修士論文

超伝導高周波加速方式による 電子顕微鏡の開発研究

東京大学大学院 理学系研究科物理学専攻 修士課程 2年 山下了研究室 東直

平成25年2月4日

概要

電子顕微鏡は光学顕微鏡よりもはるかに優れた高位置分解能を持ち、また様々な観察方法が可能である ことから、材料・医学・生物など幅広い分野において欠かすことのできないツールとなっている。かつては 加速電圧を上げることによってより高い位置分解能を達成しようというのが電子顕微鏡開発の主題であっ たが、1995年にドイツで球面収差を補正した電子顕微鏡の開発に成功すると、研究開発の流れは低電圧で いかに高位置分解能を達成するかに移った。しかし低電圧ではいくら位置分解能が良くとも厚い試料の観 察は不可能であり、また環境セルを用いた生体試料などの観察を行うこともできない。また、電子顕微鏡従 来の加速方式である静電加速では、絶縁破壊の問題から現在達成されている 3MV よりも高い超高電圧に到 達することは実質的に不可能となっている。

そこで現在高エネルギー加速器研究機構では、電子顕微鏡の一般的な加速方式である静電加速の代わり に高周波加速方式を採用した超高電圧電子顕微鏡の開発研究を行なっている。これは従来の電子顕微鏡よ りも高い透過力と高位置分解能を達成することを目指すものであり、現在はこの高周波加速方式の原理実証 のために、産業技術総合研究所から譲渡された透過型電子顕微鏡 (TEM) をベースにした 300kV の加速電 圧を持つ TEM の開発を行なっている。このプロトタイプでは、安定した電場発振と十分な電流値を得るた めに CW 運転を採用する。従って、パワーロスが常伝導よりも圧倒的に小さい超伝導空洞を採用する。

高周波加速の TEM への適用に際して立ちはだかる問題は、エネルギー分散 $\Delta E/E$ が静電加速方式より も大きくなってしまうことである。TEM はエネルギー分散を小さく抑えることで高位置分解能を得るこ とができ、静電加速方式でのエネルギー分散は一般に O(10⁻⁶) である。一方、高周波加速におけるエネル ギー分散は一般的に O(10⁻⁴) である。今回はこの問題を解決するため、共振周波数が 1.3GHz である TM₀₁₀ モードとその 2 倍高調波である TM₀₂₀ モードを重ね合わせることにより、1 モードでの加速よりもフラッ トな電場勾配を作るような加速空洞の開発を目指している。

その中で本研究は、1. 開発中の電子銃と加速空洞が TEM に適するような低エネルギー分散を実現できるか調べる。2. 加速空洞の製作・性能評価を行う。この2つを主題としている。

今回のビームダイナミクス・シミュレーションにより、1 バンチ 0.1fc、ビームサイズ 50 μ m、バンチ長 20ps のビームを電子銃で生成し、2 つのモードの重ねあわせで 278kV の高周波加速を行うと、エネルギー分散は最適化を行うと $\Delta E/E = 3.68 \times 10^{-5}$ となった。これから計算される位置分解能は 376pm となる。一方、TM₀₁₀ のみで加速した場合、位置分解能は 818pm となった。また、既存の TEM の位置分解能 268pm であり、2 モード加速は TEM の加速方式として有効であるとわかった。

空洞の製作はハーフセル製作、電子ビーム溶接、表面処理、焼鈍、脱脂、高圧洗浄、アセンブリ、真空引 きからなる。それぞれの工程は KEK 内では既に KEKB、ILC、ERL などで培われた知識・経験があるが、 今回は本研究のために改めて条件の最適化や新たなシステムの確立を行った。

空洞の製作後、液体ヘリウムによる冷却試験を行った。4.2K での空洞の共振周波数は、TM₀₁₀ では 1.2964GHz、TM₀₂₀ では 2.5850GHz となり、周波数比は 1.9940 となった。周波数比は可能な限り 2 に 近付ける必要があるが、現在の治具立てでは相対的に小さい TM₀₂₀ の周波数を大きく上げることができな い。そのため、新たなチューニング機構を開発する必要がある。また、最大軸上加速電場 E_{ap} は TM₀₁₀ で は (0.57±0.03)MV/m、TM₀₂₀ では (7.80±0.33)MV/m を達成した。上記シミュレーションが課す条件と 比べると両モードともこれを満たさない。TM₀₁₀ では空洞内で放出電子が共鳴する Multipacting を起こし ており、後日改めてプロセスを促しながら加速性能試験をする必要がある。

目 次

第1章	序論	1
1.1	電子顕微鏡開発の歴史と現状..................................	1
1.2	高エネルギー加速器	2
1.3	本研究の概要	4
第2章	電子顕微鏡のシステム	6
2.1	従来の電子顕微鏡....................................	6
	2.1.1 熱電子鏡	6
	2.1.2 静電加速部	7
	2.1.3 光学系	8
2.2	プロトタイプ電子顕微鏡	10
	2.2.1 光陰極電子鏡	10
	2.2.2 超伝導加速空洞	11
2.3	分解能	11
第3章	超伝導高周波加速空洞	14
3.1	超伝導現象	14
3.2	加速原理	15
3.3	パラメータ	19
3.4	空洞設計	21
第4章	ビームのダイナミクス・シミュレーション	23
4.1	シミュレーション方法	23
	4.1.1 General Particle Tracer	23
	4.1.2 最適化	24
4.2	シミュレーション	26
	4.2.1 シミューレーションの条件	26
	4.2.2 300kV 加速	28
	4.2.3 カソード上でのビームサイズの影響	30
	4.2.4 バンチの電荷量の影響	30
	4.2.5 5MV 級の加速	30
4.3	まとめ	31
第5章	空洞の製作	32
5.1	製作工程	32
5.2	各工程内容	33
	5.2.1 空洞部品の製作	33
	5.2.2 電子ビーム溶接	33
	5.2.3 表面研磨	38

	5.2.4 焼鈍	42
	5.2.5 高圧洗浄	43
	5.2.6 アセンブリ	43
第6章	空洞の性能測定	44
6.1	CP 処理前の共振周波数のチューニング	44
	6.1.1 測定方法	44
	6.1.2 測定結果	45
	6.1.3 まとめ	51
6.2	低温での共振周波数測定	51
	6.2.1 測定環境	51
	6.2.2 測定結果	51
6.3	低温での Q _L 測定	52
	6.3.1 測定方法	53
	6.3.2 測定結果	53
6.4	低温でのピエゾによる共振周波数のチューニング	53
	6.4.1 測定方法	54
	6.4.2 測定結果	54
6.5	低温での精密測定	54
	6.5.1 測定方法	55
	6.5.2 測定装置	56
	6.5.3 測定結果	58
	6.5.4 まとめ	60
第7章	まとめと今後の課題	62
7.1	本研究のまとめ	62
	7.1.1 高周波加速方式の実現可能性	62
	7.1.2 空洞の製作・性能評価	63
7.2	取り組むべき課題....................................	63
7.3	今後の計画	65

図目次

1.1	電子顕微鏡の分解能の向上 (出典 [8]) 1
1.2	加速器によって達成されたエネルギーの歴史 (出典 [9])
1.3	2倍高調波の重ね合わせ
1.4	本研究の担当部分
2.1	TEM の概略図
2.2	現在 KEK に設置されている TEM "H-9000NAR"
2.3	電子銃の概略図
2.4	熱電子銃のカソード (出典 [10])
2.5	静電加速部と仮想光源
2.6	TEM の光学系
2.7	開発中の電子銃
2.8	電子銃チェンバー内の配置1(
2.9	加速空洞の概念図
2.10	回折による収差
2.11	焦点距離の違いによる球面収差 12
2.12	最大収束角 α と収差、分解能の関係
3.1	超伝導体のマイスナー効果14
3.2	円筒導波管
3.3	0次と1次のベッセル関数 17
3.4	Pillbox 型空洞
3.5	Pillbox における電場分布のイメージ 22
3.6	SUPERFISH による電場分布 22
4.1	Powell 法による最小化
4.2	シミュレーションの配置
4.3	電子銃の電場分布
4.4	TM ₀₁₀ の位相に対する Δ <i>E</i> の変化 29
4.5	TM ₀₂₀ の位相に対する Δ <i>E</i> の変化 29
4.6	2つの空洞を使用する場合のジオメトリ 29
4.7	後段の TM ₀₂₀ の位相に対する ΔE の変化 29
4.8	ビームサイズのエネルギー分散に対する影響
4.9	バンチの全電荷とエネルギー分散の関係 30
5.1	空洞の全体図
5.2	インゴットと板材から加工した空洞部品 34
5.3	くし歯測定のセットアップ
5.4	くし歯測定によって得られた3本のビード

5.5	平板打ちの一サンプル 36	ô
5.6	サンプル打ちの一例	7
5.7	インゴット材における EBW	7
5.8	赤道部観察システム	3
5.9	観察された赤道部の裏ビード	3
5.10	超硬カッターと砥石を装着したリューター 39	9
5.11	EBW 後のハーフセル表ビード 39	9
5.12	電子ろくろに乗せ研磨を終えたハーフセル 39	9
5.13	EP のセットアップ 39	9
5.14	EPのテスト試料 39	9
5.15	レーザー顕微鏡による EP サンプルの観察 40	0
5.16	EP 処理後のハーフセル 4	1
5.17	CP 処理のセットアップ 44	2
5.18	CP 後の超音波洗浄 42	2
5.19	真空炉内に設置した空洞 42	2
5.20	高圧洗浄を行う台座 42	2
5.21	シールに使用するインジウムリボン 44	3
5.22	フランジの締め付けを行う著者 44	3
0.1		_
6.1	ネットワークアナフィサによる S ₁₁ の 帰引) -
6.2	シミュレーションによる周波致感度) 0
6.3	周波釵測定のセットアップ	ј -
6.4		(
6.5	局所チューナー部に万刀で圧刀をかける 4	(
6.6	全長チューナーによるチューニンクの測定結果	7
6.7	局所部を万刀でチューニングした測定結果 42 	3
6.8	再度全長チューナーにより空洞キャッフを狭めた時の測定結果)
6.9	exy + z - f - c + z - z - z - z - z - z - z - z - z - z)
6.10	低温試験のセットアック	2
6.11	S_{12} の測定例	1
6.12	低温でのヒエソチューニング) c
6.13	空洞とアンテナの等価回路	; _
6.14	測定装直	(
6.15	$P_{\rm t}$ O λ ξ \cdot)
6.16	$E_{\rm ap} \ge Q_0 $ の関係)
6.17	Multipacting 現象)
6.18	$E_{\rm ap} \geq Q_0 $ の関係	1
7.1	最大収束角 α と収差、分解能の関係	2
7.2	ratio=2 kt s k s s s s s s s s s s s s s s s s	4
	······································	-

表目次

2.1	タングステンと LaB ₆ の比較 (出典 [11])	8
3.1	ニオブの諸性質 (出典 [15][16][33])	15
3.2	各 ρ_{mn} の値	17
3.3	各 p'mn の値	19
3.4	設計した空洞の各パラメータ....................................	21
4.1	埋め込み型ルンゲグッタ公式の係数....................................	24
4.2	GPT のインプットパラメータ	28
4.3	300kV 級加速の場合の GPT シミュレーション結果	28
4.4	5MV 級加速の場合の GPT シミュレーション結果	31
5.1	空洞の製造工程	33
5.2	実際に行った EBW の順序	37
6.1	低温測定の結果	61

第1章 序論

1.1 電子顕微鏡開発の歴史と現状

電子顕微鏡は光学顕微鏡よりも優れた位置分解能を持ち、また様々な観察・解析方法があることから、工 学・化学・生命・薬学など幅広い分野で活躍している。さらに、外村彰によるホログラフィ電子顕微鏡を用 いたアハロノフ・ボーム効果の検証や [1]、飯島澄男によるカーボンナノチューブの発見 [2] など、電子顕微 鏡を用いた研究による基礎科学への貢献が日本国内でもなされている。

電子顕微鏡の研究開発は、エネルギーの高い電子が光よりも短いド・ブロイ波長、

$$\lambda = \frac{h}{p} \tag{1.1}$$

を持ち、位置分解能の向上が期待されたことから始まった。開発が間もない頃は電子のエネルギーが低く、 結晶の回折像を観察できる程度であったが、1931 年に Ernst Ruska が金属の格子の透過像を得ることに成 功、さらに 1933 年には綿繊維とアルミホイルの像を、光学顕微鏡よりも高い分解能で観察することに成功 した。1936 年にイギリスで商業的な電子顕微鏡の開発が始まり、1938 年には加速電圧 80kV、位置分解能 が 10nm の試作品が完成した。この間に電子源はガスの放電によるものから、タングステン製のフィラメン トを用いた熱電子銃に置き換わった。

加速電圧を上げ、より高い位置分解能を目指す試みは 1990 年代まで電子顕微鏡開発のメインストリーム であり、特に日本は高電圧電子顕微鏡の開発では世界をリードしていた。現在までに達成された最高電圧は



図 1.1: 電子顕微鏡の分解能の向上 (出典 [8])

3MV であり、その位置分解能は 100pm 程度である。図 1.1 に、電子顕微鏡の分解能の推移を示す。緑のラ インが電子顕微鏡を示すが、より大きな加速電圧に伴って分解能が向上してきたのがわかる。しかし緑のラ インは 20 世紀末に頭打ちとなる。これは分解能を悪化させる収差の問題が解決できないでいたからである。 この行き詰まりは 1995 年、ドイツで球面収差を補正した電子顕微鏡の開発が成功したことにより解決され た [3]。これを分岐点として、電子顕微鏡開発の流れは低電圧でいかに高位置分解能を達成するかに移った。

以上のように高圧電子顕微鏡開発は現在のメインストリームではないが、その必要性は依然として高い。 それは厚い試料を観察できるからである。透過型電子顕微鏡 (TEM)の試料は厚さを 100nm 程度まで薄く 加工しなければ観察することはできないが、加速電圧を上げればバルク状の分厚い試料を観察することが できる。これは、近年研究が著しいレアメタルなど、薄く加工すると元の性質を失うようなものを観察のに 適している。更に環境セルを用いた観察手法が最近確立されてきた。これは、細胞のなどの生体試料を水和 状態を維持して、生きたままの状態を観察することができる方法である。通常の電子顕微鏡では乾燥や凍 結などの処理を行わないと観察できず、この環境セルによる観察は特に生命・化学の分野での需要が高い。 しかし環境セルを十分透過するためには、高い加速電圧が必要となっている。また、現在達成されている 3MV よりも高い電圧を達成することにより、さらなる高位置分解能を達成できる可能性がある。従って、 様々な観点から、超高電圧電子顕微鏡の需要は高い。

しかし、高電圧を安定して供給することには常に困難が伴う。さらに絶縁破壊による放電現象のために、 3MV 以上の加速電圧を従来の静電加速方式で達成することは現実的に不可能であり¹、現在のところ新た な高電圧電子顕微鏡の開発は行われていない。

1.2 高エネルギー加速器

近年の物理学は、新粒子発見と共に大きく発展してきた。それは新たな概念の必要性や、既に唱えられて いた理論を強く支持するものとなる。従って新粒子が発見できるであろう環境を人工的に作り出すことは、 現代の物理学の発展には不可欠であり、その環境を実現する加速器はその時代の最先端の技術を結集したも のである。以下では図1.2のように進化してきた加速器の歴史を簡単にたどる。

静電場加速器

加速器の歴史は、コッククロフト・ウォルソン加速器やパンデグラフ加速器などに代表される静電場加速 器から始まる。コッククロフトとウォルソンは 1932 年に自らの高電圧発生装置を用いて陽子を 700keV ま で加速し、p+Li⁷ → He⁴ + He⁴ という原子核反応を観測した。これが世界で初めての加速器を用いた実験 である。このコッククロフト加速器は数 MeV 程度までの加速電圧を実現することができ、現在でも高電流 の安定性のメリットがあるため利用されている。

高周波加速器

荷電粒子を加速することに成功した静電場加速器だが、高電圧を達成するためには放電の問題があり、こ れを防ぐ絶縁技術には限界があった。そこでさらに高いエネルギーを目指すために高周波加速器が開発さ れた。サイクロトロン加速器は静磁場によって回転する荷電粒子を、その周回周波数(サイクロトロン振動 数)と同期した高周波電場によって加速するものである。これによってサイクロトロンは限られた規模の施 設において、高いエネルギーを得ることができる。しかし実際は相対的効果によりサイクロトロン振動数 が時間変化するため、無限に加速できるわけではなかった。

¹真空中での絶縁破壊電圧は電極の材質、表面状態にも依るが、1mm のギャップで 40~50kV である [4]。

上記の問題を解決するものとしてシンクロトロン加速器が登場した。これは荷電粒子の周回軌道半径を 一定にし、高周波加速空洞によって加速するというものである。シンクロトロンの代表的なものとして、現 在欧州原子核研究機構 (CERN) において稼動している LHC があり、2012 年 2 月に、衝突点における重心 系エネルギーとして 8TeV を記録した [7]。しかしシンクロトロン加速器の欠点として、シンクロトロン放 射におけるエネルギーの損失がある。

