

学位論文

高  $Q$  値超伝導空洞のための  
温度・磁場マッピングシステムの開発研究

Development of temperature and magnetic field  
mapping system for high- $Q$  superconducting cavities

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

岡田貴文

S O K E N D A I



2020 年 12 月 10 日

## 概要

本研究は、超伝導空洞の  $Q_0$  値の向上のため温度・磁場マッピングシステムを開発し、それを用いて超伝導空洞の性能測定試験中におけるクエンチによる磁場トラップに伴う外部磁場の変化と空洞の発熱の測定を行った。

超伝導空洞は、超伝導体を使用した高周波共振器であり、その表面抵抗が銅などの常伝導体を用いた空洞と比較し著しく低いことから高加速勾配と低損失を両立する加速デバイスとして、加速器に広く用いられる。近年、加速器の高エネルギー化や大電流化が求められており、多くの次世代の加速器において超伝導空洞の需要は伸びていくことが予想される。超伝導空洞は極低損失であることが特徴であるが、空洞全体を超伝導状態に保つ必要がある。ほとんどの超伝導空洞の材料に用いられる Nb の場合、液体ヘリウム温度である 4.2 K か 2 K での運用が主である。高周波損失による冷凍機負荷を減らすことは、超伝導空洞の運用コストの削減につながる。そのため、超伝導空洞の表面抵抗を減らし  $Q_0$  値を向上することは多くの加速器に対してメリットとなる。超伝導空洞の性能は年々向上し、連続波 (CW) で加速電場が 40 MV/m を超えた状態でさえ、 $Q_0$  値が  $10^{10}$  を超える性能が出せるようになった。

さらに高い  $Q_0$  値を達成するためには磁束トラップの影響を考慮する必要がある。超伝導体は Meissner-Ochsenfeld 効果により、内部の磁場を排斥するが、実際の材料にはピンが存在し相転移前に印加されていた磁場の一部を内部にトラップする。超伝導空洞の場合、このトラップされた磁束が高周波の損失となる。超伝導空洞は、磁気シールドで覆われ外部磁場の大部分を遮蔽しているが、遮蔽は完全ではないため、ある程度の磁束トラップの影響が避けられない。超伝導空洞の発展に伴い、この磁束トラップによる  $Q_0$  値の低下の影響が無視できなくなっている。また、ニオブを超える性能を期待される  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  を用いた空洞や新しい熱処理を施す手法など、より高性能な超伝導空洞の開発が進められているが、いずれの空洞に対しても磁束トラップによる影響は避けられず、高  $Q_0$  値超伝導空洞のためには磁束トラップの具体的な現象の理解が不可欠である。超伝導空洞の磁束トラップによる影響は、近年盛んに実験・理論ともに研究が行われているが、その原因・描像ともに完全には解明されていない。これらの先行研究において、超伝導空洞の磁束トラップの様子が空洞の大きさに対してごく一部しか測定されていないことが問題の一つとしてある。具体的には、単セル超伝導空洞に対して、数か所のみかつそれぞれで 1 方向のみの磁場測定にとどまっている。そのため、空洞周辺の磁場分布の具体的変化をほとんど測定できていなかった。

本研究では、新たに開発した温度・磁場マッピングシステムを用いて空洞の磁束トラップの様子を詳細に測定した。温度・磁場マッピングシステムは、空洞の外表面の温度と周辺の磁場分布を測定するために、540 個の温度センサーと 108 個の磁気センサーを用いた測定システムであり、空洞の外表面の温度と赤道部外側の磁場分布を 10 度間隔で測定可能とした。新たに開発した温度・磁場マッピングシステムは、現在の KEK における温度マッピングと比較し、10 倍以上の数の温度センサーを用いることで位置分解能を大きく向上させた。また、異方性磁気抵抗効果 AMR (Anisotropic magnetoresistance) を利用した小型で安価な AMR センサーを用いることで、従来の測定では難しかった 3 軸での詳細な磁場分布の測定を可能とした。

磁場センサーとして AMR センサーを用いたが、この AMR センサーを極低温での超伝導空洞の研究に用いたのは近年の Helmholtz-Zentrum Berlin (HZB) による先行研究が初めてである。先行研究では AMR センサーの感度のばらつきが大きく、したがって、磁場マッピングシステムに用いるために

はより詳細な特性評価が必要であった。そのため、このセンサーの低温での特性や感度を評価・校正するために、新たに低温テストスタンドを構築し、100 個以上の AMR センサーの低温での特性を詳細に測定した。その結果、4.2 K でのセンサーの分解能 ( $0.11 \mu\text{T}$ ) が空洞周辺の磁場分布を測定するために十分な値を持ち、センサーごとの個体差が 1% 程度である結果を得た。これにより、AMR センサーが超伝導空洞の研究における磁場マッピングのための磁気センサーとして有効であることを示した。

開発した温度・磁場マッピングシステムを用いて、空洞の磁束トラップの様子の詳細を測定する実験を行った。具体的には、空洞性能試験において、この開発したマッピングシステムを利用し、空洞全体が相転移する際の周辺磁場分布の変化を測定した。さらに、空洞周辺に外部磁場を印加した状態でクエンチを引き起こすことによって局所的な磁束トラップを引き起こし、それによる磁場分布の変化および磁束トラップによる発熱の測定、 $Q_0$  値への影響の測定を行った。その結果、開発した温度・磁場マッピングシステムは空洞外壁面の温度と、赤道部外側の外部磁場の測定に成功した。また、相転移の際の磁束変化やクエンチ時の磁束トラップに付随する磁場分布の変化を観測した。具体的には、冷却時の相転移による磁場分布の変化について赤道部で一様に磁場を排斥することを向きを含めて高い位置分解能で確かめられた。また、クエンチによる発熱の分布を測定することでクエンチの場所の特定を行い、クエンチ前後の磁場分布の変化を測定することで、クエンチと局所的な磁場分布の変化との関係を明らかにし、クエンチ場所で磁束がトラップされていることを測定により示した。これらの結果を用いて、温度・磁場マッピングシステムの結果から、空洞のクエンチによる磁束トラップの具体的な描像を考察した。また、この磁束トラップによる  $Q_0$  値の低下を確認し、それが局所的にトラップされた磁束によるものであることを温度マッピングを用いた局所的な温度の上昇と  $Q_0$  値の測定により明らかにした。

本研究は、詳細な空洞の外表面の温度と周辺の磁場分布が測定可能なマッピングシステムを開発し、 $Q_0$  値抑制の原因となる磁束トラップの影響を、空洞性能試験での発熱と磁場分布の変化をマッピングを用いて測定した。本研究は、具体的なクエンチによる磁束トラップの様子を世界で初めて測定した。特に、従来では得られていない向きを含めた詳細な空洞周辺の磁場分布の変化を明らかにし、超伝導空洞の磁束トラップによる  $Q_0$  値低下について実験的に直接示した。本測定結果から、具体的な超伝導空洞の磁束トラップの描像への理解が深められ、本マッピングシステムの開発は今後、超伝導空洞の高  $Q_0$  値研究を飛躍的にすすめると期待される。

## 謝辞

本研究を遂行するにあたり、博士課程 5 年間のうち 4 年間指導教員であった高エネルギー加速器研究機構加速器研究施設の加古永治名誉教授と、指導教員である阪井寛志准教授、ならびに副指導教員の梅森健成教授に深く感謝申し上げます。先生方には、ご多忙にもかかわらず多くの協力と夜遅くまでの議論に付き合ってください、実験の解析手法から実験方法までの本研究ならびに学生生活のあらゆるご支援、ご指導を承り、心より感謝申し上げます。

本論文の主査を引き受けてくださり、AMR センサーの利用にご協力していただいた増澤美佳教授に深謝申し上げます。

本研究を遂行するにあたり、カーボン抵抗を提供していただき、また、毎月の議論およびに現地での交流など多大なる貢献をしていただいた Los Alamos National Lab の Tajima Tsuyoshi 先生に心より感謝申し上げます。並びに同じ Los Alamos National Lab の Poudel Anju 氏、Pizzol Paolo 氏に同様に感謝申し上げます。

高エネルギー加速器研究機構の植木竜一助教には AMR センサーを利用するにあたり、実験および議論に多大なるご協力をしていただき大変深く感謝申し上げます。同じ超伝導空洞グループである許斐太郎助教にも多くのアドバイスと研究の協力をしていただき、大変感謝申し上げます。センサーにおけるノイズ対策に大変なご協力をいただいた、素粒子原子核研究所の近藤良也専門技師に深く感謝申し上げます。同じ超伝導空洞グループのメンバーの方々には、超伝導空洞の研究をするにあたり、ご協力と公私ともどもお世話になり、深謝申し上げます。超伝導空洞の性能測定試験においてご協力していただいた、日本アドバンスドテクノロジー (株) の今田氏、菊池氏ならびにケーバック (株) の岡田氏に深く感謝申し上げます。

研究生活を含めた生活すべてをサポートしていただいた家族に多大なる感謝を申し上げます。また、紙面には挙げられませんが、本研究に協力していただいた高エネルギー加速器研究機構の関係者ならびに他研究所の方々に大変深く感謝申し上げます。

Date: 2020 年 12 月 10 日

岡田 貴文



## 目次

概要 . . . . .	i
謝辞 . . . . .	iii
図目次 . . . . .	vii
表目次 . . . . .	xv
略語一覧 . . . . .	xvi
 第 1 章 序論 . . . . .	 1
1.1 本研究の背景 . . . . .	1
1.2 本研究の目的 . . . . .	4
1.3 本論文の構成 . . . . .	4
 第 2 章 超伝導空洞の理論 . . . . .	 5
2.1 超伝導の熱力学 . . . . .	5
2.1.1 London 侵入長 . . . . .	8
2.1.2 コヒーレンス長 . . . . .	8
2.1.3 臨界磁場 . . . . .	9
2.2 超伝導空洞 . . . . .	10
2.2.1 高周波表面抵抗 . . . . .	10
2.2.2 磁束トラップによる残留抵抗 . . . . .	11
 第 3 章 超伝導空洞の高周波特性評価 . . . . .	 12
3.1 ピルボックス空洞 . . . . .	13
3.2 高周波空洞のパラメーター . . . . .	17
3.3 STF 型空洞 . . . . .	18
3.4 2 ポート測定 . . . . .	21
3.5 フラックスエクスパルジョン . . . . .	23
 第 4 章 AMR センサーの低温特性評価 . . . . .	 25
4.1 AMR センサー . . . . .	25
4.2 実験構成 . . . . .	27
4.3 実験方法 . . . . .	30
4.3.1 4.2 K での磁気感度測定方法 . . . . .	30
4.4 測定結果 . . . . .	32
4.4.1 磁気感度の温度依存性 . . . . .	32

4.4.2	磁気感度のヒストグラム	32
4.4.3	オフセット電圧の温度による変化	34
4.4.4	低温での初期化のためのフリップコイル電流	35
4.5	考察	35
4.6	まとめ	36
第5章	温度センサーの校正	37
5.1	抵抗の温度依存性	37
5.2	まとめ	40
第6章	温度・磁場マッピングシステム	41
6.1	マッピングシステムの概要	42
6.2	マッピングシステムの構成	42
6.3	ボードデザイン	45
6.4	カーボン抵抗温度センサー	46
6.5	AMR 磁気センサー	46
6.6	配線方法	48
6.7	データ取得システム	49
6.8	ノイズリダクション	49
6.9	まとめ	52
第7章	空洞性能試験	53
7.1	超伝導空洞の処理工程	53
7.2	使用した超伝導空洞の履歴	56
7.3	測定セットアップ	58
7.4	RF 測定システム	59
7.5	RF 測定	60
第8章	温度・磁場マッピングの測定	62
8.1	マッピング装置の測定について	62
8.2	AMR センサーのその場感度チェック	64
8.3	フラックスエクスパルジョン実験	65
8.3.1	実験方法	65
8.3.2	フラックスエクスパルジョン実験の結果	69
8.3.3	磁場マッピングのフラックスエクスパルジョンの実験の結果	70
8.4	クエンチによる磁場トラップの空洞性能試験	74
8.4.1	温度マッピングによるクエンチの測定	74
8.4.2	磁場マッピングを用いたクエンチによる磁場分布の変化の測定	75
8.5	空洞性能試験でのマッピングの測定	77
8.5.1	クエンチによる発熱の温度マッピングの測定解析方法と結果	79
8.6	クエンチによる磁場分布の変化の測定解析方法と結果	81

8.6.1	磁場マッピングの解析方法 . . . . .	81
8.6.2	クエンチによる磁場分布変化測定の結果 . . . . .	81
8.7	磁場マッピング結果の比較 . . . . .	89
8.8	磁束トラップによる $Q$ 値の低下測定 . . . . .	90
8.8.1	印加磁場と AMR センサーの変化量の関係 . . . . .	91
8.9	磁束トラップによる局所的な発熱の測定 . . . . .	95
8.10	まとめ . . . . .	96
第 9 章	考察 . . . . .	97
9.1	フラックスエクスパルジョン . . . . .	97
9.2	クエンチによる磁束トラップ . . . . .	97
9.3	今後の課題 . . . . .	99
9.3.1	温度・磁場マッピングシステムの改善に向けて . . . . .	99
9.3.2	本マッピングシステムを用いた $Q_0$ 向上へのアプローチ . . . . .	99
第 10 章	結論 . . . . .	101
	参考文献 . . . . .	102
	付録 1 . . . . .	109
	付録 2 . . . . .	110
	付録 3 . . . . .	111
	付録 4 . . . . .	122

## 図目次

2.1	第1種超伝導体(上)と第2種超伝導体(下)の磁化曲線。 . . . . .	7
3.1	ピルボックス空洞に対して使用した円筒座標系。 . . . . .	13
3.2	STF型エンドセルの形状。 . . . . .	19
3.3	CST MW StudioでのSTF型エンドセル形状のシングルセル空洞内の電場分布(上)と 磁場分布(下)。 . . . . .	20
3.4	TM <sub>010</sub> モードが励振した時の空洞内の電磁場の概略図。空洞性能試験では、上下ビーム パイプにアンテナを取り付け、2ポート測定を行った。 . . . . .	21
3.5	左図は、常伝導状態で空洞を磁束が貫いている状態。右図は冷却され、全体が超伝導状 態になり、磁束が排斥された状態。 . . . . .	24
3.6	空洞壁の磁場 $B = \mu_0 H + M$ を $M = -\mu_0 H$ となるように $\left  \frac{B}{B_0} \right  < 10^{-7}$ $\mu\text{T}$ として、空洞 周辺の磁場分布の様子 of 計算結果。色は外部磁場に対しての磁束密度の比を表す。 . . .	24
4.1	バーバーポール型 AMR 素子の概略図。黒部分は導体であり、電流 $I$ が流れる。白抜き 部が強磁性体で、電流は最短距離を通る。 $M$ は磁化容易軸で、 $H_x$ 、 $H_y$ はそれぞれ $M$ に対して平行と垂直な方向の外部磁場方向である。 . . . . .	26
4.2	中心の4つの素子がブリッジ回路を構成したバーバーポール型 AMR 素子である。左側 に測定前に AMR 素子の磁化をそろえ、感度を保つためのフリップコイルがある。右側 にセンサーの反応を確認するためのテストコイルを内包する。 . . . . .	26
4.3	実験セットアップの写真。ヘリウムデュワーから液体ヘリウムを移送することによって 冷却した。測定デバイスは PC から LabView を介して操作した。 . . . . .	27
4.4	クライオスタット内部の詳細。AMR センサーが10個マウントされる PCB とセンサー 類、それを覆うソレノイドコイル、その外側の磁気シールドで構成される。PCB にはセ ルノックス温度計、フラックスゲートセンサーが固定されている。PCB 裏面には、絶縁 のためカプトン® テープを張った。最下部には昇温用のヒーターを設置した。これらは 上部天板から吊り下げて、クライオスタット内部に挿入される。 . . . . .	28
4.5	センサーが設置される領域とソレノイドコイルの作る磁場との関係。ソレノイドコイル の電流は3Aとして、COMSOLを用いた計算結果。a) センサーの設置位置とソレノイ ドコイルの位置関係。ソレノイドコイルは一様な磁場分布を作るために位置によって巻 き数を変化させた。b) $z$ 軸方向磁束密度(縦軸)と中心からの $z$ 軸方向の位置(横軸)と の関係。c) $z$ 軸方向磁束密度(縦軸)と中心からの $x$ 軸の位置(横軸)との関係。 . . . . .	29
4.6	ソレノイドコイルの印加電流(横軸)と中心での $z$ 軸方向磁場(縦軸)の関係。測定と COMSOLを用いた計算結果の比較。 . . . . .	29

4.7	左の図は測定でのソレノイドコイル電流の変化 (緑) と AMR センサーの出力電圧 (青) の例。右の図は 3 mA ステップごとの変化と測定点数を示した図。 . . . . .	30
4.8	4.2 K での AMR センサーの出力電圧の測定値 $V_{out}$ (縦軸) と印加磁場 $B_z$ (横軸) の関係の例。フィッティングは線形で行い、その傾きから磁気感度を求めた。 . . . .	31
4.9	$V_{cc}$ (横軸) と図 4.8 のスロープ (縦軸) との関係。 . . . . .	31
4.10	a) 磁気感度 (縦軸) の温度 (横軸) 依存性の測定結果。b) 4.2 K から 10 K 付近の結果の拡大図。 . . . . .	32
4.11	a) 4.2 K での AMR センサーの磁気感度のヒストグラム。平均は 36.8 mV/mT/V である。b) 常温での AMR センサーの磁気感度のヒストグラム。平均は 12.2 mV/mT/V である。 . . . . .	33
4.12	4.2 K でのある 10 個の AMR センサーの出力電圧 (縦軸) と磁場 (横軸) の関係の測定値。 . . . .	34
4.13	a) オフセット電圧の 4.2 K から 270 K 付近までの変化。b) a) の 4.2 K から 10 K 付近の拡大図。縦軸はオフセット電圧で、横軸は温度。 . . . . .	34
4.14	4.2 K での 10 個の AMR センサーと常温 [39] (青線、RT) でのフリップコイル電流と磁気感度の関係。縦軸は磁気感度、横軸はフリップコイルに流した電流。丸点は 4.2 K でのある 10 個の AMR センサーの測定結果、青線は常温での測定結果 [39] を示す。 . . . .	35
5.1	カーボン抵抗の温度依存性の測定例。縦軸はカーボン抵抗の抵抗値、横軸は温度の逆数である。縦軸はカーボン抵抗の抵抗値、横軸は温度の逆数を示す。 . . . . .	37
5.2	シリコン半導体温度計とカーボン抵抗の位置関係。4 つのシリコン半導体温度計を空洞に接触させ、Si 1 は下部アイリス部、Si 2 は赤道部、Si 3 は上部ビームパイプ、Si 4 は下部ビームパイプに位置する。Si 2 をカーボン抵抗の校正に用いた。 . . . . .	38
5.3	左図は 4.2 K から 2 K へ冷却中のシリコン半導体温度計によって測定した温度変化。右図は左図の一部拡大した図。 . . . . .	38
5.4	カーボン抵抗の抵抗値と温度の関係のフィッティング結果の例。別の日の測定を比較しており、2 K では、同じカーボン抵抗でも数百 $\Omega$ ほどのばらつきを持つ。縦軸はカーボン抵抗の抵抗値、横軸は温度の逆数を示す。 . . . . .	39
6.1	空洞性能測定時の温度・磁場マッピングシステムのブロック図。 . . . . .	43
6.2	空洞とジグ、ボードの位置関係。空洞はプレートジグによって吊り下げられる。ボードは溝が彫られたアルミ板を用いて上下方向を固定する。測定時には、赤色点線の位置にソレノイドコイルを設置し、空洞のビーム軸方向の磁場 ( $B_z$ ) をソレノイドコイルで操作する。 . . . . .	44
6.3	マッピング用ジグとボード取り付けの写真。a) ジグを取り付けた空洞。b) マッピングボード。c) 空洞に取り付けられたマッピングボード。d) 溝付きのプレートで固定されたボード。 . . . . .	44
6.4	36 枚のボードのうちの 1 枚。カーボン抵抗はボードの側面に、取り付けてある。カーボン抵抗の配線はボードの両側側面にはんだづけで取り付けた。ボードの側面に穴をあけ、ポグスティックのばね性により、カーボン抵抗の接触を得る。AMR センサーは、空洞赤道部外側に 3 軸 ( $r, \theta, z$ ) それぞれが直交する向きに取り付けられる。 . . . . .	45

6.5	Allen Bradley 社の 100 $\Omega$ 抵抗。カーボン抵抗は保護のために G10 でハウジングし、空洞接触面が削ってある。端子根本と空洞接触面はスタイキャストで保護、電氣的に絶縁されている。ガラス繊維をエポキシ樹脂を固めた材料である G10 ハウジングのボード側にポゴスティックを差し込み、ポゴスティックのばね性を用いて、空洞外面にカーボン抵抗との熱接触をとる。 . . . . .	46
6.6	Sensitec 社の AFF755B。a) AFF755B 本体。b) DIP (デュアルインラインパッケージ) 変換後のセンサー。赤矢印方向が磁場感度方向。 . . . . .	47
6.7	空洞に対する AMR センサーの位置関係。 . . . . .	47
6.8	クライオスタット内部配線の概要。AMR センサーの電源端子と出力端子、カーボン抵抗の端子のみ図示した。AMR センサーの電源ラインはクライオスタット内で並列に接続した。カーボン抵抗は直列に接続される。青枠はクライオスタット内を意味し、緑枠は 1 ボード内での配線を意味する。断線や地絡など異常のあったカーボン抵抗は NI システムの端子台上で短絡した。 . . . . .	48
6.9	AMR センサーのノイズ改善前の測定電圧の例。RSE 方式のため、AMR センサーの $V_{out}$ はこの電圧の差分である。各データ点は 1000 点の平均値、エラーバーはその標準偏差である。赤と青は 1 つの AMR センサーの $V_{out}$ の各端子での電圧。 . . . . .	50
6.10	AMR センサーのノイズ改善後の測定電圧の例。DIFF 方式のため AMR センサーの $V_{out}$ はこの電圧である。各データ点は 1000 点の平均値、エラーバーはその標準偏差である。 . . . . .	50
6.11	AMR センサーのノイズ改善前後のノイズレベル (左) と周波数成分 (右) の比較。左図は改善前後のある AMR センサーの $V_{out}$ の比較。エラーバーは 1000 点当たりの標本標準偏差。青色が改善前、赤色が改善後。 . . . . .	51
6.12	カーボン抵抗の改善前後の電圧の比較。RSE 方式は単線式のある GND 基準からの測定、DIFF 方式は 2 線式の端子間電圧の測定。 . . . . .	52
7.1	空洞の性能試験までの処理工程。 . . . . .	53
7.2	測定に使用したシングルセル超伝導空洞の吊り下げの様子。 . . . . .	55
7.3	本研究に用いた空洞の事前性能測定 (Run No. 6) の結果。横軸は加速電場 $E_{acc}$ 、縦軸 (左) は $Q_0$ 値を示す。温度は 2 K である。縦軸 (右) は測定された X 線 (x 印) を示す。 $E_{acc}$ の最大到達値は 27 MV/m であった。 $Q_0$ 値は、最大 $E_{acc}$ の時で、 $1.8 \times 10^{10}$ であった。 . . . . .	57
7.4	a) 空洞測定時の空洞吊り下げの状態。b) 空洞挿入後のクライオスタット上部とピット内の様子。 . . . . .	58
7.5	空洞性能試験時のセンサーの位置。Si は、それぞれ、シリコン半導体温度計の位置を示す。FG は、それぞれ、フラックスゲートの位置を示す。空洞の上部ビームパイプには、フラックスエクスパルジョン実験のため、100 W のリボンヒーターを巻き付けた。 . . . .	59
7.6	シリコン半導体温度計とフラックスゲートセンサーの取り付け位置の様子。それぞれアルミテープを用いて固定した。温度計は、空洞表面の温度を測定するために、測定面にアピエゾングリスを塗布し、壁面に密着させた。 . . . . .	59

7.7	空洞性能試験時の RF 測定システム系の概略図。入射電力 ( $P_{in}$ )、反射電力 ( $P_{ref}$ )、透過電力 ( $P_t$ ) は、方向性結合器を用いてパワーメーターに分配し測定する。透過電力の周波数を phase-locked loop を用いて、RF モジューレーターへフィードバックを行い、空洞への入射電力の周波数を空洞の共振周波数へ合わせる。また、減衰時間の測定など過渡的な電力変化の測定は検波ダイオードを通してオシロスコープで測定した。 . . . . .	60
7.8	$Q_0$ と $E_{acc}$ の関係の測定結果。図 7.3 の事前測定 (Run No.6) との比較。横軸は加速電場と、その時の空洞表面での最大表面磁場である。縦軸は $Q_0$ を示す。 . . . . .	61
8.1	空洞の壁面に対するカーボン抵抗の位置関係と番号。紙面上下方向が空洞測定時の上下方向となる。 . . . . .	63
8.2	空洞と AMR センサーの座標の軸方向の定義。 $z$ 方向は上から下方向、 $\theta$ 方向はある基準の 0 度から上から見て時計回りを正とした。 $r$ 方向は空洞面に垂直な方向で空洞内側を正とした。 . . . . .	63
8.3	AMR センサーの空洞性能試験での $z$ 方向のみの感度測定結果。フラックスゲートセンサーの正方向と AMR センサーの向きが逆であるため、負の値とした。 . . . . .	64
8.4	フラックスエキスパルジョン実験における、相転移時のフラックスゲートセンサーの値と、温度変化の例。上の図が、測定した磁場と温度の変化のプロット。下の図は赤道部 Si 2 と下部アイリス部 Si 1 の温度計の差のプロット。 . . . . .	67
8.5	フラックスエキスパルジョンの温度勾配との関係の測定結果。 . . . . .	69
8.6	外部コイルに -10 mA 印加した時のフラックスエキスパルジョンの AMR センサーとフラックスゲートセンサーの値の比較。上から $r$ 方向、 $z$ 方向、 $\theta$ 方向の変化を示す。横軸は空洞のある基準からの角度で、ボードの位置を示す。 $z$ 方向 40 度の値は外した。縦軸はそれぞれ磁束密度の変化の値を示す。 $z$ 方向のプロットのうち、塗りつぶし丸はフラックスゲートセンサーの値からの変化。 . . . . .	71
8.7	外部コイルに 30 mA 印加した時のフラックスエキスパルジョンの AMR センサーとフラックスゲートセンサーの値の比較。丸はフラックスゲートセンサーの値からの変化。 . . . . .	72
8.8	各角度での $z$ 軸方向の温度勾配別のフラックスエキスパルジョン。 . . . . .	73
8.9	温度勾配とフラックスエキスパルジョンの関係の AMR センサーの結果とフラックスゲートセンサーの結果の比較。エラーバーは図 8.8 での分散を用いた。No.2 ( $\Delta T = 0.45$ ) の結果はフラックスゲートセンサーのみである。塗りつぶしはフラックスゲートセンサーでの結果、白抜きは $z$ 方向の AMR センサーの平均値での結果を示す。 . . . . .	73
8.10	セルフパルスを引き起こした時の $P_t$ の検波ダイオードを介したオシロスコープでの時間変化の測定結果。周期約 2.3 秒の周期的なクエンチと超伝導状態を繰り返す状態になった。 . . . . .	74
8.11	空洞性能試験における、クエンチによる磁場トラップの様子を測定するための、実験方法。上から順に測定していき、青矢印のループを外部磁場を変えて測定した。 . . . . .	75
8.12	$Q_0$ 値と $E_{acc}$ の関係の測定結果。"Ideal" は、外部磁場をキャンセルした結果である。"Full expulsion" の結果は、超伝導状態の空洞に外部磁場を印加した状態での測定結果。"Trapped" は、外部磁場を印加した状態でのクエンチ後の測定結果。 . . . . .	77

8.13	あるカーボン抵抗の測定した電圧データ。左図は空洞のクエンチによる発熱で温度が上昇し、抵抗が低下した時の電圧。右図は左図の一部拡大図で、青色が測定値、橙色が3600点ごとの移動平均をとった値のプロット。 . . . . .	79
8.14	図 8.13 の電圧を校正曲線を用いて温度に変換した結果。時間はピークがわかりやすいよう変更した。 . . . . .	79
8.15	各角度のクエンチによる温度上昇のプロット。横軸はそれぞれのカーボン抵抗に対してのある基準からの時間。それぞれの位置に対して温度の立ち上がり時間に時間をそろえた。縦軸はカーボン抵抗による温度の測定結果。各温度は、カーボン抵抗の校正曲線を用いて求めた。20度の10番は断線したため、プロットしていない。カーボン抵抗の番号とボード位置は図 8.1、図 8.2 を参照。 . . . . .	80
8.16	外部磁場をソレノイドコイル電流で 108.98 mA 印加した時のクエンチ前後の AMR センサーの電圧出力のプロット。塗りつぶしたプロットがクエンチ前、白抜きのプロットがクエンチ後の値。横軸はボードが位置する角度である。縦軸は AMR センサーの電圧。 . . . . .	81
8.17	外部磁場をソレノイドコイル電流で 108.98 mA 印加した時のクエンチ前後の AMR センサーの電圧出力の差分のプロットである。横軸はボードが位置する角度である。縦軸は AMR センサーの電圧の差分を示す。 . . . . .	82
8.18	外部磁場をソレノイドコイル電流で 108.98 mA 印加した時のクエンチ前後の AMR センサーの電圧出力の差分を磁気感度を用いて磁束密度の変化としたプロット。横軸はボードが位置する角度である。縦軸は AMR センサーの磁束密度の差分を示す。 . . . . .	82
8.19	外部磁場をソレノイドコイル電流で 108.98 mA 印加した時のクエンチ前後での磁場トラップの磁場マッピングの測定結果。クエンチ後の測定結果からクエンチ前の測定結果の差分のプロット。左の図は、空洞の $z$ 軸方向と $\theta$ 方向成分のベクトル写像である。右の図は、空洞の $r$ 軸方向と $\theta$ 方向成分のベクトル写像である。図中に磁束密度の大きさ $1 \mu\text{T}$ のスケールを示した。 . . . . .	83
8.20	外部磁場をソレノイドコイル電流で 108.98 mA 印加した時のクエンチによる磁場トラップ状態から、外部磁場をキャンセルしクエンチさせ、トラップした磁束をリリースしたときの磁場マッピングの測定結果。クエンチ後の測定結果からクエンチ前の測定結果の差分のプロット。左の図は、空洞の $z$ 軸方向と $\theta$ 方向成分のベクトル写像である。右の図は、空洞の $r$ 軸方向と $\theta$ 方向成分のベクトル写像である。図中に磁束密度の大きさ $1 \mu\text{T}$ のスケールを示した。 . . . . .	84
8.21	外部磁場をソレノイドコイル電流で -91.02 mA 印加した時のクエンチによる磁場トラップの磁場マッピングの測定結果。クエンチ後の測定結果からクエンチ前の測定結果の差分のプロット。左の図は、空洞の $z$ 軸方向と $\theta$ 方向成分のベクトル写像である。右の図は、空洞の $r$ 軸方向と $\theta$ 方向成分のベクトル写像である。図中に磁束密度の大きさ $1 \mu\text{T}$ のスケールを示した。 . . . . .	85



8.22	外部磁場をソレノイドコイル電流で-91.02 mA 印加した時のクエンチによる磁場トラップ状態から、外部磁場をキャンセルしクエンチさせ、トラップした磁束をリリースしたときの磁場マッピングの測定結果。クエンチ後の測定結果からクエンチ前の測定結果の差分のプロット。左の図は、空洞の $z$ 軸方向と $\theta$ 方向成分のベクトル写像である。右の図は、空洞の $r$ 軸方向と $\theta$ 方向成分のベクトル写像である。図中に磁束密度の大きさ $1 \mu\text{T}$ のスケールを示した。 . . . . .	86
8.23	外部磁場をソレノイドコイル電流で 208.98 mA 印加した時のクエンチによる磁場トラップの磁場マッピングの測定結果。クエンチ後の測定結果からクエンチ前の測定結果の差分のプロット。左の図は、空洞の $z$ 軸方向と $\theta$ 方向成分のベクトル写像である。右の図は、空洞の $r$ 軸方向と $\theta$ 方向成分のベクトル写像である。図中に磁束密度の大きさ $1 \mu\text{T}$ のスケールを示した。 . . . . .	87
8.24	外部磁場をソレノイドコイル電流で 208.98 mA 印加した時のクエンチによる磁場トラップ状態から、外部磁場をキャンセルし、クエンチさせ、トラップした磁束をリリースしたときの磁場マッピングの測定結果。クエンチ後の測定結果からクエンチ前の測定結果の差分のプロット。左の図は、空洞の $z$ 軸方向と $\theta$ 方向成分のベクトル写像である。右の図は、空洞の $r$ 軸方向と $\theta$ 方向成分のベクトル写像である。図中に磁束密度の大きさ $1 \mu\text{T}$ のスケールを示した。 . . . . .	88
8.25	左の図は、空洞の $z$ 軸方向と $\theta$ 方向成分のベクトル写像である。右の図は、空洞の $r$ 軸方向と $\theta$ 方向成分のベクトル写像である。異なるソレノイドコイル電流のときと、トラップ、リリースの AMR センサーの結果を比較した。図中に磁束密度の大きさ $1 \mu\text{T}$ のスケールを示した。 . . . . .	89
8.26	外部印加磁場と、クエンチによる磁束トラップ後の各加速電場での表面抵抗 $R_s$ の値。 .	90
8.27	左図は各加速電場に対しての図 8.26 の傾き。青線は 2 次関数のフィッティング曲線。右図は各加速電場に対しての図 8.26 の定数項。 . . . . .	90
8.28	-30 度のボードの AMR センサーのクエンチ前後の変化量と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。縦軸は AMR センサーで測定した磁束密度の変化量。横軸は印加した外部磁場。 .	91
8.29	-20 度のボードの AMR センサーのクエンチ前後の変化量と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。 . . . . .	92
8.30	-10 度のボードの AMR センサーのクエンチ前後の変化量と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。縦軸は AMR センサーで測定した磁束密度の変化量。横軸は印加した外部磁場。 .	92
8.31	0 度のボードの AMR センサーのクエンチ前後の変化量と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。縦軸は AMR センサーで測定した磁束密度の変化量。横軸は印加した外部磁場。 .	93
8.32	10 度のボードの AMR センサーのクエンチ前後の変化量と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。縦軸は AMR センサーで測定した磁束密度の変化量。横軸は印加した外部磁場。 .	93

8.33	20 度のボードの AMR センサーのクエンチ前後の変化量と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。縦軸は AMR センサーで測定した磁束密度の変化量。横軸は印加した外部磁場。	94
8.34	30 度のボードの AMR センサーのクエンチ前後の変化量と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。縦軸は AMR センサーで測定した磁束密度の変化量。横軸は印加した外部磁場。	94
8.35	空洞に対して、周期的な RF を投入したときの $P_t$ の値。周期は 20 秒間隔で、オンとオフを繰り返す。	95
8.36	各角度のクエンチによる温度上昇のプロット。各温度は、カーボン抵抗のキャリブレーションを用いて、求めた。20 度の 10 番は断線したため、プロットしていない。それぞれの位置に対して、温度の立ち上がりに時間をそろえた。	95
9.1	クエンチによる磁束トラップの描像。緑線を等磁束密度線として、概念的に表した。矢印の向きは任意方向である。上にクエンチ場所の横断面、下にクエンチ場所の断面図を示す。磁束は閉回路を作る必要があるため、それぞれの描画内外で緑線は円を作る。定性的な説明のため代表的に 1 つの線で表したが、a) の下の図のように複数の磁束がそれぞれに重ならないような分布を持つ。a) クエンチ場所にトラップされた磁場が局所的にループしている場合。b) 磁束が空洞壁を内側まで貫き、ほかの壁面から抜けていく場合。c) 磁束が空洞壁を内側まで貫き、ビームパイプを抜けていく場合。d) 磁束が空洞壁に侵入した後、空洞壁内を伝ってビームパイプなどの比較的遠い場所から抜けていく場合。e) 磁束が空洞壁に侵入した後、空洞壁内を伝ってセルなどの比較的近くから抜けていく場合。	98
1	横方向は周方向の角度である。縦方向は各ボードのカーボン抵抗の位置別のプロット。各温度は、カーボン抵抗の校正曲線を用いて求めた。20 度の 11 番は断線したため、プロットしていない。	109
2	横方向は周方向の角度である。縦方向は各ボードのカーボン抵抗の位置別のプロット。各温度は、カーボン抵抗の校正曲線の 2 K での傾きを用いて求めた。20 度の 11 番は断線したため、プロットしていない。	110
3	-120 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。	111
4	-110 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。	112
5	-100 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。	112
6	-90 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。	113
7	-80 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。	113
8	-70 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。	114

9	-60 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。 . . . .	114
10	-50 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。 . . . .	115
11	-40 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。 . . . .	115
12	50 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。 . . . .	116
13	60 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。 . . . .	116
14	70 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。 . . . .	117
15	80 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。 . . . .	117
16	90 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。 . . . .	118
17	100 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。 . . . .	118
18	110 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。 . . . .	119
19	120 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。 . . . .	119
20	130 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。 . . . .	120
21	140 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。 . . . .	120
22	10 度のボードの AMR センサーの変化量と表面抵抗の関係。それぞれの方向に対する各加速電場の AMR センサーの変化量と表面抵抗。塗りつぶしはトラップの時、白抜きはリリースの時を示す。 . . . .	121
23	中心で約 $10 \mu\text{T}$ 発生させたときの 3 軸ガウスメーターを用いたソレノイドコイルの発生磁場の測定結果。 . . . .	122
24	$r = 15 \text{ mm}$ でのソレノイドコイルが発生した $z$ 方向磁場測定結果 (Measurement) と COMSOL での計算結果 (Calculation) の比較。値は $z = 0 \text{ mm}$ での値で規格化した。 . .	123

## 表目次

3.1	STF 型シングルセル空洞のパラメータ . . . . .	19
6.1	マッピングシステムの比較 . . . . .	42
6.2	変更前後での電源の仕様表 . . . . .	49
7.1	使用したシングルセル超伝導空洞の処理の履歴。各工程の間には、3 の追加ベーキング を除いて、表面をリフレッシュするための EP2 を行っている。 . . . .	56
8.1	フラックスエクスパルジョンの実験で行った各ヒーターの電圧と温度差 $\Delta T$ の表。No. 1 はフルエクスパルジョンを測定した。 . . . .	68
8.2	クエンチによる磁場分布の変化の測定方法とその時の周辺磁場と空洞への磁束トラップ の状況。 . . . .	76
8.3	ソレノイドコイル電流と印加した外部磁場の大きさの関係。 . . . .	76
8.4	加速電場 $E_{acc}$ と各外部磁場での磁束トラップによる $Q_0$ 値 ( $10^{10}$ ) の比較。Initial はソ レノイドコイル電流 8.98 mA 印加した状態でクエンチが起きる前に測定した値、"T" は、各ソレノイドコイル電流 (108.98 mA、-91.02 mA、208.98 mA、-191.02 mA) を印加 した外部磁場の状態でクエンチを引き起こし、磁束がトラップされているときの $Q_0$ 値 を示す。"R" はそれぞれ磁束トラップの状態から Initial の磁場状態に戻し、クエンチを 引き起こしてトラップされていた磁束をリリース (解放) した後の $Q_0$ 値を示す。 . . . .	78

# 略語一覧

AMR	Anisotropic magnetoresistance、異方性磁気抵抗効果
CW	Continuous wave、連続波
DAQ	Data Acquisition、データ収集
DIFF	Differential、差動
DIP	Dual In-line Package、デュアル インライン パッケージ
$E_{\text{acc}}$	Accelerating electric field、加速電場
EP	Electropolishing、電解研磨
ERL	Energy recovery linac、エネルギー回収型リナック
$H_c$	Thermodynamic critical field、熱力学的臨界磁場
$H_{c1}$	Lower critical field、下部臨界磁場
$H_{c2}$	Upper critical field、上部臨界磁場
HOM	Higher order mode、高次モード
HPR	High pressure rinsing、高圧水洗浄
HZB	Helmholtz-Zentrum Berlin
ILC	International Linear Collider、国際リニアコライダー
MgB <sub>2</sub>	Magnesium diboride、二ホウ化マグネシウム
MIL	United States Military Standard、ミル
Nb	Niobium、ニオブ
Nb <sub>3</sub> Sn	Niobium tin、ニオブスズ
PCB	Printed circuit board、プリント基板
$Q_0$	Unloaded Q、無負荷 Q 値
$Q_L$	Loaded Q、負荷 Q 値
RRR	Residual resistivity ratio、残留抵抗比
RSE	Single-Ended-Ground Referenced、基準化シングルエンド
XFEL	X-ray free electron laser、X 線自由電子レーザー

$\Gamma$  Geometrical factor、形状因子

# 第 1 章

## 序論

超伝導高周波空洞は、低損失かつ高加速勾配を両立することが特徴である。高周波を内部に蓄える空洞は、加速器では、その蓄積エネルギーを粒子の加速に用いられてきた。高周波は、導体に対して表面抵抗をもち、蓄積エネルギーを熱エネルギーとして消費する。そのため、効率のよい高周波空洞の利用には、低損失な金属が用いられる。常伝導空洞では主に高純度な無酸素銅を用いて、空洞の壁面損失を抑えている。しかし、超伝導状態の超伝導体は、その特徴から、常伝導体と比較して、極めて高周波に対しての損失が小さい。多くの加速器に用いられる高周波は数十 MHz から数 GHz の周波数が用いられる。常伝導空洞は壁面損失が大きく、高いエネルギーでの高繰り返しや高デューティな運転は不可能である。対して超伝導空洞は連続波 (CW) かつ高加速勾配での運転が可能である。現在の主要な超伝導空洞材料は高純度のニオブ (Nb) が用いられる。空洞の性能を表す量として、蓄積エネルギーと共振周期あたりの損失の比である無負荷  $Q$  値 ( $Q_0$  値) が用いられる。 $Q_0$  値はある形状の空洞に対して表面抵抗に反比例し、常伝導空洞と比較して 2 K のニオブ製超伝導空洞の  $Q_0$  値は、 $10^6$  倍以上高い。このメリットから、超伝導空洞は大電流、大強度の加速器を可能とする。近年では、ドイツに Euro-XFEL[1] が建設され、800 台もの超伝導空洞が使われた。また、アメリカの LCLS-II[2] など、世界中で超伝導空洞を利用した加速器が計画されている。

近年の超伝導空洞の性能向上研究の発展は著しく、Nb 製 1.3 GHz 楕円空洞の性能測定試験において CW で、加速電場が 40 MV/m を超えつつ  $Q_0 = 10^{10}$  を超える性能の空洞も達成可能となった。また、近年では、Nb 製だけでなく Nb<sub>3</sub>Sn を利用した空洞や、MgB<sub>2</sub> などの臨界温度  $T_c$  のより高い超伝導材料を用いた空洞の開発が進められており、より高性能な空洞の実現が迫っている。

このような高性能超伝導空洞実現へ向けて、本研究では、温度・磁場マッピングの開発研究に焦点を当てた。本章では、その背景と本研究の目的、および本論文の構成について述べる。

### 1.1 本研究の背景

超伝導空洞では、空洞内の加速に使われる基本モードの加速電場  $E_{acc}$  と空洞の  $Q_0$  値で評価される。 $Q_0$  値は空洞形状と表面抵抗によって決まり、表面抵抗に反比例するパラメータである。超伝導空洞の性能向上の目標は、この  $Q_0$  値と  $E_{acc}$  をいかに向上させるかにある。ここ数十年の研究により、超伝導空洞の  $Q_0$  値と  $E_{acc}$  は飛躍的に上昇してきた。超伝導空洞の高周波表面抵抗は熱的に励起された準粒子に起因する BCS 抵抗と残留抵抗の 2 成分が考えられる。空洞の  $Q_0$  値を制限する原因の一つとして、空洞壁内部にトラップされた磁束による残留抵抗の増加がある。空洞は超伝導体であるため、理想的には相転移によって内部の磁場を Meissner Ochsensfeld 効果により排斥する。しかし、実際には空洞は完全に内部の磁場を排斥することはできず、内部のピンに磁束が捕捉される (磁束トラッ

プ)。超伝導体内の不純物や欠陥などが原因と考えられているが、ピンの原因は未だ解明されていない。第2章で、詳細を説明するが、これは超伝導空洞の  $Q_0$  値を低下させる。この大きさとして、典型的な磁気シールドによって遮蔽された環境では、数百 nT の残留磁場が存在する。標準的処理の Nb 製 1.3 GHz 空洞に対して、この残留磁場がトラップすると、理想的な  $Q_0$  値を得ることができなくなる。さらに、このトラップされた磁束は、昇温し常伝導状態に戻さなければ取り除くことができない。これはモジュール運転の際に大きな問題となる。実際の加速器運転の際に磁束がトラップしたため、もう一度最初から冷却をやり直すことは現実的ではない。そのため、この磁束トラップによる  $Q_0$  値低下の対策としては、空洞に磁束をトラップさせないことが重要となる。そのためには、どのように磁束をトラップするかを解明し、原因を見つける必要がある。

近年の磁束トラップに関する研究では、冷却方法によって磁束トラップの量が異なることが分かってきた [3]。空洞は液体ヘリウムを用いて冷却されるが、その時の流量や形状によって超伝導空洞に空間的な温度勾配が生じる。この空間的な温度勾配がピン止めされるかどうかに影響を与えていることが分かっている。さらに、空洞のアニール温度によっても、空洞にトラップされる磁束の量が変わり、900 度程度のアニール処理が効果的であることが分かっている [4]。空洞の磁束トラップの量は空洞の外側の磁場分布の変化を測定することで評価が可能であり、近年、測定が進められてきている [4, 5, 6]。また、空洞への磁束トラップの量だけでなく、トラップされた磁束の表面抵抗に対する影響が、空洞の表面状態や材質によって異なることが明らかになってきた [7, 8, 9]。このように、空洞に対する磁束トラップの影響の様々な研究がなされているが、これらの実験の多くはフラックスゲート式の磁気センサーを用いた研究である。超伝導空洞は現在、液体ヘリウムを用いて 4.2 K、もしくは、2 K 付近での運用、測定が主であり、そのような低温での動作が可能な磁場センサーの選択肢は少ない。KEK でも、磁束トラップに関する研究がなされており [6]、測定にはフラックスゲートセンサーが用いられてきた。使用されるフラックスゲートセンサーは高感度で、液体ヘリウム下での動作が保証されているが、高コストであり、1.3 GHz の楕円空洞に対して大きく、空洞の全体の詳細な測定には不向きであった。ドイツの HZB は、新たな磁気センサーとして異方性磁気抵抗効果を用いた AMR センサーを用いた磁場マッピングシステムを開発中であり、その中で、AMR センサーが液体ヘリウム温度でも動作することが報告された [10]。HZB の温度・磁場マッピングシステムは、4 枚のボードを磁場の測定のみで使用し、従来のフラックスゲートでは測定が難しかった空洞のセルの上下方向やビームパイプ付近を含めた測定を可能にし、温度マッピングを合わせて、冷却の際の相転移による磁束排除の様子を実際に測定した [10]。

また、全体の冷却時だけでなく、局所的なクエンチが起こった場合、外部磁場を取り込んでしまい、空洞の  $Q_0$  値がクエンチ前と比べて低下する場合がある。しかし、HZB の開発したマッピングは空洞の周方向に対して 4 枚の 90 度ごとであり、クエンチに伴う、局所的な磁場分布の変化を詳細にとらえることはできていない。また、マッピングボードは温度と磁場で別々のボードを使用しており、温度と同様な局所的な磁場分布の変化をとらえることはできていない。このような局所的な現象をとらえるには、より詳細な温度・磁場マッピングシステムが必要である。クエンチは温度マッピングの測定結果から空洞の周方向に対して磁場マッピングも 10 度ごとの分解能があれば変化をとらえられると考えられる。現在、KEK で基礎研究用の 1.3 GHz シングルセル空洞に用いられる温度マッピングは、センサーの数が少なく、他研究所のものと比較して空洞外表面の温度測定は十分な位置分解能を持たない [11]。今後、より高性能な超伝導空洞開発を行うには、より局所的な問題を解決する必要があるため、空洞の局所的発熱を測定する温度マッピングは必須である。上に述べたように磁束トラップが超伝導空洞の  $Q_0$  値に影響を及ぼすが、空洞は超伝導体であるため、磁束は量子化され、そのダイナミクスを知るには量子力学的な見方が必要である。したがって、この現象の解明のためには、超伝導体としての性質と空洞のような大きな構造物で生じる現象の両方の知見が必要となる。空洞はコヒーレンス長程度の磁束の大きさに対して極めて大きく、その形状は複雑である。そのため、空洞のような大きな構造物を一切の不純物がない状態やすべての物性を一様にすることは技術的に困難である。また、実際の空洞に対して磁束 1 本 1 本を追跡することは実験では大面積かつ高精度で磁束を測定する必要があり、シミュレーションを用いたとしても磁束の大きさが空洞に対して小さすぎるため、



計算量が膨大となり困難である。また、磁束を測定するための観測機器を空洞内に入れることは難しく、高周波下での磁束の動きの直接観測はできていない。そのため、研究の方法としては、超伝導体の物性的な性質を調べるいわばミクロな方法をより詳細に測定し、空洞のような全体に応用する方法と、超伝導空洞そのものを用いて外側の磁場を測定する磁場マッピングのようなマクロな影響を調べる方法がある。本研究では、後者の実際の超伝導空洞を用いた磁束トラップの振る舞いを磁場マッピングを用いることでより詳細に調べることに注目した。

## 1.2 本研究の目的

本研究は、局所的な磁場と温度の変化を測定することで超伝導空洞の磁束トラップによる  $Q_0$  値への影響を明らかにすることを目的とする。前節で説明したように、超伝導空洞の大きさに対し、全体のふるまいを測定する方法があるが、これまでの研究では測定点が少なく、空洞の局所的な現象を反映していない。そこで、空洞外表面の温度と磁場を測定する温度・磁場マッピングシステムを新たに開発し、空洞の磁束トラップの様子をより空間的に詳細に測定することを目指す。空洞のクエンチによる発熱と周辺磁場分布の測定を行うことで、局所的な磁束トラップの描像を示し、 $Q_0$  値との関係を求める。また、磁場マッピングシステムに使用する AMR センサーについて、液体ヘリウムを用いた低温での動作評価スタンドを構築し、その磁気センサーの感度・動作を評価する。これらを通し、空洞の  $Q_0$  値と磁束トラップの関係を明らかにする。

## 1.3 本論文の構成

本章では、本論文全体の構成について述べる。

第1章では、本論文の背景と目的、構成を述べる。

第2章では、超伝導空洞を扱うにあたり、その基本的な超伝導現象の説明と、超伝導空洞の表面抵抗に関する説明を行う。

第3章では、超伝導空洞の高周波測定に必要なパラメーターの説明と、超伝導空洞の性能測定のための背景を説明する。

第4章では、AMR センサーの液体ヘリウム温度での詳細な感度特性の測定についての詳細を述べる。

第5章では、温度センサーの低温での特性評価について述べる。

第6章では、本研究で開発した温度・磁場マッピングシステムの構成を述べる。

第7章では、空洞の性能試験の詳細について述べる。

第8章では、空洞性能測定試験で、温度・磁場マッピングシステムを用いた測定の結果について述べる。

第9章では、これらの測定結果を踏まえた考察を論ずる。

第10章では、本論文の結論を述べる。

## 第 2 章

# 超伝導空洞の理論

超伝導に関する研究は、1908 年に Kamerlingh Onnes が Leiden 大学にてヘリウム 4 の液化に成功することから始まる [12]。Onnes は、液体ヘリウムを用いて、1911 年に水銀の直流抵抗がゼロを示すことを発見した [13]。その後、1914 年に臨界磁場の発見に続き、1933 年に Meissner と Ochsenfeld によって超伝導の重要な特徴の一つである Meissner-Ochsenfeld 効果が発見された。この頃から Gorter や Casimir によって超伝導状態が熱力学的な相状態としてみなすことができることや、London による London 方程式 [14] の導出など理論的解釈が試みられてきた。その後、Ginzburg-Landau 理論や Bardeen, Cooper, Schrieffer による BCS 理論が超伝導の性質を微視的に説明することに成功した。また、Abrikosov によってニオブがそうであるように第 2 種超伝導体が予言された。理論の整備ののち、1960 年代に実験では磁束量子の観察や第 2 種超伝導体の発見がなされた。上記のような歴史の中で、超伝導現象を説明するためにいくつかのパラメータが考えられた。超伝導空洞研究において、これらのパラメータの関係を考えることは重要であるため、これらのパラメータの導入を行う。

### 2.1 超伝導の熱力学

本節では、超伝導体の初歩的な熱力学を考える。参考文献 [15, 16] をもとにした。超伝導を特徴付けるパラメータは、表面からの磁場の侵入長である London 侵入長  $\lambda_L$ 、超伝導電子の量子広がりとしてコヒーレンス長  $\xi$ 、その比である Ginzburg Landau パラメータ (GL パラメータ)  $\kappa_{GL} = \frac{\lambda_L}{\xi}$  がある。GL パラメータは  $\kappa_{GL} < \frac{1}{\sqrt{2}}$  のとき、その境界エネルギーが正のとき第 1 種超伝導体、 $\kappa_{GL} > \frac{1}{\sqrt{2}}$  のとき、その境界エネルギーは負で第 2 種超伝導体と区別される。Nb、Nb<sub>3</sub>Sn、MgB<sub>2</sub> はすべて第 2 種超伝導体である。 $\mu_0$  を真空中の透磁率とすると、常伝導状態のとき、 $B = \mu_0 H$ 、超伝導状態で磁化  $M = \mu H$  により  $B = \mu_0 H + M$  である。自由エネルギー密度  $F$  の変化は

$$dF(T, B) = -SdT + HdB \quad (2.1)$$

である。ここで、 $S$ 、 $T$ 、 $H$ 、 $B$  はそれぞれエントロピー、温度、(外部) 磁場、磁束密度である。Legendre 変換をし、変数を  $(T, H)$  とする Gibbs 自由エネルギー密度にすると、

$$dG(T, H) = -SdT - BdH \quad (2.2)$$

が得られる。ここで、超伝導状態と常伝導状態のエネルギー差を考える。常伝導状態では温度一定で外部磁場が 0 から  $H$  まで変化したときの変化は、超伝導状態と常伝導状態でそれぞれ、

$$G_S(T, H) - G_S(T, 0) = -\frac{1}{2}\mu_0 H^2 - \int_0^H M dH \quad (2.3)$$

$$G_N(T, H) - G_N(T, 0) = -\frac{1}{2}\mu_0 H^2 \quad (2.4)$$

と表される。Meissner 状態においては完全反磁性として、 $M = -\mu_0 H$  より Gibbs 自由エネルギー密度の差は、

$$G_S(T, H) - G_N(T, H) = G_S(T, 0) - G_N(T, 0) + \frac{1}{2}\mu_0 H^2 \quad (2.5)$$

