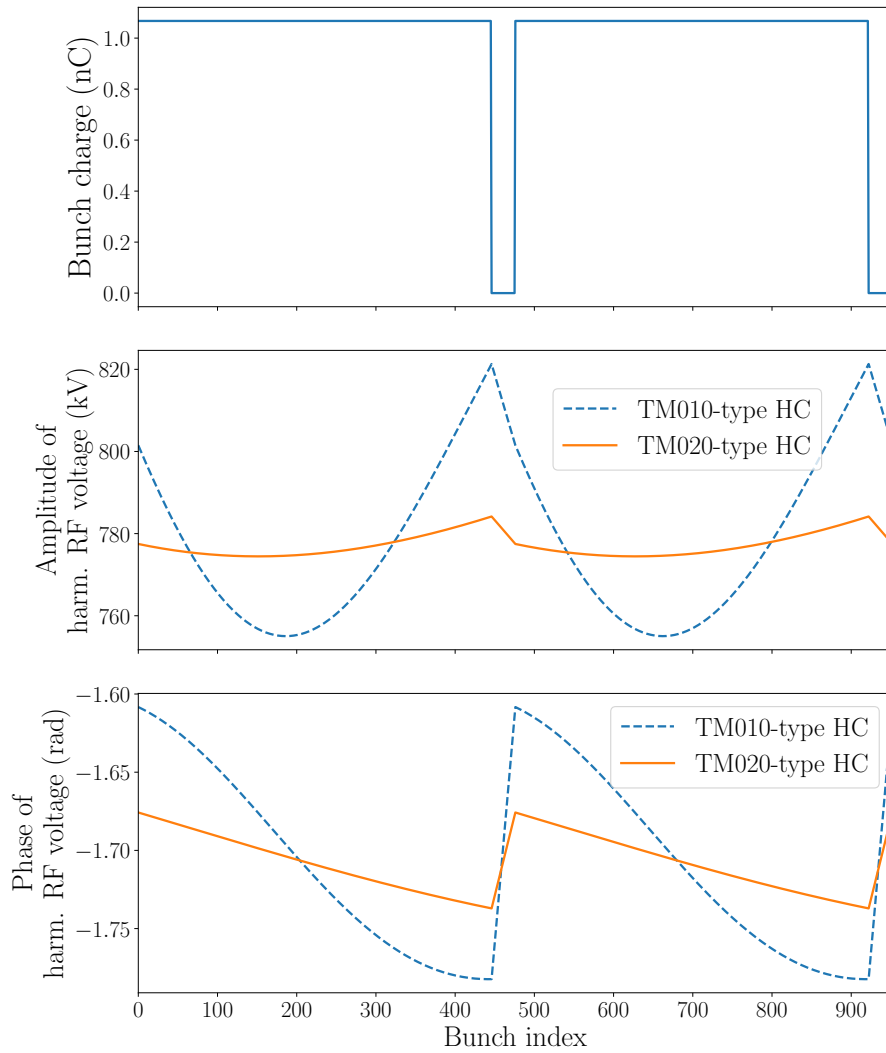


図 3.3: バンチギャップによる過渡的電圧変動の評価結果（計算方法については付録 D を参照）。計算は、平均ビーム電流 500 mA 且つフィルパターンとして 3.15% (60 ns) のバンチギャップを 2 箇所に対称に導入した場合。上段が各 RF パケットに蓄積されたバンチ電荷を示す。また、中段が高調波 RF 電圧の振幅、下段が高調波 RF 電圧の位相を示し、青の破線が ALS 高調波空洞、橙色の実線が TM020 型高調波空洞の計算結果を示す。假定した高調波空洞のパラメータは表 D.2 に示す。

過渡的電圧変動を低減するためには、使用する全高調波空洞合計の R/Q を低くする必要がある。一方、バンチ伸長に必要な高調波 RF 電圧を発生させるには、合計のシャントインピーダンスが十分高い必要がある。このことから、高調波空洞は、低 R/Q で且つ高 Q 値であることが求められる。考えられる方法の 1 つとして、超伝導の高調波空洞を導入することが挙げられる。超伝導空洞では空洞の Q 値を常伝導空洞に比べ 10^4 倍程度のオーダーで高くなるため、 R/Q が低い空洞形状でも十分なシャントインピーダンスを得ることができる。実際に、SLS[51], Elettra[52] といった放射光源では、超伝導高調波空洞が導入された。一方、超伝導空洞はクライオモジュールやヘリウム冷凍設備が必要となることや、ダストの混入などで空洞性能が低下するなど製作・運用上のコストが大きい。2 つ目の方法として、KEKB 加速器で導入された常伝導 ARES 空洞 [75] の方式を高調波空洞に導入することが考えられる。ARES 空洞は、加速を行う加速空洞に加え、エネルギー貯蔵空洞及びこれら 2 空洞を結合させる結合空洞の 3 台の空洞からなる。貯蔵空洞に電磁場エネルギーを蓄えることによって、低 R/Q 、高 Q 値が実現されている。一方、ARES 空洞を高調波空洞として使用する場合、3 空洞から構成され、且つ複雑な高次モード減衰機構を備えたシステムであることから、多くの要素を開発しなくてはならないという難点がある。

開発がより小規模で、且つ過渡的電圧変動を抑制できる空洞として TM020 型空洞が挙げられる。TM020 型空洞は前述した通り、ALS 高調波空洞のような TM010 モードを使用する空洞よりも体積がおよそ 4-5 倍に増加するため、低 R/Q 、高 Q 値が実現できる。KEK-LS で通常の TM010 モードを加速モードとして用いる高調波空洞を使用した場合と TM020 型高調波空洞を使用した場合における過渡的電圧変動の計算結果を図 3.3 に示す（計算方法については付録 D を参照）。TM010 型の空洞としては、第 1 章の図 1.2(a) で照会した ALS の高調波空洞のパラメータを仮定した。計算では KEK-LS で約 3%(60 ns) のバンチギャップを 2 箇所に対称に導入したと仮定した。TM020 型空洞では、通常の TM010 型空洞に比べておよそ 1/5 程度に低減できる。

さらに、図 3.3 の過渡的電圧変動を考慮した場合における各バンチの rms バンチ長を図 3.4 に示す（計算方法については付録 D を参照）。赤色の横線はバンチギャップがない場合における高調波空洞導入時のバンチ長 (42.56 ps)、緑の横線は高調波空洞がない場合における自然バンチ長 (9.52 ps) を示す。ALS での測定例 (図 1.3) でも確認されたように、バンチトレインの中心付近で最もバンチ伸長率が高い一方、トレインの先頭と後方のバンチ伸長率が低いことがわかる。TM020 型高調波空洞と ALS 高調波空洞での評価結果を比べると、TM020 型高調波空洞の方がバンチ伸長率が高いことがわかる。高調波空洞なしの場合の自然バンチ長からの伸長率で比べると、ALS 高調波空洞では 1.6-3.9 倍である一方、TM020 型高調波空洞では 2.3-4.4 倍に改善される。

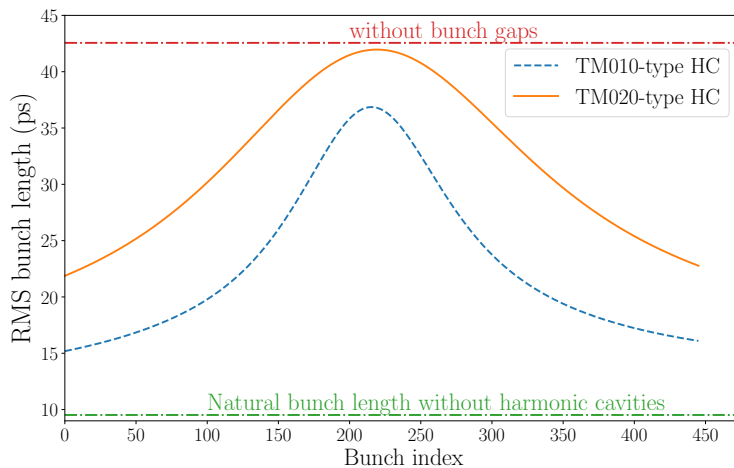


図 3.4: 過渡的電圧変動を考慮した場合における各バンチの rms バンチ長の評価結果。青の破線が ALS 高調波空洞、橙色の実線が TM020 型高調波空洞を使用した場合の計算結果を示す。赤の一点鎖線はバンチギャップがない場合における高調波空洞導入時のバンチ長 (42.56 ps)、緑の一点鎖線は高調波空洞がない場合における自然バンチ長 (9.52 ps) を示す。計算の設定は図 3.3 と同じである。図は蓄積リングの半周分の RF バケツを示した。

3.3 寄生モード減衰機構

本論文では、運転に使用される加速モード以外の空洞共振モード（高次モード及び低次モード）を寄生モードと呼ぶことにする。高調波空洞の寄生モードは、結合バンチ型ビーム不安定性の原因となる。この不安定性については第6章で詳しく述べる。この不安定性を抑制するためには、加速モードの性能を妨げることなく、寄生モードを強力に減衰する必要がある。現在までに多くの寄生モード減衰機構を実装した空洞（減衰型空洞、damped cavity）が提案、運転されている。例として、choke-mode cavity[73]、PF 現空洞 [74]、ARES 空洞 [75]、European damped cavity[76]、ATF 空洞 [77] 等が減衰型空洞として挙げられる。こうした減衰型空洞では、寄生モードを取り出すための導波管が空洞に取り付けられ、終端に設置される電波吸収体にて寄生モードのエネルギーを吸収するか、またはビームポートに電波吸収体を取り付けて寄生モードのエネルギーを吸収している。

TM020 型空洞では 3.1 節で示した TM020 加速モードの電磁場分布を利用することにより、主に 2 通りの方法が考えられる。第一の方法としては、加速モードの磁場の節の位置に同軸線路型の寄生モード減衰用スロットを取り付ける方式（スロット方式）である。この方式は SPring-8 の 508-MHz TM020 型空洞 [43, 44] においてはじめて提案された方式である。第二の方法は、加速モードの電場の節の位置にロッドアンテナを設置して減衰する方式（ロッド方式）である [67]。これら 2 方式の比較検討の結果、加速モードの Q 値や、寄生モードの減衰性能がスロット方式の方が優れていることがわかったため [66]、本高調波空洞でもスロット方式を採用した。

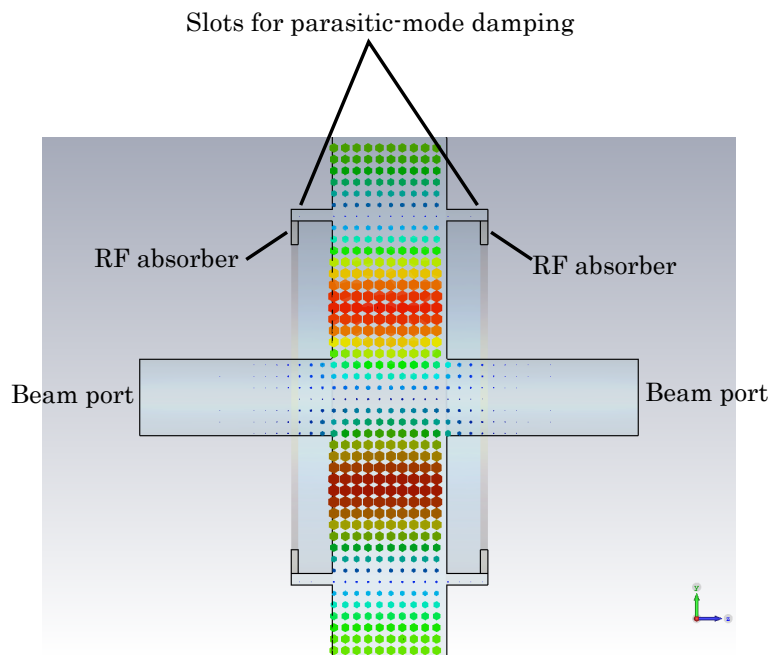


図 3.5: スロット方式を採用した寄生モード減衰型 TM020 型空洞と加速モードの磁場分布

スロット減衰方式を採用した TM020 型高調波空洞における加速モードの磁場分布を図 3.5 に示す。空洞前後に配された同軸スロットの終端に RF 吸収体が設置される。RF 吸収体はあえて空洞側から隠れた位置に設置する。これは、空洞表面から放出された電子がスロット入口付近の加速モードの電場で加速され、RF 吸収体がチャージアップするのを避けるためである。

図 3.5 からわかるように、加速モードは同軸スロットの伝搬モードと基本的に結合せず、RF 吸収体の影響を受けない。一方で多くの寄生モードはスロットの伝搬モードと結合するため RF 吸収体により強く減衰することが可能である。

第4章 KEK 将来光源に向けた TM020 型高調波空洞

前章で TM020 型空洞の高調波空洞としての利点について説明した。本章では、KEK 将来光源で本高調波空洞を導入することを念頭に、空洞の初期検討を行う。本論文の電磁場シミュレーションは全て、3 次元電磁場シミュレーションソフト CST MW Studio または CST Particle Studio を用いて行った。

4.1 初期検討における TM020 型高調波空洞のパラメータ

TM020 型高調波空洞の初期検討について述べる。空洞形状の決定に必要なパラメータは表 2.3 に示してある。これらの要求仕様を踏まえて、仮に決めた TM020 型高調波空洞の形状を図 4.1 に示す。また、TM020 加速モードの基本パラメータを表 4.1 に示す。電磁場計算は CST MW Studio, Eigenmode Solver を用いた。円筒型形状を基本として、ビームポートを前後に搭載した形状である。円筒型空洞の共振周波数の計算式から、TM020 モードの共振周波数を 1.5 GHz に合わせるためには空洞の直径はおよそ 355 mm となる。シャントインピーダンスが高調波空洞 1 台当たり 2.1 M Ω の場合、これを 5 台導入すれば 1 台当たり約 11.5 kW の壁損失電力で合計 777 kV の高調波 RF 電圧を発生できる。そこで、これ以降の空洞設計では高調波空洞を 5 台導入することを考慮して検討を進める。

高調波空洞に由来する結合パンチ型不安定性を防ぐため、寄生モードの内 TM020 モードより周波数が高い高次モードは、電磁場分布が非常に複雑になるために同軸スロットによる減衰を逃れるものも存在する。そのため、高次モードはできるだけビームポートの伝搬モードと結合させてビームポート側に逃がしたい。そうすることで、ビームポートに RF 吸収体を設置して高次モードによる不安定性を防ぐことができる。ビームポートの直径は 52 mm と、KEK-LS で想定されるビームダクトの内径 25 mm [32] よりも約 2 倍大きい寸法を設定した。ビームポート径 52 mm の場合、単極の伝搬モード TM01 モードの遮断周波数が 4.41 GHz、双極の伝搬モード TE11 モードの遮断周波数が 3.38 GHz となる。また、空洞内に残る高次モードの数をできるだけ減らすため、空洞長 (78 mm) は比較的短い設計とした。

表 4.1: 図 4.1 の内面形状における加速モードのパラメータ

Parameter	Value
Resonant frequency ($f_{\text{res},n}$)	1.499 5 GHz
Unloaded Q ($Q_{0,n}$)	32,000
R over Q ($R_{\text{sh},n}/Q_{0,n}$)	65.7 Ω
Shunt impedance ($R_{\text{sh},n}$)	2.1 M Ω

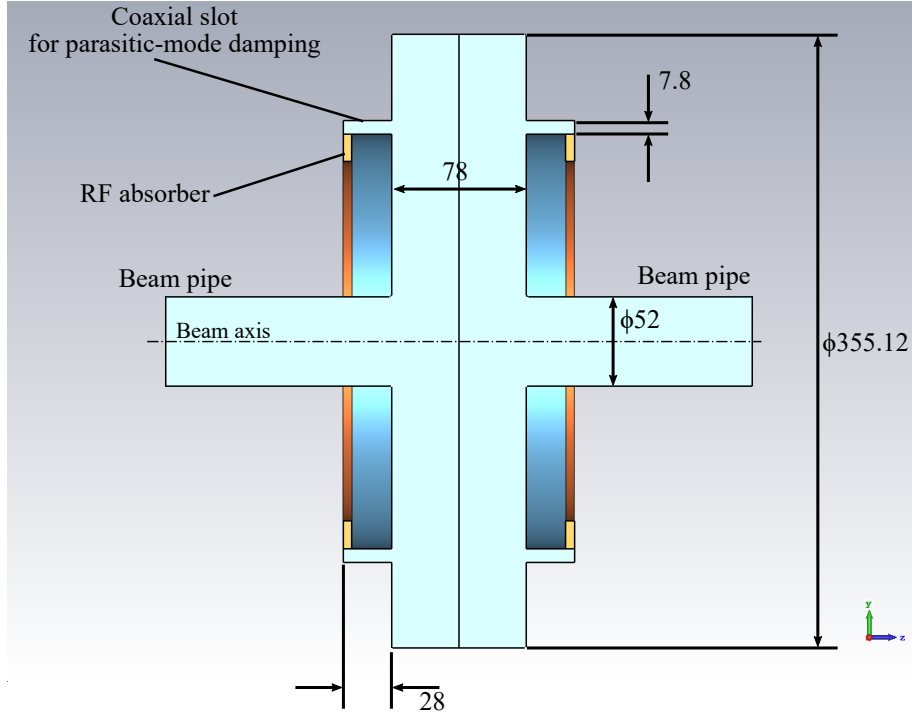


図 4.1: 初期検討における寄生モード減衰型 TM020 型高調波空洞の形状 (単位: mm)

4.2 寄生モード減衰用 RF 吸収体

4.2.1 RF 吸収体の特性

ここで、TM020 型高調波空洞で使用する RF 吸収体について触れておく。寄生モードを減衰するためには、数百 MHz から数 GHz の周波数帯域において電波吸収特性を有する物質が必要である。つまり、この周波数帯域において複素誘電率 $[\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) + i\epsilon''(\omega)]$ または複素透磁率 $[\mu(\omega) = \mu'(\omega) + i\mu''(\omega)]$ の虚数部 ϵ'', μ'' が大きい物質は RF 吸収体として利用できる可能性がある。誘電率の虚数部が大きい場合は電場による損失（誘電損失）が発生する一方、透磁率の虚数部が大きい場合は磁場による損失（磁性損失）が発生するということを意味する。そのためどちらを選択するかは、寄生モードの電磁場分布に応じて決められる。近年の加速器では炭化ケイ素 (SiC) やフェライト (ferrite) が RF 吸収体としてよく用いられており、前者は誘電損失、後者は磁性損失が大きい特性を持つ。

TM020 型空洞の場合、同軸スロットは寄生モードと磁場的に結合する。そのため、磁場を吸収するフェライトが RF 吸収体として適している。フェライトの特性例として、TDK 社製のフェライト IB004 の複素比誘電率、複素比透磁率の周波数依存性を図 4.2 に示す。各点が文献 [83] での測定結果を示す。周波数 1 GHz で比透磁率の虚数部がおおよそ 11 と高く、良好な電波吸収特性が認められる。実際に IB004 は、KEKB 加速器の超伝導空洞の高次モード吸収体 [84] として、または SuperKEKB 加速器の高次モード吸収チェンバー [83] として使用された実績がある。

第 5 章の TM020 モードの RF 吸収体での損失に関する検討、及び第 6 章の結合インピーダンスの評価においては、この IB004 の周波数特性を仮定しリング状の形状で電磁場シミュレーションを実施した。CST では、この ϵ_r, μ_r の測定データをシミュレーションに反映する際、実測データの補間関数を使用するのではなく、1 次 Debye 型や Lorentz 型の関数でフィッティングし、その関数を電磁場計算に用いる。これは、物理現象の因果律から要請される Kramers-Kronig の関係式を ϵ と μ が満たすことを保証するためであろう。

本空洞の電磁場計算では、フェライトの誘電率及び透磁率を 1 次 Debye モデル

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 - i\omega\tau_\epsilon}, \quad \mu_r(\omega) = \mu_\infty + \frac{\mu_s - \mu_\infty}{1 - i\omega\tau_\mu} \quad (4.1)$$

でデータフィッティングを行った。誘電率は（100 MHz から 10 GHz 帯で）ほぼ一定値の $\epsilon_r = 8.0 + 0i$ 、透磁率は $\mu_s = 49.6$, $\mu_\infty = 1.0$, $\tau = 0.63 \times 10^{-9}$ s である。

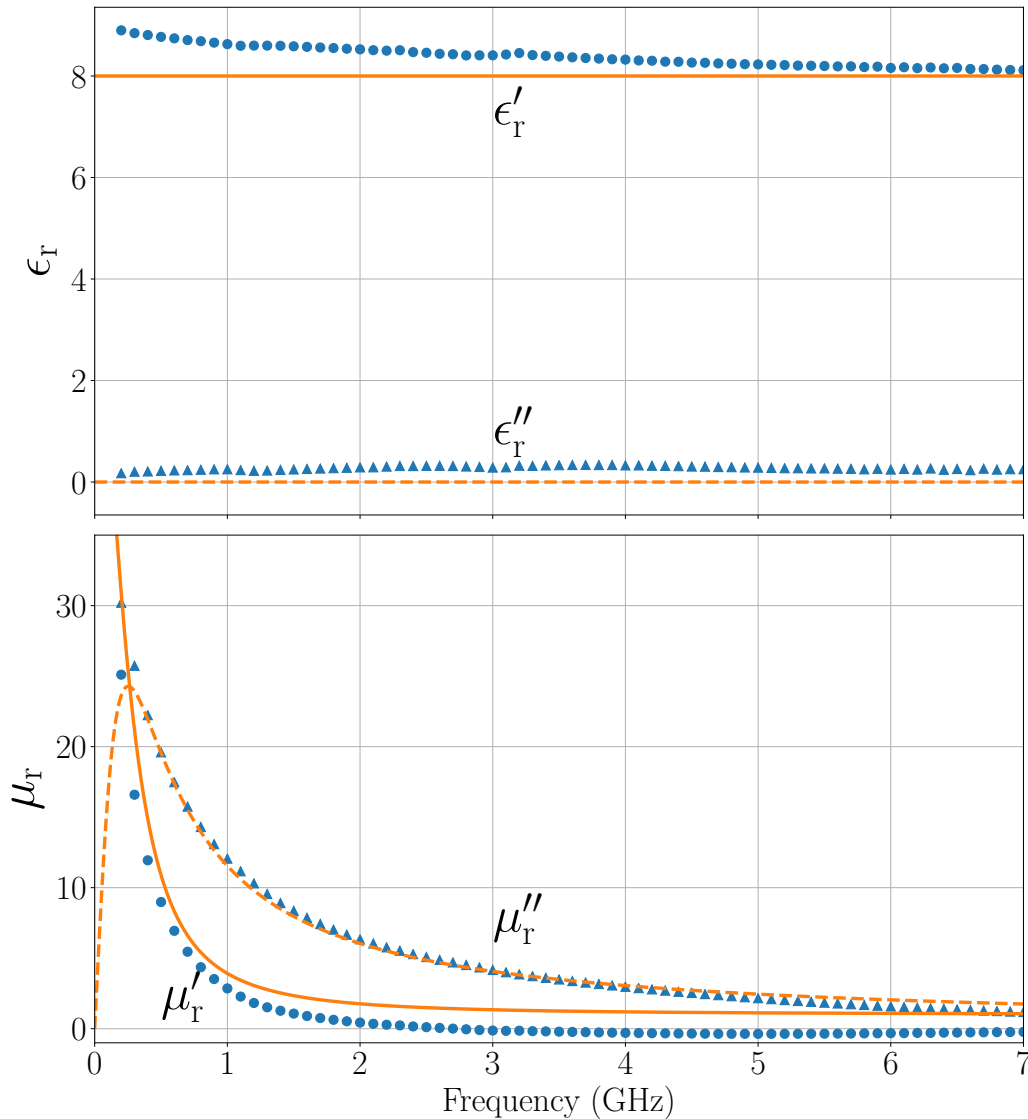


図 4.2: IB004 の複素誘電率 $\epsilon_r = \epsilon_r' + i\epsilon_r''$ (上図) と複素透磁率 $\mu_r = \mu_r' + i\mu_r''$ (下図)。丸、三角点で示した測定値は参考文献 [83] のデータを転載した。また、CST のシミュレーションで使した値を実線及び破線で示す。

4.2.2 RF 吸収体での吸収可能な電力の推定

参考文献 [83] で報告された IB004 の大電力高周波試験を元に、RF 吸収体の吸収電力の許容値を推定する。電力許容値は、RF 吸収体の冷却条件などにも依るが、初期検討としてまずこの大電力試験から吸収可能な電力の上限を見積もることとする。この高周波試験では水冷された銅基板上にフェライトをろう付けした条件で、18 mm × 18 mm × 5 mm のフェライトブロック 1 個当たり約 20 W の電力を吸収したと報告されている。これを単位体積当たりに換算すると、12.3 W/cm³ となる。初期検討では、RF 吸収体は円環の形状で簡略化した。この形状の場合、空洞 1 台に設置される RF 吸収体の体積は合計で 113 cm³ である。よって、RF 吸収体で吸収可能な電力は空洞 1 台当たり約 1.4 kW となる。寄生モードの電力は、付録 C.3.3 節に示す loss factor の計算からおおよそ 440 W と見積もられ、吸収可能電力

の3割程度となる。また次章で説明する理由から、加速モードにおいても RF 吸収体での電力損失が発生する。加速モードの壁損失が 10 kW 程度であるから壁損失の 2—3%程度が RF 吸収体で損失しても、吸収電力としては問題ないと考えられる。

第5章 寄生モード減衰機構のTM020加速モードへの影響

前章で述べたように、寄生モード減衰用の同軸型スロットの動径方向の位置は、TM020 加速モードの磁場の節の位置に合わせてある。そのため、空洞内面が軸対称であれば加速モードの電磁場がスロット内の奥深くまで伝搬することはない。しかしながら実際の空洞には、共振周波数を調整する周波数チューナー、空洞内に電力を投入する入力カップラー、真空排気用のポート等が取り付けられるため厳密には軸対称ではない。軸対称性が崩れると、後述する理由により加速モードの電磁場がスロット内の奥まで浸み出し、RF 吸収体で損失してしまう。この電力損失が大きいと加速モードの Q 値が低下すると同時に、RF 吸収体が破損する恐れがある。

本章では、まず軸対称性を崩すような摂動が与えられたときの加速モードの磁場分布の変化について定性的な議論を行う。その後、周波数チューナーと入力カップラーに関して本研究で考案した対処方法について述べる。

5.1 軸対称性が崩れたときの加速モードの変化

TM020 型空洞の軸対称性が崩れる例として、ここでは周波数チューナーを空洞内に突き出した場合を考える。周波数チューナーは加速モードの共振周波数を調整するための装置であり、円筒状の金属製プランジヤーを空洞内部に突き出すかまたは外側に引き出すことにより周波数を調整する。

この摂動が加速モードの磁場に影響を及ぼすが、その模式図を図 5.1 に示す。まず 1 つ目の変化として、図 5.1(a) のように磁場の節の位置が動径方向に移動する。さらに、図 5.1(b), (c) のように磁場の節の形状が変化する。これらの磁場の節の変化は、空洞の内面形状が非軸対称になることにより加速モードの電磁場分布が変形することに起因する。これに加えて、加速モードの共振周波数の近くに別の共振モードが存在する場合には摂動の影響により、その近くのモードが加速モードに混合する効果が生じる場合がある [86]。図 5.1(a), (b), (c) はそれぞれ、加速モードの角度依存性を示す指数 m に関して、単極 ($m = 0$)、2 極 ($m = 1$)、4 極 ($m = 2$) の成分の変化であると解釈できる。

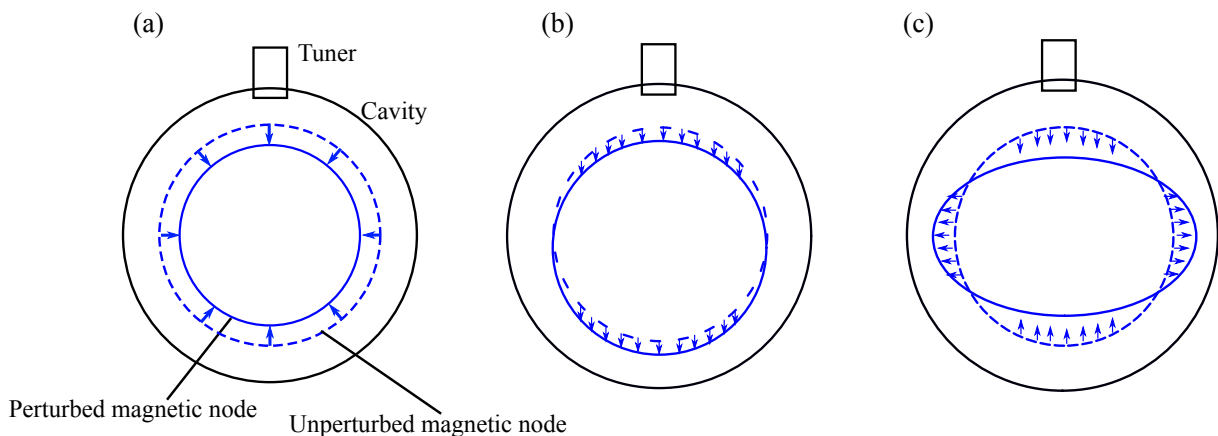


図 5.1: チューナー挿入時の加速モードの磁場の節の変化。破線はチューナーがない場合の磁場の節の位置、実線はチューナーの挿入による摂動を受けたときの磁場の節の位置。(a) 磁場の節の半径方向の移動、(b) 加速モードに 2 極成分が混ざることによる磁場の節の変形、(c) 加速モードに 4 極成分が混ざることによる磁場の節の変形。

この摂動の効果によって、加速モードと寄生モード減衰用同軸スロットとの結合が無視できなくなる。摂動による非軸対称成分 ($m = 1, 2, \dots$) の混合により、加速モードは同軸スロットの各伝搬モードと結合するためである。同様の現象は、KEKB 向けに初期に開発された choke mode cavity においても報告されている [87]。ここで、同軸スロットにおける各伝搬モードの磁場分布を図 5.2 に、遮断周波数と管内波長を表 5.1 に示す。加速モードの共振周波数 1.5 GHz よりも遮断周波数が低い伝搬モードは TEM, TE₁₁, TE₂₁, TE₃₁ モードである。加速モードに混ざった単極、2 極、4 極、そして 6 極成分がそれぞれ TEM, TE₁₁, TE₂₁, TE₃₁ 伝搬モードと結合する。これらの伝搬モードと結合すると、スロット内に加速電磁場の一部が浸入することになり、RF 吸収体で加速モードの電力損失が発生してしまう。また、遮断周波数が 1.5 GHz より高い TE₄₁ モードにおいても、遮断周波数が 1.5 GHz に近いいため減衰長さが 135 mm と長く電力損失の原因となりうる。スロットをより長くした場合、TE₄₁ モード以上の減衰モードによる電力損失は抑えることができるが、TE₃₁ モード以下の伝搬モードによる電力損失は依然として残ってしまう。

ここでは、チューナーを突き出したときを例に取り解説したが、逆にチューナーを引き抜いたときや入力カップラーを取り付けた場合においても同様の現象が発生する。4.2.2 節で示したように、加速モードの RF 吸収体での損失 (P_{abs}) は壁損失 (P_{wall}) の 2% 程度であれば許容できると考えられる。そこで周波数チューナーと入力カップラーの設計では、やや大雑把ではあるが、周波数チューナーのみを取り付けたときに、また入力カップラーのみを取り付けたときに損失比 $P_{\text{abs}}/P_{\text{wall}}$ を 1% 以下にすることを目標とした。本研究では周波数チューナーと入力カップラーについて、まずこれらの機構を空洞に導入した際の加速モードの RF 吸収体での電力損失を評価し、その電力損失をできるだけ低減する対策をそれぞれ考案した。

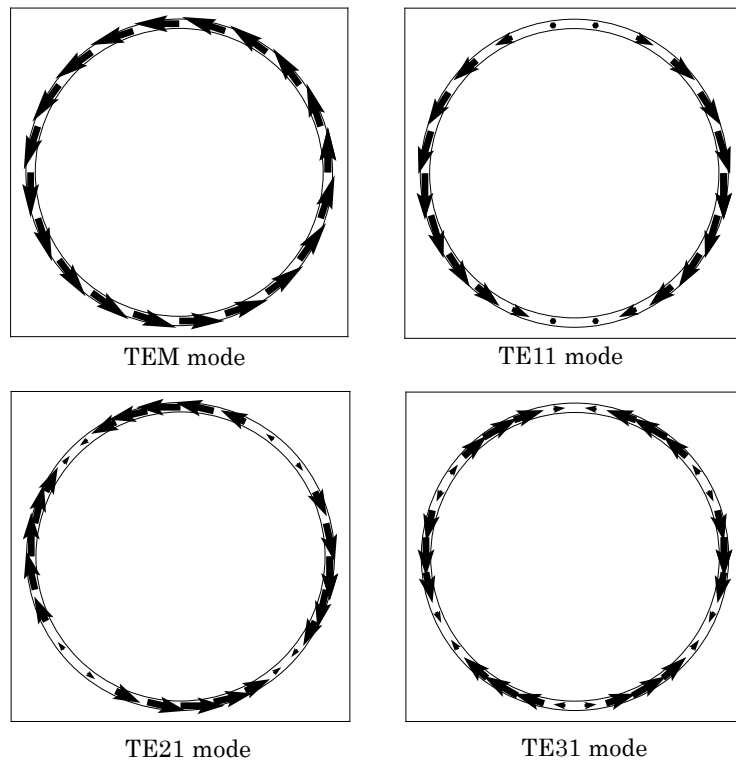


図 5.2: 寄生モード減衰用スロットにおける伝搬モードの磁場の横方向成分。2つの同心円はそれぞれ、同軸線路型スロットの内導体と外導体を示す。矢印は磁場のベクトル場を表し、長さは磁場強度を示す。

表 5.1: 寄生モード減衰用同軸スロットの各伝搬モードの遮断周波数 f_c 及び管内波長 $\lambda = c/\sqrt{f^2 - f_c^2}$ 。管内波長は周波数が 1.5 GHz のときの値。管内波長が虚数となる場合は evanescent モードとなり、電磁波の進行方向 z について $e^{-2\pi z/|\lambda|}$ に従って減衰する。

Mode	Cut-off frequency f_c (GHz)	Wavelength at 1.5 GHz λ (mm)
TEM	0	200
TE11	0.385	207
TE21	0.771	233
TE31	1.156	314
TE41	1.541	$-2\pi i \times 135$

5.2 周波数チューナーに関する検討

本節では、周波数チューナーに要求される性能について検討した後、周波数チューナー導入により発生する加速モードの RF 吸収体での電力損失を定量的に評価する。そして、電力損失低減のための対策について述べる。

周波数チューナーについては前節でも触れたが、もう少しその原理について説明する。空洞内に金属物体を挿入した場合における周波数変化は次のように書ける [88]。

$$\frac{\Delta f}{f_0} \approx \frac{\iiint_{\Delta V} (\mu \mathbf{H}^2 - \epsilon \mathbf{E}^2) dV}{4W} \quad (5.1)$$

ここで、 f_0 は無摂動状態（金属を挿入する前）の空洞の共振周波数、 Δf は摂動による f_0 からの周波数変化、 ΔV は物体の挿入により除かれた微小体積、 \mathbf{H} 及び \mathbf{E} は無摂動状態における共振モードの電場と磁場、 W は空洞内に蓄積された電磁場エネルギーである。ここでは 1 つの空洞共振モードの電磁場が空洞内に存在すると仮定した。上式は、磁場が強いところに金属を挿入すると共振周波数は上昇し、電場が強いところに挿入すると共振周波数は下がるということを意味している。TM010 や TM020 モードを加速モードとして使用する空洞では、空洞外周付近は磁場が強いいため、プランジャを空洞内に挿入すると加速モードの共振周波数は上昇し、引き抜くと低下する。

本空洞の周波数チューナーとしては、共振周波数が 1.5 GHz に近い compact ERL 用バンチャー空洞（周波数 1.3 GHz）のチューナー設計を採用することにした。バンチャー空洞の周波数チューナーはプランジャ径が 38.6 mm で、この寸法は 500 MHz の KEK PF 2.5 GeV リング加速空洞のチューナーを 1.3 GHz ヘスケーリングしたものである。1.3 GHz 用のプランジャ径を 1.5 GHz 用にスケーリングしても大きな違いはないため、本研究では $\phi 38.6$ mm のプランジャ径をそのまま採用した。プランジャの先端部分は大電力高周波にさらされるため冷却が必要であるが、バンチャー空洞と同じ寸法を採用するため同様の水冷設計を採用できる。

尚、蓄積エネルギー W が大きい TM020 型空洞では、TM010 型空洞に比べて同じ周波数シフトを得るためにはチューナーをより大きく挿入する必要があることが予想されるが、これについては後で定量的に述べる。

5.2.1 周波数チューナーへの要求性能

最初に、高調波空洞において運転上要求される共振周波数の可変幅を見積もる。ここでは、(1) 製作誤差、(2) 熱膨張による共振周波数変化の補償、(3) optimum tuning のために必要な周波数可変量を見積もる。

(1) 製作誤差

製作誤差は、空洞を製作したときに生じる周波数誤差を指す。ここでは、製作誤差による加速モードの共振周波数の誤差は $\Delta f_{\text{mech}} = \pm 250$ kHz 以下となるようにするとして、それに必要な空洞半径の公差を見積もってみる。加速

モードの共振周波数と空洞半径は反比例の関係であるため、空洞の半径が 177.56 mm とすると、対応する空洞の半径の変化は

$$\Delta R = -\frac{\Delta f_{\text{mech}}}{f_{\text{res},n}} R = \mp \frac{250 \times 10^3 \text{ Hz}}{1.5 \times 10^9 \text{ Hz}} \times 177.56 \text{ mm} = \mp 0.03 \text{ mm} \quad (5.2)$$

となる。この空洞半径の公差は、現在の機械加工技術を考えると達成可能であると考ええる。実際に行った低電力モデルの製作で達成した公差については、第 7 章に示す。

(2) 熱膨張による共振周波数変化の補償

熱膨張による共振周波数の変化については、第 8.5 節の熱・応力解析にて見積もる。結果のみ示すと、壁損失電力およそ 10 kW による空洞の熱膨張と、空洞内を真空引きした際に空洞構造にかかる大気圧による応力により、約 -210 kHz の周波数低下が見込まれる。そのため大電力投入時には、周波数チューナーにより +210 kHz だけ周波数を上げる必要がある。

(3) Optimum tuning のためのディチューン

空洞にビーム負荷がかかっているとき、加速モードの共振周波数を運転周波数（3 次高調波空洞の場合 $3f_{\text{rf}}$ ）からある量ずらすことにより入力電力を最小にすることができる。この optimum tuning では、加速モードの共振周波数は高調波 RF 周波数から

$$\Delta f_{\text{opt}} = f_{\text{res},n} - nf_{\text{rf}} = -nf_{\text{rf}} \frac{I_{\text{avg}} \sin n\phi_n}{2V_{c,n}} \frac{R_{\text{sh},n}}{Q_{0,n}} \quad (5.3)$$

のディチューンを行う [69]。表 4.1 の空洞パラメータを使用すると、ビーム電流 500 mA のときこのディチューン量は約 +157 kHz と計算される。高調波空洞では通常の加速空洞と異なり、ディチューニング量が正であることに注意が必要である。

空洞不使用時は、ビームが空洞に誘起する電圧を下げるるとともに、加速モードに起因する結合パンチ不安定性を避けるため、 $f_0/2$ だけディチューンする（ f_0 : 電子の周回周波数）。このときのディチューン量は $\Delta f_{\text{opt}} = +263 \text{ kHz}$ である。

合計の要求される調整幅

製作誤差、熱膨張による周波数変化の補償、及び optimum tuning の寄与の合計

$$\Delta f_{\text{tot}} = \Delta f_{\text{mech}} + \Delta f_{\text{thermal}} + \Delta f_{\text{opt}} \quad (5.4)$$

は、空洞使用時には -250 kHz から +617 kHz、空洞不使用時には -250 kHz から 513 kHz 必要となる。したがって、必要な周波数可変幅は 900 kHz 弱と見積もられる。設計検討では少し多めに見積もって、1 MHz の共振周波数調整幅を目標とする。但し、可変範囲が + 側と - 側で非対称であるため、空洞製作時に共振周波数の目標値を設定する際に注意が必要である。また前述の通り、周波数チューナーを取り付けたときに加速モードの吸収体での損失は、壁損失の 1% 以下に抑えることを目標とする。

5.2.2 周波数チューナー導入による RF 吸収体での電力損失

周波数チューナーの突き出しまたは引き抜きにより共振周波数を調整したときの加速モードの RF 吸収体での電力損失を評価した。電磁場計算は、CST MW Studio, Eigenmode Solver を使用し、図 4.1 の内面形状にプランジャー（ $\phi 38.6 \text{ mm}$ ）を取り付けた形状を仮定した。

RF 吸収体での損失と壁損失の比の計算結果を図 5.3 に示す。共振周波数の調整量に従って RF 吸収体での損失電力が大きくなっていくことがわかる。目標とする 1 MHz の周波数調整量を確保しようとする、最も吸収体での損失が小さい 0 kHz の位置から ± 500 kHz の幅で周波数調整を可能とする必要がある。しかし、吸収体での損失を壁損失の 1% 以下に抑えようとする、 ± 230 kHz 程度しか調整幅が確保できない。

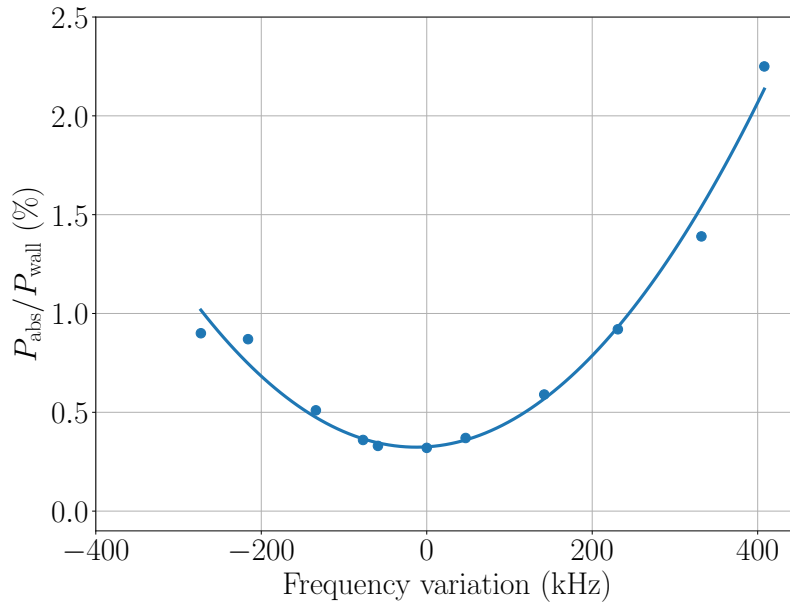


図 5.3: 共振周波数の調整量に対する加速モードの吸収体での損失 P_{abs} と壁損失 P_{wall} の比。直径 38.6 mm のチューナーを 1 つ使用した場合。点は CST, Eigenmode Solver で計算した点、実線は 2 次のフィッティングを示す。RF 吸収体に関しては、図 4.2 に示した IB004 フェライトの特性、及びリング型形状を仮定した。

また、TM020 型空洞の蓄積エネルギー W が大きいことから、式 (5.1) 右辺の分母が大きくチューナーの効が悪くなると考えられる。実際に、1.3 GHz バンチャー空洞ではプランジャーを 1 mm 動かしたときの周波数変化が約 380 kHz なのに対して、図 4.1 の 1.5 GHz TM020 型空洞では約 140 kHz/mm で前者の約 37% である。そのため、よりプランジャーを突き出す必要があるため損失の拡大に繋がっていると考えられる。

