

$\mu$ - $e$  転換過程探索実験 DeeMe のための  
磁気スペクトロメータの運動量校正

Momentum calibration for the DeeMe  
experiment searching for muon-electron  
conversions

理学研究科

数物系専攻

田川 椋平

## 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 (charged Lepton Flavor Violation, cLFV), 素粒子の標準模型では禁止されている。しかしながら, 標準模型を超えた多くの物理モデルでは現在の実験による分岐比の上限値  $10^{-12}$  の数桁下に cLFV が存在すると予言されている。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 (Material and Life Science Experimental Facility, MLF) で計画されている実験で, 3 GeV 陽子シンクロトロン (RapidCycling 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  $10^{-13}$  の実験を実現しようとしている。

探索する粒子は  $105 \text{ MeV}/c$  の運動量を持った遅延電子であるため, DeeMe では運動量を測定するための飛跡検出器を用いて遅延電子を観測する。DeeMe は MLF の High-momentum muon beamline (H-Line) と呼ばれるビームラインを用いて実験を行なう。H-Line は 2022 年 1 月 15 日に初めてビームが開通した, 新しいビームラインである。ソレノイドや双極磁石, 四重極磁石で構成されており, これらを利用して特定の運動量を持った荷電粒子を標的から選び出して輸送することができる。H-Line が荷電粒子を輸送したその先に H1 と呼ばれる実験エリアがあり, DeeMe はここに磁気スペクトロメータを設置して実験を行なう。H1 エリアに搬入する実験装置は PACMAN と呼ばれる大きな双極電磁石と, 飛跡検出器の役割を担う 4 つの Multi Wire Proportional Chamber である。

DeeMe では磁気スペクトロメータの運動量校正を行なう。運動量校正に利用する運動量がよく知られている粒子の候補として Michel 崩壊陽電子の最大運動量 ( $52.8 \text{ MeV}/c$ ) を利用する。本研究ではグラファイト標的や校正標的で静止した正ミューオンが崩壊して放出する Michel 崩壊陽電子を用いて電子スペクトロメータの運動量校正を行うために, H-Line を G4-beamline に再現してシミュレーションを行なう。

グラファイト標的では陽子の入射時, 大量のパイ中間子と電子, 陽電子などの荷電粒子が発生する。この大量の荷電粒子を即発粒子と呼び, ほとんどが陽子入射から 200 ns 以内に発生する。このうち正パイ中間子が崩壊して生まれた低運動量の正ミューオンが標的表面や内部で Michel 崩壊を起こし, 陽電子を生み出す。この Michel 崩壊陽電子はミューオンの崩壊寿命で生成されるため, 即発粒子を避けた遅延タイミング ( $1 \mu\text{s}$  程度) で測定する。正ミューオンが生成する Michel 崩壊陽電子を輸送するシミュレーションを行った結果, 最大運動量の付近の運動量分布を確認することができた。遅延タイミングのバックグラウンドは 0.06% 程度であり十分に低いことが分かった。今後は実データとの比較を行なう必要がある。

校正標的を用いる方法としてビームライン途中にアルミニウム板 (厚み 1 mm, 縦横  $300 \times 300 \text{ mm}$ ) やカプトンストリップ (厚み  $2 \mu\text{m}$ , 縦 300 mm, 横 2 mm) を置き, 静止標的として利用する。グラファイト標的から  $40 \text{ MeV}/c$  の低運動量の正パイ中間子をアルミニウム板まで輸送し, 静止, 崩壊させる。その後, 下流部で  $69.8 \text{ MeV}/c$  の輸送設定で輸送するシミュレーションを行なった。その結果, H-Line 出口での陽子パルスビーム 1 回あたりの  $\pi_{e2}$  崩壊陽電子数は  $8.1 \times 10^{-5} \text{ event}$  であった。バックグラウンドの陽電子数は  $3.0 \times 10^{-2} \text{ event}$  と分かった。

グラファイト標的から  $10 \text{ MeV}/c$  の低運動量の正ミューオンをカプトンストリップまで輸送し, 静止, 崩壊させる。その後, 下流部で  $52.8 \text{ MeV}/c$  の輸送設定で輸送するシミュレーションを行なった。その結果, H-Line 出口での陽子パルスビーム 1 回あたりの信号数は  $4.1 \times 10^{-4} \text{ event}$  であった。校正標的を用いる際のバックグラウンドとして標的由来の正パイ中間子と正ミューオンがビームライン中で遅延陽電子を生む可能性がある。バックグラウンドの陽電子は陽子パルスビーム 1 回あたり 3.3 event であった。今後は, ビームラインに設置された粒子弁別装置を用いたバックグラウンドの低減を検討する必要がある。

# 目次

<b>1 序章</b>	<b>8</b>
1.1 標準模型	8
1.2 荷電レプトン・フレーバー非保存過程	9
1.3 ミューオン・電子転換過程	11
1.4 ミューオン・電子転換仮定のシグナルとバックグラウンド	13
<b>2 実験計画</b>	<b>15</b>
2.1 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex)	15
2.1.1 Linac	15
2.1.2 RCS (Rapid Cycle Synchrotron)	16
2.1.3 MR(Main Ring)	16
2.1.4 MLF (Material and Life Science Experimental Facility)	16
2.2 DeeMe 実験	16
2.2.1 H-line (High-momentum muon beamline)	18
2.2.2 H-line ビーム出口詳細	22
2.2.3 DeeMe 実験における物理解析とバックグラウンド	22
2.3 陽子標的兼ミューオン静止標的	23
2.4 H1 エリア	23
2.4.1 磁気スペクトロメータ	23
2.4.2 双極電磁石 (PACMAN)	26
2.4.3 飛跡検出器 (Multi Wire Proportional Chamber)	27
<b>3 運動量校正粒子</b>	<b>28</b>
3.1 1次粒子の利用	28
3.1.1 Michel 崩壊	28
3.2 2次粒子の利用	28
3.2.1 $\pi_{e2}$ 崩壊による陽電子	29
3.2.2 Michel 崩壊による陽電子	29
<b>4 モンテカルロシミュレーション</b>	<b>32</b>
4.1 グラファイト標的で生成される粒子	32
4.2 輸送粒子の水増し	35
4.2.1 target 水増し	36
4.2.2 MSR 水増し	36
4.3 水増しの妥当性評価	36
<b>5 グラファイト標的由来の Michel 陽電子</b>	<b>40</b>
5.1 グラファイト標的由来 Michel 陽電子の輸送シミュレーション	40
5.2 H-line 輸送	40
5.3 H-line 輸送運動量アクセプタンス評価	42
5.4 H-line 輸送運動量アクセプタンス補正と実データ比較	44

5.4.1	各 WC のヒット数の比較 . . . . .	44
5.4.2	運動量構成数比較 . . . . .	46
5.4.3	PACMAN Scan 結果比較 . . . . .	46
5.5	バックグラウンドについて . . . . .	47
<b>6</b>	<b>校正用試料の利用について</b>	<b>50</b>
6.1	$\pi_{e2}$ 崩壊陽電子のシミュレーション . . . . .	51
6.1.1	$\pi_{e2}$ 崩壊陽電子のシグナル . . . . .	51
6.1.2	$\pi_{e2}$ 崩壊陽電子の測定でのバックグラウンド . . . . .	53
6.2	Michel 崩壊陽電子のシミュレーション . . . . .	53
6.2.1	Michel 崩壊陽電子のシグナル . . . . .	53
6.2.2	Michel 崩壊陽電子のバックグラウンド . . . . .	55
<b>7</b>	<b>結論</b>	<b>58</b>
	<b>謝辞</b>	<b>59</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 . . . .	10
1.2	光子を伴うミューオン・電子転換過程のファインマンダイアグラム . . . . .	12
1.3	光子を伴わないミューオン・電子転換過程のファインマンダイアグラム . . . .	12
1.4	Czarnecki らによる DIO 電子のエネルギースペクトル. Si (青), C (赤). 赤線を見ると $\mu$ -e 転換電子の運動量である 105 MeV/c 付近まで分布していることが分かる. . . . .	14
2.1	J-PARC 鳥瞰図 . . . . .	15
2.2	RCS からくる陽子ビーム構造 . . . . .	17
2.3	DeeMe 実験の全体図 [1] . . . . .	17
2.4	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 . . . . .	18
2.5	MLF H1 エリア . . . . .	19
2.6	G4beamline で描かれた H-line . . . . .	19
2.7	H-line を上から見た様子. 上部が下流側 . . . . .	20
2.8	g-2/EDM 実験の概要 . . . . .	21
2.9	MuSEUM 実験の概要 . . . . .	21
2.10	H-line を実験室から見た様子 . . . . .	22
2.11	グラフィイト製回転標的 . . . . .	24
2.12	H1, H2 の俯瞰 . . . . .	24
2.13	磁気スペクトロメータ. 右側がビーム上流, 左側がビーム下流である. . . .	25
2.14	DeeMe 実験に用いられる飛跡検出器 MWPC . . . . .	25
2.15	DeeMe 実験に用いられる双極電磁石 PACMAN . . . . .	26
2.16	DeeMe の MWPC の断面図 . . . . .	27
3.1	Michel 崩壊陽電子の運動量分布 (崩壊時) . . . . .	29
3.2	校正用試料の配置場所について . . . . .	30
4.1	標的の外に出てきた $\pi^-$ の運動量分布, $<200$ ns . . . . .	33
4.2	標的の外に出てきた $\pi^+$ の運動量分布, $<200$ ns . . . . .	33
4.3	標的の外に出てきた $\mu^-$ の運動量分布, $<200$ ns . . . . .	33
4.4	標的の外に出てきた $\mu^+$ の運動量分布, $<200$ ns . . . . .	34
4.5	標的の外に出てきた電子の運動量分布, $<200$ ns . . . . .	34
4.6	標的の外に出てきた陽電子の運動量分布, $<200$ ns . . . . .	34
4.7	標的の外に出てきた電子の運動量分布, $>200$ ns . . . . .	35
4.8	標的の外に出てきた陽電子の運動量分布, $>200$ ns . . . . .	36
4.9	[MSR 水増し前] 標的の外に出てきた陽電子の運動量分布, 時間分布, 位置分布, 運動方向 $>200$ ns . . . . .	37
4.10	[MSR 水増し後] 標的の外に出てきた陽電子の運動量分布, 時間分布, 位置分布, 運動方向 $>200$ ns . . . . .	37
4.11	Michel 崩壊陽電子の H-Line 輸送シミュレーション . . . . .	38
4.12	[MSR 水増し前]H-line 出口まで輸送された Michel 陽電子の運動量分布, 時間分布, 位置分布と運動方向 $>200$ ns . . . . .	39

4.13	[MSR 水増し後]H-line 出口まで輸送された Michel 陽電子の運動量分布, 時間分布, 位置分布と運動方向 >200 ns	39
5.1	水増し生成したグラフィット標的由来の Michel positron と間接的に発生した陽電子の運動量分布	40
5.2	磁場 ID2 で再構成された運動量の分布 (Prompt timing から 200 sec 以降のもの)	41
5.3	各輸送設定で再構成された運動量の分布 (Prompt timing から 200 nsec 以降のもの)	42
5.4	45-60 MeV で運動量フラットに生成した陽電子	43
5.5	各輸送設定での運動量アクセプタンス	43
5.6	各輸送設定での運動量分布 [アクセプタンス補正分布] (Prompt timing から 200 nsec 以降のもの)	44
5.7	アクセプタンス補正分布と輸送前分布の比較	45
5.8	各 WC の検出総数 (simulation) 2nd prompt timing から 20.5 $\mu$ s 後	45
5.9	各 WC の検出総数 (実データ) 2nd prompt timing から 20.5 $\mu$ s 後	46
5.10	運動量再構成数の比較 (simulation vs real data) . ID30 の 57MeV スケールでの値を 1 として規格化	47
5.11	H-Line の輸送設定 52MeV/c の PACMAN scan での再構成数 (simulation vs real data) . Pacman momentum 52 MeV/c の値を 1 として規格化	48
5.12	H-Line の輸送設定 55MeV/c の PACMAN scan での再構成数 (simulation vs real data) . Pacman momentum 52 MeV/c の値を 1 として規格化	48
5.13	標的由来の Michel positron とビームライン中で発生した崩壊陽電子の運動量分布比較 [H-Line 出口地点での分布 / trigger]	49
6.1	校正標的を用いたスペクトロメータ校正の概念図.(1)HS1-HS3 の輸送運動量設定は (2) の校正用試料位置以降の (3)HB2-spectrometer の中心運動量よりも小さく設定する.	50
6.2	陽子パルスビーム 1 回あたりに校正標的に到達する $\pi^+$ の運動量分布と粒子数	51
6.3	校正標的から下流側に出てくる $\pi_{e2}$ 崩壊陽電子 (69.8 MeV/c) と Michel 崩壊陽電子 (52.8MeV/c 以下) の運動量分布 (校正標的に当てる $\pi^+$ 数を 1e8 event に水増し)	52
6.4	陽子パルスビーム 1 回あたりに H-line 出口 (H1 エリア) に到達する $\pi_{e2}$ 崩壊陽電子 (69.8 MeV/c) の運動量分布と粒子数	52
6.5	陽子パルスビーム 1 回あたりに H-line 出口 (H1 エリア) に到達する $\pi_{e2}$ 崩壊陽電子 (69.8 MeV/c, 赤) とバックグラウンド陽電子 (主に Michel 崩壊陽電子 (52.8 MeV/c 以下), 黒) の運動量分布と粒子数	53
6.6	陽子パルスビーム 1 回あたり, 入射から 250 ns 後の H-line 出口 (H1 エリア) に到達する $\pi_{e2}$ 崩壊陽電子 (69.8 MeV/c, 赤) とバックグラウンド陽電子 (主に Michel 崩壊陽電子 (52.8 MeV/c 以下), 黒) の運動量分布. 陽子パルスビームの入射からおよそ 200 ns 後に校正標的に $\pi^+$ が入射されるため, さらに遅いタイミングを見れば $\pi^+$ が物質からはじき出す陽電子は減少する.	54
6.7	陽子パルスビーム 1 回あたりに校正標的に到達する $\mu^+$ の運動量分布と粒子数	55

6.8	校正標的から下流側に出てくる Michel 崩壊陽電子の運動量分布（校正標的に当てる $\mu^+$ 数を $1e8$ event に水増し）	56
6.9	陽子パルスビーム 1 回あたりに H-line 出口 (H1 エリア) に到達する Michel 崩壊陽電子と粒子数	56
6.10	H-line 出口 (H1 エリア) に到達する Michel 崩壊陽電子（赤）とビームライン中で発生した陽電子（BG, 黒）の運動量分布（陽子パルスビーム 1 回あたり，入射から 600 ns 後）	57

## 表 目 次

1.1	クォークとレプトン (フェルミオン)	8
1.2	ゲージボソン	8
1.3	代表的な $cLFV$ 過程探索実験における分岐比の上限値	10
2.1	RCS パラメーター一覧	16
2.2	PACMAN 電磁石の仕様	27
4.1	炭素標的から出てくる粒子の種類と数 (POT $10^{10}$ 入射から 200 nsec 以内)	32
4.2	炭素標的から出てくる粒子の種類と数 (入射陽子1つあたり, 入射から 200 nsec 以降)	35
4.3	ID30 の各マグネットの電流値	38
5.1	ID2 の各マグネットの電流値	41



# 1 序章

## 1.1 標準模型

素粒子物理学は、物質の最も基本的な構成要素である素粒子やその相互作用を研究し、自然法則を明らかにすることを試みる学問である。素粒子の振る舞いを良く記述する理論として標準模型が確立されてきた。標準模型 (Standard Model) は、素粒子物理学における基本的な理論的枠組みであり、物質の最も基本的な構成要素とその相互作用についての理論である。標準模型では、物質を構成するクォークとレプトン (表 1.1)、さらに力を媒介するゲージボソン (表 1.2) が素粒子とされる。

表 1.1: クォークとレプトン (フェルミオン)

世代	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
$\gamma$ (フォトン)	電磁相互作用	0	1
g (グルーオン)	強い相互作用	0	1
$W^\pm$ (W ボソン)	弱い相互作用	$\pm 1$	1
$Z^0$ (Z ボソン)	弱い相互作用	0	1

2012 年 7 月、スイスにある欧州合同原子核研究機構 (CERN) の陽子-陽子衝突加速器 LHC で実験している ATLAS と CMS のグループによって、標準模型で予測されながらも唯一発見されていなかったヒッグス粒子が発見された。この発見により、標準模型を構成する素粒子は揃ったものの、標準模型では説明できない現象がいくつか見ついている。例えば、ニュートリノの質量が 0 では無いことが挙げられる。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ニュートリノ振動が 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でニュートリノが質量をもつということが明らかとなった。標準模型において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が不完全な理論であることを示す証拠の一つとなっている。

このように、標準模型は完全では無いため、標準模型を越える新しい理論が模索されている。同時に、新しい理論につながる現象の探索が世界中の研究者によって行なわれている。その一つが荷電レプトンフレーバー非保存過程である。本章では、レプトンフレーバー保存を破る過程とミューオン・電子転換過程探索実験 DeeMe [1] について述べていく。

## 1.2 荷電レプトン・フレーバー非保存過程

標準模型では物質を構成する基本的な要素としてクォークとレプトンが存在し、レプトンにはそれぞれの世代で固有の量子数が定義されている。第一世代 ( $e, \nu_e$ ) は電子レプトン数  $L_e$ 、第二世代 ( $\mu, \nu_\mu$ ) はミューオンレプトン数  $L_\mu$ 、第三世代 ( $\tau, \nu_\tau$ ) はタウレプトン数  $L_\tau$  と定められており、これらの量子数はレプトンフレーバーとして知られている。それぞれに対して、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。素粒子の相互作用において反応の前後でレプトンフレーバー量子数の総和は保存する。これをレプトンフレーバー数保存と呼ぶ。例として式 (1.1) について考える。レプトン数を見ると、左辺は  $L_e$  が 0,  $L_\mu$  が +1, 右辺は  $L_e$  が +1 + (-1) = 0,  $L_\mu$  が +1 となるため、レプトンフレーバー量子数は保存している。

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

一方で、クォークのフレーバーは保存されない。標準模型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得る。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、この状態は弱い相互作用を記述する SU(2) ゲージ群の二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。レプトンについてはニュートリノの質量が 0 であるため、質量固有状態は SU(2) の二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。しかしニュートリノ振動現象の観測により、標準模型の仮定であるニュートリノの質量は 0 は不適であると判明し、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。

しかしながら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) は未だ観測されていない。標準模型の枠組みでニュートリノ混合を考慮して cLFV 過程を考えると、ミューオンが仮想的に  $W$  ボソンを放出し  $\nu_\mu$  となる。ニュートリノ混合により  $\nu_\mu$  が  $\nu_e$  になり、 $W$  ボソンを吸収すると  $\mu^-$  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  $U_{\mu i}, U_{e i}$  とニュートリノの質量 2 乗差  $\Delta m_{ij}^2$ ,  $W$  ボソンの質量  $M_W$  を用いて式 (1.2) であらわされ、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。現在の技術では  $10^{-54}$  の分岐比の過程を観測することは困難である。

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

標準模型の枠組みでニュートリノ混合を考慮した cLFV 過程の観測は困難であるものの、cLFV 過程の観測は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 過程の分岐比は現在の上限値の数桁下であると予想している。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 1.3 である。これらが示す上限値は現在の実験技術で観測できる程度の分岐比である。

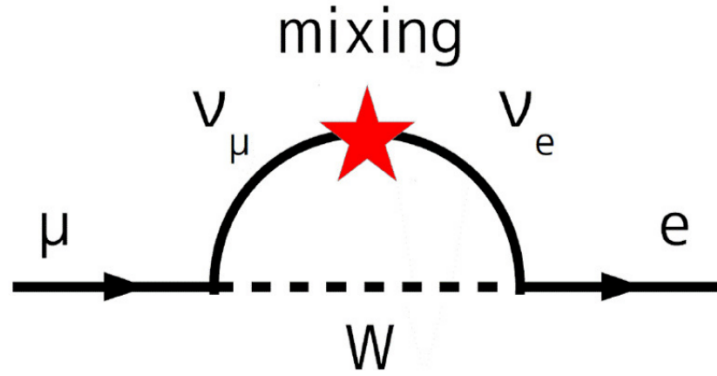


図 1.1: ニュートリノ振動を考慮したミュオン・電子転換過程のダイアグラム

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]
$\mu^- + \text{Au} \rightarrow e^- + \text{Au}$	$< 7 \times 10^{-13}$	SINDRUMII [4]
$\mu^- + \text{Ti} \rightarrow e^- + \text{Ti}$	$< 4.3 \times 10^{-12}$	SINDRUMIII [5]
$\tau^\pm \rightarrow \mu^\pm\gamma$	$< 4.4 \times 10^{-8}$	Belle [6]
$Z^0 \rightarrow \mu^\pm\gamma$	$< 1.2 \times 10^{-5}$	DELPHI [7]
$K_L^0 \rightarrow e^\pm\mu^\pm$	$< 4.7 \times 10^{-12}$	BNL E871 [8]
$B_S^0 \rightarrow e^\pm\mu^\mp$	$< 2.0 \times 10^{-7}$	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。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 1.2 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  $\mu \rightarrow e\gamma$  を内包している。また、式 (1.3) の右辺の第二項は終状態に光子を伴わない過程 (図 1.3) を表し、 $\mu \rightarrow e\gamma$  では観測することができない。

