

学位論文

超伝導加速空洞のための
新しい高次モードダンパーの開発

許斐 太郎

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

平成 23 年度

(2011 年度)

目次

第 1 章. 本研究の動機と研究目標.....	5
参考文献.....	8
第 2 章. ILC について.....	9
2.1. ILC 加速器.....	9
2.2. ILC 空洞.....	13
2.3. Wake 場.....	16
2.3.1 短距離 Wake 場.....	17
2.3.2 長距離 Wake 場.....	19
2.3.3 Wake のまとめ.....	22
2.4. ILC-ADC 空洞の開発の現状.....	22
2.4.1 単 CellIchiro 空洞での 50MV/m の実証.....	23
2.4.2 End Group の洗浄.....	25
2.4.3 TESLA 型 HOM Coupler の製作コスト.....	28
2.4.4 CC Coupler の開発.....	28
2.4.5 Coaxial Ball Screw Tuner の開発.....	30
2.4.6 STF での High Power 試験.....	32
2.4.7 9-Cell 空洞の開発.....	33
2.4.8 巨大結晶ニオブ空洞の開発.....	34
2.4.9 現在確立している最も良い表面処理方法.....	35
第 3 章. 超伝導加速空洞に最適な HOM ダンパーの提案.....	42
3.1. Beam ダイナミックからの HOM Coupler の仕様.....	42
3.1.1 Beam ダイナミクスからの要請.....	42
3.1.2 スペースの制約.....	43
3.1.3 熱的制約.....	43
3.1.4 HOM ダンパーの周波数特性.....	44
3.2. 超伝導加速空洞用 HOM ダンパーの概観.....	44
3.2.1 Beampipe ダンパー.....	45
3.2.2 導波管型ダンパー.....	46
3.2.3 Grooved Beampipe 型ダンパー.....	47
3.2.4 バンドパスフィルター型 HOM ダンパー.....	48
3.2.5 超伝導用 HOM ダンパーのまとめ.....	52
3.3. Choke Mode HOM ダンパー.....	53
3.3.1 ラジアルライン式 Choke Mode HOM ダンパー.....	54
3.3.2 超伝導空洞用 Choke 型 HOM ダンパー.....	55

3.3.3	同軸管式 Choke Mode HOM ダンパー	56
3.3.4	KEKB 超伝導クラブ空洞の Choke.....	57
3.4.	新しい構造の超伝導加速空洞用 HOM ダンパーの提案.....	58
3.5.	第 3 章のまとめ.....	60
	参考文献.....	61
第 4 章.	Demountable Damped Cavity の RF 設計	63
4.1.	同軸線路形状の決定.....	63
4.2.	空洞と同軸管の結合.....	65
4.3.	Choke の設計.....	68
4.4.	HOM のダンプ能力	71
4.5.	DDC が加速モードパラメータに与える影響.....	72
4.6.	Demountable への要求事項.....	73
4.7.	第 4 章のまとめ.....	75
	参考文献.....	75
第 5 章.	Multipacting のシミュレーション	77
5.1.	Multipacting.....	77
5.2.	CST-Studio による Multipacting シミュレーション.....	79
5.3.	2 次電子放出率(SEY)の決定.....	80
5.4.	MP 発生の判断と MP の強さの求め方.....	82
5.5.	シミュレーションの検証	85
5.6.	単 Cell DDC 空洞での MP.....	86
5.7.	第 5 章のまとめ.....	89
	参考文献.....	89
第 6 章.	RF 吸収体部分の設計.....	90
6.1.	吸収体の特性.....	90
6.2.	誘電率・透磁率測定方法	90
6.3.	誘電率・透磁率測定装置	92
6.4.	Ferrite CMD10 の複素比誘電率・透磁率.....	94
6.4.1	Ferrite CMD10 の複素比誘電率の測定.....	94
6.4.2	Ferrite の RF 吸収メカニズム.....	96
6.4.3	Ferrite CMD10 の複素比透磁率の測定.....	96
6.5.	RF 吸収体形状設計	100
6.6.	第 6 章のまとめ.....	105
	参考文献.....	105
第 7 章.	DDC の熱構造設計.....	106
7.1.	吸収体部の構造	106

7.1.1	吸収体支持部の構造	107
7.1.2	内導体の冷却パスの確保のための使用材料.....	108
7.1.3	77 K から 2 K の空洞内表面への輻射熱の評価	110
7.2.	Choke 部の構造	111
7.3.	内導体部の構造.....	112
7.4.	準定常状態での熱構造のシミュレーション	112
7.5.	Dynamic loss があるときの温度分布.....	114
7.6.	第 7 章のまとめ.....	115
	参考文献.....	115
第 8 章.	単 Cell DDC 空洞の製作.....	117
8.1.	DDC 実証試験のための加速空洞の製作.....	117
8.1.1	ニオブ材.....	119
8.1.2	ハーフ Cell のプレス成型.....	120
8.1.3	ハーフ Cell のトリム加工.....	122
8.1.4	Beampipe の製作	123
8.1.5	Beampipe フランジ.....	124
8.1.6	He Vessel Baseplate と Baseplate Flange	124
8.1.7	単 Cell 加速空洞の電子 Beam 溶接.....	124
8.2.	Choke の製作.....	125
8.2.1	削り出し巨大結晶ニオブ Choke の製作.....	125
8.2.2	多結晶ニオブプレス Choke の製作.....	127
8.2.3	ニオブスパッタ Choke の製作	132
8.3.	内導体の製作.....	136
8.3.1	多結晶ニオブのロール加工による製作.....	136
8.3.2	ニオブ薄膜銅による製作.....	136
8.4.	第 8 章のまとめ.....	137
	参考文献.....	137
第 9 章.	単 Cell DDC 空洞の表面処理.....	139
9.1.	化学研磨.....	139
9.1.1	化学研磨の特性.....	139
9.1.2	DDC のバルク化学研磨.....	141
9.1.3	水素病と真空熱処理	143
9.1.4	仕上げ化学研磨.....	145
9.2	表面洗浄	145
9.1.5	超純水か純水か.....	146
9.1.6	純水高圧洗浄における 2 つの工夫	147

9.1.7	エアードライ	148
9.1.8	Airflow 組立	148
9.1.9	インジウムシール	149
9.1.10	真空排気	150
9.2.	第9章のまとめ	151
	参考文献	151
第10章.	高電界試験方法	154
10.1.	Cryostat	154
10.2.	パルス法	156
10.3.	表面抵抗の計測	158
10.4.	加速電界の計測	159
10.5.	Phase-Locked Loop (PLL)	159
10.6.	Cable Correction	161
	参考文献	164
第11章.	SingleCellによる極低温でのDDC実証試験	165
11.1.	加速空洞とChoke空洞の周波数マッチング試験	165
11.1.1	常温での空洞チューニング	165
11.1.2	2Kでの周波数マッチング	169
11.2.	Super-Jointの検証	170
11.3.	Multipacting、Field Emissionの検証	175
11.4.	吸収体でのHOMの損失	177
11.5.	第11章のまとめ	183
	参考文献	183
第12章.	9-Cell DDCの設計	185
12.1.	HOMパラメータの計算方法	185
12.1.1	R/Q	185
12.1.2	Loss Factor	187
12.1.3	HOMのQ値	187
12.2.	9-Cell DDC TYPE1	188
12.3.	9-Cell DDC Type2	196
12.4.	DDC型 Super structure	197
	参考文献	199
第13章.	まとめ	201
	謝辞	203

第 1 章. 本研究の動機と研究目標

超伝導加速空洞は次世代高エネルギー物理学実験機 ILC (International Linear Collider: 国際リニアコライダー)の中核技術として用いられる[1.1]。ILC の特徴は Beam が 1 つの加速空洞を 1 度しか通過しない線形加速器を使用することである。ILC 加速器では中心エネルギー500GeV とルミノシティ $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を得るために、Beam 衝突点でエネルギー広がり 0.1 % , バンチ長さ 300 μm , Beam サイズ 639 nm \times 5.7 nm が要求されている。このためダンピングリングから出た Beam のエネルギー広がりとおミッタンスを保ったまま加速できる加速空洞が必要である。また、中心エネルギー500 GeV を得るために、超伝導加速空洞が約 16000 台必要である。1 台の長さは 1268mm なので、加速空洞だけで約 20km の長さになる。ILC の全長が約 31km であり、この大半を占める加速空洞の高電界化とコンパクト化を図る事は ILC 建設コストの大幅な削減につながる。

ILC 用超伝導加速空洞は 9 つの加速空洞から構成された定在波型の加速空洞である。この中に 1.3GHz の加速モード(TM₀₁₀ モード)を励起して Beam を加速する。一方で、加速空洞は空洞共振器であるので、加速モード以外に HOM(Higher Order Mode:高次モード)と呼ばれる多数の共振モードが存在する。これらの HOM は Beam が空洞を通過するときに発生する Wake 場(航跡場)によって励起される。超伝導空洞は RF 損失が小さいため、何もしなければ HOM は加速モードと同じように長時間残留する。そして、後続バンチに作用して Beam のおミッタンス・エネルギー広がりをお化させる。このため、HOM を積極的に減衰させる HOM ダンパーが不可欠である。

HOM ダンパーは加速モードと HOM を選別し、加速モードを空洞内に閉じ込めながら HOM のみを減衰させる機能が必要である。既存の超伝導加速空洞用 HOM ダンパーでは次の 2 つの選別方法が用いられている。1 つ目は Beampipe に付けた矩形導波管や Beampipe 自体の Cutoff 周波数を加速モードの周波数以上に設定する方法である。加速モード周波数は矩形導波管や Beampipe の Cutoff 周波数より低いため伝搬できず空洞内に閉じ込められ、HOM 周波数は Cutoff 周波数より高いので、伝搬して終端に設置された RF 吸収体で熱に変換されダンプされる。この方法を ILC に適用する場合のデメリットは ILC 空洞の加速モード周波数が 1.3 GHz であるのに対して HOM の最低次モード TE₁₁₁ の周波数が 1.6 GHz と近く、十分に矩形導波管や Beampipe を絞る事ができない。このため染み出した加速モードを十分に減衰するには矩形導波管や Beampipe を長く伸ばす必要がある。これは He Vessel 径を大きくする事や Beam 軸方向の Space Factor を失うことになる。更には加速モードの染み出しが大きくなり加速電界が低下する。2 つ目の方法はループアンテナで HOM と加速モードを同軸伝送線路に引き出した後、スタブ等のバンドパスフィルターで加速モードを反射する方法である。バンドパスフィルターを通り抜けた HOM は RF のまま空洞外部に引き出され空洞外部で熱に変換されて捨てられる。この方法のメリットは加速モード

の反射バンド幅や形状を自由に設計できる事である。ILCのようにSpace Factorを重要視する加速器ではコンパクトな形状である事が重要である。TESLAではこの方法に基づきコンパクトなTESLA型HOM Couplerと呼ばれるHOMダンパーが開発された[1.2]。ILCでもTESLA型HOM CouplerをBaselineとして採用した。しかし、TESLA型HOM Couplerにも欠点がある。その1つはBeam軸に対しHOM Couplerが非対称配置されている事である。このためDipoleモード等Beam軸に対し偏りを持つHOMモードはCoupler付近の電磁場が弱いと十分にダンプできない[1.3]。また、TESLA型HOM Couplerは複雑な形状である。超伝導空洞の高電界化には清浄表面を生成する事が必須であるが、Coupler内部は洗浄が困難である。そのためHOM Couplerを取り付けたSingle Cell空洞の高電界試験では40 MV/m付近の高電界でQ Slopeを起し到達電界が 42.6 ± 3.7 MV/mに制限されている[1.4]。

我々はTESLA型HOM Couplerの問題を解決するために図1.1に示すDemountable Damped Cavity (DDC)と名付けた新しいHOMダンパーを提案する。DDCのRF構造について説明する。まず、加速モードとHOMを同軸管で強く結合させて同軸管内に取り込む。次にChoke空洞が加速モードを反射して、一方、HOMは同軸管終端にあるRF吸収体まで伝搬してFerriteで熱に変換して捨てられる。図から明らかなようにDDCはBeam軸対称性を満足している。また、Choke部をフランジ構造にして組み立て可能にすることで洗浄容易な構造としている。組み立て構造であることから新型HOMダンパーをDemountable Damped Cavityと名付けた。He Vessel BaseplateをChoke空洞の一部として使用する事でILCの要求するSpace Factorを満たしている。

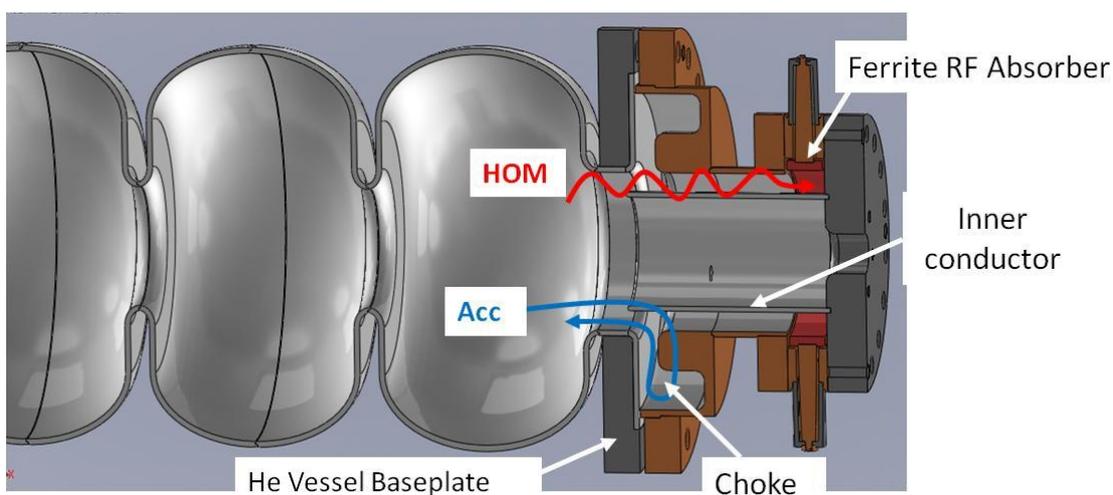


図 1.1 Demountable Damped Cavity の模式図。

本研究ではIchiro単Cell空洞にDDCを適用してDDCの原理実証を行うことを目的とした。原理実証試験で実証する項目は主に以下の6項目である。

[1] シミュレーションによるアイデアの検証

超伝導空洞は High-Q であるために周りの振動や Lorentz Detuning による周波数の離調問題がある。9-Cell 空洞の Lorentz Detuning 量は加速電界 40 MV/m は約 1 kHz である。Choke のバンド幅をこれ以上に大きく取れるかシミュレーションで実証する。

[2] 加速空洞と Choke の周波数マッチングの実証

超伝導空洞では空洞冷却時にも、空洞と Choke の周波数離調問題が懸念される。室温でチューニングを行った後、2K に冷却して周波数のマッチングが維持される事を実証する。もし、冷却による周波数の離調問題あれば、Choke に Tuner 等を付ける必要があり、製作コストの増加や運転の煩雑さを招く。

[3] Demountable による洗浄容易性の実証

Demountable 部の磁場強さは加速空洞の最大表面磁場の 1/6 である。磁場が強いので、Demountable 部は超伝導特性を持たなければならない。超伝導特性を持つシール方法は Super-Joint と呼ばれている。

[5] Multipacting (MP), Field Emission (FE)が深刻でないことの実証

DDC 部の Multipacting が深刻かどうかシミュレーションであらかじめ調べる必要がある。そして、Choke や内導体などを空洞に持ち込んでも、Field Emission や Multipacting が起きないことを検証する。

[6] 高い HOM 減衰効率の実証

ILC が目標とする HOM の Q 値は 1×10^5 以下である。DDC ではこれより十分に小さい 10^3 台を目標に設計を行う。

以上の各項目を原理実証する。

本論文では、第 2 章では超伝導加速空洞の特徴と Beam と空洞の関係、現在我々の行なっている ILC ACD 空洞回りの開発の現場を述べる。第 3 章では既存の加速空洞で用いられている様々な HOM ダンパー形状を述べ、DDC のアイデアについてまとめる。第 4 章では単 Cell DDC 空洞の RF 設計の詳細を説明する。第 5 章では Choke 部での MP が深刻でないことをシミュレーションで検証した結果を説明する。第 6 章では DDC に必要な 77K での Ferrite の RF 吸収特性の評価に必要な複素透磁率と誘電率を測定した結果と、測定値を基に設計した RF 吸収体の構造を説明する。第 7 章では吸収体での発熱を逃がすための熱伝導パスの設計と内導体先端を熱伝導冷却で 2K に冷却するための熱構造設計について説明する。ただし、熱構造については本研究で実証実験を行っていない。第 8 章では単 Cell DDC 空洞の製作について述べる。第 9 章では単 Cell DDC 空洞の表面処理について述べる。第

10 章では単 Cell DDC 空洞の評価に用いた高電界試験法について説明する。第 11 章では単 Cell DDC 空洞を用いて行った原理実証試験の結果について説明する。第 12 章では DDC を 9-Cell 空洞に適用した場合のシミュレーション結果を示す。第 13 章では DDC に関するまとめを行う。

参考文献

- [1.1] ILC Colaboration. ILC reference design report. ILC Global Design Effort and World Wide Study 2007.
- [1.2] Deutsches Elektronen-Synchrotron. TESLA Technical Design Report. Dierk Heigener GmbH, Hamburg, January 2000.
- [1.3] L. Xiao, C. Adolphsen, V. Akcelik, A. Kabel, K. Ko, L. Lee, Z. Li, C. Ng. “Modeling Imperfection Effects on Dipole Modes in TESLA Cavity”. Proceedings of PAC07, Albuquerque, New Mexico, USA, pp 2454-2456.
- [1.4] F. Furuta, K. Saito, T. Konomi. “High Field Q-Slope Problem in End Group Cavities”. Proceedings of IPAC’10, Kyoto, Japan, pp.3347-3349.

第 2 章. ILC について

将来の高エネルギー物理学のための加速器として International Linear Collider (ILC) が計画されている。ILC は電子と陽電子を重心エネルギー 500 GeV で衝突させて標準模型で予想される Higgs や超対称性理論から予測される超対称性粒子の探索を目標としている。ILC では Beam が一つの加速空洞を一度しか通過しない線形加速器を用いる。これは円形加速器では軌道半径に反比例、エネルギーの 4 乗に比例してエネルギーが損失してしまい 500 GeV の中心エネルギーを得る事が事実上不可能なためである。また、超伝導加速空洞はエネルギー蓄積効率を表す Q 値 Q_0 が 10^{10} と高く、ILC の様な大規模加速器の運転コストを削減できるため、ILC の入射器と主線形加速空洞(Main Linac) に採用されている。

本章では ILC に用いる超伝導加速空洞と Beam との関係について説明する。

2.1. ILC 加速器

ILC はそれぞれ 250GeV の電子と陽電子を衝突させて、重心系で 500 GeV の衝突エネルギーを達成する。この加速器の中核技術は超伝導加速空洞である。ILC の目的は標準模型において質量の起源と考えられている Higgs 粒子を探索し精密に測定することである。現在 Large Hadron Collider (LHC) でその探索が行われている。日本時間 2011 年 12 月 13 日 22 時に CERN で行われた発表では、『素粒子標準理論の Higgs 粒子が存在するとすれば、その質量は ATLAS 実験では 116GeV から 130GeV、CMS 実験では 115 から 127GeV の領域に“非常に興味深い示唆”がある』とされた。図 2.1 に ATLAS と CMS で確認された信頼度 95%以上の確度で Higgs が存在する区間を示す[2.2][2.3]。2012 年にはその発見のニュースが期待されている。LHC は陽子(3.5TeV)と陽子(3.5TeV)のハドロンコライダーである。陽子がクォーク 3 個からできている構造粒子であるので、非常に多くのイベントを生成する。これは、ハドロンマシンの豊かさともいえるが、逆にノイジーな実験といえる。ATLAS と CMS では選別しやすいイベントから Higgs を探しているが、最も測定しやすい $H \rightarrow \gamma\gamma$ 崩壊によるシグナルであっても図 2.2 に示すように Higgs シグナルはバックグラウンドに埋もれている事が分かる。

一方、ILC Beam に使う電子・陽電子は内部構造を持たない Lepton であるので Higgs イベントがクリーンに観測できる。図 2.3 はシミュレーションで予測される $\mu^+\mu^-$ より再構築した Higgs シグナルである。LHC のデータに比べ格段に S/N 比が良い事が分かる。LHC で Higgs の質量を測定した後、ILC でクリーンな実験を行い Higgs の詳細な性質を暴き出す。LHC と ILC は相補的なマシンである。LHC と同様に ILC でもまた、標準模型を越える超対称性理論等の自然界の構造モデルを検証することも課題の一つである。

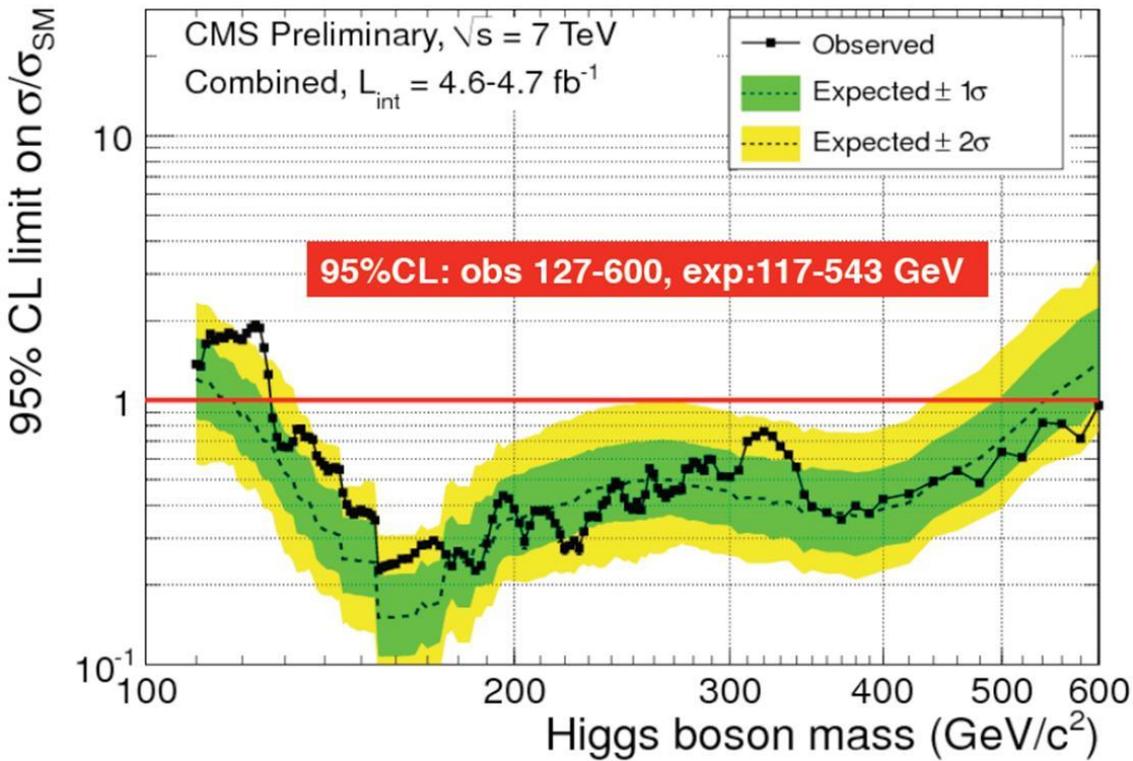
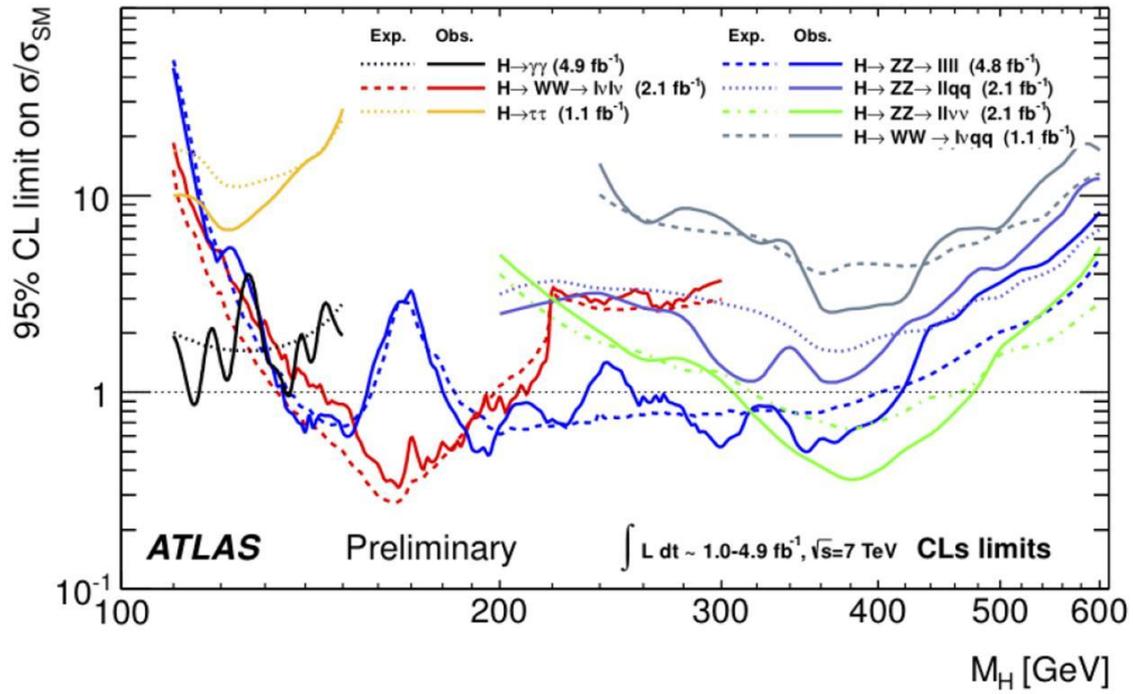


図 2.1 ATLAS と CMS で検出された 95% Confidence Level (CL)。95%CL とは、1 を下回ると 95%の確度で Higgs が存在しない区間である。参考文献[2.2][2.3]より転載。

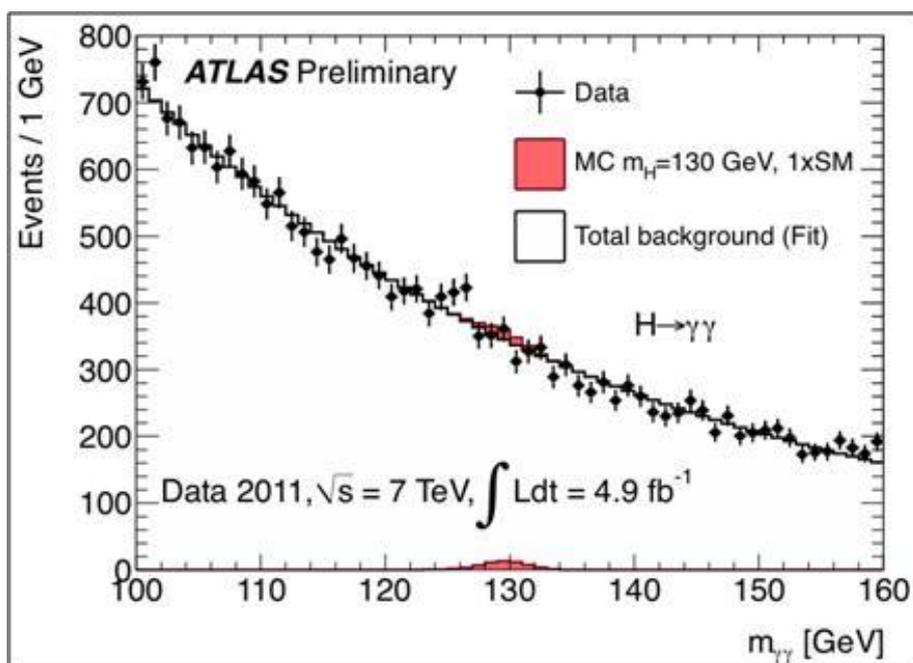


図 2.2 ATLAS で検出された $H \rightarrow \gamma\gamma$ 過程のシグナル。130GeV に Higgs があると仮定した場合の Higgs シグナルが赤で示されている。参考文献[2.2][2.3]より転載。

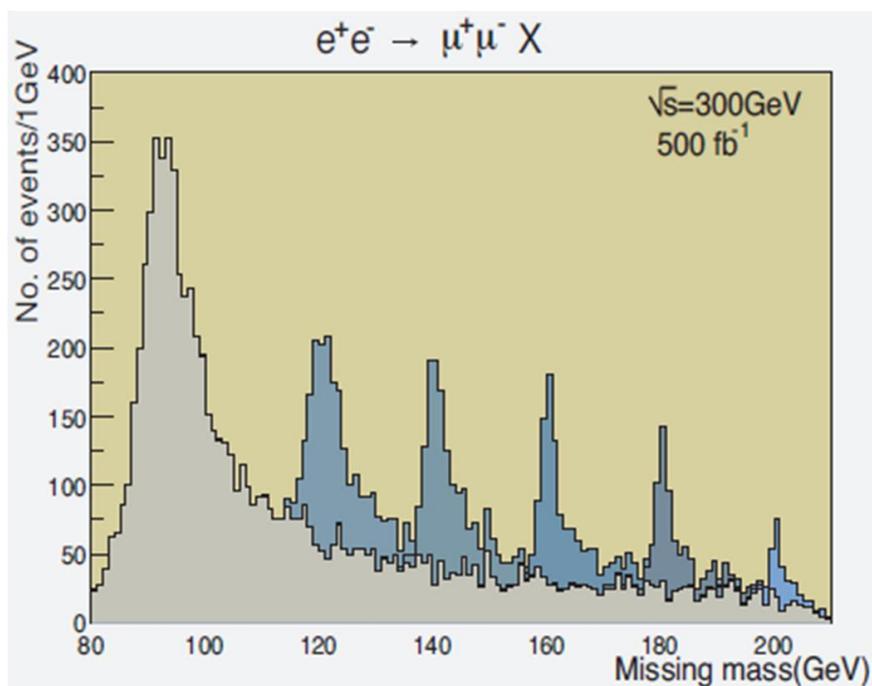


図 2.3 シミュレーションで求められた ILC で測定される $\mu^+\mu^-$ より再構築した Higgs シグナル。灰色部は Z ペアの崩壊によるバックグラウンド事象。青色は Higgs 質量を 120,140,160,180,200GeV と変化させたときの Higgs シグナル。参考文献[2.4]より転載。

ILC の構成を図 2.4 に示す。ILC は主に Beam サイズを絞るための Damping Ring と Beam を加速する Main Linac から成る。衝突点(IP)での素粒子の発生頻度 R は素粒子の反応断面積 σ と電子・陽電子の衝突確率(ルミノシティー)により次のように表される。

$$R = \sigma L \quad (2-1)$$

σ は目的とする反応で決まっており、一般的には重心エネルギーの 2 乗に反比例する。反応を多く起こすにはルミノシティーを高くしなければならない。ILC の目標とするルミノシティー L は、バンチあたりの粒子数 N_e (電子) = N_p (陽電子) = 2×10^{10} 、単位時間当たりのバンチ衝突回数 $f = 1.3 \times 10^4$ 、衝突点における水平および垂直方向の Beam サイズ $\sigma_x = 639$ nm、 $\sigma_y = 5.7$ nm を用いて次のように計算される。

$$L = f \cdot \frac{N_e N_p}{4\pi\sigma_x\sigma_y} = 2 \times 10^{34} [\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}] \quad (2-2)$$

この式によると粒子数を増やす事でルミノシティーを向上させる事ができるが、実際にはバンチ当たりの電荷が大きいと衝突点で相手 Beam が作る数キロテスラの磁場を感じ発散してしまう。そこで、ILC では Beam をマルチバンチ化して衝突回数 f を 1.3×10^4 と高くしているすることで高いルミノシティーを得る方法を採用している。

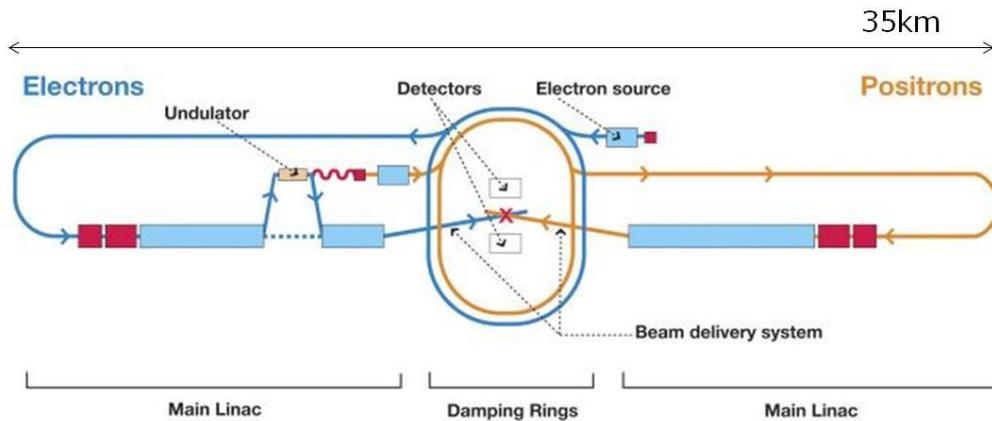


図 2.4 ILC の模式図。 <http://www.linearcollider.org/>より転載。

表 2.1 ILC Main Linac での Beam パラメータ。ILC RDR より転載。

Parameter	Value	Units	Parameter	Value	Units
Initial beam energy	15	GeV	Initial $\gamma\epsilon_x$	8.4	μm
Final beam energy	250	GeV	Final $\gamma\epsilon_x$	9.4	μm
Particles per Bunch	2×10^{10}		Initial $\gamma\epsilon_y$	24	nm
Beam current	9.0	mA	Final $\gamma\epsilon_y$	34	nm
Bunch spacing	369	ns	σ_z	0.3	mm
Bunch train length	969	μs	Initial σ_E/E	1.5	%
Number of bunches	2625		Final σ_E/E (e^-, e^+)	0.14, 0.10	%
Pulse repetition rate	5	Hz	Beam phase wrt RF crest	5	$^\circ$

表 2.1 に ILC Main Linac 入射時の Beam パラメータと出口で要求される Beam パラメータを示す。Beam は Main Linac 通過後は直ちに Beam 衝突点で衝突する。従って、ILC Main Linac での Beam パラメータは衝突点でのルミノシティに大きく影響する。Beam のエネルギー広がりを 0.14%(電子)、0.10%(陽電子)以下、エミッタンスを 9.4 μm (水平)、24 nm(垂直)以下に抑えて 250GeV まで加速する事が要求される。また、Beam 構造は図 2.5 のようになっている。

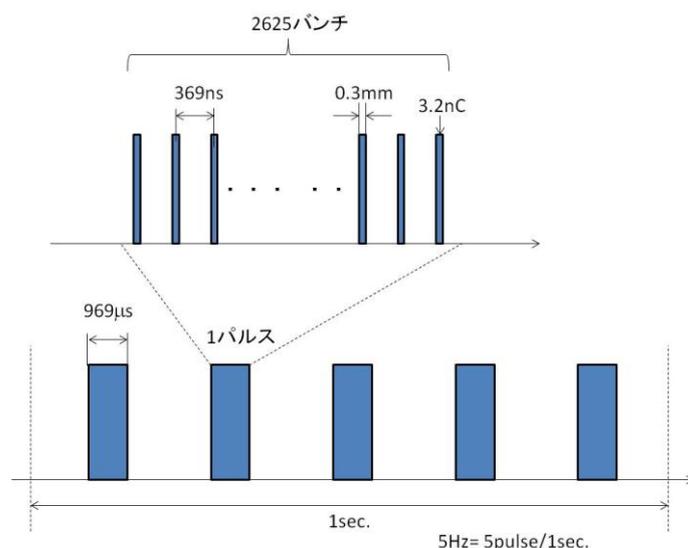


図 2.5 ILC の Beam 構造。1 秒に 5 つのパルスがあり、1 つのパルスに 2625 のバッチが含まれる。1 つのバッチには 2×10^{10} 個の電子が含まれる。

2.2. ILC 空洞

ILC 空洞の背景を述べる。2004 年夏、ITRP が将来のリニアコライダーの技術選択として超伝導技術をベースとする超伝導リニアコライダーを ICFA に推奨し、ICFA がそれを受け入れ、リニアコライダーの名称を International Linear Collider: ILC と付けた。2004 年 11 月に、当時の KEK の機構長であった戸塚機構長のリーダーシップの下、第一回 ILC workshop を KEK で開催した。その中で齋藤等は、「超伝導空洞の製作基礎技術は完成しており、今や超伝導空洞の加速限界は RF 磁場による fundamental な制限にある」との考えに立ち、ILC の超伝導空洞形状として 2003 年来 J.Sekutowicz 等によって Jlab の ERL 計画に向けて開発された Low loss 型超伝導空洞形状(LL 空洞)を採用して 50MV/m を展望できる高電界超伝導空洞の開発を提案した[2.5]。2005 年米国・コロラド州のスノーマスで開かれた第 2 回 ILC workshop で TESLA 型空洞を Baseline とすることを決定したが、齋藤の提案は ILC の Alternative Cavity Design (ACD)として受け入れられた[2.6]。この会議で、Baseline 空洞の仕様を 35 MV/m @ $Q_0 = 0.8 \times 10^{10}$ で受け入れ、ILC での運転加速電界を 31.5

MV/m@ $Q_0=1 \times 10^{10}$ と決めた。一方、ACD 空洞の方は、40 MV/m@ $Q_0= 0.8 \times 10^{10}$ で受け入れ、ILC の運転加速電界を 36 MV/m@ $Q_0=1 \times 10^{10}$ と決めた。KEK は、TESLA 空洞を踏襲した TESLA like Baseline 空洞の開発と平行して、齋藤等を中心とする LL 空洞の開発チーム(WG5)を立ち上げた。その後、このチームは 2008 年に KEK が Baseline 空洞開発に専念する宣言を出し WG5 が解散するまで、空洞・Tuner・RF high power Coupler の空洞コンポーネントについて非常に精力的に開発を進めた。そして、その後も数人の小さなグループではあるが空洞の活発な研究開発が継続している。

ILC では Baseline として DESY の TESLA 型 9-Cell 超伝導空洞の設計パラメータを図 2.6、表 2.2 に示す。また図 2.7 に ILD ACD 空洞(Ichiro 空洞)とその仕様を示す。TESLA 空洞は後に説明する HOM の対策として空洞両端に 1 つずつ HOM Coupler と呼ばれるものを取り付けられているのが特徴である。なお、この 9-Cell 空洞の両端に取り付けた HOM Coupler と Input Coupler, Pickup antenna を End Group と呼んでいる。

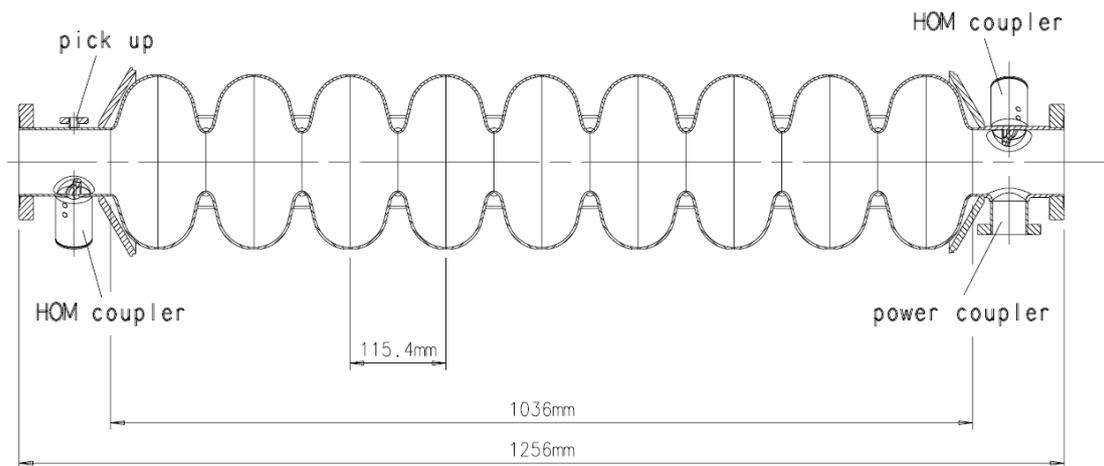


図 2.6 TESLA 型 9-Cell 超伝導加速空洞。TESLA TDR より転載。

表 2.2 TESLA 型空洞の RF パラメータ。TESLA TDR より転載。

type of accelerating structure	standing wave
accelerating mode	TM ₀₁₀ , π -mode
fundamental frequency	1300 MHz
nominal gradient E_{acc} for TESLA-500	23.4 MV/m
quality factor Q_0	$> 10^{10}$
active length L	1.038 m
cell-to-cell coupling k_{cc}	1.87%
iris diameter	70 mm
R/Q	1036 Ω
E_{peak}/E_{acc}	2.0
B_{peak}/E_{acc}	4.26 mT/(MV/m)
tuning range	± 300 kHz
$\Delta f/\Delta L$	315 kHz/mm
Lorentz force detuning constant K_{Lor}	≈ 1 Hz/(MV/m) ²
Q_{ext} of input coupler	$2.5 \cdot 10^6$
cavity bandwidth at $Q_{ext} = 2.5 \cdot 10^6$	520 Hz FWHM
fill time	420 μ s
number of HOM couplers	2

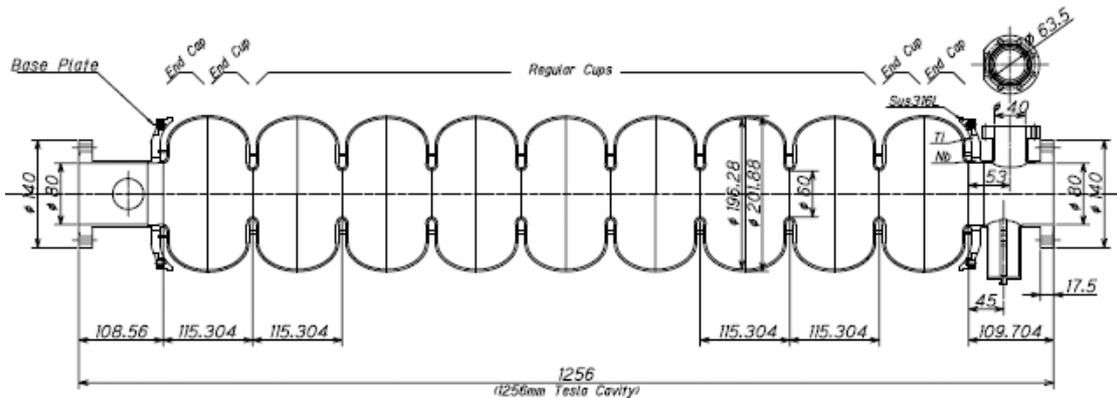


図 2.7 ILC-ACD 空洞(Ichiro 空洞)。参考文献[2.7]より転載。

表 2.3 ILC-ACD 空洞(Ichiro 空洞)の RF パラメータ。

Nominal gradient: E_{acc}	36 MV/m
Cell to cell coupling: k_{cc}	1.56 %
Iris diameter	60 mm
R/Q	1170 Ω
E_{peak}/E_{acc}	2.36
B_{peak}/E_{acc}	3.65 mT/(MV/m)

2.3. Wake 場

Wake 場は Beam のエミッタンスやエネルギー広がりを増大させる。Beam は常に自分の周りに電磁場を作りながら走っている。Beampipe のように Beam 軸に沿って同一形状の中を走る場合、Beam は Beam 軸上の同位置にある Beampipe 壁面に鏡像電荷をもつ。しかし、加速空洞のように起伏の大きい構造物を走ると鏡像電荷は軌道を曲げられシンクロトロン放射を起こす(図 2.8)。このシンクロトロン放射が Wake 場と呼ばれて後続 Beam に影響を及ぼす。ILC のようなマルチバンチ Beam の場合に考慮しなくてはならないのは主に次の 2 つの効果である。1 つは Wake 場を引き起こすバンチ Beam 自身が影響を受ける短距離 Wake 場。2 つ目はパルス内の先頭バンチが起こした Wake 場を後続のバンチが受ける長距離 Wake 場である。ここでは TESLA-TDR および ILC-RDR に基づいて、TESLA 型空洞について、ILC パラメータ Beam と Wake 場の関係について述べる。

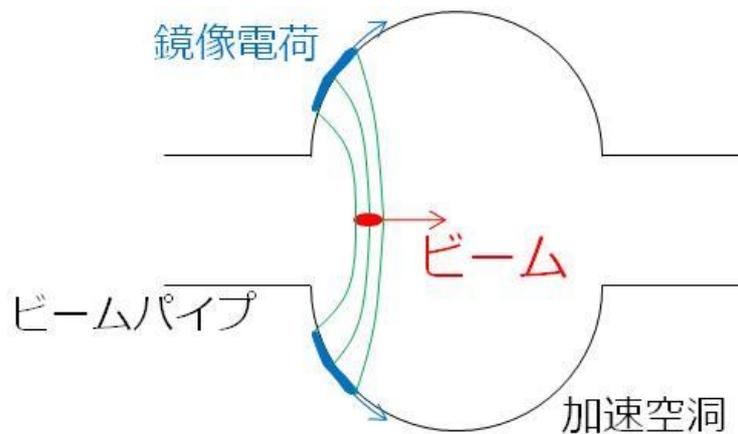


図 2.8 Wake 場の発生モデル。

2.3.1 短距離 Wake 場

短距離 Wake 場が Beam 軸方向へ与える影響について考える。位置 s にあるバンチ内の電荷 $q(s)$ を持つ荷電粒子が失うエネルギーを考える。エネルギーロスはバンチ内の全電荷を Q とすると

$$U(s) = Q \cdot W_z(s) \quad (2-3)$$

と表される。ここで、Wake 場 $W_z(s)$ は Wake 関数 $w_z(s)$ を用いて、

$$W_z(s) = \frac{1}{Q} \int_{-\infty}^s w_z(s-s')q(s')ds' \quad (2-4)$$

と与えられる。 $w_z(s)$ の特性を説明するために、TESLA 型 9-Cell 超伝導空洞で ILC パラメータの Beam(電荷量 3.2 nC, バンチ幅 0.3 mm)によって生じる $w_z(s)$ について述べる。これは 9-Cell 加速空洞と接続部になるベローズを含む Cryomodule を無限に重ね合わせた場合の 1m 当たりの $w_z(s)$ であり次式で表される。

$$w_z(s) = -38.1 \left[\frac{\text{V}}{\text{pC} \cdot \text{m}} \right] \left(1.165 \cdot \exp\left(-\sqrt{\frac{s}{3.65 \cdot 10^{-3} \text{ m}}}\right) - 0.165 \right) \quad (2-5)$$

図 2.9 にこの関数を表す。先頭部は後続 Beam の影響を受けないのでバンチ中央部よりやや後方 Beam の受ける Wake が最も大きくなることが分かる。このように、短距離 Wake 場が Beam 軸方向へ与える影響はバンチ内のエネルギーのばらつきを引き起こす事である。Wake によって影響を受けないバンチ先頭と、Wake のロスが最も大きくなる Wake のピーク位置でのエネルギーを比較する。Wake のピークは $W_z = -24 \text{ V/pC/m}$ である。ILC の加速空洞を全長 10 km、バンチ内の全電荷を 3.2 nC とすると、Wake によって失うエネルギーは

$$\Delta E = e \times -24[\text{V/pC/m}] \times 3.2[\text{nC}] \times 10[\text{km}] = -768[\text{MeV}] \quad (2-6)$$

である。Beam は 250 GeV まで加速されるので、Wake によるエネルギー広がり

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{768[\text{MeV}]}{250[\text{GeV}]} = 0.3[\%] \quad (2-7)$$

と計算される。このため、RF-Phase を 5° ずらすことで先頭バンチより後方バンチを強く加速し Wake ロスによるばらつきを抑えるように設計している。こうする事で ILC では衝突点までのエネルギー広がりを 0.1%以内に抑える事ができる。

一方、短距離 Wake 場の横方向への影響はバンチ幅 0.3 mm の場合、次のように計算されている[2.8]。

$$W_{\perp}(s)[\text{V/pC/m}^2] = 1290\sqrt{s[\text{m}]} - 2600 \times s[\text{m}] \quad (2-8)$$

横方向ではバンチの終端が最も強い Wake を受ける事が分かる。参考文献[2.9]で、この Wake 関数を用いてベータatron振動している Beam のトラッキングを行い、Main Linac 出口のエミッタンスの評価を行っている。まず、Main Linac への Beam 入射位置が Beam サイズの 1 シグマずれていた場合、エミッタンスは 1 %増大する(図 2.10)。次に、加速空洞が Beam 軸に対してランダムにミスアライメントされていた場合について計算された結

果を示す。ミスアライメント量は Beam 軸を中心にガウス分布していて、1シグマが 0.5mm と仮定する。図 2.11 に示すように、この場合にはエミッタンスは 7%増大する。以上の結果から、入射位置のずれや設置誤差を考えても短距離 Wake 場はエミッタンスを大きく劣化させない事が分かる。

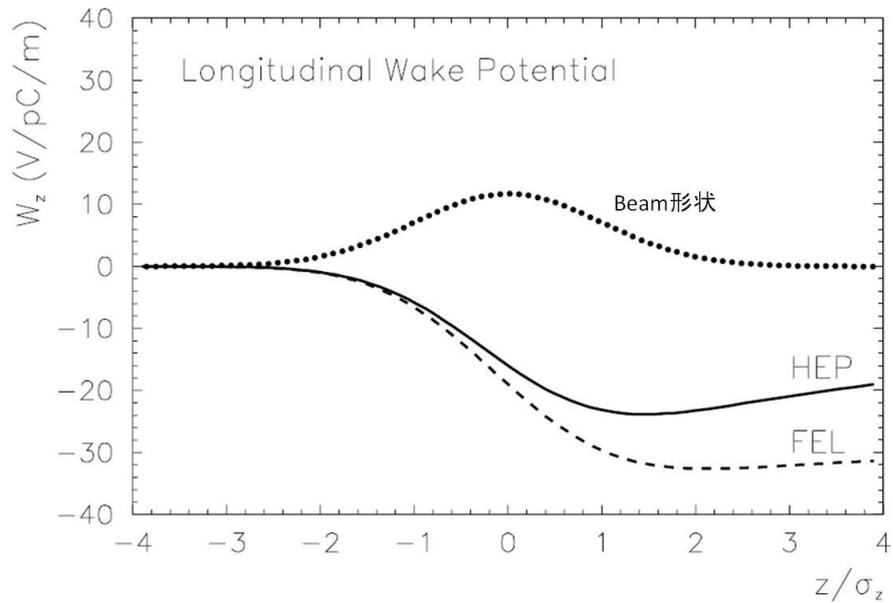


図 2.9 TESLA 型空洞の Wake 関数。参考文献[2.8]より転載。Beam 形状は Beam 軸方向の電荷分布の概観を表している。また z 軸は Beam 長さで規格化されている。HEP は ILC の Beam パラメータ(電荷量 3.2 nC, バンド幅 0.3 mm)であり、FEL の Beam パラメータは電荷量 1 nC, バンチ幅 0.05 mm である。バンチ幅が短く電荷量密度が大きい FEL では ILC より強い Wake 場が起きる事が分かる。

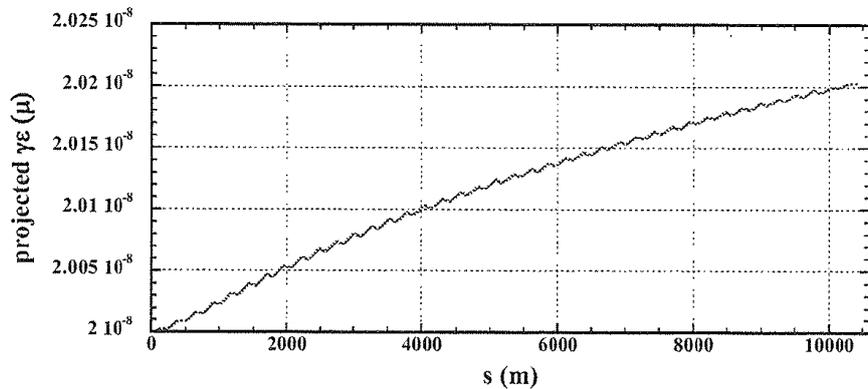


図 2.10 Main Linac への Beam 入射位置が Beam サイズの 1シグマずれていた場合のエミッタンスの増大。参考文献[2.9]より転載。

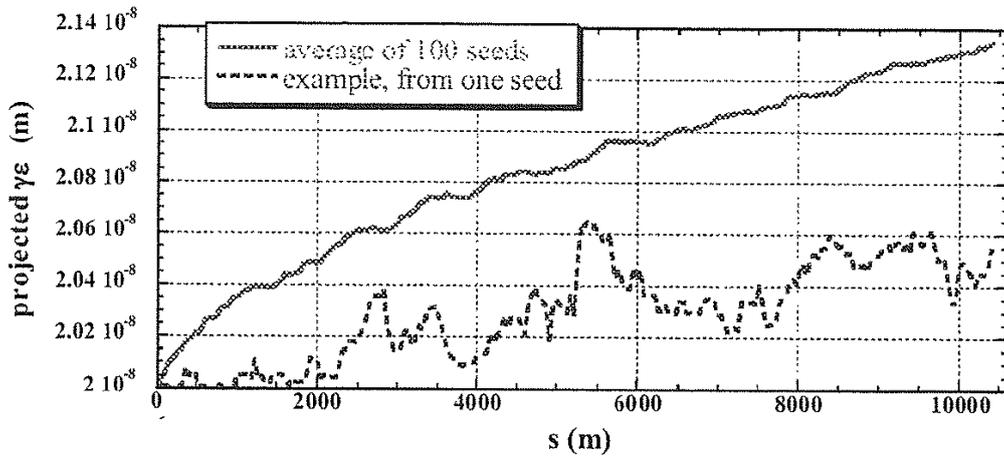


図 2.11 加速空洞が Beam 軸に対してランダムにミスアライメントされていた場合のエミッタンスの増大。ミスアライメントはガウス分布をしていてその 1 シグマが 0.5mm とする。参考文献[2.9]より転載。

2.3.2 長距離 Wake 場

ILC は、2625 個ものバンチを一つの RF パルスに詰め込んだマルチバンチ Beam なので、バンチ間の長距離 Wake 場を考慮しなければならない。バンチ間のエネルギーのずれや、エミッタンスの広がりを 2.3.1 項で述べたバンチ内のそれら以下に抑える事が必要である。

種 Beam が引き起こす Wake は周波数的に連続して発生するが、このうち長時間空洞に滞在するのは加速空洞の共振周波数とマッチしたモードのみである。これらのモードは加速モードの周波数より高い周波数を持つので Higher Order Mode (HOM) と呼ばれている。そのため、先行するバンチが HOM を誘起し、次のバンチがその HOM の電磁場と相互作用することで後続バンチが劣化する。加速空洞にはこの HOM を急速に減衰させるために、HOM ダンパーが取り付けられている。TESLA 空洞では 9-Cell 空洞の両端に HOM Coupler が取り付けられている。HOM の減衰時定数は空洞自身の Q 値は 1×10^{10} と高いので、それによる減衰は無視でき、HOM Coupler の性能によって決定される。長距離 Wake 場は加速空洞の RF 特性で決まるので、RF 特性を基にシミュレーションする事ができる。空洞に励起される HOM の内、特にインピーダンスが高い Dipole モードが問題になる。TESLA-TDR より、TESLA 空洞で生じるインピーダンスの高い Dipole モードを表 2.4 に示す。

1 つのバンチが通過した直後に励起されている n 番目の HOM の電圧 V_q は、Loss Factor k_n と、バンチ電荷 q を用いて、

$$V_q = 2k_n q \quad (2-9)$$

と表される。ここで、Loss Factor は、

$$k_n = \frac{\omega_n R_n}{4 Q_n} \quad (2-10)$$

と与えられる。 ω_n は HOM の角周波数である。このパワーが HOM の時定数 T_d で減衰して

いくから先頭バンチが通過した後(t 秒後)の電圧は、

$$V_q \exp(i\omega_n t) \exp\left(-\frac{t}{T_d}\right) \quad (2-11)$$

である。なお時定数 T_d は

$$T_d = \frac{Q_{\text{HOM}}}{\omega_n} \quad (2-12)$$

と与えられる。

表 2.4 TESLA 型空洞で有害な HOM の一覧。TESLA TDR より転載。

Frequency (ave. meas.) [GHz]	Loss factor (simulation) [V/pC/m ²]	R/Q (simulation) [Ω/cm ²]	Q (meas.)
TE₁₁₁-like			
1.6506	19.98	0.76	7.0·10 ⁴
1.6991	301.86	11.21	5.0·10 ⁴
1.7252	423.41	15.51	2.0·10 ⁴
1.7545	59.86	2.16	2.0·10 ⁴
1.7831	49.20	1.75	7.5·10 ³
TM₁₁₀-like *			
1.7949	21.70	0.77	1.0·10 ⁴
1.8342	13.28	0.46	5.0·10 ⁴
1.8509	11.26	0.39	2.5·10 ⁴
1.8643	191.56	6.54	5.0·10 ⁴
1.8731	255.71	8.69	7.0·10 ⁴
1.8795	50.80	1.72	1.0·10 ⁵
TE-like			
2.5630	42.41	1.05	1.0·10 ⁵
2.5704	20.05	0.50	1.0·10 ⁵
2.5751	961.28	23.80	5.0·10 ⁴

* このテーブルには示されていないが TM₁₁₀-like パスバンドモードの内 $1\pi/9$, $2\pi/9$, $3\pi/9$ モードでは $Q_{\text{HOM}}=2 \times 10^5 \sim 1 \times 10^6$ で、問題のあるモードが存在する。

また、250 GeV まで加速される間に加速空洞は約 8000 台ある。空洞の製作誤差によるので、それぞれの加速空洞 HOM 周波数 ω_n は設計周波数に一致せず、その周りにガウス分布している。 σ_ω をガウス分布の幅とする。HOM周波数がずれると位相の違いにより、Beam が感じるHOMの強さは個々の空洞で異なりキャンセレーションが起きる。各空洞のキャンセレーションによる Wake の減衰は

$$\exp\left[-\frac{(\sigma_\omega \cdot t)^2}{2}\right] \quad (2-13)$$

と表される。式(2-11)と合わせると、Wake の減衰は次のように書ける。

$$V_q \exp(i\omega_n t) \exp\left(-\frac{t}{T_d}\right) \exp\left[-\frac{(\sigma_\omega \cdot t)^2}{2}\right] \quad (2-14)$$

空洞周波数のばらつき $\sigma_\omega = 0.1\% \times \omega_n$ の場合に 1 つのバンチが誘起した HOM が減衰する様子が図 2.12 に計算されている。これは加速空洞を 36 台並べて、1 台当たりの平均の Wake を計算したものである。これより、次のバンチが到着する時間 369ns では十分に Wake が減衰されて、約 10V/pC/m² となる事が分かる。図 2.13 は図 2.12 を基にエミッタンスの増大をシミュレーションした結果である。このシミュレーションでは空洞のミスアライメント量がガウス分布していてその分布幅 σ を 0.5mm としている。シミュレーションの結果よりエミッタンスの増大は 3.7% となる。このように Beam サイズの 50 倍のずれがあっても、1 つのバンチのエミッタンスの増大は小さいことが分かる。その結果、現状の設計では空洞出口のエミッタンスは横方向 9.6 μ m, 縦方向 36nm 以内に抑えられる。逆の言い方をすれば、エミッタンスの増大をこの程度に抑制するには、表 2.4 に与えた $Q_{\text{HOM}} < 1 \times 10^5$ でなければならない。

transverse long range wake

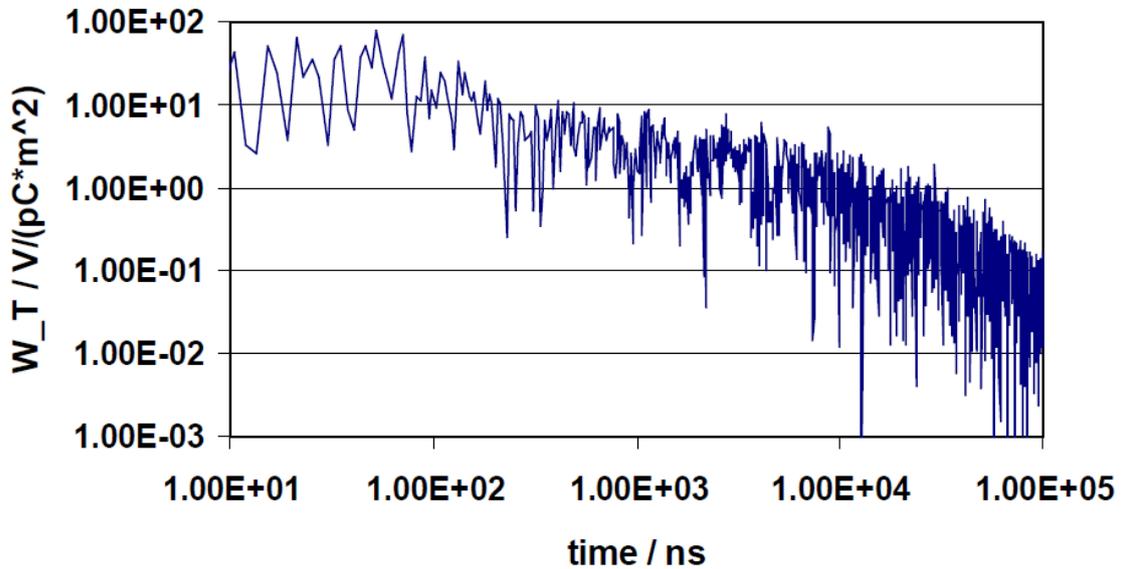


図 2.12 1 つのバンチが発生させる縦方向 Wake の減衰の様子。TESLA TDR より転載。36 台の加速空洞の平均を取っている。

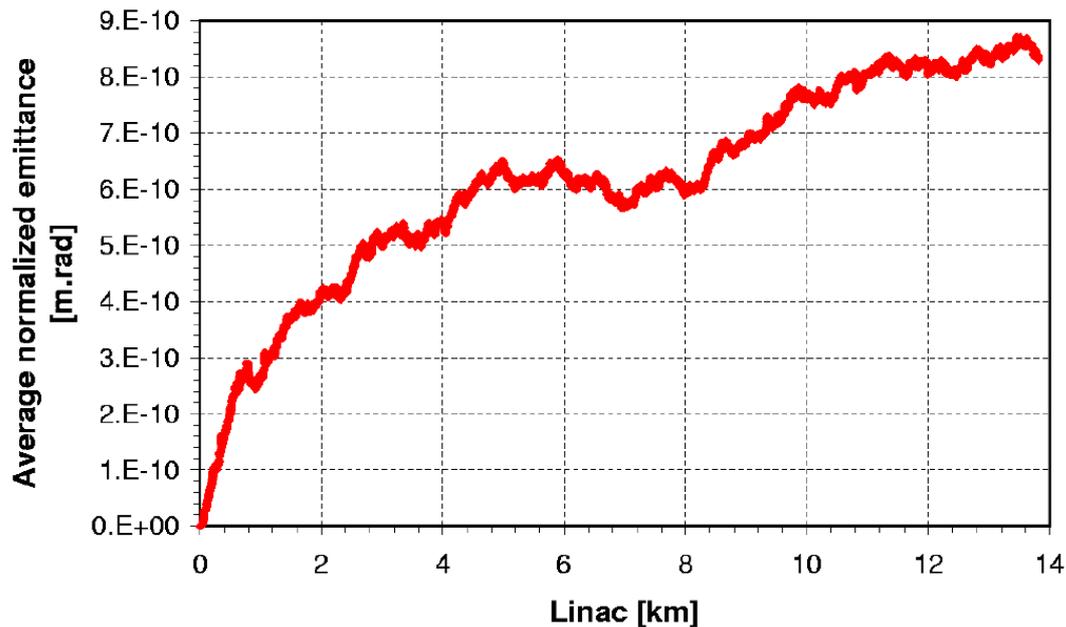


図 2.13 マルチバンチのエミッタンス増大の様子。TESLA TDR より転載。

2.3.3 Wake のまとめ

加速空洞が短距離 Wake と長距離 Wake によるエミッタンス増大を 10%程度に抑えるために必要な条件をまとめる。

エミッタンスの増大は Beam が Beam 軸からずれて入射された場合と、加速空洞がランダムにミスアライメントされている場合に分ける事ができる。Beam 入射位置の Beam 軸からのずれが Beam サイズの 1 シグマ程度の場合、Wake によるエミッタンスの増大は無視できるほど小さい。また、空洞のミスアライメントや、空洞がたわむ Banana-Effect による Beam 中心軸と加速空洞中心のずれ幅が $\sigma=0.5\text{mm}$ であっても、短距離 Wake によるエミッタンスの増大は 7%、長距離 Wake によるエミッタンスの増大は 3.7%に抑えられる。

短距離 Wake 場は空洞形状に依存するのでこれ以上に抑制する事はできない。一方、長距離 Wake 場は HOM ダンパーの性能にも依存しているので HOM ダンパーの HOM 減衰率を向上させれば長距離 Wake 場による影響を抑制できる。長距離 Wake の計算では Q_{HOM} を TESLA 型 HOM Coupler が持つ Q_{HOM} (平均値 10^5)、空洞周波数がガウス分布 $\sigma=0.1\%$ の広がり仮定している。 Q_{HOM} を TESLA 型 HOM Coupler に比べ 1~2 桁低く抑える事ができれば、エミッタンスの増大の抑制が容易になりルミノシティーの増大が期待できる。

2.4. ILC-ADC 空洞の開発の現状

これまで 3 年間、齋藤の率いる ILC 高電界空洞開発グループに属して、その研究にも参

加したので、ここでこのグループの開発の到達点についてまとめておく。

2.4.1 単 Cell Ichiro 空洞での 50MV/m の実証

高電界発生のために空洞形状と RF パラメータの比較を図 2.14 に示す。WG5 は、ILC 空洞として LL 形状を少し変更して、空洞壁が Beampipe に対して 90°の角を持つ形状を KEK の両角、齋藤が設計した。この空洞形状では Hp/Eacc の比が、LL 形状の 3.61 mT/(MV/m)よりもわずか下がって 3.56mT/(MV/m)、ニオブの RF 臨界磁場を 180 mT とすれば最大加速電界 51MV/m が展望できる。米国の大リーグで活躍するイチロー選手の背番号にちなんで Ichiro 空洞と命名した。当時、高電界は TESLA 形状(Hp/Eacc=4.3)の単 Cell 空洞で 40MV/m が達成されていたが、まだ 50MV/m の達成は皆無であった。WG5 は、この空洞形状の 50MV/m の原理実証を最優先した。当時、電解研磨の高電界の優位性は明白であったが、空洞性能の歩留まりに問題があった。Jlab の J.Mammosser が開発した電解研磨の後に脱脂洗浄をする方法[2.11]を採用することで、高電界の再現性は大きく改善し、2007 年には複数の単 Cell 空洞で 50MV/m を原理実証した[2.12][2.13]。その結果を図 2.15 に示す。Ichiro 形状と Cornell 大学の提案する Reentrant 型の両方で 52MV/m を達成している[2.14]。図 2.16 に示すように Hp/Eacc の小さな形状に変えることによって、40MV/m から 50MV/m のブレークスルーが起きたことが分かる。

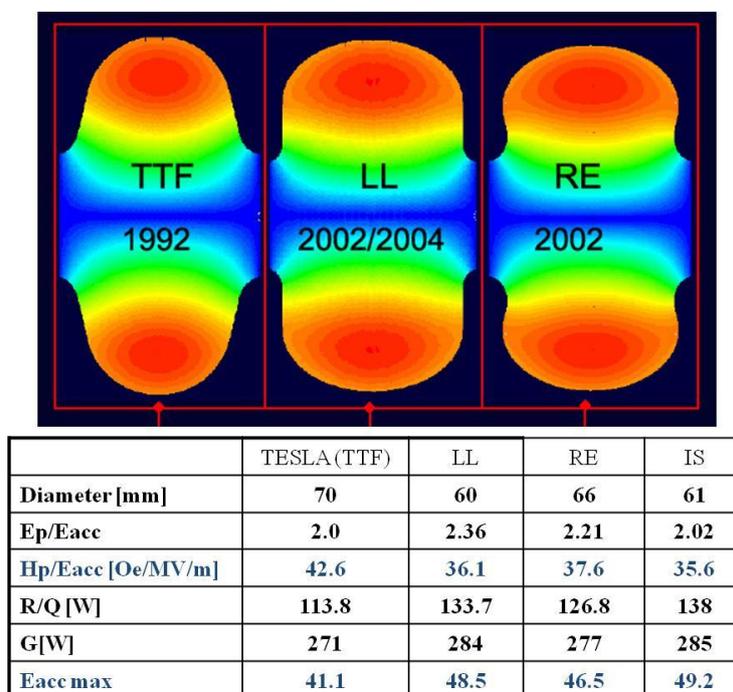


図 2.14 高電界のための空洞形状の比較。参考文献[2.10]より転載。TTF は TESAL で採用されている形状。LL は JLAB と DESY で開発され JLAB で採用されている形状。RE(Reentrant)は Cornell 大学で採用されている形状。

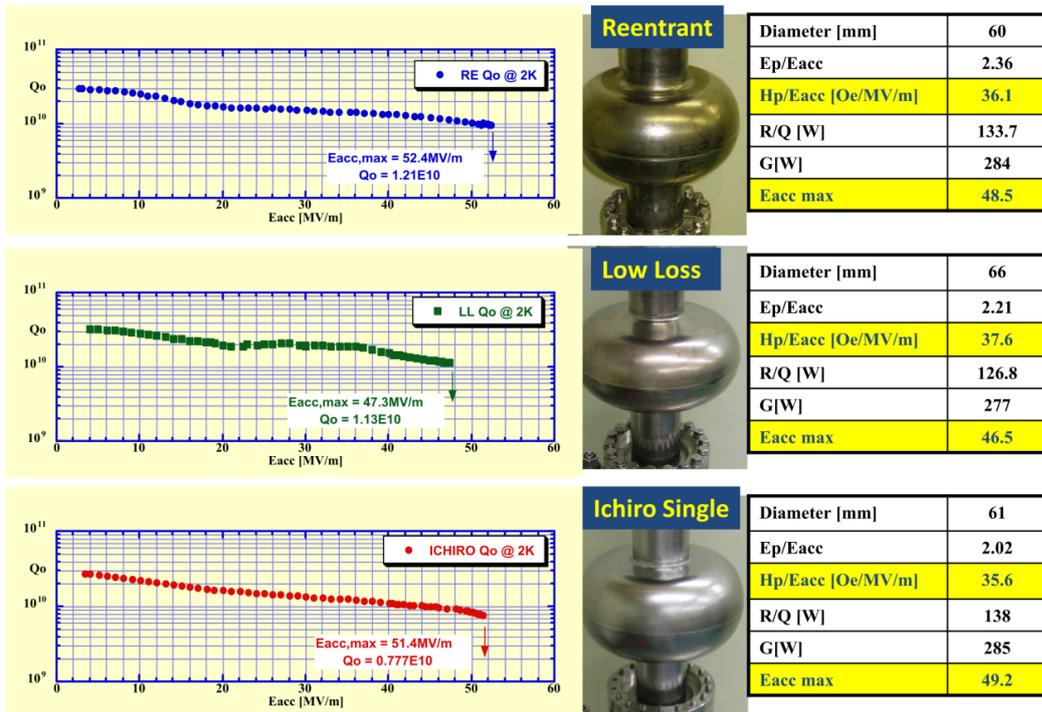


図 2.15 高電界形状空洞による 50MV/m の原理実証の成功。参考文献[2.14]より転載。

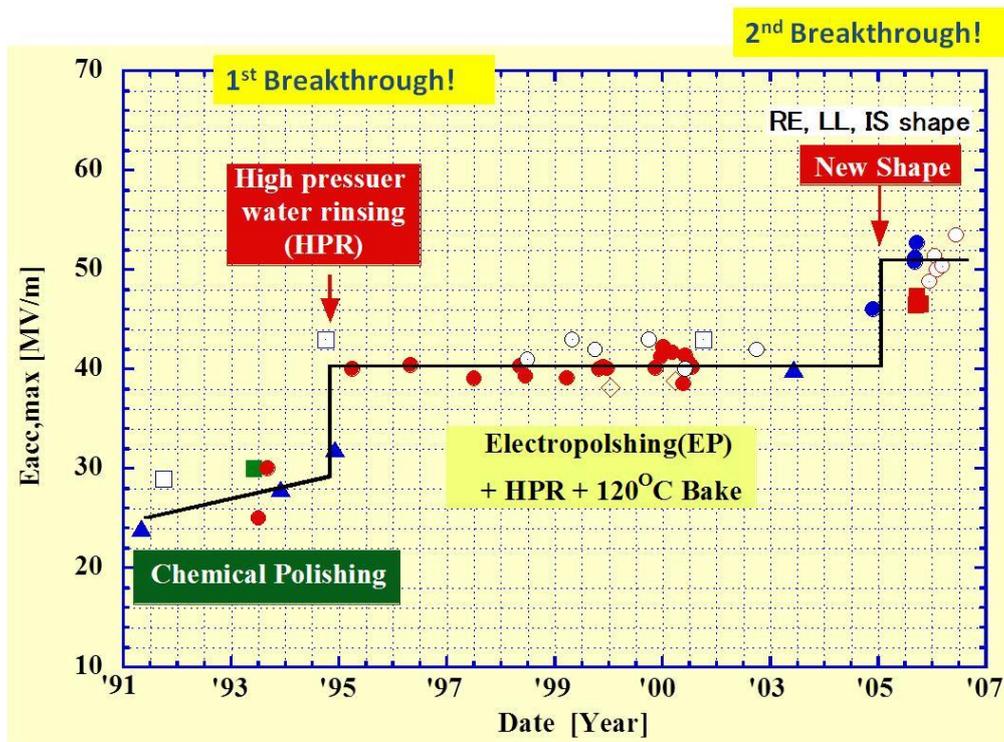


図 2.16 高電界空洞形状にによる 40MV/m から 50MV/m へのブレークスルー。参考文献[2.14]より転載。

また、表面処理の開発にも力を入れ、 47 ± 2 MV/m を 100% の信頼度で達成できる表面処理レシピをも開発した。図 2.17 に 10 台の単 Cell 空洞を用いて高電界試験を行った結果を示す。高電界試験に用いた単 Cell 空洞の形状は Ichiro 9-Cell 空洞の中央 7 Cell 空洞形状の Regular Cell と 9-Cell 両端の空洞形状の End Cell である。

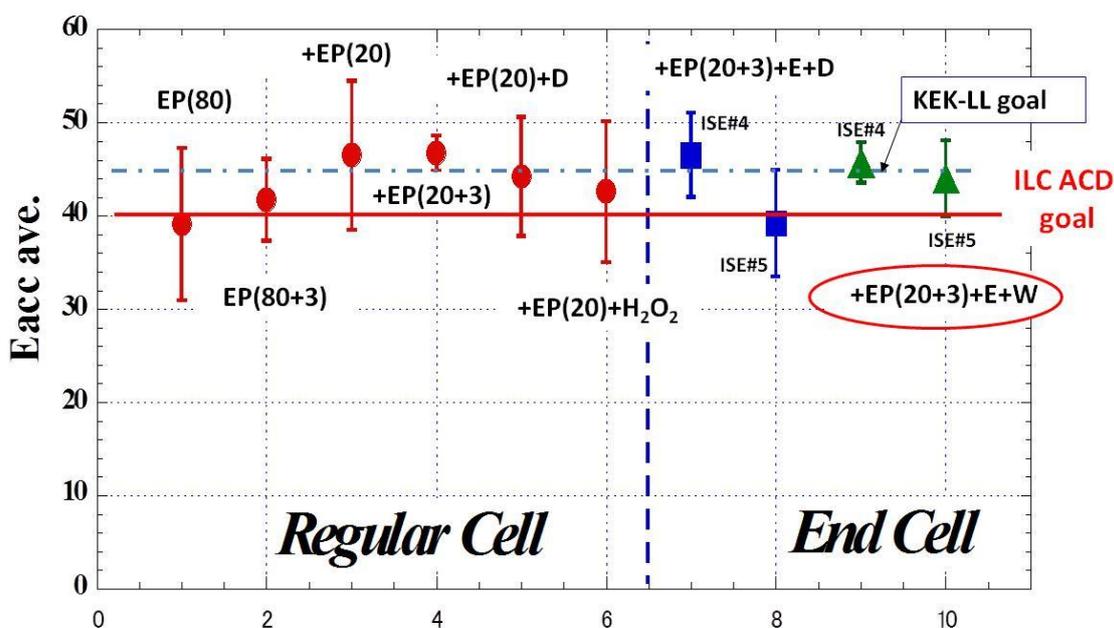


図 2.17 10 台の Ichiro 単 Cell 空洞での高電界試験結果のまとめ。参考文献[2.15]より転載。

2.4.2 End Group の洗浄

HOM Coupler を持たない Ichiro 単 Cell 空洞では、図 2.18 に示すように、9-Cell の Center Cell 形状で加速電界 $E_{acc} = 46.7 \pm 1.9$ MV/m が達成され、End Cell 形状では加速電界 $E_{acc} = 51.2 \pm 1.4$ MV/m が達成されている[2.15]。これは加速空洞単体であれば、臨界磁場による理論限界まで到達できる事を示している。

また、単 Cell 加速空洞に HOM Coupler や Input Coupler 等、End Group と呼ばれる部分を取り付けた空洞を新たに製作し高電界試験を行っている。図 2.19 に HOM Coupler のシリンダーのみを取り付けた場合と完全な HOM Coupler を取り付けた空洞についての高電界試験結果を示す。HOM Coupler シリンダーのみの場合は $E_{acc} = 46.6 \pm 1.0$ MV/m で、完全な HOM Coupler では $E_{acc} = 42.6 \pm 3.7$ MV/m である[2.15]。これらの試験では高電界で Q-Slope と呼ばれる X 線を発生しない、Q 値の減少が起き到達電界が制限されている事が分かる。

