

ミューオン・電子転換過程探索実験 DeeMe に  
おける単一事象感度およびミューオン  
decay-in-orbit バックグラウンドの評価  
(Estimation of the single-event sensitivity and  
the muon decay-in-orbit background for the  
DeeMe experiment searching for muon-electron  
conversions)

理学研究科

数物系専攻

森本 史明



## 概要

ミューオン・電子転換過程 ( $\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)$ ) は荷電レプトン・フレーバーを保存しない過程である (charged Lepton Flavor Violation, cLFV). 素粒子の標準模型では cLFV は禁止されているが, 標準模型を超えたモデルの多くでは現在の実験による分岐比の上限値  $10^{-13}$  の数桁下に cLFV が存在すると予想されている.

ミューオン・電子転換過程探索実験 DeeMe (Direct emission of electron by Muon-electron conversion) は茨城県東海村の大強度陽子加速器施設 (J-PARC) の物質生命科学実験施設 (MLF) で計画されている実験であり, J-PARC 3 GeV 陽子シンクロトロン (Rapid-Cycling Synchrotron, RCS) からの大強度高純度パルス陽子ビームを活用することによって単一事象感度  $10^{-14}$  の実験を実現しようとしている. これは現在の実験による分岐比の上限を上回る感度である. 本論文では, 下記 3 項目について述べる.

1. DeeMe では, グラファイト製 (C) 回転標的での実験を計画している. また, 将来的には  $\mu^-$  との原子核の重なりがグラファイト標的より大きいシリコンカーバイド (SiC) 製回転標的に置換することも検討されている. 最新の実験準備状況を反映した, より現実的なモンテカルロシミュレーションにより, それぞれの標的で 1 年間 ( $2 \times 10^7$  s) 実験を行った場合の実験感度の再評価を行った. 結果としてグラファイト標的において  $9.5 \times 10^{-14}$ , シリコンカーバイド標的において  $2.6 \times 10^{-14}$  の単一事象感度が得られ, 十分な実験感度をもつことが確認できた.
2. ミューオン・電子転換過程によって放出される電子を輸送する 2 次ビームライン (H-LINE) における最上流のキャプチャーソレノイド (HS1) について, シミュレーションで使用していた励磁電流をより現実的な値に更新し単一事象感度の再評価を行った. 電子の収量が低下することにより感度は悪化 (単一事象感度の値が増大) するが, ビームライン全体の設定変更により, それを 1.7 倍程度に抑えることが可能であることが確認できた.
3. DeeMe の主なバックグラウンド源として原子核のクーロン場に束縛された  $\mu^-$  が軌道上で崩壊する DIO (muon decay-in-orbit) 電子が挙げられる. モンテカルロ計算を用いて H-LINE を通過し実験エリアに到達する DIO 電子の寄与について評価を行った.



# 目次

<b>1</b>	<b>序章</b>	<b>1</b>
1.1	荷電レプトン・フレーバー非保存過程	2
1.2	ミューオン・電子転換過程	5
1.3	ミューオン・電子転換過程のシグナルとバックグラウンド	6
1.4	先行実験	8
1.4.1	ミューオンに関する cLFV 過程の種類と特徴	8
1.4.2	一般的な実験方法	8
1.4.3	SINDRUM-II	9
1.4.4	MEG	9
1.5	実験計画	11
1.5.1	COMET	11
1.5.2	Mu2e	11
1.5.3	MEG-II	11
1.5.4	Mu3e	11
<b>2</b>	<b>実験計画</b>	<b>13</b>
2.1	J-PARC	13
2.1.1	線形加速器	14
2.1.2	RCS(Rapid Cycle Synchrotron)	14
2.1.3	MR (Main Ring)	14
2.1.4	物質・生命科学実験施設 MLF	15
2.2	DeeMe 実験	16
2.3	DeeMe 実験における物理解析とバックグラウンド	18
2.4	陽子標的兼ミューオン静止標的	19
2.5	H-LINE	22
2.6	磁気スペクトロメータ	23
2.6.1	飛跡検出器 MWPC	24
2.6.2	双極電磁石 PACMAN	29
<b>3</b>	<b>単一事象感度</b>	<b>32</b>
3.1	過去の SES の評価	32
3.2	モンテカルロシミュレーション ( $\mu - e$ 転換電子の生成)	33
3.3	tracking efficiency の評価	42
3.4	結果	43
<b>4</b>	<b>H-LINE 電磁石の磁場再設定による SES の変化</b>	<b>44</b>
4.1	キャプチャーソレノイド HS1	44
4.2	HS1 励磁電流の再設定	45
4.3	HS1 励磁電流と SES の関係	46
4.4	H-LINE の構成	49

4.5	電子ビームの残留数・広がり . . . . .	49
4.6	ビームラインの調整 . . . . .	51
4.7	ビームライン調整後の電子ビームの残留数・広がり . . . . .	52
<b>5</b>	<b>Decay-in-orbit バックグラウンドの評価</b>	<b>54</b>
5.1	シミュレーション . . . . .	54
5.2	結果 . . . . .	56
<b>6</b>	<b>結論</b>	<b>57</b>

## 目次

1.1	ニュートリノ振動を考慮したミューオン・電子転換過程のダイアグラム. . . . .	3
1.2	cLFV 過程のエネルギースケール $\Lambda$ とモデルパラメータ $\kappa$ に対する $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊とミューオン・電子転換過程の感度依存性. . . . .	4
1.3	光子を伴う過程のファインマンダイアグラム. . . . .	5
1.4	光子を伴わない過程のファインマンダイアグラム. . . . .	5
1.5	Czarnecki らによる DIO 電子のエネルギースペクトル. Si (青), C (赤). . . . .	7
1.6	一般的なミューオン・電子転換過程探索実験の手法. . . . .	9
1.7	SINDRUM-II 実験の結果. . . . .	10
1.8	COMET 実験の全体図. . . . .	12
1.9	Mu2e 実験の全体図. . . . .	12
2.1	J-PARC 施設のレイアウト. . . . .	13
2.2	RCS および MLF 概観. . . . .	15
2.3	J-PARC MLF Beamline. . . . .	15
2.4	DeeMe 実験の全体図. . . . .	16
2.5	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. . . . .	17
2.6	G4Beamline シミュレーションで得られる予想運動量スペクトル. SiC 標的, RCS 1MW で $2 \times 10^7 s$ (1年間) のビームタイムと, $3 \times 10^{-14}$ の $\mu-e$ 転換分岐比, RDP (Rate of Delayed Proton) = $10^{-19}$ を仮定した. . . . .	19
2.7	グラフィート製回転式標的. . . . .	20
2.8	ミューオニック C 原子における原子核と $\mu^-$ の波動関数の重なり. . . . .	21
2.9	ミューオニック Si 原子における原子核と $\mu^-$ の波動関数の重なり. . . . .	21
2.10	電子の運動量と H-LINE 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-LINE 第1バンド (HB1) 出口, 一番内側の緑が H-LINE 出口でのアクセプタンス. . . . .	22
2.11	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). . . . .	24
2.12	ガス検出器に印加する電圧と増幅率の一例. . . . .	25
2.13	DeeMe 実験に用いられる MWPC の外観. . . . .	26
2.14	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. . . . .	27
2.15	空間電荷効果. . . . .	27
2.16	DeeMe 実験で用いる MWPC 検出器内のワイヤー構造. . . . .	27
2.17	検出器が受ける荷電粒子の時間構造と HV switching の時間構造. 逆位相の HV switching では測定時間のみワイヤー間の電位差が発生する. . . . .	28

2.18	双極電磁石 PACMAN TRIUMF から運ばれた様子. . . . .	29
2.19	双極電磁石 PACMAN. . . . .	29
2.20	PACMAN の geometry z 方向の上下のずれ. . . . .	30
2.21	PACMAN の geometry x 方向の上下のずれ. . . . .	31
2.22	セオドライトを用いて PACMAN 電磁石の geometry の測定を行う様子. . . . .	31
3.1	Graphite 標的に停止した $\mu^-$ の位置情報 (muonic C atom). ビーム軸を Z 軸とした時の左上図: Y-X [cm] 分布, 右上図: Y-Z [cm] 分布, 左下図: X-Z[cm] 分布, 右下図: 回転標的中心からの距離の分布 . . . . .	33
3.2	SiC 標的に停止した $\mu^-$ の位置情報 (muonic Si atom). ビーム軸を Z 軸とした時の左上図: Y-X [cm] 分布, 右上図: Y-Z [cm] 分布, 左下図: X-Z[cm] 分布, 右下図: 回転標的中心からの距離の分布	34
3.3	SiC 標的に停止した $\mu^-$ の位置情報 (muonic C atom). ビーム軸を Z 軸とした時の左上図: Y-X [cm] 分布, 右上図: Y-Z [cm] 分布, 左下図: X-Z[cm] 分布, 右下図: 回転標的中心からの距離の分布	34
3.4	$\mu - e$ 転換電子の位置, 時間分布 (Graphite 標的 muonic C atom). . . . .	36
3.5	$\mu - e$ 転換電子の運動量分布 (Graphite 標的 muonic C atom). . . . .	36
3.6	$\mu - e$ 転換電子の位置, 時間分布 (SiC 標的 muonic Si atom). . . . .	37
3.7	$\mu - e$ 転換電子の運動量分布 (SiC 標的 muonic Si atom). . . . .	37
3.8	$\mu - e$ 転換電子の位置, 時間分布 (SiC 標的 muonic C atom). . . . .	38
3.9	$\mu - e$ 転換電子の運動量分布 (SiC 標的 muonic C atom). . . . .	38
3.10	$\mu - e$ 転換電子が HLINE を通過し輸送されていく様子. . . . .	39
3.11	WC3 の運動量分布 Graphite 標的. . . . .	40
3.12	WC3 の運動量分布 SiC 標的 (C). . . . .	40
3.13	WC3 の運動量分布 SiC 標的 (Si). . . . .	40
3.14	スペクトロメータ (電子: 赤線, 光子: 緑線). . . . .	42
3.15	飛跡の再構成を行った時の運動量分布. . . . .	42
4.1	キャプチャーソレノイド HS1 の構成. . . . .	44
4.2	HS1a 励磁電流と SES の関係. . . . .	46
4.3	HS1a 励磁電流と SES の関係. . . . .	47
4.4	HS1a 励磁電流と SES の関係. . . . .	47
4.5	HS1 励磁電流と SES の関係. . . . .	48
4.6	H-LINE の構成. . . . .	49
4.7	新旧設定におけるビームダクト内の電子の残留数について. 青が旧設定, 赤が新設定. . . . .	50
4.8	新旧設定におけるビームの広がりについて. 青が旧設定, 赤が新設定. . . . .	50
4.9	HS2, HS3 励磁電流と SES の関係. . . . .	51
4.10	ビームライン調整後のビームダクト内の電子の残留数について. 緑が調整後の新設定. . . . .	52



4.11	ビームライン調整後のビームの広がりについて. 緑が調整後の新設定. . . . .	53
5.1	Al 原子での DIO スペクトル. 赤: Watanabe-Shanker spectrum, 黒: Czarnecki spectrum. . . . .	54
5.2	DIO 電子の運動量分布 (Graphite 標的 muonic C atom). . . . .	55
5.3	DIO 電子の時間分布 (Graphite 標的 muonic C atom). . . . .	55
5.4	G4Beamline シミュレーションで得られる予想運動量スペクトル. 青: DIO 電子, 赤: $\mu - e$ 転換電子. Graphite 標的, RCS 1MW で $2 \times 10^7 s$ (1 年間) のビームタイムと, $3 \times 10^{-14}$ の $\mu - e$ 転換分岐比を仮定した. . . . .	56

## 表 目 次

1.1	クォークとレプトン（フェルミオン）. . . . .	1
1.2	ゲージボソン. . . . .	1
1.5	代表的な $c\text{LFV}$ 過程探索実験における分岐比の上限値. . . . .	3
2.5	RCS パラメーター一覧. . . . .	14
2.5	C 製標的, Si 製標的を用いた場合の統計量. . . . .	21
2.5	PACMAN 電磁石の仕様一覧. . . . .	30
3.1	SES の評価. . . . .	32
3.2	Graphite 標的結果 (SES). . . . .	43
3.3	SiC 標的結果 (SES). . . . .	43
4.1	HS1 の設定 (旧). . . . .	44
4.2	HS1 の設定 (新). . . . .	45
4.3	Graphite 標的結果 (HS1 励磁電流再設定). . . . .	45
4.4	SiC 標的結果 (HS1 励磁電流再設定). . . . .	46

# 1 序章

素粒子物理学は、物質の最小の構成要素である素粒子の性質やそれらの間の相互作用を調べ、自然の根本法則を明らかにしようとする学問である。その中で物理現象の法則を説明するための標準理論が、多くの物理学者の手によって長い年月をかけて実証されてきた。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: クォークとレプトン (フェルミオン)。

	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	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0	1/2
	$e^-$	$\mu^-$	$\tau^-$	-1	1/2

表 1.2: ゲージボソン。

ボソン	媒介する力	電荷 $Q/ e $	スピン
$\gamma$	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	$\pm 1$	1
$Z^0$	弱い相互作用	0	1

標準理論で予測されながら唯一発見されていなかった粒子がヒッグス粒子が、2012年7月スイスにある欧州原子核合同研究機構 (CERN) の陽子陽子衝突加速器 LHC で実験しているグループ、ATLAS と CMS によって発見された。この発見により、標準理論を構成する素粒子は揃ったのだが、標準理論では説明できない現象がいくつか見つかっている。例えば、ニュートリノが質量をもつことが挙げられる。ニュートリノ振動 (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) が 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こと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理論では説明できないものを示す証拠となっている。

このように、標準理論には不十分な点が存在するため、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。その一つとして、荷電レプトンフレーバー非保存過程が挙げられる。本章では、標準理論では説明できないレプトンフレーバー保存を破る過程について言及し、ミューオン・電子転換過程探索のための DeeMe 実験 [1] について述べていく。

## 1.1 荷電レプトン・フレーバー非保存過程

標準理論において物質を構成するクォークとレプトンについて、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 ( $e, \nu_e$ ) は電子レプトン数  $L_e$ 、第二世代 ( $\mu, \nu_\mu$ ) はミューオン数  $L_\mu$ 、第三世代 ( $\tau, \nu_\tau$ ) はタウ数  $L_\tau$  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 (Michel 崩壊)

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (1.1)$$

式(1.1)について考える。レプトン数は左辺は  $L_\mu$  が+1、右辺は  $L_e$  が+1+(-1) = 0,  $L_\mu$  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。一方で、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で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な自由度から、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。しかしニュートリノ振動現象の観測により、ニュートリノの質量は 0 ではないことが分かり、弱い相互作用においてレプトンフレーバー数保存は成立しないことが確認された。

しかし、荷電レプトンにおいてレプトン・フレーバー非保存過程 (charged Lepton Flavor Violation, cLFV) は未だ発見されていない。標準模型の範囲で cLFV 過程を考えた時、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、 $\nu_\mu$  となる。 $\nu_\mu$  がニュートリノ混合によって電子ニュートリノになり、W ボソンを吸収すれば  $\mu^-$  の稀崩壊  $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$  になる。しかし、この過程 (図 1.1) の分岐比は、Maki-Nakagawa-Sakata (MNS) ニュートリノ混合行列成分  $U_{\mu i} \cdot U_{ei}$  とニュートリノの質量差  $\Delta m_{ij}$ 、W ボソンの質量  $M_W$  を用いて式 (1.2) であらわさせられ、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。 $10^{-54}$  の分岐比の過程を観測するに至る実験は現在の技術では不可能である。

$$Br(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{3\alpha}{32\pi} \left| \sum_{i=2,3} U_{\mu i}^* U_{ei} \frac{\Delta m_{il}^2}{M_W^2} \right|^2 < 10^{-54} \quad (1.2)$$

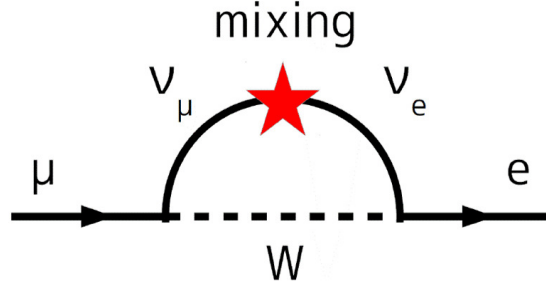


図 1.1: ニュートリノ振動を考慮したミューオン・電子転換過程のダイアグラム.

標準模型では、ニュートリノ混合を考慮した場合でも cLFV 過程は観測されないとすることができ、cLFV 過程の観測はすなわち新しい物理の証拠になる。既に標準模型を越える多くの新しい理論モデルでは cLFV 過程の発生確率は現在の上限値 (表 1.5) の数桁下であると予想している。cLFV は、理論的に存在が十分に期待されており、現在の実験技術で観測できる程度の分岐比であり、実験結果の解釈もシンプルなため、新しい物理を探索する方法として優れていると言える。cLFV 過程の分岐比と現在の実験上限値をまとめたものが表 1.5 である。

表 1.5: 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]
$\mu^- + A_u \rightarrow e^- + A_u$	$< 7 \times 10^{-13}$	SINDRUMII [4]
$\mu^- + T_i \rightarrow e^- + T_i$	$< 4.3 \times 10^{-12}$	SINDRUMII [5]
$\tau^\pm \rightarrow \mu^\pm\gamma$	$< 4.4 \times 10^{-8}$	Belle [6]
$Z^0 \rightarrow \mu^\pm\gamma^\pm$	$< 1.2 \times 10^{-5}$	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]

ミューオン・電子転換過程には光子を伴う過程 ( $\mu \rightarrow e\gamma$ ) と伴わない過程 ( $\mu N \rightarrow eN$ ) がある。その有効ラグランジアンは以下の式 (1.3) で表される。

$$\mathcal{L} = \frac{m_\mu}{(\kappa + 1)\Lambda^2} \tilde{\mu}_R \sigma^{\mu\nu} e_L F_{\mu\nu} + \frac{\kappa}{(\kappa + 1)\Lambda^2} \tilde{\mu}_L \gamma^\mu e_L (\tilde{q}_L \gamma_\mu q_L) \quad (1.3)$$

ここで  $\Lambda$  はエネルギースケールを表し、 $\kappa$  は二つの相互作用の比である。式 (1.3) の右辺の第一項は光子を伴う過程を示しており、図 1.3 に示すように、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オン・電子転換過程  $\mu N \rightarrow eN$  となる。ミューオン・電子転換過程は中間状態が光子である必要がないため、 $\mu \rightarrow e\gamma$  を内包し、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 (1.3) 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し、 $\mu \rightarrow e\gamma$  では観測することができない。この 2 つのパラメータ、 $\Lambda$  と  $\kappa$  は説明するモデルによって変化し、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 1.2 に示す。同時に、現在の  $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$  やミューオン・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  $\Lambda$  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  $10^3 \text{ TeV}$  にもなり、直接加速器で到達できない高エネルギーの物理現象の探索が可能であることが分かる。

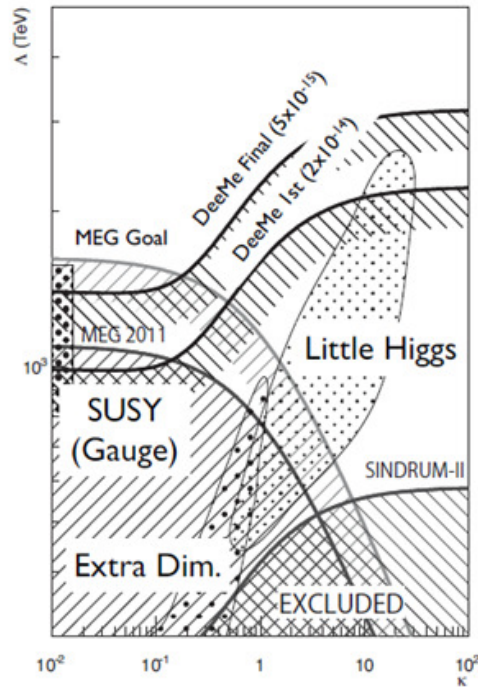


図 1.2: cLFV 過程のエネルギースケール  $\Lambda$  とモデルパラメータ  $\kappa$  に対する  $\mu \rightarrow e\gamma$  崩壊とミューオン・電子転換過程の感度依存性。

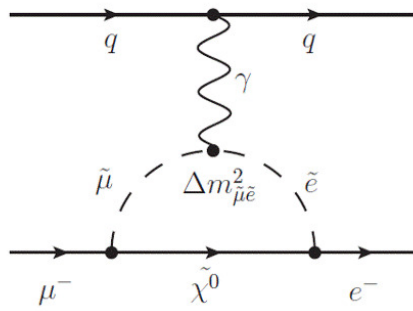


図 1.3: 光子を伴う過程のファインマンダイアグラム.

