

J-PARC MLF ミューオン生成標的中に生成されるミューオン炭素原子数の評価
(Evaluation of the number of muonic carbon atoms generated in a muon production target at J-PARC MLF)

理学研究科

数物系専攻

池内 響輝

2021年3月18日

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・フレーバー非保存過程である (charged Lepton Flavor Violation, cLFV)。cLFV は素粒子の標準模型において禁止されているが、標準模型を超えた理論のいくつかでは現在の実験上限値の数桁下に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 (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グラフィット標的で単一事象感度 10^{-13} の実験を実現しようとしている。これはこれまでの実験の探索感度を上回るものである。

また、感度の評価のためには、ビームターゲット内で μ^- が炭素原子核のクーロン場に束縛されることで形成されるミューオン炭素原子数の精密評価が重要となる。精密評価を行う上で、単なる数量の評価だけでなく、ターゲット内に生成されるミューオン炭素原子の空間分布の評価も重要になる。これは、ミューオン炭素原子の生成位置とビームラインに入射する粒子の関係をj知るために必要となるからである。さらに、精密評価はシミュレーションソフトを用いて行い、この際得たバックグラウンドの影響評価や空間分布などの知識を DeeMe 実験に関するシミュレーションに用いることでより高度なものにしようと考えている。本論文では、下記の項目について述べる。

2009 年、J-PARC MLF D2 エリアにて、ミューオン炭素原子内の μ^- が原子軌道上で崩壊する DIO (Dicay In Orbit:軌道上崩壊) 過程起源の e^- の収量測定が行われた。今回、モンテカルロ計算によるシミュレーションを行い、収量測定の結果と比較を行なった。また、シミュレーション結果と 2009 年の測定結果を比較した際、一致しない部分が存在した。この原因をj解明するため DIO 起源の e^- 以外の粒子による影響の評価を行なった。さらに、今回の結果からターゲット中に生成されるミューオン炭素原子数の評価を行ない 1.5×10^{10} /s/MW という結果を得た。

目次

1	序章	1
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・電子転換過程の信号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
1.5	DeeMe 実験	10
1.5.1	実験方法	10
1.5.2	飛跡検出器	11
1.5.3	電磁石	13
2	収量測定	14
2.1	測定方法	16
2.2	測定結果	17
3	シミュレーションによる収量測定との比較	18
3.1	ソフトウェア	18
3.1.1	Geant4	18
3.1.2	G4beamline	18
3.2	DIO e^- シミュレーション	19
3.2.1	炭素標的への陽子ビーム照射シミュレーション	19
3.2.2	遅延タイミング e^- のバーテックスデータ取得	19
3.2.3	DIO スペクトル e^- の生成	21
3.2.4	炭素標的内輸送シミュレーション	23
3.2.5	gun file 作成	27
3.2.6	D-Line 輸送シミュレーション	30
3.2.7	シミュレーションと実測の比較	31
3.3	他粒子による影響	32
3.4	Michel 崩壊 e^+ による影響評価	33
3.4.1	炭素標的への陽子ビーム照射シミュレーション	33
3.4.2	遅延タイミング e^+ のバーテックスデータ取得	33
3.4.3	Michel 崩壊スペクトル e^+ の生成	36
3.4.4	炭素標的・銅リング内輸送シミュレーション	41
3.4.5	gun file 作成	45
3.4.6	D-Line 輸送シミュレーション	56
3.4.7	シミュレーションと実測の比較	59
3.5	μ^- による影響評価	61
3.5.1	炭素標的への陽子ビーム照射シミュレーション	61

3.5.2	炭素標的外 μ^- の取得	61
3.5.3	gun file 作成	64
3.5.4	D-Line 輸送シミュレーション	71
3.5.5	シミュレーションと実測の比較	72
4	ミューオン炭素原子数の評価	76
5	まとめ	79
6	謝辞	80

目次

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	3
1.2	Czarnecki らによる DIO 電子のエネルギースペクトル	7
1.3	一般的なミュオン・電子転換過程探索実験の手法	8
1.4	SINDRUM-II 実験の結果	9
1.5	シミュレーションソフトで作成した H-Line のモデル図	10
1.6	MLF 内部 H-Line と H1 エリアの位置	11
1.7	DeeMe 実験におけるミュオン・電子転換過程による e^- 生成過程	11
1.8	DeeMe 実験で用いる MWPC	12
1.9	アノードワイヤー、ポテンシャルワイヤー配置の模式図	12
1.10	ポテンシャルワイヤーの効果	12
1.11	DeeMe 実験で用いる巨大電磁石 PACMAN	13
1.12	MWPC と PACMAN による運動量測定模式図	13
2.1	MLF 内部 D-Line と D2 エリアの位置	14
2.2	シミュレーションソフトで作成した D-Line のモデル図	15
2.3	2009 年度収量測定時のミュオン生成標的	15
2.4	D2 エリアにおける検出器のセットアップの模式図	16
2.5	2009 年度収量測定結果	17
3.1	ミュオン炭素原子における遅延タイミング e^- の X-Y 分布	19
3.2	ミュオン炭素原子における遅延タイミング e^- の Z-R 分布	20
3.3	生成した DIO e^- の運動量分布	21
3.4	生成した e^- の時間情報	21
3.5	生成した DIO e^- の X-Y 分布	22
3.6	生成した DIO e^- の Z-R 分布	22
3.7	炭素標的から出てきた e^- の運動量分布	23
3.8	炭素標的から出てきた e^- の時間情報	23
3.9	炭素標的から出てきた e^- の $\cos(\theta)$ 分布	24
3.10	炭素標的から出てきた e^- の ϕ 分布	24
3.11	炭素標的から出てきた e^- の運動量分布 (エネルギー損失)	25
3.12	炭素標的から出てきた e^- の運動量分布 (反応による生成)	25
3.13	炭素標的から出てきた e^- の運動量分布	26
3.14	gun file 内の e^- の運動量分布	27
3.15	gun file 内の e^- の時間情報	28
3.16	gun file 内の e^- の $\cos(\theta)$ 分布	28
3.17	gun file 内の e^- の ϕ 分布	29
3.18	DIO e^- シミュレーションの結果	30
3.19	収量測定と DIO e^- シミュレーションの比較	31
3.20	炭素標的内で生成される遅延タイミング e^+ の X-Y 分布	33

3.21	炭素標的内で生成される遅延タイミング e^+ の Z-R 分布	34
3.22	銅リング内で生成される遅延タイミング e^+ の X-Y 分布	34
3.23	銅リング内で生成される遅延タイミング e^+ の Z-R 分布	35
3.24	炭素標的内と銅リング内で生成される遅延タイミング e^+ を合わせた X-Y 分布	35
3.25	炭素標的内と銅リング内で生成される遅延タイミング e^+ を合わせた Z-R 分布	36
3.26	生成した Michel 崩壊 e^+ の運動量分布	37
3.27	生成した Michel 崩壊 e^+ の時間情報	37
3.28	生成した炭素標的内 Michel 崩壊 e^+ の X-Y 分布	38
3.29	生成した炭素標的内 Michel 崩壊 e^+ の Z-R 分布	38
3.30	生成した銅リング内 Michel 崩壊 e^+ の X-Y 分布	39
3.31	生成した銅リング内 Michel 崩壊 e^+ の Z-R 分布	39
3.32	生成した炭素標的内と銅リング内 Michel 崩壊 e^+ の X-Y 分布	40
3.33	生成した炭素標的内と銅リング内 Michel 崩壊 e^+ の Z-R 分布	40
3.34	炭素標的外部の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の運動量分布 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	41
3.35	炭素標的外部の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の時間情報 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	41
3.36	炭素標的外部の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の $\cos(\theta)$ 分布 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	42
3.37	炭素標的外部の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の ϕ 分布 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	42
3.38	炭素標的外部の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の運動量分布 (銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	43
3.39	炭素標的外部の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の時間情報 (銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	43
3.40	炭素標的外部の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の $\cos(\theta)$ 分布 (銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	44
3.41	炭素標的外部の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の ϕ 分布 (銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	44
3.42	運動量と位置成分の θ の相関関係 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	45
3.43	運動量と位置成分の ϕ の相関関係 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	46
3.44	運動量成分の θ と位置成分の θ の相関関係 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	46
3.45	運動量成分の ϕ と位置成分の ϕ の相関関係 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	47
3.46	位置成分の θ と ϕ の相関関係 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	47

3.47	水増し生成した Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の運動量分布 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	48
3.48	水増し生成した Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の時間情報 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	48
3.49	水増し生成した Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の $\cos(\theta)$ 分布 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	49
3.50	水増し生成した Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の ϕ 分布 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	49
3.51	水増し生成した Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の運動量分布 (銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	50
3.52	水増し生成した Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の時間情報 (銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	50
3.53	水増し生成した Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の $\cos(\theta)$ 分布 (銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	51
3.54	水増し生成した Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の ϕ 分布 (銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	51
3.55	gun file 内の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の運動量分布 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	52
3.56	gun file 内の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の時間情報 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	52
3.57	gun file 内の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の $\cos(\theta)$ 分布 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	53
3.58	gun file 内の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の ϕ 分布 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	53
3.59	gun file 内の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の運動量分布 (銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	54
3.60	gun file 内の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の時間情報 (銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	54
3.61	gun file 内の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の $\cos(\theta)$ 分布 (銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	55
3.62	gun file 内の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の ϕ 分布 (銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)	55
3.63	Michel 崩壊 e^- シミュレーションの結果	56
3.64	炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^- と DIO e^- の比較	57
3.65	銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^- と DIO e^- の比較	58

3.66 炭素標的内外と銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^- を 合わせたものと DIO e^- の比較	58
3.67 炭素標的内外関連の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ と DIO e^- の合計と実測の 比較	59
3.68 銅リング内外関連の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ と DIO e^- の合計と実測の 比較	59
3.69 炭素標的内外関連と銅リング内外関連の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ と DIO e^- の合計と実測の比較	60
3.70 炭素標的外部の μ^- の運動量分布	61
3.71 炭素標的外部の μ^- の時間情報	62
3.72 炭素標的外部の μ^- の $\cos(\theta)$ 分布	62
3.73 炭素標的外部の μ^- の ϕ 分布	63
3.74 運動量と位置成分の θ の相関関係	64
3.75 運動量と位置成分の ϕ の相関関係	65
3.76 運動量成分の θ と位置成分の θ の相関関係	65
3.77 運動量成分の ϕ と位置成分の ϕ の相関関係	66
3.78 位置成分の θ と ϕ の相関関係	66
3.79 水増し生成した μ^- の運動量分布	67
3.80 水増し生成した μ^- の時間情報	67
3.81 水増し生成した μ^- の $\cos(\theta)$ 分布	68
3.82 水増し生成した μ^- の ϕ 分布	68
3.83 gun file 内の e^- の運動量分布	69
3.84 gun file 内の e^- の時間情報	69
3.85 gun file 内の e^- の $\cos(\theta)$ 分布	70
3.86 gun file 内の e^- の ϕ 分布	70
3.87 μ^- シミュレーションの結果	71
3.88 実測と μ^- シミュレーションの比較	72
3.89 実測と DIO $e^- +$ Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^- + \mu^-$ の比較	72
3.90 実測と DIO $e^- +$ Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^- + \mu^-$ の比較	73
3.91 スピル当たりの実測結果とシミュレーション結果の比較	75
4.1 DIO e^- シミュレーションの割合	76

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
1.3	レプトンとレプトンフレーバーの対応	2
1.5	代表的な $cLFV$ 過程探索実験における分岐比の上限値	4
2.1	鉛板をアブソーバーに用いた測定の結果	17
2.2	青銅板と鉛板をアブソーバーに用いた測定の結果	17
3.1	PDGid と粒子の種類	32

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。素粒子物理学における法則を説明する基本モデルが標準模型である。標準模型は物質を構成するクォークとレプトン、相互作用において力を媒介するゲージボソンで成り立っている。クォークとレプトンをまとめたものを表 1.1 に、ゲージボソンをまとめたものを表 1.2 に示す。

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	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	1/2
	e^-	μ^-	τ^-	-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
γ	電磁相互作用	0	1
g	強い相互作用	0	1
W^\pm	弱い相互作用	± 1	1
Z^0	弱い相互作用	0	1

素粒子物理学の基本モデルである標準模型だが、それでは説明できない現象も観測されている。例えば、1998 年にスーパーカミオカンデにより発見されたニュートリノ振動現象である。この現象は、標準模型では 0 であるとされていたニュートリノの質量が存在するという証明となっている。

このように、標準模型には不十分な点が存在するため、標準模型を超える理論が研究されている。それらの中で存在が示唆されている現象の 1 つが、荷電レプトンフレーバー非保存過程 (charged Lepton Flavor Violation, cLFV) である。まずは、この現象について説明していく。

1.1 荷電レプトン・フレーバー非保存過程

標準模型では、物質を構成するクォークとレプトンにおいて、それぞれの世代でフレーバーと呼ばれる固有の量子数を持っている。レプトンに関して、第一世代 (e, ν_e) は電子レプトン数 L_e 、第二世代 (μ, ν_μ) はミューオン数 L_μ 、第三世代 (τ, ν_τ) はタウ数 L_τ と定義され、それらはレプトンフレーバーと呼ばれる。それぞれのレプトンフレーバーに対して、粒子には +1、反粒子には -1、他の粒子には 0 の量子数を課す (表 1.3)。

表 1.3: レプトンとレプトンフレーバーの対応

	e^-	ν_e	μ^-	ν_μ	τ^-	ν_τ
L_e	+1	+1	0	0	0	0
L_μ	0	0	+1	+1	0	0
L_τ	0	0	0	0	+1	+1
	e^+	$\bar{\nu}_e$	μ^+	$\bar{\nu}_\mu$	τ^+	$\bar{\nu}_\tau$
L_e	-1	-1	0	0	0	0
L_μ	0	0	-1	-1	0	0
L_τ	0	0	0	0	-1	-1

標準模型では、反応の前後でそれぞれのレプトンフレーバー量子数が保存しなければならない。これをレプトンフレーバー数保存という。ミューオンの崩壊を例に考えてみる。

(例) ミューオンの崩壊 (Michel 崩壊)

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

式 (3.6) において、左辺では L_μ が +1、右辺では L_e が $+1 + (-1) = 0$, L_μ が +1 となり、レプトンフレーバー量子数が保存していることがわかる。

反応の前後でレプトンフレーバーが保存しなければならない一方で、クォークに関してはフレーバーは保存されない。これは、全てのクォークが質量を持つことに起因する。クォークの質量固有状態は左巻きの u クォークと d クォークについて質量行列を独立に対角化することで得られるが、標準理論ではこの状態は弱い相互作用を記述する SU(2) ゲージ群の 2 重項に統合されなければならない。このとき 2 つの状態の間をつなぐ相対的な回転自由度から、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、反応の前後でレプトンフレーバーが保存しない cLFV 過程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、ミュオンが仮想的に W ボソンを放出し、 ν_μ となる。 ν_μ がニュートリノ混合によって電子ニュートリノになり、W ボソンを吸収すれば μ^- の稀崩壊 $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ が起こる (図 1.1)。

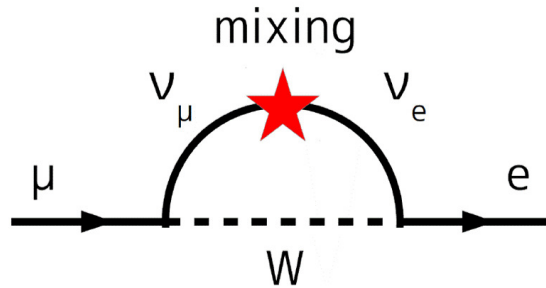


図 1.1: ニュートリノ振動を考慮したミュオン・電子転換過程のダイアグラム

しかし、この過程の分岐比は、Maki-Nakagawa-Sakata (MNS) ニュートリノ混合行列成分 $U_{\mu i}^* U_{ei}$ とニュートリノの質量差 Δm_{ij} 、W ボソンの質量 M_W を用いて式 (3.7) で表され、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、その分岐比は 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。

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

これらのことから、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言うことができる。しかし、既に標準模型を越える多くの理論によって cLFV 過程の分岐比が現在の実験上限値の数桁下であると予想されている。

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る。また、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を表 1.5 に示す。

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 [1]
$\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$	$< 1.0 \times 10^{-12}$	SINDRUM [2]
$\mu^- + A_u \rightarrow e^- + A_u$	$< 7 \times 10^{-13}$	SINDRUMII [3]
$\mu^- + T_i \rightarrow e^- + T_i$	$< 4.3 \times 10^{-12}$	SINDRUMII [4]
$\tau^\pm \rightarrow \mu^\pm\gamma$	$< 4.4 \times 10^{-8}$	Belle [5]
$Z^0 \rightarrow \mu^\pm\gamma$	$< 1.2 \times 10^{-5}$	DELPHI [6]
$K_L^0 \rightarrow e^\pm\mu^\pm$	$< 4.7 \times 10^{-12}$	BNL E871 [7]
$B^0 \rightarrow e^+\mu^-$	$< 6.4 \times 10^{-8}$	CDF [8]

1.2 ミューオン・電子転換過程

物質中で μ^- が静止すると、 μ^- は物質中の原子核のクーロン場に束縛され、ミューオン原子が形成される。束縛された μ^- 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 μ^- は、標準理論の枠内では原子軌道上で崩壊するか、原子核に捕獲されるミューオン原子核捕獲のどちらかの過程をたどる。

$$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu \quad (1.3)$$

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z - 1) \quad (1.4)$$

ここで A は μ^- が束縛された物質の原子量、 Z は原子番号を表す。式 (1.3) のような原子軌道上の μ^- が崩壊する過程を DIO (Decay in Orbit)、式 (1.4) のような μ^- が原子核に捕獲される過程を、MC (Muon Capture) と呼ぶことにする。

DIO の崩壊定数 α_d は、自由空間でのミューオンの Michel 崩壊と同様で、 $\alpha_d = 0.452 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ である。崩壊定数の逆数は自由空間でのミューオンの寿命であり、 $2.197 \times 10^{-6} \text{ s}$ である。また、MC の崩壊定数 α_c は、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。例えば、炭素原子では $\alpha_c = 0.0388 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ 、ケイ素原子では $\alpha_c = 0.8712 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ である。結果として各物質におけるミューオンの寿命 τ は次式のように表される。

$$N = N_0 e^{-(\alpha_f + \alpha_c)t} \quad (1.5)$$

$$\tau = \frac{1}{\alpha_f + \alpha_c} \quad (1.6)$$

ここで、 N は時間 t に残っているミューオンの数、 N_0 は $t=0$ に存在するミューオンの数である。これより、炭素原子に束縛されたミューオンの寿命は $\tau = 2.02 \mu\text{s}$ 、ケイ素原子に束縛されたミューオンの寿命は $\tau = 0.754 \mu\text{s}$ となり、物質中でのミューオンの寿命は自由空間における寿命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、ミューオン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に依存する反応であるので、その分岐比は MC 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。

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z) \equiv \frac{\Gamma(\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z))}{\Gamma(\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z - 1))} \quad (1.7)$$

1.3 ミューオン・電子転換過程の信号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、信号として単色エネルギーをもつ e^- 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_μ から、ミューオン原子中での $1S$ 軌道における束縛エネルギー B_μ と原子核の反跳エネルギー E_{rec} を引いたものになる。

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 (1.8) 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 (1.9) のように近似することが出来る。

$$E_{rec} \approx \frac{(m_\mu - B_\mu)^2}{2M_A} \quad (1.8)$$

$$E_{\mu-e} = m_\mu - B_\mu - E_{rec} \approx m_\mu - B_\mu \quad (1.9)$$

$1S$ 軌道の束縛エネルギー B_μ は、ミュー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ーオン・電子転換過程由来の e^- (以降、 $\mu - e$ 転換電子と記述) の信号のエネルギーの大きさも異なる。炭素原子の場合は $E_{\mu-e} = 105.06$ MeV、ケイ素原子の場合は $E_{\mu-e} = 104.91$ MeV となる。

ミューオン・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 1.2 に Czarnecki らが行った DIO 起源の e^- の予想運動量スペクトルを示す [9]。DIO で放出される電子のエネルギーは原子核の反跳により 105 MeV 付近まで加速される場合があり、主なバックグラウンドとなる。しかし、図のようにケイ素原子、炭素原子の $E_{\mu-e}$ 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 起源の e^- 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次陽子ビームがビーム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 e^- の事である。陽子ビームがビーム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、ミューオン原子の寿命のため遅延する $\mu - e$ 転換電子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、それによる即発電子を $\mu - e$ 転換電子と間違える可能性が予想される。このようなパルス陽子ビームから遅れてビーム標的に入射する陽子を Delayed proton と呼ぶ。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。

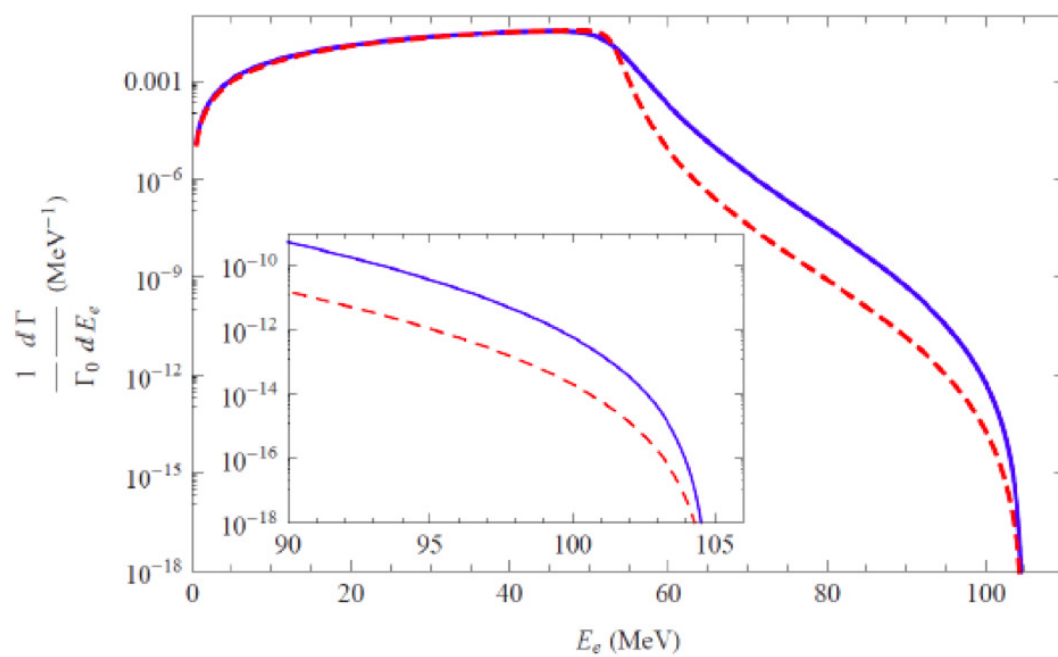


図 1.2: Czarnecki らによる DIO 電子のエネルギースペクトル Si (青) , C (赤)

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。cLFV 過程は世界中の研究機関で探索されている。特に、 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 、 $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ 、 $\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)$ 探索実験が、cLFV 過程を探索する実験として注目されている。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、輻射崩壊 ($\mu^+ \rightarrow e^+\gamma\bar{\nu}_\mu\nu_e$) と Michel 崩壊 ($\mu^+ \rightarrow e^+\bar{\nu}_\mu\nu_e$) の二つの事象が同時に起こる場合がある。このとき、輻射崩壊によって生成された γ と Michel 崩壊によって生成された e^- が同時に検出された場合、探索したい $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 事象と区別することができないことがある [10]。 $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ 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、実験精度の限界を決める要因の一つである。

一方で、ミューオンから崩壊した1個の e^- 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、大量のミューオンを用いた高精度な cLFV 過程探索を行うことができ、陽子ビームを大強度かつ高純度にする如果能够できれば、cLFV 過程の探索感度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

一般的なミューオン・電子転換過程探索実験の手法を図 1.3 に示す。まず、パルス陽子ビームをビーム標的に入射し、 π^- を生成し、電磁石で収集する。 π^- は μ^- に崩壊し、 μ^- を実験室まで導く。 μ^- をミューオン静止標的で静止させ、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 e^- 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。

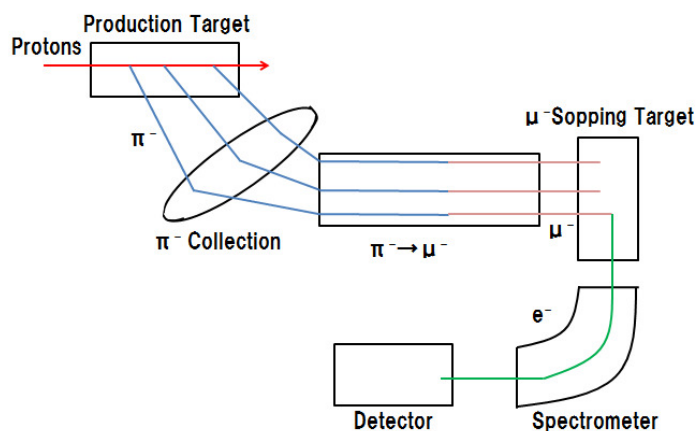


図 1.3: 一般的なミューオン・電子転換過程探索実験の手法

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 $\mu^- + \text{Au} \rightarrow e^- + \text{Au}$ である。また、この場合の $\mu - e$ 転換電子がもつ単色エネルギーは $E_{\mu-e} = 95.6 \text{ MeV}$ である。実験結果の運動量プロットが図 1.4 である。この実験より、現在のミュオン・電子転換過程探索の実験上限値は $Br(\mu^- + \text{Au} \rightarrow e^- + \text{Au}) < 7 \times 10^{-13}$ (90 % C.L.) である。