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

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、標準模型を超える新しい物理モデルの検証が可能となるため重要なパラメータである。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、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。

### 1.3 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、ミューオニ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、式 (1.4) の標準模型の枠内では原子核軌道上で崩壊するか、式 (1.5) の原子核に捕獲されるミュー粒子原子核捕獲反応かのいずれかの過程をたどる。

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

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

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) のような過程を Decay in Orbit (DIO)、式 (1.5) のような過程を Muon Capture (MC) と呼ぶ。ミューオンの寿命  $\tau$  は式 (1.6) から求め、式 (1.7) で表される。

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

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

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である。また、 $\alpha_f$  は DIO の崩壊定数であり、自由空間でのミューオンの Michel 崩壊と同様で、 $\alpha_f = 0.452 \text{ s}^{-1}$  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、 $2.197 \times \mu\text{s}$  である。 $\alpha_c$  は MC の崩壊定数であり、ミューオン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) の場合、 $\alpha_c = 0.0388 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$  である。したがって、C 原子に束縛されたミューオンの寿命は  $\tau = 2.02 \mu\text{s}$ 、物質中でのミューオン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、

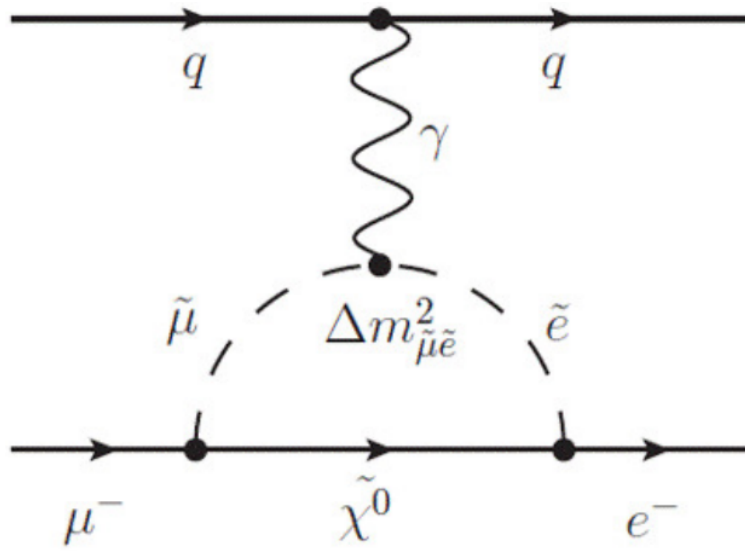


図 1.2: 光子を伴うミュオン・電子転換過程のファインマンダイアグラム

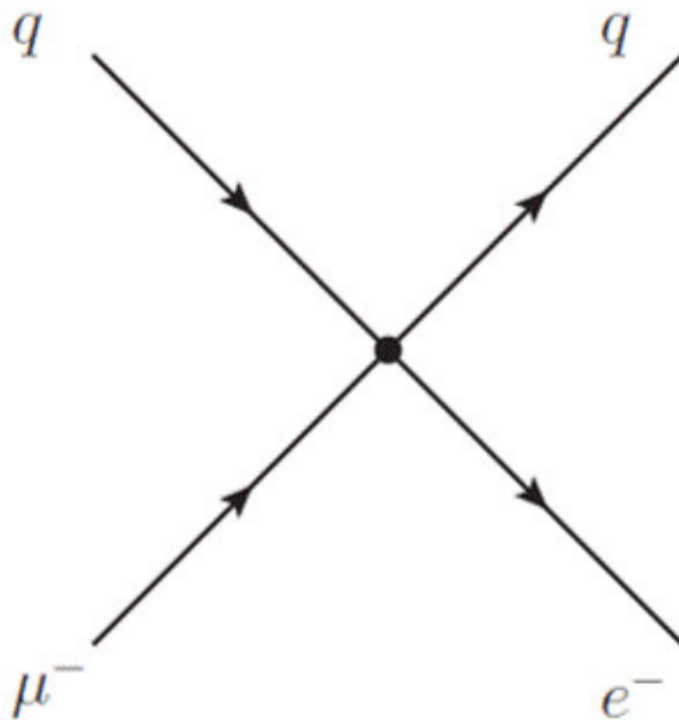


図 1.3: 光子を伴わないミュオン・電子転換過程のファインマンダイアグラム

ミューオン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に依存する反応であるため、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。

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

#### 1.4 ミューオン・電子転換仮定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、単色エネルギー  $E_{\mu e}$  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  $E_{\text{rec}}$  を引いたものとなる。原子核の反跳エネルギー  $E_{\text{rec}}$  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  $E_{\text{rec}}$  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。

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

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

1S軌道の束縛エネルギー  $B_\mu$  はミュー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ーオン・電子転換過程由来の電子のエネルギー  $E_{\mu e}$  の大きさも異なる。C原子の場合では105.06 MeVとなる。ミューオン・電子転換探索実験において、前述のDIOは主なバックグラウンド源となる。図1.4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ー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電子は原子核の反跳により105 MeV/c付近の高い運動量域にも生じるため、主なバックグラウンドとなる。しかし、図1.4のようにC原子の  $E_{\mu e}$  である105 MeV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、ミューオン・電子転換電子とDIO電子の区別が可能である。

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、一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二次粒子のうち、 $E_{\mu e}$  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、遅延して出てくるミューオン・電子転換の電子とを分ける事が出来る。ただし遅延タイミングに一次陽子が存在すると、遅れた一次陽子による即発電子をミューオン・電子転換の電子と間違える可能性が予想される。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。

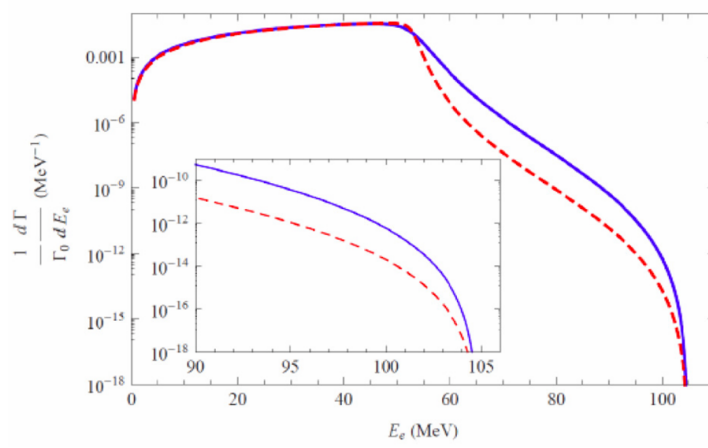


図 1.4: Czarnecki らによる DIO 電子のエネルギースペクトル. Si (青), C (赤). 赤線を見ると  $\mu$ - $e$  転換電子の運動量である 105 MeV/c 付近まで分布していることが分かる.

## 2 実験計画

ミュオン・電子転換過程探索実験 DeeMe (Direct electron emission from Muon – electron conversions, DeeMe) は茨城県東海村にある J-PARC の物質・生命科学実験施設 (Material and Life Science Experimental Facility, MLF) で行なわれるミュオン・電子転換過程の観測を目指す実験である。以下に J-PARC にある設備, および実験計画について述べていく。

### 2.1 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex)

図 2.1 に J-PARC の鳥瞰図を示す。J-PARC 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 [12]。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, ミュオン, K 中間子, ニュートリノなど) ビームを活用することで素粒子物理, 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 Linac, 3 GeV RCS, 30 GeV MR から構成されている。Linac では負水素イオンを最大 50 Hz で 400 MeV まで加速し RCS と超伝導リニアックビームラインの 2 つに 25 Hz で振り分ける。RCS (Rapid Cycling Synchrotron) では負水素イオンを陽子ビームに変換し, リング内で周回させ 3 GeV まで加速させ MLF と MR に振り分ける。MR では RCS から送られる陽子を 30 GeV まで加速させる。



図 2.1: J-PARC 鳥瞰図

#### 2.1.1 Linac

Linac 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。



### 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 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。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 2.1 に示す通りである。

表 2.1: 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	800 kW (2023 年 4 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。加速された後この陽子は、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 MLF (Material and Life Science Experimental Facility)

MLF は物質・生命科学実験施設の英略語である。MLF は図 2.1 のように MR の中央に位置する。RCS で生成された陽子ビームの 92% をこの MLF で利用する。陽子ビームを標的に当て中性子ビームやミューオンビームを生成しそれぞれの実験室に輸送する。図 2.5 は、MLF のビームラインを示している。図 2.4 に RCS で生成されるビーム構造を示す。

## 2.2 DeeMe 実験

DeeMe 実験 [1] では、陽子標的とミューオン静止標的は 1 枚の標的に置き換えられている。Surface muon は、陽子標的の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の表面付近に静止し、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。

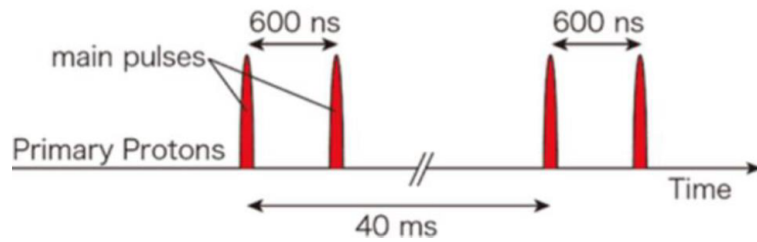


図 2.2: RCS からくる陽子ビーム構造

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、  $\pi^- \rightarrow \mu^- \nu_\mu$  崩壊ができないからである。 その代わりに、ミュー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  $\mu^+$  の約 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、陽子標的からミュー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。

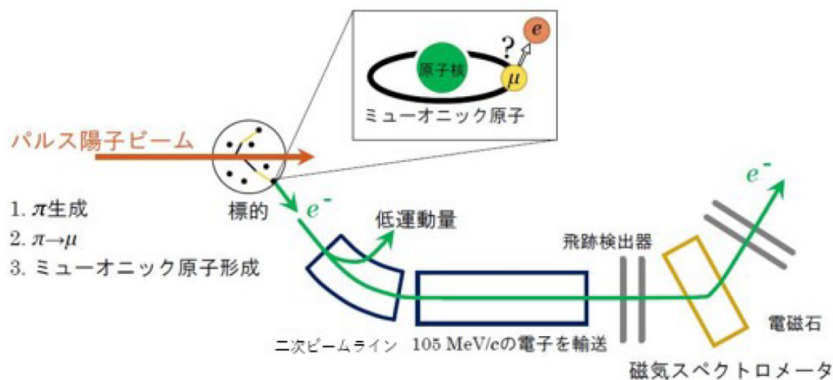


図 2.3: DeeMe 実験の全体図 [1]

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 [?]. 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  $\mu^-$  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。

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、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、オーダーで  $10^{-13}$  程度の単一事象感度を目指す。図 2.4 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  $\mu$ 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  $\mu$ sに設定している。

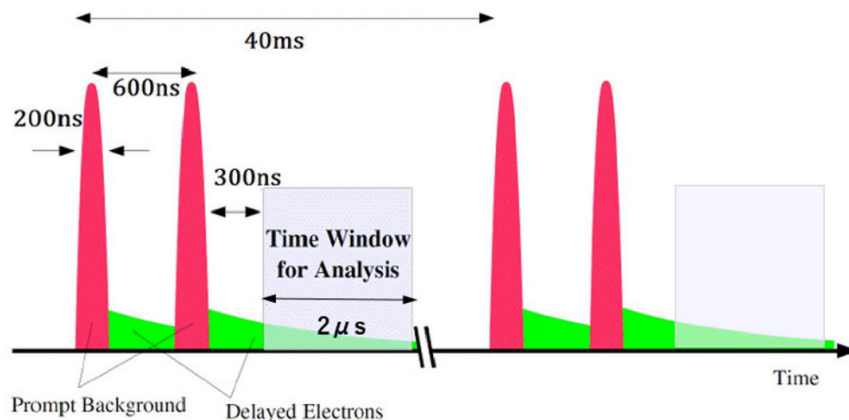


図 2.4: パルス陽子ビームの時間構造と DeeMe 実験における信号探索時間

### 2.2.1 H-line (High-momentum muon beamline)

MLF 内のミュオンビームラインがあるエリアを図 2.5 に示す。ミュオンを生成するためのターゲットから4つのビームラインに分岐しており、S-line, D-line, U-line, H-line がある。H-line は H1 エリアへとミュオンを輸送するために建設された全長 21 m のミュオンビームラインで bending point が2カ所あり、任意の運動量の粒子を取り出すことができる。構成は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 である(図 2.6)。

ミュオンを生成するためのグラファイト製標的に陽子ビームが当てられた際、生成される荷電粒子の瞬間的な計数率は  $10^{14}$  Hz にも達する。H-line は任意の運動量の粒子を選び出せるので大量の粒子から飛跡検出器を保護することができる。ビームは最下流の四重極磁石を通過した後実験室へと輸送される。H-line を上から見た様子は図 2.7 である。

H-Line は DeeMe 実験の他にも、ミュオンについての基礎物理学研究への活用が期待されている。前述のようにパルス陽子ビームが標的に照射されると  $\pi^+$  が生成されるが、これが崩壊することで Surface muon ( $\mu^+$ , 約 28 MeV/c) となる。105 MeV/c の電子を用いて実験を行う DeeMe に対し、以下の実験はこの約 28 MeV/c の Surface muon で実験を行う。

このビームラインでは 105 MeV/c の  $e^-$  を用いる DeeMe 実験と 28 MeV/c の  $\mu^+$  を用いる g-2/EDM 実験, MuSEUM 実験が行われる。

#### DeeMe 実験

$\mu$ - $e$  転換過程の探索, 荷電レプトン・フレーバー非保存過程の探索

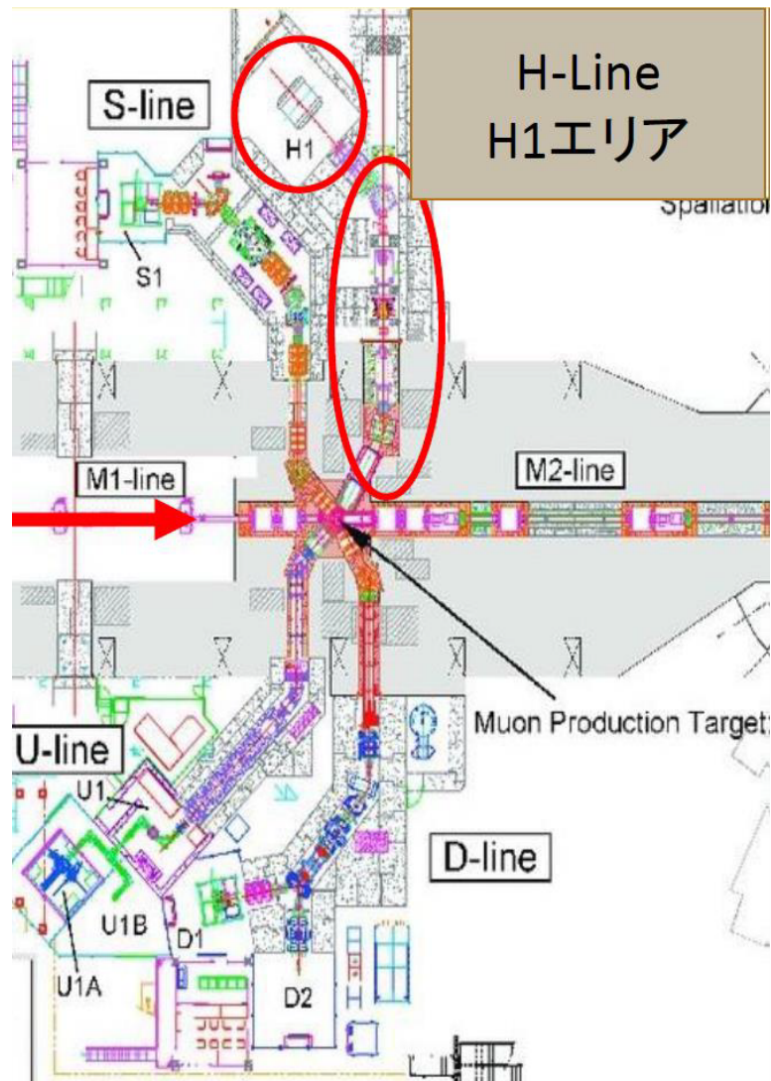


図 2.5: MLF H1 エリア

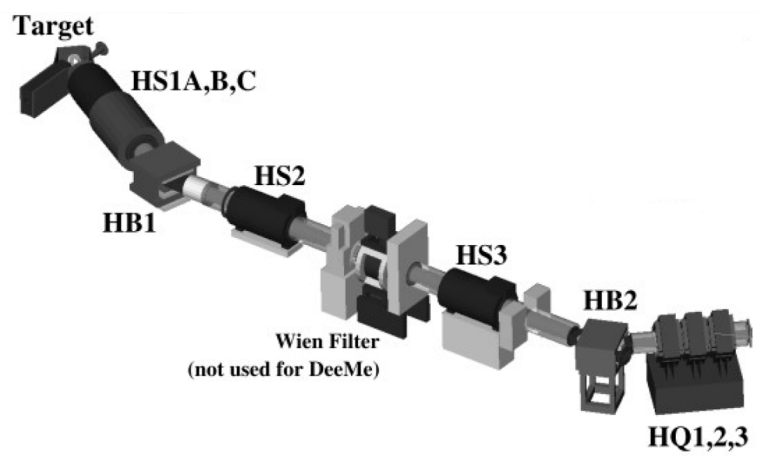


図 2.6: G4beamline で描かれた H-line

### g-2/EDM 実験

ミューオンの異常磁気能率 ( $g-2$ ) および電気双極子能率 (EDM) の精密測定 (図 2.8) .

### MuSEUM 実験

ミュオニウム基底状態の超微細構造の精密測定を目指している (図 2.9) .

