

修士論文

マイクロカロリメータ動作のための
極低温環境と磁気遮蔽システムの構築

埼玉大学理工学研究科
物理機能系専攻 物理学コース

宇宙物理実験研究室
18MP126 安田仰

2020 年 3 月 31 日

概要

銀河や銀河団内の高温プラズマに含まれる元素の微細輝線構造やガスの乱流速度測定は、宇宙の高エネルギー現象の理解のために非常に有用である。X線検出器の中でも、X線マイクロカロリメータは、宇宙X線観測で重要な He 様に電離した鉄輝線を含む比較的高いエネルギー帯においても高いエネルギー分光能力と高検出効率を実現する。また、非分散型検出器のため銀河団などの広がった天体に対してもエネルギー分光能力が劣化することはない。

X線マイクロカロリメータは、入射X線のエネルギー E をセンサー素子の温度上昇として測定する「温度計」である。X線マイクロカロリメータのエネルギー分解能は素子の温度に強く依存し、極低温下（絶対温度 ~ 100 mK）において初めて $E/dE > 1000$ もの高いエネルギー分光能力を達成する。宇宙空間の微小重力下において 100 mK 以下の極低温環境実現のためには、磁性体をエントロピー制御することで冷却する断熱消磁冷凍機が利用されており、将来衛星計画では、超伝導体の超伝導遷移端を「温度計」として用いる TES 型カロリメータの使用が計画されている。高いエネルギー分光能力を実現できる TES 型マイクロカロリメータは、センサー面に対して法線方向からの印加磁場により分光能力が劣化することが報告されており、極低温環境下での磁気遮蔽が必要である。特に、将来衛星の広視野実現のためセンサー部の大有効面積化を目指す場合、X線入射のためのシールド開口部の磁気遮蔽が大きな課題となっている。

我々は、安定したマイクロカロリメータ動作のため、断熱消磁冷凍機を用いた極低温環境の構築を行ってきた。具体的には、4K 級パルスチューブ冷凍機と断熱消磁冷凍機を組み合わせ 100 mK 以下での冷却環境の構築を進めている。本研究では断熱消磁冷凍機を開発し、300 mK 以下に到達すること成功した。また、磁気遮蔽を目的として高透磁率材 A4K を用いたシールドを製作し、有限要素法による 2/3 次元シミュレータを用いた電磁界シミュレーションの結果と、ホール素子を用いた極低温環境下（絶対温度 4 K）での磁場測定システムを構築し実測と比較した。製作した A4K 磁気シールドの磁場流入経路となりうる開口部とカロリメータセンサ設置箇所での磁場強度比は 1/10 以下であることを直接検証することができた。これは、地磁気 ~ 50 μ T の入力を仮定すると、磁場を 5 μ T 程度まで遮断できることから、センサーの性能劣化は 15% 程度であると予想される。また、将来の大口径衛星の検出器のため、開口部を超伝導体 (Nb) の 5 mm ピッチのメッシュ構造で覆うシールドモデルを作成し、3 次元電磁界シミュレーションにより性能を評価した。その結果、メッシュシールドの導入で内部磁場を 30% 程度、減少できることを初めて確認した。

目次

概要		1
第 1 章	X 線天文学と精密分光	10
1.1	X 線天文学	10
1.2	X 線天文衛星	11
1.3	宇宙 X 線の精密分光観測	11
第 2 章	X 線マイクロカロリメータとその動作環境	13
2.1	X 線マイクロカロリメータの原理	13
2.2	TES 型カロリメータ	14
2.2.1	超伝導遷移端温度計 (TES: Transition Edge Sensor)	15
2.2.2	信号読み出しと電熱フィードバック	15
2.2.3	固有ノイズ	17
2.3	超伝導量子干渉計	18
2.3.1	dc SQUID の原理	18
2.3.2	SQUID を用いた読み出し系	18
第 3 章	極低温測定環境の構築	21
3.1	機械式冷凍機	21
3.1.1	蓄冷式冷凍機	21
3.1.2	パルスチューブ冷凍機	23
3.2	断熱消磁冷凍機	24
3.2.1	ADR の冷却原理	24
3.2.2	磁場中の常磁性体	25
3.2.3	ADR の構造	27
3.3	熱環境	28
3.3.1	伝熱	29
3.3.2	Multi Layered Insulation	30
3.4	磁場の影響と磁気シールドニング	31
3.4.1	TES 型を取り巻く磁場環境とその影響	31
3.4.2	磁気シールドニング	32
3.5	本論文の目的	34

第 4 章	パルスチューブ冷凍機 + ADR システム の構築	35
4.1	冷凍機の構成	35
4.1.1	クライオスタット	35
4.1.2	ADR	38
4.2	熱環境の最適化	38
4.3	冷却試験	42
4.3.1	結果	44
4.3.2	数値計算との比較	48
4.3.3	考察	50
第 5 章	高透磁率材シールドの性能評価	51
5.1	シールドモデリングと数値計算	53
5.1.1	高透磁率材シールドの検討	53
5.1.2	3 次元電磁界シミュレーションによる性能評価	54
5.1.3	2D シミュレーションモデルの構築	57
5.2	極低温下における A4K シールド実測	59
5.2.1	セットアップ	59
5.2.2	結果	62
第 6 章	超伝導メッシュシールドの性能評価	66
6.1	シールドモデリング	66
6.2	3 次元数値計算によるシールド評価	69
第 7 章	まとめ	73
Appendix A	埼玉大学冷凍機システム 配線図	74
Appendix B	SQUID 評価	77
Appendix C	断熱消磁冷却温度の数値計算	80
Appendix D	ホール素子とコイルの室温較正	83
D.1	ホール素子の室温較正	83
D.2	コイルの室温較正	85
Appendix E	ホール素子感度評価と超伝導コイルの漏れ磁場測定	86
謝辞		91
参考文献		92

1.1	電磁波の波長と大気の透過率 [2]	10
1.2	ひとみ衛星 イメージ [2]	11
1.3	エネルギー分解能ごとの $5 \times 10^7 \text{K}$ プラズマからの X 線スペクトルのシミュレーション [32]	12
2.1	X 線マイクロカロリメータ構造 [41]	14
2.2	X 線光子吸収時の吸収帯の温度応答。 ΔT の温度上昇後、時定数 τ_0 で減衰。 [41]	14
2.3	X 線マイクロカロリメータに使用される温度計の Resistance-Temperature カーブの例 (a) 半導体型温度計 (b) TES 温度計	15
2.4	TES の熱的電氣的な等価回路	16
2.5	TES のフィードバックダイアグラム	16
2.6	カロリメータから出力されるノイズ電流密度。実線が信号、破線が Jonson ノイズ、点線 が Phonon ノイズを表す。 (a) $\alpha = 100$ (b) $\alpha = 1000$ [40]	17
2.7	dc SQUID の模式図	19
2.8	SQUID を用いたカロリメータ読み出し系 [40]	19
2.9	磁束固定ループ回路 (FLL) の模式図 [40]	20
2.10	SQUID アンプを用いたカロリメータの読み出し系 [40]	20
3.1	スターリングサイクルの基本構成 (a) 基本的なスターリングサイクルの構造 (b) スター リングサイクルにおける PV 変化および T-S 図 (T:温度, P:圧力, V:体積, S:エントロ ピー)	22
3.2	パルスチューブ冷凍機の構造	23
3.3	ADR の冷却サイクルにおける T-S 図	24
3.4	ADR の構造	28
3.5	TES の磁場に対する応答 [15] (a) 磁場と TES の波高値、(b) 磁場と TES の時定数、 TES の R-T 図 高い方から、 $B_{\perp} = 0, 6, 26 \mu\text{T}$ 、(d) 熱浴温度と TES の臨界電流 高い方 から、 $B_{\perp} = 0, 6, 26, 106, 306 \mu\text{T}$	32
3.6	Ishisaki et al. 2008 に基づく、(a) TES エネルギー分解能の劣化数値計算、(b) TES パル スプロファイルの変化	33
3.7	代表的な磁気シールド材料の透磁率 RT, LN2, LHe はそれぞれ、室温、液体窒素、液 体ヘリウム温度での透磁率を示す [19] (Permalloy R は現在入手不可能)	33
4.1	パルスチューブ冷凍機クライオスタットとコンプレッサー	36
4.2	2 段式パルスチューブ冷凍機クライオスタットの設計図 (仁木工芸株式会社提供)	37

4.3	冷凍機の各温度帯の要素構成 左図クライオスタット全体の構成で、右図は 4KPLT の要素構成 各温度帯は アルミの放射シールドでシールドされている MLI は本論文では 4K 温度帯と 40K 温度帯に挿入した AGGHS : Active Gas-gap Heat Swich MLI : Multi layer Insulation SP : ソルトピル	37
4.4	配線のジュール熱と固体伝熱 電流を 0.1 mA 流した場合 青 : 固体伝熱 オレンジ : ジュール発熱 (a)300 K ~ 40 K (b)40 K ~ 4 K	40
4.5	Lockheed Model による 1 cm あたりの MLI 挿入層数と流入熱 青 : 固体伝熱 オレンジ : 気体伝熱 緑 : 輻射伝熱 (a)300 K ~ 40 K (b)40 K ~ 4 K	40
4.6	各温度帯への流入熱まとめ (上から 300 K、40 K、4 K、1 K) 左から、強化プラスチックによる固体伝熱 GFRP、CFRP、コンスタンタン 線、リン青銅による固体伝熱、ケブラーワイヤーによる固体伝熱、輻射伝熱、ヒートスイッチによる固体伝熱 (輻射熱としては MLI を挿入しない場合を示している)	40
4.7	ソルトピルの熱容量の温度依存性 赤線 : $B = 0.1$ T での CPA の磁気比熱 (83.18 g) [式 3.13]、赤点 : CPA の実験値 (83.18 g)[29]、青線 : ステンレス (146.3 g) の比熱 [12]、緑線 : 銅 (100 g) の比熱 [12]	41
4.8	4K ステージのセットアップ (a) 写真 (b) 模式図	42
4.9	4KPLT に組み込んだ ADR システム (a) 超伝導マグネットコイル、(b) コイル内のソルトピルカプセル、(c)SiFe 磁気シールド、(d)4KPLT への組み込み位置	43
4.10	40 K - 4 K に挿入した 3 層の MLI カプトンテープで固定した	43
4.11	代表的な ADR サイクルの結果 赤線 : Cold Stage 温度計、オレンジ線 : 較正温度計による較正結果 (図 4.13)、青線 : 超伝導コイル印加電流	45
4.12	較正温度計と Cold Stage 温度計の同時冷却セットアップ	46
4.13	較正温度計と Cold Stage 温度計を同時冷却した結果 (a) 赤線 : Cold Stage 温度計、オレンジ線 : 較正温度計、青線 : 超伝導コイル印加電流 (b) 青点 : データ点、赤線 : 多項式での外挿	46
4.14	図 4.13(b) の結果をもとに Cold Stage 温度計の抵抗から求めた 2019/6/18 試験の結果 (オレンジ線) 最低到達温度 0.26 K	47
4.15	2019/6/18 試験結果と 1.2 K における温度上昇の線形フィッティング 赤線 : Cold Stage 温度計、青線 : 超伝導コイル印加電流、オレンジ線 : 較正温度計結果のフィッティング	48
4.16	ヒートスイッチ OFF による断熱時の温度上昇と 3.2 K における温度上昇の線形フィッティング 青線 : Cold Stage 温度計、緑線 : 4KPLT 温度計、オレンジ線 : 較正温度計結果のフィッティング	48

4.17	ADR サイクル数値計算 それぞれ、上図:温度の時刻変化 [K] (オレンジ:2019/6/18 実測, 赤:数値計算)、下図: 流入熱の時刻変化数値計算 [uW] (上の凡例から、熱流入合計 P_{all} 、輻射熱 P_{4kRad} 、温度計配線 $P_{thermometer}$ 、ケブラーワイヤー P_{kevlar} 、ヒートスイッチ P_{AGGHS} 、他の熱流入源 $P_{unknown}$) (a) 基本状態 (図 C.1 と同様)、(b) A1 シールドが 15 K に温まっている場合 ($P_{unknown}$ として、15 K の黒体輻射を、Cold Stage で 4KPLT 上に見えている部分であるロッドとヒートスイッチの上部面積で積分)、(c) 40 K が $\phi 2$ cm の穴から見えている場合 ($P_{unknown}$ として、40 K の黒体輻射を $\phi 2$ cm の穴の面積積分)、(d) ヒートスイッチが劣化した場合 ($P_{AGGHS}/(T_{4K} - T(t)) = 30$ uW/K 程度の熱伝導度で計算)、(e) 温度計配線が長さ 5 cm で接触している場合 ($P_{unknown}$ として、リン青銅配線 5 cm の個体伝熱を計算)、(f) CPA が劣化し質量が減少している場合 ($M_{CPA} = 40g$)、(g) ロッドやヒートスイッチの熱リンクなど、銅の接触がある場合 ($P_{unknown}$ として、接触面 $A/L = 8e - 5$ cm の銅の固体伝熱を計算)、(h) 内部磁場が $B_0=0.01$ T の場合	49
5.1	Amumetal 4K 磁界特性 (a)DC 磁場から 60Hz AC 磁場に対する A4K と Cryoperm 10 の初期透磁率の比較 (b)60Hz AC 磁場に対する A4K と Cryoperm 10 の BH カーブの比較 [28]	52
5.2	Amumetal 4K 磁界特性 (a)DC 磁場に対する A4K の BH カーブ [28] (b)BH カーブから求めた、A4K の透磁率	52
5.3	導入した A4K シールドの外観	53
5.4	CST でのモデルセットアップ シールドの開口軸を z 軸に取り、開口正面を $z=0$ に設定した	54
5.5	CST を用いた A4K シールドの評価 z 方向,y 方向にそれぞれ 20, 50, 80 A/m の一様磁場を印加した	55
5.6	z 方向の磁界データ取得位置 z 軸にそって磁界の値を取得した	55
5.7	z 方向一様磁場に対する、z 軸方向の磁界とシールドインダクタンスの変化 青線: 20 A/m, オレンジ線: 50 A/m, 緑線: 80 A/m 印加時, 赤破線: 開口部位置	56
5.8	FEMM でのモデルセットアップ シールドの開口軸を z 軸に取り軸対象の円筒シールドを作成	57
5.9	z 方向 $H = 50$ A/m の磁界に対するシールドインダクタンス S の変化 赤: 2D モデル 青: 3D モデル 緑: 3D 2D 両モデルの比	58
5.10	製作した磁気センサ素子 ホール素子をシールド基盤に半田付けし、Constantan 線で配線した	60
5.11	ホール素子による磁気シールド測定系	60
5.12	ホール素子による磁気シールド測定系模式図 コイルを z 軸上に設置し無酸素銅のスペーサを用いて、 $z=-3$ にホール素子二つ、 $z=+4$ にホール素子一つ、 $z=+8$ にホール素子一つ設置した	61
5.13	ホール素子とコイル駆動のための回路	61
5.14	コイルの電流を 0 ~ 100 mA と変化させた時の、各ホール素子の出力電圧	63
5.15	実測との比較のためのコイルを含む 2 次元シミュレーションモデル	63
5.16	コイル電流に対する磁場の変化と 2 次元シミュレーションとの比較 青線:2D シミュレーション/シールドあり、水色線:2D シミュレーション/シールドなし、四角点:1 回目測定、三角点:2 回目測定、丸点:3 回目測定 (一箇所のみ) ホール素子の電圧は、10 mA バイアスの HG106-A の電圧磁場変換係数の半分の値 $V/B = 1.71/2 = 0.86$ を用いた	64

5.17	コイル電流に対する磁場の変化 2次元シミュレーションとの比較 外側の磁場変化に対する、内側の磁場変化の比をとったもの 青線:2D シミュレーション/シールドあり、水色線:2D シミュレーション/シールドなし、四角点:1 回目測定、三角点:2 回目測定、丸点:3 回目測定 (一箇所のみ)	64
5.18	A4K シールドと 4KPLT の温度変化 赤線:A4K シールド温度計 (RX202)、青線:4KPLT 温度計 (CX1030)、緑:コイル電流印加時、薄緑:ホール素子電流印加時	65
6.1	作成した Nb メッシュシールド (ピッチ 5mm)	67
6.2	作成した Nb 超伝導シールド + メッシュシールド	68
6.3	CST でのモデルセットアップ シールドの開口軸を z 軸に取り、開口正面を z=0 に設定した	69
6.4	CST を用いた Nb シールドの評価 z 方向にそれぞれ 20, 80 A/m の一様磁場を印加した	70
6.5	z 方向の磁界データ取得位置 z 軸にそって磁界の値を取得した	70
6.6	z 方向一様磁場に対する、z 軸方向の磁界とメッシュなしとメッシュありの比 赤破線 : 開口部位置 (a) 青線 :メッシュなし 20 A/m , オレンジ線 :メッシュなし 80 A/m , 緑線 : メッシュピッチ 5mm 20 A/m , 赤線 : メッシュピッチ 5mm 80 A/m , 紫線 : メッシュピッチ 2.5mm 20 A/m , 茶色線 : メッシュピッチ 2.5mm 20 A/m (b) 青線 :メッシュピッチ 5 mm /メッシュなし 20 A/m , オレンジ線 :メッシュピッチ 2.5 mm /メッシュなし 20 A/m , 緑線 :メッシュピッチ 5 mm /メッシュなし 80 A/m , 赤線 :メッシュピッチ 2.5 mm /メッシュなし 80 A/m	71
6.7	光子の Nb の透過率 Nb 厚さ 赤 :80 μm 、青 :10 μm 、黒 :1 μm	72
A.1	SQUID 測定時 グラウンド図	75
A.2	ホール素子測定時グラウンド図	76
B.1	dc-SQUID 128-SA(S) 素子のパラメータ [50]	78
B.2	Φ -V 測定の結果 (2019/6/20) フィードバックコイルから sin 波 (p-p 100 μA 、10 Hz) を印加	79
B.3	開ループ駆動ノイズ測定の結果 (2019/6/20)	79
B.4	開ループ駆動ノイズ測定の結果 (2019/6/20) 電圧電流変換により概算した結果	79
C.1	ADR サイクル数値計算 上のグラフから、温度の時刻変化 (オレンジ:2019/6/18 実測, 赤:数値計算)、電流の時刻変化 (オレンジ:2019/6/18 実測, 青:数値計算)、熱容量の時刻変化数値計算 (上の凡例から、CPA、Cu)、流入熱の時刻変化数値計算 (上の凡例から、輻射熱によるもの、温度計配線によるもの、ケブラーワイヤーによるもの、ヒートスイッチによるもの)	82
D.1	ホール素子室温較正セットアップ プローブの先端に素子を設置 向きを変えながら磁場を測定した	83
D.2	ガウスメータを用いた、簡易的なホール素子の較正 黒点 : 実測値、赤線 : 近似直線	84
D.3	コイルの較正のためのセットアップ (mm) 5.2 章のセットアップ同様にコイルに厚さ 3 mm のジグを設置し、図に示した点にガウスメータのプローブを当てて測定した	85

D.4	NbTi 超伝導コイルの印加電流に対するガウスメータの出力磁場 直線近似により $B/I = 0.01 \text{ T/A}$ 黒点：実測値、赤線：近似直線	85
E.1	4KPLT ベタ付けホール素子駆動のセットアップ 超伝導コイルと SiFe 磁気シールドの直上に素子 A をべたづけした	87
E.2	4KPLT にベタ付けしたホール素子 A の磁場を印加していない時間帯の、下図:出力電圧の時間変化 上図:出力電圧のヒストグラム、またヒストグラムから求めた、二乗平均平方根 $(\text{RMS}[x] = \sqrt{(1/N) \sum_{i=0}^N (x_i - \langle x \rangle)^2})$ ただし、 $\langle x \rangle = (1/N) \sum_{i=0}^N x_i$	88
E.3	2020/2/7 ADR サイクル時のホール素子の出力電圧 1 段目:Cold Stage 温度計、2 段目:ホール素子 A の出力電圧、3 段目:超伝導コイル印加磁場	89
E.4	ADR の漏れ磁場シミュレーション	90

表目次

3.1	Lockheed Model の各パラメータ [13]	31
4.1	2 段式パルスチューブ冷凍機の冷却性能	36
4.2	本試験で使用した ADR の構成要素	38
4.3	配線と支持材料の熱的電気的特性 文献値を元に近似計算したもの	39
4.4	各放射シールドの形状	39
4.5	ソルトピルカプセルの構成要素と温度ごとの比熱	41
4.6	ADR 冷却試験試験結果	44
5.1	A4K シールドの主要パラメータ	53
5.2	各ホール素子の出力結果	62
6.1	Nb メッシュシールドの主要パラメータ ピッチ 5 mm 、2.5 mm を製作	67
D.1	各ホール素子の磁場電圧変換係数 (10 mA バイアス時)	83

第 1 章

X 線天文学と精密分光

1.1 X 線天文学

現代の天文学では分光や撮像の技術の発展により、可視光にとどまらず電波から γ 線に至るまで様々な波長の電磁波を用いて観測が行われている。X 線天文学は、1962 年に Giacconi らがロケット観測で、全天で最も強い X 線源のひとつである Sco X-1 と宇宙 X 線背景放射を発見したことを起源とする [3]。X 線による観測はそれまで考えられてきた静的な宇宙像を覆し、超高温プラズマからの熱的な X 線放射、プラズマ中の高エネルギー電子から放射される非熱的な X 線放射などの、高エネルギー現象を伴う宇宙の姿を明らかにしてきた。また理論でのみ予想されていた高密度星の存在の証明をした。現在では高エネルギー現象とは程遠いと思われていた太陽系内の惑星等の天体も X 線源であることが知られ、ブラックホール、中性子星、超新星残骸、活動銀河核、そして銀河など、宇宙のほとんどの天体が何らかの形で X 線と関わっていることが分かっており、今日において X 線天文学は宇宙の理解に欠かせない一分野となっている。

図 1.1 は宇宙からの電磁波が地球大気を透過できる距離を表している。X 線は高い透過力を特徴とするが、図 1.1 のように厚い地球の大気を通過することはできない。そのため X 線の観測には大気の外側に観測装置を置く必要があり、これまで多くの観測ロケットや人工衛星が開発されてきた。

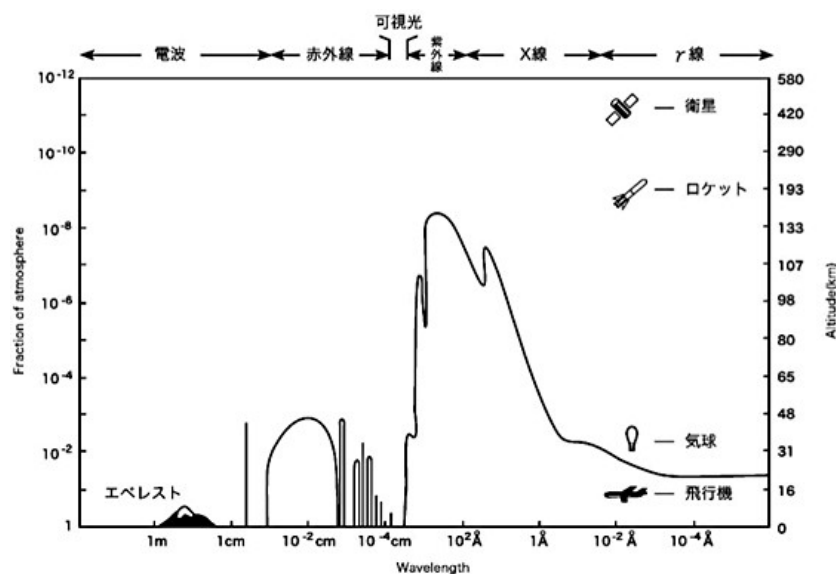


図 1.1 電磁波の波長と大気の透過率 [2]

1.2 X 線天文衛星

日本では、1979 年に日本初の X 線天文衛星「はくちょう」が打ち上げられ、その後「てんま」、「ぎんが」、「あすか」、「すざく」と 5 つの衛星が続き、多くの成果を挙げてきている。さらに、2016 年 2 月には X 線天文衛星「ひとみ」が打ち上げられた (図 1.2)。4 種類の検出器で軟 X 線から軟ガンマ線の幅広い帯域を高い感度でカバーし、特に、軟 X 線分光検出器として、高いエネルギー分光能力を実現する X 線マイクロカロリメータが搭載された。衛星運用の初期にペルセウス座銀河団の観測が実施され、銀河団中心部の高温ガスの乱流速度が 164 km/s 程度と予想されていたものよりもはるかに小さいことを発見した [4]。また、鉄属の元素組成が太陽と同程度であることがわかり、過去にペルセウス座銀河団を構成する銀河で起こった超新星爆発の型に制限を与えると同時に、これらの元素に対して太陽組成が現在の宇宙の組成として平均的なものであることを示した [5]。しかし、本格的な観測開始を待たず、同年 3 月にひとみは通信異常を起こし運用停止に至った。現在はひとみのミッション回復に向けて、X 線撮像分光衛星「XRISM」を開発中である。



図 1.2 ひとみ衛星 イメージ [2]

現在稼働中の X 線天文衛星としては、日本からは 2009 年には全天 X 線探査のための装置「MAXI」が国際宇宙ステーションに設置され、現在も観測を続けている。また、国外では、1999 年打ち上げの Chandra (米)、XMM-Newton (欧)、2004 年打ち上げの Swift (米)、2012 年打ち上げの NuStar (米)、2015 年打ち上げの ASTROSAT (印) などがある。

将来的には、TES 型カロリメータを搭載する大型衛星計画 Athena が 2032 年に欧州宇宙機構と日米の協力により打ち上げが予定されている。さらに、TES 型カロリメータを搭載し Athena からさらなる広視野サーベイにより宇宙の大規模構造の解明を目指す Super Dios が日本で計画中である。

1.3 宇宙 X 線の精密分光観測

数千万度という高温プラズマでは、水素やヘリウムといった元素は完全に電離してしまい、鉄などの重元素も 1 個ないし数個の電子を残して電離している状態で存在している。0.1 keV から 10 keV という軟 X 線領域は高電離した炭素、窒素、酸素、ネオン、マグネシウム、珪素、硫黄、鉄などの宇宙に存在する主要な元素からの K, L 殻輝線や吸収端が存在する非常に重要な波長帯である。高温プラズマからの各輝線の微細構造を十分に分離できれば、そこに含まれる重元素量を精度よく決定できるだけでなく、重元素の輝線のエネルギーシフトによるプラズマの視線方向の運動や、微細構造線の広がりから電離した重元素の熱運動の速度 (乱流) の測定など高温プラズマの物理状態を直接観測することが可能である。

図 1.3 にエネルギー分解能 (FWHM) = 120 eV, 12 eV, 1 eV の 5 千万度のプラズマからの X 線スペ

クトルを示した。このようなプラズマからは異なるイオン化状態にある様々な元素からのスペクトル線が放射されている。しかし、半導体検出器に代表される 120 eV(@6 keV) 分解能では、多くの元素の微細構造線を分離することはできない。10 eV 程度の分解能になると、微量な元素を検出し、輝線の微細構造を分離できるようになる。これにより、プラズマの密度など、100 eV の分解能では得ることのできない質的に異なる情報がもたらされ、さらに輝線のドップラー効果を利用して 数 100 km/s 程度の運動まで検出できるようになる。

10 eV の分解能を実現する検出器として、もっとも一般的な検出器は回折格子である。しかし、回折格子を用いた分散型分光器は、回折角が X 線の波長に比例するため、波長の短い、すなわちエネルギーの高い X 線に対してはエネルギー分解能が悪い。また、分散された光だけがエネルギーの情報を持つために検出効率が 1% 程度しか得られない。また、X 線は平行光である必要があり、広がった天体には向かない。

現時点では、鉄の He- α 輝線もあるエネルギー帯に対して十分なエネルギー分光能力を持つ検出器は、X 線マイクロカロリメータにおいて他に存在しない。X 線マイクロカロリメータは、入射 X 線のエネルギーを素子の温度上昇として測る検出器であり、極低温 (~ 100 mK) において $E/dE > 1000$ という高いエネルギー分解能を達成できる。さらに、100% に近い検出効率をもち、X 線の到来方向に敏感でないため広がった天体の観測も可能である。

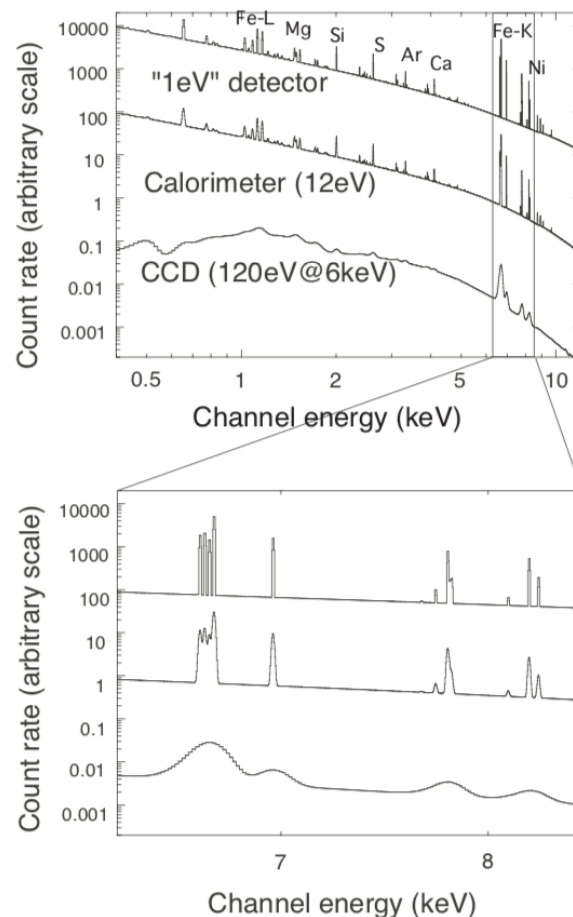


図 1.3 エネルギー分解能ごとの 5×10^7 K プラズマからの X 線スペクトルのシミュレーション [32]

第 2 章

X 線マイクロカロリメータとその動作環境

X 線マイクロカロリメータは、入射 X 線のエネルギーを素子の温度上昇として測る検出器であり、極低温 (~ 100 mK) において $E/dE > 1000$ という高いエネルギー分解能を達成する。以下の章では X 線マイクロカロリメータの原理について述べる。また、温度計として超伝導遷移端を用いた TES 型カロリメータとその動作環境についてレビューする。

2.1 X 線マイクロカロリメータの原理

図 2.1 に X 線マイクロカロリメータの構造を模式的に示した。図 2.1 のように X 線マイクロカロリメータは吸収体、ピクセル、温度計、サーマルリンク、熱浴からなる。 E を入射光子のエネルギー、 C を吸収体の熱容量、 G をサーマルリンクの熱伝導度とする。X 線が吸収体に入射すると光電効果により吸収され、入射光子のエネルギーに応じて温度が上昇する。この時の温度上昇 ΔT は

$$\Delta T = \frac{E}{C} \quad (2.1)$$

で表される。これは温度計の抵抗値の変化として測定される。温度上昇の熱は熱リンクをとおして熱浴に流れ、定常状態に戻る。この時、

$$C \frac{d\Delta T}{dt} = -G\Delta T \quad (2.2)$$

が成り立ち、これを説くと時定数 τ_0 は

$$\tau_0 = \frac{C}{G} \quad (2.3)$$

であることが分かる。

以上より、X 線マイクロカロリメータの温度上昇はエネルギーの大きさに比例する。また、温度の時間変化は入射光子のエネルギーによらず、時定数 τ_0 で減衰する (図 2.2)。

次に、X 線マイクロカロリメータのエネルギー分解能を考えることとする。X 線マイクロカロリメータでは生成するエネルギーが圧倒的に小さい phonon をキャリアとするので、統計的な揺らぎを大幅に下げることができる。X 線マイクロカロリメータの温度を T 、ボルツマン定数 k_B とすると、X 線の入射により生成される温度 T の物質中の phonon の平均エネルギー ϵ は

$$\epsilon = k_B T \quad (2.4)$$

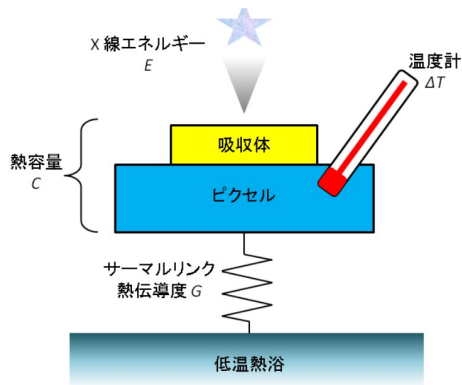
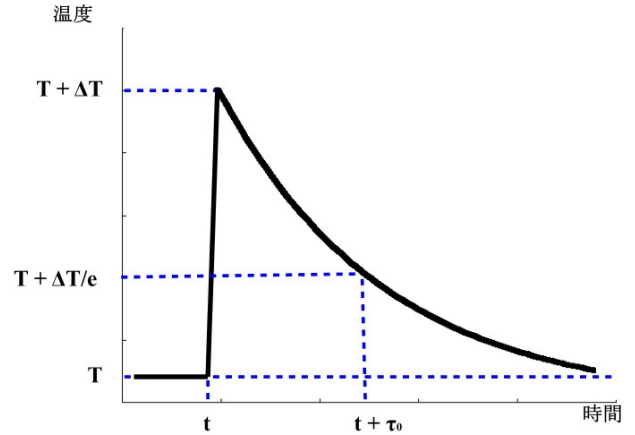


図 2.1 X線マイクロカロリメータ構造 [41]

図 2.2 X線光子吸収時の吸収体の温度応答。 ΔT の温度上昇後、時定数 τ_0 で減衰。 [41]

である。一方で熱容量 C の物質の全エネルギー U は

$$U = CT \quad (2.5)$$

であるので、平均 phonon 数 N は

$$N = \frac{U}{\epsilon} = \frac{C}{k_B} \quad (2.6)$$

と表せる。phonon の数の揺らぎはポアソン統計に従い $\sqrt{N}$ である。よって、熱エネルギー揺らぎは、

$$\Delta U = \epsilon \sqrt{N} = \sqrt{k_B T^2 C} \quad (2.7)$$

となる。よってエネルギー分解能は FWHM で $2\sqrt{2\ln 2}\Delta U$ より、

$$\Delta E = 2.35\xi\sqrt{k_B T^2 C} \quad (2.8)$$

となる。ただし、 ξ は温度計の感度や雑音で決まるパラメータ (~ 1) である。よって熱容量 C を下げることによってエネルギー分解能を高めることができる。低温での極限で C は T^3 に比例するので、式 2.8 は

$$\Delta E \propto T^{5/2} \quad (2.9)$$

となり、エネルギー分解能は温度に強く依存していることがわかる。ゆえに、冷凍機とデュワーにより検出部を 50 mK の極低温に保っている。

2.2 TES 型カロリメータ

X 線マイクロカロリメータのエネルギー分解能は温度計の感度に強く影響を受ける。X 線マイクロカロリメータの温度測定方法としてセンサーの抵抗変化を温度計として用いるのが、半導体型カロリメータと、TES 型カロリメータである。

X 線マイクロカロリメータとして最初に実用されたものが半導体型カロリメータで、半導体中に不純物をドーピングすることで低温で動作可能な温度計を実現したものである。ひとみ衛星に搭載された X 線マイクロカロリメータでは、半導体温度計としてシリコン温度計が使用された。

これに対し、TES 型カロリメータは超伝導物質の常伝導から超伝導にむかう急激な抵抗遷移を温度計として用いることで、温度計の感度を上昇したものである (図 2.3(b))。天文観測用の X 線分光器として

はまだ提案段階であるが、マサチューセッツ工科大学を中心としたロケット実験 (Micro-X) により 2018 年 7 月に初めて軌道上で動作が実証され、FWHM で 13 eV (@3.3 keV) のエネルギー分解能を達成している。[6]。

2.2.1 超伝導遷移端温度計 (TES: Transition Edge Sensor)

図 2.3 に半導体温度計と、TES 温度計の温度 T に対する抵抗 R の特性曲線の例を示す。今、温度計の評価のために抵抗 R の温度 T に対する変化率を

$$\alpha \equiv \frac{d \log R}{d \log T} \quad (2.10)$$

で定義する。半導体温度計では性能が良いものであっても $|\alpha| \sim 10$ である。これに対し、TES 温度計の常伝導-超伝導転移は典型的に mK という非常に狭い温度範囲で起こり、温度計の感度は原理的には $|\alpha| \sim 1000$ にも達する。検出された波高値 PH が $PH \propto \alpha$ であるので、FWHM でのエネルギー分解能 ΔE をエネルギー E で割った値は $\Delta E/E \propto \alpha^{-1/2}$ となり、精度を一桁以上も向上させることができる。

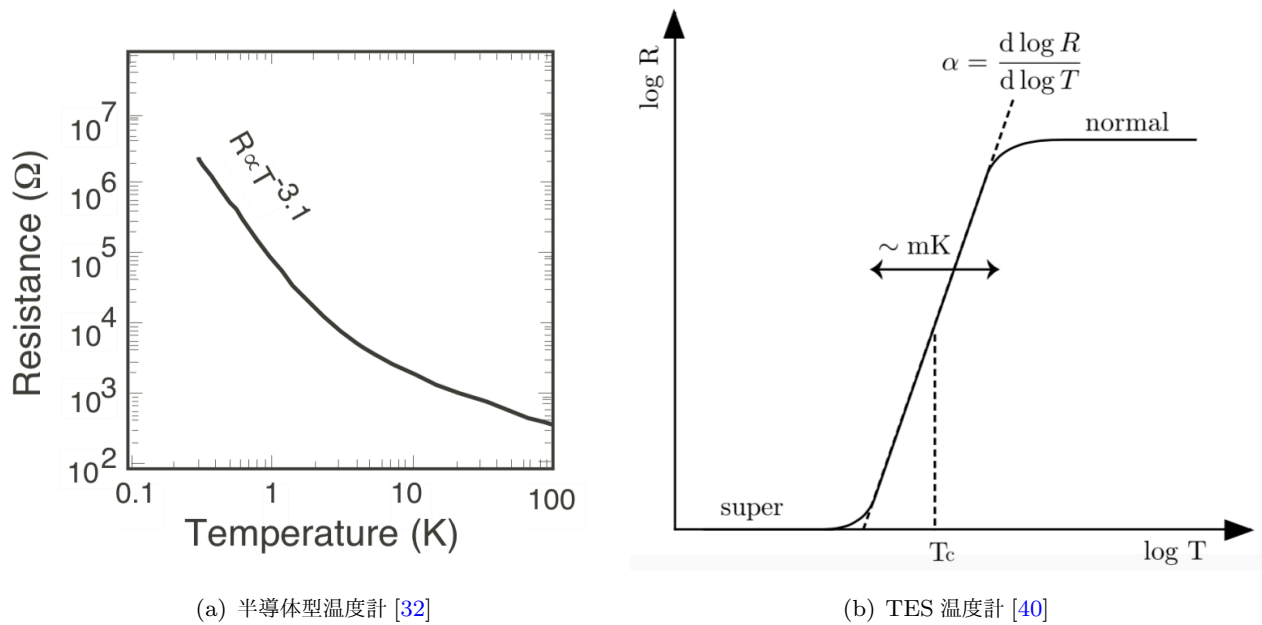


図 2.3 X線マイクロカロリメータに使用される温度計の Resistance-Temperature カーブの例 (a) 半導体型温度計 (b) TES 温度計

