

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
(Estimation of the after-proton background and
single-event sensitivity for
the DeeMe experiment searching for muon-electron
conversions)

理学研究科

数物系専攻

清水宏祐

Abstract

ミュー粒子・電子転換過程探索実験 DeeMe (Direct emission of electron by Muon-electron conversion) が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) ミュー粒子科学実験施設 (MUSE) で計画されている。ミュー粒子・電子転換過程 ($\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)$) は、レプトン・フレーバを破る反応であり、素粒子標準理論では禁止されている。しかし、標準理論を越えた多くの理論 (例えば超対称性大統一理論) では、現在の実験上限値の数桁下での存在が期待されている。DeeMe は、J-PARC 3 GeV 陽子シンクロトロン (RCS) からの大強度高純度なパルス陽子ビームを活用することにより、単一事象感度 10^{-14} の実験を実現しようとしている。これは現在の実験上限値を 1 桁以上上回る感度である。本論では、下記 2 項目について述べる。

1. DeeMe の主なバックグラウンド源として、正規の取り出しタイミングから遅れて取り出されてしまう陽子 (以後アフタープロトンと呼ぶ) が考えられている。このアフタープロトンに起因するバックグラウンドを可能な限り少なくする必要がある。2011 年から 2013 年にかけてアフタープロトンの間接的な測定を行った。その結果、アフタープロトンバックグラウンドは十分小さいと期待されることが分かった。アフタープロトンの起源としては、RCS のコリメータやビームダクト・残留ガスとの散乱により取り出しビームラインの直前で大エミッタンスを持った陽子を考えている。このような大エミッタンスを持った陽子の存在・分布の直接的な確認は未だに行われていないため、シミュレーションを用いて評価した。
2. DeeMe では入射標的として、グラファイト製 (C) 回転標的で実験を開始し、後にシリコンカーバイド (SiC) 製回転標的に置換することを提案している。モンテカルロ計算を用いて、それぞれの標的で 1 年間実験 (2×10^7 s) を行った場合の実験感度の違いについて評価した。標的を置き換えることにより高い感度の実験結果が得られること、グラファイト回転標的でも十分現在の実験上限値を上回るなどの結果が得られた。

目次

1	序章	10
1.1	レプトンフレーバー数非保存過程の歩み	10
1.2	ミュー粒子電子転換過程	13
1.3	観測事象	14
1.4	ミュー粒子電子転換過程の強み	16
2	μ - e 転換過程探索実験	17
2.1	一般的な実験方法	17
2.2	J-PARC	19
2.3	RCS からのパルス陽子ビーム	20
2.4	DeeMe 実験	22
2.5	陽子標的兼ミュー粒子静止標的	24
2.6	大立体角二次ビームライン (H ライン)	25
2.7	電子スペクトロメータ	26
3	アフタープロトンバックグラウンド	28
3.1	エミッタンス	28
3.2	RCS	29
3.3	予想されるアフタープロトン起源	32
3.4	アフタープロトン測定方法	33
3.5	RCS 取り出しビームライン	35
3.6	BLM	36
3.7	データ取得	37
3.8	データ解析	38
3.9	アブソーバとしてアルミニウム 1 cm を用いた際のデータ解析結果	41
4	加速器 (RCS) シミュレーション	45
4.1	加速器	45
4.2	RCS : G4beamline	48
4.3	RCS 全周 : G4beamline	55
4.4	アフタープロトン候補事象	56

5	単一事象感度	58
5.1	モンテカルロ	58
5.2	結果	65
6	結論	67
7	今後	67

図目次

1.1	素粒子標準模型を構成するレプトン族	10
1.2	レプトン遷移	11
1.3	ニュートリノ混合を考慮したミュー粒子電子転換過程ダイアグラム	11
1.4	光子を伴う過程のファイマンダイアグラム	12
1.5	光子を伴わない過程のファイマンダイアグラム	12
1.6	μ LFV のエネルギースケール Λ とモデルパラメータ κ に対する $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊過程と μ - e 転換過程の感度依存性	13
1.7	Czarnecki らによる DIO 電子のエネルギースペクトル [11]. ミュオニック Si 原子が青 (実線)、ミュオニック C 原子が赤 (点線)。	15
2.1	一般的な μ - e 転換過程探索実験の実験手法	17
2.2	COMET 実験の原理	18
2.3	Mu2e 実験の原理	18
2.4	J-PARC 施設レイアウト	19
2.5	RCS 及び MLF 概観	21
2.6	J-PARC MLF ミュー粒子実験施設	21
2.7	DeeMe 実験の原理	22
2.8	パルス陽子ビームの時間構造と DeeMe 信号探索時間	23
2.9	2×10^7 s のビームタイム、分岐比 3×10^{-14} 、 $R_{AP} = 10^{-19}$ のときの電子の運動量スペクトラム	23
2.10	グラフィット回転標的	24
2.11	グラフィット回転標的全体図	24
2.12	C 原子核と波動関数との重なり	25
2.13	Si 原子核と波動関数との重なり	25
2.14	H ライン概観と本実験装置	26
2.15	H ラインアクセプタンスの運動量依存性	26
2.16	試作した MWPC	27
3.1	位相空間 (x - x') における粒子の占める面積	29
3.2	青丸位置における粒子のダクト内の具体的な位置と運動量	29
3.3	RCS 全体図	29

3.4	RCS 取り出し部写真	30
3.5	RCS 取り出しビームラインレイアウト	30
3.6	RCS 取り出し部断面図	31
3.7	各エミッタンスでの取り出し部でのビーム軌道	32
3.8	キッカー電磁石オフで取り出される極端な二つの例	33
3.9	RCS 取り出しタイミングと信号探索タイミング	34
3.10	G4beamline によりモデル化した RCS 取り出しビームライン	35
3.11	取り出し部に入射したビームのエミッタンス	36
3.12	ビームロスモニター、Fe10cm アブソーバー	37
3.13	サプレスマード (赤線) と無し (黒線) の BLM 波形	38
3.14	サプレスマードの BLM 波形	38
3.15	Baseline	39
3.16	元の BLM 波形からペDESTALを差し引いた BLM 波形	39
3.17	BLM ヒット数	40
3.18	BLM ヒット数:信号探索領域	40
3.19	BLM ヒット数:フィット	40
3.20	BLM、Al1cm アブソーバー	41
3.21	BLM ヒット数:アルミニウム 1cm アブソーバ	42
3.22	BLM ヒット数:信号探索領域	42
3.23	BLM ヒット数:フィット	42
3.24	取り出しタイミング前の BLM ヒットイベント	43
3.25	取り出しタイミング前後の BLM ヒットイベント	44
4.1	偏向電磁石中の荷電粒子の振舞い	47
4.2	四極磁石の構造	48
4.3	四極磁石の配置	48
4.4	真空ダクト:電磁石のない部分 (Ti)	49
4.5	真空ダクト:電磁石の部分 (Al_2O_3)	49
4.6	偏向電磁石:正面	50
4.7	偏向電磁石:横側	50
4.8	偏向電磁石:上側	50
4.9	偏向電磁石:ビーム軌道	50
4.10	偏向電磁石の入口に検出器配置	51

4.11	偏向電磁石の出口に検出器配置	51
4.12	偏向電磁石入口のビーム位置: y vs. x	51
4.13	偏向電磁石出口のビーム位置: y vs. x	51
4.14	四極電磁石:正面	52
4.15	四極電磁石:横側	52
4.16	四極電磁石ダクト有り:正面	52
4.17	四極電磁石ダクト有り:横側	52
4.18	RCS コリメータ配置図	53
4.19	プライマリーコリメータ (Transvers):正面	54
4.20	セカンダリーコリメータ:正面	54
4.21	プライマリーコリメータ (Transvers)	54
4.22	セカンダリーコリメータ	54
4.23	G4beamline による RCS コリメータ配置図	54
4.24	G4beamline に実装した RCS 全周:上から	55
4.25	G4beamline に実装した RCS 全周:斜め上から	56
4.26	キッカー電磁石直前の陽子ビームのエミッタンス	57
4.27	取り出し部直前の陽子ビームの位置	57
4.28	取り出し部直前の陽子ビームのエミッタンス	57
5.1	Geant4 による回転標的の 3D モデル	59
5.2	グラフィット回転標的に静止した μ^- の x - y 平面における分布	59
5.3	SiC 回転標的に静止した μ^- の x - y 平面における分布	59
5.4	標的に生成したミュオニック原子数の y 方向分布。グラフィット回転標的。	60
5.5	標的に生成したミュオニック原子数の z 方向分布。グラフィット回転標的。	60
5.6	標的に生成したミュオニック原子数の y 方向分布。SiC 回転標的。	60
5.7	標的に生成したミュオニック原子数の z 方向分布。SiC 回転標的。	60
5.8	統計増し後の標的に生成したミュオニック原子数の y 方向分布。グラフィット回転標的。	61
5.9	統計増し後の標的に生成したミュオニック原子数の z 方向分布。グラフィット回転標的。	61
5.10	統計増し後の標的に生成したミュオニック原子数の y 方向分布。SiC 回転標的。	61
5.11	統計増し後の標的に生成したミュオニック原子数の z 方向分布。SiC 回転標的。	61
5.12	生成した μ - e 転換電子の運動量。グラフィット回転標的。	61

5.13	生成したミュオニック原子の寿命。グラファイト回転標的。	61
5.14	生成した μ - e 転換電子の運動量。SiC 回転標的。	62
5.15	生成したミュオニック原子の寿命。SiC 回転標的。	62
5.16	標的から放出される電子の運動量:グラファイト回転標的	62
5.17	H-line を電子が通過する様子	63
5.18	wc1 での運動量スペクトル:グラファイト回転標的	63
5.19	wc2 での運動量スペクトル:グラファイト回転標的	63
5.20	wc3 での運動量スペクトル:グラファイト回転標的	64
5.21	wc4 での運動量スペクトル:グラファイト回転標的	64
5.22	wc1 での運動量スペクトル:SiC 回転標的	64
5.23	wc2 での運動量スペクトル:SiC 回転標的	64
5.24	wc3 での運動量スペクトル:SiC 回転標的	64
5.25	wc4 での運動量スペクトル:SiC 回転標的	64
7.1	新しくインストールしたビームロスモニター	68

表目次

1	代表的な荷電レプトンフレーバ探索実験の上限値	12
2	eLFV 過程探索と実験感度向上に関連する問題点	16
3	RCS パラメーター一覧	20
4	SiC 標的、C 標的を用いた場合の統計量	25
5	RCS で使用されている四極電磁石一覧	52
6	SiC 標的、C 標的結果:Geant4-09-02-patch-04、G4beamline-2.06	65

1 序章

2012年7月、ヒッグス粒子の存在を支持する結果がスイスジュネーブ郊外にある欧州原子核合同研究機構 (CERN) の陽子陽子衝突加速器 LHC (Large Hadron Collider) で実験しているグループ、ATLAS と CMS によって発表された。現在、素粒子物理学で広く認められている理論として、素粒子標準理論がある。この理論で予測されながら唯一発見されていなかった粒子がヒッグス粒子であった。最後のピースが埋まった標準理論であるが、全ての物理現象が説明できる究極の理論ではない。標準理論で説明できない現象として、中性レプトンであるニュートリノが他の世代のニュートリノへ遷移する現象 (ニュートリノ振動現象) がある。このように標準理論には不十分な点が存在するため、それを補う新しい理論を見つけることが素粒子物理学の重要課題となっている。

標準理論を越えた新しい物理現象を発見する方法として、稀崩壊過程探索実験がある。稀崩壊過程探索実験とは、量子補正による効果を用いて、新粒子の存在を立証していくものである。この効果は非常に小さいことが予測されているため、標準理論では禁止されている過程について探索していくことが最良の手段となる。その一つとして、荷電レプトンフレーバー非保存過程が挙げられる。

本章では、標準理論では説明できないレプトンフレーバー保存を破る過程について言及し、DeeMe 実験がいかにしてこの現象を探索していくかについて述べる。

1.1 レプトンフレーバー数非保存過程の歩み

素粒子標準模型を構成する素粒子のグループの一種であるレプトンには三つの世代が存在する。第一世代の電子 (e)、第二世代のミューオン (μ)、第三世代のタウ (τ) という三種の電荷を持つ荷電レプトンと、それぞれと対になる三種類の電荷を持たないニュートリノ (ν_e, ν_μ, ν_τ) が存在する (図 1.1)。

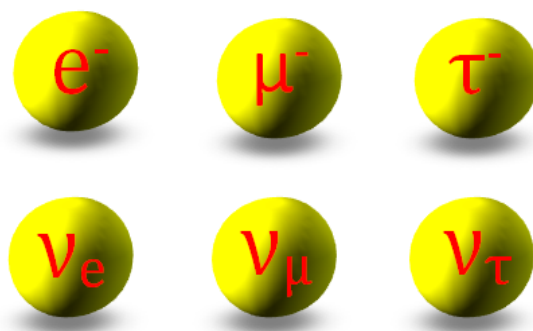


図 1.1 素粒子標準模型を構成するレプトン族

荷電レプトンとニュートリノは、それぞれの世代で固有の量子数を持つ。これらの量子数は、第一

世代の (e, ν_e) の組では電子数 L_e 、第二世代の (μ, ν_μ) の組でミューオン数 L_μ 、第三世代の (τ, ν_τ) の組ではタウ数 L_τ と呼ばれ、まとめてレプトンフレーバーという。それぞれのレプトンフレーバーに対して量子数として +1 を、各反粒子には -1 を、他の粒子には 0 という数を課す。標準理論においてニュートリノの質量を 0 と仮定すると、全ての相互作用においてレプトンフレーバー量子数の個別の総和は、反応の前後で保存しており、これをレプトンフレーバー数保存と呼ぶ。しかし、近年、ニュートリノが他のニュートリノに変換するニュートリノ振動現象が観測され、ニュートリノの質量は 0 ではなく、他種のニュートリノが混合していることが分かった。この発見により、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分かった。

しかし、荷電レプトンにおいては未だ荷電レプトンフレーバー数を破る過程 (charged Lepton Flavor Violation 以下 cLFV と呼ぶ) は発見されていない (図 1.2)。ニュートリノ混合を考慮した場合、標準模型において cLFV の反応過程について例を挙げると、ミューオンが仮想的に W ボソンを放し出し ν_μ となる。その ν_μ がニュートリノ混合を通して ν_e へと変換し、先ほど放出した W ボソンを吸収すれば電子へと変換する (図 1.3) この過程の反応確率は 10^{-54} 以下と予測されている。

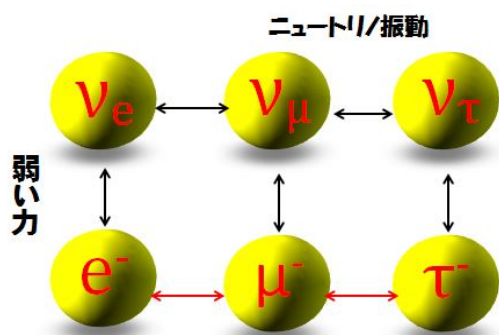


図 1.2 レプトン遷移

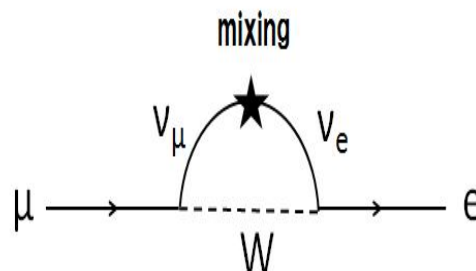


図 1.3 ニュートリノ混合を考慮したミュー粒子電子転換過程ダイアグラム

これは現在の実験技術で観測することはほとんど不可能である。よって標準模型では、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える。従って cLFV 過程を実験によってなんらかの信号が観測されればたちどころに新しい物理の証拠になる。既に標準模型を超える多くの新しい理論モデル、例えば超対称性を導入した大統一理論 (SUSY-GUT) や、ニュートリノの微小な質量を説明するシーソーメカニズムに超対称性を繋げた SUSY-Seesaw、余乗次元やリトルヒッグスモデルでは、cLFV 過程の発生確率は現在の上限値 (表 1) の数桁下であると予想している。cLFV は、理論的に存在が十分に期待されており、現在の実験技術で観測できる程度の大きさがあり、実験結果の解釈もシンプルなため、新しい物理を探索する方法として優れていると言える。

cLFV 過程として、 $\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)$ 転換 (μ - e 転換過程) と $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ について考える。一般に cLFV を起こす物理を理解するには、いくつかの cLFV 過程を調べ、比較する必要がある。 μ - e

表1 代表的な荷電レプトンフレーバ探索実験の上限値

崩壊モード	分岐比の上限値	文献
$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$	$< 5.7 \times 10^{-13}$	PRL110(2013)201801
$\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$	$< 1.0 \times 10^{-12}$	NPB299(1988)1
$\mu^- + \text{Au} \rightarrow e^- + \text{Au}$	$< 7 \times 10^{-13}$	EPJC47(2006)337
$\mu^- + \text{Ti} \rightarrow e^- + \text{Ti}$	$< 4.3 \times 10^{-13}$	PLB317(1993)631
$\tau^\pm \rightarrow e^\pm \gamma$	$< 1.2 \times 10^{-7}$	PLB666,16(2008)
$\tau^\pm \rightarrow \mu^\pm \gamma$	$< 4.4 \times 10^{-8}$	PRL104(2010)021802
$\tau^\pm \rightarrow lll$	$< (1.5-2.7) \times 10^{-8}$	Phys.LettB 687,139(2010)

転換過程を起こす物理の寄与は2種類存在し、片方が光子を伴う過程 (図 1.4)、もう一方が光子を伴わない過程 (図 1.5) である。この場合の cLFV 実験の実効ラグランジアンは次式で記述できる。

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

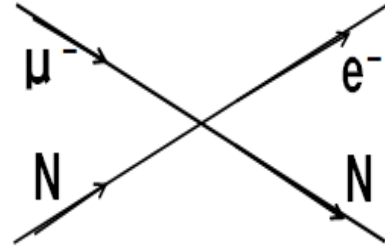
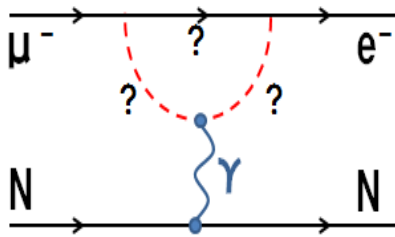


図 1.4 光子を伴う過程のファイマンダイアグラム 図 1.5 光子を伴わない過程のファイマンダイアグラム

ここで Λ は新物理のエネルギースケールを示し、 κ は二つの相互作用の比である。右辺の第一項は光子を伴うプロセスを示しており、実光子として外部へ放出されれば $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊となり、仮想光子として原子核に結合すると $\mu-e$ 転換過程となる。右辺第二項は光子を伴わないプロセスを示しており、4点結合相互作用を表し、 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊過程では観測することができない。この第一項と第二項の比を κ とすると、この κ という値は cLFV を言及する各モデルによって異なる値を取りうるようになる。そのモデルによる違いを図 1.6 に示す。現在の $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ や $\mu-e$ 転換過程探索実験の実験上限値によって排除された領域と本実験が目指す Λ の目標値も表示してある。この図より、cLFV 探索によって到達できるエネルギースケール Λ は、オーダーとして 10^3 TeV 領域にも到達し、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。 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊探索実験と $\mu-e$ 転換過程探索実験はお互いに補い合う関係であり、比較することにより新物理を理解することが重要である。

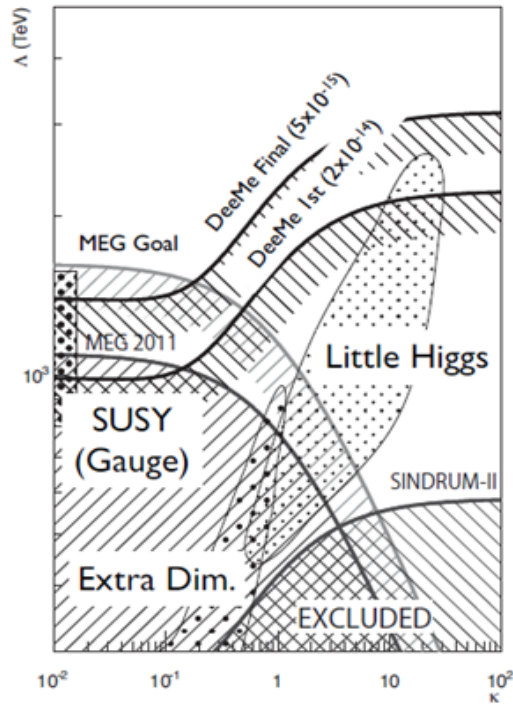


図 1.6 μ LFV のエネルギースケール Λ とモデルパラメータ κ に対する $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊過程と μ - e 転換過程の感度依存性

1.2 ミュー粒子電子転換過程

物質中で μ^- が静止した場合、 μ^- は物質中の原子核に束縛されミュオニック原子を形成する。束縛された μ^- は X 線を放出しながら 1S 軌道まで落ちていく。その後 μ^- は、原子核軌道上で崩壊するか、原子核に捕獲されるミュー粒子原子核捕獲反応を起こすか、ミュー粒子電子転換過程を起こしニュートリノを伴うことなく電子だけを放出するかのいずれかの過程をたどる。この 3 つの過程は以下の式で表される。

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (2)$$

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z - 1) \quad (3)$$

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z) \quad (4)$$

A はミュー粒子が束縛された物質の原子量、 Z はその物質の原子番号を表す。式 (2) のような原子核軌道上のミュー粒子が崩壊する過程を DIO (Decay in Orbit)、式 (3) のようにミュー粒子が原子核

に捕獲される過程のことを MC (Muon Capture) と呼ぶことにする。DIO を起こす崩壊定数 (α_f) は、自由空間での μ^- 崩壊と等しく $\alpha_f=0.4552\times 10^6 \text{ s}^{-1}$ である。つまり通常のミュー粒子の寿命は α_f の逆数であり、 $2.197\times 10^{-6} \text{ s}$ となる。MC の崩壊定数 (α_c) は μ^- と原子核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、 $\alpha_c=0.0388\times 10^6 \text{ s}^{-1}$ 、ケイ素 (Si) の場合、 $0.8712\times 10^6 \text{ s}^{-1}$ である。各物質におけるミュー粒子の寿命 (τ) は次式を用いて算出できる。

$$N = N_0 e^{-(\alpha_f + \alpha_c)t} \quad (5)$$

$$\tau = \frac{1}{\alpha_f + \alpha_c} \quad (6)$$

N は時間 t 後に残っているミュー粒子の数、 N_0 は最初にあったミュー粒子の数、 α_f 、 α_c は崩壊定数、 τ は寿命である。つまり自由空間のミュー粒子の寿命は、 $2.197\times 10^{-6} \text{ s}$ 、ミュオニック C 原子の寿命は、 $2.02\times 10^{-6} \text{ s}$ 、ミュオニック Si 原子の場合は、 $0.754\times 10^{-6} \text{ s}$ となり、物質中でのミュー粒子の (見かけの) 寿命は自由空間に比べて短くなる。比較的軽い原子核を持つ炭素 (C) などのミュオニック原子は $1 \mu\text{s}$ オーダーの寿命を持つ。ミュオニック原子の寿命は実験をデザインする際には非常に重要である。またミュー粒子電子転換過程の分岐比は次式のように定義される。

$$\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z) \equiv \frac{\Gamma(\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z))}{\Gamma(\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z - 1))} \quad (7)$$

Γ はそれぞれ MC とミュー粒子電子転換過程の崩壊幅である。 μ - e 転換過程も μ^- と原子核の重なりに依存している反応のため、 μ - e 転換の分岐比は MC に対する比として定義されている。原子 (A, Z) の反応後の状態としては、基底状態と励起状態の 2 種類が考えられる。一般的に、基底状態になる反応が支配的であり、これをコヒーレント捕獲と呼ぶ。励起状態に遷移する非コヒーレント原子捕獲に対するコヒーレント捕獲の反応率は、原子核中の核子の数に比例する。これはコヒーレント捕獲反応では、全ての核子が反応にかかわる可能性があるからである。物理モデルによっては軽い原子核と重い原子核で μ - e 転換過程の生じ方が異なる可能性もあるため、多様な原子番号の原子を標的として用いて実験を行うことが μ - e 転換過程を理解するには重要である。

1.3 観測事象

前述したコヒーレント捕獲反応が起こると、 μ - e 転換過程の信号として、単色エネルギーを持つ電子が原子核から放出される。その時の電子のエネルギーは次式で記述できる。

$$E_{\mu e} = m_\mu - B_\mu - E_{\text{rec}} \approx m_\mu - B_\mu \quad (8)$$

m_μ はミュー粒子の質量、 B_μ はミュオニック原子中での 1S 軌道における束縛エネルギー、 E_{rec} は原子核の反跳エネルギーである。原子核の反跳エネルギーは、原子核の質量 (M_A) を用いて次式のように近