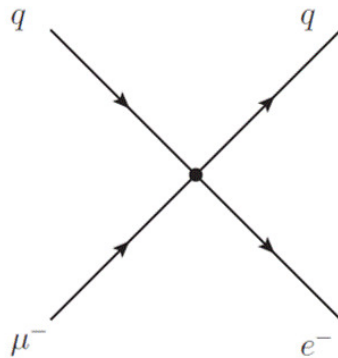


図 1.4: 光子を伴わない過程のファインマンダイアグラム.

## 1.2 ミューオン・電子転換過程

物質中で  $\mu^-$  が静止すると,  $\mu^-$  は物質中の原子核のクーロン場に束縛され, ミューオンック原子が形成される. 束縛された  $\mu^-$  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  $\mu^-$  は, 標準理論の枠内では原子核軌道上で崩壊するか, 原子核に捕獲されるミュー粒子原子核捕獲反応の 2 つの過程のいずれかをたどる.

$$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu \quad (1.4)$$

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z - 1) \quad (1.5)$$

ここで  $A$  は  $\mu^-$  が束縛された物質の原子量,  $Z$  は原子番号を表す. 式 (1.4) のような原子核軌道上の  $\mu^-$  が崩壊する過程を DIO (Decay in Orbit), 式 (1.5) のように  $\mu^-$  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.

DIOの崩壊定数 $\alpha_f$ は、自由空間でのミューオンのMichel崩壊と同様で、 $\alpha_f = 0.452s^{-1}$ である。崩壊定数の逆数は自由空間でのミューオンの寿命であり、 $2.197 \times 10^{-6}s$ である。MCの崩壊定数 $\alpha_c$ は、ミューオンと原子核の波動関数の重なり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 $\alpha_c = 0.0388 \times 10^6s^{-1}$ 、ケイ素(Si)の場合 $\alpha_c = 0.8712 \times 10^6s^{-1}$ である。結果として各物質におけるミューオンの寿命 $\tau$ は次式のように表される。

$$N = N_0 e^{-(\alpha_f + \alpha_c)t} \quad (1.6)$$

$$\tau = \frac{1}{\alpha_f + \alpha_c} \quad (1.7)$$

ここで、 $N$ は時間 $t$ に残っているミューオンの数、 $N_0$ は最初( $t=0$ )にあったミューオンの数、 $\alpha_f$ は自由空間でのミューオンの崩壊定数、 $\alpha_c$ は物質中でのミュー粒子の崩壊定数、 $\tau$ は寿命である。C原子に束縛されたミューオンの寿命は $\tau = 2.02\mu s$ 、Si原子に束縛されたミューオンの寿命は $\tau = 0.754\mu s$ となり、物質中でのミュー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、ミューオニック原子の寿命は非常に重要である。ミューオン・電子転換過程はミューオンと原子核の重なり依存する反応であるので、その分岐比はミューオン原子核捕獲の崩壊幅に対するミューオン・電子転換過程の崩壊幅を用いて、次のように定義される。

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z) \equiv \frac{\Gamma(\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z))}{\Gamma(\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z - 1))} \quad (1.8)$$

### 1.3 ミューオン・電子転換過程のシグナルとバックグラウンド

ミューオン・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電子が原子核から放出される。そのエネルギーは、ミューオンの質量 $m_\mu$ から、ミューオニック原子中での1S軌道における束縛エネルギー $B_\mu$ と原子核の反跳エネルギー $E_{rec}$ を引いたものになる。

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(1.9)のように近似できるが、反跳エネルギー $E_{rec}$ は十分小さいため、無視することで式(1.10)のように近似することが出来る。

$$E_{rec} \approx \frac{(m_\mu - B_\mu)^2}{2M_A} \quad (1.9)$$

$$E_{\mu e} = m_\mu - B_\mu - E_{rec} \approx m_\mu - B_\mu \quad (1.10)$$



1S 軌道の束縛エネルギー  $B_\mu$  はミュオン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・電子転換過程由来の電子のシグナルの大きさも異なる。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・電子転換探索実験において主なバックグラウンド源の一つとして DIO が挙げられる。図??に Czarnecki 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/c 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、 $\mu - e$  転換電子と DIO 電子の区別が可能であると考えられる。

他の主なバックグラウンドとして、即発電子が考えられる。即発電子バックグラウンドとは、1 次陽子ビームが陽子標的に入射したとき生成される様々な即発 2 次粒子のうち、 $E_{\mu e}$  と同じエネルギーを持った電子の事である。陽子ビームが標的に入射したタイミングで発生するため、パルス陽子ビームを利用する事で即発電子バックグラウンドと、遅延した  $\mu - e$  転換電子とを分ける事が出来る。ただし遅延タイミングに 1 次陽子が存在すると、遅れた 1 次陽子による即発電子を  $\mu - e$  転換電子と間違える可能性が予想され、このようなパルス陽子ビームから遅れて陽子標的に入射する陽子を Delayed proton と呼ぶ。DeeMe 実験においてはこのような Delayed proton の少ない高純度なパルス陽子ビームを用いることが重要である。

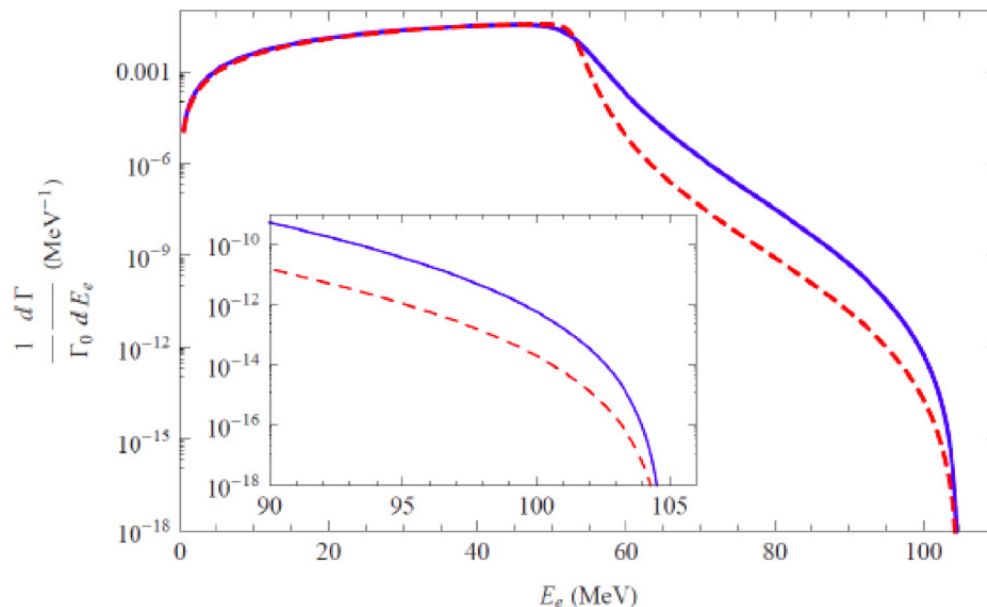


図 1.5: Czarnecki らによる DIO 電子のエネルギースペクトル。Si (青), C (赤)。

## 1.4 先行実験

### 1.4.1 ミューオンに関する cLFV 過程の種類と特徴

ミューオンに関する cLFV 過程探索を目的とした実験についてまとめる。世界中の研究機関で荷電レプトンフレーバー非保存過程は探索されている。特に、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ ,  $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ ,  $\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)$  探索実験が<sup>3</sup>, cLFV 過程を探索する実験としては注目されている。それぞれの過程を探索する上でいくつかの特徴が挙げられる。

$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  探索実験では、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma\bar{\nu}_\mu\nu_e$  と  $\mu^+ \rightarrow e^+\bar{\nu}_\mu\nu_e$  の二つの事象が偶然同時に生じる場合がある。このとき  $\mu^- \rightarrow e^-\gamma\nu_\mu\bar{\nu}_e$  によって生じた電子を見失い、観測できた  $\gamma$  と電子のエネルギーの和が 105 MeV となると、探索したい  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  事象と区別することができない。 $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$  探索実験についても同様に偶然事象によるバックグラウンドが存在し、実験精度に限界を決める要因の一つと考えられる。

一方で、ミューオンから崩壊した 1 個の電子の運動量を測定するミューオン・電子転換過程探索実験では、前者 2 つの偶然事象によるバックグラウンドを無視することができる。従って、大量のミュー粒子を用いた高精度な cLFV 過程探索を行うことができ、ミューオンビームを大強度かつ高純度にする事ができれば、cLFV 過程の分岐比を飛躍的に上げることができると予想される。

### 1.4.2 一般的な実験方法

一般的な  $\mu - e$  転換過程探索実験の手法を図 1.6 に示す。まずパルス陽子ビームを陽子標的に入射し、 $\pi^-$  を生成し、電磁石で収集する。 $\pi^-$  は  $\mu^-$  に崩壊し、 $\mu^-$  を実験室まで導く。 $\mu^-$  をミュー粒子静止標的に静止させ、ミューオン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ことで探索を行う。

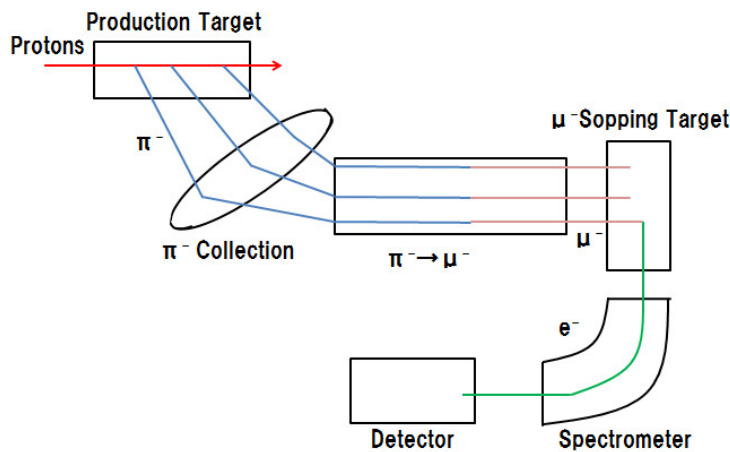


図 1.6: 一般的なミュオン・電子転換過程探索実験の手法。

### 1.4.3 SINDRUM-II

これまでに行われたミュオン・電子転換過程探索実験の中で最も新しい実験は、スイスの Paul Scherrer Institute (PSI) での SINDRUM-II 実験である。標的には金が用いられ、崩壊モードは  $\mu^- + Au \rightarrow e^- + Au$ 、この場合のミュオン・電子転換による電子がもつ単色エネルギー  $E_{\mu e}$  は 95.6 MeV である。実験結果の運動量プロットが図 1.7 である。

負ミュオンビームでの運動量プロットの中に、DIO よりも高い運動量の信号が 2 イベント見つけれられるが、DC ビームにより排除しきれなかったパイオンの影響を考慮するとバックグラウンド事象である可能性が高いと考えられている。よって現在のミュオン・電子転換過程探索の実験上限値は  $Br(\mu^- + Au \rightarrow e^- + Au) < 7 \times 10^{-13}$  (90% C.L.) である。

### 1.4.4 MEG

2008 年から PSI で  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  を探索する MEG 実験が行われた。MEG 実験では、正ミュオンを静止標的に静止させたあと、陽電子と  $\gamma$  線に 2 体崩壊するシグナルを探索する。2013 年の発表によると、実験上限値  $Br(\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma) < 5.7 \times 10^{-13}$  (90% C.L.) の結果を得ている。現在は探索感度を更に一桁改善した MEG-II 実験の準備が進められている。

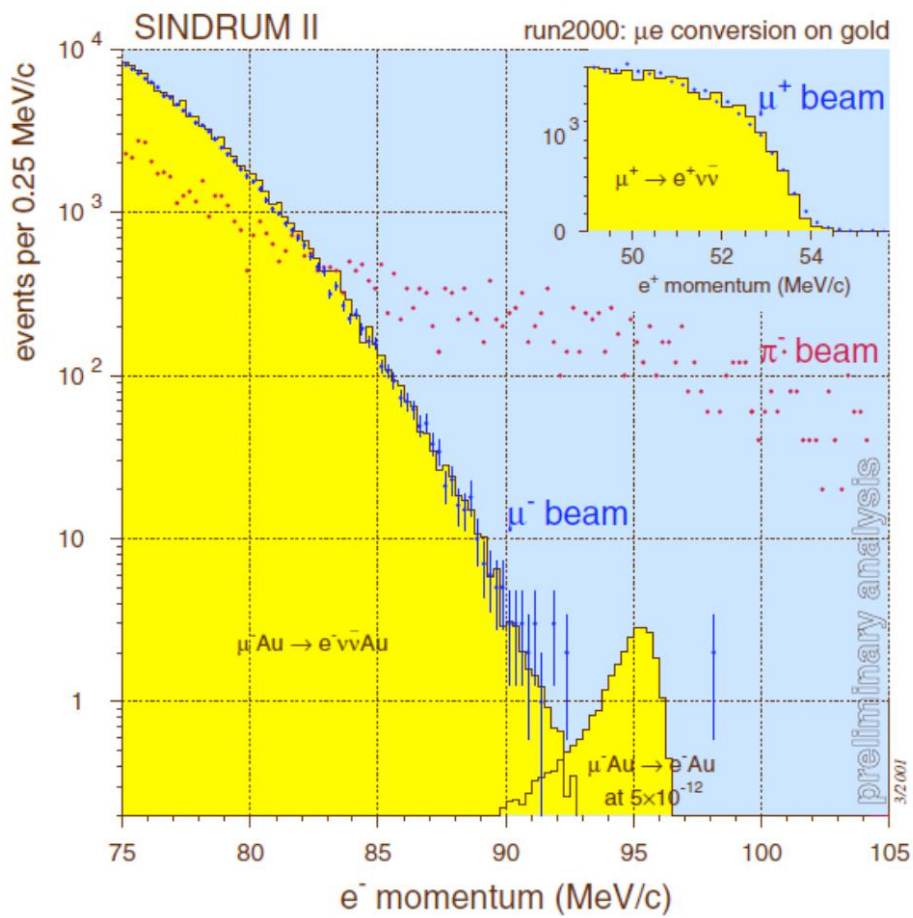


図 1.7: SINDRUM-II 実験の結果.

## 1.5 実験計画

### 1.5.1 COMET

COMET 実験は、大強度陽子加速器施設 J-PARC のハドロンホールで計画されている。J-PARC のメインリングからの陽子ビームを  $\pi^-$  生成標的に入射させ、生成された  $\pi^-$  をソレノイドで捕獲する。捕獲された  $\pi^-$  はミューオンの崩壊しながら輸送ソレノイドに運ばれ実験室へと導かれる。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  $\mu - e$  転換電子を 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を選択し、検出器まで輸送する。COMET 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、崩壊モードは  $\mu^- + Al \rightarrow e^- + Al$  である。シグナル電子がもつ単色エネルギーは 105.0 MeV/c である (図 1.8)。

2018 年開始予定の COMET Phase-I では  $< 7.2 \times 10^{-15}$  の検出感度、第 2 段階の COMET Phase-II では現在の実験上限値の 10,000 倍の  $< 2.6 \times 10^{-17}$  の検出感度を目標としている [11]。

### 1.5.2 Mu2e

アメリカの Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL) でミューオン・電子転換過程探索実験 Mu2e が計画されている (図 1.9)。アルミニウム標的を用いて、COMET Phase-II と同程度の感度 (これまでの実験上限値の 10,000 倍) を目指す。Mu2e 実験は 2020 年から物理ランを開始する予定となっている [12]。

### 1.5.3 MEG-II

MEG-II 実験は、MEG 実験における基本的な実験のデザインは引継ぎ、ミューオンビームの強度を上げ、検出器の測定分解能と検出効率を改善することで、MEG 実験より一桁以上高い感度 ( $\sim 4 \times 10^{-14}$ ) を目指す。崩壊モードは  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  で 2018 年から物理ランを開始する予定となっている。

### 1.5.4 Mu3e

Mu3e 実験は、PSI で  $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$  を探索する実験計画である。  $10^{-16}$  のオーダーの感度を目指し計画が進められている。2018 年から物理測定を開始する予定となっている。

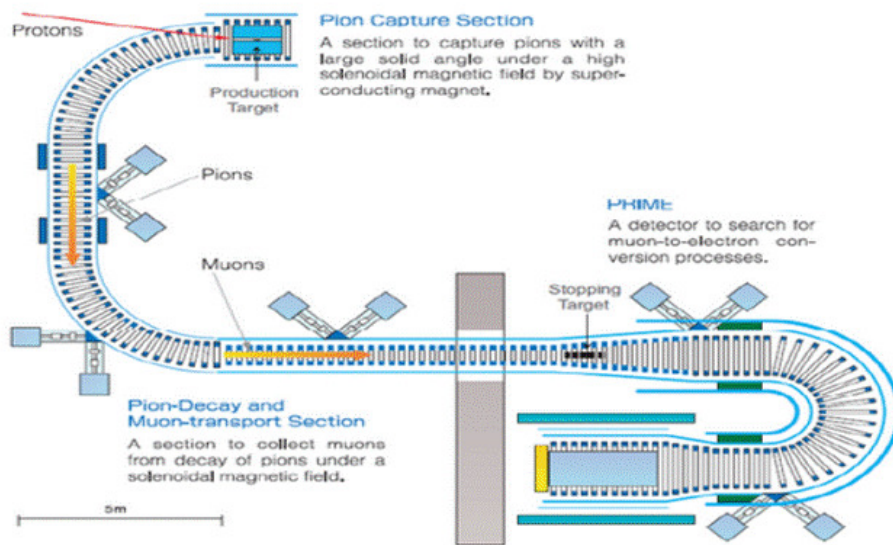


図 1.8: COMET 実験の全体図.

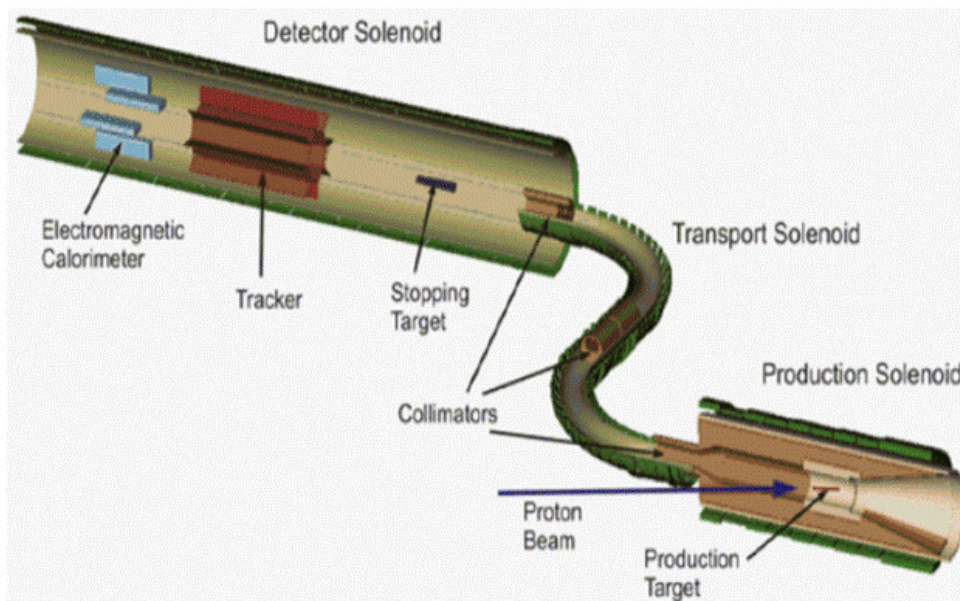


図 1.9: Mu2e 実験の全体図.

