

ミュー粒子・電子転換過程探索実験 DeeMe に用いられる
磁気スペクトロメータ電磁石の磁場解析と性能評価
(Magnetic field analysis and performance study of the
spectrometer magnet used in the DeeMe experiment
searching for muon-to-electron conversions)

理学研究科

数物系専攻

古谷 優子

概要

ミュー粒子・電子転換過程探索実験 DeeMe (Direct emission of electron by Muon-to-electron conversion) は、茨城県東海村の大強度陽子加速器施設 (J-PARC) にある物質生命科学実験施設 (MLF) 内のミュー粒子科学実験施設 (MUSE) で計画されている実験である。ミュー粒子・電子転換過程 ($\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)$) は、物質中の原子核にミュー粒子が束縛され生成されるミュオニック原子中で起こる反応である。この過程はレプトンフレーバー数の保存を破る反応であり、素粒子標準理論では禁止されている。しかし、超対称性大統一理論のような標準理論を超えた理論の多くでは、分岐比に対する現在の実験上限値 10^{-13} の数桁下でその存在が期待されている。DeeMe 実験では、J-PARC の 3 GeV 陽子シンクロトロン (RCS) からの大強度・高純度なパルス陽子ビームを活用し、最終的には SiC 製標的を用いて、現在の実験上限値を 1~2 桁上回る単一事象感度 2×10^{-14} の実験を目指す。

DeeMe 実験の主なバックグラウンド源として DIO (Decay in Orbit, $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$) からの電子があげられる。DIO とはミュオニック原子の軌道上でのミュー粒子の崩壊である。DeeMe 実験のシグナルは、ミュー粒子・電子転換から出てくる $105 \text{ MeV}/c$ の運動量を持つ電子であるが、DIO に起因する電子の運動量もまた、原子核の反跳エネルギーによって最大 $105 \text{ MeV}/c$ 付近まで到達しうる。DIO バックグラウンドの寄与を小さく抑えるためには、 $105 \text{ MeV}/c$ のシグナルに対し $1 \text{ MeV}/c$ 以下の運動量分解能があればよいことがモンテカルロシミュレーションより分かっている。この運動量分解能を達成するために、実測磁束密度に基づいた詳細な計算磁束密度マップを作成する必要がある。本稿では、以下の 2 点について報告する。

1. 磁気スペクトロメータに用いられる双極電磁石 PACMAN の磁束密度測定を行った。順方向・逆方向とも最大 500 A の電流が流され、その動作が確認された。また、3 軸ホールプローブを用いて測定することにより、PACMAN 電磁石のフリンジでの磁束密度など詳細な磁束密度の様子を把握することができた。その結果、PACMAN 電磁石面が上下で約 10 mm 程ずれていることが判明した。
2. G4beamline シミュレーションを用いて実際の磁束密度と、飛跡を再構成し運動量を求める際の磁束密度マップとのずれが運動量測定に与える影響を調べた。G4beamline とは、Geant4 シミュレーションを元に開発された粒子の追跡シミュレーションである。その結果、ずれを補正しない場合、運動量平均値や運動量分解能には大きな影響はないが、飛跡再構成の効率が下がることが分かった。また運動量分解能は $0.3 \text{ MeV}/c$ と十分小さい値が得られた。

目次

1	序章	1
1.1	標準理論	1
1.2	荷電レプトンフレーバー数非保存過程	2
1.3	ミュー粒子・電子転換過程	5
1.4	ミュー粒子・電子転換過程によるシグナルとバックグラウンド	6
1.5	標準理論を超えた理論	7
2	ミュー粒子・電子転換過程探索実験	9
2.1	一般的なミュー粒子・電子転換過程探索実験の手法	9
2.2	J-PARC	10
2.3	MLF (Materials and Life Science Experimental Facility)	12
2.4	DeeMe 実験	13
2.5	DeeMe 実験における物理解析とバックグラウンド	15
2.6	陽子標的兼ミュー粒子静止標的	16
2.7	H ライン	19
2.8	磁気スペクトロメータ	20
3	PACMAN 電磁石の磁束密度測定	30
3.1	使用したもの	30
3.2	Alignment	35
3.3	座標原点の定義	40
3.4	PACMAN 電磁石の励磁テスト	41
3.5	消磁	42
3.6	磁束密度の測定方法	42
3.7	測定範囲	43
3.8	測定結果	43
3.9	計算磁束密度マップ	52
3.10	実測磁束密度と計算磁束密度の比較	53
3.11	実測磁束密度にあわせる	54
4	シミュレーション	61
4.1	電磁石の上下のずれが運動量測定に与える影響	61
4.2	電磁石の磁束密度のずれが運動量測定に与える影響	64
5	DIO 電子の運動量測定のシミュレーション	70
5.1	H ラインシミュレーション	70
5.2	磁束密度の変化が与える DIO 電子の運動量測定への影響	72
6	結論	76
	謝辞	78

目次

1.1	標準模型の枠内でニュートリノ混合を組み込むことで考えられる cLFV 過程のダイアグラム	3
1.2	終状態に光子を含む過程のファインマンダイアグラム	4
1.3	終状態に光子を含まない過程のファインマンダイアグラム	4
1.4	cLFV のエネルギースケール Λ とモデルパラメータ κ に対する $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ 崩壊とミュー粒子・電子転換の感度依存性	5
1.5	Czarnecki らによって計算された DIO 電子スペクトル [10]	7
1.6	SUSY モデルを構成する粒子 . 通常の素粒子のパートナーとして超対称性粒子が存在する	8
1.7	超対称粒子が寄与することによって起こりえるミュー粒子・電子転換過程のダイアグラム	8
2.1	一般的な μ - e 転換過程探索実験の手法	9
2.2	COMET 実験の全体図	10
2.3	Mu2e 実験の全体図	10
2.4	J-PARC の全体図	11
2.5	MLF 全体図 . U ライン・D ライン・S ライン・H ラインの 4 つのビームラインがある . (H ラインは建設中)	13
2.6	DeeMe 実験の全体図	13
2.7	RCS からのパルス陽子ビームの構造と DeeMe 実験における信号探索時間	15
2.8	G4beamline シミュレーションで得られた予想運動量スペクトル . SiC 標的 , RCS 1MW で 2×10^7 s (1 年間) のビームタイムと , 3×10^{-14} のミュー粒子・電子転換分岐比 , R_{DP} (Rate of Delayed Proton) = 10^{-19} を仮定した	16
2.9	グラフィット製回転式標的	17
2.10	ミュオニック C 原子における原子核と μ^- の波動関数の重なり	18
2.11	ミュオニック Si 原子における原子核と μ^- の波動関数の重なり	18
2.12	H ラインから DeeMe 実験に用いられる磁気スペクトロメータまでの全体図 (G4beamline より)	19
2.13	電子の運動量と H ラインの各電磁石のアクセプタンスの関係 (G4beamline より) . 破線がターゲット出口 , 赤は H ライン第 1 ベンド (HB1) 出口 , 一番内側の緑が H ライン出口でのアクセプタンス	20
2.14	磁気スペクトロメータ . 黄色いものは双極電磁石であり , その前後に 2 台ずつの飛跡検出器が置かれている (G4beamline simulation より)	21
2.15	ガス検出器に印加する電圧と増幅率の一例 . [20]	22
2.16	DeeMe 実験に用いられる MWPC の外観	23
2.17	DeeMe 実験に用いられる MWPC の内観 . X 軸読み出し方向に 80 チャンネル , Y 軸読み出し方向に 16 チャンネルを持つ	23
2.18	空間電荷効果 [6] . + は電圧をかけているワイヤーである . a. 1 次電離による電子がセンスワイヤーに向かってドリフトする . b. 電子雪崩が始まる . c. ~ e. 電子と陽イオンのドリフトの速度の差から液滴状に成長する	24
2.19	DeeMe 実験で用いる MWPC 検出器内のワイヤー構造	24

2.20	検出器が受ける荷電粒子の時間構造と HV switching の時間構造．これまでの HV switching は即発荷電粒子を受けるタイミングのみ 2 つのワイヤー間の電位差をなくす方式であったが，逆位相の HV switching では測定時間のみワイヤー間の電位差を発生させる方式になっている．．．．．	25
2.21	双極電磁石 PACMAN．TRIUMF から運ばれた様子．．．．．	26
2.22	双極電磁石 PACMAN．ビーム方向を z 軸とし，垂直上向きが y 軸，ヨーク側から開口部に向かって水平方向を x 軸とする．．．．．	26
2.23	PACMAN の geometry． z 方向の上下のずれ．．．．．	27
2.24	PACMAN の geometry． x 方向の上下のずれ．．．．．	28
2.25	セオドライトを用いて PACMAN 電磁石の geometry の測定を行う様子．セオドライトを電磁石の端と平行になるように設置する．．．．．	28
2.26	電磁石の端に取り付けた定規の目盛りを，セオドライトを用いて読み取る．手前と奥の定規はともに電磁石の端に 50 mm の目盛がくるように取り付けられている．上面にも同様に定規を取り付けてある．．．．．	29
3.1	3 軸ガウスメータ フロントパネル．．．．．	30
3.2	3 軸ガウスメータに 3 軸ホールプローブを接続する様子．．．．．	30
3.3	Lake Shore Model 460 3 軸ホールプローブ．．．．．	31
3.4	3 軸ホールプローブのサイズ．．．．．	31
3.5	3 軸ホールプローブの active area．．．．．	32
3.6	駆動装置．ステージには z 方向のレールがついている．アームにホールプローブを取り付けて測定を行う．．．．．	33
3.7	駆動装置の位置測定の様子． x 軸方向に沿うようにステージに定規を固定し，測定を行った．．．．．	33
3.8	期待する移動量と定規で測定した実際の移動量の差のヒストグラム．．．．．	35
3.9	x, z 変化に対する y 変化の測定の様子．レベルの方向を y 軸方向についている手前のケガキと一致するように設置しておく．赤い線は視準線を示している．そのレベルでアームの先に取り付けた定規の目盛りを読みとる．値に変化がなければアームは $x-z$ 平面と並行に移動していることになるが，変化があればアームは $x-z$ 平面に対して斜めに入っていることになる．．．．．	36
3.10	アームの先に縦方向に取り付けた定規の目盛りをレベルで読み取ったときの，アームの向きと定規の目盛の様子．アームが $x-z$ 平面にたいして平行に動いていれば，(b) のように初期位置 (a) と目盛りの値が変わらない．アームの先が下がっていれば，(c) のようになり読み取る目盛りの値は大きくなる．アームの先が上がっているとき，(d) のように読み取る目盛りの値は小さくなる．．．．．	36
3.11	大きい四角で表しているのがステージ．小さい黒 ($x = 167$ mm) と赤 ($x = 0$) と緑 ($x = -167$ mm) の四角で示す位置に駆動装置を移動させた．．．．．	37
3.12	横軸が z [mm]，縦軸がレベルを用いて読み取った定規の目盛の値．色の違いは x の位置の違いに対応している．．．．．	37
3.13	y と z 変化に対する x 方向のずれの測定の様子． x 軸方向についている手前のケガキと奥のケガキを結んだ線 (緑で示す線) と平行になる向きにセオドライトを設置する．赤い線は視準線を示している．駆動装置を z 方向に移動させたときと，アームを y 方向に移動させたときのアームの動きをセオドライトを用いて見る．．	38

3.14	アームの先に横方向に取り付けた定規の目盛りの値をセオドライトで読み取ったときの、アームの向きと定規の目盛りの値の様子。アームが $y-z$ 平面に対して平行に動いていれば、(b) のように初期位置 (a) と目盛りの値が変わらない。アームの先が $-x$ 方向に斜めに動いていれば、(c) のようになり読み取る目盛りの値は大きくなる。アームの先が $+x$ 方向に斜めに動いていれば、(d) のように読み取る目盛りの値は小さくなる。	38
3.15	z 変化に対する水平方向のずれ。	39
3.16	y 変化に対する水平方向のずれ。	39
3.17	$x=0$ mm, $z=0$ mm の定義。四角形は下の磁極面を上から見た図。	40
3.18	$y=0$ mm の定義。二つの四角形は、上下の磁極面を横から見た図。	40
3.19	磁極中心 (0,0,0) での磁束密度 B_y [T] と電流 [A] の関係。	41
3.20	黄色で示す四角は電磁石の下面を表しており、上から磁極面を見ている。緑色で示した範囲はエクステンションをつけずに測定した範囲である。 $+z$ 方向にエクステンションを取り付け測定した範囲を赤色で、 $\pm x$ 方向にの測定範囲を紫色で囲っている。	43
3.21	$x=0$ mm, $y=0$ mm における磁束密度 (上から B_x , B_y , B_z [T]) の z 方向のスキャン。色の違いは電流の違いを表し、黒は 500 A, 赤は 400 A, 緑は 300 A, 青は 200 A, 黄色は 100 A, 桃色が 50 A に対応する。	44
3.22	$x=0$ mm, $y=0$ mm における 500 A の磁束密度に対する、ある電流値でのスキャンしたデータの比のプロット。色の違いは電流の違いを表し、黒は 500 A, 赤は 400 A, 緑は 300 A, 青は 200 A, 黄色は 100 A, 桃色が 50 A に対応する。	44
3.23	磁束密度と電流が比例関係であると仮定した直線 (1, 0.8, 0.6, ...) から 500 A の磁束密度に対する比を引いたプロット。色の違いは電流の違いを表し、黒は 500 A, 赤は 400 A, 緑は 300 A, 青は 200 A, 黄色は 100 A, 桃色が 50 A に対応する。	45
3.24	$(x, y, z) = (0, 0, 10)$ mm での電流値を変化させたときの磁束密度。	46
3.25	直線フィットから求められる $I = 0$ のときの磁束密度。	46
3.26	図 3.22 から図 3.25 を引き、500 A の磁束密度に対するある電流値でのスキャンしたデータの比のプロット。色の違いは電流の違いを表し、黒は 500 A, 赤は 400 A, 緑は 300 A, 青は 200 A, 黄色は 100 A, 桃色が 50 A に対応する。	47
3.27	残留磁束密度を引いた場合の理想の直線 (1, 0.8, 0.6, ...) と比のずれのプロット。色の違いは電流の違いを表し、黒は 500 A, 赤は 400 A, 緑は 300 A, 青は 200 A, 黄色は 100 A, 桃色が 50 A に対応する。	48
3.28	磁極上面付近 ($y=100$ mm, $x = -130$ mm (黒), $x=0$ mm (赤), $x=170$ mm (緑)) の z 方向のスキャン。	49
3.29	電磁石の中心 ($y=0$ mm, $x=-170$ (黒), 0 (赤), 130 mm (緑)) の z 方向のスキャン。	50
3.30	理想的な形状の電磁石での磁束密度のイメージ図。電磁石の外側で磁束密度が膨らみ B_z 成分が大きくなる。電磁石の中心では B_y 成分のみになる。	51
3.31	電磁石の上下がずれた電磁石での磁束密度のイメージ図。磁束密度全体が面のずれている方向に引っ張られるような形になる。 $y=\pm 100$ mm では上下のずれによる B_z への影響は小さいが、 $y=0$ 付近の高さでは実測磁束密度で見られたような構造が見えると思われる。	51

3.32	電磁石の上面 (黒) と下面 (赤) の縁付近 ($z=-340$ mm 付近) のスキャン (上から B_x, B_y, B_z) . B_y のバンプの位置を見ると, 上下で 10 mm ほどずれていることが確認できる	52
3.33	計算磁束密度マップ OPERA3D より	52
3.34	磁極中心付近 ($y = 0, x = -30$ mm) における実測磁束密度と, 理想的な形状の電磁石に対する計算磁束密度との比較 . 黒が計算による磁束密度で赤が実測による磁束密度	53
3.35	磁極中心付近 ($y = 0, x = -30$ mm) における実測磁束密度と, 電磁石の上下のずれを組み入れた電磁石に対する計算磁束密度との比較 . 黒が計算による磁束密度で赤が実測による磁束密度	54
3.36	x 軸周りに α 度回転させたときの, $y=0$ の平面における χ^2 和の変化の様子 . B_x, B_y, B_z それぞれについて χ^2 和を計算している	55
3.37	x 軸周りに α 度回転させたときの, $y=0$ の平面における $\chi_{B_x}^2 + \chi_{B_y}^2 + \chi_{B_z}^2$ の変化の様子	56
3.38	計算磁束密度全体を x 軸周りに α 度回転させた際のスケールの変化の様子	56
3.39	$(x, y) = (-360, 0)$ における z スキャン . 黒は実測磁束密度の x 成分のプロットで, その他が x 軸周りの回転をかけた計算磁束密度の x 成分のプロット	57
3.40	$(x, y) = (-360, 0)$ における z スキャンの拡大 . 色の違いは回転角度の違いに対応する . 赤が x 軸周りに $\alpha = -30^\circ$, 緑は $\alpha = -20^\circ$, 青は $\alpha = -10^\circ$, 桃色が $\alpha = 0$ 回転させたときの B_x	57
3.41	最も実測磁束密度に合う回転角度の誤差は, χ^2 が最小になる角度と 2 となる角度の差とする	58
3.42	異なる $x-z$ 平面で, 実測磁束密度との χ^2 が最小となる x 軸周りの角度 α	58
3.43	異なる $x-z$ 平面で, 実測磁束密度との χ^2 が最小となる y 軸周りの角度 β	59
3.44	異なる $x-z$ 平面で, 実測磁束密度との χ^2 が最小となる z 軸周りの角度 γ	59
3.45	y 軸周りに β 度回転させたときの, $y = 0$ 平面における $\chi_{B_x}^2 + \chi_{B_y}^2 + \chi_{B_z}^2$ の変化の様子 . β を変化させても縦軸の値があまり変化しておらず, 誤差棒が大きくなってしまう	60
4.1	運動量測定シミュレーションの様子 . 1 台目の MWPC の上流で 105 MeV/c の電子を発生させ, スペクトロメータに打ち込んでいる	61
4.2	電磁石の上下のずれを組み込んだ磁束密度マップで電子を入射し, そのずれを反映させていない磁束密度マップで飛跡再構成したときの運動量分布 . 上は再構成したイベント全ての運動量分布, 下は Probability>0.05 以上の条件を満たすイベントの運動量分布	62
4.3	電磁石の上下のずれを組み込んだ磁束密度マップで再構成したときの運動量分布 . 上は再構成したイベント全ての運動量分布, 下は Probability>0.05 以上の条件を満たすイベントの運動量分布	63
4.4	0.9 倍した磁束密度マップ中に電子を入射し, 定数倍を反映させていない磁束密度マップで再構成したときの運動量分布 . 上は再構成したイベント全ての運動量分布, 下は Probability>0.05 以上の条件を満たすイベントの運動量分布	65
4.5	定数倍した計算磁束密度マップ中に電子を入射し, 定数倍を反映させていない磁束密度マップで飛跡再構成したときの, 運動量平均値, 運動量分解能, 飛跡再構成の効率の変化の様子	65

4.6	x 軸周りに α 度回転させた磁束密度マップ中に電子を入射し, その回転を反映させていない磁束密度マップで飛跡再構成したときの, 運動量平均値, 運動量分解能, 飛跡再構成の効率の変化の様子	67
4.7	y 軸周りに β 度回転させた磁束密度マップ中に電子を入射し, その回転を反映させていない磁束密度マップで飛跡再構成したときの, 運動量平均値, 運動量分解能, 飛跡再構成の効率の変化の様子	67
4.8	z 軸周りに γ 度回転させた磁束密度マップ中に電子を入射し, その回転を反映させていない磁束密度マップで飛跡再構成したときの, 運動量平均値, 運動量分解能, 飛跡再構成の効率の変化の様子	68
5.1	H ラインシミュレーションの様子	70
5.2	静止ミュオンから発生させた DIO 電子の運動量スペクトル	71
5.3	H ラインを輸送し, スペクトメータに入射させる前の DIO 電子の運動量スペクトル	71
5.4	飛跡を再構成し, 得られた運動量スペクトル	72
5.5	x 軸周りに α 度回転させた磁束密度マップ中に DIO 電子を入射し, その回転を反映させていない磁束密度マップで飛跡を再構成し得られた DIO 電子の運動量スペクトル. 黒が $\alpha=0$, 赤が $\alpha = 2^\circ$	73
5.6	x 軸周りに α 度回転させた磁束密度マップで DIO 電子を入射し, その回転を反映させていない磁束密度マップで飛跡を再構成したときの軌跡再構成の効率 (上) と 102 MeV/c 以上の割合 (下)	74
5.7	y 軸周りに β 度回転させた磁束密度マップ中に DIO 電子を入射し, その回転を反映させていない磁束密度マップで飛跡を再構成したときの軌跡再構成の効率 (上) と 102 MeV/c 以上の割合 (下)	74
5.8	z 軸周りに γ 度回転させた磁束密度マップ中に DIO 電子を入射し, その回転を反映させていない磁束密度マップで飛跡を再構成したときの軌跡再構成の効率 (上) と 102 MeV/c 以上の割合 (下)	75

表目次

1.1	標準理論を構成するクォークとレプトン	1
1.2	標準理論を構成するゲージボソン	1
1.3	代表的な $cLFV$ 過程探索実験における分岐比の上限値	3
2.1	RCS パラメーター一覧	12
2.2	C 標的, Si 標的を用いた場合の統計量	18
2.3	PACMAN 電磁石の仕様一覧	27
3.1	3 軸ホールプローブのスペック	31
3.2	入力した移動量と実際の駆動装置の移動量について (x 軸)	34
3.3	入力した移動量と実際の駆動装置の移動量について (z 軸)	34
3.4	磁極中心 (0,0,0) での電流値と磁束密度の主成分 B_y の値	41
3.5	消磁を行った際の電流値と磁極中心の y 方向の磁束密度 B_y	42
4.1	磁束密度マップのずれが飛跡再構成の効率に与える影響のまとめ	64
4.2	誤差を含めて回転補正を行った際の飛跡再構成の効率	69
5.1	回転補正を行った際の飛跡再構成の効率とシグナル領域にある DIO 電子の収量	75

1 序章

素粒子とは物質の最小の構成要素であるが、その性質やふるまいを良く記述しているのが標準理論である。電弱統一理論と強い力を記述する量子色力学をあわせたこの理論は、欧州原子核合同研究機構 (CERN) の電子・陽電子加速器 LEP で良く成り立っていることが検証されている。

しかし、標準理論で唯一、予測されながらも長らく発見されなかった粒子があった。その粒子はヒッグス粒子と呼ばれる。ヒッグス粒子は標準理論によってその存在を示唆されてから約 50 年後の 2012 年 7 月、CERN の陽子陽子衝突型加速器 LHC で発見された。これでようやく、標準理論を構成するピースは揃ったのであるが、標準理論はまだまだ完全ではなく説明のできない現象もある。その例としてあげられるのが、ニュートリノ振動である。ニュートリノ振動とは、中性レプトンであるニュートリノが他の世代のニュートリノへ遷移する現象である。この現象は 1998 年、神岡鉱山に設置されたスーパーカミオカンデにより発見されたが、ニュートリノが質量を持つということの証明となっている。標準理論では、ニュートリノの質量は厳密に 0 であるため、ニュートリノ振動の発見は標準模型のほころびを示すものとして重要である。このように標準理論には不十分な点が存在し、標準理論を越える新しい理論につながる発見が世界中の研究者によって探されている。

DeeMe 実験もこの発見に挑む数々のグループの中の一つである。DeeMe 実験では、ミュー粒子が電子に転換する過程を探索する [1]。これは稀な崩壊であり、もし大きな頻度で観測されれば、量子補正による効果により新しい粒子が存在することの立証となるため重要である。本章では、標準理論を越える現象として、レプトンフレーバー保存を破る過程と、その過程の一つであるミュー粒子・電子転換過程、およびその探索のための DeeMe 実験の背景について述べる。

1.1 標準理論

標準理論は、物質を構成するクォークとレプトンとよばれる素粒子と、それらの力を媒介するゲージボソンとよばれる素粒子で成り立っている (表 1.1 と表 1.2)。クォークとレプトンはさらに、第一世代、第二世代、第三世代と大きく 3 つにわけられる。

表 1.1 標準理論を構成するクォークとレプトン

	第 1 世代	第 2 世代	第 3 世代	電荷 $Q/ e $	スピン
クォーク	u	c	t	+2/3	1/2
	d	s	b	-1/3	1/2
レプトン	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	1/2
	e^-	μ^-	τ^-	-1	1/2

表 1.2 標準理論を構成するゲージボソン

ボソン	媒介する力	電荷 $Q/ e $	スピン
γ	電磁相互作用	0	1
g	強い相互作用	0	1
W^\pm	弱い相互作用	± 1	1
Z^0	弱い相互作用	0	1

レプトンはそれぞれの世代で固有の量子数を持ち, 第一世代 (e, ν_e) は電子数 L_e , 第二世代 (μ, ν_μ) ミューオン数 L_μ , 第三世代 (τ, ν_τ) はタウ数 L_τ と定義され, それらはレプトンフレーバーと呼ばれる. それぞれのレプトンフレーバーに対して, 粒子には +1 の量子数を, 反粒子には -1 の量子数を, 他の粒子には 0 の量子数を課す. 標準理論では, 全ての素粒子の相互作用において反応の前後でそれぞれのレプトンフレーバー量子数の総和は保存し, これはレプトンフレーバー数保存とよばれる.

例) ミューオンの崩壊

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (1)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2)$$

式 (1) については, 左辺は L_μ が +1, 右辺は L_e が +1 + -1 = 0, L_μ が +1 となり, レプトンフレーバー量子数が保存していることがわかる. 式 (2) については, 左辺は L_μ が -1, 右辺は L_e が -1 + 1 = 0, L_μ が -1 となり, こちらもレプトンフレーバー量子数が保存している.

一方, クォークに関してはフレーバーは保存されない. 標準理論では, 素粒子はヒッグス粒子と湯川相互作用をすることで質量を獲得する. クォークの質量固有状態は左巻きの u クォークと d クォークについて質量行列を独立に対角化することで得られるが, 標準理論ではこの状態は弱い相互作用を記述する SU(2) ゲージ群の 2 重項に統合されなければならない. このとき 2 つの状態の間をつなぐ相対的な回転の自由度から, フレーバーの混合が生じる. レプトンについても同じことが言えるが, 標準理論の枠内ではニュートリノの質量が 0 であるため, 荷電レプトンの質量固有状態は SU(2) の 2 重項全体の回転で得られる. よって荷電レプトンではフレーバーの混合が生じず, レプトンフレーバー数が保存されるのである.

1.2 荷電レプトンフレーバー数非保存過程

前章で述べたように, 標準模型ではニュートリノの質量が 0 であるため, レプトンフレーバー数は反応の前後で厳密に保存する. しかし, ニュートリノ振動の発見により, ニュートリノが小さいながらも質量を持つことが明らかになった. では, 荷電レプトンフレーバーの保存はどうなるのであろうか.

今までのところ, 荷電レプトンにおいてはレプトンフレーバー数保存を破る過程 (charged Lepton Flavor Violation, cLFV) は発見されていない. 標準模型の範囲で cLFV 過程を考える (図 1.1). ニュートリノ混合を考慮すると, ミューオンが仮想的に W ボソンを放出し, ν_μ となる. ν_μ がニュートリノ混合によって電子ニュートリノになり, 先ほど放出された W ボソンを吸収すれば μ^- の稀崩壊 $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ になる. しかし, この過程の分岐比は, ニュートリノの質量差が W ボソンの質量に比べ非常に小さいため, 10^{-54} 以下と非常に小さくなる.

$$Br(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{3\alpha}{32\pi} \left| \sum_{i=2,3} U_{\mu i}^* U_{ei} \frac{\Delta m_{il}^2}{M_W^2} \right|^2 < 10^{-54} \quad (3)$$

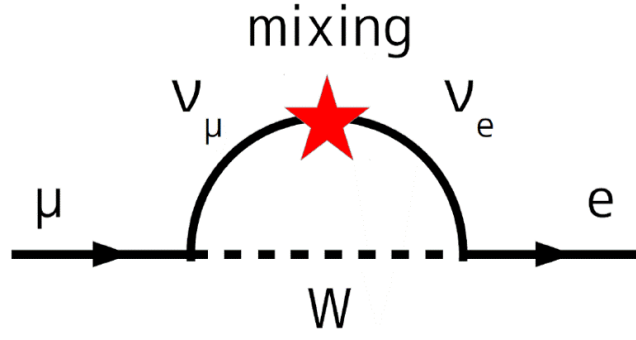


図 1.1 標準模型の枠内でニュートリノ混合を組み込むことで考えられる cLFV 過程のダイアグラム .

現在の実験技術でこの分岐比に到達することは不可能である . つまり , 実験で cLFV 過程を示すシグナルが観測されれば , それはたちどころに標準理論を越える新しい物理の証拠となる .

実際 , 標準理論を超える理論では , 分岐比 $10^{-13} \sim 10^{-15}$ で cLFV 過程の存在が期待されている . この分岐比の値は , 現在の実験上限値の数桁下であり , 十分に観測可能な大きさである . 表 1.3 に , 標準理論を超える理論で期待される cLFV 過程の分岐比と現在の実験上限値をまとめている .

表 1.3 代表的な cLFV 過程探索実験における分岐比の上限値

崩壊モード	分岐比の上限値	実験
$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$	$< 5.7 \times 10^{-13}$	MEG [2]
$\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$	$< 1.0 \times 10^{-12}$	SINDRUM [3]
$\mu^- + A_u \rightarrow e^- + A_u$	$< 7 \times 10^{-13}$	SINDRUM II [4]
$\mu^- + T_i \rightarrow e^- + T_i$	$< 4.3 \times 10^{-12}$	SINDRUM II [5]
$\tau^\pm \rightarrow \mu^\pm \gamma$	$< 4.4 \times 10^{-8}$	Belle [6]
$Z^0 \rightarrow \tau^\pm \mu^\pm$	$< 1.2 \times 10^{-5}$	DELPHI [7]
$K_L^0 \rightarrow e^\pm \mu^\pm$	$< 4.7 \times 10^{-12}$	BNL E871 [8]
$B_s^0 \rightarrow e^+ e^-$	$< 2.0 \times 10^{-7}$	CDF [9]
$B^0 \rightarrow e^+ \mu^-$	$< 6.4 \times 10^{-8}$	CDF [10]

ミュー粒子は第二世代の荷電レプトンであるから , エネルギー的に第一世代の電子への転換が可能である . 加速器の性能の発展によりミュー粒子は比較的容易に大量生成が可能であること , ミュー粒子の崩壊過程には強い相互作用によるものが第 1 次近似では含まれないため , ハドロンの荷電レプトン・フレーバー非保存過程探索に比べてバックグラウンドの影響が小さいことより , cLFV 過程探索のなかでもミュー粒子を用いる探索は注目されている . cLFV 過程として , ミュー粒子・電子転換過程 $\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)$ と $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ を考える . ミュー粒子・電子転換過程を起こす物理の寄与は 2 種類存在する . 終状態に光子を含む過程と , 光子を含まない過程の 2 つである (図 1.3, 図 1.2) . この過程を探索する実験の実効ラグランジアンは式 (4) のように記述される .

$$\mathcal{L} = \frac{m_\mu}{(\kappa + 1)\Lambda^2} \bar{\mu}_R \sigma^{\mu\nu} e_L F_{\mu\nu} + \frac{\kappa}{(\kappa + 1)\Lambda^2} \bar{\mu}_L \gamma^\mu e_L (\bar{q}_L \gamma_\mu q_L) \quad (4)$$

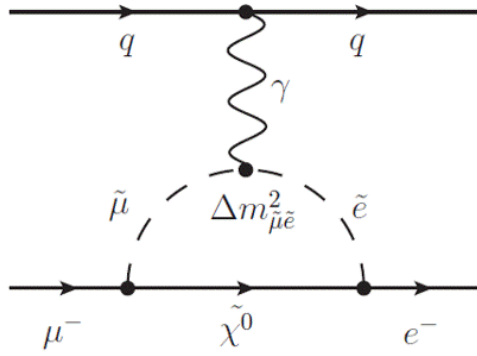


図 1.2 終状態に光子を含む過程のファインマンダイアグラム .