似することができる。

$$E_{\text{rec}} \approx \frac{(m_{\mu} - B_{\mu})^2}{2M_A} \quad (9)$$

式 (9) は微小であるため実験を行う際には無視できる。 B_{μ} は標的物質の原子核によって異なるため、 μ - e 転換過程によって出てくる信号の大きさも異なる。たとえば C 原子の場合、 $E_{\mu e}$ は 105.06 MeV であり、Si 原子の場合 104.91 MeV となる。ミュオン粒子静止標的としてシリコンカーバイド (SiC) を用いると、前述した DIO が支配的になる。DIO で放出される電子のエネルギーは、反跳される原子核が運動量保存則を補償してくれるため、最大エネルギー $E_{\mu e}$ まで到達してしまう。図 1.7 に、Czarnecki らが行った [11]、原子核の反跳の効果や、原子軌道に束縛されたミュオン粒子の相対論的效果も考慮した DIO 電子のエネルギースペクトルを示す。

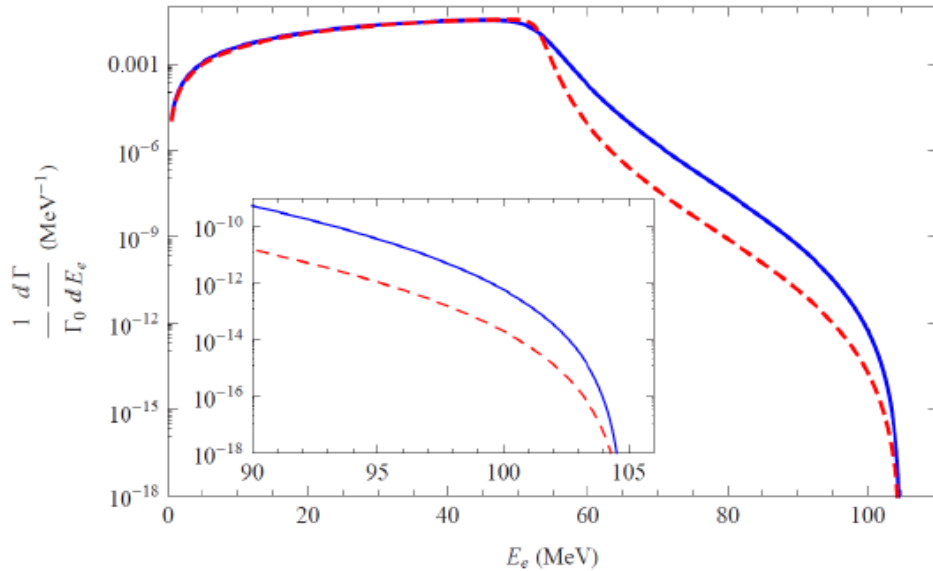


図 1.7 Czarnecki らによる DIO 電子のエネルギースペクトル [11]. ミュオンシ原子が青 (実線)、ミュオン C 原子が赤 (点線)。

Si 原子、C 原子の $E_{\mu e}$ 近傍で DIO のスペクトルが急激に減少しているため、運動量分解能が十分な測定器を用いれば μ - e 転換電子と DIO 電子を区別することができる。

他にも主なバックグラウンド源として即発電子によるバックグラウンドが挙げられる。即発電子バックグラウンドとは、一次陽子が標的に入射した際に生成される様々な二次粒子の中で、 $E_{\mu e}$ と同じエネルギーを持った電子のことである。このバックグラウンドは一次陽子と同じタイミングで生成されるため、パルス陽子ビームを用いれば μ - e 転換電子のように遅延して放出される電子とは区別することが可能となる。しかし、遅延タイミングに一次陽子が存在してしまうと即発電子が遅延電子として認識され

てしまうため大きなバックグラウンド源となってしまう。このような遅延タイミングに存在する一次陽子のことをアフタープロトンと呼び、そのアフタープロトン数と全陽子数の比を R_{AP} と定義する。詳しくは第三章で述べる。 μ - e 転換電子を探索する実験では、このようなアフタープロトンが少ない高純度なパルス陽子ビームも条件として重要となってくる。

1.4 ミュー粒子電子転換過程の強み

現在世界中の研究機関で荷電レプトンフレーバー非保存過程は探索されている。特に、 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 、 $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$ 、 $\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)$ の探索実験が、cLFV 過程を探索する実験としては注目されている。これらの過程を精度良く探索し、cLFV 過程を解明するには実験にあたって留意すべき点がある。これらに存在する。 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 探索実験では、 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma \nu_\mu \bar{\nu}_e$ と $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_\mu \bar{\nu}_e$ の二つの事象が偶然同時に生じる場合がある。このとき $\mu^- \rightarrow e^- \gamma \nu_\mu \bar{\nu}_e$ によって生じた電子を見失い、観測できた γ と電子のエネルギーの和が 105MeV となると、探索したい $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 事象と区別することができない。そこで $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 探索実験では、ビームの瞬間的な計数率を下げることによりこのような偶然生じる事象を避ける努力をしているが、最終的な実験精度は 10^{-14} という分岐比が精一杯と考えられている。この偶然生じてしまう事象は、 $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$ の探索についても同様であり、やはり実験精度には限界があると考えられる。一方で、ミュー粒子から崩壊した1個の電子の運動量を測定するミュー粒子電子転換過程探索実験では、前者2つの偶然事象によるバックグラウンドを無視することができる。従って、大量のミュー粒子を用いた高精度な cLFV 過程探索を行うことができ、ミュー粒子ビームを大強度かつ高純度にする事ができれば、cLFV 過程の分岐比を飛躍的に上げることができる。現在ミュー粒子ビームの大強度化はめざましく進歩しているため、ミュー粒子電子転換過程での cLFV 過程探索での成果が期待できる。このような理由により、ミュー粒子電子転換探索実験は、ミュー粒子を大量に確保できるという点から、他の cLFV 過程探索実験と比較すると大きなアドバンテージがあると言える。

表 2 cLFV 過程探索と実験感度向上に関連する問題点

探索モード	バックグラウンド	ビームの特徴	実験感度要因
$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$	偶然同時観測事象	直流	検出器の分解能
$\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$	偶然同時観測事象	直流	検出器の分解能
$\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)$	ビームバックグラウンド	パルスビーム	ビームの純度

2 μ - e 転換過程探索実験

2.1 一般的な実験方法

μ - e 転換過程を探索する一般的な実験方法を図 2.1 に示す。まずパルス陽子ビームを陽子標的に入射して π^- を生成する。 π^- を電磁石等を用いて集め μ^- に崩壊するのを待ち、実験室まで μ^- を導いてくる。実験室まで到達した μ^- をミュー粒子静止標的に静止させる。その後、ミュー粒子静止標的から放出される単色のエネルギー ($E_{\mu e}$) を持つ遅延電子をビームラインで引き出し、運動量を精密に測定していくスキームである。

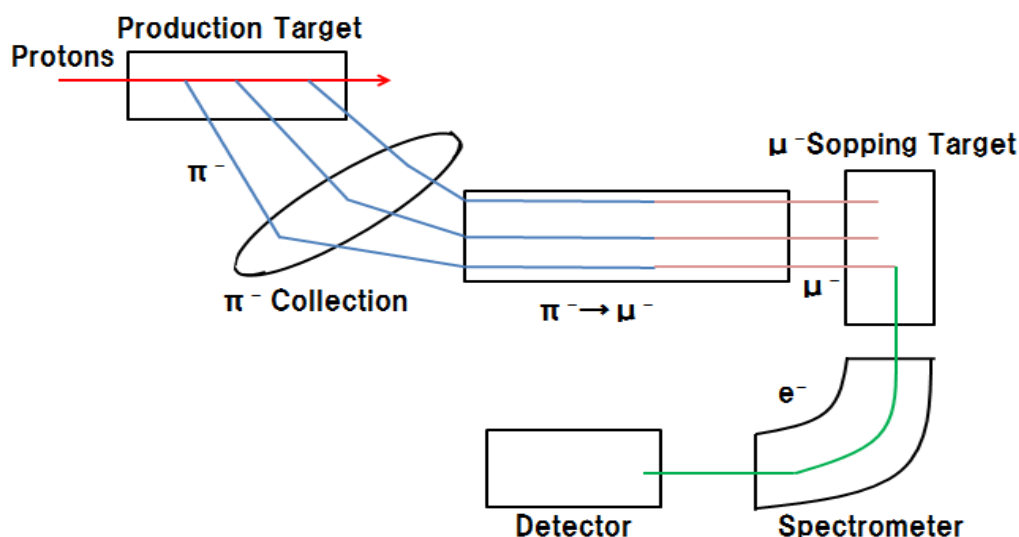


図 2.1 一般的な μ - e 転換過程探索実験の実験手法

現在計画されている μ - e 転換過程探索実験の COMET 実験 (図 2.2) や Mu2e 実験 (図 2.3) は、この手法を用いる予定である。COMET (Coherent Muon to Electron Transition) 実験は、茨城県東海村の J-PARC 大強度陽子加速器施設のハドロンホールで 2016 年からの実験開始が期待されている。 3×10^{-17} の感度で μ - e 転換過程を探索することが最終到達目標である。J-PARC のメインリングからの陽子ビームを π^- 生成標的に衝突させ、発生する π^- をソレノイド磁場で捕獲する。捕獲された π^- はミュー粒子に崩壊しながら実験室に輸送するための輸送ソレノイドへと運ばれる。輸送ソレノイドはミュー粒子の運動量を選択するために 180 度カーブしている超電導ソレノイドを使用している。その後、ミュー粒子静止標的に静止させたミュー粒子から発生した電子を 180 度カーブしているソレノイド

からなる電子輸送部で 105MeV 領域の電子のみを選択し、検出器部まで輸送する。

Mu2e 実験は、米国フェルミ加速器研究所 (FNAL) で 2020 年からの実験開始が計画されており、 6×10^{-17} の感度で μ - e 転換過程を探索することが最終到達目標である。パルス陽子ビームを π^- 生成標的に衝突させ、発生した π^- をソレノイド磁場で捕獲する。捕獲された π^- を S 字型の輸送ソレノイドに導き、ミュー粒子に崩壊させる。S 字型ソレノイドによって欲しい運動量を持ったミュー粒子を選別していく仕組みとなっている。反陽子などは輸送ソレノイド内のアブソーバで取り除く計画である。輸送されてきたミュー粒子をミュー粒子静止標的に静止させて電子を発生させ、検出器部へ輸送し電子の運動量を精密測定していく。

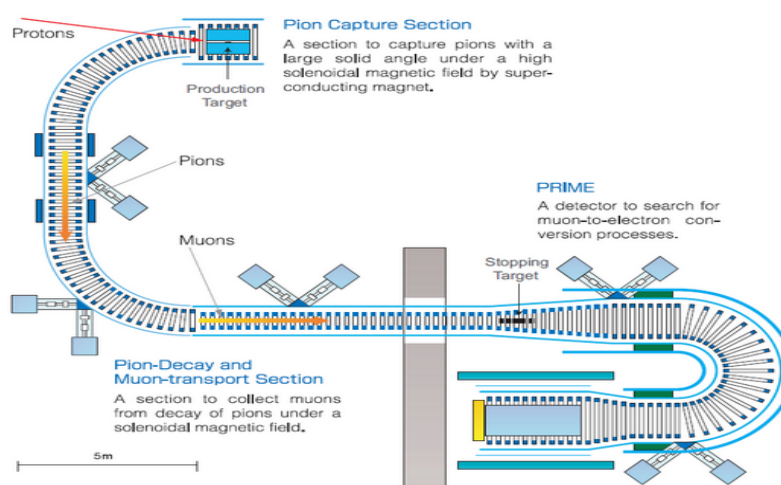


図 2.2 COMET 実験の原理

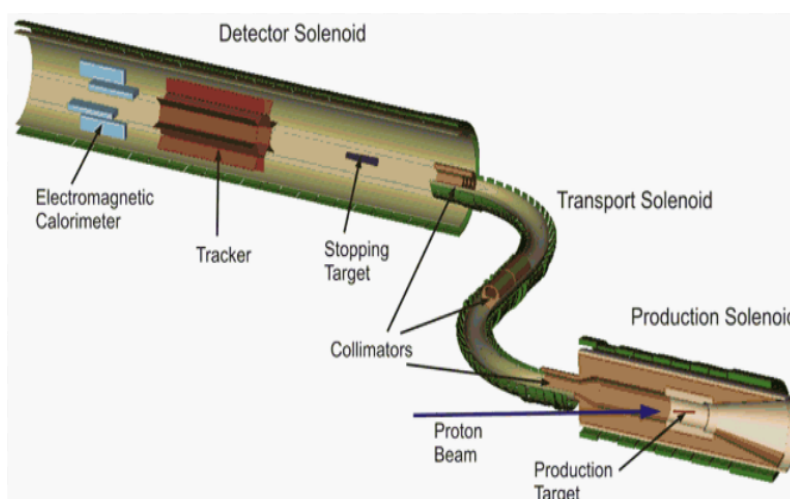


図 2.3 Mu2e 実験の原理

2.2 J-PARC

J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) は、日本原子力研究開発機構 (JAEA) と高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の共同事業として建設された大型加速器施設である。J-PARC は、高エネルギーに加速した陽子を標的に衝突させ、そこから発生する様々な二次粒子を利用して、素粒子・原子核物理学と物質・生命科学を中心に基礎分野から応用分野に到るまで広範囲な研究が行われている。J-PARC では、二次粒子のうちミュー粒子、中性子、K 中間子、ニュートリノにおいて世界最高クラスのビーム強度を誇っている。

J-PARC は、3 台の加速器と3 箇所の実験施設で構成されている。加速器の構成は、ビームエネルギー 400 MeV の線形加速器 H^- Linac、ビームエネルギー 3 GeV の早い繰り返しの円形加速器 RCS (Rapid-Cycling Synchrotron)、ビームエネルギー 50 GeV の円形加速器 MR (Slow-Cycling Main Ring Synchrotron) である。実験施設は、RCS からの 3 GeV 陽子を利用する物質生命科学実験施設 (Material and Life Science Experimental Facility、MLF)、MR からの 50 GeV 陽子を利用するハドロン実験施設とニュートリノビームラインが存在する。図 2.4 に J-PARC 施設のレイアウトを示す。



図 2.4 J-PARC 施設レイアウト

J-PARC はビーム強度において世界最高レベルの intensity frontier の加速器である。粒子と粒子を衝突させる衝突型加速器では加速器の性能はルミノシティで表されるが、固定標的にビームを照射し生成される二次粒子を利用する加速器の性能は一次ビームの平均ビームパワーで表される。二次粒子を生成するのに十分なエネルギーの場合、二次粒子の生成効率は陽子ビームのエネルギーに比例して大きくなり、単位時間に生成される二次粒子の数は陽子の数に比例する。従ってビームエネルギーとビーム電

流の積が固定標的型加速器の性能を示すビームパワーとなる。

2.3 RCS からのパルス陽子ビーム

RCS は周長 348.3 m の 3 回対称三角形型のリングで、3 箇所直線部分を持っている (図 2.5)。直線部には、入射機器・横方向コリメータ、取り出し機器、高周波加速空洞が設置されている。リニアックで 400 MeV まで加速された H^- イオンは RCS まで輸送され、荷電変換フォイルにより電子 2 個を取り除かれて陽子となり入射される。入射された陽子は 3 GeV まで加速されて MR または MLF に出射され、陽子ビームの 92% が MLF で利用される。この入射から出射までのサイクルを 25 Hz という早い繰り返しで行っている。RCS は運転開始以降、陽子ビームの強度を順調に上昇させており、2012 年には 300 kW での定常運転を実現し、2015 年度中には 1 MW での運転が期待されている。RCS では、陽子ビームは 2 バンチでリングに蓄積される。RCS の基本的なパラメータは表 3 で示した。3 GeV に加速された陽子は直線部に設置されたキッカー電磁石とセプトム電磁石によって取り出しビームラインに蹴り出される。キッカー電磁石は、2 バンチ分だけ励磁され、リング中の陽子が全て取り出されると即座にオフとなる。この取り出し方法は、早い取り出しと呼ばれ理論的には取り出し後にリング内に陽子は残存しない。RCS 取り出し部のデザインの詳細に関しては第三章で説明する。DeeMe は、この RCS から出射される 3 GeV パルス陽子ビームで生成されるミュオン粒子を用いて MLF で実験を行う。図 2.6 に MLF のミュオン粒子実験施設を示した。Proton Beam が Proton Target に照射され、U ライン、D ライン、S ライン、H ラインの 4 本のビームラインに二次粒子であるミュオン粒子が輸送される。H ラインは現在建設中で、DeeMe はこのビームラインで実験を行う予定である。

表 3 RCS パラメータ一覧

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

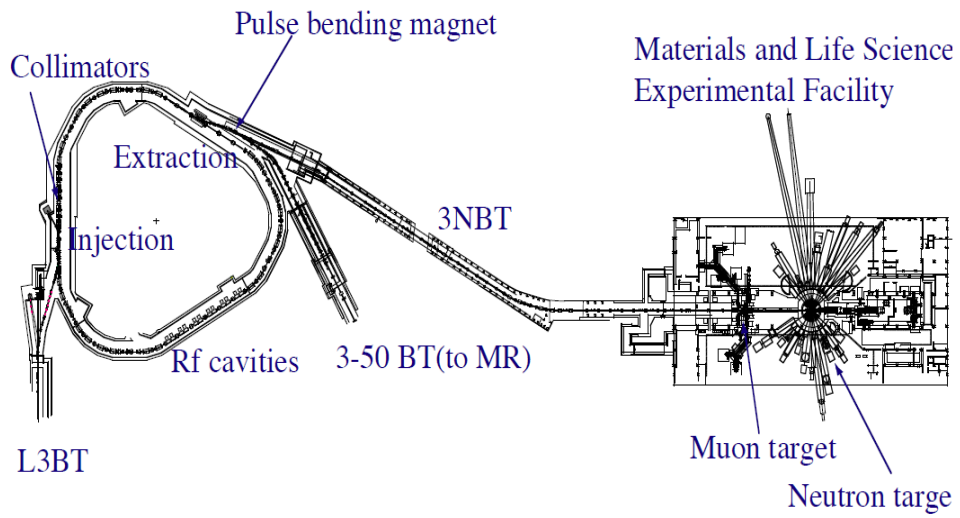


図 2.5 RCS 及び MLF 概観

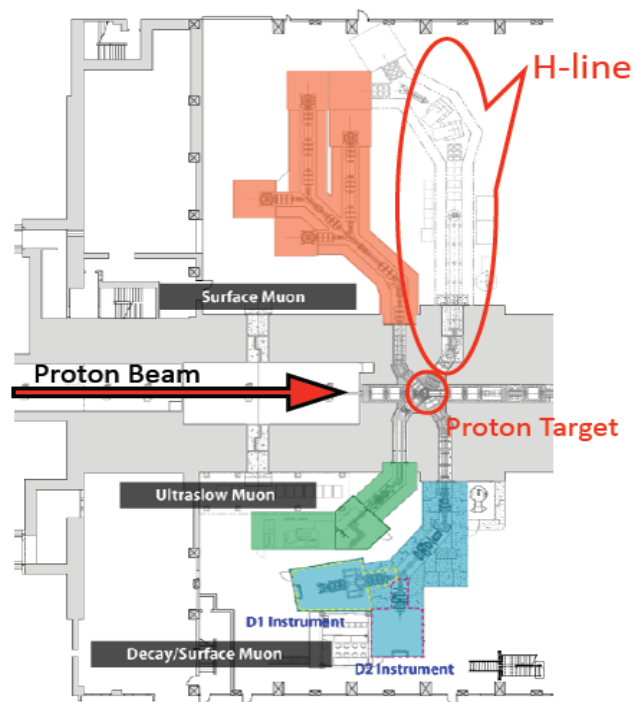


図 2.6 J-PARC MLF ミュー粒子実験施設

2.4 DeeMe 実験

DeeMe (Direct emission of electron by Muon-electron conversion) 実験は、J-PARC RCS からのパルス陽子ビームを活用したミュオン粒子・電子転換過程探索実験のことで、概略を図 2.7 に示した。DeeMe 実験の独創性としては、前述した陽子標的とミュオン粒子静止標的を 1 枚の標的に置き換えることである。一次陽子が入射される陽子標的の近傍の空間には、陽子ビームによって生成された低いエネルギーの π^- が大量に存在している。この π^- が飛行中に崩壊 (in-flight 崩壊) して生成される μ^- は cloud muon と呼ばれており、低いエネルギーのミュオン粒子ビームとして二次ビームラインを用いて多種多様な実験で使用されている。一般的なビームラインのアクセプタンスは大きくて 110 msr 程度である。それゆえ cloud muon のほとんどの部分は、ビームラインで引き出されることなく陽子標的の近傍の物質、または陽子標的自体にも大量に存在しているのではないかと期待できる。この事実を活用すれば前述した陽子標的からミュオン粒子静止標的までの部分を 1 枚の陽子標的に置換することが可能となる。

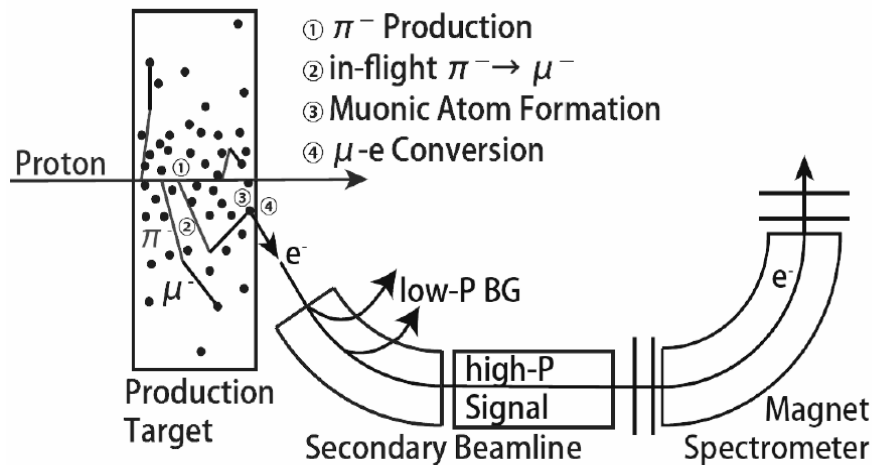


図 2.7 DeeMe 実験の原理

このアイデアを実証するための実験を J-PARC MLF ミュオン実験施設の D2 ビームラインで 2009 年に実施した。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ビームラインを輸送される電子をカウントしたところ、グラファイト (C) 標的中に静止した μ^- の寿命と無矛盾な時間スペクトルを得ることができた。測定されたミュオニック C 原子の収量は、Geant4 シミュレーションを用いたモンテカルロ計算と 20% 以内で一致した。この実験から、J-PARC RCS の最大ビーム強度 1 MW の陽子ビームを後述のシリコンカーバイド (SiC) 製回転標的に入射した場合、標

的には $1.6 \times 10^{10}/s$ のミュオニック原子が生成されると期待される。この収量は、世界最強のビーム強度の PSI で得られる μ^- 収量の約 1000 倍の量に相当する。大量に生成されたミュオニック原子から放出される電子を二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する。この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。

図 2.8 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した。パルス陽子ビームはバンチ間 600 ns、繰り返し 40 ms で標的に入射する。 $\mu-e$ 転換過程の信号はビーム入射後 1 μs に放出されるため、信号探索領域は 2 バンチ目が入射してから 300 ns 後の 2 μs に設定している。

図 2.9 は、 2×10^7 s のビームタイムで、分岐比を 3×10^{-14} 、 $R_{AP} = 10^{-19}$ 、信号領域は 102 ~ 105.6 MeV/c と仮定したときの予想される電子の運動量スペクトラムを示している。