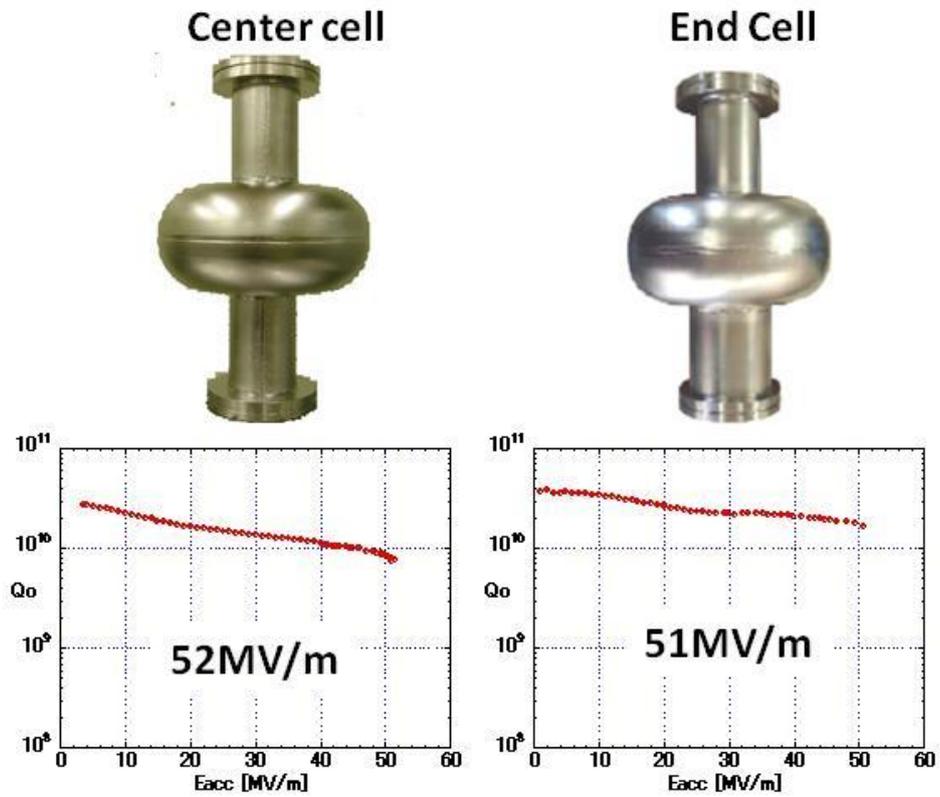


図 2.18 Ichiro 単 Cell 空洞の高電界試験結果、

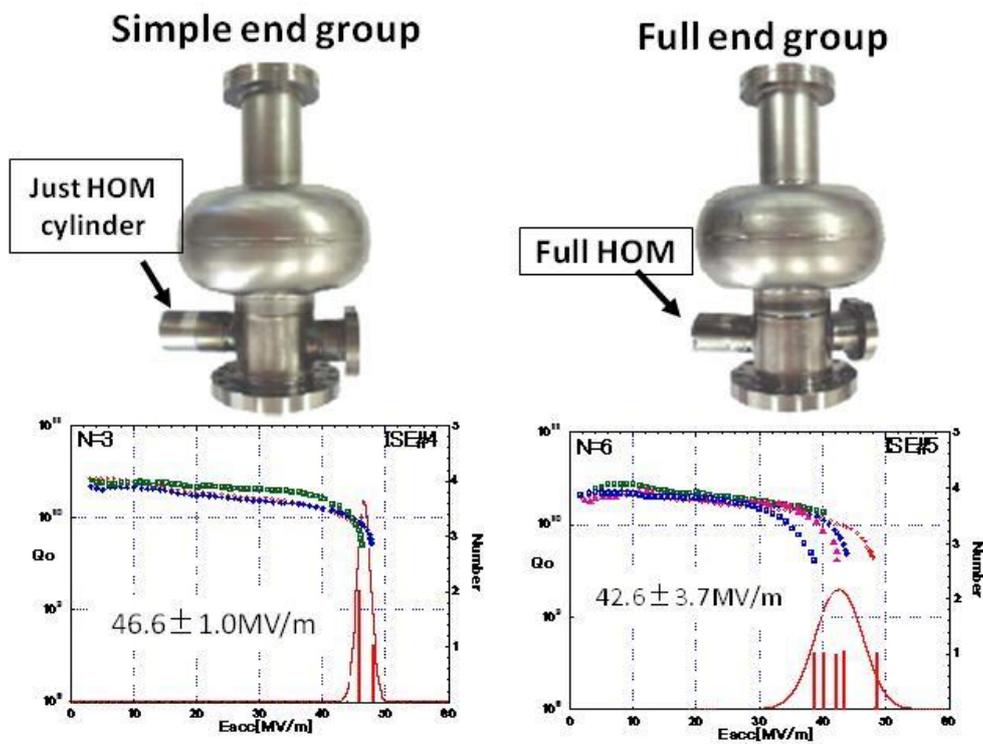


図 2.19 End Group の有無による到達電界の比較。

Q-Slope の発生原因として、HOM Coupler 構造が複雑な事による洗浄不足によるコンタミの発熱が考えられた。そこで、図 2.20(a)に示す組み立て式の亚克力モデル空洞を製作し、表面洗浄効果の確認を行った。洗浄効果の確認実験では図 2.20(b)に示すように、亚克力モデル空洞内面に潤滑材であるモリブデンペース(MOLYKOTE)を塗布し、純水高圧洗浄(HPR)と超音波洗浄を行った。図 2.20(c)はこの純水高圧洗浄後の HOM Coupler 内部の写真である。アンテナが影をつくり、高圧洗浄の water jet が当たらず、清浄化出来ない部分が残る事が分かる。また、アンテナ側面も洗浄が難しいことが分かる。図 2.20(d)は純水高圧洗浄の後に、更に超音波洗浄を追加した結果の写真である。超音波洗浄を追加してもアンテナの付け根などに汚染物残り洗浄が難しい事が分かる。この実験から、複雑な形状や洗浄しにくい構造を持つ HOM Coupler はコンタミが取り除きにくく、空洞の到達電界を制限する原因になる事が理解された。



図 2.20 アクリルモデル空洞による洗浄効果の確認実験。参考文献[2.16]より転載。

現在 ILC で活発に ILC 空洞の開発が行われているが、HOM Coupler の中を歯ブラシによるブラッシング洗浄を行わないと性能が安定にでないことがわかっている [2.15]。本研究で新たに開発する HOM ダンパーは、構造をシンプルにして清浄の容易化を図る必要がある。

2.4.3 TESLA 型 HOM Coupler の製作コスト

ILC は 16000 台の 9-Cell 加速空洞を製作するので、加速空洞の製作費が ILC の建設コストの大部分を占める。このため、加速空洞のコストダウンが課題である。加速空洞は各パーツを製作した後、溶接して完成となる。ニオブは酸化性の強い金属であるため、真空チャンバー内での電子 Beam 溶接を用いる。図 2.21 に TESLA 型空洞のパーツを示す。パーツ数が多く全てを電子 Beam 溶接するため、電子 Beam コストが空洞製作コストの約半分を占める。また、End Group と呼ばれる HOM Coupler のパーツ数が加速空洞のパーツ数と同程度であり、HOM Coupler の電子 Beam 溶接コストが電子 Beam のコストの半分以上を占める事が分かる。本研究では HOM Coupler 構造をシンプルにして、製作コストの削減を図る。

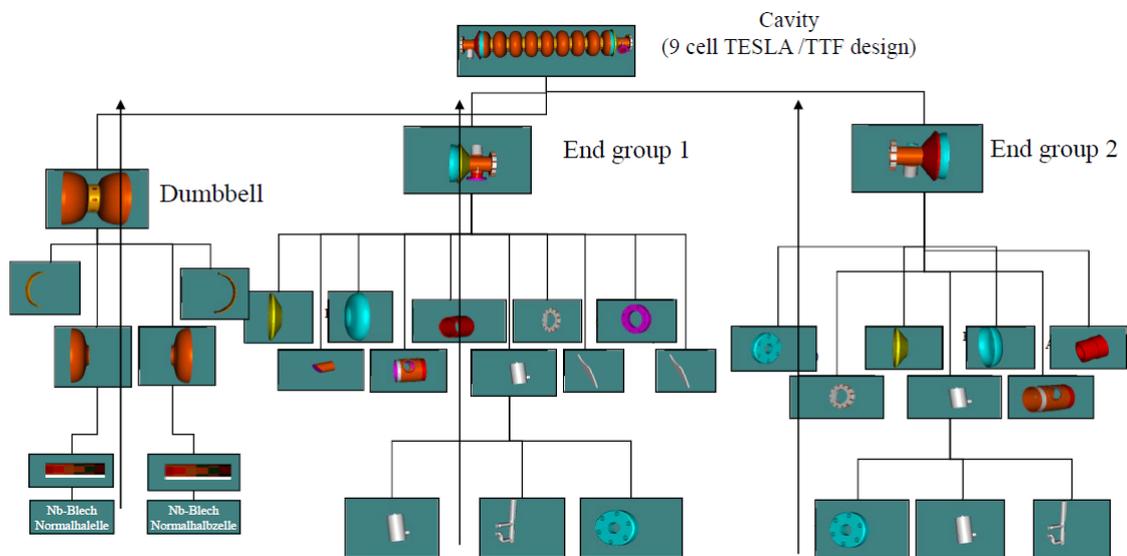


図 2.21 TESLA 型 9-Cell 超伝導空洞パーツ図。参考文献[2.17]より転載。

2.4.4 CC Coupler の開発

単 Cell 空洞の開発と平行して、Ichiro 9-Cell 空洞の開発を進めた。Ichiro 高電界空洞では、Lorentz detuning (ILC ベースラインでは 600Hz 程度、Ichiro では 1kHz 程度) が大きくベースラインの Tuner では十分に補償できなくなる。また、電力入力 Coupler では、

ベースラインが 350kW(@35MV/m) に対して Ichiro 空洞では 500kW(@45MV/m) 必要になる。どちらもベースラインの物は、Ichiro 空洞の仕様を満足せず、新たに開発する必要が生じた。また、こうした空洞コンポーネントは High power 試験して実証する必要がある。

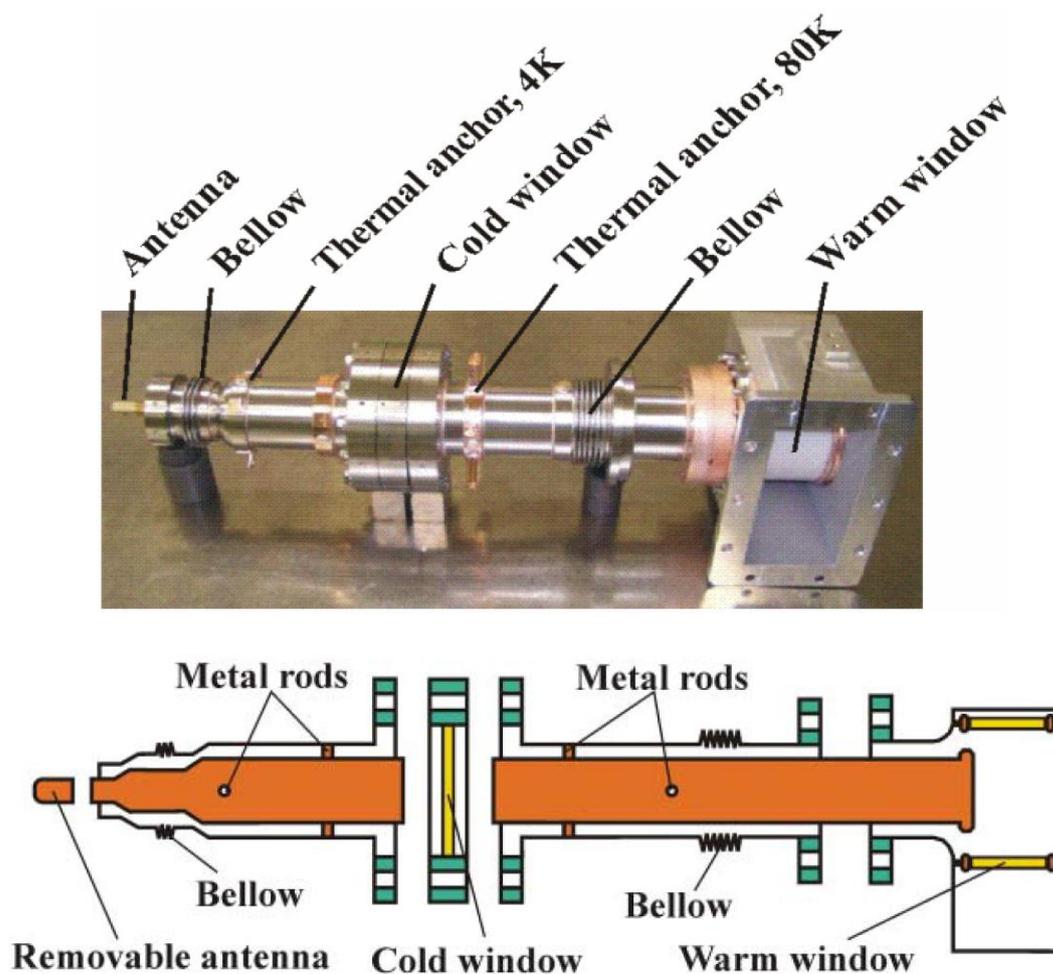


図 2.22 Capacitive Coupling Coaxial Input Coupler の構造。参考文献[2.18]より転載。

High power 入力 Coupler は、KEK の松本浩、S.Kazakov 両氏によって Co-axial C-Coupling 型の物 (CC couple) が提案、開発された[2.18]。その構造を図 2.22 に示す。名前が示す通り、cold window の所で容量結合するタイプでこれまでどこにも使われたことのない斬新なアイデアに基づいている。この構造では空洞の内外をアイソレートできるばかりでなく、空洞の横組立で Coupler を取り付ける時にゴミの発生を極力抑えられる。このため空洞の組立の信頼度が増す。また、構造は組立型になっており、high power test 等で壊れた場合でもその破損部品の交換が可能である。従来の Coupler は溶接一体構造にな

っているので、Couplerの一部が破損すれば、Coupler全体を交換しなくてはならない。また、CC Couplerの製作は、技術的に高級な部分（セラミックのメタラズ、接合）とそうでない部分に分けられ、高級な部品のみ高級な会社に発注できるので、製作コスト削減が期待される。このようにCC Couplerは空洞性能、破損交換の容易さ、量産の生産を十分考慮した設計になっている。

このCouplerの常温 high power 試験をSTFで行った[2.19]。1.5MW(1.5ms, 5pps)まで全く問題なく、さらに3ppsと繰り返しにはまだ問題を残しているが、最大2MWのパワーを通せることを確認できた。結果を図2.23に示す。ILCでは500kW仕様であるが、このCouplerは最大4台の空洞にパワーを供給できる可能性があり、将来4台の空洞を繋いだSuperstructureへの応用が期待される。

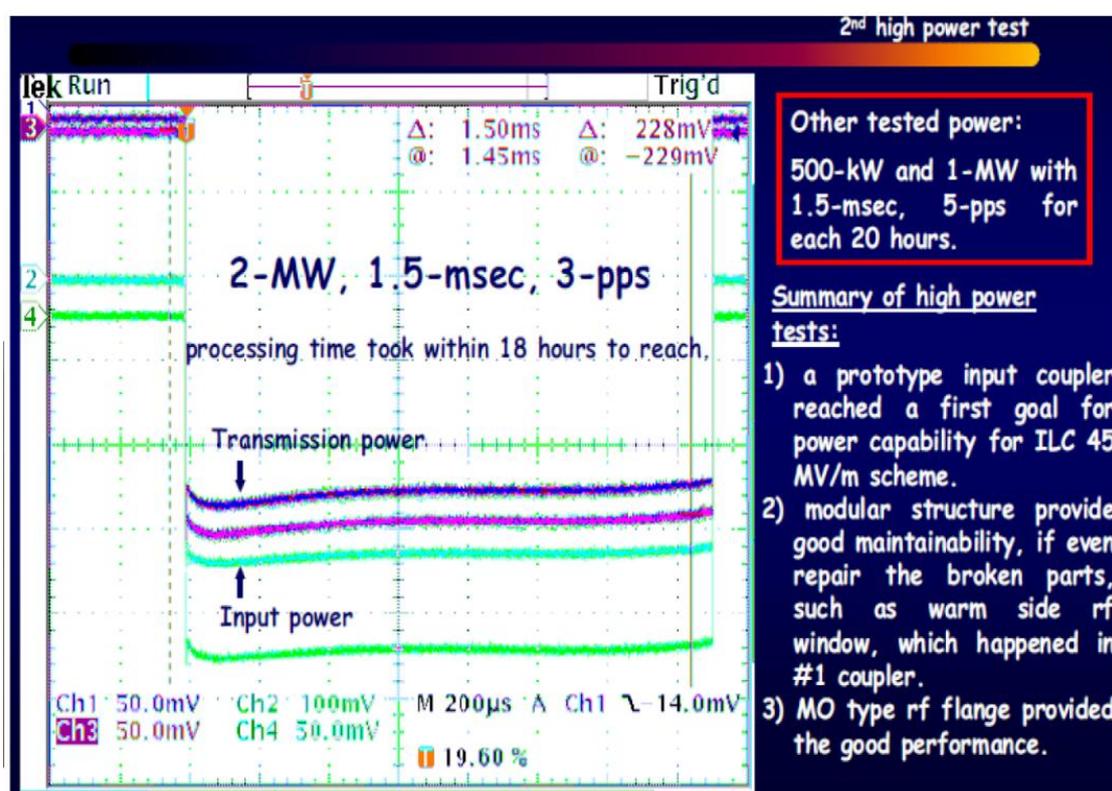


図 2.23 CC-Couplerの常温ハイパワー試験結果。1.5MWでは1.5ms-5pps、繰り返しが3ppsに制限されたが2MWを通すことができた。参考文献[2.19]より転載。

2.4.5 Coaxial Ball Screw Tunerの開発

TunerはKEK工作センターの東保男、加速器の肥後寿泰、素核研の山岡広氏によってCoaxial Ball Screw Tunerが開発された[2.20]。その構造を図2.24に示す。ベローズで接続した二つに分割されたHe Vesselタンクの双方に逆ネジを切り、ネジを切ったシリンダー

をモータで回すことで空洞の He Vessel 端板を介して、空洞を伸縮させ空洞長を変えて、空洞の周波数を変える。この構造は、軸対称なので空洞の周方向全体に一様な力を加えることができるので、空洞に偏った歪が発生しない。また、Tuner 自体の剛性が大きいので Cryomodule 組立での空洞の扱いが容易である。この Tuner には脇にピエゾが取り付けられている。77K の真空断熱槽領域に取り付けたピエゾ素子で空洞にパルス変形を与え、High power RF が入って空洞周波数が下がる(Loretz detuning)のを補償することができるようになっている。Ichiro 9-Cell 空洞では 40 MV/m の時に 1 kHz の Loretz detuning が予想されている。テストベンチ試験では 2 kHz まで補償範囲があることが示された。

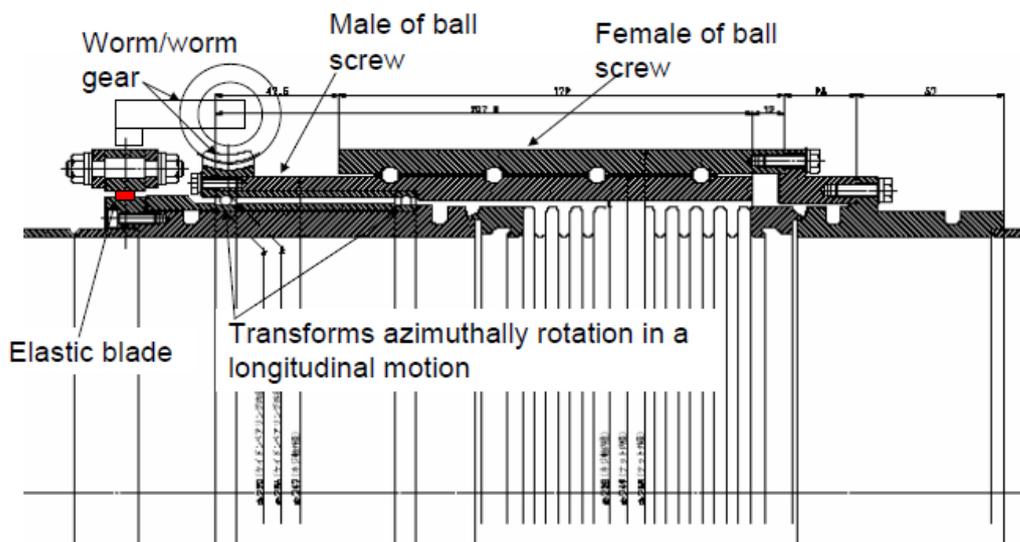


図 2.24 Coaxial Ball Screw Tuner の駆動メカニズム

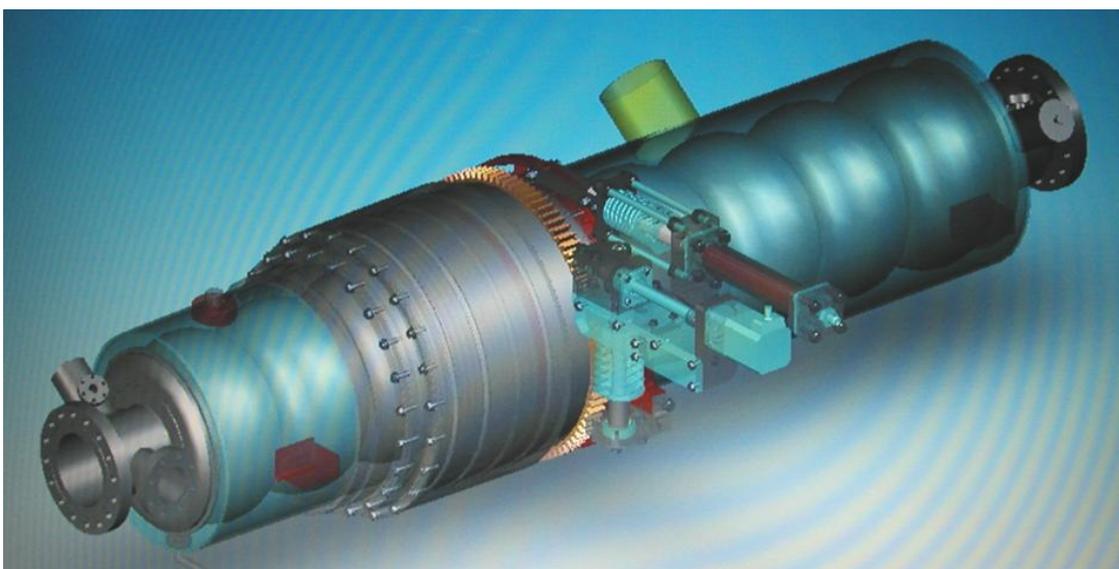


図 2.25 LL 空洞用 Coaxial Ball Screw Tuner。参考文献[2.20]より転載。

2.4.6 STF での High Power 試験

空洞、Input Coupler、Tuner の三要素は high power 試験で仕様を実証されなければならぬ。2008 年末から 2009 年 1 月初めにかけて、これらの性能の実証試験が STF 行われた [2.21]。残念ながらその段階では 40MV/m を達成できる Ichiro 9-Cell 空洞は存在しなかった。図 2.26 に本試験で使用した縦性能試験結果を示す。フィールドエミッションにより 19MV/m に制限されている。

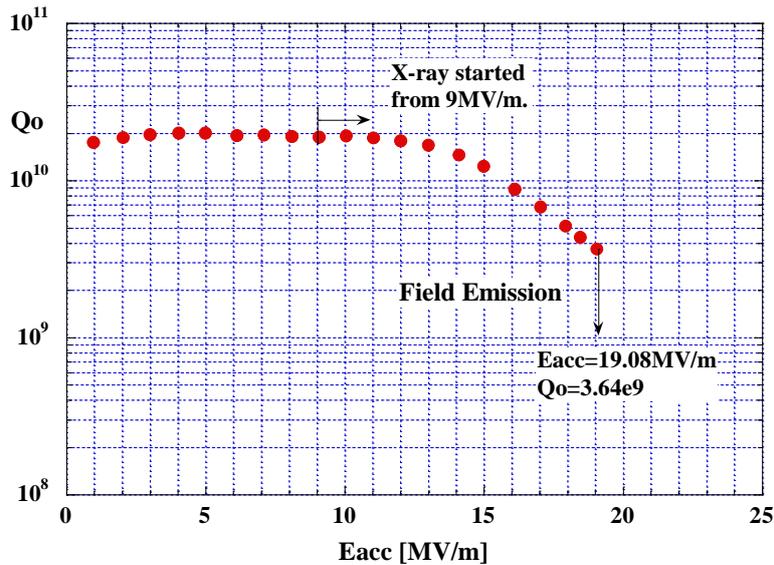


図 2.26 今回の大電力試験に使った Ichiro 9-Cell 空洞の縦性能試験結果。参考文献[2.21]より転載。

この空洞に CC-Coupler, Ball Screw Tuner これらを組み込み、試験を行った。STF Phase 0.5 の High power 試験でも空洞の加速電界は 20 MV/m に達したが、Field Emission で制限された。Input Coupler はこの実験では 200kW で十分であり、全反射の状態でも 350 kW までパワーを通して問題ないことを確認した。Tuner は 18 MV/m で Lorentz detuning を補正して安定に運転できることを確認した(図 2.28)。このとき Input Coupler に通したパワーは 250kW である。これら要素開発では、その性能確認のために 40MV/m 発生できる空洞を待つばかりである。

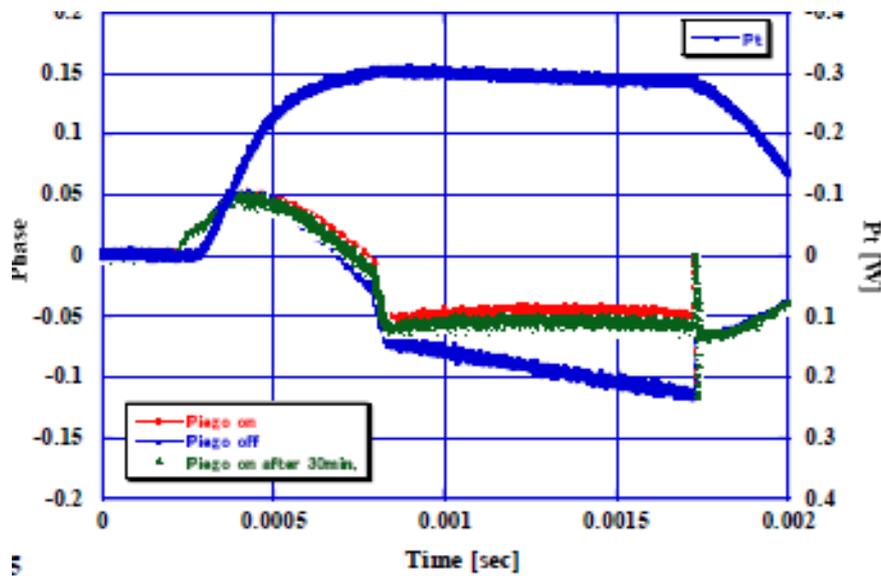


図 2.27 ピエゾによる空洞位相コントロール。参考文献[2.21]より転載。

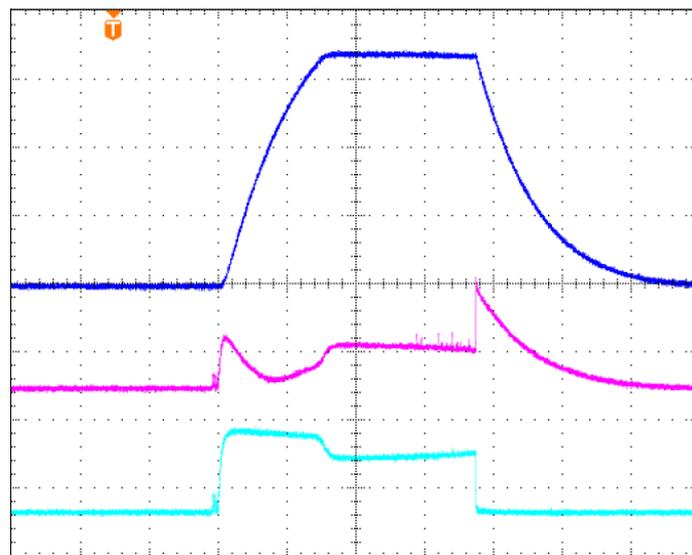


図 2.28 High Power 試験での 18MV/m での Piezo 運転による安定運転点の実証。参考文献[2.21]より転載。

2.4.7 9-Cell 空洞の開発

Ichiro 9-Cell 空洞は、2005 年から製作に入り、2005 年には Input port や HOM Coupler の付かない所謂 bare cavity (Ichiro#1) では、Field Emission なしで 29.5MV/m を達成した。しかし、その後、空洞の開発に使っている実験棟 (AR 東第 2 実験棟) 内に設置した純水ラインが、エアークンプレッサーからのオイル汚染により、また、野村メッキでの電解研磨で使用している高圧純水ポンプのピストン磨耗による汚染の発生等があり、開発が 1 年間遅れてしまった。これらの問題を抱えながら、STF での high power test に使う空洞を処

理せざるをえなかった。

2007年、高電界実証試験のために新たに製作した bare cavity (Ichiro#6)は、野村メッキで電解研磨処理した後、米国の Jlab に送って試験した。Jlab での電解研磨処理で最終的に 36.5MV/m を達成した。その後、それを KEK に送り返して性能試験したところ 33.7MV/m を達成した。その KEK の試験での電界制限理由は Field Emission であった。

2009年に Input port や HOM Coupler の付いた full 9-Cell cavity (Ichiro#7)を野村メッキで電解研磨して、Jlab に送って試験した。Jlab での受け入れ試験 (Jlab で超純水高圧洗浄のみ) では 25MV/m であった。しかし、その後 Jlab で電解研磨を 2 回ほどくり返し、図 2.29 に示すように、40MV/m @ $Q_0=8 \times 10^9$ の ILC ACD の仕様性能を達成することができた[2.22]。この空洞は、Jlab でさらに電解研磨処理して 45MV/m を達成すべく、引き続き試験を予定している。

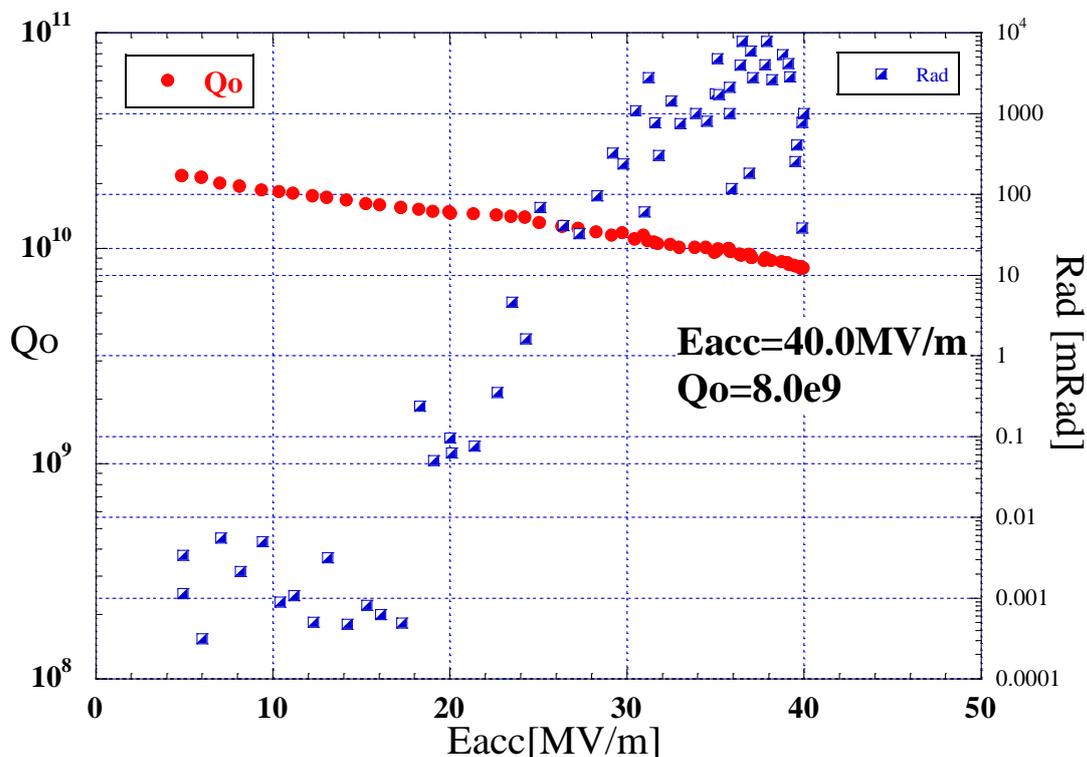


図 2.29 Jlab で試験した Ichiro full 9 cell 空洞の結果。ILC ACD 性能を達成している

2.4.8 巨大結晶ニオブ空洞の開発

2008年にシリコンウェハーのスライス技術を応用して巨大結晶ニオブインゴットを同時に大量スライスする技術の開発に成功した[2.23]。この方法を採用すれば、従来鍛造・圧延ロールで二ヶ月間(150枚)かかっているニオブ材製作時間をわずか3日程度に短縮できる。

ILC では、一日 500 枚規模のニオブ材生産が必要である。現状の製作技術ではボトルネックになることが心配されたが、この方法はその問題を解決する。

インゴットスライスで製作されたニオブ材から作った単 Cell 空洞では、コスト高な電解研磨を割安な化学研磨に代えられる可能性がある。我々は単 Cell 空洞試験で、図 2.30 に示すように化学研磨で 42.6MV/m を達成している。現在、この材料から 9-Cell 空洞を製作して、その空洞性能を調査中である。現状では、2 台の 9-Cell 空洞 (1 台は bare cavity, もう 1 台は full 9-Cell cavity) で Field Emission 無しの Quench で、27MV/m に制限されている。DESY でも同様の試験を行い、ILC ベースライン空洞では化学研磨で 27.0 ± 2.0 MV/m で制限されたが、その後、電解研磨を 60 μ m 程度施したところ 45MV/m に達したとの報告がある[2.24]。

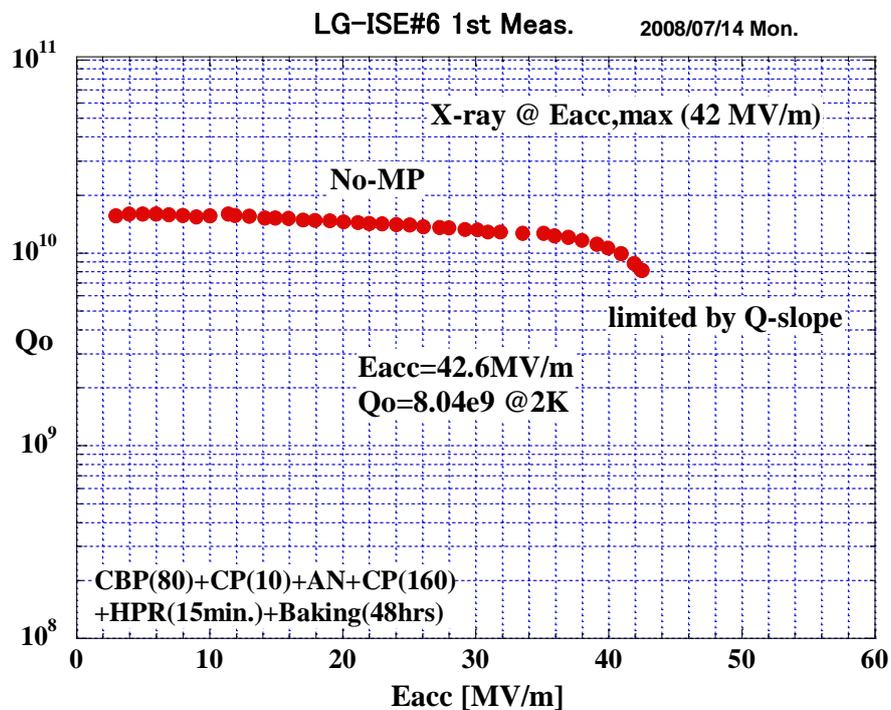


図 2.30 巨大結晶ニオブの縦測定結果。巨大結晶ニオブと化学研磨の組み合わせで処理した単 Cell 空洞の縦測定結果。

2.4.9 現在確立している最も良い表面処理方法

電子 Beam 溶接後の超伝導空洞の表面処理は高電界を達成する上で重要である。ここでは電子 Beam 溶接によって完成した空洞の表面処理方法について機械研磨から表面洗浄まで現在確立している方法を順に説明する。

遠心バレル研磨

電子 Beam 溶接後によって完成した超伝導空洞内面は製作時の傷や溶接欠陥等を持つ。超伝導空洞では溶接欠陥での Quench 等がたびたび観測されており、溶接欠陥を確実に除去する方法が必須である。遠心バレル研磨(CBP)はこれらを機械的に高速に除去する方法として開発された。CBP は図 2.31 に示すように方向の異なる 2 つの回転運動を組み合わせ、メディアと空洞内表面の摩擦を大きくすることにより高速に研磨している。遠心バレル研磨は溶接欠陥等が目視確認できなくなるまで行う。研磨量は赤道部で 200 μm 程度になる。こののち、砥粒を除去するために CP を 10 μm 程度行う。図 2.32 に CBP 前後での表面状態の変化を示す。左図は電子 Beam 溶接後の写真であり、溶接ビードが見える。CBP 後のビードは目視確認できないほど滑らかになる。

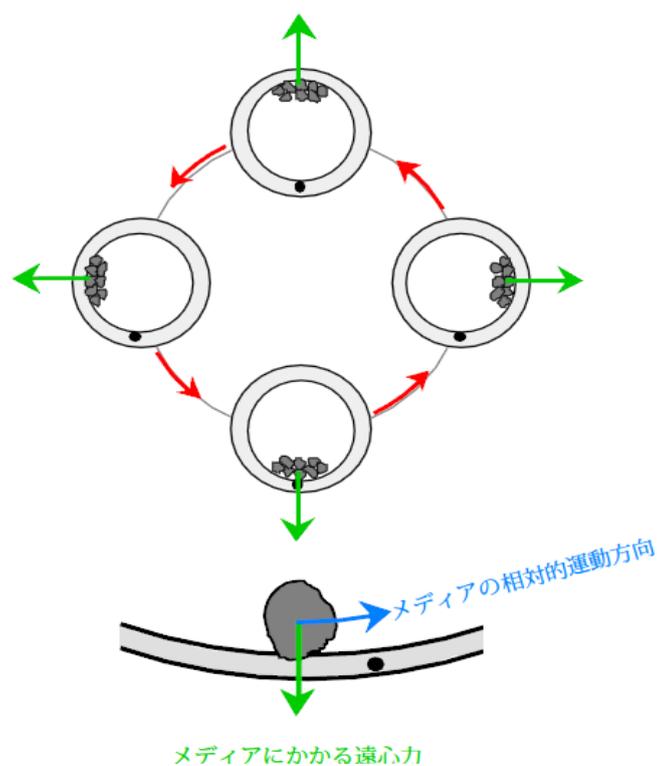


図 2.31 遠心バレル研磨の概念図。参考文献[2.25]より転載。

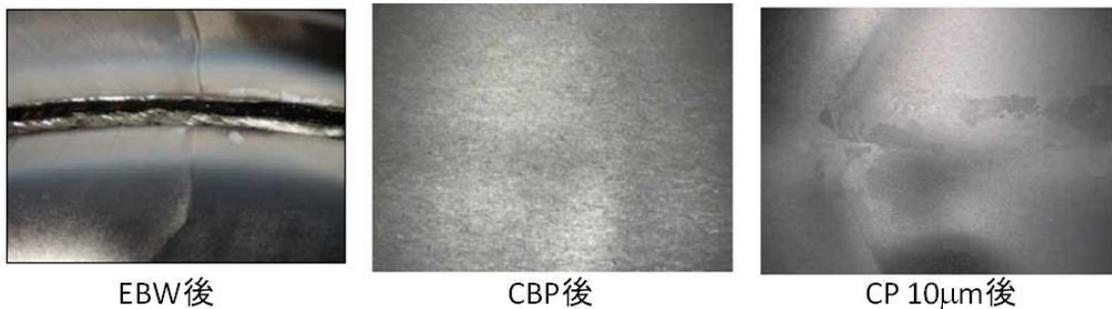


図 2.32 CBP 前後での空洞表面状態。

電解研磨 80μm

機械研磨の後、横型連続電解研磨法で空洞内表面を 80μm 研磨する。電解研磨法は、研磨する金属を陽極に、適当な金属を陰極にして研磨金属の種類に適した電解研磨液の中で電圧をかけて電気化学反応により研磨する方法である。ニオブの場合、電解研磨液として濃硫酸とフッ化水素酸をそれぞれ容量比 10:1 の混酸を使用する。陰極にはアルミを使用する。電解研磨の原理を図 2.33 に示す。研磨はニオブ酸化物が生成とその溶解の繰り返しにより進行する。次式がその反応式である。これより硫酸は反応に関与せず、EP 液に粘性を持たす役割を負っていることが分かる。

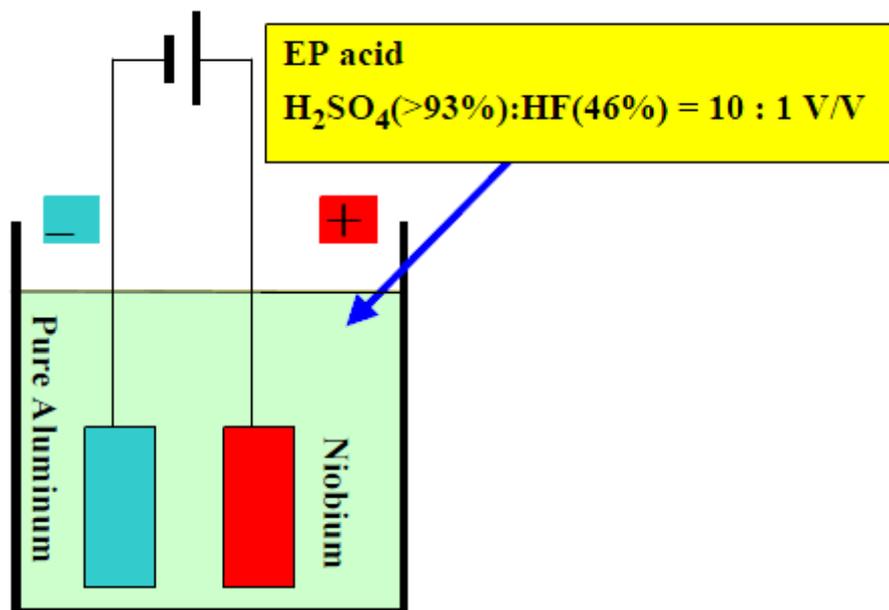
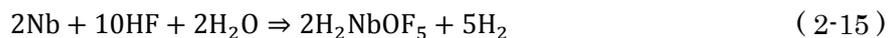


図 2.33 ニオブの電解研磨の原理図。

真空アニール

ニオブ材は CBP や化学研磨、電解研磨の最中に水素を吸蔵する。吸蔵水素は 100K 付

近の温度領域に長時間(10分以上)さらされると相転移を起こしてニオブと結合する。このニオブ水素化物は質の悪い超伝導体であるため、**Q** 値が著しく劣化する。この現象を水素病と呼ぶ。そこで、水素を脱ガスするために 10^{-6} Torr の到達真空度を持つ真空炉で $750\text{ }^{\circ}\text{C}$ 、3 時間のアニールを行う。このとき空洞はニオブより酸化性の強いチタンボックスに入れる。残留ガスをチタンゲッター作用によりチタンに吸着させ、残留ガスのニオブ材への侵入を防ぐためである。

仕上げ 20 +3 μm 電解研磨

真空アニールの後、表面の汚染除去のために電解研磨を $20\mu\text{m}$ 行う。このときの電解研磨液は液の循環システムで繰り返し EP に使用されているので EP が発生する硫黄や酸化膜の汚染を含む。この硫化ニオブ(Nb_xS_y)の形成と拡散が空洞性能のばらつきを発生させる。なので、最後に新液に切り替え切り替え液は循環させないまま、 $3\mu\text{m}$ 研磨する。これを Flash EP と呼ぶ。

超音波洗浄

電解研磨後、表面を清浄にするために脱脂材と純水で超音波洗浄を行う。

End Group の Brushing

TESLA 型 HOM Coupler は先に説明したように洗浄しにく構造である。そこでソフトな歯ブラシを使い超音波洗浄で汚染を除去できなかったであろう End Group の洗浄を集中して行う。

Steam Cleaning

Steam Clening は純水を $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ まで熱し、その蒸気を使用する。蒸気は Blushing で届かない場所まで侵入する事ができる。こうして End Group を洗浄する事ができる。

HPR

最後に純水を高圧で噴射する事で空洞表面内のゴミをたたき落とす。こうして清浄な表面が生成される。

120 $^{\circ}\text{C}$ Baking

空洞を組み立て真空排気した後、空洞を $120\text{ }^{\circ}\text{C} \times 48$ 時間の Baking を行う。この処理の目的は空洞内表面にある酸素を拡散させる事である。空洞表面の酸素は電界が高くなるに従い **Q** 値が減少する **Q-Slope** を発生させる。超伝導電流は深さ 40 nm にしか流れないため、Baking により酸素をこれよりも深く拡散させる事で **Q-Slope** を防ぐ事ができる。

これらの処理を Single Ichiro Cell 空洞に適用した実験では到達電界性能とばらつきは ACD のターゲットである 45 ± 2.3 MV/m の目標をクリアし、 46.8 ± 1.9 MV/m を達成している。

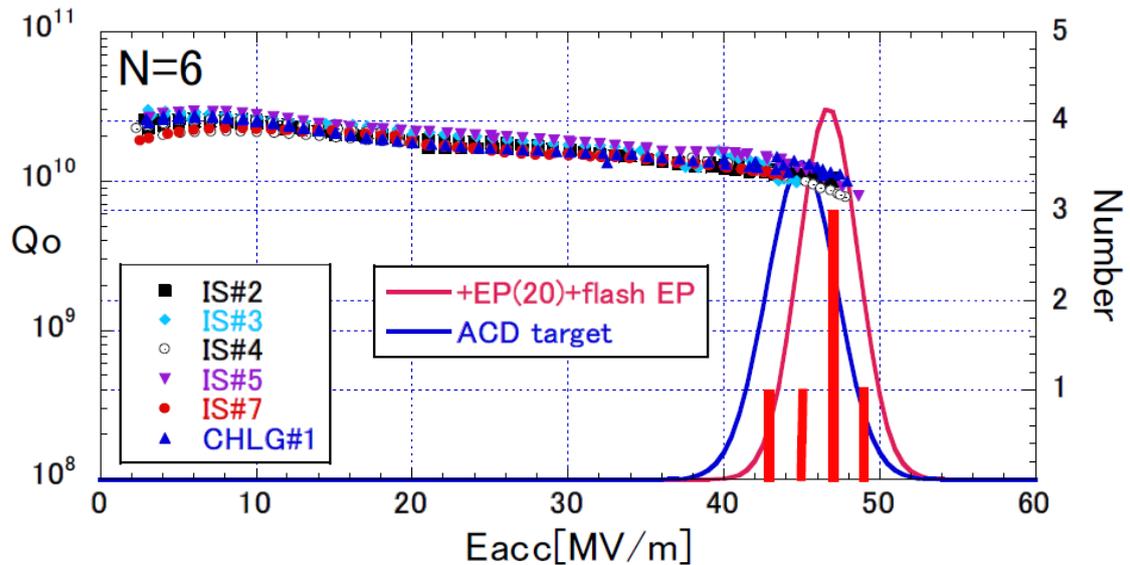


図 2.34 Ichiro Single Cell での CBP+CP+EP(80 μ m)+Aneal+EP(20 μ m)+Flash EP+Degreasing+Brushing+Stem Cleaning+HPR+Baking によるタイトループ試験結果。

参考文献

- [2.1] <http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2011/PR25.11E.html>.
CERN Press Release
- [2.2] F. Gianotti. “Update of Standard Model Higgs searches in ATLAS”. Higgs CERN seminar. December 13 2011.
- [2.3] G. Tonelli. “Update on the SM Higgs Search with CMS”. Higgs CERN seminar. December 13 2011.
- [2.4] ACFA Linear Collider Working Group, K. Abe et al., “Particle Physics Experiments at JLC”. KEK Report 2001-11.
- [2.5] K.Saito, 1st ILC Workshop, Nov.13-15, 2004, KEK, <http://lcdev.kek.jp/ILCWS/>
- [2.6] K.Saito, 2nd ILC Workshop, Snowmass, Colorado from August 14 through August 27, 2005. <http://lcdev.kek.jp/Snowmass2005/>
- [2.7] 齋藤健治、東京大学集中講義ノート,2007
- [2.8] A.Novokhatski, M.Timm, T.Weliand. “Single Bunch Energy Spread in the

- TESLA Cryomodule”. DESY TESLA-99-16, 1999.
- [2.9] 久保浄. KEK OHO セミナー, 2006
 - [2.10] J.Sekutowicz “ILC Cavity Overview”. ILC Workshop, KEK, November 13-15, 2004
 - [2.11] J. Mammosser. “Developing Facilities for SNS Cryomodule Performance Improvements”. Proceedings of LINAC08, Victoria, BC, Canada. pp. 735-739.
 - [2.12] F. Furuta, K. Saito, T. Saeki, R. S. Orr, H. Inoue, Y. Morozumi, T. Higo, Y. Higashi, H. Matsumoto, S. Kazakov, H. Yamaoka, K. Ueno and M. Sato. “Optimization of Surface Treatment of High Gradient Single Cell Superconducting Cavities at KEK”. Proceedings of LINAC 2006, Knoxville, Tennessee USA. pp. 299-301.
 - [2.13] F. Furuta, K. Saito, T. Saeki, H. Inoue, Y. Morozumi, Y. Higashi, and T. Higo. “High Reliable Surface Treatment Recipe of High Gradient Single Cell SRF Cavities at KEK”. Proceedings of SRF2007, Peking Univ., Beijing, China. pp. 125-131
 - [2.14] F. Furuta, K. Saito, T. Saeki, H. Inoue, Y. Morozumi, T. Higo, Y. Higashi, H. Matsumoto, S. Kazakov, H. Yamaoka, K. Ueno, Y. Kobayashi, R. S. Orr and J. Sekutowicz. “Experimental Comparison at KEK of High Gradient Performance of Different Single Cell Superconducting Cavity Designs”. Proceedings of EPAC 2006, Edinburgh, Scotland. pp. 750-752.
 - [2.15] F. Furuta, K. Saito, T. Konomi. “High Field Q-Slope Problem in End Group Cavities”. Proceedings of IPAC’10, Kyoto, Japan. pp. 3347-3349.
 - [2.16] K.Saito, F.Furuta, T.Konomi. “Improvements of Cleaning Methods for High Q-Slope Problem in Full End Single Cell Cavity”. Proceedings of IPAC’10, Kyoto, Japan, pp. 3362-3364
 - [2.17] A.Matheisen. “Cavity fabrication and preparation sequences for the TESLA / TTF cavities at DESY”. 1st ILC workshop at KEK Tsukuba Japan
 - [2.18] H. Matsumoto, S. Kazakov, K. Saito. “A New Design for a Super-Conducting Cavity Input Coupler”. Proceedings of 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, Tennessee, pp. 4141-4143.
 - [2.19] S. Kazakov, H. Matsumoto, K.Saito, T.Higo, T.Saeki, M.Sato, F.Furuta, R.Orr, J.Hong, A.Yano, H.Urakata, O.Yushiro. “High Power Test of Coupler with Capacitive Window”. Proceedings of LINAC 2006, Knoxville, Tennessee USA, pp.625-627.
 - [2.20] T Higo, Y Higashi, O Araoka, F Furuta, Y Morozumi, T Saeki, K Saito, K Ueno, M Wake. “Test Operation of Ball-Screw-Type Tuner for Low-Los High-Gradient

- Superconducting Cavity at 77 K Slow / Fast Tuning Mechanism”. Proceedings of PAC07, Albuquerque, New Mexico, USA, pp. 2104-2106.
- [2.21] Kenji Saito, Takayuki Saeki, Yasuo Higashi, Fumio Furuta, Masato Sato, Toshiyasu Higo, Yuichi Morozumi, Hiroshi Matsumoto, Sergei Kazakov, Toshihiro Matsumoto, Shinichiro Michizono, Takako Mura, Yoshiharu Yano, Hiroaki Katagiri, Takeru Takenaka, Mitsuo Akemoto, Shigeki Fukuda, Norihito Ouchi, Kiyosumi Tsuchiya, Hirotaka Nakai, Yuji Kojima, Kazufumi Hara, Kota Nakanishi, Atsushi Kabe, Kenji Hosoyama, Takayuki Kanekiyo, Yasuo Ajima and Hiromi Hisamatsu. “High Power Test Result on STF LL 9-Cell Cavity”. Proceedings of the 5th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and/ the 33rd Linear Accelerator Meeting in Japan, August 6-8, 2008, Higashihiroshima, Japan, pp.219-224
- [2.22] F.Furuta, K.Saito, T.Konomi, R. L. Geng , G. Eremeev. “High gradient results of ICHIRO 9-Cell cavity in collaboration with KEK and Jlab”. The 15th International Conference on RF Superconductivity, (July 25-29, 2011, Chicago, .S.A.), TUPO014.
- [2.23] K. Saito, F. Furuta, H.Umezawa, K. Takeuchi, K. Nishimura, T. Hamazaki, J. Oya. “Multi-Wire Slicing of Large Grain Ingot Material”. Proceedings of SRF2009, Berlin, Germany, pp.467-472.
- [2.24] D. Reschke, S. Aderhold, A. Gössel, J. Iversen, S. Karstensen, D. Kostin, G. Kreps, A. Matheisen, W.-D. Möller, F. Schlander, W. Singer, X. Singer, N. Steinhilber-Kühl, A. Sulimov, K. Twarowski, “Results on Large Grain Nine-Cell Cavities at DESY Gradients up to 45 MV/m after Electropolishing”, The 15th International Conference on RF Superconductivity, (July 25-29, 2011, Chicago, .S.A.).
- [2.25] 樋口玉緒. 博士論文.総合研究大学院大学. 2002年 3月

第 3 章. 超伝導加速空洞に最適な HOM ダンパーの提案

加速 Beam によって加速空洞内に誘起される高調波(HOM)は後続の Beam 品質を劣化させるため、HOM を積極的に減衰する必要がある。特に、超伝導空洞では Q 値が非常に高く、HOM が長く減衰することなく空洞内に留まるため常伝導空洞よりも一層深刻である。ILC では、TESLA で開発されたフィルター式の HOM Coupler をベースラインとして採用している。我々はこの章の後半部で示すように、ILC ベースラインのものよりも HOM を強く減衰できる新しい HOM Coupler を提案する。

この章では、最初に ILC の Beam ダイナミクスから要求される HOM Coupler への RF 仕様を明らかにし、ベースラインの HOM Coupler の問題点を明確にする。ILC では 16000 台の空洞を大量生産する必要があり、空洞の建設費の占める割合は非常に大きい。この観点から HOM Coupler のスペースの制約についてまとめる。次に、加速器で HOM を減衰するために行われている既存の方法について説明する。その後、超伝導・常伝導を問わず現状の HOM Coupler を概観し、これから開発する新しい HOM Coupler のアイデアを練る。そして、最期に我々の考えた新しい HOM Coupler を提案する。

3.1. Beam ダイナミックからの HOM Coupler の仕様

ILC は約 30 km の長さに渡り、一直線の上に並べられた主線形加速空洞(Main Linac)を用いて高エネルギー電子/陽電子 Beam を加速する。電子/陽電子 Beam は対向する Main Linac を抜け、ファイナルフォカスセクションで Beam が絞られた後、衝突点で衝突する。この衝突では 2×10^{34} の高いルミノシティが要求される。そのために Main Linac 通過後の Beam エミッタンスは水平方向に $9.4 \mu\text{m}$ 、垂直方向に 34 nm と縦方向に絞られる。高いルミノシティ達成のためには、Main Linac 内でエミッタンスの増大、エネルギー分解能の増大など、Beam 品質を劣化させることは許されない。また、ILC は全長 30km に及ぶ巨大加速器であるので、建設費用を抑制し、実現可能なものにするためには、HOM ダンパーは Beam 軸方向と径方向の両方向にコンパクトでなければならない。

3.1.1 Beam ダイナミクスからの要請

第 2 章で述べたように、ILC Beam はマルチバンチ構造 Beam であり、バンチ間のエネルギーのずれや、エミッタンスの広がりを、バンチ内のそれら以下に抑える事が必要である。このため、HOM の Q 値は 10^5 以下が要求される。

3.1.2 スペースの制約

超伝導空洞では、加速モードの Beampipe の染み出しが大きいので、Beampipe の長さを $\lambda/2$ (λ は加速モードのマイクロ波の自由波長) 以下に短くすることが困難である。通常 Beampipe の長さは $\lambda/2$ である。ILC では、1.3GHz のマイクロ波を使うので、Beampipe の長さは 115 mm である。Cryomodule には複数の空洞が組込まれる。Module の冷却の際に発生する熱収縮が空洞間で干渉しないように空洞間にはベローズを挿入する。その長さは取付け作業の制約から $\lambda/4$ 必要である。空洞の実効加速長は $9\lambda/2$ である。空洞の実効加速長に対する必要スペースの比を Space Factor と呼び、ILC の Space Factor は $9\lambda/(11.5\lambda) = 78.3\%$ である。ILC では Space Factor を低下させないために、Beam 軸方向に HOM ダンパーのための新たな空間を望めない。後の HOM ダンパーの概観の中で紹介する ERL 用の HOM ダンパーは、新たに $\lambda/2$ のスペースを要求する。これは、ILC では $\lambda/2 \times 16000 = 0.1153 \times 16000 \sim 1850\text{m}$ もトンネルの長さを長くすることにつながる。ILC では、Beam 軸方向に許されるペースは $\lambda/2$ (115mm) で Beampipe の長さを超えてはならない。

もう一つの空間的制約は Beam 軸に垂直つまり横方向である。空洞には液体ヘリウムのジャケットが溶接される。使用する液体ヘリウムの量を節約するためにジャケットの内径は空洞の Cell の直径程度 (220mm) である。HOM ダンパーが横方向にそれ以上のスペースを要求することは空洞を格納する Cryostat の径を大きくすること、コストアップに繋がる。HOM ダンパーに許される横方向のスペースは、He Vessel の径以内にしなければならない。

3.1.3 熱的制約

常伝導空洞では HOM を減衰する時の発生熱が空洞近くであっても加速電場による発熱の方が大きいので影響は小さい。しかし、超伝導空洞では加速モードによる損失は非常に小さく HOM による発熱は大きい。更に、極低温に維持されているのでその熱がクライオジェニクスへの負荷にしてはならない点が大きく異なる。クライオジェニクスへの熱負荷は 9-Cell 加速空洞の加速モードによる発熱量を基準とする。1 台当たりのその発熱量は、実効加速長さ $L_{\text{eff}} = 1.038 \text{ m}$, $E_{\text{acc}} = 35 \text{ MV/m (ACD)}$, $Q_0 = 8 \times 10^9$, $R/Q = 1170 \text{ (ACD)}$, $\text{RF Pulse Length} = 1.565 \text{ ms}$, $\text{RF Pulse repetition rate} = 5 \text{ Hz}$ とすると、次式より

$$P_{\text{loss}} = \frac{(L_{\text{eff}} \times E_{\text{acc}})^2}{Q_0 \times \left(\frac{R}{Q}\right)} \times \Delta t = 1.1 \text{ [W]} \quad (3-1)$$

である。従って、HOM ダンパーからの熱流入はこれよりも十分に抑えた値でなければならない。ILC Baseline の場合この HOM ダンパーから 2K への熱流入量は 38mW と見積もられている。

3.1.4 HOM ダンパーの周波数特性

加速空洞内には無限の共振モードが存在するが、Beampipe の Cutoff 周波数より高い周波数を持つ HOM は Beampipe を抜け伝搬していく。このため、SUS パイプ等の電気抵抗率の高い部分で容易にダンプできる。Ichiro 空洞の場合、Beampipe 径はΦ80 mm である。各モードの Cutoff 周波数を表 3.1 に示す。これにより、HOM ダンパーの設計において特に注意すべき周波数は 10 GHz 以下である事が分かる。

表 3.1 Φ80mm の Beampipe の Cutoff 周波数

Mode	Cutoff [MHz]	Mode	Cutoff [MHz]
TM01	2871	TE11	2198
TM11	4574	TE21	3645
TM21	6230	TE01	4574

3.2. 超伝導加速空洞用 HOM ダンパーの概観

HOM ダンパーは最終的に HOM を熱に変換してダンプするが、加速モードは反射して加速空洞内に閉じ込める選択機能が必須である。現在、超伝導加速空洞で用いられている方法は大きく分けて 2 つある。それは、導波管の Cutoff を利用する方法とバンドパスフィルタを利用する方法である。2 つ目は、アンテナで加速モードと HOM を結合した後、伝送線路内に組み込んだバンドパスフィルタで加速周波数を反射して、HOM だけを選択して取り出す方法である。

1) Cutoff 周波数を利用する方法

矩形導波管や、円形導波管等は Cutoff 周波数を持つ。通常加速モードは加速空洞の最低共振周波数であり、HOM はそれよりも高い周波数を持つ。Cutoff 周波数を加速周波数以上、HOM 周波数以下とする事で HOM だけを選択して導波管を伝搬させるハイパスフィルタを形成できる。このような導波管を Beampipe に取り付けるか、Beampipe 自身を導波管とみなす事で、End Cell から十分離れた場所に HOM を導き、導波管の終端に設置した RF 吸収体で HOM をダンプする方法がある。

2) バンドパスフィルタを利用する方法

ILC ベースラインに採用された TESLA 型 HOM Coupler がこの方法を使っている。この方法ではまず、Beampipe 上に設置したアンテナ(磁場結合)で加速モードと HOM

を伝送線路内に取り込む。次に、伝送線路内に構築したスタブ構造等のバンドパスフィルターで加速モードを反射し、**HOM** のみを C-カップリングして同軸ラインに取り出し、空洞の外に伝搬させ、終端に置いた RF 吸収体でダンプする。この方法のメリットは、伝送線路に **Cutoff** 周波数を持たない **TEM** モードの同軸線路を使う事で **HOM** を RF のまま容易に加速空洞外部に取り出せる事である。これは熱負荷を嫌う超伝導空洞にとって重要である。また等価回路的な考え方が可能なため、バンドパスフィルターに任意のバンド幅を持たせ、コンパクトな設計ができる点である。

以下では実際に用いられている **HOM** ダンパーについて詳細に説明することで 2 つのタイプの **HOM** ダンパーのメリットとデメリットを示す。これは新しい **HOM** ダンパーの設計指針を考えるために重要である。

3.2.1 Beampipe ダンパー

Beampipe ダンパーの代表例は、KEKB の超伝導加速空洞である。Beampipe の **Cutoff** 周波数を利用して、加速モードと **HOM** を選別する。**HOM** は、Beampipe 終端に置いた Ferrite 製の RF 吸収体(図 3.1)で **HOM** をダンプされる[3.1]。



図 3.1 KEBK 超伝導加速空洞用 **HOM** ダンパー。参考文献[3.1]より転載。

KEK で開発されている ERL 用 1.3GHz 超伝導空洞(図 3.2)を具体例として挙げる[3.2]。この空洞では、**HOM** の内最も周波数が低いのは TE_{111} モードであり、その周波数は 1.6GHz

である。TE₁₁₁モードを伝搬するためには、Beampipe 径がΦ110 mm 必要である。加速モードは Beampipe を伝搬できないが、Beampipe 径が大きいので Beampipe に大きく染み出す。この染み出しは、Beampipe の空洞からの距離に対し指数関数的に減少する。超伝導加速空洞は Cell の Q 値が非常に高いので、加速モードの染み出した RF が吸収体でダンプされると Q 値が大きく減少する。このために加速モードが十分に減衰した位置に RF 吸収体を置く必要がある。このためにこの方法では、図 3.2 で分かるように Beampipe が長くなる。

Beampipe ダンパーのメリットはまず、Beam 軸対称構造な事である。Dipole モード等ポラリゼーションを持つ HOM 全てを減衰することが可能である。

デメリットは、Beampipe 径が大きいので加速モードが長距離に染み出し、そのために加速モードで加速効率を表す R/Q が低下することである。また、上に述べたように Beampipe が長くなり、Beam 方向の Space Factor が悪いことである。ERL 空洞では HOM ダンパーのために Beam 軸方向にλ/2程度の追加スペースが必要となる。ILC では、建設コストの観点から加速器の全長を極力短くするために、そうした空間は許されない。しかし、ERL のように CW 運転の大強度 Beam(100mA)からの大電力 HOM パワーをダンプするためにはこうした方法を取らざるをえない。一方、ILC では、Beam 強度は 10mA がかつ、パルス運転なので ERL の HOM のパワーは ERL の 1/100 以下である。このため、目標とする HOM の Q 値も高く、Beampipe ダンパーを使うメリットは少ない。

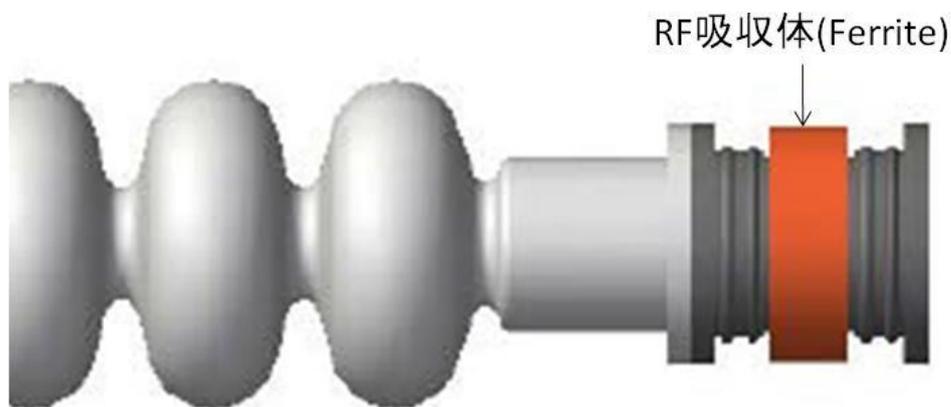


図 3.2 KEK-ERL 用 HOM ダンパー。参考文献[3.2]より転載。

3.2.2 導波管型ダンパー

これは図 3.3 に示すように Jlab の CEBAF で使用されているものが代表例である[3.3]。これは Beampipe ダンパーと同様に導波管の Cutoff 周波数を利用する。CEBAF では矩形導波管を空洞の Beampipe に接続し、その先端に RF マッチングをとるため三角形状にした吸収体を配置している。吸収体の材質は、Aluminum Nitride-Glassy Carbon Ceramic で

ある。Beampipe ダンパーと異なり、Beampipe を短くできる点がメリットとなる。しかし、Beam 軸方向に短くすることができても、Cutoff 周波数を用いるので導波管自体は長くせざるを得ない。空洞側に導波管を折り曲げ Beam 径方向の Space Factor を大きく取れるが、径方向のサイズが空洞直径に比べ 2 倍の大きさになっている事が分かる。このため、Cryomodule 径が大きくなり問題である。また、吸収体位置が Cryostat 内にあるので、HOM の発熱はすべて 2K 液体ヘリウムの負荷になる。

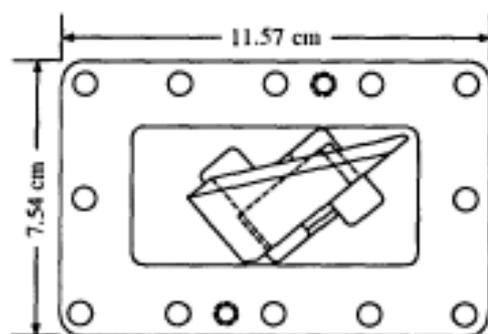


Figure 2

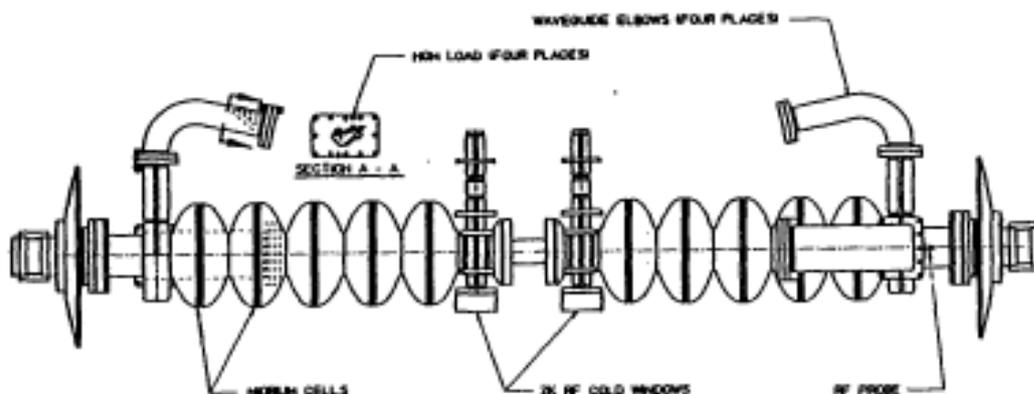


図 3.3 CEBAF 超伝導加速空洞用 HOM ダンパー。参考文献[3.3]より転載。上図は矩形導波管の終端に置いた三角形の RF 吸収体である。下図は加速空洞の概観である。

3.2.3 Grooved Beampipe 型ダンパー

Grooved Beampipe 型ダンパーは Beampipe 型ダンパーを発展させたものであり、KEK の影山氏により発明され KEKB-ARES 空洞(図 3.4)に使用されている[3.4] [3.5]。また、Cornell 大学の CESR のルミノシティ増強用 500MHz 超伝導空洞(図 3.5)にも使われた[3.6]。

加速モードの電場の Field は Monopole-Mode である。Beampipe の構造を Monopole が結合しにくくして、Beampipe の内の加速モードの伝搬を避ける。HOM の Dipole-Mode、Quadrupole-Mode が結合を容易にし空洞の外に取り出し易くするために、Beampipe に溝

を付けている(図 3.4)。これにより大幅に加速モードの Cutoff 周波数を下げることができ、Beampipe を短くできる。Beampipe 型の最大の問題点である Space Factor を大きく改善できる。ただし、HOM にも Monopole 成分を持つものは多く、Monopole は取り出しにくいので注意が必要である。

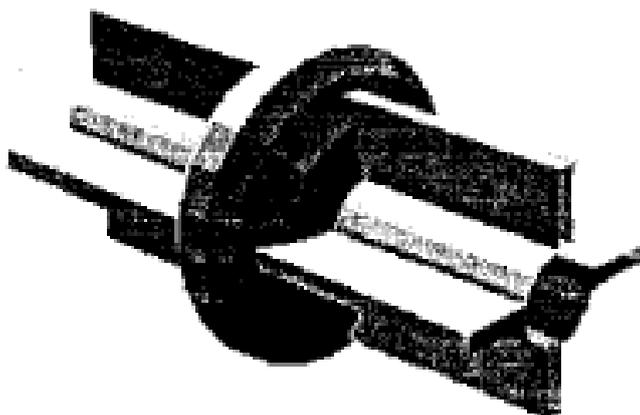


図 3.4 Grooved Beampipe 型ダンパーのモデル。参考文献[3.5]より転載。

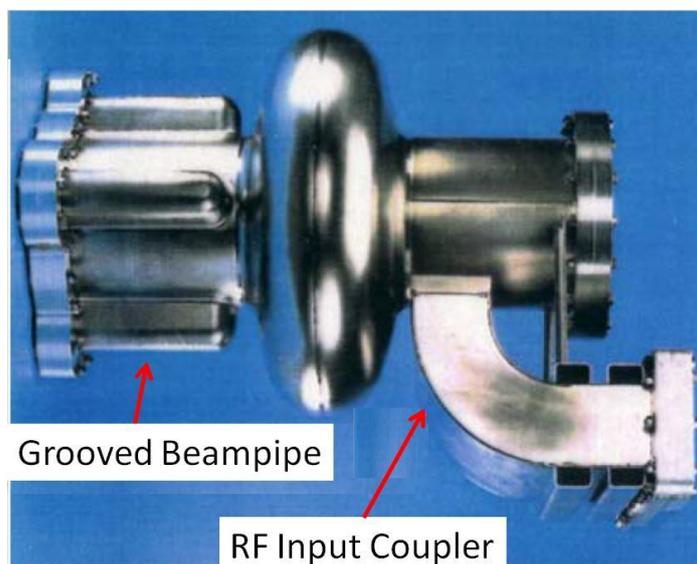


図 3.5 CESER 超伝導空洞。参考文献[3.6]より転載。

3.2.4 バンドパスフィルター型 HOM ダンパー

バンドパスフィルター型 HOM ダンパー(図 3.7)は、TESLA 型 HOM Coupler に代表される。このダンパーの仕組みについて説明する。空洞の End Cell から染み出した HOM と加速モードは End Cell 近くに設置した HOM Coupler のループアンテナで磁場結合され

HOM Coupler 内に取り込まれる。そして、HOM は HOM Coupler の容量結合アンテナを介して空洞の外の同軸ラインに取り出される。この時、HOM Coupler の持つインダクタンス L とキャパシタンス C でバンドパスフィルターを構成する。このフィルター特性を利用して、加速モードを反射している。図 3.6 の右上図が、その特性を表している。横軸は RF の周波数、縦軸は取り出される RF パワーを表している。加速モード(1300MHz)は反射され出てこないが、他の HOM は取り出されることがわかる。ただし、この方法では加速モードの他に取り出せない周波数帯(6700MHz)があることがわかる。その遮断周波数帯の周波数も持つ HOM を取り出すためには、フィルター特性の異なる別の HOM Coupler を併用する必要がある。

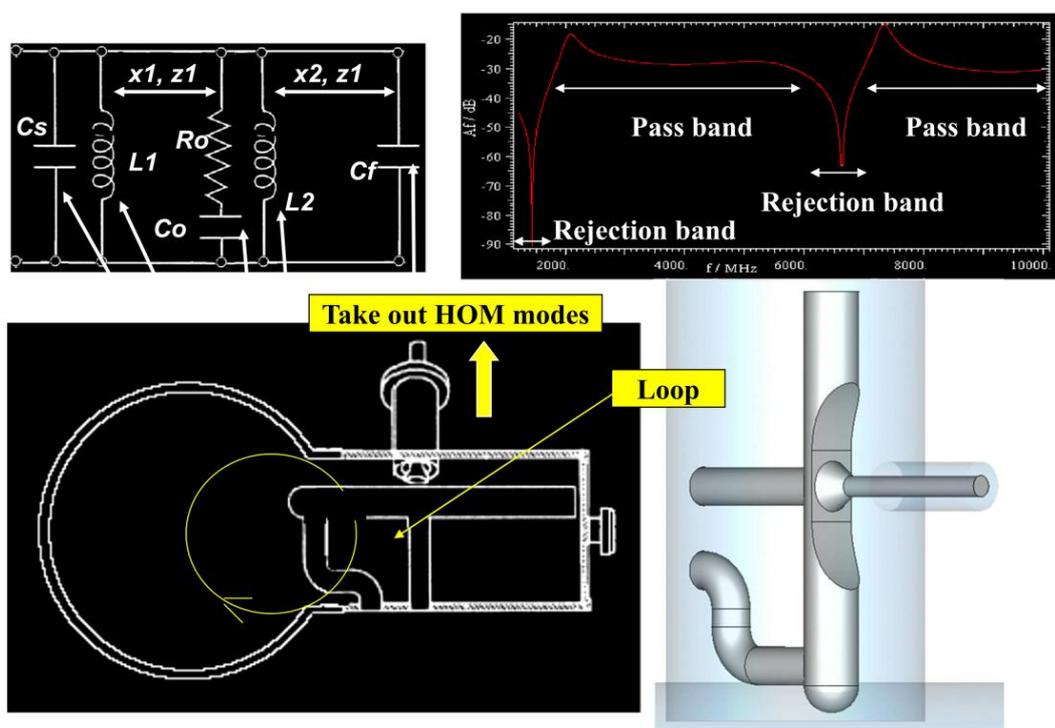


図 3.6 ILC ベースラインの HOM ダンパー。TESLA 型 HOM Coupler

空洞の外の同軸ラインに取り出された HOM パワーは、Cryomodule の内壁に取付けられた RF コネクターを介して、Cryomodule の外の同軸ラインに取り出され、その室温部で先端に取付けられた RF 吸収体により消失させられる。

バンドパスフィルター型の長所はコンパクトな設計が可能であり、先に述べた ILC で HOM ダンパーに要求される Space Factor の制約をも満たしている。また、他の HOM ダンパーとは異なり電磁場のエネルギーを空洞外部に取り出せる利点がある。

一方で、この方法は 2 つの欠点がある。1 つ目は、ビーム軸に対し非対称配置になる事である。

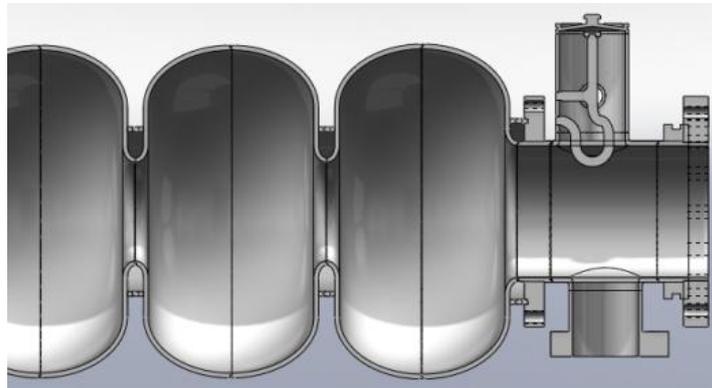


図 3.7 TESLA 型 HOM Coupler を ILC ACD 空洞(Ichiro 空洞)に取り付けた図。

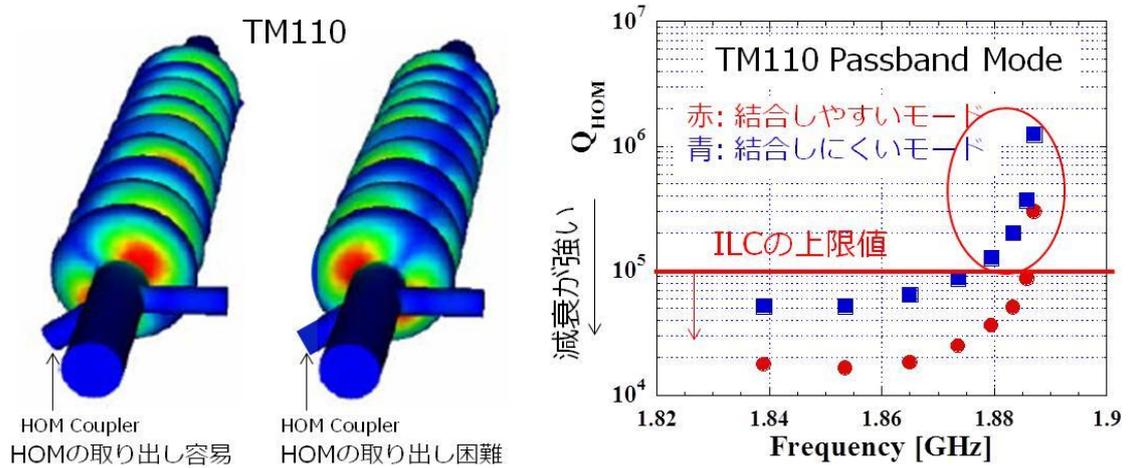


図 3.8 TESLA 型 9-Cell 空洞の HOM のポラリゼーション。参考文献[3.7]より引用。左図は TM_{110} $6\pi/9$ モードのポラリゼーションによる電場分布。電場が強い場所を赤、弱い場所を青で表している。HOM Coupler が電磁場の強い場所にある場合は HOM の取り出しが容易であるが、弱い場所にある場合は難しくなる。右図は TM_{110} の Passband Mode の Q 値である。ポラリゼーションがあるため、ほぼ同一の周波数に 2 つのモードが現れる。赤点は HOM Coupler が電磁場の強い場所にある HOM の Q 値であり、青点は HOM Coupler が電磁場の弱い場所にある HOM の Q 値である。ILC が目標とする HOM の Q 値は 1×10^5 以下であり、目標を満たしていないモードが多い事が分かる。

この Coupler は HOM をループアンテナに磁場結合して取り出すので、HOM の電磁場分布がアンテナと結合しにくい向きにある場合、上手く HOM を取り出せない。このため、TESLA 空洞では空洞の左右に取り付けた HOM Coupler の Beam 軸に対する回転角を約

115° ずらしている。それでもなお、図 3.8 に示すように、周波数 1850MHz 辺りにある TM_{110} モードにおいて、 Q_{HOM} が 10^5 以上である[3.7]。この問題は HOM ダンパーが、local な位置に非対称配置されているために生じる。