今までに述べてきた高周波加速器は、荷電粒子が周回することによる多重加速によって、高エネルギーを 実現してきた。一方、次世代の加速器として ILC(International Linear Collider) が提案されている。ILC は線形型加速器であり、一直線に並べた超伝導高周波加速空洞によって荷電粒子を加速させる。従ってシン クロトロン放射によるエネルギー損失が原理的には起こらない。しかし多重加速ができないので加速空洞 に課せられる加速性能が従来よりも格段に高いものとなっている。



図 1.2: 加速器によって達成されたエネルギーの歴史 (出典 [9])

1.3 本研究の概要

本研究の目的

現在、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) において、高周波加速方式を適用した透過型電子顕微鏡 (TEM) の開発が行なわれている。これは既存の加速電圧を大きく超えた超高電圧電子顕微鏡を開発することによっ て、従来の TEM では不可能だった厚い試料の観察や位置分解能の向上を目指すものである。現在 3MV を 超えるような電子顕微鏡の開発は、1.1 節で説明したような放電や安定性の問題から行われていない。これ は静電加速方式に固有の問題であり、本研究ではそれを回避するために高周波加速方式を採用する。

現在はその原理実証として、300kVの加速電圧を目標にプロトタイプを開発中である。2010年、産業技 術総合研究所 (産総研)から日立製透過型電子顕微鏡"H-9000NAR"が KEK へ譲渡された。電子銃部と加速 部は今回新たに開発し、TEM の既存の光学系を再利用することによって、コストを抑えてプロトタイプを 開発する。

原理実証において課題となるのが、高周波加速方式によるエネルギー分散を小さく抑え、既存の TEM と 同程度以下の位置分解能が得られるかということである。後で説明するように、TEM の位置分解能は、エ ネルギー分散 Δ*E/E* の増大により劣化する。従来静電加速方式を採用してきた TEM は、加速部でのエネ ルギー拡散は起こらず、エネルギー分散は全て電子銃での Δ*E* で決まっていた。しかし今回採用する高周 波加速は、有限長の電子バンチが振動電場によって加速されるため、加速部においてもエネルギーの拡散が 生ずる。図 1.3 で黒いラインで描いたのが振動電場のイメージである。横軸が時間になっており、加速空洞 を通過するバンチが振動電場によって加速されるが、最大加速である振動電場の頂点に乗る場合にもエネ ルギーの拡散が生ずる。そこで本研究ではこの基本モードに対する 2 倍高調波を足し、振動電場の頂点を フラットにすることを目指している。図 1.3 の赤のラインが、基本波と 2 倍高調波を足しあわせた振動電場 であり、先の黒のラインに比べて頂点がフラットになっていることがわかる。実際には電子銃から 60kV で 入射する電子を加速空洞の振動電場で加速しなくてはならないので、低エネルギー分散を実現するために はシミュレーションを用いて振幅と位相の最適化を行わなければならない。



図 1.3: 2 倍高調波の重ね合わせ

一方、今回製作する加速空洞は超伝導空洞である。これは平均電流値を高くすることと、安定した電場励 起を可能にする CW 運転を行うためである。

本研究で開発する加速空洞は既に設計が完了しており、電子銃に関しては基本設計が完了しているもの のその製作は 2012 年度末から行う予定である。その中で本研究は、

1. 現在開発中の電子銃と加速空洞が TEM の要件を満たすかを調べる

2. 加速空洞の製作・性能評価を行う

ことを主題とする (図 1.4 の黄色で書いたもの)。1. では想定されている電子銃と加速空洞を用いた場合のエ ネルギー分散をシミュレーションから導き出し、その結果から改めて加速空洞の加速性能に対する要求を決 める。またそれと並行して、2. 加速空洞の製作を行い、最終的に低温測定によってシミュレーションから 要求される性能をどの程度達成できるかを調べる。



図 1.4: 本研究の担当部分

第2章 電子顕微鏡のシステム

電子顕微鏡には様々な観察法があり、それぞれに適したシステムを採用しているが、ここでは透過型電子 顕微鏡 (TEM) に焦点を置き説明をする。

2.1 節では従来の TEM のシステムとその構成要素について説明する。2.2 節では本研究の対象である、高 周波加速を採用した電子顕微鏡について述べる。2.3 節では電子顕微鏡の分解能について説明する。

2.1 従来の電子顕微鏡

TEM のシステムを図 2.1 に示す。上段から電子銃、加速部、光学系となっていて、光学系はさらにコン デンサレンズ、試料、対物レンズからなる。現在高エネルギー加速器研究機構 (KEK) に設置されている TEM は日立の H-9000NAR であり (図 2.2)、以後これに特化した説明を行う。

2.1.1 熱電子銃

H-9000 の電子銃は熱電子銃を採用している。電子源となるフィラメント (陰極) には負の高電圧がかかる ようになっており、それによってフィラメントの温度が上昇する。これにより電子がフィラメントから放出 される (熱電子放出)。Wehnelt 電極は陰極に対してさらに大きな負の高電圧が印加されており、放出電子 は 1mm よりも小さい穴に向かう。陰極、Wehnelt 電極共に高電圧に接続しており、高電圧と陰極の間にあ



図 2.1: TEM の概略図



図 2.2: 現在 KEK に設置されている TEM "H-9000NAR"

る可変抵抗を操作することにより電流の大きさを調整することができる。また電流値安定のためのフィー ドバックにも用いられる (図 2.3)。

陰極中の電子のエネルギーと、陰極からの距離、存在確率との関係を図 2.4 に示す。陰極の温度が高くなると、真空準位を超えるような電子が陰極から放出されるようになる。真空準位 E_0 はフェルミエネルギー E_f と仕事関数 ϕ の和で表すことができる [10]。熱電子銃の陰極から得られる電流 J は Richardson-Dushmanの式、

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right) \tag{2.1}$$

で与えられる。ここで T は陰極の絶対温度、 ϕ は仕事関数、k はボルツマン定数で、A は熱電子放出係数 と呼ばれ、

$$A = \frac{4\pi emk^2}{h^3} = 1.20 \times 10^6 \text{A/m}^2 \text{K}^2$$
(2.2)

である。ここで e は電子の電荷、m は電子の質量、h はプランク定数である。フィラメントの材料として は古くからタングステンが使われてきたが、H-9000 は LaB₆ を使用している。LaB₆ はタングステンよりも 仕事関係が小さく、そのため必要な温度が低い。タングステンと LaB₆ のそれぞれのパラメータについては 表 2.1 に示す。

2.1.2 静電加速部

現在の TEM は電子を加速させるために静電加速方式を採用している。これは陰極から放出された電子が 陽極に引きつけられエネルギーを獲得する、というシンプルな構図となっている。陽極には穴が空いてお り、この穴を通った電子のみが以後の光学系に到達することができ、陰極で生成された電子のわずか 1%程 度でしかない (図 2.5)。陰極で放出された電子は Wehnelt 電極の凸レンズ効果により、収束し、陽極に向か う。陽極は逆に凹レンズの効果を持ち、ビームは発散する。電子は陽極の少し上の点から発散するように見 え、この点を仮想光源と呼ぶ。熱電子銃の場合、この発散角は 1mrad 程度である。



図 2.4: 熱電子銃のカソード (出典 [10])

図 2.3: 電子銃の概略図

材質	タングステン (W)	LaB_6
$\phi[\mathrm{eV}]$	4.5	2.7
温度 [k]	2700	1800
電流密度 $[A/m^2]$	10^{4}	10^{6}
ビームサイズ [μm]	≈ 40	≈ 10
要求真空度 [Pa]	$< 10^{-2}$	$< 10^{-4}$
寿命 [hour]	≈ 100	≈ 1000
$\Delta E[\mathrm{eV}]$	1.5	1.0

表 2.1: タングステンと LaB₆ の比較 (出典 [11])





図 2.5: 静電加速部と仮想光源

図 2.6: TEM の光学系

2.1.3 光学系

光学系は、

- コンデンサレンズ
- 試料
- 対物レンズ
- 中間レンズ
- 投影レンズ

• 蛍光板

から成る。

コンデンサレンズ

コンデンサレンズは、試料に対してビームがどのように照射されるかを決める。

図 2.5 の仮想光源から発散していくビームはコンデンサレンズを通る。仮想光源が結像する場所は磁場の 強さによって変わる。高倍率で試料を観察したい場合には、試料上に仮想光源を結像させるようにコンデ ンサレンズの電流を調節する (full-focus)。回折パターンを見たい場合には、underfocus もしくは overfocus させ、試料に入射するビームの角度をビーム軸と平行に近づける。

コンデンサレンズと試料の間にある絞りは、試料に入射する角度を制限することができ、許される最大の 角度を最大収束角 α と呼ぶ。

試料

試料は TEM のビームが持つエネルギーで透過できるような厚さまで薄くする必要があり、およそ 100nm 前後が典型的な厚さである (許容される厚さは加速電圧に依存する)。また、光学系が鎮座する鏡筒内は電 子銃部、静電加速部と同様に真空状態である必要があるため、生体試料を水和させたまま観察することはで きない。しかし最近は環境セルを用いた観察方法も出てきており、生体試料を生きたまま観察することに成 功している。しかしこの観察法は、セルを透過できないような加速電圧の小さい TEM では採用できない。

対物レンズ

対物レンズは、試料を透過した電子を磁場により曲げ、像を形成する。焦点距離は短く、2.4 節で説明す るような様々な収差はここで決まる。

試料を通過した電子は、力を受けずにまっすぐ対物レンズに向かうものと、試料により散乱され入射角 とは異なる角度で対物レンズに向かうものもある。対物レンズの下に設置されている絞りは、そのような 大きく散乱された電子をカットする役割を果たす。これにより、最終的な試料の像はコントラストを持つ。 この絞りを狭くすることによって散乱電子が入射できる角度を小さくし、全体が暗くなるがコントラスト を強くすることができる。

中間レンズと投影レンズ

中間レンズは対物レンズと投影レンズの間に存在し、ソレノイドの電流値を変えることにより拡大率を 調節する役割をもっている。

投影レンズは光学系最後のレンズであり、最終的な試料の実像を作る。投影レンズの電流値は基本的に操 作せずに、拡大率を変えるときは中間レンズを操作するのが一般的である。

蛍光板

投影レンズによって試料の像が蛍光板上に結ばれる。蛍光板は金属板に蛍光塗料が塗られたもので、電子 が当たった所が発光するようになっている。伝統系な蛍光塗料は ZnS であり、その他の塗料も人間の目が 敏感である黄から緑の発光波長を持つ。

記録用には写真がかつては用いられたが、最近では CCD センサーによる記録が一般的である。CCD センサーを用いる場合には、一度蛍光塗料で電子から光に換え、それを CCD センサーで記録する。

2.2 プロトタイプ電子顕微鏡

本節では本研究で開発中のプロトタイプ電子顕微鏡について説明する。プロトタイプ電子顕微鏡は、産総 研から譲渡された TEM をベースに開発を行う。光学系は既存のものを利用し、電子銃部と加速部について は新たに開発を行なっている。本研究の主題は高周波加速であるが、それに対応して電子銃も高周波加速と 同期して電子を加速部へ入射させなくてはならない。

現在は原理実証段階であり、加速電圧は既存の TEM と同じ 300kV を目指している。電子銃で生成され た電子は 60kV まで加速され、アインツェルレンズと呼ばれる静電レンズを通過する。その後加速空洞に入 り、そこで 300kV まで加速される。空洞から出た後は、既存の光学系に入射し試料像を得る。

2.2.1 光陰極電子銃

従来の TEM は熱電子銃を採用していたが、今回高周波加速を採用するために、電子銃は光陰極電子銃を 採用する。熱電子銃が熱によって電子を励起させるのに対し、光陰極電子銃は光電効果を用いて電子を励起 させる。光電効果はレーザーによって引き起こされるので、レーザーが高周波と同期してカソードを照射す れば高周波加速に対応することができる。

今回開発する光陰極電子銃はスピン偏極 LEEM[12][13] で採用されている電子銃がベースとなっている。 さらに今回は GaAs-GaP カソードを採用し、背面からレーザーを照射し (図 2.7)、カソード上でのスポッ トサイズを小さく絞ることによって、低エミッタンスを実現する。カソードで生成された電子はアノードに よって 60kV の加速電圧で引き出される。その後電子はアインツェルレンズという静電レンズを通る。アイ ンツェルレンズは光学の凸レンズに対応し、電子ビームはそこを通過した後に収束されそこからある発散 角で広がっていく。図 2.8 に電子銃チェンバー内の構造を示す。

電子銃は現在、設計段階にあり、来年度から本格的な製作を始める。



図 2.8: 電子銃チェンバー内の配置

2.2.2 超伝導加速空洞

今回の原理実証では、加速電圧は 300kV を想定している。従って一般的な加速空洞よりも加速性能は高 く要求されない。しかし本研究の目的である小さいエネルギー分散を実現するために、今回製作する加速空 洞は周波数の比がちょうど2であるような、2つの加速モードを持たなくてはならない。図 2.9 に示したも のが、本研究で製作する加速空洞の概念図である。今回開発した加速空洞については3章で詳しく述べる。

2.3 分解能

電子顕微鏡はその優れた位置分解能によって様々なミクロ構造を解き明かしてきた。従って電子顕微鏡の 性能を評価する上で位置分解能は最も重要なパラメータの一つである。

分解能は像のボケである収差によって決まる。この収差はその原因から、

- 1. 回折収差
- 2. 球面収差
- 3. 色収差

の3つに分けられ、この2乗和によって分解能が決まる。ここではそれぞれの性質について簡単に説明し、 最終的な分解能の大きさを評価する。

回折収差

回折収差は電子の波動性に起因する収差である。回折収差は光学顕微鏡の開発研究の時代からその存在 が知られており、光の回折によって物体のある1点がスクリーン上ではある幅 Δx を持つことが知られてい た。同様の問題が電子顕微鏡においても起こり、一般的にレーリーの回折基準として、

$$\Delta x \approx \frac{0.6\lambda}{\sin\alpha} \tag{2.3}$$

が成立していることが知られている。ここで α はスクリーン中央部と開口部端が成す角度 (最大収束角) で ある (図 2.10)。



図 2.9: 加速空洞の概念図

球面収差

光学顕微鏡では、集光するために用いる凸レンズはその歴史の初期では、たいてい球面レンズを用いており、凸レンズに並行に入射する光線は完全に一つの焦点に集まることはなかった。これに起因して物体のある1点はスクリーン上でにじむ。これが球面収差と呼ばれる理由である。電子顕微鏡の場合、凸レンズとして磁場レンズが用いられるが、焦点距離の不一致に起因する誤差を球面収差と呼ぶ。球面収差 r_sの大きさは、

$$r_{\rm s} = C_{\rm s} \alpha^3 \tag{2.4}$$

で表すことができる。ここで α は結像に貢献する光線と光軸との最大角であり、回折収差における α と同じものである (図 2.11)。

色収差

光学顕微鏡における色収差は、凸レンズの焦点距離が波長に依存することに起因するものを指すが、電子 顕微鏡の場合、電子バンチ内のエネルギー分散に起因して磁場レンズへの応答が各電子で異なることに起 因する焦点距離の不一致による収差を指す。色収差 *r_c* は、

$$r_{\rm c} = \alpha C_{\rm c} \frac{\Delta E}{E} \tag{2.5}$$

で表すことができる。 α は回折収差、球面収差と同じ最大収束角である。実際には、レンズの電流安定性を 考慮し、

$$r_{\rm c} = \alpha C_{\rm c} \sqrt{\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 + 2\left(\frac{\Delta J}{J}\right)^2} \tag{2.6}$$

と書き換える。

分解能

分解能 △r は上記 3 つの収差の二乗和によって決まる。つまり、

$$\Delta r^2 = (\Delta x)^2 + r_s^2 + r_c^2 \tag{2.7}$$



図 2.10: 回折による収差

図 2.11: 焦点距離の違いによる球面収差

と定義できる。現在 KEK にある H-9000NAR は $C_s = 0.7$ mm、 $C_c = 1.4$ mm、 $\Delta J/J = 1.0 \times 10^{-5}$ の対物レンズを持っており、これらを用いると図 2.12 のようにある最大収束角で極小値を持つことがわかる。 TEM はコンデンサレンズ下の開口部を調節することによってこの極小値における最大収束角 α^* を設定するシステムを持つ。今回の場合、

$$\alpha^* = 5.4 \text{mrad} \tag{2.8}$$

$$\Delta x = 219 \text{pm} \tag{2.9}$$

$$r_s = 110 \text{pm} \tag{2.10}$$

$$r_c = 110 \text{pm} \tag{2.11}$$

となり、分解能は、

$$\Delta r = 268 \text{pm} \tag{2.12}$$

となる。プロトタイプ TEM の開発目標は、この分解能に近い性能を持つことである。



図 2.12: 最大収束角 *a* と収差、分解能の関係

第3章 超伝導高周波加速空洞

本章では本研究で採用する超伝導高周波加速空洞について説明する。3.1節では、超伝導現象について述 べ、3.2節では超伝導加速空洞の性質について説明をする。3.3節では、空洞を特徴付ける様々なパラメー タについて述べ、3.4節で本研究で設計した加速空洞について述べる。

