

2021 年度 卒業論文

高密度検出素子とハドロン吸収体の多層構造による μ 粒子種識別の可能性評価

2022 年 2 月 24 日

広島大学 理学部 物理学科

クォーク物理学研究室

B180462 副田 幸暉

指導教員：志垣 賢太 教授

主査：八野 哲 助教

副査：檜垣 浩之 准教授

概要

多くのハドロンは質量の大部分をカイラル対称性の自発的破れによって獲得する。この質量獲得機構を解明することはハドロン物理学の課題の一つである。この検証には高エネルギー原子核衝突におけるレプトン対に崩壊した低質量ベクトル中間子の質量測定が有効なプローブである。しかし、電子対測定では膨大な背景事象が問題となり、 μ 粒子対測定では低運動量の μ 粒子識別が問題となりこの検証に決着がついていない。

本研究の目的は、低運動量 μ 粒子識別能力を向上させる新しい検出器の可能性を評価することである。現在は μ 粒子の高い透過性を利用し、粒子が吸収体を通過したかどうかで μ 粒子を識別する方法が使われている。しかし、透過率が高いとはいえ低運動量の μ 粒子は吸収体の途中で止まってしまい識別が難しい問題がある。そこで、吸収体内に飛跡検出素子を設置し、それぞれの粒子の到達距離を測定することで低運動量 μ 粒子の識別ができるのではないかと考えた。このアイデアの実現性を確認するため、素粒子と物質の相互作用を再現する GEANT4 を用いてシミュレーション研究をした。

その結果、最高到達点の情報を用いることで μ 粒子とその他の粒子に差があることを確認し、識別能力が格段に向上することを示した。この新しい検出器コンセプトを用いることで、これまで測定が困難だった低運動量 μ 粒子を識別可能になる。小さな背景事象状況下におけるレプトン対に崩壊した低質量ベクトル中間子の質量変化の測定が実現し、ハドロンの質量獲得機構の検証精度の向上が期待できる。

目次

第1章	序論	3
1.1	量子色力学 (QCD)	3
1.2	カイラル対称性の破れ	4
1.3	クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)	4
1.4	高エネルギー重イオン衝突実験におけるレプトン対測定	5
1.5	レプトン対測定の現状	6
1.5.1	CERES/NA45 実験における電子対測定	6
1.5.2	NA60 実験における μ 粒子対測定	7
1.5.3	ALICE 実験における μ 粒子対測定	9
1.6	研究動機	10
1.6.1	低運動量 μ 粒子対測定の課題	10
1.6.2	解決方法	10
1.6.3	研究目的	11
第2章	研究手法	12
2.1	粒子と物質の相互作用 [1]	12
2.1.1	Bethe-Bloch の式	12
2.1.2	レプトンと物質の反応	14
2.1.3	光子と物質の反応	15
2.1.4	ハドロンと物質の反応	15
2.2	GEANT4 シミュレーション	16
2.2.1	GEANT4 内でのジオメトリ定義	16
2.3	特徴量の定義	17
2.3.1	粒子散乱幅	18
2.3.2	到達距離	19
2.4	閾値と多層構造検出器の性能評価方法	20
2.4.1	閾値の定義と扱い方	20
2.4.2	多層構造検出器の性能評価方法	21
第3章	研究結果	22
3.1	粒子散乱幅を用いた粒子決定の妥当性	22
3.2	粒子散乱幅	23
3.3	到達距離	26
3.4	閾値の決定	28
3.4.1	粒子散乱幅から得る閾値の決定	28

3.4.2	到達距離から得られる閾値の決定	30
3.5	検出効率	32
第 4 章	結論	34
	謝辞	35
	参考文献	35
付 録 A	3GeV/c の μ 粒子の各層での散乱分布	38
付 録 B	合計散乱幅と到達距離分布	41

第1章 序論

ここでは本研究に必要な物理背景及び、課題点を説明する。

1.1 量子色力学 (QCD)

自然界には重力相互作用・電磁相互作用・強い相互作用・弱い相互作用の4つが存在する。現在の標準理論では図 1.1 に示す 17 種類の素粒子とその間に働く相互作用として理解されている。その中でもクォークとグルーオンの間に働く強い相互作用の基盤となる理論を量子色力学 (QCD : Quantum Chromodynamics) という。

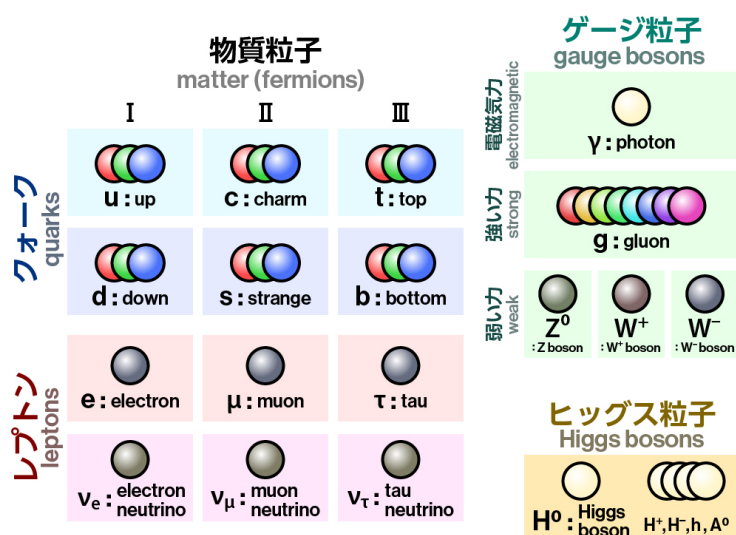


図 1.1: 標準模型における基本粒子 [2]

グルーオンは強い力を媒介する粒子であり、これを交換することでクォーク同士は力を及ぼしあう。また、クォークは色荷と呼ばれる自由度を持ち、それらは赤、緑、青の3つである。現在の世界では色荷が重ね合わされて無色の状態である粒子しか発見されておらず、色荷を持った粒子は単独では観測されていない。このように自然界に存在できる安定な複合粒子をハドロンという。ハドロンには色荷の異なるクォーク3つから成るバリオンと呼ばれる粒子とクォークとその補色をもつ反クォークの2つからなるメソンと呼ばれる粒子の2種類があり、図 1.2 に示したようなものがある。

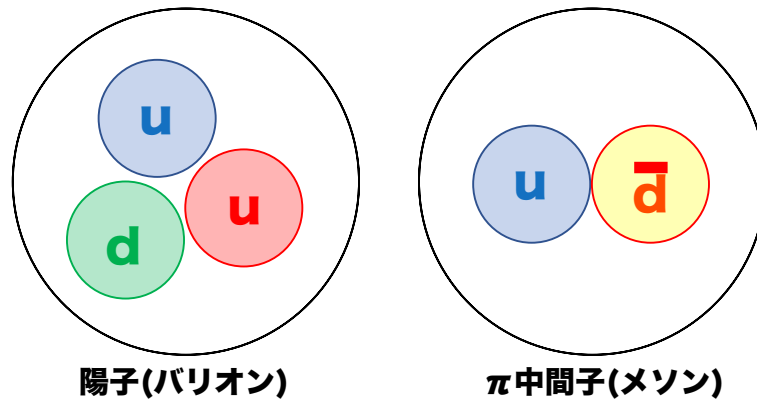


図 1.2: バリオンとメソンの例

1.2 カイラル対称性の破れ

クォークの複合粒子であるハドロンの質量において、クォークの質量はおおよそ1%しかなく [3]、この質量の差はカイラル対称性の破れにより説明できる。クォークはスピン $\frac{1}{2}$ を持ち、運動方向とスピンの向きが同じ場合を右巻き、逆向きの場合を左巻きと呼ぶ。粒子が光速で運動するとき (質量が0のとき)、スピンの向きは慣性系によって変化せず、スピンの右巻きと左巻きの属性は粒子に固有のものとなる。これをカイラリティと呼ぶ。粒子の質量が0のときはカイラリティが保存しているため、カイラル対称性が成り立っているとと言える。

一方、粒子の質量が0でないときは粒子は光速を超えることはないために、その粒子よりも速い速度でその粒子を観測することも可能であると考えられる。このとき粒子のスピンの向きは変わらないが、見かけの運動方向は反転する。すなわち、右巻きだった粒子が左巻きに見える状態になる。このときスピンの向きが粒子固有のものとなっていないため、カイラリティは保存していない。これをカイラル対称性が破れているという。カイラル対称性が破れているときは粒子が質量を持っていることと等価であると言えるため、ハドロンの質量と構成クォークの質量合計の差を説明できる。[4]

1.3 クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)

前節で述べたように、クォーク同士はグルーオンを介して強い相互作用で繋がっている。この強い相互作用には、相互作用しあう粒子間距離が離れるほど強く相互作用するという漸近的自由性という性質があり、それゆえクォークは単体で取り出すことができず、ハドロンの中に閉じ込められている。これをクォークの閉じ込めという。しかし、超高温もしくは超高密度下ではクォークは閉じ込めから解放されると考えられる。クォークが閉じ込めから解放され、クォークとグルーオンが自由に動ける状態に相転移する。クォークとグルーオンが自由に動けるようになった状態を、クォーク・グルーオンプラズマ (QGP) という。(図 1.3)

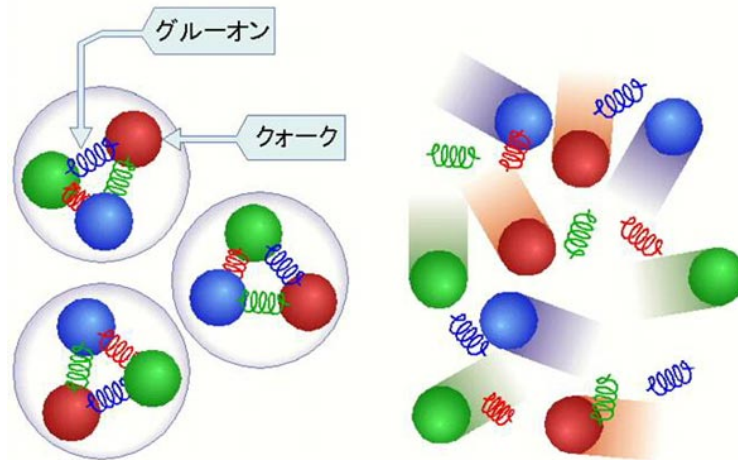


図 1.3: クォークの閉じ込めと QGP [5]

QGP はビッグバン直後の超極初期宇宙で存在しており、そこではカイラル対称性があったと考えられている。高エネルギー重イオン衝突実験 (RHIC 加速器、LHC 加速器) では QGP を人工的に生成し、カイラル対称性の回復現象を捉えるため様々な実験が行われている。

1.4 高エネルギー重イオン衝突実験におけるレプトン対測定

私たちの周りを取り巻く世界では多くのハドロンはカイラル対称性の自発的破れによって質量の大半を獲得していると考えられているが、その直接的証拠は未だ発見されていない。しかし、高エネルギー原子核衝突実験で生成される QGP 内でカイラル対称性が回復した場合、それによりハドロン質量が変化すると予想されており、ハドロン質量変化を捉えることがカイラル対称性の自発的破れと質量獲得機構を結ぶ直接的な証拠となる。

この検証に適したプローブとして、レプトン対に崩壊した低横運動量領域の低質量ベクトル中間子の質量測定がある。低質量ベクトル中間子はカイラル対称性の破れによる質量獲得割合が大きく、寿命が短いため QGP 内部でレプトン対に崩壊する確率が高い。それは低横運動量であるほど QGP 内部でのレプトン対に崩壊する可能性が高い。また、レプトンは強い相互作用をしないため、強い相互作用が起こる QGP 内の情報を何も影響を受けることなく外部に持ってくるのが可能である。(図 1.4) しかし、 τ 粒子は質量が大きく寿命が短いため測定には不向きである。したがって、高エネルギー原子核衝突実験においてカイラル対称性の回復の研究に主に用いられるレプトン対は、電子対もしくは μ 粒子対である。

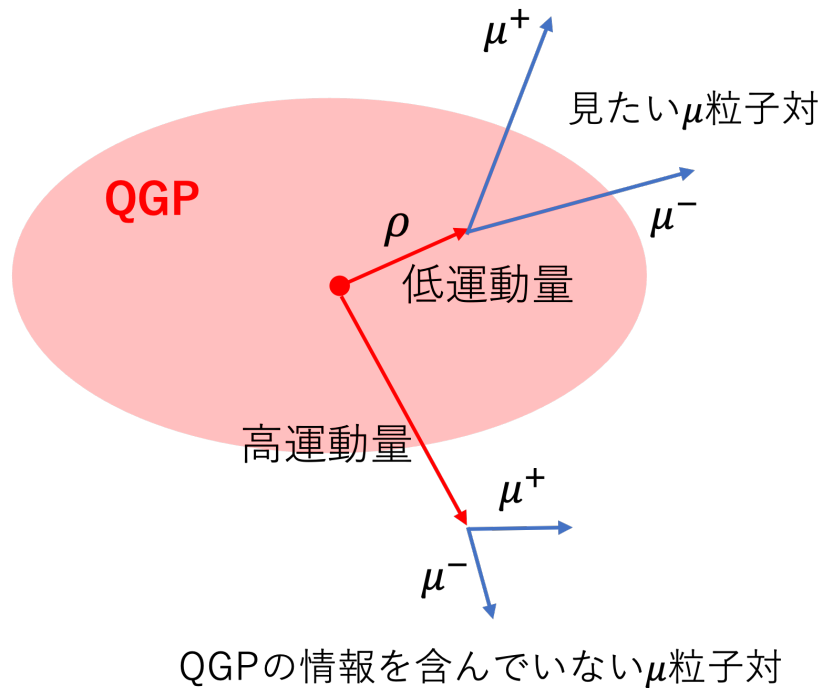


図 1.4: 低質量ベクトル中間子がレプトン対に崩壊するとき

1.5 レプトン対測定の実況

前節の通り、高エネルギー重イオン衝突実験におけるカイラル対称性の回復の研究には、レプトン対に崩壊した低横運動量領域の低質量ベクトル中間子の質量測定が重要なプローブであり、これまで多くの実験が行われてきた。しかし、レプトン対測定には様々な問題がある。