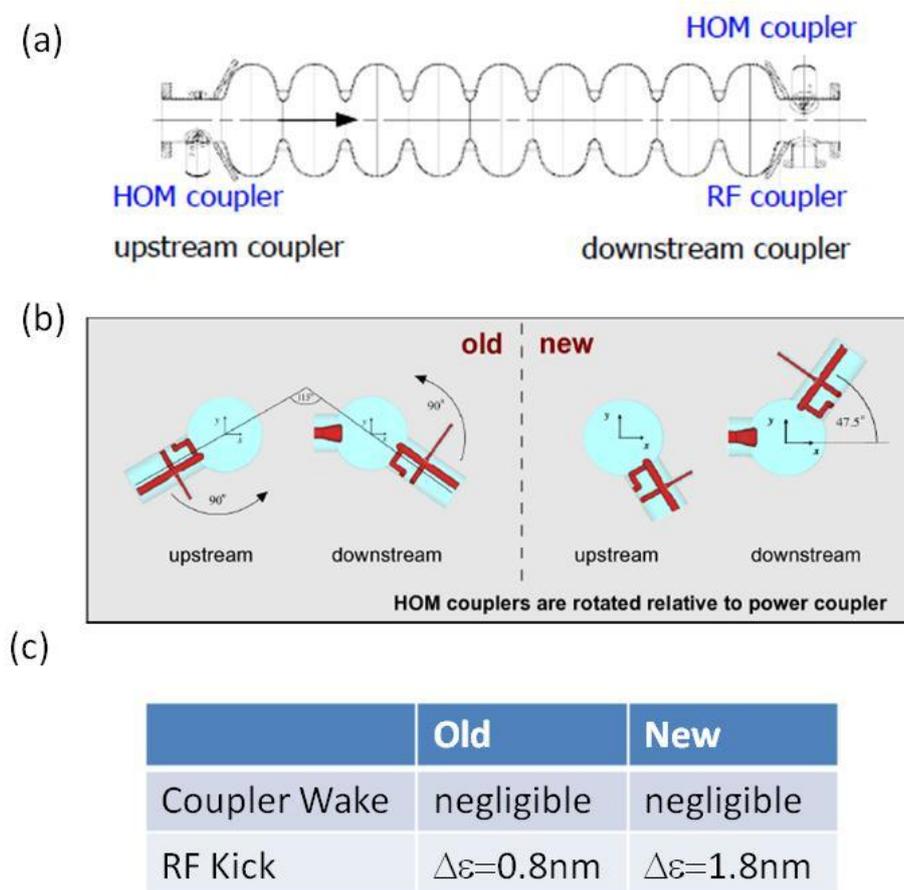


図 3.9 TESLA 型 HOM Coupler の Beam 軸非対称性によるエミッタンスの増加。参考文献[3.8]より転載。RF Input Coupler と HOM Coupler の回転位相による IP でのエミッタンスの増加が注意深くシミュレーションされた。(a)は TESLA 型空洞の構造図で、右に HOM Coupler が 1つ、左に HOM Coupler 1つと RF Input Coupler が取り付けられる。(b)空洞を左から右に見た場合の HOM Coupler と RF Coupler の回転角の図。Old と New という 2つの場合についてシミュレーションされた。(c)Coupler による短距離 Wake の影響は Old と New の配置両方でほぼゼロであった。加速モードの中心磁場が曲げられる事による RF Kick の影響は New の方が大きい、無視できる程度であった。

また、HOM Coupler の非対称配置は HOM Coupler 自体が短距離 Wake の励起源となる事が懸念された。そこで、図 3.9 の”New” の様に双方の HOM Coupler の相対角度を 120° に変更した。HOM Coupler からの短距離 Wake の励起は低減した。しかし、図 3.9 の下表

に示すように、加速モードの中心電界の乱れによる Beamkick 量が 2 倍となった。そのため、Old に回帰した。その後の研究で、Old であっても Beam オプティクスを適切に配置することでこれらの問題を緩和できる事が見出された。その結果、図 3.9 の下図に示すように "Old" で Coupler Wake は negligible になる予定である[3.8]。しかし、ILC のアップグレードにより更に Beam 電流を増大する場合や Main Linac が長距離になる場合は、より問題が深刻になる。我々の提案する新 HOM ダンパーの設計では、軸対称構造を持つことを重要視した。

2 つ目の欠点は構造が複雑な点である。図 3.10 に現状の ILC Baseline の HOM Coupler の部品とその EBW 手順を示す。現状の HOM Coupler ではその構造が複雑なために、部品製作コスト、電子 Beam 溶接個所が非常に多くなり、コスト高になる。また、HOM Coupler 内部の洗浄が難しく、高電界達成の困難性がある。

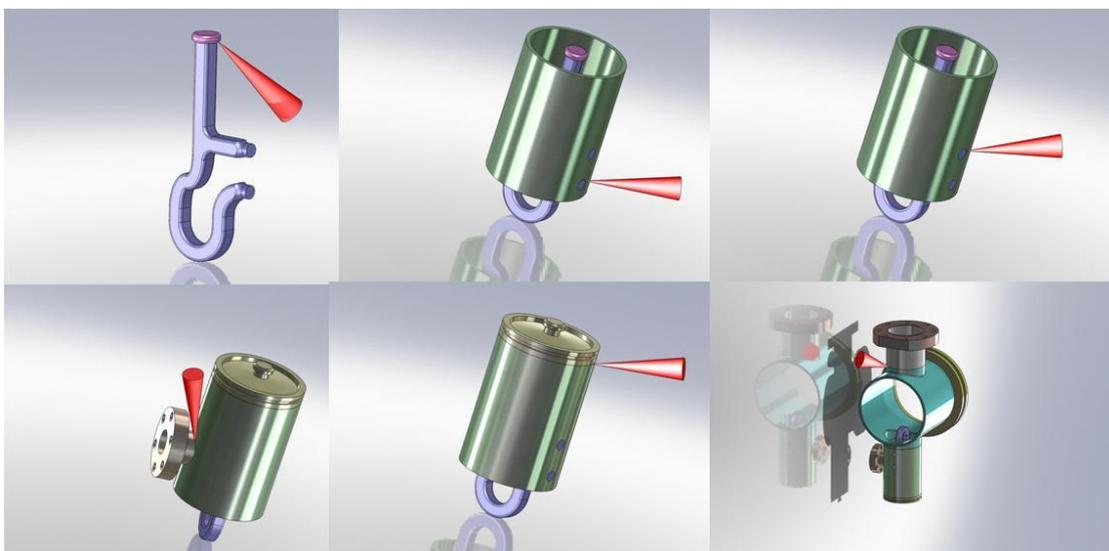


図 3.10 TESLA 型 HOM Coupler の部品とその EBW 個所。

3.2.5 超伝導用 HOM ダンパーのまとめ

超伝導空洞に使われている HOM ダンパーを概観した結果を表 3.2 にまとめる。現在、超伝導加速空洞に使われている方式は 2 つあり、Cutoff を利用するものと、バンドパスフィルターを作ったフィルター型のものである。Beampipe への加速モードの染み出しについて、アンテナを使うフィルター型は Beampipe を絞る事で染み出しを抑制できるが、Cutoff を利用する方法は、HOM と加速モード周波数が近いため十分に絞れず、染み出しが大きくなる。ただし、Cutoff を使う場合でも、Grooved Beampipe 等の工夫を施せばこの問題を解決できる事を示した。

次に、Beam 軸方向と径方向の Space Factor については、フィルター型はコンパクトにでき、多数の加速空洞を並べる ILC に適している事が分かる。

一方、Beam 軸対称性の観点からは、アンテナを Beampipe 側面から突き出すと Beam 軸対称性を破るので、配置角度に注意が必要である。また、製作コストの観点からは、多数のパーツを必要とするフィルター型は ILC の建設コストを増大させる事を示した。

表 3.2 超伝導加速空洞用 HOM ダンパーのまとめ。

	Waveguide	Beampipe	Loop Coupling
Figure			
方式	Cutoffの利用		フィルター型
加速モードの染出	△	△	○
Space factor	×	○	○
半径方向(クライオ スタット断面)/			
ビーム軸方向長さ	○	×	○ 109
ビーム軸対称性	×	○	×
製作コスト	○	○	×

3.3. Choke Mode HOM ダンパー

現状の超伝導空洞用 HOM ダンパーのメリットとデメリットについて述べた。一方、常伝導空洞に目を向けると、Choke Mode HOM ダンパーと呼ばれるものが使われている。この特徴は、加速空洞と結合した RF 伝送線路の途中に $\lambda/4$ 波長を持つ Choke を挿入する方法である。Cutoff 周波数を用いるのではなく、Choke で積極的に加速モードを反射する方法をとる。こうすることで、全体をコンパクトに設計できる。

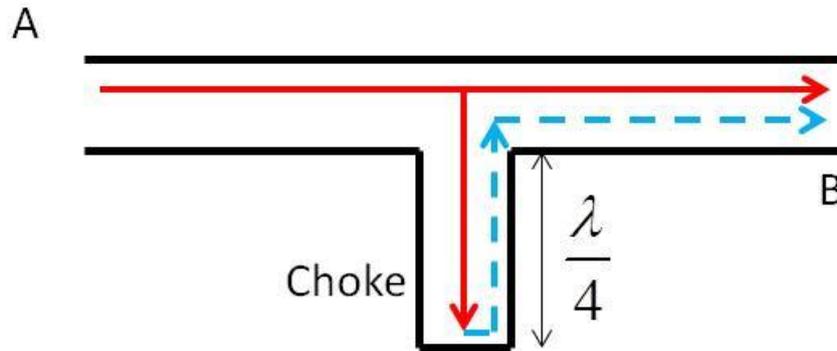


図 3.11 Choke の概念図。A から入力された RF は C 点で B と Choke に向かう 2 つの RF に分かれる。Choke の長さは RF 波長の $1/4$ になっており、Choke から反射して戻ってきた RF は B の方向に進む波は逆位相で重ね合わされ打ち消し合う。その結果 B 方向の伝搬は起こらない。

図 3.11 に示すように、C 点で Choke に入った波は、行きと帰りで距離 $\lambda/2$ を伝搬し、位相が π 進んで戻って来る。そして、B 方向の波と合流する。C から B 方向に直接向かう波と位相が π ずれているので 2 つの波は打ち消し合い、伝搬がなくなる。こうして、C 点で波が反射されたようになる。Choke は Beam 軸対称性を維持できる。

更に詳細に見ると、伝送線路の形式から 2 つのタイプに分けられる。1 つ目は新竹氏オリジナルのラジアルライン型伝送線路を用いたものであり、2 つ目は影山氏によって開発された同軸伝送線路を用いたものである。

3.3.1 ラジアルライン式 Choke Mode HOM ダンパー

ラジアルライン型伝送線路とは円形平行平板を持つものであり、円筒導波管の様な特性を持ち特定周波数を持つものが伝搬する。図 3.12 に、この HOM ダンパーの構造を示す[3.9]。

この HOM ダンパーは、C-band (5712 MHz) の常伝導空洞を使った XFEL(SACLA) で実用化され、現在西播磨の Spring-8 で運転が始まっている[3.10]。この特徴はラジアル方向に HOM を取り出す事である。一方、加速モードは空洞内に閉じ込める必要があるので、Choke によってラジアルライン入り口に仮想的なショート面が作られる。

これは、ディスクロード型電子ライナックのために設計された HOM ダンパーであるので、Beam 軸方向に HOM ダンパーを引き延ばす事は許されず、径方向に伸展している。加速空洞本体が小さいので、径方向に伸ばしてもなおコンパクトである。しかし、これをこのまま、1.3 GHz 超伝導加速空洞に適用すると Cryostat 径が大きくなる問題点がある。

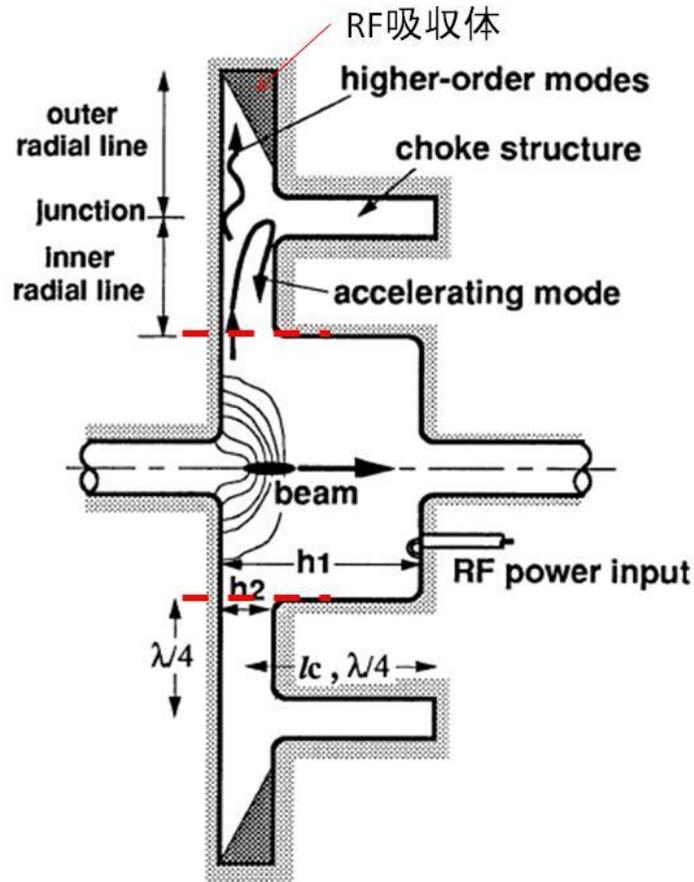


図 3.12 Choke Mode ダンパー。伝送線路にラジアルラインを用いている。

3.3.2 超伝導空洞用 Choke 型 HOM ダンパー

新竹式 Choke Mode HOM ダンパーを超伝導空洞に応用することが提案されている [3.11]。図 3.13 にその構造を示す。Multipacting の問題を回避するために加速フィールド (特に磁場) の弱い Beampipe 上に HOM ダンパーを取り付けている。Beampipe を介した結合になるため、HOM のダンプ効率を高めるためには Beampipe 径を広げる等の方法が必要になる。また、図からわかるように 1.3GHz 超伝導加速空洞の場合、吸収体位置が Beampipe から横方向に遠く離れた位置になるために、Cryostat の断面が大きくなるだけでなく、Beam 軸方向の大きさが大きくなっている。横方向の Space Factor に問題がある。

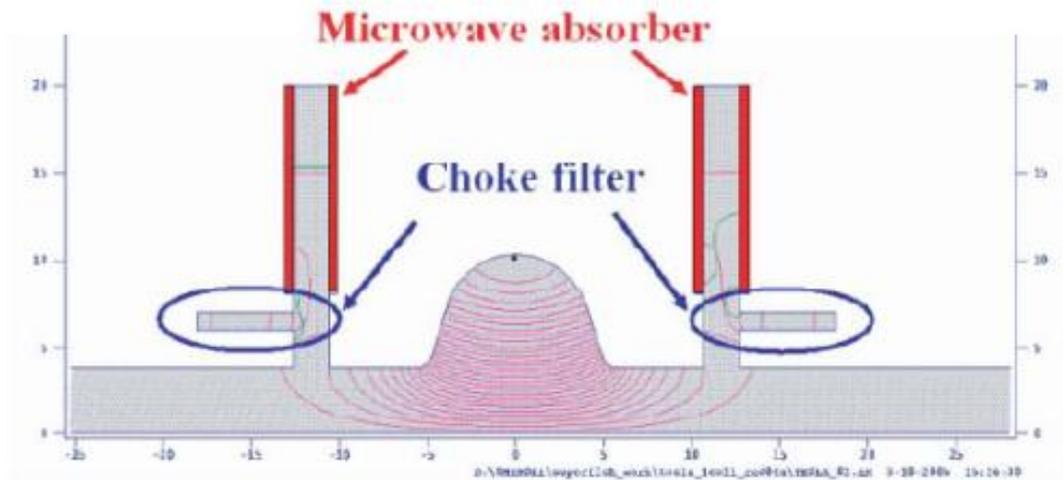


図 3.13 超伝導空洞に適用したラジアルライン式 HOM ダンパー。参考文献[3.11]より引用。

3.3.3 同軸管式 Choke Mode HOM ダンパー

次に 2 つ目の同軸線路を用いた Choke Mode HOM ダンパーについて説明する。TEM モードは、同軸線路では Cutoff 周波数を持たない。つまりどんな周波数の TEM モードも同軸線路を伝搬できる。しかし、TEM モード以外のモードは Cutoff 周波数を持ち、それ以上の周波数のモードが同軸線路内を伝送できる。

図 3.14 に同軸管式 Choke Mode HOM ダンパーの構造を示す[3.12]。これは KEKB のプロトタイプ常伝導加速空洞として設計されている。単 Cell 加速空洞に同軸管を取り付け、加速モードを反射するために Choke 空洞(Notch Filter)が取り付けられている。この加速空洞で同軸管が採用されているのは加速モードの共振周波数が 500MHz と低いいため、径方向に大きくなるラジアルライン式を採用できないことと、単 Cell 空洞で良いので Beam 軸方向の距離に余裕があるためである。しかし、Choke 内での基本モードによる Multipacting の問題、及びそれに伴うトリップ頻度上昇に対する懸念により、最終的に KEKB での実機採用は見送られた。[3.13]。

これをそのまま ILC 空洞に適用すると、同軸線路長が長く、Beam 軸方向に ILC の Space Factor を越える。また、径方向にもわずかであるが、Choke 空洞が加速空洞より大きくなっている事が分かる。しかし、全体的に見てこの設計方法は魅力的であり、この Space Factor を解決できれば、コンパクトで軸対称性の良い超伝導空洞用の新しい HOM ダンパーを開発できると考えられる。

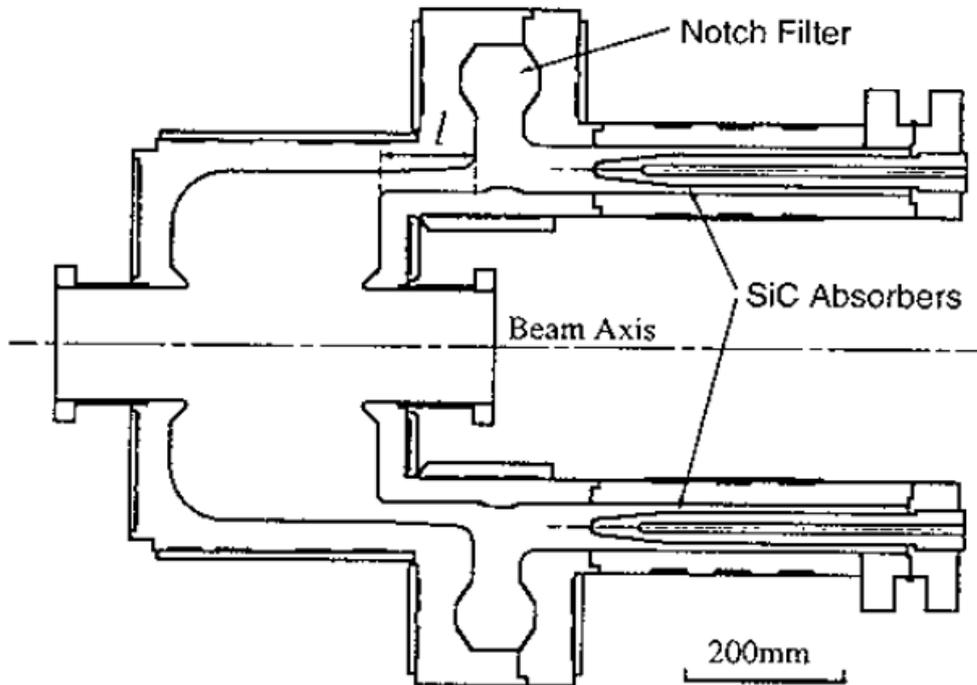


図 3.14 同軸管式 Choke Mode HOM ダンパー。参考文献[3.12]より引用。

3.3.4 KEKB 超伝導クラブ空洞の Choke

Choke 方式は、新竹氏とは独立に KEKB の超伝導クラブ空洞にも応用されている[3.14]。この空洞は TM_{110} モードを使って、KEKB の衝突点近傍で Beam を回転して Head on Collision さセルミノシティを倍増するための物である。KEKB の大電流(1A)Beam はクラブ空洞に TM_{110} モードより低周波の TM_{010} と TE_{111} モード(LOM : Lower Order Modes) を励起する。また、 TM_{110} より周波数の高い HOM も励起される。空洞から LOM と HOM を取り出し、キックモードだけを残すために、図 3.15 に示す Choke 方式を用いたクラブ空洞が考案された。クラブ空洞本体の右側には HOM モードをダンプするための Beampipe ダンパーが取り付けられ、右側には LOM をダンプするための同軸管と RF 吸収体取り付けられている。そして Choke がこの同軸管に侵入した TM_{110} モードを反射するために取り付けられている。

我々の目的のためにはこの方法は注目に値する。我々の場合は TM_{010} モードを Choke で反射して空洞に閉じ込め、その他の HOM は同軸管を伝搬させて吸収体でダンプする。こうした方法が有力と思われる。

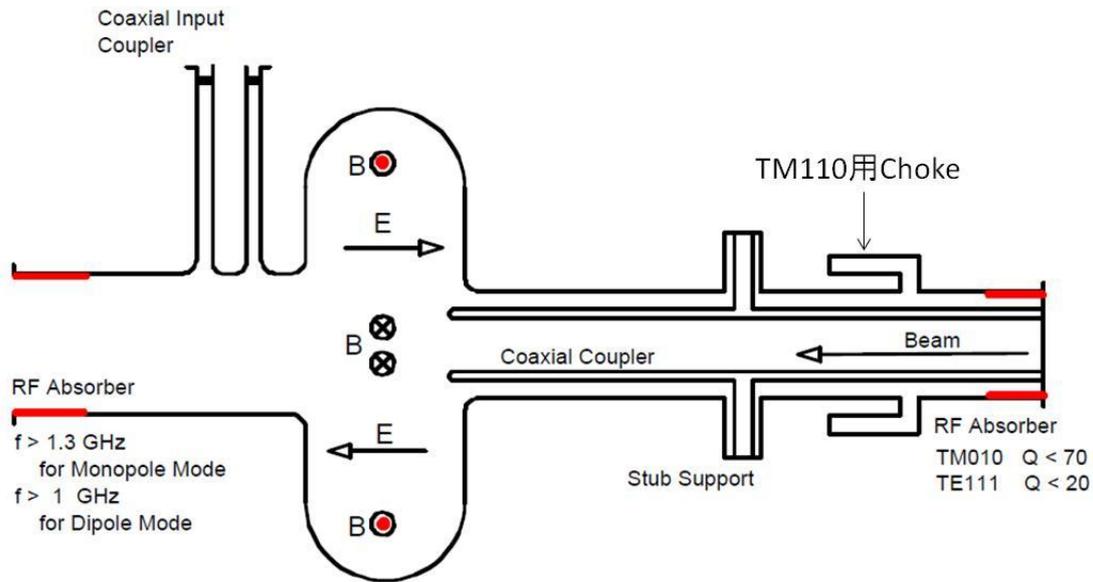


図 3.15 KEKB 超伝導クラブ空洞。参考文献[3.14]より転載。

3.4. 新しい構造の超伝導加速空洞用 HOM ダンパーの提案

Choke 型ダンパーは、Beam 軸対称性を満たし、比較的コンパクトな構造である。これを基に、新しい HOM ダンパーの構造を立案する。すでに、概観した Choke 型ダンパーの中で、同軸線路を用いた物を応用し、図 3.16 に示す Demountable Damped Cavity (DDC) を提案する。

まず、RF 構造について説明する。End Cell に挿入された同軸管は加速モードと HOM に結合する。同軸管内に侵入した加速モードは Choke によって反射され、加速空洞内に閉じ込められる。一方、HOM は同軸管を伝搬して終端に設置した RF 吸収体で熱に変換されダンプされる。また、吸収体を同軸内の Beam を見ない位置に置くことで、電気伝導率の低いセラミック吸収体を使用してもチャージアップの問題[3.15]が発生しない。

また、Beam 軸方向の Space Factor を改善するために He Vessel の端板を Choke 空洞の一部に使用している。また、Choke の径方向のサイズを抑えるために、Choke を折り曲げている。こうすることで、加速空洞 1 つ分以下のサイズに HOM ダンパーを納める事ができる。

更に、Choke 空洞の内面の清浄を容易にするために、Choke の Baseplate 部でフランジ型分解・組立可能な構造にする。こうすることで、Choke の内面を加速空洞と独立に洗浄することができる。これがこの HOM 減衰構造を Demountable Damped Cavity (DDC) と名付けた由縁である。ただし、分離に使用する真空シール部は磁場の比較的強い場所に設置するので、超伝導状態を保つ必要がある。このような超伝導状態を維持するフランジは Super-Joint と呼ばれている。

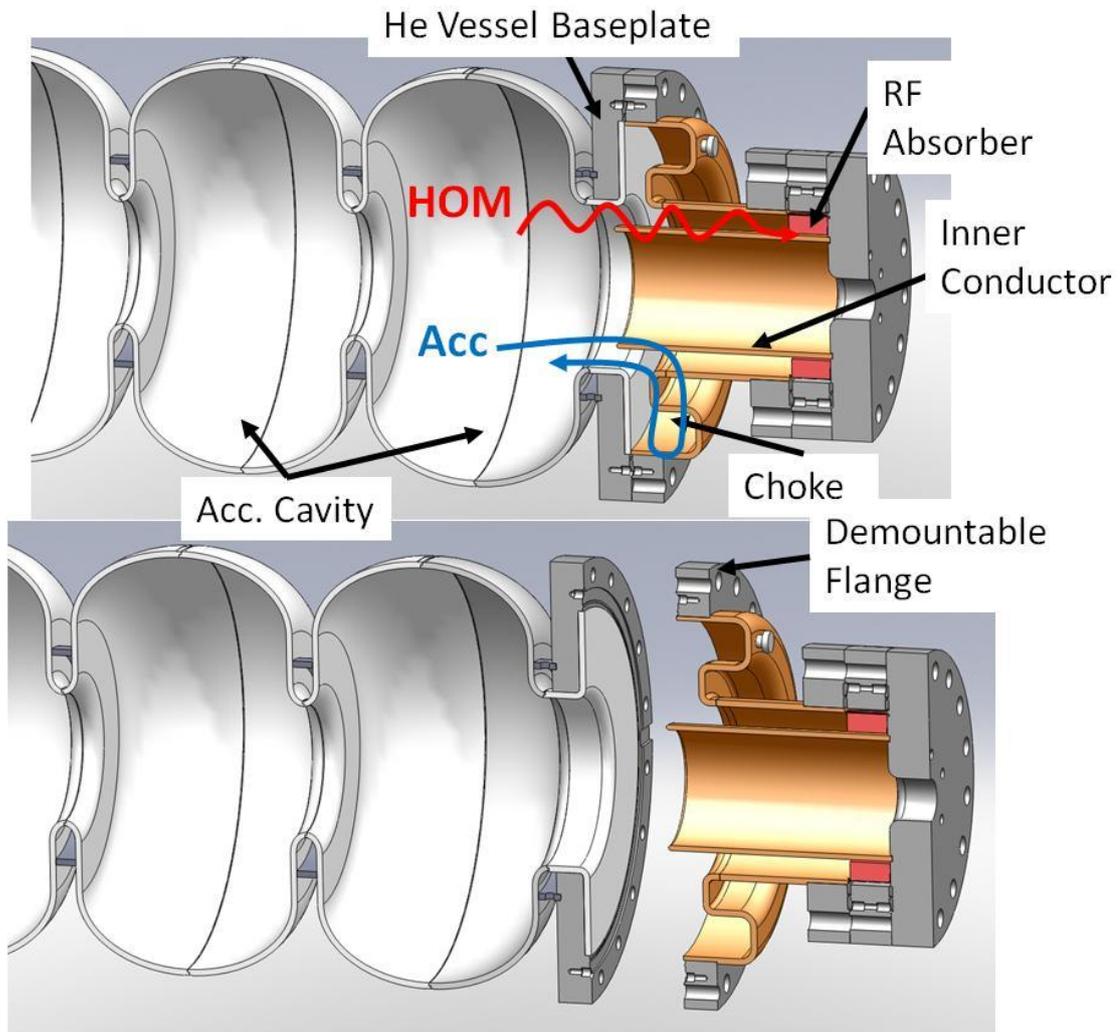


図 3.16 Demountable Damped Cavity。

また、同時に次に上げる様々な検証事項がある。

- 1) **Choke** の加速モードに対するフィルター特性に十分なバンド幅があるか。
 空洞と **Choke** のどちらも超伝導であるので、**Q** 値が非常に高い。**Choke** の加速モードに対するフィルターのバンド幅が十分に広くないと、**Lorentz Detuning** などにより空洞周波数が変化した時、加速モードが **Choke** で反射されず、同軸管を伝搬して **RF** 吸収体で吸収されて問題が起きる。もし、**Choke** のフィルターバンド幅が小さい時には、そのバンド幅を空洞周波数に同調させるために **Choke** 空洞にも **Tuner** が必要となり、コスト高になるのと同時に運転が非常に煩雑になる。
- 2) **Choke** の周波数と空洞の周波数の常温でのマッチングが極低温に冷却した後も補償されるか。
 これが、満たされないと 1)と同様 **Choke** 空洞に **Tuner** が必要となる。
- 3) **Super-Joint** がうまく機能するか。

これが、満たされないと溶接構造にせざるを得ない。すると Choke 空洞内の洗浄困難性の問題が再浮上する。

- 4) Choke 内での Multipacting が深刻でないか
KEKB のような電子リングにおいて連続波運転される加速空洞の場合、前述のように Multipacting の問題、及びそれに伴うトリップ頻度上昇に対する懸念により Choke 型構造の実機採用が見送られた事例がある。
- 5) 吸収体や同軸管の導入で Multipacting や Field Emission が深刻にならないか。
- 6) 同軸の内導体が十分冷却できる構造が構築できるか

本論文では 50MV/m を達成している Ichiro End Cell 空洞を用い図 3.17 に示す単 Cell Demountable Damped Cavity を設計・製作・測定して、Demountable Damped Cavity の原理実証を行う。

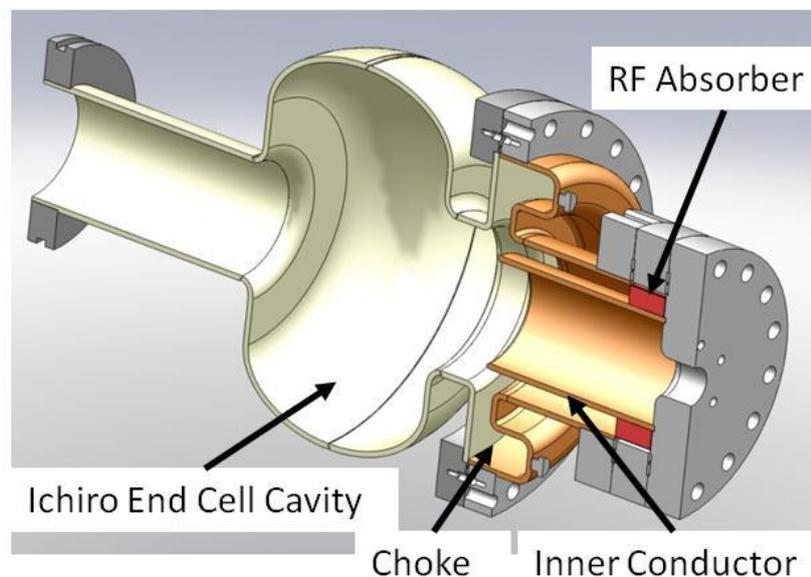


図 3.17 単 Cell Demountable Damped Cavity の概念図

3.5. 第3章のまとめ

ILC ベースラインの HOM Coupler の問題点を指摘した。それを克服した新しい HOM Coupler を開発するために、現状の HOM Coupler を超伝導・常伝導について概観した。その結果、同軸線路型 Choke Mode HOM ダンパー構造にヒントを得た。この構造を Beam 軸方向に更にコンパクトにすれば、我々の理想とする軸対称性をもつコンパクトな HOM ダンパーを開発できる。我々は、超伝導空洞に溶接されている He Vessel 端板を Choke の一部に使うことでそのような物が設計できることに気づいた。そして、また現在 ILC 空洞の

抱えている End Group の洗浄困難性を解決するために、その端板の所をフランジ構造にして組立分解可能な構造を考えついた。こうして、Demountable Damped Cavity (DDC) と呼ぶ新しいダンパーを提案した。

参考文献

- [3.1] T.Tajima. “Development of Higher-Order-Mode (HOM) Absorbers for KEKB Superconducting Cavities”. 博士論文 2000
- [3.2] H. Sakai, K. Shinoe, T. Furuya, S. Sakanaka, T. Suwada, T. Takahashi, K. Umemori, M. Sawamura. “Development of a 1.3GHz 9-Cell superconducting cavity for the Energy Recovery Linac”. Proceedings of the ERL07 41st Advanced ICFA Beam Dynamics Workshop on Energy Recovery Linacs. Daresbury, UK, 2007, pp. 56-61
- [3.3] Isidoro E. Campisi, Lynda K. Summers, Aldo Betto, and Ben H. Branson. “Artificial Dielectric Ceramics for CEBAF's Higher-Order-Mode Loads”. Proceedings of the Sixth Workshop on RF Superconductivity, CEBAF, Newport News, Virginia, USA. pp.587-595
- [3.4] T. Kageyama, T. Abe, H. Sakai, and Y. Takeuchi. ” Hom Damping of Ares Cavity System for SuperkKEKB”. Proceedings of 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, Tennessee. pp. 1186-1188.
- [3.5] 影山達也, KEK OHO セミナー, 1994.
- [3.6] S. Belomestnyk. “The High Luminosity Performance of CESR with thhe New Generation Superconducting Cavity”. Presented at the 1999 Particle Accelerator Conference, New York City, NY, USA, March 29 - April 2, pp. 272-276.
- [3.7] L. Xiao, C. Adolphsen, V. Akcelik, A. Kabel, K. Ko, L. Lee, Z. Li, C. Ng. ” Modeling Imperfection Effects on Dipole Modes in Tesla Cavity”. Proceedings of PAC07, Albuquerque, New Mexico, USA, pp. 2454-2456
- [3.8] Dirk Krücker. “シミュレーション s of the Main Linac with Coupler Kicks”. LCWS08 and ILC08
- [3.9] T.Shintake. “The Choke Mode Cavity”. Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 31 (1992) pp. L1567 - L1570 Part2, No. 11A, 1 November 1992
- [3.10] K. Okihira, F. Inoue, T. Hashirano, S. Miura, H. Maesaka, T. Inagaki, T. Shintake. “Mass Production Report of C-Band Choke Mode Accelerating Structure and RF Pulse Compressor”. Proceedings of IPAC2011, San Sebastián, Spain, pp. 1737-1739

- [3.11] K. Umemori, M. Izawa, K. Saito, S. Sakanaka. "Higher-Order-Mode Damping of L-Band Superconductingcavity using a Radial-Line HOM ダンパー".
Proceedings of 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, Tennessee, pp. 3606-3608.
- [3.12] T.Kageyama, N.Akasaka, Y.Takeuchi, Y.Yamazaki. "Design of Prototype of RF Cavity for the KEK B-Factory (KEKB)". Proceedings of the EPAC1994, pp. 2098-2100
- [3.13] T.Kageyama. private communication.
- [3.14] K. Hosoyama, K. Hara, A. Kabe, Y. Kojima, Y. Morita, H. Nakai, A. Honma, K. Akai, Y. Yamamoto, T. Furuya, S. Mizunobu, M. Masuzawa, K. Nakanishi, T. Yanagisawa, K. Sennyu, T. Hattori, M. Matsuoka, K. Okubo. "Development of the KEK-B Superconducting Crab Cavity". Proceedings of EPAC08, Genoa, Italy, pp. 2927-2931.
- [3.15] M. Yamamoto, T. Konomi, S. Okumi, Y. Nakagawa, N. Yamamoto, M. Tanioku, X. Jin, T. Ujihara, Y. Takeda, F. Furuta, H. Matsumoto, M. Yoshioka, M. Kuriki, C. Shonaka, and T. Nakanishi. "Status of 200keV Beam Operations at Nagoya University". proceedings of the 18th International Spin Physics Symposium, October 2008, Charlottesville (Virginia), pp. 987-991.

第 4 章. Demountable Damped Cavity の RF 設計

本研究は新しく提案した HOM ダンパーである DDC を単 Cell 空洞で原理実証することを目的としている。このために単 Cell Ichiro 形状の加速空洞に対して DDC の設計を行い、DDC の特性を評価する。また将来的には DDC を ILC に 9-Cell 空洞に適用することを目指しているため、ILC の要求仕様を満たす設計を行う。

本章では DDC の RF 基礎設計を行う。DDC の RF 基礎設計は主に 3 つの項目に分けられる。1 つ目は加速モードと HOM の伝送線路となる同軸管形状の決定である。2 つ目は加速空洞と同軸管の結合度の決定である。3 つ目は加速モードを RF 吸収体まで伝播させずに加速空洞に閉じ込めるための Choke フィルター構造の決定である。HOM は、同軸管の終端に設置する RF 吸収体で最終的に熱に変換しダンプされる。この RF 吸収体については第 5 章で説明を行う。図 4.1 は本研究で決定した単 Cell DDC の RF 形状である。

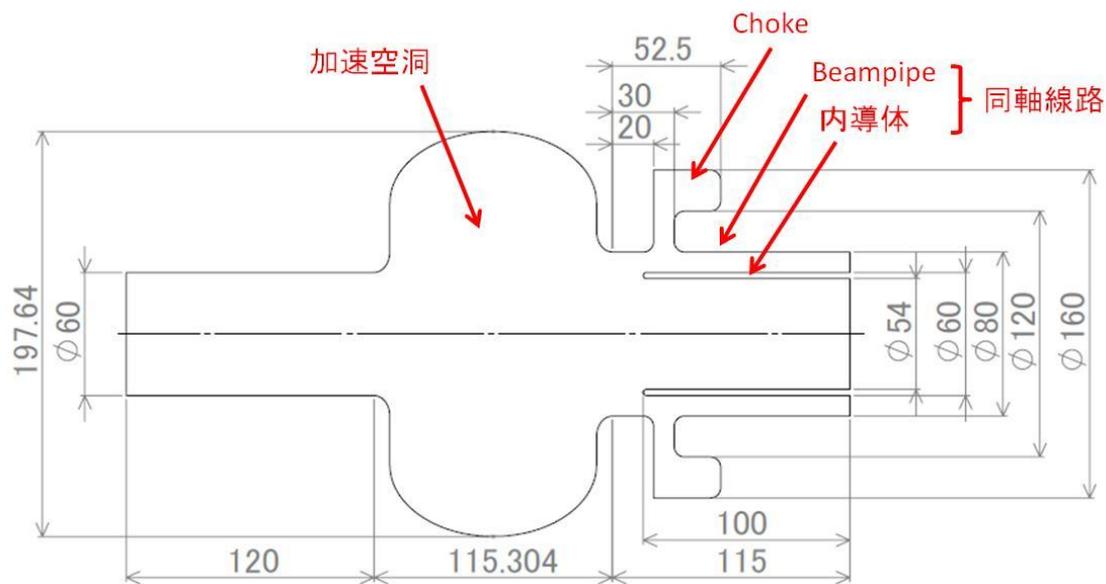


図 4.1 単 Cell DDC 空洞の RF 設計図。加速空洞形状は Ichiro 形状である。寸法の単位は mm である。

4.1. 同軸線路形状の決定

HOM は加速空洞 End Cell から同軸管を介して吸収体でダンプされる。そのため、同軸管の形状は、HOM が同軸を伝搬する条件から決定される。加速空洞内と同軸管の結合するモードは Beam 軸周りの θ 方向の電磁場強度の分布から決定される。加速空洞内の TM の Monopole mode : TM_{0np} ($n=1,2,\dots, p=0,1,2,\dots$) モードは、同軸管の Cutoff 周波数

を持たない TEM モードに結合する。それ以外の TM と TE モードは同軸管の Cutoff 周波数のある $TE_{m1}(m=1,2,3\cdots)$ モードに結合する。このことから同軸管の Cutoff 周波数に注意する必要がある。特に ILC では Monopole Mode と Dipole Mode にインピーダンスの高い有害な HOM が多いので、本設計では特にこれらのモードに注意して設計した。

ILC の Baseline 空洞と ACD 空洞は、Plug compatibility を持たせるために空洞の長さ (1297.5mm) と Beampipe の径 (Φ 80mm) は同じになっている。DDC の設計でもこの Plug compatibility の思想に従った。Beampipe の径、つまり同軸管外導体の内径を Φ 80 mm とした。このために Cutoff 周波数は内導体の外径で決まる。ILC の加速空洞に励起される HOM のうち、最も周波数の低いモードは TE_{111} モード (1600 MHz) である。この HOM を空洞の外に取り出すためには、 TE_{11} モードの Cutoff 周波数が 1600 MHz 以下でなければならない。 TE_{11} の Cutoff 周波数を次に示す。

$$f_{\text{cutoff}} = \frac{c}{\pi(a+b)} \quad (4-1)$$

ここで a は内導体の外半径、 b は外導体の内半径である。 c は光速である。

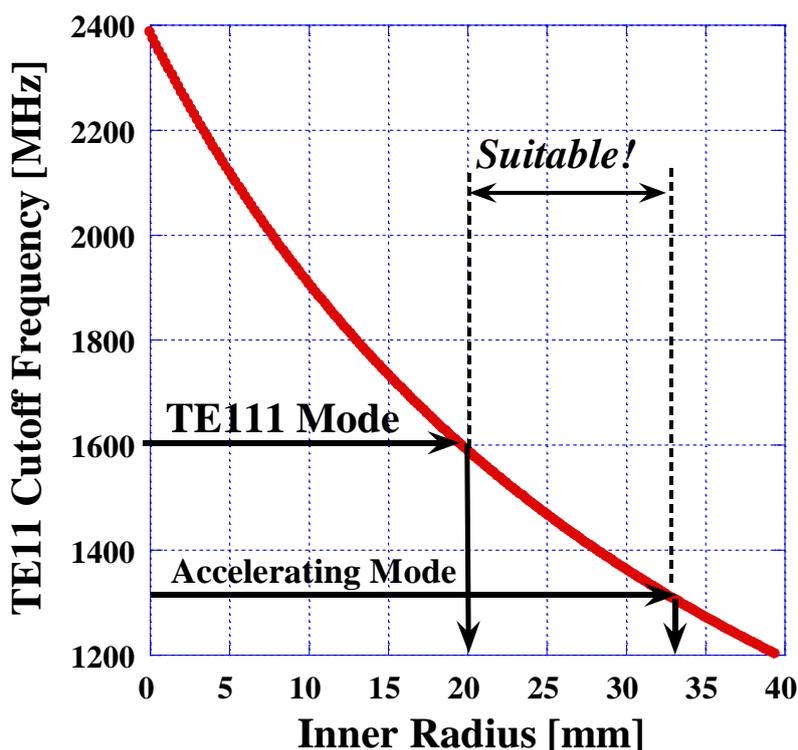


図 4.2 外導体半径 80mm の同軸管での内導体半径と TE_{11} モードの Cutoff 周波数の関係。内導体半径を 20mm から 33mm の間に選べば 1.3GHz の加速モードが遮断され、空洞内の最低周波数である TE_{111} モードは通過できることが分かる。

図 4.2 に同軸の外導体半径を 40 mm とし、内導体の半径を変えた時の TE_{11} の cutoff

周波数の変化を示す。 TE_{11} の cutoff 周波数を 1600MHz 以下にするためには、内導体の内径は 20 mm 以上でなければならない。内導体の径は、20mm 以上であればよいが、径が小さいと Beam と内導体の相互作用によって Wake 場が強くなる。Ichiro では、9-Cell のアイリス径が 30mm である。このため、内導体の径をアイリス径と同じ 30mm に決めた。

この値は製作誤差等による DDC 特性の劣化にも妥当な値である。例えば、図 4.3 はそのシミュレーションの一例を示す。内導体を Beam 中心軸から 3mm 偏芯させた場合、加速モードが Choke によって十分に反射されずに同軸管を TE_{11} Like モードで伝播する様子が観察される。現実には 3mm の製作誤差は発生しないが、こうした製作誤差によって TM_{010} モードが TE_{11} モードに結合して同軸管を伝搬するのを防ぐためには 30 mm にすれば十分である事が分かる。

なお、この同軸管の特性インピーダンスを計算すると 17Ω である。

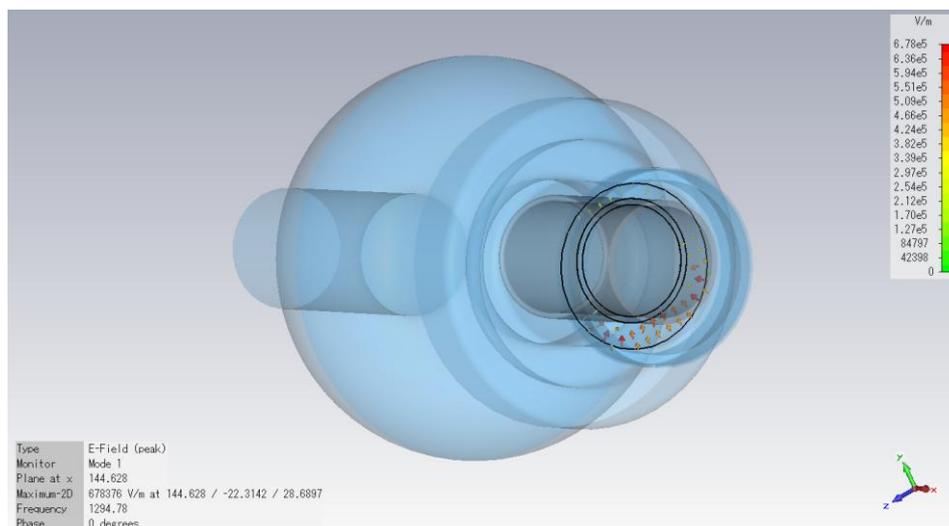


図 4.3 内導体の偏芯による加速モード(TM_{010})の TE_{11} Like モードへの結合。内導体を Beam 中心軸から 3mm 偏芯させた場合の CST-Studio シミュレーション。加速モードが Choke によって十分に反射されずに同軸管を伝播する様子が観察される。

4.2. 空洞と同軸管の結合

加速空洞と同軸の結合度を評価することは、後の Choke の加速モードの遮断特性（フィルター特性）を評価する上で非常に重要である。加速モードの結合度 Q_{ext} を CST-Studio を使い、同調曲線法[4.1][4.2]で評価した。

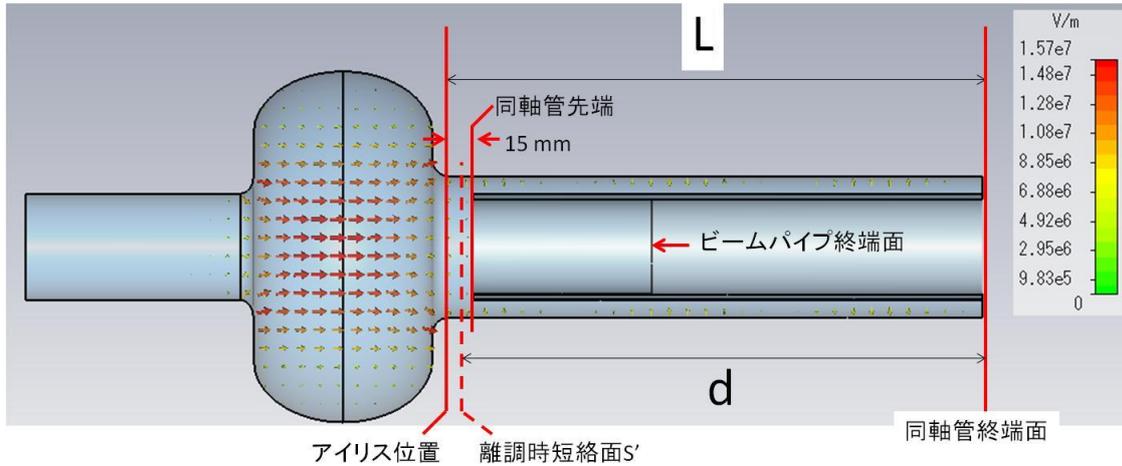


図 4.4 加速モードに対する加速空洞と同軸管の結合度の評価に用いた構造。CST-Studio を使って同調曲線のシミュレーションを行っている途中の様子を示す。

図 4.3 に示すように、加速空洞のアイリス部から同軸管先端までの距離を 15 mm とした。加速空洞と長さ d の片側を短絡した同軸管を結合させて、離調時の電氣的短絡面を S' とする。また、計算を容易にするために、空洞や同軸管は全て完全導体で構成されているとする。

面 S' から空洞を見たインピーダンス Z_{in} は加速モードの共振周波数を、同軸管の特性インピーダンスを Z_i として、次のように表される。

$$Z_{in} = Z_i \frac{1/Q_{ext}}{j\left(\frac{\omega}{\omega_a} - \frac{\omega_a}{\omega}\right)} = Z_i \frac{1/Q_{ext}}{j\left(\frac{\lambda_a}{\lambda_g} - \frac{\lambda_g}{\lambda_a}\right)} \quad (4-2)$$

と表される。ここで、 λ_g は 共振周波数 ω に対応する管内波長であり、 λ_a は加速空洞の共振周波数 ω_a に対応する波長である。このように表されるのは空洞が完全導体であるので、同軸管との結合度のみが空洞の負荷となるためである。ここでは空洞と同軸管の結合度 Q_{ext} を求める。

面 S' から同軸管側を見たときのインピーダンス Z_{out} は、面 S' から同軸管終端の短絡面までの距離を d とすると、

$$Z_{out} = \frac{e^{j\omega d/c} - e^{-j\omega d/c}}{e^{j\omega d/c} + e^{-j\omega d/c}} Z_i = -j Z_i \tan\left(\frac{\omega d}{c} + \frac{\pi}{2}\right) = -j Z_i \tan\left(\frac{2\pi d}{\lambda_g} + \frac{\pi}{2}\right) \quad (4-3)$$

と表される。ここで、円筒導波管から同軸管への変換部で $\pi/2$ 位相が変化する事を考慮している。面 S' から見たインピーダンスは釣り合うので、距離 d について式を解くと、

$$Z_{in} = Z_{out} \quad (4-4)$$

$$Z_i \frac{1/Q_{\text{ext}}}{j \left(\frac{\lambda_a}{\lambda_g} - \frac{\lambda_g}{\lambda_a} \right)} = -j Z_i \tan \left(\frac{2\pi d}{\lambda_g} + \frac{\pi}{2} \right) \quad (4-5)$$

$$d = \frac{\lambda_g}{2\pi} \tan^{-1} \left(\frac{1}{\frac{Q_{\text{ext}}}{\frac{\lambda_a}{\lambda_g} - \frac{\lambda_g}{\lambda_a}}} \right) + \frac{n\lambda_g}{2} + \frac{1}{4} \quad (4-6)$$

を得る。ここで n 整数である。式(4.6)が同調曲線となっている。

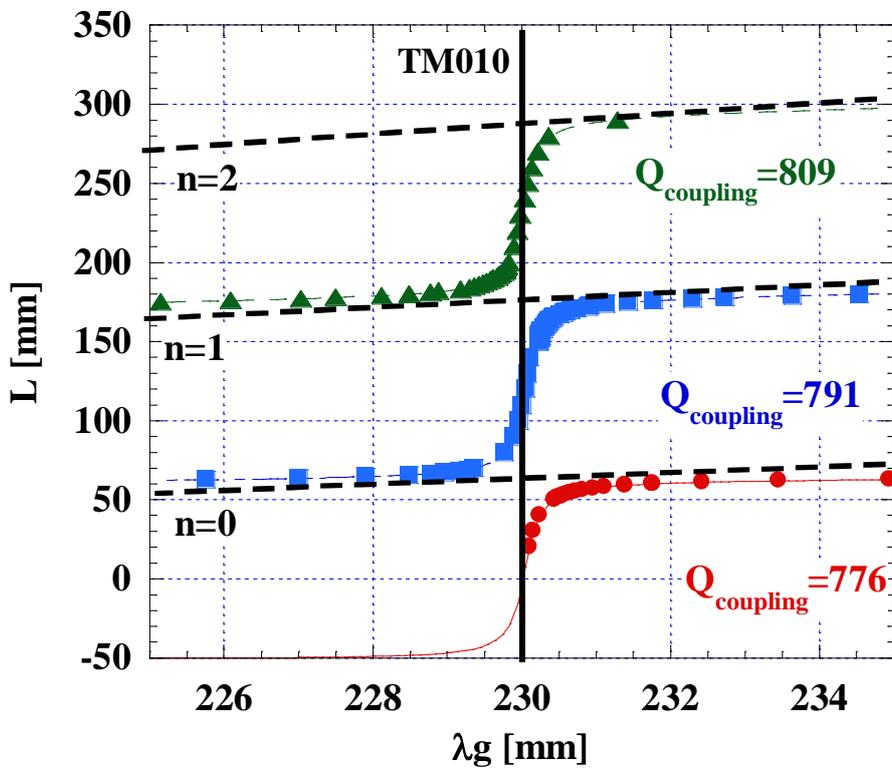


図 4.5 加速モードに対する同調曲線。黒実線は加速空洞の TM010 モードの共振周波数。黒点線は同軸管の共振周波数である。

加速空洞アイリス部から同軸管の先端までの距離を 15 mm として、CST Studio を使い加速空洞のアイリス部から同軸管短絡面までの距離 L を変化させたときの共振周波数を計算した結果を図 4.4 に示す。この管内波長の変化が同調曲線と呼ばれている。

図 4.4 を使い、同調曲線の説明を行う。 $\lambda_g = 230$ mm にある縦軸に平行な実線が空洞の共振波長である。加速空洞の共振波長 $\lambda_a = \lambda_g$ でインピーダンスが無限大なので面 S' は電氣的開放面になっている。斜めのは同軸管内で共振が起こる管内波長を表している。この点線に同調曲線が接する所ではインピーダンスがゼロであり面 S' は電氣的短絡面となって

いる。同軸管内の共振を表すので同軸管の長さ L と管内波長は比例する。

同調曲線の実線近傍での振る舞いは加速空洞と同軸管の結合が弱ければ変化が急峻であり、結合が強ければ緩やかになる。同調曲線を式 (4.6) で Fitting する事で、結合度 Q_{ext} を評価できる。Fitting カーブから求めた Q_{ext} は 790 ± 20 であった。

次の節で説明するように加速モードの周波数が Choke の反射周波数から外れると、加速モードのパワーが Choke を通過して、同軸管側に向かい吸収体で失われる。この吸収体での損失を十分小さく抑えなければ、加速効率の低下や吸収体での発熱の処理に問題が発生する。ここでは、吸収体での加速モードの損失を空洞のち kuseki

エネルギーの 1%以下になるように設計する。

1.3 GHz 超伝導加速空洞の典型的な無負荷 Q 値 Q_0 は 1×10^{10} である。吸収体での加速モードの損失を表す Q 値を Q_{absorber} として、仮にその損失を無負荷 Q 値の 1%とすると $Q_{\text{absorber}} = 1 \times 10^{12}$ となる。このことをパワーで考えると見通しが良い。加速空洞からは同軸管との結合度 $Q_{\text{ext}} = 790$ を通してパワー $P_{\text{ext}} = \omega U / Q_{\text{ext}}$ が同軸側に伝搬して行く。Choke を通ると、この伝搬パワーが Choke の所で減衰率 α により $\alpha \cdot P_{\text{ext}}$ に減衰される。これが最終的に RF 吸収体位置で損失するパワー $P_{\text{absorber}} = \omega U / Q_{\text{absorber}}$ になる。この関係を解くと、減衰率 α は -90 dB 以下でなくてはならない事が分かる。

$$P_{\text{absorber}} = \alpha \cdot P_{\text{ext}} \quad (4-7)$$

$$\frac{\omega U}{Q_{\text{absorber}}} = \alpha \cdot \frac{\omega U}{Q_{\text{ext}}} \quad (4-8)$$

$$\alpha = \frac{Q_{\text{ext}}}{Q_{\text{absorber}}} = \frac{790}{10^{12}} = 7.9 \times 10^{-10} \sim -90[\text{dB}] \quad (4-9)$$

4.3. Choke の設計

Choke に要求される最重要項目は Choke の加速モードに対するバンド幅である。このバンド幅が、Lorentz detuning による空洞周波数の変化や、空洞冷却時に発生するであろう空洞と DDC の周波数のミスマッチよりも十分広い必要がある。そうでなければ、DDC に加速空洞と同様に周波数を調整するための Tuner が必要になり、高コスト化を招く、更には運転が非常に煩雑になる。

前節で同軸管と加速空洞の結合度から Choke では -90 dB 以下の減衰率が要求される事が分かった。Choke の特性についてまず述べる。同軸管と Choke Filter の関係について図 4.6 に示す簡単なモデル伝送線路を用いて説明を行う。同軸管の内導体半径を a 、外導体内径を b 、Choke の開口部長さを d 、Choke の外径を r とする。反射の中心波長を f_{choke} とすると Choke の長さは 1/4 波長でなければならないので、

$$r - a = \frac{c}{4f_{\text{choke}}} \quad (4-10)$$

と決定される。ここで、 c は光速である。 $a=30\text{ mm}$, $b=40\text{ mm}$, $f_{\text{Choke}}=1300\text{ MHz}$ とすると、 $f_{\text{Choke}}=1300\text{ MHz}$ とすると、 $r=105\text{ mm}$ である。また、Choke の開口部長さ d は減衰に要する距離を表すので、長さと共に減衰量が増加する。以上が同軸導波管と Choke の定性的な関係である。

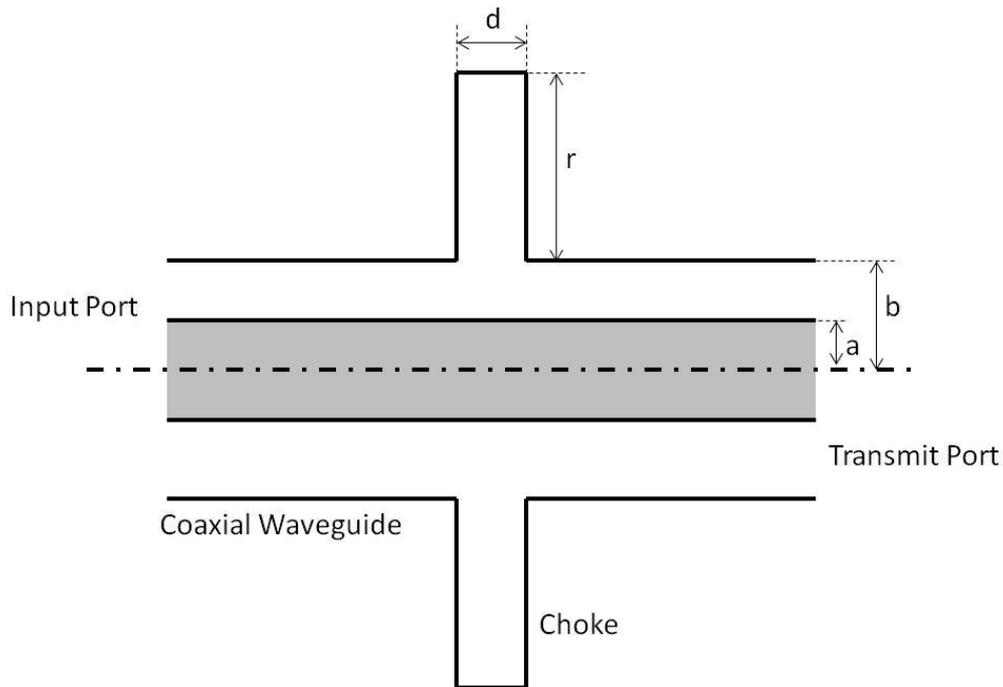


図 4.6 同軸導波管と Choke 構造の簡易モデル。

Choke の正確なバンド幅を求めるために CST-Studio を使いシミュレーションを行った。ILC 空洞に He Vessel を溶接する際、He Vessel が Choke に邪魔されずに加速空洞側に入らなければならない。 $r = 105\text{mm}$ では大きすぎるので、Choke の外径を小さくするために Beam 軸方向に折り曲げている。シミュレーションは同軸管に図 4.1 に示す実際の Choke 形状を取り付け、透過率(S21)を計算する方法を用いた。シミュレーションの結果得られた透過率(S21)の周波数依存性を図 4.8 に示す。透過率(S21)が -90 dB 以下になるバンド幅は 25 kHz であった。このバンド幅は 40 MV/m 運転時の 9-Cell Ichiro 加速空洞で生じる Lorentz detuning 量 1 kHz に比べて十分に大きな値である(2.4.5 項を参照)。なお Lorentz Detuning 量は実運転時には He Vessel に組み込まれる 2 kHz の補償範囲を持つ Ball screw type Tuner で調節可能である。

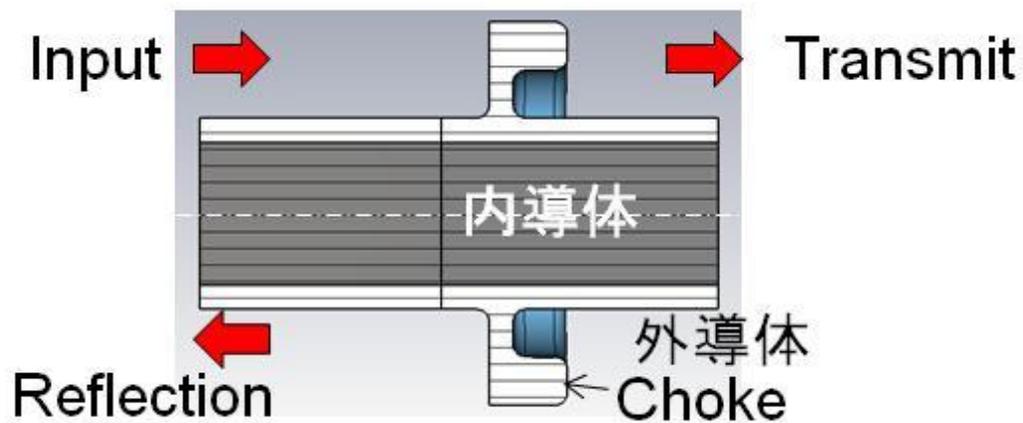


図 4.7 Choke のバンド幅を求めるためのシミュレーションモデル。Choke の形状は実際の DDC の実際の形状である。また CST-Studio を使用している。

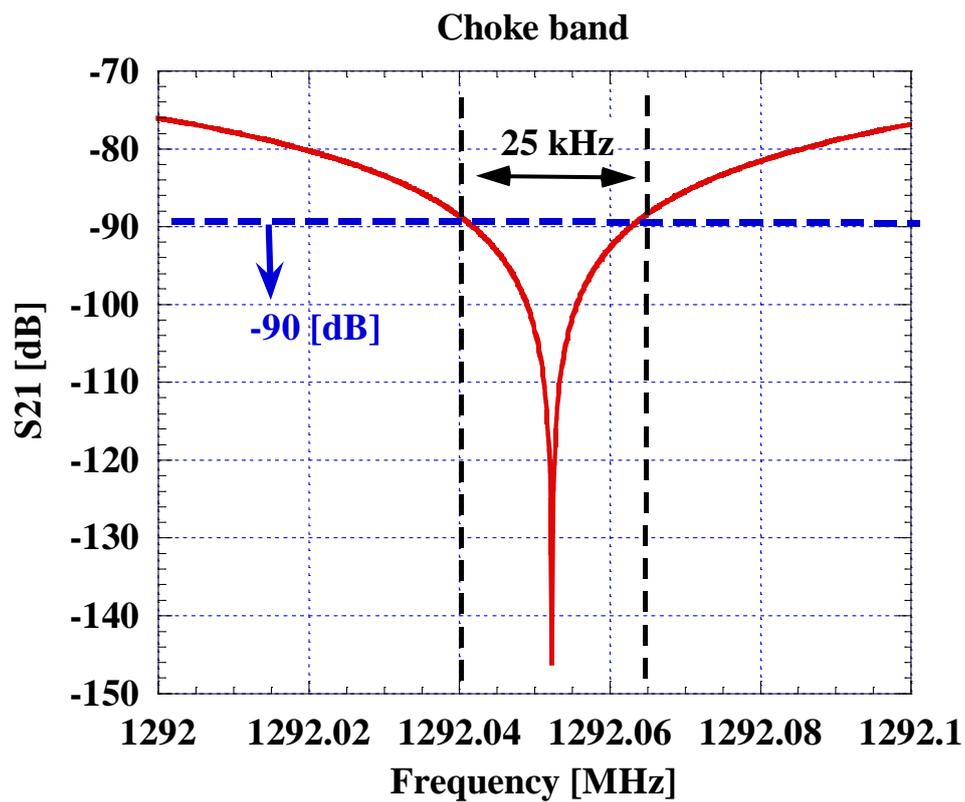


図 4.8 DDC Choke のバンド幅。図 4.7 に示した形状での透過率の周波数依存性を表している。

4.4. HOM のダンプ能力

HOM の内、特にインピーダンスが高く問題となる TE₁₁₁、TM₁₁₀、TM₀₁₁ について解析を行う。解析方法として以下の 3 つの方法を用いた。なお解析には全て CST-Studio を使用している。

1、誘電率、透磁率を無視する方法

まず、Ferrite 設置位置まで含め全て真空だとして仮定して固有モードを計算する。計算結果のエネルギー分布のうち Ferrite 設置部分(同軸管終端の外径Φ80mm, 内径Φ60mm, 長さΦ20mm の領域)に溜まるエネルギーが全て損失されると仮定して Q 値を求める。この方法は容易に計算可能だが、吸収体のインピーダンスを真空のインピーダンスと同じとしているため実際と大きく隔たりがある。

2、Port を付ける方法

この方法は、吸収体を設置する位置に Port を設け、ここから漏れ出すパワーを計算する方法である。この方法は無限に続く同軸管を仮定しており、同軸管の伝搬モードのみについて計算されている。このため、Choke によって乱され同軸管内で減衰していく分については計算されない。なお、CST-Studio では、同一面上の全ての Port 面から漏れ出すパワーを計算してしまうので、図 4.9 に示すよう、DDC の形状より同軸管の長さを 10mm 長くすることで Beampipe 面と同軸管面が同一面上にならないように調節している。

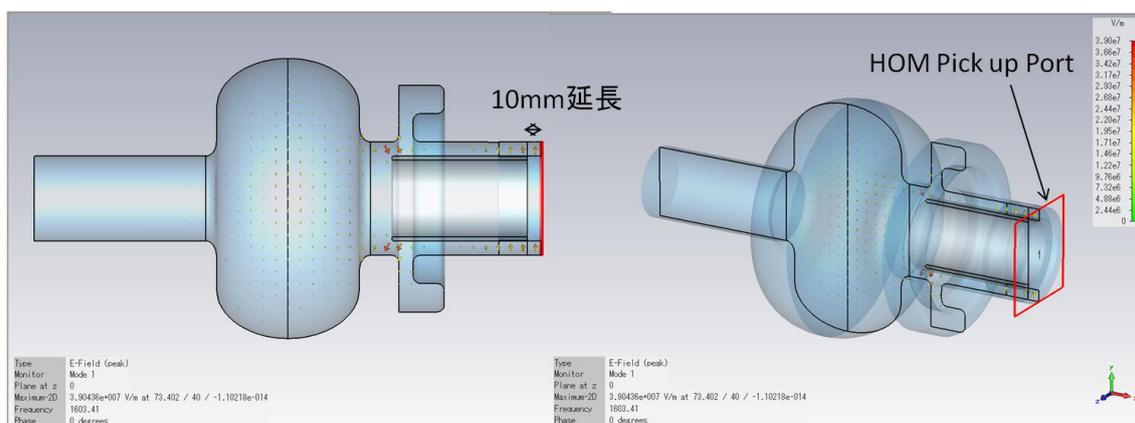


図 4.9 Port を付ける方法でのシミュレーションの様子。

3、直接計算する方法

3 つ目のシミュレーション方法は、実際に測定した Ferrite の誘電率と透磁率を代入し、直接計算する方法である。図 4.10 に計算の様子を示す。吸収体の特性や形状については第 5 章で詳細に述べる。ここでは、簡単のために外径Φ80mm、内径Φ60mm、長さΦ20mm のリング状の Ferrite 吸収体を設置して計算を行った。Ferrite のパラメータには常温で測定した結果を用いた。

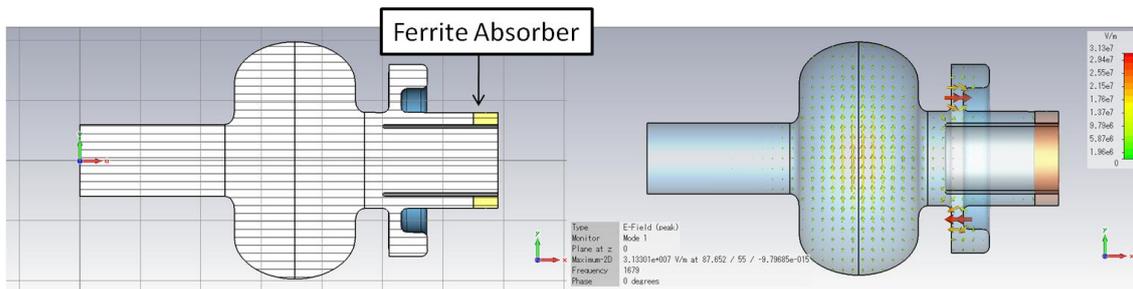


図 4.10 直接法でのシミュレーションの様子。左図の黄色い部分が吸収体の位置である。

これらのシミュレーション方法の妥当性を見るために、実際に DDC の同軸管終端に外径 $\Phi 80\text{mm}$ 、内径 $\Phi 60\text{mm}$ 、長さ $\Phi 20\text{mm}$ のリング状の Ferrite 吸収体を挿入して常温で測定を行った。測定方法はネットワークアナライザを用いた透過法を使った。表 4.1 に 3 つのシミュレーションによって求めた HOM の Q 値と実測結果の比較を示す。直接法で求めた測定値と実測値がほぼ合致している事が分かる。一方、固有モード法と Port 法はエラーが大きい事が分かる。しかし、実用上問題となるのは Q 値のオーダーであり、第 1 次近似として用いるには有効である事が分かる。

これらの計算から DDC では HOM の Q 値は ILC の要求値 1×10^5 に比べ十分に小さい値が得られる事が期待される。

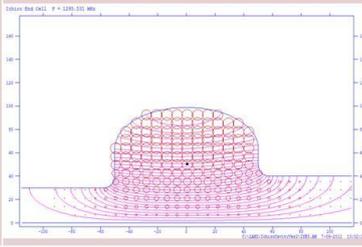
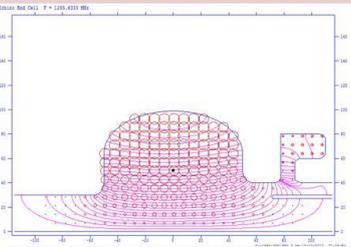
表 4.1 3 つのシミュレーション結果のまとめと、実際の測定結果の比較。

Mode	固有モード法	Port法	直接法	測定値
TE111	68	254	173	199
TM110	877	653	273	298
TM011	42	423	Not Detect.	Not Detect

4.5. DDC が加速モードパラメータに与える影響

表 4.2 に DDC の Choke を付けた単 Cell 空洞の RF パラメータを示す。また比較のために DDC 空洞のベースとした Ichiro End Cell 空洞についても示している。これらの計算は SUPERFISH で行った。Choke を付けても空洞の RF 特性に変化が無いことが分かる。

表 4.2 加速空洞単体と加速空洞に DDC を付加した場合の RF パラメータの比較。最下段にはニオブの臨界磁場を 1900 oersted(=190mT)とした場合の加速電界を示している。

	加速空洞	加速空洞+DDC
Shape		
Geometrical factor[Ohm]	286.9	282.4
R/Q[Ohm]	121.4	127.2
Ep/Eacc	2.22	2.17
Hp/Eacc [Oe/(MV/m)]	38.4	37.5
Max Eacc (critical field 1900[Oe])	49.4	50.6

4.6. Demountable への要求事項

DDC では Space Factor を稼ぐために He Vessel Baseplate を Choke 空洞の一部に使用し、He Vessel Baseplate をフランジ構造として Demountable としている。本項では Demountable にするために要求される RF 特性について説明する。

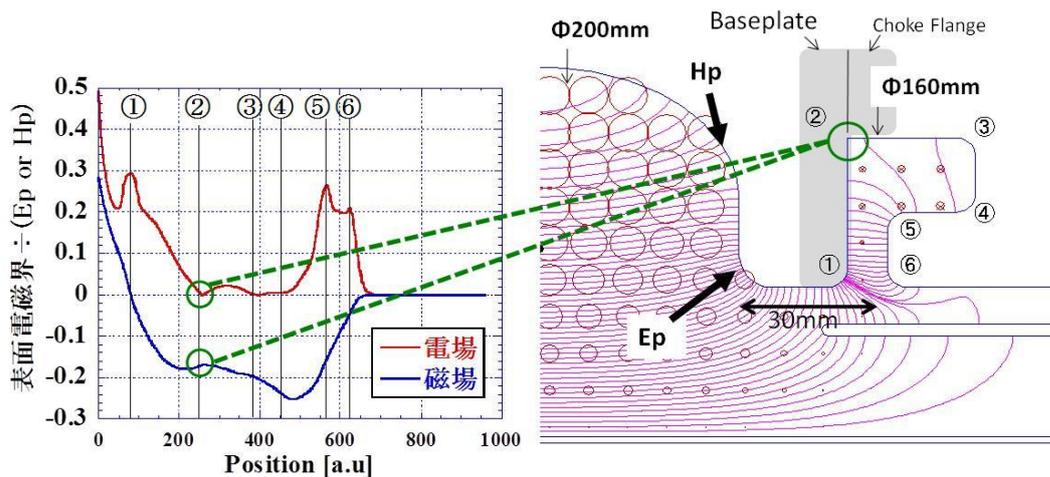


図 4.11 DDC の Choke 形状と表面電磁場の分布。(a)表面電磁場の強度分布。表面電磁場は加速空洞の最大表面電磁場 H_p と E_p により規格化している。(b)Choke のグラフには電界分布と磁場分布を示している。

図 4.11 に Demountable 部付近の表面電磁場の分布を示す。これは、Superfish で計算した。Demountable 部になるのは②の位置であり、この場所での表面電場は 0 [MV/m]、磁場は加速空洞の最大磁場 H_{peak} (H_p) の 1/6 であることが分かる。この結果を用いて加速電界が 40MV/m の時、Super-Joint 部分の磁場強さは

$$H_{\text{Demountable}} = 37.5 \times 40 \times \frac{1}{6} = 250[\text{Oe}] = 25[\text{mT}] \quad (4.11)$$

である。この値は大きく、銅など電気抵抗の小さい常伝導材料であっても RF 損失量は大変に大きくなる。表 4.3 に本研究で使用する材料の典型的な電気抵抗率を示す。Demountable 部で幅 0.5[mm]の銅ガスケット(4.2 K)の内面が RF さらされている場合の表面抵抗は、Demountable 部の直径 $D=160$ mm、周波数 $f = 1.3$ [GHz]として、

$$R = \frac{\pi \times D \times t \times \sqrt{\pi \times \mu_0 \times \rho \times f}}{t} = 5.5 \times 10^{-8} [\text{Ohm}] \quad (4.12)$$

と評価される。ILC では加速空洞の残留表面抵抗は典型的な値として 8 nΩである。このように、常伝導面が RF に曝されると大きな表面抵抗が発生する。このため、Demountable 部の構造は RF 表面全てが、超伝導状態でなければならない。このような条件のフランジは Super-Joint と呼ばれている。本研究では真空シールの信頼性と RF 特性の面からインジウムシールを採用した。インジウムは、超伝導転移温度が $T_c=3.4$ K の超伝導体である。尚、他にシール材として使用できる可能性のある鉛と超伝導フランジ材として使用できるニオブ、ニオブチタン、ニオブジルコニウムの超伝導特性を表 4.4 にまとめている。ただし、本研究ではフランジは RF に曝されない構造にしたので、フランジ材には常伝導のチタンを使う。インジウムの臨界磁場は 25mT で式(4.11)に示す目標磁場を満足している。

表 4.3 各種材料の電気抵抗率。参考文献[4.3][4.4]より引用。

材質	常温 (20°C)[Ohm·m]	4.2K [Ohm·m]
OFC,C1011 (RRR=200)	1.72E-8	8.6E-11
SUS316L	7.81E-7	5.33E-7
Indium	8.37E-8	—
Titanium	4.2E-7	—

表 4.4 各種超伝導材料の臨界磁場。参考文献[4.5][4.6][4.7]より引用。

材質	臨界磁場[mT]	超伝導転移温度Tc [K]
Indium	25	3.4
Lead(Pb)	75	7.2
Niobium	200	9.2
Nb55Ti	8	10
NbZr	40	9.2

4.7. 第4章のまとめ

新しい HOM ダンパー(DDC)の RF 設計を行った。Choke で加速モードを加速空洞内に閉じ込め、HOM を同軸管で強く結合させて、HOM を加速空洞から引き出して同軸管の終端に設置した RF 吸収体(Ferrite)で減衰させる超伝導業界では新しい HOM ダンパー(DDC)を設計した。DDC は軸対称構造なので ILC ベースラインの HOM ダンパーにあったモード結合の選択性の問題を解決できる。

また、Choke のフィルター特性を解析し、加速モードに対して十分なバンド幅(25kHz)を持つことを確かめた。空洞の Lorentz detuning に周波数の離調等が問題にならないことが分かった。

参考文献

- [4.1] J.C. Slate. “Microwave electronics” Princeton : D. Van Nostrand , c1950
- [4.2] 影山達也, OHO セミナー1994
- [4.3] G. K. White, M. L. Mingos. “Thermophysical Properties of Some Key Solids: An Update”. International Journal of Thermophysics Vol. 18. No. 5. 1997, pp. 1269-1327.
- [4.4] 理科年表 平成 15 年、丸善株式会社
- [4.5] Y. Bruynseraede, D. Gorle, D. Leroy and P. Morignot. “Surface-Resistance Measurements in Tearr-Modecavities of Superconducting Indium, Lead and Anindium-Lead Alloy at Low and High RF Magnetic Fields”. Physaca 54 (1971) pp. 137-159.
- [4.6] M. Grundner, H. Lengeler and E. Rathgeber. “RF Contact for Superconducting Resonators”. Nuclear Instruments and Methods 141 (1977) pp. 57-59.

- [4.7] P. Kneisel, G. Ciovati, J. Sekutowicz, A. Matheisen, X. Singer and W. Singer. ” Development of a Superconducting Connection for Niobium Cavities”. Proceedings of PAC07, Albuquerque, New Mexico, USA, pp.2484-2486.