3.1 超伝導現象

超伝導現象は Kammerlingh Onnes によって発見された。これはある物質を冷やしていくとその直流抵抗 値が0になる現象である。これを Bardeen、Cooper、Schrieffer の3人が BCS 理論によって理論的に説明 した [14]。電子同士はフォノンとの相互作用によりクーパー対を形成し、より低いエネルギー準位でボース 凝縮する。この超伝導成分が抵抗値0で電流を運ぶ。しかし高周波の場合にはクーパー対を形成していな い常伝導成分も電流の担い手となり、これがパワーの散逸の原因となる。この散逸するパワー P_{diss} は、

$$P_{\rm diss} = \frac{1}{2} R_s H^2 \tag{3.1}$$

と定義できる。ここで、

$$R_s = R_{\rm BCS} + R_0 \tag{3.2}$$

と表せられる。R_{BCS}は、BCS理論により説明される寄与で、

$$R_{\rm BCS} = A \frac{1}{T} f^2 \exp\left(-\frac{\Delta(0)}{k_B T}\right) \tag{3.3}$$

となる。ここで A は定数、 $\Delta(0)$ は絶対零度においてクーパー対が壊れるために必要なエネルギーの半分、 k_B はボルツマン定数である。 R_0 は格子欠損や不純物による寄与で、仮に絶対零度になっても消えない。

超伝導のもう一つの特徴は、マイスナー効果を示すことである (図 3.1)。超伝導体が超伝導転移温度 *T_c*よりも高い温度の時、超伝導体を磁場は突き抜けられる。磁場が印加されている状態で超伝導状態に持っていくと、超伝導体は磁場を排除するようになる。これは抵抗値が 0 である完全導体には無い性質である。



図 3.1: 超伝導体のマイスナー効果

原子番号	41
原子量	92.91
密度	$8.570 { m kgm^{-3}}$
融点	2750K
沸点	5017K
超伝導転移温度	9.3K
比熱容量@298K	$265 J K^{-1} kg^{-1}$
熱伝導率@273K	$53 Wm^{-1} K^{-1}$
線膨張率@293K	$7.3 \times 10^{-6} \mathrm{K}^{-1}$
抵抗率@273K	$273 \mathrm{n}\Omega\mathrm{m}$
再結晶化温度	900 °C∼1300 °C
応力解放温度	800 °C

表 3.1: ニオブの諸性質 (出典 [15][16][33])

超伝導の性質を示すものには様々な物質があるが、その中でも加速空洞に適しているのはニオブ (Nb) である。転移温度 T_c は 9.3K と高く、さらに純度の高い状態で材料を得ることが可能であり、加工もしやすい。ニオブの R_{BCS} は経験的に知られており、 $T < T_c/2$ では、

$$R_{\rm BCS} = 2 \times 10^{-4} \frac{1}{T} \left(\frac{f}{1.5}\right)^2 \exp\left(-\frac{17.67}{T}\right)$$
(3.4)

がよく満たされる。従って本研究でも加速空洞の材料として純ニオブを使用する。表 3.1 にニオブの諸性質 をまとめる。

3.2 加速原理

この節では高周波加速空洞の加速原理について説明する。加速空洞には常伝導空洞と超伝導空洞がある が、今回は超伝導加速空洞に特化して説明を行う。この2つの違いは、空洞表面での境界条件のみであり、 超伝導の性質から導かれる境界条件とマクスウェル方程式を用いる。

まずマクスウェル方程式、

$$div \boldsymbol{D} = \boldsymbol{\rho} \tag{3.5}$$

$$div\boldsymbol{B} = 0 \tag{3.6}$$

$$rot \boldsymbol{H} = \boldsymbol{j} + \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} \tag{3.7}$$

$$rot \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \tag{3.8}$$

と、

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon \boldsymbol{E} \tag{3.9}$$

$$\boldsymbol{B} = \boldsymbol{\mu} \boldsymbol{H} \tag{3.10}$$

$$\boldsymbol{j} = \boldsymbol{0} \tag{3.11}$$

$$\rho = 0 \tag{3.12}$$

が与えられる。ここで図 3.2 のような円筒状の導波管を z 方向に進むような進行波、

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{x},t) = \boldsymbol{E}(x,y)\exp(ikx - iwt) \tag{3.13}$$

$$\boldsymbol{H}(\boldsymbol{x},t) = \boldsymbol{H}(x,y)\exp(ikx - iwt)$$
(3.14)

を考える。これをそれぞれ式 (3.7)、(3.8) に代入し、その rotation を取ると、

$$(\nabla^2 - \omega^2 \varepsilon \mu) \boldsymbol{E} = 0 \tag{3.15}$$

$$(\boldsymbol{\nabla}^2 - \boldsymbol{\omega}^2 \boldsymbol{\varepsilon} \boldsymbol{\mu}) \boldsymbol{H} = 0 \tag{3.16}$$

が得られる。ここで $\mathbf{
abla}_t^2 = \mathbf{
abla}^2 - \partial^2/\partial z^2$ を用いると、式 (3.15)、(3.16) はそれぞれ、

$$\{\boldsymbol{\nabla_t^2} + \left(\omega^2 \varepsilon \mu - k^2\right)\}\boldsymbol{E} = 0 \tag{3.17}$$

$$\{\boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{t}}^{\boldsymbol{2}} + \left(\boldsymbol{\omega}^{2}\boldsymbol{\varepsilon}\boldsymbol{\mu} - \boldsymbol{k}^{2}\right)\}\boldsymbol{H} = 0$$
(3.18)

となる。ここで $\omega^2 \epsilon \mu - k^2 = \gamma^2$ と置き、円筒座標系における E_z に着目すると式 (3.17) から、

$$\boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{t}}^{2} E_{z} + \gamma^{2} E_{z} = \left(\frac{\partial^{2}}{\partial r^{2}} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^{2}} \frac{\partial^{2}}{\partial \theta^{2}} + \gamma^{2}\right) E_{z} = 0$$
(3.19)

が導かれる。ここで,

$$E_z = R(r)\Theta(\theta) \tag{3.20}$$

と変数分離の形で置けることと、 $\Theta(\theta)$ が、

$$\frac{d^2\Theta(\theta)}{d\theta^2} + m^2\Theta(\theta) = 0$$
(3.21)

と解けることを仮定すると(単振動を満たす条件、mは0以上の整数)、

$$\frac{d^2 R(\rho)}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dR(\rho)}{d\rho} + \left(1 - \frac{m^2}{\rho^2}\right) = 0$$
(3.22)

が導かれる。ここで $\rho = \gamma r$ である。式 (3.22) は Bessel 微分方程式で、この解である Bessel 関数 $J_{\rm m}(\gamma r)$ は減衰型 sin、cos 関数である (図 3.3)。超伝導状態を仮定した場合、円筒導波管は完全導体に近い状態と なっている。従って、r = a において、 $E_{\parallel} = 0$ 、 $H_{\perp} = 0$ が近似的に成立し、 $J_{\rm m}(\gamma a) = 0$ が満たすべき境 界条件となる。図 3.3 に示したように、Bessel 微分方程式の解 $J_{\rm m}$ の根は無限にあり、m 次の解の n 番目の 根を $\rho_{\rm mn}$ とすると、 $\gamma a = \rho_{\rm mn}$ となる。各 $\rho_{\rm mn}$ の値は表 3.2 に示す。

これらの議論より式 (3.20) は、

$$E_z = E_0 \,\,\mathrm{e}^{i\mathrm{m}\theta} J_\mathrm{m} \left(\frac{\rho_{\mathrm{mn}}}{a}r\right) \,\,\mathrm{e}^{i(kz-\omega t)} \tag{3.23}$$



図 3.2: 円筒導波管

$m \setminus n$	\setminus n 1 2		3
0	2.405	5.520	8.654
1	3.832	7.016	10.173
2	5.136	8.417	11.620

表 3.2: 各 pmn の値

と置くことができる。また、式 (3.17) を変形すると、

$$\boldsymbol{E}_{t} = \frac{1}{\omega^{2}\varepsilon\mu - k^{2}} (\boldsymbol{\nabla}_{t}^{2}\boldsymbol{E}_{t})$$
$$= \frac{1}{\omega^{2}\varepsilon\mu - k^{2}} \left(\boldsymbol{\nabla}_{t} \left(\frac{\partial \boldsymbol{E}_{z}}{\partial z} \right) - i\omega\mu\boldsymbol{e}_{z} \times \boldsymbol{\nabla}_{t}\boldsymbol{H}_{z} \right)$$
(3.24)

となり、 E_t が E_z と H_z のみで表現できることがわかる。同様に式 (3.18) は、

$$\boldsymbol{H}_{t} = \frac{1}{\omega^{2}\varepsilon\mu - k^{2}} \left(\boldsymbol{\nabla}_{t} \left(\frac{\partial H_{z}}{\partial z} \right) - i\omega\varepsilon\boldsymbol{e}_{z} \times \boldsymbol{\nabla}_{t}E_{z} \right)$$
(3.25)

となる。加速空洞で荷電粒子にエネルギーを与えるのは、 $E_z \neq 0$ かつ $H_z = 0$ の TM モード (transverse magnetic field) である。これと相補的な関係にあるのが TE モード (transverse electric field) で、これは荷 電粒子を kick する。ここで TM モードに着目すると、式 (3.24)、(3.25) は、

$$\boldsymbol{E}_t = \frac{ik}{\gamma^2} (\boldsymbol{\nabla}_t \boldsymbol{E}_z) \tag{3.26}$$

$$\boldsymbol{H}_{t} = \frac{ik}{\gamma^{2}} (i\omega\varepsilon\boldsymbol{e}_{z} \times \boldsymbol{\nabla}_{t} \boldsymbol{E}_{z})$$
(3.27)



図 3.3:0次と1次のベッセル関数

と簡単になる。上式に式 (3.23) を代入することで、

$$E_r = \frac{ik}{\gamma^2} \frac{\partial}{\partial r} E_z = \frac{ik}{\gamma} E_0 \, e^{im\theta} J'_m \left(\frac{\rho_{mn}}{a}r\right) \, e^{i(kz-\omega t)} \tag{3.28}$$

$$E_{\theta} = \frac{ik}{\gamma^2} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} E_z = -\frac{k}{\gamma^2} \frac{\mathrm{m}}{r} E_0 \, \mathrm{e}^{i\mathrm{m}\theta} J_{\mathrm{m}} \left(\frac{\rho_{\mathrm{mn}}}{a} r\right) \, \mathrm{e}^{i(kz-\omega t)} \tag{3.29}$$

$$H_r = \frac{i\omega\varepsilon}{\gamma^2} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} E_z = -\frac{\omega\varepsilon}{\gamma^2} \frac{\mathrm{m}}{r} E_0 \,\mathrm{e}^{i\mathrm{m}\theta} J_{\mathrm{m}} \left(\frac{\rho_{\mathrm{mn}}}{a}r\right) \,\mathrm{e}^{i(kz-\omega t)} \tag{3.30}$$

$$H_{\theta} = -\frac{i\omega\varepsilon}{\gamma^2} \frac{\partial}{\partial r} E_z = -\frac{i\omega\varepsilon}{\gamma} E_0 \ e^{im\theta} J'_m \left(\frac{\rho_{mn}}{a}r\right) \ e^{i(kz-\omega t)}$$
(3.31)

を得る。これらの式が図 (3.2) のような円筒導波管を伝搬する TM モードを表す。ここでさらに図 (3.4) のような Pillbox 型の空洞を考える。この中で共振する場は、z 方向を遮る壁での境界条件によって制限される。 超伝導状態を仮定した場合、空洞は完全導体に近い状態となっている。従って、z = 0, dにおいて、 $E_{||} = 0$ 、 $H_{\perp} = 0$ が近似的に成立し、 $E_r|_s = 0$ 、 $E_{\theta}|_s = 0$ が満たすべき条件となる。これより、図 (3.4) のような超伝導空洞の中で共振する TEM モードは、

$$E_z = E_0 J_{\rm m} \left(\frac{\rho_{\rm mn}}{a}r\right) \cos({\rm m}\theta) \cos\left(\frac{{\rm p}\pi z}{d}\right)$$
(3.32)

$$E_r = \frac{k}{\gamma} E_0 J'_{\rm m} \left(\frac{\rho_{\rm mn}}{a} r\right) \cos({\rm m}\theta) \sin\left(\frac{{\rm p}\pi z}{d}\right)$$
(3.33)

$$E_{\theta} = -\frac{k}{\gamma^2} \frac{\mathrm{m}}{r} E_0 J_{\mathrm{m}} \left(\frac{\rho_{\mathrm{mn}}}{a} r\right) \sin(\mathrm{m}\theta) \sin\left(\frac{\mathrm{p}\pi z}{d}\right)$$
(3.34)

$$H_z = 0 \tag{3.35}$$

$$H_r = -\frac{\omega\varepsilon}{\gamma^2} \frac{\mathrm{m}}{r} E_0 J_{\mathrm{m}} \left(\frac{\rho_{\mathrm{mn}}}{a}r\right) \sin(\mathrm{m}\theta) \cos\left(\frac{\mathrm{p}\pi z}{d}\right)$$
(3.36)

$$H_{\theta} = -\frac{\omega\varepsilon}{\gamma} E_0 J'_{\rm m} \left(\frac{\rho_{\rm mn}}{a}r\right) \cos({\rm m}\theta) \cos\left(\frac{{\rm p}\pi z}{d}\right)$$
(3.37)

となる。ここで $\gamma = \rho_{mn}/a$ 、 $k = p\pi/d$ である (m,p は 0 以上の整数、n は正の整数)。従って TM_{mnp} モードの共振周波数 f は真空中で、

$$f = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{\rho_{\rm mn}}{a}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2} \tag{3.38}$$

となり、空洞の半径と全長の関数になっていることがわかる。TEM モードで最も次数の小さいのが TM₀₁₀



図 3.4: Pillbox 型空洞

$m \setminus n$	1	2	3	
0	3.832	7.016	10.173	
1	1.841	5.331	8.536	
2	3.054	6.706	9.969	

表 3.3: 各 ρ'_{mn} の値

モードで、電磁場成分は、

$$E_z = E_0 J_0 \left(\frac{2.405}{a}r\right) \tag{3.39}$$

$$H_{\theta} = -\frac{\omega\varepsilon}{\gamma} E_0 J_0' \left(\frac{2.405}{a}r\right) \tag{3.40}$$

となり、残り 4 つの成分は全て 0 である。加速器で一般的に採用されているのはこの TM₀₁₀ モードで、電磁場は図 3.5(a) のような分布をしている。

TM モードと同様に TE モードについても計算すると、電磁場成分は、

$$E_z = 0 \tag{3.41}$$

$$E_r = \frac{\omega\varepsilon}{\gamma^2} \frac{\mathrm{m}}{r} E_0 J_{\mathrm{m}} \left(\frac{\rho_{\mathrm{mn}}'}{a}r\right) \sin(\mathrm{m}\theta) \sin\left(\frac{\mathrm{p}\pi z}{d}\right)$$
(3.42)

$$E_{\theta} = \frac{\omega\varepsilon}{\gamma} E_0 J_{\rm m} \left(\frac{\rho_{\rm mn}'}{a}r\right) \cos({\rm m}\theta) \sin\left(\frac{{\rm p}\pi z}{d}\right) \tag{3.43}$$

$$H_z = E_0 J_{\rm m} \left(\frac{\rho_{\rm mn}'}{a}r\right) \cos({\rm m}\theta) \sin\left(\frac{{\rm p}\pi z}{d}\right)$$
(3.44)

$$H_r = \frac{k}{\gamma^2} E_0 J_{\rm m} \left(\frac{\rho_{\rm mn}'}{a} r\right) \cos({\rm m}\theta) \cos\left(\frac{{\rm p}\pi z}{d}\right)$$
(3.45)

$$H_{\theta} = -\frac{k}{\gamma^2} \frac{\mathrm{m}}{r} E_0 J'_{\mathrm{m}} \left(\frac{\rho'_{\mathrm{mn}}}{a} r\right) \sin(\mathrm{m}\theta) \sin\left(\frac{\mathrm{p}\pi z}{d}\right)$$
(3.46)

となる。ここで $\gamma = \rho'_{mn}/a$ であり、 ρ'_{mn} はm次のベッセル関数の一階微分の根である (表 3.3)。TE_{mnp} モードの共振周波数 f は真空中で、

$$f = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{\rho_{\rm mn}'}{a}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2} \tag{3.47}$$

となる。

一般的に TM₀₁₀ は fundamental mode と呼ばれ、荷電粒子の加速を担う役割を果たしている、その他の 高次モードは Higher Order Modes(HOM) と呼ばれ、加速を妨げたり、ビームを不安定にする。

3.3 パラメータ

加速空洞にはそれを特徴付ける様々なパラメータがあり、それらによって加速空洞の性能を定量的に評価することができる。本節では一般的に用いられる性能指数と、本研究で特に重要なものについて説明する。