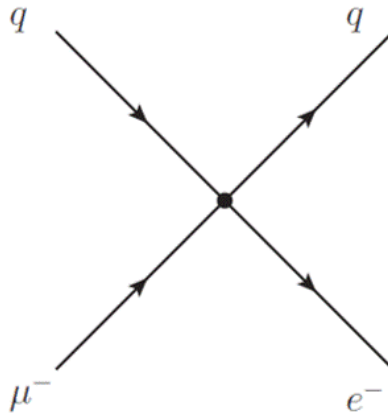


図 1.3 終状態に光子を含まない過程のファインマンダイアグラム .

ここで Λ はエネルギースケールを表し, κ は二つの相互作用の比を示す . 式 (4) の右辺の第一項は光子を伴う過程である . 図 1.2 と図 1.3 からわかるように , 実光子として放出されれば $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ の崩壊に , 仮想光子として原子核に結合すればミュー粒子・電子転換過程 $\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)$ となる . ミュー粒子・電子転換過程は中間状態が光子である必要がないため , 光子を伴う過程を内包するが , その分岐比は $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ の数百分の 1 程度と小さい . また , 式 (4) の右辺の第二項は終状態に光子を伴わない 4 点結合相互作用を表す . この 2 つのパラメータ , Λ と κ , は説明するモデルによって変化するため , 実験結果によって標準理論を超える新しい物理モデルの検証が可能となる . そのため , 重要なパラメータである . モデルによる違いを図 1.4 に示す . 同時に , 現在の $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ やミュー粒子・電子転換過程の探索実験が与える実験上限値によって排除された領域と , DeeMe グループが目指すエネルギースケール Λ の目標値も表している . cLFV 過程の探索によって到達できるエネルギースケールは 10^3 TeV にもなり , 加速器で直接到達できない高エネルギーの領域まで探索が可能である . 新しい物理の検証には , 複数の手法で cLFV 過程を探索し , 比較することで理解を深めることが重要である .

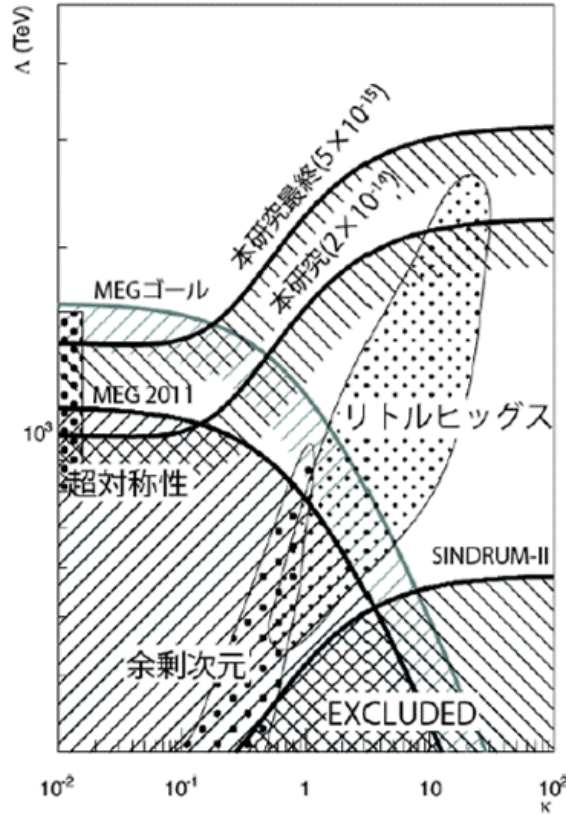


図 1.4 cLFV のエネルギースケール Λ とモデルパラメータ κ に対する $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ 崩壊とミュー粒子・電子転換の感度依存性 .

1.3 ミュー粒子・電子転換過程

物質中でミュー粒子が静止すると，ミュー粒子は物質中の原子核のクーロン場に束縛され，ミュオニック原子が形成される．束縛されたミュー粒子は X 線を放出しながら基底状態である 1S 軌道まで落ちていく．その後ミュー粒子は，標準理論の枠内では次の 2 つの過程のいずれかをたどる．

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (5)$$

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z - 1) \quad (6)$$

ここで A はミュー粒子が束縛された物質の原子量，Z はその物質の原子番号である．式 (5) は，原子核軌道上での崩壊で，DIO (Decay In Orbit) とよんでいる．また式 (6) のようにミュー粒子が原子核に捕獲される過程のことを，MC (Muon Capture) と呼ぶことにする．我々 DeeMe グループでは，cLFV 過程の一つであるミュー粒子・電子転換過程を探索する (式 (7)) ．

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z) \quad (7)$$

この過程は，左辺はミューレプトン数が +1，電子レプトン数が 0 であるが，右辺はミューレプトン数が 0，電子レプトン数が +1 となっており，たしかに反応の前後でレプトンフレーバー数の保存が破れていることが分かる．

DIO の崩壊定数 α_f は，自由空間でのミュー粒子の Michel 崩壊と同様で， $\alpha_f = 0.4552 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ である．崩壊定数の逆数は自由空間でのミュー粒子の寿命であり， $2.197 \times 10^{-6} \text{ s}$ である．MC の崩壊定数 α_c は，ミュー粒子と原子核の波動関数の重なりに依存するため 物質の原子番号に

よって大きく異なる．炭素 (C) では $\alpha_c = 0.0388 \times 10^6 \text{s}^{-1}$, ケイ素 (Si) では $\alpha_c = 0.8712 \times 10^6 \text{s}^{-1}$ である．各物質におけるミュオン粒子の寿命 τ は次式のように示される．

$$N = N_0 e^{-(\alpha_f + \alpha_c)t} \quad (8)$$

$$\tau = \frac{1}{\alpha_f + \alpha_c} \quad (9)$$

ここで， N は時間 t に残っているミュオン粒子の数， N_0 は最初 ($t = 0$) にあったミュオン粒子の数， α_f は自由空間でのミュオン粒子の崩壊定数， α_c は物質中でのミュオン粒子の崩壊定数， τ は寿命である．つまり C 原子に束縛されたミュオン粒子の寿命は $\tau = 2.02 \mu\text{s}$, Si 原子に束縛されたミュオン粒子の寿命は $\tau = 0.754 \mu\text{s}$ となり，物質中でのミュオン粒子の寿命は自由空間でのそれよりも小さくなることがわかる．実験のデザインにおいて，ミュオニック原子の寿命は非常に重要である．

ミュオン粒子・電子転換過程の分岐比は，MC とミュオン粒子・電子転換過程の崩壊幅 Γ を用いて，次のように表される．

$$Br = \frac{\Gamma(\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z))}{\Gamma(\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z - 1))} \quad (10)$$

ミュオン粒子・電子転換過程もミュオン粒子と原子核の重なりに依存するため，このようにミュオン粒子・電子転換過程の分岐比は MC に対する比として定義されている．

1.4 ミュオン粒子・電子転換過程によるシグナルとバックグラウンド

ミュオン粒子・電子転換過程が起こった場合，シグナルとして単色エネルギーをもつ遅延電子が原子核から放出される．そのエネルギーは，ミュオン粒子の質量 m_μ から，ミュオニック原子中での 1S 軌道における束縛エネルギー B_μ と原子核の反跳エネルギー E_{rec} を引いたものになる．

$$E_{\mu e} = m_\mu - B_\mu - E_{rec} \quad (11)$$

原子核の反跳エネルギー E_{rec} は，原子核の質量 M_A を用いて式 (12) のように近似できる．

$$E_{rec} \approx \frac{(m_\mu - B_\mu)^2}{2M_A} \quad (12)$$

反跳エネルギー E_{rec} は十分小さいため，無視することができ，式 (11) は

$$E_{\mu e} \approx m_\mu - B_\mu \quad (13)$$

となる．1S 軌道の束縛エネルギー B_μ はミュオニック原子をつくる原子によって異なるため，実験に用いる標的物質によってミュオン粒子・電子転換過程由来の電子のエネルギーの大きさも異なる．C 原子の場合では $E_{\mu e}$ は 105.06 MeV , Si 原子の場合では 104.91 MeV となる．ミュオン粒子静止標的としてシリコンカーバイド (SiC) を用いると，DIO が支配的になる．図 1.5 に Czarniecki らが行った原子核の反跳の効果や，原子軌道に束縛されたミュオン粒子の相対論的な効果等を考慮して計算された DIO 電子の予想運動量スペクトルを示す [10] . DIO で放出される電子のエネルギーは原子核の反跳により 105 MeV 付近まで加速される場合があり，主なバックグラウンドとなる．しかし，図 1.5 のように Si 原子，C 原子の $E_{\mu e}$ 近傍で急激に減少しており，十分な運動量分解能を持った測定器を用いることによって，DIO バックグラウンドの寄与を小さくすることが可能であることがわかる．

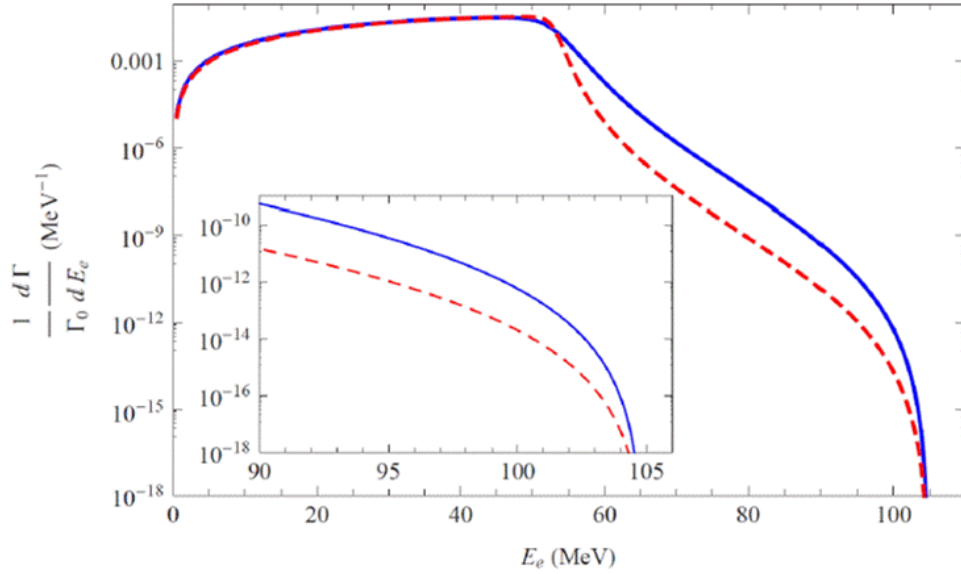


図 1.5 Czarnecki らによって計算された DIO 電子スペクトル [10] .

1.5 標準理論を超えた理論

標準理論を超えた新しい物理の可能性として最も注目されているものが超対称性理論 (Supersymmetry, 以下 SUSY) である . SUSY では超対称粒子と呼ばれる , 全ての粒子に対してスピンの $1/2$ だけ異なるパートナーが存在する (図 1.6) . クォークの超対称粒子はスクォーク , レプトンの超対称粒子はスレプトンと呼ばれる . スレプトンの質量行列は , 式 (14) のように表される .

$$(m_l^2)_{ij} = (m_l m_l^*)_{ij} + (\tilde{m}_l^2)_{ij} = \begin{pmatrix} \tilde{m}_{ee}^2 & \tilde{m}_{e\mu}^2 & \tilde{m}_{e\tau}^2 \\ \tilde{m}_{\mu e}^2 & \tilde{m}_{\mu\mu}^2 & \tilde{m}_{\mu\tau}^2 \\ \tilde{m}_{\tau e}^2 & \tilde{m}_{\tau\mu}^2 & \tilde{m}_{\tau\tau}^2 \end{pmatrix} \quad (14)$$

ここで , 式 (14) の第 1 項はレプトンの質量行列であり , 第 2 項が超対称性の破れによる行列である . このスレプトン質量行列に非対角成分があると , LFV 過程が预言される . もしレプトンの質量行列が対角化でき , ミュー粒子や電子の間の直接の転換が引き起こされないとしても , 超対称粒子の間で転換が起こるためにミュー粒子や電子の間の転換が生じる可能性があるということである . 図 1.7 に超対称粒子が関与するミュー粒子・電子転換過程のダイアグラムを示す . この過程は図 1.1 で示した過程が起こる確率よりもずっと大きい . 例えば , SUSY と大統一理論を組み合わせた超対称性大統一理論 (SUSY-GUT)[11] は $10^{-14} \sim 10^{-18}$ という分岐比を预言している . この値は現在の実験上限値 (表 1.3) より数桁下の値であり , 実験的に十分到達可能である . また , SUSY-GUT 以外にも Higgs 粒子によって媒介される SUSY-seesaw 理論 [12] では $10^{-12} \sim 10^{-15}$ の分岐比が预言されている .

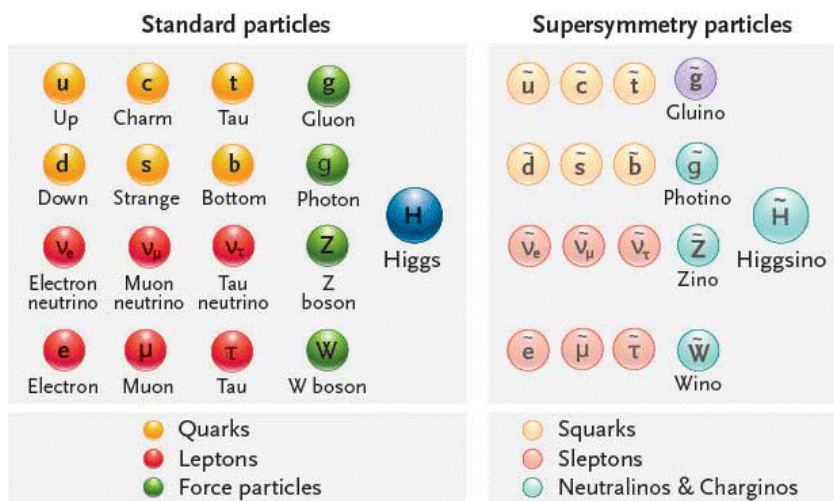


図 1.6 SUSY モデルを構成する粒子．通常の素粒子のパートナーとして超対称性粒子が存在する．

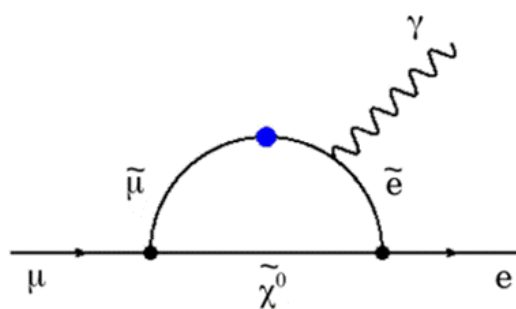


図 1.7 超対称粒子が寄与することによって起こりえるミュー粒子・電子転換過程のダイアグラム．

2 ミュー粒子・電子転換過程探索実験

DeeMe 実験の最大の特徴は、低コスト・短時間で高感度な実験が実現可能な点である [13]。本章では、その具体的な手法を他の一般的なミュー粒子・電子転換過程探索実験の手法と比較して述べる。

2.1 一般的なミュー粒子・電子転換過程探索実験の手法

一般的なミュー粒子・電子転換過程探索実験の手法を図 2.1 に示す。まず陽子ビームを陽子標的に入射し、 π^- を生成し収集する。 π^- は μ^- に崩壊し、その μ^- が静止標的まで導かれ静止する。それらの μ^- をミュー粒子静止標的で静止させ、その後ミュー粒子静止標的から放出される単色のエネルギー ($E_{\mu e}$) を持つ遅延電子をビームラインで輸送し、運動量を精密に測定する。

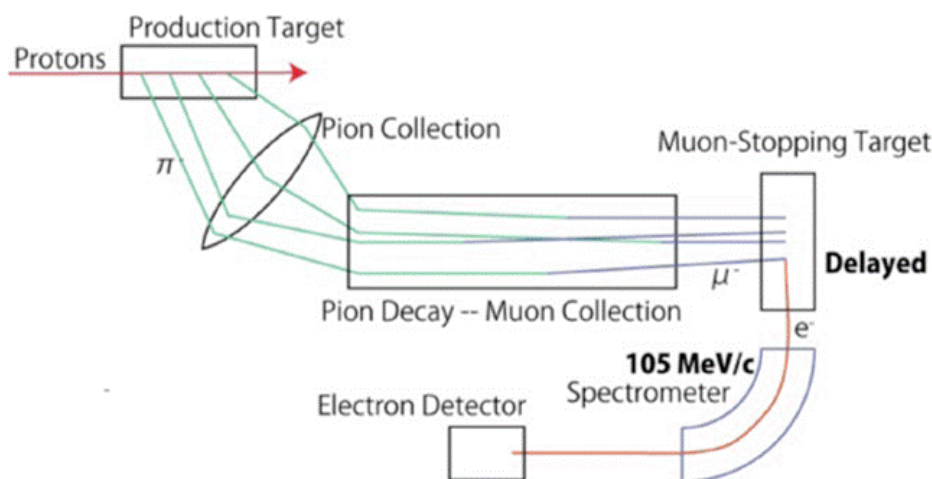


図 2.1 一般的な μ - e 転換過程探索実験の手法。

2.1.1 COMMET 実験・Mu2e 実験

COMMET 実験や Mu2e 実験もまた、DeeMe 実験と同様に現在計画中的の実験であるが、これらの実験は上記のような手法を用いる予定である。COMMET 実験と Mu2e 実験の概要について触れておく。

COMMET 実験

COMMET 実験は、大強度陽子加速器施設 J-PARC (次節参照) のハドロンホールで計画されている。COMMET 実験の概要を図 2.2 に示す。J-PARC のメインリングからの陽子ビームを π^- 生成標的に入射させ、生成された π^- をソレノイドで捕獲する。捕獲された π^- は μ^- 粒子に崩壊しながら輸送ソレノイドに運ばれる。その後、ミューオン静止標的によって静止させたミューオンから発生した信号を、180 度カーブしているソレノイドからなるラインでシグナル領域の電子のみ選択し、検出器まで輸送する。COMMET 実験ではミューオン静止標的にアルミニウムが採用される。シグナル電子がもつ単色エネルギーは 105.0 MeV/c である。2017 年開始予定の COMMET Phase-I では $< 7.2 \times 10^{-15}$ の検出感度、第 2 段階の COMMET Phase-II では $< 2.6 \times 10^{-17}$ の検出感度を目標としている [14]。

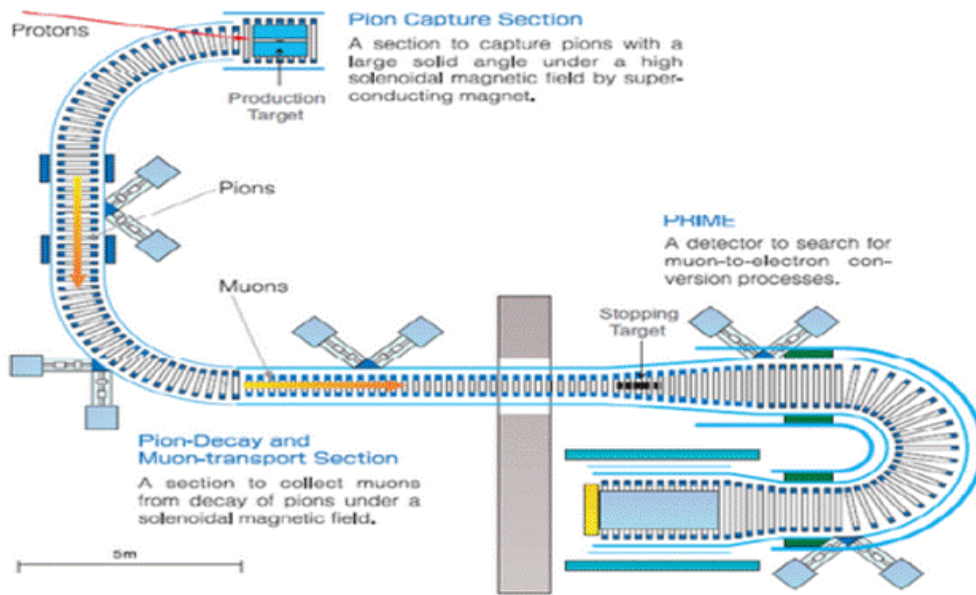


図 2.2 COMET 実験の全体図 .

Mu2e 実験

Mu2e 実験は、米国フェルミ加速器研究所 (FNAL) で計画されている [15] . Mu2e 実験の概要を図 2.3 に示す . パルス陽子ビームを π^- 生成標的に衝突させ、発生した π^- をソレノイド磁場で捕獲する . 捕獲された π^- は S 字型の輸送ソレノイドに導かれ、 μ^- に崩壊する . その後 μ^- は静止標的によって静止し、そこから発生したミュー粒子・電子転換過程による電子を検出器まで輸送し運動量を測定する . Mu2e 実験でも、ミューオン静止標的にはアルミニウムが用いられる .

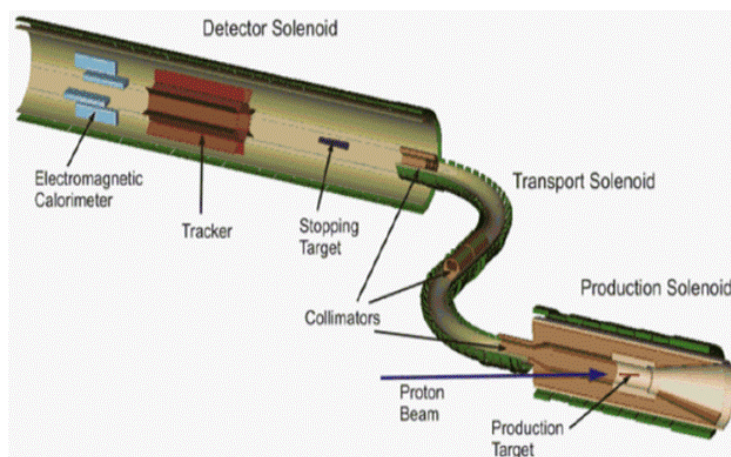


図 2.3 Mu2e 実験の全体図 .

2.2 J-PARC

大強度陽子加速器施設 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) は、高エネルギー加速器研究機構と日本原子力研究開発機構が共同で運営している、大強度陽子加速器施設である [16] . 世界最高レベルの強度を持つ陽子ビームを標的に当てることで、中性子・ミュー粒子・

ニュートリノなど様々な二次粒子を発生させ、素粒子物理学だけに限らず原子核物理や物質科学など、幅広い研究を行っている。J-PARCの加速器は、線形加速器（全長 300 m, 400 MeV）・RCSとよばれるシンクロトロン（周長 300 m, 3 GeV）・MRと呼ばれるシンクロトロン（周長 1600 m, 30 GeV）の三台で構成されている。その概観を図 2.4 に示す。



図 2.4 J-PARC の全体図。

2.2.1 線形加速器

線形加速器では、負水素イオン源で負水素イオン H^- を発生させ、そのエネルギーを 600 MeV まで加速する。最大 50 Hz の繰り返しでパルス運転され、400 MeV まで加速された時点で、RCS へのビームラインと、さらに加速する超伝導リニアックビームラインの 2 つにそれぞれ 25 Hz で振り分けられる。超伝導リニアックは省エネルギー運転を必要とする加速に用いられる。超伝導リニアックは、当初は 450 MeV までの試験を行うが、核変換実験の入射用に 600 MeV まで増強される予定である [16]。

2.2.2 RCS (Rapid Cycle Synchrotron)

線形加速器から取り出された 400 MeV の負水素イオン H^- を、荷電変換用炭素皮膜を用いて電子を 2 つ剥ぎ取り、陽子 H^+ ビームに変換して入射する。その後、約 20 ms で RCS を 150,000 回程度周回させる。 H^+ ビームは周回毎に高周波加速空洞で加速され、最終的に 3 GeV まで加速される。そして下流にあるビーム輸送系を通じて、物質・生命科学実験施設 MLF と、MR (Main Ring) へ輸送される [16]。RCS は 3 GeV まで加速するのにわずか 20 ms しかかからないため、1 秒間に 25 回もの新しいビームを加速することができ、平均電流 $333 \mu A$ 、電力 1 MW が可能となった。RCS の基本的なパラメータは表 2.1 に示す通りである。

表 2.1 RCS パラメーター一覧

周長	348.3 m
入射エネルギー	400 MeV
出射エネルギー	3 GeV
繰り返し運転	25 Hz
バンチ数	2
ビーム強度	0.3–1 MW

2.2.3 MR (Main Ring)

RCS から取り出されたビームの一部は MR に入射される。このビームは、MR を約 2 秒かけて 32 万回ほど周回し、3 GeV から 30 GeV へと加速される。この陽子は、ハドロン実験施設・ニュートリノ実験施設へと送られる [16]。

2.3 MLF (Materials and Life Science Experimental Facility)

MLF では、RCS で 3 GeV まで加速された 2 バンチのパルス陽子ビームを標的に当て、ミュー粒子ビームおよび中性子ビームを生成する。RCS からの陽子ビームのうち、92% が MLF で利用される。これらのビームは、素粒子物理学・物質科学・生命科学などの研究に活用されており、DeeMe グループもその 1 つである。

RCS から MLF への取り出しは、「速い取り出し」である [16]。3 GeV まで加速された陽子は、直線部に設置されたキッカー電磁石とセプタム電磁石によって取り出されるが、キッカー電磁石は 2 バンチ分だけ励磁され、リング中の陽子が全て取り出されると即座にオフになる。この「速い取り出し」では理論上は取り出し後にリング内に陽子は残らない。しかし Delayed proton とよばれる、正規のタイミングより遅延して取り出され標的に入射してしまう陽子が存在する可能性がある。DP バックグラウンドについては [18] の論文で議論されている。

図 2.5 は MLF のミュー粒子実験施設の概要図である。陽子ビームが標的に照射され、U ライン・D ライン・S ライン・H ラインと呼ばれる 4 つのビームラインにミュー粒子が輸送される。DeeMe グループは H ラインでの実験を計画している。H ラインは現在建設中である。

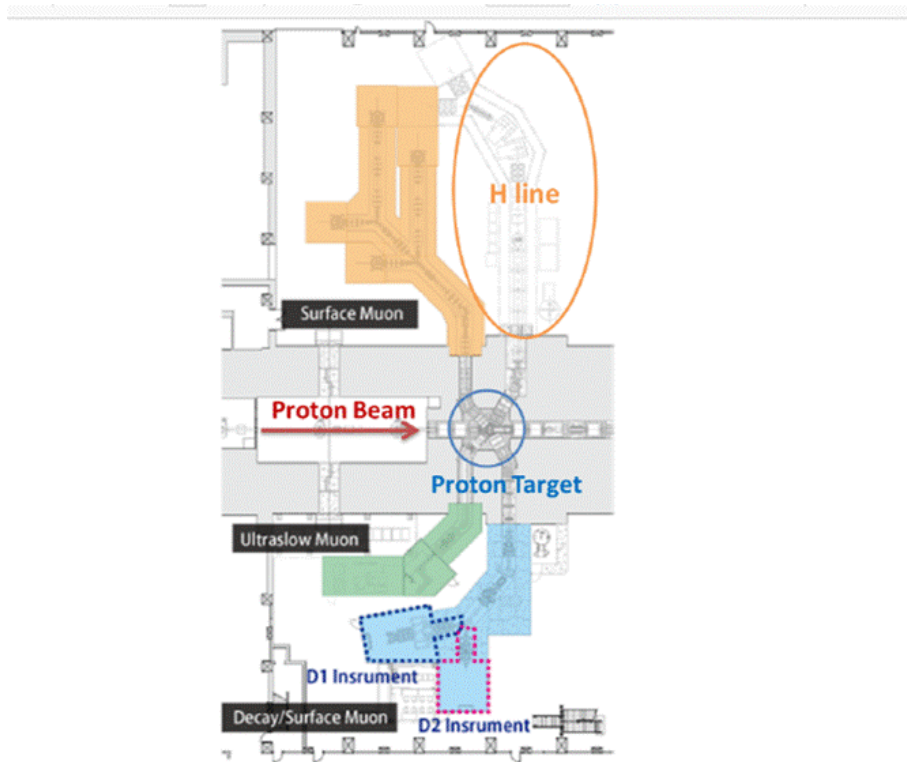


図 2.5 MLF 全体図 . U ライン・D ライン・S ライン・H ラインの 4 つのビームラインがある . (H ラインは建設中)

2.4 DeeMe 実験

DeeMe 実験は J-PARC RCS からのパルス陽子ビームを活用する [2] . その概略を図 2.6 に示す .

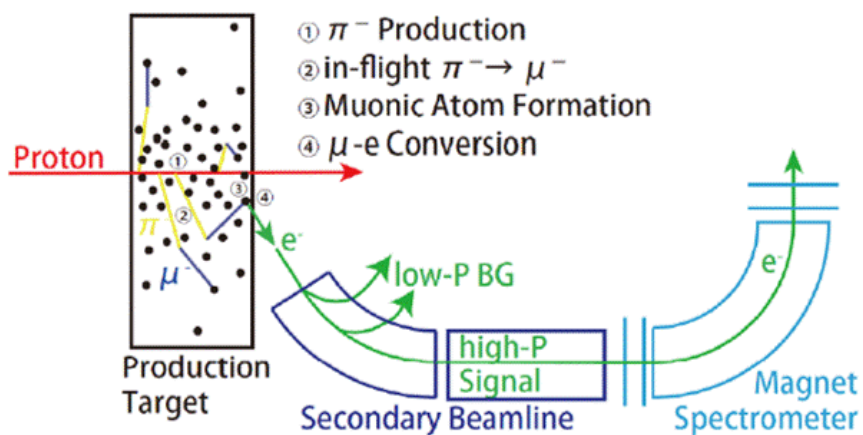


図 2.6 DeeMe 実験の全体図 .