1.5.1 CERES/NA45 実験における電子対測定

CERES/NA45 実験では、S-Au、Pb-Au 衝突での質量 $1 \text{ GeV}/c^2$ 以下の低質量電子対生成の研究が行われた。このうち、質量 $200 \text{ MeV}/c^2$ から $600 \text{ MeV}/c^2$ の低質量電子対の生成量が、終状態のハドロン分布から予想される量の約 3 から 5 倍増加していたという報告がある。(図 1.5) この低質量電子対は $\pi^+\pi^- \rightarrow e^+e^-$ で生成される熱的な電子対が観測されていると考えられている。しかし理論計算では、 ρ の質量付近で電子対が増加し、質量 $200 \text{ MeV}/c^2$ から $600 \text{ MeV}/c^2$ の領域ではそれほど増加しないと考えられているため、この質量の変化の議論には決着がつかない。

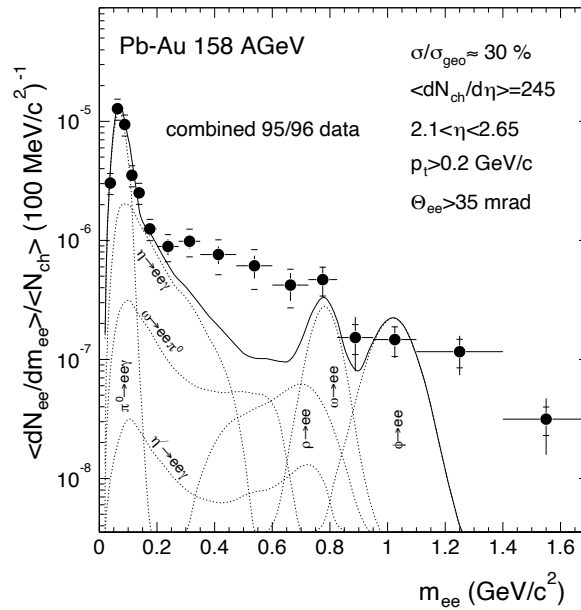


図 1.5: Pb-Au 衝突における電子対の質量分布 [6]

このように低質量電子対測定は質量分解能と統計量が不十分であったこと、Dalitz 崩壊 ($\pi^0 \rightarrow e^- + e^+ + \gamma_0$) による膨大な背景事象が含まれていたこともあり、低質量ベクトル中間子 ρ 、 ω 、 ϕ の分離が困難であった。この実験では低質量電子対を用いての低質量ベクトル中間子の質量再構成は非常に難しいものであった。

1.5.2 NA60 実験における μ 粒子対測定

NA60 実験では、NA45 実験で低質量電子対測定における問題があったことを踏まえて、低質量 μ 粒子対を用いて ρ 中間子の質量測定が行われた。NA60 では NA45 で困難とされた、低質量ベクトル中間子の分離が高精度で可能となった。このことは図 1.6 からわかる。

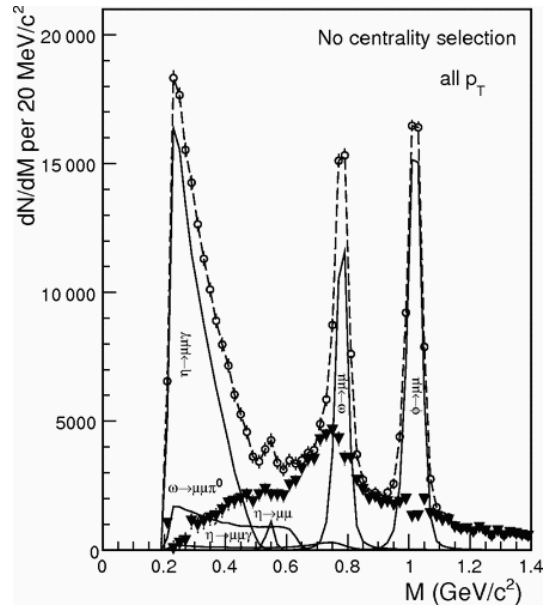


図 1.6: 低質量ベクトル中間子の質量スペクトル [7]

これにより質の高いデータが取得できるようになった。また、この実験では μ 粒子対を用いて行われたこともあり、 μ 粒子対には Dalitz 崩壊がないため NA45 よりも背景事象が激減し、低質量ベクトル中間子の質量変化を捉えることが期待された。結果として、質量の変化だと示唆されるものは見えたものの、この現象はバリオンとの結合による質量幅の拡がりであるなどの解釈が可能であった。また、QGP 生成によるカイラル対称性の回復からの質量変化であるという直接的な証拠は得られていないと主張する人もいる。しかし、この実験は低質量レプトン対の中でも、NA45 で用いられた電子対に比べて μ 粒子対測定の背景事象の少なさを示し、低質量ベクトル中間子の質量再構成へ向けての大きな一歩となった。

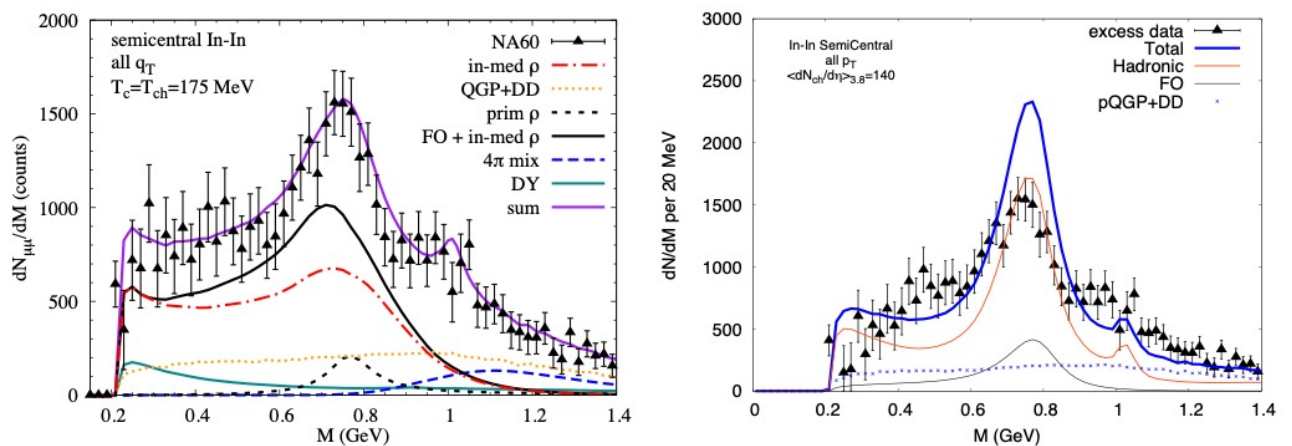


図 1.7: 低質量ベクトル中間子の質量スペクトル。電子対を用いた実験よりもより高精度であることがわかる。[8] [9]

1.5.3 ALICE 実験における μ 粒子対測定

ALICE 実験における μ 粒子対測定では、吸収体前後に検出器を置き、吸収体を透過してきた μ 粒子の検出が行われている。このとき質量再構成のために吸収体前後の飛跡再構成が重要である。しかし吸収体内部での多重散乱の影響で低横運動量領域における μ 粒子対の飛跡再構成精度に課題がある。(図 1.8)

ここで縦軸は飛跡再構成が成功した割合を示しており、低横運動量領域では精度に課題があると言える。これまでの μ 粒子対検出における課題の概要図を図 1.9 に示す。

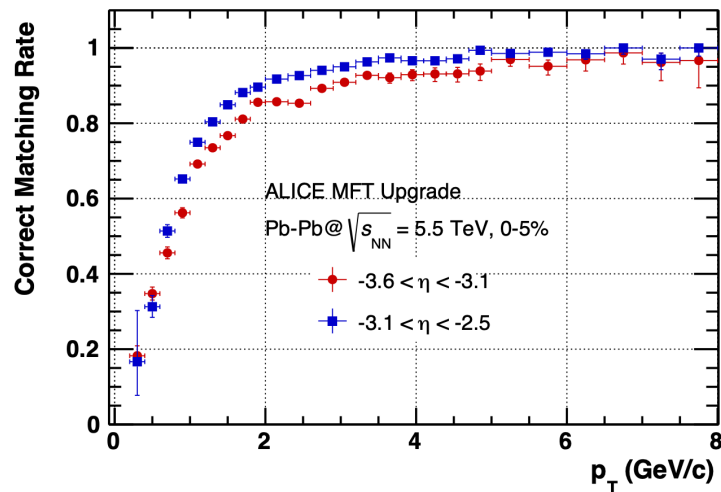


図 1.8: これまでの Correct Matching 効率 [10]

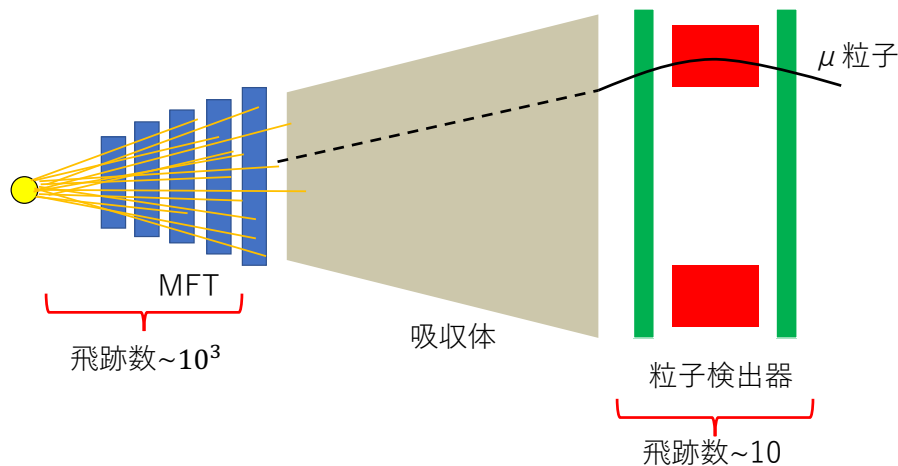


図 1.9: これまでの μ 粒子対測定検出器

図 1.9 のように前方に位置する検出器が検出する粒子のオーダーは、ハドロン吸収体を透過してきた μ 粒子とみなす粒子に比べて非常に大きい。したがってハドロン吸収体内部で多く散乱する低運動量の粒子は正しい飛跡を繋ぐことが難しい。

1.6 研究動機

カイラル対称性の回復における質量獲得機構の検証に重要なプローブの1つは高エネルギー原子核衝突におけるレプトン対に崩壊した低質量ベクトル中間子の質量測定である。しかし、前節でのレプトン対測定の先行研究よりわかる通り、膨大な背景事象や、低運動量 μ 粒子対からの低質量ベクトル中間子の質量再構成のための μ 粒子飛跡再構成精度の低さなど、レプトン対測定には多くの問題がある。様々な問題がある中で、電子対測定は物理的な要因の背景事象が問題であるが、 μ 粒子対測定は低運動量の測定技術の問題であるため、本研究では低運動量 μ 粒子を測定を可能にする測定器開発を目指す。

1.6.1 低運動量 μ 粒子対測定の課題

これまで μ 粒子の粒子識別はハドロン吸収体を透過した粒子を μ 粒子として測定を行なってきたが、透過率が高い μ 粒子でも低運動量 μ 粒子は吸収体内部を透過できず吸収体内部で停止してしまう。(図 1.10) 一方で、吸収体を薄くするとハドロンも透過してしまうため、低運動量の μ 粒子を測定するために吸収体を薄くすることはできない。そのため低運動量の粒子同定には検出器に課題があり、低質量ベクトル中間子の質量再構成が困難であった。

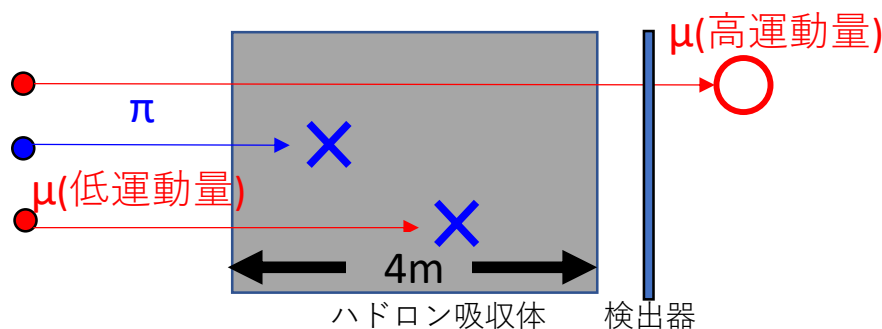


図 1.10: これまでの検出原理

1.6.2 解決方法

前節の課題を解決するため、今回新たな検出手法を考案した。(図 1.11) 高密度検出素子とハドロン吸収体を交互に設置した多層構造検出器である。この検出器は粒子の飛跡を高い制度で追うことができるため、到達距離や粒子の散乱幅の違いで粒子種を区別することが可能になると期待できる。

