

修士論文
S-2S 電磁石の磁場測定と運動量分解能



京都大学大学院理学研究科
物理学・宇宙物理学専攻 物理学第二教室
原子核・ハドロン物理学研究室
七村 拓野

概要

Ξハイパー核の構造の研究は、 ΞN 相互作用のポテンシャルの深さや $\Xi N \rightarrow \Lambda\Lambda$ 遷移の強度に関する情報を与え、フレーバー SU(3) のバリオン間相互作用の全体像を理解するうえで重要な役割を果たす。S-2S(Strangeness -2 Spectrometer) は、J-PARC において (K^- , K^+) 反応を用いた Ξハイパー核分光実験を世界最高のエネルギー分解能で行うために新たに建造した散乱 K^+ 粒子用スペクトロメータである。S-2S は 2 台の四重極磁石 (Q1, Q2) および 1 台の双極磁石 (D1) で構成される。目標とする運動量分解能 ($\frac{\Delta p}{p}$) は、入射 K^- 粒子用ビームラインスペクトロメータ (1.0×10^{-3}) と同等以上の性能を要求し 6×10^{-4} となっている。

S-2S では、飛跡検出器によって得た散乱粒子の飛跡と S-2S の計算磁場を用いて運動量の再構成を行う。計算磁場では、鉄芯材の B-H 曲線の非線形性やヒステリシス特性、実際の電磁石の細かな形状などの入力パラメーターの不定性のため、実物を完全に再現することは容易でない。そこで我々は、磁場分布を実測して、これと計算磁場を比較することにより、これらのパラメーターの最適化を図ることとしている。これまでに、Q1, Q2 に対しては既に測定と計算磁場の最適化を行い、0.1 % の精度で測定磁場を再現することに成功している。

本研究では 2015 年に建造が完了した D1 電磁石について、NMR プロブを用いて励磁曲線や長時間安定性、磁場設定の再現性といった基本的な性能を調べるとともに、3 軸ホールプロブと 3 次元駆動装置を組み合わせた磁場測定器系により、測定磁場と計算磁場の相違が起きる可能性が最も高いと予想される磁極端付近を中心として大凡 $800 \text{ mm} \times 280 \text{ mm} \times 1700 \text{ mm}$ の領域にわたって磁場分布の測定を行った。本論文では、取得したデータの較正を行い、磁場測定の誤差を評価したのちに計算磁場と測定磁場の差を解析し、2500A を電磁石に通電する場合に計算磁場で使用している透磁率の値が大きくなっていることなどを明らかにした。この研究で取得したデータとその解析結果は、今後計算磁場の最適化を行う上で重要な手掛かりとなる。

Geant4 によるシミュレーションにより、磁場分布の誤差が運動量分解能に与える影響を見積もった。磁場測定の誤差は目標とする運動量分解能を実現するために十分なものであったことが確認された。一方現在の計算磁場を用いて運動量解析をした場合は分解能が不足し、計算磁場の最適化を行うことは不可欠であると結論付けた。

目次

第1章	Ξハイパー核研究の目的	3
1.1	Ξハイパー核研究の背景	3
1.1.1	バリオン間相互作用とストレンジネス	3
1.1.2	Y-N 相互作用に関する先行研究	4
1.1.3	(K^- , K^+) 反応によるΞハイパー核分光実験	5
1.1.4	Ξハイパー核の理論予想スペクトル	8
1.2	J-PARC E05 実験	10
1.2.1	J-PARC とハドロン実験施設	10
1.2.2	実験の目的	12
1.2.3	実験の概要	12
1.2.4	S-2S (Strangeness -2 Spectrometer)	14
1.2.5	パイロットランとその結果	16
1.2.6	S-2S 電磁石磁場分布と運動量分解能	18
1.3	本研究の目的	22
第2章	S-2S D1 電磁石と磁場測定器	23
2.1	S-2S D1 の電磁石としての特徴	23
2.2	三次元磁場計算	24
2.3	磁場測定器とその原理	25
2.3.1	ホールプローブ	25
2.3.2	核磁気共鳴素子	26
2.4	測定器系	27
2.4.1	NMR	28
2.4.2	ホールプローブとガウスメータ	29
2.4.3	駆動装置	29
2.4.4	架台・敷板	29
2.4.5	リミットスイッチ	30
2.4.6	測定器系の制御	31
第3章	磁場測定と磁場解析	35
3.1	S-2S D1 電磁石の基本的性能	35
3.1.1	時間経過に対する磁場の安定性	35
3.1.2	励磁曲線とヒステリシスの影響	36
3.2	測定器系の特性	36

3.2.1	ホールプローブ中のホール素子の位置の測定	36
3.2.2	ホールプローブ移動後の振動による測定値への影響	38
3.3	磁場分布測定	38
3.3.1	測定領域と測定点の間隔	38
3.3.2	ホールプローブの位置の測定	40
3.3.3	測定データの較正及び磁場分布	41
3.3.4	測定磁場の評価	46
3.3.5	計算磁場との比較	53
第 4 章	S-2S の運動量分解量	59
4.1	Geant4 によるイベント生成シミュレーション	59
4.2	運動量解析	59
4.3	磁場分布の誤差が S-2S の運動量解析に与える影響	59
4.3.1	位置の誤差による運動量分解能の変化	60
4.3.2	角度の誤差による運動量分解能の変化	62
4.3.3	磁場の精度による運動量分解能の変化	63
4.3.4	磁場の確度による運動量分解能の変化	64
4.3.5	現在の計算磁場での運動量解析	66
第 5 章	まとめ	68
	References	72

第1章 三ハイパー核研究の目的

1.1 三ハイパー核研究の背景

1.1.1 バリオン間相互作用とストレンジネス

原子核を構成する陽子や中性子の間に働く核力については、これまで数多くの実験により得られてきた $p-p, p-n$ 散乱データ (偏極データも含む) を基に、現実的な核力モデルが構築されてきている。その結果、重陽子の束縛エネルギーや四重極モーメントなどが説明されているし、短距離における斥力芯の存在、スピン軌道力の存在などの性質もわかっている。陽子と中性子はアップクォーク (u, $2.3^{+0.7}_{-0.5}$ MeV) およびダウルクォーク (d, $4.8^{+0.5}_{-0.3}$ MeV) の2種類のクォークから構成されている。核力をその他4種類のクォークであるチャームクォーク (c, 1.275 ± 0.025 GeV)、ストレンジクォーク (s, 95 ± 5 MeV)、トップクォーク (t, 4.18 ± 0.03 GeV)、ボトムクォーク (b, 4.18 ± 0.03 GeV) も構成要素に含めた系であるバリオンの間にはたらく相互作用へと拡張することは、強い相互作用への我々の理解を試す試金石であり、これを通して強い相互作用へのより深い理解へとつながることが期待される。その中でも、ストレンジクォークを含むバリオン (ハイペロン、Y) はストレンジクォークの質量が比較的アップクォーク、ダウルクォークに近いこともあり、SU(3) 対称性のもとで統一的に考えることができる。3体系であるバリオンを考えると、 $3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1$ であるから10重項と8重項に分類される (図 1.1)。我々が研究しているバリオン間力とはこのうち8重項のバリオン同士の力であり、 $8 \otimes 8 = 27 \oplus 10 \oplus 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1$ と分類される。核力はこのうち27と10に属する項で、これのみを研究していても他の Y-N, YY チャネルのことはわからない。特に1重項 ($\Lambda\Lambda$) は、H ダイバリオンが予言されているチャンネルであり、重要なチャンネルである。

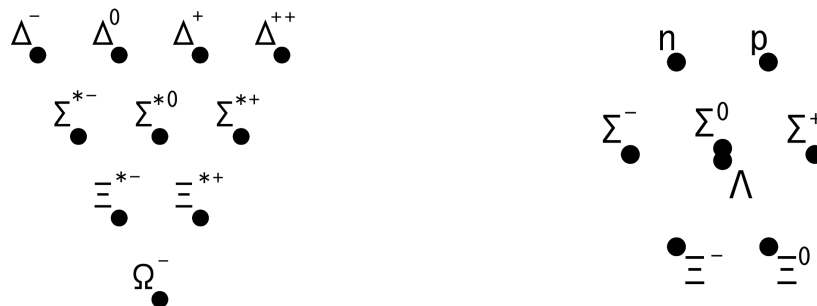


図 1.1: u,d,s クォークからなるバリオン 10 重項 (スピン $\frac{3}{2}$) およびバリオン 8 重項 (スピン $\frac{1}{2}$)。 Λ 粒子、 Σ 粒子、 Ξ 粒子、 Ω 粒子がハイペロンにあたる。

1.1.2 Y-N 相互作用に関する先行研究

核力をフレーバーSU(3)対称性により拡張して考えてるとき、あるY-N相互作用、Y-Y相互作用に関する情報を実験的に引き出す方法として、原理的には直接散乱実験が考えられる。しかし我々が知りたいS波散乱が支配的な低エネルギー領域においては、ハイペロンの寿命が 10^{-10} 秒のオーダーであるためにハイペロンビームは飛行距離が長くなるとともに崩壊して強度が激減し、有効厚が取れないという困難がある。そのため、原子核内にハイペロンを生成しその束縛状態としてハイペロンを含む原子核(ハイパー核)の構造を調べることでY-N、Y-Y相互作用に関する情報を引き出すということがこれまで行われてきた。既存の核図表にこれまで発見されてきたハイパー核を加えた3次元核図表を図1.2に示す。

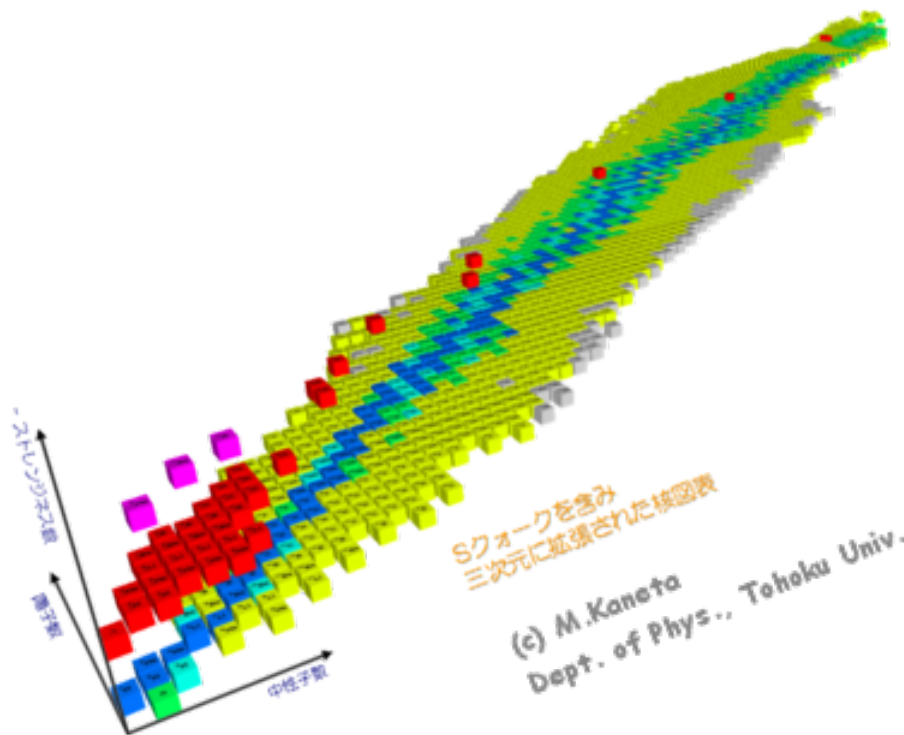


図 1.2: ハイパー核を加えた3次元核図表 [1].

これまで π 中間子や K^- 中間子を使った実験は、KEKの12GeV陽子シンクロトロン(KEK-PS)や米国ブルックヘブン国立研究所のAlternating Gradient Synchrotron(BNL-AGS)、また後述するJ-PARCで数多くの実験が行われてきた。また最近では米国ジェファーソン研究所やドイツマインツ大学などで電子ビームを使い($e, e'K^+$)反応によるハイパー核分光も始まっている。[2][3] これらの実験データから $S = -1$ 系(Λ, Σ ハイパー核)に関しては様々な知見が得られてきた。KEKE140a実験[4]において、(π, K^+)分光実験により $A = 7 \sim 208$ までの多様な質量数の Λ ハイパー核を生成、励起スペクトルを測定することにより Λ 粒子のポテンシャルの深さは 29 ± 1 MeVであることが明らかになった。ゲルマニウム検出器系Hyper-Ballを用いた Λ

ハイパー核 γ 線分光を行うことにより ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ [5] 等の準位を精密に測定することによって、 Λ -N 相互作用のスピンの依存する成分の大きさについても明らかになった [6]。 Σ ハイパー核については、BNL-AGS E905 実験 [7] において ${}^4\text{He}(K^-, \pi^\pm)$ 反応の励起スペクトルを比較することにより、 $T = \frac{1}{2}$ 状態である ${}^4_{\Sigma}\text{He}$ 状態が束縛していることが示され、強いアイソスピン依存性があることが明らかになった。一方 KEK においては (π^-, K^+) 反応スペクトルを C から Bi までの幅広い標的に対して取得し、 Σ 粒子のポテンシャルは約 30 MeV の斥力ポテンシャルであることも明らかになった [8]。

$S = -2$ 系については (K^-, K^+) 反応を利用した、 ΞN 相互作用と $\Lambda\Lambda$ 相互作用に関する実験データが存在している。 ΞN 相互作用については古くは水素泡箱を用いた実験により $p_{\Xi} > 1 \text{ GeV}/c$ の Ξp 散乱のデータが取られた [9]。 p_{Ξ} が小さな領域については、組成 CH のアクティブファイバー標的を用いた実験により $0.2 < p_{\Xi} < 0.8$ の $\Xi + p$ 弾性散乱のデータが 1 イベント、 $\Xi + p \rightarrow \Lambda\Lambda$ 非弾性散乱が 0 イベント観測され、この結果からそれぞれの断面積の上限が 24mb, 12mb で与えられた [10]。原子核乾板を用いた実験では原子核中の準自由な $p(K^-, K^+)\Xi$ 反応で生成した Ξ^- 粒子の散乱事象を観測することで、 $0.4 < p_{\Xi} < 0.6 \text{ GeV}/c$ の領域に対して ΞN 非弾性散乱の断面積が $12.7^{+3.7}_{-5.1} \text{ mb}$ と、(上限でない形で) 散乱断面積が与えられた [11]。 ${}^9\text{Be}$ を標的とした実験では $p_{\Xi} \sim 0.55 \text{ GeV}/c$ のとき ΞN 弾性散乱の断面積は $30.7 \pm 6.7^{+3.7}_{-3.6} \text{ mb}$ 、 $\Xi^- p$ と $\Xi^- n$ の散乱断面積の比が $1.1^{+1.4+0.7}_{-0.7-0.4}$ と与えられた [12]。

${}^{12}\text{C}$ を標的とした Ξ^- ハイパー核分光実験を行うことにより、閾値近傍のスペクトルの形から ΞN 相互作用の光学ポテンシャルの実部 V_{Ξ} を推定する方法もとられ、その結果、 $V_{\Xi} \sim 14 \text{ MeV}$ という結果が得られている。この実験については次小節において詳細を述べる。

$\Lambda\Lambda$ 相互作用に関しては、 $p(K^-, K^+)$ 反応により生成した Ξ^- 粒子を原子核乾板中の原子核に吸収させ、ハイパー核の崩壊の様子が確認できるようにした KEK-E373 実験により、核種が一意に定まるダブル Λ ハイパー核 [13](長良イベント) が観測され、 ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ 中での Λ - Λ 相互作用はポテンシャルの深さが $0.67 \pm 0.17 \text{ MeV}$ の弱い引力であることがわかった。

また、核種が一意に定まるツイン Λ ハイパー核 [14](木曾イベント) が発見され、 $\Xi^- + {}^{14}\text{N}$ 系において束縛エネルギーが 1 MeV 程度の束縛状態が存在することなどがわかってきた。

1.1.3 (K^-, K^+) 反応による Ξ ハイパー核分光実験

Ξ ハイパー核を生成する過程として代表的なものは $p(K^-, K^+)\Xi^-$ 反応である。この反応により原子核中の陽子を Ξ^- 粒子に置換することで Ξ ハイパー核を生成する。素過程の角度分布を図 1.3 に、運動量移行を図 1.4 に示す。素過程の性質から Ξ^- ハイパー核分光実験の方法について言えることとして、生成断面積は実験室系での前方角度 ($\theta < 30^\circ$) の範囲で大きくなり、前方に散乱されてきた K^+ 粒子を測定すればよいことがある。しかしその時の素過程の断面積は $35 \mu\text{b}/\text{sr}$ しかない稀な反応であ

る。加えて $\sim 0.5\text{GeV}/c$ と運動量移行が大きいと、生成された Ξ^- が原子核に束縛される割合は 10^{-3} のオーダーと非常に小さい。そのため Ξ ハイパー核の生成断面積は $10\text{nb}/\text{sr}$ のオーダーである。そこでビーム強度を大きくすることが不可欠で、標的もできるだけ厚くしたいところである。

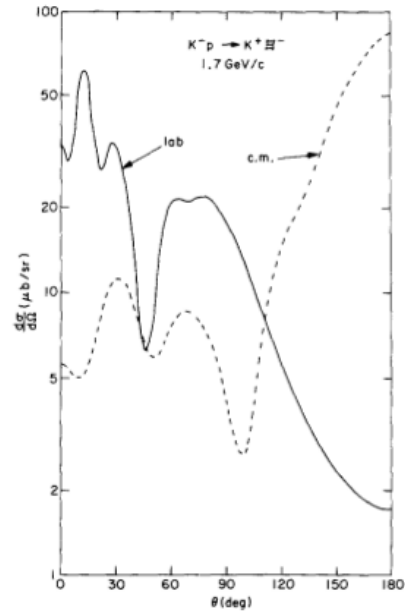


図 1.3: $K^-p \rightarrow \Xi K^+$ 反応の反応断面積の角度依存性。 K^- の運動量は $1.7\text{GeV}/c$ となっている。実線が実験室系での反応断面積を、点線が重心系での反応断面積を表す。

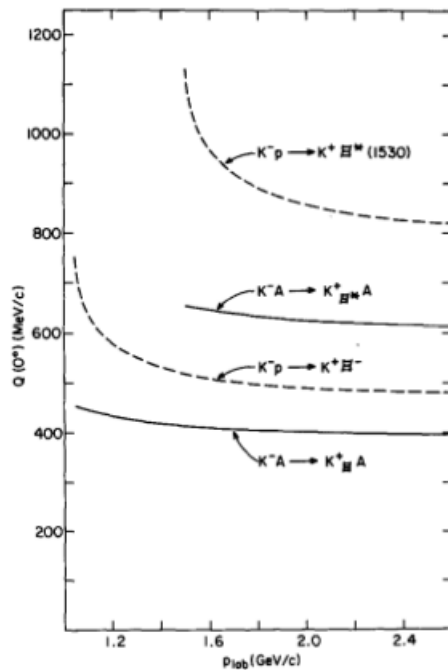


図 1.4: $K^-p \rightarrow \Xi K^+$ 反応をはじめとした反応の運動量移行。横軸が入射 K^- の実験室系での運動量を表し、実験室系で $\theta = 0^\circ$ に対しての運動量移行が縦軸となっている。

Ξハイパー核の観測を試みた先行実験としてはKEK-E224[16] およびBNL-E885[17] がある。これらの実験では $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ を用いて $\Xi^- + ^{11}\text{B}$ 系の束縛状態としての $^{12}_{\Xi}\text{Be}$ の探索が行われた。2つの実験で得られた励起エネルギースペクトルを図 1.5 に示す。反応エネルギー分解能がそれぞれ 22 MeV, 14 MeV (FWHM)、束縛エネルギーが $-20 < B_E < 0$ の領域での統計量がそれぞれ 3 イベント、67 イベントと不十分であったために、Ξハイパー核状態を明確なピークとして観測することはできなかった。しかしこれらの実験の結果により $^{12}_{\Xi}\text{Be}$ の生成断面積が見積もられ、理論計算から得られるスペクトルと比較することで Ξ-N 相互作用のポテンシャルの深さも見積もられた。BNL-E885 実験の結果から見積もられた、入射 K^- 粒子の運動量が 1.8 GeV/c の際の生成断面積は、 $\theta < 8^\circ$ に対して 89 ± 14 nb/sr、 $\theta < 14^\circ$ に対して 42 ± 5 nb/sr であり、Ξ-N 相互作用の深さ V_0^Ξ は約 14 MeV である。

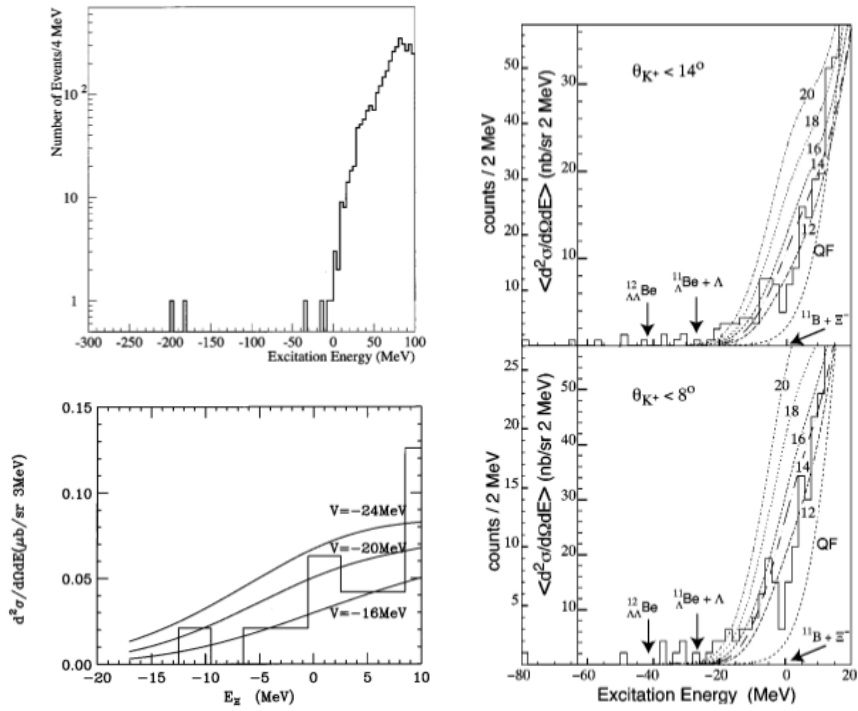


図 1.5: 先行する 2 つの $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 分光実験における欠損質量スペクトル。左が KEK-E224[16] で得られたスペクトルおよび $-20 < B_E < 0$ の領域での理論計算から得られたスペクトルとの比較であり、右が BNL-E885[17] で得られたスペクトルである。

1.1.4 三ハイパー核の理論予想スペクトル

$^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応を用いた $^{12}_{\Xi}\text{Be}$ の分光実験で得られる励起エネルギースペクトルからは、ピークの位置より $\Xi\text{-N}$ 相互作用のポテンシャルの深さ (実部) に関する情報が、ピークの幅からは $\Xi\text{N} \rightarrow \Lambda\Lambda$ 遷移の強度 (ΞN 相互作用の虚部) が得られる。したがって高エネルギー分解能、高統計により、 $^{12}_{\Xi}\text{Be}$ の構造をピークとして観測すれば ΞN 相互作用の光学ポテンシャルに強い制限を加えることになる。

三ハイパー核状態を与えるような現存する 4 種類のバリオン間相互作用モデル (NHC-D[18]、Ehime[19]、ESC04d[20]、ESC08a) に対し、コア原子核の励起も含めた $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応で得られる $^{12}_{\Xi}\text{Be}$ の励起エネルギースペクトルの理論計算を図 1.6 に示す [21]。この計算では BNL-E885 実験の結果を基に $B_{\Xi}^{1-} = 4.5$ MeV となるようにしてある。

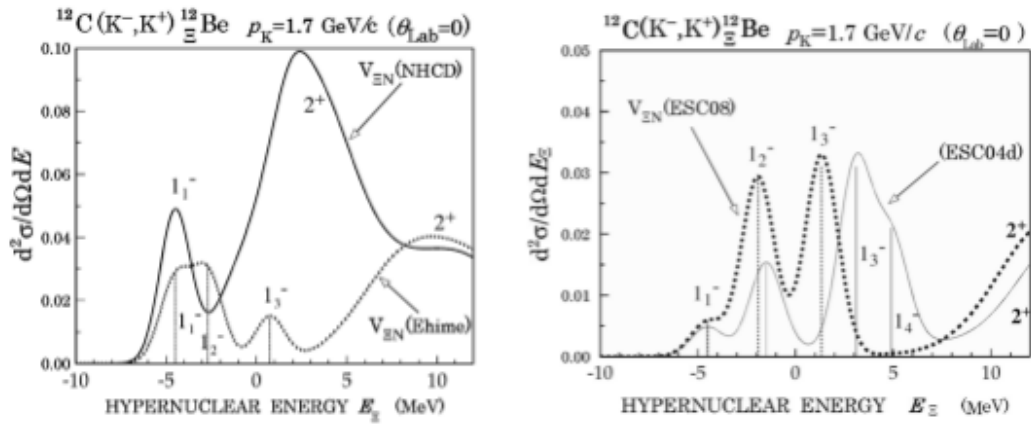


図 1.6: ^{12}Be の予想スペクトル [21]。左右の図に 2 種類ずつのバリオン間相互作用のモデルに対して計算されたスペクトルが記されている。実際の実験で得られるスペクトルはこれに図 1.5 で見られるような準自由な Ξ^- 生成イベント (QF) が足しあわされる。

用いられるバリオン間相互作用のモデルによりエネルギー準位と励起のされ方が異なり、それによりピーク構造も異なっているため、実験のエネルギー分解能を向上させることにより ^{12}Be のピーク構造を明確に測定することがバリオン間相互作用のモデルの検証に重要な役割を果たすことになる。図 1.7 に実験の分解能の違いによりピーク構造がどのように測定されるかをシミュレートした一例を示す。これより、ピーク構造を明確に測定するためには 2 MeV を上回る高エネルギー分解能が要求されることがわかる。

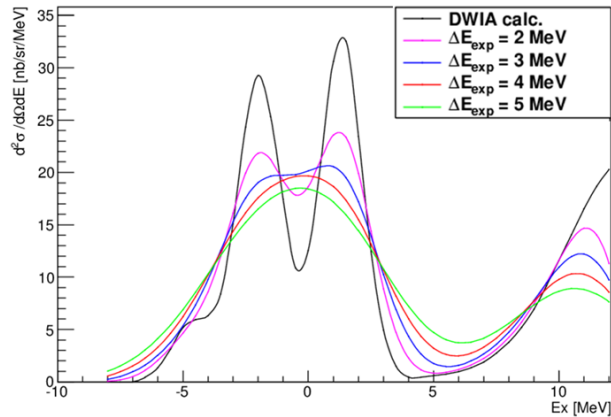


図 1.7: ESC08a を相互作用とした場合の ^{12}Be の予想スペクトルが実験の分解能によりどのように測定されるかをシミュレートした図。

1.2 J-PARC E05 実験

1.2.1 J-PARC とハドロン実験施設

大強度陽子加速器施設 J-PARC[22] (Japan Proton Accelerator Research Complex) は高エネルギー加速器研究機構 (KEK) と日本原子力研究開発機構 (JAEA) が、協同して建設した大型加速器共同利用実験施設である。J-PARC の敷地を俯瞰した写真を図 1.8 に示す。



図 1.8: J-PARC の加速器および施設を俯瞰した写真。[23]

J-PARC の加速器は 400 MeV 線形加速器 (LINAC)、3 GeV シンクロトロン (RCS)、30 GeV シンクロトロン (MR) で構成されている。陽子ビームはイオン源で生成された負水素イオン H^- として LINAC で 400 MeV まで加速されたのち、荷電交換ホイールを通過させることにより陽子ビームへと変換され RCS に入射される。RCS で陽子ビームを 3 GeV まで加速したのち、物質・生命科学実験施設 (MLF) への取り出しまたは MR へと入射する。MR では 30 GeV まで陽子を加速し、ハドロン実験施設およびニュートリノ実験施設で取り出して利用している。

