

令和元年度卒業論文

ALICE 実験新規前方飛跡検出器の π/K 中間子崩壊
 μ 粒子除去性能評価

広島大学理学部物理科学科 4 年
クォーク物理学研究室
学籍番号 B160159

徳本 涼香

2020 年 2 月 25 日
指導教官 志垣 賢太 教授
主査 志垣 賢太 教授
副査 岡本 宏巳 教授

概要

ALICE 実験は欧州原子核研究機構 (CERN) の大型ハドロン衝突型加速器 (LHC 加速器) で行われている実験の中で唯一、高エネルギー重イオン衝突に特化した実験である。光速近くまで加速した重イオンを衝突させることで、ビッグバン直後の極初期宇宙に存在していたとされるクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) を生成し、その性質の研究を行なっている。現在、LHC 加速器は 2019 年から 2 年間のロングシャットダウンを実施しており、2021 年から開始される Run 3 に向け ALICE 実験では、前方領域に新たに Muon Forward Tracker (MFT) を導入する。MFT を衝突点とフロントアブソーバーの間に設置する事で、アブソーバーによる多重散乱の影響を受ける前の μ 粒子を測定し、衝突点とアブソーバー後段に設置したミュオンスペクトロメーター間における μ 粒子の飛跡再構成をより正確に行うことができる。その結果、衝突点付近での生成点分解能向上による μ 粒子対質量分解能の向上や、バックグラウンドである荷電 π/K 中間子崩壊 μ 粒子の除去を可能とし、より高精度な μ 粒子測定を通して QGP の性質に迫ることが期待される。本研究では、高エネルギー重イオン衝突によって生成した QGP の性質を調べるために感度の高いプローブとして用いられる荷電 μ 粒子を対象とし、GEANT4 シミュレーションを用いてアブソーバー前後での位置-角度相関を確認した。その際、ALICE 実験で実際に使用されているアブソーバーのジオメトリや、MFT の検出領域を考慮することで、MFT 導入後のバックグラウンド除去性能評価に向け物理的に意味をもつ衝突点で直接生成された μ^- 粒子と、バックグラウンドの原因となる π^- 中間子崩壊 μ^- 粒子において飛跡候補数の比較を行った。

目次

1	序論	5
1.1	クォーク・グルーオン・プラズマ	5
1.2	QGP の実験的研究	6
1.2.1	高エネルギー重イオン衝突実験	6
1.2.2	前方ラピディティ領域における μ 粒子測定	7
1.3	研究主題	7
2	実験背景	8
2.1	LHC-ALICE 実験	8
2.2	ALICE 実験における前方 μ 粒子測定	9
2.2.1	ミューオンスペクトロメーター	9
2.2.2	μ 粒子測定におけるバックグラウンド	10
2.3	MFT	11
3	シミュレーション手順	13
3.1	アブソーバー MUON 側における μ^- 粒子	13
3.1.1	シミュレーション上でのアブソーバー定義	13
3.1.2	衝突点から π^- 中間子入射	14
3.1.3	π^- 中間子崩壊 μ^- 粒子	15
3.2	アブソーバー衝突点側における μ^- 粒子	17
3.2.1	入射させる μ^- 粒子の定義	17
3.2.2	崩壊 μ^- 粒子と直接生成 μ^- 粒子の飛跡再構成	17
3.2.3	衝突点での x - θ 分布	17
3.3	飛跡候補数の比較	18
3.3.1	飛跡候補数の定義	19
3.3.2	粒子数密度の算出	19
3.3.3	探索領域の定義	21
4	結果	23
4.1	アブソーバー MUON 側における μ^- 粒子	23
4.1.1	x 分布 p_T 依存性	23
4.1.2	親粒子場合分け	24
4.2	アブソーバー衝突点側における μ^- 粒子	25
4.2.1	π^- 中間子崩壊 μ^- 粒子の決定	25
4.2.2	π^- 中間子崩壊 μ^- 粒子 x - θ 分布	25
4.2.3	直接生成 μ^- 粒子 x - θ 分布	27
4.3	飛跡候補数の導出	28

4.3.1	h_x の決定	28
4.3.2	探索領域の決定	30
4.3.3	飛跡候補数	31
5	考察、結論	32

図目次

1	左 通常原子核物質 右 クォーク・グルーオン・プラズマ [1]	5
2	QCD 相図 [2]	6
3	LHC 検出器 [4]	8
4	ALICE 実験検出器 [5]	8
5	ミューオンスペクトロメーター [6]	9
6	μ 粒子測定における主なバックグラウンド [7]	10
7	MFT 設置前の μ 粒子測定 [7]	11
8	MFT 設置後の μ 粒子測定 [7]	11
9	MFT[8]	12
10	GEANT4 で再現したアブソーバー	14
11	衝突点から π^- 中間子を入射	14
12	Geant4 上での π^- 中間子崩壊の様子	16
13	x, θ の定義	16
14	A) π^- 中間子崩壊 μ^- 粒子と B) 直接生成 μ^- 粒子の入射の違い	18
15	飛跡候補数	18
16	衝突点由来と考えられる粒子	21
17	衝突点由来を表す赤線	22
18	x 分布の p_T 依存性	23
19	親粒子による場合分け	24
20	崩壊 μ^- の $x-\theta$ 分布 [1]	26
21	崩壊 μ^- 粒子の $x-\theta$ 分布 [2]	27
22	直接生成 μ^- 粒子の $x-\theta$ 分布	28
23	直接生成 μ^- 粒子 探索領域	28
24	崩壊 μ^- 粒子 探索領域-[1]	29
25	崩壊 μ^- 粒子 探索領域-[2]	30
26	飛跡候補数比較 赤:直接生成 μ^- 粒子, 青:崩壊由来 μ^- 粒子	32
27	理想的な飛跡候補数	33

表目次

1	MFT 各 Disk の外径, 内径, 位置 [9]	12
2	π^- 中間子の主な崩壊チャンネル [10]	16
3	各 η 範囲における荷電粒子数 [11]	19
4	各 η 範囲における粒子数密度	20
5	崩壊 μ^- 粒子の決定	25
6	h_x の算出	31

1 序論

1.1 クォーク・グルーオン・プラズマ

量子色力学 (Quantum Chromodynamics, QCD) は自然界における4つの基本相互作用の一つである強い相互作用を記述する基礎理論である。強い相互作用は物質を構成する素粒子であるクォークやグルーオンの間に働く作用である。漸近的自由性より通常状態では相互作用が強くなることから、QCDにはクォークやグルーオンを単体で取り出すことができないという性質がある (クォークの閉じ込め)。しかし、温度を非常に高くする、もしくは密度を非常に高くすることでこのクォークの閉じ込めが破れるというもう一つの性質が存在する。これは、水が温度や圧力の変化によって固体、液体、気体などの相を持つことと同様に原子核物質にも相が存在する (図2) ことから説明される。ビッグバン直後である極初期宇宙では相転移温度 ($T_c \simeq 170\text{K}$) を優に超える超高温下であったため、クォークやグルーオンはハドロン相から転移しバラバラの状態となっていたと考えられる。このようなクォーク・グルーオンの非閉じ込め状態のことをクォーク・グルーオン・プラズマ (Quark Gluon Plasma, QGP) と呼ぶ (図1)。

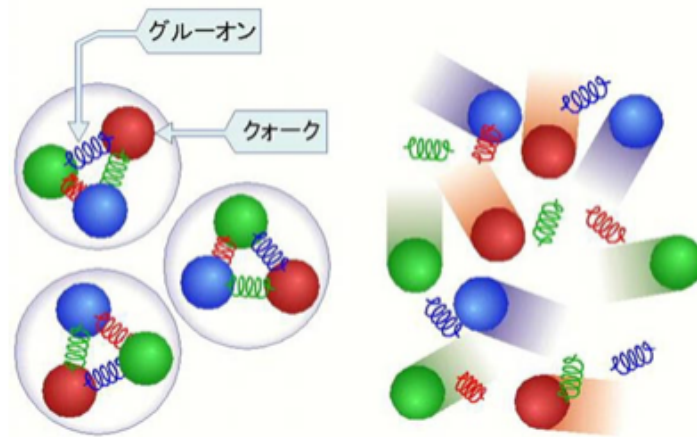


図 1: 左 通常原子核物質 右 クォーク・グルーオン・プラズマ [1]

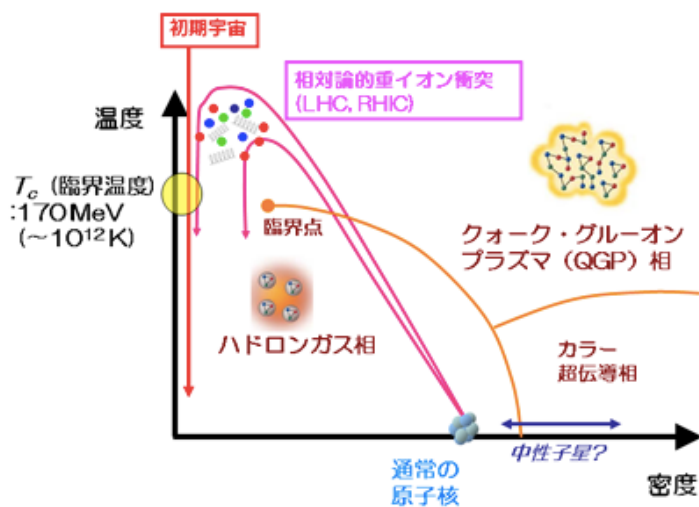


図 2: QCD 相図 [2]