加速電圧

あるモードが共振している空洞を荷電粒子が通過する時、その荷電粒子が受け取る総加速電圧は、

$$V_{\rm acc} = \left| \int_0^d E_z |_{r=0} \mathrm{e}^{i\omega z/c\beta} dz \right| \tag{3.48}$$

と表せる。 $V_{\rm acc}$ は荷電粒子の β と電場の振動位相に依存し、昨今の ILC 計画に向けた空洞開発などでは $\beta = 1$ 、位相は荷電粒子が最大の加速エネルギーを受け取るようなものを選ぶ。従って平均加速電場 $E_{\rm acc}$ は、

$$E_{\rm acc} = \frac{V_{\rm acc}}{d} \tag{3.49}$$

となる。 $E_{\rm acc}$ は一般的に加速空洞の加速性能を示す重要な値であるが、本研究では扱いにくい。なぜならプロトタイプとして開発する電顕の加速エネルギーは 300kV($\beta = 0.78$)であり、空洞に入射するエネルギーはさらに 60kV($\beta = 0.45$)と低いからである。そのため本研究では軸上の最大電場 $E_{\rm ap}$ を主に使う。これは β にも位相にも依存せず、 $E_{\rm acc}$ よりも扱いやすい値である。

エネルギー

空洞壁では常に常伝導成分による微弱電流により、空洞内に溜まっているエネルギーが失われていく。このパワーを P_c とすると、

$$\frac{dP_{\rm c}}{ds} = \frac{1}{2} R_{\rm s} \left| \boldsymbol{H} \right|^2 \tag{3.50}$$

と、単位面積あたりの散逸パワーが定義できる。 $R_{\rm s}$ は超伝導空洞の場合 10nΩ 程度である。一方、空洞に 蓄えられたエネルギー U は、

$$U = \frac{1}{2}\mu_0 \int_{\mathcal{V}} \left| \boldsymbol{H} \right|^2 dv \tag{3.51}$$

$$=\frac{1}{2}\epsilon_0 \int_{\mathcal{V}} |\boldsymbol{E}|^2 \, dv \tag{3.52}$$

で与えられる。ここで新たに、

$$Q_0 = \frac{\omega_0 U}{P_c} \tag{3.53}$$

で定義される Qvalue というものを考える。これは空洞内に溜まっているエネルギーと空洞壁で消費される エネルギーの比で、空洞のエネルギーの貯めやすさを示す。式 (3.50)、(3.53) より、

$$Q_0 = \frac{\omega_0 \mu_0 \int_{\mathcal{V}} |\boldsymbol{H}|^2 \, dv}{R_{\rm s} \int_{\mathcal{S}} |\boldsymbol{H}|^2 \, ds} \tag{3.54}$$

$$=\frac{G}{R_{\rm s}}\tag{3.55}$$

と表すことができる。ここで定義した*G*は形状因子と呼ばれるもので、空洞の大きさに依存せず、空洞の 形状のみに依存する値であり、電磁場シミュレーションの結果から導くことができる。

その他のパラメータ

加速効率を示すパラメータとしてシャントインピーダンス、

$$R_{\rm a} = \frac{V_{\rm acc}^2}{P_{\rm c}} \tag{3.56}$$

	TM ₀₁₀	TM_{020}
周波数 [GHz]	1.30015224	2.59994554
Q_0	1.86×10^8	1.00×10^8
$R_{\rm BCS}[{\rm n}\Omega]$	7.54×10^{2}	3.01×10^3
$P_{\rm c}[{\rm W}]$	3.01	4.84
$R_a/{ m Q}_0[\Omega]$	1.23×10^{2}	4.53×10^{1}
$E_{\rm ap}[{\rm MV/m}]$	5.33	5.14
$A[\Omega^{1/2}\mathrm{m}^{-1}]$	225.2	233.1

表 3.4: 設計した空洞の各パラメータ

がある。これと Q₀の比、

$$\frac{R_{\rm a}}{Q_0} = \frac{V_{\rm acc}^2}{\omega U} \tag{3.57}$$

は空洞の大きさと周波数に依存せず、これも空洞の形状のみで決まる。

ここで式 (3.56) に式 (3.49) を代入すると、

$$E_{\rm acc} = \frac{\sqrt{R_{\rm a}/Q_0}}{d} \sqrt{Q_0 \cdot P_{\rm c}}$$
(3.58)

が成立する。この
 $\sqrt{R_{\rm a}/{\rm Q}_0}/d$ は電磁場シミュレーションソフト"SUPERFISH"によって計算することができる。
さらに、

$$E_{\rm ap} \propto E_{\rm acc}$$
 (3.59)

であるので、結局、

$$E_{\rm ap} = A \sqrt{\mathbf{Q}_0 \cdot P_{\rm c}} \tag{3.60}$$

が成立し、比例係数 A も同様に SUPERFISH から求めることができる。

3.4 空洞設計

この節では本研究で開発する空洞について説明する。本研究で要求される空洞の特徴は、

- 1. TM₀₁₀ モードと TM₀₂₀ モードの 2 つの Q₀ が同程度
- 2. TM₀₁₀ モードと TM₀₂₀ モードの周波数の ratio がちょうど 2

の2つである。1つ目の意味は、従来では高調波として好まれなかった TM₀₂₀ モードを、TM₀₁₀ モードと 併用して電子を加速することができる、ということである。さらに、2つ目の周波数の ratio が 2 であるこ とと合わせて、電子を加速する電場をフラットにし、低エネルギー分散を実現することを目指す。TM₀₂₀ モードを今回使用する目的は、電子が通過する Z 軸上のみを考えれば TM₀₂₀ モードは TM₀₁₀ モードと同 じような分布をしており (図 3.5)、電場をフラットにすることができるからである。

以上のような要求を満たす空洞を、非一様な三角メッシュによる有限差分法を行う SUPERFISH[19] に て設計を行った [19]。形状と電場分布については図 3.6、各種パラメータについては表 3.4 にまとめた。た だし $\beta = 1$ 、d = 0.31m、 $E_{acc} = 1$ MV/m、温度 4.4K の条件の元で計算した。4.4K というのは液体ヘリウ ムの 4.2K よりも大きいが、これは冷却時に圧力をかけて空洞を冷やす場合に相当する。



図 3.5: Pillbox における電場分布のイメージ



図 3.6: SUPERFISH による電場分布

第4章 ビームのダイナミクス・シミュレーション

本章では、想定される超伝導高周波加速空洞と電子銃が持つ性能で、どの程度のエネルギー分散を持った ビームが生成できるかについて議論する。

4.1 シミュレーション方法

ビームのエネルギー分散を調べる為に、今回は General Particle Tracer(GPT) というビームダイナミク ス・シミュレーションソフトを用いた。

4.1.1 General Particle Tracer

本節では GPT のシミュレーション方法について説明する。 GPT は相対論的運動方程式、

$$\frac{d\boldsymbol{P}_i}{dt} = \boldsymbol{F}_i \tag{4.1}$$

$$\frac{d\boldsymbol{x}_i}{dt} = \boldsymbol{v}_i = \frac{\boldsymbol{p}_i c}{\sqrt{\boldsymbol{p}_i^2 c^2 + m_i^2 c^2}} \tag{4.2}$$

に基づいて荷電粒子の計算を行う。ここで P_i はi番目の粒子の相対論的運動量、 F_i は働く力、 x_i は位置、 v_i は速度、cは光速度、そして m_i は粒子の質量である¹。 F_i は、

$$\boldsymbol{F}_i = q(\boldsymbol{E}_i + \boldsymbol{v}_i \times \boldsymbol{B}_i) \tag{4.3}$$

で与えられ、ここで E_i はi番目の粒子に働く電場、 B_i は磁場である。

GPT は空間電荷効果を考慮してシミュレーションを行うことができる。ここで言う空間電荷効果は、ビームバンチ内部での荷電粒子の相互反発力を指す。この相互に依存する関係を含めて、式 (4.1)、(4.2) を、

$$\frac{d\boldsymbol{y}(t)}{dt} = \boldsymbol{f}(t, \boldsymbol{y}(t)) \tag{4.4}$$

とまとめて表すことができる。ここで y(t) は全 N 粒子の位置と運動量を合わせた (N×6) 次元ベクトルである。

GPT は式 (4.4) を計算する方法として、埋め込み型ルンゲグッタ公式を採用している。これは一般的な 4段4次ルンゲグッタ公式とは異なり、計算に用いたステップサイズが適当であるかを1ステップごとに考 慮し、それに応じて次の計算のステップサイズを自動的に計算する方法である。

計算公式は、

$$k_{1} = hf(x_{n}, y_{n})$$

$$k_{2} = hf(x_{n} + a_{2}h, y_{n} + b_{2}1k_{1})$$
...
$$k_{6} = hf(x_{n} + a_{6}h, y_{n} + b_{61}k_{1} + ... + b_{65}k_{5})$$

$$y_{n+1} = y_{n} + c_{1}k_{1} + ... + c_{6}k_{6} + O(h^{6})$$
(4.5)

 $^1 \phi \square \mathfrak{v}$ ションに現れる荷電粒子は全て電子なので $m_i=m_e=\!511 \mathrm{keV}$ である。

i	a_i			b_{ij}			c_i	c_i^*
1							$\frac{37}{378}$	$\frac{2825}{27648}$
2	$\frac{1}{5}$	$\frac{1}{5}$					0	0
3	$\frac{3}{10}$	$\frac{3}{40}$	$\frac{9}{40}$				$\frac{250}{621}$	$\frac{18575}{48384}$
4	$\frac{3}{5}$	$\frac{3}{10}$	$-\frac{9}{10}$	$\frac{6}{5}$			$\frac{125}{594}$	$\frac{13525}{55296}$
5	1	$-\frac{11}{54}$	$\frac{5}{2}$	$-\frac{70}{27}$	$\frac{35}{27}$		0	$\frac{277}{14336}$
6	$\frac{7}{8}$	$\frac{1631}{55296}$	$\frac{175}{512}$	$\frac{575}{13824}$	$\frac{44275}{110592}$	$\frac{253}{2096}$	$\frac{512}{1771}$	$\frac{1}{4}$
<i>j</i> =	=	1	2	3	4	5		

表 4.1: 埋め込み型ルンゲグッタ公式の係数

で与えられる。式中の係数 *a*, *b*, *c* は表 4.1 で与えられる。上記のルンゲグッタ公式は 6 段 5 次であるが、表 4.1 の *c** を用い、

$$y_{n+1}^* = y_n + c_1^* k_1 + \dots + c_6^* k_6 + O(h^5)$$
(4.6)

とすると、これは6段4次となる。埋め込み型ルンゲグッタ公式は得られた2つの解 y_{n+1} と y_{n+1}^* の差、

$$\Delta = y_{n+1} - y_{n+1}^* = \sum_{i=1}^{6} (c_i - c_i^*) k_i$$
(4.7)

を評価することによって、ステップサイズが適当であるかを判断し、適宜ステップサイズを修正する。

 Δ は全粒子の 6 次元ベクトルを足し合わせたものであるので、その中で最大の Δ を持つ $\gamma\beta_{\max}$ と x_{\max} を用いて、

$$\Lambda = \max\left(\frac{\gamma\beta_{\max}}{\gamma\beta_{\text{err}}}, \frac{\mathbf{x}_{\max}}{\mathbf{x}_{\text{err}}}\right)$$
(4.8)

とし、これを用いてステップサイズの評価を行う。ここで $x_{\rm err}$ と $\gamma\beta_{\rm err}$ はステップサイズを決める基準値であり、GPT プログラム内で明記しない場合、 $x_{\rm err} = 10^{-6}$ 、 $\gamma\beta_{\rm err} = 10^{-4}$ である。

1つステップが進むごとに Λ の計算が行われ、 $\Lambda > 1$ の場合、

$$h_{\text{new}} = \begin{cases} S\Lambda^{\frac{1}{4}}h_{\text{old}}, & S\Lambda^{\frac{1}{4}} > 0.10 \text{ 0} \text{ %} \\ 0.10h_{\text{old}}, & L記以外の場合 \end{cases}$$
(4.9)

で新たなステップサイズ h_{new} が決まり、計算をやり直す。 $\Lambda \leq 1$ の場合、

$$h_{\text{new}} = \begin{cases} S\Lambda^{\frac{1}{5}}h_{\text{old}}, & S\Lambda^{\frac{1}{5}} < 5.0 \text{ 00場合} \\ 5h_{\text{old}}, & \quad L 記以外の場合 \end{cases}$$
(4.10)

で h_{new} が決まり、次の計算のステップサイズを大きく取る。S は GPT プログラムで明記しない場合、0.85 である。

以上のように GPT は使用者の指定した精度を保ちながら、計算速度を最短にするようにできている。しかし、このステップサイズの自動化は4次精度と5次精度を比較することにより行われることから、電場 勾配の大きいところでは使用者が十分に小さいステップサイズを改めて設定する必要がある。

4.1.2 最適化

GPT は、指定した変数を最小 (もしくは最大) にするような最適化の機能を持っている。今回の GPT が 採用している最適化方法は Powell 法 [20] を修正したものである。N 個の変数を持つ関数 $f(\mathbf{x})$ に対する 2 次までのテーラー展開は、

$$f(\boldsymbol{x}) = f(\boldsymbol{x}_0) + \sum_{i} \left. \frac{\partial f}{\partial x_i} \right|_{\boldsymbol{x} = \boldsymbol{x}_0} (x_i - x_{i0}) + \frac{1}{2} \sum_{i,j} \left. \frac{\partial^2 f}{\partial x_i \partial x_j} \right|_{\boldsymbol{x} = \boldsymbol{x}_0} (x_i - x_{i0}) (x_j - x_{j0}) + \dots$$

$$\approx c - \boldsymbol{b} \cdot (\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}_0) + \frac{1}{2} (\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}_0) \cdot \mathbf{A} \cdot (\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}_0)$$

$$(4.11)$$

と書ける。ここで、

$$c \equiv f(\boldsymbol{x}_0) \tag{4.12}$$

$$\boldsymbol{b} \equiv -\nabla f|_{\boldsymbol{x}=\boldsymbol{x}_0} \tag{4.13}$$

$$[\mathbf{A}]_{ij} \equiv \left. \frac{\partial^2 f}{\partial x_i \partial x_j} \right|_{\boldsymbol{x} = \boldsymbol{x}_0} \tag{4.14}$$

である。行列 A はヘッセ行列と呼ばれ、f が全ての変数に対し連続的であるならば A は対称正方行列である。式 (4.12) の gradient を取ると、

$$\nabla f = \mathbf{A} \cdot (\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}_0) - \boldsymbol{b} \tag{4.15}$$

となり、さらに、

$$\delta(\nabla f) = \mathbf{A} \cdot \delta \boldsymbol{x} \tag{4.16}$$

となる。ある方向uに対して最小点を見つけた場合、 $u \cdot \delta(\nabla f) = 0$ となるので、

$$\boldsymbol{u} \cdot \mathbf{A} \cdot \delta \boldsymbol{x} = 0 \tag{4.17}$$

が成立する。これより、ある方向 u に対して最小点が求まった場合、式 (4.17) を満たすような δx が次に最 小点を求めるべき方向となる。この式 (4.17) を満たすような 2つ (以上の) 方向を、"共役な方向"と呼ぶ。 以下に実際に 2 変数の場合の最小値を求める過程を示す (図 4.1)。

1. まず最小化を始める初期値 x_0 から u_1 方向に対して最小点 x_1 を探す。

2. 次にその点から u_2 方向に対して最小点 x_2 を探す。



図 4.1: Powell 法による最小化

3. $x_2 - x_0$ の方向を新たな u_2 、先の u_2 を新たな u_1 とし、 u_2 方向に対して新たな最小点 x_0 を探す。

以上の過程を繰り返し、暫定最小値が収束することによって計算は終了となる。一方向に対する最小化 は、放物線補間法もしくは黄金分割法によって実行される。

最小化が正しく行われるには、適切な初期値を与える必要があり、誤った初期値を入力すると、局所的な 極値に収束してしまったり、計算が発散してしまう。これを回避するためには、変数を掃引し、ある程度初 期値を見積ることが必要である。GPT には MR という、ある変数に対する掃引を行う機能があり、これを 最小化の前に行うことで、誤った最小化を防ぐことができる。

4.2 シミュレーション

4.2.1 シミューレーションの条件

今回のシミュレーションの目的は、現在設計・製作段階にある電子銃と加速空洞を用いて、どのような ビームを生成することができるかを調べることである。この目的を果たすため、現在想定されているそれ ぞれの性能指数、さらに図 3.6、図 4.1.2 のような、SuperFish によって計算された電子銃と加速空洞の電 磁場分布をシミュレーションに組み込んだ。その他のパラメータは表 4.2、ジオメトリは図 4.2 のように置 いた。図中の"screen"はビームを評価する位置である。



図 4.2: シミュレーションの配置



(b) アインツェルレンズ付近

図 4.3: 電子銃の電場分布

1バンチの全電荷	$-1.0 \times 10^{-16} C$
カソード上でのビームサイズ	$100 \mu m$
シミュレーション要素数	1000
TM ₀₁₀ の周波数	1.3GHz
TM ₀₂₀ の周波数	2.6GHz
初期エネルギー	0.15eV
空間電荷効果	有り