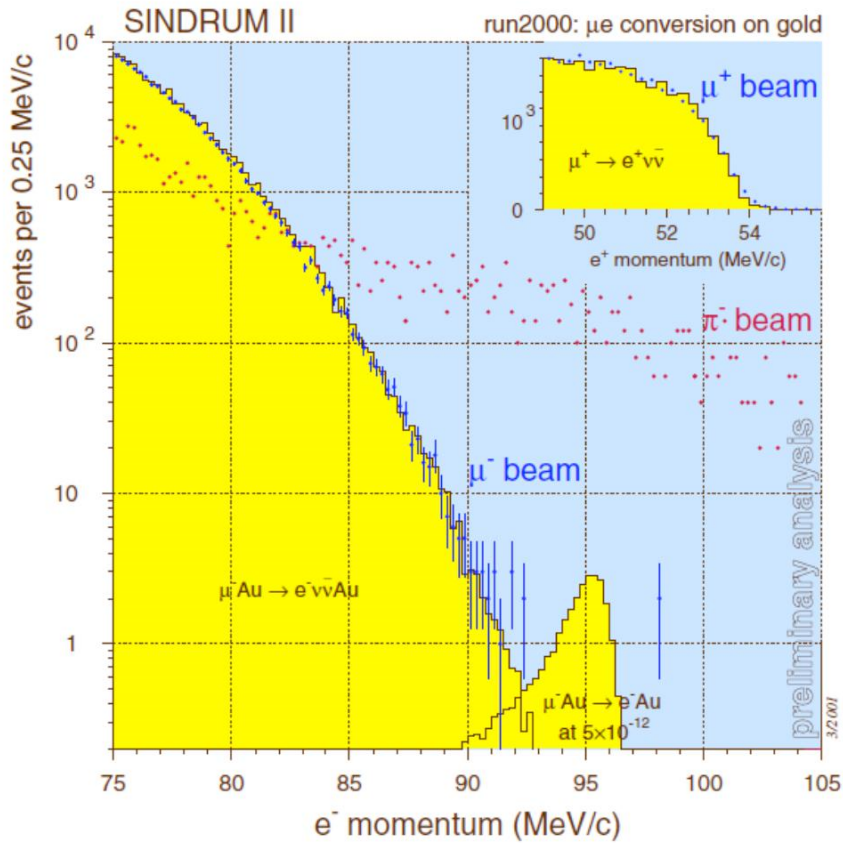


図 1.4: SINDRUM-II 実験の結果

1.5 DeeMe 実験

DeeMe (Direct emission of electron by Muon-electron conversion) 実験は、J-PARC の物質・生命科学実験施設 (MLF) で計画されているミュオン・電子転換過程探索実験である。J-PARC の 3 GeV 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グラファイト標的で単一事象感度 10^{-13} を実現しようとしている。

1.5.1 実験方法

RCS によってビームエネルギー 3 GeV まで加速された陽子ビームを MLF 内のミュオン生成標的 (炭素標的) に打ち込み π^- を生成する。生成された π^- が μ^- に崩壊し、標的中の炭素原子に束縛されることでミュオン炭素原子が生成される。その後、ミュオン・電子転換過程によって生成される e^- を H-Line (図 1.5) で H1 エリア (図 1.6) に輸送し観測する。その際、飛跡検出器 (MWPC) と電磁石 (PACMAN) によって e^- の運動量を測定する。また、一般的なミュオン・電子転換過程探索実験の手法 (図 1.3) と異なり、DeeMe 実験ではミュオン・電子転換過程による e^- の生成までを全てミュオン生成標的内でおこなう (図 1.7)。

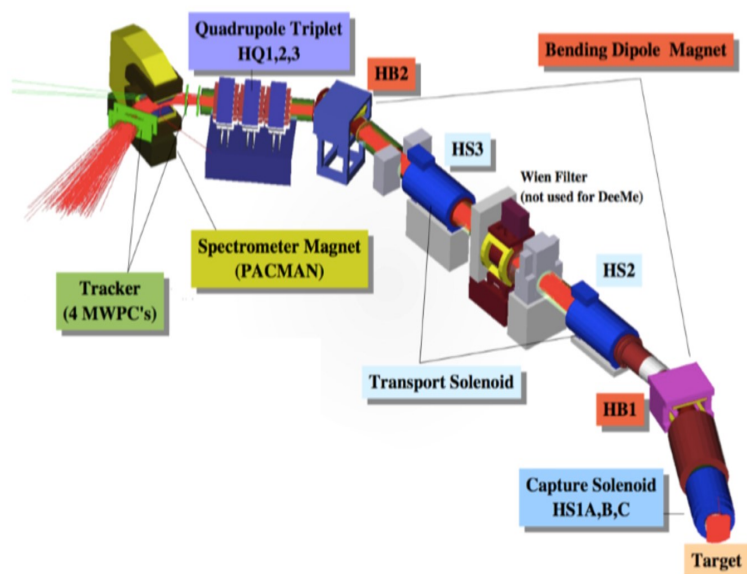


図 1.5: シミュレーションソフトで作成した H-Line のモデル図

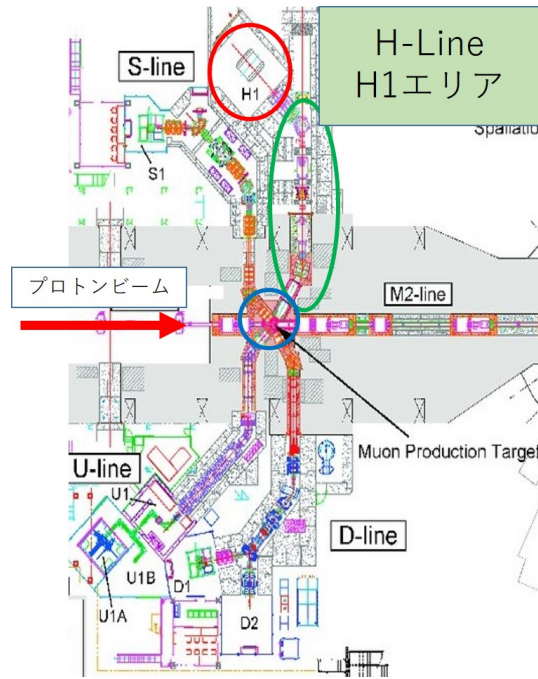


図 1.6: MLF 内部 H-Line と H1 エリアの位置

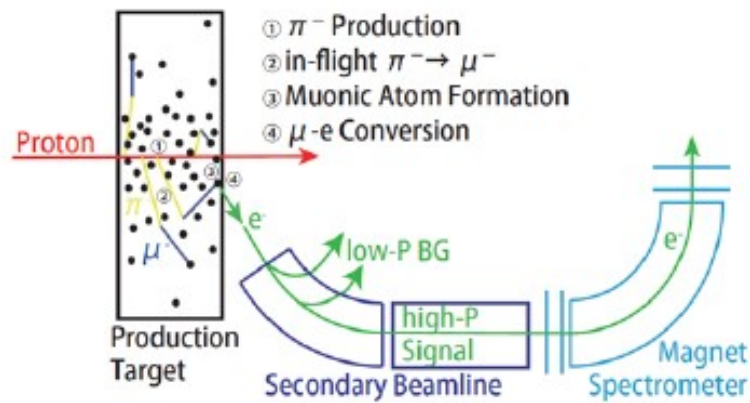


図 1.7: DeeMe 実験におけるミュオン・電子転換過程による e^- 生成過程

1.5.2 飛跡検出器

DeeMe 実験で用いる飛跡検出器は、MWPC(Multi Wire Proportional Chamber) である (図 1.8)。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 1.9)。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、また、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 (図 1.10)。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。

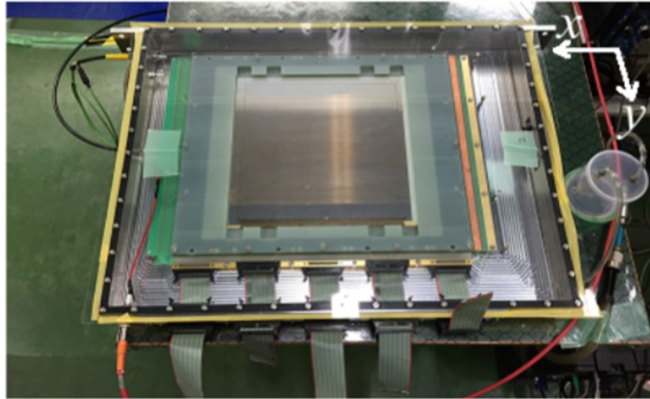


図 1.8: DeeMe 実験で用いる MWPC

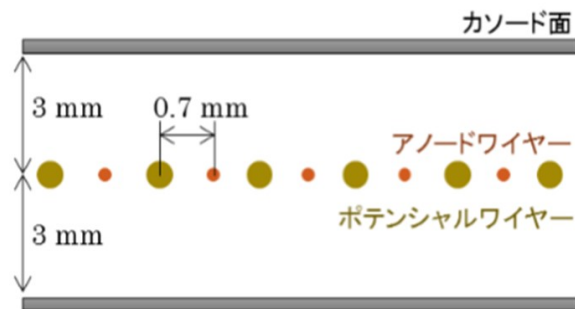


図 1.9: アノードワイヤー、ポテンシャルワイヤー配置の模式図

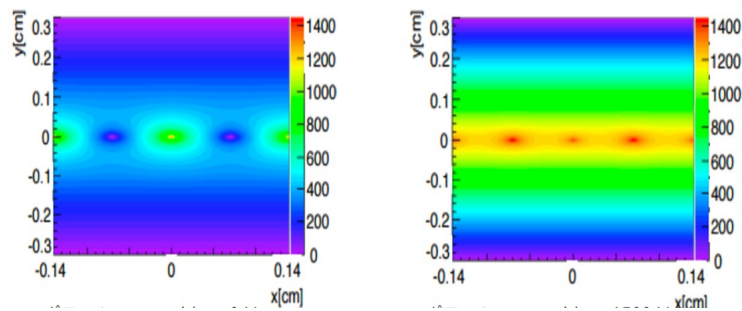


図 1.10: ポテンシャルワイヤーの効果 左図：ポテンシャルワイヤーの電圧を 0 V にすることによりアノード、ポテンシャル間の電位差が大きくなり、入射粒子によって生成される e^- がより加速されるためゲインが大きくなる。右図：ポテンシャルワイヤーの電圧をアノードと同じ 1500 V にすることによりアノード、ポテンシャル間の電位差が小さくなり、 e^- があまり加速されないためゲインが小さくなる。

1.5.3 電磁石

DeeMe 実験で用いている電磁石は、その形状から PACMAN と呼ばれている (図 1.11)。H-Line を輸送されてきた荷電粒子を PACMAN によって曲げ、先に記述した MWPC による飛跡情報と組み合わせることにより粒子の運動量を測定する (図 1.12)。105 MeV/c の電子であれば 70° 曲がる。

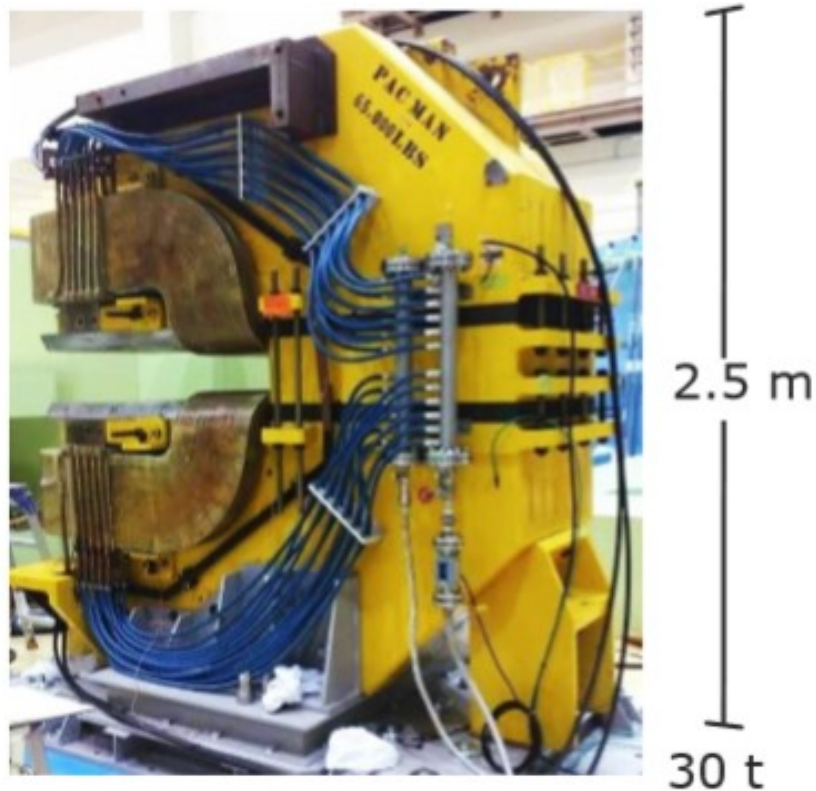


図 1.11: DeeMe 実験で用いる巨大電磁石 PACMAN

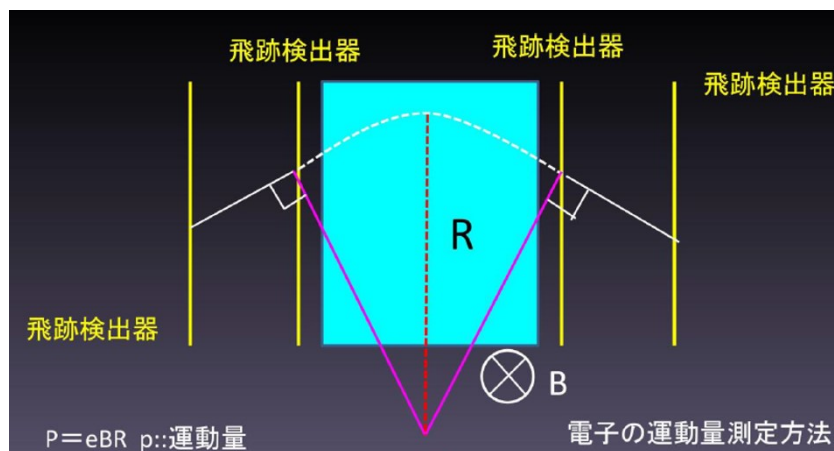


図 1.12: MWPC と PACMAN による運動量測定模式図

2 収量測定

ミュオン・電子転換過程の探索感度を評価するためには、ミュオン生成標的（以降、炭素標的と記述）内で生成されるミュオン炭素原子数の評価が重要である。このセクション以降で、ミュオン炭素原子数の評価について記述していく。

評価の流れとして、まず炭素標的中に生成されるミュオン炭素原子におけるDIO起源の e^- （以降、DIO e^- と記述）の収量測定を目的とした実験を行う。次に、その実験の流れを再現したシミュレーションを行い、実験結果とシミュレーション結果を比較することで、実際に炭素標的内に生成されるミュオン炭素原子数の評価を行う。このセクションでは、収量測定について記述する。

収量測定は2009年にJ-PARC MLFのD2エリア（図2.1）で行われ、D2エリアまでの粒子輸送にはD-Lineが用いられた（図2.2）。また、当時の炭素標的は現在とは異なり、炭素標的の周囲を銅のリングで覆っている固定標的であった（図2.3 [11]）。

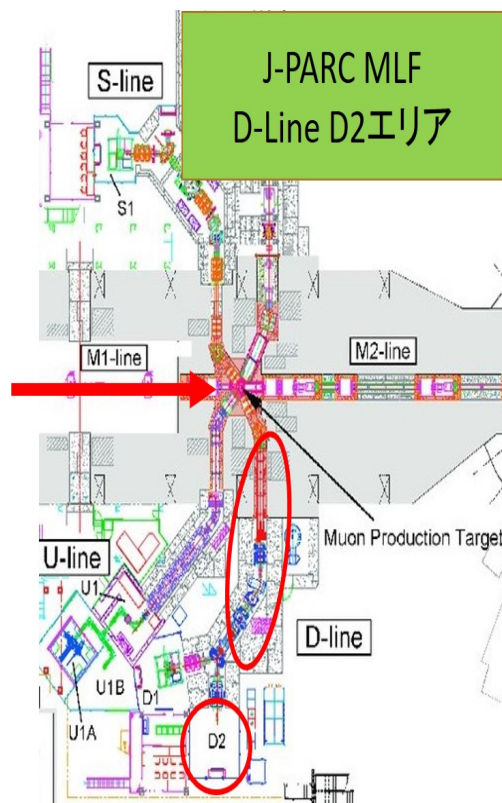


図 2.1: MLF 内部 D-Line と D2 エリアの位置

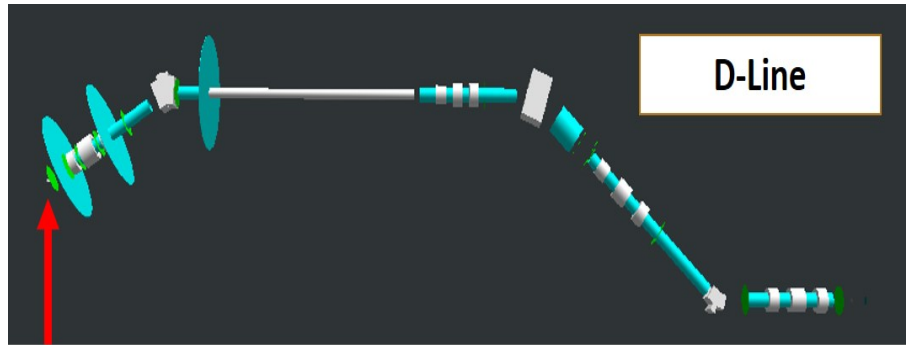


図 2.2: シミュレーションソフトで作成した D-Line のモデル図

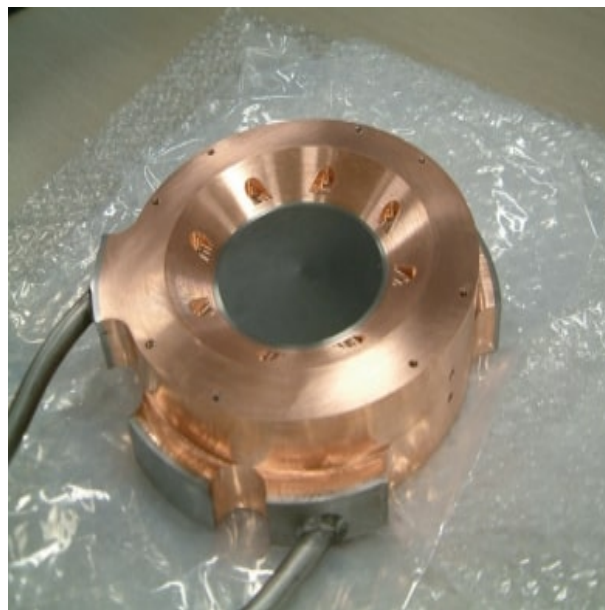


図 2.3: 2009 年度収量測定時の炭素標的。炭素標的：半径 35 mm、幅 20 mm の円柱型。銅リング：内半径 35 mm、外半径 75 mm、幅 41 mm

2.1 測定方法

加速した陽子ビームを RCS から MLF へ引き出し、炭素標的に打ち込む。その後、生成された粒子を D-Line で輸送し、D2 エリアに設置した検出器で測定する。目的粒子がミュオン炭素原子における DIO e^- であるため、即発タイミングではなく遅延タイミングの粒子測定を主な目的として行う。ビームエネルギーは 3 GeV、ビームパワーは約 100 kW であり、25 Hz の 2 バンチ (1 スピル) 構造である。

また、測定ごとに D-Line の運動量設定を変更しており、15 MeV/c から 60 MeV/c までの間は 5 MeV/c 刻みで、60 MeV/c から 110 MeV/c までの間は 10 MeV/c 刻みで変更した。

D2 エリアでの測定には 3 台のプラスチックシンチレーター (厚さ 5 mm) と 1 台のチェレンコフカウンター (厚さ 25 mm) が用いられ、そのうち、遅延タイミング粒子の測定に 2 台のプラスチックシンチレーターがプロンプトタイミング粒子の測定に残りのプラスチックシンチレーターとチェレンコフカウンターが用いられた。また、D-Line を輸送されてくる μ^- の影響を抑えるためにカウンターの前にアブソーバーを設置しており、D-Line の運動量設定が ≤ 60 MeV/c の時は、鉛板 (厚さ 6 mm) を設置し、 > 60 MeV/c の時は、鉛板の前に青銅板 (厚さ 17 mm) を設置した (図 2.4)。

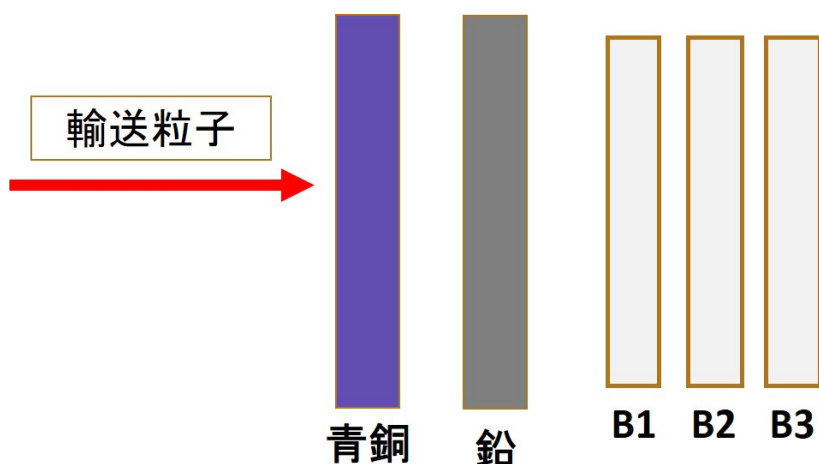


図 2.4: D2 エリアにおける検出器のセットアップの模式図 (D-Line の運動量設定 > 60 MeV/c 時)。B1, B2: プラスチックシンチレーター (遅延粒子の測定に使用)。B3: プラスチックシンチレーター (1/1000 ND フィルター使用) とその後方にチェレンコフカウンター (即発粒子の測定に使用)

また、1 度のビーム当たり、検出器での遅延タイミング粒子の測定時間は 13 μsec であり、測定開始のタイミングは、1 つ目のパルス由来の即発粒子の検出器への到来タイミングから見ると 2.14 μsec 後、2 つ目のパルス由来の即発粒子の到来タイミングから見ると 1.54 μsec 後である。

2.2 測定結果

表 2.1 に鉛板をアブソーバーに用いた測定の結果を、表 2.2 に青銅板と鉛板をアブソーバーに用いた測定の結果をまとめたものを示す。また、図 2.5 に測定結果をまとめたプロットを示す。グラフの値は1スピルあたりのエントリー数である。

表 2.1: 鉛板をアブソーバーに用いた測定の結果

運動量設定	エントリー数	スピル数	運動量設定	エントリー数	スピル数
15 MeV/c	2666	8103	40 MeV/c	41928	9750
20 MeV/c	11212	7716	45 MeV/c	31076	9758
25 MeV/c	26877	9753	50 MeV/c	10797	9753
30 MeV/c	32491	8652	55 MeV/c	458	9758
35 MeV/c	39799	9277	60 MeV/c	88	9757
40 MeV/c	41011	9760	70 MeV/c	1237	9756
40 MeV/c	38103	8981			

表 2.2: 青銅板と鉛板をアブソーバーに用いた測定の結果

運動量設定	エントリー数	スピル数	運動量設定	エントリー数	スピル数
60 MeV/c	9	3388	90 MeV/c	1598	16037
70 MeV/c	9	12532	100 MeV/c	3622	19491
80 MeV/c	517	19050	110 MeV/c	7311	19487

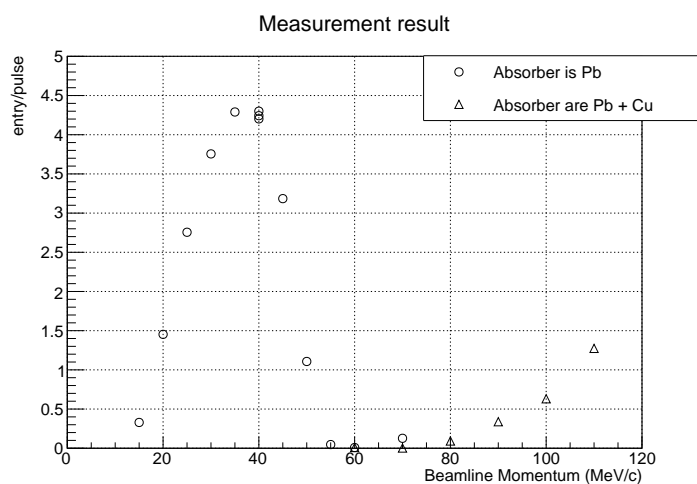


図 2.5: 2009 年度収量測定結果。横軸：D-Line の運動量設定、縦軸：1 スピルあたりのエントリー数。

3 シミュレーションによる収量測定との比較

このセクションでは、収量測定を再現したシミュレーションについて記述する。まず、収量測定の目的粒子である、ミュオン炭素原子における DIO e^- を輸送するシミュレーションを行い、その後、他の粒子に関する影響の評価を行う。また、シミュレーションソフトとして、炭素標的内に関するシミュレーションには Geant4 を用い、粒子の D-Line 輸送と D2 エリアでの粒子測定のシミュレーションには G4beamline を用いる。

3.1 ソフトウェア

3.1.1 Geant4

Geant4 は CERN によって開発されたソフトウェアツールキットである。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。Geant4 では、使用者が決めたパラメータを用いることで、様々な形状・素材のオブジェクトを生成することができ、ビームに関してもエネルギーや粒子の種類などを使用者側で決めることができる [12]。今回のシミュレーションにおいて、収量測定時のミュオン生成標的と陽子ビームの再現を行い、炭素標的内における粒子のシミュレーションに用いた。