5.2.3 電力損失低減のための対策

一般的には、空洞 1 台につき周波数チューナーは 1 台のみが搭載されることが多いが、本研究ではチューナーを複数台使用することを考えた。前節で指摘したように TM020 型空洞ではチューナーの突き出し量を増やす必要があるため、その点においてもチューナーの台数を増やすことは合理的である。また、チューナーを回転対称に複数台搭載すれば、空洞内面の回転対称性が向上し電力損失の低減が期待できる。尚、一般的な加速空洞で加速モードとして使用される TM010 モードは、他の寄生モードと共振周波数が離れているため、モードの混合は問題とならない場合が多い。一方、高次モードを加速モードとして使用する場合、加速モードの共振周波数が近接するモードと比較的近くなるため、軸対称性の崩れが大きな問題となりうる。そのため、TM020 型空洞のような RF 空洞では、軸対称性の崩れを抑制する対策がより重要となる。そこで、チューナーの配置パターンをいくつか考え、それぞれについての加速モードと同軸スロットの伝搬モードとの結合度を計算した。

本節では、チューナーを挿入したときにおける加速モードと同軸スロットの各伝搬モードとの結合度の評価について述べる。最初に、各伝搬モードとの結合度の評価方法について述べる。本計算は、CST MW Studio, Frequency-domain Solver を用いて行った。図 4.1 に示した空洞形状において、同軸スロットを、同じ断面形状でより長い同軸線路に置き換えた。そのシミュレーションモデルを図 5.4 の左図に示す。空洞前後の同軸線路の端を Waveguide Port に設定した（図 5.4 右の Port 1, 2）。これにより電磁波の入力を行うことができ、また Port の方へ返ってくる電磁波は完全吸収される。そして、TM020 モードの共振周波数周辺の周波数帯で 2 つの Port の内片方 (Port 1) から電磁波を入力し、その反射係数の周波数依存性を計算した。このとき、入力電磁波は 1.5 GHz よりも遮断周波数が低い TEM, TE11, TE21, TE31 モードで入力し、壁損失はない条件（完全導体壁）で計算を実行した。この各伝搬モードにおける反射係数から、付録 B に記す方法により、加速モードと各伝搬モード間の外部 Q 値を計算した。

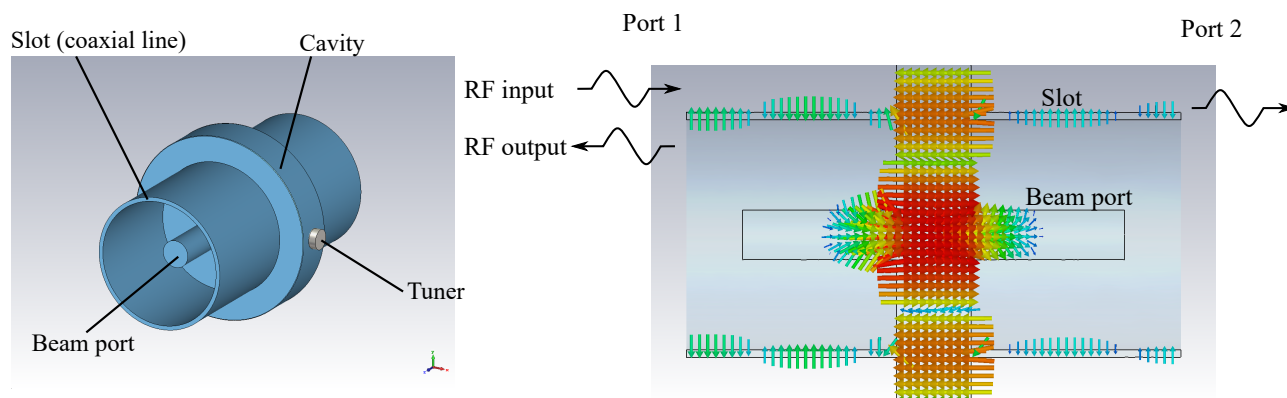


図 5.4: 加速モードと同軸スロットの伝搬モードとの結合度の計算のためのシミュレーションモデル。

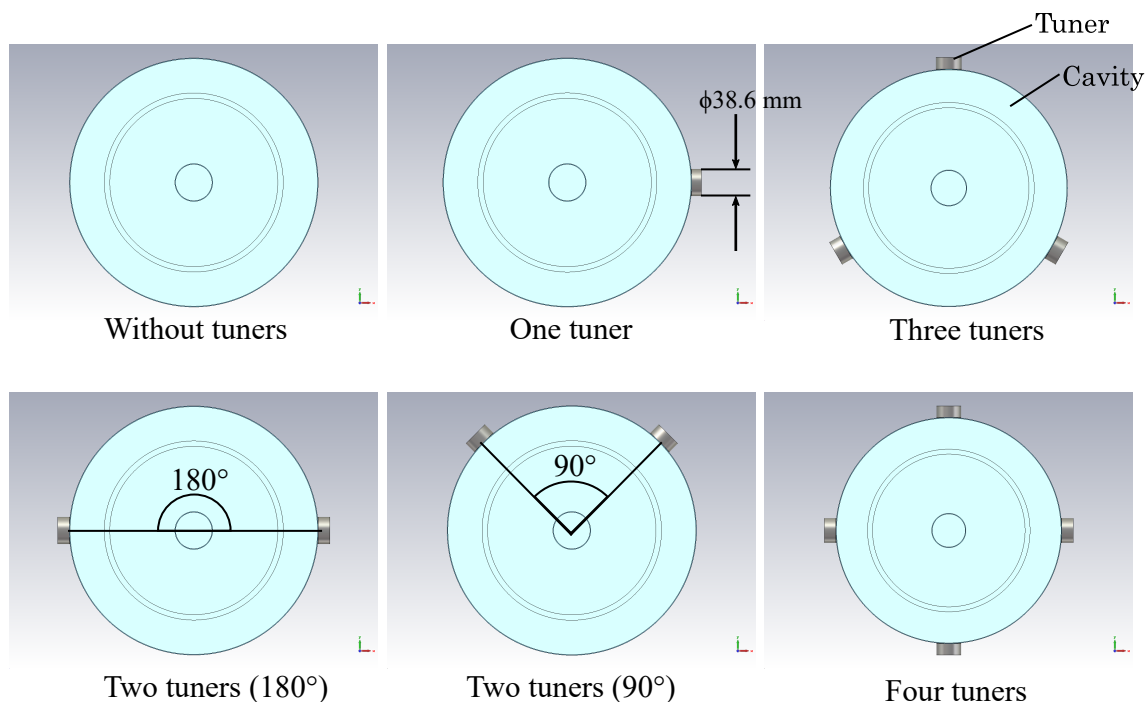


図 5.5: チューナーの挿入位置（正面図）

シミュレーションにおいて仮定したチューナーの配置を図 5.5 に示す。チューナーの個数は 1 台から 4 台までを検討し、それらの回転対称な配置を考えた。チューナー 2 台の場合については 2 回回転対称な配置に加えて、90 度の間隔を空けて配置した場合も合わせて検討した。それぞれの配置での違いを明瞭にするためチューナーの突き出し量は全ての場合で、チューナーがない状態の共振周波数から +900 kHz とやや大きめに变化するように調整した。

シミュレーション結果として、まず反射係数の計算結果を図 5.6 に示す。反射係数を図 5.6 のように極座標表示でプロットすると円を描く。この円の大きさが加速モードと当該の伝搬モードとの結合度の相対的な大きさを表す [88]。チューナー 1 台の場合を例にとると、加速モードとの結合が最も強いのは TE21 モードで、2 番目に TE11 モード、3 番目に TEM モード、そして 4 番目に TE31 モードとの結合度が強い。一方、2 つの異なるチューナー配置における円の大きさを比べることはできない。例えば、チューナー 1 台の場合の TEM モードの円と、チューナー 3 台の場合の TEM モードの円の大きさを比べることに意味はない。

結合度の大きさをより定量的に見積もるためには、外部 Q 値が有用である。同軸線路に対する加速モードの外部 Q 値は、TM020 モードの共振周波数 $\omega_{\text{res},n}$ 、空洞の蓄積エネルギー W 及び、空洞から同軸線路の方へ放射される電力 P_{ext} を用いて、

$$Q_{\text{ext,tot}} = \frac{\omega_{\text{res},n} W}{P_{\text{ext}}} \quad (5.5)$$

と定義される。外部 Q 値 $Q_{\text{ext,tot}}$ は TEM, TE11, TE21, TE31 モードからの寄与を合計した値であり、次のように書ける：

$$\begin{aligned} \frac{1}{Q_{\text{ext,tot}}} = & \frac{1}{Q_{\text{ext1,TEM}}} + \frac{1}{Q_{\text{ext1,TE11}}} + \frac{1}{Q_{\text{ext1,TE21}}} + \frac{1}{Q_{\text{ext1,TE31}}} \\ & + \frac{1}{Q_{\text{ext2,TEM}}} + \frac{1}{Q_{\text{ext2,TE11}}} + \frac{1}{Q_{\text{ext2,TE21}}} + \frac{1}{Q_{\text{ext2,TE31}}} \end{aligned} \quad (5.6)$$

ここで、 $Q_{\text{ext1},p}$ ($Q_{\text{ext2},p}$) は、Port 1 (Port 2) における伝搬モード $p = \text{TEM, TE11, TE21, TE31}$ の外部 Q 値を表している。空洞形状は前後対称であるため、Port 1 と Port 2 の外部 Q 値は同じであるはずである。したがって、

$$Q_{\text{ext1},p} = Q_{\text{ext2},p} \quad (5.7)$$

と書ける。各伝搬モード p の外部 Q 値 $Q_{\text{ext},p}$ を、Port 1 と Port 2 での放射電力の合計

$$\frac{1}{Q_{\text{ext},p}} \equiv \frac{1}{Q_{\text{ext1},p}} + \frac{1}{Q_{\text{ext2},p}} = \frac{2}{Q_{\text{ext1},p}} = \frac{P_{\text{ext},p}}{\omega_{\text{res},n} W} \quad (5.8)$$

で定義する。ここで、 $P_{\text{ext},p}$ は Port 1 と Port 2 から伝搬モード p で放射される電力の合計であるから、各伝搬モードの外部 Q 値の逆数 $1/Q_{\text{ext},p}$ はその伝搬モードによる電力損失に比例する。また、式 (5.5) の P_{ext} は、図 5.3 に示した RF 吸収体での損失電力 P_{abs} に相当する量であるが、 P_{ext} の計算では同軸線路が延長され且つ無反射終端となっている点で異なる。

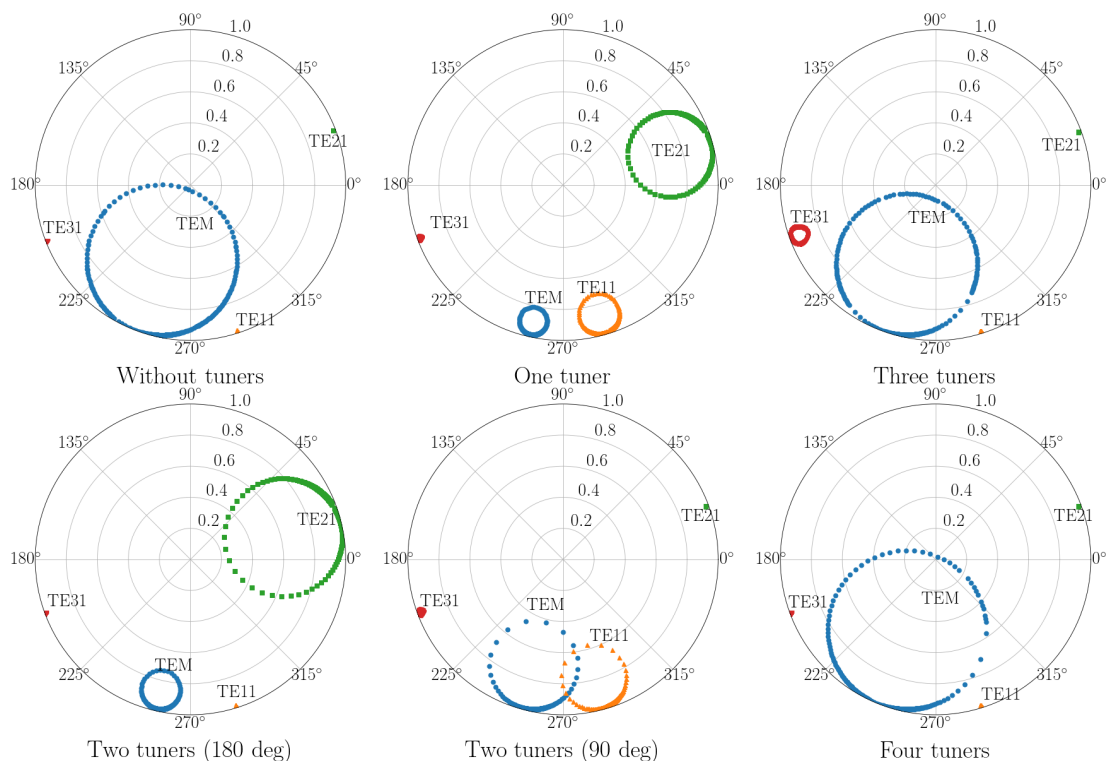


図 5.6: 各チューナー位置における反射係数の計算結果。チューナーがない状態から+900 kHz だけ共振周波数が変化するようにチューナーの挿入量を調整したとき。

反射係数の計算結果から算出した、加速モードと各伝搬モードとの外部 Q 値を図 5.7 に示す。逆数値をプロットしているので、プロットした値が大きいモードが加速モードとより強く結合することを意味する。また、合計の外部 Q 値の値を表 5.2 に示す。計算結果から、チューナーなしの場合を除き、全てのチューナー配置において TEM モードの外部 Q 値はほぼ同じ値 ($1/Q_{\text{ext,TEM}} \approx 1 \times 10^{-6}$) をとることに気付く。このことから、合計外部 Q 値の大小は TEM モード以外の伝搬モードとどれだけ結合するか依存する。

チューナー 1 台の場合を見ると、加速モードは全ての伝搬モードと結合するため、最も $1/Q_{\text{ext,tot}}$ の値が大きく、電力損失が最も大きい結果となった。特に $1/Q_{\text{ext,TE21}}$ の値が大きい、これはおよそ 1.38 GHz に 4 極の空洞共振モードである TM210 モードが存在し共振周波数が TM020 モードと近いために、そのモードとの混合が起こるためであろう。

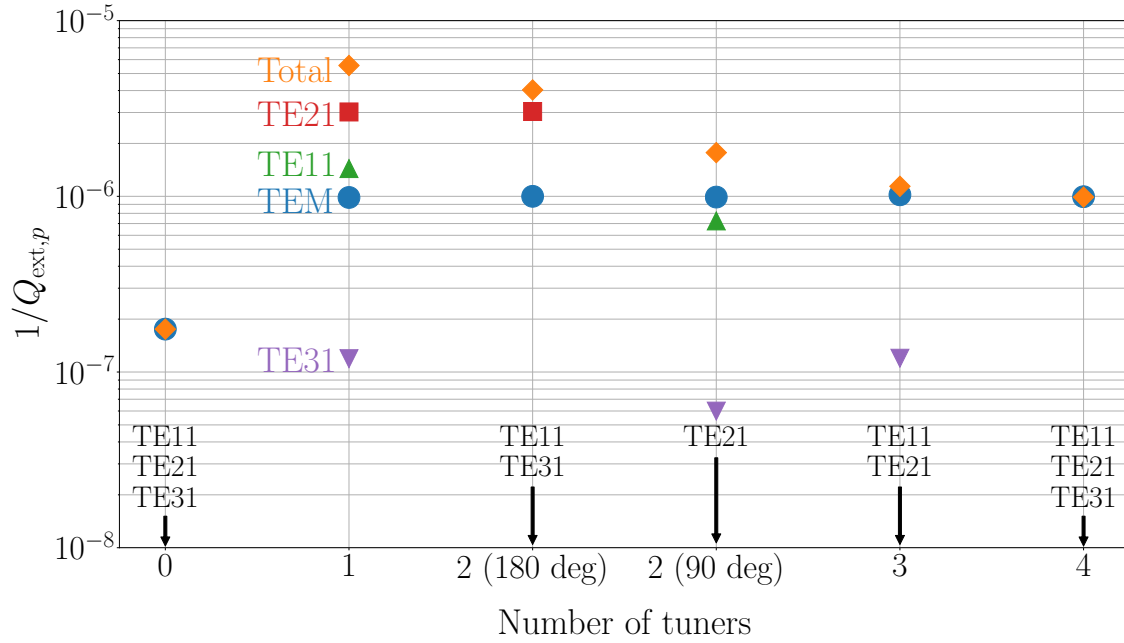


図 5.7: 寄生モード減衰用スロットの各伝搬モードにおける TM020 モードの外部 Q 値の計算結果。チューナーがない状態から+900 kHz だけ共振周波数が変化するようにチューナーの挿入量を調整したとき。外部 Q 値は図 5.6 の反射係数の計算結果を付録 B.1 節及び B.2 節に示した方法で算出した。外部 Q 値の逆数値が 1×10^{-8} よりも小さいモードは、グラフの下の方で矢印で示す。

次に、チューナー 2 台の場合を見てみる。2 回回転対称の配置（180 度の角度で配置）の場合、加速モードと最も結合しやすい TE21 モードとの結合を阻止できないため、 $1/Q_{\text{ext,tot}}$ の値はチューナー 1 台の場合の 7 割程度と、大きな改善は見られない。一方、90 度の角度で配置した場合では、 $1/Q_{\text{ext,tot}}$ の値はチューナー 1 台の場合の 3 割程度にまで低減された。これは、あえて 2 回回転対称でないチューナーの配置にすることで TE21 モードとの結合を阻止できたことが大きい。これにより、TE11 モードとの結合が発生するが、それは TE21 モードよりも弱い結合であることが図 5.7 の計算結果から明らかである。よって、チューナー 2 台の場合は 90 度の角度でのチューナー配置がより好ましいという結果を得た。

最後に、チューナー 3 台、そして 4 台をそれぞれ回転対称に配置した場合を見てみる。チューナーを 3 台にまで増やすと、TEM モードとの結合が主要となり僅かに TE31 モードと結合する。TE31 モードの外部 Q 値の逆数値 $1/Q_{\text{ext,TE31}}$ は、TEM モード $1/Q_{\text{ext,TEM}}$ の約 12% である。チューナー 4 台の場合は、TE31 モードとの結合もなくなるが、そもそも大きな寄与ではないため、3 台と 4 台の場合の合計外部 Q 値 $1/Q_{\text{ext,tot}}$ の変化は 13% 程度である。実際はチューナー 4 台の場合、本計算には含まれていない減衰モードである TE41 モードによる寄与も僅かにあると考えられるため、3 台と 4 台の場合の変化はより小さくなるはずである。また、チューナー 4 台の導入のためには、チューナーだけで 4 カ所のポートを空洞に設ける必要があり、さらに次節で述べる入力カップラー用のポートや排気ポートの設置も必要であるから、機械設計が困難になることが予想される。チューナーを 3 台から 4 台に増やしても電力損失は大きく改善されないことや機械設計の困難さを鑑みて、この時点でチューナー 4 台は議論から除いても良からう。

表 5.2: 各チューナー配置における合計外部 Q 値の逆数値 ($1/Q_{\text{ext,tot}}$)

Number of tuners	$1/Q_{\text{ext,tot}} (\times 10^{-6})$
0	0.175
1	5.56
2 (180 deg)	4.03
2 (90 deg)	1.77
3	1.14
4	0.990

図 5.8 に 2 つのチューナーを 90 度または 180 度に挿入した場合と、チューナーを 3 つに増やした場合を含めた加速モードの吸収体での損失の計算結果を示す。3 つのチューナーを 3 回回転対称に配置すると回転対称性が良くなり、吸収体での損失を大幅に小さくすることができる。結果、1 MHz 以上の周波数調整量、及び壁損失の 1% 以下の吸収体での損失という目標性能を満たすことができるため、本研究では要求を満たすチューナー 3 台方式を採用した。

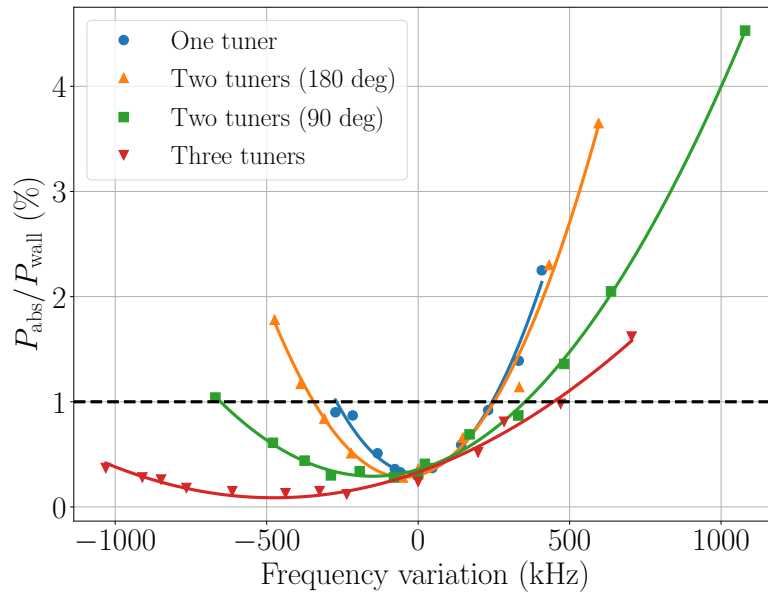


図 5.8: 共振周波数の調整量に対する加速モードの吸収体での損失と壁損失の比。各点は CST, Eigenmode Solver で計算した点、実線は 2 次のフィッティングを、黒の破線は吸収体での損失の目標値を示す。RF 吸収体に関しては、図 4.2 に示した IB004 フェライトの特性、及びリング型形状を仮定した。チューナーが 3 つの場合、吸収体での損失の極小位置を中心にとすると 1 MHz 以上の周波数調整幅が確保できる。

5.3 入力カップラーに関する検討

次に入力カップラーの導入による RF 吸収体での損失に関する検討を行う。入力カップラーとは、クラストロン等の大電力高周波発生装置により発生させた高周波を、空洞内に投入して RF 電圧を励振させるための機構である。本節では入力カップラーの、特に結合ループ部分の形状検討について述べる。

5.3.1 入力カップラーへの要求性能

空洞内に高周波を投入する方法としては、スロット方式やループ方式などが挙げられるが TM020 型高調波空洞においては、ループ型の高周波入力方式を採用する。ループ型入力カップラーの模式図を図 5.9 に示す。同軸線路が空洞内面に接続されており、同軸線路終端はループの構造により同軸線路の外導体と内導体が繋がっている。同軸線路の TEM モードにより伝搬された高周波は、このループの構造により加速モードと磁場を介して結合する。

ループ型入力カップラーは、過去に KEK compact ERL の 1.3 GHz バンチャー空洞において開発実績があり [82]、これと周波数が近い 1.5 GHz 高調波空洞においてもループ型を採用することで開発要素を少なくできると考えた。図 5.10 に 1.3 GHz バンチャー空洞入力カップラーの一部を示す。矩形導波管の TE10 モードで伝搬されてきた高周波は同軸導波管変換器を介して、同軸線路の TEM モードに変換され、最終的に前述の結合ループを介して空洞の加速モードに結合される。導波管内は大気下にあるが、真空窓により同軸線路内は大気から切り離され真空となっている。

入力カップラーの設計検討において、最初に高調波空洞で要求される結合定数を考える。入力カップラーの結合定数 β_n は

$$\beta_n = \frac{Q_{0,n}}{Q_{\text{ext},n}} = \frac{P_{\text{ext}}}{P_{\text{wall}}} \quad (5.9)$$

で表される量である。ここで、 $Q_{0,n} = \omega_{\text{res},n} W / P_{\text{wall}}$ は高調波空洞の無負荷 Q 値、 $Q_{\text{ext},n} = \omega_{\text{res},n} W / P_{\text{ext}}$ は外部 Q 値、 P_{wall} は加速モードの壁損失電力、そして P_{ext} は入力カップラーへの放射電力である。ここで、入力カップラーにおける値 $Q_{\text{ext},n}$ 及び P_{ext} を前節の $Q_{\text{ext,tot}}$ や $P_{\text{ext},p}$ 等と混同せぬように注意したい。一方、RF 電圧 $V_{c,n}$ を励振するために必要な空洞への入力電力は

$$P_g = \frac{(V_{c,n})^2}{R_{\text{sh},n}} \frac{(1 + \beta_n)^2}{4\beta_n} \left(1 + \frac{R_{\text{sh},n} I_{\text{avg}} \cos n\phi_n}{V_{c,n}(1 + \beta_n)} \right)^2 \quad (5.10)$$

で表される [69]。ここで、平均ビーム電流 I_{avg} を蓄積し、共振周波数は式 (5.3) の optimum tuning に制御されていると仮定した。また、この式では過渡的電圧変動は考慮されていない。通常、結合定数は最大ビーム電流のときに入力電力 P_g が最小となるような値に調整される。そこで、式 (5.10) を β_n で偏微分すると、

$$\frac{\partial P_g}{\partial \beta_n} = \frac{(V_{c,n})^2}{4R_{\text{sh},n}} \frac{1}{\beta_n^2} \left(\beta_n + 1 + \frac{R_{\text{sh},n} I_{\text{avg}} \cos n\phi_n}{V_{c,n}} \right) \left(\beta_n - 1 - \frac{R_{\text{sh},n} I_{\text{avg}} \cos n\phi_n}{V_{c,n}} \right) \quad (5.11)$$

となる。結合定数は正の値であるから

$$\beta_{\text{opt}} = \left| 1 + \frac{R_{\text{sh},n} I_{\text{avg}} \cos n\phi_n}{V_{c,n}} \right| \quad (5.12)$$

と結合定数を選べば、入力電力は最小値をとる。これを最適結合度 (optimum coupling) と呼ぶ。平均ビーム電流を KEK 将来光源での最大値 500 mA、1 空洞当たりの RF 電圧 $V_{c,n} = 155$ kV、 $n\phi_n = -1.708$ rad、 $R_{\text{sh},n} = 2.1$ M Ω を仮定すると、 $\beta_{\text{opt}} \approx 0.073$ となる。第 2.3 節で述べたように、高調波空洞の同期位相は通常の主加速空洞と異なり、電子を減速する位相であるため β_{opt} は 1 より小さくなる。しかし、500 mA での最適結合度はあまりにも小さすぎるため、例えばビーム運転前にビームなしで実施する空洞試験運転や、より低いビーム電流での運転といった場面で十分な RF 電圧を発生できないと考えられる。そこで、最適結合度よりも高めの 0.3 程度に結合定数を調整することにした。

のように結合定数を変化させることができる¹。そこで（この時点では）、最大結合定数 $\beta(0)$ を 1 に調整し、最大結合にて大電力試験を実施し、蓄積リングに導入する際はループを回転して低い結合定数で運転することを考えた。ループを 60 度回転させた場合、 $\theta = 60^\circ$ を式 (5.13) に代入すると $\beta(60^\circ) = 0.25$ となる。仮にこの結合定数で且つビームなし ($I_{\text{avg}} = 0$) の場合で空洞 1 台当たり 155 kV の RF 電圧を励振しようとする、式 (5.10) より必要な入力電力は約 17.9 kW となる。またその内 11.4 kW が壁損失電力として消費され、残りの 6.5 kW が反射電力となる。これは十分現実的な値である。

5.3.2 入力カップラーを取り付けたときの問題点

最初に、1.3 GHz バンチャー空洞用の結合ループの形状をそのまま TM020 型空洞に導入し、CST MW Studio, Frequency-domain Solver を用いて電磁場シミュレーションを実施した。この結合ループの寸法を図 5.11 に示す。内導体と外導体の直径は、TEM モードの特性インピーダンスが 50Ω となるように調整されている。CST のシミュレーションでは導波管部分を省き、同軸線路から空洞部分をモデル化した。

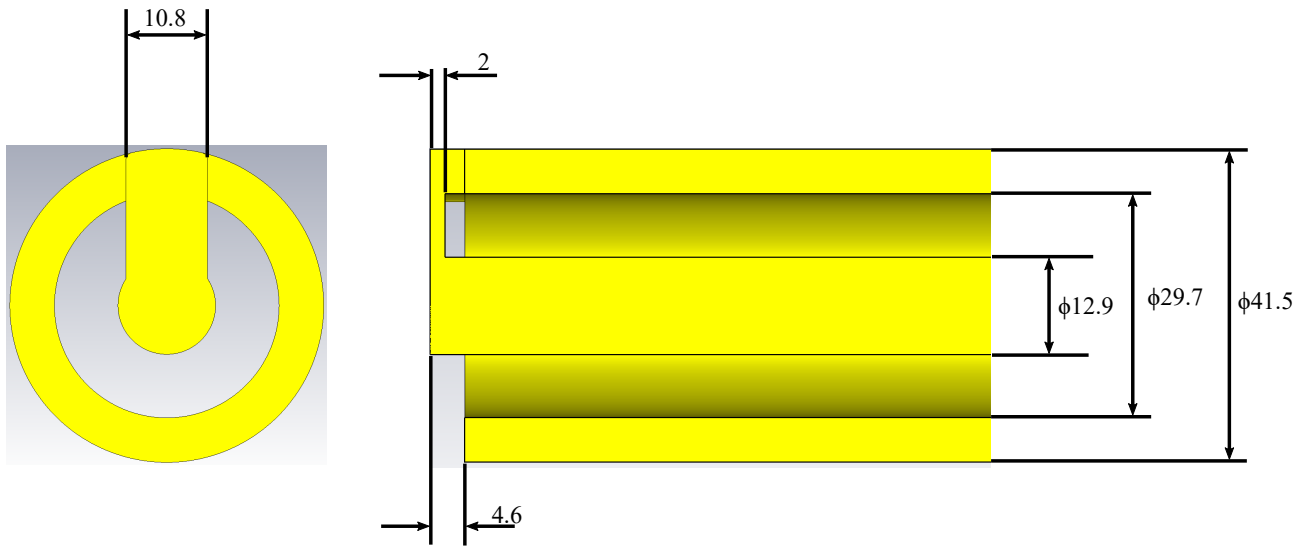


図 5.11: Compact ERL バンチャー空洞の入力カップラーの寸法（単位: mm）

図 5.11 のループ形状で最大結合度を $\beta(0) = 1$ に調整するためには、図 5.12 のようにループの先端を空洞内面から 12 mm 離さなければならないことがわかった。この場合における、入力カップラーの最大結合定数と RF 吸収体での電力損失と壁損失との比の計算結果を表 5.3 に示す。図 5.12 に示したループ先端位置は、第 5.1 節で考察したプランジャの突き出しとは逆のプランジャを引き抜いた状態に近い。いずれにしても、第 5.1 節で示したような加速モードへの摂動により、加速モードの磁場の節の移動、変形が発生する。その結果、RF 吸収体での電力損失が壁損失のおよそ 6.8% となった。これは RF 吸収体への熱負荷が大きすぎるため許容し難い。

ループを空洞から離すことなく結合度を小さくする方法として 1 つ目に、先程述べたループの回転により結合定数を低くする方法が考えられる。しかし、最大結合度が大きくなるため、先程のビーム運転で使用する予定の結合定数 0.25–0.3 を得るには 80 度近く回転する必要がある。回転角に対して結合定数が敏感になるため、結合定数の調整が難しくなることが予想される。2 つ目に、同軸線路を細くすることが考えられる。結合ループを小さくすれば、ループを貫く加速モードからの磁束が小さくなるため結合度を弱めることができる。その場合、当然同軸線路の内導体も細くなる。内導体の内部にはカップラー構造の冷却のための水路が掘られているが、内導体の直径が小さくなると水

¹ループ型カップラーにおいて最大結合からのループの回転角を θ とおくと、加速モードの磁場によるループの交差磁束 Φ は $\cos \theta$ に比例する。また、交差磁束により誘起される誘導電圧は $V = -d\Phi/dt \propto \cos \theta$ である。このとき空洞から入力カップラーの方へ放射される電力は $P_{\text{ext}} \propto |V|^2 \propto \cos^2 \theta$ となる。したがって、空洞と入力カップラーの結合定数は $\beta(\theta) = P_{\text{ext}}/P_{\text{wall}} \propto \cos^2 \theta$ であり、 $\cos^2 \theta$ に比例する。

路を掘ることが機械工作的に困難となる恐れがある。したがって、同軸線路の寸法を変えることなく、尚且つループの先端を空洞内面に近い位置で最大結合度 $\beta(0) = 1$ を得られるループ形状が望ましい。

表 5.3: Compact ERL バンチャー空洞用カップラーを TM020 空洞に導入したときの結合定数と吸収体での損失 (P_{abs}) と壁損失 (P_{wall}) の比の計算結果。最大結合時（ループ回転角 $\theta = 0^\circ$ ）のときの計算値。

Parameter	Value
$\beta(0^\circ)$	1.08
$P_{\text{abs}}/P_{\text{wall}}$ at $\theta = 0^\circ$	6.79%

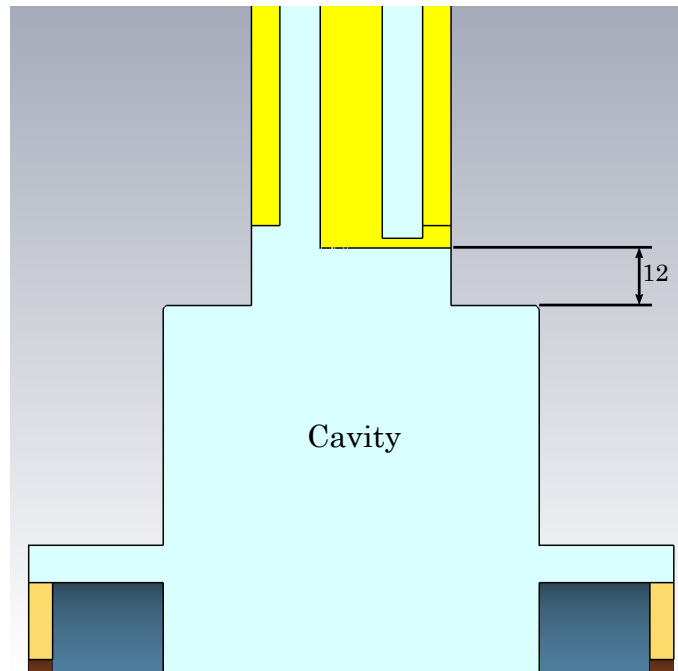


図 5.12: Compact ERL バンチャー空洞用入力カップラーを用いた場合、 $\beta(0) = 1$ とするときのカップラーの空洞に対する位置（単位: mm）

5.3.3 電力損失低減のための結合ループ形状の考案

前節の考察に基づき、ループの先端を空洞内面に近い位置で最大結合度 $\beta(0) = 1$ を得られるようなループ形状の検討を行った。本研究では、主に 2 種類の形状を考案した。この 2 形状について以下に示す。

(1) 扇型ループ

1 つ目の案として、図 5.13 に示すように結合ループの板を幅広の扇状の板に取り換えた形状を考案した。本論文では、この形状を「扇型ループ」と呼称する。結合ループの板を幅広にし、さらに板を厚くすることにより、ループを

貫く加速モードの磁束を減じることで結合度を低くした。扇の角度、ループの板厚で結合定数を調整し、最大結合度を 1 に合わせた。

まず、図 5.14 と表 5.4 の結合定数の評価結果を見ると、且つ扇型ループにおいても式 (5.13) の法則が概ね成り立つことが確認できる。RF 吸収体での電力損失の評価結果は、最大結合時で壁損失の 0.33%、60 度回転時で 0.49%である。ループの回転でやや損失が大きくなるが、元のループ形状での評価結果（表 5.3）と比べて、電力損失はおよそ 7%に低減された。図 5.15 に示すように、ループの先端部を空洞内面近くに寄せることが可能になったことが電力損失低減の理由として大きいと考えられる。また、図 5.11 と図 5.13 それぞれの左図（結合ループ正面から見た図）を見比べると、扇型ループの方が空洞内部から見て同軸線路の穴がより隠されることがわかる。これも入力カップラーが加速モードに及ぼす摂動を低減するのに貢献していると考えられる。

表 5.4: 扇型カップラーにおける結合定数と吸収体での損失と壁損失の比の計算結果。

Parameter	Value
$\beta(0^\circ)$	0.99
$\beta(60^\circ)$	0.26
$P_{\text{abs}}/P_{\text{wall}}$ at $\theta = 0^\circ$	0.33%
$P_{\text{abs}}/P_{\text{wall}}$ at $\theta = 60^\circ$	0.49%

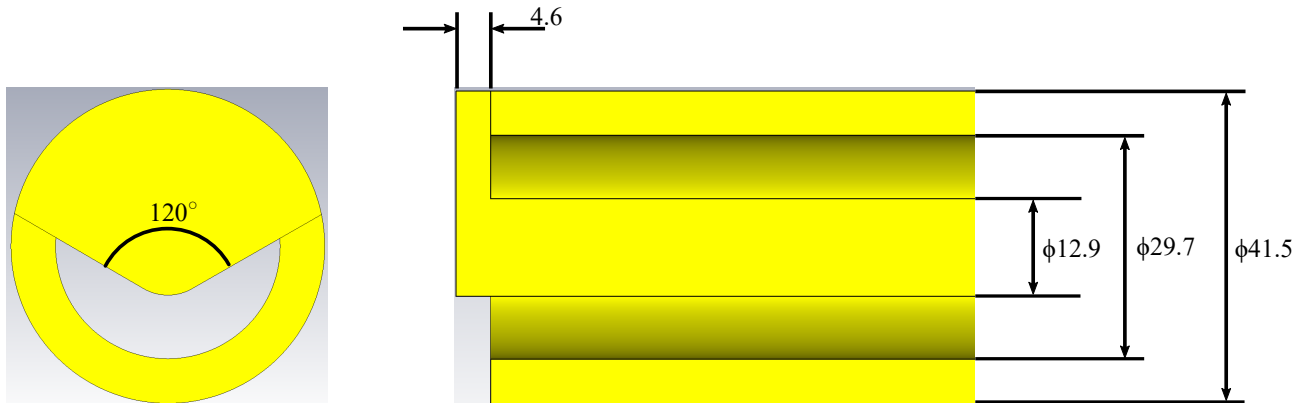


図 5.13: 扇型ループの形状（単位: mm）

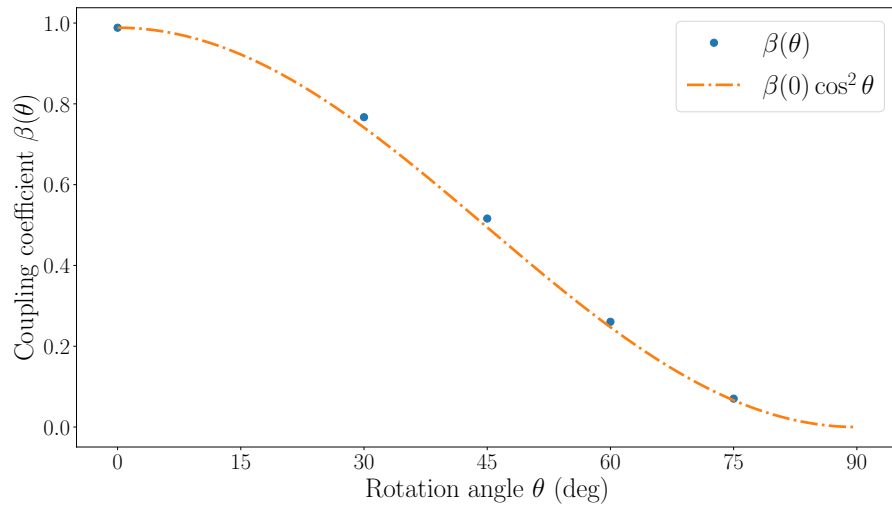


図 5.14: 扇型カップラーの結合定数のループ回転角度依存性。点は CST, Frequency-domain Solver による計算点。1 点鎖線は式 (5.13) の値。

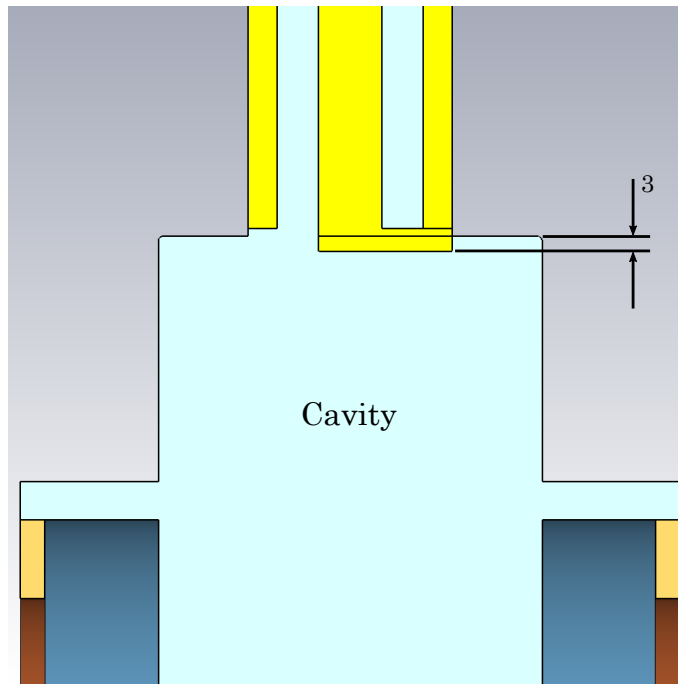


図 5.15: 扇型入力カップラーを用いた場合、 $\beta(0) = 1$ とするときのカップラーの空洞に対する位置 (単位: mm)

(2) テーパ付ループ

2つ目の案として、図 5.16 のように同軸線路の途中からループ先端部にかけてテーパ部分を設けた形状を考えた。この形状を「テーパ付ループ」を呼称する。これは、前述の「同軸線路を細くして結合を弱める」という結合定数の調整方法と、「同軸線路の寸法は変えたくない」という要求の折衷案といえる。同軸線路の途中までは、図 5.11 の元の寸法を踏襲しているため、冷却水路も問題なく設けることができよう。一方、テーパによって結合ループのある先端部は、線路が細く絞られているため、結合定数は小さくなる。テーパの絞り、ループの板厚を調整し、最大結合定数を 1 に合わせた。テーパ付ループにおける、結合定数のループ角度依存性を図 5.17 に、また回転角 0 度と 60 度ときの結合定数と RF 吸収体での電力損失の評価結果を表 5.5 に示す。電磁場計算では、ループの先端を図 5.18 のように 3 mm 空洞内側に突き出す位置にした。

まず、図 5.17 と表 5.5 から、式 (5.13) の法則が扇型と同様テーパ付ループでも成り立つことが確認できる。また、RF 吸収体での電力損失の評価結果から、回転角 0 度のとき 0.28%、60 度のとき 0.29%で元のループ形状の場合の 4.3%程度である。電力損失低減の理由としては、扇型の場合と同様、空洞内面付近にループ先端部を近づけることができた点と、同軸線路の穴を空洞側から隠すことできた点が挙げられる。