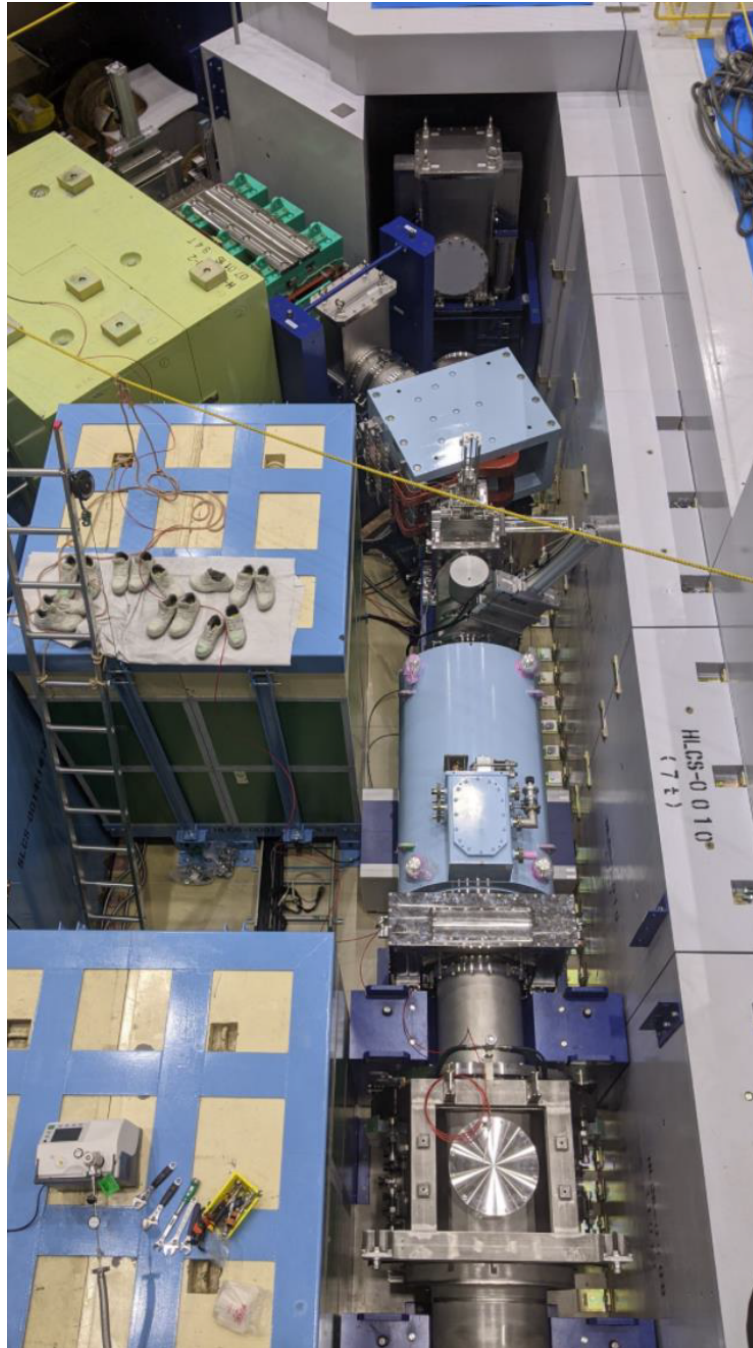


図 2.7: H-line を上から見た様子. 上部が下流側

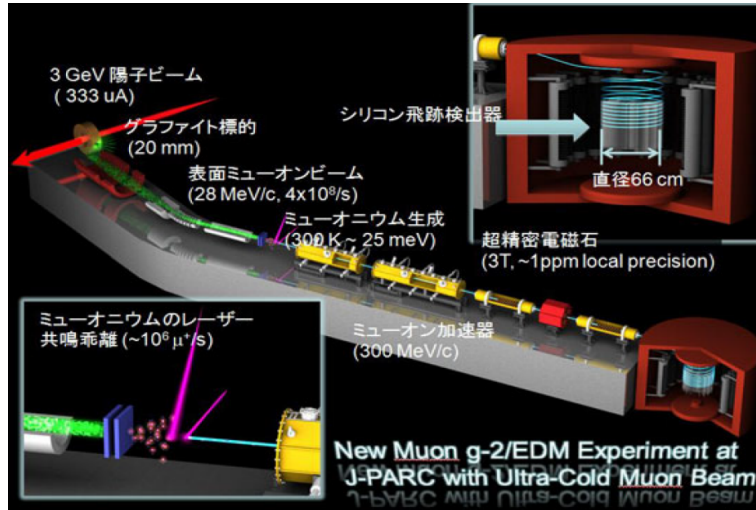


図 2.8: g-2/EDM 実験の概要

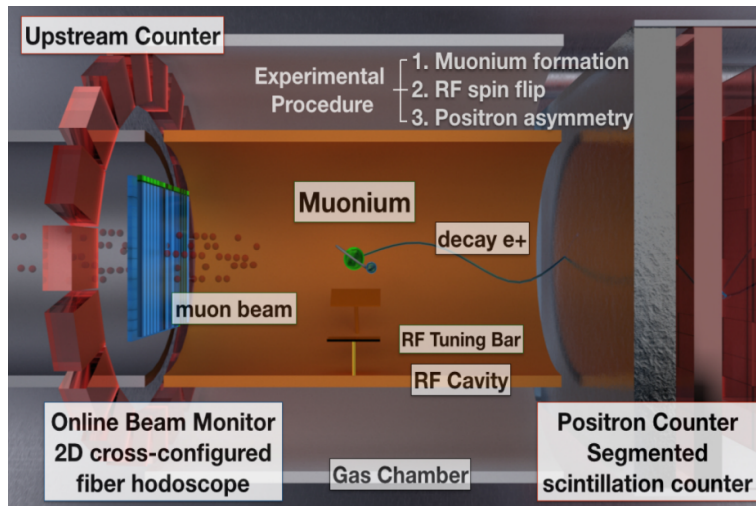


図 2.9: MuSEUM 実験の概要

### 2.2.2 H-line ビーム出口詳細

図 2.10 にビーム出口を示す。出口表面には Vacuum shield としてカプトンフィルムが張られている。また気圧によるフィルムの落ち込みを軽減するためステンレスの網が張られている。上部にビームを遮断するブロッカーがついている。

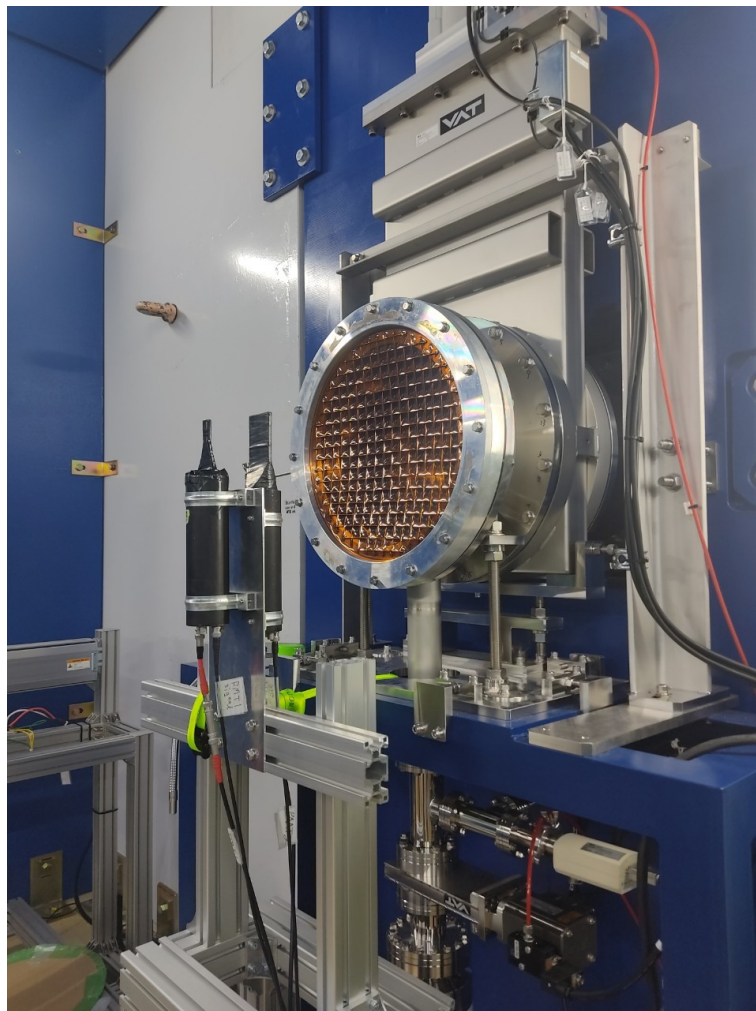


図 2.10: H-line を実験室から見た様子

### 2.2.3 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

Delayed Proton (DP) 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一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時間領域  $2 \mu\text{s}$  の間の DP 数の比を Rate of Delayed Proton (RDP) と定義する。ビームロスモニターで DP を測定した結果、 $RDP < 2.1 \times 10^{-19}$  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  $NDP < 0.004$  となり十分に小さいという結果が得られた [11]。

### 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、 $2 \times 10^7 \text{ s}$  のデータ取得時間で再構成される宇宙線起源のバックグラウンドは約  $5 \times 10^{-5} \text{ event}$  に抑えられるとされている [1]。

## 2.3 陽子標的兼ミューオン静止標的

2023 年 1 月現在、MLF で使用されているミューオン生成標的は、グラファイト製の回転標的が使用されている (図 2.11)。この標的は内径  $23 \text{ cm}$ 、外径  $33 \text{ cm}$ 、厚さ  $2 \text{ cm}$  のドーナツ型円盤である。他のミューオンの cLFV (荷電レプトンフレーバー非保存) 過程探索実験では、Ti (チタン,  $Z=22$ ) や Au (金,  $Z=79$ ) が使用されている。しかし、DeeMe 実験ではこれらの標的を使用しない理由は、 $1 \text{ MW}$  の陽子ビームに対する熱耐性が不足していることである。TiC 製標的も検討されたが、ミューオニック Ti 原子から出るミューオン・電子転換電子のエネルギーは約  $104.4 \text{ MeV}$  であり、このエネルギーのシグナルは DIO 電子に埋もれてしまうためである。

## 2.4 H1 エリア

H-Line の建設に伴い、実験を行う場所として H1 エリアが建設された (図 2.12)。DeeMe はこの H1 エリア内で実験を行っており、今後は MuSEUM も利用を開始する予定である。また、2023 年 1 月現在、H2 エリアが建設中であり、これは g-2/EDM が利用予定である。

### 2.4.1 磁気スペクトロメータ

電子の運動量の精密測定を行うため、H-Line の下流に磁気スペクトロメータが設置されている (図 2.13)。磁気スペクトロメータは PACMAN と呼ばれる双極電磁石と 4 台の飛跡検出器から成り立っている (図 2.14)。4 台の飛跡検出器のうち、2 台は電磁石の上流に、残りの 2 台は下流に配置されており、それぞれの間にはヘリウムで満たしたバッグがあり、空気による散乱を抑えている。

磁気スペクトロメータの原理について考えると、PACMAN と座標系を示す図 (2.15) を使用する。荷電粒子は写真の手前から奥に向かって進む。磁場は  $y$  軸方向の成分のみを一様に持つと仮定し、荷電粒子は  $xz$  平面を円運動する。相対論的な荷電粒子が一様な磁場中を円運動するとき、荷電粒子の静止質量を  $m_0$ 、速さを  $v$ 、円運動の半径を  $r$ 、光速度を  $c$ 、電荷を  $q$ 、磁束密度を  $B$  とすると、ローレンツ力が向心力と等しいので、次のように表される。

$$\frac{m_0 v^2}{r} \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} = qvB \quad (2.1)$$





図 2.11: グラファイト製回転標的

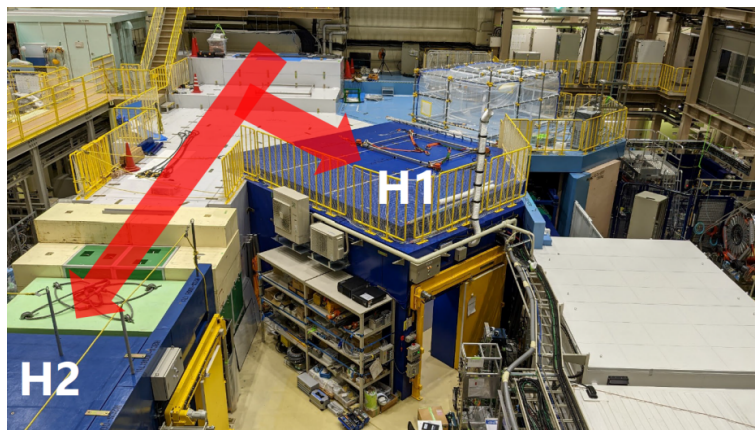


図 2.12: H1, H2 の俯瞰

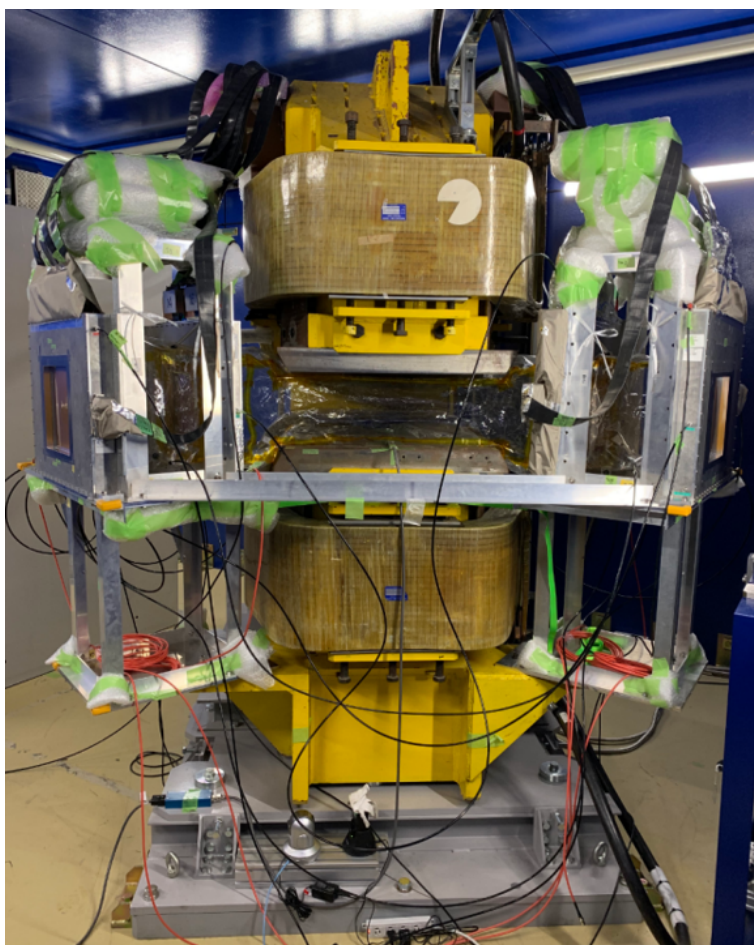


図 2.13: 磁気スペクトロメータ. 右側がビーム上流, 左側がビーム下流である.

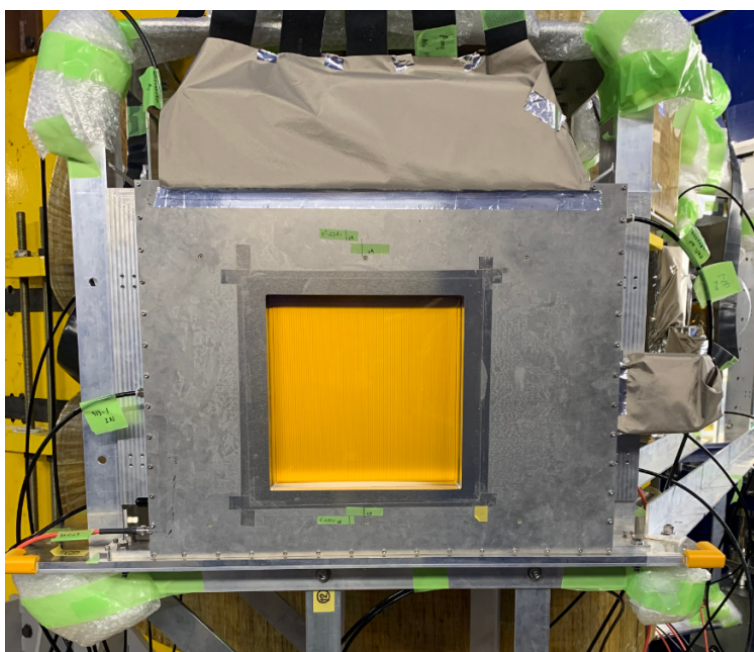


図 2.14: DeeMe 実験に用いられる飛跡検出器 MWPC

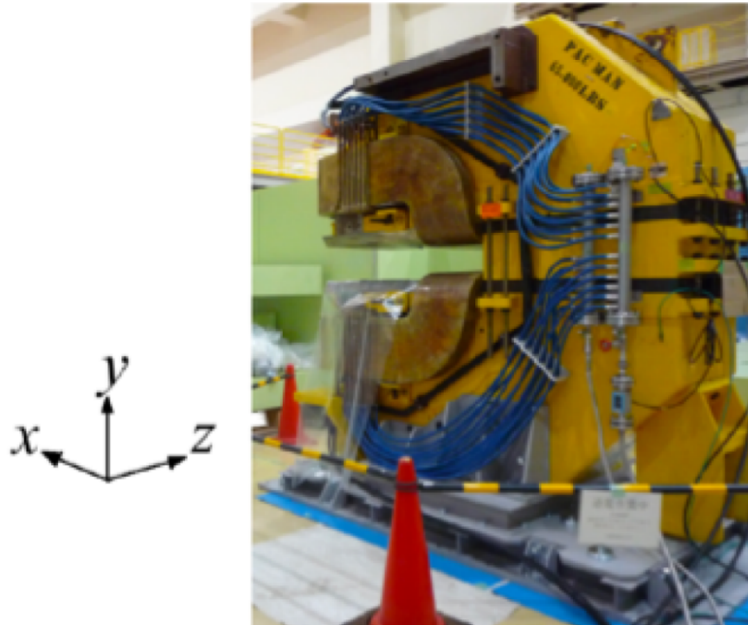


図 2.15: DeeMe 実験に用いられる双極電磁石 PACMAN

この式 (2.1) を変形すると、次のようになる。

$$r = \frac{1}{cqB} \frac{cm_0v}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (2.2)$$

この式 (2.2) に光速  $c$  (約  $3 \times 10^8$  m/s), 電荷  $q$  (約  $1.6 \times 10^{-19}$  C), 磁束密度  $B$  (約 0.4 T), 運動量  $m_0v/\sqrt{1 - (v/c)^2}$  (約 105 MeV/c) を代入すると、次のようになる。

$$r = \frac{1}{3 \times 10^8 \text{ m/s} \cdot 1.6 \times 10^{-19} \text{ C} \cdot 0.4 \text{ T}} \cdot c \cdot 105 \text{ MeV}/c \quad (2.3)$$

$$= \frac{1}{3 \times 10^8 \text{ m/s} \cdot 1.6 \times 10^{-19} \text{ A} \cdot \text{s} \cdot 0.4 \text{ N} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}} \cdot 105 \text{ MeV} \quad (2.4)$$

$$= \frac{1}{3 \times 10^8 \cdot 1.6 \times 10^{-19} \cdot 0.4 \text{ N}} \cdot 105 \cdot 10^6 \cdot 1.6 \times 10^{-19} \text{ N} \cdot \text{m} \quad (2.5)$$

$$\approx 0.88 \text{ m} \quad (2.6)$$

したがって、105 MeV/c の運動量を持つ電子は、0.4 T の一様な磁場中で約 0.88 m の曲率半径で円運動する。この円運動により電子は約 70 度曲がり、それに合わせて MWPC の設置場所が決定される。

#### 2.4.2 双極電磁石 (PACMAN)

磁気スペクトロメータの磁場をかけるために、双極電磁石 PACMAN が使用されている (図 2.13)。この電磁石は、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を測定する実験 (PIENU 実験) にも使用されている。PACMAN は 2014 年 8 月に TRIUMF から J-PARC MLF まで運ばれた。PACMAN の仕様は表 2.2 に示されている。

表 2.2: PACMAN 電磁石の仕様

Current (Max)	500 A
Magnetic field (Max)	0.68 T
Length	2350 mm
Height	2500 mm
Width	700 mm
Mass	29.5 t
Inductance	100 mH

### 2.4.3 飛跡検出器 (Multi Wire Proportional Chamber)

DeeMe 実験で用いる飛跡検出器は、MWPC (Multi Wire Proportional Chamber) である (図 2.14)。図の黄色の四角部分が大きさ 260 mm、正方形の検出面である。DeeMe 実験での要求が 2 つあり、即発バーストパルスに対する耐性 (およそ  $70 \text{ GHz/mm}^2$ ) を持つことと、即発バーストパルスを受けた数百ナノ秒後に、一個の電子を検出できることである。これらの要求を満たすため、DeeMe 独自の特徴として、アノードワイヤー間にポテンシャルワイヤーが張られている (図 2.16)。即発粒子が輸送されてくるタイミングでポテンシャルワイヤーに電圧をかけることによって、荷電粒子による信号のゲインを小さくでき、遅延粒子が輸送されてくるタイミングで電圧を 0 V にすることによって、ゲインを大きくすることができる。これにより、即発バーストパルスが検出器を通過するとき空間電荷効果を防ぐことができる。これにより、 $\mu$ - $e$  転換電子が含まれる遅延タイミングの検出効率低下を防ぐことができる。[13]

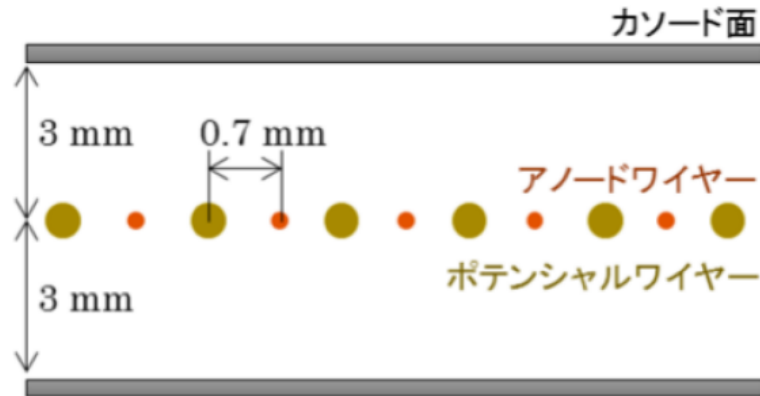


図 2.16: DeeMe の MWPC の断面図

### 3 運動量校正粒子

DeeMe 実験では双極磁石と 4 台の MWPC で校正される磁気スペクトロメータを用いて到来粒子の運動量を再構成する。運動量校正を行うには運動量がよく知られた粒子を用いる。また、バックグラウンドとなる大量の即発粒子が含まれているタイミングを避けた遅延粒子を利用する。そこで  $\mu$ - $e$  転換過程電子の運動量  $105 \text{ MeV}/c$  よりも低運動量で良く知られているのは  $\pi_{e2}$  崩壊からの単色陽電子  $69.83 \text{ MeV}/c$  および Michel 崩壊からの連続分布陽電子の最大運動量, Michel Edge ( $52.8 \text{ MeV}/c$ ) である。K 中間子崩壊に伴う陽電子も  $105 \text{ MeV}/c$  よりも高い  $247 \text{ MeV}/c$  に存在するが, DeeMe 磁気スペクトロメータの最大運動量より大きいために利用は難しい。