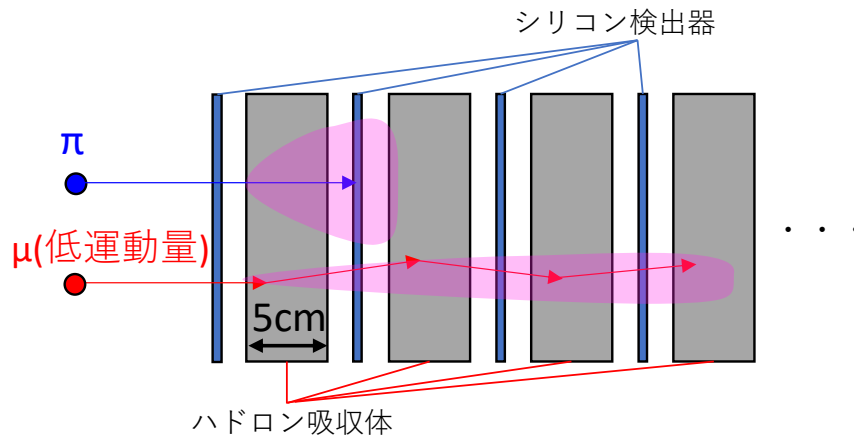


図 1.11: 新提案検出原理

1.6.3 研究目的

この課題解決方法を GEANT4 シミュレーションを用いて研究し、低運動量 μ 粒子の識別性能を向上させる新たな検出器の可能性を評価することが本研究の目的である。

第2章 研究手法

ここでは本研究で重要な物理現象、研究手法を説明する。

2.1 粒子と物質の相互作用 [1]

2.1.1 Bethe-Bloch の式

荷電粒子が物質を構成する原子あるいは分子中の電子と非弾性衝突をするとき、その物質内に荷電粒子が落とすエネルギーは Bethe-Bloch の式 (2.1) で求めることができる。

$$-\frac{dE}{dx} = nZz^2 \frac{4\pi\alpha(\hbar c)^2}{m_e c^2 \beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 \right) \quad (2.1)$$

この式において α は微細構造定数といい、ディラック定数 \hbar と電気定数 ϵ_0 を用いて

$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \simeq \frac{1}{137}$ と表せる。また I は物質原子の平均励起エネルギーであり、 $Z > 1$ で $I = 16Z^{0.9}[\text{eV}]$ と近似できる。Bethe-Bloch の式は荷電粒子のエネルギー損失は質量に依存せず、電荷と速さにもみ依存していることを示している。

図 2.1 は荷電粒子のエネルギー損失の平均値を表したものである。この図より $\beta\gamma \approx 4$ 付近で最小値となる。このような粒子は最小電離粒子といい、MIP (Minimum Ionizing particle) とも呼ばれる。また、電荷が 1 の粒子 (陽子、 μ 粒子、荷電 π 中間子など) は式 (2.2) で表した MIP のエネルギー損失の値をとる。

$$-\frac{dE}{d(\rho x)_{min}} \approx 2\text{MeV}/g \text{ cm}^{-2} \quad (2.2)$$

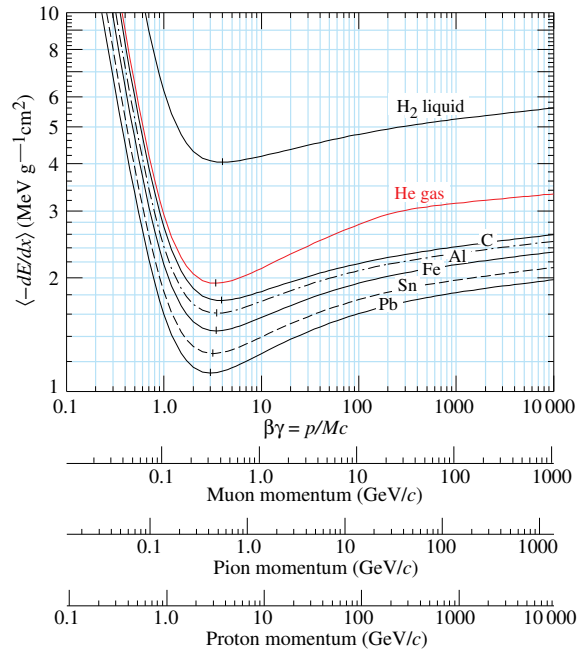


図 2.1: 荷電粒子のエネルギー損失の平均値 [11]

エネルギー損失は物質内部を荷電粒子が通過する際に原子が励起される、もしくは電離されて電子とイオンに分かれるといった非弾性衝突が起こることで荷電粒子がエネルギーを失っているということである。物質内では多数回の散乱が起こるためエネルギー損失の分布は平均値の周りに有限な幅をもった分布となる。物質の厚さが十分にあり散乱が多く起きると分布はガウス分布になるが、一方で物質が薄いときは散乱数に統計的なばらつきが生じるためにエネルギー損失の分布は大きなエネルギー損失側に尾を引く形となる。このような分布をランダウ分布といい、運動量 $10\text{GeV}/c$ の μ 粒子を厚さ 1.7mm のシリコンに入射した時のエネルギー損失のランダウ分布を図 2.2 に示す。

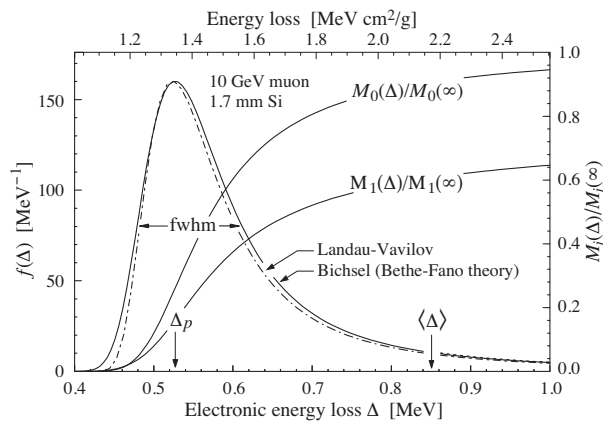


図 2.2: $10\text{GeV}/c$ の μ 粒子を厚さ 1.7mm のシリコンに入射したときのエネルギー損失 [11]

2.1.2 レプトンと物質の反応

先述したようにレプトンは強い相互作用をしない。しかし、荷電粒子であるため物質との電磁相互作用は起こる。ここでは電子と μ 粒子について説明する。

- 電子

電子と物質との相互作用の一つに制動放射がある。制動放射は電子が原子核の近くを通過するときその原子核の電場によって曲げられることで電磁波を放射することである。この時放出された高エネルギーの光子は電子と陽電子を対生成する。生成された電子・陽電子が制動放射を起こした時、放出された光子がまた電子・陽電子を生成する。この現象は連鎖的に起き、その過程を電磁シャワーという

- μ 粒子

μ 粒子は質量が電子の約 200 倍であり制動放射が起こる確率は質量の 2 乗に反比例するため電子に比べて制動放射は起こりにくい。また、レプトンであることから強い相互作用を物質中でしないため、 μ 粒子の透過率が高い。

図 2.3、図 2.4 は GEANT4 シミュレーションで $10\text{GeV}/c$ の e^- と μ 粒子を厚さ 1m の鉄に入射したときの様子である。この図より、同じレプトンであっても μ 粒子の方が透過率が高いことがわかる。ここで、赤の線が負の電荷をもった荷電粒子、青の線が正の電荷をもった荷電粒子である。

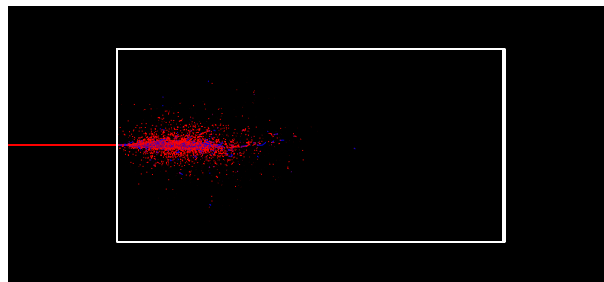


図 2.3: GEANT4 シミュレーションで $10\text{GeV}/c$ の e^- を厚さ 1m の鉄に入射したときの様子

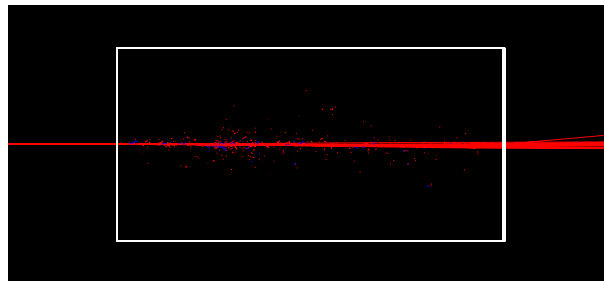


図 2.4: GEANT4 シミュレーションで $10\text{GeV}/c$ の μ^- を厚さ 1m の鉄に入射したときの様子

2.1.3 光子と物質の反応

光子と物質の相互作用は主に、光電効果、コンプトン散乱、対生成の3つに分けることができる。

光電効果はエネルギー $h\nu$ の光子が金属表面に当たると、そのエネルギーが金属に吸収され、その原子の束縛エネルギー $B.E.$ だけ小さくなったエネルギー $E = h\nu - B.E.$ の電子が放出される現象である。

コンプトン散乱は光子と自由電子との散乱のことである。入射した光子のエネルギーが原子中の電子の束縛エネルギーを無視できるほど大きいときは光子と電子の散乱は光子と自由粒子の散乱であると言える。

対生成は高エネルギーの光子が消滅し、電子・陽電子対が生成される現象のことである。制動放射で放出された光子が電磁シャワーを引き起こす原因である。

光子を入射したときに物質内部で起きている現象は電子を入射したときと同じである。これは図 2.3 と図 2.5 を比較して到達距離やシャワーの拡がり方が似ていることからわかる。

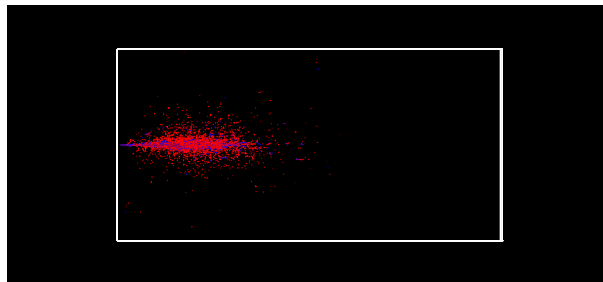


図 2.5: GEANT4 シミュレーションで $10\text{GeV}/c$ の γ を厚さ 1m の鉄に入射したときの電磁シャワーの様子

2.1.4 ハドロンと物質の反応

高エネルギーのハドロンが物質中で引き起こすシャワーのことをハドロンシャワーという。ハドロンは物質中で強い相互作用をすることで中間子やバリオンを生成する。さらに生成された中間子やバリオンはまた新たな粒子を生成する。前節の電磁シャワー同様に連鎖的に起きる。

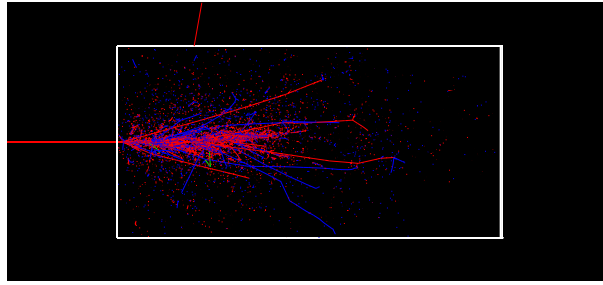


図 2.6: GEANT4 シミュレーションで $10\text{GeV}/c$ の π^- を厚さ 1m の鉄に入射したときのハドロンシャワーの様子

2.2 GEANT4 シミュレーション

GEANT4 とは欧州原子核研究機構 (CERN) で開発された、物質中を通過する粒子の物理相互作用をシミュレーションするためのツールキットのことである。ここで言う粒子とは素粒子、原子核、イオン、光学光子などのことである。GEANT4 は高エネルギー物理学において世界標準のツールキットであり、宇宙、医療、加速器などの幅広い分野でも使われている。高エネルギー物理学実験における GEANT4 は実験の計画段階での設計や性能の評価、実験結果の解析などで使われるため非常に重要なシミュレーションツールだと言える。[12]

2.2.1 GEANT4 内でのジオメトリ定義

本研究ではタングステンのハドロン吸収体とシリコンの検出器を GEANT4 内で定義した。これらはジオメトリといい、シミュレーションの対象となるシステムの幾何学的な情報はボリュームと呼ばれるシステムを構成する要素を単位として記述される。このボリュームは、形状・構成物質・配置位置などの情報を持ち、今回の研究では以下の表 2.1 ようにボリュームを定義した。図 2.7 はその概略図である。