表 4.2: GPT のインプットパラメータ

	$TM_{010} \mathcal{O} E_{ap}$	TM ₀₁₀ の位相	$TM_{020} \mathcal{O} E_{ap}$	TM ₀₂₀ の位相	E	ΔE	$\Delta E/E$
1mode	$9.85 \mathrm{MV/m}$	0.434	-	-	304kV	$61.8 \mathrm{eV}$	2.04×10^{-4}
2mode	8.21MV/m	0.235	$9.25 \mathrm{MV/m}$	0.118	278kV	$10.2 \mathrm{eV}$	3.68×10^{-5}

表 4.3: 300kV 級加速の場合の GPT シミュレーション結果

4.2.2 300kV加速

ここでは実際に行ったシミュレーションについて、それぞれの方法と結果を示す。シミュレーションに おける変数は TM₀₁₀ の振幅、位相、TM₀₂₀ の振幅、位相の 4 つであり、これを ΔE が最小になるように 最適化を行う。振幅とは $\int E(z)|_{r=0}dz = 1$ MV/m と規格化した図 3.6 のような電場分布の強度、位相は $\cos(\omega t + \phi)$ で時間振動する電場の ϕ である。

TM₀₁₀のみによる加速

まず始めに、従来と同じ TM₀₁₀ のみによる加速を考える。この場合、変数は TM₀₁₀ の振幅と位相の 2 つだけであり、加速電圧が 300kV であることと ΔE が最小であることが最適化の目標である。

まず最初に位相を 2π 回した時の ΔE を調べた (図 4.4)。これより位相が 0.4rad 付近で ΔE が極小値を 持つことがわかった。この時のビーム軸のピーク電場 $E_{\rm ap}$ は 6.40MV/m とした。次に ΔE が最小になるよ うに位相 0.4 付近で最適化を行った。この結果、位相が 0.397rad の時、 ΔE が最小値として 1.03 × 10⁻⁴eV を取ることがわかった。最終的に空間電荷効果を計算に組み込み、 $E_{\rm ap}$ =9.85MV/m、位相 0.434rad にお いて、加速エネルギー 304kV、 ΔE = 61.8eV($\Delta E/E$ = 2.04 × 10⁻⁴) という結果が得られた。

一つの空洞で TM₀₁₀とTM₀₂₀ が共振している場合

ここで初めて TM₀₂₀ を足し合わせることを考える。まず、先程の TM₀₁₀ の振幅と位相の条件をそのま ま採用し、TM₀₂₀ の位相を 2π 回した時の ΔE の変化を調べた (図 4.5)。これより、今回も位相が 0.4rad 付近で ΔE が極小値を持つことがわかった。この時の TM₀₂₀ の E_{ap} は 6.17MV/m とした。次に ΔE が最 小になるように位相 0.4 付近で 4 変数の最適化を行った。最終的に空間電荷効果を計算に組み込んだ場合、 TM₀₁₀ の E_{ap} が 8.21MV/m、位相が 0.235rad、TM₀₂₀ の E_{ap} が 9.25MV/m、位相が 0.118rad という条件 のもとで、加速エネルギー 278kV、 $\Delta E = 10.2 eV (\Delta E/E = 3.68 \times 10^{-5})$ という結果が得られた。このエ ネルギー分散は TM₀₁₀ だけの場合に比べて 5.5 倍ほど良い値となっている (表 4.3)。

独立した空洞で共振している $ext{TM}_{010}$ と $ext{TM}_{020}$ による加速

先程は1つの空洞の中で TM₀₁₀ と TM₀₂₀ が同時に共振している場合について考えたが、ここではそれぞれ独立の空洞で共振している場合を考える。この場合、周波数が小さい TM₀₁₀ を前段に置き大きく加速させ、後段の TM₀₂₀ によって ΔE を小さくする、という方法を取るのが reasonable である。シミュレーションのジオメトリは図 4.6 のように置いた。後段に入るまでにバンチの長さは広がっていってしまうので、空洞の間隔はなるべく近いほうがよい。ここでは 200mm とした。

まず始めに前段の TM₀₁₀ は一番最初の最適条件、 $E_{ap} = 9.85 \text{MV/m}$ 、位相 0.434rad とし、TM₀₂₀ の E_{ap} を 6.17MV/m として、後段の TM₀₂₀ の位相を 2π 回した時の ΔE を調べた (図 4.7)。これより位相が 2.2rad 付近と 5.6 付近で ΔE が極小値を持つことがわかる。2 つの極小値は TM₀₂₀ による最大減速と、最大加速 を示しており、2.2rad 付近では減速によりエネルギーの拡散が縮小していることが期待できる。これを踏ま え、4 変数の最適化を行った。空間電荷効果を計算に組み込んだ結果、TM₀₁₀ の E_{ap} が 8.21MV/m、位相 が 0.434rad、TM₀₂₀ の E_{ap} が 5.34MV/m、位相が 2.200rad という条件のもとで、加速エネルギー 223kV、 $\Delta E = 18.0 \text{eV}(\Delta E/E = 8.07 \times 10^{-5})$ という結果が得られた。



図 4.4: TM₀₁₀ の位相に対する ΔE の変化

電子銃

142mm

128mm



図 4.5: TM₀₂₀ の位相に対する ΔE の変化



図 4.6: 2 つの空洞を使用する場合のジオメトリ

図 4.7: 後段の TM₀₂₀ の位相に対する ΔE の変化

TM020 phase[radian]
4.2.3 カソード上でのビームサイズの影響

本研究で採用する電子銃は光陰極電子銃であり、カソード上でのビームサイズを数 µm 程度まで絞ること によって、高い輝度を実現することが期待される。しかしながら、ビームサイズを小さくすることによりバ ンチ内での空間電荷効果の影響が大きくなり、エネルギー分散が大きくなることが予想される。そこで今回 GPTを用い、カソード上でのビームサイズとエネルギー分散の関係を計算した。カソード上でのビームサ イズ以外の変数は、全て 4.2.2 節の 2mode での 300kV 加速と同じ条件でシミュレーションを行った。

図 4.8 にビームサイズとエネルギー分散の関係を示した。これより 10~100µm の範囲では、エネルギー 分散は 3%程度しか変わらないということがわかった。従って、輝度を大きくするためにできるだけビーム サイズは絞ったほうがいいというのがわかる。また、このシミュレーションは 50µm のビームサイズで行っ た最適化を元にして、改めてビームサイズを変数として掃引しているため、より正確なシミュレーションを 行うなら各ビームサイズで再最適化するべきである。

4.2.4 バンチの電荷量の影響

電子顕微鏡においては、バンチに含まれる電子の数は多い (電流値が高い) 方が、撮影に必要な時間が少な くてすみ、高時間分解能が期待できる。さらに、撮影中のチャージアップや振動などの影響が少なくて済む ので、よりよい空間分解能を得るためにも電流値は高い方が好まれる。ここまでは1バンチ –1.0×10⁻¹⁶C でシミュレーションを行なってきたが、これは 600 個程度の電子である。透過型電子顕微鏡 (TEM) に必要 な電子の数は、例えば 512×512 ピクセルにおいては 10⁶~10⁸ 程度である [22]。従って 1.3GHz のパルス観 察では、1.23μs の時間分解能を得ることができる。

図 4.9 に 4.2.2 節、2mode 加速における全電荷を変化させた場合のエネルギー分散を示す。現在想定している電荷量は-1.0×10⁻¹⁶C であるが、その 10 倍大きい値でのエネルギー分散はあまり悪くならないことがわかる。

4.2.5 5MV 級の加速

現在は 300kV の加速による原理実証を目指しているが、最終的な実用試験はより大きな加速エネルギー を目指す。ここでは 5MV 程度を目標として、シミュレーションを行い、より高エネルギーでも 2 モードの 重ね合わせによりエネルギー分散を抑えられるかを調べた。方法は 4.2.2 節と同様であり、空間電荷効果効 果も含めた結果を、表 4.4 にまとめる。





図 4.8: ビームサイズのエネルギー分散に対する影響

図 4.9: バンチの全電荷とエネルギー分散の関係

	$TM_{010} \mathcal{O} E_{ap}$	TM ₀₁₀ の位相	$TM_{020} \mathcal{O} E_{ap}$	TM ₀₂₀ の位相	E	ΔE	$\Delta E/E$
1mode	107 MV/m	0.9	-	-	5.17MV	446 eV	8.62×10^{-5}
2mode	107 MV/m	0.9	57.6 MV/m	11.2	3.62MV	88.0eV	2.42×10^{-5}

表 4.4: 5MV 級加速の場合の GPT シミュレーション結果

4.3 まとめ

本研究における2モード加速は、300kV加速においてエネルギー分散を従来の加速方法に比べて1/5程 小さくすることを可能にすることがわかった。また、1つの空洞で2モードを共振させる場合と2つの空洞 で1つずつ共振させる場合、前者の方がエネルギー分散を小さく抑えることが可能である。

電子銃は今回光陰極電子銃を採用しているため、カソード上でのビームサイズを数 μm まで絞ることが 可能であり、今回のシミュレーション条件では 10μm まで絞ってもエネルギー分散はあまり変わらず、高い 輝度を得ることが可能である。

また現在の条件では 1.23µs の時間分解能が得られるが、全電荷を 10 倍大きくしてもエネルギー分散は大 きく悪化するというこはなく、その結果 123ns の時間分解能が得られる。しかしこれは全てのパルスにバン チを供給できる場合であり、今後の RF 制御の精度によってこの値は大きく変わる。

本研究のプロトタイプは 300kV 加速であるが、将来の計画では 5MV 程度の加速を設定している。この 場合でも2モード加速方式は、従来の1モード加速の 1/4 程度のエネルギー分散を実現することが今回の シミュレーションによってわかった。

第5章 空洞の製作

本章では、今回行った空洞の製作工程・方法について述べる。最初に製作工程の手順について説明し、次に各項目について詳しく説明する。

5.1 製作工程

本研究では、表 5.1 に従って図 5.1 のように設計された空洞の製作を行った。ニオブ材はまずインゴット と板材から、それぞれの部品へと加工した。この各部品製作以後の工程は全て KEK 内で行った。まずポー ト部、ビームパイプ部とハーフセル部を電子ビームを用いて溶接した。この状態では、空洞赤道部の溶接を 行えば、形としては空洞の完成である。しかしその前に各ハーフセルの表面処理を行った。これは今回設計 した空洞の開口部が従来 KEK で開発されてきたものよりもかなり狭く (25mm 程度)、赤道部を溶接した後 では十分な表面研磨が行えないからである。グラインド研磨は目で見えるような凹凸部を滑らかにするた めに行った。この処理の後に、各ハーフセルに対し電解研磨 (EP) を行った。その後最後に残っていた赤道 部の溶接を行い、空洞の形を完成させた。続けて焼鈍と、最後の表面処理として化学研磨 (CP) を行った。 そのまますぐにクリーンルーム内で超純水による高圧洗浄を行い、フランジや周波数チューナーを取り付 けた後、2×10⁻⁶Pa まで真空引きを行い、その後の測定終了まで封じ切った。



図 5.1: 空洞の全体図

表 5.1: 空洞の製造工程

5.2 各工程内容

この節では各工程の詳細と実際の製作内容について説明する。

5.2.1 空洞部品の製作

部品は全て純ニオブから製作した。ニオブの原産はブラジルやカナダで、鉱物の中に酸化ニオブという形 で含まれている。これがパウダー状になったものを、より純度を上げるため、真空状態の炉内において電子 ビームを当て溶かす。この過程でニオブは精製され、冷やされるとインゴットという1つの大きな塊とな る。このインゴットを更に圧延、焼鈍を繰り返すことにより、2.8mm 厚の板材を得ることができる。

空洞の各パーツはニオブの塊であるインゴットから直接削り出したものと、板材から製作したものの2種 類がある。削り出しは旋盤を用いられ、板材の加工はスピニングという絞り出し加工にて行われる。スピニ ングは回転する鉄製の型に板をはめて、ヘラと呼ばれる真鍮製の棒によってその板を型に押し当てること により加工を行う。以上の工程で完成させた、全部で7つの部品を図 5.2 に示す。

今回ハーフセルにはインゴットと板材の2種類の材料を用いた。これは今回2つのモードを励起させる にあたり、周波数のチューニングを容易にするためである。チューニングについては6章で詳しく述べる。

5.2.2 電子ビーム溶接

電子ビーム溶接 (EBW) は真空中で行われるため、溶接部の汚染の心配が要らない。さらに、溶接部の溶 け込み深さが大きく、肉厚のものでも容易に溶接が可能となっている。その為、超伝導加速空洞の溶接には もっぱら EBW が採用されている。

EBW には、



(a) ハーフセル 1

(b) ハーフセル 2



(c) ビームパイプ1

(d) ビームパイプ 2



(e) ビームパイプ 3

(f) ポート 1

(g) ポート 2

- 1. 電子ビームの電流値 [mA]
- 2. 電子ビームの加速電圧 [kV]
- 3. 溶接部の電子ビームに対する送り速度 [mm/s]
- 4. 溶接部と電子銃との距離 (Work Distance)[mm]
- 5. 電子ビームの焦点距離 [mm]

などの変数がある。これらを各溶接箇所に対して最適化すること、つまり最も整った溶接跡を残すような溶 接条件を見つけることが重要である。しかしそれ以上に重要なのが、最も安定した条件を探すことである。 これは上記の変数をあらかじめ設定しておいても、空洞の不均一性や電子ビーム溶接機自身の不安定性に より、設定した溶接条件と実際の値に乖離が生ずる可能性があるからである。その変位を定量的に評価する ことは困難であるが、十分に安定した(誤差裕度の大きい)条件を見つけることは可能である。

条件出しには、

- 1. くし歯によるビームプロファイル測定
- 2. 平板打ち
- 3. サンプル打ち

の3つの過程があり、これをそれぞれの溶接箇所に対して行った。

くし歯によるビームプロファイル測定

ある焦点距離における、試料上でのビームサイズを知ることは、安定した溶接条件を見つけるためには重 要であるが、それを直接測定することは困難である。そこでこれを間接的に知るために、くし歯測定という ものを行う。これは洗濯板のような凹凸を持つ長い板を、ビームに対しある角度で設置し (今回は 45 度)、 その板をビームを出しながら、勾配のある方向と並行に送り、その結果得られる溶接幅 (ビード幅) を評価 するというものである。これを行うことによって、ある焦点距離におけるビード幅と Work Distance の関 係を求めることができる (図 5.3, 5.4)。







図 5.4: くし歯測定によって得られた3本のビード

平板打ち

電子ビーム溶接の条件は、溶接部の厚さに大きく依存する。従って、空洞溶接部と同じ厚さを持つ平板を 正面から打ち、ビードを観察し評価することによって適切な溶接条件を探すことができる。評価できる定量 的な値としてはビード幅だけであり、その他の評価点は、裏ビードが出ているかどうか、ビードの凹凸の大 きさ、均一さなどであるが、どれも評価する人間の主観に依存する。図 5.5 に、加速電圧 140kV、焦点距離 635mm、Work Distance 270mm における、電流値と送り速度を変えた場合の平板打ちの結果を示す。

サンプル打ち

くし歯測定と平板打ちによって条件出しを行い、本番を行う前に行うのがサンプル打ちである。ここで初 めて2つのものを溶接することを行う。サンプルはある程度本番に近い溶接距離、体積を持っていること が好ましい。しかしニオブ材の量には限りがあるため、サンプル打ちは多くても数回しかできない。図 5.6 は、ビームパイプとハーフセルの溶接のサンプル打ちである。サンプル打ちで問題が無ければ、同じ条件、 もしくは安定した条件の範囲で電流値を上げ、本番の溶接を行う。これはサンプルよりも本番の方が一般的 には熱容量が大きいからである。

実際の溶接

実際の溶接は、表 5.2 の順に行った。それぞれ本番の溶接については上記 3 つのプロセスを経て得た、安 定した条件の元に行った。

3.1mm 厚の EBW

ビームパイプとポート部の厚さは、一般的な超伝導加速空洞の厚さ 2.8mm とは異なり、3.1mm である。 さらにこの部分はその設計から、ビード幅 5mm 以内が要求されていた。そのため従来 KEK で行われてき た加速電圧 120kV における溶接では、十分深い裏ビードがでるような溶接を行おうとすると 5mm よりも 大きいビード幅しか得られなかった。その為今回は溶接機の限界近い値である 140kV まで加速電圧を上げ、 その条件出しを十分に行った上で本番を行った。140kV を用いた場合、図 5.5 で見られるような尖ったよう



(a) 表ビード

(b) 裏ビード





表 5.2: 実際に行った EBW の順序

な裏ビードの仕上がりになってしまう。このままでは、そこで電界が集中し超伝導が破壊される原因となる ので、研磨を重点的に行う必要が生まれた。

インゴット材の条件変化

また、今回特殊なのは材料にインゴットを採用している点である。板材と比べ、インゴットの粒界はずっ と大きい。そのため、平板打ちでニオブ板材の条件出しをした際の安定条件と同様の条件でインゴットの平 板打ちを行った。その結果、板材と変わらない結果となり、粒界の境界面でも特に目立った問題は無かった (図 5.7)。その為今回は、特に板材とインゴットからなる部品の溶接を特別に扱うということはしなかった。