第 5 章. Multipacting のシミュレーション

加速空洞の高電界性を妨げる要因の一つは Multipacting(MP)である。本章では、DDC 内部で発生する MP が加速電界を制限しないことをシミュレーションで確認した。その結果について述べる。また、本研究では CST-Studio を使い MP の評価を行っているが、CST-Studio が MP のシミュレーションに実用された実績がないため、始めに CST-Studio の妥当性について検討を行っている。

5.1. Multipacting

Field Emission の電子やX線の衝突で発生した 1 次電子が、空洞内壁に衝突して 2 次電子を発生する。この時、その表面が汚染されていて、2 次電子放出係数 δ が 1 よりも大きいと 1 次電子の数よりも多くの 2 次電子が発生する。この 2 次電子が空洞の中の RF 周波数と同期した運動モードに参加し、繰り返し空洞表面にぶつかるようになると発生する 2 次電子の数は指数関数的に増加する。この 2 次電子の運動は空洞内の RF 場からエネルギーを吸収する(electron loading)。2 次電子数の増殖は急激なので、electron loading が急激に起こり、空洞の Q 値は急速に低下する。また、その増加した電子が空洞壁面に衝突して壁面温度が上昇し Thermal Breakdown を引き起こす。その例を図 5.1 に示す[5.1]。

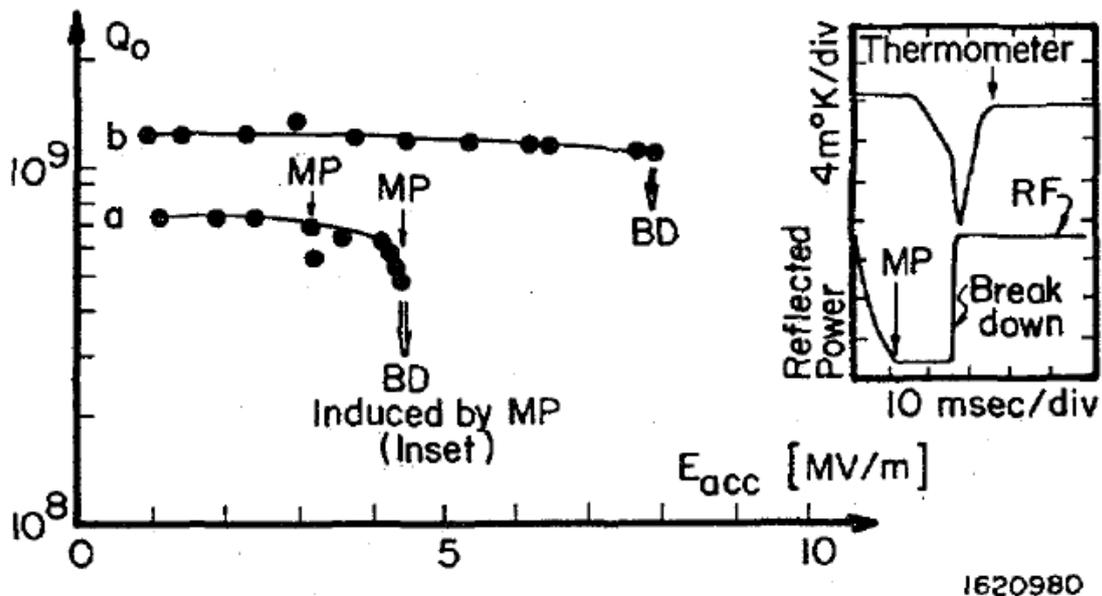


図 5.1 Multipacting の特性実験。参考文献[5.1]より転載。

この現象は、RFの周波数と同期した現象である。すなわち、Multipactingの運動周期はRFの周期の整数(n)倍である。その整数倍に応じて n 次のモードと呼ばれる。図 5.2 に示すように空洞内で起こる Multipacting には 2つの運動モードがある。2次電子がその周期運動で同じ点に衝突する運動モードを 1-point Multipacting、衝突点が 2つあるモードを 2-point Multipacting と呼ぶ。

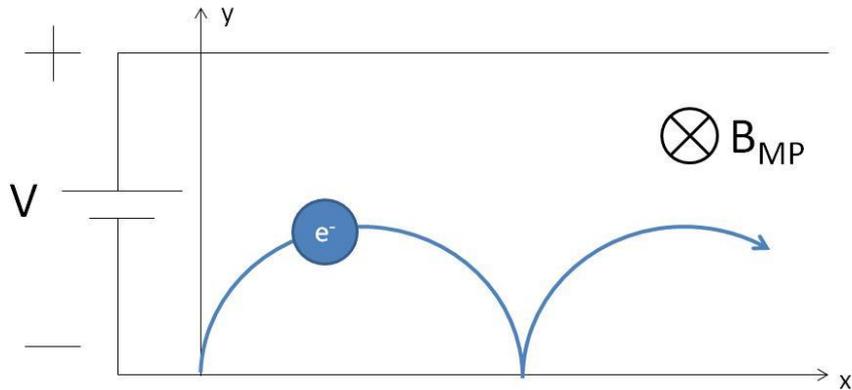


図 5.2 サイクロイド軌道。距離 d の平行板電極の間に電位差 V を与え、極板間にそれに平行に一樣な磁場をかける。

Multipactingの本質は、図 5.2 の簡単なモデルを考えると理解しやすい。よく知らているように、一樣な DC 電場と磁場が印加された平面平行電極間から壁面 A から小さい速度で放出された電子の運動周期 T は、

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi m_e}{eB_{MP}} \quad (5-1)$$

のサイクロイド軌道となる。ここで、電子の質量を m_e 、電子の電荷を e 、磁場を B_{MP} としている。DC 磁場を RF の AC 磁場に変えれば、電子が面に衝突した瞬間に磁場が反転し再び対称な軌道をたどり、元の出発点に衝突することが想像できる。この磁場の反転するサイクルが、RF の 1 周期に相当する。これが、2-point Multipacting の 1st order である。

サイクロイド軌道を仮定して時間 T を求めたが、実際には電子軌道はより直線的であり、係数 c を用いて式(5-1)を書きなおす。

$$T = c \frac{2\pi r}{v} = c \frac{2\pi m_e}{eB_{MP}} \quad (5-2)$$

1-point MP の時 n を整数、2-point MP の時 n を奇数とすると、1 RF 周期 f_{RF} と電子の運動周期 T は次式のように与えられる。

$$f_{RF} = \frac{n}{T} \quad (5-3)$$

上式と式(5-2)を用いて電子の運動周期 T を消去すると、磁束密度 B_{MP} と RF 周期 f_{RF} の関

係を求める事ができる。

$$B_{MP} = \frac{2\pi m_e f_{RF}}{nce} \quad (5-4)$$

$$\frac{B_{MP}}{f_{RF}} = \frac{2\pi m_e}{nce} = \frac{3.57 \times 10^{-11}}{nc} \quad (5-5)$$

Multipacting は電子の回転運動を伴うので、磁場の強い空洞赤道部で発生する。MP が発生する磁場から MP が発生する加速電場に焼き直す事ができる。電場と磁場の関係は

$$E_{acc} = \frac{H_p}{\alpha} \quad (5-6)$$

である、式(5-5)と式(5-6)から、次式を得る。

$$E_{MP} = \frac{B_{MP} E_{acc}}{\mu_0 H_p} = \frac{2\pi m_e f_{RF} E_{acc}}{nce\mu_0 H_p} \quad (5-7)$$

1.3GHz の単 Cell 加速空洞では $H_p/E_{acc} = 3.84 \text{ mT}/(\text{MV}/\text{m})$ なので、この場合 MP が発生する加速電界は

$$E_{acc} = \frac{9.62}{nc} [\text{MV}/\text{m}] \quad (5-8)$$

である。もっとも MP が生じやすいのは 1-point MP の 1st Order と 2-point MP の 1st Order である。参考文献[5.2]で与えられている $c = 0.64$ と $f_{RF} = 1.3 \text{ GHz}$ を使うと、Ichiro End Cell では $7.5 \text{ MV}/\text{m}$ で 1-point MP の 1st Order が発生し、 $15 \text{ MV}/\text{m}$ で 2-point MP の 1st Order が発生することが予想される。

シミュレーションでは詳細に加速電界と MP の発生頻度の計算を行った。

5.2. CST-Studio による Multipacting シミュレーション

MP のシミュレーションには CST-Studio を用いた。シミュレーションの妥当性を確認するために、実験結果の揃っている Ichiro Single Cell の Multipacting をシミュレーションして、その実験結果[5.3]と比較した。その後、単 Cell DDC 空洞について MP シミュレーションを行い DDC で生じる MP について検討した。CST-Studio によるシミュレーション方法は、

- [1] RF 場の計算を行う。
- [2] 壁面の 2 次電子放出率(Secondary Electron Yield: SEY)の設定を行う。
- [3] 初期粒子のスタートエネルギーと飛び出す壁面の位置を設定する。
- [4] 粒子のトレースを行い、電子の増幅率を求める。

という手順を取る。Ichiro Single Cell 形状と加速モードの磁場分布を図 5.3 に示す。

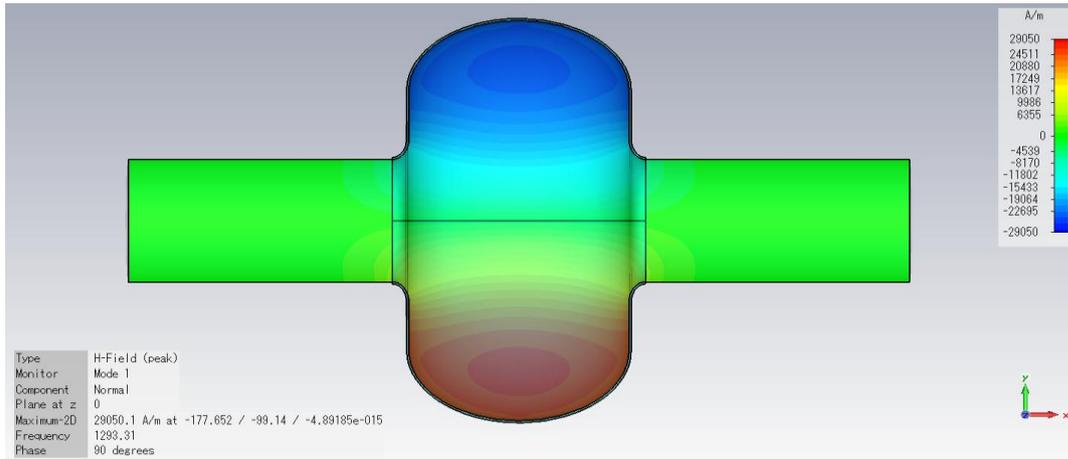


図 5.3 Ichiro Single Cell 空洞の加速モードの磁場分布

5.3. 2次電子放出率(SEY)の決定

SEYはFurmanモデル[5.5]に基づいて設定している。Furmanモデルは3つの2次電子放出(Secondary Electron Emission: SEE)メカニズムを含んでいる(図 5.4)。

- (1) 入射電子により励起されて放出された電子：True Secondary Electron Emission (True SEE)。通常これが二次電子放出と呼ばれている。
- (2) 非弾性散乱を繰り返してエネルギーを失った一次電子：Rediffused Electron Emission (Rediffused SEE)。
- (3) 弾性散乱により反射された一次電子：Elastic Scattered Electron (Elastic SEE)

である。これらの3つのメカニズムに基づき一次電子に対する放出電子の割合が決定される。Multipactingに寄与するのはTrue SEEによる電子の増幅であり、他のRediffused SEEとElastic SEEは、電子の増幅に寄与しないのでこれらをゼロに設定して良いと考えられる。しかし、後で示すようにこれらの値をゼロに設定すると、計算に要する時間が膨大になる。各メカニズムによるSEYは次式のように与えられる。なおこの式は参考文献[5.5]より引用している。

$$\delta_{TS}(E_{Initial}) = \frac{\delta_{TS,max} \left(s \frac{E_{Initial}}{E_{TS}} \right)}{s - 1 + \left(\frac{E_{Initial}}{E_{TS}} \right)^s} \quad (5-9)$$

$$\delta_{Rd}(E_{Initial}) = P_{Rd,inf} \left\{ 1 - \exp \left(- \left(\frac{E_{Initial}}{E_{Rd}} \right)^r \right) \right\} \quad (5-10)$$

$$\delta_{El}(E_{Initial}) = P_{El,inf} + (P_{El} - P_{El,inf}) \exp \left(- \frac{|E_{Initial} - E_{el}|^p}{pW^p} \right) \quad (5-11)$$

ここで、 $E_{Initial}$ は入射電子のエネルギー、 δ_{TS} はTrue SEY、 s はTrue SEYのピーク幅、 E_{TS} はTrue SEYが最大になる入射電子エネルギー、 $\delta_{TS,max}$ はTrue SEYの最大値を表している。ま

た、 δ_{RD} は Rediffused SEY、 $P_{RD,inf}$ は入射エネルギーが無限大の時の Rediffused SEY、 r は Rediffused SEY の傾き、 E_{RD} は Rediffused SEY の立ち上がりエネルギーを表している。 δ_{EI} は Elastic SEY、 P_{EI} は入射電子のエネルギーが無限大での Elastic SEY、 $P_{EI,inf}$ は入射電子のエネルギーが 0eV から無限大までの Elastic SEY の幅、 p と W は Elastic SEY の傾きを表す。

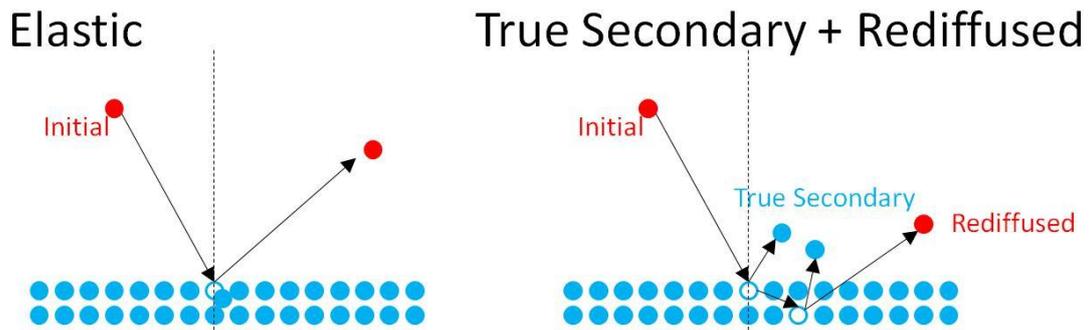


図 5.4 2次電子放出の概念図。

シミュレーションに用いる空洞内面の True SEY は、参考文献[5.4]でニオブに関する実験値の最悪のケースを採用した(図 5.5)。つまり、EP(Electron Polishing)を 100 μm 行った後の SEY の入射電子のエネルギー依存性を選択している。図 5.6 に本シミュレーションで設定した True SEY の入射電子のエネルギー依存性を示す。図 5.5 の EP100 のデータに重なるよう、 $\delta_{TS,max} = 2$, $s = 1.5$, $E_{TS} = 0.5[\text{keV}]$ として式(5.9)に代入している。

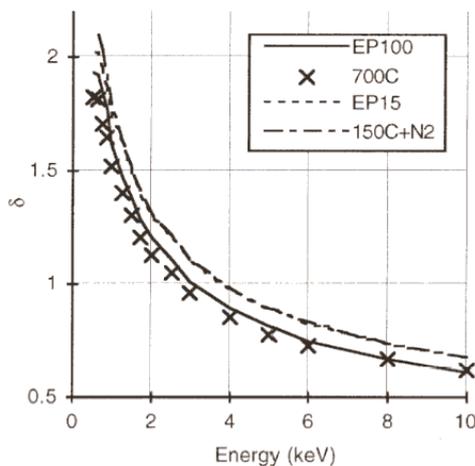


図 5.5 実験的に測定された 2 次電子放出係数。参考文献[5.4]より転載

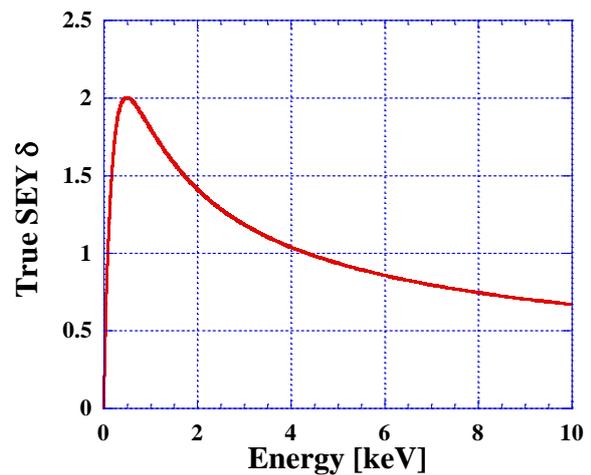


図 5.6 シミュレーションで設定した True SEY の入射エネルギー依存性

5.4. MP 発生 の 判断 と MP の 強 さ の 求 め 方

MP は RF 場 によ っ て 電 子 数 が 指 数 関 数 的 に 増 幅 さ れ て い く 現 象 な の で、MP の シ ミ ュ レ ー シ ョ ン で も 空 洞 内 に 存 在 す る 電 子 数 が 時 間 と 共 に 指 数 関 数 的 に 増 幅 さ れ る か ど う か を 調 べ れ ば、MP が 発 生 し て い る か ど う か わ か る。CST-Studio を 使 っ た MP シ ミ ュ レ ー シ ョ ン で は、ま た MP 発 生 し て い る な ら ば そ の 指 数 関 数 の 時 定 数 や 切 片 を 調 べ れ ば MP の 強 さ を 求 め る こ と が で き る。こ こ で は こ の MP シ ミ ュ レ ー シ ョ ン の 見 極 め に つ い て 説 明 す る。

空 洞 内 の 電 子 の 取 る 軌 道 は 空 洞 内 の RF 場 の 強 さ と 位 相、初 期 電 子 の 放 出 位 置 や 放 出 角 度 に よ っ て MP の 強 さ が 異 な る。し か し、本 シ ミ ュ レ ー シ ョ ン で 求 め た い こ と は、加 速 空 洞 の 加 速 電 界 強 度 が 一 定 の 場 合 の、時 間 と 電 子 数 の 関 係 で あ る の で、初 期 電 子 の 放 出 位 置 ・ 角 度 と 初 期 RF 位 相 の 影 響 を 省 き た い。

我 々 は 初 め、True SEY の み を 考 え、こ れ 以 外 の Rediffused SEE と Elastic SEE の SEY を ゼ ロ と し て 計 算 を 行 っ た。す る と、MP の 発 生 は 空 洞 表 面 か ら 放 出 す る 初 期 電 子 放 出 位 置 ・ 角 度、初 期 RF 位 相 に 強 く 依 存 し て い る 事 が 分 か っ た。例 え ば、MP の 発 生 条 件 を 見 つ け て も、RF 位 相 条 件 を わ ず か 10° ず ら す だ け で、1 回 目 の 壁 面 衝 突 で 全 て の 初 期 電 子 が 消 滅 し て し ま う。従 っ て、細 か く 初 期 条 件 を 変 化 さ せ な が ら 精 密 に シ ミ ュ レ ー シ ョ ン し て い く 必 要 が あ り、計 算 に 多 く の 時 間 を 要 す る 事 が 分 か っ た。こ の 原 因 は True SEE の SEY は 数 keV 以 上 で 急 激 に 減 少 す る た め で あ る。空 洞 の 加 速 電 界 が MV オ ー ダ ー で あ る の で、初 期 電 子 が わ ず か で も 加 速 軌 道 に 乗 れ ば True SEE が 起 き る エ ネ ル ギ ー 領 域 か ら 完 全 に 外 れ て し ま い 電 子 は 増 幅 さ れ な い。

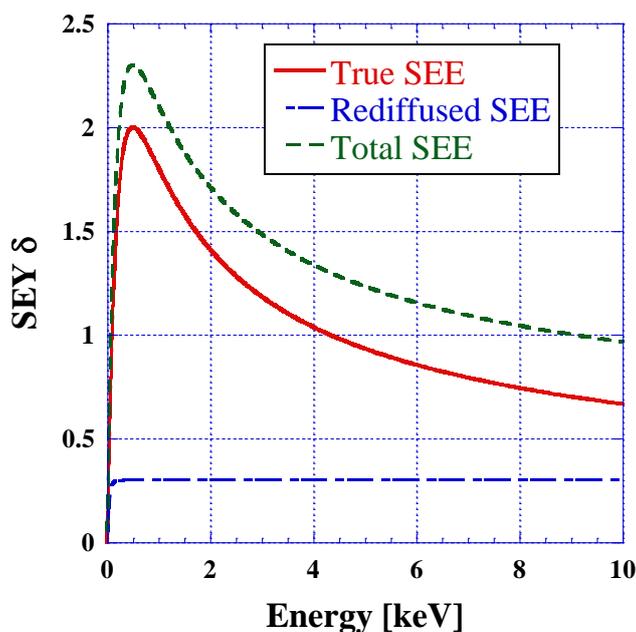


図 5.7 シミュレーションに用いた Nb の SEY。True SEE、Rediffused SEE を含む。

そこで、本シミュレーションでは空洞壁面の二次電子放出率に Rediffused SEE の寄与を追加している。Rediffused SEE の寄与と True SEE の寄与を合わせた 2 次電子放出率を図 5.7 に示す。Rediffused SEY の $P_{Rd,inf} = 0.3, E_{Rd} = 0.04 \text{ keV}, r = 1$ として式(5.9)に代入している。Rediffused SEE は入射電子のエネルギーによらず、一定の SEY を持つ。従って、初期 RF 位相が MP の条件からずれていても、1 回目の衝突で全ての初期電子が消滅する事はない。そして多数回 Rediffused された電子は多様な放出位置・角度、RF 位相の条件を持つので MP の発生確率が上昇する。このようにして、初期電子放出位置・角度と初期 RF 位相の影響を省く手法を見つけた。

初期電子の増幅過程の例を、Ichiro Single Cell の加速電界を 25.6 [MV/m] として、赤道部から $40\text{-}50\text{mm}$ 離れた場所(図 5.8 の赤印部)から初期エネルギー 2eV の初期電子 68 個を 180° 均等に飛び出させた場合についてシミュレーションした結果を示す。

初期電子放出時の初期 RF 位相を変化させていくと、時間と空洞内に存在する電子数の関係は図 5.9 のようになった。階段状に電子数が増加、又は減少している事が分かる。この各ステップ間の時間は、加速モードの RF の半周期 $\tau = 1/(2 \times 1300\text{MHz})$ である。MP は、電子が周波数に同期して変化する現象である事を表している。RF 位相が 50° (青一点鎖線) の場合は、時間と共に電子数が減少し MP が発生しない。これは MP の発生する領域に電子が届かなかったことを表している。一方、RF 位相が、 60° (赤実線) の場合は 2.5 ns までは徐々に電子数が減少しているが、 2.5 ns からは指数関数的に電子数が増加している様子が見て取れる。他の RF 位相でも途中まで電子数が減少しているが、途中から指数関数的に増加していることがわかる。

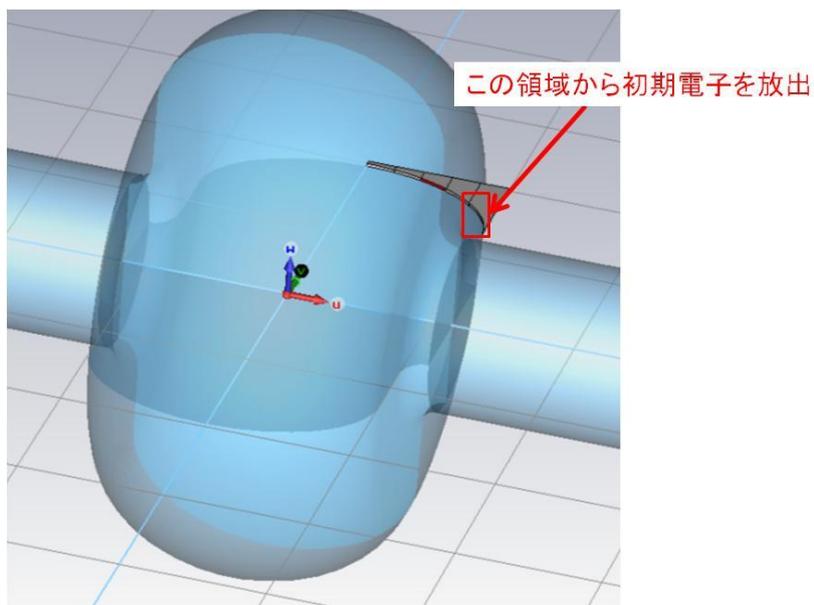


図 5.8 初期電子の放出位置の図。加速空洞赤道部から 5 つの領域に分けて面を設定している。加速空洞の軸対称性を考慮して、放出位置は面の一部を取って良い。

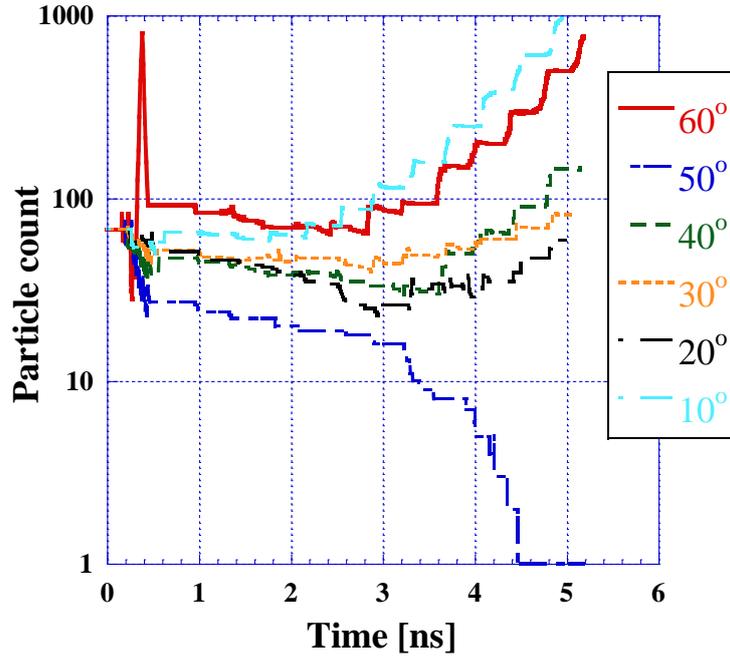


図 5.9 MP 発生時の粒子数の増幅。加速電界 25.6MV/m での、初期 RF 位相の違いによる電子数の変化。

電子数が指数関数的に増加する場合、その指数関数の傾きはどの RF 位相であっても同じである。これは増加が起こると初期電子の情報(初期電子の放出位置・角度と初期 RF 位相)に影響されないことを表す。このように指数関数的に電子が増加した場合を MP が発生したとする。指数関数で増幅している部分を抜き出し次式で Fitting する。

$$A \times \exp\left(B \times \frac{f}{2} \times t\right) \quad (5-12)$$

ここで、 f は加速モードの RF 周波数を表し、 t は時間を表す。 A はこの指数関数の切片になる。 A を初期電子数で割る事で、MP に関わった初期電子の比率を求めることができる。この比率は Counter Function と呼ばれている。 B は指数関数の傾きを表している。我々は、電子が壁面に衝突した瞬間の電子の増加率に意味があると考え指標とした。つまり、 $1/2$ RF 周期後の時間 $t = 2/f$ の電子数の増加率

$$\exp\left(B \times \frac{f}{s} \times \frac{2}{f}\right) = \exp B \quad (5-13)$$

を使っている。この $\exp B$ は Enhanced Function と呼ばれている[5.6]。

Counter Function は RF 位相や初期の放出電子位置に強く依存するので、本シミュレーションでは重要視しない。Enhanced Function は初期電子の条件によらず加速電場強度によって一定値を持つので、本シミュレーションでは Enhanced Function の大きさを MP の強さとして評価する。ただし、電子数が指数関数的に増加せず、MP が発生しない場合、式(5-11)の Fitting はできない。この場合 Counter Function をゼロ、Enhanced Function を

1として表している。

また、MPの発生場所はMP電子の軌道を追えば自然と判明する。

5.5. シミュレーションの検証

本節で Ichiro Single Cell 形状をシミュレーションした結果と実際の実験結果とを比較して、シミュレーションの妥当性を検証した結果を説明する。シミュレーションの様子からMPの発生場所が、加速空洞赤道であることがわかった。図 5.10 に加速空洞部でMPが発生した時の電子軌道を示す。20~40MV/mの領域で電子軌道を見てみると赤道部を挟んだ対向面で 2-Point Multipacting が発生していることがわかった。更に 50~60 MV/m の領域では、赤道部を挟んで左右の対向面の間で 3-Point Multipacting が起きていることがわかる。

加速電界と Enhanced Function の関係は図 5.9 のようになった。これを実際の実験結果と比べて見る。実験では 9 台の Ichiro Single Cell 空洞を計 112 回 高電界試験した際に、X線が発生して RF プロセスが行われた領域を MP の発生領域として加速電界と MP の発生回数をプロットしている。

実験では、MPは18~26 MV/mの加速電界で発生している。シミュレーションでは18~50 MV/m以上の広い範囲にわたり発生している。実験で26 MV/m以上でMPが観測されないのは、RFプロセスが進むとニオブ表面が清浄化され、SEYが下がり、MPが消失するためと考えられる。この現象がプロセスアウトと呼ばれている。一方、シミュレーションではSEYの低下を考慮しておらず最悪のケースである。MPが18 MV/mから発生することは実験とシミュレーション両方で合致している。このことから CST-Studio を用いた MP シミュレーションは妥当と判断した。

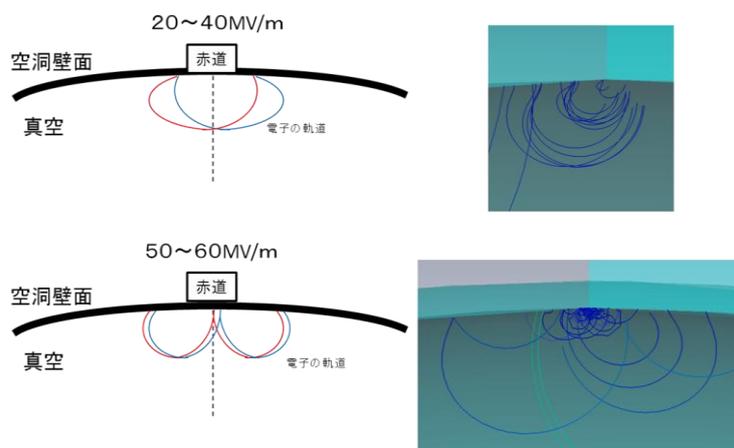


図 5.10 Ichiro Single Cell で発生する MP の電子軌道。加速電界 20~40MV/m では 2Point MP が発生し、50~60MV/m では 3-Point MP が発生している事が分かる。

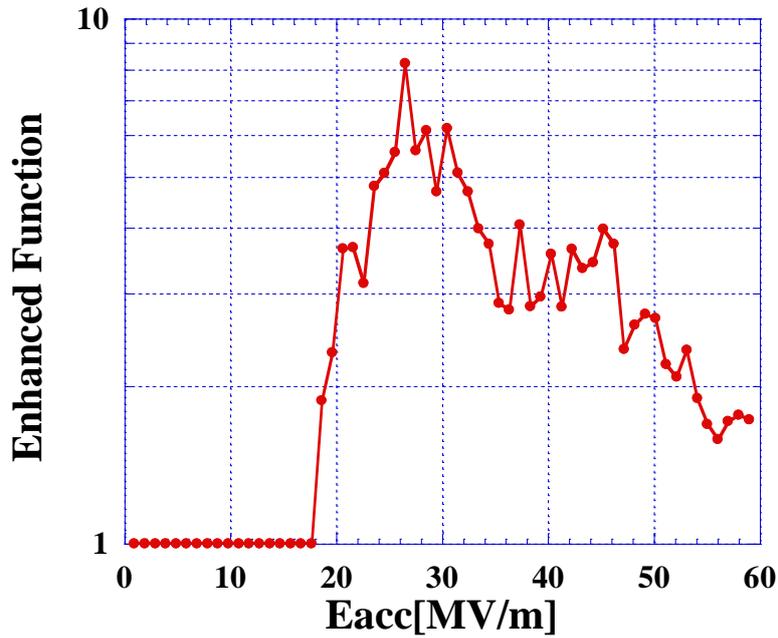


図 5.11 Ichiro Single Cell 空洞の MP シミュレーション結果。Enhanced Function をプロットしている。

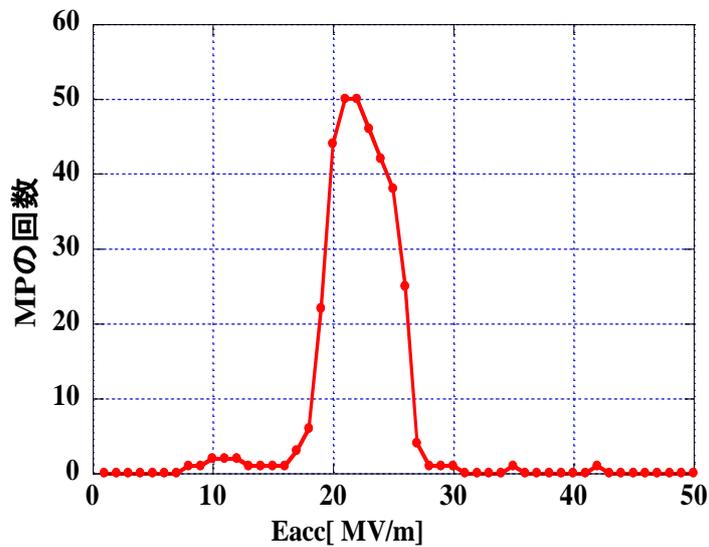


図 5.12 実験より得られた、Ichiro Single Cell 形状の MP 頻度。参考文献[Ref]より引用

5.6. 単 Cell DDC 空洞での MP

単 Cell DDC 空洞ではシミュレーションの結果、加速空洞赤道部と Choke の外周部付近で MP が発生することがわかった(図 5.13, 図 5.14)。加速空洞赤道部と Choke 空洞内での

MP の発生場所の詳細を図 5.15 に示した。図 5.15 の(b) 図は空洞の加速電界 12, 19, 34 MV/m の時の Choke 内での MP を示している。加速電界が上がるにつれて MP の場所が減少している事が分かる。

図 5.16 に Choke での MP の Enhanced Function の加速電界の依存性を示す(青四角■)。加速電界 0 MV/m から 50 MV/m のどの電界でも MP が観測される。しかし、DDC では加速電界の全ての領域で、加速空洞の MP の Enhanced Function が小さな値を示している。これは DDC では加速空洞に比べて MP が強くないことを示している。また、加速空洞の MP がプロセスアウトできる事を考えると、DDC 空洞の MP もプロセスアウトされる事が十分に期待される、我々は、DDC では 50 MV/m の高電界まで、深刻な MP 制限は起きないと結論できる。

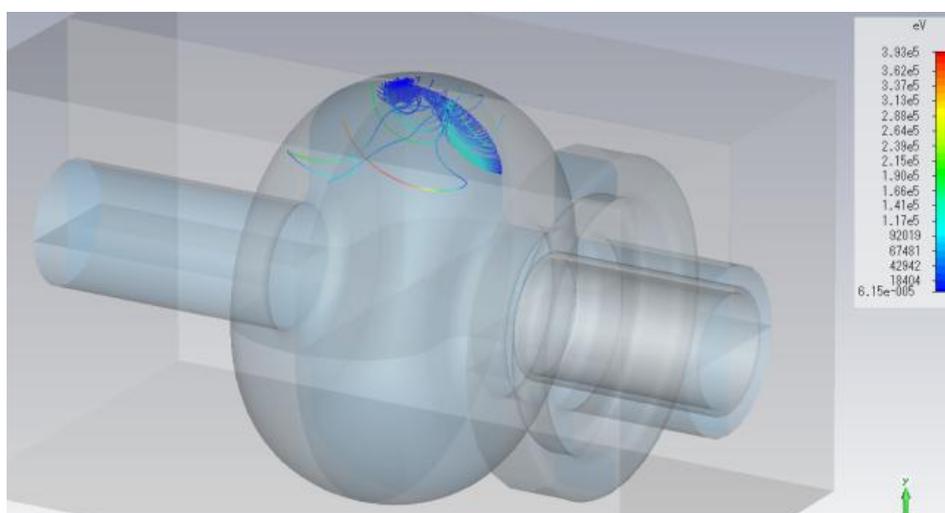


図 5.13 DDC 加速空洞部での MP のシミュレーションの様子。

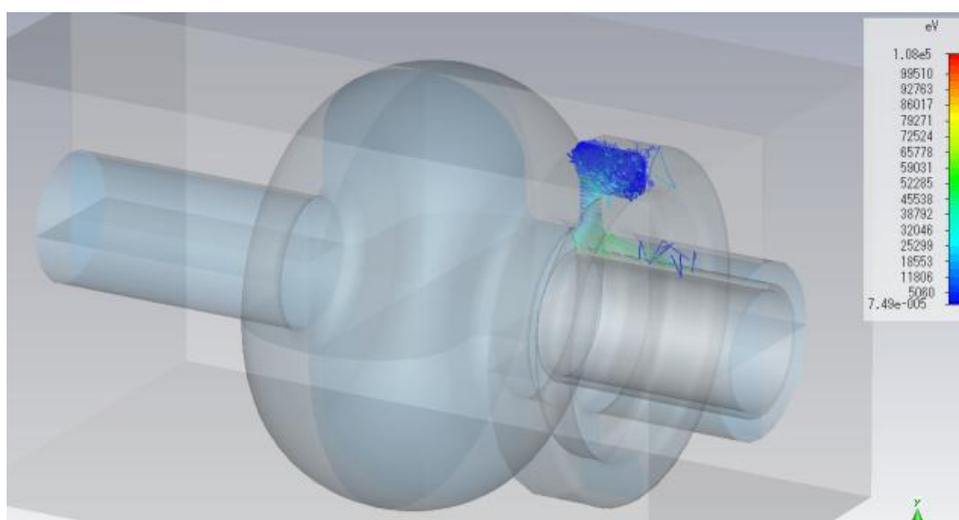


図 5.14 DDC Choke 部での MP のシミュレーションの様子

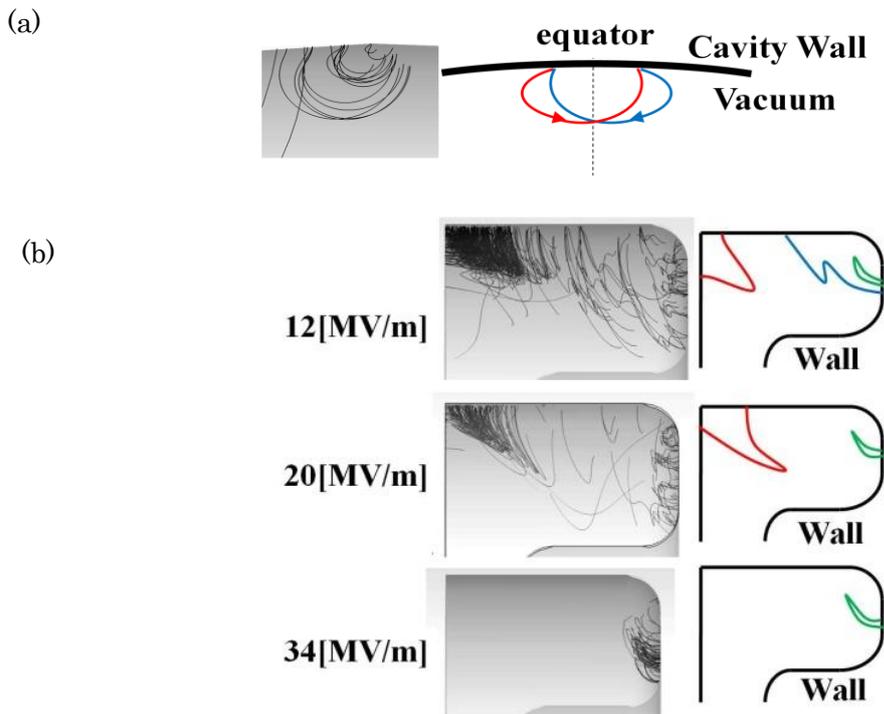


図 5.15 DDC 内の MP 分布。(a)DDC 加速空洞赤道部での MP。(b)DDC Choke 空洞内での MP。左図は CST-Studio での MP 軌道をプロットしている。右図では MP が左図から得られた軌道の内特徴的な軌道を抜き出したものである。

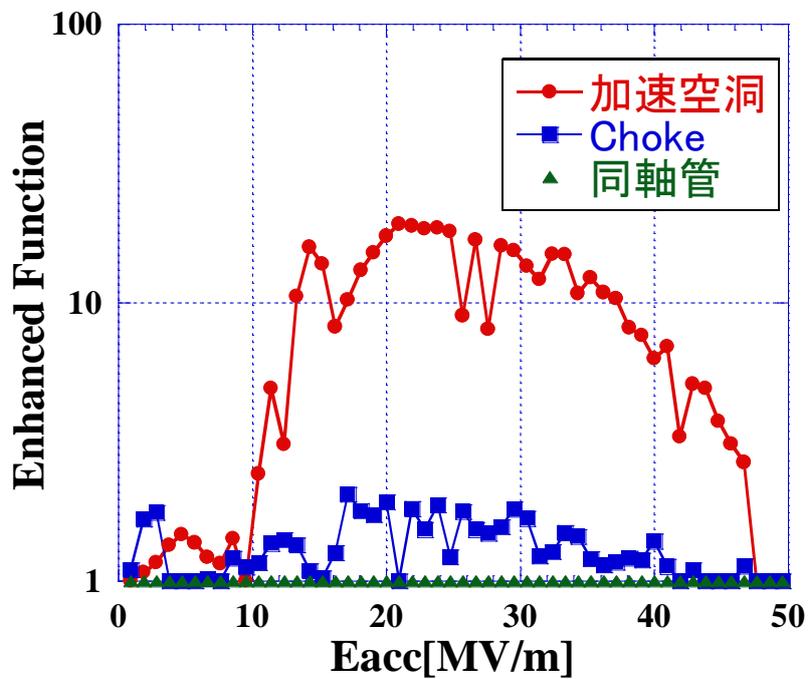


図 5.16 DDC の MP 強度の加速電界依存性。

5.7. 第5章のまとめ

CST sutasio を使って MP のシミュレーションを行った。Ichiro 単 Cell 空洞の MP をシミュレーションし、その結果が実験結果と合うことを確認した。同様の方法で DDC 内の MP シミュレーションをおこない、Choke 部での MP は空洞 Cell 部で起こる MP ほど深刻でない結果を得た。空洞 Cell の MP がプロセスアウトできることから DDC 内の MP もプロセスアウトできるという結果に達した。

参考文献

- [5.1] H. Padamsee, D. Proch, P.Kneisel, and J. Mioduszewski, “Field Strength Limitations In Superconducting Cavities –Multipacting and Thermal Breakdown”, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. Mag-17, No. 1, January 1981, pp.947-950
- [5.2] H.Padamsee. J.Knobloch, T.Hays. “RF Superconductivity for Accelerators”. John Wiley & Sons, Inc.
- [5.3] F. Furuta, K. Saito, T. Saeki, H. Inoue, Y. Morozumi, Y. Higashi, and T. Higo. “High Reliable Surface Treatment Recipe of High Gradient Single Cell SRF Cavities at KEK”. Proceedings of SRF2007, Peking Univ., Beijing, China. pp. 125-131
- [5.4] R. Noer, S. Mitsunobu, Y. Kijima, T. Higuchi, and K. Saito. “Secondary Electron Yield of Nb RF Cavity Surfaces”. The 10th Workshop on RF Superconductivity, 2001, Tsukuba, Japan, pp.400-402.
- [5.5] M. A. Fur man and M. T. F. Pivi, “Probabilistic model for the Simulation of secondary electron emission”, Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams, Volume 5, 124404 (2002).
- [5.6] D.Naik, I.Ben-Zvi. “Multipacting Simulation study for 56 MHz Quarter Wave Resonator using 2D code”. BNL Collider-Accelerator Department Accelerator Report C-A/AP/#343, BNL-81971-2009-IR

第 6 章. RF 吸収体部分の設計

DDC では ILC の Space Factor を満たすために RF 吸収体を Cryomodule 内の真空断熱部に置く。RF 吸収体の温度が低すぎて、吸収特性を失わないように吸収体の温度を 77K 以上に保つ必要がある。一方 77K に置いた吸収体から熱が 2K 領域へ伝達してクライオジェニックの熱負荷にならないようにしなければならない。そのため、吸収体の熱アンカーを液体窒素温度である 77 K の低温にとる。本研究では Ceramic Magnetics 社の Ni-Zn Ferrite CMD10 [6.1] の 77 K での複素比誘電率と複素比透磁率を測定した。それに基づいて RF 吸収体の設計を行った。

本章では、誘電率と透磁率の測定方法と実際に製作した測定装置の詳細を説明した後、常温と 77 K での測定結果を示し、77K のデータに基づいて設計・製作した吸収体の構造を説明する。

6.1. 吸収体の特性

吸収体での、単位時間・単位体積当たりの RF パワーの誘電吸収率及び磁気吸収率は次式で与えられる。

$$W_r = f \oint \text{EdD} = -f\omega D_m E_m \int_0^{2\pi/\omega} \cos \omega t \sin(\omega t - \delta) dt \quad (6-1)$$

$$= \omega \frac{D_m E_m}{2} \sin \delta = \frac{1}{2} \omega E_m^2 \epsilon_0 \epsilon'' \quad (6-2)$$

$$W_r = f \oint \text{HdB} = -f\omega H_m B_m \int_0^{2\pi/\omega} \cos \omega t \sin(\omega t - \delta) dt \quad (6-3)$$

$$= \omega \frac{H_m B_m}{2} \sin \delta = \frac{1}{2} \omega H_m^2 \mu_0 \mu'' \quad (6-4)$$

吸収体として誘電体を使う時は ϵ'' 、Ferrite のような磁性体を使うときには、 μ'' の値が重要であることが分かる。ただし、実際の形状を製作するにはインピーダンスを決定する必要があるので、複素比誘電率と複素比透磁率を全て測定しなければならない。

6.2. 誘電率・透磁率測定方法

複素比誘電率と複素比透磁率を測定するには、共振器を用いる方法や伝送線路を用いる方法などがある。しかし、複素比誘電率と複素比透磁率を同時に測るには被測定物を伝送線路中に置き反射率と透過率を測定する透過法[6.2] が適している。伝送線路には MHz ~ GHz の帯域で使用しやすい 50 Ω 同軸線路を使用する。

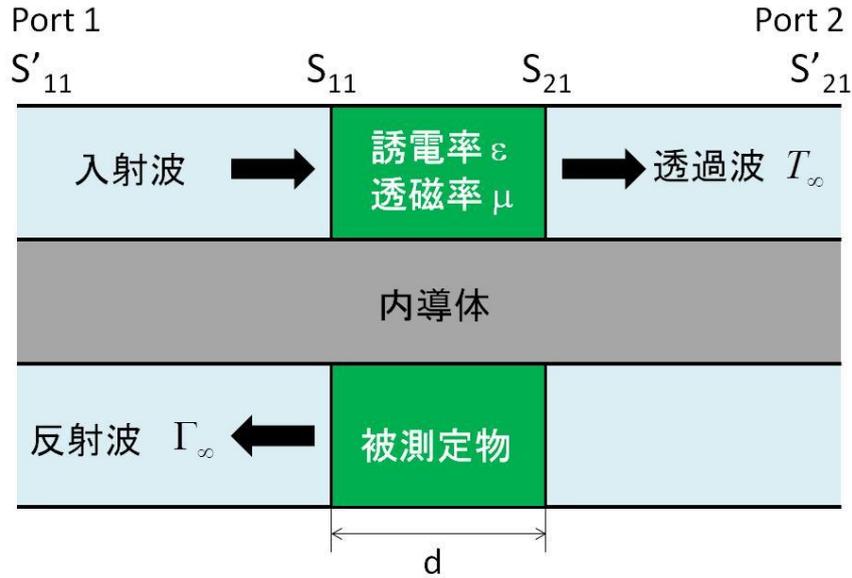


図 6.1 透過法による複素比誘電率・複素比透磁率測定の様式図。

被測定物の複素比誘電率 $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$ と複素比透磁率 $\mu = \mu' - j\mu''$ を透過法によって測定する方法を説明する。図 6.1 は測定の様式図である。被測定物面での反射率 Γ_1 と、被測定物中での減衰率 P_1 は複素比誘電率と複素比透磁率を用いて、

$$\Gamma_1 = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} = \frac{\sqrt{\mu/\epsilon} - 1}{\sqrt{\mu/\epsilon} + 1} \quad (6-5)$$

$$P_1 = \exp(-j\omega\sqrt{\mu\epsilon}d) \quad (6-6)$$

と表される。ここで、 Z を伝送線路のインピーダンス、 $Z = \sqrt{\mu/\epsilon} \cdot Z_0$ を被測定物のインピーダンスとしている。また、 d は被測定物の長さである。被測定物を伝送線路に挿入するとインピーダンス不整合が起こり被測定物中で共鳴が生じる。共鳴による多重反射を経た後の反射率 Γ_∞ と透過率 T_∞ が被測定物面上での S パラメータとなり、次のように計算できる。

$$\Gamma_\infty = S_{11} = \frac{(1 - P_1^2)\Gamma_1}{1 - \Gamma_1^2 P_1^2} \quad (6-7)$$

$$T_\infty = S_{21} = \frac{(1 - \Gamma_1^2)P_1}{1 - \Gamma_1^2 P_1^2} \quad (6-8)$$

式(6-1)から式(6-4) を解くことで、複素比誘電率と複素比透磁率は次のように求められる。

$$\frac{\mu}{\epsilon} = \left(\frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma}\right)^2 = c_1 \quad (6-9)$$

$$\mu\epsilon = -\left[\frac{c}{\omega d} \ln\left(\frac{1}{P_1}\right)\right]^2 = c_2 \quad (6-10)$$

$$\epsilon = \sqrt{c_2/c_1} \quad (6-11)$$

$$\mu = \sqrt{c_1 \times c_2} \quad (6-12)$$

ただし、 $\ln(1/P)$ は位相により値が変わる。 P の絶対値を P_{abs} 、 P の位相を $\theta + 2\pi n$ (n は整数) とすると、

$$\ln\left(\frac{1}{P}\right) = \ln\frac{1}{P_{abs}} - j(\theta + 2\pi n) \quad (6-13)$$

測定サンプルの複素比誘電率と複素比透磁率が連続的であると仮定すれば n は周波数が増えるにつれて $0, 1, 2, \dots$ と変化する。

6.3. 誘電率・透磁率測定装置

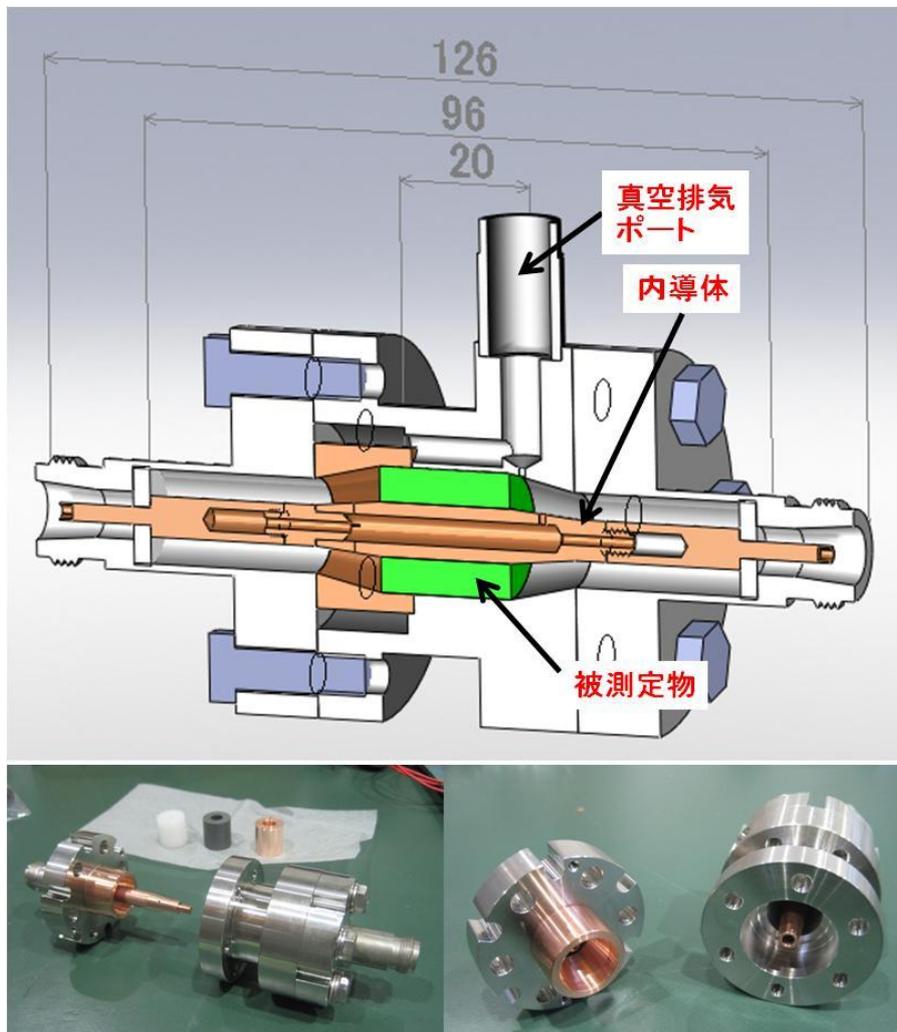


図 6.2 50Ω 同軸管ホルダーの構造図。外導体部は真空容器を兼ねている。内導体と外導体の繋ぎ目にはそれぞれインジウムを塗り、熱収縮による非接触を防いでいる。

誘電率と透磁率の測定には 30 kHz から 6 GHz までの周波数範囲を測定できる Network Analyzer (HP8753E) と被測定物をマウントする 50 Ω 同軸管ホルダーを用いた。50 Ω 同軸管ホルダーの構造を図 6.2 に示す。測定に用いる被測定物は直径 18.42 mm 、内径 8 mm 、長さ 20 mm である。同軸管ホルダーを液体窒素に浸けることで 77 K での被測定物の複素比誘電率と複素比透磁率を測定した。冷却時に同軸管内に誘電率の高い氷が張らないように同軸管ホルダー内は真空排気している。透過法では被測定物面での S パラメータを測定するので、同軸管ホルダーに被測定物を挿入しない状態と被測定物と同じ大きさの銅を挿入した状態を測定して校正を行った。

測定装置と測定法の確認を行うために、特性の良く知られたポリエチレンを常温で測定した。測定結果を図 6.3 に示す。この測定では 1 GHz 付近で同軸管ホルダー (長さ約 100 mm) が持つ共振により、データの乱れが大きくなった。特に絶対値が小さいので S/N 比が悪い。そのため、1GHz 以下での平均値を取ると、図 6.4 に示すようにポリエチレンの誘電率は $\epsilon = 2.2 - 0.0j$ 、透磁率は $\mu = 1.0 - 0.0j$ となった。参考文献 [6.3] に示された周波数 1 MHz での誘電率 $\epsilon=2.2$ と良く合致した。

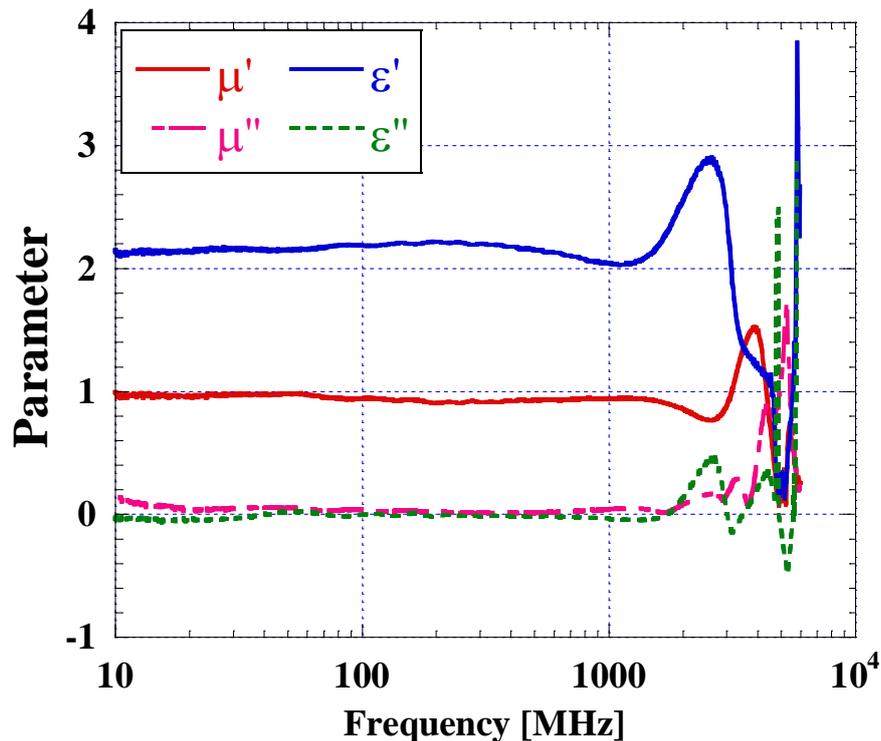


図 6.3 ポリエチレンの誘電率と透磁率の生データ。

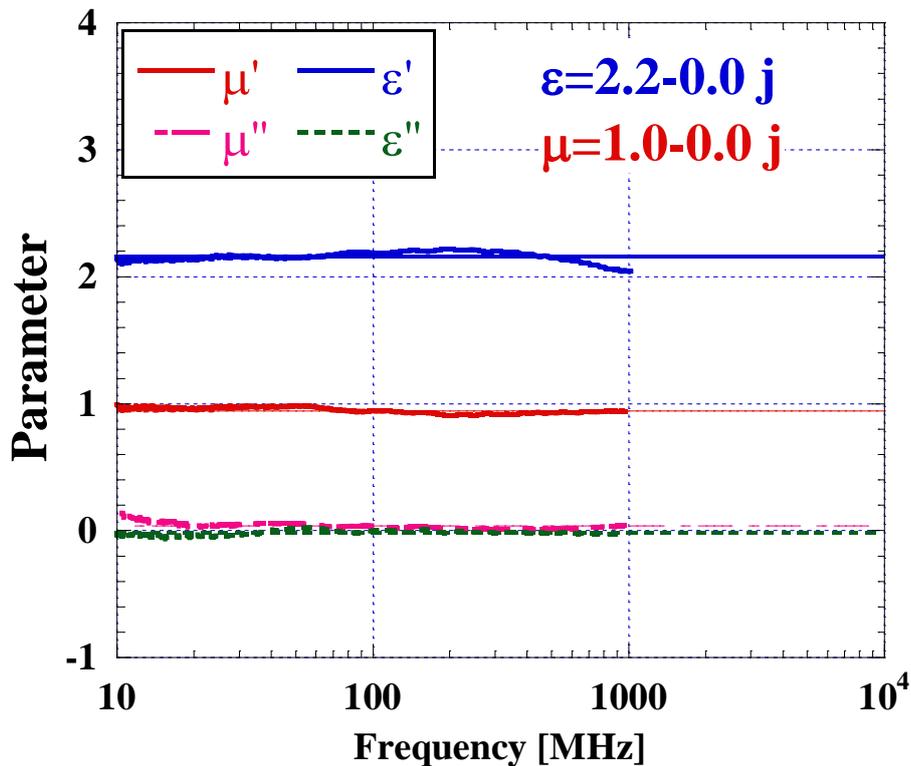


図 6.4 ポリエチレンの誘電率と透磁率。3 GHz 付近でのデータの乱れは同軸管ホルダーの共振のため 1GHz 付近以降のデータは除いている。

6.4. Ferrite CMD10 の複素比誘電率・透磁率

6.4.1 Ferrite CMD10 の複素比誘電率の測定

Ferrite はセラミックであり絶縁体である。従って、誘電率を持つ。しかし、Ferrite の誘電損失は磁気損失に比べて非常に小さいことが知られている。本実験では CMD10 の誘電率を測定した。後で詳細について述べるが、この Ferrite の誘電率は、900℃×20 分の真空熱処理(アニール)と測定温度によって変化しなかった(表 6.1)。77K のアニールした固体状の CMD10 の複素比誘電率結果を図 6.5 に示す。77K のアニールした CMD10 の複素比誘電率の平均値は $\epsilon = 12.0 - 0.2j$ である。ポリエチレンと同様に 1GHz 以上のデータはシステムのノイズをかぶっている。しかし、1GHz 以下の ϵ'' の値はゼロに近く、損失が期待できない事が分かる。このため、表 6.1 には複素比誘電率の実部のみを示した。

また、ボリューム効果を見るためにアニールしていない CMD10 を粉末にして測定した。その常温での結果を図 6.6 に示す。1GHz 以下での複素比誘電率の平均値は $\epsilon = 4.2 + 0.3j$ であった。

後で述べるが、複素比透磁率の虚部は 1GHz で $\mu'' = 17$ (77K で測定したアニール後の CMD10) である。このことから CMD10 が誘電損失する量はわずかである事が分かる。

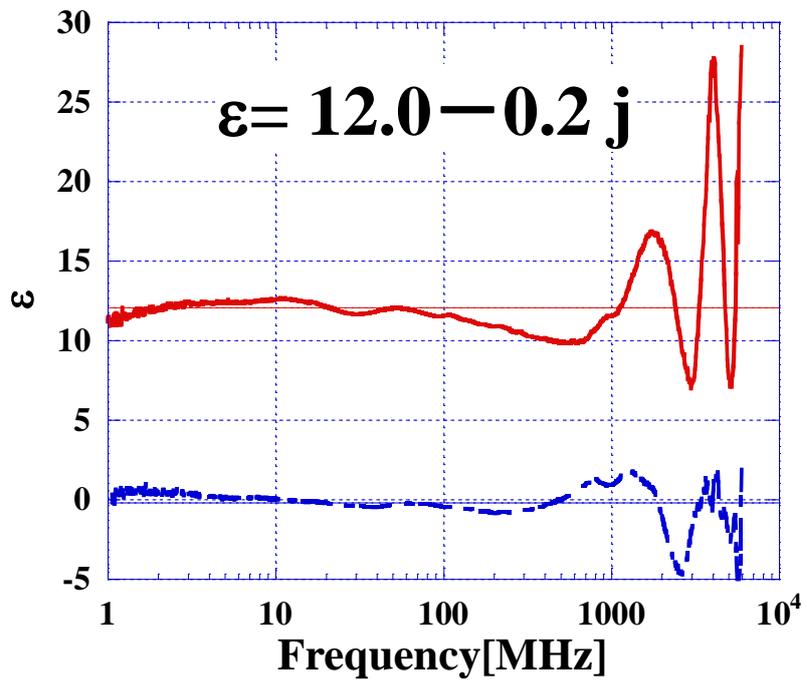


図 6.5 アニール後の液体窒素温度での Ferrite の誘電率。

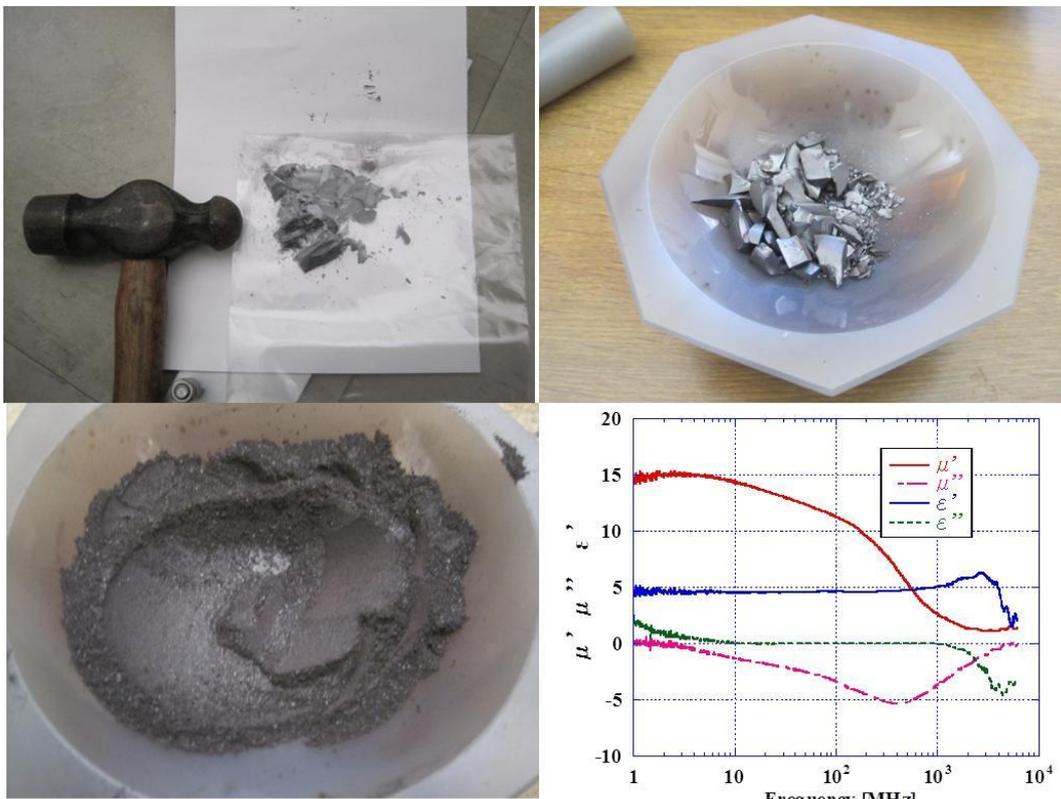


図 6.6 CMD10 をメノウ乳鉢で粉末にしている様子と、複素比誘電率・透磁率の測定結果、

6.4.2 Ferrite の RF 吸収メカニズム

Ferrite はスピン (Spin) 損失と磁壁 (Domain Wall) 損失の 2 つのメカニズムにより、RF を吸収することが知られており、複素比透磁率は次式のように表される [6.4]。

$$\frac{\mu}{\mu_0} = 1 + \frac{\mu_{s0}\omega_{s0}(\omega_{s0} + i\omega\alpha)}{(\omega_{s0} + i\omega\alpha)^2 - \omega^2} + \frac{\mu_{d0}\omega_{d0}^2}{\omega_{d0}^2 + \omega + i\omega\beta} \quad (6-14)$$

ここで、 μ_{s0} と μ_{d0} はそれぞれスピンと磁壁の比初期透磁率、 ω_{s0} と ω_{d0} は共振角周波数、 α と β は減衰定数を表している。本実験では共振角周波数以上の高周波領域に注目しているので Debye モデル[6.5]で近似できる。

$$\mu = \mu' + j\mu'' \cong 1 + \frac{\mu_{s0}}{1 + i\omega/\omega_s} + \frac{\mu_{d0}}{1 + i\omega/\omega_d} \quad (6-15)$$

$$\mu \cong \left(1 + \frac{\mu_{s0}}{1 + (\omega/\omega_s)^2} + \frac{\mu_{d0}}{1 + (\omega/\omega_d)^2}\right) + j \left(\frac{\mu_{s0} \cdot \omega/\omega_s}{1 + (\omega/\omega_s)^2} + \frac{\mu_{d0} \cdot \omega/\omega_d}{1 + (\omega/\omega_d)^2}\right) \quad (6-16)$$

$$\mu' = 1 + \frac{\mu_{s0}}{1 + (\omega/\omega_s)^2} + \frac{\mu_{d0}}{1 + (\omega/\omega_d)^2} \quad (6-17)$$

$$\mu'' = \frac{\mu_{s0} \cdot \omega/\omega_s}{1 + (\omega/\omega_s)^2} + \frac{\mu_{d0} \cdot \omega/\omega_d}{1 + (\omega/\omega_d)^2} \quad (6-18)$$

ここで、 ω_s と ω_d は緩和角周波数を表している。磁壁はスピンの集団運動なので磁壁の緩和角周波数はスピンの緩和角周波数よりも小さい。

6.4.3 Ferrite CMD10 の複素比透磁率の測定

CMD10(as recieved)の複素比透磁率を常温と 77 K で測定した結果を図 6.7 と図 6.8 に示す。また、DDC の吸収体部の製作では真空銀ロウ付けを行うので、真空炉で 20 分間 900 °C のアニールを行った後、常温と 77 K で複素比透磁率を測定した結果を図 6.9 と図 6.10 に示す。また、各データを式(6.14)で Fitting した結果から得られた複素比透磁率のパラメータ (μ_{s0} , μ_{d0} , ω_s , ω_d) を表 6.1 にまとめている。

表 6.1 から 77K での μ_{d0} と μ_{s0} がアニール後にそれぞれ 2.6 倍と 2 倍に増え RF 損失量が増大することがわかる。これは 900°C の高温でアニールを行うと結晶格子の応力歪が解放されて結晶方位が揃るので共鳴効果が高まりスピン損失が増大するためである[6.6]。スピンの集団運動である磁壁損失についても同様に結晶方位が揃う効果が顕著に表れている。

CMD10 を粉末にした場合、磁壁効果が著しく弱まると期待される。図 6.7 に示すように CMD10 (as received) では磁壁損失による μ'' のピークが 5.6MHz に現れる。一方、図 6.6 に示す CMD10 を粉末にした場合、1~100MHz の間に μ'' のピークは現れず磁壁損失効果が著しく弱まっている事が分かる。

CMD10 はどの条件であっても 95~345MHz よりも高い周波数で μ'' が低下する。しかし、式(6.4)に示した RF 吸収特性は周波数に比例するので、両者がキャンセルして一定の吸収量となる。図 6.11 にアニール後、77K の CMD10 の RF 吸収特性を示す。外径 $\Phi 80\text{mm}$ 、内径 $\Phi 60\text{mm}$ 、長さ 20mm の CMD10 であれば、2 GHz で最大 $8.4 \times 10^5 \times \text{H}_m^2 \text{ W}$ のエネルギーを吸収できる事を示している。

また、アニール後の 77K の CMD10 の特性を見ると、 ϵ'' が 0.2 であるのに対して、 μ'' は 1GHz で 7.5 である。従って、磁気損失の方が誘電損失に比べて 40 倍ぐらい大きい事が分かる。

超伝導空洞はわずかな残留磁場であっても残留抵抗の原因となる。CMD10 が磁化を帯びているかどうかガウスメータで測定したところ、測定下限(100mGauss 以下)であった。また、CMD10 のキュリー温度は 250°C であり、ロウ付けのために 900°C の高温でまで加熱される。このため CMD10 は完全に熱消磁され、残留抵抗の原因にはならない。

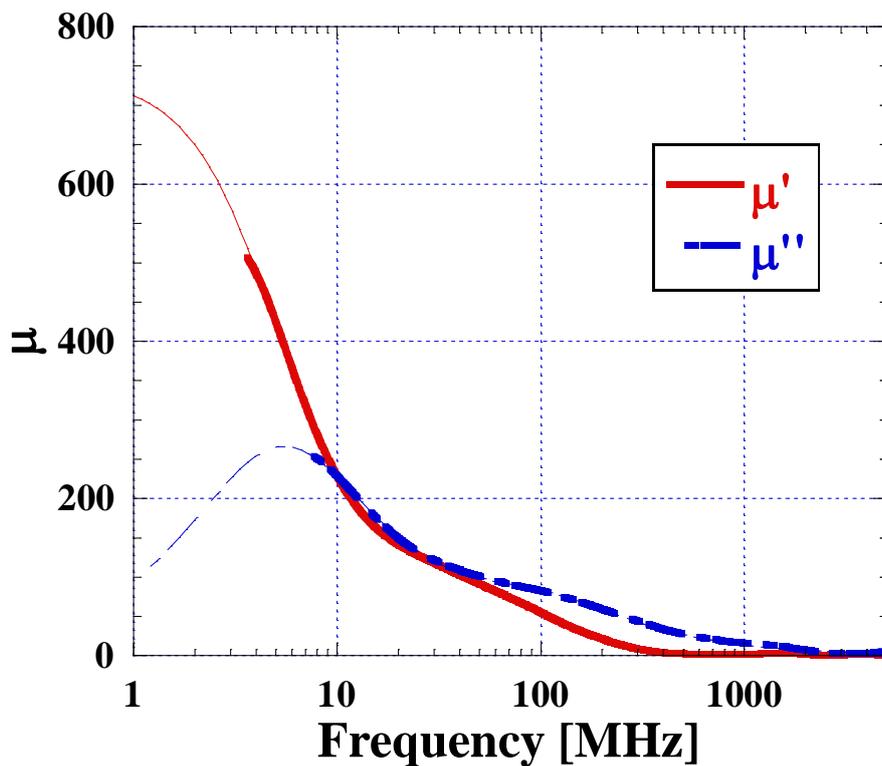


図 6.7 常温での CMD10 の複素比透磁率。

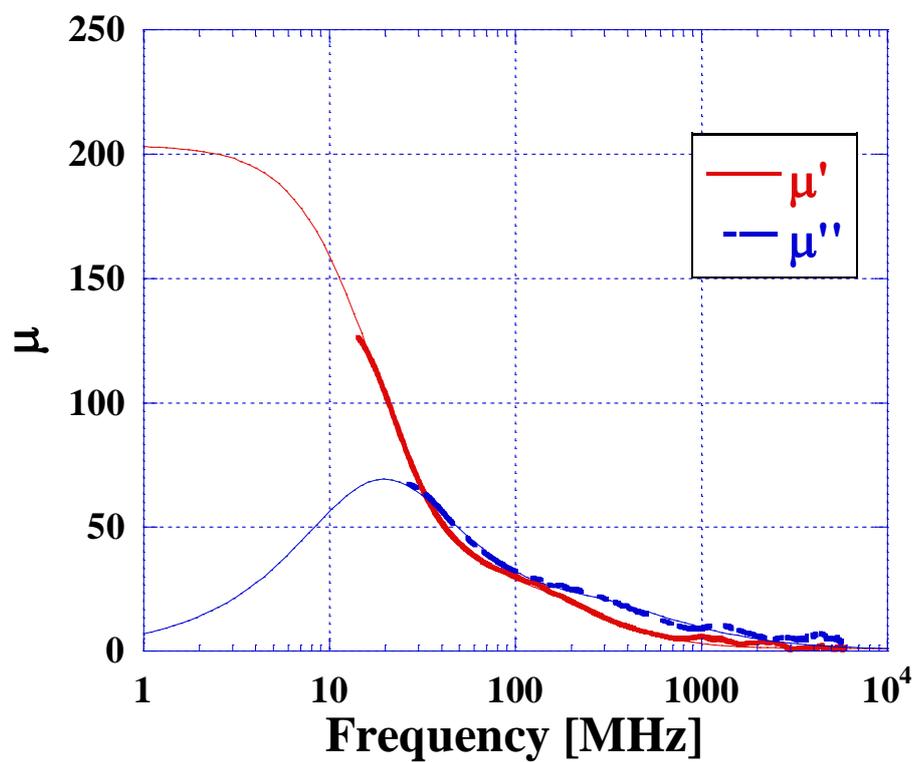


図 6.8 液体窒素温度での CMD10 の複素比透磁率。

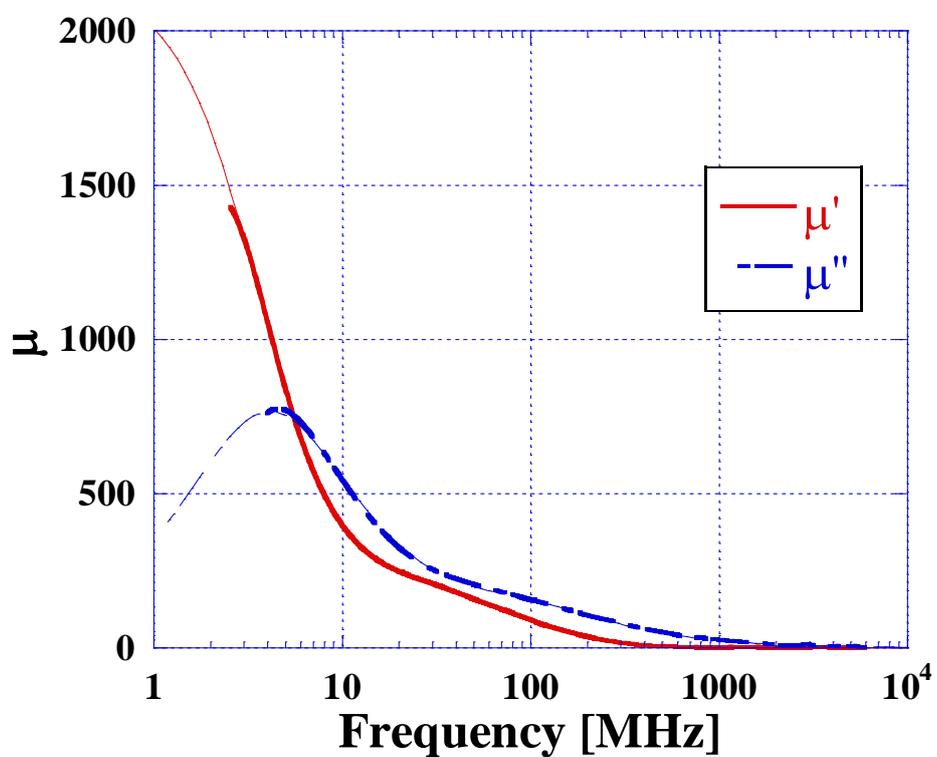


図 6.9 常温でのアニール後の CMD10 の複素比透磁率。

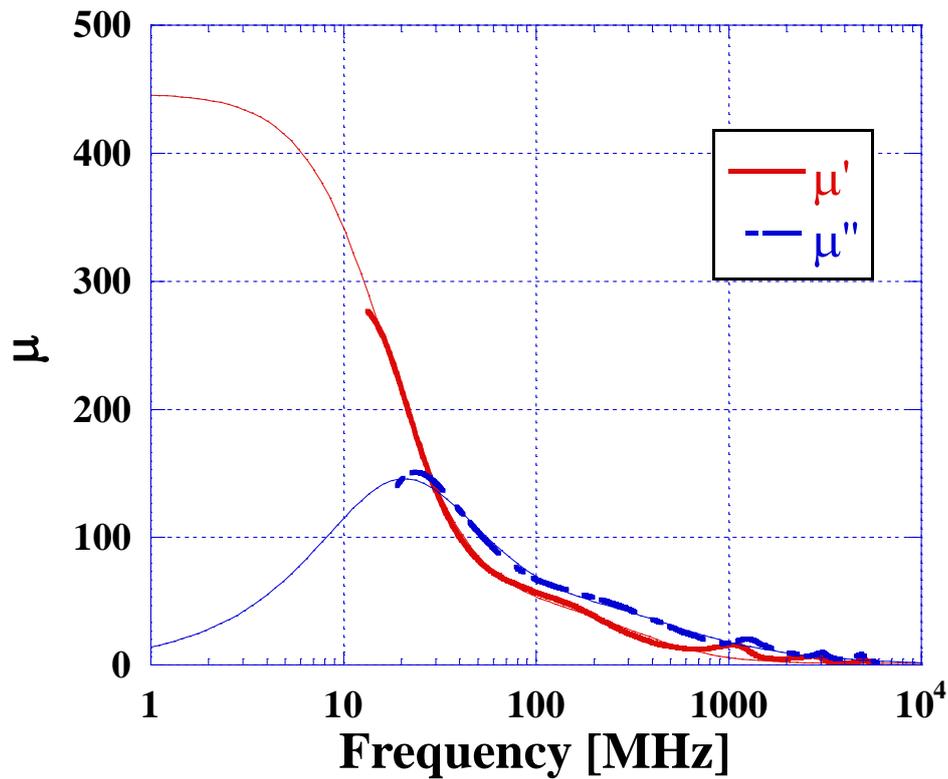


図 6.10 液体窒素温度でのアニール後の CMD10 の複素比透磁率。

表 6.1 CMD10 の Fitting パラメータと誘電率。

		磁壁		スピン		誘電率
		μ_{d0}	f_d [MHz] $=\omega_d/2\pi$	μ_{s0}	f_s [MHz] $=\omega_s/2\pi$	$\epsilon=\epsilon'$
アニールなし	室温	534 ± 29	5.6 ± 0.1	105 ± 4	102.6 ± 1.6	13.0 ± 0.5
	77 K	133 ± 1	21.8 ± 1.7	23 ± 1	345.0 ± 22.6	12.0 ± 0.5
アニールあり	室温	1740 ± 220	3.8 ± 0.3	191 ± 1	95.7 ± 3.9	12.0 ± 0.5
	77 K	343 ± 58	18.5 ± 1.8	45 ± 1	325.9 ± 30.0	12.0 ± 0.5