1.2 QGP の実験的研究

1.2.1 高エネルギー重イオン衝突実験

QGP を人工的に生成する有用な手段が高エネルギー重イオン衝突である。重イオン、つまり鉛などの重い原子核同士を光速近くまで加速・衝突させ、高温・高密度物質を生成する。衝突させるのは原子核同士なので、十分大きな体積かつ高エネルギーの衝突であれば、相転移温度を十分に超えることが期待でき、実験室で QGP を作ることが可能となる。このような QGP の生成を目指す高エネルギー重イオン衝突実験は 1980 年代から始まり、現在では CERN 研究所の LHC 加速器や、ブルックヘブン国立研究所の RHIC 加速器で精力的に研究が行われている。

1.2.2 前方ラピディティ領域における μ 粒子測定

高エネルギー重イオン衝突によって生成した QGP は急激な膨張を伴う時空発展により温度が下がり、最終的に通常のハドロン物質となる。そのため私たちが測定するのは、衝突の全ての段階で生成された粒子の重ね合わせである。したがって、QGP に高い感度をもつ粒子の測定が必要である。QGP 生成時に放出されるレプトンは強い相互作用をしないので、周辺に存在するハドロンとの二次的散乱を起こさずに QGP 領域を抜け出してくる。よって、レプトンの測定から QGP 生成時の温度や密度に関する情報を直接得ることができる。

ところで前方ラピディティ領域での測定を考える。ラピディティとは、粒子の運動を記述する上で使われる変数 y であり、(1) 式で表される。

$$y \equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \tanh^{-1} \left(\frac{p_z}{E} \right) \quad (1)$$

この時、 z 軸はビームラインの方向にとる。前方ラピディティにおいて粒子数密度が大きいことから、粒子測定は困難だが、 μ 粒子は高い透過性を持つことより、遮蔽体によって他粒子を止めることで、 μ 粒子のみの測定を行うことが可能となる。したがって、レプトンの中でも μ 粒子は前方ラピディティ領域における粒子測定に適していると言える。

1.3 研究主題

前方 μ 粒子は QGP の性質を調べるための強力なプローブであり、LHC-ALICE 実験 (2.1) では 2021 年より新規前方飛跡検出器 Muon Forward Tracker(MFT) を衝突点近傍に設置し、より高精度な前方 μ 粒子測定を推進する。前方 μ 粒子測定の主なバックグラウンドは π/K 中間子崩壊で生成される μ 粒子であり、その除去能は測定精度に関わる重要な要素である。そのため、本研究の目的は、GEANT4 シミュレーションを用いて、MFT 設置後の ALICE 実験における π/K 中間子崩壊 μ 粒子除去能の評価を行うことである。

2 実験背景

2.1 LHC-ALICE 実験

LHC 加速器 (Large Hadron Collider) は高エネルギー物理実験を目的としてヨーロッパ共同原子核研究機構 (CERN) により建設された世界最大のハドロン衝突型加速器であり、2009 年の陽子-陽子衝突 900GeV で物理運転を開始した (図 3)。また、LHC 加速器はフランスとスイスの国境をまたいで地下約 100m の位置に設置されており、円周の長さは 27km にも及ぶ。LHC 加速器で行われている実験の中で、ALICE (A Large Ion Collider Experiment) 実験は唯一高エネルギー重イオン衝突に特化した実験である。ALICE 実験検出器は、実験で生成される陽子、中間子、重粒子などの様々な粒子を幅広いエネルギー (運動量) 領域で測定できるように設計されており、全体の大きさは高さ・幅 16m、長さ 26m、総重量は 10000 トンにも及ぶ。

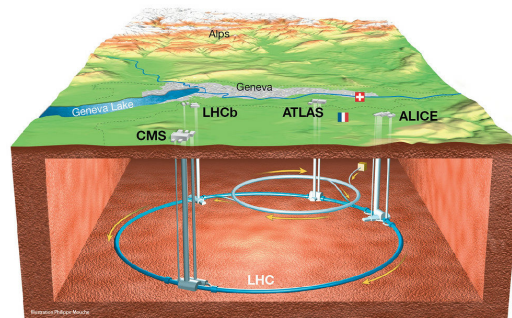


図 3: LHC 検出器 [4]

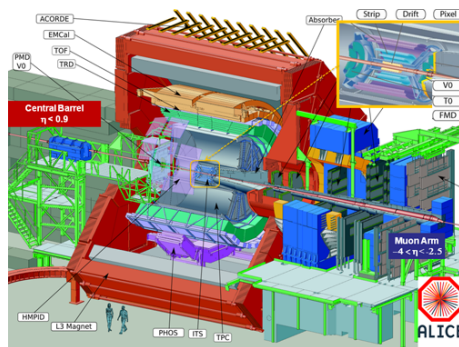


図 4: ALICE 実験検出器 [5]

2.2 ALICE 実験における前方 μ 粒子測定

2.2.1 ミューオンスペクトロメーター

ミューオンスペクトロメーター (MUON spectrometer) は ALICE 実験検出器で運用している μ 粒子検出器である (図 5)。擬ラピディティ領域は $-4 < \eta < -2.5$ であり、アブソーバー、ダイポールマグネット、ミューオンチェンバー (トラッキングシステム)、トリガーシステム (ミューオントリガー) から成る。原子核衝突実験では様々な粒子が生成され、あらゆる方向に飛散する。そのため運動量や位置情報を得るには困難が伴う。ミューオンスペクトロメーターでは、衝突点に最も近い場所にアブソーバーを設置している。カーボン、コンクリート、鉄で出来ており、原子核衝突によって生成される様々な粒子を取り除き、測定対象である μ 粒子のみを検出するために用いられている。またミューオンチェンバーとトリガーシステムの間設置してあるアブソーバーでは、1つ目のアブソーバーで出現したハドロン由来の二次粒子の除去が目的である。1つ目のアブソーバーを抜けた粒子はダイポールマグネットの磁場によりその軌道が曲げられ、ミューオンチェンバーで飛跡が測定される。得られた飛跡から粒子の運動量が決定される。以上の過程を経た粒子はトリガーシステムにて検出される。この時、アブソーバーを通過し、トリガーシステムまで到達できる粒子は μ 粒子のみであると考えられる。

衝突点から入射してくる粒子はミューオンスペクトロメーターのアブソーバー内において多重散乱の影響を受ける。そのため、ミューオンスペクトロメーターのみでは衝突点付近での飛跡を正確に知ることは難しいという問題がある。

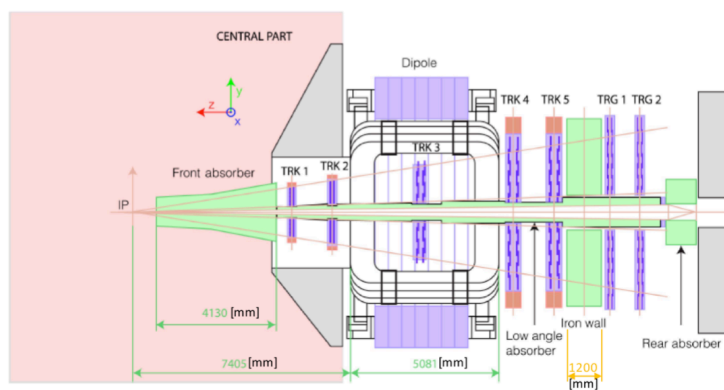


図 5: ミューオンスペクトロメーター [6]

2.2.2 μ 粒子測定におけるバックグラウンド

私たちが測定したい μ 粒子は衝突点から飛来する μ 粒子である。そのため、 π/K 中間子が崩壊して生成される μ 粒子やアブソーバーを抜けてくる π/K 中間子はバックグラウンドとなる。主に、

- 1) 親粒子である π/K 中間子が一次粒子であり、アブソーバー内部で崩壊して生成された μ 粒子
- 2) 親粒子である π/K 中間子が一次粒子であり、アブソーバー入射前に崩壊して生成された μ 粒子
- 3) 親粒子である π/K 中間子が二次粒子であり、アブソーバー内部で崩壊して生成された μ 粒子
- 4) アブソーバーを突き抜けてくる π/K 中間子の4種類に分けることができる (図6)。

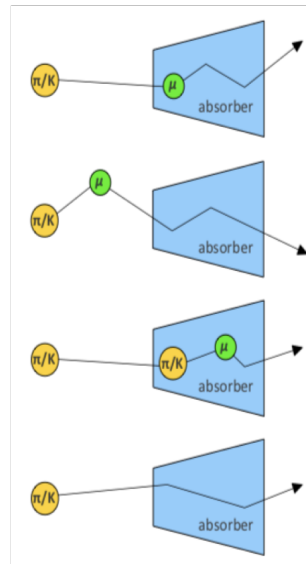


図 6: μ 粒子測定における主なバックグラウンド [7]