赤道部の溶接

最後の赤道部の溶接は、裏ビードが空洞内部になってしまうため簡単には溶接の評価ができない。KEK 内には京都カメラと呼ばれる空洞内観察システムが存在するが、京都カメラはテスラ型空洞専用に開発さ れたものであり、本研究の空洞は開口部が狭くそれを利用することはできない。従って赤道部の裏ビードを 観察できるような簡易システムを組んだ (図 5.8)。これは空洞に差し込まれたミラーを望遠カメラによって 見ることで、赤道部の裏ビードを評価するという方法である。これによって得られた画像が図 5.9 であり、 これによって裏ビードが十分に出ているかを判断した。このシステムを用いた判断によって、赤道部は合計 5 回 EBW を行った。



図 5.6: サンプル打ちの一例

図 5.7: インゴット材における EBW

5.2.3 表面研磨

空洞内の表面状態は、なるべく不純物が少なくかつ凹凸が小さいことが望まれる。不純物があると抵抗値 が大きくなり局所的な超伝導破壊が起きてしまう。また、凹凸部は電界が強くなり、電界放出電子が発生 し、これも超伝導破壊の原因となる。さらに凹凸が大きいということは表面積の増大につながり、空洞全体 としての抵抗が大きくなることを意味する。以上のことから、空洞内部の表面状態はなるべく純度の高い ニオブから成り、さらに凹凸が小さいことが望ましい。今回は以下に述べる3つの工程を行い、よりよい表 面状態を目指した。

グラインド研磨

今回 3.1mm 厚の溶接を可能にするため、加速電圧 140kV の電子ビーム溶接を行った。その為、図 5.5 のような尖った裏ビードを適切に処理する必要が生じた。このような目に見える数 mm サイズの凹凸を研磨 するため、今回はグラインド研磨を行った。

グラインド研磨はリューターと呼ばれる先が高速回転するペン状のものに、超硬ダイアモンドカッターや 砥石を装着して行う (図 5.10)。今回グラインド研磨は 140kV で EBW を行った裏ビードの他、ハーフセル の表面についても行った。これは後で説明する電解研磨、化学研磨ともに研磨量が数十 μm であり、大きな 研磨はグラインド研磨でしかできないからである。

ハーフセルはビームパイプとの EBW によって、空洞内側となるところに大きな凹凸が残る (図 5.11)。ま たビーム中心付近は電場が強いため、この部分は丁寧に研磨を行わなければならない。ハーフセルは軸対 称であるので、電気ろくろの上に乗せて回すことで安定的な研磨を実現した (図 5.12)。

電解研磨

電解研磨 (EP: Electro Polishing) は、陽極にニオブ、陰極にアルミを設置し、2 つの電極を EP 液に浸し て通電することで、ニオブ表面を研磨する方法である。EP 液は硫酸 (98%) とフッ化水素酸 (46~48%) か



図 5.8: 赤道部観察システム

図 5.9: 観察された赤道部の裏ビード

ら成り、体積比 9:1 で混合してある。反応は、

$$2Nb + 5SO_4^{2-} + 5H_2O \longrightarrow Nb_2O_5 + 10H^+ + 5SO_4^{2-} + 10e^-$$
(5.1)

$$Nb_2O_5 + 6HF \longrightarrow H_2NbOF_5 + NbO_2F \cdot \left(\frac{1}{2}H_2O\right) + \frac{3}{2}H_2O$$
 (5.2)

$$NbO_2F \cdot \left(\frac{1}{2}H_2O\right) + 4HF \longrightarrow H_2NbOF_5 + \frac{3}{2}H_2O$$
 (5.3)

(5.4)

という3段階からなり[24]、1段目でニオブの酸化、2、3段目で酸化ニオブの溶解となっている。

電解研磨は電圧を変えることによって反応速度を調節することができ、また積算電流値からニオブの研 磨量が計算できる。しかし研磨は局所的な電場の強さに比例して進むので [26]、均一に研磨できるわけでは なく、また計算した研磨量もおおよその値でしかない。また、電解研磨は EP 液の温度に強く依存してお り、常に一定に保つためにチラーによって冷やされた冷却水が EP 液の温度上昇を抑える。

今回は空洞研磨の前に試験を行った。これは本番で採用する電流密度を決めるためのもので、 20mA/cm^2 と 50mA/cm^2 について行った。研磨量については、EP 前後での質量を測り、それぞれ $52 \mu \text{m}$ 、 $40 \mu \text{m}$ と見 積もった。図 5.14 に電流値 20mA/cm^2 と 50mA/cm^2 にてテストしたニオブサンプルを示す。これを見て わかるように、研磨量は同程度であるのに対し、表面の状態が全く異なっている。このサンプルの表面状態 をより詳しく観察するため、レーザー顕微鏡を使用した (図 5.15)。これを用い表面の平均粗さを測定する



図 5.10: 超硬カッターと砥石を装着 図 5.11: EBW 後のハーフセル表 図 5.12: 電子ろくろに乗せ研磨を終 したリューター ビード えたハーフセル



図 5.13: EP のセットアップ

図 5.14: EP のテスト試料

と、20mA/cm² では 0.178µm、50mA/cm² では 0.161µm となった。これを踏まえ、本番では 50mA/cm² を採用することとした。

本番では 70µm 程度の研磨をかけるように行った。研磨量は積算電流値からリアルタイムで知ることがで きる。チラーによる温度コントロールによって EP 液は常に 40 ℃以下に抑え、反応速度が異常に早くなら ないように注意した。EP 処理により 70µm 研磨した図 5.12 のハーフセルを図 5.16 に示す。綺麗な鏡面状 態に仕上がっていることがわかるが、中心のビームパイプ側が少し凹んでいることがわかる。これは EBW のビード跡をグラインド研磨した跡であり、滑らかな表面状態になっているので電界集中は起こらない。

化学研磨

化学研磨 (CP: Cemical Polishing) は CP 液と呼ばれる研磨液とニオブ空洞の表面が反応することを利 用する [25]。CP 液は、硝酸 (65~66%)、フッ化水素酸 (46~48%)、リン酸 (85%) から成り、今回使用した



(a) 20mA/cm² における表面状態

(b) 50mA/cm² における表面状態



(c) 20mA/cm² における表面の 3D 図





CP 液の体積比は 1:1:2 である。ニオブとの反応は、

$$4Nb + 10HNO_3 \longrightarrow 2Nb_2O_5 + 10NO_2 + 5H_2$$

$$(5.5)$$

$$Nb_2O_5 + 6HF \longrightarrow H_2NbOF_5 + NbO_2F \cdot \left(\frac{1}{2}H_2O\right) + \frac{3}{2}H_2O$$
 (5.6)

$$NbO_2F \cdot \left(\frac{1}{2}H_2O\right) + 4HF \longrightarrow H_2NbOF_5 + \frac{3}{2}H_2O$$
 (5.7)

(5.8)

という3段階からなり、上から硝酸による酸化、フッ酸による溶解である。CP は EP よりもずっと早く研 磨が進み、また EP と同様に研磨液の温度によってその反応スピードが指数関数的に増大していく。そのた めに研磨にかかる時間が節約できるというメリットはあるものの、そのコントロールは大変難しい。そのた めに CP 液には反応に寄与しないリン酸が含まれており、リン酸の比を調節することによってコントロール を容易にすることができる。また CP の特徴として粒界のエッチング、つまり粒界によって研磨の進行が異 なり、非一様な研磨状態となることが挙げられる。今回 CP を行うのは空洞赤道部での溶接跡の表面処理で あり、それ以外の部分では EP 後にさらに CP 処理が施されることになる。

今回の CP 処理では 40µm 程度の研磨を狙って行った。使用した CP の液の体積比を 1:1:2 にすることで リン酸による CP 処理を緩やかにし、時間をかけて研磨処置を行った。CP 処理のセットアップを図 5.17 に 示す。ポート部は封じきり、ビームパイプ下部にはバルブにより開閉できるようにする。このバルブを閉 め、上部から CP 液を入れ空洞を満たしたところで攪拌機を入れ、そこから 3 分間 CP 処理を行う。その 後、下部バルブを開け CP 液を排出し、空洞内部を純水にて洗浄する。この操作を 4 回繰り返すことによ り 40µm の研磨を行った。CP 処理後、酸化ニオブなどの除去のため、FM-20 という洗浄液を空洞内に満た し、空洞全体を 50 °Cの浴槽に入れ、超音波洗浄を 30 分間行った。(図 5.18)。その後 15 分程度純水にて空 洞を十分に洗浄し、フランジをアルミで封じ切り、クリーンルームへ運んだ。最終的な研磨量は CP 液に溶 け込んだニオブの量からある程度逆算でき、今回の場合 33µm 程度研磨できたことがわかった。



図 5.16: EP 処理後のハーフセル

5.2.4 焼鈍

焼鈍は空洞を真空炉内に設置し、長時間高い温度状態にすることによって、EBW などで空洞内に発生したストレスの開放や空洞表面の脱ガスを目的として行う。今回は 800 ℃の状態を 3 時間維持し、空洞の焼鈍を行った。図 5.19 は真空炉内に設置した空洞の様子である。ヒーターからの輻射によって空洞が不均一に熱せられることがないように、空洞をステンレス治具内に設置した。



図 5.17: CP 処理のセットアップ

図 5.18: CP 後の超音波洗浄



図 5.19: 真空炉内に設置した空洞

図 5.20: 高圧洗浄を行う台座

5.2.5 高圧洗浄

高圧洗浄は今までの EBW や表面処理の過程で空洞に付着した不純物を除去するために行う。この作業 はクラス10のクリーンルーム内で行い1、以後空洞内が通常の空気と触れることはない。空洞を図 5.20の ような台座に設置し、下部ビームパイプから直径 1cm 程度の棒を挿入する。この棒には直径 1mm の穴が 2つ、180度反対側に開けてあり、そこから 3~5MPaの圧力で超純水²が噴出される。台座は回転し、棒を 上下させることにより空洞の内面全てに対し、高圧洗浄が施せるようになっている。洗浄は30分程度行い、 そのままクリーンルーム内で治具やフランジの取り付けを行った。

5.2.6 アセンブリ

空洞内の不純物は、残留抵抗や電界放出電子の源となり、空洞内に高いパワーを入れる妨げとなる。従っ てフランジなどの治具の取り付けはクリーンルーム内で行い、以後真空引きや空洞の性能測定など全ての 工程は空洞を封じ切って行う。空洞にはポートが2つ用意されており、各ポートにアンテナを挿入すること によって後の測定が可能となる。ビームパイプの開口部は2箇所あるが、下部は封じ切ってしまい、上部 のバルブから真空引きを行う。また空洞の周波数を調整するための治具もここで取り付けてしまう。

空洞は液体ヘリウムの温度 (4.2K) まで冷やされる。従って、ニオブその他治具のステンレスは収縮を起 こすが、ニオブとステンレスの線膨張率は異なる3。ここでは通常のガスケットによる締め付けを行わず、 インジウムのリボンをシールとして用いた (図 5.21)。これは一般的なガスケットよりもニオブの方が柔ら かく、低温試験の際にリークを起こす可能性があるからである。図 5.22 は著者がクリーンルーム内にてフ ランジを閉めているところである。

アセンブリが終了し次第、真空引きを行った。最終的な真空到達度は2×10⁻⁶Paであり、この状態でバ ルブを閉め、空洞を封じ切った。この状態で低温試験を行う。





図 5.21: シールに使用するインジウムリボン

図 5.22: フランジの締め付けを行う著者

¹クラス 10 とはアメリカ連邦規格 FS209 が定める規格で [27]、0.5µm 以上の粒子が 1ft³ 内に 10 個以下を実現する環境を指す。 現在 FS209 は廃止され、国際規格と互換性のある JISB9920 が代わりとなっており [28]、クラス 4 が従来のクラス 10 に対応してい

る。 ²この高圧洗浄で用いた超純水の水質維持は電気伝導率を用いた方法を用いている [29]。 ³293K においてニオブの線膨張率は 7.3 × 10⁻⁶K⁻¹、ステンレスは 14.7×10⁻⁶K⁻¹ であり、ほぼ 2 倍ステンレスの方が冷却時

第6章 空洞の性能測定

本章では今回製作した空洞の性能測定について述べる。性能測定は、

- 1. CP 処理前の共振周波数のチューニング
- 2. 低温での共振周波数測定
- 3. 低温での Q_L 測定
- 4. 低温でのピエゾによる共振周波数のチューニング
- 5. 低温での精密測定

の5つを行った。以後、各項目の詳細を記述する。

6.1 CP 処理前の共振周波数のチューニング

加速空洞が低エネルギー分散を実現するためには、TM₀₁₀ モードの共振周波数 f_{010} と $rmTM_{020}$ モードの共振周波数 f_{020} が、 $f_{020}/f_{010} = 2$ の関係を満たさなくてはならない。そこで CP 処理を行う前に、空洞の共振周波数を探した。また、空洞を変形させ、共振周波数がどのように動くかを測定した。

6.1.1 測定方法

測定にはネットワークアナライザを用い、ある周波数のパワー *P*_{in} を空洞に入れた時の反射パワー *P*_r を 測定した。これを周波数を掃引しながら行い、

$$S_{11} \equiv \frac{P_{\rm r}}{P_{\rm in}} \tag{6.1}$$

の極小値を探す。S₁₁の測定例を図 6.1 に示す。空洞の共振周波数のところでは S₁₁ が極小値を取るので、これを利用し TM₀₁₀ モードと TM₀₂₀ モードの共振周波数を探す。空洞の共振周波数の比が 2 でない場合、空洞の形状を変えることによって共振周波数を変える。空洞の各形状パラメータを変えた時の周波数の変化を図 6.2 に示す。これは SuperFish を用いて計算した。これを踏まえ実際に空洞に力を加え、周波数がどう変化するのかを測定する。測定は、

- 1. 周波数チューニングを付けない状態
- 2. 全長チューナーによって空洞全長を狭めた場合
- 3. 局所チューナー部に万力で圧力をかけた場合
- 4. 全長を伸ばし、再度全長チューナーにより空洞全長を狭めた場合
- 5. 局所チューナー部をピエゾにて圧力をかけた場合

の5つ行った。測定のセットアップは図 6.3 に示す。

6.1.2 測定結果

周波数チューニングを付けない状態

まず始めに空洞に全く力をかけず、変形させない場合の共振周波数を測定した。その結果、 f_{010} =1.3059GHz、 f_{020} =2.6050GHz、ratio=1.9948 であった。従って、これ以後のチューニング操作ではこの ratio をより 2 に近づける方向に行わなければならない。



図 6.1: ネットワークアナライザによる S₁₁ の掃引



図 6.2: シミュレーションによる周波数感度

全長チューナーによって空洞全長を狭めた場合

ratio を 2 に近づけることを考える。ここで図 6.2 を見ると、全長を狭めることによって、 f_{010} が f_{020} よ りも早いスピードで小さくなることがわかる。そこで図 6.4 のように、全長チューナーのネジを締めること によって空洞のギャップを狭めた時の共振周波数を測定した。空洞の全長は測定できないので、全長チュー ナーの端と補強板の距離"standard length"を 4 箇所測定し、その平均値と空洞の共振周波数を測定した (図 6.6)。グラフ中の周波数の誤差はネットワークアナライザの発振周波数の安定性 5ppm によるものである [30]。この結果、 f_{010} はおよそ 2.7MHz /mm、 f_{020} はおよそ 4.7MHz /mm の変化となり、結果として ratio は 1.9972 となり、フリー状態に比べ ratio は向上した。しかし全長チューナーのネジを最大までしめてし まったので、この方法ではこれ以上の改善は見込めない。さらに ratio は図 6.6 を見ると、飽和する傾向に あることがわかる。これは、全長チューナーが空洞の全長を狭めるだけでなく、ピエゾチューナーによって 変形させる局所部をも同時に変形させてしまっていることを示唆している。

この測定後、ネジを完全にゆるめたが空洞が永久変形を起こし、フリー状態で $f_{010} = 1.3000$ GHz、 $f_{020} = 2.5957$ GHz、ratio=1.9967 となった。



(a) 全体図



(b) セットアップの概念図

図 6.3: 周波数測定のセットアップ





図 6.4: 全長チューナーによるチューニング





図 6.6: 全長チューナーによるチューニングの測定結果

局所チューナー部に万力で圧力をかけた場合

次にピエゾチューナーによって圧力をかけ変形させる局所部に万力による力を加えて、その時の共振周 波数の変化を測定する (図 6.5)。図 6.2 より、この局所部を押すと f_{020} が f_{010} の 100 倍のスピードで小さ くなる。これは TM₀₂₀ の強い電場がこの部分に立つからである。しかし現在フリー状態では ratio は 2 よ りも小さい値であり、ここで万力によって押すと ratio は悪くなるはずである。図 6.7 に測定結果を示す。 f_{010} はおよそ 3.4MHz /mm、 f_{020} はおよそ 8.6MHz /mm の変化となり、結果として ratio は 1.9960 とな り、予測通り悪化した。 f_{010} が予測よりもずっと大きく動いているが、これは局所部の変形が実際には空洞 の全長と共に変化しているからであると考えられる。