DeeMe 実験では , 陽子標的とミュオン静止標的は 1 つの標的に置き換えられている [2] . Surface muon は , 陽子標的の中で生成された超低エネルギー π^+ が生成直後にそのまま陽子標的の中に静止し , これが $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 崩壊をすることによって発生する μ^+ である . しかし , surface μ^- というものは存在しない . μ^- の親となる π^- は物質中で静止するとすぐに原子核に捕獲されてし

まうため、 $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ 崩壊ができないからである。その代わりに、ミュー粒子生成標的に止まり損ねて近傍の空間を低速で飛行する π^- からの崩壊によって生じる cloud μ^- が存在する。cloud μ^- は surface μ^+ の 2 % 程度は存在することが分かっている。陽子標的中で大量生成されている低エネルギーの π^- の中には、陽子標的中で μ^- に in-flight 崩壊（飛行中に崩壊）するものもあと期待でき、そうして生まれた μ^- の一部は陽子標的中で静止する可能性がある。これが事実であるならば、陽子標的からミュー粒子静止標的までをたった 1 つの陽子標的に置換することが可能である。

この事実を確認するための実験が、2009 年 MLF の D ビームラインの D2 エリアで実施された [17]。ビームラインの運動量を 40 MeV/c にし、パルス陽子ビームから遅延したタイミングで輸送される遅延電子をカウントしたところ、陽子標的中に静止している μ^- の収量が陽子強度 1MW に換算して、 10^{10} /s もあることが確認された。この実験から、J-PARC RCS の最大ビーム強度 1 MW の陽子ビームをシリコンカーバイド (SiC) 製回転標的に入射した場合、標的内には 1.6×10^{10} /s のミュオニック原子が生成されると期待できる。この収量は、世界最大のビーム強度の PSI で得られる μ^- 収量の約 1000 倍である。

この事実より、「一次陽子標的中に静止した μ^- を直接利用してミュー粒子・電子転換過程の証拠を掴む」というアイデアに基づいた、コンパクトで低コストな実験が可能であることがわかった。DeeMe 実験の独創性はここにある。

1 次陽子標的中のミュオニック原子から放出された電子は、2 次ビームラインを用いて電子スペクトロメータまで輸送される。2 次ビームラインによって低エネルギーのバックグラウンドは取り除かれる。さらに電子は磁気スペクトロメータまで輸送され、運動量が測定される。

DeeMe グループは、最初は炭素製標的を用いて実験を始め、1MW 陽子ビーム、 2×10^7 s のビームタイムで、 1×10^{-13} より小さい単一事象感度を目指す。単一事象感度とは、1 イベント観測したときの分岐比に相当する値である。例えば単一事象感度 10^{-13} の場合、 10^{13} 回の MC に対し、1 回のミュー粒子・電子転換過程のイベントに感度があるということである。C 標的でデータ収集後、SiC 製標的に取り替え、 2×10^{-14} より小さい単一事象感度を目標とする [2]。図 2.7 にパルス陽子ビームの時間構造と DeeMe 実験における信号探索時間を示す。パルス陽子ビームは 2 バンチ構造となっており、ビーム間は 600 ns、繰り返し 40 ms で標的に入射する。前述のように、ミュー粒子・電子転換過程による電子は、ビーム入射後 1 μ s 程度遅延して出てくる。そのため、信号探索領域は 2 バンチ目が入射してから 300 ns 後の 2 μ s に設定している。

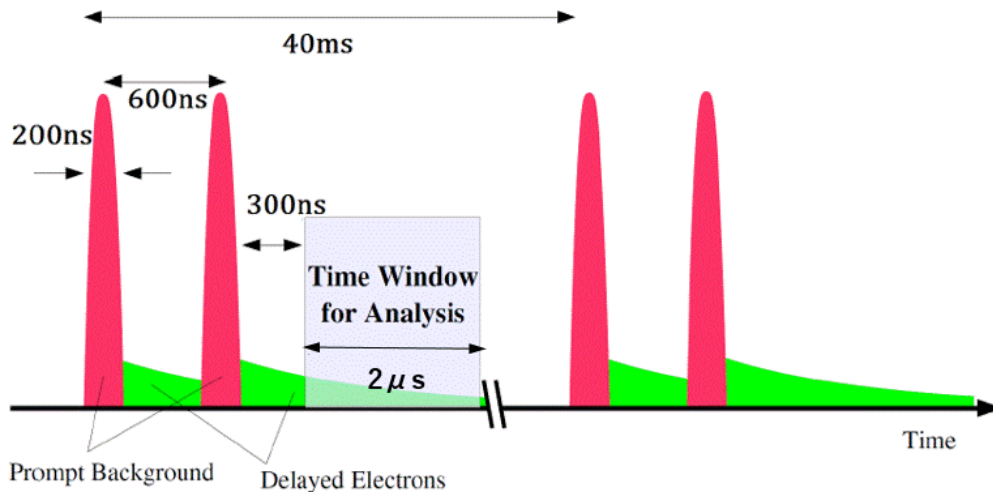


図 2.7 RCS からのパルス陽子ビームの構造と DeeMe 実験における信号探索時間。

2.5 DeeMe 実験における物理解析とバックグラウンド

DeeMe 実験におけるバックグラウンドについてまとめる。

DIO 電子

DIO 電子については前章で述べた通りである。DIO で放出される電子の運動量はシグナル領域まで到達する可能性があるが、 $105 \text{ MeV}/c$ のシグナルに対して $1 \text{ MeV}/c$ 以下の運動量分解能があれば目標とする検出感度を達成できる [2]。

DP バックグラウンド

DP (Delayed Proton) とは、RCS 加速器からの正規の取り出しタイミングより遅れて取り出されてしまう 1 次陽子によるバックグラウンドである。シグナル電子の遅延と同じタイミングで、DP から電子が発生するとバックグラウンドとなる。メイン陽子と信号探索実験領域 $2 \mu\text{s}$ の間の DP 数の比を R_{DP} (Rate of Delayed Proton) と定義する。ビームロスモニターで DP を測定し、 R_{DP} を求めた結果、 $R_{DP} < 2.1 \times 10^{-19}$ となった。1 年間 ($2 \times 10^7 \text{ s}$) のビームタイムあたりの DP バックグラウンド数にすると、 $N_{DP} < 0.004$ となり十分に小さい [18]。

宇宙線起源のバックグラウンド

図 2.7 より信号探索時間は RCS からのパルス陽子ビームの繰り返しである 40 ms 中の数 μs であるため、宇宙線起源のバックグラウンドは約 5×10^{-5} に抑えられる [2]。

物理感度を評価するため、Geant4 を用いて 3 GeV のエネルギーをもつ陽子からミュオニック原子を生成するシミュレーションを行っている。なお、このシミュレーションが与えるミュオニック原子の収量は、2009 年に D ラインで行ったテスト実験の結果とよく一致している。シミュレーションの結果、SiC 回転標的中に生成されるミュオニック Si 原子は $1.1 \times 10^{10} / \text{s}$ 、ミュオニック C 原子は $0.5 \times 10^{10} / \text{s}$ である。このミュオニック Si 原子から、ミュオン粒子・電子転換過程による電子を発生させ、G4beamline で輸送し、飛跡の再構成を行うことで、運動量スペクトルを得た。この

運動量スペクトルは、現実的なミュオニック原子の生成率，H ライン輸送効率，多重散乱や位置分解能の効果も考慮されたものである．そのような運動量スペクトルを図 2.8 に示す．ミュー粒子・電子転換過程によるシグナルは単色であると先に述べたが，標的内でのエネルギー損失の影響のため，低運動量側にテールを引いている．信号領域を 102.0–105.6 MeV/c の範囲に設定することにより，1 年間のビームタイム 2×10^7 s で， 2×10^{-14} の単一事象感度を達成することができる．

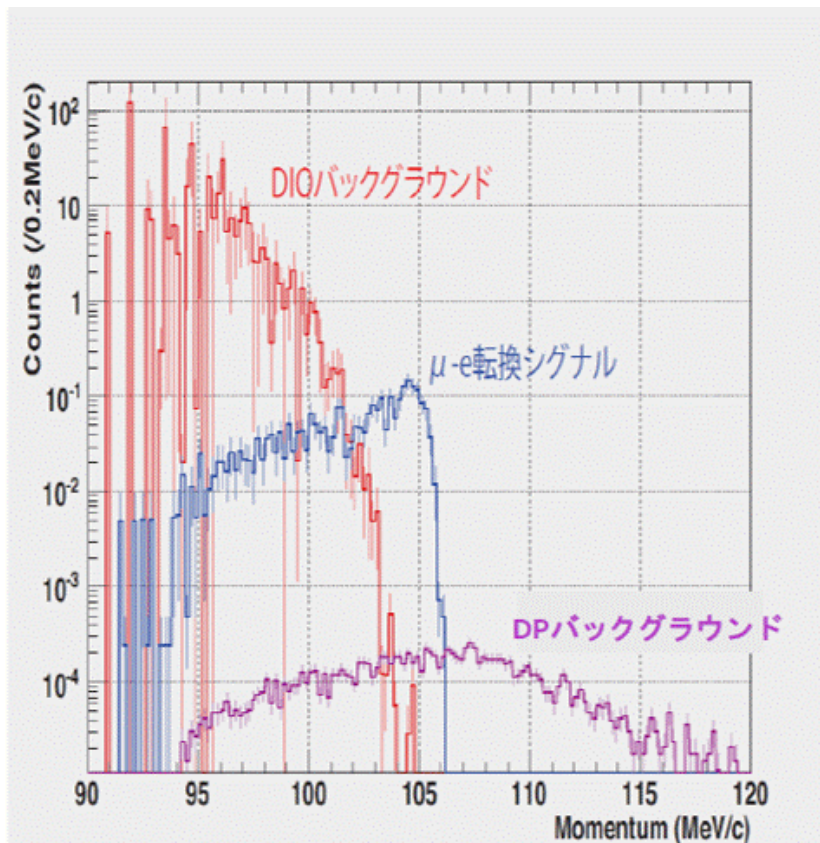


図 2.8 G4beamline シミュレーションで得られた予想運動量スペクトル．SiC 標的，RCS 1MW で 2×10^7 s (1 年間) のビームタイムと， 3×10^{-14} のミュー粒子・電子転換分岐比， R_{DP} (Rate of Delayed Proton) = 10^{-19} を仮定した．

2.6 陽子標的兼ミュー粒子静止標的

現在 MLF にて使用されているミュー粒子生成標的は，グラファイト (C) 製で回転式のものが用いられている (図 2.9)．DeeMe 実験では，最初 C 標的で物理測定を開始し，後にシリコンカーバイド (SiC) 製標的に置き換えて実験することが検討されている．その理由として以下があげられる．

1. μ^- との波動関数の重なりが Si 原子核のほうが C 原子核よりも大きい．ミュオニック原子中の μ^- が原子核と反応する (MC，またはミュー粒子・電子転換) 確率は， μ^- と原子核の波動関数の重なりに依存するのである．図 2.10 と図 2.11 に C 原子と Si 原子それぞれの， μ^- と原子核の波動関数の重なりを示した．C 原子標的の場合， μ^- との波動関数の重なりが少なく，ミュオニック原子中の μ^- の 8% しか原子核と反応しない．一方，Si 原子核の場合，67% が反応する．Fermi-Teller Z 則によれば，混合物に μ^- が静止した場合，束縛される割合は原子番号に比例する [19]．SiC 中に静止した μ^- のうち Si 原子 ($Z=14$) に束縛

される割合は 70% , C 原子 (Z=6) に束縛される割合は 30% となる . つまり , SiC 標的中で原子核と反応するのは , $70\% \times 67\% + 30\% \times 8\% = 49\%$ となり , グラファイト製標的に比べ , 約 6 倍の改善が見込まれる .

2. ミュオニック原子中の μ^- の寿命は , C 原子標の中では $2 \mu\text{s}$, SiC 標の中では $0.76 \mu\text{s}$ である . DeeMe 実験の探索開始時間である 2 パルス目入射後の 300 ns 後の生存率を考えると , C 標的のほうが SiC 標の場合よりも 1.5 倍統計量が多くなる . しかし , 低エネルギーのミュオン粒子の収量は C 標的に対して SiC 標的は 1.7 倍の統計量が得られる .
3. 陽子標的は陽子ビームによる熱流入や衝撃に耐える必要がある . SiC は核融合炉のブランケット材料としても有望視されている程の強靱な材料であり , 高い融点 , 優れた耐熱衝撃性 , 高い放射線耐性をもつ .

SiC 標的は surface muon の収量も約 2 倍となり , DeeMe 実験にとってだけでなく , ミュオン粒子実験施設全体にとっても大変利益となる . SiC 回転式標的については室蘭工業大学の OASIS (環境・エネルギーシステム材料研究機構) によって開発が進められている .



図 2.9 グラファイト製回転式標的

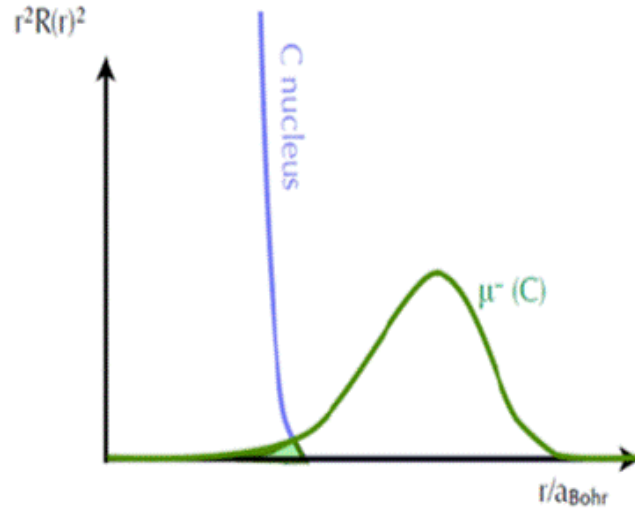


図 2.10 ミュオニック C 原子における原子核と μ^- の波動関数の重なり .

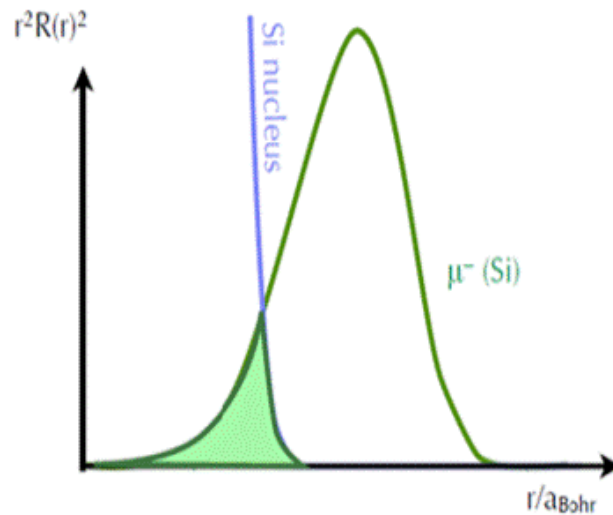


図 2.11 ミュオニック Si 原子における原子核と μ^- の波動関数の重なり .

表 2.2 C 標的, Si 標的を用いた場合の統計量

	C 標的	SiC 標的
300 ns カットによる生存率	1.5	1
低エネルギーのミュ-粒子の収量	1	1.7
原子核との反応率	8%	49%

他のミュ-粒子の cLFV 過程探索実験では, Ti ($Z=22$) や, Au ($Z=79$) が使用されている . しかし DeeMe 実験でこれらを使用しない理由として, 1 MW の陽子ビームに対する熱耐性がないことがあげられる . TiC 標的も考えられるが, ミュオニック Ti 原子内の μ^- の寿命は 300 ns 程度になってしまい, 統計量が少なくなる . また, ミュオニック Ti 原子から出るミュ-粒子・電子転

換過程からの電子のエネルギーは、 ~ 104.4 MeV 程度であり、シグナルが DIO 電子に埋もれてしまう。以上の理由もあり、DeeMe グループでは SiC 標的を検討している。

2.7 H ライン

陽子標的からは、 μ^- の崩壊に伴い放出される低エネルギーの電子 ($E_e < 52.5$ MeV/ c) や MC に伴う高速中性子が大量に発生する。これらの粒子の瞬間的な計数率は 10^{14} Hz にも達する。これらのバックグラウンドから検出器を保護するために、ミュー粒子・電子転換過程で放出される電子の運動量 105 MeV/ c 近傍の、90 MeV/ c から 120 MeV/ c 運動量をもつ荷電粒子を選び輸送することができるビームラインの建設が必要になる。また、高統計を達成し実験精度を向上するには、大きいアクセプタンスを大きくしなければならない。2017 年 2 月現在建設中であるこの 2 次ビームラインを H ライン (High-momentum muon beamline) と呼んでいる。DeeMe 実験は、この H ラインによって輸送されたミュー粒子・電子転換過程からの電子を検出する。図 2.12 に H ラインから DeeMe 実験で用いられる磁気スペクトロメータまでの全体図を示す。標的から磁気スペクトロメータまで、大口径キャプチャーソレノイド HS1、双極磁石 HB1・HB2、輸送ソレノイド HS2・HS3、四重極磁石 HQ1・HQ2・HQ3 といった電磁石からビームラインは構成されており、大立体角 110 msr 以上を達成している。図 2.13 に電子の運動量と H ラインアクセプタンスの関係を示す。

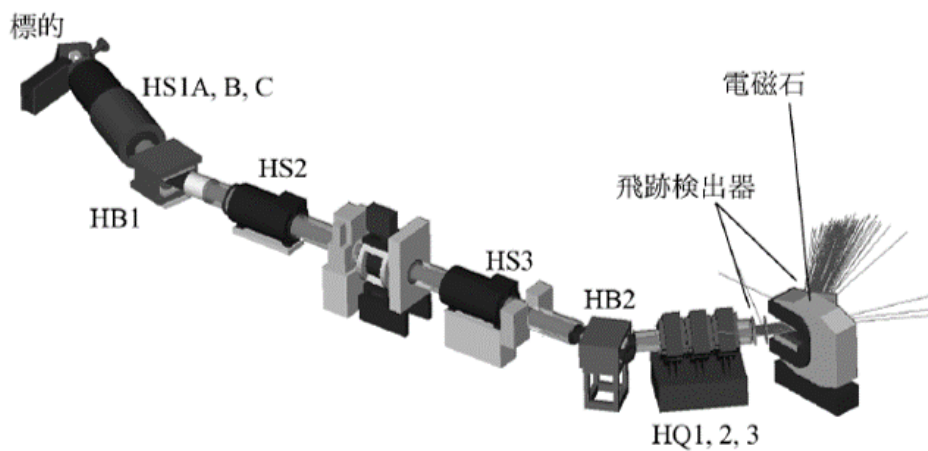


図 2.12 H ラインから DeeMe 実験に用いられる磁気スペクトロメータまでの全体図 (G4beamline より)。

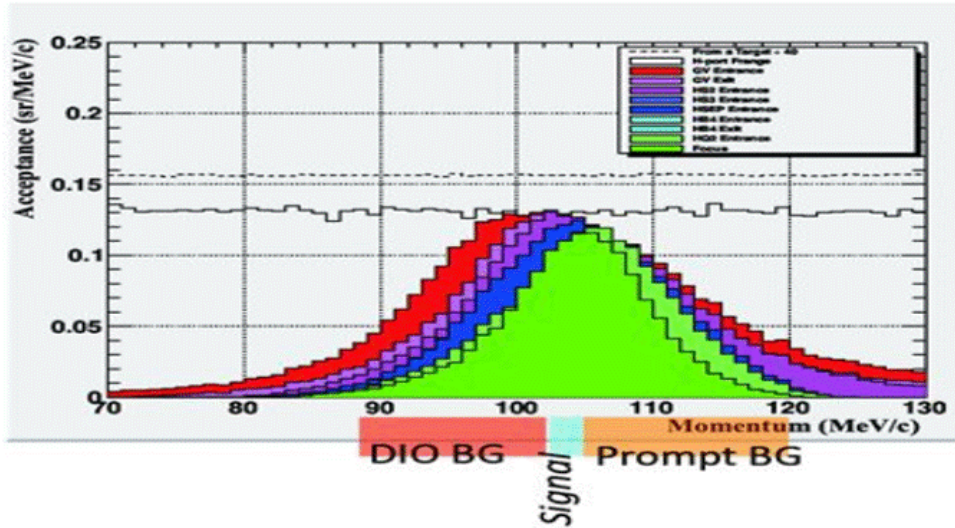


図 2.13 電子の運動量と H ラインの各電磁石のアクセプタンスの関係 (G4beamline より) . 破線がターゲット出口, 赤は H ライン第 1 ベンド (HB1) 出口, 一番内側の緑が H ライン出口でのアクセプタンス .

2.8 磁気スペクトロメータ

H ラインの下流には磁気スペクトロメータが設置され, 電子の運動量の精密測定が行われる . 磁気スペクトロメータは, 4 台の飛跡検出器と双極電磁石から構成される . 双極電磁石の上流と下流に 2 台ずつ飛跡検出器が設置される (図 2.14) . H ラインで運動量選択がなされるため, パルス陽子あたりの遅延電子数は 1 よりも十分小さく, 複数のトラックが混在し誤認識することは生じない . この磁気スペクトロメータを用いて, 以下の要領で運動量を測定する .

荷電粒子が磁束密度中を通過すると, ローレンツ力が粒子に働き, その軌道は曲げられる . そのローレンツ力 $F_{Lorentz}$ は, 荷電粒子の電荷を q , 速度を v , 磁束密度を B とすると,

$$F_{Lorentz} = qvB \quad (15)$$

と表せる . また磁束密度によって軌道をまげられ円運動する荷電粒子の向心力 $F_{centripetal}$ は, 静止質量を m_0 , 曲げられる軌道の曲率半径を r とすると, 次式で表される .

$$F_{centripetal} = \frac{m_0 v^2}{r} \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (16)$$

今の場合, ローレンツ力が向心力となるので, この 2 つの式より, 荷電粒子の運動量 $P = m_0 v / \sqrt{1 - (v/c)^2}$ は

$$P = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} = qBr \quad (17)$$

と求められる .

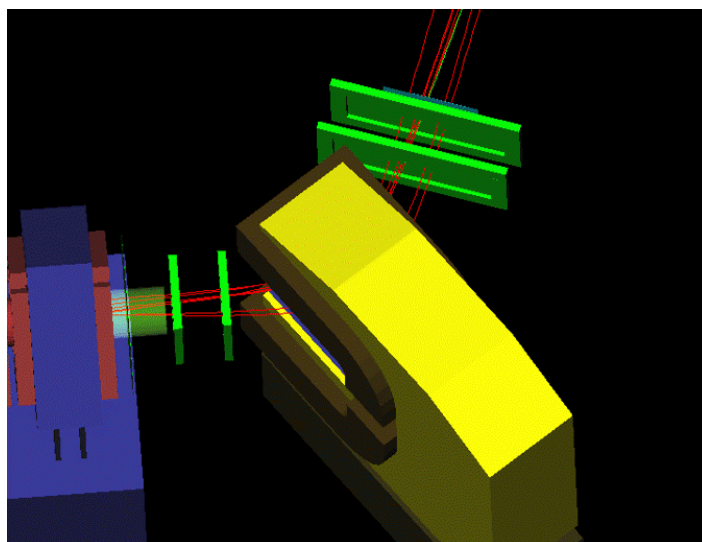


図 2.14 磁気スペクトロメータ．黄色いものは双極電磁石であり，その前後に 2 台ずつの飛跡検出器が置かれている (G4beamline simulation より) ．

2.8.1 飛跡検出器 MWPC

荷電粒子が物質を通過するとき，荷電粒子は物質に散乱されて運動の方向が変わる．DeeMe 実験では，荷電粒子の多重散乱を避けるため，物質量の小さいガスワイヤー検出器 MWPC (Multi-Wire Proportional Chamber) を用いる．MWPC は，図 2.15 の比例領域で使用される．MWPC 内を荷電粒子 (電離放射線) が通過すると，荷電粒子と封入したガス分子中の電子との衝突が起こり，イオン化によって電子-陽イオン対が生成される．荷電粒子はその分だけエネルギーを失う．発生する電子-陽イオン対の数は，このエネルギー損失の量に比例する．MWPC 内のワイヤーに高電圧を印加することによって形成される電場に沿って，電子はアノードワイヤーに向かって移動する．これはドリフトとよばれる現象である．アノードワイヤー付近の高電場領域に電子が入ると，その電場によって電子が加速される．加速された電子が，さらにガス分子をイオン化する．この繰り返しによって，電子及びイオンが雪崩のように増幅される．これをガス増幅という．

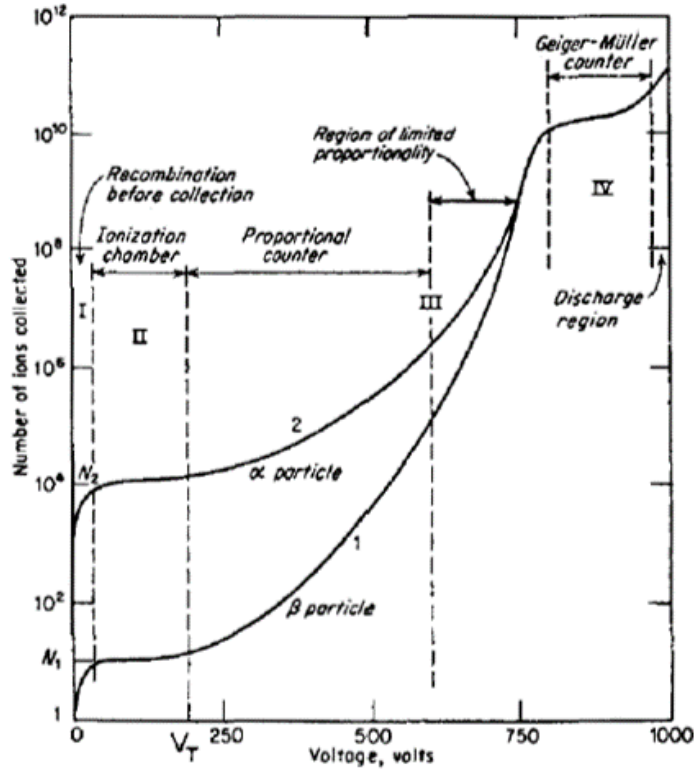


図 2.15 ガス検出器に印加する電圧と増幅率の一例．[20]

DeeMe 実験における MWPC 検出器のデザイン

パルス陽子ビームが標的にぶつかると、大量の荷電粒子が発生する（プロンプトバーストと呼ぶことにする）。単色エネルギー付近の粒子のみをビームラインで引き出したとしても、スペクトロメータに到達するプロンプトバーストによる即発荷電粒子はパルスあたり 2×10^8 個になると見積もられている。DeeMe 実験で用いる検出器は、この大量の即発荷電粒子を受けた後に素早く動作復帰し、たった 1 個の遅延電子を捕えなければならない。当初、即発電子キッカーを設置しプロンプトバーストによる大量の即発荷電粒子を除去する予定であったが、予算の都合により即発電子キッカーの設置を取り止め、高レート体制を持つ MWPC の開発がなされることになった [21]。DeeMe 実験で用いる MWPC 検出器の写真を図 2.16 と図 2.17 に示す。

DeeMe 実験における MWPC の開発にあたって、空間電荷効果を考えることが重要である。空間電荷効果とは、荷電粒子の通過によって発生した大量のイオンがワイヤーを囲み、電位差が低くなることでゲインが低下してしまう現象のことである（図 2.18）。プロンプトバーストによる大量の荷電粒子を受けた際に、この大量のイオンを素早く処理しなければ、後の 1 つの電子を検出できない。この問題を解決するため、DeeMe 実験における MWPC は図 2.19 のようにアノードワイヤーとポテンシャルワイヤーの 2 種類のワイヤーを、非常に狭い間隔 (0.7 mm) で交互に並べる構造になっている。このような構造にすることで、荷電粒子の通過によって発生したイオンが速やかにポテンシャルワイヤーに吸われ、空間電荷効果の影響を低減することができる。さらに空間電荷効果の影響をなくすため、HV Switching と呼ばれるポテンシャルワイヤーの印加電圧をスイッチする方式が採用された（詳しくは後述）。

MWPC 内のガスは (Ar) とエタン (C_2H_6) を 50% ずつ混合して使用する。Ar は安定してイオン化を起こし、安価であることからよく使用されるが、Ar だけで十分なガスゲインを得ようとす

ると、連続的に放電が起こる．そのため、放電を防ぐクエンチャーとして C_2H_6 を混合する．



図 2.16 DeeMe 実験に用いられる MWPC の外観．

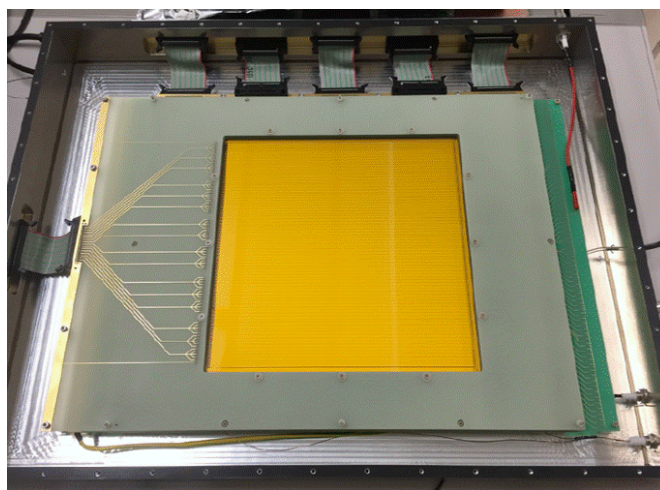


図 2.17 DeeMe 実験に用いられる MWPC の内観．X 軸読み出し方向に 80 チャンネル，Y 軸読み出し方向に 16 チャンネルを持つ．

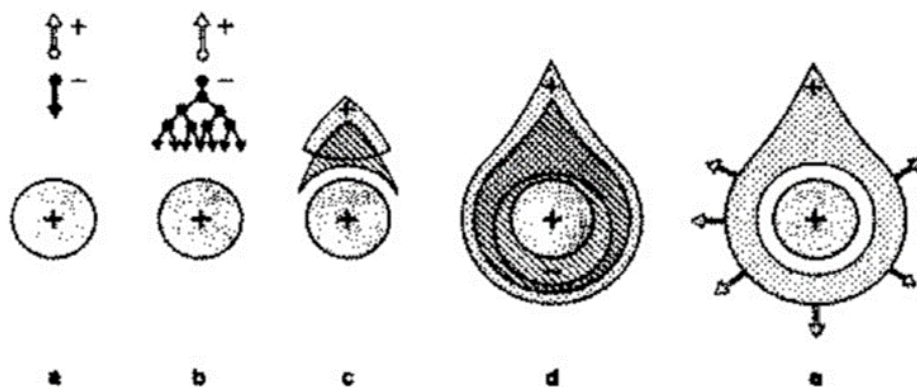


図 2.18 空間電荷効果 [6] . + は電圧をかけているワイヤーである . a. 1 次電離による電子がセンスワイヤーに向かってドリフトする . b. 電子雪崩が始まる . c. ~ e. 電子と陽イオンのドリフトの速度の差から液滴状に成長する .

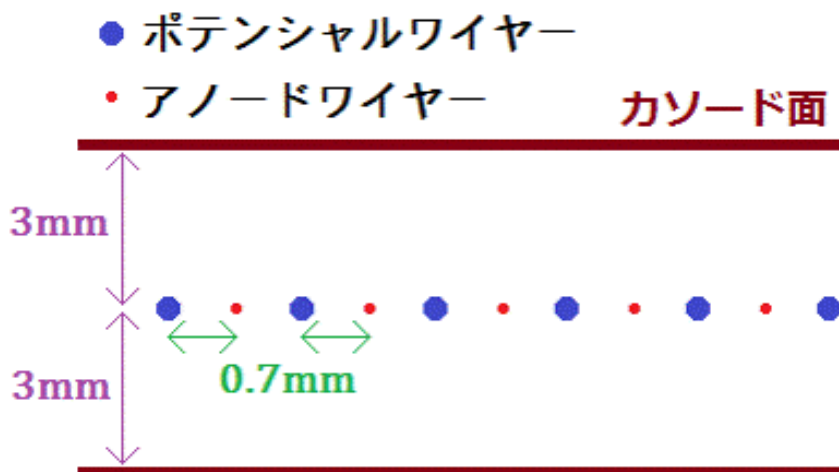


図 2.19 DeeMe 実験で用いる MWPC 検出器内のワイヤー構造 .

HV switching

MWPC のガスゲインをコントロールするため、ポテンシャルワイヤーへ印加する電圧を 0 V からアノードワイヤーに印加している電圧値まで素早く切り替える . これを HV switching と呼んでいる . 図 2.20 に検出器に到達する荷電粒子の時間構造と、HV switching の時間構造を示す . 当初は、MWPC がプロンプトバーストによる大量の即発荷電粒子を受けるタイミングに HV switching によってアノードワイヤーとポテンシャルワイヤーの電位差をなくし、増幅をなくすことでバーストの影響を抑える予定であった . しかし、この方法ではアノードワイヤーとポテンシャルワイヤーの電位差が大きい時間が長い為、ワイヤー間に放電が起ってワイヤーが切れてしまう危険性が高いことがわかった . そこで、測定時間のみアノードワイヤーとポテンシャルワイヤーの電位差を広げ検出器の感度をあげる「逆位相 HV switching」を採用した . 2015 年 11 月のビーム試験で試して以来、MWPC の放電頻度が抑えられることを確認した .