ハドロン実験施設の全体図を図 1.9 に示す。図の左側から 30 GeV 陽子ビームが入射され、右端のビームダンプに捨てられる。

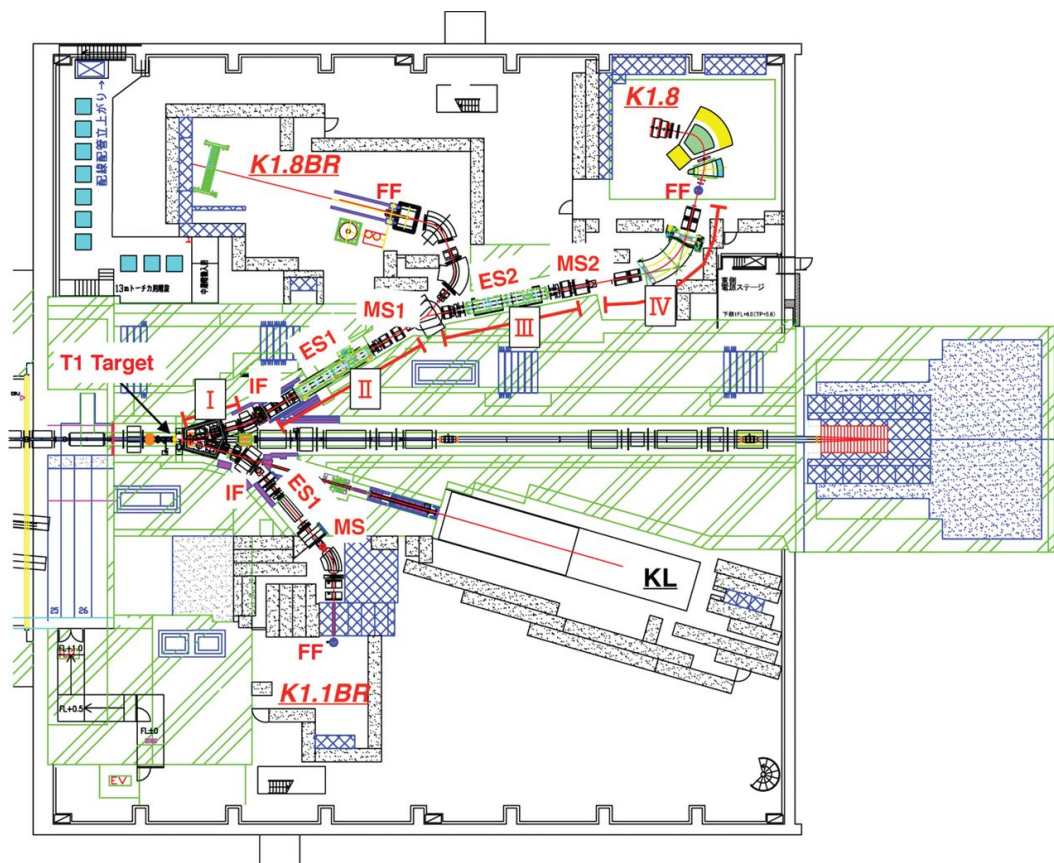


図 1.9: ハドロンホールの全体図 [24]

ハドロンホールでは6秒周期のうち約2秒間でMRの陽子ビームを取り出す(これを遅い取り出しと呼ぶ)。取り出した陽子ビームは金からなるT1標的と呼ばれる二次粒子生成標的に照射され、二次ビームとして大量の中間子が生成される。この粒子を電磁石系からなる磁気光学系と静電セパレータを用いることにより粒子の種類と運動量を選別することができ、各ビームラインで中間子ビームとして使用することが可能となる。

ハドロンホールの設計上、陽子が通過するビームラインをはさんで北側と南側のビームライン(例えばK1.8ビームラインとK1.1BRビームライン)では同時に実験を行うことができる上に、隣接するビームライン間(例えばK1.8ビームラインとK1.8BRビームライン)では片方がビームを使用している間にビームラインに立ち入り検出器の調整を行えるようになっているなど、複数の実験を効率よく切り替えて行えるようになっている。K1.8ビームラインの構成図を図1.10に示す。T1標的で生成した荷電粒子は、まずDQQDからなる光学系により生成標の上でのビームの像が中間収束点(IF)上に収束されIFスリットにより電荷と運動量が選択される。また多重散乱した粒子や K_S^0 などの短寿命の粒子が標的外で崩壊して生成する π (クラウド π 中間子と呼ばれる)などもここで抑制される。次に粒子は鉛直方向に電場がかけられている二段の静電セパレータを通過する。(ES1, ES2)このときの粒子の鉛

直方向の変位は粒子の速度に依存する。すなわち β と粒子の位置が相関を持つことになる。セパレータ通過後に粒子を垂直方向に収束させ、スリット (MS1, MS2) を設けることで、 β に対してフィルターをかけることができる。これで特定の運動量と β に対してフィルターをかけられ、特定の質量をもつ粒子群を中間子ビームとして用いることができる。ビームはビームラインスペクトロメータにより運動量を測定した上でターゲットに照射される。ビームラインスペクトロメータによる運動量解析およびターゲット照射後の散乱粒子の測定に関しては次小節以降で述べる。

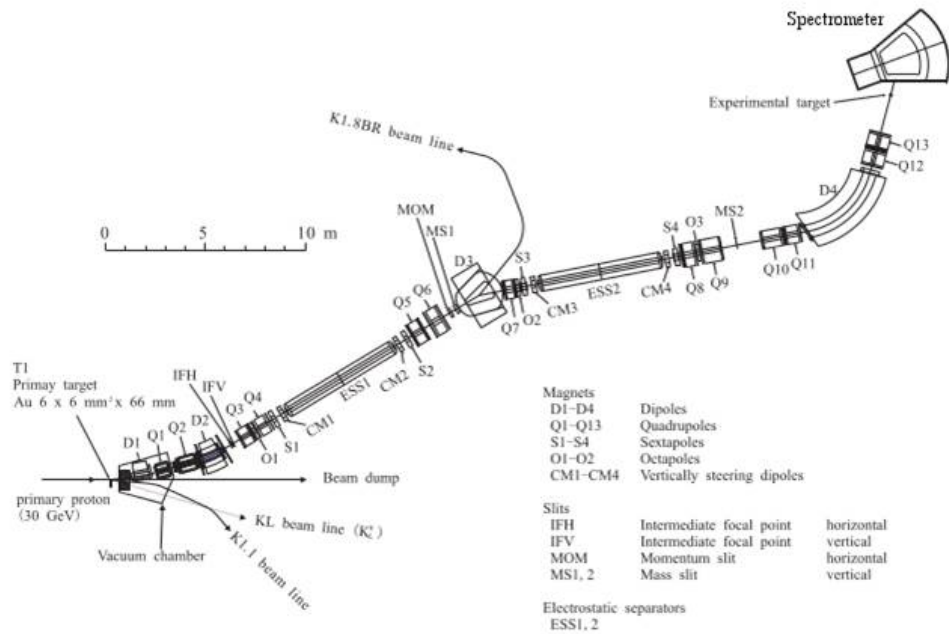


図 1.10: K1.8 ビームライン全体の構成図。

1.2.2 実験の目的

J-PARC E05 実験は、 (K^-, K^+) 反応を用いて Ξ ハイパーの束縛状態を高エネルギー分解能、高統計により探索することを目的とした実験である。第一段階として先行研究が行われた ^{12}C を標的とした ^{12}Be 状態を、エネルギー分解能 $\Delta E < 2$ [MeV] (FWHM)、100 イベント以上からなるピークとして観測することを目標としている。

1.2.3 実験の概要

J-PARC E05 実験は Ξ^- 粒子生成の素過程 $p + K^- \rightarrow K^+ + \Xi^-$ の断面積 (図 1.11) が p_{K^-} 付近で最も大きくなることから、ハドロン実験施設の K1.8 ビームラインにおいて行われる。

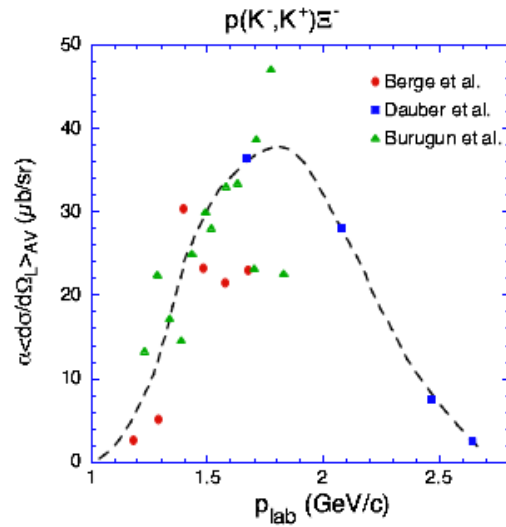


図 1.11: $p + K^- \rightarrow K^+ + \Xi^-$ の断面積の K^- 運動量依存性 [15]。点線は理論計算などといった意味はなく、データ点に対して引かれた線である。

(K^-, K^+) 反応を利用した Ξ ハイパー核分光実験においては、 Ξ ハイパー核の質量は入射 K^- 粒子と散乱 K^+ 粒子の 4 元運動量を測定し、質量欠損法により以下の式のように求められる。

$$M_{\text{miss}} = \sqrt{(E_{K^-} + M_{\text{target}} - E_{K^+})^2 - (\mathbf{p}_{K^-} - \mathbf{p}_{K^+})^2} \quad (1.1)$$

したがって、実験に必要なことは入射 K^- 粒子、散乱 K^+ 粒子を識別することおよびその 3 次元運動量を測定することである。ここではビームラインにおける入射 K^- ビームの生成及び運動量再構成と粒子の識別について述べ、散乱 K^+ 粒子に対する測定器系に関してはパイロットランおよび将来の実験を紹介する次小節以降で述べる。

図 1.12 に QQDQQ からなるビームラインスペクトロメータを示す。このビームラインスペクトロメータでは、入射 K^- の運動量を粒子ごとに飛跡解析により求めるとともに、飛行距離 10.4 m の飛行時間差測定により K^- を π^- より分離識別する。ビーム飛跡は上流のファイバートラッカー BFT と、下流のドリフトチェンバー BC3, BC4 によって測定される。粒子飛行時間はシンチレーションカウンター BH1 と BH2 により測定する。さらに、オンラインでの K^- トリガー生成のために屈折率 1.05 のエアロジェルからなる BAC カウンターを標的直前にインストールしている。ビーム強度は J-PARC E05 パイロットランの時点 (一時陽子ビームパワー 39kW) では 1.4×10^6 /spill であり、うち K^- は 6.0×10^5 /spill であった。ビーム運動量分解能は 1.0×10^{-3} である。ビームサイズは水平方向の全幅が ± 50 mm、鉛直方向の全幅が ± 10 mm となっている。

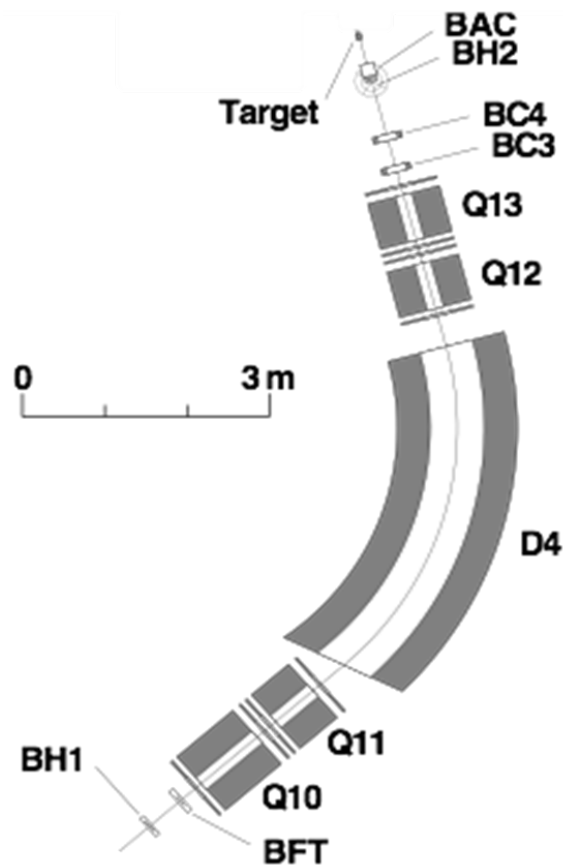


図 1.12: ビームラインスペクトロメータとその周辺の検出器。

1.2.4 S-2S (Strangeness -2 Spectrometer)

J-PARC E05 実験の目標とする高分解能、高統計での (K^-, K^+) 反応を利用した
 三ハイパー核分光実験を行うための要として建造されたスペクトロメータが S-2S
 (Strangeness -2 Spectrometer) である。S-2S は図 1.13 に示されるような四重極型電
 磁石 2 台 (Q1, Q2) および双極電磁石 1 台 (D1) の 3 台の常伝導電磁石からなる QQD
 スペクトロメータである。Q1, Q2 の写真を図 1.14 に、仕様を表 1.1 に示す。D1 につ
 いては次章で述べる。

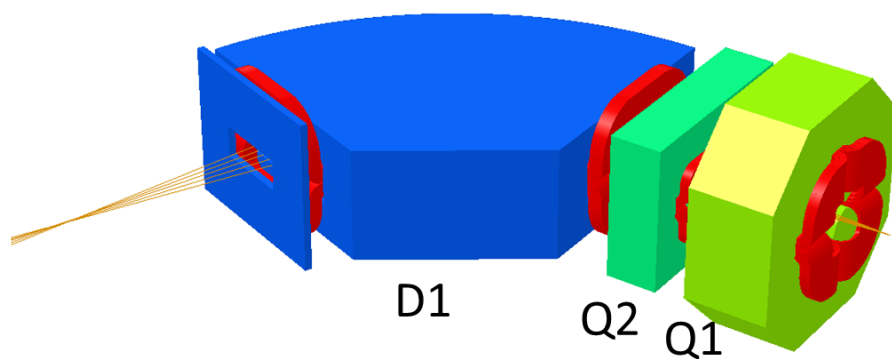
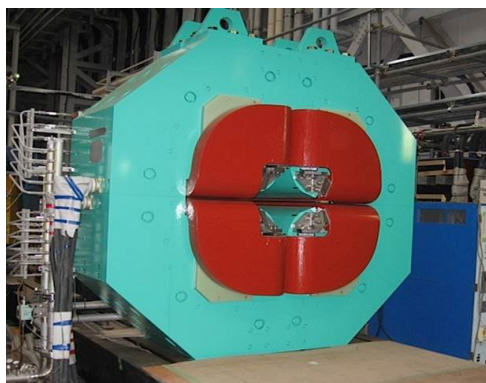


図 1.13: S-2S の模式図。

Q1



Q2



図 1.14: S-2S Q1 および Q2 の写真。

表 1.1: Q1 と Q2 電磁石の仕様。

項目	Q1 の性能	項目	Q2 の性能
定格電流 [A]	2500	定格電流 [A]	5000
コイル巻き数	92	コイル巻き数	30
コイル抵抗 [Ω]	0.076	コイル抵抗 [Ω]	0.022
消費電力 [kW]	474	消費電力 [kW]	244
最大磁場勾配 [T/m]	8.7	最大磁場勾配 [T/m]	5.0
幅 × 高さ × 長さ [m^3]	$2.4 \times 2.4 \times 0.88$	幅 × 高さ × 長さ [m^3]	$2.1 \times 1.54 \times 0.5$
磁極間隙 [m]	$\phi 0.31$	磁極間隙 [m]	$\phi 0.36$
鉄重量 [Ton]	37	鉄重量 [Ton]	12

S-2S の中心運動量は $^{12}\text{C}(K^-, K^+)_{\text{E}}^{12}\text{Be}$ 反応において三ハイパー核しきい値エネルギー近くのエネルギーに相当する K^+ 運動量 1.38 GeV/c に設定した。図 1.15 にそ

の運動学曲線を示す。飛跡検出器系も図 1.16 に示されるように、ここでアクセプタンスが最大となるように配置してある。これにより S-2S はビームラインスペクトロメータの運動量分解能 1.0×10^{-3} を上回る運動量分解能 6.0×10^{-4} と約 55 msr という立体角を併せ持ち、高エネルギー分解能と高統計を両立した実験を行うことを可能にする。

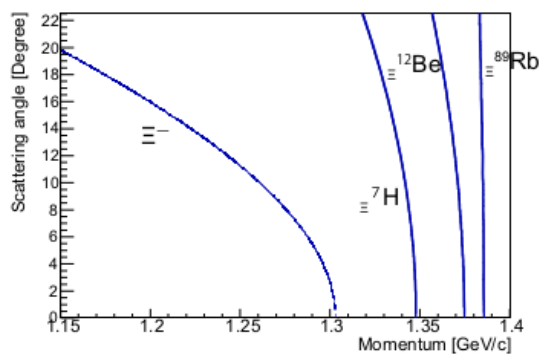


図 1.15: 1.8GeV/c の K^- が入射した際の (K^-, K^+) 反応で ${}^3\text{He}$ および ${}^7\text{H}$ ハイパー核が生成した際の K^+ の運動量。

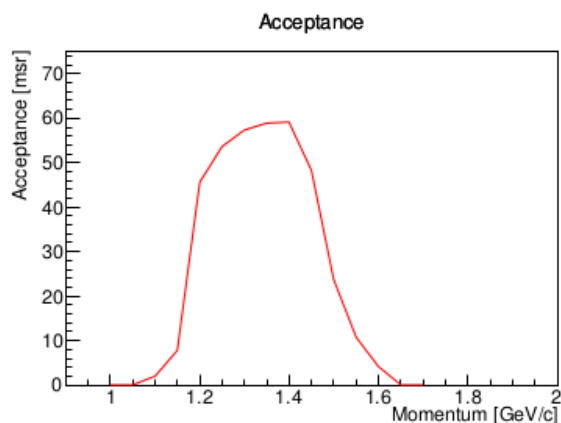


図 1.16: S-2S の運動量アクセプタンス特性。

1.2.5 パイロットランとその結果

J-PARC E05 実験を実際の J-PARC ハドロン実験施設の実験条件で行うことが可能かということの確認や、素過程 $p(K^-, K^+){}^3\text{He}$ の反応断面積のデータを新たに取得し、 ${}^3\text{He}$ ハイパー核分光実験に最適な K^- 粒子の運動量を決定することなどを目的として、2015 年 10 月から 11 月にかけて、J-PARC E05 実験パイロットランを行った。このパイロットランにおいては、散乱 K^+ 粒子に対して図 1.17 に示すような測定器系を用いた。

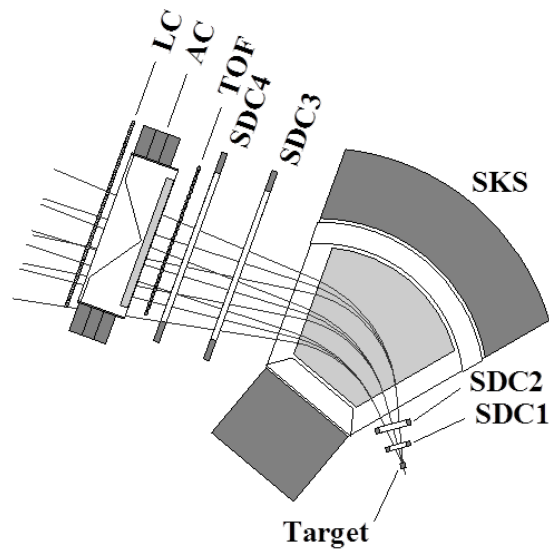


図 1.17: 散乱粒子スペクトロメータ SKS とその周辺の検出器。[25]

散乱粒子スペクトロメータとしては KEK-PS および J-PARC で数多くの中間子ビームを用いた分光実験に使われてきた SKS(Superconductive Kaon Spectrometer) を用いている。SKS は立体角が 110 msr と大立体角で、運動量分解能 $\Delta p/p$ は 3.0×10^{-3} (中心磁場 2.49 T) である。このスペクトロメータの前後に設置されている SDC1, SDC2, SDC3, SDC4 と呼ばれる 4 台のドリフトチェンバーを組み合わせることで散乱粒子の運動量を決定し、プラスチックシンチレータからなる TOF 検出器により粒子を識別する。オンラインのトリガーではエアロジェル ($n=1.05$) チェレンコフ検出器 AC、Lucite ($n=1.49$) チェレンコフ検出器 LC のチェレンコフ光の情報から p, π^+ をトリガーレベルで抑制する。パイロットランでは CH_2 標的および C 標的が用いられ、合計で 1.0×10^{11} の K^- 粒子を照射した。

解析が現在も進められているが、最新の結果 [25] として、図 1.18 に示すような素過程の散乱断面積の運動量依存性の比が得られ、 K^- 粒子の運動量は $1.8 \text{ GeV}/c$ が最適であることが従来の泡箱のデータより 2 桁近く統計精度のよい測定データによって確認できた。また、これまでで最高のエネルギー分解能である $\Delta M = 7 \text{ MeV}$ 程度の欠損質量のスペクトル (図 1.19) が得られ、 $\Xi^- + B$ 系の束縛エネルギーが $0 < B_E < 20$ の領域で 39 カウントの有意なカウントが観測された。よりエネルギー分解能と統計を高めることにより ${}^{12}_\Xi\text{Be}$ 状態の構造を詳細に観測する意義が増したといえる。

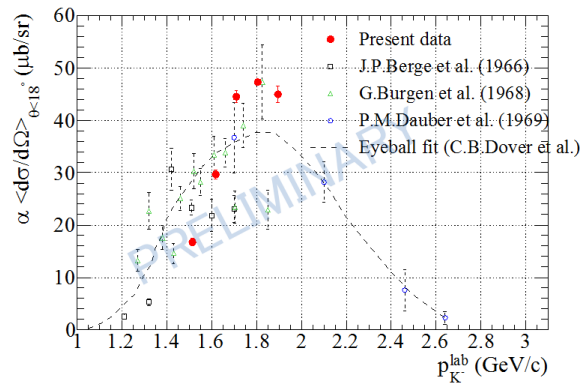


図 1.18: J-PARC E05 実験パイロットランで得られた $p + K^- \rightarrow K^+ + \Xi^-$ の断面積の K^- 運動量依存性 [25]。現在得られているのは比のみであるため、絶対値は図 1.11 中のデータに合わせて定数倍されている。

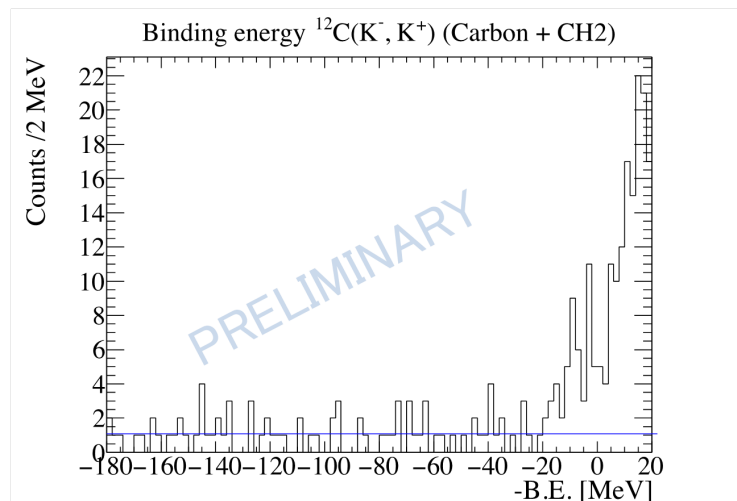


図 1.19: J-PARC E05 実験パイロットランで得られた欠損質量スペクトル [25]。青線は束縛エネルギーが十分大きく非物理的といえる領域のカウント数の平均で、バックグラウンドとみなしている。

1.2.6 S-2S 電磁石磁場分布と運動量分解能

S-2S を用いる J-PARC E05 実験では、散乱 K^+ 粒子に対する検出器系は図 1.20 に示すような構成になる。検出器構成とそれらの役割はパイロットランと同様だが、新たに開発した水 ($n=1.33$) チェレンコフ検出器 [26] が加わっている。これはエアロジェル ($n=1.05$) チェレンコフ検出器で識別することができない K^+ 粒子と陽子を弁別するための検出器で、 K^+ 粒子と陽子のどちらもチェレンコフ光を発生するが、 β が大きい K^+ 粒子の方がチェレンコフ光の光量が多いことを利用して両者を弁別する。

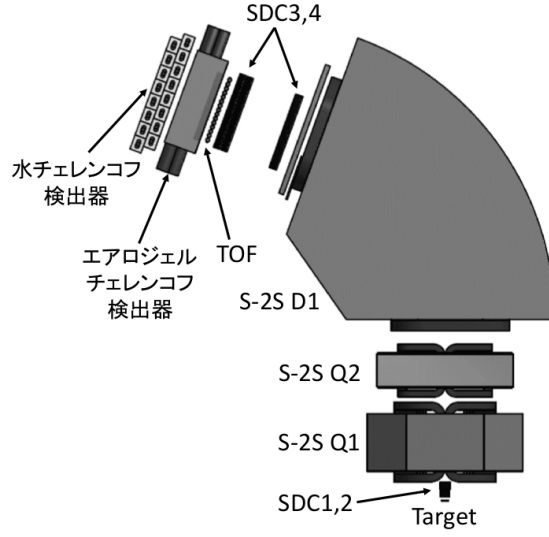


図 1.20: 散乱粒子スペクトロメータ S-2S とその周辺の検出器。

(K^-, K^+) 反応を用いた分光実験では、欠損質量は (1.1) 式

$$M_{\text{miss}} = \sqrt{(E_{K^-} + M_T - E_{K^+})^2 - (\mathbf{p}_{K^-} - \mathbf{p}_{K^+})^2} \quad (1.1)$$

によって表される。両辺を 2 乗して

$$\begin{aligned} M_{\text{miss}}^2 &= (E_{K^-} + M_T - E_{K^+})^2 - (\mathbf{p}_{K^-} - \mathbf{p}_{K^+})^2 \\ &= M_{K^-}^2 + M_{K^+}^2 + M_T^2 + 2(M_T E_{K^-} - M_T E_{K^+} - E_{K^-} E_{K^+} + p_{K^-} p_{K^+} \cos \theta) \end{aligned}$$

となるので、この式の偏微分を取ることで欠損質量分解能への各寄与を与える式が次のように得られる。

$$\Delta M^2 = \left(\frac{\partial M}{\partial p_{K^-}} \right)^2 \Delta p_{K^-}^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial p_{K^+}} \right)^2 \Delta p_{K^+}^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial \theta} \right)^2 \Delta \theta^2 + \Delta E_{\text{strag}}^2 \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial M}{\partial p_{K^-}} = \frac{1}{M} \{ \beta_{K^-} (M_T - E_{K^+}) + p_{K^+} \cos \theta \} \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial M}{\partial p_{K^+}} = -\frac{1}{M} \{ \beta_{K^+} (M_T + E_{K^-}) - p_{K^-} \cos \theta \} \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial M}{\partial \theta} = -\frac{1}{M} p_{K^-} p_{K^+} \sin \theta \quad (1.5)$$

ここで θ は実験室系における入射 K^- 粒子と散乱 K^+ 粒子の散乱角度、 ΔE_{strag} は標的中でのエネルギー損失のふらつきを表す。 K^- の運動量を 1.8 GeV/c、 K^+ の運動量を 1.3 GeV/c、標的原子核 ^{12}C の質量を 12 amu = 11.2 GeV として計算した (1.2) 式の 1 項目から 3 項目のそれぞれの寄与を表 1.2 に示す。ここで、 Δp_{K^-} については現在のビームスペクトロメータの性能である 1.0×10^{-3} を、 Δp_{K^+} については S-2S の設計値である 6×10^{-4} を用いた。また散乱角は図 1.21 に示す S-2S の角度アクセプタンス特性を参考に 5° とし、角度分解能は 2 mrad を仮定した。SKS の場合 2 項