表 2.1: ジオメトリの各ボリューム

構成物質	厚さ	横幅	縦幅
タングステン (W)	50mm	5m	5m
シリコン (Si)	0.5mm	5m	5m
真空	10mm	5m	5m

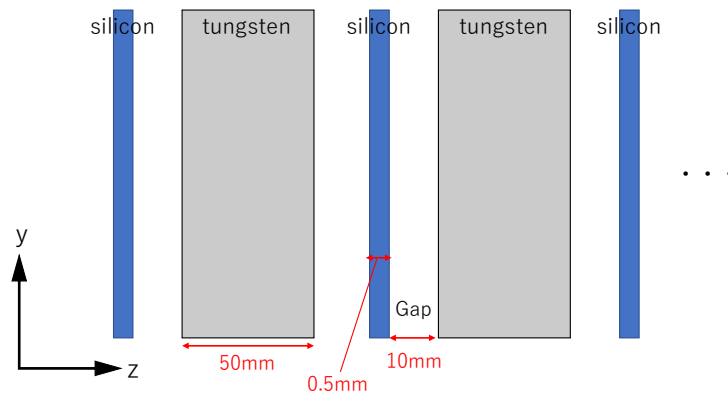


図 2.7: 本研究で用いたジオメトリの概略

ハドロン吸収体内で発生したシャワーを発達させる層として、真空ギャップをハドロン吸収体とシリコン検出器の間に 10mm 設けている。ハドロン吸収体は薄く、単体では粒子識別が行えない可能性があるため、ジオメトリ全体で約 2 m となるよう多層構造の形状をとっている。そのため全層数は 29 層で今回の研究は行う。以下はジオメトリの全体図である。

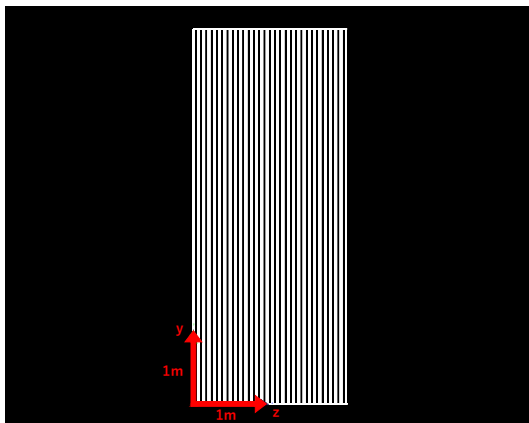


図 2.8: 本研究で用いたジオメトリ (y-z 平面)

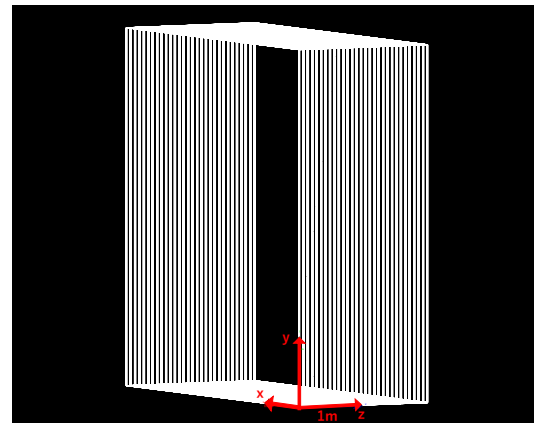


図 2.9: 本研究で用いたジオメトリ

これより本論文ではこの吸収体と検出器の多層構造のことをまとめて多層構造検出器と呼ぶ。

2.3 特徴量の定義

本研究は μ 粒子とその他の粒子を識別できるかを評価することが主な目的である。そのために何か特徴量を定義し、その特徴量を解析、考察することで本研究の目的を達成することとなる。この章では、本研究で用いた特徴量とそれから新たに定義した μ 粒子識別のための閾値を説明する。

2.3.1 粒子散乱幅

1つ目の特徴量は粒子散乱幅である。前節で述べた通り、 μ 粒子は透過性が高く吸収体内部であまり散乱をしないと考えられる。一方、ハドロンは吸収体内部で強い相互作用をするので、散乱回数が増え、散乱幅に差が出ると考えられる。

粒子を入射した際、粒子とハドロン吸収体の物質との散乱で発生した光子起因の電子や、中性子によって弾き出された電子など、ハドロン吸収体内での散乱の影響により複数の荷電粒子が検出されることが想定される。このとき検出された荷電粒子がシャワーのように連鎖的に起こったものではなかった場合、その粒子は今後、閾値を設けた際に意図せず捨ててしまうデータとなる可能性がある。その場合は粒子散乱幅がより小さい方を入射された元粒子として採用することとする。図 2.10 は入射した荷電粒子以外の荷電粒子がハドロン吸収体内部で発生し後方にある検出にて検出される図である。検出された荷電粒子は前検出器で検出された x 、 y 座標を検出器の原点とし、そこからの距離 r を計算する。すなわちこれが粒子散乱幅である。今回は入射粒子の粒子散乱幅を r 、ハドロン吸収体内部で発生した荷電粒子粒子散乱幅を r' とする。図 2.11 は x - y 平面で見たときのそれぞれの距離である。この図では r が r' よりも小さいため、 r が採用される。閾値の定義は次節で詳しく説明する。

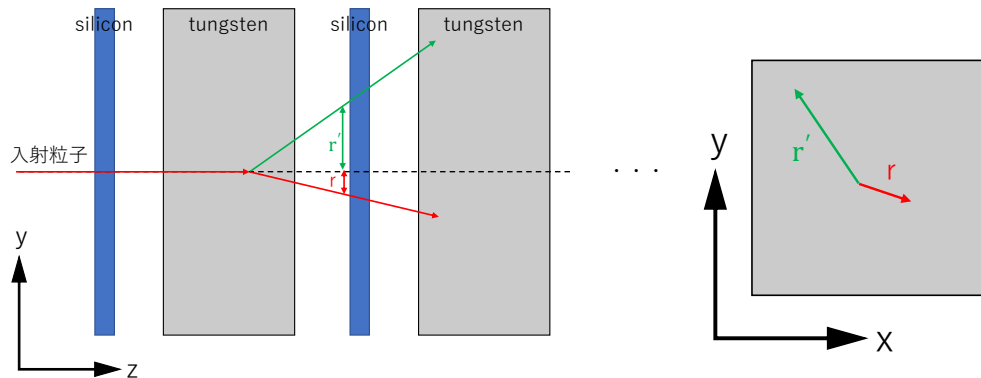


図 2.10: ハドロン吸収体内部で 2 次粒子が発生したときの図 図 2.11: x - y 平面で見たときの粒子散乱幅

先述のことを踏まえると、今回は以下の図 2.12 に示したように粒子散乱幅は各検出器で最も小さい散乱幅ひとつだけが、その入射粒子の粒子散乱幅として定義される。

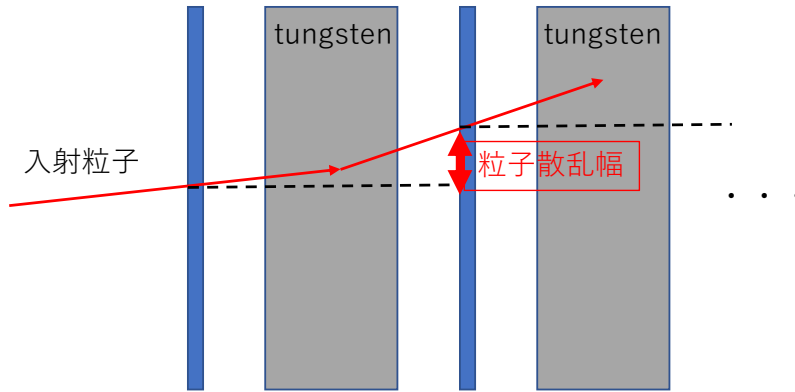


図 2.12: 粒子散乱幅の定義

2.3.2 到達距離

2つ目の特徴量は到達距離である。 μ 粒子はハドロンに比べて物質の透過率が非常に高い粒子である。このことを用いると、多層構造検出器内部での μ 粒子とハドロンの到達距離が異なるものであることが期待できる。

これまでの検出方法だと低運動量の μ 粒子はハドロン同様に吸収体内部で止まってしまう。今回の研究で用いている多層構造検出器ではハドロンの吸収を行いながら、低運動量 μ 粒子の到達距離を推定できることが期待できる。

本研究での到達距離の定義は図 2.13 に示した通りである。基本的には最後に荷電粒子が検出されたシリコン検出器の位置が到達距離である。もし仮に吸収体内部で停止した荷電粒子があれば、その吸収体の手前にあるシリコン検出器が到達距離として扱うこととなる。

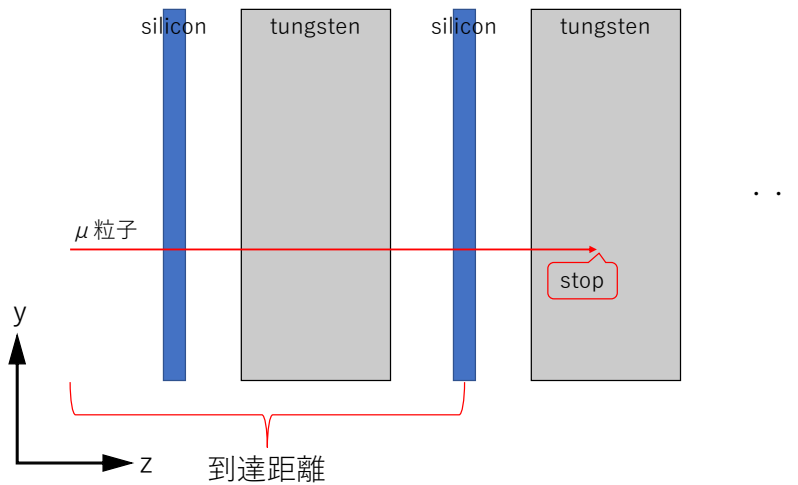


図 2.13: 到達距離の定義

2.4 閾値と多層構造検出器の性能評価方法

前節で定義した粒子散乱幅と到達距離は μ 粒子とハドロンで差が出ることが予想される。したがって、それらの特徴量を用いることで粒子識別の精度向上が期待できる。本研究は閾値として μ 粒子の粒子散乱幅と到達距離を基準としたものを用い、閾値をクリアした粒子を調べることで多層構造検出器の性能として評価する。

2.4.1 閾値の定義と扱い方

μ 粒子の粒子散乱幅を用いた散乱幅閾値を設けると、その閾値の値を S と置くこととする。また散乱幅閾値の扱い方を以下に示す。

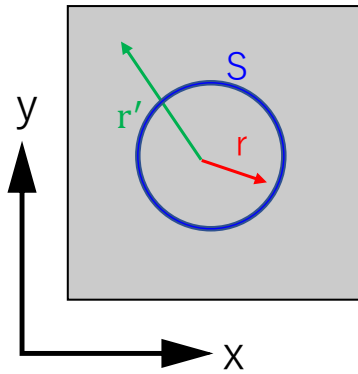


図 2.14: $S \geq r$ の荷電粒子があるとき

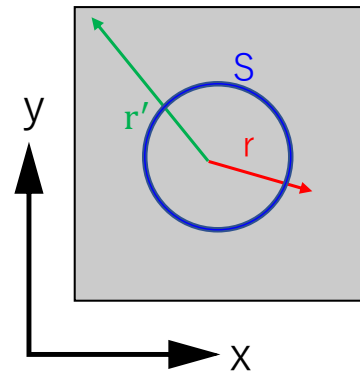


図 2.15: $S < r$ の荷電粒子のみのとき

図 2.14 では散乱幅閾値 S の内部にある r はこの散乱幅閾値を満たす粒子としてこの検出器で検出される。このアルゴリズムで検出された荷電粒子が複数ある場合は、その中でも最も小さい r をもつ粒子を採用し次の検出器での原点として使用する。しかし、図 2.15 のように散乱幅閾値の内部に粒子が存在しなかった場合、そのイベントはこの時点で最終到達距離はこの検出器となり、以降の検出は行わないこととする。

また、粒子が検出器内部を通過した際、各シリコン検出器で得られた粒子散乱幅の合計値も μ 粒子と π 中間子に差が生じると考えられるため、ある一定の合計値を合計散乱幅閾値として定義する。

到達距離による到達距離閾値は以下のように扱う。

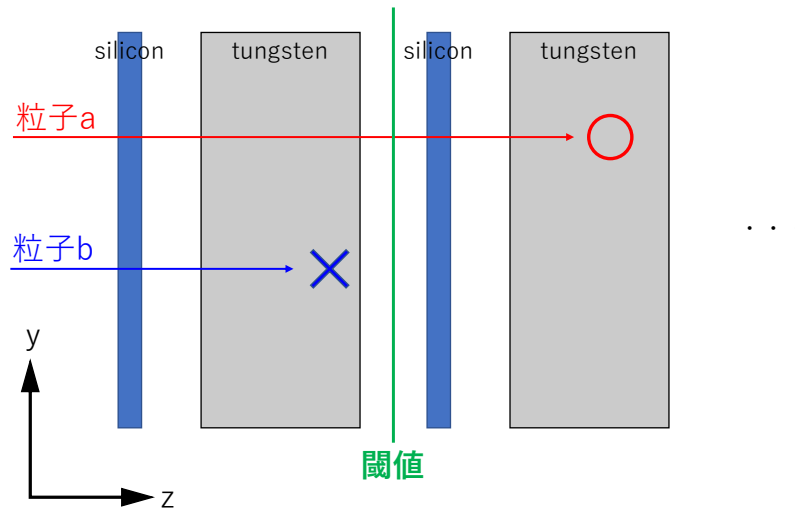


図 2.16: 到達距離で閾値を設けたとき

図 2.16 のように、ある地点に到達距離閾値を設けたとき、粒子 a は閾値を超えているため検出された際のデータは解析に用いるが、粒子 b は閾値に達していないため粒子解析を行わない。すなわち到達距離閾値を超えた粒子は μ 粒子とみなして測定を行うということである。