#### 3.1 1 次粒子の利用

DeeMe 実験では標的から直接出る遅延電子を H-Line で輸送し, 磁気スペクトロメータで測定する。2023 年現在, MLF のミュオンセクションで運用されているグラフィト標的から生成される粒子を H-Line で輸送し, 測定することで大強度ビーム下でのビーム測定の理解を深めながら運動量校正を進める。

##### 3.1.1 Michel 崩壊

陽子ビームがグラフィト標的に当たると  $\pi^+$  が生成され,  $\mu^+$  に崩壊する。この  $\mu^+$  は  $2197 \text{ ns}$  の寿命で陽電子に崩壊する。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (3.1)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (3.2)$$

この  $\mu^+$  の崩壊は特に Michel 崩壊と呼ばれ, 崩壊時には最大運動量  $52.8 \text{ MeV}/c$  の運動量分布 (図 3.1) をもつ。しかし, この崩壊陽電子はグラフィト標的から脱出する際エネルギー損失を伴うため, 運動量分布が変化する。これは後に述べる。

#### 3.2 2 次粒子の利用

パイ中間子等の寿命が短い粒子を利用する場合, 標的から直接来る粒子は即発粒子などのバックグラウンドに埋もれてしまうため, 検出効率が悪くなってしまう。そこで標的からの粒子を直接測定する方法の他に計数率を下げつつ目的粒子を検出しやすくするアイデアとして, H-line の途中に校正用試料を設置して粒子を静止, 崩壊させた 2 次粒子を利用する方法がある (図 3.2)。

校正用試料は HB2 前方に配置される。理由としては HB2 上流部 HS1–HS3 の運動量を HB2–HQ3 の運動量よりも低く設定することにより, ミュオン標的から直接 DeeMe スペクトロメータに飛来する大量の即発粒子を抑制できるためである。

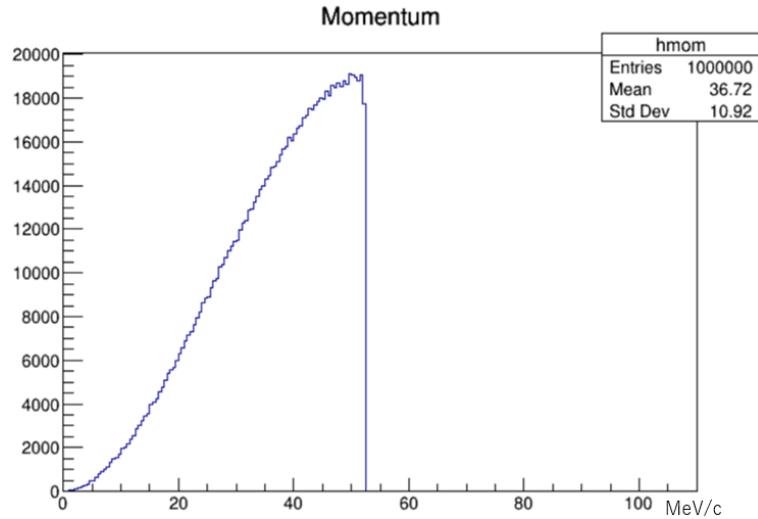


図 3.1: Michel 崩壊陽電子の運動量分布 (崩壊時)

### 3.2.1 $\pi_{e2}$ 崩壊による陽電子

グラフィット標的地点での  $\pi_{e2}$  崩壊からの単色陽電子  $69.83 \text{ MeV}/c$  を利用する場合、パイ中間子の寿命が  $26 \text{ ns}$  と短いため、 $\pi_{e2}$  崩壊で放出される単色陽電子は陽子パルスビームとほぼ同時に発生する。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (3.3)$$

このタイミングには  $\pi^0$  崩壊や電磁相互作用などを起源とする連続運動量分布をした陽電子も大量に存在してバックグラウンドとなっており、 $\pi_{e2}$  単色陽電子はこのバックグラウンドに埋もれてしまって観測が難しい。そこで校正用試料としてアルミニウム板を用いる。サイズは厚さ  $1 \text{ mm}$ ,  $300 \times 300 \text{ mm}^2$  を用いる。グラフィット標的から  $40 \text{ MeV}/c$  の  $\pi^+$  中間子を輸送し、校正用試料で静止させる。校正用試料を用いることで、標的からの直接のバックグラウンドを抑制し、校正標的で発生する  $\pi_{e2}$  崩壊陽電子の単色ピークだけを観測することが現実的となる。

### 3.2.2 Michel 崩壊による陽電子

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (3.4)$$

Michel 陽電子を用いる測定では、校正用試料としてカプトンを用いる。規格は厚み  $50 \mu\text{m}$ , 幅  $2 \text{ mm}$ , 高さ  $300 \text{ mm}$  のものを用いる。グラフィット標的から  $10 \text{ MeV}/c$  の  $\mu^+$  を輸送し、カプトンストリップで静止させる。校正標的の大きさを小さくすることによりビーム中の  $\mu^+$  の一部のみを静止させることができる。校正標的に静止しない  $\mu^+$  は HB2 内壁に静止することになるが、ビーム軸から外れているので HB2 壁面で発生する Michel 陽電子が H1 エリアに到達することはないと考えられる。校正標的で発生する Michel 陽電子だけが DeeMe スペクトロメータに到達するので、スペクトロメータの計数率を低く抑えることが可能とな

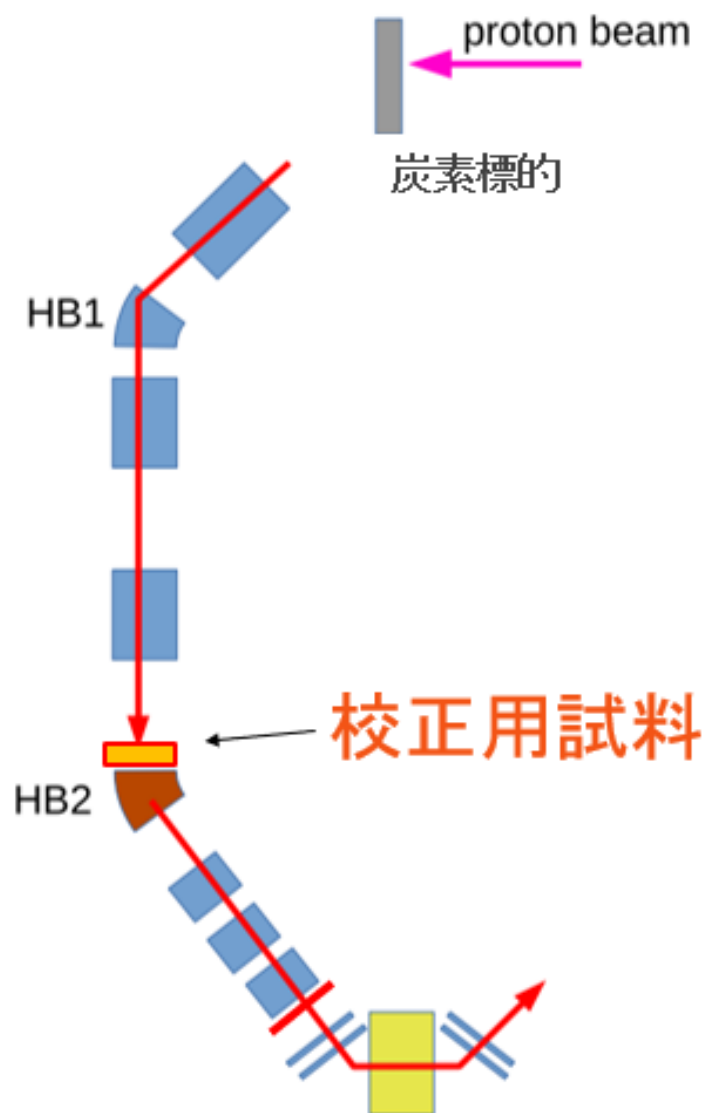


図 3.2: 校正用試料の配置場所について

る。標的の厚さも最適化できるので、エネルギー損失の程度をコントロールすることが可能である。



## 4 モンテカルロシミュレーション

G4beamline モンテカルロシミュレーションを用いて、H-Line で輸送される粒子をシミュレーションする。運動量校正を行う上でどのような運動量分布が得られるかを知るためにまず、グラフィット標的へ陽子ビームを当てるシミュレーションを G4-beamline を用いて行う。G4-beamline は Geant4 をベースとした粒子追跡シミュレーションプログラムであり、モンテカルロ法を用いて物質中における粒子の飛跡をシミュレーションする。仮想空間内で様々な形状・素材のオブジェクトを生成することができ、ビーム粒子の種類やエネルギーなどを自由に決めることができる。

シミュレーションを行なう手順は以下の通りである。

1. グラフィット標的に陽子を当てる
2. 統計量を稼ぐために水増しする
3. 2次ビームライン H-Line で輸送する
4. 磁気スペクトロメータで運動量再構成する

### 4.1 グラフィット標的で生成される粒子

H-Line に入射する荷電粒子のガンファイルを生成するため、グラフィット標的に陽子ビームを当てる。POT  $10^{10}$  で 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、H-Line のキャプチャーソレノイド側に出てきた粒子を解析する。Graphite 標的は厚さ 20 mm, 内径 91 mm, 外径 168 mm, 密度  $2.26 \text{ g/cm}^3$  の設定で数値計算を行った。表 4.1 に入射陽子 1 つあたりで入射から 200 nsec 以内に炭素標的から出てくる粒子の種類と数の結果を示す。一般に即発粒子と呼ばれる粒子群が大量に発生する。また表 4.1 のうち、 $\pi$  中間子,  $\mu$  粒子, 電子, 陽電子の運動量分布は図 4.1, 4.2, 4.3, 4.4 のようになる。

表 4.1: 炭素標的から出てくる粒子の種類と数 (POT  $10^{10}$  入射から 200 nsec 以内)

粒子	Event 数	Event/proton	粒子	Event 数	Event/proton
p	32258524	$3.23 \times 10^{-3}$	$K^+$	65651	$6.57 \times 10^{-6}$
n	78477858	$7.85 \times 10^{-3}$	$K_L^0$	23568	$2.36 \times 10^{-6}$
$\pi^+$	16433133	$1.64 \times 10^{-3}$	$K_S^0$	13	$1.30 \times 10^{-9}$
$\pi^-$	8975134	$8.98 \times 10^{-4}$	$K^-$	786	$7.86 \times 10^{-8}$
$e^-$	4566850	$4.57 \times 10^{-4}$	D	622465	$6.22 \times 10^{-5}$
$e^+$	2769476	$2.77 \times 10^{-4}$	T	48402	$4.84 \times 10^{-6}$
$\mu^+$	345438	$3.45 \times 10^{-5}$	$^3\text{He}$	13076	$1.31 \times 10^{-6}$
$\mu^-$	178062	$1.78 \times 10^{-5}$	$\alpha$	57849	$5.78 \times 10^{-6}$
$\gamma^-$	3639340	$3.64 \times 10^{-4}$	$\Lambda^0$	271	$2.71 \times 10^{-8}$

DeeMe では磁気スペクトロメータで  $105 \text{ MeV}/c$  を大きく超える粒子を測定する予定はないが、標的では  $105 \text{ MeV}/c$  を大きく超える粒子が大量に作られていることが分かった。グ

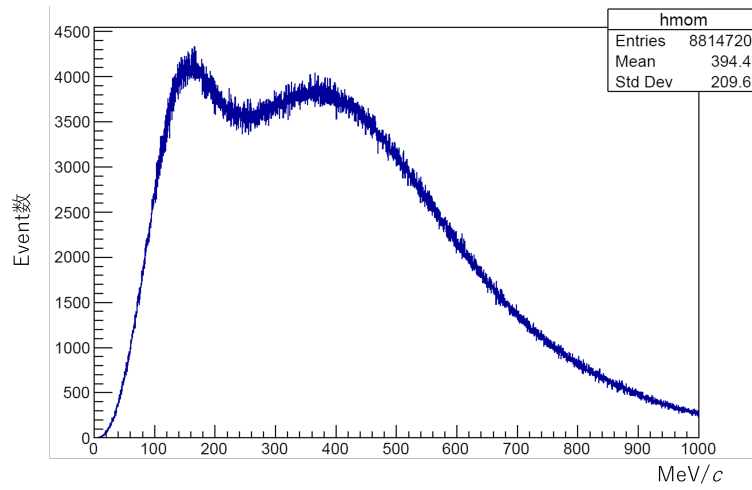


図 4.1: 標的の外に出てきた  $\pi^-$  の運動量分布,  $<200$  ns

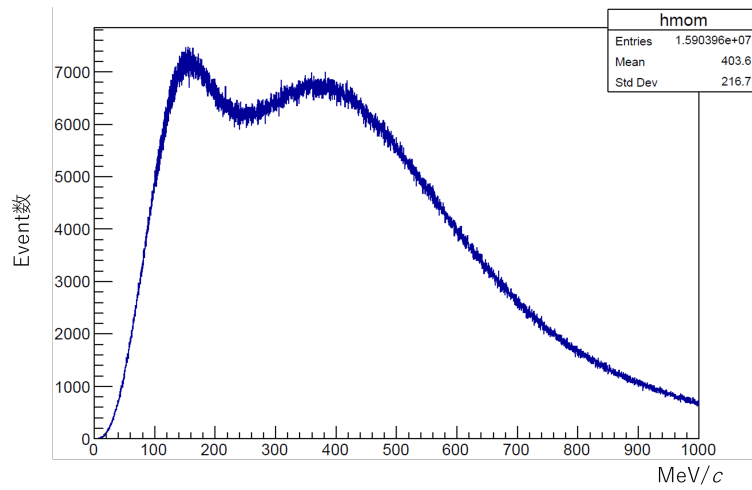


図 4.2: 標的の外に出てきた  $\pi^+$  の運動量分布,  $<200$  ns

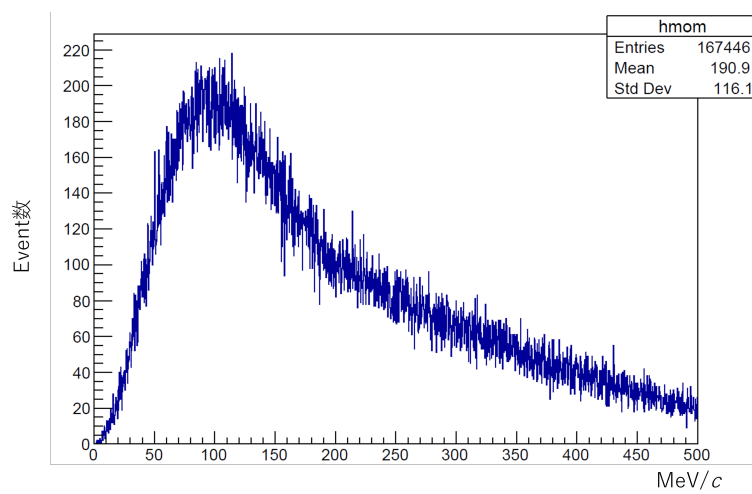


図 4.3: 標的の外に出てきた  $\mu^-$  の運動量分布,  $<200$  ns

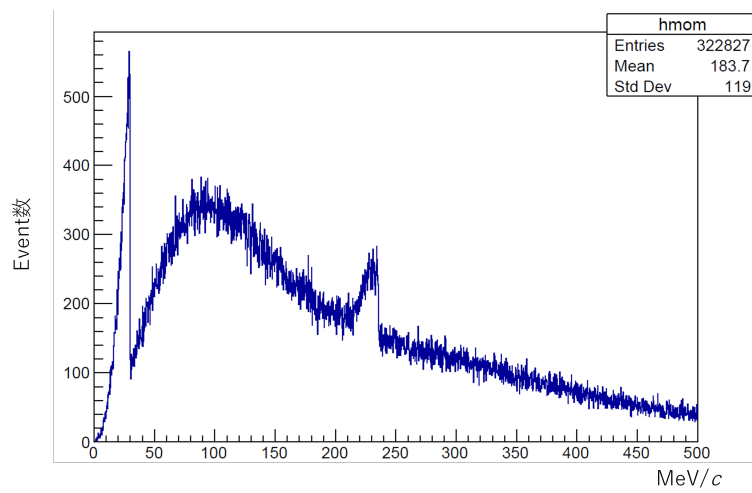


図 4.4: 標的の外に出てきた  $\mu^+$  の運動量分布, <200 ns

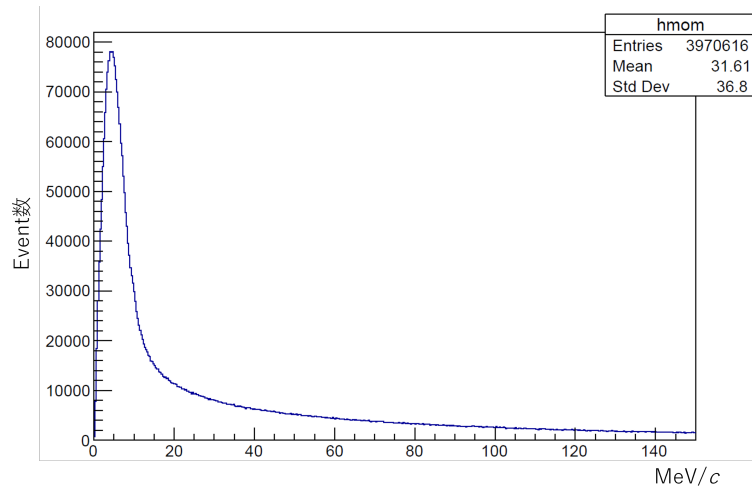


図 4.5: 標的の外に出てきた電子の運動量分布, <200 ns

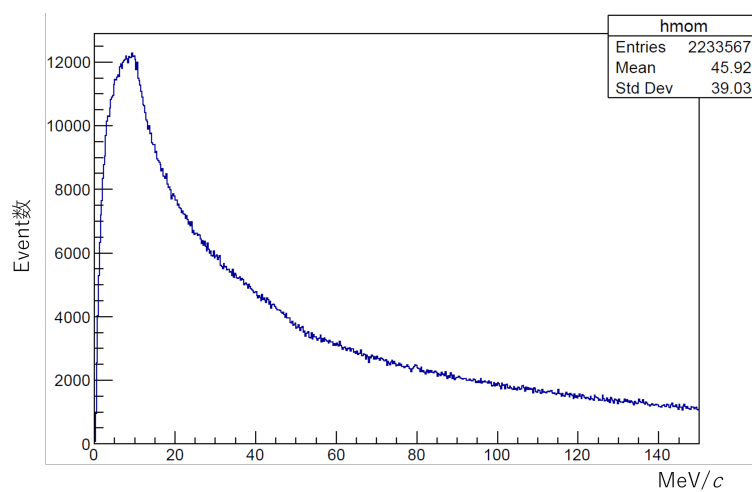


図 4.6: 標的の外に出てきた陽電子の運動量分布, <200 ns

ラファイト標的へ陽子ビームが入射してから 200 ns 以降に標的の外へ出てくる粒子は表 4.2 に示す。また表 4.2 のうち電子、陽電子の運動量分布は図 4.7, 4.8 のようになる。主にミューオンなどの長寿命の粒子から生まれた崩壊電子および崩壊陽電子が見えている。

表 4.2: 炭素標的から出てくる粒子の種類と数 (入射陽子 1 つあたり, 入射から 200 nsec 以降)

粒子	Event 数	Event/proton
$e^-$	31945	$3.19 \times 10^{-6}$
$e^+$	984937	$9.85 \times 10^{-5}$
$\mu^+$	6	$6. \times 10^{-10}$
$\gamma^-$	233354	$2.33 \times 10^{-5}$