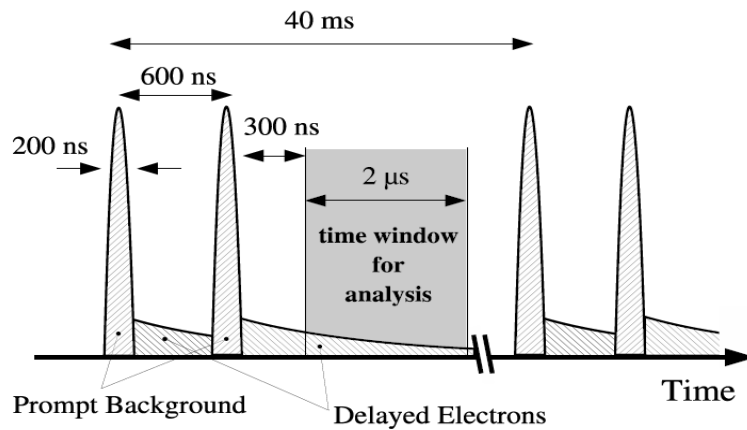


図 2.8 パルス陽子ビームの時間構造と DeeMe 信号探索時間

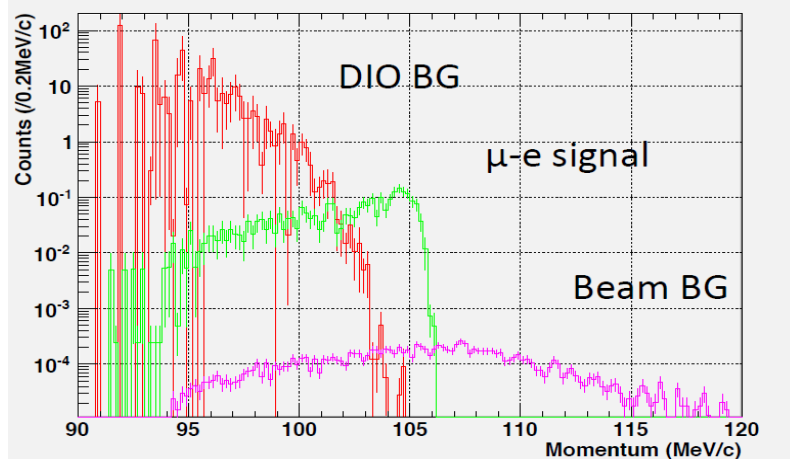


図 2.9 2×10^7 s のビームタイム、分岐比 3×10^{-14} 、 $R_{AP} = 10^{-19}$ のときの電子の運動量スペクトラム

2.5 陽子標的兼ミュー粒子静止標的

現在ミュー粒子実験施設で使用されている標的はグラファイト製回転標的で、図 2.10、2.11 に示した。DeeMe では、将来的に標的の材質をシリコンカーバイド (SiC) に置き換えたいと考えている。それは、グラファイトの場合 μ^- と原子核との重なりが少ないため、標的中に静止した μ^- の 8% しか原子核と反応せず、残りの 92% は原子核軌道上で崩壊してしまうからである。Felmi-TellerZ 法則によると、SiC 標的中に静止した μ^- のうち Si 原子に束縛される比率は 70%、C 原子に束縛される比率が 30% となり、Si 原子核と μ^- の反応率が 67% であるので、結果 μ^- 反応効率は $(0.67 \times 0.7 + 0.08 \times 0.3) \times 100 = 49\%$ となる。つまりグラファイト製標的を用いた場合のおおよそ 6 倍改善される。C 原子核と Si 原子核との波動関数の重なりはそれぞれ図 2.12 と 2.13 に示した。他に、グラファイト標的と SiC 標的を比較すると、寿命はグラファイトの場合 $2 \mu\text{s}$ 、SiC の場合 $0.76 \mu\text{s}$ のため、2 パルス目が入射されてから 300 ns 後の生存率はグラファイトの方が長寿命のため SiC に対してグラファイトは 1.5 倍の統計量が得られる。しかし、低エネルギーミュー粒子の収量はグラファイトに対して SiC は 1.7 倍の統計量が得られるためこの 2 つの要因を含めたとして、グラファイト製標的から SiC 製標的に置換することにより 6 倍の改善を見込むことができる。以上のことを表 4 に示した。

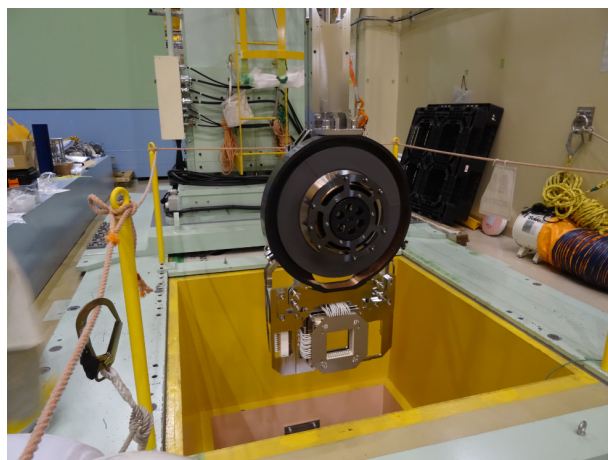


図 2.10 グラファイト回転標的



図 2.11 グラファイト回転標的全体図

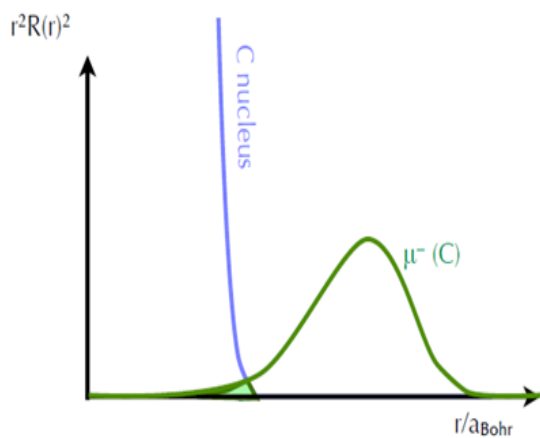


図 2.12 C 原子核と波動関数との重なり

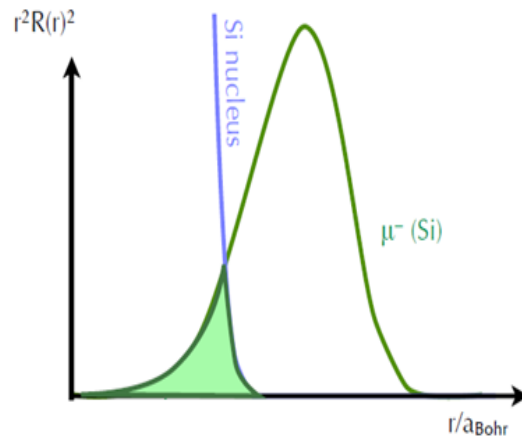


図 2.13 Si 原子核と波動関数との重なり

表 4 SiC 標的、C 標的を用いた場合の統計量

	SiC 標的	C 標的
寿命 (τ)	0.76 μs	2 μs
300 ns カットによる生存率	1	1.5
低エネルギーミュオン粒子の収量	1.7	1
原子核との反応率	49%	8%

2.6 大立体角二次ビームライン (H ライン)

陽子標的からは、 μ^- の崩壊による低エネルギー電子 ($E_e < 52.5 \text{ MeV}/c$) や MC による陽子・高速中性子が大量に放出される。これら荷電粒子の計数率は 10^{14} Hz にもなるため、検出器を標的の近くに設置することはできない。検出器の保護のため、ミュオン粒子電子転換過程によって放出される電子の運動量 $105 \text{ MeV}/c$ の近傍だけを輸送することのできる二次ビームラインの建設が必須となる。高統計を達成し実験制度を向上するには、ビームラインのアクセプタンスを大きくしなければならない。ここでいうアクセプタンスとは、ビームラインを通過することのできる粒子の運動量の範囲のことである。H ラインでは、 $85\text{--}120 \text{ MeV}/c$ の運動量を選択する予定である。H ラインは、大口径ソレノイドと収束ソレノイドレンズを用いて大立体角 110 msr を達成するつもりである。H ラインの概観と H ラインアクセプタンスの運動量依存性はそれぞれ図 2.14 と図 2.15 である。

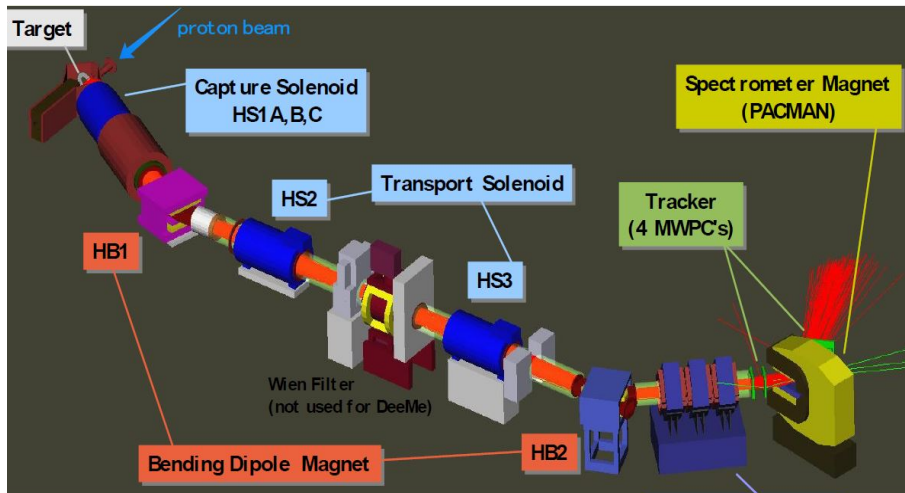


図 2.14 H ライン概観と本実験装置

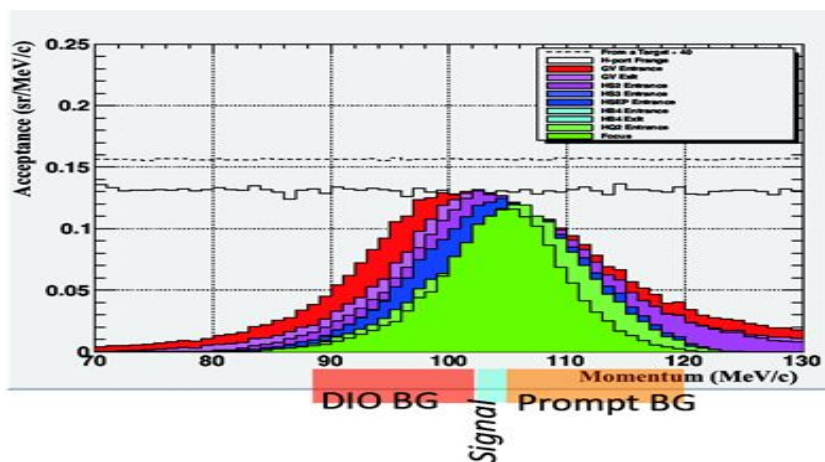


図 2.15 H ラインアクセプタンスの運動量依存性

2.7 電子スペクトロメータ

DeeMe 実験では、 $105 \text{ MeV}/c$ の電子に対して $\delta p = 1 \text{ MeV}/c$ (FWHM) の分解能が必要である。パルス陽子ビームが標的に入射した時に同期して放出される荷電粒子 (プロンプトバースト) が 200 ns のパルス毎に 5×10^8 存在すると予想される。本実験で使われる飛跡検出器は、この高いレートの荷電粒子に耐えた後、遅延して放出される信号を正確に検出しなければならない。H ラインの運動量選択のおかげでパルス陽子当たりの遅延電子数は 1 よりも十分小さく、複数のトラックが混在する誤認識は生じない。これにより本実験では、双極子磁石の前後を 2 層の高速薄型ガス飛跡検出器で挟んだ電子スペクトロメータを採用することにした。このエネルギー領域の電子は多重散乱の影響が大きいため、各飛跡

検出器の厚さは放射長の 0.05% としている。モンテカルロシミュレーションでは、最適化を行うと曲げ角を 70 度、検出器位置分解能が 0.3 mm (RMS) で、運動量分解能が 0.4 MeV/c (RMS) よりも良いということが分かっている。図 2.16 は、本実験で使用するチェンバーの試作品である。ワイヤーの長さは本番と同じ 300 mm、ワイヤー間は 0.5 mm の幅である。カソード面は 1 枚で間隔が 3 mm で構成されている。

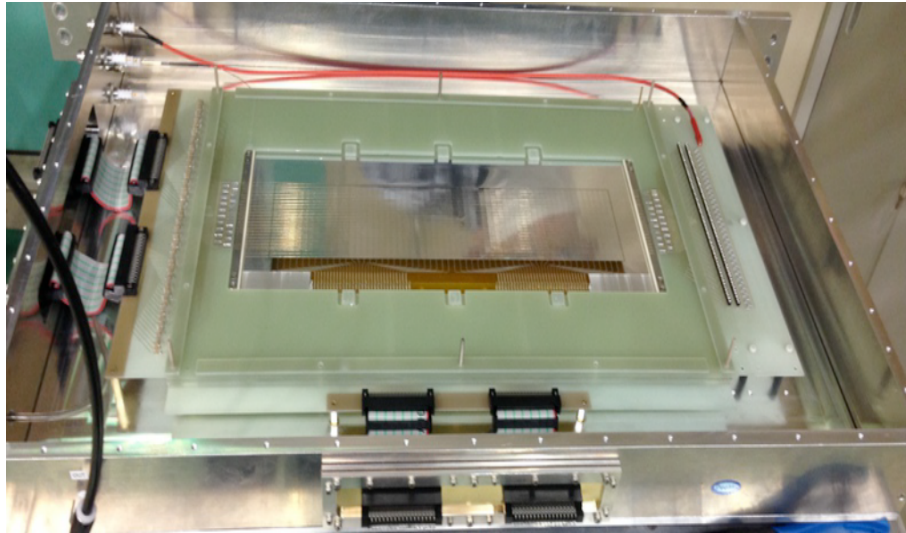


図 2.16 試作した MWPC

3 アフタープロトンバックグラウンド

DeeMe 実験の主なバックグラウンド源として、正規のタイミングから遅れてくる一次陽子によって生成される電子が考えられる。以後このバックグラウンドのことをアフタープロトンと呼ぶ。メイン陽子と信号探索時間領域 $2 \mu\text{sec}$ の間のアフタープロトン数の比率をアフタープロトン比率と呼び、 R_{AP} と記す。 R_{AP} を 10^{-19} と仮定すると予想されるバックグラウンドイベント数は、一年間で信号領域 ($102 \sim 105.6 \text{ MeV}/c$) に 0.003 イベントである。DeeMe 実験で要求されるアフタープロトンバックグラウンドのレベルは、 $R_{\text{AP}}=10^{-18}$ つまり、信号領域のイベント数 0.03 以下を目指している。以下、このアフタープロトンの原因についてまず考察し、次に測定手法の検討と実際の測定結果について述べる。

3.1 エミッタンス

加速器中のビームはビーム進行方向 (z) と進行方向に垂直な横方向 (x, y) との 3 次元の運動を行いなから真空ダクト内を輸送される。その 3 次元方向に共役な運動量 (p_x, p_y, p_z) を含めた、6 次元位相空間上で運動を記述することが多い。それはビームを集団的な振舞いとするとき、個々の粒子が全て同じ運動方程式で記述される場合、ビームが位相空間上で占める面積は変わらないというリウビルの定理が成立するからである。ビームの振舞いは、進行方向 (z 軸) や垂直な平面 (xy 平面) のように各成分の位相空間で扱い、このビームが位相空間上で占める面積のことをエミッタンスと呼ぶ。エミッタンスは x, y 方向をそれぞれ独立とすると、ビームの運動量が $p_0 = m_0 c \beta \gamma$ より、 p_x は $p_0 (v_x/v_z) = (m_0 c \beta \gamma) x'$ のとき、エミッタンスの定義は次式となる。

$$A = \iint dx' dx \quad (10)$$

A はエミッタンス、 x' はビームの進行方向の運動量 p_z とビームの進行方向に垂直な面の水平方向の運動量 p_x のなす角を表す。図 3.1 は、位相空間上 ($x-x'$) でのビームの広がりを示している。楕円で占められる面積がエミッタンスに相当する。図 3.2 は、図 3.1 の青丸位置の 2 粒子のダクトにおける具体的な位置を示している。

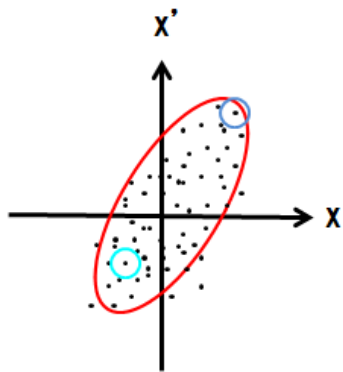


図 3.1 位相空間 ($x-x'$) における粒子の占める面積

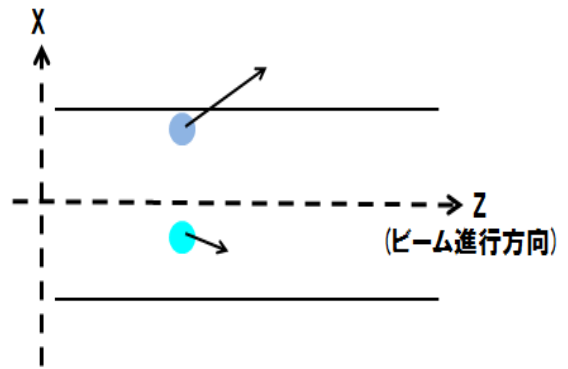


図 3.2 青丸位置における粒子のダクト内の具体的な位置と運動量

3.2 RCS

RCS 全体図を図 3.3 で示した。From Linac と示された部分において、0.4 GeV の陽子が入射され、Extraction section から運動エネルギー 3 GeV まで加速された陽子が MLF や MR に取り出されいく。RCS の取り出し部の写真を図 3.4 で、レイアウトを図 3.5 で示した。図 3.4 の RCS がビーム周回方向、MLF が取り出し方向を表す。

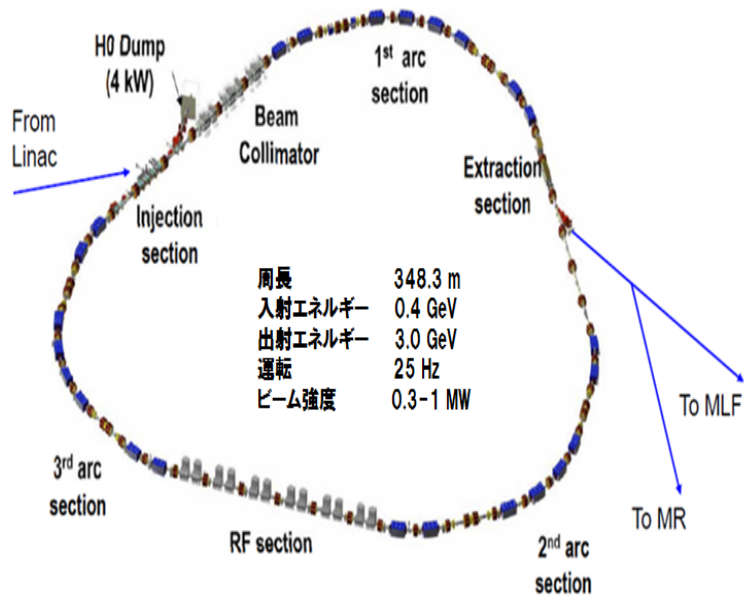


図 3.3 RCS 全体図



図 3.4 RCS 取り出し部写真

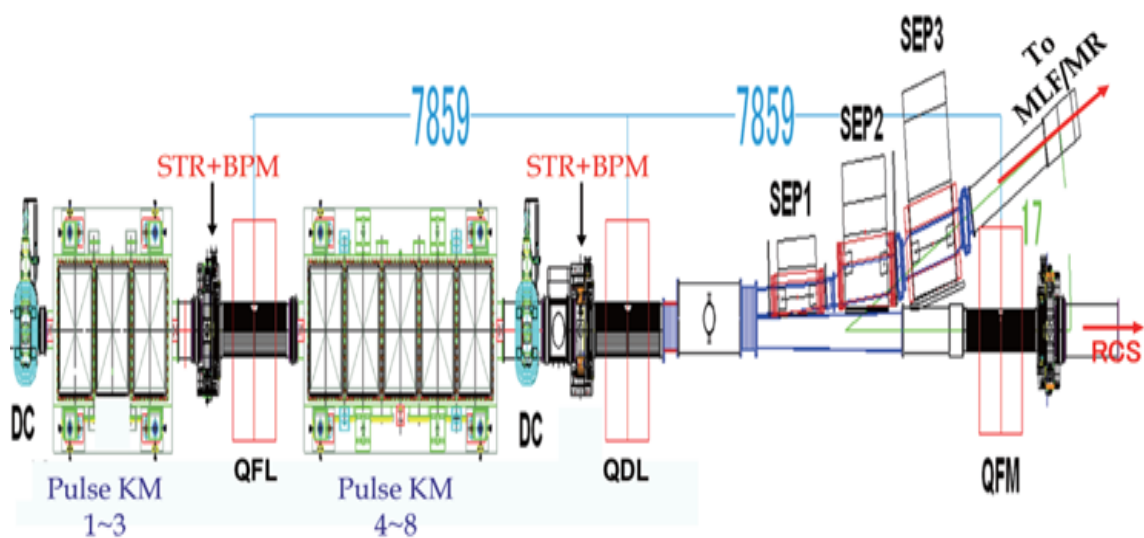


図 3.5 RCS 取り出しビームラインレイアウト

図 3.5 の Pulse KM は、キッカー電磁石を表しており、RCS には合計 8 台設置されている。これらのキッカー電磁石は、取り出しの瞬間のみ励磁され取り出し終了後ただちに磁場は立ち下がる。SEP1 から SEP3 は、取り出しビームラインのセプタム電磁石を表しており、キッカー電磁石 8 台で 17 mrad 蹴られた陽子は、キッカー電磁石下流に設置されたこの 3 台の DC セプタム電磁石によって 288 mrad 曲げられて、RCS の外に取り出されていく。QFL と QDL は四重極磁石を表し、それぞれビームの収束と発散の役割を持っている。STR と BPM は、ステアリング磁石とビームポジションモニターを表し、ビームポジションモニターはビーム軌道をカレント情報から測定し、ステアリング磁石はビーム軌道を微調整する機能を持っている。RCS は、1 MW 陽子ビームを発生させかつビームロスを低くする

ため、ビーム取り出し部分のデザインは空間的に余裕のある設計となっている。そのため、周回ビームと取り出しビームを完全に切り離すために、キッカー電磁石 8 台でのキック角は 17 mrad で設計されている。これは仮に 17 mrad のキックを受けたにもかかわらず蹴りだされず RCS 内を周回すると考えた場合、横方向エミッタンスとしては 2000π mm·mrad 以上に相当することになる。逆に言えば、 2000π mm·mrad 以上の横方向エミッタンスを持ったビームはキッカー電磁石の磁場が無くとも取り出される可能性がある。RCS 取り出し部分のビームラインの断面図を図 3.6 に示す。

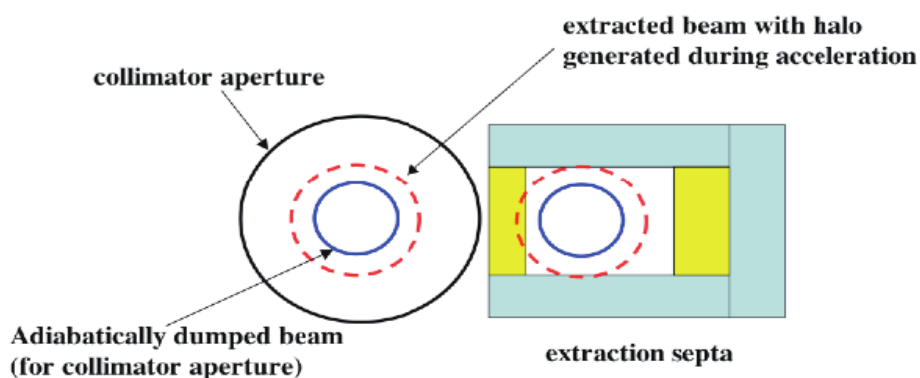


図 3.6 RCS 取り出し部断面図

RCS リング内の直線部分に設置してあるコリメータで制限される物理アクセプタンスが 324π mm·mrad なのに対して、取り出しビームラインの入口は 1900π mm·mrad 以上の場所に設置してある。そのため、キッカー電磁石がオフの状態で行き出しビームラインから取り出されてしまうビームは、RCS コリメータの要請から RCS リングを周回することができない。従ってキッカー電磁石がオフの状態では陽子が取り出されてしまう可能性は原理的にはゼロである。しかし、何らかの理由によりキッカーが励磁したにも関わらずビームの一部が取り出されず、さらにその残った陽子が一周回って取り出し部で 2000π mm·mrad 以上のエミッタンスを持ってしまうと、キッカー磁場が消えた後でも取り出されアフタープロトンになる可能性が出てくる。一方、メインリング (MR) のハドロン実験施設へのビーム取り出しに採用されている遅い取り出し方法では、全く異なる状況となる。MR の遅い取り出しでは、非線型磁場による水平方向のベータトロン振動の三次共鳴を利用し、ビームを徐々に広げ少しずつ取り出しセプタム電磁石内に誘導する。遅い取り出しは早い取り出しと違い、パルス取り出し中もリ

ング内にビームが周回している。RCS と MR のハドロン実験施設の取り出しに関しては根本的に異なることに注意を払わなければならない。

3.3 予想されるアフタープロトン起源

アフタープロトンの起源として考えられる原因は、正規の取り出しタイミングでキッカーが励磁されたにも関わらず取り出されなかった粒子が、加速器中のビームエレメントとの散乱、残留ガスとの散乱によって取り出し部近傍で 2000π mm · mrad 以上のエミッタンスを持った場合である。エミッタンスが 324π mm · mrad、 1000π mm · mrad、 2500π mm · mrad のビームの取り出し部での軌道を表したのが図 3.7 である。図中左から右にビームが飛んでいく。一番上の軌道はエミッタンスが 324π mm · mrad のビームの軌道で、緑線と赤線はそれぞれキッカー電磁石、セプタム電磁石が ON と OFF の場合のビーム軌道を示している。真ん中の軌道はエミッタンスが 1000π mm · mrad のビーム軌道で、緑線と赤線どちらもキッカー電磁石は OFF で、セプタム電磁石がそれぞれ ON と OFF を表している。一番下の軌道はエミッタンスが 2500π mm · mrad のビーム軌道で、緑線と赤線どちらもキッカー電磁石 OFF で、セプタム電磁石がそれぞれ ON と OFF のときのビーム軌道を表している。ただし、計算の都合上でビーム進行方向のセプタム電磁石の位置にビームが到達した場合は、セプタム電磁石内を通過していない場合でも図中上方に蹴られている。(実際はセプタム内部に入らず周回側にいる場合、蹴られることはない。)