2.4.2 多層構造検出器の性能評価方法

前項で述べた閾値を用いて、本研究の最も重要な目的である多層構造検出器における粒子種識別の可能性を評価しなくてはならない。評価方法は閾値を用いた際の μ 粒子と π 中間子の検出効率を比較することで評価する。もし μ 粒子の検出効率が π 中間子の検出効率を大幅に上回ることができれば、低運動量領域でもこの多層構造検出器を用いれば、粒子種を識別し μ 粒子の測定が可能になると期待できる。

本研究での検出効率の定義は式 2.4 で定義する。

$$\text{検出効率} = \frac{\text{閾値を満たし検出された粒子数}}{\text{入射した全粒子数}} \quad (2.3)$$

第3章 研究結果

現在の μ 粒子対測定における π 中間子の膨大な背景事象は、非常に大きな課題の1つである。したがって、本研究は μ 粒子と π 中間子の識別に重点をおいて行なった。また、運動量領域は全運動量で1~5GeV/cの範囲を研究対象とした。

3.1 粒子散乱幅を用いた粒子決定の妥当性

第2章で定義した特徴量において、複数の荷電粒子が検出されたときに散乱幅がより小さい荷電粒子を μ 粒子とみなすとした。これは μ 粒子の散乱幅から得られた特徴量を散乱幅閾値として設けたとき、吸収体内部で発生した二次粒子が散乱幅閾値から外れたことによって μ 粒子の統計量の損失を軽減するためである。しかし、散乱幅が小さい荷電粒子がおおよそ μ 粒子であるということを確認する必要がある。

そこで、1~5GeV/cの μ 粒子を多層構造検出器に入射したときに、最終到達点検出器での最小散乱幅が実際に μ 粒子であった割合を求めた。

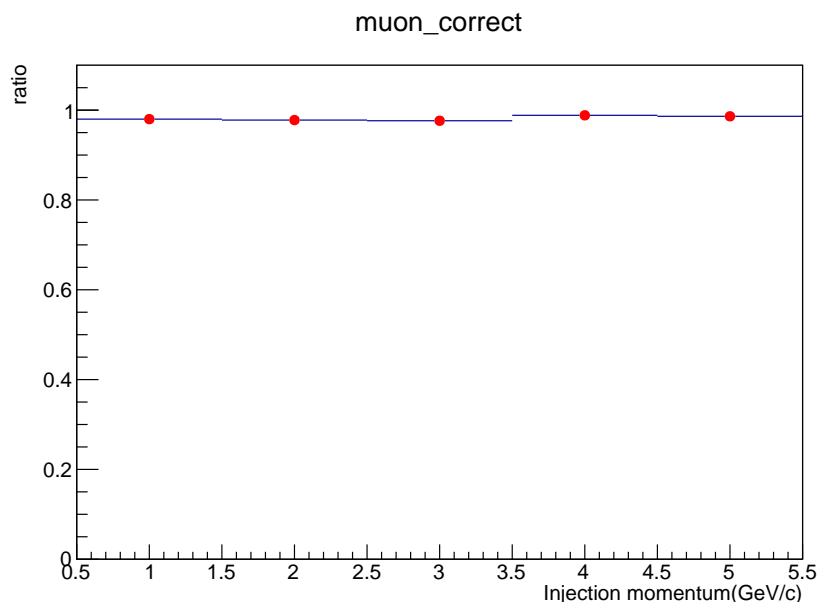


図 3.1: 最終到達点検出器での最小散乱幅が実際に μ 粒子であった割合

この結果により、最小散乱幅を選ぶと高い割合で μ 粒子であることが確認できた。したがって、複数の荷電粒子が検出された際に散乱幅が最小の粒子を μ 粒子とみなすことは妥

当であると言える。

3.2 粒子散乱幅

先述の結果より、 μ 粒子の散乱幅を散乱幅閾値の定義に用いることができると考え、 μ 粒子の各検出器での散乱幅分布を調べた。(図 3.2)

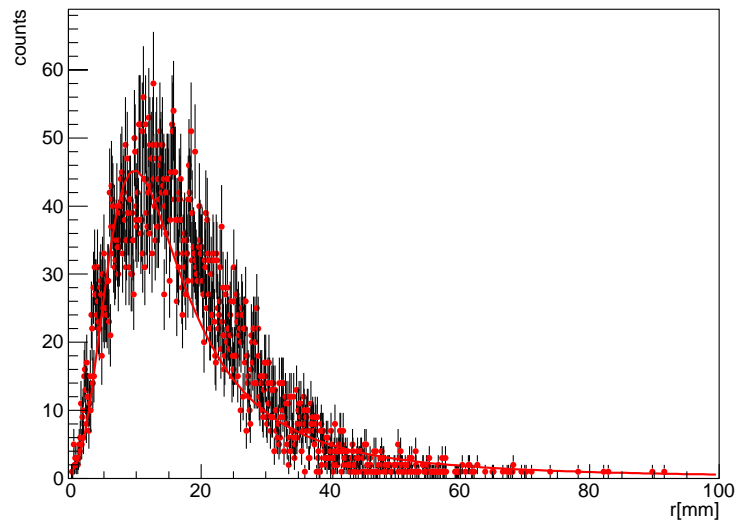
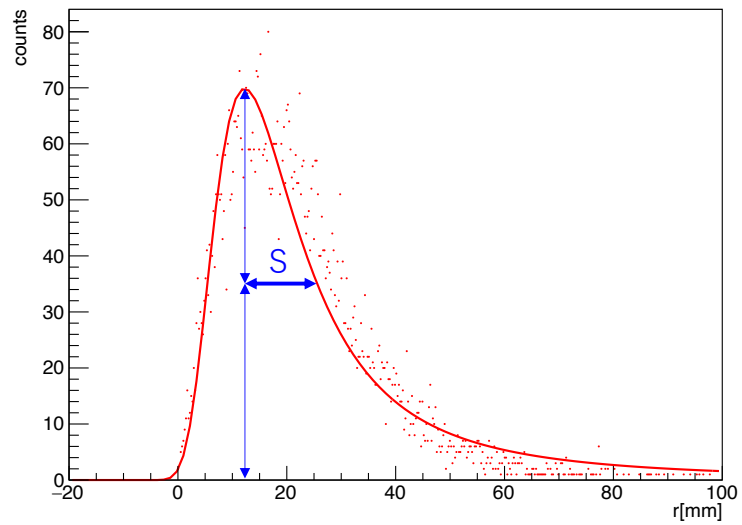


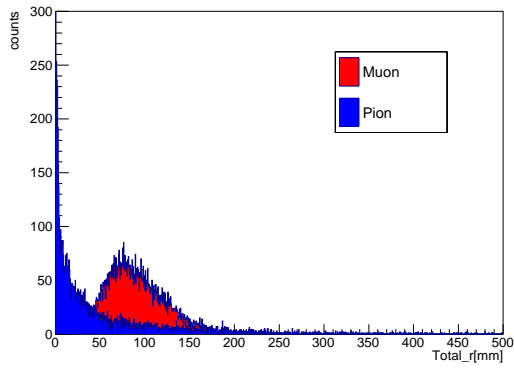
図 3.2: μ 粒子の散乱幅分布:3GeV/c の μ 粒子の 10 層目での分布

このヒストグラムは横軸が散乱幅 $r[\text{mm}]$ 、縦軸が粒子数である。図からわかる通り、 μ 粒子の散乱幅分布はランダウ分布となった。これは粒子の散乱幅は、ハドロン吸収体が薄いことによるエネルギー損失の分布と間接的に関係があることが原因であると考えられる。ランダウ分布はガウス分布とは異なり、統計的な σ を定義できないため、本研究では図 3.3 に示すように閾値を定義した。

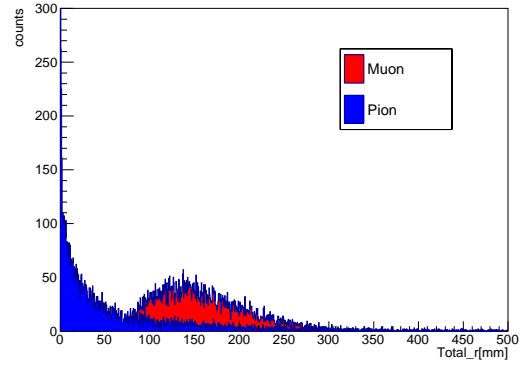
図 3.3: μ 粒子散乱幅を用いた散乱幅閾値 S の定義

散乱幅閾値 S はランダウ分布の最大値の半分の値をとる r の値において、最大値をとる r の値からの距離と定義している。また、この特徴量は最大値をとる r の値よりも大きい
か小さいかで値が変化するため、本研究では最大値をとる r の値より大きい r を散乱幅閾
値 S と定義する。

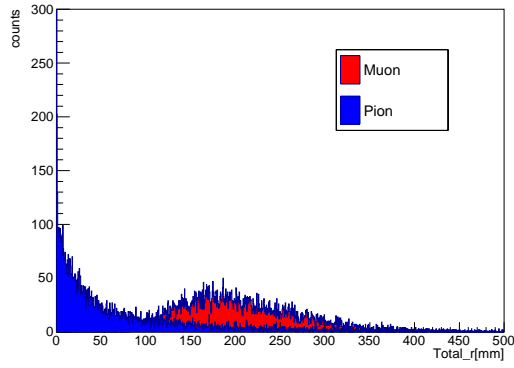
また、各粒子が到達した検出器での散乱幅の合計値を求めた。



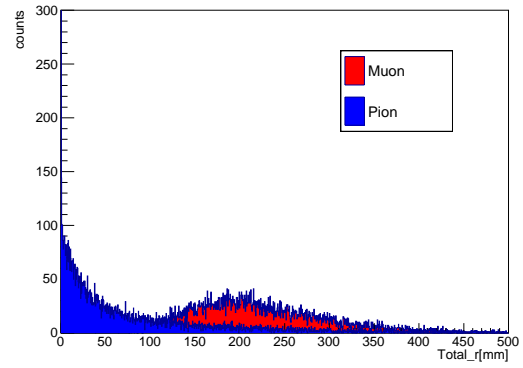
(a) 1GeV/c の合計散乱幅



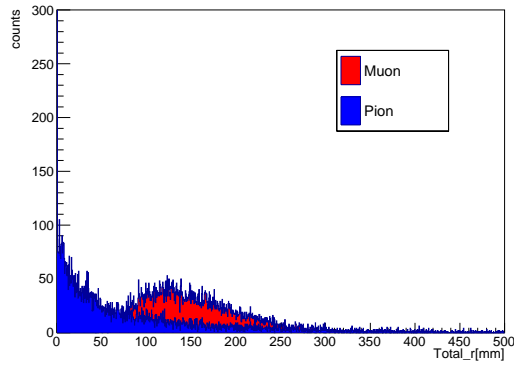
(b) 2GeV/c の合計散乱幅



(c) 3GeV/c の合計散乱幅



(d) 4GeV/c の合計散乱幅



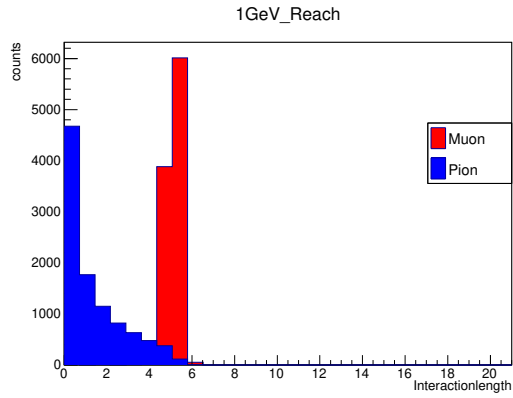
(e) 5GeV/c の合計散乱幅

図 3.4: 各入射運動量での μ 粒子と π 中間子の散乱幅の合計値分布

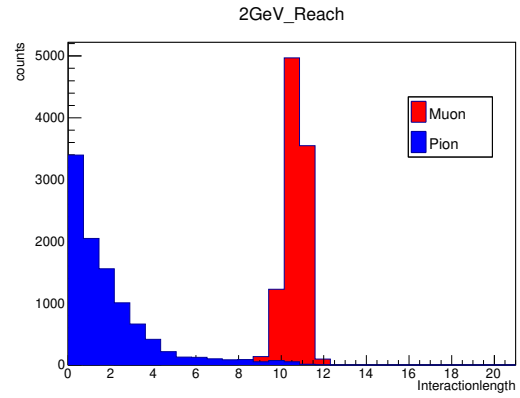
この結果から、合計散乱幅である閾値を定義したとき、 μ 粒子と π 中間子を分けられることがわかる。