2.2.2 信号読み出しと電熱フィードバック

TES 温度計の動作範囲は $\sim \text{mK}$ と非常に狭い (図 2.3(b)) もの、この狭い区間での動作を可能にするのが、電熱フィードバックである。TES 型カロリメータの等価回路を図 2.4 に示す。温度計の駆動には温度計に電流を流す必要がある。半導体温度計では定電流バイアスを加えることで電圧変化を読むが、TES 温度計では定電圧バイアスを印加し、電流を読み出す。温度計が X 線光子の入射によって温度が上昇した場合、抵抗 R_0 が上昇する。定電圧 V_b でバイアスしている場合、ジュール発熱 P_b は $P_b = V_b^2/R_0$ より、 $dP_b/dR = -V_b^2/R_0^2$ の負のジュール発熱がかかる。このように、素子の温度は安定に保たれる。

電熱フィードバックは、素子の動作温度を安定に保つだけでなく、入射 X 線の応答速度応答速度を高

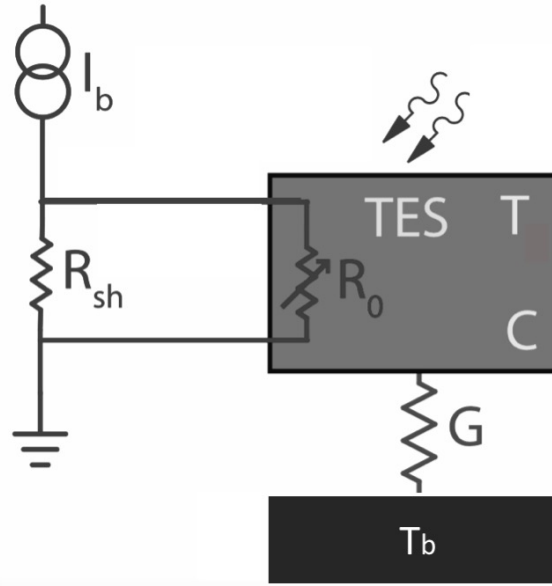


図 2.4 TES の熱的電氣的な等価回路

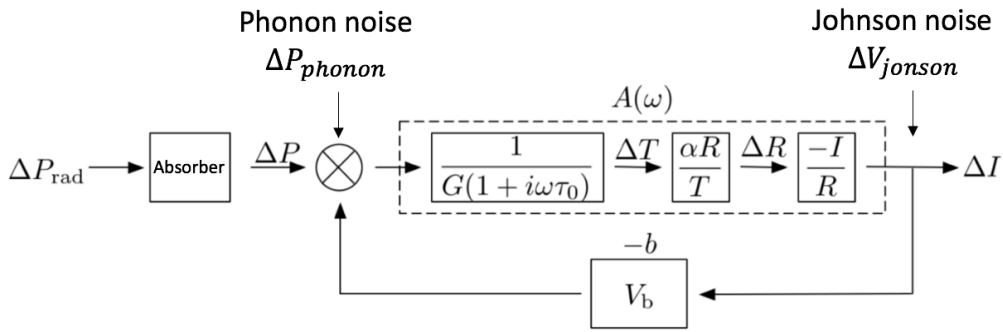


図 2.5 TES のフィードバックダイアグラム

速化する。図 2.5 に TES のフィードバックダイアグラムを示す。フィードバック回路を考慮した有効時定数 τ_{eff} は、

$$\tau_{eff} \equiv \frac{1}{1 + P_b \alpha / GT} \frac{C}{G} \quad (2.11)$$

$$= \frac{\tau_0}{1 + P_b \alpha / GT} \quad (2.12)$$

で表される。今、熱浴と TES の間の熱伝導を考えるならば、

$$P_b = k(T^n - T_b^n) \quad (2.13)$$

ただし、 n は電子が熱伝導を担う場合は $n = 2$ 、格子振動が担う場合は $n = 4$ である。 $k = G/nT^{n-1}$ であり、 G は熱伝導率 $G = dP_b/dT$ である。式 2.13 より、有効時定数 τ_{eff} は、

$$\tau_{eff} = \frac{\tau_0}{1 + \alpha/n(1 - (T_b/T)^n)} \quad (2.14)$$

式 2.14 より、 α が大きい場合、電熱フィードバックにより応答が非常に早くなることがわかる。

2.2.3 固有ノイズ

TES 型カロリメータには、避けられない 2 つの固有ノイズが存在する。熱リンクを通して熱がランダムに流れる際に発生する Phonon ノイズ と 温度計の抵抗に発生する熱雑音である Jonson ノイズ である。Phonon ノイズのパワースペクトル密度 ΔP_{phonon} はボルツマン定数 k_B と熱リンクの熱伝導度 G を用いて、

$$\Delta P_{phonon}^2 = 4k_B T^2 G \Gamma \quad (2.15)$$

で表される [8]。ここで、 Γ は熱浴 T_b と素子の温度 T_0 の差による影響を表すパラメータである。また、Jonson ノイズの電圧のパワースペクトル密度 ΔV_{jonson} は抵抗 R を用いて、

$$\Delta V_{jonson}^2 = 4k_B T R \quad (2.16)$$

で表される [8]。

二つのノイズを図 2.4 のフィードバックの考え方に適応する。Phonon ノイズ は X 線の信号とともに入力されるが、Jonson ノイズは TES の出力部分に現れフィードバックを通り入力に戻る。このように、White ノイズである二つのノイズは回路系の応答を受けることとなる。図 2.6 に出力ノイズの電流密度と信号の周波数特性を示す。Phonon ノイズは X 線の信号の周波数と同じ周波数依存性を持ち、回路の応答能力にしたがって高周波側で小さくなることがわかる。これに対し Jonson ノイズは、フィードバックを介して、元々の出力成分と打ち消しあうため、回路が応答可能な低周波側で小さくなることがわかる。

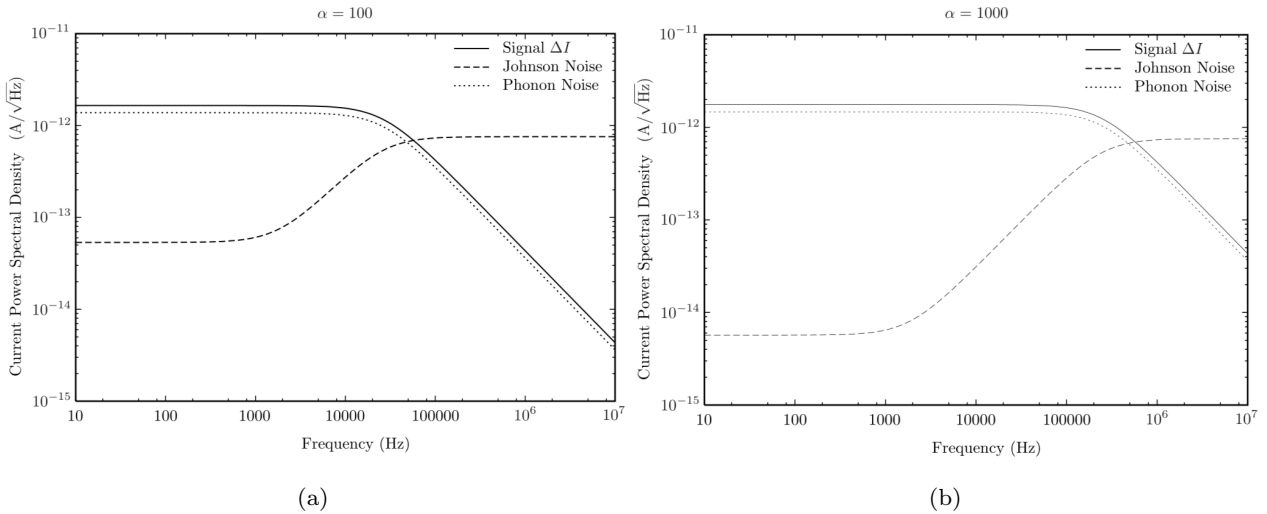


図 2.6 カロリメータから出力されるノイズ電流密度。実線が信号、破線が Jonson ノイズ、点線が Phonon ノイズを表す。(a) $\alpha = 100$ (b) $\alpha = 1000$ [40]

これらの固有ノイズの他に、電圧や電流計測を行う際に発生する Readout ノイズが存在する。Readout ノイズは固有ノイズに単純に加算される。カロリメータの分解能を劣化させないためには、 $\omega > \tau_{eff}$ の帯域において、Readout ノイズが 2 つの固有ノイズに対し十分に小さい電流計が必要になる。この帯域では特に Jonson ノイズの影響の寄与が大きい。TES の動作点での典型的な抵抗値は 10 m Ω である。式 2.16 より電流のパワースペクトル密度 ΔI_{jonson} は、

$$\Delta I_{jonson} = \frac{\Delta V_{jonson}}{R} = \sqrt{\frac{4k_B T}{R}} = 2 \times 10^{-11} \left(\frac{T}{0.1K} \right)^{1/2} \left(\frac{R}{0.01\Omega} \right)^{-1/2} \text{ A}/\sqrt{\text{Hz}} \quad (2.17)$$

で表される。 $\Delta I_{readout} < \Delta I_{jonson}$ の条件を満たす電流計が、超伝導量子干渉計 (SQUID) である。

2.3 超伝導量子干渉計

TES の抵抗変化は擬定電圧バイアスによって電流変化 ($\sim 10 \mu\text{A}$) として読み出す。この電流変化を精度良く読み出すためには低インピーダンスかつ高感度の電流計が必要である。TES の読み出しには高感度磁束計である超伝導量子干渉計 (SQUID: Superconducting Quantum Interference Device) が使われる。SQUID はコイルとともに使うことで高感度の電流計として用いることができる。

2.3.1 dc SQUID の原理

SQUID はジョセフソン効果を利用した素子で、図 2.7 のように 2 つのジョセフソン接合を並列に持つリングである 2 つの接合の位相差とリングを貫く磁束との間には、

$$\theta_2 - \theta_1 = 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad (2.18)$$

という関係がある。ただし、 θ_1 と θ_2 はそれぞれジョセフソン接合での位相差、 Φ はリングを貫く磁束、 Φ_0 は磁束量子で、

$$\Phi_0 \equiv h/2e = 2.06 \times 10^{-15} \text{Wb} \quad (2.19)$$

という定数である。ジョセフソン接合が超伝導状態の時、バイアス電流 I_β は

$$I_\beta = I_1 + I_2 \quad (2.20)$$

$$= I_0 \sin \theta_1 + I_0 \sin \theta_2 \quad (2.21)$$

$$= I_0 \cos\left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right) \sin\left(\theta_1 - \pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right) \quad (2.22)$$

となる。ただし、 I_0 は接合の臨界電流、 Φ は外部磁場である。したがって、SQUID が超伝導でいられる最大の電流、すなわち SQUID の臨海電流は

$$I_c = 2I_0 \left| \cos\left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right) \right| \quad (2.23)$$

となる。このように、SQUID の臨界電流は外部磁場によって変化する。

2.3.2 SQUID を用いた読み出し系

SQUID は臨界電流の変化により出力電圧が変化するので、SQUID のとなりにコイルをおくことによって、SQUID を非常に感度の高い電流計として扱うことが可能になる。カロリメータの読み出し系として SQUID を用いた場合の模式図を図 2.8 に示す。TES は定電圧バイアスをかけ、TES からの出力電流を input コイルを通して、磁束として SQUID に入力している。

SQUID は外部磁束に対して周期的な応答をするため、動作点が少しずれただけでも増幅率が大きく変動してしまい、応答は非線形である。さらに、大きな入力に対しては出力の折り返しが起きてしまう。そのため、一般的にはフィードバックをかけて動作させる。これは、SQUID を貫く磁束が一定に保たれるようにフィードバックをかけることから、磁気固定ループ (FLL: Flux-locked Loop) と呼ばれる。SQUID

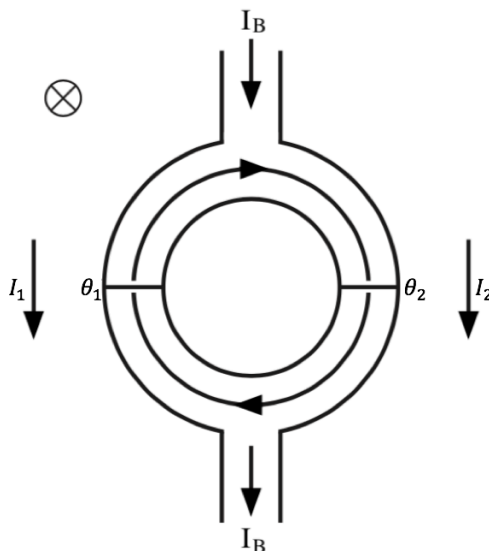


図 2.7 dc SQUID の模式図

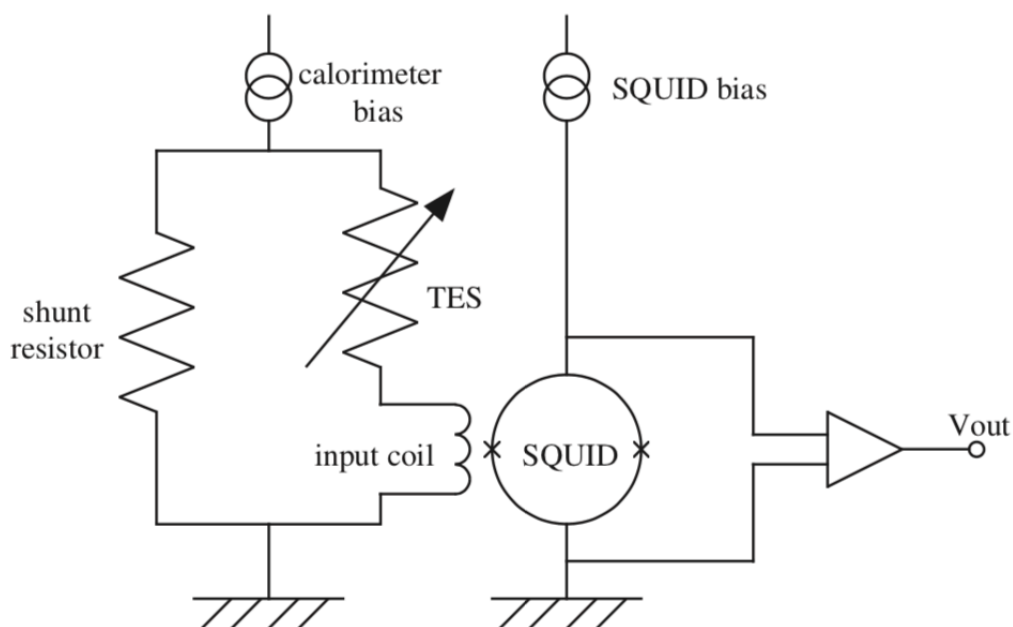


図 2.8 SQUID を用いたカロリメータ読み出し系 [40]

の出力は、図 2.9 に示すように、フィードバック抵抗を介して SQUID に磁氣的に結合されたフィードバックコイルに戻される。このとき、フィードバック量 b は

$$b = \frac{\Phi_{FB}}{V_{out}} = \frac{M_{FB}}{R_{FB}} \quad (2.24)$$

で与えられ、FLL 回路のゲインは

$$\frac{1}{b} = \frac{R_{FB}}{M_{FB}} \quad (2.25)$$

となる。ただし、 R_{FB} はフィードバック抵抗、 M_{FB} はフィードバックコイルと SQUID との相互インダクタンスである。入力コイルを流れる電流 I が SQUID に作る磁束は、入力コイルと SQUID の相互インダクタンスを M_{IS} として

$$\Phi = M_{IS}I \quad (2.26)$$

したがって、磁気固定ループを用いた場合の電流電圧変換係数 Ξ は

$$\Xi = \frac{M_{IS}}{M_{FB}} R_{FB} \quad (2.27)$$

で与えられる。

信号の増幅には、SQUID アンプを用いる。SQUID アンプは、図 2.10 に示すように直列に並んだ多数の入力コイルと、それぞれに結合された多数の SQUID アレイから構成されている。その数は数十～数百にも及ぶ。これらを同位相で動作させることで信号を増幅する。SQUID アンプの利点は、低温で信号を増幅できるために読み出しノイズを抑えられることと、SQUID に比べてインピーダンスが数十～数百倍大きいために、室温の回路系とインピーダンス整合が取りやすいことである。

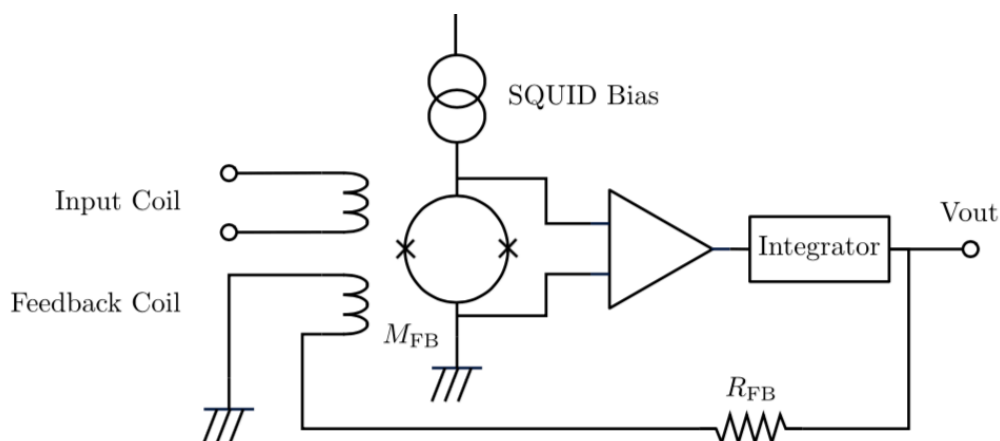


図 2.9 磁束固定ループ回路 (FLL) の模式図 [40]

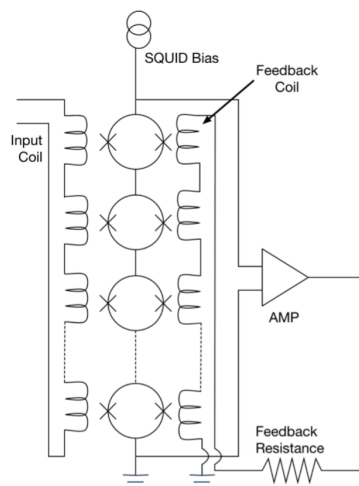


図 2.10 SQUID アンプを用いたカロリメータの読み出し系 [40]

第 3 章

極低温測定環境の構築

X 線マイクロカロリメータ動作のためには 100 mK 以下という極低温が必要である。断熱消磁冷凍機 (adiabatic demagnetization refrigerator : ADR) を用いることで、宇宙空間という微小重力化でもこの要求を達成できる。ADR 動作のためには、その冷却効果が十分に得られる温度域までの冷却が必要である。また、TES は磁場の影響を受けることが知られており、低温環境での磁気遮蔽が必要となる。本章では、ADR 動作のための数 K の熱浴として本研究で採用したパルスチューブ冷凍機の原理と、ADR の原理を述べる。また、TES を取り巻く磁場環境と低温での磁気遮蔽について述べる。

3.1 機械式冷凍機

冷凍機は、その冷却効果が得られる温度域まで段階的に冷却する必要がある。特に ADR は、数 K の熱浴を必要とする。数 K 付近の冷却には液体ヘリウムなどの寒剤を使用する方法と、機械式冷凍機によって冷却する方法がある。一般に被冷却体が大型の場合は寒剤を使用し、小型の場合は機械式冷凍機を使用する傾向があるが、機械式冷凍機の性能向上や断熱技術の発達により機械式冷凍機の応用範囲は幅広い。その中には、液体ヘリウムの蒸発を機械式冷凍機で再凝縮することで長持ちさせる方法などがある。この手法は宇宙での実績も高く、例えば、2016 年に打ち上げられた、X 線天文衛星「ひとみ」搭載 軟 X 線分光検出器 SXS が、50 ~ 80 K 級 1 段スターリング冷凍機、20 K 級 2 段スターリング冷凍機、4 K 級ジュールトムソン冷凍機を組み合わせることで、ADR の熱浴として 1.2 K の超流動液体ヘリウムを三年維持させる設計となっていた [10]。しかし、宇宙機として寒剤を用いる方法は、観測寿命が 1~2 年足らずであることがほとんどであり、近年の液体 He の入手性の困難などの問題も相まって、機械式冷凍機の性能と信頼性の向上が求められている。

3.1.1 蓄冷式冷凍機

宇宙機など小型の実験で用いられる機械式冷凍機は、蓄冷器が高温部と低温部との熱交換を担う蓄冷式冷凍機に分類される。蓄冷式冷凍機の冷却サイクルは、(1) 気体を圧縮して熱除去することによりエントロピーを下げる (圧縮部)、(2) 気体を膨張させて吸熱させることによりエントロピーを下げる (膨張部)、(3) 蓄冷器を用いて、圧縮部と膨張部とを温度的に分離する、という 3 つの要素により構成される。

蓄冷式冷凍機の代表例として、スターリングサイクルの構造を図 3.1(a) に、スターリングサイクルに置ける圧力 P と体積 V の関係と温度 T とエントロピー S の関係を図 3.1(b) に示す。 T_H と T_L の等温部はそれぞれ放熱面、吸熱面を示し、この二つの等温部を蓄冷器が繋いでいる。両ピストンは約 90 度の位

相差で駆動する。まず、膨張部の体積が最小となる付近で圧縮部の体積が減少し、圧力が上昇する。このとき、圧縮による熱は放熱器で取り去られる (過程 1→2)。さらに圧縮部の体積が最小に向かうとき、膨張部の体積が増大し始め、ほとんどのガスは蓄冷機を通過して膨張部に移動する (過程 2→3)。圧縮部の体積が最小の付近では膨張部のさらなる増大により膨張部内のガスの温度が低下する (過程 3→4)。次に、圧縮部体積が増大に向かうときに、膨張部の膨張部の体積が減少し始め、膨張部にあったガスは再び蓄冷器を通過して、圧縮部に移動し (過程 4→1)、1 サイクルが完了する。図 3.1(b) の状態 1~2 と 3~4 の等

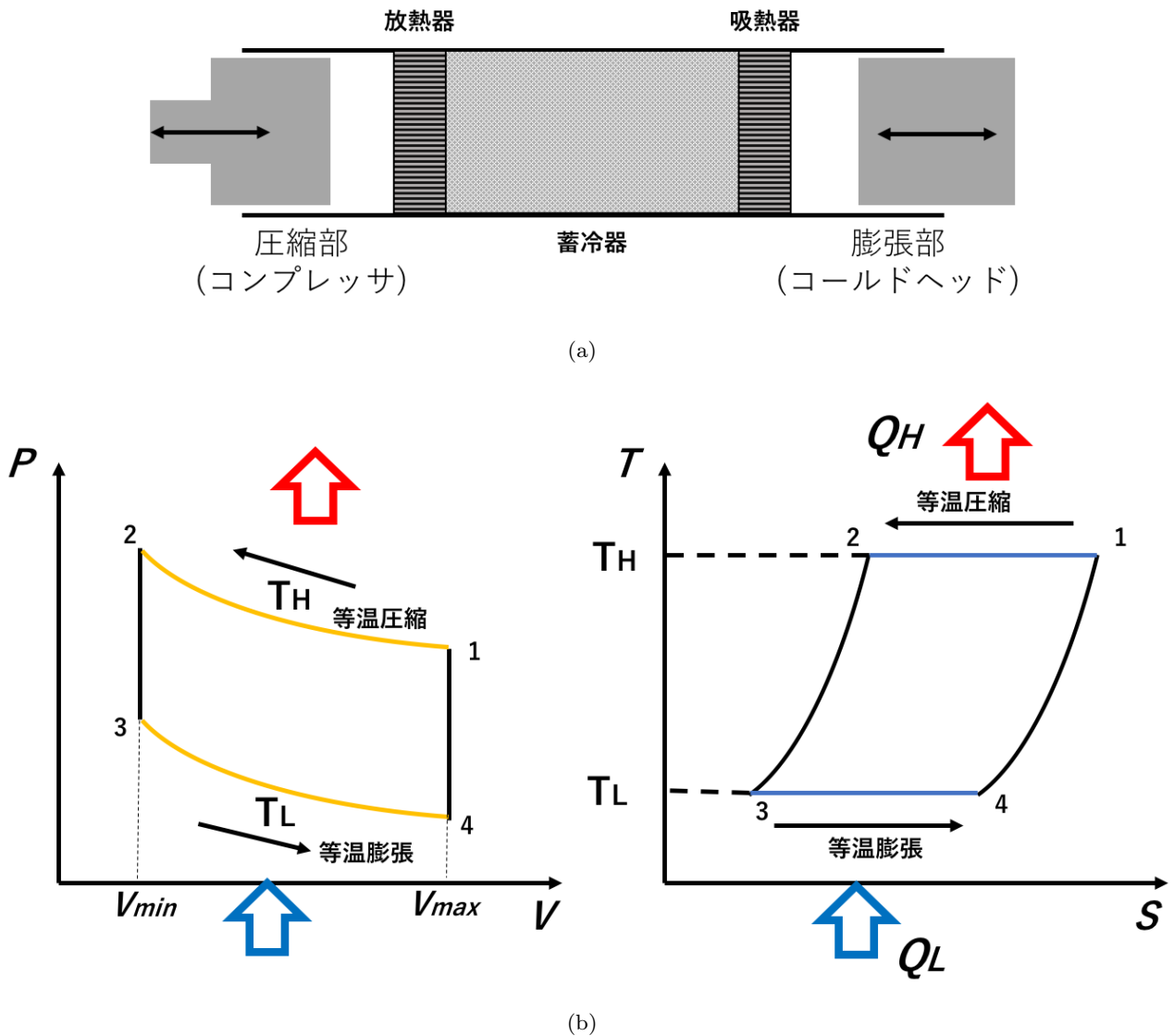


図 3.1 スターリングサイクルの基本構成 (a) 基本的なスターリングサイクルの構造 (b) スターリングサイクルにおける PV 変化および T-S 図 (T:温度, P:圧力, V:体積, S:エントロピー)

温過程で出入りする熱量 Q_H, Q_L は、熱力学第一法則より各過程での仕事 W と等しいので、

$$Q = W = - \int_{V_{max}}^{V_{min}} PdV = -nRT \int_{V_{max}}^{V_{min}} \frac{1}{V} dV = nRT \ln \frac{V_{max}}{V_{min}} \quad (3.1)$$

で表される。ただし、 n は物質量、 R は気体定数。

3.1.2 パルスチューブ冷凍機

パルスチューブ冷凍機とは、1963年に Gifford によって発明された冷却サイクルである。本質的な冷却原理はスターリングサイクルと同じだが、最大の特徴は蓄冷器が固定され膨張部に機械的駆動部を持たないことである。これは、位相調整された作動ガスが膨張ピストンのように振る舞う特性を利用しているためである。低温部に駆動部を持たないということは、低振動、信頼性寿命の向上、設計の自由度向上をもたらし、宇宙仕様としても大きなメリットがある。熱効率はスターリング冷凍機に劣るものの、近年になり従来型の冷凍機と同等レベルまで熱効率が向上している。

パルスチューブ冷凍機の基本構造を図 3.2 に示す。ピストンの動きに応じて、パルス管内でガスは軸方向に振動する。圧縮されたガスは、パルス管の閉端方向に移動する過程でパルス管の壁に熱を与える。熱を奪われたガスは膨張過程で更に温度が降下する。膨張したガスは、蓄冷器方向に移動しながらパルス管の壁から熱を受け取る。この過程の繰り返しで、熱がパルス管の閉端方向に汲み上げられていく。この熱を、閉端部で放熱することで、パルス管と蓄冷器の間の温度が低下していく。

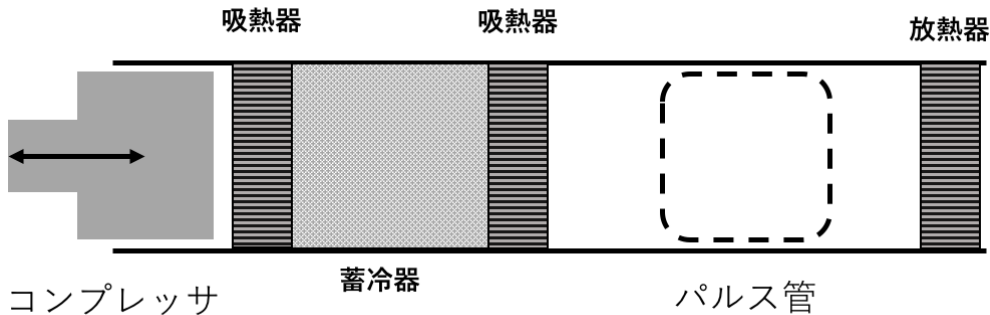


図 3.2 パルスチューブ冷凍機の構造

パルスチューブ冷凍機は、複雑なプロセスを内蔵していて正確な解析は困難であるが、Longworth の導いた実験式 [11] によると、冷凍出力 $\dot{Q}_c$ は He が動作気体の時、

$$\dot{Q}_c = \frac{(L/L_h)^{\gamma-1}}{5.29} \left(\frac{T_c - T_{c0}}{T_h - T_{c0}} \right) L_h \kappa T_h \left(\frac{p}{345} \right)^{0.375} \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} - 1 \right] f(N_f) \quad (3.2)$$

ただし、 L :管全長、 L_h :高温端部管長、 D :管の半径、 T_c :低温端温度、 T_h :高温端温度、 T_{c0} : $\dot{Q}_c = 0$ の時の冷却端温度、 p :高圧力、 p_0 :低圧力、 n :毎分の作動数、 $\gamma = c_p/c_v$:断熱指数、 $N_f \equiv \frac{\kappa R T_h}{p c_p n D^2}$:フーリエ数、 $f(N_f) \equiv \frac{1}{N_f} (1 - e^{-2.67 N_f})$ 、 κ :気体の熱伝導度である。

この実験式から、一定の大きさの管であるなら、圧力が高いほど冷却能力が大きいことがわかる。半径が大きいほど層流は保たれるが、一定の管の長さに対しての伝熱は大きくなる。また、フーリエ数が小さく $f(N_f)$ は小さくなる。管の長さを大きくすると、電熱を小さくする半面で、層流を乱すマイナス面がある。特に、圧縮機側に複雑な因子を含む冷却法であるが、前述したように、低温部に複雑な構造がないことが、大きなメリットとなっている。

3.2 断熱消磁冷凍機

断熱消磁冷凍機 (Adiabatic Demagnetization Refrigerator : ADR) は、世界で初めて 1 K 以下を達成した冷凍機で、主に $2 \text{ mK} < T < 1 \text{ K}$ という冷却に使用される。地上用の冷凍機としては、希釈冷凍機が普及したことにより一時研究が衰退した時期があった。希釈冷凍機とは、1 K 以下の混合室にて、 ^4He とその同位体である ^3He の比率が異なる 2 相間で ^3He が移動することにより、吸熱反応が起こって冷却する方法である。しかし、宇宙空間での冷凍機の検討が始まると、重力の影響を受けない冷凍機として再度注目されることとなった。

3.2.1 ADR の冷却原理

断熱消磁冷却とは磁性体に外部磁場を印加してエントロピーを下げ、断熱状態にした後に 磁場を取り去ることで冷却する冷却方法である。そのため、断熱消磁冷却の冷却性能は磁気系のエントロピー S によって定まる。磁性体イオンは、常磁性領域では全角運動量を J とすると状態数 $W = (2J + 1)$ の順位が縮退しているため、

$$S = k_B \ln(2J + 1) \quad (3.3)$$

のエントロピーをもつ。 k_B はボルツマン定数。ただし、外部磁場がない場合でも、完全に縮退しているということではなく、実際は内部での諸作用によりスピン順位に ϵ_m の準位の分裂が起こっている。 $\epsilon_m \ll k_B T$ の温度領域では、スピン準位は事実上縮退しているとみなせるので、式 3.3 が成り立ち常磁性特性を示す。式 3.3 で示すエントロピーは等温的に磁場を加えることで、大幅に減少することができる。 $B/T \sim \infty$ の極限においては、スピンは基底状態しかとりえないため、 $W = 0$ となり、 $S = 0$ となる。

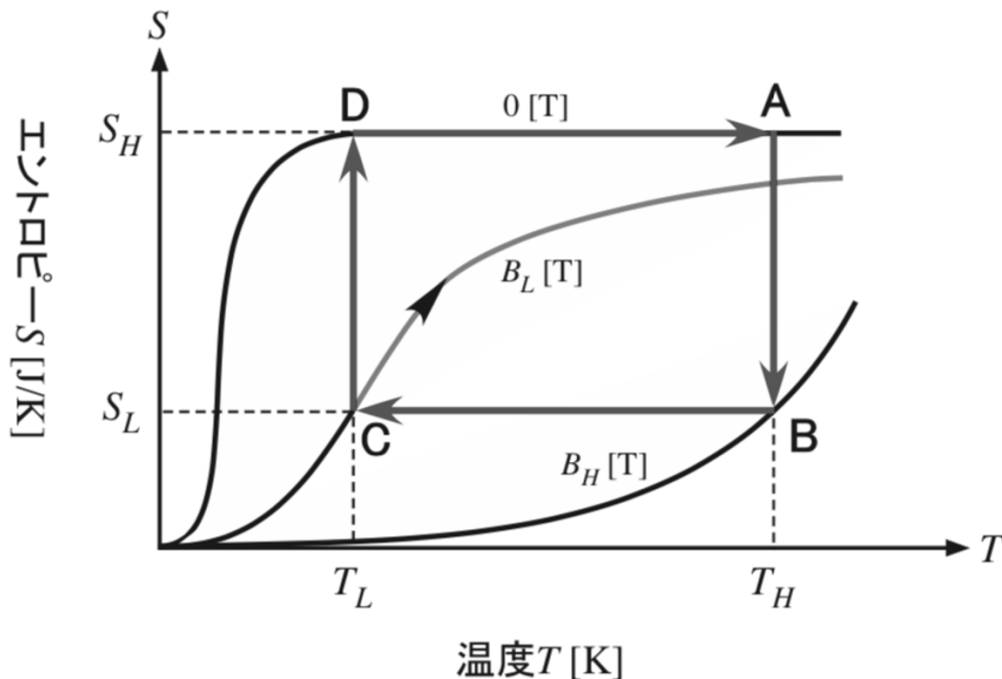


図 3.3 ADR の冷却サイクルにおける T-S 図

ADR の冷却サイクルを図 3.3 に示す。まず、等温の状態では磁性体に磁場を印加することで、磁性体のスピンの揃い、エントロピーが減少する (過程 A→B)。磁性体を断熱状態にし、印加していた磁場を取り除いていく。スピンはバラバラになるが、断熱状態であるので系のエントロピーは変化せず、磁性体の温度のみが減少する (過程 B→C)。磁性体への侵入熱に相当する分だけ消磁を行い、温度を一定に保つ。この過程での TdS が磁性体の冷却能力となる (過程 C→D)。外部磁場がなくなると、ADR への侵入熱により初期の状態に戻る。

3.2.2 磁場中の常磁性体

常磁性体の諸物理量

ADR の冷却能力を評価するため、磁場中の常磁性体のエントロピーを導出する。

磁気モーメント $\vec{\mu}$ 、全角運動量 $\vec{J}$ 、温度 T の常磁性体イオンのエネルギー準位 ϵ_m の分布は、

$$P(m) = e^{-\epsilon_m/k_B T} \sum_{m=-J}^{+J} e^{-\epsilon_m/k_B T} \quad (3.4)$$

で表されるので、分散関数 Z は、

$$Z = \left(\sum_{m=-J}^{+J} e^{-\epsilon_m/k_B T} \right)^N \quad (3.5)$$

となる。ただし、 N は原子数。

今、スピン間の相互作用などの内部相互作用がない ($\epsilon_m \ll k_B T$) と仮定するならば、磁場 B 中の常磁性イオンのエネルギー準位は、

$$\epsilon_m = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = mg\mu_B B \quad (3.6)$$

で表される。ただし、 $\mu_B = 9.27 \times 10^{-24} \text{ J/K}$ はボーア磁子、 m は磁気量子数で $m = -J, \dots, 0, \dots, +J$ の値をとる。 g はランダウの g 因子で、スピン角運動量 S 、軌道角運動量 L を用いて、

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (3.7)$$

で表される。

式 3.6 を用いると、分散関数

$$Z = \left(\sum_{m=-J}^{+J} e^{-\epsilon_m/k_B T} \right)^N = \left[\frac{\sinh[J + 1/2]x}{\sinh(x/2)} \right]^N \quad (3.8)$$

となる。ただし、 $x = \mu_B g B / k_B T$ 。

ここで、分配関数とエントロピー S 、磁気比熱 C_M 、磁化 M の熱力学関係式は、

$$S = k_B \frac{\partial}{\partial T} T \ln Z \quad (3.9)$$

$$C_M = T \frac{\partial S}{\partial T} \Big|_B \quad (3.10)$$

$$M = k_B T \frac{\partial}{\partial B} \ln Z \Big|_T \quad (3.11)$$

これを用いると、エントロピー S と磁気比熱 C_M 、磁化 M は、

$$S/Nk_B = (x/2)\{\coth(x/2) - (2J+1)\coth[x(2J+1)/2]\} + \ln\left(\frac{\sinh[x(2J+1)/2]}{\sinh(x/2)}\right) \quad (3.12)$$

$$C_M/Nk_B = (x/2)^2 \sinh^{-2}(x/2) - [x(2J+1)/2]^2 \sinh^{-2}[x(2J+1)/2] \quad (3.13)$$

$$M/N\mu_B gJ = [(2J+1)/2J]\coth[x(2J+1)/2] - (1/2J)\coth(x/2) \quad (3.14)$$

$x \ll 1$ の極限では、式 3.12, 式 3.14 より、

$$M = \frac{CB}{\mu_0 T} \quad (3.15)$$

$$S = Nk_B \ln(2J+1) - \frac{CB^2}{2\mu_0 T^2} \quad (3.16)$$

ただし、 C はキュリー一定数で

$$C = \frac{N\mu_0 g^2 \mu_B^2 J(J+1)}{3k_B} \quad (3.17)$$

ADR サイクルでの常磁性体

前項で得られた式を用いて、図 3.3 におけるサイクルをみていく。

A→B における等温過程では、式 3.16 より、

$$\Delta S(T_H, B_H) = S(T_H, 0) - S(T_H, B_H) = \frac{CB_H^2}{2\mu_0 T_H^2} \quad (3.18)$$

のエントロピーの変化が起こり、 $T_H \Delta S$ の磁化熱が発生する。

B→C は断熱過程でありエントロピーが変化しない。式 3.16 よりエントロピーは B/T の関数であることがわかるので、等エントロピー過程において B/T は一定である。よってこの過程において、

$$\frac{B_H}{T_H} = \frac{B_L}{T_L} \quad (3.19)$$

が成り立つ。この式より、磁場を $B_L = 0$ とすることで $T_L = 0$ とすることはできない。 $\epsilon_m \ll k_B T$ を満たさなくなるため、内部相互作用を無視できなくなるためである。