## 2 実験計画

DeeMe (Direct electron emission from Muon electron conversions) 実験は、茨城県東海村にある J-PARC の物質・生命科学実験施設 MLF でミューオン・電子転換過程の探索を目指す実験である。実験計画・方法と加速器施設の設備について述べていく。

### 2.1 J-PARC

J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) は、日本原子力研究開発機構 (JAEA) と高エネルギー加速器研究機構 (KEK) が共同で運営している大型加速器施設である [13]。高強度の陽子ビームを標的に当てて生成させた様々な二次粒子 (中性子, ミューオン, K 中間子, ニュートリノなど) ビームを活用し, 素粒子物理, 原子核物理, 物質科学, 生命科学, 原子力工学などの多くの分野の基礎から応用まで広い範囲の研究が行われている。

J-PARC は, 3 台の加速器と 3 箇所の実験施設で構成されている。加速器の構成は, ビームエネルギー 400 MeV の線形加速器 Linac, ビームエネルギー 3 GeV の早い繰り返しの円形加速器 RCS (Rapid-Cycling Synchrotron), ビームエネルギー 50 GeV の円形加速器 MR (Slow-Cycling Main Ring Synchrotron) である。実験施設は, RCS からの 3 GeV 陽子を利用する物質生命科学実験施設 (Material and Life Science Experimental Facility, MLF), MR からの 50 GeV 陽子を利用するハドロン実験施設とニュートリノビームラインが存在する。図 2.1 に J-PARC 施設のレイアウトを示す。



図 2.1: J-PARC 施設のレイアウト。

### 2.1.1 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 50Hz の繰り返しでパルス運転され、400 MeV まで加速される。その後、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 25Hz で振り分けられる。

### 2.1.2 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 msec で RCS 一周を 15,000 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 3GeV 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。

RCS から MLF へは「速い取り出し」と呼ばれる方法で取り出される。原理的には取り出し後のリング内に陽子は残らず、delayed proton によって生成される即発電子のバックグラウンドを抑えられると期待される。RCS は 3 GeV まで加速するのにわずか 20 msec 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に示す通りである。

表 2.5: RCS パラメータ一覧.

周長	348.3m
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	300 kW (2018 年 1 月現在)

### 2.1.3 MR (Main Ring)

RCS から取り出されたビームの一部は、続けて MR に入射される。このビームは、1 周を約 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。MR へ輸送された陽子ビームは 50 MeV まで加速される。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。



#### 2.1.4 物質・生命科学実験施設 MLF

物質・生命科学実験施設 MLF は図 2.2 の 30 GeV シンクロトロン MR の中央に位置する。MLF では、3 GeV シンクロトロン RCS からの 2 バンチパルス陽子ビームを標的に当て、ミューオン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。これらビームは物質科学・生命科学などの研究に活用されている。

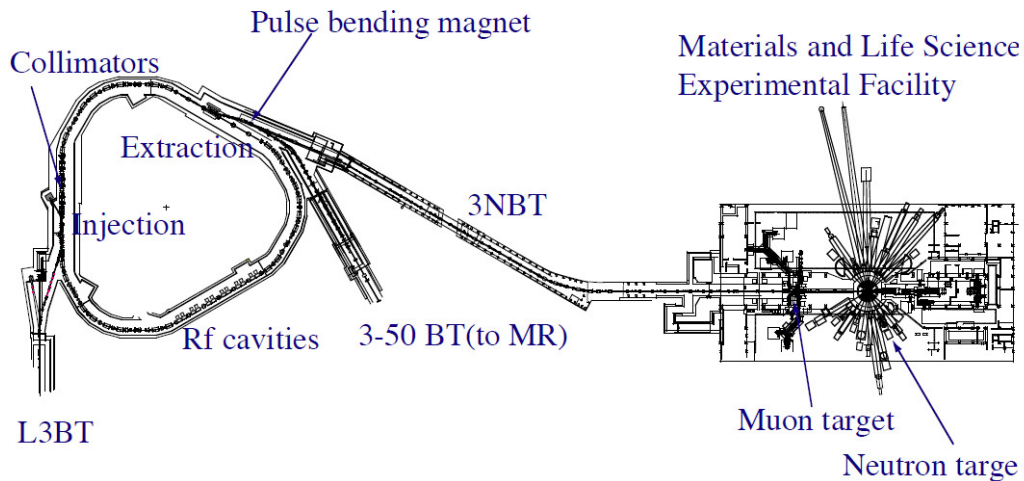


図 2.2: RCS および MLF 概観.

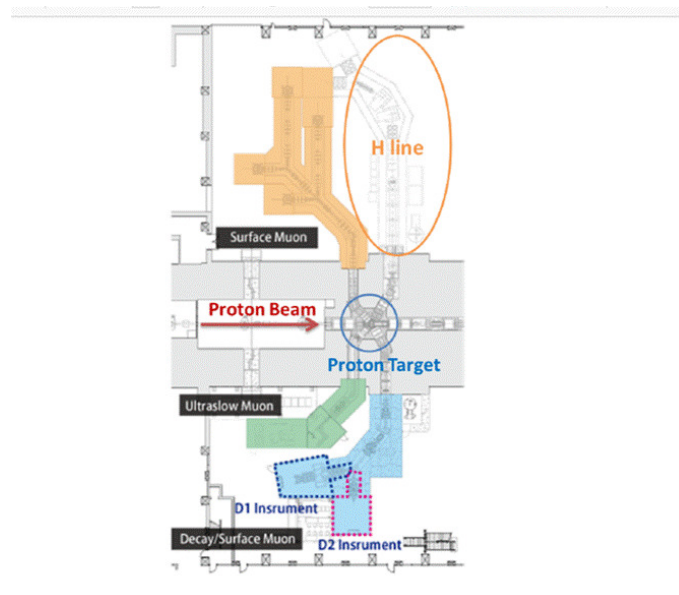


図 2.3: J-PARC MLF Beamline.

## 2.2 DeeMe 実験

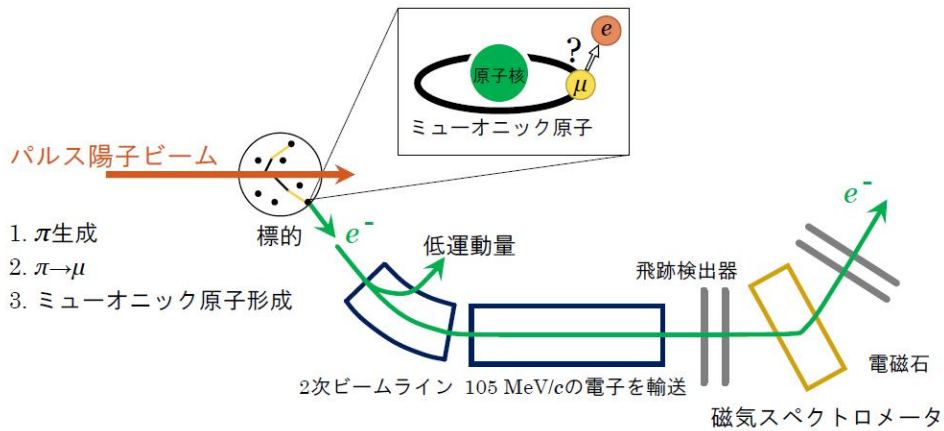


図 2.4: DeeMe 実験の全体図.

DeeMe 実験の全体図を図 2.4 に示す [1].

DeeMe 実験では、陽子標的とミュオン静止標的は 1 枚の標的に置き換えられている。surface muon は、陽子標的中で生成された超低エネルギー  $\pi^+$  が生成直後にそのまま陽子標的中に静止し、これが  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  崩壊をすることによって発生する  $\mu^+$  である。しかし、surface  $\mu^-$  というものは存在しない。 $\mu^-$  の親となる  $\pi^-$  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、ミュオン生成標的に止まり損ねて近傍の空間を低速で飛行する  $\pi^-$  からの崩壊によって生じる cloud  $\mu^-$  が存在する。cloud  $\mu^-$  は surface  $\mu^+$  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  $\pi^-$  の中には、陽子標的中で  $\mu^-$  に in-flight 崩壊 (飛行中に崩壊) するものもあると期待でき、そうして生まれた  $\mu^-$  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、陽子標的からミュオン静止標的までをたった 1 枚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 D2 ビームラインで実施された [14]。ビームラインの運動量を  $40\text{MeV}/c$  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  $\mu^-$  の収量が陽子強度 1MW に換算すると、 $10^{10}/\text{sec}$  もあることを実証した。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  $1.6 \times 10^{10}/\text{s}$  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  $\mu^-$  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  $\mu^-$  を直接利用して  $\mu - e$  転換の証拠を掴む」というアイデアが実現可能であることがわかった。これにより、コンパクトで低コストな実験が可能になる。DeeMe 実験の独創性はここにある。

1次陽子標的中の大量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。二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、 $2 \times 10^8 \text{ sec}$ のビームタイムで、 $1 \times 10^{-13}$ より小さい単一事象感度を目指す。その後、SiC製標的に取り替え、 $2 \times 10^{-14}$ より小さい単一事象感度を目標とする。図2.5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、 $\mu - e$ 転換過程による電子は、ビーム入射後 $1 \mu\text{s}$ 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 $2 \mu\text{s}$ に設定している。

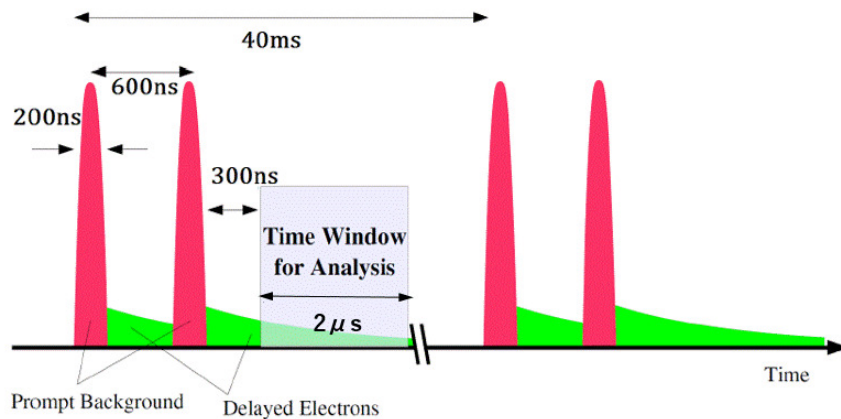


図 2.5: RCS からのパルス陽子ビームの構造と DeeMe 実験における信号探索時間.

## 2.3 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 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シグナルとの区別は可能である。

### 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  $R_{\text{DP}}$  (Rate of Delayed Proton) と定義する。ビームロスモニターで DP を測定した結果、 $R_{\text{DP}} < 2.1 \times 10^{-19}$  となった。1 年間のビームタイムあたりの DP バックグラウンド数は  $N_{\text{DP}} < 0.004$  となり十分に小さいという結果が得られた [15]。

### 宇宙線起源によるもの

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  $40\text{ms}$  中の数  $\mu\text{s}$  であるため、宇宙線起源のバックグラウンドは約  $5 \times 10^{-5}$  に抑えられるとされている [1]。

物理感度を評価するため、Geant4 を用いて  $3\text{GeV}$  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、 $\mu - e$  転換電子を発生させ、G4Beamline で輸送し、軌道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-LINE 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 2.6 に示す。 $\mu - e$  転換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  $102.0 - 105.6\text{MeV}/c$  の範囲に設定することにより、1 年間のビームタイム  $2 \times 10^7\text{sec}$  で、2015 年に行われた単一事象感度のモンテカルロシミュレーション評価では  $2 \times 10^{-14}$  の実験感度達成することができるという結果が得られた [15]。

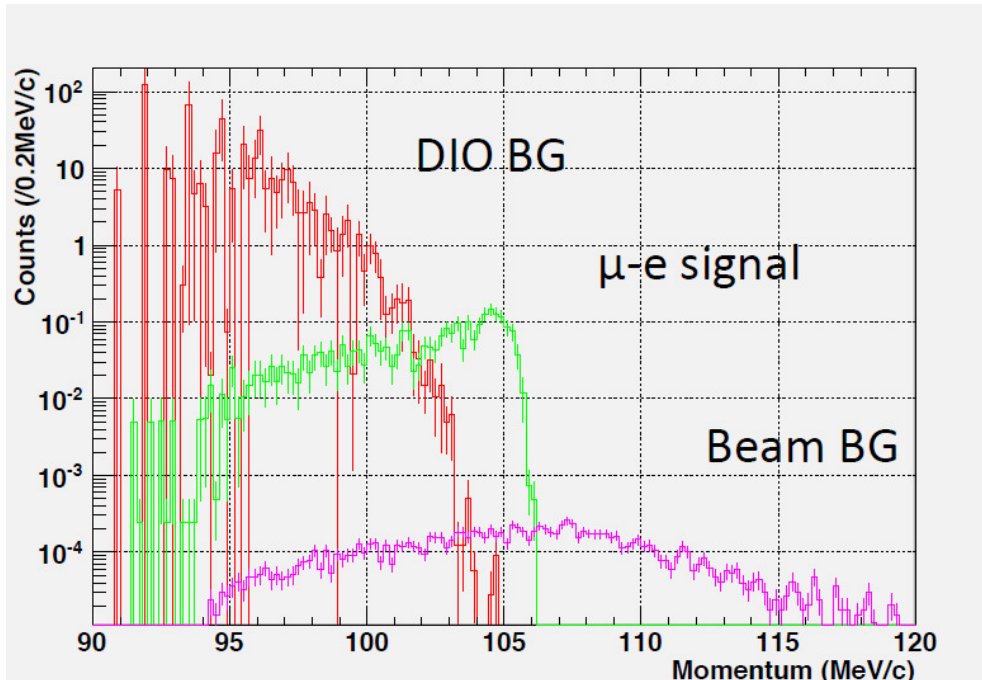


図 2.6: G4Beamline シミュレーションで得られる予想運動量スペクトル. SiC 標的, RCS 1MW で  $2 \times 10^7 s$  (1 年間) のビームタイムと,  $3 \times 10^{-14}$  の  $\mu - e$  転換分岐比, RDP (Rate of Delayed Proton)  $= 10^{-19}$  を仮定した.

## 2.4 陽子標的兼ミューオン静止標的

現在 MLF にて使用されているミューオン生成標的は, グラファイト製回転式標的が用いられている (図 2.7). DeeMe 実験では, 最初グラファイト製標的で物理測定を開始し, 後にシリコンカーバイド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.  $\mu^-$  との波動関数の重なりが Si 原子核のほうが C 原子核よりも多い. ミューオン原子中の  $\mu^-$  が原子核と反応する (MC, または  $\mu - e$  転換) 確率は,  $\mu^-$  と原子核の波動関数の重なり依存するのである. 図 2.8・2.9 に C 原子と SiC それぞれの,  $\mu^-$  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,  $\mu^-$  との波動関数の重なりが少なく, ミューオン原子中の  $\mu^-$  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. 混合物に  $\mu^-$  が静止した場合, ミューオン捕獲は原子番号に比例することが知られており (Fermi-Teller Z 則) [16],  $\mu^-$  の 70% が Si 原子核 ( $Z=14$ ) と, 30% が炭素原子核 ( $Z=6$ ) と反応する. 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. ミューオン原子中の  $\mu^-$  の寿命は、C 原子標的中では  $2\mu\text{s}$  , SiC 標的  
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 製標的のほうが SiC 製標的の場合  
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の収  
量は C 製標的に対して SiC 製標的は 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 製標的は表面ミュオンの収量も約 2 倍となり、DeeMe 実験にとってだ  
けではなく、ミュオン実験施設全体にとっても大変利益となる。SiC 製回転式  
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。

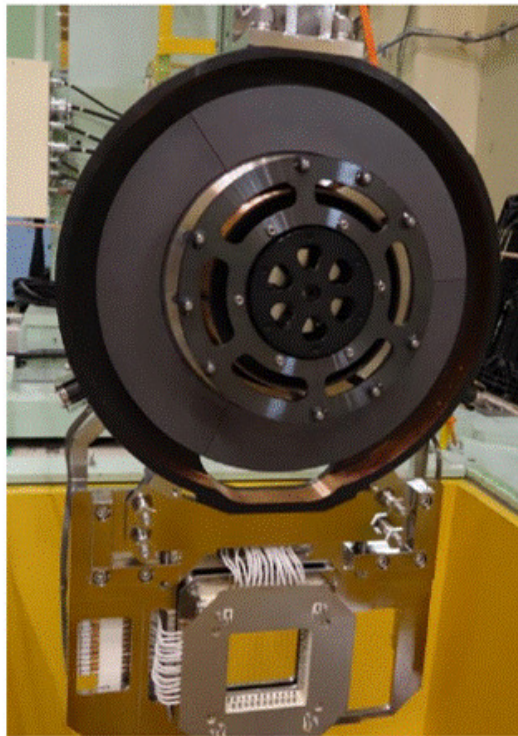


図 2.7: グラファイト製回転式標的.

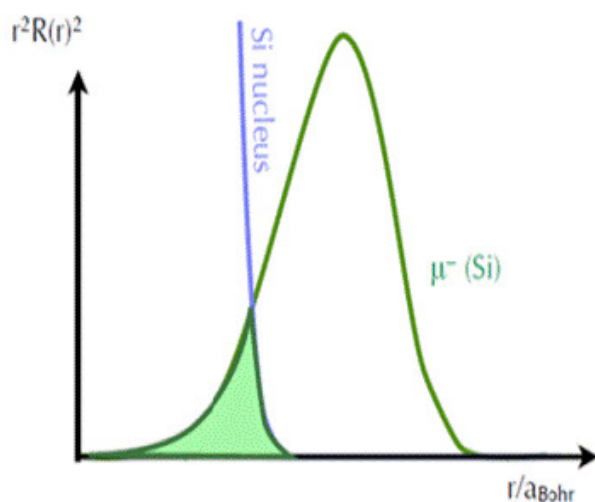


図 2.8: ミューオンック C 原子における原子核と  $\mu^-$  の波動関数の重なり.

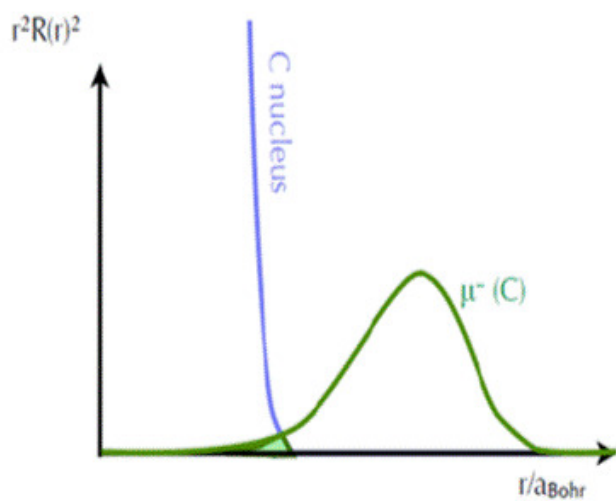


図 2.9: ミューオンック Si 原子における原子核と  $\mu^-$  の波動関数の重なり.

表 2.5: C 製標的, Si 製標的を用いた場合の統計量.