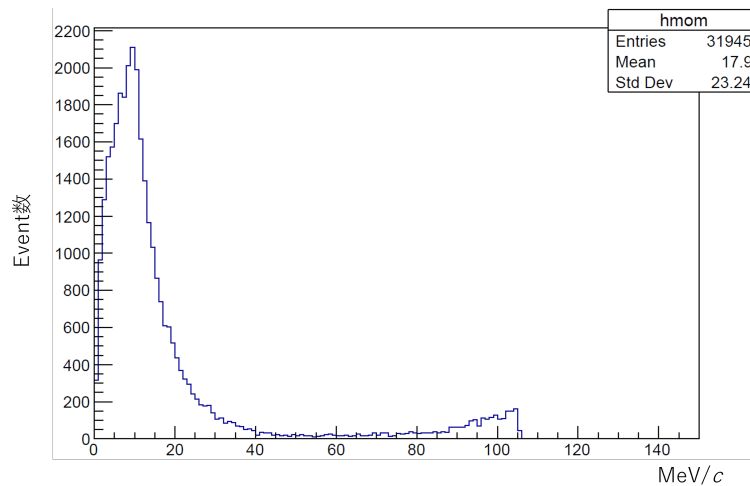


図 4.7: 標的の外に出てきた電子の運動量分布, >200 ns

## 4.2 輸送粒子の水増し

モンテカルロシミュレーションでは信頼性や誤差の評価のために試行回数が十分多いことが重要である。粒子の輸送シミュレーションを行なう上ではビームラインの下流側になるにつれ輸送粒子数が減少することがあり、全体の傾向を把握できる十分な統計量を確保する必要がある。粒子数の水増しはこの問題を解決する 1 つの手段であり、粒子の水増しとはオリジナルのガンファイルがもつ物理量の情報を複数取り出し、それらを基に新たなイベントを複数生成する。水増しを行なう上でオリジナルの粒子の特徴や全体の傾向を損なわず複製することが重要となり、特に位置、運動方向、運動量分布、到来時間分布の間それぞれの相関を考慮し、強い相関がある場合はそれらを保存する必要がある。

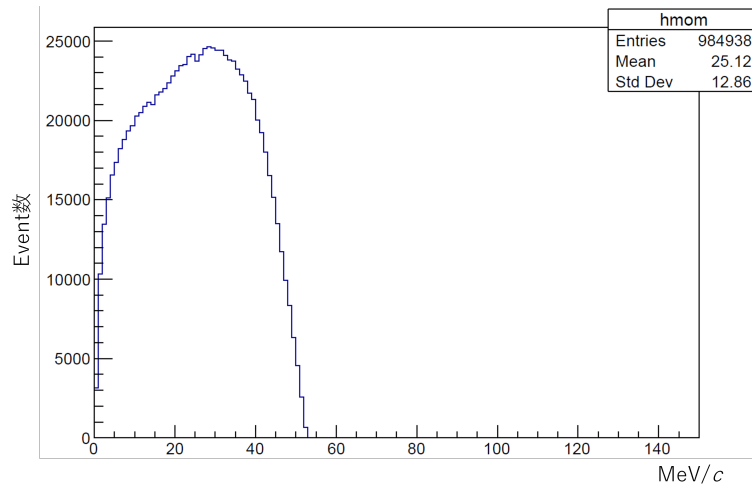


図 4.8: 標的の外に出てきた陽電子の運動量分布, >200 ns

#### 4.2.1 target 水増し

target 水増しとは標的内で崩壊する粒子の位置から崩壊生成物をガウス分布で揺らしながら水増しする方法で, 単一事象感度 (Single-Event Sensitivity, SES) の評価を過去行なった際に利用されている。

#### 4.2.2 MSR 水増し

MSR(Momentum scale Random) 水増しは, target 水増しと異なり主にビームライン途中の粒子を水増しする際にオリジナルの粒子がもつ物理量の相関性を保つための水増し方法である。target 水増しでは粒子の位置  $[x, y, z]$  を基に信号粒子を水増し生成していたが, MSR 水増しではその粒子の種類  $[pid]$ , 位置  $[x, y, z]$ , 各方向の運動量  $[px, py, pz]$ , 時間  $[t]$  を各イベント毎に1セットで抽出する。取り出した1イベントのうち位置  $[x, y]$ , 運動量  $[p]$ , 時間  $[t]$  をガウス分布で揺らす。運動量は水増し基ガンファイルの運動量  $[px, py, pz]$  から計算する。

### 4.3 水増しの妥当性評価

MSR 水増しで水増し基の特徴をどの程度保持できるかを確認する。位置  $[x, y]$ , 運動量  $[p]$ , 時間  $[t]$  に対してガウス分布  $\sigma = 0.25$  で揺らす。輸送前の粒子数が 984937 event で 4999996 event に水増しした。水増し前と水増し粒子の結果を比較し, どの程度全体像に違いがあるかを確認する。粒子の位置, 運動量方向, 時間, 運動量分布を確認する。

運動量分布, 時間, 位置, 運動方向と位置に関する特徴は保持されていることが分かる。次に, このガンファイルを H-line 輸送し, 出口での結果がどの程度異なるか確認する。

2次ビームライン H-Line で輸送する。水増しした粒子を H-Line 輸送し H1 エリアにやってくる粒子を G4beamline シミュレーションにより評価する。輸送の様子を示したものが図 4.11 であり, 赤線が電子, 緑線が光子の軌跡を表している。

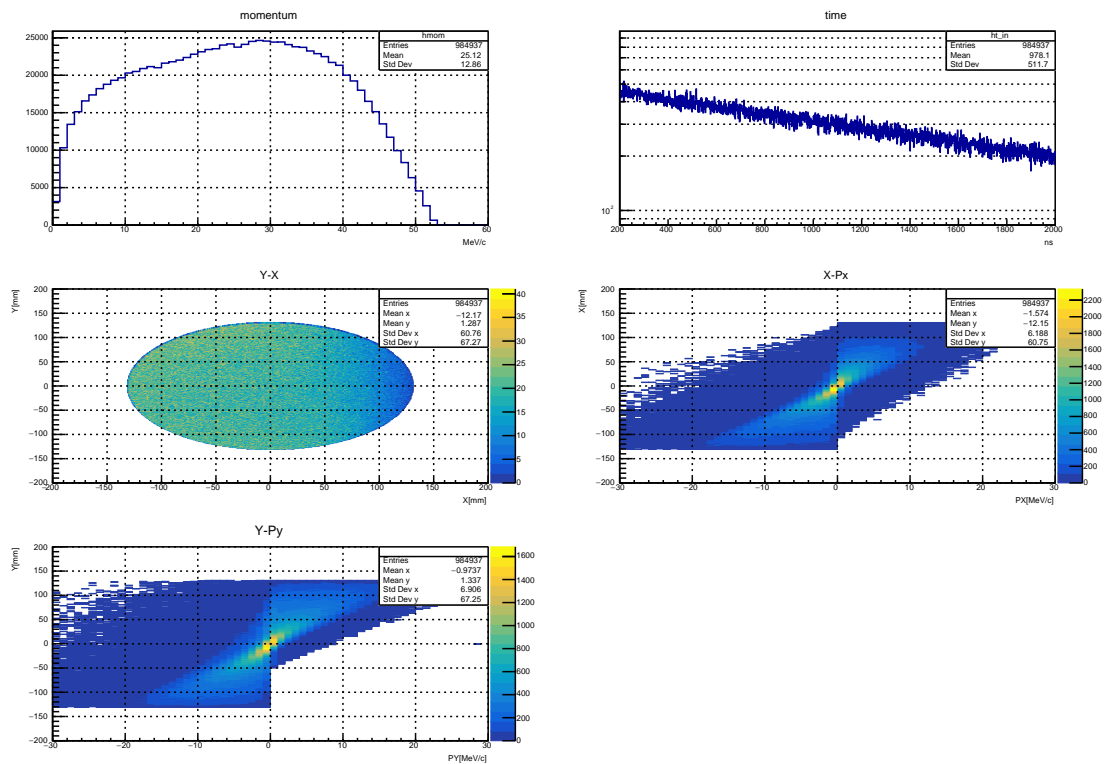


図 4.9: [MSR 水増し前] 標的の外に出てきた陽電子の運動量分布，時間分布，位置分布，運動方向  $>200$  ns

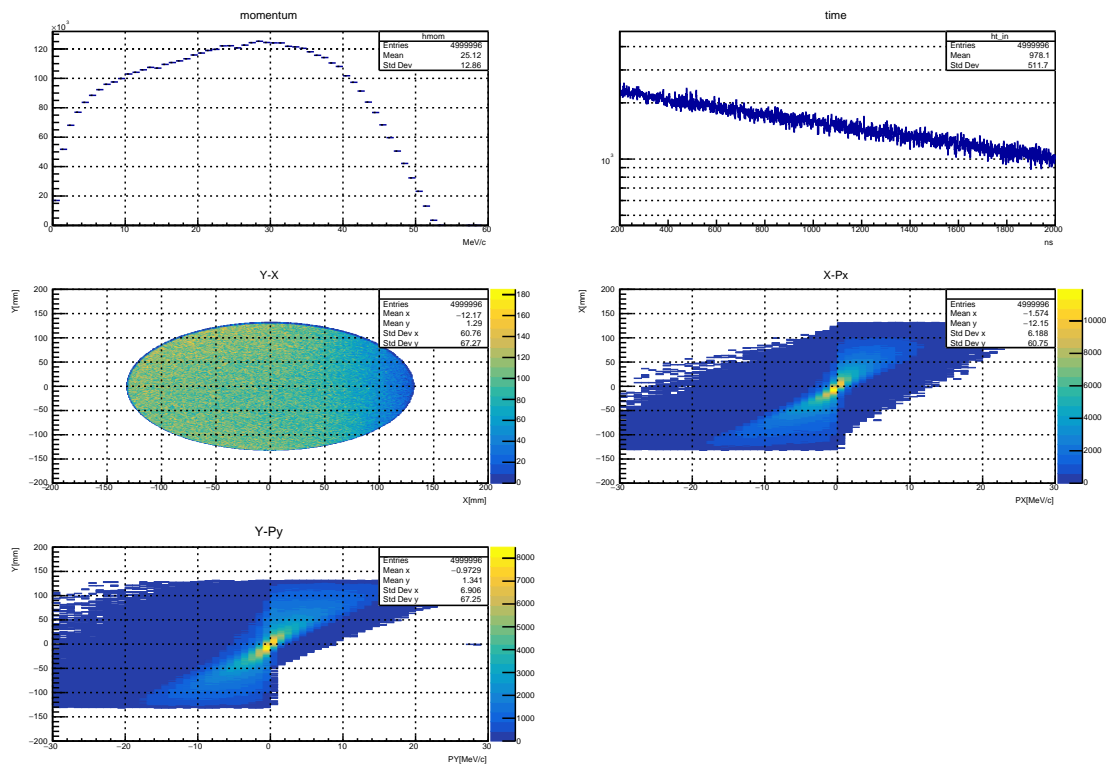


図 4.10: [MSR 水増し後] 標的の外に出てきた陽電子の運動量分布，時間分布，位置分布，運動方向  $>200$  ns

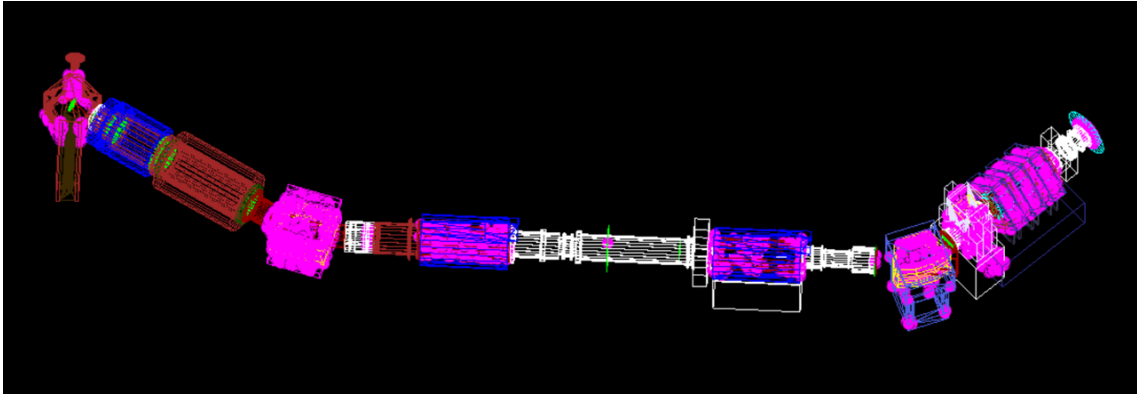


図 4.11: Michel 崩塌陽電子の H-Line 輸送シミュレーション

MSR 水増しの基ファイルとの比較のために Michel 崩塌陽電子を ID30 設定 (図 4.3) で H-line 輸送する. ここで ID~とは H-Line の電磁石を動作させるために設定する電流値設定の名称である. ID30 は正電荷で中心運動量  $50 \text{ MeV}/c$  の粒子を輸送するために設定した各電磁石の電流値である. H-Line 出口までの輸送結果を図 4.12, 4.13 に示す.

表 4.3: ID30 の各マグネットの電流値

電磁石	電流値
HB1	169.89 A
HS2	69.12 A
HS3	77.72 A
HB2	186.20 A
HQ-1	78.70 A
HQ-2	146.86 A
HQ-3	112.29 A
PACMAN	142.85 A

輸送される粒子の中心運動量は水増し前が  $48.95 \text{ MeV}/c$  に対し, 水増しが  $48.81 \text{ MeV}/c$  で  $0.29\%$  減少した. 輸送粒子数は水増し前が 195 event に対して水増しが 981 event であった. 輸送前の粒子数が 984937 event で 4999996 event に水増ししたため, 数の比較には水増し換算が必要である. 水増しの計数は 5.07 倍であるため, 水増しした方を補正すると 193 event となる. 水増し基と比較すると  $1.0\%$  減少したことが分かる. MSR 水増しは粒子がもつ位置と運動量, 輸送粒子数の評価に関して, 水増し基の傾向を大きく損なうことなく複製することができる. 時間に関してはオリジナルの特徴を再現できているとはいえないが, これは水増し基の統計量が少ないためであると考えられる. このように水増し元に十分な統計量がない場合, レアイベントを強調してしまう可能性がある.

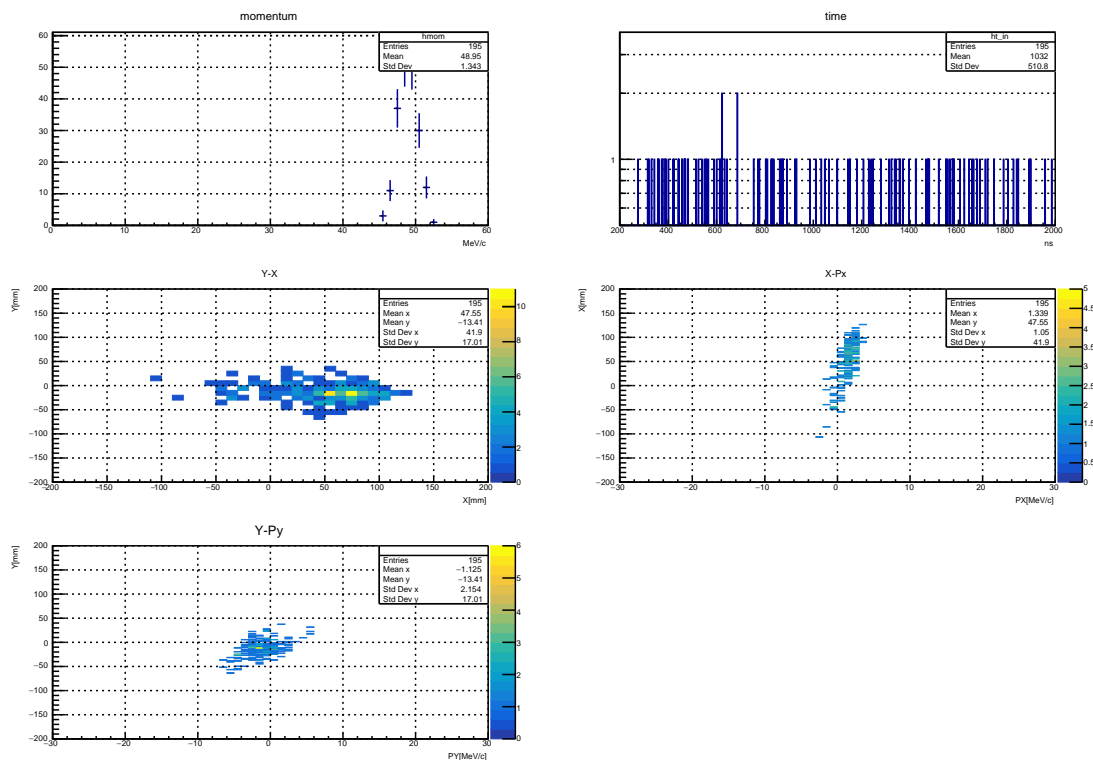


図 4.12: [MSR 水増し前]H-line 出口まで輸送された Michel 陽電子の運動量分布, 時間分布, 位置分布と運動方向 >200 ns

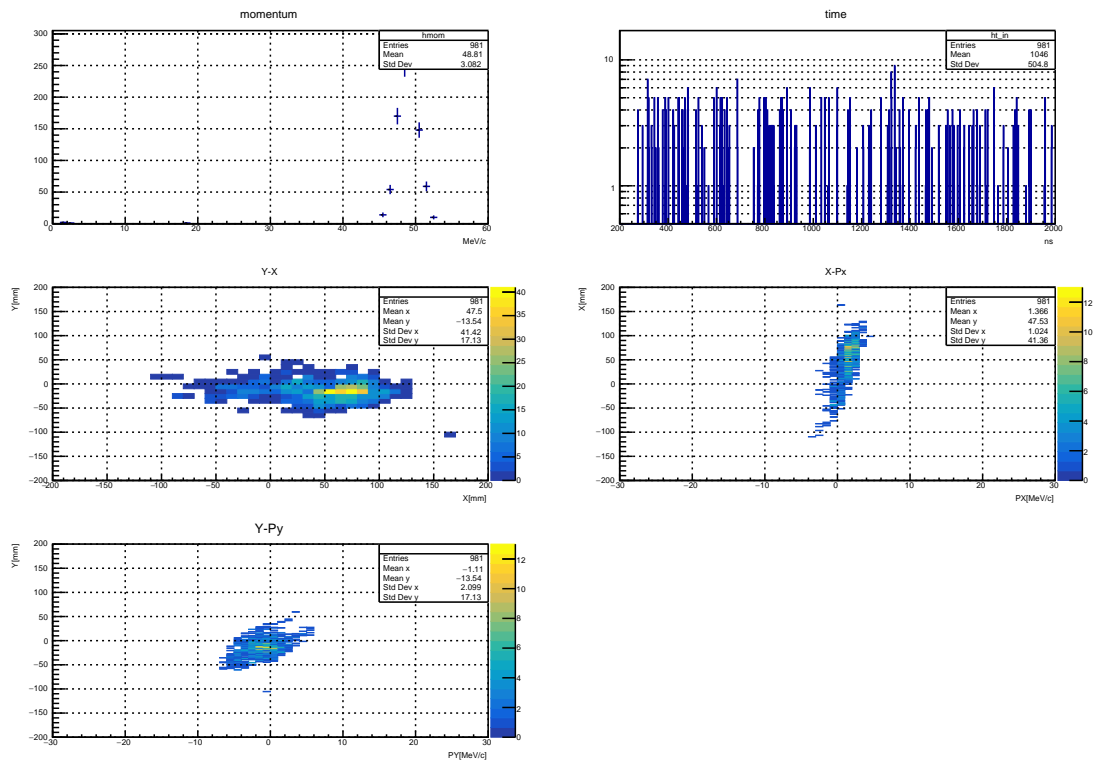


図 4.13: [MSR 水増し後]H-line 出口まで輸送された Michel 陽電子の運動量分布, 時間分布, 位置分布と運動方向 >200 ns



## 5 グラファイト標的由来の Michel 陽電子

校正用粒子としてグラファイト標的で生成される Michel 崩壊陽電子を利用する方法を述べる。

### 5.1 グラファイト標的由来 Michel 陽電子の輸送シミュレーション

グラファイト標的由来の Michel 崩壊陽電子の運動量を標的の内輸送シミュレーションにより評価する。標的内で Michel 崩壊陽電子の運動量分布に従い陽電子を  $1e8$  event 水増し生成させる。粒子の初期方向は等方に設定し、H-Line 入り口方向に出てきた陽電子の運動量分布をみる (図 5.1)。