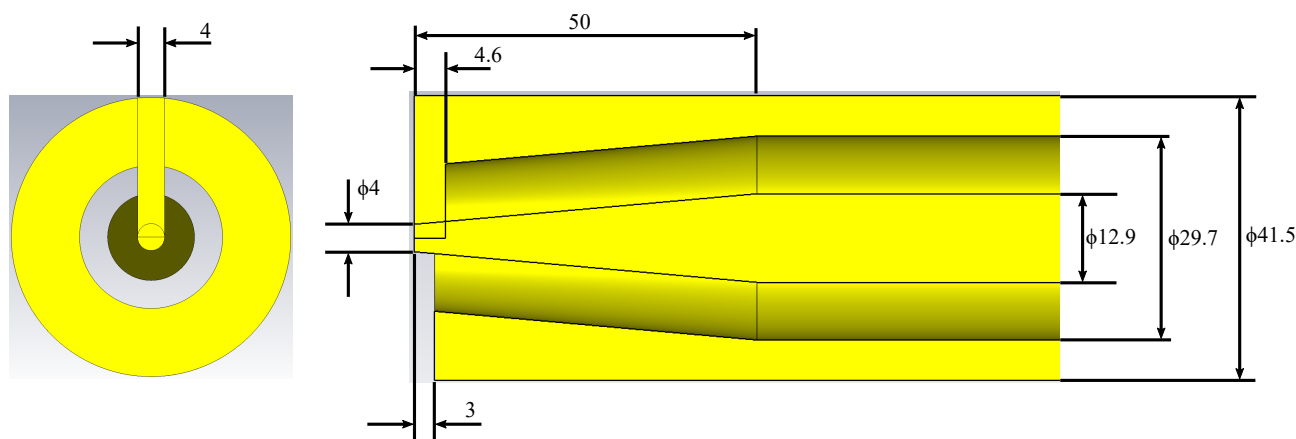


図 5.16: テーパ付ループの形状 (単位: mm)

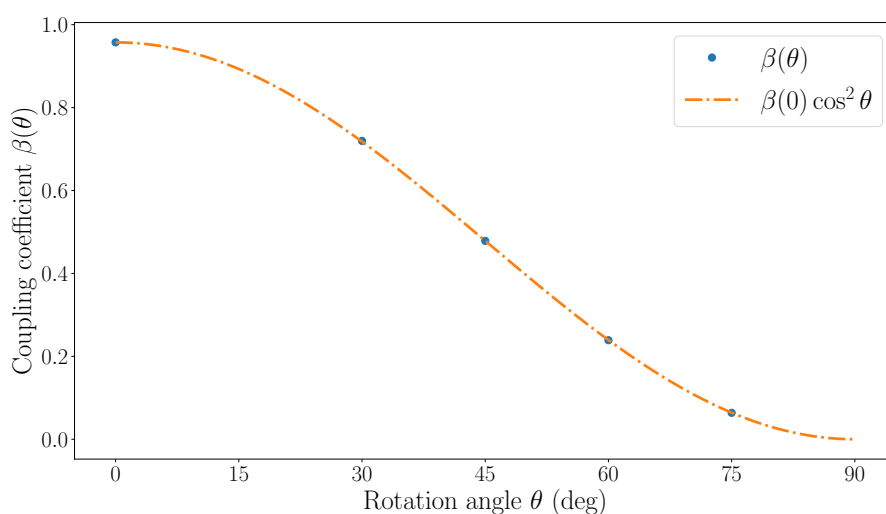


図 5.17: テーパ付カップラーの結合定数のループ回転角度依存性。点は CST, Frequency-domain Solver による計算点。1 点鎖線は式 (5.13) の値。

表 5.5: テーパ付カップラーにおける結合定数と吸収体での損失と壁損失の比の計算結果。

Parameter	Value
$\beta(0^\circ)$	0.96
$\beta(60^\circ)$	0.24
$P_{\text{abs}}/P_{\text{wall}}$ at $\theta = 0^\circ$	0.28%
$P_{\text{abs}}/P_{\text{wall}}$ at $\theta = 60^\circ$	0.29%

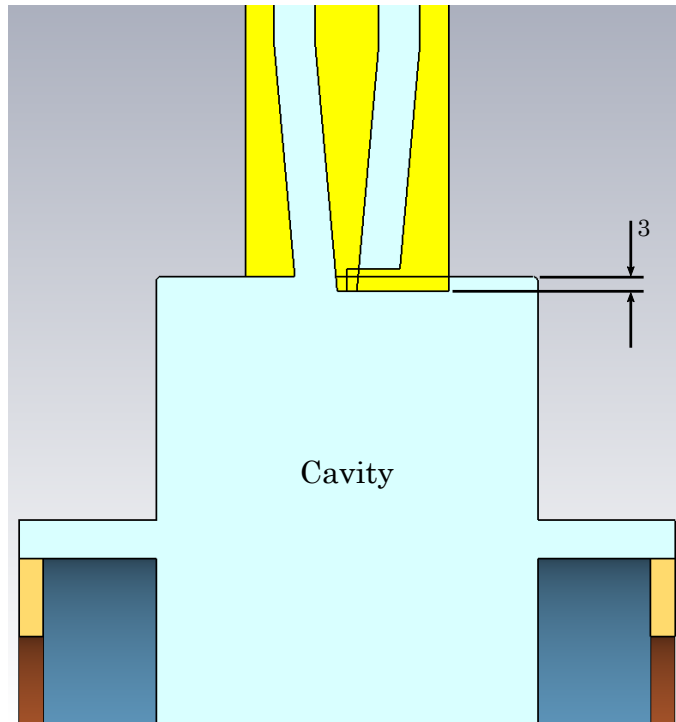


図 5.18: テーパ付入力カップラーを用いた場合、 $\beta(0) = 1$ とするときのカップラーの空洞に対する位置 (単位: mm)

2つの改良案の比較

両案ともに、結合ループ先端を空洞内面に近づけた状態で最大結合度を 1 に調整することができた。また、加速モードの RF 吸収体での電力損失は、両案とも壁損失の 1%以内に低減することができた。そのため、この時点では両案ともに適用可能である。より詰めた議論は第 8 章以降に改めて行う。

第6章 結合インピーダンスの評価と寄生モード減衰性能の向上のための最適化

加速された荷電粒子が蓄積リングまたはシンクロトロン内を周回している状況を考える。粒子は加速器の構成要素、例えば、表面抵抗があるビームパイプ、断面形状が縦方向に変化するベローズやテーパ等の構造物、また RF 空洞などの Q 値が高い共振器といった構造物の内部を通過すると、粒子自身の後方に電磁場を残す。この電磁場は航跡場 (wake field) と呼ばれる。また、この電磁場により後続の荷電粒子が受ける運動量変化を Fourier 変換したものを結合インピーダンスと呼ぶ。この航跡場または結合インピーダンスを介して、同じバンチに属する粒子同士、またはバンチ間での相互作用が発生する。特に、RF 空洞（主空洞、高調波空洞等）の場合 Q 値が高い、つまり電磁場が減衰するまでの時間が長いので、あるバンチが発生させた航跡場が後続バンチが来るまで残ってしまう。そのため RF 空洞は、バンチ間の相互作用を主に誘起する。このバンチ間の相互作用によって各バンチは、隣同士のバンチと一定の位相差で振動する結合バンチ振動を行う。これは、複数の質点がばねでひと連なりに結合された際に行う連成振動に似た物理現象である。結合バンチ振動において、加速器内にある構造物の結合インピーダンスが大きいと、その振動振幅が増大していく場合がある。これは結合バンチ型ビーム不安定性 (coupled-bunch instability) と呼ばれ、ビーム電流の損失やビームエミッタンスの増大につながる。そのために RF 空洞においては、加速モード以外の空洞共振モード（寄生モード）を減衰し、それらの結合インピーダンスを十分に低減することが要求される。本章では、まず結合インピーダンスの評価を行い、寄生モード減衰機構の課題を指摘する。その次に、減衰性能の向上に向け行った内面形状の最適化について述べる。

6.1 結合インピーダンスと結合バンチ型不安定性

本節では加速器内の電磁場と粒子との相互作用を考え、その相互作用の強さを示す wake function 及び結合インピーダンスを導入する。そして、高調波空洞が達成すべき結合インピーダンスの低減目標値を提示する。

6.1.1 Wake function 及び結合インピーダンスの定義

今、図 6.1 のように、加速器内に設置されたある構造物の中を電荷 q_b を持つ荷電粒子が光速 c で通過したとする。そしてこれに続いて、電荷 e の粒子が構造物内を通過する状況を考える。ここで、最初に通過する粒子を leading particle、後続の粒子を test particle と呼び、leading particle が通過する前には構造物内に電磁場はなかったものとする。

Leading particle の通過後構造物内には電磁場つまり航跡場が残されるが、この航跡場と後続の test particle との相互作用を考えよう。ここで、ビーム軸に沿って円筒座標 (r, θ, z) を置き z 軸をビーム軸とする。また、leading particle の位置を $(r_0, \theta_0, z = ct)$ とおく。Leading particle により誘起された電場を $\mathbf{E}(r, \theta, z, t)$ 、磁束密度を $\mathbf{B}(r, \theta, z, t)$ とすると、test particle が受ける Lorentz 力 $\mathbf{F}(r, \theta, z, t)$ は

$$\mathbf{F}(r, \theta, z, t) = F_z(r, \theta, z, t)\mathbf{e}_z + \mathbf{F}_\perp(r, \theta, z, t) = e [\mathbf{E}(r, \theta, z, t) + c\mathbf{e}_z \times \mathbf{B}(r, \theta, z, t)] \quad (6.1)$$

となる。ここで、 \mathbf{e}_z はビーム軸方向（縦方向）の単位ベクトルであり、 F_z は \mathbf{F} の縦方向成分、 \mathbf{F}_\perp はビーム軸に対し垂直である横方向成分を示す。

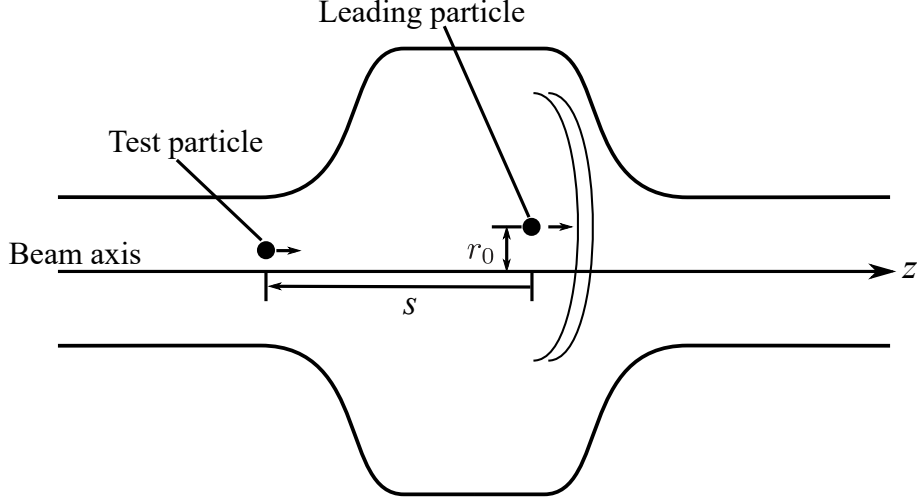


図 6.1: Leading particle が構造体を通じたときに発生する wakefield の様子

さらに、test particle は leading particle から距離 s 遅れて構造体を通ずるとしよう。Test particle が Lorentz 力から受ける力積または運動量変化を縦方向成分 Δp_{\parallel} と横方向成分 $\Delta \mathbf{p}_{\perp}$ に分解すると、それぞれ

$$\begin{aligned}\Delta p_{\parallel}(r, \theta, s) &= \int_{-\infty}^{\infty} F_z(r, \theta, z, t = (z + s)/c) \frac{dz}{c} = e \int_{-\infty}^{\infty} E_z(r, \theta, z, t = (z + s)/c) \frac{dz}{c} \\ \Delta \mathbf{p}_{\perp}(r, \theta, s) &= \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{F}_{\perp}(r, \theta, z, t = (z + s)/c) \frac{dz}{c}\end{aligned}\tag{6.2}$$

と書ける。ここで、距離 s は leading particle から遅れたときに正にとるものとする。また無限遠 $z \rightarrow \pm\infty$ では電磁場はないものと考え、Panofsky-Wentzel の定理から縦方向と横方向の運動量変化は

$$\nabla_{\perp} \Delta p_{\parallel} = -\frac{\partial}{\partial s} \Delta \mathbf{p}_{\perp}\tag{6.3}$$

の関係にある [40]。ここで、 ∇_{\perp} は横方向の勾配を表す。

次に、wake function と結合インピーダンスを導入する。文献ごとに、距離 s の正負の取り方や Fourier 変換の定義の仕方などに依存して、wake function と結合インピーダンスの定義にばらつきがあるが、本論文では参考文献 [93] の定義を用いる。縦方向 wake function は、縦方向運動量変化 Δp_{\parallel} を leading particle と test particle の電荷 q_b, e で規格化したもので定義される。一方、横方向 wake function は、横方向運動量変化 $\Delta \mathbf{p}_{\perp}$ を leading particle の双極子モーメント $q_b r_0$ と test particle の電荷 e で規格化したもので定義される。よって、縦方向 wake function $W_{\parallel}(r, \theta, s)$ 及び横方向 wake function $W_{\perp}(r, \theta, s)$ は

$$\begin{aligned}W_{\parallel}(r, \theta, s) &= -\frac{1}{q_b} \int_{-\infty}^{\infty} E_z(r, \theta, z, t = (z + s)/c) dz \\ W_{\perp}(r, \theta, s) \mathbf{e}_{\perp} &= \frac{1}{r_0} \nabla_{\perp} \int_{-\infty}^s W_{\parallel}(r, \theta, s') ds'\end{aligned}\tag{6.4}$$

と定義される。ここで、 \mathbf{e}_{\perp} は横方向の単位ベクトルである。ここで、 W_{\parallel} は test particle の運動量が低下するとき正となるように定義している。単位は SI 単位系で、縦方向 W_{\parallel} が [V/C]、横方向 W_{\perp} が [V/(C · m)] である。

Wake function を Fourier 変換したものが結合インピーダンスであるから、縦方向結合インピーダンス Z_{\parallel} と横方向結合インピーダンス Z_{\perp} は

$$\begin{aligned}Z_{\parallel}(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} W_{\parallel}(s) e^{i\omega s/c} \frac{ds}{c} \\ Z_{\perp}(\omega) &= \frac{1}{i} \int_{-\infty}^{\infty} W_{\perp}(s) e^{i\omega s/c} \frac{ds}{c}\end{aligned}\tag{6.5}$$

と定義する。単位は、 Z_{\parallel} [Ω] と Z_{\perp} [Ω/m] である。

6.1.2 結合バンチ型不安定性の増大率と結合インピーダンスの低減目標

次に、結合バンチ不安定性の増大率を示す。ここでは、全 RF バケットに均一にビームを蓄積したと考えて、各バンチを点電荷とみなす。第 2 章で見たように、double RF システムでは縦方向振動が非線形振動となるが、その場合の結合バンチ振動は扱いが難しい。ここでは簡単のため、主 RF 電圧のみの線形振動に基づく定式化を用いる。このとき、縦方向の結合バンチ振動の増大率は

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_{\parallel}^{(\mu)}} &= \frac{e\alpha_c I_{\text{avg}}}{2\omega_s E_0 T_0} \sum_{p=1}^{\infty} \left\{ \omega_p^{(\mu)+} \text{Re} \left[Z_{\parallel}(\omega_p^{(\mu)+}) \right] - \omega_p^{(\mu)-} \text{Re} \left[Z_{\parallel}(\omega_p^{(\mu)-}) \right] \right\} \\ \omega_p^{(\mu)+} &= (p-1)\omega_{\text{rf}} + \mu\omega_0 + \omega_s \\ \omega_p^{(\mu)-} &= p\omega_{\text{rf}} - \mu\omega_0 - \omega_s \\ \mu &= 0, 1, 2, \dots, h-1 \end{aligned} \quad (6.6)$$

と書ける [93]。ここで、 μ は結合バンチ振動のモード番号、 ω_s は synchrotron 角振動数である。上式において周波数 $\omega_p^{(\mu)+}$ の項は振動振幅の増大に、周波数 $\omega_p^{(\mu)-}$ の項は減衰に寄与する。また、横方向の結合バンチ振動の増大率は

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_{\perp}^{(\mu)}} &= -\frac{ceI_{\text{avg}}}{2\omega_{\beta} E_0 T_0} \sum_{p=1}^{\infty} \left\{ \text{Re} \left[Z_{\perp}(\omega_p^{(\mu)+}) \right] - \text{Re} \left[Z_{\perp}(\omega_p^{(\mu)-}) \right] \right\} \\ \omega_p^{(\mu)+} &= (p-1)\omega_{\text{rf}} + \mu\omega_0 + \omega_{\beta} \\ \omega_p^{(\mu)-} &= p\omega_{\text{rf}} - \mu\omega_0 - \omega_{\beta} \\ \mu &= 0, 1, 2, \dots, h-1 \end{aligned} \quad (6.7)$$

となる。ここで、betatron tune を ν_{β} とすると、 $\omega_{\beta} = \nu_{\beta}\omega_0$ は betatron 振動の角振動数を表す。横方向の場合、周波数 $\omega_p^{(\mu)+}$ の項は振動振幅の減衰に、周波数 $\omega_p^{(\mu)-}$ の項は増大に寄与する。

上記の結合バンチ振動の増大率が放射減衰率を上回ると、結合バンチ型不安定性が発生する。結合バンチ振動が減衰する十分条件として、式 (6.6) 及び (6.7) の減衰項を無視したとき増大率が放射減衰率を下回っていれば良い。また簡単のため、式 (6.6), (6.7) 右辺の無限和の内 1 つの周波数の寄与のみを考える。このとき、縦方向の結合インピーダンスの低減目標値は、

$$\omega \text{Re}[Z_{\parallel}(\omega)] < \frac{2\omega_s E_0 T_0}{e\alpha_c I_{\text{avg}} \tau_s} \quad (6.8)$$

となる。ここで、 $1/\tau_s$ は縦方向の放射減衰率である。横方向も同様に

$$\text{Re}[Z_{\perp}(\omega)] < \frac{2\omega_{\beta} E_0 T_0}{ceI_{\text{avg}} \tau_{x,y}} \quad (6.9)$$

となる。ここで、 $1/\tau_x$, $1/\tau_y$ はそれぞれ水平方向、鉛直方向の放射減衰率を示す。

上記の結合インピーダンス Z_{\parallel} 及び Z_{\perp} には本来ならば加速器内の構造物全ての寄与が含まれるが、本設計検討では高調波空洞からの寄与のみを考え、高調波空洞の結合インピーダンスが上記の目標値を下回ることを目標とする。このとき、高調波空洞 1 台当たりの結合インピーダンスの上限目標は

$$\omega \text{Re}[Z_{\parallel}(\omega)] < \frac{2\omega_s E_0 T_0}{e\alpha_c I_{\text{avg}} N_{\text{cav},n} \tau_s} \quad (6.10)$$

$$\text{Re}[Z_{\perp}(\omega)] < \frac{2\omega_{\beta} E_0 T_0}{ceI_{\text{avg}} N_{\text{cav},n} \tau_{x,y}} \quad (6.11)$$

となる。ここで、 $N_{\text{cav},n}$ は高調波空洞の台数を表す。また式 (6.11) において完全な軸対称空洞を考えている場合は、 $1/\tau_x$, と $1/\tau_y$ のうち小さい方を用いることにする。KEK-LS のパラメータと高調波空洞の台数 5 台を仮定すると、縦方向インピーダンスは $\omega/(2\pi) \text{Re}[Z_{\parallel}(\omega)] < 2.43 \text{ k}\Omega \cdot \text{GHz}$ 、横方向インピーダンスは $\text{Re}[Z_{\perp}(\omega)] < 23.2 \text{ k}\Omega/\text{m}$ となる。

6.2 結合インピーダンスの評価

6.2.1 結合インピーダンスの評価方法

結合インピーダンスの評価は、CST Particle Studio, Wakefield Solver と CST MW Studio, Eigenmode Solver を併用して行った。Wakefield Solver では、wake potential を時間領域で計算して、これを Fourier 変換することで結合インピーダンスを評価する。Wake potential の定義については付録 C.3 節で説明する。高 Q 値の共振モードが存在する場合、それらは減衰時間が長いために時間領域で正しく計算するためには、計算時間が非常に長くなってしまふ。一方で Q 値が高いモードに関しては、固有モード計算の Eigenmode Solver でも結合インピーダンスを評価することができる。よって、Wakefield Solver による結合インピーダンスの評価結果に加えて、高 Q 値のモードに関しては Eigenmode Solver の評価結果で補うことにした。空洞の固有モード a の縦方向及び横方向インピーダンスへの寄与は

$$\begin{aligned} Z_{\parallel,a}(\omega) &= \frac{\frac{1}{2} \frac{R_{\text{sh},a}}{Q_{0,a}} Q_{\text{L},a}}{1 + iQ_{\text{L},a}(\omega_a/\omega - \omega/\omega_a)} \\ Z_{\perp,a}(\omega) &= \frac{\omega_a}{\omega} \frac{\frac{1}{2} \frac{R_{\text{T},a}}{Q_{0,a}} Q_{\text{L},a}}{1 + iQ_{\text{L},a}(\omega_a/\omega - \omega/\omega_a)} \end{aligned} \quad (6.12)$$

である [93]。ここで、 $Q_{0,a}$ は無負荷 Q 値、 $Q_{\text{L},a}$ は負荷 Q 値であり壁損失に加え吸収体での損失も含める。シャントインピーダンス $R_{\text{sh},a}$ と transverse インピーダンス $R_{\text{T},a}$ は

$$\begin{aligned} R_{\text{sh},a} &= \frac{1}{P_{\text{wall},a}} \left| \int_{\text{cavity}} E_{z,a}(r=0, z) e^{i\omega_a z/c} dz \right|^2 \\ R_{\text{T},a} &= \frac{c}{\omega_a P_{\text{wall},a}} \left[\frac{V_s(r=r_0, \theta=0) - V_s(r=0, \theta=0)}{r_0} \right]^2, \quad V_s(r, \theta) = \left| \int_{\text{cavity}} E_{z,a}(r, \theta, z) e^{i\omega_a z/c} dz \right| \end{aligned} \quad (6.13)$$

と定義される。ここで、 $E_{s,a}$ は空洞の固有モード a の縦方向の電場強度、 $P_{\text{wall},a}$ はモード a の壁損失である。Eigenmode Solver を用いて、 $R_{\text{sh},a}/Q_{0,a}$ 、 $R_{\text{T},a}/Q_{0,a}$ 及び $Q_{\text{L},a}$ の値と共振角周波数 ω_a を計算すれば、各固有モードの結合インピーダンスを評価することができる。

結合インピーダンスの計算では、まず図 4.1 の寄生モード減衰用スロット付きの TM020 型空洞を仮定し、チューナーや入力カップラーを設置しない状態で行った。つまり、完全な軸対称である。Solver の設定については付録 C.3 節に示す。

初期形状における結合インピーダンスの評価結果

結合インピーダンスの計算結果を図 6.2 に示す。実線が Wakefield Solver による評価結果、破線が Eigenmode Solver による評価結果である。Eigenmode Solver の評価結果は、式 (6.12) の周波数特性に基づきプロットした。空洞の単極モード ($m=0$) は、共振周波数がビームパイプ (半径 26 mm) の TM01 モードの遮断周波数 4.41 GHz よりも高い場合、電磁場は TM01 モードと結合しビームパイプの方へ伝搬していく。一方、空洞の 2 極モード ($m=1$) は、共振周波数がビームパイプの TE11 モードの遮断周波数 3.38 GHz よりも高い場合、電磁場は TE11 モードと結合しビームパイプの方へ伝搬していく。これにより、遮断周波数よりも高い共振周波数をもつモードの結合インピーダンスを小さくしている。

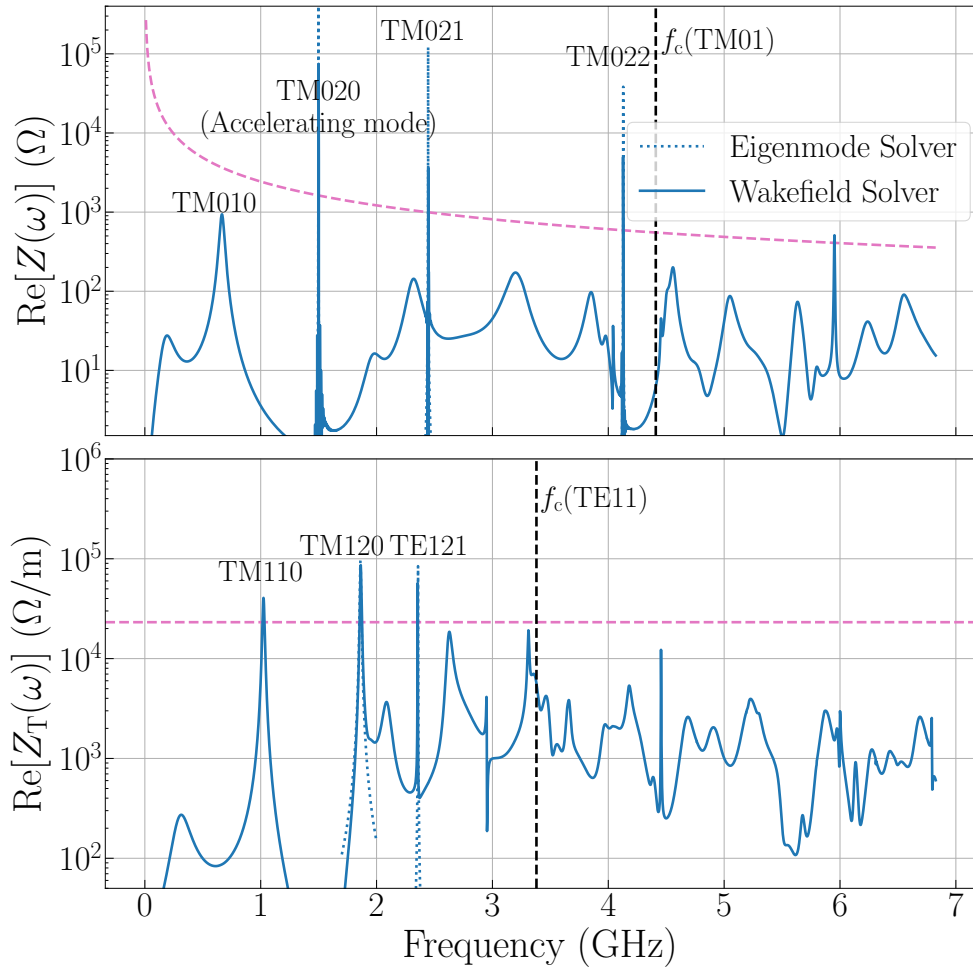


図 6.2: 初期形状 (図 4.1) における結合インピーダンスの計算結果。RF 吸収体は、図 4.2 に示した IB004 フェライトの特性、及びリング型形状を仮定した。上図: 縦方向、下図: 横方向。実線が Wakefield Solver の計算結果、点線が Eigenmode Solver の計算結果を示す。桃色の破線は式 (6.10) 及び (6.11) による結合インピーダンスの閾値を示す (挿入光源がない場合の放射減衰率を仮定)。黒の縦線は、ビームパイプの TM01 モードと TE11 モードの遮断周波数である。

図 6.2 から、多くの寄生モードは減衰されている一方、縦方向では TM021, TM022 モードが高 Q 値であることがわかる。また横方向に関しては、TM110 モード、TM120 モード、TE121 モードが閾値を上回っている。

結合インピーダンスが高い寄生モード (TM021, TM022, TM120) の磁場分布を図 6.3 に示す。これらの寄生モードの磁場の節は、TM020 モードの磁場の節と近接している。結果的に、同軸スロットの位置では磁場強度が弱く、同軸スロットとの結合も弱いいため減衰が難しくなっている。

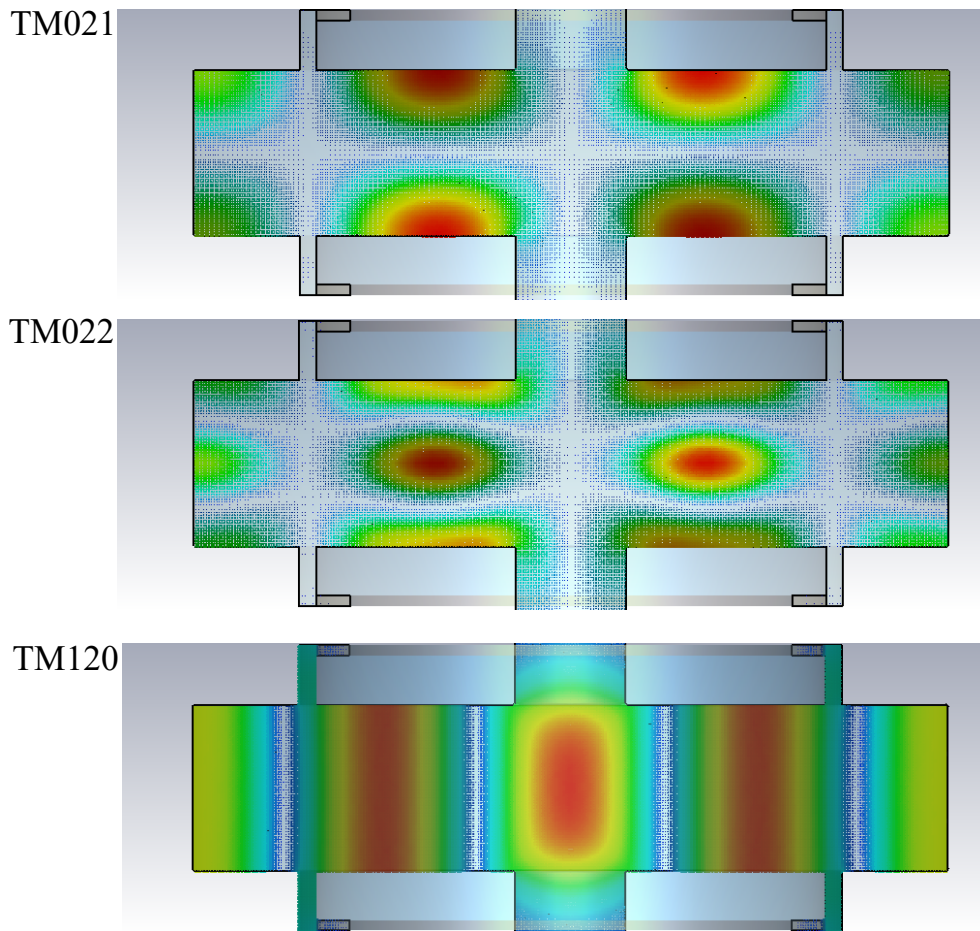


図 6.3: Q 値が高い寄生モード (TM021, TM022, TM120) の磁場分布

6.3 寄生モード減衰性能向上のための内面形状の最適化

円筒型に近いシンプルな形状では、減衰し難い寄生モードが存在することがわかった。そこで、内面形状を最適化することにより、寄生モードと TM020 モードの磁場の節をずらして減衰性能を向上させることを考えた。最適化可能なパラメータとしては、空洞外周部の曲率やノーズコーンの形状、スロットの幅、深さなどが挙げられる。基本的にこれらの形状を変化させると、寄生モードだけでなく TM020 モードの電磁場分布も変化する。そのため、本来であれば各形状を変えていったときに、周波数調整のため空洞の直径、または TM020 モードの磁場の節の移動に従いスロットの位置も変更すべきである。しかし、これは計算にかなり時間を要してしまうため、今回の内面形状最適化では以下のような方法を取った。

1. 寄生モードの各形状（外周部の曲率、ノーズコーン形状、同軸スロットの幅・深さ、等）への依存性を調査する。このとき、空洞の直径やスロットの位置は固定して計算をする。
2. 調査結果から良さそうなパラメータの組を探す。
3. そのパラメータの組で、TM020 モードの共振周波数を 1.5 GHz に調整、且つ RF 吸収体での損失を最小化するため、空洞の直径とスロットの径方向の位置を調整する。
4. TM020 モード用の形状調整後に、改めて寄生モードの計算を行い減衰性能を評価する。

5. 減衰性能が概ね目標に達していれば最適化を完了、達していなければ項目 2 に戻るか、項目 3 の形状を元にして形状パラメータを調整する。

このような方針で最適化を実施した。

文中で各内面形状の言及をし易くするために、それぞれに呼び名を付しておこう。まず、図 4.1 に示した初期の内面形状を Model A とし、その形状を図 6.9 左図に改めて示す。

6.3.1 内面形状の各パラメータの寄生モードへの影響

まず各形状の寸法が寄生モードに対してどのように作用するのかを調査した。具体的には図 6.4 に示す、空洞外周部の曲率 (R_c)、スロットのギャップ (a)、ノーズコーンの突き出し長さ (d_n)、そしてスロットの深さ (L_s) を CST, Eigenmode Solver の Parameter Sweep 機能を用いて、各パラメータを変えながら寄生モードの R/Q と Q 値の変化を計算した。結合インピーダンスが特に大きい、単極モードの TM021, TM022 モード、双極モードの TM110, TM120, TE121, TM121 モードを対象に実施した。一部計算を省略した寄生モードもある。シミュレーションの簡略化のため、ノーズコーンの形状は一般的な三角形の形状ではなく、長方形の形状に小さい R を付けた形状とした。あくまで突き出し長さの依存性を求めるだけであれば、簡略化した形状でも問題はない。

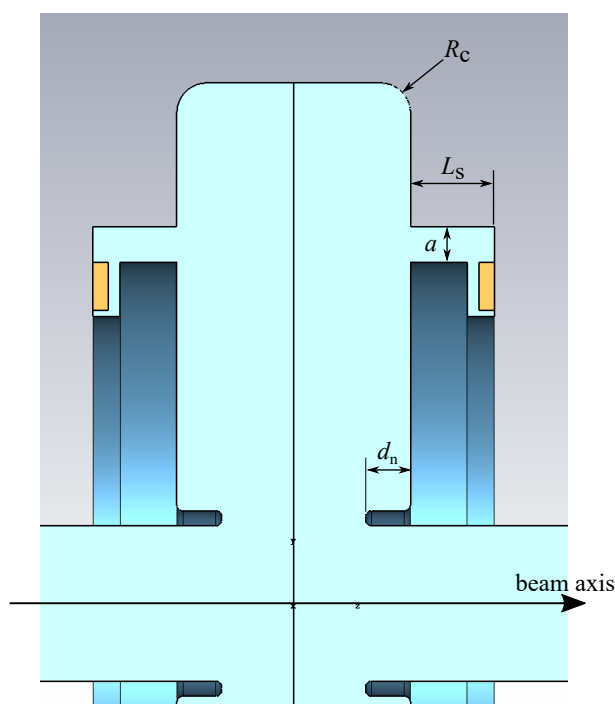


図 6.4: 検討を行った各形状パラメータ

空洞外周部の曲率半径 (R_c)

空洞外周部の曲率半径に対する寄生モードの Q 値、 R/Q の変化を図 6.5 に示す。ここで、負荷 Q 値 Q_L に RF 吸収体での損失と壁損失の両方が含まれている。また、単極モード (TM021, TM022) においては $\frac{R}{Q}$ を $R_{sh,a}/Q_{0,a}$ と、双極モード (TM110, TM120, TE121, TM121) においては $R_{T,a}/Q_{0,a}$ と読み替えてほしい。結合インピーダンスの最大値 $\frac{1}{2} \left(\frac{R}{Q} \right) Q_L$ の値も最下段に示す。

曲率を大きくしていくと、TM021, TM022 モードの Q 値が大きく減少することが確認できる。曲率を大きくすると、外周部の壁が内側に寄ってくるため、これらの寄生モードの磁場の節がスロットよりも内側に移動するためである。一方、TM120 モードの Q 値は増加する。TM120 モードの磁場の節は元々の形状ではスロットよりも外側にあったため、曲率を大きくすると磁場の節がスロットに近づき減衰性能が悪化するのである。

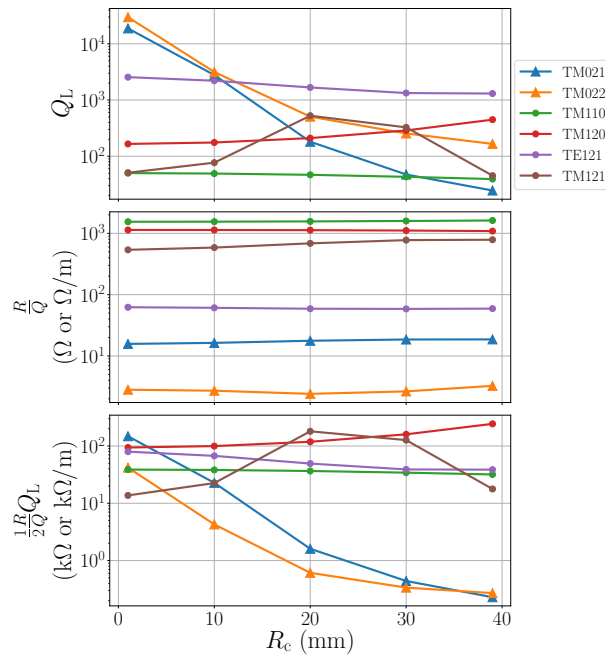


図 6.5: 空洞外周部の曲率半径に対する寄生モードの Q 値、 R/Q の変化

スロットの幅 (a)

同軸スロットの幅に対する寄生モードの変化を図 6.6 に示す。同軸スロットの形状はビームからは隠れているため、 R/Q にはあまり影響しないと考えられるが、少なくとも本空洞の場合、TM121 モードに対しては例外的に強く影響する。さらに、TM121 モードと電磁場分布に近いが、同軸スロット周りの電磁場分布が異なるモードが現れる (図 6.6 では TM121' と示した)。これは円筒空洞の TM121 モードと、同軸スロット部分単体での共振が結合して、空洞内で電磁場が強いモードとスロット内で電磁場が強いモードに分離したものと考えられる。

スロット幅を大きくすると、TM120 や TE121 モードでは Q 値が下がる傾向にある一方で、TM121' モードが Q 値、 R/Q ともに増加することがわかる。

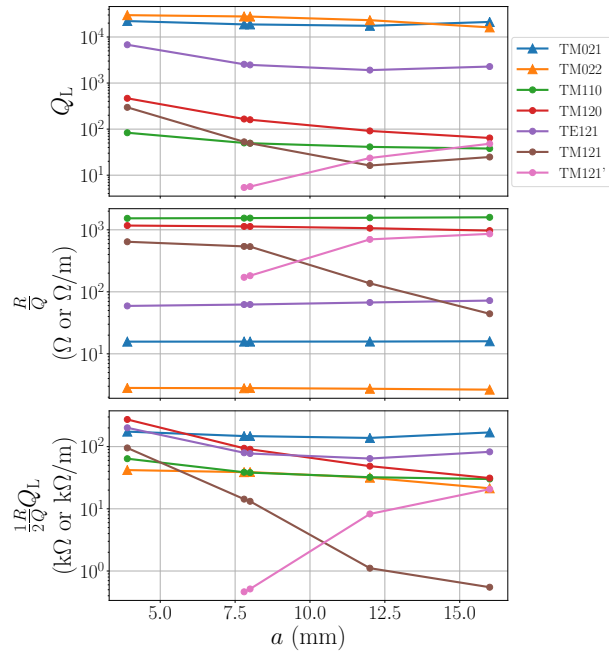


図 6.6: スロットの幅に対する寄生モードの Q 値、R/Q の変化

ノーズコーンの突き出し長さ (d_n)

ノーズコーンの突き出し長さに対する寄生モードの変化を図 6.7 に示す。まず TM021 モードにおいては、よりノーズコーンを突き出した方が Q 値が大きく減少し R/Q も減少傾向にある。TM021 モードの Q 値が下がったのは、ノーズコーンによって磁場の節がスロットよりも外側に移動したためであり、外周部の曲率と反対の作用である。また TE121 モードでは、ノーズコーンを 10–12 mm 突き出したときに、R/Q が極小値をとる。TE121 モードは同軸スロ

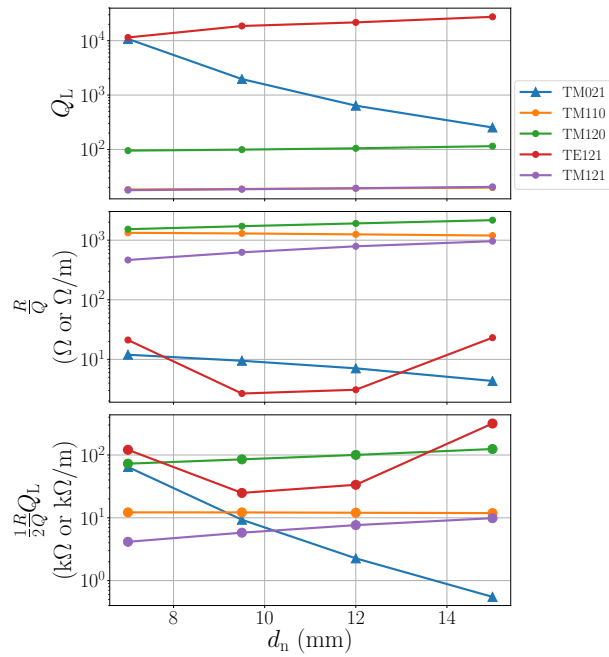


図 6.7: ノーズコーンののに対する寄生モードの Q 値、R/Q の変化

ットとあまり結合せず Q 値を下げるのが難しいため、R/Q を下げる方が結合インピーダンスの低減には有効である。一方、TM120 や TM121 モードの結合インピーダンスは増加傾向である。

スロットの深さ (L_s)

最後に、スロットの深さに対する寄生モードの変化を図 6.8 に示す。各モードの共振周波数によってスロット内の管内波長が変わるため、これが Q 値の変化に反映されていると考えられる。

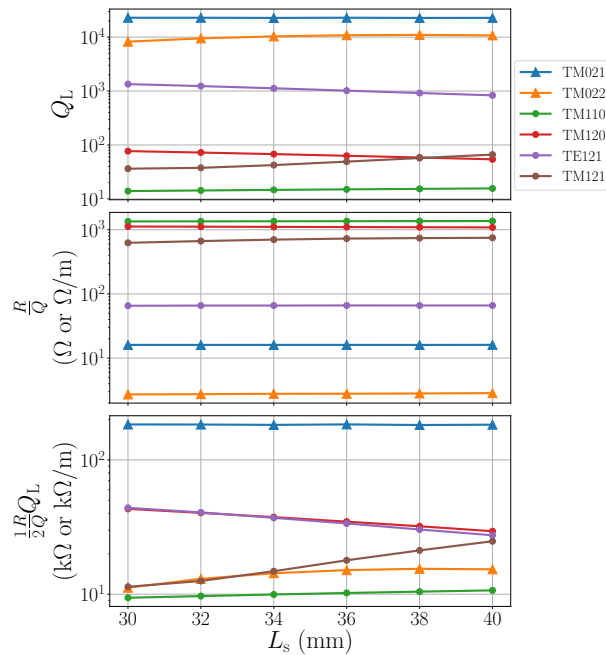


図 6.8: スロットの深さに対する寄生モードの Q 値、R/Q の変化

6.3.2 最適化した内面形状: 案 (1)

内面形状の最適化案 (1) では、縦方向結合インピーダンスの低減を優先して最適化を行った。高調波空洞を導入すると、シンクロトロン振動が非線形になるので bunch-by-bunch フィードバック制御の効果が未知数であることが縦方向インピーダンスの減衰を優先した理由である。Model A 形状の縦方向インピーダンスで Q 値が高かった、TM021, TM022 モードは外周部の曲率半径を大きくとることでかなり減衰できることがわかった。これにより概ね内面形状が決まる。