低温弱磁場になると局在スピンのかかる磁場は、外部磁場だけでなく、内部の磁気スピンの磁化による平均場 b の寄与も無視できなくなる。これより最低磁場 B_L は、

$$B_{eff} = \sqrt{B_L^2 + b^2} \quad (3.20)$$

に置き換える必要があり、式 3.19 より、最低到達温度 T_L は、

$$T_L = \frac{T_H}{B_H} \sqrt{B_L^2 + b^2} \quad (3.21)$$

となる。これより、最低到達温度を下げるには、 B_H/T_H を最大にすれば良いことがわかる。

C→D の等温過程では、外部からの流入熱に合わせて磁場を取り除くことで等温を維持する。この過程で吸収できる熱量は

$$dQ = \int T dS = \frac{CB_H^2}{2\mu_0 T_H^2} T_L \quad (3.22)$$

となる。

比熱の比較

磁性体が低温でどれだけ大きな熱容量を持つかを議論するため、磁気系と格子系、電子系の比熱を比較する。

磁気比熱 C_M は $x \ll 1$ の極限において式 3.13 より、

$$C_M = \frac{CB^2}{T^2} \propto \frac{1}{T^2} \quad (3.23)$$

となり、低温において高い比熱を持つことがわかる。

低温での物質の比熱は、主に磁気比熱と格子比熱、電子比熱の比熱の和で表される。導出は省略するが(例えば [12] を参考) 以下のような値をとる。格子比熱 C_L は、原子が格子を形成している場合、原子はこれを平衡点として格子振動しており、そのエネルギーによるものである。Debye 近似を用いると低温極限において、

$$C_L(T) = \frac{12\pi^4}{5} Nk_B \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 = \beta T \propto T^3 \quad (3.24)$$

ただし、 $\theta_D = h\nu_D/k_B$ はデバイ温度で、物質固有の定数である。電子のエネルギーの状態密度はパウリの排他原理からくるフェルミディラック統計に従う。よってフェルミ分布関数を用いて低温極限における電子比熱 C_e を計算すると、

$$C_e(T) = \frac{\pi^2}{2} Nk_B \frac{T}{T_F} = \gamma T \propto T \quad (3.25)$$

ただし、 T_F はフェルミ温度で、 $T_F = \frac{\hbar^2}{2mk_B} \left[\frac{3\pi^2 N}{V_m} \right]^{2/3}$ 。

一般の物質のデバイ温度 θ_D は 200 ~ 300 K 程度で、これより $C_L(T) \sim 10^{-5} T^3 J/K \cdot \text{mol}$ 。 $\gamma \sim 10^{-3} J/K^2 \cdot \text{mol}$ 程度であるので、電子比熱は $C_e(T) \sim 10^{-3} T J/K \cdot \text{mol}$ である。対して、磁気比熱は、キュリー定数が $C = 1.25g^2 J(J+1)$ なので、 $g = 2$ 、 $J = 5/2$ の物質を 0.1 K 近傍の極低温にした場合、磁気比熱 $C_M \sim 10 J/K \cdot \text{mol}$ であり、低温では磁気比熱が圧倒的に大きい。

3.2.3 ADR の構造

ADR の構造を図 3.4 に示す。ADR は主にソルトピル、超伝導マグネット、ヒートスイッチの 3 つの構造に分けられる。

ソルトピルは、磁性体の結晶を充填させたカプセルで、ADR サイクルにおいて冷媒としての働きをする部分である。超伝導マグネットの中心の空洞部に置かれる。ソルトピルは ADR の中で最も冷える部分であるので外部からの熱流入を極力避けなければならない。一般的にはケブラーワイヤーによって吊り下げることで支持構造による侵入熱を抑える。

超伝導マグネットの役割は、磁場を印加することでマグネット中心にセットしたソルトピルを磁化させることである。到達温度は、断熱消磁開始時の温度と最大磁場に大きく依存しているため、低温で大きな

磁場をかけられる超伝導マグネットが求められる。そのためには配線が長くなり、かつ大電流が必要となるため、NbTiなどの超伝導線が用いられる。

ヒートスイッチの役割は、磁性体と熱浴の間の熱伝導度を変化させて等温状態 (ON) と断熱状態 (OFF) を作り出すことである。ヒートスイッチの役割は当然、断熱状態を作り出すことにあるが、磁化熱を効率的に熱浴に逃すのも重要な役割である。ヒートスイッチには、機械式、ガスギャップ式 (GGHS)、超伝導体式などの種類がある。本研究で用いた、ガスギャップ式ヒートスイッチはガスの大きな熱伝導を用いた方法である。高温側と低温側をつなぐ密封性の高いカプセルを用意し、熱伝導ガスとそのガスに対し吸着性を持った吸着剤を用意する。吸着剤の吸着性能は温度に依存するのでその性質を利用し、吸着剤がある温度以下であるとガスを吸着しカプセル内を高真空にし OFF 状態に、また別の温度であるとガスを脱離しカプセル内を必要な圧力へと上げ ON 状態に切り替える。特に、外部から吸着帯の温度をヒーターなどでコントロールし、HS の ON OFF を行うタイプをアクティブガスギャップ式ヒートスイッチという。

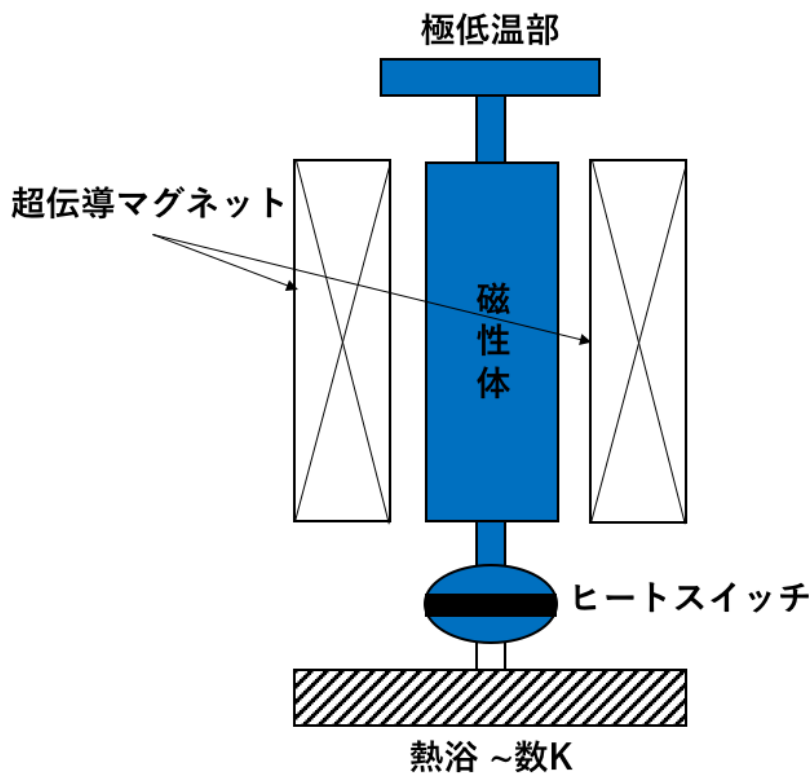


図 3.4 ADR の構造

3.3 熱環境

検出器を冷却するためには、検出器を低温部分を接触させて効率的に熱伝達を行うことと、検出器と低温部に望ましくない熱が流入しないように外界との熱絶縁を同時にしなければならない。温度を下げるのに取り去る必要がある熱量は比熱により決定される。断熱消磁冷却における比熱は、3.2 章で述べた。熱の流れは、固体伝熱、気体伝熱、輻射伝熱の三種類に分けられる。

3.3.1 伝熱

固体伝熱

断面積 A を通って x 方向に流れる毎秒あたりの熱量 P は、

$$P_{solid} = -k(T) \cdot A \cdot \frac{dT}{dx} \quad (3.26)$$

ここで、 $k(T)$ は物質の熱伝導率である。物体の断面積が一定の時は長さを L とすると、 T_1 と T_2 の間の熱流は、

$$P_{solid} = \frac{A}{L} \int_{T_1}^{T_2} k(T) dT \quad (3.27)$$

となる。 $k(T)$ は温度依存するため、伝導率の積分値が特定の温度間で実験的に求められている。

$$\int_{T_1}^{T_2} k(T) dT = \int_{T_0}^{T_2} k(T) dT + \int_{T_0}^{T_1} k(T) dT \quad (3.28)$$

とすれば、ある基準点からの伝導率 $k(T)$ の積分値として計算可能である。

金属の電気伝導率から熱伝導率 $k(T)$ を見積もる方法もある。ウィーデンマン-フランツ則によれば、熱伝導率と電気伝導率 ρ の間には、

$$\rho k = LT \quad (3.29)$$

が大体成立することが知られている。ただし、 $L = 2.45 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \Omega \cdot \text{K}^{-2}$ 。

気体伝熱

温度の異なる二つの面の間に低圧の気体がある時、気体分子は高温側との衝突で運動エネルギーを受け取り、低温側との衝突で、エネルギーを放出することで熱を伝える。気体分子の平均自由行程 l は、

$$l = 8.6 \times (\eta/p) \cdot \sqrt{T/M} \quad (3.30)$$

で与えられる。ただし、 p は圧力 (Torr)、 η は粘性係数、 M は気体の分子量である。

気体の熱伝導は二つの壁が l よりも小さい時は、気体分子は壁の間を直線的にやり取りすることから、熱伝導は分子と壁の間のエネルギーのやり取りの能力を表す適応係数 a が左右する。 a は壁に当たる分子の温度と跳ね返って出て行く分子の温度の差を、壁に当たる分子の温度と壁の温度の差で割ったもので定義され、0 ~ 1 の値をとる。近似的には、温度が T_1 と T_2 間の熱流は、

$$P_{gas} = c \cdot a_0 \cdot p \cdot (T_2 - T_1) \propto p \quad (3.31)$$

で与えられる。ただし、 $a_0 = a_1 a_2 / (a_1 + a_2 - a_1 a_2)$ 、 c は気体の種類による定数で、空気で 0.016 の値をとる。

壁間の距離が l よりも大きい時は、分子の密度が圧力に比例するのと、 l が圧力に反比例することから、熱伝導は圧力に依存なくなり、熱流は、

$$P_{gas} = \eta c_v (T_2 - T_1) \quad (3.32)$$

ただし、 c_v は定積比熱。

輻射伝熱

二つの温度の異なる面積 A の平面が向かい合っている場合を考えると、それぞれの温度 $T_{1,2}$ と放射率 $\epsilon_{1,2}$ を用いて流熱は、

$$P_{\text{radiation}} = \epsilon \sigma A (T_1^4 - T_2^4) \quad (3.33)$$

で表される。ただし、

$$\epsilon = \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_2 + (1 - \epsilon_2) \epsilon_1} \quad (3.34)$$

は平均放射率。 $\sigma = 5.7 \times 10^{-12} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ でステファン-ボルツマン定数である。

平行版でない場合は、二つの物体の形状や配置を考慮した複雑な積分が必要になるが、同心球や同軸円筒など、面が向かい合い、面 A_2 が面 A_1 を覆う形状の時は、

$$P_{\text{radiation}} = \epsilon \sigma A_1 (T_1^4 - T_2^4) \quad (3.35)$$

$$\epsilon = \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_2 + \frac{A_1}{A_2} (1 - \epsilon_2) \epsilon_1} \quad (3.36)$$

と表すことができる。一般に、反射方向が $\cos$ in 依存しない良く磨かれた面の方が ϵ は小さい。この時、式 3.36 は式 3.34 に近く。輻射を抑えるには、表面は輝いている程よい。また、 ϵ は低温で減少する傾向を持つ。

3.3.2 Multi Layered Insulation

輻射による熱を防ぐ方法として、温度差のある二つの面の間に遮蔽物を重ねることで多層構造をつくり輻射伝熱を下げる、Multi Layered Insulation (MLI) という方法がある。例えば、 n 枚のフィルムを高温側と低温側に挿入することを考える。全てのフィルムの ϵ と A が等しいとし、それぞれのフィルム層に式 3.33 を適応し足し合わせると、遮蔽板のない場合の $\epsilon = (\epsilon_1 \epsilon_2 / (\epsilon_2 + (1 - \epsilon_2) \epsilon_1))$ に対して、輻射による伝熱は $1/n + 1$ となる。しかし、単純に枚数を増やせば良いというわけではなく、枚数を重ねると伝導熱の効果が大きくなり断熱効果がなくなるため、各熱流入の要素を足し合わせて最適な枚数を探る必要がある。実際の MLI では、アルミ等のフィルムと、プラシチックまたは不織布のメッシュを交互に重ねたものを用いることで、輻射を抑えるアルミ材を熱伝導を下げながら重ねることで断熱性能を上昇させている。

MLI の解析には、Layer-by-layer Model [14] や Lockheed Model [13] が用いられる。Layer-by-layer Model は上記で述べた、固体伝熱、気体伝熱、輻射伝熱の 3 伝熱を取り入れたモデルであるが多くのパラメータと複雑な計算を必要とするため、今回は Lockheed Model を用いることとする。Lockheed Model も Layer-by-layer Model 同様に 3 つの伝熱を取り入れたモデルであるが、準経験的扱いを行い、近似的に解を求めることができる。Lockheed Model によると、全流入熱 P_{total} は

$$P_{\text{total}} = P_{\text{solid}} + P_{\text{radiation}} + P_{\text{gas}} \quad (3.37)$$

$$= \frac{A(N_l)^n}{N_s} T_m (T_H - T_L) + \frac{B_\epsilon}{N_s} (T_H^{4.67} - T_L^{4.67}) + \frac{CP(x, T)}{N_s} (T_H^{m+1} - T_L^{m+1}) \quad (3.38)$$

ここで、 A, B, C : 経験的係数、 N_l : layer density、 T_H : 高温側温度、 T_L : 低温側温度、 T_m : 高温側と低温側の協会の平均温度 ($T_m = (T_H + T_L)/2$)、 N_s : 熱制御フィルムの枚数、 $P(x, T)$: 温度と位置の関数

としてのガス圧。係数 A , B , C と m , n , 圧力 P は実際の断熱システムと内部ガスの種類から導かれる。 N_2 ガスと He ガスを考えた場合の各パラメータを表 3.1 に示す。これらのパラメータは実験的に決定されるべきものであり、本実験と文献 [13] で用いられた素材との違いもある。そのため、得られた流入熱の絶対値を信頼することはできないが、MLI の最適な枚数の指標とするには十分である。

表 3.1 Lockheed Model の各パラメータ [13]

A	7.30×10^{-8}
B	7.07×10^{-10}
$C(N_2)$	1.46×10^4
$C(He)$	4.89×10^4
$m(N_2)$	-0.48
$m(He)$	-0.74
n	2.63
$P(x, T)$	1.0×10^{-6}

3.4 磁場の影響と磁気シールドイング

高いエネルギー分解能を実現する TES はその感度 α が (式 2.10) が、 μT のオーダーで外部磁場によって影響を受けることが、特に TES と垂直方向の磁場の影響を受けることが知られている。そのため、TES 周りの磁気遮蔽が必要である。

3.4.1 TES 型を取り巻く磁場環境とその影響

TES が外部磁場の影響を受け分解能が劣化すること、特に垂直方向では平行方向より二桁大きく磁場の影響を受けることが実験的に知られている [17]。TES の感度 α (式 2.10) が劣化すると、波高値 $PH \propto \alpha$ 、分解能 $\Delta E \propto \alpha^{-1/2}$ のオーダーで、TES の各パラメータを悪化させる。図 3.5 に TES の各パラメータへの磁場の影響を示す。外部磁場により、TES の R-T 図は訛り波高値が下がることがわかる。

TES の感度が磁場によって劣化することは知られているものの、その感度を何が制限しているのかは正確にわかっていない。しかし、TES は超伝導遷移端を温度計として利用するため、超伝導物質の臨界電流 $I_c(T, B)$ が磁場で変動することが影響していると予想できる。超伝導への相転移を記述するギンツブルグ-ランダウ方程式より臨界電流 I_c は、

$$I_c(T, B) = I_c(0, B) \left(1 - \frac{T}{T_c(0, B)} \right)^{3/2} \quad (3.39)$$

で表される。例えば、Ishisaki et al 2008 [15] では実験的に $I_c(0, B) = I_{c0}/(1 + B/B_0)$ の関係があることを示し、 $PH = -dI/dT \propto B^{-2/3}$ で磁場の影響を受けることを示唆している。図 3.6 に Ishisaki et al. 2008 の半経験的式を用いたエネルギー分解能とパルスプロファイルの劣化数値計算の結果を示す。

TES は数 μT オーダーでの磁場の影響を受けることから [15]、TES 周りの DC 磁場を数 μT 以下に抑えることが好ましいと考えられる。また、TES の波形を鈍らせないためには、TES の駆動周波数帯域に付近の周波数を持つ磁場がかからないように注意しなければならない。TES を用いる将来衛星の検出器 Athena/X-IFU や SPICA/SAFARI では、DC 磁場としてはともに $1 \mu T$ 以下を、AC 磁場として 100

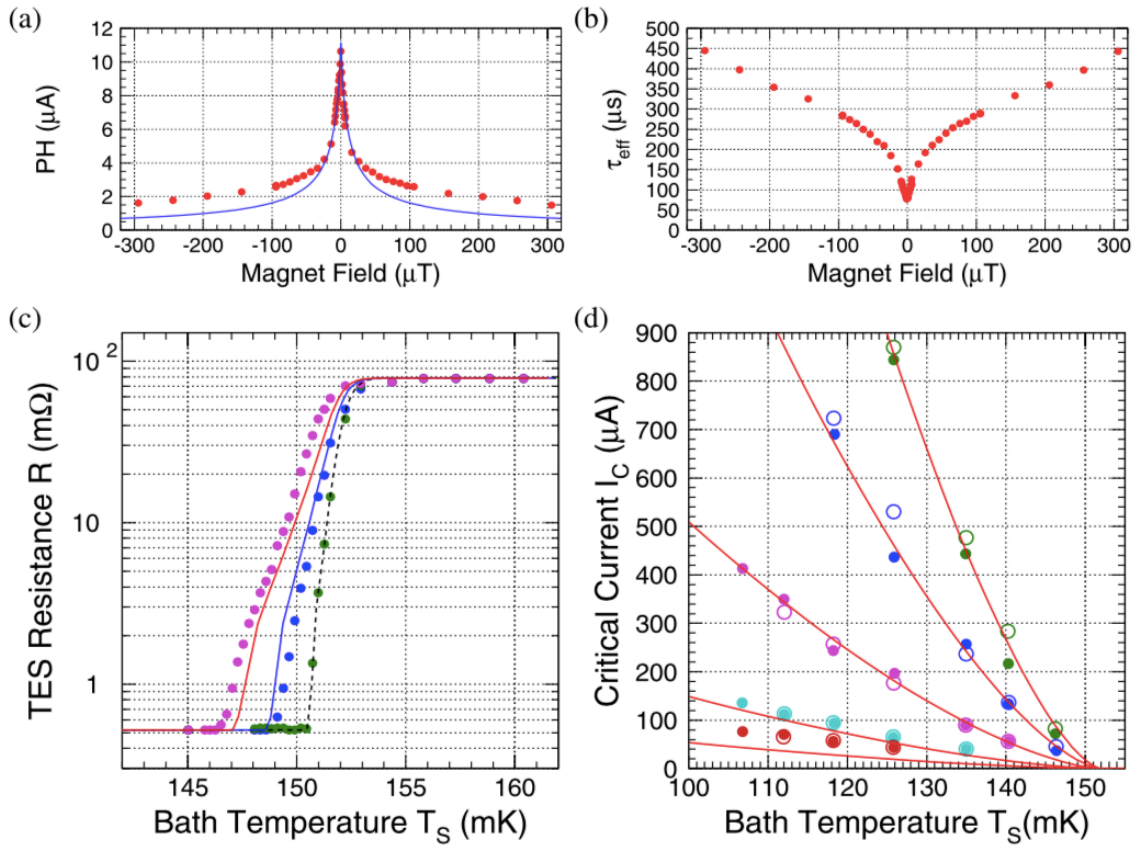


図 3.5 TES の磁場に対する応答 [15] (a) 磁場と TES の波高値、(b) 磁場と TES の時定数、TES の R-T 図 高い方から、 $B_{\perp} = 0, 6, 26 \mu\text{T}$ 、(d) 熱浴温度と TES の臨界電流 高い方から、 $B_{\perp} = 0, 6, 26, 106, 306 \mu\text{T}$

Hz ~ 10 kHz の帯域で $20 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 、1 mHz ~ 30 Hz の帯域で $200 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ がそれぞれ要求されている [16]。

TES を取り巻く主な磁場としては、地磁気 (一般に $\sim 50 \mu\text{T}$)、ADR コイルからの磁場 (本研究で使った ADR の場合 Detector Stage 上で $100 \mu\text{T} \sim 10 \text{ mT}$)、が考えられる。他にも機械式冷凍機のコンプレッサーによる周期的磁場変動や、衛星搭載する場合はリアクションホイールからの磁場も予想される。

3.4.2 磁気シールドイング

磁気シールドの技術はその応用分野や対象により大きく異なるが、手法で分類するなら、(1) シールドしたい空間をシールド材料で覆う方法 (パッシブシールド) と (2) シールドしたい空間に存在する磁場を打ち消すコイルの励磁によりシールドする方法 (アクティブシールド) が存在する。パッシブシールドは重量等の問題はあるものの、比較的簡単に磁場を抑えることが可能である。一方で、アクティブシールドは強磁場のシールドにも適応可能である。ただし、数 $10 \mu\text{T}$ 以下まで磁場を下げる場合にはコイルの形状の詳細な設計が必要になる。

パッシブシールドの場合、使用する材料によりさらに分類することができ、(1) 高透磁率材を用いるシールドと (2) 超伝導材料を用いるシールドに分けられる。(1) は磁場をシールドしたい空間を高透磁率材で囲い、空間内部の磁束を磁性材料に吸収させることで、外部磁場を迂回させる方法である。(2) は超伝導材料の磁場を排除する完全反磁性現象であるマイスナー効果を用いることで、磁場をはじき出す方法である。この方法は、原理的には完全な磁気シールドが可能であるが、シールド空間に穴が空いている場

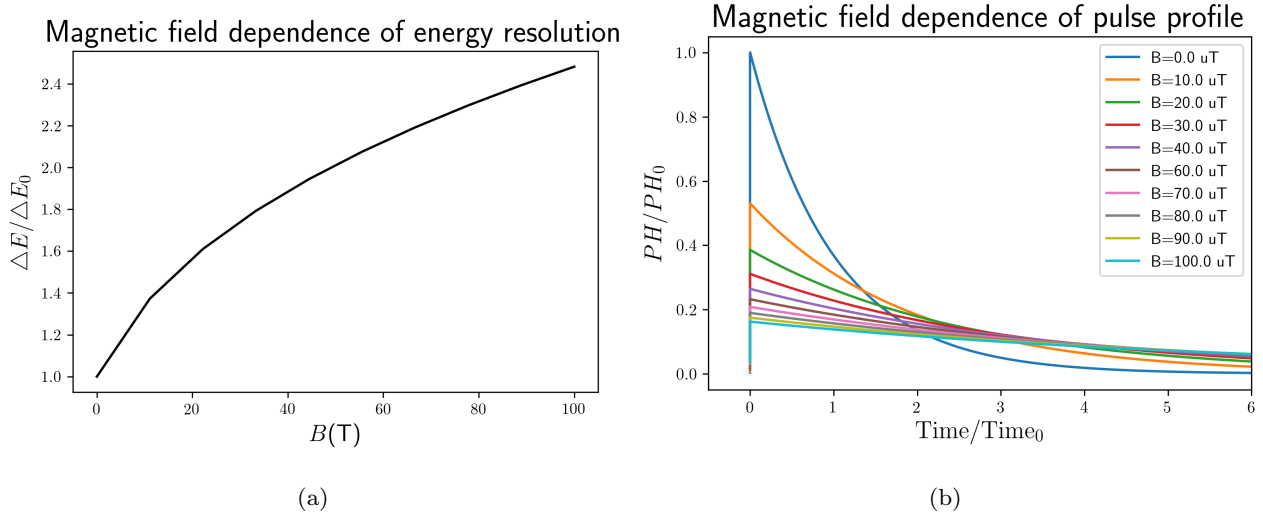


図 3.6 Ishisaki et al. 2008 に基づく、(a)TES エネルギー分解能の劣化数値計算、(b)TES パルスプロファイルの変化

合、シールドが超伝導転移する以前に存在した磁場については磁場のトラップが起こってしまいシールドすることができない。さらに超伝導物質として、ニオブ (Nb) などの第二種超伝導体を用いる場合、ピン止め効果による磁束量子スケールでのトラップも発生する。形状や材質を含めた、臨界磁場、臨界温度等の特性をよく検討する必要がある。

シールドの選択には様々な要因が必要となるが、一般には T オーダーの強磁場にはパッシブな超伝導シールドや、コイルを用いたアクティブシールド、地磁気オーダーの磁気シールドには高透磁率材を用いたパッシブシールドが適していると言われる。

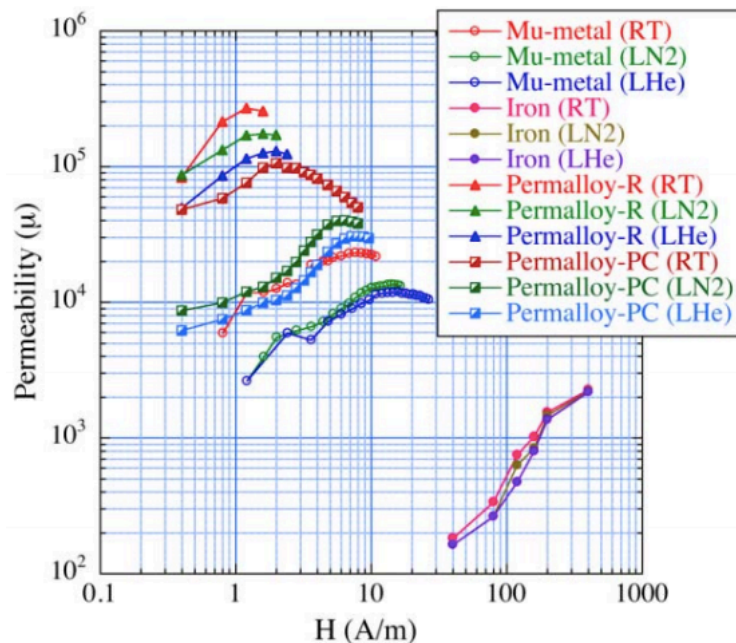


図 3.7 代表的な磁気シールド材料の透磁率 RT, LN2, LHe はそれぞれ、室温、液体窒素、液体ヘリウム温度での透磁率を示す [19] (Permalloy R は現在入手不可能)

高透磁率材をシールドとして用いる場合、磁性体の透磁率による材料の選別が重要となる。透磁率 μ は磁束密度 $\vec{B}$ と磁場 $\vec{H}$ を結びつける係数で $\vec{B} = \mu \vec{H}$ の関係を持つ。B-H カーブの傾きが透磁率に対応す

るが、強磁性磁性材料の B-H カーブは一般にヒステリシスを持つため、B-H カーブは線形とはならない。外場がゼロ付近での透磁率を初期透磁率、外場がだんだん大きくなり透磁率がピークに達したところの値を最大透磁率という。パッシブシールドでよく用いられる材料の透磁率を図 3.7 に示す。シールド材料によって、最大透磁率も透磁率を最大にする外場もことなる。シールドしたい外場の強さが最大透磁率を与える外場よりも非常に大きい場合はシールド材料内の磁束密度が飽和してしまい、また反対に小さすぎると効率の良いシールドはできない。透磁率は低温になるほど減少する事が知られている。劣化度合いは材料によるため、低温でのシールディングを考える場合は、透磁率の温度依存性も考慮しなければならない。

超伝導体をシールドとして用いる場合を考える。超伝導体の中に磁場が入らないのは、超伝導遷移時に対をなした 2 つの電子が、磁場を遮蔽する電流となり表面に流れるためである。この電流は実際は厚みを持っているため、その厚さ λ 程度には、磁場が侵入できる。外部磁場を 0 から増加させるにつれて、超伝導体の表面近くの場所でのベクトルポテンシャル $\vec{A}$ が変化する。これによる誘導電場 $-\partial\vec{A}/\partial t$ の作用により、電子対は加速されて密度 $\vec{i}_s$ の電流が流れる。電子対の電荷を q 、質量を m とすると、

$$\vec{i}_s = -\frac{n_s q^2}{m} \vec{A} \quad (3.40)$$

をロンドン方程式という。この式とマクスウェルの方程式 $\text{rot}\vec{B}=\text{rot}(\text{rot}\vec{A})=\mu_0\vec{i}_s$ から、

$$\nabla^2 \vec{A} = \frac{\mu_0 n_s q^2}{m} \vec{A} \quad (3.41)$$

となる。簡単のため、yz 平面を表面に持ち、x 方向に深さをもつ超伝導体を考えるなら、式 3.41 の解は $\vec{A}(x) = A(0)\exp(-x/\lambda)$ の形で表せる。よって、侵入距離 λ は、

$$\lambda = \left(\frac{m}{\mu_0 n_s q^2} \right)^{1/2} \quad (3.42)$$

で与えられる。この値は物質の電子密度によるが、典型的には $10^{-8} \sim 10^{-7}\text{m}$ 程度である。シールドとして超伝導体を用いるのであれば、これ以上の厚さがあればよい。

3.5 本論文の目的

X 線マイクロカロリメータはその分光性能が温度に強く依存し、動作には $\sim 100\text{ mK}$ という極低温環境が必要である。また、吸収帯の温度計として、超伝導物質の超伝導遷移端を温度計として用いる TES 型カロリメータを用いる場合、極低温環境での磁気遮蔽が必要となる。特に、衛星上では、地磁気に加えて、断熱消磁冷凍機からの漏れ磁場、および衛星のリアクションホイール等からの変動磁場も問題になる。さらに、将来的に衛星を大有効面積化する場合、開口部が大きくなることが予想されるため、より効率的な磁気遮蔽が必要となる。

私たちのグループでは、マイクロカロリメータ動作のための、断熱消磁冷凍機を用いた極低温環境の作成を行ってきた。特に先行研究 [46] では、パルスチューブ冷凍機と断熱消磁冷凍機を組み合わせた TES 動作環境の構築が行われてきた。2018 年からは、本学に冷凍機を移設し開発を進めている。

本研究では、立教大学からの冷凍機の移設に伴い、パルスチューブ冷凍機と断熱消磁冷凍機を組み合わせることで極低温環境の構築を行う。現在の冷凍機の性能を評価し、熱環境を明らかにする。磁気環境の最適化のため、低温での性能評価の例のない新素材 A4K を用いた磁気シールドを 4 K 温度帯まで冷却し、ホール素子による実測と 2 次元、3 次元の電磁界シミュレーションを用いることで、性能評価を行う。また、大口径衛星の検出器のため、開口部を超伝導体の 5 mm ピッチのメッシュ構造で覆うシールドモデルを提案、3 次元の電磁界シミュレーションによりその有効性を示す。

第 4 章

パルスチューブ冷凍機 + ADR システム の構築

～ 100 mK という極低温環境の作成のためには、ADR が必要でありその動作には数 K の熱浴を必要とする。特に現在の He の入手性の困難から、冷凍機の無冷媒化が進められ、機械式冷凍機であるパルスチューブ冷凍機を用いるのは一つの手段である。本章では、パルスチューブ冷凍機と ADR システムを組み合わせることで、極低温環境の構築を行う。冷却試験を行いその冷却性能を評価する。

4.1 冷凍機の構成

4.1.1 クライオスタット

数 K 熱浴として、2 段式パルスチューブ冷凍機 (住友重機械工業 RP-082B2S) を使用する。冷凍機の構成を図 4.2 に、各段での冷却性能を表 4.1 に示す。パルスチューブ 1 段目と 2 段目、それぞれに銅のプレートが取り付けられ、それぞれ、4K の温度帯 (4KPLT)、40K 温度帯 (40KPLT) を構成している。それぞれのプレートは、熱伝導率の小さい支持材料である強化プラスチックで固定されていて、40KPLT は GFRP、4KPLT は CFRP で支えられている。また、それぞれのプレートにアルミニウムの放射シールドが取り付けられ、高温側の温度帯からの輻射が直接入らないようになっている。水冷式のコンプレッサーからは上部のコールドヘッドへ動作気体である He ガスが送り込まれる。パルスチューブの振動は ADR のような極低温温度帯では熱源となるので、コールドヘッド部分は緩衝材で振動を切断する構造になっている。

各温度帯の構成の模式図を図 4.3 に示す。4KPLT、40KPLT までは、パルスチューブ冷凍機で冷却される。本論文では MLI を挿入しての試験では、4KPLT と 40KPLT の間に 3 層の MLI 導入した。4KPLT には、超伝導マグネットコイルの磁場を直接遮断するための 3% ケイ素鋼板 (SiFe) の磁気シールドが 4KPLT 状に設置されており、内側に超伝導マグネットコイルが入る。最も冷える部分であるソルトピルは、超伝導マグネットに熱伝導率の小さいケブラーワイヤーによって吊るされ、熱的に 4KPLT と切断している。ソルトピルからは、カロリメータを載せる Cold Stage に熱伝導度の良い銅のロッドで熱のリンクが取られており、素子がソルトピルと同様の温度になるようにしている。Cold Stage は、ヒートスイッチにより、4KPLT に接続され、4KPLT と Cold Stage の熱的なリンクの ON OFF を切り替える。

表 4.1 2 段式パルスチューブ冷凍機の冷却性能

熱浴の温度帯	温度	冷凍能力
40KPLT(パルスチューブ 1 段目)	40 K	35 W
4KPLT(パルスチューブ 2 段目)	4 K	0.9 W



図 4.1 パルスチューブ冷凍機クライオスタットとコンプレッサー

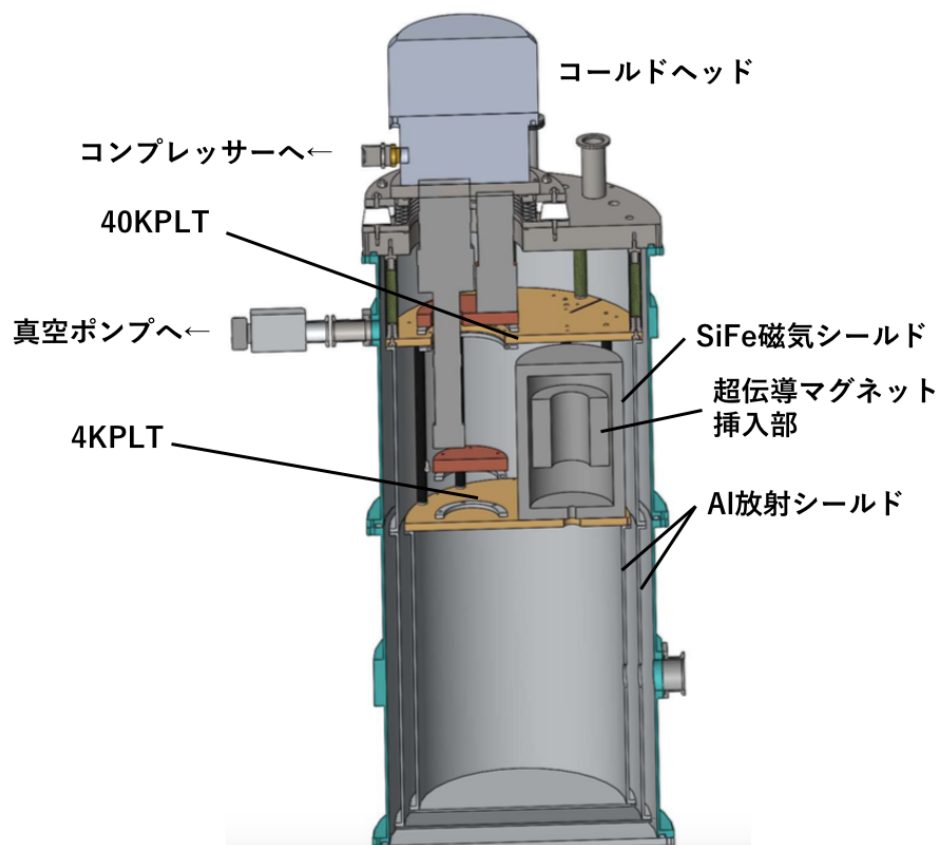


図 4.2 2 段式パルスチューブ冷凍機クライオスタットの設計図 (仁木工芸株式会社提供)

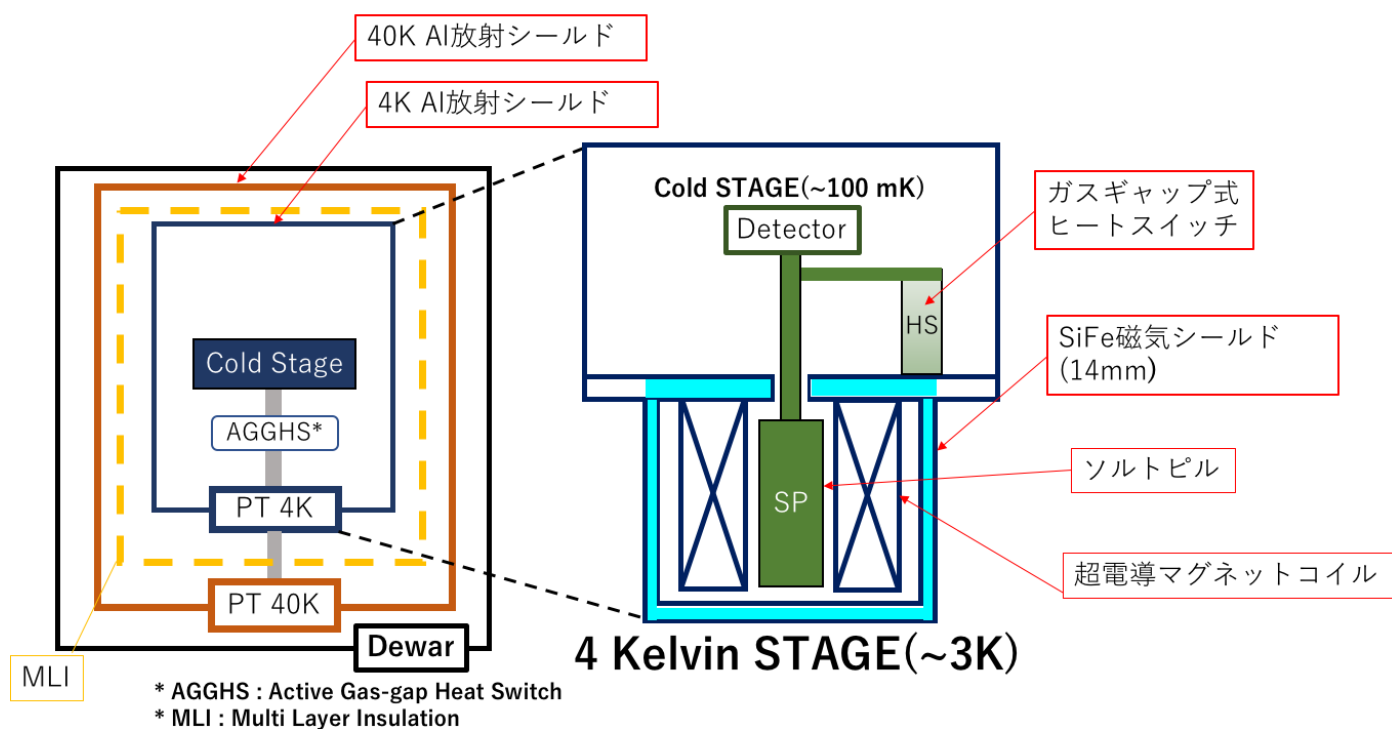


図 4.3 冷凍機の各温度帯の要素構成 左図クライオスタット全体の構成で、右図は 4KPLT の要素構成 各温度帯は アルミの放射シールドでシールドされている MLI は本論文では 4K 温度帯と 40K 温度帯に挿入した AGGHS : Active Gas-gap Heat Switch MLI : Multi layer Insulation SP : ソルトピル