2.3 MFT

LHC 加速器は 2019 年から、ルミノシティの向上を目的とした 2 年間のロングシャットダウンを実施している。2021 年から開始される予定である Run 3 に向け、ALICE 実験では衝突点とミューオンスペクトロメーターの間に前方 μ 粒子飛跡検出器 (Muon Forward Tracker, MFT) を設置する (図 8)。MFT をアブソーバー前方に設置することによって、多重散乱の影響を受ける前の μ 粒子測定が可能となり、設置する前 (図 7) と比較してより正確な飛跡再構成が可能となる。

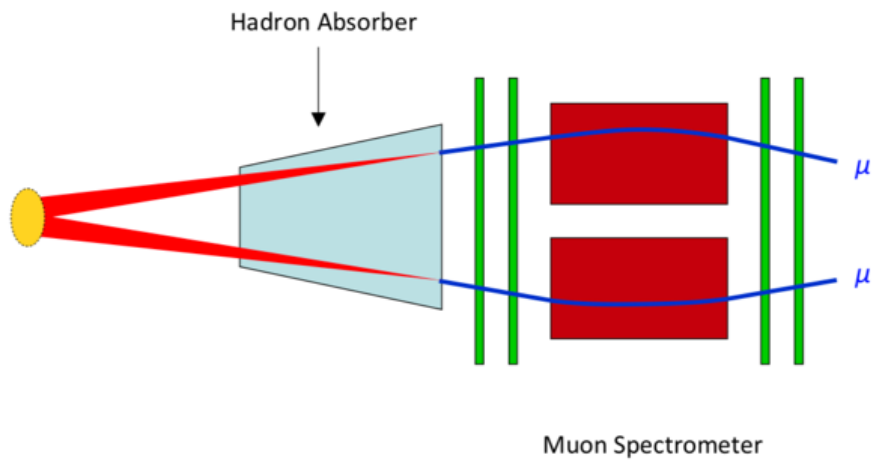


図 7: MFT 設置前の μ 粒子測定 [7]

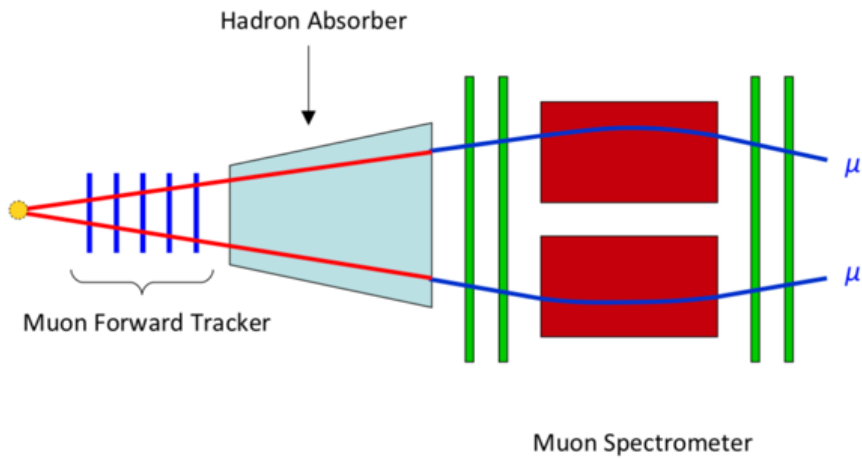


図 8: MFT 設置後の μ 粒子測定 [7]

MFT (図9) に関する詳しい情報は表1にまとめている。衝突点からビーム軸に沿って-460, -493, -531, -687, -768mmの地点にある5枚のディスクで構成されており、 $-3.6 < \eta < -2.45$ の擬ラピディティ領域を覆う。衝突点に近いディスクから順にDisk-0からDisk-4と名付けられている。Disk-0とDisk-1は同じ構造をしており、その他のDiskは異なる大きさ、構造を持つ。

MFTによる高精度な飛跡再構成によって、衝突点付近での生成点分解能向上による低質量 μ 粒子対質量分解能の向上や、チャームクォークとボトムクォークの識別が可能となる。また、衝突点において直接生成された物理的に意味を持つ μ 粒子とバックグラウンドとなる π/K 中間子の崩壊により生成された μ 粒子の区別が可能となることで、より高精度な μ 粒子測定を通してQGPの性質に迫ることを期待する。

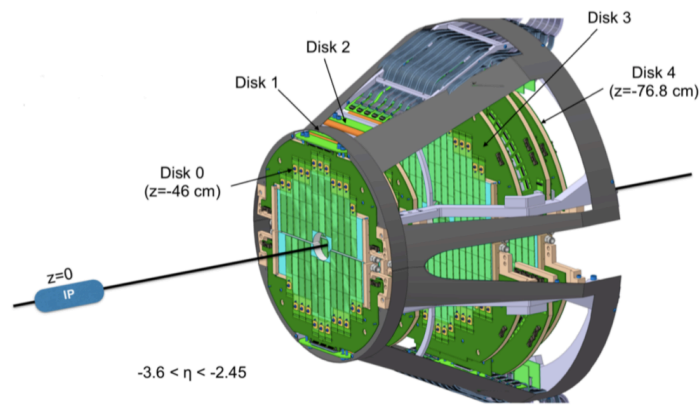


図9: MFT[8]

表1: MFT各Diskの外径, 内径, 位置[9]

disk No.	内径 (mm)	外径 (mm)	位置
1	25.0	92.6	-460
2	25.0	98.0	-493
3	25.0	104.3	-531
4	38.2	130.1	-687
5	39.2	143.5	-768

3 シミュレーション手順

本研究では MUON における μ 粒子情報を基に、MFT と MUON 間の飛跡を考える。しかしアブソーバー内部で μ 粒子は多重散乱の影響を受けるため、飛跡の再構成は困難を要する。そのため、今回は GEANT4 シミュレーションを用いてアブソーバー MUON 側での π^- 中間子崩壊 μ^- 粒子の位置・角度・運動量の導出を行い、その μ 粒子の情報に基づいて衝突点 (vertex) における飛跡候補数の算出を行った。以下導出までの手順を示す。

3.1 アブソーバー MUON 側における μ^- 粒子

アブソーバー MUON 側における崩壊 μ^- 粒子の位置、角度、運動量の情報を取り出すための手順を記す。

3.1.1 シミュレーション上でのアブソーバー定義

シミュレーションを行うにあたって GEANT4 (GEometry ANd Tracking 4) を使用した。GEANT4 は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ための CERN によって開発されたソフトウェアツールキットであり、GEANT4 を用いることでアブソーバーと粒子との相互作用を調べた。本研究では、MFT の擬ラピディティ領域を満たすように粒子に角度をつけて入射させる (3.1.2)。しかし、アブソーバー内部での多重散乱の影響により、アブソーバー通過後の粒子は x, y 軸方向に広がりをもつ。したがって、今回は粒子の分布を正確に知るため、 x, y 軸のジオメトリに関しては実際のアブソーバーより大きくし、より正確な位置分布を入手した。図 10 は実際に GEANT4 上で再現したアブソーバーである。アブソーバーの x, y 方向の長さはどちらも 5000mm に定めた。 z 方向に関しては、 $z = 0$ から $z = 2250\text{mm}$ までの間にカーボン、 $z = 2250\text{mm}$ から $z = 3510\text{mm}$ にコンクリート、 $z = 3510\text{mm}$ から $z = 4130\text{mm}$ に鉄を想定している。

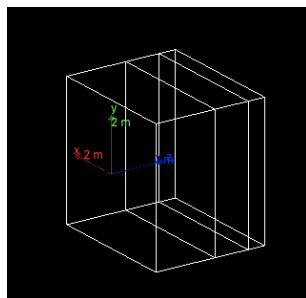


図 10: GEANT4 で再現したアブソーバー

3.1.2 衝突点から π^- 中間子入射

図 11 のように π^- 中間子を衝突点 ($z = -900$ mm) からアブソーバーに向けて入射させた。その際、入射時の η は MFT の擬ラピディティ領域 (図 11 緑線) を満たす $\eta = -3$ ($\theta = 5.7^\circ$) で固定した (図 11 赤線)。今回は初段回として、位置・角度分布の p_T 依存性を確認するために、4 種類の p_T (0.3, 1.0, 3.0, 6.0 GeV/c) でそれぞれ 100 万回ずつ入射を行った。