図 6.9 中央図に Model B 形状を示す。図に示した寸法は、TM020 モードの共振周波数を 1.5 GHz、且つ RF 吸収体での損失を最小となるように空洞の直径 (370.26 mm) と、同軸スロットの直径 (外径 263.30 mm) を調整した。空洞外周部の曲率半径は、空洞のビーム軸方向の長さ 78 mm に対して最大となる、39 mm にとった。突き出し 3 mm 程度の小さなノーズコーンも、TM021 モード等の縦方向インピーダンスを閾値以下にするため微調整程度につけた。横方向インピーダンスに対しては、スロット幅は 16 mm に拡大することで TM120 モード等をできるだけ減衰できるように試みた。この最適化した形状を Model B とする。

図 6.10 に、Model A と Model B の結合インピーダンスを青線、橙線でそれぞれ示す。まず、縦方向インピーダンスに関して、Model A で Q 値が非常に高かった TM021, TM022 モードのピークが、Model B では強く減衰され目標値以下に収まっている。結果、少なくとも周波数 7 GHz までは Model B の縦方向インピーダンスは目標値以下に減衰されていることが確認できる。一方、横方向インピーダンスにおいては、TM110 や TM120 モードは Model A よりも Model B の方が低減されてはいるものの、目標値を上回るモードがいくつかある。Model B の TE121 や TM121

モードは、Model A よりもピークが高くなっている。特に TE121 モードは電磁場分布上、同軸スロットと結合しにくいモードである。

Model B では、縦方向の減衰を優先して最適化を行ったために横方向の減衰がやや不十分となった。そこで、さらなる最適化を実施し、縦方向の減衰を行った上でさらに横方向の減衰を強化を試みた。

6.3.3 最適化した内面形状: 案 (2)

Model B の形状では外周部の曲率とノーズコーンの形状が大きな調整しろであった。しかし Model B の結合インピーダンスの評価結果から、縦方向と横方向の両方を減衰するには最適化の自由度が不足することがわかる。そこで、2つ目の内面形状案では同軸スロットとノーズコーンの間に、寄生モードの電磁場分布を調整するためのバンプ（段差）構造をつけた。寄生モード調整用バンプの位置を図 6.9 右図の橙色の矢印で示す。これにより、バンプの形状・位置なども新たな調整しろとして使用できる。

図 6.9 右図に 2つ目の内面形状の案を示す。まず、TE121 モードは減衰し難いので、ノーズコーンの突き出しを大きくすることにより R/Q を低減した。そして、外周部の曲率、バンプ形状、そして空洞のビーム軸方向の長さを主に TM021, TM120, TM121 モードにおける減衰性能のバランスを見て調整した。この内面形状を Model C とする。Model C の空洞の長さは 94 mm と、Model B の 78 mm よりも長くした。これは主に TM120, TM121 モードの減衰のために調整された結果である。

図 6.10 に、Model C の結合インピーダンスの評価結果を緑線で示す。縦方向インピーダンスに関しては、TM021 や TM022 モードがやや Model B に比べてピークが高くなっているが、目標値と同程度であり許容できると思われる。しかし、ビームポートの遮断周波数より高い 5.3 GHz 当たりに目標値を 1 桁程度上回る Q 値が高いモードがある。このような共振モードは trapped mode と呼ばれ、ビームポートの遮断周波数より高い共振周波数を持つにもかかわらず空洞形状等の兼ね合いで空洞内に電磁場が保持される場合がある。次に横方向インピーダンスにおいては、TM121 モードが目標値の 2 倍弱程度であるが、他の遮断周波数以下の寄生モードについては概ね目標値程度に収めた。Model B と比べると、主要な寄生モード TM110, TM120, TE121, TM121 モードで減衰性能は向上した。Model A と比べても、TM121 モード以外は減衰性能は向上した。

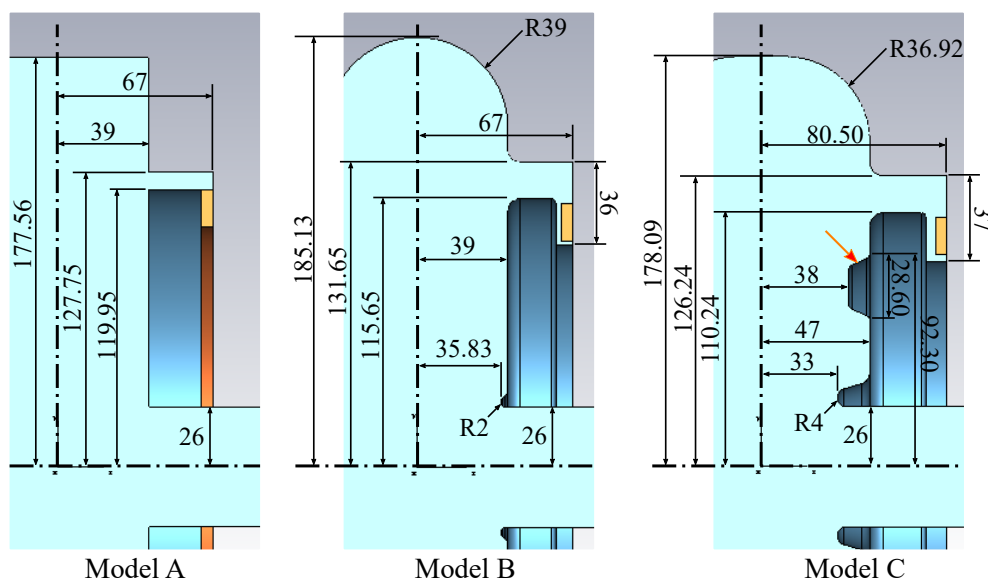


図 6.9: 検討を行った各内面形状の寸法。Model C 形状における寄生モード調整用バンプを橙色の矢印で示す。

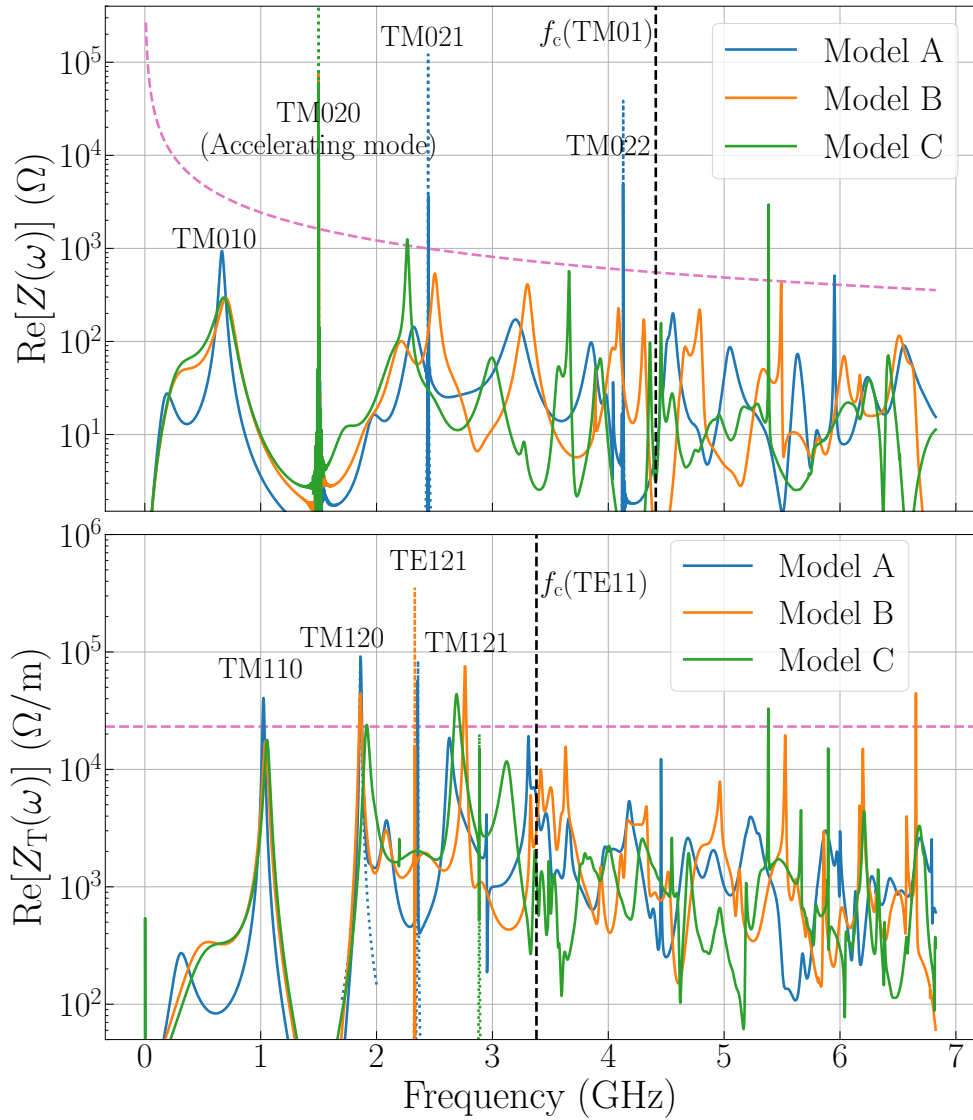


図 6.10: 各内面形状における結合インピーダンスの比較。RF 吸収体は、図 4.2 に示した IB004 フェライトの特性、及びリング型形状を仮定した。

6.4 各形状の比較と選択

寄生モードの減衰性能を評価結果を総合すると、縦方向インピーダンスつまり単極の共振モードに関しては Model B の方が、横方向インピーダンスつまり双極の共振モードに関しては Model C の方が減衰性能が優れていることがわかった。

ここまで寄生モードの減衰性能を比較してきたが、さらに加速モードである TM020 モードのパラメータも重要である。表 6.1 は、各モデルの TM020 モードのパラメータである。Model B は Model A に比べて R/Q は同程度である一方で、無負荷 Q 値は大きくなっている。外周部の曲率を大きくしたことで、表面積が小さくなり壁損失が小さくなったことが反映されている。一方、Model C の形状では最適化により空洞長を延長したりノーズコーンの突き出しを大きくしたりした結果、 R/Q が大きくなった。また、バンプ形状やノーズコーンにより壁損失が大きくなり無負荷 Q は小さくなった。つまり、Model C では Model A, B に比べて過渡的電圧変動が大きくなることを示しており、加速モードとしては不利である。

こうした点を考慮して本研究では、縦方向インピーダンスの低減と加速モードの性能が優れている Model B の形状を採用することとした。縦方向 bunch-by-bunch フィードバックでは、フィードバック用の kick 電圧を広帯域の縦方向 kicker 空洞 [89] により励振する。一方、kicker 空洞はビームと相互作用するために十分な kick 電圧を発生させることが難しい等、横方向フィードバックよりも元来難しい側面がある。このことから、縦方向インピーダンスの低減を優先した方が合理的であると考えた。また、過渡的電圧変動の低減が TM020 型方式のそもそもの有用性に繋がっていることも鑑みて、最終的に Model B を採用した。

Model B 形状を採用する場合、高調波空洞による横方向ビーム不安定性が懸念される。横方向インピーダンスの最大値をビーム不安定性の増大率に換算すると、約 390 s^{-1} である。一方で、KEK PF 2.5 GeV リングで以前運用されていた横方向 bunch-by-bunch フィードバックシステム [90] では約 10^3 s^{-1} の減衰率が実現されており、高調波空洞によるビーム不安定性は十分減衰可能な範囲であると考ええる。

表 6.1: 各モデルの TM020 加速モードのパラメータ

Parameter	Model A	Model B	Model C
Resonant frequency		1.5 GHz	
R/Q (Ω)	65.7	68.0	81.0
Unloaded Q	32,000	34,100	31,700

第7章 低電力モデルの設計・製作及び測定

第5章で加速モードのRF吸収体での損失低減のための方策、第6章で寄生モード減衰性能の高度化について、電磁場シミュレーションを主体に述べてきた。第5章で指摘したように、TM020型空洞では周波数チューナーの挿入によりRF吸収体での電力損失が発生するため、周波数調整範囲が制限される。そのため、電磁場シミュレーション(CST)による加速モードの共振周波数の予測がどれほど正確かが重要となってくる。さらに、RF吸収体のように電波吸収特性がある物質を含めた電磁場計算は、共振モードの計算が複素固有値問題になること等から、無損失の場合と比べて難しくなると考えられる。そのため、寄生モードの減衰性能や加速モードのRF吸収体での損失がどれほど正確に計算されているか、という点を確認しておくことが望ましい。

電磁場シミュレーション結果を実験的に調べる方法として、低電力測定がある。低電力測定とは、実際に試験用の空洞(低電力モデル)を製作して、それをネットワークアナライザを用いて測定するものである。低電力測定の結果を解析することで、加速モードや寄生モードの共振周波数、Q値等を測定できる。また、実際に使用予定のRF吸収体を導入することにより、寄生モードの減衰性能やTM020モードの電力損失も実験的に評価できる。

こうした理由から、本研究ではTM020型高調波空洞の低電力モデルを製作し測定を行うことで、電磁場シミュレーションの結果と測定結果を比較検討することにした。本章では、低電力モデルの製作に向けた検討、及び測定結果について述べる。

7.1 低電力モデル製作に向けた電磁場シミュレーション

7.1.1 最適化形状への周波数チューナー、入力カップラーの取り付け

まず、低電力モデル製作に向けて行った電磁場シミュレーションについて述べる。第5章では、周波数チューナーと入力カップラーをそれぞれ単独で検討した。また第6章では、寄生モード減衰のために内面形状を最適化した。そこで、最適化後の内面形状(Model B)に周波数チューナーと入力カップラーの両方を取り付けたときの、加速モードの電力損失を評価することにした。

この電磁場シミュレーションを行うに当たって、空洞の直径と同軸スロットの位置、周波数チューナーの基準位置、入力カップラー先端の位置の決め方の手順について記しておく。

1. 周波数チューナーや入力カップラーのない軸対称空洞で、加速モードの共振周波数が1.5 GHzとなるように空洞の直径を調整、且つRF吸収体での損失が最小となるように同軸スロットの径を調整する(図7.1左)。このとき、同軸スロットの幅は変えずに調整する。
2. 加速モードに対して調整された軸対称空洞に、まず周波数チューナー3台を回転対称に配置して、加速モードの共振周波数が1.500 GHzとなるようなチューナーの基準位置を探索する(図7.1中央)。ここで、各チューナーの挿入量は全て同じ長さとする。
3. チューナーを配置した形状に今度は入力カップラーを取り付け、加速モードの共振周波数が1.5 GHzとなるように結合ループの先端面の位置を調整する(図7.1右)。ここで、結合ループは使用する予定のループ角度にしておく。

図6.9中央図のModel Bの寸法を決める際に、項目1の調整は既に行われている。

次に項目2のチューナー位置の調整を行ったところ、チューナー先端が空洞内面から約 2.35 mm 内側に挿入したときに加速モードの共振周波数が 1.5 GHz になった（図 7.2 左）。実は、シミュレーション上、このチューナー位置で RF 吸収体での電力損失も最小になる。

最後に、項目3の入力カップラーの先端位置の調整を行った。低電力モデルの時点では、扇型ループの形状を採用した。扇型ループの方が同軸線路内導体の冷却水路をループ近くまで設置できるので、大電力実機ではやや利点が多いと考えた。図 7.2 右に示すように、結合ループはビーム軸に対して 55 度回転させた状態で、ループ先端の位置調整を行った。電磁場シミュレーションの結果、空洞内面からおよそ 4.7 mm 内側に結合ループを突き出したときに加速モードの共振周波数が 1.5 GHz、且つ RF 吸収体での損失が最小となった（図 7.2 中央）。ループ回転角 55 度での結合定数は約 0.26 で第 5 章で提示した結合定数の要求とほぼ同じである。また、最大結合で約 0.83 と計算された。ここで注意すべき点として、扇型カップラーを回転すると加速モードの共振周波数が変化してしまうことが挙げられる。最大結合でのループ角のときと、そこから 55 度回転したときで比較すると、55 度回転時の方が約 170 kHz 高い。扇型ループを空洞内側に突き出し使用しているためにループの回転による摂動の影響が大きめに表れているものと考えられる。そのため上記の項目3では、使用するループ角に合わせた状態で共振周波数を 1.5 GHz に調整する必要がある。

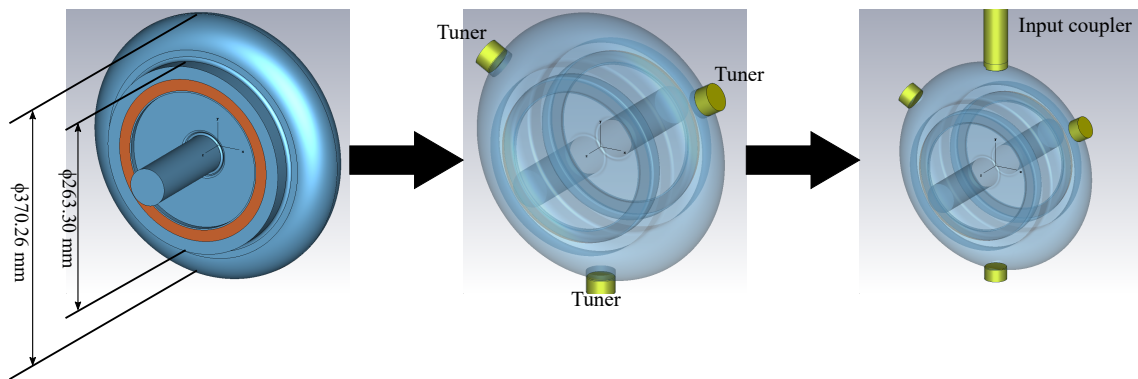


図 7.1: （左図）空洞径及び同軸スロット径の調整、（中央図）周波数チューナー中心位置の調整、（右図）入力カップラー先端位置の調整

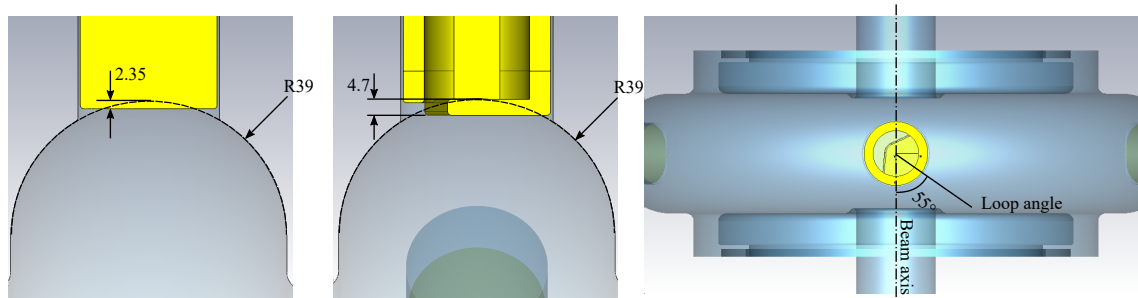


図 7.2: （左図）周波数チューナーの中心位置、（中央図）調整後の入力カップラーの先端面の位置、（右図）結合ループの回転角。左図及び中央図は横から見た図、右図は上から見た図である。寸法単位: mm。

7.1.2 RF 吸収体の形状、配置

次に低電力モデルで使用した RF 吸収体について示す。第 5 章と第 6 章の検討で仮定した IB004 フェライトは、低電力モデル製作時点では入手が困難であった。そこで低電力モデルでは、このとき入手可能であった TDK 社製

の Ni-Zn 系フェライト HF70[85] を採用した。HF70 は SPring-8 の 508 MHz TM020 型空洞で採用されており [44]、SuperKEKB での開発実績 [98] もある。図 7.3 に HF70 の複素誘電率、複素透磁率の測定結果を示す。測定には、同軸サンプルホルダーを使用し Nicolson-Ross 法 [99] により誘電率、透磁率を評価した。Sample A は SuperKEKB の研究グループによる測定結果 [98]、Sample B は本研究で独自に測定したものである。尚、Sample A, B はそれぞれ異なるロットで製作されたサンプルである。2 つの試料の測定結果の差は μ'' でおおよそ 1 割程度であるから、電磁場計算の結果に大きな影響はない。電磁場計算では、Sample A の測定結果を 1 次 Debye モデルでフィッティングし CST に取り入れた。

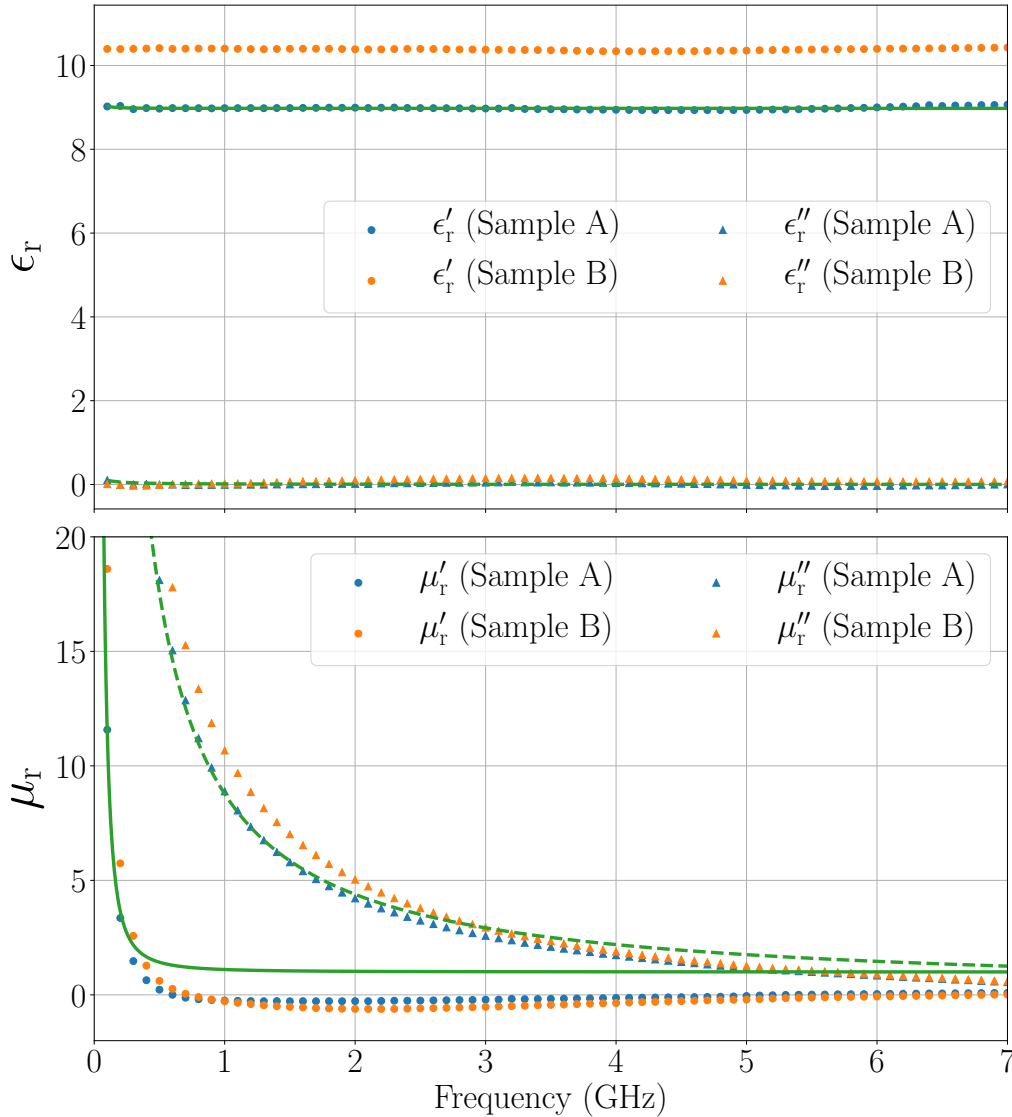


図 7.3: フェライト HF70 の複素比誘電率 $\epsilon_r = \epsilon'_r + i\epsilon''_r$ (上図) と複素比透磁率 $\mu_r = \mu'_r + i\mu''_r$ (下図)。1 次 Debye モデルによる Sample A に対するフィッティング結果を実線 (実部) と破線 (虚部) で示す。誘電率のフィッティング結果は、0.1–10 GHz 帯ではほぼ一定の $\epsilon_r = 9.0$ 、透磁率においては $\mu_s = 727$, $\mu_\infty = 1.0$, $\tau = 13.2 \times 10^{-9}$ s となった。

前章までの電磁場シミュレーションでは、RF 吸収体を円環状の形状で簡略化していた。しかし実際は、次章で示す RF 吸収体の取付方法や機械設計上の理由から円環状の RF 吸収体は導入できず、より細かいフェライトブロックを集積して空洞に導入することになる。低電力モデルでは図 7.4 のように、寸法 $15 \times 5 \times 4.5$ mm の HF70 ブロック

試料を複数個入手し、これを 8 個ずつ集積して、それらを空洞片側に 6 か所ずつ計 12 カ所に配置した。

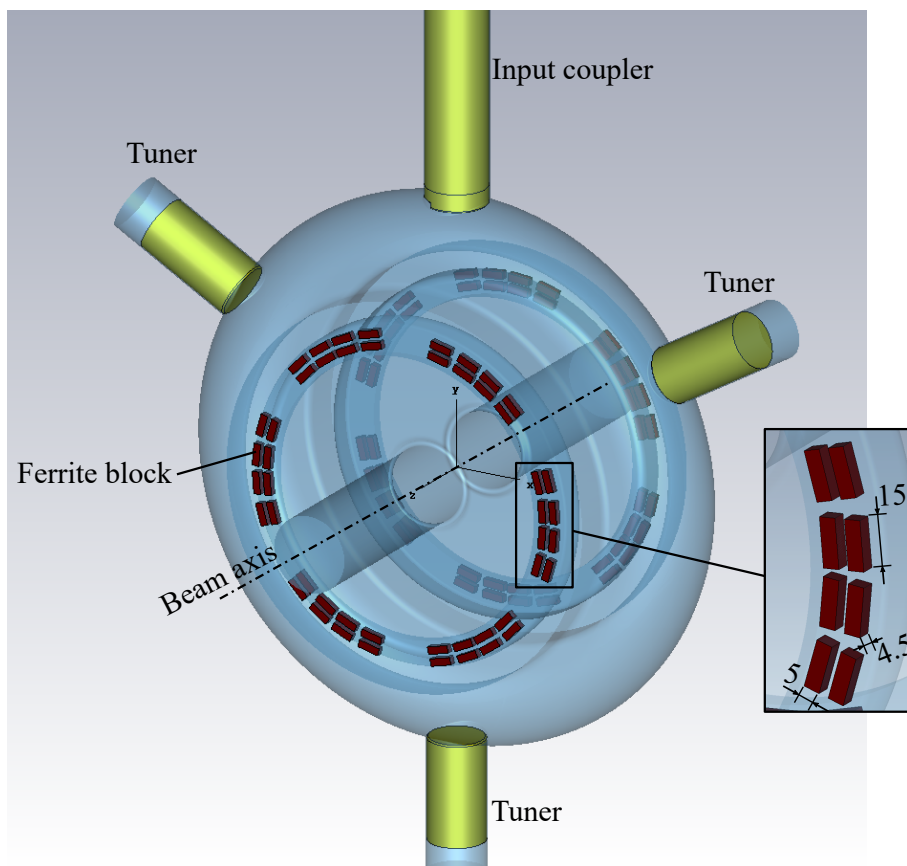


図 7.4: 低電力モデルにおけるフェライトブロックの配置 (単位: mm)

7.1.3 加速モードのシミュレーション結果

周波数チューナーと入力カップラーの先端の位置と結合ループの回転角を図 7.2 に示したように合わせた場合の、加速モードのシミュレーション結果を表 7.1 に示す。軸対称形状のときに比べて無負荷 Q 値は 8%程度低下するが、これはポートの設置により壁損失電力が増加したためである。

周波数チューナーによる周波数調整量に対する RF 吸収体での損失電力の評価結果を図 7.5 に示す。チューナー 1 台のみを使用した場合とチューナー全 3 台を同時に使用した場合の両方でシミュレーションを実施した。共振周波数を ± 500 kHz 調整した場合で比較すると、チューナー 1 台使用時では壁損失の約 26%もの電力が RF 吸収体で損失されるのに対して、チューナー 3 台使用時では約 1.5%に低減される。

表 7.1: 加速モードに関するシミュレーション結果。計算は図 7.4 のシミュレーションモデルで、CST, Frequency-domain Solver を用いて行った。

Parameter	Value
Resonant frequency	1.499 99 GHz
R/Q	68.1 Ω
Unloaded Q (copper)	31,500
External Q	122,000
Coupling coefficient	0.26

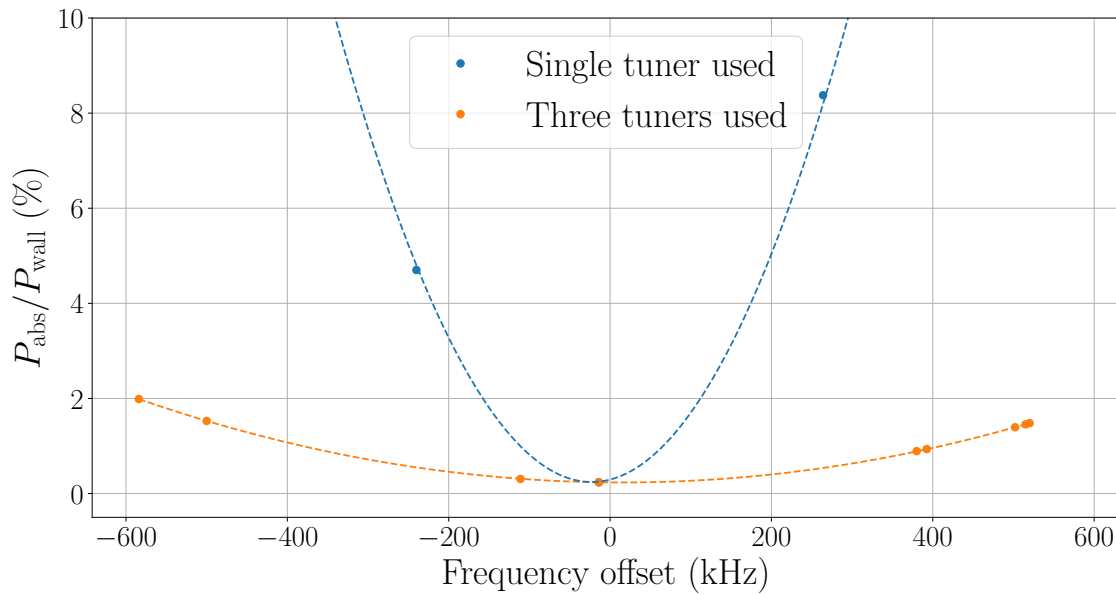


図 7.5: 共振周波数の調整量に対する加速モードの吸収体での損失と壁損失の比の計算結果。計算では図 7.4 のフェライトブロックの配置、及び HF70 の周波数特性 (図 7.3) を仮定した。CST MW Studio, Frequency-domain Solver を使用し、共振周波数と同じ周波数の高周波を入力した際の電力損失を計算した。青点は周波数チューナー 1 台 (入力カップラーと相対するチューナー) を使用した場合、橙点はチューナー全 3 台を使用して周波数調整を行った場合の計算結果を示す。破線は 2 次フィッティングの結果を示す。

7.2 低電力モデルの機械設計

低電力モデルの機械設計について述べる。実際の空洞では大電力を投入するため電気伝導率が高い銅で製作されるが、低電力モデルでは低い電力での測定しか行わないため材質としてアルミニウム合金等を使用して製作費を抑えた。また大気中で測定を行うため、排気ポートや真空封止部などの機構は省略した。

また、加速モードの共振周波数等をできるだけ正確にシミュレーション結果と比較できるよう実寸大で製作し、空洞内面において $\pm 10 \mu\text{m}$ の精度を目指した。空洞赤道部においてこの精度は、1.5 GHz の共振周波数に対しおよそ $\pm 80 \text{ kHz}$ 程度の精度に相当する。

低電力モデルの 3 次元 CAD 図を図 7.6 に示す。機械設計は KEK 機械工学センターの助言の元、3 次元 CAD ソフト SolidWorks[91] または Autodesk Inventor[92] を使用し検討を行った。また、各部品の分解図を図 7.7 に示す。材質は主にアルミニウム合金 (A5052) を使用し、一部強度が必要な部品にはステンレス鋼 (SUS304) を使用した。図 7.7①の胴体部は、空洞赤道部から同軸スロットの外側を構成し、この前後に端板部 [図 7.7②] が取り付けられる。端板にはノーズコーンの形状が施されており、この部品で同軸スロットの内側からノーズコーンを構成する。図 7.6 に示すように、端板部には測定プローブ用の穴を 45 度間隔で 3 か所設けた。

端板部は図 7.7③のブリッジフランジを介して胴体部に取り付けられる構造になっている。ブリッジフランジのみで端板部を支える構造となっているため、この部分には強度が要求される。そのためブリッジフランジはステンレス鋼で製作した。ブリッジフランジには吸収体モジュール [図 7.7④] を取り付けするための扇状の開口部を 6 か所設けた。吸収体モジュール 1 台につき 8 個のフェライトブロック (寸法: $15 \text{ mm} \times 5 \text{ mm} \times 4.5 \text{ mm}$) が取り付けられ、このモジュールが計 12 個空洞本体に設置される。このフェライトブロックの寸法に関しては、入手可能なフェライトブロックのうち、できるだけ大きい設置面積を確保できるものを選択した。RF 吸収体の取付方法は、SPring-8 の TM020 型空洞の大電力モデル [44] の設計を参考にした。

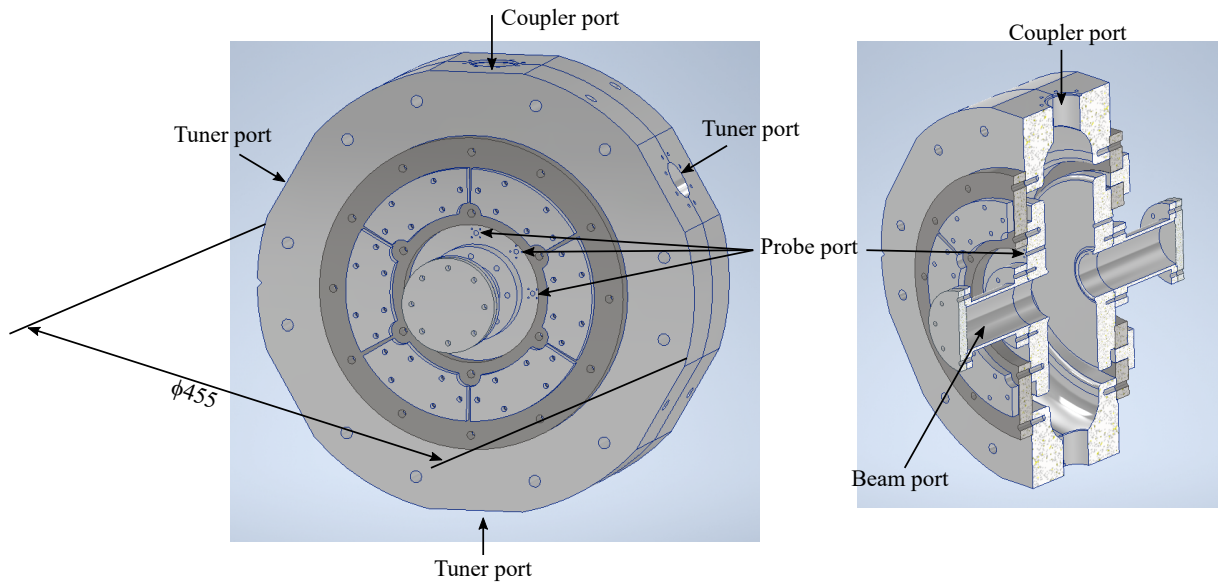


図 7.6: 低電力モデルの 3 次元 CAD 図。左図: 組立図、右図: 断面図。

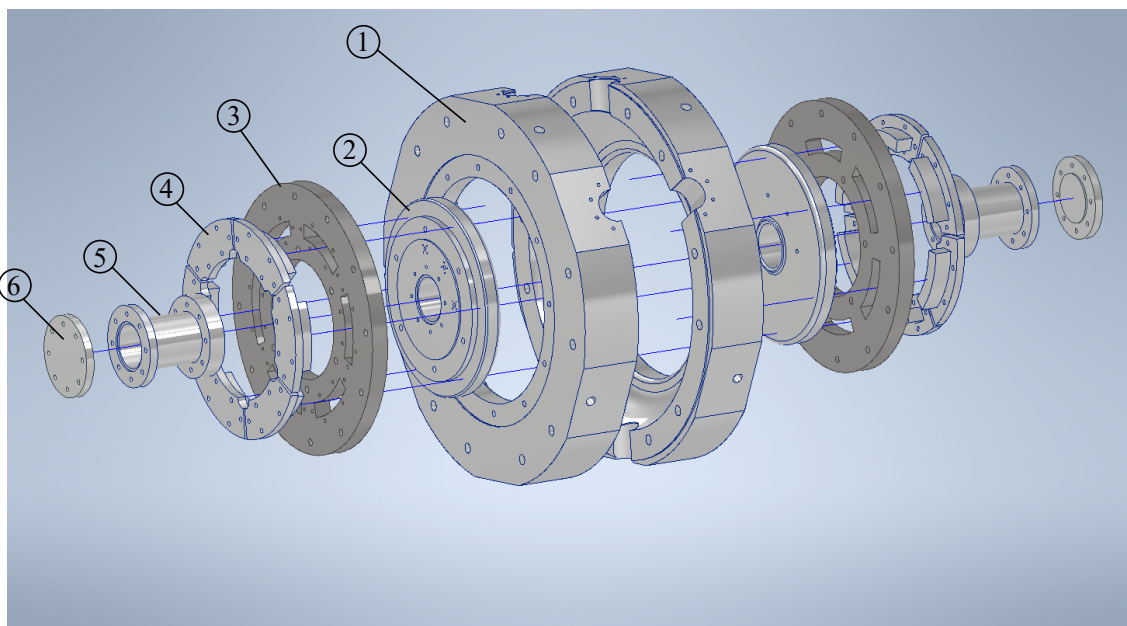


図 7.7: 低電力モデルの分解図。①胴体部、②端板部、③ブリッジフランジ、④吸収体モジュール、⑤ビームポート、⑥ビームポート蓋。

7.3 低電力モデルの製作

製作された低電力モデルの各部品を図 7.8 に、組立てられた低電力モデルと入力カップラー、周波数チューナーの写真を図 7.9 に示す。各部品の組立ては問題なく行われた。周波数チューナーにはマイクロメータが取り付けられており精密にプランジャの位置を調整できる構造とした。入力カップラーについては、扇型ループの回転が可能な設計を行った。また、製作された胴体部内面の 3 次元測定結果を図 7.10 に示す。製作されたモデル空洞の赤道部を測定すると、最大で $18\ \mu\text{m}$ 、標準偏差で $8.8\ \mu\text{m}$ の誤差が確認された。この標準偏差から推測すると、赤道部のみの製作誤差から生じる加速モードの共振周波数の誤差は約 $71\ \text{kHz}$ と考えられる。他の周波数誤差の要因として、端板部の製作

誤差、胴体部にブリッジフランジを介して端板部を取り付けたときの位置誤差などが考えられるが、これらの測定は行っていない。

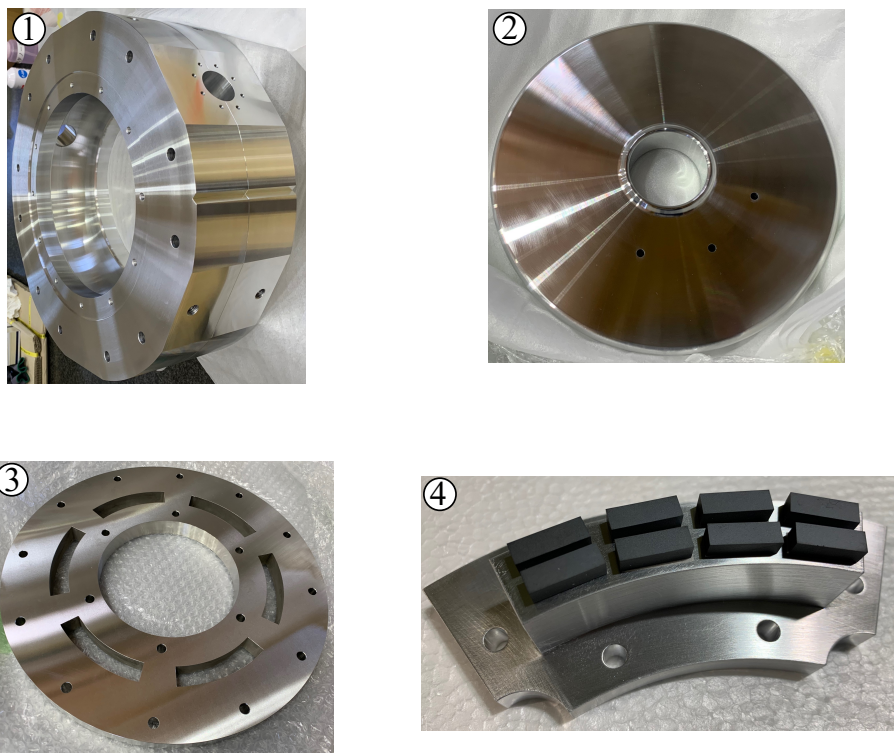


図 7.8: 製作された低電力モデルの各部品。①胴体部、②端板部、③ブリッジフランジ、④吸収体モジュール。

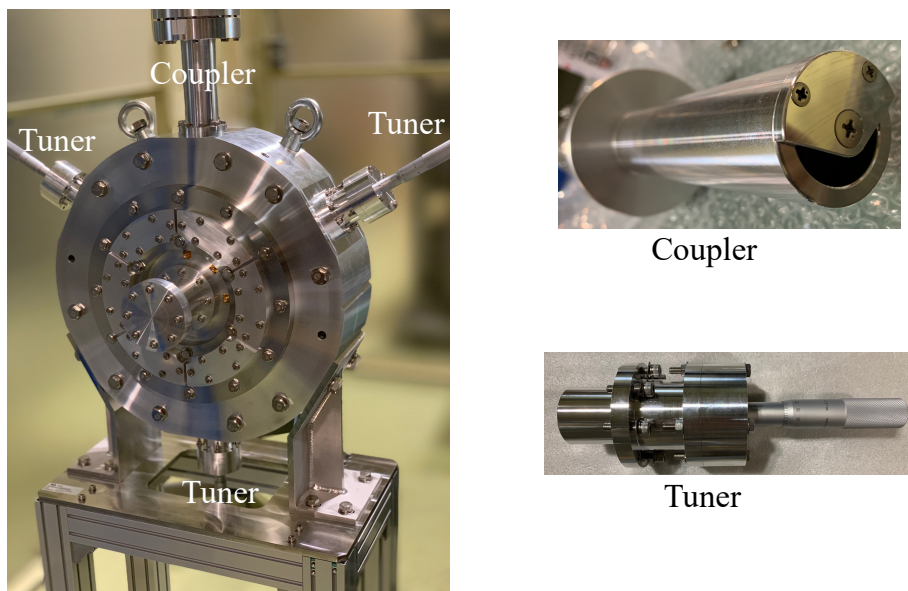


図 7.9: (左) 組立て後の低電力モデルの写真、(右上) 扇型入力カップラー、(右下) 周波数チューナー（プランジャー径 38.6 mm）。

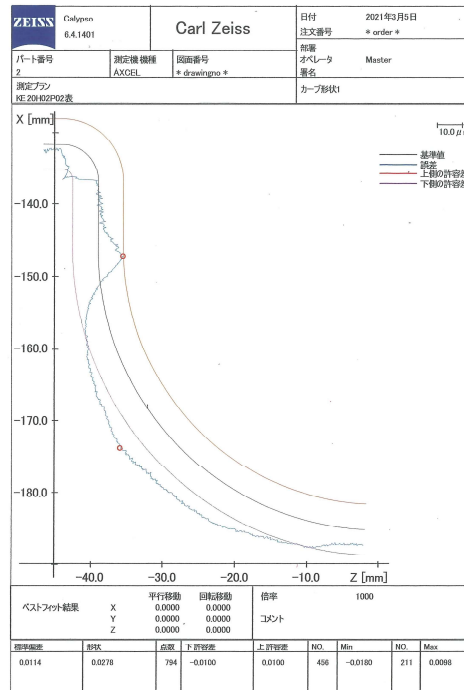
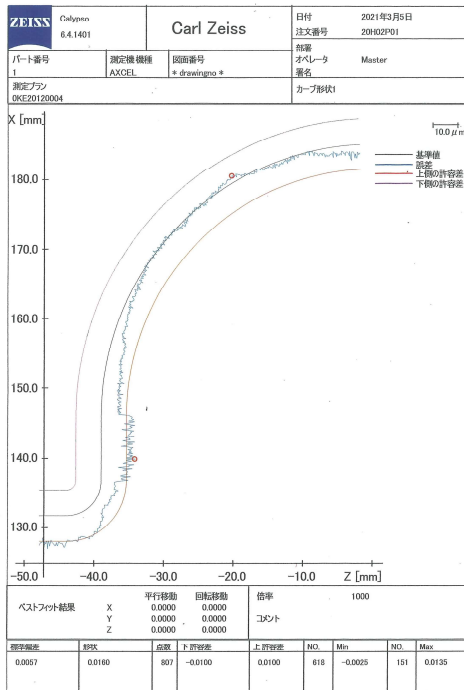