である。ここで、第 2 種超伝導体は上部臨界磁場  $H_{c2}$  で相転移が起きるため、 $G_S(T, H_{c2}) - G_N(T, H_{c2}) = 0$  でなければならない。したがって、

$$G_S(T, 0) - G_N(T, 0) = \int_0^H M dH \quad (2.6)$$

となる。ここで、第 1 種超伝導体と第 2 種超伝導体の磁化特性の概略図を図 2.1 に示す。Gibbs 自由エネルギー密度の差は面積に対応する。このとき、第 1 種超伝導体における臨界磁場  $H_c$  を第 2 種超伝導体でも定義したいため、熱力学的臨界磁場  $H_c$  を

$$-\int_0^H M dH = \frac{1}{2}\mu_0 H_c^2 \quad (2.7)$$

と第 2 種超伝導体に対して定義する。

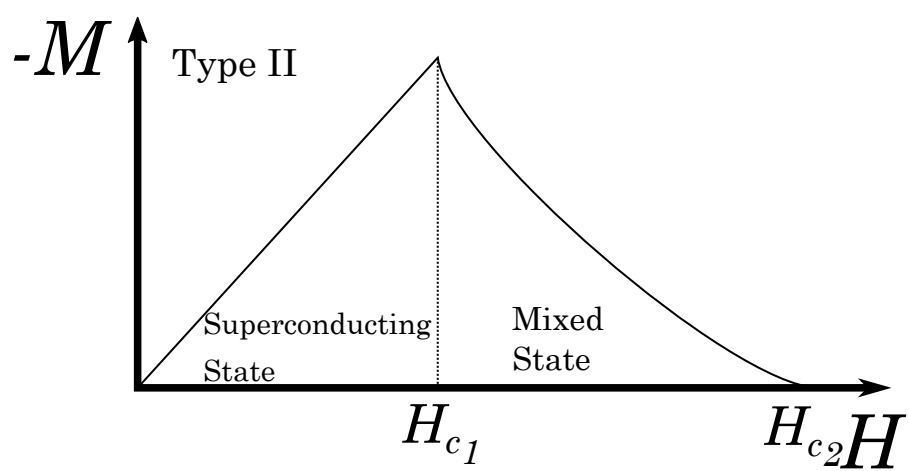
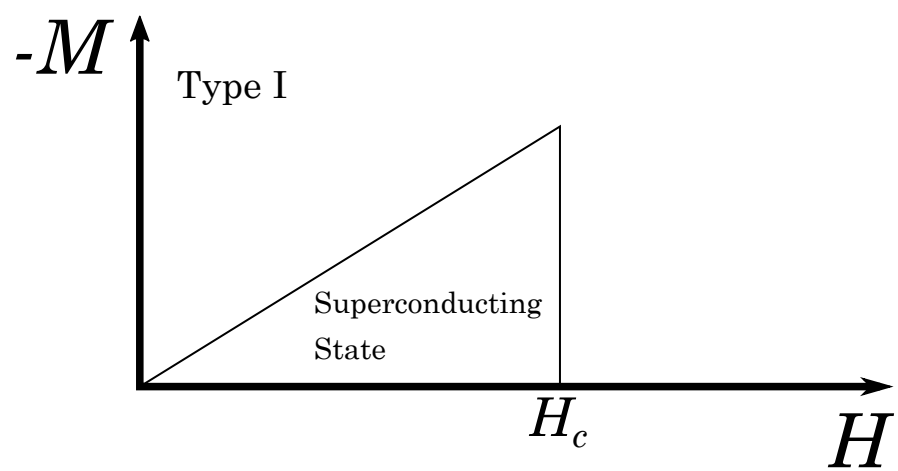


図 2.1 第1種超伝導体 (上) と第2種超伝導体 (下) の磁化曲線。

### 2.1.1 London 侵入長

超伝導現象を現象論として説明する 2 流体モデルは、超伝導体に通常の常伝導抵抗をもつような常伝導電子と抵抗を受けないとする超伝導電子を仮定すると、完全反磁性などの説明が可能となるとして、Gorter や Casimir が初めて導入した。その後、London が改良した 2 流体モデルを用いることで、London 侵入長が説明できることを示した。本節では、この London 侵入長の導出を行う。超伝導状態で超伝導電子密度  $n_S$ 、常伝導電子密度  $n_N$  として、全電子密度  $n = n_S + n_N$  とする。また、超伝導電子が Cooper 対として存在することから、電荷は  $2e$ 、質量  $2m$  と出来る。 $e$ 、 $m$  はそれぞれ電子の電荷と質量である。超伝導電子による電流  $j_S$  は、

$$\frac{dj_S}{dt} = \frac{2n_S e^2}{m} E \quad (2.8)$$

$$(2.9)$$

である。また、この式と Maxwell 方程式  $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}$ 、 $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}$  から、

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \nabla \times \mathbf{j}_S + \frac{2n_S e^2}{m} \mathbf{B} \right) = 0 \quad (2.10)$$

$$\left( \nabla^2 - \frac{2\mu_0 n_S e^2}{m} \right) \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (2.11)$$

となる。ここで、 $\mathbf{B}$  は超伝導体中における磁束密度である。London はこの式 (2.10) において、括弧内は時間変化がなく、恒常的にゼロであるとした。ここで、係数を

$$\lambda_L^2 = \frac{m}{2\mu_0 n_S e^2} \quad (2.12)$$

と置いて、

$$\nabla \times \mathbf{j}_S + \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \mathbf{B} = 0 \quad (2.13)$$

が得られる。これが、London 方程式である。また、式 (2.11) の意味するところは、超伝導体内での磁束密度  $\mathbf{B}$  が  $\lambda_L$  深さまで指数関数的に侵入することである。このとき、 $\lambda_L$  を London 侵入長とよぶ。

### 2.1.2 コヒーレンス長

次に、コヒーレンス長の説明を行う。ここでのコヒーレンス長は、いわゆる温度に依存する GL コヒーレンス長である。Pippard によって導入された温度に依存しないコヒーレンス長と結果としては同じである。第 2 種超伝導体では、下部臨界磁場  $H_{c1}$  を超えたところで Meissner 状態を保つことが出来ない。この領域では磁場は量子化された量子磁束として侵入する。この状態を混合状態 (Mixed state)、もしくは、渦糸状態 (vortex state) などとよぶ。第 1 種超伝導体でもその試料形状によっては、常伝導と超伝導状態の存在する中間状態 (intermediate state) が表れる。しかし、第 1 種超伝導体の中間状態では、形状と磁場の印加方向で決まる反磁化係数に依存する反磁場によって中間状態がなされるが、中間状態では磁束は量子化されていない。侵入した量子化された磁束は、コヒーレント長  $\xi$  の広がりを持つ。仮に広がりを持たないとすると、磁場を排除した超伝導相はエネルギー的に高く不安定となり、全体が常伝導相に陥らなければならない。GL 方程式は Gibbs 自由エネルギーの最小化条件から求まる。また、GL 方程式は臨界温度付近で有効な理論であり、空洞運転温度 2 K や 4.2 K 付近では完全に有効ではないが、超伝導体のパラメータである  $\xi$ 、 $\lambda_L$ 、 $\kappa_{GL}$  の説明として言及する。Ginzburg と Landau は 2 流体モデルにおいて、超伝導電子の密度  $n_S$  を超伝導状態を特徴付ける秩序パラメータとして用いた。この超伝導電子に対して、量子力学での波動関数のように秩序関数パラメータ  $\Phi$  を導

入する。

$$|\Phi|^2 = n_S \quad (2.14)$$

このパラメータは、BCS 理論での Fermi 準位を形成していた独立な電子が反スピン同士で Cooper 対をつくり、Bose 凝縮が起こっているとしているが、これは、他の電子が同じ位相パラメータを持っていると考え、ひとつの複素数  $\Phi$  で表されると理解できる。GL 方程式は、

$$-\alpha\Phi + \beta|\Phi|^2\Phi + \frac{1}{2(2m)}(\hbar\nabla - 2eA)^2\Phi = 0 \quad (2.15)$$

$$j_S - \frac{2ie\hbar}{2(2m)}(\Phi^*\nabla\Phi - \Phi\nabla\Phi^*) + \frac{(2e)^2}{2m}A|\Phi|^2 = 0 \quad (2.16)$$

で表される。ここで、 $\hbar$  はディラック定数、 $\alpha$  と  $\beta$  は Gibbs の自由エネルギー係数で、 $A$  はベクトルポテンシャルである。詳細は省くが、これより、 $\Phi$  の広がりとしてコヒーレント長  $\xi$  と London 侵入長  $\lambda_L$  も求まり、

$$\xi = \left( \frac{\hbar}{\sqrt{2}2e\mu_0 H_c \lambda_L} \right) \propto \sqrt{\frac{T_c}{T_c - T}} \quad (2.17)$$

$$\lambda_L^2 = \frac{2m}{\mu_0(2e)^2|\Phi_\infty|^2} \propto \frac{T_c}{T_c - T} \quad (2.18)$$

と表される。 $\Phi_\infty$  は、平衡状態での  $\Phi$  の値である。ここで、 $T_c$  は超伝導体の臨界温度、 $H_c$  は熱力学的臨界磁場である。また、 $T_c$  付近では  $\lambda_L$  と  $\xi$  は同じ温度依存性を示し、その比  $\kappa_{GL} := \frac{\lambda_L}{\xi}$  では温度依存性が消える。この  $\kappa_{GL}$  を GL パラメータとよぶ。

### 2.1.3 臨界磁場

式 (2.7) で熱力学的臨界磁場を定義したが、実際の第 2 種超伝導体で観測できる物理量は、下部臨界磁場  $H_{c1}$  と上部臨界磁場  $H_{c2}$  である。十分高い磁場中において、バルク超伝導の問題を考える。外部磁場は十分大きいと、超伝導電子密度は小さいとし、GL 方程式における  $\Phi^3$  以上の項は無視できるとする。ここで、Cartesian 座標系  $(x, y, z)$  のとき、外部磁場  $H_{\text{ext}}$  はある一方向  $z$  にかかっていると、位置  $x$  でのベクトルポテンシャル  $A$  を、

$$A = \mu_0 H_{\text{ext}} x I_y \quad (2.19)$$

と表す。 $I_y$  は、 $y$  方向単位ベクトルである。これより、GL 方程式の式 (2.15) は次のように書ける。

$$-\alpha\Phi + \frac{1}{2(2m)}(\hbar\nabla - 2e\mu_0 H_{\text{ext}} x I_y)^2\Phi = 0 \quad (2.20)$$

この方程式は、調和振動子の Schrödinger 方程式と同じ形をしている。したがって、離散的解をもつ。 $\alpha$  は  $H_c$  を用いて表すことができ、

$$\alpha = \frac{(2e\mu_0 H_c \lambda_L)^2}{2m} \quad (2.21)$$

である。 $H_{\text{ext}}$  が最大となる値は上部臨界磁場であり、 $H_c$  を用いて

$$H_{c2} = \frac{4e\mu_0 H_c^2 \lambda_L^2}{\hbar} \quad (2.22)$$

$$= \sqrt{2}\kappa_{GL} H_c \quad (2.23)$$

と表せる。詳細は省くが、下部臨界磁場も  $H_c$  を用いて表すことが出来る [16]。

$$H_{c1} \propto \frac{H_c}{\sqrt{2\kappa_{GL}}} (\ln \kappa_{GL}) \quad \text{for } \kappa_{GL} \gg 1 \quad (2.24)$$

これを見ると下部臨界磁場は  $H_c$  に比例する。詳細は参考文献 [16] にあるが、熱力学性質から実際の第 2 種超伝導体には水が過熱状態になるのと同じく  $H_{c1}$  を超えても準安定的に磁束が侵入し始めない領域があり、この領域の後の磁束侵入磁場が超伝導空洞の磁場の最大値だと考えられている。この最大の臨界磁場は superheating field  $H_{sh}$  として、 $H_c$  を用いて、温度が臨界温度付近 ( $T \simeq T_c$ ) において、

$$H_{sh} \approx \frac{0.89}{\sqrt{\kappa_{GL}}} H_c \quad \text{for } \kappa \ll 1 \quad (2.25)$$

$$H_{sh} \approx 1.2 H_c \quad \text{for } \kappa \sim 1 \quad (2.26)$$

$$H_{sh} \approx 0.75 H_c \quad \text{for } \kappa \gg 1 \quad (2.27)$$

と表せる。ニオブの場合、2 K で約 180 mT である [17]。

## 2.2 超伝導空洞

超伝導空洞は超伝導体の抵抗の低さから常伝導材料を使用した空洞に対して、極低損失な空洞を目指して開発が進められた。1965 年に世界で初めてスタンフォード大学によって銅に鉛メッキの超伝導空洞が開発された [18]。その後は超伝導空洞の材料として単体で最も転移温度が高く、臨界磁場の高いニオブが主として使われるようになった。日本では、TRISTAN[19, 20] から超伝導空洞の本格的な開発がすすめられ、世界で初めて 32 台の超伝導空洞を用いた大規模な加速器が開発された。その後、超伝導空洞はその表面抵抗の低さと加速勾配を両立し CW 運転可能な加速空洞として多くの加速器に利用されてきた。また将来的にも、超伝導空洞を用いた加速器が多く計画され、その需要はますます広がることが予想される。超伝導空洞は超伝導体が高周波を共振させる境界に使われていることが特徴である。超伝導体は DC 電流においては、実験的に抵抗ゼロであることが分かっているが、AC 電流や高周波では有限な抵抗が存在する。超伝導空洞では、数十 MHz から数 GHz 程度のマイクロ波が超伝導体表面に印加され、表面インピーダンスの実成分が表面抵抗として現れる。ここでは、超伝導空洞の表面抵抗と本研究の目的である磁束トラップによる残留抵抗について説明する。

### 2.2.1 高周波表面抵抗

空洞における高周波抵抗は、BCS 抵抗と呼ばれる BCS 理論を用いて説明することができる  $R_{BCS}$  と、それ以外の成分を残留抵抗として  $R_{res}$  で表せる。実験的には、H. London が 1940 年にスズの高周波抵抗を測定した [21]。また、1958 年に Mattis と Bardeen が BCS 理論を用いて高周波でのインピーダンスを説明し、

$$R_{BCS} = \frac{A_s}{T} \exp\left(-\frac{\Delta(T)}{k_B T}\right) \quad (2.28)$$

であることを示した [22]。  $A_s$  は、物質材料に依存するパラメータである。この抵抗は超伝導体の温度が有限温度であるため準粒子が熱的に励起されたことによって生じる。準粒子は 2 流体モデルでは常伝導電子として扱われた。パラメータ  $A$  は空洞の共振周波数に関係し、実験結果から低い加速電場では  $\propto \omega_0^2$  と共振周波数のべき乗で表せる [23]。このとき、 $\alpha \simeq 2$  である。典型的なニオブ空洞での BCS 抵抗は、1.3 GHz の 2 K では 10 nΩ 程度である。これは次に説明する残留抵抗とオーダーで同じ程度の大きさとなる。この BCS 抵抗の式は極めて弱い磁場下においてのみ成り立つことが分かっており、超伝導空洞のような臨界磁場付近などの高い磁場を扱う領域では正しく説明はされていない。また、BCS 抵抗も超伝導のギャップ形状によって式 (2.28) のように表すことのできない抵抗に対する寄与



も生じることが分かっている [24]。しかし、経験的に式 (2.28) の形を用いることで、多くの場合実験結果をフィッティングすることができる。本研究でも、この考え方から BCS 抵抗で高周波抵抗の一部を説明できるとした。BCS 抵抗の特徴は、温度に強く依存することである。したがって、BCS 抵抗のみを考えると超伝導空洞は温度が低ければ低いほど抵抗は下がっていく。しかし、2 K 以下の空洞の抵抗は残留抵抗の寄与が大きくなる。BCS 抵抗は超伝導体のギャップから決まるものであるため、どのような超伝導体を用いるかで決まるとされる。この BCS 抵抗を減らす努力は近年における窒素ドープ [25] などの表面処理と深くかかわり、BCS 抵抗を減らすことが目的の 1 つとされている。また、新材料の Nb<sub>3</sub>Sn などこの BCS 抵抗を減らすことを狙ったものである。

### 2.2.2 磁束トラップによる残留抵抗

BCS 抵抗は有限温度での熱的に励起された準粒子を起因とした高周波抵抗であった。しかし、実際の超伝導空洞の高周波抵抗には、BCS 抵抗以外の抵抗も含まれる。これらの抵抗を残留抵抗と呼ぶ。近年の努力によって BCS 抵抗は、1.3 GHz の 2 K で数 nΩ まで減らすことができるようになった。これにより、超伝導空洞の表面抵抗の改善において、ほんの数 nΩ しか寄与しないような残留抵抗が無視できなくなってきた。残留抵抗の起源は表面の欠陥や材料内の不純物などが考えられているが、よくわかっていない [16]。その残留抵抗の一つとして、超伝導体に捕捉された磁束が高周波によって振動させられることにより生じる抵抗がある [26]。空洞は超伝導体であるため、理想的には内外の磁束は排斥される。しかし、実際の超伝導体は相転移時に存在する磁場の一部を内部にピンニングする。このピンニングの量は、外部磁場に比例することがわかってるが、ピンの正体は未解明である。単純なモデルから磁束トラップによる残留抵抗の寄与を考える。まず、ある平面がそれに垂直な外部磁場  $H_{\text{ext}}$  をすべて面積  $S$  にトラップしていると考え、磁束は超伝導体内部で量子化されているので、

$$\mu_0 H_{\text{ext}} S = N \Phi_0 \quad (2.29)$$

と表せる。ここで、 $N$  は磁束量子の数、 $\Phi_0 = 2.06783383 \times 10^{-15} \text{ Wb}$  は磁束量子の大きさである<sup>1</sup>。磁束量子は半径コヒーレンス長  $\xi_0$  の常伝導の”コア”を持っている。実際に残留抵抗へ寄与する磁束による抵抗  $R_{\text{flux}}$  は、常伝導状態での抵抗を  $R_n$  とすると、

$$R_{\text{flux}} = N \frac{\pi \xi_0^2}{S} R_n = \frac{H_{\text{ext}} \pi \xi_0^2 \mu_0}{\Phi_0} R_n \quad (2.30)$$

と表せる。この結果は、外部磁場と磁束トラップの量が比例することを前提としている。また、常伝導状態での抵抗を用いて表している。そのため、実際の超伝導状態を表してはいないが、外部磁場に比例する説明にはなる。また、磁束トラップの量と残留抵抗に対する影響はすべての空洞で同じではなく、近年では表面処理による違いも報告されている [9]。また、空洞周波数にも依存しており、 $\sqrt{\omega_0}$  と考えられている [16]。この残留抵抗は、理想的には空洞外部の磁場をゼロに出来れば存在しない。しかし、実際の空洞運用では磁気シールドを用いたとしても外部磁場が存在し、残留抵抗が発生してしまう。典型的な値として数百 nT の環境において数 nΩ の値をもつため、実際の空洞においてこの磁束トラップによる残留抵抗は無視することができない。

---

<sup>1</sup>1 Wb = T · m<sup>2</sup>

## 第 3 章

# 超伝導空洞の高周波特性評価

本章では超伝導空洞の高周波特性の基礎について説明し、本研究で用いるパラメータについての定義をここで行う。超伝導空洞に限らず、空洞は内部に電磁場を共振させエネルギーを蓄積する。これらの現象は、古典的な Maxwell 方程式を用いた描像で考えることができる。一般に誘電率  $\epsilon$ 、透磁率  $\mu$  の空間中で電場  $E$ 、磁束密度  $B$  とすると、いわゆる電束密度  $D = \epsilon E$ 、磁場の強さ  $H = \frac{1}{\mu} B$  の関係を持つ。Maxwell 方程式は、

$$\nabla \cdot D = \rho \quad (3.1)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (3.2)$$

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (3.3)$$

$$\nabla \times H = \frac{\partial D}{\partial t} + j \quad (3.4)$$

である。ここで、 $\rho$ 、 $j$  はそれぞれ、電荷密度、電流密度と定義した。ここで、媒質の電気伝導率  $\sigma$  としたとき、抵抗率は  $\frac{1}{\sigma}$  で定義される。また  $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$  である。Maxwell 方程式から、電荷保存則として連続の式がでる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot j = 0 \quad (3.5)$$

さて、 $j = \sigma E$ 、 $\rho = 0$  として  $\nabla \times (\nabla \times E)$ 、同様に  $H$  に関しても波動方程式を書くと、

$$\left( \nabla^2 - \mu \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \mu \sigma \frac{\partial}{\partial t} \right) E = 0 \quad (3.6)$$

$$\left( \nabla^2 - \mu \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \mu \sigma \frac{\partial}{\partial t} \right) H = 0 \quad (3.7)$$

となる。時間に関する方程式と、空間に関する方程式は分離できて固有方程式の形になるため、それぞれ適切な境界条件および初期条件を与えられれば、この式は解ける。また、それぞれの固有値に対する解をモードとよび区別している。例えば、一様媒質中の自由空間においては、ある波数ベクトル  $k$  の方向に進行し、 $E$ 、 $H$  が  $k$  に関して垂直な偏りを持つ横波平面波が解となる。このとき、伝搬方向に対して垂直成分のみを持つ電磁波を TEM モード波 (Transverse ElectroMagnetic) とよぶ。また、一般解はすべての波数についての解の重ね合わせで表せる。

### 3.1 ピルボックス空洞

図 3.1 に示すようなピルボックス空洞を例に、空洞内の電磁場の共振を考える。本節は参考文献 [15] をもとに記述した。完全導体と仮定した金属で囲まれた境界条件として、壁面では  $\mathbf{E} \times \mathbf{n} = 0$ 、 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{n} = \frac{\rho_s}{\epsilon}$ 、 $\mathbf{H} \cdot \mathbf{n} = 0$ 、 $\mathbf{H} \times \mathbf{n} = -\mathbf{K}_s$  である。 $\mathbf{n}$  は境界面に対する法線ベクトル、 $\rho_s$ 、 $\mathbf{K}_s$  はそれぞれ境界面における電荷面密度と、境界面上に流れる表面電流である。ここで、具体的に、内部が真空の半径  $a$ 、長さ  $\ell$  のピルボックス空洞を仮定する。座標系として基底  $(\hat{r}, \hat{\theta}, \hat{z})$  をもつ円筒座標をとる。原点はピルボックス空洞の端の中心とする。図 3.1 に使用した円筒座標系を示す。

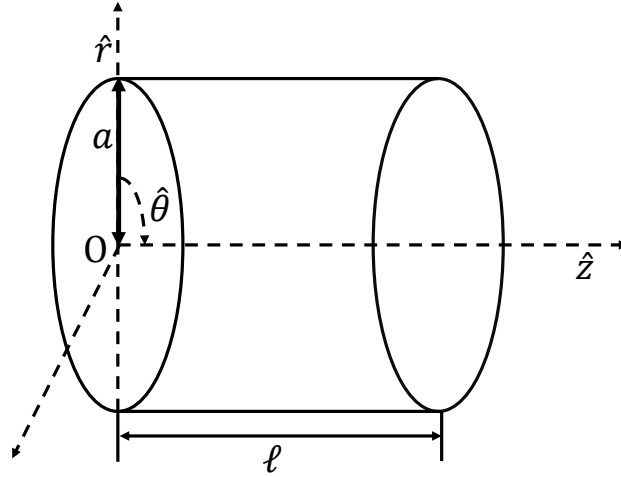


図 3.1 ピルボックス空洞に対して使用した円筒座標系。

ここで、境界条件は  $z = 0$ 、 $z = \ell$ 、 $r = a$  で完全導体の境界条件を課す。この円筒座標系における Maxwell 方程式より波動方程式が得られる。得られた波動方程式は、

$$\left\{ \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) - \mu \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \mu \sigma \frac{\partial}{\partial t} \right\} \mathbf{E} = 0 \quad (3.8)$$

$$\left\{ \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) - \mu \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \mu \sigma \frac{\partial}{\partial t} \right\} \mathbf{H} = 0 \quad (3.9)$$

と表される。 $\mathbf{E}$  と  $\mathbf{H}$  は同じ形であり、Maxwell 方程式から一方も求まるため、どちらかを考えれば十分である。したがって、以下ではスカラー場  $\varphi$  の方程式として書く。 $\varphi$  は、 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{H}$  のいずれかの場。また、方程式は時間と空間に関して独立に出来ており、変数分離法によって解くことが出来る。定数を  $\lambda^2$  とすると、時間に関する斉次微分方程式は、

$$\left( \mu \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \mu \sigma \frac{\partial}{\partial t} \right) \varphi_t(t) = -\lambda^2 \varphi_t(t) \quad (3.10)$$

である。これは減衰振動の方程式であるため、解は

$$\varphi_t(t) = \begin{cases} c_{t_1} e^{\omega_1 t} + c_{t_2} e^{\omega_2 t} & \\ \omega_{1,2} = \frac{-\sigma}{2\epsilon} \pm \sqrt{\frac{\sigma^2}{4\epsilon^2} - \frac{\lambda^2}{\mu\epsilon}} & \text{for } \mu^2 \sigma^2 - 4\mu\epsilon \lambda^2 \neq 0 \\ (c_{t_3} t - c_{t_4}) e^{\omega t} & \\ \omega = \frac{-\sigma}{2\epsilon} & \text{for } \mu^2 \sigma^2 - 4\mu\epsilon \lambda^2 = 0 \end{cases} \quad (3.11)$$

式 (3.11)、(3.12) として求まる。 $c_{t_1}$ 、 $c_{t_2}$ 、 $c_{t_3}$ 、 $c_{t_4}$  は初期条件  $\varphi_t(0)$ 、 $\varphi'_t(0)$  から求まる定数である。

次に、時間に依存しない方程式は、

$$\left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \varphi_s = -\lambda^2 \varphi_s \quad (3.13)$$

である。これは、Helmholz 方程式の円筒形座標での表示である。このとき、 $z$  とその横方向 (transverse) の  $(r, \theta)$  に関して変数分離できて  $\varphi_s = \varphi_{tr} \varphi_z$ 、定数は  $k^2$ 、 $k_z^2$  とおく。また、そこから同様に  $r$  と  $\theta$  に関しても、変数分離できる  $\varphi_{tr} = \varphi_r \varphi_\theta$  で定数は  $n^2$  とおくと、

$$\left( r^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} + r \frac{\partial}{\partial r} - k^2 r^2 - n^2 \right) \varphi_r = 0 \quad (3.14)$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + n^2 \right) \varphi_\theta = 0 \quad (3.15)$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_z^2 \right) \varphi_z = 0 \quad (3.16)$$

のように書ける。ここで、式 (3.15) は調和振動子の運動方程式と同じであり、式 (3.14) は Bessel の微分方程式とよばれる方程式で、独立な解として第一種 Bessel 関数  $J_n(kr)$  と第二種 Bessel 関数  $Y_n(kr)$  または Neumann 関数  $N_n(kr)$  が知られており、一般解は重ね合わせで表される。また、Neumann 関数は  $kr \rightarrow 0$  で特異性を持つ。よって、ある特定の  $(\lambda, k, k_z, n)$  を持つ解は

$$\begin{aligned} \varphi(t, r, \theta, z) = & (C_1 e^{\omega_+ t} + C_2 e^{\omega_- t}) (C_3 J_n(kr) + C_4 Y_n(kr)) \\ & \times (C_5 e^{in\theta} + C_6 e^{-in\theta}) (C_7 e^{ik_z z} + C_8 e^{-ik_z z}) \end{aligned} \quad (3.17)$$

$$\omega_{\pm} = \frac{-\sigma}{2\epsilon} \pm \sqrt{\frac{\sigma^2}{4\epsilon^2} - \frac{\lambda^2}{\mu\epsilon}} \quad (3.18)$$

$$k^2 - k_z^2 = -\lambda^2 \quad (3.19)$$

と表せる。ここで、未知定数  $C_1$ 、 $C_2$ 、 $C_3$ 、 $C_4$ 、 $C_5$ 、 $C_6$ 、 $C_7$ 、 $C_8$  は初期条件および境界条件によって決まる。また、波数  $k$ 、 $k_z$  および  $\lambda$  に関しては、関係式 (3.19) があるのみである。したがって、一般解はすべての  $k$ 、 $k_z$ 、 $n$  について重ね合わせる (波数空間における積分) で表せる。また、境界条件によって  $k$ 、 $k_z$  が取りうる値は制限される。ピルボックス空洞の問題に戻ると、 $\sigma = \infty$  より空洞内部で電磁場は減衰しない。 $t \rightarrow \infty$  において、発散しない解を考えると振動解として  $e^{i\omega t}$  を持つ解を選ぶことが出来る ( $\omega = \sqrt{\frac{\lambda^2}{\mu\epsilon}}$ )。実際、マイクロ波における正弦振動成分と見ることが出来るため、これは正しい。また、 $\theta$  方向の周期境界条件より、 $n$  は整数でなければならない。 $Y_n(kr)$  は原点に特異点を持つので、 $C_4 = 0$  となる。さらに、 $r = a$  での境界条件から、 $k = \chi_{np}$  となり、ここで、 $\chi_{np}$  は  $J_n$  の  $p$  番目の根とした。 $z = 0$ 、 $\ell$  の境界条件から  $k_z = \frac{m\pi}{\ell}$  でなければならない、 $m$  は整数である。また、 $E_r$ 、 $E_\theta$ 、 $H_z$  は  $z$  依存性に関して同じ形をとり、 $E_z$ 、 $H_r$ 、 $H_\theta$  と直交することが分かる。ここで、具体的な電磁場分布を求めるために、偏光の方向として進行方向に磁場成分のない TE モードと、進行方向に

電場成分のない TM モードを用いて表すことにする。TEM モードは導体に囲まれた定常状態では存在できないことに留意する。これらを踏まえて TM モード、TE モードのそれぞれの解は、次のようになる [16]。  $\chi'_{np}$  は第一種 Bessel 関数の一次微分  $J'_n$  の根である。

TM mode

$$E_r = \frac{Ak_z}{(\mu\epsilon\omega^2 - k_z^2)} \frac{\chi_{np}}{a} J'_n\left(\frac{\chi_{np}}{a}r\right) \cos(n\theta) \sin(k_z z) e^{i\omega t} \quad (3.20)$$

$$E_\theta = \frac{Ak_z n}{r(\mu\epsilon\omega^2 - k_z^2)} J_n\left(\frac{\chi_{np}}{a}r\right) \sin(n\theta) \sin(k_z z) e^{i\omega t} \quad (3.21)$$

$$E_z = A J_n\left(\frac{\chi_{np}}{a}r\right) \cos(n\theta) \cos(k_z z) e^{i\omega t} \quad (3.22)$$

$$H_r = \frac{-iA\epsilon\omega k_z n}{r(\mu\epsilon\omega^2 - k_z^2)} J_n\left(\frac{\chi_{np}}{a}r\right) \sin(n\theta) \cos(k_z z) e^{i\omega t} \quad (3.23)$$

$$H_\theta = \frac{-iA\epsilon\omega}{(\mu\epsilon\omega^2 - k_z^2)} \frac{\chi_{np}}{a} J'_n\left(\frac{\chi_{np}}{a}r\right) \cos(n\theta) \cos(k_z z) e^{i\omega t} \quad (3.24)$$

$$H_z = 0 \quad (3.25)$$

TE mode

$$E_r = \frac{iB\mu\omega k_z n}{r(\mu\epsilon\omega^2 - k_z^2)} J_n\left(\frac{\chi'_{np}}{a}r\right) \sin(n\theta) \sin(k_z z) e^{i\omega t} \quad (3.26)$$

$$E_\theta = \frac{iB\mu\omega k_z}{(\mu\epsilon\omega^2 - k_z^2)} \frac{\chi'_{np}}{a} J'_n\left(\frac{\chi'_{np}}{a}r\right) \cos(n\theta) \sin(k_z z) e^{i\omega t} \quad (3.27)$$

$$E_z = 0 \quad (3.28)$$

$$H_r = \frac{-Bk_z}{(\mu\epsilon\omega^2 - k_z^2)} \frac{\chi_{np}}{a} J'_n\left(\frac{\chi'_{np}}{a}r\right) \cos(n\theta) \cos(k_z z) e^{i\omega t} \quad (3.29)$$

$$H_\theta = \frac{-Bk_z n}{r(\mu\epsilon\omega^2 - k_z^2)} J_n\left(\frac{\chi'_{np}}{a}r\right) \sin(n\theta) \cos(k_z z) e^{i\omega t} \quad (3.30)$$

$$H_z = B J_n\left(\frac{\chi'_{np}}{a}r\right) \cos(n\theta) \sin(k_z z) e^{i\omega t} \quad (3.31)$$

ここで、A、B は残りの未定乗数をまとめた。また、 $\theta$ 、 $z$  方向の初期位相に関しては 0 とした。固有値の組み合わせとして  $(n, p, m)$  の 3 つがあり、それぞれを  $\text{TM}_{npm}$  モード、 $\text{TE}_{npm}$  モードとよばれる。式の形から  $n$ 、 $p$ 、 $m$  は、それぞれ  $\theta$ 、 $r$ 、 $z$  方向の節の数となっている。また、整数としていたが、対象であるため通常は非負整数として扱う。固有値は  $\omega$  に依存するため、各モードは共振周波数によって区別できるが、同じ固有値 (共振周波数) をもつが異なる電磁場分布をもつ縮退モードも存在する。また、共振周波数は式 (3.19) より、

$$f = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{\chi_{np}}{a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{\ell}\right)^2} \quad \text{for TM mode} \quad (3.32)$$

$$f = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{\chi'_{np}}{a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{\ell}\right)^2} \quad \text{for TE mode} \quad (3.33)$$

である。

ビームを加速するとき、加速空洞は  $\text{TM}_{010}$  モードを利用することが多い。荷電粒子は電磁場から Lorentz 力を受けるが、磁場による力は仕事をしないため、電場による加速を利用する。モードによっては磁場による力が働き、軌道が偏向されてしまう。また、空洞内電磁場の周期とビームの入るタイミングを合わせなければ、通過中に逆位相となり、ビームは減速されてしまう。したがって、使用す

るモードは他の周波数との分離が容易であること、ビームの進行軸に対し  $E_z$  成分のみを持つこと  
 の理由より  $\text{TM}_{010}$  が使われる。また、より高次のモードは Higher Order Mode (HOM) モードとよばれ、  
 ビームに対し横方向キックなどの相互作用を及ぼし、ビーム不安定性の要因となるため減衰させる仕  
 組みが必要となる。完全導体に囲まれ、内部が真空のピルボックス空洞の  $\text{TM}_{010}$  の解は、

$$E_r = 0 \quad (3.34)$$

$$E_\theta = 0 \quad (3.35)$$

$$E_z = AJ_0\left(\frac{\chi_{01}}{a}r\right)e^{i\omega t} \quad (3.36)$$

$$H_r = 0 \quad (3.37)$$

$$H_\theta = -iA\epsilon J'_0\left(\frac{\chi_{01}}{a}r\right)e^{i\omega t} \quad (3.38)$$

$$H_z = 0 \quad (3.39)$$

$$k_z = 0 \quad k = \frac{\chi_{01}}{a} \quad \omega = \frac{\chi_{01}}{c} \quad (3.40)$$

と表される。例えば、1.3 GHz の空洞であれば  $\chi_{01} \simeq 2.405$  より  $a \simeq 88.26$  mm である。

## 3.2 高周波空洞のパラメーター

空洞内の電磁場の共振について第 3.1 節で単純なピルボックス空洞での電磁場分布について説明してきた。空洞内の共振した電磁場の内部エネルギー  $U$  を考える。内部エネルギーは、

$$U = \frac{1}{2} \int_{\text{volume}} (\mathbf{D} \cdot \mathbf{E}) dV + \frac{1}{2} \int_{\text{volume}} (\mathbf{H} \cdot \mathbf{B}) dV \quad (3.41)$$

$$= \frac{1}{2} \int_{\text{volume}} \epsilon_0 |\mathbf{E}|^2 dV + \frac{1}{2} \int_{\text{volume}} \frac{1}{\mu_0} |\mathbf{B}|^2 dV \quad (3.42)$$

$$= \int_{\text{volume}} \frac{1}{2} (\epsilon_0 |\mathbf{E}|^2 + \frac{1}{\mu_0} |\mathbf{B}|^2) dV \quad (3.43)$$

と表せる。 $\text{volume}$  は空洞内の体積で、 $dV$  は微小体積要素を示す。内部エネルギーの時間微分を考えると、

$$\frac{dU}{dt} = \int_{\text{volume}} \frac{1}{\mu_0} \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) dV \quad (3.44)$$

$$= \int_{\text{surface}} \mathbf{S} \cdot d\mathbf{S} \quad (3.45)$$

である。 $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / \mu_0$  は Poynting ベクトルで、最後の項は空洞から出る正味のエネルギーを示す。式 (3.10) で、減衰振動の方程式を考えた。その解は、振動する解として式 (3.11) であった。この解は減衰振動であり、ある共振周波数で振動解と指数関数で減衰する解の積である。したがって、

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{\omega_0}{Q_0} U \quad (3.46)$$

$$U = e^{-\frac{\omega_0}{Q_0} t} U(0) \quad (3.47)$$

である。 $\omega_0$  を共振角周波数として、無次元の定数を  $Q_0$  とした。この  $Q_0$  値は、

$$Q_0 = \frac{\omega_0 U}{P_{\text{loss}}} \quad (3.48)$$

と表せる。式 (3.48) は無負荷  $Q$  値、もしくは  $Q_0$  値の定義である。式 (3.45) より、電磁場のエネルギーは、空洞の表面での損失で失われるので、 $P_{\text{loss}}$  は、

$$P_{\text{loss}} = \int_{\text{surface}} \mathbf{S} \cdot d\mathbf{S} = \frac{1}{2\mu_0^2} \int_{\text{surface}} R_s |\mathbf{B}|^2 dS \left( = \frac{1}{2} \int_{\text{surface}} R_s |\mathbf{H}|^2 dS \right) \quad (3.49)$$

である。 $R_s$  は表面抵抗である。これを用いると、 $Q_0$  値は、

$$Q_0 = \frac{\omega_0 \int_{\text{volume}} \frac{1}{2} (\epsilon_0 |\mathbf{E}|^2 + \frac{1}{\mu_0} |\mathbf{B}|^2) dV}{\frac{1}{2\mu_0^2} \int_{\text{surface}} R_s |\mathbf{B}|^2 dS} \quad (3.50)$$

と表せる。 $R_s$  は空洞表面全体で一様だと仮定することで積分の外に出せる。表面抵抗に依存しない部分を形状因子 (Geometrical factor)  $\Gamma$  を、

$$\Gamma := \frac{\omega_0 \int_{\text{volume}} (\frac{\mu_0}{\epsilon^2} |\mathbf{E}|^2 + \mu_0 |\mathbf{B}|^2) dV}{\int_{\text{surface}} |\mathbf{B}|^2 dS} \quad (3.51)$$

と定義する。形状因子は、空洞の形状のみで値が決まるため、空洞の  $Q_0$  値を形状因子と表面抵抗を用いて、

$$Q_0 = \frac{\Gamma}{R_s} \quad (3.52)$$

と表せる。これにより、空洞の  $Q_0$  を評価することで、表面抵抗を知ることができる。

空洞に荷電粒子が通過する場合、空洞内電場は時間的に振動している。そのため、荷電粒子が空洞を通過する際に得られるエネルギーは、空洞の電磁場の位相と荷電粒子の速さに依存した積分を行う必要がある。空洞の中心 ( $r = 0$ ) を光速の荷電粒子  $q$  が通過するとして、空洞の長さを  $\ell$  とすると、空洞を通過することで得られるエネルギーは、

$$\Delta W = q \int_0^\ell E_z(t(z), z) dz \quad (3.53)$$

と表せる。 $t(z)$  は、荷電粒子が  $z$  の位置にいるときの時間である。エネルギーゲインが最大となるときのポテンシャルエネルギーを仮想的に  $V_{\text{acc}}$  とすると、

$$V_{\text{acc}} = \int_0^\ell |E_{z0} e^{ik_z z}| dz \quad (3.54)$$

と表せる。 $E_{z0}$  は振幅、 $k_z$  は波数とした。 $z$  は、荷電粒子の位置である。このとき、 $V_{\text{acc}}$  を加速電圧と呼ぶ。この加速電圧  $V_{\text{acc}}$  とエネルギー損失  $P_{\text{loss}}$  の比をシャントインピーダンス  $R_{\text{sh}}$  として、

$$R_{\text{sh}} = \frac{V_{\text{acc}}^2}{P_{\text{loss}}} \quad (3.55)$$

と定義する。これは、空洞の加速効率を表す。この加速の効率を表面抵抗に依存しない量として評価するために、

$$\frac{R_{\text{sh}}}{Q_0} = \frac{V_{\text{acc}}^2}{\omega_0 U} \quad (3.56)$$

として、 $R_{\text{sh}}/Q_0$  という値を定義する。これは R over Q と呼ばれる、空洞の表面抵抗に依存せず、空洞の形状のみで空洞の加速の効率を評価することができるパラメーターである。これを用いて、加速電場  $E_{\text{acc}}$  を、

$$E_{\text{acc}} = \frac{V_{\text{acc}}}{\ell} = \frac{\sqrt{R_{\text{sh}}/Q_0}}{\ell} \sqrt{\omega_0 U} \quad (3.57)$$

と定義する。

### 3.3 STF 型空洞

空洞の形状として第 3.1 節では単純なピルボックス形状を仮定した。実際の超伝導空洞は表面磁場を最小化し、表面電場を最小化したうえでビーム軸での電場を最大化したい。また、空洞中に漂っていた電子が空洞表面に当たると二次電子放出係数に従って、二次的な電子が叩き出されて、雪崩的に電子の放出が起こるマルチパクティングを防ぐために空洞の壁面は曲率を持たせる。さらに、小さな塵などの混入による電子の放出であるフィールドエミッションを防ぐため、超純水による高圧洗浄を行う際に、水を抜けやすい形状にする。上記に加えて、工作上的理由や加速モード以外の HOM の発生を抑制したいなどの理由から空洞の形状は最適化され、ピルボックス空洞の形ではない。本研究では、STF 型 (TESLA-like) と呼ばれる KEK で開発された形状の空洞を用いた [27]。STF 型空洞は本来は 9



セルの空洞であり、両端のハーフセル形状と中央部の 8 セル分のセル形状が異なる。本研究では、この端のハーフセル形状を用いたエンドセル型のシングルセル空洞を扱った。図 3.2 に用いた空洞の片側のセル形状を示す [28]。空洞セルの形状は 1 つの円と楕円とそれらの接線で作られる。STF 型エンドセルの場合、円の直径は 88 mm、楕円の長径は 20 mm、短径は 10 mm である。それらの中心の距離、赤道部の径とビームパイプの径を決めることで空洞形状が決まる。円同士を中心の距離は 56.7 mm でビームパイプの半径は 40 mm、赤道部の直線距離は 2 mm である。これを図の左側に対称に配置し、図の下のビーム軸の中心線で軸対象にすると、空洞になる。この空洞形状が境界条件となり、空洞の共振条件を決定する。この形状を用いて、軸対称な有限差分法を用いた電磁場解析ソフトである SUPERFISH[29] にて空洞のパラメータを求めた。表 3.1 に計算結果と空洞の形状の主要なものを示す。ここで、 $H_{sp}/E_{acc}$  は表面磁場の最大値と加速電場の比率、 $E_{sp}/E_{acc}$  は表面電場の最大値と加速電場の比率である。 $\Gamma$  は、Geometrical factor と呼ばれる値である。空洞は超伝導体であるため表面磁場が臨界磁場を超えると転移してしまう。そのため、 $H_{sp}/E_{acc}$  は加速電場の最大値を決める。この値が低いほど、加速電場の限界値が高くなる。一方、表面電場  $E_{sp}$  が高いと金属表面から電子が放出されやすくなってしまう。そのため、理想的な空洞形状とは  $H_{sp}/E_{acc}$  と  $E_{sp}/E_{acc}$  が低いほうが良い。ただし、シャントインピーダンス  $R_{sh}$  を損なわないよう  $R_{sh}/Q_0$  も十分な値を持つように空洞形状が最適化される。図 3.3 に有限積分法の電磁場解析ソフト CST MW Studio [30] で計算したこの空洞内に励振される  $TM_{010}$  モードの電場分布と磁場分布を示す。空洞の中心では電場が強くビーム軸方向を向いていることがわかる。また、空洞セル赤道部表面では磁場が強く、電場が弱い。磁場は電場と垂直であるため、空洞内の表面磁場は空洞の赤道部に沿った方向を向いている。この空洞では、 $H_{sp}/E_{acc}$  と臨界磁場の値から、 $H_{sp} = 178$  mT のとき、 $E_{acc} \simeq 42$  MV/m が最大加速電場だと予想される。

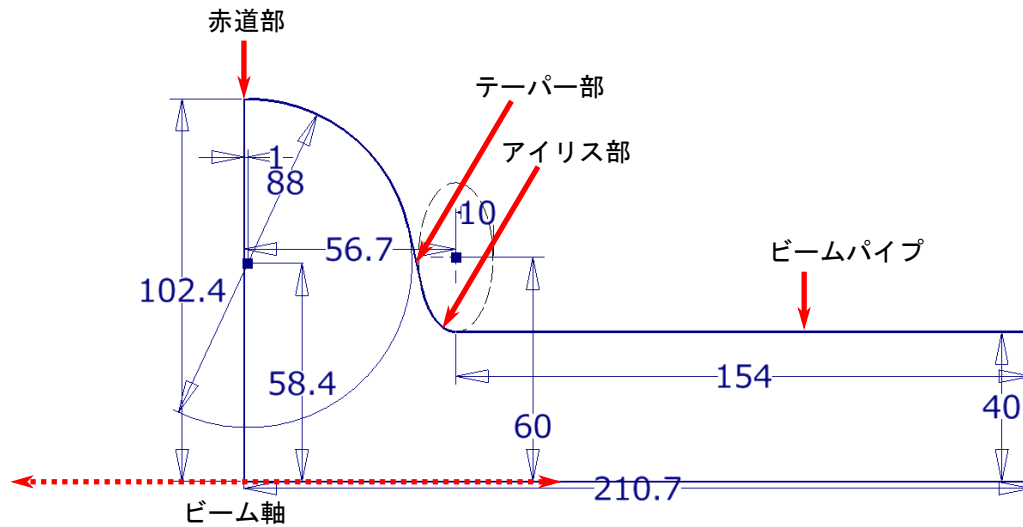


図 3.2 STF 型エンドセルの形状。

表 3.1 STF 型シングルセル空洞のパラメータ

パラメータ名	単位	値
$TM_{010}$ resonant frequency	MHz	1300.738
$R_{sh}/Q_0$	$\Omega$	103.1
$H_{sp}/E_{acc}$	mT/(MV/m)	4.23
$E_{sp}/E_{acc}$		1.87
Geometrical factor $\Gamma$	$\Omega$	283.1

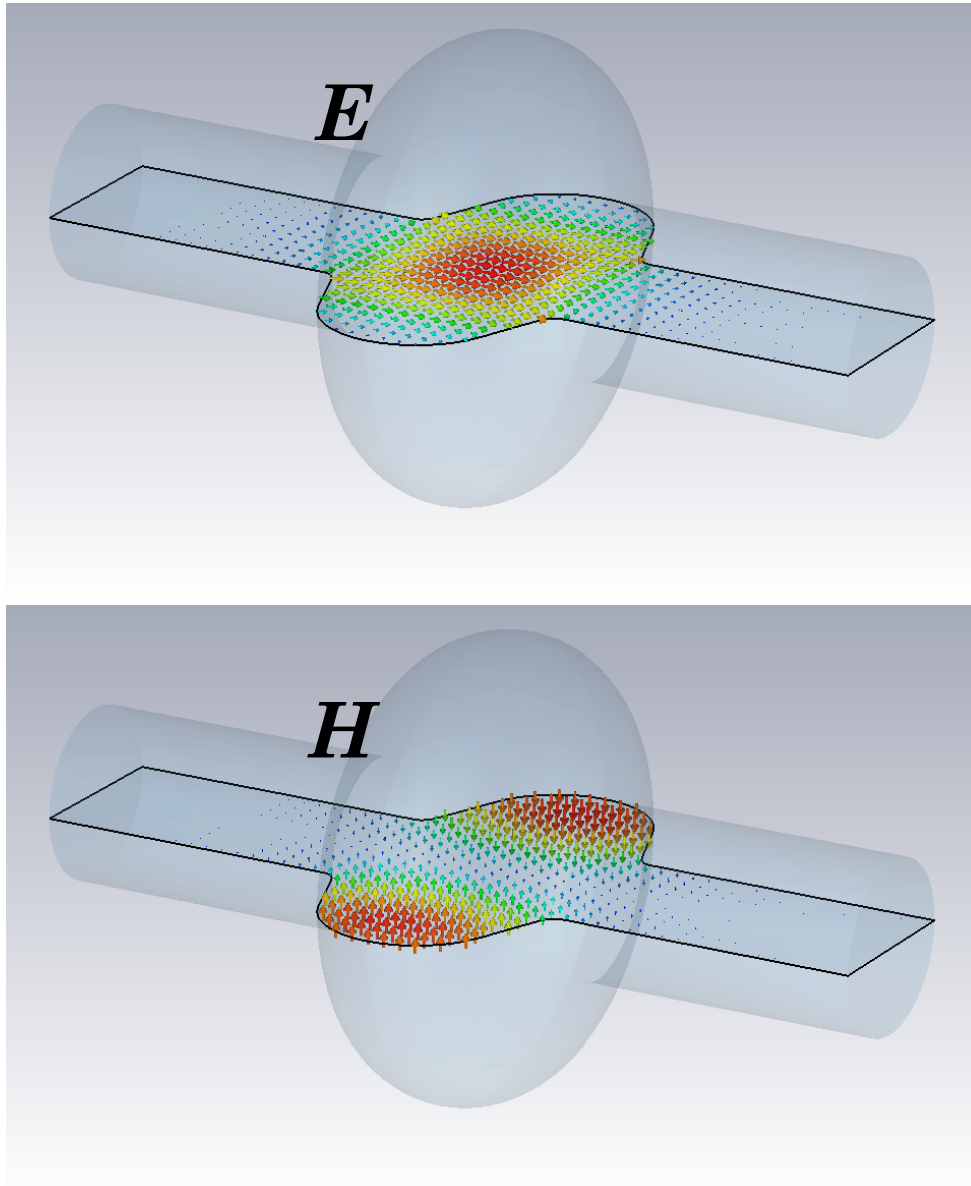


図 3.3 CST MW Studio での STF 型エンドセル形状のシングルセル空洞内の電場分布（上）と磁場分布（下）。

### 3.4 2ポート測定

第 3.1 節でピルボックス空洞を例に空洞内の電磁場の共振について説明した。空洞は共振器として振る舞い、内部に高周波を定常的にため込む。空洞性能試験は、空洞内に高周波電磁場 (RF) を投入し、空洞の  $Q_0$  と  $E_{acc}$  を評価する試験である。超伝導空洞の  $Q_0$  値は  $10^{10}$  を超えるため、半値全幅を測定することは実質不可能である。そのため、超伝導空洞の測定は、空洞への入射電力 (input power) と反射電力 (reflected power)、透過電力 (transmitted power) を測定することで、評価する。本研究では、定常状態での電力を測定することで空洞性能試験を行った。この測定方法について説明する。

図 3.4 に空洞内に基本モード  $TM_{010}$  が励振した概略図を示す。空洞内への高周波エネルギーはインプットアンテナを通して、外部の電力源から供給される。また、一部の高周波エネルギーはトランスミットアンテナから外部へ取り出される。空洞内のエネルギーの収支は、空洞の全体のパワー損失を  $P_{total}$  として、 $P_{in}$  はインプットアンテナを通して空洞内に投入される入射電力、 $P_t$  はトランスミットアンテナを通して空洞内から取り出される透過電力、 $P_{emit}$  はインプットアンテナを通して空洞との結合度に依存して空洞内部から取り出される放射電力、 $P_{ref}$  は空洞との結合度に依存し入射電力のうち空洞に入らず反射される反射電力、 $P_0$  は空洞表面の高周波損失を表すとする、空洞内の  $TM_{010}$  モードの蓄積エネルギーを  $U$  とすると、空洞に電力が外部から供給されていないときは、

$$-\frac{dU}{dt} = P_{total} = P_t + P_{emit} + P_0 \quad (3.58)$$

が成り立つ。このとき、空洞の  $Q$  は、

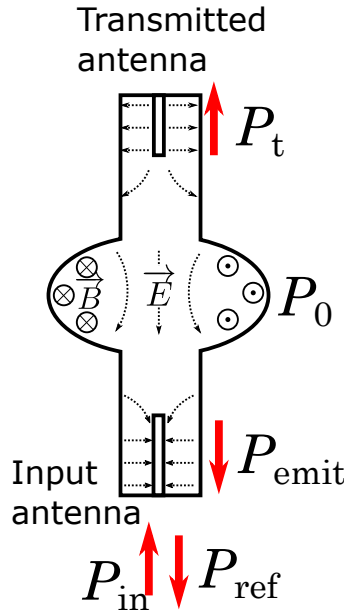


図 3.4  $TM_{010}$  モードが励振した時の空洞内の電磁場の概略図。空洞性能試験では、上下ビームパイプにアンテナを取り付け、2ポート測定を行った。

$$Q_L = \frac{\omega U}{P_{total}} = \frac{\omega \tau_{1/2}}{\ln 2} \quad (3.59)$$

と表せる。空洞のエネルギー損失は壁面だけではないため、 $Q_0$  値ではなく、負荷  $Q$  値、 $Q_L$  値とする。この時、空洞の蓄積エネルギーの  $\tau_{1/2}$  は減衰時間、 $\omega$  は共振周波数である。 $P_{total}$  は、式 (3.58) で表