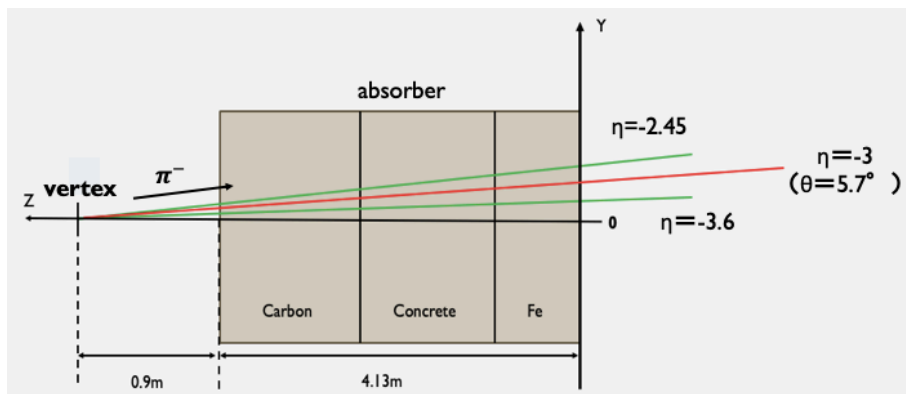


図 11: 衝突点から π^- 中間子を入射

3.1.3 π^- 中間子崩壊 μ^- 粒子

各 p_T で衝突点から入射した π^- 中間子の一部は、 μ^- 粒子に崩壊して (表 2) アブソーバーを突き抜ける。また、粒子はアブソーバー内部で多重散乱の影響を受けるため、アブソーバー MUON 側での位置・角度は放出粒子 1 つ 1 つで異なるはずである。そこでアブソーバー MUON 側の先端 ($z = 4130$ mm) における x 座標を x [mm]、 z 軸と μ 粒子の成す角を θ [degree] としてそれぞれの入射時の p_T に対する依存性の確認を行った (図 13)。さらに、 μ^- 粒子の親粒子である π^- 中間子が一次粒子、または二次以上である場合で場合分けを行い、同じく p_T 依存性を調べた。図 12 は Geant4 シミュレーション上で π^- 中間子の崩壊が起こった時の画像である。図 12 中赤線は負に荷電した粒子の飛跡、緑線は電荷 0 の粒子の飛跡を表しており、 π^- 中間子が μ^- 粒子と μ ニュートリノへ崩壊していることが確認できる。

表 2: π^- 中間子の主な崩壊チャンネル [10]

崩壊チャンネル	崩壊確率 (%)
$\mu^- \nu_\mu$	(99.98770 ± 0.00004)
$\mu^- \nu_\mu \gamma$	$(2.00 \pm 0.25) \times 10^{-4}$

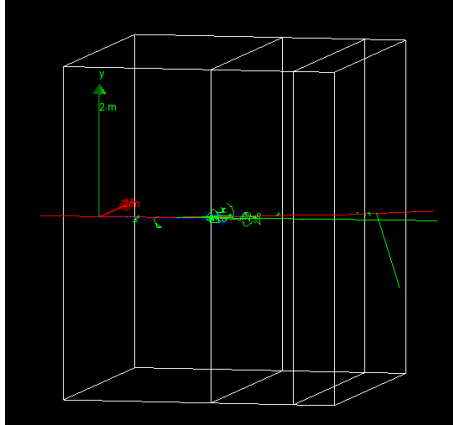


図 12: Geant4 上での π^- 中間子崩壊の様子

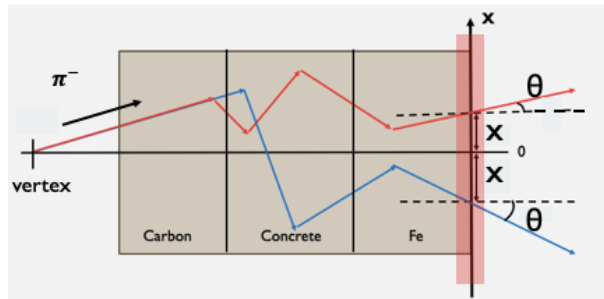


図 13: x, θ の定義

3.2 アブソーバー衝突点側における μ^- 粒子

3.1.3において入手したアブソーバー MUON 側の先端 ($z = 4130\text{mm}$) における π^- 中間子崩壊 μ^- 粒子の位置・角度・運動量を基に、衝突点での飛跡再構成を行った。以下はその手順を記す。

3.2.1 入射させる μ^- 粒子の定義

衝突点での飛跡再構成を行うにあたって、アブソーバー MUON 側から衝突点に向けて入射させる μ^- 粒子は以下の2種類である。

A) π^- 中間子が崩壊して生成された μ^- 粒子

B) 衝突点で直接生成された μ^- 粒子

今回 A) は 3.1.2 において $p_T=3.0\text{ GeV}/c$ で入射させた π^- の結果を用いている。 π^- 中間子が崩壊してできた全 μ^- 粒子のうち、アブソーバー MUON 側での p_T の値が $(1.00 \pm 0.01)\text{ GeV}/c$ を満たす μ^- 粒子を A) と定義する。B) はアブソーバー MUON 側で得られる μ^- 粒子のうち、衝突点で既に μ^- 粒子だった粒子を想定している。今回は、 μ^- 粒子が π^- 中間子に比べアブソーバー内部での多重散乱の影響を受けにくいことを利用し、 $\eta = -3$ を満たす μ^- 粒子を B) と定義する。またその数は A) と同数にした。

3.2.2 崩壊 μ^- 粒子と直接生成 μ^- 粒子の飛跡再構成

アブソーバー MUON 側から衝突点へ A)、B) の各 μ^- 粒子を 1 万回ずつ入射させた。入射する際の η 、位置は、A) に関しては 3.1.3 の結果を基にするので各 μ^- 粒子ごとに異なるが、B) は入射する全ての μ^- 粒子において $\eta = -3$ で固定した。また、 p_T は A)、B) 共に $1\text{ GeV}/c$ である。

3.2.3 衝突点での x - θ 分布

A) と B) のアブソーバー衝突点側の先端 ($z=0$) における x - θ 分布の比較を行う。図 14 において、赤矢印は 3.2.1 における A) の入射の一例を、黒矢印は B) の入射を示している。また、今回は $z = 0$ (図 14 中赤線) の地点での x 座標を x とし、放出粒子と z 軸との成す角を θ とする。

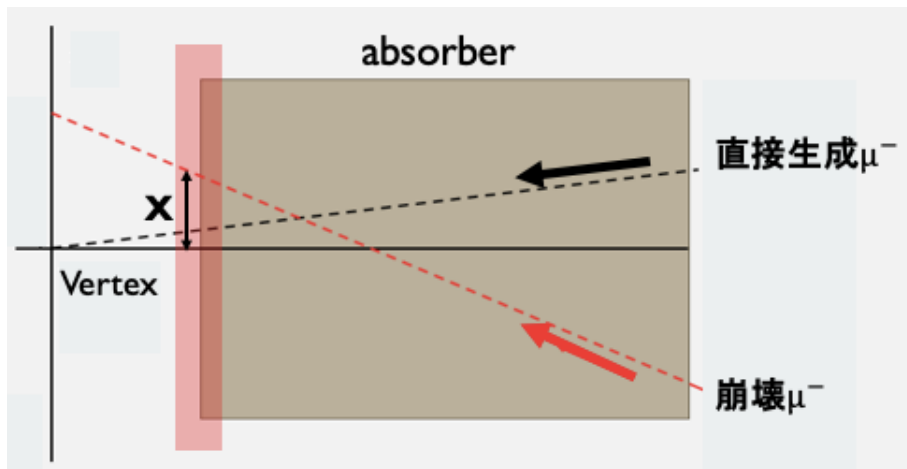


図 14: A) π^- 中間子崩壊 μ^- 粒子と B) 直接生成 μ^- 粒子の入射の違い

3.3 飛跡候補数の比較

3.2 で得られたアブソーバー衝突点側における $x-\theta$ 分布から、本実験における探索領域の導出を行った (図 15)。求めた探索領域と粒子数密度を基にして π^- 中間子崩壊 μ^- 粒子と ν 衝突点での直接生成 μ^- 粒子の飛跡候補数をそれぞれ算出し、その比較を行った。以下その方法を記す。

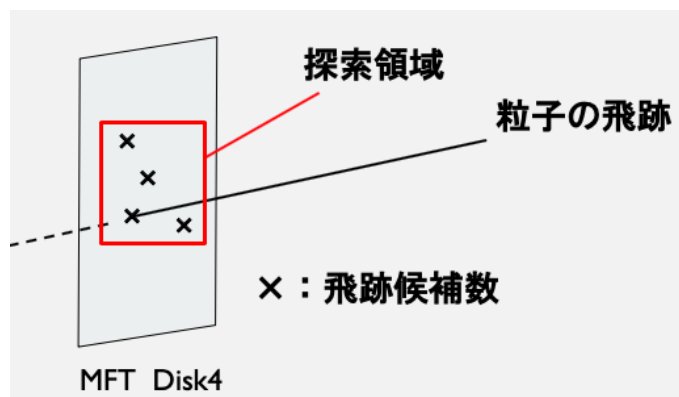


図 15: 飛跡候補数

3.3.1 飛跡候補数の定義

あるひとつの μ^- 粒子の飛跡 ($z = 4130$ mm における μ^- 粒子から予想される衝突点への軌道) に対する候補数の数を飛跡候補数という。今回はこの飛跡候補数 $\langle N \rangle$ を粒子数密度 $\sigma[\text{mm}^{-2}]$ と探索領域 $h_x[\text{mm}] \cdot h_y[\text{mm}]$ を用いて以下のように定義した。

$$\langle N \rangle = \sigma \times h_x \times h_y \quad (2)$$

粒子数密度 $\sigma(\text{mm}^{-2})$ と探索領域 $h_x(\text{mm}) \cdot h_y(\text{mm})$ に関しては、3.3.2、3.3.3 で示している。