図 7.10: 製作された低電力モデルの内面外周部の 3 次元測定の結果

7.4 加速モードの測定結果

7.4.1 チューナーと結合ループが基準位置のときの測定結果

まず、加速モードの測定結果について示す。ここでは、周波数チューナーと結合ループの先端位置は図 7.2 に示した基準位置、入力カップラーの回転角も同図に示したように 55° に合わせた。また、吸収体を取り付けた状態で測定を行った。測定時の室温は 24°C 、湿度は 54% であった。測定にはベクトルネットワークアナライザ (Keysight Technologies, E5080A) を使用した。

加速モードの測定結果を表 7.2 に示す。共振周波数の補正は次節で述べる。無負荷 Q 値の計算結果をアルミニウム合金の場合に換算すると約 19,000 であり、測定値は計算値の約 65% であった。無負荷 Q 値の誤差の要因としては、図 7.7 に示したように空洞赤道部を構成する胴体部を 2 分割で製作したことが大きいと思われる。この場合、空洞内面の 2 つの部品の境に接触抵抗が発生する。TM020 モードの表面電流はこの接触部を横切るため抵抗が大きくなり無負荷 Q 値の低下に繋がったと考えられる。この根拠として、表面電流が接触部を渡らない TE011 モードの共振を測定したところ、無負荷 Q 値の計算値と測定値はおおよそ 3% の誤差内で一致した。また、吸収体の有無での無負荷 Q 値の変化は、0.1% 以下であり測定誤差よりも低い値であった。外部 Q 値においては測定値と計算値は誤差 5% 以内で一致した。

表 7.2: 加速モードの測定結果。測定は室温 24°C 、湿度 54% の環境下の空気中で行われた。

Parameter	Measurement
Resonant frequency	1.499 04 GHz (in air)
Unloaded Q (aluminum alloy)	12,300
External Q	128,000

7.4.2 共振周波数の補正

加速モードの共振周波数の測定値をシミュレーション結果と比較するため、測定周波数の補正を行う。ここでは、空気の誘電率による周波数低下、温度変化による周波数変化、そして壁損失による周波数低下を補正する。

空気の誘電率の校正

真空中の共振周波数を f_{vac} 、大気中で共振周波数を測定された共振周波数を f_{air} とおくと、両者は

$$f_{\text{air}} = \frac{f_{\text{vac}}}{\sqrt{\epsilon_{\text{r,air}}}} \quad (7.1)$$

の関係にある。ここで、 $\epsilon_{\text{r,air}}$ は空気の比誘電率である。測定時の環境下（室温 24°C、湿度 54%）での空気の誘電率は 1.00067 と見積もられる。この値を用いて表 7.2 の共振周波数の測定値を真空中の値に換算すると、1.499 54 GHz となる。

環境温度の校正

設計上の寸法は、温度 20°C のときの値であるから、温度変化による周波数変化の校正も必要である。標準とする温度 T_0 のときの共振周波数を $f(T_0)$ とする。この温度から ΔT 変化したときの共振周波数の変化 Δf は

$$\frac{\Delta f}{f(T_0)} \approx -\alpha \Delta T \quad (7.2)$$

と近似される。ここで、 α は空洞に使用された材質の線膨張係数であり、低電力モデルの場合はアルミニウム合金の線膨張係数 ($\alpha_{\text{A5052}} \approx 24 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$) である。室温 24°C のときの測定値を標準温度 $T_0 = 20^\circ\text{C}$ の値 $f(T_0)$ に換算するには、

$$f(T_0) = f(T_0 + \Delta T)/(1 - \alpha_{\text{A5052}}\Delta T) \quad (7.3)$$

に、 $f(T_0 + \Delta T)$ に真空換算後の測定値 1.499 54 GHz、 $\Delta T = 4^\circ\text{C}$ を代入すればよい。標準温度 20° 且つ真空換算後の共振周波数は、1.499 68 GHz となる。

Ohm 損による共振周波数低下の校正

最後に、壁損失による周波数低下を考える。空洞内面が無損失のときの共振周波数を f_0 とおく。このとき、壁損失がある場合共振周波数 f_1 との差 $\Delta f = f_1 - f_0$ は

$$\Delta f = -\frac{f_0}{2Q_0} \quad (7.4)$$

となる。ここで、 Q_0 は壁損失がある場合における無負荷 Q 値である。低電力モデルで測定された無負荷 Q 値 (12,300) を使うと、 $\Delta f = -61$ kHz となる。一方、銅空洞の場合は表 7.1 のシミュレーション結果より $Q_0 = 31,500$ であるから、 $(\Delta f)_{\text{Cu}} = -23$ kHz となる。このことから、低電力モデルの共振周波数の測定値を銅の電気伝導率での周波数に換算するには、測定値を約+40 kHz かさ上げすれば良い。先程の周波数校正值 (1.499 68 GHz) に 40 kHz を足すと、1.499 72 GHz となる。

最終的に 3 つの要素を校正した結果、真空中、標準温度 20°C、銅の電気伝導率に換算した TM020 モードの共振周波数は 1.499 72 GHz となり、表 7.1 のシミュレーション結果と比べて 270 kHz ほど低い結果となった。前節で述べたように、空洞の製作誤差としては空洞赤道部の製作誤差 (≈ 70 kHz) に加え、端板部の製作誤差や各部品を組み立てる際の組立誤差などが共振周波数の誤差に影響する。そのため、シミュレーション予測における周波数誤差としては、測定された誤差 270 kHz と同程度、またそれよりも小さい値と推測される。

7.4.3 結合ループに関する測定結果

結合ループの回転角に対する外部 Q 値の測定結果を図 7.11 に示す。式 (5.13) の \cos^2 乗則に基づく理論値を合わせて示す。この理論値との比較を行いやすくするため、外部 Q 値の逆数値でプロットした。測定値の理論値との誤差は、多くの測定点で 2% から 8% 弱、 $\theta \geq 60^\circ$ の結合度が低い測定点で最大 16% であり、 \cos^2 乗則が概ね正しいことが測定でも確認された。

第 7.1 節で指摘した、結合ループを回転したときの共振周波数の変化を図 7.12 に示す。縦軸は回転角 55 度の際の共振周波数を基準にとった。ループを 55 度回転させた場合、共振周波数は回転角 0 度のときに比べ約 170 kHz 高くなることが測定で確認された。この周波数変化は、電磁場シミュレーションで予測された値に一致する。カップラーの回転に伴い共振周波数が変化する点は、扇型カップラーの短所である。

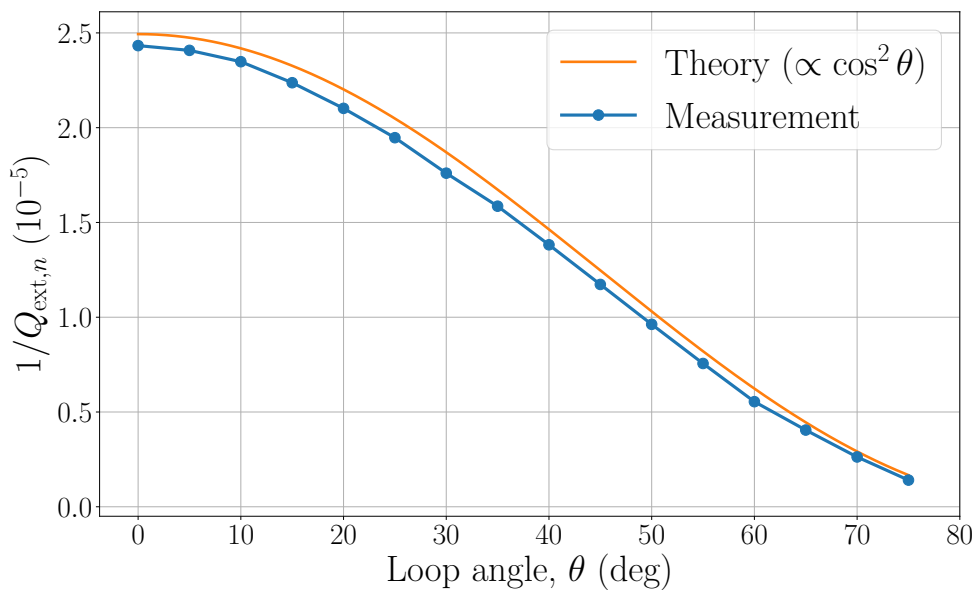


図 7.11: ループ回転角に対する外部 Q 値の変化

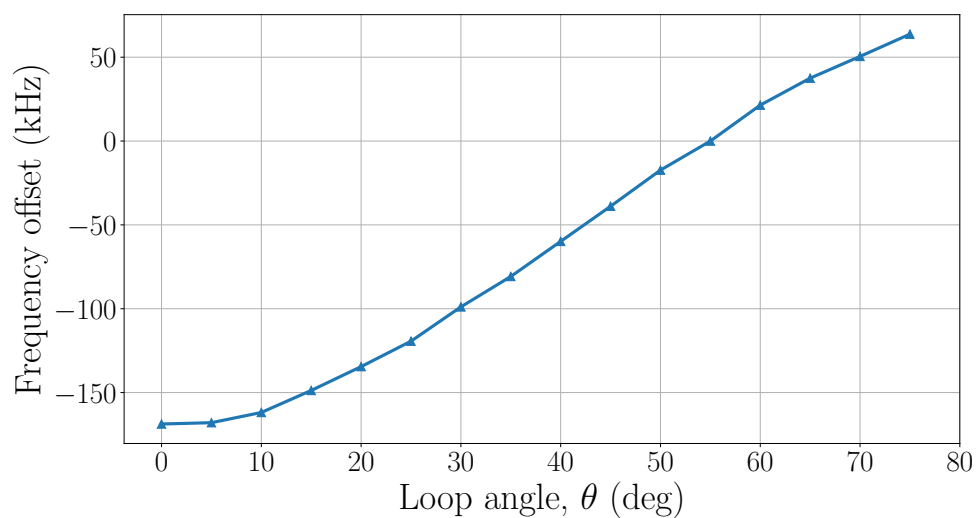


図 7.12: ループ回転角に対する TM020 モードの共振周波数の変化。縦軸の周波数変化は、ループ角度 55 度の際の周波数を基準とした。

7.4.4 周波数チューナーに関する測定結果

周波数チューナーの挿入量に対する共振周波数の変化を図 7.13 に示す。横軸の挿入量 d は、図 7.2 に示した基準位置から測ったプランジャの相対位置を示し、 d が正のときにプランジャは空洞内部へ突き出すことを表す。チューナー 1 台のみを使用した場合と、3 台を同時に使用した場合で測定した。3 台使用時は、各プランジャの挿入量が同じになるように動かした。1 台のみを使用する場合は、入力カップラーに対向するチューナーを使用した。測定値と計算値の差は、1 台使用時にチューナーを引き抜いたとき ($d < 0$) ときにやや大きく 20–29 kHz ほど確認された。その他の測定点の差異は、1–13 kHz 程度であった。

次に、フェライトでの電力損失の大きさを評価するため、この損失に関する Q 値 Q_{abs} を測定した。この値の逆数は $1/Q_{\text{abs}} = P_{\text{abs}}/(\omega_{\text{res},n} W)$ と表される量であり、 P_{abs} は加速モードの吸収体での損失電力、 $\omega_{\text{res},n}$ は加速モードの共振周波数、 W は空洞内蓄積エネルギーを示す。測定では、吸収体を設置していないときの負荷 Q と、吸収体を設置したときの負荷 Q のそれぞれの逆数の差から $1/Q_{\text{abs}}$ を測定した。チューナーによる周波数調整量に対する $1/Q_{\text{abs}}$ の変化を図 7.14 に示す。負荷 Q の逆数がおよそ 9.1×10^{-5} であるのに対し、 $1/Q_{\text{abs}}$ は 10^{-7} から 8×10^{-6} の大きさであり負荷 Q に対して小さいため、測定誤差が大きくなっている。測定でも、周波数の調整量（チューナーの挿入、引き抜き）に従ってフェライトでの電力損失が増加すること、チューナー 1 台のみを使用するよりも 3 台を同時に使用の方が損失が大幅に低減されることが確認された。測定値とシミュレーション結果を比較すると、チューナー 1 台使用の場合で周波数を + 側に調整した場合で 4 割程度の差異がみられた。その他の測定点では、測定値は計算値と測定誤差内で一致した。

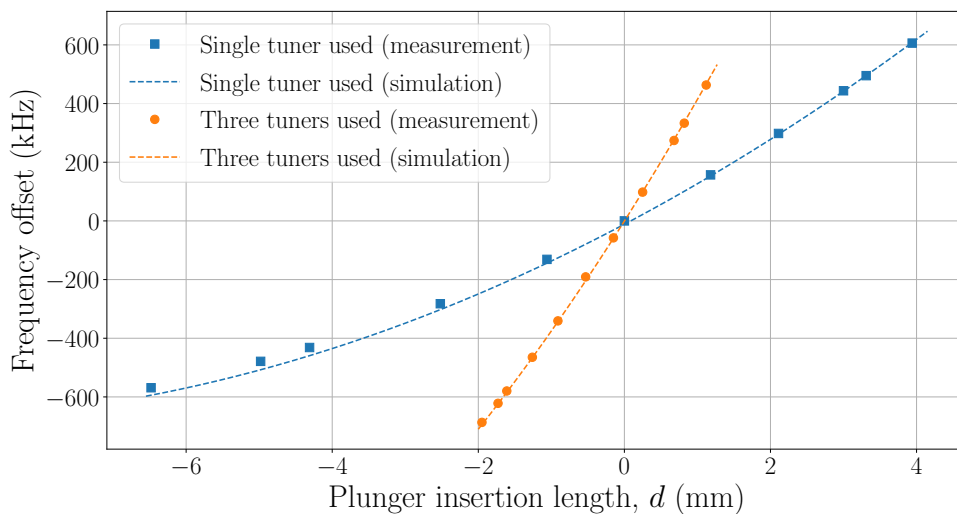


図 7.13: プランジャの挿入量に対する加速モードの共振周波数の変化。点は測定値、破線はシミュレーション結果を示す。横軸はプランジャ 1 台当たりの挿入長を示し、零点は図 7.2 のプランジャの基準位置を示す。

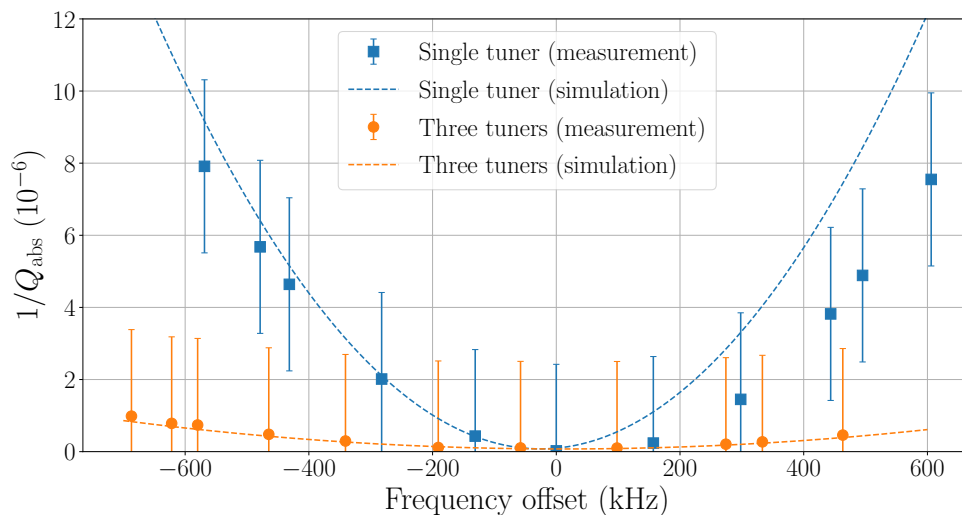


図 7.14: 周波数調整量に対する RF 吸収体での損失を示す Q 値の逆数 ($1/Q_{\text{abs}}$) の変化

7.5 寄生モードの測定結果

空洞共振モードのスペクトルの測定結果を図 7.15 に示す。吸収体の有無のそれぞれの場合で、入力カップラーから測定用プローブへの透過係数を測定した。プローブは図 7.6 右の断面図で示した、ビーム軸に対して鉛直上側に配置されたプローブ用の穴を使用した。加速モード (TM020) のピークには変化がほとんど見られない一方で、多くの寄生モードが効果的に減衰されていることがわかる。主要な寄生モードの共振周波数と Q 値、及び KEK 将来光源での Q 値の上限目標を表 7.3 に示す。TE121 モードの共振は電磁場分布の都合上、図 7.15 のスペクトルでは見えないが、別のプローブポートを用いた測定で Q 値を測定した。TE121 モード以外の寄生モードは強く減衰され、上限目標と同程度か下回っていることを確認した。残された TE121 モードの Q 値は目標値の 3.8 倍程度であった。第 6 章で指摘した通り、このモードはもともと同軸スロットによる減衰が難しいモードである。また、測定値と計算値を比較すると、両者の差異は 11–40%であった。

表 7.3: 主要な寄生モードの Q 値の測定結果

Mode	Frequency (GHz)	Loaded Q		
	Measurement	Measurement	Simulation	Target
TM010	0.58	34.0	38.2	<58.4
TM110	0.97	23.8	30.0	<28.8
TM120	1.88	40.1	67.1	<38.7
TE121	2.33	3,040	4,270	<795

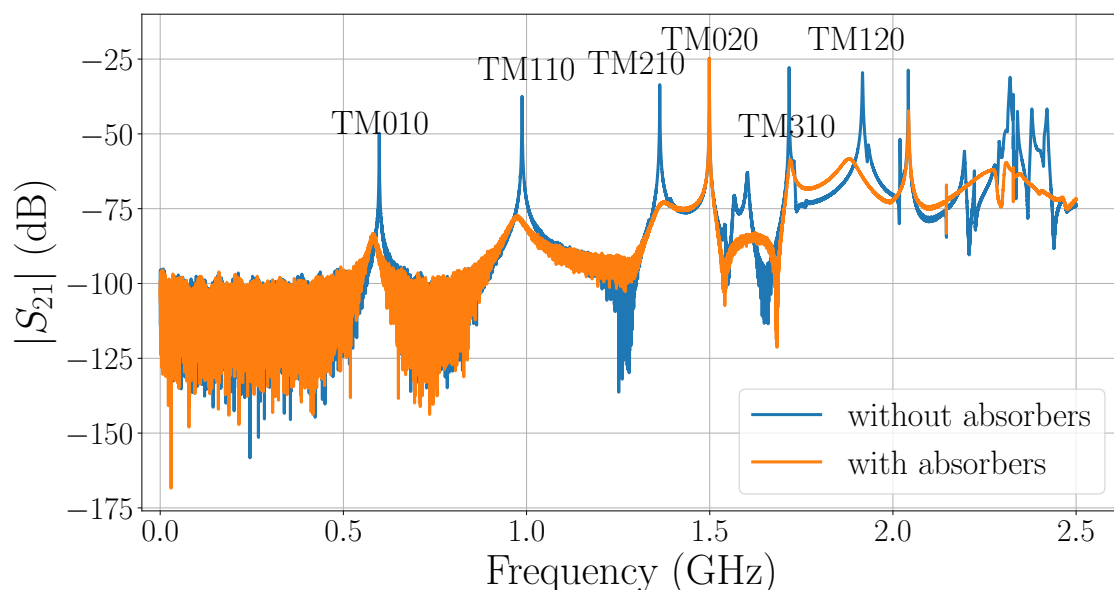


図 7.15: 空洞共振モードのスペクトルの測定結果

7.6 低電力測定のもまとめ

低電力モデルの設計検討では、吸収体の導入方法や要求される製作公差等、現実的な空洞構造・製作上の検討を行うことができ、大電力モデルの試作に繋がる多くの知見を得た。製作されたモデル空洞の各部品は要求される寸法精度をほぼ満たすことがわかり、製作技術面で困難な点は低電力モデルにおいては確認されなかった。

低電力測定の結果として、まず加速モードの共振周波数の測定値の補正值は、計算値と 270 kHz の差異で一致することがわかった。この差異には空洞赤道部の製作誤差、各部品の組立誤差等も含まれているためシミュレーション誤差はより小さいと考えられる。尚、大電力モデルの製作では調整削りで共振周波数を調整する予定である。今回測定された 300 kHz 弱程度の誤差であれば調整削りによる周波数調整が可能と考える。

加速モードの無負荷 Q の測定値は計算値の 6 割程度であったが、これは赤道部の接触抵抗が原因と考えられる。大電力実機ではそのような接触抵抗は発生しない設計であるため、この現象は実機では問題とはならない。外部 Q 値の測定値と計算値との誤差は 5% 以内であり、良好な一致を得た。

加速モードの吸収体での損失を Q 値の測定により評価した。この測定で、第 5 章で議論した周波数チューナー 3 台の回転対称な配置により、チューナー挿入時の吸収体での加速モードの損失を抑える効果を実測で確認した。結果、チューナー 1 台使用時よりも 3 台を同時に使用したときの方が損失を大幅に抑制できることが測定からも示された。また、測定された電力損失の大きさは、シミュレーション予測と同程度か数割低い値であった。

寄生モードのスペクトルを測定しこれらの Q 値を評価した。測定結果から少なくとも 2.3 GHz までの寄生モードについては、概ねシミュレーションで予想した通りの減衰性能が得られた。

これらの測定結果とシミュレーション結果の比較検討から低電力測定とシミュレーションの両者の差異は空洞設計上問題ない範囲であり、この結果はこれまでの電磁場シミュレーションの正しさを十分保証するものである。

第8章 大電力モデルに向けた検討

低電力測定により電磁場シミュレーションの精度が確認された後、大電力モデルの設計検討を開始した。大電力モデルでは、大電力高周波の投入に耐えうる設計が必要となる。この段階で、RF 吸収体での吸収電力の許容値が最も厳しい運転条件では不足することに気付いた。初期の設計検討では円環状の RF 吸収体を仮定していたが、実際の空洞では RF 吸収体の小さいブロックを集積して設置するため、初期の検討と比べて RF 吸収体の体積が減少してしまったためである。

そこで最初に、RF 吸収体の発熱密度を低減するため、同軸スロット部分の構造や入力カップラーの設計を変更した。これにより RF 吸収体での電力負荷が低減されることを電磁場シミュレーションにより確認した。次に、検討した内面形状が機械的に設計可能であることを示すため、大電力モデルの機械設計を検討した。この設計段階で、冷却水路や真空封止用の溝等の設置箇所をある程度考えた。最後に、考案した機械設計が大電力の負荷と真空引きした際に生じる大気圧による応力に耐えうる構造であることを示すため、熱・応力解析を実施した。

8.1 RF 吸収体の吸収電力の問題

まず RF 吸収体における吸収可能な電力を考える。低電力モデルでは、15 mm×5 mm×4.5 mm のフェライトブロックを合計 96 個搭載した。HF70 フェライトの吸収電力の上限は IB004 と同程度の 10 W/cm³ 程度とすると、これはフェライトブロック当たり 3.38 W に相当する。吸収電力の密度が大きすぎると、大電力運転時にフェライトが熱膨張により破損する可能性がある。

ここで、大電力実機において最も厳しい運転状況を考える。共振周波数を中心周波数 1.5 GHz からチューナーによって +500 kHz だけずらし、KEK-LS の平均ビーム電流 500 mA に相当する寄生モード電力が加わり、且つ加速モードの壁損失電力として設計値の 11 kW (RF 電圧 155 kV/cavity 励振時) が発生している状況を仮定する。モデル空洞で使用したフェライトブロックの形状をそのまま大電力モデルで使用すると、加速モードはフェライトで合計約 160 W 損失する。これは 1 ブロック当たり平均 1.6 W 吸収することに相当する。また、Model B 形状で改めて評価した loss factor (付録 C.3.3 節参照) から寄生モードの電力を見積もると、ビーム電流 500 mA で 420 W となる。ここで、RMS バンチ長は KEK 将来光源でバンチ伸長が行われていない場合に当たる 3 mm に設定し計算した。これを全てフェライトで吸収すると仮定すると単純計算で 1 ブロック当たり 4.4 W 吸収することになる。そのため、モデル空洞で搭載したフェライトの体積の場合、フェライトでの平均吸収電力が許容値の約 1.8 倍となることがわかった。

さらなる困難な課題として、加速モードによるフェライトの発熱が、局所的に大きくなる問題も明らかになった。これを示すため、共振周波数を +500 kHz 調整した場合における加速モードのフェライトでの電力損失の分布を図 8.1 に示す。このシミュレーションは、CST, Frequency-domain Solver を用いて、入力カップラーから共振周波数と同じ周波数の高周波を入力したときの評価である。壁損失電力は 11 kW とした。カップラーループの特に後ろ側のフェライトブロックの発熱が大きく、最大で 7.3 W/block の発熱が発生している。

これらの課題を克服するため、大電力実機の設計に際して低電力モデルよりも多くのフェライトを搭載できるように寄生モード減衰機構の部分の改良を行った。また、加速モードによって局所的に発熱が大きくなるようにカップラーループ部分の設計変更を行った。

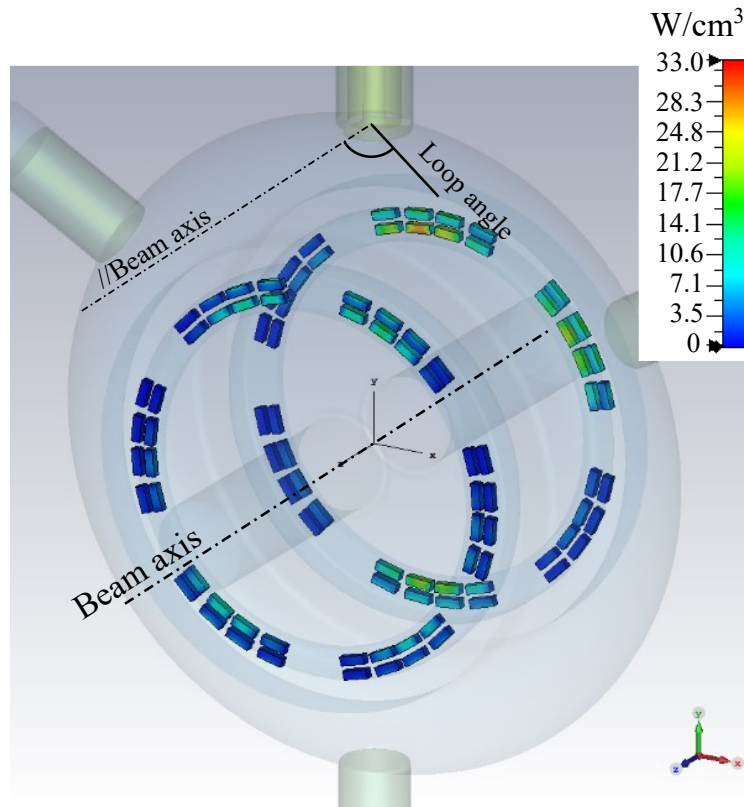


図 8.1: 加速モードのフェライトブロックにおける損失電力密度。周波数チューナー 3 台により +500 kHz だけ 1.5 GHz から共振周波数を上げたときの評価結果。CST MW Studio, Frequency-domain Solver を使用し、共振周波数と同じ周波数の高周波を入力した。また、図 7.3 の HF70 フェライトの周波数特性を仮定した。カラーバーは RF 電圧 155 kV（壁損失電力 11 kW）励振時の数値。

8.2 吸収電力密度低減のための設計変更

大電力実機で検討したフェライトブロックの新たな配置を図 8.2（左図）に示す。また、設計変更後の空洞内面形状を図 8.3 に示す。低電力モデルでは、同軸スロットの末端を内側に折り畳み、空洞側から隠れた位置にフェライトを収納する設計であった。設計変更後の形状ではフェライトを空洞側から隠れる位置に置くことは同じであるが、同軸スロット末端を内側ではなく外側に折り畳む構造に変更した。この新しい構造により、フェライトの設置位置がより半径方向外側に配され、フェライトを搭載できる空間をより多く確保することが可能になった。また、大電力実機では吸収体モジュールの導入部を真空封止する必要があるため、低電力モデルよりもモジュールのフランジ部分の面積を多く確保する必要がある。この点においても、スロット末端部の変更は都合が良い。

スロットの深さは図 6.9 の Model B 形状から 4 mm 延長した。これは同軸スロットの減衰モードに起因する加速モードの電力損失を低減するためである。また、スロットの径方向の位置は微妙に再調整した。スロット以外の内面形状は Model B 形状を踏襲している。

このスロット部分の変更に加え、フェライトブロックの寸法についても変更を行った。大電力実機では 25.5 mm×10.26 mm×4 mm の寸法のフェライトブロックを 1 モジュール当たり 6 個接合することとした。このフェライトブロックの寸法は SPring-8 の TM020 型空洞大電力モデル [44] で採用されたものと同じである。低電力モデルと設計変更後の構造において搭載可能なフェライト体積の比較を表 8.1 に示す。モデル空洞より大判のブロックを使用することで、1 ブロック当たりの吸収電力の許容値を 10.5 W に拡大することができる。このフェライトブロックの配置方法の変更で、フェライトの合計体積は低電力モデルに比べ約 2.3 倍に増加した。

フェライトブロックの配置方法の改良と合わせて、入力カップラーの結合ループ部分の形状変更も行った。低電力モデルで採用した扇型ループは、ループ先端面に段差が生じる構造であるため、加速モードの電力損失の偏りを誘引したと考えられる。そこで、結合ループ先端面をできるだけ平らにする形状を考案した。大電力モデルで採用予定の結合ループの形状を図 8.2 の右図に示す。基本形状は、第 5.3 節で提案したテーパ付ループであるが、先端部をより平らとするために改良を施した。また、ループを回転させると加速モードの電力損失が空洞の左右で偏ってしまう可能性がある。そこで、ループは基本的に回転せず最大結合の位置、つまりビーム軸に平行な角度で運転することを考えている。図 8.2 のループ形状では最大結合定数は 0.49 に調整し、ループの回転を行わなくてもビームなしの運転とビームありの運転両方に対応できるようにした。

表 8.1: 低電力モデル及び設計変更後の構造におけるフェライトの体積の比較

Parameter	Modified design	Low-power model (Model B)
Volume of ferrite block	1.05 cm ³	0.338 cm ³
Number of ferrite blocks	72	96
Total ferrite volume installed	75.3 cm ³	32.4 cm ³

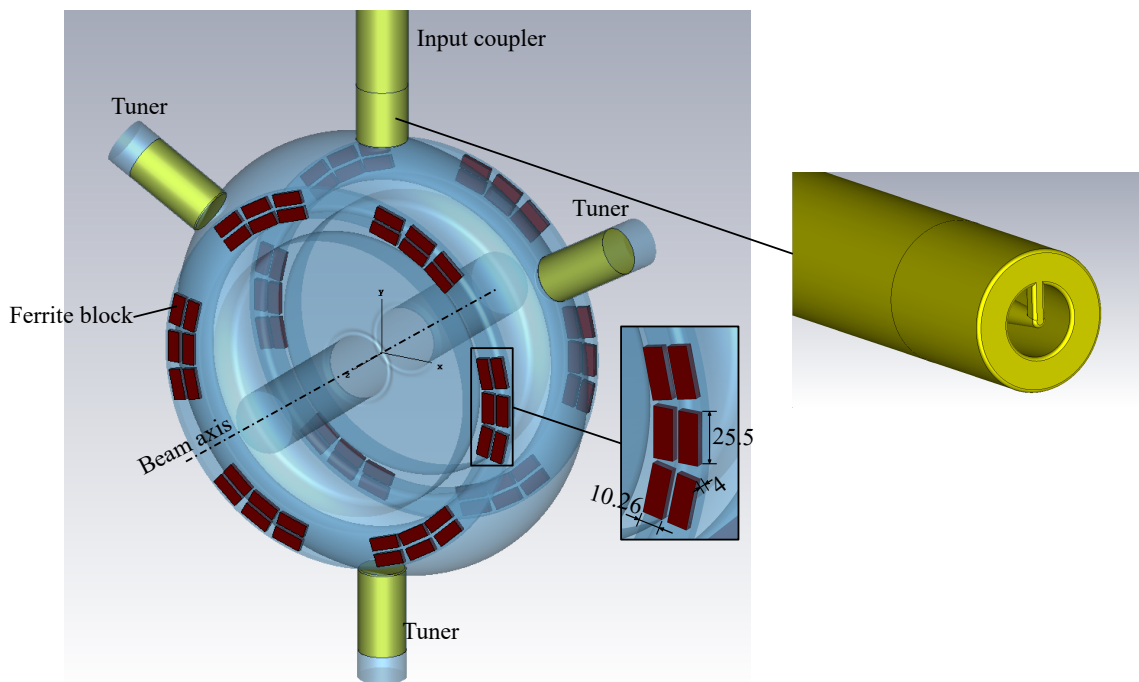


図 8.2: 吸収体での吸収電力密度低減のため考案されたフェライトブロックの配置と結合ループの形状 (単位: mm)

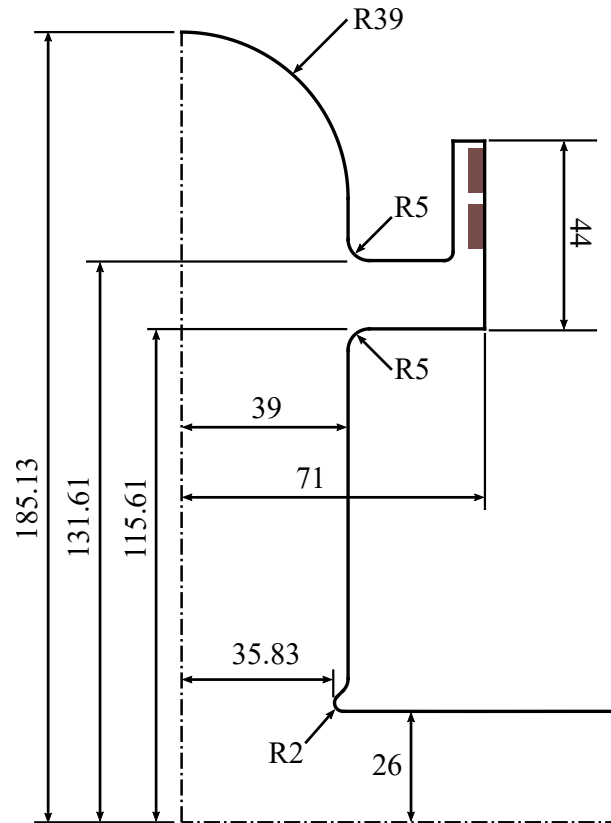


図 8.3: 改良後の内面形状 (単位: mm)

設計変更後における加速モードのフェライトでの電力損失の分布を図 8.4 に示す。図 8.1 の条件に合わせ、チューナー 3 台により共振周波数を +500 kHz 上げ、壁損失電力 11 kW とした。左図のカラーバーの最大値は図 8.1 に一致させ、最も損失が大きい吸収体モジュールを四角枠で示した。また、この吸収モジュールの電力損失を右図に示し、カラーバーのスケールを調整して表示した。図 8.1 と図 8.4 (左図) を比較すると、設計変更後の方が全体的に電力損失が低減されていることがわかる。表 8.2 に、加速モードの電力損失と寄生モード電力の密度と合計値、及び許容される吸収電力の値のまとめを示す。設計変更前の低電力モデルの場合、加速モードの電力と寄生モード電力の合計は許容される吸収電力の約 1.8 倍であったのに対し、フェライトの増強を行った設計変更後では許容値の約 69% となった。ブロック当たりで評価すると、変更前に最大 7.3 W/block あった加速モードの電力損失が、変更後ではブロック体積が大きくなっているにもかかわらず最大 2.6 W/block に減少した。この最大値 2.6 W に寄生モード電力のブロック当たりの数値 (5.8 W) を足しても約 8.4 W であるからブロック当たりの許容値 10.5 W を下回ることになる。尚、フェライトブロックの一部 (図 8.4 右図の赤色で示した部分) は、加速モードの電力が 9.0 W/cm^3 とまだ高いため、寄生モード電力が加わると許容値 10 W/cm^3 を上回る。しかし、許容値を上回る部分はブロックの一部分であり、最終的には熱応力解析を行い、強度上問題ないかを確認した。

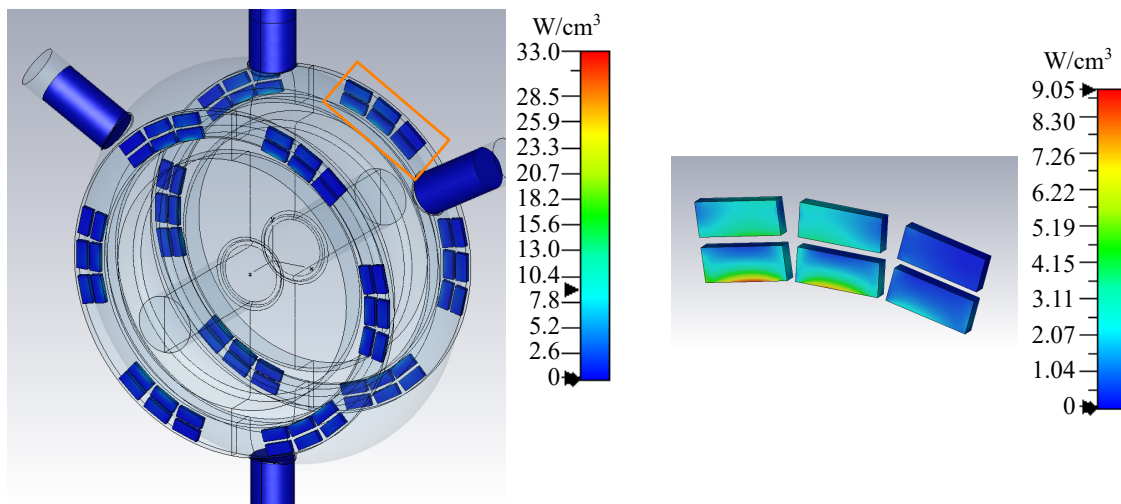


図 8.4: 設計変更後の加速モードのフェライトブロックにおける損失電力密度。周波数チューナー 3 台により+500 kHz だけ 1.5 GHz から共振周波数を上げたときのシミュレーション結果。CST MW Studio, Frequency-domain Solver を使用し、共振周波数と同じ周波数の高周波を入力した。また、図 7.3 の HF70 フェライトの周波数特性を仮定した。カラーバーは RF 電圧 155 kV (壁損失電力 11 kW) 励振時の数値。左図はカラーバーの最大値を図 8.1 に合わせ、最も発熱が大きい吸収体モジュールを四角枠で示した。また、この吸収体モジュールの発熱分布を右図に示す。

表 8.2: 設計変更前後における加速モードの電力損失、寄生モード電力、及び許容される吸収電力の比較。単位体積当たり、ブロック当たり、合計値を示す。加速モードの値は+500 kHz 中心周波数から周波数調整されたときの値。

		Modified design	Low-power model (Model B)
Power loss from accelerating mode			
per unit volume	ave.	1.33 W/cm ³	4.86 W/cm ³
	max	9.0 W/cm ³	32.9 W/cm ³
per block	ave.	1.40 W	1.64 W
	max	2.62 W	7.26 W
total		101 W	157 W
Parasitic-mode power			
per unit volume	ave.	5.6 W/cm ³	13.0 W/cm ³
per block	ave.	5.8 W	4.4 W
total			420 W
Allowable absorbed power			
per unit volume			10 W/cm ³
per block		10.5 W	3.38 W
total		753 W	324 W

以上で述べた2通りのフェライトブロックの設置方法で結合インピーダンスを評価した。評価結果を図8.5に示す。シミュレーションは入力カップラーと周波数チューナーを省いたモデルで且つ HF70 フェライトの特性を取り入れて行った。設計変更後は変更前と比べ縦方向の減衰性能がやや劣る。特に、TM01 伝搬モードの遮断周波数より高い4.8 GHzに目標値の1.6倍、5.5 GHzに目標値の約2倍のピークが現れた。これらの寄生モードは、設計変更前でもある程度空洞内に trap されていたが、同軸スロット部の設計変更で Q 値が上がってしまったものと思われる。しかし、挿入光源の導入により放射減衰率の増加することなどを踏まえると、この程度の結合インピーダンスの増加は許容範囲内であると思われる。

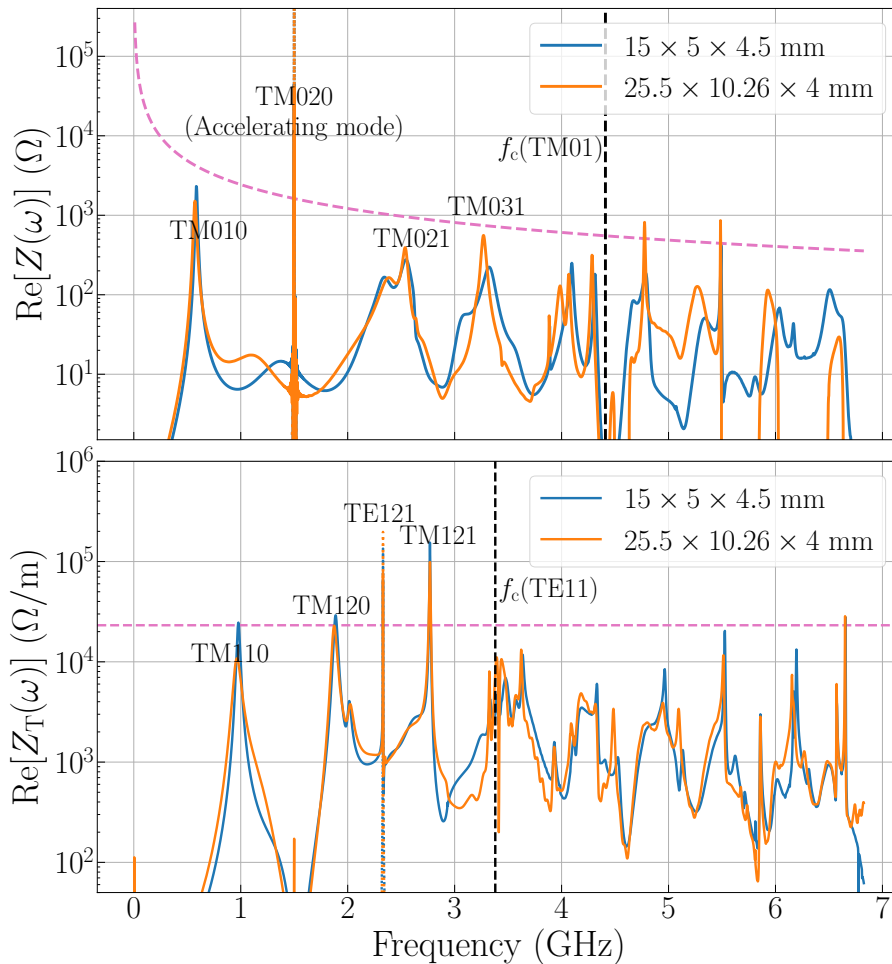


図 8.5: 低電力モデルのフェライトブロックの配置（図 7.4）と設計変更後（最終形状）のフェライトブロックの配置（図 8.2）における結合インピーダンスの計算結果。チューナーポートやカップラーポートは省いて計算を行った。フェライトは図 7.3 の HF70 の周波数特性を仮定した。