せるので、 $Q_t$ 、 $Q_{in}$  を、

$$Q_t = \frac{P_t}{\omega U} \quad (3.60)$$

$$Q_{in} = \frac{P_{emit}}{\omega U} \quad (3.61)$$

と定義すると、 $Q_L$  を、

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{P_t}{\omega U} + \frac{P_{emit}}{\omega U} + \frac{P_0}{\omega U} \quad (3.62)$$

$$= \frac{1}{Q_t} + \frac{1}{Q_{in}} + \frac{1}{Q_0} \quad (3.63)$$

と表せる。ここで、トランスミットアンテナとインプットアンテナの結合度をそれぞれ  $P_0$  に対して、

$$\beta_t = \frac{P_t}{P_0} \quad (3.64)$$

$$\beta_{in} = \frac{P_{emit}}{P_0} \quad (3.65)$$

$$(3.66)$$

と定義すると、式 (3.63) は結合度を用いて、

$$Q_L = Q_0 \frac{1}{(1 + \beta_t + \beta_{in})} \quad (3.67)$$

と表せる。 $\beta_{in}$  を求めたいが、実際には  $P_{emit}$  のみを測定することは不可能であるため、結合度から求める。空洞が定常状態であるとき、空洞内に入る電力は、 $P_{in} - P_{ref}$  であり、

$$P_{in} - P_{ref} = P_0 + P_t \quad (3.68)$$

と釣り合う。 $P_{in}$  と  $P_{ref}$  は入射電力と反射電力であるため、電圧定在波比を  $\beta^*$  とすると、

$$\beta^* = \frac{1 \mp \sqrt{\frac{P_{ref}}{P_{in}}}}{1 \pm \sqrt{\frac{P_{ref}}{P_{in}}}} \quad (3.69)$$

と表せる。この時、反射と入射の位相関係が短絡か開放かで符号が変わり、 $\beta^* < 1$  が疎結合 (Under coupling)、 $\beta^* > 1$  が密結合 (Over coupling) である。 $P_{ref}$  と  $P_{in}$  の関係は、

$$P_{ref} = \left( \frac{1 - \beta^*}{1 + \beta^*} \right)^2 P_{in} \quad (3.70)$$

である。これより、

$$P_{in} - P_{ref} = \frac{4\beta^{*2}}{(1 + \beta^*)^2} P_{in} = P_0 + P_t \quad (3.71)$$

が成り立つ。ここで、入射電力  $P_{in}$  をゼロにしたときに戻ると、結合度  $\beta^*$  で空洞内のエネルギーが出ていく ( $P_{emit}$ ) ので、

$$P_{emit} = \beta_{in} P_0 = \frac{4\beta^{*2}}{(1 + \beta^*)^2} P_{in} = \beta^* (P_0 + P_t) \quad (3.72)$$

が成り立つ。これより、インプットアンテナの結合度  $\beta_{\text{in}}$  は、

$$\beta_{\text{in}} = \beta^*(1 + \beta_t) \quad (3.73)$$

である。式 (3.67) より、 $Q_0$  は、

$$Q_0 = (1 + \beta_{\text{in}} + \beta_t)Q_L \quad (3.74)$$

と変形できる。 $Q_L$  は、式 (3.59) であるから、減衰時間を測定すれば  $Q_0$  値が求まる。 $P_0$  は定常状態ではエネルギー収支の関係から、

$$P_0 = P_{\text{in}} - P_{\text{ref}} - P_t \quad (3.75)$$

として求まる。 $Q_t$  の値は、アンテナが固定されていれば不変であるため、 $Q_t$  の値を測定しておけば、定常状態においては、

$$\omega U = Q_0 P_0 = Q_t P_t \quad (3.76)$$

が成り立つため、 $P_0$  と  $P_t$  の測定で、 $Q_0$  を求める。これが、2 ポート測定法である。加速電場  $E_{\text{acc}}$  は、シャントインピーダンス  $R_{\text{sh}}$  を用いて、

$$E_{\text{acc}} = Z\sqrt{P_t Q_t} \quad (3.77)$$

$$Z = \frac{\sqrt{R_{\text{sh}}/Q}}{\ell} \quad (3.78)$$

と表せる。ここで、 $R_{\text{sh}}/Q$  は空洞形状によって決まる定数パラメータで、 $\ell$  は空洞の実効長であるため、これも定数である。本研究で使用した空洞では  $Z = 89$  である。したがって、 $P_t$  の測定によって、 $E_{\text{acc}}$  も求まる。

### 3.5 フラックスエクスパルジョン

空洞は、超伝導体であるため超伝導状態で磁束を排斥する。図 3.5に空洞のビーム軸方向に磁場が印加されるとき超伝導状態と磁場が排斥された状態 (expulsion) の概念図を示す。空洞の形状から、理想的なフラックスエクスパルジョンでは、赤道部がもっとも強く磁場分布が変化する。磁性体の静磁場分布を考えると、

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \quad (3.79)$$

と磁化  $\mathbf{M}$  を用いて表せる。完全反磁性体は、内部の磁束密度がゼロとして、 $\mathbf{M} = -\mu_0 \mathbf{H}$  と考える。これを用いて、空洞のビーム軸方向に外部磁場が印加された時の理想的なエクスパルジョンをした状態での磁場分布を有限要素法を用いた COMSOL[31] の静磁場ソルバーを用いて計算すると、図 3.6のような磁場分布となる。この計算は、磁場の履歴を反映しておらず、磁束の量子化を考慮していないが、大まかな分布を把握するための近似として用いた。この結果より、空洞の赤道部で外部磁場が強められることがわかる。STF 型とほぼ同じ形状の TESLA 型の空洞では、赤道部では約 1.7 倍程度強められる [4]。この状態をフルエクスパルジョンと呼び、実験的には空洞が完全に超伝導状態になった状態で外部磁場を印加することで近似的にフルエクスパルジョンの状態として定義する。フラックスエクスパルジョン実験は、この実験で得られたフルエクスパルジョンに対して、どれほど空洞が磁束を排斥できるかをフルエクスパルジョンの時の外部磁場の値との比を用いて評価する。

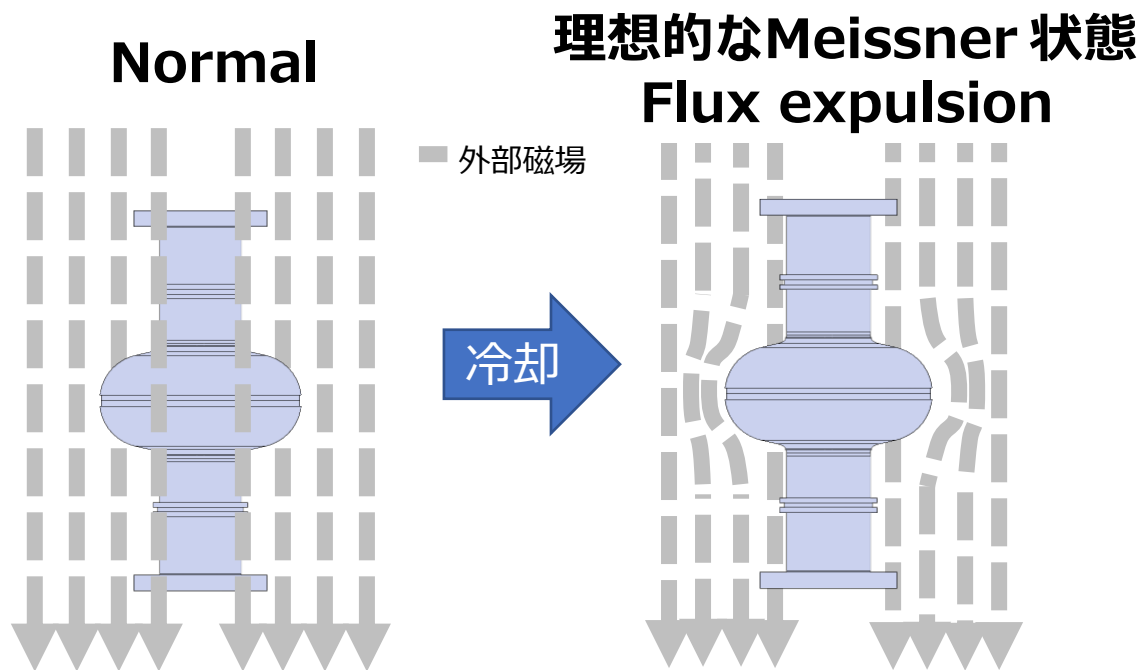


図 3.5 左図は、常伝導状態で空洞を磁束が貫いている状態。右図は冷却され、全体が超伝導状態になり、磁束が排斥された状態。

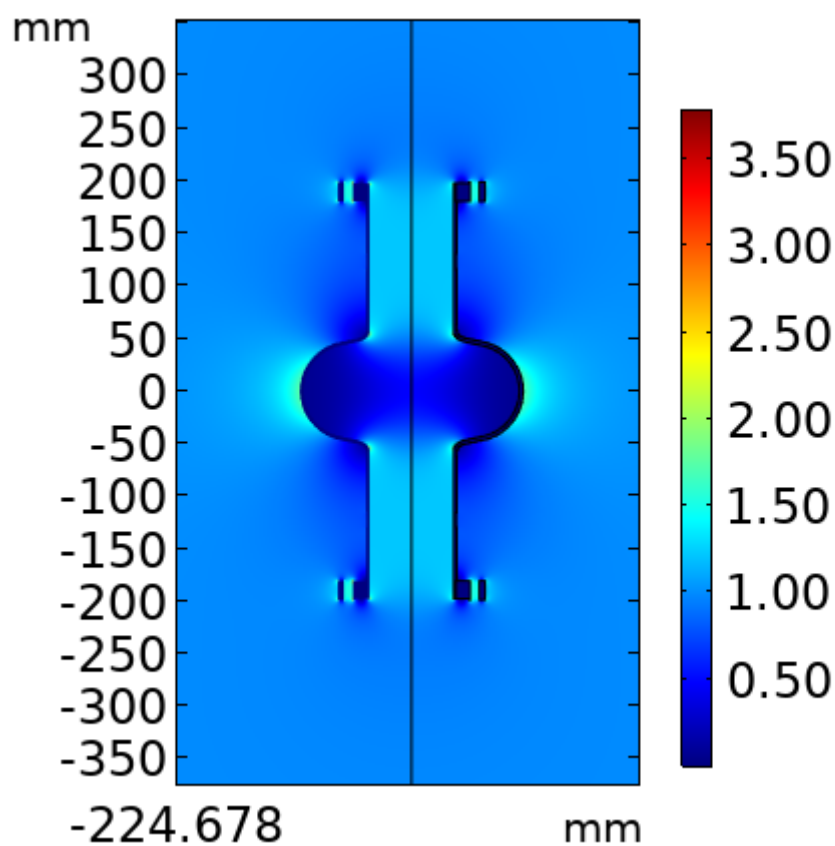


図 3.6 空洞壁の磁場  $B = \mu_0 H + M$  を  $M = -\mu_0 H$  となるように  $\left| \frac{B}{B_0} \right| < 10^{-7} \mu T$  として、空洞周辺の磁場分布の様子計算結果。色は外部磁場に対しての磁束密度の比を表す。

## 第 4 章

# AMR センサーの低温特性評価

AMR センサーは異方性磁気抵抗効果 (Anisotropic magnetoresistive effect) [32] を用いた磁気センサーである。この効果は強磁性体の物質で見られる。異方性磁気抵抗効果は、強磁性体に磁場が印加されると、抵抗が変化する現象であり、歴史的には 1856 年に William Thomson によって初めて観測された。これまで、超伝導空洞分野において使われてきた磁気センサーはフラックスゲートセンサー [33] であった。感度がよく、液体ヘリウムのような極低温で利用できるセンサーとして使われてきた。しかし、フラックスゲートセンサーは高価であり、また大きさとして 3 cm 以上と空洞周辺磁場の詳細測定する磁場マッピングシステムには主にコストが膨大となり現実的ではない。AMR センサーは位置センサーや回転センサーなど産業的利用が普及しており、小型で安価な製品が数多く販売されている。そのため、フラックスゲートセンサーに代わる磁気センサーとして利用できることが予想された。本研究では、AMR センサーとして Sensitech 社の AFF755B[34] を用いた。このセンサーは先行研究である HZB の温度・磁場マッピングシステムで利用されており、低温での動作が確認されている [35]。しかし、それ以外での超伝導空洞の研究に利用された例はなく、また、液体ヘリウムのような 4.2 K、2 K での利用は HZB の例以外で報告されていない。HZB では、空洞に取り付けた状態で低温での感度測定を行っているが、AMR センサーの感度のばらつきがみられている。そのため、この AMR センサーを本研究のマッピングシステムに用いる前に、この AMR センサーの液体ヘリウム温度での性質を調べるためのテストスタンドを構築し、マッピング利用に必要な特性評価および磁気感度測定を行った。マッピングシステムに搭載することを目的としたため、マッピングシステムに使用する 108 個の AMR センサーと予備 2 個を含めた 110 個のセンサーの個体差を含めた低温での磁気感度、温度依存性の評価を目的とした。本章では、その新たに構築したテストスタンドでの AMR センサーの低温測定の詳細について説明する。

### 4.1 AMR センサー

AMR センサーは AMR 効果を利用した磁気センサーであるが、異方性磁気抵抗効果そのものは、磁場の大きさのみで抵抗が変化するため、極性を知ることはできない。そこで、磁化方向と電流の方向を  $45^\circ$  傾けることで極性を含めた出力を得られるようにする構造が取られる。このような構造を繰り返し配置したものをバーバーポール構造と呼んでいる [36, 37, 38]。バーバーポール型 AMR 素子は、強磁性を磁化方向に対して斜めに配置することで、磁場の極性を測定できるようにした AMR 素子である。図 4.1 にバーバーポール型素子の概要図を示す。この時、磁場に対しての線形領域が小さいため実用上のセンサーでは、逆方向の電圧が生じるよう 2 つのバーバーポールセンサーを直列に配置させる。また、さらに電圧変化の測定の精度を向上するために並列に鏡像を配置し、ブリッジ回路を構成し

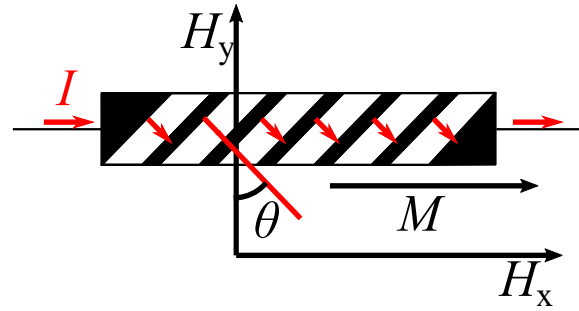


図 4.1 バーバーポール型 AMR 素子の概略図。黒部分は導体であり、電流  $I$  が流れる。白抜き部が強磁性体で、電流は最短距離を通る。 $M$  は磁化容易軸で、 $H_x$ 、 $H_y$  はそれぞれ  $M$  に対して平行と垂直な方向の外部磁場方向である。

たものがセンサーとして用いられる [38]。本研究で使用した AFF755B の内部構造について図 4.2 に示す [34]。このセンサーは内部にセンサー素子と、磁化をそろえるためのフリップコイル、また、センサ

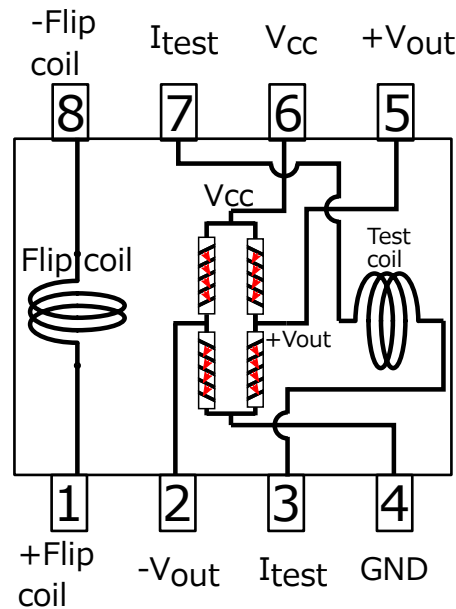


図 4.2 中心の 4 つの素子がブリッジ回路を構成したバーバーポール型 AMR 素子である。左側に測定前に AMR 素子の磁化をそろえ、感度を保つためのフリップコイルがある。右側にセンサーの反応を確認するためのテストコイルを内包する。

一の反応を確かめるためのテストコイルを内包する。センサー素子は 4 つのバーバーポール型 AMR 素子がブリッジ回路を構成し、それぞれ、変化の電圧を増加させる。これにより、1 つのバーバーポール型センサーよりも感度が高い構造をもつ。AMR 効果は、磁化に対して垂直方向の磁場による効果であるため、センサーは使用前に磁化を磁性体の磁化容易方向にそろえる必要がある。AFF755B はこの”初期化”をパッケージ内部のフリップコイルを用いて行う。フリップコイルの電流はデータシートから 150 mA を用いた [34]。実験では液体ヘリウムでの冷却前に、常温でフリップコイルを用いて初期化を行った。また、AFF755B は電源電圧 ( $V_{cc}$ ) を必要とする。センサーとしての出力電圧は図中の 5、6 端子間電圧 ( $V_{out}$ ) である。電源電圧は感度を上げるためにデータシート上の最大値である 9 V を実験では用いた。



## 4.2 実験構成

本節では、構築した低温での AMR センサー特性測定用テストスタンドについて詳細を説明する。実験は、108 個の AMR センサーと予備を含めた、合計 110 個の AMR センサーの液体ヘリウム浸漬状態での磁場感度の校正データ取得を目的とした。実験のセットアップを図 4.3 に示す。クライオスタットを用いて、センサー全体を液体ヘリウムに浸漬冷却し、ソレノイドコイルを用いてセンサーに磁場を印加し、AMR センサーの出力と磁場を測定することで、4.2 K 付近の AMR センサーの磁気感度実験を行った。第4.1節で説明したように、AMR センサーは電圧によって磁場の値を検出する。この実験では、AMR センサーからの電圧を 10 個個別に測定するため、10 台のデジタルマルチメーター (Agilent 34410A) を用いた。また、AMR センサーは PCB (printed circuit board) 上で並列に接続され、1 つの電源 (AD-CMT 6146) から 9 V を駆動電圧として供給した。実験は、センサーが設置されたク

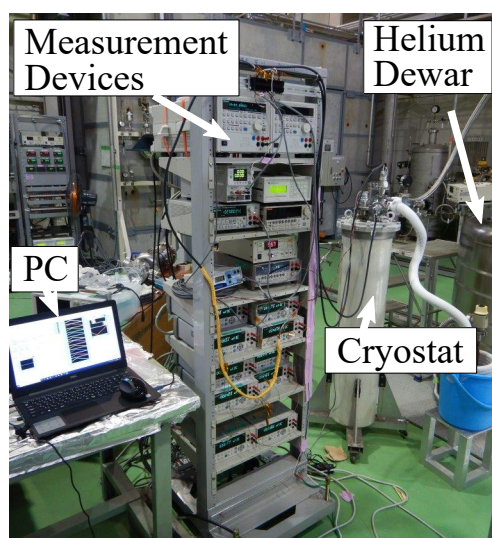


図 4.3 実験セットアップの写真。ヘリウムデュワーから液体ヘリウムを移送することによって冷却した。測定デバイスは PC から LabView を介して操作した。

ライオスタットに液体ヘリウムデュワーから液体ヘリウムを移送し全体を 4.2 K に冷却することで行った。クライオスタット外に測定機器を設置し、Labview ソフトウェアを用いて制御・データ取得を行った。クライオスタット内部のセットアップを図4.4に示す。実験は AMR センサーを 10 個マウントできるようにデザインされたプリント回路ボード (以下 PCB、もしくはボード) を用いて、10 個ごとに行った。AMR センサーは外部磁場のコントロールのためのソレノイドコイルと環境磁場の影響を減らすための磁気シールドで覆った。磁気シールドは低温での  $\mu$  値の低下が小さい低温用パーマロイのものを使用した。また、PCB に固定されたセルノックス温度計を用いて温度を測定した。磁場は中央に取り付けたフラックスゲートセンサーを用いて測定した。磁気シールドを取り付けた状態でのバックグラウンド磁場の値はフラックスゲートセンサーの結果から 208 nT であった。クライオスタットは繊維強化樹脂 (FRP) 製を用い、サポート部品はアルミニウムや真鍮などの非磁性材料を用いた。AMR センサーは PCB に 5 つずつ 2 列配置し、列の間隔は 30 mm で、同列のセンサーの間隔は 15 mm である。センサーには高さ 210 mm、直径 139 mm のソレノイドコイルを用いて磁場を印加した。このソレノイドコイルは、太さ 0.8 mm の銅線を用い、場所ごとに巻き数を変えてセンサー位置の磁場分布が一樣になるよう設計した。図 4.5 にセンサーの位置とソレノイドコイルの電流が 3 A の時の磁場の有限要素法を用いた COMSOL[31] による計算結果を示す。センサーは大きさ 40 mm×70 mm の長方形領域に収まる。この領域の磁場分布は、ソレノイドコイルの中心の磁束密度に対して 1% 以下で一樣である。フラックスゲートセンサーはボード中央に位置するため、その測定値を用いて磁場の値とした。図 4.6 にソレノイドコイルの電流とフラックスゲートセンサーを用いて測定した磁束密

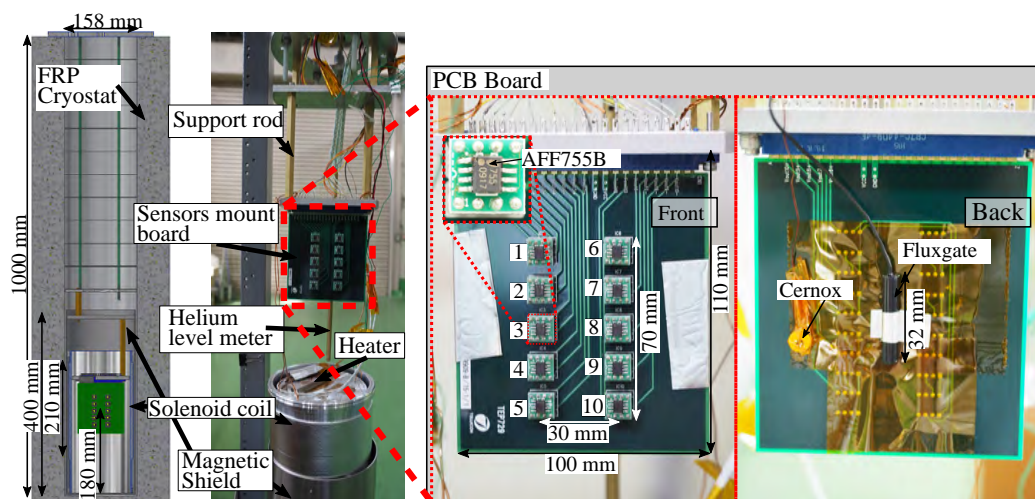


図 4.4 クライオスタット内部の詳細。AMR センサーが 10 個マウントされる PCB とセンサー類、それを覆うソレノイドコイル、その外側の磁気シールドで構成される。PCB にはセルノックス温度計、フラックスゲートセンサーが固定されている。PCB 裏面には、絶縁のためカプトン®テープを張った。最下部には昇温用のヒーターを設置した。これらは上部天板から吊り下げて、クライオスタット内部に挿入される。

度の関係と計算結果の比較を示す。コイルの電流は 30 mA から -27 mA までを 3 mA ステップで測定した。ソレノイドコイルが設計通りの一様な磁場を再現し、線形性があることを確かめた。

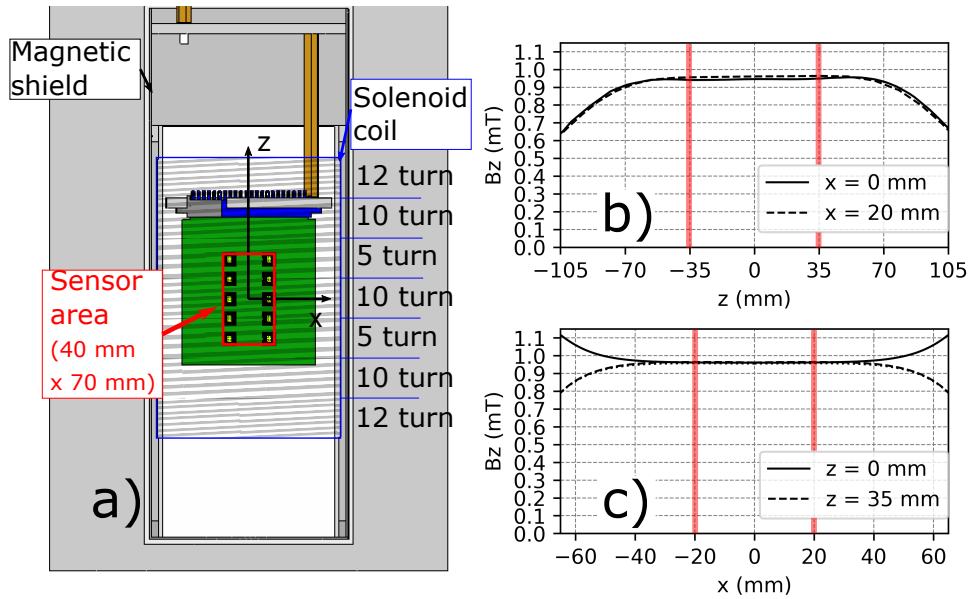


図 4.5 センサーが設置される領域とソレノイドコイルの作る磁場との関係。ソレノイドコイルの電流は 3 A として、COMSOL を用いた計算結果。a) センサーの設置位置とソレノイドコイルの位置関係。ソレノイドコイルは一様な磁場分布を作るために位置によって巻き数を変化させた。b)  $z$  軸方向磁束密度 (縦軸) と中心からの  $z$  軸方向の位置 (横軸) との関係。c)  $z$  軸方向磁束密度 (縦軸) と中心からの  $x$  軸の位置 (横軸) との関係。

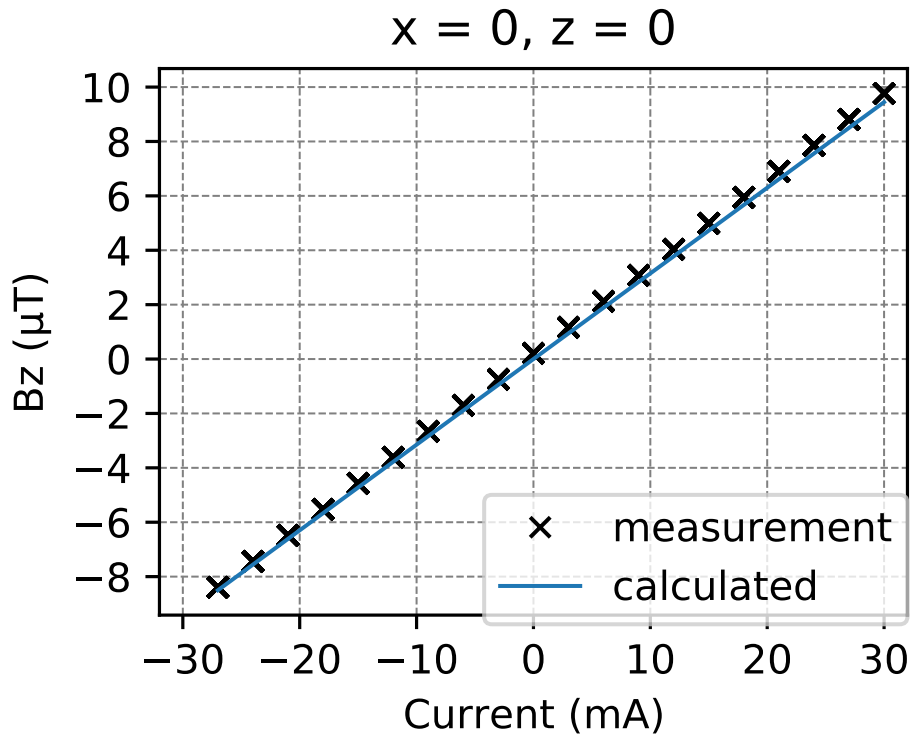


図 4.6 ソレノイドコイルの印加電流 (横軸) と中心での  $z$  軸方向磁場 (縦軸) の関係。測定と COMSOL を用いた計算結果の比較。

### 4.3 実験方法

AMR センサーの液体ヘリウム温度での磁気感度の測定について、本節で具体的に述べる。AMR センサーの磁気感度は温度に依存し変化することが分かっている [35]。そのため、110 個のセンサーのそれぞれの低温での磁気感度や個体ごとのばらつきを測定した。10 個のセンサーを用いて 270 K から 4.2 K までの温度による磁気感度の変化の測定も行った。

#### 4.3.1 4.2 K での磁気感度測定方法

実験は次のような手順で行なった。

1. 110 個の AMR センサーのうち、10 個を実験装置に取り付ける。
2. 常温でフリップコイルに 150 mA の電流を流し、磁化の初期化を行う。
3. 液体ヘリウムをクライオスタット内に移送し、センサーを 4.2 K に冷却する。
4. ソレノイドコイルの電流をステップで変化させ、その時の AMR センサーの出力電圧を測定する。
5. ヒーターを用いて昇温し、常温まで戻ったのち、次の 10 個のセンサーをセットアップする。

センサーは 10 個ずつ測定し、合計で 110 個測定した。磁場はソレノイドコイルの電流を変えることで操作し、本測定は  $\pm 10 \mu\text{T}$  の範囲を測定した。これはソレノイドコイルの電流で  $\pm 30\text{mA}$  の範囲に対応し、電流を 3 mA ごとのステップで段階的に変化させ測定した。図 4.7 に 1 回の測定でのソレノイドコイルの電流の変化とその時の AMR センサーの電圧出力の例を示す。データは 1 つのソレノイドコイル電流あたり 20 点測定し、その平均を用いた。また、その時の誤差として 20 点ごとの標本標準偏差を用いた。この時の測定値と外部磁場の関係の例を図 4.8 に示す。この関係を最小二乗法を用いて線形

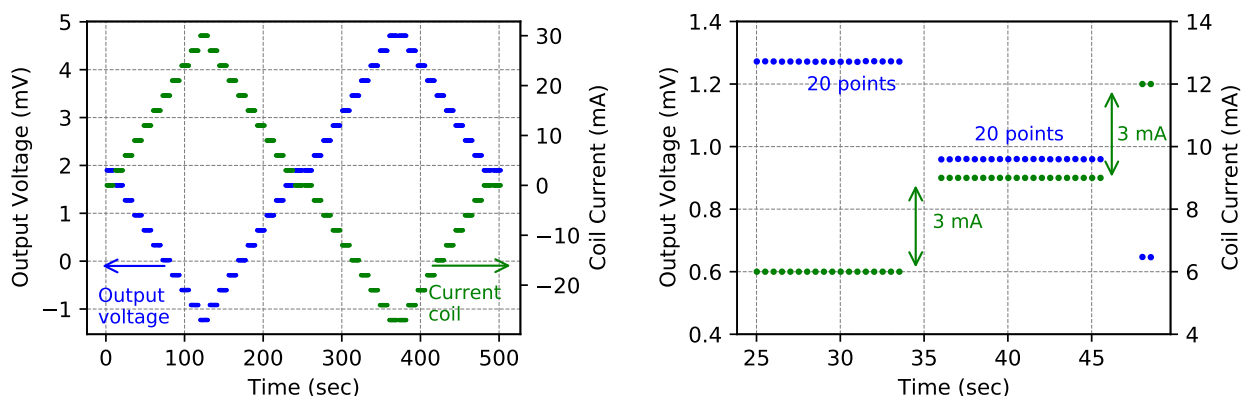


図 4.7 左の図は測定でのソレノイドコイル電流の変化 (緑) と AMR センサーの出力電圧 (青) の例。右の図は 3 mA ステップごとの変化と測定点数を示した図。

フィットし、この傾きを求める。電源電圧とこの傾きの関係を図 4.9 に示す。このように電源電圧と傾きが 9 V の範囲内で線形の関係をもつため、本論文では図 4.8 で求めた傾きを電源電圧  $V_{cc}$  の 9 V で割った値を磁気感度

$$\text{Sensitivity} = V_{\text{out}}/B_z/V_{cc} \quad (\text{mV/mT/V}). \quad (4.1)$$

と定義した。

上記方法を用いて 110 個の AMR センサーの 4.2 K での磁気感度を求めた。また、ある 10 個のセンサーに対して昇温中にそれぞれの温度での磁気感度を求め、磁気感度の温度依存性を求めた。同様に初期化に関して、ある 10 個の AMR センサーに対して、4.2 K の状態でフリップコイルの電流を変

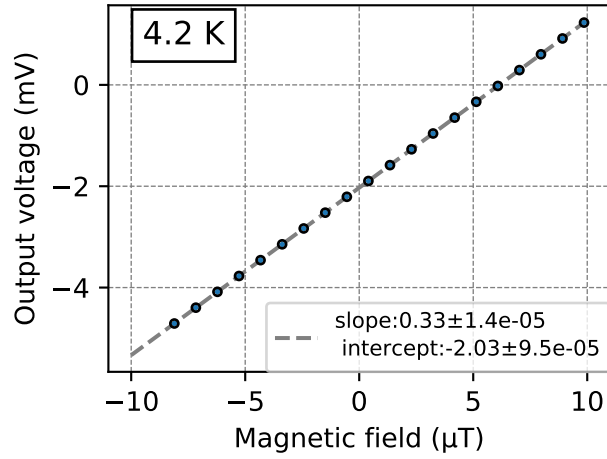


図 4.8 4.2 K での AMR センサーの出力電圧の測定値  $V_{\text{out}}$  (縦軸) と印加磁場  $B_z$  (横軸) の関係の例。フィッティングは線形で行い、その傾きから磁気感度を求めた。

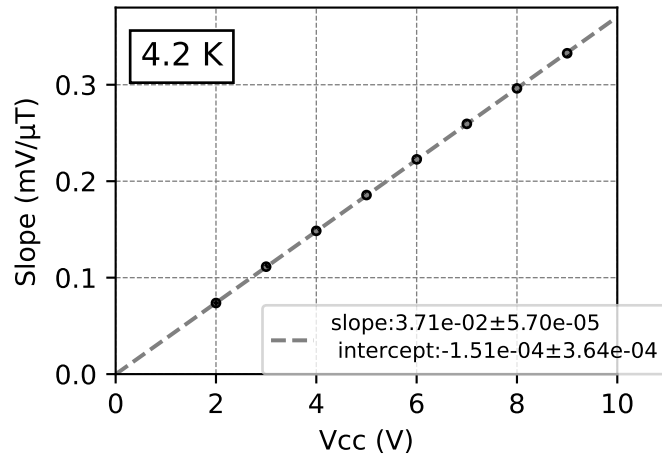


図 4.9  $V_{\text{cc}}$  (横軸) と図 4.8 のスロープ (縦軸) との関係。

化させその時の磁気感度を求めることで、低温での初期化に必要な電流値を求めた。これらの測定結果は次節にて詳細を示す。

## 4.4 測定結果

### 4.4.1 磁気感度の温度依存性

まず、磁気感度の温度依存性の結果について図 4.10に 10 個の AMR センサーの測定結果を示す。この結果から、この AMR センサーの温度に依存した磁気感度が 4.2 K で 36.8 mV/mT/V 程度である

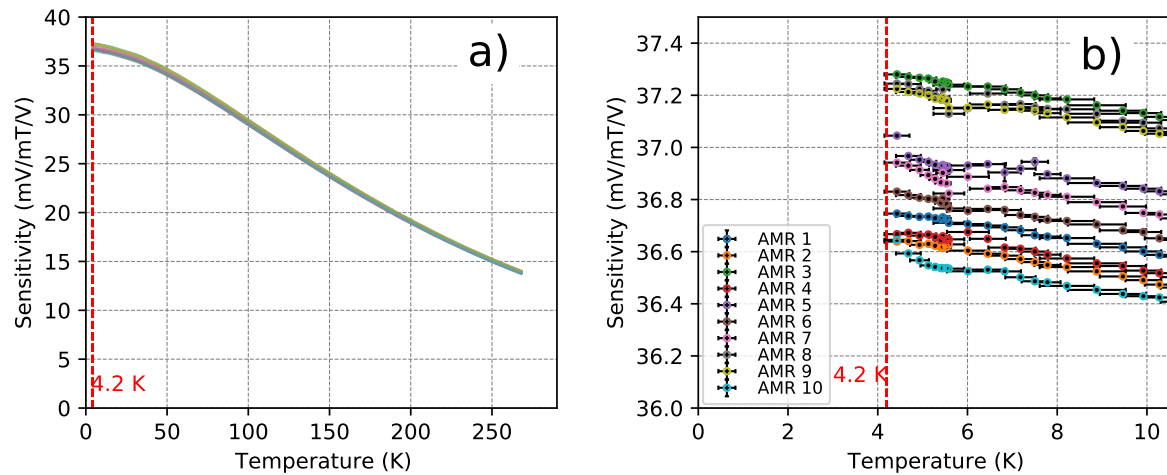


図 4.10 a) 磁気感度 (縦軸) の温度 (横軸) 依存性の測定結果。b) 4.2 K から 10 K 付近の結果の拡大図。

ことがわかった。また、10 個の AMR センサーの結果から、感度の温度依存性の傾向はこの AMR センサーの性質であり、個体差が少ないことが確認された。空洞の磁気マッピングに使用する際には、温度はニオブの転移温度である 9.2 K 付近と運転温度である 2 K から 4.2 K の範囲を使用する。

### 4.4.2 磁気感度のヒストグラム

次に、4.2 K と常温での 110 個の AMR センサーの磁気感度のヒストグラムを図 4.11に示す。4.2 K の磁気感度の平均は 36.8 mV/mT/V であり、常温での磁気感度と比較し、約 3 倍向上する結果であった。また、この時の標準偏差  $\sigma$  は、0.44 mV/mT/V であり、平均に対して約 1% のばらつきがあることが分かった。

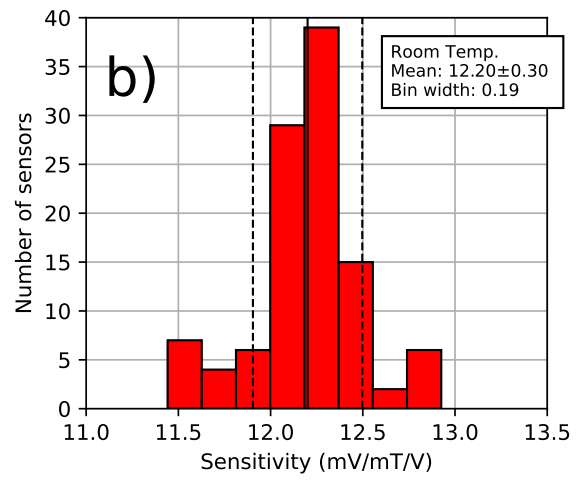
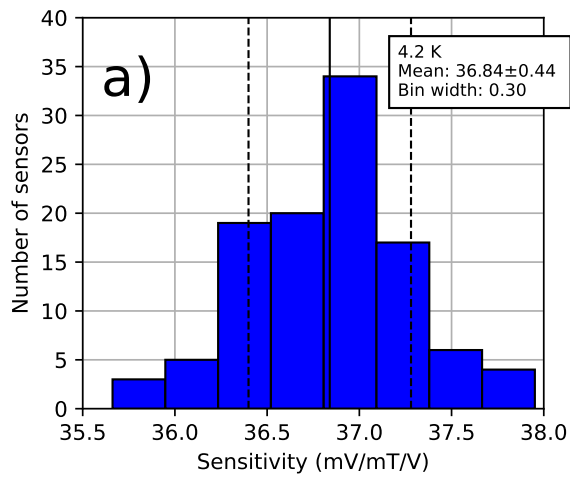


図 4.11 a) 4.2 K での AMR センサーの磁気感度のヒストグラム。平均は 36.8 mV/mT/V である。b) 常温での AMR センサーの磁気感度のヒストグラム。平均は 12.2 mV/mT/V である。



### 4.4.3 オフセット電圧の温度による変化

前小節で、液体ヘリウム温度 4.2 K での AMR センサーの磁気感度が常温での磁気感度に対して、約 3 倍向上し、 $36.8 \pm 0.44 \text{ mV/mT/V}$  である結果が得られた。磁気感度は、式 (4.1) を用いてそれぞれの AMR センサーの出力と磁場との関係から求めた。ある 10 個の AMR センサーの出力と磁場の関係を図 4.12 に示す。 $V_{cc}$  は 9 V である。磁場ゼロでの切片をオフセット電圧として、それぞれの AMR センサーのオフセット電圧は 4.2 K で数 mV 異なっていた。また、このオフセット電圧は測定の度に異なる値であった。第 4.4.1 小節ではその傾きを求めたが、ここでは、オフセット電圧と温度との関係

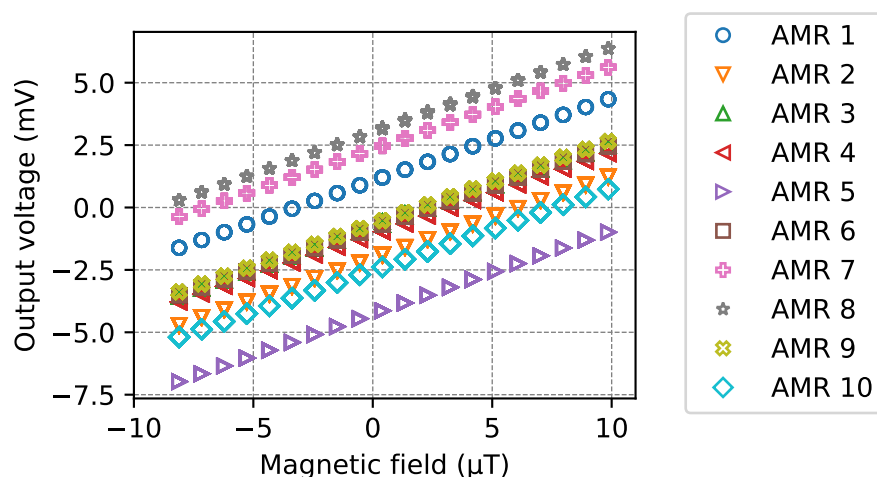


図 4.12 4.2 K でのある 10 個の AMR センサーの出力電圧 (縦軸) と磁場 (横軸) の関係の測定値。

を求めた。その結果を図 4.13 に示す。オフセット電圧は温度に依存して変化するが、それぞれの AMR センサーについて異なるふるまいをした。低温になるとともにそれぞれのオフセット電圧は増加や減少し、270 K での値から数 mV 変化した。また、変化したことにより 10 個の AMR センサーについてのばらつきも大きくなった。ニオブの転移温度 9.2 K と 4.2 K では差がほとんどないため、オフセット電圧の絶対値はわからないが、本研究で温度によるオフセット電圧の変化の影響はない。

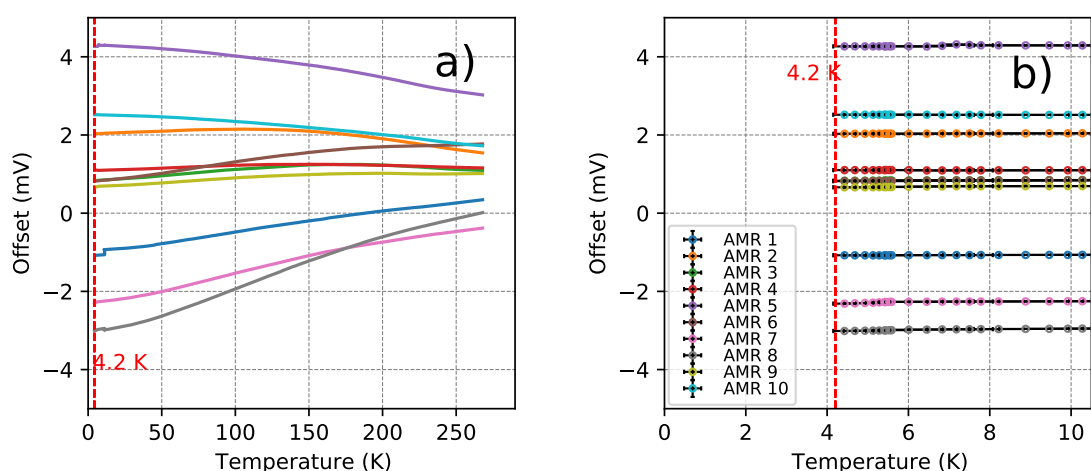


図 4.13 a) オフセット電圧の 4.2 K から 270 K 付近までの変化。b) a) の 4.2 K から 10 K 付近の拡大図。縦軸はオフセット電圧で、横軸は温度。



#### 4.4.4 低温での初期化のためのフリップコイル電流

初期化に必要な電流は温度に依存することが先行研究 [39] で示された。先行研究では液体窒素温度 77 K での測定であったが、ここでは 4.2 K で同様な測定を行った。手順としては、ある電流をフリップコイルに流し、その時の磁気感度を第 4.3 節で示した手法で測定した。結果を図 4.14 に示す。参考文献 [39] の常温の結果との比較を行った。その結果、4.2 K では磁化を飽和させ磁気感度を回復させるには 200 mA 以上の電流が必要であった。

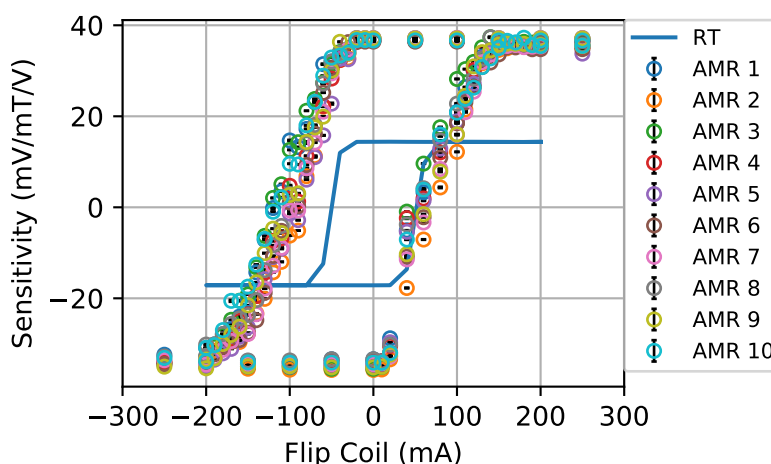


図 4.14 4.2 K での 10 個の AMR センサーと常温 [39] (青線、RT) でのフリップコイル電流と磁気感度の関係。縦軸は磁気感度、横軸はフリップコイルに流した電流。丸点は 4.2 K でのある 10 個の AMR センサーの測定結果、青線は常温での測定結果 [39] を示す。

#### 4.5 考察

ここでは、実験から得られた結果に対しての考察を行う。第 4.4.1 小節では、磁気感度の温度依存性が得られた。常温と液体窒素温度 77 K での結果は参考文献 [39] から、それぞれ、 $12.4 \text{ mV/mT/V}$ 、 $33.1 \text{ mV/mT/V}$  である。この結果は、本実験結果と一致する。磁気感度の温度依存性のふるまいは再現性があり、また 10 個のみの比較ではあるが、個体による振る舞いの差異はないことが分かった。そのため、この AMR センサーは各温度の磁気感度の結果から、その温度での磁気感度が分かっているならば磁気センサーとして利用できることが分かった。

次に、4.2 K での 110 個の磁気感度測定の結果から、AMR センサーの低温での磁気感度の個体によるばらつきが  $1\sigma = 0.44 \text{ mV/mT/V}$  と小さいことが分かった。そのため、実際の磁場マッピングで用いる際は、平均感度を用いて AMR センサーの電圧から磁束密度へ変換することとした。

次に、磁束密度の相対量の測定と絶対量の測定について考える。上記で論じた磁気感度は傾きから求めた。測定した範囲は、約  $\pm 10 \mu\text{T}$  の範囲であり、この領域では出力は磁場に対して線形であった。したがって、磁気感度からこの範囲での磁束密度の相対的な変化量を得ることが分かった。しかし、センサーとして用いるとき磁束密度の絶対量を知りたいとすると、磁場ゼロのときのオフセット電圧を知る必要がある。このオフセット電圧が変化してしまうと、基準点が変わるため、磁束密度の値を知ることができない。第 4.4.3 小節で、そのオフセット電圧の温度による変化を示した。オフセット電圧は温度によって変化し、また、10 個の AMR センサーそれぞれが全く異なる挙動を示した。AMR センサーの電圧は、図 4.2 に示したように、ブリッジ回路の電圧である。また、端子間電圧は電源電圧であり、本実験では 9 V であった。したがって、電圧の変化はブリッジ回路のそれぞれの素子の磁化率の変化で決まる。ブリッジ回路は AMR 効果の電圧変化をより強めあう向きに整置されているため、磁気感度の線形領域は温度によって変化すると考えられるが、本研究で使用する

る範囲においては実験結果からわかるように影響はない。対して、オフセット電圧はその温度による磁化の変化からの電圧変化を受け、その電圧変化は各素子によって大きさが変わることから温度による変化が一樣でない振る舞いとしたと考えられる。これを確かめるためには、温度ごとの1つのセンサー内のそれぞれのAMR素子の抵抗を測定すること、また、より強い磁場を印加し線形領域の範囲を温度で比較することが考えられる。本研究では、磁場の相対的な変化に注目したため、この実験で得られた磁気感度を使用し、相対的な磁束密度の変化を得る。AMRセンサーを用いた磁束密度の絶対的な大きさの測定は今後の課題である。

## 4.6 まとめ

AMRセンサーの低温実験のまとめを述べる。磁場マッピングシステムには、小型で安価なAMRセンサーを使うが、そのAMRセンサーは超伝導空洞分野では、HZBで用いられたものが初めてである。そのため、液体ヘリウム温度のような極低温での利用データは少なく、磁場センサーとして磁気感度や低温での動作特性などを液体ヘリウム温度で実際に確認する必要があった。磁場マッピングシステムに使用する110個のAMRセンサーに対し液体ヘリウムを用いて浸漬冷却し、4.2Kでの磁場感度を測定するためのテストスタンドを構築した。磁場をソレノイドコイルを用いて $\pm 10\mu\text{T}$ の範囲で変えていき、その時のAMRセンサーの出力電圧をデジタルマルチメーターを用いて測定することで評価した。その結果、110個のAMRセンサーの磁気感度の平均は、 $36.8\text{ mV/mT/V}$ であった。常温では $12.2\text{ mV/mT/V}$ であり、4.2 Kでは約3倍向上した。また、その時の110個の分散の値は $0.4\text{ mV/mT/V}$ であり、ばらつきが小さいことが分かった。一方、磁場ゼロでのオフセット電圧も温度に依存して変化するが、その振る舞いはAMRセンサーごとに異なり、再現しないことが分かった。したがって、このAMRセンサーは磁場の相対的な変化の測定に用いることにした。以上の結果から、このAMRセンサーは磁場マッピングに搭載できると結論づけた。

## 第 5 章

# 温度センサーの校正

使用した Allen Bradley 社のカーボン抵抗は、炭素体固体抵抗器である。そのため、抵抗器としては温度依存による抵抗の変化が大きく性能は悪い。カーボンは温度の低下に対して、抵抗値が増加する。その温度依存性を用いて、液体ヘリウムのような極低温での温度測定に用いることができる。市販の極低温での利用を保証された温度計は高価であり、温度マッピングのような数百個レベルで用いるにはコストが高い。そのため、過去に開発された温度マッピングでも多くは Allen-Bradley 社のカーボン抵抗を温度計として用いている [40, 41, 42]。

本研究で使用したカーボン抵抗は、100  $\Omega$ 、1/8 W の Allen Bradley 社のカーボン抵抗を使用した。カーボン抵抗の温度依存性は個々のカーボン抵抗によって異なるため、温度マッピングで使用するカーボン抵抗のそれぞれの温度校正を行う必要がある。この章では、カーボン抵抗の温度校正の方法と個々の結果について述べる。

### 5.1 抵抗の温度依存性

カーボン抵抗は、特に、液体ヘリウム温度付近の低温で、温度の低下に対して抵抗が増加する性質を持つ [43]。図 5.1 に抵抗値と 4.2 K から 2 K までの温度との関係の測定例を示す。常温において、個

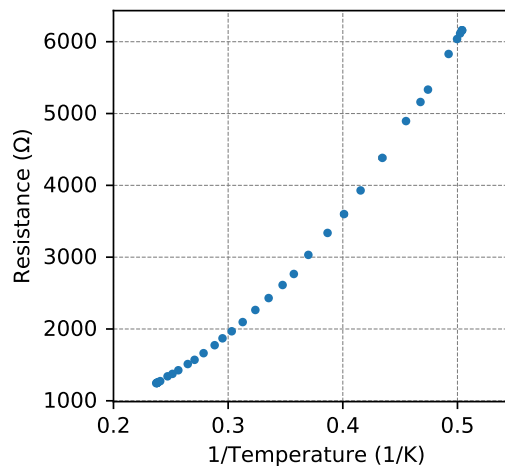


図 5.1 カーボン抵抗の温度依存性の測定例。縦軸はカーボン抵抗の抵抗値、横軸は温度の逆数である。縦軸はカーボン抵抗の抵抗値、横軸は温度の逆数を示す。

々のカーボン抵抗は 100  $\Omega$  前後の値を持つが、経年劣化と接触面を削ってあることによる個体差があり、110  $\Omega$  から 300  $\Omega$  程度のばらつきをもつ。これらは、低温での抵抗の温度依存性に影響するため、個々のカーボン抵抗の抵抗値の変化と温度の校正が必要である。校正は、空洞性能測定の前に行った。温度データは空洞の赤道部に張り付けたシリコン半導体温度計を用いて行った。マッピング装置の構成は第 6 章で詳細を説明する。図 5.2 に、カーボン抵抗とシリコン半導体温度計の空洞との位置関係を示す。シリコン半導体温度計は、空洞の下部アイリスと赤道部、上部ビームパイプ部にアルミ

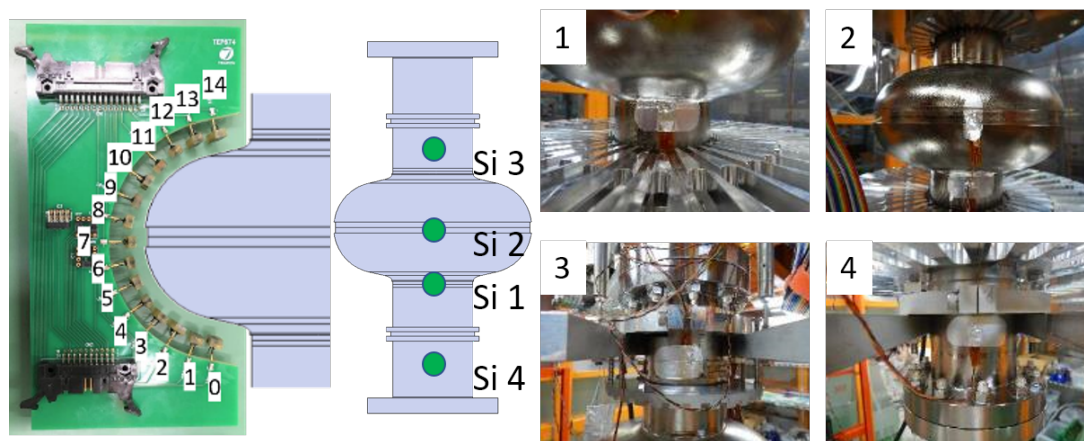


図 5.2 シリコン半導体温度計とカーボン抵抗の位置関係。4 つのシリコン半導体温度計を空洞に接触させ、Si 1 は下部アイリス部、Si 2 は赤道部、Si 3 は上部ビームパイプ、Si 4 は下部ビームパイプに位置する。Si 2 をカーボン抵抗の校正に用いた。