4.1.2 ADR

3.2.3 章で述べたように、ADR は主にソルトピル、超伝導マグネット、ヒートスイッチの 3 つの要素に分けられる。表 4.2 に本研究で用いた ADR 構成要素の詳細を示す。まず、超伝導マグネットは、NbTi 超伝導コイルを用い、最大 9 A で 3T の磁場がかかる設計になっている。ヒートスイッチとしては、アクティブガスギャップ式ヒートスイッチを使用し、吸着帯の温度を外部からヒーターで制御することで、ON OFF を切り替える。ソルトピルは、クロムカリウムミョウバン (CPA) の磁性塩を用いる。

表 4.2 本試験で使用した ADR の構成要素

ソルトピル	クロムカリウムミョウバン ($\text{CrK}(\text{SO}_4)_2 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$)	充填量 (率): 83.18g (90%) [46]
超伝導マグネット	NbTi 超伝導コイル	最大磁場 3T / 最大電流 9 A
ヒートスイッチ	アクティブガスギャップ式	熱伝導度 ON 3 mW/K , OFF 3 μ W/K

4.2 熱環境の最適化

ADR は冷却原理から、冷却できる熱量が一サイクルで決まっている。そのため、最低到達温度を下げることに、保持時間を維持するには、他の温度帯からの熱の流入を十分に下げることがある。3.3 章で述べたように、主な熱の流入は固体伝熱、気体伝熱、輻射伝熱の三種類である。気体伝熱に関しては、式 3.31 から温度間の温度と圧力に比例する。デュワールの真空引きにより、 1×10^{-6} Torr の高真空で試験されることと、より低温帯ではさらに圧力が減少することから、気体の伝熱は考えない。

固体伝熱の経路は主に、温度計等の配線と冷凍機的支持材料によるものである。式 3.27 より、流熱を抑えるには基本的に熱伝導率 $k(T)$ が小さい材料をできるだけ長くすればよい。ただし、配線を考える場合、配線が長くなるとジュール発熱が無視できなくなる。そのため、配線の考え方としては熱伝導率とジュール発熱の最適解を配線の長さとして決定するのが良い。冷凍機を構成する主な配線と支持材料の熱伝導率を表 4.3 に示す。表 4.3 を用い、Constantan 線の配線の長さあたりのジュール熱と固体伝熱 (式 3.27) をプロットしたものを図 4.4 に示す。ジュール発熱計算のための電流は本論文の温度計のバイアス電流である 0.1 mA を用いた。0.1 mA 程度の電流であれば、固体伝熱が支配的であり、ジュール発熱はほぼ無視できる。よって、伝熱にだけ注意すればよく、配線の長さはできるだけ長く取れば良い。以上より、温度計センサー配線としては Constantan 線を用い、表 4.3 に示すとおりできるだけ長く配線した。

輻射伝熱の経路は、向かい合う各温度帯のアルミニウムの放射シールドを通して伝わる。表 4.4 に放射シールドの形状を示す。輻射による流熱は、式 3.33 にしたがって、300 K - 40 K 間では 36 W、40 K - 4 K 間では 7.8 mW となる。ここで、アルミニウムの放射率は、 $\epsilon = 0.04 - 0.3$ [12] であることから、 $\epsilon = 0.1$ として計算した。また、ソルトピルの表面積が 4 K からの輻射流熱経路とするなら、4 K - 0.5 K 間では 1.9 nW となる。Cold Stage 側への輻射の影響はほとんどないことがわかるが、式 3.33 からわかるように、輻射熱は T^4 に比例するため、4 K 以上の温度が直接 Cold Stage から見えないように注意しなければならない。一方で、4 K、40 K への輻射の流熱は大きい。これらの輻射の影響は、MLI の挿入により減らす方法も考えられる。MLI の最適な挿入層数は、式 3.38 から見積もられる。1 cm の隙間をもつ放射シールド間の、MLI 挿入層数ごとの流入熱を図 4.5 に示す。1 cm あたりであれば、300 K

- 40 K 間であれば、20 層、40 K - 4 K 間であれば、10 層程度が最適な枚数であることがわかる。しかし本研究では、簡易的に 40 K - 4 K に 3 層の MLI を挿入して実験を行った。

この他に熱流入源としては、温度計の抵抗発熱が考えられる。本研究では、4KPLT 上の温度計としては *Lake Shore Cryotronics* 社のセルノックス抵抗温度計 CX1030、Cold Stage の温度計としては、ソルトピルから伸びたロッドの先に *Lake Shore Cryotronics* 社の酸化ルテニウム温度計 RX202 を使用した。4KPLT 上のセルノックス温度計は数 K 温度において、 $\sim 100 \Omega$ 程度の抵抗値をもつ。本研究では、0.1 mA 駆動を行ったため、ジュール発熱は数 μW 程度と見積もられる。Cold Stage 上の酸化ルテニウム温度計は、 $\sim 100 \text{ mK}$ において、 $\sim 10^4 \Omega$ 程度という高い抵抗を持つ。本研究では、読み出しに極低温センサ用の *Cryogenic Control Systems* 社の Cryocon62 を使用しており、最小で 82 pA 駆動が可能であるため、ジュール発熱は $\sim 10^{-16} \text{ W}$ 程度と見積もられる。

以上を考慮して、各温度帯への流入熱をまとめたものを図 4.6 に示す。今回の冷却試験の結果に合わせて、最低温部の温度設定を 1 K とした。ただし、MLI による熱流入の絶対値の理論計算は困難であるため、輻射熱としては MLI を挿入しない場合を示している。

表 4.3 配線と支持材料の熱的電気的特性 文献値を元に近似計算したもの

支持材料	使用場所	形状 (概算)[mm]	熱伝導率 (k)[W/K/cm]
GFRP	デュワー - 40KPLT	$\phi 15 \times 100 \times 8$ 本	$2.8 \times 10^{-4} T^{0.54}$ [26]
CFRP	40KPLT - 4KPLT	$\phi 12 \times 220 \times 8$ 本	$7.7 \times 10^{-5} T^{1.0}$ [27]
Kevlar	4KPLT - Cold Stage	$\phi 0.5 \times 30 \times 6$ 本	$3.6 \times 10^{-5} T^{1.9}$ [25]

配線 [24][33][23]	使用場所	形状 (概算)[mm]	熱伝導率 (k)[W/K/cm]	電気抵抗率 (ρ)[$\Omega \cdot \text{cm}$]
Constantan	デュワー - 40KPLT	$\phi 0.1 \times 300 \times 48$ 本	$1.0 \times 10^{-3} T^{1.5}$	4.5×10^{-5}
	40KPLT - 4KPLT	$\phi 0.1 \times 600 \times 48$ 本		
	4KPLT - Cold Stage	$\phi 0.1 \times 500$		
リン青銅	4KPLT - Cold Stage	$\phi 0.1 \times 500 \times 4$ 本	$4.8 \times 10^{-3} T^{0.93}$	$88.5 \times 10^{-9} (< 10 \text{ K})$

表 4.4 各放射シールドの形状

	放射面積 (概算)[mm]
300 K デュワー	$\phi 320 \times 690$
40 K Al シールド	$\phi 284 \times 543$
4 K Al シールド	$\phi 280 \times 303$

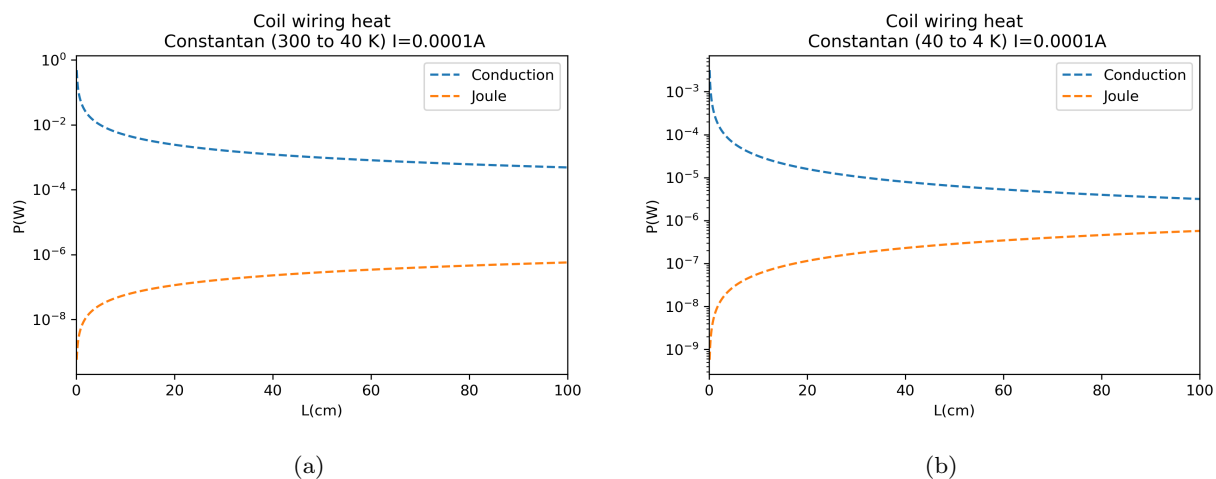


図 4.4 配線のジュール熱と固体伝熱 電流を 0.1 mA 流した場合 青：固体伝熱 オレンジ：ジュール発熱 (a)300 K ~ 40 K (b)40 K ~ 4 K

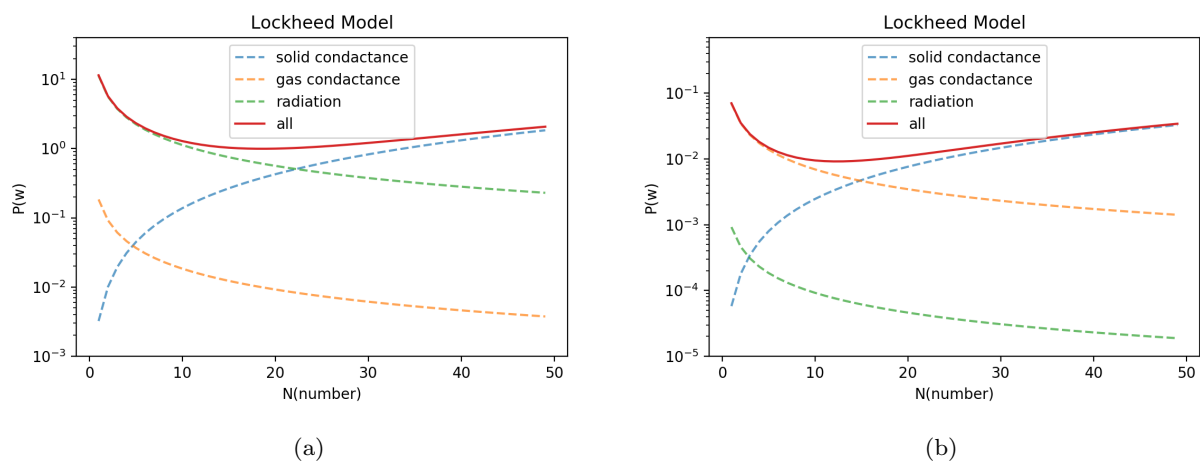


図 4.5 Lockheed Model による 1 cm あたりの MLI 挿入層数と流入熱 青：固体伝熱 オレンジ：気体伝熱 緑：輻射伝熱 (a)300 K ~ 40 K (b)40 K ~ 4 K

Dewar 300 K	GFRP	CFRP	Constantan	Phosphor Bronze	Kevlar	Radiation	AGGHS
PT 40 K 能力 35 W	1.5 W		7.8 mW			25 W	
PT 4 K 能力 0.9 W		25 mW	25 μ W			4.7 mW	
SP 1 K				11 nW	1.1 μ W	1.9 nW	6 μ W

図 4.6 各温度帯への流入熱まとめ (上から 300 K、40 K、4 K、1 K)

左から、強化プラスチックによる固体伝熱 GFRP、CFRP、コンスタンタン 線、リン青銅による固体伝熱、ケブラーワイヤーによる固体伝熱、輻射伝熱、ヒートスイッチによる固体伝熱 (輻射熱としては MLI を挿入しない場合を示している)

ADR サイクルは、一度の冷却サイクルでの冷凍能力が決まっているため、冷却結果はソルトピル等の比熱によるところが大きい。磁性塩は ~ 100 mK において非常に高い比熱を保つため、冷却後かなりの熱の流入に耐えることができる。一方で、ステンレスや銅は数 K において高い比熱をもつため、冷却の際にその比熱の分だけ ADR の冷却能力の損失が発生する。表 4.5 にソルトピルカプセルを構成する物質とその質量、比熱の温度依存性をまとめた。また、本研究で用いたソルトピルの比熱の温度依存性をプロットしたものを図 4.7 に示す。

表 4.5 ソルトピルカプセルの構成要素と温度ごとの比熱

	質量 [g]	比熱の温度依存
CPA	83.18	理論式 式 3.13 実験値 [29]
ステンレス	146.3	$465T + 0.56T^{-2}$ (< 1 K) [$\mu\text{J}/\text{g}\cdot\text{K}$] [12] $0.464T^{0.006}$ (> 1 K) [$\text{mJ}/\text{g}\cdot\text{K}$] [12]
銅	100 (概算)	$0.009/1.833T^{1.833}$ [$\text{mJ}/\text{g}\cdot\text{K}$] [12]

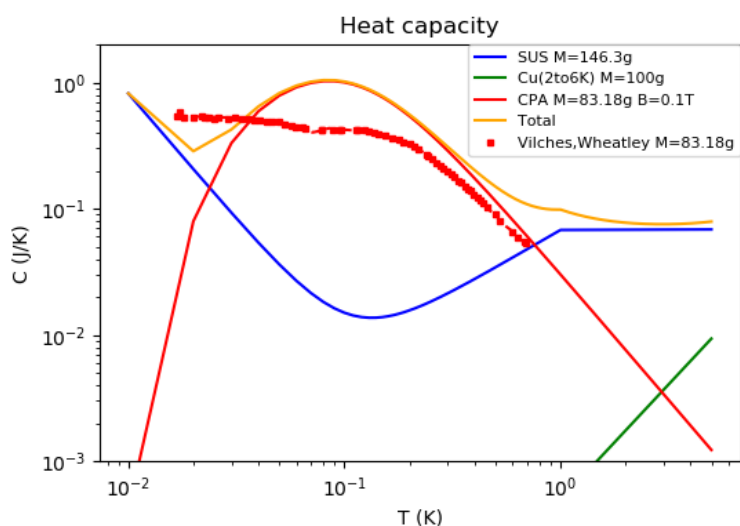
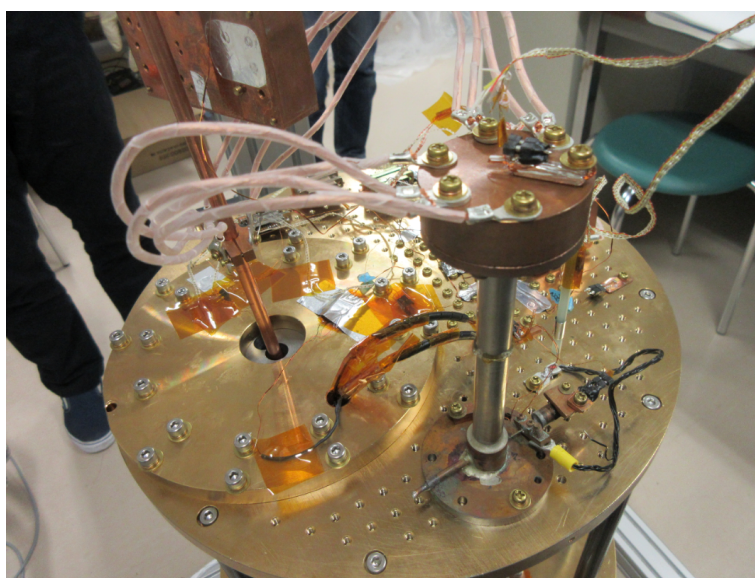


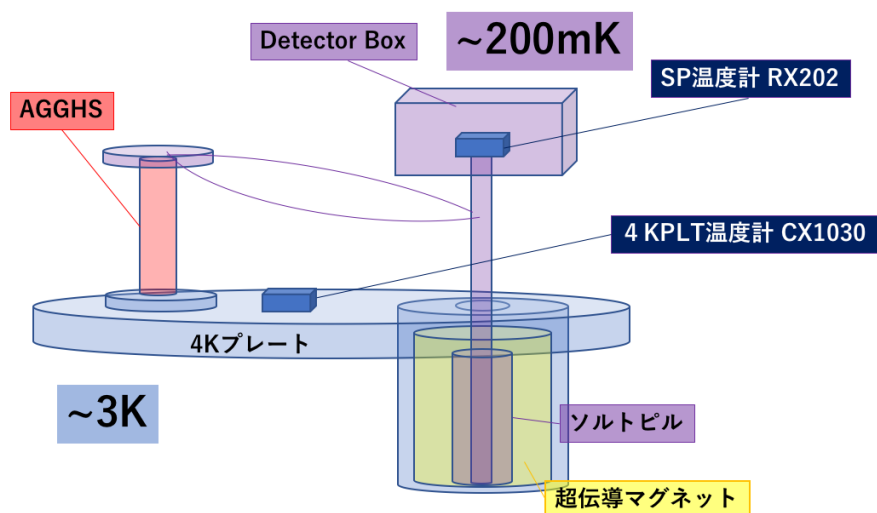
図 4.7 ソルトピルの熱容量の温度依存性 赤線: $B = 0.1$ T での CPA の磁気比熱 (83.18 g) [式 3.13]、赤点: CPA の実験値 (83.18 g)[29]、青線: ステンレス (146.3 g) の比熱 [12]、緑線: 銅 (100 g) の比熱 [12]

4.3 冷却試験

表 4.6 に示したように、パルスチューブ冷却試験と ADR サイクルによるソルトピル冷却試験を行った。パルスチューブ冷凍機で冷却後、ソルトピルに超伝導コイルを用いて最大 3 T(@9A) を印加した (励磁)。磁化熱をヒートスイッチで熱浴に逃したあと、断熱状態にして磁場を取り除いていった (消磁)。実験のための、4KPLT と Cold Stage のセットアップを図 4.8 に示す。また、4KPLT に組み込んだ ADR システムを図 4.9 に示す。各試験は、Detector Box を外す、MLI で 4KPLT 上を覆うなど、条件を変更して試験を行った。4KPLT 上の温度計としてはセルノックス抵抗温度計 CX1030、Cold Stage の温度計としては、ソルトピルから伸びたロッドの先に酸化ルテニウム温度計 RX202 を設置した。



(a)



(b)

図 4.8 4K ステージのセットアップ (a) 写真 (b) 模式図

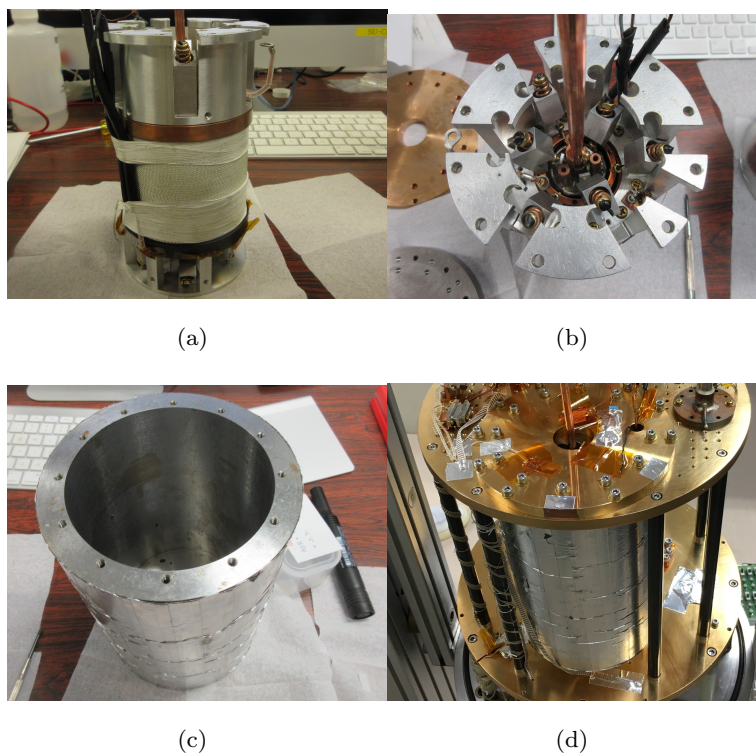


図 4.9 4KPLT に組み込んだ ADR システム (a) 超伝導マグネットコイル、(b) コイル内のソルトピルカプセル、(c)SiFe 磁気シールド、(d)4KPLT への組み込み位置

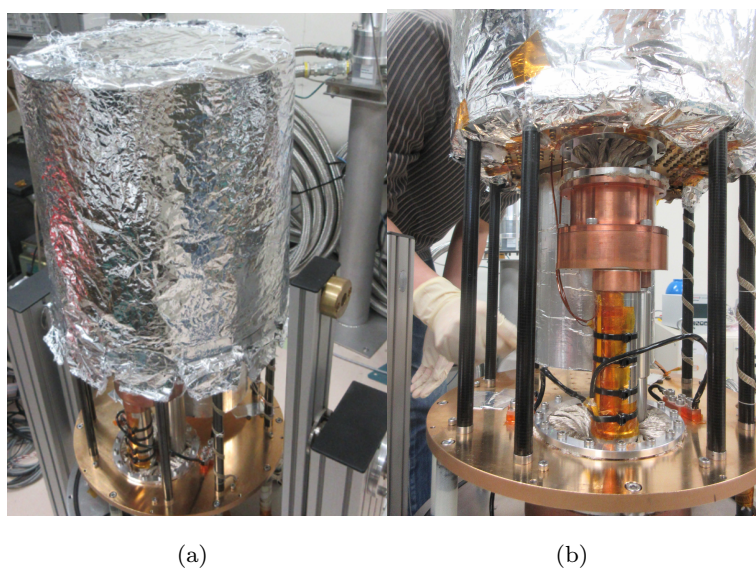


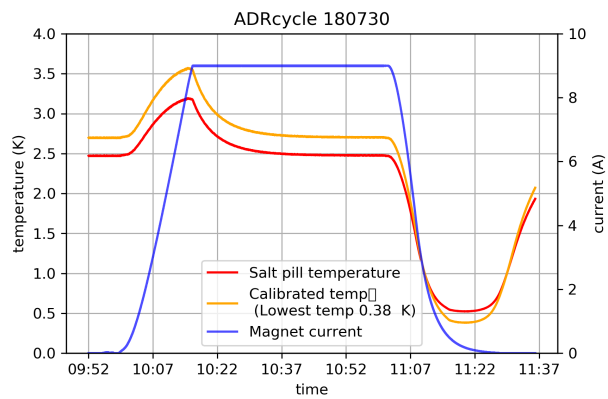
図 4.10 40 K - 4 K に挿入した 3 層の MLI カプトンテープで固定した

4.3.1 結果

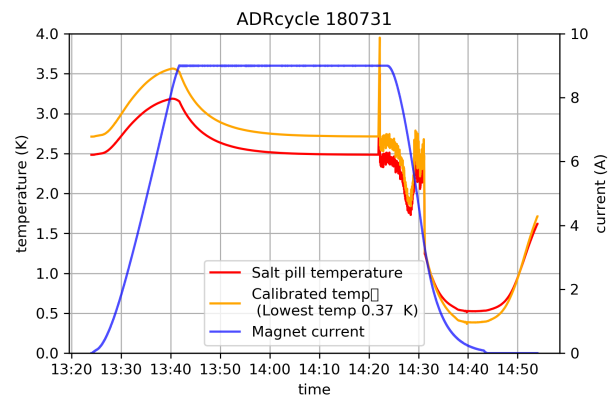
主要な PT 冷却試験と ADR サイクルの結果を表 4.6 にまとめる。また、ADR サイクルの結果を図 4.11 に示す。赤線は Cold Stage 温度計の結果を、青線は超伝導コイルに印加した電流を示している。

表 4.6 ADR 冷却試験試験結果

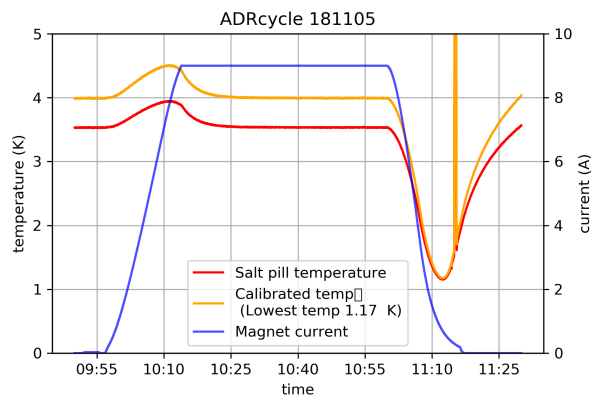
日付	40KPLT 温度 (K)	4KPLT 温度 (K)	消磁開始 温度 (K)	最低到達 温度 (K)	校正した最低到達 温度 (図 4.13)(K)	comments	Figure
2018 7/30	37	3.1	2.47	0.52	0.38	Detector Box あり	4.11(a)
7/31	37	3.1	2.48	0.51	0.37	Detector Box あり	4.11(b)
11/5	35	4.6	3.35	1.15	1.17	パルスチューブ冷凍機とコンプレッサーの間の パッキンが外れていた	4.11(c)
2019 4/1	35	3.5	3.03	0.81	0.78	4KPLT と 40KPLT 間に MLI(3 枚) を導入 3/6 日のパルスチューブ冷凍機修理後の試験	4.11(d)
6/18	38	3.5	2.93	0.44	0.26	4KPLT と 40KPLT 間に MLI(3 枚) を導入 30 min 近く最低温度が保持された	4.11(e)
6/18	38	3.5	2.93	2.08	2.24	4KPLT と 40KPLT 間に MLI(3 枚) を導入 ヒートスイッチを切らずに消磁を行った	4.11(f)



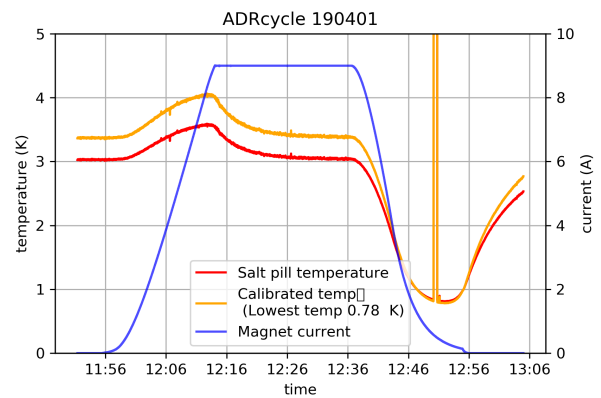
(a)



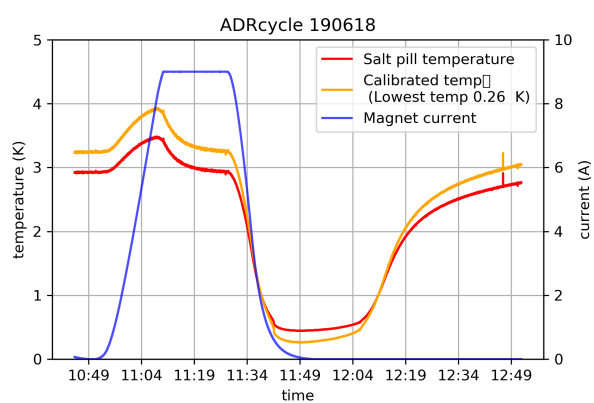
(b)



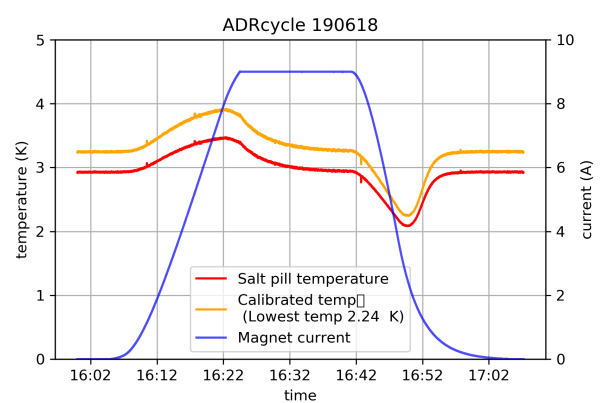
(c)



(d)



(e)



(f)

図 4.11 代表的な ADR サイクルの結果 赤線：Cold Stage 温度計、オレンジ線：校正温度計による校正結果 (図 4.13)、青線：超伝導コイル印加電流

Cold Stage 温度計の較正のため、図 4.12 のように、Cold Stage 温度計 と較正済の RX202 温度計を共に並べて設置し冷却を行った。図 4.13 に ADR サイクルの結果と Cold Stage 温度計の抵抗値と較正温度計の温度出力の比較を示す。より低温側までの冷却は行えなかったため、多項式で外挿した。外挿した結果を、2019/6/18 の結果に適応したものを、図 4.14 に示す。最低到達温度は 0.26 K となった。

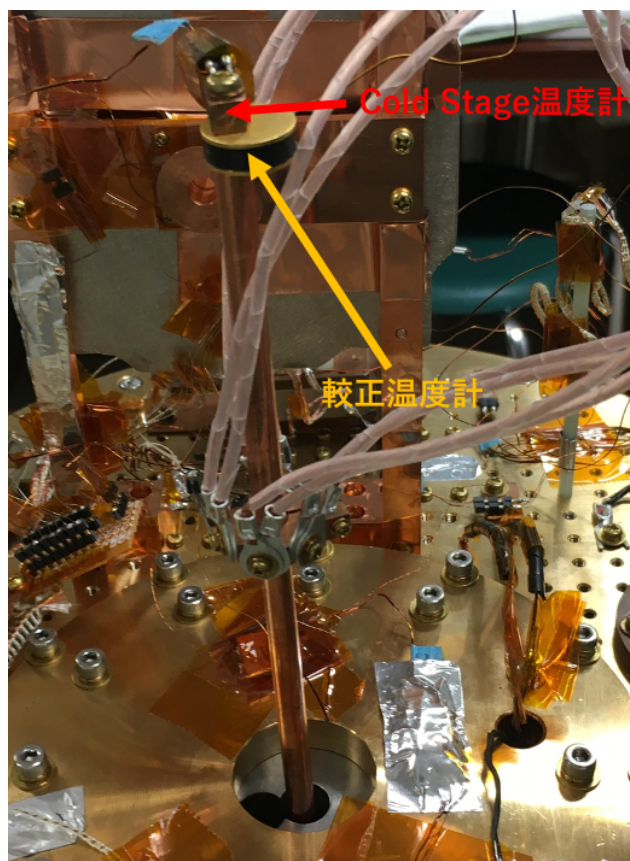


図 4.12 較正温度計と Cold Stage 温度計の同時冷却セットアップ

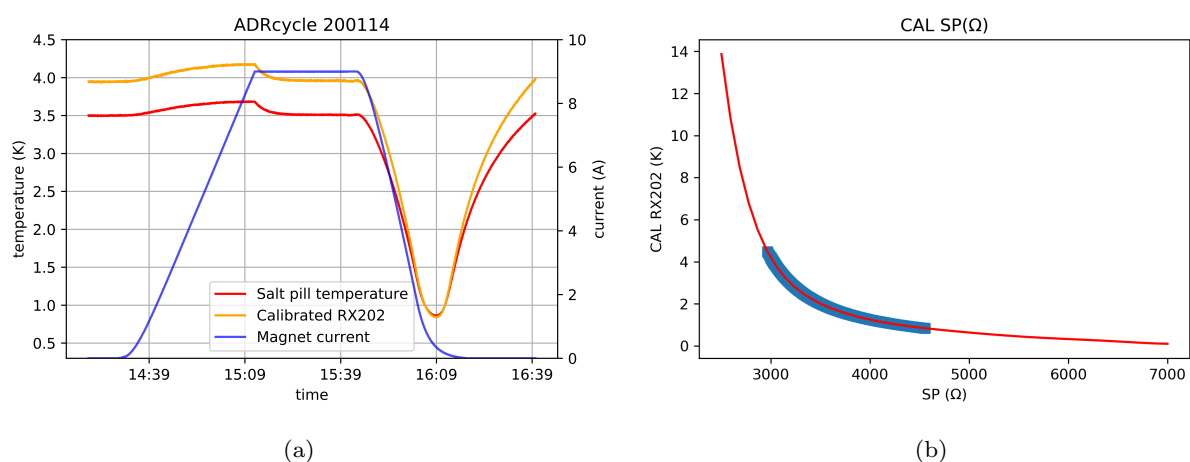


図 4.13 較正温度計と Cold Stage 温度計を同時冷却した結果 (a) 赤線：Cold Stage 温度計、オレンジ線：較正温度計、青線：超伝導コイル印加電流 (b) 青点：データ点、赤線：多項式での外挿

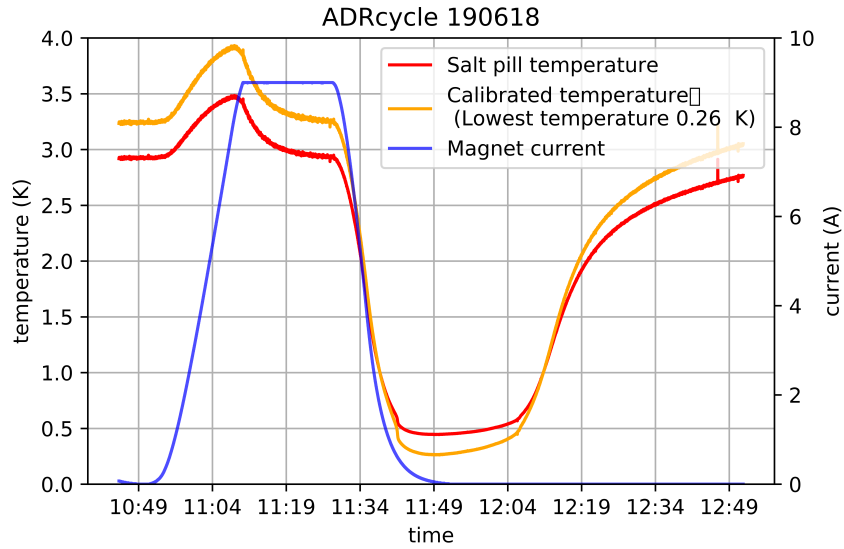


図 4.14 図 4.13(b) の結果をもとに Cold Stage 温度計の抵抗から求めた 2019/6/18 試験の結果 (オレンジ線) 最低到達温度 0.26 K

最も冷却に成功した、2019/6/18 の試験結果をもとに熱環境の調査を行う。流入熱の見積もりには、図 4.7 を用い最低温部の流入熱を見積もるのが一般的な方法であるが、現環境ではソルトピルの十分な冷却と低温での安定ができていないため、複雑な比熱構造を持つ最低温部を避けて、ステンレスの比熱が支配的になる領域を用いて見積もりを行う。図 4.15 に ADR サイクルの結果と、1.2 K 付近の温度上昇の線形フィッティングの結果を示す。フィッティングの結果から温度 T の上昇率は、

$$dT/ds = 2.68 \times 10^{-3} \text{ K/s} \quad (@1.2\text{K}) \quad (4.1)$$

また、図 4.7 より、ステンレスの比熱は 1.2 K において $C_{SUS}=0.0680 \text{ J/K}$ であるので、流入熱 P は、

$$P = C_{SUS} \cdot dT/ds = 182 \text{ } \mu\text{W} \quad (@1.2\text{K}) \quad (4.2)$$

さらに、4KPLT 以上の温度帯からの熱流入を見積もるために、ヒートスイッチを切って断熱状態にし放置した。結果を図 4.16 に示す。フィッティングの結果から温度 T の上昇率は、

$$dT/ds = 7.47 \times 10^{-5} \text{ K/s} \quad (@3.2\text{K}) \quad (4.3)$$

また、図 4.7 より、ステンレスの比熱は 3.2 K において $C_{SUS}=0.0684 \text{ J/K}$ であるので、流入熱 P は、

$$P = C_{SUS} \cdot dT/ds = 5.1 \text{ } \mu\text{W} \quad (@3.2\text{K}) \quad (4.4)$$

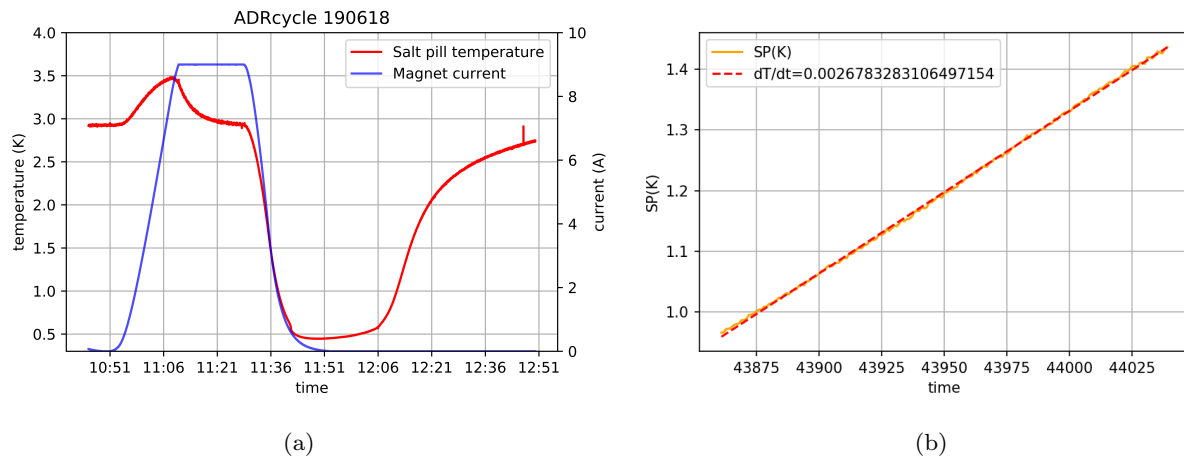


図 4.15 2019/6/18 試験結果と 1.2 K における温度上昇の線形フィッティング 赤線：Cold Stage 温度計、青線：超伝導コイル印加電流、オレンジ線：較正温度計結果のフィッティング