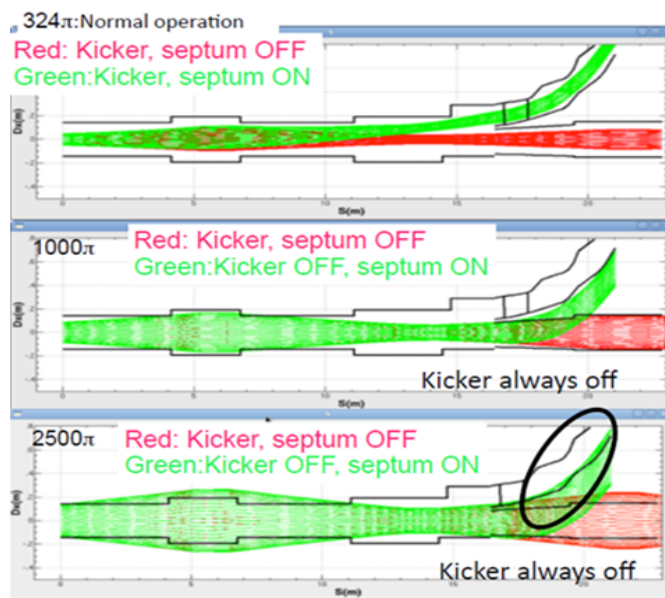


図 3.7 各エミッタンスでの取り出し部でのビーム軌道

ここでキッカー電磁石オフで取り出される可能性のある極端な 2 つのビーム軌道のパターンを図 3.8

で示す。図 3.8 の KM はキッカー電磁石、QFL・QDL は四重極磁石を表し、縦軸がビームに対して垂直な面の水平方向の長さ [m]、横軸がビーム方向の長さ [m] を表している。赤いビーム軌道は、キッカー電磁石手前で $x < -92$ mm かつ $x' = 0$ mrad のビーム軌道を、青いビーム軌道は、キッカー電磁石手前で、 $x = 0$ mm かつ $x' > 16$ mrad のビーム軌道を表している。両者ともビームの横方向エミッタンスは、 1900π mm · mrad 以上の値を持つ。RCS リングのエミッタンスは、RCS のコリメータにより 324π mm · mrad 以下のビームしか周回しないため図 3.8 のようなビームはリング内には存在しないことになる。これらのイベントは、取り出し部直前で陽子ビームのコアから拡散もしくは散乱した際に生じると考えられる。

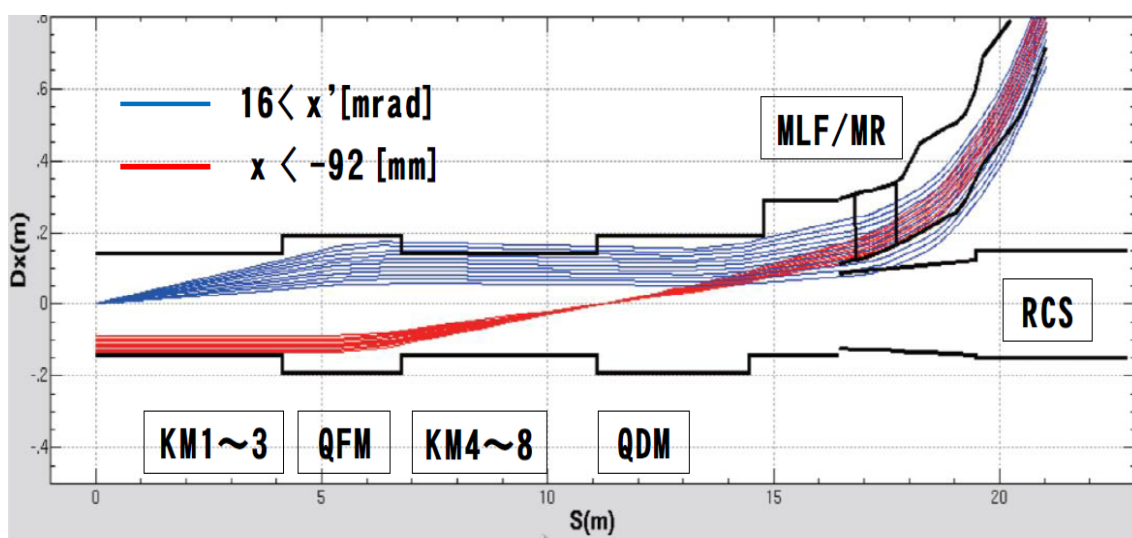


図 3.8 キッカー電磁石オフで取り出される極端な二つの例

3.4 アフタープロトン測定方法

実験的にアフタープロトンを測定する方法は下記の 3 つが考えられる。

1. 電子スペクトロメータの高い運動量領域を活用した測定
2. RCS 取り出し部に設置したビームロスモニターでの間接的な測定
3. RCS 取り出し前の、周回中タイミングでの測定

方法 1 と 3 は、本実験において電子の運動量測定に用いる電子スペクトロメータを利用する方法である。方法 1 は、アフタープロトンバックグラウンドがミュオン電子転換の信号より大きな運動量領域のイベントも取りうることを利用し、その高運動量領域でのイベントを測定する方法である。方法 3 は、

RCS では取り出しタイミングの $200 \mu\text{s}$ 前でも陽子は十分に加速されており、陽子バンチで満たされたビームが周回している。キッカー電磁石オフの状態、散乱などの影響により取り出される陽子が存在し、その陽子が標的に衝突し電子を生成するならば、取り出しタイミングよりも前のタイミングに電子スペクトロメータによって測定できるはずである。方法 3 における時間構造に関しては図 3.9 で示す。図 3.9 のビーム BG モニタ領域が、方法 3 の測定タイミングに相当する。

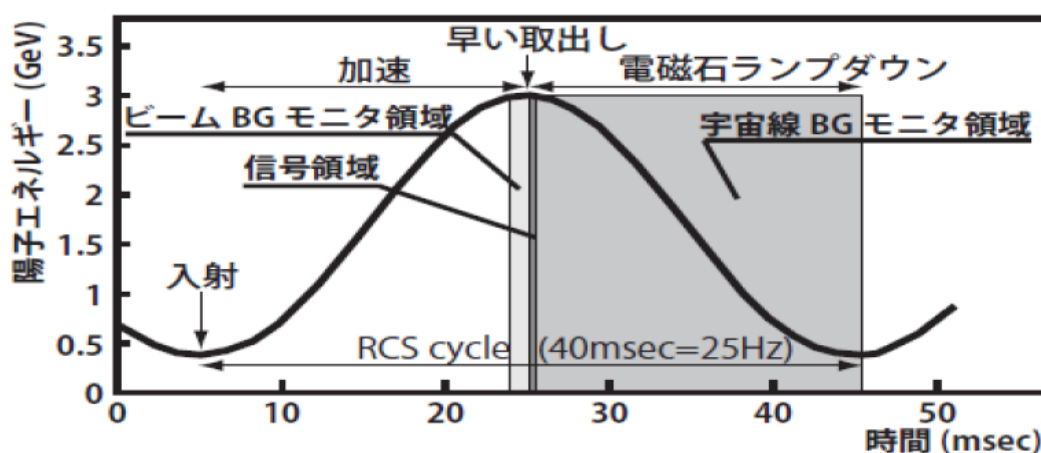


図 3.9 RCS 取り出しタイミングと信号探索タイミング

本実験開始に伴い、方法 1 と 3 は電子スペクトロメータを用いて測定することができるが、本実験が開始されるよりも前にアフタープロトンバックグラウンドを測定することができるのが方法 2 である。方法 2 は、RCS 取り出し部の真空ダクトの外側にビームロスモニター (以後 BLM と呼ぶ) を設置し、キッカー電磁石がオフの状態でも散乱などの影響によって取り出されてしまう陽子の計測を行う方法である。アフタープロトンの実験的測定は、メインパルスの後の少ない陽子を測定しなければならない。BLM に要求されるのは、メインパルスによるバーストから防ぐこととアフタープロトン信号に対して efficiency が良いことが求められる。これらを考慮した結果、BLM を取り出しビームラインの 3rd セプタム電磁石の下流のビームダクトの外側に設置した。メインパルスが RCS リングから早い取り出し (2 バンチ分のみキッカー電磁石を励磁し、その後磁石オフ) で取り出されるとリング内に陽子は残存しない。もし蹴り残しが存在し、それが大エミッタンスを持つ場合、ある陽子はセプタム内部に入り込みアフタープロトンになるが、そのようにうまくセプタム内部に入れなかった粒子は取り出しビームダクトの分岐部分に衝突すると考えられる。それゆえ、そのようなイベントを捕えればバックグラウンドの評価が可能となる。ここで、アフタープロトン数と衝突した陽子が散乱され BLM をヒットするイベント

数を次式のように定義する。

$$N_{\text{BLM}} = \epsilon N_p \quad (11)$$

N_p は偶然取り出された陽子、 N_{BLM} は BLM ヒット数、 ϵ は BLM ヒット数と取り出される陽子との比例定数を表している。 ϵ は極端に大きいエミッタンスのビームハローの形に依存している。

3.5 RCS 取り出しビームライン

G4beamline シミュレーションを用いて RCS の取り出し部をモデル化したのが図 3.10 である。G4beamline とは、Geant4 シミュレーションを元に開発されたシミュレーションである。ビームラインや他の機器を導入することにより粒子の軌道やシミュレーションを行うことができる。まずビームラインの機器 (例えば磁石、ビームパイプ、RF 空洞等) の定義を行う。その後、その機器の配置、材質、磁場等の値を入力していく。ビームラインが完成すれば、ビームを入射し、粒子の飛跡をシミュレーションしていく。粒子の振舞いは Geant4 の物理モデルを元に realistic に行われる。図 3.10 の上側の紫が MLF/MR 方向のビームラインを表し、下側のビームダクトは RCS 周回方向のビームラインを表している。赤はセプタム電磁石を表し、蹴り出された陽子は RCS 周回ビームラインに対して 1 台目で 2.8 度、2 台目で 7.5 度、3 台目で 14.12 度曲げられて取り出される。MLF/MR 方向のビームダクトの外側の緑が BLM を表している。図 3.10 の入口から 1500π mm·mrad 以上の陽子ビームを入射し、 ϵ を評価した。入射したビームのエミッタンスを表したのが図 3.11 である。 1500π mm·mrad 以上 5000π mm·mrad 以下のエミッタンスに一様に分布するビームを用いたところ、 $\epsilon=40$ となった。

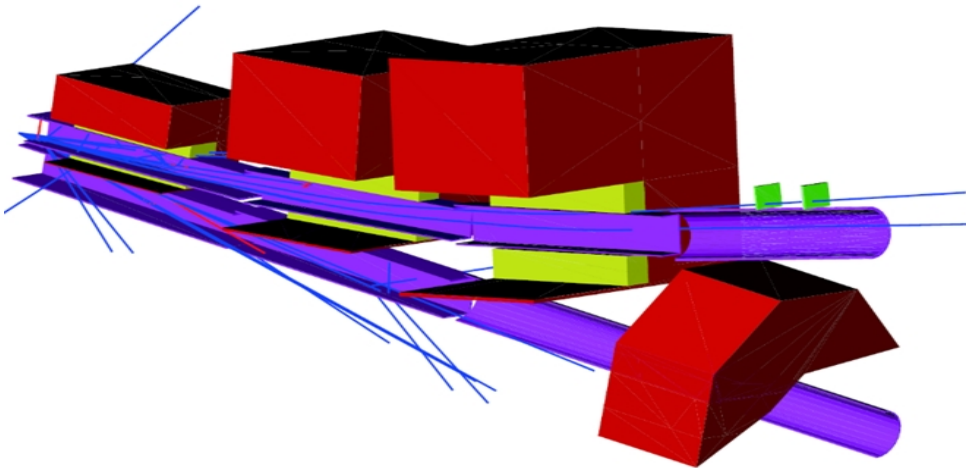


図 3.10 G4beamline によりモデル化した RCS 取り出しビームライン

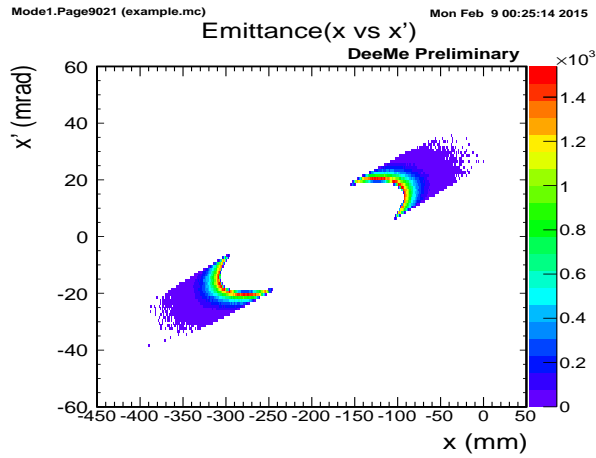


図 3.11 取り出し部に入射したビームのエミッタンス

3.6 BLM

アフタープロトンバックグラウンドの間接的測定をするため、RCS 取り出しビームラインに二枚のプラスチックシンチレーションカウンターを用いた BLM を設置した (図 3.12)。二枚の遮光されたカウンターのサイズはそれぞれ幅 15 cm、高さ 20 cm、厚さ 1 cm でカウンター間距離は 30 cm である。宇宙線バックグラウンドを取り除くためコインシデンス計測を用いている。低エネルギー環境バックグラウンドの影響を減らすため、二枚のカウンターの間に鉄 10 cm を導入している。図 3.12 では、右から左へ陽子がビームダクトを通過する。低エネルギーバックグラウンドの主要な原因としては、ミュー粒子の Michel 崩壊電子が考えられる。ミュー粒子の Michel 崩壊は次式のような過程である。

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (12)$$

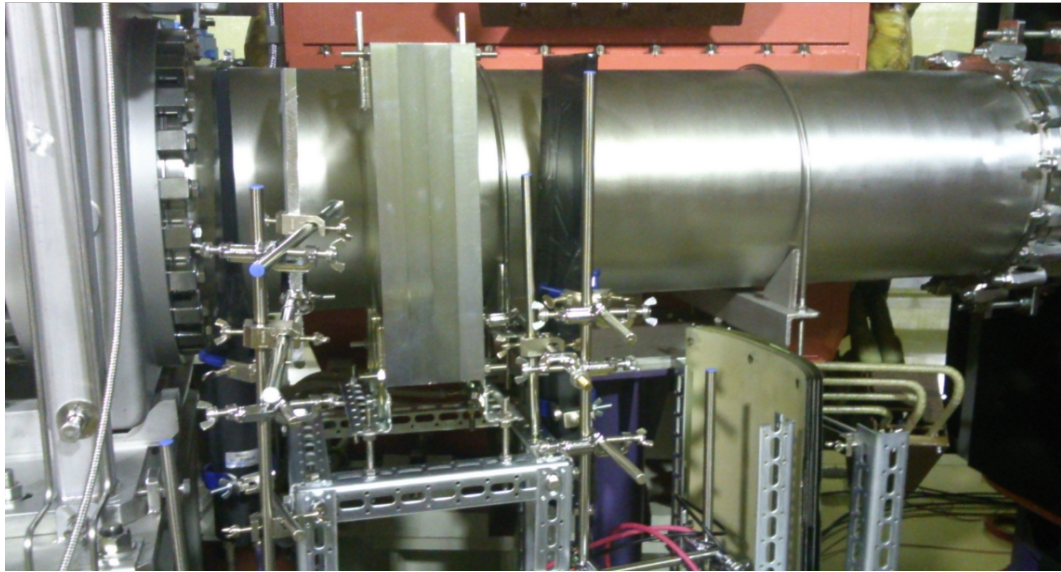


図 3.12 ビームロスモニター、Fe10cm アブソーバー

3.7 データ取得

CAEN の 500 MHz の FADC を用いてデータを取得している。トリガーは RCS シーケンサーから、MLF 出射タイミングで出ている。MR への取り出しではトリガーはかからない。2 枚の BLM からの光を PMT に入れ、それらの出力信号を、波形のサンプリングやデジタル化が可能なディジタイザーで記録していく。同時にキッカー電磁石直前のビームポジションモニター (以後 BPM と呼ぶ) からの信号も記録していく。波形は、取り出しタイミングを T_{ext} とすると、 $T_{\text{ext}} - 200 \mu\text{s}$ から $T_{\text{ext}} + 20 \mu\text{s}$ の間記録した。データ取得期間は、2013 年 3 月 7 日 ~ 5 月 25 日である。典型的な BLM2 枚からの波形が、図 3.14 である。通常は、閾値以上のパルスだけを記録していくサブレスモードで記録しているが、キャリブレーションとデバッグ用に 4 s に一度サブレス無しのデータも記録している。図 3.14 の赤色がサブレスモードの波形で、黒色がサブレス無しの波形を表している。

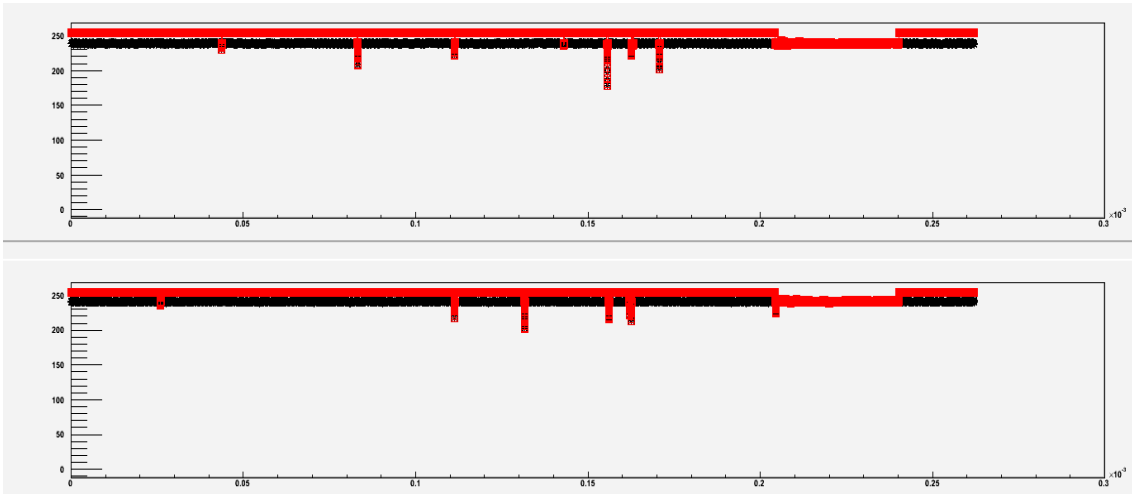


図 3.13 サプレスモード (赤線) と無し (黒線) の BLM 波形

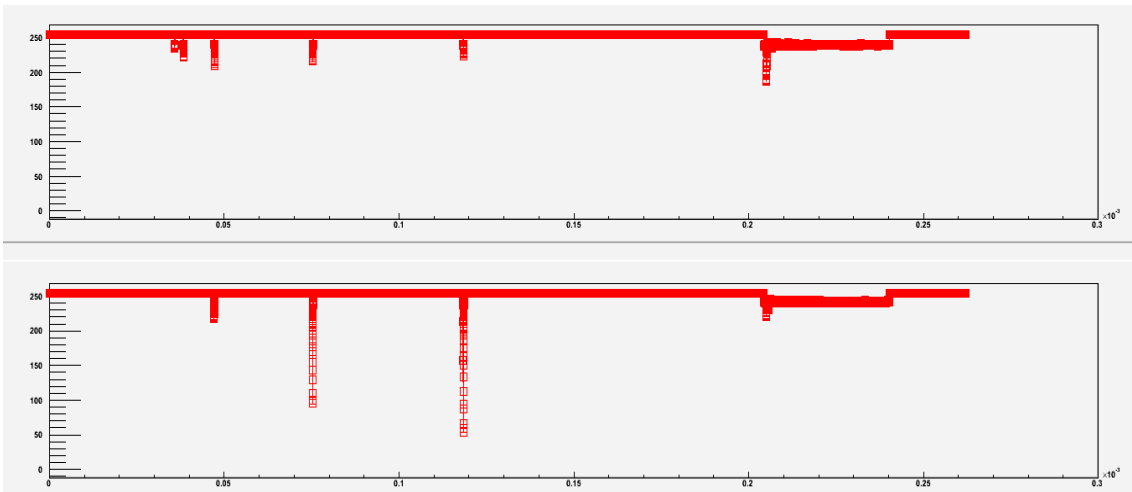


図 3.14 サプレスモードの BLM 波形

3.8 データ解析

キッカー電磁石などの電磁ノイズの影響で波形が揺らいている。ベースラインの平均値の波形を生成し、元の波形から平均的な波形を引く。図 3.15 は平均的なペDESTALの波形を示している。元の波形からペDESTALを差し引いた波形を図 3.16 に示す。

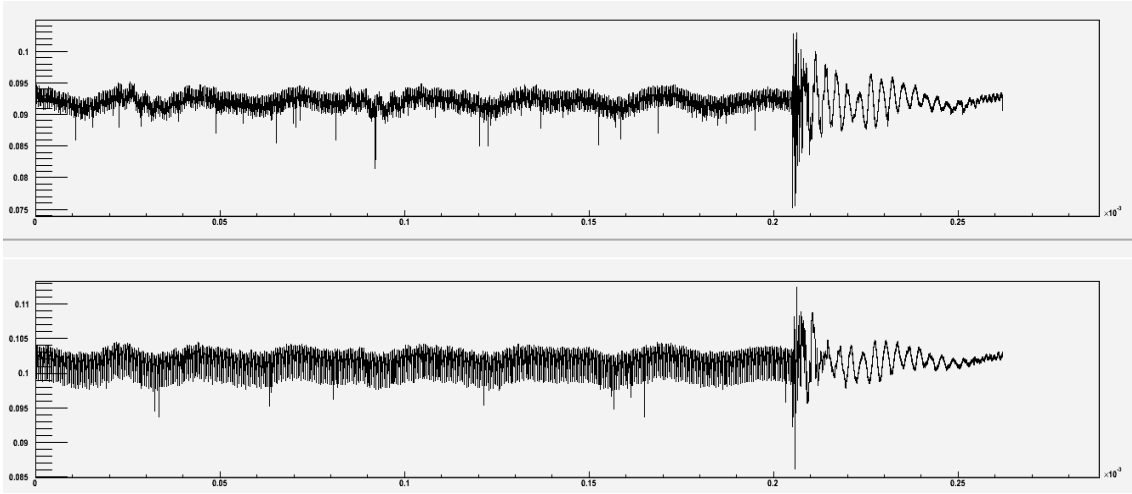


図 3.15 Baseline

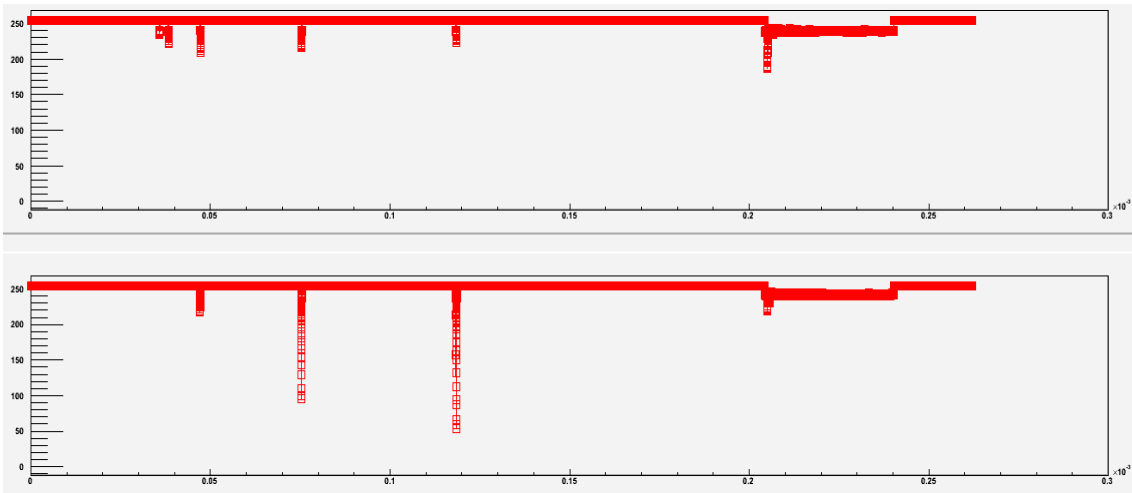


図 3.16 元の BLM 波形からベデスタルを差し引いた BLM 波形

データ取得期間中 MLF に取り出された総陽子数は、キッカー電磁石直上流のビームポジションモニターの情報より 1.6×10^{21} 個であった。図 3.17、3.18 は、縦軸が BLM のヒット数を表しており、2 枚のカウンターを 20 ns の間に通過したイベントをヒット数としている。横軸は時間 [s] を表している。図 3.18 は、一つ目のパルス陽子ビームが標的に入射してから $1 \mu\text{s}$ 後からの $2 \mu\text{s}$ の間の BLM のヒット数を拡大した図である。ここから R_{AP} を計算すると次式となる。

$$R_{\text{AP}} = \frac{\text{hits} \times \epsilon}{\text{total protons}} = \frac{87 \times 40}{1.6 \times 10^{21}} \approx 2.2 \times 10^{-18} \quad (13)$$