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

他のミューオンの 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 製標的も考えられるが、ミューオニック Ti 原子によるミューオニック原子内の  $\mu^-$  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、ミューオニック Ti 原子から出る  $\mu - e$  転換電子のシグナルのエネルギーは、 $\sim 104.4$  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 グループでは将来的には SiC 製標的を導入を提案している。

## 2.5 H-LINE

陽子標的からは、 $\mu^-$  の崩壊に伴い放出される低エネルギーの電子 ( $E_e 52.5 \text{ MeV}/c$ ) やミューオン原子核捕獲に伴う高速中性子が大量に発生する。これらの荷電粒子の瞬間的な計数率は  $10^{14} \text{ Hz}$  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、ミューオン・電子転換過程で放出される電子の運動量  $105 \text{ MeV}/c$  近傍の、 $90 \text{ MeV}/c$  から  $120 \text{ MeV}/c$  の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。2018 年 2 月現在建設中であるこの二次ビームラインを H-LINE (High-momentum muon beamline) とよんでいる。DeeMe 実験は、この H-LINE によって輸送された  $\mu - e$  電子を検出する。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  $110 \text{ msr}$  以上を達成している。図 2.10 に電子の運動量と H-LINE アクセプタンスの関係を示す。

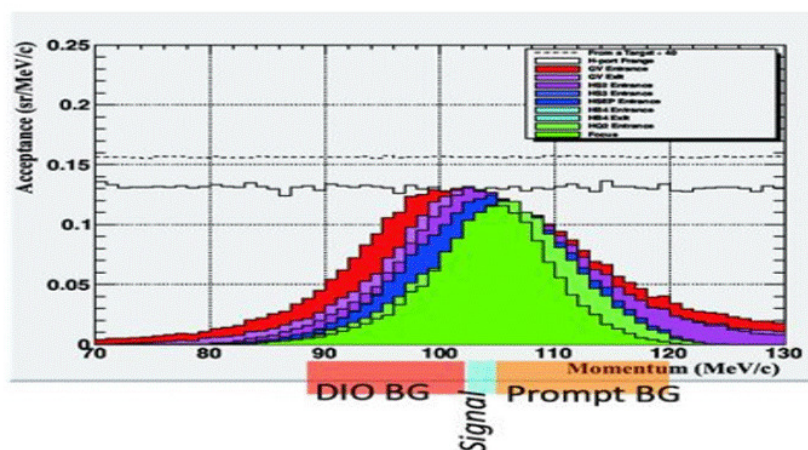


図 2.10: 電子の運動量と H-LINE の各電磁石のアクセプタンスの関係 (G4beamline より)。破線がターゲット出口、赤は H-LINE 第 1 ベンド (HB1) 出口、一番内側の緑が H-LINE 出口でのアクセプタンス。



## 2.6 磁気スペクトロメータ

H-LINE 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 2.11)。H-LINE 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。

荷電粒子が磁場中を通過すると、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  $F_{\text{Lorentz}}$  は、荷電粒子の電荷を  $q$ 、速度を  $v$ 、磁束密度を  $B$  とすると、

$$F_{\text{Lorentz}} = qvB \quad (2.1)$$

と表すことができる。磁場によって軌道をまげられ円運動する荷電粒子の向心力  $F_{\text{centripetal}}$  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。

$$F_{\text{centripetal}} = \frac{m_0 v^2}{r} \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (2.2)$$

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

$$P = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} = qBr \quad (2.3)$$

と求まる。

また、入射した荷電粒子の識別は、速度と運動量から求められる質量から判断できる。速度は、飛行時間測定法 (Time-of-Flight, TOF) を用いる。双極電磁石の上流 (または下流) にある 2 つの飛跡検出器を粒子が通過する時間を測定しておけば、検出器間の距離を通過時間で割ることで粒子の速度が求めることができる。

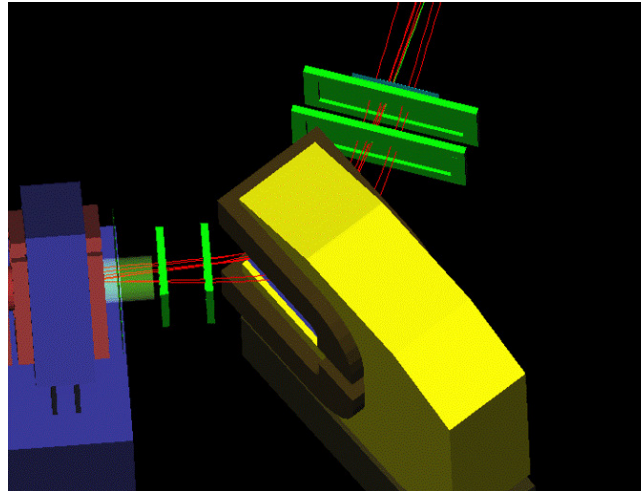


図 2.11: 磁気スペクトロメータ. 黄色いものは双極電磁石であり, その前後に 2 台ずつの飛跡検出器が置かれている (g4beamline simulation より).

### 2.6.1 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, ガスワイヤー検出器 MWPC (Multi-Wire Proportional Chamber) を用いる.

MWPC は, 比例領域で使用される (図 2.12). 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の分子の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.

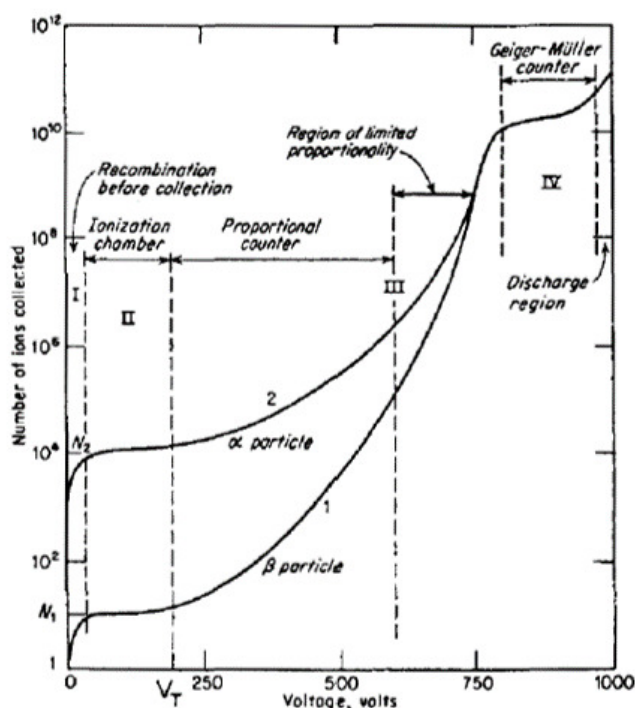


図 2.12: ガス検出器に印加する電圧と増幅率の一例.

### 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  $2 \times 10^8$  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 [17]. DeeMe 実験で用いる MWPC 検出器の写真を図 2.13 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、印加電圧が低く見ることによってゲインが低下してしまう現象のことである (図 2.15). 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、図 2.16 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 (0.75 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。

しかし、短いピッチ間隔で張られたワイヤーに高電圧を印加すると、放電が起こってしまいワイヤーが損傷してしまう。そこで、ポテンシャルワイヤーの印加電圧をスイッチ (HV switching) し、ガスゲインをコントロールするシステムを開発した。また、MWPC 内のガスはアルゴン (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、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 2.13: DeeMe 実験に用いられる MWPC の外観。

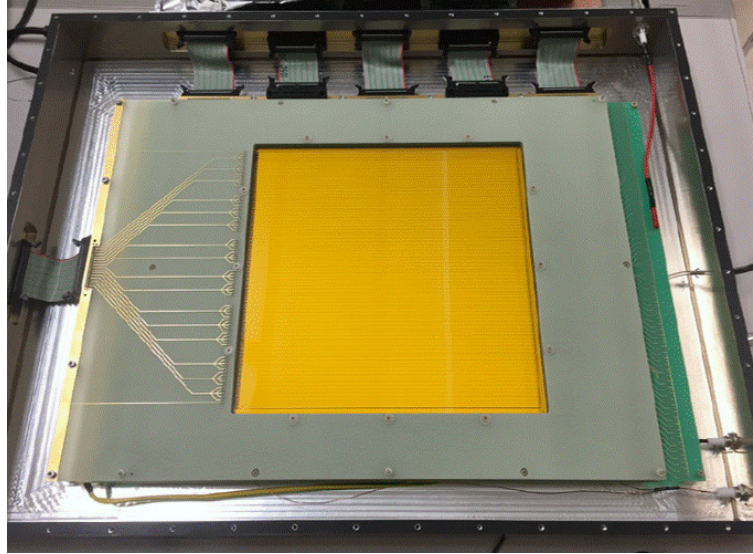


図 2.14: DeeMe 実験に用いられる MWPC の内観. X 軸読み出し方向に 80 チャンネル, Y 軸読み出し方向に 16 チャンネルを持つ.

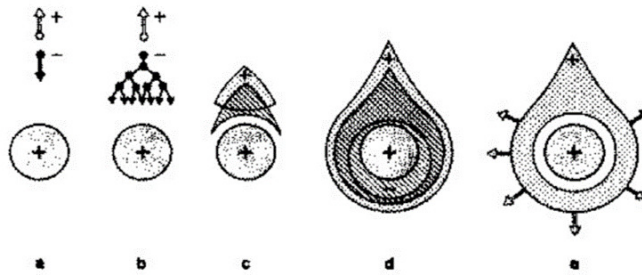


図 2.15: 空間電荷効果.

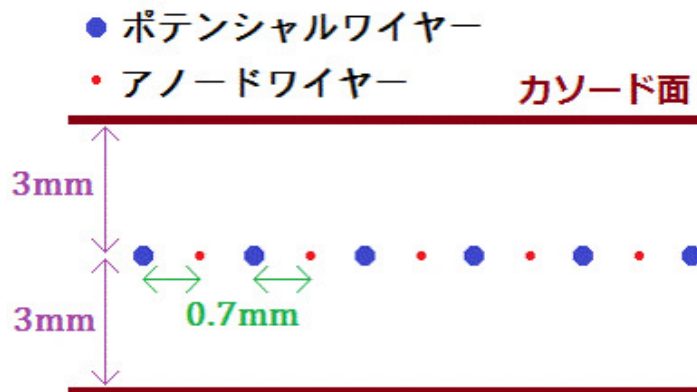


図 2.16: DeeMe 実験で用いる MWPC 検出器内のワイヤー構造.

## 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 とアノードワイヤーに印加している電圧とを素早く切り替える。これを HV switching と呼んでいる。図 2.17 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取るタイミングに 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なく、ワイヤー間の放電が起こり、ワイヤーが切れてしまう。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。

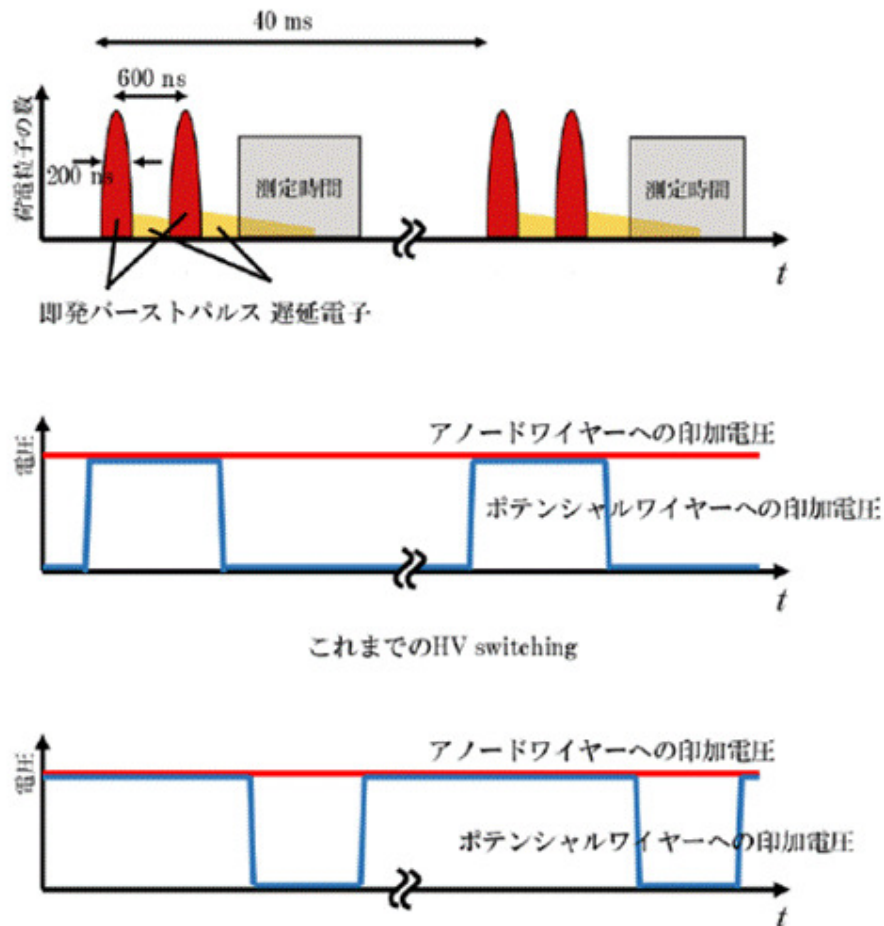


図 2.17: 検出器が受ける荷電粒子の時間構造と HV switching の時間構造。逆位相の HV switching では測定時間のみワイヤー間の電位差が発生する。

## 2.6.2 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オンへの崩壊の分岐比の測定実験 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。PACMAN 電磁石の磁場形状は長方形になっているため、磁石出口での運動量ディスバージョンは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 2.18: 双極電磁石 PACMAN TRIUMF から運ばれた様子.

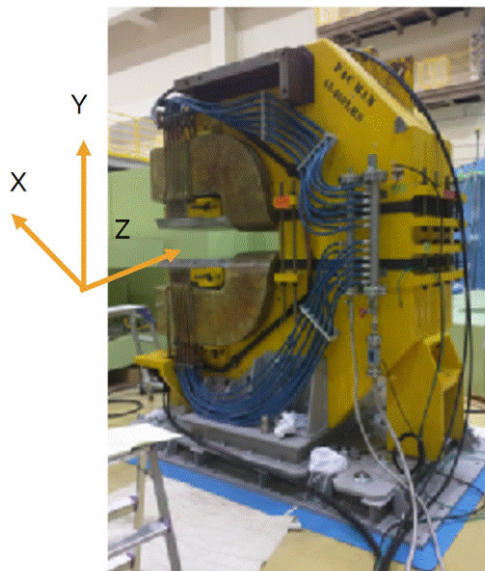


図 2.19: 双極電磁石 PACMAN.

PACMAN 電磁石の仕様を表にまとめる.

表 2.5: 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 2.20 に PACMAN 電磁石の geometry についてまとめる [18]. 測量はセオドライトを用いて行われた (図 2.22). 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場の形にも影響している. その値は, -x 側 (ヨーク側) で 9.7mm, +x 側で 12.2mm であった. x 方向には -z 側 (ビームの上流) で 0.4mm, +z 側で 3.7mm のずれがあった.

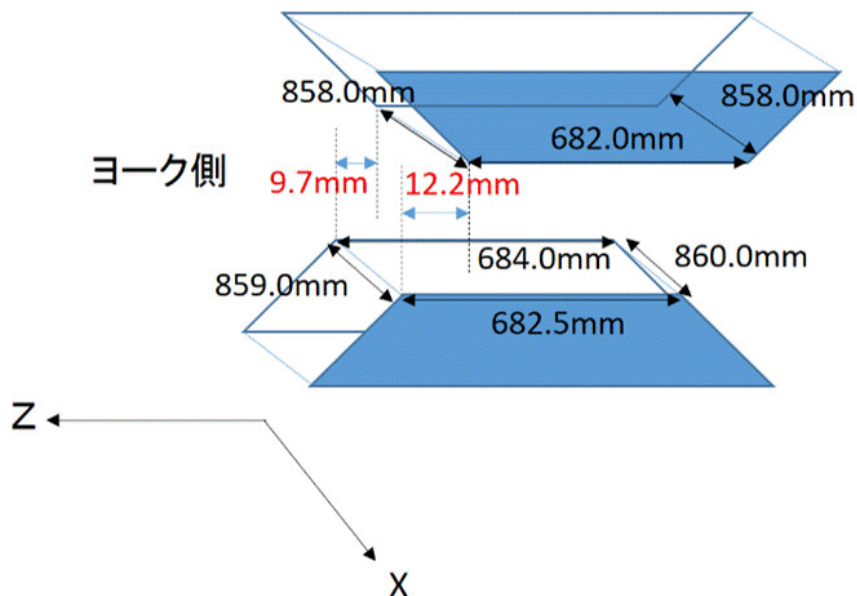


図 2.20: PACMAN の geometry z 方向の上下のずれ.



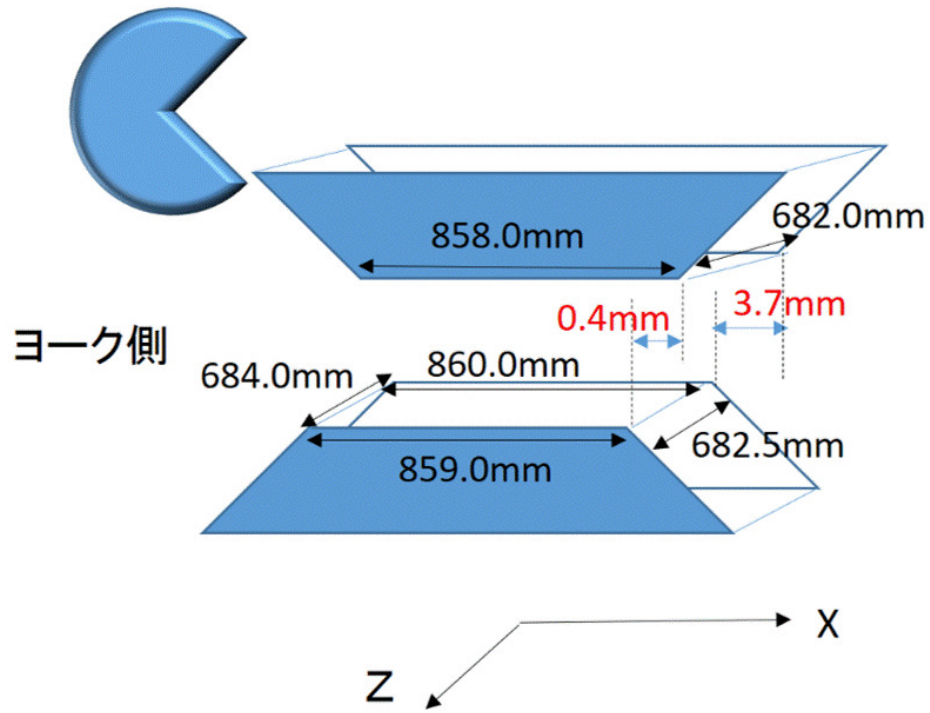


図 2.21: PACMAN の geometry x 方向の上下のずれ.

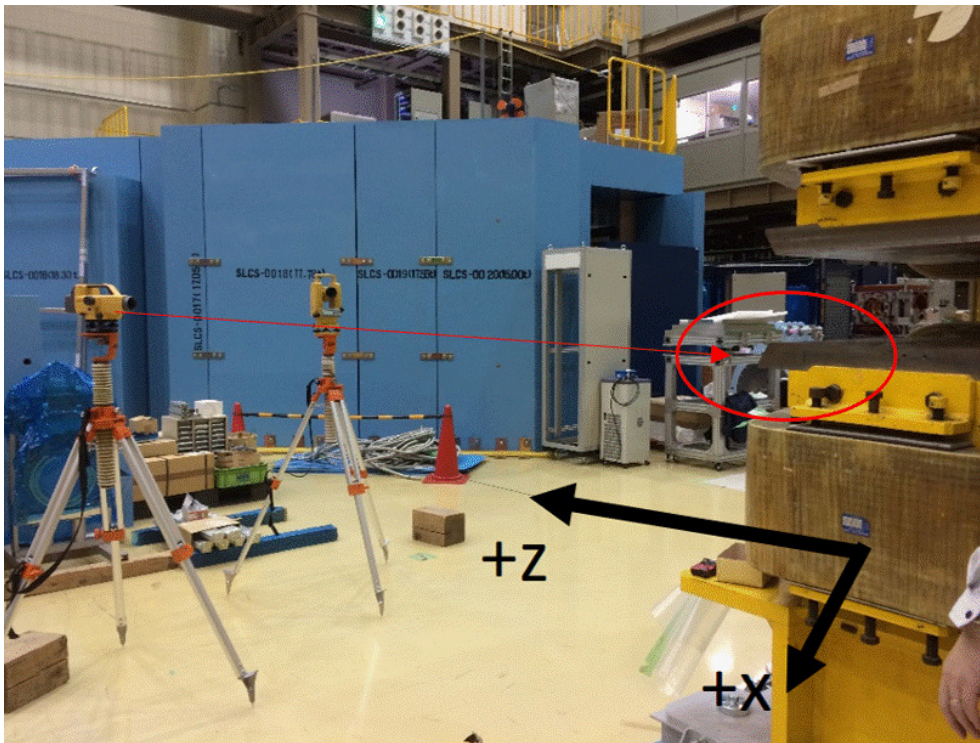


図 2.22: セオドライトを用いて PACMAN 電磁石の geometry の測定を行う様子.