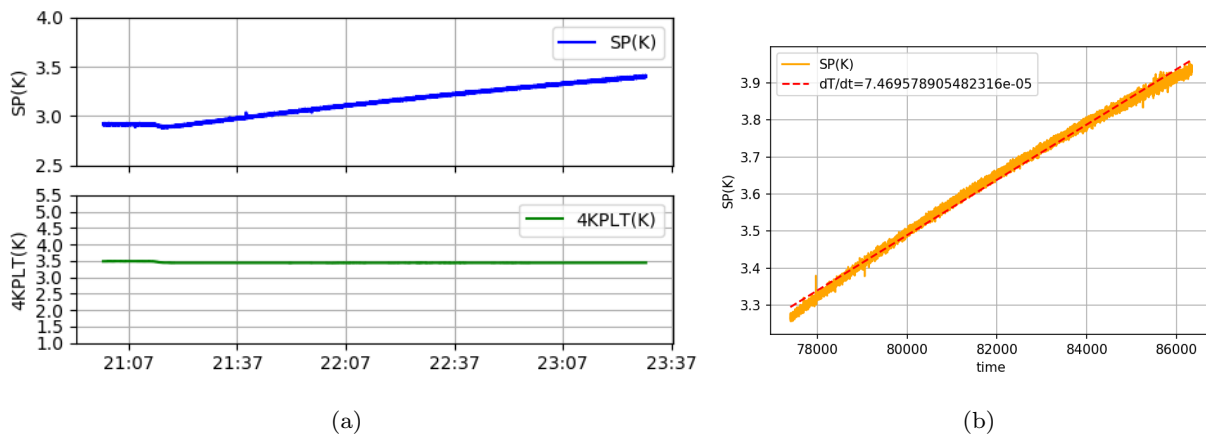


図 4.16 ヒートスイッチ OFF による断熱時の温度上昇と 3.2 K における温度上昇の線形フィッティング 青線：Cold Stage 温度計、緑線：4KPLT 温度計、オレンジ線：較正温度計結果のフィッティング

4.3.2 数値計算との比較

2019/6/18 の試験結果を数値計算と比較する。数値計算方法は AppendixC に示した手法に従う。数値計算の結果を図 4.17 示す。消磁による冷却と避けられない基本熱流入を加えた結果が図 4.17(a) で、数値計算による最低到達温度は 145 mK となった。また図 4.17(a) から、Al シールドが 15 K に温まっている場合が図 4.17(b)、40 K が $\phi 2$ cm の穴から見えている場合が図 4.17(c)、ヒートスイッチが劣化した場合が図 4.17(d)、温度計配線が長さ 5 cm で接触している場合が図 4.17(e)、CPA が劣化し質量が減少している場合が図 4.17(f)、ロッドやヒートスイッチの熱リンクなど、銅の接触がある場合が図 4.17(g)、内部磁場が $B_0=0.01$ T の場合が図 4.17(g) をそれぞれ表している。

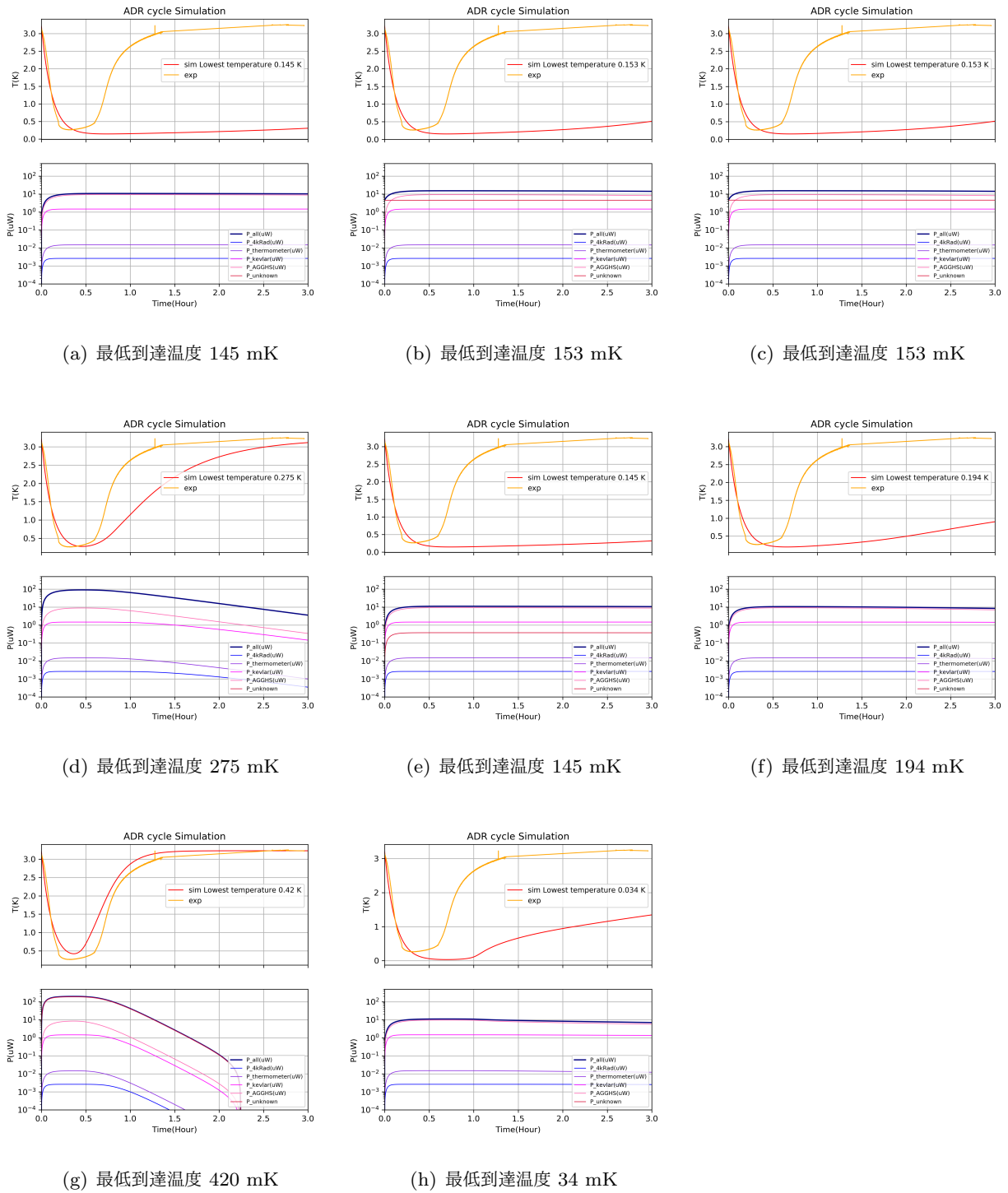


図 4.17 ADR サイクル数値計算 それぞれ、上図:温度の時刻変化 [K] (オレンジ:2019/6/18 実測, 赤:数値計算)、下図:流入熱の時刻変化数値計算 [uW] (上の凡例から、熱流入合計 P_{all} 、輻射熱 P_{4kRad} 、温度計配線 $P_{thermometer}$ 、ケブラーワイヤー P_{kevlar} 、ヒートスイッチ P_{AGGHS} 、他の熱流入源 $P_{unknown}$) (a) 基本状態 (図 C.1 と同様)、(b) Al シールドが 15 K に温まっている場合 ($P_{unknown}$ として、15 K の黒体輻射を、Cold Stage で 4KPLT 上に見えている部分であるロッドとヒートスイッチの上部面積で積分)、(c) 40 K が $\phi 2$ cm の穴から見えている場合 ($P_{unknown}$ として、40 K の黒体輻射を $\phi 2$ cm の穴の面積積分)、(d) ヒートスイッチが劣化した場合 ($P_{AGGHS}/(T_{4K} - T(t)) = 30$ uW/K 程度の熱伝導度で計算)、(e) 温度計配線が長さ 5 cm で接触している場合 ($P_{unknown}$ として、リン青銅配線 5 cm の個体伝熱を計算)、(f) CPA が劣化し質量が減少している場合 ($M_{CPA} = 40g$)、(g) ロッドやヒートスイッチの熱リンクなど、銅の接触がある場合 ($P_{unknown}$ として、接触面 $A/L = 8e - 5$ cm の銅の固体伝熱を計算)、(h) 内部磁場が $B_0 = 0.01$ T の場合

4.3.3 考察

図 4.13 より、較正温度計を用いた温度換算から、最低到達温度 ~ 260 mK を達成したという結果となったが、温度換算は外挿によるので確実ではない。最低到達温度は < 300 mK 以下と見るのが妥当であると思われる。これは、数値計算の結果である 145 mK (図 4.17(a)) と比較して高い結果となった。図 4.16 の測定では、Cold Stage の温度が、4KPLT の温度を超えて上昇した。さらに放置を続けると、RX202 温度計の感度外ではあるが、10 K 以上まで温度が上昇していることが確認された。ソルトピルからは 4KPLT しか見えていないはずなので、 $5.1 \mu\text{W}$ 熱流入は、40KPLT からの光漏れ、または、4KPLT のアルミニウム放射シールドが 4 K まで冷却されず、 > 10 K 程度にまで温まっている可能性がある。たとえば、アルミニウム放射シールドが 15 K まで温まっていた場合、Cold Stage のアルミニウム放射シールドが見える部分の面積 (0.016 m^2 程度とした) で輻射熱を受けるとすると熱流入を十分に説明できる。また、 $5.1 \mu\text{W}$ 熱流入は $\phi 2$ cm 程度の穴から 40 KPLT が見えている場合、穴から出た輻射熱を全て Cold Stage で受けた場合にも対応する。しかし、高温からの輻射熱も 1.2 K での $\sim 150 \mu\text{W}$ の流入熱を説明することはできない。数値計算からも、高温側の輻射を加えた図 4.17(b)(c) より、測定値の再現には高温側の輻射だけでは不十分であることがわかる。1.2 K での $\sim 150 \mu\text{W}$ の再現には、4 K の熱浴からの流入が必要である。温度上昇率 dT/ds が、4K の熱浴温度に向かい減少していていることから、4K 熱浴からの固体伝熱の可能性が高い。たとえば、 $\sim 150 \mu\text{W}$ の流入熱を固体伝熱で説明するには、熱伝導度 G を考えると温度間 ΔT の流熱 P は $P = G\Delta T$ より、 $G = 71 \mu\text{W/K}$ の熱伝導度の接触が必要となる。可能性としては、例えばヒートスイッチの劣化が考えられる。検証には低温での熱伝導度測定が必要となる。図 4.17(d) に示す数値計算では、ヒートスイッチ OFF 時の熱伝導度 3 uW/K から、10 倍の熱伝導度である 30 uW を仮定して計算を行ない、実測の温度カーブと近い値を示した。また、Cold Stage のロッドや、ヒートスイッチとロッドの間の熱リンクなどが 4KPLT と触れてしまっている可能性が考えられる。どちらも銅であるので、大きな熱の流入が起こりうる。図 4.17(g) に示す数値計算では、銅の熱伝導率で接触面 $A/L = 8 \times 10^{-5} \text{ cm}$ 程度の接触が存在する場合、実測の温度カーブと近い値を示した。

第 5 章

高透磁率材シールドの性能評価

TES 型 X 線マイクロカロリメータは高い分光能力を実現するため将来衛星への搭載が検討されているものの、センサー素子に法線方向から磁場が印加されると分光性能が劣化することが知られている。衛星搭載を考えると、軌道上では地磁気に加えて、断熱消磁冷凍機からの漏れ磁場、衛星の姿勢制御用のリアクションホイールからの磁場の影響も考えられ、磁気遮蔽シールドの開発は衛星計画にとって必須である。TES 型 X 線マイクロカロリメータの分解能を劣化させないためには、TES 素子に垂直方向にかかる磁場を $\sim 1 \mu\text{T}$ にまで減少させる必要がある。地磁気程度 $\sim \mu\text{T}$ 程度の磁気遮蔽の方法として有力な方法の一つが、高透磁率材によるパッシブシールドである。特に、地磁気程度の低磁界側に透磁率の山を持つ高透磁率磁性材料を用いることで、高い磁気遮蔽が期待される。本章では、高透磁率材 A4K を用いたシールドを導入し数値計算と実測を用いて性能評価を行う。数値計算による評価として、3 次元電磁界解析ソフト CST studio を用いて、シールドモデルに一樣磁場を印加することでシールドの性能評価を行う。実測による評価としては、初めに、柔軟な解析が可能な 2 次元の磁場解析ソフト FEMM による 2 次元シールドモデルを 3 次元シミュレータの結果と比較することで作成する。そして、極低温環境下 (4 K) に A4K シールドを導入し、磁場の主な流入経路となる開口部付近の内外にホール素子を設置して、開口部からコイルで磁場を印加し、ホール素子のコイル電流に対するホール素子の電圧上昇比を測定する。実験系に即した 2 次元シールドモデルと実測の結果を比較することで、シールド内の磁場を評価する。

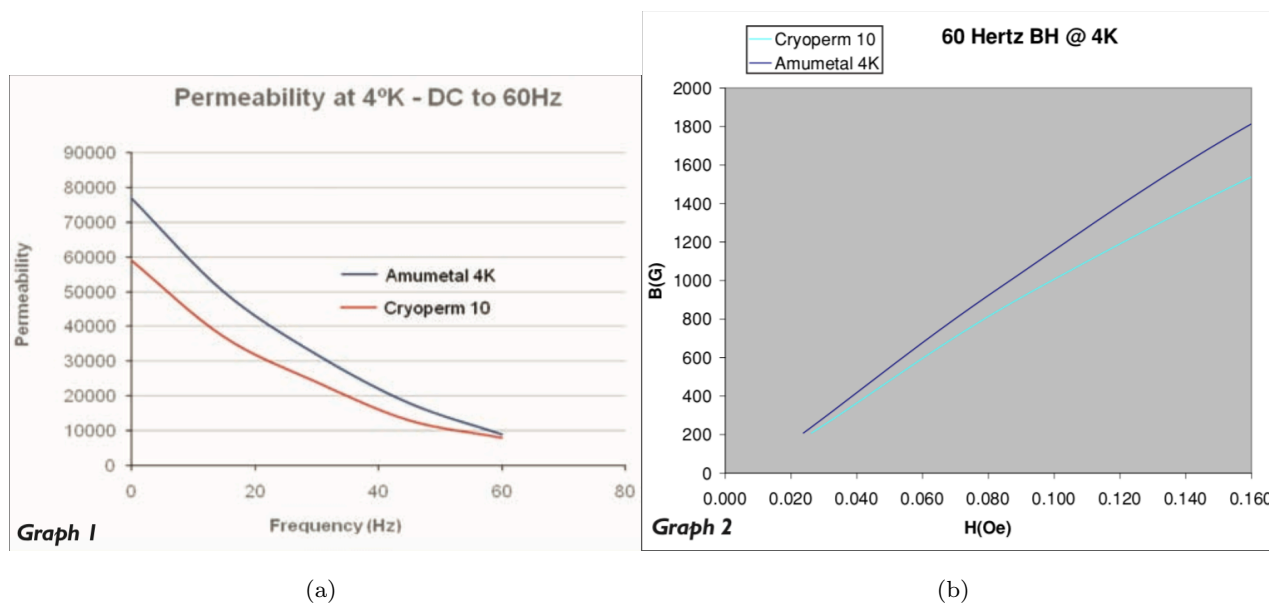


図 5.1 Amumetal 4K 磁界特性 (a)DC 磁場から 60Hz AC 磁場に対する A4K と Cryoperm 10 の初期透磁率の比較 (b)60Hz AC 磁場に対する A4K と Cryoperm 10 の BH カーブの比較 [28]

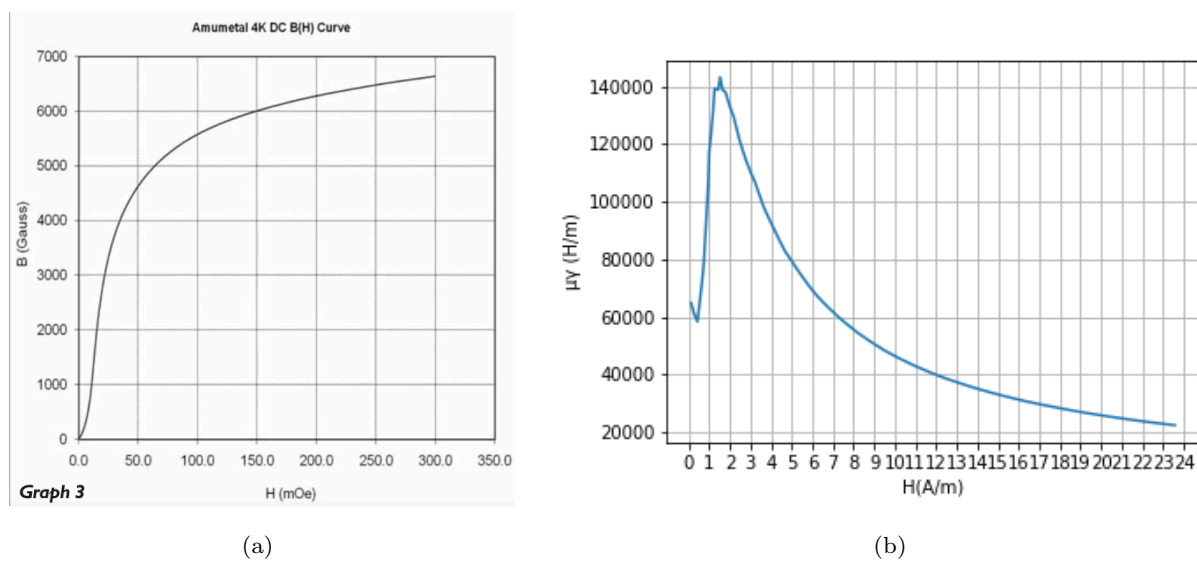


図 5.2 Amumetal 4K 磁界特性 (a)DC 磁場に対する A4K の BH カーブ [28] (b)BH カーブから求めた、A4K の透磁率

5.1 シールドモデリングと数値計算

5.1.1 高透磁率材シールドの検討

磁気シールドに用いる高透磁率材の選定には、遮断したい磁界付近で高い透磁率を持つことが重要である。さらに、磁性材料の透磁率は低温において減少するため、極低温下での磁気遮蔽は使用温度帯において高い透磁率を維持するかがポイントとなる。以上を考慮し、本研究では磁性材料として米国 Amuneal 社の Amumetal 4K (A4K) [28] を選定した。図 5.1 に、4 K 温度での周波数ごとの磁場に対する A4K と Cryoperm の磁界特性を示す。一般に、高透磁率材の透磁率は AC 磁場に対してが低下するが、全ての周波数帯に置いて、A4K は Cryoperm よりも優れた透磁率を有している。また、図 5.2 に DC 磁場に対する A4K の磁界特性を示す。図 3.7 と比較すると、液体ヘリウム温度において他の磁性材料よりも優れた透磁率を有することがわかる。

本研究で、導入した A4K シールドの外観を図 5.3 に主要なパラメータを表 5.1 に示す。パルスチューブ冷凍機の 4KPLT の設計に合わせ、厚さ 1 mm の A4K シールドで、幅 100mm、高さ 40 mm、口径 $\phi 5$ mm となっている。

表 5.1 A4K シールドの主要パラメータ

	(mm)
幅	100
高さ	40
口径	$\phi 5$
配線穴	15×6
厚さ	1

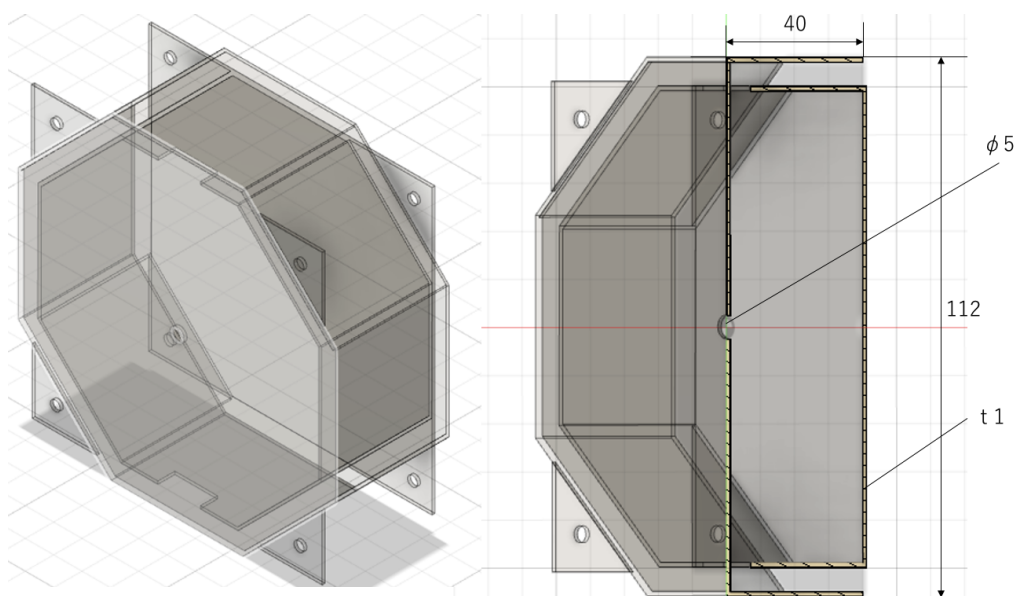


図 5.3 導入した A4K シールドの外観

5.1.2 3次元電磁界シミュレーションによる性能評価

セットアップ

3次元の電磁シミュレーションには、*Dassault Systemes* 社の汎用電磁界解析ソフト CST studio 2018 を用いる。CST では、CAD モデルを読み込み、軸方向に一様磁界をかけることができる。シミュレーションのモデルを図 5.4 に示す。*Auto Desk* 社の CAD ソフト Fusion 360 で作成したシールドモデルを読み込み、シールドの開口軸を z 軸としてシールドの正面を $z = 0$ mm とした。 $+z$ 方向と $+y$ 方向から、それぞれに $30, 100 \mu\text{T}$ を想定して、 $20, 50, 80 \text{ A/m}$ の磁界 ($25, 63, 100 \text{ uT}$ 相当) を印加した。

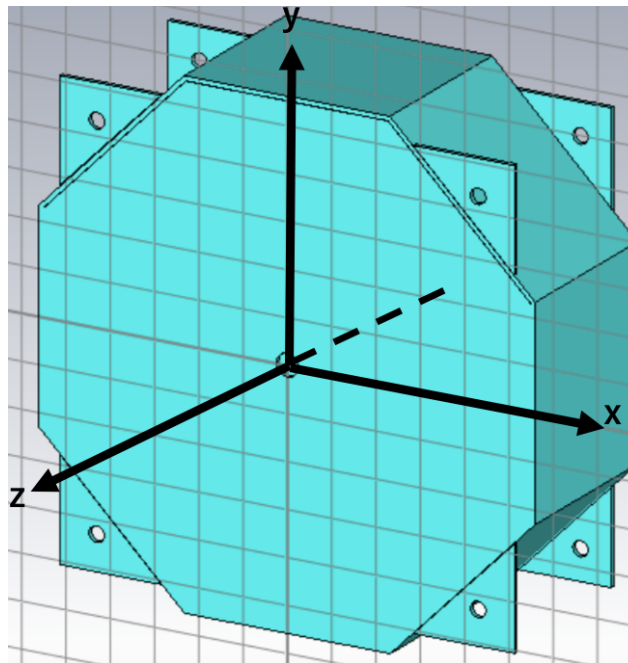
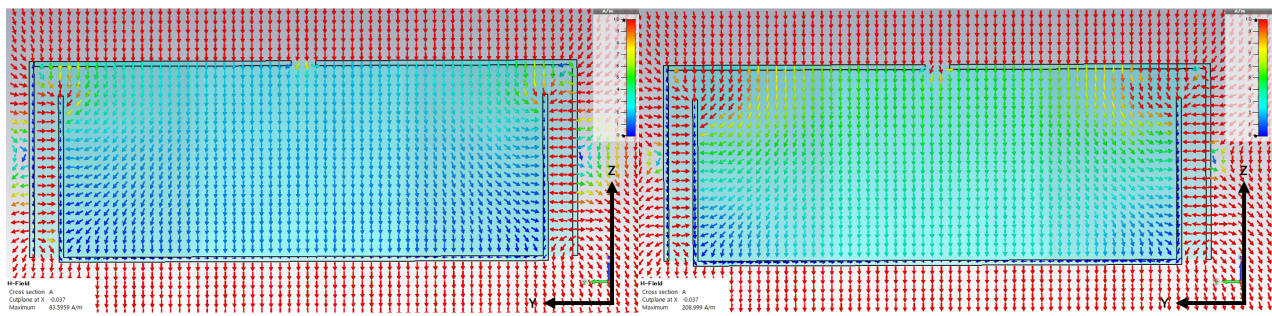


図 5.4 CST でのモデルセットアップ シールドの開口軸を z 軸に取り、開口正面を $z=0$ に設定した

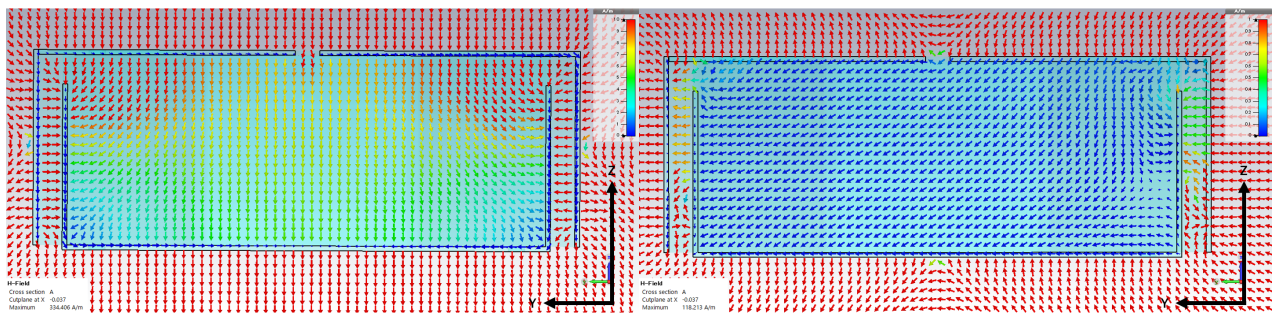
結果

3D 電磁界シミュレータ CST を用いた磁気シミュレーションの結果を図 5.5 に示す。また、 z 軸方向の磁界の値を図 5.6 に示した軸に沿って取得した。 z 軸方向の磁界 H [A/m] をプロットしたものを、図 5.7(a) に示す。また、シールドの磁気遮蔽能力の評価には、シールド外部磁界 H_e (または磁束密度 B_e) とシールド内部磁界 H_i (または磁束密度 B_i) の比である、シールディングファクター $S = H_e/H_i = B_e/B_i$ を用いると便利である。図 5.7(b) に z 軸方向のシールディングファクター S をプロットしたものを示す。これより、TES に対して垂直方向の磁場は開口部付近で最大となり、TES が設置されるそこに向けて減少し、最小値となることがわかる。TES 素子が設置される $z=40$ mm 地点において、シールドの開口方向への一様磁場を 7% 程度まで減少させることができ、地磁気程度 ($\sim 50 \mu\text{T}$) であれば、 $3.5 \mu\text{T}$ にまで遮蔽できることがわかる。



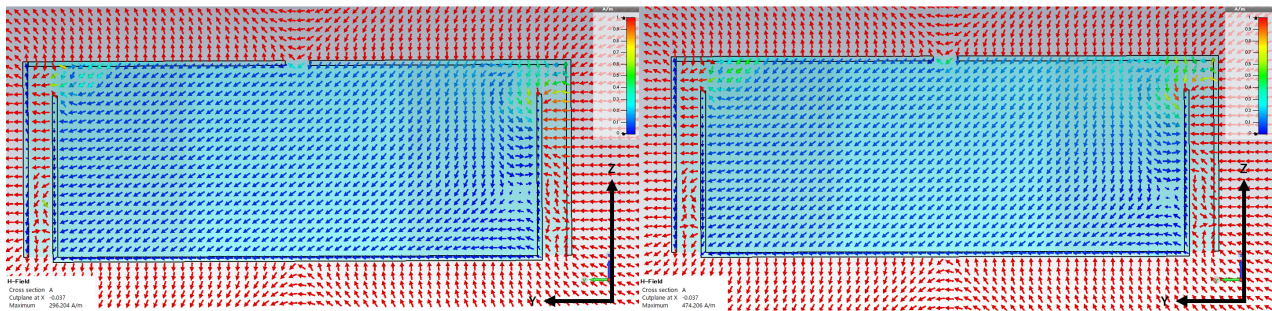
(a) z 方向 20 A/m

(b) z 方向 50 A/m



(c) z 方向 80 A/m

(d) y 方向 20 A/m



(e) y 方向 50 A/m

(f) y 方向 80 A/m

図 5.5 CST を用いた A4K シールドの評価 z 方向,y 方向にそれぞれ 20, 50, 80 A/m の一様磁場を印加した

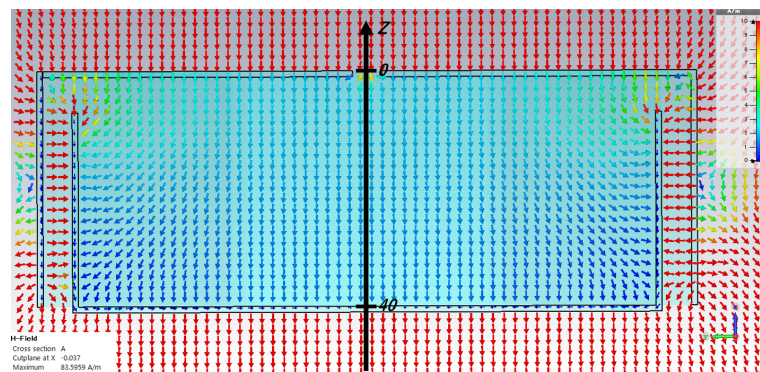


図 5.6 z 方向の磁界データ取得位置 z 軸にそって磁界の値を取得した

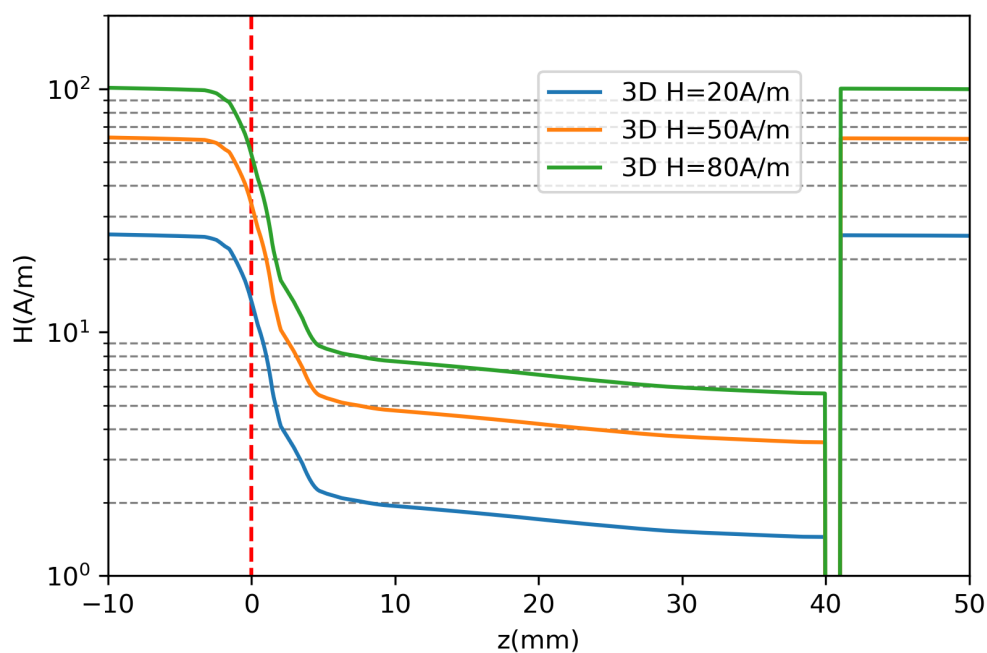
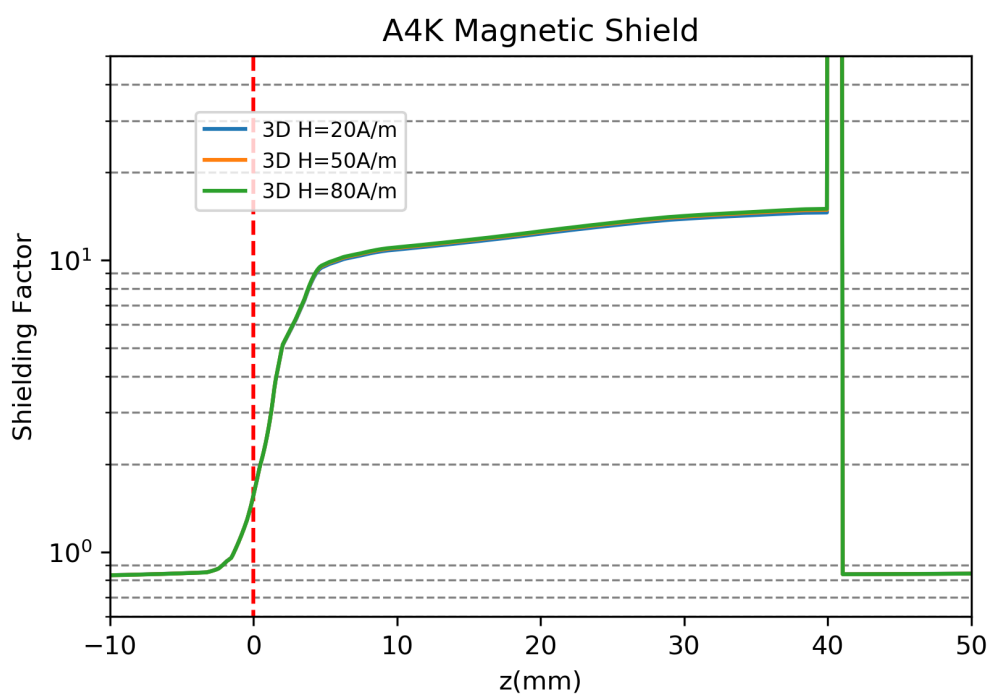
(a) z 方向の磁界の変化(b) z 方向の外部磁界と内部磁界の比 シールドニングファクター S の変化

図 5.7 z 方向一様磁場に対する、 z 軸方向の磁界とシールドニングファクターの変化 青線：20 A/m，オレンジ線：50 A/m，緑線：80 A/m 印加時，赤破線：開口部位置

5.1.3 2D シミュレーションモデルの構築

2次元の電解シミュレーションには、磁場解析ソフト FEMM ^{*1} を使用する。磁場解析ソフト FEMM は2次元のシミュレータであるが、比較的簡単に扱え2次元の範囲内で柔軟な解析が可能である。3次元モデルを近似した2次元モデルを図 5.8 に示す。3次元のモデルには配線用に 15×6 mm の穴が二つ開けてあるが、2次元モデルでは、そのための穴として 3 mm の隙間を用意した。このモデルに、5.1.2 章と同様に、z 軸方向に一様磁界 $H = 50$ A/M をかける。ただし、磁場解析ソフト FEMM は全ての空間に物質の指定をするため、シールドの外は空気 (比透磁率 1) を指定して、一様磁場として、50 A/m 相当の $63 \mu\text{T}$ を印加した。図 5.9 に 2D モデル、3D モデルそれぞれの z 軸方向のシールドニングファクター S をプロットしたものと、その比をプロットしたものを示す。図 5.8 の二次元モデルで、十分に 3D の結果を再現できている。

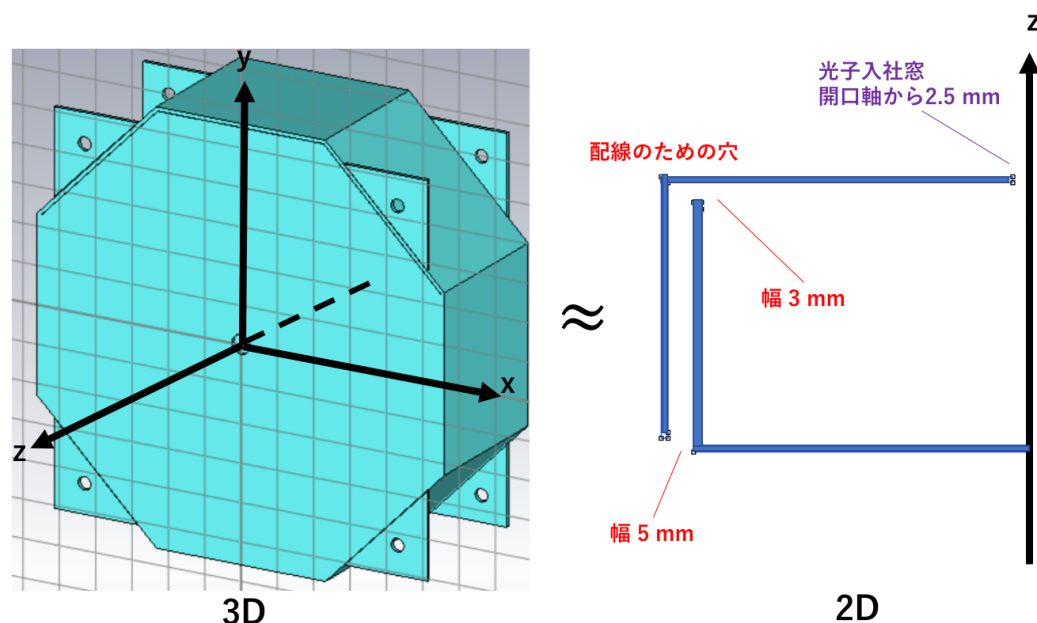


図 5.8 FEMM でのモデルセットアップ シールドの開口軸を z 軸に取り軸対象の円筒シールドを作成

^{*1} <http://www.femm.info/wiki/HomePage>

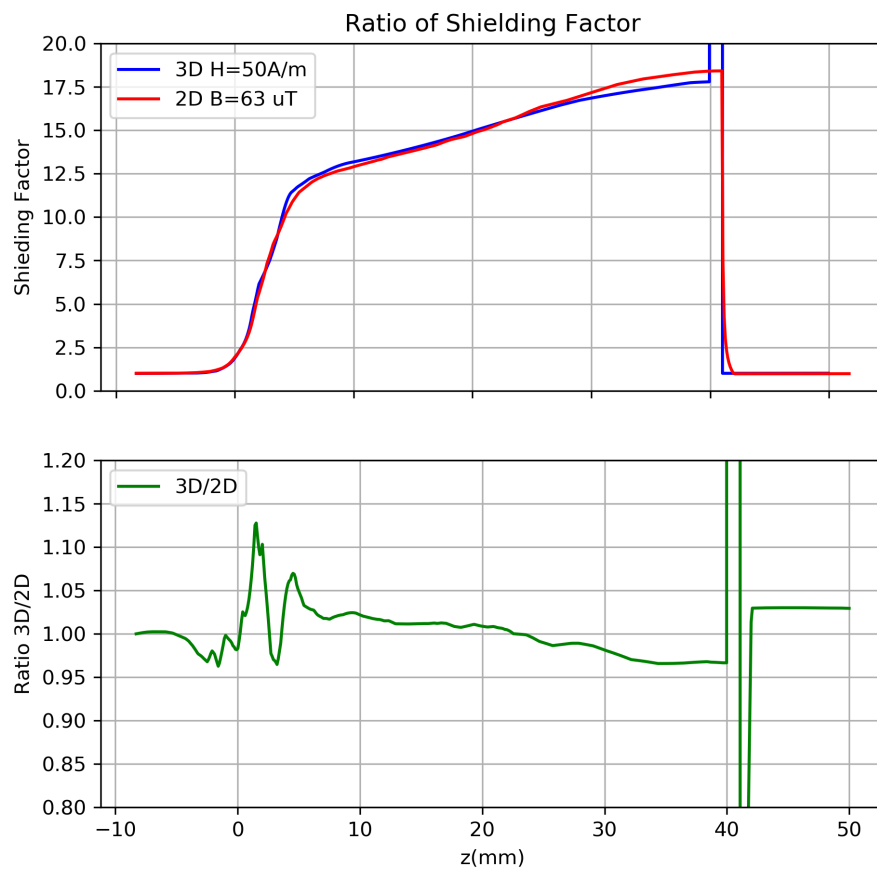


図 5.9 z 方向 $H = 50\text{ A/m}$ の磁界に対するシールドングファクター S の変化 赤 : 2D モデル 青 : 3D モデル 緑 : 3D 2D 両モデルの比