3.1.2 G4beamline

G4beamline 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、ビームラインのシミュレーション用に最適化されている。また、Geant4 に比べ比較的ユーザーが使いやすいように設定されており、Geant4 同様、使用者側で決めたパラメータによりオブジェクトを生成できる [13]。今回のシミュレーションにおいて、D-Line と D2 エリアでのセットアップの再現を行い、D-Line 輸送と D2 エリアにおけるアブソーバーと検出器内のシミュレーションに用いた。また、G4beamline で使用する粒子の情報を記述したテキストファイルを gun file と記述する。

3.2 DIO e^- シミュレーション

収量測定のための目的粒子であるミューオン炭素原子における DIO e^- に関して、陽子ビームを炭素標的に打ち込む過程から D2 エリアでの輸送粒子の測定までをシミュレーションし、その結果を収量測定の結果と比較することで評価する。以下、各ステップに分けてシミュレーションの流れを説明していく。

3.2.1 炭素標的への陽子ビーム照射シミュレーション

まず、炭素標的にビームエネルギー 3 GeV の陽子ビームを打ち込むシミュレーションを行う。炭素標的の形状は 2009 年度の収量測定時と同様である。今回は、 1×10^9 events の陽子でシミュレーションを行った。

3.2.2 遅延タイミング e^- のバーテックスデータ取得

陽子ビーム照射シミュレーションの結果から炭素標的内で $\pi^- \rightarrow \mu^- \rightarrow e^-$ という崩壊過程をたどる e^- の生成位置の情報を取得する (図 3.1, 3.2)。位置情報を取得する際、遅延タイミングで生成されるものを選ぶ必要があるため、 e^- が生成された際の時間情報が > 200 nsec であるという条件を課している。今回、得られた e^- の数は 2931 events であった。

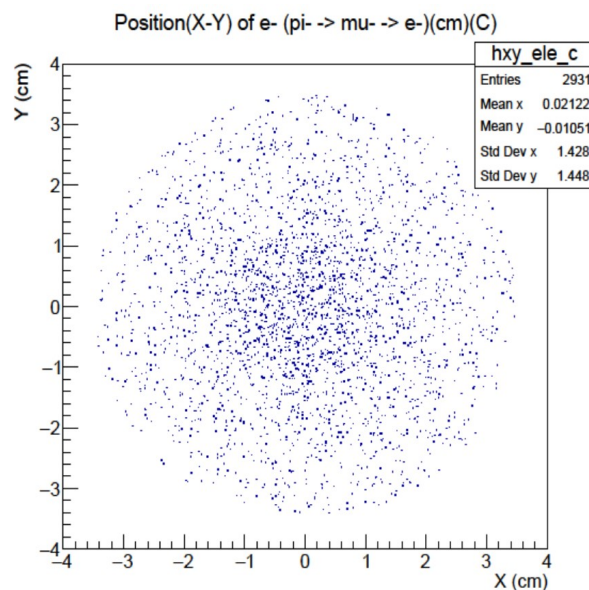


図 3.1: ミューオン炭素原子における遅延タイミング e^- の X-Y 分布

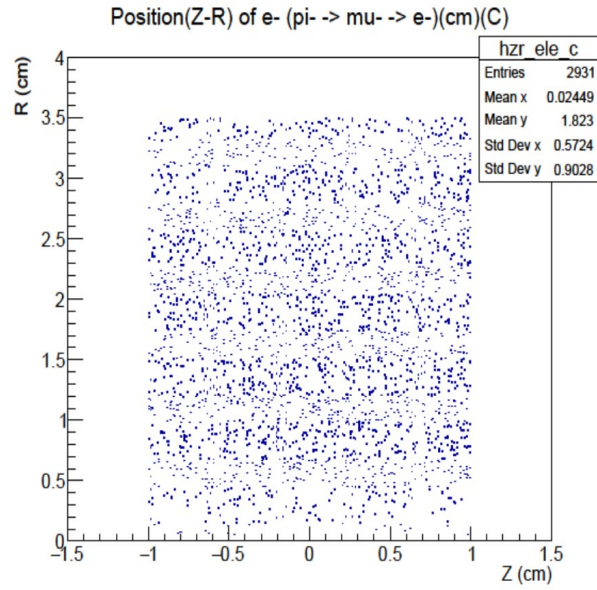


図 3.2: ミューオン炭素原子における遅延タイミング e^- の Z-R 分布

ここで、図 3.1、3.2 においてそれぞれが円・長方形の形に綺麗になっているのは、炭素標的内で生成される e^- の情報を取得しているため、位置情報が炭素標的の形状になるためである。

3.2.3 DIO スペクトル e^- の生成

先ほど得た、遅延タイミングの e^- の位置情報をもとに、ミューオン炭素原子におけるDIOの運動量スペクトルに則った e^- を任意の数生成する。今回は、 1×10^8 events のDIO e^- を生成した。また、生成した粒子の情報を図3.3~3.6に示す。

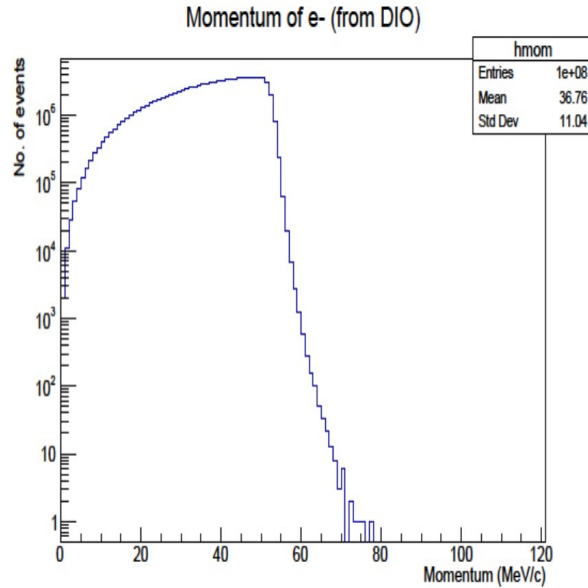


図 3.3: 生成した DIO e^- の運動量分布

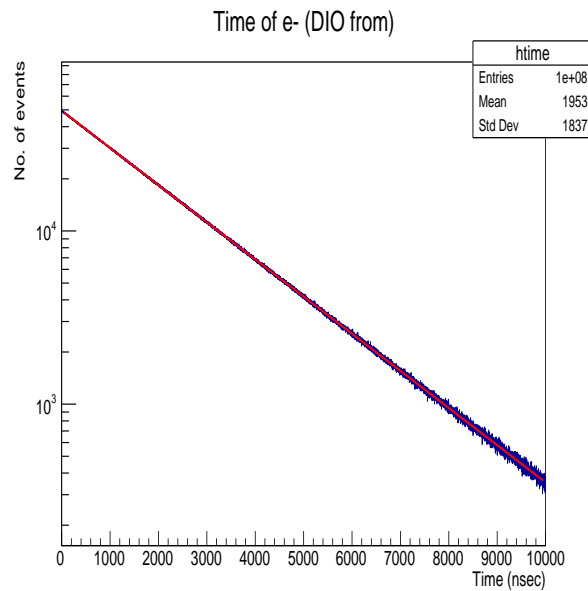


図 3.4: 生成した DIO e^- の時間情報 フィットしたグラフの傾きは -4.94×10^{-4} 、寿命は 2024 nsec となり、ミューオン炭素原子の寿命と一致している。

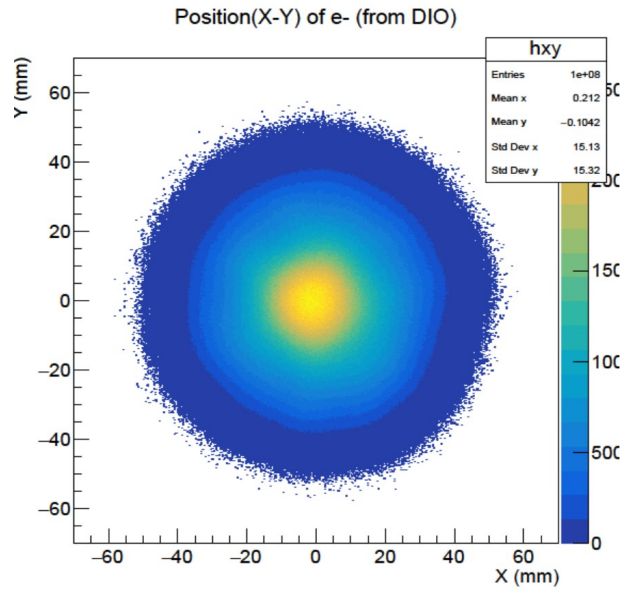


図 3.5: 生成した DIO e^- の X-Y 分布

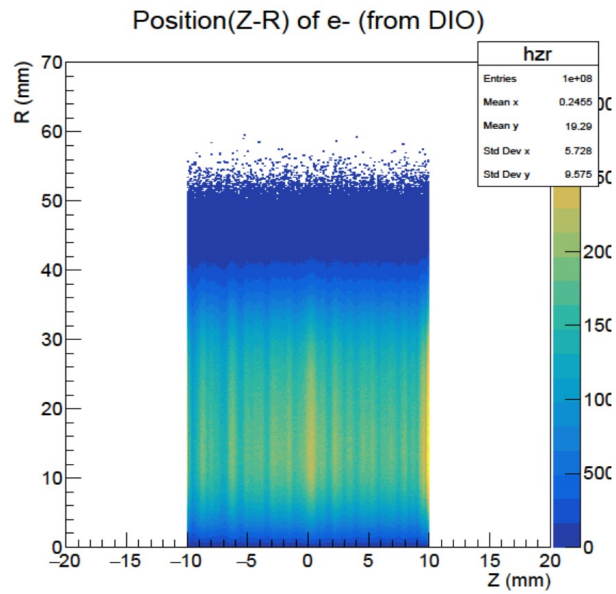


図 3.6: 生成した DIO e^- の Z-R 分布

ここで、図 3.3 と 1.2 より生成した e^- がミューオン炭素原子の DIO スペクトルに基づいていることが分かる。

3.2.4 炭素標的の内輸送シミュレーション

生成したDIO e^- は炭素標的内の位置情報を持っている。そのため、炭素標的の内から外に出てくるまでに起こる反応をシミュレーションする必要がある。ここでは、炭素標的の内輸送シミュレーションを行い、炭素標的の外に出てきた e^- の情報を取得する(図3.7~3.10)。この時、情報取得のために、表面を通過した粒子の情報を取得する半径30 cmの球状のモニターをシミュレーション内で使用している。今回、炭素標的の外で取得した e^- の数は 6.37×10^7 events である。

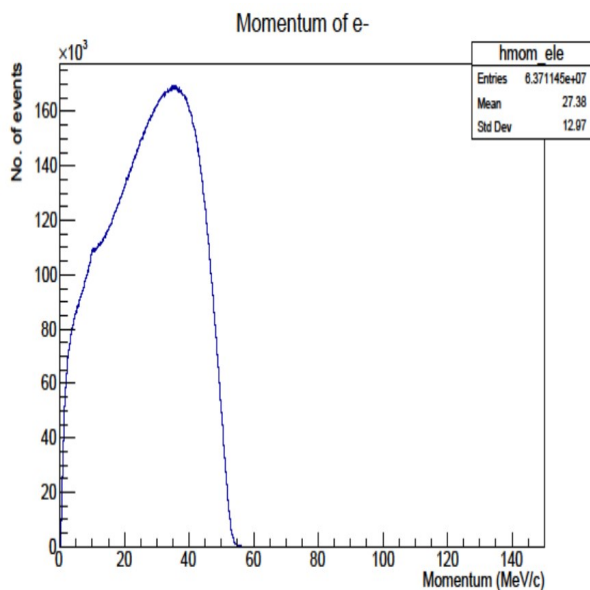


図 3.7: 炭素標的から出てきた e^- の運動量分布

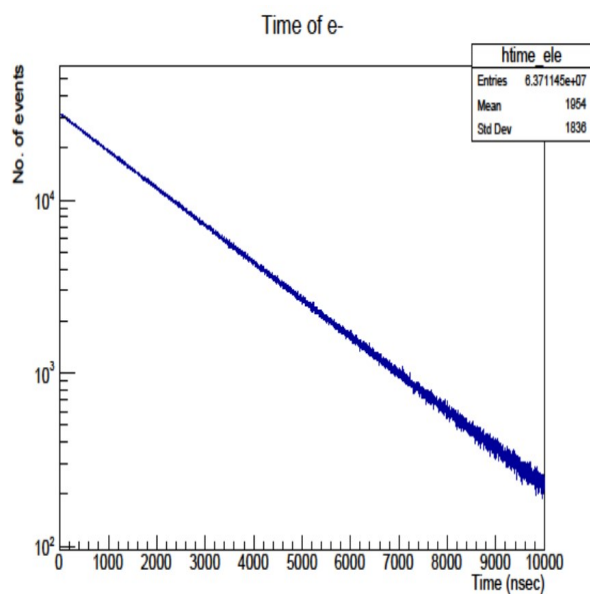


図 3.8: 炭素標的から出てきた e^- の時間情報

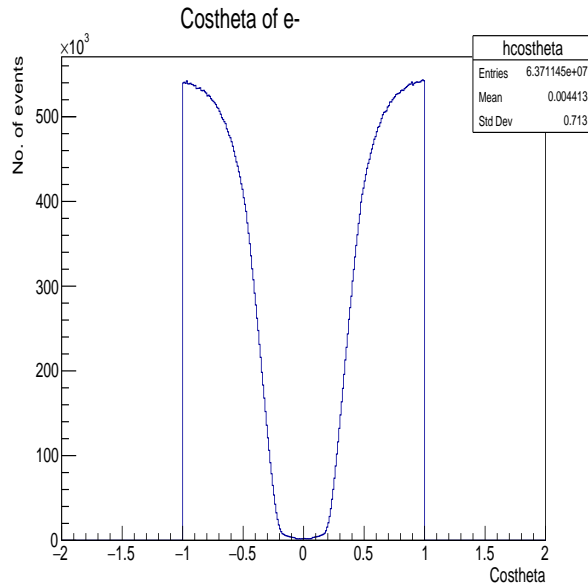


図 3.9: 炭素標的から出てきた e^- の $\cos(\theta)$ 分布

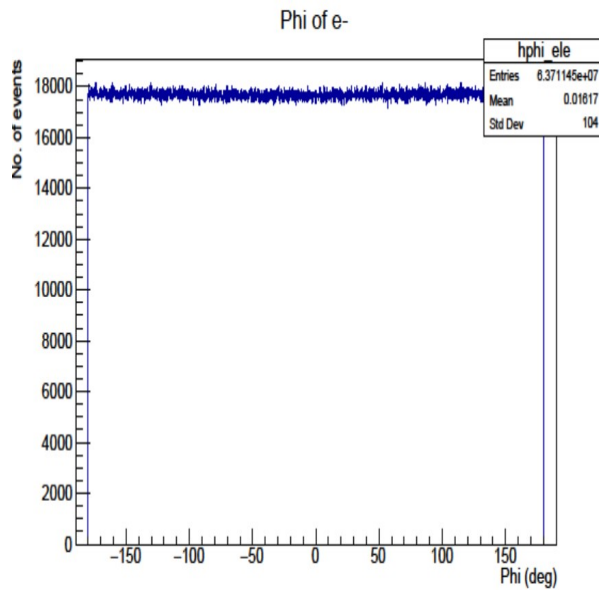


図 3.10: 炭素標的から出てきた e^- の ϕ 分布

ここで、図 3.7 の $10 \text{ MeV}/c$ 辺りに存在する出っ張りについて原因を考える。炭素標的の外に出てくる電子のうち、DIO e^- がエネルギー損失のみを起こして出てきたものと何かしらの反応によって生成されたもの（炭素標的や銅リング内での制動放射によって放出される γ からの対生成など）に分けて考える。まず、エネルギー損失のみを起こして炭素標的の外に出てきた電子の運動量分布を図 3.11 に示す。

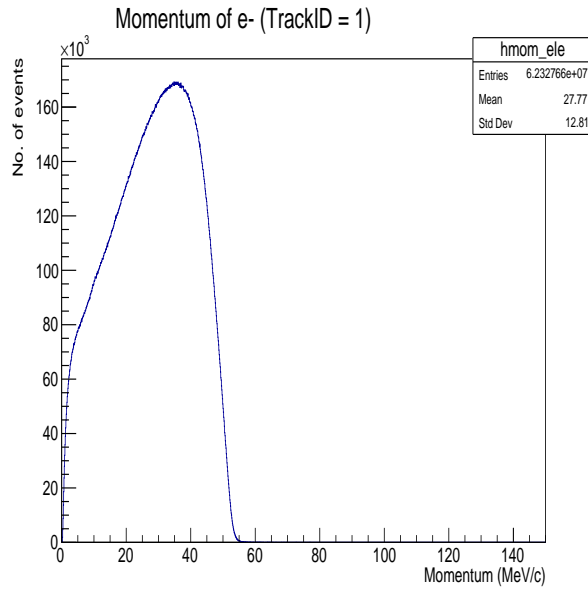


図 3.11: エネルギー損失のみを起こして炭素標的から出てきた e^- の運動量分布。

図 3.11 より、DIO e^- がエネルギー損失のみを起こして出てきた電子の運動量分布では、図 3.7 のような出っ張りは見られなかった。次に、炭素標的や銅リング内で何かしらの反応により生成され、標的の外部に出てきた電子の運動量分布を図 3.12 に示す。

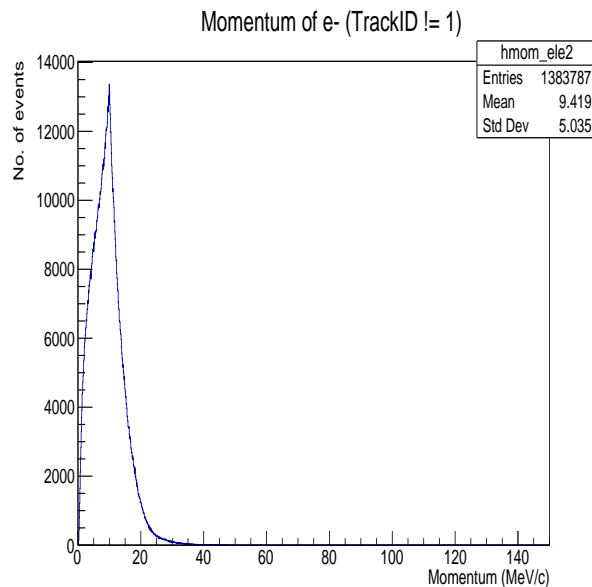


図 3.12: 炭素標的や銅リング内で何かしらの反応により生成され、標的の外部に出てきた e^- の運動量分布。

図 3.12 より、炭素標的や銅リング内で生成され、標的の外部に出てきた電子の運動量分布は 10 MeV/c 辺りにピークを持つ。この結果は、エネルギー損失のみを

起こして出てきたものとは明らかに異なる。次に、図 3.11 と図 3.12 のプロットを重ね合わせたものを図 3.13 に示す。

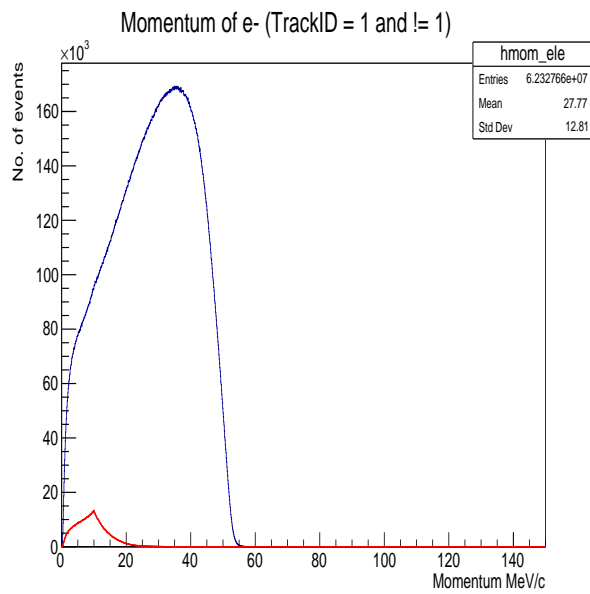


図 3.13: 標的外部に出てきた e^- の運動量分布。赤：炭素標的や銅リング内で何かしらの反応で生成され、標的外部に出てきた電子。青：エネルギー損失のみで標的外部に出てきた電子。

図 3.13 より、図 3.7 の 10 MeV/c 辺りに見られる出っ張りは、炭素標的や銅リング内で何かしらの反応によって生成され、標的外部に出てきた電子が原因であると考えられる。

3.2.5 gun file 作成

炭素標的から出てきた e^- の情報から、G4beamline による D-Line 輸送シミュレーションに用いる gun file を作成する。

ここで、D-Line の入口がここまで行ってきたシミュレーションのビーム軸（陽子ビームの進行方向：空間座標の Z 軸）からズレていることに注意する。D-Line 輸送で用いる gun file を作成する際に、D-Line の入口方向をビーム軸（空間座標の Z 軸）にするために座標を 60° 回転させる必要がある。また、D-Line に入らない粒子を除き、シミュレーションを行うイベント数を減らすために、回転させた後の座標系において $\theta > 25^\circ$ のイベントを gun file 作成時に除く。そのようにして作成した gun file 内の粒子の情報を図 3.14~3.17 に示す。gun file 内の e^- のイベント数は 2.28×10^6 events である。

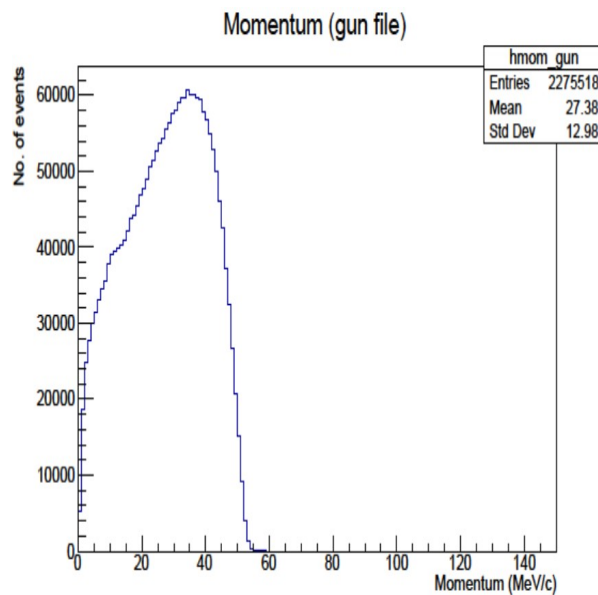


図 3.14: gun file 内の e^- の運動量分布

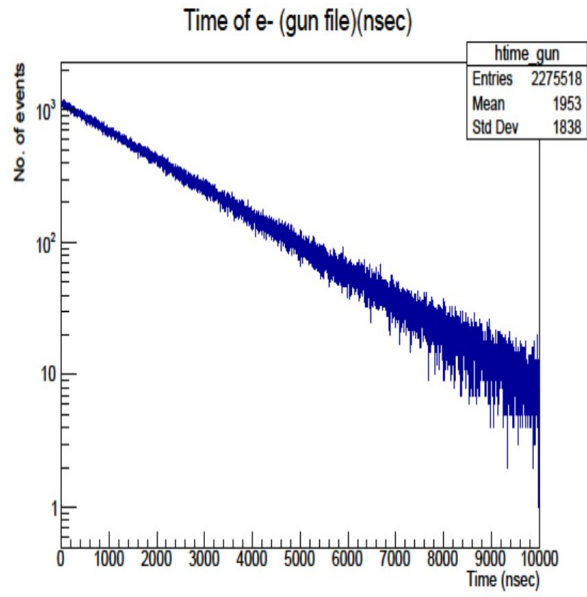


図 3.15: gun file 内の e^- の時間情報

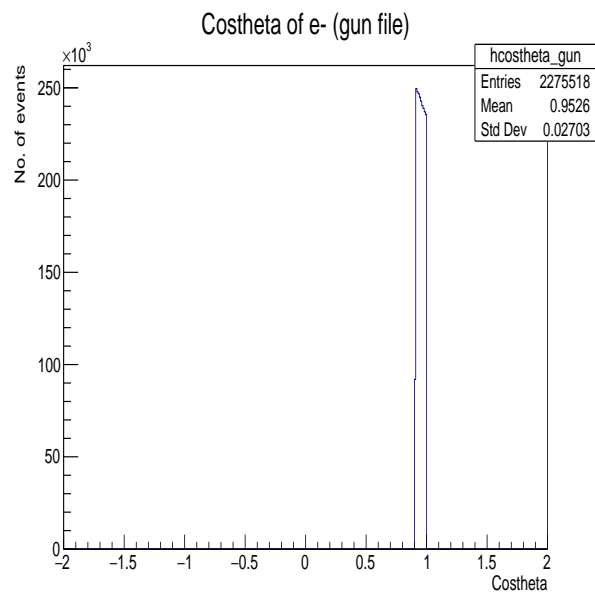


図 3.16: gun file 内の e^- の $\cos(\theta)$ 分布

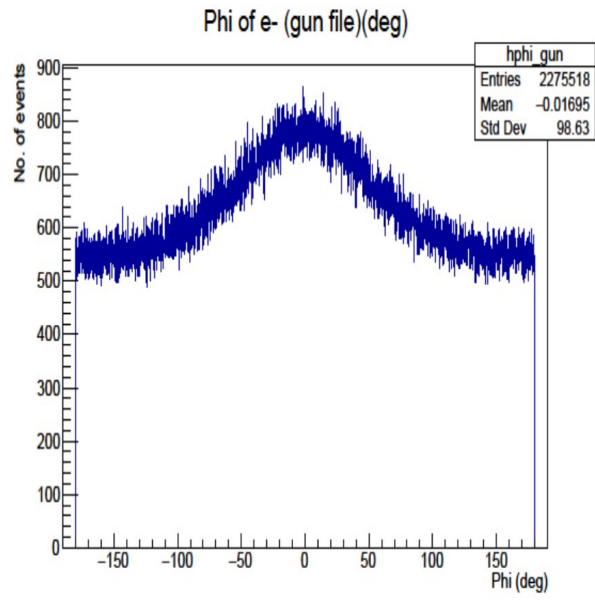


図 3.17: gun file 内の e^- の ϕ 分布

3.2.6 D-Line 輸送シミュレーション

作成した gun file を用いて D-Line 輸送と D2 エリアに設置した検出器によって粒子を検出するシミュレーションを行う。D-Line 輸送シミュレーションは、実測同様 D-Line の運動量設定を 15 MeV/c から 60 MeV/c までの間は 5 MeV/c 刻みで、60 MeV/c から 110 MeV/c までの間は 10 MeV/c 刻みで変更して行う。