3.3.2 粒子数密度の算出

$\sqrt{S_{NN}}=5.02$ TeV 鉛鉛衝突で、ある η 領域を満たす粒子数の値を N_η とし、フロントアブソーバーの最も近くに設置されている MFT disk4 のある η 領域を満たす表面積 S_η を用いて以下の式で導出を行った。各 η 領域における荷電粒子数は表 3 に示してある。また、今回考慮した η 領域は、MFT の η 領域から $-3.5 < \eta < -3.25$ 、 $-3.25 < \eta < -3.0$ 、 $-3.0 < \eta < -2.75$ 、 $-2.75 < \eta < -2.5$ の 4 つの範囲を考えた。

$$\sigma = \frac{N_\eta}{S_\eta} \quad (3)$$

表 3: 各 η 範囲における荷電粒子数 [11]

η 範囲	η 範囲あたりの荷電粒子数
$-3.50 < \eta < -3.25$	1643.0
$-3.25 < \eta < -3.00$	1670.0
$-3.00 < \eta < -2.75$	1718.0
$-2.75 < \eta < -2.50$	1787.0

(3) 式、表 3 から算出した各 η 範囲での粒子数密度 $\sigma(mm^{-2})$ を表 4 にまとめた。

表 4: 各 η 範囲における粒子数密度

η 範囲	$\sigma(mm^{-2})$
$-3.5 < \eta < -3.25$	0.088
$-3.25 < \eta < -3.0$	0.071
$-3.0 < \eta < -2.75$	0.032
$-2.75 < \eta < -2.5$	0.022

3.3.3 探索領域の定義

MUON での μ 粒子から衝突点への飛跡を再構成する際、アブソーバー中での多重散乱の影響を受けることから、図 16 のように衝突点での飛跡は様々な位置、角度をもつと考えられる。したがって衝突点から来ていないと考えられる μ 粒子の情報は省く必要がある。図 16 中の赤、青の矢印はアブソーバー衝突側における粒子の入射を表している。まず青矢印について説明する。 x の値が正、 θ の値が負の場合、図 16 のようにその粒子は衝突点から来たものとは考えにくい。逆も同様である。次に赤矢印について説明する。例えば x 、 θ の値がいずれも正の場合、その飛跡から粒子は衝突点から来たと考えることができる。同様にして、 x 、 θ の値がいずれも負、もしくはいずれも 0 である場合もその粒子は衝突点由来と考えられる。以上のことから、粒子が衝突点から来たと考えられる条件は、 x と θ の値に相互関係がある場合に限ることがわかる。本研究においては、この x - θ 間の相互関係を図 17 のような赤線を用いて表した。 x - θ 分布と重なる領域を x 座標に射影した時の長さを h_x とした (図 17)。本来は y 座標についても同じ作業を行い (h_y の導出)、探索領域を $h_x \cdot h_y [mm^2]$ として求める必要があるのだが、今回は h_x と h_y の値は同様と考え、探索領域 $h_x \cdot h_x [mm^2]$ とした。

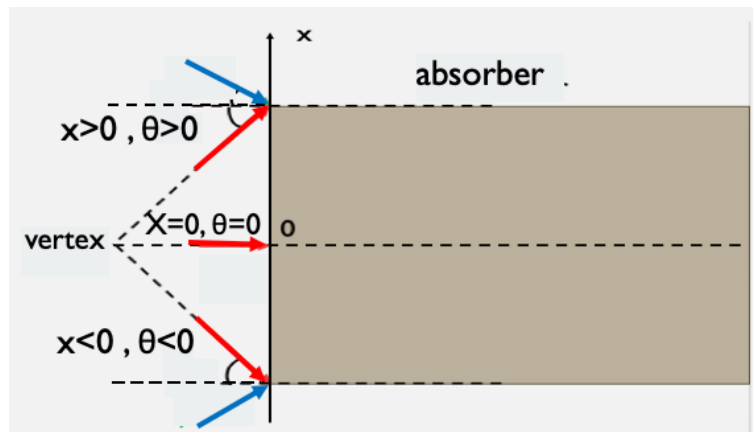


図 16: 衝突点由来と考えられる粒子

図 17 は B) 衝突点で直接生成された μ^- 粒子の x - θ 分布を例として載せている。

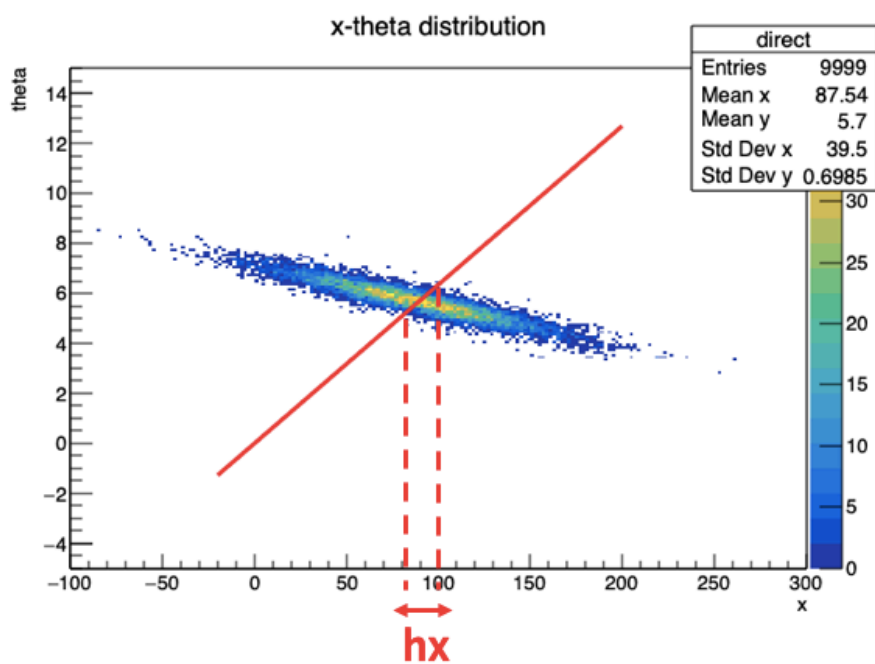


図 17: 衝突点由来を表す赤線

4 結果

4.1 アブソーバー MUON 側における μ^- 粒子

4.1.1 x 分布 p_T 依存性

図 18 は各 p_T において衝突点から入射した π^- 中間子が崩壊してアブソーバーを抜けた μ^- 粒子の $z = 4130$ mm における x 分布である。各 p_T において $x=500$ mm 付近にピークが見られるが、この値は衝突点から $\eta = -3$ でアブソーバーを相互作用の影響を受けずに通り抜けた時の x の値 ($x = 502.0$ mm) に概ね一致している。(a)~(d) の変化から、 p_T が上昇するにつれてピークが鋭くなり、裾の部分では幅をもつ分布が新たに生まれることがわかった。

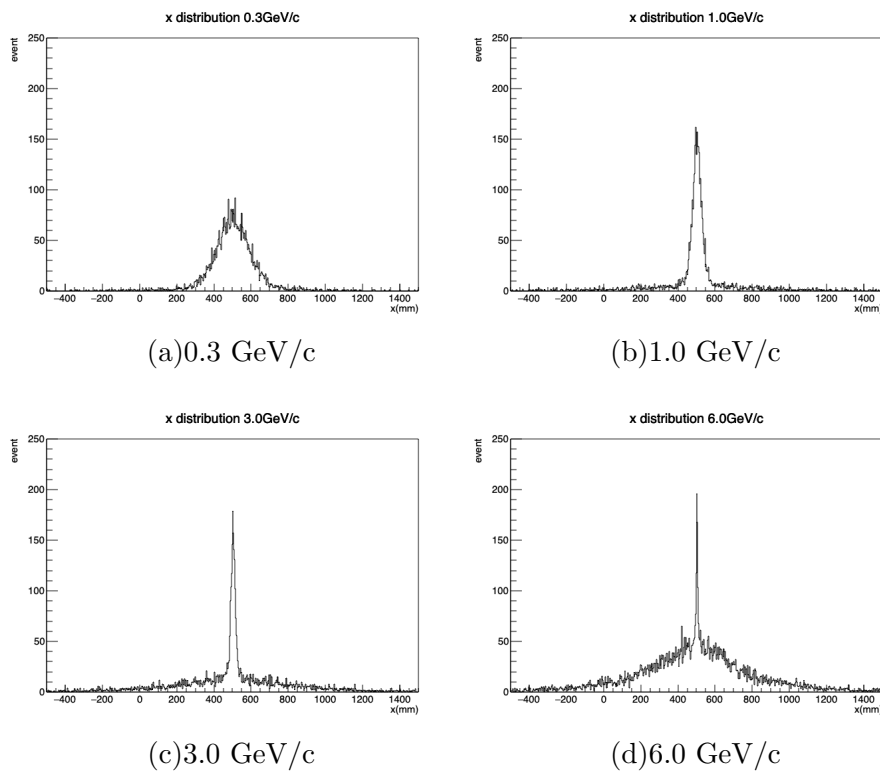


図 18: x 分布の p_T 依存性

4.1.2 親粒子場合分け

図 19 では 4.1.1 の結果を親粒子である π^- 粒子が一次粒子であるか、二次粒子以上であるかの 2 種類で場合分けを行った結果である。この結果から、鋭い分布は π^- 中間子が一次粒子である場合、幅の広い分布は二次粒子以上である場合にそれぞれ起因しており、 μ^- 粒子の x 分布はこの二つの分布の重ね合わせによって生まれることがわかった。