目の寄与は3.74となるので、S-2Sにより $\Delta M < 2$ MeV の実験が可能になることがわかる。

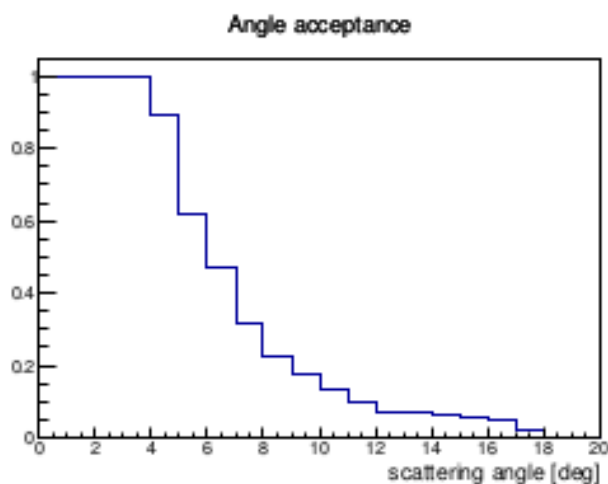


図 1.21: S-2S の角度アクセプタンス特性。

表 1.2: 欠損質量の分解能の式中の各項の寄与。

$\left(\frac{\partial M}{\partial p_{K^-}}\right)\Delta p_{K^-}$	$\left(\frac{\partial M}{\partial p_{K^+}}\right)\Delta p_{K^+}$	$\left(\frac{\partial M}{\partial \theta}\right)\Delta \theta$	$\Delta M(\Delta E_{\text{strag}} \text{を除く})$
1.67	0.89	0.04	1.89 [MeV] (FWHM)

また、目標とするエネルギー分解能 2 MeV を達成するためには標的中でのエネルギー損失のふらつきは 0.64 MeV (FWHM) 以下でなければならない。エネルギー損失のふらつきが 0.64 MeV (FWHM) は図 1.22 に示すシミュレーションから標的厚約 2 g/cm² に対応することがわかっている。¹²C をターゲットとする実験については、標的をシンチレーションファイバーで構成することで標的中でのエネルギー損失を測定、補正することで 10 g/cm² 程度の厚い標的を用いながらも欠損質量分解能を保つことが可能になる。このアクティブファイバー標的に関しても現在開発を進めている。

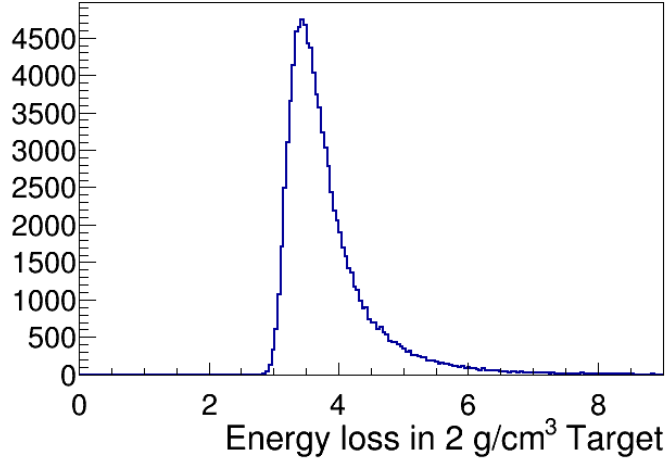


図 1.22: Geant4 シミュレーションにより得られた 1.3 GeV/c の K^+ が 2 g/cm^3 の CH2 内で損失するエネルギー。このグラフの半値全幅が ΔE_{strag} となる。

実験で得られる統計量について見積もる。ビームタイム 1 日あたりのハイパー核生成数 Y は、以下の式 (1.6) で表される。

$$Y = N_{K^-} \times N_{\text{target}} \times \frac{d\sigma}{d\Omega} \times \Delta\Omega \quad (1.6)$$

ここで、 N_{K^-} は 1 日あたり照射できる K^- 粒子数、 N_{target} は単位面積あたりのターゲット粒子数を示す。ビーム粒子数については、現在約 40 [kW] で運転している J-PARC のメインリングが約二倍の 80 [kW] へと大強度化することが予定されているため、E05 実験パイロットランの際の値の 2 倍を用いる。

$$N_{K^-} = 6 \times 10^5 \times 2 = 1.2 \times 10^6 [(\text{spill} = 6 \text{ s})] = 1.7 \times 10^{10} [\text{day}]$$

ターゲットについては、10 [g/cm²] のアクティブファイバー標的 (組成 CH) として、

$$N_{\text{target}} = \frac{10}{13} \times 6.02 \times 10^{-7} = 4.6 \times 10^{-7} [\mu\text{b}]$$

散乱断面積については、BNL-E885 実験の結果を参考に 0.060 [$\mu\text{b}/\text{sr}$] を、立体角には 55 msr を用いると、 Ξ ハイパー核の生成数は、

$$Y = 1.7 \times 10^{10} \times 4.6 \times 10^{-7} \times 0.060 \times 0.055 = 24 [\text{day}]$$

となる。これから、 K^+ 粒子が TOF 検出器の前で崩壊することにより粒子の識別に失敗する効果や、DAQ 効率を考慮すると実際に観測できる量は 1 日あたり 10 イベント程度となる。20 日のビームタイムで 200 イベント取得できることが見込まれ、図 1.7 などに示される理論計算から予測されるピーク構造を観測するために十分なイベント数といえる。

これまで行われてきた $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応を用いた $^{12}_{\Xi}\text{Be}$ の分光実験と S-2S を用いる実験について、ミッシングマス分解能と $0 < B_E < 20$ の領域でのイベント数を表 1.3 にまとめた。

表 1.3: 過去の ^{12}Be の分光実験と S-2S を用いる J-PARC E05 実験の比較。

	KEK-E224	BNL-E885	J-PARC E05 パイロットラン	J-PARC E05
$\Delta M[\text{MeV}]$	22	14	7	2
イベント数	3	67	39	200

実験は 2018 年度 ~2019 年度に行う。

1.3 本研究の目的

S-2S を使う実験では、飛跡検出器によって得た散乱粒子の飛跡と S-2S の計算磁場を用いて運動量の再構成を行う。計算磁場では、鉄芯材の B-H 曲線の非線形性やヒステリシス特性、実際の電磁石の細かな形状などの入力パラメーターの不定性のため、実物の電磁石の磁場を完全に再現することは容易でない。そこで我々は、磁場分布を実測して、これと計算磁場を比較することにより、これらのパラメーターの最適化を図ることとしている。これまでに、Q1, Q2 に対しては既に測定と計算磁場の最適化を行い、0.1 % の精度で測定磁場を再現することに成功している [27]。

本研究では、S-2S D1 電磁石について励磁曲線や長時間安定性、磁場設定の再現性といった基本的な性能を調べるとともに、計算磁場の最適化を行うための磁場分布の測定を行った。得られた磁場分布の精度を評価し、現状のモデルから得られた計算磁場を比較することで計算磁場の最適化をする上で必要な要素、磁場分布の誤差が S-2S の運動量分解能に対して与える影響についても議論する。

第2章 S-2S D1 電磁石と磁場測定器

2.1 S-2S D1 の電磁石としての特徴

S-2S D1 電磁石の写真を図 2.1 に示す。また D1 電磁石の仕様を表 2.1 にまとめる。今回 S-2S D1 電磁石に通電するための電源として、図 2.2 に示す IDX 社製 500kW 電源 PSB500 および BSP500 を用いた。これらの電源からは電流値調整のために $0.004 \times A = V$ という関係を満たすような DCCT 電圧が出力されており、この電圧値をデジタルマルチメータで読みながら電流を調整することにより 2.5 A の精度で電流を設定できる。

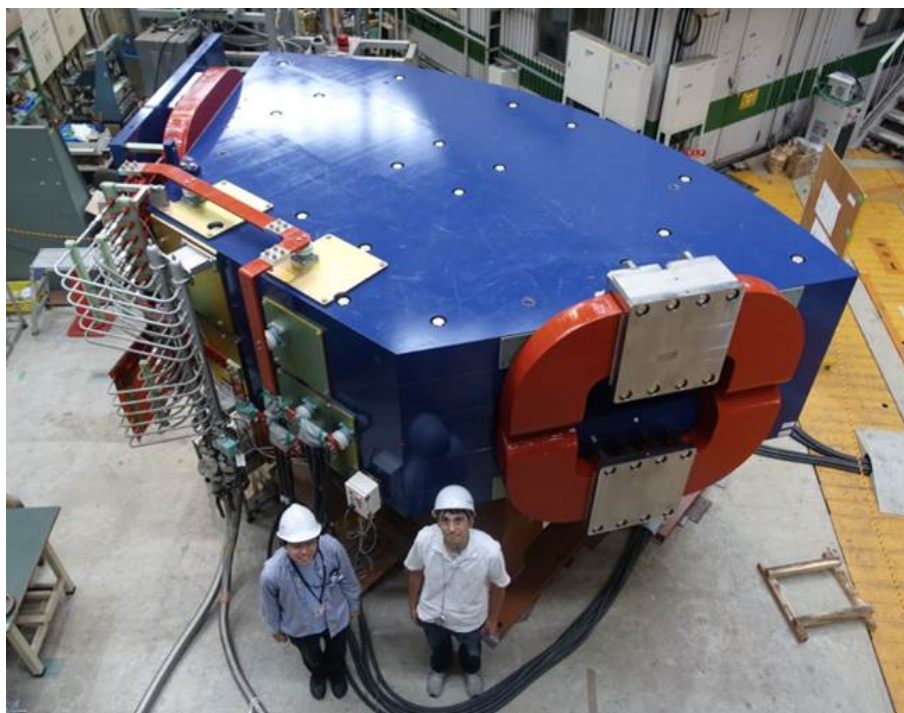


図 2.1: S-2S D1 電磁石。図の手前側が上流側で、奥側が下流側になっている。下流側には漏れ磁場の影響を抑えるためにエンドガードがつけられている。

表 2.1: S-2S D1 電磁石の仕様。

項目	D1 の性能
偏向角 [deg]	70
定格電流 [A]	2500
定格時の電圧 [V]	180
中心軌道半径 [m]	3
コイル巻き数	84(6層 14列)
コイル断面積 [cm ²]	$(2.47 \times 6) \times (2.75 \times 14) = (14.82 \times 38.5)$
コイル抵抗 [Ω]	0.081
最大中心磁場 [T]	1.475
磁極間隙体積 [m ³]	$3.67 \times 0.80 \times 0.32$
鉄重量 [Ton]	86

PSB 500



BPS 500



図 2.2: S-2S D1 電磁石に通電するのに用いた電源。

2.2 三次元磁場計算

磁場計算には COBHAM 社が提供している OPERA-3D(TOSCA)[28] を用いた。TOSCA は有限要素法を用い Maxwell 方程式を数値的に解き電磁場を計算する計算

コードである。磁場を計算するために必要な情報として、コイル、リターンヨークの形状を表す電磁石の3Dモデル、境界条件としてのコイルの起磁力、モデル中に存在する物質のBHカーブなどがある。本研究で用いる計算磁場は設計図通りの上下対称の電磁石のモデルを用いたため、境界条件として電磁場が磁極間隙の中心を挟んで上下対称であることが仮定されている¹。また計算の精度には3Dモデルを分割するメッシュの細かさが関係する。今回用いた計算磁場ではD1電磁石のヨーク部分は30 [mm]、磁極間隙内の空間と下流側の検出器が置かれる空間は20 [mm]をメッシュの大きさとし、それ以外のD1電磁石を囲む空間(バックグラウンド)のメッシュの大きさは100 [mm]とした。メッシュサイズを半分にして計算した磁場を用意し、磁場の各成分の差の分布をとったところ、 σ が約60 μT の分布になり、このメッシュサイズで計算したことによる誤差はこの範囲内に収まるといえる。

2.3 磁場測定器とその原理

2.3.1 ホールプローブ

電荷 q のキャリアを持ち、 z 方向厚さを t 、 y 方向厚さを b である半導体を考える。この半導体中で電流 $(I_x, 0, 0)$ を流し、 $(0, 0, B)$ という磁場をかけ十分時間が経過すると、ローレンツ力により半導体中でのキャリアの分布が偏り、 y 方向に電圧が誘起される。この現象はホール効果と呼ばれる。

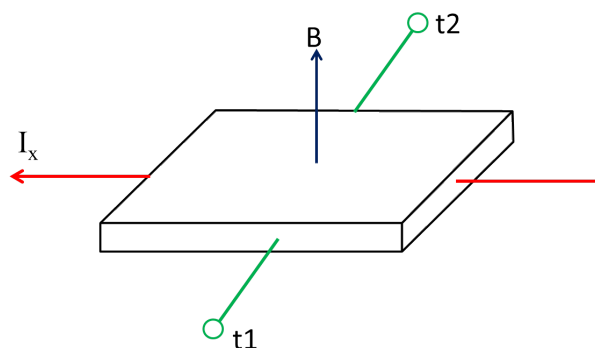


図 2.3: ホール効果の概念図。素子に磁場中で電流を流すと、磁場と電流に垂直な方向(端子 t_1 と t_2 間)に電圧が誘起される。

誘起される電場 E_y は、キャリア数密度 n を用いてキャリアの平均速度が $\frac{I_x}{nqtb}$ と書けることから、

$$qE_y = q \cdot \frac{I_x}{nqtb} \cdot B \Leftrightarrow E_y = \frac{B \cdot I_x}{nqtb} \quad (2.1)$$

となるので、半導体の y 方向にかかるホール電圧 V_H は、

$$V_H = bE_y = \frac{R_H B I_x}{t} \quad (2.2)$$

¹現実には、D1の下には鉄材からなる架台が存在するなど、上下対称性は破れている。

と書ける。ここで $\frac{1}{nq}$ をホール係数という。電流値、ホール係数、素子の厚さといった情報を既知とすれば、ホール電圧を測定することで磁場の値を測定することができる。

この方法の利点としては、一様な磁場に対しても勾配がある磁場に対しても同様に磁場を測定することができること、時間応答が比較的早いことがあげられる。一方、ホール係数は温度に依存するため、ホール電圧を磁場の値に変換する際に温度依存性が存在する。またホール電圧には磁場がない場合でも一定のオフセット電圧が存在するため、キャリブレーションが必要である。

また、一般に磁場の向きが $(B_T \cos \theta, B_T \sin \theta, B)$ と3成分となっている場合、ホール電圧は

$$V_H = \frac{I_x R_h B}{t} I_x + \frac{I_x \cdot C}{t} B_T^2 \sin 2\theta \quad (2.3)$$

となり、並行成分が寄与する項が加わる。この効果はホール・プラナー効果と呼ばれる。

2.3.2 核磁気共鳴素子

核子や電子などの粒子は量子数 $\frac{1}{2}$ のスピン \mathbf{I} をもつ。陽子数と中性子数のどちらかが偶数でない原子核も、 $|\mathbf{I}| \neq 0$ であるようなスピン \mathbf{I} を持ち、その磁気モーメント $\boldsymbol{\mu}$ は粒子ごとに固有の磁気回転比 γ を用いて $\boldsymbol{\mu} = \gamma \hbar \mathbf{I}$ と表される。

時間的にほぼ一定の値をとる磁場 $\mathbf{B} = (0, 0, B_0)$ とそれに直交し、微小振動する磁場 $\mathbf{B}_T = (2B_1 \cos(\omega t), 0, 0)$ を考える。磁場 $\mathbf{B} + \mathbf{B}_T$ 中にある原子核のハミルトニアン H の磁気モーメントに関する項を考えると

$$\begin{aligned} H &= -\boldsymbol{\mu} \cdot (\mathbf{B} + \mathbf{B}_T) \\ &= -\hbar\gamma \{I_z B_0 + 2I_x B_1 \cos(\omega t)\} \\ &= -\hbar\gamma I_z B_0 - \frac{\hbar\gamma B_1}{2} (I^+ + I^-) (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) \end{aligned} \quad (2.4)$$

ここで、スピン昇降演算子が $I^\pm = I_x \pm iI_y$ と表されることを用いた。このハミルトニアンの固有状態は角運動量 $m = -I, -I + 1, \dots, I$ の状態 $|m\rangle$ で、固有エネルギーは $\hbar\gamma m B_0$ である。固有状態 $|m\rangle$ から $|m + 1\rangle$ への単位時間当たりの遷移確率は、 $H_0 = -\hbar\gamma I_z B_0$ に $H' = -\frac{\hbar\gamma B_1}{2} (I^+ + I^-) (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})$ という摂動が加わったと考えてフェルミの黄金律を適用すると、

$$\frac{2\pi}{\hbar} |\langle m + 1 | H' | m \rangle|^2 \delta(\hbar\gamma B_0 - \hbar\omega) \quad (2.5)$$

と計算される。これより、 \mathbf{B}_T の角周波数 ω が $\omega = \gamma B_0$ を満たすとき遷移が起こることがわかる。これが核磁気共鳴 (NMR) の原理である。

\mathbf{B} を電磁石の作る磁場とする。NMR プローブは試料となる原子核を含む物質を \mathbf{B}_T を生み出すコイルの内部に含んでいて、コイルに流す電流 $I_0 = I_0 \cos \omega t$ の角周

波数を調整することで共鳴吸収が起こる周波数を測定でき、

$$B_0 = \frac{\omega}{\gamma} \quad (2.6)$$

により磁場の値が得られる。

NMRによる磁場測定の特徴として、式(2.6)にあるように B_0 が物質固有の量によって直接導かれていることにより、温度などに依存しない絶対磁場を測定できることがあげられる。一方、S/N比よく磁場を測定するためにはプローブ近傍の磁場が一樣であることが必要となり、加速器や検出器として用いられる電磁石のうち適用できる磁石、領域としてはD1電磁石の内部といったものに限られる。

2.4 測定器系

S-2S D1電磁石の磁場分布の測定に用いた測定器系を図2.4に示す。S-2S D1に対して設置されている様子を図2.5に示す。磁場測定器系は磁場分布を測定するための3軸ホールプローブ、位置の制御を行うための駆動装置とリミットスイッチ、駆動装置の架台、架台を固定する敷板で構成されている。駆動装置と三軸ホールプローブによる磁場分布測定のプロットを図2.6に示す。

また、D1電磁石の内部に中心磁場をモニターするためのNMRプローブを設置した。

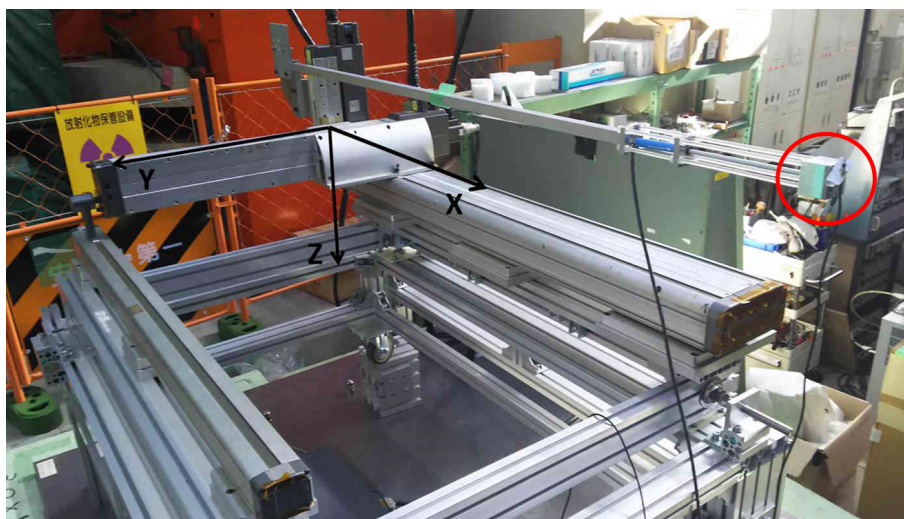


図 2.4: 磁場測定器系。架台の上に駆動装置が設置され、駆動装置に取り付けたステンレス製の棒の先端にホールプローブおよび制御用のリミットスイッチが取り付けられている。図中に赤で囲んだ部分にホールプローブの先端があり、その位置の磁場を測定する。図中の座標系は駆動装置の位置を表すために用いられる座標系である。

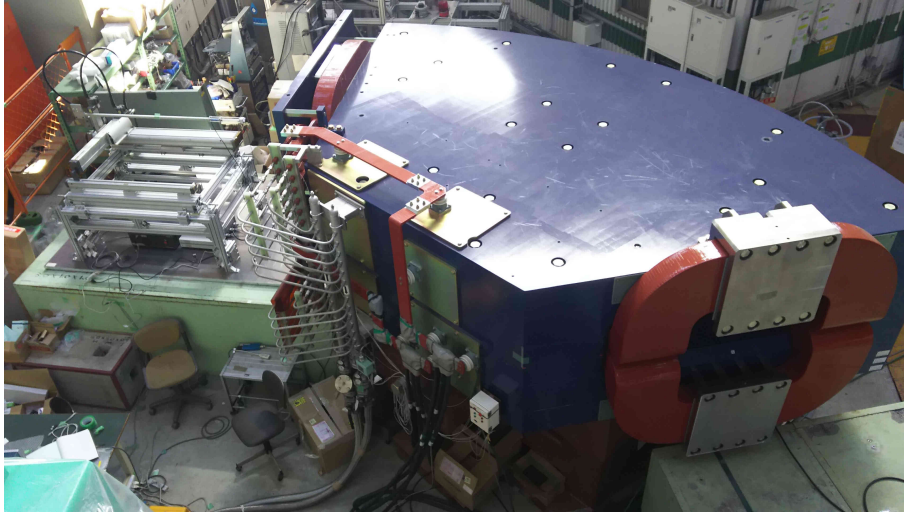


図 2.5: 磁場測定器系と S-2S D1 電磁石。測定器の高さを S-2S D1 のギャップの高さに近づけるための高さ 1m コンクリートブロックの上に架台を固定するための敷板が固定されており、その上に架台を固定している。



図 2.6: 駆動装置とホールプローブによる磁場測定概念図。ホールプローブを取り付けた棒を駆動装置で 3 次元的に移動し、ホールプローブの先端についた 3 つのホール素子で磁場の 3 成分を測定する。

2.4.1 NMR

NMR プローブ、テスラメータはエコー電子製 EFM-3000 AZ を用いた。プローブの写真を図 2.7 に示す。この NMR プローブには 4 種類の NMR 素子を取り付けられており、読み出す素子を切り替えることによって 4 段階の測定レンジを組み合わせることで 0.1 ~ 2 T の範囲の磁場を $1 \mu\text{T}$ の精度で読み出すことができる。信号を読み出すために必要な磁場の均一度は $1 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ であることを考慮し、下流側の磁極端から中心軌道に沿って 1 m の位置に 1.2 T ~ 2 T のレンジの素子が位置するように設置した。NMR プローブの設置精度は数 mm 程度であり、計算磁場データを用いて設置精度からくる磁場の測定値の誤差 (NMR プローブで得られた磁場の値の確度に対応する) を評価すると $1 \mu\text{T}$ 程度となる。



図 2.7: NMR プローブ。先端の A,B,C,D と記載されている点にそれぞれ素子を取り付けられている。

2.4.2 ホールプローブとガウスメータ

ホールプローブは Lake shore 社製 3 軸ホールプローブ MMZ-2508-UH を、それを読み出すガウスメータは Lake shore 製ガウスメータ Model 460 3-Channel Gaussmeter を使用した。図 2.8 にホールプローブの写真を、図 2.9 に公称されるホール素子の位置を示す。ホールプローブの先端部には 3 つのホール素子および温度計がついており、ガウスメータでは温度補正が行われた状態での各ホール素子で読み出した値を得られる。このホールプローブとガウスメータの組み合わせについて、磁場の測定精度のカタログスペック [30] は $10 \mu\text{T}$ 、確度は読み値の 0.1% となっている。



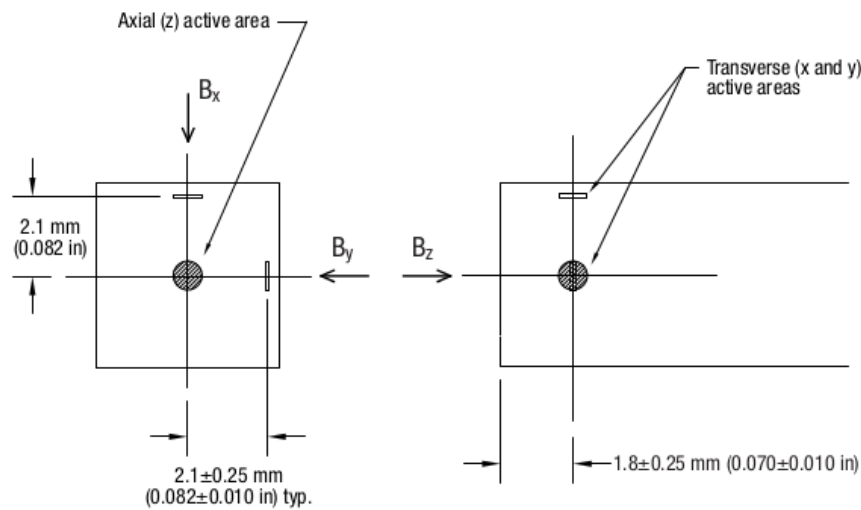
図 2.8: ホールプローブ MMZ-2508-UH。先端の黒い部分の内部に 3 つのホール素子と温度計が内蔵されている。

2.4.3 駆動装置

磁場分布を測定するために 3 軸ホールプローブを 3 次元的に移動させるための駆動装置は日本精機製ロボットモジュール、XY モジュールを 3 軸に組み合わせたものを用いた。この駆動装置はパルスモータの回転をボールねじにより直線運動に変換することで高精度の直線運動を実現しており、ポテンショメータによりパルスモータの回転角を測定することで、現在位置も把握することができるようになっている。この駆動装置は $10 \mu\text{m}$ の精度で動かすことができ、駆動範囲は図 2.4 の座標で表すと $1000 \times 450 \times 130 \text{ mm}^3$ である。

2.4.4 架台・敷板

S-2S のギャップの高さ方向の中心は 2m と高いため、測定器の高さをギャップに近づけるために 1m の高さのコンクリートブロックを設置した。測定器系を地面に対して水平に設置することと、コンクリートブロックの上に $1600 \times 2800 \times 300 \text{ mm}^3$ のアルミ板を敷板として設置した。コンクリートブロックに開けられたネジ穴にボルトを通すことで固定されており、また敷板面の水平方向高さのずれは最大で 0.8 mm のずれで設置されている。



NOTE: All active areas are approximated by a 0.76 mm (0.030 in) diameter circle

Active area: 3-axis

図 2.9: Lake Shore 社によって公称されているホール素子の位置 [29]。

架台を中心に測定器系を写した写真を図 2.10 に示す。架台は駆動装置が固定された上部架台とそれを載せる下部架台に分かれている。図 2.11 に示すように上部架台と下部架台の間にはレベリングフットが取り付けられており、これを調整することで上部架台の向きを微調整して固定する。レベリングフットは下部架台にも取り付けられており、架台全体が水平になるように調整できるようになっている。架台全体は敷板に付けられている固定用のねじ穴を介して固定されている。

2.4.5 リミットスイッチ

今回使用したホールプローブ MMZ-2508-UH は細長い形状をしていること、先端のホール素子と温度計が内蔵された箇所は衝撃に弱いことから、S-2S D1 電磁石およびエンドガードに接触すると破損する危険がある。次小節で述べる制御用のマクロプログラムにおいてもホールプローブと S-2S D1 電磁石が接触を防ぐような記述をしてあるが、架台の位置を変更するごとに制御用のパラメータが変化し、それを直接入力する必要がある。本研究では一度制御用のパラメータの入力を誤ったことによりプローブを破損したため、接触する直前にハード的に駆動装置を非常停止するような安全装置を導入した。