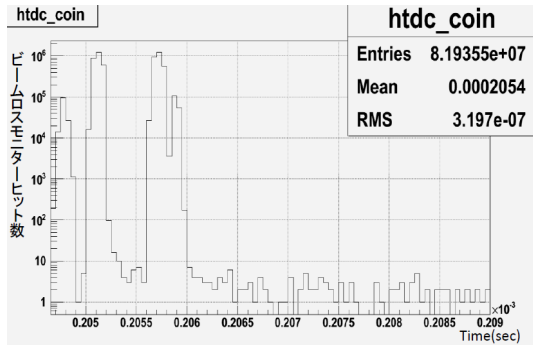


図 3.17 BLM ヒット数

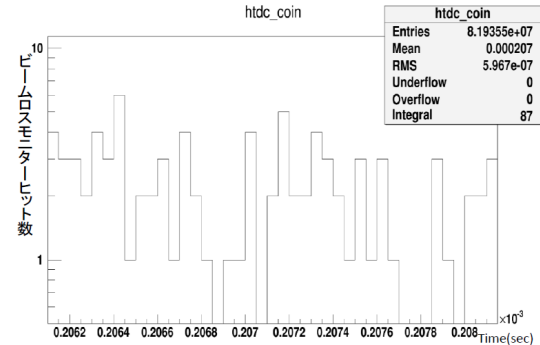


図 3.18 BLM ヒット数:信号探索領域

パルス陽子ビームが取り出された後に指数関数的に BLM ヒット数が減少していることが図 3.17 から確認できる。この時定数を算出するために指数関数 + 定数という関数でフィットを行った (図 3.19)。フィットした関数の定義は次式である。

$$f(t) = p_0 \exp(-p_1 t) + p_2 \quad (14)$$

フィットの結果寿命が、 $(1.81 \pm 0.01) \times 10^{-6}$ s と得られ、ミュー粒子の寿命とほぼ一致した。

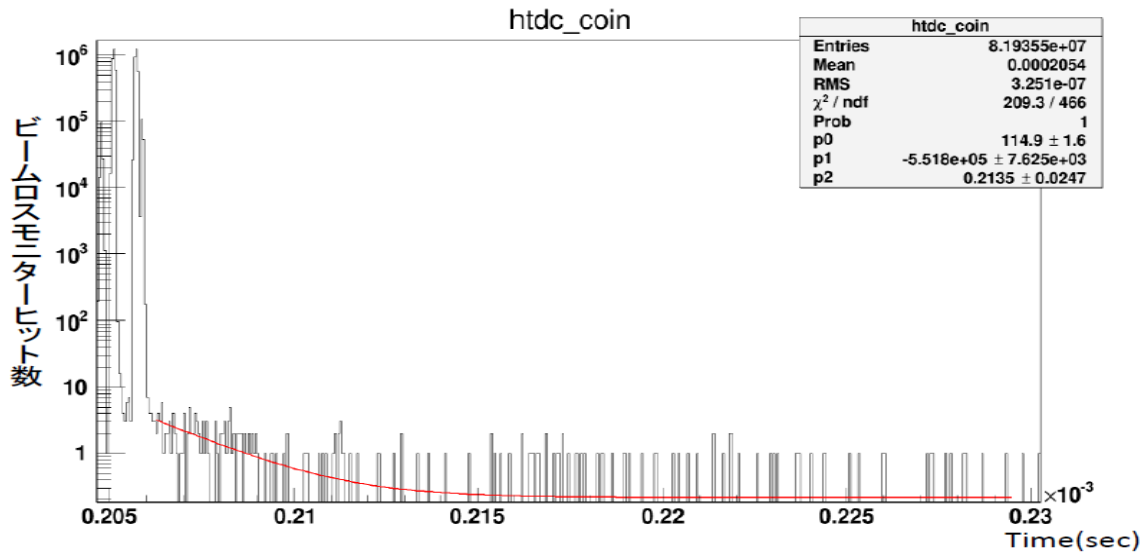


図 3.19 BLM ヒット数:フィット

ミュー粒子成分を差し引いたアフタープロトン比率 R_{AP} は、式 (14) の定数部分 p_2 を用いて次式のように計算できる。

$$R_{AP} = \frac{p_2 \times 40 \text{ [bin]} \times \epsilon}{\text{total protons}} = \frac{0.2135 \times 40 \times 40}{1.6 \times 10^{21}} < 2.1 \times 10^{-19} \quad (15)$$

p_2 は、定数部の 1 bin のヒット数を表しており、1 bin が今 50 ns であるためアフタープロトンバック

グラウンドを探索する $2 \mu\text{s}$ の時間幅に換算すると p_2 を 40 倍したヒット数が、ミュー粒子成分を差し引いたアフタープロトンのヒット数となる。

この結果より、MLF の 1 年間のビームタイムである $2 \times 10^7 \text{ s}$ の実験で予想されるアフタープロトンバックグラウンドの数は、0.004 以下と十分小さいことが分かった。ミュー粒子成分を引かない場合においても、0.045 ($R_{\text{AP}}=2.2 \times 10^{-18}$ 相当) となり十分小さいと言える。現在、パルス陽子ビームとその他 (特にミュー粒子の Michel 崩壊による電子) の粒子を区別できるようにするため、新しい BLM の設置が完了したところである。新しい BLM の詳細に関してはまとめと今後の章で述べる。

3.9 アブソーバとしてアルミニウム 1 cm を用いた際のデータ解析結果

2 枚のプラスチックカウンターの間に鉄 10 cm のアブソーバを導入するよりも前の期間に、アルミニウム 1 cm のアブソーバを用いてデータを取得していたため、ここからはこの期間のデータ解析結果について言及していきたい。まずアブソーバとしてアルミニウム 1 cm を導入した際の BLM の様子が図 3.20 である。この時の RCS のビーム強度は 210 kW、総取り出し陽子数は 2.7×10^{20} であった。データの統計量としては、鉄 10cm のアブソーバを使用した時のおおよそ $1/6$ の量に相当する。Geant4 を用いたモンテカルロによると、アブソーバをアルミニウム 1cm から鉄 10cm に置き換えると BLM のヒット数は $1/23$ に減少することが期待される。

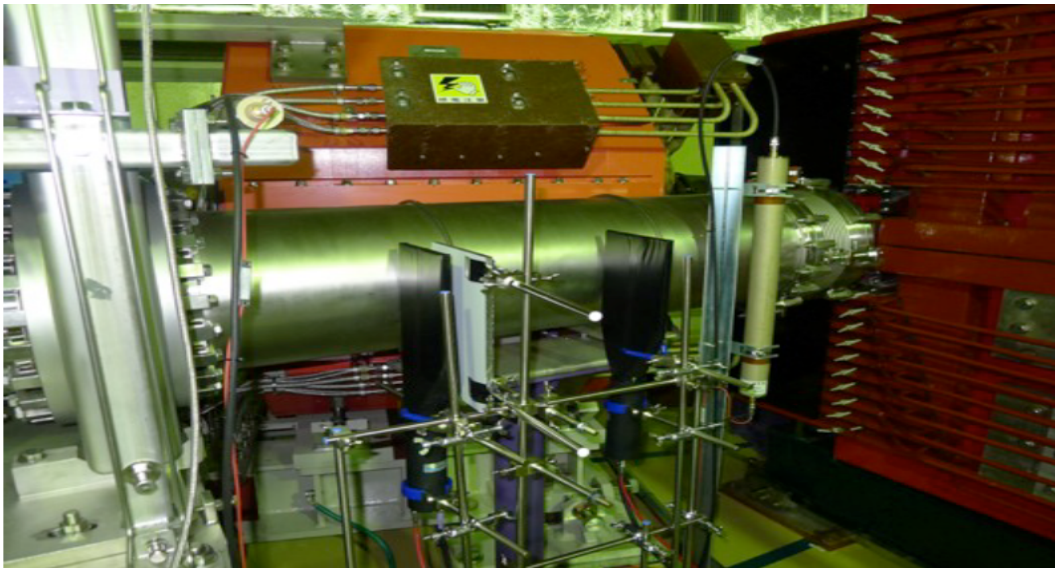


図 3.20 BLM、Al1cm アブソーバ

図 3.21、3.22 は、縦軸が BLM のヒット数、横軸は時間 [s] を表している。図 3.22 は、一つ目のパルス陽子ビームが標的に入射してから $1 \mu\text{s}$ 後からの $2 \mu\text{s}$ の間の BLM のヒット数を拡大した図である。

ここから R_{AP} を計算すると $R_{AP}=4.7\times 10^{-17}$ という結果が得られた。

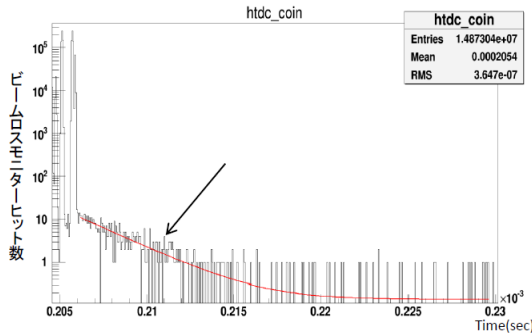


図 3.21 BLM ヒット数:アルミニウム 1cm アブソーバ

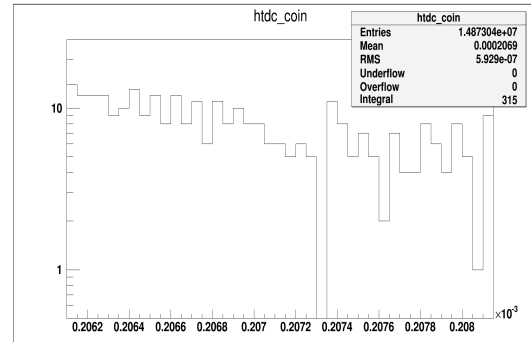


図 3.22 BLM ヒット数:信号探索領域

パルス陽子ビームが取り出された後に指数関数的に BLM ヒット数が減少していることが、鉄アブソーバを用いた時よりも顕著に図 3.21 から確認できる。鉄アブソーバの時と同様に、式 (14) を用いてフィットを行った (図 3.23)。フィットの結果寿命は、 $(2.37\pm 0.25)\times 10^{-6}$ s と得られ、ミュー粒子の寿命とほぼ一致した。ミュー粒子成分を差し引いたアフタープロトン比率 R_{AP} も計算すると、 $R_{AP} < 8.0\times 10^{-19}$ となった。

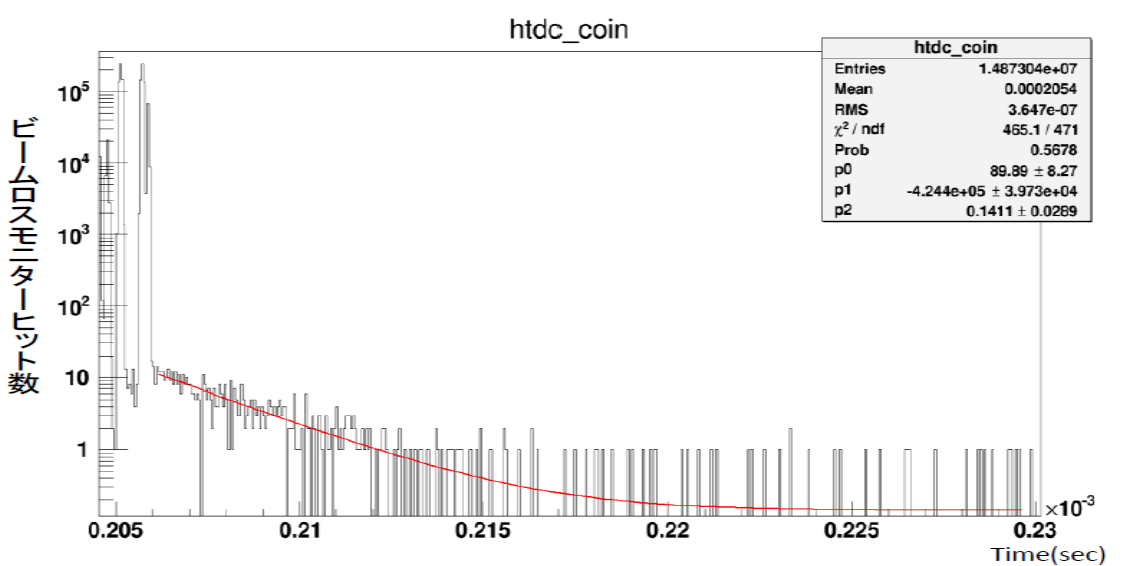


図 3.23 BLM ヒット数:フィット

アルミニウム 1cm、鉄 10cm のアブソーバを導入した時、データ取得期間中の総トリガー数から全陽子数はそれぞれ 2.7×10^{20} 、 1.6×10^{21} であった。全陽子数とアフタープロトンバックグラウンドの信号探索時間のヒット数の比は、アブソーバとしてアルミニウム 1cm と鉄 10cm を用いたときがそれぞれ、 1.2×10^{-18} 、 5.4×10^{-20} となった。BLM のヒット数は $1/22$ に減少し、モンテカルロの予想した $1/23$

と良く一致した。

RCS からビームが取り出されるタイミングよりも前に、600 ns 間隔で BLM をヒットする粒子が図 3.24 のように確認できた。これは、RCS を周回している陽子バンチから散乱などの影響により BLM をヒットした現象であると考えられ、アフタープロトン測定の方法 3 に利用される事象である。鉄 10cm のアブソーバを用いたデータについて取り出し前 200 μ s の時間領域の BLM ヒット数は、 7.8×10^7 であった。 $\epsilon=40$ より、アフタープロトンは 3.1×10^9 である。データ取得期間中の陽子の取り出し総数は 1.6×10^{21} であった。そのため取り出し前 200 μ s の時間領域では、陽子 5.2×10^{11} 当たりには 1 個アフタープロトンとなることが分かる。RCS 1 MW、ビームタイム 2×10^7 s のとき、取り出される陽子は 4.1×10^{22} である。この場合、取り出し前のタイミングのアフタープロトンは 7.9×10^{10} になる。標的に照射された 3 GeV 陽子は、モンテカルロ計算によると信号領域 (102 ~ 105 MeV/c) に 5×10^{-7} の確率でヒットする。結果本番では、 4×10^4 個のイベントが取り出し前のタイミングで信号領域をヒットすると予想できる。

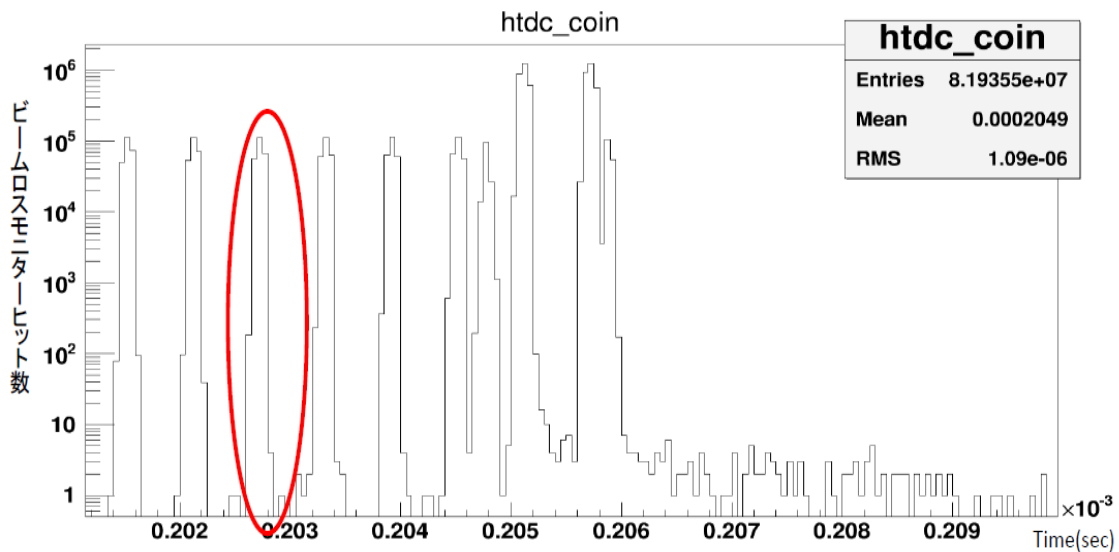


図 3.24 取り出しタイミング前の BLM ヒットイベント

メインパルスが取り出されるタイミングの直前直後に BLM をヒットするイベントが図 3.25 から確認できる。これらのイベントはキッカー電磁石の立ち上がり立ち下りのタイミングに同期している。ビームバンチ間の陽子が立ち上がりつつあるキッカー電磁石の中途半端な蹴り出しによりビームダクトの分岐部分をヒットすることによって生じていると考えられる。

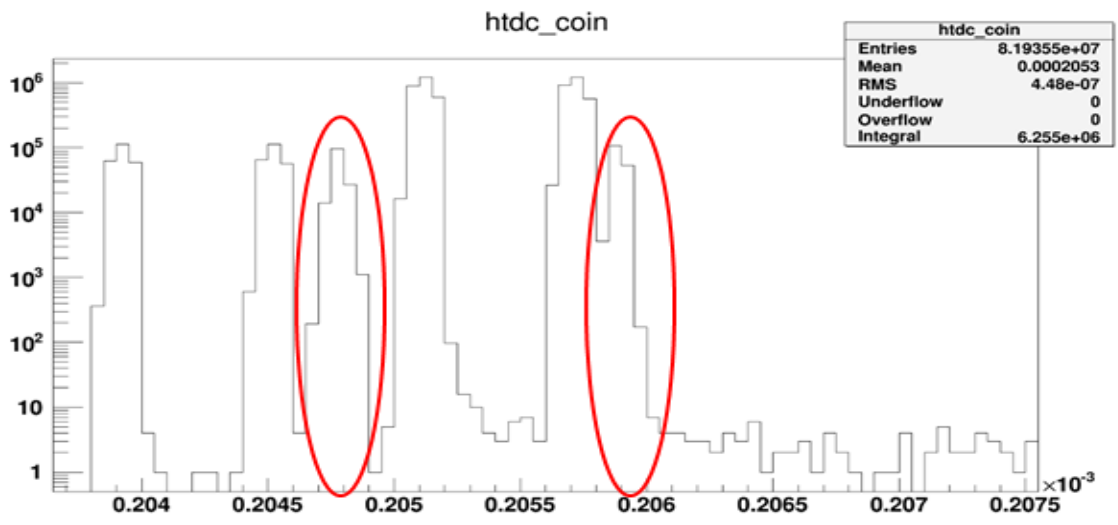


図 3.25 取り出しタイミング前後の BLM ヒットイベント

4 加速器 (RCS) シミュレーション

前章で論じたアフタープロトンバックグラウンドの発生源を理解するために、RCS 全周の真空ダクト、コリメータ、四極電磁石及び偏向電磁石を G4beamline にモデル化して検討を行った。非常に大きなエミッタンスを持つ陽子が RCS を周回するのかを下記で確認していく。

4.1 加速器

加速器は荷電粒子を加速する装置である。荷電粒子としては、電子・陽電子 (e^\pm) や陽子 (p) がよく用いられる。粒子の加速は電場によって行われる。電荷 e を持った粒子は電場 E 内では eE の力を受ける。電荷 e の粒子が電位差 V で保たれた電極間を通過すると、荷電粒子にはエネルギー eV が与えられる。エネルギーの単位は、国際単位系 (SI) ではジュールを用いるが、素粒子・原子核の分野においては、粒子のエネルギーを表すのに電子ボルト (eV) が用いられる。1 eV とは、単位電荷を持つ粒子が電位差 1 V から受けるエネルギーに等しい。1 ジュールのエネルギーは、1 クーロン (C) の電荷が電位差 1 V から得るエネルギーである。単位電荷量、1 eV は次式となる。

$$e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C} \quad (16)$$

$$1\text{eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ J} \quad (17)$$

大きなエネルギーを扱うときは、k (10^3)、M (10^6)、G (10^9) などが用いられる。

ある電位差によって加速されたときのエネルギーは粒子の電荷によってのみ決まるため、質量には依らない。しかし、電子と陽子をそれぞれ加速する場合、電子よりも陽子の方が静止質量がおおよそ 1840 倍重い (電子 0.511 MeV、陽子 938 MeV) ため、速度は大きく異なる。例えば 10 kV の電圧で電子と陽子をそれぞれ加速した場合、粒子はそれぞれ 10 keV の運動エネルギーを得る。この時、電子と陽子の速度 (v) と光速 (c) の比 $\beta(=v/c)$ はそれぞれ、電子 $\beta=0.198$ 、陽子 $\beta=0.0046$ 、となり大きく異なることが分かる。この差は静止質量の違いに依存している。相対論によると、運動する粒子の質量 m は静止質量 m_0 とは異なり、粒子の速度によって次式のように変化する。

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (18)$$

よって静止質量の軽い電子はエネルギーが低い領域から質量の変化が生じる。これより、質量の軽い電子と重い陽子とでは加速器の種類も異なる。

運動する粒子の全エネルギー E は、運動エネルギー T と静止エネルギー E_0 を用いて次式となる。

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (19)$$

$$E = T + E_0 \quad (20)$$

式 (19)、(20) より β と運動エネルギー T の間に次式の関係が得られる。

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{(1 + T/E_0)^2}} \quad (21)$$

式 (18) と式 (21) を見ると、加速によって得られるエネルギーは荷電粒子の質量の増加と速度の増加の両者に使われることが分かる。 β が小さいときは速度の増加が主として現れ、 β が 1 に近づいていくと速度の増加率は小さくなり、加速によって得られるエネルギーは質量の増加に大部分が使われることになる。運動量 P と運動エネルギー T の関係は次式で与えられる。

$$P = \frac{1}{c} \sqrt{T(T + 2E_0)} \quad (22)$$

式 (22) より、同じ運動エネルギーでも静止質量の大きい陽子の方が電子と比較すると、運動量が大きいたことが分かる。DeeMe 実験では、J-PARC RCS から出射される 3 GeV の運動エネルギーを持った陽子を使用する。この陽子の運動量 (P_{RCS}) は式 (22) に代入すると次式となる。

$$P_{\text{RCS}} = \frac{1}{c} \sqrt{3(3 + 2 \times 0.938)} \approx 3.825 \text{ GeV}/c \quad (23)$$

4.1.1 真空ダクト

加速器ではビームの通る経路を真空に保つ必要がある。この通路が真空ダクトと呼ばれる。真空ダクトに要求される条件は、第 1 条件として非磁性体であることである。電磁石の中に入るものに磁性体が使われると電磁石の作る磁場分布を乱すからである。第 2 条件として素材の電気伝導度が小さいことである。真空ダクトは時間的に変化する磁場の中に置かれるため電気伝導度に対応した電流が流れる。この電流も磁場分布を乱す原因の一つとなる。この他にも発熱の問題などが存在する。このような条件から最も一般的に用いられている素材はステンレスである。繰り返し運転が速い場合はセラミクスのような絶縁体も用いられる。

一般的な加速器では真空ダクト内の圧力は、 $10^{-6} \sim 10^{-9}$ Torr (1 Torr = 133.32 Pa) の真空度が必要となる。真空ダクト内に残留ガスが存在していると、ビームがこのガスと散乱・衝突しビーム軌道から外れてしまうからである。加速器には収束作用が生じているため、散乱角が小さいときにはビーム損失は起こらない。磁場のもつ収束作用の大きさと真空ダクトの内径によって決まる臨界角よりも大きな角度で散乱されたビームだけがビーム損失となる。

4.1.2 偏向電磁石

円形加速器を用いる場合、荷電粒子を加速器に沿って曲げるときに使われるのが偏向電磁石である。磁場中での荷電粒子の運動は、位置ベクトルを \vec{r} とすると次式で記述できる。

$$m_0\gamma \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = e\vec{v} \times \vec{B} \quad (24)$$

γ はローレンツ因子 ($=1/\sqrt{1-(v/c)^2}$)、 e は荷電粒子の電荷、 \vec{v} は荷電粒子の速度、 \vec{B} は磁場を表す。また、一様磁場中での曲率半径を ρ とすると、遠心力との釣り合いの関係より次式が得られる。

$$m_0\gamma \frac{v^2}{\rho} = evB \quad (25)$$

$$p(= m_0\gamma v) = eB\rho \quad (26)$$

式 (26) より、次式が得られる。

$$p [\text{GeV}/c] = \frac{c}{10^9 e} eB\rho = 0.3 \times B [\text{T}] \times \rho [\text{m}] \quad (27)$$

図 4.1 は、一様磁場中 ($B_y > 0$) での電荷 (< 0) を持つ荷電粒子の描く軌道を示している。

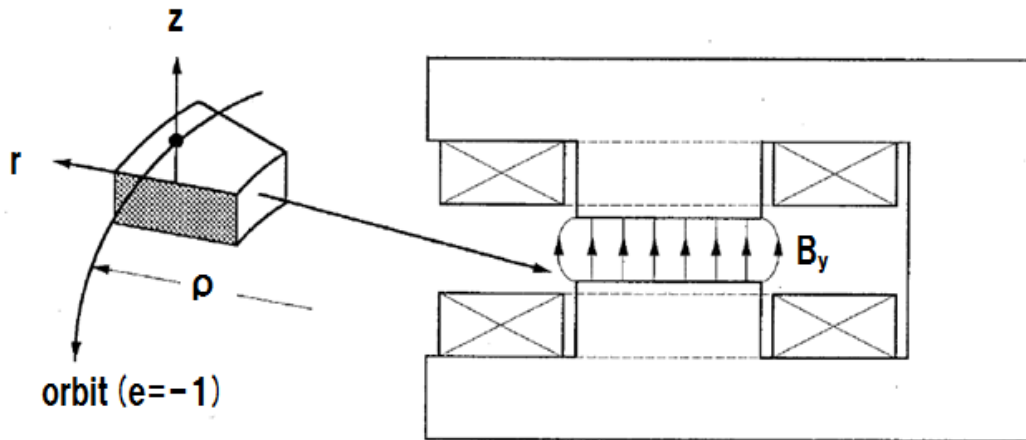


図 4.1 偏向電磁石中の荷電粒子の振舞い

4.1.3 四極電磁石

ビームはゼロではない横方向 (ビームの進行方向と垂直な方向) の速度をもっているため、何らかの方法を用いて収束を行わないとビームはそのまま広がっていき、いつかは真空ダクトと衝突してしまう。一般的な方法は四重極磁石を用いた収束である。四重極磁石は図 4.2 のようにビームが通過する方向から見ると、磁石の N 極と S 極が二つずつ配置されている構造である。陽子ビームが紙面手前から奥に