### 3 単一事象感度

単一事象感度 (Single-Event Sensitivity. 以降 SES と呼ぶ) とは, 1 event を観測した時の分岐比に相当する値である. Geant4 モンテカルロシミュレーションを用いて, 現状の Set up と詳細な構造を反映した Graphite 標的, SiC 標的における DeeMe 実験の SES について評価を行った.

#### 3.1 過去の SES の評価

DeeMe 実験の SES について, 過去に行われた評価では Graphite, SiC 標的において

表 3.1: SES の評価.

SES	2015
Graphite target	$8.63 \times 10^{-14}$
SiC target	$1.86 \times 10^{-14}$

という結果が得られた [15]. しかし 2015 年時点での実験計画から target の形状の変更, 検出器の開発などといった変更点が存在している. この章では最新の実験準備状況を反映した, より現実的なモンテカルロシミュレーションによる SES の再評価について述べていく. 過去の評価との主な設定の違いは以下の通りである.

- 回転標的の内径の変更 (112.5mm  $\rightarrow$  91mm)
- 実験領域を満たすヘリウムガスによる電子の散乱
- PACMAN の実測磁場を基にした計算磁場の使用 [18]
- Wire Chamber の感度領域の設定 (250mm  $\times$  200mm)
- 飛跡再構成における tracking efficiency の評価

### 3.2 モンテカルロシミュレーション ( $\mu - e$ 転換電子の生成)

モンテカルロシミュレーションによる DeeMe 実験の SES の評価は次の手順で行った。

1. target に 3GeV の陽子ビームを当て muonic atom を生成.
2. muonic atom の位置に  $\mu - e$  転換電子を生成する.
3.  $\mu - e$  転換電子を 2 次ビームライン (HLINE) で輸送する.
4. Wire Chamber の Hit 情報にフィルタリングを行い SES を算出.

[ Step 1 ]

3 GeV の陽子ビームを陽子標的兼ミューオン静止標的に入射させ、パイオンが崩壊して出てきたミューオンを標的内の原子核に捕えさせる (ミューオニック原子の形成). Graphite 標的は厚さ 20mm, 内径 91mm, 外径 168mm, 密度 2.26 g/cm<sup>3</sup>, SiC 標的は厚さ 20mm, 内径 91mm, 外径 187.5mm, 密度 3.1 g/cm<sup>3</sup> の設定で数値計算を行った.

入射陽子イベントとして,  $7 \times 10^8$  の陽子を標的に入射し, 標的中に  $\mu^-$  を静止させた. このとき静止した  $\mu^-$  の分布は, Graphite 標的の場合が図 3.1, SiC 回転標的の場合が図 3.2 (muonic Si atom), 図 3.3 (muonic C atom) である.

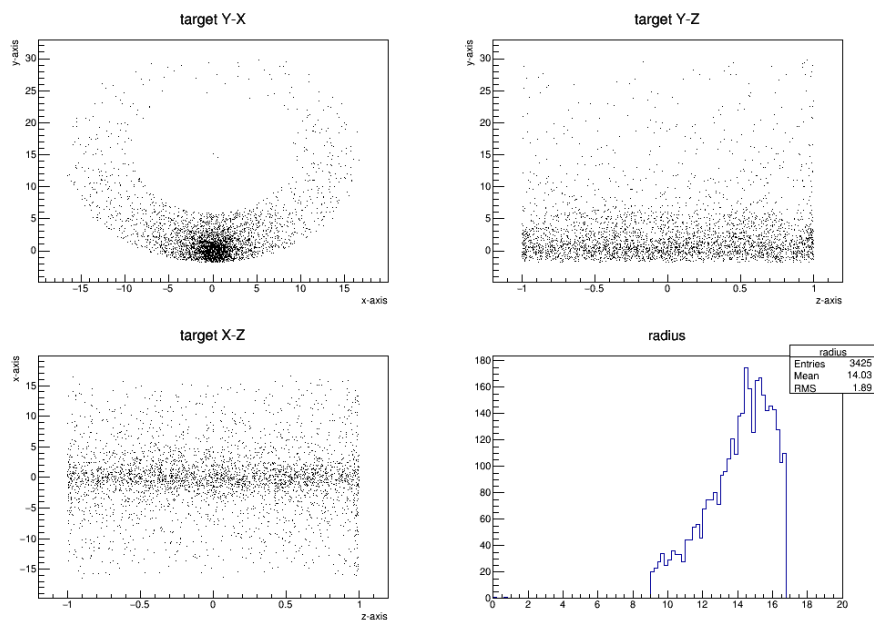


図 3.1: Graphite 標的に停止した  $\mu^-$  の位置情報 (muonic C atom). ビーム軸を Z 軸とした時の左上図: Y-X [cm] 分布, 右上図: Y-Z [cm] 分布, 左下図: X-Z [cm] 分布, 右下図: 回転標的中心からの距離の分布

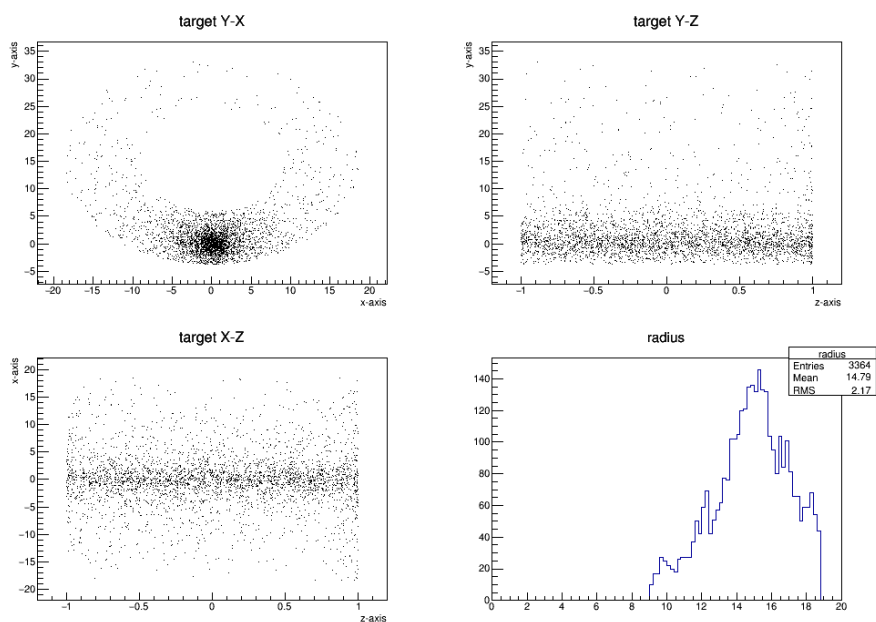


図 3.2: SiC 標的に停止した  $\mu^-$  の位置情報 (muonic Si atom) . ビーム軸を Z 軸とした時の左上図 : Y-X [cm] 分布, 右上図 : Y-Z [cm] 分布, 左下図 : X-Z[cm] 分布, 右下図 : 回転標的中心からの距離の分布

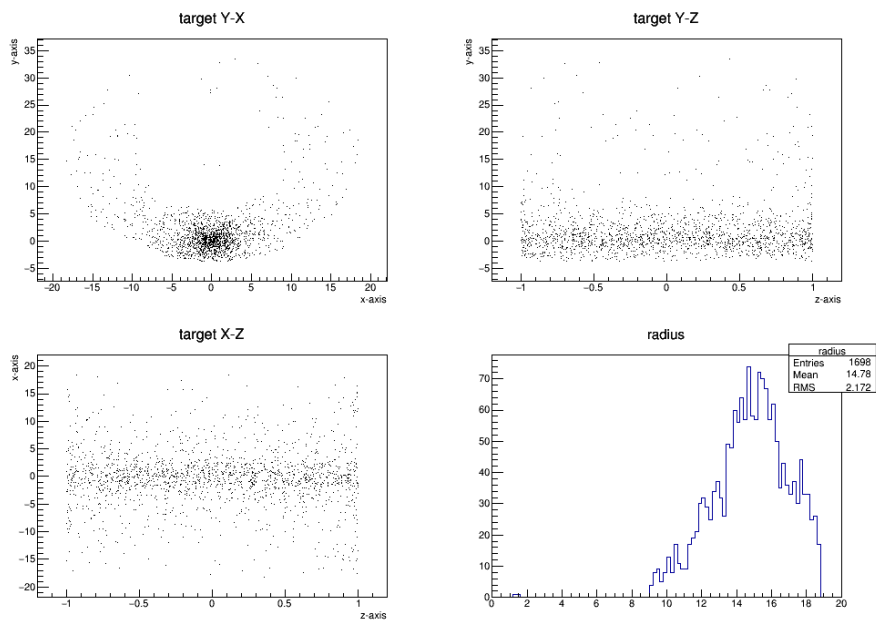


図 3.3: SiC 標的に停止した  $\mu^-$  の位置情報 (muonic C atom) . ビーム軸を Z 軸とした時の左上図 : Y-X [cm] 分布, 右上図 : Y-Z [cm] 分布, 左下図 : X-Z[cm] 分布, 右下図 : 回転標的中心からの距離の分布

陽子ビームは  $x=0, y=0$  を通っており、通過の様子が分布からも確認できる (図 3.1)。また、標的の表面 ( $z=-1$  or  $1$  cm) において比較的多くのミュオンが静止している理由は、標的の外に出たパイオンが崩壊し、標的方向に戻ってきた低速のミュオンの効果である。

この操作により陽子ビーム  $7 \times 10^8$  の入射で、Graphite 標的において muonic C atom : 3425 event, SiC 標的において muonic Si atom : 3364 event, muonic C atom : 1698 event のミュオニック原子が得られた。

#### [ Step 2 ]

ミュオニック原子の位置情報を用いて、その位置から  $\mu-e$  転換過程により放出される電子を生成する。このシミュレーションを行う過程で、統計量を稼ぐためミュオニック原子の位置をガウス分布で揺らし、揺れた位置からも  $\mu-e$  転換過程による電子を発生させた。今回の操作では、ビーム軸方向  $z$  に対して  $\sigma_z = 0.1\text{mm}$ , ビーム軸に垂直な面の  $x-y$  方向にはそれぞれ  $\sigma_{x-y} = 5\text{mm}$  でミュオニック原子の位置を揺らし、 $\mu-e$  転換電子のイベント数を  $1 \times 10^6$  event に増やした。

muonic C atom の場合、生成する電子の運動量が  $105.10\text{MeV}/c$ , 寿命が  $2024$  ns, muonic Si atom の場合、電子の運動量が  $104.925\text{MeV}/c$ , 寿命が  $753.94$  ns である。生成した  $\mu-e$  転換電子について Graphite 標的の場合、位置-時間情報の分布が図 3.4, 運動量分布が図 3.5 である。SiC 標的の場合 muonic C atom と muonic Si atom の 2 つの場合で分けて  $\mu-e$  転換電子を  $1 \times 10^6$  event 作成し、SES の評価を行った。(図 3.6~3.9)

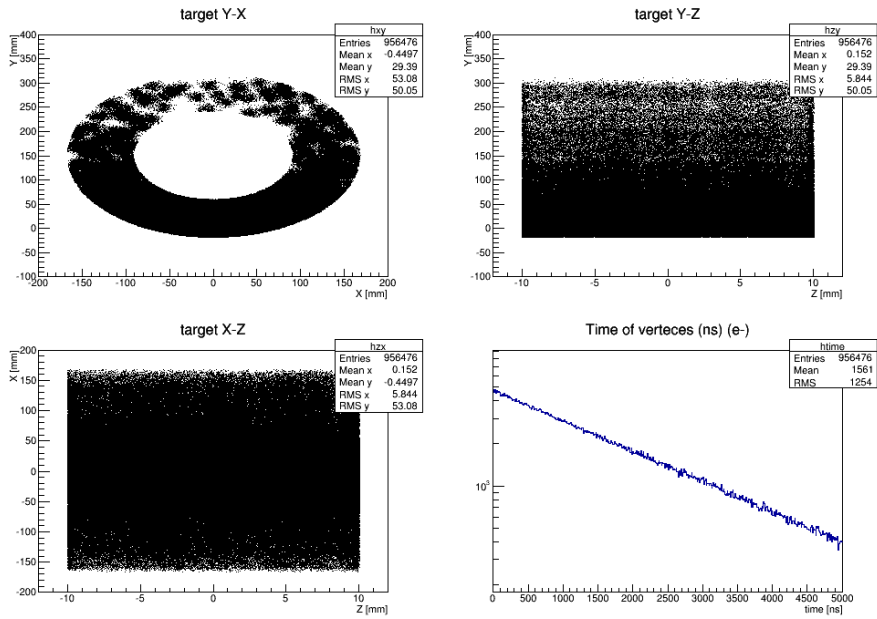


図 3.4:  $\mu - e$  転換電子の位置, 時間分布 (Graphite 標的 muonic C atom) .

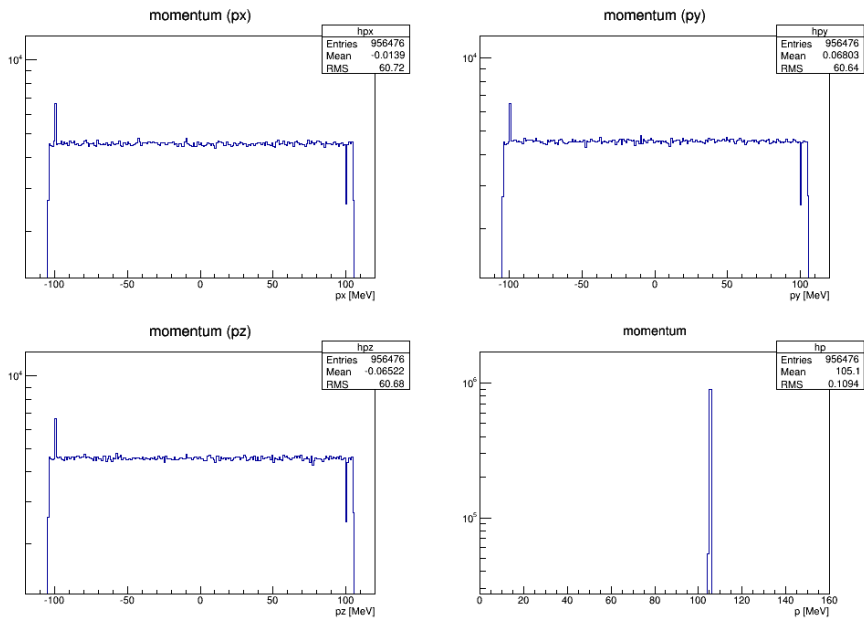


図 3.5:  $\mu - e$  転換電子の運動量分布 (Graphite 標的 muonic C atom) .

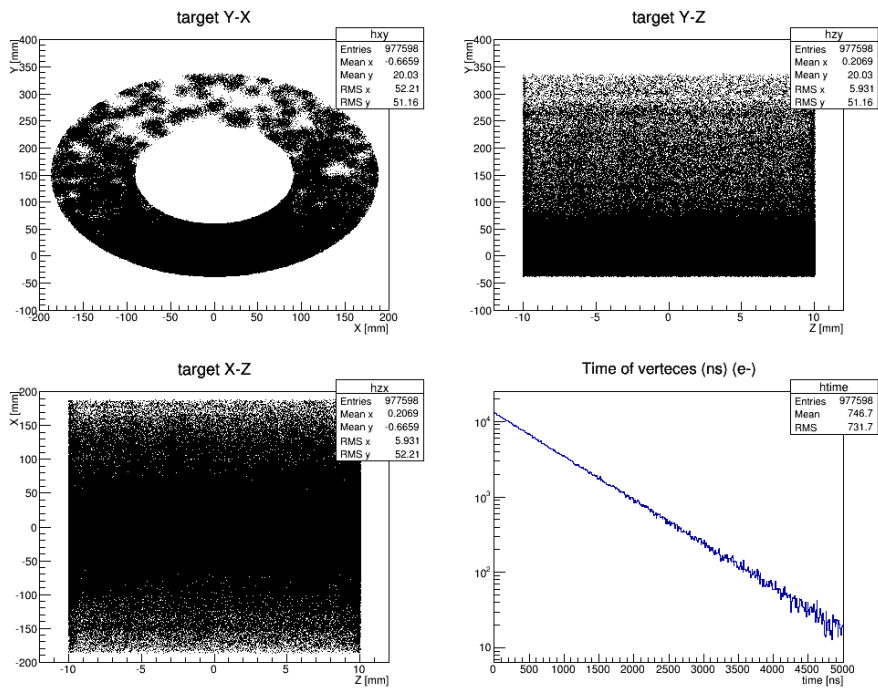


図 3.6:  $\mu - e$  転換電子の位置, 時間分布 (SiC 標的 muonic Si atom) .

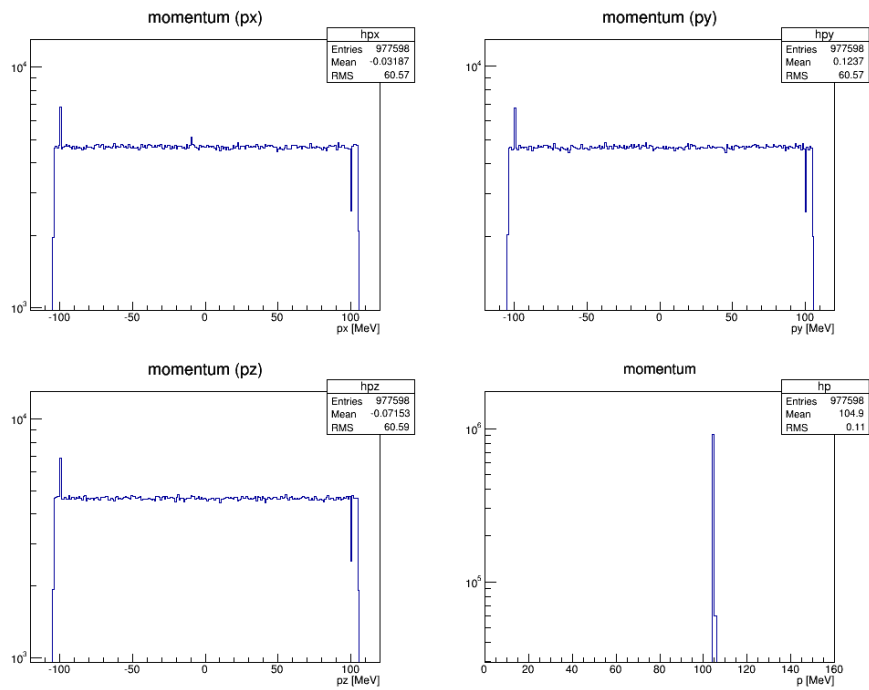


図 3.7:  $\mu - e$  転換電子の運動量分布 (SiC 標的 muonic Si atom) .