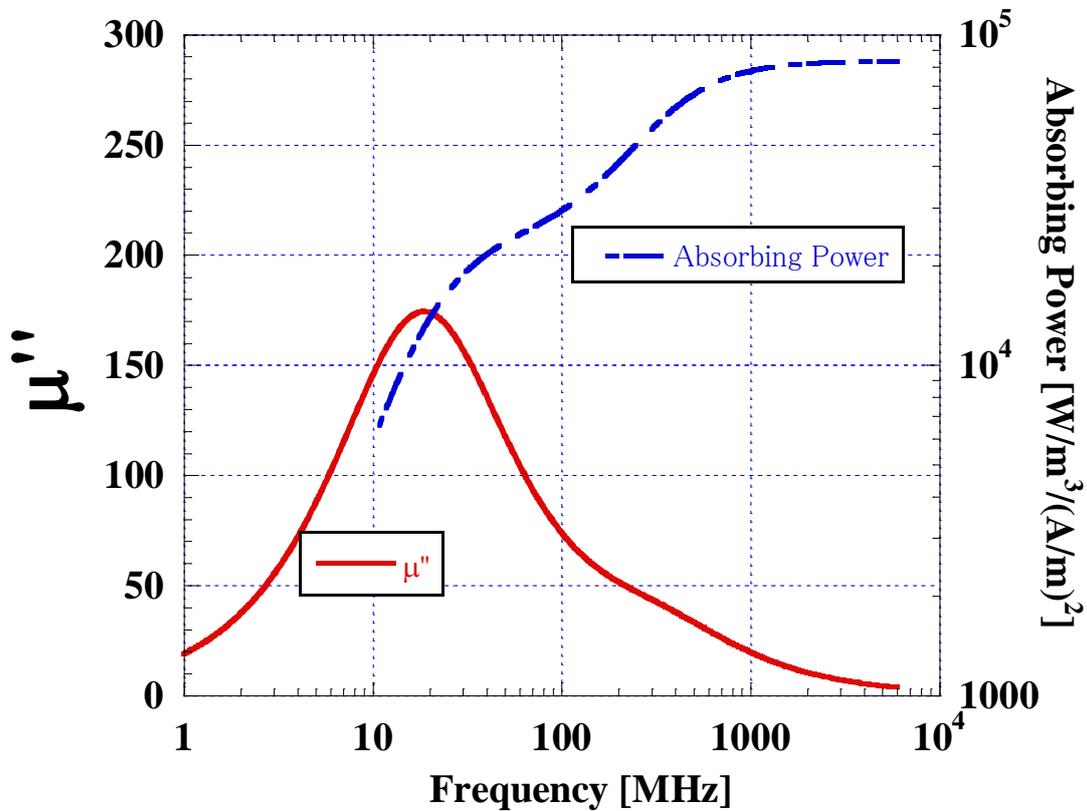


図 6.11 77K アニール後の CMD10 の μ'' と RF 吸収特性。

6.5. RF 吸収体形状設計

ILC の 1.3 GHz 空洞では特に 2~4 GHz に R/Q の高い有害な HOM が発生する。これを減衰する RF 吸収体の形状を設計する(図 6.10)。既に説明したように、加速空洞や Choke、内導体等 2 K に冷却された領域への熱流入を抑制するために、これらのシステムを断熱する必要がある。そのため、各壁面から 1mm の真空スペースを設けて吸収体を中空に浮かす構造とした。一方、吸収体の温度が下がり過ぎて RF 吸収特性を下げないように、77K のサーマルアンカーと接続して、吸収体の温度を 77K 程度に維持するようにした。また、ILC の Space Factor の制限から、RF 吸収体部の Beam 軸方向の長さを 20 mm とした。壁面から 1 mm 離すので吸収体長さは、18 mm になる。長さが 18 mm と短いので、吸収体部で強く共振させることで RF 吸収率を上げる設計方法を取った(図 6.13)。

Ferrite 内部での RF 波長 λ_{Ferrite} は真空中での RF 波長 λ_{Vacuum} と Ferrite の複素比誘電率の実部 μ' 、複素比透磁率の実部 ϵ' を用いて次式のように表される。

$$\lambda_{\text{ferrite}} = \frac{\lambda_{\text{vacuum}}}{\sqrt{\mu' \cdot \epsilon'}} \quad (6-19)$$

図 6.12 は、真空アニール(900°C×20min)した Ferrite の、77K での RF 波長(λ_{ferrite})の周

波数依存性を示している。Ferrite 内で波長が 18 mm の時、RF の周波数は 4.5 GHz である。つまり、18mm の Ferrite に対する RF 共振周波数は 4.5GHz である。この値は特に有害な HOM が集中する周波数領域 2~4 GHz に近い。共振周波数を下げるには Ferrite の厚みを薄くする事で吸収体部のインピーダンス下げの方法が有効である。伝送線路の特性インピーダンス(17Ω)に近付ける事で、共振周波数を下げられる。また、共振を強めるためには吸収体部の外径を広げる事が有効である。しかし、Ferrite の外径はフランジ径によって決定されているので、あまり大きくできず、本設計ではフランジ外径は現状の ILC と同じ Φ140mm とした。そのために、Ferrite の外径を 94mm と決めた。Ferrite を浮かせるためにフランジ内径は Ferrite から 1 mm 離している。

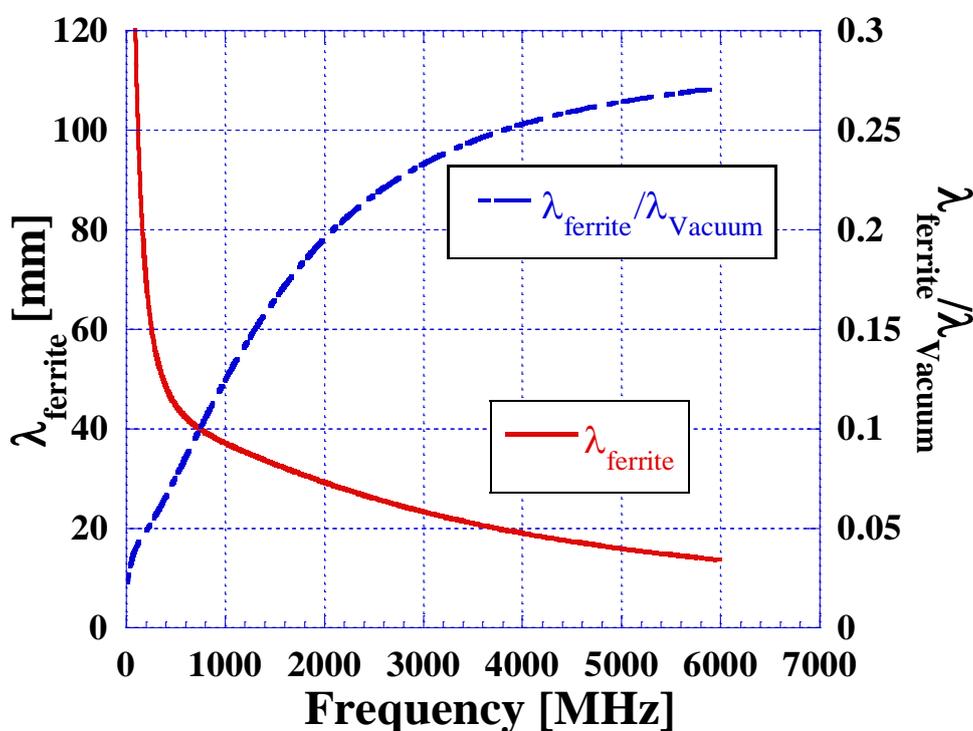


図 6.12 アニール後・77 K での Ferrite 内の RF 波長。赤実線は周波数と波長の関係を表し、青点線は Ferrite 内の波長を真空の波長で規格化している。

これらの境界条件を課した上で、Ferrite の内径を変えながら、有害な HOM の多い 2~4GHz で反射率が最小になるように CST-Studio で Ferrite の内径の最適化を図った。このシミュレーションでは図 6.13 のように、DDC 空洞終端部と同じ外径 Φ 80 mm、内径 Φ 60 mm の同軸管終端 (ショートしている) に、吸収体を置き RF 電圧の反射率(S11)をモニターする方法を用いた。吸収体内径 D_{in} を変化させ周波数に対する反射率の変化を計算した結果が図 6.14 である。我々は、2~4 GHz の HOM を Ferrite で吸収したい。そのためには、この周波数領域で RF の反射を極力減らして、効率よく HOM を Ferrite に吸収させ

なければならない。反射率が 3 GHz で最小となる、 $\Phi 84$ mm に Ferrite の内径を決定した。この形状では 2~4 GHz の周波数領域で反射率(電圧)が 0.4 以下である。これは、86 %以上の HOM パワーを Ferrite で吸収出来ることを意味し、十分な値であると思われる。また、吸収体形状を上述べた形状に固定した上で、アニール無し/有りの Ferrite について、常温と 77 K での同軸管の電圧の反射率を計算した。図 6.15 にその結果をしている。どの場合でも 2~4 GHz において電圧の反射率が 0.4 以下である。このことは、この最適化形状では Ferrite の吸収特性が温度や Ferrite の特性(複素比誘電率・透磁率)に影響されにくく、安定な特性を持つことを意味する。更に、これらのシミュレーションの確度を上げるために、図 6.16 に示すように境界条件としてより現実的なもの、即ち Ferrite を 77K のサーマルアンカー用の銅棒を接続して同様の計算をした、その結果を図 6.17 に示す。77 K のサーマルアンカー棒を含めても含めなくても電圧の反射率に変化は見られなかった。こうした方法で、吸収体形状の設計を完了した。

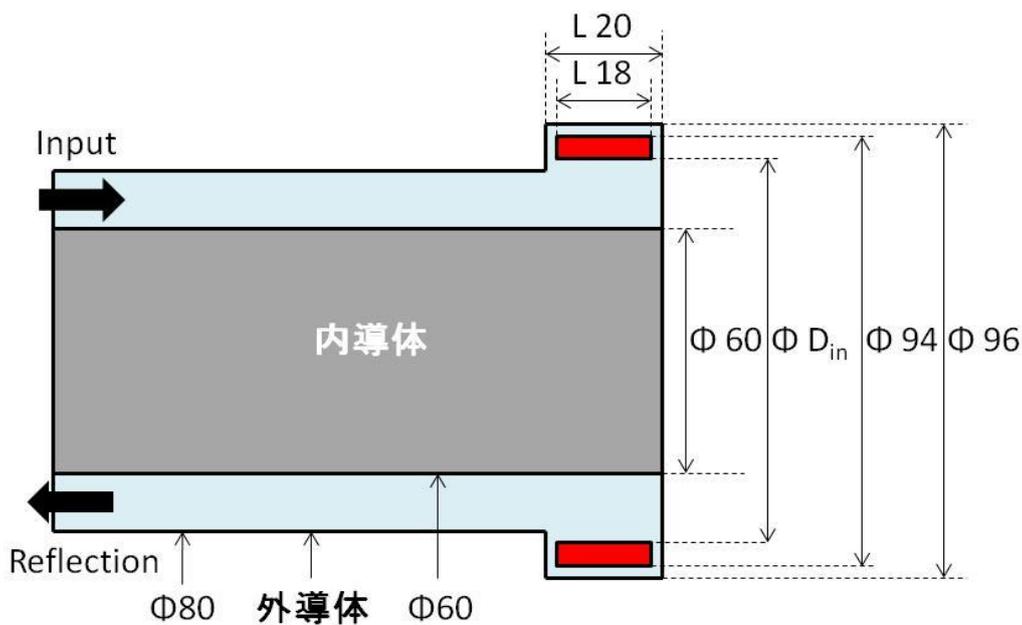


図 6.13 吸収体形状設計に用いた同軸構造と決定した吸収体形状。

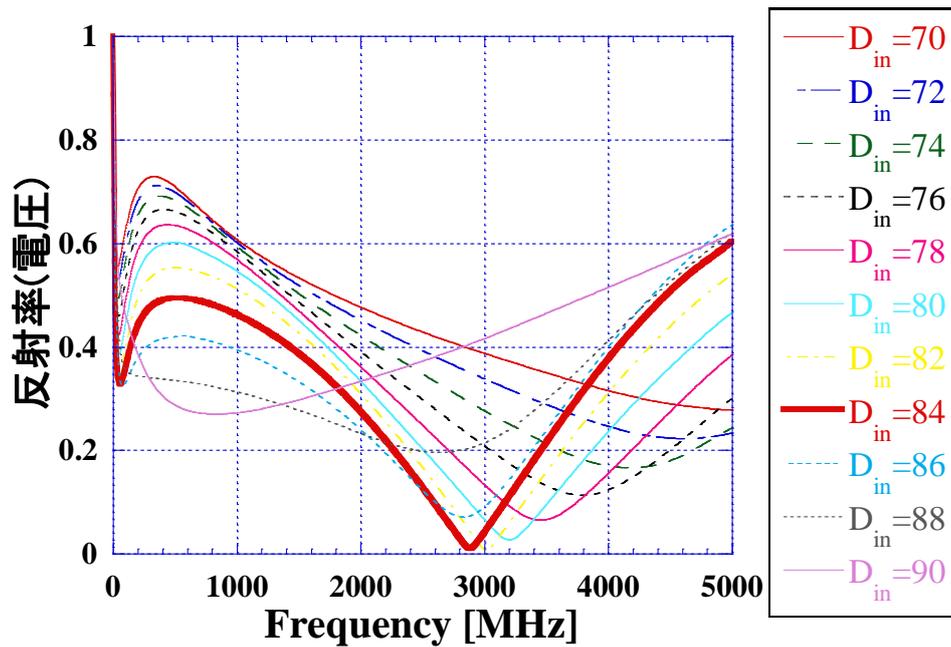


図 6.14 吸収体の内径を変化させたときの反射率の変化。

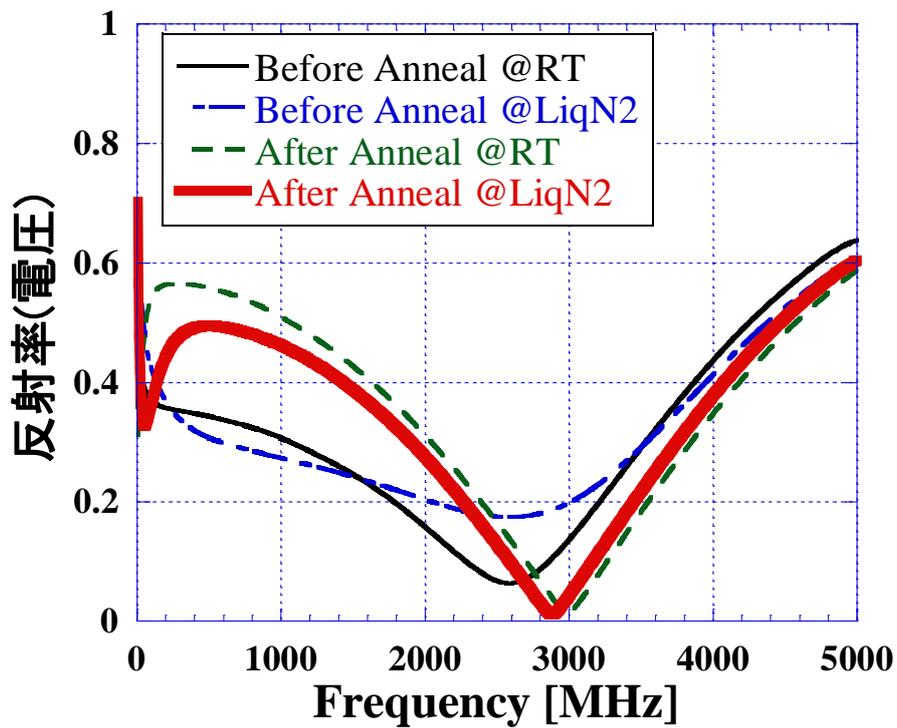


図 6.15 吸収体形状を固定し、アニール前後と室温、77 K の Ferrite パラメータを使用した場合の同軸管の反射率。

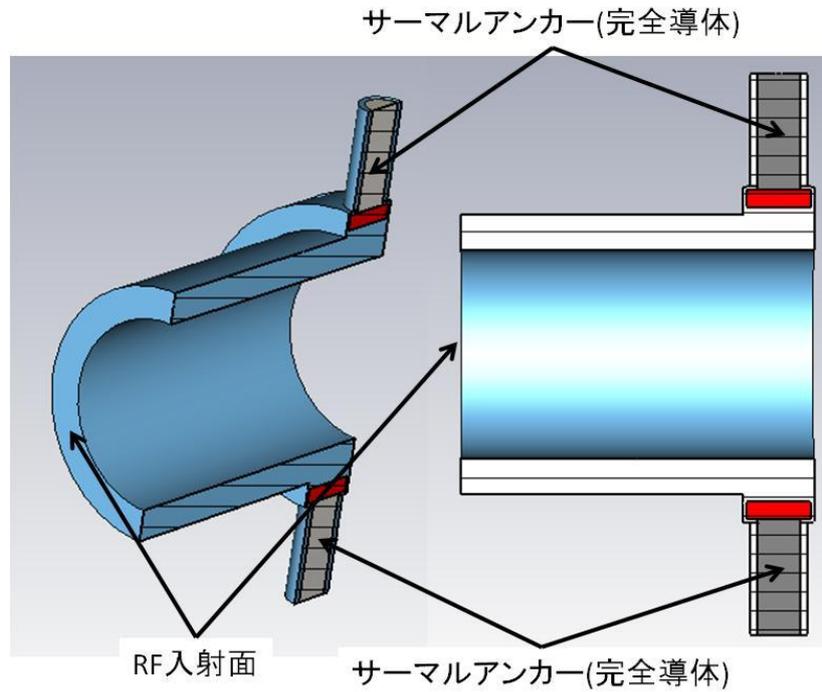


図 6.16 サーマルアンカーを含めたシミュレーション形状。

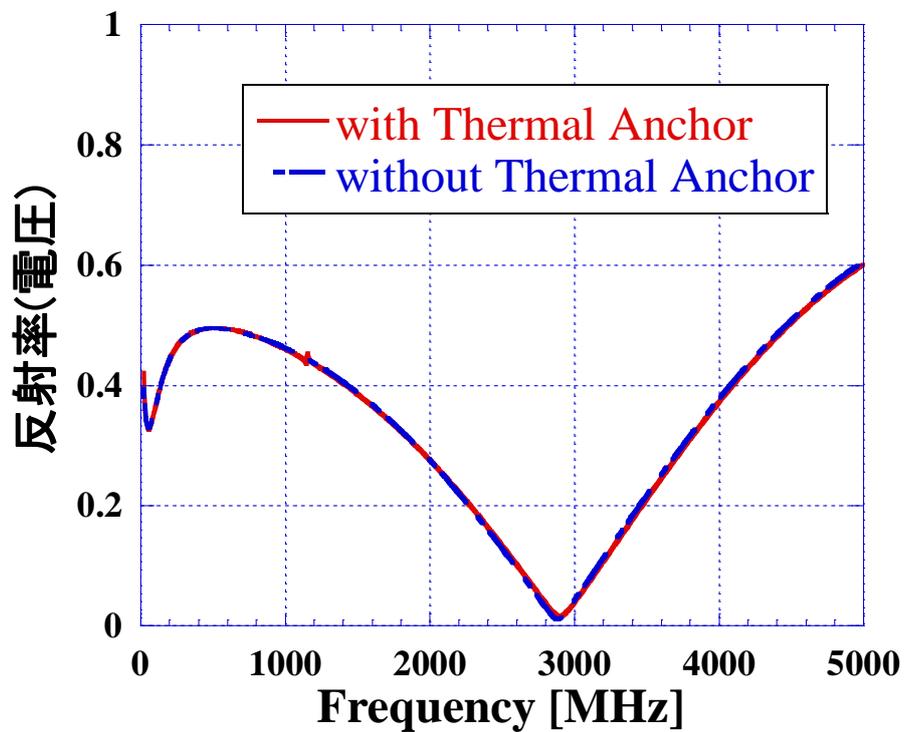


図 6.17 サーマルアンカーを含めた場合と含めない場合の反射率の違い。赤実線は図 5.12 のサーマルアンカーを含む形状の反射率、青点線は図 5.11 のアニール後の 77 K の反射率。

6.6. 第6章のまとめ

RF 吸収体に Ferrite(CMD10)を使用する。このために、複素比誘電率・透磁率測定系を製作して、アニール前後で室温と 77K の温度で CMD10 の測定を行った。そして、測定から得られた、アニール後・77K の CMD10 の複素比誘電率・透磁率を基にシミュレーションで DDC に適した吸収体部の RF 形状を設計した。

参考文献

- [6.1] CMD10 <http://www.cmi-ferrite.com/Products/Materials/data/CMD10.pdf>
- [6.2] A.M.Nicolson. “Broad-Band Microwave Transmission Characteristics from a Single Measurement of the Transient Response”. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, Vol. IM-17, No. 4, December 1968, pp. 395-402.
- [6.3] V. Svorcik, O. Ekrt, V.Rybka, J.Liptak, V. Hnatowcz. “Permittivity of polyethylene and polyethyleneterephthalate”. Journal of Materials Science Letters 19, 2000, 1843 – 1845
- [6.4] T.Tsutaoka. “Frequency dispersion of complex permeability in Mn–Zn and Ni–Zn spinel ferrites and their composite materials”. Journal of Applied Physics Volume 93, Number 5, March 2003, pp.2789-2796.
- [6.5] C.Kittel. “固体物理学入門”. 丸善株式会社
- [6.6] 内山晋, 増田守男, “磁性体材料”, コロナ社

第 7 章. DDC の熱構造設計

本研究は主に DDC の RF 構造の原理実証を主眼に置いており、縦空洞性能試験装置をベースにした実験は空洞が液体ヘリウムにどぶ漬けになるので、本章の熱構造設計を直接確かめる事は難しい。しかし、吸収体を使う DDC を実用化するには熱構造設計は重要な事項となる。

ILC Baseline の Cryomodule をに DDC を組み込んだ予想図を図 7.1 に示す。2 K の液体ヘリウムで直接冷却されるのは加速空洞のみである。他の部分は真空断熱槽中であり、熱伝導冷却される。DDC の吸収体での発熱が 2K 液体ヘリウムに伝達して、2K の熱負荷にならないこと、また、吸収体での発熱が内導体に伝達して内導体の温度が上がらないようにしなければならない。一方、内導体は 2K の液体ヘリウムからの熱伝導冷却で、2 K 近くまで十分低い温度に冷却されなければならない。このような冷却温度分布を達成するためには吸収体の断熱や熱伝導が重要であり、内導体や Choke の材料の選定が必要である。本章ではまず、熱構造設計の結論を述べ、次に各構造部に適した材料の選択について説明する。最後に温度分布と 2 K への熱負荷に触れる。

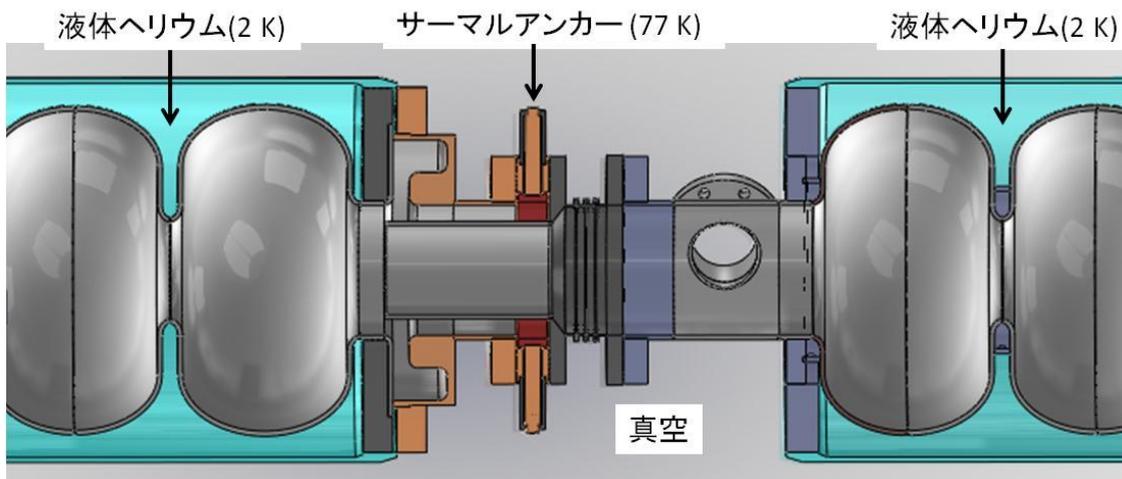


図 7.1 DDC を適用した Cryomodule の概念図。

7.1. 吸収体部の構造

まず、本章の結論となる DDC の材料構成と熱伝導パスを図 7.2 に示す。また、図 7.3 に吸収体部の構造を示す。これらの構造について説明する。

7.1.1 吸収体支持部の構造

吸収体部では、HOMの発熱(約1W)が2K領域へ侵入するのを防ぎ、77Kのサーマルアンカー側に伝達する構造となっている。Ferriteでの発熱が2K領域に伝搬するのを防ぐためにFerriteを中空に浮かせ、内導体とBeampipeフランジの間の断熱を取っている。77KサーマルアンカーにFerriteのRF吸収熱が効率的に伝達するように、熱伝導率の高いΦ14mmの銅棒をサーマルアンカーに接続している。肉厚0.2mmの熱伝導率の悪いSUS(SUSは77Kで銅よりも250倍熱伝導率が低い。図7.6参照)パイプをこの銅の棒とそれを固定するフランジの間にろう付けする。こうすることで、77Kサーマルアンカーに接続する銅棒とフランジの熱絶縁を設けている。このフランジの材質は銅とした。その理由は、図7.2のような熱伝導パスによって内導体の先端を2Kに冷やすので、2K Heからの熱伝導率を良くするためである。この構成によって、77K側から2K側への熱侵入は0.002W(後に詳細を説明する)に抑えることができる。Ferriteに接続する銅パイプの長さは、Baseplateの径より大きいとHe Vessel組み立て時に干渉するので、加速空洞の赤道部の径と同等な、Beam中心軸から100mmの長さに収めた。

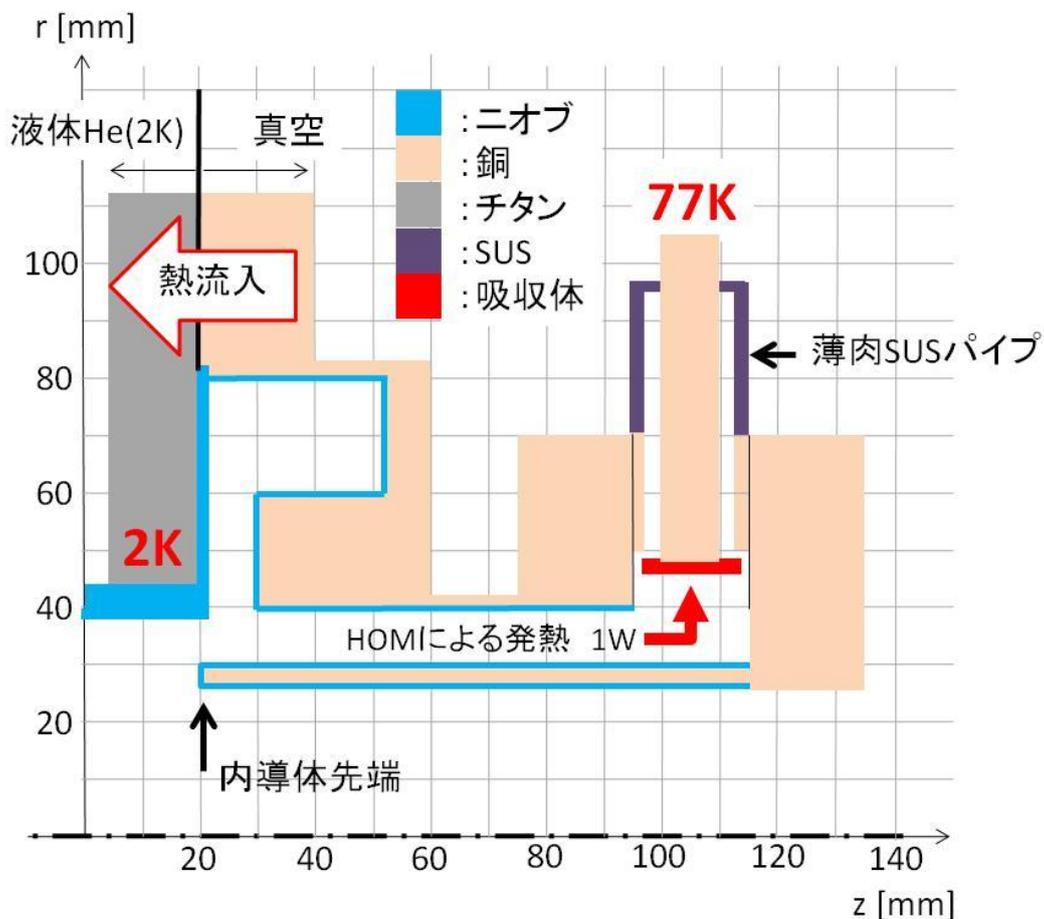


図 7.2 DDC の材料構成と熱伝導パス。

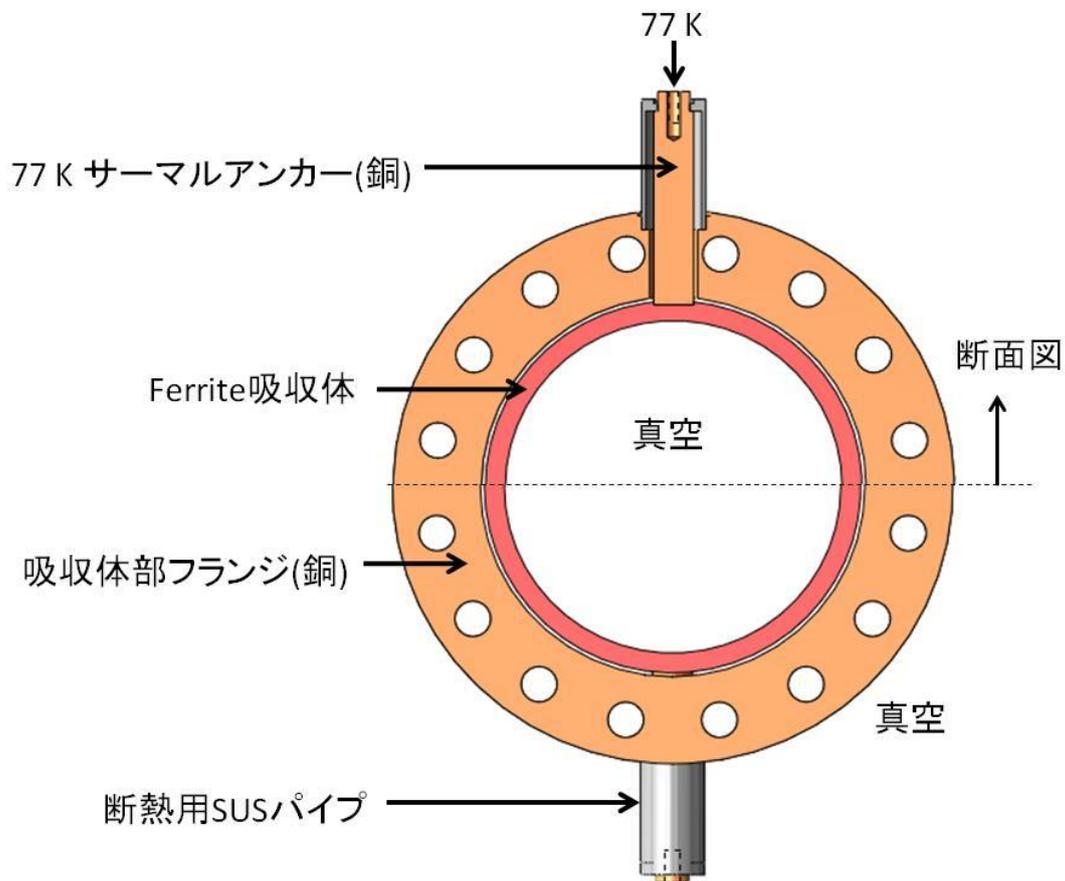


図 7.3 吸収体部の構造。Ferrite 吸収体と吸収体部フランジの間には 1mm の隙間を設ける。また断熱用 SUS パイプと 77K サーマルアンカーの間は 1~2mm の隙間を設けている。

7.1.2 内導体の冷却パスの確保のための使用材料

図 7.2 から分かるように、内導体先端は 2 K からの熱伝導パスで冷却しなければならない。2K からの冷却パスは、He Vessel Baseplate (Choke の一部)、Choke の壁、空洞 Beampipe、Beampipe フランジ、吸収体部をサポートしている銅フランジ、そして内導体の経路からなる。これらのパスを介して 2K から十分な冷却が行われるためには、そのパスに使用する材料の 2K での熱伝導度が十分大きくなければならない。図 7.4 にこれらのパスに使用可能と思われる材料:銅、ニオブ、チタン、ステンレスの 100K 以下での熱伝導率の温度依存性を示す[7.1][7.2][7.3][7.4]。市販の RRR~1000 程度の純銅の場合、2K で 1000 W/K/m、ニオブは 2K で超伝導状態であり、熱伝導率が低いと思われるが、SUS やチタンより大きく 40 W/K/m、チタンはニオブよりも一桁低い 4 W/K/m、SUS316L は最も低い 0.1 W/K/m となっている。

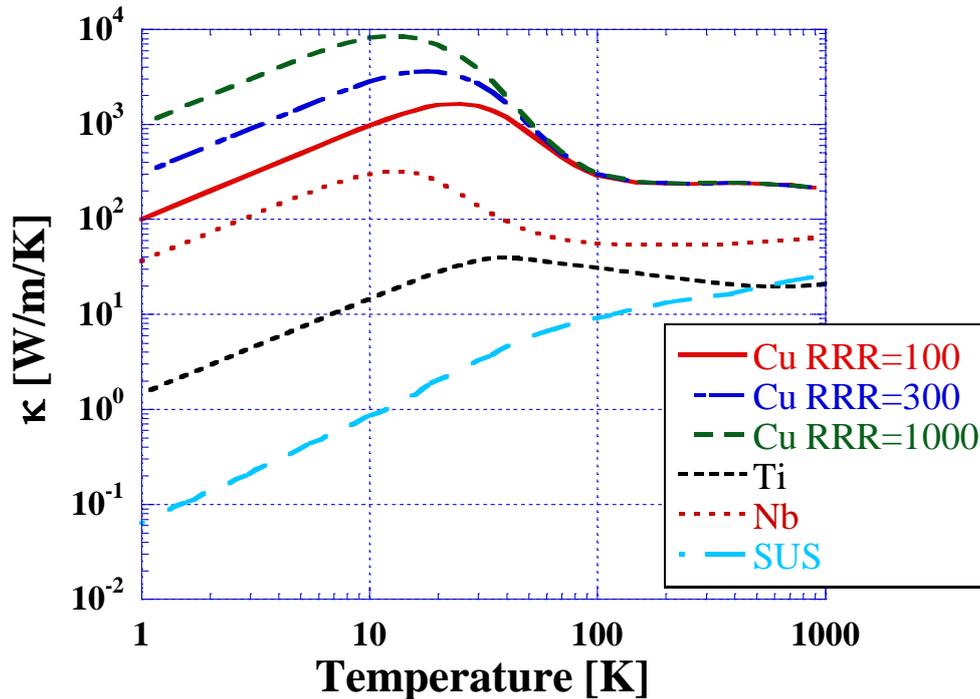


図 7.4 RRR の異なる銅とチタン、ニオブ、SUS の熱伝導率の温度依存性。参考文献[7.1][7.2][7.3][7.4]より引用。

冷却の観点からは、銅材を選択するのがベストであるが、フランジ材の選択には他の観点も必要である。真空シールとして柔らかいインジウムシールを使う場合、フランジ材として銅は問題ない。しかし、インジウムをシール材に使うとそれがフランジに強くこびりついて、分解時の除去が厄介である。時としてインジウムの破片が空洞内を汚染することが懸念される。

ILC では、インジウムシールに変わる真空シール方法として DESY で開発されたアルミ合金製の六角断面のガスケットが使われている(使用トルク 35 Nm)[7.5]。こうしたシール法を採用しようとするフランジ材は十分固くなければならない。ILC ではそのためにフランジ材としてニオブチタン(Nb: 50 %、Ti: 50 %の合金)を使っている。この材料は、図 6.4 に記載していないが熱伝導率は、2K でニオブの 1/100 程度で非常に低い[7.6]。一方、RRR~1000 の純度の高い銅材では熱伝導率は高いが、ビッカース硬度がアニール後 Hv~50 程度であり、柔らか過ぎて使えない。高熱伝導性と高硬度の両面を備えた材料として、我々は最近開発された、超硬銅合金(例えば大和合金株式会社・三芳合金工業株式会社、NC50 [7.7] [7.8])の使用を考えている。超硬銅合金の機械的特性比較を表 6.1 に示す。超硬銅合金は常温では SUS よりも固く、電気伝導性(熱伝導性はこれに比例)は純銅の半分と言われている。本研究では、空洞を液体ヘリウムの中に沈めて測定するので、冷却の問題はない。従って、後で説明する Choke 部のフランジにはニオブと電子 Beam 溶接性の良いチタンフ

ランジ材(熱伝導性に劣るが)を使う。フランジ材と熱伝導特性について本研究は深く関わらないが、その解決法をここで指摘した。

ただし、熱伝導度の観点からは、パスの長い部分を占める **Beampipe** と内導体に銅を使うことが重要である。銅を使う場合、超伝導特性を持たすために **RF** 表面にニオブ薄膜を成膜する技術が必要である。この技術は **CERN** で **LEP-II** 超伝導空洞で開発されている[7.9]。本研究では、**ULVAC** で実際に成膜して、成膜出来ることは確かめたが、時間不足からその実証には至らなかった。今研究ではニオブパイプで実験した。しかし、後の節で示すように色々なケースについて温度分布を計算した。

表 7.1 超高銅合金とステンレスの機械特性一覧表。参考文献[7.7]より引用。

Material	Class	TS MPa	YS MPa	El. %	Hardness HV	Density @20oC	Electrical Resistivity $\mu\Omega\text{-cm @20oC}$	Thermal Conductivity W/m-K @20oC	Coefficient of Thermal Expansion per oC (0-100oC)
Stainless Steels	SUS304	520 min.	205 min.	40 min.	200 max.	7.93	72	16.7	17.3
	SUS316L	480 min.	175 min.	40 min.	200 max.	7.98	74	16.7	16.5
	SUS410	440 min.	205 min.	20 min.	210 max.	7.75	57	24	9.9
	SUS420	520 min.	225 min.	18 min.	234 max.	7.78	57	25.1	10.3
Copper* Alloys	NC50	650 min.	500 min.	10 min.	190 min.	8.7	3.6	198	17
	NC35	750-900	600 min.	5-15	276-285	8.7	4.5	160	17

7.1.3 77 K から 2 K の空洞内表面への輻射熱の評価

77 K から 2 K 空洞内表面への輻射熱を評価する。本設計では **Ferrite** は、サーマルアンカーにより 77 K に保たれると仮定した。

吸収体とサーマルアンカーの 77 K 部分の表面積は合計 0.015 m² である。シュテファン-ボルツマンの法則より 77 K 領域からの輻射熱は、**c** を光速、**h** をプランク定数、**k_B** をボルツマン定数として、

$$\frac{2\pi^5 k_B^4}{15c^2 h^3} T^4 \times S = 5.67 \times 10^{-8} \times 77^4 \times 0.015 = 30[\text{mW}] \quad (7-1)$$

と求められる。この輻射熱が全て内導体の先端に集中したとしても先端温度は輻射を含まない時と変わらず 2.0K であるとの結論を得た。図 7.5 から分かるように、輻射熱の輻射率と反射率は金属材料、その表面状態によって大きく異なる。**Ferrite** は灰色のセラミックなので輻射率は高いと考えられるが、サーマルアンカーは銅なので輻射率非常に低い。また、ニオブ面の反射率はほぼ 1 と考えられ熱の吸収は起きない。また全ての輻射熱 30 mW が全て吸収され 2 K の液体ヘリウムに流れ込んでも加速モードの発熱 約 1 W のわずか 3% であり問題ないと分かる。

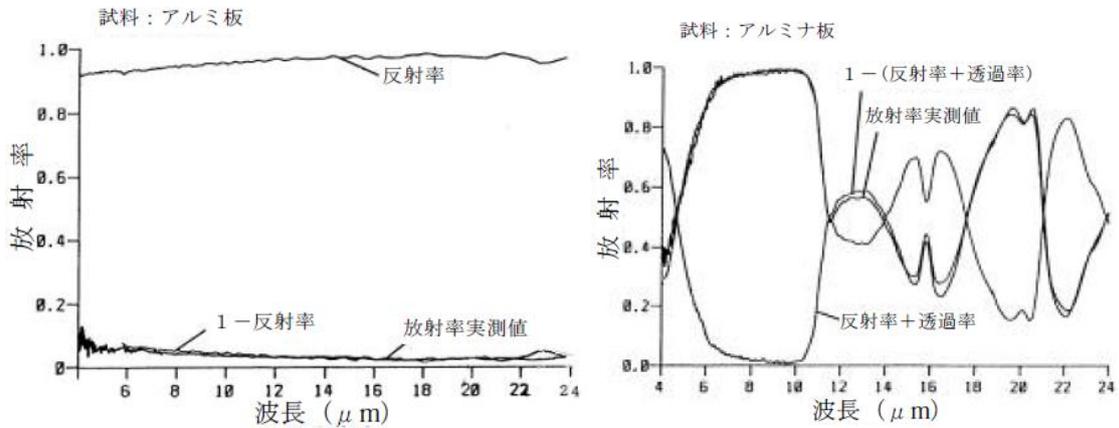


図 7.5 アルミ板とアルミナ板の反射率と輻射率。参考文献[7.10]より転載。

7.2. Choke 部の構造

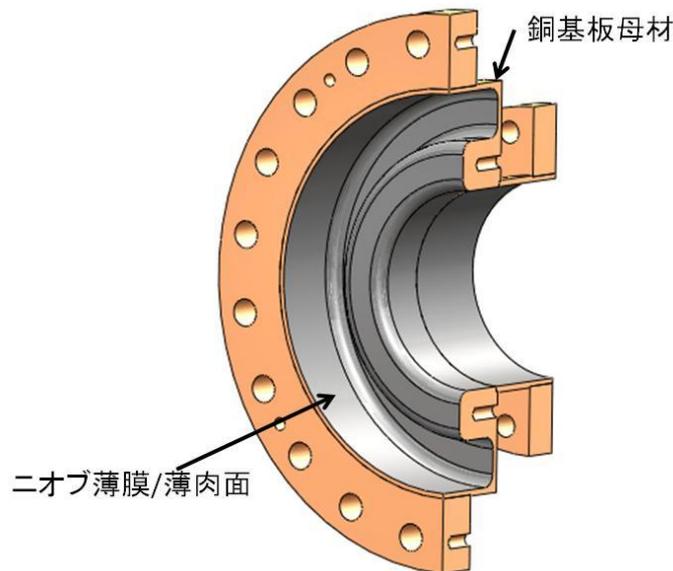


図 7.6 Choke 部の構造。 Choke 部の構造は銅をベースにしてニオブ薄膜又は薄肉のニオブを取り付ける方法が適している。

Choke の表面は加速モードの強い RF フィールドに曝されるので、超伝導状態でなければならない。また、内導体を 2K ヘリウムからの伝熱で冷却する途中のパスになるので熱伝導率の高い構造でなければならない。ニオブは超伝導材料であり、超伝導電子(Cooper pair)は熱を運ばないため熱伝導率が悪い。従って、熱伝達を担う基板に銅を使用し、RF 表面には薄肉又は薄膜のニオブを付けた Nb/Cu 材の使用が最適である。図 7.6 に Choke の構造

を示す。このような銅とニオブの二重構造は既に多くの実績を持つ。例えば CERN の LEP-II で使用された銅空洞にニオブ薄膜をスパッタしたニオブ薄膜空洞[7.9]や、KEK で開発した薄肉ニオブと厚肉銅を HIP あるいは爆着接合させたニオブクラッド[7.11]がある。実機ではこうした方法を採用しなければならない。しかし、本研究は DDC の原理実証試験を目的としているので、空洞全体を液体ヘリウムにどぶ漬けして測定する。この場合、冷却の却の問題はないのでニオブインゴットから削り出す方法で Choke 部を製作し使用した。

7.3. 内導体部の構造

内導体の先端が最も RF 場が強くなるので Choke 部と同様に、熱伝導率が高くなければならない。ただし内導体の終端部は表面磁場が Beam 軸に沿って指数関数的に減衰するので先端から 40mm 先では超伝導表面でなくて良い。内導体の構成を図 7.7 に示す。

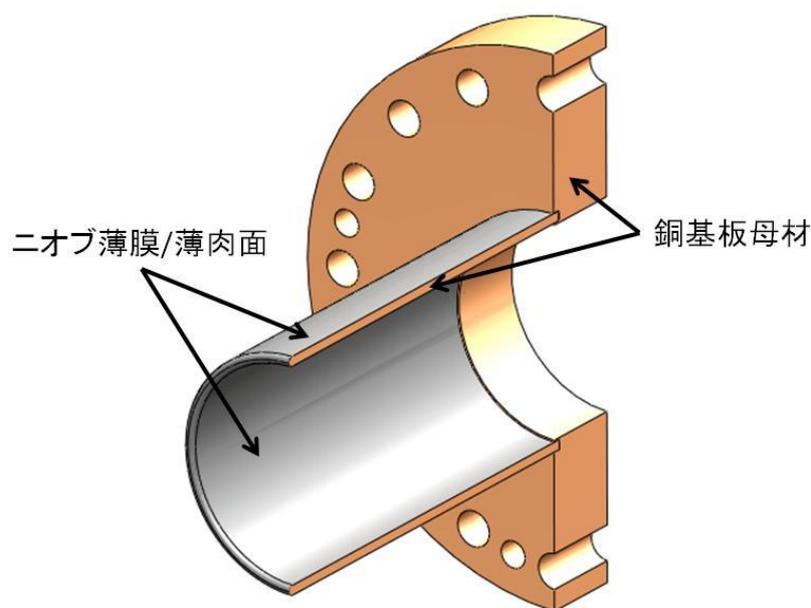


図 7.7 内導体の構造。

7.4. 準定常状態での熱構造のシミュレーション

空洞内に加速モードの RF 場がない定常状態にある場合について検討を行う。定常状態では ANSYS を用いて 77 K サーマルアンカーから 2 K 領域への熱流入量と、伝導冷却による内導体先端温度を評価した。

図 7.2 に示した DDC の構造と材料構成を用いて定常状態のシミュレーションを行った。金属の熱伝導率は 100 K 以下の領域では、不純物濃度や格子欠陥に強く依存する。合金である SUS の熱伝導率は非常に低い。本シミュレーションに用いた銅とチタン、SUS、ニオブ

ブの熱伝導率を図 7.4 に示した。銅の熱伝導率は RRR により異なるので熱流入量の計算には最も高い熱流入量となる RRR=1000 のデータを用いている。また内導体先端温度の計算には熱伝導率の低い RRR=100 のデータを用いている。また他のシミュレーション条件は 77 K サーマルアンカー部を 77 K 、 Baseplate 部を 2 K 、 吸収体での発熱量を 1 W として計算を行った。吸収体での発熱量は ILC RDR で見積もられている値である。図 7.9 に ANSYS の熱解析に用いたメッシュ構造とその熱分布解析結果の例を示す。

77 K - 2 K の断熱を行う SUS パイプの肉厚を変化させて 2 K の液体ヘリウムへの熱流入量と温度分布をシミュレーションした。図 7.9 にパイプ肉厚と 2K の液体ヘリウムへの熱流入量、内導体先端部での温度の関係を示す。パイプの肉厚を薄くすると共に熱流入量が減少し、パイプ肉厚を $t 0.2 \text{ mm}$ とすると 2K 領域への熱流入量が 0.002 W となることがわかった。この熱流入量は TESLA 空洞の HOM Coupler からの熱流入量 0.038 W/Cavity とよりも小さい。更に、加速モードによる加速空洞での発熱量 1 W に比べて十分に小さい。吸収体部以外で最も温度が高くなる内導体先端部の温度は 2.0 K である。このように吸収体部による影響は十分に抑制することができる。

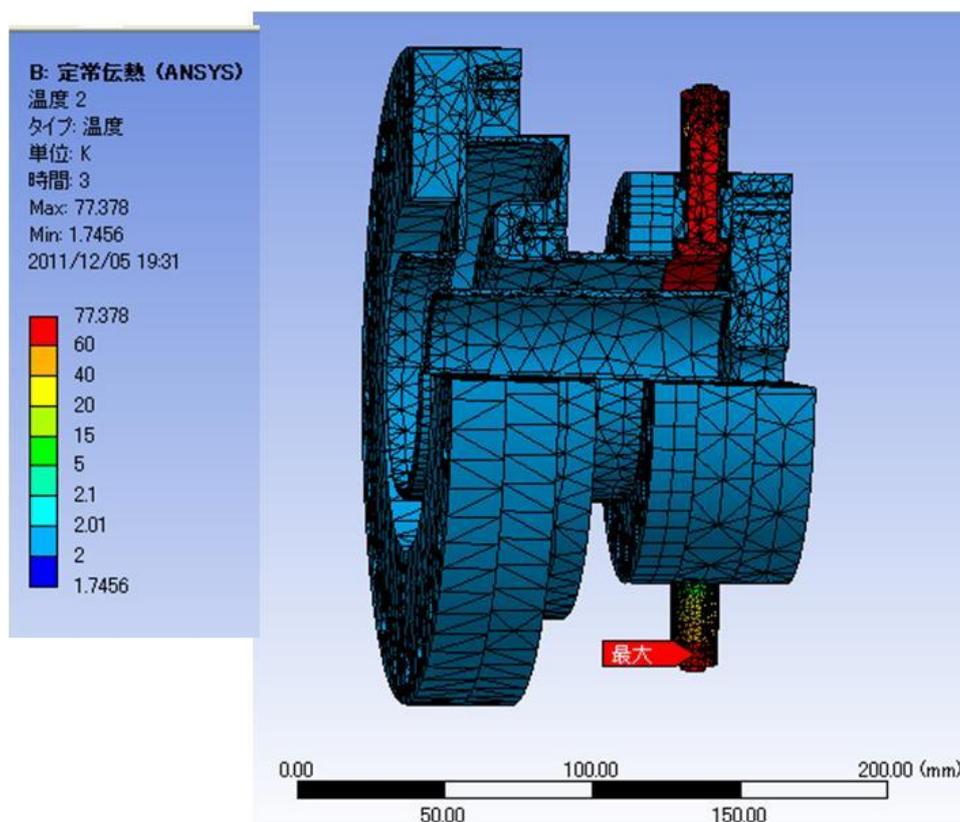


図 7.8 シミュレーションの計算

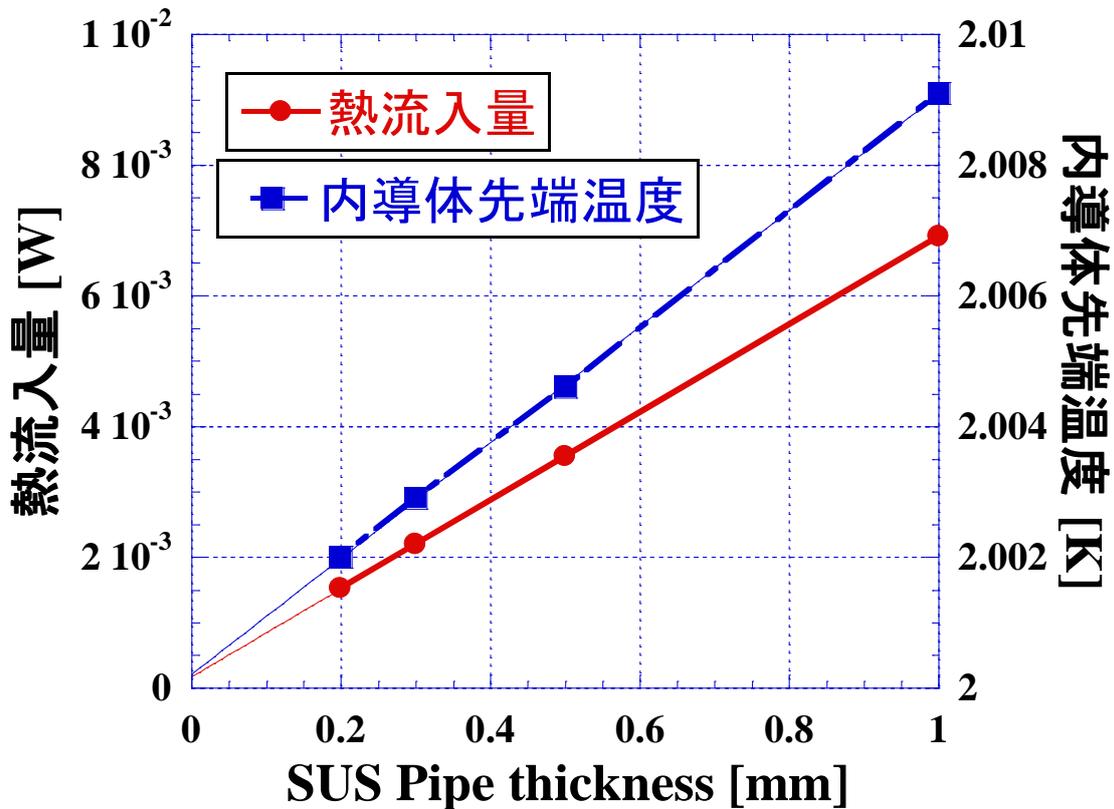


図 7.9 SUS パイプの肉厚と 2Ke 液体ヘリウムへの熱流入量、内導体先端温度の関係。

7.5. Dynamic loss があるときの温度分布

定常状態でのシミュレーションの結果、DDC の基板に銅を用いることで熱流入量を抑制し、内導体の先端を 2 K に冷却出来ることが分かった。次に空洞内に加速モードの RF 場がある時の表面温度の分布を CST-Studio でシミュレーションする。CST では表面抵抗を温度の関数として入力できないので、表面抵抗をニオブ空洞と同等の 30 nΩ(MV/m)とし、熱伝導率 589 [W/m/K] (RRR 300 の銅 @2 K)とした。Baseplate を 2K に拘束し、他の部分は伝導冷却される。なお、シミュレーションを容易にするために吸収体構造を省いた。この条件で加速電界 40 MV/m を励起した時の表面温度分布を図 7.10 に示す。内導体先端温度が 2.05 K になることが分かる。また、内導体と Choke を全てニオブにした場合を比較した。他の拘束条件は先の条件と同じである。この場合内導体先端温度は 2.8 K になる。ニオブ材で Beampipe、内導体を製作するのはリスクが大きいことが分かった。本研究では、先に述べたように液体ヘリウムにドブ漬けて試験を行うので、ニオブ材で製作した。

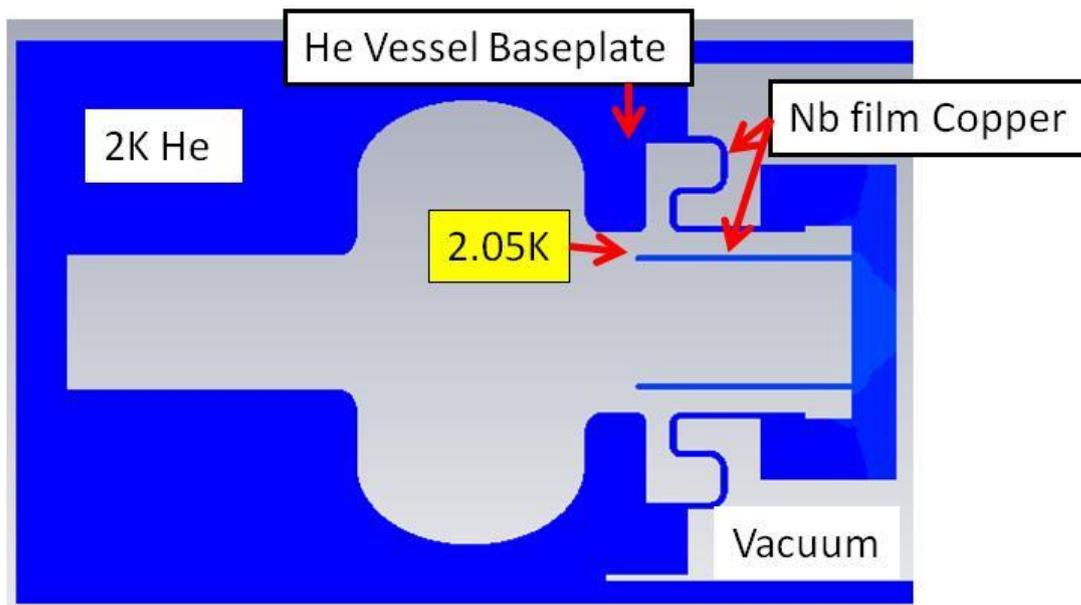


図 7.10 加速モードの発熱による温度分布

7.6. 第7章のまとめ

ILCにDDCを適用するために必要となる熱構造について検討を行った。77 Kからくる輻射熱は最大 30 mW と小さく問題とならない。銅基板にニオブを成膜すれば最も温度が高くなる内導体先端を 2 K に抑えられ。また、空洞に 40MV/m の RF が立った場合でも内導体先端温度は 2.05W に抑制できる。

参考文献

- [7.1] F Koechlin and B Bonin. “Parametrization of the niobium thermal conductivity in the superconducting state”. *Supercond. Sci. Technol.* 9 (1996) 453–460.
- [7.2] E.D. Marquardt, J.P. Le, and R. Radebaugh. “Cryogenic Material Properties Database”. 11th International Cryocooler Conference, June 20-22, 2000,
- [7.3] S.I.Abu-Eishah, Y.Haddad, A. Solieman and A. Bajbouj. “A New Correlation for the Specidfic Heat of Metals, Metal Oxides and Metal Fluorides as a Function of Temperature”. *Latin American Applied Research*, 34-257-265 (2004), 257-265
- [7.4] G. K. White and M. L. Mingos. “Thermophysical Properties of Some Key Solid: An Update”. *International Journal of Thermophysics* Vol. 18. No. 5. 1997, pp.1269-1327
- [7.5] Kirsten Zapfe-Düren, F. Herrmann, D. Hubert, P. Schmüser. “A New Flange Design for the Superconducting Cavities for TESLA”. *Proceedings of the 8th Workshop on RF Superconductivity, Abano Terme, 1997*, eds. V. Palmieri and A.

- Lombardi, pp.1-6
- [7.6] Curt Schmidt. “Simple method to measure the thermal conductivity of technical superconductors, e.g., NbTi”. Review of Scientific Instruments 50(4), Apr .1979 pp. 454 – 457
- [7.7] 大和合金株式会社, <http://www.yamatogokin.co.jp/>
- [7.8] G.Hagino, H. Eguchi, Y. Takayama, H. Kato, “Effects of Aging Parameters on the Mechanical Properties in Corson alloy system with high contents of Ni and Si”. Material Science Forum Vols. 654-656 (2010). pp, 2568-2571
- [7.9] C. Benvenuti, N. Circelli, and M. Hauer. “Niobium films for superconducting accelerating cavities”. Applied Physics Letters. 45, 583 (1984), pp. 583-584.
- [7.10] 笹森宣文, “赤外線透過率・反射率の測定による放射率の算出” 東京都立産業技術研究所研究報告第2号 (1999)
- [7.11] K. Saito, T. Fujino, N. Hitomi, H. Inoue, Y. Yamazaki. “R&D of Nb/Cu Clad Seamless Cavities at KEK”. Proceedings of the 10th Workshop on RF Superconductivity, 2001, Tsukuba, Japan, pp. 523-530.

第 8 章. 単 Cell DDC 空洞の製作

ニオブ材料は高価であるため、超伝導空洞の製作には板金加工を中心とした製作が行われている。また、ニオブは酸化性が強いため、真空中で電子 Beam 溶接を行う。DDC もこれらの方法に則って製作している。本研究は DDC HOM ダンパーの原理実証を目的とするが、DDC を将来 ILC に適用する際に必要となる、量産に適した製作方法、コスト削減の方法などの技術的検討も行った。

DDC の Choke の製作として次の 3 つの製作方法を試みた。

- (1) ニオブインゴットからの削り出し(原理実証試験に用いた)、
- (2) ニオブ板からのプレス成形製作、
- (3) ニオブ薄膜法による製作。

内導体についても次の 2 つの製作方法を試みた。

- [1] ニオブ板をロール加工する製作(原理実証試験に用いた)
- [2] ニオブ薄膜による製作

本章では原理実証に用いた加速空洞と DDC の製作について詳細を説明するとともに、技術的検討をするために製作した上記の Choke と内導体の製作についても説明する。また吸収体の製作についても説明する。

8.1. DDC 実証試験のための加速空洞の製作

最初に、DDC のための単 Cell 空洞の製作について述べる。図 8.2 に示すように現状のニオブ材料生産工程では、材料純度を上げるために 4 回程度の多重電子 Beam 溶解 (Electron Beam Melting : EBM) を行なってニオブインゴットを製作する。そして展性など加工特性を増すためにインゴットの巨大結晶を破壊し多結晶ニオブ材を作る。そのためにインゴットを鍛造・圧延ロールしている。しかし、近年の研究では、EBM 後の巨大結晶ニオブインゴットをスライス(スライス時間は 48 時間)して同時に多くの円板を直接切り出して成型した巨大結晶空洞でも、多結晶ニオブから製作した空洞と同等かそれ以上の加速性能を達成できることが分かった[8.1][8.2][8.3]。図 8.1 に示すようにこの方法では、鍛造圧延工を全てなくすることが出来るので、ILC 加速空洞の量産時にニオブ材の材料コストを大きく削減できると期待されている[8.4]。本研究でもこのインゴットスライスによるニオブ材(巨大結晶ニオブ材)を使って加速空洞を作った。図 8.2 に DDC の実証試験のために製作した単 Cell 加速空洞を示す。

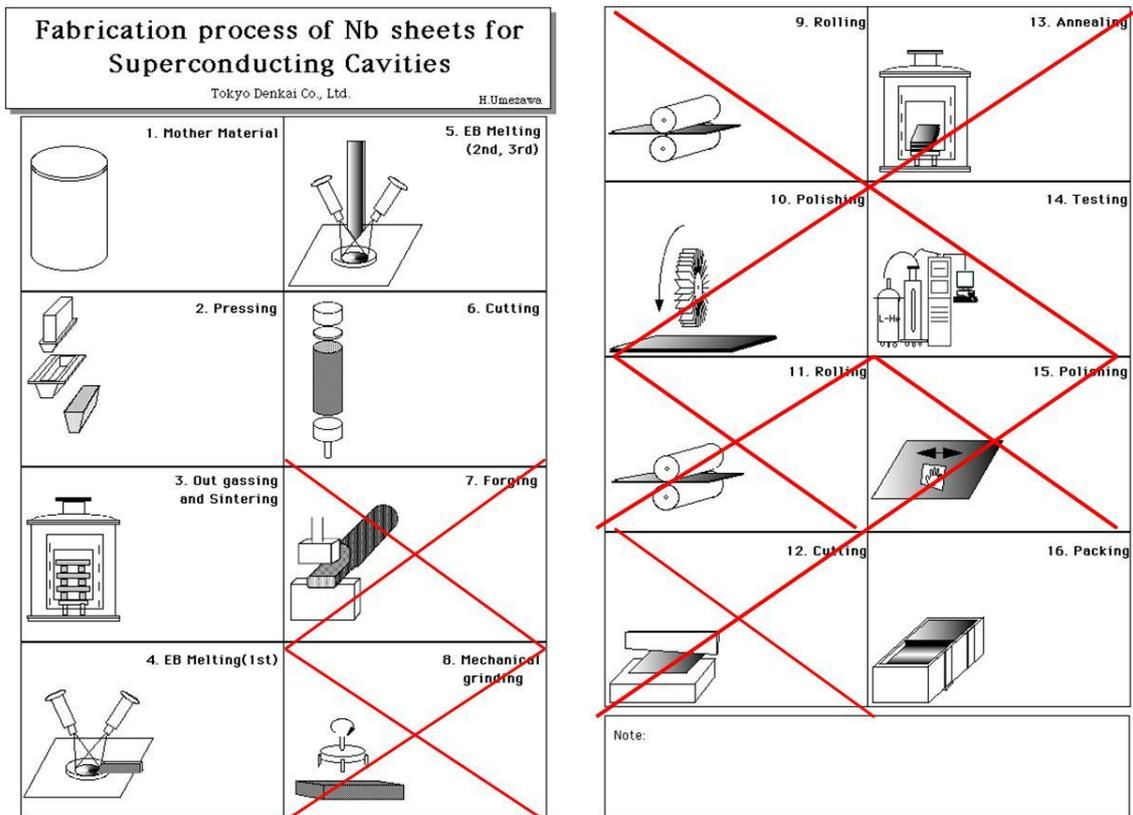


図 8.1 ニオブの精製工程とインゴットを直接スライスすることで削減できる工程。参考文献[8.4]より転載。削減できる工程を赤バツ印で表している。

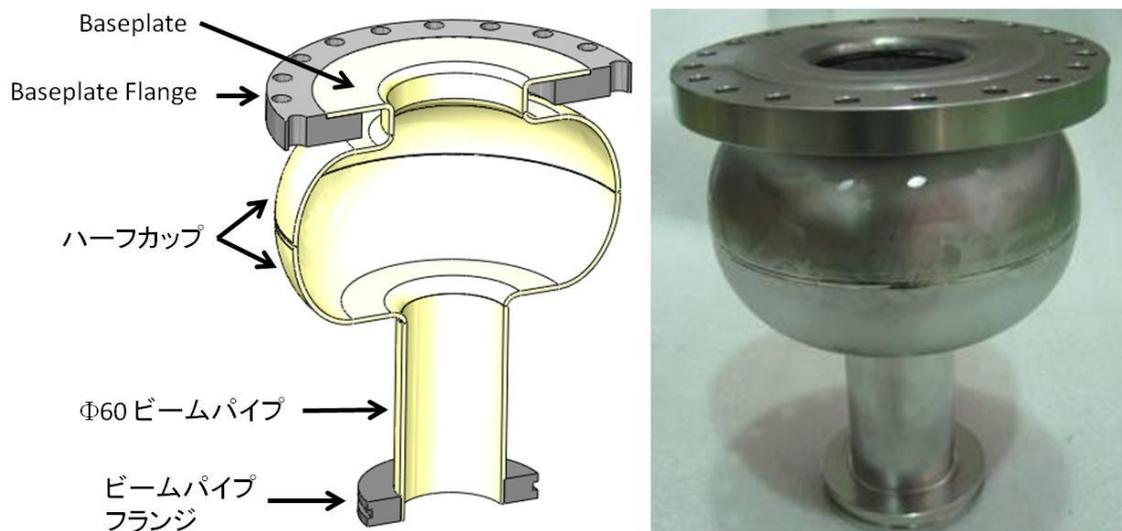


図 8.2 DDC 実証試験のための単 Cell 加速空洞図面と完成した単 Cell 加速空洞

8.1.1 ニオブ材

巨大結晶ニオブ板材は、シリコンウエハースライスと同じ、Multi Wire 法でニオブ巨大結晶インゴットをスライスして製作した。この時、直径 Φ 265 mm、長さ L 307 mm のインゴットから 102 枚のニオブ板を同時スライスした。スライス途中の写真、スライス後のニオブ板の写真をそれぞれ図 8.3、図 8.4 に示す。スライス後のニオブ板の直径は Φ 265 mm、厚みは t 2.8mm である。1 枚の板内での板厚のばらつきは 0.007mm、板間でのばらつきは 0.038mm であった[8.5]。

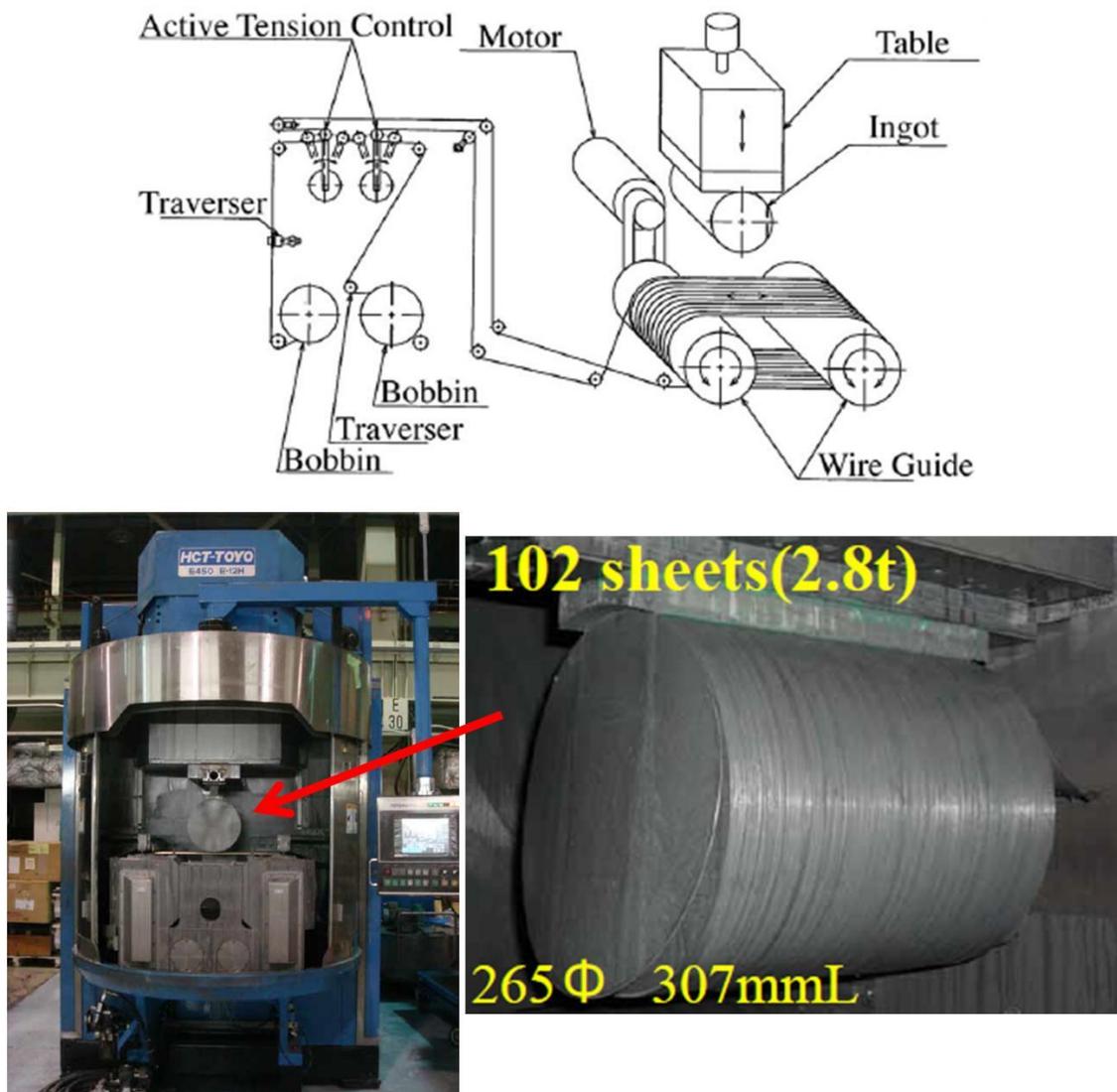


図 8.3 ニオブインゴットのスライス時の模式図と写真。参考文献[8.5]より転載。



図 8.4 スライスしたニオブ板。

8.1.2 ハーフ Cell のプレス成型

これらのスライス板から 2 枚選んで本空洞のハーフ Cell を製作した。従来から使われているプレス加工法でハーフ Cell を成型した(図 8.5)。図 8.6 の左図に示すように、プレスで引張り応力によって中央が薄肉になるのを防ぐため、板の中央にハーフ Cell のアイリス径の約 60%の穴(アイリス径 $\Phi 80$ mm なので $\Phi 45$ mm の穴)を開けた。図 8.6 の右図にプレス前後の写真を示す。プレス後の Cell の伸びを測定した結果、中心部に行くほど薄くなっていることが分かる。次に述べるトリム位置は、図 8.7 の①~②の間(アイリス)と⑩~⑪の間(赤道部)である。それぞれの厚みは、2.6mm と 2.9mm であった。赤道部は材料の流れ込みによって厚くなっている。プレスでは巨大結晶ニオブのため、粒界での伸びの違いから粒界ステップの発生などの問題が出るが、これは機械研磨により容易に取り除くことがで

きた。

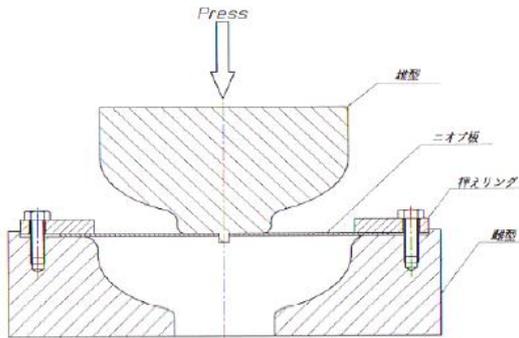


図 8.5 プレス加工の図。

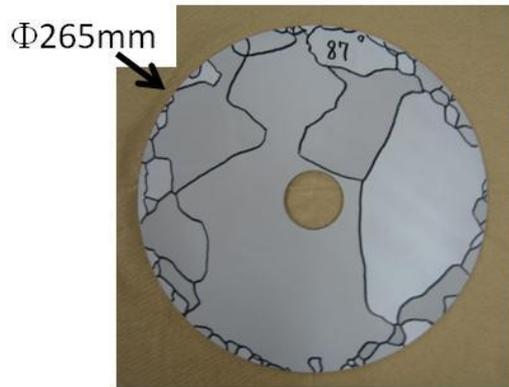


図 8.6 ハーフ Cell のプレス成型前後の写真。

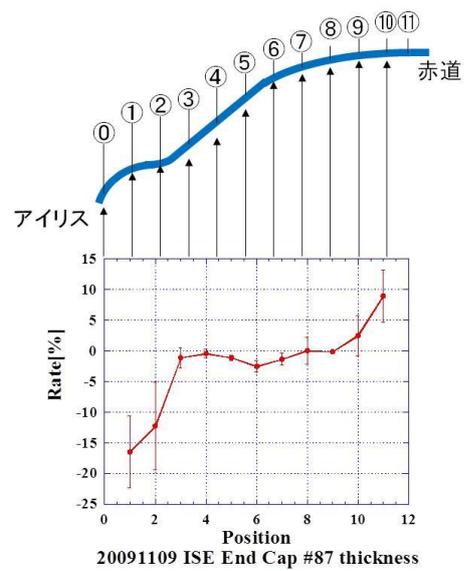
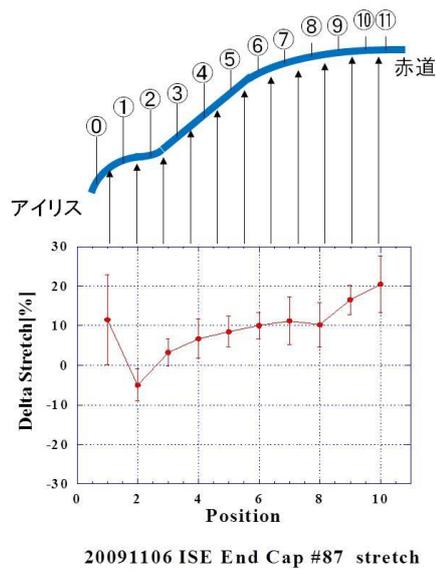


図 8.7 ハーフ Cell プレス後の板厚の変化。

8.1.3 ハーフ Cell のトリム加工

プレス成型後、トリム加工を施し正寸に加工する。トリム加工の図面を図 8.8 に示す。トリムの様子を図 8.9 に示す。トリムは石塚製作所で行った。トリム加工では次工程の電子 Beam 溶接(EBW)での溶接縮に備えて RF 設計寸法に対し赤道部にハーフ Cell 当たり +0.15 mm、アイリス部にハーフ Cell 当たり +0.07 mm 伸長させた。また、巨大結晶材料のプレス成型したハーフ Cell は、赤道部やアイリス部が変形して真円となっていないため、フラットな面を突き合わせて赤道部を EBW することが難しい。そこで、赤道部とアイリス部をインロー構造にしている。インローの精度は 2 つのハーフ Cell が少しの力を加えて嵌め合いにできるように、現物合わせで調節した。

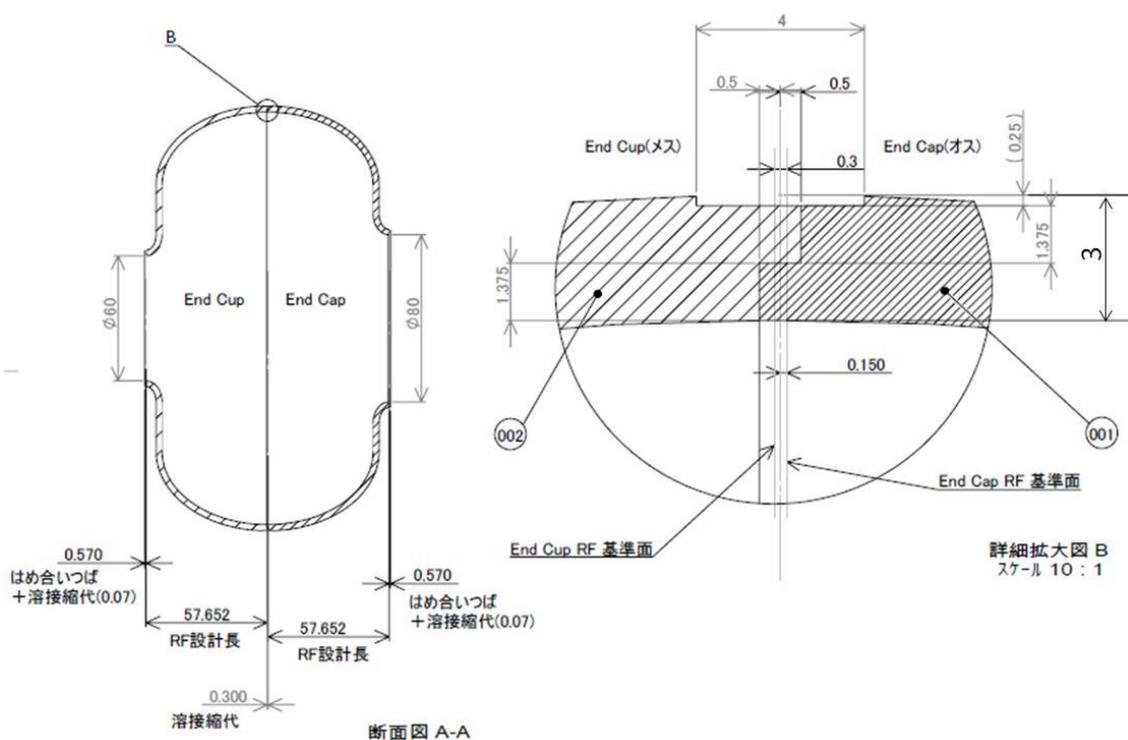


図 8.8 トリム加工の図面と赤道部の嵌め合いの拡大図。



図 8.9 トリム加工の様子。 トリムは石塚製作所で行った。

8.1.4 Beampipe の製作

Beampipe の製作について説明する。まず、肉厚 2.8 mm の多結晶ニオブ材を、目標とするパイプ外径($\Phi 65.6\text{mm}$)と内径($\Phi 60\text{mm}$)の平均径から計算した幅 197.2mm よりもわずかに短い幅 196.5mm で切り出した。これは、後の溶接パイプの芯出しでしごき伸ばして真円を得るために少し小さめの径に設定している。次に、パイプ状にロールし、つなぎ面を電子 Beam 溶接した。EBW 後のパイプは真円となっていないので、溶接ビードをグラインダーで落とした後、60mm の真鍮で作った円柱のパンチを通して、パイプをしごき真円に成型している。パイプの溶接は株式会社 SFC で行った。芯出し作業は KEK 工作センターで行った、その作業風景を図 8.10 に示す。