使用したリミットスイッチはオムロン製の触覚スイッチ D5B-551 である。図 2.12 にホールプローブの先端を固定している立方体状の治具に取り付けられたリミットスイッチを示す。スイッチの先端部分のワイヤーにもものが接触することでスイッチ

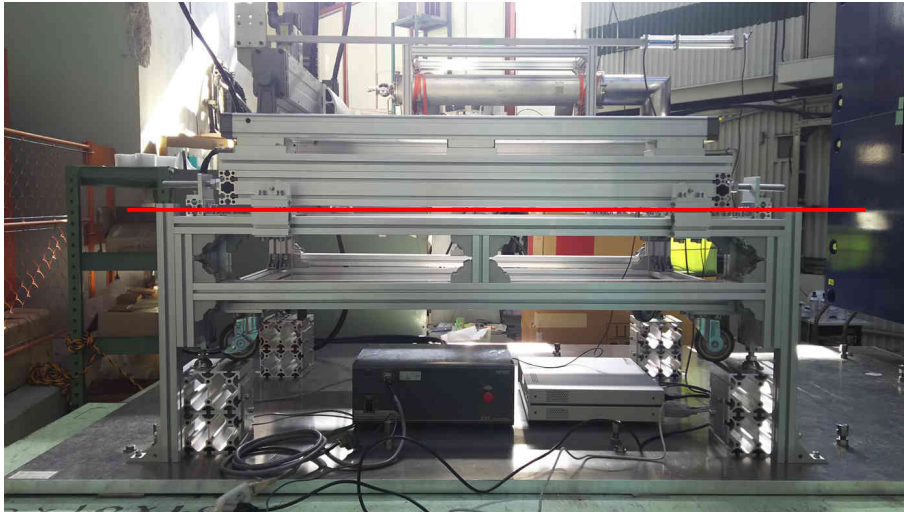


図 2.10: 測定器系を側面から移した図。赤線の上部が上部架台、下部が下部架台となっている。

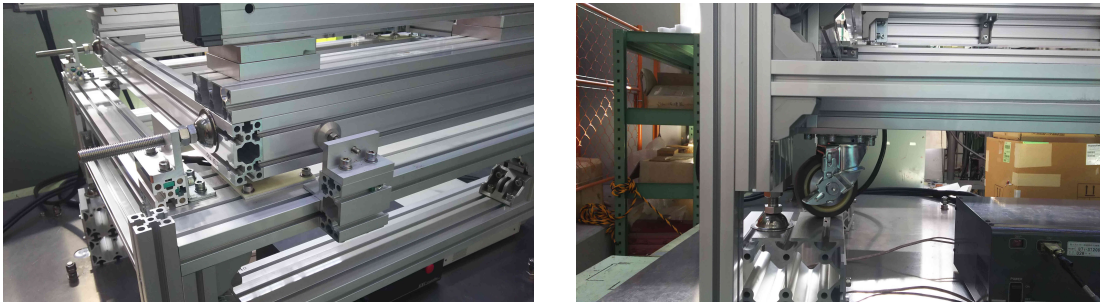


図 2.11: 架台の位置の微調整機構。左側が上部架台と下部架台の間にある機構で、これを調整することで上部架台の向きを微調整することができる。右側が下部架台についている機構で、これを調整することで架台を水平に置くことができる。

が切りかわり、導線が電氣的に断線するという仕組みである。

駆動装置の制御システムは、非常停止回路がオープンになることで緊急停止するようになっている。また特定の2つの端子をショートさせることで非常停止回路をノーマルオープンからノーマルクローズへと切り替えることができるようになっている。この2つの端子にリミットスイッチを接続することで、初期状態では2つの端子がリミットスイッチの導線によりショートするので非常停止回路がノーマルクローズ状態となり、リミットスイッチに電磁石が接触した状態では2つの端子がショートしないので非常停止回路がオープンに切り替わり、駆動装置が緊急停止する。

2.4.6 測定器系の制御

磁場分布の測定においては、

- ・ 駆動装置により測定点にホールプローブを移動する



図 2.12: ホールプローブの先端が固定されているアルミ製の治具とリミットスイッチ。先端のワイヤー部分が押し込まれることでスイッチが切りかわり、導線が電氣的に断線するという仕組みになっている。

- ・ 磁場の時間変動を補正するための NMR プロブの読み出し
- ・ 測定点でのホールプローブでの測定値の読み出し

という、3種類の装置を同時に制御する。図 2.13 に示すように駆動装置の制御は RS-232C 規格で、NMR プロブの値の読み出しは TCP-IP 通信で、ホールプローブの値の読み出しは USB 接続したコンピュータでそれぞれ行えるようになっている。これらの制御を統合した EXCEL-VBA マクロプログラムを作成した。図 2.14 にマクロを搭載した Excel シートを、図 2.15 に磁場分布測定のプロフローチャートを示す。

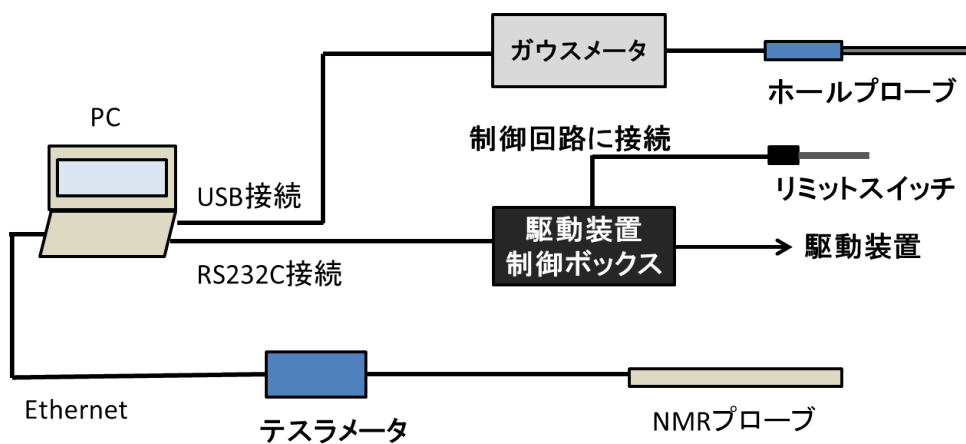


図 2.13: 制御用 PC と NMR プローブ、ホールプローブ、駆動装置の接続の概念図。

現在位置表示				x [mm]	y [mm]	z [mm]	置き方	12
				31.75	38.69	0.04		
測定開始		強制終了		0	waittime[ms]	2000	測定再開	
測定開始時刻	2016/12/25 10:56							
測定終了時刻	2016/12/25 11:51							
測定点番号	設定値(機械座標)			磁場			NMRdat	NMR改行削除NMR磁場[T]
	x	y	z	x	y	z		
1	681.75	38.69	0.04	-0.000849	0.04527	0.05327	1474344	1474344
2	681.75	88.69	0.04	-0.001092	0.04435	0.05358	1474343	1474343
3	681.75	138.69	0.04	-0.001366	0.04431	0.05354	1474339	1474339
4	681.75	188.69	0.04	-0.001783	0.04421	0.05355	1474341	1474341
5	681.75	238.69	0.04	-0.002555	0.04407	0.05356	1474339	1474339
6	681.75	288.69	0.04	-0.003893	0.04382	0.05353	1474351	1474351
7	681.75	338.69	0.04	-0.006336	0.04365	0.05292	1474345	1474345
8	681.75	388.69	0.04	-0.01022	0.04341	0.05039	1474339	1474339
9	681.75	438.69	0.04	-0.014408	0.04213	0.04338	1474343	1474343
10	681.75	438.69	20.04	-0.013067	0.04586	0.03796	1474339	1474339
11	681.75	388.69	20.04	-0.010793	0.05016	0.04274	1474345	1474345

図 2.14: EXCEL-VBA マクロにより測定器の制御を行う Excel シート。青色の枠で囲まれた部分に測定点の座標をリスト化し、測定開始ボタンを押すことで順次リスト化された座標へとホールプローブを移動させ、赤色の枠で囲まれた領域に素の座標での NMR プローブの値とホールプローブでの測定値を記録していくようになっている。

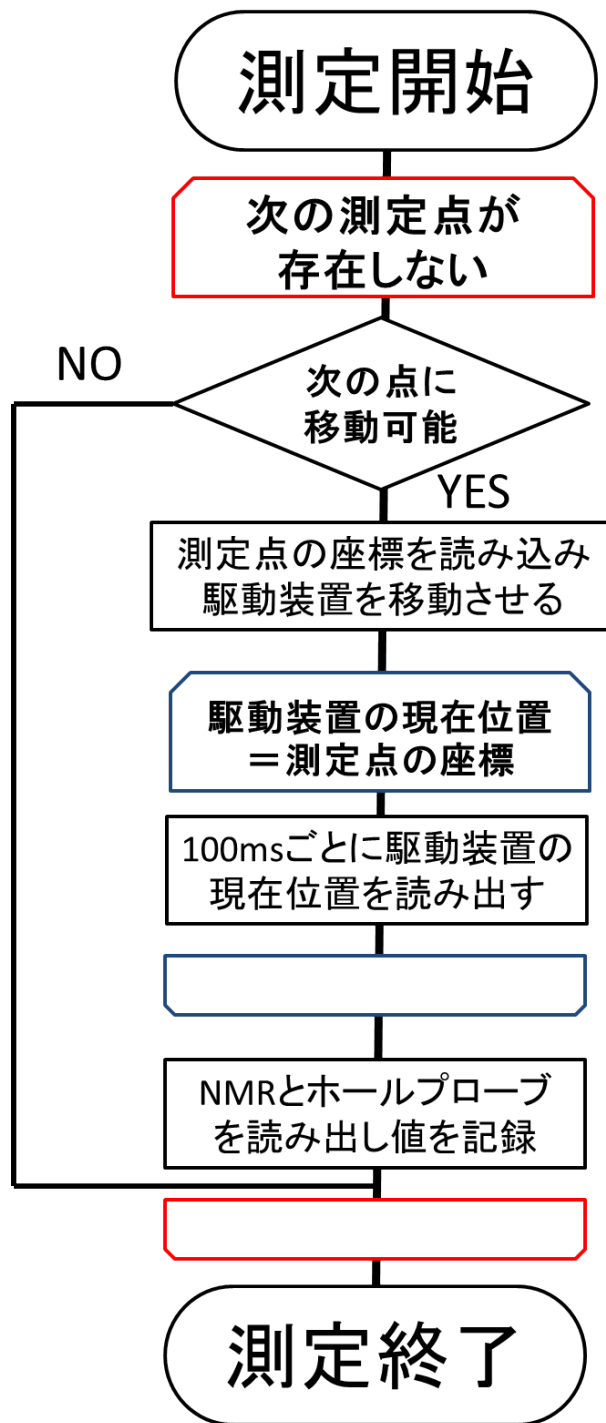


図 2.15: EXCEL-VBA マクロによる磁場分布測定のプロージャート。異なるループを色分けしてある。次の測定点に移動できるか否かの判定は測量によるプローブの座標データをパラメータとして入力し、それを利用する。フローチャートには記載していないが、測定の一時中断(強制終了)及び再開も可能である。

第3章 磁場測定と磁場解析

3.1 S-2S D1 電磁石の基本的性能

磁場分布の測定を行う前に、S-2S D1 電磁石の基本的な性能を NMR プローブを用いた磁場測定により調べた。

3.1.1 時間経過に対する磁場の安定性

1500A を電磁石に通電し、通電直後から 86 分間にわたって 30 秒ごとに NMR プローブの値を読み出した。時間と NMR プローブの値の関係を示したグラフを図 3.1 に示す。10 分経過以後のデータに関して NMR プローブの値のばらつきを計算すると $\sigma = 1.6 \mu\text{T}$ となり、NMR プローブの測定精度が $1 \mu\text{T}$ 程度であることから、励磁から 10 分が経過すると中心磁場が測定精度の範囲でほぼ一定となったとみなせる。以後の測定では通電から 10 分以上経過してから NMR プローブで S-2S D1 電磁石の中心磁場の値を取得するようにした。

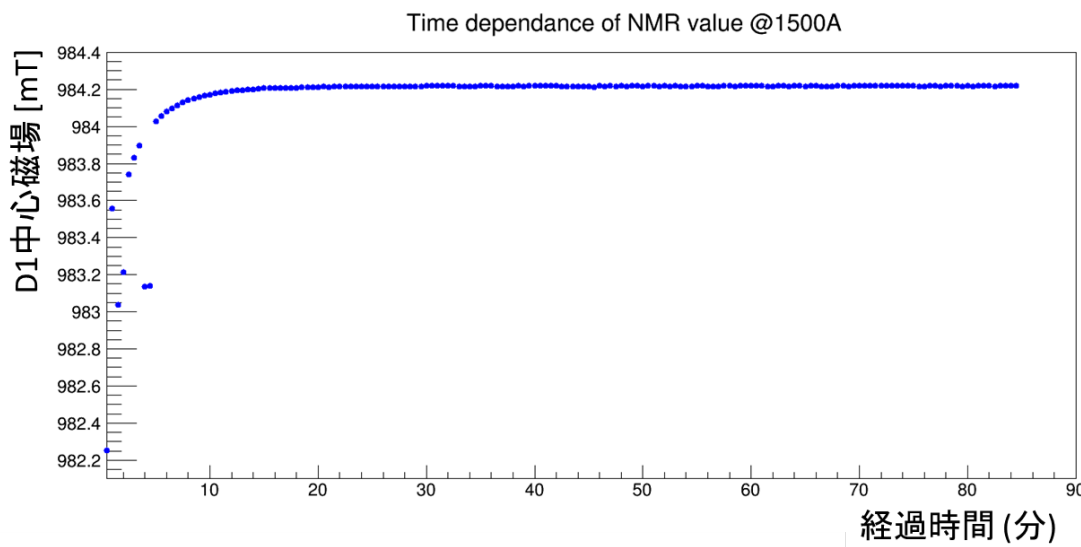


図 3.1: 励磁してからの時間に対する NMR プローブの値の変化。横軸が時間 (分)、縦軸が NMR プローブの値 (mT) となっている。

3.1.2 励磁曲線とヒステリシスの影響

0 A から通電を開始し、300A、500A、…、1900A、2000A、2100A、2300A、2500A と電流値を上げながら NMR プロブの値を取得した。そののち 2500A、2300A、2100A、2000A、1900A、… 500A と電流値を下げながら NMR プロブの値を取得した。これらのデータにより S-2S D1 電磁石の励磁曲線を取得した。電流値と中心磁場の値の関係を図 3.2 に示す。また、この測定を行った後、電流値を 0 にして、再

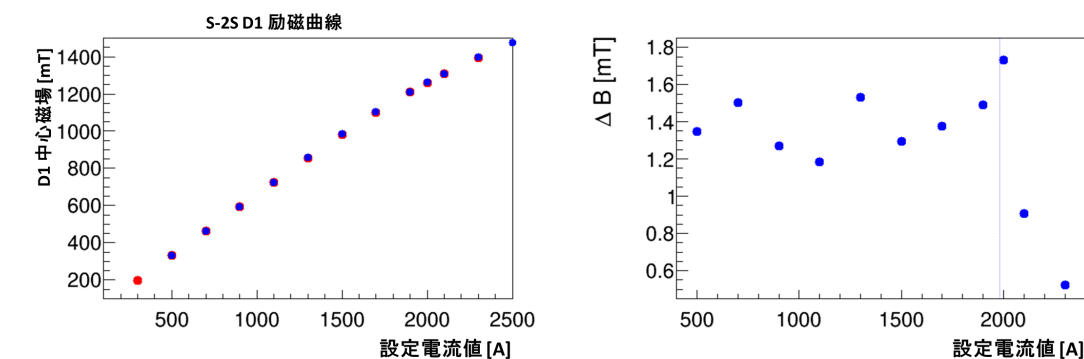


図 3.2: S-2S D1 電磁石の励磁曲線。左図の赤色の点が電流値を上げながら取得したデータで、青色の点が電流値を下げながら取得した点である。右図は電流値を上げているときと下げているときの磁場の値の差を示す。

度電流値を上げながら中心磁場の値を測定したところ、0.04%の範囲で最初に電流値を変えながら取得した磁場の値と一致した。ヒステリシスの効果は無視できることがわかった。

3.2 測定器系の特性

3.2.1 ホールプローブ中のホール素子の位置の測定

ホールプローブ中のホール素子の正確な位置を決定するために、図 3.3 に示すような装置を作成した。この装置では、円錐型のピンに表面の磁場が 0.6 T のネオジム磁石をとりつけ、ピンの先端付近に局所的な磁場を作り出す。ピンをステージを用いて移動させながらホールプローブの各成分が最大となる点および、0 となる位置を探することでホールプローブ中の 3 つの素子の位置を測定した。例として z 成分を測定するためのホールプローブの位置は、 xy 平面内でピンを動かし z 成分の絶対値が最大になった座標と、 yz , zx 平面内でピンを動かし z 成分が 0 になった座標から求める。位置の精度はホールプローブで読み出した磁場が最小値から $+20\mu\text{T}$ に収まる範囲として定めた。 z 成分の絶対値が最大となる (x, y) 座標の測定データを図 3.4 に示す。

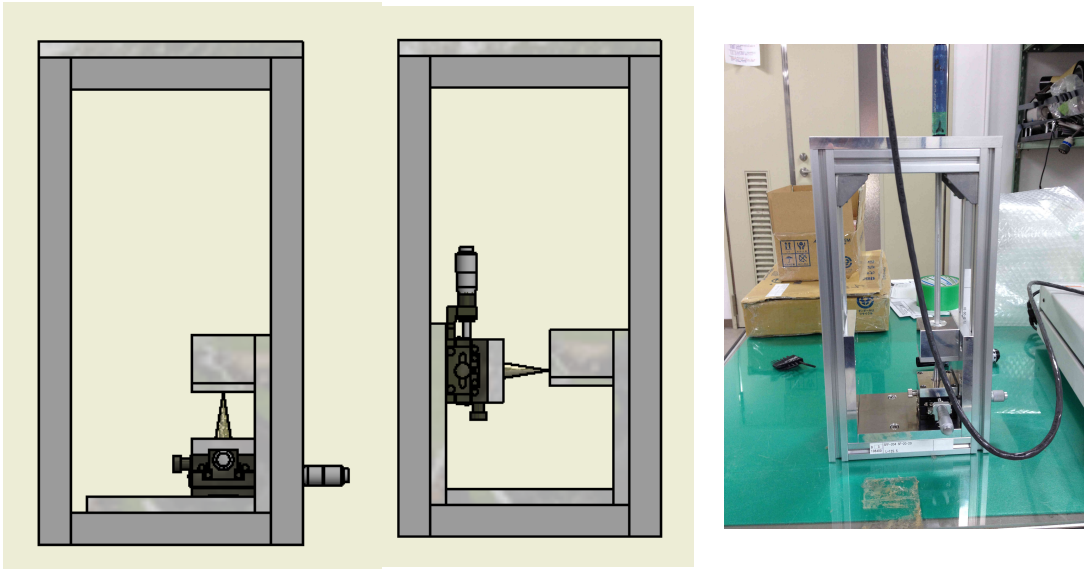


図 3.3: ホールプローブ中の素子の位置を測定するための装置。左の 2 枚の画像のようにステージ及びピンを付け替えることでプローブの各面と平行にピンを動かすことができる。右の写真は実際の測定の様子を示す。

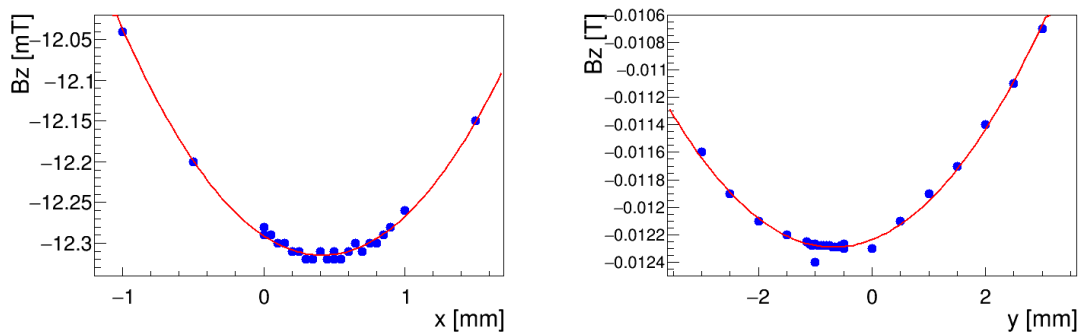


図 3.4: プローブ中の素子の位置の測定データ。 y 座標を変化させて最小となる点を探し、そのあと x 座標を変化させて最小となる点を探した。

このような測定によって約 $300 \mu\text{m}$ の精度で求めた素子の位置を図 2.9 に書き込んだものを図 3.5 に示す。プローブ内の素子の位置は公称される位置と誤差の範囲内でほとんど一致することがわかった。また、 xy 平面内、 yz 平面内、 zx 平面内でピンを動かしたとき、 $(0, 0, B_z)$ 、 $(B_x, 0, 0)$ 、 $(0, B_y, 0)$ となる点が存在したことから、3 つのホール素子は互いに垂直に、かつ直方体状のプローブ先端部の各面に平行についていることも確認された。

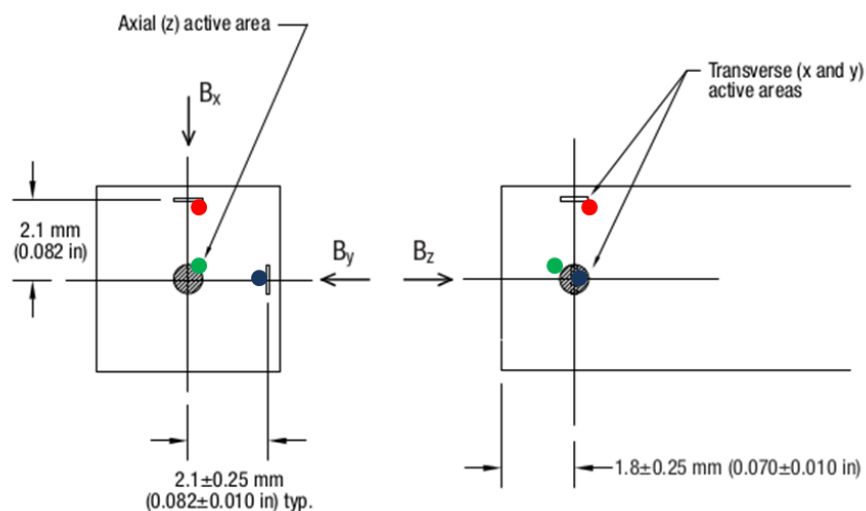


図 3.5: Lake Shore 社によって公称されているホール素子の位置 [29] に実際に測定した各素子の位置を書き足したもの。赤が x 成分、青が y 成分、緑が z 成分を測定するための素子を表す。

3.2.2 ホールプローブ移動後の振動による測定値への影響

ホールプローブは図 2.4 に示したように、駆動装置に取り付けた 130 cm のステンレス製の棒の先端に取り付けられている。磁場分布測定の際に駆動装置を動作させると、このステンレス製の棒が振動することによりホールプローブの位置が変動してしまう。この影響を調べる。

x, y, z 方向それぞれについて、 ± 50 mm の移動を組み合わせた 26 通りが考えられる。磁場の変動が大きい磁極端付近においてプローブを移動させた後、約 $200 \mu\text{s}$ ごとに 60 回連続でホールプローブの値を読み出して記録した。図 3.6 に移動後の時間と、ホールプローブの値の変動割合を示す。これより、移動後 2 秒以降はホールプローブの値の変動割合は 0.06% に収まることがわかる。

また、この測定で得られた移動後 2 秒以降のデータは、同じ条件でホールプローブを連続的に読み出して取得したデータであるため、その値のばらつきはホールプローブの測定誤差の評価に用いることができる。これによりホールプローブの測定誤差は $\sigma = 30 \mu\text{T}$ と評価された。

3.3 磁場分布測定

3.3.1 測定領域と測定点の間隔

本研究における磁場分布測定の目的は計算磁場の最適化をする上での比較対象とするためであるので、計算磁場と測定した磁場の誤差が大きくなることが予想される領域を中心に測定する。計算磁場と測定した磁場の誤差が小さい領域として、磁石の中心付近の磁場がほぼ一樣になる領域と、磁石から十分距離があり磁場の大き

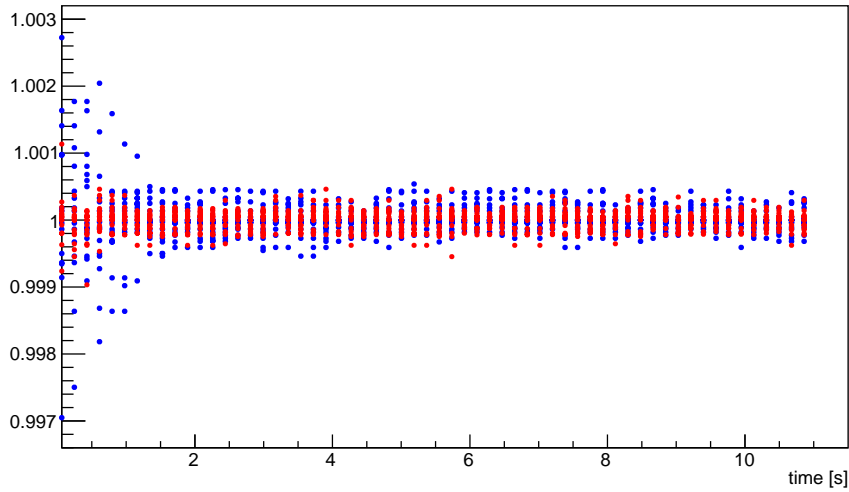


図 3.6: ホールプローブの位置を移動させてからの時間依存性。縦軸には最後の 3 秒間でのホールプローブの値の平均で規格化したホールプローブの値を、横軸は時間を示している。青い点が Z 成分を、赤い点が Y 成分のデータ点である。X 成分はもともとの値が約 $300 \mu\text{T}$ と小さく、測定精度が測定値の数%となるため除外した。

さが十分小さい領域が考えられる。この点を踏まえて図 3.7 に示す S-2S D1 電磁石の計算磁場を参考に測定領域を決定する。中心磁場との差が 0.1 % 未満となる領域

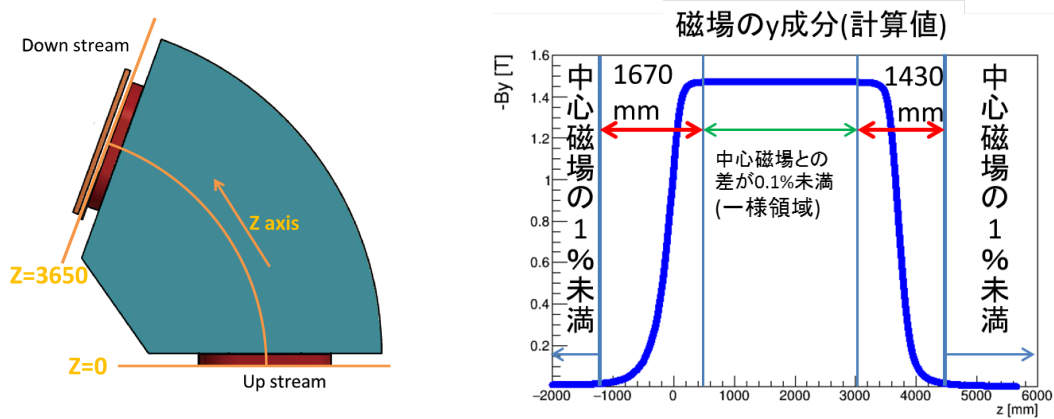


図 3.7: 測定領域を決定するための磁場計算の座標設定と y 成分の計算結果。

を一様領域と定義し、磁場の y 成分の大きさが中心磁場の 1% 未満となる領域を磁場の大きさが十分小さい領域と定義した。この間の領域の磁場測定を行うことにした。

測定体積は、S-2S D1 電磁石の開口部の面積が $800 \times 320 \text{ mm}^2$ であることと合わせ、磁極の上流側、下流側それぞれに対して $1700 \times 800 \times 320 \text{ mm}^3$ の領域を測定することにした。測定器系においてホールプローブを移動させる駆動装置の可動範囲が $1000 \times 450 \times 130 \text{ mm}^3$ であるため、12 通りに架台を動かすことで測定領域全体