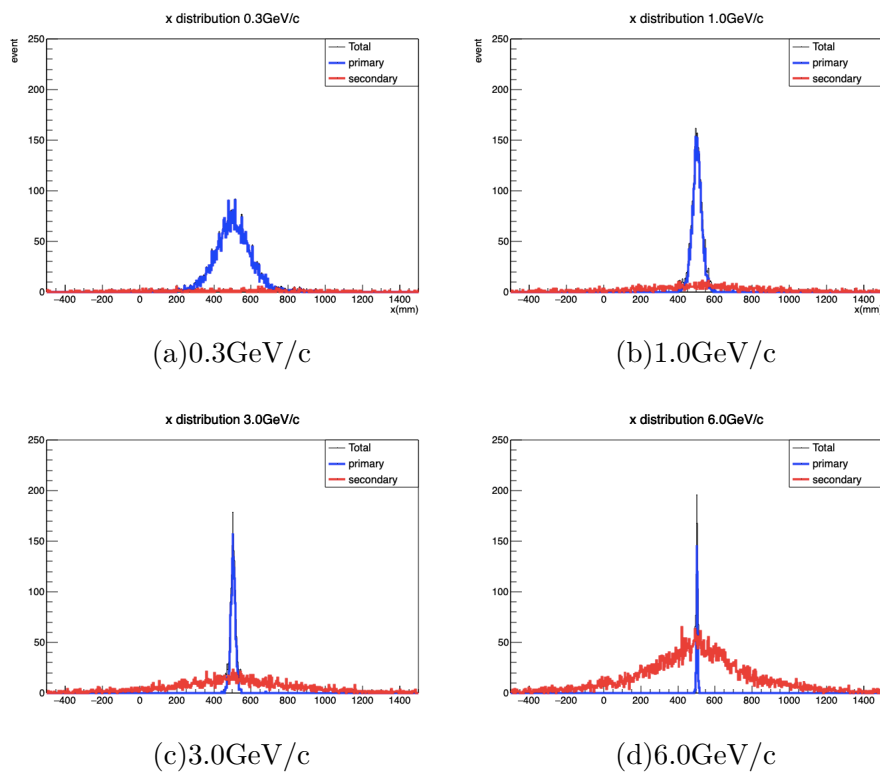


図 19: 親粒子による場合分け

4.2 アブソーバー衝突点側における μ^- 粒子

4.2.1 π^- 中間子崩壊 μ^- 粒子の決定

3.2.1 に従って、 π^- 中間子が崩壊して生まれた μ^- 粒子とみなす条件を 4.1 の結果を基にして求めた。結果として、条件を満たした μ^- 粒子は 10 個であり、以下表 5 に求まった条件である μ^- 粒子を入射する位置、 η をまとめている。また、今回は p_T を 1 GeV/c として固定したため、全運動量の値は η の値を用いて導出を行った。

表 5: 崩壊 μ^- 粒子の決定

番号	位置 (mm)	η	全運動量 (GeV/c)
1	447	-3.3	13
2	528	-2.4	6
3	623	-2.7	7
4	860	-2.1	4
5	588	-2.7	8
6	1245	-1.9	3
7	893	-1.8	3
8	611	-2.7	7
9	512	-2.8	8
10	650	-2.3	5

4.2.2 π^- 中間子崩壊 μ^- 粒子 x - θ 分布

図 20、21 は、崩壊 μ^- 粒子の衝突点における x - θ 分布である。(1)~(10) はそれぞれ表 5 の番号に対応しており、それぞれのヒストグラムにおいて x 軸は -1200 から 600 の間で 100Bin、 y 軸は 0 から 40 の間で 100Bin をとっている。この結果から x - θ 分布の大きさは全運動量の大きさに比例することがわかる。

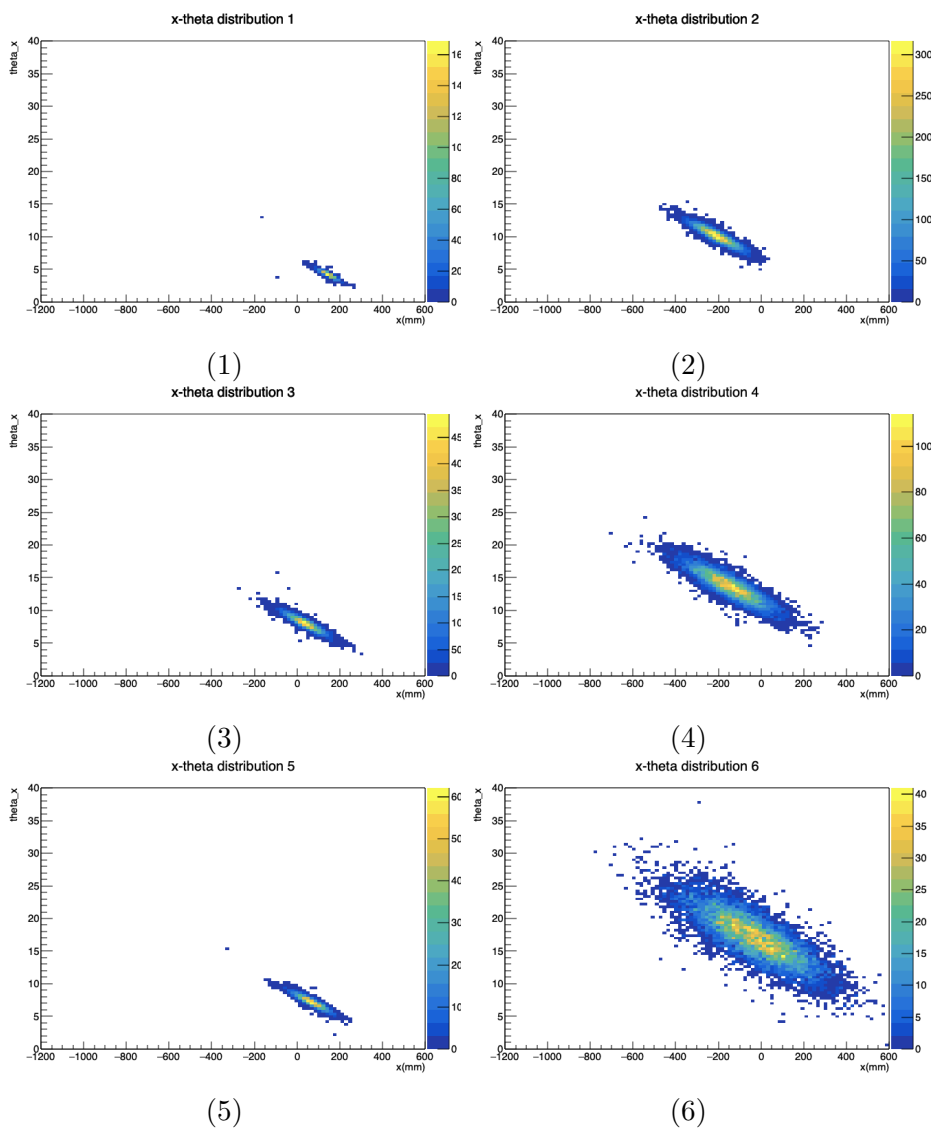


図 20: 崩壊 μ^- の x - θ 分布 [1]