シミュレーションの結果、2 枚あるプラスチックシンチレーターのうち、後方でのエントリーを計数する。また、誤差は、一番最初に e^- の情報を取得した、遅延タイミング e^- の位置情報取得過程でのイベント数とその誤差の比を計算し、その値とプラスチックシンチレーターでのエントリー数の積により計算した。例えば今回、遅延タイミング e^- の位置情報を取得する過程でのイベント数とその誤差の比は $\sqrt{2931}/2931 \approx 1.8\%$ であり、運動量設定 50 MeV/c でのエントリー数は 934 であるので、その誤差は $934 \times 0.018 \approx 168$ となる。結果をまとめたものを図 3.18 に示す。

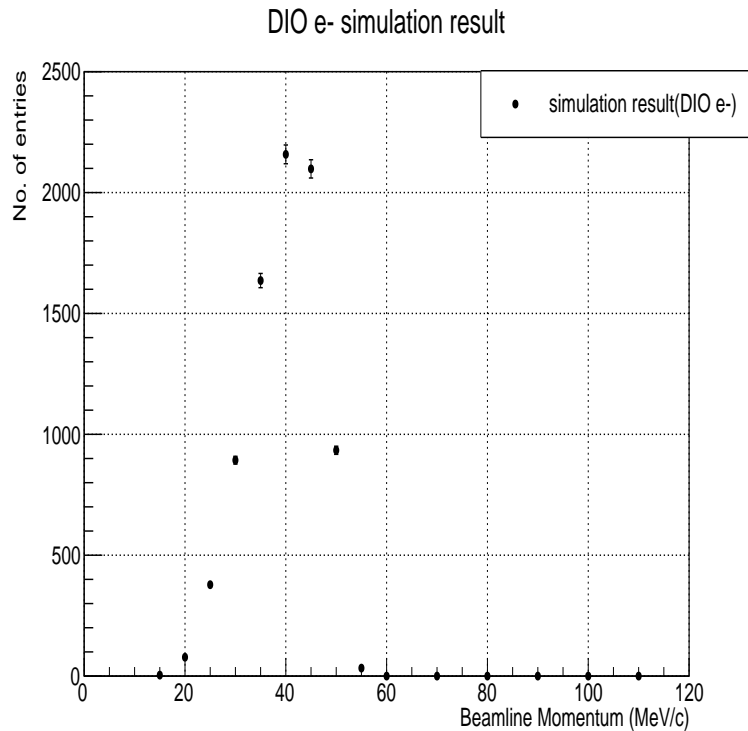


図 3.18: DIO e^- シミュレーションの結果

3.2.7 シミュレーションと実測の比較

DIO e^- シミュレーションの結果と実測結果（図 2.5）をプロットしたものが図 3.19 である。

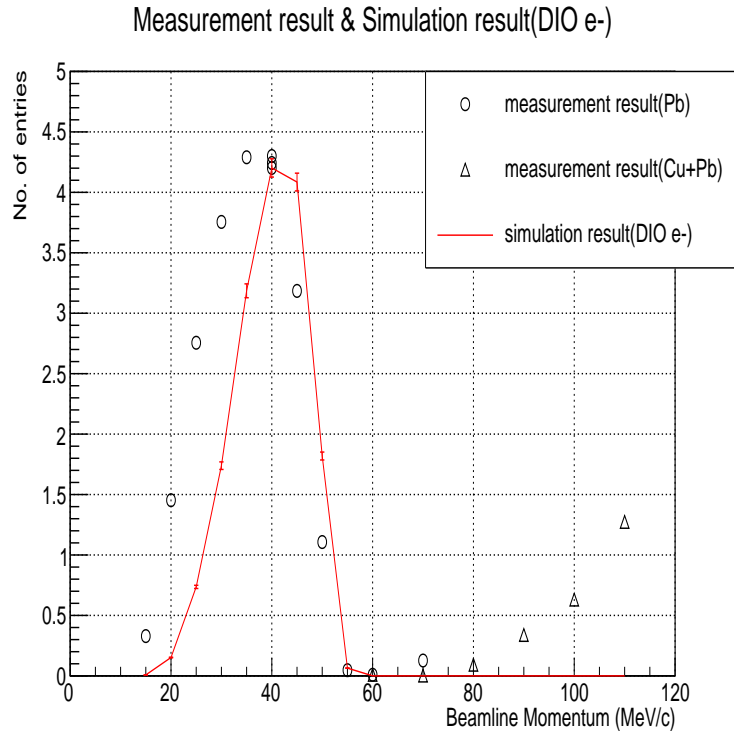


図 3.19: 収量測定と DIO e^- シミュレーションの比較。シミュレーションの値を $40\text{MeV}/c$ での実測の値に合わせて規格化している。

結果を比較すると、低運動量領域（ $15\text{ MeV}/c$ から $35\text{ MeV}/c$ ）において実測に比べてシミュレーション結果の値が小さくなっている。また、高運動量領域（ $70\text{ MeV}/c$ から $110\text{ MeV}/c$ ）においては、シミュレーションではまったくエントリーがなかったが、実測では再度エントリー数が増えている。

これらのことより、DIO e^- 以外の粒子による影響が存在すると考えられ、その原因を突き止める必要がある。

3.3 他粒子による影響

DIO e^- シミュレーションの結果、低運動量領域と高運動量領域での実測結果との違いが存在した。この違いについて調べるために、DIO e^- 以外の粒子による影響を評価する必要がある。

まず、陽子ビームを炭素標的に打ち込んだ際、どのような粒子が生成されているのか調べる。表 3.1 に DIO e^- シミュレーションにおける陽子ビームを炭素標的に照射する過程で、炭素標的の外側で観測された粒子の PDGid とそれに対応する粒子、イベント数、1 陽子当たりのイベント数を示す。

表 3.1: PDGid と粒子の種類

PDGid		events	event/positron	PDGid		events	event/positron
-321	K^-	1565	1.57×10^{-6}	14	ν_μ	3842242	3.84×10^{-3}
-211	π^-	15380210	1.54×10^{-2}	22	γ	70087904	7.01×10^{-2}
-14	$\bar{\nu}_\mu$	3564006	3.56×10^{-3}	130	K_L^0	55726	5.57×10^{-5}
-13	μ^+	540276	5.40×10^{-4}	211	π^+	29968563	3.00×10^{-2}
-12	$\bar{\nu}_e$	412	4.12×10^{-7}	310	K_S^0	175	1.75×10^{-7}
-11	e^+	7715567	7.72×10^{-3}	321	K^+	187372	1.87×10^{-4}
11	e^-	12390274	1.24×10^{-2}	2112	n	144334760	0.144
12	ν_e	3266835	3.27×10^{-3}	2212	p	1022537600	1.02
13	μ^-	267182	2.67×10^{-4}				

今回、D-Line 輸送後の遅延タイミングの測定に影響を与えることから、「炭素標的中で $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ という過程で生成される遅延 e^+ による e^- の散乱」と「 μ^- によるアブソーバー内での遅延タイミングの e^- の生成」についてシミュレーションを行う。

3.4 Michel崩壊 e^+ による影響評価

陽子ビームを炭素標的にあてた際、炭素標的とその周りの銅リング内で起こる $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ という過程のうち μ^+ が Michel 崩壊によって e^+ を生成した場合、遅延タイミングでの e^+ が生成される。今回は、その e^+ による散乱によって炭素標的とその周りの銅リングから放出される e^- (以降、Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ と記述する) に関するシミュレーションを行い、その影響を評価する。以下、各ステップに分けてシミュレーションの流れを説明していく。

3.4.1 炭素標的への陽子ビーム照射シミュレーション

まず、DIO e^- シミュレーション同様、ビームエネルギー 3 GeV の陽子ビームを炭素標的に打ち込むシミュレーションを行う。今回は、DIO e^- シミュレーションと比較するため、DIO e^- シミュレーションの同過程の結果を使用する。従って、プロトンの数は 1×10^9 events である。

3.4.2 遅延タイミング e^+ のバーテックスデータ取得

炭素標的への陽子ビーム照射シミュレーションの結果から、 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ という過程で生成される e^+ の生成位置の情報を取得する。その際、遅延タイミングのものを選ぶ必要があるため、 e^+ が生成される時間が > 200 nsec のものを選ぶという条件を課す。

また、今回のシミュレーションでは炭素標的の内、銅リング内それぞれで生成された e^+ の影響を評価するために、分けてシミュレーションを進めていく。今回得られた e^+ の数は 2.98×10^6 events (炭素標的の内: 1.51×10^6 events、銅リング内: 1.47×10^6 events) であった。図 3.20~3.25 に、取得した位置情報を示す。

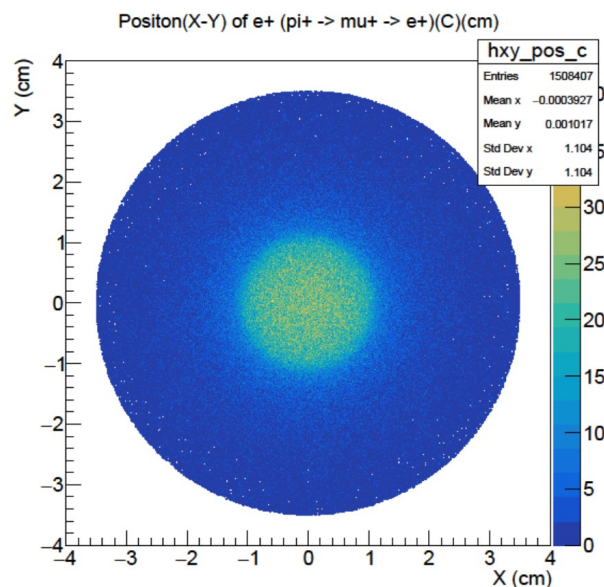


図 3.20: 炭素標的内で生成される遅延タイミング e^+ の X-Y 分布

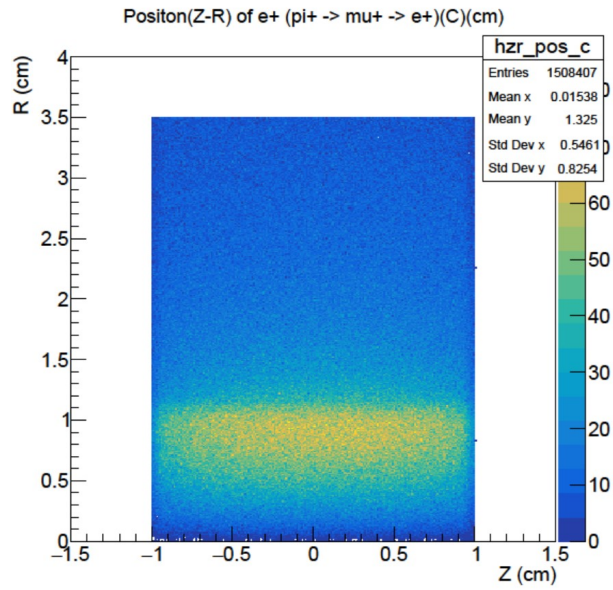


図 3.21: 炭素標的内で生成される遅延タイミング e^+ の Z-R 分布

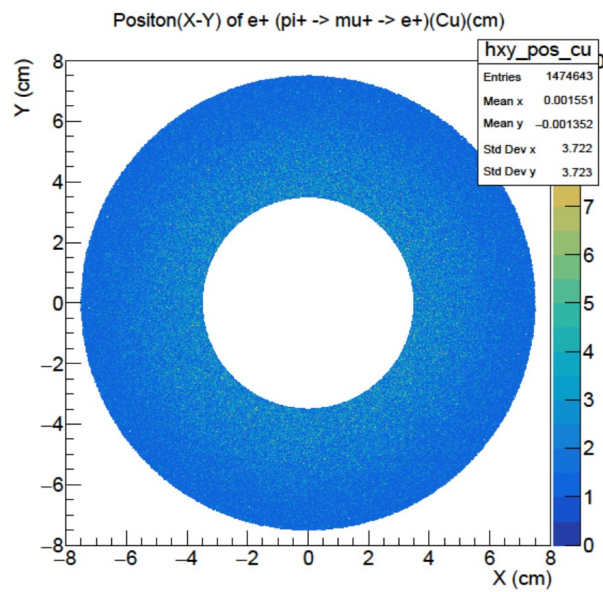


図 3.22: 銅リング内で生成される遅延タイミング e^+ の X-Y 分布

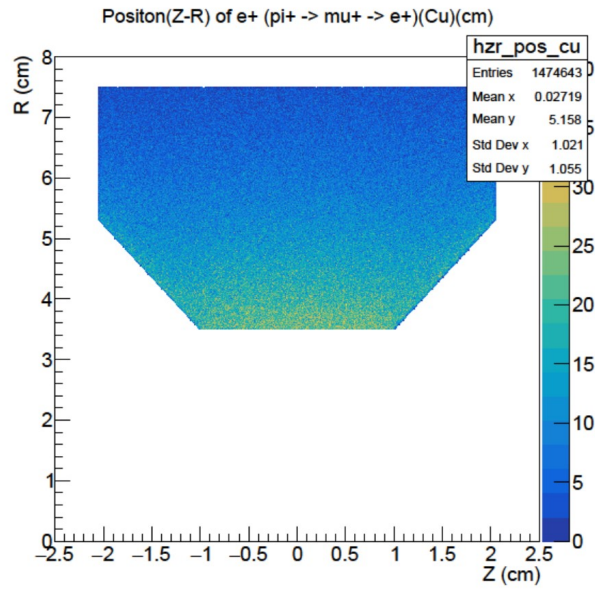


図 3.23: 銅リング内で生成される遅延タイミング e^+ の Z-R 分布

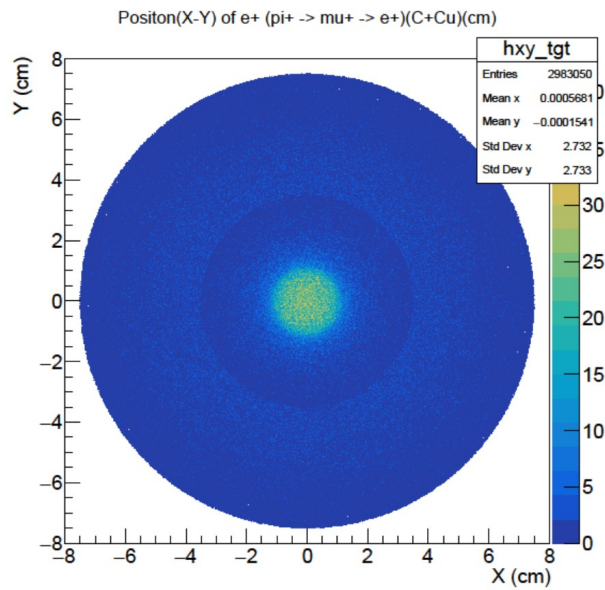


図 3.24: 炭素標的の内と銅リング内で生成される遅延タイミング e^+ を合わせた X-Y 分布

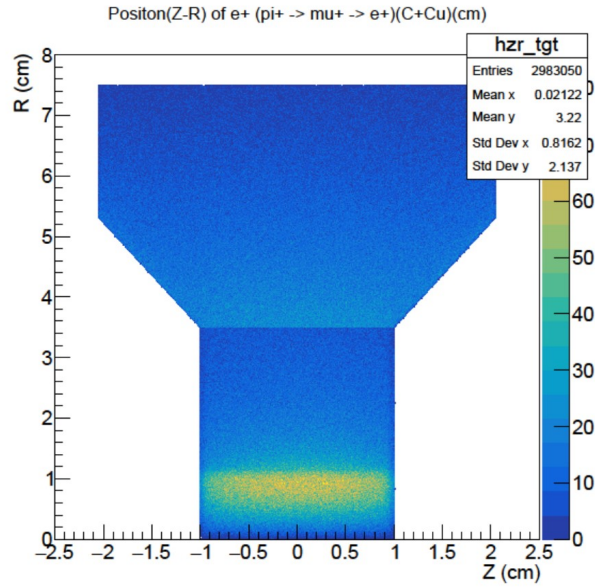


図 3.25: 炭素標的の内と銅リング内で生成される遅延タイミング e^+ を合わせた Z-R 分布

3.4.3 Michel 崩壊スペクトル e^+ の生成

先ほど取得した遅延タイミングの e^+ の位置情報を元に、 μ^+ における Michel 崩壊の運動量スペクトルに則った e^+ を任意の数生成する。今回は、炭素標的内では 5.06×10^7 events、銅リング内では 4.94×10^7 events の Michel 崩壊 e^+ を生成した（合計 1×10^8 events）。図 3.26~3.33 に生成した粒子の情報を示す。

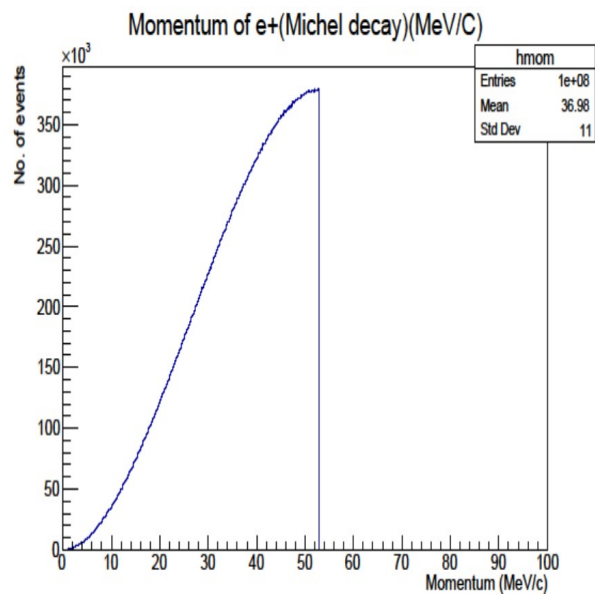


図 3.26: 生成した Michel 崩壊 e^+ の運動量分布

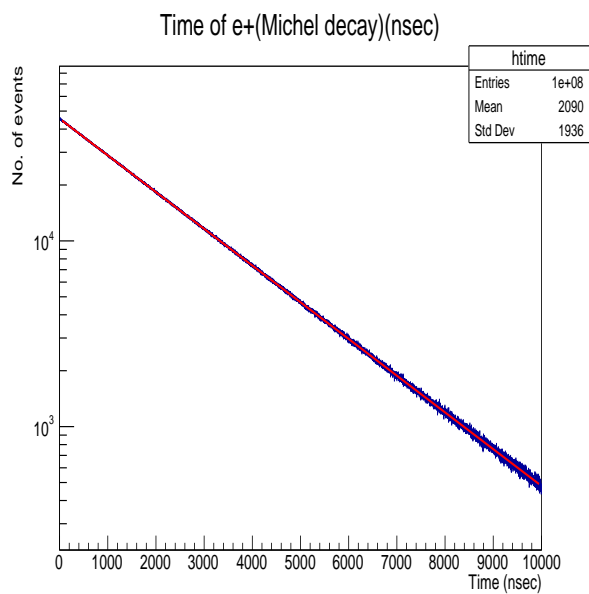


図 3.27: 生成した Michel 崩壊 e^+ の時間情報 フィットしたグラフの傾きは -4.55×10^{-4} 、寿命は 2197 nsec となり、ミューオンの寿命と一致している。

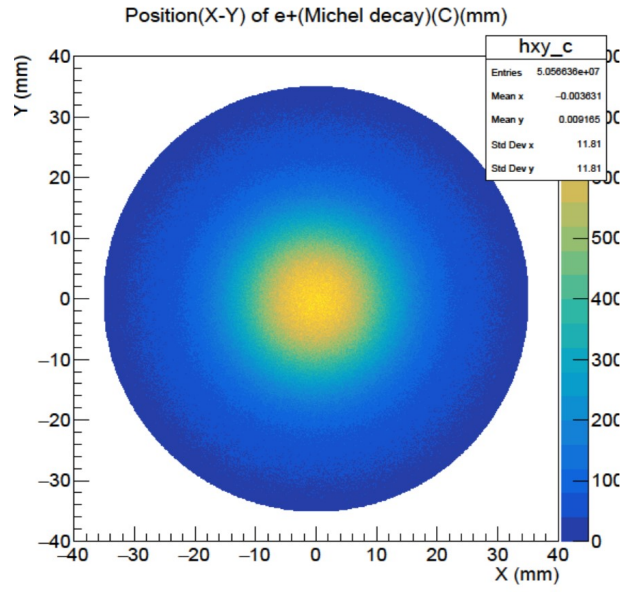


図 3.28: 生成した炭素標的内の Michel 崩壊 e^+ の X-Y 分布

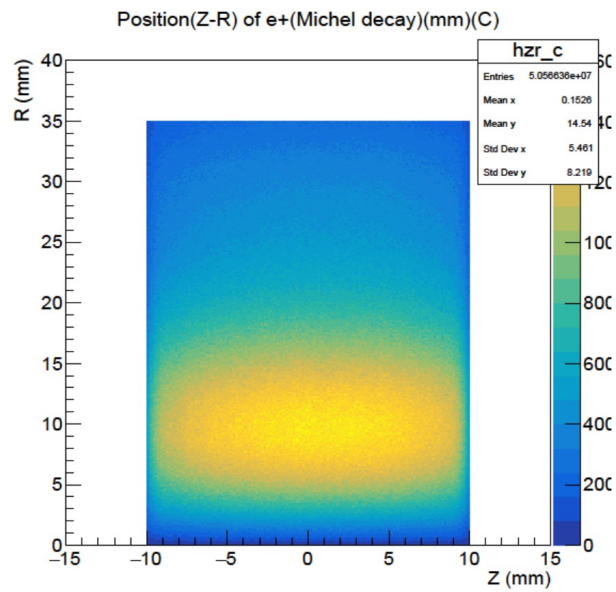


図 3.29: 生成した炭素標的内の Michel 崩壊 e^+ の Z-R 分布

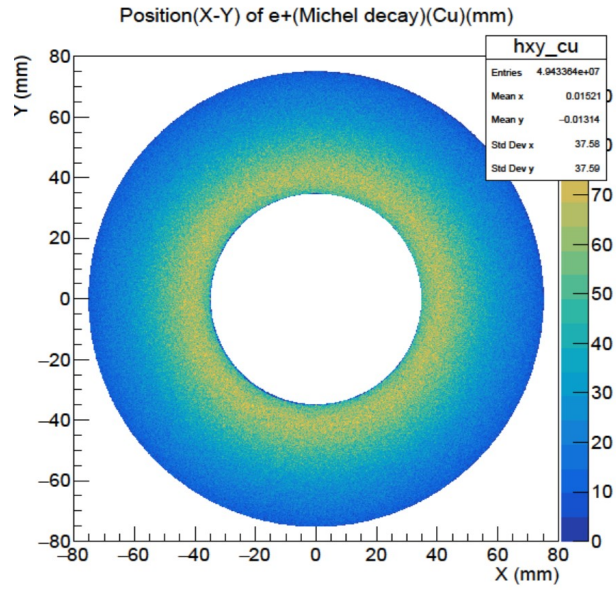


図 3.30: 生成した銅リング内 Michel 崩壊 e^+ の X-Y 分布

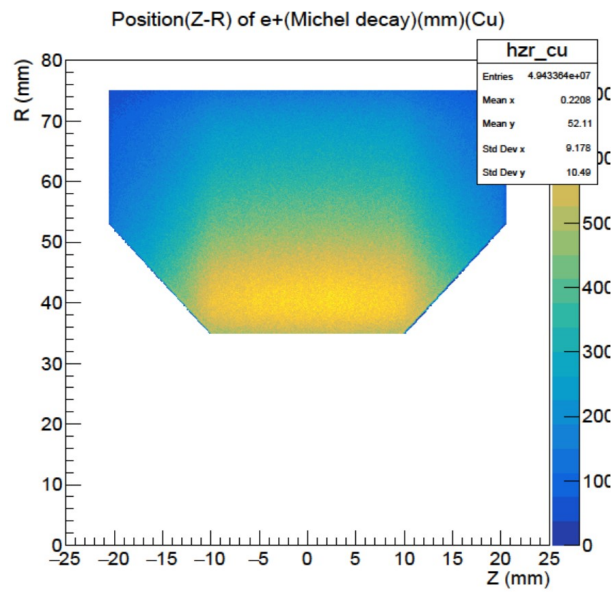


図 3.31: 生成した銅リング内 Michel 崩壊 e^+ の Z-R 分布

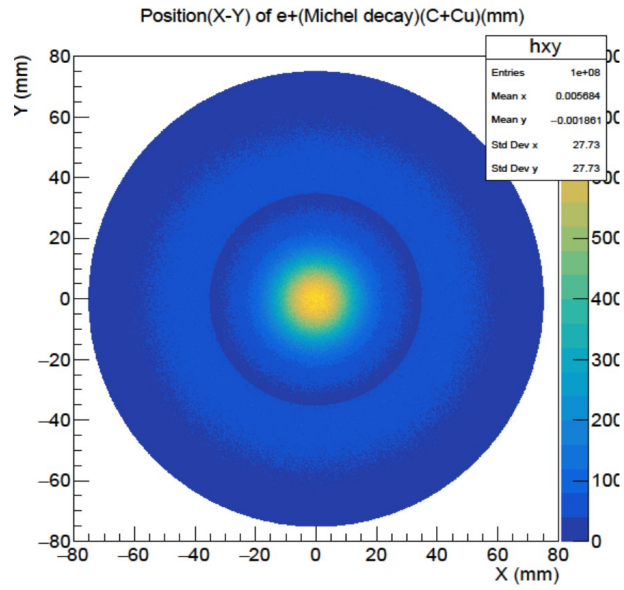


図 3.32: 生成した炭素標的の内と銅リング内 Michel 崩壊 e^+ の X-Y 分布

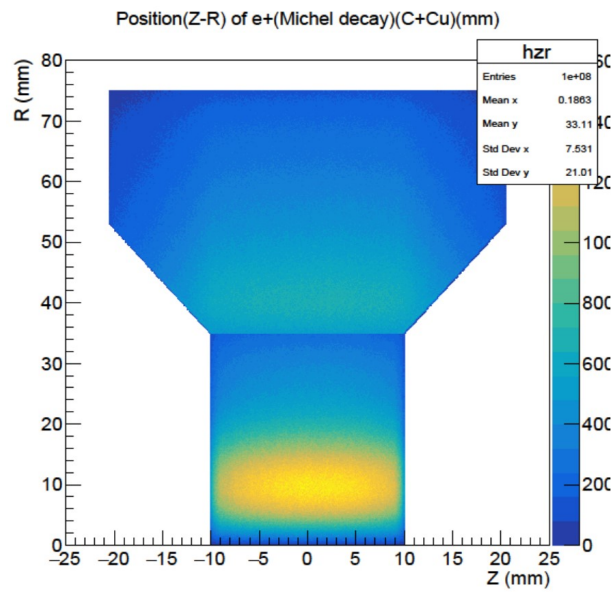


図 3.33: 生成した炭素標的の内と銅リング内 Michel 崩壊 e^+ の Z-R 分布

3.4.4 炭素標的・銅リング内輸送シミュレーション

生成した Michel 崩壊 e^+ の炭素標的内外と銅リング内での反応をシミュレーションするために、炭素標的・銅リング内輸送シミュレーションを行う。この時、Michel 崩壊 e^+ による散乱によって炭素標的外部に出てきた e^- の情報を取得し、Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ シミュレーションに移っていく。今回、炭素標的内の Michel 崩壊 e^+ から得られた e^- の数は 6.77×10^5 events、銅リング内の Michel 崩壊 e^+ から得られた e^- の数は 1.03×10^6 events (合計 1.70×10^6 events) であった。図 3.34~3.41 に得られた Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の情報を示す。