図 6.7: 局所部を万力でチューニングした測定結果

全長を伸ばし、再度全長チューナーにより空洞全長を狭めた場合

次にもう一度全長チューナーを用いて、空洞のギャップを小さくすることを考える。その前に、局所部を 持ち上げるために、全長チューナーを用いて可能な限り全長を伸ばした。また、今回は先と異なり、補強板 の方のネジを締めていった。図 6.8 に測定結果を示す。 f_{010} はおよそ 2.3MHz /mm、 f_{020} はおよそ 2.8MHz /mm の変化となり、達成できた ratio は 1.9960 となり、前回よりも悪化した。今回も全長チューナーのネ ジを最大までしめてしまったので、この方法による改善はこれ以上見込めない。さらに今回も図 6.8 におい て、ratio が飽和する傾向にあり、その漸近値は図 6.6 の ratio よりも小さい。



図 6.8: 再度全長チューナーにより空洞ギャップを狭めた時の測定結果

局所チューナー部をピエゾにて圧力をかけた場合

最後に局所チューナー部を先ほどの万力の代わりにピエゾチューナーにて圧力をかけ、その時の共振周 波数の変化を測定した。測定結果を図 6.9 に示す。今回は横軸にピエゾチューナーに印加する電圧値をおい た。電圧安定性は $\pm 300 \mu$ V である [31]。周波数変化は、 f_{010} はおよそ 1.0kHz /V、 f_{020} はおよそ-2.7kHz/V となった。この変化の比は、図 6.2 の予測から大きく外れている。これはピエゾチューナーによるチューニ ングにおいても、局所部の変化だけに留まらず空洞全体が変化しているということを示唆する。

ピエゾの変位は、150V 印加した場合に 100µm 程度まで伸びるが [31]、図 6.2 から導くことができる周波 数変化は、実際に動いた周波数よりもずっと大きい。これは、空洞の変形が図 6.2 のように単純ではないこ と、ピエゾチューナーからの力が全て空洞に伝わらない、などの理由が考えられる、しかしこれらの寄与を 定量的に評価することは難しい。



図 6.9: ピエゾチューナーによるチューニング結果

6.1.3 まとめ

室温での測定では、空洞の共振周波数の ratio は最も良い値で 1.9972 であった。これよりさらに ratio を 向上する方法は、

- 1. 空洞の全長をさらに縮める
- 2. 局所部を引っ張る

の2つが考えられる。

空洞の全長をさらに縮める方法

現在の治具立てではこれ以上空洞の全長を縮めることができない。さらに測定の傾向から全長の縮小に 引っ張られ局所部も凹み、ratioが2に達する前に saturation してしまうことが危惧される。従って治具を 用いて空洞の全長をこれ以上縮める方法はあまり推奨できない。それよりも、空洞を一度赤道部で真っ二つ にし、全長を少し短くしてから再度赤道部を溶接する方が確実に ratio が2を超えることができる。2を超 えてしまえば、現在の治具立てでチューニングは十分可能である。

局所部を引っ張る方法

局所部は現在の治具立てでは押すことしかできない。従って、押す機構を構築するために、局所部に新た なニオブ製治具を溶接することが考えられる。それを用いて引っ張ることができれば、ratio を2に持って くることができる。

6.2 低温での共振周波数測定

先程共振周波数を測定したときの空洞が CP 処理前であったのに対し、今回は空洞に CP・高圧洗浄・真 空引きを施し液体ヘリウムにより冷やした場合の共振周波数を測定した。

冷却することにより空洞は収縮し、周波数は変化するが、空洞が一様に縮めば2つのモードの周波数比 に変化は無いはずである。しかし、治具やフランジ、ネジの材料であるステンレスの熱膨張係数はニオブの およそ2倍あり、冷やしていくと空洞を押すような力を加える可能性がある。

6.2.1 測定環境

今回は 4.2K の液体ヘリウム中に空洞を浸し、超伝導状態に相転移した場合の測定である。空洞は図 6.10 のようにセットされている。真ん中のクライオスタット内は液体ヘリウムで満たされ、空洞がその中に吊る されている。クライオスタットの外側は断熱真空層で、そこを液体窒素が循環しており、外側に行くにつれ 温度が上がっていくようになっている。液体ヘリウムは常に蒸発しており、ガスが回収ラインへと逃げるよ うになっている。液体窒素は廉価であるので、大気に逃げるようになっている。

6.2.2 測定結果

今回もネットワークアナライザを用いたS₁₁の計測によって共振周波数を測定した。その結果、 $f_{010} = 1.2964$ GHz、 $f_{020} = 2.5850$ GHz、ratio=1.9940 となった。この時、全長チューナーの standard length は 84.13±0.05mm とセットしておき、ピエゾチューナーの方は電圧を印加しない状態であった。

6.3 低温でのQL測定

3.3 節では、式 (3.53) で定義されるような Q_0 という空洞の性能指数について述べたが、この時定義した P_c は空洞壁で散逸するパワーであった。実際にはその他にも、空洞にパワーを渡す際には散逸パワーが存 在し、パワーを空洞に渡すアンテナで散逸するパワー P_e 、空洞から透過する P_t がある。従って、合計の散 逸パワー P_{tot} は、

$$P_{\rm tot} = P_{\rm c} + P_{\rm e} + P_{\rm t} \tag{6.2}$$

となり、式 (3.53)の Pc の代わりに Ptot を代入し、

$$Q_{\rm L} = \frac{\omega U}{P_{\rm tot}} \tag{6.3}$$

という量が定義できる。ここで、

$$Q_{\rm e} \equiv \frac{\omega U}{P_{\rm e}} \tag{6.4}$$

$$Q_{\rm t} \equiv \frac{\omega U}{P_{\rm t}} \tag{6.5}$$

という量を定義すると、式 (3.53)、(6.3) から、

$$\frac{1}{Q_{\rm L}} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{\rm e}} + \frac{1}{Q_{\rm t}}$$
(6.6)



図 6.10: 低温試験のセットアップ

という関係が導かれ、さらに、

$$\beta_{\rm e} \equiv \frac{Q_0}{Q_{\rm e}} = \frac{P_{\rm e}}{P_{\rm c}} \tag{6.7}$$

$$\beta_{\rm t} \equiv \frac{Q_0}{Q_{\rm t}} = \frac{P_{\rm t}}{P_{\rm c}} \tag{6.8}$$

で定義される結合定数を用いると、式(6.6)は、

$$\frac{1}{Q_{\rm L}} = \frac{1}{Q_0} (1 + \beta_{\rm e} + \beta_{\rm t}) \tag{6.9}$$

と書き換えることができる。

6.3.1 測定方法

今回は、上記の Q_L の測定をネットワークアナライザを使って行った。今回は今まで使用していた S_{11} とは異なる S_{12} という値を測定に使用した。空洞には 2 つポートがついており、各ポートにアンテナを設置できる。冷却試験では、一方のアンテナからパワー P_{in} を投入し、もう片方のアンテナから透過パワー P_t を拾う。ここで使用する S_{12} は、

$$S_{12} \equiv \frac{P_{t}}{P_{in}} \tag{6.10}$$

で定義される量である。空洞に蓄えられたエネルギーUは、空洞とアンテナの等価回路の計算から、

$$U = \frac{4P_{\rm in}/\omega_0}{(1/Q_{\rm L})^2 + (\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega)^2}$$
(6.11)

と求めることができる。ここで ω_0 は共振角周波数、 ω は P_{in} の角周波数である。この式から、Uの半値幅 は ω_0/Q_L であることがわかる。従って、 ω_0 が分かっていれば、Uの半値幅を測定することによって Q_L の 値がわかる。しかし実際には、定常状態では P_t がUに比例しているので、 S_{12} の半値幅も ω_0/Q_L である。 従って今回は S_{12} を測定する。

6.3.2 測定結果

今回は実際に半値幅を測定する機能を用いて各共振モードの Q_L を測定した。その結果、TM₀₁₀ では Q_L = 5.08×10^7 、TM₀₂₀ では Q_L = 1.80×10^7 となった。S₁₂の測定の様子を図 6.11 に示す。

6.4 低温でのピエゾによる共振周波数のチューニング

次に、低温時のピエゾチューナーによる空洞チューニング試験を行った。ここで確認することは、

- 1. ピエゾチューナーが 4.2K 環境下での作動
- 2. 4.2K 環境下でのピエゾチューナーによる周波数変化の大きさ
- 3. ピエゾチューナーのヒステリシス

の3つである。今回、ピエゾチューナーを液体ヘリウム中に直接投入するので、まず作動するのかが問題 である。次に、作動したとしても、その周波数変化は先の室温でのそれよりも小さくなるはずであり、その 量を測定する。最後にピエゾチューナーにはヒステリシスがあるので、その大きさを見積もる。

6.4.1 測定方法

測定方法は、室温で行った時と同じである。しかし今回は共振周波数を S_{11} でなく S_{12} で探した。これは P_t が共振周波数のところで大きなピークを示し、 S_{12} を用いた測定の方が精度が良いからである。

6.4.2 測定結果

測定結果を図 6.12 に示す。上段が TM₀₁₀ モード、下段が TM₀₂₀ モードで、赤で示したものが電圧を上 げていった時の周波数、青が下げていった時の周波数である。まず、ピエゾチューナーが機能し、周波数が 変化していることがわかる。しかし電圧 0V-150V の range に対し、 f_{010} はおよそ 6kHz、 f_{020} については およそ 20kHz しか動かなかった。これは室温でのピエゾチューニングに比べて 1/20 程度しか動かないこと になる。ヒステリシスについては今回ネットワークアナライザを用いて測定を行ったため、周波数の誤差が 大きく、ヒステリシスを定量的に議論することができないため、今後改めて Frequency Counter を用いた 精密測定を行う必要がある。

6.5 低温での精密測定

本測定は空洞の性能精密に測定する。そこで今回は、空洞に入れるパワー P_{in} 、空洞の入り口で反射する パワー P_r 、空洞を透過するパワー P_t を用いる。これによって、 Q_0 や E_{ap} を計算することができ、空洞の 加速性能と運転効率を求めることができる。



図 6.11: S₁₂の測定例

6.5.1 測定方法

今回空洞には2つのポートにそれぞれアンテナを取り付け、片方のアンテナからパワーを入れ、もう片方 から空洞からのパワーを読み取る。この時のアンテナと空洞の結合定数はそれぞれ、式(6.7)、(6.8)のよう に定義される。

以下では、2 つのポートがある場合の $Q_0 \ge E_{acc}$ 測定について説明する。 Q_0 は式 (6.9) という式を満た すので、 $Q_L \ge \beta_e \ge \beta_t$ が分かれば Q_0 の値を求めることができる。

Q_L については以下の方法で求めることができる。空洞にパワーを入れ定常状態になっているところから RF のスイッチを OFF することを考えると、

$$\frac{dU(t)}{dt} = -P_{\rm tot} = -\frac{\omega_0 U}{Q_{\rm L}} \tag{6.12}$$

が成り立つ。従って、これを解き、

$$U(t) = U_0 \exp\left(-\frac{\omega_0 t}{Q_{\rm L}}\right) \tag{6.13}$$

が導ける。従って、定常状態からの U の減衰を測定することによって Q_L を測定することができる。実際 には、先のネットワークアナライザによる Q_L の測定と同様に、空洞からの透過パワー P_e の減衰をオシロ



図 6.12: 低温でのピエゾチューニング

スコープで測定する。

次に β_{e} と β_{t} を求めることを考える。ここで、

$$\beta^* = \beta_{\rm e} + \beta_{\rm t} \tag{6.14}$$

で与えられる量を考えると、図 6.13 のような空洞とアンテナの等価回路から、

$$\beta^* = \frac{1 - \sqrt{\frac{P_r}{P_{\rm in}}}}{1 + \sqrt{\frac{P_r}{P_{\rm in}}}}$$
(6.15)

が成立することがわかる。ここで Pin は空洞に到達するパワーであり、定常状態の場合には、

$$P_{\rm in} = P_{\rm c} + P_{\rm r} + P_{\rm t} \tag{6.16}$$

が成立する。ただし式 (6.15) は $\beta^* < 1$ の時のみ成立する。今回は測定に向けて前もって Q_e と Q_r が Q₀ と 等しくなるよう、3 次元電磁場解析ソフトの HFSS を用い、アンテナの長さを決めた。

次に E_{ap} を求めることを考えるが、式 (3.60) と表 3.4 の A の値と、上の計算からわかる $Q_0 \ge P_c$ から計算することができる。

6.5.2 測定装置

本測定の測定装置の概念図を図 6.14 に示す。以下各項目の説明を行う。

- 【S.G.】Signal Generator。RF 源であり、ここで周波数を決める。Double Balanced Mixer(D.B.M) から のフィードバック信号を受け取り、空洞の共振周波数と自らが発する周波数を常に一致させようと する。
- **【F.C.】**Frequency Counter。S.G. の発した RF の周波数は S.G. 自身でも確認できるが、精度がよりよい F.C. で改めて測定する。今後の周波数測定は全てこの F.C. で行う。
- 【Amp1、Amp2】S.G が出す RF のパワーは弱いので、空洞に入れる前にパワーを大きくする。
- 【L.M.】 RF Linear Modulator。空洞に入るパワーの強さを調整する。
- 【Switch】 RF Switch は input に Function Generator(F.G.) がつながっており、空洞に送る RF をパルス にする時に用いる。CW の場合は input に何も入れない。
- 【C】 Circulator。接続部はA、B、C の 3 つあり、A→B、B→C、C→A と、RF が一方の方向にしか流れ ないようにするものである。今回 Amp2 につながっている Circulator は、空洞からの反射波 P_r を上 流に戻さない役目を果たす。



図 6.13: 空洞とアンテナの等価回路

- 【D.D.C】 Dual Directional Coupler。ある方向に流れる RF のパワーと弱く結合しモニター信号を生成で きる。ここでは空洞に向かう P_{in} と反射波の P_r をそれぞれ独立に取り出している。
- 【**D.B.M**】Double Balanced Mixer。2つの信号の位相差に比例した信号を出す。ここでは、*P*_{in} と *P*_r の 位相差を取り、それをフィードバック信号として S.G. に返している。

今回の測定で欲しい量は P_{in} 、 P_r 、 P_t である。これらは空洞と結合している末端の部分の値であるが (図 6.14)、これを直接測定することは当然できない。実際に測定できるのは、D.D.C から取り出した P'_{in} と P'_r 、地上までラインを引っ張り、そこで測定する P'_t である。これらの値は D.D.C での結合やケーブル中でのロスによって空洞での値よりも小さくなっている。そのため、測定値の補正係数を見積もる必要がある。ここではそれぞれの補正係数を、

$$P_{\rm in} = C_{\rm in} P_{\rm in}^{\prime} \tag{6.17}$$

$$P_{\rm r} = C_{\rm r} P_{\rm r}^{\prime} \tag{6.18}$$

$$P_{\rm t} = C_{\rm t} P_{\rm t}^{\prime} \tag{6.19}$$

とする。共振周波数と少しずらした周波数を空洞に送ると、RF は全反射する。これを用いて補正係数を各 モードの場合で計算する。



図 6.14: 測定装置

6.5.3 測定結果

6.5.3.1 TM₀₁₀

パワーの補正係数

式 (6.17) (6.19) の補正係数を detuned wave を用いて測定した。その結果、

$$C_{in} = 256 \pm 8$$
 (6.20)

$$C_r = 460 \pm 15$$
 (6.21)

$$C_t = 14.8 \pm 0.5 \tag{6.22}$$

と見積もられた。ここで考慮した誤差は各パワーメータの 1GHz でのゆらぎ 1.8%と [32]、さらに 3 つのパ ワーを 2 つのパワーメータで測定するために存在した測定の時間差であり、これを 1%のゆらぎとした。

Q_Lの測定

Q_L は、空洞にパワーが注がれた定常状態から RF を OFF した時の P_t の減衰から測定した。減衰の様子を図 6.15 に示す。 P_t は緑のラインであり、パワーが 1/2 になる時間 τ は (4.56±0.04)ms となった。従って、式 (6.14) より、

$$Q_{\rm L} = (5.40 \pm 0.23) \times 10^7 \tag{6.23}$$

と求まる。誤差はオシロスコープからの時間幅読み取りと、パワーメータの安定性を考慮したものである。

 $Q_0 \succeq E_{ap}$

次に CW で、徐々に P'_{in} を大きくした場合の $Q_0 \ge E_{ap}$ の変化を測定した。結果を図 6.16 に示す。 E_{ap} が上昇しても Q_0 はあまり変化しなかった。最後の point、 $E_{ap} = (571\pm 34)$ kV/m よりも強い電場をかけようとしたが、空洞からのパワー P'_r 、 P'_t が不安定になった (図 6.17 の赤のラインが P'_r 、緑のラインが P'_t)。これは Multipacting と呼ばれる現象で、空洞壁から放出された電子が RF パワーを受け取り、再度空洞壁 に電子が衝突、その結果 2 次電子が放出され、最終的には指数関数的に電子が増えるという、共鳴現象である。そのため今回の冷却試験ではこれ以上 TM₀₁₀ モードにパワーを与えることは困難となった。これは今後の課題となる。