図 8.10 Beampipe を真円に成型している様子と完成した Beampipe

8.1.5 Beampipe フランジ

Beampipe には厚さ 15 mm, 外径 106 mm, 内径 64 mm の第 2 種純チタンを用いた。インローに加工したニオブパイプとフランジの両面で EBW した。真空シール面になる側は、溶接後に旋盤で平坦に切削している。

8.1.6 He Vessel Baseplate と Baseplate Flange

Choke 空洞の一部を構成する He Vessel Baseplate は厚さ 2.8 mm の巨大結晶ニオブ材から製作する。He Vessel Baseplate は補強のためにまず、厚さ 18 mm の第 2 種純チタンの Baseplate Flange に厚さ 2.8 mm の巨大結晶ニオブ円板をろう付けした。ろう材には銀ろう (JIS Bag-7) を使用した。ろう付けの雰囲気は真空である。ろう付け温度は 900 °C×20 分である。

次に、このろう付けした端板の中心部に Beampipe リングを EBW した。リング先端と端板の中ぐり端部のニオブを EBW した。この時 Baseplate の裏側でもニオブパイプリングと Baseplate を溶接した。これは、化学研磨する時、Baseplate と Beampipe リングのすき間に研磨液などが浸透してくるのを防ぐためである。

EBW 組立後、ろう付けしたニオブ面とチタンフランジは、機械加工して Flange の真空シール面は EBW 後に旋盤で切削してインジウムシールのために平坦な面とした。ILC に適用するためには MO シール構造にして銅ガスケットを使用することを考えている [8.6]。しかし、現時点では MO シールは開発途中であるため、リスクを考え本研究では実績のあるインジウムシールを用いる。

8.1.7 単 Cell 加速空洞の電子 Beam 溶接

これらの製作したパーツを KEK の工作センターにある電子 Beam 溶接機を使い EBW を行った。溶接の様子を図 8.11 に示す。溶接条件は、加速空洞赤道部に対して内面から、120 kV, 17.5 mA で EBW した後外面から 120 kV, 7.5mA で溶接している。真空度は 1×10^5 Torr 以下まで引いている。

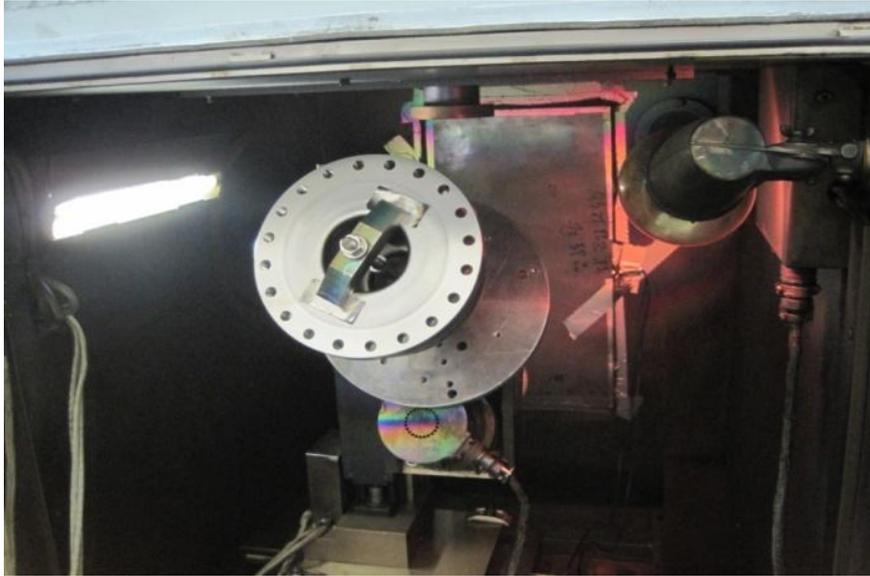


図 8.11 電子 Beam 溶接の様子。

8.2. Choke の製作

Choke は技術的検討を行うために、既に述べたように 3 つの異なる製作方法で製作した。1 つ目はニオブインゴットから Choke 形状を削り出す方法である。肉厚な形状であり剛性が高い。この方法で製作した Choke を本研究の原理実証試験に用いた。2 つ目は現状技術で可能な量産に向けた製作方法としてニオブ板をプレス成型により製作したものと、3 つ目は熱構造設計を考慮しかつ量産に適した方法として銅をプレス加工した後、内面にニオブ薄膜(2-3 μm)をスパッタしたものを製作した。3 つ目の製作方法が最終的な製作方法であろう。ただしこの方法はまだ成膜等、我々の研究グループで確立していない技術であるためその確立には時間を要する。

8.2.1 削り出し巨大結晶ニオブ Choke の製作

本研究の目的である DDC 原理実証のために、ニオブインゴットから切削加工により Choke 形状を作り出した。インゴットのサイズは $\Phi 168\text{mm}$, $t40\text{ mm}$ の巨大結晶である。RRR は 180 である。NC フライスを使って、KEK 工作センターで製作した。図 8.13 にその様子を示す。また、延長用の Beampipe は加速空洞製作で述べたのと同じ方法で製作した。肉厚 2.8mm, 幅 259mm のニオブ板をロールで丸めた後、背面を電子 Beam 溶接して長さ 38mm に切り出している。フランジ材には純チタン使用した。フランジの厚さは 18mm で外径が 215mm である。これらの製作したパーツを株式会社 SFC で EBW を行い、フランジの真空シール面の切削を行い完成した。図 8.14 にその完成した Choke を示す。

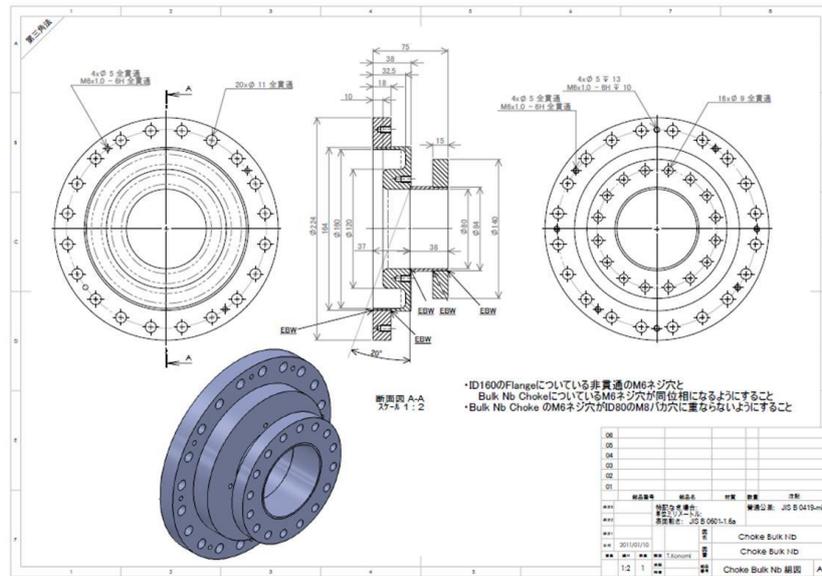


図 8.12 削り出し巨大結晶ニオブ Choke の設計図



図 8.13 Choke を切削加工している様子。

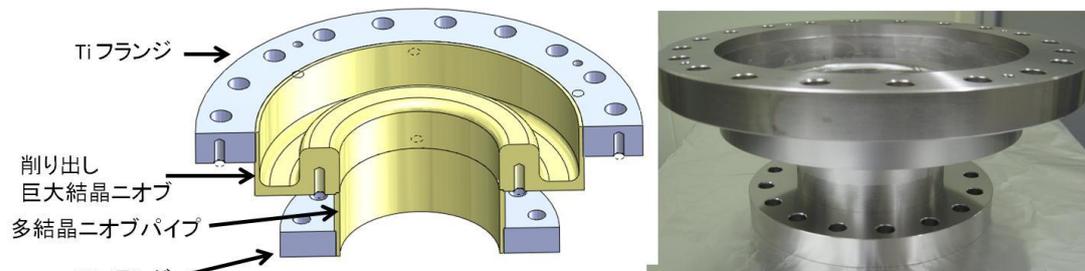


図 8.14 削り出し巨大結晶ニオブの製作。

8.2.2 多結晶ニオブプレス Choke の製作

ILC の量産を考えると削り出し法は捨て材が多いので材料のコスト高になる。Choke 空洞は複雑な形状をしているが板材からのプレス成型できるならば製作コストの削減につながる。今回はその製作法の可能性を追求するためにプレス加工法による製作を試みた。高い展性(伸び率 45%)を持つ多結晶ニオブ板材(肉厚 $3.00 \pm 0.01\text{mm}$, 外径 230mm, 内径 45mm)からプレス成型して製作した。プレス成型は KEK 工作センターに最近導入された AMADA 製のサーボプレス機を用いた(図 8.15)。このプレス機の最大プレス力は 100 t である。また、金型とニオブ板の潤滑材には工作機械油を用いている。



図 8.15 KEK の所有するアマダ社製サーボプレス機。

これまでハーフ Cell の加工には多くの実績があるが、Choke の様な複雑な形状のプレス成型は初めての経験である。そのためにプレスの成型加工には金型の設計とプレスの順序に試行錯誤が必要であった。試行錯誤の結果として次の 4 工程でプレス成型に成功した。なお製図には Solid Works を用いている。プレスの目標形状を図 8.16 に示す。

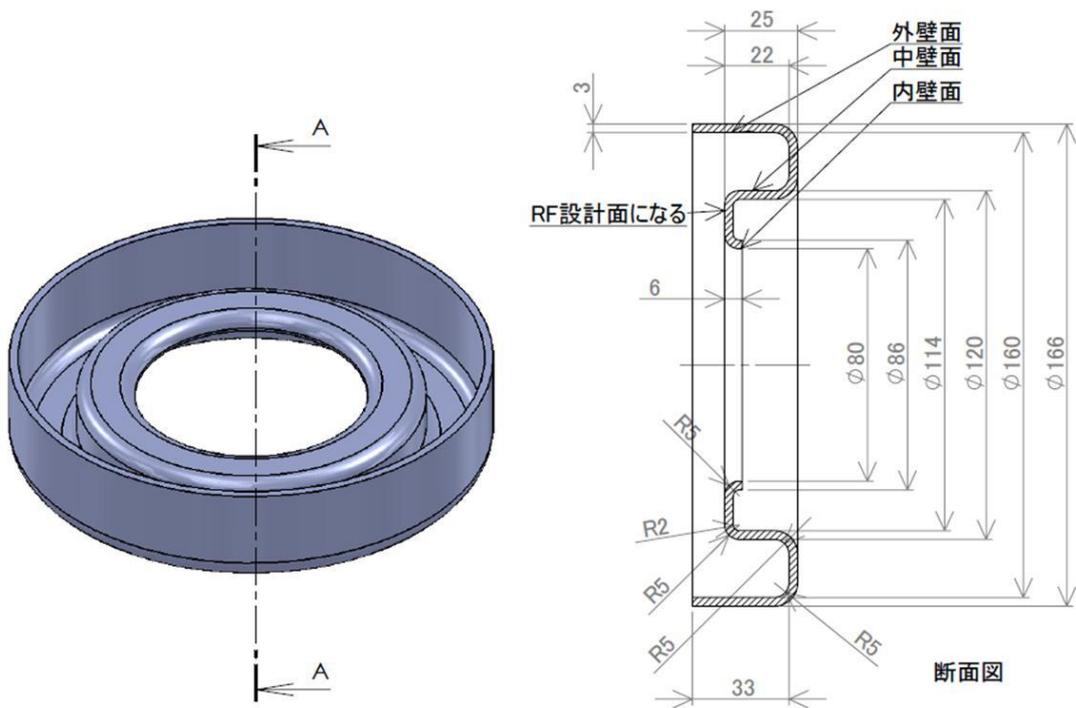


図 8.16 多結晶ニオブプレス Choke の設計図。



図 8.17 プレス金型一式。

第1工程は最外周部の絞り加工を行う。ポンチのRは5mmである。図 8.18 はプレス前のセットアップの様子と、プレス時に下死点まで下げた場合の様子を示している。プレスによる各場所の伸び率はプレス前のニオブ板に中心から10mm間隔で油性マーカーを使いマークし、プレス後にマーカー間隔を測定することで計算している。図 8.19 に伸び率を示

す。R部より外側にある側面での伸びが120%程度と高いことがわかる。これはニオブが高い展性を持つことを良く示している。

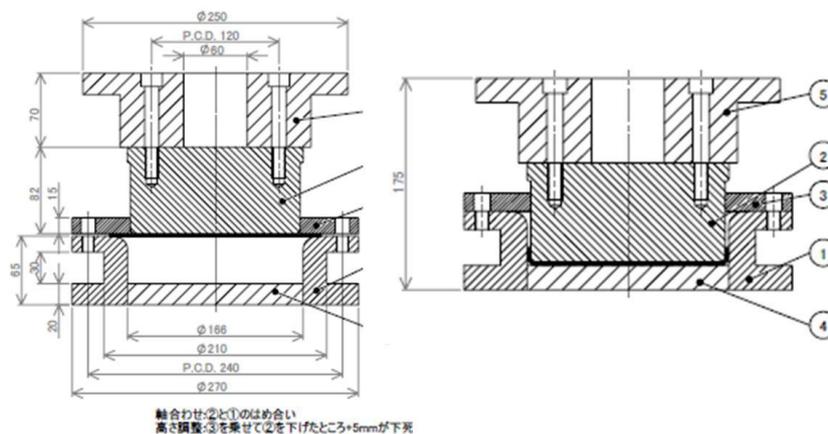


図 8.18 第1工程のプレス前後の設定。

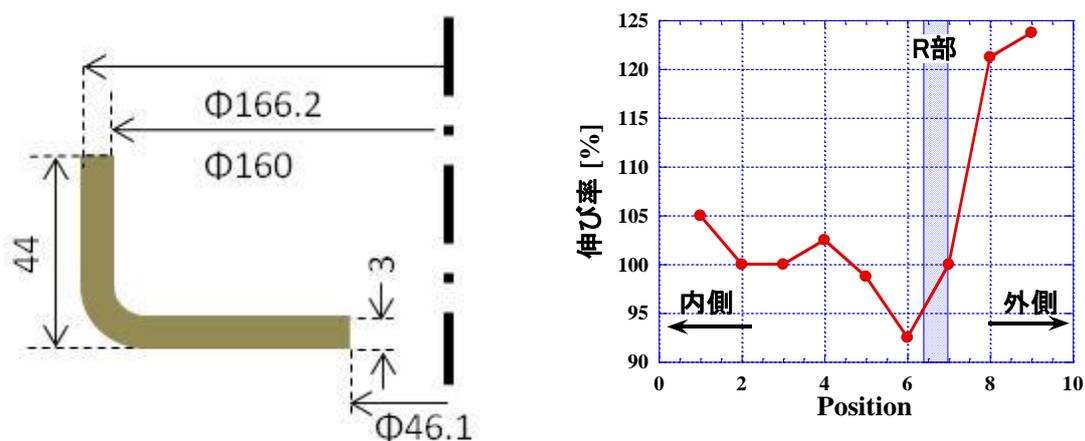


図 8.19 第1工程後の形状。左図は外径の測定結果。右図は中心部から等間隔に引いた線を測定した結果。

次に板の上下をひっくり返し中間壁の逆絞りをを行う。このとき第1工程での加工硬化を除去するために真空炉で750°Cのアニールを行っている。このため伸び率を記録するためのマーカーを除去している。中間壁の立ち上がりRは2mmと小さいので、第2工程でポンチのRを10mm、ポンチ-ダイス間のクリアランスを5mmにしてプレスを行い、第3工程でポンチのRを2mm、クリアランスを3mmにして中間壁を完成させた。図8.20に第3工程の図を示す。図8.21に第3工程後の形状を示す。第1工程後と比べると最外壁が引き込まれ、中心部が伸ばされていることがわかる。

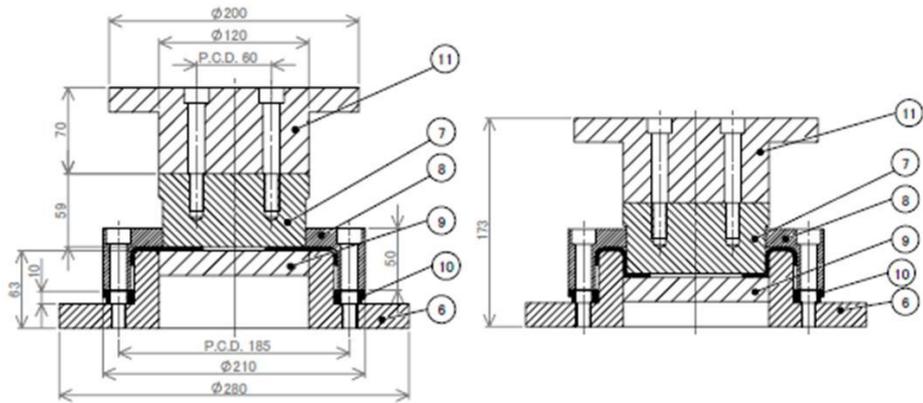


図 8.20 第 3 工程の図。 第 2 工程のダイは同じものを使い、ポンチのみ交換している。



図 8.21 第 3 工程後の形状。

第 4 工程では再び板の上下をひっくり返し最内部の壁面を穴広げ加工して成型する。図 8.22 に金型の図と図 8.23 に完成時の写真を示す。最後に壁間の平面部が引き込まれ平坦になっていないので再度上下の平面部を再度プレスして成型している。完成した Choke 空洞の写真を図 8.24 に示す。

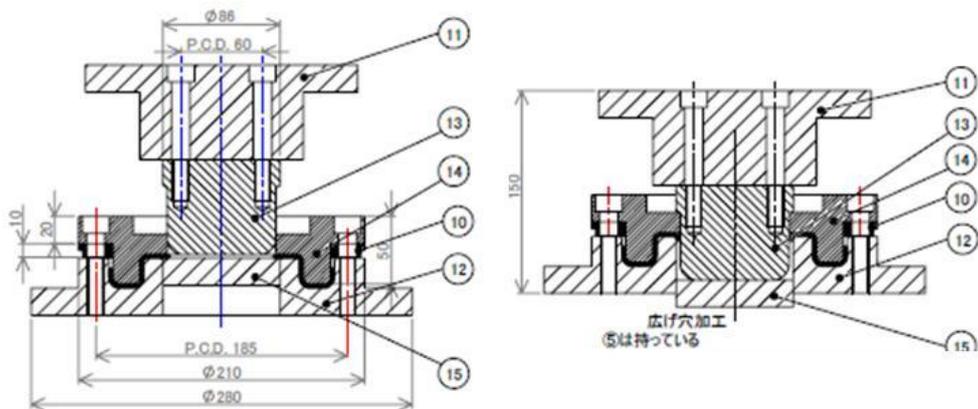


図 8.22 第 4 工程の図。



図 8.23 第 4 工程完了後の形状。



図 8.24 平面部を再度プレスして完成した Choke 部

成型が完了した後、トリム加工を行う。フランジは純チタンを使っている。外導体 Beampipe 部は多結晶ニオブをロール加工している。これらを KEK 工作センターの電子 Beam 溶接機で EBW したのち、真空シール面になるフランジ面を切削して完成している。完成した Choke を図 8.25 に示す。



図 8.25 ニオブプレス Choke の EBW の様子と完成したニオブプレス Choke の写真。

8.2.3 ニオブスパッタ Choke の製作

ニオブスパッタ Choke は銅板をプレス加工した後、SUS フランジを銀ロウ付けして製作して基盤空洞を製作した。銅板のプレスは多結晶ニオブプレス Choke に用いたプレス方法を用いている。

この基盤空洞の内面にニオブを成膜するが、その前処理として表面処理が必要である。そのために、内表面を滑らかで光沢のある面に仕上げる。光沢表面を製作する。光沢表面製作前の下処理に硝酸を使い表面の汚染層を除去している。光沢表面を得るために奥野製薬工業社製のトップグループ Cu8 という化学研磨液を用いた。トップグループは酸化剤である過酸化水素水を 22 % 含む研磨液であり銅表面を急速に酸化させる。このトップグループを等量の純水で希釈して使用する。酸化膜が成長してくると酸素拡散速度は減少していき次第に酸化膜の下の銅表面粗さが減少してくる。この酸化膜を 5 % 容量に希釈した濃硫酸で除去すると滑らかな光沢面を得られる [8.7]。まず、このトップグループの研磨速度を肉厚 1mm、縦 20mm、横 30mm の圧延ロールされた銅板を用いて確認した。銅板はトップグループ研磨前に硝酸で表面層を微量研磨している。十点平均表面粗さ Rz の測定にはキーエンス社製の VK - 8500 レーザ顕微鏡を用いている。30 分間トップグループによる研磨をおこなった表面はカメラが写りこむほど滑らかになっている(図 8.27)。

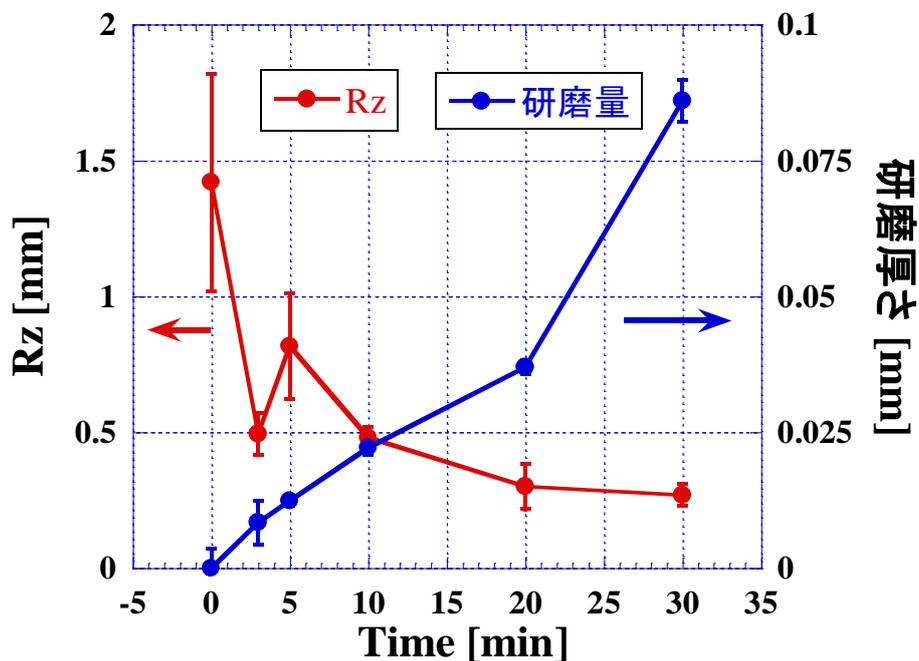


図 8.26 トップグループ研磨時間と表面粗さと研磨厚さの関係



図 8.27 トップグループ前後の銅板表面のレーザー顕微鏡写真とカメラ写真。レーザー顕微鏡の撮影面は幅 270 μ m、高さ 230mm である。ロール板の表面粗さは $Rz=1.42$ 、トップグループ研磨面の表面粗さは $Rz=0.27$ である。

トップグループの研磨時間を 30 分間行えば表面粗さ $Rz = 0.27 \pm 0.04 \mu\text{m}$ が得られるので、Choke も同様に行った。研磨した Choke の表面積 0.1 m^2 はであり、トップグループ研磨液量は 4L である。表面処理を行った後の写真を図 8.18 に示す。表面処理後は真空デシケーターに保管した。



図 8.28 トップグループ研磨後の Choke

ニオブ薄膜は ULVAC タイゴールドにある DC マグネトロンスパッタ装置を用いてニオブをスパッタして成膜している。DC マグネトロンスパッタの原理について図 8.29 を用いて説明する。ターゲット(薄膜材料)の裏面に設置された磁石は、電界放出電子に螺旋軌道を描かせてトラップする。電子の衝突により、アルゴンガスは電離してアルゴンプラズマとなる。このアルゴンプラズマがターゲットに衝突するとターゲットからニオブが飛び出しワーク(スパッタ対象物)に付着する(スパッタ)。スパッタ量はスパッタ時間に比例しているの

で、膜厚はスパッタ時間で調節できる。DC マグネトロンスパッタはプラズマをターゲット周りに閉じ込める事でスパッタ量が多い事や、プラズマがワーク付近には性しないのでワークへのダメージがないという長所を持つ。

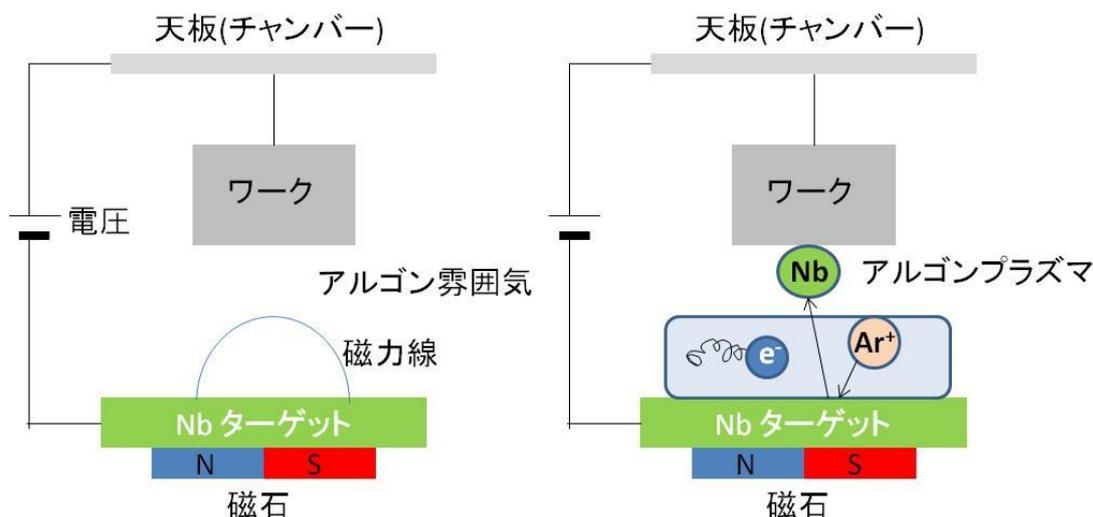


図 8.29 DC マグネトロンスパッタの原理図。

スパッタ膜厚は、超伝導ニオブのロンドンの侵入長 λ が次式より

$$\lambda = \sqrt{\frac{\epsilon mc^2}{ne^2}} = 0.1 [\mu\text{m}] \quad (8-1)$$

であるので、これを十分に満たすことができる膜厚 $3\mu\text{m}$ を目標とした。スパッタ時間(スパッタ膜厚)の設定は SUS 板を使い行った。SUS 板をダミー Choke に張り付けてスパッタした後、SUS 板のニオブ膜厚を段差計で測定する。この膜厚から目標値を割り出して、本番の Choke のスパッタを行う。

次に実際のスパッタ手順を説明する(図 8.30)。

- (1) ワークを回転 JIG に取り付け、ターゲットから 120mm 離して設置する。
- (2) チャンバーを $2 \times 10^{-3} \text{Pa}$ まで真空排気する。
- (3) アルゴンガス雰囲気(圧力 1Pa)でターゲットをエッチングする。
- (4) 420V の電圧を印加してアルゴンガス雰囲気(圧力 0.5Pa)中で、26 分間スパッタを行う。このときの電流量は 14A であった。
- (5) 真空排気(10^{-3}Pa)しながら冷却する。スパッタ後は 240°C までワーク温度が上昇している。

このようにしてスパッタした結果図 8.31 のようにニオブ薄膜 Choke が完成した。ニオブ膜厚は $1.1 \sim 3.4\mu\text{m}$ である。セロハンテープをニオブ表面に貼付けて剥がす剥離試験では

ニオブは剥れず、ニオブと銅は良く接合している。ただし、スパッタニオブの超伝導特性評価を行う必要がある。

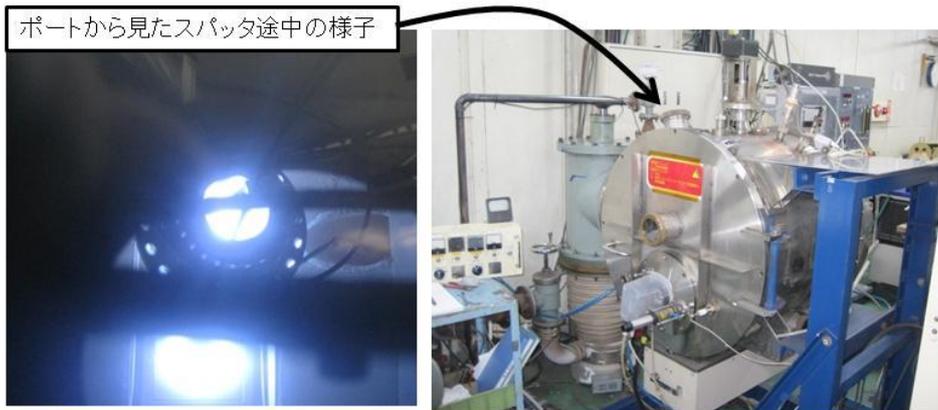
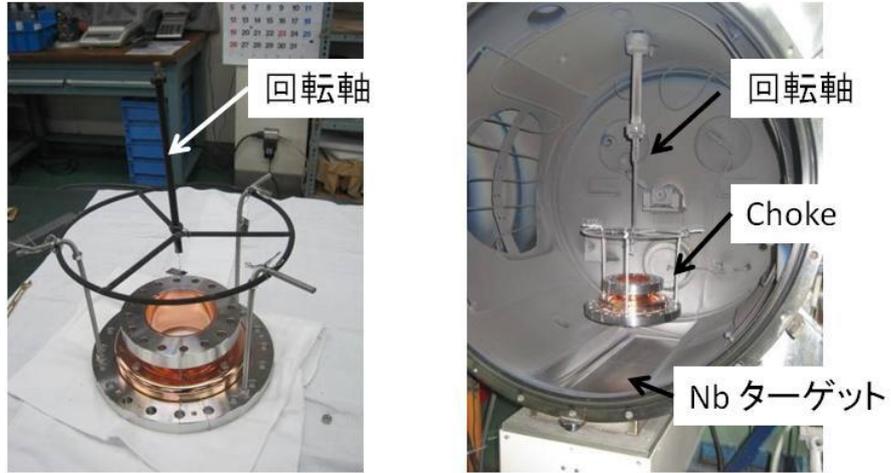


図 8.30 ニオブスパッタの様子。



図 8.31 ニオブスパッタの完成写真。左: ダミーChoke に膜厚測定用の SUS 板がついているもの。右: 本番完成したニオブ薄膜 Choke。

8.3. 内導体の製作

内導体は原理実証試験に用いる多結晶ニオブをロール加工したものと、熱構造を意識し銅にニオブをスパッタしたものを製作した。

8.3.1 多結晶ニオブのロール加工による製作

内導体になるニオブパイプはこれまでの加速空洞の Beampipe などと同様に厚さ 2.8mm 幅 180mm のニオブ板をロール加工して背面を電子 Beam 溶接する方法を用いた。これを真出し後、正寸に加工して電子 Beam 溶接をして完成している。

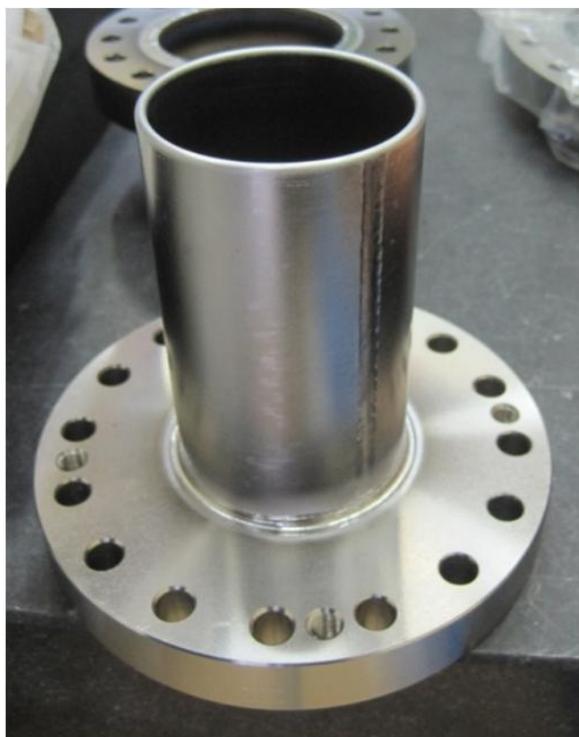


図 8.32 多結晶ニオブの内導体

8.3.2 ニオブ薄膜銅による製作

ニオブ薄膜による製作について説明する。始めに、切削加工で内径 54 mm、外径 60 mm、長さ 102 mm の銅パイプを削り出し、厚さ 20mm、直径 140mm の SUS フランジに銀ロウ付けを行って基盤を製作した。次にトップグループで、銅表面を光沢研磨した。そして、Choke の成膜と同様に ULVAC タイゴールドで厚さ 2 μ m のニオブ薄膜を製作した(図 8.33)。



図 8.33 ニオブスパッタ前後のニオブ薄膜内導体。

8.4. 第 8 章のまとめ

DDC の原理実証試験のために単 Cell 空洞と、削り出し巨大結晶ニオブ Choke、多結晶ニオブ内導体の製作を行った。また、量産に適したプレス加工で Choke が製作できる事を示した。更に、熱構造を考慮したニオブ薄膜銅 Choke と内導体の製作も行った。

参考文献

- [8.1] F.Furuta, K.Saito, T.Konomi. “High Gradient Behaviors of Large Grain Ichiro Single Cell Cavity by Chemical Polishing”. Proceedings of IPAC’10, Kyoto, Japan, pp. 3344-3346.
- [8.2] F.Furuta, K.Saito, T.Konomi, “Large Grain Cavity R&D in KEK”, Symposium on the Superconducting Science and Technology of Ingot NiobiumAIP Conf. Proc. 1352, 169-177 (2011).
- [8.3] D. Reschke, S. Aderhold, A. Gössel, J. Iversen, S. Karstensen, D. Kostin, G. Kreps, A. Matheisen, W.-D. Möller, F. Schlander, W. Singer, X. Singer, N. Steinhau-Kühl, A. Sulimov, K. Twarowski, “Results on Large Grain Nine-cell Cavities at DESY Gradients up to 45 MV/m after Electropolishing”, The 15th International Conference on RF Superconductivity, (July 25-29, 2011, Chicago, .S.A.).
- [8.4] K.Saito, F.Furuta, H.Umezawa, K.Takeuchi, K.Nisimura, T.Hamazaki, J.Oya.

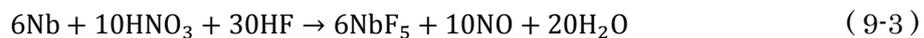
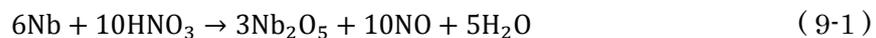
- “Multi-Wire Slicing of Large Grain Ingot Material”. Proceedings of SRF2009, Berlin, Germany. 467-472.
- [8.5] H.Umezawa. “Niobium Production at Tokyo Denkai”. Proceedings of Symposium on the Superconducting Science and Technology of Ingot Niobium, AIP Conf. Proc. 1352, 79-83 (2011).
- [8.6] K.Saito, F.Furuta, T.Konomi. ” Confirmation of Leak Tightness of the Mo Sealing in Superfluid Helium”. Proceedings of Linear Accelerator Conference LINAC2010, Tsukuba, Japan, pp.331-333
- [8.7] T. Kawamura, “Theory and Application of Chemical Polishing Solution with Hydrogen-peroxide”. Journal of The Surface Finishing Society of Japan Vol.57 (2006), No, 11 p768.

第 9 章. 単 Cell DDC 空洞の表面処理

本章では、単 Cell DDC 空洞の表面処理について記述する。ニオブ超伝導空洞の高電界性に関して表面研磨には化学研磨より電解研磨が有利であることは齋藤等によって実証されている[9.1]。そのため、ILC では電解研磨がベースライン処理と採用されている。しかし、既に述べたように最近、巨大結晶ニオブで製作した空洞は、これまでの多結晶ニオブ材を使って製作した空洞と違い、化学研磨でも 40MV/m を超える高電界が得られるようになって来ている[9.2]。巨大結晶ニオブ材と化学研磨の組合せで ILC の要求する高電界性 (40MV/m @ACD) が達成できるならば、それはコスト削減に大きく寄与する。こうしたことから、我々はこの 2~3 年、この方向の研究にも力を入れて来た。このような流れの中に本研究は位置づけられている。既に述べたように、単 Cell DDC 空洞の加速空洞部及び、Choke 部は巨大結晶ニオブ材を使って製作している。したがって、本研究では、化学研磨による表面処理を施した。

9.1. 化学研磨

巨大結晶ニオブから製作した空洞では機械研磨(遠心バレル研磨)と化学研磨を用いて高電界が達成されている[9.2]。現状では、遠心バレル研磨機の空洞固定ジグに DDC をセットできない構造なので、現時点で DDC に遠心バレル研磨を施すことはできない。そこで、単 Cell DDC 空洞完成後、まず、旋盤を使い空洞や Choke、内導体の表面にヤスリがけを行い、製作時に生じた欠陥を機械的に除去した。この後、化学研磨で研磨量 120 μm を目標に除去した。化学研磨では、伝統的に使われている研磨液を使った。硝酸(HNO_3) (61%), フッ化水素酸(HF) (46%), リン酸(H_3PO_4) (83%)をそれぞれ等量混ぜ合わせた混酸である。これを空洞内に入れて化学エッチングしている。硝酸がニオブを酸化させて、フッ化水素酸がニオブ酸化物を溶解する。リン酸はエッチング反応速度を調整するバッファの役割を持ち、研磨のレベリング化促進に欠かせない研磨液の粘性を加減する。化学研磨の化学反応式を次式に示す。



9.1.1 化学研磨の特性

化学研磨面の粗さはニオブ材の結晶粒界の大きさに強く依存する。多結晶ニオブについては、化学研磨量と加速電界、表面粗さの関係が詳しく調べられている[9.1]。その結果を図 9.1 と図 9.2 に示す。多結晶ニオブ空洞の場合、120 μm 程度研磨をおこなうと表面粗さは一定値に漸近する。ただし、結晶粒の大きさによってばらつく。エッチング後の表面十

点平均粗さは、 $3 \sim 5 \mu\text{m}$ が期待される。一方、空洞の加速電界は研磨除去が $100 \mu\text{m}$ 以上で $23 \pm 4 \text{MV/m}$ の範囲に落ち着く。現在では、このサチュレーションは **High Q-Slope** [9.3] と呼ばれるものであることが分かっている。これは空洞赤道部の RF 磁場の強い所で発熱が起こり、 Q 値が加速電界の増加に対して指数関数的に低下する現象である。電解研磨でもこの現象が起こるが、それは $120^\circ\text{C} \times 48$ 時間の **Baking** で消え、 40MV/m の高電界に達する [9.4][9.5]。その現象を図 9.3 に示す。一方、化学研磨では **Baking** 効果は弱く、そのような高電界に達しない。この違いは、化学研磨と多結晶ニオブの相互作用にあると考えられるが、最終的にはまだ解明されていない。しかし、巨大結晶では、結晶粒界パスは多結晶に比べて $\sim 1/1000$ 少なくなるので、その **Q-Slope** が緩和される [9.6]。また、巨大結晶ニオブの場合、化学研磨でも電解研磨間並の滑らかな研磨面 ($R_z \sim 0.5 \mu\text{m}$) が得られる。

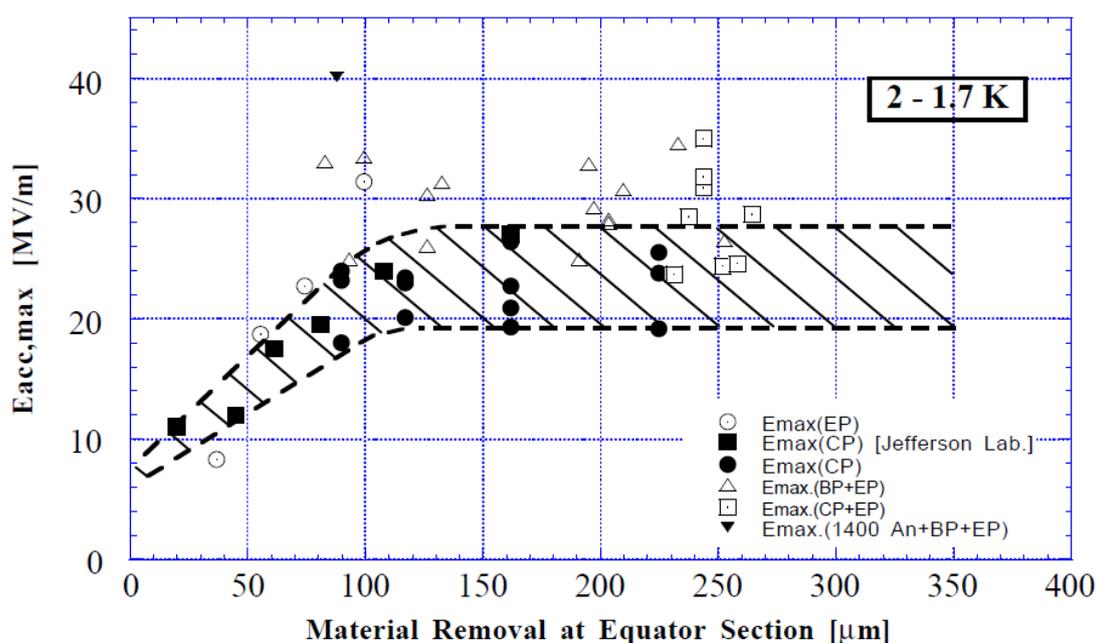


図 9.1 多結晶空洞での化学研磨量と加速電界の関係。参考文献[9.1] より転載。100um まで研磨をおこなえば、表面欠陥が除去されて高電界に到達することが分かる。

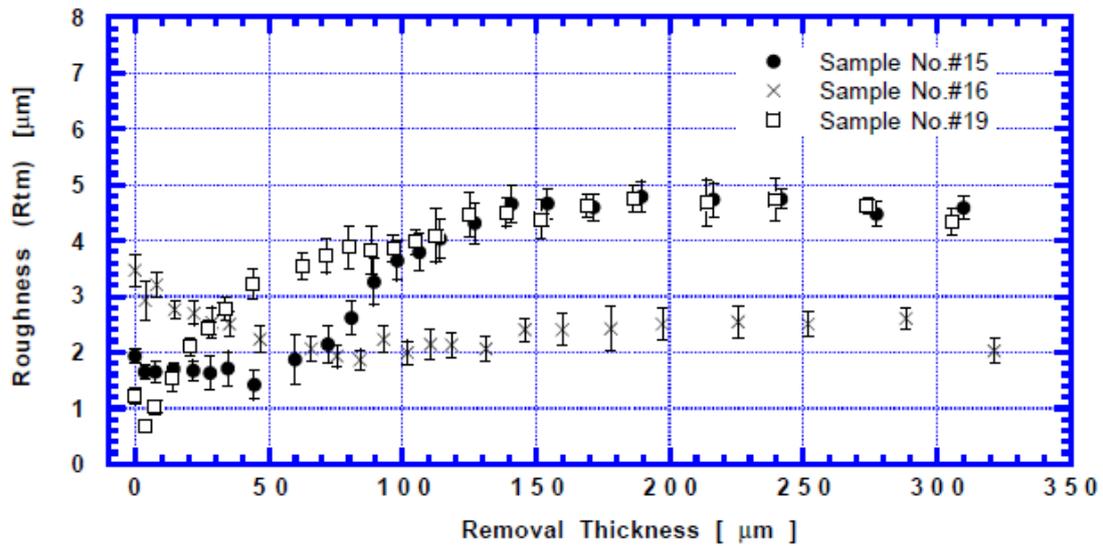


図 9.2 化学研磨による多結晶ニオブの研磨量と表面粗さの関係。参考文献[9.1]より転載。

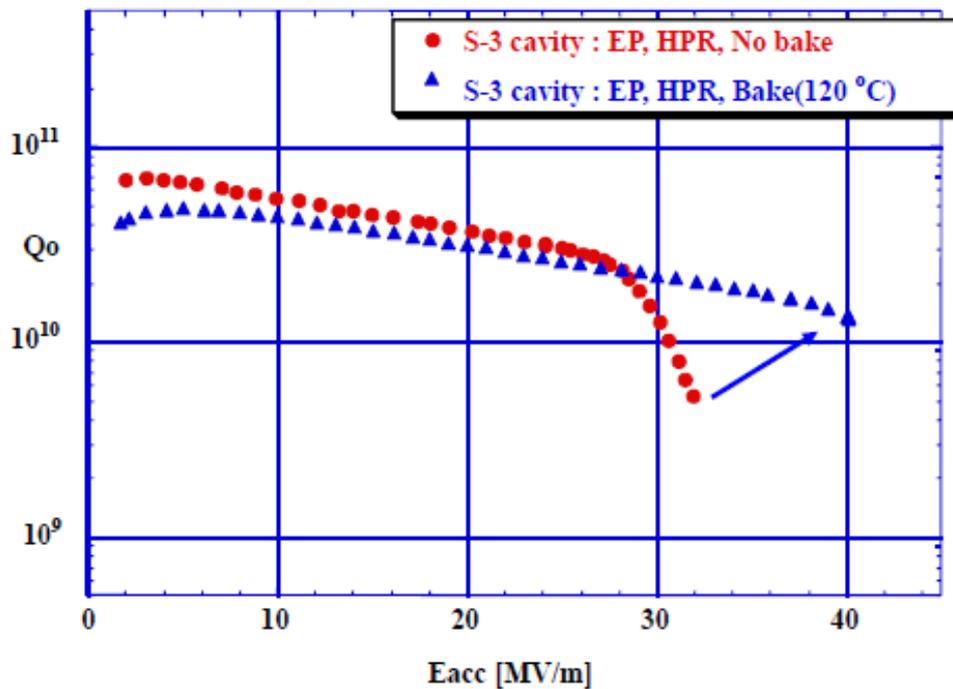


図 9.3 電解研磨における Q-Slope と Baking によるその消失

9.1.2 DDC のバルク化学研磨

空洞内表面の欠陥を取る目的でバルク化学研磨(120 μ m)を行った。DDC の化学研磨の様子を図 9.4 に示す。空洞内に化学研磨液(容量 3.5L)を注入した後、テフロン棒で研磨液をかき混ぜながら、また、空洞外面に水道水をスプレー冷却しながら化学研磨を行った。ニオブの水素吸蔵を防ぐために、研磨液の温度が 25 $^{\circ}$ C 以上になるのを抑えた。化学研磨は、

KEK の化学実験棟第 4 実験室のドラフターの中で行った。Choke 空洞、内導体の化学研磨は、空洞内に化学研磨液を入れて研磨した(図 9.5)。研磨厚みは、齋藤による実験結果[9.6](図 9.4)から、研磨液が 25°C の研磨速度速度が 8 $\mu\text{m}/\text{min}$. であるので研磨時間から割り出した。化学研磨後のニオブ表面を図 9.6 に示す。

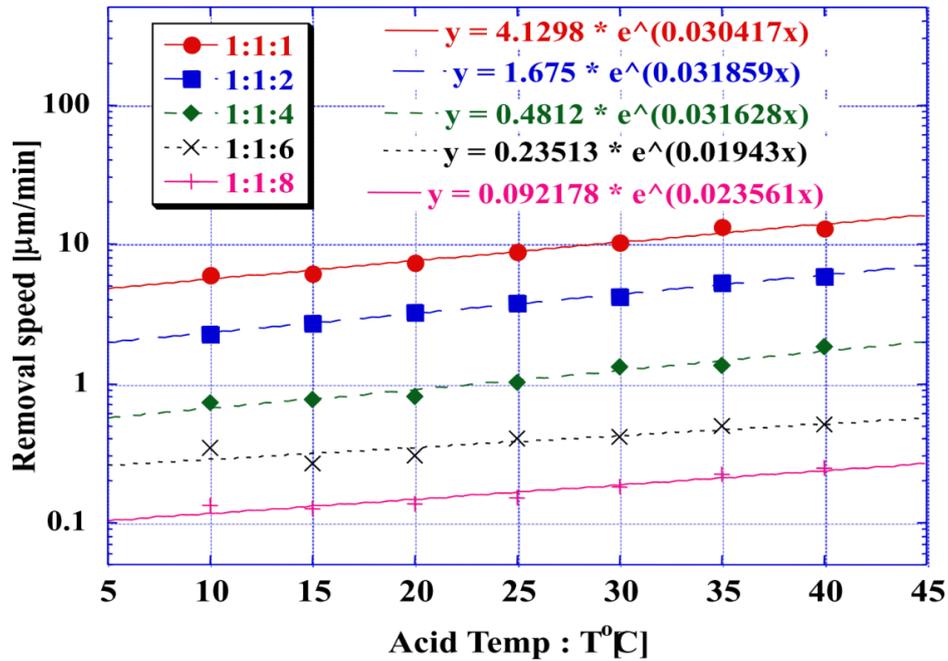


図 9.4 ニオブ化学研磨液の色々な組成、研磨温度と研磨速度の関係。比率は硝酸、フッ酸、りん酸の順で示されている。

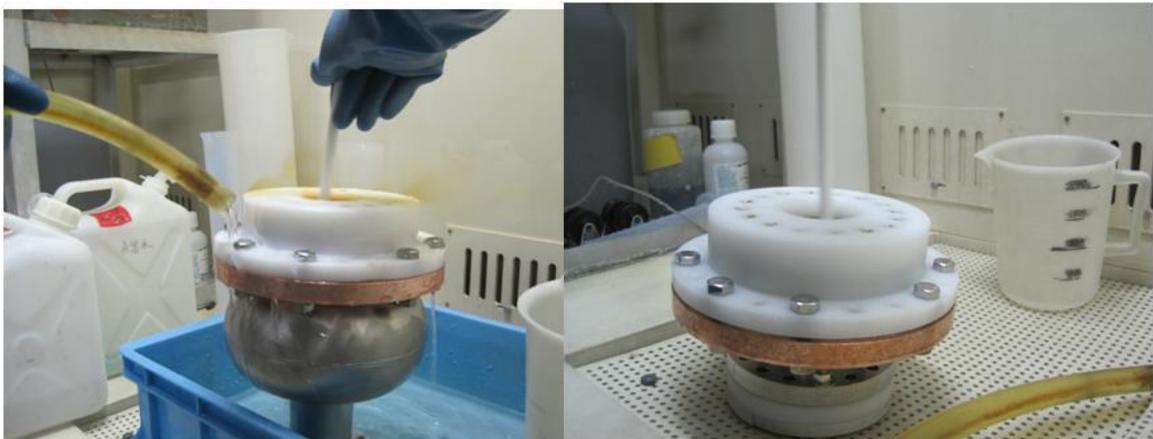


図 9.5 化学研磨の作業風景。ここでは 2 台目の DDC 空洞写真を示した。左が加速空洞、右が Choke である。CP 液が当たるフランジにはポリエチレンを用い、O リングにはテフロン被覆 O リングを用いている。



図 9.6 DDC の化学研磨後の写真。左は加速空洞。右は Choke 空洞。

9.1.3 水素病と真空熱処理

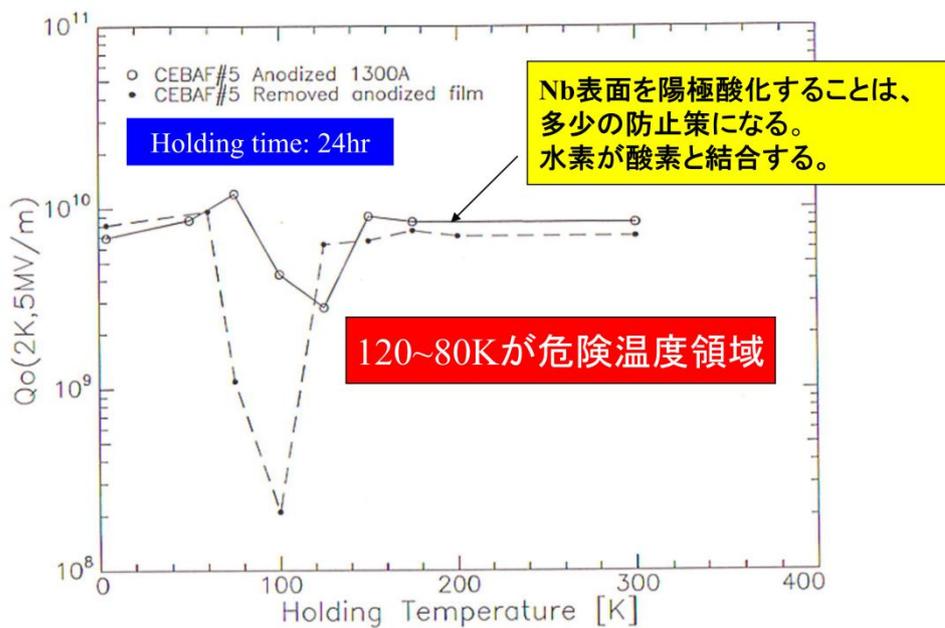


図 9.7 水素病が発生する危険冷却温度領域。 参考文献[9.8]より転載。

電解研磨や化学研磨によるバルク研磨では、それらの処理工程中にニオブが水素を吸蔵することがよく知られている[9.7][9.8]。その水素を脱ガスしないで、空洞の極低温性能試験を行うと(特にその試験で空洞の冷却速度が遅い場合)、空洞の Q 値が著しく低くなる現象が起きる。この現象を水素病と呼ぶ。実験結果の一例を図 9.7 に示す。通常、ニオブ中には酸素、窒素、炭素、水素等の多くの格子間不純物が含まれている。それらの不純物は、ニオブ材中に固溶している。表面処理中に吸蔵された水素も固溶状態にある。ニオブのこれら不純物の溶解能は、温度が下がるにつれ小さくなる。温度が 150K 以下になり、水素に対す

る溶解能が下がっても水素は、固溶状態から他の状態に相転移して、なおニオブ中に留まろうとする。そして、水素は酸素と結合してニオブ中に留まる。したがって、純度の低いニオブ材では、水素病は起きにくい。一方、最近空洞製作に使用している高純度ニオブ材(RRR~250-300)では、その中に含まれる格子間不純物は少ない。表面処理中に吸蔵された水素は、結合する酸素にこと欠き、ニオブと直接結合(金属結合)するようになる。こうして出来たニオブハイドライドは、ニオブに比べて著しく超伝導特性が劣る。その結果、RFによる発熱が増えて、Q値が著しく下がる。水素病は、格子間不純物の少ない高純度ニオブ材を使った空洞で起き易い。

こうした現象は、1990頃にヨーロッパで発見された[9.7]。まだ電解研磨の高電界の優位性が発見されていない当時、欧米では処理の簡単な化学研磨が主流であった。1990年以前のニオブ材の純度はそれほど高くなくて RRR で 100-150 程度であった。化学研磨で水素病は顕著ではなかった。一方、電解研磨では水素病が顕著で、純度の低いニオブ材料(RRR~40)でも起きていた。KEK トリスタン用の超伝導空洞の開発では、この問題がよく研究されていた[9.9]。KEK では電解研磨を使っていたので、空洞には後に述べる真空熱処理を行なった。この問題に遭遇することはなかった。この問題は、ひとえに欧米固有の問題であったので、European Q-disease と呼ばれたこともあった。

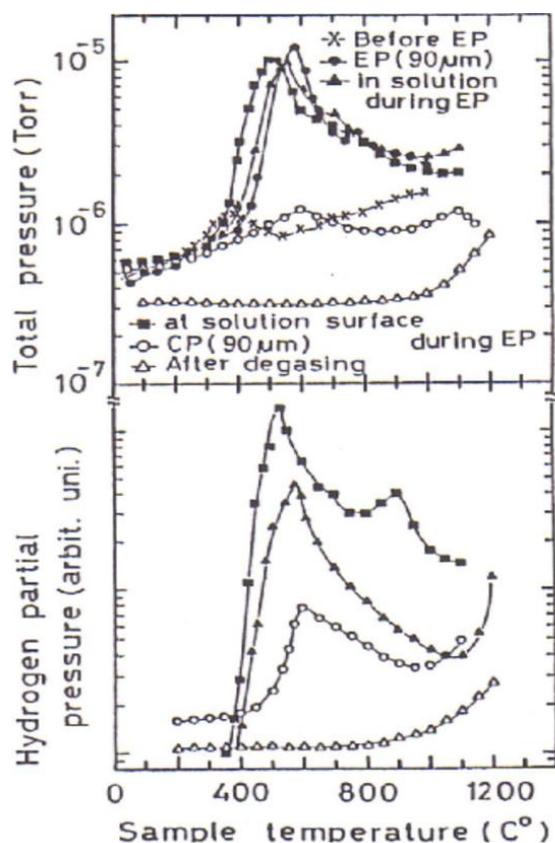


図 9.8 ニオブの脱ガス温度。参考文献[9.9]より転載。

ニオブは水素を吸蔵しやすいが、真空熱処理で非常に容易に放出する。図 9.8 はその様子を示す[9.9]。600°C 程度で水素脱ガスが起きることが分かる。KEK では、熱処理時間を短くすること、またニオブの再結晶温度が 700°C 辺にあるのでニオブを再結晶させて、ミクロな表面欠陥を十分に回復させる目的で、750°C×3 時間の熱処理を施している。

本 DDC もこれと同様な真空熱処理を施した。熱処理は、工作センターの真空炉を使って行った。真空炉内の残留ガスがニオブの純度を劣化させないように、ニオブより活性なチタン材で作った箱の中に入れて、真空熱処理した。その様子を図 9.9 に示す。

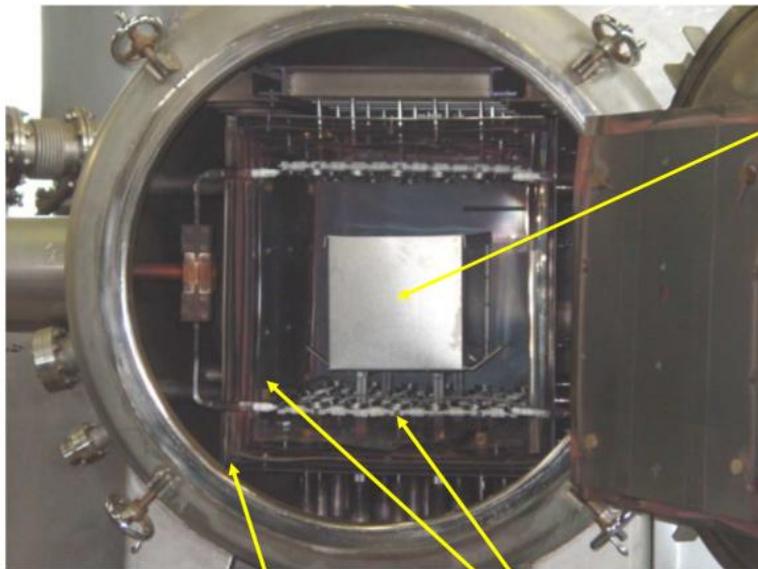


図 9.9 ニオブ空洞の真空熱処理の様子。KEK 工作センターの真空熱処理炉

9.1.4 仕上げ化学研磨

真空熱処理でチタンのベーパー等で空洞面が汚染される。この汚染を除去してフレッシュなニオブ表面を作るために、真空熱処理後に、DDC を 20 μm の化学研磨を行った。その方法は、上に述べたバルク化学研磨と同じである。

9.2 表面洗浄

KEK 化学実験棟で仕上げ化学研磨した後、DDC をポリエチレンタンクにため置いた超純水で一次洗浄して、DDC 空洞表面から化学研磨液を除去した。その後、ゴミが入らないように、DDC に SUS 製の蓋をして、KEK AR 東第 2 実験棟に運んだ。そこで、純水超音波洗浄(28kHz)と純水高圧洗浄を行った。この 2 つの工程で、Field Emission を防ぐためには、純水高圧洗浄が特に重要である。超純水高圧洗浄は、1990 年に CERN の Bolss によって発明された[9.10]。CERN では、ニオブ薄膜空洞の洗浄に適用した。1993-1994 年頃、Jlab の P.Kneisel と KEK の齋藤が独自に、この方法をニオブ空洞に適用してその効果を再確認した[9.11][9.12]。図 9.9、9.10 は超純水高圧洗浄の効果を目視的分かりやすく示した結果である。トリスタン当時の洗浄法とそれに超純水高圧洗浄を施した場合を比較している。

我々が洗浄処理したシリコンウエハーを半導体の会社のレーザー顕微鏡で、表面粒子の大きさと数を測定している。純水高圧洗浄するとゴミの数が 1/10 に減ることが分かる。超純水高圧洗浄は、1995 年頃から DESY や Saclay でも採用し始め、今ではどの SRF 研究所でも使っている。超純水高圧洗浄は、超伝導空洞の表面処理技術では必須のものである。

我々は、純水を使って圧力 9 MPa で洗浄した。時間は、1 時間である。クリーンブース内に置いた空洞を高圧洗浄ノズルの回りで、回転上下運動させて空洞内面全体に water jet を当てる。その洗浄の様子を図 9.11 に示す。

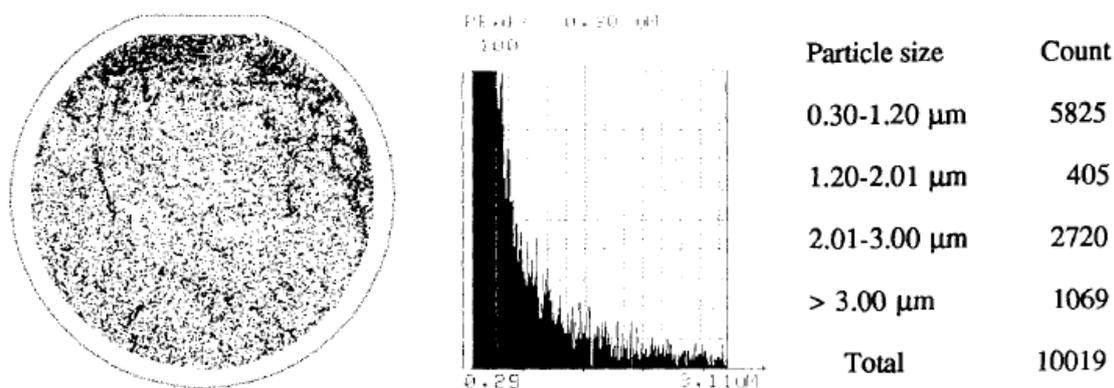


図 9.10 シリコンウエハーにトリスタンの表面洗浄と同じ方法を適用して、乾燥したあとレーザー顕微鏡で表面に残留するゴミの大きさと数を測定した結果。参考文献[9.11]より転載。

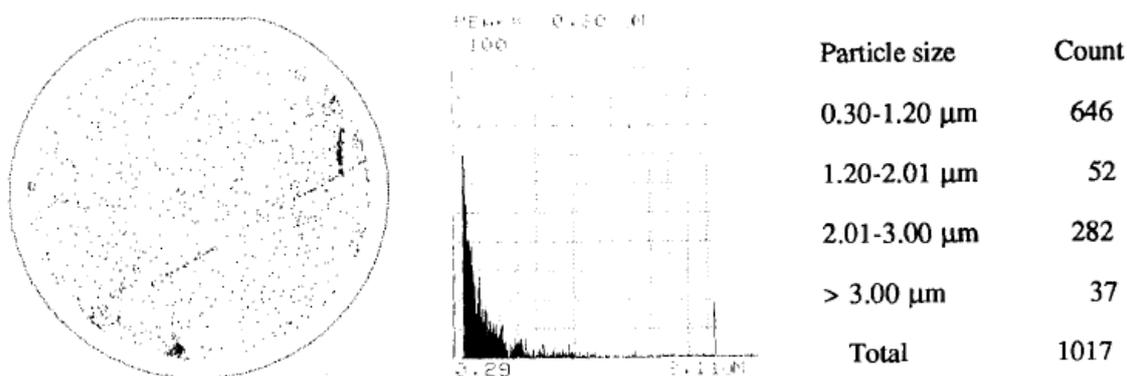


図 9.11 シリコンウエハーにトリスタンの表面洗浄+超純水高圧洗浄を適用して、乾燥したあとレーザー顕微鏡で表面に残留するゴミの大きさと数を測定した結果。参考文献[9.11]より転載。

9.1.5 超純水か純水か

空洞の洗浄で超純水を使い始めたのは、1982 年頃である。Cornell 大学が最初である。

超純水は比抵抗(18MΩ/cm)、ゴミ、バクテリアや TOC(total organic carbon)等に対して非常によく管理された水である。しかし、通常そのシステム内にバクテリアが繁殖させないように、ラインはいつも超純水を循環運転している。そして、そのライン中に設置した紫外線ランプでバクテリアを殺して、その増殖を抑えている。この滅菌されたバクテリアの死骸はラインフィルターによって濾し取られる。超純水を使わない時でも超純水装置は、運転を止められない。そのためにラインフィルター等の維持費がかさ張り、非常に高価な水となる。しかし、世界の殆どの SRF 研究所ではこの超純水を高圧洗浄に使っている。

一方、我々は、空洞の洗浄に純水でも十分であることを確認した[9.13]。7 MΩ/cm、TOC~150 ppb の純水での 40~50MV/m の加速電界が Field Emission 無しで得られることを Ichiro 単 Cell 空洞で実証した。我々は、こうした実験結果に基づいて、AR 東第 2 実験棟での洗浄ラインでは全て、イオン交換した純水を使用している。

9.1.6 純水高圧洗浄における 2 つの工夫

我々の純水高圧洗浄環境はクラス 3000 程度である。DESY、Jlab その他の主だった SRF 研究所ではクラス 100 環境中で、超純水高圧洗浄を行なっている。我々の場合、高圧洗浄中にゴミが空洞内に侵入する可能性が高い。そこで、我々は高圧洗浄に対して次の 2 つの工夫をしている[9.14]。

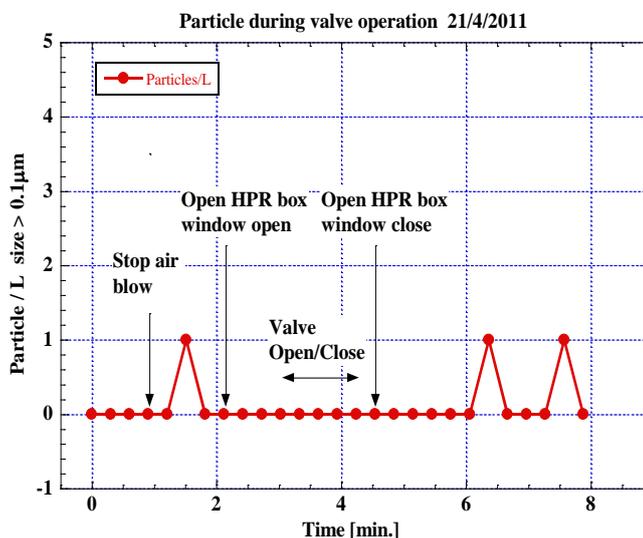


図 9.12 空洞 bottom valve による空洞内外のアイソレーション。左は valve のマニュアル操作。右はこの valve 操作でゴミが発生しないことパーティクルカウンターで確認を示す。参考文献[9.14]より転載。

その一つは、高圧洗浄ノズルのそばに直径 3mm の非常に細かいクリーンな SUS パイプを通して、0.1µm のフィルターを通過させたクリーンエアを流している。高圧洗浄中、空

洞内をクリーンエアでわずかに加圧気味にして、外からのゴミの侵入を防いでいる。こうすることで、高压洗浄室の玄関ドアを開いたまま(極端な実証試験)でもゴミの侵入を防げることを確認した。

もう一つは、高压洗浄が終わってそのエアを止めた後、直ぐにバルブ封じして空洞の内外をアイソレートすることである。現状では、クリーンブースの窓を開けて、手でしめている。将来的には、そのバルブ操作を自動化したい。しかし、現状のマニュアルなやり方でも、空洞内へのゴミの侵入が防げているをことをパーティクルカウンター測定で確認している。図 9.12 にその結果の一部を示す。

9.1.7 エアー乾燥

純水高压洗浄後、バルブで空洞内を空洞外部環境からアイソレートした状態で、高压洗浄室と繋がった廊下を通して、空洞をクラス 10 空洞組立室に運ぶ。まず、最初に空洞外部をクリーンなエアシャワーを吹きつけて、空洞外面に付着しているゴミを吹き飛ばす。そして、空洞の上部のメクラフランジ、下側にあるアイソレーションバルブを開けて、空洞をクラス 10 のクリーンなエアダウンフローの下で、一晩乾燥する。

9.1.8 Airflow 組立

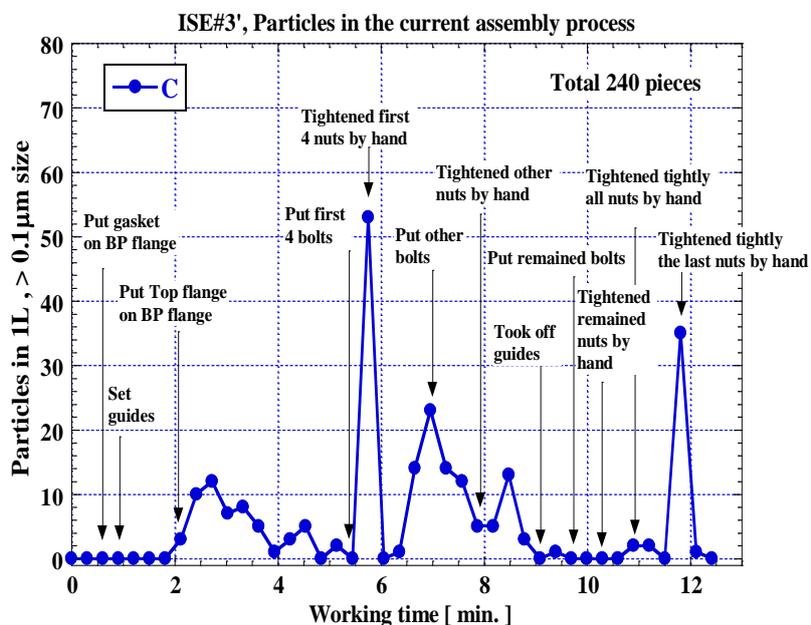


図 9.13 空洞 bottom valve による空洞内外のアイソレーション。左は valve のマニュアル操作。右はこの valve 操作でゴミが発生しないことパーティクルカウンターで確認を示す。参考文献[9.14]より転載。

最近の研究で、空洞組立に使用するボルト、ナット、ガスケット等から空洞内にゴミが侵入する確率が高いことが分かった[9.14]。図 9.13 にその実験結果の一例を示す。図から分かるように、空洞組み立て時に注意深く空洞 Top フランジを置いた時でさえ、数十個のゴミが空洞内で測定された。また、ナットを締め始めた途端 50 個以上のゴミが測定された。こうしたゴミの侵入を防ぐには、ボルト・ナット等、使う部品を前もって超音波洗浄して置くことで一定の効果を得るが、完全ではない。こうした問題に **airflow** 組立が非常に有効であることが分かった。空洞 RFCoupler ポートから極少量のクリーンエアーを流し、少し内圧をかけることで外からのゴミの侵入を著しく防げることが分かった。その結果を図 9.14 に示す。こうした方法で、組立作業における作業者の個性の問題を回避できることが分かった。DDC の組立では、これと同じ方法を使った。

表 9.1 Airflow 組立の侵入ゴミの防止効果。参考文献[9.14]より転載。左は Ichiro 単 Cell 空洞に Input Coupler port からクリーンエアーを流している写真。右の表は、**airflow** を使わない場合と使った場合の空洞内で測定したのゴミの数(パーティクルカウンター使用)。ABCD は 4 人の異なる作業者。異なるボルトの材質、シールガスケット(括弧内)をも調べている。数値は、0.15 μ m 以上のゴミの数



A photograph showing the experimental setup for airflow assembly. A large metal component is mounted on a stand, with a clear plastic chamber and various tubes and wires connected to it. The text "Air blow組立" is overlaid on the image.