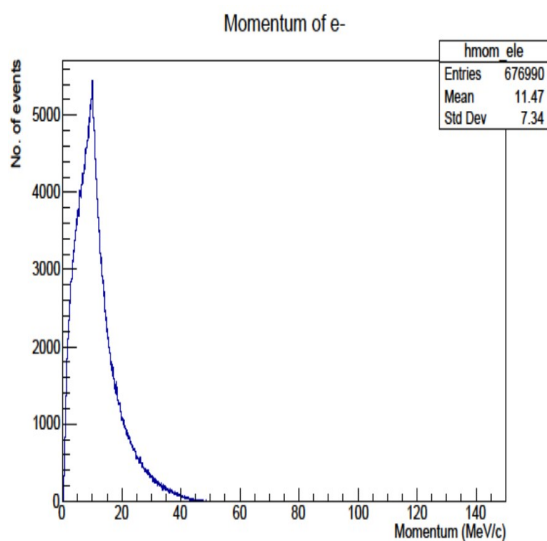


図 3.34: 炭素標的外部の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の運動量分布 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

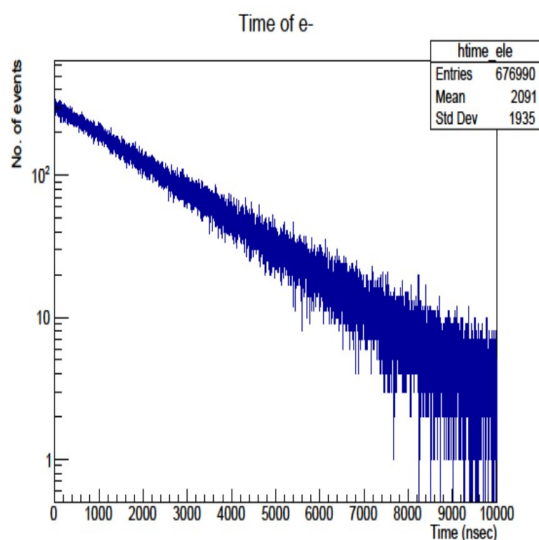


図 3.35: 炭素標的外部の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の時間情報 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

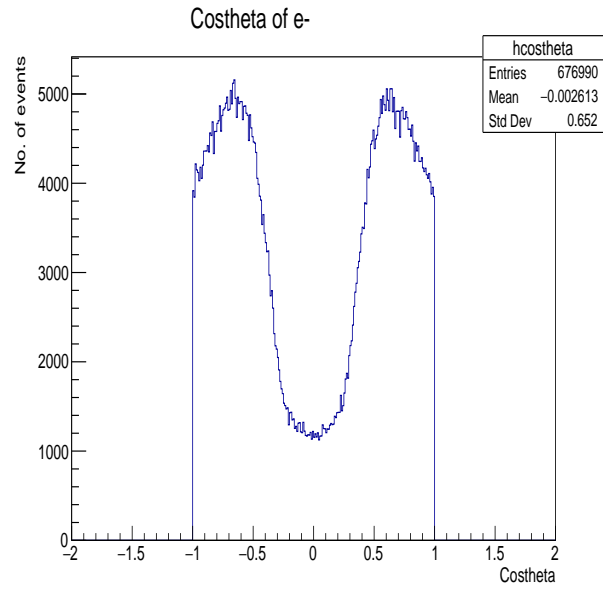


図 3.36: 炭素標的の外部の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の $\cos(\theta)$ 分布 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

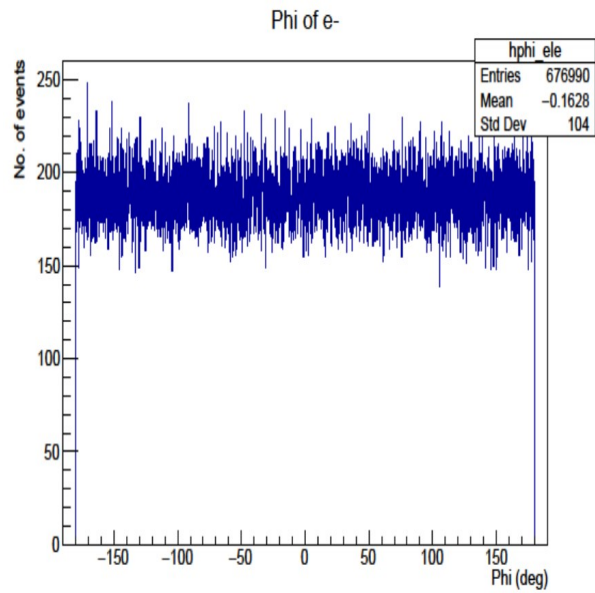


図 3.37: 炭素標的の外部の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の ϕ 分布 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

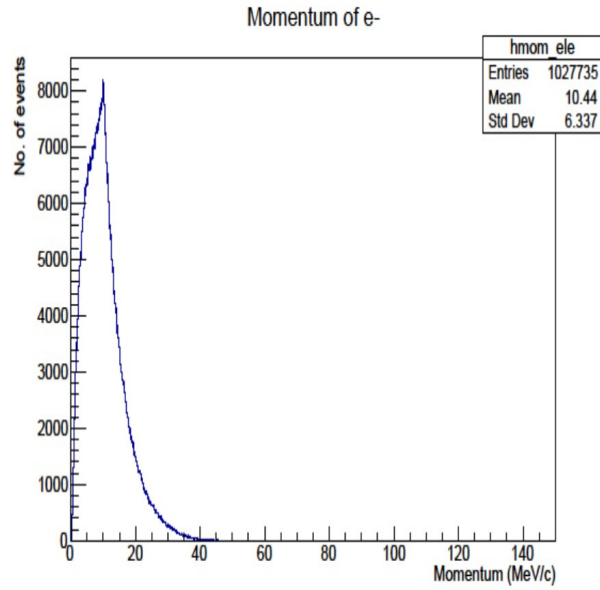


図 3.38: 炭素標的の外部の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の運動量分布 (銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

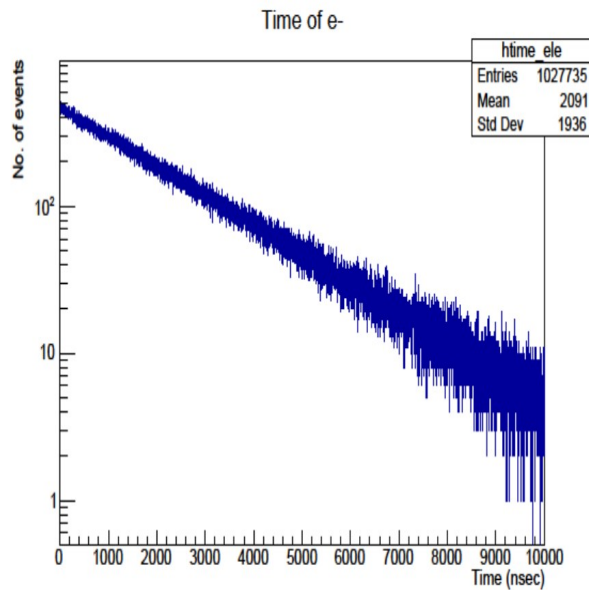


図 3.39: 炭素標的の外部の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の時間情報 (銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

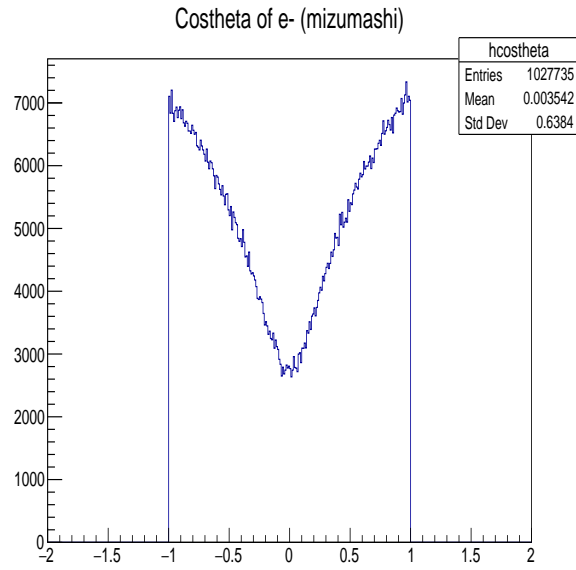


図 3.40: 炭素標的の外部の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の $\cos(\theta)$ 分布 (銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

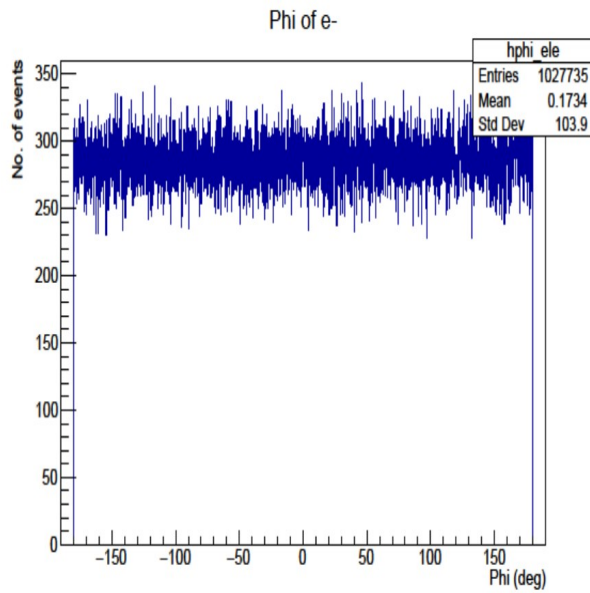


図 3.41: 炭素標的の外部の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の ϕ 分布 (銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

3.4.5 gun file 作成

炭素標的の外部で得た e^- の情報から D-Line 輸送シミュレーションで使用する gun file を作成する。ここで、Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ のイベント数が同じステップでの DIO e^- に比べて 2 桁ほど少ないため、可能であればイベント数を水増しする。Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の運動量、位置成分の θ と ϕ 、運動量成分の θ と ϕ について相関関係を調べ、粒子の水増し生成が可能かどうか調べる。図 3.42~3.46 に相関関係を示す。

また、Michel 崩壊 e^+ の生成でイベント数をさらに 100 倍するのではなく、このタイミングでイベント数を水増しする理由であるが、今回生成した Michel 崩壊 e^+ を炭素標的・銅リング内輸送するのにかかった時間は炭素標的内の Michel 崩壊 e^+ と銅リング内での Michel 崩壊 e^+ 合わせて 2 時間 30 分であった。つまり、輸送するイベント数が 100 倍になるとシミュレーション時間も 100 倍になるため、かなり時間がかかってしまう。従って、このタイミングでの水増し生成を行うこととする。

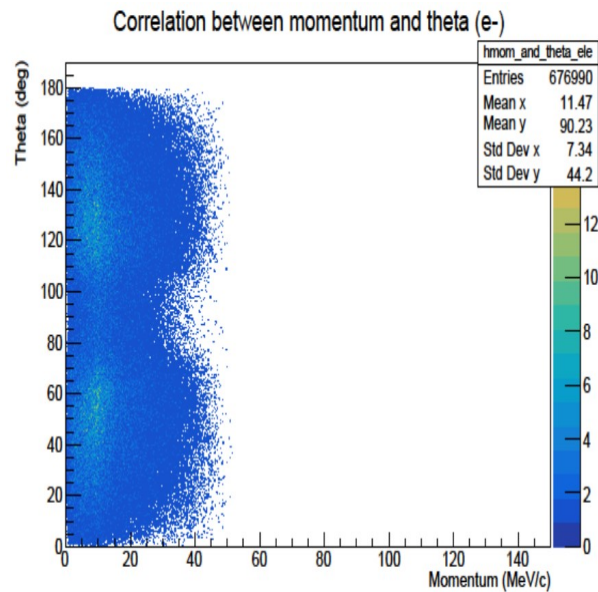


図 3.42: 運動量と位置成分の θ の相関関係 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

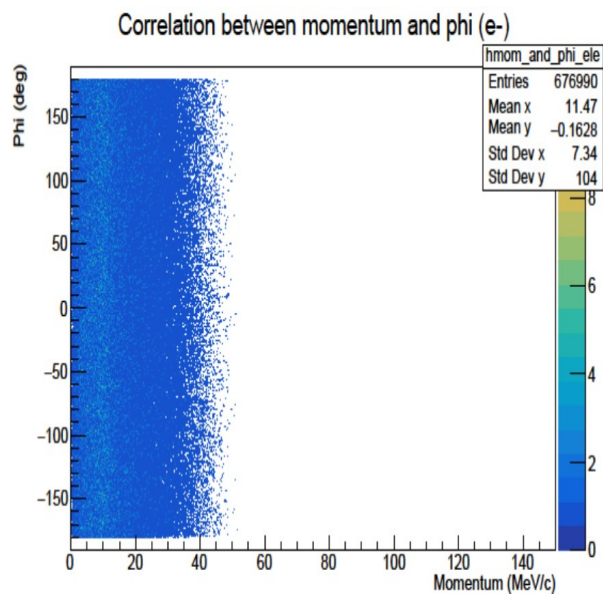


図 3.43: 運動量と位置成分の ϕ の相関関係 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

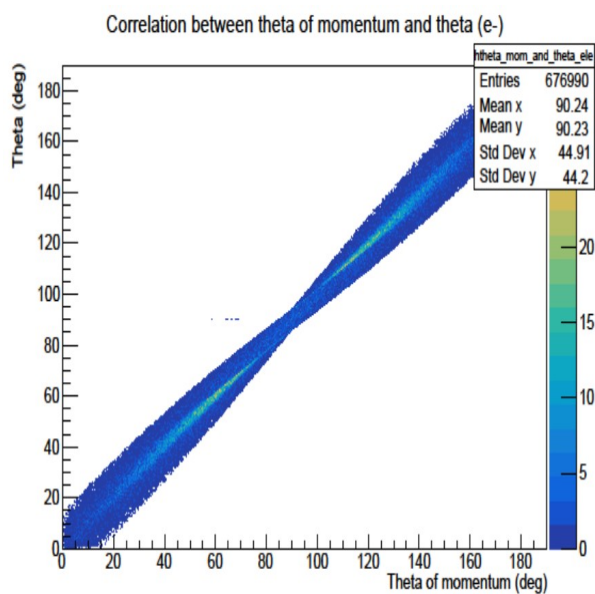


図 3.44: 運動量成分の θ と位置成分の θ の相関関係 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

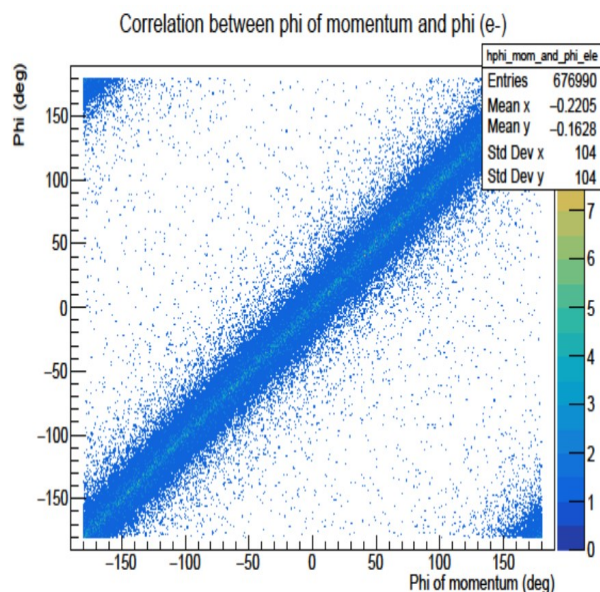


図 3.45: 運動量成分の ϕ と位置成分の ϕ の相関関係 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

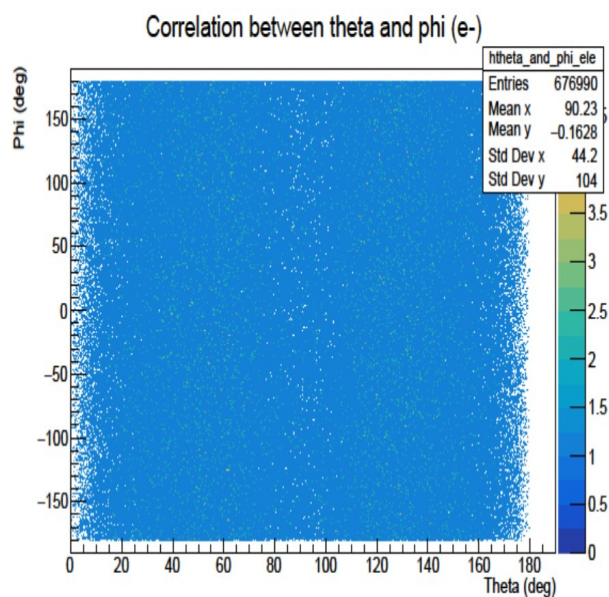


図 3.46: 位置成分の θ と ϕ の相関関係 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

この結果より、位置成分の θ と運動量成分の θ 、位置成分の ϕ と運動量成分の ϕ の間には、強い相関があるが、それ以外は特に相関関係はないと言える。したがって、現在の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の情報を元に運動量、時間、位置情報の θ と ϕ を生成し、運動量成分の θ と ϕ については、位置成分のものと近似的に同じとすることで、粒子の水増し生成が可能である (銅リングに関する Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ も同様)。

この条件にしたがって、Michel崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ のイベント数を100倍にする。水増しした粒子の情報を図 3.47~3.54 に示す。水増し後のイベント数は、炭素標的内関連の Michel崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ が 6.77×10^7 events、銅リング内関連の Michel崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ が 1.03×10^8 events (合計 1.70×10^8 events) であった。

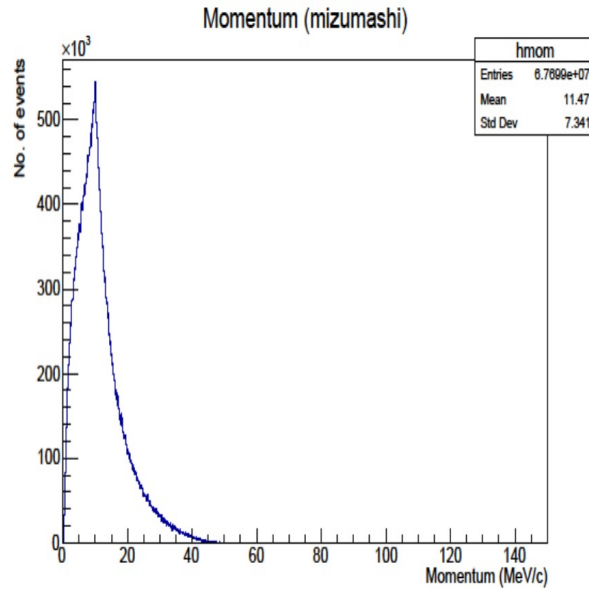


図 3.47: 水増し生成した Michel崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の運動量分布 (炭素標的内で生成される Michel崩壊 e^+ 起源の e^-)

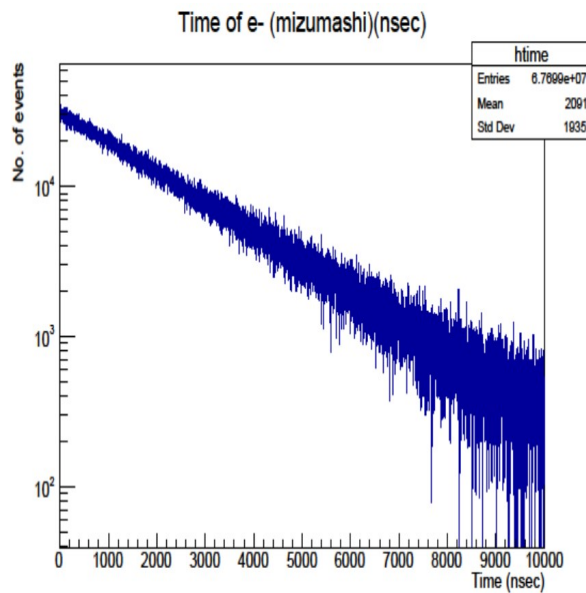


図 3.48: 水増し生成した Michel崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の時間情報 (炭素標的内で生成される Michel崩壊 e^+ 起源の e^-)

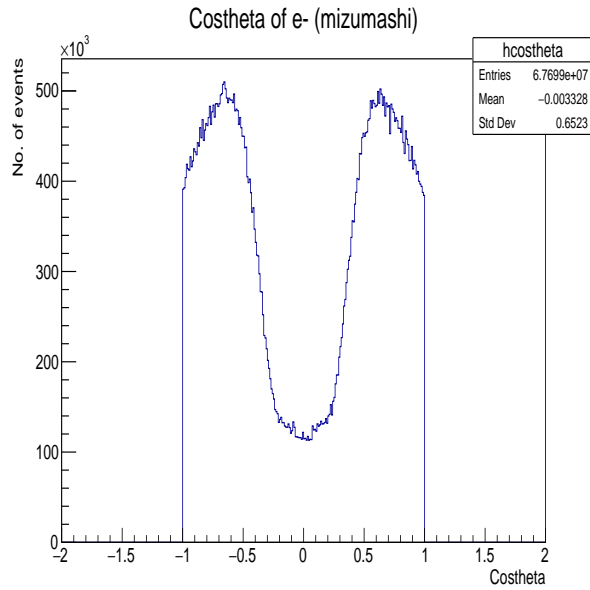


図 3.49: 水増し生成した Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の $\cos(\theta)$ 分布 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

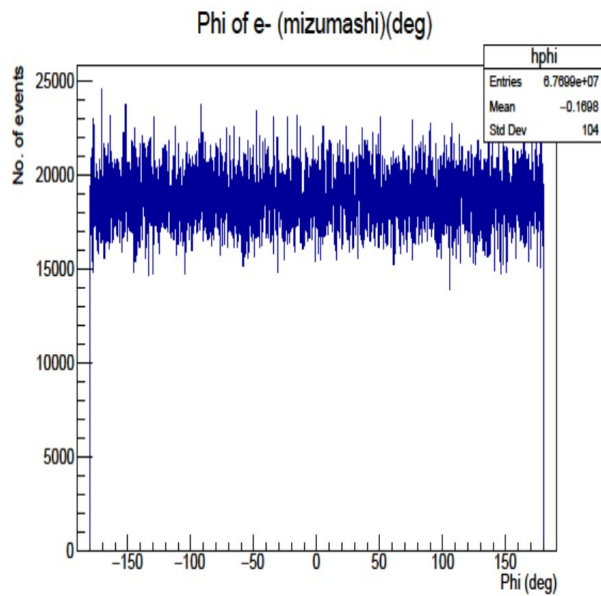


図 3.50: 水増し生成した Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の ϕ 分布 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

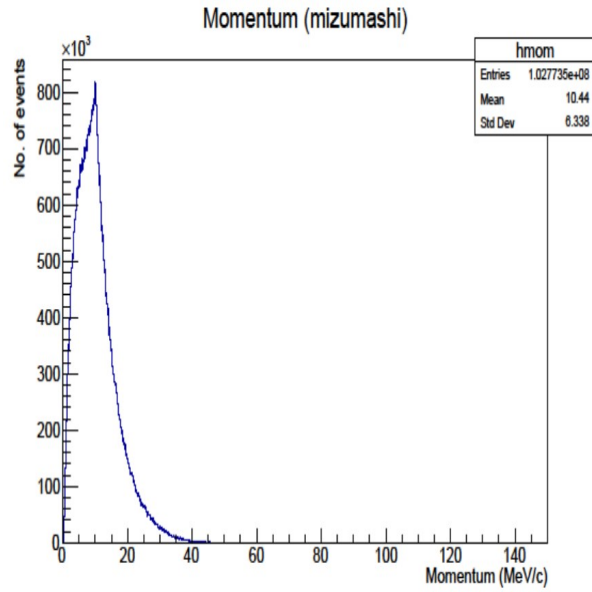


図 3.51: 水増し生成した Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の運動量分布 (銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