運動しているとき、図 4.2 の縦軸方向には凸レンズの働きをするためビームの軌道は収束し、横軸方向には凹レンズの働きをしビームの軌道は発散する。この四極磁石を図 4.3 のように縦横交互に並べるとビームの軌道を一定範囲内に収めることができる。図 4.3 の左側に四重極磁石が水平方向の収束、右側の四重極磁石が垂直方向の収束用を表している。ここで図 4.2 の水平方向を x 、垂直方向を y とすると、磁極の形状は双曲線 $xy=r^2/2$ と与えられる。 r は磁極の内接円の半径に相当する。磁場分布は次式で記述できる。

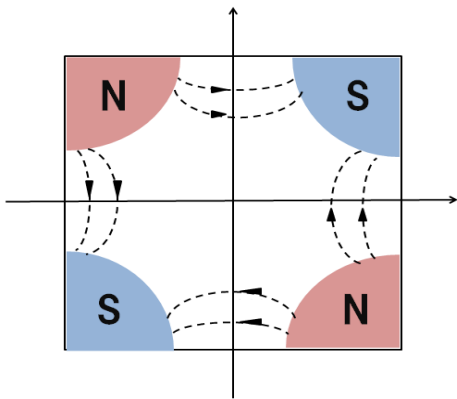


図 4.2 四極磁石の構造

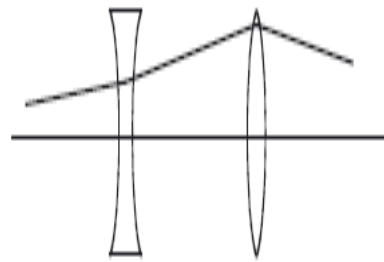


図 4.3 四極磁石の配置

$$B_x = \frac{B_0}{r} y = G \cdot y \quad (28)$$

$$B_y = \frac{B_0}{r} x = G \cdot x \quad (29)$$

B_0 は磁極上の磁束密度、 G は磁場勾配を表す。

4.1.4 コリメータ

ビーム損失を減少させる対策をどれだけしても、完全に損失を取り除くことはできない。加速器機器のある程度の放射化は避けられない。そこで、この放射化する場所を局在化させ、その領域では十分な遮蔽はするが、その他の領域に関してはビーム損失を極限まで減らすという方針がとられている。このようなビーム損失の局在化を行う機器がコリメータと呼ばれる。

4.2 RCS : G4beamline

本研究では、J-PARC RCS 加速器の機器の配置場所、各機器の長さ、高さ、幅、口径、磁場の強さの情報元を元に、RCS 全周を G4beamline シミュレーションを用いて再現した。再現した機器は、真空ダクト、四極電磁石、偏向電磁石、コリメータの 4 つである。各機器の概観・詳細に関しては以下に述べる。

4.2.1 真空ダクト : G4beamline

RCS では、真空ダクトの素材として電磁石のない部分にはチタン (Ti) が、電磁石の置かれている部分にはアルミナセラミックス材が用いられている。チタンはガス放出が少なく、軽量でステンレス鋼と比較して放射線による放射化が少ないという特徴がある。電磁石部にセラミックスが使用されているのは、金属材料を使用すると 25 Hz で変化する磁場によって生じる電流による発熱を防ぐためにダクトを冷却する必要が生じるためである。典型的な真空ダクトを電磁石ではない部分の真空ダクトを図 4.4、電磁石部分の真空ダクトを図 4.5 で示す。RCS の残留ガスの状況は運転状況や測定場所で異なるが典型的な値は、水蒸気: 10^{-7} Torr、水素: 10^{-8} Torr となっている。

真空ダクトを G4beamline を用いて再現すると図 4.4 と図 4.5 となる。図 4.4 は、ダクトの口径の半径が 133.5 mm、ダクトの厚さが 3.5 mm、材質を Ti として、また図 4.5 は、ダクトの口径の幅を 120 mm、高さを 93.5 mm、ダクトの厚さが 15 mm、材質を Al_2O_3 として再現した。残留ガスも RCS の典型的な値を再現した。

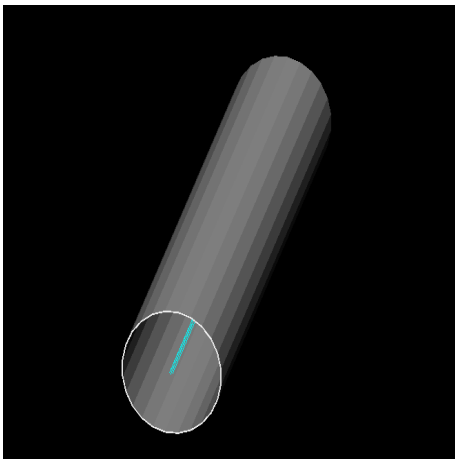


図 4.4 真空ダクト:電磁石のない部分 (Ti)

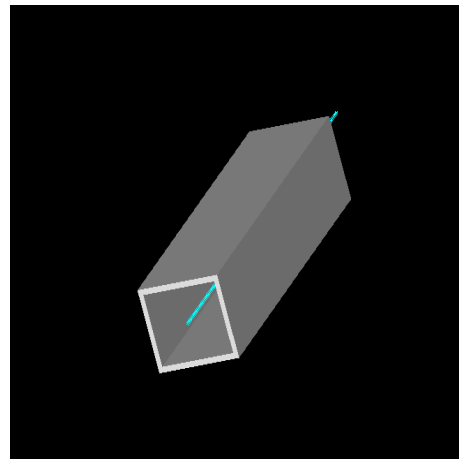


図 4.5 真空ダクト:電磁石の部分 (Al_2O_3)

4.2.2 偏向電磁石 : G4beamline

RCS で用いられている偏向電磁石は運動エネルギー 3 GeV の陽子を 1 台あたり 15 度曲げる設計で作られている。全周では合計 24 台の偏向電磁石が設置されている。偏向電磁石の磁場の強さは、式 (27) から求められる。RCS の各種パラメータを代入すると RCS の偏向電磁石の磁場の強さ (B_{RCS}) は、次式の値となる。

$$B_{\text{RCS}} = \frac{3.82465 [\text{GeV}/c]}{0.3 \cdot (+1) \cdot 11.4592} = 1.11254 [\text{T}] \quad (30)$$

偏向電磁石を G4beamline を用いて再現したのが、図 4.6 から図 4.9 である。偏向電磁石の磁場を確認するため、図 4.10 と図 4.11 のように偏向電磁石の入口と出口に仮想的な検出器を配置した。検出器のサイズは半径 300 mm、厚さ 0.01 mm、材質は仮想的な検出器を配置しているため真空とした。入射した陽子ビームは、幅 10 mm、高さ 10 mm とした。そのときの、偏向電磁石の入口と出口での陽子ビームの位置 (y vs. x) はそれぞれ、図 4.12 と図 4.13 となった。ビーム中心が入口と出口で変化していないため磁場が作用していることが分かる。

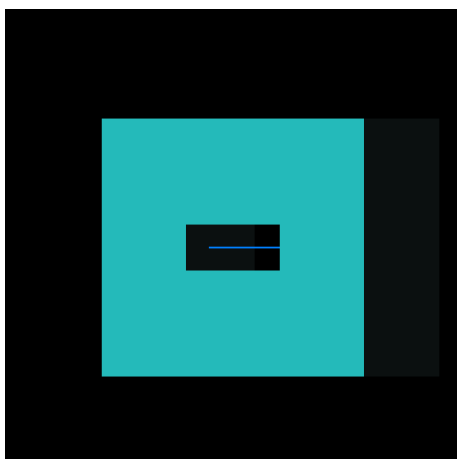


図 4.6 偏向電磁石:正面

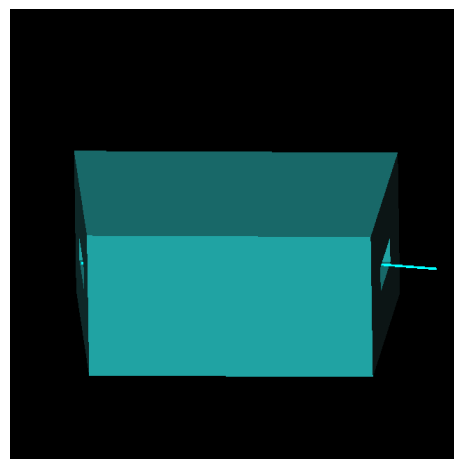


図 4.7 偏向電磁石:横側

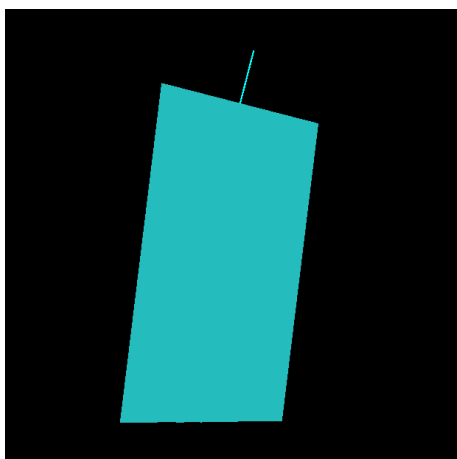


図 4.8 偏向電磁石:上側

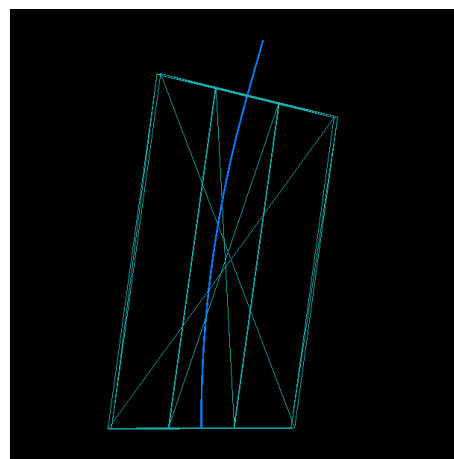


図 4.9 偏向電磁石:ビーム軌道

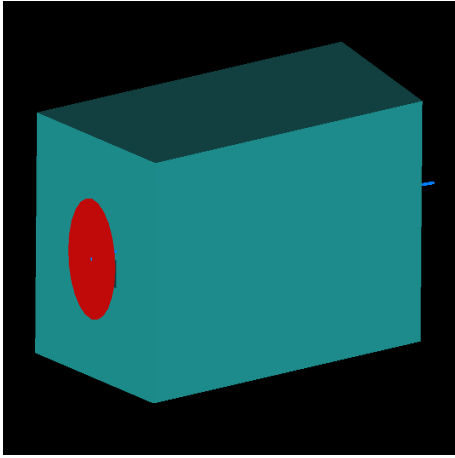


図 4.10 偏向電磁石の入口に検出器配置

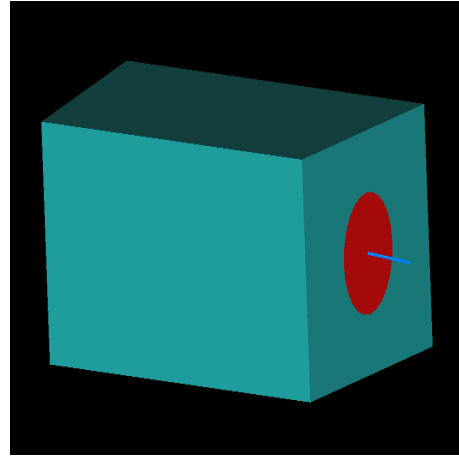


図 4.11 偏向電磁石の出口に検出器配置

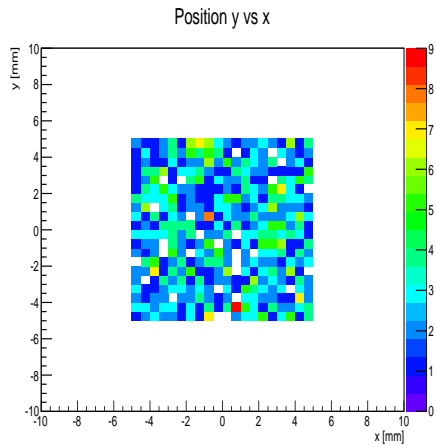


図 4.12 偏向電磁石入口のビーム位置: y vs. x

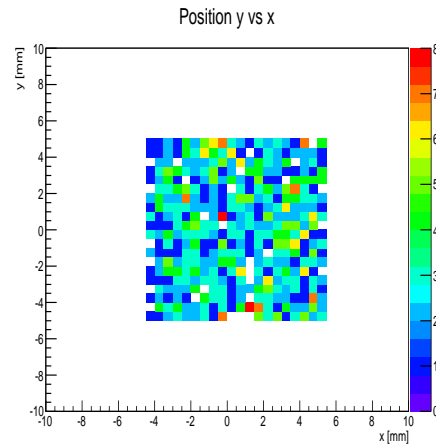


図 4.13 偏向電磁石出口のビーム位置: y vs. x

4.2.3 四極電磁石 : G4beamline

RCS で用いられている四極電磁石は 60 台である。それらの種類を表 5 に示した。使用されている磁石の概観は、typeA ~ D の 4 種類であり、概観が同じ磁石でも磁場勾配の値が異なる磁石は区別して表した。磁場勾配は正電荷の粒子に対する dB_y/dx の値を示しており、収束系の場合正の値となり、発散系の場合は負の値となっている。大強度のビームを加速するには、空間電荷効果の影響を減らすためビームサイズを広げる必要がある。そのため電磁石の口径も大きい必要があり、RCS の四極電磁石の中で最も口径の大きいもので直径が 410 mm というサイズとなっている。図 4.14 から図 4.17 は、G4beamline によって口径 410 mm の四極電磁石を再現した様子を示している。

表 5 RCS で使用されている四極電磁石一覧

四極磁石種類	磁場勾配 [T/m]	直径 [mm]	厚さ [mm]
typeA-1	-3.678	290	700
typeA-2	3.995	290	700
typeA-3	-4.131	290	700
typeB	2.882	330	900
typeC	4.016	330	500
typeD-1	-2.897	410	900
typeD-2	2.889	410	900

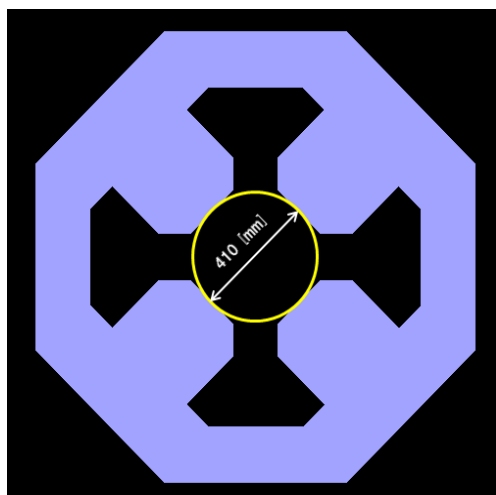


図 4.14 四極電磁石:正面

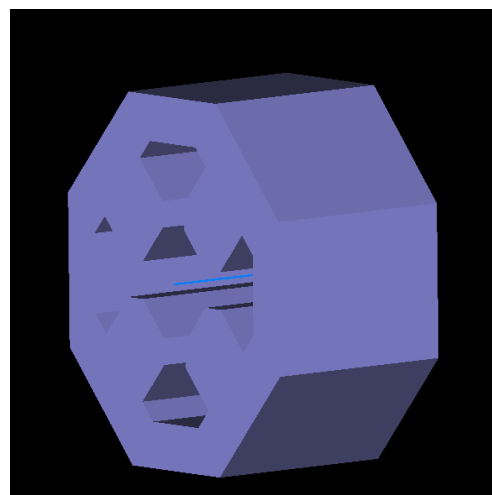


図 4.15 四極電磁石:横側

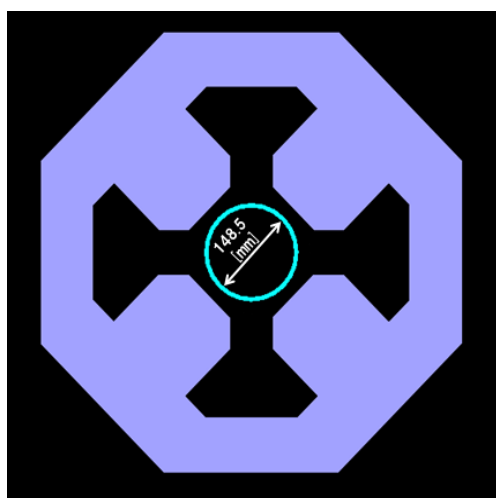


図 4.16 四極電磁石ダクト有り:正面

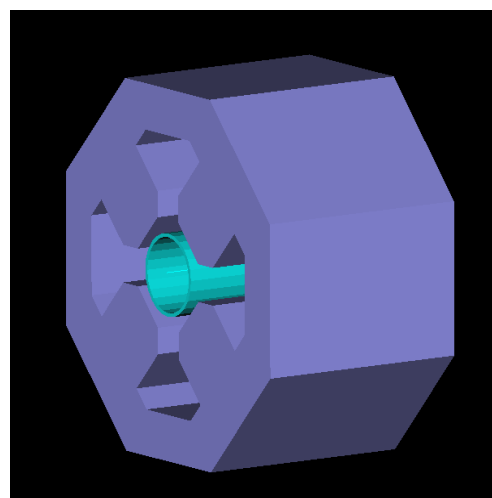


図 4.17 四極電磁石ダクト有り:横側

4.2.4 コリメータ : G4beamline

RCS においてコリメータは全部で 7 台使用されている。RCS ではビーム中心から大きく外れている粒子は、プライマリーコリメータによって散乱された後、その下流に設置されているセカンダリーコリメータによって吸収される仕組みとなっている。配置図を図 4.18 に示した。図中の Transvers primary collimator は、散乱体として厚み 1 mm、高さ 100 mm、幅 100 mm のタングステンがそれぞれ左右と上下に配置されている。Five secondary collimators に関しては、吸収体として厚み 200 mm、高さ 100 mm、幅 100 mm の銅が左右上下に配置されている。吸収体である銅の位置は各コリメータによって異なる。Injection point は、J-PARC の Linac から陽子ビームが入射される場所を示している。

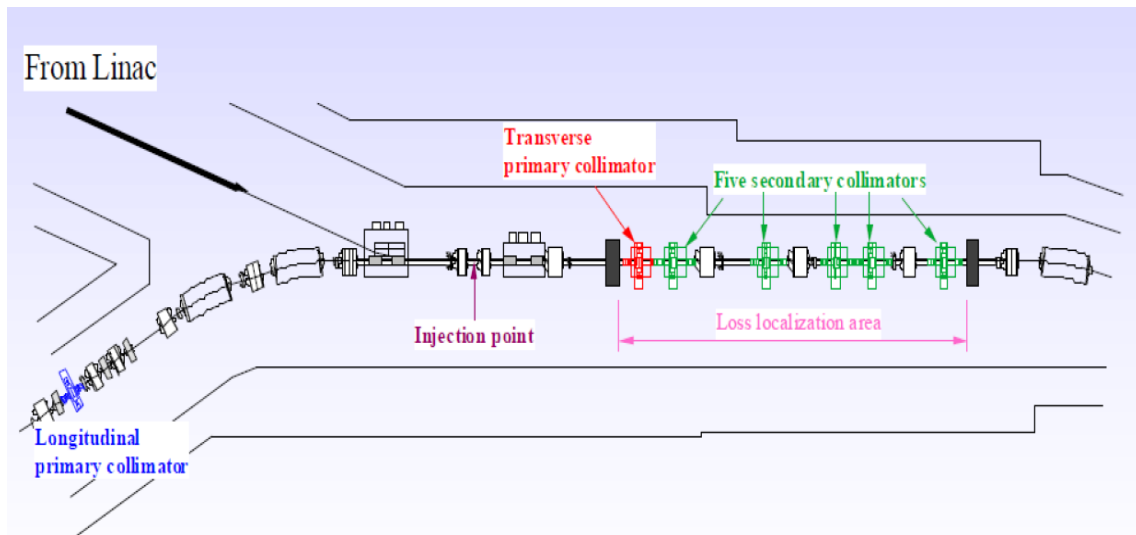


図 4.18 RCS コリメータ配置図

プライマリーコリメータとセカンダリーコリメータも G4beamline を用いて再現すると図 4.19 から図 4.22 となった。図 4.19、図 4.20 はそれぞれプライマリーコリメータ、セカンダリーコリメータを正面から見た図である。散乱体・吸収体の配置が分かるようにダクト以外の部分は取り除いてある。コリメータ内のダクトは直径 267 mm である。図 4.21 の中央の物体がタングステンの散乱体である。中央の高さ 800 mm、幅 800 mm、長さ 985 mm の直方体部分は鉄で覆われる部分である。最も外側の白の直方体は、高さ 1400 mm、幅 1400 mm、長さ 2200 mm のコンクリートである。図では鉄部分と手前のコンクリート部分は表示していない。図 4.22 は、中央に銅の吸収体が存在しており、そのほかの部分にはプライマリーコリメータと同じ設計である。コリメータ部全体を G4beamline で再現すると図 4.23 となる。図の向かって左から右へ陽子ビームは輸送される。グレー色の直方体がコリメータを示している。

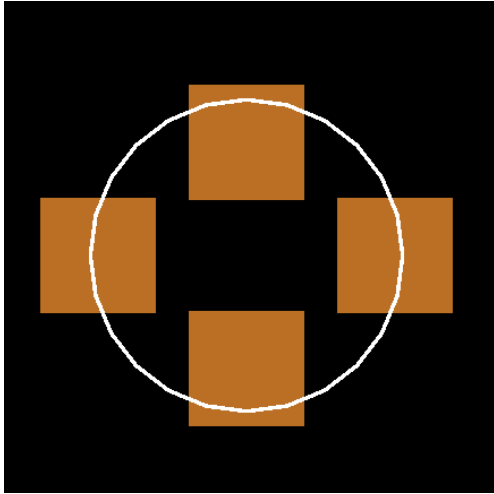


図 4.19 プライマリーコリメータ (Transvers):正面



図 4.20 セカンダリーコリメータ:正面

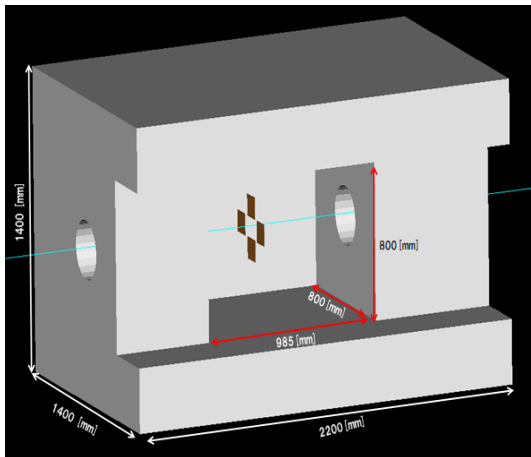


図 4.21 プライマリーコリメータ (Transvers)

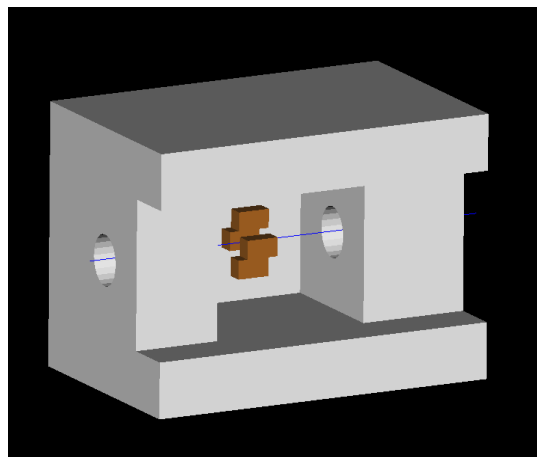


図 4.22 セカンダリーコリメータ

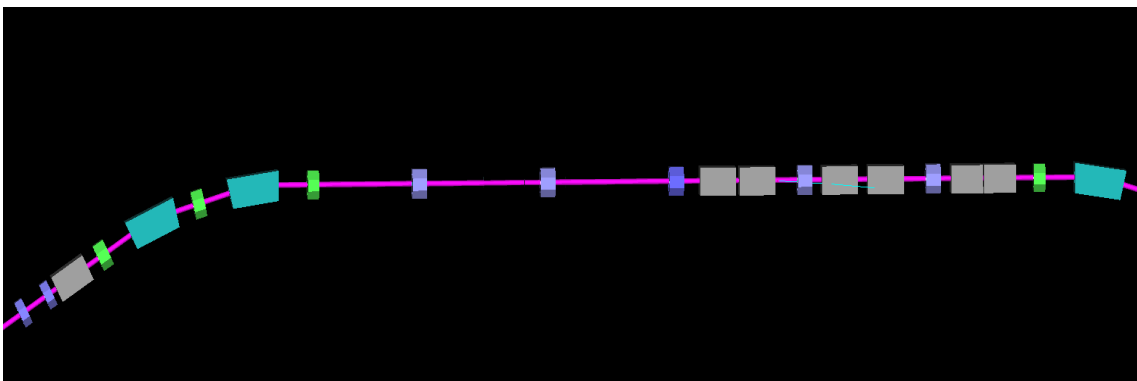


図 4.23 G4beamline による RCS コリメータ配置図

4.3 RCS 全周 : G4beamline

上記の真空ダクト、偏向電磁石 (24 台)、四極電磁石 (60 台)、コリメータ (7 台) を用いて RCS 全周を G4beamline を用いてモデル化すると図 4.24 となる。図 4.24 は RCS 全体を上から見た様子を示している。全体を斜め上から見た様子は図 4.25 で示した。図中の from Linac と表示されている部分が RCS にビームが入射される場所を示し、MLF/MR と表示されている部分が RCS から MLF 実験施設やメインリングに出射される場所を示している。collimators は RCS のコリメータが設置されている場所となっている。