5.2 極低温下における A4K シールド実測

極低温下での磁場測定はホール素子を用いるが、極低温下で利用できるホール素子は限られている。TES に対して垂直方向の磁場は開口部付近で最大となりそこからは減少することに着目し、開口部の内外にホール素子を設置する。開口部にコイルを設置して磁場を印加し、コイル電流に対するホール素子の電圧の変化を測定する。また、5.1.3 章で作成した 2 次元シールドモデルに実験系に即したコイルを加えることで、実測との比較をする。

5.2.1 セットアップ

ホール素子として、旭化成製の HG-106A を使用した。HG-106A は GaAs (ヒ化ガリウム) で構成されており温度変化の影響に強く、極低温 4K 以下においても磁場に対する応答が線型性を保つ [49]。製作したホール素子を図 5.10 に示す。ホール素子をシールド基盤に半田付けし、4KPLT 上では、Constantan 線で配線した。バイアスとして 5 mA の電流を流すためには、ジュール発熱の影響が問題になる。4KPLT までのリード線としては、Constantan 線 2 ペアをツイストしたタイプのリボンタイプコンスタンタンをできるだけ短く配線した。電圧読み出し用の配線も同様にした。コイルは、NbTi 超伝導線 10 m 程度を、 $\phi 7.5 \times 6$ mm のボビンに巻きつけて製作したもので、常温抵抗 34 Ω 、400 巻相当のものを用いる。100 mA まで流すので、4KPLT 配線としては、NbTi 超伝導配線を用いた。4KPLT までのリード線としては、ホール素子配線と同様に Constantan 線 2 ペアをツイストしたタイプのリボンタイプコンスタンタンをできるだけ短く配線した。ただし、100 mA が流れるため行きと帰りそれぞれ 4 本のコンスタンタン線を束ねて並列にし、一本あたりのジュール発熱を減らした。室温では、銅の配線を行きと帰り二本の銅配線を束ねて電流を流した。図 5.11 に製作した実験系を、図 5.12 にその模式図を示す。z 軸上に、+z 方向からシールド外に二つ (+z からの並びで素子 D,A とする)、シールド内に二つ (+z からの並びで素子 B,C とする) のホール素子を設置した。コイルは、NbTi 超伝導マグネットコイルを 2 次元シミュレーションとの比較のため、比透磁率が 1 に近い、無酸素銅のジグを用いて開口に対して同軸上に設置する。A4K シールドの温度をモニタするために、RX202 温度計をシールドにねじ止めた。

ホール素子とコイルの駆動回路を図 5.13 に示す。温度 4K という極低温での測定であるため、バイアス電流によるジュール発熱により、4KPLT や A4K シールドが温度上昇しないように注意しなければならない。このことを考慮し、ホール素子は Keithley2410 を用いて、それぞれ 5 mA で駆動した。また、超伝導コイルへのバイアス電流は TEXIO PW18-1.8AQ を用いて 0 ~ 100 mA とした。ホール素子のジュール発熱を効率的に熱浴に逃がすために、図 5.12 に示したホール素子を固定するための無酸素銅のスペーサをシールドの開口を通した銅の熱リンクでつないだ。また、銅テープでシールドを巻き効率的にホール素子とシールドが冷却されるようにした。バイアス後、完全に熱が逃げるまではオフセットの変動が続くので、十分時間を待って測定する。

極低温 4K 以下においても磁場に対する応答が線型性を保つ HG 106-A であるが、出力電圧のオフセットは温度に依存する。そのため、コイルで磁場を印加することで、シールド内外での電圧の比の違いをシミュレーションと比較することでシールドの評価を行う。

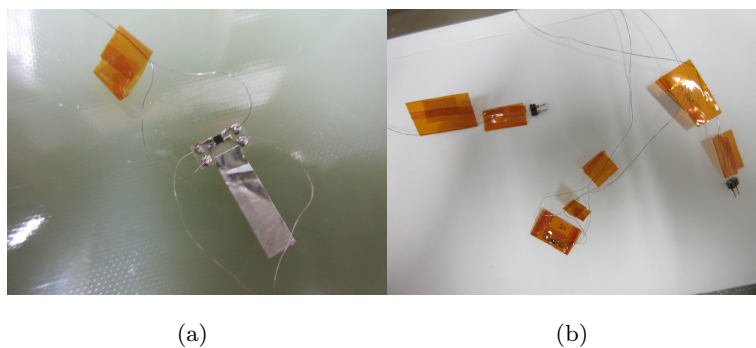


図 5.10 製作した磁気センサ素子 ホール素子をシールド基盤に半田付けし、Constantan 線で配線した

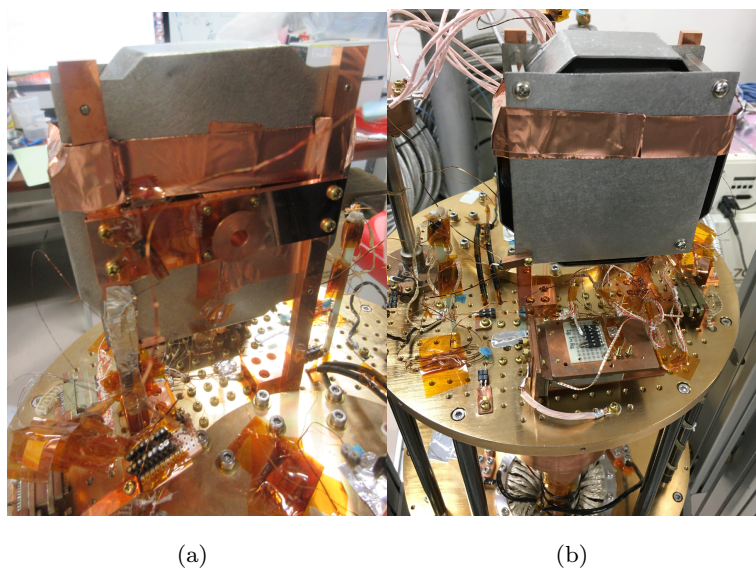


図 5.11 ホール素子による磁気シールド測定系

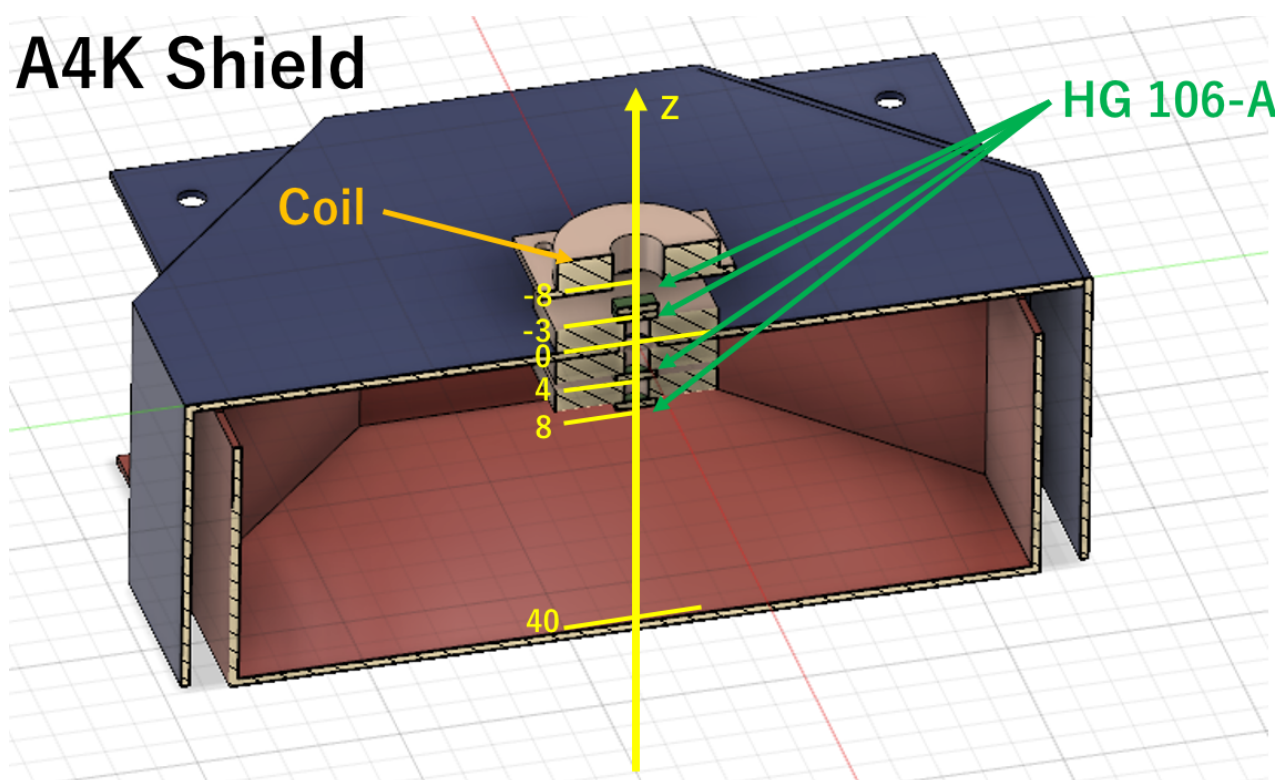


図 5.12 ホール素子による磁気シールド測定系模式図 コイルを z 軸上に設置し無酸素銅のスペーサを用いて、 $z=-3$ にホール素子二つ、 $z=+4$ にホール素子一つ、 $z=+8$ にホール素子一つ設置した

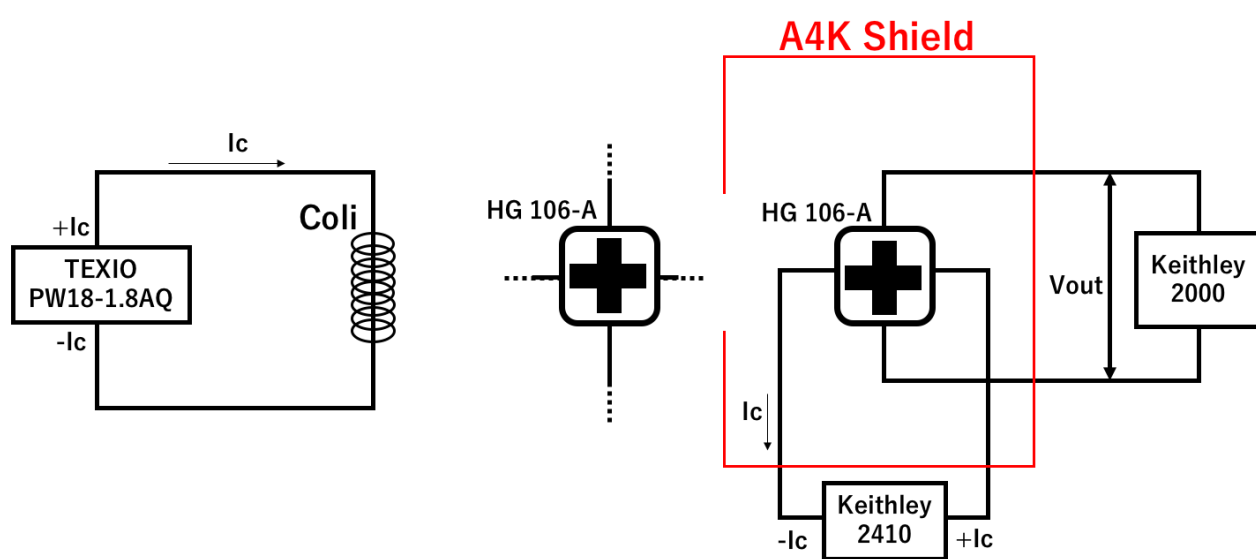


図 5.13 ホール素子とコイル駆動のための回路

5.2.2 結果

内部磁場の变化

コイルの電流を 0 ～ 100 mA と変化させた時の、ホール素子の出力結果を図 5.14 に、また結果をまとめたものを表 5.2 に示す。設置位置の不確定性は、カプトンテープや銅テープの厚さなどを考慮して、 ± 2 mm とした。測定は、時間を置いて 1 回目と 2 回目を行った。2 回目の測定にかけて素子 C の電圧応答が大きくなったため、確認のため素子 C は 3 回目の測定をしている。シールドの外に設置した素子 A, D の電圧変化に対して、シールド内側に設置した素子 B は十分低い電圧変化を示した。素子 B よりもさらにシールドの内側に設置した素子 C は後半の測定にかけ大きな出力電圧を示したものの、符号が逆になっていることから、磁場の变化ではなくノイズが高いことが原因と思われる。全体として、2 回目の測定からノイズが高いことと、素子 C は熱リンクから遠いため、十分に温度安定が取れていないことが原因と思われる。

実測と数値計算比較のためには、5.1.3 章で作成した 2 次元シミュレーションモデルにコイルを追加したものをを用いる。図 5.15 に作成した 2D シミュレーションモデルを示す。

ホール素子の電圧 V の磁場 B への変換は、HG106-A の 10 mA バイアス時のデータシートの値 [51]、 $V/B = 1.71$ を 5 mA バイアスでの値として、 $V/B = 1.71/2 = 0.86$ を使用した。実測と 2 次元シミュレーションモデルの比較の結果を図 5.16 に示す。コイルの巻き数の違いなどから、全体的に値はずれている。しかし、コイルの磁場の減衰のしかたは巻き数に寄らないので、外部磁場との比を取ることで内部磁場を評価することができる。外に設置したホール素子の磁場変化で比をとったものを図 5.17 に示す。

最も口径から遠い素子 (素子 C $z=8$) はシミュレーションから外れているが、全ての素子が後半の測定に向けノイズ環境が悪化したことと、熱リンクから遠いことにより温度が不安定になる可能性が高いことから、原因は熱的電氣的ノイズである可能性が高い。一方で、十分に熱のリンクが取れた口径に近い素子 (素子 B $z=4$) は 2D シミュレーションの結果を支持するものとなった。誤差が 0 を含む範囲まで伸びていることから、現環境ではホール素子で検出される磁場以下の磁場まで磁場を減少させられていると理解できる。

表 5.2 各ホール素子の出力結果

	素子 A	素子 B	素子 C	素子 D
挿入位置 $z[\text{mm}]$ (図 5.12)	-3 ± 2	4 ± 2	8 ± 2	-3 ± 2
1 回目				
$V_{\text{Hall}}/I_{\text{Coil}}[\text{V/A}]$	$5.8 \pm 0.2 \times 10^{-3}$	$4.6 \pm 4.6 \times 10^{-5}$	$0.8 \pm 3.0 \times 10^{-4}$	$-5.9 \pm 0.3 \times 10^{-3}$
2 回目				
$V_{\text{Hall}}/I_{\text{Coil}}[\text{V/A}]$	$6.1 \pm 0.5 \times 10^{-3}$	$0.7 \pm 1.2 \times 10^{-4}$	$7 \pm 4 \times 10^{-4}$	$-6.2 \pm 0.5 \times 10^{-3}$
3 回目				
$V_{\text{Hall}}/I_{\text{Coil}}[\text{V/A}]$			$-3.3 \pm 0.7 \times 10^{-3}$	

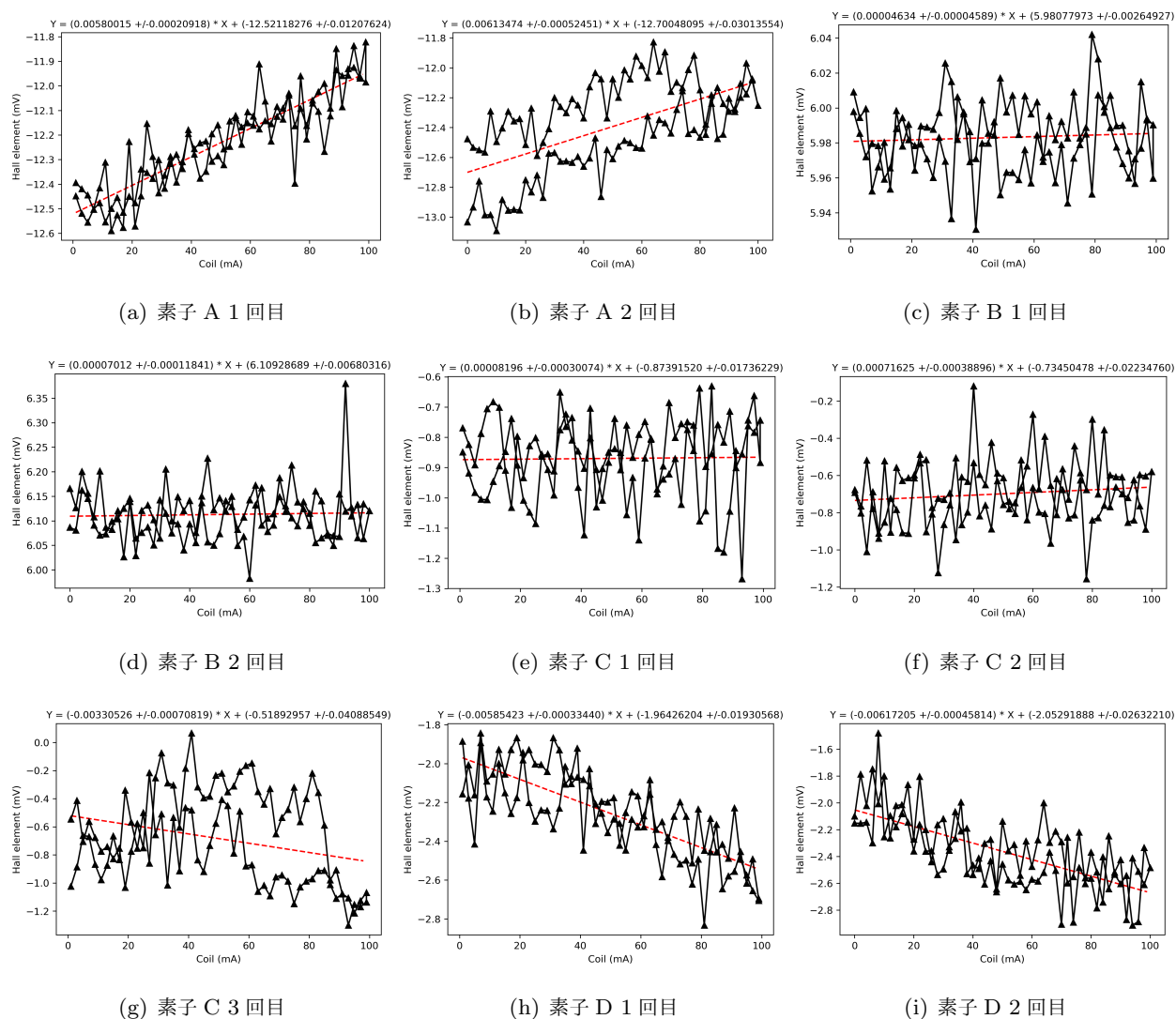


図 5.14 コイルの電流を 0 ～ 100 mA と変化した時の、各ホール素子の出力電圧

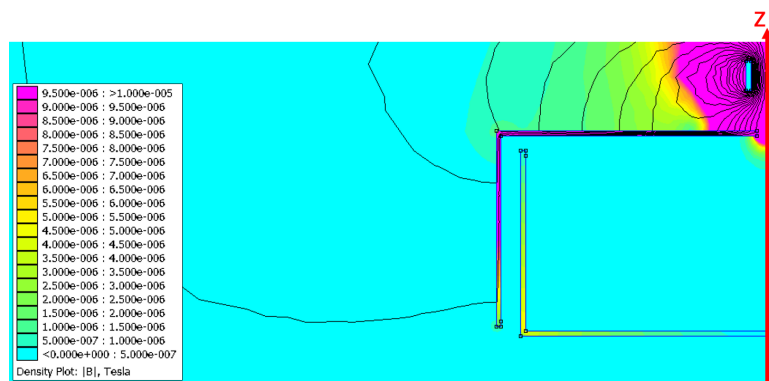


図 5.15 実測との比較のためのコイルを含む 2 次元シミュレーションモデル

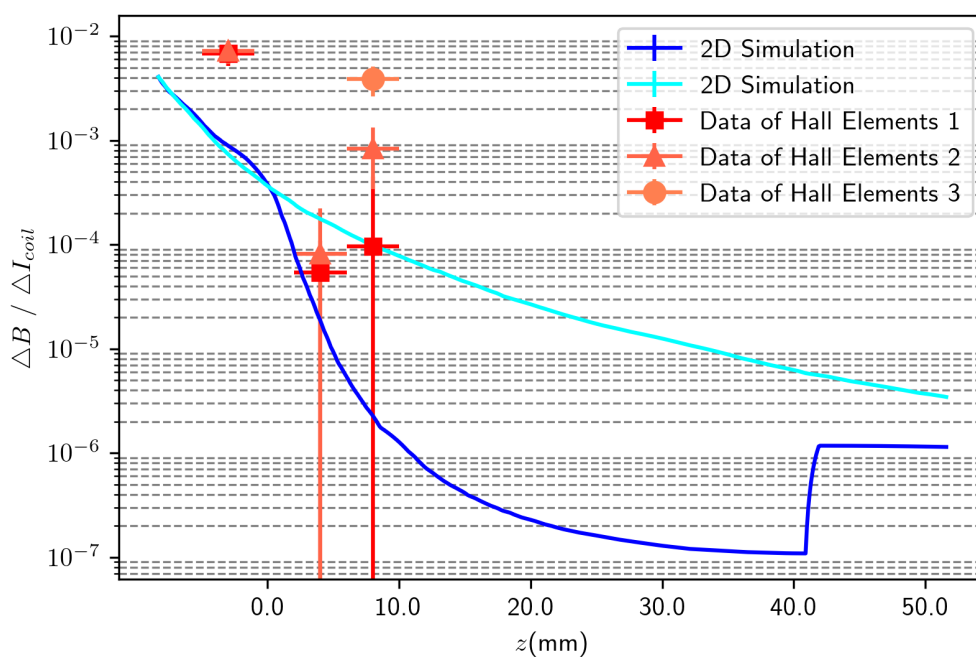


図 5.16 コイル電流に対する磁場の変化と 2 次元シミュレーションとの比較 青線:2D シミュレーション/シールドあり、水色線:2D シミュレーション/シールドなし、四角点:1 回目測定、三角点:2 回目測定、丸点:3 回目測定 (一箇所のみ) ホール素子の電圧は、10 mA バイアスの HG106-A の電圧磁場変換係数の半分の値 $V/B = 1.71/2 = 0.86$ を用いた

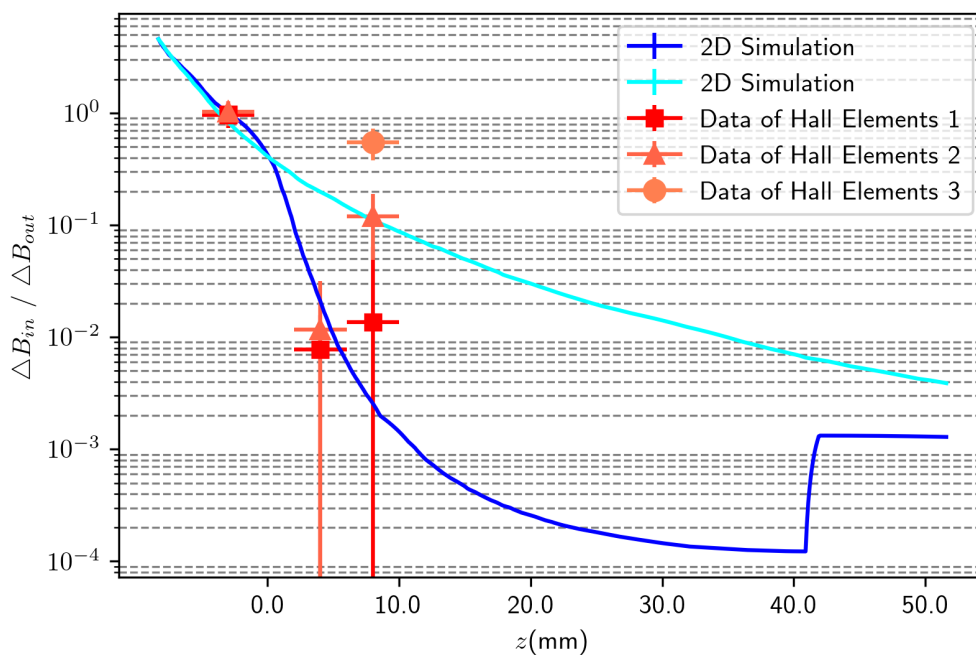


図 5.17 コイル電流に対する磁場の変化 2 次元シミュレーションとの比較 外側の磁場変化に対する、内側の磁場変化の比をとったもの 青線:2D シミュレーション/シールドあり、水色線:2D シミュレーション/シールドなし、四角点:1 回目測定、三角点:2 回目測定、丸点:3 回目測定 (一箇所のみ)

温度変化

ホール素子への電流印加時とコイルへ電流印加時の、4KPLT と A4K シールドに設置した温度計の出力結果を図 5.18 に示す。ただし、A4KPLT の温度計は簡易的に感度外である酸化ルテニウム温度計を設置したため結果は参考値である。

電流を印加していない時の A4K と 4KPLT の温度はそれぞれ、6.3 K , 4.8 K 程度となり、シールド 4KPLT 温度まで冷却できていないことがわかる。これは、A4K シールドの比熱が大きいこと、4KPLT との熱のリンクが十分でないことが原因であると考えられる。また、表 4.6 より、MLI を挿入しない試験では 4KPLT は 3 K 付近まで冷却できていたことから、ホール素子作成用の配線と A4K シールドの導入で 4KPLT の温度が上昇してしまっていることがわかる。

ホール素子とコイルへの電流印加時はそれぞれの温度が上昇している。これは、まずホール素子への 5 mA のバイアスによるホール素子のジュール発熱で、A4K シールド温度が上昇し 4KPLT へ熱が伝わるプロセスと、コイルへの 100 mA のバイアス時に 4KPLT へのリード配線で用いたコンスタンタン 線のジュール発熱により、4KPLT の温度が上昇し A4K シールドに熱が伝わるプロセスによるものと考えられる。

A4K シールドを実際素子の磁気シールドング用に導入する場合を考える。今回の測定で、特にバイアスを印加していない状況でも 4KPLT の温度が平常時より高かったことから、素子の冷却に影響を出さないためにも、MLI や配線の最適化により 4KPLT の冷却能力を上昇させる必要がある。また、今回 A4K シールドの冷却には無酸素銅の柱二本を用いたが、A4K シールドを 4KPLT の温度まで冷却できていないことから、より熱伝導度の高い熱リンクを取る必要がある。

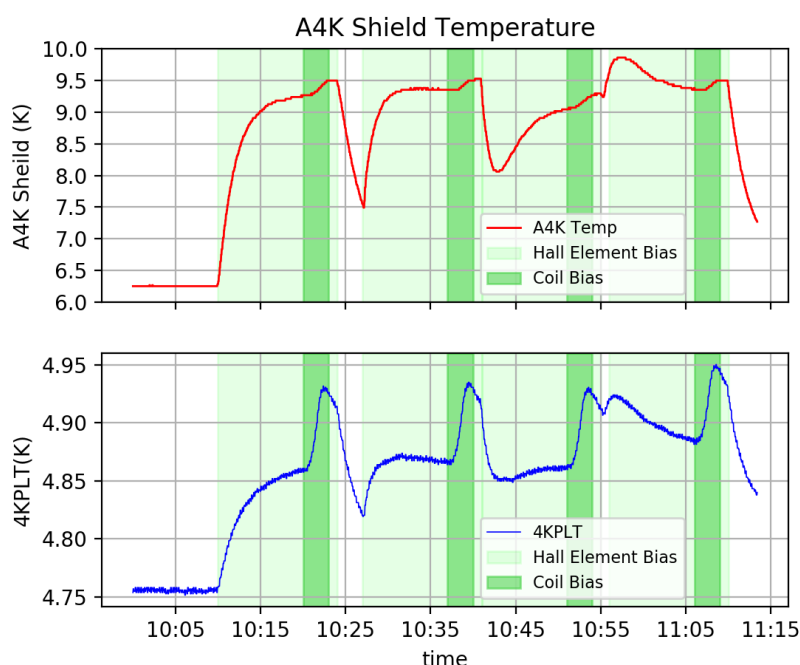


図 5.18 A4K シールドと 4KPLT の温度変化 赤線:A4K シールド温度計 (RX202)、青線:4KPLT 温度計 (CX1030)、緑:コイル電流印加時、薄緑:ホール素子電流印加時

第 6 章

超伝導メッシュシールドの性能評価

超伝導体を用いた磁気シールドは、原理的には完全な磁気シールドが可能である。しかし、シールド空間に穴が空いている場合、シールドが超伝導転移する以前に存在した磁場については磁場のトラップが起こってしまいシールドすることができない。さらに超伝導物質として、ニオブ (Nb) などの第二種超伝導体を用いる場合、ピン止め効果による磁束量子スケールでのトラップも発生する。そのため、超伝導体のシールドを低温部に設置し、シールドが超伝導転移するまでは高温側に設置した高透磁率材シールドで磁場から守るという運用が予想される。また、衛星の大有効面積化を考える場合、シールドの開口部は大きくなることが予想され、開口部からの磁場流入が深刻である。素子の最も近くに設置されることが予想される、超伝導シールドで開口部からの磁場遮断が求められる。

本章では、シールドの開口部からの入射光子を減らすことなく磁場を遮断する方法として、超伝導物質の Nb のメッシュ構造でシールドの開口部を覆う構造をモデル化し、3 次元電磁界シミュレータ CST を用いて性能評価を行う。

6.1 シールドモデリング

超伝導体としては、第二種超伝導体であるニオブ (Nb) をもちいる。第二種超伝導体であることから、ピン止め効果も予想されるが、高い臨界温度 $T_c \sim 9.23$ K と臨界磁場 $H_c \sim 1.58 \times 10^5$ A/m を有し、加速器実験での応用実績も高いことから選定した。

想定した超伝導 Nb のメッシュシールドを図 6.1 に示す。メッシュシールドとしては、ピッチと厚さが異なる二種類 5 mm (厚さ 0.05 mm) と 2.5 mm (厚さ 0.025 mm) を製作した。設定したパラメータを表 6.1 に示す。また、メッシュシールド評価のため、超伝導シールドとして図 6.2 を製作した。シールドの開口部を (1) メッシュシールドなし、(2) ピッチ 5 mm (厚さ 0.05 mm) メッシュシールド、(3) ピッチ 2.5 mm (厚さ 0.025 mm) メッシュシールドで覆うモデルをそれぞれ製作した。(1)~(3) に一様磁場をかけ、内部磁場の違いを比較する。

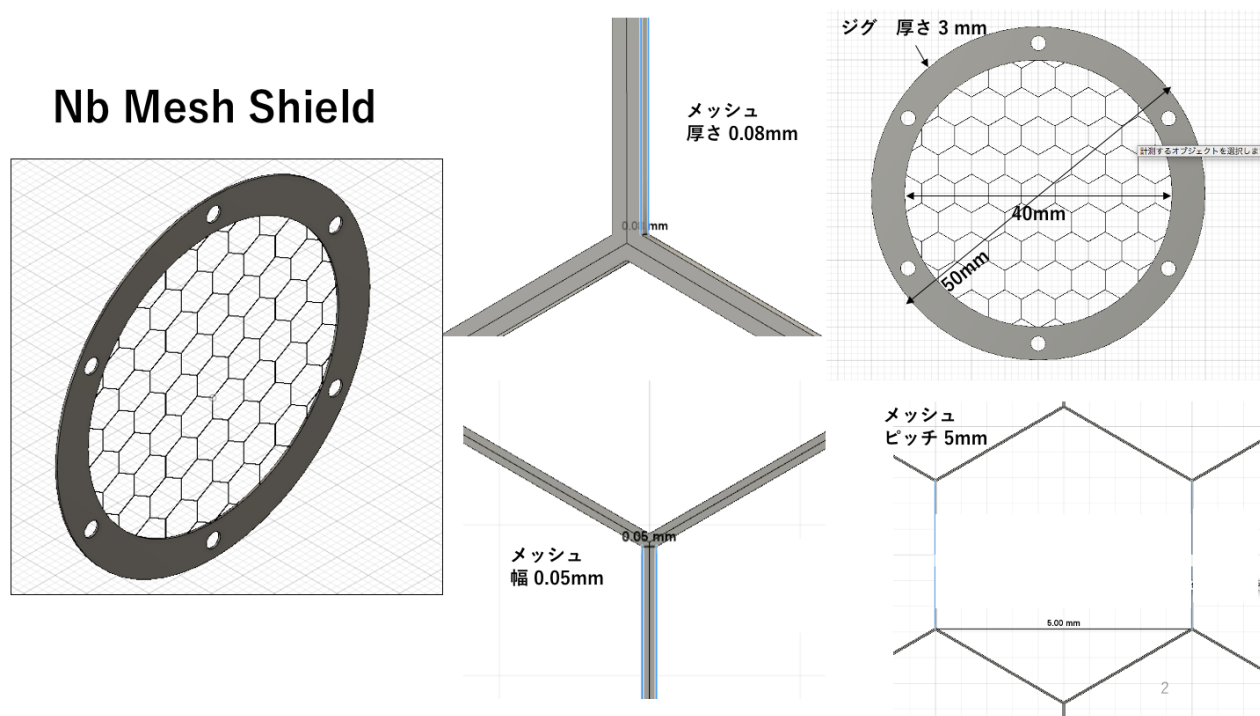


図 6.1 作成した Nb メッシュシールド (ピッチ 5mm)

表 6.1 Nb メッシュシールドの主要パラメータ ピッチ 5 mm、2.5 mm を製作

メッシュピッチ	5 mm	2.5 mm
開口部	$\phi 40$ mm	$\phi 40$ mm
厚さ	0.08 mm	0.08 mm
幅	0.05 mm	0.025 mm
開口あたりのメッシュ数 ^a	73 個	253 個
メッシュ一個あたりの面積	0.431 mm ²	0.214 mm ²
アレイあたりの面積 ^b	31.5 mm ² (開口の 2.5%)	54.1 mm ² (開口の 4.3%)

^a ジグと重なっている部分もカウントした

^b メッシュ一個あたりの面積にメッシュ数をかけたもの メッシュ数がジグと重なっている部分もカウントしているため過大評価となっている

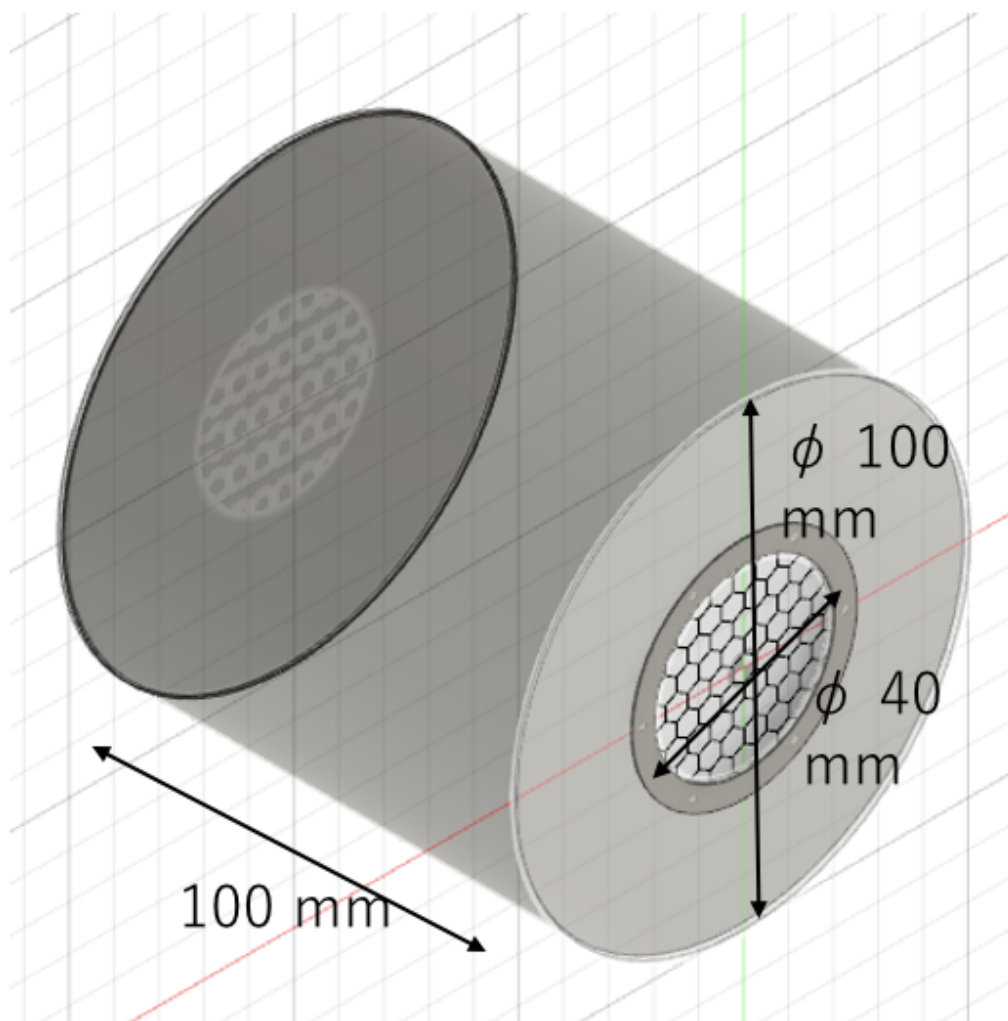


図 6.2 作成した Nb 超伝導シールド + メッシュシールド

6.2 3次元数値計算によるシールド評価

セットアップ

3次元の電解シミュレーションには、*Dassault Systemes* 社の汎用電磁界解析ソフト CST studio 2018 を用いる。シミュレーションのモデルを図 6.3 に示す。*Auto Desk* 社の CAD ソフト Fusion 360 で作成したシールドモデルを読み込み、シールドの開口軸を z 軸としてシールドの正面を $z = 0$ mm とした。 $+z$ 方向から、それぞれに $30\ 100\ \mu\text{T}$ を想定して、 $20\ ,\ 80\ \text{A/m}$ の磁界 ($25\ ,100\ \mu\text{T}$ 相当) を印加した。ただし、CST には超伝導体を再現するモデルが存在しない。本論文では、Nb の代わりに完全導体 (透磁率 $\mu = 0$ 、誘電率 $\epsilon = 0$) を代わりに用いることとする。