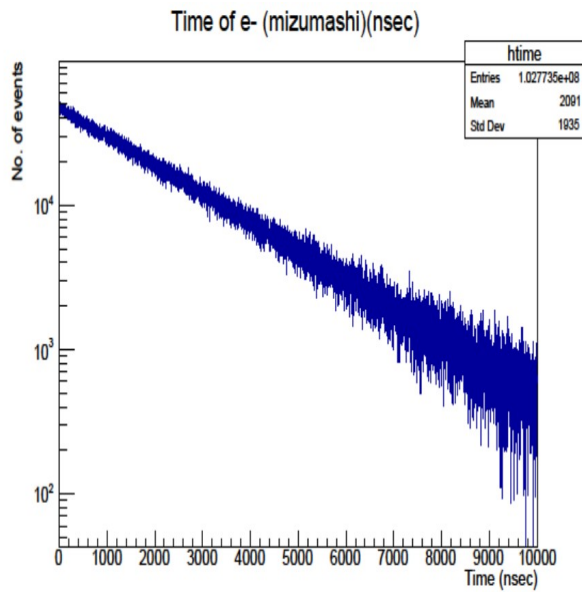


図 3.52: 水増し生成した Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の時間情報 (銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

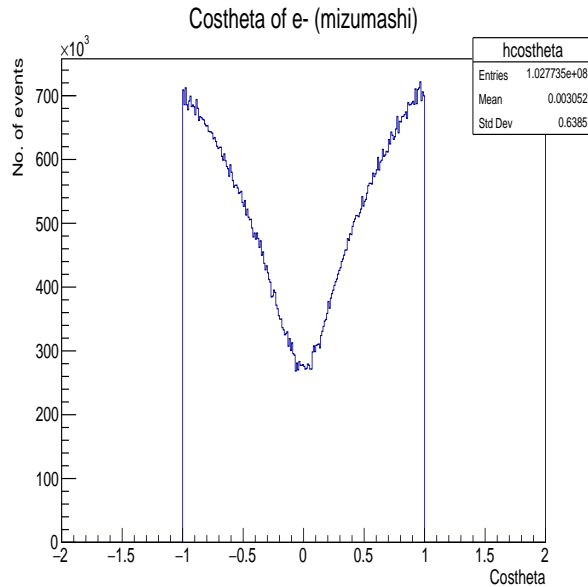


図 3.53: 水増し生成した Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の $\cos(\theta)$ 分布 (銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

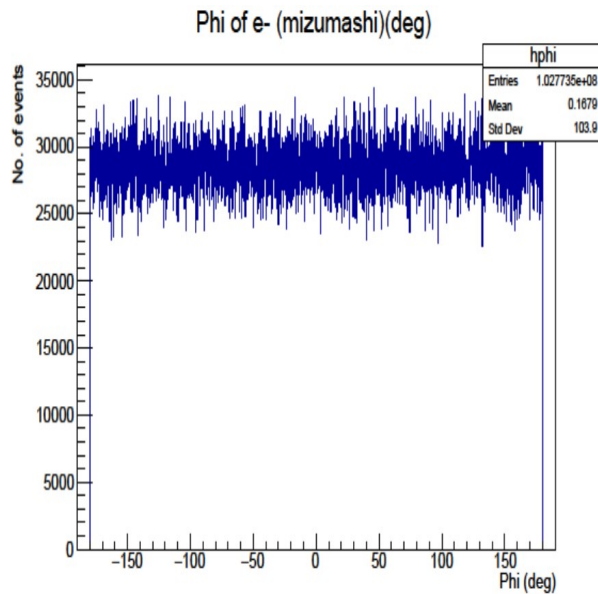


図 3.54: 水増し生成した Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の ϕ 分布 (銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

次に、水増し生成した粒子の情報から gun file を作成する。その際、DIO e^- シミュレーション同様、ビーム軸を D-Line に合わせるために座標を 60° 回転させ、その後ビームラインに入らない $\theta > 25^\circ$ の粒子を除く。このようにして作成した gun file の粒子の情報を図 3.55~3.62 に示す。また、gun file のイベント数は、炭素標的の内関連の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ が 2.42×10^6 events、銅リング内関連のものが 3.67×10^6 events である。

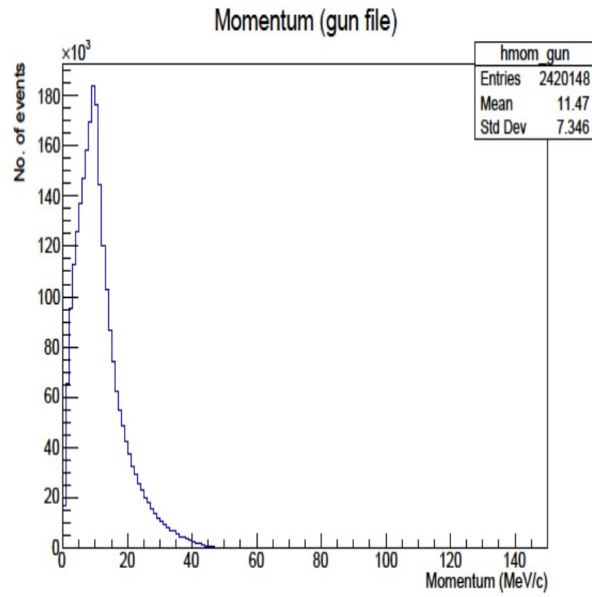


図 3.55: gun file 内の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の運動量分布 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

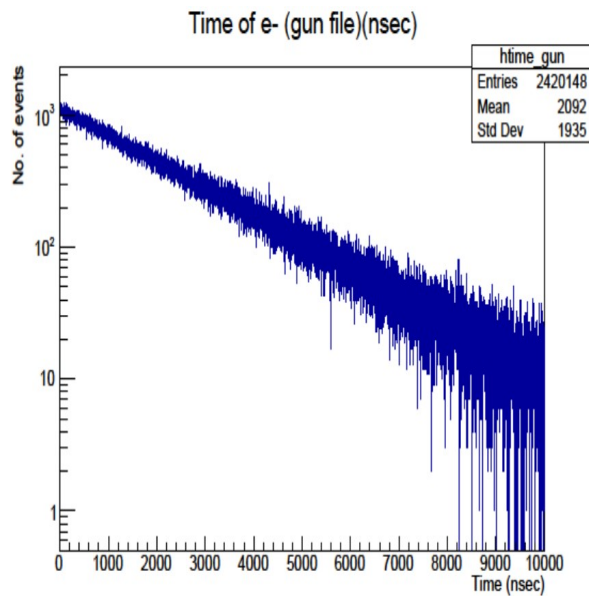


図 3.56: gun file 内の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の時間情報 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

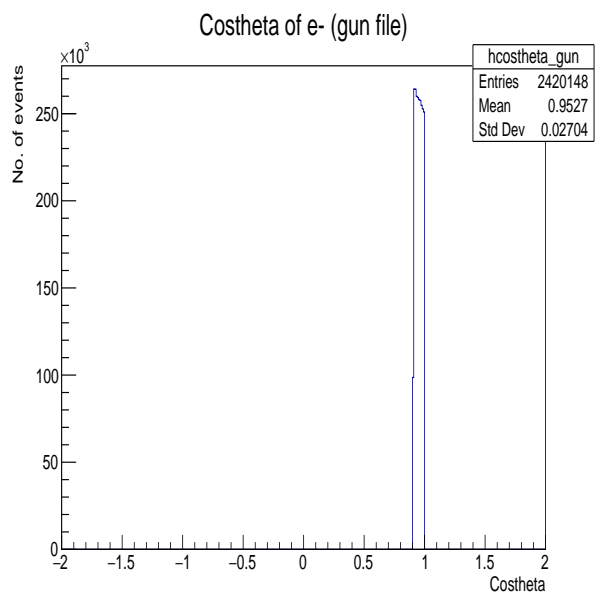


図 3.57: gun file 内の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の $\cos(\theta)$ 分布 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

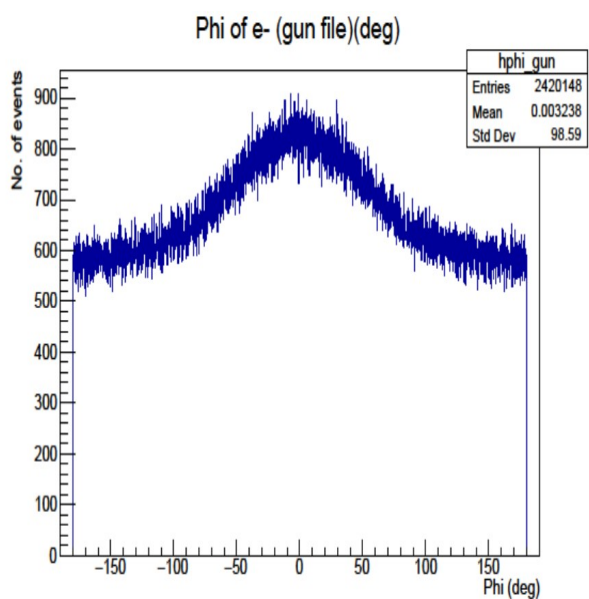


図 3.58: gun file 内の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の ϕ 分布 (炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

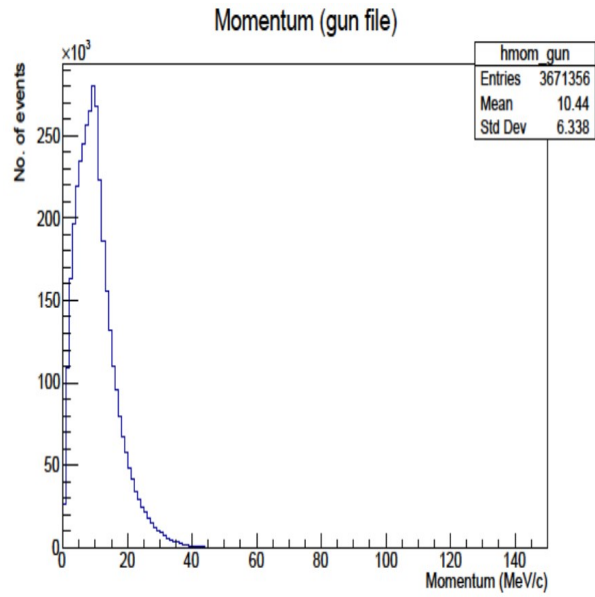


図 3.59: gun file 内の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の運動量分布 (銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

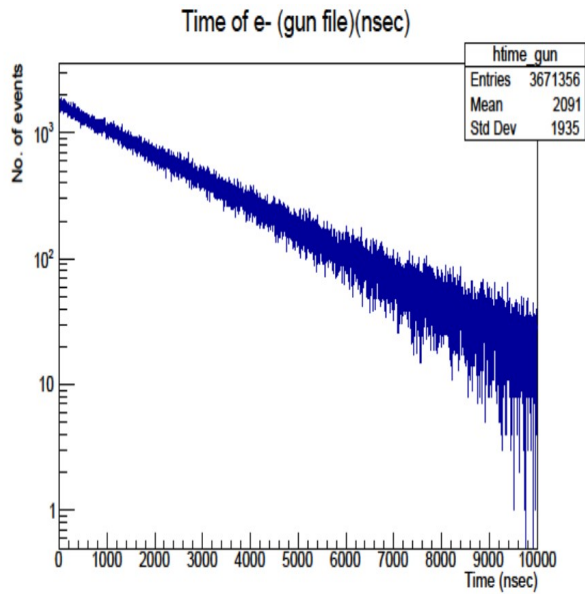


図 3.60: gun file 内の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の時間情報 (銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

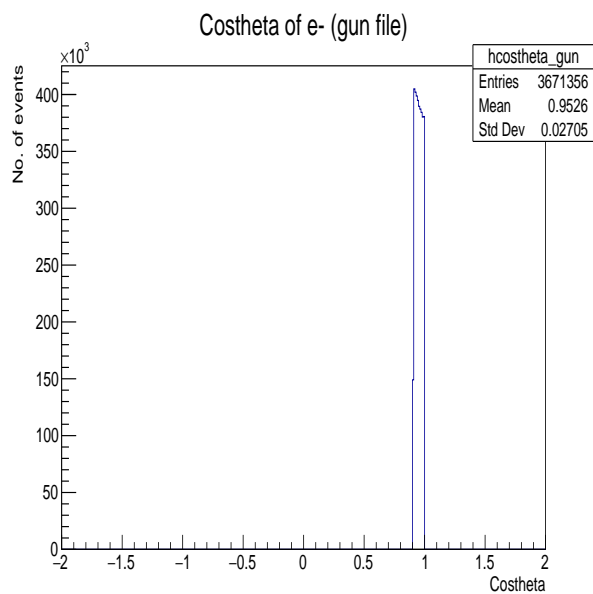


図 3.61: gun file 内の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の $\cos(\theta)$ 分布 (銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

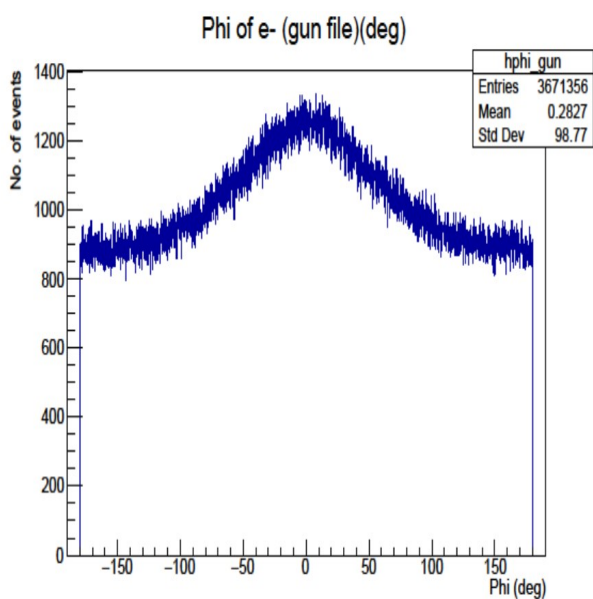


図 3.62: gun file 内の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の ϕ 分布 (銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^-)

3.4.6 D-Line 輸送シミュレーション

作成した gun file を用いて D-Line 輸送シミュレーションを行う。シミュレーション結果をプロットする際、DIO e^- シミュレーションと比較するために、シミュレーション過程での粒子の倍率を合わせる必要がある。まず、DIO e^- シミュレーションでは、DIO e^- を生成する過程で $2931 \text{ events} \rightarrow 1 \times 10^8 \text{ events}$ としただけなので、シミュレーション全体で、

$$(1 \times 10^8)/2931 \simeq 34118 \quad (3.1)$$

である。また、Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ シミュレーションでは、Michel 崩壊 e^+ 生成過程で $2.98 \times 10^6 \text{ events} \rightarrow 1 \times 10^8 \text{ events}$ とし、さらに D-Line 輸送で用いる gun file 作成過程で 100 倍しているため、シミュレーション全体で、

$$(1 \times 10^8)/(2.98305 \times 10^6) \times 100 \simeq 3352 \quad (3.2)$$

である。よって、DIO e^- シミュレーションと Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ シミュレーションの倍率比は、

$$34118/3352 \simeq 10 \quad (3.3)$$

である。このことより、Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ シミュレーションの結果を 10 倍したものを図 3.63 に示す。また、誤差は、DIO e^- シミュレーションと同様に一番最初に e^+ の情報を取得した、遅延タイミング e^+ の位置情報取得過程でのイベント数と誤差の比を元に計算した。

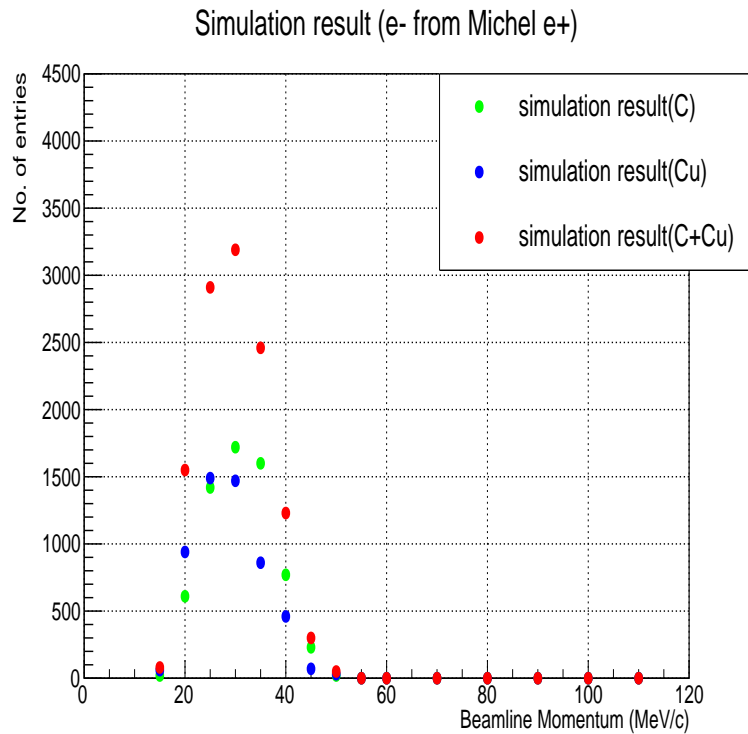


図 3.63: Michel 崩壊 e^- シミュレーションの結果。それぞれの結果に関して誤差が小さいため、誤差棒が見えなくなっている。

比較結果を見てみると、炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^- の結果は銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^- の結果に比べて、30MeV/c ~ 45MeV/c において与える影響が大きい。これは、銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^- の方が物質中でのエネルギーロスが大きいいため、炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^- に比べ、その範囲の運動量を持つ粒子の数が少なくなるためであると考えられる。

また、図 3.64~3.66 に DIO e^- シミュレーションと Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ シミュレーションの炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源のもの、銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源のもの、その両方を合わせたものを比較したプロットを示す。

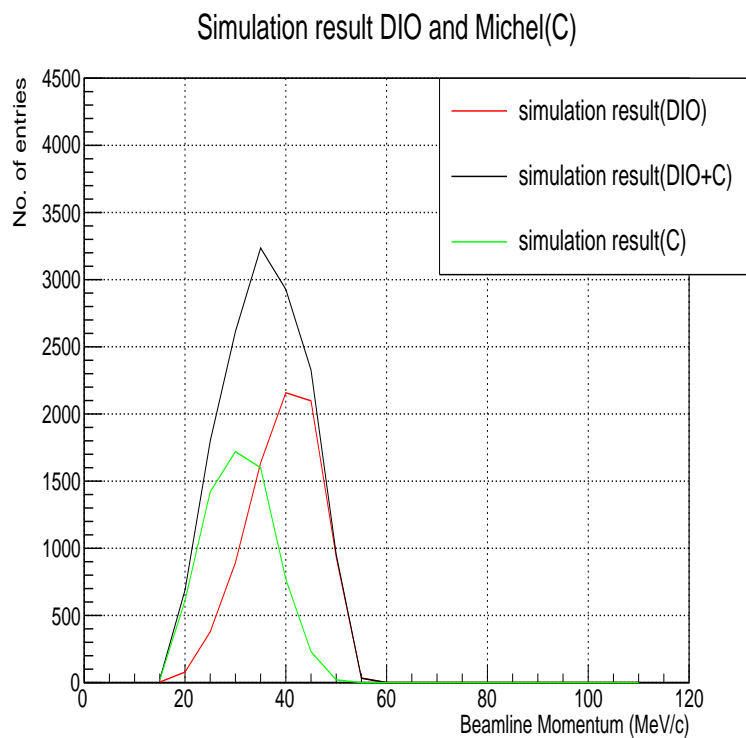


図 3.64: 炭素標的内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^- と DIO e^- の比較

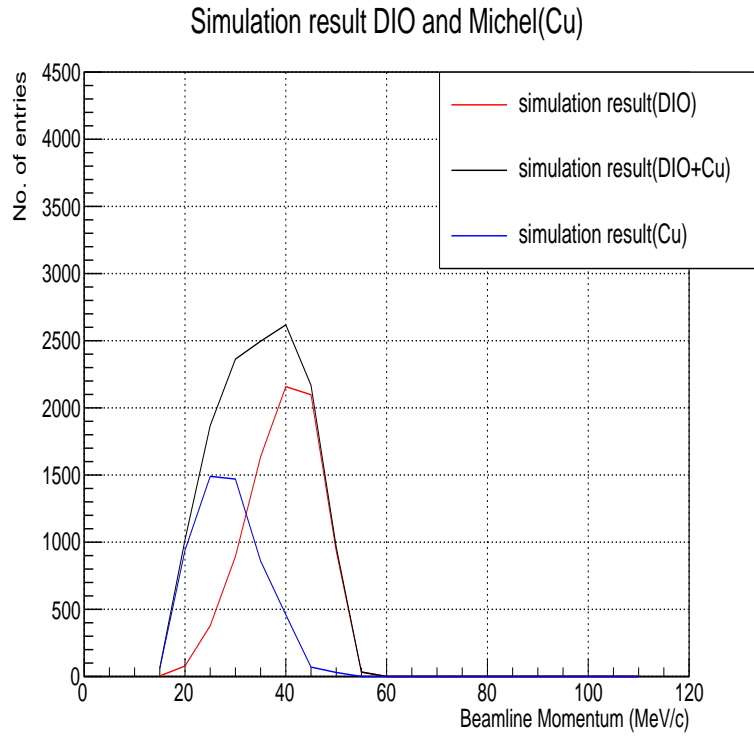


図 3.65: 銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^- と DIO e^- の比較

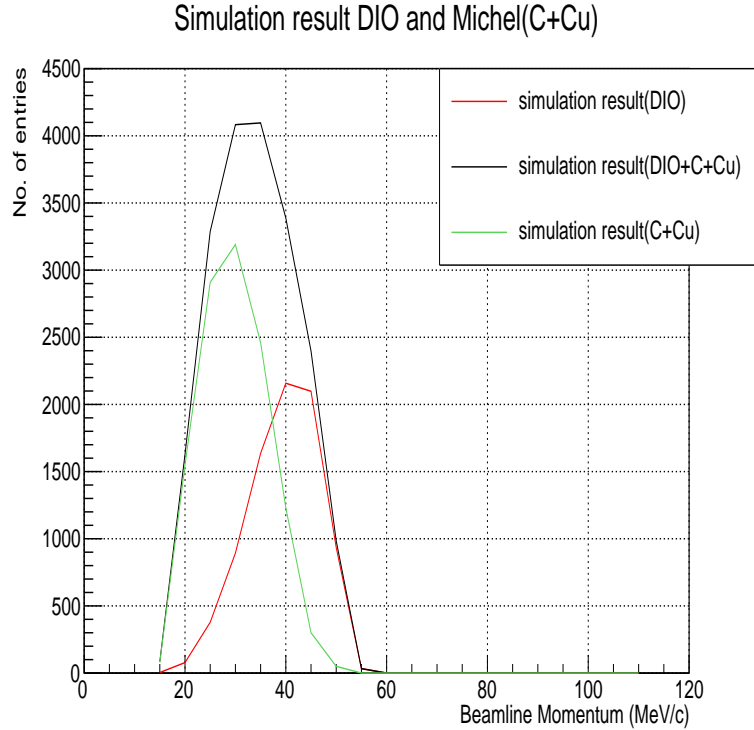


図 3.66: 炭素標的内と銅リング内で生成される Michel 崩壊 e^+ 起源の e^- を合わせたものと DIO e^- の比較

3.4.7 シミュレーションと実測の比較

図 3.67~3.69 に、DIO e^- シミュレーションと Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ シミュレーションのそれぞれの結果を足し合わせたものと実測結果を比較したものを示す。

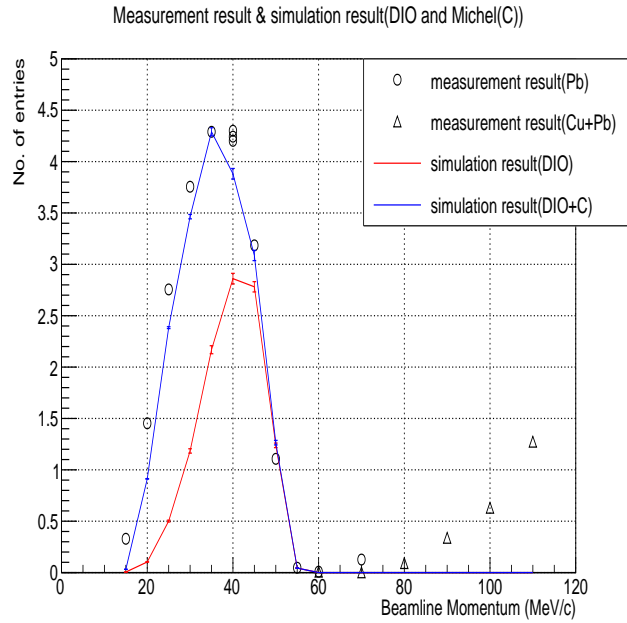


図 3.67: 炭素標的内関連の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ と DIO e^- の合計と実測の比較。実測の 35 MeV/c に合わせて規格化している。