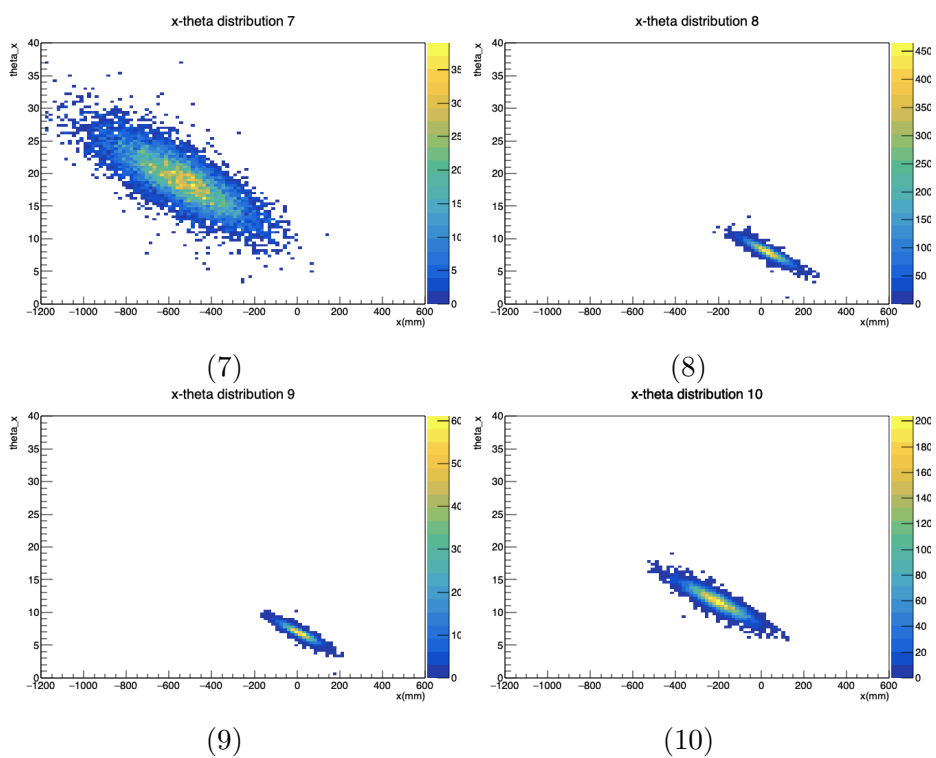


図 21: 崩壊 μ^- 粒子の $x-\theta$ 分布 [2]

4.2.3 直接生成 μ^- 粒子 $x-\theta$ 分布

図 22 は衝突点で直接生成された μ^- 粒子の衝突点における $x-\theta$ 分布である。また、 x 軸・ y 軸の範囲、Bin 幅は 4.2.2 と同様にした。

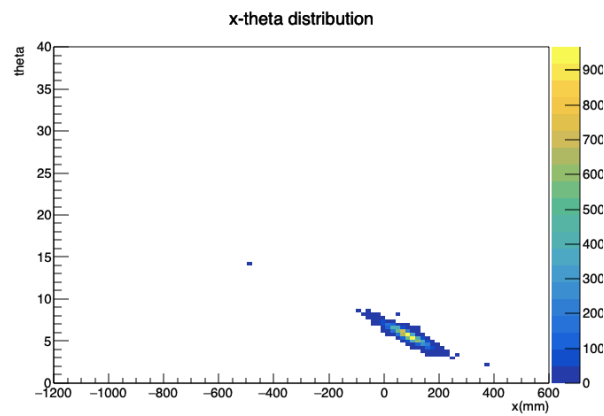


図 22: 直接生成 μ^- 粒子の x - θ 分布

4.3 飛跡候補数の導出

4.3.1 h_x の決定

図 23 は探索領域を求めるために 3.3.3 で定義した、粒子が衝突点由来と考えられる領域を表す赤線を図 22 に重ね書きしたものである。

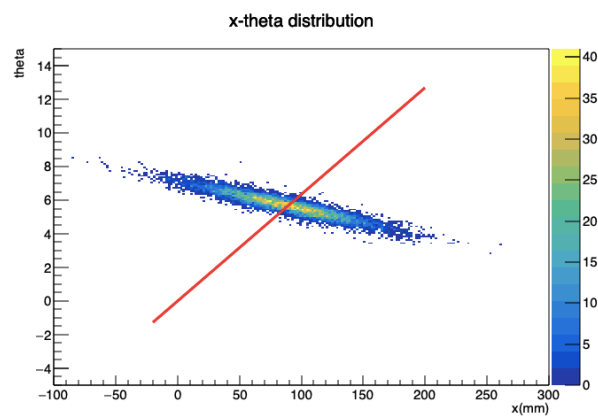


図 23: 直接生成 μ^- 粒子 探索領域

同じく図 24、25 は図 20、21 に赤線を重ね書きしたものである。

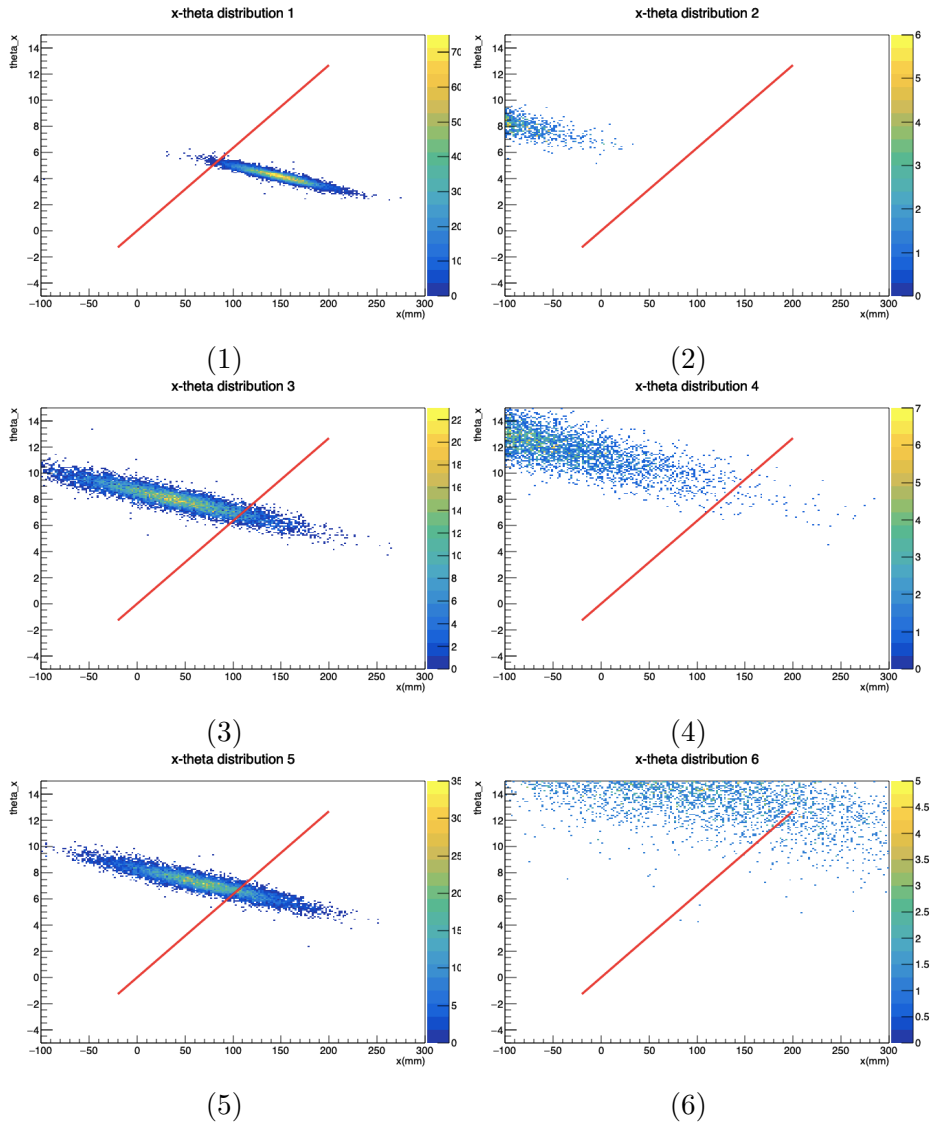


図 24: 崩壊 μ^- 粒子 探索領域-[1]

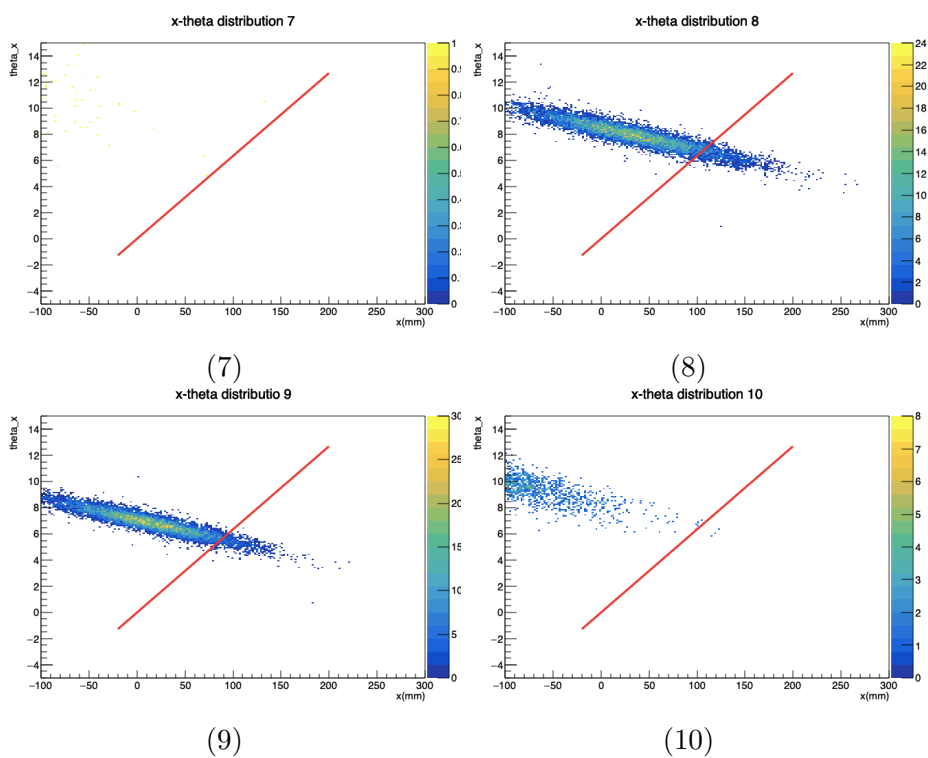


図 25: 崩壊 μ^- 粒子 探索領域-[2]