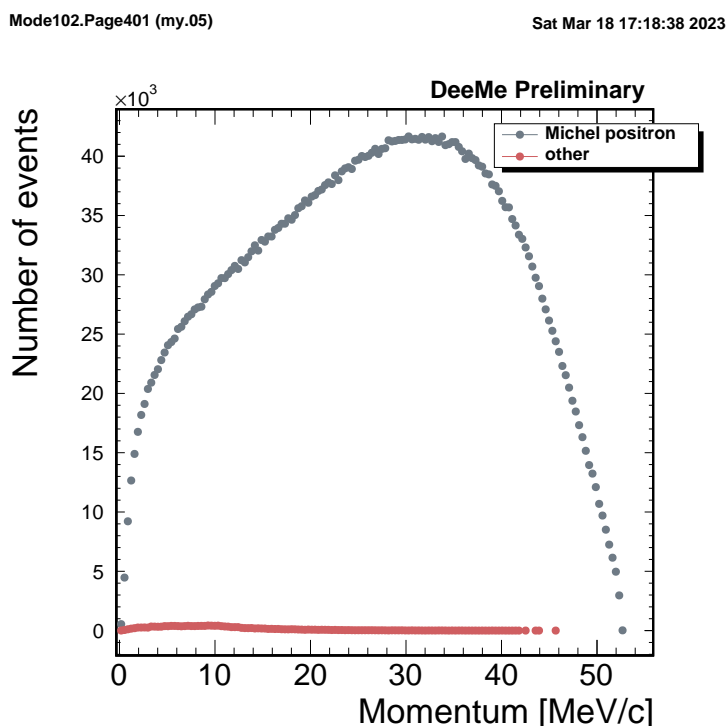


図 5.1: 水増し生成したグラファイト標的由来の Michel positron と間接的に発生した陽電子の運動量分布

グラファイト標的由来の Michel positron 運動量分布は脱出時のエネルギー損失により、 $52.8 \text{ MeV}/c$  の最高運動量のエッジ部分が  $35 \text{ MeV}/c$  の低運動量側になまった形状になる。続いて H-line 輸送を行い、この最高運動量を見ることが出来るかを確認する。

### 5.2 H-line 輸送

H-Line の輸送運動量設定を  $50 \text{ MeV}$  に設定し、再構成された運動量分布を比較する (図 5.2)。H-Line を構成する各マグネットの電流値は表 5.1 の通りとする。この電流値設定を ID2 とする。また HS1a, b, c の電流値は  $[1500, 1500, 0 \text{ A}]$  とする。

表 5.1: ID2 の各マグネットの電流値

電磁石	電流値
HB1	170.90 A
HS2	67.3 A
HS3	80.3 A
HB2	187.10 A
HQ-1	105.60 A
HQ-2	128.16 A
HQ-3	69.93 A
PACMAN	142.85 A

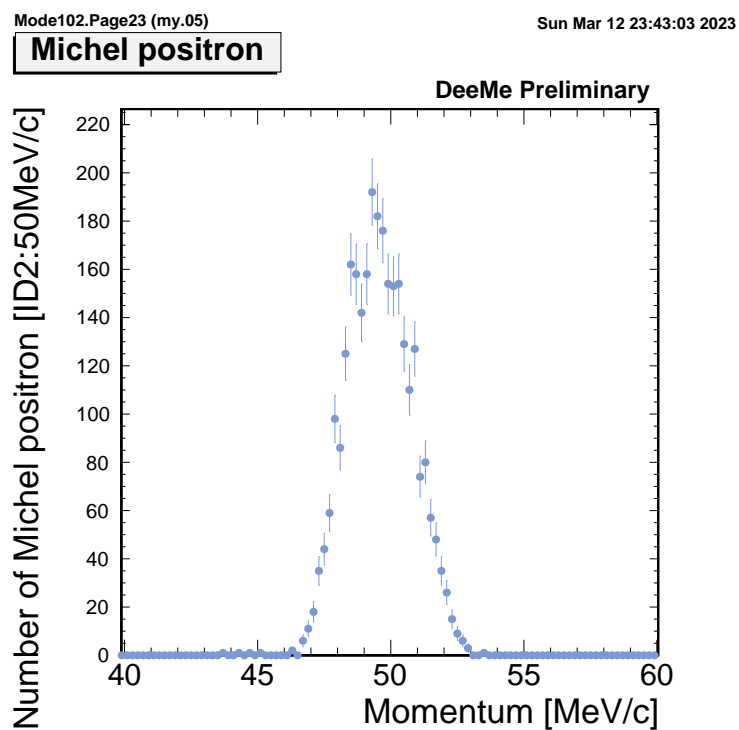


図 5.2: 磁場 ID2 で再構成された運動量の分布 (Prompt timing から 200 sec 以降のもの)

ID2での輸送結果から中心運動量 50 MeV/c の陽電子が輸送されていることが確認された。しかし、運動量分布の形状が、H-line 輸送の運動量選択によるものか、Michel 崩壊陽電子のエッジによるものか判断が難しい。このため、50 MeV/c 前後で他の磁場設定の結果も確認する。磁場設定は 50 MeV/c から 53 MeV/c まで 1 MeV/c 刻みで比較する。このとき、各磁場設定は ID2 (中心運動量: 50 MeV/c) を基準に電流値を運動量でスケールして決定する。

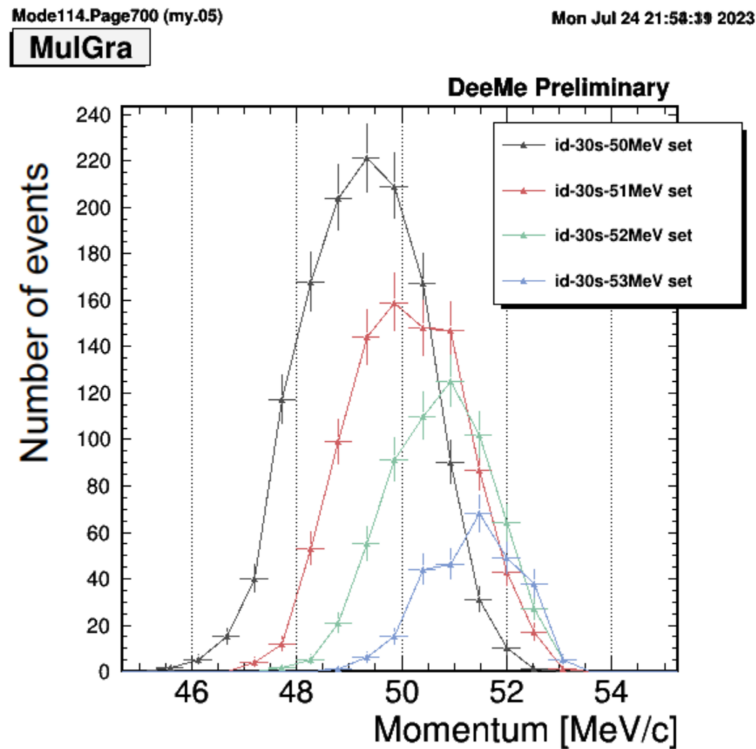


図 5.3: 各輸送設定で再構成された運動量の分布 (Prompt timing から 200 nsec 以降のもの)

結果を図 5.3 に示す。運動量でスケールされた各輸送設定による結果を比較すると、分布の形状自体に大きな差があるようには見えない。再構成数に関しては、高運動量側の輸送になるにつれ数が少なくなる。重要な事実として、輸送前は同一の運動量分布であるが、H-Line 輸送によって運動量選択されるため、部分的にも同様な運動分布は得られず、この状態でエッジの確認は困難である。そこで、H-line 輸送の運動量アクセプタンスの影響を評価し、補正することで同様な運動量分布を再現する。

### 5.3 H-line 輸送運動量アクセプタンス評価

H-Line 輸送の運動量アクセプタンスを評価する方法として、運動量分布をフラットに生成した陽電子 (図 5.4) を輸送し、再構成された運動量分布を分子としてフラット分布を分母に置く。H-Line で先ほどと同様な磁場設定 50, 51, 52, 53 MeV/c で輸送した後、H-line のアクセプタンスを求め、シミュレーションのデータに補正を行うことで輸送前の同様な運動量分布が得られるか確認する。

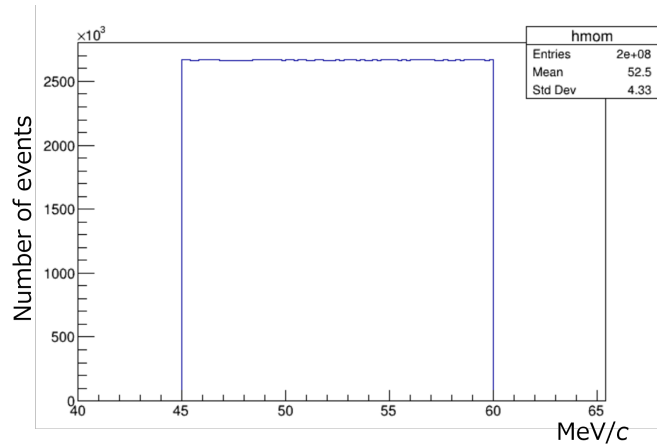


図 5.4: 45-60 MeV で運動量フラットに生成した陽電子

図 5.5 に、各運動量 50, 51, 52, 53 MeV/c に対する Acceptance をまとめる．各輸送設定での結果を比較すると、運動量分布の形状は概ね同様である．低運動量に対して収量が多く、中心運動量は輸送運動量と連動してスケールしている．

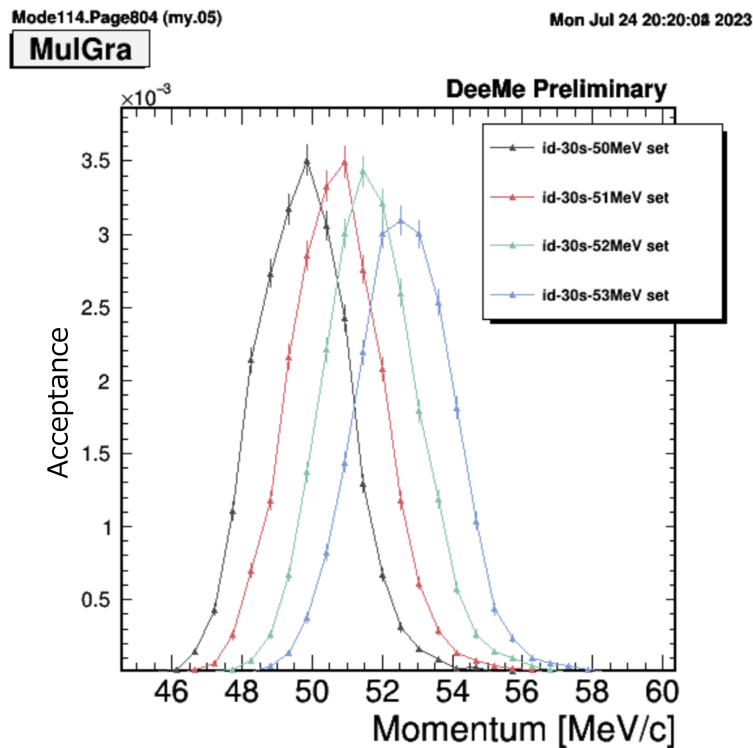


図 5.5: 各輸送設定での運動量アクセプタンス

この運動量アクセプタンスを用いて補正分布を作成する．補正の方法は元となる生の標的由来の Michel positron の再構成運動量分布に対してアクセプタンス分布で割る．つまり、補正分布 [corr] = 輸送の分布 [raw] / Acceptance.

## 5.4 H-line 輸送運動量アクセプタンス補正と実データ比較

運動量アクセプタンスを補正した運動量分布を図 5.6 に示す。補正前と比較すると高運動量側の形状が同様な運動量分布を作っている。

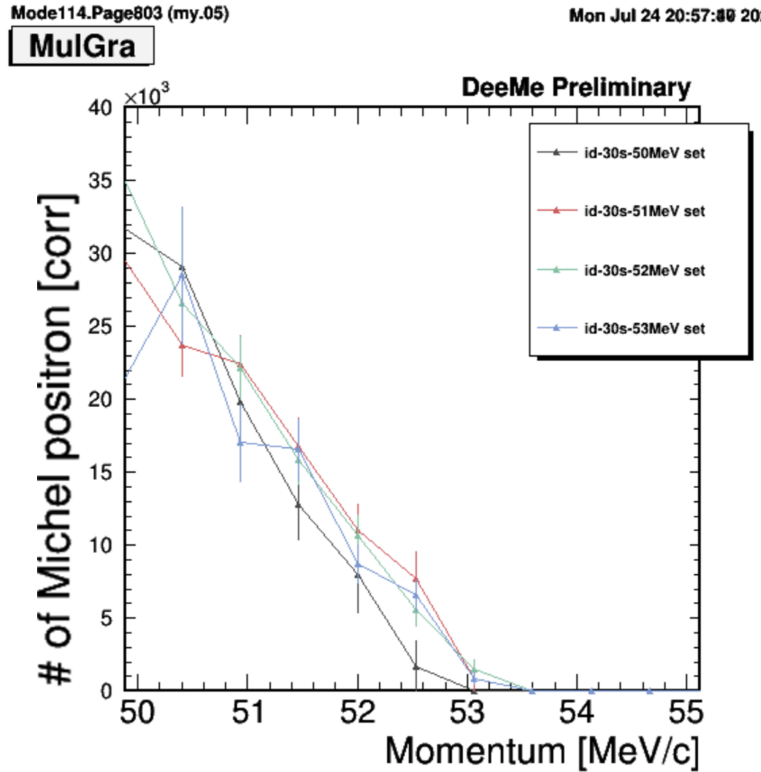


図 5.6: 各輸送設定での運動量分布 [アクセプタンス補正分布] (Prompt timing から 200 nsec 以降のもの)

アクセプタンス補正により輸送設定間で同様な運動量分布を得られたので、Michel 崩壊陽電子の分布との差異を確認する。補正した運動量分布と輸送前の Michel 崩壊陽電子の運動量分布を比較する (図 5.7)。以上から、標的由来の Michel positron を用いて運動量校正を行なうにはアクセプタンスの影響を補正する処理が必要である。実データにおいてシミュレーションと同様にアクセプタンス補正を行なうことで異なる輸送設定によるデータ取得においても同様な運動量分布を得られるかを確認する必要がある。以下、シミュレーションと実データの比較を行なう。再構成された運動量分布を比較する前に、各 WC のヒット数、再構成数と PACMAN scan の比較を行なう。

### 5.4.1 各 WC のヒット数の比較

2023 年 6 月に J-PARC で ID30 のスケーリングで設定した輸送運動量 52 MeV から 57 MeV で遅延粒子を測定した。ここで得られたデータから、各 WC のヒット数のシミュレーションと実データの比較を行なった。磁気スペクトロメータの上流側から 4 台の MWPC それぞれ wc0, wc1, wc2, wc3 と呼ぶ。ここでは 2nd prompt timing から 20.5  $\mu$ s 後の各 WC へのヒット数を比較する。まず、標的由来の Michel positron の輸送シミュレーション

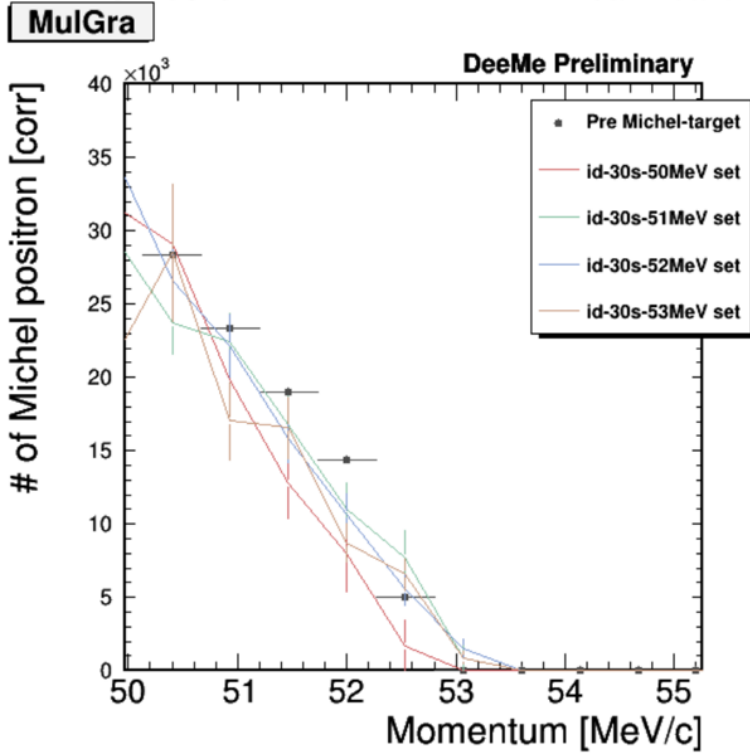


図 5.7: アクセプタンス補正分布と輸送前分布の比較

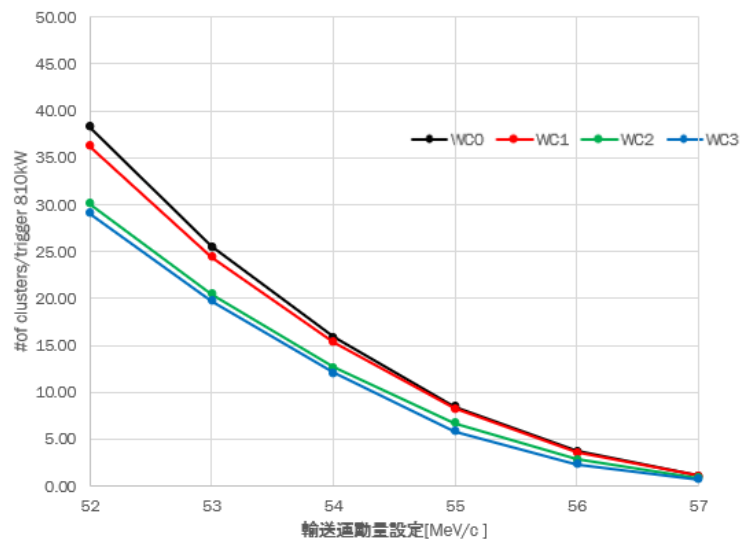


図 5.8: 各 WC の検出総数 (simulation) 2nd prompt timing から 20.5  $\mu$ s 後

の結果を図 5.8 に示す。各 WC のヒット数の実データは図 5.9 に示す。図 5.8 と比較すると、輸送設定が高運動量側になるにつれヒット数はいずれの場合も減少する。各 WC のヒット数を比較すると、シミュレーションでは先頭の MWPC が最もヒット数が多いのに対し、実データは 2 台目のヒット数が最も多い。

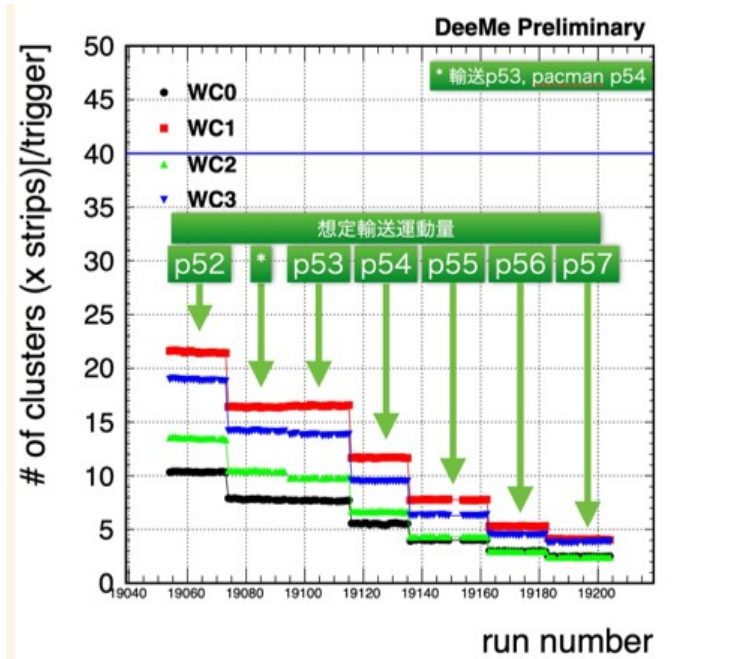


図 5.9: 各 WC の検出総数（実データ）2nd prompt timing から 20.5  $\mu$ s 後

#### 5.4.2 運動量構成数比較

次に 52~57 MeV/c 間の各輸送運動量設定で H-line 輸送および tracking simulation を行い、再構成数を比較した (図 5.10)。57 MeV/c 輸送運動量の値を 1 として規格化する。シミュレーションの結果では低運動量側の設定になるにつれ再構成数は増加している。実データにおいて、シミュレーションと異なり、55 MeV を境に減少に転じている。ここでヒット数の推移から低運動量側の再構成数が増加し続けることが期待されるため、この点は要検討である。

#### 5.4.3 PACMAN Scan 結果比較

H-Line で輸送される粒子の理解のため、磁気スペクトロメータの輸送設定のみを変更して再構成数の変化を確認する。H-line の輸送運動量を正電荷 52, 55 MeV/c ( p52, p55 ) の 2 パターンで固定し、磁気スペクトロメータの測定運動量設定のみ 35 60 MeV/c 付近で変化させる。これを PACMAN scan と呼ぶ。図 5.11 に H-line 輸送運動量 52 MeV, 図 5.12 に H-line 輸送運動量 55 MeV の場合の PACMAN scan の結果を示す。それぞれ p52 では 52 MeV の値, p55 では 55 MeV の値で規格化をしている。測定運動量を変化させると、p52, p55 どちらの場合においてもシミュレーションと実データ共に H-line 輸送設定付近で再構成数が上がり、輸送設定と測定設定のギャップが大きいほど再構成数は減少する。輸送設