をカバーする。本論文では図 3.8 に示す下流側の測定領域のうちの 10 通りの置き方について取得したデータ (体積では下流側の測定領域のうち約 85%に相当する) について議論する。

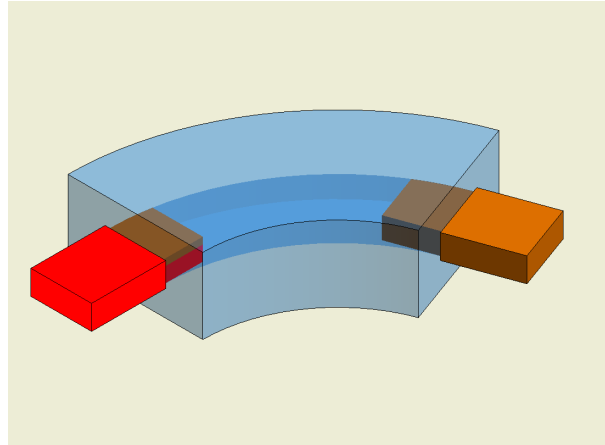


図 3.8: 磁場測定を行う領域。赤色の領域が本研究で磁場測定を行った領域で、橙色の領域は今後磁場測定を行う領域である。

磁場分布を取得する電流値は、BH カーブの違いによる計算磁場と測定磁場分布の違いを明確にするため、1000A(BH カーブが線形)、1500A、2000A、2500A の 4 通りとした。

測定点の間隔はそれぞれの方向について 50 mm、50 mm、20 mm とした。1 通りの架台の置き方、電流値に対し測定点は 1080 点となる。

3.3.2 ホールプローブの位置の測定

ホールプローブの位置は駆動装置で制御を行うが、駆動装置の制御に用いる座標 (図 2.4 中の座標系、 x, y, z と表記する) と、S-2S D1 電磁石に対する位置の対応を付ける必要がある。またホールプローブを取り付けているロッドのたわみなどにより、ホールプローブは S-2S D1 電磁石に固定された座標 (計算磁場の座標系、 X, Y, Z と表記する) に対して傾いている。

そこで、以下に述べる手順で測量によりホールプローブの位置、駆動装置の制御に用いる座標およびホールプローブの S-2S D1 電磁石に固定された座標系に対する傾きを調べた。

まず図 3.9 に示すように、磁極端から 336 mm、エンドガードから 20 mm の位置に x, Z 座標の基準となるセオドライトを、S-2S の開口部の中心につけられている罫書に合わせて y, X 座標の基準となるセオドライトを、高さ 2 m の位置に z, Y 位置の基準となるセオドライトを設置した。

図 3.10 に示すようにホールプローブを固定する治具に罫書がついており、駆動装置を動かして罫書をセオドライトおよびレベルの視界の中心に来るようにして、その時の (x, y, z) の値を記録する。これによりホールプローブの S-2S D1 電磁石に固定

された座標系に対する位置、および複数のホールプローブの固定点の座標を測定することによってホールプローブの傾きを測定することができる。また、駆動装置の座標 A を固定しながら座標 B を動かし、同じ罫書を見たときの座標 C の値を (A, B, C は x, y, z の組み合わせ) 測定することで、駆動装置の制御に用いる座標系の S-2S D1 電磁石に固定された座標系に対する傾きを測定することができる。

セオドライトで罫書を見ることによる位置の測定精度は約 $50 \mu\text{T}$ で、ホールプローブの傾きに対する測定精度は約 0.1° 、座標軸の傾きに対する測定精度は約 0.01° である。

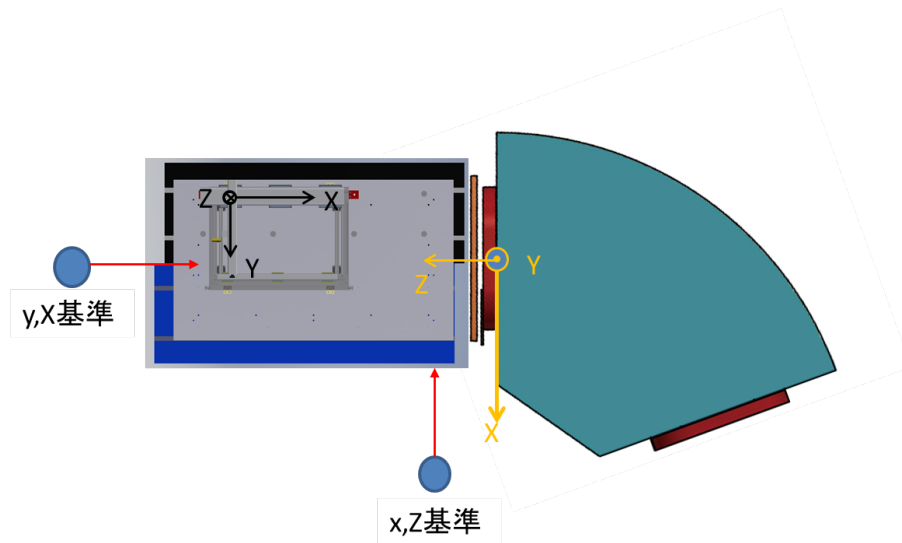


図 3.9: S-2S D1 電磁石に固定された座標系と駆動装置の制御に用いる座標系。

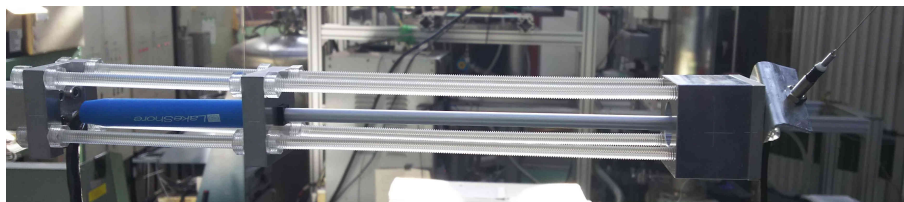


図 3.10: ホールプローブを固定している治具。3つある直方体状の部品それぞれの各面に罫書が入っている。

3.3.3 測定データの較正及び磁場分布

測定によって得られるデータはホールプローブの位置の座標 (x, y, z) および 3 軸ホールプローブの値 (b_x, b_y, b_z) である。この値に対してバックグラウンド磁場の値、NMR プローブで読み出した中心磁場の値を考慮した補正を加えつつ、計算磁場と比較できるように座標系を変換し、 (X, Y, Z) 、 (B_X, B_Y, B_Z) を得る。座標軸の向き

の違いも考慮して、 (x, y, z) を (X, Y, Z) 座標に変換する式は以下のようになる。

$$X = X_0 + (y - y_0) \cos \theta_X + (z_0 - z) \sin \theta_Y \sin \phi_Y + (x_0 - x) \sin \theta_Z \cos \phi_Z \quad (3.1)$$

$$Y = Y_0 + (y - y_0) \sin \theta_X \cos \phi_X + (z_0 - z) \cos \theta_Y + (x_0 - x) \sin \theta_Z \sin \phi_Z \quad (3.2)$$

$$Z = Z_0 + (y - y_0) \sin \theta_X \sin \phi_X + (z_0 - z) \sin \theta_Y \cos \phi_Y + (x_0 - x) \cos \theta_Z \quad (3.3)$$

ここで、 (X_0, Y_0, Z_0) は (X, Y, Z) 座標の基準点で、 $Z = 0$ が磁極面、 $Z = 0$ における磁極間隙の中心の座標が $(-3000, 0, 0)$ となるように定める。 (x_0, y_0, z_0) は Z_0, X_0, Y_0 に対応する (x, y, z) 座標、 $\theta_X, \phi_X, \theta_Y, \phi_Y, \theta_Z, \phi_Z$ は y, z, x 軸の X, Y, Z 軸に対する角度を示す。磁場の補正を示す式は次のようになる。

$$B_X = f_{\text{NMR}} \{R_{11}(b_x - b_{x_{\text{bg}}}) + R_{12}(b_y - b_{y_{\text{bg}}}) - R_{13}(b_z - b_{z_{\text{bg}}})\} \quad (3.4)$$

$$B_Y = f_{\text{NMR}} \{R_{21}(b_x - b_{x_{\text{bg}}}) + R_{22}(b_y - b_{y_{\text{bg}}}) - R_{23}(b_z - b_{z_{\text{bg}}})\} \quad (3.5)$$

$$B_Z = f_{\text{NMR}} \{R_{31}(b_x - b_{x_{\text{bg}}}) + R_{32}(b_y - b_{y_{\text{bg}}}) - R_{33}(b_z - b_{z_{\text{bg}}})\} \quad (3.6)$$

ここで、 $\{R_{ij}\}$ は X 軸周り、 Y 軸周り、 Z 軸周りのホールプローブの回転角 $\theta_{YZ}, \theta_{ZX}, \theta_{XY}$ を補正するための回転行列であり、 f_{NMR} は中心磁場の時間変動を NMR プローブでの測定値により補正する係数である。

\mathbf{B} の各成分の偏導関数は、 X, Y, Z が x, y, z の関数であることから $\mathbf{B}(X, Y, Z) = \mathbf{B}(x, y, z)$ と変数変換し、以下のようにして計算する。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial X} = & \frac{\partial x}{\partial X} \frac{\mathbf{B}(x + \Delta x, y, z) - \mathbf{B}(x - \Delta x, y, z)}{2\Delta x} \\ & + \frac{\partial y}{\partial X} \frac{\mathbf{B}(x, y + \Delta y, z) - \mathbf{B}(x, y - \Delta y, z)}{2\Delta y} \\ & + \frac{\partial z}{\partial X} \frac{\mathbf{B}(x, y, z + \Delta z) - \mathbf{B}(x, y, z - \Delta z)}{2\Delta z} \end{aligned} \quad (3.7)$$

ここで、 $\Delta x = 50, \Delta y = 50, \Delta z = 20$ は測定点の間隔 (mm) である。測定領域の端の測定点に関しては、片側の差分を Δ で割った式を代わりに用いる。

補正に必要なパラメータは $\theta_{XY}, \phi_X, \phi_Y, \phi_Z$ 以外は測量から得ることができるが、このパラメータを決めるため、また他のパラメータについてもより高精度で決定するために、一部の測定領域のデータを用いてパラメータフィッティングを行い決定した。パラメータフィッティングの手順は以下のようになる。

1. D1 電磁石の開口部の中心 ($Y = 0$) を含む 4 通りの置き方について取得したデータに関して

測定磁場と計算磁場 $\mathbf{B}(X, Y, Z)$ の差のベクトルの大きさが最少となるようにパラメータフィッティングを行う。この領域では $B_x \ll B_z \ll B_y$ という関係が成り立っているため、 $\theta_{YZ}, \theta_{ZX}, \theta_{XY}$ を正確に決めることができる。(フィッティング 1) 次に $Y = 0$ 付近のデータのみ限定してパラメータフィッティングを行う (フィッティング 2)。 Y 座標が正確に 0 であれば B_Z の Y 座標依存性が大きい磁極端付近でも $B_Z = 0$ となるはずだが、それからの磁場の値のずれを参考に z_0 の値と $\theta_X, \theta_Y, \theta_Z, \phi_X, \phi_Y, \phi_Z$ の値をより正確に決定することができる。

2. D1 電磁石の開口部の中心を含まない残り 6 通りの置き方について取得したデータに関して、

フィッティング 1 は 1. の時と同様に全体の測定データについてパラメータフィッティングを行った。フィッティング 2 については、1. で得た測定磁場と共通な領域で取得したデータのみ限定してフィッティング 2 を行った。

測量およびパラメータフィッティングで得たパラメータの値およびその誤差を表 3.1 に示す。

表 3.1: 2500A の測定を行ったうちの 1 つのセットアップに関する測量およびフィッティングで求めたパラメータとその誤差。(影響なし) という結果は、 θ は 5° 未満、 ϕ は $\pm 180^\circ$ 、位置は 3mm 以内というフィッティング範囲内全体が誤差の範囲に収まったことを示す。

パラメータ	測量値	フィッティング 1 による値	フィッティング 2 による値
θ_{XY}	– (0)	0.0026 ± 0.0002 [rad]	0.0026 ± 0.0002 [rad]
θ_{YZ}	-0.010 ± 0.002	-0.0105 ± 0.0002 [rad]	-0.0105 ± 0.0002 [rad]
θ_{ZX}	-0.0005 ± 0.003	-0.0300 ± 0.0007 [rad]	-0.0300 ± 0.0007 [rad]
θ_X	0.0050 ± 0.0001	– (0.0050 ± 0.0001)	0.007 ± 0.0004 [rad]
θ_Y	0.0040 ± 0.0001	– (0.0040 ± 0.0001)	(影響なし)
θ_Z	0.0020 ± 0.0001	– (0.0020 ± 0.0001)	0.003 ± 0.004 [rad]
ϕ_X	– (0)	– (0)	0.40 ± 0.09
ϕ_Y	– (0)	– (0)	(影響なし)
ϕ_Z	– (0)	– (0)	(影響なし)
x_0	0.00 ± 0.05 [mm]	– (0.00 ± 0.05) [mm]	(影響なし)
y_0	0.00 ± 0.05 [mm]	– (0.00 ± 0.05) [mm]	(影響なし)
z_0	0.00 ± 0.05 [mm]	– (0.00 ± 0.05) [mm]	-0.10 ± 0.01
$\sum(d\mathbf{B})^2$	0.018	0.015	0.011

以上から、磁場分布に関するデータの組 $(X, Y, Z, B_X, B_Y, B_Z, \frac{\partial B}{\partial X})$ が得られた。2500A の測定で得られた各成分の磁場が X, Y, Z の位置座標によってどう変化しているかを図 3.11, 図 3.12, 図 3.13 に示す。磁場の 3 次元空間内での分布の測定データのため、一つの X に対して多数の (Y, Z) の点が存在し、その座標への依存性が縦軸方向の値の変動として見えている。データを取得した点は xyz 座標系での格子点となるようにしたが、 XYZ 座標系に変換する際に $\theta_X, \theta_Y, \theta_Z$ の影響で点の座標は格子点からずれている。この影響が横軸方向の微小な値の変動として見えている。

各成分の磁場の Z 座標依存性にはそれぞれ特徴がみられる。 B_Z 成分は、磁極端の付近 ($-300 < Z < 500$) では磁束密度の絶対値が大きくなるという曲線を描き、その曲線は Y 座標によって分かれるという傾向を見ることができる。 B_Y は D1 電磁石としての主成分であり、その Z 依存性からは、磁極の様な中心磁場から磁石から離れるにつれて磁束密度の大きさが減少していく様子が見える。

B_Y 成分を中心磁場で規格化したものの Z 依存性を図 3.14 に示す。一般にこのよ

うな形の関数は Enge 関数

$$f(Z) = \frac{1}{1 + e^{p_i(Z-s)}} \quad : p_i(x) \text{ は } i \text{ 次の多項式} \quad (3.8)$$

で近似することができ、 s を effective edge という。2500A, 2000A, 1500A, 1000A での測定結果それぞれに対して 2 次の Enge 関数でフィッティングを行った結果、それぞれ有効エッジの Z 座標は 67.5 ± 0.2 , 70.2 ± 0.2 , 68.5 ± 0.2 , 66.0 ± 0.2 mm となった。

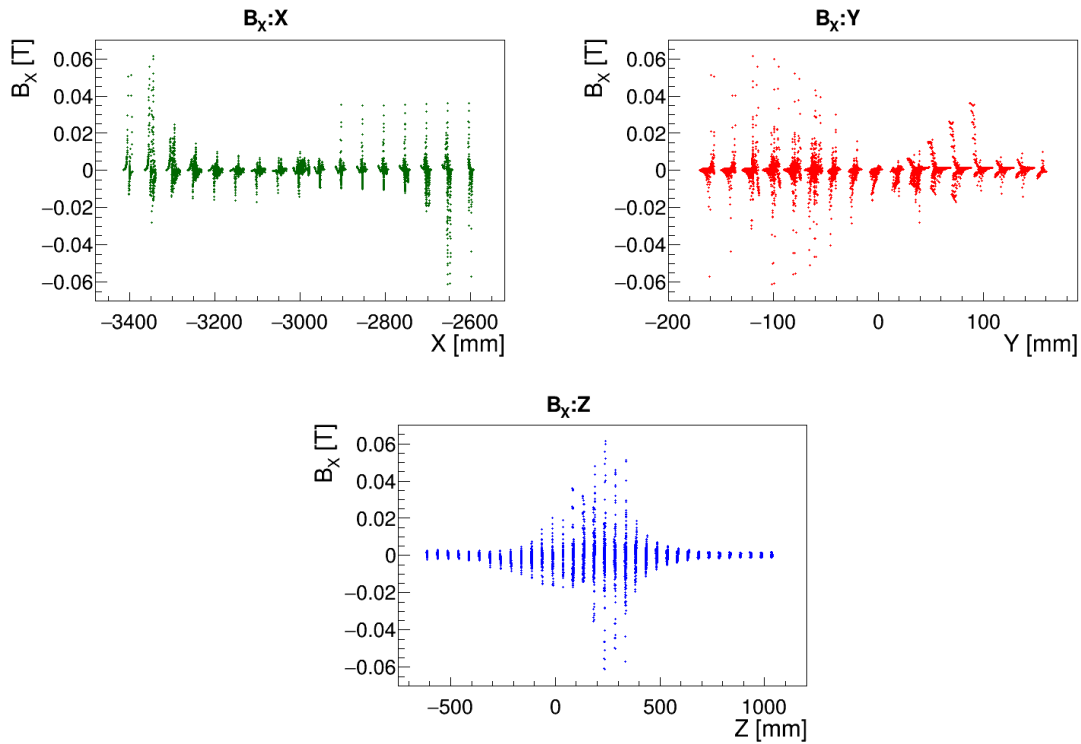


図 3.11: B_x の X, Y, Z 依存性。

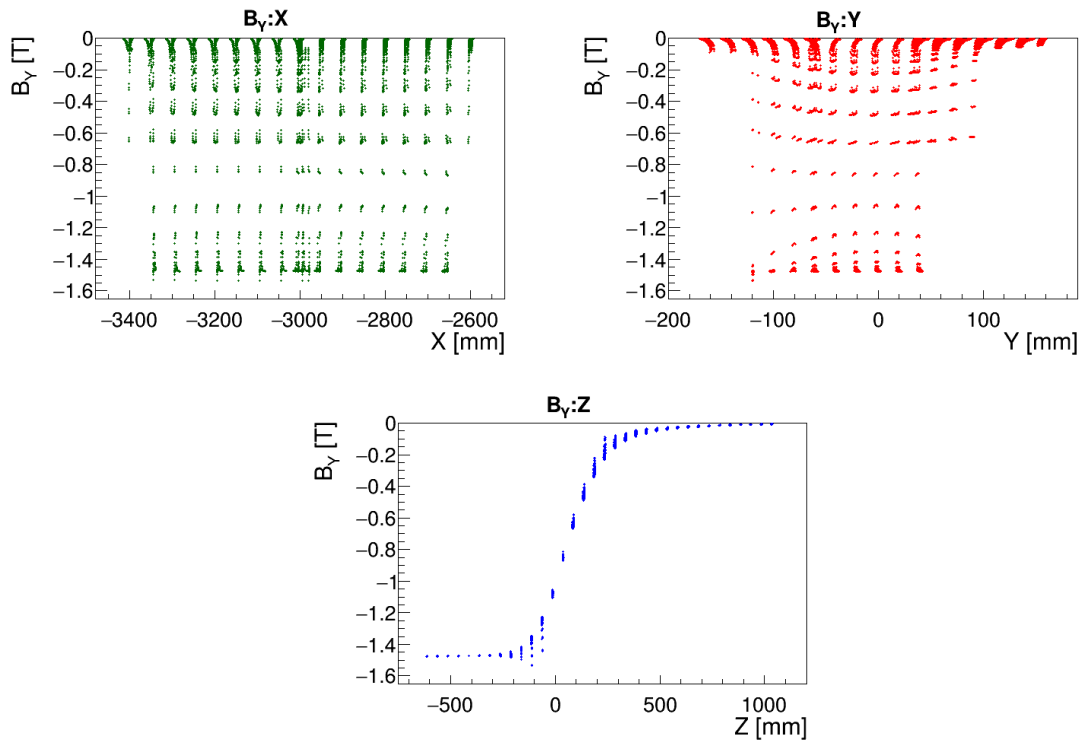


図 3.12: B_Y の X, Y, Z 依存性。

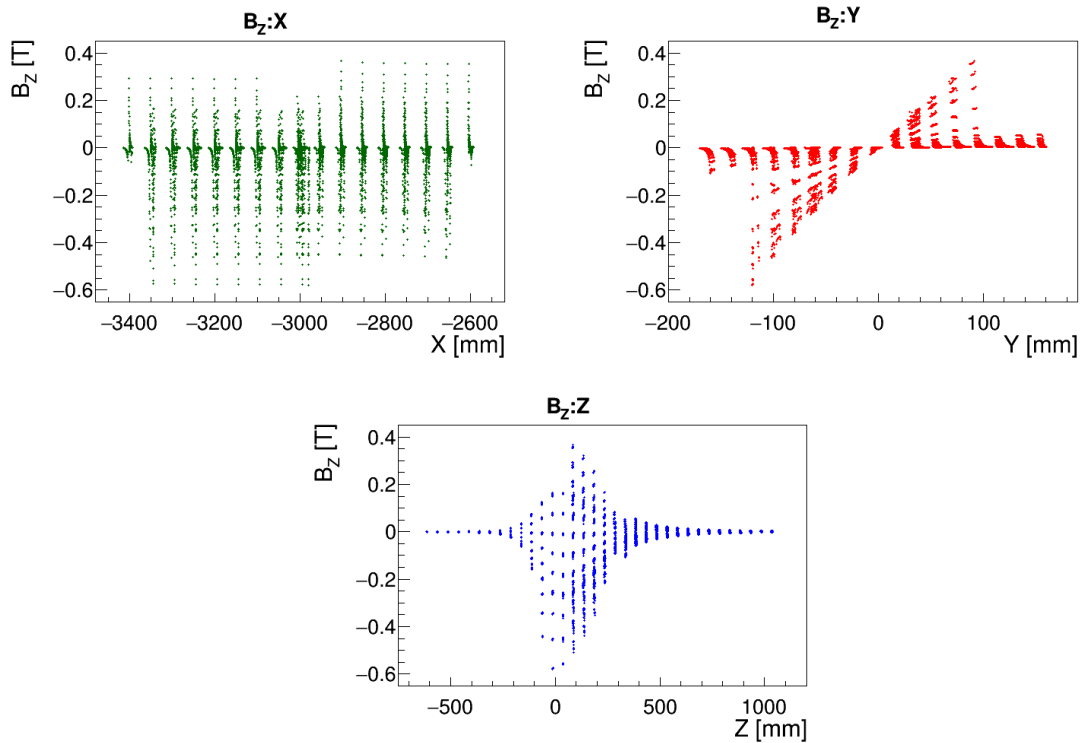


図 3.13: B_Z の X, Y, Z 依存性。

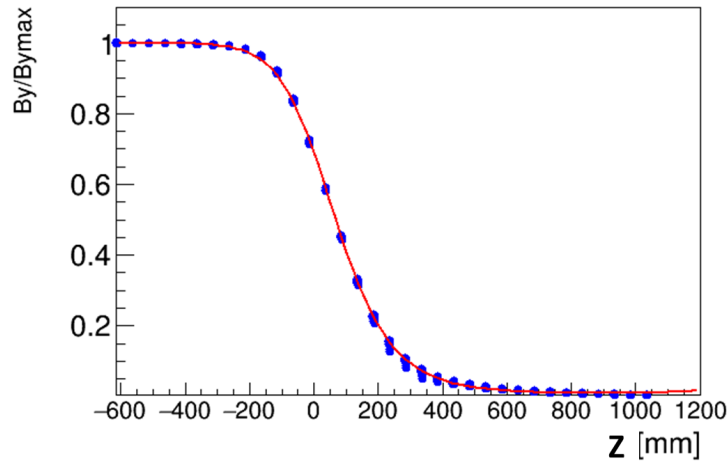


図 3.14: 2500A の測定について、磁場の Y 成分を中心磁場で規格化したものの Z 座標依存性。2 次の enge 関数でフィッティングしてある。

3.3.4 測定磁場の評価

3.2.2 において行った測定では、基準点 $(X, Y, Z) = (-3000.0, 0.0, 86.0)$ を中心として 13 通りに移動し、続いてその逆へ移動する、という手順で測定を繰り返している。この 13 回の測定におけるホールプローブの値のばらつきは、駆動装置の位置の再現性を由来として生まれる誤差の評価に用いることができる。3.2.2 で行った測定のデータを前小節で述べた方法により座標変換を行った。このデータから、磁場の X 成分、Y 成分、Z 成分それぞれに対してムーバーの位置の再現性およびホールプローブの測定誤差を由来として生まれる誤差はそれぞれ $15 \mu\text{T}$, $20 \mu\text{T}$, $110 \mu\text{T}$ であることがわかった。

位置の精度は主にホール素子が約 0.75 mm の大きさの円盤であることからくる誤差 $\sim 200 \mu\text{m}$ から決まる。ホール素子の大きさが測定磁場の誤差に与える影響を、

$$\Delta B_X = \sqrt{\left(\frac{\partial B_X}{\partial Y}\right)^2 \Delta Y^2 + \left(\frac{\partial B_X}{\partial Z}\right)^2 \Delta Z^2} \quad (3.9)$$

$$\Delta B_Y = \sqrt{\left(\frac{\partial B_Y}{\partial Z}\right)^2 \Delta Z^2 + \left(\frac{\partial B_Y}{\partial X}\right)^2 \Delta X^2} \quad (3.10)$$

$$\Delta B_Z = \sqrt{\left(\frac{\partial B_Z}{\partial X}\right)^2 \Delta X^2 + \left(\frac{\partial B_Z}{\partial Y}\right)^2 \Delta Y^2} \quad (3.11)$$

により見積もる。 $\Delta X = \Delta Y = \Delta Z = 0.2 \text{ mm}$ としたときの ΔB のヒストグラムを図 3.15 に示す。特に ΔB_y および ΔB_z に関しては、 1 mT 程度にまで誤差の分布が広がっているが、これは磁極端の付近 ($-300 < Z < 500$) で磁場の変動が大きいからである。Y 成分と Z 成分に対して、 ΔB の Z 依存性を図 3.16 に示す。以後の議論では $Z < -300, 500 \leq Z$ の領域を Region 1、 $-300 \leq Z < 500$ の領域を Region 2 と定め、区別して解析を行っていくことにする。