テープを用いて張り付けた。それぞれのシリコン半導体温度計の位置は、図中の Si 1 は下部アイリス部、Si 2 は赤道部、Si 3 は上部ビームパイプ、Si 4 は下部ビームパイプである。このうち、空洞の赤道部につけられたシリコン半導体温度計 (Si 2) をカーボン抵抗の校正のための温度として用いた。カーボン抵抗の温度校正中のこれらの測定値の差は、図 5.3 のに示すように、20 mK 以下であるため、参照温度として赤道部の温度を使用した。

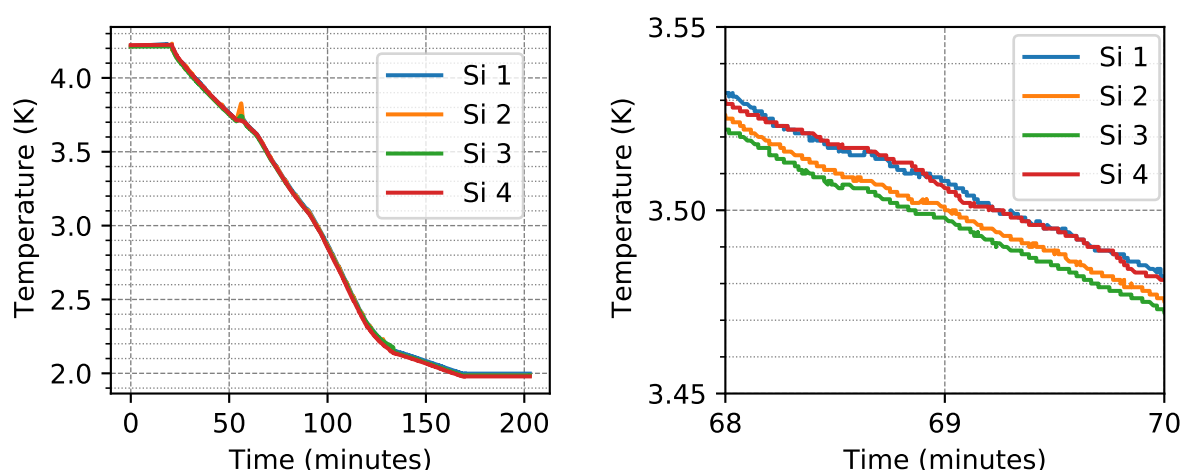


図 5.3 左図は 4.2 K から 2 K へ冷却中のシリコン半導体温度計によって測定した温度変化。右図は左図の一部拡大した図。

すべてのカーボン抵抗には定電流を流し、電圧値からそれぞれの抵抗値を求めた。冷却測定は 2 回行い、1 回目は 10  $\mu\text{A}$ 、2 回目の測定時は 30  $\mu\text{A}$  を電流値とした。これらのシリコン半導体温度計のデータとカーボン抵抗の電圧の関係をフィッティングによって求めた。フィッティングに用いた式は、

カーボン抵抗にかかる電圧から求めた抵抗値を  $R$ 、シリコン半導体温度計で測定される温度を  $T$  とすると、

$$\log R + \frac{K}{\log R} = A_T + \frac{B_T}{T} \quad (5.1)$$

と表せる [43]。  $K$ 、  $A_T$ 、  $B_T$  は任意の定数である。フィッティングの方法として、最小二乗法を用いたが、この時、シリコン半導体温度計の誤差はカーボン抵抗と比較して十分小さく、カーボン抵抗の標本標準分散をエラーとして、データ点と理想曲線の距離が最小となるように、式 (5.1) のパラメーターを求めた。図 5.4 にカーボン抵抗のフィッティング結果を示す。カーボン抵抗の抵抗は 2 K で数 k $\Omega$

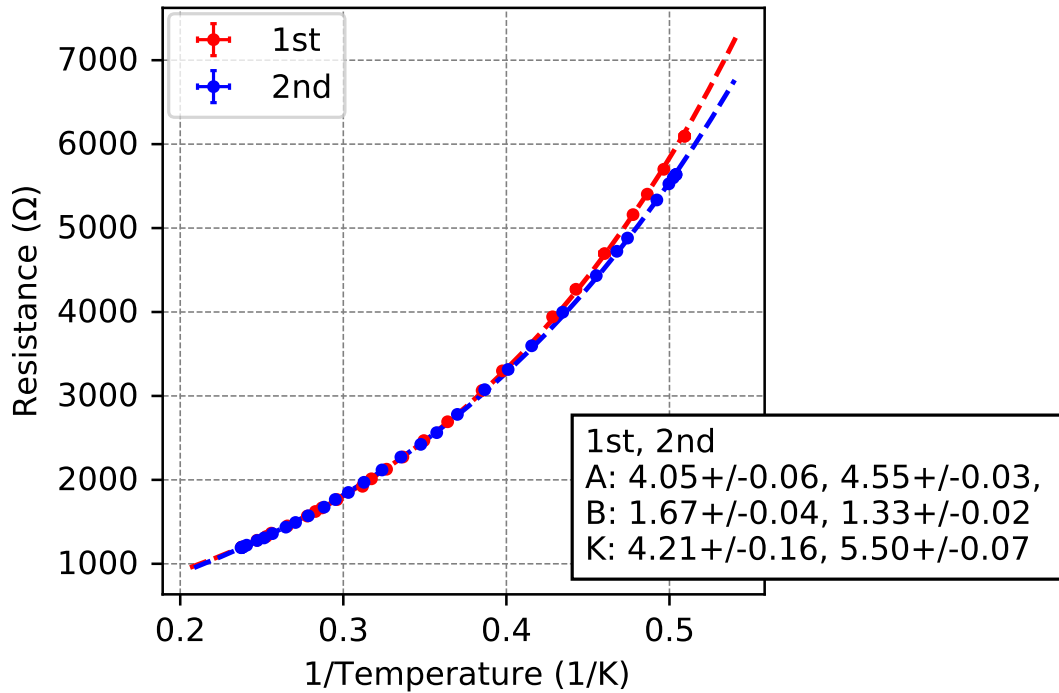


図 5.4 カーボン抵抗の抵抗値と温度の関係のフィッティング結果の例。別の日の測定を比較しており、2 K では、同じカーボン抵抗でも数百  $\Omega$  ほどのばらつきを持つ。縦軸はカーボン抵抗の抵抗値、横軸は温度の逆数を示す。

になる。図 5.4 からわかるように、2 回の測定で 2 K での抵抗は変化することが示された。第 8.9 節で行うような 2 K での微小な発熱の観測を行う場合は、全体の温度が 2 K であるとして、2 K での傾きから温度上昇を求めた。図 5.4 の例では、2 回目の測定の 2 K で  $\frac{dR}{dT} = -9.2 \frac{\Omega}{mK}$  であった。ただし、クエンチのような大きな発熱は温度変化として、数 K 以上変化する。そのため、4.2 K を超えた場合は、校正範囲外だが校正曲線を外挿することで温度変化を推察した。温度の有効範囲は、参考文献 [43] から 20 K までとした。温度マッピングに使用する 540 個のカーボン抵抗すべてに対して、同様の手順で温度校正を行った。

## 5.2 まとめ

カーボン抵抗の温度校正について説明した。カーボン抵抗は Allen-Bradley 社の  $100\ \Omega$  を使用し、それぞれの温度と抵抗値の関係の測定を、空洞性能試験ごとに行った。それぞれの関係は理想式を用いて最小二乗法を用いてフィッティングを行った。このとき、典型的な抵抗値を例として、測定のたびに  $2\ \text{K}$  での抵抗値は数百  $\Omega$  変化することが測定された。温度マッピングでは、空洞のクエンチによる発熱と第 8.9 節で説明する磁束トラップによる微小な発熱を測定する目的がある。クエンチの発熱は温度上昇の大きさとして、数  $\text{K}$  と大きいので、フィッティング式から温度変化を推定する。図 5.4 の結果は 2 回の測定結果を示しているため、温度の絶対値の変化は最大で  $200\ \text{mK}$  であった。微小な発熱は、温度の変化が小さいためフィッティング式の  $2\ \text{K}$  での傾き  $\frac{dR}{dT}$  を用いて温度測定を行うこととした。温度の分解能の目標値は、 $5\ \text{mK}$  とした [42]。図 5.4 のときで、一定温度の時、測定された電圧変動から温度上昇の分解能は  $2\ \text{mK}$  であった。

## 第 6 章

# 温度・磁場マッピングシステム

本章では、超伝導空洞の発熱と周辺磁場の変化を測定するための温度・磁場マッピングシステムについての詳細を説明する。超伝導空洞内部のエネルギーは一部を表面抵抗による熱的損失として消費される。空洞内表面での発熱は空洞壁内部を伝達し、外側表面での温度変化をもたらす。温度マッピングは、この空洞外表面の温度を測定することで空洞内表面の熱損失を引き起こす場所を特定する。また、局所的な幾何的な欠陥や局所的に臨界磁場が低く周辺と比べ常伝導転移が容易に引き起こされる場所があると、空洞内の高周波エネルギーがその場所で急速に消費され、より大きな発熱となり周辺の超伝導状態を熱的に破壊しクエンチを引き起こす。このような熱的超伝導破壊 (thermal breakdown) を観測し、場所の特定をすることが温度マッピングの目的である。

超伝導体は Meissner-Ochsenfeld 効果により内部の磁束を排斥し、また、臨界磁場以下の外部からの磁場の侵入を許さない完全反磁性の特徴を持つ。第二種超伝導体である Nb は下部臨界磁場までは磁束の侵入を許さないが、現実的なニオブ材は内部に欠陥や常伝導不純物が混在し、超伝導転移後も内部に磁束を保持する。この内部にトラップされた磁束は空洞性能に影響し、表面抵抗の増加を引き起こす。超伝導空洞の磁束の排斥の良し悪しは、形状や材料に依存する [4, 44, 45]。空洞の外部の磁束密度の変化を測定することで、磁場の空洞に対する影響を評価することが磁場マッピングの目的である。

本マッピングシステムは、より高い  $Q_0$  を目指す”High-Q” 研究や、より高い加速勾配を目指す”High-G” 研究のような基礎研究のために開発した。近年の窒素ドープ [25] や窒素インフュージョン [46] といった Nb 空洞に対しての新しい処理や、Nb<sub>3</sub>Sn[47]、MgB<sub>2</sub>[48] といった化合物である超伝導体を用いた空洞は基本的に表面状態で空洞性能が決定される。処理や材料の違いを比較する際には、低コストであり、ほかのセルとのカップリングや HOM の影響を考える必要のないシングルセル空洞を用いることが最適である。ILC、エネルギー回収型 LINAC (ERL) や XFEL といった超伝導空洞を用いた加速器には TESLA 型 [49] 空洞を基本とした、1.3 GHz の L バンド空洞が用いられ多く製造されている。そのため、TELSA 型もしくは STF 型 [27] の空洞は製造方法がよく精査されており、熱処理や電解研磨 (EP) 処理、高圧洗浄 (HPR) といった各処理の設備がそろっている。KEK では多数の STF 型 1.3 GHz のシングルセル空洞が製造され、多く用いられてきた。そのため、本マッピングシステムは 1.3 GHz の Nb 製 TESLA 型空洞を対象とする。この後に詳細を説明するが、TESLA 型と STF 型のセル形状はわずかであるため、STF 型シングルセル空洞に対しても適用可能な設計とした。以下にその詳細を説明する。



## 6.1 マッピングシステムの概要

本研究で開発した温度・磁場マッピングシステムには2つの目的がある。1つは、空洞の外表面の温度上昇を測定し発熱場所の特定をする。もう1つは、空洞周りの磁場分布の変化を詳細に測定し空洞の磁場に対する振る舞いを明らかにすることである。従来の研究においても空洞の外表面の温度、周辺の磁場分布の測定は行われてきた [6]。KEK においては、本研究と同様にカーボン抵抗を用いた温度マッピングシステムやフラックスゲートを用いた磁場測定が行われてきた [6]。温度マッピングに注目すると、従来の測定は位置分解能が不十分であり、空洞の発熱個所の詳細な位置特定には不向きであった。具体的には、原因に大きく依存するが、空洞の性能を制限する局所的な欠陥などの特定のためには、空洞外側表面にて 2 cm 以下の分解能で位置を特定する必要がある [50]。しかし、従来の KEK の超伝導空洞の基礎性能向上の研究がなされてきた STF 施設では、9 セル超伝導空洞の開発に用いられてきたマッピングシステム [11] をシングルセル空洞に適応して外表面温度を測定してきた。このマッピングシステムは、シングルセル全体で 44 個と局所的な発熱分布を測定するには不十分であった。また、磁場測定ではフラックスゲートセンサー [33] が用いられてきた。このセンサーは空洞に対して大きさが 3 cm 以上あり、コストが高いため、局所的な磁場分布の測定には至らなかった。本研究で開発した、温度・磁場マッピングシステムはカーボン抵抗を全体で 540 個、磁場センサーを 108 個用いることで、空洞の全体の温度分布と磁場分布を測定する。また、磁場マッピングに関して従来は 1 軸方向の測定であったが、3 軸の測定を可能とした。表 6.1 に本研究で開発したマッピングシステムと先行研究としての HZB [10] のマッピングシステム、従来の KEK でのマッピングシステムとの比較を示す。本研究における温度・磁場マッピングシステムを用いた測定の特徴は、10 度ごとの温度と

表 6.1 マッピングシステムの比較

	HZB	従来の KEK	本研究
磁場測定方向	3 軸 (AMR3 つ)	1 軸	3 軸 (AMR3 つ)
磁場センサー数	60	数個	108
磁場測定場所	5 か所 90 度ごと	主に赤道部	赤道部 10 度ごと
使用した磁場センサー	AMR	フラックスゲート	AMR
温度センサー数	704	44	540

磁場の測定ができる点にある。HZB のマッピングシステムは、温度センサーは本研究より多く用いられており、磁場マッピングは同じ AMR センサーを用いたものである。しかし、磁場分布として赤道部とそれ以外の 5 か所を測定することで、空洞の形状に沿った磁場分布の測定ができるが、空洞の周方向に対して 90 度ごとの測定に限るため、局所的な分解能を持たない。本研究ではクエンチのような局所的な現象をとらえることに着目したことが、先行研究との違いである。

## 6.2 マッピングシステムの構成

マッピングシステムは、センサーがマウントされた 36 枚のボードと、空洞への取り付けジグ、ケーブル、測定 Data acquisition (DAQ) システムで構成される。図 6.1 に空洞性能試験におけるマッピングシステムの全体の構成を図示する。空洞に取り付けられたボードからのケーブルは端子台を介して、NI の DAQ システムへつながる。また、それとは別にカーボン抵抗のための定電流源や AMR センサーの電圧供給用の定電圧源にも同様に端子台を介してつながる。空洞には、シリコン半導体温度計やフラックスゲートセンサーを取り付けた。また、その外側には一様な磁場を印加するためのソレノイドコイルが取り付けられた。クライオスタット内底部には昇温用のヒーターが、空洞上ビームパイプ部には第 8.3 節で述べるような空洞に温度勾配をつけるための (リボン) ヒーターが取り付けられている。詳細な空洞性能試験のセットアップの説明は第 7 章で行う。

図 6.2 に空洞への取り付けジグとの位置関係を示す。空洞に印加する磁場をコントロールするため



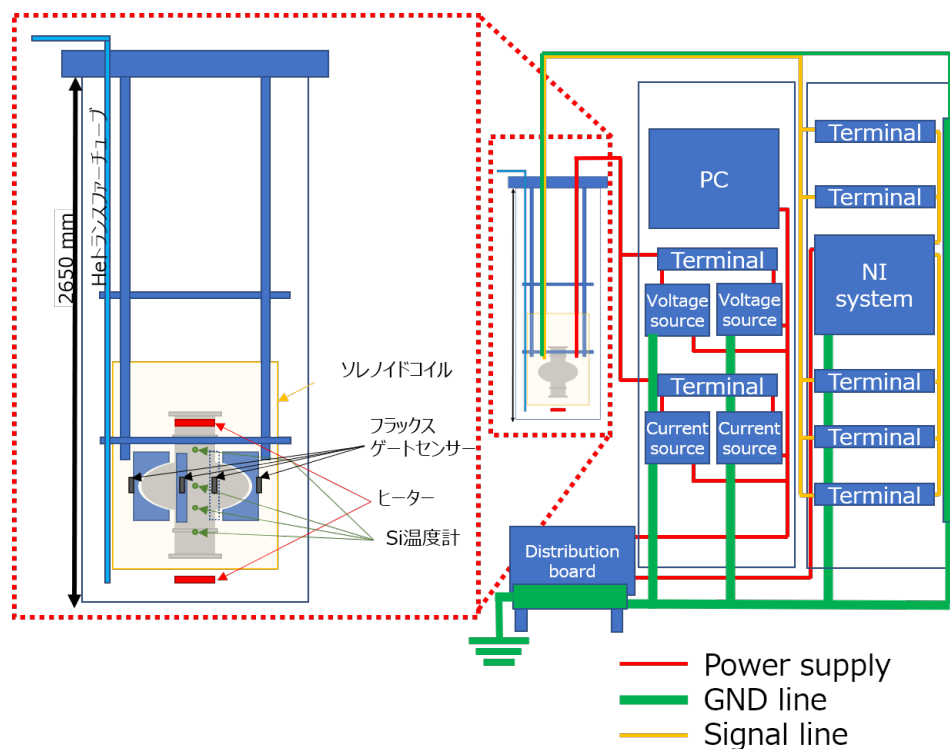


図 6.1 空洞性能測定時の温度・磁場マッピングシステムのブロック図。

のソレノイドコイルが空洞とマッピングボードの外側を覆う。そのため、このボードのコネクタは上下に分割し、コイルとの干渉を避けた。コネクタはそれぞれ、30 ピン、20 ピンの角形 MIL (United States Military Standard) コネクタを採用した。空洞はビームパイプをアルミ製のトッププレートに固定して吊り下げられている。空洞の下側ビームパイプにも同様なプレートを取り付け、そのプレートにソレノイドコイルの底を固定する。マッピングボードは、ボードの厚みに溝を掘った薄いアルミ製のプレートディスクで、上下方向の位置を固定する。

図 6.3に実際の取り付けジグとマッピングボードを取り付けた写真を示す。コイルを取り付ける際には、空洞の径方向に対して、マッピングボードは銅ワイヤーをボードの外側から巻き付け締め付けることで、空洞との接触を確保する。

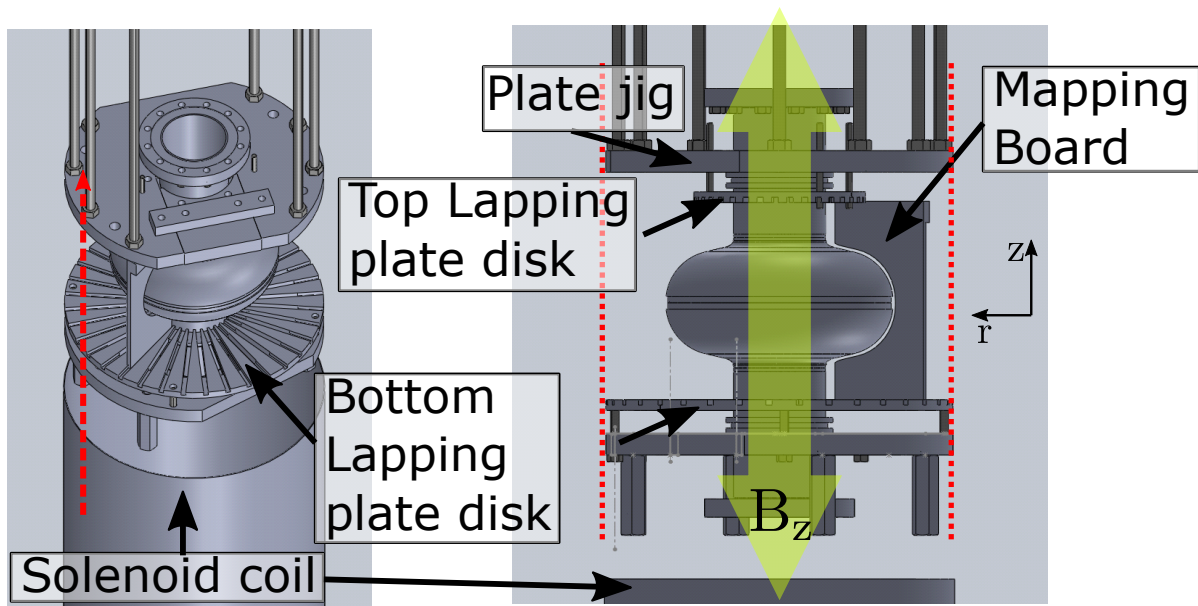


図 6.2 空洞とジグ、ボードの位置関係。空洞はプレートジグによって吊り下げられる。ボードは溝が彫られたアルミ板を用いて上下方向を固定する。測定時には、赤色点線の位置にソレノイドコイルを設置し、空洞のビーム軸方向の磁場 ( $B_z$ ) をソレノイドコイルで操作する。

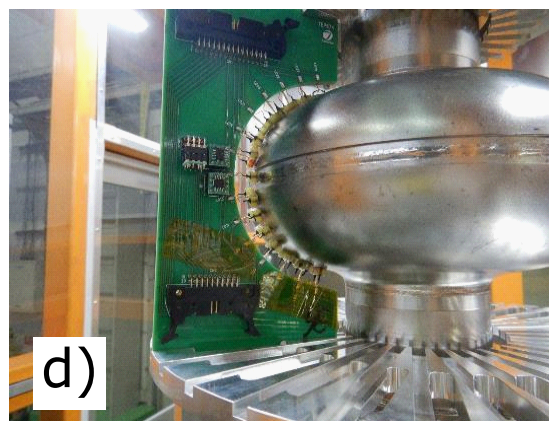
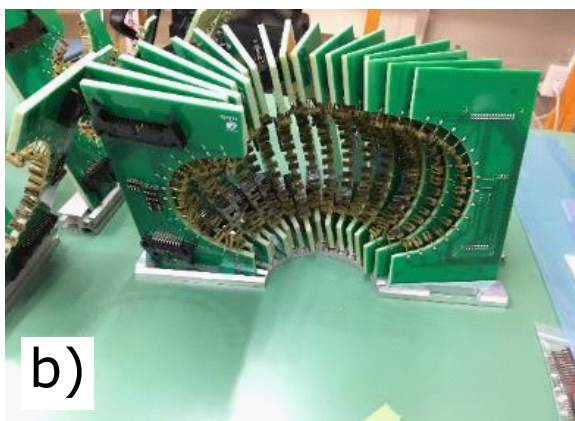
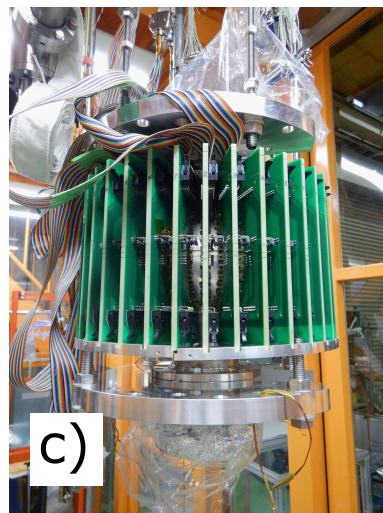
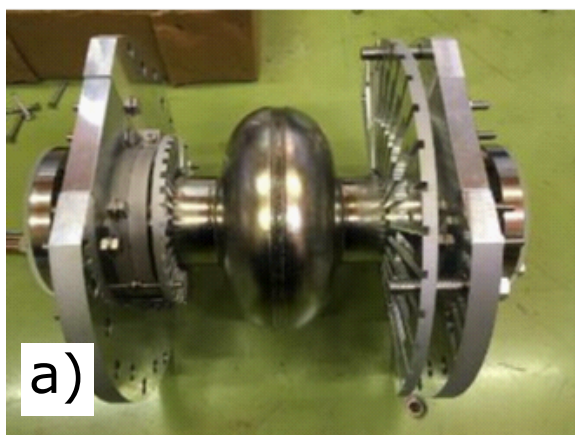


図 6.3 マッピング用ジグとボード取り付けの写真。a) ジグを取り付けた空洞。b) マッピングボード。c) 空洞に取り付けられたマッピングボード。d) 溝付きのプレートで固定されたボード。

### 6.3 ボードデザイン

温度センサーと磁気センサーは 36 枚の PCB (ボード) にマウントしてある。ボードの写真を図 6.4に載せる。ボードは、それぞれ 15 個のカーボン抵抗と 3 つの AMR センサーが取り付けられるようにした。ボードは空洞形状に沿うように切りかかれ、その側面に対してカーボン抵抗をはんだ付けにて取り付けしている。次節で詳細を説明するが、カーボン抵抗は裏面にポゴスティックを取り付けており、ポゴスティックの反対側はボードに開けられた穴に挿入されており、空洞の外壁面に対して、垂直に接触するようにした。空洞赤道部の外側に AMR センサーが配置されるよう、DIP コネクタがボードに取り付けられている。次章で詳細を説明するが、AMR センサーは校正を行うために、取り外し可能とした。3 つの AMR センサーは空洞壁面に対して垂直方向 ( $r$ ) と、それに垂直な空洞赤道部周りの方位角方向 ( $\theta$ ) に 1 つ、そしてビーム軸方向 ( $z$ ) に 1 つが向いている。ボードの大きさは空洞のビーム軸方向に 190 mm で、空洞の径方向に 100 mm の幅をもつ。

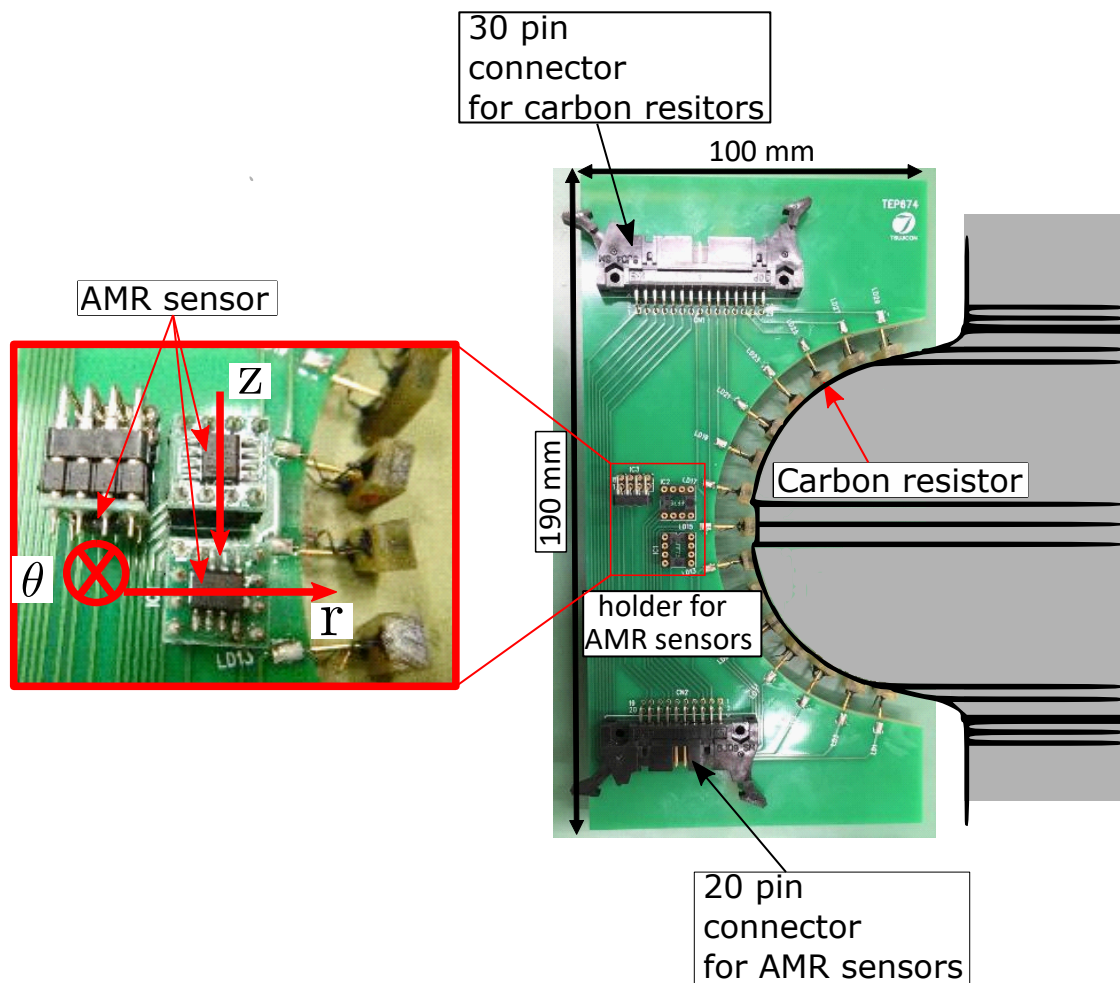


図 6.4 36 枚のボードのうちの 1 枚。カーボン抵抗はボードの側面に、取り付けられている。カーボン抵抗の配線はボードの両側側面にはんだづけで取り付けられた。ボードの側面に穴をあけ、ポゴスティックのばね性により、カーボン抵抗の接触を得る。AMR センサーは、空洞赤道部外側に 3 軸 ( $r, \theta, z$ ) それぞれが直交する向きに取り付けられる。



## 6.4 カーボン抵抗温度センサー

カーボン抵抗は、温度の低下に従い抵抗が増加する半導体的振る舞いをする。この特性を利用し、4.2 K から 2 K までの温度変化を測定する温度センサーとして利用できる。

温度センサーとして使用するカーボン抵抗は Allen-Bradley 社の 100  $\Omega$  抵抗を使用した。この抵抗は Los Alamos 国立研究所 (LANL) にて、9 セル超伝導空洞用温度マッピングに使用されたものをを用いた [51]。図 6.5 に使用したカーボン抵抗を示す。カーボン抵抗はグラスファイバーをエポキシ樹脂で固めた G10 によりハウジングしており、約 1 cm の幅をもつ。リード線はハウジングの外で保護のためにスタイキャスト® で根本が固められている。また、ハウジングのボード側にポゴスティックを取り付け、ポゴスティックのばね性によって空洞との熱的接触をとる。空洞外面に接触する面には、絶縁と熱接触向上のためにアピエゾン N® グリースを塗布した。カーボン抵抗は、1 枚のボードに対して 15 個取り付けられている。空洞面でのカーボン抵抗同士の間隔は子午線方向に対して、約 1 cm 間隔で並び、経度方向に 10 度ずつボードが配置される。カーボン抵抗は、素子一つ一つの特性が異なり、それぞれの温度校正が必要であるが、詳細は第 5 章にて説明した。それぞれのカーボン抵抗の端子は、ボード上部の 30 ピン MIL コネクタですべて独立に取り出される。

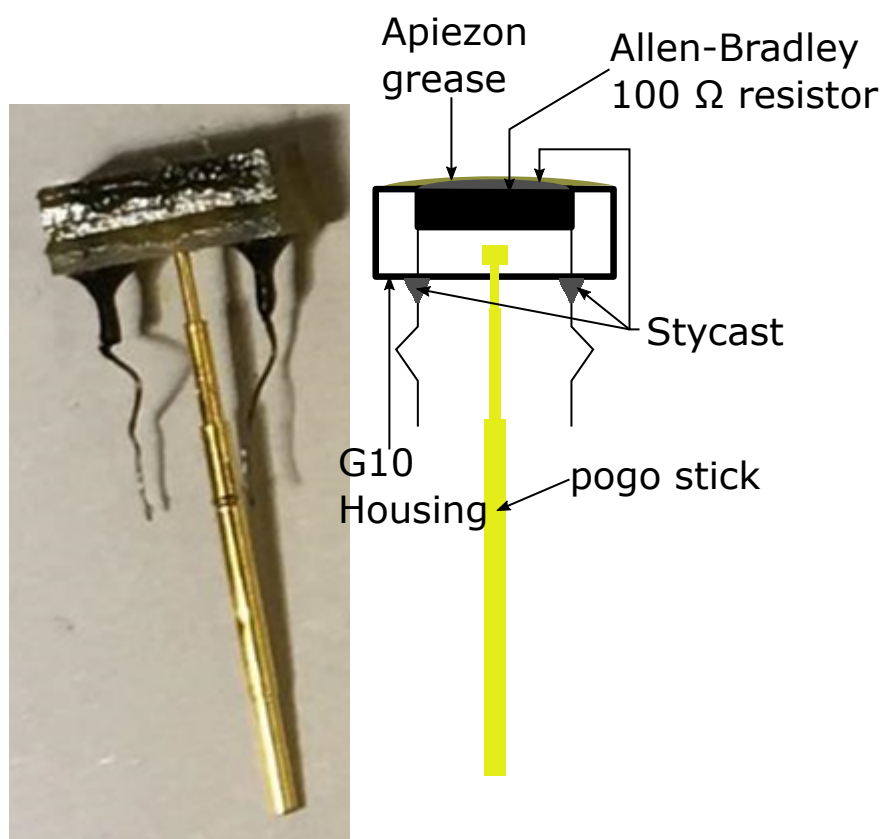


図 6.5 Allen Bradley 社の 100  $\Omega$  抵抗。カーボン抵抗は保護のために G10 でハウジングし、空洞接触面が削ってある。端子根本と空洞接触面はスタイキャストで保護、電氣的に絶縁されている。ガラス繊維をエポキシ樹脂を固めた材料である G10 ハウジングのボード側にポゴスティックを差し込み、ポゴスティックのばね性を用いて、空洞外面にカーボン抵抗との熱接触をとる。

## 6.5 AMR 磁気センサー

磁場センサーは AMR センサーを用いた。センサーの詳細については第 4 章で説明した。AMR センサーは異方性磁気抵抗効果を用いた磁気センサーである。本研究における磁場マッピングには、

Sensitec 社の AFF755B[34] を使用した。図 6.6に使用した AMR センサーを示す。このセンサーは 1 軸方向の磁束密度を検知することができる。また、SOP8 パッケージで販売されているため、SOP8 から変換基板を用いて、DIP パッケージに変換した。ボード上に DIP コネクタを介して、AMR センサーを搭載した。

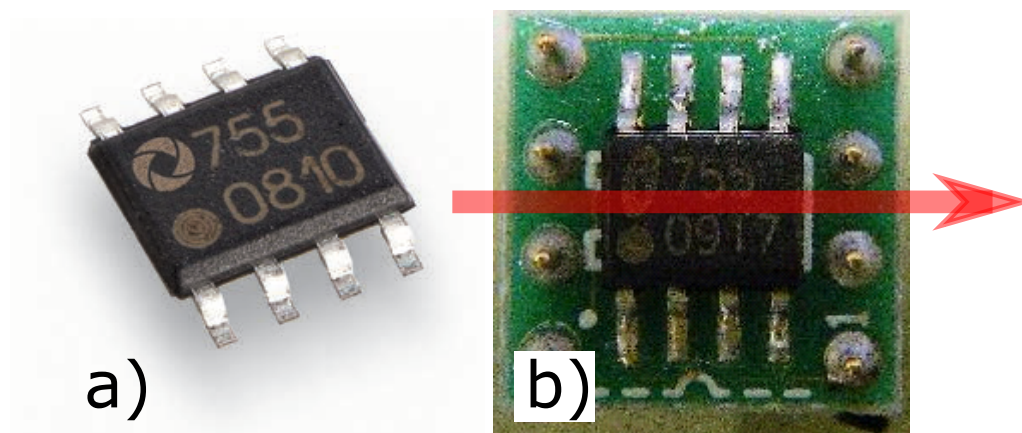


図 6.6 Sensitec 社の AFF755B。a) AFF755B 本体。b) DIP (デュアルインラインパッケージ) 変換後のセンサー。赤矢印方向が磁場感度方向。

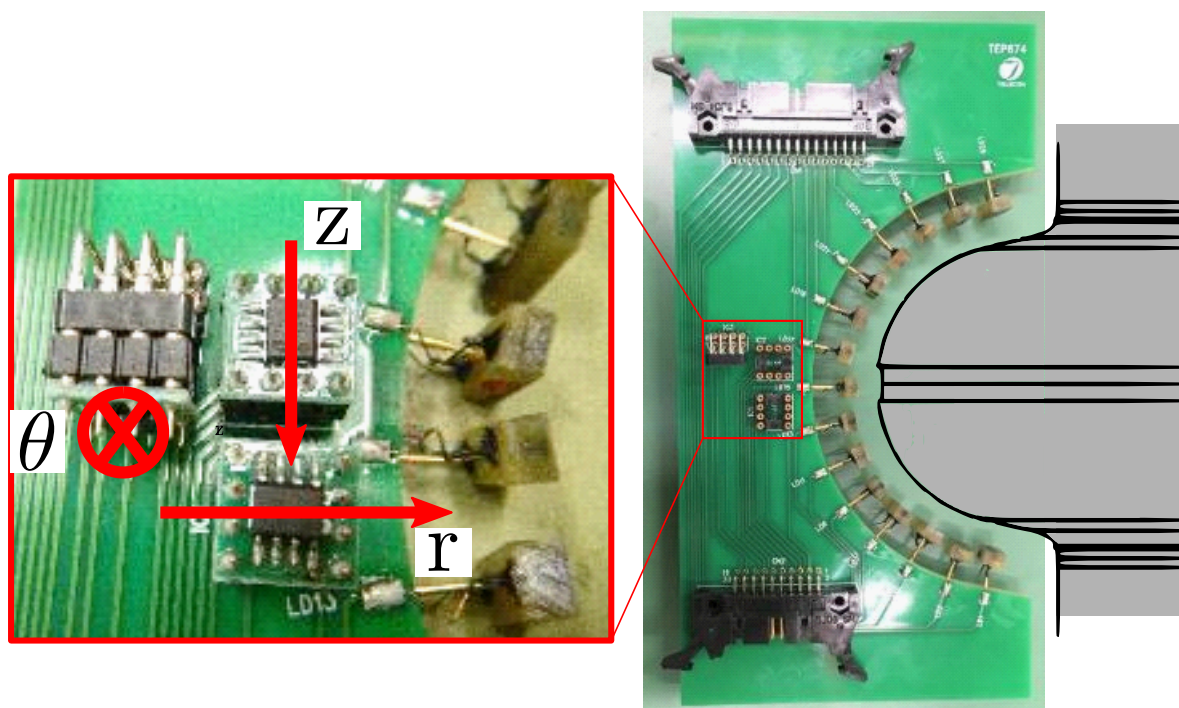


図 6.7 空洞に対する AMR センサーの位置関係。

1 軸センサーであるため、1 ボードにつき、それぞれ直交する 3 つの AMR センサーを赤道部に配置することで、3 軸の磁場分布測定を可能とした。空洞に対する AMR センサーの位置関係を図 6.7に示す。AMR センサーは、それぞれ空洞のビーム軸に並行で下向き  $z$ 、空洞壁面に垂直で内向き  $r$ 、空洞の赤道部周方向に並行で紙面奥方向  $\theta$  が感度方向として配置されている。1 つの AMR センサーは第 4 章の図 4.2に示すように、8 つの端子をもつ。このうち、2 つの端子間の電圧を読み取ることでセンサーとして働くため、3 つの AMR センサーのそれぞれの出力端子は独立にボード下部 20 ピンの端子

へ接続する。電源電圧端子は3つのAMRセンサーで並列として、ボード内で配線した。また、このAMRセンサーは内部にコイルを2つもつが、それぞれの配線は別に20ピンコネクタで取り出される。

## 6.6 配線方法

クライオスタット内でボードは、フラットケーブルとツイストケーブルで配線した。1枚のボードはカーボン抵抗用の30ピンMILコネクタと、20ピンMILコネクタを持つため、20本フラットケーブルと30本フラットケーブルでボード外へケーブルをつなぐ。クライオスタットから外部へは、真空用フィードスルーポートを介して、大気側へ取り出される。フィードスルーのポートを減らす目的で、クライオスタット内部において、配線を結合している。図6.8にクライオスタット内の配線図の概要を示す。AMRセンサーの電源は並列に接続され、出力は個別にクライオスタット外へ取り出される。カーボン抵抗は定電流を流すため直列に接続される。カーボン抵抗は、定電流によって駆動され、電

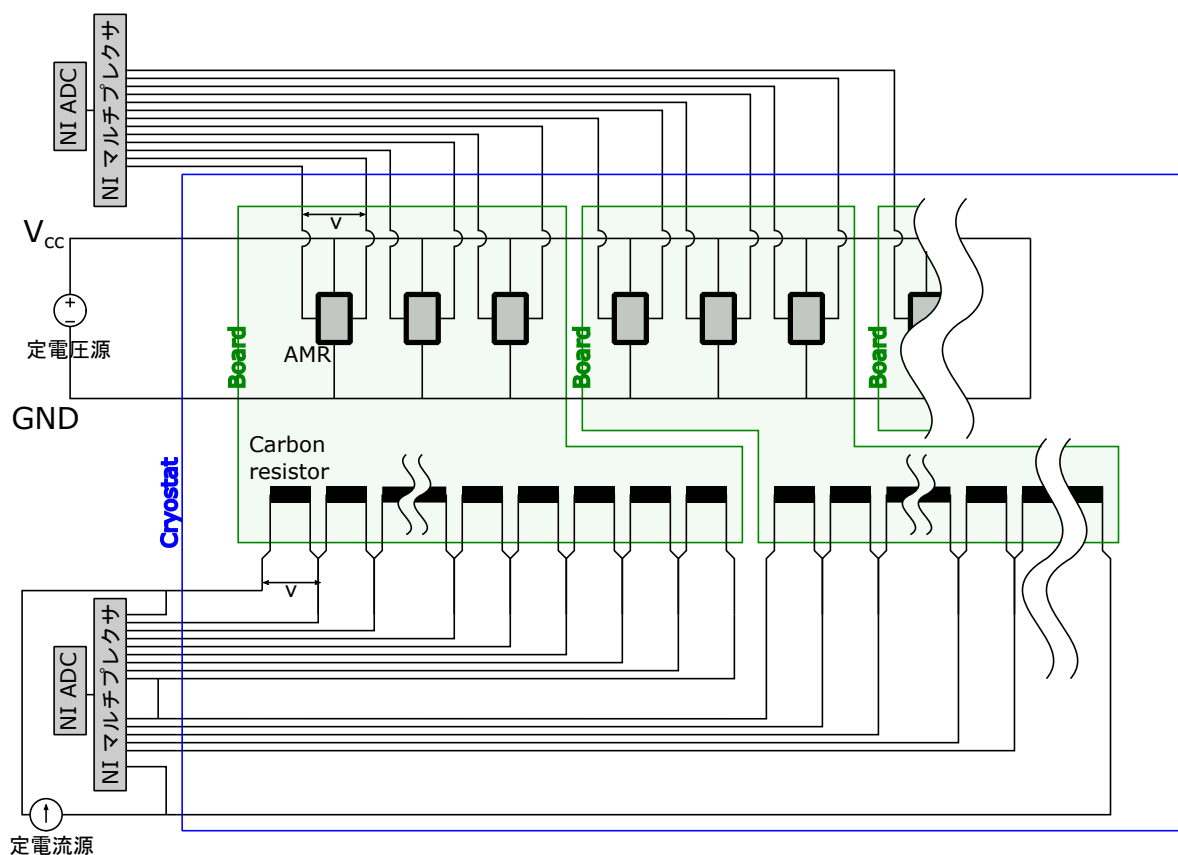


図 6.8 クライオスタット内部配線の概要。AMR センサーの電源端子と出力端子、カーボン抵抗の端子のみ図示した。AMR センサーの電源ラインはクライオスタット内で並列に接続した。カーボン抵抗は直列に接続される。青枠はクライオスタット内を意味し、緑枠は1ボード内での配線を意味する。断線や地絡など異常のあったカーボン抵抗は NI システムの端子台上で短絡した。

圧を測定するため、すべてのカーボン抵抗を直列に接続する必要があるが、断線した場合、カーボン抵抗の測定が不可能となってしまう。しかし、すべての配線を取り出すことはカーボン抵抗の数のピンをもつフィードスルーを用意しなければならないため、コストが高くなってしまった。そこで、本研究では、1ボードごとの15個のカーボン抵抗をクライオスタット内で直列に接続した。その結果、1ボードにつき30本の配線が必要だったが、16本に減らすことができ、36ボード全体で1080ピンから576本に減らした。ボードからクライオスタット内のコネクタまではフラットケーブルを使用し、結線したコネクタからフィードスルーまでは、クライオスタット内部への熱侵入を抑えるため、導体径0.08 mmの撚線製繊維ケーブルを使用した。

AMR センサーの出力電圧はそれぞれ測定する必要があるため、すべて独立に取り出す。AMR センサーの電源電圧用配線は、ボード内で 3 並列に接続されており、それぞれのボードで独立に配線した。AMR センサーは第 4 章で詳細を説明したが、測定前に内部のフリップコイルに電流を流し、磁化をそろえる初期化プロセスが必要となる。AMR センサーのフリップコイルによる初期化は測定において重要なプロセスであり、断線のリスクを減らすため、すべて直列に接続せず、3 ボードの 9 つの AMR センサーのフリップコイルを 1 組として直列にクライオスタット内部で結線した。クライオスタットから取り出した信号線は、シールド付きツイストケーブルを用いて測定室まで配線した。

## 6.7 データ取得システム

センサーのそれぞれの電圧は、NI 社の PXI システムを用いて測定を行った。PXI システムは、マルチプレクサーとデジタルマルチメーター (DMM) と PC 接続のためのコントローラー、シャーシで構成される。クライオスタットからの信号はカーボン抵抗が 540ch、AMR センサーが 108ch あるため、マルチプレクサーを用いてチャンネルを切り替えて測定する。マルチプレクサーは PXIe-2575 を用いた。このマルチプレクサーは、単線式 195ch か 2 線式 95ch (98ch) の 2 つのトポロジーを選択できる。次節で測定の結果を示すが、単線式の場合はノイズが大きく、本研究における測定には適さないことがわかったため 2 線式 95ch を使用した。このとき、コストの問題からカーボン抵抗は 540ch すべてではなく約半数の 270ch を測定に使い、AMR センサーは 95ch を用いることとした。PXI システムはコントローラーを介して PC に接続され、LabView プログラムを用いて測定を行う。

## 6.8 ノイズリダクション

カーボン抵抗と AMR センサーは電圧を測定することで、それぞれ、温度と磁束密度の変化を測定する。このとき、カーボン抵抗の変化は、典型的には数 mV である。また、AMR センサーの出力はさらに小さく、第 4 章の結果を用いると、電源電圧を 9 V とすると 331 mV/mT の磁気感度であるから 1  $\mu T$  の変化を検出するには 0.331 mV の電圧を検出する必要がある。そのため、いくつかの S/N 比向上の対策を行った。このうち、主要な周波数成分として、電源からのコモンモードノイズがある。まず、DMM での測定方法をある一つの GND を基準とした Single-Ended-Ground Referenced (RSE 方式) から 2 端子間の電圧を測定する差分測定 (DIFF 方式) へと変更した。また、電源電圧は 9 V 固定として測定を行ったが、電源 (KIKUSUI PMX35-3A) をより出力電圧の確度が高い電源 (ADC 6243) へと変更した。表 6.2 に変更前と変更後の電源の仕様の違いを示す。

表 6.2 変更前後での電源の仕様表

	電圧レンジ	電圧の発生確度	設定分解能	形式
改善前	0-35 V	$\pm 0.2\%$	1 mV	PMX35-3A (KIKUSUI)[52]
改善後	0-32 V	$\pm 0.03\%$	1 mV	6243 (ADC) [53]

AMR センサーでの上記のノイズ対策前のシステムを用いた測定の典型例を図 6.9、改善後の測定例を図 6.10に示す。

AMR センサーの電源電圧は 9 V と固定して測定した。各データ点は 1000 点の平均値であり、エラーバーはその標準偏差である。また、改善前は GND を参照とした電圧の端子間の差分が  $V_{out}$  である。このとき、それぞれの端子での電圧データの標準偏差 ( $\sigma_1, \sigma_2$ ) を誤差伝搬を用いて、 $\sigma_{before} = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$  を標準偏差として用いた。図 6.11に改善前後でのある AMR センサーの  $V_{out}$  の値と周波数成分を示す。エラーバーの大きさから標準偏差の値は改善前が約 0.69 mV であったが、改善後は 37  $\mu V$  に減少した。この大きさは、第 4 章の磁気感度を用いると、エラーの大きさが 2.1  $\mu T$  から 0.11  $\mu T$  まで向上した。このエラーの大きさが本研究での AMR センサーの分解能である。

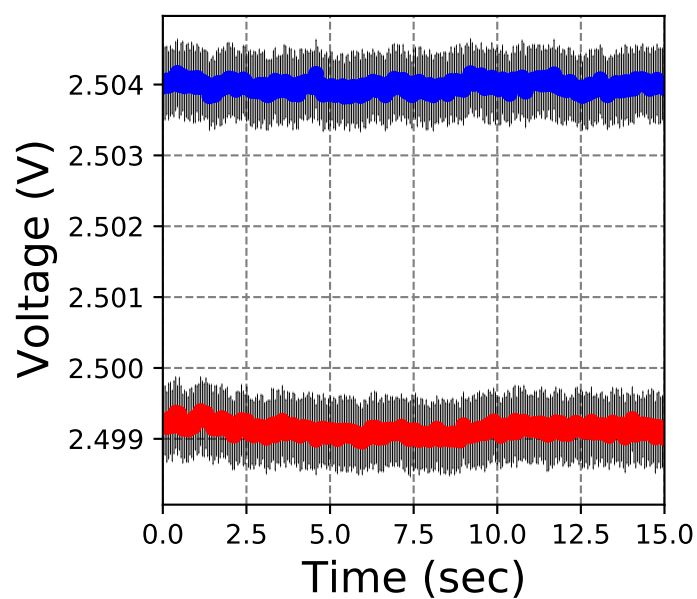


図 6.9 AMR センサーのノイズ改善前の測定電圧の例。RSE 方式のため、AMR センサーの  $V_{\text{out}}$  はこの電圧の差分である。各データ点は 1000 点の平均値、エラーバーはその標準偏差である。赤と青は 1 つの AMR センサーの  $V_{\text{out}}$  の各端子での電圧。

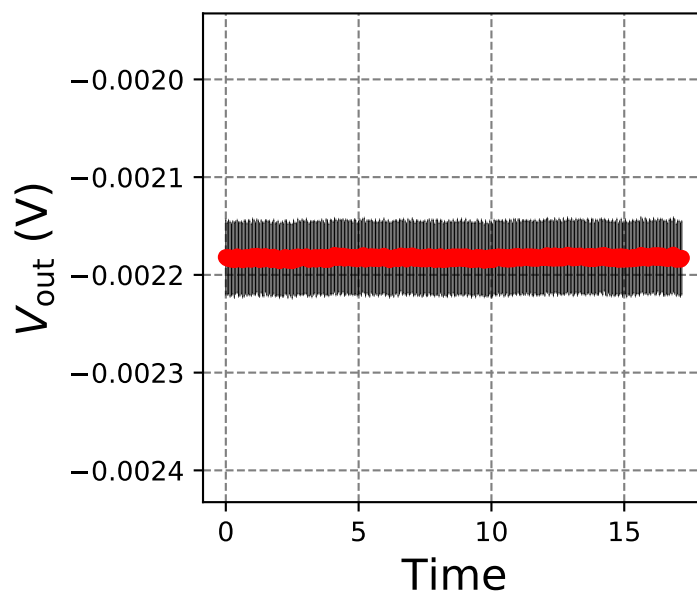


図 6.10 AMR センサーのノイズ改善後の測定電圧の例。DIFF 方式のため AMR センサーの  $V_{\text{out}}$  はこの電圧である。各データ点は 1000 点の平均値、エラーバーはその標準偏差である。



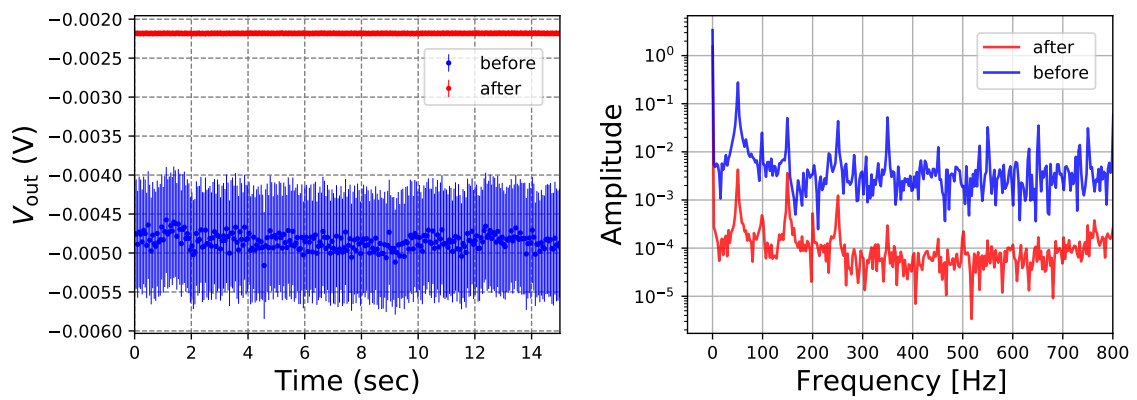


図 6.11 AMR センサーのノイズ改善前後のノイズレベル (左) と周波数成分 (右) の比較。左図は改善前後のある AMR センサーの  $V_{out}$  の比較。エラーバーは 1000 点当たりの標本標準偏差。青色が改善前、赤色が改善後。

次に、カーボン抵抗のノイズ対策結果について述べる。カーボン抵抗は1つのカーボン抵抗の端子間の電圧を測定する。第6.7節で示したように、測定方法として単線式のRSE方式を採用した場合、540個のカーボン抵抗の測定のためには、541個のチャンネルが必要となる。しかし、RSE方式による測定は、スイッチングのタイミングが同期できない、コモンモードノイズが大きくなるなどの問題があった。図6.12に単線式RSE方式と2線式DIFF方式での、カーボン抵抗の測定例を示す。データ点数がそれぞれ18点と少ないが、電圧変動が抑制された。この時の標準偏差は改善前のRSE方式では約29 mVで改善後のDIFF方式では約0.15 mVに改善した。この結果より、本研究では、2線式DIFF方式での測定を採用した。