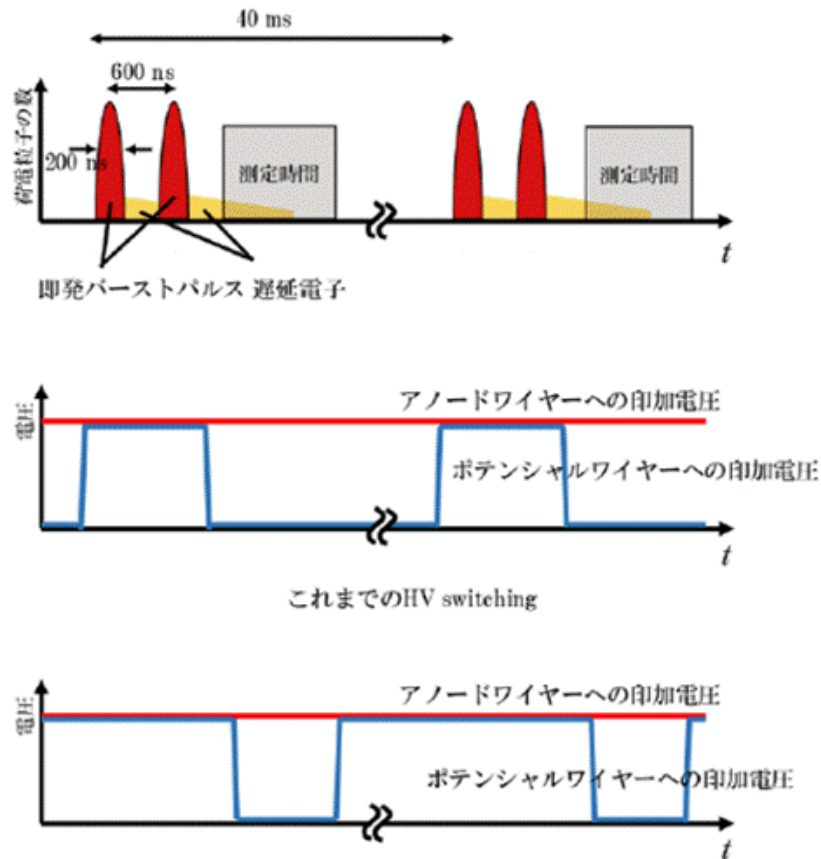


図 2.20 検出器が受ける荷電粒子の時間構造と HV switching の時間構造．これまでの HV switching は即発荷電粒子を受けるタイミングのみ 2 つのワイヤー間の電位差をなくす方式であったが，逆位相の HV switching では測定時間のみワイヤー間の電位差を発生させる方式になっている．

2.8.2 双極電磁石 PACMAN

磁気スペクトロメータの双極電磁石には，カナダの国立研究所 TRIUMF で行われた正パイ中間子の陽電子と正ミュー粒子への崩壊分岐比の測定実験 PIENU で使用されていたものを用いる．PACMAN とよばれるこの電磁石は 2014 年 8 月に TRIUMF から J-PARC MLF まで運ばれた (図 2.21)．PACMAN 電磁石の磁束密度形状は長方形になっているため，磁石出口での運動量分散は扇型のセクター電磁石よりも大きい．したがって，PACMAN 電磁石を用いた磁気スペクトロメータの運動量分解能は，これまでのセクター電磁石を用いたデザインよりも優れていると考えられる．図 2.22 は PACMAN 電磁石の座標軸を示している．ビーム方向を z 軸とし，垂直上向きが y 軸，ヨーク側から開口部に向かう水平方向を x 軸としている．



図 2.21 双極電磁石 PACMAN . TRIUMF から運ばれた様子 .

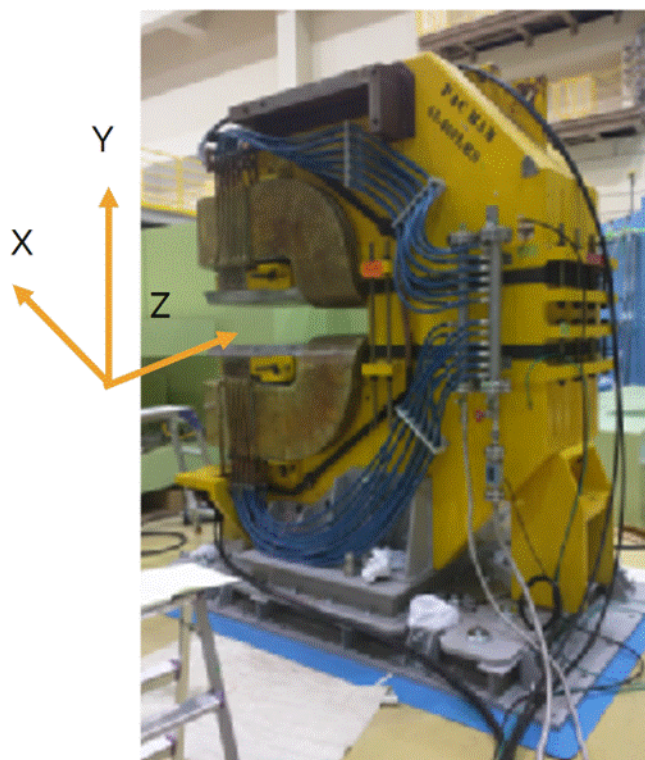


図 2.22 双極電磁石 PACMAN . ビーム方向を z 軸とし , 垂直上向きが y 軸 , ヨーク側から開口部に向かって水平方向を x 軸とする .

PACMAN 電磁石の仕様を表 2.3 にまとめる .

表 2.3 PACMAN 電磁石の仕様一覧

Configuration	PACMAN magnet
Current (Max)	500 A
Magnetic field (Max)	0.68 T
Length	2350 mm
Height	2500 mm
Width	700 mm
Math	29.5 t
Inductance	~ 100 mH

PACMAN の geometry

図 2.23 と図 2.24 に PACMAN 電磁石の geometry についてまとめる．図 2.25 と図 2.26 はセオドライトを用いて測量が行われた様子である．図 2.26 のように電磁石の端に定規を取り付ける．手前の端と奥側の端で定規の目盛りは合わせておく．セオドライトで読み取った手前の定規の目盛りと奥の定規の目盛りが同じ値であれば，セオドライトの向きと電磁石の端が平行であるということである．セオドライトで読み取った手前と奥の定規の目盛りが一致するようにセオドライトの向きを合わせておき，上面にも同様に取り付けておいた定規の目盛りをセオドライトで読み取れば，下面に対する上面のずれが測定できる．geometry 測量の結果，上下の磁極面が x 方向， z 方向にずれていた． z 方向のずれは特に顕著であり，次章でべるように磁束密度の形にも影響している．その値は， $-x$ 側（ヨーク側）で 9.7 mm， $+x$ 側で 12.2 mm であった． x 方向には $-z$ 側（ビームの上流）で 0.4 mm， $+z$ 側で 3.7 mm のずれがあった．

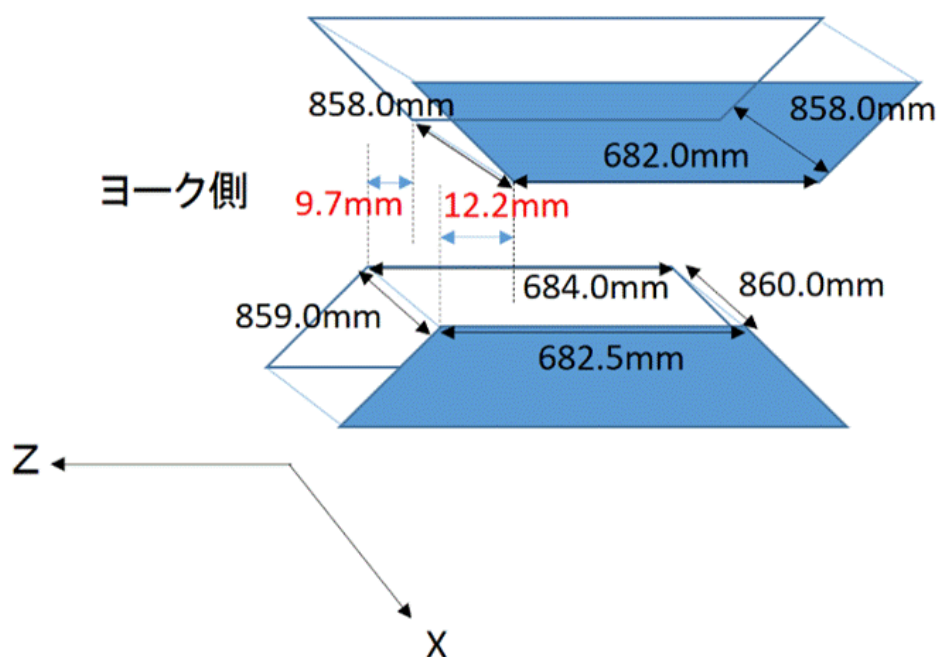


図 2.23 PACMAN の geometry . z 方向の上下のずれ .

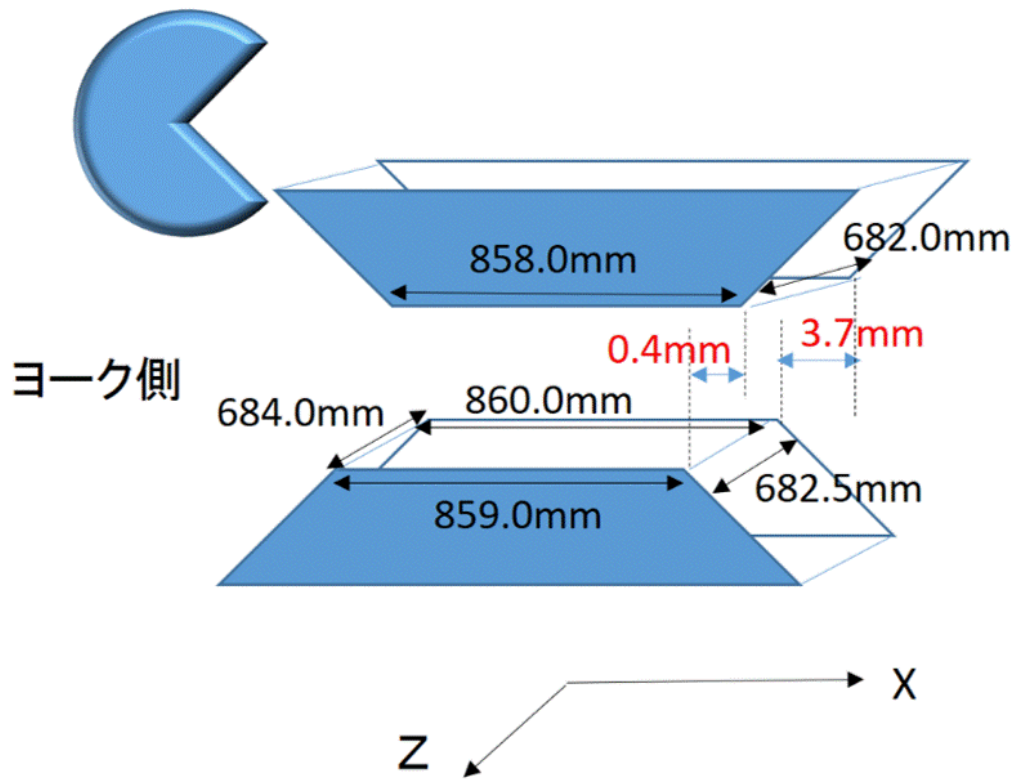


図 2.24 PACMAN の geometry . x 方向の上下のずれ .

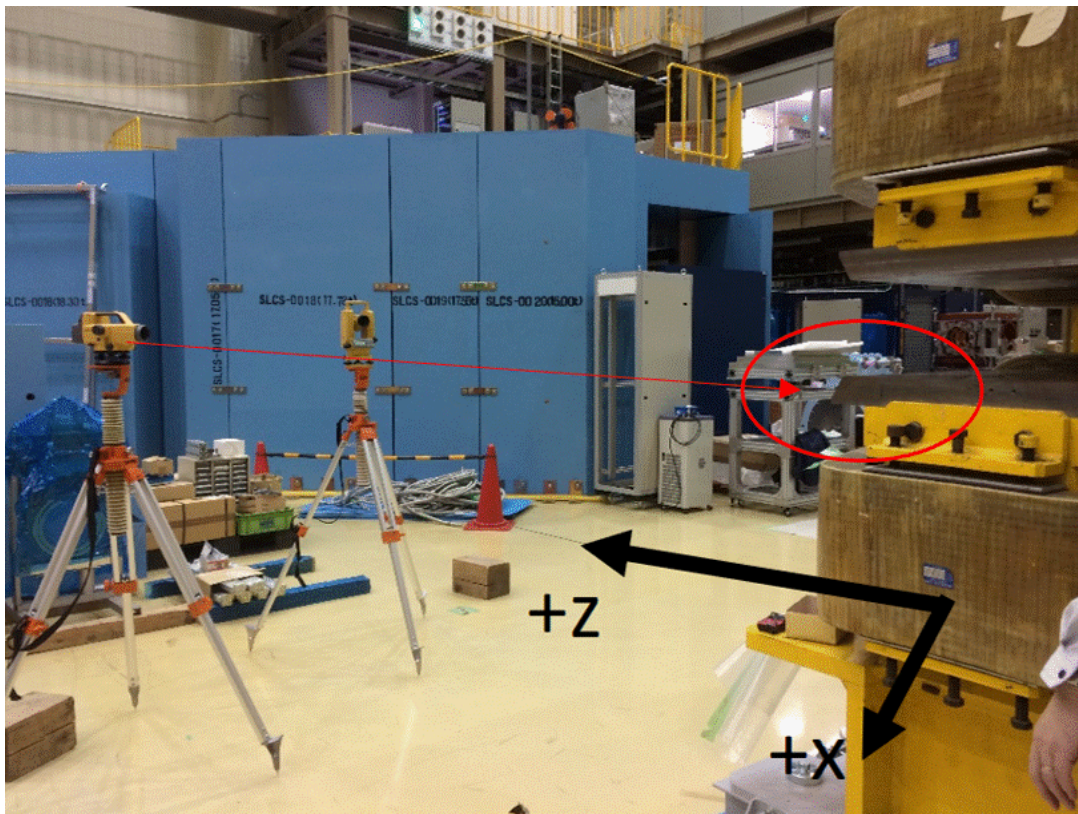


図 2.25 セオドライトを用いて PACMAN 電磁石の geometry の測定を行う様子 . セオドライトを電磁石の端と平行になるように設置する .

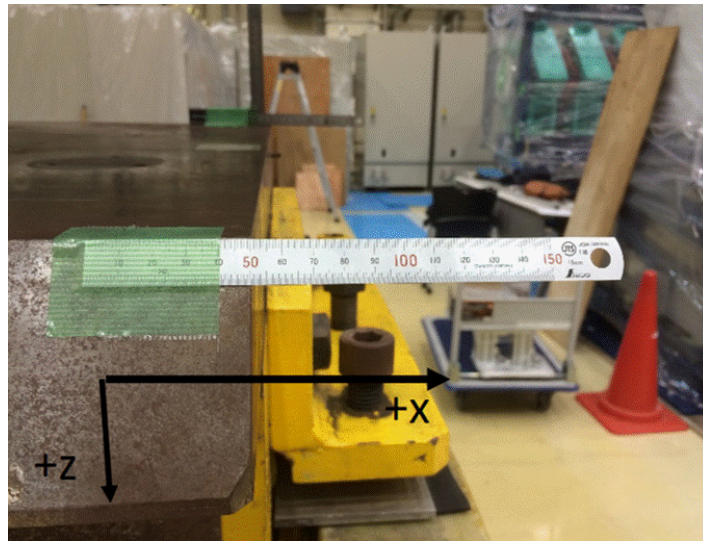


図 2.26 電磁石の端に取り付けた定規の目盛りを，セオドライトを用いて読み取る．手前と奥の定規はともに電磁石の端に 50 mm の目盛がくるように取り付けてある．上面にも同様に定規を取り付けてある．

3 PACMAN 電磁石の磁束密度測定

前章でも述べたように，DeeMe 実験では DIO バックグラウンドの寄与を小さくするため，精密な運動量測定を行わなければならない．精密とは具体的に $P=105 \text{ MeV}/c$ の運動量に対して $\Delta P=1 \text{ MeV}/c$ の運動量分解能が必要となる．実際の運動量測定にはシミュレーションソフトによる磁束密度マップが用いられるが，その正当性を評価するため，2015 年 7 月に PACMAN 電磁石の磁束密度測定を行った．本章ではそのことについてまとめる．

3.1 使用したもの

3 軸ガウスメータ

磁束密度測定器には，Lake Shore の 3 軸ガウスメータ/テスラメータ 460 型を使用した．基本精度 0.1%，分解能 5.5 桁で，3 軸ホールプローブと組み合わせて， (B_x, B_y, B_z) の 3 軸測定が可能である．磁束密度範囲は 3 mT ~ 30 T．また，直線性と温度補正機能が備わっている [22]．

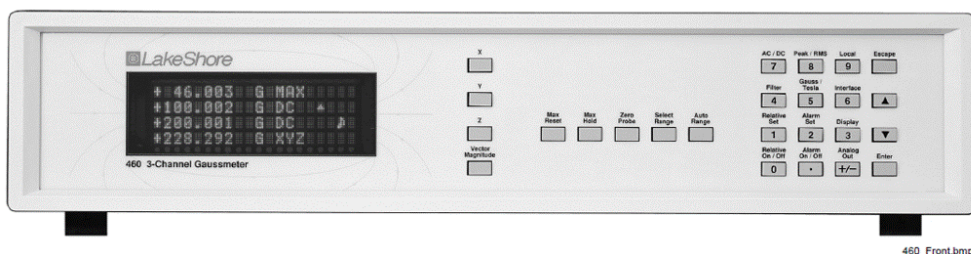


図 3.1 3 軸ガウスメータ フロントパネル

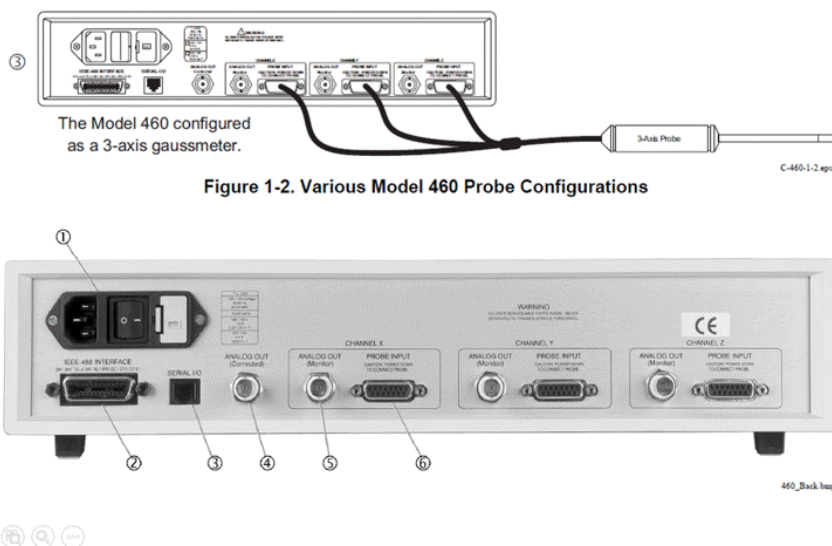


図 3.2 3 軸ガウスメータに 3 軸ホールプローブを接続する様子．

3 軸ホールプローブ

Lake Shore Model 460 の 3 軸ホールプローブを用いた (図 3.3)．図 3.4 に 3 軸ホールローブのサイズ，表 3.1 にスペックをまとめる．ホールプローブは，低勾配の磁束密度では安定して測定で

きるが，磁束密度勾配が高くなればなるほど，誤差は大きくなる．また，3軸ホールプローブは3つの直交した軸にセンサーがついている．それぞれのセンサーの active area は，ホールプレートの磁気感度のある部分として定義される．active area の面積は $0.5 \times 1.0 \text{ mm}^2$ ，プローブの先端からの距離は 1.8 mm である．図 3.5 に 3 軸ホールプローブの active area を示す．

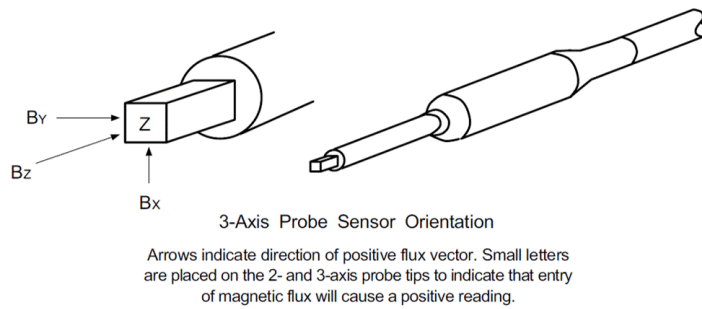


図 3.3 Lake Shore Model 460 3 軸ホールプローブ

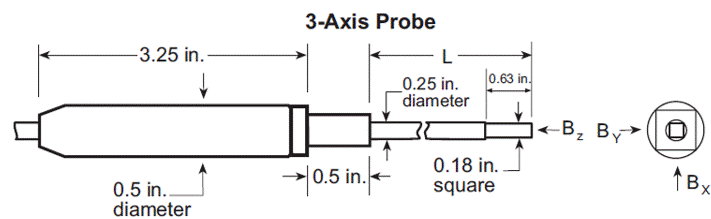


図 3.4 3 軸ホールプローブのサイズ

表 3.1 3 軸ホールプローブのスペック

Stem Maerial	Aluminum
Frequency Range	DC and 10 Hz to 400 Hz
Corrected Accuracy	0.25% to 20 kG (0.5% from 20 to 30 kG)
Operating Temperature Range	10 to 40

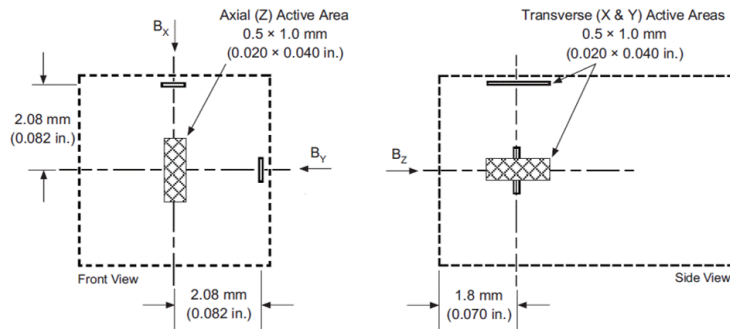


図 3.5 3 軸ホールプローブの active area

定点 NMR テスラメータ

NMR とは、核磁気共鳴 (Nuclear Magnetic Resonance) を利用した磁束密度測定器である。ホール素子での測定と比べて、絶対磁束密度の測定が行える。電磁石中に NMR テスラメータを設置し磁束密度の値をモニターする。

駆動装置

駆動装置のアームに 3 軸ホールプローブを取り付け、駆動装置を LabVIEW プログラムで操作しながら測定を行う。図 3.6 のレールがある台をステージと呼び、移動させたときに動く本体を駆動装置、プローブを取り付ける部分をアームと呼ぶことにする。駆動装置は x , z 方向に移動させることができる。 y 方向への移動は、駆動装置は動かずアームのみが動く。もちろん、駆動装置が x , z 方向に動けばアームもそれに伴って動く。駆動装置の移動可能な範囲は x 方向には 380 mm, y 方向には 200 mm, z 方向には 1500 mm である。駆動装置はステッピングモーターが付いており、ネジを巻く要領で駆動装置を移動させる。 x , y , z それぞれに対する移動量、モーターの回転速度 (駆動装置の移動速度) 等は LabVIEW プログラムでコントロールする。また、駆動装置は計 6 つのねじによって支えられており、それらのねじによって高さを調節できる。



図 3.6 駆動装置．ステージには z 方向のレールがついている．アームにホールプローブを取り付けて測定を行う．

駆動装置の位置精度を測定した．図 3.7 のように定規を固定し（図 3.7 は x 軸方向の位置精度を測定している），実際の駆動装置の移動量を測定する．複数回駆動装置を動かした際に，小さなずれが蓄積され期待する位置よりもずれた位置にこないかの確認をする．

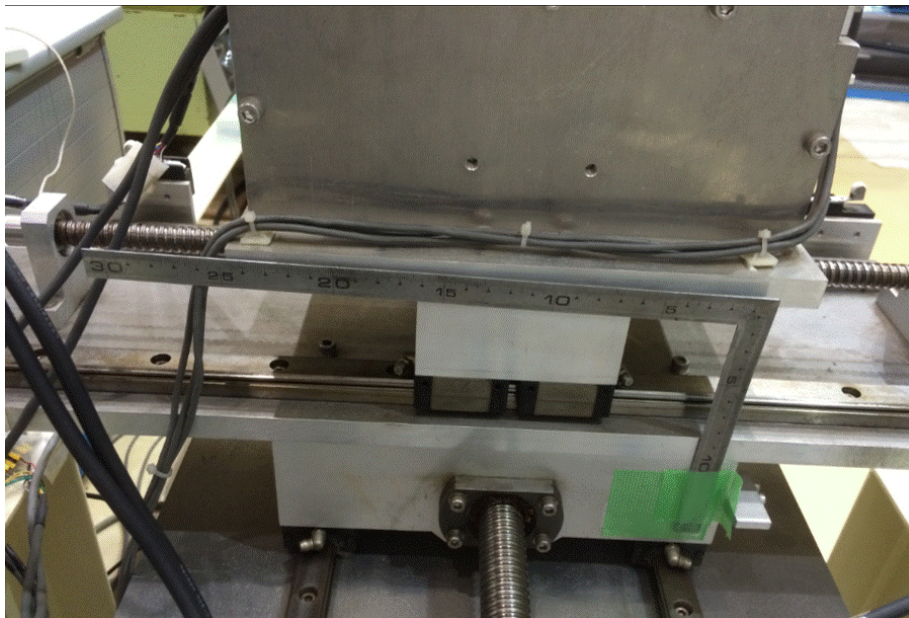


図 3.7 駆動装置の位置測定の様子． x 軸方向に沿うようにステージに定規を固定し，測定を行った．

x 軸方向の位置精度を測定した．プログラムに入力した値（移動量）と，駆動装置の移動前と移動後の値から実際の移動量を表 3.2 に記録した．入力値は前回の位置からの移動量である．また，入力値と移動量の符号をあわせるために，実際の移動量は移動前の値から移動後の値を引いている．

表 3.2 入力した移動量と実際の駆動装置の移動量について (x 軸)

入力 [mm]	移動前の測定値 [cm]	移動後の測定値 [cm]	移動量 [mm]
-30		27.70	
30	27.70	24.68	30.2
80	24.68	16.68	80.0
-80	16.68	24.69	-80.1
-30	24.69	27.68	-29.9
30	27.68	24.69	29.9
5	24.69	24.18	5.1
-5	24.18	24.68	-5.0
-20	24.68	26.68	-20.0
20	26.68	24.70	19.8

z 軸方向についても同様に測定した。

表 3.3 入力した移動量と実際の駆動装置の移動量について (z 軸)

入力 [mm]	移動前の測定値 [cm]	移動後の測定値 [cm]	移動前 - 移動後 [mm]
0	10.0	10.0	0
-80	10.0	17.9	-79
80	17.9	9.9	80
40	9.9	5.9	40
-40	5.9	9.9	-40
80	9.9	1.9	80
-80	1.9	9.9	-80
-80	9.9	17.9	-80
80	17.9	9.9	80
-40	9.9	13.9	-40
40	13.9	9.9	40
40	9.9	5.9	40

入力した移動量と実際の駆動装置の移動量の差 (x 軸に関して) をヒストグラムにしたものが図 3.8 である。

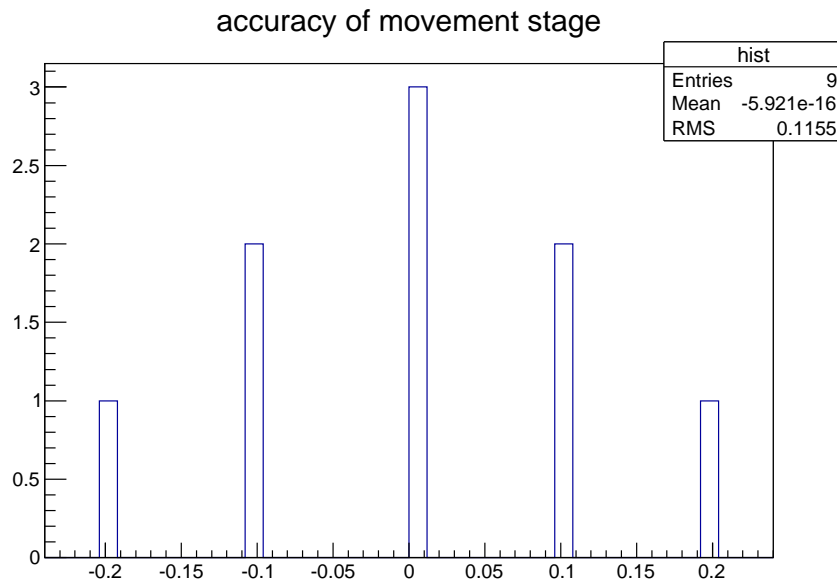


図 3.8 期待する移動量と定規で測定した実際の移動量の差のヒストグラム .