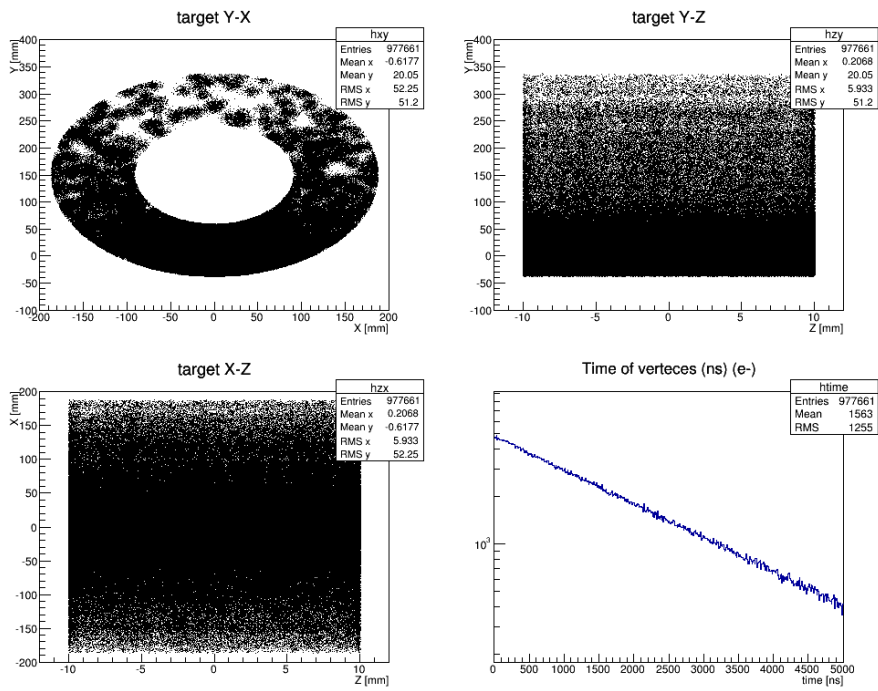


図 3.8:  $\mu - e$  転換電子の位置, 時間分布 (SiC 標的 muonic C atom) .

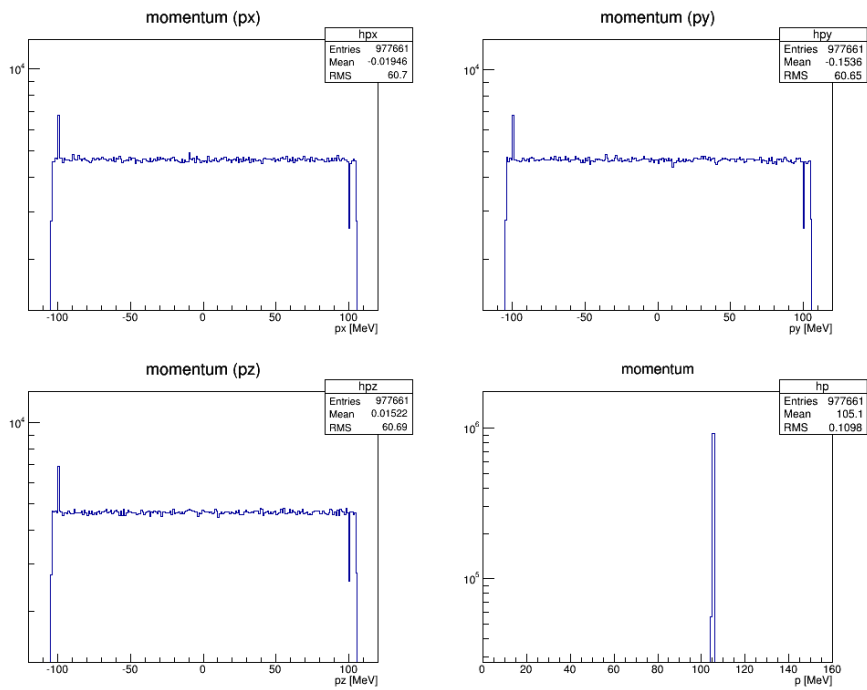


図 3.9:  $\mu - e$  転換電子の運動量分布 (SiC 標的 muonic C atom) .



[ Step 3 ]

G4beamline シミュレーションにより電子のふるまいを評価し、生成した  $\mu - e$  転換電子を 2 次ビームライン H-LINE を用いてスペクトロメータに輸送する。輸送の様子を示したものが図 3.10 であり、赤線が電子、緑線が光子の軌跡を表している。またガウス分布で静止したミューオンの位置を揺らしたことにより、標的外に出てしまう電子のイベントも存在する。標的外に出てしまった電子は HLINE による輸送には使用せずシミュレーションを行った。

H-LINE を通過しスペクトロメータ部に到達した電子の運動量分布 (Wire Chamber3 の Hit 情報) は Graphite 標的の場合が図 3.11, SiC 標的の場合が図 3.12 (Si), 図 3.13 (C) となった (Wire Chamber 3 (WC3) が最も後方に設置されているチェンバーに相当する)。HLINE を通過することで、運動量が  $90\text{MeV}/c$  以上の電子のみが輸送されていることが確認できる。

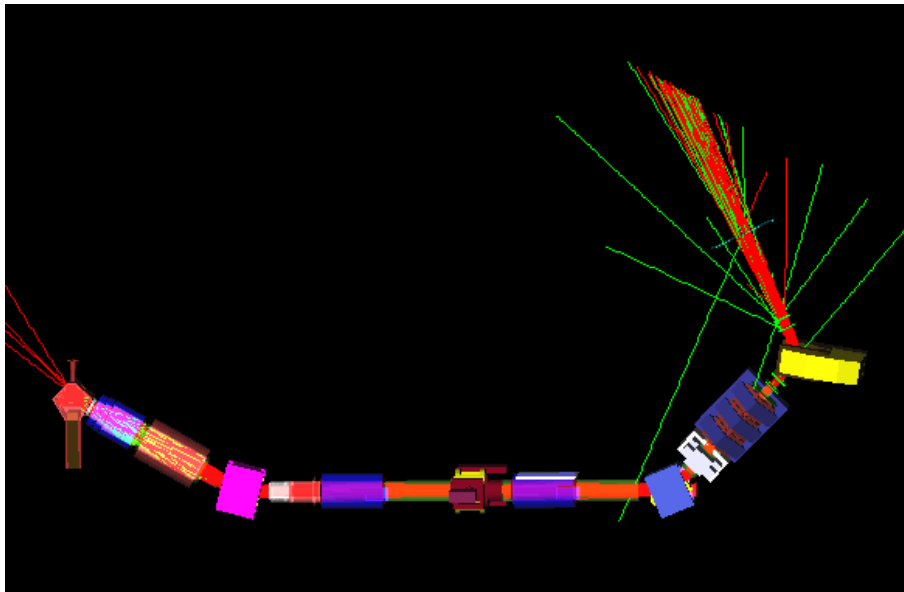


図 3.10:  $\mu - e$  転換電子が HLINE を通過し輸送されていく様子。

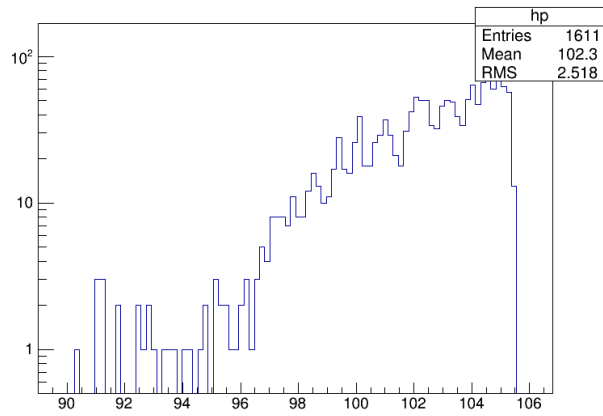


図 3.11: WC3 の運動量分布 Graphite 標的.

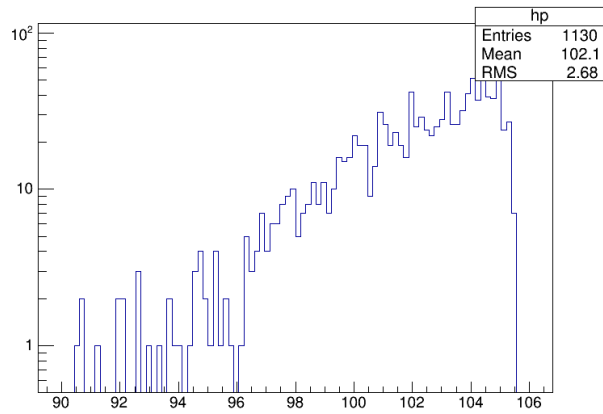


図 3.12: WC3 の運動量分布 SiC 標的 (C).

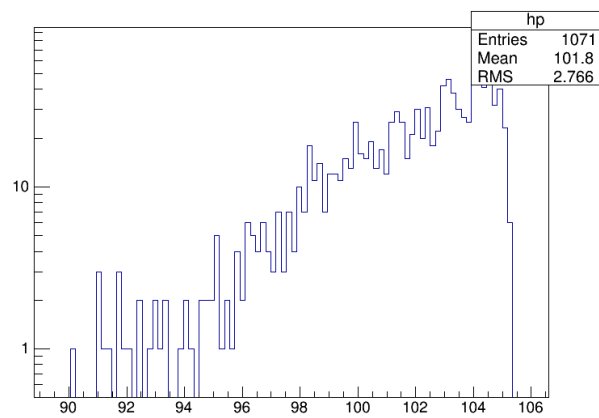


図 3.13: WC3 の運動量分布 SiC 標的 (Si).

[ Step 4 ]

最下段の Wire Chamber (WC3) のヒット情報に条件を与え、測定領域に存在するヒット数  $Hit_{wc}$  を算出する。条件は3つ存在し、それぞれ運動量領域の制限 ( $p \geq 102\text{MeV}/c$ )、時間領域の制限、感度領域の制限 (x:y 250mm × 200mm) である。時間の制限は次式で定義した。

$$Hit_{wc} = \frac{Hit_{wc}(t > 300\text{ns})}{2} + \frac{Hit_{wc}(t > 900\text{ns})}{2} \quad (3.1)$$

$t$  は 3 GeV 陽子が入射してからの時間を表す。DeeMe は RCS から陽子が入射されてから  $1\mu\text{s}$  後から測定を開始する。陽子ビームは、パルス間隔 600 ns の 2 パルスという時間構造で照射される。したがって、1 パルス目が入射されてから  $1\mu\text{s}$  後に相当する  $t > 300\text{ns}$  と、2 パルス目が入射してから  $1\mu\text{s}$  後に相当する  $t > 900\text{ns}$  の時間カットを WC3 をヒットするイベントに課している。また Hit 情報に対して tracking efficiency を用いて補正を行う。tracking efficiency の評価については次節で述べていく。

以上より SES を算出する。SES は次式で定義される。

$$SES = \frac{1}{f_{wc} \times N_{RCS}} \quad (3.2)$$

ここで  $N_{RCS}$  はビーム強度 1 MW、ビームタイム  $2 \times 10^7\text{s}$  (1年間) のとき標的に入射される陽子数、 $f_{wc}$  は実験の感度に相当する値であり、シグナルの検出効率、ミューオニック原子の生成率、原子核との反応率による決まる値である。 $f_{wc}$  は次式で表される。

$$N_{RCS} = \frac{1 [\text{MW}]}{3 [\text{GeV}] \times 1.6 \times 10^{-19} [\text{C}]} \times 2 \times 10^7 [\text{s}] \quad (3.3)$$

$$f_{wc} = \frac{N_{muatom} \times f_{MC} \times Hit_{wc}}{N_{proton} \times N_{ele}} \quad (3.4)$$

ここで  $N_{muatom}$  は標的中の原子核に静止したミューオンの数、 $N_{proton}$  はモンテカルロに用いた 3 GeV 陽子数、 $N_{ele}$  は統計増しを行ったときの標的内に残った  $\mu - e$  転換電子数である。

### 3.3 tracking efficiency の評価

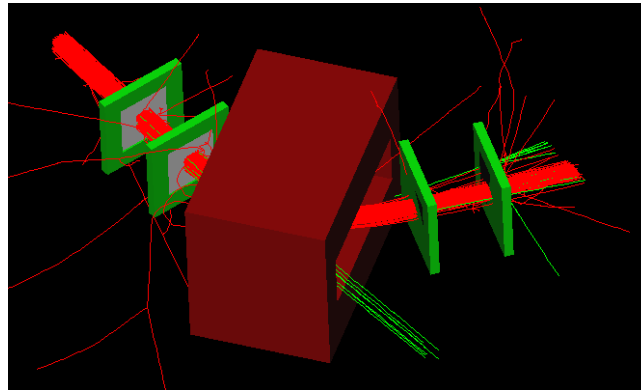


図 3.14: スペクトロメータ (電子：赤線, 光子：緑線).

HLINE を通過し, Wire Chamber と PACMAN 電磁石で構成されるスペクトロメータ部に到達した電子に対し, WC の Hit 情報を用いた飛跡の再構成を行う. 図 3.15 左は飛跡の再構成を行った全イベントの運動量分布であり, 右は Probability>0.05 のカットをかけたときの運動量分布である. ここで Probability とは, 飛跡をフィットした際に求められる  $\chi^2$  の値以上の  $\chi^2$  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  $\chi^2$  が大きいと積分値 (=Probability) は小さくなる. ここで tracking efficiency は次のように定義した.

$$\text{tracking efficiency} = \frac{N_{\text{probability}>0.05}}{N_{\text{wc}}} \quad (3.5)$$

ここで  $N_{\text{probability}>0.05}$  は Probability>0.05 のイベント数,  $N_{\text{wc}}$  は全ての WC を通過した電子数を通過したイベント数である. SES の評価では WC の Hit 情報に対し tracking efficiency で補正した値を  $Hit_{\text{wc}}$  として採用した.

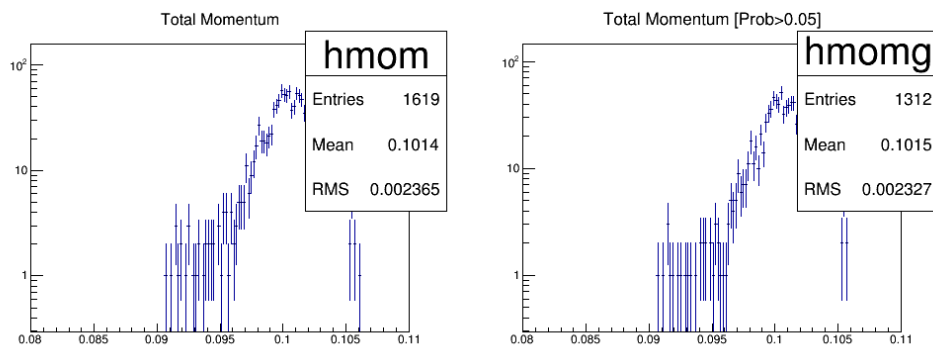


図 3.15: 飛跡の再構成を行った時の運動量分布.

### 3.4 結果

モンテカルロシミュレーションの結果，式 (3.2)，(3.3)，(3.4) で用いる各値は Graphite 標的において表 3.2，SiC 標的において表 3.3 となった。

表 3.2: Graphite 標的結果 (SES) .

Graphite	2015	2018
$N_{proton}$	$7 \times 10^8$	$7 \times 10^8$
$N_{muatom}$	2696	3425
$f_{MC}$	0.08	0.08
$N_{ele}$	956476	963563
$Hit_{wc}$	864	623
$f_{wc}$	$2.8 \times 10^{-10}$	$2.6 \times 10^{-10}$
SES	$8.6 \times 10^{-14}$	$9.5 \times 10^{-14}$

表 3.3: SiC 標的結果 (SES) .

SiC	2015	2018
$N_{proton}$	$7 \times 10^8$	$7 \times 10^8$
$N_{muatom}$	4344	5062
$f_{MC}$	0.66×0.7(Si), 0.08×0.3(C)	0.66×0.7(Si), 0.08×0.3(C)
$N_{ele}$	963563	977598(Si), 977661(C)
$Hit_{wc}$	405(Si), 620(C)	258(Si), 407(C)
$f_{wc}(\text{Si} + \text{C})$	$1.3 \times 10^{-9}$	$9.5 \times 10^{-10}$
SES	$1.9 \times 10^{-14}$	$2.6 \times 10^{-14}$

SES は Graphite 標的において  $9.5 \times 10^{-14}$ ，SiC 標的において  $2.6 \times 10^{-14}$  という結果が得られた。2015 年と比較してミューオニック原子の生成率は回転標的の内径が変更されたことから向上したが，Wire Chamber の感度領域の制限・tracking efficiency による補正といった要因から  $\mu - e$  転換電子の検出効率は低下し，結果として SES は 2015 年と比較して Graphite 標的において +10%，SiC 標的において +34% となった。

結果として SES は増加したが，その値は  $10^{-13}$  より小さく十分な実験感度を持つことが確認できた。1 年間実験を行うとで現在の実験上限値をおよそ 1 桁向上させられる可能性があるが，DecMe 実験の目指す  $10^{-14}$  の実験感度に到達するためには SiC 標的の導入が必要であるということが考えられる。

## 4 H-LINE 電磁石の磁場再設定による SES の変化

### 4.1 キャプチャーソレノイド HS1

標的から発生した電子は、3つのコイル (HS1a, HS1b, HS1c) からなる大口径キャプチャーソレノイド HS1 によって収集される。HS1 の配置, 大きさを示したものが図 4.1 である。ビーム軸方向を Z 軸としたとき, DeeMe 実験で要求される高運動量の電子の収集に必要な励磁電流値  $I_{HS1}$ , 磁場の主成分は  $B_z$  についてまとめたものが表 4.1 である。

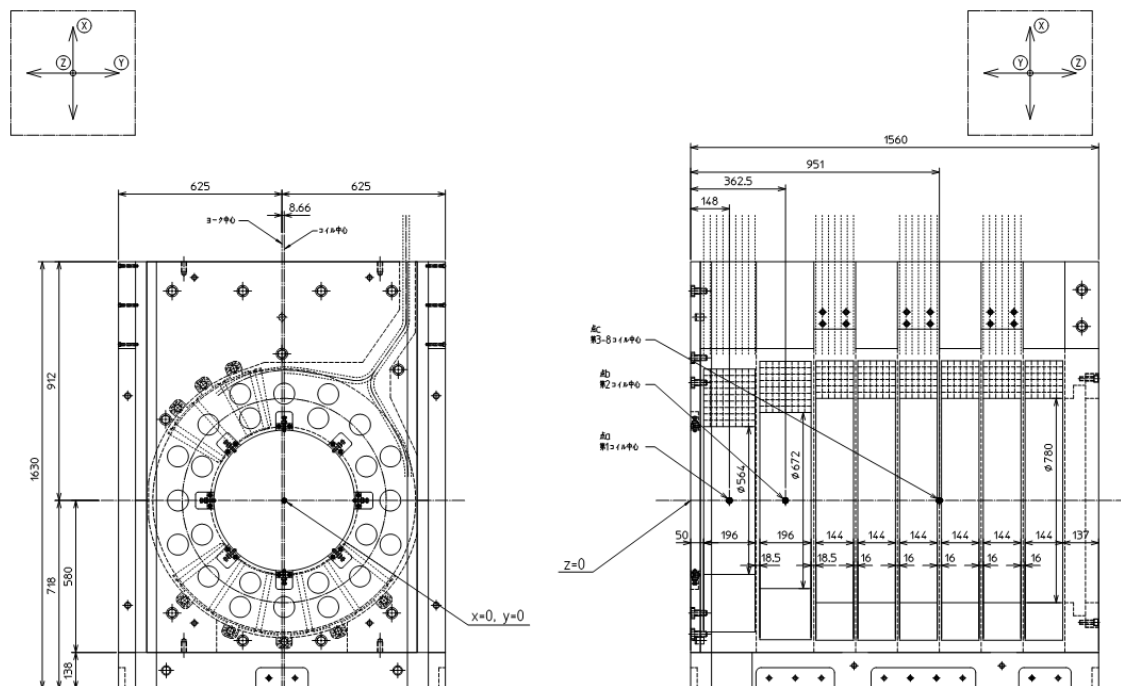


図 4.1: キャプチャーソレノイド HS1 の構成。

表 4.1: HS1 の設定 (旧)。

Solenoid coil	励磁電流 $I_{HS1}$	$B_z$ ( $x,y=0$ )
HS1a	2650 A	-0.32 T
HS1b	2928 A	-0.30 T
HS1c	2314 A	-0.53 T

## 4.2 HS1 励磁電流の再設定

H-LINE : HS1 について，冷却系の性能や電源設備の準備，その他の検討の結果 HS1 に供給する励磁電流を再設定する必要があった．新たに現状の設備で供給可能な励磁電流として新設定を  $I'_{\text{HS1}}$  とした (表 4.2)．

ソレノイドコイルの励磁電流が低くなることで電子の収量が低くなること，そしてビームの形状が変わりビームロスが発生することが考えられ SES が悪化することが予測された．よって再度 SES の評価を行い，HS1 励磁電流の再設定が SES に与える影響についてまとめる．

表 4.2: HS1 の設定 (新)．

Solenoid coil	励磁電流 $I'_{\text{HS1}}$	$B_z(x,y=0)$
HS1a	2500 A	-0.30 T
HS1b	2500 A	-0.26 T
HS1c	2000 A	-0.45 T

前章と同様に SES の評価を行った結果が表 4.3, 表 4.4 である．また，これまでの HS1 の設定を旧設定，再設定時の励磁電流を新設定と呼ぶこととする．結果として，どちらの標的についても新設定の SES は，旧設定のおよそ 3 倍の値になることがわかった．

表 4.3: Graphite 標的結果 (HS1 励磁電流再設定)．

Graphite	old config	new config
$N_{\text{proton}}$	$7 \times 10^8$	$7 \times 10^8$
$N_{\text{muatom}}$	3425	3425
$f_{MC}$	0.08	0.08
$N_{\text{ele}}$	963563	963563
$Hit_{\text{wc}}$	623	218
$f_{\text{wc}}$	$2.6 \times 10^{-10}$	$8.9 \times 10^{-11}$
SES	$9.5 \times 10^{-14}$	$2.7 \times 10^{-13}$

表 4.4: SiC 標的結果 (HS1 励磁電流再設定).