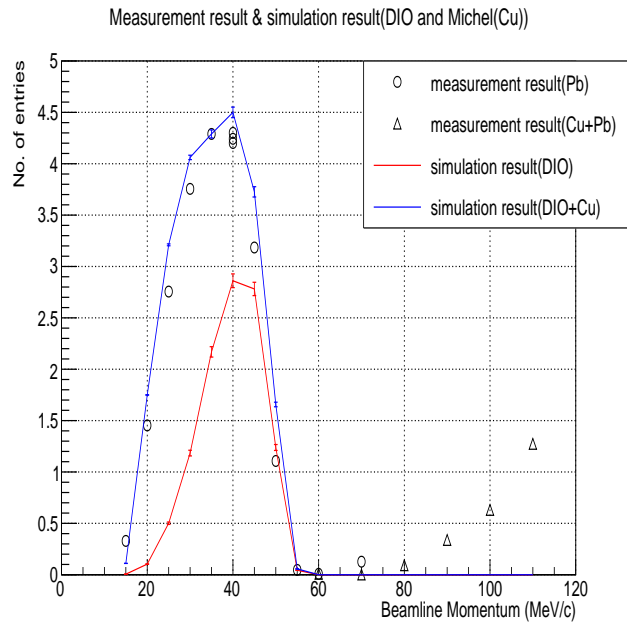


図 3.68: 銅リング内関連の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ と DIO e^- の合計と実測の比較。実測の 35 MeV/c に合わせて規格化している。

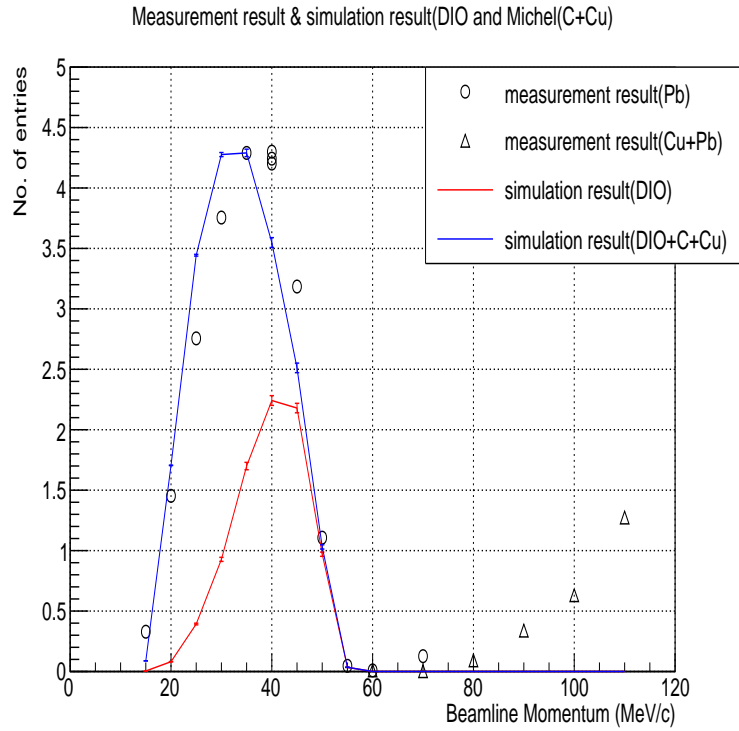


図 3.69: 炭素標的内関連と銅リング内関連の Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ と DIO e^- の合計と実測の比較。実測の 35 MeV/c に合わせて規格化している。

Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の関しては、炭素標的の内関連と銅リング内関連を合わせたものをシミュレーション結果とする。図 3.69 より、Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ の効果により、DIO e^- のみの時に存在した、低運動量領域での実測の差は、大きく改善された。

3.5 μ^- による影響評価

陽子ビームを炭素標的に打ち込んだ際、崩壊せずに炭素標的から出てくる μ^- は基本的に D-Line を輸送され、アブソーバーに衝突したのち崩壊する。また、その時に、放出される e^- もエネルギーロスにより消滅するか、仮にアブソーバーの後方で μ^- が崩壊し、エネルギーロスにより消滅せず検出器までたどり着く e^- が放出されたとしても、重たい原子核におけるミューオン原子の寿命は短いため、遅延タイミングの e^- が放出される確率は低い。

しかし、 μ^- の運動量が大きくなり、アブソーバー後方で崩壊する μ^- の数が増えれば、遅延タイミングかつエネルギーロスによって消滅しない e^- を放出する可能性も十分にありえる。今回のシミュレーションではこのことについて評価する。以下、各ステップごとにシミュレーションの流れを説明していく。

3.5.1 炭素標的への陽子ビーム照射シミュレーション

まず、他のシミュレーション同様、ビームエネルギー 3 GeV の陽子ビームを炭素標的に打ち込むシミュレーションを行う。先に行った他のシミュレーション結果と比較するため、DIO e^- シミュレーションにおける同過程の結果を用いる。したがって、プロトンの数は 1×10^9 events である。

3.5.2 炭素標的外 μ^- の取得

炭素標的への陽子ビーム照射シミュレーションの結果から、崩壊せずに炭素標的から出てくる μ^- の情報を取得する。今回得られた μ^- の数は 2.67×10^5 events である。図 3.70~3.73 に得られた μ^- の情報を示す。

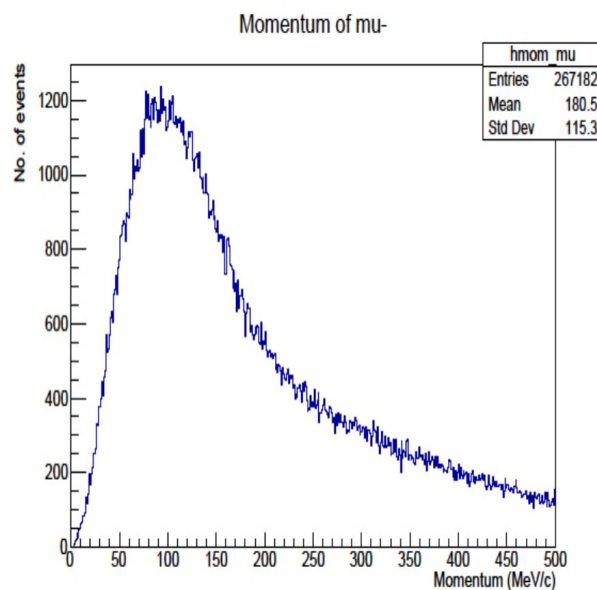


図 3.70: 炭素標的外部の μ^- の運動量分布

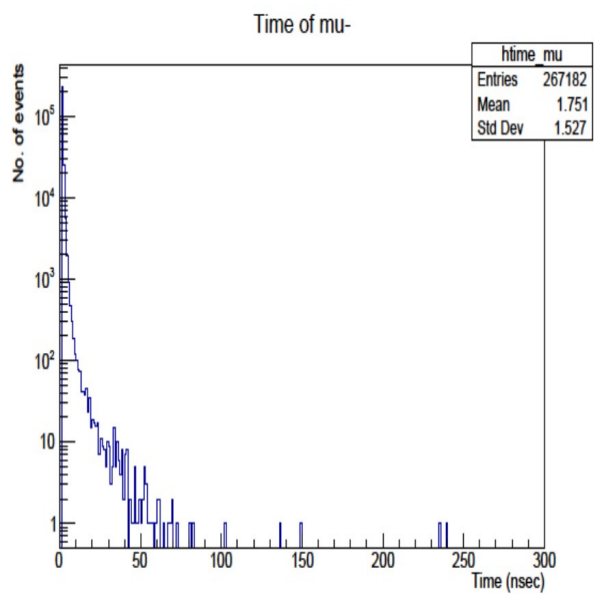


図 3.71: 炭素標的の外部の μ^- の時間情報

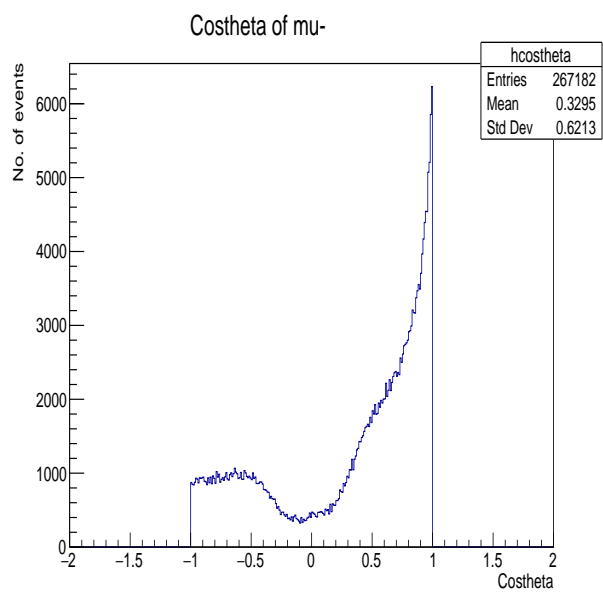


図 3.72: 炭素標的の外部の μ^- の $\cos(\theta)$ 分布

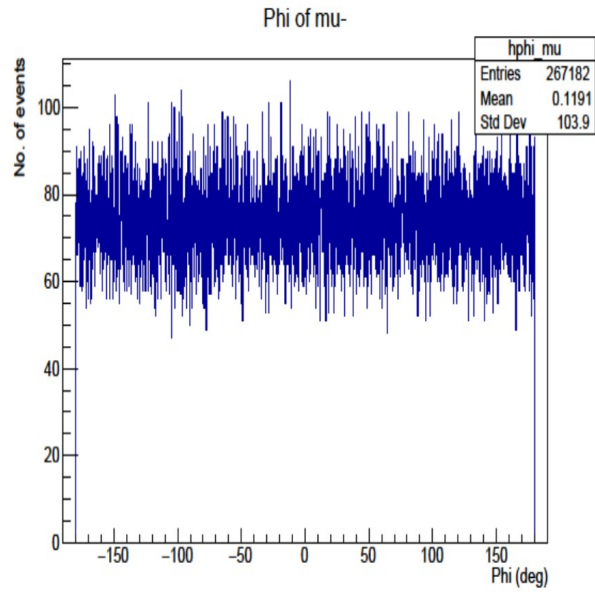


図 3.73: 炭素標的外部の μ^- の ϕ 分布

3.5.3 gun file 作成

炭素標的の外部で取得した μ^- の情報から、D-Line 輸送で使用する gun file を作成する。ここで、今回おこなう μ^- の影響評価では遅延タイミングの信号を検出する確率が低いと考えているため、D-Line 輸送シミュレーションにおいてイベント数はできるだけ多い方が良い。そのため、Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ シミュレーション同様、gun file 作成段階でのイベントの水増しが可能か確認する。

また、一番最初の炭素標的に照射する陽子のイベント数を増やすのではなく、このタイミングでイベント数を水増しする理由であるが、今回の陽子のイベント数でシミュレーションにかかった時間は22時間である。今回、 μ^- のイベント数を10000倍しようと考えているため、陽子のイベント数を増やした場合、かかる時間も10000倍となる。そのため、現実的なシミュレーション方法あるとは言えなくなる。従って、このタイミングでの水増し生成を行うこととする。

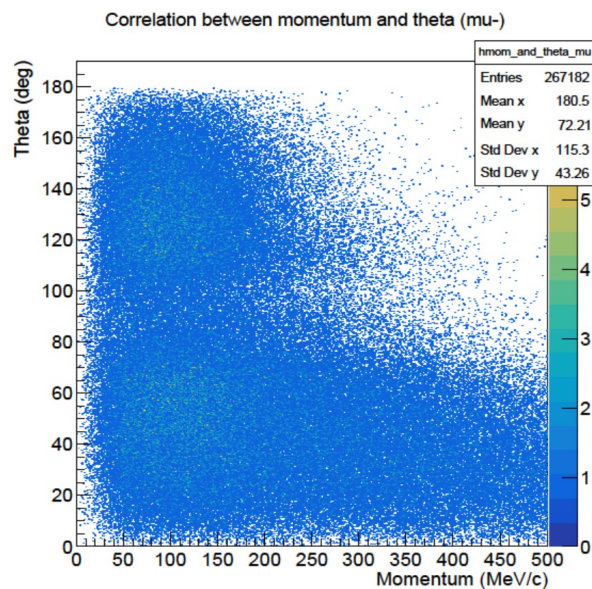


図 3.74: 運動量と位置成分の θ の相関関係

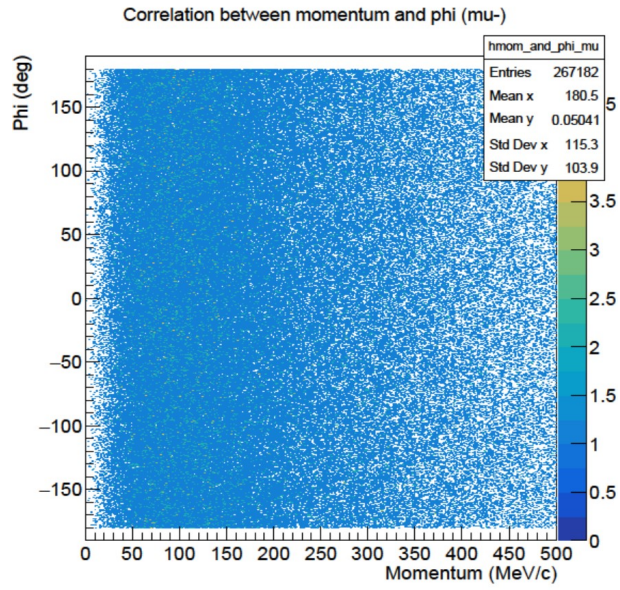


図 3.75: 運動量と位置成分の ϕ の相関関係

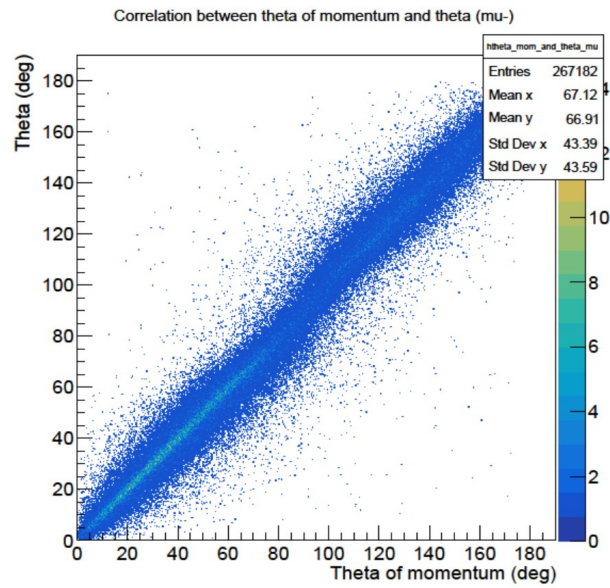


図 3.76: 運動量成分の θ と位置成分の θ の相関関係

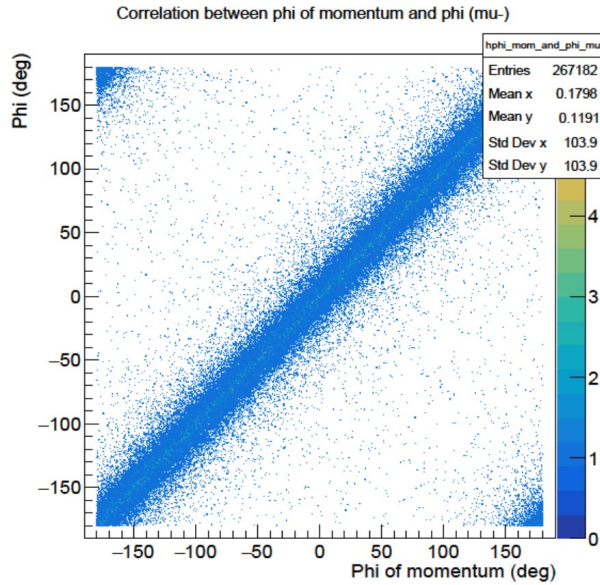


図 3.77: 運動量成分の ϕ と位置成分の ϕ の相関関係

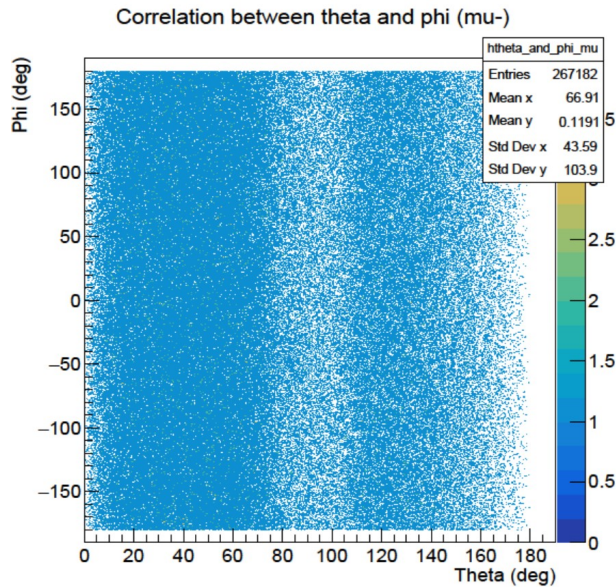


図 3.78: 位置成分の θ と ϕ の相関関係

この結果より、位置成分の θ と運動量成分の θ 、位置成分の ϕ と運動量成分の ϕ の間には、強い相関があるが、それ以外は特に相関関係はないと言える。したがって、現在の μ^- の情報を元に運動量、時間、位置情報の θ と ϕ を生成し、運動量成分の θ と ϕ については、位置成分のものと近似的に同じとすることで、粒子の水増し生成が可能である。この条件にしたがって、 μ^- のイベント数を 10000 倍にする。水増し後のイベント数は 2.67×10^9 events である。また、水増しした粒子の情報を図 3.79~3.82 に示す。

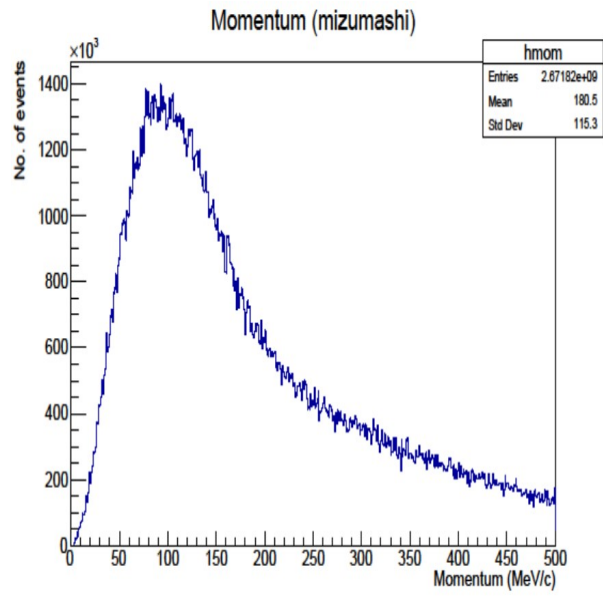


図 3.79: 水増し生成した μ^- の運動量分布

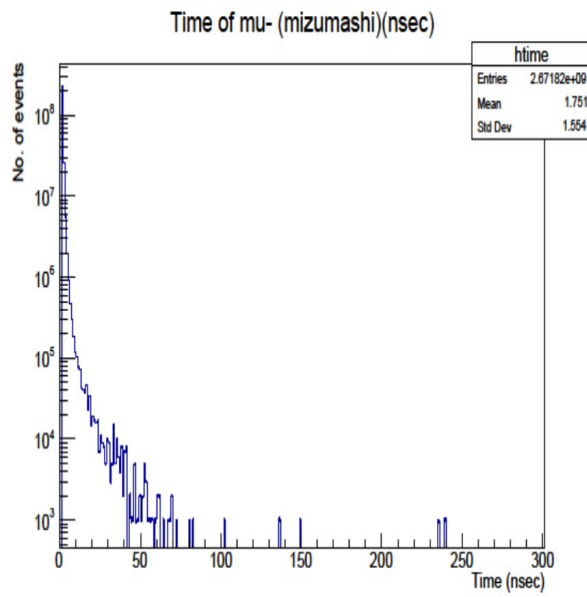


図 3.80: 水増し生成した μ^- の時間情報

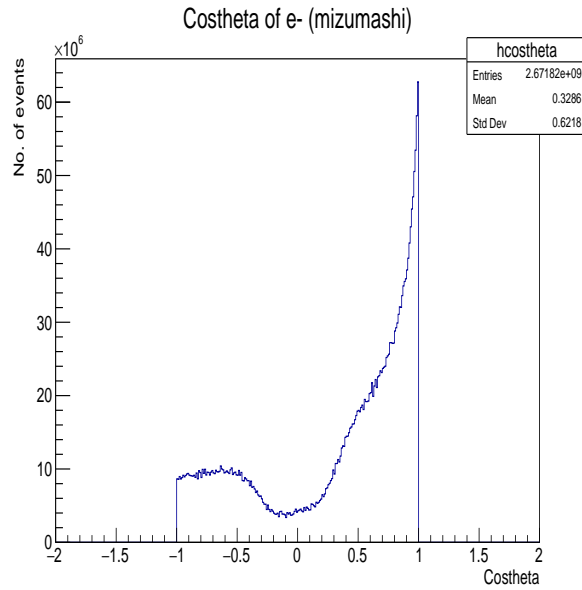


図 3.81: 水増し生成した μ^- の $\cos(\theta)$ 分布

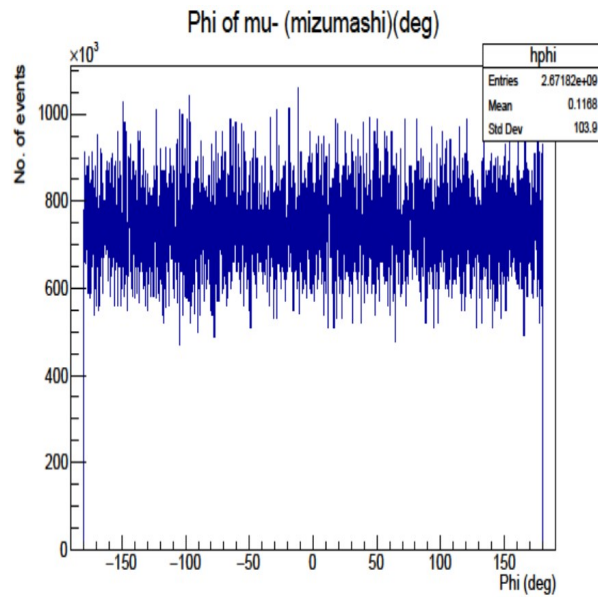


図 3.82: 水増し生成した μ^- の ϕ 分布

次に、水増し生成した粒子の情報から gun file を作成する。その際、先のシミュレーション同様、ビーム軸を D-Line に合わせるために座標を 60° 回転させ、その後ビームラインに入らない $\theta > 25^\circ$ の粒子を除く。さらに、今回はある程度高い運動量の μ^- はビームラインを輸送されないので、運動量が $> 200 \text{ MeV}/c$ の粒子も除く。このようにして作成した gun file の粒子の情報を図 3.79~3.86 に示す。また、gun file のイベント数は、 6.21×10^7 events である。

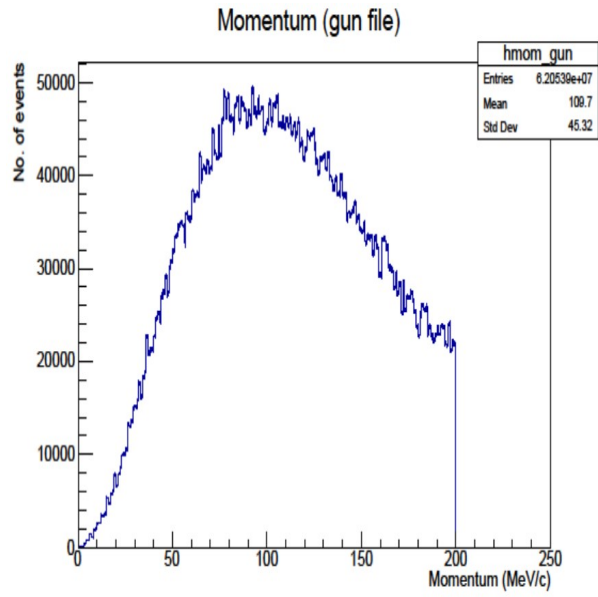


図 3.83: gun file 内の e^- の運動量分布

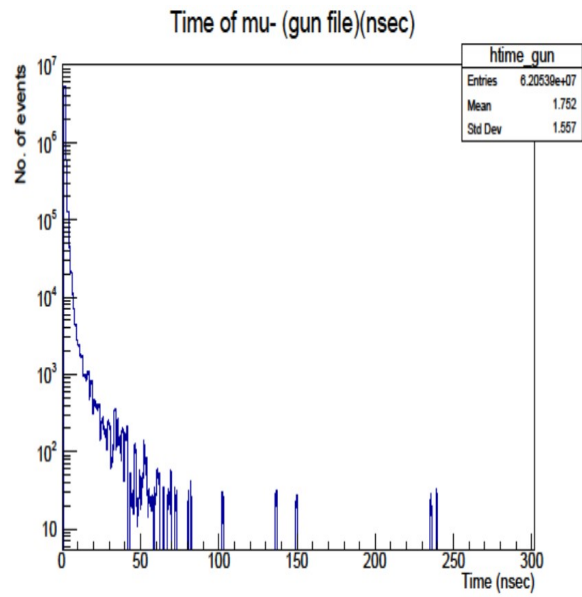


図 3.84: gun file 内の e^- の時間情報

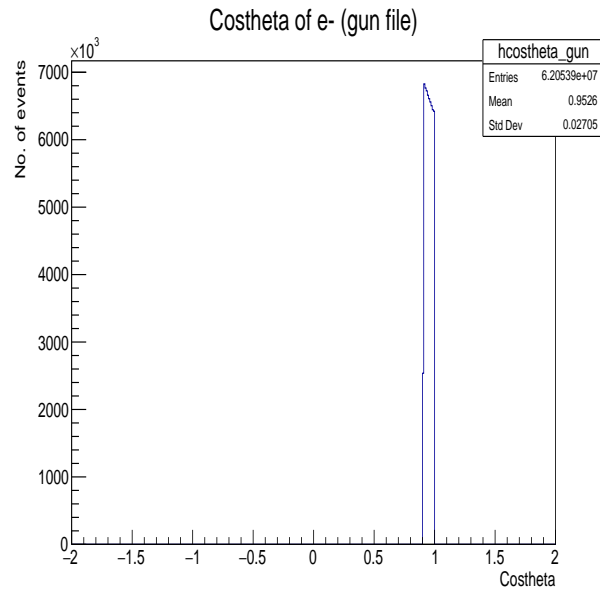


図 3.85: gun file 内の e^- の $\cos(\theta)$ 分布

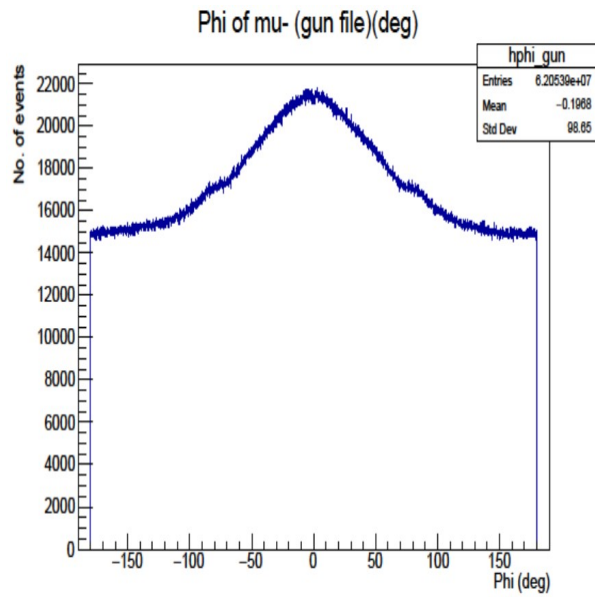


図 3.86: gun file 内の e^- の ϕ 分布

3.5.4 D-Line 輸送シミュレーション

作成した gun file を用いて D-Line 輸送シミュレーションをおこなう。シミュレーション結果をプロットする際、DIO e^- シミュレーションと比較するために、シミュレーション過程での粒子の倍率を合わせる必要がある。

Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ シミュレーションの際計算したように、DIO e^- シミュレーションは全体で約 34118 倍している。

また、 μ^- シミュレーションでは、gun file 作成過程で 10000 倍している。よって、DIO e^- シミュレーションとの倍率比は、

$$34118/10000 \simeq 3.4 \quad (3.4)$$

である。また、 μ^- シミュレーションでは、DIO e^- シミュレーションにおける遅延タイミング e^- のバーテックス情報取得過程で行ったような時間による条件付を一度もしていないため、検出器でのエントリー数をそのまま計数すると即発タイミングのエントリーも含んでしまう。よって、ビームラインの輸送時間 (100 nsec) と DIO e^- シミュレーションで課していた条件 (200 nsec) を合わせた 300 nsec より遅いエントリーのみを結果として計数する。 μ^- シミュレーションの結果を 3.4 倍したものを図 3.87 に示す。また、誤差は、これまでのシミュレーションと同様に一番最初に μ^- の情報を取得した、炭素標的外 μ^- の情報取得過程のイベント数と誤差の比を元に計算した。

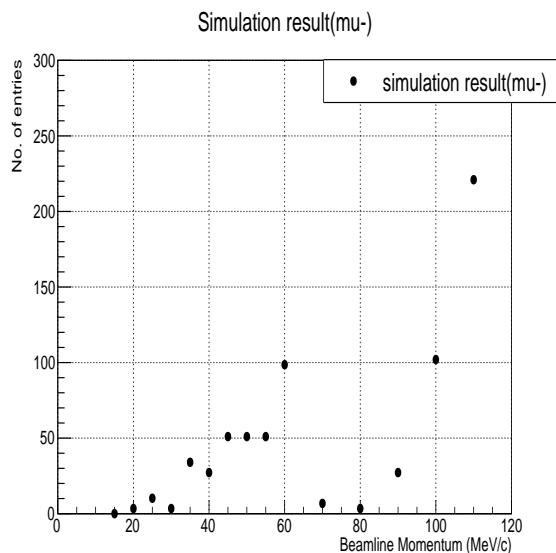


図 3.87: μ^- シミュレーションの結果。誤差が小さいため誤差棒が見えなくなっている。

結果をみると、高運動量領域においてエントリー数が増えている。しかし、実測では少なかったはずのビームライン運動量設定 60 MeV/c でのエントリーも増えた。

3.5.5 シミュレーションと実測の比較

図 3.88 に μ^- シミュレーションの結果と実測の結果の比較を示す。

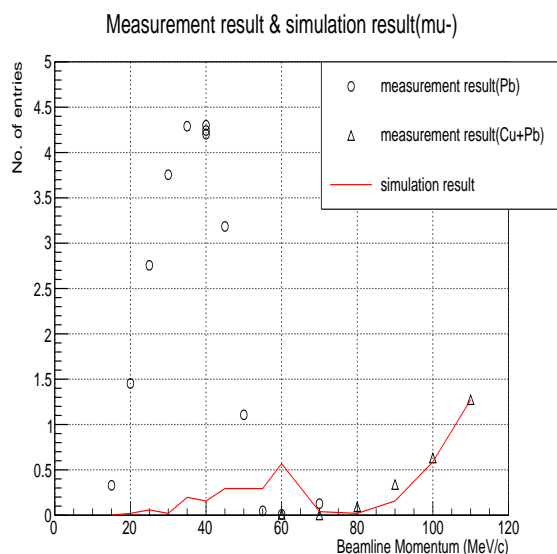


図 3.88: 実測と μ^- の比較。シミュレーション結果を実測の 110 MeV/c に合わせて規格化している。

シミュレーション結果を実測結果の 110 MeV/c に規格化した場合、高運動量領域でのエントリー数の上昇比率は、実測とかなり一致した。次に、先におこなった DIO e^- シミュレーションと Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ シミュレーションの結果と今回の μ^- シミュレーションの結果を足し合わせ、実測結果と比較したものを図 3.89 に示す。

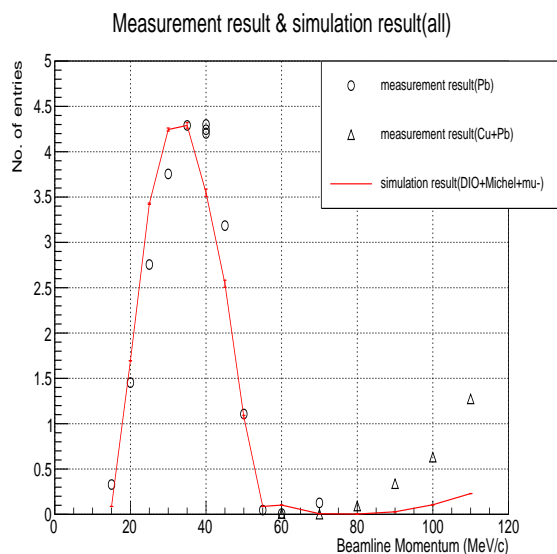


図 3.89: 実測と DIO e^- + Michel 崩壊 $e^+ \rightarrow e^-$ + μ^- の比較。シミュレーション結果は実測の 35 MeV/c に合わせて規格化している。

次に、図 3.89 についてシミュレーション結果を実測の 110 MeV/c に合わせて規格化し直したものを図 3.90 に示す。

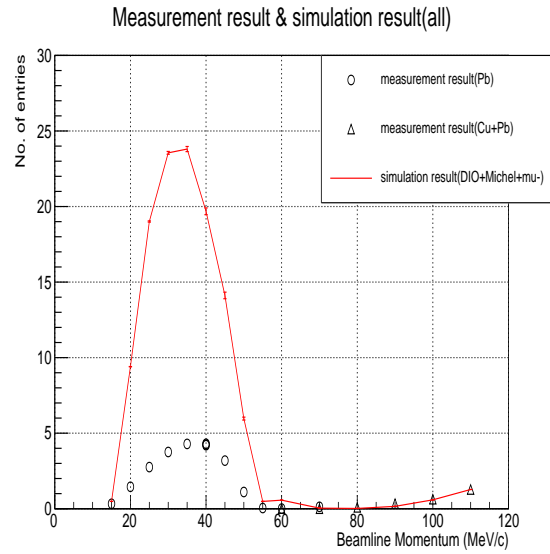


図 3.90: 実測と DIO $e^- + \text{Michel}$ 崩壊 $e^+ \rightarrow e^- + \mu^-$ の比較。シミュレーション結果は実測の 110 MeV/c に合わせて規格化している。

図 3.89 より、 μ^- の影響で高運動領域におけるエントリーが上昇することがわかったが、その数は実測とシミュレーションの差を説明するには十分ではなかった。また、60 MeV/c あたりで実測にはない小さいイベント数の上昇が見られた。また、図 3.90 より、仮に μ^- のイベント数を増やし、高運動領域での実測結果と一致した場合、その他の運動量の粒子も増えるため、結局実測結果と一致しないことが分かる。このことより、高運動領域において μ^- 以外の粒子の影響があると考えられる。

ここで、シミュレーションの結果を実測結果と同じように 1 スピルあたりに換算することを考える。まず、今回シミュレーションで用いた陽子ビームは、ビームエネルギーが 3 GeV である。ここから、1 スピル当たりの陽子数を計算する。1 eV $\simeq 1.6 \times 10^{-19}$ J であるので、ビームエネルギー 3 GeV をジュールに単位変換すると、

$$(3 \times 10^9) \times (1.6 \times 10^{-19}) = 4.8 \times 10^{-10} \text{ J} \quad (3.5)$$

となる。次に、 $J = W \times s$ であり、実測の際のビームパワーが約 100 kW であることから、実測の条件で単位時間に炭素標的に照射される陽子数は、

$$\{1/(4.8 \times 10^{-10})\} \times (100 \times 10^3) \simeq 2.1 \times 10^{14} /s \quad (3.6)$$

である。さらに、陽子ビームは 25 Hz なので、1 スピル当たりの陽子数は、

$$(2.1 \times 10^{14}) \times (1/25) = 8.4 \times 10^{12} /\text{spill} \quad (3.7)$$

である。シミュレーションでの陽子数は 1×10^9 events であるので、その比は、

$$(8.4 \times 10^{12}) / (1.0 \times 10^9) = 8.4 \times 10^3 \quad (3.8)$$

である。さらに、検出器でのエントリー数を換算する際に気をつけなければならないのは、D-Line の途中に存在するスリットに関する補正である。実測時には、即発タイミングの粒子による検出器への影響を減らすために D-Line の途中でスリットを使用している。しかし、D-Line 輸送シミュレーションの際には主に粒子数確保のためにこのスリットを完全にオープンした状態にしている。この差に関する輸送粒子数への影響の評価は過去に行われており、検出器でのエントリー数を 200 分の 1 にする必要がある。これまでは、実測の結果にシミュレーション結果を規格化し比較していたため、この補正に関しては考慮していなかったが、シミュレーション結果をスピル当たりに換算し、実測と比較するのであればこの補正も考慮しなければならない。これらのことに加え、各シミュレーションの際、イベント数確保のために行った水増しの比率を考慮して検出器でのエントリー数をスピル当たりに換算する。

ここから、各シミュレーションごとに変換の際にどのような計算をするのか考える。まず、DIO e^- に関するシミュレーションにおいてはシミュレーション過程で $2931 \rightarrow 1 \times 10^8$ の水増しを行った。従って、DIO e^- に関する検出器でのエントリー数のスピル当たりへの変換は、

$$\text{entry} \times (1/200) \times (8.4 \times 10^3) \times \{2931 / (1 \times 10^8)\} \quad (3.9)$$

で計算される。ここで、entry はシミュレーションでの検出器へのエントリー数である。次に、Michel 崩壊 e^+ の影響評価に関するシミュレーションにおいてはシミュレーション過程で $2.98 \times 10^6 \rightarrow 1 \times 10^8$ と 100 倍の水増しを行った。従って、Michel 崩壊 e^+ の影響評価に関する検出器でのエントリー数のスピル当たりへの変換は、

$$\text{entry} \times (1/200) \times (8.4 \times 10^3) \times \{(2.98 \times 10^6) / (1 \times 10^8)\} \times 0.01 \quad (3.10)$$

で計算される。次に、 μ^- による影響評価に関するシミュレーションにおいてはシミュレーション過程で 10000 倍の水増しを行った。従って、 μ^- による影響評価に関する検出器でのエントリー数のスピル当たりへの変換は、

$$\text{entry} \times (1/200) \times (8.4 \times 10^3) \times 0.0001 \quad (3.11)$$

で計算される。各シミュレーションに関して検出器でのエントリー数をスピル当たりに換算し、足し合わせたものと実測の結果を比較したプロットを図 3.91 に示す。

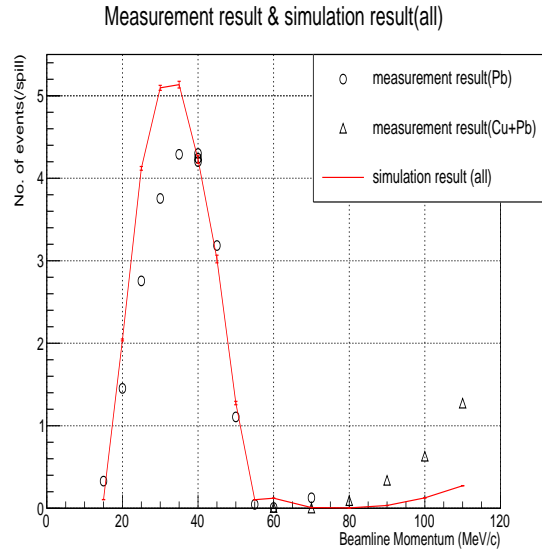


図 3.91: スピル当たりの実測結果とシミュレーション結果の比較

図 3.91 を見ると、やはり高運動量側で結果が異なっており、低運動量側においては $35 \text{ MeV}/c$ 以下においてスピル当たり 1 イベントほどの違いが見られる。これらの違いに関して今後、原因を突き止める必要がある。

4 ミューオン炭素原子数の評価

実測の結果と今回行ったシミュレーションの結果から、炭素標的内に生成されるミューオン炭素原子数の評価を行う。方法として、まず、DIO e^- シミュレーションの結果から検出器でのエントリー数と炭素標的内に生成されるミューオン炭素原子数の比を求める。その後、求めた比を用いて実測の結果から実際に炭素標的内に生成されるミューオン炭素原子の数を求める。

DIO e^- シミュレーションの結果から検出器と炭素標的内のイベント数の比を求める際、できるだけ他のシミュレーションの影響が少ない運動量設定の結果を用いたい。それを選ぶために、全てのシミュレーションの結果を合わせたもののうち DIO e^- シミュレーションの結果が占める割合を求め、その結果を図 4.1 に示す。

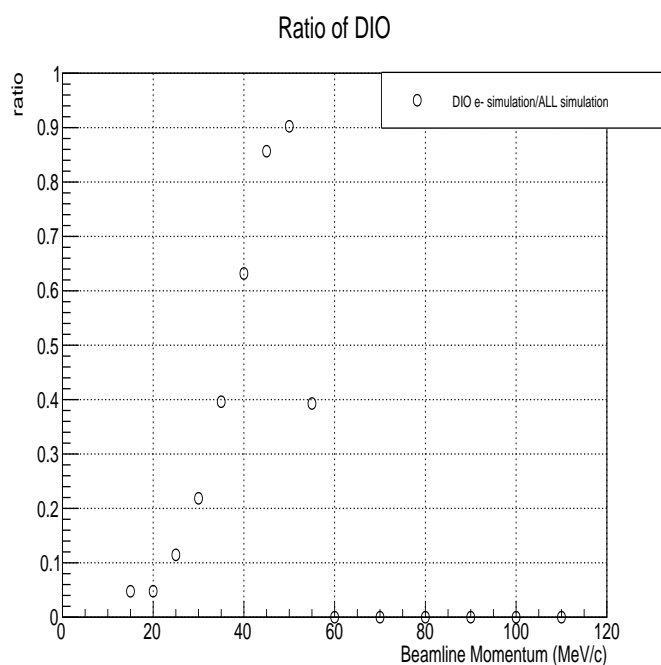


図 4.1: DIO e^- シミュレーションの割合 シミュレーション結果における DIO e^- シミュレーションによるエントリーが占める割合 DIO e^- /all simulation

図 4.1 より、ビームラインの運動量設定が 50 MeV/c の時、DIO e^- シミュレーションの結果が占める割合が最も大きく、90 % である。また、この時の DIO e^- シミュレーションによる検出器でのエントリー数は 934 events であり、ある程度存在する。このことから、運動量設定 50 MeV/c の結果を用いて評価を行っていく。

まず、DIO e^- のシミュレーション結果から、運動量設定 50 MeV/c での検出器のエントリー数と炭素標的内のミュオン炭素原子数の比を求める。DIO e^- シミュレーションにおける DIO スペクトル e^- の生成過程より、今回、炭素標的内で生成された DIO e^- の数は 1×10^8 events である。また、シミュレーションにおける検出器でのエントリー数は 934 events である。さらに、先に記述した D-Line の途中に存在するスリットに関する補正として、検出器でのエントリー数を 200 分の 1 にする必要がある。これらのことを踏まえると、運動量設定 50 MeV/c での検出器のエントリー数と炭素標的内で生成される DIO e^- の数の比は、

$$(934/200)/(1 \times 10^8) = 4.67 \times 10^{-8} \quad (4.1)$$

となる。また、標準模型においてミュオン炭素原子の DIO の分岐比は、92 % である。これらのことと、エントリーの内 DIO e^- に関連するものが 90 % であることを考慮すると、炭素標的内のミュオン炭素原子数は式 4.2 で求められる。

$$\text{entry} \times 0.9 / (4.67 \times 10^{-8}) / 0.92 \quad (4.2)$$

ここで、entry は検出器でのエントリー数である。次に、実測結果から実際に炭素標的に生成されるミュオン炭素原子数を求める。運動量設定 50 MeV/c での実測結果はスピル当たり 1.11 events である。また、実測の際の検出器での遅延タイミング粒子の測定時間は 13 μsec であるので、測定している粒子は実際に炭素標的に生成されている粒子の一部だけである。従って、炭素標的中に生成されるミュオン炭素原子数を計算するには、全時間での粒子数のうちどれぐらいの割合を測定しているのか考える必要がある。ミュオン炭素原子の寿命が 2.0 μsec であるので、粒子の生成確率は、

$$\int_0^{\infty} e^{-t/2.0} dt = 2.0 \quad (4.3)$$

である。次に、実測の際にどれぐらいの粒子を観測しているのか考える。遅延タイミングの粒子の測定開始時間は、1つ目のパルス由来の即発粒子の到来から考えると 2.14 μsec 後、2つ目のパルス由来の即発粒子の到来から考えると 1.54 μsec 後である。従って、1つ目のパルスに関しては、2.14 ~ 15.14 μsec に生成された粒子を観測しており、2つ目のパルスに関しては、1.54 ~ 14.54 μsec に生成された粒子を観測していることになる。このことよりそれぞれの時間での粒子の生成確率は、

$$\int_{2.14}^{15.14} e^{-t/2.0} dt \simeq 0.68 \quad (4.4)$$

$$\int_{1.54}^{14.54} e^{-t/2.0} dt \simeq 0.92 \quad (4.5)$$

である。このことより、測定している粒子の割合は1スピルあたり全体の 40 % である。このことを踏まえると、式 4.2 より、実際に炭素標的に生成されるミュオン炭素原子数は、

$$(1.11 \times 0.9)/0.4/(4.67 \times 10^{-8})/0.92 \simeq 5.8 \times 10^7 / \text{spill} \quad (4.6)$$

である。また、RCSからの陽子ビームは、25 Hzなので、1秒当たりに生成されるミュオン炭素原子数は、

$$5.8 \times 10^7 \times 25 = 1.5 \times 10^9 / \text{s} \quad (4.7)$$

である。また、運動量設定 50 MeV/cでの収量測定の際のビームパワーは100 kWであったので、1 MW 当たり1秒間に生成されるミュオン炭素原子数は、

$$1.5 \times 10^9 \times 10 = 1.5 \times 10^{10} / \text{s/MW} \quad (4.8)$$

となる。

5 まとめ

DeeMe 実験は、cLFV 過程の一つであるミュオン・電子転換過程を、ミュオン生成標的にグラファイトを用いることで単一事象感度 10^{-13} で探索する実験である。その事象感度を精密に評価するために、ミュオン生成標的中に生成されるミュオン炭素原子数の評価が重要になる。

ミュオン炭素原子数は、まずミュオン生成標的で生成されるミュオン炭素原子における DIO 起源の e^- の収量測定を行い、次に、その測定の流れを再現したシミュレーションを行い、それらの結果を比較することで評価する。収量測定は 2009 年に行われた。

今回、2009 年に行われた収量測定の結果と比較するために、ミュオン生成標的内部に生成されるミュオン炭素原子における DIO 起源の e^- についてシミュレーションを行った。その結果、実測と比較した際に、低運動量側と高運動量側においてシミュレーションでのエントリー数が少なくなった。

低運動量側における実測結果とシミュレーション結果の違いに関して、ミュオン生成標的とその周りの銅リング内で生成される μ^+ の Michel 崩壊起源の e^+ による散乱によって放出される e^- の影響を考え、シミュレーションを行った。その結果、Michel 崩壊起源の e^+ による散乱によって放出される e^- の影響で、実測とシミュレーションのエントリー数の違いが、ある程度改善することが分かった。

高運動量側における実測結果とシミュレーション結果の違いに関して、崩壊せずにミュオン生成標的外部に出てくる μ^- の影響を考え、シミュレーションを行った。その結果、標的外部に出てくる μ^- の影響で、高運動量領域においてエントリー数が増えるということは確認できたが、その数は実測とシミュレーションのエントリー数の違いを説明するのに十分であるとは言えなかった。

また、実測結果と今回のシミュレーション結果の比較から、1 秒、1 MW 当たり 1.5×10^{10} /s/MW のミュオン炭素原子がミュオン生成標的中に生成されることが分かった。

シミュレーションに関して、今回は行っていないが影響評価をおこなう必要があるものがいくつかある。まず、ミュオン生成標的とその周りの銅リング内で生成される μ^+ の Michel 崩壊起源の e^+ が、標的外部に e^+ のまま放出され、D-Line に入った場合、入口付近の壁面などで散乱を起こし e^- を放出する可能性が十分にある。他にも、表 3.1 の各粒子に関してもその影響を評価しておくべきであると考えられる。

今後、これらの影響評価を行い、実測結果と比較することでミュオン生成標的に生成されるミュオン炭素原子数について精密な評価を行う。

6 謝辞

本修士論文を作成するまでに、沢山の方々に支えられ助けられました。清矢 良浩教授には実験や理論に関することを非常にわかりやすくご教授いただきました。私の初歩的な質問に対しても丁寧に理解するまで答えてくださった事、心から感謝しています。また、新型コロナウイルス以前は定期的に研究室メンバーの交流の場を設けていただき、大学院生活の楽しい思い出の一つとなっています。山本 和弘准教授にはゼミや授業においてアドバイスをいただき、コンピュータ関連で困った時に何度も助けていただきました。本当にありがとうございます。手島 菜月特任助教には実験の準備からやり方、また出張関連のことを沢山教えていただきました。ありがとうございます。豊田 博俊氏にはプログラミングについて困っている時に相談にのっていただき、また研究以外にも沢山のことを教えていただきました。心から感謝しています。

大阪大学の青木 正治教授には、シミュレーションの流れなどに関する的確なアドバイスを頂き、私の質問に丁寧に答えてくださいました。大変感謝しています。大阪大学の東野 祐太氏とは、同期として実験を共にし、支え合えたことを嬉しく思います。ありがとうございます。また、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。実験に対する考え方や姿勢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方々には大変感謝しています。同期の小向 倅平氏、小幡 拓也氏、本條 貴司氏とは大変な時期も楽しい時期も共に過ごし、私の心の支えになりました。大変感謝しています。植松 泰智君、高安 咲妃さん、西崎 勁也君には、彼らの質問に答える際に改めて自分の知識を再確認する機会をいただきました。ありがとうございます。

改めて沢山の方々に支えられ修士課程を過ごしてきました。最後になりましたが、生活や心の面で私の支えになってくださった家族、友人に、深く感謝申し上げます。

参考文献

- [1] Gianluca Cavoto, "Searching for the $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ decay with MEG and MEG-II", arXiv:1407.8327 (2014).
- [2] U.Bellgardt et al. (SINDRUM collaboration), "Search for the decay $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$ ", Nucl.Phys. B299, 1 (1988).
- [3] 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).
- [4] C. Dohmen et al. (SINDRUM collaboration), "Test of lepton-avour conservation in $\mu - e$ conversion on titanium", Phys. Lett. B317, 631 (1993).
- [5] K. Hayasaka, "Tau lepton physics at Belle", Nucl. Phys. B299, 1 (1988).
- [6] 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).
- [7] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration) Z. Phys. C 73, 243 (1997).
- [8] 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).
- [9] A. Czarnecki, X.G. Tormo, W.J. Marciano, "Muon decay in orbit spectra for $\mu^- - e$ conversion experiments", Hyperfine Interact.210, 19-23 (2012).
- [10] 藤井祐樹, 「MEG 実験 COBRA スペクトロメータを用いた $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$ 稀崩壊探索の検証」, 東京大学大学院理学系研究科 修士論文 (2011)
- [11] 牧村俊助、他, 「J-PARC/MUSE におけるミュオン生成標的の 300kW 陽子ビーム運転報告」, Proceedings of the 10th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan(August 3-5, 2013, Nagoya, Japan)
- [12] CERN. "GEANT4 A SIMULATION TOOLKIT". GEANT4 A SIMULATION TOOLKIT. <https://geant4.web.cern.ch/node/1>, (参照 2021-02-10)
- [13] Tom Roberts, "G4beeline User's Guide 3.06", (2018)