Worker	Present method Al bolts	Present method SUS bolts	Air flow method Al bolts
A	698 (In)	73 (In)	0 (MO Cu)
B	575 (MO Cu)	333 (MO Cu)	7 (MO Cu)
C	2239 (MO Cu)	424 MO Cu	1 (MO Cu)
D	123 (In)	27 (In)	7 (MO Cu)

9.1.9 インジウムシール

DDC では、真空シールの信頼性からインジウムシールを使った。Φ 0.8 mm のインジウムワイヤーを使用した。特に、**Super-join** 部のシールには色々工夫が必要であった。最初は、フランジ構造をフラットフラットとしたが、締め切った後でインジウムの厚みが残

り、それを RF が見てしまって、大きな表面抵抗が発生した。閉めきった時、RF からインジウムが見えなくなるように、Choke 側のフランジをインローにした。それでも尚表面抵抗が発生した。最終的に Choke 側のフランジに極わずかなエッジを切った。この時、加工ミスでシール面が狭くなり過ぎて、インジウムの置き場が非常に制限された。ポリエチレン製の型を作ってぎりぎりのスペースにインジウムを置くようにした。そうして、第 10 章で述べるように、Super-Joint の実証に成功した。このエッジを切ったフランジでは 40Nm のトルクで締めた。図 9.14 に DDC の組立の様子を示す。

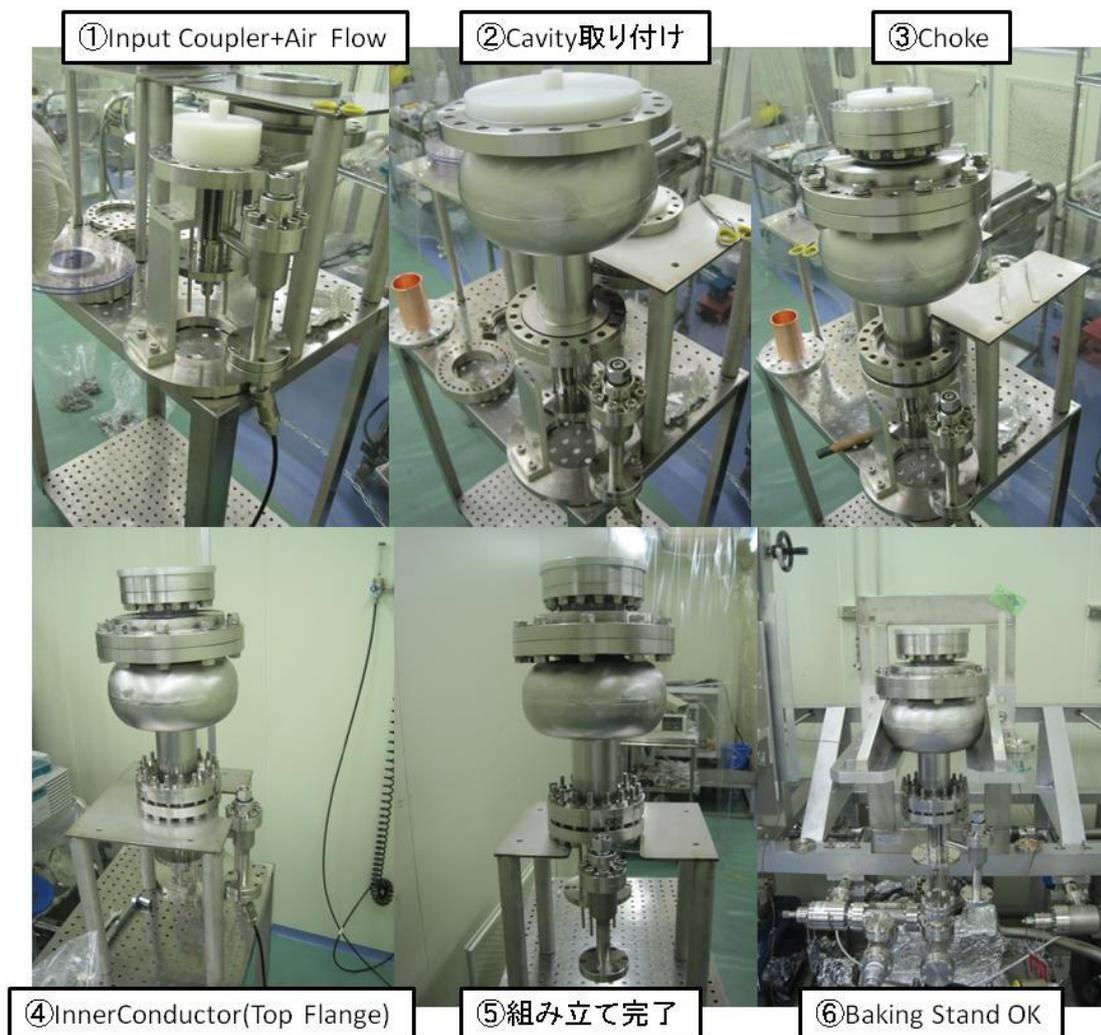


図 9.14 DDC の空洞組立の様子。

9.1.10 真空排気

空洞を組立てた後、直ちに空洞真空排気に移った。真空排気システムは、粗引きをオイルフリーのスクロールポンプで引き、さらに磁気浮上型のオイルフリーのターボ分子ポンプで $\sim 10^{-5}$ Pa 程度まで引いた後、イオンポンプに切り替えた。通常、測定前の空洞内の真空度は、 2×10^{-6} Pa である。真空排気の様子を図 9.15 に示す。尚、空洞は真空封じで測定し

た。



図 9.15 DDC の真空排気の様子。

9.2. 第9章のまとめ

空洞と Choke が巨大結晶ニオブ材でできているので、DDC 空洞の多量研磨には我々のお家芸である電解研磨に代えて、化学研磨を適用した。処理は、KEK の化学処理棟第4実験室で行った。水素病対策として $750^{\circ}\text{C} \times 3$ 時間の真空熱処理を KEK 工作センターの真空炉を使って行った。仕上げ研磨にも化学研磨を使った。仕上げ研磨の後の洗浄は、KEK の AR 東第2実験棟で 28kHz の超音波洗浄と純水高圧洗浄を行った。この純水高圧洗浄室のクリーン度は、クラス 3000 程度と清浄環境に劣る。高圧洗浄中に環境ゴミが空洞に侵入ないようにクリーンエアによる加圧、洗浄終了時に直ちにバルブ封じして空洞内外面をアイソレートする工夫を行った。

また、空洞はクラス 10 のクリーンルームで組み立たが、フランジやボルトからのゴミの侵入があるので、それを防ぐためにクリーンエア組立法を行った。

参考文献

- [9.1] K.Saito, H.Inoue, E.Kako, T.Fujino, S.Noguchi, M.Ono, T.Shishido. “Superiority of Electropolishing over Chemical Polishing on High Gradients”. Proceedings of 8th Workshop on RF Superconductivity, v.1-v.4, Abano-Terme, Italy, 6 - 10 Oct 1997,

pp.795-813

- [9.2] F.Furuta, K.Saito, T.Konomi, "Large Grain Cavity R&D in KEK", Symposium on the Superconducting Science and Technology of Ingot Niobium AIP Conf. Proc. 1352, 169-177 (2011).
- [9.3] G. Ciovati, G. Myneni, F. Stevie, P. Maheshwari, and D. Griffis, "High field Q slope and the Baking effect: Review of recent experimental results and new data on Nb heat treatments", Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams 13, 022002 (2010).
- [9.4] P. Kneisel, "Preliminary Experience with " In-Situ " Baking of Niobium Cavities", Proceedings of the 1999 Workshop on RF Superconductivity, La Fonda Hotel, Santa Fe, New Mexico, USA, pp. 328-335.
- [9.5] K.Saito and P.Kneisel, "Temperature Dependence of the Surface Resistance of Niobium at 1300 MHz - Comparison to BCS Theory -", Proceedings of the 1999 Workshop on RF Superconductivity, La Fonda Hotel, Santa Fe, New Mexico, USA, pp. 277-282.
- [9.6] F.Furuta, K. Saito, T.Konomi, "High Gradient Behaviors of Large Grain Ichiro Single Cell Cavity by Chemical Polishing", Proceedings of IPAC'10, Kyoto, Japan, pp.3344-3346
- [9.7] B.Bonin, R.W.Roth,"Q degradation of Niobium cavities due to Hydrogen contamination", Proceedings of the Fifth Workshop on RF Superconductivity, DESY, Hamburg, Germany, pp. 215-244
- [9.8] K.Saito and P.Kneisel, "Observation of Q-Degradation in Superconducting Niobium Cavities due to Cooldown Conditions", Proceedings of the Fifth Workshop on RF Superconductivity, DESY, Hamburg, Germany, pp. 665-679.
- [9.9] K.Saito, Y.Kojima, T.Furuya, S.Mitsunobu, S. Noguchi, K. Hosoyama, T. Nakazato, T. Tajima, K. Asano, "R&D Superconduction cavities at KEK", Proceedings of the Fourth Workshop on RF Superconductivity, KEK, Tsukuba, Japan, pp.635-694.
- [9.10] Ph. Bernard, D. Bloess, W.Hartung, C. Hauviller and W. Weingarten, P.Bosland and J.Martignac, "Superconducting Niobium Sputter-Coated Copper Cavities at 1500 MHz", Proceedings of the Fifth Workshop on RF Superconductivity, DESY, Hamburg, Germany, 487-496.
- [9.11] K.Saito, H.Miwa, K.Kurosawa, P.Kneisel, S.Noguchi, E.Kako, M.Ono, T.Shishido and T.Suzuki, "Study of Ultra-clean Surface for Niobium SC Cavities", Proceedings of the 6th Workshop on RF Superconductivity, CEBAF, Newport News, VA., U.S.A., October 4 - 8, 1993. pp. 1151-1159.
- [9.12] P. Kneisel, B. Lewis and L. Turlington, "Experience with High Pressure

Ultrapure Water Rinsing of Niobium Cavities”, Proceedings of the Sixth Workshop on RF Superconductivity, CEBAF, Newport News, Virginia, USA

[9.13] K.Saito, the 3rd annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 31st Linear Accelerator Meeting in Japan, Sendai, Japan, August 2-4 (2006)

[9.14] K.Saito, F.Furuta, T.Konomi, ””, The 15th International Conference on RF Superconductivity, (July 25-29, 2011, Chicago, U.S.A.),

第 10 章. 高電界試験方法

超伝導空洞の高電界試験では 2K に冷却するために液体ヘリウムを使う。また、超伝導空洞の Q 値は 10^{10} と非常に高いため、常温で用いた Network Analyzer による測定はできないのでパルス法を使う。本章ではこれらの高電界試験に関連するものについて説明を行う [10.1]。次章の高電界測定結果はこの方法を用いて行っている。

10.1. Cryostat

図 10.1 に Cryostat の構造を示す。空洞は Vertical Stand に取り付けられた後、Cryostat に入れられ、2K の超流動液体ヘリウムで冷却される。Cryostat は外部からの熱侵入を防ぐために周りを真空断熱層で覆われ、上部には熱反射板が取り付けられている。

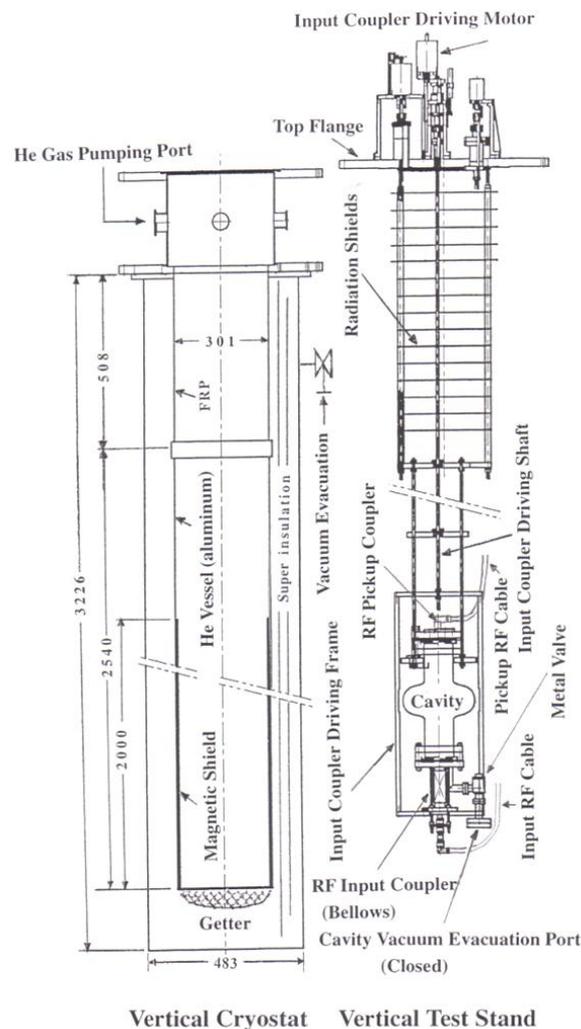


図 10.1 Cryostat の構造。参考文献[10.1]より転載。

また、超伝導空洞は地磁気等のわずかな残留磁場でも超伝導転移時にトラップしてしまう。その磁束量子の芯は常伝導であり残留抵抗となる。残留磁場を 10 mGauss 以下にまで下げるために Cryostat の内側にはミューメタルが取り付けられている。

図 10.2 に示すように、ヘリウム 4 は 2.17 K (λ点)以下ではボース・アインシュタイン凝縮を起こし超流動状態になる。ここで、温度と圧力の関係を次式に示しておく。

$$T = 0.79588 + 0.46085 \times p^{0.30163} \quad (10-1)$$

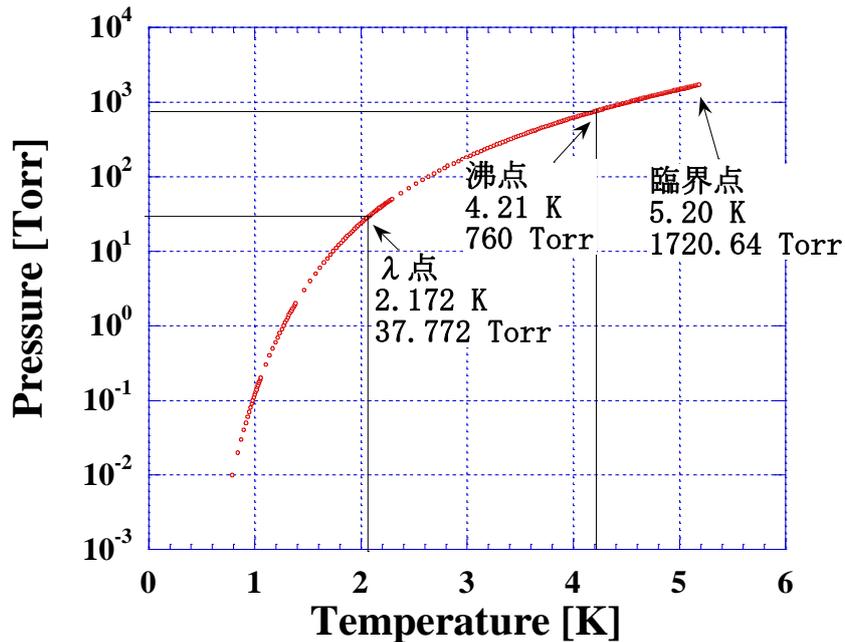


図 10.2 ヘリウム 4 の飽和蒸気圧と温度の関係。

表 10.1 ヘリウムなどの寒剤の各種パラメーター一覧

		³ He	⁴ He	n-H ₂	e-H ₂	Ne	N ₂	O ₂
分子量		3.000	4.003	2.016		20.18	28.02	32.0
標準沸点	[K]	3.1905	4.215	20.397	20.28	27.102	77.348	90.188
臨界点	温度 [K]	3.34	5.19	33.2	33.2	44.4	126	154
	圧力 [atm]	2.26	2.26	13	13	25.9	33.5	50
三重点	温度 [K]			14	13.8	24.6	63.1	54.4
	圧力 [kPa]			7.199	7.066	43.196	12.532	0.160
密度	液体(0°C, 1気圧) [kg/l]		0.125	0.0708			0.809	1.14
	蒸気(沸点) [kg/l]		0.169	0.0133			0.0046	0.0045
	ガス(300K, 大気圧) [kg/m ³]		0.1625	0.0819			1.139	1.301
ガス(300K)と液体との体積比			769	864			710	876
蒸発潜熱	(沸点) [kJ/kg]		20.4	452			199	212
	(沸点) [kJ/l]		2.55	31.7			161	212
ガス顕熱	(沸点から300Kまで) [kJ/kg]		1543	3510			234	193
	(液1リットル当りに換算) [kJ/kg]		193	249			189	220
ガス顕熱比 (顕熱/蒸発潜熱)			75.6	7.8			1.18	0.91

ヘリウムが蒸発して残った液体から蒸発熱を奪い取る過程からヘリウム温度を下げる事ができる。このために必要なポンプの排気速度は、例えば、Cavity で 1W の発熱がある場

合、温度を維持するために必要なポンプの排気速度 S は表 10.1 のパラメータを用いて

$$S = \frac{1[\text{W}] \times 3600[\text{sec}]}{1000} \times \frac{1}{20.4[\text{kJ/kg}]} \times \frac{1000}{0.1625[\text{kg/l}]} = 1086[\text{L/hr}] = 18[\text{L/min}] \quad (10-2)$$

となる。図 10.3 に実際の液体ヘリウムの配管図を示す。Cryostat は 9-Cell 空洞測定用と SingleCell 測定用の 2 つがある。3 つ目は現在使用していない。ポンプは 1600L/min が 1 体、7000L/min が 2 体、全て並列に並んでいる。最初の 1 台は Cryostat の真空排気に用いる小型のものであり、次の 2 つが液体ヘリウム冷却用のポンプである。また He 加圧用のポンプはヘリウムデュアーから Cryostat にヘリウムをトランスファーする際に用いる。

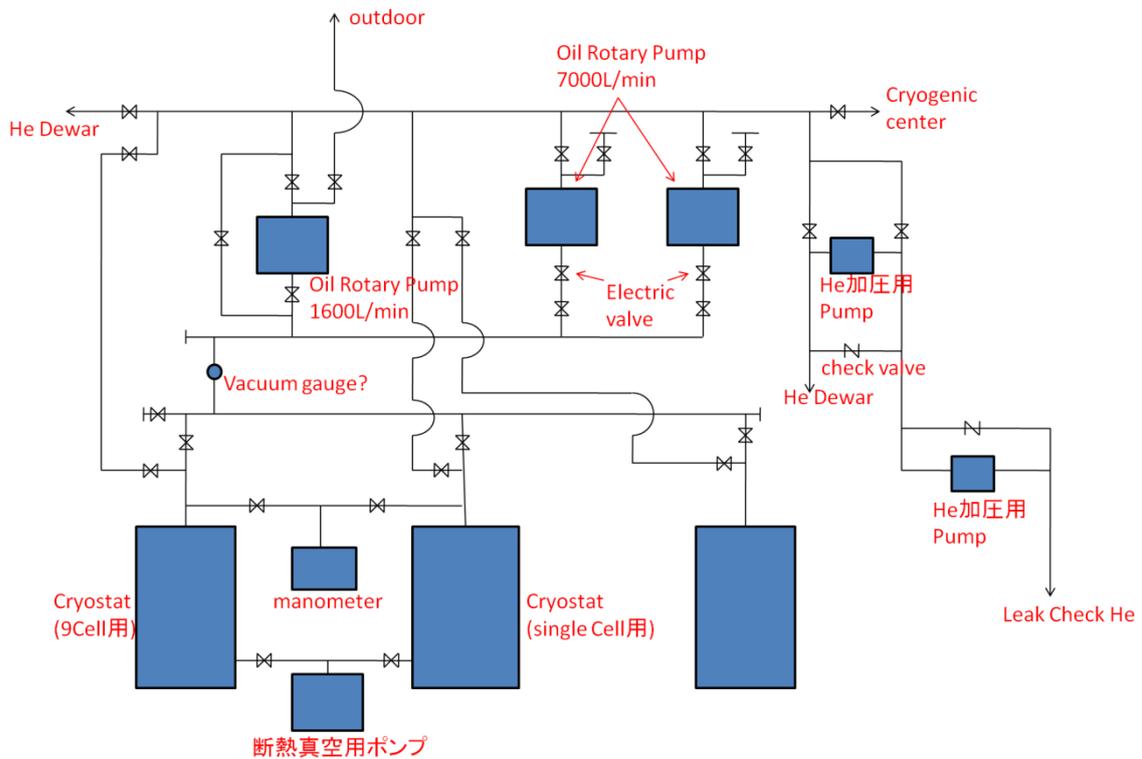


図 10.3 冷却ポンプの配管図。

10.2. パルス法

空洞の高電界測定は透過法を用いて行う。また、 Q 値が高いため、パルス法を用いて Q 値の測定は行う。まず、加速空洞の Q 値(Unloaded Q : Q_0)は次式のように定義される。

$$Q_0 \equiv \frac{\omega U}{P_{\text{loss}}} \quad (10-3)$$

ここで、 ω は共振振動数であり、 U は空洞内に蓄積されたエネルギー、 P_{loss} は空洞壁面でのエネルギー損失を表す。空洞にはエネルギーを供給するための Input Port と Pickup Port

が付いており、それぞれのポートでのロスを P_{in} と P_t とする。この合計の Q 値が負荷 Q 値 Q_L であり、次式のように表される。

$$Q_L = \frac{\omega U}{P_{loss} + P_t + P_{in}} = \frac{\omega U}{P_{total}} \quad (10-4)$$

ここで P_{total} はポート損失と壁面での損失の2つを持っている。また、エネルギー保存則より P_{total} は

$$P_{total} = -\frac{dU}{dt} \quad (10-5)$$

と表される、これに Q 値の式を代入すれば、

$$\frac{\omega U}{Q_L} = -\frac{dU}{dt} \quad (10-6)$$

$$U(t) = U_0 \exp\left(-\frac{\omega t}{Q_L}\right) \quad (10-7)$$

空洞内に蓄積されたエネルギーは指数関数で減少していくことがわかる。このことから空洞へのエネルギー供給を止め、エネルギーが半減するまでの時間(Decay Time : $\tau_{1/2}$)

$$\frac{U_0}{2} = U_0 \exp\left(-\frac{\omega \tau_{1/2}}{Q_L}\right) \quad (10-8)$$

$$Q_L = \frac{\omega \tau_{1/2}}{\ln 2} = \frac{2\pi f \tau_{1/2}}{\ln 2} \quad (10-9)$$

を求めれば Q_L を測定することができる。

ここで、Pickup PortでのRFロスを空洞に含め P_{loss}^* とすると負荷 Q 値は

$$Q_L = \frac{\omega U}{P_{loss} + P_{in} + P_t} = \frac{\omega U}{P_{loss} + P_{in}} = \frac{\omega U}{P_{loss}^* \left(1 + \frac{P_{in}}{P_{loss}^*}\right)} = \frac{Q_0^*}{1 + \beta_{in}^*} \quad (10-10)$$

と表される。ここで、 $\beta_{in}^* = \frac{P_{in}}{P_{loss}^*}$ は空洞との結合度である。 Q_L の逆数を取ると、

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{P_{loss}}{\omega U} + \frac{P_{in}}{\omega U} + \frac{P_t}{\omega U} = \frac{1}{Q_{loss}} + \frac{1}{Q_{in}} + \frac{1}{Q_t} \quad (10-11)$$

となる。この式は、HOMの測定で良く使う式である。特にPickupの結合が十分に小さい($P_t \ll P_{loss}$, $Q_t \gg Q_{loss}$)ときは、上式は下式のように近似できる。

$$\frac{1}{Q_L} \cong \frac{1}{Q_{loss}} + \frac{1}{Q_{in}} \quad (10-12)$$

一方、式(10-10)を変形すると、下式のように空洞の無負荷 Q 値 Q_0 を求める事ができる。

$$Q_L = \frac{Q_0^*}{1 + \beta_{in}^*} = \frac{1}{1 + \beta_{in}^*} \frac{Q_0}{1 + \beta_t} \quad (10-13)$$

$$Q_0 = (1 + \beta_{in}^*)(1 + \beta_t)Q_L = \{1 + (1 + \beta_t)\beta_{in}^* + \beta_t\}Q_L \quad (10-14)$$

$$Q_0 = (1 + \beta_{in} + \beta_t)Q_L \quad (10-15)$$

ここで、 $\beta_{in} = (1 + \beta_t)\beta_{in}^*$ としている。 β_{in}^* は Coupling が Over か Under によって異なるが、

$$\beta_{in}^* = \frac{P_e}{P_{loss}} = \frac{1 \pm \sqrt{\frac{P_r}{P_{in}}}}{1 \mp \sqrt{\frac{P_r}{P_{in}}}} \quad (\text{Over: } \beta_{in}^* > 1, \text{ Under: } \beta_{in}^* < 1) \quad (10-16)$$

と求めることができる。また、 P_{loss} には

$$P_{loss} = P_{in} - P_r - P_t \quad (10-17)$$

という関係があるため、

$$\beta_t = \frac{P_t}{P_{loss}} \quad (10-18)$$

と求めることができる。

Input Port の結合 Q_{in} は、

$$Q_{in} = \frac{\omega U}{P_{in}} = \frac{\omega U}{P_{loss}} \frac{P_{loss}}{P_{in}} = \frac{Q_0}{\beta_{in}} = \frac{Q_0}{(1 + \beta_t)\beta_{in}^*} \quad (10-19)$$

である。

PickupPort の結合度 Q_t は、 Q_0 と

$$Q_t = \frac{\omega U}{P_t} = \frac{\omega U}{P_{loss}} \frac{P_{loss}}{P_t} = \frac{Q_0}{\beta_t} \quad (10-20)$$

$$\omega U = P_{loss}Q_0 = P_tQ_t \quad (10-21)$$

という関係がある。この関係式は、超伝導空洞の高電界試験で有益である。高電界試験では Pickup アンテナを固定して測定する。一回パルス法で Q_t を求めてしまえば、それ以降はパルス法を使わずに、透過エネルギーの収支から Q_0 を求められる。

10.3. 表面抵抗の計測

空洞壁面で損失するエネルギー P_{Loss} は表面抵抗 R_s と表面磁場 H を用いて、

$$P_{Loss} = \frac{\mu_0}{2} R_s \int |H|^2 dS \quad (10-22)$$

と表される。一方、空洞内部に蓄積したエネルギー U は無負荷 Q 値 Q_0 を用いて次式のよ

$$U = \frac{1}{2} \int |H|^2 dV \quad (10-23)$$

両者の比がエネルギーの蓄積効率を表す Q 値であり、角周波数 ω を用いて、

$$Q_0 = \frac{\omega U}{P_{Loss}} = \frac{\omega \frac{\mu_0}{2} \int |H|^2 dV}{\frac{1}{2} R_s \int |H|^2 dS} = \frac{\Gamma}{R_s} \quad (10-24)$$

となる。このように加速モードの Q 値は表面抵抗と空洞形状から決定される形状因子 Γ によって決定される事が分かる。**Geometric Factor** は空洞の幾何学形状から求められる値であるので、本研究では **Superfish** のシミュレーションで得られた $\Gamma=282.4$ を用いた。

10.4. 加速電界の計測

加速電界 E_{acc} は空洞中心軸上の加速電圧 V_c と空洞の実効長 L_{eff} により、

$$E_{acc} = \frac{V_c}{L_{eff}} \quad (10-25)$$

と表される。実効長は空洞の加速部分の長さ。また、加速電圧は **Shunt Impedance** R_{sh} により

$$R_{sh} = \frac{V_c^2}{P_{loss}} \quad (10-26)$$

と与えられる。これから

$$E_{acc} = \frac{V_c}{L_{eff}} = \frac{\sqrt{R_{sh} \cdot P_{loss}}}{L_{eff}} = \frac{1}{L_{eff}} \sqrt{\frac{R_{sh}}{Q_0} Q_0 P_{loss}} \quad (10-27)$$

と変形できる。ここで、 R_{sh}/Q_0 は空洞の幾何学形状によって決まる量であるため定数とおける。定数をまとめて

$$Z = \frac{1}{L_{eff}} \sqrt{\frac{R_{sh}}{Q_0}} \quad (10-28)$$

とすれば、

$$E_{acc} = Z \sqrt{Q_0 P_{loss}} = Z \sqrt{P_t Q_t} \quad (10-29)$$

として求めることができる。DDC では **Superfish** のシミュレーションから得られた、 $R/Q=127.2[\text{Ohm}]$ 、 $Z=97[(\text{Ohm})^{1/2}/\text{m}]$ を使用した。

10.5. Phase-Locked Loop (PLL)

高電界試験では空洞の共振周波数が絶えず変化する。そのため、入力 RF パワーの周波数を空洞の共振周波数に合わせる必要があり、そのシステムを **Phase-Locked Loop (PLL)** という。図 10.4 に示す高電界試験の測定系は PLL になっている。図 10.5 に PLL の基本構成を示す。PLL は **Phase Compalator** と **Loop Filter**、**VOC (Voltage Controlled Oscilater)** から構成されている[10.2]。

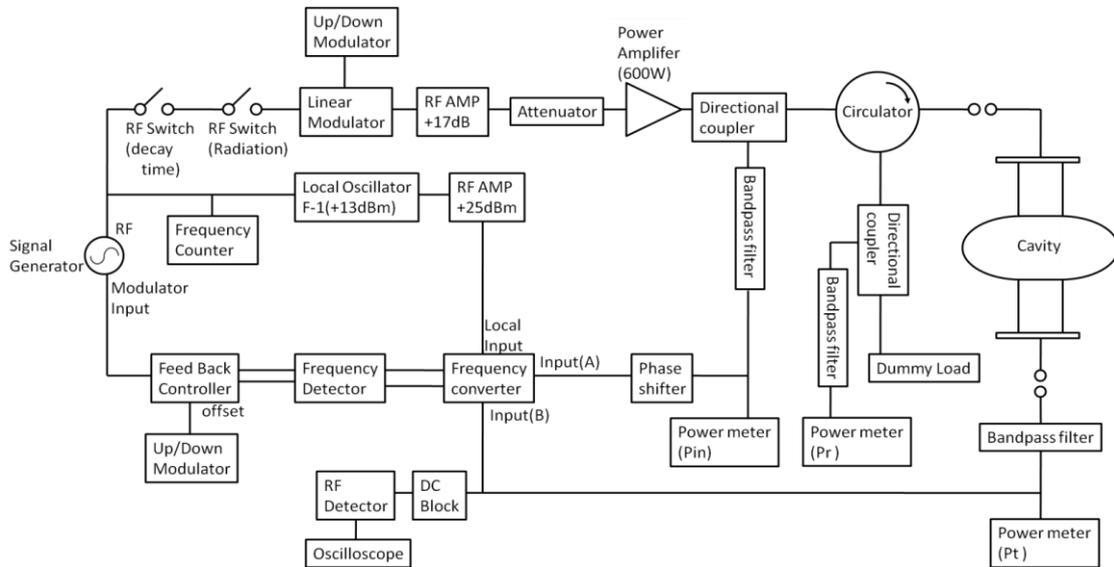


図 10.4 高電界試験測定系。

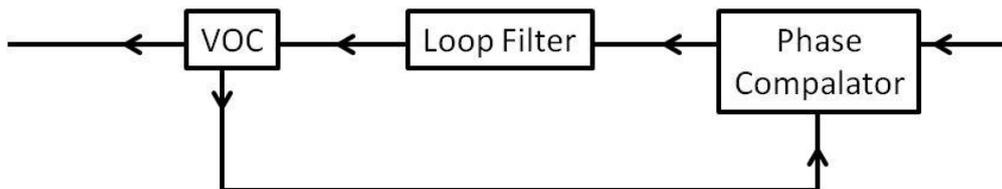


図 10.5 PLL の基本構成

Phase Compalator

測定システムの周数波数帯を広くするために、基準信号として Local Oscillator で 1MHz 下げた周波数を発生させる。空洞からの反射波と透過波を Frequency Converter の Mixer で 1MHz 程度の差に変換する。反射波と透過波の互いの位相差を比較する事で、誤差信号パルスを発生させる。

Loop Filter

誤差信号パルスは Loop Filter を通過すると、直流電圧に変換される。この直流電圧の大きさは誤差信号の大きさに比例している。これは Feed Back Controller に組み込まれている。

VOC

Loop Filter からの出力は Feed Back controller を通して Signal Generator に DC 信号として帰還する。この DC 信号によって変調された Signal Generator の出力周波数が再び Loop する。こうする事で、一度 PLL を動作させれば自動的に入力周波数を追従さ

せる事ができる。

以上が PLL の仕組みである。

10.6. Cable Correction

次に、空洞測定時に必要な情報は空洞に入るパワー P_{IN} と空洞を透過するパワー P_T 、空洞から反射されるパワー P_R である。しかし、実際にパワーメータでモニターする場所は図のようになっている。このため、各伝送路区間でのパワーロスを考える必要がある。このパワーロスを校正する事を **Cabel Correction** と呼んでいる。

Cable Correction は周波数によって異なるため、全周波数に渡って測定するのが最善であるが、ケーブルは液体ヘリウム中にあるため操作できない。そこで、空洞が **2K** になった時の周波数を予測してその周波数に対してのみ **Cable Correction** を行う。**4.2K** の場合と **2K** では空洞の共振周波数が **1MHz** 以上異なる。従って、**4.2K** の時に **2K** の共振周波数を想定して **Cable Correction** を行えば **Input Coupler** 側も **Pickup Coupler** 側も全反射状態になっている。

Cable Correction の基本的な考え方は、図 10.6 のような伝送路があった場合、反射してくるパワーはケーブルでの減衰率を α として

$$P_2 = \alpha P_1 = \alpha^2 P_0 \quad (10-30)$$

という書き方をすることである。



図 10.6 伝送線路中の RF パワー。

まず、 P_{IN} を求めてみる。下図のように別の **Circulator** を空洞 - **Circulator** 間につなぐことで、

$$P_{IN} = \beta P_0 = \frac{\beta}{\alpha} \cdot P_{in} = \frac{P_0}{P_{in}} \sqrt{\frac{P'_{in}}{P'_0}} P_{in} \quad (10-31)$$

$$P_{in} = \alpha P_0 \quad (10-32)$$

$$P_{IN} = \beta P'_0 = \frac{1}{\beta} P'_{in} \quad (\text{Circulator なしで考えた場合}) \quad (10-33)$$

$$P_0 = \frac{1}{\gamma} P'_0 = \frac{1}{\gamma \beta^2} P'_{in} \quad (\text{Circulator を含めた場合}) \quad (10-34)$$

という関係を求めることができる。ここで、各パワーは図中に示した位置でのパワーとしている。以下の P_R 、 P_T でも同様とする。

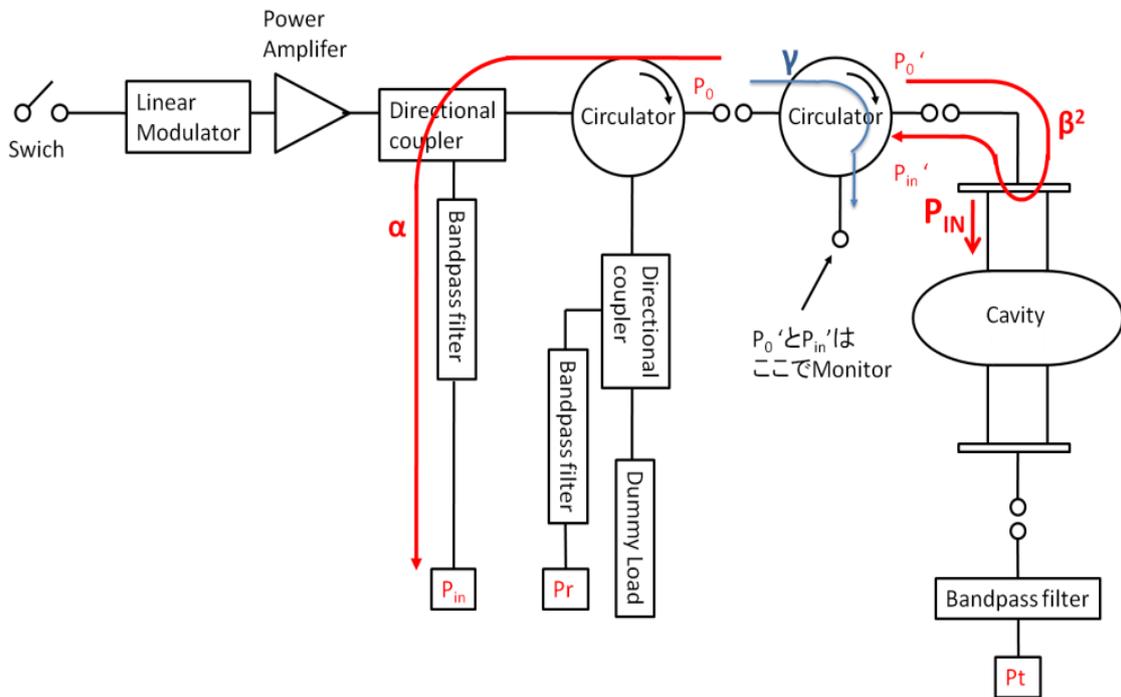


図 10.7 P_{IN} のための Cable Correction

同様に P_R は、 P_R からパワーが来て減衰すると考えて

$$P_R = \frac{P_0}{\beta} = \frac{1}{\alpha\beta} P_r = \frac{P_0}{P_r} \sqrt{\frac{P'_0}{P'_{in}}} P_r \quad (10-35)$$

$$P_r = \alpha P_0 \quad (10-36)$$

$$P_R = \beta P'_0 = \frac{1}{\beta} P'_{in} \quad (\text{Circulator なしで考えた場合}) \quad (10-37)$$

$$P_0 = \frac{1}{\gamma} P'_0 = \frac{1}{\gamma \beta^2} P'_{in} \quad (\text{Circulator を含めた場合}) \quad (10-38)$$

と求められる。

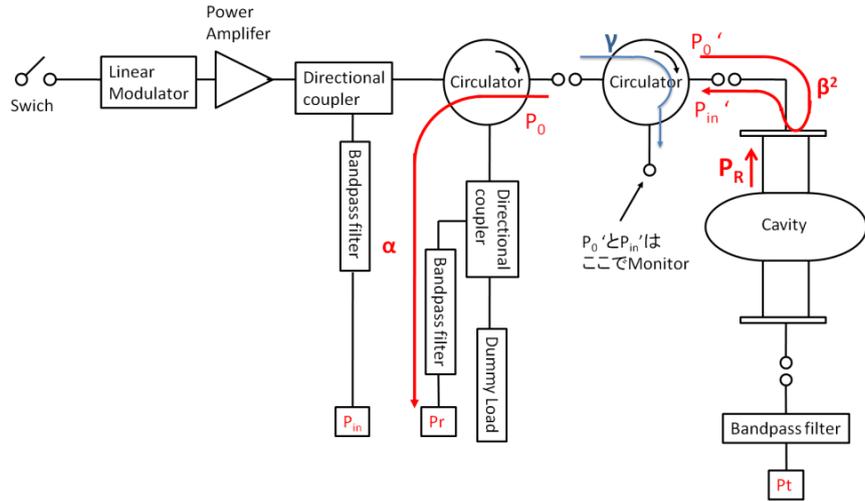


図 10.8 P_R のための Cable Correction

P_T は Circulator を Transmit 側につなぎなおして

$$P_T = \frac{P_0}{\beta} = \frac{1}{\alpha\beta} P_t = \frac{P_0}{P_t} \sqrt{\frac{P_0'}{P_t'}} P_t \quad (10-39)$$

$$P_t = \alpha P_0 \quad (10-40)$$

$$P_T = \beta P_0' = \frac{1}{\beta} P_t' \quad (\text{Circulator なしで考えた場合}) \quad (10-41)$$

$$P_0 = \frac{1}{\gamma} P_0' = \frac{1}{\gamma\beta^2} P_t' \quad (\text{Circulator を含めた場合}) \quad (10-42)$$

と求められる。

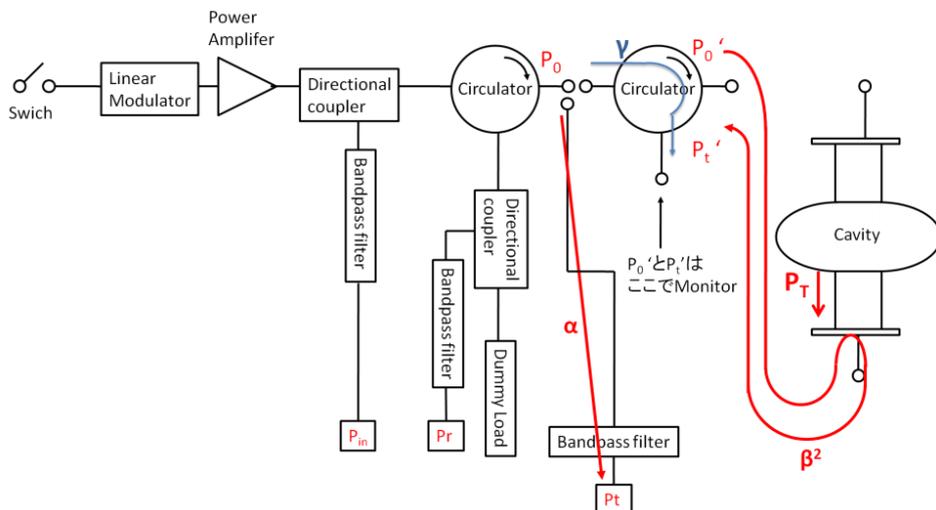


図 10.9 P_T のための Cable Correction

このようにして各ポートの Cable Correction を行った。以上で超伝導空洞の高電界試験に必要なシステムの説明を終える。

参考文献

- [10.1] K.Saito, T.Fujino, T.Higuchi, S.Noguchi, M.Ono, E. Kako and T.Shishido, “Quick Vertical Test System for L-band Superconducting RF Cavities”, Proceedings of the 21st Linear Accelerator Meeting in Japan, September 30 – October 2, 1996 Tokyo, Japan, pp.222-224
- [10.2] T. Powers. “Particle Aspects of SRF Cavity Testing and Operations”, SRF Workshop 2011 Tutorial Session.

第 11 章. SingleCell による極低温での DDC 実証試験

本章では単 Cell DDC を使用して、DDC の原理実証試験を行った結果を述べる。実証試験とは加速空洞と Choke の周波数マッチング試験、2K での Demountable の実証試験、DDC での Multipacting 克服試験、HOM の吸収特性試験等である。

11.1. 加速空洞と Choke 空洞の周波数マッチング試験

ILC のコールドマス(液体 He ジャケット)は、2K に冷却くしたで Cryostat 中で加速空洞と Choke の周波数マッチングを行うことは、Tuner コストや運転の観点から望ましくない。一方、Tuner を付けない場合、室温で周波数マッチングを取ったものが、2 K に冷却した時にも維持されていなければならない。あるいは、2K でのずれを予測して常温で Choke の周波数をずらしておく必要がある。しかし、この方法は空洞の製作誤差等を考えるとように事ではない。

本試験では始めに室温で加速空洞と Choke の周波数マッチングを取った後、2K に冷却した時のずれを評価した。

11.1.1 常温での空洞チューニング

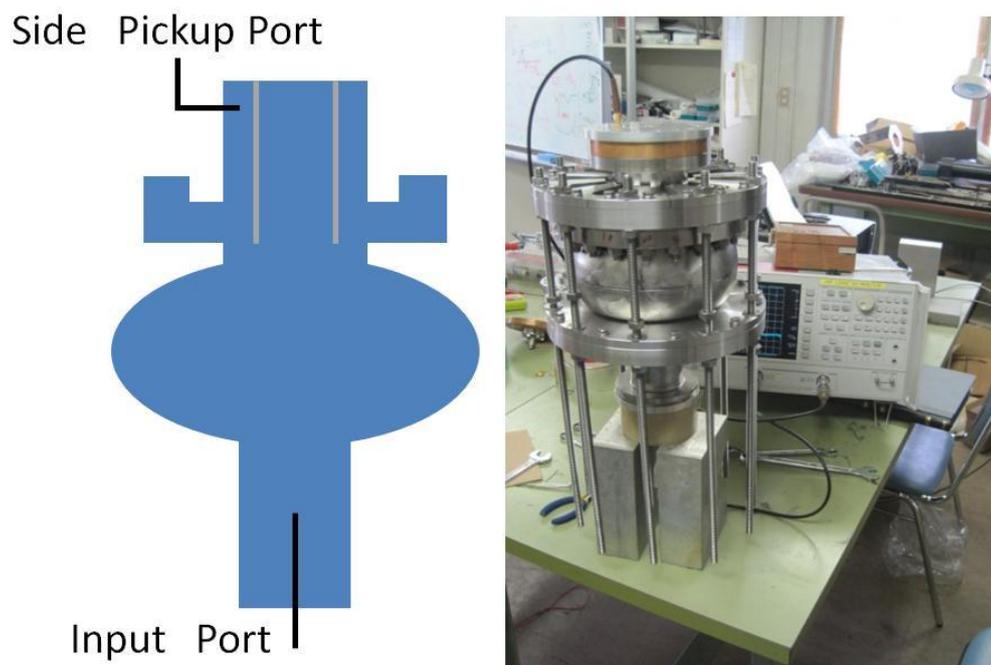


図 11.1 常温で加速空洞と Choke の周波数マッチングを取っている様子。

常温で加速空洞と Choke の周波数マッチングを確認するために、吸収体を挿入せずネットワークアナライザを用いた透過法を使っている。そのために同軸管終端部(外導体と内導体の間)に Side Pickup Port を設置している。加速空洞と Choke の周波数マッチングが取れた状態では同軸管終端のインピーダンスによらず RF は終端まで染み出さない。従って、Side Pickup Antenna から漏れ出すパワーを見ることで、加速空洞と Choke の周波数マッチングを取ることができる。図 11.1 に室温で用いた透過法の模式図と実際の測定風景を示す。加速空洞に対し DDC の反対側の BP にアンテナを挿入して RF のインポートポートとして、DDC の同軸管部に Pick up Port を挿入している。

インポートポートアンテナのカップリング β_{in} をおおよそ 1 に取った状態で測定している。Side Port の結合 Q_{Side} を 10^{12} 以上にするを目標に加速空洞の Tuning を行った。ネットワークアナライザで測定する場合、漏れ出すパワーの透過率は dB で表示されるので、 Q_{Side} と透過率の関係を求める。

ニオブ製の単 Cell DDC の常温での無負荷 Q 値 Q_0 は常温のニオブの電気抵抗率 ρ が $152 \text{ n}\Omega$, 加速モードの共振周波数 f が 1.3 GHz , DDC の形状因子 Γ はシミュレーションより 282.8 とすると、

$$Q_0 = \frac{\Gamma}{R_s} = \frac{\Gamma}{\sqrt{\pi \times f \times \mu_0 \times \rho}} = 10110. \quad (11-1)$$

である。ここで μ_0 は真空の透磁率を表す。Side Pickup Port のカップリングを β_{Side} とすると目標となる β_{Side} は、

$$\beta_{side} = \frac{Q_0}{Q_{side}} = 1 \times 10^{-8} \quad (11-2)$$

であり、Input Port の結合を $\beta_{in} \sim 1$ としているので、

$$S_{21} = 1 \times \beta_{side} = 1 \times 10^{-8} = -80[\text{dB}] \quad (11-3)$$

となる。これを目標値として周波数マッチングを取っていった。

図 11.2 に単 Cell DDC 空洞を製作した直後の透過率の測定結果を示す。1294 MHz にあるピークは加速空洞の共振周波数であり、1289 MHz にある谷は Choke の反射周波である。図からわかるように加速空洞の周波数と Choke の周波数は 5.2 MHz ずれていた。シミュレーションでは Choke の設計周波数が 1296.2MHz ある。Choke と空洞周波数のずれは製作寸法の製作誤差によるものである。

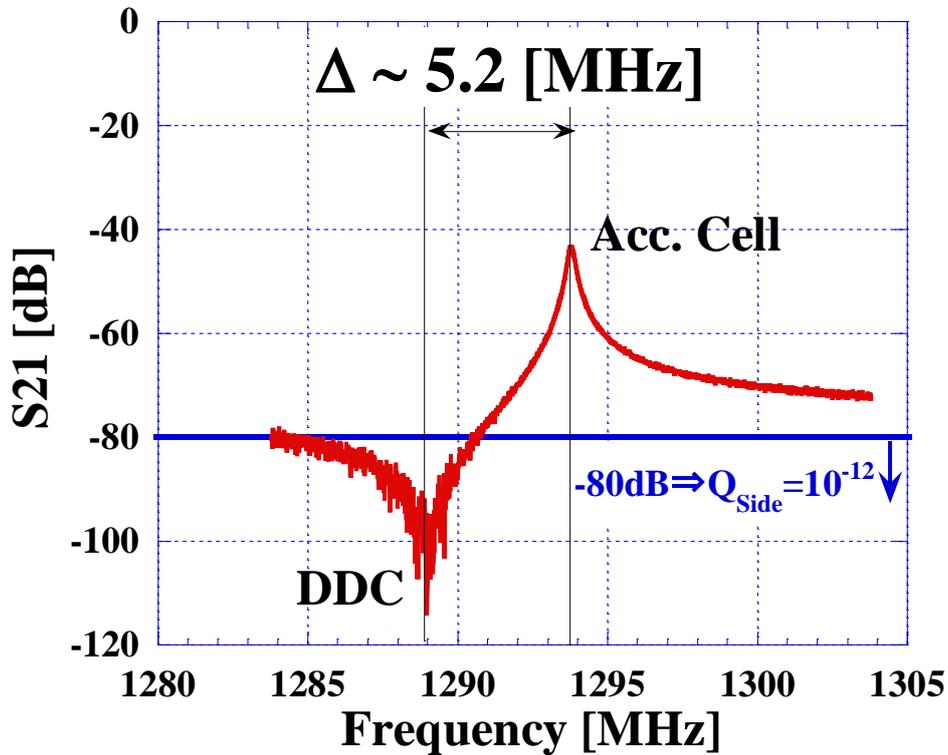


図 11.2 単 Cell DDC 空洞製作直後の透過率

その後、次節に示す、Demountable フランジの開発のために Choke 部のフランジの切削を繰り返したフランジ厚さを 3 mm 削った結果、図 11.3 に示すよう Choke の周波数は 1230 MHz まで下がってしまった。この状況から加速空洞 Cell を潰していき周波数マッチングを取った。本来は Choke の周波数をチューニングして空洞周波数に合わせるべきである。しかし、本試験に使用している Choke はニオブバルクから削り出して作ったため、非常に剛性が強いので、そうせざるを得なかった。このときは Demountable 部にインジウムシールを施している。加速空洞の加速モード周波数を約 50MHz 変化させている。本試験の目標は加速モードと Choke の周波数マッチングを取ることなので、加速モードの絶対的な周波数は問題とせず、Choke との相対的な周波数を問題としている。

Tuning を取っていくと内導体の中心軸とのずれが大きく影響することがわかった。そこで高電界試験前の組み立て時に、透過法でネットワークアナライザの周波数を確認しつつ内導体の組み立てを行った。組み立て時の透過率を測定した結果を図 11.4 に示す。Tuning 後は、Choke で加速モードがほぼ完全に反射されて、透過率が $-80 \text{ dB} (Q_{\text{Side}}=10^{12})$ 以下になり、Side Pickup Port に加速モードが伝搬していない事が分かる。

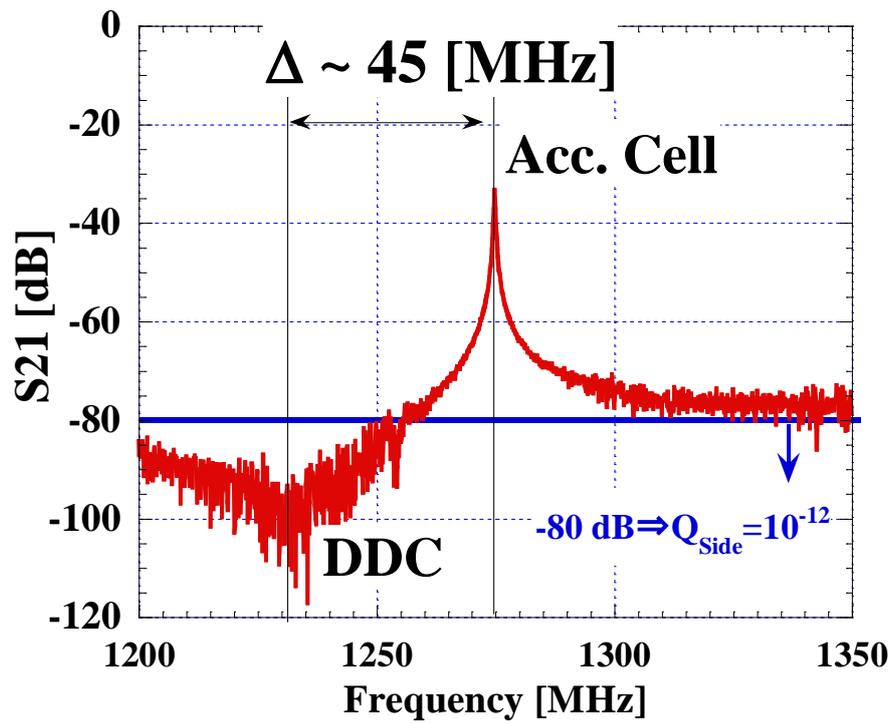


図 11.3 Choke フランジ加工後の透過率測定

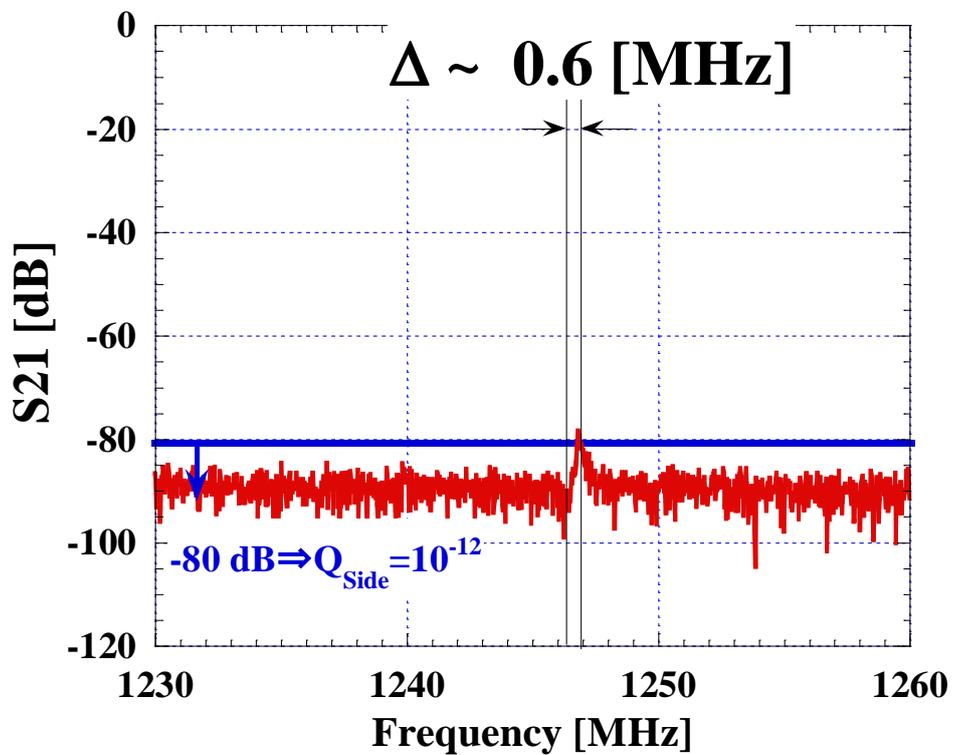


図 11.4 空洞チューニング後の透過率測定

11.1.2 2K での周波数マッチング

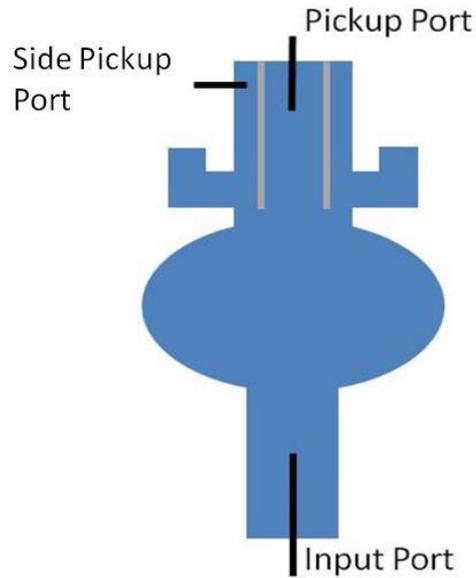


図 11.5 2K 測定時の各ポートの配置図。

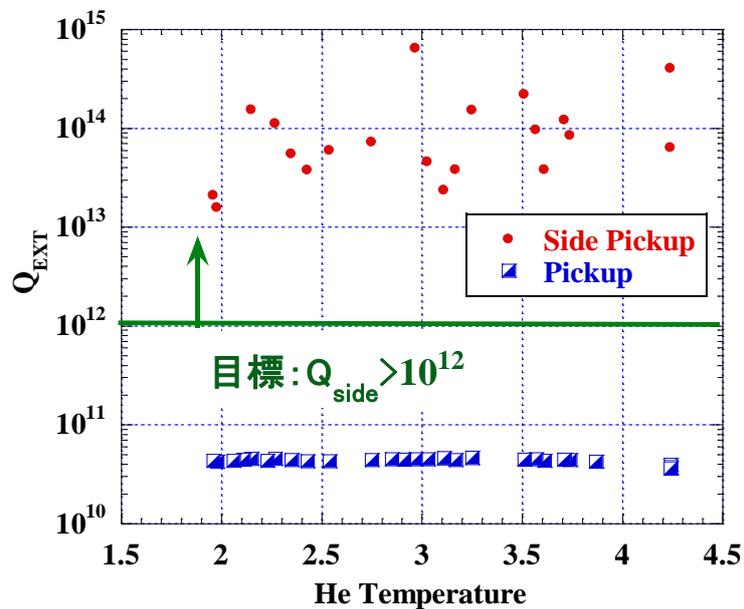


図 11.6 Side Pickup Port と Pickup Port の結合度の 2~4.2K までの温度依存性

室温で周波数のマッチングを取った状態で、2K に冷却した時のマッチングを測定した。超伝導空状態では単 Cell DDC 空洞の Q 値は約 10^{10} になっているので、ネットワークアナライザーでの測定は難しい、そこで、内導体の中央に図 11.5 に示すように内導体の内側に

Pickup Port を取り付けた。Pickup Port の結合は $Q_t = 4 \times 10^{10}$ としている。そして Input Port と Pickup Port の 2 つのポート間で PLL をかけて透過法で測定している最中に Side Pickup Port からの漏れを測定して、Side Pickup Port の透過率を評価した。

温度と SidePort、Pickup Port の結合度を図 11.6 に示す。4.2 K から 2K まで全ての温度領域で、Side Port のカップリング Q_{Side} が 10^{13} を上回っていることがわかる。これにより室温から 2K に冷却しても、吸収体を置く位置に加速モードを伝搬させないよう保持できる事を実証した。

11.2. Super-Joint の検証

Demountable 構造を実現するために必要なことは Demountable 部での RF ロスが発生しない Super-Joint 機能を確立することである。本試験では Super-Joint の実現のために超伝導特性を持ち、かつ真空シール性能も高いインジウム線(純度 99.99%)をシール材料として使用した。

本試験では Super-Joint 特性を確認することをメインターゲットとしている。SuperFish のシミュレーションの結果、内導体のありなしに関わらず、Demountable 部での表面 RF 場の強さは変わらないことがわかった(図 11.7)。従って、内導体挿入によって Field Emission 等の発生源となるゴミの持ち込まれるのを防ぐために、内導体を挿入せずに高電界試験(VT)を行っている。

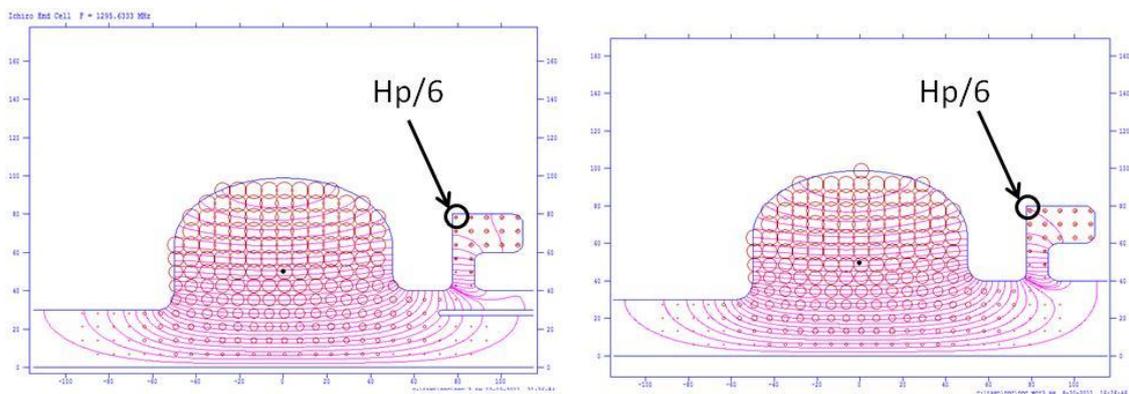


図 11.7 内導体の有無による RF 場分布の変化。Demountable 部は内導体の有無によらず同じ表面磁場を持つ事が分かった。

Super-Joint の検証試験では Super-Joint 特性を向上させるためにフランジ構造を 4 回変更している。この変更の模式図を図 11.8 に示す。

各フランジ形状で表面抵抗の温度依存性測定を行った結果を図 11.9 に示す。測定時の加速電界は~1MV/m である。まず、8th VT について説明する。Baseplate 側のフランジをイ

ンロー加工しているものの、Choke フランジ面はフラットである。高電界試験の結果、表面抵抗は 2K でも $2.8 \mu\Omega$ であった。この値は 1.3 GHz 空洞の典型的な表面抵抗 $\sim 10\text{n}\Omega$ に比べて極端に高い値である。ただし、表面抵抗の温度依存性を見ると 3.4K 付近から表面抵抗が減少し始めている事が分かる。インジウムの超伝導転移温度が 3.4K であることから、インジウムが超伝導状態に転移したため表面抵抗が減少した。しかし、インジウムの残留抵抗が大きいいため、 $\sim 10\text{n}\Omega$ まで現象しなかった。そこでフランジを追加加工してインジウムが RF にさらされないように修正していった。

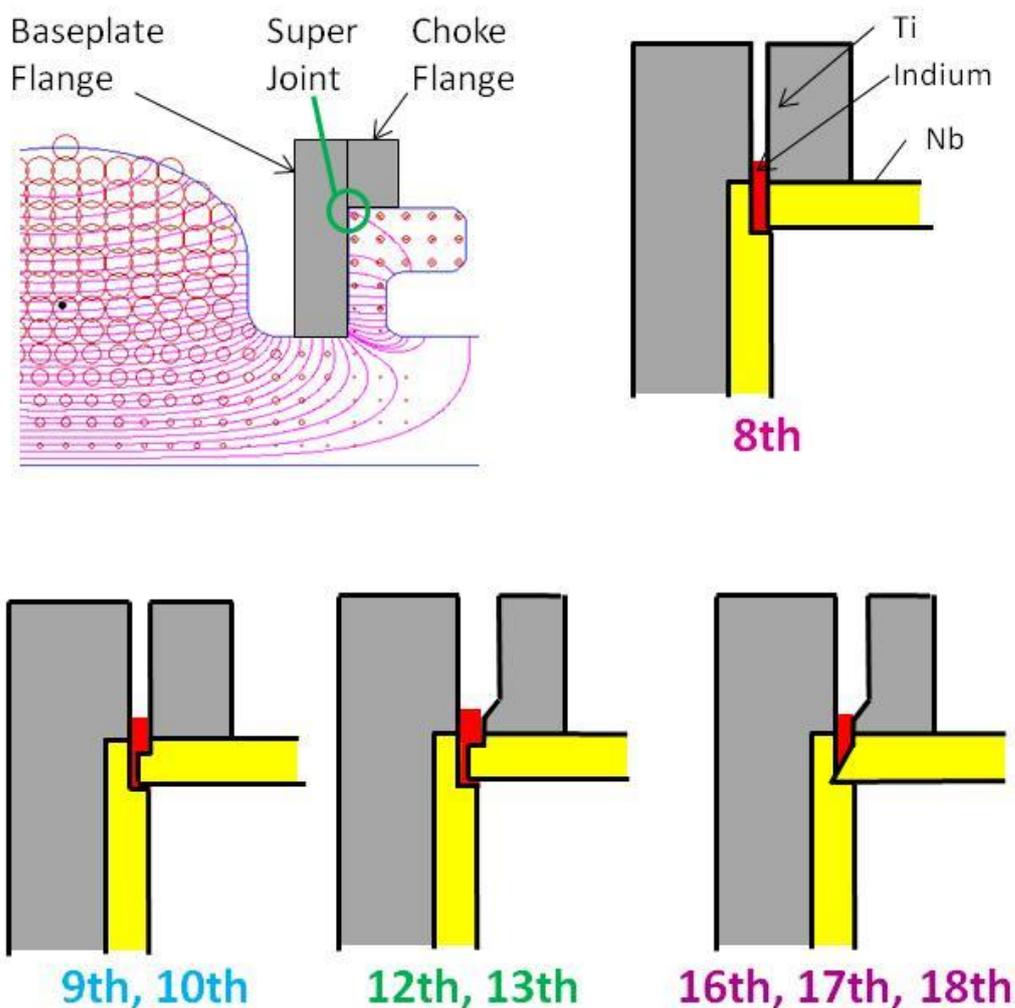


図 11.8 各高電界測定時における Demountable フランジの形状。

9^{th} と 10^{th} ではニオブとニオブが先に接触するようにしてインジウムが RF 表面に侵入しないように Demountable フランジの改造を行った。その結果 10^{th} では 2K で $75\text{n}\Omega$ まで表面抵抗が減少した。しかし、依然としてインジウムの転移温度がはっきりと見える。フランジの肉厚が薄くなったためフランジがたわんでいることに気づいた。フランジ外周部が

先に接触しニオブとニオブの接触面に十分な応力が加わっていないためだと考えた。

12thと13thではフランジ外周部を削りフランジが接触しないようにしている。それでもインジウムの転移温度は見えていた。

16th, 17th, 18thではNb-Nb面の接触応が最大になるよう Choke側のニオブ面をナイフエッジに加工した。また、フランジボルトの締め付けトルクを16thでは25Nm、17thは30Nm、18thでは35Nmと徐々に増していつている。その結果18thでは完全にインジウムの転移温度が見えなくなっている。

図 11.10 に加速電界と Q 値の関係を示す。18thでは $E_{acc} = 19.5 \text{ MV/m}$, $Q_0 = 1.5 \times 10^{10}$ に到達している事が分かる。また、全てのフランジ形状の測定時に X 線は観測されていない。この事から、Demountable 構造が磁場の強い場所でも使える事と Demountable 構造は容易に表面洗浄できる事を実証した。

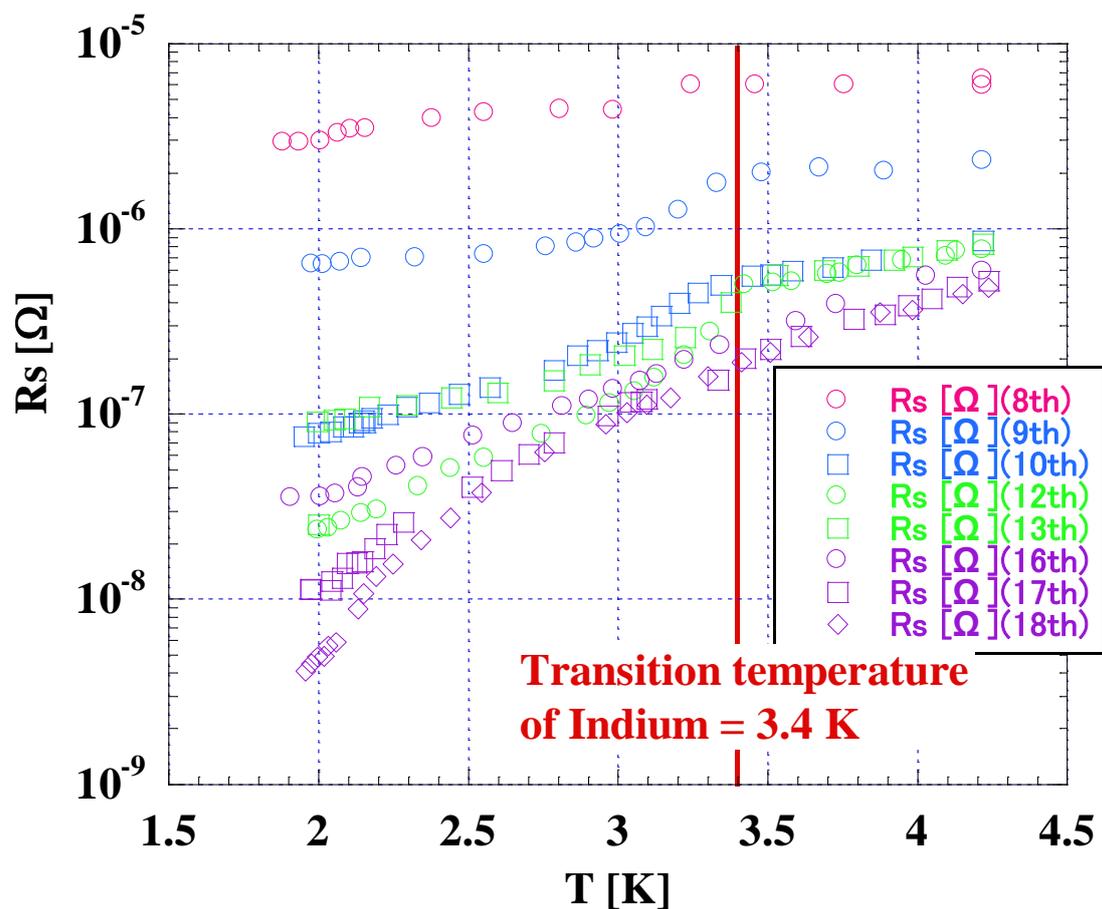


図 11.9 各フランジ形状での表面抵抗の温度依存性。

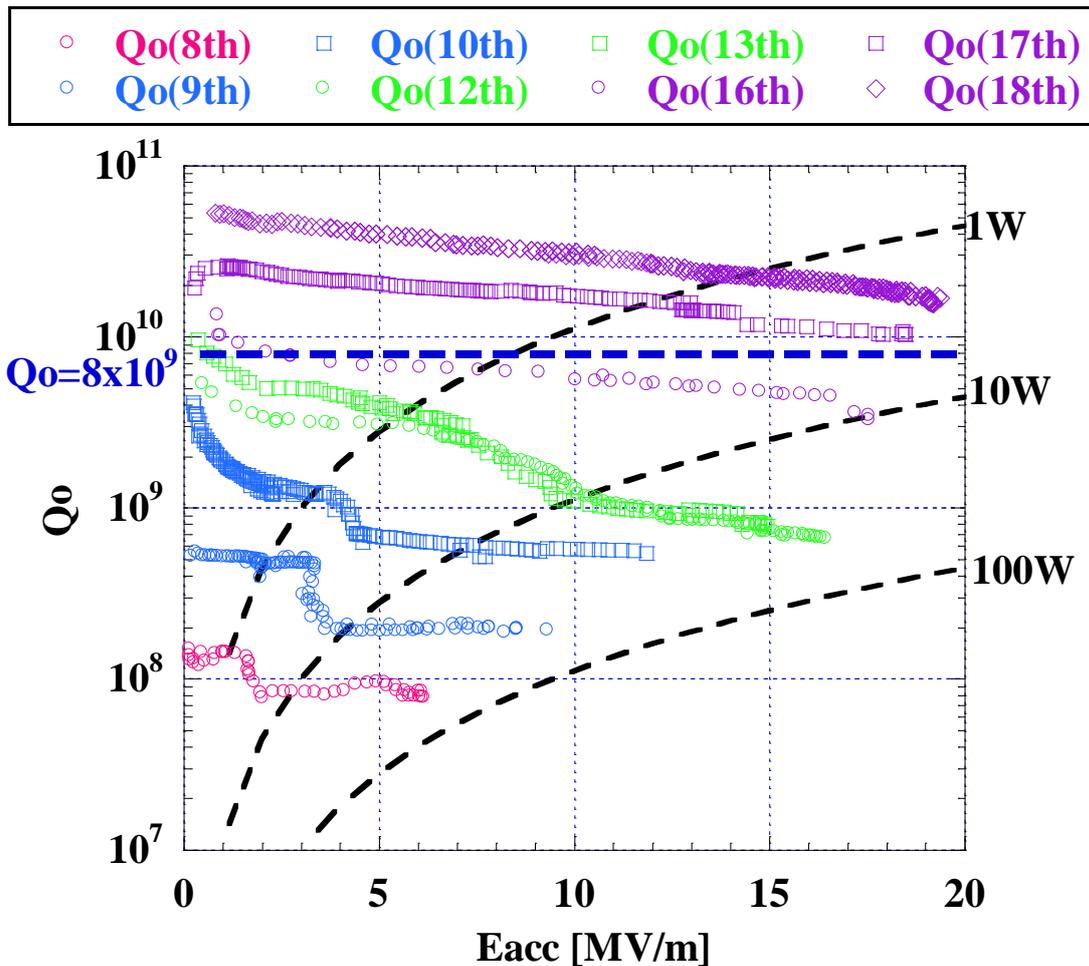


図 11.10 各フランジ形状での Q 値の加速電界依存性

図 11.10 の各フランジ形状での高電界試験中に Q 値が落ちる Q-drop が発生している。これは加速電界を下げれば再び Q 値が回復する可逆変化であった。また、Q-drop 後の Q 値の値は表面抵抗測定時の 3.4K 直上での表面抵抗から求められる Q 値と等しい。このことから Q-drop はインジウムの超伝導状態が破られたために起きた事が分かる。インジウムの臨界磁場が 25mT であることと、測定毎に転移が起きる表面磁場が異なることから臨界磁場による破れではない。

測定毎の Q-drop 発生位置は一定エネルギー値であることが図より見てとれる。このエネルギー値を抜き出し Fitting した結果、図 11.11 のように 1.8 ~ 5 W にかけてインジウムの転移が起きている事が分かる。一定のエネルギー値であることからインジウムの発熱が予測される。ニオブの抵抗はインジウムに比べ非常に小さいことから全ての発熱がインジウム面で起きていると考えて問題ない。図 11.12 の計算モデルを立て検討を行った。マイクロ波がインジウム面に当たると 5W の発熱を引き起こす。チタンフランジは熱伝導率が悪いので、発熱はインジウムを通り熱伝導率の非常に高い 2K の液体ヘリウムで吸収されると考える。

するとインジウムの熱伝導率 κ_{Indium} は

$$\kappa_{\text{Indium}} = \frac{Q \Delta x}{A \Delta T} = \frac{5 \text{ [W]}}{\pi \times 160 \text{ [mm]} \times 0.05 \text{ [mm]}} \times \frac{3 \text{ [mm]}}{3.4 \text{ [K]} - 2 \text{ [K]}} \quad (11-4)$$

$$= 424 \text{ [W/m} \cdot \text{K]} \quad (11-5)$$

と求められる。ここで Q は熱量、 A はインジウムシールの断面積、 Δx はインジウムシールの幅、 ΔT は温度差である。発熱面は超伝導状態が破られて 3.4K であり、2K ヘリウム面は 2K としている。参考文献[Ref]で求められているインジウム(純度 99.993%)の熱伝導率と温度の関係を図 11.13 に示す。インジウムの熱伝導率が 400 ~ 800 W/mK であることが分かる [11.1]。これは上式で求めた熱伝導率が 424 W/mK とほぼ合致する。

インジウムの発熱により Q -drop が生じている事が分かった。この Super-Joint 特性を高めるには銅などの熱伝導率の高いフランジ材を使用する事や、本研究で行ったようにインジウムを RF に曝さない構造にする事が考えられる。

このようにして Demountable 可能である事を実証した。ただし、後に述べるように Demountable の再現性問題を克服する必要がある。

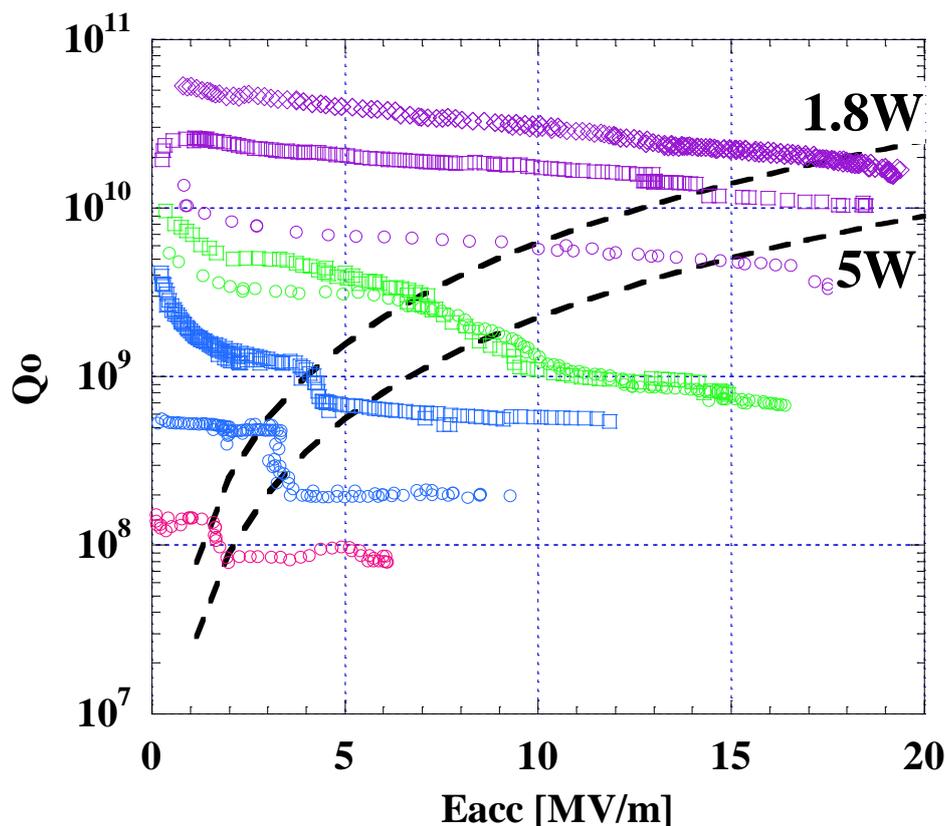


図 11.11 高電界試験結果図と等エネルギー線。Q-drop の発生位置は 1.8W から始まり 5W で終わる事が分かる。

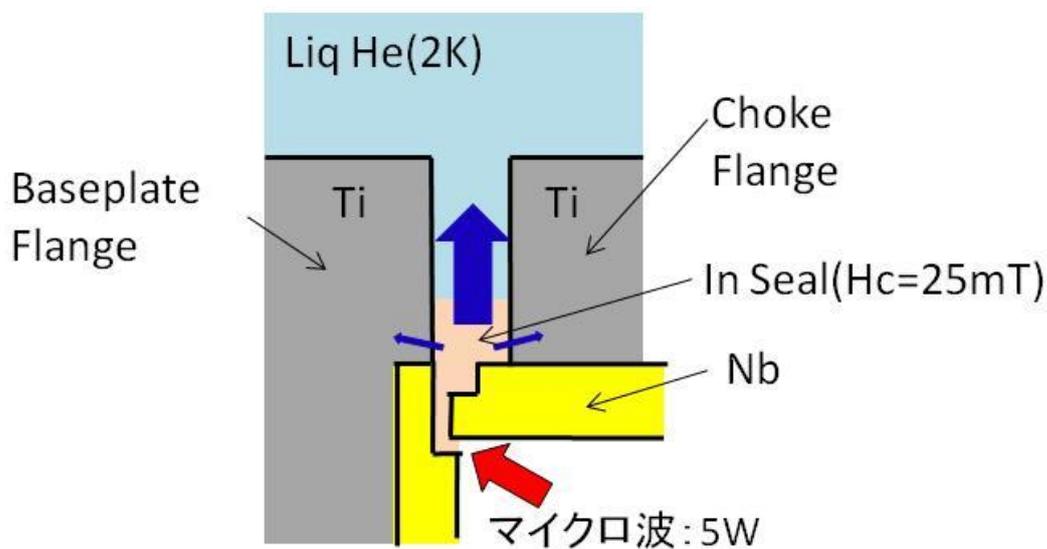


図 11.12 Q-drop 発生原因を検討するための計算モデル。

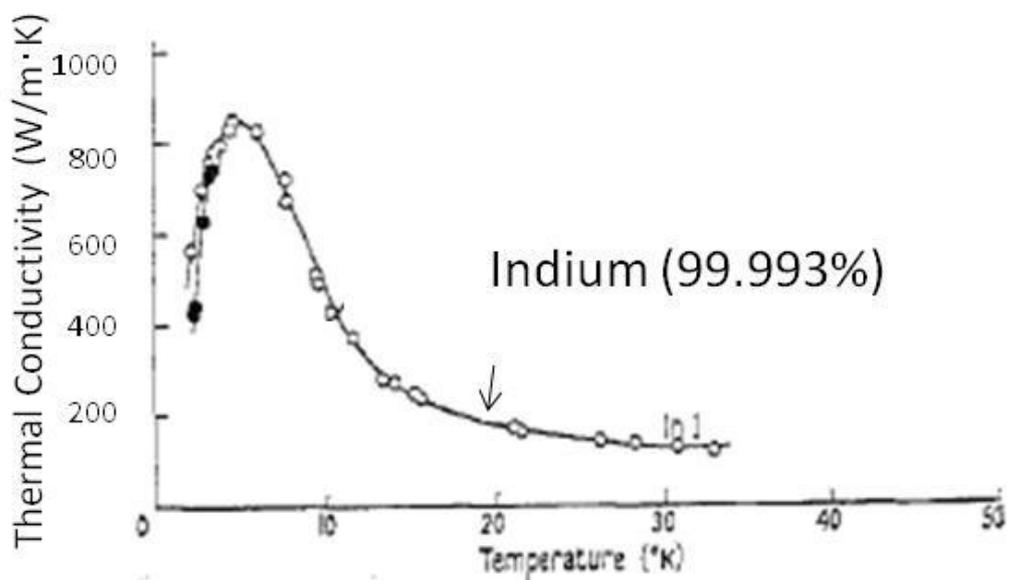


Fig. 4. The thermal conductivity of aluminium and indium.