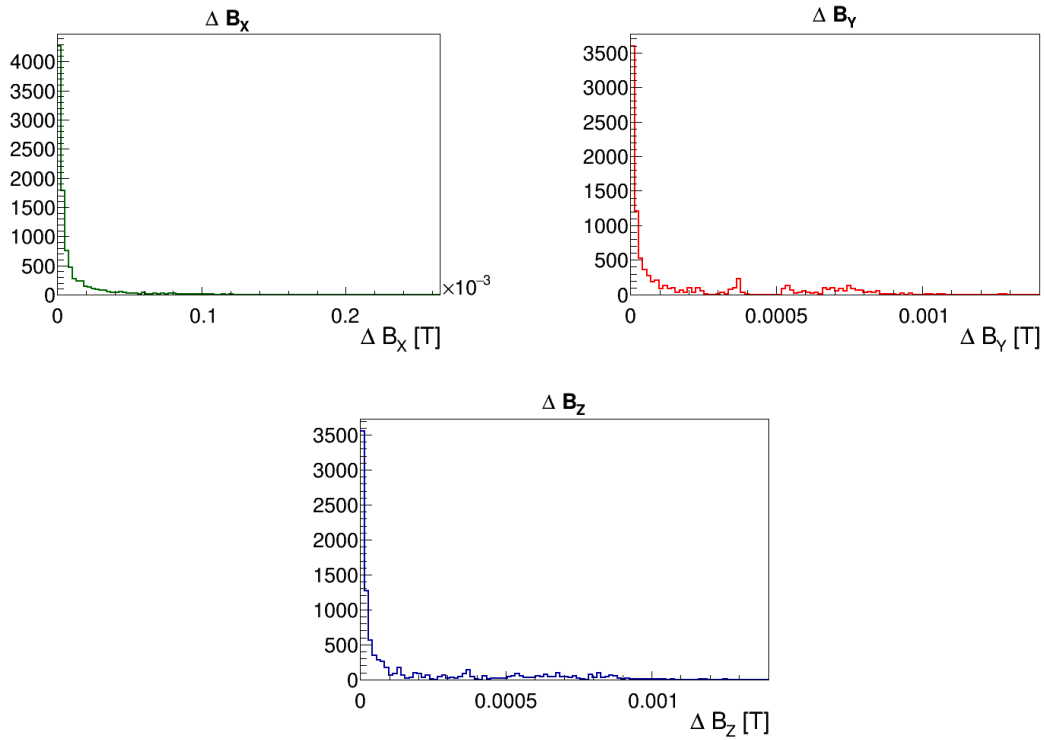


図 3.15: ホール素子の大きさからくる磁場の各成分の誤差の分布。

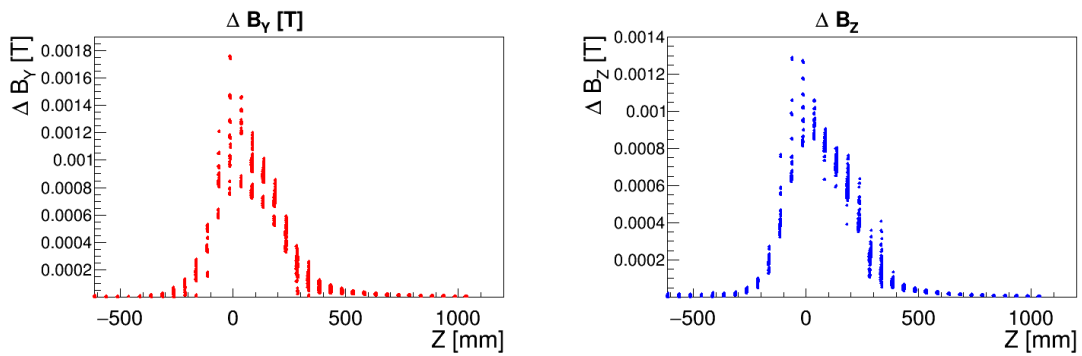


図 3.16: ΔB と Z の依存性。左図が Y 成分を、右図が Z 成分を表す。磁極端は $Z = 0$ の位置である。

2500A, 2000A, 1500A, 1000A で 10 通りの架台の置き方について測定をした。それぞれの測定を行っている間の電源電流の時間変動による NMR の値のばらつきを調べたところ、図 3.17 に示すもっとも時間変動が大きかった場合でも $50\mu T$ (中心磁場の 0.003 %) の範囲に収まった。

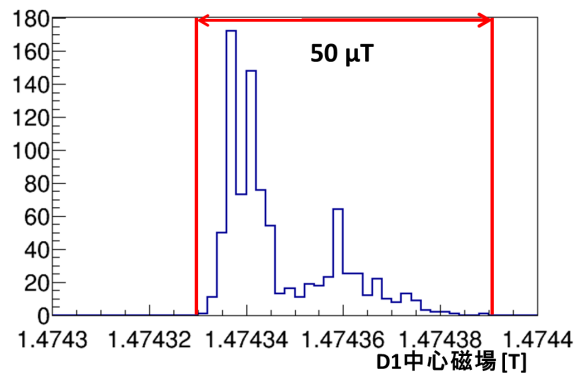


図 3.17: あるセットアップに対して 2500A を通電して行った測定を通しての NMR の値のヒストグラム。変動の範囲は $50\mu\text{T}$ の範囲に収まっている。

また、電流値および中心磁場の再現性を確かめるために 10 回行った測定同士での NMR の値のばらつきを調べた結果を表 3.2 に示す。

表 3.2: 10 回の測定を行った際の中心磁場の平均とばらつき。

電流値 [A]	$\langle B \rangle$ [T]	σ [T]	$\frac{\sigma}{\langle B \rangle}$ [%]
1000	0.6600	0.0002	0.03
1500	0.9841	0.0001	0.01
2000	1.261	0.00012	0.01
2500	1.47492	0.00006	0.004

得られた磁場分布に関するデータの組に対する誤差を以下の表 3.3 にまとめる。

表 3.3: 得られた磁場分布に対する 2500A での測定の誤差の評価。

	σ	中心値のずれ
X	200 [μm]	50 [μm]
Y	200 [μm]	50 [μm]
Z	200 [μm]	50 [μm]
B_X	< 60 [μT]	–
B_Y	< 1.6 [mT](磁極端付近), < 200 [μT] (それ以外)	–
B_Z	< 1.4 [mT](磁極端付近), < 220 [μT] (それ以外)	–
θ_{XY}	–	0.0002 [rad]
θ_{YZ}	–	0.0002 [rad]

また、測定中において磁場の変動は十分小さいので測定した磁場は静磁場とみなせ、測定領域中にコイルは存在しないことから、測定した磁場分布データは Maxwell

方程式からくる条件式

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad \nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{0}$$

を満たすべきである。測定データより求めた $\nabla \cdot \mathbf{B}$ の値および $\nabla \times \mathbf{B}$ の各成分のヒストグラムを図 3.18 に示す。この条件を満たす磁場の例として、計算磁場から $\nabla \cdot \mathbf{B}$ と $\nabla \times \mathbf{B}$ を求めた結果も図 3.18 に示してある。測定磁場に関するヒストグラムはいずれも 0 付近に中心を持ち、その幅も計算磁場に対するヒストグラムと同程度、または 1 桁幅が大きい程度の分布となり、測定した磁場分布データの大部分はよく Maxwell 方程式を満たしているといえる。

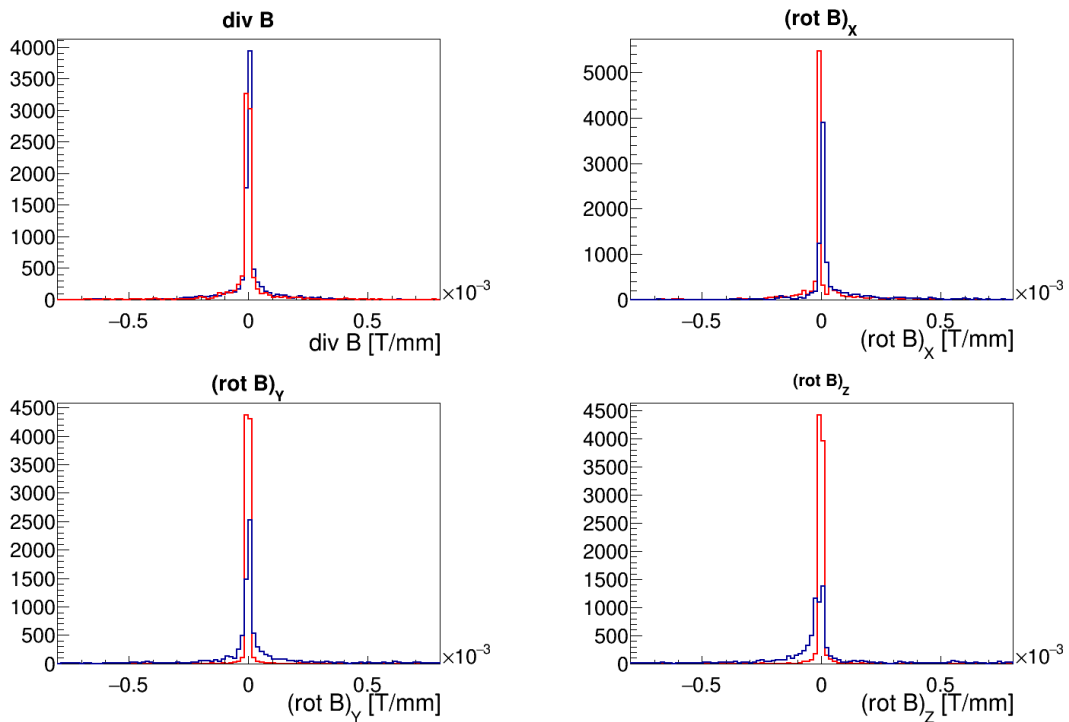


図 3.18: $\nabla \cdot \mathbf{B}$ および $\nabla \times \mathbf{B}$ の各成分のヒストグラム。赤線は同じ位置に対する計算磁場の $\nabla \cdot \mathbf{B}$ および $\nabla \times \mathbf{B}$ の各成分を示している。

図 3.19 に測定した全体の点の分布を、図 3.20 にマックスウェル方程式の条件から大きくずれている点の分布を示す。大きくずれているということは、図 3.18 のピークをガウシアンでフィッティングした際に、ピーク中心 $\pm 3\sigma$ の領域から外れていることと定義した。そのような点のほとんどは Region 2 にあることがわかる。そこで、Region 1 と Region 2 それぞれに分けて $\nabla \cdot \mathbf{B}$ および $\nabla \times \mathbf{B}$ の各成分の値の分布を確認すると、図 3.21 のようになり、どちらの領域についても 0 に中心を持ち、広がりを持った分布になっている。

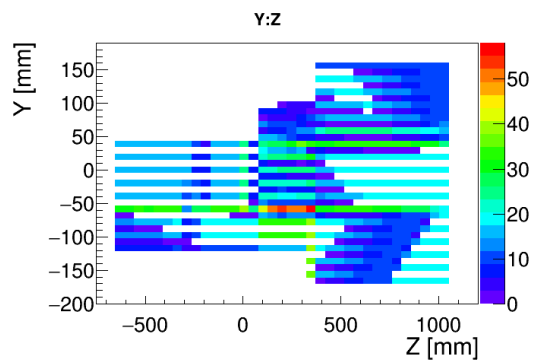


図 3.19: 測定した全体の点の分布。

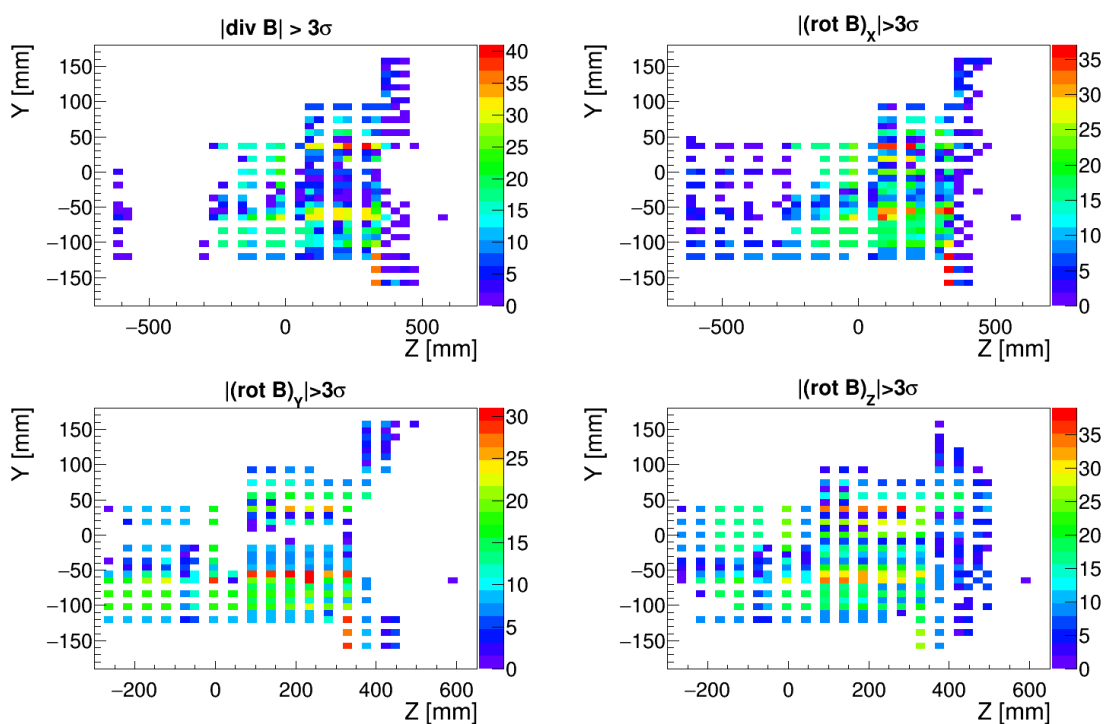


図 3.20: $\nabla \cdot \mathbf{B}$ および $\nabla \times \mathbf{B}$ の各成分が 0 から有意に外れている点の分布。左上から右下への順に、 $\nabla \cdot \mathbf{B}$ 、 $\nabla \times \mathbf{B}$ の第一成分、第二成分、第三成分となっている。

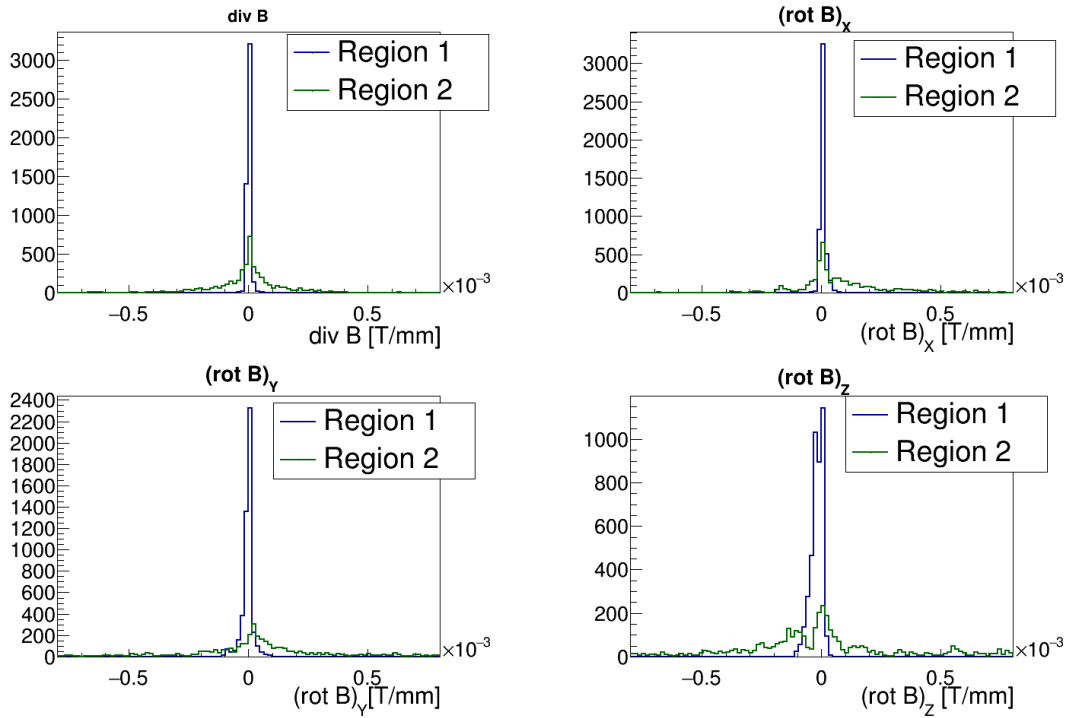


図 3.21: $\nabla \cdot \mathbf{B}$ および $\nabla \times \mathbf{B}$ の各成分のヒストグラムを Region 1 と Region 2 に分けて書いたもの、Region 1 について書いたグラフは 0 を中心に持つ鋭いピークになり、Region 2 は Region 1 のものに比べて幅の広い分布になる。

このように $\nabla \cdot \mathbf{B}$ および $\nabla \times \mathbf{B}$ の各成分の値のヒストグラムが、中心が 0 付近で広がり σ を持つ原因として、磁場の偏微分を

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial X} &= \frac{\mathbf{B}(X + \Delta X, Y, Z) - \mathbf{B}(X - \Delta X, Y, Z)}{2\Delta X} \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial Y} &= \frac{\mathbf{B}(X, Y + \Delta Y, Z) - \mathbf{B}(X, Y - \Delta Y, Z)}{2\Delta Y} \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial Z} &= \frac{\mathbf{B}(X, Y, Z + \Delta Z) - \mathbf{B}(X, Y, Z - \Delta Z)}{2\Delta Z} \end{aligned}$$

により計算する際に \mathbf{B} の持つ誤差が伝搬することで偏導関数の値に誤差が生じていることが考えられる。 \mathbf{B} の各成分の誤差を $\sigma_X, \sigma_Y, \sigma_Z$ とすると、偏導関数の持つ誤差は誤差の伝搬則より、

$$\sigma\left(\frac{\partial B_X}{\partial X}\right) = \sqrt{\frac{\sigma_X^2 + \sigma_X^2}{(2\Delta X)^2}} = \frac{\sigma}{\sqrt{2}\Delta X}$$

のようになる。これより $\nabla \cdot \mathbf{B}$ および $\nabla \times \mathbf{B}$ の各成分の持つ誤差は、

$$\sigma(\nabla \cdot \mathbf{B})^2 = \frac{\sigma_X^2}{2(\Delta X)^2} + \frac{\sigma_Y^2}{2(\Delta Y)^2} + \frac{\sigma_Z^2}{(2\Delta Z)^2} \quad (3.12)$$

$$\sigma(\{\nabla \times \mathbf{B}\}_X)^2 = \frac{\sigma_Y^2}{2(\Delta Z)^2} + \frac{\sigma_Z^2}{2(\Delta Y)^2} \quad (3.13)$$

$$\sigma(\{\nabla \times \mathbf{B}\}_Y)^2 = \frac{\sigma_Z^2}{2(\Delta X)^2} + \frac{\sigma_X^2}{2(\Delta Z)^2} \quad (3.14)$$

$$\sigma(\{\nabla \times \mathbf{B}\}_Z)^2 = \frac{\sigma_X^2}{2(\Delta Y)^2} + \frac{\sigma_Y^2}{2(\Delta X)^2} \quad (3.15)$$

となる。今回の測定では、点の測定間隔から $\Delta X = \Delta Z = 50, \Delta Y = 20$ である。

以上の考察から、Region 1、Region 2における磁場の測定誤差を以下に述べる手順で見積もることができる。まず、図3.21のヒストグラムをRegion 1、Region 2それぞれに対してガウス関数でフィッティングし、その幅を $\sigma_1(\nabla \cdot \mathbf{B}), \dots, \sigma_1(\nabla \times \mathbf{B})_Z, \sigma_2(\nabla \cdot \mathbf{B}), \dots, \sigma_2(\nabla \times \mathbf{B})_Z$ とする。次にフィッティングで得た4つの σ_1 を使い、(3.10)式から(3.13)式を連立させることで $\sigma_X, \sigma_Y, \sigma_Z$ を求める。これを $\sigma_1(B_X), \sigma_1(B_Y), \sigma_1(B_Z)$ とする。 σ_2 についても同様にして、 $\sigma_2(B_X), \sigma_2(B_Y), \sigma_2(B_Z)$ を得る。ヒストグラムのフィッティングにより得た(3.13)式から(3.15)式の左辺の σ の値を図3.4に、連立方程式を解くことで得た右辺の σ の値(磁場測定の誤差に対応する)を図3.5にまとめる。

表 3.4: $\nabla \cdot \mathbf{B}, \nabla \times \mathbf{B}$ からの磁場の測定誤差のフィッティング結果。1500A の $\nabla \times \mathbf{B}$ の第三成分は1ピークだったため σ_2 のみとした。

電流値 [A]	$\sigma_1(\{\nabla \cdot \mathbf{B}\})$ [T/mm]	$\sigma_1(\{\nabla \times \mathbf{B}\}_x)$ [T/mm]	$\sigma_1(\{\nabla \times \mathbf{B}\}_y)$ [T/mm]	$\sigma_1(\{\nabla \times \mathbf{B}\}_z)$ [T/mm]
2500	3.5×10^{-6}	2.7×10^{-6}	6.41×10^{-6}	1.85×10^{-5}
2000	1.3×10^{-6}	1.2×10^{-6}	1.9×10^{-6}	1.7×10^{-6}
1500	1.09×10^{-6}	9.7×10^{-7}	2.6×10^{-6}	3.03×10^{-6}
1000	6.1×10^{-7}	6.8×10^{-7}	5.6×10^{-7}	4.9×10^{-7}
電流値 [A]	$\sigma_2(\{\nabla \cdot \mathbf{B}\})$ [T/mm]	$\sigma_2(\{\nabla \times \mathbf{B}\}_x)$ [T/mm]	$\sigma_2(\{\nabla \times \mathbf{B}\}_y)$ [T/mm]	$\sigma_2(\{\nabla \times \mathbf{B}\}_z)$ [T/mm]
2500	4.3×10^{-5}	3.9×10^{-5}	4.6×10^{-5}	6.7×10^{-5}
2000	1.2×10^{-5}	1.4×10^{-5}	2.1×10^{-5}	9.4×10^{-6}
1500	1.4×10^{-5}	1.6×10^{-5}	1.6×10^{-5}	1.9×10^{-5}
1000	3.9×10^{-6}	5.18×10^{-6}	4.7×10^{-6}	1.0×10^{-5}

以上より、本磁場測定における2500Aの磁場分布の測定誤差は、一様領域および磁極端から十分離れたところでは180 μ T未満、磁極端付近においては1.2 mT未満と見積もられた。

表 3.5: $\nabla \cdot \mathbf{B}, \nabla \times \mathbf{B}$ から求めた磁場の各成分の誤差。

電流値 [A]	$\sigma_1(B_x)$ [T]	$\sigma_1(B_y)$ [T]	$\sigma_1(B_z)$ [T]
2500A	1.8×10^{-4}	5.9×10^{-5}	7.2×10^{-5}
2000A	3.7×10^{-5}	2.7×10^{-5}	3.1×10^{-5}
1500A	7.2×10^{-5}	4.0×10^{-6}	2.7×10^{-5}
1000A	1.4×10^{-6}	1.4×10^{-5}	1.7×10^{-5}
電流値 [A]	$\sigma_2(B_x)$ [T]	$\sigma_2(B_y)$ [T]	$\sigma_2(B_z)$ [T]
2500A	1.2×10^{-3}	1.0×10^{-3}	1.1×10^{-3}
2000A	5.8×10^{-4}	2.0×10^{-4}	4.1×10^{-4}
1500A	4.2×10^{-4}	3.1×10^{-4}	4.6×10^{-4}
1000A	1.2×10^{-4}	8.1×10^{-5}	1.6×10^{-4}

3.3.5 計算磁場との比較

次に測定磁場 $\mathbf{B}_m(X, Y, Z)$ と計算磁場 $\mathbf{B}_{\text{calc}}(X, Y, Z)$ を比較する。計算磁場は 2.2 節で述べたメッシュの大きさで計算したものを OPERA-3D の機能で補間し、10 mm×2 mm×10 mm の間隔の格子点上の磁場を計算してある。任意の点 (X, Y, Z) における計算磁場は最も近い 6 点の格子点における磁場の値から線形補間で求めている。磁場の X 成分、 Y 成分、 Z 成分それぞれに対して測定磁場と計算磁場の差

$$\Delta \mathbf{B} = \mathbf{B}_m - \mathbf{B}_{\text{calc}} \quad (3.16)$$

を求めた。 $\Delta \mathbf{B}$ の各成分の分布を図 3.22 に示す。また、 $\Delta \mathbf{B}$ の各成分が Z とともにどう分布しているかを図 3.23 に示す。Region 1 では幅が小さく、Region 2 では幅が大きいことがわかる。そこで Region 1 と Region 2 について $\Delta \mathbf{B}$ の各成分の分布をヒストグラムにし、ガウス関数でフィッティングすることで Region 1 における $\Delta \mathbf{B}$ の広がり σ_1 と Region 2 における $\Delta \mathbf{B}$ の広がり σ_2 を求めた。この σ_1, σ_2 は表 3.5 に示された測定磁場の誤差を含むものなので、 $\sigma^2 = \sigma_{\text{meas}}^2 + \sigma_{\text{calc}}^2$ より、計算磁場の現実の磁場に対する誤差 σ_{calc} を求めた。結果を表 3.6 にまとめる。また、 σ_1 および σ_2 の電流値依存性を図 3.24 に示す。いずれの電流値でも σ に σ_{meas} の寄与がほとんどない程度に σ_{calc} が大きいという傾向は変わらない。計算磁場は実際の磁場を再現していないということになる。

図 3.25 に 1000A と 2500A を通電した際の計算磁場の Z 座標依存性を、図 3.26 に、規格化した 2000A の計算磁場の Y 成分 (B_{Y2000}) から 1500A の計算磁場の Y 成分 (B_{Y1500}) を引いた分布の Z 座標依存性を示す。図 3.25 と図 3.26 から電流値による磁束の漏れ方の違いを見てとることができる。すなわち電流値が小さい方 (透磁率 μ が大きい方) が、有効エッジ位置より内側の領域で B_Y が小さくなり、有効エッジ位置より外側の領域で B_Y が大きくなるということである。これを念頭に置き、図 3.23 の Y 成分の分布の Z 座標依存性を見てみると、有効エッジより内側の領域では計算磁場が測定磁場に対して小さい点が多く、有効エッジより外側の領域で計算磁場が測定磁場に対して大きくなっている点が多いため、計算磁場で使っている μ の値が実際よりも大きいと考えられる。このように、BH 曲線における透磁率 μ が異

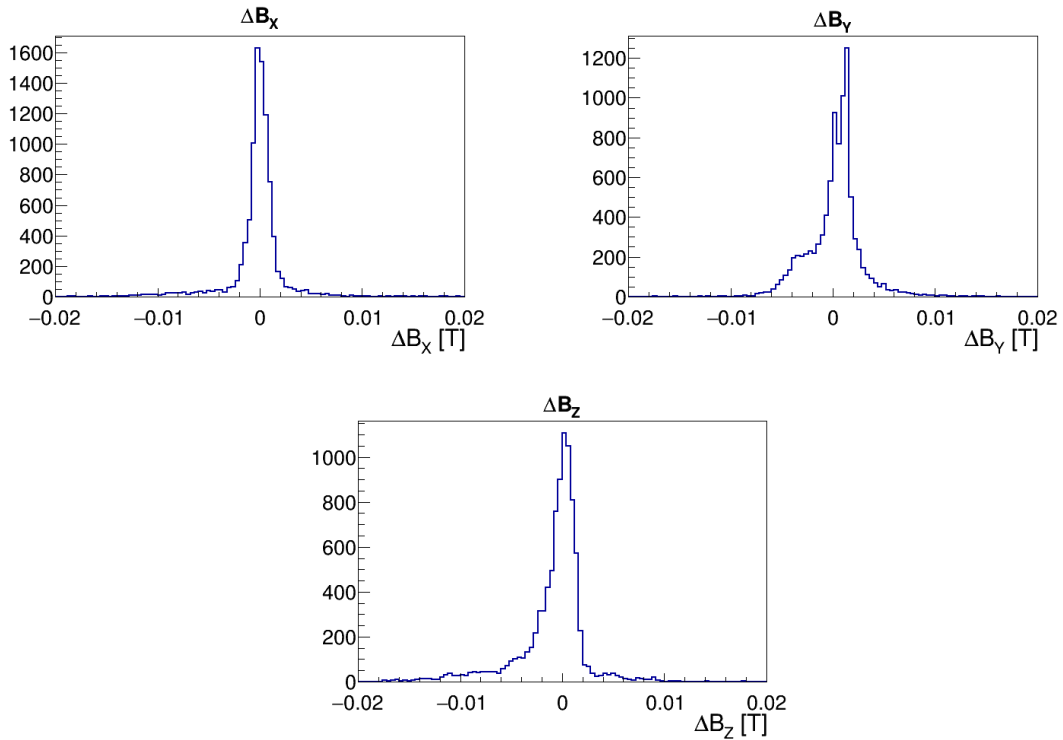


図 3.22: ΔB の各成分の分布。

なることにより、磁束の漏れ方が異なっていることが計算磁場の改善すべき点である。2000A, 1500A, 1000A について、 ΔB_Y の分布の Z 座標依存性を図 3.27 に示す。これらの 3 通りの電流値に関しては 2500A で見られたような有効エッジを境にしての傾向の変化は顕著ではないことがわかる。