平均は 0 であり，入力した移動量と実際の移動量は一致していた．また複数回移動させても，小さなずれが蓄積されることもないことが表 3.2 と表 3.3 からわかる．

3.2 Alignment

磁束密度測定を行う前に測定系の Alignment 測定を行った．まず，PACMAN magnet の基準面を定める．PACMAN magnet にはもともとそれぞれの軸に「ケガキ」がついていた．これらのケガキを結んだ線で作られる面に対し，駆動装置やアームを移動させた際にアームの先の動きが平行な動きになるように調整した．以下には，その平行性を測定した結果についてまとめる．

x - z 平面との平行性

x - z 平面内で，駆動装置を z 方向に移動させ， x - z 平面との平行性を確認する．確認方法は以下の通りである．

1. レベルと呼ばれるものを用いる．レベルとは水平の位置出しができるもので，レベルの望遠鏡を覗いたときに中に見える十字線と，標尺が重なって見える位置を結んだ線（視準線と呼ばれる）が常に水平に保たれている．このレベルの十字線の中心を図 3.9 の手前のケガキに合わせる．
2. アームの先に縦方向に定規を取り付けておく． z 方向に駆動装置を移動させ，そのときのレベルの十字線の中心に当たる定規の目盛を読み取る．その様子を図 3.9 に示す．このとき，アームの上下の向きとレベルを覗いて読み取れる定規の目盛りの位置の変化の例は図 3.10 に示したようになる．

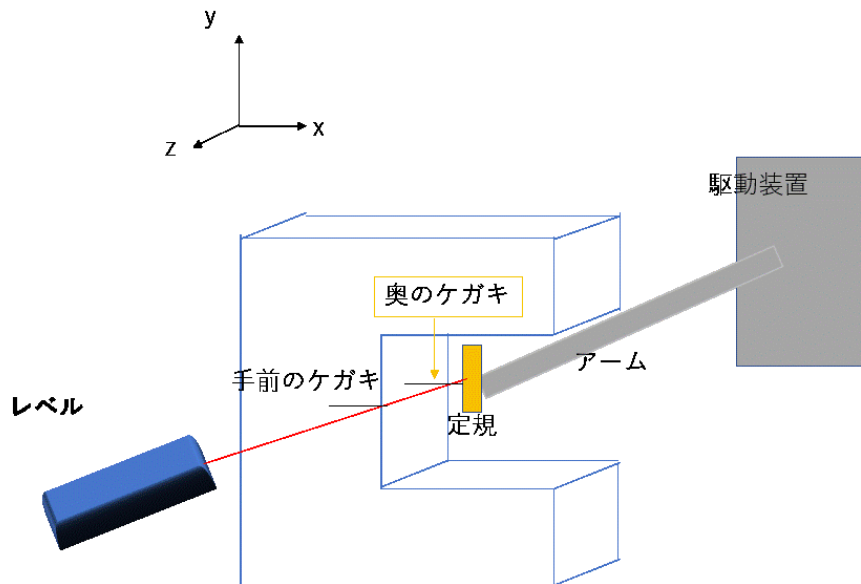


図 3.9 x, z 変化に対する y 変化の測定の様子．レベルの方向を y 軸方向についている手前のケガキと一致するように設置しておく．赤い線は視線を示している．そのレベルでアームの先に取り付けた定規の目盛を読みとる．値に変化がなければアームは $x-z$ 平面と並行に移動していることになるが，変化があればアームは $x-z$ 平面に対して斜めに入っていることになる．

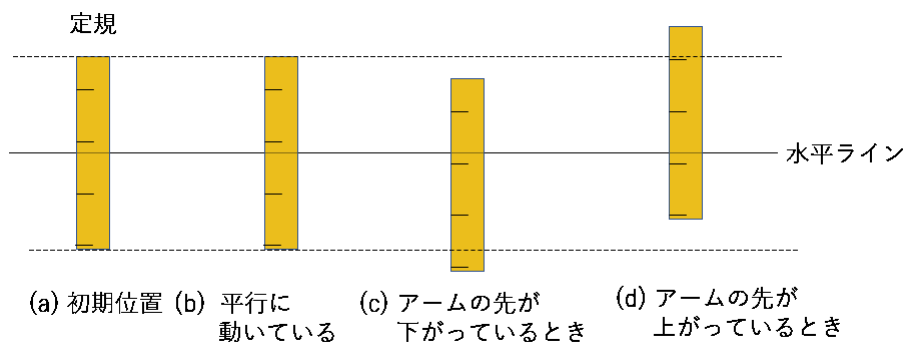


図 3.10 アームの先に縦方向に取り付けた定規の目盛りをレベルで読み取ったときの，アームの向きと定規の目盛の様子．アームが $x-z$ 平面にたいして平行に動いていれば，(b) のように初期位置 (a) と目盛りの値が変わらない．アームの先が下がってれば，(c) のようになり読み取る目盛りの値は大きくなる．アームの先が上がっているとき，(d) のように読み取る目盛りの値は小さくなる．

駆動装置は図 3.11 に示すように， $x = \pm 167 \text{ mm}$ と $x = 0$ でそれぞれ z 方向に移動させた．測定結果を図 3.12 に示す．図 3.11 と図 3.12 の色は対応している． $z = 0 \sim 800 \text{ mm}$ ではアームの先が下がっており， $z = 800 \sim 1600 \text{ mm}$ ではアームの先が上がっていることがわかる．

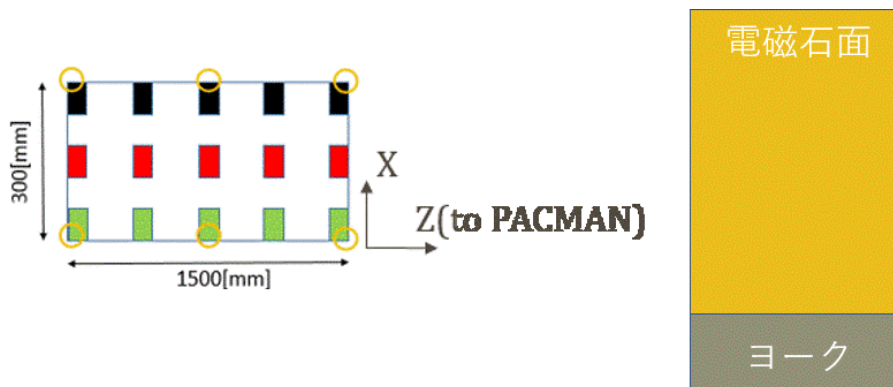


図 3.11 大きい四角で表しているのがステージ．小さい黒 ($x = 167 \text{ mm}$) と赤 ($x = 0$) と緑 ($x = -167 \text{ mm}$) の四角で示す位置に駆動装置を移動させた．

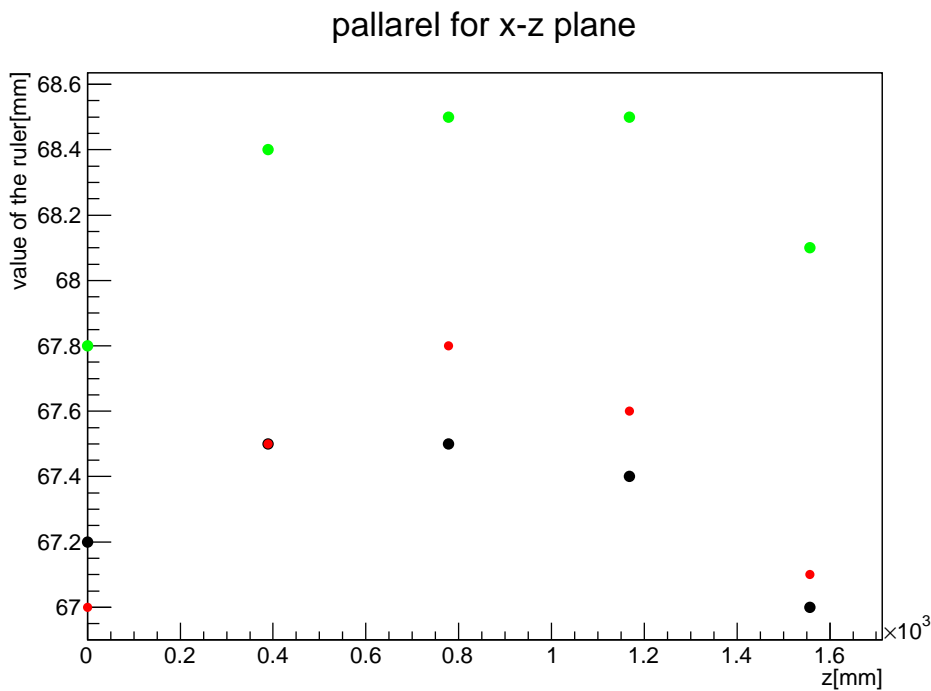


図 3.12 横軸が z [mm]，縦軸がレベルを用いて読み取った定規の目盛の値．色の違いは x の位置の違いに対応している．

おおよそ 800 mm の移動に対して 0.8 mm 程のずれであるから，角度にして $\tan^{-1}(0.8/800) = 0.057^\circ$ である．

y - z 平面との平行性

次に，定規を横に取り付け， y - z 平面との平行性を確認する．

1. セオドライトを x 軸方向についている手前と奥のケガキを結んだ線と平行になるように設置する．平行に設置する方法は，2.8.2 節の PACMAN geometry で行った方法と同様の要領で行う．
2. アームの先に横向きに定規を取り付ける． $x = 0, y = 0$ で z 方向または y 方向に駆動装置やアームを移動させ，そのときのアームの先の動きをセオドライトで見る．その様子を図

3.13 に示す．このとき，アームの先が左右にずれていれば，セオドライトで読み取る定規の目盛りの値は図 3.14 のように変化する．

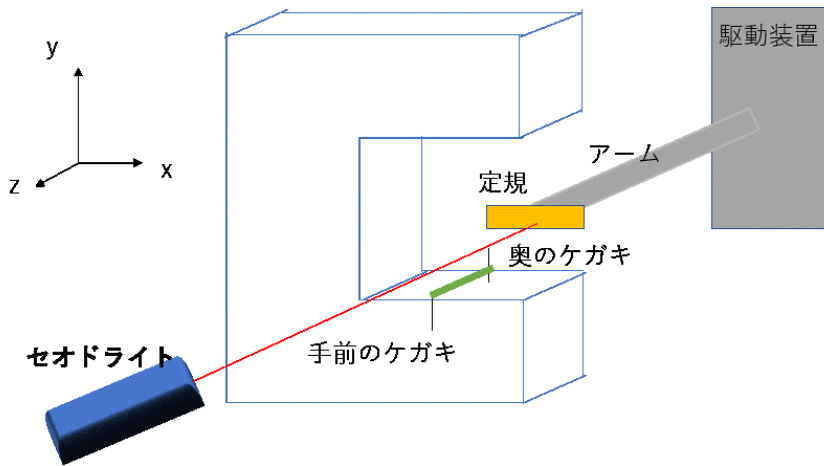
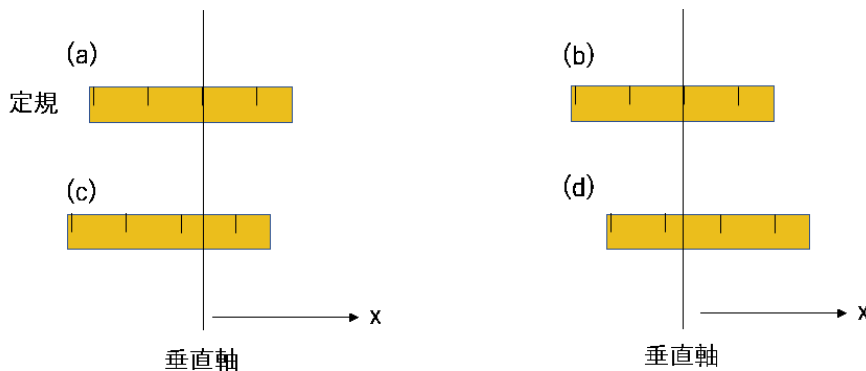


図 3.13 y と z 変化に対する x 方向のずれの測定の様子． x 軸方向についている手前のケガキと奥のケガキを結んだ線（緑で示す線）と平行になる向きにセオドライトを設置する．赤い線は視準線を示している．駆動装置を z 方向に移動させたときと，アームを y 方向に移動させたときのアームの動きをセオドライトを用いて見る．



- (a) 初期位置 (b) 平行に動いているとき
(c) 斜めに動いているとき(-x側によっている) (d) 斜めに動いているとき(+x側によっている)

図 3.14 アームの先に横方向に取り付けた定規の目盛りの値をセオドライトで読み取ったときの，アームの向きと定規の目盛りの値の様子．アームが y - z 平面に対して平行に動いていれば，(b) のように初期位置 (a) と目盛りの値が変わらない．アームの先が $-x$ 方向に斜めに動いていれば，(c) のようになり読み取る目盛りの値は大きくなる．アームの先が $+x$ 方向に斜めに動いていれば，(d) のように読み取る目盛りの値は小さくなる．

駆動装置を z 方向に移動させたときの x 方向のずれの測定結果を図 3.15 に，アームを y 方向に移動させたときの x 方向のずれの測定結果を図 3.16 に示す． z 方向の移動に対する x 方向のずれについては，1500 mm に対して約 1 mm のずれがあることがわかる．角度にして $\tan^{-1}(1/1500) = 0.038^\circ$ である． y 方向の移動に対する x 方向のずれについては，100 mm の高さの変化にたいして約 2 mm のずれが見られた．角度にして $\tan^{-1}(2/100) = 1.1^\circ$ である．4 章の運動量測定のシミュレーションで，計算磁束密度マップ全体を回転させることによる磁束密度のずれが運動量測定に与える影響について調べている．その結果を見ると， x - z 平面に対しての角度 0.057° と y - z 平面に対しての角度 (z 方向に移動させたときの x 方向のずれ) 0.038° のずれ

に関しては運動量測定に影響はほとんどないと言える。しかし、 y 方向に移動させたときの x 方向のずれから求められる角度 1.1° によるずれに関しては補正を施す必要があり、今後の課題である。

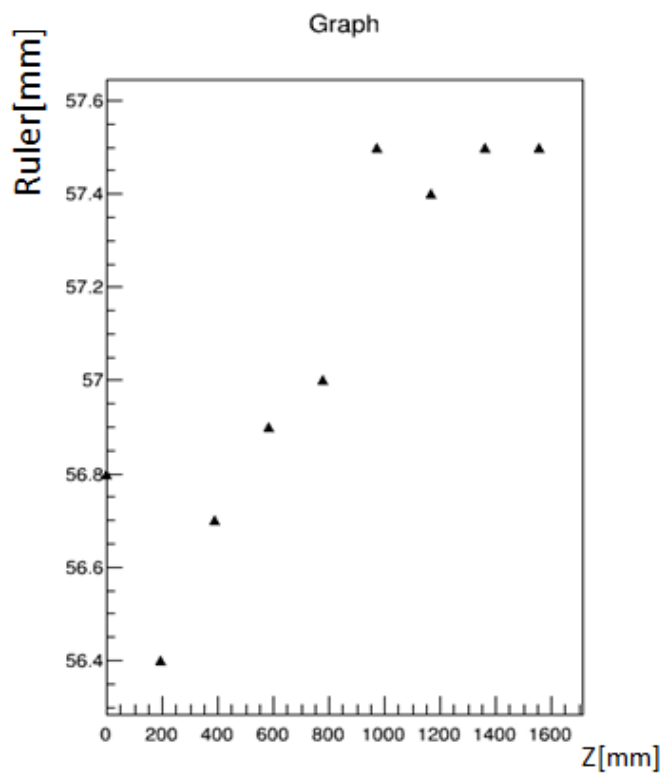


図 3.15 z 変化に対する水平方向のずれ。

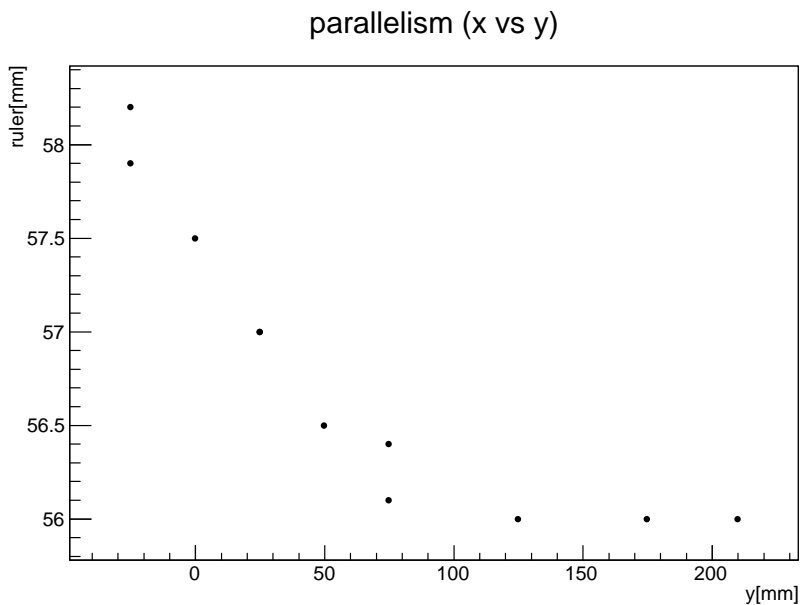


図 3.16 y 変化に対する水平方向のずれ。

3.3 座標原点の定義

ここで原点の定義をする．この座標は計算磁束密度マップの原点と一致している．これ以降の (x,y,z) の値は，ここで定義する座標原点に対応する値となる．PACMAN 電磁石の下の磁極面の 2 辺の中心をそれぞれ $x=0$ mm, $z=0$ mm とする．また，上下の磁極面の中心を $y=0$ mm と定義する．電磁石の磁極面の範囲は x 方向は -430 mm \sim 430 mm, z 方向は -340 mm \sim 340 mm である．

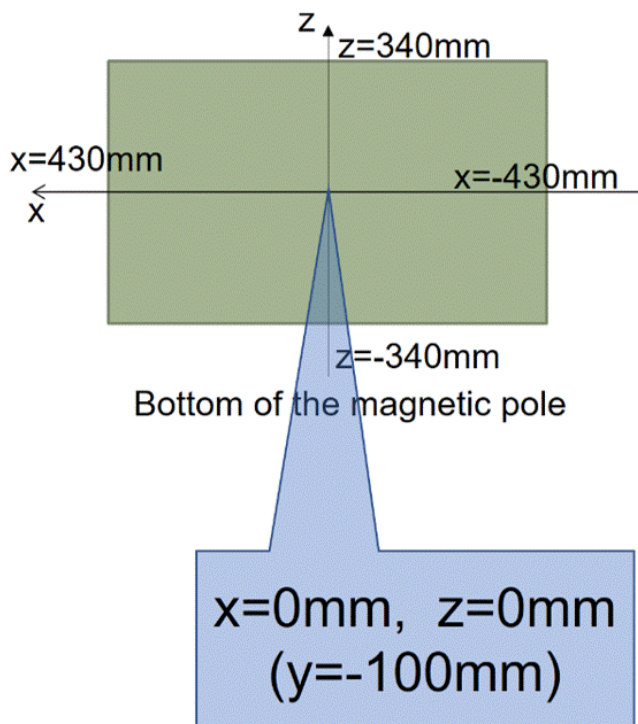


図 3.17 $x=0$ mm, $z=0$ mm の定義．四角形は下の磁極面を上から見た図．

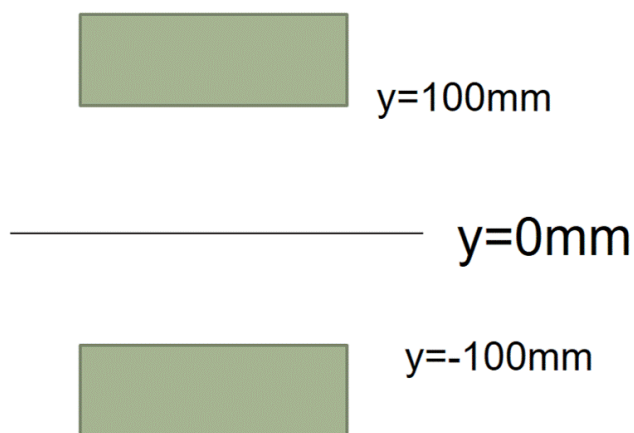


図 3.18 $y=0$ mm の定義．二つの四角形は，上下の磁極面を横から見た図．

3.4 PACMAN 電磁石の励磁テスト

電流と磁束密度の関係を調べるため、PACMAN 電磁石の中心にホールプローブを設置し、主成分である B_y の測定を行った。その結果を表 3.4 にまとめる。またそれをプロットしたところ、磁極中心 (0,0,0) で線型性が確認できた (図 3.19)。

表 3.4 磁極中心 (0,0,0) での電流値と磁束密度の主成分 B_y の値

電流 [A]	磁束密度 B_y [T]
500	0.6699
450	0.6065
400	0.5413
350	0.4752
300	0.4084
250	0.3412
200	0.2735
150	0.2057
100	0.1378
50	0.0698

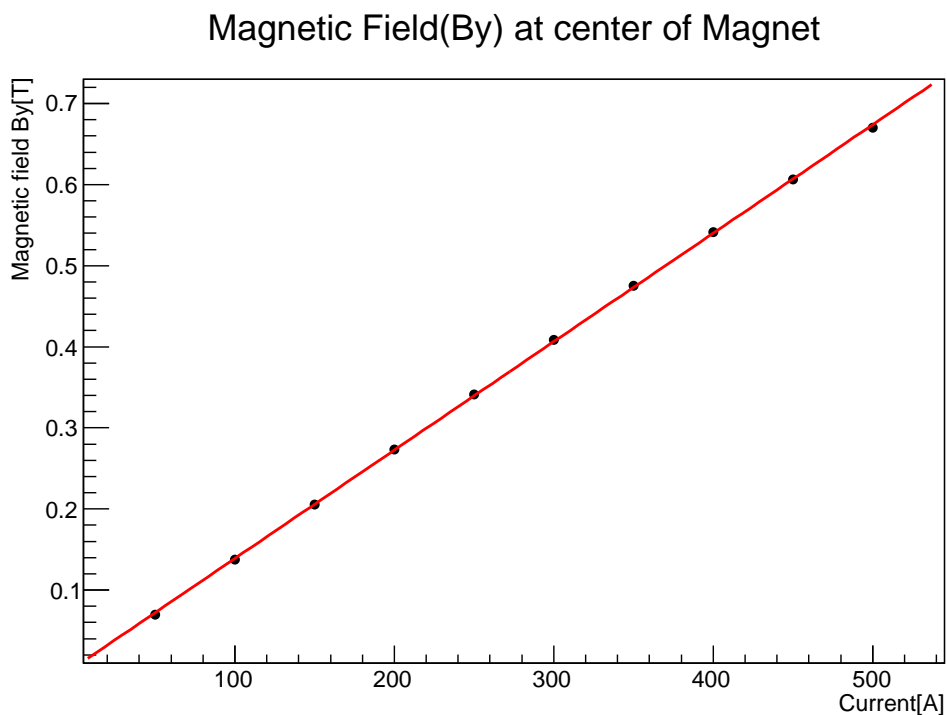


図 3.19 磁極中心 (0,0,0) での磁束密度 B_y [T] と電流 [A] の関係。

3.5 消磁

プローブを磁極中心に設置し消磁を行う． $-500\text{ A} \rightarrow 0\text{ A} \rightarrow 500\text{ A} \rightarrow 0\text{ A} \rightarrow -300\text{ A} \dots$ というように電流を変化させていった．そのときの電流と磁束密度の値を表 3.5 にまとめる．

表 3.5 消磁を行った際の電流値と磁極中心の y 方向の磁束密度 B_y .

電流 [A]	磁束密度 B_y [mT]
-500	669
0	1.6
500	-671
0	-1.2
-300	404
0	1
300	-406
0	-1
-100	
0	1.25
100	-135
0	-0.8
-50	66.8
0	0.04
50	67.3
0	0.692

最初，残留磁化は 1.6 mT あったが 0.7 mT まで消磁した．この後，電流の設定は最大電流 (500 A) にしてから使用電流にする方法に決定した．

3.6 磁束密度の測定方法

磁束密度の測定方法は以下の通りである．

1. ある電流からさらに大きい電流に設定する場合，一度最大電流である 500 A に励磁してからその電流値に設定する．例えば，100 A から 300 A に変更する場合，一度 100 A から 500 A にあげてから 300 A に設定する．300 A から 100 A のように電流値を下げる場合は，このようなことはしない．
2. 駆動装置をある (x,y) で $-z$ から $+z$ 方向に等間隔で移動させる．移動後，その位置で 15 回磁束密度を測定する． z 方向に動き終わったら， x 方向に駆動装置を移動させ，先ほどと同様に $+z$ 方向に駆動装置を移動させながら z 方向のスキャンを行う． $x-z$ 平面でのスキャンが終われば， y を変え，また同様に z 方向のスキャンを繰り返していく．
3. 測定範囲 (次節で詳しく述べる) にたいして駆動装置の可動範囲は小さいため，駆動装置のアームにエクステンションを取り付け，その先にホールプローブをセットし，上記のように z 方向のスキャンを繰り返していく．駆動装置自体を移動させるにはクレーン作業が必要になり，さらに Alignment を初めからやり直す手間がかかってしまうため，このような方法

を取った。

4. 電磁石の中心で B_x と B_z が最小となるようにホールプローブを z 軸周りに回転させる。測定範囲を変更するためにエクステンションを取り付け、ホールプローブをセットしなおす度に、このような調整を行う。

3.7 測定範囲

測定範囲を図 3.20 に示す。赤の範囲が測定した範囲である。+ z 側の範囲や、 $\pm x$ 側の範囲は駆動装置のアームにエクステンションをつけ測定した。 x は 50 mm 間隔で -370 mm \sim 510 mm の範囲、 y は 40 mm 間隔で -40 mm \sim 80 mm の範囲と磁極の上面と下面付近、 z は 100 mm 間隔で測定した (x 軸に沿った電磁石の縁付近など、一部細かい間隔でスキャンを行っている)。電流は 500 A, 300 A, 100 A の三種類で測定した。

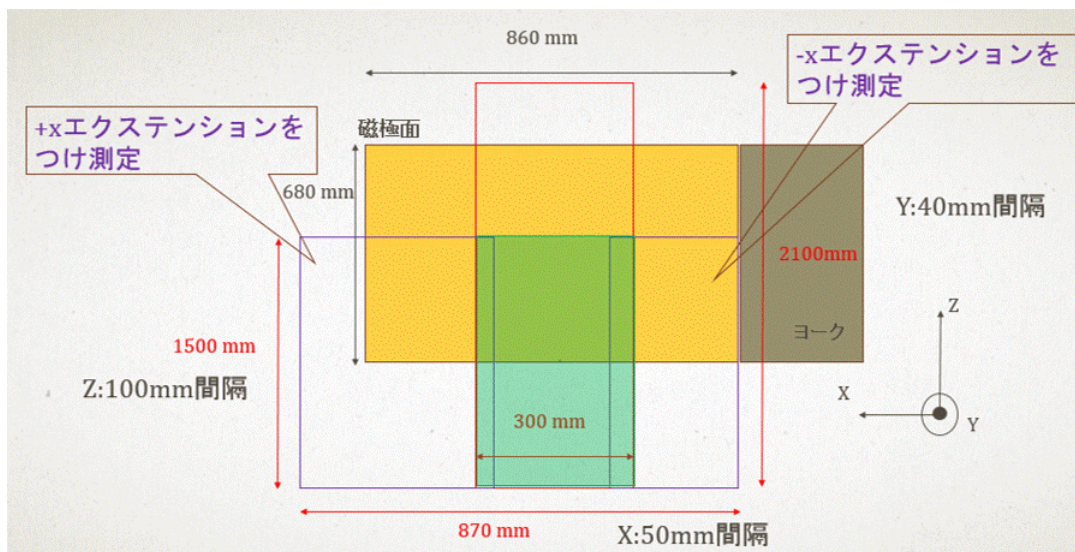


図 3.20 黄色で示す四角は電磁石の下面を表しており、上から磁極面を見ている。緑色で示した範囲はエクステンションをつけずに測定した範囲である。+ z 方向にエクステンションを取り付け測定した範囲を赤色で、 $\pm x$ 方向にの測定範囲を紫色で囲っている。

3.8 測定結果

3.8.1 電流と磁場の関係

$(x,y)=(0,0)$ の位置で、電流値を変えて磁束密度 (B_x, B_y, B_z) [T] を z 方向にプローブを動かしながら測定した結果を図 3.21 に示す。また、ある電流値での磁束密度を 500 A での磁束密度で割ったものが図 3.22 である。磁束密度と電流が比例関係であれば、上から順番に 1, 0.8, 0.6... となるはずである。その理想の直線 (1, 0.8, 0.6, ...) からのずれをプロットしたものが図 3.23 である。図 3.22 の B_y の z が小さいところ ($z = -600$ mm あたりまで) では少し理想の直線から外れるが、電磁石に近いところ ($z = \pm 600$ mm \sim $z = \pm 340$ mm) や電磁石中 ($z = -340$ mm \sim $z = 340$ mm) では比例関係が見られる。 B_x や B_z も電磁石から離れた磁束密度の小さいところでは比例関係から大きく外れている。また電磁石の外側 ($z = \pm 340$ mm) から比例関係が崩れていることがわかる。 B_z で比が大きく飛んでいるところが見られるが、これは 500 A での磁束密度の値が 0 に近いためである。

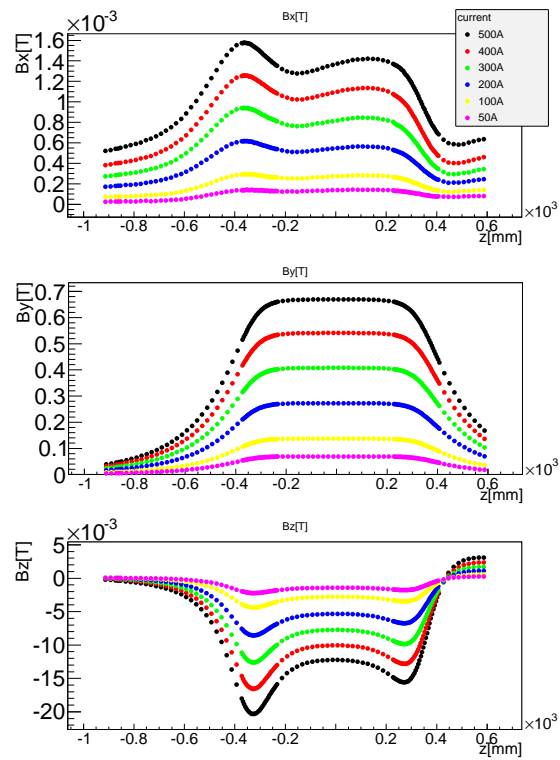


図 3.21 $x=0$ mm, $y=0$ mm における磁束密度 (上から B_x , B_y , B_z [T]) の z 方向のスキャン . 色の違いは電流の違いを表し, 黒は 500 A, 赤は 400 A, 緑は 300 A, 青は 200 A, 黄色は 100 A, 桃色が 50 A に対応する .

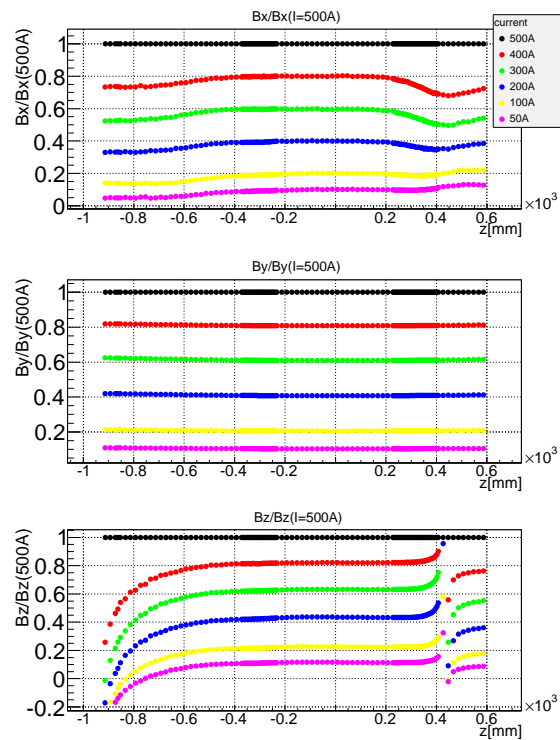


図 3.22 $x=0$ mm, $y=0$ mm における 500 A の磁束密度に対する, ある電流値でのスキャンしたデータの比のプロット . 色の違いは電流の違いを表し, 黒は 500 A, 赤は 400 A, 緑は 300 A, 青は 200 A, 黄色は 100 A, 桃色が 50 A に対応する .

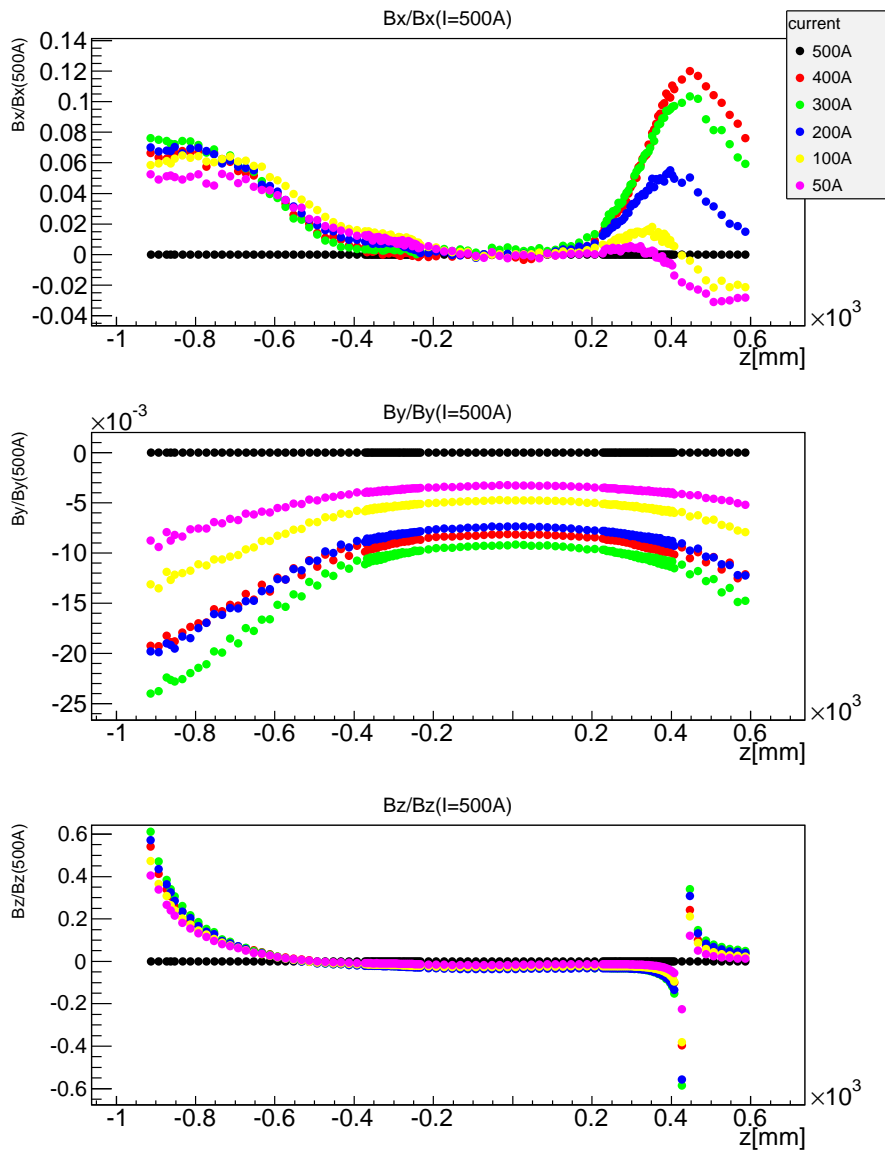


図 3.23 磁束密度と電流が比例関係であると仮定した直線 (1, 0.8, 0.6, ...) から 500 A の磁束密度に対する比を引いたプロット．色の違いは電流の違いを表し，黒は 500 A，赤は 400 A，緑は 300 A，青は 200 A，黄色は 100 A，桃色が 50 A に対応する．

図 3.21 からある z でのそれぞれの電流値に対する磁束密度をプロットする．そのプロットを直線でフィットすると，その z における $I = 0$ のときの磁束密度が求められる．図 3.24 はその一例として， $z = 10$ mm での電流にたいする磁束密度の様子である．これを各 z で求め，プロットしたものが図 3.25 である．

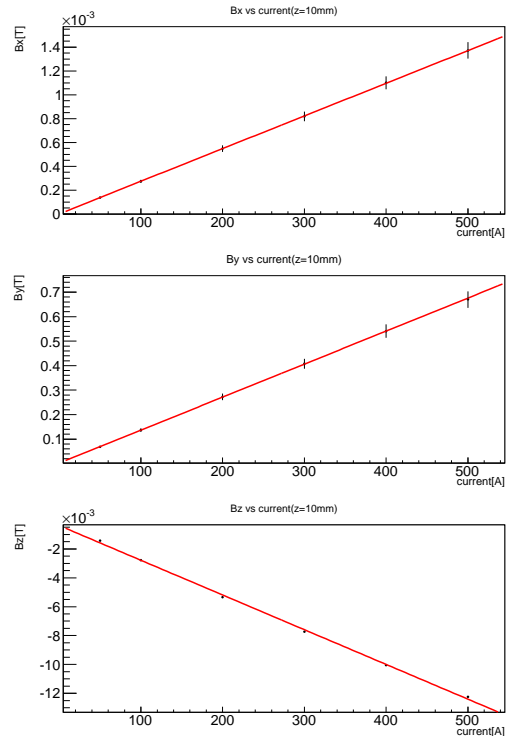


図 3.24 $(x, y, z) = (0, 0, 10)$ mm での電流値を変化させたときの磁束密度 .