8.3 設計変更後の空洞パラメータ

前節で示した設計変更を行った後の空洞パラメータを表 8.3 に示す。R/Q や無負荷 Q の値は、周波数チューナー 3 台と入力カップラーを取り付けたときの値であり、設計変更前の値（表 7.1）とほぼ同じである。

KEK-LS で要求される高調波空洞 1 台当たりの RF 電圧 155 kV を励振時の壁損失電力は約 11 kW/cav. である。このときの壁損失密度の計算結果を図 8.6 に示す。壁損失密度の最大値は端板部のところで約 11 W/cm² である。この熱負荷における熱応力解析は次節以降に示す。

表 8.3: 設計変更後の加速モードのパラメータ。図 8.2 に示した周波数チューナーと入力カップラーを取り付けたモデルで、CST Frequency-domain Solver により評価。

Parameter	Value
Resonant frequency	1.500 00 GHz
R/Q	68.0 Ω
Unloaded Q	31,400
Shunt impedance	2.14 Ω
Coupling coefficient	0.5
RF voltage	155.4 kV/cav.
Wall-loss power	11.3 kW/cav.
Max. wall-loss density	11.0 W/cm ²
Max. electric field	6.7 MV/m

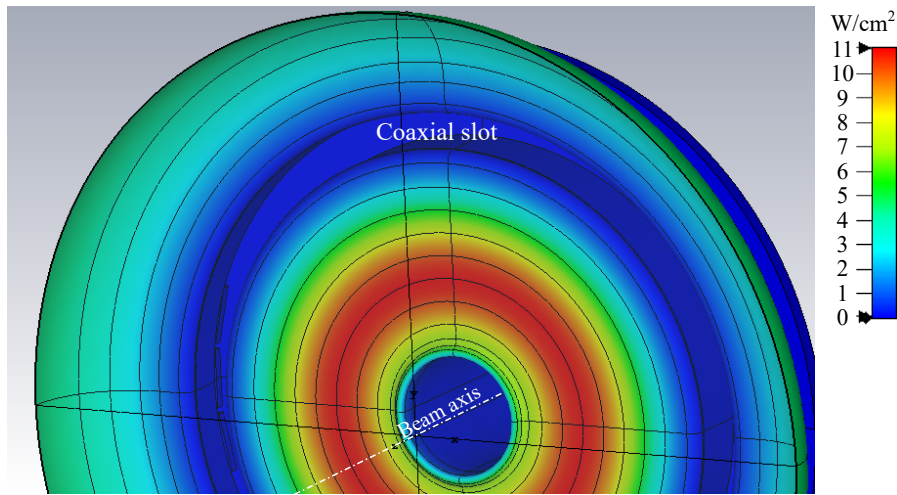


図 8.6: CST MW Studio, Eigenmode Solver による壁損失電力密度の計算結果（ポートを省いた軸対称の場合で計算）。カラーバーは RF 電圧 155 kV を励振時の値。

改良後の内面形状における電場分布を図 8.7 に示す。最大の電場強度は、ノーズコーンの先端で 6.7 MV/m である。この値は 1.5 GHz での Kilpatrick limit (34.2 MV/m) の約 20% であり十分低い値である。また、本空洞と周波数が近い 1.3 GHz cERL バンチャー空洞の大電力試験 [82] でも同程度の電場強度 (7.1 MV/m) の実績がある。

ここで、同軸スロット内で multipactor 放電を起こす可能性について考察してみる。同軸スロットの部分拡大した電場分布を図 8.8 に示す。電場はスロット内に入り込むと動径方向に成分をもつようになる。そのため、同軸スロットの壁から電子が動径方向に放出され、そのときの反対側の壁への移動時間が RF の周期と共振すると multipactor 放電の危険がある。参考に平行平板間の multipacting zone の計算例を図 8.9 に示す。図は文献 [100] より転載した。横軸は、電場の周波数 f と平行平板間 d のギャップ長さの積 fd (MHz cm)、縦軸がギャップ電圧 (rmsV) である。実線で囲まれた部分は、multipactor 放電が発生する領域であることを示す。これを同軸スロットの場合に当てはめると、電場の周波数 f は高調波 RF 周波数の 1.5 GHz に、ギャップ長さ d は同軸スロットの幅 16 mm に相当するため、 $fd = 2400$ MHz cm となる。しかし、図 8.8 のように動径方向成分はスロット幅の半分で向きが反転するため、 d の値はスロット幅の半分にとった方がより現実に近いと推測される。この場合 $fd = 1200$ MHz cm となり、図 8.9 の 3/2-cycle から 7/2-cycle の共振に当たる。この見積もりでは、最も放電が激しい 1/2-cycle の共振は避けられると思われる。但し、ここで行ったのは簡易的な考察である。今後シミュレーションにより詳しく調べることが望ましいで

あろう。

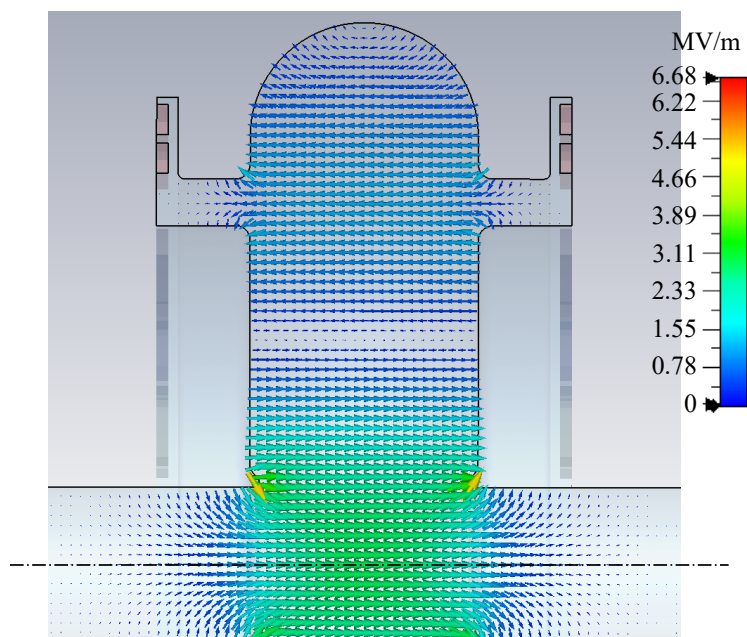


図 8.7: 改良後の内面形状（図 8.3）における加速モードの電場分布（ポートを省いた軸対称の場合で計算）。カラーバーは RF 電圧 155 kV のときの電場強度を表示。

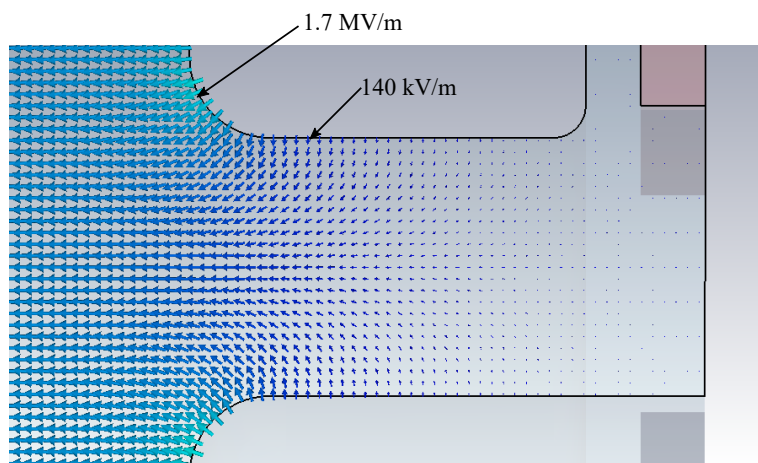


図 8.8: 同軸スロット内の加速モードの電場分布。図 8.7 と同じスケール。

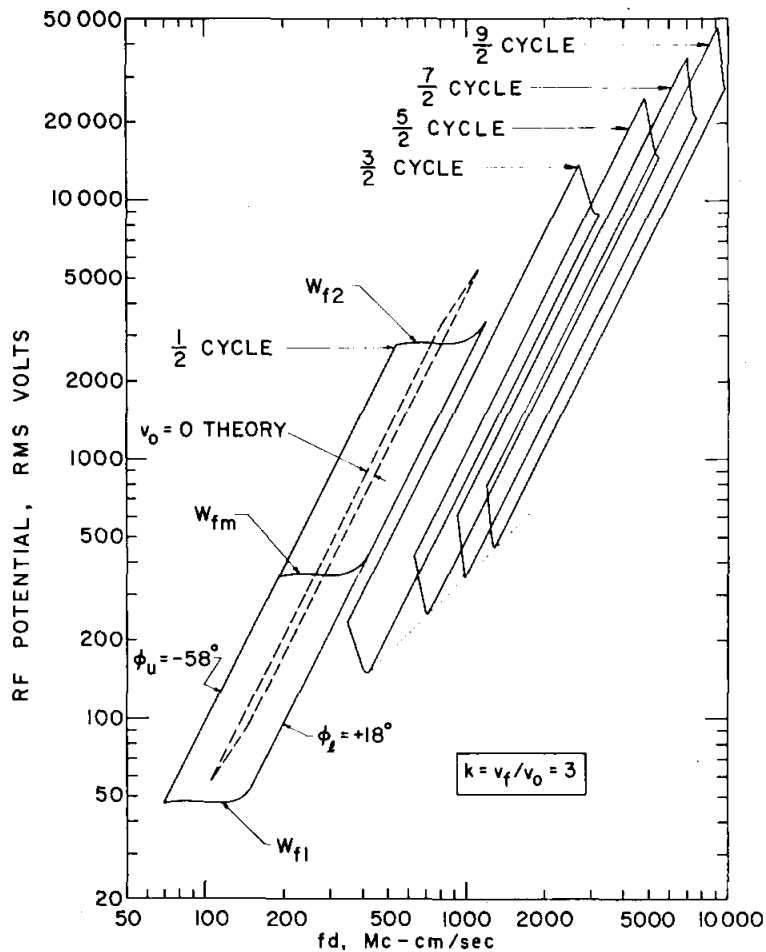


図 8.9: 平行平板における multipacting zone の計算例。図は文献 [100] より転載した。

8.4 大電力モデルの機械設計

図 8.2 で示したフェライトブロックの配置が機械的に設計可能であることを示すため、大電力モデルの機械設計を行った。また、熱応力解析を行うため、冷却水路の配置も考えた。低電力モデルの設計と同様に 3 次元 CAD ソフト Autodesk Inventor を用いて設計検討を行った。作成した 3 次元イメージ図を図 8.10、断面図と水路配置を図 8.11、分解図を図 8.12 に示す。灰色の部分は SUS、茶色の部分は銅（無酸素銅）で製作されることを示す。吸収体の導入方法等は低電力モデルと同様であるが、ブリッジフランジと端板部はろう付けで接合される構造となっている。端板外側は SUS 製板で補強され、これにより大気圧による内面形状の変形も低減される。

真空シール用の溝は、ブリッジフランジの吸収体モジュール導入のための開口部の周囲（図 8.10 左図）、及び胴体部のブリッジフランジとの締結部分（図 8.12①）に掘られている。真空封止については第 8.6 節で改めて触れる。

冷却水路は端板部に 3 か所、赤道部付近に 2 か所設置した。また、フェライトブロックを冷却するため、図 8.10 左図の吸収体モジュールの銅製の台座にも冷却水路を設置した。

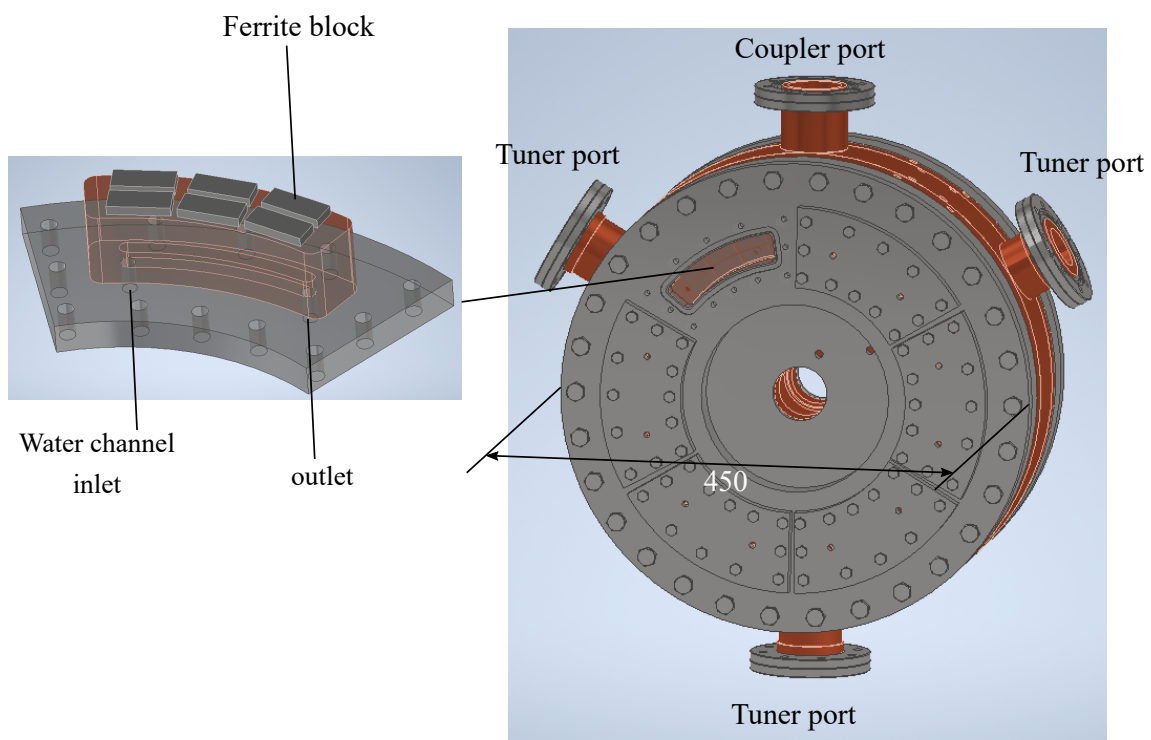


図 8.10: 大電力モデルの 3 次元 CAD 図。空洞本体（右図）と吸収体モジュール（左図）。

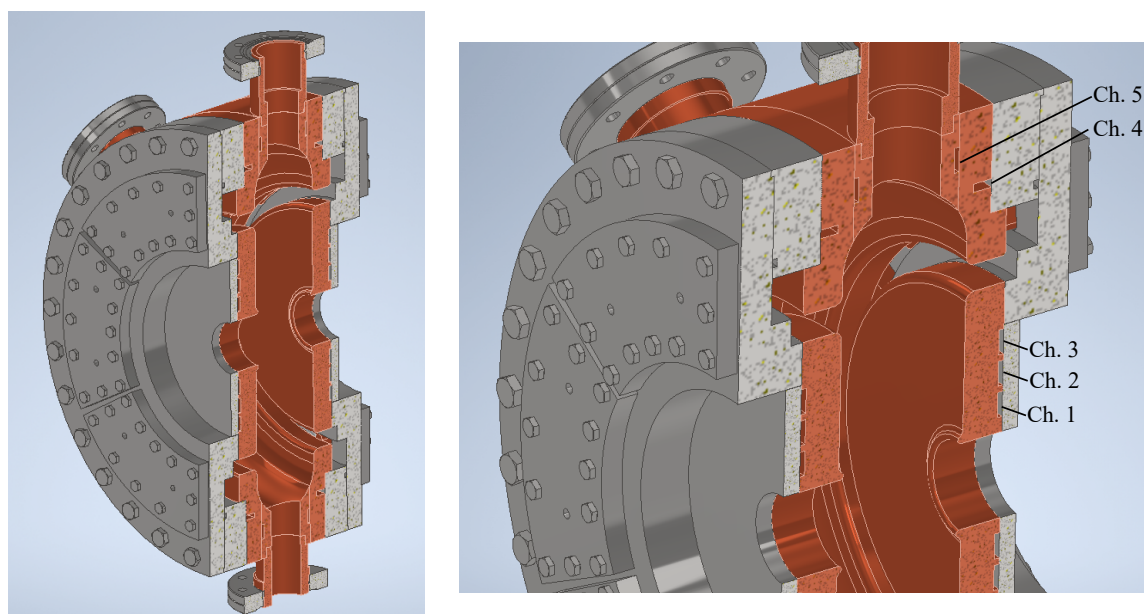


図 8.11: （左図）大電力モデルの断面図、（右図）設置された冷却水路 (Ch. 1-5)

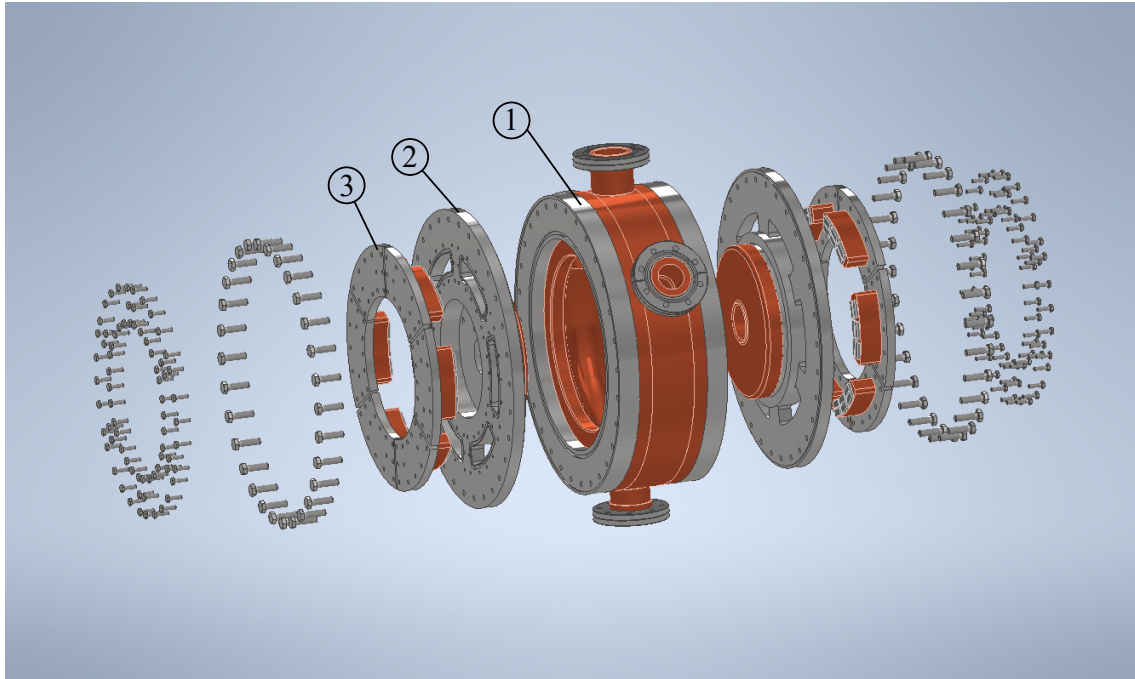


図 8.12: 大電力モデルの分解図。①胴体部、②ブリッジフランジ、③吸収体モジュール。

8.5 熱・応力解析

前節で提示した空洞構造を元に構造解析ソフトウェア Ansys Mechanical[81] を使用して熱・応力解析を実施した。詳しいシミュレーションの設定については、付録 E 章に示す。空洞本体部分のシミュレーションでは、RF 電圧 155 kV を励振時の壁損失電力 (11 kW) を仮定し、このときの壁面の発熱と冷却水路との間の熱伝達を考慮した。吸収体モジュールについては別途単体で解析を行った。これについては後述する。図 8.6 で示した壁損失電力の分布を熱解析に使用した。図 8.6 のように壁面を円環状に 19 分割し、それぞれの円環上で平均の壁損失電力を計算、円環の平均の数値を Ansys のシミュレーションの設定に反映させた。冷却水の温度は入口で 20°C、流量は空洞片側の経路で 8.1 L/min (流速 3 m/s) を仮定した。このときの水路の熱伝達係数は $1.0\text{--}1.3\text{ W}/(\text{cm}^2\text{ K})$ と計算される (計算方法は付録 E を参照)。また、冷却水の温度設定は、PF 2.5 GeV リングの加速空洞と同じ数値である。図 8.11 の Ch. 1–5 の水路は同一系統で繋がっているものとした。このとき冷却水への熱流入による水温上昇をシミュレーションで近似するため、表 8.4 に示す通りに各水路で設定水温を変えて計算した。

表 8.4: 熱解析における各冷却水路の水温と熱伝達係数の設定値

Channel	Water temperature (°C)	Heat transfer coefficient [$\text{W}/(\text{cm}^2\text{ K})$]
1	20.7	1.3
2	22.1	1.3
3	23.6	1.3
4	25.4	1.0
5	27.7	1.3

シミュレーション結果として、まず図 8.13 に温度分布を示す。端板のノーズコーンから同軸スロット内側にかけて最大約 35°C（+15°C の上昇）となった。次に、図 8.14 に相当応力、図 8.15 に変形量を示す。変形量はベクトル量で表示した。応力と変形量の計算には、温度上昇に伴う熱変形に加え空洞内部を真空引きした際に生じる大気圧による応力も考慮した。相当応力は端板部の SUS 製の外板で 33 MPa 程度であり、構造的な問題は認められない。空洞内面の変形は、空洞赤道部で最大 25 μm の膨張が見られる一方、ノーズコーンの先端は 10 μm 弱内側に押されることがわかった。この内面形状の変形による TM020 モードの共振周波数の変化量を CST で計算すると、-210 kHz であった。この数値は周波数チューナーの可変範囲 ± 500 kHz に入っているが、この変化量を見込んで空洞内面の外径を決めた方が共振周波数周波数の調整しろを余分に使わなくて済むと考えられる。尚、長時間の使用時における水路の摩耗を考慮すると、冷却水の平均流速は 1.5–2 m/s に抑えることが望ましい旨の指摘を頂いた。本高調波空洞熱設計には余裕があるため、平均流速の変更は十分可能であると思われるが、この点は今後再解析することが望ましい。

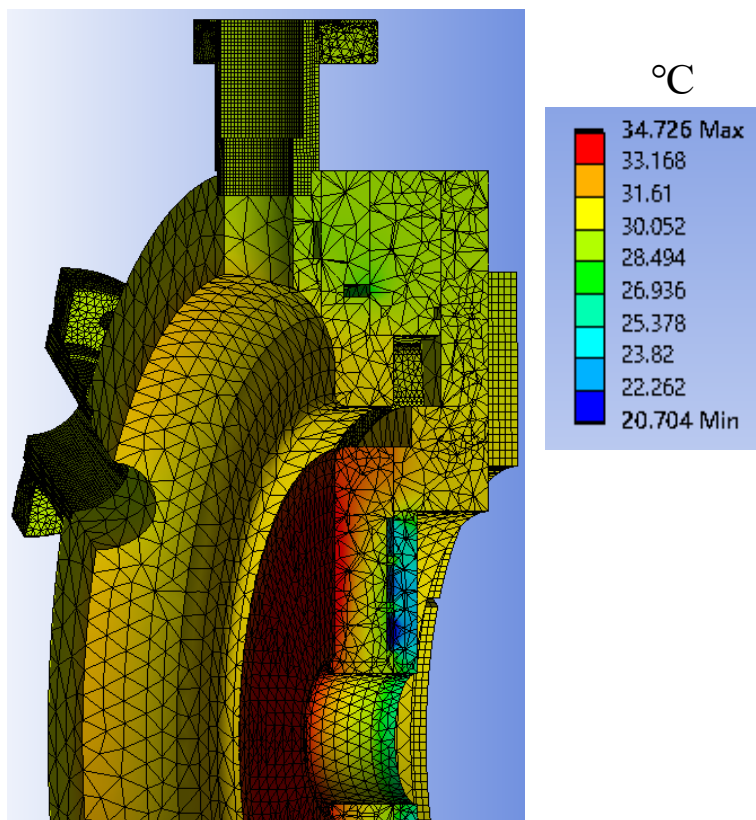


図 8.13: 温度分布のシミュレーション結果

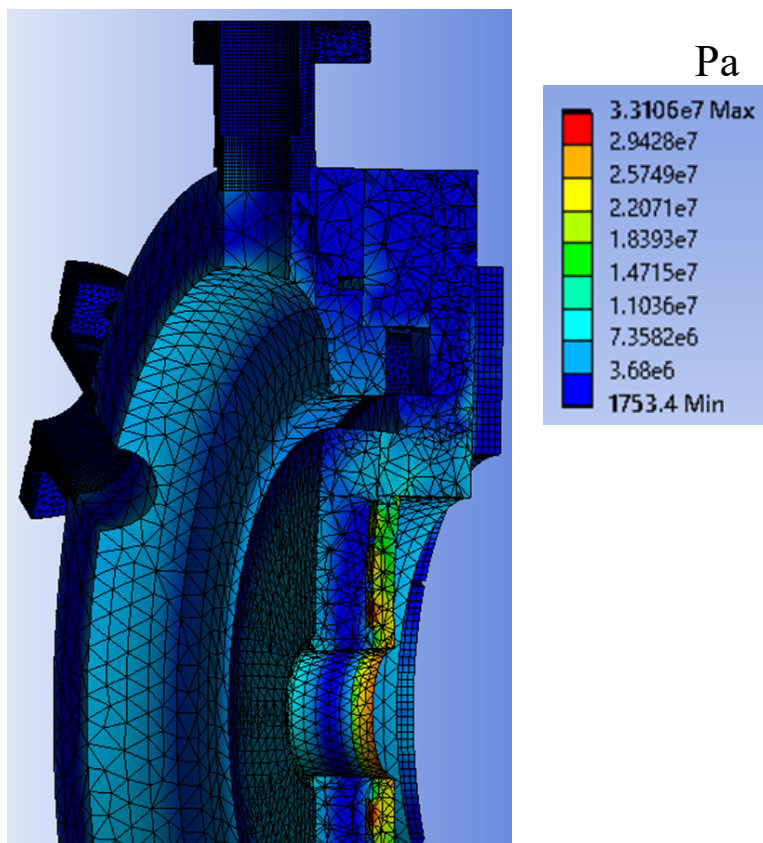


図 8.14: 相当応力 (von Mises stress) 分布のシミュレーション結果

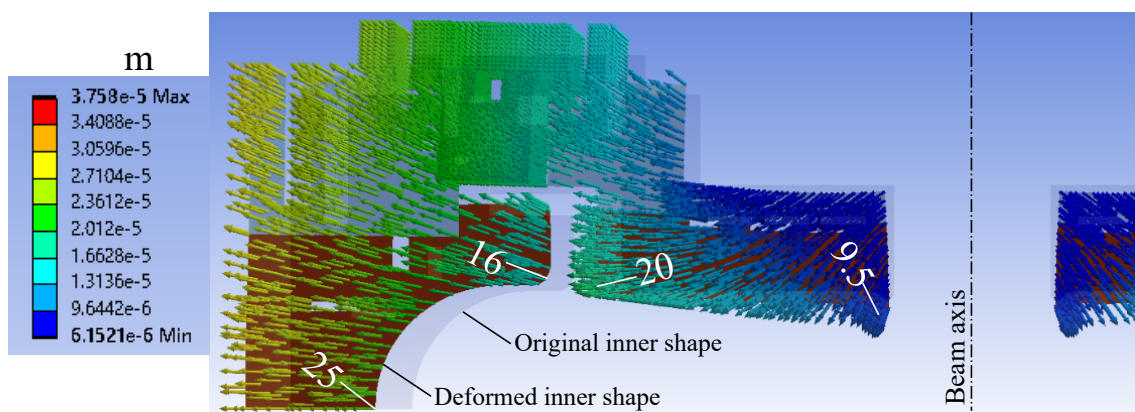


図 8.15: 変形量のシミュレーション結果。薄い影で変形前の内面形状を示した。変形量は 500 倍に誇張して表示し、典型的な部分の変形量を白い字（単位: μm ）で示した。

次に吸収体モジュールの熱・応力解析について述べる。フェライトでの発熱と、図 8.10 左図のフェライトを接合された銅製台座に掘られた冷却水路との間の熱伝達をシミュレーションした。加速モードによる発熱は、図 8.4 右図に示した最も厳しい条件での発熱密度を使用した。この数値に寄生モードからの電力約 5.6 W/cm^3 を加算した発熱密度を熱・応力解析で仮定した。冷却水の設定は、水温 20°C 、流量 8.1 L/min （流速 3 m/s ）とした。このときの熱伝達係数は $1.2 \text{ W/(cm}^2 \text{ K)}$ と見積もられる。

温度分布と相当応力のシミュレーション結果を図 8.16 に示す。温度分布については、フェライトの部分で最大約 $55^\circ\text{C}(+35^\circ\text{C})$ までの上昇が確認された。HF70 フェライトの Curie 温度は 100°C 以上 [85] であるから、この温度上

昇は許容範囲内であると考えられる。また、フェライトにかかる熱応力は、フェライトと台座との接合部付近でおよそ 6 MPa であった。HF70 のような Ni-Zn 系フェライトの引張強度は 20–50 MPa とされているため [101]、フェライトにかかる応力は引張強度の 3 割以下となる。この結果からビーム運転で想定される発熱量において、フェライトの強度上の問題は確認されなかった。

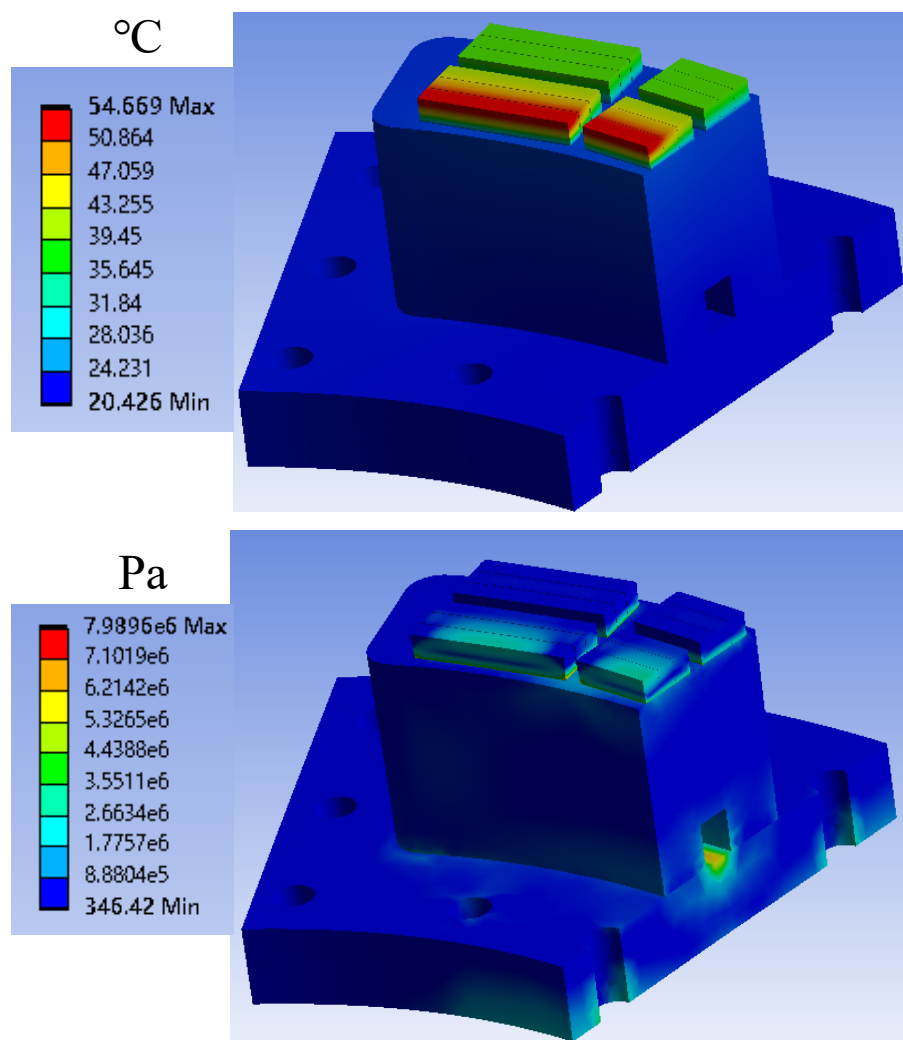


図 8.16: 吸収体モジュールの熱応力解析結果。上図: 温度分布、下図: 相当応力。

8.6 残された検討・開発要素

最後に、大電力モデルの製作に向けた残された開発要素をまとめる。

真空シールの詳細設計

大電力モデルの機械設計で検討した真空シール溝を図 8.17 に示す。左図がブリッジフランジの吸収体モジュール導入部、右図が胴体部とブリッジフランジの取り付け部の真空シール用の溝である。右図の方は円環状の溝であり、これにはメタル O リングを使用する予定である。一方、左図の吸収体導入部は扇型のやや複雑な形状となっている。この部分には、形状の自由度が高い U-TIGHTSEAL を使用する予定である。現状のシール形状で真空封止性能に問題がないか検討を行う。

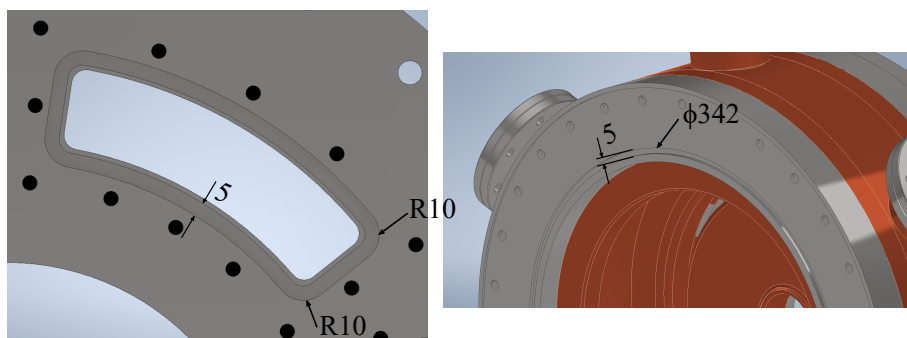


図 8.17: 真空シール溝。左図: ブリッジフランジ（図 8.12②）の吸収体モジュール導入部、右図: 胴体部（図 8.12①）とブリッジフランジの取り付け部。

吸収体モジュールの製作技術

本空洞では、吸収体モジュールの製作技術の確立が重要となる。幸い SPring-8 での先行研究 [44] で HF70 フェライトでのモジュール試作が既に行われており、技術的には大きな問題はないと考えられる。

同軸導波管変換器も含めた入力カップラーの設計

論文で行った入力カップラーの設計検討で、結合ループ部分の形状についてはほぼ固まった。残りの検討項目として、同軸導波管変換器も含めた入力カップラーの設計がある。変換器の設計は、図 5.10 に示した 1.3 GHz パンチャー空洞の変換器の形状の調整で対応できると考える。入力カップラーと高調波空洞を組み合わせた場合に、入力カップラーのセラミック窓での電場強度に問題がないかも検討項目である。

真空排気ポート

図 8.10 の大電力モデルのイメージでは示していないが、空洞内で発生するガスを排気するために真空排気用ポートを取り付ける予定である。配置としては、カップラーポートから 120 度の角度の 2 か所にポートを設置することを検討している。新たにポートを設置した場合、第 5 章で示した加速モードの電磁場の同軸スロットへの漏れが懸念される。そのため、排気ポート入口にはスリットが設けられるが、このスリット表面に空洞赤道部と同じ曲率の曲面にすることで排気ポートの影響を低減する予定である。このときの加速モードへの影響も今後電磁場シミュレーションで検証する必要がある。

Hybrid 運転中の寄生モード電力の見積もり

本高調波空洞は、現在運転中の PF2.5 GeV リングに設置することも検討されている [95]。その場合、hybrid 運転時の大電流シングルバンチによる寄生モードの電力を見積もっておく必要がある。

第9章 まとめ

次世代の放射光源である第4世代放射光源加速器では、極低エミッタンス化により深刻化するバンチ内散乱の効果を低減するため、バンチ伸長用高調波空洞の開発研究が精力的に行われている。本研究では KEK 将来光源に向け、新設計の常伝導 1.5 GHz 3 次高調波空洞の開発研究を行った。本研究で設計検討した TM020 型高調波空洞は、加速モードに高次の TM020 モードを使用することにより、バンチギャップによる過渡的電圧変動のバンチ伸長性能への影響を抑制でき、且つコンパクトな寄生モード減衰機構を搭載可能であるという高調波空洞として優れた特長を有する。

本研究では、TM020 型高調波空洞の実用化に向け、主に 3 つの課題について重点的に検討した。1 つ目が寄生モード減衰機構に関する課題である。KEK 将来光源として想定した KEK-LS の設計パラメータでは、縦方向放射減衰時間が約 23 ms と長いため高調波空洞に要求される寄生モード減衰性能が非常に厳しい。一方、本空洞で採用した同軸スロット型の寄生モード減衰機構では、スロットの近くに磁場の節を持つ寄生モードを減衰し難いという課題があった。そこで、本研究では空洞内面の形状を最適化することで、こうした寄生モードの磁場の節の位置を調整し、減衰性能の向上を図った。はじめに、空洞赤道部の曲率、スロット幅、ノーズコーンの長さ等の形状パラメータをスweepして主要な寄生モードの R/Q、Q 値の変化を評価し、これに基づき形状の最適化を実施した。最終的に選択した Model B 形状では、縦方向インピーダンスに関して目標の低減目標をほぼ達成した。一方、横方向インピーダンスにおいては最大で目標値の約 15 倍に相当するピークが確認されたが、これは bunch-by-bunch フィードバックによる減衰を考慮すると概ね許容範囲内であると考えられる。

TM020 型高調波空洞の 2 つ目の課題は、加速モードの Q 値が低下する課題である。空洞に周波数チューナーや入力カップラーなどの機構を取り付けると空洞内面の軸対称性が崩れ、加速モードの磁場の一部が寄生モード減衰用同軸スロット内に漏れ、RF 吸収体で電力損失を被ることがわかった。そこで本研究では電磁場シミュレーションに基づき周波数チューナーや入力カップラーの構造を工夫することにより、この電力損失の低減を図った。まず周波数チューナーに関しては、通常チューナーは 1 台のみが搭載されるところ、本研究では回転対称性を改善する目的で 3 台のチューナーを 3 回回転対称に配置する独自の方式を考案した。チューナー 1 台では (RF 吸収体での損失を壁損失の 1% 以下に制限した場合) ± 200 kHz 程度の周波数調整幅しか確保出来なかったが、チューナー 3 台の方式とすることで目標の ± 500 kHz 以上の調整幅を確保できた。また、入力カップラーに関しても結合ループ部分の設計を工夫し、空洞側から同軸線路の穴を隠す構造にすることで入力カップラー導入時の加速モードへの影響を最小限に抑える方式にした。この設計検討により、通常の結合ループでは壁損失の 6% 以上の電力が RF 吸収体で損失するところ、新設計の結合ループでは壁損失の 1% を十分下回るまでに RF 吸収体での損失を低減することができた。こうした工夫で、RF 吸収体での電力損失を十分低減できることを示した。

上記の設計検討で用いた電磁場シミュレーションを検証するため、低電力測定用モデル空洞を製作しネットワークアナライザによる低電力測定を実施した。低電力測定の結果、まず加速モードに関しては共振周波数は約 270 kHz の誤差内でシミュレーション結果と一致することが確認された。尚、この誤差には空洞の製作誤差や組立誤差も含まれているため、純粋なシミュレーション誤差としては 270 kHz と同程度かそれよりも小さいと考えられる。また、周波数チューナーで周波数調整した際の RF 吸収体での電力損失を測定したところ、チューナー 1 台使用時よりも 3 台を同時に使用したときの方が大幅に損失を低減できることが確かめられ、シミュレーション予測通りの結果を得た。次に主要な寄生モードの Q 値を測定したところ、4 割以下の誤差内で測定値は計算値と一致し、概ねシミュレーション通りの減衰性能であることが確かめられた。

3 つ目の課題が、基本設計で考案した特殊な空洞形状を実現する機械設計の立案である。本研究では、空洞の構造設計を 3 次元 CAD ソフトを駆使して検討した。考案した構造で熱応力解析を行った結果、大電力運転に十分耐えられる設計であることが確かめられた。

本研究の結果、KEK の次世代放射光源に十分適用可能な高調波空洞の電磁場設計と機械設計を確立することができた。残りの詳細検討を行い TM020 型高調波空洞が実用化されれば、導入が簡便である常伝導高調波空洞を用いて優れたバンチ伸長性能が実現でき、次世代の放射光源加速器の性能向上に大きく貢献できると考えられる。

謝辞

本論文を執筆するにあたり、指導教員である総合研究大学院大学加速器科学専攻の坂中章悟先生、山本尚人先生に深く感謝申し上げます。また、同専攻の内藤大地先生、影山達也先生、及び審査委員の阿部哲郎先生、恵郷博文先生、帯名崇先生、小林鉄也先生、田村文彦先生からも多くの助言を頂きました。また、低電力モデルの設計・製作に当たり、KEK 機械工学センターの高富俊和氏をはじめとする職員の皆様にご協力頂きました。ここに深く感謝申し上げます。本研究は JST 次世代研究者挑戦的プログラム JPMJSP2104、及び JSPS 科研費 JP17K05131、JP20H04459 の助成を受けたものです。

付 録 A バンチ内散乱の評価式

第 1 章で示したように、バンチ内散乱によるエネルギー拡がり、及びエミッタンスの増大率は

$$\frac{1}{T_i} = A \times \langle F_i \rangle, \quad i = \epsilon, x, y, \quad (A.1)$$

$$A = \frac{r_0^2 c N}{64 \pi^2 \beta^3 \gamma^4 \epsilon_x \epsilon_y \sigma_s \sigma_\epsilon}$$