SiC	old config	new config
$N_{proton}$	$7 \times 10^8$	$7 \times 10^8$
$N_{muatom}$	5062	5062
$f_{MC}$	0.66×0.7(Si), 0.08×0.3(C)	0.66×0.7(Si), 0.08×0.3(C)
$N_{ele}$	977598(Si), 977661(C)	977598(Si), 977661(C)
$Hit_{wc}$	258(Si), 407(C)	96(Si), 158(C)
$f_{wc}(Si + C)$	$9.5 \times 10^{-10}$	$3.6 \times 10^{-10}$
SES	$2.6 \times 10^{-14}$	$6.8 \times 10^{-14}$

### 4.3 HS1 励磁電流と SES の関係

HS1 の供給可能な励磁電流の上限については検討中であり, 明確に値は定まっていない. 現状, 新設定の励磁電流に対し +100 A の範囲ならば供給は可能とされている. 次に HS1 のそれぞれのコイルの励磁電流と SES の関係について評価を行った (Graphite 標的).

新設定を基準値として 2 つのコイルの電流値は固定し, 1 つを変動させ SES を評価した. 結果が図 4.2, 図 4.3, 図 4.4 であり, 横軸が励磁電流, 縦軸が SES である.

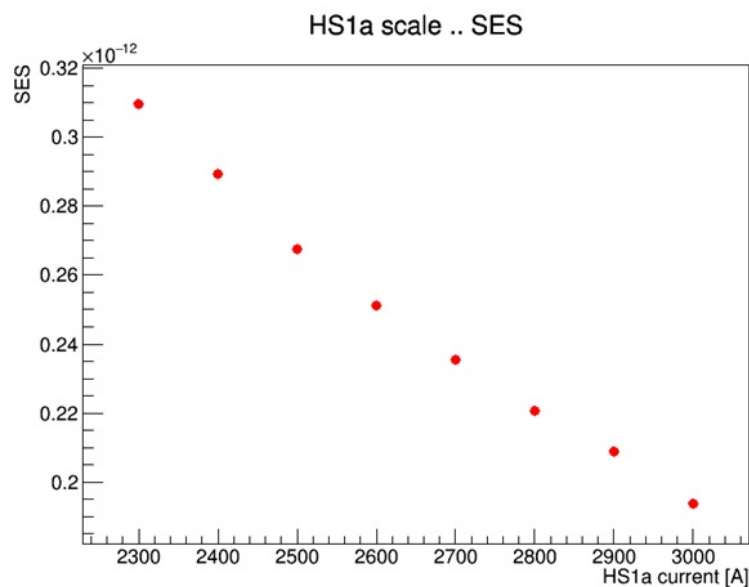


図 4.2: HS1a 励磁電流と SES の関係.



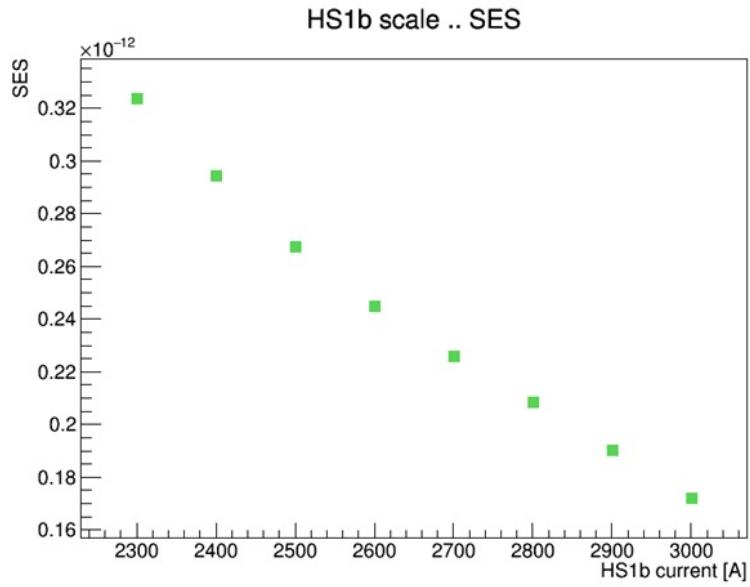


図 4.3: HS1a 励磁電流と SES の関係.

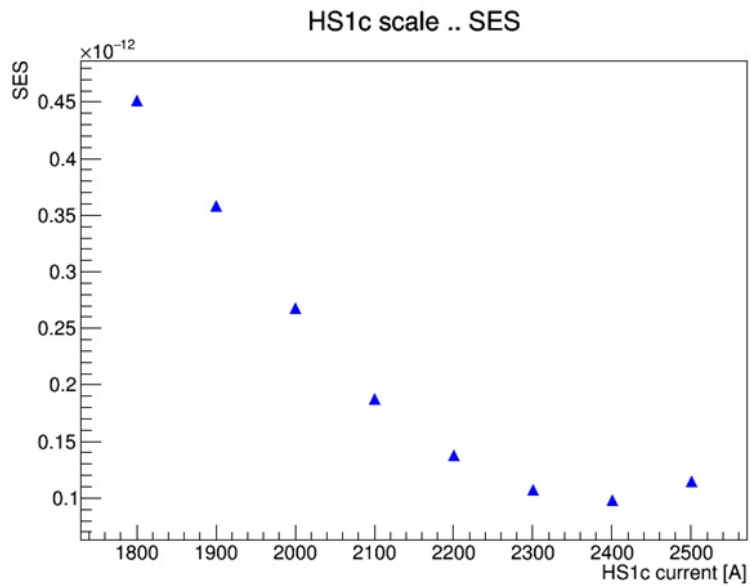


図 4.4: HS1a 励磁電流と SES の関係.

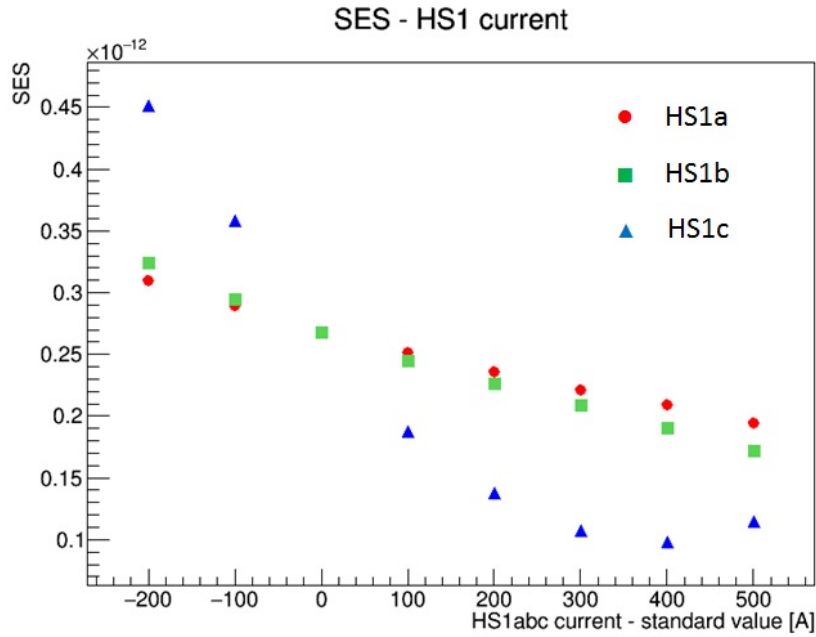


図 4.5: HS1 励磁電流と SES の関係.

3つの関係をまとめたものが図 4.5 である。横軸は基準値との差となっている。

これらの関係から HS1a,b については励磁電流 2500 A 近傍では SES に与える影響は小さいことがわかった。一方で HS1c については SES に与える影響が大きく、励磁電流 2400 A で旧設定の SES まで回復することが確認できた。また HS1c が励磁電流 2500 A で SES が増加している。その理由は磁場が強くなることでビームの収束の焦点が前方に移り、後方でビームが広がっているためであると考えられる。

## 4.4 H-LINE の構成

HS1 励磁電流再設定による SES の増加を抑えるため、ビームライン H-LINE 全体の調整を行った。ここで H-LINE の構成についてまとめる。H-LINE は3つの Solenoid coil (HS1, HS2, HS3), 2つの Bending Dipole Magnet (HB1, HB2), 3つの Quadrupole Magnet からなる電磁石 (HQ), Vacuum Duct, Separator で構成される。シミュレーション上での位置関係を図 4.6 に示す。今回はソレノイドコイル HS2, HS3 に注目し調整を行った。

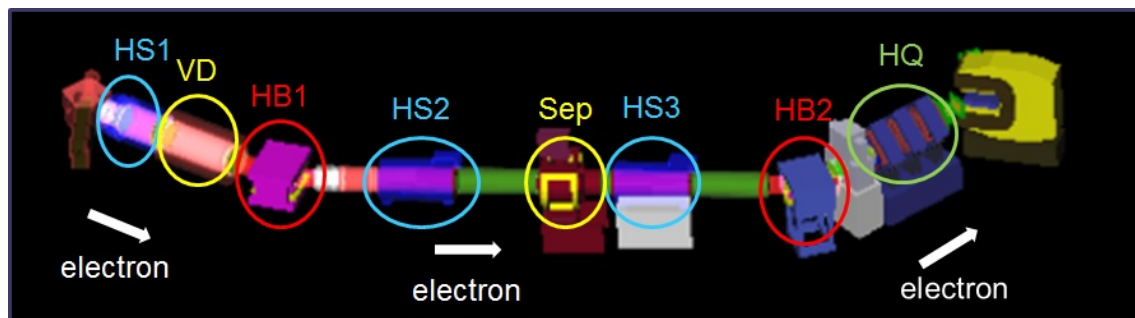


図 4.6: H-LINE の構成。

## 4.5 電子ビームの残留数・広がり

ビームラインの調整を行う上で、新旧設定におけるビームの残留数・広がりについて調べた。新旧設定におけるビームダクト内の電子の残留数について示したものが図 4.7 である。横軸がビーム軸、縦軸が電子ビームの残留数となっている。そしてビームの広がりについて示したものが図 4.8 である。横軸がビーム軸、縦軸のプラス側が水平方向のビームの広がり、マイナス側が鉛直方向のビームの広がりとなっている。また2つのプロットにおいて、H-LINE の各コイルの位置を色で分けて示した。

2つのプロットから、新設定においては四重極電磁石 HQ 入口でビームが旧設定に比べて水平方向に広がっているため、HQ での電子ビームの減少が激しくなっていることが分かった。また、どちらの設定においても HB2 入口でビームが鉛直方向に広がっているため、HB2 入口で電子ビームが削られていることが確認できた。

ビームの広がりプロットから新設定は旧設定に比べて、HS2 出口からのビームの収束が早くなっていることがわかる。収束が早くなることにより、HS2 後方でビームが広がり HQ 入口で大きくビームが削られることとなると考えられる。よってビームラインの調整の方針として、HS2 については磁場を弱めることで収束の焦点を後方に移すことを考えた。次節では HS2, HS3 の2つのソレノイドコイルの励磁電流の調整による SES の変化について述べる。

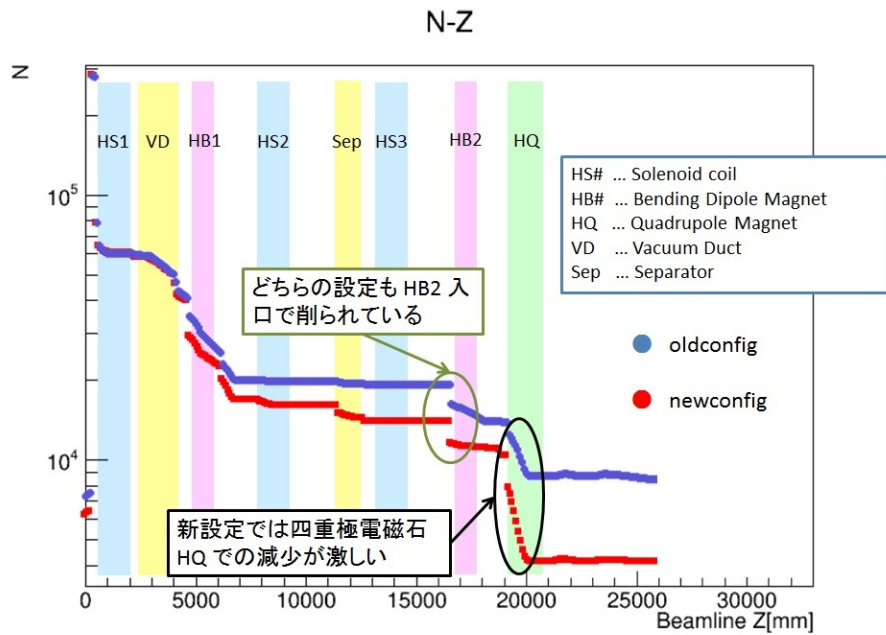


図 4.7: 新旧設定におけるビームダクト内の電子の残留数について。青が旧設定, 赤が新設定。

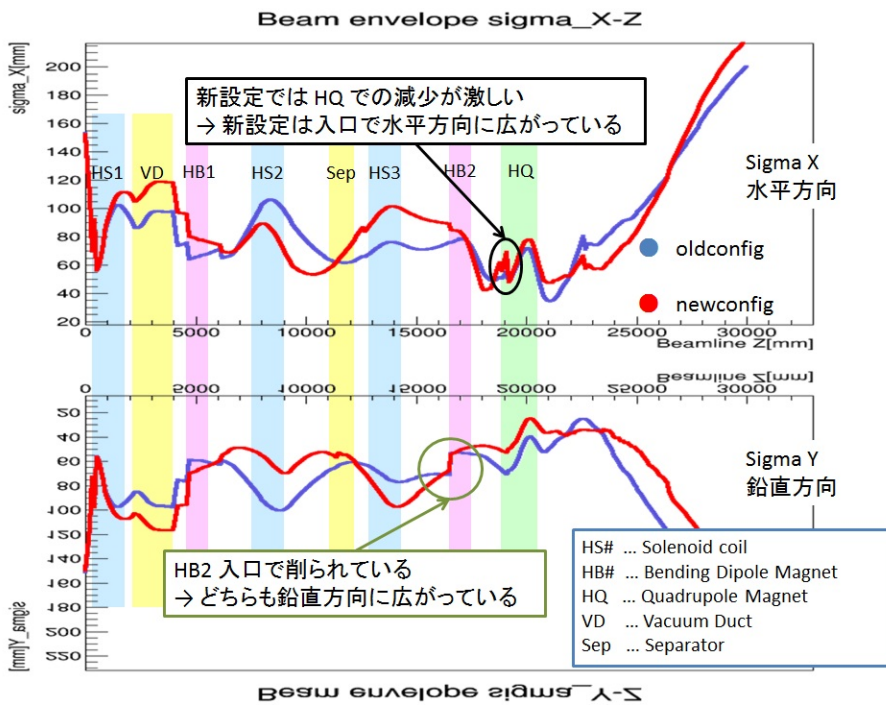


図 4.8: 新旧設定におけるビームの広がりについて。青が旧設定, 赤が新設定。

## 4.6 ビームラインの調整

HQ, HB2 での電子ビームの減少を抑えるため, ソレノイドコイル HS2, HS3 の調整を行った. HS2, HS3 の励磁電流と SES の関係について調べた結果が図 4.9 である. 横軸は HS2 の励磁電流の倍率 (0.6 ~ 1.1 倍), 縦軸は HS3 の励磁電流の倍率 (0.9 ~ 1.4 倍) となっている.

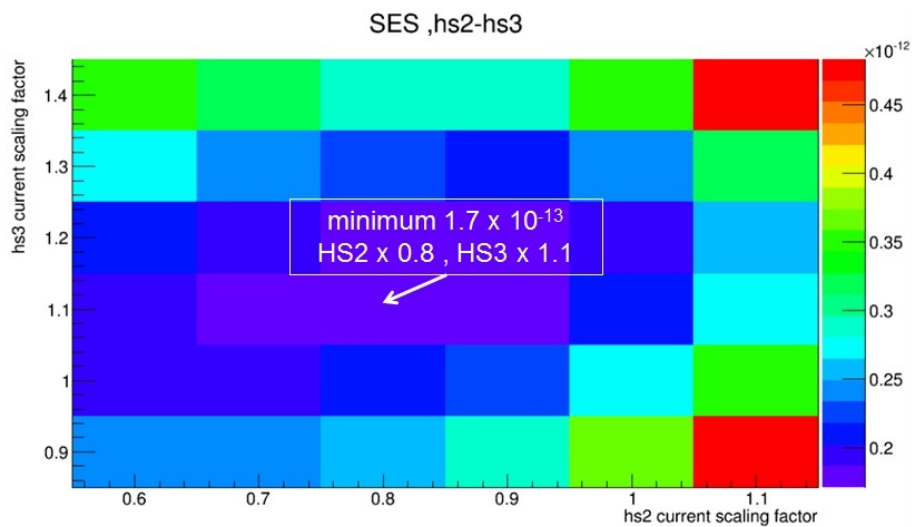


図 4.9: HS2, HS3 励磁電流と SES の関係.

結果として, HS2 current を 0.8 倍, HS3 current を 1.1 倍した時 SES は最小となった. 調整後の SES は  $1.7 \times 10^{-13}$  となり, 旧設定のおよそ 1.7 倍の値となることが確認できた.