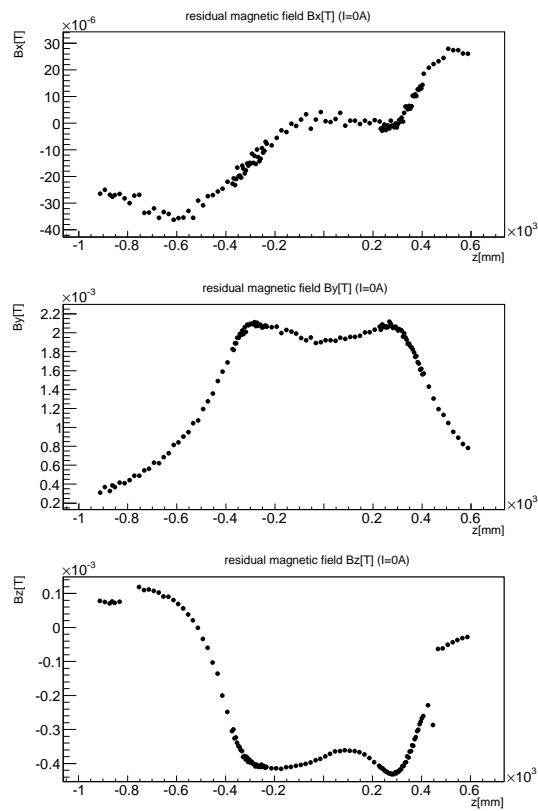


図 3.25 直線フィットから求められる $I = 0$ のときの磁束密度 .

各 z で求めた残留磁束密度を引いた磁束密度で 500 A のときの磁束密度に対する, ある電流値での磁束密度の比を求めた . その結果を図 3.26 に示す . また, 先ほどと同様に理想の直線 (1, 0.8,

0.6, ...) からのずれを図 3.27 に示す . 図 3.23 と比べると , 残留磁束密度を引く前より比例関係がよくなっていることがわかる .

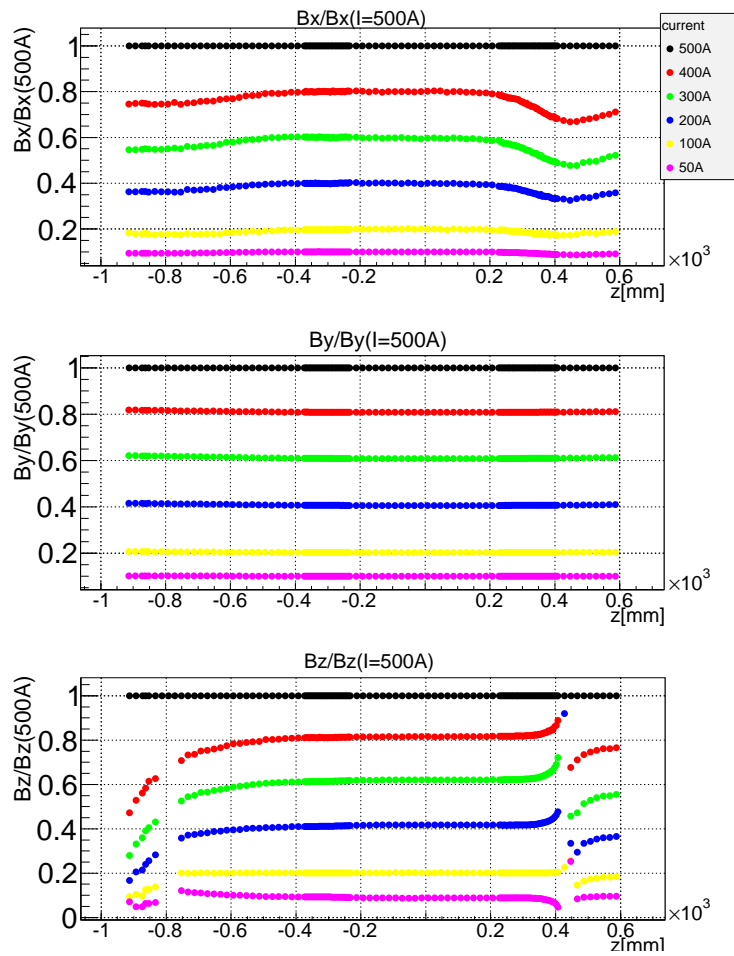


図 3.26 図 3.22 から図 3.25 を引き , 500 A の磁束密度に対するある電流値でのスキャンしたデータの比のプロット . 色の違いは電流の違いを表し , 黒は 500 A , 赤は 400 A , 緑は 300 A , 青は 200 A , 黄色は 100 A , 桃色が 50 A に対応する .

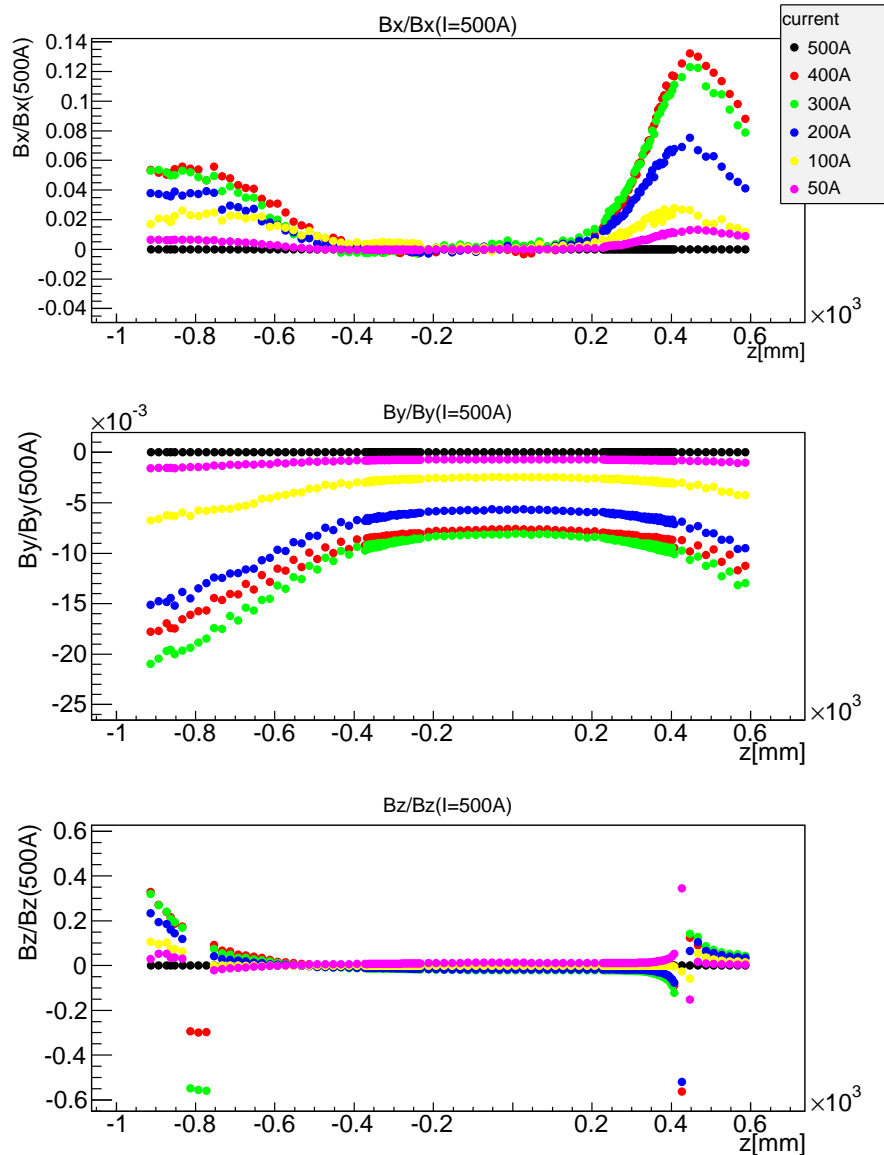


図 3.27 残留磁束密度を引いた場合の理想の直線 (1, 0.8, 0.6, ...) と比のずれのプロット。色の違いは電流の違いを表し、黒は 500 A、赤は 400 A、緑は 300 A、青は 200 A、黄色は 100 A、桃色が 50 A に対応する。

3.8.2 電磁石の上面付近 ($y=100$ mm) での磁束密度の様子

図 3.28 は磁極の上面付近 ($y=100$ mm, $x = -130$ mm, 0 mm, 170 mm) の測定結果である。主成分は B_y であり、最大 0.7 T 弱に対し、 B_x は最大 -8 mT, B_z は最大 0.2 T である。磁極範囲は $z = -340$ mm \sim 340 mm であるが、 B_y を見ると磁極範囲の少し外側 ($z = -400$ mm, 400 mm) でバンプが見られ、磁束密度の非一様性が確認された。

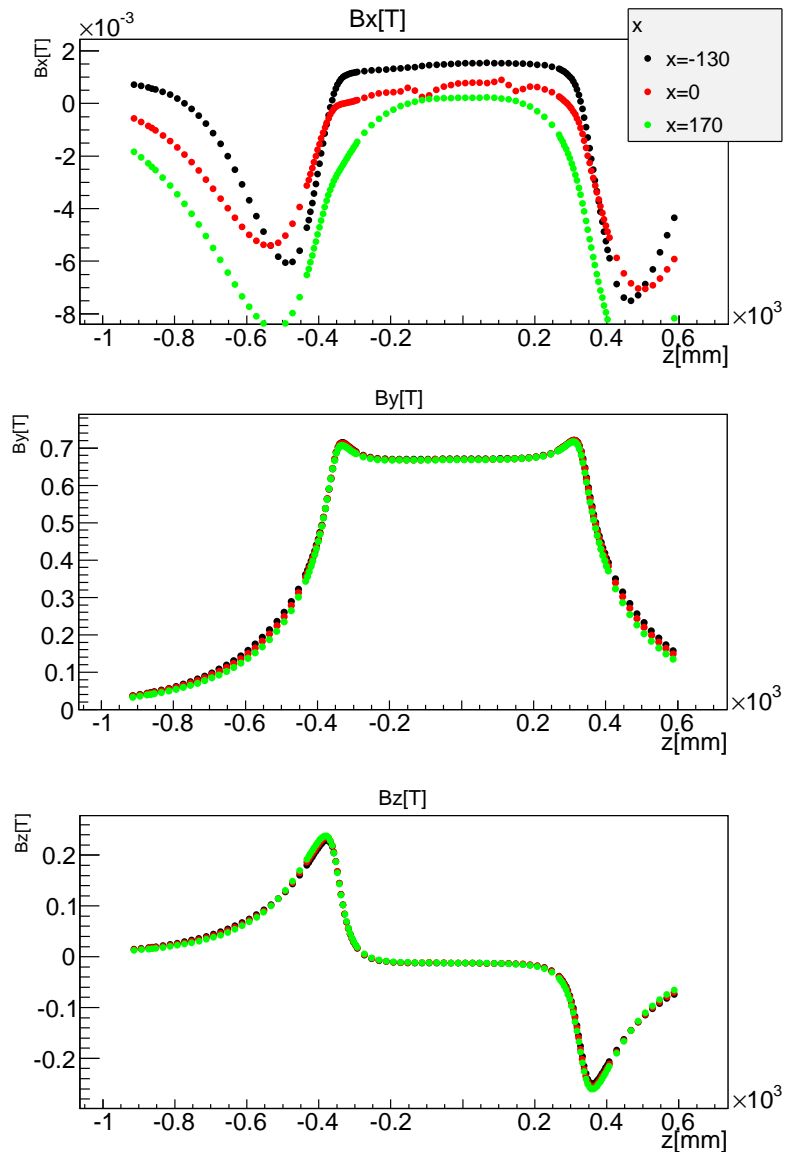


図 3.28 磁極上面付近 ($y=100$ mm, $x= -130$ mm (黒), $x=0$ mm (赤), $x=170$ mm (緑)) の z 方向のスキャン .

3.8.3 電磁石の中心平面 ($y=0$ mm) での磁束密度の様子

図 3.29 は電磁石の中心 ($y=0$ mm, $x= -170, 0, 130$ mm) の z スキャンである . B_z の構造に注目すると, 電磁石に入る直前と, 電磁石から出た直後, とともに負の向きを持っている . 図 3.30 のような理想的な電磁石を考えた場合, $y=0$ mm での B_z はどの位置でも 0 になるが, 測定結果を見ると最大 20 mT ほどの値を持っている . これは中心より少し下を測定してしまっている, と考えるのが自然であるが, その場合図 3.30 のように, 電磁石に入る直前と出た直後では向きは逆になるはずである . しかし測定結果はそのような構造になっていない . これは PACMAN 電磁石が, §2.8.2 で述べたように上下で約 10 mm ずれており, その結果, 図 3.31 に示すような磁束密度の歪みが生じているためであると考えられる .

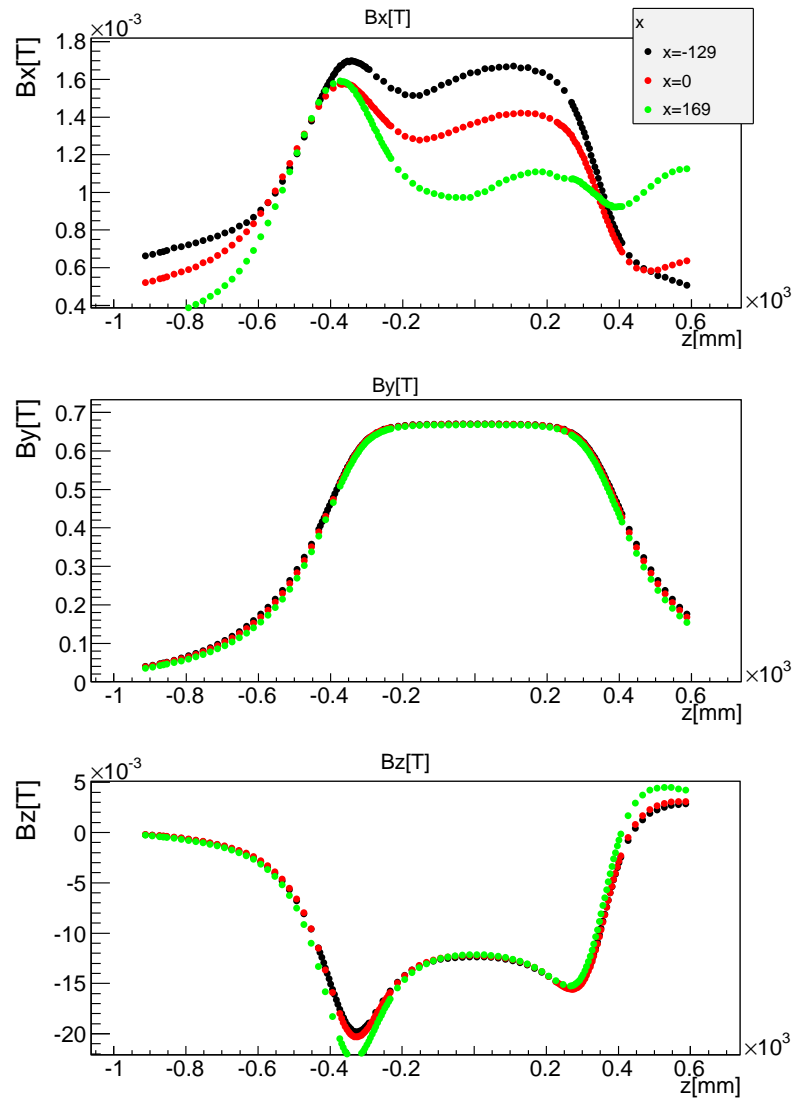


図 3.29 電磁石の中心 ($y=0$ mm, $x=-170$ (黒), 0 (赤), 130 mm (緑)) の z 方向のスキャン .

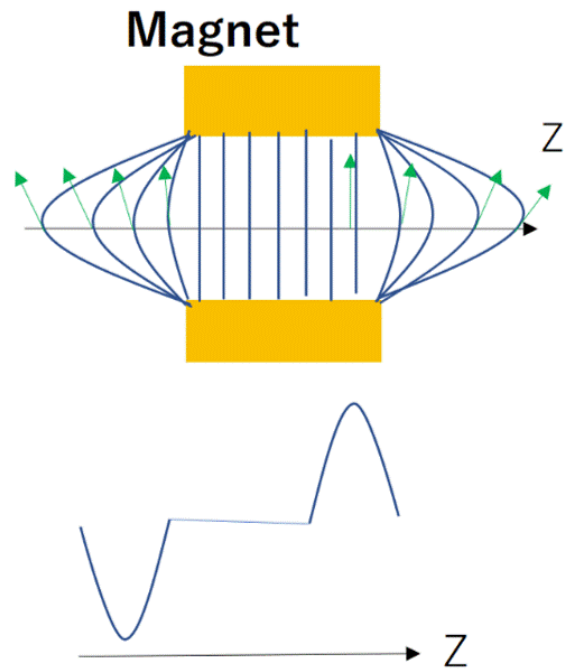


図 3.30 理想的な形状の電磁石での磁束密度のイメージ図．電磁石の外側で磁束密度が膨らみ B_z 成分が大きくなる．電磁石の中心では B_y 成分のみになる．

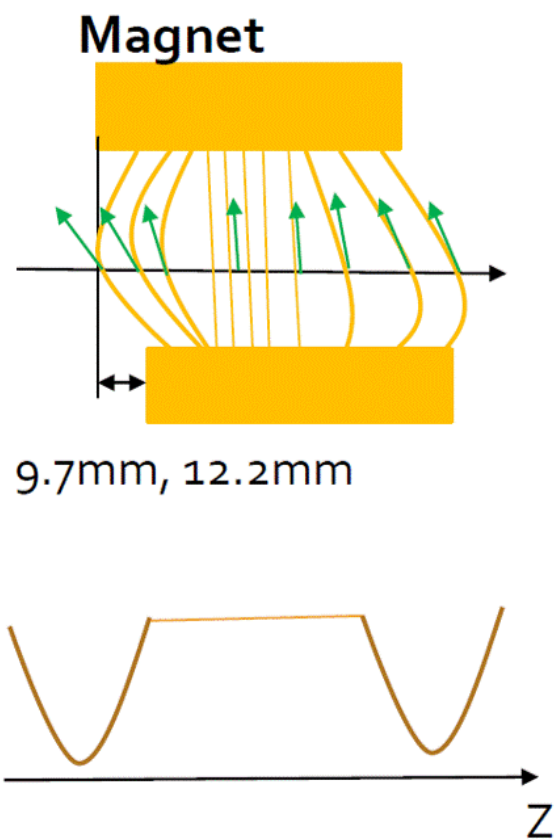


図 3.31 電磁石の上下がずれた電磁石での磁束密度のイメージ図．磁束密度全体が面のずれている方向に引っ張られるような形になる． $y=\pm 100\text{ mm}$ では上下のずれによる B_z への影響は小さいが， $y=0$ 付近の高さでは実測磁束密度で見られたような構造が見えると思う．

電磁石の上面と下面の縁付近 ($z=-340$ mm 付近) を細かくスキャンしたものが、図 3.32 である。

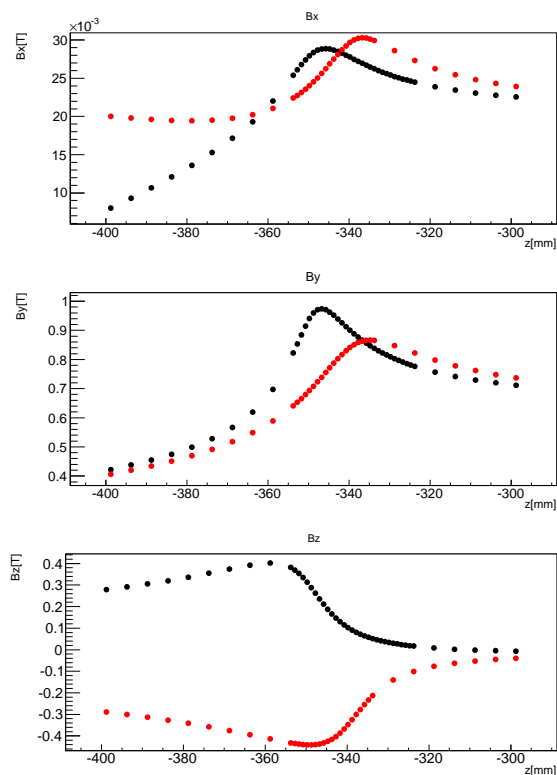


図 3.32 電磁石の上面 (黒) と下面 (赤) の縁付近 ($z=-340$ mm 付近) のスキャン (上から B_x , B_y , B_z) . B_y のパンプの位置を見ると、上下で 10 mm ほどずれていることが確認できる。

3.9 計算磁束密度マップ

計算磁束密度マップは OPERA-3D で作成されたものを用いる (図 3.33) . OPERA-3D は、3次元有限要素法を用いた電磁束密度解析シミュレーションである。この計算磁束密度マップを用いて、G4beamline のシミュレーションや、実際の運動量測定が行われる。

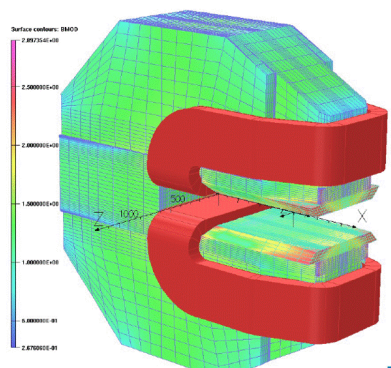


図 3.33 計算磁束密度マップ OPERA3D より

3.10 実測磁束密度と計算磁束密度の比較

実測磁束密度と計算磁束密度マップを比較し、計算磁束密度の妥当性を確認する。図 3.34 と図 3.35 に磁極中心付近 ($y = 0, x = -30 \text{ mm}$) の計算磁束密度 (黒) と実測磁束密度 (赤) の比較を示す。図 3.34 は電磁石の上下のずれを考慮していない計算磁束密度マップ、図 3.35 は電磁石の上下のずれを考慮した計算磁束密度マップとの比較である。計算磁束密度マップに電磁石の上下のずれを組み込んだほうが実測磁束密度と合っていることがわかる。

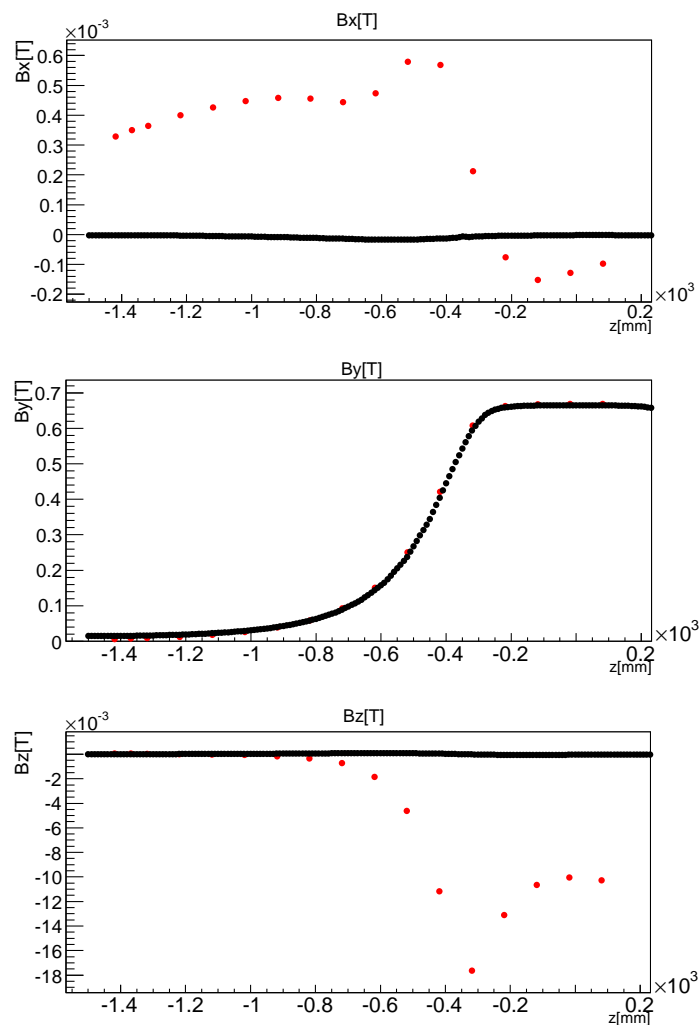


図 3.34 磁極中心付近 ($y = 0, x = -30 \text{ mm}$) における実測磁束密度と、理想的な形状の電磁石に対する計算磁束密度との比較。黒が計算による磁束密度で赤が実測による磁束密度。

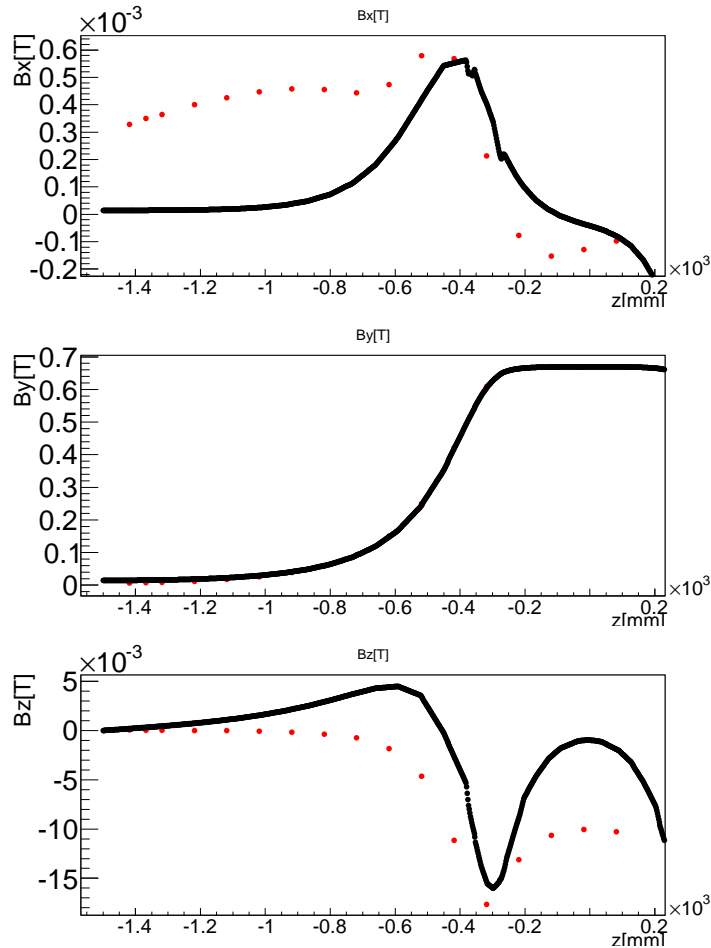


図 3.35 磁極中心付近 ($y = 0, x = -30 \text{ mm}$) における実測磁束密度と、電磁石の上下のずれを組み入れた電磁石に対する計算磁束密度との比較．黒が計算による磁束密度で赤が実測による磁束密度．

3.11 実測磁束密度にあわせる

式 (18) のような χ^2 和を計算し、計算磁束密度を実測磁束密度にあわせていく．ここでは、 x, y, z 軸の周りにそれぞれ独立に回転をかけて実測磁束密度に合わせることを考える．

$$\chi^2 = \sum \frac{(B_{\text{measure}} - B_{\text{opera}})^2}{\sigma_{\text{measure}}} \quad (18)$$

ここで分母の誤差 σ_{measure} は、1 点で 15 回測定した実測磁束密度の平均値の誤差 (式 (19)) である．

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n=15} (B_i - \bar{B})^2}{n(n-1)}} \quad (19)$$

ここで、 B_i はある位置での i 回目の測定値、 \bar{B} は 15 回測定した磁束密度の平均値である． B_x, B_y, B_z それぞれについて計算する．

x 軸周りの回転について

x 軸周りに α 度回転させた磁束密度マップと実測磁束密度との χ^2 を以下の通りに計算する．

1. 計算磁束密度マップを α 度回転させる .
2. 計算磁束密度マップをスケールしなおす . 今回は , 磁極中心で実測と計算による磁束密度の B_y が合うように計算磁束密度全体を定数倍する .
3. 式 (18) , 式 (19) より , ある $x-z$ 平面での実測磁束密度との χ^2 を B_x, B_y, B_z それぞれについて計算する .
4. B_x, B_y, B_z それぞれに求めた χ^2 を足す .

図 3.36 は $y = 0$ の $x-z$ 平面で , B_x, B_y, B_z それぞれで χ^2 和を計算したものである . B_x, B_y, B_z の χ^2 和を足したものが図 3.37 である .

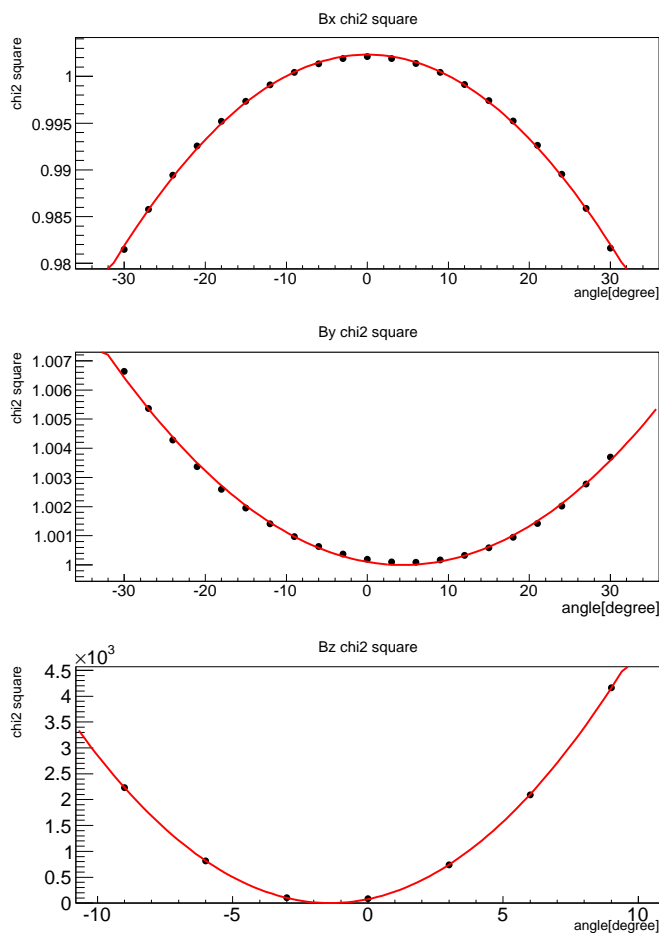


図 3.36 x 軸周りに α 度回転させたときの , $y=0$ の平面における χ^2 和の変化の様子 . B_x, B_y, B_z それぞれについて χ^2 和を計算している .