と表される。関数 F_i はいくつかの近似式が提案されているが、比較的よく使用される Completely Integrated Modified Piwinski (CIMP) high energy 近似の式は [36]

$$F_\epsilon = 2\pi^{3/2} \frac{\sigma_H^2}{\sigma_\epsilon^2} \left(\frac{\ln(q^2/a^2)g(b/a)}{a} + \frac{\ln(q^2/b^2)g(a/b)}{b} \right), \quad (A.2)$$

$$F_x = 2\pi^{3/2} \left[-a \ln \left(\frac{q^2}{a^2} \right) g(b/a) + \frac{H_x \sigma_H^2}{\epsilon_x} \left(\frac{\ln(q^2/a^2)g(b/a)}{a} + \frac{\ln(q^2/b^2)g(a/b)}{b} \right) \right], \quad (A.3)$$

$$F_y = 2\pi^{3/2} \left[-b \ln \left(\frac{q^2}{b^2} \right) g(a/b) + \frac{H_y \sigma_H^2}{\epsilon_y} \left(\frac{\ln(q^2/a^2)g(b/a)}{a} + \frac{\ln(q^2/b^2)g(a/b)}{b} \right) \right], \quad (A.4)$$

と表される。ここで、

$$\frac{1}{\sigma_H^2} = \frac{1}{\sigma_\epsilon^2} + \frac{H_x}{\epsilon_x} + \frac{H_y}{\epsilon_y}, \quad (A.5)$$

$$H_i = \frac{\eta_i^2 + (\beta_i \eta'_i - \frac{1}{2} \beta'_i \eta_i)^2}{\beta_i} \quad (i = x, y), \quad (A.6)$$

$$a = \frac{\sigma_H}{\gamma} \sqrt{\frac{\beta_x}{\epsilon_x}}, \quad b = \frac{\sigma_H}{\gamma} \sqrt{\frac{\beta_y}{\epsilon_y}}, \quad q = \sigma_H \beta \sqrt{\frac{2d}{r_0}}, \quad (A.7)$$

$$g(\omega) = \begin{cases} \sqrt{\frac{\pi}{\omega}} \left[P_{-1/2}^0 \left(\frac{\omega^2 + 1}{2\omega} \right) + \frac{3}{2} P_{-1/2}^{-1} \left(\frac{\omega^2 + 1}{2\omega} \right) \right] & \text{for } \omega \geq 1 \\ \sqrt{\frac{\pi}{\omega}} \left[P_{-1/2}^0 \left(\frac{\omega^2 + 1}{2\omega} \right) - \frac{3}{2} P_{-1/2}^{-1} \left(\frac{\omega^2 + 1}{2\omega} \right) \right] & \text{for } \omega \leq 1 \end{cases} \quad (A.8)$$

である。また、 d は最大衝突係数、 $P_\nu^\mu(x)$ は Legendre 陪関数、 β_i ($i = x, y$) は水平・垂直方向の beta 関数、 η_i ($i = x, y$) 分散関数である。

付 録 B 導波管と空洞の結合定数の評価方法

B.1 反射係数から導波管と空洞の結合定数を算出する方法

ここで、空洞と導波管の間の結合定数の計算方法を示す（原理については参考文献 [88] を参照）。結合定数 β は、内部 Q 値と外部 Q 値の比であり、

$$\beta = \frac{Q_0}{Q_{\text{ext}}} \quad (\text{B.1})$$

で定義される。以下に示す方法は、実際の空洞の測定においても、または、コンピュータによる電磁場解析でも適用可能な方法である。

1. 空洞と結合された導波管において、空洞の共振周波数 f_{res} 付近で、反射係数の周波数依存性を計算（測定）する。
2. 共振周波数での反射係数 Γ_0 及び共振から外れた周波数での反射係数 Γ_1 を求める。また、それぞれの VSWR (voltage standing wave ratio) を次式から求める：

$$\sigma_0 = \frac{1 + |\Gamma_0|}{1 - |\Gamma_0|}, \quad \sigma_1 = \frac{1 + |\Gamma_1|}{1 - |\Gamma_1|} \quad (\text{B.2})$$

3. 次の値

$$|\Gamma_L| = \sqrt{\frac{|\Gamma_0|^2 + |\Gamma_1|^2}{2}} \quad (\text{B.3})$$

を計算し、 $|\Gamma_L|$ での反射係数のバンド幅 Δf を求める。

4. 負荷 Q 値を次の式で得る。

$$Q_L = \frac{f_{\text{res}}}{\Delta f} \quad (\text{B.4})$$

5. 反射係数を極座標表示し、結合が疎結合 (under-coupling) か過結合 (over-coupling) かを判断する。反射係数の円が原点を囲まないとき結合は疎結合 ($\beta < 1$)、囲むとき結合は過結合 ($\beta > 1$) となる。
6. 結合定数を次の式で求める：

$$\beta = \begin{cases} \frac{1}{\sigma_0} - \frac{1}{\sigma_1} & \text{for under-coupling} \\ \sigma_0 - \frac{1}{\sigma_1} & \text{for over-coupling} \end{cases} \quad (\text{B.5})$$

7. 内部 Q 値と外部 Q 値は次式で計算される：

$$Q_0 = (1 + \beta)Q_L, \quad Q_{\text{ext}} = \frac{(1 + \beta)Q_L}{\beta} \quad (\text{B.6})$$

B.2 寄生モード取り出し用スロットにおける伝搬モードの外部 Q 値の算出方法

本節では、本論の第 5.2 章で行った、寄生モード取り出し用スロットの伝搬モードの外部 Q 値の算出方法を示す。図 5.4 に示したように、TM₀₂₀ 空洞の前後 2 つのスロットを無限長の同軸線路に置き換え 2 開口空洞とし、Port 1 で同軸線路の伝搬モード p の反射係数を計算したとする。伝搬モード p の反射係数の計算結果に対し、前節の方法を適用することを考える。

このとき、Port 1 の p モード以外の放射損失は壁損失と分離することができないため [94]、Port 1 の p モードの反射係数からは擬結合定数

$$\beta_{1p}^* = \frac{Q_{0,1p}^*}{Q_{\text{ext}1,p}} \quad (\text{B.7})$$

を得る。ここで、

$$\frac{1}{Q_{0,1p}^*} = \frac{1}{Q_0} + \sum_{p' \neq p} \frac{1}{Q_{\text{ext}1,p'}} + \sum_{p'} \frac{1}{Q_{\text{ext}2,p'}} \quad (\text{B.8})$$

は Port 1 の p モードにおける擬無負荷 Q 値であり、壁損失と Port 1 の p モード以外の全ての放射損失の和である。また Port 1 の p モードの反射係数から、無負荷 Q 値と Port 1 と Port 2 の全伝搬モードにおける外部 Q 値の和

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_{0,1p}^*} + \frac{1}{Q_{\text{ext}1,p}} = \frac{1}{Q_0} + \sum_{p'} \frac{1}{Q_{\text{ext}1,p'}} + \sum_{p'} \frac{1}{Q_{\text{ext}2,p'}} \quad (\text{B.9})$$

も同時に得る。

図 5.6 に示した反射係数の計算結果では、壁損失がない完全導体壁を仮定しシミュレーションを行ったため、式 (B.8) 及び (B.9) では、 $1/Q_0 = 0$ と簡略化することができる。また、合計の Q 値 Q_L は Port 1 と Port 2 の全伝搬モードの外部 Q 値 $Q_{\text{ext,tot}}$ に一致する ($Q_L = Q_{\text{ext,tot}}$)。また、式 (B.7) 及び (B.8) から

$$\frac{1}{Q_{0,1p}^*} = \frac{1}{\beta_{1p}^* Q_{\text{ext}1,p}} = \frac{1}{Q_{\text{ext,tot}}} - \frac{1}{Q_{\text{ext}1,p}} \quad (\text{B.10})$$

を得る。これを $Q_{\text{ext}1,p}$ について解くと、Port 1 の伝搬モード p における外部 Q 値は

$$Q_{\text{ext}1,p} = \frac{(1 + \beta_{1p}^*) Q_{\text{ext,tot}}}{\beta_{1p}^*} \quad (\text{B.11})$$

となる。

付 録 C CST Microwave Studio によるシミュレーション時の設定

本論文での電磁場シミュレーションは、CST MW Studio, Eigenmode Solver 及び Frequency Domain Solver[78]を用いた。また、wakefield の計算では、CST Particle Studio, Wakefield Solver を用いた。本章では、CST による電磁場シミュレーションを行う際の Solver の設定について述べる。

C.1 Eigenmode Solver

Eigenmode Solver は、チューナー挿入時の TM020 モードの吸収体での損失の評価や寄生モードのシャントインピーダンスの計算に使用した。Eigenmode Solver は四面体メッシュと六面体メッシュが選択できるが、本論文の Eigenmode Solver での計算は全て四面体メッシュ (Tetrahedral mesh, Default Solver) を使用した。RF 吸収体の複素誘電率と複素透磁率は、図 4.2 または 7.3 にあるフェライトの測定結果を使用した。Eigenmode Solver (Default Solver) では、初期設定で全ての電磁場の損失は post-processing 機能で（つまり、損失がない完全導体の空洞での条件で電磁場を解いた後、摂動論で壁損失や損失のある媒質での損失を計算する方法で）考慮するようになっている。その場合、RF 吸収体での損失が大きい場合には、シミュレーションが不正確となる。RF 吸収体での損失を正しく評価するためには、

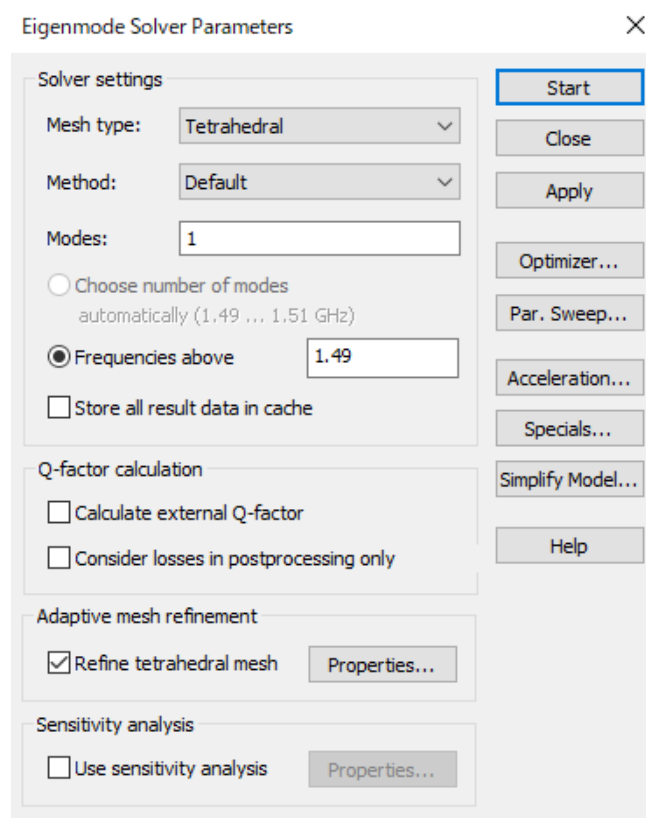


図 C.1: Eigenmode Solver の設定画面

Eigenmode Solver の設定で *Consider loss in postprocessing only* のチェックを外せばよい（図 C.1）。

C.2 Frequency-domain Solver

Frequency Domain Solver は、チューナー挿入時のスロットと TM020 モードとの結合の評価、及び入力カップラーの結合定数の評価を行う際に使用した。両方の場合で四面体メッシュを採用した。

まず、チューナー挿入時のスロットの伝搬モードと TM020 モードとの間の外部 Q 値を評価した計算では、計算を簡略化するため壁損失を 0 とした。そのため、Background とチューナーの性質は完全導体 (PEC, Perfectly Electric Conducting) に設定した。

入力カップラーにおけるシミュレーション時は壁損失を考慮するため、Background を Lossy metal とし、金属種は Copper (annealed)（電気伝導率 5.8×10^7 S/m）を選択した。これにより、空洞の無負荷 Q 値を計算で考慮できる。

C.3 Wakefield Solver

Wakefield Solver は、バンチが空洞を通過したときに発生する wake 場を時間領域で計算することができる。本論の 6 章では、結合インピーダンスの評価を行う際に Wakefield Solver を用いた。本節では、まず Wakefield Solver における wake potential の定義を示す。次に結合インピーダンスを計算した際の Solver の設定について述べる。最後に、縦方向 wake potential から loss factor を計算し、ビームが高調波空洞を通過したときに寄生モードによって損失する電力を求める。

C.3.1 Wakefield Solver における wake potential の定義

数値計算では、点電荷の leading particle から発生する wake function は計算できない（空間を有限の大きさのメッシュで切って計算するため）。よって、計算上縦方向に有限の長さを持ったバンチを仮定する。CST の Wakefield Solver では、時間領域で wake potential を計算できる。Wakefield Solver における wake potential の定義は

$$\begin{aligned} W_{\parallel}^{(\text{CST})}(r, \theta, s) &= \frac{1}{q_b} \int_{-\infty}^{\infty} E_z(r, \theta, z, t = (s + z)/c) dz \text{ [V/C]} \\ W_{\perp}^{(\text{CST})}(r, \theta, s) &= \nabla_{\perp} \int_{-\infty}^z W_{\parallel}^{(\text{CST})}(r, \theta, s') ds' \text{ [V/C]} \end{aligned} \quad (\text{C.1})$$

と書ける。また、バンチ内の縦方向の粒子分布を $\lambda(s)$ とおくと、wake impedance は

$$\begin{aligned} Z_{\parallel}^{(\text{CST})}(\omega) &= -\frac{\int_{-\infty}^{\infty} W_{\parallel}^{(\text{CST})}(s) e^{-i\omega s/c} \frac{ds}{c}}{\int_{-\infty}^{\infty} \lambda(s) e^{-i\omega s/c} ds} [\Omega] \\ Z_{\perp}^{(\text{CST})}(\omega) &= i \frac{\int_{-\infty}^{\infty} W_{\perp}^{(\text{CST})}(s) e^{-i\omega s/c} \frac{ds}{c}}{\int_{-\infty}^{\infty} \lambda(s) e^{-i\omega s/c} ds} [\Omega] \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

と定義される。ここで、 $\lambda(s)$ は

$$\int_{-\infty}^{\infty} \lambda(s) ds = 1 \quad (\text{C.3})$$

に規格化されているとする。本論文では、式 (6.5) の定義を用いるため、計算結果を解析する際は

$$Z_{\parallel}(\omega) = Z_{\parallel}^{(\text{CST})}(\omega)^*, \quad Z_{\perp}(\omega) = -\frac{1}{r_0} Z_{\perp}^{(\text{CST})}(\omega)^* \quad (\text{C.4})$$

の修正を行う。

C.3.2 結合インピーダンスの評価時の Solver の設定

結合インピーダンスの計算時のパラメータを表 C.1 に示す。ある空洞の固有モード a の wake function への寄与を正しく計算するためには、 cT_a が wakelength (Solver が wakefield の計算を行う距離) よりも十分小さくなければならない。ここで c は真空中の光速度 a であり、モードの共振周波数を ω_a 、負荷 Q 値を $Q_{L,a}$ とおくと、 $T_a = 2Q_{L,a}/\omega_a$ は固有モード a の filling time である。よって、wakelength が 200 m の場合、filling time が 670 ns より十分短いモードは、正しく wakefield を計算される。因みに、共振周波数を 1 GHz、filling time が 670 ns とすると負荷 Q 値は約 2000 である。よって、wakelength が 200 m の設定では、負荷 Q 値が数千以上のモードは wakefield への寄与を正しく計算できない。本論では、Eigenmode Solver による固有モード計算の結果から、 Q 値が高いモードの寄与を補った。

Gaussian 型バンチのバンチ長は、加速器内の実際のバンチ長である必要はなく、計算したい結合インピーダンスの周波数領域に合わせて決める。バンチ内の粒子分布 $\lambda(s)$ の rms 長を σ_z とおくと、 $\lambda(s)$ の Fourier 変換 $\tilde{\lambda}(\omega)$ は、 $\exp[-\sigma_z^2\omega^2/(2c^2)]$ に比例する (図 C.4)。CST では、 $\tilde{\lambda}(\omega)$ が最大値の -20 dB となる周波数を、結合インピーダンスを計算する際の最大周波数としている。計算時の rms 長 σ_z を使うと、この最大周波数 f_{\max} は

$$f_{\max} = \frac{c}{2\pi\sigma_z} \sqrt{\frac{2}{\log_{10} e}} \quad (\text{C.5})$$

となる。バンチの rms 長が 15 mm の場合、結合インピーダンスを計算できる最大周波数は 6.83 GHz となる。

シミュレーション時の空洞の境界条件は、まずビームポートの両端を open boundary とし、ビームポート両端での電磁場の反射がないようにした (図 C.2)。また、対称性から XZ 面 (水平面) を magnetic wall とし、計算時間の短縮を図った。

Leading particle の経路はビーム軸から x 方向 (水平方向) にある長さ r_0 だけオフセットをつけ、積分路はビーム軸にとる。これにより、縦方向と横方向の wake function を同時に計算できる。オフセット量は基本的に任意であるが、今回はビームパイプの半径の半分の長さである 13 mm に設定した。Wakefield Solver では、幾つかの wake の計算手法を選べるが、本シミュレーションでは indirect testbeam を用いた。この方法は、粒子が超相対論的かつ、入口と出口のビームポートの断面が同じである場合に有効な方法である。

表 C.1: 結合インピーダンス計算時の Wakefield Solver の設定

Parameter	Value
Simulated wakelength	200 m
Velocity (beta)	1
Charge	1 nC
RMS bunch length (Gaussian), σ_z	15 mm
Background	Lossy metal (electric conductivity: 5.8×10^7 S/m)
Method	Indirect testbeam

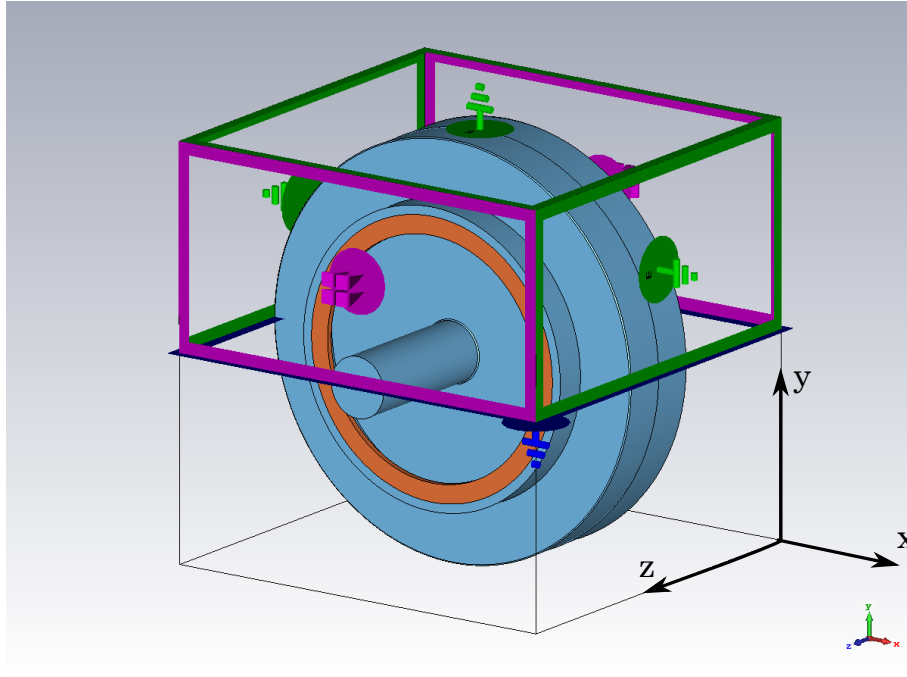


図 C.2: Wakefield Solver での境界条件。紫: open boundary、緑: electric wall、青: magnetic wall を表す。

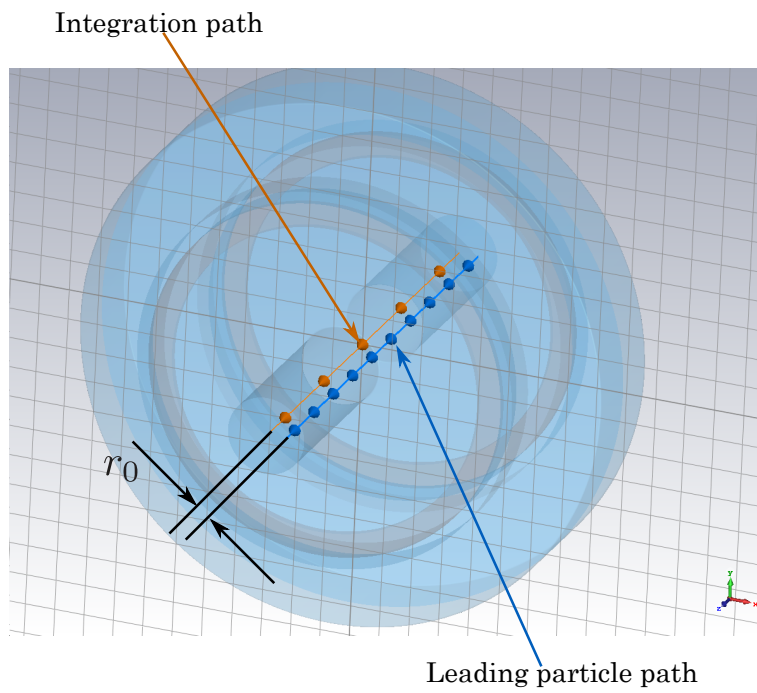


図 C.3: Leading particle の経路と積分路の設定

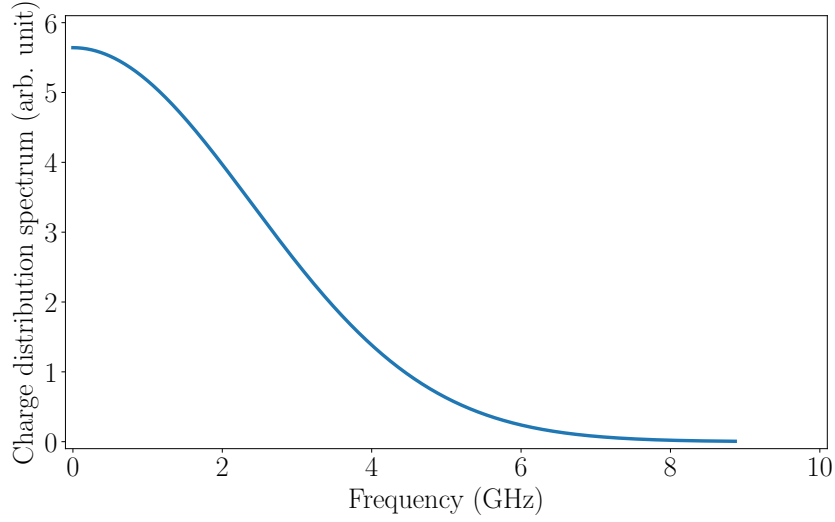


図 C.4: 結合インピーダンス計算時の周波数領域での電荷分布

C.3.3 Loss factor の評価

Solver の設定

Loss factor は縦方向の wake potential を用いて

$$k_{\parallel} = - \int_{-\infty}^{\infty} W_{\parallel}^{(\text{CST})}(s) \lambda(s) ds \quad (\text{C.6})$$

と書ける。Loss factor 計算時の Solver のパラメータを表 C.2 に示す。Loss factor の計算の場合、rms 長は加速器で想定されるバンチ長を入れる。一方、式 (C.2) からわかるように、計算で考慮する積分長 (wavelength) は、rms 長に比べて数倍程度大きければよい。今回の計算では、rms 長の 10 倍の長さに wavelength を設定した。Loss factor の計算では、縦方向の wake function のみ計算すればよいから、leading particle の経路と積分路はともにビーム軸にとればよい (図 C.5)。電荷分布と縦方向 wake function の計算結果を図 C.6 に示す。

表 C.2: Loss factor 計算時の Wakefield Solver の設定

Parameter	Value
Simulated wavelength	$10\sigma_z$
Velocity (beta)	1
Charge	1 nC
RMS bunch length (Gaussian), σ_z	3 mm
Background	Lossy metal (electric conductivity: 5.8×10^7 S/m)
Method	Indirect testbeam

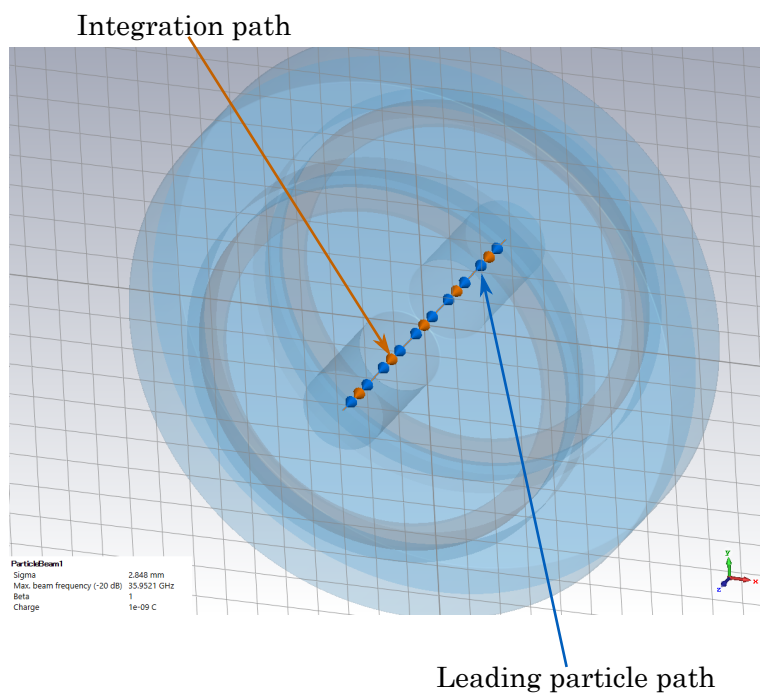


図 C.5: Leading particle の経路と積分路の設定

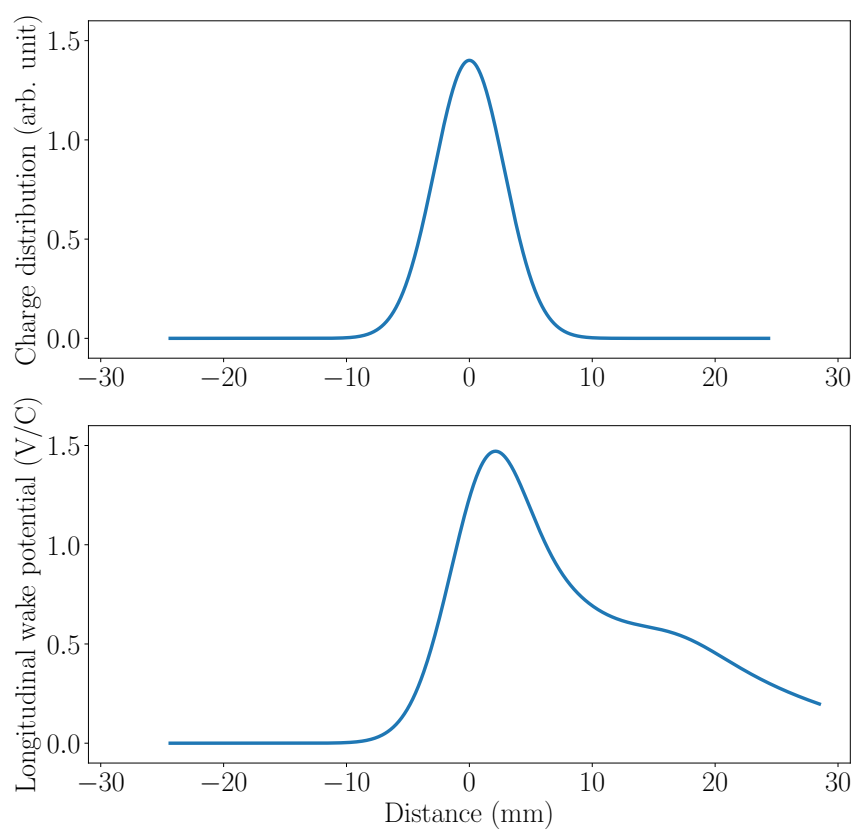


図 C.6: 電荷分布（上図）と縦方向 wake potential（下図）

Loss factor の計算

図 4.1 または図 6.9（左）の Model A の形状と図 6.9（中）の Model B の形状を仮定し、loss factor の計算を行った。TM020 加速モードによる loss factor k_0 は

$$k_0 = \frac{1}{4} \omega_{\text{res},n} \frac{R_{\text{sh},n}}{Q_{0,n}} \quad (\text{C.7})$$

であり、合計の loss factor k_{\parallel} から加速モードの寄与を除いた

$$k_{\text{par}} = k_{\parallel} - k_0 \quad (\text{C.8})$$

が寄生モードの loss factor となる。一様なフィルパターンでビームを蓄積したとすると、ビームが空洞を通過する際に、寄生モードによってビームが損失する電力は

$$P_{\text{par}} = \frac{N_{\text{b}} \Delta U_{\text{par}}}{T_0} \quad (\text{C.9})$$

である。ここで、 N_{b} は蓄積リング内のバンチ数、 $\Delta U_{\text{par}} = q_{\text{b}}^2 k_{\text{par}}$ はバンチ 1 個が寄生モードで損失するエネルギーである。上式をバンチ間隔 $T_{\text{b}} = T_0/N_{\text{b}}$ 、及び平均ビーム電流 $I_{\text{ave}} = N_{\text{b}} q_{\text{b}}/T_0$ を使って書き直すと

$$P_{\text{par}} = I_{\text{ave}}^2 (T_{\text{b}} k_{\text{par}}) \quad (\text{C.10})$$

となる。KEK-LS の場合、ビーム電流は 500 mA、バンチ間隔は $T_{\text{b}} = 1/f_{\text{rf}} = 2$ ns である。Loss factor と寄生モードの電力の計算結果を表 C.3 に示す。

表 C.3: Loss factor 及び寄生モードによるビームの損失電力の計算結果

Parameter	Model A	Model B
Total loss factor (k_{\parallel})	1.04 V/pC	0.992 V/pC
Loss factor in the TM020 mode (k_0)	0.155 V/pC	0.160 V/pC
Loss factor in the parasitic modes (k_{par})	0.885 V/pC	0.833 V/pC
Power loss in the parasitic modes (P_{par})	443 W	420 W

付 録 D 過渡的電圧変動及びバンチ伸長への影響の評価方法

図 3.3 に TM020 型高調波空洞における RF 電圧の過渡的電圧変化の計算結果を示した。本章では、RF 電圧の過渡的電圧変化の計算方法、及び過渡的電圧変動がある場合のバンチ内の電子分布の評価方法を文献 [42] を参考に述べる。

D.1 バンチギャップによる過渡的電圧変動

ここでの議論は主空洞と高調波空洞の両方で成り立つことから、空洞の各パラメータの主空洞、高調波空洞の区別は本節では行わない。蓄積リングにバンチギャップを導入したフィルパターンで電子ビームを蓄積したとする。簡単のためバンチ長は考慮しないものとし、 m 番目の RF バケットにおけるバンチ電荷を q_m ($m = 0, 1, 2, \dots, h-1$) とおく (h : harmonic number)。

Beam loading の基本定理から、バンチ電荷 q_m が空洞を通過した直後のビーム誘起電圧は、通過直前の電圧に比べて

$$\vec{V}_{b0}^{(m)} = -2k_0q_m \quad (\text{D.1})$$

だけ変化する [69]。ここで、 k_0 は空洞の加速モードにおける loss factor である。このことから、定常状態におけるバンチ電荷 q_m が空洞を通過する直前のビーム誘起電圧を $\vec{V}_b^{(m)}$ とおくと、次の漸化式を得る。

$$\begin{aligned} \vec{V}_b^{(m)} &= (\vec{V}_b^{(m-1)} + \vec{V}_{b0}^{(m-1)})e^{\tilde{\alpha}} \\ &= (\vec{V}_b^{(m-1)} - 2k_0q_{m-1})e^{\tilde{\alpha}} \end{aligned} \quad (\text{D.2})$$

ここで、係数 $e^{\tilde{\alpha}}$ はバケット間隔 $T_b = 1/f_{rf}$ の間に生ずる振幅と位相の変化を表し、 $\tilde{\alpha}$ は

$$\tilde{\alpha} = (-1 + j \tan \psi) \frac{T_b}{T_f} \quad (\text{D.3})$$

と定義される。ここで、 T_f は空洞の filling time、 ψ は tuning 角である。上記の漸化式を書き下すと、 $\vec{V}_b^{(m)}$ は $\vec{V}_b^{(0)}$ を使って

$$\vec{V}_b^{(m)} = \vec{V}_b^{(0)}e^{m\tilde{\alpha}} - \sum_{l=0}^{m-1} 2k_0q_l e^{(m-l)\tilde{\alpha}} \quad (1 \leq m \leq h-1) \quad (\text{D.4})$$

と書ける。

バンチのフィルパターンが N_f 回回転対称の場合、定常状態では $\vec{V}_b^{(m)}$ は $M = h/N_f$ の周期で変動することになる (M は整数)。つまり、周期的境界条件

$$\vec{V}_b^{(0)} = (\vec{V}_b^{(M-1)} - 2k_0q_{M-1})e^{\tilde{\alpha}} \quad (\text{D.5})$$

が成り立つ。上式の $\vec{V}_b^{(M-1)}$ を式 (D.4) を表し、あらためて上式に代入すると、

$$\vec{V}_b^{(0)} = -\frac{1}{1 - e^{M\tilde{\alpha}}} \sum_{l=0}^{h-1} 2k_0q_l e^{(M-l)\tilde{\alpha}} \quad (\text{D.6})$$

を得る。

特別な場合として、1 周期の内 n_t 個の RF バケットに一定のバンチ電荷 q_b を蓄積し、その後に n_g 個の空バケットを配置したようなフィルパターンを考える。つまり、

$$q_m = \begin{cases} q_b & m = 0, 1, \dots, n_t - 1 \\ 0 & m = n_t, n_t + 1, \dots, n_t + n_g - 1 \end{cases} \quad (\text{D.7})$$

の場合を考える。ここで、 $M = n_t + n_g$ である。このとき、式 (D.4), (D.6) は

$$\vec{V}_b^{(m)} = -2k_0 q_b \frac{e^{\tilde{\alpha}}}{1 - e^{\tilde{\alpha}}} \left[e^{(m+n_g)\tilde{\alpha}} \frac{1 - e^{n_t\tilde{\alpha}}}{1 - e^{(n_t+n_g)\tilde{\alpha}}} + 1 - e^{m\tilde{\alpha}} \right] \quad (0 \leq m \leq n_t - 1) \quad (\text{D.8})$$

となる。

D.2 過渡的電圧変動がある場合のバンチ内電子分布

次に、文献 [42] の semi-analytical 近似による、過渡的電圧変動を考慮したバンチ内の電子分布の評価方法を示す。平衡状態における m 番目のバンチの電子分布は、第 2 章の式 (2.30) で示したように、

$$\rho^{(m)}(\tau) = \rho_0 \exp \left(-\frac{\Phi^{(m)}(\tau)}{\alpha_c^2 \sigma_\epsilon^2} \right) \quad (\text{D.9})$$

と書けるが、

$$\Phi^{(m)}(\tau) = -\frac{\alpha_c}{E_0 T_0} \int_0^\phi \left[e V^{(m)}(\tau') - U_0 \right] d\tau' \quad (\text{D.10})$$

は過渡的電圧変動を考慮した縦方向ポテンシャルである。電子が受ける加速電圧 $V^{(m)}(\tau)$ は、バンチギャップがない場合の表式 (2.1) の代わりに

$$V^{(m)}(\tau) = \text{Re} [N_{\text{cav},1} \vec{V}_{c,1}^{(m)} e^{j\omega_{\text{rf}}\tau} + N_{\text{cav},n} \vec{V}_{c,n}^{(m)} e^{jn\omega_{\text{rf}}\tau}] \quad (\text{D.11})$$

を用いる。ここで、主空洞と高調波空洞の 1 空洞当たりの RF 電圧をそれぞれ $\vec{V}_{c,1}^{(m)}$, $\vec{V}_{c,n}^{(m)}$ 、主空洞の台数を $N_{\text{cav},1}$ 、高調波空洞の台数を $N_{\text{cav},n}$ とおいた。主空洞 (高調波空洞) の RF 電圧は generator 電圧 $\vec{V}_{g,1}$ ($\vec{V}_{g,n}$) とビーム誘起電圧 $\vec{V}_{b,1}^{(m)} - q_b k_{0,1}$ ($\vec{V}_{b,n}^{(m)} - q_b k_{0,n}$) の重ね合わせであり、

$$\vec{V}_{c,1}^{(m)} = \vec{V}_{g,1} + \vec{V}_{b,1}^{(m)} - q_b k_{0,1}, \quad \vec{V}_{c,n}^{(m)} = \vec{V}_{g,n} + \vec{V}_{b,n}^{(m)} - q_b k_{0,n} \quad (\text{D.12})$$

となる。ここで、 $k_{0,1}$ ($k_{0,n}$) は主空洞 (高調波空洞) 1 台当たりの加速モードの loss factor、 $-q_b k_{0,1}$ 及び $-q_b k_{0,n}$ の項は空洞を通過しているバンチ自身が発生させる自己誘起電圧である。

図 3.3 の高調波 RF 電圧の変動及び図 3.4 の過渡的電圧変動を考慮した rms バンチ長の計算で仮定した、主空洞のパラメータを表 D.1 に、高調波空洞のパラメータを表 D.2 に示す。主空洞のパラメータは KEK PF 2.5 GeV リングの現空洞のパラメータ、TM020 型高調波空洞としては本論第 8 章の図 8.3 に示した最終形状のパラメータ、TM010 型高調波空洞の代表例として ALS 高調波空洞 [46] を仮定した。計算では、generator 電圧 $\vec{V}_{g,1}$, $\vec{V}_{g,n}$ の振幅と位相はビーム電流 500 mA 且つ一様なフィルパターンのときの値で一定とした。また、ビーム誘起電圧 $\vec{V}_{b,1}^{(m)}$, $\vec{V}_{b,n}^{(m)}$ は式 (D.8) を用いて計算した。KEK-LS のフィルパターンとして、2 箇所に対称な位置にバンチギャップを設けた場合を仮定した。このときフィルパターンは 2 回回転対称なので、定常状態での $\vec{V}_{b,1}^{(m)}$, $\vec{V}_{b,n}^{(m)}$ はバケット番号 m について、 $M = h/2 = 952/2 = 476$ の周期で変動する。計算では、バンチトレイン部分の RF バケット数を $n_t = 446$ 、バンチギャップ部分の RF バケット数を $n_g = 30$ とした。

表 D.1: 主加速空洞のパラメータ

Parameter	Main cavity
RF frequency, f_{rf}	500 MHz
Total RF voltage	2.5 MV
Number of cavities, $N_{\text{cav},1}$	5
R/Q, $R_{\text{sh},1}/Q_{0,1}$	175 Ω/cavity
Unloaded Q, $Q_{0,1}$	4.0×10^4
Shunt impedance, $R_{\text{sh},1}$	7.0 M Ω/cavity
Wall loss power	35 kW/cavity
Tuning angle, ψ_1	-0.963 rad
Total shunt impedance	35 M Ω
Coupling coefficient, β_1	3.5

表 D.2: 高調波空洞のパラメータ

Parameter	TM020-type	TM010-type
Harmonic RF frequency, nf_{rf}	1.500 GHz ($n = 3$)	
Total harmonic RF voltage	777 kV	
Number of cavities, $N_{\text{cav},n}$	5	
R/Q, $R_{\text{sh},n}/Q_{0,n}$	68.0 Ω/cavity	161 Ω/cavity
Unloaded Q, $Q_{0,n}$	3.14×10^4	2.1×10^4
Shunt impedance, $R_{\text{sh},n}$	2.14 M Ω/cavity	3.38 M Ω/cavity
Wall loss power	11.3 kW/cavity	7.1 kW/cavity
Total shunt impedance	10.7 M Ω	16.9 M Ω
Total R/Q	340 Ω	805 Ω
Coupling coefficient, β_n	0.5	

付 録 E ANSYS による熱・応力解析の設定

本付録では、本論の第 8 章で示した ANSYS Mechanical を用いた解析の設定について述べる。解析の手順は以下の通りである。まず、ANSYS Mechanical の Steady-State Thermal Solver により、構造に熱負荷が生じたときの温度分布を計算する。この熱負荷に相当するのは、空洞本体の解析では壁損失電力、吸収体モジュールの解析では RF 吸収体での発熱である。その次に、Static Structural Solver により応力計算を行う。この計算では、温度上昇に伴う熱膨張により発生する応力と、空洞内を真空状態にしたとき大気圧により生じる応力の両方を考慮する。応力の計算には、温度分布が必要となるために温度分布の計算を先に行っておく必要がある。

E.1 解析モデル

ANSYS Mechanical で使用したシミュレーションモデルを図 E.1 に示す。材質ごとに色分けしている。空洞本体及び吸収体モジュールに関する解析では、図 E.1 のように 1/2 モデルを使用した。銅の部分は Copper, C10110、ステ

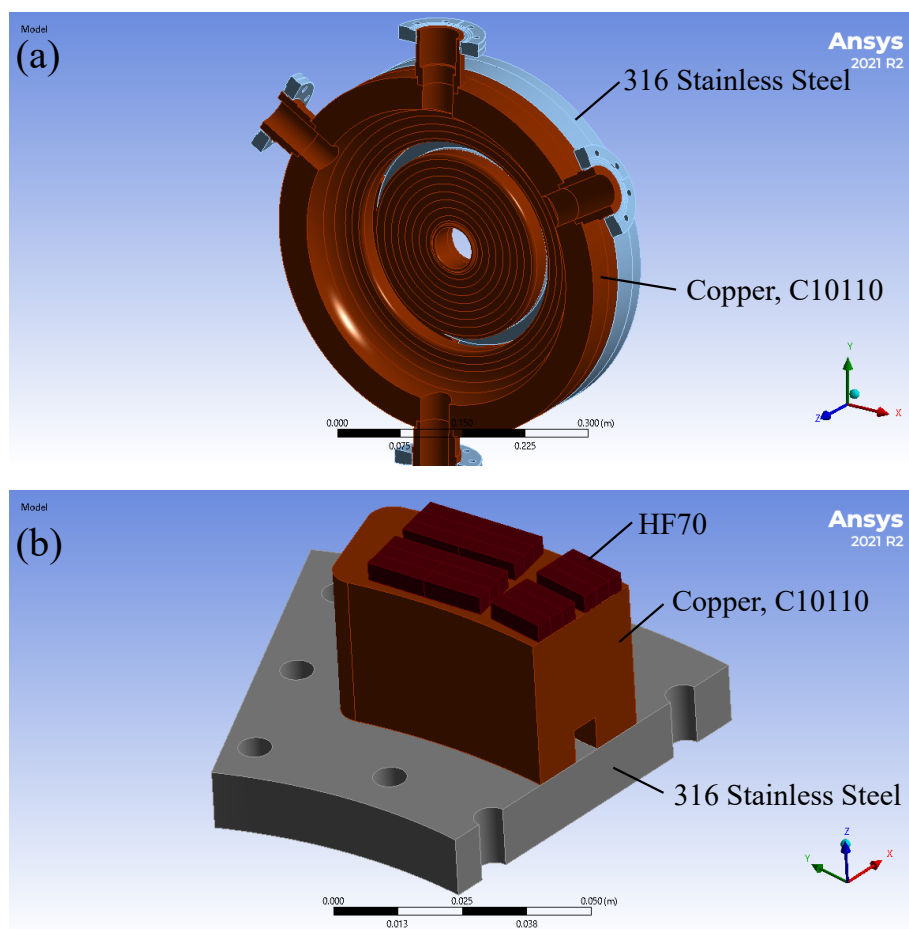


図 E.1: ANSYS の解析モデル。(a) 空洞本体部分の 1/2 モデル、(b) 吸収体モジュールの 1/2 モデル。

ンレス鋼の部分は 316 Stainless Steel に設定した。これらの材料の特性値は既に ANSYS 内のデータシートに含まれている。HF70 フェライトの材料特性に関しては表 E.1 の値を入力した。