関連する改善すべき点として、実際の中心磁場の値を計算磁場が正確に再現できていないことがある。表 3.7 に NMR で測定した中心磁場の値とその位置の計算磁場の値を示す。これは BH 曲線 $B = \mu H$ 上の点 (H, B) の位置がずれているということになり、各 H での接線の傾きと合わせてこの値を参考に BH カーブを最適化する必要がある。

その他に計算磁場が実際の磁場を再現できない理由として考えられることは、計算モデルでは D1 電磁石の架台や、エンドガードと D1 電磁石を固定するためのボルト穴およびボルトが考慮されていないなど、周囲の磁性体や電磁石の細かな構造が考慮されていないことがある。また、測定の際はエンドガードが設計よりも 1.9 mm 下にずれて設置されていたが、これを反映して計算した磁場と今回用いた計算磁場の間では磁場分布同士の誤差は X, Y, Z 成分それぞれに対して $200 \mu\text{T}$, $180 \mu\text{T}$, $300 \mu\text{T}$ であり、測定磁場分布と計算磁場分布の差を説明できるだけの影響はないことがわかった。

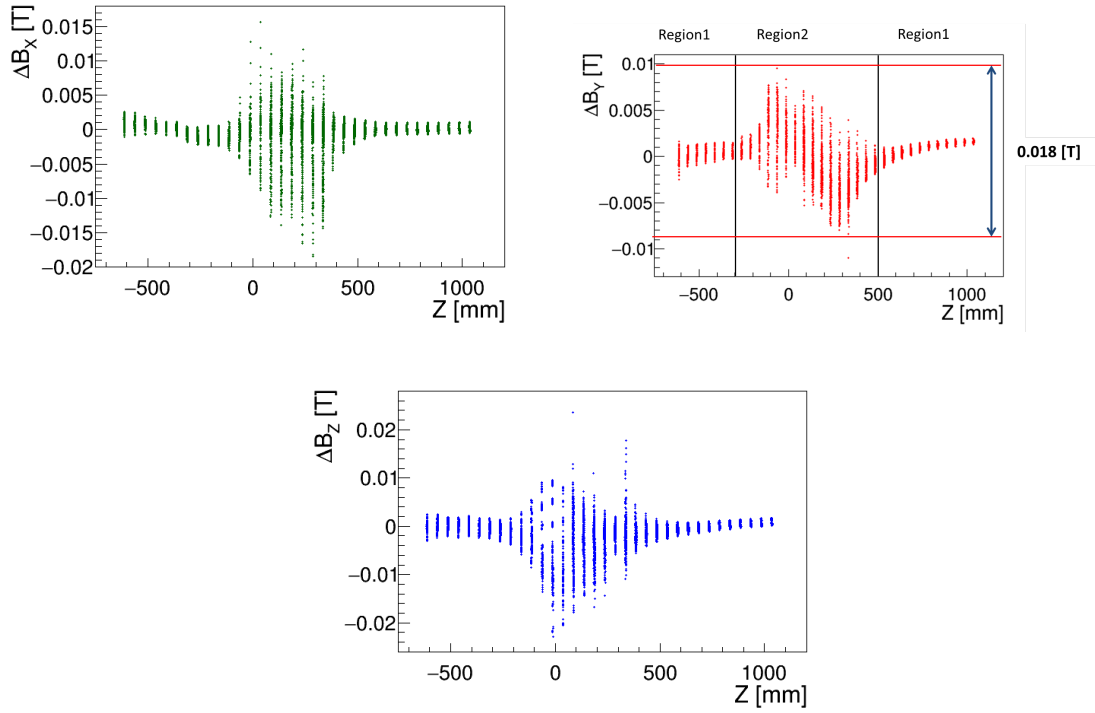


図 3.23: 2500A を通電して取得したデータについての ΔB の各成分の Z 依存性。

表 3.6: ΔB の各成分の分布をフィッティングして求めた平均値と σ 。 $\sigma_{\text{calc}} = \sigma^2 - \sigma_{\text{meas}}^2$ で関連付けられる σ_{calc} も記載している。 σ_{meas} は表 3.5 にある値を利用した。

電流値	成分	平均 [mT]	σ_1 [mT]	σ_2 [mT]	$\sigma_{1\text{calc}}$ [mT]	$\sigma_{2\text{calc}}$ [mT]
2500	B_X	0.07	0.82	1.99	0.80	1.70
2500	B_Y	0.09	0.65	2.9	0.64	2.75
2500	B_Z	0.09	0.98	3.2	0.97	3.00
2000	B_X	-0.01	0.36	1.1	0.36	0.93
2000	B_Y	-0.09	0.28	1.5	0.27	1.50
2000	B_Z	0.11	0.62	2.2	0.62	2.16
1500	B_X	0.076	0.33	1.09	0.33	1.01
1500	B_Y	0.004	0.29	1.23	0.29	1.21
1500	B_Z	0.147	0.48	2.73	0.48	2.69
1000	B_X	-0.02	0.38	0.62	0.37	0.60
1000	B_Y	0.012	0.12	0.67	0.11	0.68
1000	B_Z	0.003	0.26	1.50	0.26	1.49

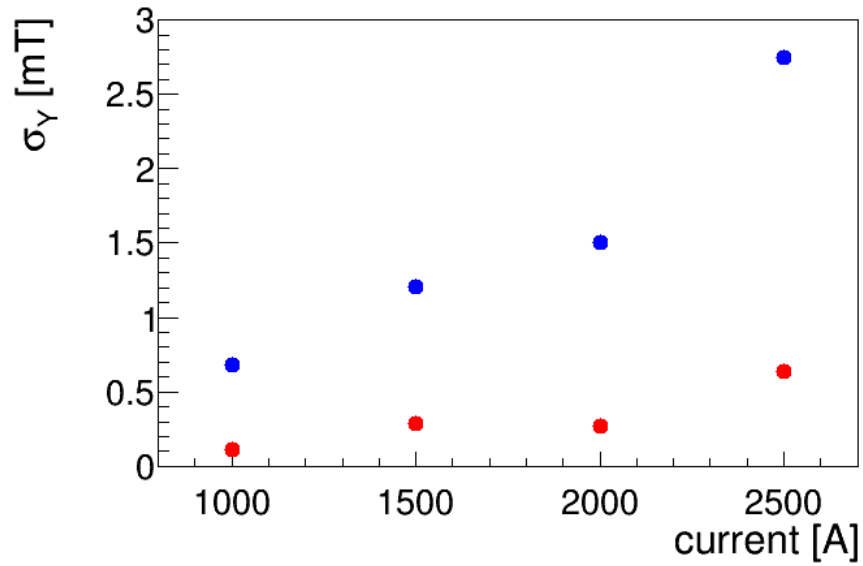


図 3.24: $\sigma_{Y\text{calc}}$ の電流値依存性。赤色の点が σ_1 を、青色の点が σ_2 を表す。

表 3.7: NMR で測定した磁場と同じ位置の計算磁場の Y 成分の値の比較。

電流値	NMR の値 [T]	NMR の位置での計算磁場 [T]	ずれの割合 [%]
1000	0.6599 ± 0.0002	0.6591	-0.1
1500	0.9840 ± 0.0001	0.9856	0.16
2000	1.2606 ± 0.0001	1.2661	0.05
2500	1.4749 ± 0.0001	1.4685	-0.04

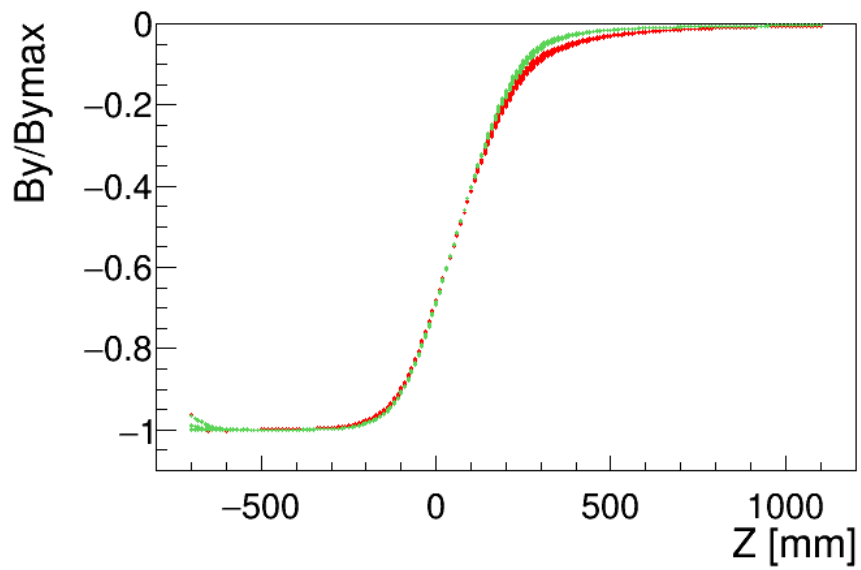


図 3.25: 1000A と 2500A についての計算磁場を最大磁場で規格化したものの Z 座標依存性。赤でプロットした点が 2500A の点を、緑でプロットした点が 1000A の点を表す。

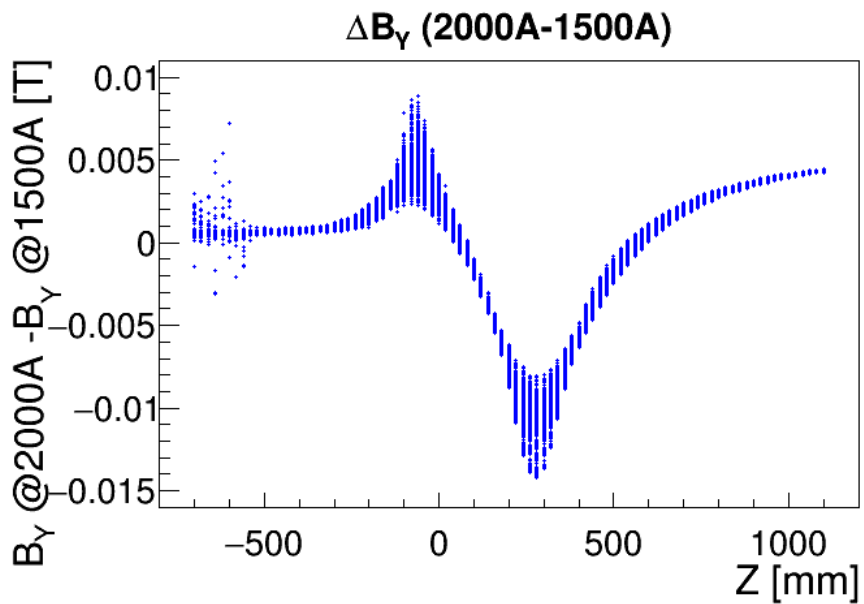


図 3.26: 2000A の磁場の B_Y 成分から定数倍した 1500A の磁場の B_Y 成分を引いた分布の Z 座標依存性。

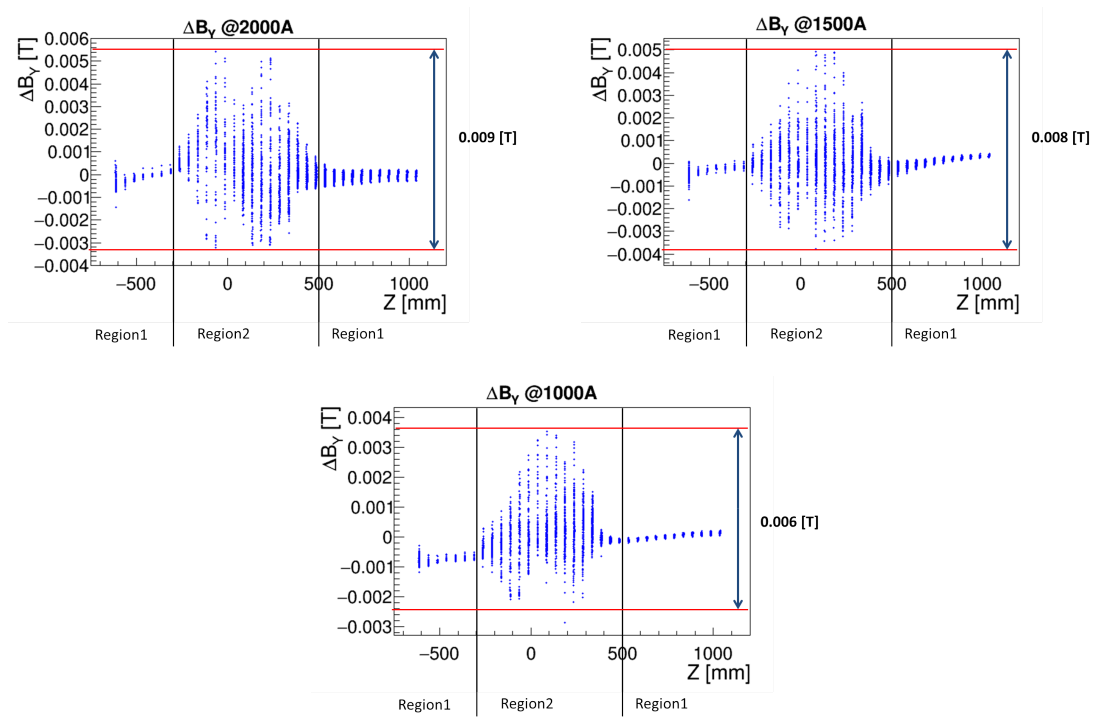


図 3.27: 1000A,1500A,2000A を通電して取得したデータについての ΔB_y の Z 依存性。

第4章 S-2Sの運動量分解量

S-2S D1 電磁石の磁場分布の誤差がS-2Sの運動量分解能に与える影響を Geant4 を用いたシミュレーションでイベントを生成し、仮想検出器から得られる飛跡の情報及び計算磁場のデータを用いて運動量を解析することによって評価した。

4.1 Geant4によるイベント生成シミュレーション

Geant4でのシミュレーションは、図1.20に示される散乱粒子用の検出器群を構成し、Q1, Q2, D1を組み合わせたモデルでの磁場計算結果に基づき磁場を設定した空間において、ターゲットの位置から50000個 K^+ 粒子を射出することで行った。運動量は運動量アクセプタンスの範囲である $1.2 \text{ GeV}/c$ の範囲から $1.4 \text{ GeV}/c$ の範囲で一様に分布させ、 K^+ の角度範囲は $\theta_{K^+} < 10^\circ$ で、 $\cos \theta_{K^+}$ が一様に分布するように粒子を生成した。実際の実験では多重散乱を抑えるためにD1電磁石内部およびチェンバー間の空間にヘリウムバッグを設置するため、それに合わせて粒子が通過する空間の気体はヘリウムとした。図4.1に100イベントのシミュレーション結果を可視化したものを示す。

4.2 運動量解析

シミュレーションで生成したイベントはこれまでJ-PARC K1.8ビームラインの実験においてSKSの運動量解析をするために用いられてきた解析プログラムをS-2Sに対応させたものを用いて解析する。これは、TOF検出器での通過位置情報と計算磁場分布からRunge-Kutta法で運動方程式に従って飛跡を計算し、最もドリフトチェンバーの通過位置情報を再現する運動量を選び出すことによって散乱粒子の運動量を解析するプログラムである。

4.3 磁場分布の誤差がS-2Sの運動量解析に与える影響

解析プログラムにおいて、事象生成時に用いた磁場マップと異なるものを使用し、その違いによる運動量分解能への影響を調べた。異なる磁場マップでは、磁場座標をシフトさせたり、ランダムに磁場の値を変化させるなどのことを行った。D1電磁石の磁場の影響を調べるために、この操作を行う領域はQ1, Q2電磁石より後方の領域に限定した。評価の基準として、解析によって得られた運動量 P と生成し

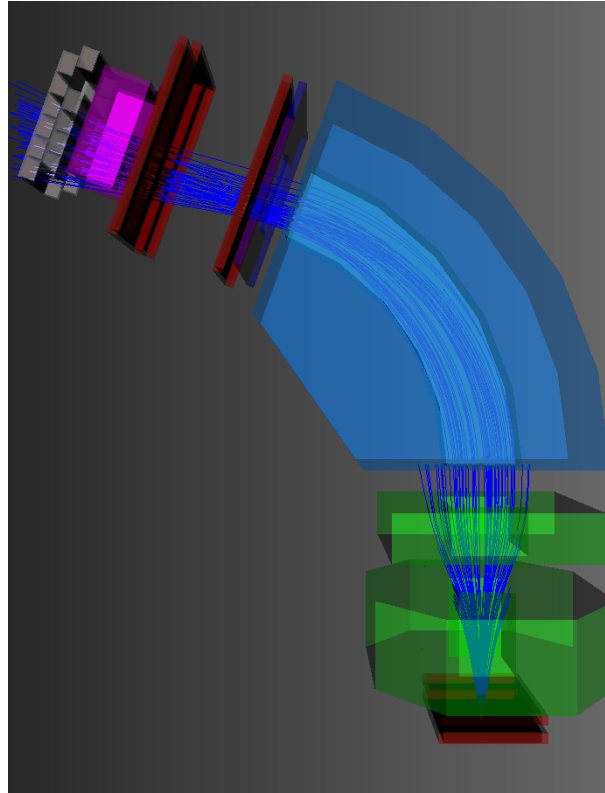


図 4.1: Geant4 シミュレーションで生成した 100 イベントを可視化したもの。

た運動量 P_{in} の差 $P - P_{in}$ の値の変化と運動量分解能 $R(\frac{P - P_{in}}{P_{in}}$ の分布の半値全幅) を比較、変数 f に対する運動量分解能の偏微分 $\frac{\partial R}{\partial f}$ を求めていく。

事象生成時と解析時に同じ磁場分布を使った際の R の分布を図 4.2 に示す。このときの $P - P_{in}$ のピークの位置は -0.290 [MeV/c]、運動量分解能は 5.38×10^{-4} (FWHM) となっている。

4.3.1 位置の誤差による運動量分解能の変化

位置の誤差が S-2S の運動量解析に与える影響として、主なものとしては半径方向に位置がずれることにより、軌道半径の長さが実際のイベントと解析において異なることが考えられる。そこで半径を大きくする方向 (+方向)、小さくする方向 (-方向) それぞれに 1mm, 3mm, 5mm 解析の磁場を平行移動した。図 4.3 に運動量の値のずれと運動量分解能の変化を示す。直線フィッティングを行うことでこの方向の位置のずれが運動量分解能に与える影響は

$$\frac{\partial R}{\partial r_{\text{shift}}} = (5.1 \pm 0.7) \times 10^{-5} [/\text{mm}]$$

と評価される。

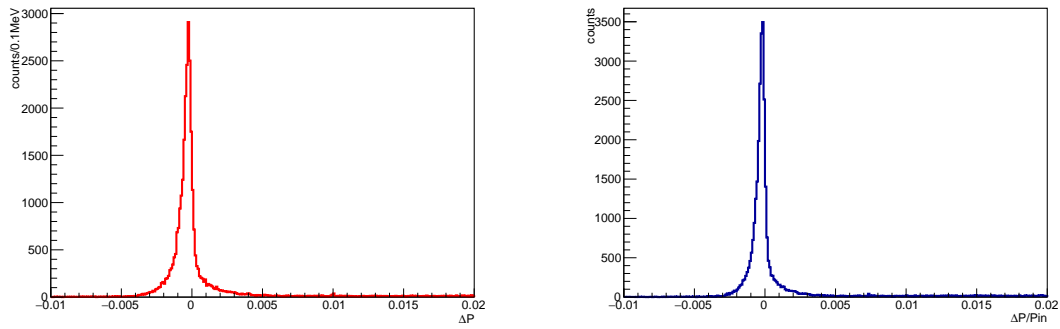


図 4.2: $\Delta P = P - P_{in}$ および $\frac{\Delta P}{P_{in}}$ のヒストグラム。運動量分解能は右のヒストグラムをガウシアンでフィッティングし、 2.35σ を計算することで FWHM としている。

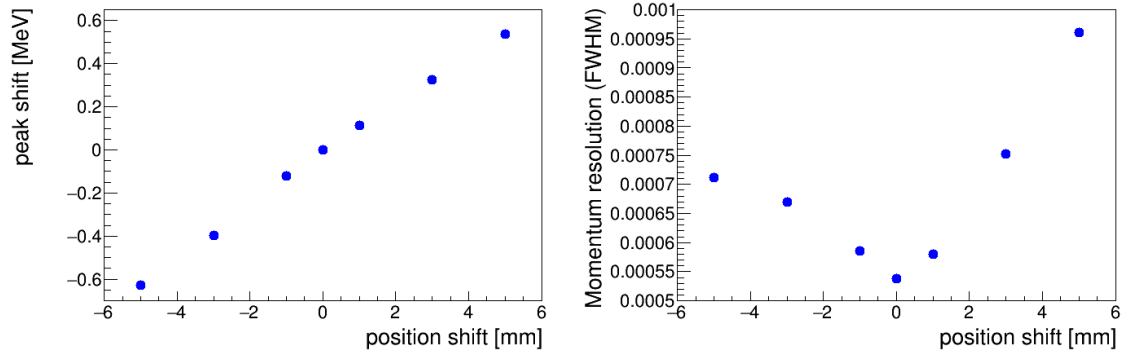


図 4.3: 中心軌道半径を増減させる方向に計算磁場の位置をずらしたときの解析運動量のずれと運動量分解能の変化。

もう一つの成分として、鉛直方向の位置の変化がある。上方向に+1mm, 5mm, 10mm 解析の磁場を平行移動した。図 4.4 に運動量の値のずれと運動量分解能の変化を示す。この方向の位置のずれが運動量分解能に与える影響は

$$\frac{\partial R}{\partial v_{\text{shift}}} = (8 \pm 1) \times 10^{-6} [/\text{mm}]$$

と評価される。

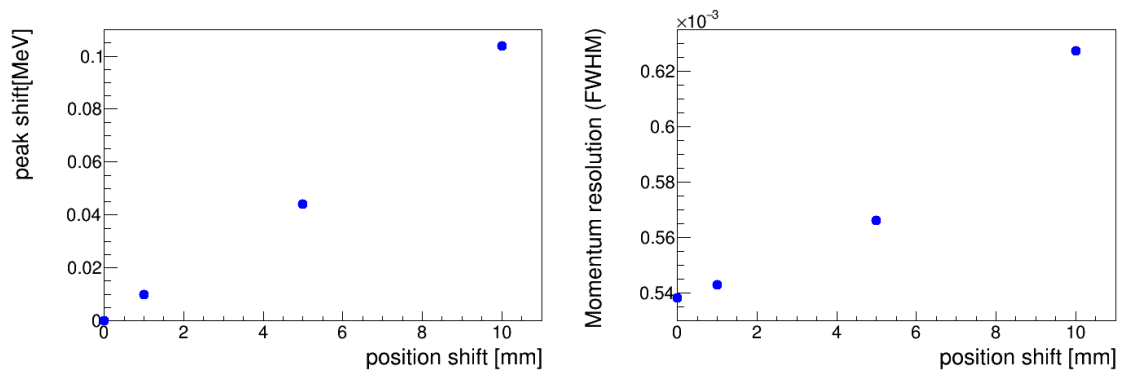


図 4.4: 鉛直方向の位置をずらしたときの解析運動量のずれと運動量分解能の変化。

4.3.2 角度の誤差による運動量分解能の変化

測定磁場を再現するように計算磁場を最適化する場合、磁場測定の角度の誤差のバイアスが最適化された計算磁場に対してかかる恐れがある。 θ_{XY} および θ_{YZ} の値が 0.1° , 0.5° , 1.0° 異なる場合の運動量の値のずれと運動量分解能の変化を図 4.5 と図 4.6 に示す。角度の誤差が運動量分解能に与える影響は、

$$\frac{\partial R}{\partial \Delta \theta_{XY}} = 0.0035 \pm 0.0002 [rad]$$

$$\frac{\partial R}{\partial \Delta \theta_{YZ}} = 0.0059 \pm 0.0005 [rad]$$

と評価される。

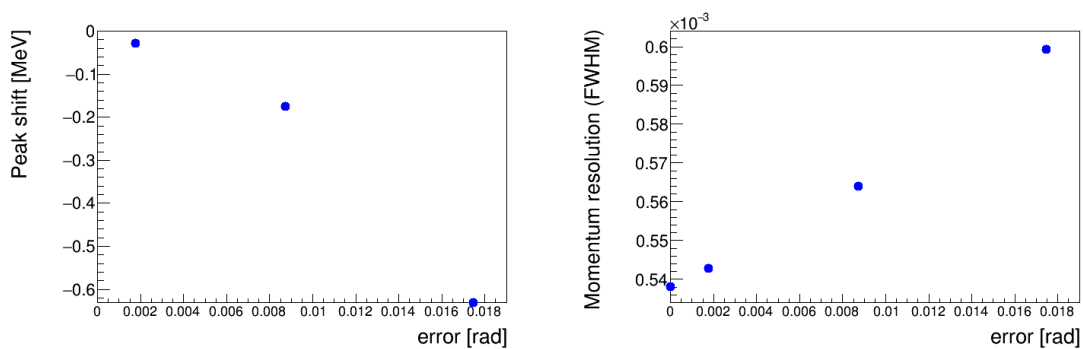


図 4.5: θ_{XY} の誤差に対する解析運動量のずれと運動量分解能の変化。

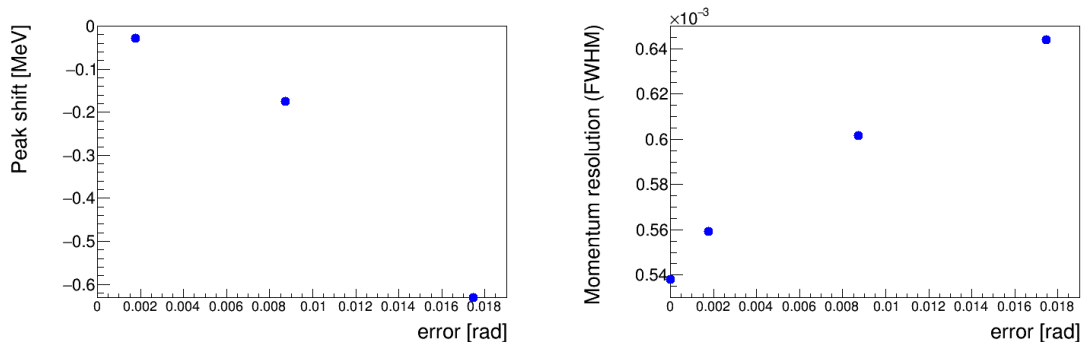


図 4.6: θ_{YZ} の誤差に対する解析運動量のずれと運動量分解能の変化。

4.3.3 磁場の精度による運動量分解能の変化

計算磁場の最適化を突き詰めても、測定磁場の精度や計算自体の精度により、実際の S-2S が生成する磁場と解析に用いる磁場の間には誤差が生じる。したがって磁場分布の精度による運動量解析への影響を見積もることは重要である。もともとの値が小さい X 成分に関しては $10\mu\text{T}$, $100\mu\text{T}$ で磁場の値をばらつかせた場合について、 Y 成分については 0.05%, 0.1%, 0.3%, 0.5%、 Z 成分については 0.1%, 0.5%, 1% 磁場の値をばらつかせた場合について調べた。図 4.7 に X 成分について、図 4.8 に Z 成分について、図 4.9 に Y 成分についての結果を示す。