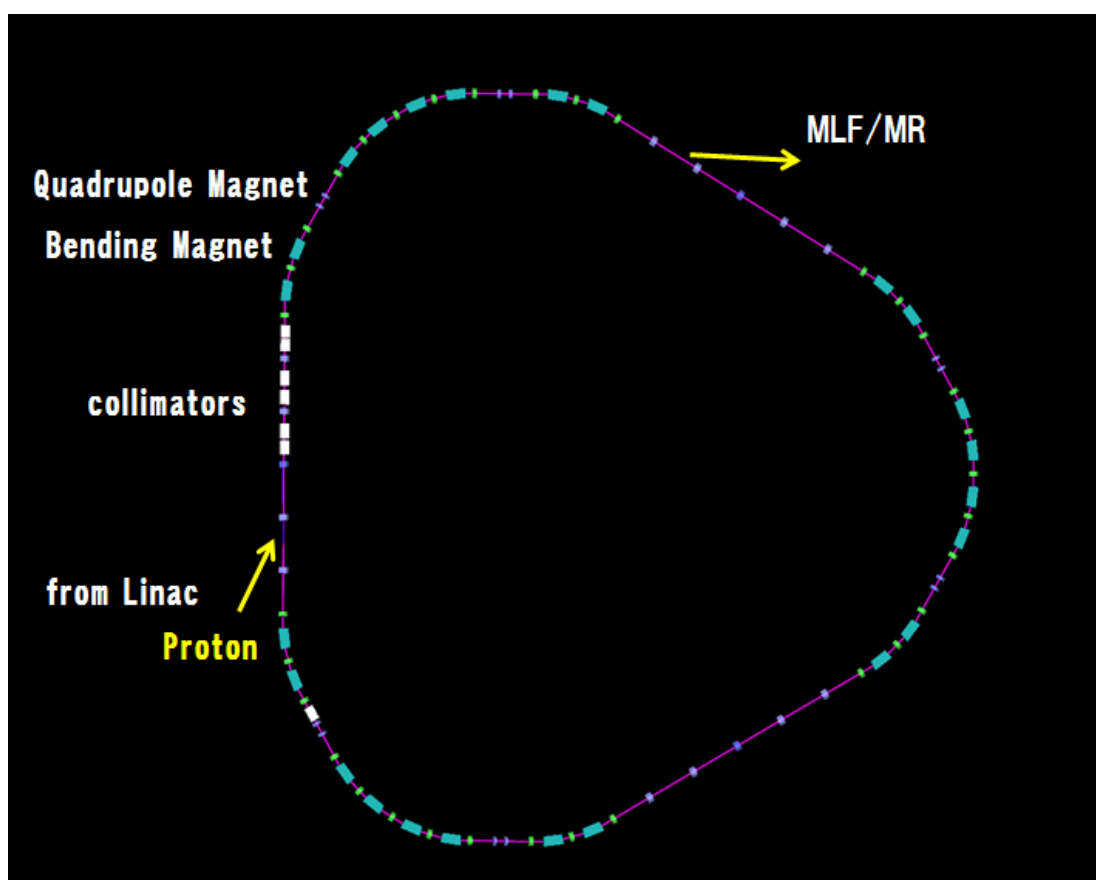


図 4.24 G4beamline に実装した RCS 全周:上から

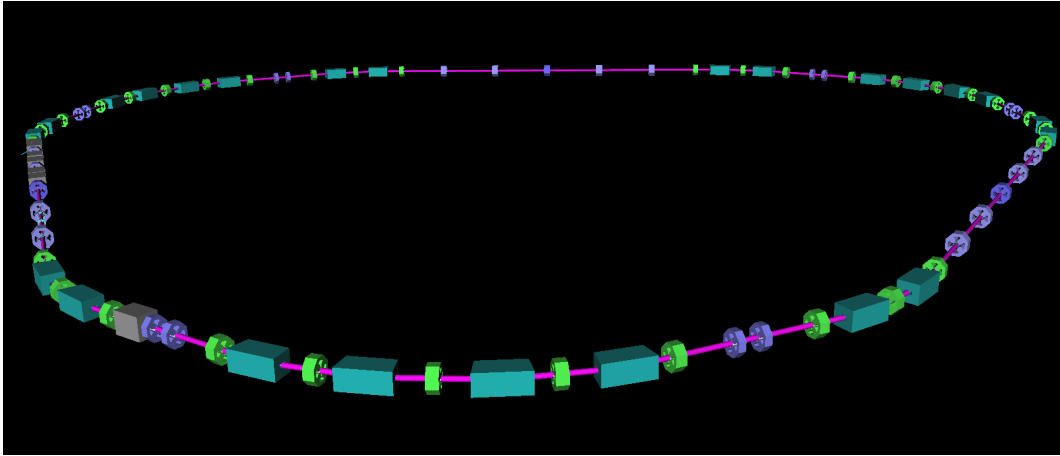


図 4.25 G4beamline に実装した RCS 全周:斜め上から

4.4 アフタープロトン候補事象

アフタープロトンバックグラウンドは、メインパルス 2 バンチが取り出された後のタイミングに存在する陽子を仮定している。そのため今回は、RCS 取り出し部から高さ \times 幅が $267\text{ mm}\times 267\text{ mm}$ の一様な陽子ビームを入射し、RCS を周回させキッカー電磁石の励磁なしで取り出される大エミッタンスを持った陽子が存在するのかを確かめた。これはエミッタンスとしては $5000\pi\text{ mm}\cdot\text{mrad}$ 以上に相当する。

図 4.26 は、縦軸 x' [mrad]、横軸 x [mm] でありキッカー電磁石直前の陽子のエミッタンスを示している。赤線が $x < -92\text{ mm}$ かつ $x' = 0\text{ mrad}$ 、青線が $x = 0\text{ mm}$ かつ $x' > 16\text{ mrad}$ の範囲を表している。アフタープロトンバックグラウンド起源として予想していた、この極端な領域の陽子は確認できなかった。図 4.27 は、縦軸 y [mm]、横軸 x [mm]、図 4.28 は縦軸 x' [mrad]、横軸 x [mm]、それぞれ RCS 取り出し部直前での陽子の位置とエミッタンスを示している。図 4.28 の赤丸は $2000\pi\text{ mm}\cdot\text{mrad}$ 以上のエミッタンスを持っているイベントを表している。このような陽子は、加速器機器との散乱などによって数 MeV 運動量を損失している。以上より残留ガスや真空ダクト、偏向電磁石、四重極電磁石を導入した RCS の realistic なシミュレーションを行い、 $2000\pi\text{ mm}\cdot\text{mrad}$ 以上の大エミッタンスの陽子の振る舞いを評価した。結果、キッカー電磁石直前には予想していた極端な領域に陽子は存在しない可能性があることが分かった。しかし、取り出し部直前には $2000\pi\text{ mm}\cdot\text{mrad}$ のエミッタンスをもつ陽子が存在する可能性があることが分かった。

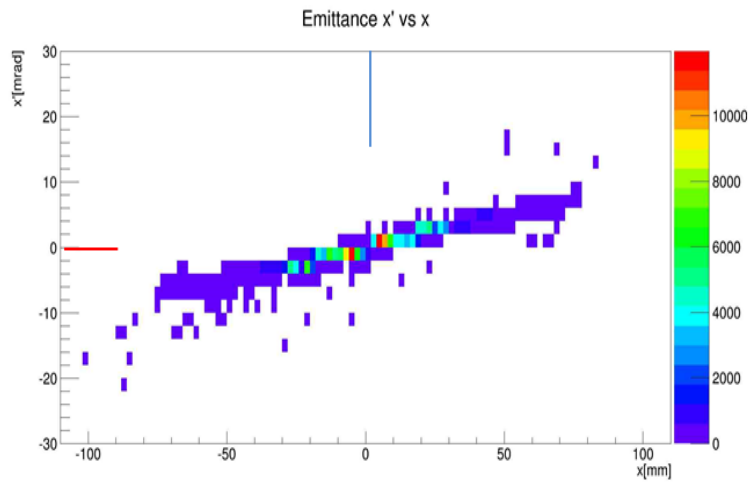


図 4.26 キッカー電磁石直前の陽子ビームのエミッタンス

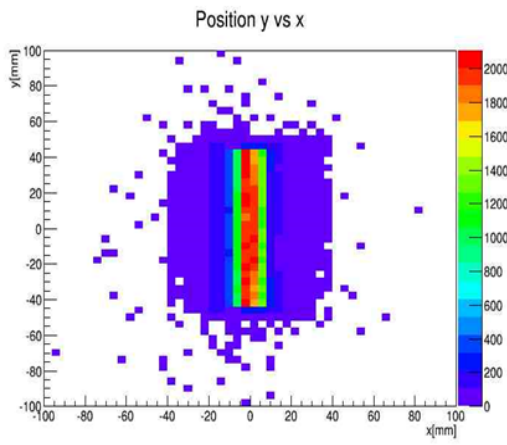


図 4.27 取り出し部直前の陽子ビームの位置

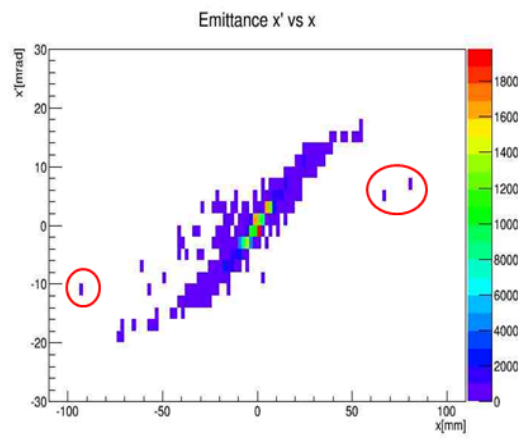


図 4.28 取り出し部直前の陽子ビームのエミッタンス

5 単一事象感度

単一事象感度 (Single-Event Sensitivity, 以後 SES と呼ぶ) とは、1 イベント観測したときの分岐比に相当する値である。例えば $SES=10^{-14}$ の場合、 10^{14} 回の MC に対し、1 回の μ - e 転換過程イベントに感度があるという意味である。モンテカルロ計算を用いて、グラファイト回転標的と SiC 回転標的を用いて、1 年間実験した場合のそれぞれの SES について評価する。SES は次式で記述できる。

$$SES = \frac{1}{N_{obs}} \quad (31)$$

$$N_{obs} = R_{\mu\text{-stop}} \times f_c \times f_{MC} \times A_{\mu e} \times T \quad (32)$$

$R_{\mu\text{-stop}}$ はミュオニック原子の生成数、 f_c は標的の C 原子核の割合、 f_{MC} はミュー粒子が Si、C 原子核と反応する確率、 $A_{\mu e}$ はミュー粒子標的の中で発生した 105 MeV/c の電子 1 個当たり最終スペクトルの運動量領域に入っている信号数、 T は測定時間を表している。 $A_{\mu e}$ は、ミュー粒子標的の中でのミュオニック原子の分布や、二次ビームライン (H-Line) のオプティクス、スペクトロメータの構成、トラッキング効率による値である。

5.1 モンテカルロ

モンテカルロ計算は下記の手順で行った。

1. Geant4 シミュレーションを用いてミュオニック原子を生成する。
2. Geant4 シミュレーションを用いて生成したミュオニック原子から μ - e 転換電子を生成する。
3. Geant4 シミュレーションを用いて生成した μ - e 転換電子を標的内輸送を行う。
4. G4Beamline シミュレーションを用いて標的から放出される μ - e 転換電子を二次ビームライン (H-line) の中で輸送する。
5. G4Beamline シミュレーションを用いてワイヤーチェンバーにヒットしたイベント数を算出する。

手順 1)、運動エネルギー 3 GeV 陽子ビームを陽子標的兼ミュー粒子静止標的である、SiC 回転標的またはグラファイト回転標的に入射し、それぞれの原子核においてミュオニック原子を生成する。Geant4 の version として、geant4-09-02-patch-04 を使用した。物理モデルは、ハドロンモデルの QGSP_BERT_HP を用いた。グラファイト回転標的の形状は、厚さ 20 mm、半径 168 mm、密度 2.26 g/cm³、SiC 回転標的の形状は、厚さ 20 mm、半径 187.5 mm、密度 3.1 g/cm³、でモンテカルロ計算を行った (図 5.1)。

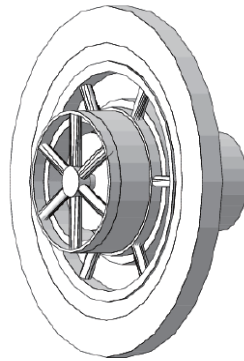


図 5.1 Geant4 による回転標的の 3D モデル

入射陽子イベントとして、 7×10^8 の陽子を標的に入射し、標的中に μ^- を静止させた。静止した μ^- の x - y 平面の分布は、グラファイト回転標的の場合が図 5.2、SiC 回転標的の場合が図 5.3 である。

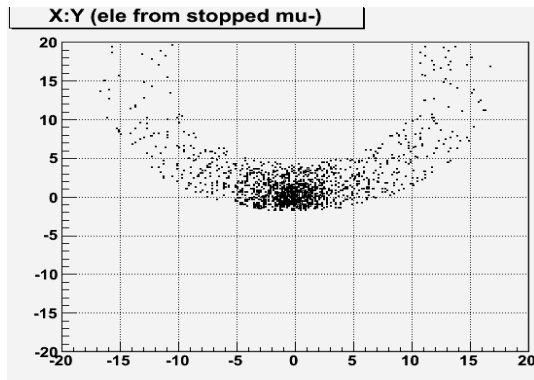


図 5.2 グラファイト回転標的に静止した μ^- の x - y 平面における分布

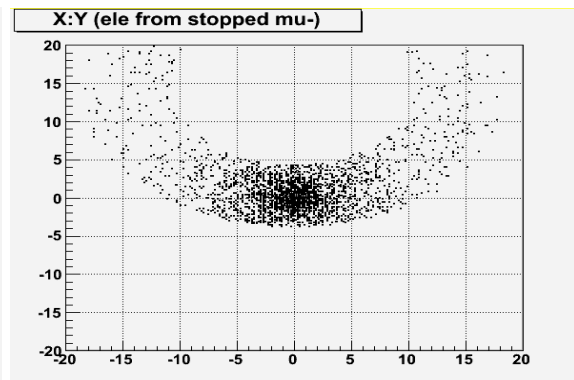


図 5.3 SiC 回転標的に静止した μ^- の x - y 平面における分布

手順 2)、静止したミュー粒子の位置情報を用いて、その位置から μ - e 転換過程により放出される電子を生成する。このシミュレーションを行う過程で、統計量を稼ぐためミュー粒子の位置をガウス分布で揺らし、揺れた位置からも μ - e 転換過程による電子を発生させた。今回のモンテカルロ計算では、ビーム軸方向 z に対しては 0.1 mm、ビーム軸に垂直な面の x - y 方向にはそれぞれ 5 mm で静止したミュー粒子の位置を揺らし、イベント数を 1×10^6 に増やした。グラファイト標的の場合生成する電子の運動量は 105.06 MeV/ c 、寿命 2000 ns、SiC 標的の場合生成する電子の運動量は 104.91 MeV/ c 、寿命は 753.94 ns である。入射陽子 7×10^8 で生成されるグラファイト回転標的におけるミュオニック原子の y 方向分布が図 5.4、 z 方向分布が図 5.5、SiC 回転標的の場合の y 方向分布が図 5.6、 z 方向分布が図 5.7 である。 x - y 方向に 5 mm、 z 方向に 0.1 mm ガウス分布でミュオニック原子の位置を揺らした

後のグラフィット回転標的の y 方向分布が図 5.8、 z 方向分布が図 5.9、SiC 回転標的の y 方向分布が図 5.10、 z 方向分布が図 5.11 である。そこから生成した μ - e 転換電子のグラフィット回転標的の場合の運動量分布が図 5.12、寿命を示したのが図 5.13、SiC 回転標的の場合の運動量分布が図 5.14、寿命が図 5.15 である。

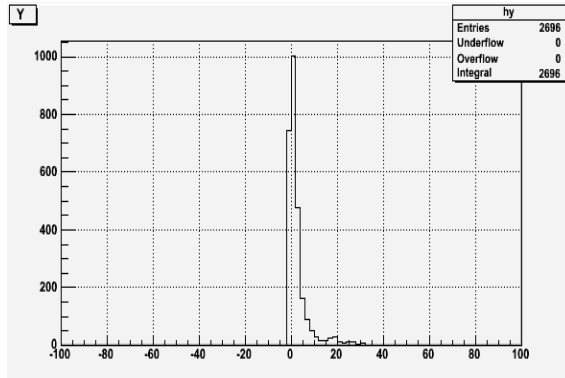


図 5.4 標的に生成したミュオン原子数の y 方向分布。グラフィット回転標的。

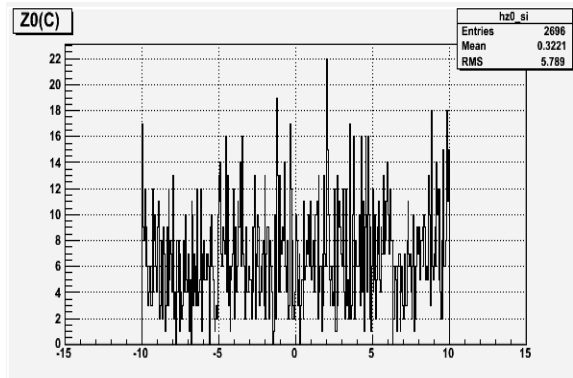


図 5.5 標的に生成したミュオン原子数の z 方向分布。グラフィット回転標的。

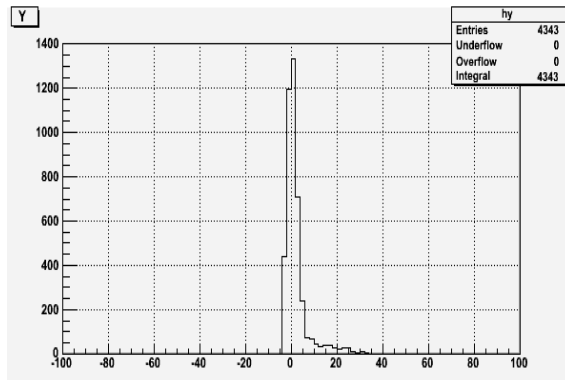


図 5.6 標的に生成したミュオン原子数の y 方向分布。SiC 回転標的。

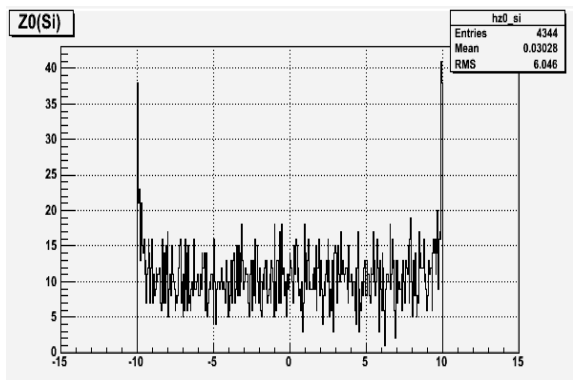


図 5.7 標的に生成したミュオン原子数の z 方向分布。SiC 回転標的。

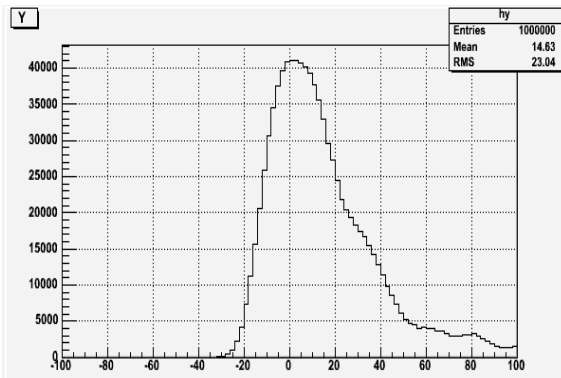


図 5.8 統計増し後の標的に生成したミュオニック原子数の y 方向分布。グラフタイト回転標的。

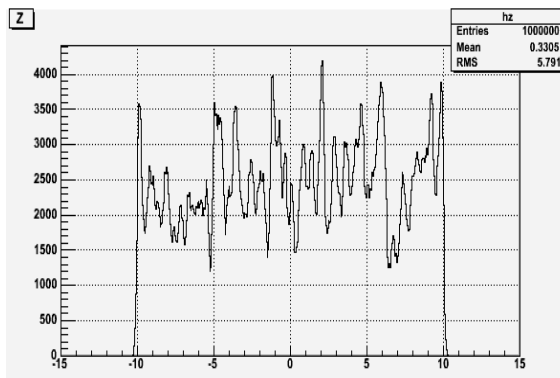


図 5.9 統計増し後の標的に生成したミュオニック原子数の z 方向分布。グラフタイト回転標的。

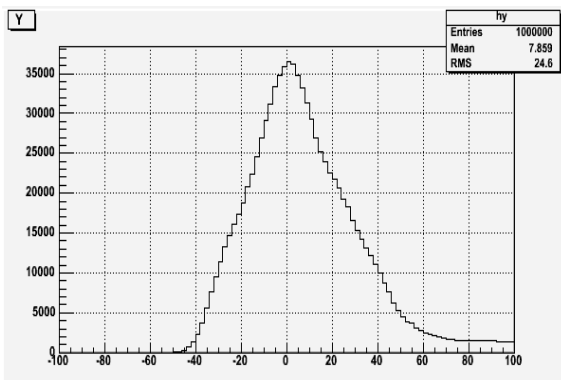


図 5.10 統計増し後の標的に生成したミュオニック原子数の y 方向分布。SiC 回転標的。

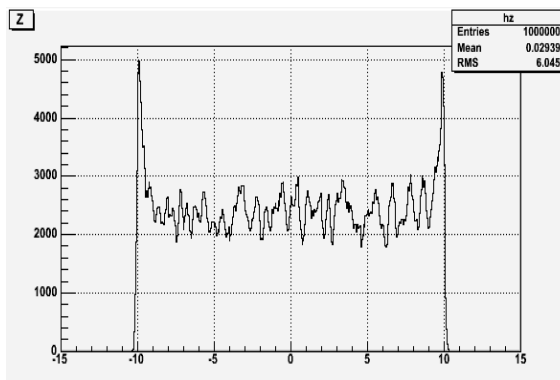


図 5.11 統計増し後の標的に生成したミュオニック原子数の z 方向分布。SiC 回転標的。

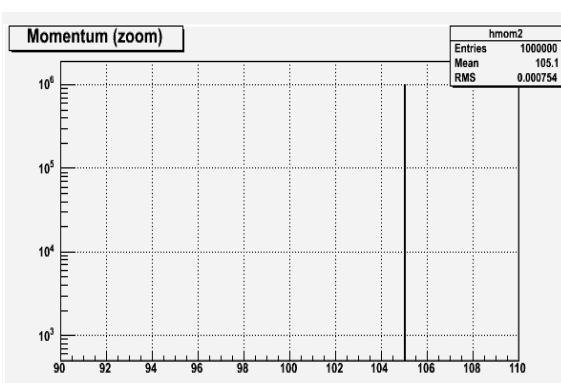


図 5.12 生成した μ - e 転換電子の運動量。グラフタイト回転標的。

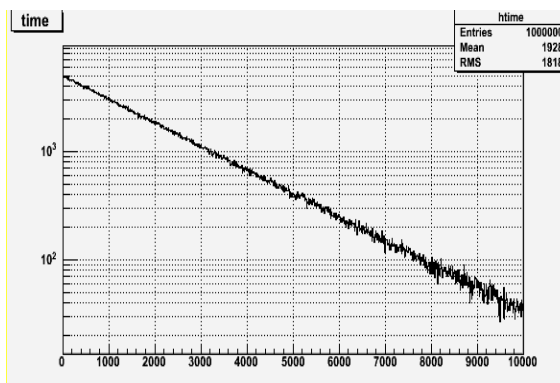


図 5.13 生成したミュオニック原子の寿命。グラフタイト回転標的。

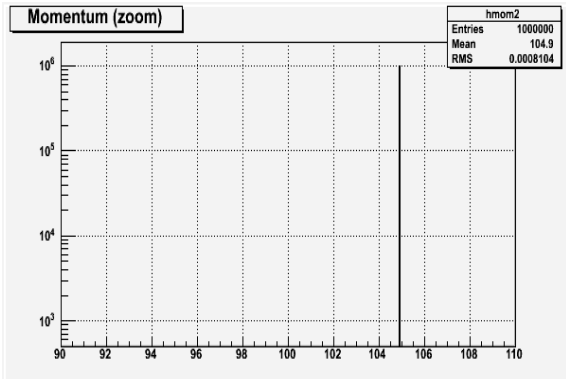


図 5.14 生成した μ - e 転換電子の運動量。SiC 回転標的。

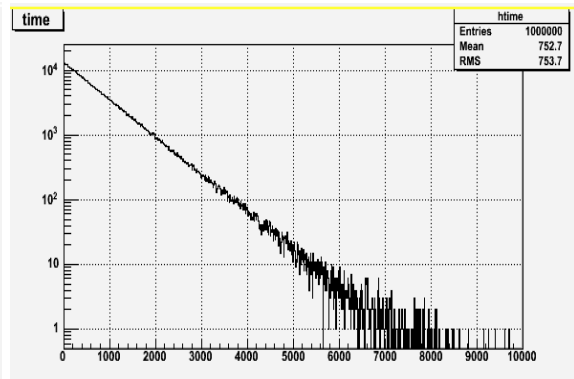


図 5.15 生成したミュオニック原子の寿命。SiC 回転標的。

手順 3)、発生させた電子をそれぞれの標的内で輸送をする。この過程も Geant4 を用いて行った。ガウス分布で静止したミュオン粒子を揺らしたことにより、標的外に出てしまうイベントも存在する。標的外に出てしまったイベントはこの後のモンテカルロでは、使用しない。標的内輸送が終わり標的外に放出された電子の運動量を図 5.16 に示した。