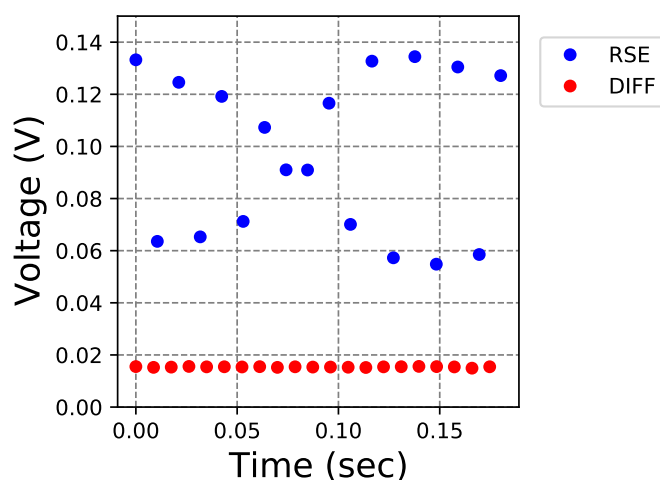


図 6.12 カーボン抵抗の改善前後の電圧の比較。RSE 方式は単線式のある GND 基準からの測定、DIFF 方式は 2 線式の端子間電圧の測定。

## 6.9 まとめ

本研究で開発した温度・磁場マッピングシステムについて詳細を説明した。温度マッピングは空洞の発熱を観測し、クエンチ場所の発見と空洞表面の局所的な発熱の観測を目的とし、磁場マッピングは先行研究と比較して赤道部のセンサー数を増やすことでより詳細に空洞外部の3軸方向の磁場を測定することを目的とした。マッピングシステムは36枚のセンサーが取り付けられたボードを空洞周辺に配置することで構成される。また、そのボードはそれぞれ15個のカーボン抵抗と赤道部に3つのAMRセンサーを持ち、空洞を10度ごとに覆う。カーボン抵抗は合計で540個使用され、AMRセンサーは108個使用し、空洞をより高い位置分解能で測定することが可能である。カーボン抵抗は直列に接続され、定電流を流し、それぞれの抵抗の変化を測定する。AMRセンサーは端子間の電圧を測定することで磁場を測定する。これらのセンサーの出力はマルチプレクサでチャンネルを切り替え、デジタルマルチメーターで電圧を測定する。はじめ、AMRセンサーのノイズレベルは磁場の分解能で $2.1 \mu\text{T}$ であったが電源の改良や測定方法の改良を行った結果、 $0.11 \mu\text{T}$ まで向上した。この値は、クエンチおよび冷却時の磁場変動を測定するために十分な分解能である。カーボン抵抗においても、測定方法を改良することで電圧の変動を抑制した。次章以降では、この開発した温度・磁場マッピングシステムを用いて空洞の温度と磁場の測定を行った。

## 第 7 章

# 空洞性能試験

本章では、シングルセル超伝導空洞を用いた空洞性能試験について述べる。空洞性能は  $Q_0$  と  $E_{acc}$  で評価される。空洞性能試験は最低限の高周波試験のセットアップをした空洞を液体ヘリウムで冷却し、2 K での性能を測定する試験である。本章で行った実験は、空洞の  $Q_0$  値と  $E_{acc}$  の関係の測定を行った。各節では、本研究での空洞性能試験の詳細について述べる。

### 7.1 超伝導空洞の処理工程

本研究で使用したシングルセル空洞は、図 3.2 で示した STF 型 1.3 GHz シングルセル空洞である。その空洞の表面処理は、通常のシングルセル空洞製造と同じ標準的な工程を経た。図 7.1 に空洞の製造から性能測定試験までの工程を示す。

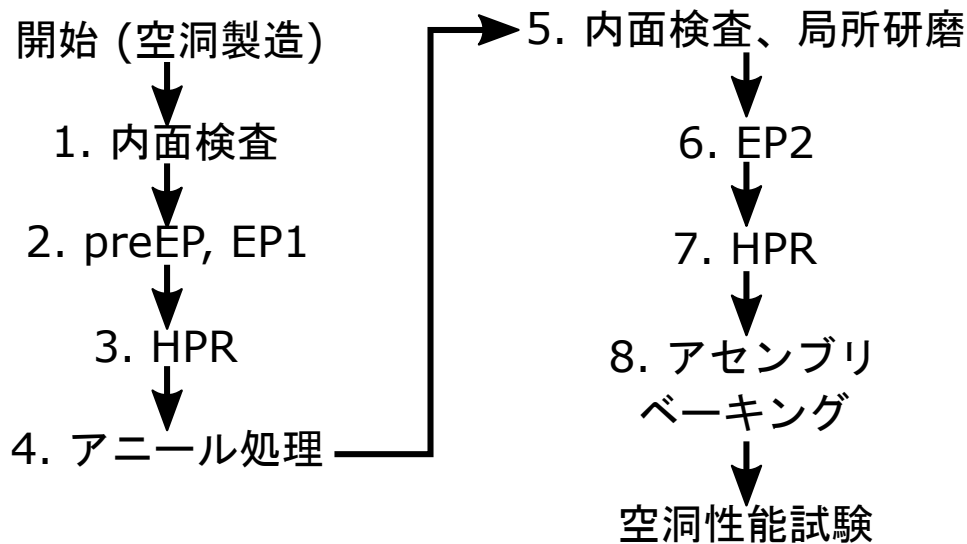


図 7.1 空洞の性能試験までの処理工程。

1. 空洞は製造ののち、内部の欠陥や傷がないかを確認するため内面検査を行う。内面検査は京都カメラ [54] とよばれる内面検査用カメラを使用する。京都カメラは空洞の表面を CCD カメラを用いて、特に高周波磁場が強く性能制限の原因になりやすい赤道部溶接部を中心として、その周辺を観察や撮影することができる。性能測定試験において温度マッピングによってクエンチや局

所的な発熱があった場合、京都カメラを用いて発熱箇所の観察を行い、ピットや突起などがある場合は局所研磨装置にて研磨を行う。

2. 空洞は製造時にプレスや旋盤加工がなされているため、空洞内表面には汚れや汚染物が付着したり、内部に埋め込まれたりする。そのため、これを除去する目的でフッ酸と硫酸の混合液を用いて電解研磨 EP (Electro-polishing) を行う。図中の pre-EP は初めの電解研磨であるため、電解液に多くの不純物が含まれてしまう。そのため、この工程では電解液は電解研磨システムを循環せず、使い捨てとする。その後の EP1、EP2 などの工程では電解液を循環させる違いがある。
3. 表面を研磨したのち、空洞内に残った電解液や硫酸による硫黄残留物、ゴミや塵を取り除く目的で界面活性剤を溶かした超純水を用いた超音波洗浄と 8 MPa の高圧な超純水を用いた高圧洗浄 HPR (High pressure rinsing) を行う。
4. その後、製造時に生じた応力除去と、空洞のニオブバルク内部に蓄積された水素の脱ガスを目的に 750 度以上 3 時間程度の真空炉での熱処理 (アニール処理) が施される。また、フラックスエクスバルジョンをよくするためには、900 度 C 程度のより高温でのアニールが最適である [55]。本研究で使用した空洞には、850 度 C 3 時間のアニール処理を行った。
5. 空洞の表面を電解研磨したため、バルク内部に埋め込まれていた不純物が表面に露出することがある。このとき、同時に欠陥や突起が除去できる大きさの場合は機械的な局所研磨を行う。
6. 最後に空洞の表面の凹凸を除去し、清浄な表面を得るための仕上げ研磨として、電解研磨 (EP2) を行う。研磨量は数  $\mu\text{m}$  から 10 $\mu\text{m}$  ほどである。
7. 電解研磨を行ったのちは、超音波洗浄と超純水による高圧洗浄を行う。特に、高圧洗浄は空洞内の数サブ  $\mu\text{m}$  ほどの大きさの塵などを取り除き、空洞性能制限の原因となるフィールドエミッションを防ぐ重要な工程である。この工程ののち、空洞内を清浄に保つために組み立て作業はクリーンルーム内で行う。
8. 電解研磨、高圧洗浄ののち、空洞は直ちに ISO class 4 のクリーンルーム内に運ばれる。クリーンルーム内で、空洞の測定に必要なアンテナや真空配管などを取り付ける組み立て作業 (アセンブリ) を行う。現在の標準的な工程では、アセンブリ後に空洞内の水分を飛ばす目的と、空洞最表面の酸素を拡散させて、Q-slope と呼ばれる 25 MV/m 以上での Q 値の低下を防ぐために 120 度 C で 48 時間のベーキング処理を行う [56]。空洞に窒素ドープなどの特別な熱処理を行った場合、その最表面の状態を保持するためにベーキング処理は行わない。本研究では 75 度 C +120 度 C ベーキングという処理を行った。空洞は組み立て後に真空ポンプによって約  $10^{-7}$  Pa 程度まで真空引きされる。

これらの工程を経て、空洞の性能測定を行う。本研究では事前にこれらの処理を行い、性能が確認されたシングルセル空洞を用いた。図 7.2 に使用した空洞の写真を示す。写真は性能試験のためにジグを用いて吊り下げた様子である。空洞の材料は純ニオブ製であり、残留抵抗比 (RRR) 300 以上のファイingleイン<sup>2</sup>のニオブ板が使われた。

---

<sup>2</sup>結晶粒径数  $\mu\text{m}$  程度



図 7.2 測定に使用したシングルセル超伝導空洞の吊り下げの様子。

## 7.2 使用した超伝導空洞の履歴

空洞の表面処理は基本的な前節の処理に追加して、表面状態を変化させる目的で様々な処理を施すことがある。表 7.1に、この空洞の処理の履歴を示す。それぞれの工程では、窒素インフュージョン [46] や、新しい温度でのベーキング処理などが行われてきた。それぞれの空洞性能には、最表面の状態が影響しているため、EP2 によって数から数十  $\mu\text{m}$  研磨すると、処理を施した表面状態はリセットされ、通常の EP 表面へ戻ることが分かっている。本研究では最後の 75 度 C + 120 度 C ベーキング処理が施されている。この処理は高い加速勾配と高い  $Q_0$  を両立する処理として報告されているが [57]、今回の処理では通常の 120 度 C ベーキングを施した結果と変わらなかった。本研究では、この 75 度 C + 120 度 C ベーキングを行い、高い加速勾配における  $Q_0$  値の低下、すなわち、Q-slope が起きていない空洞を使用した。

表 7.1 使用したシングルセル超伝導空洞の処理の履歴。各工程の間には、3 の追加ベーキングを除いて、表面をリフレッシュするための EP2 を行っている。

Run No.	処理内容
1	標準的処理 (850 度 3 時間アニール)
2	窒素インフュージョン
3	追加 120 度 C ベーキング処理
4	窒素インフュージョン
5	窒素インフュージョン
6	75 度 C + 120 度 C ベーキング

図 7.3に本研究に用いる前に測定された、Run No. 6 での空洞の性能測定結果を示す。この性能は最大加速勾配は低いが、120 度 48 時間の熱処理を施す基本的な標準処理の空洞とほとんど変わらない [46]。また、加速勾配  $E_{\text{acc}}$  は局所的なクエンチで制限された。このとき、電界放出電子による X 線は検出されなかった。

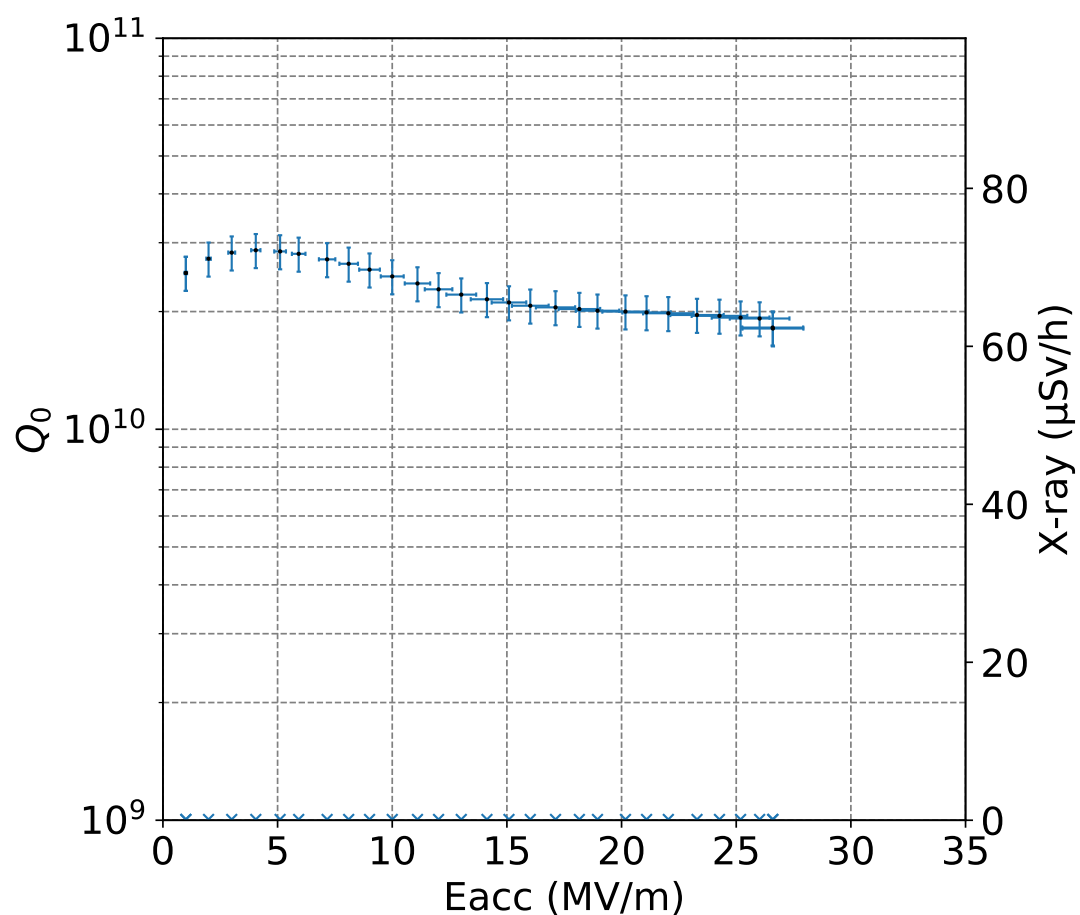


図 7.3 本研究に用いた空洞の事前性能測定 (Run No. 6) の結果。横軸は加速電場  $E_{acc}$ 、縦軸 (左) は  $Q_0$  値を示す。温度は 2 K である。縦軸 (右) は測定された X 線 (x 印) を示す。 $E_{acc}$  の最大到達値は 27 MV/m であった。 $Q_0$  値は、最大  $E_{acc}$  の時で、 $1.8 \times 10^{10}$  であった。



### 7.3 測定セットアップ

空洞は図 7.4 a) に示すように、全体を天板からのジグによって吊り下げられる。この時、空洞は縦穴に掘られたクライオスタット内で性能測定が行われるため、空洞性能試験は縦測定と呼ばれる。空洞はクリーンルーム内で、真空ポート、ベローズ、RF インプットアンテナ、ピックアップアンテナを取り付けられたのち、バルブを用いて真空封止した状態でクライオスタット天板から吊り下げジグを用いて固定される。インプットアンテナは同軸構造の可動式アンテナで、空洞との結合度を測定中に変更できる。測定時や空洞セットアップ後は、空洞は天板上部に設置したイオンポンプを用いて真空引きされ、常温で  $10^{-6}$  Pa 台程度の真空中で保たれる。空洞は約 2 m の深さのクライオスタット内に配

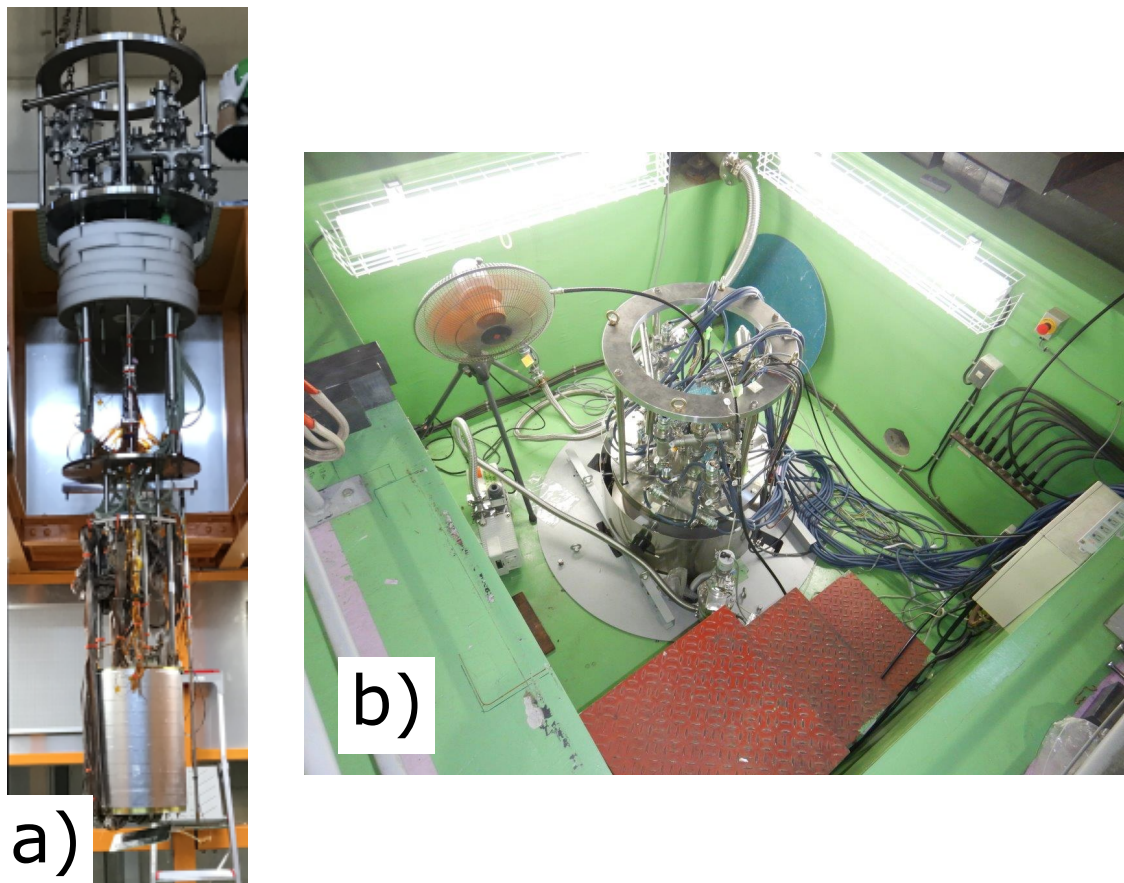


図 7.4 a) 空洞測定時の空洞吊り下げの状態。b) 空洞挿入後のクライオスタット上部とピット内の様子。

置される。クライオスタットの外側は磁気シールドで覆われており、クライオスタット内のバックグラウンド磁場は、数百 nT 以下に抑えられている。クライオスタットは地下に掘られたピットに設置されている。フィールドエミッションやマルチパッキングなどの要因で、放射線が発生する可能性があるため、実験中は鉄製のブロックでピットの上を覆う。

空洞周辺の詳細について説明する。空洞はクライオスタット内に閉じ込められるため、事前に温度センサーなどを取り付ける。カーボン抵抗の温度校正に用いるためと、空洞の表面の温度を測定するために使用されるシリコン半導体温度計を 4 つ取り付けている。シリコン半導体温度計は、空洞外壁面に対して接触するように接触面にアピエゾングリスを塗布し、アルミテープを用いて固定した。温度計の位置は図 7.5 に示すように、空洞の下アイリス部 (Si 1)、空洞の赤道部 (Si 2)、上部ビームパイプ (Si 3)、下部ビームパイプ (Si 4) へ取り付けた。また、空洞周辺の磁場を測定するための磁気センサーとしてフラックスゲートセンサー (FG1 から FG4) を 4 つ取り付けた。このフラックスゲートセ



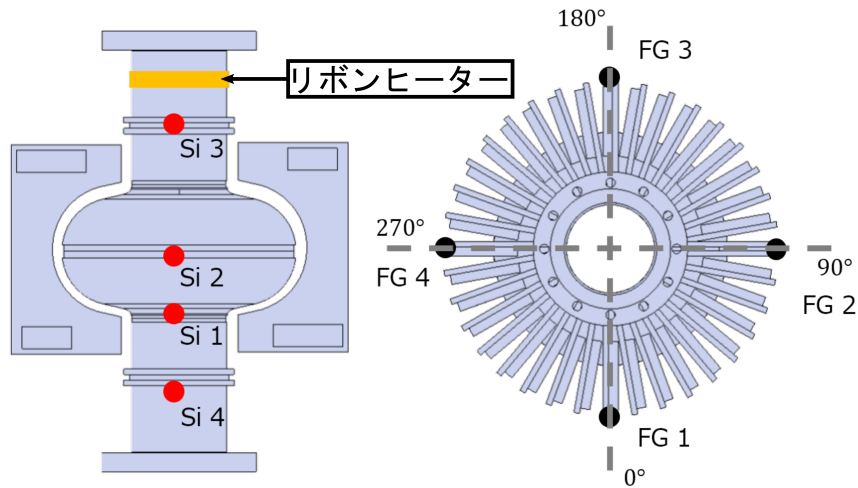


図 7.5 空洞性能試験時のセンサーの位置。Si は、それぞれ、シリコン半導体温度計の位置を示す。FG は、それぞれ、フラックスゲートの位置を示す。空洞の上部ビームパイプには、フラックスエクスパルジョン実験のため、100 W のリボンヒーターを巻き付けた。

センサーは空洞軸方向の磁場の絶対値を測定する。AMR センサーを用いた磁場マッピングは相対的な変化を測定するため、実際の空洞周辺の磁束密度の大きさは、フラックスゲートセンサーを用いて測定した。フラックスゲートセンサーは、マッピングボードの空洞赤道部から外側に向けた端にアルミテープで固定した。空洞の形状から、超伝導状態での磁場の排斥の大きさがもっとも大きい赤道部の変化を測定するために赤道部の外側に配置した。また、空洞外面はマッピングボードで覆われるため、マッピングに干渉せず、AMR センサーに最も近い位置に配置した。感度軸方向は図 7.6 の上下方向である。4 つのフラックスゲートは、それぞれ空洞の周方向に 90 度ごとに取り付けた。また、フラックスエクスパルジョン実験の時に空洞に温度勾配をつけるために、上部ビームパイプには 100 W のリボンヒーターを巻き付けた。

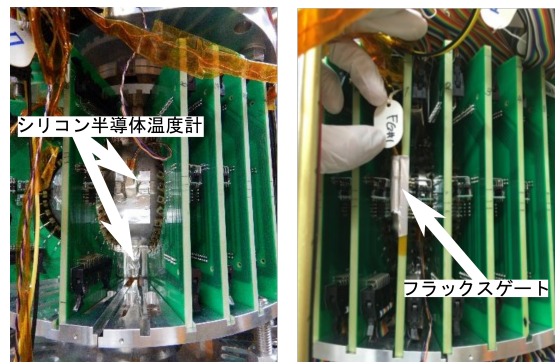


図 7.6 シリコン半導体温度計とフラックスゲートセンサーの取り付け位置の様子。それぞれアルミテープを用いて固定した。温度計は、空洞表面の温度を測定するために、測定面にアピエゾングリスを塗布し、壁面に密着させた。

## 7.4 RF 測定システム

超伝導空洞の性能測定は第3.4節で説明した、2 ポート測定を用いる。この測定方法は空洞を定常的に共振状態に保つ必要があるが、超伝導空洞の  $Q_0$  値が高いため、共振周波数帯域が狭い。入射信号を共振周波数に追従させるために、phase-locked loop (PLL) システムを使用する。図 7.7 に空洞性能

試験の際の RF 測定システム系の概略図を示す。PLL システムは、Local oscillator から発生させた 1 MHz 低い信号と入射電力と透過電力の周波数をミキサーによって差に変換された信号とを位相を比較する。この差をフィードバックコントローラーを通してシグナルジェネレーター (S.G.) の信号を変調する。これにより、共振周波数に入射信号の周波数を合わせる。また、それぞれの電力は検波ダイオードを介してオシロスコープで減衰時間や時間的変化を測定する。

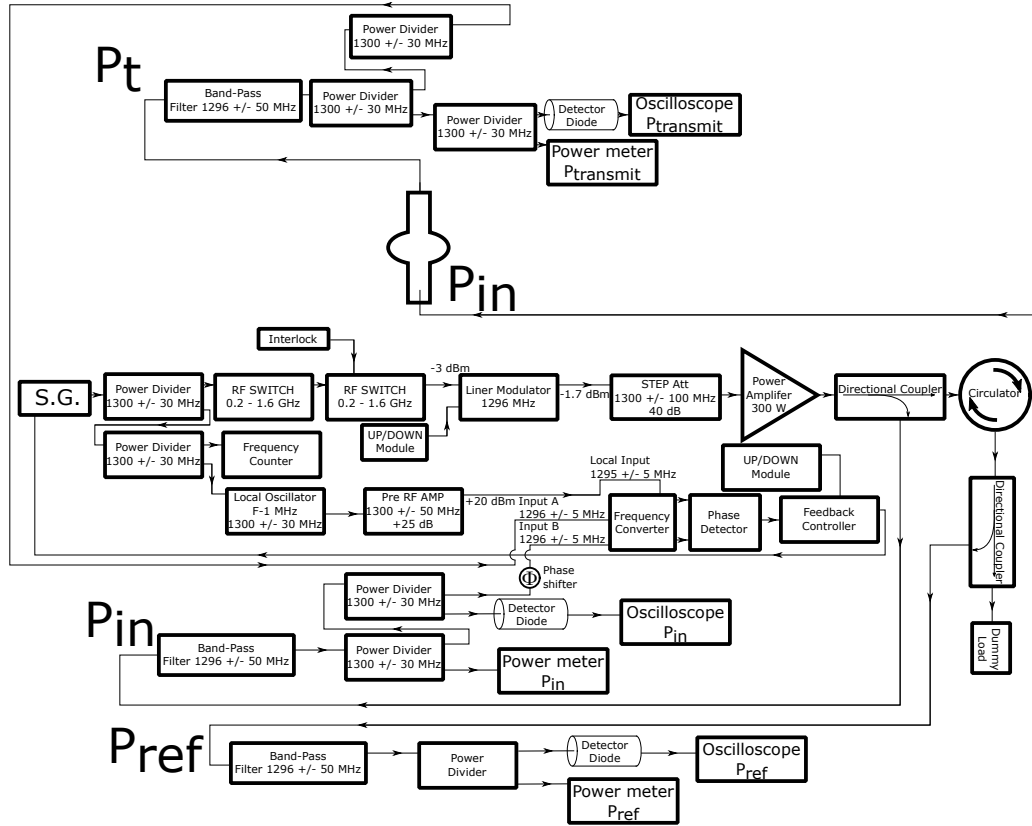


図 7.7 空洞性能試験時の RF 測定システム系の概略図。入射電力 ( $P_{in}$ )、反射電力 ( $P_{ref}$ )、透過電力 ( $P_t$ ) は、方向性結合器を用いてパワーメーターに分配し測定する。透過電力の周波数を phase-locked loop を用いて、RF モジュレーターへフィードバックを行い、空洞への入射電力の周波数を空洞の共振周波数へ合わせる。また、減衰時間の測定など過渡的な電力変化の測定は検波ダイオードを通してオシロスコープで測定した。

## 7.5 RF 測定

空洞の  $Q_0$  と  $E_{acc}$  の測定は、2 K で行った。 $Q_0$  と  $E_{acc}$  の関係の測定結果を図 7.8 に示す。事前測定 (Run 6) は STF 施設の空洞性能測定試験設備を用いて行い、本研究の測定は AR 東第 2 実験棟の空洞性能測定試験設備を用いて行った。測定は外部コイルを用いて環境磁場を極力減らし、この空洞の性能を測定した。 $Q_0$  値のエラーバーは  $Q_t$  の測定が 10% のエラーを持っているとして、式 (3.76) から  $Q_0$  値の 10% をエラーとした。 $E_{acc}$  のエラーバーは同様に  $Q_t$  が 10% のエラーを持っているとして、式 (3.77) から  $E_{acc}$  の 5% をエラーバーとした。

測定では 1 MV/m ずつ加速電場を調整し  $Q_0$  測定を行った。それぞれの測定は独立に行い、それぞれの結果はエラーバーの範囲で一致したため、空洞の性能は変化していないことを確認した。

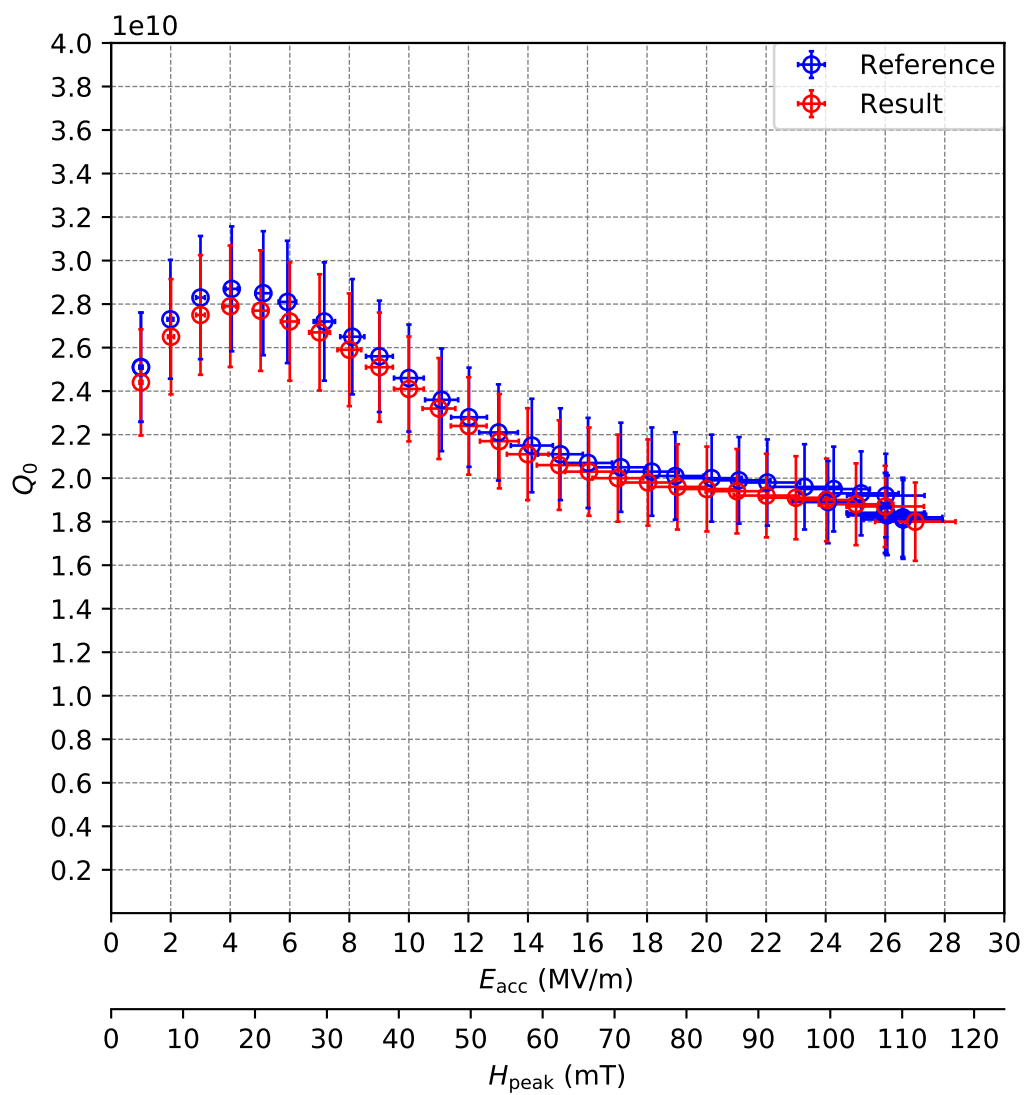


図 7.8  $Q_0$  と  $E_{\text{acc}}$  の関係の測定結果。図 7.3の事前測定 (Run No.6) との比較。横軸は加速電場と、その時の空洞表面での最大表面磁場である。縦軸は  $Q_0$  を示す。

## 第 8 章

# 温度・磁場マッピングの測定

本章では、温度・磁場マッピング装置を用いた測定について述べる。マッピングシステムは空洞性能試験中の空洞の発熱および磁場分布の相対的な変化について測定した。具体的には、第 7 章で示した空洞の性能測定試験に対しての温度・磁場マッピングの測定結果である。空洞性能測定においては、空洞のクエンチによる発熱を観測し、空洞のクエンチの場所を決定した。また、空洞に外部磁場をソレノイドコイルを用いて印加した状態でクエンチさせることで、クエンチ場所に局所的に磁束をトラップさせ、その時の空洞周辺の磁場分布の変化を測定した。また、局所的な磁束トラップによる  $Q_0$  値の低下を観測し、磁束トラップ場所の発熱を測定することで、磁束トラップによるものであることを確認した。以下に実験の詳細と結果を説明する。

### 8.1 マッピング装置の測定について

マッピング装置のセットアップは第 6 章で説明した。温度マッピング装置は、マルチプレクサのチャンネル数の制限により、空洞のある基準位置を 0 度とし、そこから、0 度、10 度、20 度、30 度、40 度、50 度、60 度、70 度、320 度、330 度、340 度、350 度の位置のボードを測定した。AMR センサーは、ロガーの故障により、210 度から 230 度が測定できなかった。データは、0 度から 200 度と 240 度から 350 度を使用した。後に、温度マッピングで明らかになるが、クエンチの場所が 20 度付近であるため、本研究では、その測定に注目した。図 8.1、図 8.2 にカーボン抵抗の番号と空洞の位置関係、および AMR センサーの向きを示す。

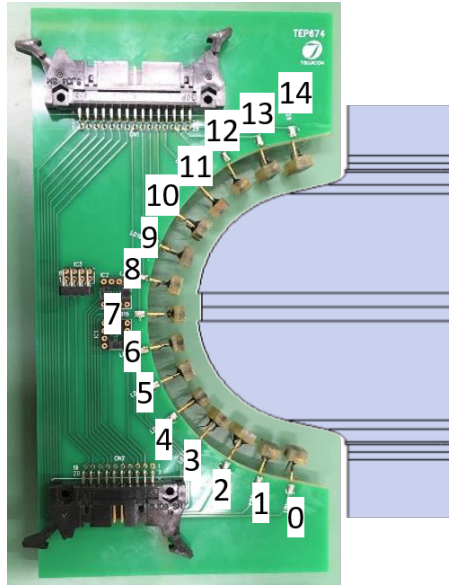


図 8.1 空洞の壁面に対するカーボン抵抗の位置関係と番号。紙面上下方向が空洞測定時の上下方向となる。

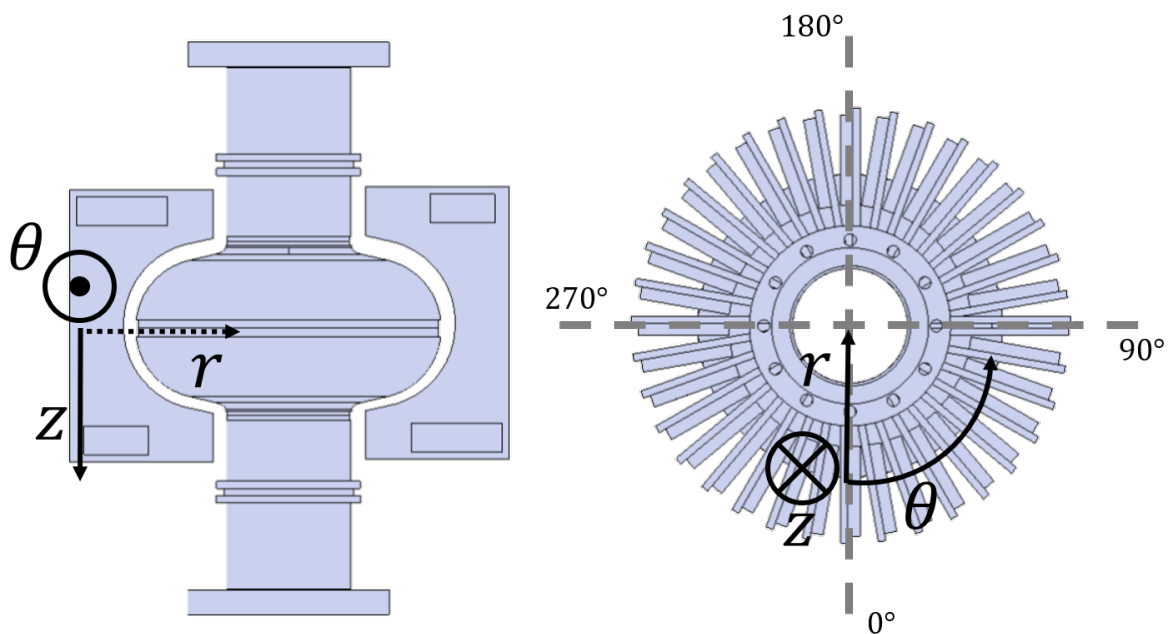


図 8.2 空洞と AMR センサーの座標の軸方向の定義。 $z$  方向は上から下方向、 $\theta$  方向はある基準の  $0$  度から上から見て時計回りを正とした。 $r$  方向は空洞面に垂直な方向で空洞内側を正とした。

また、AMR センサーは電源電圧として 9 V を印加し、冷却前にフリップコイルに 180 mA の電流を流すことで磁化方向の初期化を行った。カーボン抵抗については電流値として  $30\ \mu\text{A}$  を設定した。空洞性能測定では、マルチプレクサのスキャンタイミングとデータロギングの非同期によって一部校正データが失われたため、失われた分は前回の校正データを用いた。

温度マッピングは全チャンネルを限られたデータ点を用いてスキャンする方式と、手動でチャンネルを切り変えて各チャンネルの時系列データを取ったもの、の 2 つある。手動でチャンネルを切り替える測定では、DMM のサンプリングレートを 180 kHz と高く測定することができる。そのため、空洞の発熱を時系列的に測定することができる。スキャンする方式は、チャンネルのスイッチと DMM の同期のため、最大でも 50 Hz 程度でしか測定できない。このうち、チャンネルのスキャンによるデータは各チャンネルで 30 点の平均値を使用した。また、分散として 30 点の標本標準偏差を用いることとした。第 5 章のカーボン抵抗の校正にはスキャンする方式を用いた。スキャンによる測定は、空洞に RF を連続的に入れ続けることでクエンチを周期的に引き起こす、セルフパルスと呼ばれる状態で繰り返し測定することで、スキャン間のタイムラグの影響を少なくすることを狙った。クエンチの発熱や、磁束トラップによる発熱の測定は、手動で切り替えを行った時系列データを取得した。以下の結果では、手動で切り替えを行ったデータの解析を述べる。

## 8.2 AMR センサーのその場感度チェック

AMR センサーの感度の確認を、空洞性能試験のセットアップでのソレノイドコイルを用いて、 $z$  軸方向のみ行った。その結果を示す。温度は冷却中の 20 K 付近で行った。ソレノイドコイルの電流を 8.98 mA と 8.98 mA から  $\pm 10$  mA と流した時の AMR センサーの応答から、線型フィッティングを行った。図 8.3 に結果を示す。この結果から、40 度の AMR センサーが正常な感度を持っていないことが判明したため、次節からの結果からは除外した。また、60 度の AMR センサーも感度が異なるため、この値を感度として使用した。それ以外の AMR センサーについては、第 4 章で求めた磁気感度を用いた。 $z$ 、 $\theta$  方向は確認できないため同様に第 4 章で求めた磁気感度を用いた。

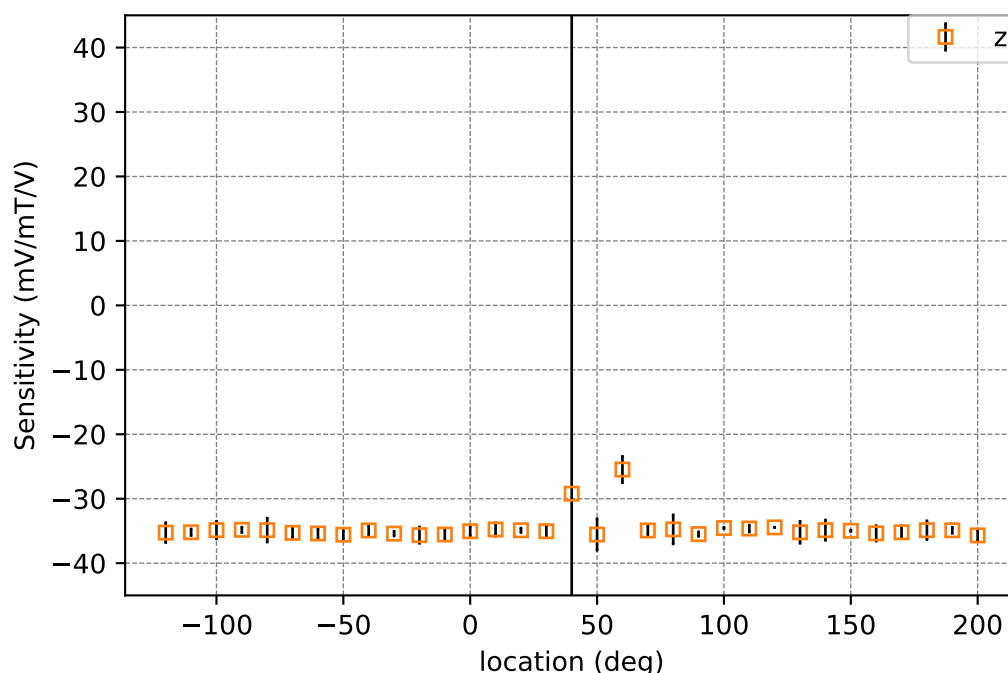


図 8.3 AMR センサーの空洞性能試験での  $z$  方向のみの感度測定結果。フラックスゲートセンサーの正方向と AMR センサーの向きが逆であるため、負の値とした。

## 8.3 フラックスエクスパルジョン実験

理想的には、空洞は Meissner Ochsensfeld 効果によって完全反磁性体となり、外部磁場にかかわらず超伝導体内部の磁束はすべて排斥される。また、臨界磁場以下の外部磁場もすべて排斥する。しかし、実際には空洞に限らず超伝導体は相転移の際に一部を磁束を内部にトラップする。空洞にトラップされた磁束は、高周波によって振動し表面抵抗となって現れる。フラックスエクスパルジョン実験は、空洞の磁束 (magnetic flux) の排斥 (expulsion) の程度を測定する実験である。空洞性能試験において、空洞は鉛直方向にビーム軸を向けて配置される。外部磁場の大部分は地磁気であり、磁気シールドによる遮蔽後の残留磁場も鉛直方向を向く。図 6.2 に示したように、鉛直方向磁場をコントロールする目的でソレノイドコイルが空洞には取り付けられている。ビーム軸方向に磁場が存在したとき、空洞の形状から磁束は空洞のテーパ部にトラップされやすく、空洞内の RF 磁場が強い赤道部でのトラップが表面抵抗に最も寄与する。また、第 3.5 節で示したように、外部磁場分布の変化は形状から赤道部の磁場が最も大きく変化する。フラックスエクスパルジョン実験では、最も変化が大きい赤道部の磁束密度の変化を用いて評価する。空洞のフラックスエクスパルジョンはアニール条件や原材料などの Nb バルクに依存することが分かっている [4]。空洞は、液体ヘリウムを用いて空洞性能試験では下部から冷却され超伝導状態へと転移する。このとき、空間的な温度勾配が小さいと、磁束がトラップされやすくなることが報告されている [58, 3, 44]。これを防ぐには、液体ヘリウムのクライオスタットへの移送を早くし、下部を急速に冷却する方法や、本研究で用いた空洞上部に取り付けたヒーターを用いて温度差をつけながら冷却する方法がある。このように、フラックスエクスパルジョンは相転移時の空洞の温度分布にも依存する。フラックスエクスパルジョンの実験は、具体的には、この温度勾配と外部磁場分布の変化との関係を測定する。従来、フラックスエクスパルジョンは磁気センサーとしてフラックスゲートセンサーが用いられた。フラックスゲートセンサーは高価であり、また、通常使用されてるフラックスゲートセンサーは 1 軸方向のみ測定できる。しかし、フラックスエクスパルジョンは空洞材料や空洞の冷却速度に依存する。空洞材料にラージグレイン<sup>3</sup>などの非一様な材料が用いられていたり、冷却時の温度分布が異なる場合、フラックスエクスパルジョンの様相も非一様な様相を示す可能性がある [44, 59, 4]。従来の測定では、外部磁場分布のうちのセンサーのある場所の磁束密度を測定するため、空洞の磁束トラップを全体が一様だと仮定して評価するにとどまる。空洞の局所的な磁場分布を調べることで、局所的なフラックスエクスパルジョンを評価することが可能となり、空洞の非一様な材料の分布や冷却時の非一様な温度分布がフラックスエクスパルジョンに与える影響、さらには空洞性能に与える影響の理解に繋がる。

本研究では、フラックスゲートセンサーを用いたフラックスエクスパルジョン評価に加えて、磁場マッピングを用いて場所ごとのフラックスエクスパルジョンの評価を行った。

### 8.3.1 実験方法

実験は、第 7.3 小節で示すセットアップで行った。空洞の相転移時における赤道部と下部アイリス部の温度差と、相転移前後でのフラックスゲートセンサーで測定した磁束密度の差との関係を求めた。具体的には、外部磁場をソレノイドコイルを用いてある一定の値に固定し、各温度勾配でのフラックスゲートセンサーの相転移前後の差分 ( $\Delta B$ ) と常伝導状態でのフラックスゲートセンサーの値 ( $B_{\text{ext}}$ ) との比率  $\Delta B/B_{\text{ext}}$ 、空洞が完全に超伝導状態であるときのフラックスゲートセンサーの差分 ( $B_{\text{full}}$ ) (フルエクスパルジョン) との比率  $\Delta B/B_{\text{Full}}$  を求める。温度勾配はビームパイプに取り付けたヒーターと液体ヘリウムの流量を変えることで変化させた。フルエクスパルジョンと比較する理由は、バックグラウンドの磁場をゼロにすることは難しく、空洞の理想的なまったく磁束をトラップしていない状態を作ることが困難であるからである。これは次のように考えることができる。バックグラウンドの外部磁場があるときの、ある位置の磁束密度を  $B_0$ 、ソレノイドコイルを用いてコントロールする外部磁場を磁束密度  $B_{\text{ext}}$  を用いて表す。空洞に両方の磁場が印加された状態で超伝導転移したとすると、

<sup>3</sup>製造時に鍛造圧延の工程を省略したインゴットからスライス加工で得られる数 cm 以上の大きな結晶のこと。

常伝導状態と超伝導状態でのある位置での磁束密度は、それぞれ、

$$B_{\text{NC}}(B_{\text{ext}}) = B_0 + B_{\text{ext}} \quad (8.1)$$

$$B_{\text{SC}}(B_{\text{ext}}) = \eta'(B_0 + B_{\text{ext}}) \quad (8.2)$$

と表せる。この時、空洞が磁場をトラップした時の磁束密度の変化の比を  $\eta' = B_{\text{SC}}/B_{\text{NC}}$  と定義した。 $\eta'$  は空洞の温度勾配  $\Delta T$  に依存するとする。空洞にソレノイドコイルによる外部磁場を印可せず、相転移させ、超伝導状態になってから外部磁場を印加したしたとすると、同じ位置の磁束密度は

$$B_{\text{NCFull}}(0) = B_0 \quad (8.3)$$

$$B_{\text{SCFull}}(B_{\text{ext}}) = \eta' B_0 + \eta B_{\text{ext}} \quad (8.4)$$

と表せる。この超伝導状態になってから印加された外部磁場を排斥する現象をフルエキスパルジョンと呼んでいる。この時、 $\eta$  はフルエキスパルジョンでの磁束の排斥の大きさとした。 $\eta$  は温度勾配には依存しないとする。これらの式から、バックグラウンド磁場  $B_0$  を消して、 $\eta$  と  $\eta'$  の比を表すと、

$$\frac{\eta'}{\eta} = \frac{\frac{B_{\text{SC}}}{B_{\text{NC}}}}{\frac{B_{\text{SC}}}{B_{\text{NC}}} - \frac{B_{\text{SC}} - B_{\text{SCFull}}}{B_{\text{NC}} - B_{\text{NCFull}}}} \quad (8.5)$$

となる。この比をフラックスエキスパルジョンの評価として用いた。式 (8.5) 中の  $B_{\text{ext}}$  の依存性については、表記を省略した。仮に、フラックスエキスパルジョンが理想的に、フルエキスパルジョンと同じだとすると、式 (8.5) は 1 になる。

本測定では、具体的な測定手順として、下記の手順を測定した。

1. 空洞を超伝導状態に相転移させる。
2. ソレノイドコイルを用いて外部磁場を印加する。(フルエキスパルジョン)
3. 昇温し、空洞全体を常伝導状態にする。
4. 外部磁場を 2. で用いたソレノイドコイルの電流値で印加する。
5. 外部磁場を印加した状態で、冷却し、超伝導転移させる。

この手順を、温度勾配を変化させて測定した。また、温度勾配のコントロールは液体ヘリウムの流量の制御と、上部ビームパイプに取り付けたヒーターを用いて空洞上部の温度を上げることで行った。温度勾配の定義として、フラックスゲートセンサーの変化が現れた時の温度を Si 2 と Si 1 の温度差として定義した。図 8.4 に例として、実験での温度と磁場の測定値の時間変化を示す。この時の温度差は、0.52 K とした。



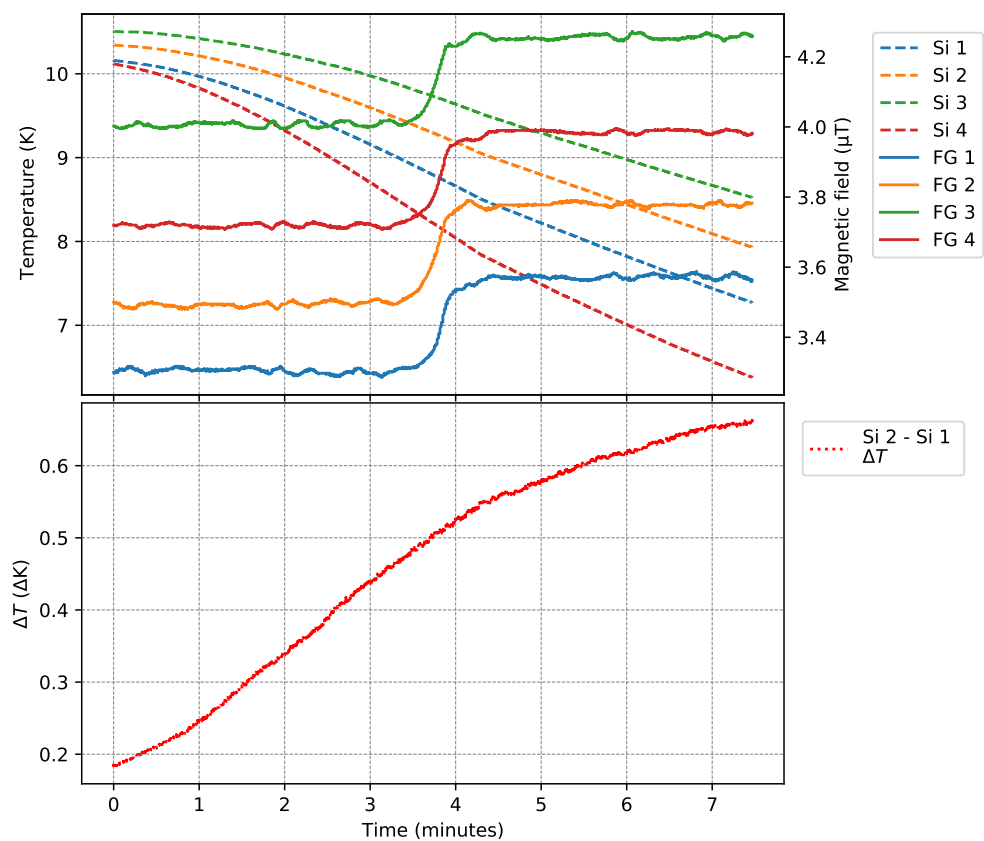


図 8.4 フラックスエクスパルジョン実験における、相転移時のフラックスゲートセンサーの値と、温度変化の例。上の図が、測定した磁場と温度の変化のプロット。下の図は赤道部 Si 2 と下部アイリス部 Si 1 の温度計の差のプロット。

表 8.1に設定したヒーターの電圧とソレノイドコイルの電流値、生じた空洞の温度勾配を示す。ヒーター電圧と  $\Delta T$  との相関は、ヘリウム流量などほかの要因にも依存するため、ばらばらである。No. 1 の測定はフルエキスパルジョンを測定した。空洞の温度差は、ビームパイプヒーターとヘリウム流量の調整で行ったが、最大で 0.98 K であった。また、No.2 に関しては、AMR センサーでの測定は行わず、フラックスゲートセンサーでの結果のみである。

表 8.1 フラックスエキスパルジョンの実験で行った各ヒーターの電圧と温度差  $\Delta T$  の表。No. 1 はフルエキスパルジョンを測定した。

No.	ヒーター電圧 (V)	$\Delta T$ (K)	ソレノイドコイル電流 (mA)
1	0	-	$\pm 10, 30$
2	0	0.45	10
3	0	0.50	-10
4	50	0.80	-10
5	75	0.98	30
6	20	0.73	30
7	0	0.25	30

### 8.3.2 フラックスエキスパルジョン実験の結果

図 8.5に温度勾配とフラックスエキスパルジョンの比の関係の測定結果を示す。それぞれの点は、それぞれのフラックスゲートセンサーの値を用いた結果である。この結果は、空洞の温度勾配が高いとフラックスエキスパルジョンが強く表れるとの結果である。 $\Delta T = 0.8$  Kで最大となり、0.98 Kでは増加しなかった。この結果から、この空洞のエキスパルジョンは理想的なフルエキスパルジョンに対して、温度差が1 Kのとき約80%であることが分かった。