3.3 到達距離

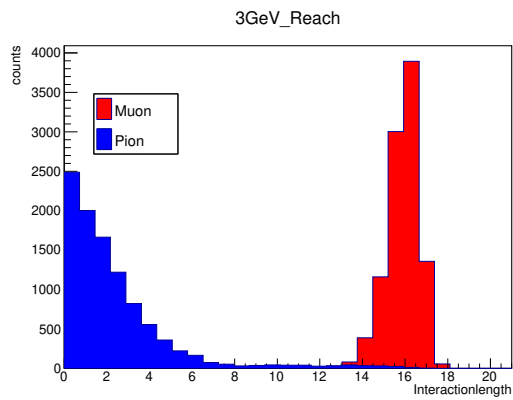
もう 1 つの特徴量と定義した到達距離についての結果は以下のようになった。



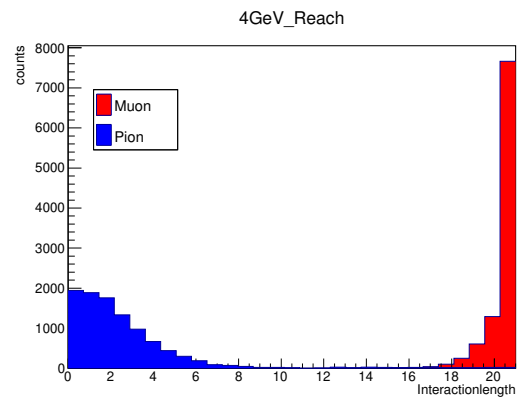
(a) 1GeV/c の到達距離分布



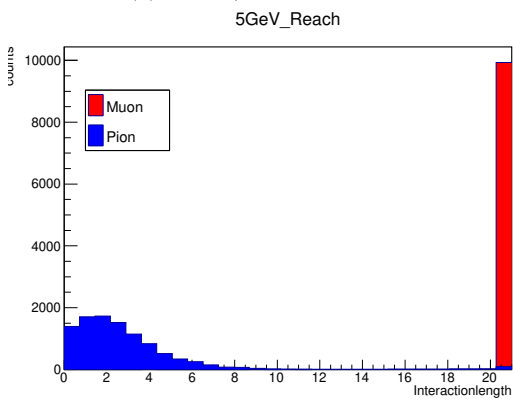
(b) 2GeV/c の到達距離分布



(c) 3GeV/c の到達距離分布



(d) 4GeV/c の到達距離分布



(e) 5GeV/c の到達距離分布

図 3.5: 各入射運動量での μ 粒子と π 中間子の到達距離分布

図 3.5 において、横軸は相互作用長、縦軸は粒子数である。ここで横軸を相互作用長としたのはハドロン吸収体の物質を変えた際も同様の議論がこのヒストグラムで可能となるからである。

この結果より、低運動量でも μ 粒子と π 中間子の到達距離に差が出ることがわかった。したがって、到達距離は閾値として用いることができる 1 つの特徴量であると言える。

3.4 閾値の決定

粒子散乱幅と到達距離の結果よりそれぞれの閾値を定義する。

粒子散乱幅における散乱幅閾値は 2 つ考えられる。1 つは μ 粒子の散乱幅分布から得た散乱幅閾値 S である。この S を 0.5 ~ 3 の範囲で 0.5 刻みずつ S の大きさを変えた。もう 1 つの閾値は散乱幅の合計値である。

到達距離閾値は、本研究の目的である μ 粒子識別のために、 μ 粒子が閾値を超える割合が多く、 π 中間子が閾値を超える割合が小さい到達距離を到達距離閾値と定義すべきである。

3.4.1 粒子散乱幅から得る閾値の決定

まず散乱幅閾値を求めるため、横軸を合計散乱幅 [mm]、縦軸を到達距離とし、各層の検出器で S の値をそれぞれ変化させたときのヒストグラムを作成した。一例として $2S$ の散乱幅閾値を設定したときの各運動量のヒストグラムを以下に示す。

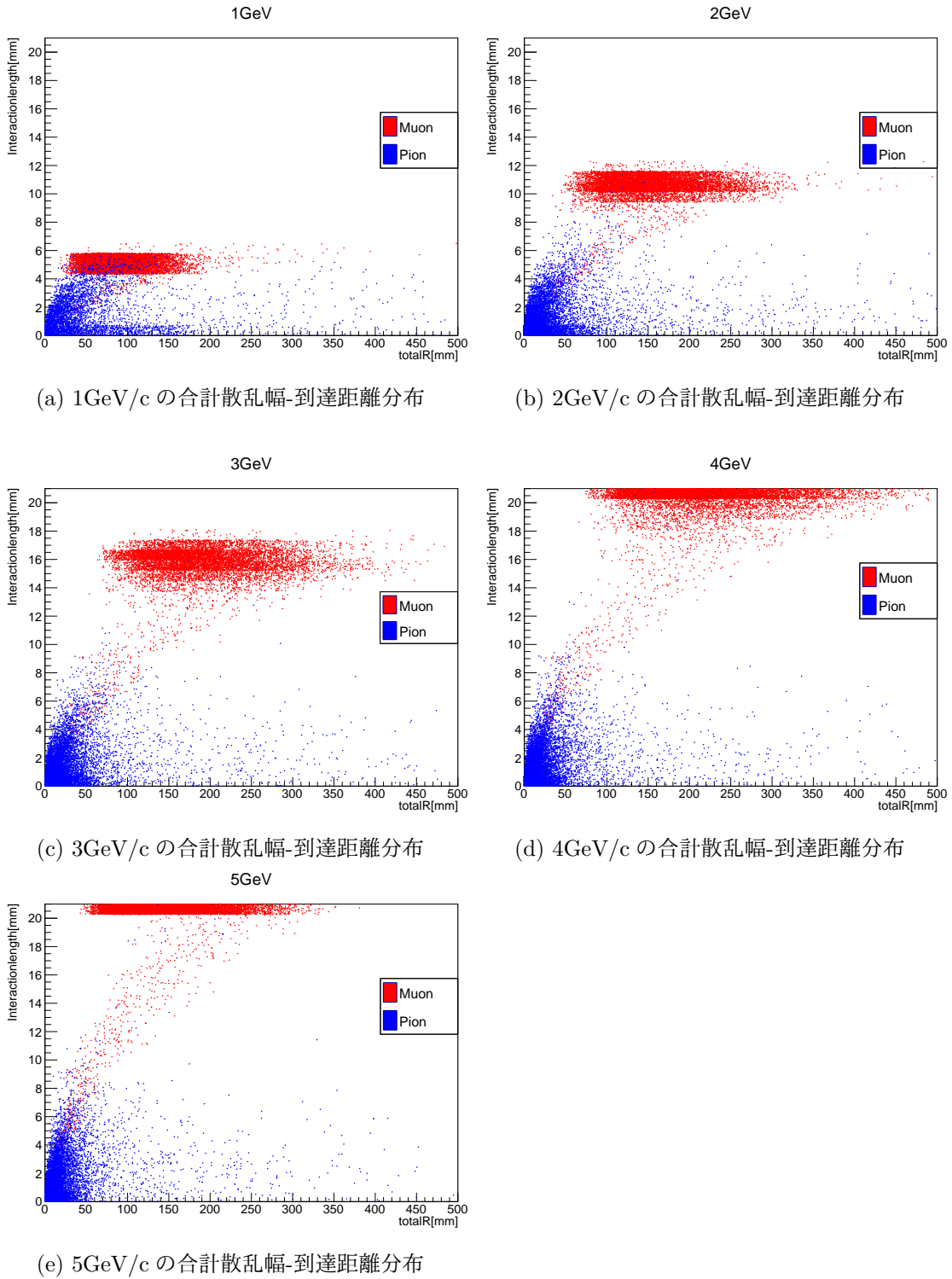


図 3.6: 散乱幅閾値 S を用いた μ 粒子と π 中間子の合計散乱幅と到達距離分布

図 3.6 より、縦軸の到達距離と横軸の合計散乱幅にそれぞれ差があることがわかる。各運動量で μ 粒子のバンドが見られるが、これは散乱幅閾値 S がランダム分布から定義されたものであり、統計的に散乱幅閾値を超えるものが現れるからである。

次に、最適な散乱幅閾値 S を求めるため、到達距離閾値を 16 層目、合計散乱幅閾値を 50mm に固定し S を変化させたときの検出効率を求めた。その結果が以下である。

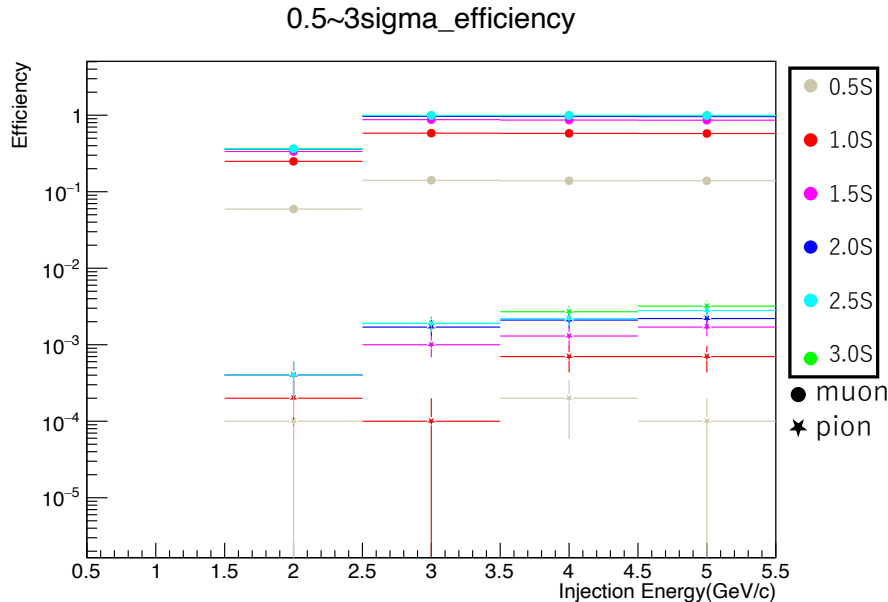


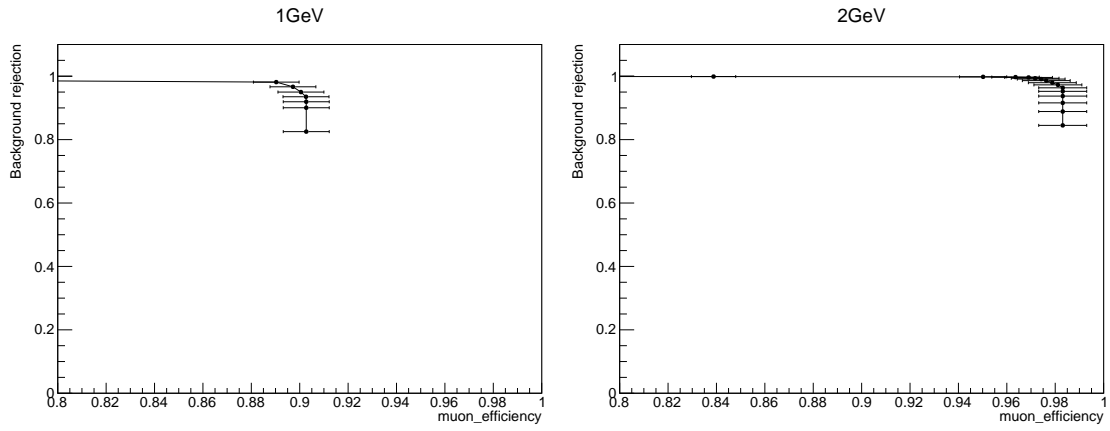
図 3.7: 各 μ 粒子散乱幅閾値 S における μ 粒子と π 中間子の検出効率

図 3.7 は横軸が入射運動量 (GeV/c)、縦軸が検出効率である。この図より、 μ 粒子検出効率は 2 S 以上の散乱幅閾値ではほとんど変化がみられない。しかし、 π 中間子は散乱幅閾値 S が大きくなるにつれ検出効率が高くなっていることがわかる。

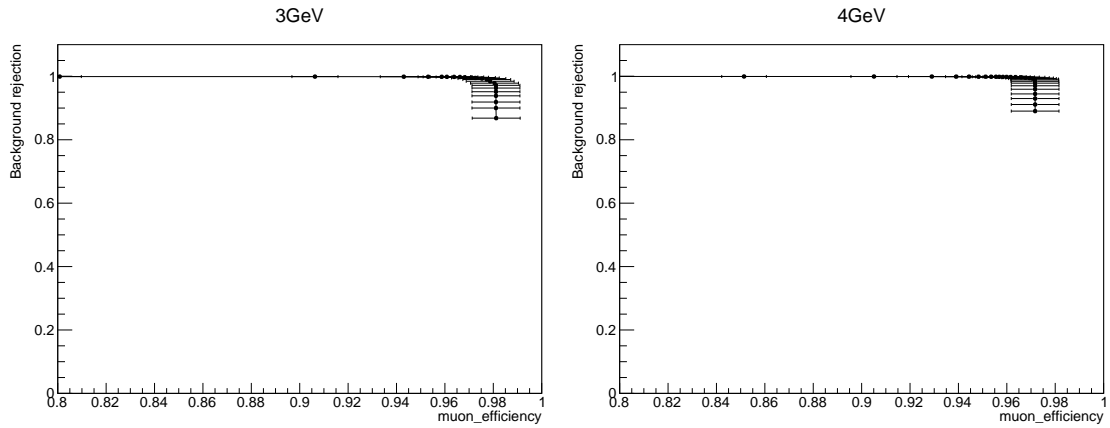
この結果から、本研究では μ 粒子散乱幅から得る散乱幅閾値を 2 S で固定する。また、合計散乱幅の閾値は 50mm で固定する。

3.4.2 到達距離から得られる閾値の決定

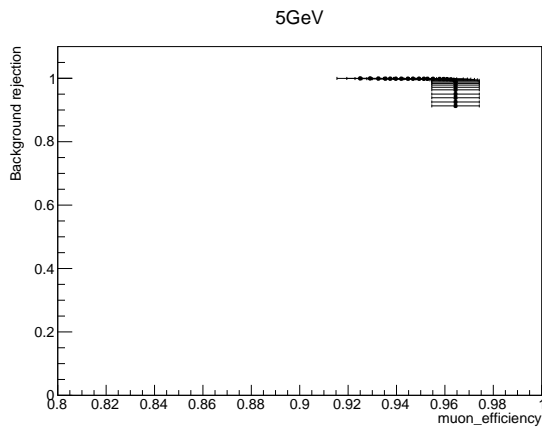
μ 粒子散乱幅から得る散乱幅閾値 S を 2 S で固定し、次に到達距離から得られる到達距離閾値の決定を行なった。決定方法は、全ての層で散乱幅による閾値を設けその層での検出効率を求める。その後、横軸を μ 粒子検出効率、縦軸を π 中間子除去効率としたヒストグラムを作成した。本研究の目的では、横軸、縦軸共に 1 により近い到達距離が最適な閾値であると言える。結果は以下ようになった。