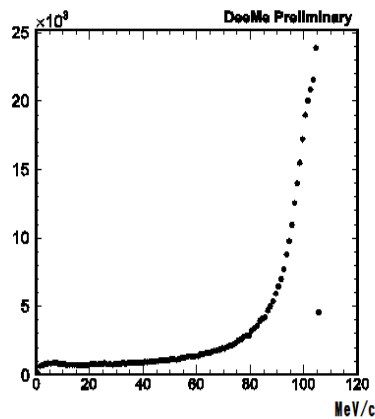


図 5.16 標的から放出される電子の運動量:グラフィット回転標的

手順 4)、標的内の輸送が終わり、標的の外に電子が放出されたら、G4beamline シミュレーション (version:2.06) を用いてそれらの電子のビームラインでの振る舞いを評価していく。二次ビームライン (H-line) を輸送している様子が図 5.17 である。赤線が電子を表している。

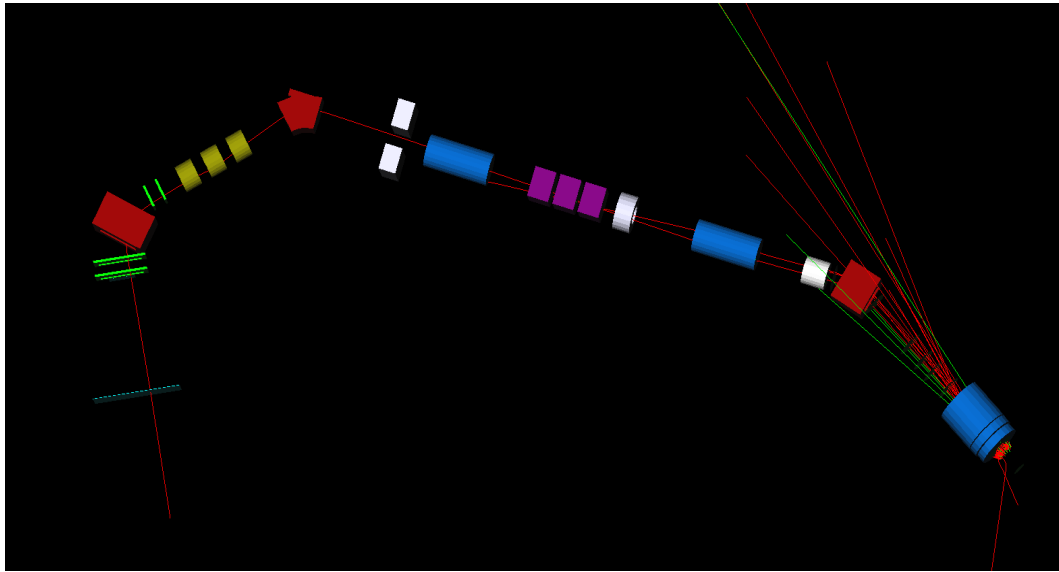


図 5.17 H-line を電子が通過する様子

手順 5)、二次ビームライン (H-Line) を通過し、ワイヤーチェンバーをヒットした運動量 90 MeV/c 以上をもつ電子の運動量スペクトルは、グラファイト回転標的の場合が図 5.18 ~ 5.21、SiC 回転標的の場合が図 5.22 ~ 5.25 である。ワイヤーチェンバー 1 (wc1) が最も手前に設置されているチェンバーに相当し、ワイヤーチェンバー 4 (wc4) が最も後方に設置されているチェンバーに相当する。

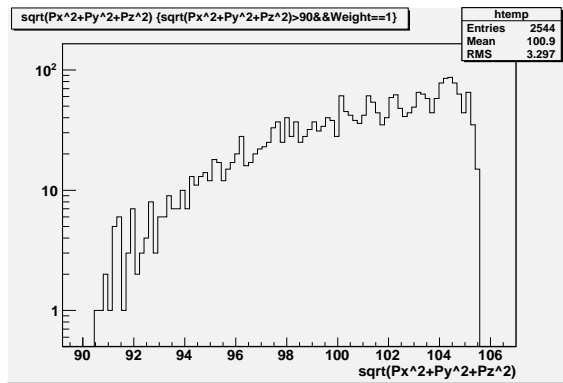


図 5.18 wc1 での運動量スペクトル:グラファイト回転標的

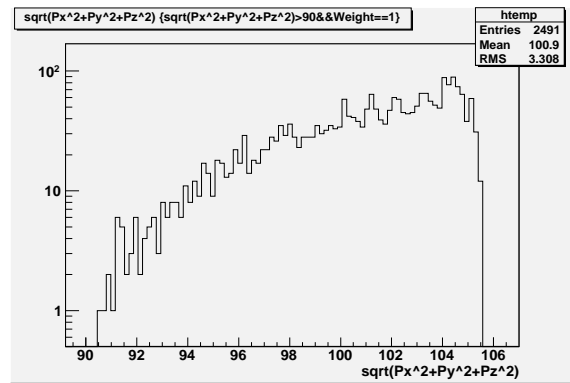


図 5.19 wc2 での運動量スペクトル:グラファイト回転標的

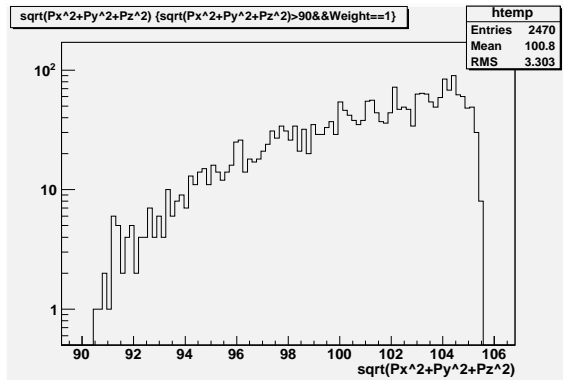


図 5.20 wc3 での運動量スペクトル:グラファイト回転標的

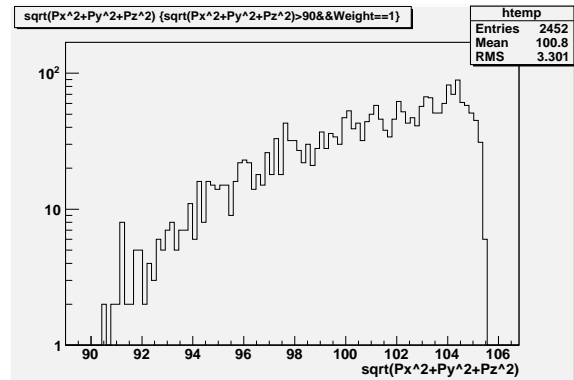


図 5.21 wc4 での運動量スペクトル:グラファイト回転標的

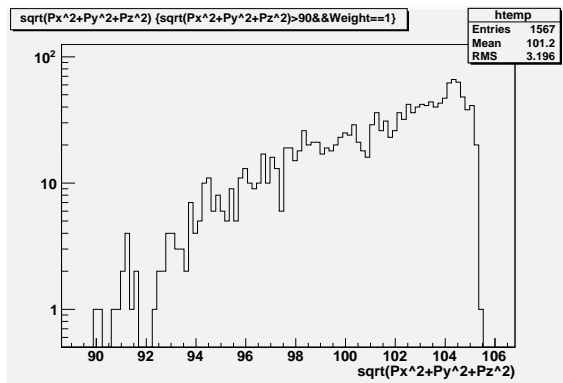


図 5.22 wc1 での運動量スペクトル:SiC 回転標的

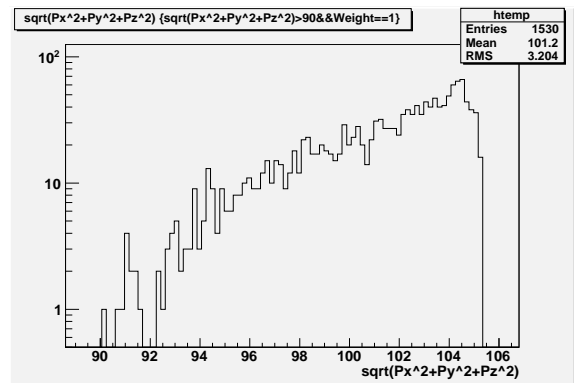


図 5.23 wc2 での運動量スペクトル:SiC 回転標的

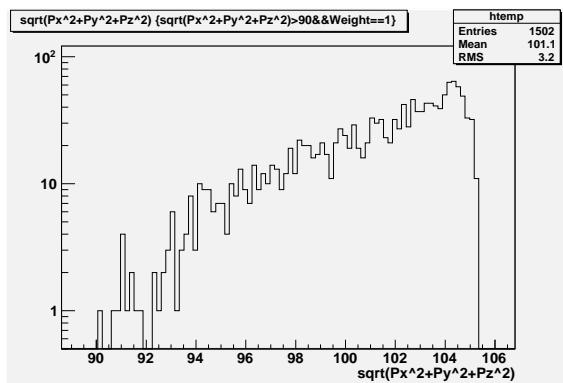


図 5.24 wc3 での運動量スペクトル:SiC 回転標的

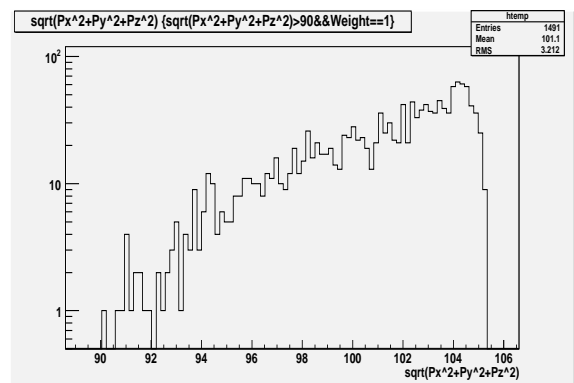


図 5.25 wc4 での運動量スペクトル:SiC 回転標的

5.2 結果

今回は SES を次式で算出した。

$$\text{SES} = \frac{1}{f_{\text{wc4}} \times N_{\text{RCS}}} \quad (33)$$

N_{RCS} はビーム強度 1 MW、ビームタイム 2×10^7 s のとき標的に入射される陽子数、 f_{wc4} は入射した 3 GeV 陽子一個当たりの wc4 をヒットする μ - e 転換電子のイベント数である。 f_{wc4} は次式で記述できる。

$$f_{\text{wc4}} = \frac{S_{\mu} \times H_{\text{wc4}}}{N_p \times N_i} \times f_{\text{MC}} \quad (34)$$

S_{μ} は標的に静止したミュー粒子の数、 N_p はモンテカルロに用いた 3GeV 陽子数、 N_i は統計増しを行ったときの標的内に残ったイベント数、 f_{MC} は各原子核と反応する割合、 H_{wc4} は wc4 をヒットした 102 MeV/ c 以上の運動量をもつ μ - e 転換電子の数を表す。 H_{wc4} の時間によるカットは次式のように定義した。

$$H_{\text{wc4}} = \frac{H_{\text{wc4}}(t > 300 \text{ [ns]})}{2} + \frac{H_{\text{wc4}}(t > 900 \text{ [ns]})}{2} \quad (35)$$

t は 3 GeV 陽子が入射してからの時間を表す。DeeMe は RCS から陽子が入射されてから 1 μ s 後から測定を開始する。この陽子は、パルス間隔 600 ns の 2 パルスという時間構造で照射される。したがって、1 パルス目が入射されてから 1 μ s 後に相当する $t > 300$ ns と、2 パルス目が入射してから 1 μ s 後に相当する $t > 900$ ns の時間カットを wc4 をヒットするイベントに課している。

モンテカルロの結果、式 (33)、(34)、(35) で用いる各値は、表 6 となった。

表 6 SiC 標的、C 標的の結果:Geant4-09-02-patch-04、G4beamline-2.06

	SiC 標的	C 標的
N_p	7×10^8	7×10^8
S_{μ}	4344	2696
N_i	963563	946675
H_{wc4}	405(Si)、619.5(C)	863.5
f_{MC}	0.66×0.7 (Si)、 0.08×0.3 (C)	0.08
f_{wc4}	1.30×10^{-9}	2.81×10^{-10}
SES	1.86×10^{-14}	8.63×10^{-14}

以上より、グラファイト回転標的を用いた場合、 $\text{SES} = 8.63 \times 10^{-14}$ 、SiC 回転標的を用いた場合、 $\text{SES} = 1.86 \times 10^{-14}$ となった。グラファイト回転標的で 1 年間実験を行うと現在の実験上限値をおよそ

1桁向上させられる可能性があることが分かった。グラフィイト回転標的から SiC 回転標的に標的を置き換えると SES はおよそ 4.6 倍向上する可能性があることが分かった。

6 結論

アフタープロトンバックグラウンドは、間接的な測定結果によると $R_{AP}=2.2\times 10^{-18}$ 、ミュー粒子起源のバックグラウンドを取り除くと $R_{AP} < 2.1\times 10^{-19}$ となった。これによる予想アフタープロトンバックグラウンド数 N_{AP} は、 2×10^7 s のビームタイム当たり $N_{AP} < 0.045$ と十分小さい。さらにミュー粒子起源のバックグラウンドを差し引くと $N_{AP} < 0.004$ と十分小さいことが分かった。

アフタープロトンバックグラウンドの起源を理解するために、加速器の情報 (真空ダクト、四極電磁石、偏向電磁石、コリメータ) を用いて、RCS 全周を G4beamline にモデル化した。メインパルスの取り出し後を仮定した一様なビームを入射した結果、 2000π mm·mrad 以上のエミッタンスを持った陽子が取り出し部直前に存在する可能性があることが分かった。

陽子標的兼ミュオン静止標的としてグラファイト回転標的、シリコンカーバイド回転標的を用いた場合、モンテカルロ計算ではそれぞれ単一事象感度は 8.63×10^{-14} 、 1.86×10^{-14} となった。グラファイト標的からシリコンカーバイド標的に置き換えると約 4.6 倍感度が向上することが期待でき、グラファイト標的を用いて 1 年間 (2×10^7 s) 実験すれば現在の実験上限値を 1 桁以上改善するであることが期待できる。

7 今後

RCS 取り出し部に設置しているビームロスモニターについて、ミュー粒子崩壊 ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$) に伴う陽電子バックグラウンドを削減するために、鉛・シンチレーターの ΔE カウンターを設計した。G4beamline で評価を行ったところ、現在の感度からおよそ二桁改善し、 $R_{AP}\sim 10^{-20}$ レベルでのアフタープロトン測定が可能になることが分かった。2015 年の年始にインストールは完了しており、その様子を図 7.1 に示した。図に向かって右から左へと陽子ビームは通過する。鉛の厚さは右から順に 32 mm、16 mm、16 mm、32 mm で、シンチレーターは厚さ 10 mm、大きさ 150 mm×200 mm のものを設置している。

アフタープロトン起源の理解に関しては、現在、非常に大きなエミッタンスの粒子が、メインパルスが取り出された後に、一様に存在していると仮定して計算している。実際は、キッカー電磁石が励磁されるため、メインパルスの 2 バンチ取り出しの際リング内に残存できる粒子は非常に大きなエミッタンスを持った粒子だけであることが分かっている。この粒子のエミッタンスは、キッカー電磁石の励磁なしで取り出される粒子と同等の 2000π mm·mrad 以上である。今後のシミュレーションの流れとして、今回評価した取り出し部直前で、エミッタンスが 2000π mm·mrad 以上の陽子がアフタープロトンになるのかを G4beamline を用いてシミュレーションを行う。次に、取り出しビームのプロファイルの測定

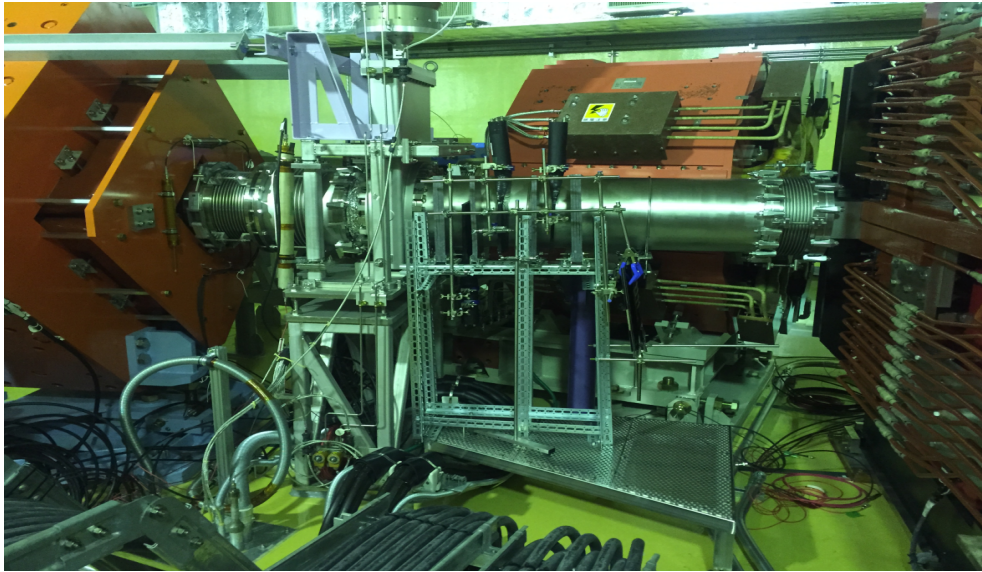


図 7.1 新しくインストールしたビームロスモニター

結果より、取り出し直前のビームの分布を生成する。そのビームを数十回 RCS を周回させ、キッカー電磁石直前のビームプロファイルを確認し、 324π mm·mrad 以上の粒子がどのくらい存在しているかを評価していく。キッカー電磁石直前のビームプロファイルを用いてキッカー電磁石を励磁した場合の計算を行い、取り出しビームラインに入らず RCS 内に残存する粒子がどのくらいを評価する。この粒子分布を入射粒子分布として今回行ったシミュレーションを実行すると、実際の取り出し粒子数とアフタープロトン数をシミュレーションで評価することができる。

謝辞

本研究を進めるにあたり多くの方々のお力添えを頂きました。ここに感謝の意を述べたいと思います。大阪大学の青木正治准教授には、本研究を始める機会を頂き大変感謝しています。他大学の私に非常に丁寧なご指導や学会発表の機会など修士の2年間とてもお世話になりました。本実験の代表としてグループを統括する人柄・能力を尊敬し、共同研究者として研究できたことが大きな財産となりました。今後の人生でこのような上司のもとで働ける機会や上司としての振舞いを参考にしていきたいと思っています。

KEKの名取寛顕氏、中津川洋平氏、大阪大学の Nguyen Duy Thong 氏、 Nguyen Minh Truong 氏、伊藤慎太郎氏、長尾大樹君には、毎週のミーティングやビームテストの際に貴重なアドバイスを頂き大変感謝しています。皆様の人柄のおかげで2年間有意義で充実した研究生生活を送ることができました。JAEAの山本風海氏には、本研究を行うにあたり、加速器見学の機会や加速器の様々な情報を提供していただきました。高校生のとき加速器施設で働くことが夢であった私には貴重な経験となりました。論文執筆の際もアドバイスを頂き大変感謝しています。本実験の共同研究者の皆様には、様々な場面で大変お世話になりました。1プロジェクトを完遂させるためにはたくさんの方それぞれが熱心に研究しなければいけないのだと肌で感じることができました。

清矢良浩教授、山本和弘准教授には、本実験に参加させて頂ける機会や研究面での丁寧なご指導に加え、研究室生活を充実したものにしてくださったことに大変感謝しています。研究者というのは単に賢い人ではなく、人格者でなければならないのだなと感じました。学部時代を含め3年間お世話になったことが多いため書ききることができませんが、心より感謝しています。同級生の若松慶樹君、後輩の金賢一君、竹崎優斗君、手島菜月さん、小林一步君、原田潤君、古谷優子さんには、日頃の研究室生活を豊かなものにしてくださりました。刺激ある日々を送るには、周囲の環境が大切ということを同期や後輩の皆さんから感じることができました。

最後にこの大学で研究をする機会を与えてくださった両親に本当に感謝しています。

参考文献

- [1] 青木正治 *et al.* , 「J-PARC RCS からのパルス陽子ビームを活用したミュオン・電子転換過程探索実験 (DeeMe)」, 高エネルギーニュース Volume31 Number3 , pp.228-237 , (2012)
- [2] M. Aoki *et al.* , “The Experimental Search for μ - e Conversion in Nuclear Field at Sensitivity of 10^{-14} with Pulsed Proton Beam from RCS (DeeMe)” , J-PARC PAC Report , (2011)
- [3] M. Aoki *et al.* , “The Experimental Search for μ - e Conversion in Nuclear Field at Sensitivity of 10^{-14} with Pulsed Proton Beam from RCS (DeeMe)” , J-PARC PAC Report , (2012)
- [4] Y. Nakatsugawa , “Experimental Search for μ - e Conversion in Nuclear Field at J-PARC MLF H-Line” , NuFact Session:WG4 (2013)
- [5] H. Natori , “DeeMe experiment An experimental Search for a mu-e conversion reaction at J-PARC MLF” , 1st Conference on Charged Lepton Flavour Violation (2013)
- [6] 青木正治 *et al.* , 「RCS からのパルス陽子ビームを活用したミュオン電子転換過程の探索実験」, 高エネルギー加速器研究機構物質構造科学研究所 平成 23 年度ミュオン共同利用 S 型実験課題申請書
- [7] 青木正治 *et al.* , 「RCS からのパルス陽子ビームを活用したミュオン電子転換過程の探索実験」, 高エネルギー加速器研究機構物質構造科学研究所 平成 26 年度ミュオン共同利用 S 型実験課題申請書
- [8] 青木正治 *et al.* , 「RCS からのパルス陽子ビームを活用したミュオン電子転換過程の探索実験」, 高エネルギー加速器研究機構物質構造科学研究所 平成 27 年度ミュオン共同利用 S 型実験課題申請書
- [9] K. Yamamoto *et al.* , “Measurement system of the background proton in DeeMe experiment at J-PARC” , J-PARC Symposium 2014 1.2.Acc Synchrotrons P-204
- [10] K. Yamamoto , “Efficiency Simulations for the beam collimation system of the Japan Proton Accelerator Research Complex rapid-cycling synchrotron” , Phys. Rev. ST-AB 11 , 123501 (2008)
- [11] A. Czarnecki , X.G. Tormo , W.J. Marciano , “Muon decay in orbit spectra for μ - e conversion experiments” , Hyperfine Interact. 210 , 19-23 (2012)
- [12] 西口創 , 「ミュオン電子転換過程探索実験・COMET」, 高エネルギーニュース Volume31 Number3 , pp.219-227 , (2012)
- [13] 林達也 , 「COMET 実験のためのドリフトチェンバー検出器のフロントエンド回路の開発」, 大阪大学久野研究室修士論文 (2013)
- [14] Ralf Ehrlich , “The Mu2e Experiment” , BLV 2013
- [15] 高田耕治 , 「加速器の基礎概念」, (2002)

- [16] 木村嘉孝 *et al.* , 「実験物理学シリーズ 第7巻 高エネルギー加速器」, (2008)
- [17] 亀井亨, 木原元央 *et al.* , 「パリティ物理学コース 加速器科学」, (1993)
- [18] Tom Roberts *et al.* , “G4beamline User’s Guide 2.16” , (2013)