$$\frac{\partial R}{\partial \Delta B_X} = 0.01 \pm 0.02 [\text{/T}]$$

$$\frac{\partial R}{\partial (\Delta B_Y / B_Y)} = 0.096 \pm 0.007$$

$$\frac{\partial R}{\partial (\Delta B_Z / B_Z)} = 0.00045 \pm 0.00044$$

となり、 X 成分と Z 成分の寄与はほとんどない。

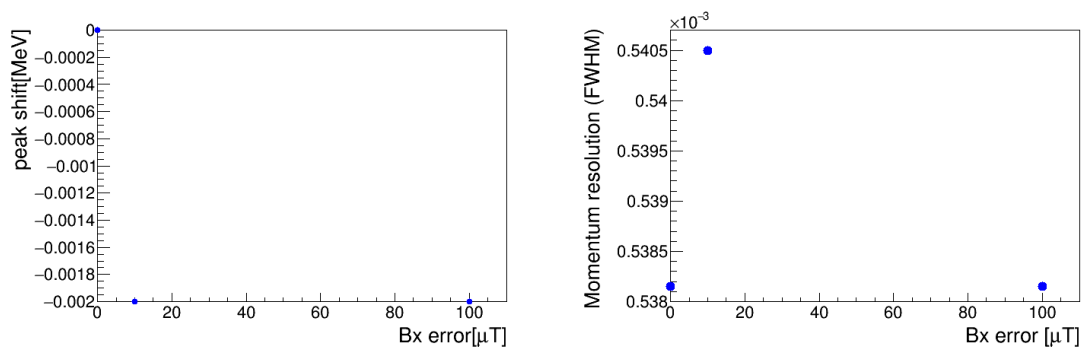


図 4.7: B_X の誤差に対する解析運動量のずれと運動量分解能の変化。

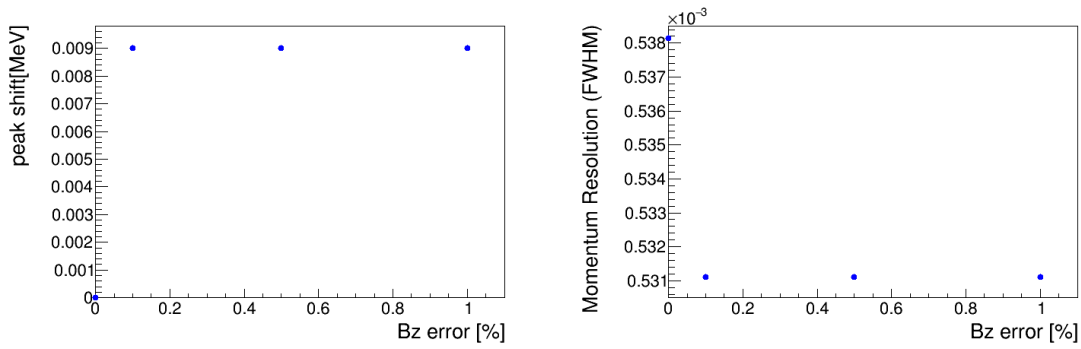


図 4.8: B_Z の誤差に対する解析運動量のずれと運動量分解能の変化。

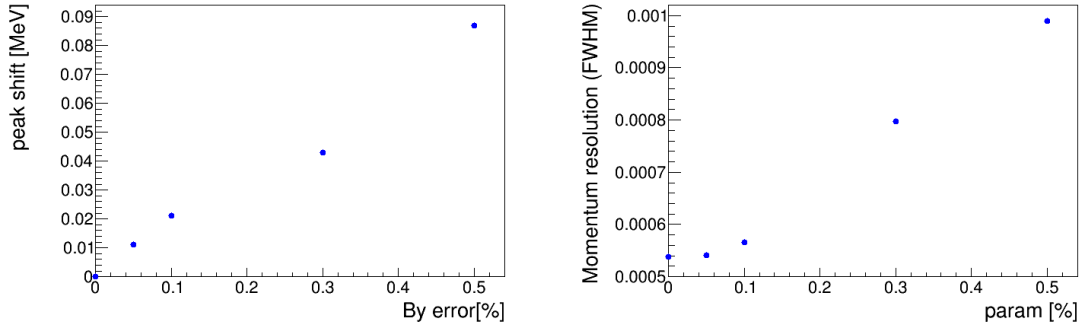


図 4.9: B_Y の誤差に対する解析運動量のずれと運動量分解能の変化。

4.3.4 磁場の確度による運動量分解能の変化

磁場の確度の変化による運動量解析への影響を評価した。もともとの値が小さい X 成分に関しては $\pm 10\mu\text{T}$, $\pm 100\mu\text{T}$, $\pm 1\text{mT}$ で磁場の値をばらつかせた場合について、 Y 成分については $\pm 0.1\%$, $\pm 0.3\%$, $\pm 0.5\%$ 、 Z 成分については $\pm 0.1\%$, $\pm 0.5\%$, $\pm 1\%$ 磁場の値をずらした場合について調べた。図 4.10 に X 成分について、図 4.11 に Z 成分について、図 4.12 に Y 成分についての結果を示す。 Y 成分は線形ではなく二次関数でフィッティングを行った。

$$\begin{aligned} \frac{\partial R}{\partial B_{X\text{shift}}} &= 0.0 \pm 0.0001 [\text{T}] \\ \frac{\partial R}{\partial (B_{Y\text{shift}}/B_Y)} &= (0.13 \pm 0.02) + (0.059 \pm 0.006) \frac{B_{y\text{shift}}}{B_y} \\ \frac{\partial R}{\partial (B_{Z\text{shift}}/B_Z)} &= 0 \pm 6.1 \times 10^{-5} \end{aligned}$$

B_X, B_Z 成分の寄与はほとんどないが、 B_Y 成分については運動量分解能に対して寄与が大きく、特に B_Y が大きい方向にずれると急速に分解能が悪化する。

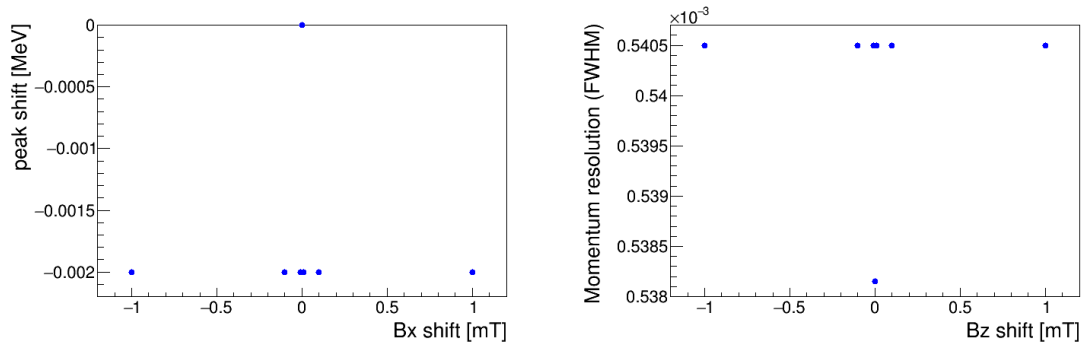


図 4.10: B_X の確度に対する解析運動量のずれと運動量分解能の変化。

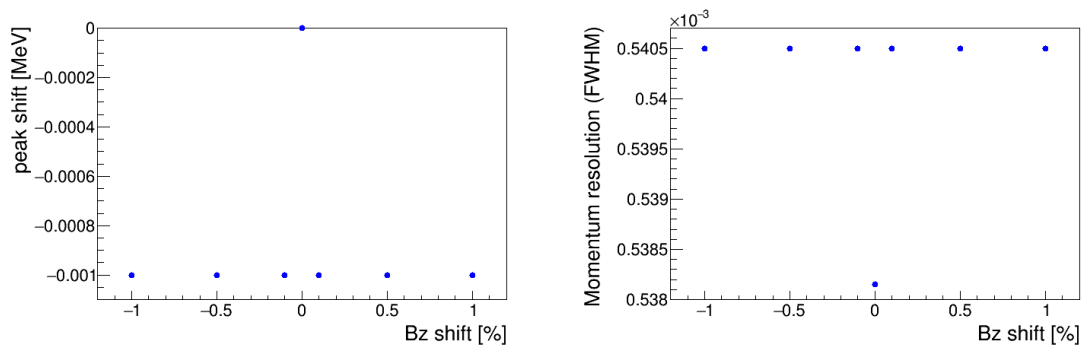


図 4.11: B_Z の確度に対する解析運動量のずれと運動量分解能の変化。

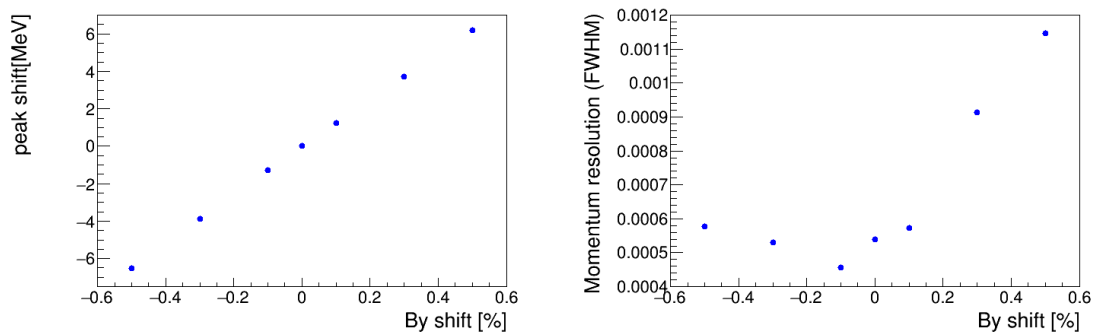


図 4.12: B_Y の確度に対する解析運動量のずれと運動量分解能の変化。

4.3.5 現在の計算磁場での運動量解析

これまで求めてきた微係数をもとに、誤差を含む磁場での運動量解析の運動量分解能は次の式で評価される。

$$\begin{aligned}
 (R - R_{\text{org}})^2 = & \left(\frac{\partial R}{\partial r_{\text{shift}}} \right)^2 \Delta r_{\text{shift}}^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial v_{\text{shift}}} \right)^2 \Delta v_{\text{shift}}^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial \theta_{XY}} \right)^2 \Delta \theta_{XY}^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial \theta_{YZ}} \right)^2 \Delta \theta_{YZ}^2 \\
 & + \left(\frac{\partial R}{\partial \Delta B_X} \right)^2 \Delta B_X^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial (\Delta B_Y/B_Y)} \right)^2 \left(\frac{\Delta B_Y}{B_Y} \right)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial (\Delta B_Z/B_Z)} \right)^2 \left(\frac{\Delta B_Z}{B_Z} \right)^2 \\
 & + \left(\frac{\partial R}{\partial B_{X\text{shift}}} \right)^2 B_{X\text{shift}}^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial B_{Y\text{shift}}/B_Y} \right)^2 \left(\frac{B_{Y\text{shift}}}{B_Y} \right)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial B_{Z\text{shift}}/B_Z} \right)^2 \left(\frac{B_{Z\text{shift}}}{B_Z} \right)^2
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

ここで、 R_{org} は磁場分布の誤差を無しとしたときの運動量分解能である。表 4.1 に式 (4.1) 中に現れる微係数の値をまとめる。測定磁場分布の誤差が運動量分解能に与

表 4.1: R の各パラメータでの偏導関数。

$\frac{\partial R}{\partial r_{\text{shift}}}$	$(5.1 \pm 0.7) \times 10^{-5}$ [/mm]
$\frac{\partial R}{\partial v_{\text{shift}}}$	$(8 \pm 1) \times 10^{-6}$ [/mm]
$\frac{\partial R}{\partial \Delta \theta_{XY}}$	0.0035 ± 0.0002 [/rad]
$\frac{\partial R}{\partial \Delta \theta_{YZ}}$	0.0059 ± 0.0005 [/rad]
$\frac{\partial R}{\partial \Delta B_X}$	0.01 ± 0.02 [T]
$\frac{\partial R}{\partial (\Delta B_Y/B_Y)}$	0.096 ± 0.007
$\frac{\partial R}{\partial (\Delta B_Z/B_Z)}$	0.00045 ± 0.00044
$\frac{\partial R}{\partial B_{X\text{shift}}}$	0.0000 ± 0.0001 [T]
$\frac{\partial R}{\partial (B_{Y\text{shift}}/B_Y)}$	$(0.13 \pm 0.02) + (0.059 \pm 0.006) \frac{B_{Y\text{shift}}}{B_Y}$
$\frac{\partial R}{\partial (B_{Z\text{shift}}/B_Z)}$	$0.00000 \pm 6.1 \times 10^{-5}$

える影響を見積もる。表 3.1、3.5 の各パラメータの誤差の値 (表 4.2 にまとめる) を式 (4.1) に代入すると、

$$R = R_{\text{org}} + \sqrt{9.1 \times 10^{-9}} = 5.38 \times 10^{-4} + 1.35 \times 10^{-4} = 6.73 \times 10^{-4} (\text{FWHM}) \tag{4.2}$$

と評価される。これは S-2S の目標とする 6×10^{-4} に対して及ばないが、この評価は表 3.5 における $\Delta B_X, \Delta B_Y, \Delta B_Z$ を大きい方の値として行い、この値は Region 2 での値で、その他の領域で磁場の誤差は 1 桁小さい。最も $\mathbf{B} \cdot \mathbf{l}$ 積が大きい磁極内部 (中心軌道 3665 mm) での誤差を過大に評価していることになる。これは $\Delta B_Y/B_Y$ を計算するための B_Y の値を有効エッジでの値、すなわち中心磁場の半分の 0.74 T に代表させていることにもいえ、運動量分解能への寄与はこの項がほとんどを占めている。磁極内部では $\Delta B_Y/B_Y$ がここでの見積もりの半分以下になるため実際の分解能はこれより向上し、 $(5.38 + \frac{1.35}{2}) \times 10^{-4} = 6.1 \times 10^{-4}$ よりはよくなると考えられる。測定磁場の精度は S-2S の目標とする運動量分解能を達成するために十分な精度であったと考えられる。

表 4.2: (4.2) 式および (4.3) 式を評価するために用いたパラメーターの誤差。表 3.1, 表 3.5, 表 3.6 の各パラメーターの値を抜粋した。 $\Delta B_Y/B_Y$ および $\Delta B_Z/B_Z$ を計算する際の B_Z は、有効エッジ付近での B_Y の値 0.74 T と B_Z の最大値 0.6 T を代表させている。もっとも右の列は計算磁場の誤差が小さい場合の磁場の誤差を示していて、3.6 の σ_1 と 3.5 の σ_2 とから、 $\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$ として計算されている。

パラメータ	(4.2) 式	(4.3) 式	
Δr_{shift}	0.07 [mm]	0.07 [mm]	
Δv_{shift}	0.1 [mm]	0.1 [mm]	
$\Delta \theta_{XY}$	0.0002 [/rad]	0.0002 [/rad]	
$\Delta \theta_{YZ}$	0.0002 [/rad]	0.0002 [/rad]	
ΔB_X	1.2×10^{-3} [T]	4.9×10^{-3} [T]	$(1.4 \times 10^{-3}$ [T])
$\Delta B_Y/B_Y$	1.4×10^{-3}	3.6×10^{-3}	(1.6×10^{-3})
$\Delta B_Z/B_Z$	1.8×10^{-3}	4×10^{-3}	(2.4×10^{-3})
$B_{X\text{shift}}$	0	7×10^{-5}	
$(B_{Y\text{shift}}/B_Y)$	0	9×10^{-5}	
$(B_{Z\text{shift}}/B_Z)$	0	9×10^{-5}	

また、表 3.6 の 2500A の電流値に対しての $\Delta \mathbf{B}$ の広がりを考慮すると、現在の計算磁場で運動量解析をした際の運動量分解能を見積もることができる。この時の各パラメーターの誤差の値を表 4.2 に示す。

すると (4.1) 式は、

$$R = R_{\text{org}} + \sqrt{2.7 \times 10^{-8}} = 5.38 \times 10^{-4} + 3.49 \times 10^{-4} = 8.87 \times 10^{-4} (\text{FWHM}) \quad (4.3)$$

となる。計算磁場と測定磁場の差 $\Delta \mathbf{B}$ の Y 成分が $\sigma = 2.7$ mT で広がっていることが支配的な効果となっている。現状の計算磁場を用いた解析では S-2S で目標とする運動量分解能を達成できていないことがわかった。計算磁場と測定磁場の差の分布の広がりを小さい方で見積もった場合は、

$$R = 5.38 \times 10^{-4} + 1.55 \times 10^{-4} = 6.93 \times 10^{-4} (\text{FWHM})$$

となり、計算磁場と計算磁場の差 $\Delta \mathbf{B}$ の Y 成分の分布の広がりを測定磁場の誤差と同程度にするまで計算磁場の最適化を行うことで、目標とする運動量分解能に迫ることが可能となる。

第5章 まとめ

J-PARC E05 実験では、 (K^-, K^+) 反応を用いた質量欠損法による三ハイパー核分光実験を行う。その第一段階として ^{12}C を標的とした ^{12}Be を、ミッシングマス分解能 $\Delta M < 2 \text{ MeV}$ という先行する実験を凌駕する高分解能で実験を行うことを目的としている。この三ハイパー核は、KEK-E224 実験や BNL-E885 実験、2015 年に行われた J-PARC E05 実験パイロットランなどの先行の研究により存在が示唆、散乱断面積が見積もられている。また理論的にはコア原子核の励起も含んだハイパー核の殻模型により、実験で得られるスペクトルは複雑なピーク構造をしていることが予想されており、高エネルギー分解能によりこのピーク構造を観測することにより、いまだに不定性のあるバリオン間相互作用モデルに対して強い制限を加えることが可能になる。

J-PARC E05 実験の目指す高ミッシングマス分解能を達成するための要として S-2S (Strangeness -2 Spectrometer) が建造された。S-2S は 2 台の四重極磁石 (Q1, Q2) と 1 台の双極磁石 (D1) により構成される。中心運動量は $1.38 \text{ GeV}/c$ であり、運動量アクセプタンス特性も (K^-, K^+) 反応で三ハイパー核を生成したときの K^+ 粒子の運動量に最適化されている。高分解能を保ちながら 55 msr という立体角をもつことにより高統計も両立できる。S-2S では、飛跡検出器によって得た散乱粒子の飛跡と S-2S の計算磁場を用いて運動量の再構成を行う。この再構成の際に計算磁場と S-2S が生成する磁場の間の相違が運動量分解能へと与える影響が懸念される。この影響を正確に評価し、S-2S による高分解能での (K^-, K^+) 実験を保証することが本研究の意義である。

まず、3 軸ホールプローブ、3 軸駆動装置、NMR プローブを組み合わせた測定器系およびその制御システムを構築した。次にその測定器系を用いることにより、S-2S D1 電磁石の基本的性能を調べた。励磁から 10 分経過すると中心磁場は $1 \mu\text{T}$ 精度で安定することを確認し、励磁曲線を取得した。続いて磁場分布測定を行い、 $800 \times 320 \times 1700 \text{ mm}^3$ に渡る領域中で、4 通りの電流値に対し全てで 36000 点にわたるデータを取得し、校正および解析を行った。測定の誤差は実際に三ハイパー核分光実験の際の電流値である 2500 A を通電したときについて、磁場が一様な領域では $180 \mu\text{T}$ 未満、磁場の変動が大きい磁極端付近においては 1.2 mT 未満と評価された。

計算磁場には、鉄芯材の B-H 曲線の非線形性やヒステリシス特性、実際の電磁石の細かな形状などの入力パラメーターの不定性がある。これにより実際の電磁石の作る磁場との間に相違が生じる。今回測定した磁場と現状の計算磁場の間の差の分布が最大で数 mT の幅を持ち、磁場測定の精度よりもはるかに大きな誤差となっていた。これらのパラメーターを最適化するために、計算磁場と測定した磁場を比較す

ることで計算磁場の改善すべき点を考察した。2500A を通電した際の主成分 (B_Y 成分) の位置による変動の様子から、現在の計算に用いている BH 曲線では 2500A の通電に対応する点における透磁率が大きくなっていると結論付けた。また 2500A, 2000A, 1500A, 1000A の通電に対応する点でも磁場の強さが正確に再現されておらず、第一に BH 曲線の最適化を行うことが重要であるとわかった。

こうして得られた磁場分布の誤差が運動量分解能に与える影響を、Geant4 シミュレーションにより生成したイベントと運動量解析を行う際の磁場分布を変化させることにより見積もった。その結果、磁場測定の精度は S-2S が目標とする運動量分解能 6.0×10^{-4} (FWHM) を満たすために十分なものであったことが確認された一方で、現在の計算磁場を用いて運動量解析をした場合は運動量分解能は 8.9×10^{-4} (FWHM) となる。目標とする運動量分解能を達成するためには計算磁場が測定誤差と同程度で測定磁場を再現できるようにする必要がある。

謝辞

修士課程を通して研究に取り組む中で、多くの方々にお世話になりました。この場を借りてお礼申し上げます。指導教官である永江知文教授は、研究を進める上では基本的に私の自主性を尊重してくれながらも、私が困ったときにはいつも適切な助言や対応をしていただきました。普段の穏やかな物腰と、物理への深い知識と真剣な態度は私にとって人間としても研究者としても目標です。引き続き S-2S を使った J-PARC E05 実験に貢献できるよう精進していきたいと思います。これからもよろしくをお願いします。

また同じグループの先輩であり、S-2S の立ち上げに向けた研究を以前から進めていた金築俊輔氏は、研究室が同室なこともあって J-PARC E05 実験に関することから大学院生としての生活についてなど、様々なことを教えていただきました。昨年度まで同じグループで特定研究員をされていた、東北大学理学研究科の後神利志助教には、磁場測定に向けての準備を一緒に進めたり、光電子増倍管の磁場中での性能の変化を評価するためにヘルムホルツコイルを制作したことなど、沢山の思い出と教えていただいたことがあります。後神助教の助けのおかげで私は磁場測定器系を構築し、磁場測定を行うことができました。

磁場測定を行う上では、高エネルギー加速器研究機構のスタッフの皆さまにお世話になりました。特に高橋仁准教授は安全管理の体制を整えるための折衝から、電源の操作方法の指導まで様々なことをしていただきました。また武藤亮太郎助教には、磁場測定のために必要な 3 軸ホールプローブを J-PARC の加速器グループから借りる仲介をしていただきました。借り物のホールプローブを折ってしまいご迷惑をおかけしたと思います。申し訳ありませんでした。高橋俊行准教授、鵜飼美冬研究機関講師には、磁場測定を行うための監督のスタッフとしてつくばキャンパスに来ていただきました。里嘉典准教授、上利 恵三技師は、電源のトラブルが起きた際に対応をしていただきました。電源の調整をしている近くなどで動き回って作業をするなどご迷惑もおかけしました。

J-PARC へ実験をするために出張した際は大学や研究所、国の垣根を越えて数多くの人にお世話になりました。特に、京都大学の先輩である江川弘行氏には E07 実験の検出器の担当をした際に詳しく指導していただきました。車で食事に連れて行っていただいたりもして、研究の面でも生活の面でも充実した日々を送ることができました。また、K1.8 ビームラインで実験を行うグループの同期であった大阪大学大学院理学研究科の小林 和矢君と東北大学大学院理学研究科の小椋 裕君の存在は、身近な存在として落ち着きを与えてくれたり、彼らの研究が刺激になったりもしました。

また京都大学の原子核ハドロン研究室のスタッフである、成木恵准教授、川畑貴裕准教授、村上哲也講師、藤岡宏之助教、新山雅之助教からは修論に向けての中間発表でアドバイスをいただくなど、お世話になりました。研究室の先輩の方々とも研究室の行事を通して交流したり、研究内容を伺って勉強させてもらったりもしました。同期の小早川亮君、阪上朱音さん、森本貴博君とは、学部生時代から課題研究、課題演習で一緒に研究をしてきましたが、一緒にゼミをやったりお互いの進捗を話し合ったり、研究室の行事を企画したりと、互いに高めあいながら2年間楽しくやっていけました。また後輩にも磁場測定に向けた準備などを手伝っていただきました。特に同じグループに配属された市川真也くん、越川亜美さんは寒い中、長時間にわたる磁場測定を一緒にしてくれました。

また研究室秘書の吉野英子さんには、様々な事務処理を一手に引き受けていただきました。不慣れな頃はお迷惑をおかけすることもありましたが、研究を安心して進めていけたのは吉野さんのバックアップのおかげでした。

私をこれまで育ててくれた家族にも感謝しています。ずっと自宅から学校に通っていたので気付かずにいましたが、大学院生になり J-PARC や KEK へ長期間の出張をするようになって初めて家庭のありがたみを痛感するようになりました。これからも研究をしていく中で、多くの人の助けを借り、時には迷惑をかけてしまうこともあると思いますが、今抱いているような感謝の気持ちを忘れずにいたいと思います。

References

- [1] 三次元核図表 http://lambda.phys.tohoku.ac.jp/img/3d_nuclear_chart_01_s.png
- [2] T. Miyoshi et al., Phys. Rev. Lett. 90, 232502 (2003)
- [3] A. Esser et al., Phys. Rev. Lett. 114, 232501 (2015)
- [4] T. Hasegawa et al., Phys. Rev. C 53, 1210 (1996).
- [5] H. Tamura et al., Phys. Rev. Lett. 84, 5963 (2000).
- [6] D.J. Millener, Nucl. Phys. A 754, 48c (2005).
- [7] T. Nagae et al., Phys. Rev. Lett. 80, 1605 (1998).
- [8] P.K. Saha et al., Phys. Rev. C 70, 044613 (2004).
- [9] G.R. Charlton, et al., Phys. Lett. B 32 (1970) 720.
- [10] J.K. Ahn, et al., Phys. Lett. B 633 (2006) 214.
- [11] S. Aoki, et al., Nucl. Phys. A 644 (1998) 365.
- [12] T. Tamagawa, et al., Nucl. Phys. A 691 (2001) 234.
- [13] H.Takahashi et al., PRL 87, 212502(2001)
- [14] K.Nakazawa et al., Prog. Theor. Exp. Phys. (2015) 033D02
- [15] C.B. Dover and A. Gal, Ann. Phys. 146 (1983) 309.
- [16] T. Fukuda et al., Phys. Rev. C 58 (1998) 1306.
- [17] P. Khaustov et al., Phys. Rev. C 61 (2000) 054603.
- [18] M. M. Nagels, et al., Phys. Rev. D 15, 2547 (1977); 20, 1633 (1979)
- [19] K. Tominaga, et al., Nucl. Phys. A 642, (1998) 483
- [20] Th. A. Rijken and Y. Yamamoto, Phys. Rev. C 73, 044008 (2006)
- [21] T. Motoba and S. Sugimoto, Nucl. Phys. A 835 (2010) 223.
- [22] S.Nagamiya, Prog Theor Exp Phys (2012) 2012 (1): 02B001.

- [23] 加速器施設 | J-PARC | 大強度陽子加速器施設 (<http://j-parc.jp/acc/ja/index.html>)
- [24] K. Agari et al., Prog. Theor. Exp. Phys. 2012, 02B009 (2012)
- [25] 金築俊輔 ほか 日本物理学会 2016 年秋季大会 23pSH-6
- [26] T. Gogami et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 817, 70-84 (2016)
- [27] 金築俊輔 ほか 日本物理学会 2013 年秋季大会 20pSH-6
- [28] Opera Electromagnetic FEA Simulation Software<http://operafea.com/>
- [29] Specification Sheets:Hallprobe Active Areas (<http://www.lakeshore.com/Documents/HallProbeActiveAreas.pdf>)
- [30] Catalog:Lakeshore Model 460 Gaussmeter (<http://www.lakeshore.com/Documents/460.pdf>)