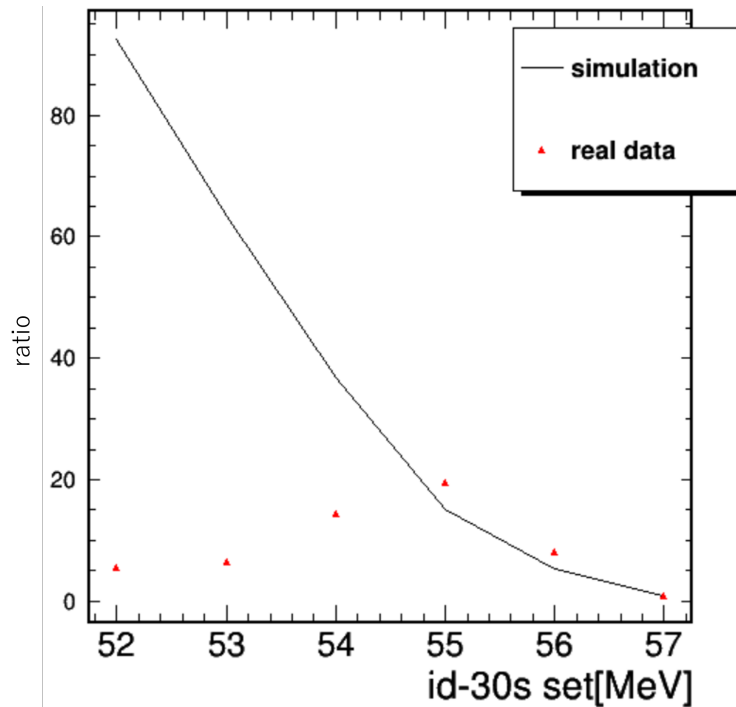


図 5.10: 運動量再構成数の比較 (simulation vs real data) . ID30 の 57MeV スケールでの値を 1 として規格化

定と測定設定を共に変化させていたときには 55 MeV を境に低運動量域が減少していたが、PACMAN scan に置いては増加している．この点は要検討である．

## 5.5 バックグラウンドについて

標的由来の Michel 崩壊陽電子の測定において、バックグラウンドとなり得る粒子はビームライン中で発生する遅延陽電子である．即発粒子としてグラフィット標的で発生したパイ中間子やミュオンは陽子の入射タイミングから 200 ns までにかけて H1 エリアまで輸送されるため、直接のバックグラウンドにはならないが、ビームライン輸送中に寿命で崩壊するものがある．H-Line は輸送設定運動量から外れた粒子をそらして目的運動量を選び出すので、このときビーム軌道から外れながらも H1 エリアまで運ばれる陽電子を生むことがある．そこで、標的から H-Line に入射する正パイ中間子と正ミュオンを輸送し遅延タイミングにどの程度影響するかを調べる．輸送設定運動量を 52 MeV に設定して輸送し、陽子の入射から 600 ns 後、陽子パルスビーム 1 回あたり（以下/ trigger と表記する）の結果を図 5.13 に示す．バックグラウンドの陽電子数は目的粒子である標的由来の Michel positron 数の 0.06%程度で十分無視することができる．



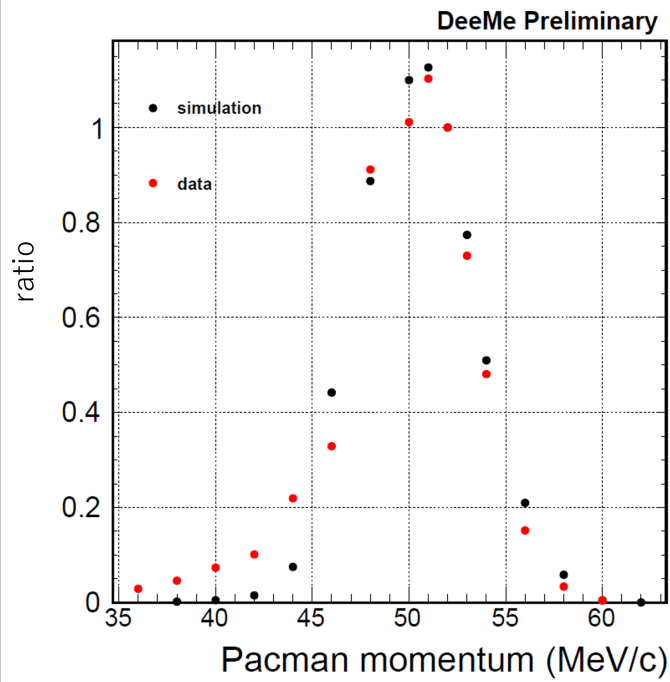


図 5.11: H-Line の輸送設定  $52\text{MeV}/c$  の PACMAN scan での再構成数 (simulation vs real data) . Pacman momentum  $52\text{ MeV}/c$  の値を 1 として規格化

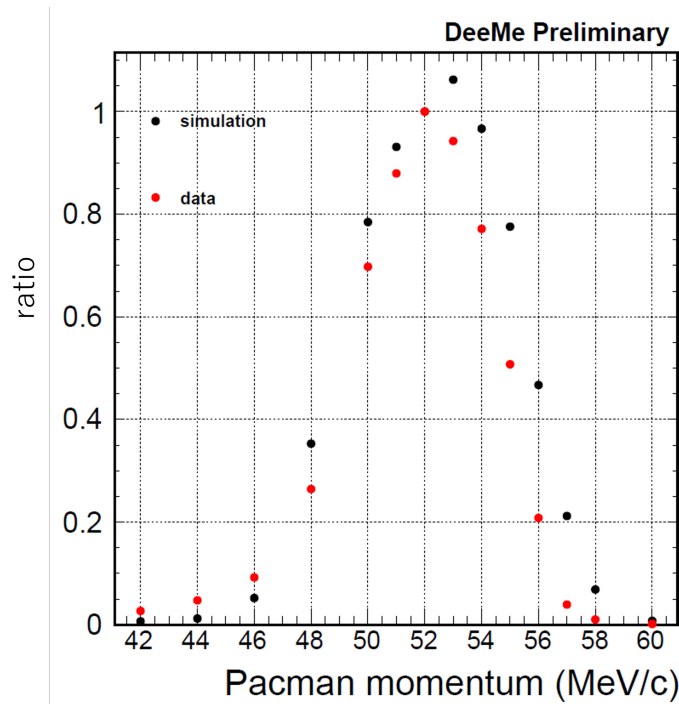


図 5.12: H-Line の輸送設定  $55\text{MeV}/c$  の PACMAN scan での再構成数 (simulation vs real data) . Pacman momentum  $52\text{ MeV}/c$  の値を 1 として規格化

MuGra

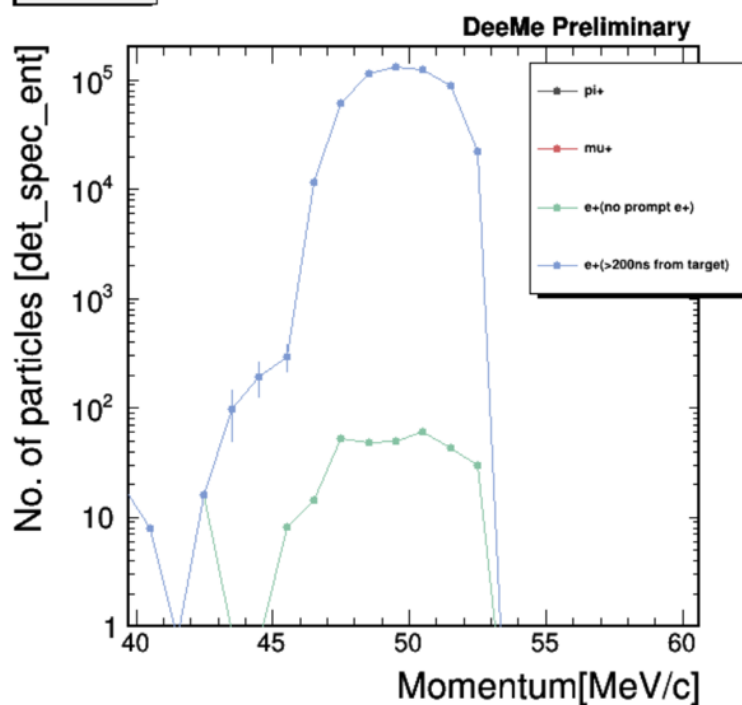


図 5.13: 標的由来の Michel positron とビームライン中で発生した崩壊陽電子の運動量分布比較 [H-Line 出口地点での分布 / trigger ]

## 6 校正用試料の利用について

静止標的としてHB2の前方に校正用試料を配置し、崩壊粒子を磁気スペクトロメータで再構成するシミュレーションを行なう。図6.1に校正用試料を用いたスペクトロメータの運動量校正の概念図を示す。グラファイト標的からH-lineに入射した低運動量の $\pi^+$ 、 $\mu^+$ を(1)HS1-HS3の区間で引き出す。(2)HB2直前に設置した構成標的に $\pi^+$ 、 $\mu^+$ を静止させる。(3) $\pi^+$ 、 $\mu^+$ の崩壊で生成される高運動量 $e^+$ を取り出して、スペクトロメータで測定する。グラファイト標的から直接飛来する高運動量成分は(1)上流と(3)下流の輸送設定差により取り除かれるため、スペクトロメータには到達しない。

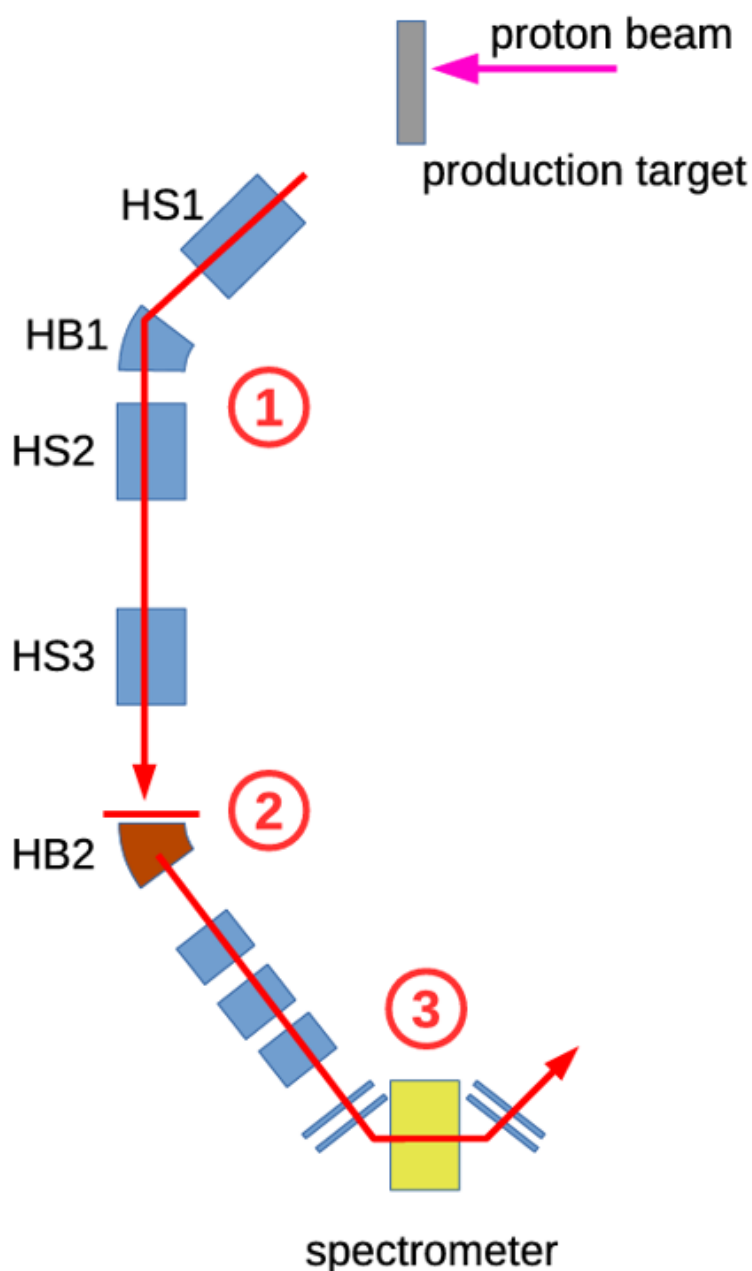


図 6.1: 校正標的を用いたスペクトロメータ校正の概念図。(1)HS1-HS3の輸送運動量設定は(2)の校正用試料位置以降の(3)HB2-spectrometerの中心運動量よりも小さく設定する。

## 6.1 $\pi_{e2}$ 崩壊陽電子のシミュレーション

### 6.1.1 $\pi_{e2}$ 崩壊陽電子のシグナル

$\pi_{e2}$  崩壊を利用するためのセットアップは図 6.1 の (1) 部の運動量設定を 40 MeV, (2) 部の運動量設定を 69.8 MeV と設定する. 校正用試料として厚み 1mm のアルミニウム板を使用する. まず, グラファイト標的で生まれた  $\pi^+$  を校正標的まで輸送する. 校正標的直前の運動量分布結果は図 6.2 に示す. 輸送される運動量の範囲は  $42(+3-7)$  MeV/c である. 陽子パルスビーム入射 1 回あたりの輸送数は 2189 event で, 校正標的に静止したうちの約 99.98% が  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  崩壊をする.

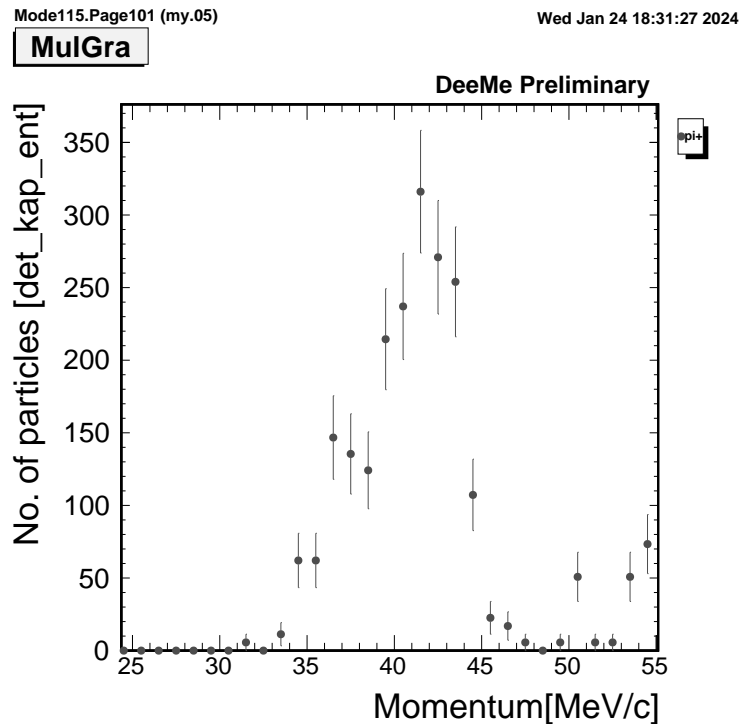


図 6.2: 陽子パルスビーム 1 回あたりに校正標的に到達する  $\pi^+$  の運動量分布と粒子数

$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  崩壊で放出される正ミューオンはエネルギーが低いため殆どその場で Michel 崩壊をして陽電子を放出する (図 6.3 の 52.8 MeV/c). 目的粒子である 2 体崩壊  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$  の分岐比は  $1.23 \times 10^{-4}$  であり, 崩壊陽電子の運動量は 69.8 MeV/c である. 2 体崩壊であるため陽電子の運動量は単一で, グラファイト標的由来の Michel positron に比べ運動量校正に適している.

69.8 MeV/c 付近の陽電子のみ取りだし H-line 出口まで輸送する. 輸送粒子の運動量分布, 陽子パルスビーム 1 回あたりの数を図 6.4 に示す. 陽子パルスビーム 1 回あたりの  $\pi_{e2}$  崩壊陽電子数は  $8.1 \times 10^{-5}$  event である.

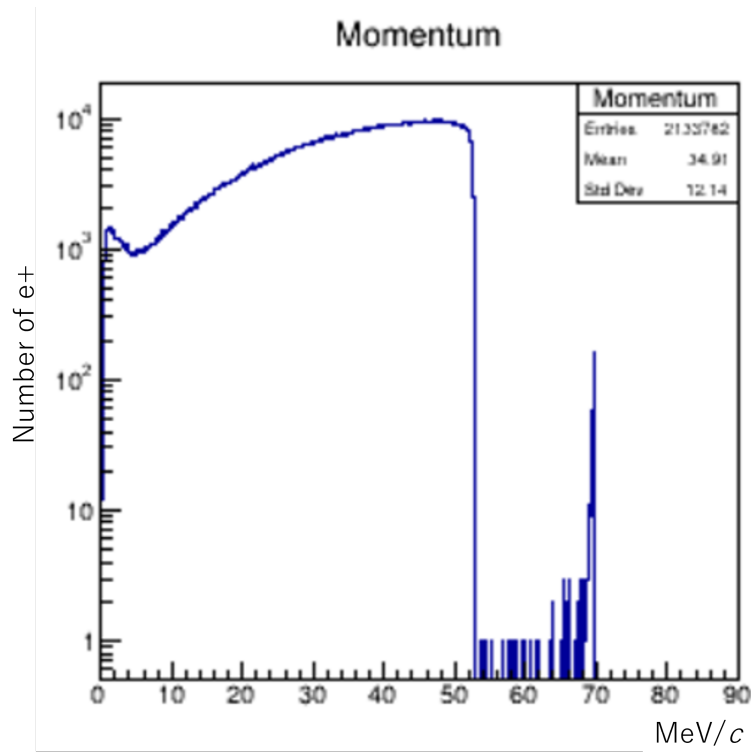


図 6.3: 校正標的から下流側に出てくる  $\pi_{e2}$  崩壊陽電子 (69.8 MeV/c) と Michel 崩壊陽電子 (52.8MeV/c 以下) の運動量分布 (校正標的に当てる  $\pi^+$  数を  $1e8$  event に水増し)

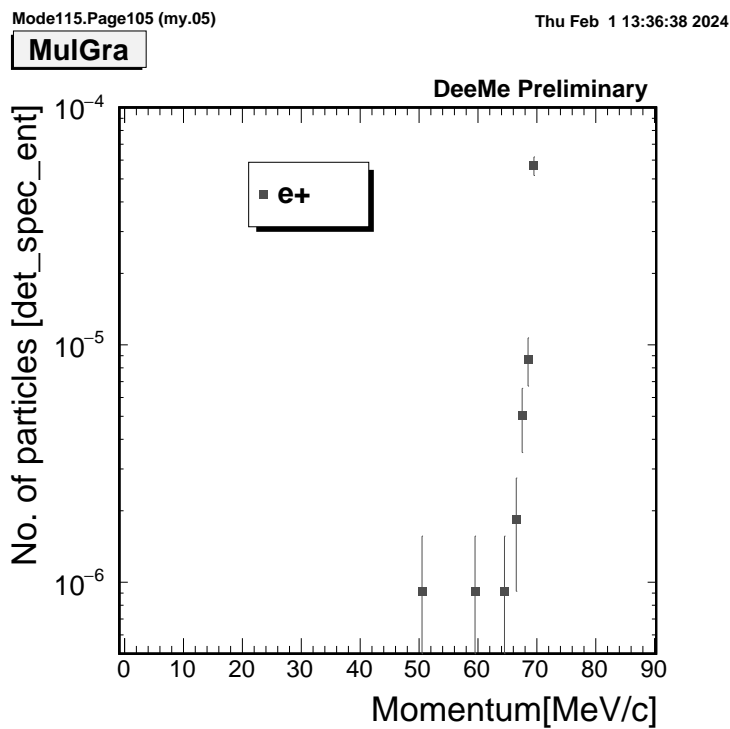


図 6.4: 陽子パルスビーム 1 回あたりに H-line 出口 (H1 エリア) に到達する  $\pi_{e2}$  崩壊陽電子 (69.8 MeV/c) の運動量分布と粒子数