図 11.13 インジウムの熱伝導率。参考文献[11.1]より転載。インジウム純度は 99.993%

11.3. Multipacting、Field Emission の検証

Multipacting(MP)と FE(Field Emission)は共に X 線を発生させる現象である。本研究では X 線の発生がない場合は MP、FE が生じていないと考えている。第 5 章で述べた MP の

シミュレーションでは Choke 内での MP が 2MV/m から発生するが、非常に弱いという結果を得ている。

図 11.14 に内導体を組み込んだ状態での高電界試験の結果を示す。最大加速電界まで X 線は発生していない。また、前節の Demountable 部の実証試験でも全ての測定で X 線は観測されていない。このことから MP や FE は全く問題ない事が分かる。更に、内導体を挿入しても FE の種になるゴミは持ち込まれない事が分かった。Eacc=7 MV/m から 11 MV/m にかけて Q-drop が生じているが、最大加速電界 16.4MV/m, Qo=2.7×10⁹ を達成した。Q-drop の原因はエネルギーが 5W 付近で生じていることからインジウムの露出が疑われる。このことから Super-Joint の再現性問題を克服する事が課題である。

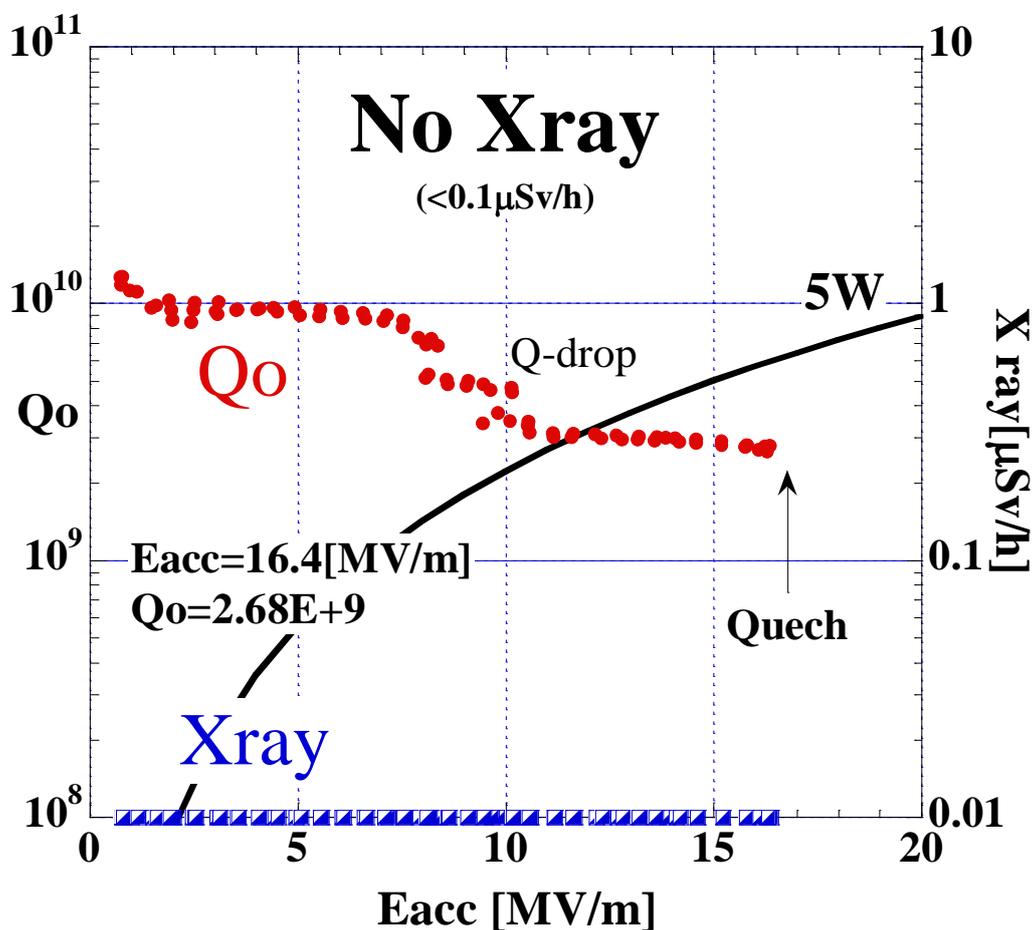


図 11.14 内導体を込こんだ DDC の高電界試験結果。

11.4. 吸収体での HOM の損失

ILC で要求されている HOM の Q 値は 10^5 以下である。本節では、常温と 2K で DDC の HOM の Q 値を測定した結果を述べる。Q 値の測定の様子を図 11.16(右図)に示す。常温と 2K 共に HOM の測定では、ネットワークアナライザを使う。ネットワークアナライザの情報は S_{11} と S_{21} である。これは空洞からの入力パワーと反射パワー、透過パワーを使って下のように表される。

$$S_{11} = \sqrt{\frac{P_r}{P_{in}}} \quad (11-6)$$

$$S_{21} = \sqrt{\frac{P_t}{P_{in}}} \quad (11-7)$$

この式から、 S_{11} と S_{21} を使い、Input Port と Pickup Port の結合度 β_{in} と β_t は、下式のように書ける。

$$\beta_{in} = \left(1 + \frac{S_{21}}{\sqrt{1 - S_{11}^2 - S_{21}^2}}\right) \frac{1 \pm S_{21}}{1 \mp S_{11}} \quad (\text{Over: 上符号 1, Under: 下符号}) \quad (11-8)$$

$$\beta_t = \frac{S_{21}}{\sqrt{1 - S_{11}^2 - S_{21}^2}} \quad (11-9)$$

上式は式(10-16)と式(10-18)を S パラメータで書き直したものである。なお Input Port の結合(Over, Under)は S_{11} の位相から判別できる。共振部の位相が 360° 回る時は Over、 180° 以下の時は Under である。既に式(10-15),式(10-19), 式(10-20)で示したように、 β_{in} , β_t , Q_L から空洞の無負荷 Q 値(Q_0), Input Coupler の結合(Q_{in}), Pickup Coupler の結合(Q_0)は次のように与えられる。

$$Q_0 = (1 + \beta_{in} + \beta_t)Q_L \quad (11-10)$$

$$Q_{in} = \frac{Q_0}{\beta_{in}} \quad (11-11)$$

$$Q_t = \frac{Q_0}{\beta_t} \quad (11-12)$$

測定では、ネットワークアナライザの透過波形を Lorentz 曲線で Fitting して、負荷 Q 値(Q_L)を求める。その 1 例を図 11.15 に示す。これは 2K での測定である。吸収体有り無しの空洞で Q_L を求めた後、式(11-10)を使って、 Q_0 を計算する。そしてこの Q_0 は、吸収体無しの空洞の場合 $Q_{w/o}$ 、あるいは吸収体有りの場合は $Q_{w/}$ となる。HOM の Q 値はその差から求められる。

$$\frac{1}{Q_{\text{HOM}}} = \frac{1}{Q_{w/o}} - \frac{1}{Q_w} \quad (11-13)$$

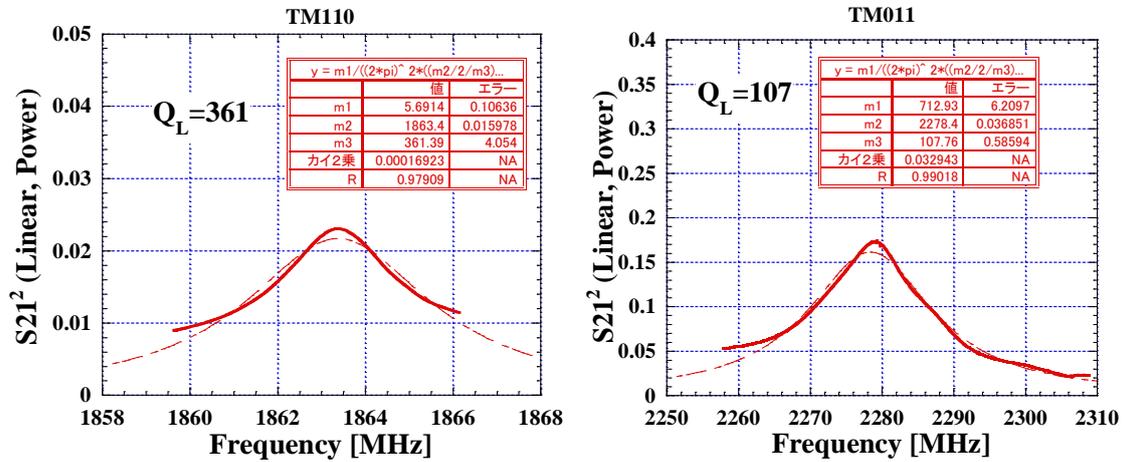


図 11.15 空洞 2K(吸収体 77K)で測定した TM110 と TM011 の透過パワー。両グラフの縦軸は電力の線形表示である。Lorentz 曲線で Fitting して負荷 Q 値 Q_L を求めた。

表 11.1 DDC と TESLA 型 HOM Coupler の HOM Q 値の比較。TESLA 型 HOM Coupler のデータは参考文献[11.2]より転載。

	TE111	TM110		TM011
		Low	High	
DDC(室温, 実測), (Ferrite@室温)	292	1100		320
DDC(2K, 実測), (Ferrite@77K)	Not Found	616		182
DDC(2K, シミュレーション), (Ferrite@77K)	146	435		520
TESLA型HOM Coupler(室温, 実測)	2×10^4	3.5×10^4	4.7×10^3	1×10^5

常温での Q_{HOM} 測定

常温での求 Q_{HOM} の測定の詳細と結果について述べる。常温の $Q_{w/o}$ と Q_w を測定した時の、Input ポートと Pickup ポートの配置を図 11.16(左図)に示す。Input ポートと Pickup ポートのアンテナには銅の針金を使った。Input ポートは各測定で反射が最小になるようにアンテナを調節した(Input の結合を 1 にした)。Pickup ポートはアンテナを短くして、結合を無視できる程度に小さくした。こうする事で、無負荷 Q 値は負荷 Q 値の 2 倍になり、測定精度が高まる。

吸収体有り無しの透過率の比較を図 11.17 に示す。加速モードは吸収体の有無に関わらず同じバンド幅である。これは Choke がうまく機能している事を示している。HOM は吸

吸収体を付けるとバンド幅が広がり Q_L が小さくなるのが分かる。吸収体なしの場合、各 HOM の負荷 Q 値(Q_L)は、 $Q_L(\text{TE}_{111})=1290$, $Q_L(\text{TM}_{110})=2113$, $Q_L(\text{TM}_{011})=448$ であった。これより各 HOM の無負荷 Q 値($Q_{w/o}$)は、 $Q_{w/o}(\text{TE}_{111})=2581$, $Q_{w/o}(\text{TM}_{110})=5452$, $Q_{w/o}(\text{TM}_{011})=744$ と求められた。吸収体有りの場合、各 HOM の負荷 Q 値(Q_L)は、 $Q_L(\text{TE}_{111})=179$, $Q_L(\text{TM}_{110})=552$, $Q_L(\text{TM}_{011})=115$ であった。これより各 HOM の無負荷 Q 値(Q_w)は、 $Q_w(\text{TE}_{111})=262$, $Q_w(\text{TM}_{110})=932$, $Q_w(\text{TM}_{011})=224$ と求められた。これらの $Q_{w/o}$ と Q_w より、 $Q_{\text{HOM}}(\text{TE}_{111})=292$, $Q_{\text{HOM}}(\text{TM}_{110})=1100$, $Q_{\text{HOM}}(\text{TM}_{011})=320$ であった。これを表 11.1(DDC 常温)に示す。DDC の設計シミュレーションで示したように各 HOM モードの 10^3 台ないしはそれ以下の十分に小さな値が得られた。

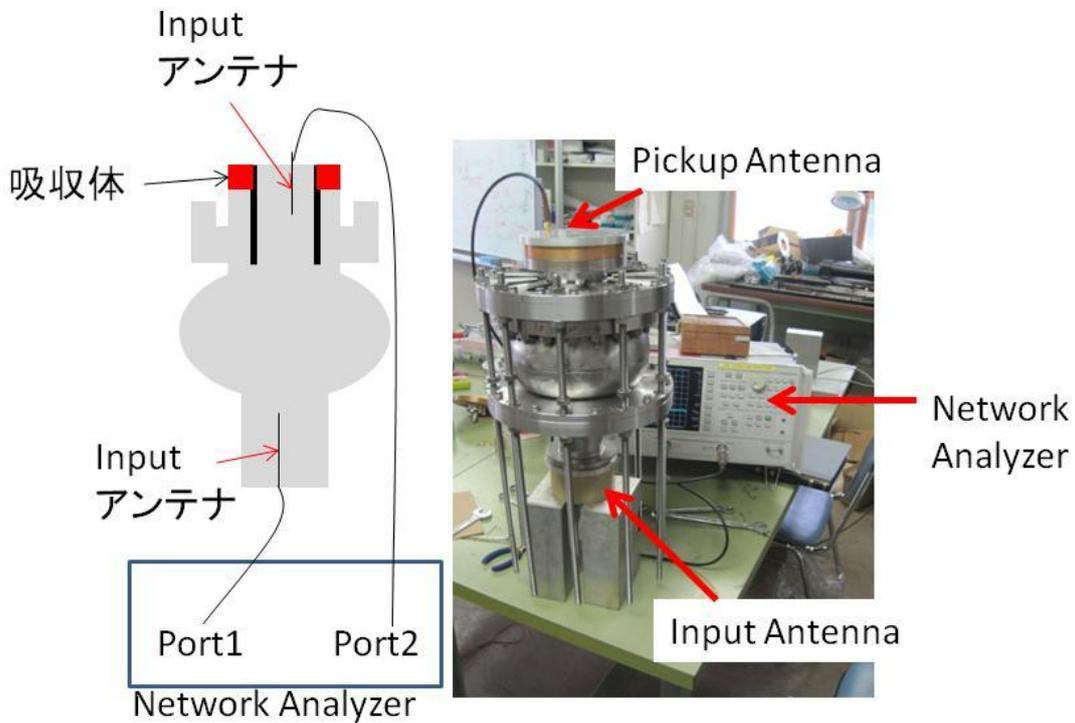


図 11.16 常温で Q_{HOM} を測定している様子。

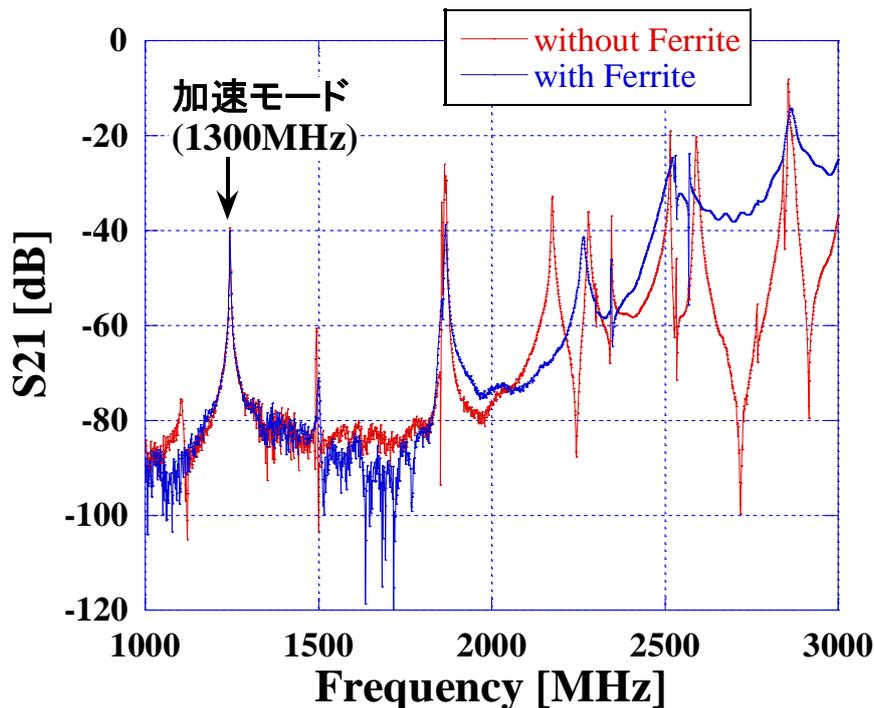


図 11.17 常温で測定した吸収体の有無による透過率の周波数依存性

空洞 2K での Q_{HOM} 測定

同様に、空洞を 2K に冷却して求めた Q_{HOM} について述べる。2K の測定では常温のように Input アンテナ切断して結合を調節できない。固定アンテナを使った。吸収体無しの $Q_{\text{w/o}}$ の測定について説明する。Input アンテナと Pick up アンテナの配置は、11.1.2 項の図 11.5 に示した。各 HOM の負荷 Q 値 (Q_L) は、 $Q_L(\text{TE}_{111}) = 1.6 \times 10^5$, $Q_L(\text{TM}_{110}) = 1.0 \times 10^4$, $Q_L(\text{TM}_{011}) = 1.5 \times 10^4$ である。これより各 HOM の無負荷 Q 値 ($Q_{\text{w/o}}$) は、 $Q_{\text{w/o}}(\text{TE}_{111}) = 2.9 \times 10^5$, $Q_{\text{w/o}}(\text{TM}_{110}) = 1.7 \times 10^4$, $Q_{\text{w/o}}(\text{TM}_{011}) = 2.8 \times 10^4$ と求められた。

一方、吸収体有りの場合、空洞を 2K に冷却しながら、吸収体を 77K まで温めた。ここでは 2K の測定という場合、空洞は 2K に冷却されているが、吸収体は 77K に保たれている事を意味する。縦型 Cryostat の中で吸収体を 77K に温める方法を説明する。図 11.18 にそのセットアップを示す。液体ヘリウム面を Choke フランジ面まで下げた。吸収体のサーマルアンカーから 30mm 上の真空断熱部に棒ヒーターを配置した。そして、ヒーターの発熱を吸収体のサーマルアンカーに伝えるために、多重に巻いたアルミテープで繋いだ。吸収体温度をモニターするために吸収体のサーマルアンカーに熱電対を取り付けた。測定中は熱電対で温度をモニターしながら、ヒーターを加熱した。そして、サーマルアンカーの温度を $77 \pm 5 \text{ K}$ に保ち Q_L の測定を行った。

図 11.15 に TM_{110} と TM_{011} の透過波形と Fitting して求めた Q_L を示す。 $Q_L(\text{TM}_{110}) = 361$, $Q_L(\text{TM}_{011}) = 107$ であった。 TE_{111} モードは Q 値が低く測定できなかった。これより、各 HOM

の無負荷 Q 値は、 $Q_{w/o}(TM_{110})=595$, $Q_w(TM_{011})=181$ と求められた。常温から 2K への冷却するサーマルショックを 2 回加えたが、吸収体部の破損は見られていない。

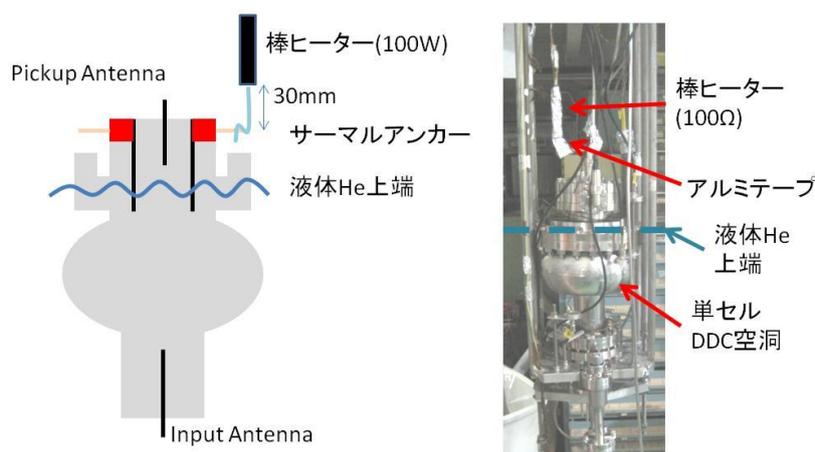
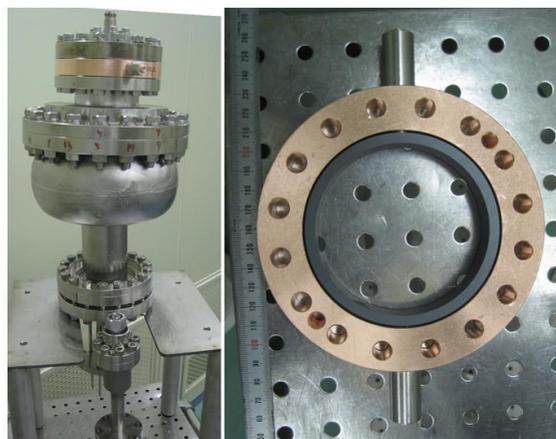


図 11.18 2K測定時のセットアップの様子。上左図は吸収体を付けた DDC 単 Cell 空洞。上右図は吸収体写真。この吸収体部のサーマルアンカーを熱する。下の両図は Cryostat スタンドにセットした様子。棒ヒーターの発熱はアルミテープを介してサーマルアンカーに伝達される。

以上の $Q_{w/o}$ と Q_w より、2K での Q_{HOM} は、 $Q_{HOM}(TM_{110})=616$, $Q_{HOM}(TM_{011})=182$ となる。これを表 11.1(DDC 2K)に示す。HOM の Q 値は 2K でも 10^3 以下と高い HOM の吸収率を示した。

2K の複素透磁率 μ'' が常温に比べて小さいにも関わらず、 Q_{HOM} はどの HOM モードでも 2K の方が常温よりも低い値を示した。この原因は第 6 章で示した、吸収体形状の設計にある。吸収体の設計では共鳴法を使ったので、吸収特性には吸収体での反射率が大きく影響する。図 6.15 にはアニール後の吸収体の常温と 77K の反射率を示している。常温と 77K の電圧反射率を比べると、 $TE_{111}(1500\text{MHz})$ ではそれぞれ 0.43 と 0.39, $TM_{110}(1863\text{MHz})$

では 0.35 と 0.31, $TM_{011}(2280MHz)$ では 0.26 と 0.22 とであり、いずれの場合でも 2K の方が反射率は小さい。その結果、上記のように 2K の方が常温より HOM 特性が優れている。

シミュレーションとの比較

アニール後に 77K で測定した CMD10 の複素比誘電率・透磁率を使い、CST-Studio で Q_{HOM} をシミュレーションした。結果を表 11.1 に示す。 $Q_{HOM}(TE_{111})=146$, $Q_{HOM}(TM_{110})=435$, $Q_{HOM}(TM_{011})=520$ であった。これと 2K の実験結果を比べると、良く合致している。

TESLA 型 HOM Couplert との比較

DDC と TESLA 型 HOM Coupler の HOM 特性を比較する。表 11.1 に TESLA 型 HOM Coupler の HOM の Q 値を示した。TESLA 型 HOM Coupler を単 Cell TESLA 型空洞に取り付け、常温で測定した結果を引用している[11.2]。図 11.19 に、この測定で使われた TESLA 型空洞と TESLA 型 HOM Coupler の形状を示す。第 3 章で述べたように、TESLA 型 HOM Coupler は Dipole HOM の縮退を解くため、 TM_{110} は 2 つのモードに分離している。表では 2 つに分離したモードの内、周波数の低いものを Low、高いものを High としている。 $Q_{HOM}(TE_{111})=2 \times 10^4$, $Q_{HOM}(TM_{110}(Low))=3.5 \times 10^4$, $Q_{HOM}(TM_{110}(High))=4.7 \times 10^3$, $Q_{HOM}(TM_{011})=1 \times 10^5$ であった。一方、DDC では Beam 軸対称配置であるためモードの分離は起きない。

TESLA 型 HOM Coupler と DDC の Q_{HOM} (常温測定)を比較する。DDC は、 TE_{111} に対して TESLA 型 HOM Coupler の 1/100、 TE_{110} に対して 1/9, 又は 1/70, TM_{110} では 1/770 である。DDC は TESLA 型 HOM Coupler に比べ 1 桁から 2 桁低い Q_{HOM} を達成し、DDC が高い HOM 減衰特性を持つ事が示された。

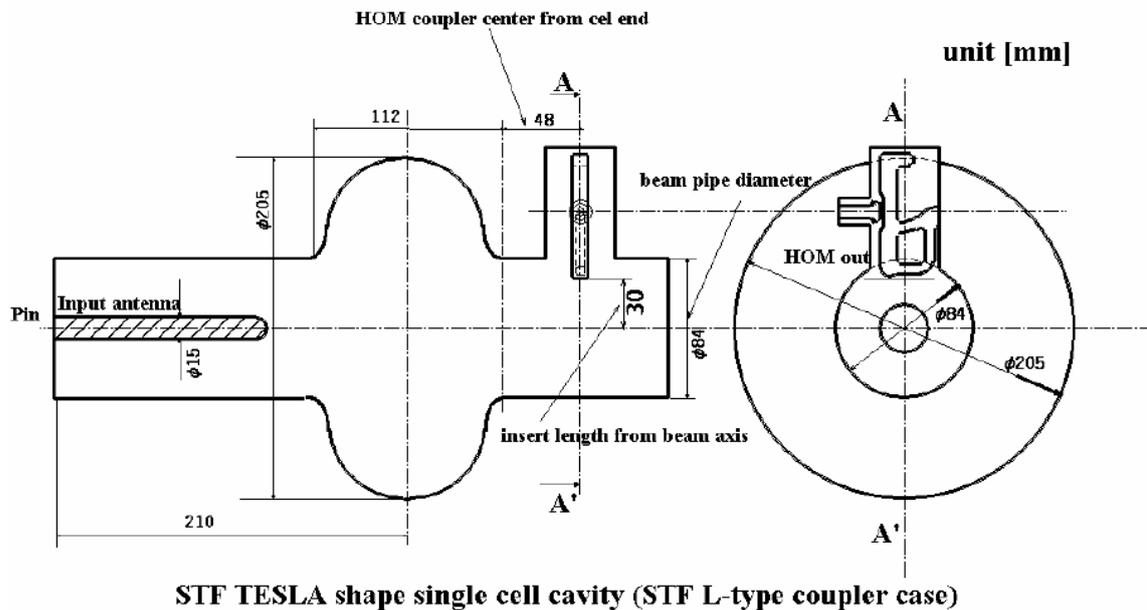


図 11.19 TESLA 型 HOM Coupler の測定に用いられた TESLA 型単 Cell 空洞の設計図。参考文献[11.2]より転載。

11.5. 第 11 章のまとめ

単 Cell DDC 空洞を使い、DDC の原理実証試験を行った。

- (1) 常温でチューニングして、周波数マッチングを取った。その効果が、2K でも保証されることを確認した。低温で Choke と空洞の周波数のチューニングをする必要がないことがわかった。
- (2) Demountable 方式の Super-Joint を 19MV/m まで実証した。再現性と更に高電界(たとえば 40 MV/m)での実証が必要である。ただし、この空洞は巨大結晶から作った空洞であるが、遠心バレルを入れていないので高電界は期待できない。
- (3) Field Emission がないことを確認して、Demountable による洗浄の容易性を実証した。
- (4) Choke 空洞や内導体で Multipacting の問題ないことを実証した。
- (5) 吸収体を装着した 2K DDC 空洞(吸収体は 77K に保持) の HOM 吸収特性を測定し、TESLA 型 HOM Coupler よりも 1~2 桁低い Q 値が得られる事を実証した。

参考文献

- [11.1] K. Mendelssohn And H. M. Rosenberg, “The Thermal Conductivity of Metals at Low Temperatures, I: The Elements of Groups 1,2 and 3”, Proceedings of Physical . Society,. A 65 385 (1952)

[11.2] 渡辺謙、総合研究大学院大学博士論文、(2007)

第 12 章. 9-Cell DDC の設計

単 Cell DDC が満足いく結果が得られたので、これを 9-Cell 空洞に適用する場合について検討する。ILC では 9 つの加速空洞と HOM ダンパー、RF Input Coupler、RF Pickup antenn で 1 つの加速空洞をなす。Cell 数を 9 つに選択している理由の一つは、HOM のダンプ率による。つまり HOM の Q 値が ILC の要求値 10^5 以下となる範囲で最大の加速空洞数を持つ(Space Factor が最小になる)ように決定している。

本章では DDC HOM ダンパーを ILC 用 9-Cell 空洞に適用するために、まず空洞形状を検討した。図 12.1 に現状の Ichiro 9-Cell 空洞を示す。Center Cell のアイリス径は $\Phi 60\text{mm}$ 、Beampipe 径は $\Phi 80\text{mm}$ である。DDC 構造を採用する場合、DDC HOM ダンパーは Input port と共存できない。図 12.1 に示した矢印は HOM ダンパーと RF Input Port と Pickup Port の設置可能位置である。Multipacting や Space Factor の観点から HOM ダンパーは加速空洞の片側にしか付けられない。このような条件をベースに空洞形状と、得られる HOM のダンプ効率を、Super Fish と CST-Studio を使い計算した。また、その結果から DDC を 2×9 Cell Super Structure に結び付けた議論を行う。

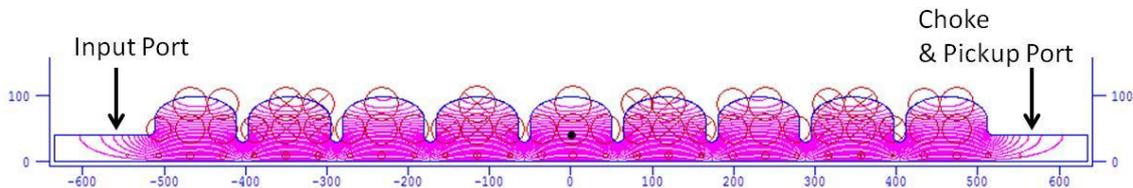


図 12.1 Ichiro Bare Cavity の構造。

12.1. HOM パラメータの計算方法

HOM に関して重要なパラメータは以下の 3 つである。Beam 軸方向を z 方向として円柱座標系を設定している。

12.1.1 R/Q

シャントインピーダンス R は空洞内に蓄積されたエネルギーと Beam の持つエネルギーのやり取りを決定する重要な因子であるが、空洞材質や HOM ダンパーの減衰率に依存する。シャントインピーダンス R を Q 値で割った R/Q は、空洞形状のみに依存するパラメータである。ただし、Monopole Mode と Dipole Mode で R/Q の計算法が異なる。Monopole Mode は、加速モードと同様に z 軸方向の電圧を使い R/Q を定義する。一方、Dipole Mode は、Beam 軸方向に電場を発生せず、Beam を偏向させる z 軸に垂直な方向の偏向電場を生

じる。このため、Dipole Mode では偏向電圧を使い R/Q を定義する。

まず、Monopole Mode の計算方法を示す。z 軸上に発生する電圧は z 軸方向電場を積分して次式のように表される。

$$V_z = \int dz E_z(z) e^{i(kz+\phi)} \quad (12-1)$$

ここで k は HOM 波数の波数 $k = \omega/c$ である。位相 ϕ の取り方に自由度があるが、最大電圧になるように取る。すると、 R/Q は

$$\frac{R}{Q} = \frac{V_z^2}{\omega U} \quad (12-2)$$

と求める事ができる。ここで U は HOM の蓄積エネルギーである。

Dipole Mode の R/Q は、偏向電圧を使い Monopole Mode と同様の表示方法を取り、次式のように表す。

$$\frac{R}{Q} = \frac{V_{\perp}^2}{\omega U} \quad (12-3)$$

V_{\perp} を求めるために Dipole Mode の特徴について考える。半径 R 、長さ d の Pillbox 空洞で TM_{mnp} モードの位置 (z, r, ϕ) での z 軸方向電場は、

$$E_z = E_0 J_m \left(\frac{\rho_{mn} r}{R} \right) \cos \left(\frac{p\pi z}{d} \right) \cos m\phi \quad (12-4)$$

と表せる。ここで、 m は m 次のベッセル関数、 ρ_{mn} はその n 番目の解を表わす。ここで、 $|x| \ll 1$ で $J_1(x) \sim x/2$ と近似できるので、

$$\frac{E_z}{r} = \frac{E_0}{2} \cos \left(\frac{p\pi z}{d} \right) \cos m\phi \quad (12-5)$$

と変形できる。この式より、Beam 軸からの距離に比例して電界が増す事が分かる。Beam が空洞の中心を通れば Dipole の影響はない。しかし、Beam は動径方向 r に広がりを持っているので、あるいは、必ずしも中心を通らないので、この影響を受ける。従って、Dipole Mode のシャントインピーダンス R は、

$$R = \frac{V_z^2}{\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 r^2 P_c} \quad (12-6)$$

と定義する。 V_z は E_z の積分値、 P_c は HOM の RF 損失量。 ω/c は波数である。ここで r の依存性は分母分子でキャンセルするので、 R は r に依存しないことが分かる。

一方、偏向力と軸方向電場との関係は、Panofsky-Wenzel theorem [12.1] より、次のように表される。

$$i\omega \int_0^d F_{\perp} e^{i\omega z/v} \frac{dz}{v} = q [E_{\perp} e^{i\omega z/v}]_0^d - q \int_0^d \nabla_{\perp} E_z e^{i\omega z/v} dz \quad (12-7)$$

ここで v は軸方向の Beam の移動速度である。また、 $\nabla_{\perp} = \nabla - \hat{z} \frac{\partial}{\partial z}$ である。 $z = 0$ 、 $z = d$

の Pillbox 端面では接線方向の電場がゼロであるため、右式の第 1 項はゼロである。この式を偏向電圧 V_r に変換すると、

$$V_{\perp} = \frac{c}{qv} \int_0^d F_{\perp} e^{i\omega_n z/v} dz = \frac{ic \int_0^d \nabla_{\perp} E_z e^{i\omega_n z/v} dz}{\omega_n} \quad (12-8)$$

となる。Beam は常に $r = a$ の位置を通るとすると、

$$V_{\perp} = \frac{ic \int_0^d E_z(\rho = a) e^{i\omega_n z/v} dz}{\omega_n a} \quad (12-9)$$

と表される。これより R/Q は次式のように表される。

$$\frac{R}{Q} = \frac{|V_{\perp}|^2}{\omega_n U} = \frac{\left| \int_0^d E_z(\rho = a) e^{i\omega_n z/v} dz \right|^2}{(k_n a)^2 \omega_n U} \quad (12-10)$$

ここで、 $k_n = \omega_n/c$ である。 R/Q のシミュレーションでは式(12-10)を使って $r=a$ (ここでは TESLA と同様に $a=10\text{mm}$)で計算する。しかし、式(12-6)で述べたように R/Q は r に依存しない。シミュレーションでは a を変えても R/Q は変化しない事を確認した。 R/Q の単位は Monopole に対して $[\Omega]$ 、Dipole に対して $[\Omega/\text{cm}^2]$ である。

12.1.2 Loss Factor

Loss Factor は R/Q とほぼ同じ定義であるが、Beam 電荷と空洞内の蓄積エネルギーを直接関係付けるため、Wake 場の計算に適したパラメータである。空洞内に励起するエネルギー U_q は Loss Factor k と Beam 電荷 q を使って次式のように書ける。

$$U_q = k \cdot q^2 \quad (12-11)$$

Fundamental Theorem of Beam loading[12.2]から、Monopole Mode の Loss Factor k_m は R/Q は、

$$k_m = \frac{\omega_n R}{4 Q} = \frac{V_z^2}{4U} \quad (12-12)$$

と表される。Dipole Mode の Loss Factor k_d は、

$$k_d = \left(\frac{\omega_n}{c}\right)^2 \frac{\omega_n R_d}{4 Q_0} = \frac{\omega_n R}{4 Q} \quad (12-13)$$

と表される。ここで、Monopole の Loss Factor の単位は $[\text{V/pC}]$ 、Dipole では $[\text{V/pC}/\text{cm}^2]$ である。

12.1.3 HOM の Q 値

Ferrite の複素比誘電率・透磁率を入れて直接 HOM の Q 値 Q_{absorber} を計算する事は、我々のコンピュータの性能不足でできない。そのため、4.5 節で用いた Ferrite の誘電率・透磁率を無視する方法を使い Q_{HOM} を計算した。この方法は、Ferrite を除外して HOM の電磁場分布を計算した後、Ferrite 設置位置に蓄積した RF パワー U_{absorber} を Ferrite による RF

損失と考える方法である。つまり、吸収体位置で Ferrite が HOM を 100% 吸収すると考える。HOM が Ferrite で損失する Q 値 Q_{absorber} を次のように計算した。

$$Q_{\text{absorber}} = \frac{U_{\text{all}}}{U_{\text{absorber}}} \quad (12-14)$$

ここで U_{all} は空洞全体に蓄積された HOM の RF パワーの総和である。

12.2. 9-Cell DDC TYPE1

図 12.2 に示すように片側に DDC を取り付けた 9-Cell DDC 形状(TYPE1)について HOM パラメータの計算を行った。9-Cell DDC TYPE1 は Ichiro 9-Cell 空洞をベースとしているが、DDC を取り付ける事で Field Flatness が壊れてしまう。そのため Superfish を使い加速空洞形状と Choke 形状を再設計した。調節した個所は、図 12.3 に示す Ichiro End Cell DDC Side の r_{v1} と DDC(Choke)の L_{choke} の寸法である。 $r_{v1}=34.945$, $L_{\text{choke}}=32.088$ とすると図 12.4 に示すように、Field Flatness が 98.5%まで回復した。この形状を使い各 HOM の RF パラメータの計算を行った。

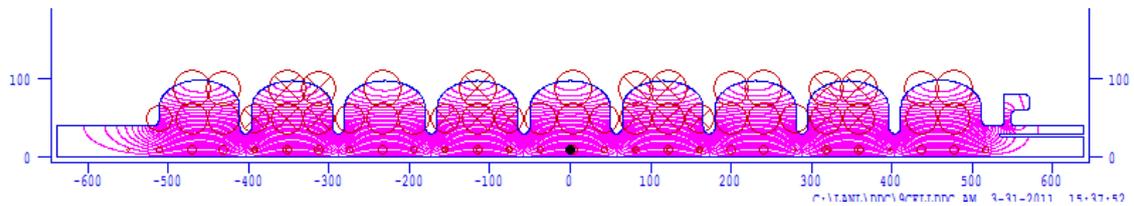


図 12.2 9-Cell DDC Type1。9-Cell 空洞の片側にのみ DDC を設置した場合の加速モード電磁場分布。

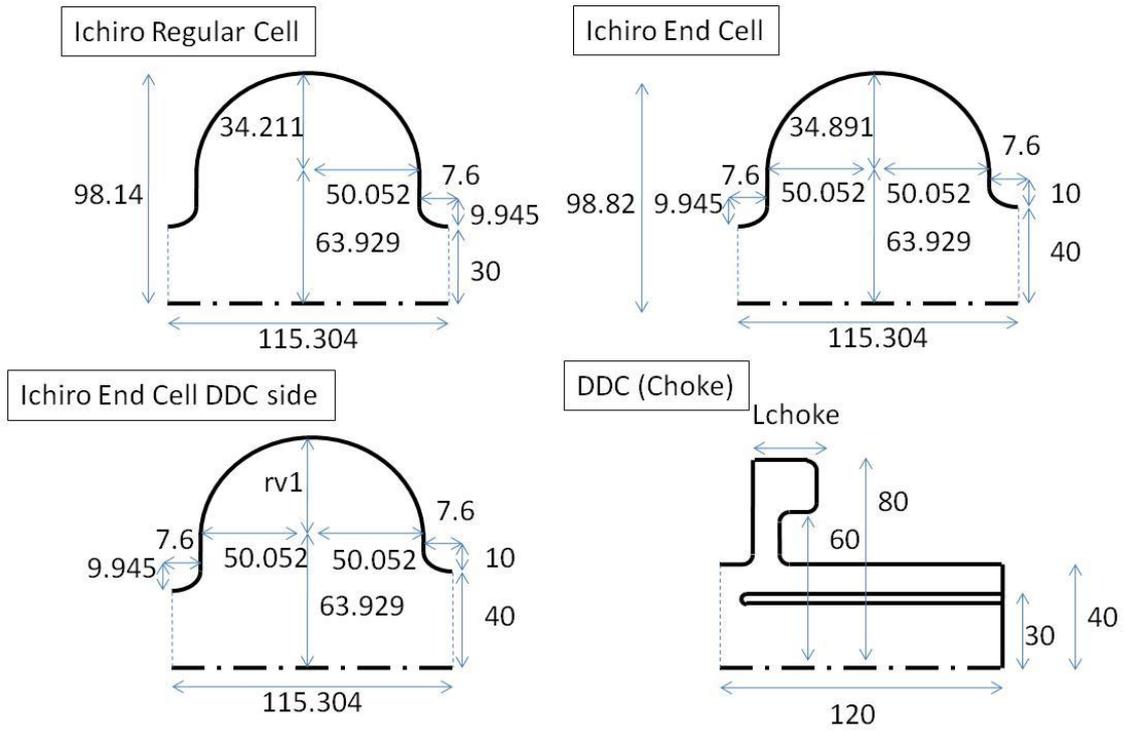


図 12.3 9-Cell DDC Type1 の各構造寸法。

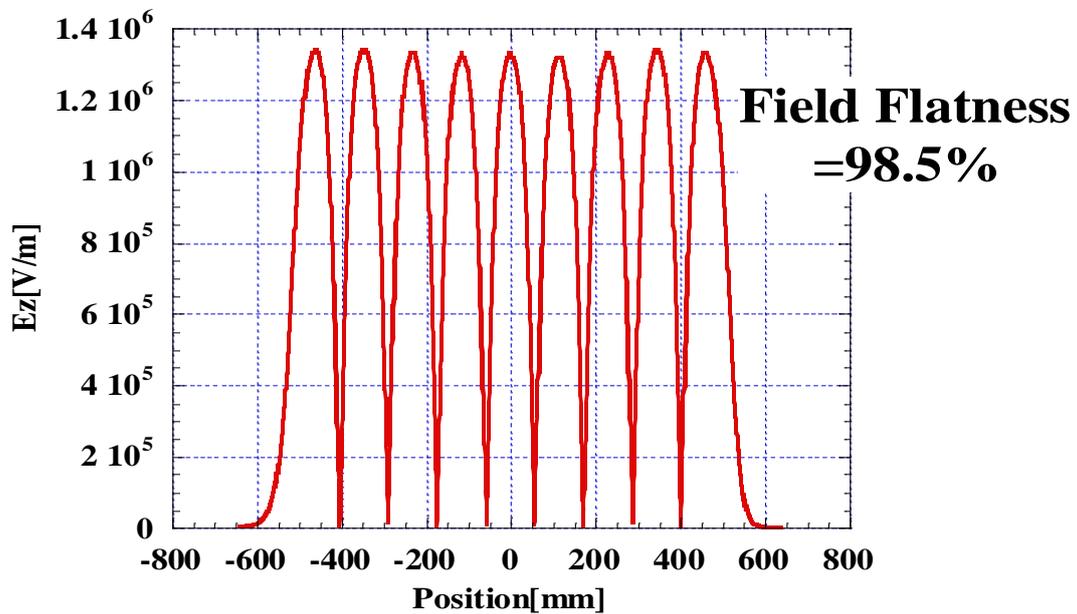


図 12.4 9-Cell DDC Type1 の Field Flatness

Monopole Mode と Dipole Mode の HOM について CST-Studio と Supefish を使い計算した。Superfish は軸対称モードである Monopole Mode の計算しかできないため、Dipole

Mode の計算は CST-Studio で行った。9-Cell 空洞なので、各 HOM モードは 9 つの Passband Mode を持つ。

図 12.5 に HOM の周波数、図 12.6 に HOM の R/Q、図 12.7 に Geometrical Factor、図 12.8 に Loss Factor を示す。これらの図で HOM Number は、周波数の低い順に示されている。DDC の Monopole Mode 計算結果から、CST-Studio と Superfish の計算結果は一致しており、シミュレーションの妥当性を確認した。これらの図には、参考のために[12.3] に示され TESLA 空洞の RF パラメータも合わせて示している。

Monopole Mode の Mode Number 14 から 18 にかけてと、Dipole Mode の Mode Number 6, 7, 13, 14, 15 等に、R/Q と Loss Factor が大きな Mode がある。これらの Mode は強い Wake 場を発生するので特に HOM の Q 値を低くしなければならない。

図 12.9 に HOM の Q 値を示す。DDC は片側にしか HOM ダンパーを取り付けていない。それにも関わらず、両側に HOM ダンパーを取り付けた TESLA 空洞に比べて、Monopole Mode の TM_{010} Mode は 1 桁小さく、Dipole Mode は同等の Q 値が得られる事がわかる。しかし、DDC Type1 空洞の Monopole Mode の Mode Number 20 と、Dipole Mode の Mode Number 1 と 10 に大きな Q 値を持つものがある。この原因は DDC により 9-Cell 空洞の鏡対称性が破れ、ダンパーのない側に電磁場の偏りをもつためである。このような偏りが表れた例を図 12.10 に示す。これは $TM_{020-2\pi/9}$ Mode であり、HOM ダンパー側に RF 場が染み出していない。このように DDC HOM ダンパーを取り付けた場合、鏡対称性を回復しないと Q 値の高い HOM が残ってしまう。

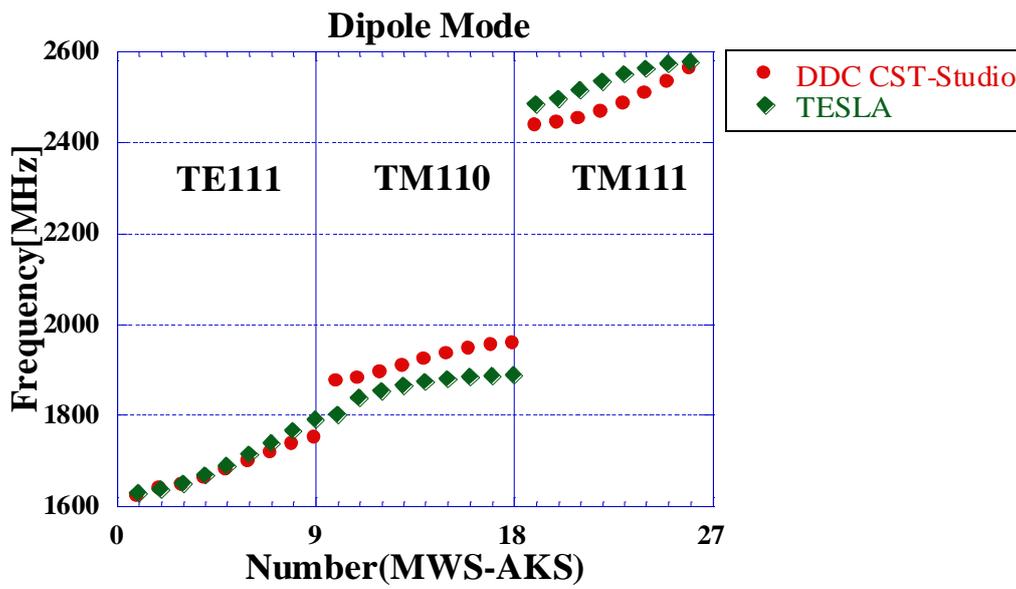
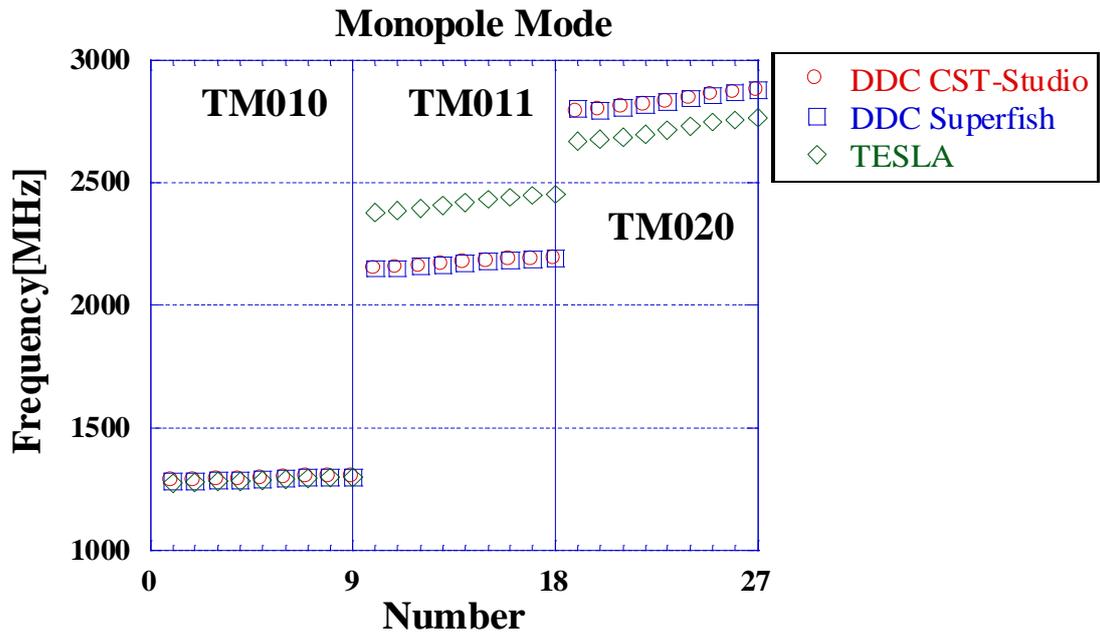


図 12.5 9-Cell 空洞の HOM 周波数

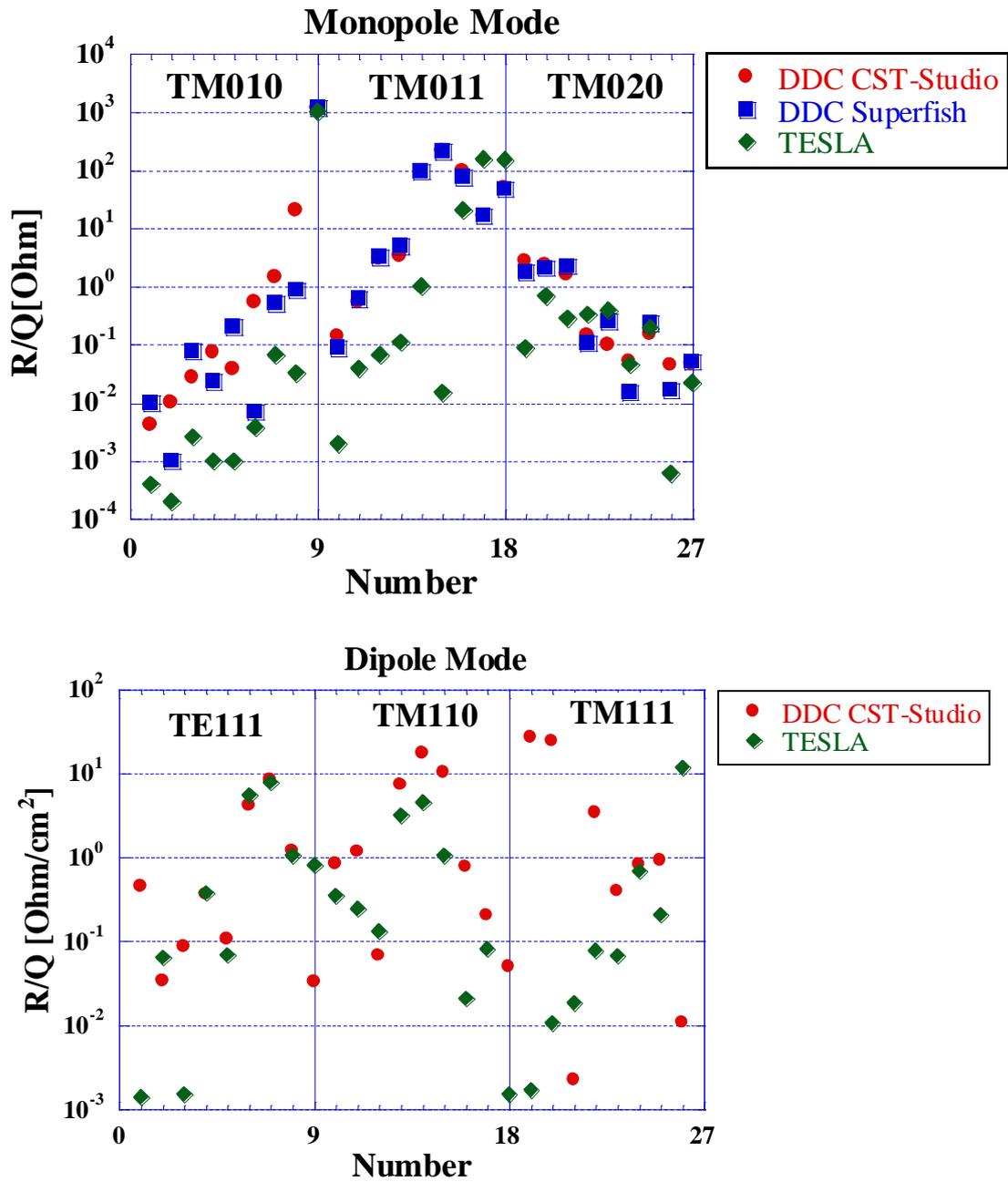


図 12.6 9-Cell 空洞の R/Q

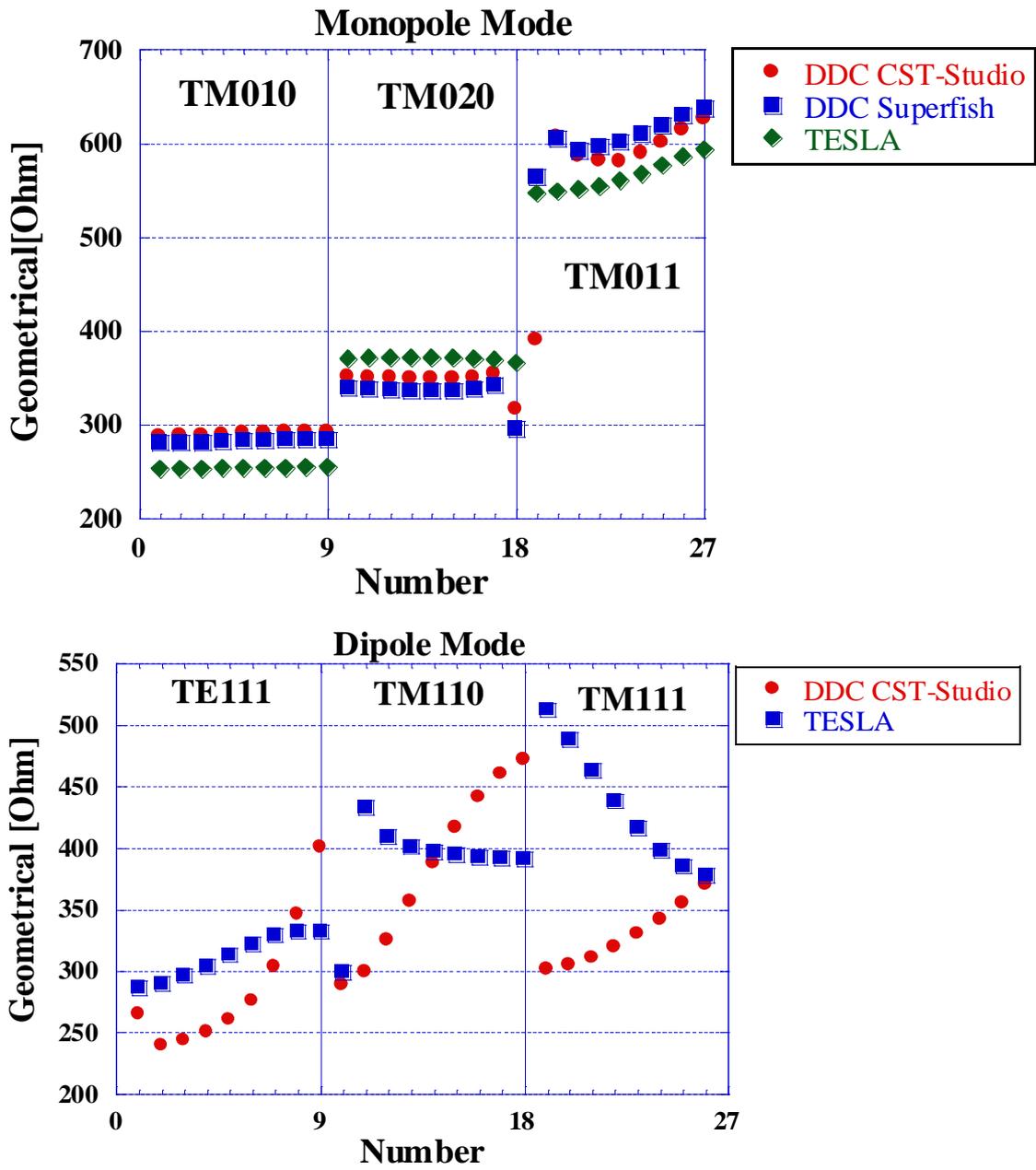


図 12.7 9-Cell 空洞の Geometrical Factor

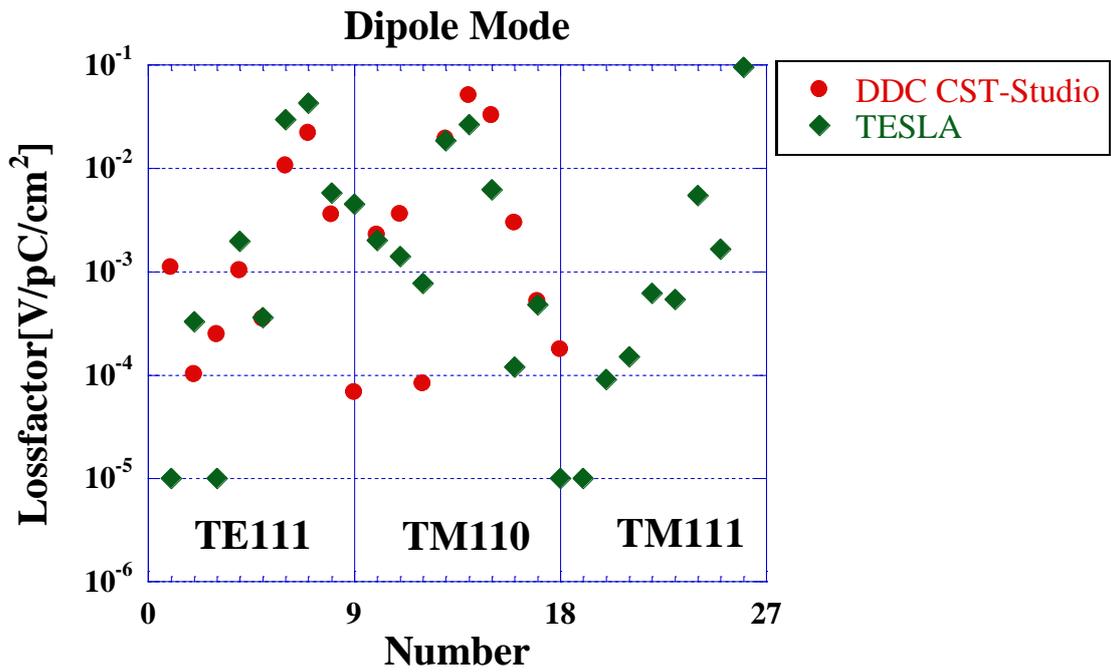
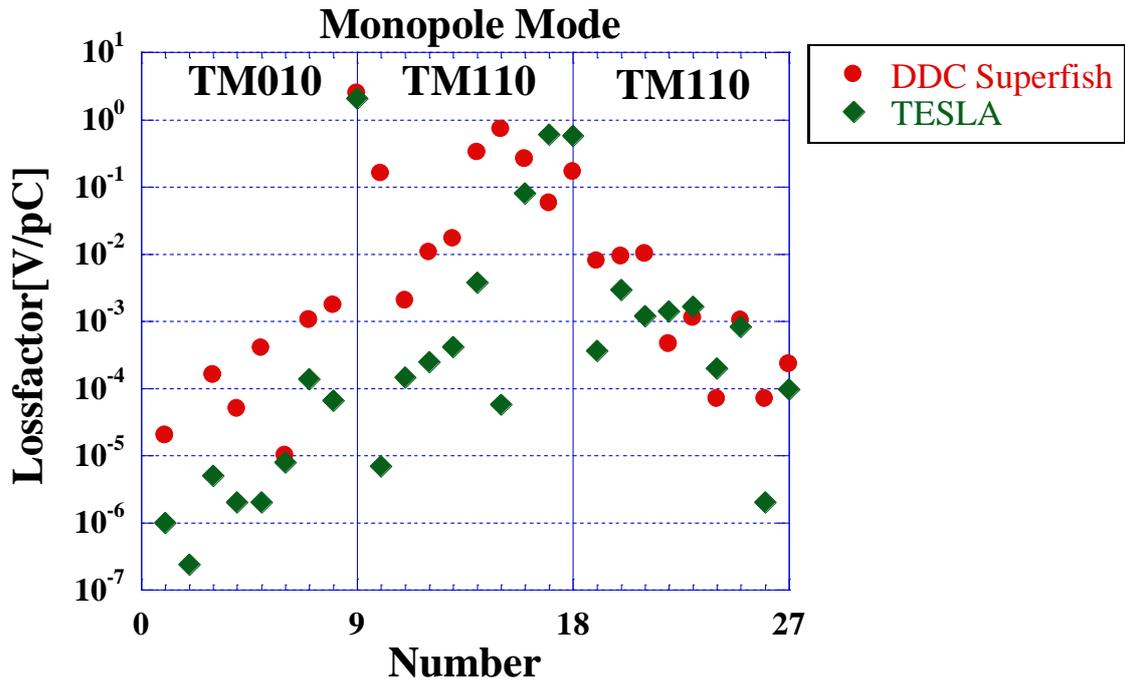


図 12.8 9-Cell 空洞の Loss Factor

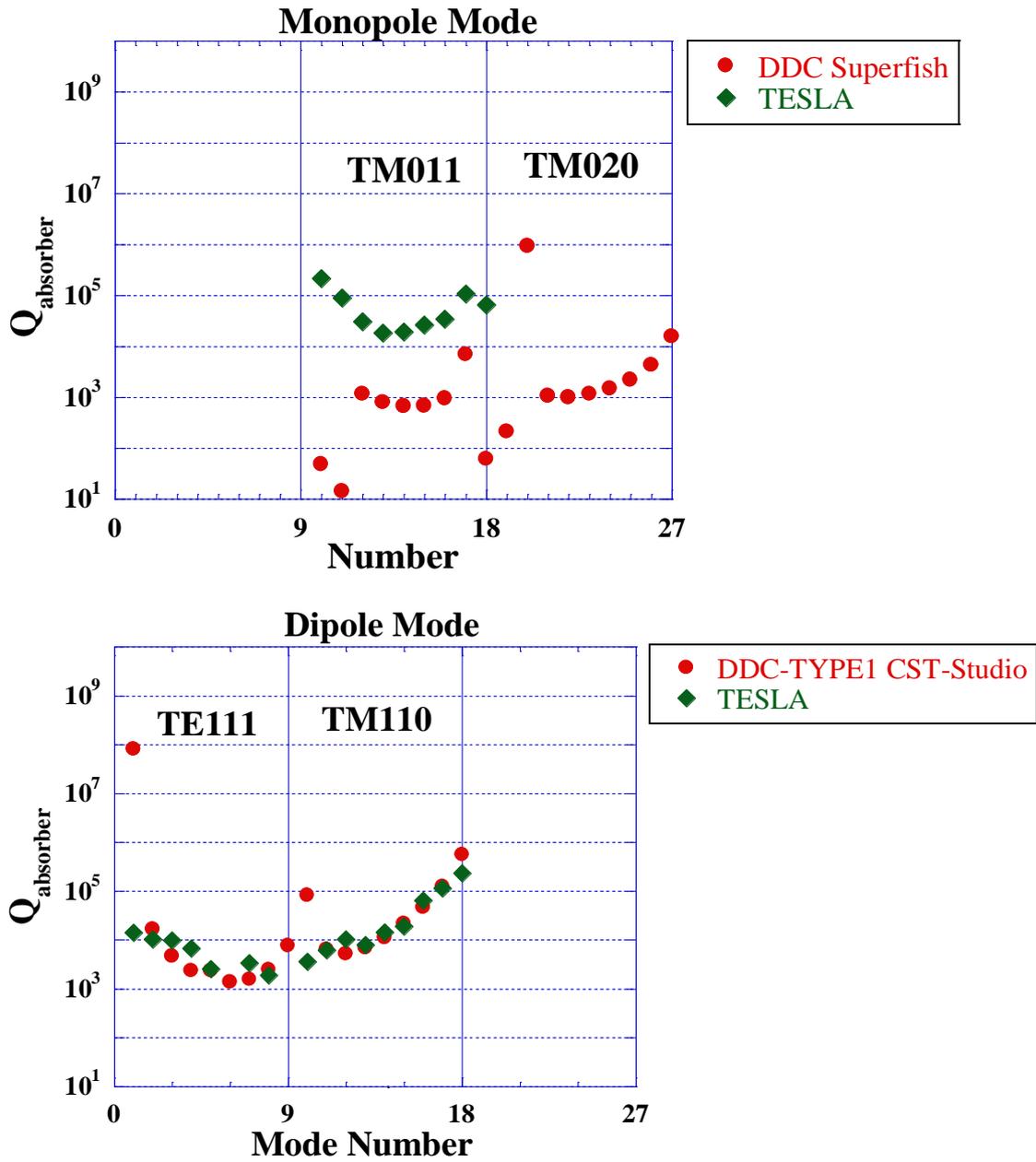


図 12.9 9-Cell 空洞の HOM の Q 値

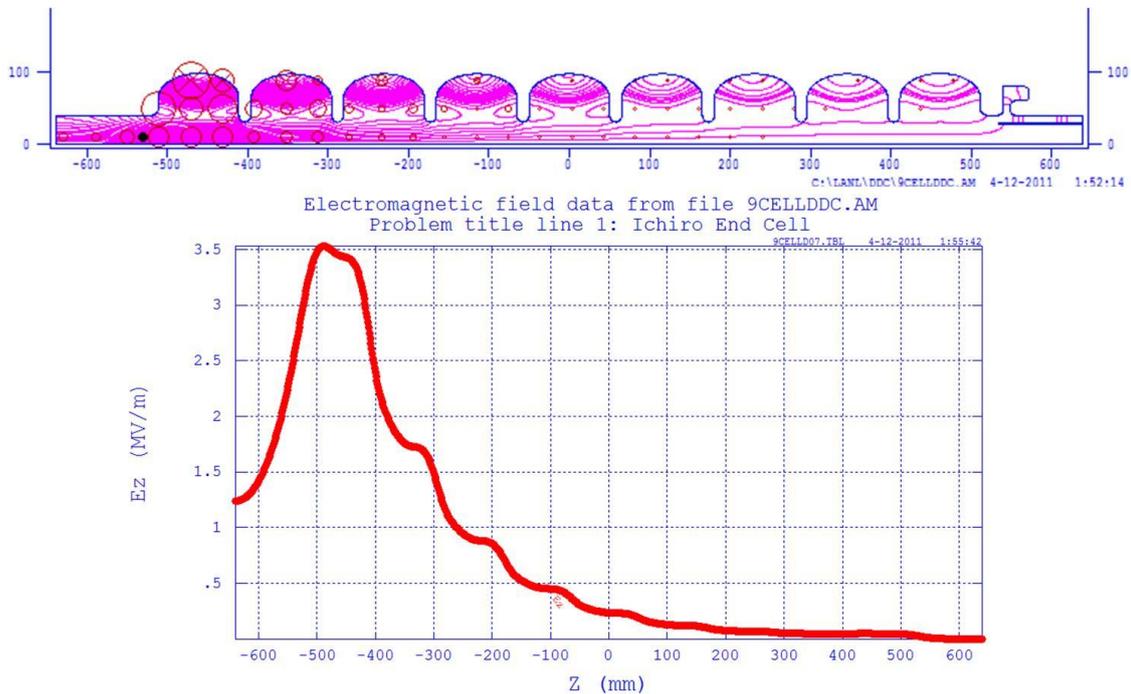


図 12.10 TM020 $2\pi/9$ Mode の電磁場分布と z 軸上の E_z の関係

12.3. 9-Cell DDC Type2

ここで、DDC HOM ダンパーを片側にのみ配置したままで、鏡対称性を回復する方法を検討する。図 12.11 に 9-Cell DDC 空洞の対称性を回復する 1 つの例を示す。ダンパーを持たない左側 Beampipe にも、外径 $\Phi 60\text{mm}$ の内導体をアイリスからの距離 20mm まで挿入し同軸構造にする。この構造を 9-Cell DDC Type2 とする。Type2 構造での各 HOM の Q 値を図 12.12 に示す。この結果 Type1 構造で Q 値の高かった Dipole Mode の Mode Number 1 と 10 は 1×10^5 以下となり ILC の要求を満たすことが分かる。ただし、Monopole Mode の Mode Number 19 が 7.5×10^7 と高いままである。これ以上計算はしていないが、より最適化進めれば鏡対称性を回復する事ができると考えている。

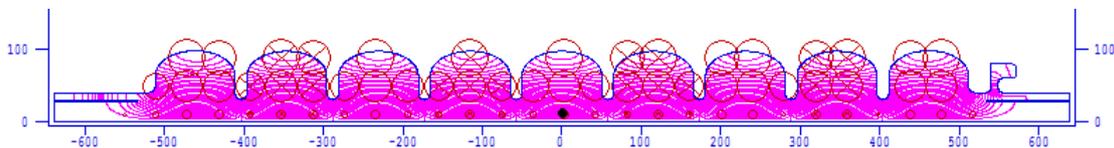


図 12.11 9-Cell DDC Type2 の構造と加速モードの RF 場。

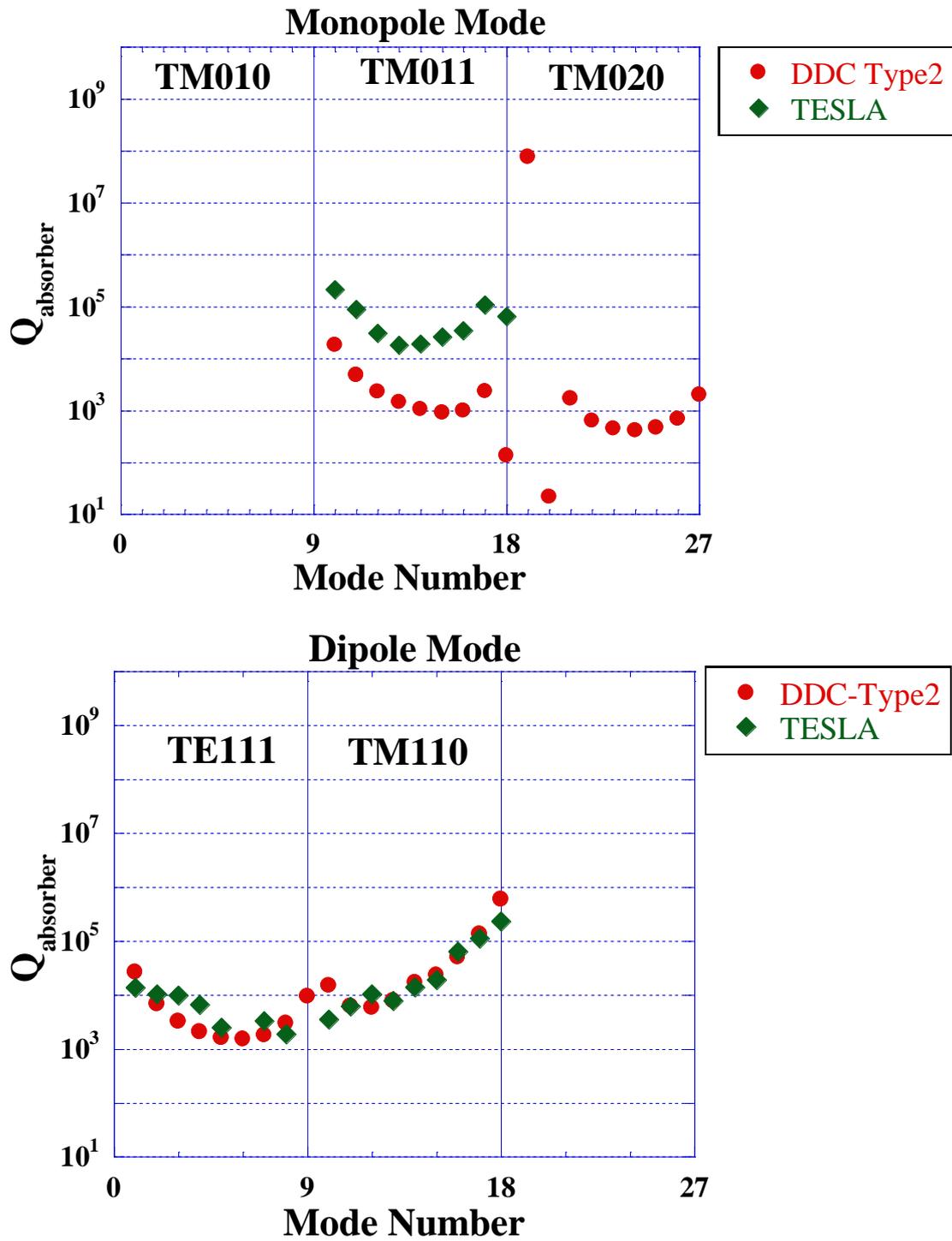


図 12.12 DDC Type2 の HOM Q 値

12.4. DDC 型 Super structure

DDC を 9-Cell 空洞に応用する場合、そのままでは鏡対称性を破りダンプできないモード

が発生する。それを防ぐために InputCoupler 側を同軸にして鏡対称性の回復を考えた。

Inpu Coupler 側のこの同軸構造は、1つの Input Coupler で2つの空洞にパワーを供給する2×9-Cellの Super structure を可能にする。Super Structure とは空洞間のデッドスペースを削る事で Space Factor を向上させるものである。Super Structure の例を図 12.13 に示す。DESY の7Cell×2の Super Structure では15MV/m までの Beam 試験に成功している[12.4]。

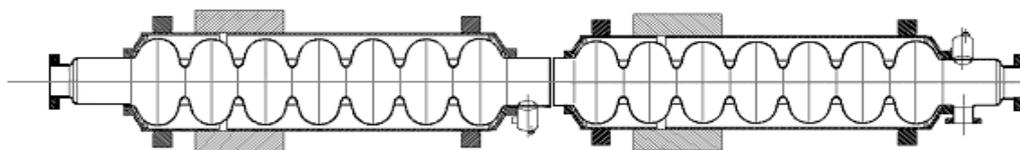


図 12.13 DESY で7Cell×2の Super structure。 [12.4]

図 12.14 に DDC を Super Structure へ適用する場合の例を示した。空洞両端に DDC を取り付け、中央の9-Cell 空洞連結部に Input Coupler を取り付ける。入力パワーは同軸のところと別れて、2つの空洞それぞれに同時に供給される。つまり、1台の Input Coupler で2台の空洞をハンドリングできる。

ILC ベースライン配置での 2 台の 9-Cell 空洞が占める長さを考える。 λ を加速モード波長とすると、9-Cell の長さは $9\lambda/2$, Beampipe 長さは $2\lambda/2$, 連結部の長さ $\lambda/8$ で合計

$$\left(\frac{9\lambda}{2} + \frac{2\lambda}{2}\right) \times 2 + \frac{\lambda}{8} = \frac{89}{8}\lambda \quad (12-15)$$

である。

一方、DDC 2×9-Cell Super structure は 18Cell の長さが $18\lambda/2$, Beampipe の長さが $2\lambda/2$, 9-Cell 空洞間 Input Coupler 部の長さが $\lambda/2$, 次の Super Structure への連結部長さが $\lambda/2$ であり合計

$$\frac{9\lambda}{2} \times 2 + \frac{2\lambda}{2} + \frac{\lambda}{2} = \frac{84}{8}\lambda \quad (12-16)$$

となり、トータルの加速電圧を 6%向上できる。

この DDC 2×9-Cell Super structure の場合、各空洞を独立にチューニングするために、空洞の He Vessel の中央部に Tuner が必要になる。そのためには第 2 章で述べた WG5 で開発した Ball Screw Tuner が使える。また、2 台の空洞を 1 台の Input Coupler でハンドリグするので、大電力 Coupler が必要になる。これも第 2 章で述べた CC-Coupler が使える。DDC 2×9-Cell Super structure でも Input Coupler の結合をチューナブルにできるが、空洞 2 台を同時に変える事になる。9-Cell 空洞の個別の Coupler のチューナビリティは失う。しかし、ILC のように長大な線形加速器では、Super Structure よる 6%の Space Factor の向上と Coupler の数が半減するメリットは、非常に大きい。DDC 2×9-Cell Super structure を実現するための各コンポーネントは既に開発されている。Super Structure は DDC の鏡対称性の破れを回復することと共存するので、DDC と Superstructure を結び付けるアイデアは一考の価値がある。

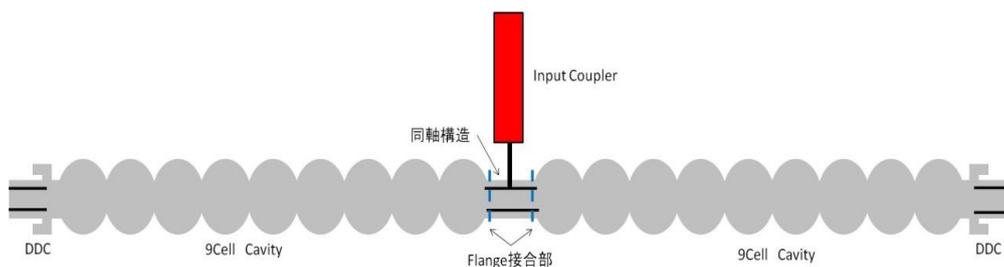


図 12.14 DDC を適用した Super Structure の例

参考文献

- [12.1] W.K.H. Panofsky, W.A. Wenzel, “Some consideration concerning the transverse deflection of charged particles in radio-frequency fields”, Rev. Sci. Inst. Vol 27, 11 (1956), 967
- [12.2] Fundamental Theoreme of

- [12.3] R. Wanzenberg, “Monopole, Dipole and Quadrupole Passbands of the TESLA 9-Cell Cavity”, TESLA report 2001-33 September 2001.
- [12.4] J. Sekutowicz, P. Castro, A. Gössel, G. Kreps, R. Lange, A. Matheisen, W.-D. Möller, H.-B. Peters, D. Proch, H. Schlarb, S. Schreiber, S. Simrock, M. Wendt, N. Baboi, M. Ferrario, M. Huening, M. Liepe, C. Pagani, S. Zheng, “Test of two Nb superstructure prototypes”, Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams, Volume 7, 012002 (2004)

第 13 章. まとめ

本研究では ILC Main Linac の Alternative Cavity Design として TESLA 型 HOM Coupler に代わる Demountable Damped Cavity(DDC)を提案し、その原理実証を単 Cell 空洞を使って行った。結論をまとめると次のようになる。

[1] シミュレーションによる Choke 型 HOM Coupler の実証

超伝導空洞は High-Q であるために周りの振動や Lorentz Detuning による周波数の離調問題がある。9-Cell 空洞の Lorentz Detuning 量は約 1 kHz である。Choke のバンド幅はこれ以上に大きく取る必要がある。シミュレーションで Choke のバンド幅を検証し 25kHz あることを確認した。

[2] 加速空洞と Choke の周波数マッチングの検証

超伝導空洞では空洞冷却時に、空洞と Choke の周波数離調問題が懸念される。しかし、室温でチューニングを行った後、2K に冷却しても周波数のマッチングが維持できた。これにより冷却による周波数の離調問題がないことが証明され、Choke に Tuner 等を付ける必要がないことを実証した。

[3] 洗浄の容易さを得るために Demountable を導入しその有効性を実証する

Demountable 部の磁場強さは加速空洞の最大表面磁場の 1/6 であるので Demountable 部は Super-Joint でなければならない。本研究では Demountable のフランジ形状を修正する事で最終的に加速電界 19 MV/m, $Q_0=1.5 \times 10^{10}$ を得た。Demountable 構造が磁場の強い場所でも使える事を実証した。

Demountable の実証試験では、一切 X 線は観測されなかった。また、他の測定でも X 線が観測されていない。これにより Demountable にすることで表面洗浄を容易にし、Field Emission を克服できる事を実証した。

[5] Multipacting(MP)、Field Emission(FE)の検証

シミュレーションで、Choke 内・内導体の MP は弱い事が予想された。内導体を含めた空洞性能試験では、最大加速電界まで X 線は観測されていない。このことから MP や FE は全く問題ないことが実証された。また内導体などを空洞に持ち込んでも、Field Emission や Multipacting が起きないことが分かった。

[6] 吸収体での HOM の減衰特性

吸収体を装着した空洞を 2K に冷却して、吸収体を 77K に保持した状態で HOM の Q 値を測定した。吸収体での損失を表す Q 値 Q_{HOM} は、TE₁₁₁ では観測できないほど

低く、 TM_{110} で $Q_{HOM}=500$ 、 TM_{011} で $Q_{HOM}=130$ を得た。これは TESLA 型 HOM Coupler に比べ 1~2 桁低い値であり、Dipole モードの分離も発生しなかった。このようにシミュレーションの予想通り高いダンプ力が得られる事を実証できた。

以上のように DDC の各項目を個別に原理実証した。

[7] DDC の 9-Cell 空洞への応用

DDC の 9-Cell 空洞への応用を検討した。単純な 9-Cell への応用では、鏡対称性が壊され、2,3 の High Q の HOM が残る。対称性を回復するためには Input Coupler 部も同軸構造にする必要がある。しかし、この構造は積極的に使えば 2×9 -Cell Super structure に繋ぐ事ができる。

課題

シール部の追加加工工程でフランジ構造が設計通りできなかった。そのために、Super-Joint の再現性の問題が残されている。また、高電界での Super-Joint の実証も残されている。

また、Demountable Damped Cavity を 9-Cell 空洞に適用した場合についての検討も行った。DDC は Input Coupler と干渉するため、9-Cell 空洞の片側にしか取り付けられない構造である。また、DDC は空洞と強い血結合が強いため、

謝辞

本研究を行うに当たりたくさんの方々から御指導と御協力をいただきました。深く感謝申し上げます。

指導教官の齋藤健治先生には一貫して本研究に関する適切な御指導をいただき、物理に対する向き合い方や実験に対する姿勢など、研究を行う上で貴重な経験をさせていただきました。また多大な叱咤激励をいただきました。深く感謝申し上げます。

また、2011年6月に Cornell 大学に移られた古田史生先生には、実験方法についてアドバイスをいただきました。多くの慰め・激励をいただきました。深く感謝申し上げます。

同研究室の後輩である、安田文昭氏、Enkhbat Byambatsogt 氏には研究を進める上での多くの協力をいただきました。深く感謝申し上げます。

KEK 加速器第 6 系主幹の山口誠哉先生には、SRF2011 国際学会への参加の援助や測定装置の貸与など、研究を進める上で、国際的な見識を深めるチャンスや研究の遂行に関わる援助をいただきました。深く感謝申し上げます。

また、実験を進めるに当たり、KEK 工作センターの小林芳治氏、井上均氏、工藤昇氏には、空洞作りに際して多大な協力をいただき、深く感謝申し上げます。低温センターセンター長の山本明先生を始め菅原繁勝氏、岡崎氏には本研究に関わる液体ヘリウムの供給で非常にお世話になりました。深く感謝申し上げます。

石塚製作所の石塚晴男氏、石塚とし子氏には、空洞製作で無理難題を押し付けたにも関わらず、非常に協力していただきました。深く感謝申し上げます。

株式会社 SFC の佐藤長治氏には、ハードなスケジュールにも関わらず、空洞の電子 Beam 溶接をしていただき、深く感謝申し上げます。

Ceramic Magnetic, Inc.からは Ferrite 吸収体(CMD10)を無料提供していただき、深く感謝申し上げます。

最後に、研究生活を様々な形で支えてくれた家族と友人に深く感謝申し上げます。