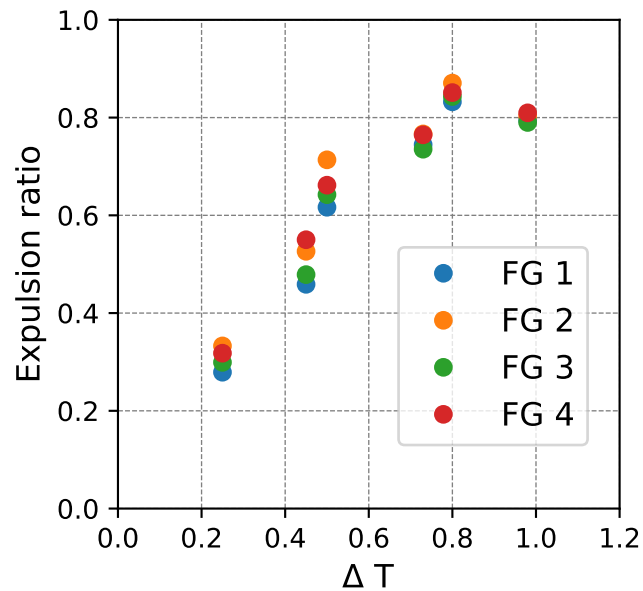


図 8.5 フラックスエキスパルジョンの温度勾配との関係の測定結果。

### 8.3.3 磁場マッピングのフラックスエキスパルジョンの実験の結果

温度勾配別の、それぞれの AMR センサーの変化とフラックスゲートセンサーによる比較を図 8.6、図 8.7に示す。図 8.6には外部磁場としてソレノイドコイル電流-10 mA のときの表 8.1の No 1、No. 3、No. 4 を示した。3つのグラフは上から  $r$  方向、 $z$  方向、 $\theta$  方向の AMR センサーの相転移前後の差分を磁束密度の値に変換したものである。横軸は共通して、空洞のある位置からの角度である。 $z$  方向の図ではフラックスゲートセンサーの値を塗りつぶした点で表した。 $z$  に注目すると、空洞は一様にエキスパルジョンしていることがわかる。フラックスゲートセンサーとの比較で、フラックスゲートセンサーのほうが AMR よりも小さい値であるのは、フラックスゲートセンサーの位置が AMR センサーより外側に位置し、空洞から離れているためであると考ええる。また、 $\theta$  方向の結果では、エラーバーの範囲で変化していない。これはビーム軸を対称軸として対称にエキスパルジョンされていることを示している。一方、 $r$  方向も数百 nT 変化しているが、 $z$  方向と比較すると小さい。図 8.7には外部磁場としてソレノイドコイル電流 30 mA のときの表 8.1の No 1、No. 5、No. 6、No. 7を示した。この結果もソレノイドコイル電流-10 mA のときと同じく、 $z$  に注目すると、空洞は一様にエキスパルジョンしていることがわかる。

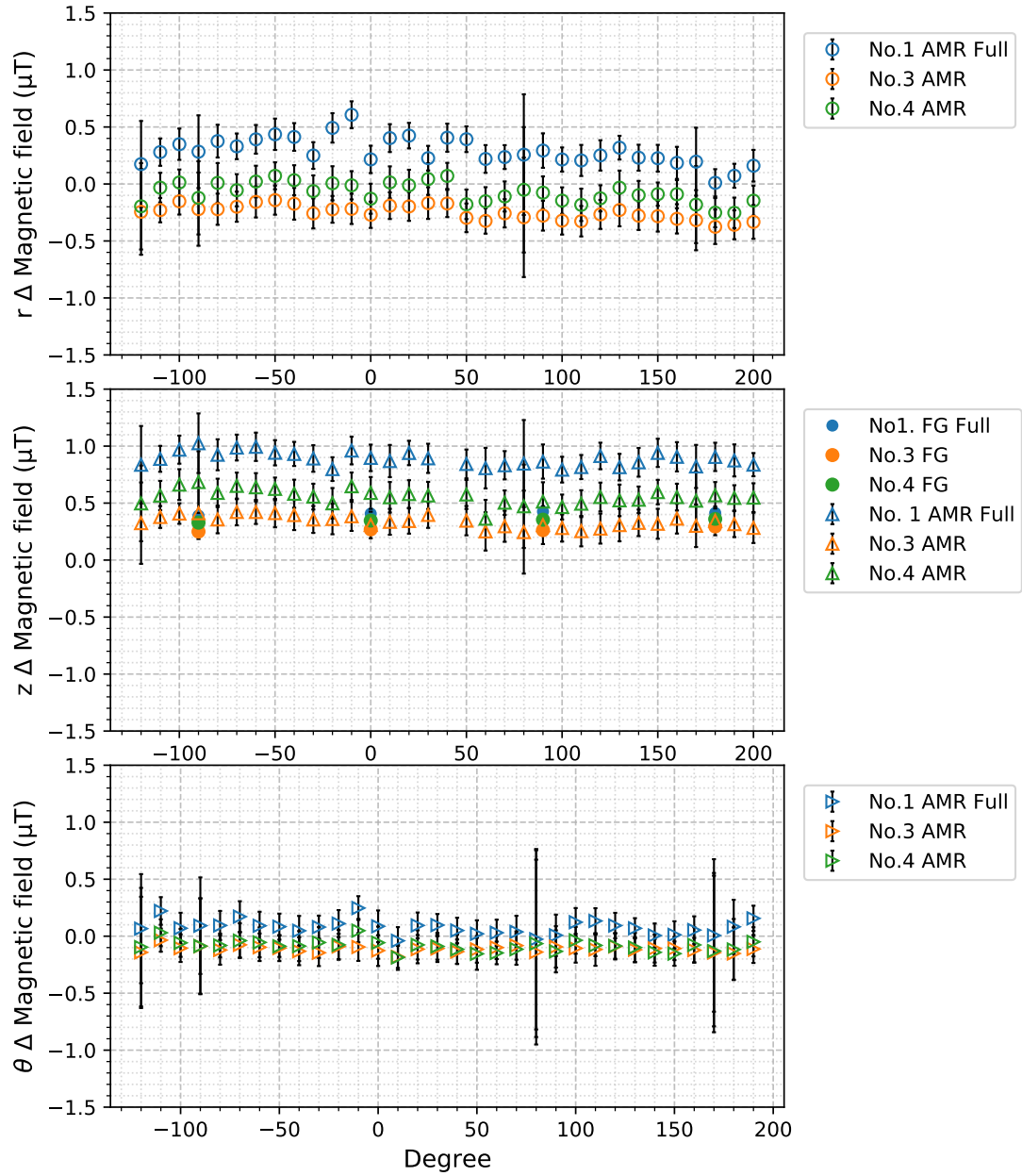


図 8.6 外部コイルに-10 mA 印加した時のフラックスエキスパルジョンの AMR センサーとフラックスゲートセンサーの値の比較。上から  $r$  方向、 $z$  方向、 $\theta$  方向の変化を示す。横軸は空洞のある基準からの角度で、ボードの位置を示す。 $z$  方向 40 度の値は外した。縦軸はそれぞれ磁束密度の変化の値を示す。 $z$  方向のプロットのうち、塗りつぶし丸はフラックスゲートセンサーの値からの変化を示す。

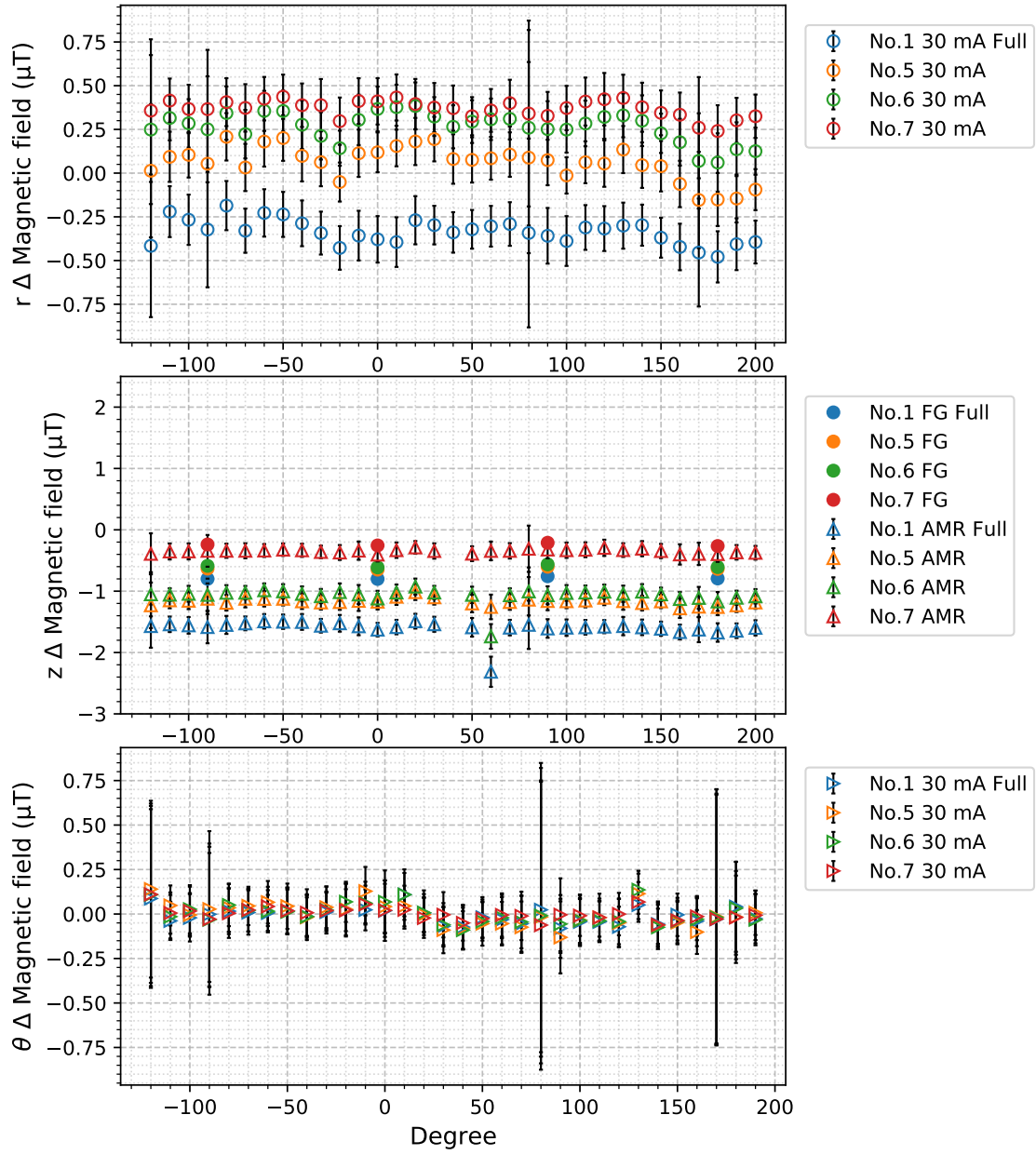


図 8.7 外部コイルに 30 mA 印加した時のフラックスエキスパルジョンの AMR センサーとフラックスゲートセンサーの値の比較。丸はフラックスゲートセンサーの値からの変化。

$z$  軸方向に関して、AMR センサーでもエクスパルジョンの比を求める。計算は、式 (8.5) を用いた。各角度でのフラックスエクスパルジョンを図 8.8 に示す。エラーバーはゼロとした。温度勾配との関係をフラックスゲートの結果と比較する。AMR センサーでの結果は図 8.8 の各温度勾配での平均値を用いた。図 8.9 にフラックスゲートの結果との比較を示す。比較すると、AMR センサーの結果もフラックスゲートセンサーの結果と同様に温度勾配に依存したフラックスエクスパルジョンの結果を示した。しかし、AMR センサーの結果は常にフラックスゲートセンサーの結果よりも小さい値を示した。これは、フラックスゲートセンサーの変化が小さいため、その比が大きく評価されたためだと考えられる。これらの結果は、10 度ごとの分解能で空洞が一樣に磁束を排斥していることを示し、従来の結果を支持する結果である。また、AMR センサーでもフラックスゲートセンサーでの温度勾配とフラックスエクスパルジョンの関係を評価することができる結果が得られた。

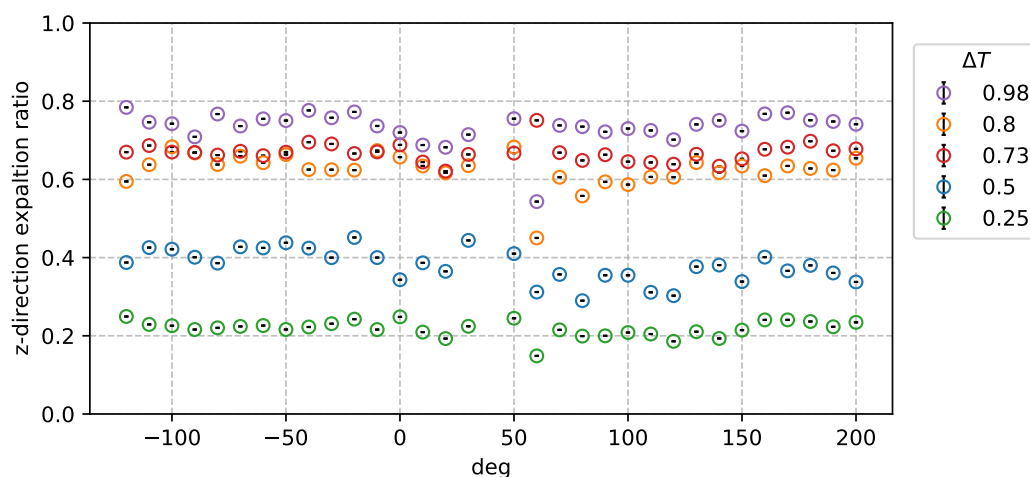


図 8.8 各角度での  $z$  軸方向の温度勾配別のフラックスエクスパルジョン。

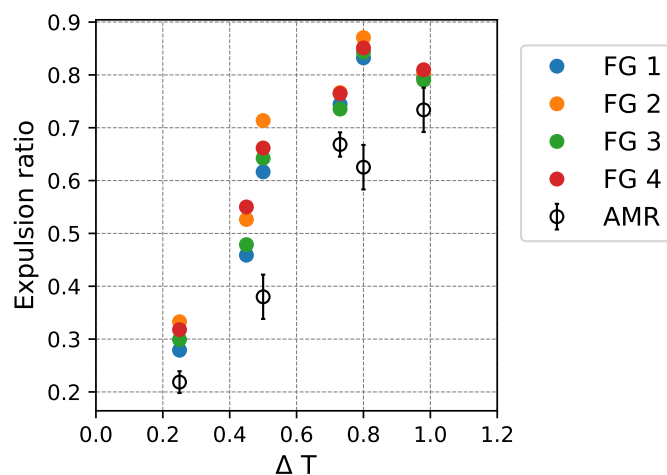


図 8.9 温度勾配とフラックスエクスパルジョンの関係の AMR センサーの結果とフラックスゲートセンサーの結果の比較。エラーバーは図 8.8 での分散を用いた。No.2 ( $\Delta T = 0.45$ ) の結果はフラックスゲートセンサーのみである。塗りつぶしはフラックスゲートセンサーでの結果、白抜きは  $z$  方向の AMR センサーの平均値での結果を示す。

## 8.4 クエンチによる磁場トラップの空洞性能試験

### 8.4.1 温度マッピングによるクエンチの測定

空洞がクエンチを引き起こしたのち、パワーを投入し続けることで、空洞が連続的にクエンチと超伝導転移を繰り返すセルフパルスと呼ばれる状態を保った。この時の空洞からの  $P_t$  のオシロスコープでの測定値を図 8.10 に示す。

クエンチが生じると、空洞内の蓄積エネルギーはクエンチした場所で急速に熱損失として消費される。そのため、空洞外表面の温度が上昇するが、この温度上昇を温度マッピングにより測定する。クエンチが生じると空洞は  $Q_0$  値が急速に減少するため、インプットとの結合が取れなくなる。そのため、空洞内にはパワーは入らず、ほぼ全反射となる。空洞は液体ヘリウムに浸漬冷却されているため、空洞内のエネルギーロスがなくなると超伝導状態まで冷却される。空洞が超伝導状態に戻ると、空洞とのカップリングが回復し、再び空洞内に入射電力が入る。クエンチが周期的に起きているため、セルフパルスを用いて空洞のクエンチによる発熱を温度マッピングで測定した。セルフパルス中は、周期が保たれている限りは、同じ現象が起きているはずであるため、発熱の状態も同じと考えられる。そのため、温度マッピングのそれぞれのチャンネルを切り替えながら、セルフパルス中のクエンチによる温度変化の時系列データ測定を行った。

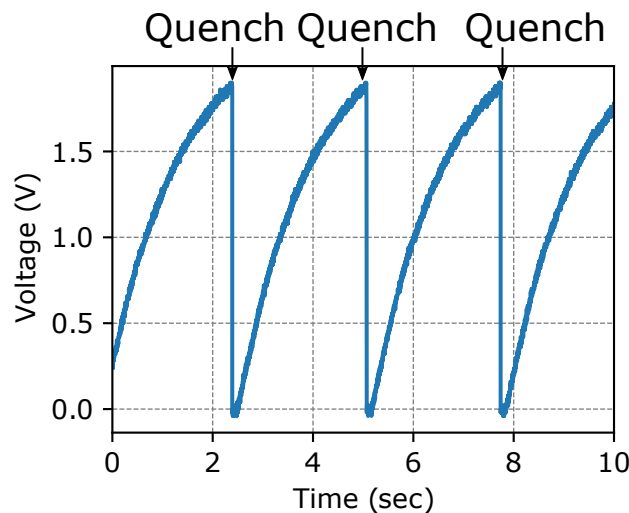


図 8.10 セルフパルスを引き起こした時の  $P_t$  の検波ダイオードを介したオシロスコープでの時間変化の測定結果。周期約 2.3 秒の周期的なクエンチと超伝導状態を繰り返す状態になった。



#### 8.4.2 磁場マッピングを用いたクエンチによる磁場分布の変化の測定

クエンチによって空洞に磁場がトラップされる様子、およびその  $Q_0$  に対する影響を調べるため、図 8.11 のようなプロセスをとった。まず、空洞が磁束を極力トラップしていない状態で、空洞に RF を投入し、クエンチがおこるまで測定を行った。この時、外部磁場をソレノイドコイルにより、極力減らしているため、クエンチが生じたとしても、空洞は磁束をほとんどトラップしない。次に、RF をオフにし、超伝導状態で外部磁場を印加する。この時、空洞は超伝導状態であり、すべての外部磁場を排斥するため、空洞の  $Q_0$  値は変化しない。その後、クエンチを引き起こす。クエンチは、空洞の超伝導状態を局所的に破壊するため、外部磁場の侵入を許す。RF をオフにし、再び空洞を超伝導状態にするが、この時、クエンチ箇所は急速に超伝導状態になり、磁束トラップが起こる。この状態で、 $Q_0$  値を測定することで、クエンチによる磁束トラップによる  $Q_0$  値の低下が観測される。磁場マッピングは、外部磁場が印加された空洞のクエンチ前後の差を測定することで、クエンチによる磁場分布の変化を測定する。また、外部磁場をもう一度極力小さい状態にし、クエンチを引き起こすことで、空洞内部にトラップされていた磁束は解放されるはずである。この時、 $Q_0$  値の測定で、元の  $Q_0$  値に戻ることを確認しながらサイクルを行った。磁場マッピングは、このクエンチによる解放の前後の値の差を求めた。これを外部磁場を変えて繰り返し測定した。これらの操作、周辺磁場および空洞への磁束トラップの様子を表 8.2 にまとめる。また、外部磁場はソレノイドコイルの電流を操作することによって変えたが、表 8.3 に凡そのソレノイドコイル電流と  $z$  方向に印加された後の磁場の値の対応表を示す。8.98 mA は外部磁場を極力減らした状態である。これを基準として、ソレノイドコイル電流を正負方向に 100 mA ごとに变化させた。

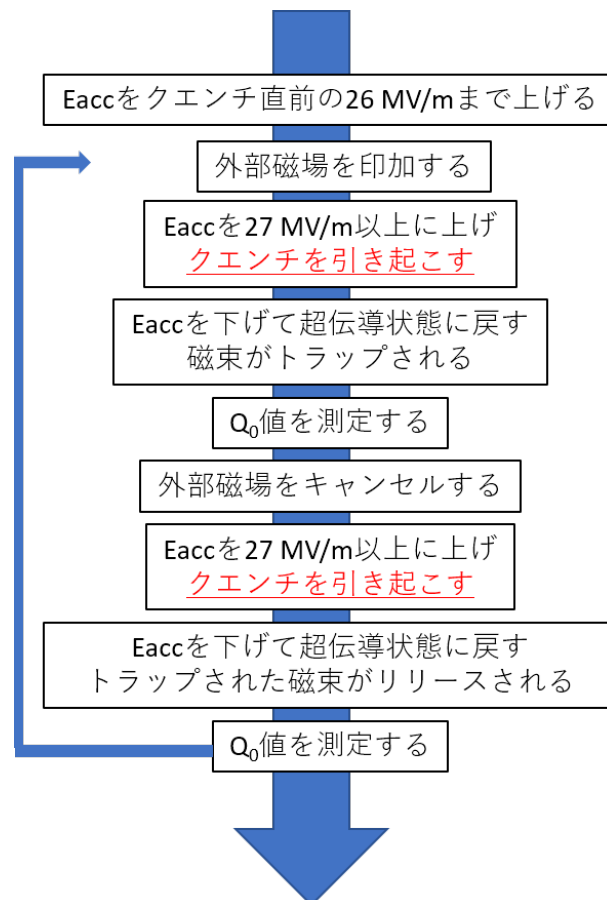


図 8.11 空洞性能試験における、クエンチによる磁場トラップの様子を測定するための、実験方法。上から順に測定していき、青矢印のループを外部磁場を変えて測定した。

表 8.2 クエンチによる磁場分布の変化の測定方法とその時の周辺磁場と空洞への磁束トラップの状況。

No.	操作	周辺磁場	空洞への磁束トラップの状況
1	26 MV/m まで加速電場を上げる (クエンチの直前)	0	なし
2	外部磁場をソレノイドコイルで印加	$B_{\text{ext}}$	なし
3	クエンチ	$B_{\text{ext}}$	空洞壁内に磁束が侵入
4	26MV/m まで戻す	$B_{\text{ext}}$	あり
5	外部磁場をキャンセル	0	あり
6	26 MV/m まで加速電場を上げる (クエンチの直前)	0	あり
7	クエンチ	0	トラップが解消される (リリース)
8	26 MV/m まで戻す	0	なし

表 8.3 ソレノイドコイル電流と印加した外部磁場の大きさの関係。

ソレノイドコイル電流 (mA)	$z$ 方向外部磁場 $B_{\text{ext}}$ ( $\mu\text{T}$ )
8.98	$< 0.5$
108.98	-18
-91.02	18
208.98	-36
-191.02	36

## 8.5 空洞性能試験でのマッピングの測定

図 8.12に、本実験での  $Q_0$  値と  $E_{acc}$  測定の結果を示す。まず、外部磁場をソレノイドコイルによってキャンセルした状態での  $Q_0$  値と  $E_{acc}$  を測定した。結果は、第 7章の図 7.8と比較して誤差の範囲内で一致する。また、局所的に磁束をトラップした時の  $Q_0$  値と  $E_{acc}$  を測定した。表 8.4に各外部磁場が印加された状態でのクエンチ後の  $E_{acc}$  と  $Q_0$  値の関係、またその後、外部磁場をはじめの状態に戻し、クエンチをもう一度起こすことでトラップした磁束をリリース (開放) した後の  $Q_0$  値を示す。はじめ、クエンチによる磁束トラップがない状態で  $E_{acc} = 26 \text{ MV/m}$  のとき、 $Q_0 = 1.87 \times 10^{10}$  であった。磁束トラップによって  $Q_0$  値が低下し、外部磁場が  $-18 \mu\text{T}$  と  $+18 \mu\text{T}$  では  $26 \text{ MV/m}$  のとき、 $1.42 \times 10^{10}$  と  $1.41 \times 10^{10}$  であった。同様に、外部磁場が  $-36 \mu\text{T}$  と  $+36 \mu\text{T}$  では  $26 \text{ MV/m}$  のとき、 $1.11 \times 10^{10}$  と  $1.12 \times 10^{10}$  であった。印加磁場の極性を逆にした測定も行ったが、 $Q_0$  値の低下は誤差の範囲内で同じであった。表 8.4の、それぞれの外部磁場に対して”T”にトラップ後、”R”にリリース後の  $Q_0$  値を示した。リリース後の  $Q_0$  値は、はじめのクエンチによる磁束トラップが生じていない  $Q_0$  値まで回復する結果が得られた。

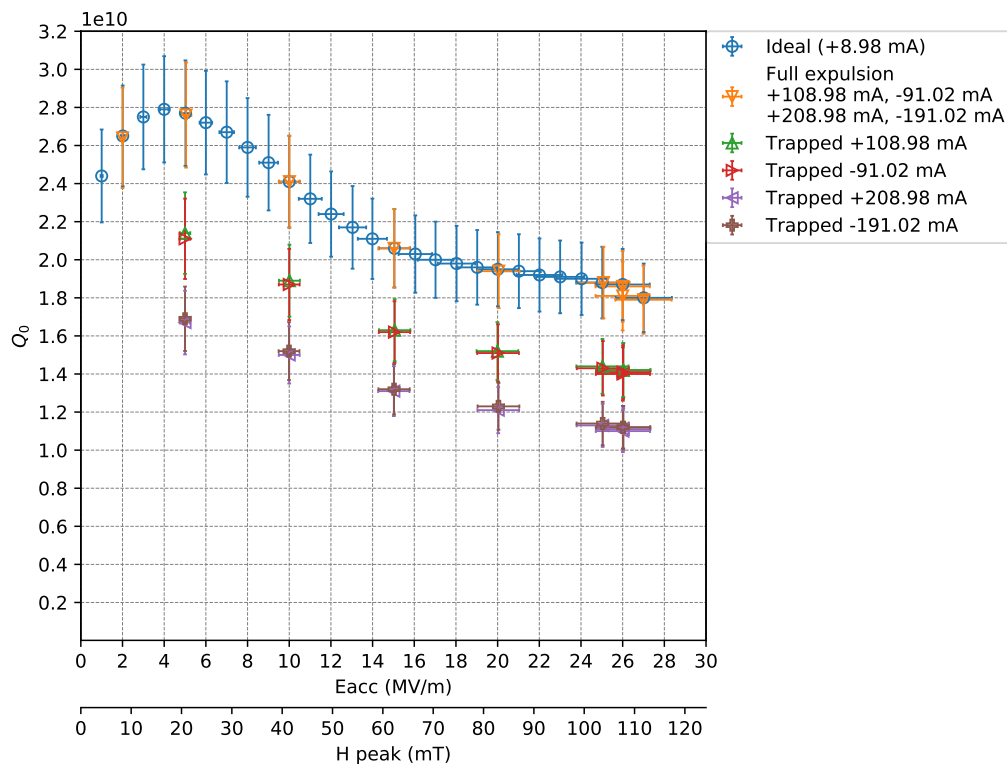


図 8.12  $Q_0$  値と  $E_{acc}$  の関係の測定結果。“Ideal” は、外部磁場をキャンセルした結果である。“Full expulsion” の結果は、超伝導状態の空洞に外部磁場を印加した状態での測定結果。“Trapped” は、外部磁場を印加した状態でのクエンチ後の測定結果。

表 8.4 加速電場  $E_{\text{acc}}$  と各外部磁場での磁束トラップによる  $Q_0$  値 ( $10^{10}$ ) の比較。Initial はソレノイドコイル電流 8.98 mA 印加した状態でクエンチが起きる前に測定した値、“T” は、各ソレノイドコイル電流 (108.98 mA、-91.02 mA、208.98 mA、-191.02 mA) を印加した外部磁場の状態でクエンチを引き起こし、磁束がトラップされているときの  $Q_0$  値を示す。“R” はそれぞれ磁束トラップの状態から Initial の磁場状態に戻し、クエンチを引き起こしてトラップされていた磁束をリリース (解放) した後の  $Q_0$  値を示す。

$E_{\text{acc}}$ (MV/m)	Ambient magnetic field $B_{\text{ext}}$								
	$< 1 \mu\text{T}$	$-18 \mu\text{T}$		$18 \mu\text{T}$		$-36 \mu\text{T}$		$36 \mu\text{T}$	
	Initial	T	R	T	R	T	R	T	R
5	$2.77 \times 10^{10}$	2.14		2.11		1.67		1.69	
10	2.41	1.89		1.87		1.50		1.52	
15	2.06	1.63		1.62		1.31		1.32	
20	1.95	1.52		1.51		1.21		1.23	
25	1.88	1.44		1.43		1.13		1.14	
26	1.87	1.42	1.83	1.41	1.87	1.11	1.84	1.12	1.89

## 8.5.1 クエンチによる発熱の温度マッピングの測定解析方法と結果

### 8.5.1.1 温度データの解析方法

セルフパルス中のあるチャンネルのカーボン抵抗の測定した電圧を図 8.13に示す。カーボン抵抗の電圧は第 6.8小節でノイズ改善を行ったが、電源の 50 Hz のノイズを含んでいる。電源ノイズを低減する目的でデータの移動平均をとり温度校正データを用いて温度へ変換した。データの取得は 180 kHz で取得し、3600 点の移動平均をとった。図 8.13の右図から移動平均によって電源ノイズが打ち消されたことがわかる。温度校正曲線を用いて温度データに変換した結果を図 8.14に示す。ピーク付近

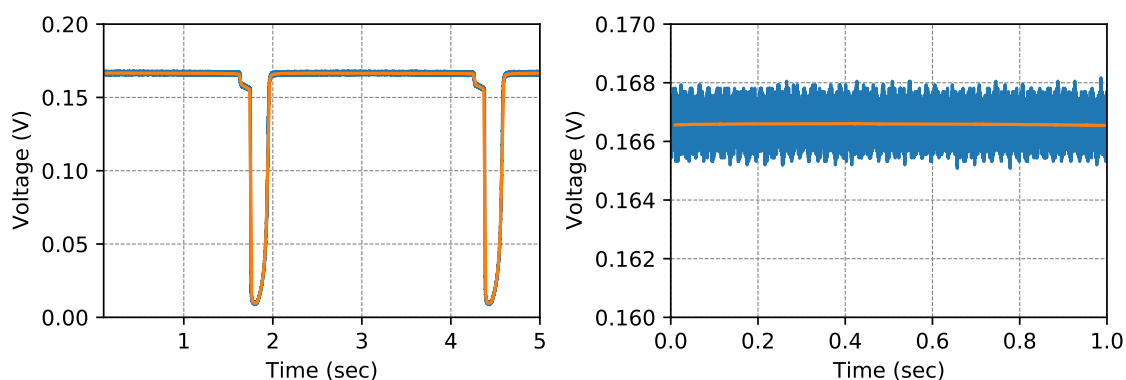


図 8.13 あるカーボン抵抗の測定した電圧データ。左図は空洞のクエンチによる発熱で温度が上昇し、抵抗が低下した時の電圧。右図は左図の一部拡大図で、青色が測定値、橙色が 3600 点ごとの移動平均をとった値のプロット。

を拡大するためグラフの時間のゼロ点を変更した。この例では、10 K 以上の発熱が観測された。温度校正曲線は 2 K から 4 K の測定値から求めたため、それ以上の温度は正確ではないが、発熱場所を特定することには十分であるためこれを用いた。

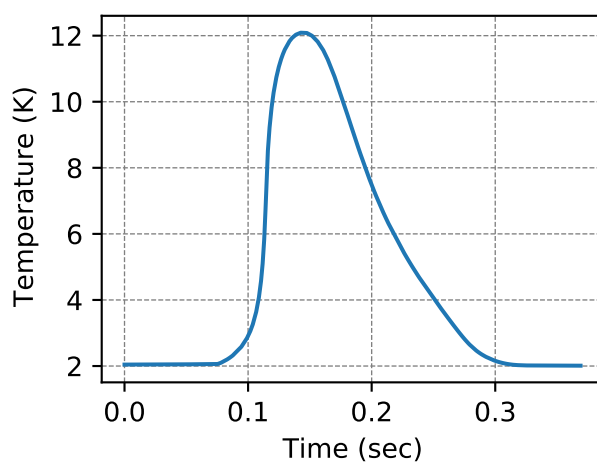


図 8.14 図 8.13の電圧を校正曲線を用いて温度に変換した結果。時間はピークがわかりやすいよう変更した。

### 8.5.1.2 温度マッピングの結果

図 8.15に空洞のセルフパルス中の発熱による温度マッピングの測定結果を示す。図中の各小図は、それぞれの角度におけるボードのカーボン抵抗のプロットである。それぞれの小図では1枚のボード上のカーボン抵抗の測定値をプロットした。各図の横軸は温度がある閾値を超えた時間を基準として時間のゼロ点を決めた。そのため、この温度は実際の時系列的な広がりではなく、セルフパルスにおける各カーボン抵抗の温度変化の測定結果を重ねたものである。付録1の図1に全体の温度マップを示す。温度の上昇は20度の9番が最も大きく、周方向には40度程度の広がりを持つことが分かった。また、経度方向では、赤道部を超えて発熱の様子が測定された。温度の上昇は、4.2 K までの校正曲線を用いた外挿を用いて、最大で12 K もの上昇が確認された。

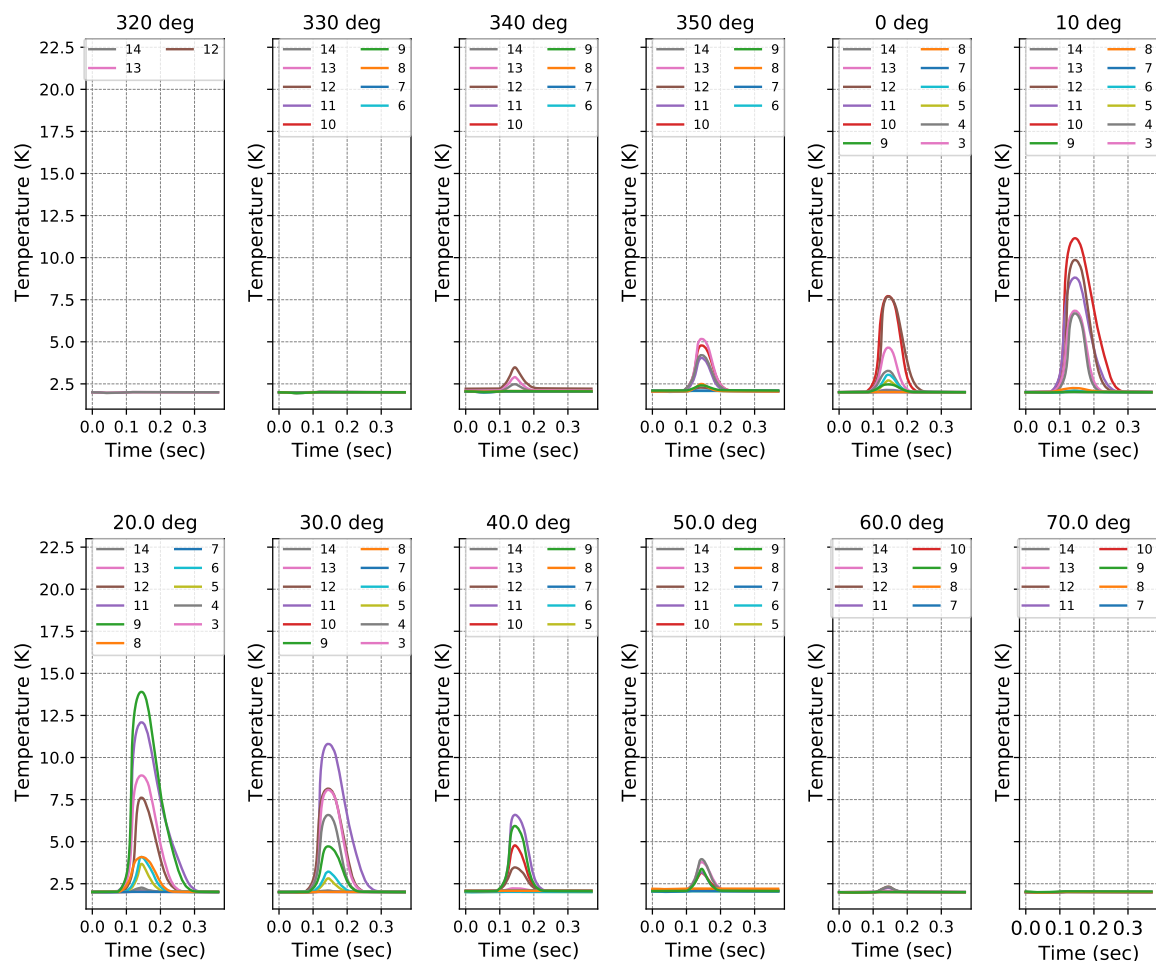


図 8.15 各角度のクエンチによる温度上昇のプロット。横軸はそれぞれのカーボン抵抗に対してのある基準からの時間。それぞれの位置に対して温度の立ち上がり時間をそろえた。縦軸はカーボン抵抗による温度の測定結果。各温度は、カーボン抵抗の校正曲線を用いて求めた。20度の10番は断線したため、プロットしていない。カーボン抵抗の番号とボード位置は図 8.1、図 8.2を参照。

## 8.6 クエンチによる磁場分布の変化の測定解析方法と結果

### 8.6.1 磁場マッピングの解析方法

AMR センサーは相対的な磁場の変化の評価に使用した。図 8.16に外部磁場をソレノイドコイル電流で 108.98 mA 印加した時のクエンチ前後の AMR の電圧出力をそれぞれ示す。差分のプロットを図 8.17に示す。第 8.6.2節の結果は、このような電圧データから磁気感度を用いて磁束密度の値に変換した。図 8.17を磁気感度を用いて磁束密度の値に変換したものを図 8.18に示す。以降の結果は同様の方法を持ちいて磁束密度を求めた。

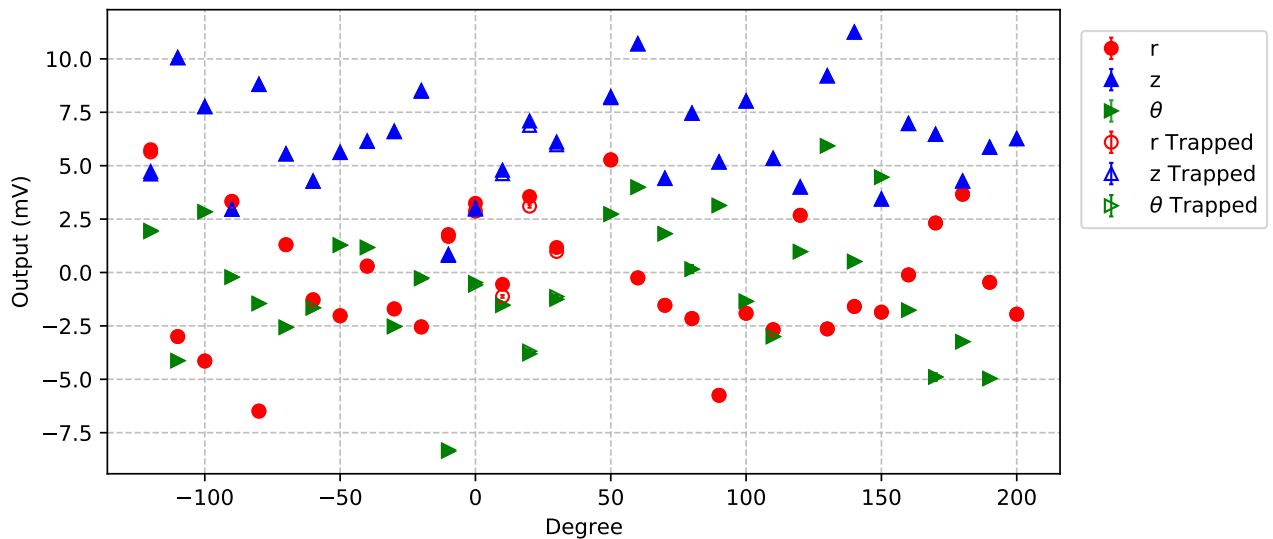


図 8.16 外部磁場をソレノイドコイル電流で 108.98 mA 印加した時のクエンチ前後の AMR センサーの電圧出力のプロット。塗りつぶしたプロットがクエンチ前、白抜きのプロットがクエンチ後の値。横軸はボードが位置する角度である。縦軸は AMR センサーの電圧。

### 8.6.2 クエンチによる磁場分布変化測定の結果

磁場マッピングによる、空洞のクエンチ前後での、外部磁場分布の変化の測定結果をソレノイドコイル電流 108.98 mA のときのトラップを図 8.19、リリースを図 8.20、ソレノイドコイル電流 -91.02 mA のときのトラップを図 8.21、リリースを図 8.22、ソレノイドコイル電流 208.98 mA のときのトラップを図 8.23、リリースを図 8.24に示す。それぞれの測定は、クエンチ後に超伝導状態に戻ったときの AMR の値とクエンチ前の超伝導状態での AMR の値との差を用いた。この結果から、クエンチの発熱場所との比較を行うと、クエンチ場所付近でのクエンチ場所へ向かうような磁場分布の変化があることが観測された。また、わずかであるが、-120 度での磁場の変化も測定された。この変化もクエンチ場所へ向かうような変化であった。また、磁場の向きを変えると、磁場分布の変化の向きも同様に変化することが測定された。

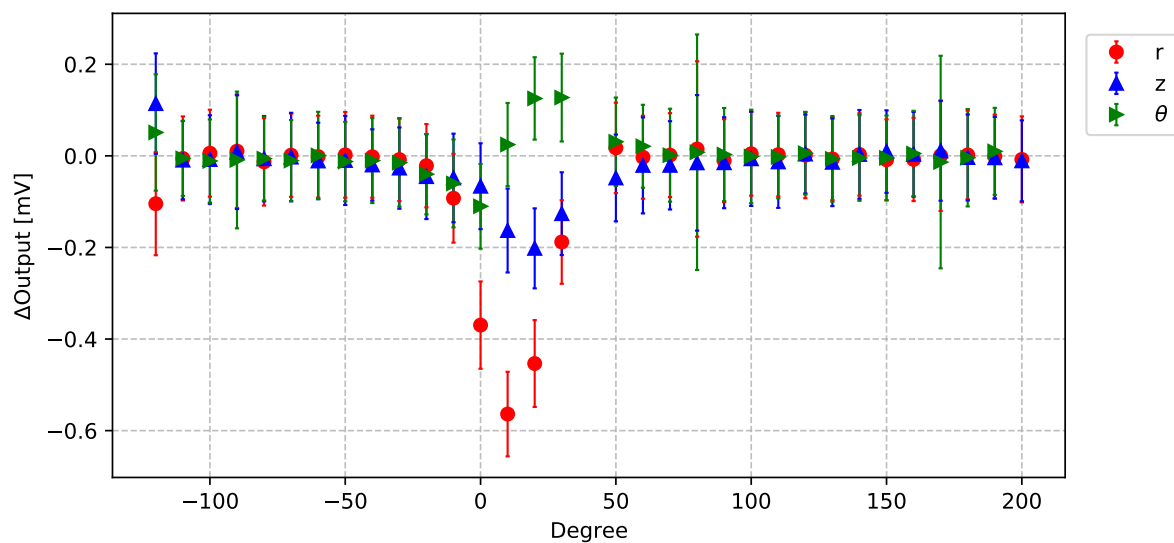


図 8.17 外部磁場をソレノイドコイル電流で 108.98 mA 印加した時のクエンチ前後の AMR センサーの電圧出力の差分のプロットである。横軸はボードが位置する角度である。縦軸は AMR センサーの電圧の差分を示す。

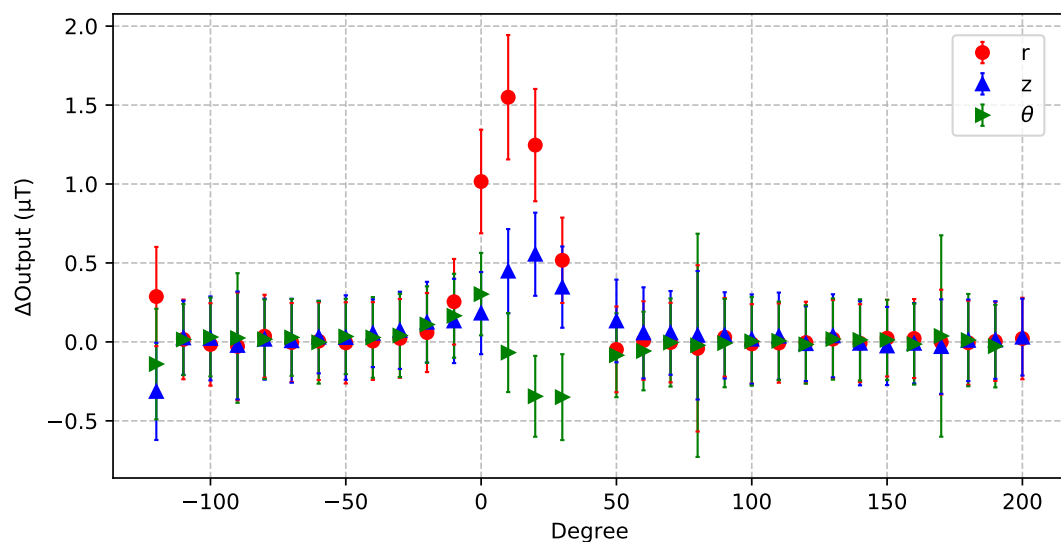


図 8.18 外部磁場をソレノイドコイル電流で 108.98 mA 印加した時のクエンチ前後の AMR センサーの電圧出力の差分を磁気感度を用いて磁束密度の変化としたプロット。横軸はボードが位置する角度である。縦軸は AMR センサーの磁束密度の差分を示す。



### 8.6.2.1 ソレノイドコイル電流 108.98 mA 印加 ( $-18 \mu\text{T}$ ) の時の磁束トラップとリリース

ソレノイドコイル電流を 108.98 mA 印加し、クエンチした時の磁束トラップとリリース後の磁場の变化を求めた。表 8.3 から約  $-18 \mu\text{T}$  の外部磁場が印加されている。図 8.19 はトラップによる変化、図 8.20 はリリースによる変化を示す。

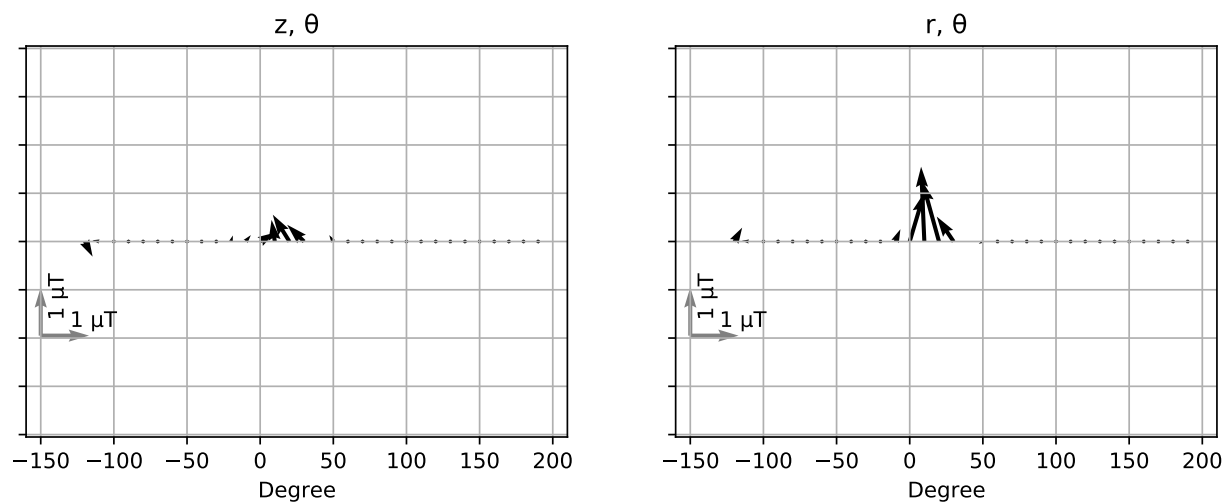


図 8.19 外部磁場をソレノイドコイル電流で 108.98 mA 印加した時のクエンチ前後での磁場トラップの磁場マッピングの測定結果。クエンチ後の測定結果からクエンチ前の測定結果の差分のプロット。左の図は、空洞の  $z$  軸方向と  $\theta$  方向成分のベクトル写像である。右の図は、空洞の  $r$  軸方向と  $\theta$  方向成分のベクトル写像である。図中に磁束密度の大きさ  $1 \mu\text{T}$  のスケールを示した。

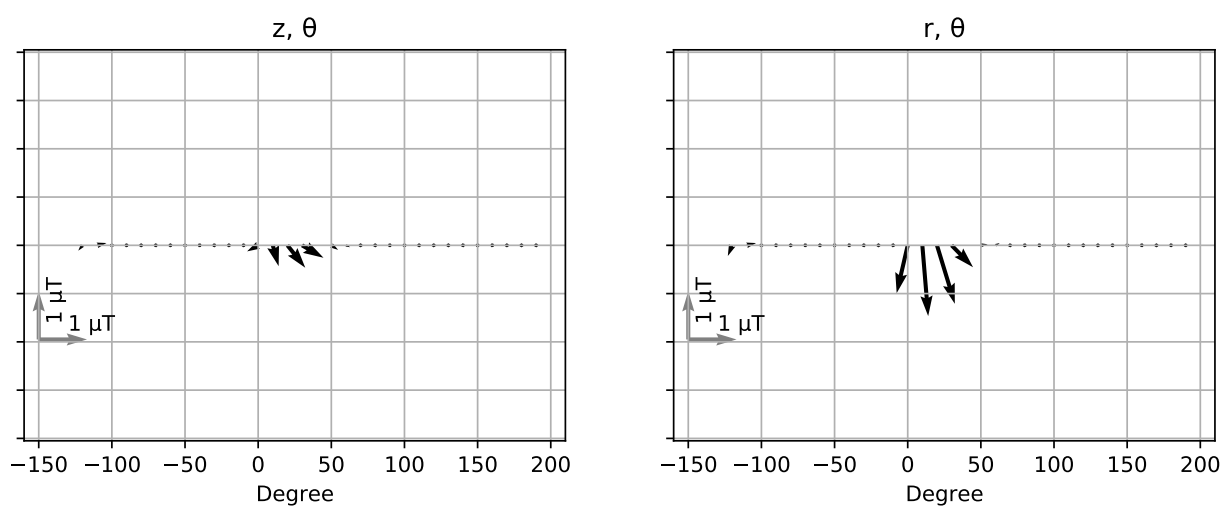


図 8.20 外部磁場をソレノイドコイル電流で 108.98 mA 印加した時のクエンチによる磁場トラップ状態から、外部磁場をキャンセルしクエンチさせ、トラップした磁束をリリースしたときの磁場マッピングの測定結果。クエンチ後の測定結果からクエンチ前の測定結果の差分のプロット。左の図は、空洞の  $z$  軸方向と  $\theta$  方向成分のベクトル写像である。右の図は、空洞の  $r$  軸方向と  $\theta$  方向成分のベクトル写像である。図中に磁束密度の大きさ  $1 \mu\text{T}$  のスケールを示した。

### 8.6.2.2 ソレノイドコイル電流-91.02 mA 印加 (+18 $\mu\text{T}$ ) の時の磁束トラップとリリース

ソレノイドコイル電流を-91.02 mA 印加し、クエンチした時の磁束トラップとリリースによる磁場の変化を求めた。表 8.3から約 +18  $\mu\text{T}$  の外部磁場が印加されている。図 8.21はトラップによる変化、図 8.22はリリースによる変化を示す。

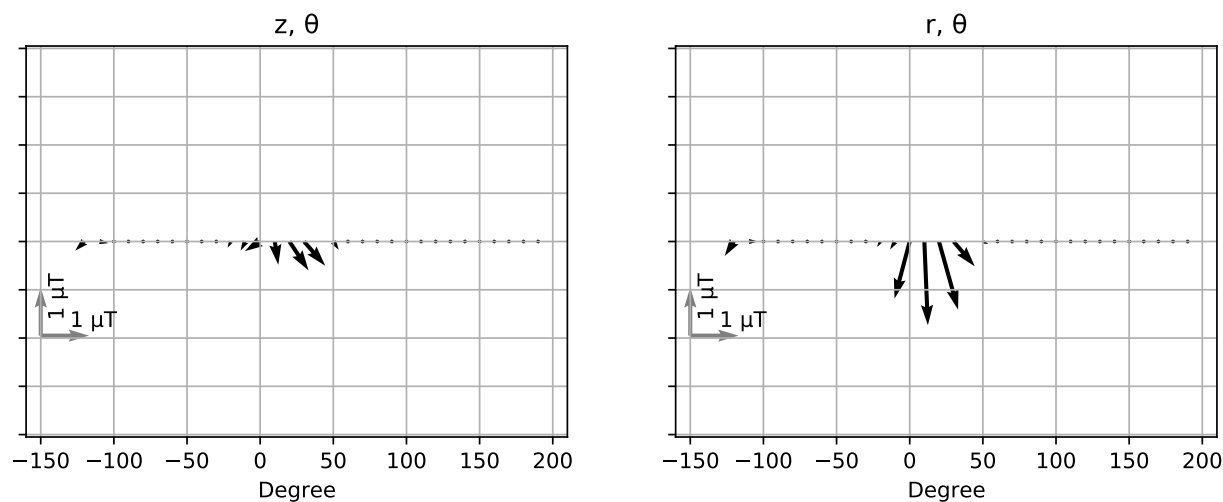


図 8.21 外部磁場をソレノイドコイル電流で-91.02 mA 印加した時のクエンチによる磁場トラップの磁場マッピングの測定結果。クエンチ後の測定結果からクエンチ前の測定結果の差分のプロット。左の図は、空洞の  $z$  軸方向と  $\theta$  方向成分のベクトル写像である。右の図は、空洞の  $r$  軸方向と  $\theta$  方向成分のベクトル写像である。図中に磁束密度の大きさ  $1 \mu\text{T}$  のスケールを示した。

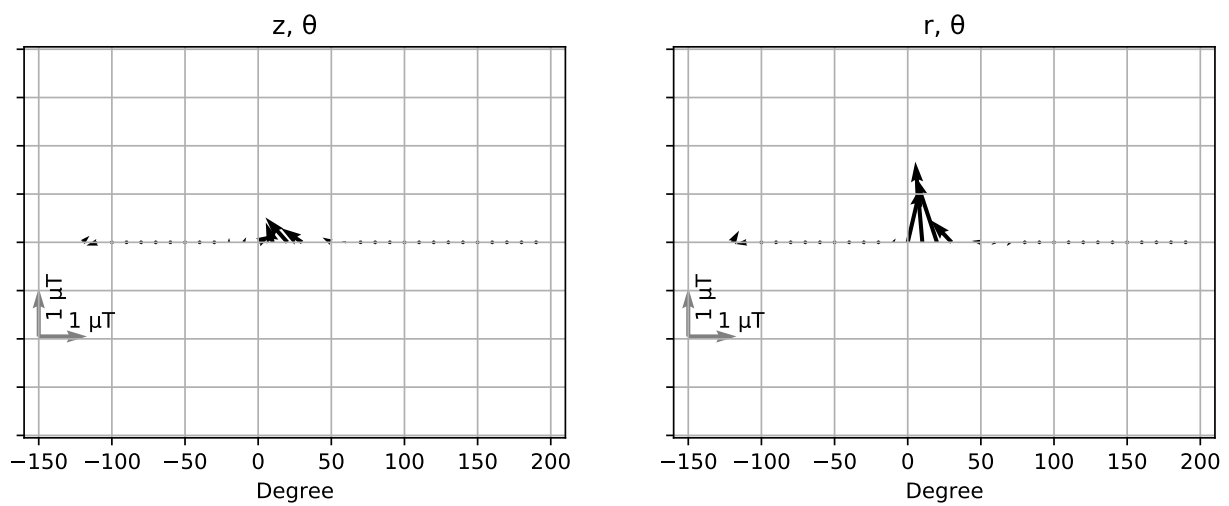


図 8.22 外部磁場をソレノイドコイル電流で-91.02 mA 印加した時のクエンチによる磁場トラップ状態から、外部磁場をキャンセルしクエンチさせ、トラップした磁束をリリースしたときの磁場マッピングの測定結果。クエンチ後の測定結果からクエンチ前の測定結果の差分のプロット。左の図は、空洞の  $z$  軸方向と  $\theta$  方向成分のベクトル写像である。右の図は、空洞の  $r$  軸方向と  $\theta$  方向成分のベクトル写像である。図中に磁束密度の大きさ  $1 \mu\text{T}$  のスケールを示した。