4.3.2 探索領域の決定

この図 24、25 から h_x を導出し、表 6 にまとめた。ただし、 x - θ 分布と赤線の重なる領域がない場合や、 η の値が MFT の擬ラビディティ領域を満たさない場合、 h_x の値は 0 としている。

表 6: h_x の算出

番号	h_x (mm)
1	11.5
2	0
3	22
4	0
5	26.5
6	0
7	0
8	29
9	30
10	0
直接生成 μ^-	19.3

4.3.3 飛跡候補数

表 4、表 6 から飛跡候補数を算出し、図 26 に示した。図 26 の赤線は衝突点で直接生成された μ^- 粒子の飛跡候補数を表しており、青線は π^- 中間子が崩壊して生成された μ^- 粒子の飛跡候補数を表している。この結果から、衝突点由来と考えられ物理をもつ μ^- 粒子の候補数は、崩壊由来 μ^- 粒子の方が直接生成 μ^- 粒子よりも少ないことがわかる。しかし、崩壊 μ^- 粒子を衝突点由来 μ^- 粒子と誤って認識してしまう可能性は低いわけではない。今回サンプル数は少ないが、崩壊 μ^- 粒子 10 個のうちの半分は飛跡候補数を持っており、排除すべきバックグラウンドの約 50% が直接生成 μ^- 粒子とみなされる可能性があることがわかった。

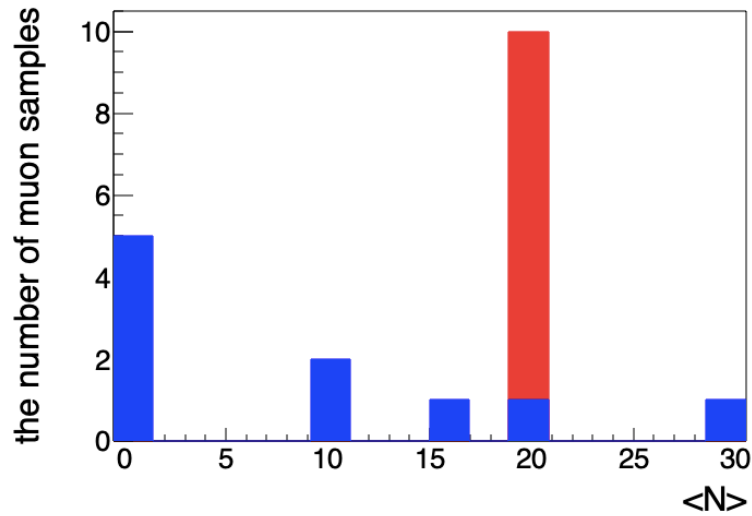


図 26: 飛跡候補数比較 赤:直接生成 μ^- 粒子, 青:崩壊由来 μ^- 粒子

5 考察、結論

2021 年からの MFT 導入後の ALICE 実験 Run 3 に向け、ミューオンチェンバーと MFT 間の飛跡再構成のシミュレーションを行うことによって、衝突点直接生成 μ^- 粒子と π^- 中間子崩壊 μ^- 粒子の飛跡候補数を算出した。本実験では 10 個という少ないサンプル数で行ったが、全体の 50% の崩壊 μ^- 粒子が飛跡候補数を考慮することで除去できることがわかった。残りの 50% の崩壊 μ^- 粒子については衝突点由来 μ^- 粒子と間違えて認識してしまう可能性がある。今後は、この衝突点直接生成 μ^- 粒子と区別することができない崩壊 μ^- 粒子の飛跡候補数を 0 に近づけること、また衝突点直接生成 μ^- 粒子の飛跡候補数の値を 1 に近づけることで飛跡が 1 つに決まることが目標である (図 27)。

本研究ではサンプルをとって来る際、 p_T を 1% の誤差までという厳しい条件にしたため少ないサンプル数になった。そのため、誤差の最適化や π^- 中間子崩壊 μ^- 粒子のデータを増やすことで、より正確な飛跡候補数によるバックグラウンド除去を考える必要がある。

また、今回はバックグラウンドの除去方法として飛跡候補数の算出を行なったが、さらなる除去方法として MFT とミューオンスペクトロメーター間の p_T マッチングや電荷サインマッチング、飛跡の尤もらしさを考慮することを考えており、本実験と組み合わせることでより多くのバックグラウンドの除去とその評価を期待している。

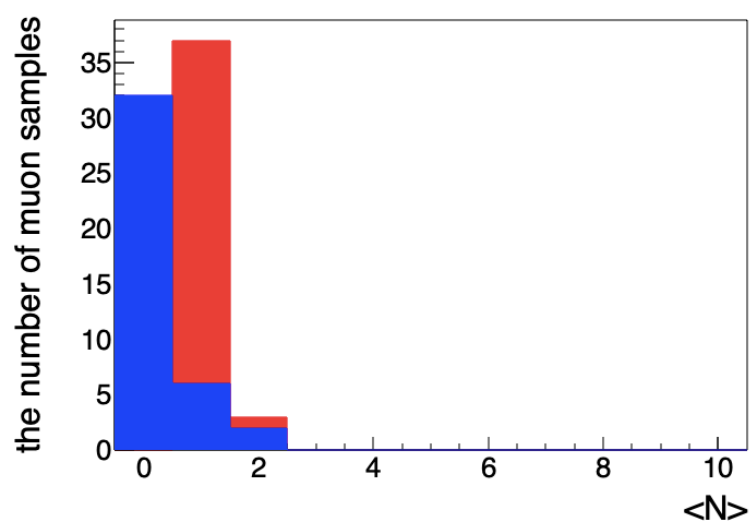


図 27: 理想的な飛跡候補数

参考文献

- [1] <http://qcdmof.cns.s.u-tokyo.ac.jp/index.php?Quark%20Gluon%20Plasma>
- [2] <http://alice-j.sakura.ne.jp/wp-alice-j/wp-content/uploads/2018/02/slide5.png>
- [3] 黒田真未. ALICE 実験前方ピクセル検出器導入時の 物理性能評価. 広島大学, 修士論文, 2018
- [4] <https://gigazine.net/news/20160128-cern-update-9000-cable/>
- [5] <http://alice-j.org/alice> 実験 (検出器) /
- [6] <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0954-3899/41/8/087001/pdf>
- [7] http://llr.in2p3.fr/sites/qgp2012/Talks/Etretat_2012_Uras2.pdf
- [8] Raphael Tieulent. Muon forward tracker status. 12th ALICE ITS Upgrade, MFT, and O2 Asian Workshop.
- [9] ALICE Collaboration. Muon forward tracker technical design report. <https://cds.cern.ch/record/1981898/files/ALICE-TDR-018.pdf>.
- [10] <http://pdg.lbl.gov/2019/listings/rpp2019-list-pi-plus-minus.pdf>
- [11] <https://www.hepdata.net/record/ins1507090>

謝辞

卒業論文作成、研究を進めていく上でたくさんの方々に協力していただきました。志垣賢太教授には、本研究を進めていく上で適切なアドバイスや方向性を教えて下さりました。これからもご指導よろしく願いいたします。本間謙輔助教にはラボエクササイズの際に大変お世話になりました。研究室に入りたての頃は話が長いことに驚きましたが、考え方の深さにいつも勉強させていただいております。三好隆博助教はセミナーを担当して下さいました。いつも優しいオーラが出ていて癒されます。ありがとうございます。山口頼人特任助教には研究を始めた頃から今日までお世話になっています。山口さんがいなかったら研究できていませんでした。知識の薄い私が納得できるように説明してくださるので本当に感謝しております。いつもありがとうございます。

また、研究室の学生の方々には遊びや研究の面で本当に感謝しております。この研究室でよかったと思えるような優しい方々ばかりで嬉しいです。特に、ターミナル関係で助けてくださる山川さん、いつも勉強を教えてくださいくださる大佐古さん、いつも遊んでくださる吉川さんには大変お世話になりました。本当にありがとうございます。

最後に、いつも陰ながら支えてくれている両親、なんか頻繁に連絡してくる妹、本当にありがとう。