表 E.1: ANSYS の解析で解仮定した HF70 フェライトの特性 [85, 98, 101]

Parameter	Value
Mass density	$5.1 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$
Young's Modulus	$1 \times 10^{11} \text{ Pa}$
Poisson' ratio	0.2
Thermal expansion coefficient	$2 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
Thermal conductivity	$3.6 \text{ W/(m} \cdot \text{K)}$
Specific heat capacity	$625 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$

ANSYS Workbench のインターフェース画面の例を図 E.2 に示す。図のように、“Steady-State Thermal” Solver の計算結果 (Solution) と “Static Structural” Solver の設定 (Setup) を紐づけておくことで、温度分布の計算結果を応力計算に反映できる。

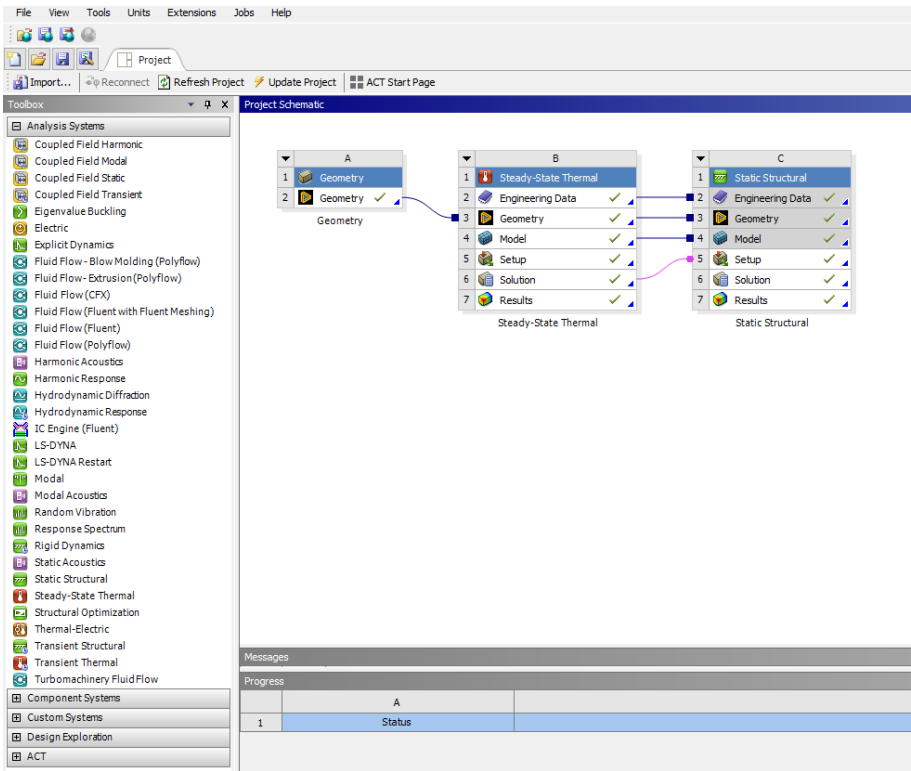


図 E.2: ANSYS Workbench のインターフェースの例

E.2 Steady-State Thermal Solver の設定

最初に、Steady-State Thermal Solver の設定方法について述べる。図 E.3 に Steady-State Thermal Solver の環境設定画面を示す。

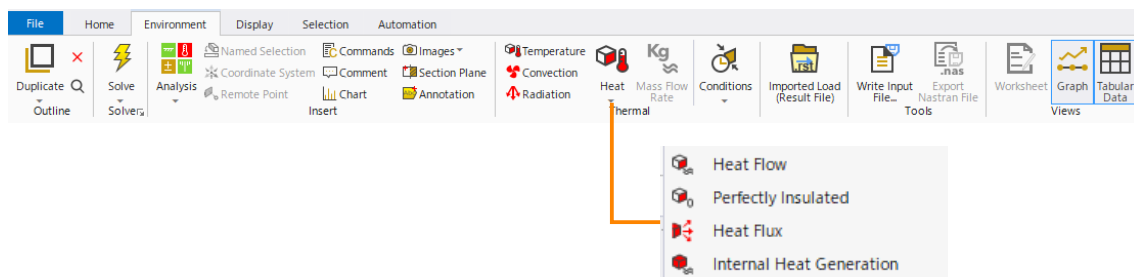


図 E.3: Steady-State Thermal Solver の環境設定

発熱分布の設定

まず、空洞本体部の壁損失電力の設定は、図 E.4 に示すように空洞内面を円環状に 19 分割し、それぞれの円環にその部分の平均の壁損失密度を与えた。表面の発熱の設定は、図 E.3 に示した環境設定の “Heat -> Heat Flux” を使用した。ここで注意すべき点として、ANSYS Mechanical では解析モデルの修正はできないため、あらかじめ 3 次元 CAD ソフトで内面を分割する作業を行っておく必要がある。

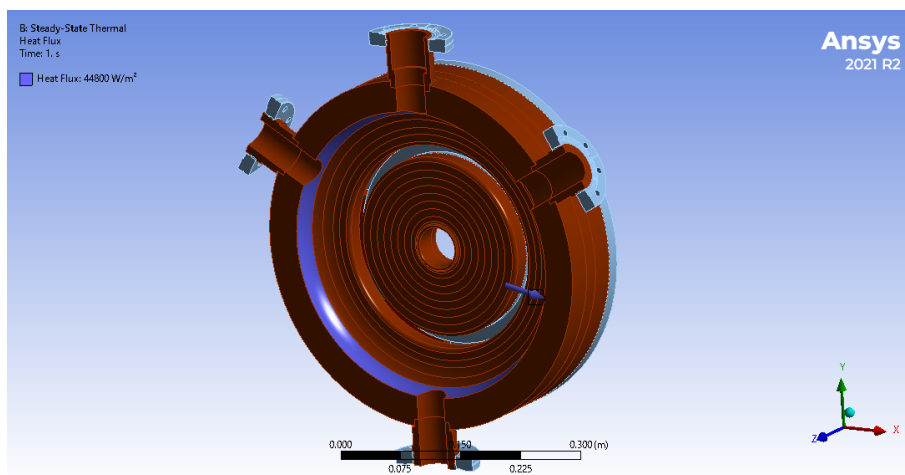


図 E.4: 壁損失密度の設定

一方で、吸収体での発熱に関しては、表面ではなく体積全体での発熱である。この場合は、図 E.3 の “Heat -> Internal Heat Generation” を用いた。図 E.5 に、熱解析で設定した吸収体の発熱分布を示す。設定した発熱量ごとに色分けした。この発熱分布は、図 8.4 右図に示した加速モードの発熱分布に寄生モードの平均電力約 5.6 W/cm^3 （表 8.2 参照）を加算した値である。フェライトブロック 1 つを 3 つに分割してそれぞれに平均の数値を設定した。

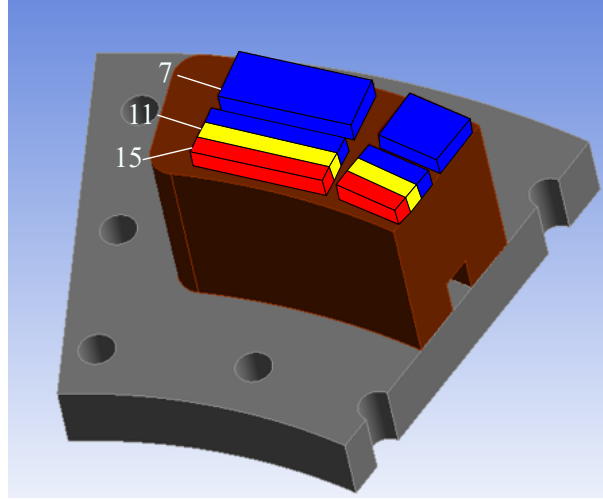


図 E.5: 吸収体の発熱分布の設定（単位: W/cm³）

冷却水路の設定

冷却水路による冷却を考慮するため、図 E.6 のように冷却水路の表面を指定し“Convection”（熱伝達）を設定した。“Convection”の機能では、温度 (Ambient Temperature) と熱伝達係数 (Film Coefficient) を設定する必要がある。まず温度の設定に関しては、空洞本体の熱解析では表 8.4 に示した通りに設定し、吸収体モジュールの熱解析では 20°C に設定した。

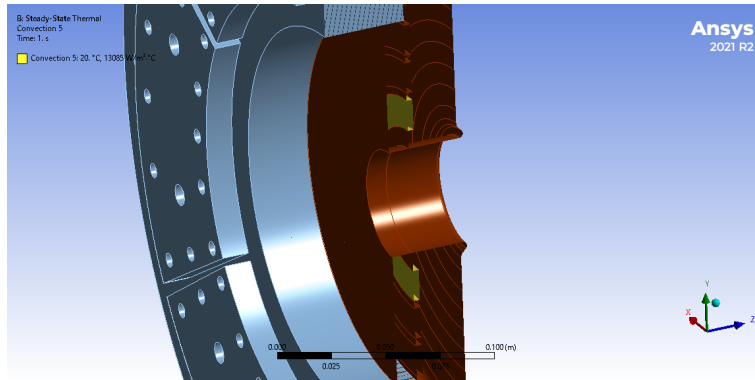


図 E.6: 冷却水路の設定

次に冷却水路の熱伝達係数は、次式を用いて評価した [102, 103]。

$$N_{Nu} = 0.023 N_{Pr}^{0.4} N_{Re}^{0.8} \quad (E.1)$$

ここで、 N_{Nu} は Nusselt 数、 N_{Pr} は Prandtl 数、 N_{Re} は Reynolds 数である。これらの値は無次元量であり、それぞれ以下のように定義される。

$$N_{Nu} = \frac{h d_h}{k_{th}} \quad (E.2)$$

$$N_{Re} = \frac{\rho u d_h}{\eta} \quad (E.3)$$

$$N_{Pr} = \frac{\eta c_p}{k_{th}} \quad (E.4)$$

ここで、 h [W/(m²・K)] は冷却水路の熱伝達係数 (heat transfer coefficient)、 k_{th} [W/(m・K)] は水の熱伝導率 (thermal conductivity)、 ρ [kg/m³] は水の質量密度、 u [m/s] は水の平均流速、 η [Pa・s] は水の粘性率 (viscosity)、 c_p [J/(kg・K)] は水の比熱 (specific heat capacity) である。尚、式 (E.1) は乱流の場合でのみ有効な式であり、Reynolds 数は $N_{Re} \gtrsim 10^4$ である必要がある。

水路の断面が円形の場合、 d_h には水路の内径をそのまま代入する。一方、断面が非円形の場合、水路の内径に相当する値として等価直径 (hydraulic diameter) $d_h = 4A/L$ を使用する。ここで、 A は水路の断面積、 L は断面の周長である。水路の熱伝達係数は、Nusselt 数を式 (E.1) により計算することで、

$$h = \frac{k_{th}}{d_h} N_{Nu} \tag{E.5}$$

により求まる。計算で仮定した水の特性を表 E.2 に示す。

表 E.2: 熱伝達係数の計算で仮定した水の特性（温度 293.15 K のとき） [104]

Parameter	Value
Mass density, ρ	997.045 kg/m ³
Viscosity, η	1.0019×10^{-3} Pa・s
Thermal conductivity, k_{th}	0.5983 W/(m・K)
Specific heat capacity, c_p	4177.4 J/(kg・K)

E.3 Static Structural Solver の設定

次に、Static Structural Solver の設定方法について述べる。図 E.7 に Static Structural Solver の環境設定画面を示す。

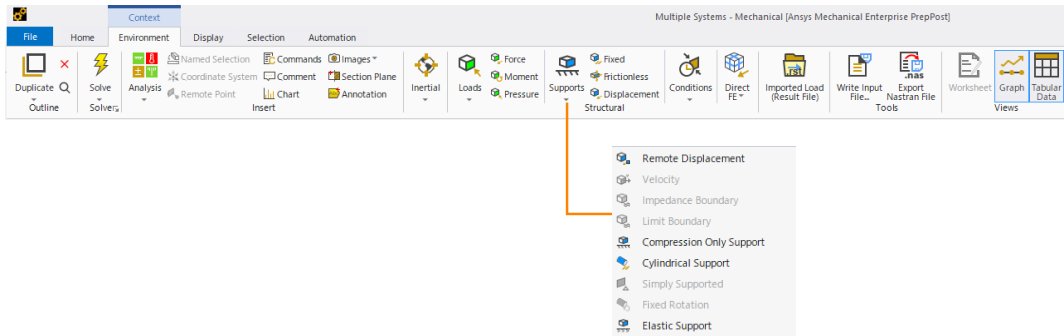


図 E.7: Static Structural Solver の環境設定

固定面の設定

応力計算では、構造に発生する応力によって物体自体が平行移動してしまうことを防ぐため、固定する面を設定しておく必要がある。今、ANSYS に投入した解析モデルは、図 E.1 で示したように 1/2 モデルであるから、その断面を固定面に設定するとうまく対称性を利用できる。図 E.8 に設定した固定面を黄色の面で示す。この面を選択し、図 E.7 に示した環境設定の “Supports -> Remote Displacement” [設定パラメータ: (X-Component, Y-Component, Z-Component) = (0, 0, 0), (Rotation-X, Rotation-Y, Rotation-Z)=(0°, 0°, 0°)] を設定した。また、この面を Symmetry Region[設定パラメータ: Type=Symmetric, Symmetry Normal=Z-Axis(空洞本体), or Y-Axis(吸収体モジュール)] に指定した。これらの設定により、図 E.8 の固定面は構造変形後も同じ平面に保たれる。

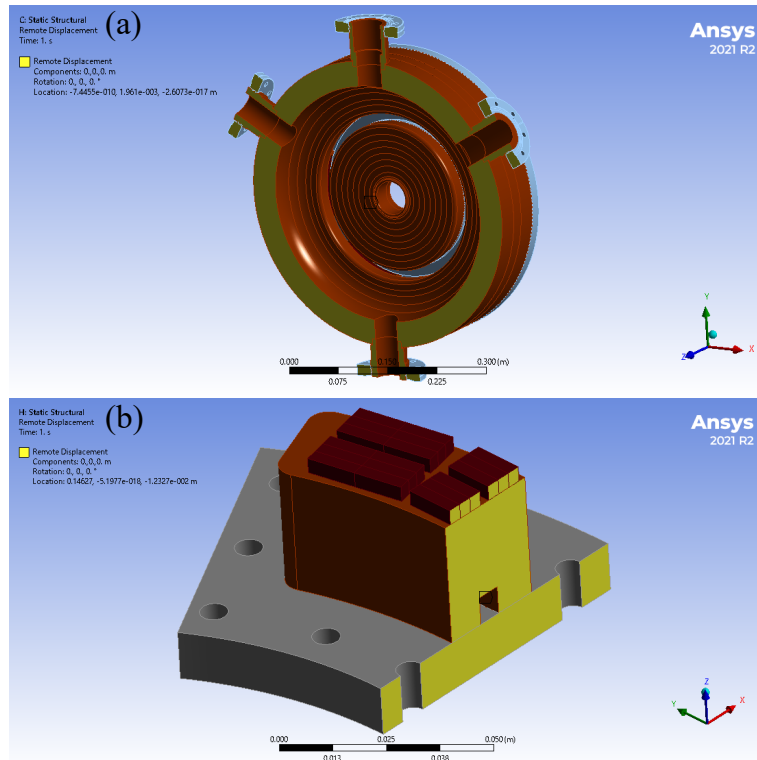


図 E.8: (a) 空洞本体の、または (b) 吸収体モジュールにおける固定面

大気圧の設定

大気圧を考慮するため、空洞本体の外側の面を全て選択し（図 E.9 の赤い面）、図 E.7 の “Pressure” を設定し、圧力の設定値として標準大気圧 101.325 kPa を入力した。

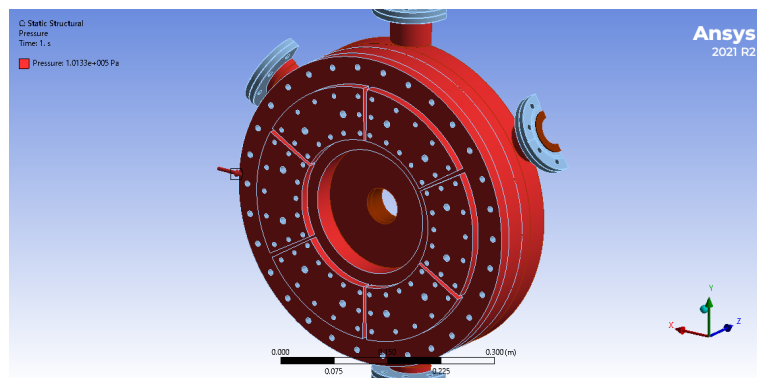


図 E.9: 大気圧の設定

参考文献

- [1] R. Hettel, *DLSR design and plans: an international overview*, J. Synchrotron Rad. **21**, 843 (2014).
- [2] S. Shin, *New era of synchrotron radiation: fourth generation storage ring*, AAPPS Bull. **31**, 21 (2021).
- [3] A. Wolski, *Low-emittance storage rings*, in Proceedings of CERN Accelerator School: Advanced Accelerator Physics Course, Aug. 2013, Trondheim, Norway, p. 245, (2013); arXiv:1507.02213v1 (2015).
- [4] J. L. Laclare, *Commissioning and performance of the ESRF*, in Proceedings of the 15th Particle Accelerator Conference (PAC'93), Washington, D.C., US, 1993, p. 1427.
- [5] L. Hardy, J. C. Biasci, J. Chavanne, P. Duru, P. Elleaume, L. Farvacque, J. M. Filhol, B. Joly, R. Nagaoka, G. Naylor, J.-L. Revol, A. Ropert, P. Van Vaerenbergh, U. Weinrich, and L. Zhang, *Recent developments for an improved operation at the ESRF*, in Proceedings of the 19th Particle Accelerator Conference (PAC'01), Chicago, Ill., US, 2001, p. 2617.
- [6] G. Decker, *APS storage ring commissioning and early operational experience*, in Proceedings of the 16th Particle Accelerator Conference (PAC'95), Dallas, Tex., US, 1995, p. 290.
- [7] *APS SCIENCE 2021*, ANL-21/68 (Argonne National Laboratory, US, 2022).
- [8] H. Kamitsubo, *First commissioning of SPring-8*, in Proceedings of the 17th Particle Accelerator Conference (PAC'97), Vancouver, BC, Canada, 1997, p. 6.
- [9] Y. Shimosaki, K. Fukami, K. Kaneki, K. Kobayashi, M. Masaki, C. Mitsuda, T. Nakamura, T. Nakanishi, H. Ohkuma, M. Oishi, M. Shoji, K. Soutome, S. Takano, and M. Takao, *New optics with emittance reduction at the SPring-8 storage ring*, in Proceedings of the 4th International Particle Accelerator Conference (IPAC'13), Shanghai, China, 2013, p. 133.
- [10] P. F. Tavares, S. C. Leemann, M. Sjöström, and Å. Andersson, *The MAX IV storage ring project*, J. Synchrotron Rad. **21**, 862 (2014).
- [11] M. Eriksson, E. Al-Dmour, Å. Andersson, M. Johansson, S. C. Leemann, L. Malmgren, P. F. Tavares, and S. Thorin, *Commissioning of the MAX IV light source*, in Proceedings of the 7th International Particle Accelerator Conference (IPAC'16), Busan, Korea, 2016, p. 11.
- [12] P. F. Tavares, E. Al-Dmour, Å. Andersson, F. Cullian, B. N. Jensen, D. Olsson, D. K. Olsson, M. Sjöström, H. Tarawneh, S. Thorin, and A. Vorozhtsov, *Commissioning and first-year operational results of the MAX-IV 3 GeV ring*, J. Synchrotron Rad. **25**, 1291 (2018).
- [13] L. Liu, N. Milas, A. H. C. Mukai, X. R. Resende, and F. H. de Sá, *The Sirius project*, J. Synchrotron Rad. **21**, 904 (2014).
- [14] L. Liu, M. B. Alves, F. H. de Sá, A. C. S. Oliveira, and X. R. Resende, *Sirius commissioning results and operation status*, in Proceedings of the 12th International Particle Accelerator Conference (IPAC'21), online, 2021, p. 13.

- [15] L. Liu, M. B. Alves, F. H. de Sá, R. H. A. Farias, S. R. Marques, A. C. S. Oliveira, X. R. Resende, R. M. Seraphim, and H. Westfahl Jr., *Status of Sirius operation*, in Proceedings of the 13th International Particle Accelerator Conference (IPAC'22), Bangkok, Thailand, 2022, p. 1385.
- [16] S. White, N. Carmignani, L. Carver, J. Chavanne, L. Farvacque, L. Hardy, J. Jacob, G. Le Bec, S. M. Liuzzo, T. Perron, Q. Qin, P. Raimondi, J.-L. Revol, and K. B. Scheidt, *Commissioning and restart of ESRF-EBS*, in Proceedings of the 12th International Particle Accelerator Conference (IPAC'21), online, 2021, p. 1.
- [17] P. Raimondi, N. Carmignani, L. R. Carver, J. Chavanne, L. Farvacque, G. Le Bec, D. Martin, S. M. Liuzzo, T. Perron, and S. White, *Commissioning of the hybrid multibend achromat lattice at the European Synchrotron Radiation Facility*, Phys. Rev. Accel. Beams **24**, 110701 (2021).
- [18] *Advanced Photon Source Upgrade Project - Final Design Report*, Chap. 2: Accelerator Upgrade, APSU-2.01-RPT-003 (2019).
- [19] R. Hettel, *Status of the APS-U project*, in Proceedings of the 12th International Particle Accelerator Conference (IPAC'21), online, 2021, p. 7.
- [20] Y. Jiao, G. Xu, X.-H. Cui, Z. Duan, Y.-Y. Guo, P. He, D.-H. Ji, J.-Y. Li, X.-Y. Li, C. Meng, Y.-M. Peng, S.-K. Tian, J.-Q. Wang, N. Wang, Y.-Y. Wei, H.-S. Xu, F. Yan, C.-H. Yu, Y.-L. Zhao, and Q. Qin, *The HEPS project*, J. Synchrotron Rad. **25**, 1611 (2018).
- [21] F. Pérez, I. Bellafont, G. Benedetti, J. Campmany, M. Carlà, J. Casas, C. Colldelram, F. Fernández, J. C. Giraldo, T. F. Günzel, U. Iriso, J. Marcos, Z. Martí, V. Massana, R. Muñoz, M. Pont, L. Ribó, P. Solans, and L. Torino, *ALBA II accelerator upgrade project*, in Proceedings of the 13th International Particle Accelerator Conference (IPAC'22), Bangkok, Thailand, 2022, p. 1467.
- [22] C. Steier, P. Amstutz, K. Baptiste, P. Bong, E. Buice, P. Casey, K. Chow, R. Donahue, M. Ehrlichman, J. Harkins, T. Hellert, M. Johnson, J.-Y. Jung, S. Leemann, R. Leftwich-Vann, D. Leitner, T. Luo, O. Omolayo, J. Osborn, G. Penn, G. Portmann, D. Robin, F. Sannibale, S. De Santis, C. Sun, C. Swenson, M. Venturini, S. Virostek, W. Waldron, and E. Wallén, *Design progress of ALS-U, the soft X-ray diffraction limited upgrade of the advanced light source*, in Proceedings of the 10th International Particle Accelerator Conference (IPAC'19), Melbourne, Australia, 2019, p. 1639.
- [23] C. G. Schroer, I. Agapov, W. Brefeld, R. Brinkmann, Y.-C. Chae, H.-C. Chao, M. Eriksson, J. Keil, X. N. Gavalda, R. Röhlberger, O. H. Seeck, M. Sprung, M. Tischer, R. Wanzenberg, and E. Weckert, *PETRA IV: the ultralow-emittance source project at DESY*, J. Synchrotron Rad. **25**, 1277 (2018).
- [24] *PETRA IV-Upgrade of PETRA III to the Ultimate 3D X-ray Microscope - Conceptual Design Report* (2019).
- [25] R. Bartolini, I. Agapov, A. Alov, R. Bacher, R. Böspflug, H.-J. Eckoldt, D. Einfeld, J. Hauser, M. Hüning, P. Hülsmann, N. Koldrack, B. Krause, C. Kula, L. Lilje, G. Loisch, R. Onken, A. Petrov, J. Prenting, S. Pfeiffer, H. Schlarb, M. Thede, and M. Tischer, *Status of the PETRA IV machine project*, in Proceedings of the 13th International Particle Accelerator Conference (IPAC'22), Bangkok, Thailand, 2022, p. 1475.
- [26] A. Streun, T. Garvey, L. Rivkin, V. Schlott, T. Schmidt, P. Willmott, and A. Wrulich, *SLS-2 – the upgrade of the Swiss Light Source*, J. Synchrotron Rad. **25**, 631 (2018).
- [27] A. Streun, *SLS 2.0, the upgrade of the Swiss Light Source*, in Proceedings of the 13th International Particle Accelerator Conference (IPAC'22), Bangkok, Thailand, 2022, p. 925.
- [28] *Conceptual Design Report Synchrotron SOLEIL Upgrade* (2021).

- [29] A. Loulergue, O. R. Blanco-Garcia, P. Brunelle, W. Foosang, A. Gamelin, A. Nadji, L. S. Nadolski, R. Nagaoka, and R. Ollier, *TDR baseline lattice for the upgrade of SOLEIL*, in Proceedings of the 13th International Particle Accelerator Conference (IPAC'22), Bangkok, Thailand, 2022, p. 1393.
- [30] *SPring-8-II Conceptual Design Report* (2014).
http://www.spring8.or.jp/ja/about_us/whats_sp8/spring-8_II/
- [31] K. Soutome, T. Hiraiwa, and H. Tanaka, *Update of lattice design of the SPring-8-II storage ring towards 50 pm rad*, in Proceedings of the 13th International Particle Accelerator Conference (IPAC'22), Bangkok, Thailand, 2022, p. 477.
- [32] KEK 放射光 Conceptual Design Report (CDR) ver. 1.1 (2017).
https://www2.kek.jp/imss/notice/assets/2017/05/22/KEKLS_CDR_170522.pdf
- [33] K. Harada, T. Honda, Y. Kobayashi, K. Oide, H. R. Sakai, S. Sakanaka, M. Adachi, K. Tsuchiya, and N. Funamori, *The HMBA lattice optimization for the new 3 GeV light source*, in Proceedings of the 7th International Particle Accelerator Conference (IPAC'16), Busan, Korea, 2016, p. 3251.
- [34] A. Piwinski, *Intra-beam-scattering*, in Proceedings of the 9th International Conference on High-energy Accelerators, Stanford, CA, USA, 1974, p. 405.
- [35] J. D. Bjorken and S. K. Mtingwa, *Intrabeam scattering*, Part. Accel. **13**, 115 (1983).
- [36] K. Kubo, S. K. Mtingwa, and A. Wolski, *Intrabeam scattering formulas for high energy beams*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **8**, 081001 (2005).
- [37] S. C. Leemann, *Interplay of Touschek scattering, intrabeam scattering, and rf cavities in ultralow-emittance storage rings*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **17**, 050705 (2014).
- [38] A. Vivoli, A. Bence, P. Brunelle, A. Gamelin, L. Hoummi, A. Loulergue, L. S. Nadolski, R. Nagaoka, and M.-A. Tordeux, *Intra-beam scattering effect in the SOLEIL storage ring upgrade*, in Proceedings of the 10th International Particle Accelerator Conference (IPAC'19), Melbourne, Australia, 2019, p. 3106,
- [39] A. Hofmann and S. Myers, *Beam dynamics in a double RF system*, CERN ISR-TH-RF 80-26 (1980).
- [40] A. Chao, *Beam dynamics of collective instabilities in high-energy accelerators*, in the Proceedings of the CERN Accelerator School, CERN-2017-006-SP (2017).
- [41] Å. Andersson, M. Bergqvist, M. Eriksson, L. Malmgren, and L. Thånell, *The 100 MHz RF system for MAX-II and MAX-III*, in Proceedings of the 8th European Particle Accelerator Conference (EPAC'02), Paris, France, 2002, p. 2118.
- [42] N. Yamamoto, T. Takahashi, and S. Sakanaka, *Reduction and compensation of the transient beam loading effect in a double rf system of synchrotron light sources*, Phys. Rev. Accel. Beams **21**, 012001 (2018).
- [43] H. Ego, J. Watanabe, S. Kimura, and K. Sato, *Design of a HOM-damped RF cavity for the SPring-8-II storage ring*, in the Proceedings of the 11th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Aomori, Japan, 2014, p. 237.
- [44] H. Ego, T. Inagaki, T. Oshima, N. Shigeoka, T. Sugano, H. Hara, and S. Miura, *High power tests of the prototype HOM-damped RF cavity for the SPring-8-II sotrage ring*, in the Proceedings of the 16th Annual Meeting of Particle Accelerator Conference of Japan, Kyoto, Japan, 2019, p. 17.

- [45] R. A. Rimmer, K. Baptiste, J. Byrd, T. Henderson, and M. Franks, *A third-harmonic RF cavity for the Advanced Light Source*, in Proceedings of the 6th European Particle Accelerator Conference (EPAC'98), Stockholm, Sweden, 1998, p. 1808.
- [46] J. M. Byrd, K. Baptiste, S. De Santis, S. Kosta, C. C. Lo, D. Plate, R. A. Rimmer, and M. Franks, *Design of a higher harmonic RF system for the Advanced Light Source*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **439**, 15 (2000).
- [47] M. Georgsson, W. Anders, D. Krämer, and J. M. Byrd, *First experimental results on Landau cavities in BESSY II*, in Proceedings of the 7th European Particle Accelerator Conference (EPAC'00), Vienna, Austria, 2000, p. 1963.
- [48] M. Georgsson, W. Anders, D. Krämer, and J. M. Byrd, *Design and commissioning of third harmonic cavities at BESSY II*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **469**, 373 (2001).
- [49] W. Anders and P. Kuske, *HOM damped NC passive harmonic cavities at BESSY*, in Proceedings of the 20th Particle Accelerator Conference (PAC'03), Portland, Oregon, U.S.A., 2003, p. 1186.
- [50] P. Bosland, P. Bredy, S. Chel, G. Devanz, M. Luong, P. raievich, G. Penco, M. Svandrlick, M. Pedrozzi, W. Gloor, E. Chiaveri, R. Losito, O. Aberle, S. Calatroni, and P. Marchand, *Third Harmonic superconducting passive cavities in ELETTRA and SLS*, in the Proceedings of the 11th Workshop on RF Superconductivity, Lübeck/Travemünder, Germany, 2003, p. 239.
- [51] M. Pedrozzi, J.-Y. Raguin, W. Gloor, A. Anghel, M. Svandrlik, G. Penco, P. Craievich, A. Fabris, C. Pasotti, E. Chiaveri, R. Losito, S. Marque, O. Aberle, P. Marchand, P. Bosland, S. Chel, P. Brédy, and G. Devanz, *SLS operational performance with third harmonic superconducting system*, in the Proceedings of the 11th Workshop on RF Superconductivity, Lübeck/Travemünder, Germany, 2003, p. 91.
- [52] M. Svandrlik, G. Penco, P. Craievich, A. Fabris, C. Pasottic, M. Pedrozzi, P. Bosland, P. Bredy, S. Chel, G. Devanz, E. Chiaveri, S. Calatroni, R. Losito, and S. Marque, *Performance of the 3rd Harmonic superconducting cavity at ELTTRA*, in Proceedings of 11th Workshop on RF Superconductivity, Lübeck/Travemünder, Germany, 2003, p. 98.
- [53] G. Skripka, Å. Andersson, A. Mitrovic, P. F. Tavares, F. J. Cullinan, and R. Nagaoka, *Commsioning of the harmonic cavities in the MAX-IV 3 GeV ring*, in Proceedings of the 7th International Particle Accelerator Conference (IPAC'16), Busan, Korea, 2016, p. 2911.
- [54] A. P. B. Lima, D. Daminelli, M. H. Wallner, F. K. G. Hoshino, I. C. Almeida, and R. H. A Farias, *Sirius storage ring RF system status update*, in Proceedings of the 13th International Particle Accelerator Conference (IPAC'22), Bangkok, Thailand, 2022, p. 872.
- [55] J. Jacob, P. Borowiec, A. D'Elia, G. Gautier, V. Serrière, *ESRF-EBS 352.37 MHz radio frequency system*, in Proceedings of the 12th International Particle Accelerator Conference (IPAC'21), online, 2021, p. 395.
- [56] A. D'Elia, V. Serriere, J. Jacob, and X. Zhu, *Design of 4th Harmonic RF cavities for ESRF-EBS*, in Proceedings of 12th International Particle Accelerator Conference (IPAC'21), Campinas, SP, Brazil, 2021, p. 1031.
- [57] S. H. Kim, M. P. Kelly, P. N. Ostroumov, T. Berenc, G. Decker, and J. Carwardine, *Design study of the higher harmonic cavity for Advanced Photon Source Upgrade*, in Proceedings of the 6th International Particle Accelerator Conference (IPAC'15), Richmond, VA, USA, 2015, p. 1819.

- [58] M. P. Kelly, A. Barcikowski, J. Carwardine, Z. A. Conway, D. Horan, M. Kedzie, S. H. Kim, P. N. Ostroumov, J. Rathke, T. Schultheiss, and G. J. Waldschmidt, *Superconducting harmonic cavity for the Advanced Photon Source Upgrade*, in Proceedings of the 6th International Particle Accelerator Conference (IPAC'15), Richmond, VA, USA, 2015, p. 3267.
- [59] P. Zhang, J. Dai, Z. W. Deng, L. Guo, T. M. Huang, D. B. Li, J. Li, Z. Q. Li, H. Y. Lin, Y. L. Luo, Q. Ma, F. B. Meng, Z. H. Mi, Q. Y. Wang, X. Y. Zhang, H. J. Zheng, and F. C. Zhao, *Status and progress of the RF system for High Energy Photon Source*, in Proceedings of the 12th International Particle Accelerator Conference (IPAC'21), online, 2021, p. 1165.
- [60] F. Perez, J. Ocampo, A. Salom, P. Solans, M. Ebert, R. Onken, P. Hülsmann, W. Anders, V. Duerr, T. Loewner, A. N. Matveenko, M. Ries, L. Shi, Y. Tamashevich, and A. Tsakanian, *3HC-third harmonic normal conducting active cavity collaboration between HZB, DESY and ALBA*, in Proceedings of the 13th International Particle Accelerator Conference (IPAC'22), Bangkok, Thailand, 2022, p. 1471.
- [61] J. R. Ocampo, J. M. Álvarez, B. Bravo, F. Pérez, A. Salom, P. Solans, *Prototype fabrication of an active normal conducting third harmonic cavity for the ALBA storage ring*, in Proceedings of the 13th International Particle Accelerator Conference (IPAC'22), Bangkok, Thailand, 2022, p. 1542.
- [62] H. Feng, S. De Santis, K. Baptiste, W. Huang, C. Tang, and D. Li, *Proposed design and optimization of a higher harmonic cavity for ALS-U*, Rev. Sci. Instrum. **91**, 014712 (2020).
- [63] T. Luo, K. Baptiste, S. De Santis, D. Li, J. Staples, M. Venturini, and H. Feng, *Design progress of ALS-U 3rd-harmonic cavity*, in Proceedings of the 12th International Particle Accelerator Conference (IPAC'21), online, 2021, p. 1481.
- [64] A. Gamelin, W. Foosang, P. Marchand, R. Nagaoka, and N. Yamamoto, *Beam dynamics with a superconducting harmonic cavity for the SOLEIL upgrade*, in Proceedings of the 13th International Particle Accelerator Conference (IPAC'22), Bangkok, Thailand, 2022, p. 2229.
- [65] *Photon Factory Highlights 2020*.
<https://www2.kek.jp/imss/pf/science/publ/pfhl/>
- [66] N. Yamamoto, S. Sakanaka, and T. Takahashi, *Simulation study of parasitic-mode damping methods for a 1.5-GHz TM020-mode harmonic cavity*, in the Proceedings of the 9th International Particle Accelerator Conference (IPAC'18), Vancouver, BC, Canada 2018, p.2822.
- [67] T. Takahashi, S. Sakanaka, and N. Yamamoto, *Design study of damped accelerating cavity based on the TM020-mode and HOM couplers for the KEK Light Source Project*, in the Proceedings of the 8th International Particle Accelerator Conference (IPAC'17), Copenhagen, Denmark, 2017, p. 4172.
- [68] J. Haissinski, *Exact longitudinal equilibrium distribution of stored electrons in the presence of self-fields*, Il Nuovo Cimento **18 B**, 1 (1973).
- [69] P. B. Wilson and J. E. Griffin, *High energy electron linacs; application to storage ring RF systems and linear colliders*, AIP Conference Proceedings **87**, 450 (1982).
- [70] J. M. Byrd, S. De Santis, M. Georgsson, G. Stover, J. D. Fox, D. Teytelman, *Commissioning of a higher harmonic RF system for Advanced Light Source*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **455**, 271 (2000).
- [71] J. M. Byrd, S. De Santis, J. Jacob, and V. Serriere, *Transient beam loading effects in harmonic rf systems for light sources*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **5**, 092001 (2002).

- [72] P. F. Tavares, ÅAndersson, A. Hansson, and J. Breunlin, *Equilibrium bunch density distribution with passive harmonic cavities in a storage ring*, Phys. Rev. Acc. Beams **17**, 064401 (2014).
- [73] T. Shintake, *The choke mode cavity*, Jpn. J. Appl. Phys. **31**, L1567 (1992).
- [74] T. Koseki, M. Izawa, and Y. Kamiya, *Damped-structure cavity for a high-brilliant vacuum ultraviolet and soft x-ray storage ring*, Rev. Sci. Instrum. **66**, 1926 (1995).
- [75] T. Kageyama, K. Akai, N. Akasaka, E. Ezura, H. Mizuno, F. Naito, H. Nakanishi, H. Sakai, Y. Takeuchi, Y. Yamazaki, and T. Kobayashi, *Development of high-power ARES cavities*, in Proceedings of the 17th Particle Accelerator Conference (PAC'97), Vancouver, British Columbia, Canada, 1997, p. 2902.
- [76] E. Weihreter, *Status of the European HOM damped normal conducting cavity*, in Proceedings of the 11th European Particle Accelerator Conference (EPAC'08), Genoa, Italy, 2008, p. 2932.
- [77] S. Sakanaka, F. Hinode, K. Kubo, M. Akemoto, and J. Urakawa, *High-power test of a 714-MHz HOM-damped cavity for the ATF damping ring*, in Proceedings of the 5th European Particle Accelerator Conference (EPAC'96), Barcelona, Spain, 1996, p. 2017.
- [78] CST Studio Suite, electromagnetic field simulation and analysis.
<https://www.3ds.com/products-services/simulia/products/cst-studio-suite/>
- [79] Ansys-HFSS, 3D high frequency simulation software.
<https://www.ansys.com/products/electronics/ansys-hfss>
- [80] P. A. Rizzi, *Microwave Engineering: Passive Circuits* (Prentice Hall, NJ, US, 1988).
- [81] Ansys Engineering Simulation Software.
<https://www.ansys.com/>
- [82] T. Takahashi, Y. Honda, T. Miura, T. Miyajima, H. Sakai, S. Sakanaka, K. Shinoue, T. Uchiyama, K. Umemori, and M. Yamamoto, *Development of a 1.3-GHz buncher cavity for the Compact ERL*, in the Proceedings of the 5th International Particle Accelerator Conference (IPAC'14), Dresden, Germany, 2014, p. 3866.
- [83] S. Terui, T. Ishibashi, Y. Suetsugu, Y. Takeuchi, K. Watanabe, H. Ishizaki, A. Kimura, and T. Sawahata, *Development of HOM absorbers for SuperKEKB*, in the Proceedings of the 14th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan (PASJ2017), Sapporo, Japan, 2017, p. 704.
- [84] T. Tajima, K. Asano, T. Furuya, Y. Ishi, Y. Kijima, M. Kudo, S. Mitsunobu, T. Takahashi, and N. Taniyama, *Development of HOM absorber for KEK B-Factor SC cavity*, KEK Preprint 93-153 (1993).
- [85] S. Ito, *Basics of Ferrite and Noise Countermeasures* (TDK EMC Technology; TDK Corp. Magnetics Business Group, Tokyo, 2011).
https://product.tdk.com/system/files/dam/doc/content/emc-guidebook/de/eemc_basic_06.pdf
- [86] T. Kageyama, Y. Morozumi, K. Yoshino, and Y. Yamazaki, *Development of annular coupled structure*, in Proceedings of the 1992 Linear Accelerator Conference, Ottawa, Ontario, Canada, 1992, p. 456.
- [87] N. Akasaka, K. Akai, E. Ezura, T. Kageyama, H. Mizuno, F. Naito, H. Nakanishi, Y. Takeuchi, Y. Yamazaki, and T. Kobayashi, *Quadrupole counter mixing choke mode structure for the KEKB ARES cavity*, in Proceedings of the 5th European Particle Accelerator Conference (EPAC'96), Barcelona, Spain, 1996, p. 1997.
- [88] 藤澤和男, 「改訂 マイクロ波回路」, コロナ社 (1972), p. 139.

- [89] R. Boni, A. Gallo, F. Marcellini, M. Serio, and M. Zobov, *A waveguide overloaded cavity as longitudinal kicker for the DAΦNE bunch-by-bunch feedback system*, Particle Accelerators, **52**, 95 (1996).
- [90] W. Cheng, T. Obina, T. Hand, M. Izawa, M. Tadano, M. Tobiyama, T. Nakamura, and K. Kobayashi, *Bunch-by-bunch feedback for the Photon Factory storage ring*, in Proceedings of the 10th European Particle Accelerator Conference (EPAC'06), Edinburgh, Scotland, 2006, p. 3009.
- [91] SOLIDWORKS. <https://www.solidworks.com/>
- [92] Autodesk Inventor. <https://www.autodesk.com/>
- [93] 赤井和憲, 「RF システム」, OHO'94 (1994).
- [94] 杉浦寅彦, 石井順也, 弓場芳治, 阿座上孝, 「マイクロ波工学」, 朝倉書店 (1976), p. 211.
- [95] N. Yamamoto, O. Tanaka, and R. Takai, *Simulation study for bunch lengthening for Photon Factory hybrid operation mode*, in Proceedings of the 17th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, Online, 2022, p. 641.
- [96] Hitachi Metals, Ltd.
<https://www.hitachimetals.com/>
- [97] I. S. Gradshteyn and I. M. Ryzhik, *Table of integrals, series, and products*, 7th ed. (Academic Press, Burlington, MA, USA, 2007), p. 866
- [98] S. Terui, T. Ishibashi, M. Shirai, K. Watanabe, Y. Takeuchi, and K. Shibata, *Development of ferrite higher order mode damper for SuperKEKB vacuum system*, submitted to Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.
- [99] A. M. Nicolson and G. F. Ross, *Measurement of the intrinsic property of materials by time-domain techniques*, IEEE Trans. Instrum. Meas. **19**, 4, 377 (1970).
- [100] A. J. Hatch, *Suppression of multipacting in particle accelerators*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **41**, 261 (1966).
- [101] Hitachi Metals, <https://www.hitachimetals.com>
- [102] H. Henke and I. Wilson, *Thermal analysis and loss in shunt impedance of the LEP accelerating cell*, CERN/ISR-RF-GE/81-25 (1981).
- [103] 吉田駿, 「伝熱学の基礎」, 第2版, オーム社 (2019).
- [104] F. Cardarelli, *Materials Handbook*, 3rd ed. (Springer, London, 2018), p. 1708.