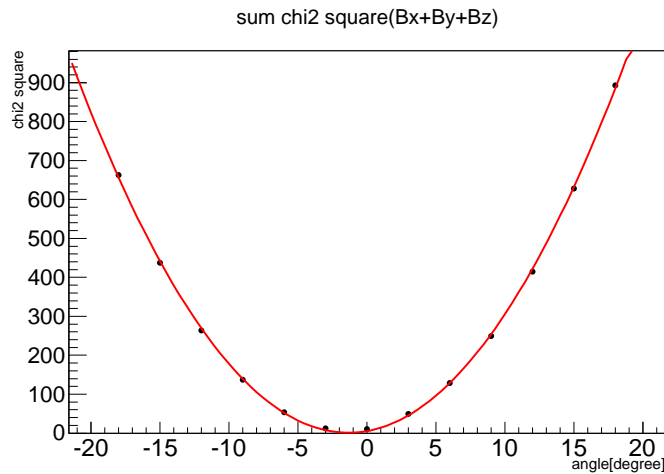


図 3.37 x 軸周りに α 度回転させたときの, $y=0$ の平面における $\chi_{B_x}^2 + \chi_{B_y}^2 + \chi_{B_z}^2$ の変化の様子.

ここで図 3.36 の $\chi_{B_x}^2$ を見ると, 計算磁束密度マップを回転させればさせるほどより実測磁束密度に合うという結果になっている. x 軸周りの回転をかけているため本来 B_x は変化せず, $\chi_{B_x}^2$ はどの角度でも一定になるはずであるが, 回転をかけた後に計算磁束密度マップをスケールしているため, $\chi_{B_x}^2$ が変化する. 図 3.38 は, $y=0$ mm の平面で x 軸周りに α 度回転させたときのスケールの変化の様子を示している. 図 3.38 を見ると, α が大きくなればなるほど, スケールも大きくなる. 回転するほど B_y 成分が小さくなるためである. 図 3.39 に示したものは, $x = -360$ mm, $y = 0$ の z 方向のスキャンである. 黒のプロットが実測磁束密度であり, その他の色は計算磁束密度を $\alpha = -30^\circ, -20^\circ, \dots, 0$ と回転させた場合の磁束密度である. 図 3.40 は図 3.39 の計算磁束密度部分を拡大したものである. 図 3.40 の赤が $\alpha = -30^\circ$ のプロットであり, 回転角度の絶対値を小さくしていくと, スケールが小さくなるため実測磁束密度から離れていく. 逆に回転角度を大きくすればするほど, スケールが大きくなるため, 実測磁束密度との差が小さくなっていく. 結果, 図 3.37 の $\chi_{B_x}^2$ のように回転をかけるほど実測磁束密度との χ^2 が小さくなる.

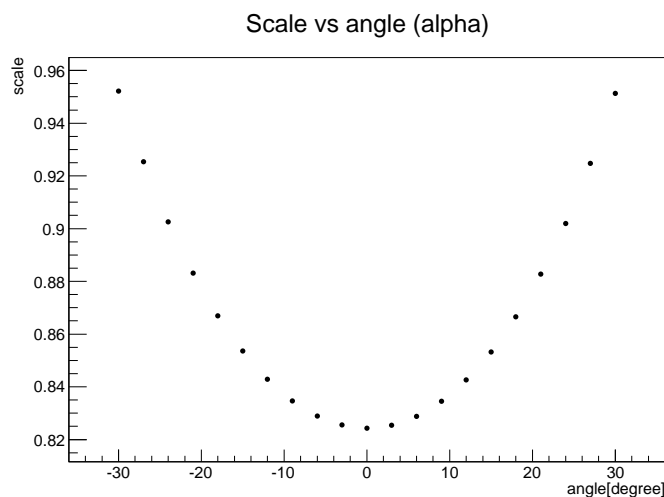


図 3.38 計算磁束密度全体を x 軸周りに α 度回転させた際のスケールの変化の様子.

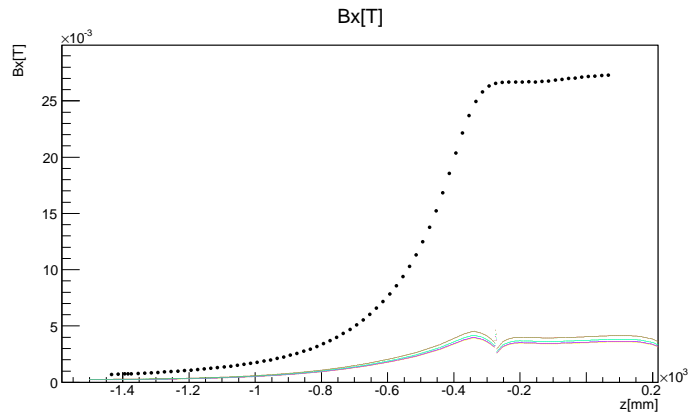


図 3.39 $(x, y) = (-360, 0)$ における z スキャン．黒は実測磁束密度の x 成分のプロットで，
 その他が x 軸周りの回転をかけた計算磁束密度の x 成分のプロット．

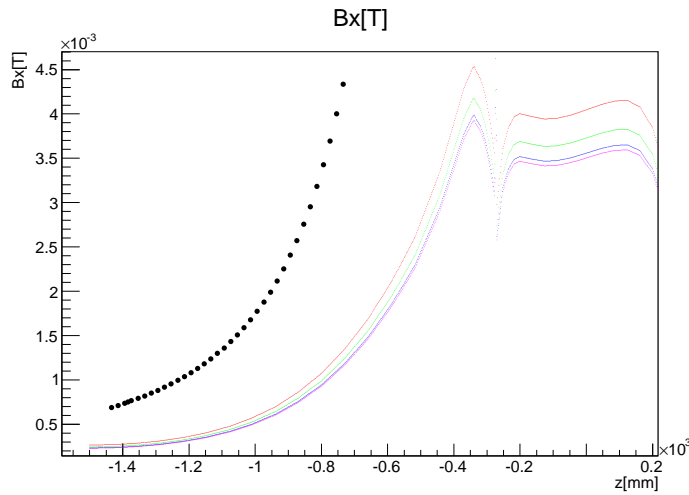


図 3.40 $(x, y) = (-360, 0)$ における z スキャンの拡大．色の違いは回転角度の違いに対応する．赤が x 軸周りに $\alpha = -30^\circ$ ，緑は $\alpha = -20^\circ$ ，青は $\alpha = -10^\circ$ ，桃色が $\alpha = 0$ 回転させたときの B_x ．

ここでは，図 3.37 のように全ての成分に対する χ^2 の和 ($\chi_{B_x}^2 + \chi_{B_y}^2 + \chi_{B_z}^2$) が実測磁束密度に合う角度をそれぞれの $x-z$ 平面ごとに求める．このとき， χ^2 が最小となる角度と χ^2 が 2 となる角度の差を誤差として (図 3.41)， $x-z$ 平面ごとの最小の角度をプロットする (図 3.42)．

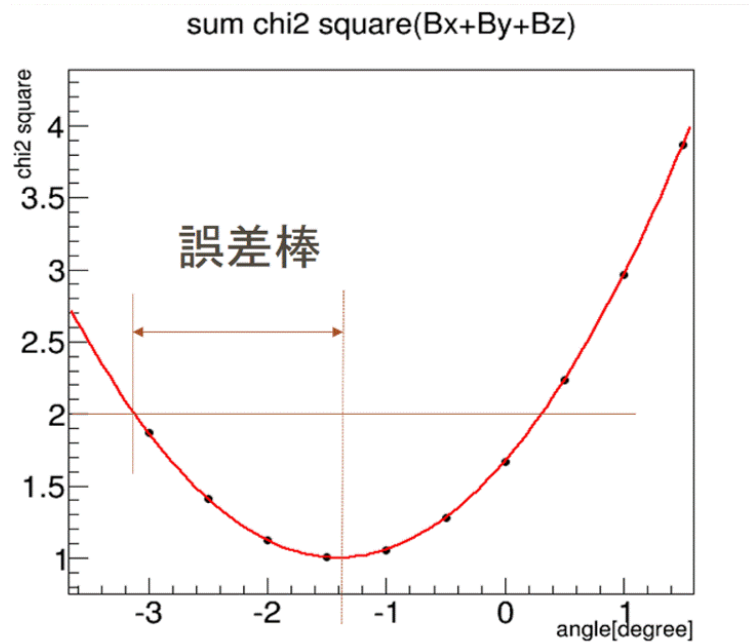


図 3.41 最も実測磁束密度に合う回転角度の誤差は、 χ^2 が最小になる角度と 2 となる角度の差とする。

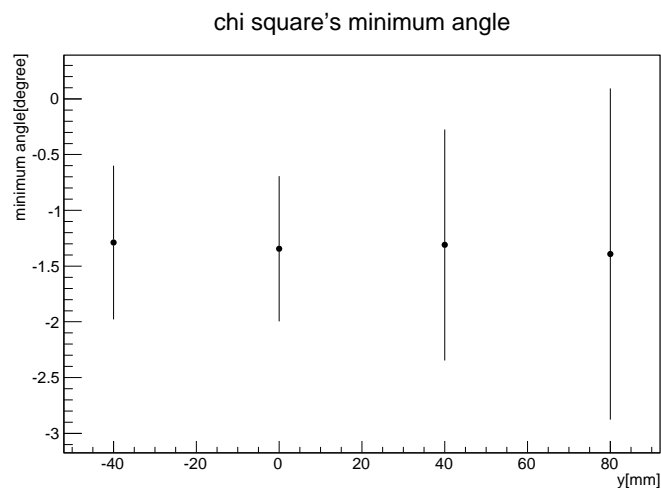


図 3.42 異なる x - z 平面で、実測磁束密度との χ^2 が最小となる x 軸周りの角度 α 。

誤差棒の大きさの逆数を重みとして加重平均 (式 (20)) をとると、 $\alpha = -1.33^\circ \pm 0.43^\circ$ であった。

$$w = \sum \frac{w_i \cdot \theta_{min}}{w_i} \quad (20)$$

ここで、 w は加重平均、 w_i は i 番目の x - z 平面での重み、 θ_{min} は χ^2 が最小となる角度である。

y 軸周りの回転について

y 軸周りの回転についても同様に、 χ^2 が最も小さくなる角度を求めたところ、 $\beta = 4^\circ \pm 11^\circ$ であった。

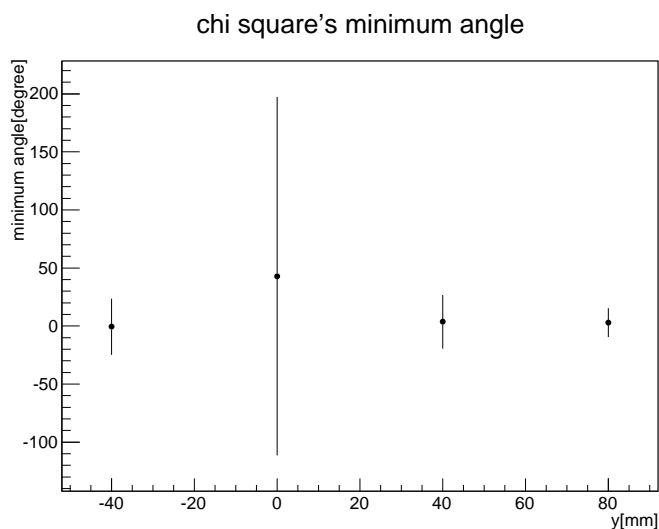


図 3.43 異なる x - z 平面で，実測磁束密度との χ^2 が最小となる y 軸周りの角度 β .

z 軸周りの回転について

z 軸周りの回転についても同様に， χ^2 が小さくなる角度を求めたところ， $\gamma = -0.48^\circ \pm 0.41^\circ$ であった .

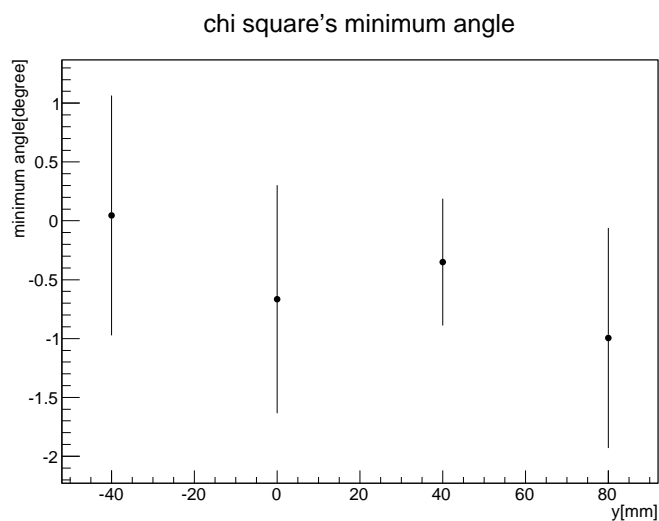


図 3.44 異なる x - z 平面で，実測磁束密度との χ^2 が最小となる z 軸周りの角度 γ .

y 軸周りの回転について， $y = 0$ mm 平面における実測磁束密度との χ^2 が最も小さくなる回転角度とそのエラーが非常に大きくなっている . これについては， y 軸周りの回転であり，さらに $y = 0$ mm 平面における B_x と B_y の値は小さいため，回転をかけても変化が小さく χ^2 分布が平に (2 次関数の x^2 の係数が小さく) になってしまうためである . 図 3.45 に $y = 0$ 平面における 計算磁束密度を β 度回転させた際の実測磁束密度との χ^2 和の変化の様子を示す .

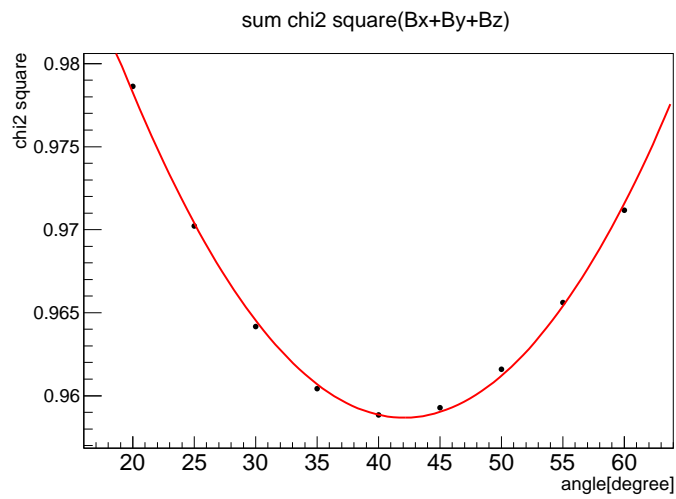


図 3.45 y 軸周りに β 度回転させたときの, $y = 0$ 平面における $\chi_{B_x}^2 + \chi_{B_y}^2 + \chi_{B_z}^2$ の変化の様子. β を変化させても縦軸の値があまり変化しておらず, 誤差棒が大きくなってしまふ.

4 シミュレーション

運動量測定シミュレーションは G4beamline を用いる。G4beamline は、Geant4 ベースのビームラインシミュレーションである。電磁石の上流にある 1 台目の MWPC の 400 mm 上流で 105 MeV/c の運動量を持つ電子を発生させ、磁気スペクトロメータに打ち込み、その飛跡を再構成する (図 4.1)。トラッキングした電子の飛跡の曲率半径と磁束密度情報から運動量が求められる。電子の飛跡をシミュレーションする際に用いられた磁束密度と MWPC で検出された電子の位置情報から飛跡を再構成する際に用いる磁束密度マップがずれていた場合、運動量測定にどのような影響があるのだろうか。

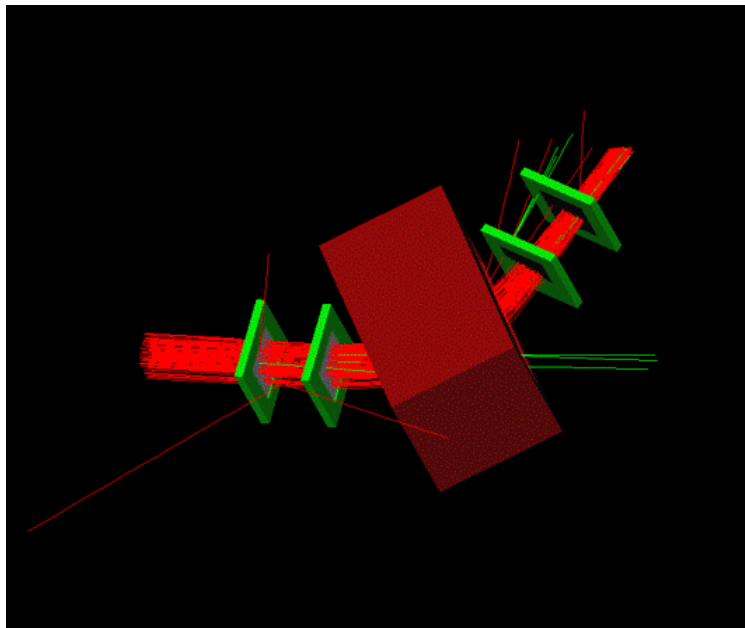


図 4.1 運動量測定シミュレーションの様子。1 台目の MWPC の上流で 105 MeV/c の電子を発生させ、スペクトロメータに打ち込んでいる

4.1 電磁石の上下のずれが運動量測定に与える影響

電磁石の上下のずれの運動量測定に対する影響を調べるため、実測磁束密度に近い上下のずれが反映されている計算磁束密度マップで電子を入射し、上下のずれが反映されていない計算磁束密度マップで飛跡の再構成する。図 4.2 がその結果得られた、再構成した全イベントの運動量分布 (上) と Probability>0.05 のカットをかけたときの運動量分布 (下) である。ここで Probability とは、飛跡をフィットした際に求められる χ^2 の値以上の χ^2 分布における積分値のことである。フィットした際に求められる χ^2 が大きいと積分値 (=Probability) は小さくなる。この運動量分布をガウス関数でフィットすると、運動量の平均値は 104.90 MeV/c、分解能は 0.30 MeV/c であり、電磁石の上下が 10 mm 程ずれていることはこれらの量に影響は与えないことが分かった。しかし、Probability>0.05 のカットをかけるとイベント数が 67% に減ってしまう。飛跡再構成の効率に影響があることが分かった。

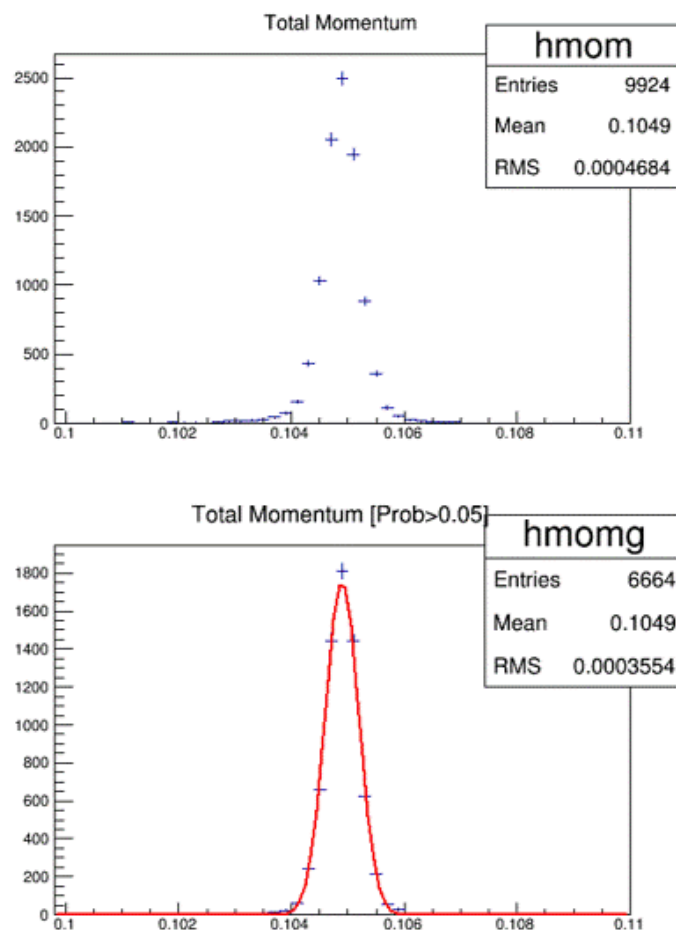


図 4.2 電磁石の上下のずれを組み込んだ磁束密度マップで電子を入射し、そのずれを反映させていない磁束密度マップで飛跡再構成したときの運動量分布。上は再構成したイベント全ての運動量分布、下は Probability>0.05 以上の条件を満たすイベントの運動量分布。

また、電磁石の上下のずれを反映させた計算磁束密度マップで再構成した場合が図 4.3 である。こちらも同様にガウス関数でフィットしたところ、運動量平均値は 104.96 MeV/c、運動量分解能は 0.30 MeV/c であった。また、飛跡再構成の効率は 90% に改善された。

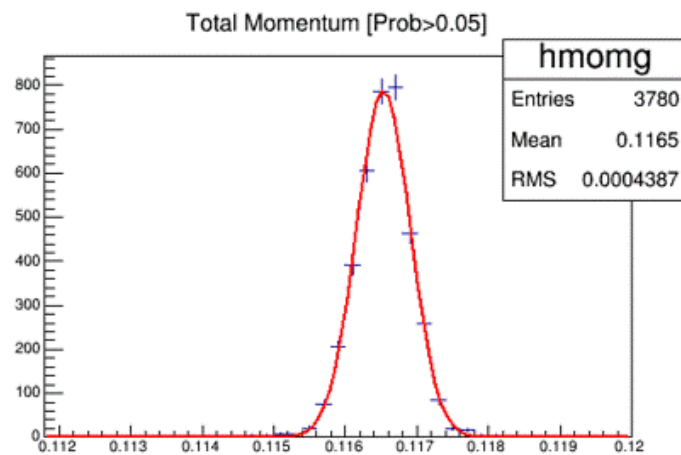
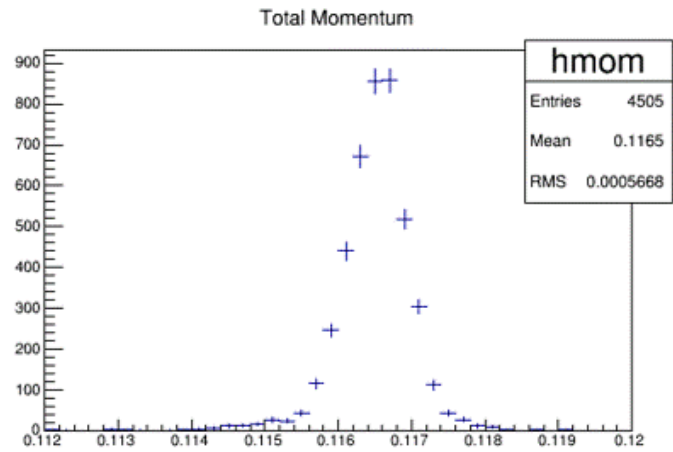


図 4.3 電磁石の上下のずれを組み込んだ磁束密度マップで再構成したときの運動量分布．上は再構成したイベント全ての運動量分布，下は Probability>0.05 以上の条件を満たすイベントの運動量分布

ここでどの成分のずれが飛跡再構成の効率に大きな影響を与えるのかを調べる． B_x 成分のみを電磁石の上下のずれを反映していない磁束密度マップの B_x 成分に置き換え， B_y , B_z は電磁石の上下のずれを組み込んだ磁束密度マップの成分で飛跡の再構成をすると，飛跡再構成の効率は 67% から 71% に改善した．同様に B_y , B_z 成分を電磁石の上下のずれを反映させていない磁束密度マップの B_y , B_z 成分に置き換えて飛跡の再構成をした．表 4.1 がそのまとめである．

表 4.1 磁束密度マップのずれが飛跡再構成の効率に与える影響のまとめ

G4beamline	tracking	飛跡再構成の効率
上下のずれを組み込んだ磁束密度マップ	上下のずれを反映していない磁束密度マップ	67%
B_x のみ電磁石の上下のずれを組み込んだ磁束密度マップ	電磁石の上下のずれを反映していない磁束密度マップ	71%
B_y のみ電磁石の上下のずれを組み込んだ磁束密度マップ	電磁石の上下のずれを反映していない磁束密度マップ	89%
B_z のみ電磁石の上下のずれを組み込んだ磁束密度マップ	電磁石の上下のずれを反映していない磁束密度マップ	71%

4.2 電磁石の磁束密度のずれが運動量測定に与える影響

§3.11 で実測磁束密度と計算磁束密度にずれがあることが判明した．そのずれが運動量測定に与える影響を調べる．あるずれをいれた計算磁束密度マップを実際の磁束密度と見立て、G4beamline シミュレーションで電子を入射する．そして、そのずれを反映させていない磁束密度マップで飛跡の再構成をしたときの運動量分布を調べる．以降に用いられる磁束密度マップはすべて、電磁石の上下のずれは反映されている．

4.2.1 定数倍

例えば、 $\hat{B} = (0.9B_x, 0.9B_y, 0.9B_z)$ の成分を持つ磁束密度中を通過した粒子（運動量を P とする）の飛跡を、 $B = (B_x, B_y, B_z)$ の成分をもつ磁束密度で飛跡の再構成をすると、式 (17) より $P/0.9$ の運動量を返すと予想される．図 4.4 は 0.9 倍のときの運動量分布である．運動量平均値は $105/0.9 \approx 117 \text{ MeV}/c$ となっているのが確認できる．このときの運動量分解能は $0.38 \text{ MeV}/c$ 、飛跡再構成の効率は 84% であった．

定数倍を 0.9 倍～1.1 倍の範囲で変化させ、そのときの運動量平均値、運動量分解能、飛跡再構成の効率の変化の様子をプロットしたものが図 4.5 である．

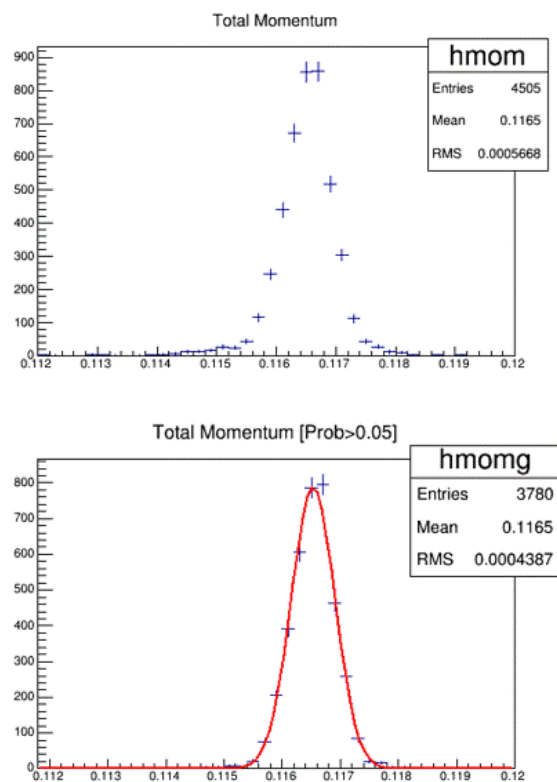


図 4.4 0.9 倍した磁束密度マップ中に電子を入射し、定数倍を反映させていない磁束密度マップで再構成したときの運動量分布．上は再構成したイベント全ての運動量分布，下は Probability>0.05 以上の条件を満たすイベントの運動量分布．

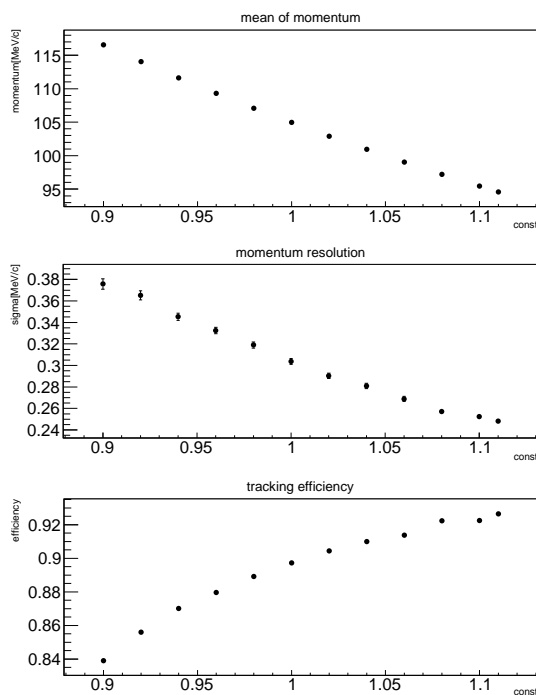


図 4.5 定数倍した計算磁束密度マップ中に電子を入射し、定数倍を反映させていない磁束密度マップで飛跡再構成したときの、運動量平均値、運動量分解能、飛跡再構成の効率の変化の様子．

4.2.2 3軸まわりの回転による磁束密度の変化が運動量測定に与える影響

§3.11 で求められた実測磁束密度と計算磁束密度のずれがどの程度重要なかを把握するため、全体を回転させた計算磁束密度中に電子を入射し、その回転を反映させていない磁場マップで飛跡の再構成を行う。

x 軸周りに磁束密度マップを回転させる

x 軸周りの回転について考える。 x 軸周りに α 度回転させた計算磁束密度マップを実際の磁束密度と見立て、G4beamline で電子を入射し、 α 度の回転をかけていない計算磁束密度マップで飛跡の再構成をする。そのときの運動量平均値、運動量分解能、飛跡再構成の効率の変化の様子を図 4.6 に示す。運動量の平均値、運動量分解能に関しては大きな変化は見られなかった。しかし、例えば $\alpha = 2$ 度の違いがあると、飛跡再構成の効率は約 70% まで下がってしまうことがわかる。

y 軸周りの回転について

同様に、 y 軸周りの回転による磁束密度の変化が与える影響を調べる。 y 軸周りに β 度回転させた磁束密度マップ中に電子を入射し、その回転を反映させていない磁束密度マップで飛跡再構成をする。そのときの運動量平均値、運動量分解能、飛跡再構成の効率の変化の様子を図 4.7 に示す。 y 軸周りの回転については、5 度回転させても飛跡再構成の効率は 70% までは落ちない。

z 軸周りの回転について

同様に、 z 軸周りの回転による磁束密度の変化が与える影響を調べる。 z 軸周りに γ 度回転させた磁束密度マップ中に電子を走らせ、その回転を反映させていない磁束密度マップで飛跡の再構成をする。そのときの運動量平均値、運動量分解能、飛跡再構成の効率の変化の様子を図 4.8 に示す。 z 軸周りの回転については、0.4 度回転させると飛跡再構成の効率は 70% 以下に落ちる。

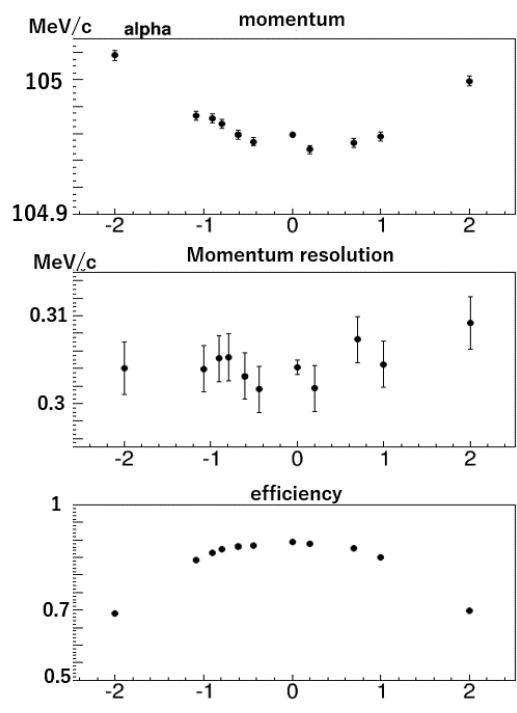


図 4.6 x 軸周りに α 度回転させた磁束密度マップ中に電子を入射し，その回転を反映させていない磁束密度マップで飛跡再構成したときの，運動量平均値，運動量分解能，飛跡再構成の効率の変化の様子．