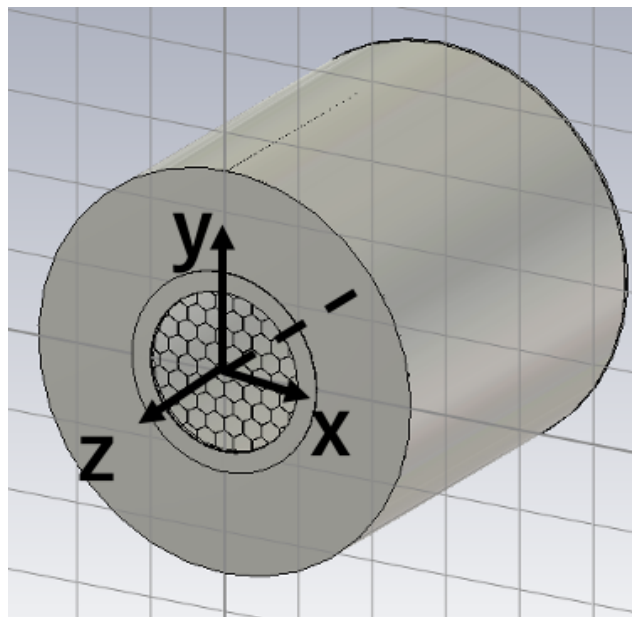


図 6.3 CST でのモデルセットアップ シールドの開口軸を z 軸に取り、開口正面を $z=0$ に設定した

結果

3次元電磁界シミュレータ CST を用いた磁気シミュレーションの結果を図 6.4 に示す。また、 z 軸方向の磁界の値を図 6.5 に示した軸に沿って取得した。 z 軸方向の磁界 H [A/m] をプロットしたものを、図 6.6(a) に、メッシュありとなしの z 軸方向の磁界の比を図 6.6(b) に示す。これより、メッシュシールドの導入により、メッシュシールド無しの場合に比べ、メッシュピッチ $5\ \text{mm}$ (厚さ $0.05\ \text{mm}$) のシールドは場合は、 $30\ \%$ 程度まで、メッシュピッチ $2.5\ \text{mm}$ (厚さ $0.025\ \text{mm}$) のシールドは場合は、 $15\ \%$ 程度まで減少させることができることがわかる。また、メッシュシールドが、入射光子数に与える影響を考える。 $8.57\ \text{g/cm}^3$ の Nb シールドの透過率を図 6.7 に示す。今回想定した $80\ \mu\text{m}$ の厚さのメッシュでは、X 線はほとんど透過できないことがわかり、入射光子数を制限するのは、メッシュシールドが開口に占める面積であることがわかる。メッシュシールドの面積は、ピッチ $5\ \text{mm}$ (厚さ $0.05\ \text{mm}$)、ピッチ $2.5\ \text{mm}$ (厚さ $0.025\ \text{mm}$) それぞれ、開口面積の 2.5% 、 4.3% を占める。このことから、メッシュシールドの導入で、光子数の損失数 $\%$ で磁場を 30% 以上減少させられる。仮にメッシュを用いないで Nb のシールドで完全覆う場合、図 6.7 より、 $1\ \mu\text{m}$ のシールドを用いたとしても $1\ \text{keV}$ の光子は 90% まで減少してしまう。このことから、シールドの開口部をメッシュで覆うことが有効であることがわかる。

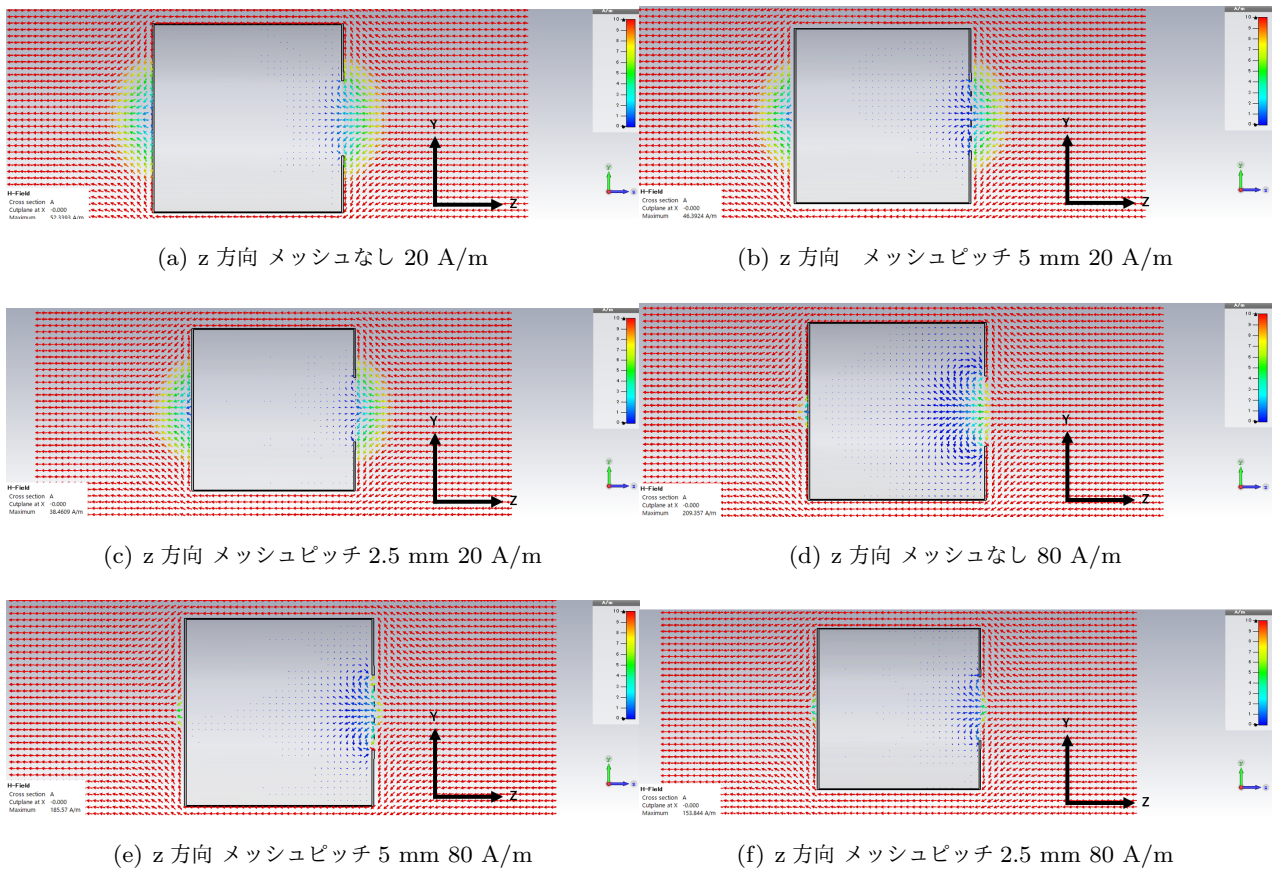


図 6.4 CST を用いた Nb シールドの評価 z 方向にそれぞれ 20, 80 A/m の一様磁場を印加した

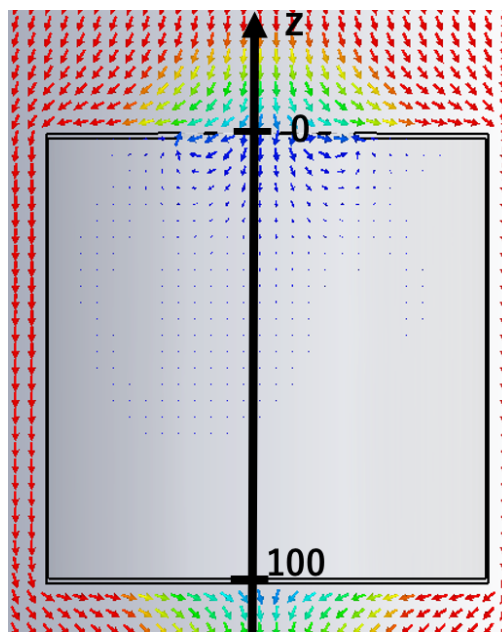
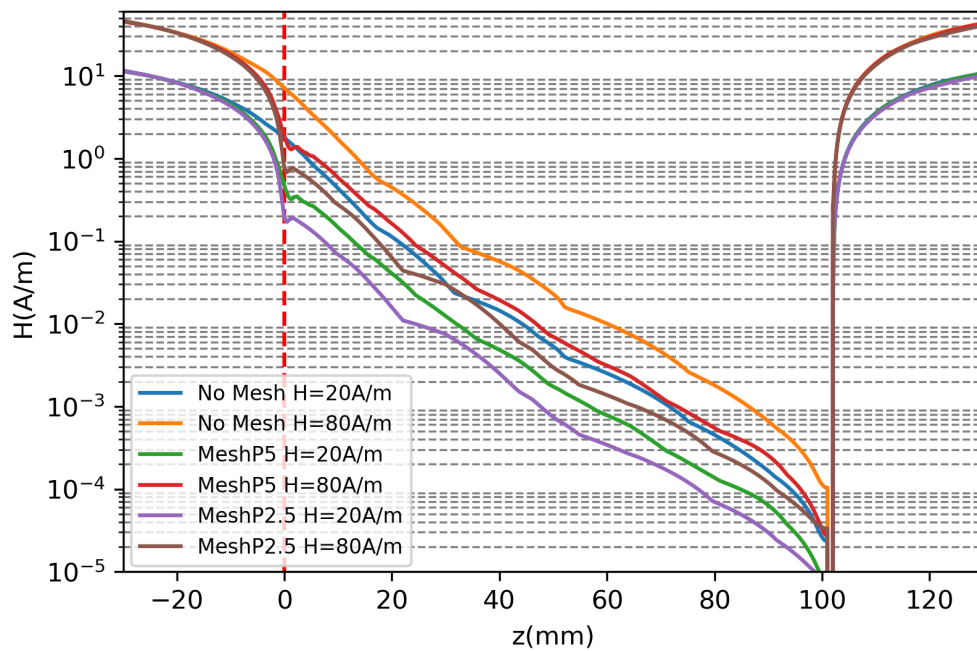
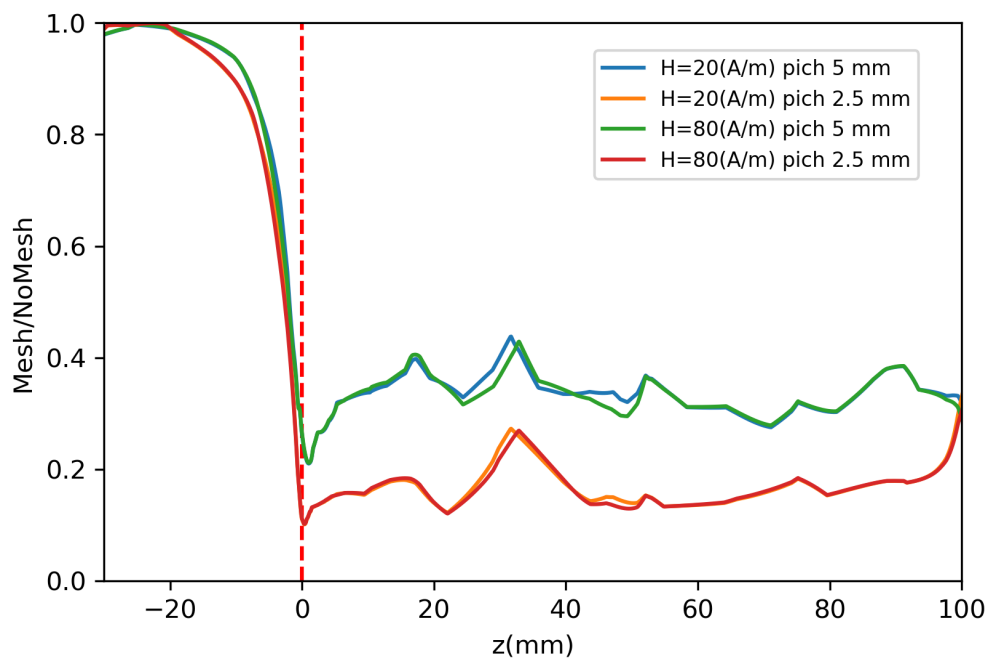


図 6.5 z 方向の磁界データ取得位置 z 軸にそって磁界の値を取得した

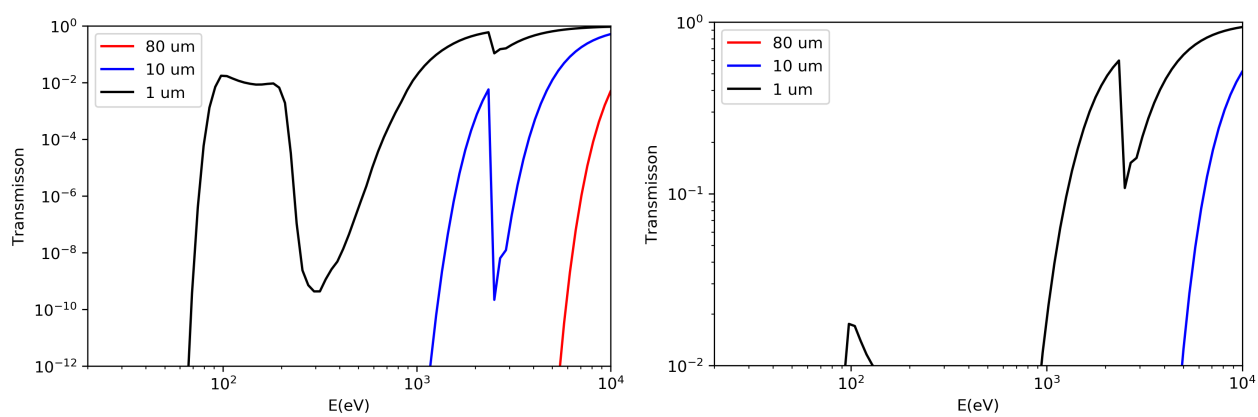


(a) z 方向 の磁界の変化



(b) z 方向 メッシュあり/メッシュなし

図 6.6 z 方向一様磁場に対する、z 軸方向の磁界とメッシュなしとメッシュありの比 赤破線：開口部位置 (a) 青線：メッシュなし 20 A/m，オレンジ線：メッシュなし 80 A/m，緑線：メッシュピッチ 5mm 20 A/m，赤線：メッシュピッチ 5mm 80 A/m，紫線：メッシュピッチ 2.5mm 20 A/m，茶色線：メッシュピッチ 2.5mm 20 A/m (b) 青線：メッシュピッチ 5 mm /メッシュなし 20 A/m，オレンジ線：メッシュピッチ 2.5 mm /メッシュなし 20 A/m，緑線：メッシュピッチ 5 mm /メッシュなし 80 A/m，赤線：メッシュピッチ 2.5 mm /メッシュなし 80 A/m



(a) (b)
図 6.7 光子の Nb の透過率 Nb 厚さ 赤 :80 μm 、青 :10 μm 、黒 :1 μm

第 7 章

まとめ

TES 型マイクロカロリメータ動作環境として、パルスチューブ冷凍機と断熱消磁冷凍機を組み合わせることで、極低温環境を構築した。高温側からの輻射を抑えるため、MLI を 40 K と 4 K の間に導入することで 400 mK までの冷却に成功した。しかし、まだ原理的な最低到達温度には満たないため、温度計の劣化を疑い校正温度計と冷却することで校正曲線を作成したところ、300 mK 以下に冷却できている可能性があることがわかった。まだ、最低温部への流入熱が多いものの、Cold Stage を断熱状態にしたところ、Cold Stage の温度が温度 4 K を超えて温度上昇することから、温度 4 K 以上からの輻射熱流入が原因と考えられる。MLI などの最適化によりさらなる環境改善が期待される。ただし、まだ温度 4 K からの熱の流入の可能性が残っており、さらなる調査が必要である。

磁気遮蔽環境としては、高透磁率材 A4K を用いたシールドを製作し、有限要素法による 2/3 次元シミュレータを用いた電磁界シミュレーションの結果とホール素子を用いた極低温環境下 (絶対温度 4 K) での磁場測定システムを構築し実測と比較した。製作した A4K 磁気シールドの開口部の内外にホール素子を設置し、コイルで磁場を印加することで開口部からの磁場流入を調査した。結果、シミュレーションと同程度まで内部磁場を減少させていることが確認できた。この結果を用いると、A4K 磁気シールドの開口部とカロリメータセンサ設置箇所での磁場強度比は電磁界シミュレータの結果と比較することにより、5 % 程度まで減少させることがわかる。また、将来の大口径衛星の検出器のため、開口部を超伝導体 (Nb) の 5 mm ピッチのメッシュ構造で覆うシールドモデルを作成し 3 次元電磁界シミュレーションにより性能を評価した。その結果、メッシュシールドの導入で内部磁場を 30% 程度に減少できることを初めて確認した。また、メッシュピッチをさらに半分にすることで、内部磁場を 15% 程度まで減少させられることがわかった。

Appendix A

埼玉大学冷凍機システム 配線図

埼玉大学パルスチューブ冷凍機 + 断熱消磁冷凍機システムの配線図を図 A.1、図 A.2 に示す。それぞれ、SQUID 測定のための Magnicon 接続時、ホール素子測定のための、Keithley2000、Keithley2410 接続時を表している。

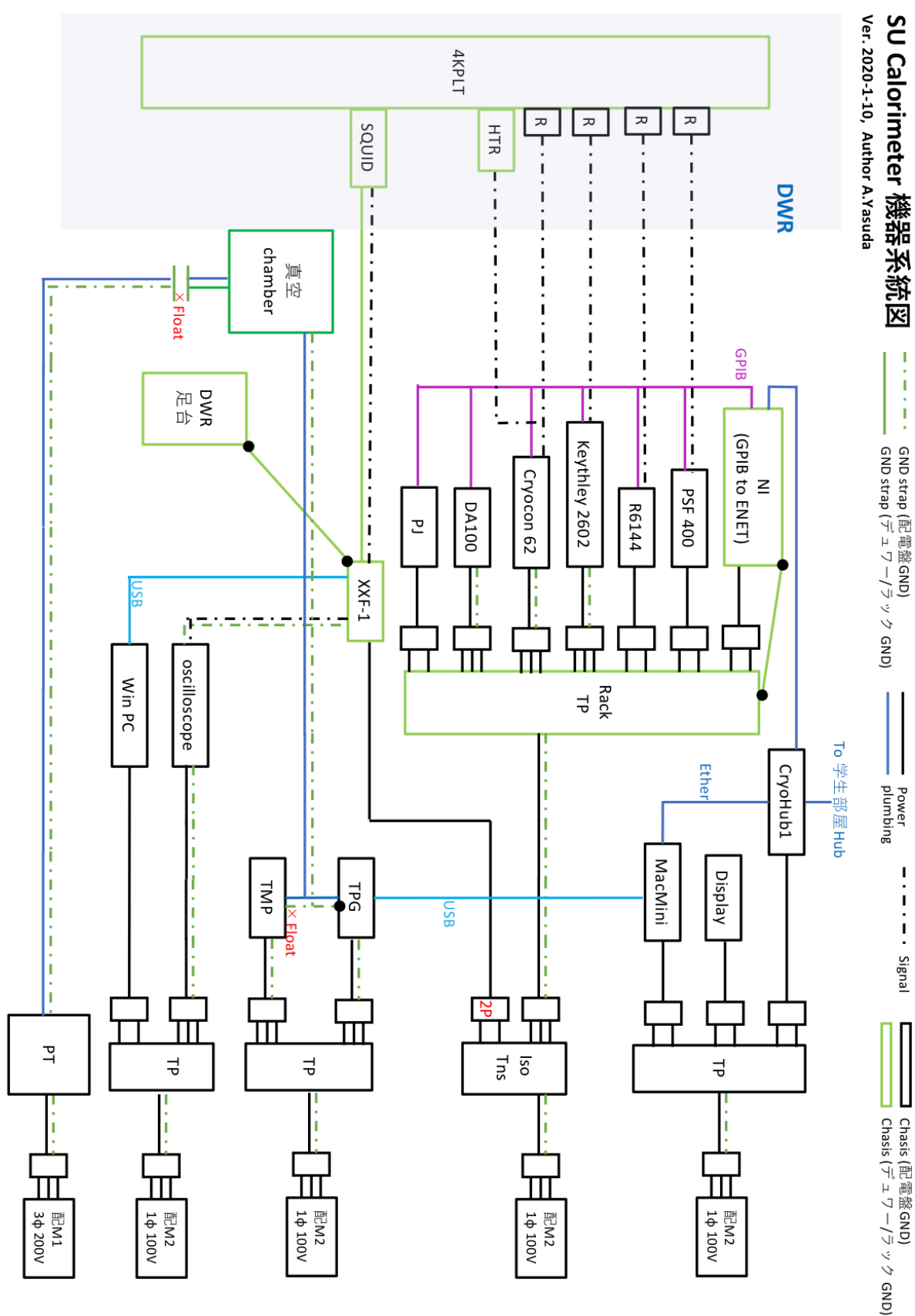


図 A.1 SQUID 測定時 グラウンド図

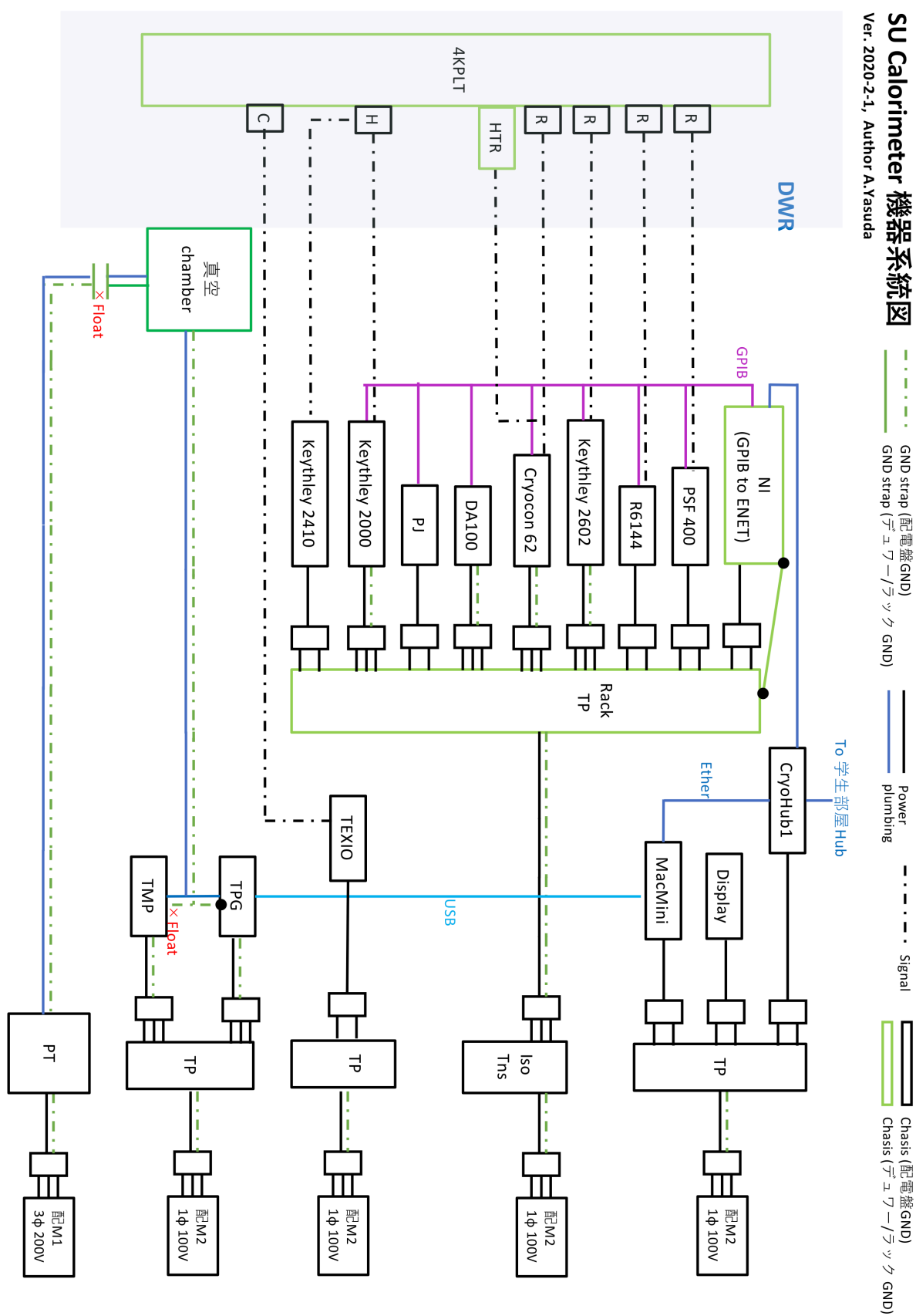


図 A.2 ホール素子測定時グラウンド図

Appendix B

SQUID 評価

dc-SQUID は、師岡博士論文 [50] で作成された 128-SA(S) を 4KPLT 上に設置した。dc-SQUID のパラメータを B.1 に示す。測定の設定アップは、清水卒業論文 [47] に従う (配線図 A.1)。SQUID 駆動装置は Magnicon 社の XXF-1 を使用し、SQUID の出力ゲインは 2000 とした。2019/6/20 の Φ -V 測定の結果を図 B.2 に、ノイズ測定の結果を図 B.3 に示す。 Φ -V 測定では、Magnicon の内部ジェネレータ (SQUID Viewer のジェネレータパレットで Phib を選択) から、100 μ A、10Hz の sin 波をフィードバックコイルに印加した。図 B.2 はバイアス電流として、22~28 μ A を印加したものである。ノイズ測定は、FLL 駆動はせずに (開ループ駆動) バイアス電流として 20、24 μ A を印加し SQUID の出力電圧ノイズを取得した。図 B.3 は、SQUID の出力電圧をオシロスコープでサンプリング数 5、50、500 k samp/s で取得し、それぞれ高速フーリエ変換 (FFT) したものである。

ノイズの評価には、SQUID の電圧ノイズを電流ノイズに変換する必要がある。入力した磁場に対し出力される電圧が最大となることを SQUID の磁束-電圧変換係数 V_Φ として、

$$V_\Phi = \max \left(\left| \frac{\partial V}{\partial \Phi} \right| \right) \quad (\text{B.1})$$

と定義する。入力コイルと SQUID の超伝導リング間の相互インダクタンスを M_{in} とすると、dc-SQUID の入力電流と出力電圧の変換係数、すなわちトランスインピーダンスゲイン Z_{tran} は

$$Z_{tran} = M_{in} V_\Phi \quad (\text{B.2})$$

電圧ノイズの入力電流換算ノイズへ変換を行う。開ループ駆動時の電流ノイズ $I_{noise,open}$ は、XXF-1 のゲインを G、測定動作点のトランスインピーダンスゲイン Z_{tran} として、

$$I_{noise,open} = \frac{V}{G Z_{tran}} \quad (\text{B.3})$$

FLL 駆動時の電流ノイズ $I_{noise,FLL}$ はは XXF-1 のフィードバック抵抗値を R_{FB} とすると、

$$I_{noise,FLL} = \frac{M_{FB}}{M_{in}} \frac{V}{R_{FB}} \quad (\text{B.4})$$

として変換する [40]。

図 B.2 より、磁束量子 $3 \times \Phi_0$ が入力電流の p-p 値 I_{p-p} 100 μ A に対応していることから、フィードバックコイルの相互インダクタンス M_{FB} は、

$$M_{FB} = \frac{3 \times \Phi_0}{I_{p-p}} = \frac{3 \times 2.06 \times 10^{-15} \text{ Wb}}{100 \mu\text{A}} = 62 \text{ pH} \quad (\text{B.5})$$

また、SQUID への磁束龍力コイルの相互インダクタンス M_{in} は B.1 より、

$$M_{in} = 59 \text{ pH} \quad (\text{B.6})$$

式 B.1 より、図 B.2 から概算すると、

$$V_{\Phi} = 0.007 \text{ V}/0.5\Phi_0 \text{ Wb} = 6.8 \times 10^{12} \text{ V/Wb} \quad (\text{B.7})$$

よって、トランスインピーダンスゲイン Z_{tran} は、

$$Z_{tran} = M_{in} V_{\Phi} = 400 \text{ } \Omega \quad (\text{B.8})$$

となる。図 B.3 より 1 kHz 周辺の電圧ノイズは $10^{-6} \text{ V}/\sqrt{\text{Hz}}$ であるので、

$$I_{noise,open} = \frac{V}{Z_{tran}} \sim 10^{-6} \text{ V}/\sqrt{\text{Hz}}/400 \text{ } \Omega \sim 2.5 \text{ nA}/\sqrt{\text{Hz}} \quad (\text{B.9})$$

ともとまる。トランスインピーダンスゲイン Z_{tran} を用いて電流変換したノイズスペクトルを図 B.4 に示す。

Parameter	128-SA(S)
SQUID array	
Number of dc-SQUID elements N	128
Maximum voltage swing ΔV (mV)	3.8
$dV/d\Phi$ $V_{\Phi}(\text{array})$ (mV/ Φ_0)	23
Flux noise Φ_n ($\mu \Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$)	0.24
Current noise I_n (pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	8.4
dc-SQUID element	
Loop inductance L (pH)	63*
Critical current I_c ($\mu \text{ A}$)	15
Junction capacitance C (pF)	1.5*
Shunt resistance R (Ω)	2.6
β_c	0.45
β_L	0.88
Number of input coil turns n_{in} (turns)	1
Mutual inductance M_{in} (pH)	59
Damping resistance $R_d(\text{in})$ (Ω)	5.2

* は設計値を表す。

図 B.1 dc-SQUID 128-SA(S) 素子のパラメータ [50]

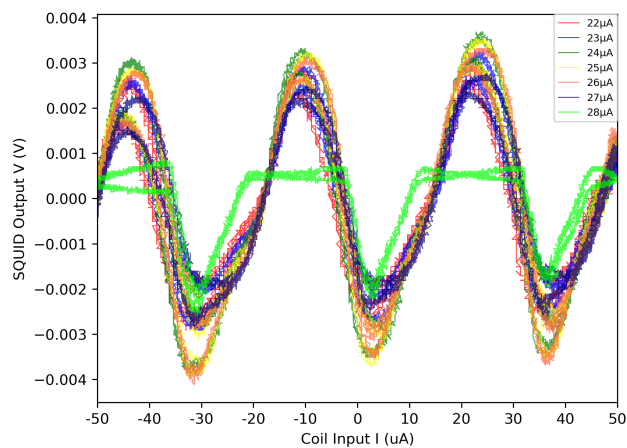
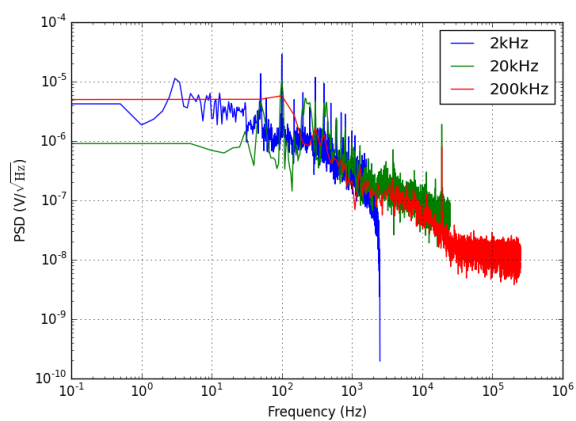
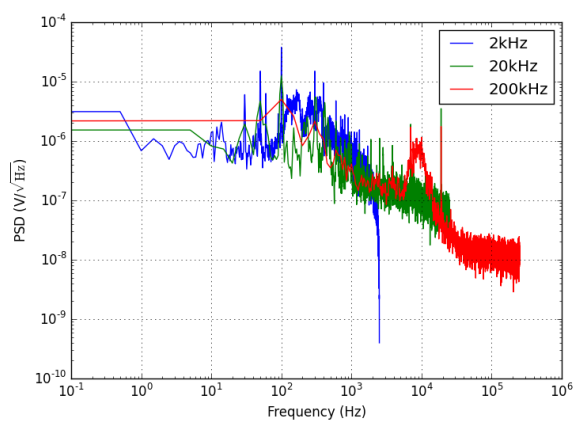


図 B.2 Φ -V 測定の結果 (2019/6/20) フィードバックコイルから sin 波 (p-p 100 μ A、10 Hz) を印加

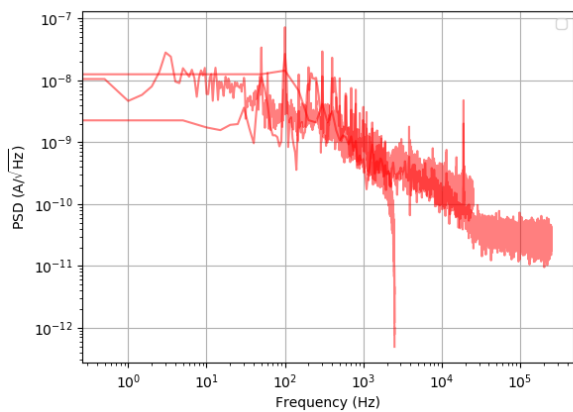


(a) Bias 電流 20 μ A

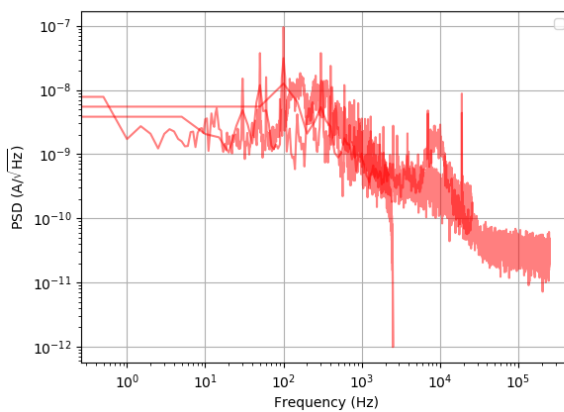


(b) Bias 電流 24 μ A

図 B.3 開ループ駆動ノイズ測定の結果 (2019/6/20)



(a) Bias 電流 20 μ A



(b) Bias 電流 24 μ A

図 B.4 開ループ駆動ノイズ測定の結果 (2019/6/20) 電圧電流変換により概算した結果

Appendix C

断熱消磁冷却温度の数値計算

断熱消磁冷却のための数値計算を行う。2019/6/18 の試験結果を数値計算と比較する。数値計算では、超伝導マグネットコイルの電流を時間に対して指数関数的に減少させ、一秒ごとに消磁と熱の流入を計算した。超伝導マグネットコイルの電流は、時刻 t 、消磁開始電流 $I_0 = 9 \text{ A}$ を用いて、

$$I(t) = I_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot t) \quad [\text{A}] \quad (\text{C.1})$$

とした。ただし α は時定数で、2019/6/18 の結果と比較して、 $\alpha = 0.0025$ と設定した。時刻 t での印加磁場 B は、最大 3T 印加できるコイルであることから、

$$B(t) = I(t)/3 \quad [\text{T}] \quad (\text{C.2})$$

とする。時間 dt あたりの消磁冷却 dT_s は式 3.19 より、時刻 t での温度 $T(t)$ 、内部磁場 $B_0 = 0.1 \text{ T}$ として、

$$dT_s = \frac{B(t) - B(t-1)}{B(t) + B_0} \cdot T(t) \quad [\text{K}] \quad (\text{C.3})$$

とする。基本的な流入熱は、2019/6/18 の試験結果より熱浴温度を $T_{4K} = 3.23\text{K}$ とし、熱浴からの、ソルトピル表面への輻射熱 $P_{rad}(t)$ 、温度計配線からの個体伝熱 $P_t(t)$ 、ケブラーワイヤーからの個体伝熱 $P_k(t)$ 、ヒートスイッチからの個体伝熱 $P_{HS}(t)$ とする。式 3.27、式 3.34 より、

$$P_{rad}(t) = A_s \epsilon \sigma \times (T_{4K}^4 - T^4(t)) \quad [\text{W}] \quad (\text{C.4})$$

$$P_t(t) = A_t/L_t \times 0.0048/1.93 \times (T_{4K}^{1.93} - T^{1.93}(t)) \times 4 \text{ 本} \quad [\text{W}] \quad (\text{C.5})$$

$$P_k(t) = A_k/L_k \times 3.6e - 5/2.9 \times (T_{4K}^{2.9} - T^{2.9}(t)) \times 6 \text{ 本} \quad [\text{W}] \quad (\text{C.6})$$

$$P_{HS}(t) = G_{HSOFF} \times (T_{4K} - T(t)) \quad [\text{W}] \quad (\text{C.7})$$

ただし、 $A_s = 0.015 \times 0.015 \times 3.14 \times 2 + 0.03 \times 3.14 \times 0.03 \text{ m}^2$ 、 $\epsilon = 0.1$ 、 $\sigma = 5.7 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ 、 $A_t/L_t = 0.005 \times 0.005 \times 3.14/500 \text{ cm}$ 、 $A_k/L_k = 0.025 \times 0.025 \times 3.14/3 \text{ cm}$ 、 $G_{HS OFF} = 3e - 6 \text{ W/K}$
ソルトピル全体の熱容量 C は、CPA の熱容量 $C_{CPA}(B, T)$ 、ステンレスの熱容量 $C_{SUS}(T)$ 、銅の熱容量 C_{Cu} の和 $C = C_{CPA}(B, T) + C_{SUS}(T) + C_{Cu}$ で表すこととする。それぞれは、表 4.5 より、

$$C_{CPA}(B, T) = \frac{83.18 \text{ [g]}}{499.40 \text{ [g/mol]}} \times [R(x/2)^2 \sinh^{-2}(x/2) - [x(2J+1)/2]^2 \sinh^{-2}[x(2J+1)/2]] \quad [\text{W/K}] \quad (\text{C.8})$$

$$x = \mu_B g B / k_B T \quad (\text{C.9})$$

$$C_{\text{SUS}}(T) = 146.3 \text{ [g]} \times (465T + 0.56T^{-2}) \times 10^{-6} \quad (@T < 1\text{K}) \quad [\text{W/K}] \quad (\text{C.10})$$

$$= 146.3 \text{ [g]} \times 0.464T^{0.006} \times 10^{-3} \quad (@T > 1\text{K}) \quad [\text{W/K}] \quad (\text{C.11})$$

$$(\text{C.12})$$

$$C_{\text{Cu}}(T) = 100 \text{ [g]} \times 0.009/1.833 \times T^{1.833} \times 10^{-3} \quad [\text{W/K}] \quad (\text{C.13})$$

ただし、 $R = 8.3145 \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$ 、 $j = 1.5$ 、 $g = 1.98$

また、ステンレスと銅を冷却する際の冷凍能力の熱損失 P_c を、冷却時 ($dT = T(t) - T(t-1) < 0$) のみ、

$$P_c = (C_{\text{SUS}}(T) + C_{\text{Cu}}(T)) \times (-dT) \quad [\text{W}] \quad (\text{C.14})$$

とする。

以上より、熱流入と熱損失による温度変化 dT_p は、

$$dT_p = (P_{\text{rad}}(t) + P_t(t) + P_k(t) + P_{\text{HS}}(t))/C \quad [\text{K}] \quad (\text{C.15})$$