### 8.6.2.3 ソレノイドコイル電流 208.98 mA 印加 ( $-36 \mu\text{T}$ ) の時の磁束トラップとリリース

ソレノイドコイル電流を 208.98 mA 印加し、クエンチした時の磁束トラップとリリースによる磁場の変化を求めた。表 8.3 から約  $-36 \mu\text{T}$  の外部磁場が印加されている。図 8.23 はトラップによる変化、図 8.24 はリリースによる変化を示す。

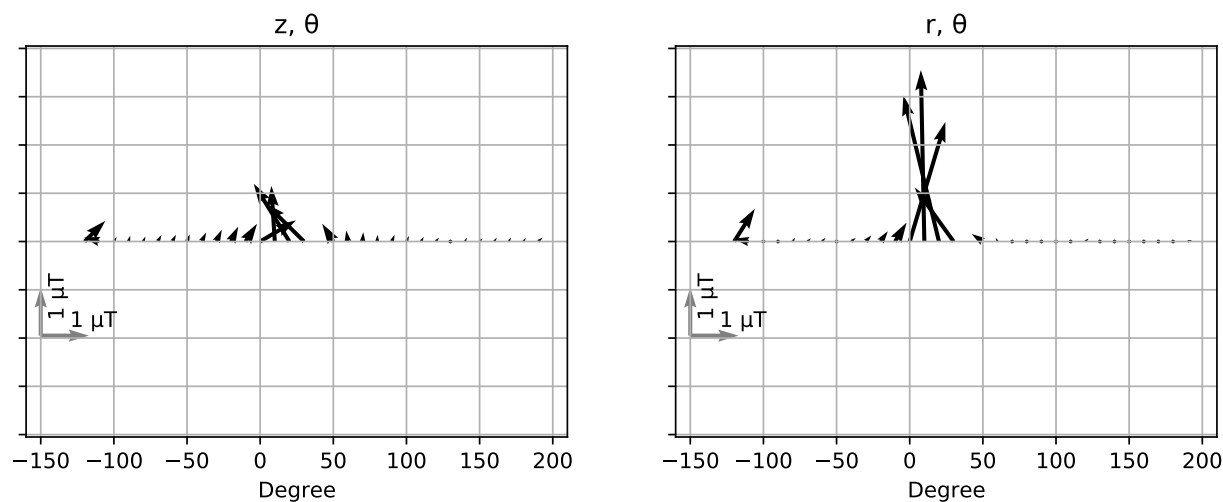


図 8.23 外部磁場をソレノイドコイル電流で 208.98 mA 印加した時のクエンチによる磁場トラップの磁場マッピングの測定結果。クエンチ後の測定結果からクエンチ前の測定結果の差分のプロット。左の図は、空洞の  $z$  軸方向と  $\theta$  方向成分のベクトル写像である。右の図は、空洞の  $r$  軸方向と  $\theta$  方向成分のベクトル写像である。図中に磁束密度の大きさ  $1 \mu\text{T}$  のスケールを示した。

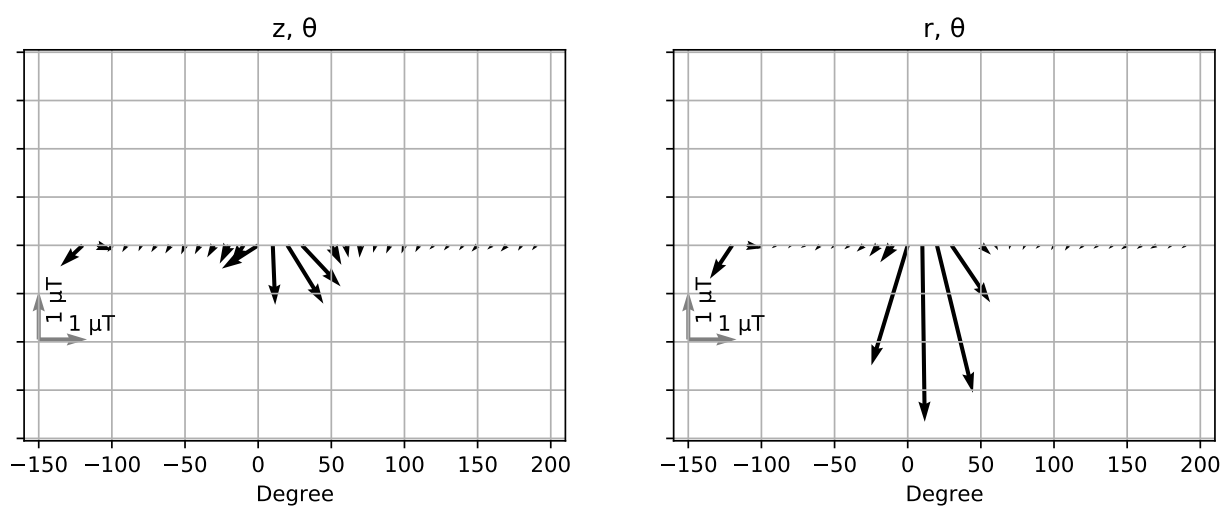


図 8.24 外部磁場をソレノイドコイル電流で 208.98 mA 印加した時のクエンチによる磁場トラップ状態から、外部磁場をキャンセルし、クエンチさせ、トラップした磁束をリリースしたときの磁場マッピングの測定結果。クエンチ後の測定結果からクエンチ前の測定結果の差分のプロット。左の図は、空洞の  $z$  軸方向と  $\theta$  方向成分のベクトル写像である。右の図は、空洞の  $r$  軸方向と  $\theta$  方向成分のベクトル写像である。図中に磁束密度の大きさ  $1 \mu\text{T}$  のスケールを示した。

## 8.7 磁場マッピング結果の比較

前節での結果を比較すると、外部磁場の大きさの増大に伴い、AMR センサーによる磁場分布の変化が増大した。比較を図 8.25に示す。このとき、ほぼ逆方向に磁場を印加した時のトラップとリリースでは大きさも分布変化も方向によらず同様なふるまいをした (図 8.25の-91.02 mA トラップと 108.98 mA リリース)。この結果から、トラップとリリースが再現性があり、また外部磁場の大きさにおおよそ比例した磁場分布の変化があることが分かった。外部磁場の大きさとの関係は第 8.8.1節で詳細を示す。

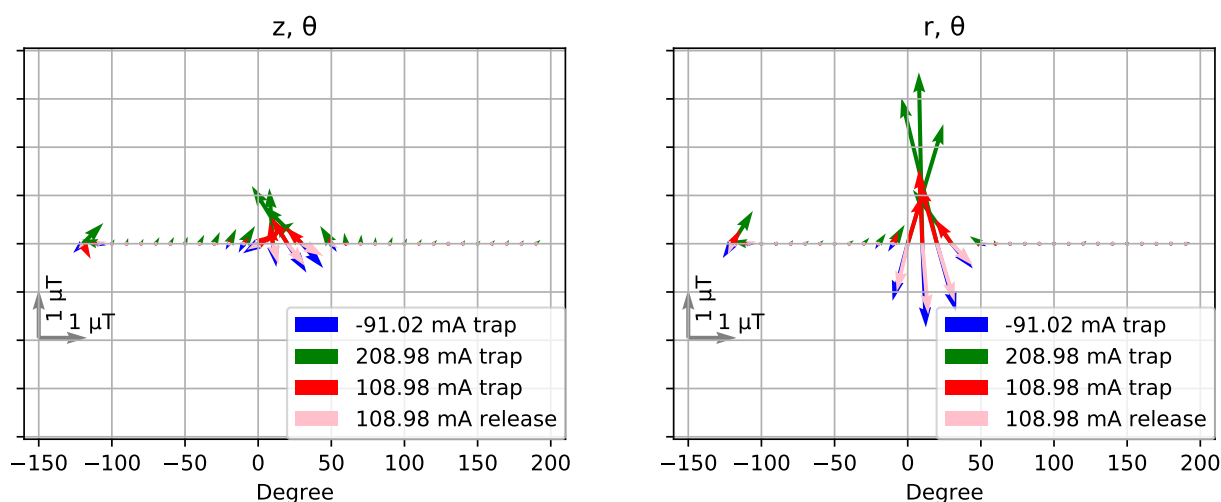


図 8.25 左の図は、空洞の  $z$  軸方向と  $\theta$  方向成分のベクトル写像である。右の図は、空洞の  $r$  軸方向と  $\theta$  方向成分のベクトル写像である。異なるソレノイドコイル電流のときと、トラップ、リリースの AMR センサーの結果を比較した。図中に磁束密度の大きさ  $1 \mu\text{T}$  のスケールを示した。

## 8.8 磁束トラップによる $Q$ 値の低下測定

図 8.12 から磁束トラップによる  $Q_0$  値の低下が確認された。フラックスゲートセンサーは磁場の大きさを測定できるため、外部磁場分布の大きさと、空洞の  $Q_0$  値との関係を求めた。空洞の  $Q_0$  値と表面抵抗  $R_s$  とは、 $Q_0 = \Gamma/R_s$  で関連付けられる。 $\Gamma$  は、表 3.1 にあるように 283.1 である。クエンチ時に印加された外部磁場分布の大きさと表面抵抗との関係を図 8.26 に示す。この関係から、外部磁場の大きさと表面抵抗の傾きを求め、図 8.27 に示す。この結果を 2 次関数の曲線でフィッティングし、図 8.27 に青線でフィッティング曲線を示す。縦軸は外部磁場の大きさに対する空洞への表面抵抗の寄与を  $\frac{dR_s}{dB_{ext}}$  で評価した。図 8.27 の右図は直線でフィッティングしたときの切片の値をプロットした。この値は、外部磁場がゼロでも存在する残留抵抗と BCS 抵抗を表すと考えられる。

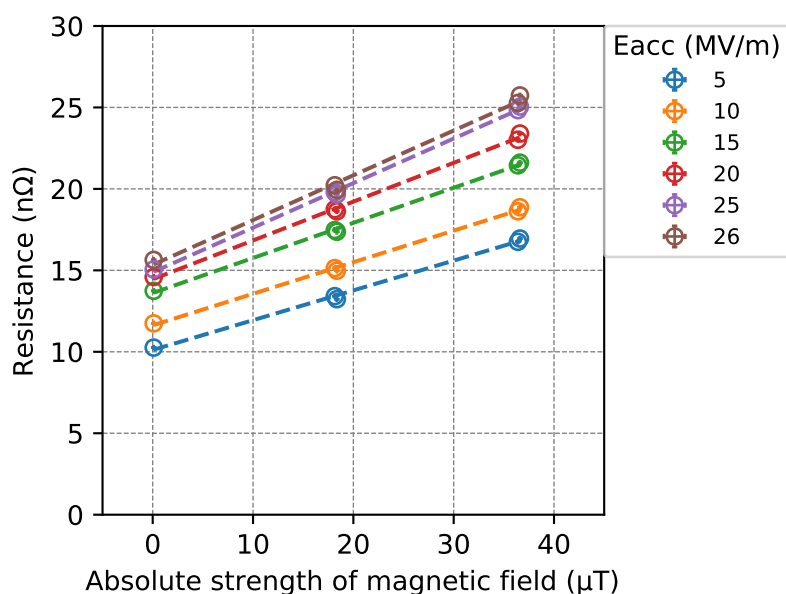


図 8.26 外部印加磁場と、クエンチによる磁束トラップ後の各加速電場での表面抵抗  $R_s$  の値。

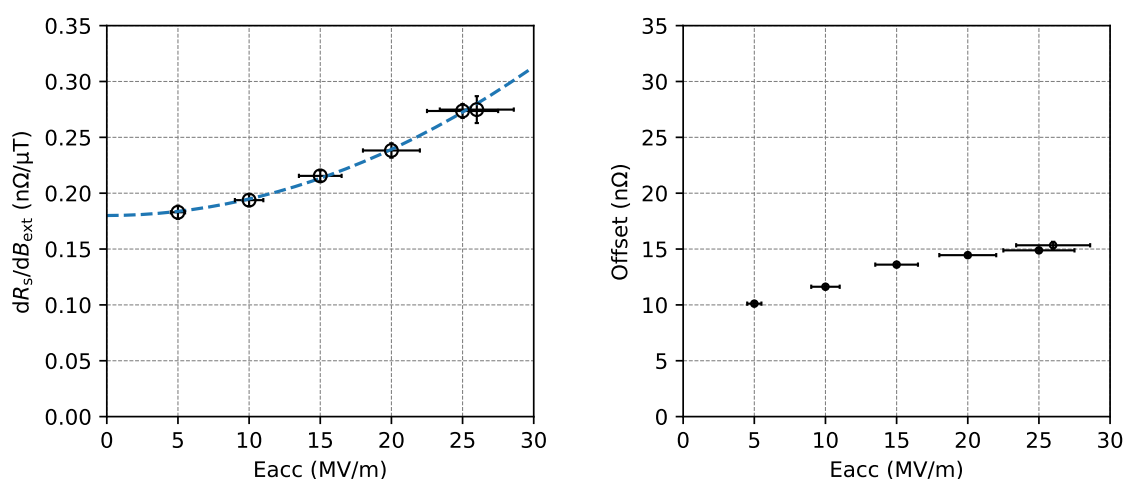


図 8.27 左図は各加速電場に対しての図 8.26 の傾き。青線は 2 次関数のフィッティング曲線。右図は各加速電場に対しての図 8.26 の定数項。



### 8.8.1 印加磁場と AMR センサーの変化量の関係

第 8.6 小節にて、クエンチによる磁束トラップとリリースによる AMR センサーの変化を示した。前節では印加した外部磁場と表面抵抗の増加の関係を評価した。本小節では、AMR センサーによる測定結果から印加した外部磁場と変化した磁場の大きさが比例関係であることを確かめる。具体的には、印加した外部磁場の大きさとする角度の AMR センサーによるその場所での磁場の変化の関係を求めた。すべての角度の結果は付録 3 に示す。ここでは、クエンチ周辺の -20 度から 30 度の結果を示す。それぞれの図はボードの角度ごとにプロットした。横軸は印加した外部磁場で縦軸がそれぞれの AMR センサーの変化である。青色は  $r$  方向、橙色は  $\theta$  方向、緑色は  $z$  方向の AMR センサーを示す。塗りつぶしと白抜きはそれぞれトラップのときとリリースを表す。線は線形フィッティングの結果を示す。この結果から、角度が異なる場所でも方向が異なっているとしても磁場の変化量は印加した外部磁場に比例することがわかった。前節から、外部磁場の大きさと表面抵抗は比例することがわかっているため、どの方向の変化に対しても表面抵抗と比例することが示唆された。明示的には付録 3 に示す。

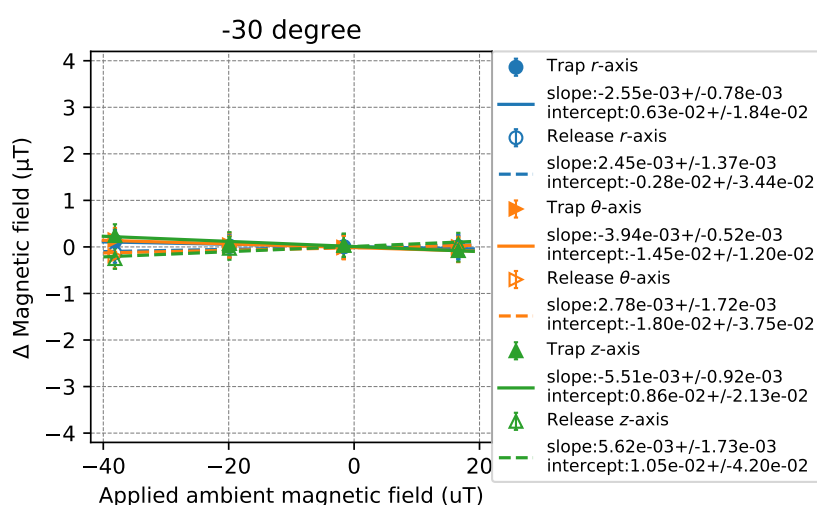


図 8.28 -30 度のボードの AMR センサーのクエンチ前後の変化量と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が  $r$  方向、橙色が  $\theta$  方向、緑が  $z$  方向。縦軸は AMR センサーで測定した磁束密度の変化量。横軸は印加した外部磁場。

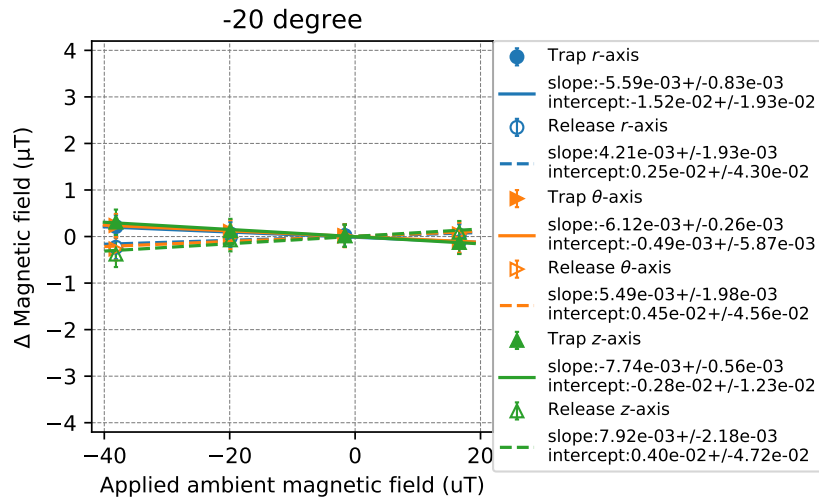


図 8.29 -20 度のボードの AMR センサーのクエンチ前後の変化量と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が  $r$  方向、橙色が  $\theta$  方向、緑が  $z$  方向。

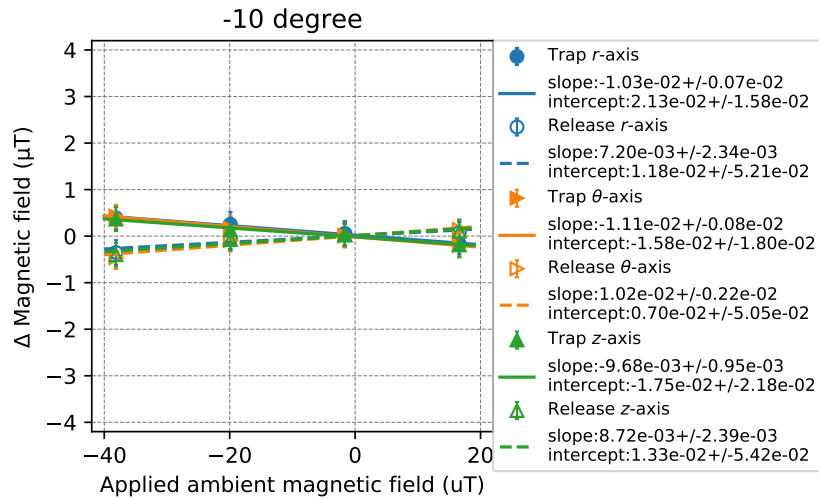


図 8.30 -10 度のボードの AMR センサーのクエンチ前後の変化量と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が  $r$  方向、橙色が  $\theta$  方向、緑が  $z$  方向。縦軸は AMR センサーで測定した磁束密度の変化量。横軸は印加した外部磁場。

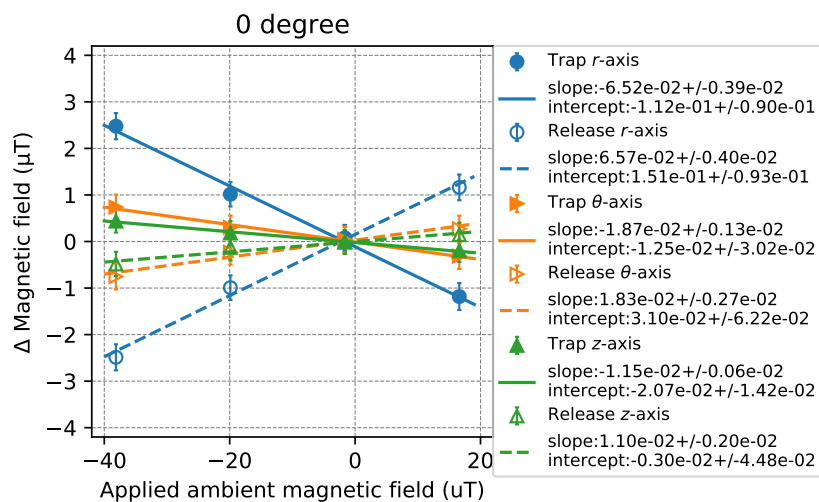


図 8.31 0度のボードのAMRセンサーのクエンチ前後の変化量と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。縦軸はAMRセンサーで測定した磁束密度の変化量。横軸は印加した外部磁場。

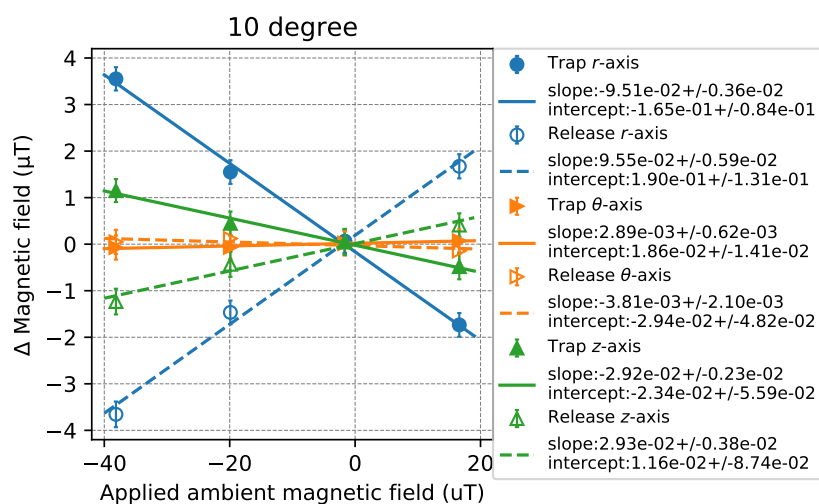


図 8.32 10度のボードのAMRセンサーのクエンチ前後の変化量と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が $r$ 方向、橙色が $\theta$ 方向、緑が $z$ 方向。縦軸はAMRセンサーで測定した磁束密度の変化量。横軸は印加した外部磁場。

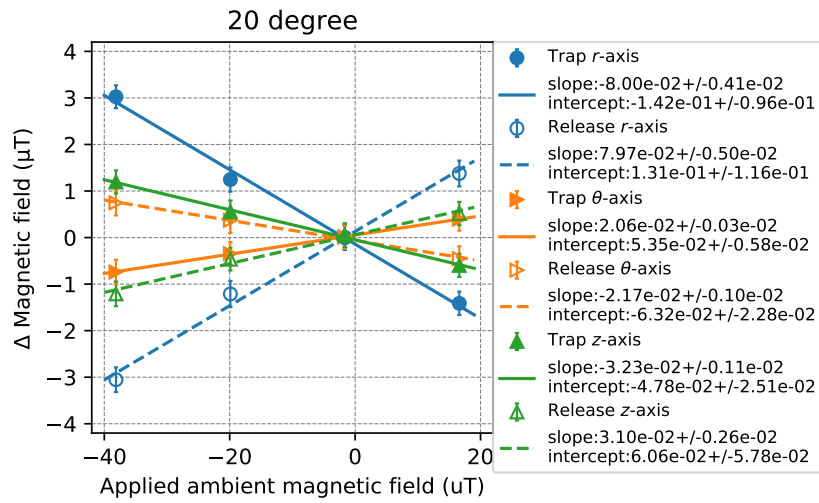


図 8.33 20 度のボードの AMR センサーのクエンチ前後の変化量と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が  $r$  方向、橙色が  $\theta$  方向、緑が  $z$  方向。縦軸は AMR センサーで測定した磁束密度の変化量。横軸は印加した外部磁場。

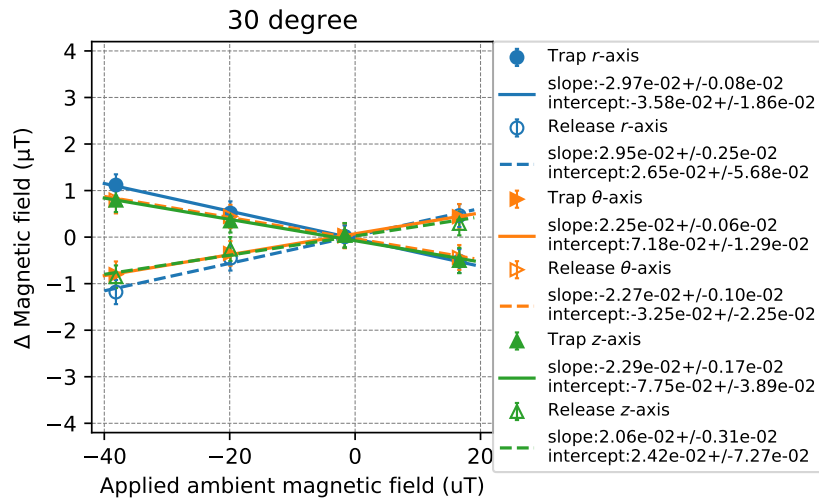


図 8.34 30 度のボードの AMR センサーのクエンチ前後の変化量と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が  $r$  方向、橙色が  $\theta$  方向、緑が  $z$  方向。縦軸は AMR センサーで測定した磁束密度の変化量。横軸は印加した外部磁場。

## 8.9 磁束トラップによる局所的な発熱の測定

前節では、空洞がクエンチによってトラップした磁束が  $Q_0$  値を低下させることを確認した。本節では、その  $Q_0$  値の低下が局所的な発熱を測定することで、局所的な磁束トラップによって引き起こされたことを示す。具体的にはソレノイドコイルに 208.98 mA の電流を印加し、クエンチによって局所的に磁束をトラップした後の  $Q_0$  測定を行う。このとき、入射電力を周期的なパルスで投入し、その周期に合わせて温度マッピングの時系列の温度変化を測定した。空洞全体の温度は、2 K であるため、温度の変化は、2 K での校正曲線の傾き  $\frac{dT}{dR}$  を用いて、抵抗の変化  $dR$  から温度の変化を求めた。図 8.35 に周期的に入射電力を投入したときの、 $P_t$  出力のオシロスコープによる測定値を示す。

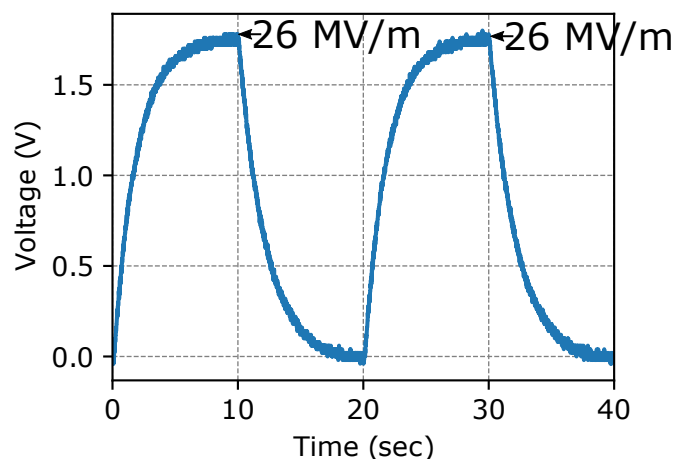


図 8.35 空洞に対して、周期的な RF を投入したときの  $P_t$  の値。周期は 20 秒間隔で、オンとオフを繰り返す。

この時の温度マッピングの測定結果を図 8.36 に示す。付録 2 の図 2 に全体の温度マップの結果を示す。空洞の発熱は、クエンチによる発熱と異なり、著しく小さい。最大でも数十 mK の発熱であった。最大の発熱個所は、クエンチによる最大の発熱を測定した場所に近い 20 度の 11 番であった。温度の広がりも小さく、20 度離れると、mK 以下になることがわかる。この結果から、空洞のクエンチによって磁束をトラップし、空洞の発熱を引き起こすことを確認した。

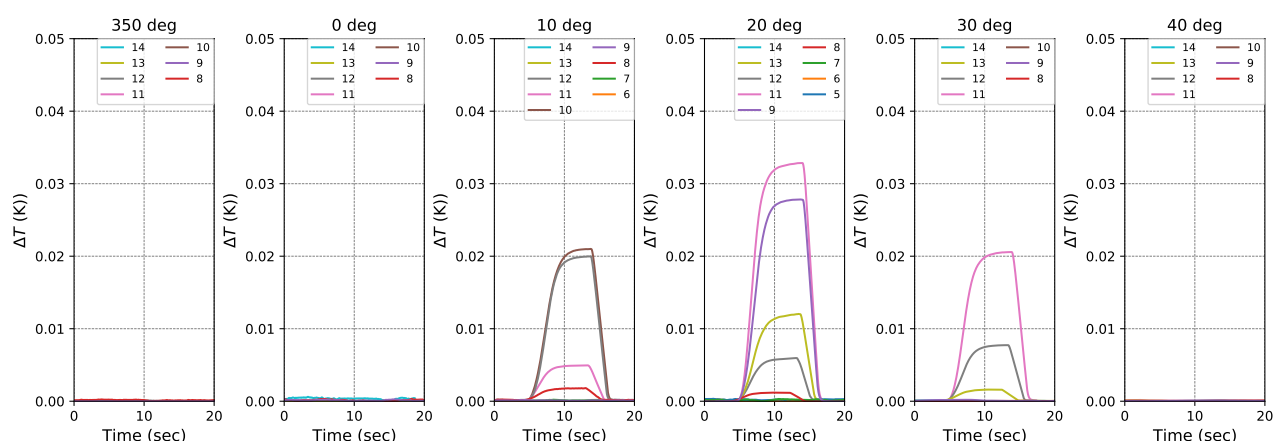


図 8.36 各角度のクエンチによる温度上昇のプロット。各温度は、カーボン抵抗のキャリブレーションを用いて、求めた。20 度の 10 番は断線したため、プロットしていない。それぞれの位置に対して、温度の立ち上がりに時間をそろえた。

## 8.10 まとめ

空洞は、磁束トラップによって  $Q_0$  値が低下することが測定された。外部磁場が存在している場合にクエンチが発生すると、局所的に超伝導状態が破壊された状態になるため、外部磁場の侵入を許す。空洞が超伝導状態に戻る過程で、クエンチによって侵入した磁場が磁束として空洞内部にトラップされ  $Q_0$  値を低下させる。本章では、温度・磁場マッピング装置を用いて空洞の性能測定を行い、クエンチによる発熱と空洞周辺磁場分布の変化を測定した。

空洞の  $Q_0$  値の低下がクエンチ時の外部磁場の大きさに依存し、磁場分布の変化と相関を示すことを確認した。クエンチ時の発熱個所を温度マッピングを用いることで、10 度ごとの分解能で 20 度の 9 番付近が発熱していることが観測された。クエンチ前後の磁束トラップの測定を AMR センサーによる磁場マッピングを用いることで温度マッピングでの発熱箇所に向けた磁場分布の変化が測定された。空洞が磁束をトラップしたときの、空洞壁面の局所的な発熱を温度マッピングを用いて測定し、数十 mK の温度上昇を観測した。また、発熱は磁束トラップ箇所で起きていることを確認した。これより、 $Q_0$  値低下が局所的な磁束トラップによるものであることを本マッピングシステムを用いて示すことができた。

# 第 9 章

## 考察

### 9.1 フラックスエクスパルジョン

これまでの実験の流れをもう一度確認する。第 8.3 節で空洞の磁束排斥の程度を評価するフラックスエクスパルジョン実験を行った。空洞はニオブ製であるため、9.2 K 付近で相転移する。冷却はデュワーからの液体ヘリウムを用いて行ったが、液体ヘリウムはトランスファーチューブを通じてクライオスタットへ供給されるため、空洞は下部から冷却される。この実験の結果は、第 8.3 節で示したように空洞の赤道部外側のビーム軸方向 ( $z$  軸) の磁束密度の変化は周方向の角度に依存せず、一様であった。この結果は、従来のフラックスゲートセンサーを用いた結果と矛盾せず、少なくともこの空洞に対しては軸対象に磁束が排斥されていることが分かった。

### 9.2 クエンチによる磁束トラップ

次に、第 8 章で行ったクエンチによる磁束密度分布の変化の測定では、ビーム軸方向へ外部磁場を印加し、そのクエンチ前後での磁場分布の違いを測定した。開発した磁場マッピングを用いることで、従来のフラックスゲートセンサーを用いた測定に対し、クエンチによる磁場分布の変化を向きを含めて局所的に評価することを目的とした。結果、クエンチ場所に向かう磁場分布の変化を 3 次元の向きを含めた測定に成功した。また、その変化は外部磁場に対して比例する結果を得た。以上の結果について考察するために、幾何的な変化について考える。超伝導空洞壁の厚みは約 2.8 mm であり、コヒーレンス長に対して十分大きい。そのため、磁束は空洞の壁内部を通ることも考えられる。図 9.1 に空洞が磁束をトラップした時の、磁束の経路についてのいくつかの候補を示す。実際にはこれらの状態が、同時に起きることもあり得るが、理解のためそれぞれを図 9.1 のように分けて考えた。a) はクエンチ場所から入り、クエンチ場所から抜けていく場合である。この場合、磁束トラップによる発熱はクエンチ場所のみで生じる。また、クエンチ場所のみにトラップされているため、外部磁場をキャンセルした状態のクエンチによってリリースすることが可能である。b) はクエンチした場所と、空洞のセル部のような  $Q_0$  値に影響する場所に突き抜けるような場合である。このような状況が起こるためには、磁束が空洞壁に貫いた状態で移動するか、すでに空洞にトラップされた磁束とつながる場合が考えられる。磁束が移動した場合、クエンチ場所とは別の場所で同様な発熱をすると考えられる。しかし、実験結果から空洞の発熱はクエンチ場所でのみ観測された。温度マッピングの範囲外で発熱した可能性は考えられるが、フラックスエクスパルジョン実験の結果から磁束は全体にトラップされうるため、近くのピンにつかまらず数 10 cm 動くとは考えにくい。また磁場マッピングの結果からクエンチ場所と異なる場所にも磁場分布の変化が生じるはずであるが、それは観測されていない。また、クエンチ

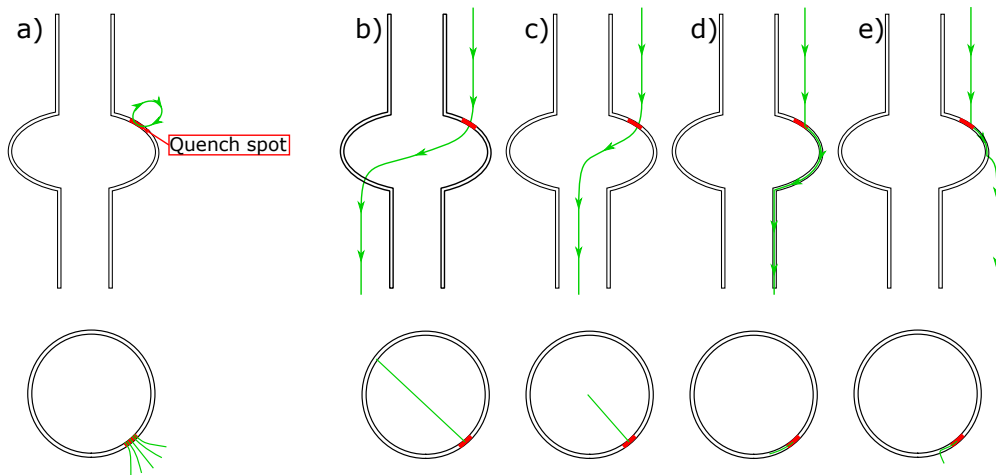


図 9.1 クエンチによる磁束トラップの描像。緑線を等磁束密度線として、概念的に表した。矢印の向きは任意方向である。上にクエンチ場所の横断面、下にクエンチ場所の断面図を示す。磁束は閉回路を作る必要があるため、それぞれの描画内外で緑線は円を作る。定性的な説明のため代表的に1つの線で表したが、a) の下の図のように複数の磁束がそれぞれに重ならないような分布を持つ。a) クエンチ場所にトラップされた磁束が局所的にループしている場合。b) 磁束が空洞壁を内側まで貫き、ほかの壁面から抜けていく場合。c) 磁束が空洞壁を内側まで貫き、ビームパイプを抜けていく場合。d) 磁束が空洞壁に侵入した後、空洞壁内を伝ってビームパイプなどの比較的遠い場所から抜けていく場合。e) 磁束が空洞壁に侵入した後、空洞壁内を伝ってセルなどの比較的近くから抜けていく場合。

によってリリースされるのはクエンチ場所のみであるため、 $Q_0$  値の回復はおこらない。c) は貫いた磁束がビームパイプなどの空洞の  $Q_0$  値に影響しない場所を通過する場合である。この時、クエンチ場所は空洞壁を貫いているとすると一か所のみ発熱が生じる。磁束の動きとしては b) と同様で、磁束が移動し空洞壁を横切るか、空洞内部にもともとあった磁束とつながるかの2つが考えられる。クエンチは局所的に常伝導状態を引き起こすため、ほかの空洞壁は超伝導状態であると考えられる。磁束は遮蔽効果によって空洞壁を横切ることはできない。したがって、空洞壁から内部に侵入した磁束が空洞内部にあった磁束と接続すると予想する。この時、空洞周辺磁場の変化は一か所である。d) は、クエンチ場所にトラップされた磁束が空洞壁内部の経路を通る場合である。この場合、空洞壁の厚さが十分厚いため、磁束は壁の中を外部や  $Q$  値に影響せず、異なる場所へ移動する。また、発熱がクエンチ場所とは異なる場所で起こりうると考えられる。しかし、クエンチ場所でのみの発熱もあり得るため、温度分布からこの状態は区別することはできない。また、磁場分布の変化を考えても、空洞内部を磁束が通るため、空洞外部の磁場分布には影響を及ぼさない。e) は、空洞壁を通りかつ、空洞の内、もしくは外に磁束が出る場合である。この状態は2か所発熱がある場合を想定した。十分近い場合は a) と区別はできない。壁内を伝わる場合、b) のような外部磁場分布を生じているにもかかわらず、発熱がないなどの状況もあるため区別した。

このような場合を想定し、本研究における結果がどの場合であったかを考える。説明中に言及したように b) の場合、空洞の発熱が2か所生じると考えられるため、棄却できると考えた。次に e) の場合は発熱が1か所であり、磁場分布の変化がクエンチ場所のみに向いていたため、棄却できると考えた。そのため、この実験での状態は a)、c)、d) のいずれかだったと考えた。磁場分布の変化は空洞に印加した磁場に比例した。しかし、空洞内部もしくは空洞壁内部の磁束密度は外部磁場の大きさには影響しないはずであるため、c) と d) の状態にはならない。したがって、起こりうる状態は a) である。a) の状態のとき、空洞周辺磁場の変化に注目すると、赤道部の変化はループの向きを考慮すると矛盾はない。また、a) の下の図のように周方向の変化についても実験の結果と一致する。この結果は、先行研究とも一致する [60]。したがって、本研究での磁束トラップは a) のような描像となっている可能性が高いと考えた。



## 9.3 今後の課題

### 9.3.1 温度・磁場マッピングシステムの改善に向けて

空洞の局所的な発熱と磁場分布の変化を測定するために、カーボン抵抗と AMR センサーを用いた温度・磁場マッピングシステムを構築し、空洞性能試験での空洞の発熱と磁場分布の変化を測定した。まず、8 章において構築したマッピングシステムについて説明したが、本研究におけるマッピングシステムはボードを用いた固定式のマッピングシステムである。固定式マッピングシステムは回転式マッピングシステム [61] と比較すると、メリットとして可動部によるトラブルがないことや、空洞全体を覆うことができ、取りこぼしが少ないこと、十分な熱接触が得られることなどが挙げられる。デメリットとしては、すべてのセンサー分のチャンネルが必要となるため、本研究のように数百から数千もの測定が可能なシステムを構築する必要がある。本研究では、固定式のメリットである空洞全体を覆うことで、空洞の発熱場所の測定を行った。しかし、すべてのチャンネルの測定はできておらず、今後の課題として、全チャンネル測定の実現や新規回転マッピングの開発などが挙げられる。しかし、磁場マッピングに注目すると、固定式マッピングの利点から、短時間で空洞のほぼ全周にわたり磁場分布の変化を測定することができた。また、回転式マッピングは駆動部が必要でモーターによる磁場の影響や、誘導起電力による影響を常に考慮する必要がある。そのため、本研究の目的のひとつである空洞周辺磁場の詳細測定を行う磁場マッピングでは固定式のマッピングをまず採用し成功した。AMR センサーの利点は小型で安価であるため、多チャンネルの固定式のマッピングに適切であるが、第 4 章で論じたように相対的な磁束密度の変化を測定するにとどまる。フラックスゲートセンサーは高価で大きい磁場の絶対値を評価できるため、センサーが少なくても回転式マッピングに適する。AMR センサーを用いた磁場の絶対的な大きさを含めた評価は今後の課題である。第 5 章では、カーボン抵抗の温度校正について論じた。カーボン抵抗は Allen-Bradley 社の  $100\ \Omega$  抵抗を用いたが、この抵抗は入手性が悪く、本研究では Los Alamos 国立研究所のものを譲り受け使用した。カーボン抵抗のいくつかは劣化が激しく、抵抗値が  $100\ \Omega$  と異なるものも多くあった。また断線も起きやすく、扱いが難しい。そのため、代替の温度センサーの開発は強く求められており、今後の課題である。カーボン抵抗の温度校正は先行研究のフィッティング式を用いたが、 $4.2\ \text{K}$  以上での抵抗の変化とは合っていない。他研究における超伝導空洞の温度マッピングの校正は高次多項式を用いてフィットしている [42]。多くは 2 次から 3 次の多項式を用いているが、より誤差の小さい温度測定においては測定温度までの抵抗値が必要であり、全温度のキャリブレーションが必要である。この  $4.2\ \text{K}$  以上の温度校正による詳細な誤差の評価は今後の課題である。

### 9.3.2 本マッピングシステムを用いた $Q_0$ 向上へのアプローチ

第 7 章では、空洞の性能試験について論じた。本研究では、1 つの空洞に対してのみ評価を行ったが、温度・磁場マッピングシステムはこの空洞に限らずに利用できるため、異なる処理の空洞や、素材の異なる空洞に対しての評価が可能である。このマッピングシステムを利用した空洞そのものの評価は、本研究における高  $Q_0$  値の超伝導空洞の実現のためには不可欠であり、また、マッピングシステムの目的でもあるため、今後積極的に進めていきたい。

磁場マッピングシステムによって、従来は点でしかわからなかった磁場分布の変化が、空洞の赤道部周辺を  $10$  度ごとと高い密度で測定できるようになった。超伝導体は、簡単には透磁率  $\mu = 0$  の物体と模して評価できるが、実際の磁束トラップも含めたミクロとマクロの評価には高度な理論体系を用いて評価する必要がある。そのため、計算による評価との比較は今後の課題である。

本研究は、クエンチが複数回起こった後の変化の測定を行った。しかし、先行研究 [60] からクエンチによる磁束トラップは、クエンチの回数に依存し変化することが示唆されている。本研究では、外部磁場がある状態でクエンチを複数回起こすことで、その変化が飽和した状態での比較を行った。クエンチのような局所的で速い現象は、空洞の冷え方やピンとの相互作用などを考慮し、その時間発展を考える必要がある。本研究のマッピングシステムは、多チャンネルであることからマルチプレクサ

を用いた測定を行った。そのため、時間発展については全体を測定することはできないため、今後の課題として時間発展を含めた評価が重要であると考え。また、先行研究 [60] では 2 つの発熱を観測することで、磁束のループが空洞壁を貫き閉じていることが示されているが、本結果は発熱の場所は一か所であった。したがって、この磁束トラップはどの空洞を用いたのか、どのような磁場を印加したかに強く影響されと考えられる。そのため、原因究明とその解明には、より多くの条件下での測定が必要である。

# 第 10 章

## 結論

超伝導空洞の  $Q_0$  値の向上のためのツールとして、新たな温度・磁場マッピングシステムの開発を行い、空洞性能試験での空洞の発熱と磁場分布の変化を測定した。本マッピングシステムは、温度と磁場の高い位置分解能での測定を目的とした。新たに開発したマッピングシステムは、従来のマッピングシステムとは異なり、10 度ごとの角度分解能をもち 540 個のカーボン抵抗と赤道部の 3 次元の向きを含めた磁場分布を測定でき、より詳細な温度と磁場の分布の測定が可能である。

また、磁場センサーとして、新規に AMR センサーの高精度な低温での評価を行うためにテストスタンドを構築し、マッピングシステムに利用するための低温での磁気感度と温度変化による出力電圧の変化を測定した。その結果、AMR センサーは低温でも動作し、空洞周辺の磁場分布を測定するために十分な感度を持ち、今回世界に先駆けて開発したシステムが有効なツールになることがわかった。また、低温でも個々の磁気感度のばらつきは小さく、具体的には電源電圧 9 V、温度が 4.2 K のとき、331 mV/mT の感度を持ち、110 個の標準偏差は 4.0 mV/mT と約 1.2 % の広がりを持つことがわかった。一方で、オフセット電圧の温度による変化は再現性がないため、絶対的な磁場の測定には向かず、相対的な変化を測定することに適していることがわかった。

空洞性能試験では、シングルセル空洞を用いて、空洞の  $Q_0$  値と  $E_{acc}$  の関係、磁束排斥の程度を評価した。同時に、温度・磁場マッピングシステムを用いて、空洞のクエンチの発熱分布を評価し、磁場マッピングシステムで空洞のより空間的に詳細な磁場分布の変化の測定に成功した。フラックスエクスパルジョンの実験結果は、この空洞が周方向に対して一様に磁場を排斥し、従来のフラックスゲートを用いた測定と同様な温度勾配に依存した結果を得た。超伝導空洞のクエンチによる測定では、磁束トラップの描像を示す実験結果を得た。具体的には、空洞に外部磁場を印加した状態でクエンチを起こし、局所的な磁束トラップによる磁場分布の変化の測定を行った。温度・磁場マッピングシステムは、空洞の外部表面の温度と磁場分布の変化を空洞のビーム軸方向と空洞の径方向、空洞の周方向の 3 軸を、赤道部の 10 度ごとに測定することで、空洞の局所的な磁束トラップの様子および磁束トラップによる  $Q_0$  値の低下を評価することを目的として開発した。実験結果では、温度マッピングはクエンチによる発熱を観測し、また磁場マッピングは、局所的な磁場分布の変化を観測した。温度マッピングと磁場マッピングのピークは空洞の周方向の角度 20 度から 10 度で一致した測定結果であった。また、その磁場分布の変化は、クエンチ場所に向かうような分布であり、磁場分布の変化量は外部磁場の大きさに比例し、外部磁場の方向に依存して磁場分布の変化の方向も変わることが測定された。その時の  $Q_0$  値の低下は、変化した磁場分布の大きさに依存する結果を得た。この結果は、空洞の局所的なクエンチが磁束トラップを引き起こすことを示した。そして、温度マッピングを用いて空洞の局所的な発熱を観測し、この  $Q_0$  値の低下が局所的な磁場トラップによるものであることを示した。さらに、この低下した  $Q_0$  値は、外部磁場を変化させたとしても空洞が磁束をトラップしている限り

変化しないことが測定された。また、外部磁場を打ち消した状態でのクエンチによってトラップされていた磁束が解放され  $Q_0$  値が回復することを確認し、この実験の再現性を確認した。この時の磁場分布の変化がトラップの時と大きさはほとんど同じで、向きが逆向きであることから、クエンチによるものであることを示した。以上の結果から、空洞がクエンチによって外部磁場をクエンチ場所に磁束としてトラップし、トラップした磁束によって  $Q_0$  値の低下が引き起こされていることを示す実験結果を得たと結論付ける。従来のフラックスゲートセンサーを用いた測定では、直接描像を示すことはできていなかった。この測定結果から、クエンチによる磁束トラップの描像の一つとして磁束がトラップ箇所でループしている様子を考察した。この空洞周辺磁場分布の変化と発熱との相関の測定は、磁束トラップ現象の解明と、高  $Q_0$  超伝導空洞の実現へつながる結果であると考ええる。

## 参考文献

- [1] W. Singer, A. Brinkmann, R. Brinkmann, J. Iversen, A. Matheisen, W. D. Moeller, A. Navitski, D. Reschke, J. Schaffran, A. Sulimov, N. Walker, H. Weise, P. Michelato, L. Monaco, C. Pagani, and M. Wienczek. “Production of superconducting 1.3-GHz cavities for the European X-ray Free Electron Laser”. In: *Physical Review Accelerators and Beams* 19.9 (2016), pp. 1–18. ISSN: 24699888. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.19.092001.
- [2] John N Galayda. “The new LCLS-II project: status and challenges”. In: *Proc. 27th Linear Accelerator Conf. (LINAC’ 14)*. Geneva, Switzerland, 2014, pp. 404–408.
- [3] A. Romanenko, A. Grassellino, O. Melnychuk, and D. A. Sergatskov. “Dependence of the residual surface resistance of superconducting radio frequency cavities on the cooling dynamics around  $T_c$ ”. In: *Journal of Applied Physics* 115.18 (2014). ISSN: 10897550. DOI: 10.1063/1.4875655.
- [4] S. Posen, M. Checchin, A. C. Crawford, A. Grassellino, M. Martinello, O. S. Melnychuk, A. Romanenko, D. A. Sergatskov, and Y. Trenikhina. “Efficient expulsion of magnetic flux in superconducting radiofrequency cavities for high  $Q_0$  applications”. In: *Journal of Applied Physics* 119.21 (June 2016). ISSN: 10897550. DOI: 10.1063/1.4953087.
- [5] P. Dhakal, G. Ciovati, and A. Gurevich. “Flux expulsion in niobium superconducting radio-frequency cavities of different purity and essential contributions to the flux sensitivity”. In: *Phys. Rev. Accel. Beams* 23 (2 Feb. 2020), p. 023102. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.23.023102.
- [6] K. Umemori, T. Dohmae, E. Kako, T. Konomi, T. Kubo, A. Terashima, K. Tsuchiya, M. Masuzawa, G. T. Park, R. Ueki, and T. Okada. “Improvement of Magnetic Condition for KEK-STF Vertical Test Facility Towrd High-Q Study”. In: *Proc. 18th Int. Conf. RF Superconductivity (SRF’17)*. Lanzhou, China, 2017, pp. 444–447. DOI: 10.18429/JACoW-SRF2017-TUPB028.
- [7] S. Posen, A. Romanenko, A. Grassellino, O. S. Melnychuk, and D. A. Sergatskov. “Ultralow Surface Resistance via Vacuum Heat Treatment of Superconducting Radio-Frequency Cavities”. In: *Physical Review Applied* 13.1 (2020), p. 1. ISSN: 23317019. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.13.014024.
- [8] M. Martinello, M. Checchin, A. Grassellino, O. Melnychuk, S. Posen, A. Romanenko, D. A. Sergatskov, and J. F. Zasadzinski. “Trapped Flux Surface Resistance Analysis for Different Surface Treatments”. In: *Proc. 17th Int. Conf. RF Superconductivity (SRF’15)*. Whistler, Canada, 2015, pp. 115–119. DOI: 10.18429/JACoW-SRF2015-MOPB015.
- [9] D. Gonnella, J. Kaufman, and M. Liepe. “Impact of nitrogen doping of niobium superconducting cavities on the sensitivity of surface resistance to trapped magnetic flux”. In: *Journal of Applied Physics* 119.7 (Feb. 2016). ISSN: 10897550. DOI: 10.1063/1.4941944.
- [10] B. Schmitz, J. Köszei, K. Alomari, O. Kugeler, and J. Knobloch. “Magnetometric mapping of superconducting RF cavities”. In: *Review of Scientific Instruments* 89.5 (May 2018), p. 054706. ISSN: 10897623. DOI: 10.1063/1.5030509.