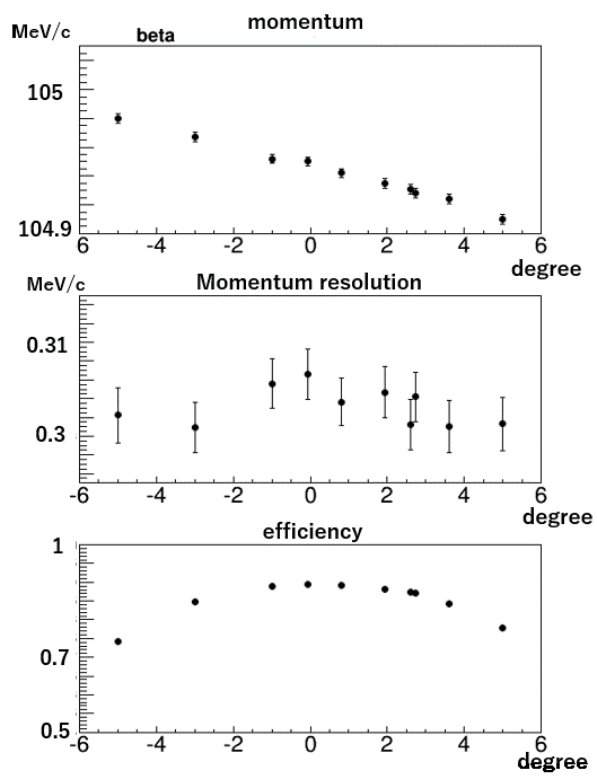


図 4.7 y 軸周りに β 度回転させた磁束密度マップ中に電子を入射し，その回転を反映させていない磁束密度マップで飛跡再構成したときの，運動量平均値，運動量分解能，飛跡再構成の効率の変化の様子．

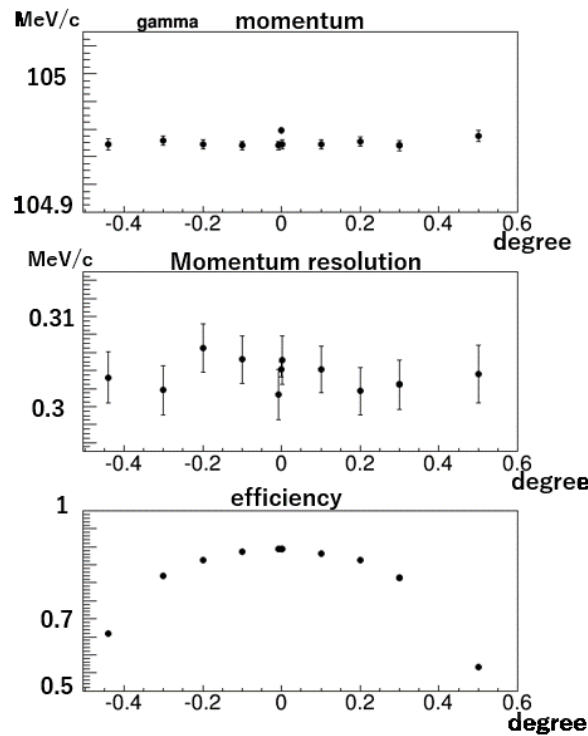


図 4.8 z 軸周りに γ 度回転させた磁束密度マップ中に電子を入射し，その回転を反映させていない磁束密度マップで飛跡再構成したときの，運動量平均値，運動量分解能，飛跡再構成の効率の変化の様子．

運動量平均値・運動量分解能に影響はなく，飛跡再構成の効率のみが下がる原因を調べることは今後の課題である．Probability が小さいイベントの，磁気スペクトロメータを通過する電子の位置情報を取り出し飛跡を確認する．

§3.11 で計算磁束密度全体を回転し実測磁束密度に最も合う角度を求めたところ， x 軸周りには $\alpha = -1.33^\circ \pm 0.43^\circ$ ， y 軸周りには $\beta = 4^\circ \pm 11^\circ$ ， z 軸周りには $\gamma = -0.48^\circ \pm 0.41^\circ$ という値が得られた．図 4.6，図 4.7，図 4.8 より，これらの角度の回転補正をせずに飛跡の再構成をすると効率が下がることがわかる． x 軸周りの回転については 81%， y 軸周りの回転については 85%， z 軸周りの回転については 60% まで下がる．これらは補正すれば全ての軸周りについて飛跡再構成の効率は 90% まで改善される．さらに実測磁束密度との χ^2 が最小となる角度の誤差が飛跡再構成の効率に与える影響を調べる． x 軸周りに $\alpha = -1.33^\circ$ 回転させた計算磁束密度マップをさらに $\alpha = 0.43^\circ$ 回転させる．その計算磁束密度マップ中に電子を入射し， $\alpha = -1.33^\circ$ 回転させた計算磁束密度マップで飛跡再構成する．そのときの飛跡再構成の効率は 89% であった．つまり， x 軸周りの回転については補正すれば誤差も含めて飛跡再構成への影響はほとんどないと言える．同様に y 軸， z 軸周りについても誤差を含めて回転補正をしたときの飛跡再構成の効率を調べた．表 4.2 にその結果をまとめる． y 軸周りとは z 軸周りの回転については，実測磁束密度との χ^2 の計算精度をあげる必要がある．例えば，回転させても χ^2 の変化が小さいところは足さずに，変化のある部分のみ和をとる方法があげられる．

表 4.2 誤差を含めて回転補正を行った際の飛跡再構成の効率

軸	実測磁束密度との χ^2 が 最小となる回転角度	回転角度の誤差を考慮して回転補正を 行った際の飛跡再構成の効率
x	$-1.33^\circ \pm 0.43^\circ$	$(90 \pm 1)\%$
y	$4^\circ \pm 11^\circ$	$(90 \pm 42)\%$
z	$-0.48^\circ \pm 0.41^\circ$	$(90 \pm 19)\%$

5 DIO 電子の運動量測定シミュレーション

前章では、 $105 \text{ MeV}/c$ の電子をスペクトロメータに打ち込んだ際に、磁束密度マップのずれが運動量測定にどのような影響があるのかを調べた。本章では、磁束密度のずれによってシグナル領域 ($102 \text{ MeV}/c$ 以上) における DIO 電子の寄与がどのように変化するかを調べた結果について述べる。

5.1 H ラインシミュレーション

陽子ビームを標的に入射させ静止 μ^- を生成する。その静止 μ^- から $90 \text{ MeV}/c \sim 110 \text{ MeV}/c$ の DIO 電子を発生させ、H ラインで検出器まで輸送し運動量を測定するシミュレーションを行った。図 5.1 は、陽子ビームを入射し DIO 電子を発生させ、スペクトロメータで運動量測定を行うまでのシミュレーションの様子である。また図 5.2 は静止 μ^- から発生させた DIO 電子の運動量スペクトル、図 5.3 は H ラインを輸送し 1 台目の MWPC に入る前の DIO 電子の運動量スペクトル、図 5.4 はスペクトロメータに入射させ飛跡の再構成を行って測定した運動量分布である (回転などのずれは計算磁束密度に加えていない)。

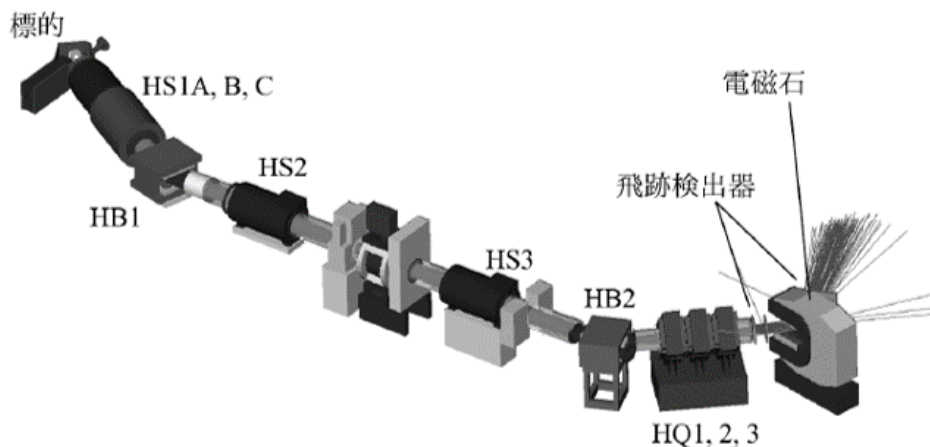


図 5.1 H ラインシミュレーションの様子。

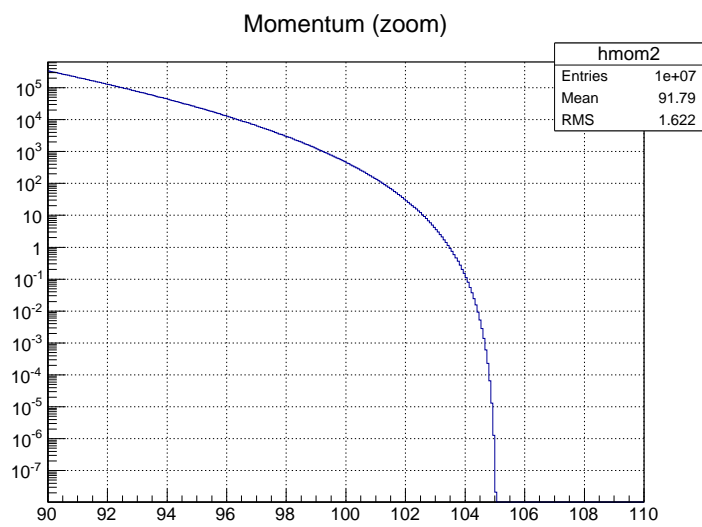


図 5.2 静止ミューオンから発生させた DIO 電子の運動量スペクトル .

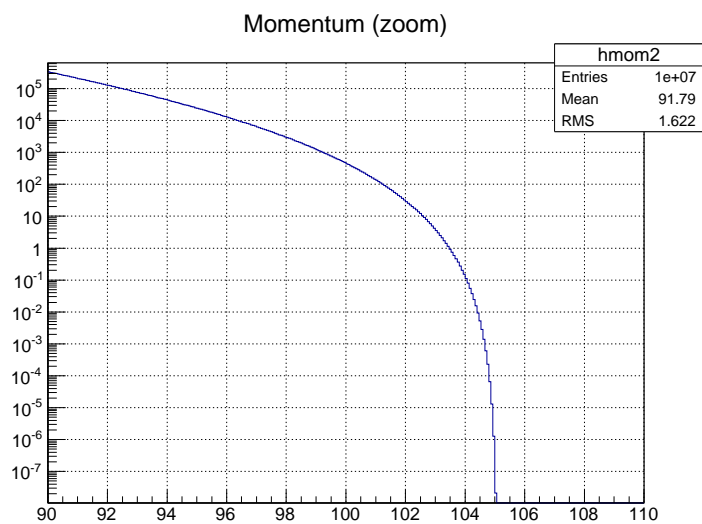


図 5.3 H ラインを輸送し , スペクトメータに入射させる前の DIO 電子の運動量スペクトル .

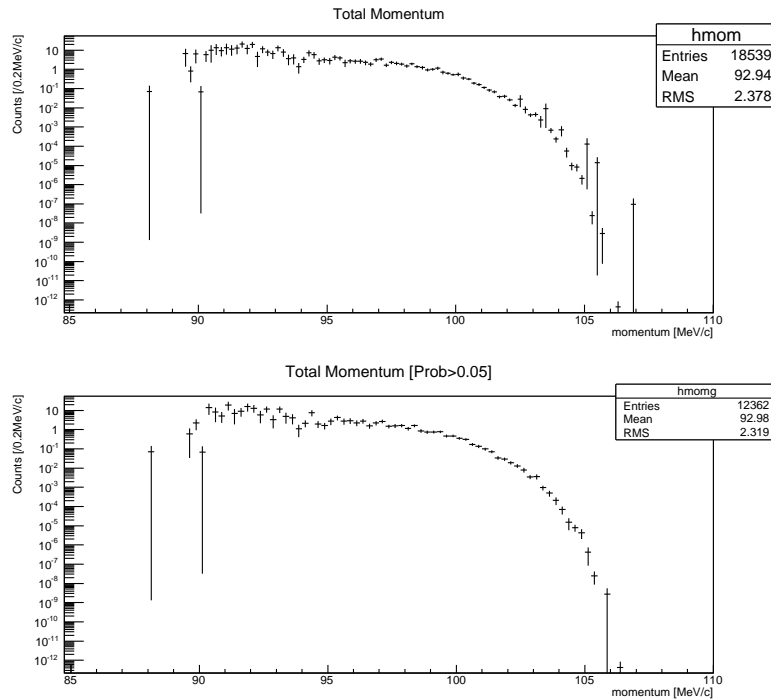


図 5.4 飛跡を再構成し，得られた運動量スペクトル．

前章と同じように，電子を入射させるときの磁束密度マップを変化させ，その変化を反映させていない磁束密度マップで飛跡の再構成したときの運動量分布の変化を見る．このとき重要なことは，磁束密度マップを変化させたときに高運動量側（シグナル領域）で DIO 電子の量が増えないか，ということである．そこで，得られたスペクトルの全体に対する 102 MeV/c 以上の割合と，飛跡再構成の効率について，磁束密度マップを変化させたときの様子を調べることにする．

5.2 磁束密度の変化が与える DIO 電子の運動量測定への影響

x 軸周りの回転について

x 軸周りに α 度回転させた磁束密度マップ中に DIO 電子を入射し，その回転を反映させていない磁束密度マップで飛跡の再構成を行い運動量を求める．図 5.5 は $\alpha = 0^\circ$ と $\alpha = 2^\circ$ のときの，Probability > 0.05 の条件が入った運動量スペクトルである． $\alpha = 2^\circ$ 回転させた磁束密度マップ中に電子を入射し，その回転を反映させていない磁束密度マップで飛跡の再構成を行った場合の軌跡再構成の効率は 69% である．また，Probability が 0.05 以上であるという条件を加えたときの全体に対する 102 MeV/c ~ 110 MeV/c の範囲の割合は 3.7×10^{-4} (0.037%) であった． α の値を $-2^\circ \sim 2^\circ$ まで変化させたときの飛跡再構成の効率と，全体に対するシグナル領域にある DIO 電子の収量の比を図 5.6 に示す．DIO 電子の運動量についてもシグナル電子の運動量と同様に， $\alpha = \pm 2$ の回転のずれを考慮せずに飛跡再構成をすると効率が 7 割弱に下がる．ビーム強度を 1 MW，データ収集時間を 1 年間 (2×10^7 s) としたときのシグナル領域 (102 MeV/c 以上) の DIO 収量は 0.015 であり [23]，これは磁束密度をずらしていないときの値のため $\alpha=0$ のときの DIO 収量に対応する．図 5.6 から $\alpha = -1.33^\circ$ の回転の補正をしなかった場合，シグナル領域の DIO 収量は 0.018 となり 0.003 増える．

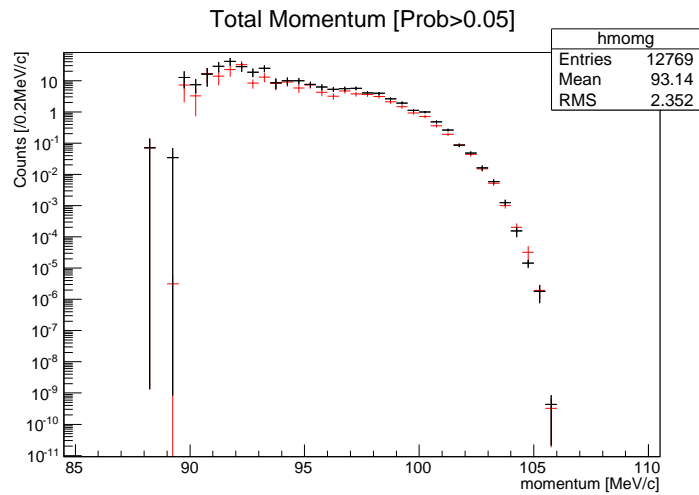


図 5.5 x 軸周りに α 度回転させた磁束密度マップ中に DIO 電子を入射し, その回転を反映させていない磁束密度マップで飛跡を再構成し得られた DIO 電子の運動量スペクトル. 黒が $\alpha=0$, 赤が $\alpha = 2^\circ$.

同様に、 y 軸周りについて β の値を $-3^\circ \sim 3^\circ$ まで変化させたときの飛跡再構成の効率と、全体に対するシグナル領域にある DIO 電子の収量の比を図 5.7, γ の値を $-0.6^\circ \sim 0.6^\circ$ まで変化させた場合を図 5.8 に示す. $\beta = 4^\circ$ の回転による変化を補正しない場合は飛跡再構成の効率は 85%, $\gamma = -0.48^\circ$ の補正をしない場合は 60% まで下がってしまう. また DIO 収量は, $\beta = 4^\circ$ の補正しない場合は 0.015 に, $\gamma = -0.48^\circ$ の補正しない場合は 0.014 になる.

x 軸, y 軸, z 軸それぞれについて回転補正をした場合, χ^2 が最小となる角度の誤差の範囲では飛跡再構成の効率とシグナル領域の DIO 電子の収量がどのようになるかを調べる. x 軸周りの回転については $\alpha = -1.33^\circ \pm 0.43^\circ$ という値が得られたのであった (§3.11). x 軸周りに $\alpha = -1.33^\circ$ 回転させた計算磁束密度マップをさらに $\alpha = 0.43^\circ$ 回転させる. その計算磁束密度マップ中に電子を入射し, $\alpha = -1.33^\circ$ 回転させた計算磁束密度マップで飛跡再構成する. そのときの飛跡再構成の効率は 88%, シグナル領域にある DIO 電子の収量は 0.016 になる. つまり, x 軸周りの回転については補正すれば誤差も含めて飛跡再構成の効率とシグナル領域にある DIO 電子の収量への影響はほとんどないと言える. 同様に y 軸, z 軸周りについても調べた. 表 5.1 はそれらのまとめである.

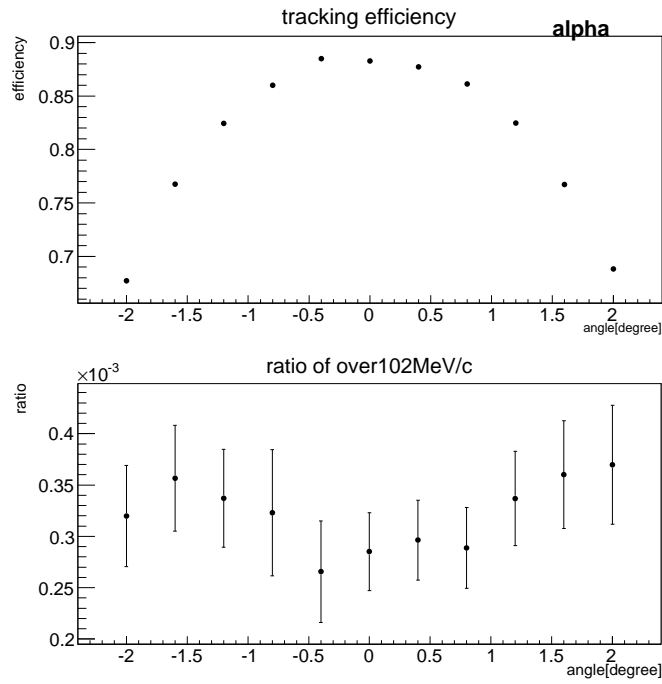


図 5.6 x 軸周りに α 度回転させた磁束密度マップで DIO 電子を入射し、その回転を反映させていない磁束密度マップで飛跡を再構成したときの軌跡再構成の効率 (上) と 102 MeV/c 以上の割合 (下)

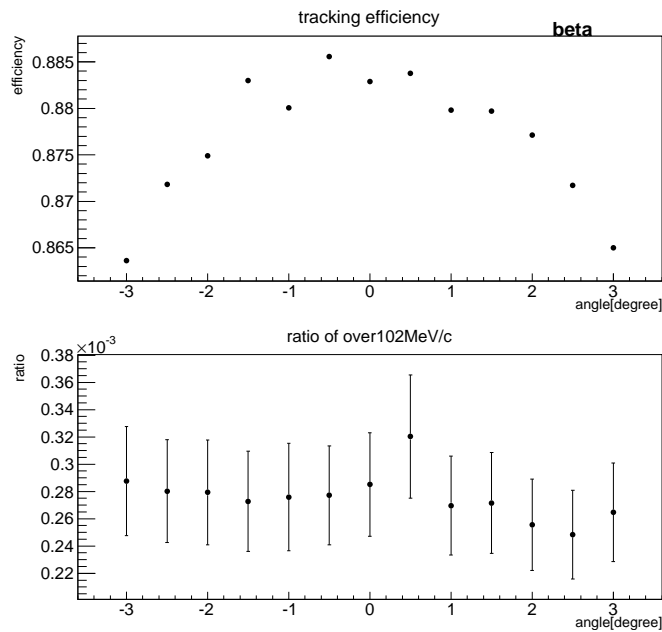


図 5.7 y 軸周りに β 度回転させた磁束密度マップ中に DIO 電子を入射し、その回転を反映させていない磁束密度マップで飛跡を再構成したときの軌跡再構成の効率 (上) と 102 MeV/c 以上の割合 (下)

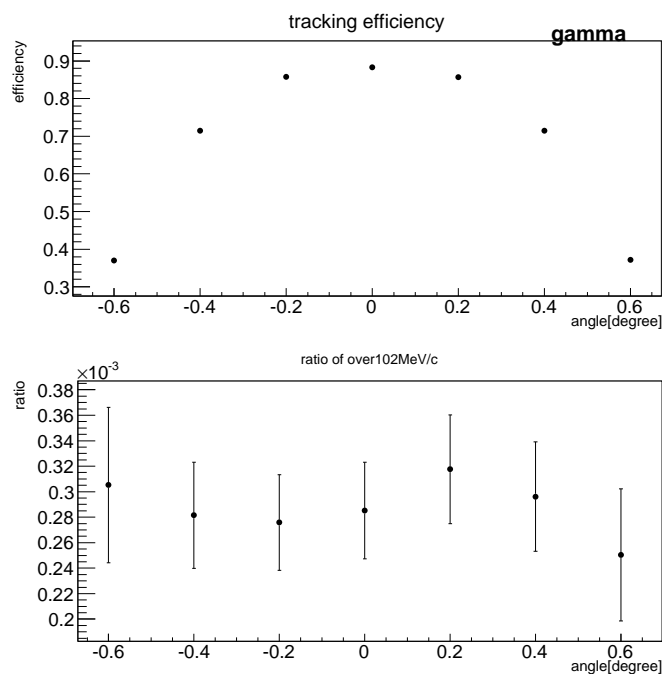


図 5.8 z 軸周りに γ 度回転させた磁束密度マップ中に DIO 電子を入射し, その回転を反映させていない磁束密度マップで飛跡を再構成したときの軌跡再構成の効率 (上) と 102 MeV/c 以上の割合 (下)

表 5.1 回転補正を行った際の飛跡再構成の効率とシグナル領域にある DIO 電子の収量

軸	実測磁束密度との χ^2 が最小となる回転角度	回転角度の誤差を考慮して回転補正を行った際の飛跡再構成の効率	回転角度の誤差を考慮して回転補正を行った際のシグナル領域にある DIO 電子の収量
x	$-1.33^\circ \pm 0.43^\circ$	$(90 \pm 2)\%$	0.015 ± 0.001
y	$4^\circ \pm 11^\circ$	$(90 \pm 35)\%$	0.015 ± 0.002
z	$-0.48^\circ \pm 0.41^\circ$	$(90 \pm 20)\%$	0.015 ± 0.001

6 結論

DeeMe グループでは cLFV 過程の一種であるミュー粒子・電子転換過程を、現在の実験上限値を 1 ~ 2 桁上回る単一事象感度で探索することを目指す。ミュー粒子・電子転換過程は物質中の原子核にミュー粒子が束縛され生成されるミュオニック原子中で起こる反応であり、シグナルは $105\text{MeV}/c$ の運動量をもった遅延電子である。この反応のバックグラウンドとしては、DIO に起因する電子があげられる。DIO バックグラウンドによる電子の運動量もまた、原子核の反跳エネルギーによって最大 $105\text{ MeV}/c$ まで到達しうる。しかし、 $105\text{ MeV}/c$ の運動量に対して $1\text{ MeV}/c$ 以下の運動量分解能があれば、DIO バックグラウンドの寄与は十分小さく抑えられ目標とする感度を達成できる。

この運動量分解能を達成するためには、実測磁束密度に基づいた詳細な計算磁束密度マップを用いて運動量測定を行う必要がある。そのため DeeMe グループでは、2015 年 7 月に J-PARC MLF にて PACMAN 電磁石の磁束密度測定を行った。その結果 PACMAN 電磁石の正常な動作が確認され、電磁石やその周辺での磁束密度のふるまいを確認することができた。また、PACMAN 電磁石の上下の磁極面が 10mm 程度ずれていることも判明した。この上下のずれが運動量測定に与える影響を調べたところ、運動量平均値と運動量分解能に影響はないが、飛跡再構成の効率が約 20% 落ちてしまうことが分かった。PACMAN 電磁石の上下のずれは計算磁束密度マップに組み込む必要がある。

計算磁束密度マップが実測磁束密度とどれほど合っているのか、計算磁束密度マップ全体をそれぞれの軸周りに独立に回転させることで調べたところ、 x 軸周りに $-1.33^\circ \pm 0.43^\circ$ 、 y 軸周りに $4^\circ \pm 11^\circ$ 、 z 軸周りに $-0.48^\circ \pm 0.41^\circ$ 分のずれがあることが判明した。これらの角度だけ回転させることによる磁束密度のずれは運動量平均値や分解能に大きな影響は与えないが、飛跡再構成の効率を下げてしまう。よって、計算磁束密度マップは回転補正をする必要がある。補正をすることで飛跡再構成の効率は 90% まで改善することができる。しかし、 y 軸と z 軸周りの回転による補正については実測磁束密度との χ^2 が最小となる角度の誤差が大きいため、補正をしても飛跡再構成の効率は大きく下がってしまう可能性がある。誤差が大きくなるのは計算磁束密度を回転させても χ^2 の変化が小さいためである。変化の大きい部分だけを切り出して調べるなどして、さらに検討する必要があると言える。また、DIO バックグラウンドに起因する電子の運動量への影響を調べた。回転変化による磁束密度のずれはシグナル領域 ($102\text{ MeV}/c$ 以上) に存在する DIO 電子の収量に影響は見られなかったが、こちらも飛跡再構成の効率が下がる。

謝辞

本論文の執筆にあたり，多くの方々のお力添えをいただきました．指導教員である清矢良浩教授，山本和弘准教授には大変お世話になりました．ミーティングでの助言だけに限らず，解析を進めていくにあたっての議論など長い時間を私に割いてくださいました．そのときの助言や議論から，「答えがわからない成りにも，どのように考えて進めていけば答えに辿り着けそうか」という考え方のプロセスのようなものが，少し私にも身についた気がします．また，長い移動時間を要し徹夜作業が続く出張も，締切に追われる学会発表や論文執筆も，全て楽しんでしまうという姿勢も学び取ることができました．これらのことは今後の社会生活においても非常に重要であると思います．そして何より，どんな状況でも楽しんで研究活動できたのは，お二人が常に温かく私に寄り添ってくださったからに他なりません．深く感謝いたします．

DeeMe グループの代表者である，大阪大学 青木正治准教授には日々のミーティングや学会発表の際に丁寧な指導をしていただきました．まさにミュオングループを引っ張っていく 1 人である青木先生の中で，2 年という非常に短い期間ではありますが研究活動をできたことは私にとって大きな財産になりました．深く感謝いたします．IHEP 中津川洋平氏には磁場測定の準備から解析・シミュレーションに至るまで，何もわからなかった私に一から丁寧に教えて頂きました．またどんな質問にも真摯にお答えいただき，大変感謝しています．IBS 名取寛顕氏には日々のミーティングで有益な助言を頂きました．本当にありがとうございます．DeeMe は非常に小さいグループですが，その分，第一線で活躍されている皆様の静かな熱意や姿勢に直に触れることができたと感じています．また，期待した通りにいかないことが多い中で最大限の結果を残そうとする姿勢・手法は，大変勉強になりました．

本学高エネルギー物理学研究室の皆さん，OB である清水宏祐先輩，若松慶樹先輩，竹崎優斗先輩，DeeMe グループのメンバーの方々，皆様のおかげで非常に楽しく充実した研究生生活を送ることができました．特に先輩方には，ご自分も研究活動で忙しい中，物分りの悪い私にプログラミングや実験方法など時間を割いて教えていただきました．本当にありがとうございます．

最後に私の支えとなってくださった家族と友人の皆様に，心から感謝申し上げます．

参考文献

- [1] 青木正治, 「J-PARC RCS からのパルス陽子ビームを活用したミュオン・電子転換過程探索実験 (DeeMe)」, 高エネルギーニュース Volume31 Number3, pp.228-237, (2012).
- [2] Gianluca Cavoto, "Searching for the $\mu \rightarrow e\gamma$ decay with MEG and MEG- II", arXiv:1407.8327 (2014).
- [3] U.Bellgardt et al. (SINDRUM collaboration), "Search for the decay $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ ", Nucl. Phys. B299, 1 (1988).
- [4] W. Betrl et al. (SINDRUM collaboration), "A Search for muon to electron conversion in muonic gold", Euro. Phys. Vol. 31, No. C47, pp. 337-346 (2006).
- [5] C. Dohmen et al. (SINDRUM collaboration), "Test of lepton-flavour conservation in $\mu \rightarrow e$ conversion on titanium", Phys. Lett. B317, 631 (1933).
- [6] K. Hayasaka, "Tau lepton physics at Belle", Nucl. Phys. B299, 1 (1988).
- [7] D. Ambrose et al. (BNL E871 Collaboration), "New Limit on Muon and Electron Lepton Number Violation from $K_L^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp$ Decay", Phys. Rev. Lett. 81, 5734 (1988).
- [8] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration) Z. Phys. C 73, 243 (1997).
- [9] CLARK, Allan Geoffrey, et al. (CDF Collaboration) "Search for the Decays $B_s^0 \rightarrow e^+\mu^-$ and $B_s^0 \rightarrow e^+e^-$ in CDF Run II" Phys. Rev. Lett. 102.201801 (2010).
- [10] A. Czarnecki, X.G. Tormo, W.J. Marciano, "Muon decay in orbit spectra for μ^- -e conversion experiments", Hyperfine Interact.210, 19-23 (2012).
- [11] R. Barbieri and L.J. Hall, Phys. Lett. B338, 212 (1994).
- [12] K. S. Babu, Cristopher Kolda, "Higgs-Mediated $\tau \rightarrow 3\mu$ in the Supersymmetric Seesaw Model", Phys. Rev. Lett. 89, 241802 (2002).
- [13] 青木正治, 「RCS からのパルス陽子ビームを活用したミュオン電子転換過程の探索実験」, ミュオン共同利用 S1/S2 型実験課題平成 28 年度研究計画書, (2015).
- [14] COMET collaboration, "An Experimental Search for Lepton Flavor Violating $\mu^- - e^-$ Conversion at Sensitivity of 10^{-16} with a Slow-Extracted Bunched Proton Beam", J-PARC Nuclear and Particle Physics Experimental Proposal (2007).
- [15] R. Ehrlich, "The Mu2e Experiment", 2013 International Workshop on Baryon and Lepton Number Violation, (BLV2013).
- [16] 「J-PARC 大強度陽子加速器施設」, <https://j-parc/ja/jparc.html>
- [17] 青木正治, 「革新的な実験手法を用いたミュオン・電子転換過程の探索」, 平成 24 年度 (2012 年度) 基板研究 (S) 研究計画調書.
- [18] 清水宏祐, 「ミュオン・電子転換過程探索実験 DeeMe におけるアフタープロトン背景事象および単一事象感度の評価」, 大阪市立大学理学研究科高エネルギー物理学研究室 修士論文 (2015).
- [19] E. Fermi and E. Teller, "The Capture of Negative Mesotrons in Matter", Phys. Rev. 72, 399 (1947).
- [20] F. Sauli, "Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers", CERN77-09, (1977).
- [21] H. Natori (DeeMe Collaboration), "A Fast High-Voltage Switching Multiwire Proportional Chamber", arXiv:1612.08329 (2016).

- [22] 東陽テクニカ ,3 軸ガウスメータ ,<http://www/toyo.co.jp/material/products/detail/id=445> (2015).
- [23] 中津川洋平, 「DeeMe 実験スペクトロメータ電磁石の実測磁場に基づいた性能評価」, 第 71 回日本物理学会年次大会, (2016).