と表される。これらを用いて、時間ごとの温度変化を

$$T(t) = T(t-1) + dT_p + dT_s \quad [\text{K}] \quad (\text{C.16})$$

とする。

以上を一秒ごとに計算した結果を図 C.1 に示す。数値計算より、予想される最低到達温度は、145 mK となった。

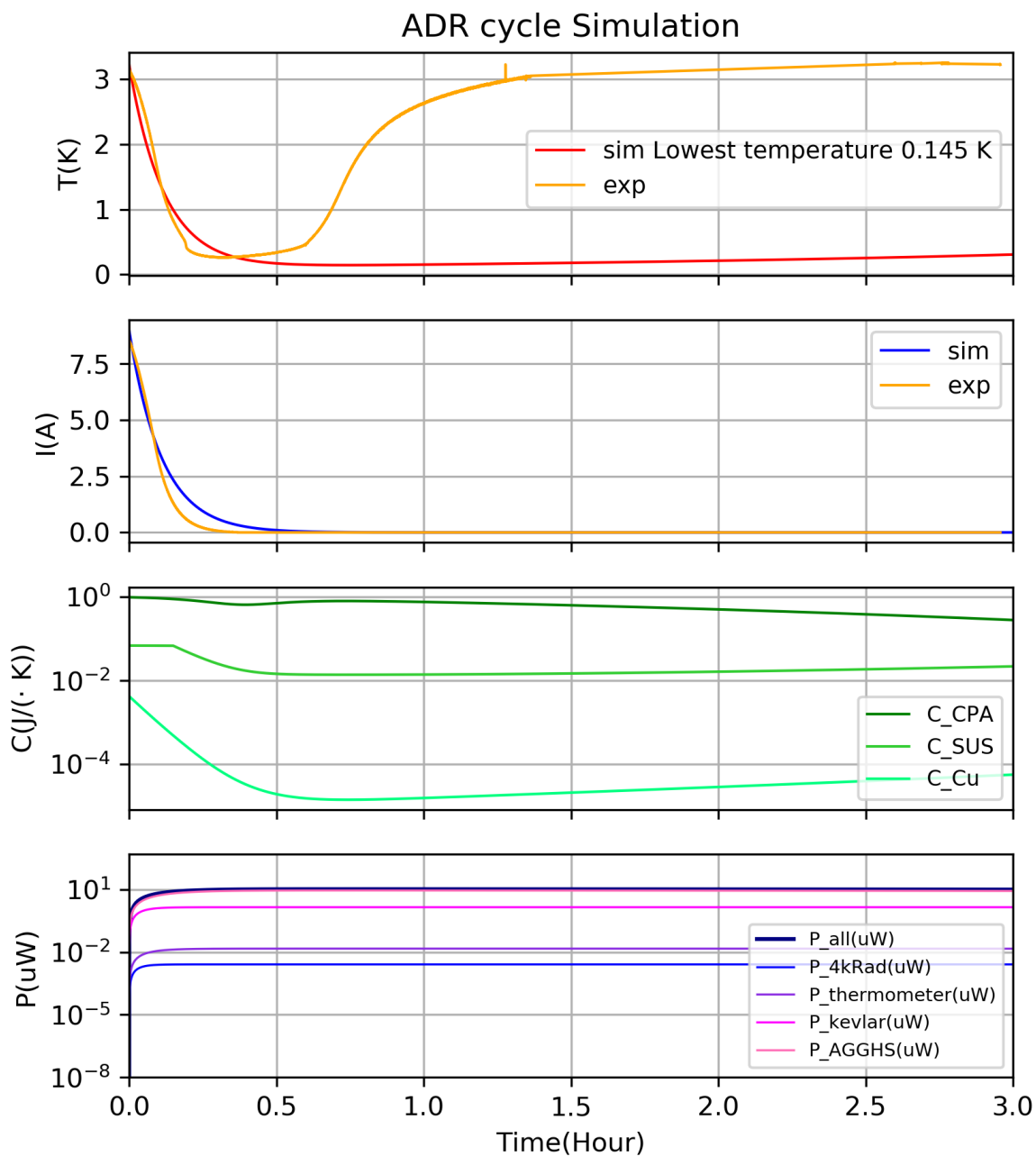


図 C.1 ADR サイクル数値計算 上のグラフから、温度の時刻変化 (オレンジ:2019/6/18 実測, 赤:数値計算)、電流の時刻変化 (オレンジ:2019/6/18 実測, 青:数値計算)、熱容量の時刻変化数値計算 (上の凡例から、CPA、Cu)、流入熱の時刻変化数値計算 (上の凡例から、輻射熱によるもの、温度計配線によるもの、ケブラーワイヤーによるもの、ヒートスイッチによるもの)

Appendix D

ホール素子とコイルの室温較正

D.1 ホール素子の室温較正

ホール素子の磁場電圧変換係数は室温と低温では異なることが予想されるが、5.2 章ではホール素子出力をシールド内外の比で測定することからデータシートの値 [51] を使用した。本節ではガウスメータを用いて、室温でのホール素子の簡易的なキャリブレーションを行なった。

磁場の真値の測定のためには、Lake Shore 社製 *Gaussmeter Model 425* と *Gaussmeter Probes* を使用した。図 D.1 に示すように、プローブの先端にホール素子を設置し、向きを変えながらガウスメータの出力とホール素子の出力を比較した。図 D.2(a) に 10 mA バイアス時のデータシートの値を、実測値を図 D.2(b)~(e) に示す。結果をまとめたものを表 D.1 に示す。

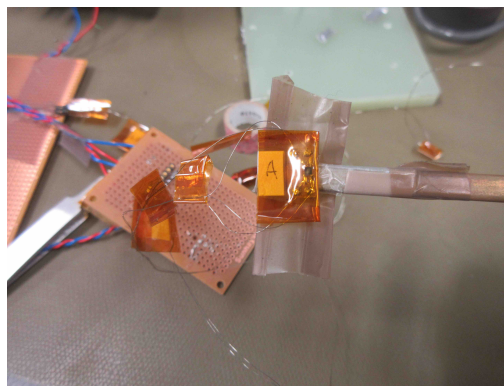
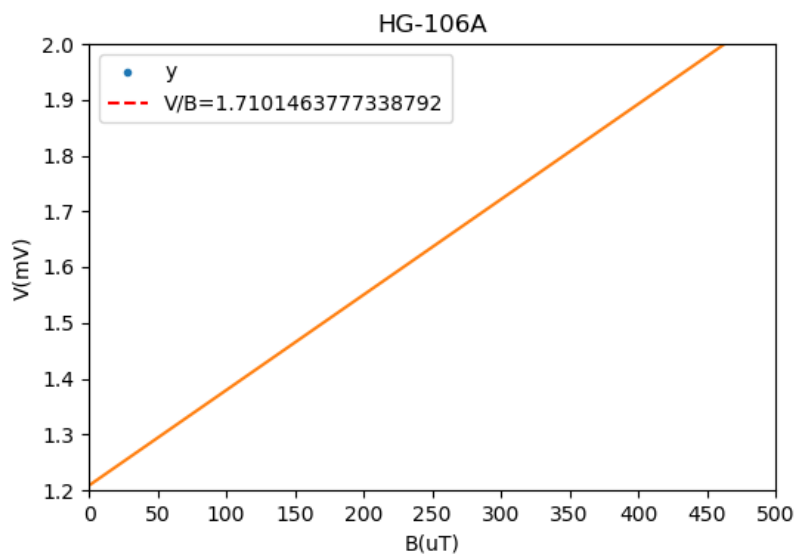


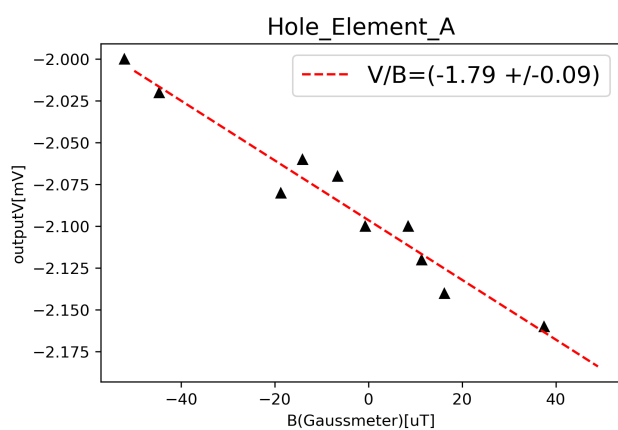
図 D.1 ホール素子室温較正セットアップ プローブの先端に素子を設置 向きを変えながら磁場を測定した

表 D.1 各ホール素子の磁場電圧変換係数 (10 mA バイアス時)

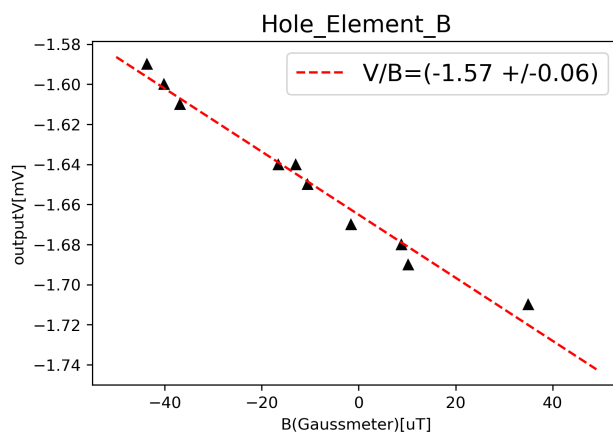
	V/B [V/T]
データシート	1.71
素子 A	1.79 ± 0.09
素子 B	1.57 ± 0.06
素子 C	1.8 ± 0.2
素子 D	1.8 ± 0.2



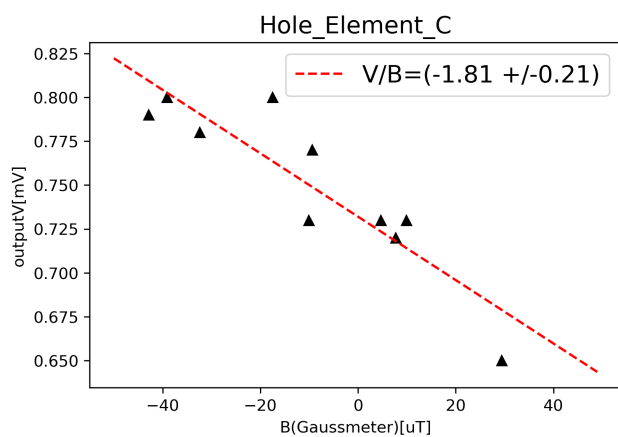
(a) データシート記載のホール素子 HG106A の V-B 直線 10 mA バイアス時 [51]



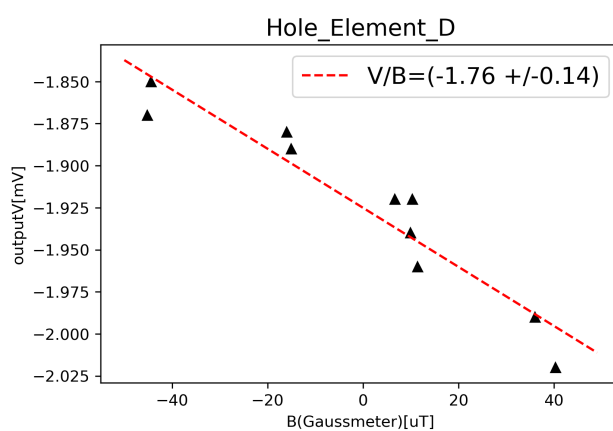
(b) 素子 A 10 mA バイアス



(c) 素子 B 10 mA バイアス



(d) 素子 C 10 mA バイアス



(e) 素子 D 10 mA バイアス

図 D.2 ガウスメータを用いた、簡易的なホール素子の校正 黒点：実測値、赤線：近似直線

D.2 コイルの室温校正

5.2 章で使用した、コイルの校正を室温で行なった。このコイルは、NbTi 超伝導線 10 m 程度を、 $\phi 7.5 \times 6$ mm のボビンに巻きつけて製作したもので、常温抵抗 34 Ω 、400 巻相当のものである。セットアップの模式図を図 D.3 に示す。磁場の真値の測定のためには、Lake Shore 社製 Gaussmeter Model 425 と Gaussmeter Probes を使用した。図の赤で示した位置にガウスメータのプロープの先をあて、コイルに 0 ~ 150 mA を印加した。印加電流ごとのガウスメータの出力を図 D.4 に示す。結果、直線近似により $B/I = 0.01$ T/A を得た。測定点は、図 5.12 の $z = -5$ に対応する。

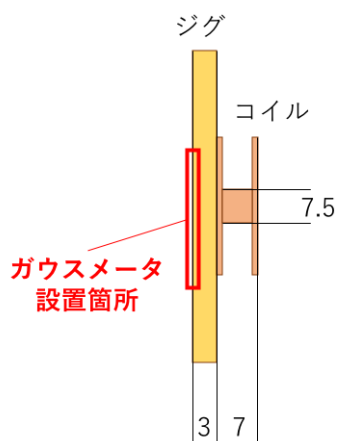


図 D.3 コイルの校正のためのセットアップ (mm) 5.2 章のセットアップ同様にコイルに厚さ 3 mm のジグを設置し、図に示した点にガウスメータのプロープを当てて測定した

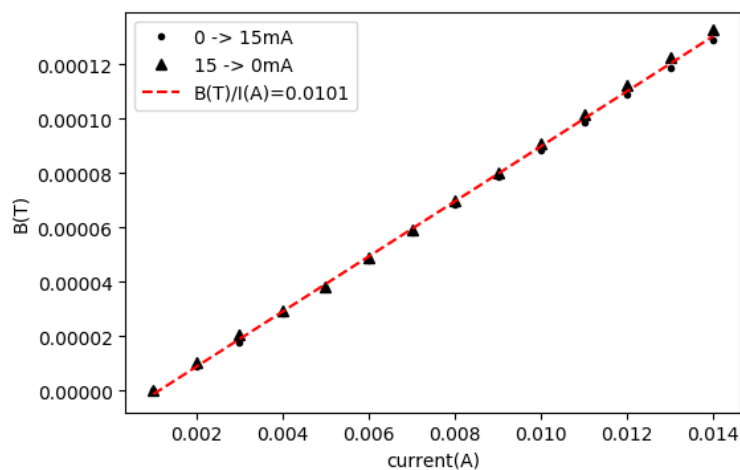


図 D.4 NbTi 超伝導コイルの印加電流に対するガウスメータの出力磁場 直線近似により $B/I = 0.01$ T/A 黒点：実測値、赤線：近似直線

Appendix E

ホール素子感度評価と超伝導コイルの漏れ磁場測定

4KPLT ベタ付けホール素子駆動

図 E.1 のように、超伝導コイルの直上 4KPLT にホール素子をベタ付けで設置した。4K 温度で取得した電圧値のヒストグラムを図 E.2 に示す。また、ADR サイクル時に出力電圧の変化をプロットしたものを図 E.3 に示す。ホール素子の駆動は 5 章の方法に従い、素子として 5.2 章の素子 A を使用した。また、超伝導コイルとコイル周りの SiFe 磁気シールドを模擬した、2 次元シミュレーションの結果を図 E.4 に示す。

ホール素子感度

まず、ホール素子の感度について議論する。磁場と電圧の変換係数は、HG106-A の 10 mA バイアス時の値 $V/B = 1.71 \text{ [V/T]}$ より [51]、5 mA バイアスでの値を想定すると半分の値である $V/B = 1.71/2 = 0.86 \text{ [V/T]}$ となる。読み出しには Keithley 2000 を用いたので原理的には、 $\sim 0.1 \text{ uV}$ 程度までの電圧分解が可能である。よって、原理的磁場分解能は、 $\sim 0.1 \text{ uT}$ 程度となる。しかし、図 E.2 より keithley の出力電圧は $\sim 100 \text{ uV}$ のゆらぎをもつことから、応答磁場も $\sim 100 \text{ uT}$ 程度のゆらぎを持つことになる。素子ごとの個性や測定時の電磁ノイズもあるが、原理的分解能と比較してもかなり悪い結果となった。数 100 uT 程度の感度で磁気シールドの性能評価をするには、5 章の実験系のように、磁場シールドのシールドリングとコイルからの距離による減衰も含めて 0.01% 程度まで磁場が減衰する場合、シールド外から数 10 mT 以上の磁場をかけるコイルが必要となり、今回の測定ではギリギリの結果であった。TES 素子を載せることが想定されるシールドの底付近の測定は、さらに二桁大きい磁場か感度上昇が必要で現状では不可能である。しかし、原理的な分解能では可能であるので、測定系のノイズ落としやコイルの能力上昇が課題となる。

超伝導マグネット漏れ磁場

図 E.3 より、超伝導マグネットに 6 A 程度電流を印加した時に電圧出力の応答が出ていることがわかる。また、6 A で出力が出てから 9 A にかけて、 4 mV 程度の変化が出ている。これは、5 mA バイアス時の変換係数 $V/B = 1.71/2 = 0.86 \text{ [V/T]}$ を仮定するなら、 5 mT 程度の変化が起こったことになる。図 E.4 と比較すると、ホール素子設置箇所では 6 A 印加時に数 100 uT 程度の磁場応答が出ることから、ホール素子の出力の出始めは妥当な値であると思われる。しかし、6 A から 9 A にかけての、 5 mT 程度磁場の変化はシミュレーションよりかなり大きい結果となった。これは、高透磁率材シールドは吸収でき

る磁束に限度の飽和磁場が存在することから、超伝導コイルをおおう SiFe のシールドが磁束の吸収限界に達している可能性がある。

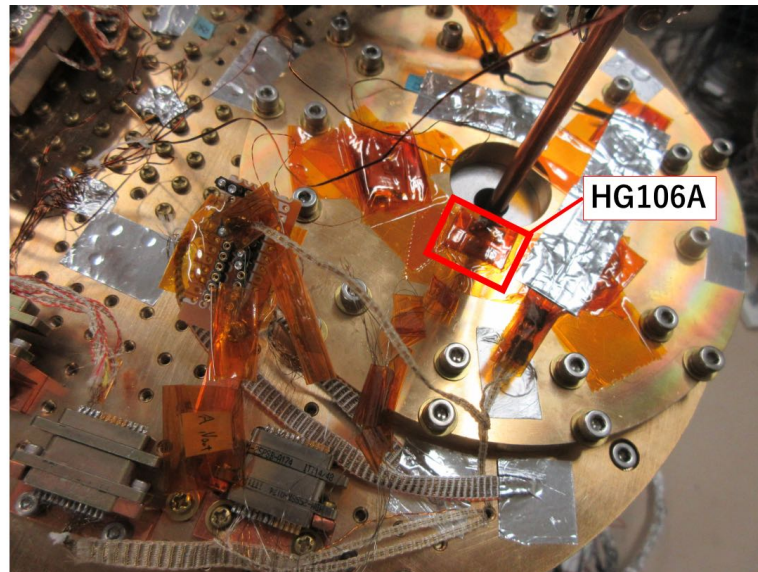


図 E.1 4KPLT ベタ付けホール素子駆動のセットアップ 超伝導コイルと SiFe 磁気シールドの直上に素子 A をべたづけした

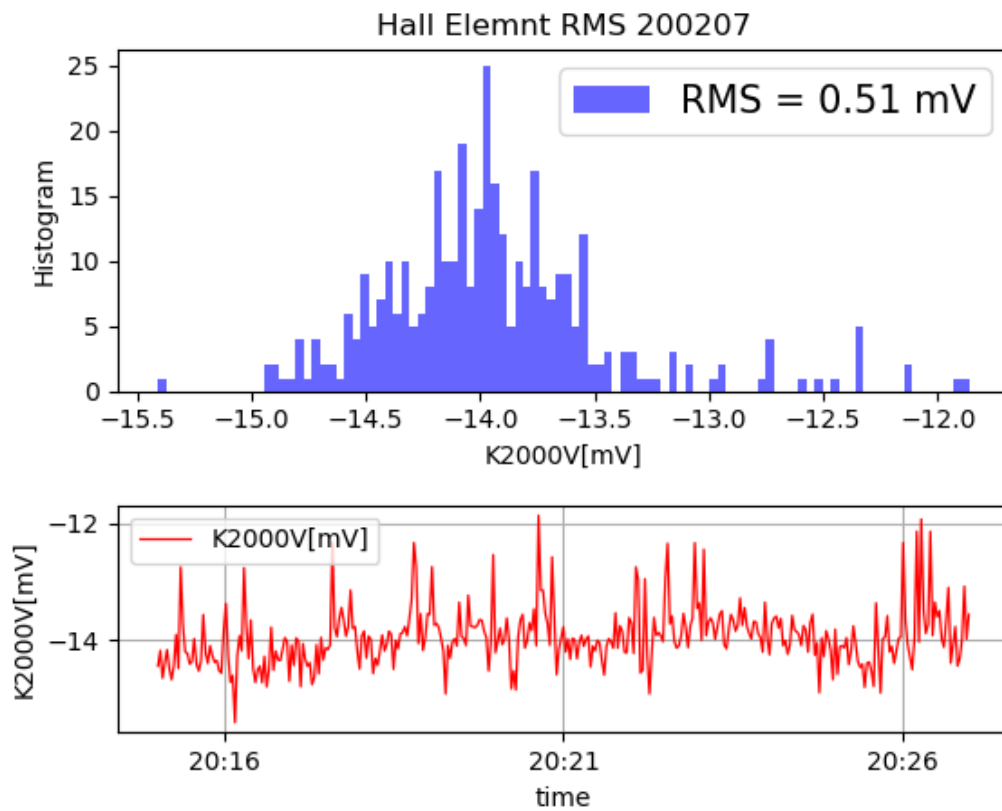


図 E.2 4KPLT にベタ付けしたホール素子 A の磁場を印加していない時間帯の、下図:出力電圧の時間変化 上図:出力電圧のヒストグラム、またヒストグラムから求めた、二乗平均平方根 ($\text{RMS}[x] = \sqrt{(1/N) \sum_{i=0}^N (x_i - \langle x \rangle)^2}$) ただし、 $\langle x \rangle = (1/N) \sum_{i=0}^N x_i$)

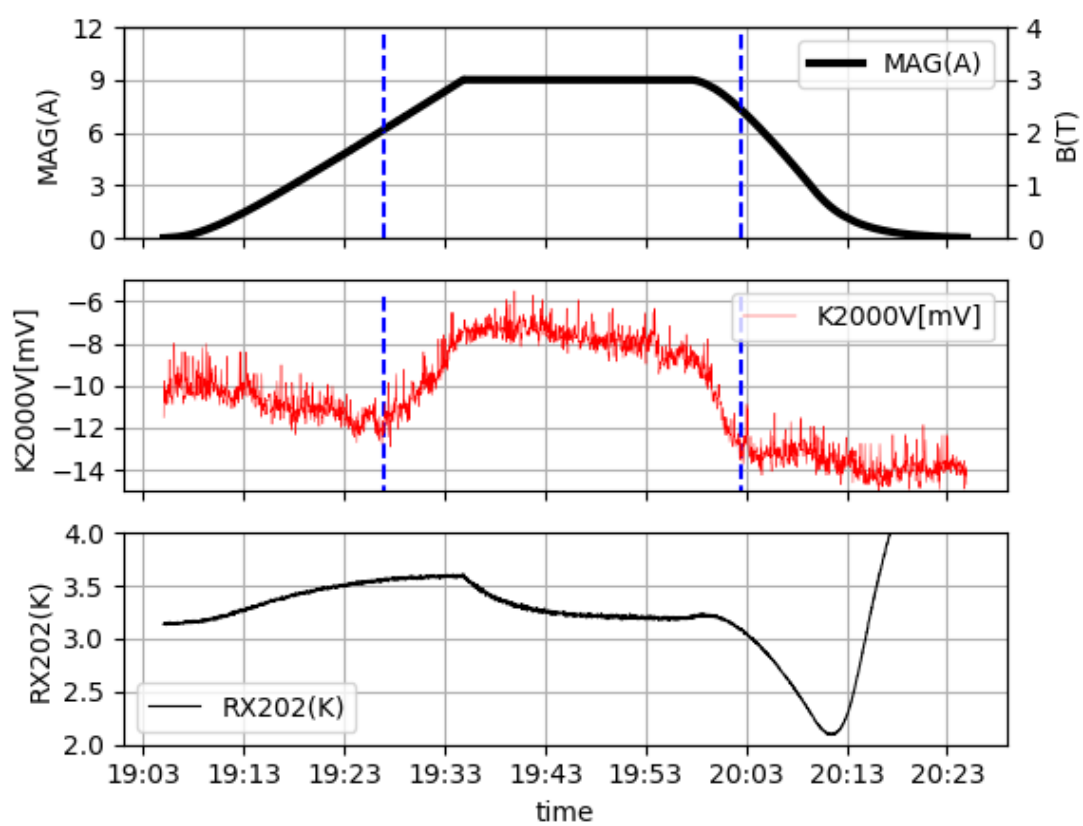
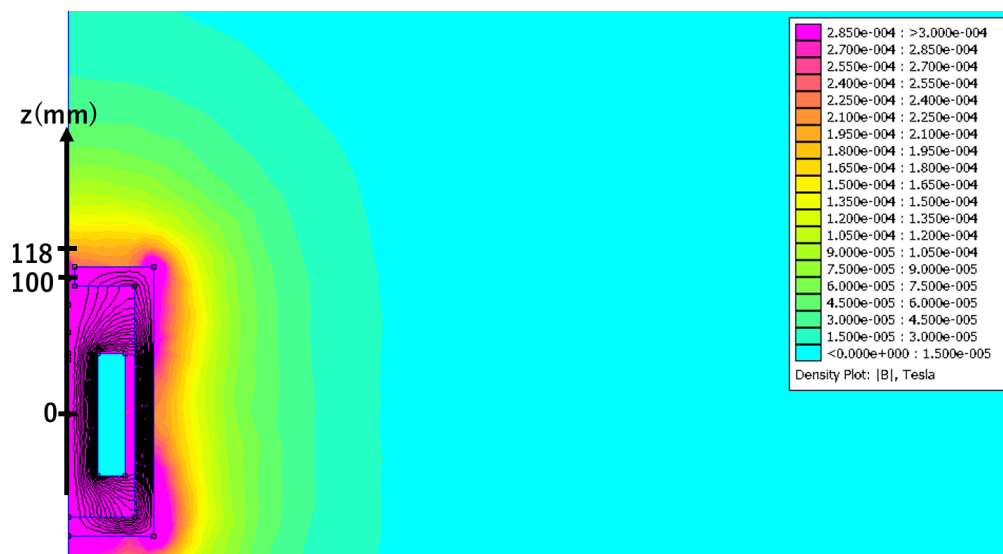
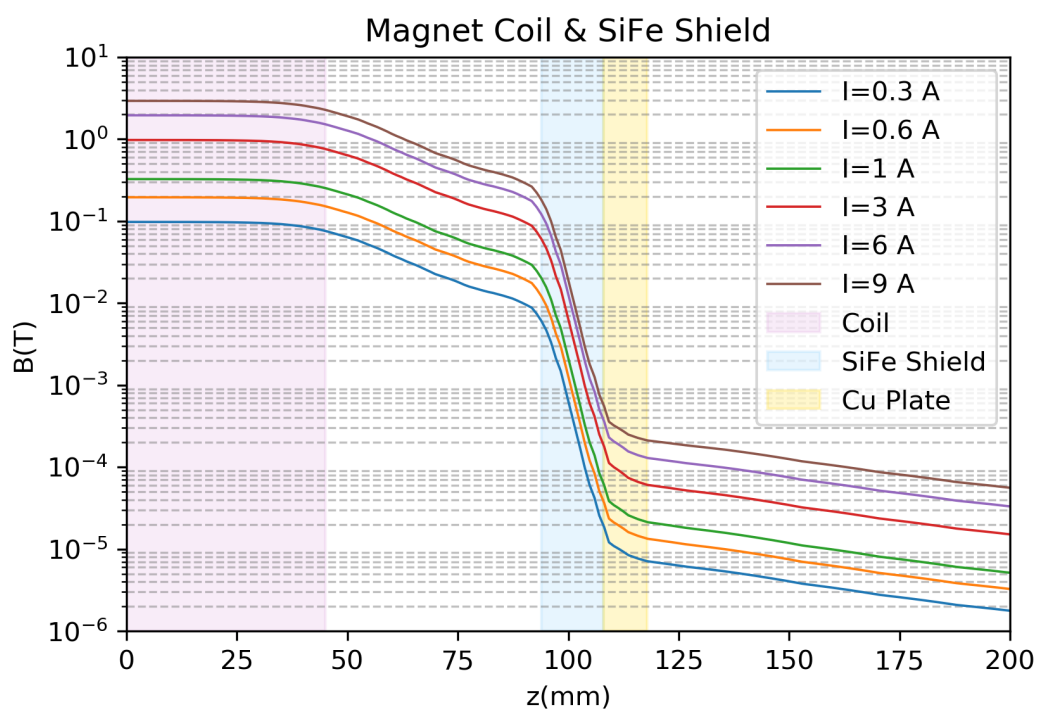


図 E.3 2020/2/7 ADR サイクル時のホール素子の出力電圧 1 段目:Cold Stage 温度計、2 段目:ホール素子 A の出力電圧、3 段目:超伝導コイル印加磁場



(a) コイルとシールドの磁場分布 (b) での磁場分布の取得軸 z を示している、 $z = 118$ mm にホール素子を設置した



(b) コイルに印加した電流ごとの z 軸方向の磁場分布 $z = 118$ mm がホール素子設置位置

図 E.4 ADR の漏れ磁場シミュレーション

謝辞

研究を行うにあたり、ご指導くださった先生方に感謝いたします。佐藤先生には、本研究のテーマをいただき、修論作成に到るまでご指導いただきました。特に、低温実験に関する技術や知識を一からご指導いただきました。また、衛星試験と一緒にいった経験は、非常に勉強になったとともに、良い思い出になっています。田代先生には、卒業研究でご指導いただきました。卒業研究で学んだことはその後の研究の土台となりました。先生が添削くださった卒検の文章は、今も文章書きのお手本とさせていただいています。寺田先生には、CVのシミュレーションでお世話になりました。直接の指導はもちろんですが、お昼は必ず学生部屋に来てくださり、天体から衛星まで色々な話をしていただき本当に勉強になりました。勝田先生には、直接指導いただく機会はありませんでしたが、学位審査ではアドバイスいただき大変お世話になりました。

本研究の先行研究者であるGSFCの星野様、メールでのアドバイスや直接の実験指導、ありがとうございました。知識不十分な私の質問にも丁寧に対応くださり、安心して研究を進めることができました。

実験を行うにあたっては、今井さん、清水さん、加藤くん、小林くんの力がなければここまでできませんでした。優しい今井先輩にはかなり失礼な態度を取ってしまうことも多かったとも思います。清水さん、加藤くん、小林くんには実験にたくさん協力してもらいましたが、こちらからは十分に指導できなかったかもしれません。先輩としても、後輩としても不十分でしたが、私は良い先輩後輩に恵まれ、順調でない時も楽しく実験することができました。本当にありがとうございました。

本研究の5章6章の電磁界シミュレーションを行うにあたり、金沢大学の藤本先生、田口さんをはじめ、研究室の皆様には大変お世話になりました。忙しい時期に突然押しかけたにも関わらず暖かく迎え入れてくださり、短い期間の中でとても良い環境で研究できました。心より感謝いたします。

総合技術支援センター/工学部機械工学科実習工場の坂下様、実験用のジグ作成の際には、設計の経験の無い私に一から指導くださりありがとうございました。

直接本研究に関わることはありませんでしたが、私の研究生活は研究室の学生みんなとの思い出がほとんどです。合宿をしたり、飲み会したりということはもちろんですが、何気ない毎日がとても楽しく、研究室は私にとってとても居心地の良い場所でした。研究分野が違うメンバーとの議論はとても楽しく刺激的でした。3年間でいろいろなことがありましたが、皆さんと一緒に研究できて本当に良かったです。

ここで全ての人の名前を挙げることはできませんが、修士論文だけでなく研究や大学生活では、個人的にたくさんの方にお世話になりました。心より感謝いたします。

参考文献

- [1] S.H. Moseley, J. C. Mather and D. McCammon , 1984 , 「Thermal detectors as x-ray spectrometers」
- [2] JAXA , 「ASTRO-H」 ,<http://astro-h.isas.jaxa.jp>
- [3] R.Giacconi et al. 1962 , 「Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System」
- [4] A.C.Fabian et al. 2016 , 「The quiescent intracluster medium in the core of the Perseus cluster」
- [5] H.Yamaguchi et al. 2016 , 「Solar abundance ratios of the iron-peak elements in the Perseus cluster」
- [6] J.S. Adams et al , 2019 , the JLTP for LTD-18 MIT , 「First Operation of TES Microcalorimeters in Space with the Micro-X Sounding Rocket」
- [7] Joel N Ullom and Douglas A Bennett , 2015 「Review of superconducting transition-edge sensors for x-ray and gamma-ray spectroscopy」
- [8] J.C.Mather, nonequilibrium thory. Appl. Opt., Vol. 21, p. 1125, 1982 , 「Bolometer noise」
- [9] K.D.Irwin , PhD thesis, Stanford University, 1995, 「PHONON-MEDIATED PARTICLE DETECTION USING SUPERCONDUCTING TRANSITION-EDGE SENSORS」
- [10] Sato Y, Sawada K, Shinozaki K, Sugita H, Nishibori T, Sato R, et al. , Cryogenics. 2014 , 「Development status of the mechanical cryocoolers for the Soft X-ray Spectrometer on board Astro-H」
- [11] R. C. Longworth , Adv. Cryog. Eng. 12, 1966
- [12] F.Pobell , Solid Matter at Low Temperatures Springer, 1995 , 「Matter and Methods at Low Temperatures」
- [13] C. W. Keller, G. R. Cunnington and A. P. Glassford, NASA Technical Report, CR-134477, 1974 , 「Final Report - Thermal Performance of Multilayer Insulations」
- [14] G.E. McIntosh, 「Layer by Layer MLI Calculation Using a Separated Mode Equation」
- [15] Y. Ishisaki et al ,Journal of Low Temperature Physics, 2008 「Effect of On-Chip Magnetic Shielding for TES Microcalorimeters」
- [16] A. Bergen et al , Review of Scientific Instruments 87 , 2016 , 「Design and validation of a large-format transition edge sensor array magnetic shielding system for space application」
- [17] R. Hijmering et al , IEEE Trans. Appl. Supercond. 23, 2101505 (2013) 「Effect of Magnetic Fields on TiAu TES Bolometers for the SAFARI Instrument on the SPICA FIR Telescope」
- [18] A. Mager, IEEE Trans Magn. 6,67 , 1970 , 「Magnetic Shields」
- [19] K.Tsuchiya et al , 2006 , 「CRYOMODULE DEVELOPMENT FOR SUPERCONDUCTING RF TEST FACILITY (STF) AT KEK」

- [20] http://accwww2.kek.jp/oho/OHOtxt/OHO-2014/11_MasuzawaMika.pdf
- [21] Erik Kramer et al, Low Temp Phys, 2014, 「Material Selection for Cryogenic Support Structures」
- [22] B Sundqvist, Journal of Applied Physics, 1992, 「Thermal diffusivity and thermal conductivity of Chromel, Alumel, and Constantan in the range 100-450 K」
- [23] J. Tuttle et al, AIP Conference Proceedings, 2010, 「THERMAL AND ELECTRICAL CONDUCTIVITY MEASUREMENTS OF CDA 510 PHOSPHOR BRONZE」
- [24] P.Duthil, CERN, 2015, 「Material Properties at Low Temperature」
- [25] G.Ventura V.Martelli, 2009, 「Thermal conductivity of Kevlar 49 between 7 and 290 K」
- [26] Adam L. Woodcraft, Adam Gray, 2009, 「A low temperature thermal conductivity database」
- [27] M.C. Runyan a, W.C. Jones, 2008, 「Thermal Conductivity of Thermally-Isolating Polymeric and Composite Structural Support Materials Between 0.3 and 4 K」
- [28] Amuneal Manufacturing Corporation, Cold Facts, 2010, 「Amuneal Begins Shipping A4K Magnetic Shields」
- [29] O.E. Vilches, J.C. Wheatley, Phys. Rev., 1966
- [30] 国立天文台 編, 丸善, 2017, 「理科年表」
- [31] 星野晶夫 今井健人 上田翔太 小仁所亜美 持田葵 北本俊二, 2016, 日本天文学会春季年会, 「TES 型 X 線マイクロカロリメータを用いた高精度 X 線分光システムの構築」
- [32] 満田 和久, Netsu Sokutei 29(2) 2002, 「熱量計測を応用した光子検出器」
- [33] 田沼 静一, 共立出版株式会社 1974, 「物理実験講座 15 低温」
- [34] 田沼 静一, 共立出版株式会社 1981, 「実験物理科学シリーズ 第二巻 近低温」
- [35] 神田栄蔵, コロナ社 1998, 「低温工学」
- [36] 小林 俊一 大塚 洋一, 東京大学出版会, 1987, 「低温技術」
- [37] 佐藤 洋一, 篠崎 慶亮, 杉田 寛之, 日本航空宇宙学会誌 第 65 巻 第 8 号, 2017 「高感度観測ミッションに必要な機械式冷凍機の研究開発」
- [38] 日本加速器学会編, 丸善出版, 2017, 「加速器ハンドブック」
- [39] 中山正敏, 1996, 岩波基礎物理シリーズ 4 「物質の電磁気学」
- [40] 酒井 和広, 修士論文 2011, 「X 線マイクロカロリメータ大規模アレイ実現に向けた SQUID および信号処理系の開発」
- [41] 武田 佐和子, 修士論文 2013, 「ASTRO-H 衛星搭載 SXS デジタル波形処理部の性能実証機の評価試験」
- [42] 市坪 太郎, 修士論文 2003, 「交流駆動による TES 型 X 線マイクロカロリメータの信号多重化の研究と断熱消磁冷凍機を用いた試験環境の開発」
- [43] 床井 和世, 修士論文 2008, 「極低温 X 線検出器のための断熱消磁冷凍機の開発」
- [44] 篠崎 慶亮, 修士論文 2002, 「断熱消磁冷凍機を用いた極低温 X 線検出器 動作環境の構築」
- [45] 和田 茜, 修士論文 2010, 「X 線マイクロカロリメータ動作のための 断熱消磁冷凍機の基礎開発」
- [46] 星野 晶夫, 修士論文 2005, 「断熱消磁冷凍機を用いた精密 X 線分光システムの開発」
- [47] 清水 里紗, 卒業論文 2018, 「X 線マイクロカロリメータ動作のための極低温環境と読み出し系の構築」
- [48] 前久 景星, 修士論文 2017, 「太陽アクシオン探査をめざした TES 型マイクロカロリメータの基礎的研究」

- [49] 榎 崇利, 修士論文, 2012, 「電荷交換 X 線の観測に向けた 2 段式断熱消磁冷凍機の開発と TES 型 X 線マイクロカロリメータの動作環境の構築」
- [50] 師岡利光, 博士論文, 2004, 「超伝導量子干渉素子アレイを用いた低雑音電流増幅器に関する研究」
- [51] 旭化成エレクトロニクス, 2013, 「GaAs Hall Element HG-106A データシート」