(a) 1GeV/c の各層での μ 検出効率- π 除去効率 (b) 2GeV/c の各層での μ 検出効率- π 除去効率



(c) 3GeV/c の各層での μ 検出効率- π 除去効率 (d) 4GeV/c の各層での μ 検出効率- π 除去効率



(e) 5GeV/c の各層での μ 検出効率- π 除去効率

図 3.8: 1~5GeV/c の入射運動量における各層での μ 粒子検出効率と π 中間子除去効率

各運動量において π 中間子除去効率が落ちる付近で最も π 中間子除去効率が高いときの到達距離を調べた結果、入射運動量ごとに最も効率の良い到達距離から得る閾値は表 3.1 のようになった。

表 3.1: 各入射運動量における到達距離の閾値

入射運動量	閾値とする到達距離
1GeV/c	423mm
2GeV/c	916.5mm
3GeV/c	1339.5mm
4GeV/c	1692mm
5GeV/c	1833mm

3.5 検出効率

先述した各閾値を用いて μ 粒子と π 中間子の検出効率を求めた。

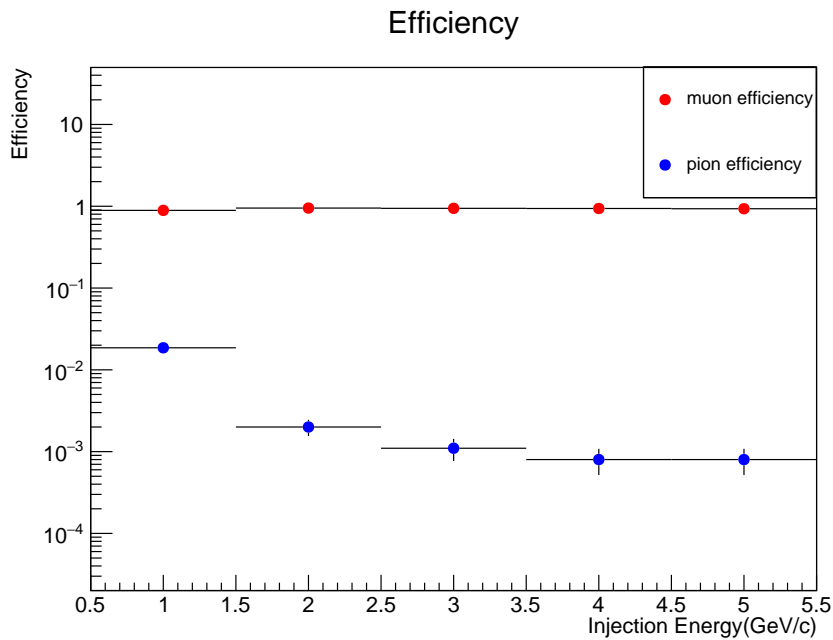


図 3.9: 各入射運動量における μ 粒子と π 中間子の検出効率

図 3.9 より、入射運動量 2GeV/c 以上では μ 粒子検出効率が約 95% であることに対して、 π 中間子検出効率は約 0.1% 程度に抑えられていることがわかる。また、より低い運動量の 1GeV/c でも μ 粒子検出効率が 90%、 π 中間子検出効率は 2% 程度に抑えられている。これは 2GeV/c 以上の運動量において π 中間子を 99.9% 除去できた上で、 μ 粒子を 95% 検出できるということである。

次に、現在の ALICE 実験で用いられているハドロン吸収体を模したジオメトリを GEANT4 で作成し、これまでの検出方法で求めた検出効率と本研究の多層構造検出器を用いた検出効率を比較した。

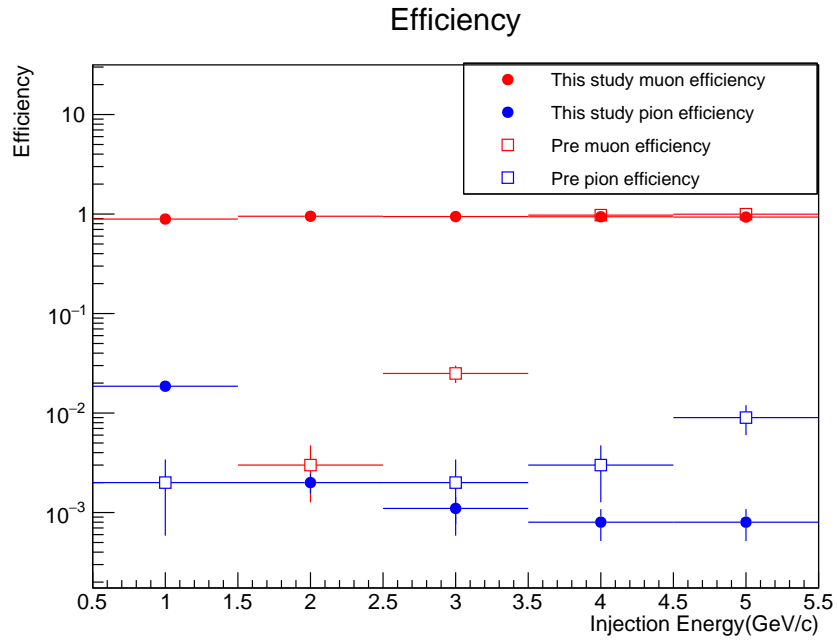


図 3.10: これまでの検出方法との検出効率の比較

このヒストグラムにおいて、データ点がないものは検出されていないということを表す。したがって、これまでほとんど検出されていなかった運動量 $3\text{GeV}/c$ 以下の領域での μ 粒子検出効率が大幅に向上し、運動量 $3\text{GeV}/c$ 以上の領域でも π 中間子除去効率が向上したことがわかる。

第4章 結論

シリコン検出器とタングステンハドロン吸収体の多層構造による粒子識別は、各層で粒子を検出し検出された粒子の飛跡や拡がりを追っていくことが可能であった。これにより、 μ 粒子と π 中間子の到達距離、散乱幅に差があることを示し粒子識別の特徴量として用いることができると示した。また、この特徴量から新たに定義した閾値を設けることにより、 μ 粒子検出効率は約95%、 π 中間子の除去効率は99%という結果が得られた。本研究の検出効率と現在用いられている検出手法を再現したものを比較すると、これまでハドロン吸収体内部で停止してしまい測定ができなかった低運動量領域での μ 粒子測定が可能になり、測定されていた運動量領域でも π 中間子の除去効率が向上していることが示せた。

この結果から、本研究で提案した新しい検出器コンセプトを用いることで、これまで困難であった低運動量 μ 粒子対の識別が可能になる。これにより背景事象の小さい状況下におけるレプトン対に崩壊した低質量ベクトル中間子の質量再構成精度が向上し、低質量ベクトル中間子の質量変化の測定が期待できる。したがって、ハドロン質量獲得機構の検証精度の向上が期待できることがわかった。

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々に助言をいただきました。特に終始適切な方針の提示と指導をしてくださった八野哲助教には感謝の念に堪えません。ありがとうございました。志垣賢太教授の隔週のミーティングでのご指摘は非常に勉強になりました。山口頼人准教授は研究に関するだけでなく、大学院入試や普段の生活の相談に乗ってくださり感謝しています。本間謙輔准教授には前期の LabEx で素粒子実験の基礎を教えていただき、また様々な視点からの考え方があることを学ばせていただきました。三好隆博助教には前期のゼミで素粒子原子核の基礎、プログラミングの基礎を教えていただきました。あの経験なしではシミュレーション研究はできませんでした。荻野雅紀研究員にはコーディングで困ったときには大変お世話になりました。同じ居室の木村先輩、江島先輩には行き詰った際に適切な助言をいただき、同期の4人にはたわいない雑談で部屋の雰囲気を和らげてもらいました。ありがとうございました。最後に、日々の大学生活を支えてくれている家族に感謝いたします。

参考文献

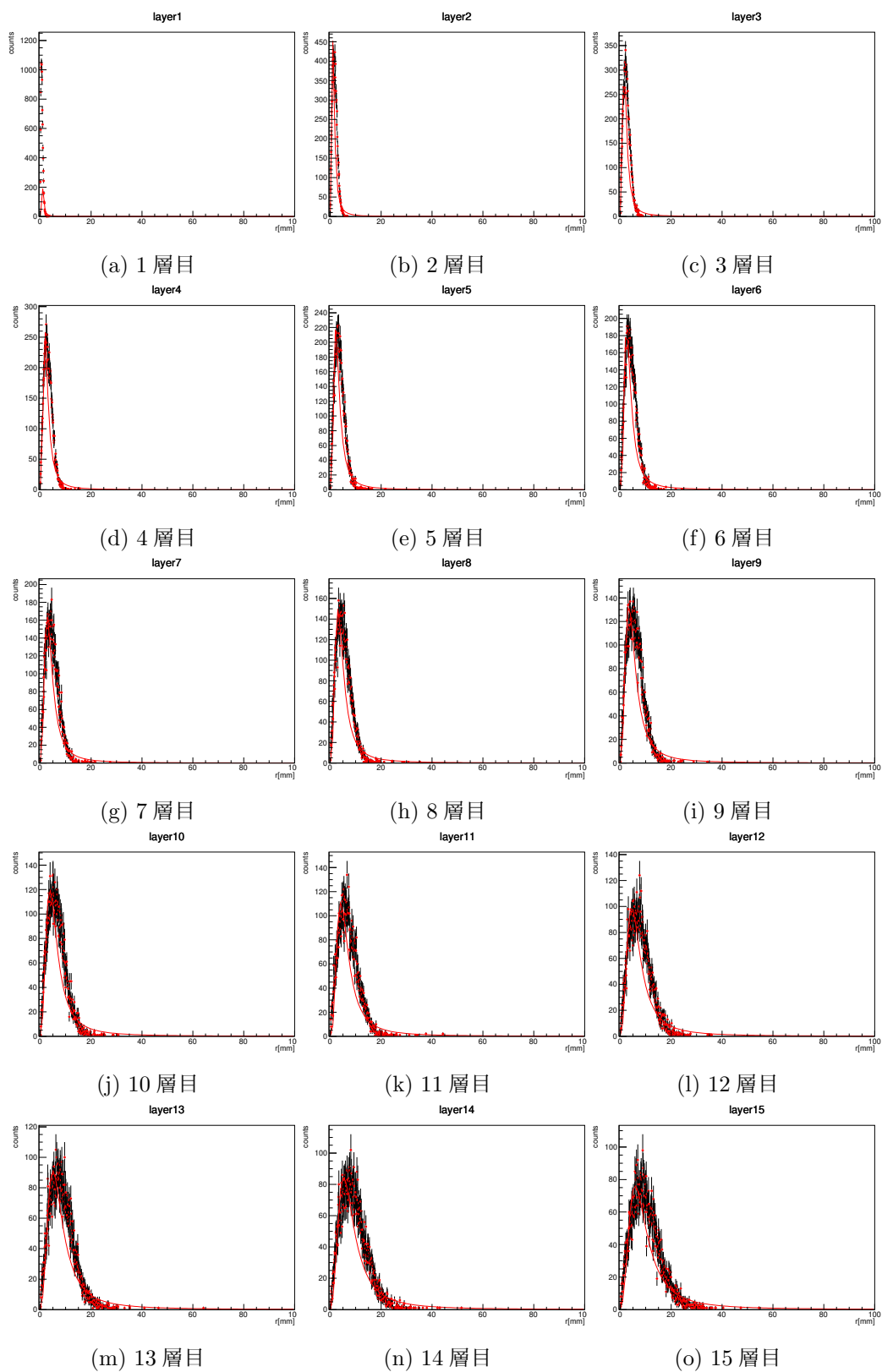
- [1] 高須早織. 高エネルギー原子核衝突前方物理を拓く si-w サンプルングカロリメーターに関する考察. 広島大学理学部 物理科学科 クォーク物理学研究室 平成 28 年度卒業論文.
- [2] ひっぐすたん. <https://higgstan.com/terms-of-use/>.
- [3] 国立研究開発法人 日本原子力研究開発機構先端基礎研究センター. <https://asrc.jaea.go.jp/soshiki/gr/hadron/research.html>.
- [4] 小林智貴. 平成 27 年度卒業論文 alice 実験前方検出器高度化による低質量 μ 粒子対測定精度の基礎評価. 広島大学理学部物理科学科 クォーク物理学研究室.
- [5] 核物理懇談会. <http://kakudan.rcnp.osaka-u.ac.jp/jp/overview/world/QGP.html>.
- [6] J P Wessels, D Adamova, G Agakichiev, H Appelshuser, V Belaga, P Braun-Munzinger, R Campagnolo, A Castillo, A Cherlin, S Damjanovic, T Dietel, L Dietrich, A Drees, S I Esumi, K Filimonov, K Fomenko, Zeev Fraenkel, C Garabatos, P Glässel, G Hering, J Holeczek, V Kuschpil, B C Lenkeit, W Ludolphs, A Maas, A Marin, F Messer, J Milosevic, A Milov, D Mikowiec, L Musa, Yu A Panebratsev, O Yu Petchenova, V Petracek, A Pfeiffer, J Rak, I Ravinovich, P Rehak, M Richter, H Sako, W Schmitz, J Schükraft, S Sedykh, W Seipp, A Sharma, S S Shimansky, J Slivova, H J Specht, J Stachel, M Sumbera, H Tilsner, Itzhak Tseruya, T Wienold, B Windelband, J P Wurm, W Xie, S Yurevich, and V Yurevich. Latest results from CERES/NA45. *Nucl. Phys. A*, Vol. 715, pp. 262–271, Dec 2002.
- [7] R Araldi, R Averbeck, K Banicz, J Castor, B Chaurand, C Cicalò, A Colla, Pietro Cortese, S Damjanovic, A David, et al. First measurement of the ρ spectral function in high-energy nuclear collisions. *Physical review letters*, Vol. 96, No. 16, p. 162302, 2006.
- [8] Ralf Rapp, Hendrik Van Hees, and Trenton Strong. Melting rho meson and thermal dileptons. *Brazilian journal of physics*, Vol. 37, pp. 779–781, 2007.
- [9] K Dusling, D Teaney, and I Zahed. Thermal dimuon yields: Comparison with na60 results at 158 gev/nucleon. *Physical Review C*, Vol. 75, No. 2, p. 024908, 2007.
- [10] Technical Design Report for the Muon Forward Tracker. Technical report, Jan 2015.