- [11] Y. Yamamoto, H. Hayano, E. Kako, S. Noguchi, T. Shishido, and K. Watanabe. “Achieving high gradient performance of 9-cell cavities at KEK for the international linear collider”. In: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 729 (2013), pp. 589–595. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/j.nima.2013.08.050.
- [12] H. K. Onnes. “The Condensation of Helium”. In: Nature 77.2007 (Apr. 1908), pp. 559–559. ISSN: 1476-4687. DOI: 10.1038/077559b0.
- [13] H. K. Onnes. “The resistance of pure mercury at helium temperatures”. In: Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden 12 (1911), p. 120.
- [14] F London and H London. “The electromagnetic equations of the supraconductor”. In: Proceedings of the Royal Society of London. Series A - Mathematical and Physical Sciences 149.866 (Mar. 1935), pp. 71–88. ISSN: 0080-4630. DOI: 10.1098/rspa.1935.0048.
- [15] 岡田貴文. “Studies of Serconducting Harmonic Cavities with High-Q for Synchrotron Light Sources”. In: KEK Report A 1 (May 2018).
- [16] H. Padamsee, J. Knobloch, and T. Hays. RF Superconductivity for Accelerators. John Wiley, New York, 1998.
- [17] N. Valles and M. Liepe. “The Superheating Field of Niobium: Theory and Experiment”. In: Proc. 15th Int. Conf. RF Superconductivity (SRF’11). 4. 2011, pp. 293–301.
- [18] H. A. Schwettman, P. B. Wilson, and G. Y. Churilov. “Measurements at High Electric Field Strengths on Superconducting Accelerator Cavities””. In: Proc. 5th Int. Conf. on High Energy Accel. Frascati. 1965, pp. 690–692.
- [19] S. Noguchi, K. Akai, M. Arinaga, K. Asano, T. Furuya, K. Hara, K. Hosoyama, A. Kabe, Yuji Kojima, Yuzo Kojima, S. Mitsunobu, H. Nakai, T. Nakazato, T. Ogitsu, K. Saito, U. Sakamoto, T. Suzuki, and T. Tajima. “Status of Tristan superconducting RF program”. In: Proc. 3rd Int. Conf. RF Superconductivity (SRF’87). Illinois, United States, 1988, pp. 605–624.
- [20] Y. Kojima, K. Akai, M. Arinaga, K. Asano, E. Ezura, T. Furuya, K. Hara, and K. Hosoyama. “Superconducting RF Activities at KEK \*”. In: Proc. 4th Int. Conf. RF Superconductivity (SRF’ 89). Tsukuba, Japan, 1989, pp. 85–95.
- [21] London, H. “High-frequency resistance of superconducting tin”. In: Royal Society 176.967 (1940), pp. 522–533. ISSN: 00280836. DOI: 10.1098/rspa.1940.0105.
- [22] D. C. Mattis and J. Bardeen. “Theory of the anomalous skin effect in normal and superconducting metals”. In: Physical Review 111.2 (1958), pp. 412–417. ISSN: 0031899X. DOI: 10.1103/PhysRev.111.412.
- [23] W. Bauer, S. Giordano, and H. Hahn. “Measured frequency dependence of the surface resistance of superconducting niobium”. In: Journal of Applied Physics 45.11 (1974), pp. 5023–5025. ISSN: 00218979. DOI: 10.1063/1.1663177.
- [24] A. Gurevich and T. Kubo. “Surface impedance and optimum surface resistance of a superconductor with an imperfect surface”. In: Physical Review B 96.18 (2017), pp. 1–17. ISSN: 24699969. DOI: 10.1103/PhysRevB.96.184515.
- [25] A. Grassellino, A. Romanenko, D. Sergatskov, O. Melnychuk, Y. Trenikhina, A. Crawford, A. Rowe, M. Wong, T. Khabiboulline, and F. Barkov. “Nitrogen and argon doping of niobium for superconducting radio frequency cavities: a pathway to highly efficient accelerating structures”. In: Superconductor Science and Technology 26.10 (Aug. 2013), p. 102001. DOI: 10.1088/0953-2048/26/10/102001.

- [26] A. Gurevich and G. Ciovati. “Effect of vortex hotspots on the radio-frequency surface resistance of superconductors”. In: *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics* 87.5 (Feb. 2013). ISSN: 10980121. DOI: 10.1103/PhysRevB.87.054502.
- [27] E. Kako, H. Hayano, S. Noguchi, N. Ohuchi, M. Satoh, T. Shishido, K. Watanabe, and Y. Yamamoto. “Cryomodule tests of four Tesla-like cavities in the Superconducting RF Test Facility at KEK”. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 13 (4 Apr. 2010), p. 041002. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.13.041002.
- [28] H. Shimizu, T. Dohmae, M. Egi, K. Enami, H. Inoue, E. Kako, G. T. Park, H. Sakai, K. Umemori, Y. Watanabe, S. Yamaguchi, and M. Yamanaka. “Fabrication and Evaluation of Superconducting Single-Cell Cavities Manufactured Using Various Materials and Methods”. In: *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 27.7 (2017). ISSN: 10518223. DOI: 10.1109/TASC.2017.2739643.
- [29] “Reference manual for the POISSON/SUPERFISH Group of Codes”. In: (Jan. 1987). DOI: 10.2172/10140827. URL: <https://www.osti.gov/biblio/10140827>.
- [30] CST MICROWAVE STUDIO®. 2019. URL: [www.cst.com](http://www.cst.com).
- [31] COMSOL Multiphysics® v. 5.5. COMSOL AB. Stockholm, Sweden, 2019. URL: [www.comsol.com](http://www.comsol.com).
- [32] R. Hunt. “A magnetoresistive readout transducer”. In: *IEEE Transactions on Magnetics* 7.1 (1971), pp. 150–154.
- [33] Operation Manual for Mag-01 and Mag-01H Single Axis Fluxgate Magnetometers with Mag Probes B-G. 10 Thorney Leys Business Park, Witney, Oxon, OX28 4GG United Kingdom: Bartington® instruments.
- [34] AFF755B, Magnetoresistive Field Sensor Sensitec GmbH. Georg-Ohm-Str. 11, 35633 Lahnau, Germany, 2018.
- [35] J. Kőszegi, O. Kugeler, D. Abou-Ras, J. Knobloch, and R. Schäfer. “A magneto-optical study on magnetic flux expulsion and pinning in high-purity niobium”. In: *Journal of Applied Physics* 122.17 (2017). ISSN: 10897550. DOI: 10.1063/1.4996113.
- [36] K. Kuijk, W. J. V. Gestel, and F. W. Gorter. “The barber pole, a linear magnetoresistive head”. In: *IEEE Transactions on Magnetics* 11 (1975), pp. 1215–1217.
- [37] S. Tumański and M. Stabrowski. “The optimization and design of magnetoresistive barber-pole sensors”. In: *Sensors and Actuators* 7.4 (1985), pp. 285–295. ISSN: 0250-6874. DOI: [https://doi.org/10.1016/0250-6874\(85\)80008-1](https://doi.org/10.1016/0250-6874(85)80008-1).
- [38] S Tumański. *Thin Film Magnetoresistive Sensors*. Bristol : Institute of Physics Publishing, 2001.
- [39] R. Ueki, T. Okada, M. Masuzawa, K. Tsuchiya, T. Kawamoto, K. Umemori, E. Kako, T. Konomi, and H. Sakai. “Study on Magneto-Resistance Sensors for Low Magnetic Field Measurements”. In: *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 30.4 (2020), pp. 8–11. ISSN: 15582515. DOI: 10.1109/TASC.2020.2976994.
- [40] E Kako, S Noguchi, M Ono, K Saitô, M Matsuoka, H Miwa, P Kneisel, T Suzuki, T Tajima, T Shishido, and H Umezawa. “High field studies on L-band superconducting cavities at KEK”. In: *The 9th Symposium on Accelerator science and Technology*. Tsukuba, Japan, 1993, pp. 443–445.
- [41] T. Tajima, K. Asano, T. Furuya, K. Hara, K. Hosoyama, A. Kabe, E. Kako, Y. Kojima, K. Kubo, S. Kurokawa, S. Mitsunobu, H. Nakai, S. Noguchi, T. Shishido, T. Takahashi, and M. Ohara. “Temperature Mapping System Developed at KEK for Field Emission Studies on Superconducting Cavities”. In: *KEK Preprint* 92-91.8 (1992).

- [42] J. Knobloch. “Advanced Thermometry Studies of Superconducting Radio-Frequency Cavities”. PhD thesis. Cornell University, Aug. 1997.
- [43] J. R. Clement and E. H. Quinnell. “The low temperature characteristics of carbon-composition thermometers”. In: *Review of Scientific Instruments* 23.5 (1952), pp. 213–216. ISSN: 00346748. DOI: 10.1063/1.1746229.
- [44] S. Huang, T. Kubo, and R. L. Geng. “Dependence of trapped-flux-induced surface resistance of a large-grain Nb superconducting radio-frequency cavity on spatial temperature gradient during cooldown through  $T_c$ ”. In: *Physical Review Accelerators and Beams* 19.8 (2016). ISSN: 24699888. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.19.082001.
- [45] S. Aull, O. Kugeler, and J. Knobloch. “Trapped magnetic flux in superconducting niobium samples”. In: *Phys. Rev. Spec. Top. - Accel. Beams* 15.6 (June 2012). ISSN: 10984402.
- [46] A. Grassellino, A. Romanenko, Y. Trenikhina, M. Checchin, M. Martinello, O. S. Melnychuk, S. Chandrasekaran, D. A. Sergatskov, S. Posen, A. C. Crawford, S. Aderhold, and D. Bice. “Unprecedented quality factors at accelerating gradients up to 45 MV/m in niobium superconducting resonators via low temperature nitrogen infusion”. In: *Superconductor Science and Technology* 30.9 (2017).
- [47] S. Posen and D. L. Hall. “Nb<sub>3</sub>Sn superconducting radiofrequency cavities: Fabrication, results, properties, and prospects”. In: *Superconductor Science and Technology* 30.3 (Mar. 2017), p. 033004. ISSN: 13616668. DOI: 10.1088/1361-6668/30/3/033004.
- [48] T. Tajima, A. Canabal, Y. Zhao, A. Romanenko, B. H. Moeckly, C. D. Nantista, S. Tantawi, L. Phillips, Y. Iwashita, and I. E. Campisi. “MgB<sub>2</sub> for application to RF cavities for accelerators”. In: *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 17.2 (2007), pp. 1330–1333. ISSN: 10518223. DOI: 10.1109/TASC.2007.899876.
- [49] B. Aune, R. Bandelmann, D. Bloess, B. Bonin, A. Bosotti, M. Champion, C. Crawford, G. Deppe, B. Dwersteg, D. A. Edwards, H. T. Edwards, M. Ferrario, M. Fouaidy, P.-D. Gall, A. Gamp, A. Gössel, J. Graber, D. Hubert, M. Hüning, M. Juillard, T. Junquera, H. Kaiser, G. Kreps, M. Kuchnir, R. Lange, M. Leenen, M. Liepe, L. Lilje, A. Matheisen, W.-D. Möller, A. Mosnier, H. Padamsee, C. Pagani, M. Pekeler, H.-B. Peters, O. Peters, D. Proch, K. Rehlich, D. Reschke, H. Safa, T. Schilcher, P. Schmüser, J. Sekutowicz, S. Simrock, W. Singer, M. Tigner, D. Trines, K. Twarowski, G. Weichert, J. Weisend, J. Wojtkiewicz, S. Wolff, and K. Zapfe. “Superconducting TESLA cavities”. In: *Phys. Rev. Spec. Top. - Accel. Beams* 3.9 (Sept. 2000), p. 092001. ISSN: 1098-4402. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.3.092001.
- [50] J. Knobloch, H. Muller, and H. Padamsee. “Design of a high speed, high resolution thermometry system for 1.5 GHz superconducting radio frequency cavities”. In: *Review of Scientific Instruments* 65.11 (1994), pp. 3521–3527. ISSN: 00346748. DOI: 10.1063/1.1144532.
- [51] A. Canabal, J. D. Bowyer, P. Chacon, N. A. Gillespie, M. A. Madrid, and T. Tajima. “Development of a temperature mapping system for 1.3-GHz 9-cell SRF cavities”. In: *Proc. 22nd Particle Accelerator Conf. (PAC’ 07)*. 2007, pp. 2406–2408. DOI: 10.1109/PAC.2007.4441265.
- [52] KIKUSUI ユーザーズマニュアル PMX-A シリーズ. 横浜市都筑区東山田 1-1-3: KIKUSUI, 2019. URL: <https://www.kikusui.co.jp/catalog/?model=pmx-a>.
- [53] ADCMT 6243/6244 catalog. 埼玉県比企郡滑川町大字都 77-1: ADCMT, 2007. URL: <http://www.adcmt.com/>.



- [54] Y. Iwashita, Y. Tajima, and H. Hayano. “Development of high resolution camera for observations of superconducting cavities”. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 11.9 (2008), pp. 1–6. ISSN: 10984402. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.11.093501.
- [55] M. Martinello, A. Grassellino, M. Checchin, A. Romanenko, O. Melnychuk, D. A. Sergatskov, S. Posen, and J. F. Zasadzinski. “Effect of interstitial impurities on the field dependent microwave surface resistance of niobium”. In: *Applied Physics Letters* 109.6 (Aug. 2016), p. 062601. ISSN: 00036951. DOI: 10.1063/1.4960801. URL: <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4960801>.
- [56] G. Ciovati. “Effect of low-temperature baking on the radio-frequency properties of niobium superconducting cavities for particle accelerators”. In: *Journal of Applied Physics* 96.3 (2004), pp. 1591–1600. ISSN: 00218979. DOI: 10.1063/1.1767295.
- [57] D. Bafia, A. Grassellino, O.S. Melnychuk, A.S. Romanenko, Z-H. Sung, and J. Zasadzinski. “Gradients of 50 MV/m in TESLA Shaped Cavities via Modified Low Temperature Bake”. In: *Proc. 19th Int. Conf. RF Superconductivity (SRF’19)*. Dresden, Germany, 2019, pp. 586–591. DOI: 10.18429/JACoW-SRF2019-TUP061.
- [58] T. Kubo. “Flux trapping in superconducting accelerating cavities during cooling down with a spatial temperature gradient”. In: *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2016.5 (May 2016). DOI: 10.1093/PTEP/PTW049.
- [59] P. J. Lee, A. A. Polyanskii, Z. H. Sung, D. C. Larbalestier, C. Antoine, P. C. Bauer, C. Boffo, and H. T. Edwards. “Flux penetration into grain boundaries large grain niobium sheet for srf cavities: Angular sensitivity”. In: *AIP Conference Proceedings* 927.2007 (2007), pp. 113–120. ISSN: 0094243X. DOI: 10.1063/1.2770684.
- [60] M. Checchin, M. Martinello, A. Romanenko, A. Grassellino, D. A. Sergatskov, S. Posen, O. Melnychuk, and J. F. Zasadzinski. “Quench-Induced Degradation of the Quality Factor in Superconducting Resonators”. In: *Physical Review Applied* 5.4 (2016), pp. 1–11. ISSN: 23317019. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.5.044019.
- [61] H. Sakai, E. Cenni, K. Enami, T. Furuya, M. Sawamura, K. Shinoe, and K. Umemori. “Field emission studies in vertical test and during cryomodule operation using precise x-ray mapping system”. In: *Physical Review Accelerators and Beams* 22.2 (2019), p. 22002. ISSN: 24699888. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.22.022002. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.22.022002>.

# 付録

# 付録 1

## クエンチによる温度上昇の全体図

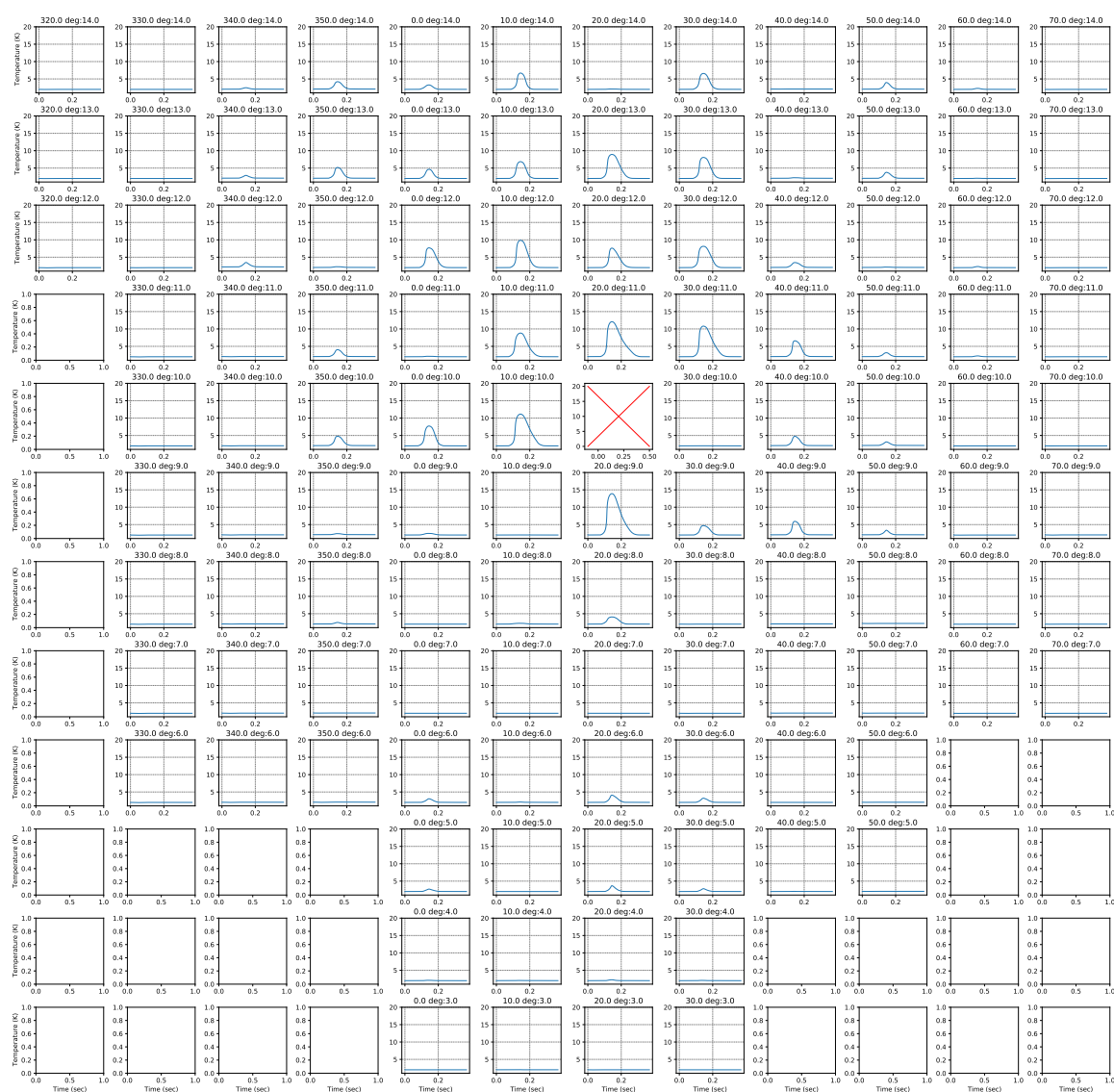


図 1 横方向は周方向の角度である。縦方向は各ボードのカーボン抵抗の位置別のプロット。各温度は、カーボン抵抗の校正曲線を用いて求めた。20度の11番は断線したため、プロットしていない。

## 付録 2

# 磁束トラップによる温度上昇の全体図

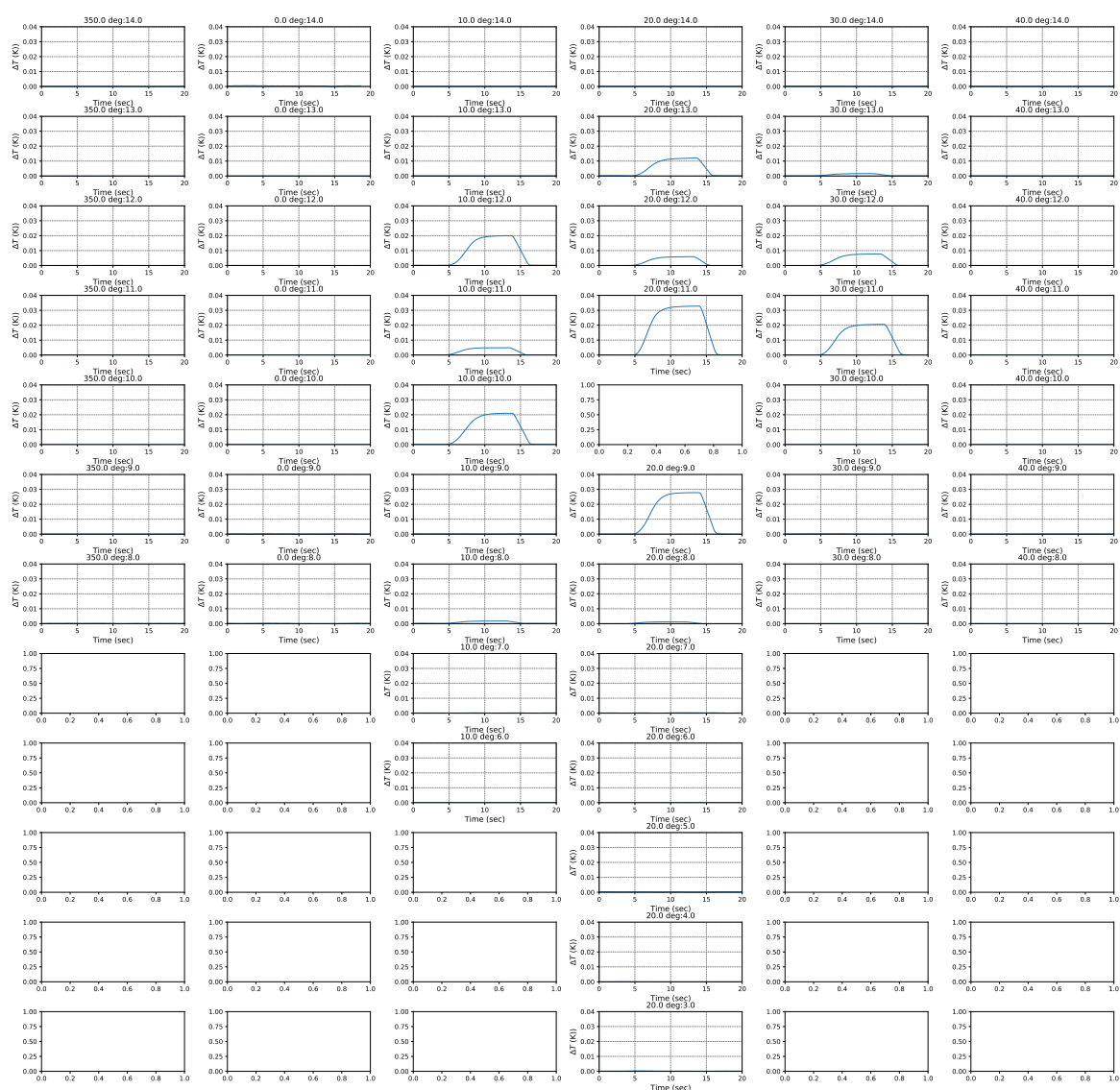


図 2 横方向は周方向の角度である。縦方向は各ボードのカーボン抵抗の位置別のプロット。各温度は、カーボン抵抗の校正曲線の 2 K での傾きを用いて求めた。20 度の 11 番は断線したため、プロットしていない。

## 付録 3

# 外部磁場と磁束のトラップとリリースによる磁場分布の変化の関係

第 8.8.1 節で示した外部磁場と磁束のトラップとリリースによる磁場分布の変化の関係。残りの -120 度から -40 度、50 度から 190 度までの結果を示す。

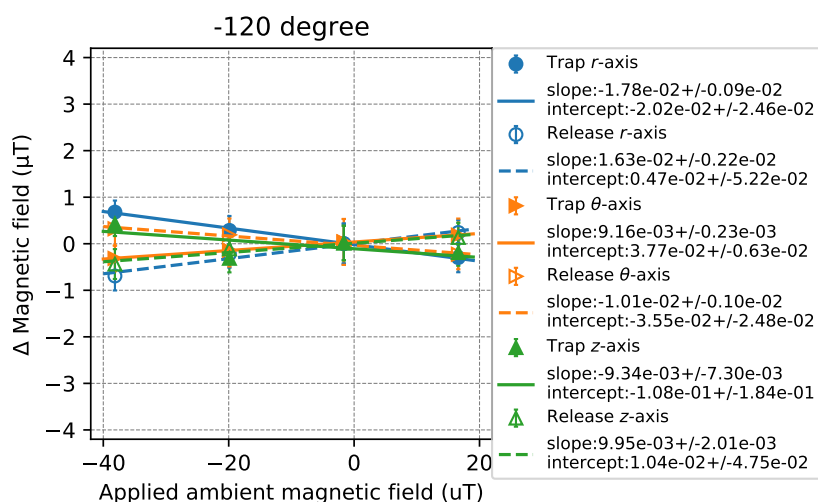


図 3 -120 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が  $r$  方向、橙色が  $\theta$  方向、緑が  $z$  方向。

局所的な磁場分布変化と表面抵抗の関係。

前節では、印加した外部磁場の大きさに磁場の変化が比例する結果を得た。このとき、表面抵抗と磁場変化の方向を考える。ここでは、最も変化が大きかった 10 度の結果 (図 8.32) に注目した。図 22 に 10 度のそれぞれの方向の AMR センサーの変化と加速電場ごとの表面抵抗の関係を示した。

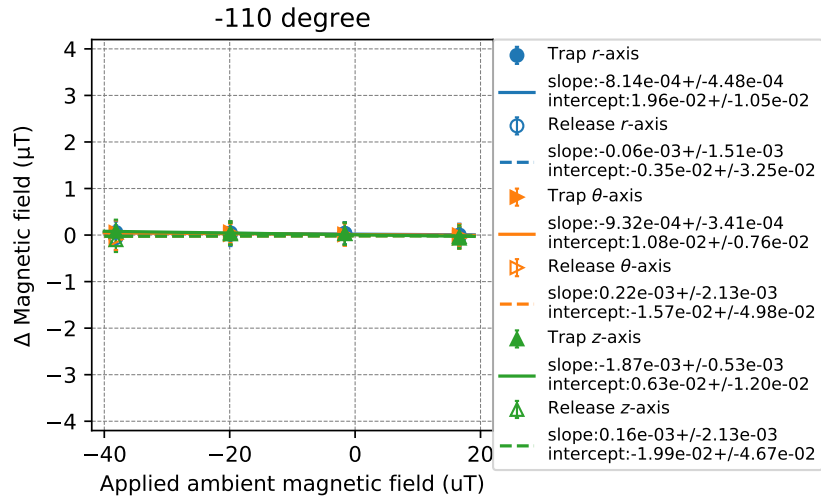


図 4 -110 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が  $r$  方向、橙色が  $\theta$  方向、緑が  $z$  方向。

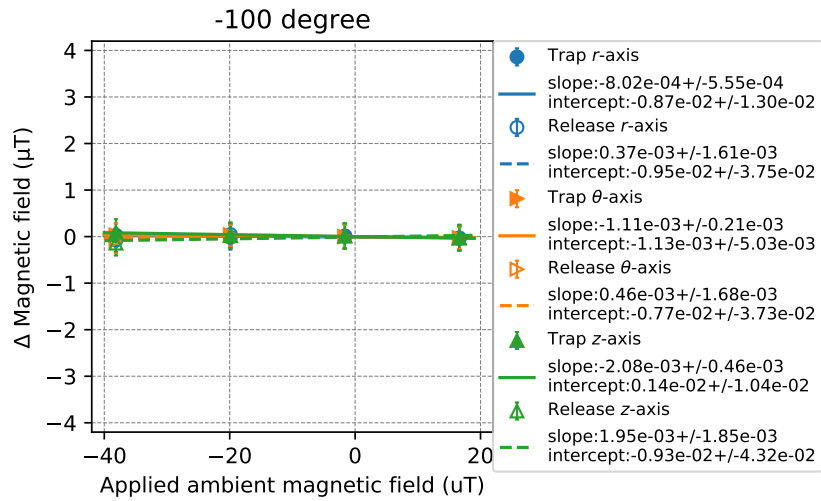


図 5 -100 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が  $r$  方向、橙色が  $\theta$  方向、緑が  $z$  方向。

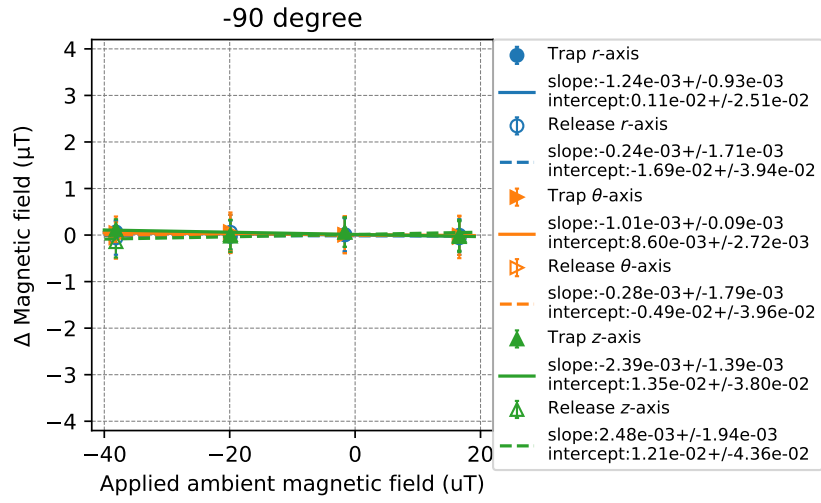


図 6 -90 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が  $r$  方向、橙色が  $\theta$  方向、緑が  $z$  方向。

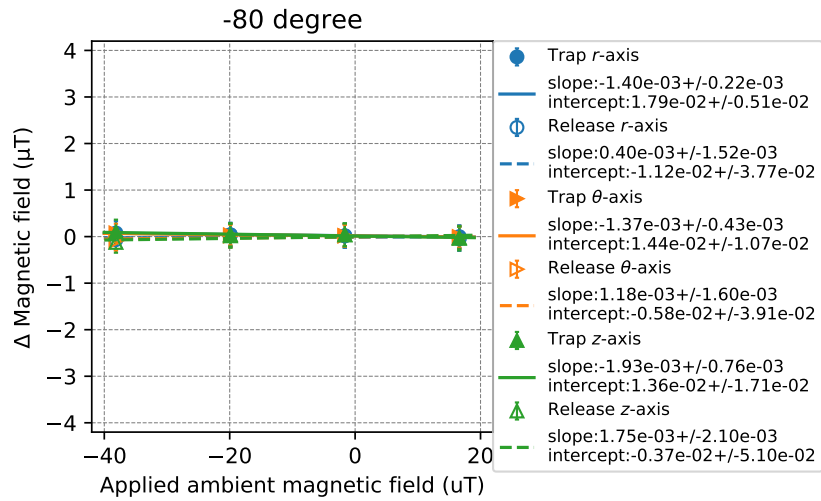


図 7 -80 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が  $r$  方向、橙色が  $\theta$  方向、緑が  $z$  方向。

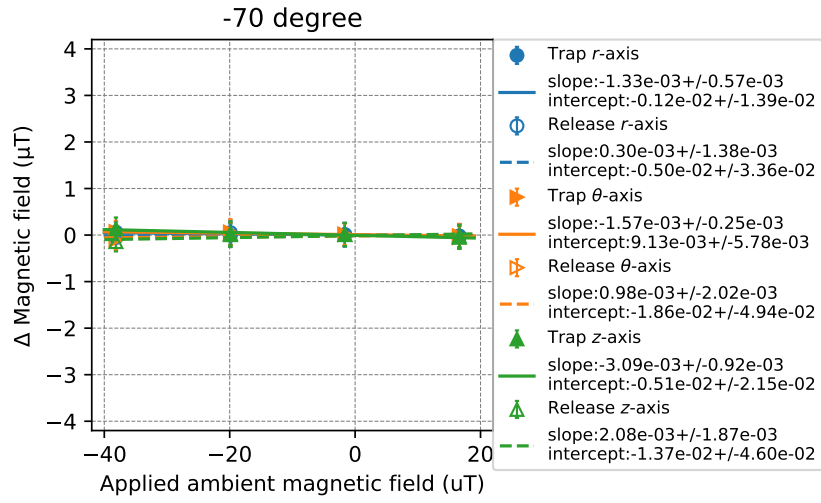


図 8 -70 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が  $r$  方向、橙色が  $\theta$  方向、緑が  $z$  方向。

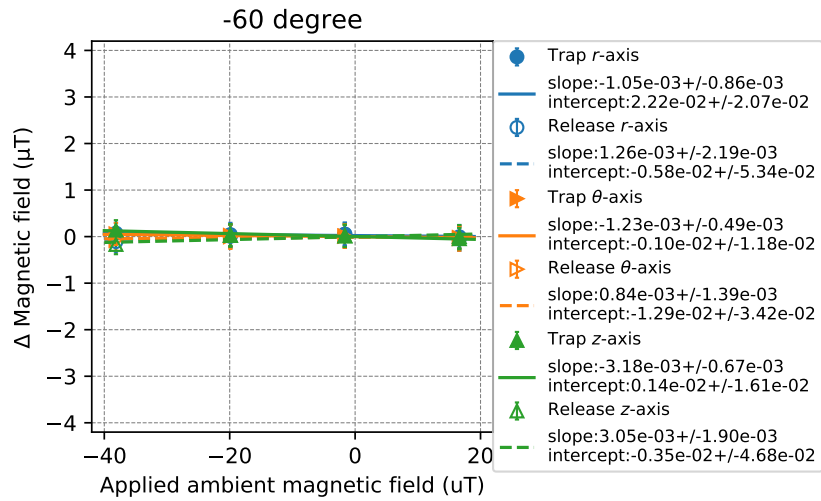


図 9 -60 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が  $r$  方向、橙色が  $\theta$  方向、緑が  $z$  方向。



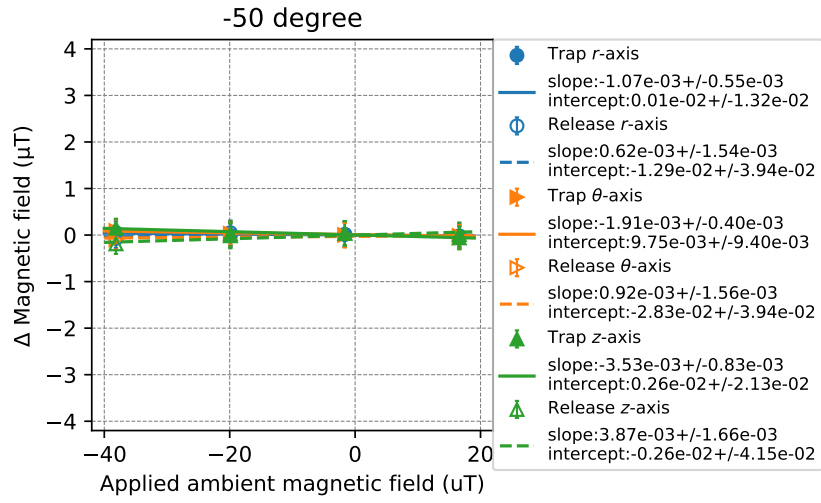


図 10 -50 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が  $r$  方向、橙色が  $\theta$  方向、緑が  $z$  方向。

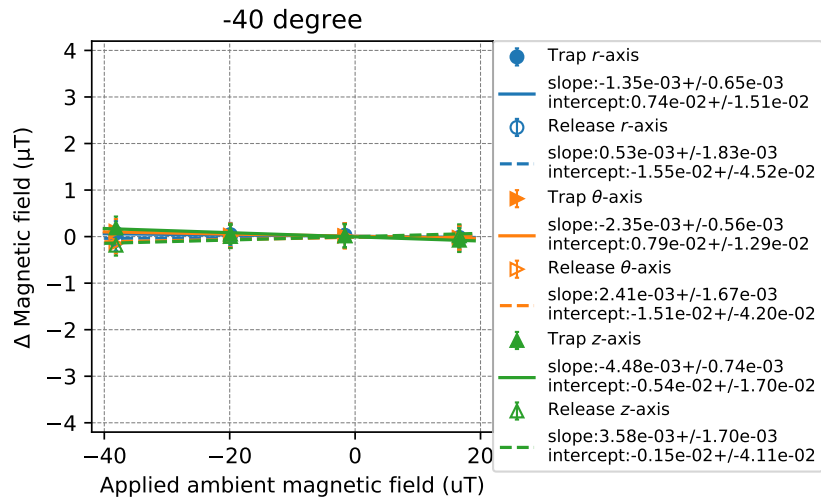


図 11 -40 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が  $r$  方向、橙色が  $\theta$  方向、緑が  $z$  方向。

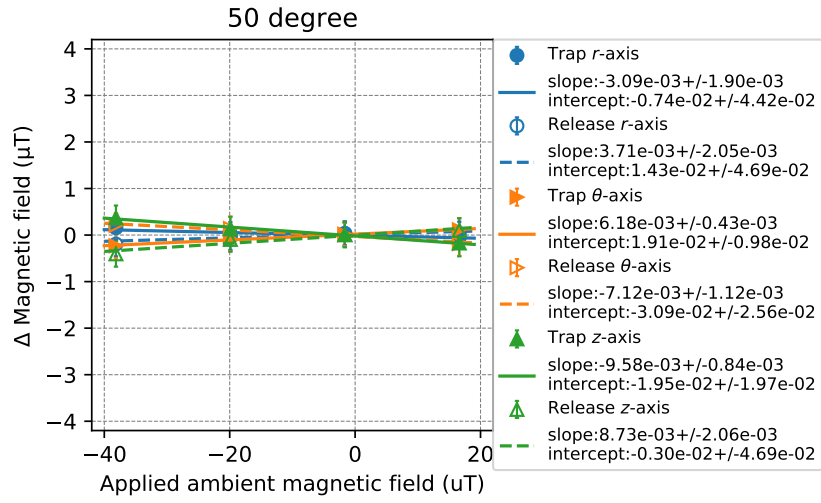


図 12 50 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が  $r$  方向、橙色が  $\theta$  方向、緑が  $z$  方向。

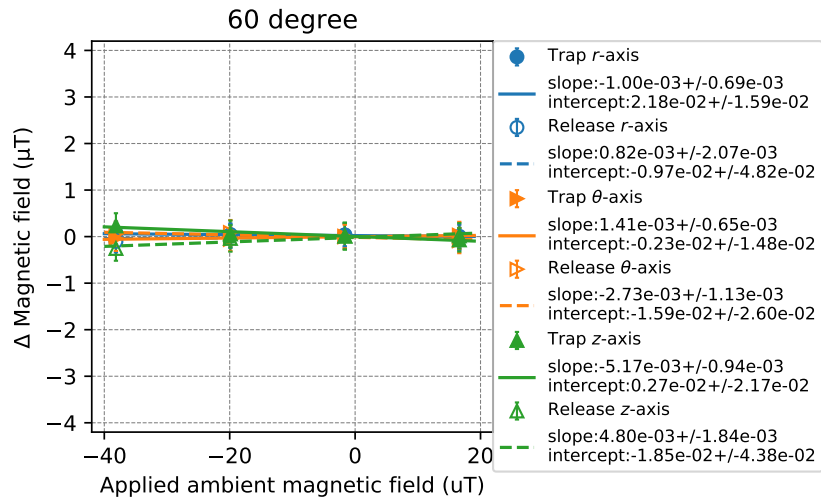


図 13 60 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が  $r$  方向、橙色が  $\theta$  方向、緑が  $z$  方向。

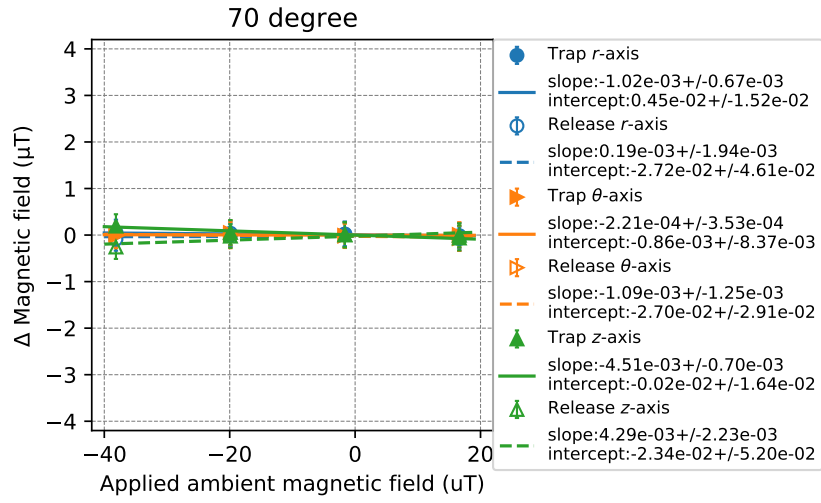


図 14 70 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が  $r$  方向、橙色が  $\theta$  方向、緑が  $z$  方向。

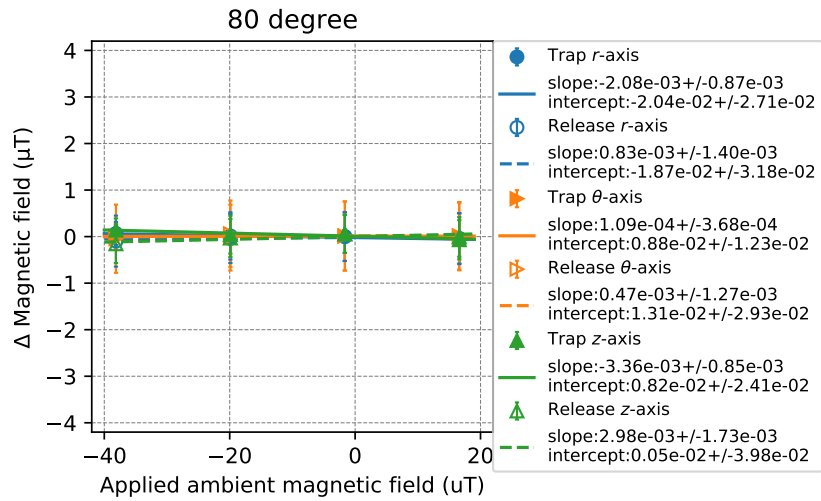


図 15 80 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が  $r$  方向、橙色が  $\theta$  方向、緑が  $z$  方向。

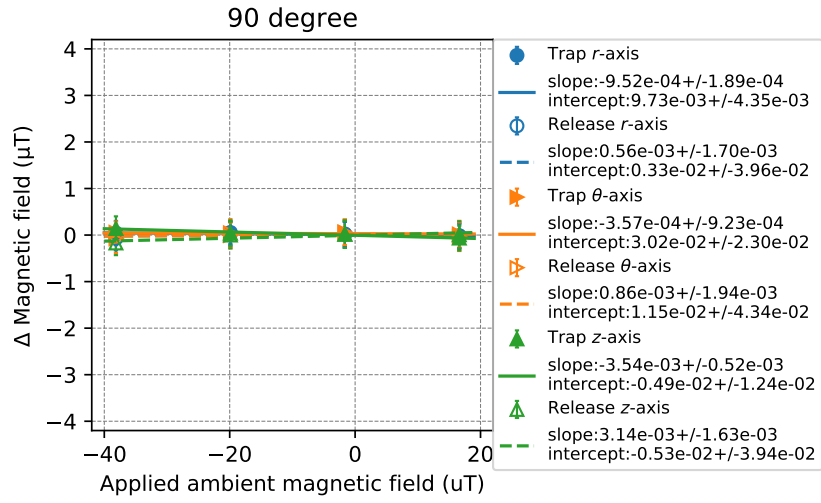


図 16 90 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が  $r$  方向、橙色が  $\theta$  方向、緑が  $z$  方向。

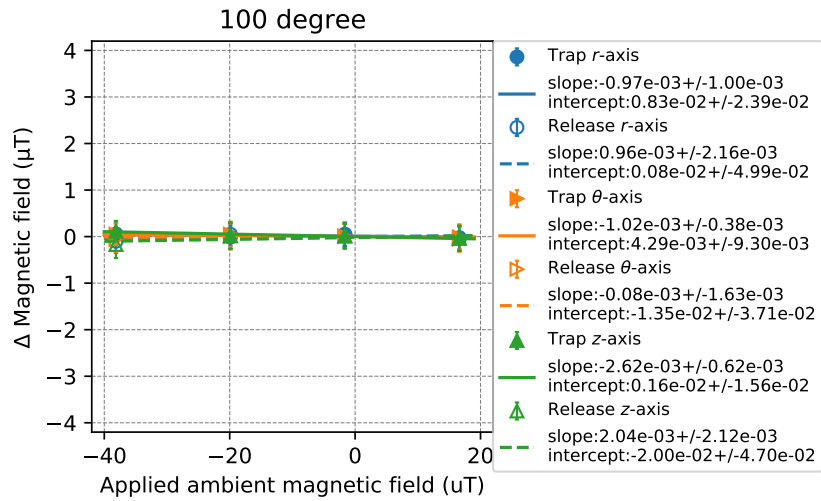


図 17 100 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が  $r$  方向、橙色が  $\theta$  方向、緑が  $z$  方向。

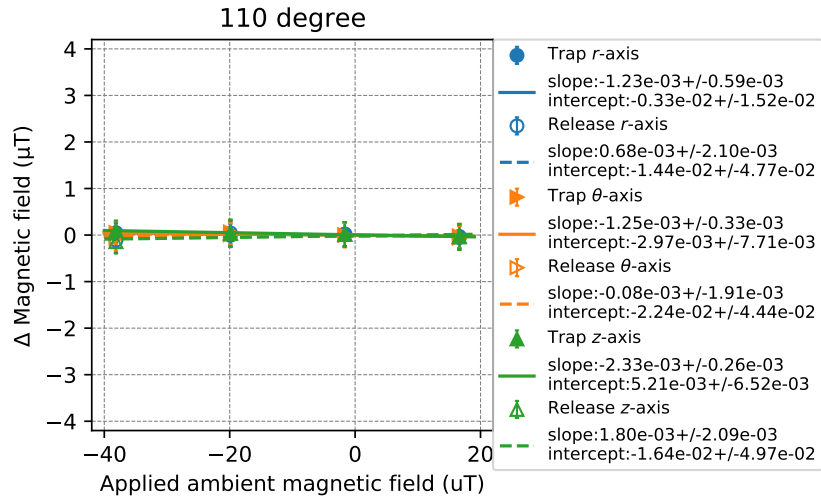


図 18 110 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が  $r$  方向、橙色が  $\theta$  方向、緑が  $z$  方向。

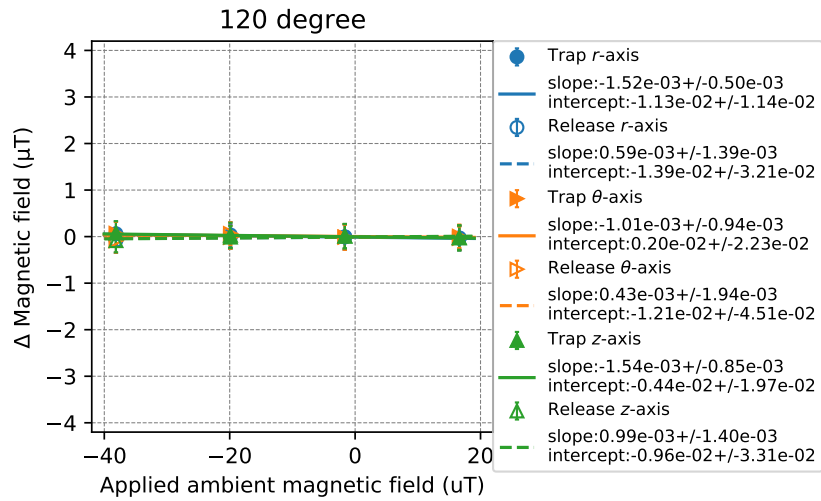


図 19 120 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が  $r$  方向、橙色が  $\theta$  方向、緑が  $z$  方向。

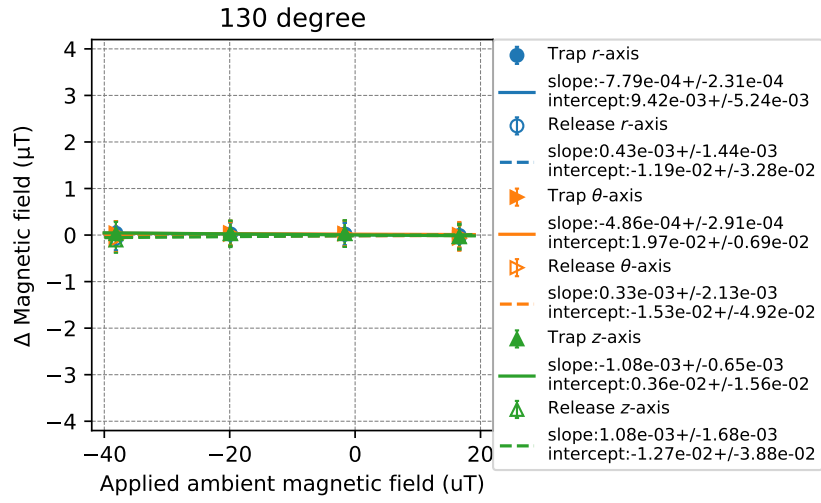


図 20 130 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が  $r$  方向、橙色が  $\theta$  方向、緑が  $z$  方向。

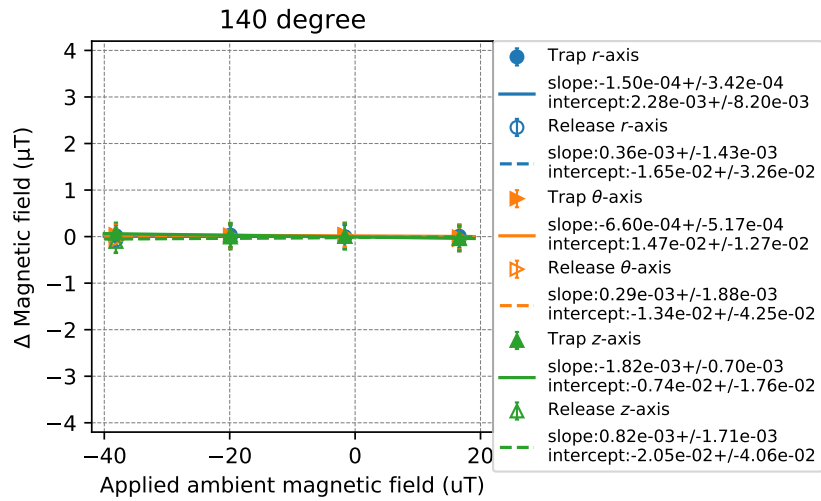


図 21 140 度のボードの AMR センサーの結果と印加した磁場の関係。塗りつぶしがトラップの時、白抜きがリリースのプロット。青が  $r$  方向、橙色が  $\theta$  方向、緑が  $z$  方向。

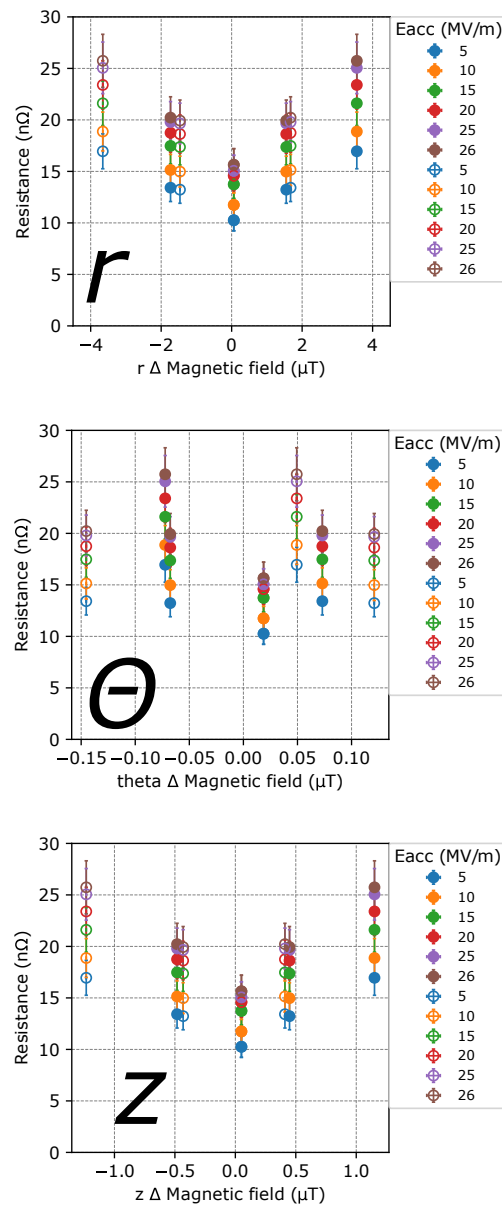


図 22 10 度のボードの AMR センサーの変化量と表面抵抗の関係。それぞれの方向に対する各加速電場の AMR センサーの変化量と表面抵抗。塗りつぶしはトラップの時、白抜きはリリースの時を示す。

## 付録 4

# AMR テストスタンド用ソレノイドコイルの発生磁場分布の測定結果

測定は3軸のガウスメーターを用いて行い、中心から15 cm離れたAMRセンサーが配置される場所のソレノイドコイルによる発生磁場の分布を測定した。ボード位置の中心をゼロとしてそこから $z$ 方向の $\pm 50$  mmの範囲を測定した。中心( $r = 15$  mm,  $z = 0$ )での、約 $10\text{ }\mu\text{T}$ 生じさせた時の測定結果を図23に示す。エラーバーは同じ位置で10回測定したときの標準偏差を用いた。 $z$ 方向磁場の測定値と、COMSOLでの計算結果の比較を図24に示す。値は中心( $z = 0$ )での値で、それぞれ規格化した。

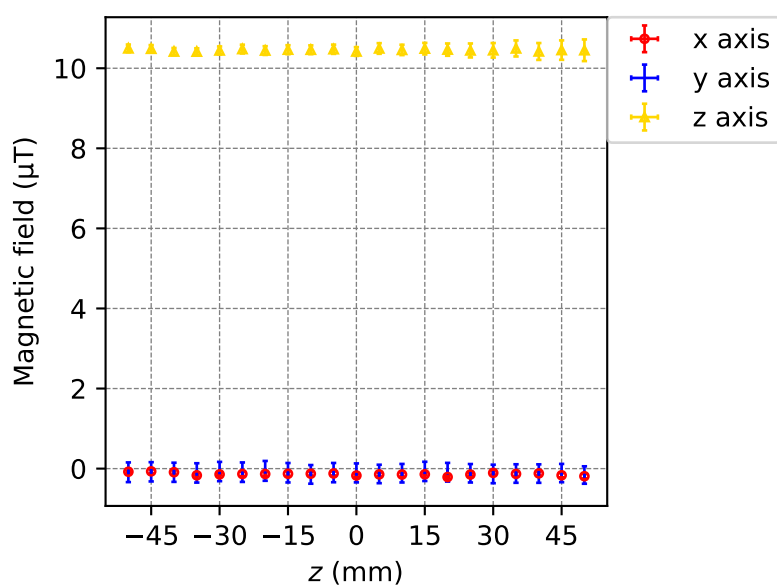


図 23 中心で約 $10\text{ }\mu\text{T}$ 発生させたときの3軸ガウスメーターを用いたソレノイドコイルの発生磁場の測定結果。



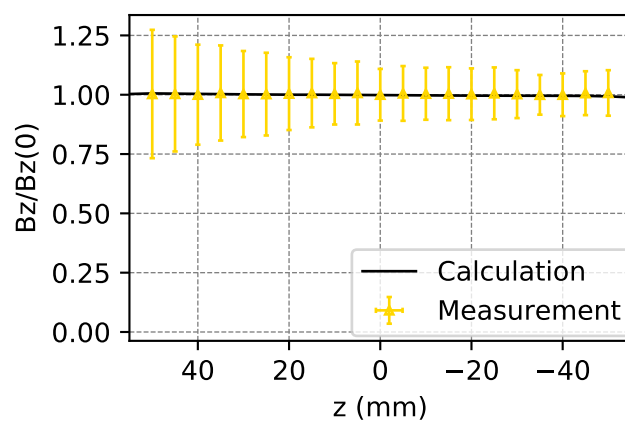


図 24  $r = 15$  mm でのソレノイドコイルが発生した  $z$  方向磁場測定結果 (Measurement) と COMSOL での計算結果 (Calculation) の比較。値は  $z = 0$  mm での値で規格化した。