### 6.1.2 $\pi_{e2}$ 崩壊陽電子の測定でのバックグラウンド

校正標的であるアルミニウム板からは $\pi_{e2}$  崩壊陽電子の他に Michel 崩壊陽電子や $\pi^+$  が直接物質からたたき出す陽電子が出てくる。これらバックグラウンドとなる陽電子の H-line 出口までの輸送結果を図 6.5 に示す。バックグラウンドは陽子パルスビーム 1 回あたり  $3.0 \times 10^{-2}$  event H-Line 出口までの輸送される。輸送設定は  $69.8 \text{ MeV}/c$  であるが、Michel 崩壊陽電子の運動量域である  $52.8 \text{ MeV}/c$  以下の陽電子も輸送される。また、シグナル付近の運動量をもつ陽電子も来ているがこれは $\pi^+$  が直接物質からはじき出す陽電子であり、測定タイミングを後ろにずらすと消える (図 6.6)。Michel 崩壊陽電子は測定タイミングを後ろにずらしても $\pi^+$ の方が短寿命 (寿命： $\pi^+$  26 ns,  $\mu^+$  2  $\mu\text{m}$ ) であるため、減らすことは難しい。これらのバックグラウンドと目的粒子を見分けるには寿命スペクトルと運動量の違いを利用する必要がある。

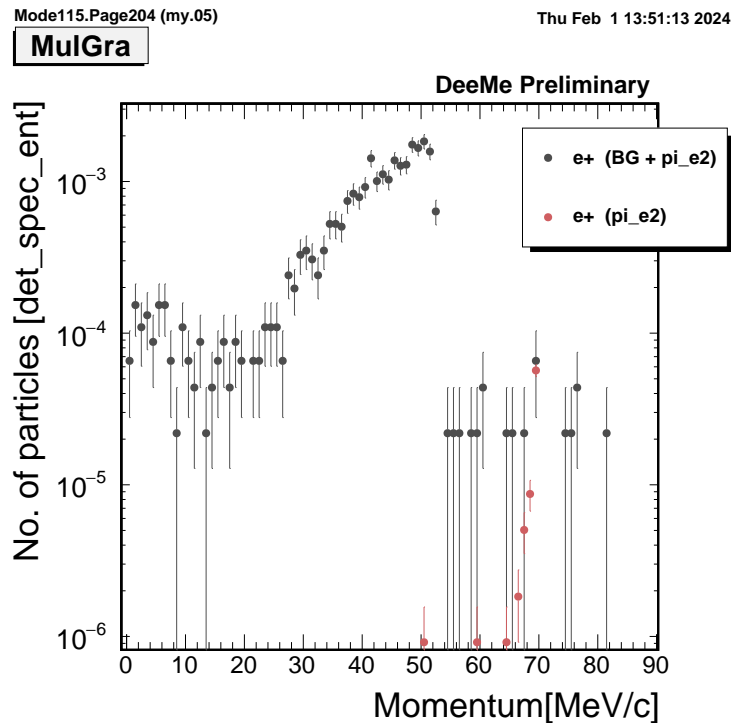


図 6.5: 陽子パルスビーム 1 回あたりに H-line 出口 (H1 エリア) に到達する  $\pi_{e2}$  崩壊陽電子 ( $69.8 \text{ MeV}/c$ , 赤) とバックグラウンド陽電子 (主に Michel 崩壊陽電子 ( $52.8 \text{ MeV}/c$  以下), 黒) の運動量分布と粒子数

## 6.2 Michel 崩壊陽電子のシミュレーション

### 6.2.1 Michel 崩壊陽電子のシグナル

校正標的まで輸送される正ミューオンは図 6.7 に示す。輸送される運動量の範囲は  $10 \pm 2 \text{ MeV}/c$  であり、校正標的であるカプトン  $50 \mu\text{m}$  でほとんどが静止する。trigger あたりの輸送数は 506 event である。このうち約 0.7% が校正標的に静止し Michel 陽電子を作る (図

MulGra

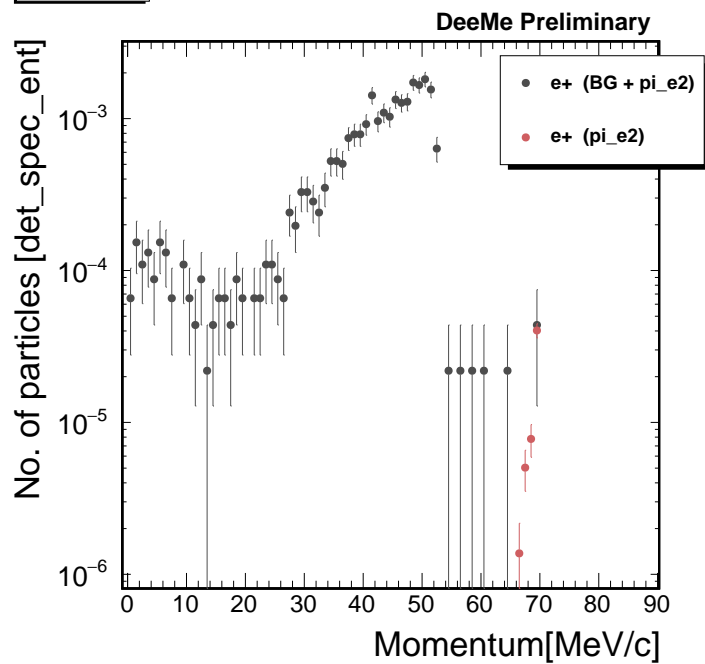


図 6.6: 陽子パルスビーム 1 回あたり, 入射から 250 ns 後の H-line 出口 (H1 エリア) に到達する  $\pi_{e2}$  崩壊陽電子 (69.8 MeV/c, 赤) とバックグラウンド陽電子 (主に Michel 崩壊陽電子 (52.8 MeV/c 以下), 黒) の運動量分布. 陽子パルスビームの入射からおよそ 200 ns 後に校正標的に  $\pi^+$  が入射されるため, さらに遅いタイミングを見れば  $\pi^+$  が物質からはじき出す陽電子は減少する.

6.8). このとき Michel 崩壊陽電子の運動量分布は少し歪むがエッジ部分は十分に保持されるため、グラフィット標的由来の Michel positron に比べ運動量校正に適している。

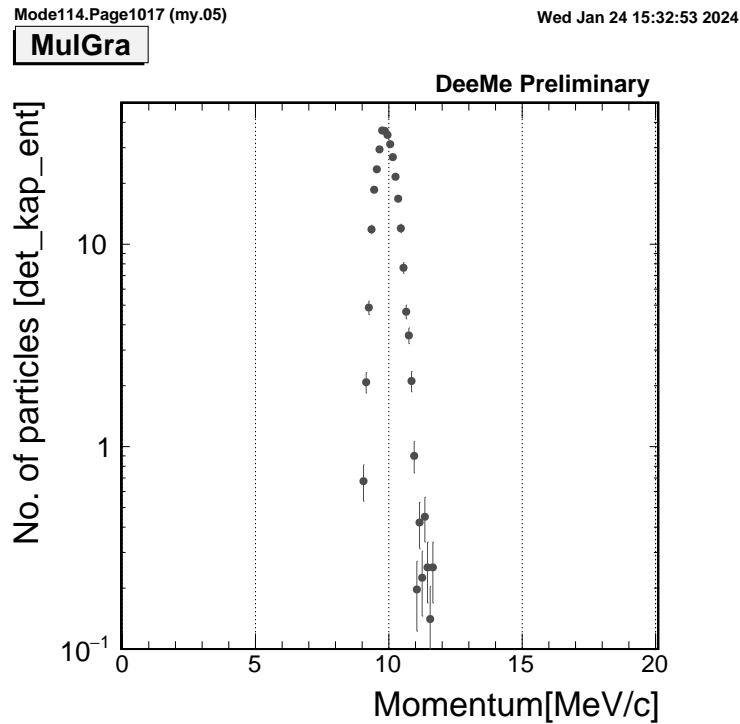


図 6.7: 陽子パルスビーム 1 回あたりに校正標的に到達する  $\mu^+$  の運動量分布と粒子数

続いて、下流部の輸送運動量を  $52.8 \text{ MeV}/c$  に設定し、輸送シミュレーションを行なう。H-line 出口まで輸送した結果を図 6.9 に示す。校正標的で確認した  $52.8 \text{ MeV}/c$  のエッジが確認できる。輸送陽電子総数は陽子パルスビーム 1 回あたり  $4.1 \times 10^{-4} \text{ event}$  である。

### 6.2.2 Michel 崩壊陽電子のバックグラウンド

校正標的の Michel 崩壊陽電子の測定において、バックグラウンドとなり得る粒子はビームライン中で発生する遅延陽電子である。即発粒子としてグラフィット標的で発生したパイ中間子やミューオンは陽子の入射タイミングから  $200 \text{ ns}$  までにかけて H-Line に入射する。校正標的前後の輸送設定差から直接のバックグラウンドは低減されるが、ビームライン輸送中に寿命で崩壊する。このときビーム軌道から外れながらも H1 エリアまで運ばれる陽電子を生むことがある。標的から H-Line に入射する正パイ中間子と正ミューオンを輸送し遅延タイミングにどの程度影響するかを調べる。結果を図 6.10 に示す。バックグラウンドの陽電子数は  $3.3 \text{ event} / \text{trigger}$  であった。



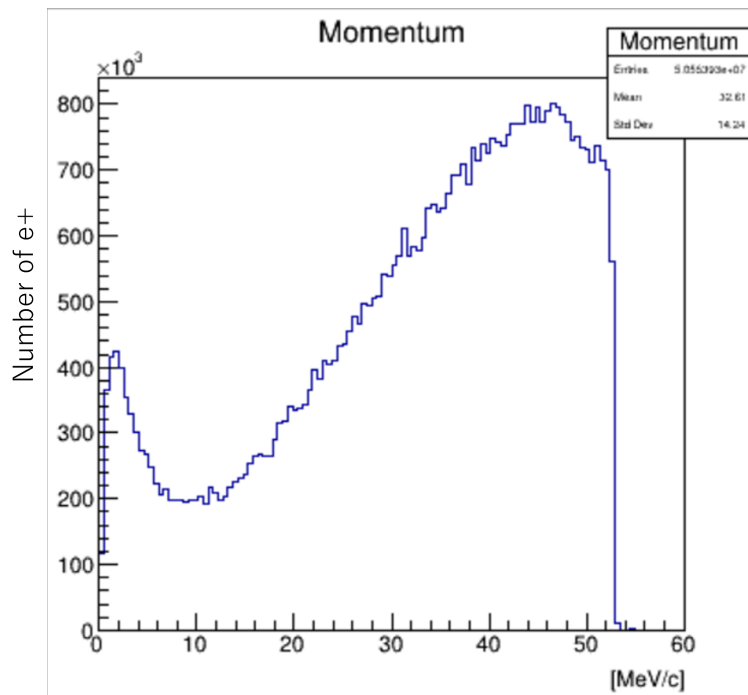


図 6.8: 校正標的から下流側に出てくる Michel 崩壊陽電子の運動量分布 (校正標的に当てる  $\mu^+$  数を  $1e8$  event に水増し)

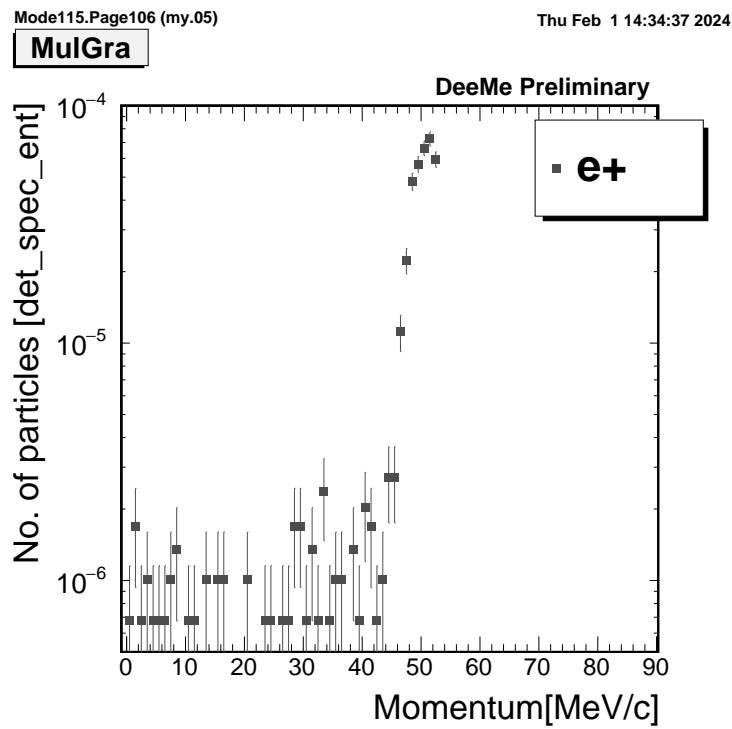


図 6.9: 陽子パルスビーム 1 回あたりに H-line 出口 (H1 エリア) に到達する Michel 崩壊陽電子と粒子数

MulGra

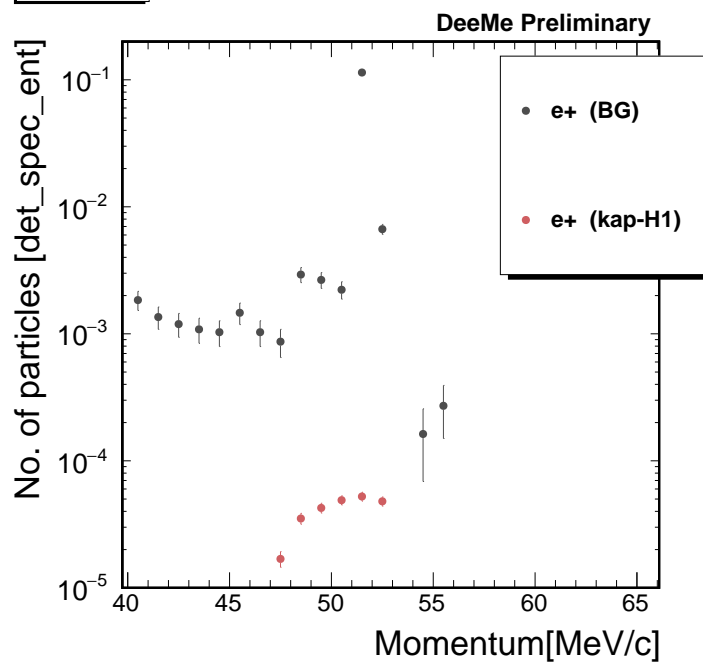


図 6.10: H-line 出口 (H1 エリア) に到達する Michel 崩壊陽電子 (赤) とビームライン中で発生した陽電子 (BG, 黒) の運動量分布 (陽子パルスビーム 1 回あたり, 入射から 600 ns 後)

## 7 結論

DeeMe 実験はミューオン・電子転換過程 ( $\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)$ ) の証拠である 105 MeV/c 遅延電子の測定を目指している。DeeMe では磁気スペクトロメータの運動量校正を行なう。そのために、グラファイト標的由来の Michel positron や H ライン HB2 直上流部に校正標的を設置し、 $\pi^+$  や  $\mu^+$  崩壊起源で運動量のよくわかっている陽電子を用いて校正を行う。グラファイト標的由来の Michel positron 運動量分布は標的からの脱出により変形するためそのまま校正に利用することは難しいが、G4-beamline を用いて H-line のアクセプタンス評価を行い、測定結果に補正を加えることで最大運動量付近の運動量分布を確認することが出来た。また、遅延タイミングのバックグラウンドは 0.06% 程度であり十分に低いことが分かった。今後は実データにも補正を加え最大運動量付近の運動量分布を確認する。校正標的を用いる方法としてビームライン途中にアルミニウム板 (厚み 1 mm, 縦横  $300 \times 300 \text{mm}^2$ ) やカプトンストリップ (厚み 2  $\mu\text{m}$ , 縦 300 mm, 横 2 mm) を置き、静止標的として利用する。グラファイト標的から 40 MeV/c の低運動量の正パイ中間子をアルミニウム板まで輸送し、静止、崩壊させる。その後、下流部で 69.8 MeV/c の輸送設定で輸送するシミュレーションを行なった。その結果、H-Line 出口での陽子パルスビーム 1 回あたりの  $\pi_{e2}$  崩壊陽電子数は  $8.1 \times 10^{-5}$  event であった。バックグラウンドの陽電子数は  $3.0 \times 10^{-2}$  event と分かった。今後は磁気スペクトロメータでシグナルの運動量再構成が行えるかを確認する。また、グラファイト標的から 10 MeV/c の低運動量の正ミューオンをカプトンストリップまで輸送し、静止、崩壊させる。その後、下流部で 52.8 MeV/c の輸送設定で輸送するシミュレーションを行なった。その結果、H-Line 出口での陽子パルスビーム 1 回あたりの Michel 崩壊陽電子数は  $4.1 \times 10^{-4}$  event であった。校正標的を用いる際のバックグラウンドとして標的由来の正パイ中間子と正ミューオンがビームライン中で遅延陽電子を生む可能性がある。上流部からの陽電子は陽子パルスビーム 1 回あたり 3.3 event であった。今後は、ビームラインに設置された粒子弁別装置を用いたバックグラウンドの低減を検討する必要がある。

## 謝辞

本修士論文を執筆するにあたり、多くの方々にご指導ご鞭撻を賜りました。ここに深く感謝の意を表したいと思います。大阪公立大学清矢 良浩教授には、物理学における基礎知識や実験を遂行する研究者としての思考アプローチに加え、人生において重要な視点や考え方など、これからの私の人生において大きな影響を与えるであろうことまで教えていただきました。微分型の生き方を胸に刻み、どのような状況下でも楽しもうと思います。また、師と仰ぐ存在に出会えたことを心より喜ばしく思います。山本 和弘准教授には、研究室のパソコン関連の環境を構築していただきました。これまでの研究活動において、何不自由なくデータ解析やコーディングを行えたのは山本教授の助力があってこそでした。豊田 博俊氏には、差し入れや研究活動中のご意見をいただきました。手島 菜月氏には実験だけで無く出張期間の移動や生活を支えていただきました。DeeMe の実験期間中にトラブルがあった際、的確な助言をいただき大変お世話になりました。また、MLF での差し入れには元気をいただき、夜間のシフト中特にありがたかったです。大阪大学の青木 正治教授は、DeeMe の DAQ のトラブル解決や実験機器等の扱い方について助言いただきました。お手伝いいただきありがとうございました。同大学の東野 祐太氏には、東海村での実験において DeeMe 遂行に多大なる貢献をしていただいたことに感謝の念を抱いております。治具設計やシミュレーション環境の構築など多くの場面でご指導いただいたことに感謝しております。KEK の山崎高幸氏には、MLF での実験において大変お世話になりました。H-Line のパフォーマンス改善に尽力していただき、DeeMe 実験を遂行する上で不可欠な存在でした。本学高エネルギー物理学研究室の後輩であり、DeeMe 実験の一員でもある田中 甚吉氏、梅井 一樹氏とは東海村で長く時間をともに過ごしました。2023 年 1 月のビームタイムから始まり、2024 年 3 月までの DeeMe ビームタイムの期間、一筋縄ではいかない実験の試行錯誤をする中で、非常に頼もしく感じておりました。他愛の無い日常の会話からも非常に元気を頂きました。お二人が DeeMe の後輩で本当に良かったと感じています。同じく、DeeMe の先輩の長谷 和哉氏には、まだ右も左も分からずに参加した 2022 年 1 月の H-Line commissioning から解析コードのプログラミングやガスシステムの運用方法など実験に関する様々なことを教わりました。先輩として物理学の知識に限らず、実験遂行に真摯に取り組む姿から一人の人間として非常に多くのことを学ばせていただきました。本学高エネルギー物理学研究室の先輩の本條 貴司氏、後輩の山本氏は、所属する実験グループは違えど研究室で顔を合わせた際、休憩がてらの他愛のない会話をするのが研究室に行くことのひとつの楽しみでした。同期の金子 聡氏、川村悠馬氏とは苦楽をともにし、学業だけでなく日常生活を彩るかけがえのない存在でした。メンタルコントロールのために行なった数々の奇行は忘れていただいてもかまいません。就職活動や研究活動などの取り組みを共有することで悔いのない充実した 2 年間を過ごすことができました。最後にこれまでの私の人生を応援し、支えてくださった家族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ーオン・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 Cavot, "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. 31No. C47, pp. 337-346 (2006).
- [5] C. Dohmen et al. (SINDRUM collaboration), "Test of lepton-flavour 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] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration) Z. Phys. C 73, 243 (1997).
- [8] D. Ambrose et al. (BNL E871 Collaboration), "New Limit on Muon and Electron Lepton Number Violation from  $K^0_L \rightarrow \mu p m e m p$  Decay," Phys. Rev. Lett. 81, 5734 (1988).
- [9] CLARK, Allan Geoffrey, et al. (CDF Collaboration), "Search for the Decays  $B^0_S \rightarrow e + \mu^-$  and  $B^0_S \rightarrow e + e^-$  in CDF RunII," 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] 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).
- [12] 「J-PARC 大強度陽子加速器施設」 <https://j-parc/ja/jparc.html>.
- [13] 高橋拓也, 「 $\mu$ -e 転換過程探索実験 DeeMe に用いられる高レート耐性 MWPC の充填ガス最適化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 (2019).