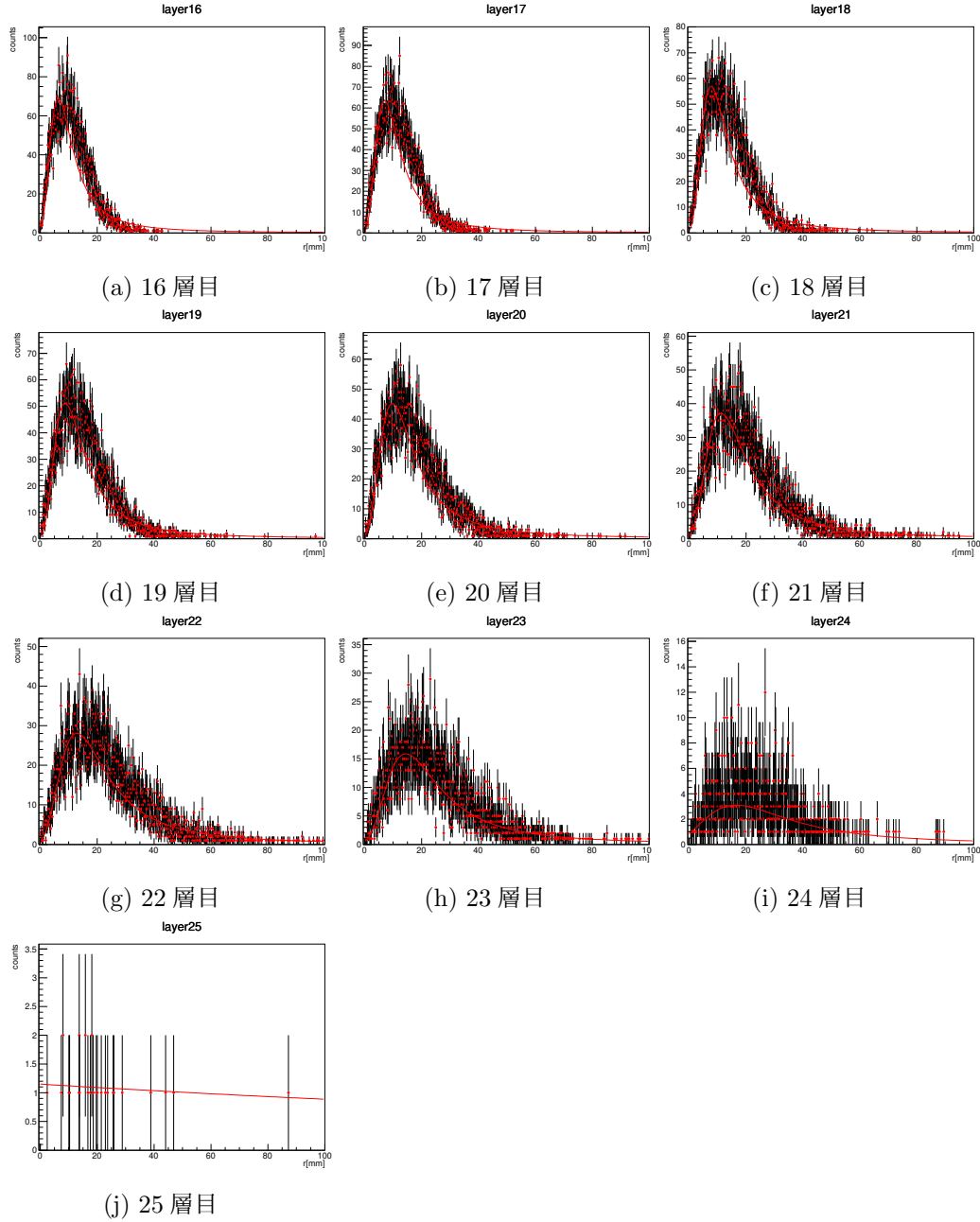
[11] Particle Data Group. <https://pdg.lbl.gov/>.

[12] geant4.web.cern.ch. <https://geant4.web.cern.ch/node/1>.

付 録 A $3\text{GeV}/c$ の μ 粒子の各層での散乱 分布

本文では μ 粒子の散乱幅分布は運動量 $3\text{GeV}/c$ の μ 粒子の 10 層目の分布だったが、ここでは全層での分布を記載する。





付 録 B 合計散乱幅と到達距離分布

本文では散乱幅閾値 $2S$ のヒストグラムのみを記載したため、ここでは $1S$ と $3S$ のヒストグラムを記載する。

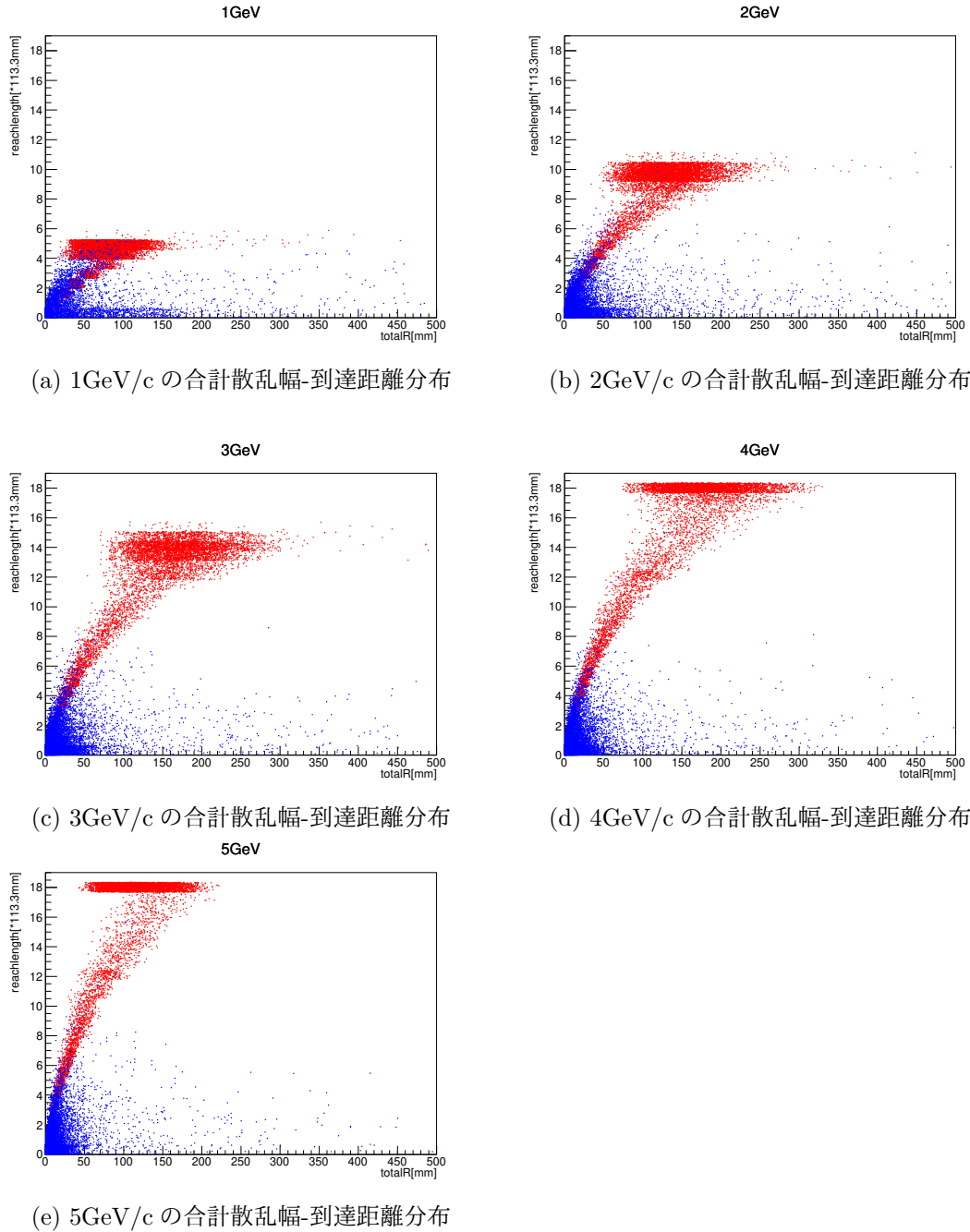


図 B.1: 散乱幅閾値 1S の合計散乱幅と到達距離分布

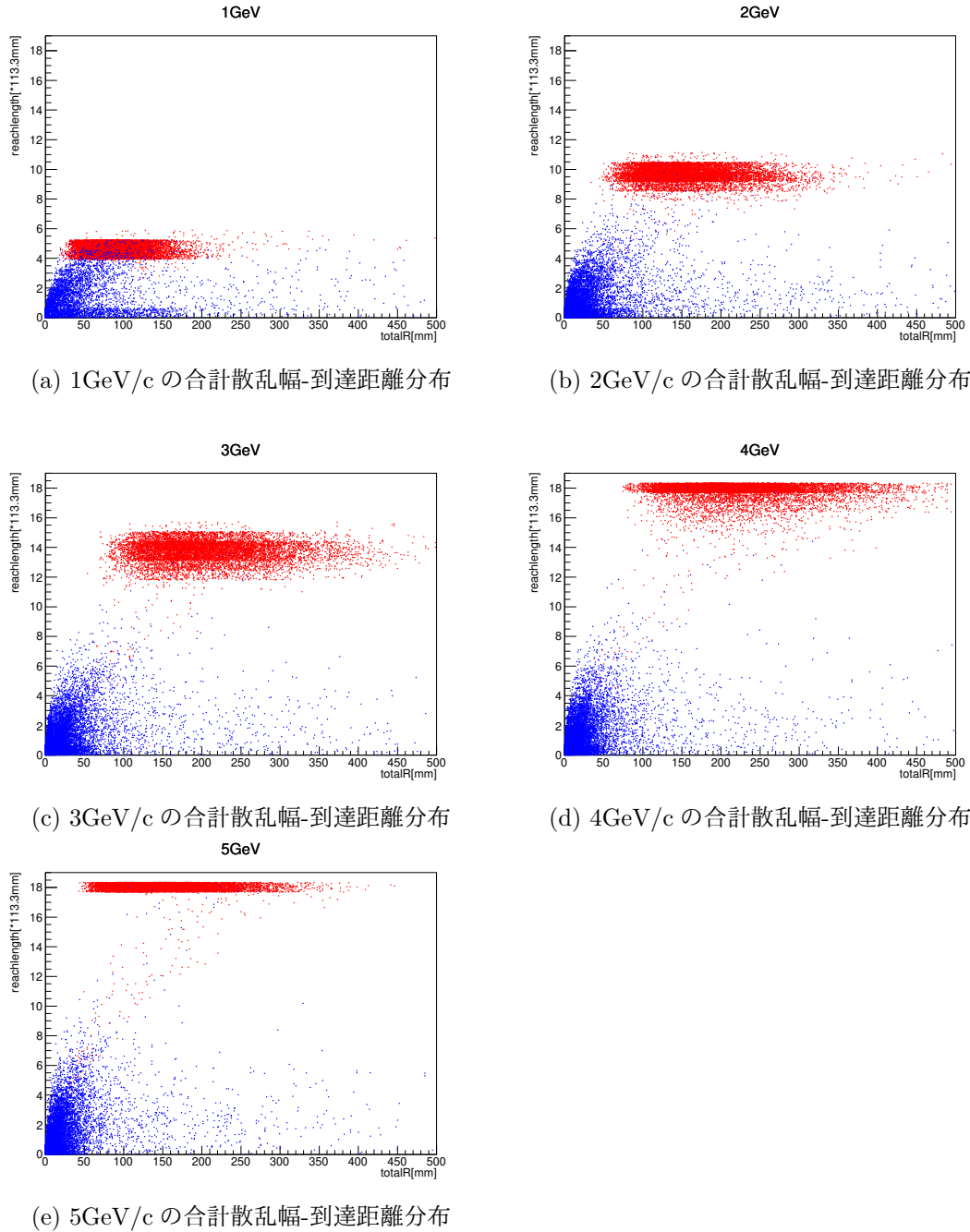


図 B.2: 散乱幅閾値 3S の合計散乱幅と到達距離分布