6.5.3.2 TM₀₂₀

パワーの補正係数

TM₀₁₀ モードの時と同様に、detuned wave を用いて補正係数を測定した。その結果、

$$C_{in} = 211 \pm 9$$
 (6.24)

$$C_r = 716 \pm 30$$
 (6.25)

$$C_t = 3.64 \pm 0.16 \tag{6.26}$$

と見積もられた。ここで各パワーメータの 2GHz でのゆらぎ 2.4%と、測定の時間差による誤差を 1%とし、 考慮した。



図 6.15: *P*t の減衰



図 6.16: *E*_{ap} と Q₀ の関係

Q_Lの測定

TM₀₁₀ モードの時と同様の方法で Q_L を測定した。パワーが 1/2 になる時間 τ は (800±8) μ s となった。 従って、式 (6.14) より、

$$Q_{\rm L} = (1.87 \pm 0.10) \times 10^7 \tag{6.27}$$

と求まる。

 $Q_0 \boldsymbol{\mathcal{E}} E_{ap}$

次に CW で、徐々に P'_{in} を大きくした場合の $Q_0 \ge E_{ap}$ の変化を測定した。結果を図 6.18 に示す。TM₀₂₀ モードでは $E_{ap} = (7.80\pm0.33)$ MV/m まで達成することができた。測定ではこれよりも大きい P'_{in} を入れる $\ge P'_t$ がそれまで保っていたレベルから大きく落ちてしまった。これは空洞内で何かエネルギーが散逸する ような現象が起きたからであり、今後さらに時間をかけて高いパワーを入れることにより、抑制原因を除去 する必要がある。

6.5.4 まとめ

今回の低温測定で達成した最大の E_{ap} と、その時の Q_0 、周波数を表 6.1 にまとめた。4 章での GPT シ ミュレーションの結果より、300kV 級加速で低エネルギー分散を実現するために表 4.3 の E_{ap} を達成する 必要がある。今回の測定では TM₀₁₀ モード、TM₀₂₀ モード共にこれを達成することはできなかった。一般 的な低温試験では、 P'_{in} を徐々に上げながら放出電子源となるような不純物除去などのプロセスを促し、高



図 6.17: Multipacting 現象

	TM ₀₁₀	TM ₀₂₀
周波数 [GHz]	1.2964	2.5850
Q_0	$(1.85 \pm 0.86) \times 10^8$	$(7.78 \pm 1.45) \times 10^7$
$E_{\rm ap}[{\rm MV/m}]$	$0.57 {\pm} 0.03$	$7.80 {\pm} 0.33$

表 6.1: 低温測定の結果

い *E*_{ap} の達成を試みるが、今回は測定するモードが 2 つあったために十分な時間を取ることができなかった。従って今後は、1 モードづつ再度プロセスを促しながら測定する必要がある。

また TM₀₁₀ モードでは Multipacting が起こった。これへの対応が急務であるが、まずは再測定でのプロ セス促進による改善をみる。Multipacting に対する処置については 7 章で述べる。



図 6.18: *E*_{ap} と Q₀ の関係

第7章 まとめと今後の課題

本章では、本研究の結果をまとめ、その考察を行い、今後の課題を議論する。さらに今後の展望について も触れる。

7.1 本研究のまとめ

7.1.1 高周波加速方式の実現可能性

本研究では General Particle Tracer(GPT) を用いてビームダイナミクス・シミュレーションを行い、想定される電子銃と加速空洞の性能から低いエネルギー分散を実現できるかを調べた。その結果、300kV 加速の場合、TM₀₁₀ のみの加速では $\Delta E/E = 2.04 \times 10^{-4}$ であるのに対し、TM₀₁₀ と TM₀₂₀ を重ねた場合では、 $\Delta E/E = 3.68 \times 10^{-5}$ と、1/6 程度小さく抑えられるということがわかった。

このシミュレーションで用いた電子銃と加速空洞を、KEK にある既存の TEM に適用することを考える と、図 7.1 のような収差を得ることができる。分解能 Δr を最小にする最大収束角 α は 4.5mrad で、この 時各収差は、

$$\Delta x = 275 \text{pm} \tag{7.1}$$

$$r_s = 63.8 \text{pm} \tag{7.2}$$

$$r_c = 248 \text{pm} \tag{7.3}$$



図 7.1:最大収束角 α と収差、分解能の関係

となり、分解能は、

$$\Delta r = 376 \text{pm} \tag{7.4}$$

となる。従って既存 TEM が $\Delta r = 268 \text{pm}$ であるので、2 モードによる高周波加速方式を適用した TEM の位置分解能は既存の TEM のそれの 50%程度の悪化で抑えることが可能であることがわかった。一方、TM₀₁₀のみでの加速では $\Delta r = 818 \text{pm}$ となる。これは既存の TEM のおよそ 3 倍である。これらより、2 モード加速によって低エネルギー分散が実現でき、結果位置分解能を既存の TEM と同程度に維持できることがわかった。

7.1.2 空洞の製作・性能評価

今回製作した空洞の性能目標は、TM₀₁₀ モードと TM₀₂₀ モードの周波数の ratio がちょうど 2 であること である。さらに上記 GPT でのシミュレーションと合わせて、 $E_{\rm ap}$ がそれぞれ TM₀₁₀ モードでは 8.21MV/m、 TM₀₂₀ モードでは 9.25MV/m の加速性能が要求される。

周波数

冷却試験では 4.2K の状況で、2 つの周波数はそれぞれ f_{010} =1.2964GHz、 f_{020} =2.5850GHz であり、ratio は 1.9940 となった。さらにこれを 2 に近付けるために、空洞のギャップを狭くする全長チューニングを行ったが、現在の治具立てでは 1.9972 までしか達成できないことがわかった。

周波数の微調整用のピエゾチューナーは、4.2K 環境下でも問題なく作動することがわかった。このチュー ニングによる最大周波数変位は TM₀₁₀ モードでおよそ 6kHz、TM₀₂₀ モードでおよそ 20kHz 程度であった。 今回、シミュレーションによる空洞の周波数感度を元にチューナー治具を設計したが、全長チューナー、 ピエゾチューナー共に期待通りに動くことがわかった。

空洞の *E*_{ap}

冷却時の空洞の加速性能を測定した。その結果初回の測定ながら、最大 E_{ap} はTM₀₁₀モードで (0.57±0.03)MV/m、TM₀₂₀モードで (7.80±0.33)MV/m を達成した。これは、TM₀₁₀、TM₀₂₀両モードとも GPT から決まる要求を満たさないが、今後十分なプロセスを行うことによって E_{ap} の大きな改善が見込まれる。また、TM₀₁₀モードにおいては Multipacting と呼ばれる、空洞内での電子の共鳴現象が起きた。

7.2 取り組むべき課題

周波数のチューニング

室温環境下での空洞チューニング試験より、現在の治具環境では常に TM₀₂₀ の共振周波数 f₀₂₀ が TM₀₁₀ の共振周波数 f₀₁₀ の 2 倍よりも小さく、周波数 ratio を 2 以上にすることができない。従って新たなチュー ニング方法を開発しなければならない。最も現実的なチューニングの方法は図 7.2 で示した部分を引っ張る ことである。そのために新たな治具をこの部分に溶接する必要がある。もう一つの方法としては空洞を赤 道面で 2 つに切り、全長を短くしてから再度赤道部を溶接する方法である。現在、相対的に f₀₂₀ を下げる ことが可能であるので、ratio が 2 を超えても問題はない。

Eap の向上

低温測定は、液体ヘリウムが蒸発してしまうことより時間の制約がある。そのため今回は2つのモード について測定していたために十分な時間がとれなかった。一般的な加速性能試験では、パワーを上げていく 時に何度も Q₀ が大きく悪化したり、E_{ap} を強くすることができない現象を経験する。これは空洞内壁に付 着していた不純物が強電場によって電子源となり、放出された電子が RF パワーを吸収してしまうからであ る。このような現象はパワーを徐々に上げていくと、"プロセス"、つまり不純物が除かれ、解決されること がある。今回の測定もこのような現象によってそれ以上の測定が阻まれた。従って、今後は1モードづつ 時間をかけて加速性能試験を行う必要がある。

また、TM₀₁₀モードでは Multipacting が起きた。これは空洞内壁で宇宙線や環境放射線、高電界などに よって空洞壁の不純物から放出した電子が共鳴現象を引き起こし、放出電子を指数関数的に増やして RF パ ワーを吸収してしまう現象である。この問題は空洞壁の二次電子放出係数 δ に大きく依存する。この δ が 1 よりも大きく、さらに共鳴現象が無限に続けば、放出電子は avalanche を起こしもはや $E_{\rm ap}$ を上げるこ とはできなくなり、Q₀が急激に落ちる¹。従って、まずは上記のプロセスを入念に行う必要がある。また、 Multipacting は空洞形状に大きく依存する現象である。従って今回の空洞に関する Multipacting の可能性 をシミュレーションによって議論することも必要になる。十分なプロセスを行ったにも関わらず改善が見込 めない場合は、化学研磨などの表面処理をもう一度行う必要が出てくる。これでも改善が見込めない場合 は、シミュレーション結果と合わせて空洞の形状に本質的な問題がないか判断をする必要がある。空洞の形 状が原因となる場合は、空洞内面に δ の小さい物質をコーティングすることが対策として挙げられる。

エネルギー分散の測定

上記2つの問題が解決され、さらに電子銃開発が完了すれば、実際に電子を2モードで加速し、そのエ ネルギー分散を測定しなくてはならない。その測定方法としてエネルギー・スペクトロメーターを使用する ことが考えられるが、KEKのライナックで使用されているようなものでは本研究で必要な精度まで測定す



図 7.2: ratio=2 にするためのチューニング

 $^{^1\}delta$ は入射電子のエネルギー K の変数であり、ニオブの場合 K =550eV で δ =1.3 の最大値を取り、150eV~1500eV で $\delta \geq 1$ で ある [33]。

ることはできない。現在考えられるのは、実際に格子構造を持つような基準試料をプロトタイプ TEM で観 察し、その分解能を測定することによって間接的にエネルギー分散を見積もる方法である。エネルギー分散 を見積もるためには、改造前の TEM" H-9000 NAR" で全く同じ基準試料を観察し、その" ボケ"を定量的に 記録する必要がある。

7.3 今後の計画

現在、空洞の測定と並行して電子銃の製作も始まっており、さらに空洞と既存の TEM との接合部である 差動排気部の設計も電顕メーカーと協力し完了した。電子銃で生成した電子を加速空洞に入射させ、光学系 まで送る実験は来年度中に行う予定である。ただし、上記の TM₀₁₀ モードの Multipacting と周波数チュー ニングの問題を解決しなければならない。

300kV プロトタイプでの原理実証が完了し次第、5MV 級 TEM の開発に着手する。5MV の場合には既存の光学系を利用せず、レンズについても 5MV 用に設計し直す予定である。
参考文献

- A. Tonomura et al., "Evidence for Aharonov-Bohm effect with magnetic field completely shielded from electron wave", Phys. Rev. Lett. 56, 792–795 (1986)
- [2] S. Iijima, "Helical microtubules of graphitic carbon", Nature 354, 56–58,(1991)
- [3] M. Haider et al., "Electron Microscopy Image Enhanced", Nature 392, 768, (1998)
- [4] 大木正路, "高電圧工学", 槇書店, (1982)
- [5] 木村嘉孝 他, "実験物理科学シリーズ 高エネルギー加速器", 共立出版,(2008)
- [6] 亀井享, 木原元央, "パリティ物理学コース 加速器科学", 丸善, (1993)
- [7] CERN Press release, "LHC physics data taking gets underway at new record collision energy of 8TeV", http://press.web.cern.ch/press-releases/2012/04/lhc-physics-data-taking-gets-underwaynew-record-collision-energy-8tev, (2012)
- [8] D. A. Muller, "Structure and bonding at the atomic scale by scanning transmission electron microscopy", Nature Materials 8, 263–270 (2009)
- [9] W. K. H. Panofsky and M. Breidenbach, "Accelerators and detectors", Rev. Mod. Phys. 71, S121-S132, (1999)
- [10] 栗木雅夫, "OHO '02 電子源", 高エネルギー加速器セミナー OHO, (2002)
- [11] R. F. Egerton, "Physical Principles of Electron Microscory", Springer, (2005)
- [12] N.Yamamoto et al., J. Appl. Phys. 103, 064905 (2008)
- [13] X.Jin et al., Appl. Phys. Express 1, 045002 (2008)
- [14] J. Bardeen et al., "Microscopic Theory of Superconductivity", Phys. Rev. 108:1175(1957)
- [15] 渡辺正, "元素大百科事典", 朝倉書店, (2007)
- [16] ESPI Metals, "Technical Data Niobium", http://www.espimetals.com/index.php/technicaldata/170-niobium, (2012)
- [17] 国立天文台編纂,"理科年表平成5年", 丸善株式会社, (1992)
- [18] W. M. Haynes et al., "CRC handbook of Chemistry and Physics", CRC Press, (2012)
- [19] K. Halbach and R. F. Holsinger, "SUPERFISH-A COMPUTER PROGRAM FOR EVALUATION OF RF CAVITIES WITH CYLINDRICAL SYMMETRY", Particle Accelerators, Vol. 7, pp. 213– 222, (1976)
- [20] William H. Press, Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling and Brian P. Flannery, "Numerical Recipes in C++ Second Edition", Cambridge University Press, (2002)

- [21] S. Michizono et al., "Performance of LLRF System at S1-Global in KEK", Proceedings of IPAC2011, (2011)
- [22] B. W. Reed et al., "Electron Optical Requirements for Sub-Nanosecond Microscopy", Microscopy and Microanalysis, Volume 11, Supplement S02, 1480–1481, (2005)
- [23] A. H. Meleka, 寺井清 訳, "電子ビーム溶接 -原理と実際-", 産報, (1972)
- [24] P. Kneisel, "Surface Preparation of Niobium", Proceedings of SRF Workshop 1980, (1980)
- [25] M. L. Kinter et al., "Chemical Polish for Niobium Microwave Structures", J. Appl. Phys. 41, 828, (1970)
- [26] Y. Morita et al., "ILC 超伝導加速空洞のための電解研磨法における研磨量の電極間距離依存に関する 研究", Proceedings of the 5th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan and the 33rd Linear Accelerator Meeting in Japan, (2008)
- [27] Federal Standard, "Airborne Particulate Cleanliness Classes in Cleanrooms and Clean Zones", (1992)
- [28] 日本工業規格, "B9920 クリーンルームの空気清浄度の評価方法", (2002)
- [29] 日本工業規格, "K0552 超純水の電気伝導率試験方法", (1994)
- [30] Agilent Technologies, "Agilent E5071C ネットワーク・アナライザ Data Sheet", (2012)
- [31] 翔栄システム株式会社,"高出力ピエゾアンプ MS-2655 取扱説明書", (2012)
- [32] Agilent Technologies, "Agilent N1913A/N1914A EPM シリーズ パワー・メータ Data Sheet", (2012)
- [33] W. M. Haynes et al., "CRC handbook of Chemistry and Physics", CRC Press, (2012)
- [34] 古屋貴章, 博士論文 "超伝導高周波加速空洞の研究"
- [35] 齋藤健治, 東京大学大学院理学系研究科物理学専攻集中講義ノート, (2011)
- [36] 中里俊晴,博士論文 "超伝導 500MHz 加速空洞の研究", (1981)
- [37] Hasan Padamsee et al., "RF Superconductivity for Accelerators", (1998)

謝辞

まず本研究を行う機会を与えてくれただけでなく、議論を通して研究者としての姿勢を指導してくださった山下了先生に、深い感謝の意を表したいと思います。

本研究は高エネルギー加速器研究機構 (KEK) のご協力の下、行われました。神谷幸秀氏、 榎本收志氏か らは日頃の議論やゼミなどを通して御指導を賜りました。お二人の長年に渡る研究から培われた知識・経 験を学べたことは非常に有益でした。古屋貴章氏には、超伝導加速空洞の理論的基礎から製作、測定まで を昼夜を問わず御指導して頂きました。また、山本将博氏には電子銃について、広島大学の栗木雅夫氏に はビームダイナミクス・シミュレーションについて御指導を賜りました。舟橋義聖氏には空洞製作を始め、 モノづくりについてご教授して頂きました。また、阪井寛志氏、西脇みちる氏には超伝導加速空洞の測定に ついて御指導して頂きました。

所属する山下研究室の三島賢二氏、田辺友彦氏、末原大幹氏、倉田正和氏、生出秀行氏、片山領氏、山田 崇人氏、横山晴道氏、そして山下研究室 OB である音野瑛俊氏には日頃のミーティングなどを通して様々な アドバイスを賜りました。特に同期である山田崇人氏には実験の現場で右往左往する私に常に的確な助言 を与えてくれ、また J-PARC では寝食を共にして日夜実験に取り組ませて頂きました。

最後に常に私を応援し、支えてくれた両親に深く感謝の意を表します。