## 4.7 ビームライン調整後の電子ビームの残留数・広がり

調整後のビームの残留数・広がりについて調べた。ビームダクト内の電子の残留数について示したものが図 4.10, ビームの広がりについて示したものが図 4.11 である。調整後の電子ビームの残留数・ビームの広がりプロットから, HS2 の磁場を弱めたことからビームの収束の焦点が後方に移り HQ での減少が緩やかになったことが確認できた。また HS3 の磁場を強めたことで HB2 入口でビームは新旧設定に比べ収束し, HB2 入口でのビームの減少を抑えることが可能となった。しかし一方で HS2 を弱めたことにより HS2 出口前方においてビームは広がり, 新たに Separator 部でビームが削られることとなった。

HS2 の調整において, HS2 を弱めるとビームの収束の焦点が後方に移り HQ での減少が緩やかになった。しかし一方で Separator 部でビームが削られるようになる傾向が見られた。HS3 の調整においては HS3 を弱めると HB2 での減少が激しくなった。逆に HS3 を強めると HB2 での減少は抑えられるが, 一方で強めすぎると HQ での減少が激しくなる傾向が見られた。

ビームライン調整の結果としては HS1a : 2500 A, HS1b : 2500 A, HS1c : 2000A の新設定においては HS2 の励磁電流を 0.8 倍, HS3 の励磁電流を 1.1 倍とする調整が HQ, HB2 での電子ビームの減少を抑える上で効果的であることが確認できた。しかしこの調整は HS1 の新設定に対する調整であり, HS1 への供給電流が確定され次第, 再度調整を行う必要がある。

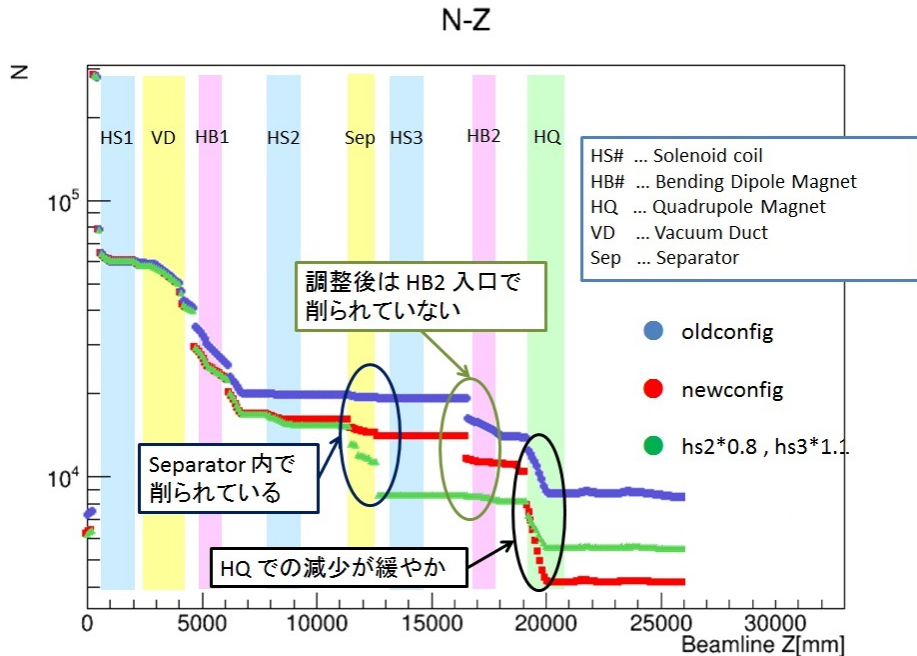


図 4.10: ビームライン調整後のビームダクト内の電子の残留数について。緑が調整後の新設定。

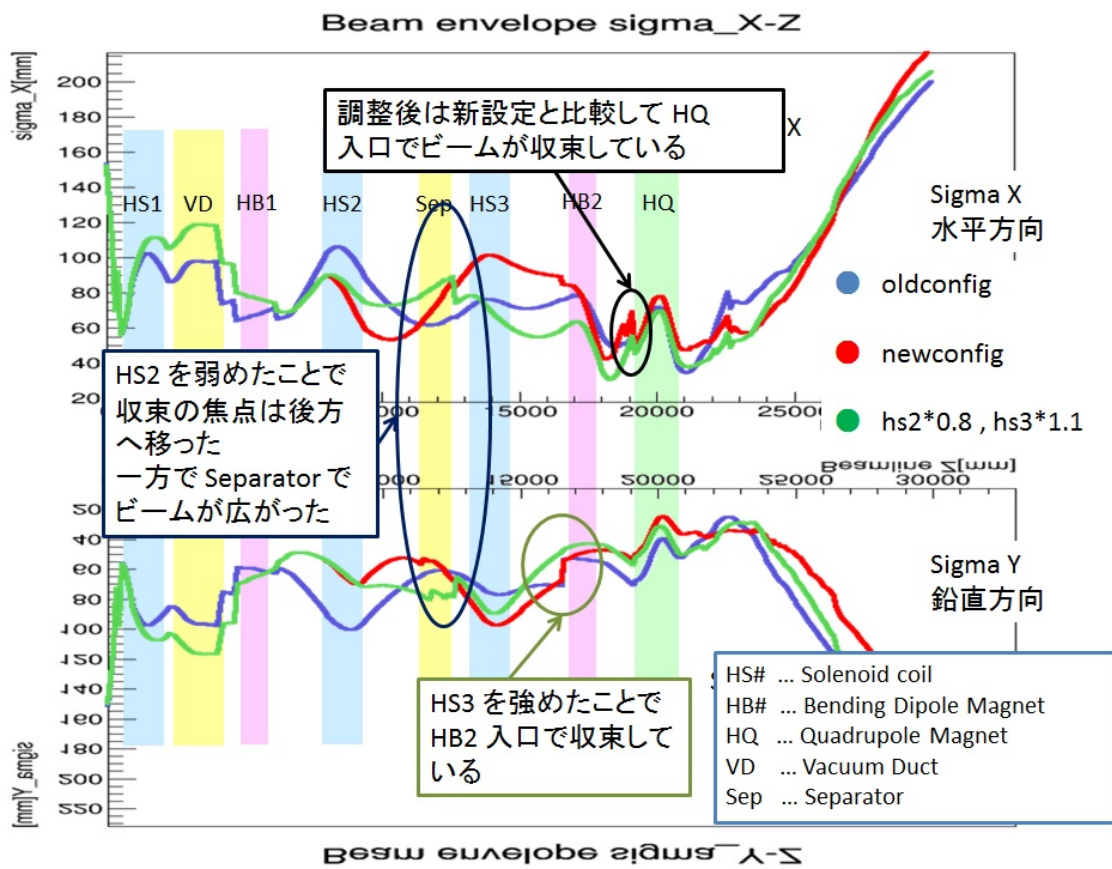


図 4.11: ビームライン調整後のビームの広がりについて。緑が調整後の新設定。

## 5 Decay-in-orbit バックグラウンドの評価

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  $105\text{MeV}/c$  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．DIO 電子の運動量分布については Watanabe らによって  $90\text{MeV}/c$  の運動量領域の DIO 電子について計算され，Shanker によって原子核の反跳を含む形で高運動量領域が計算された．過去の評価では，この ”Watanabe-Shanker spectrum” を基に 1 年間の実験で得られる DIO 電子と，分岐比  $3 \times 10^{-14}$  を仮定した時の  $\mu - e$  転換電子の運動量分布 (図 2.6) を作成し，DIO バックグラウンドの評価が行われた．この結果により DeeMe のシグナル領域は  $p > 102\text{MeV}/c$  と決まった．

最新の理論計算として，原子核の反跳を含む形でより詳細に計算され，さらに相対論的效果をより詳細に導入している ”Czarnecki spectrum” (図 1.5) が挙げられる [10]．2 つの分布の高運動量における違いについて示したものが図 5.1 である．

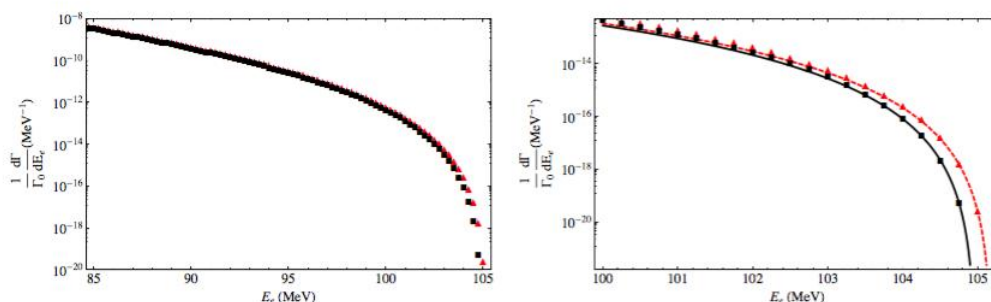


図 5.1: Al 原子での DIO スペクトル．赤： Watanabe-Shanker spectrum，黒： Czarnecki spectrum．

最新の理論計算を基にモンテカルロ計算を用いて H-LINE を通過し実験エリアに到達する DIO 電子の寄与について評価を行った．また過去の評価と異なる点として，実験エリアを満たす He ガスによる電子の散乱の影響についても考慮し評価を行った．

### 5.1 シミュレーション

陽子ビームを標的に入射し，静止  $\mu^-$  を生成する．静止  $\mu^-$  の位置に  $90\text{MeV}/c \sim 110\text{MeV}/c$  の運動量を持つ DIO 電子を  $1 \times 10^7 \text{event}$  生成し，スペクトロメータで運動量測定を行った．発生させた DIO 電子の運動量分布が図 5.2，時間分布が図 5.3 である．



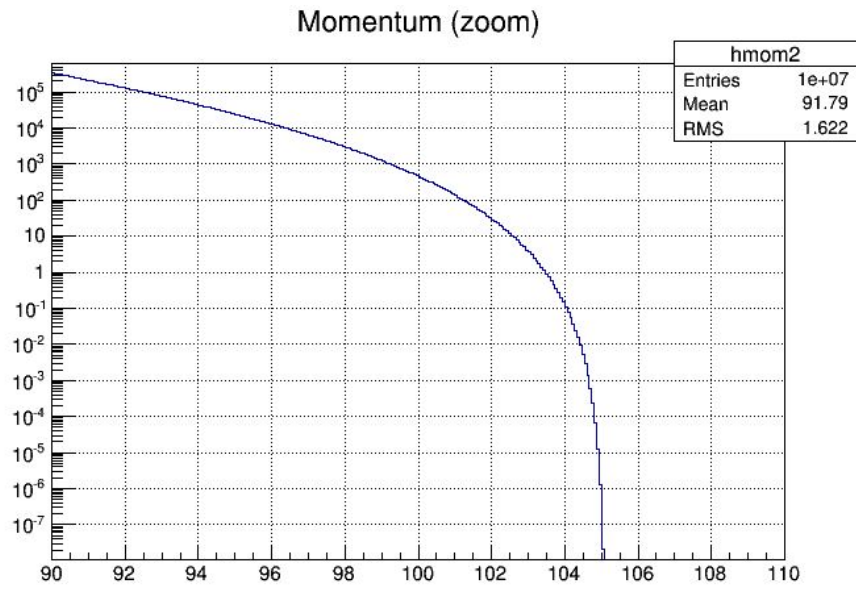


図 5.2: DIO 電子の運動量分布 (Graphite 標的 muonic C atom).

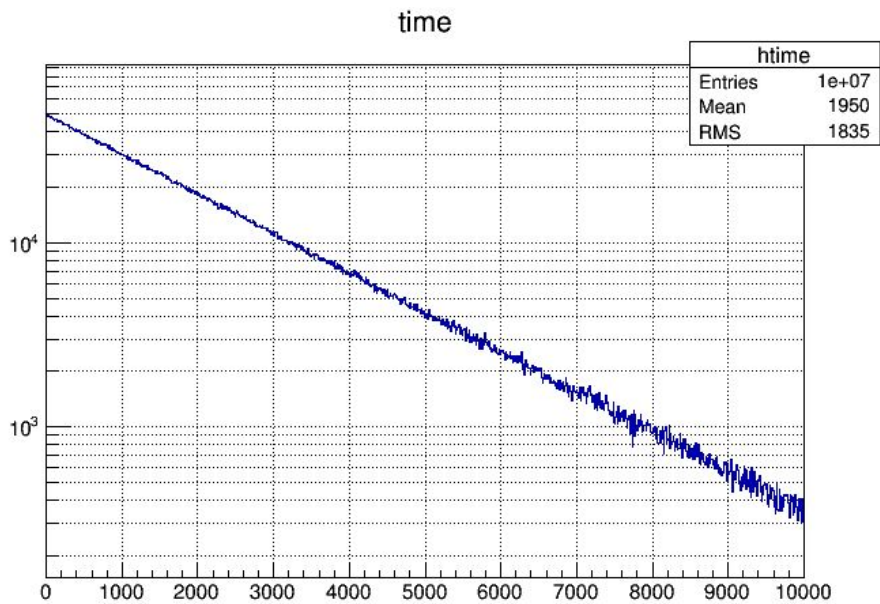


図 5.3: DIO 電子の時間分布 (Graphite 標的 muonic C atom).

## 5.2 結果

シミュレーションの結果, Graphite 標的における 1 年間の実験で得られる DIO 電子と分岐比  $3 \times 10^{-14}$  を仮定した時の  $\mu - e$  転換電子の運動量分布は図 5.4 のようになった。

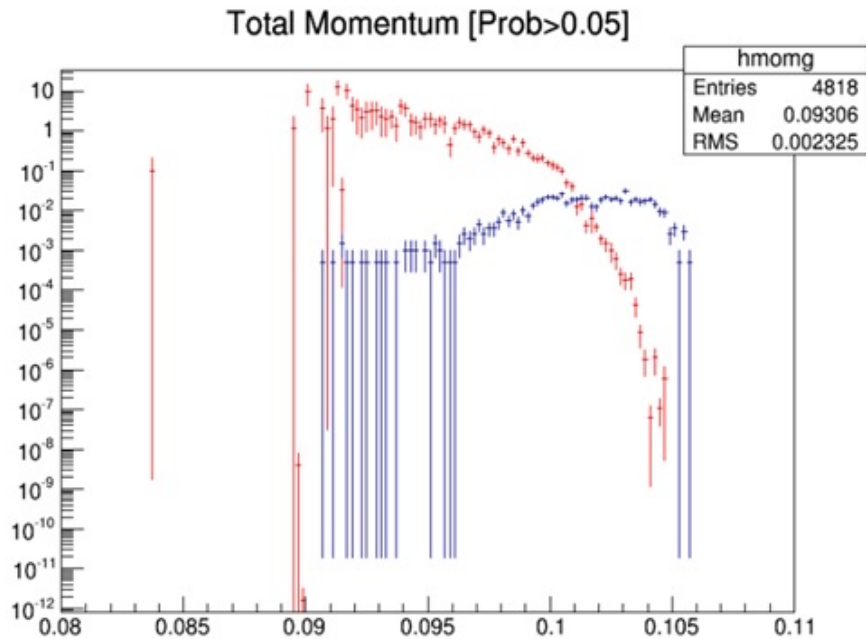


図 5.4: G4Beamline シミュレーションで得られる予想運動量スペクトル. 青: DIO 電子, 赤:  $\mu - e$  転換電子. Graphite 標的, RCS 1MW で  $2 \times 10^7 s$  (1 年間) のビームタイムと,  $3 \times 10^{-14}$  の  $\mu - e$  転換分岐比を仮定した.

過去の計算においては  $102 \text{ MeV}/c$  における DIO 電子と  $\mu - e$  転換電子の比はおよそ 1 であった. これに対して, 今回の最新の理論計算 (Czarnecki spectrum) に基づく評価では  $102 \text{ MeV}/c$  における両者の比が  $1/4$  であることが確認できた. 今回の結果で両者の比がおよそ 1 となるのは  $101 \text{ MeV}/c$  であり, DeeMe のシグナル領域には更新の余地があることが考えられる.

仮にシグナル領域を  $101 \text{ MeV}/c$  以上の運動量を持つ電子とすると, SES はおよそ  $-20\%$  の実験感度の向上が可能となり, 前章で述べた HS1 励磁電流再設定が与える SES の影響を 1.4 倍程度に抑えることができる. 現在, シグナル領域を低運動量側に広げることが検討されており, 実験感度の向上が期待される.

## 6 結論

DeeMe 実験は cLFV 過程の一つであるミューオン・電子転換過程を、現在の実験による分岐比の上限を上回る  $10^{-14}$  の単一事象感度で探索する実験である。ミューオン・電子転換過程は原子核にミューオンが束縛され形成される、ミューオン原子核中で起こる反応であり、そのシグナルは  $105\text{MeV}/c$  の運動量をもった遅延電子である。DeeMe では、グラファイト製 (C) 回転標的での実験を計画している。また、将来的には  $\mu^-$  との原子核の重なりがグラファイト標的より大きいシリコンカーバイド (SiC) 製回転標的に置換することも検討されている。

最新の実験準備状況を反映した、より現実的なモンテカルロシミュレーションにより、それぞれの標的で1年間 ( $2 \times 10^7\text{s}$ ) 実験を行った場合の実験感度の再評価を行った。結果としてグラファイト標的において  $9.5 \times 10^{-14}$ 、シリコンカーバイド標的において  $2.6 \times 10^{-14}$  の単一事象感度が得られ、十分な実験感度をもつことが確認できた。

ミューオン・電子転換過程によって放出される電子を輸送する2次ビームライン (H-LINE) における最上流のキャプチャーソレノイド (HS1) について、シミュレーションで使用していた励磁電流をより現実的な値に更新し単一事象感度の再評価を行った。電子の収量が低下することにより感度は悪化するが、ビームライン全体の調整により、それを 1.7 倍程度に抑えることが可能であることが確認できた。

DeeMe の主なバックグラウンド源として原子核のクーロン場に束縛された  $\mu^-$  が軌道上で崩壊する DIO (muon decay-in-orbit) 電子の影響が挙げられる。モンテカルロ計算を用いて DIO 電子の寄与について評価を行い、1年間の実験で得られる DIO 電子と  $\mu - e$  転換電子の運動量分布を作成した。最新の理論計算を用いることで、DeeMe のシグナル領域には更新の余地が存在することが確認でき、実験感度の向上が期待できる。

今後としては、HS1 励磁電流について加速器施設担当者とともに検討を行い、ビームラインの調整の最適化を行う必要がある。また、SiC 標的においても DIO の評価を行い、それぞれの標的における最適なシグナル領域について検討する必要があると見られる。



## 謝辞

本修士論文の執筆にあたり，多くの方々のお力添えを頂きました．ここに感謝の意を述べたいと思います．研究室の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．研究面での丁寧かつ熱心なご指導を賜り，充実した研究室生活を過ごすことができました．深く感謝申し上げます．

大阪大学の青木正治准教授には，学会発表の指導や本研究を始める機会を頂きました．修士課程の2年間とてもお世話になり，貴重な経験をさせていただきました．心より感謝を申し上げます．IHEPの中津川洋平氏にはシミュレーション環境の構築・解析に至るまで丁寧に教えていただきました．多くのアドバイスをいただき大変感謝しています．IBSの名取寛顕氏，大阪大学の Nguyen Minh Truong 氏，長尾大樹氏には毎週のミーティングやビームテストの際に貴重なアドバイスを頂き大変感謝しています．本実験の共同研究者の皆様には，様々な場面で大変お世話になりました．実験グループの方々の研究に対する姿勢・考え方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みなさん，OBである竹崎優斗氏，古谷優子先輩には，日頃の研究室生活を豊かなものにしていただきました．学部時代を含め3年間お世話になりました．物分りの悪い私にプログラミングや解析，研究の進め方等教えていただき大変感謝しています．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ズ 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- avour conservation in  $\mu - e$  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  $\mu^- - e$  conversion experiments", Hyperfine Interact.210, 19-23 (2012).
- [11] 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).
- [12] R. Ehrlich, "The Mu2e Experiment", 2013 International Workshop on Baryon and Lepton Number Violation, (BLV2013).
- [13] 「J-PARC 大強度陽子加速器施設」, <https://j-parc/ja/jparc.html>
- [14] 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.

- [15] 清水宏祐, 「ミュー粒子・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).
- [16] E. Fermi and E. Teller, "The Capture of Negative Mesotrons in Matter", Phys. Rev. 72, 399 (1947).
- [17] H. Natori (DeeMe Collaboration), "A Fast High-Voltage Switching Multiwire Proportional Chamber", arXiv:1612.08329 (2016).
- [18] 古谷優子, 「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」, 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 (2017).