

ミューオン対崩壊チャンネルを通した ベクトル中間子測定の考察

広島大学理学部物理科学科
クォーク物理学研究室

B082399

大久保 翼

指導教官 杉立 徹 教授
主査 三好 隆博 助教
副査 佐藤 仁 准教授

平成 24 年 2 月 11 日

概要

ミューオンへの崩壊チャンネルを持つ粒子は数多く存在し、 ϕ や J/ψ などのベクトル中間子もそのひとつである。中間子はクォークと反クォークによる1組のクォーク対で構成されており、中間子内部ではクォーク・反クォーク間での相互作用が比較的小さいため、その質量は構成粒子であるクォークと反クォークの有効質量の和にほぼ等しいと考えられている。それ故、中間子の質量や崩壊幅に関する情報は、クォークの有効質量を決定するための重要な手掛かりになる。

本研究では、ミューオン対への崩壊チャンネルをプローブとするベクトル中間子の測定について考察する。粒子が物質中で起こす振る舞いや反応をシミュレートする Geant4 を用いて、ミューオンやハドロンの粒子線がアブソーバー中で起こす相互作用の様子を再現した。シミュレーションの結果、ミューオンが原子および分子中の電子との電磁相互作用によってエネルギーを損失するのに対して、ハドロンは原子核との衝突によりエネルギーを失い、より複雑な反応を起こすことがわかった。両者の反応の違いを比較することによって、ミューオンの検出方法を示し、ミューオン対への崩壊チャンネルを持つベクトル中間子の測定方法を示す。

目 次

1	序論	5
1.1	はじめに	5
1.2	ミューオンとベクトル中間子	6
1.3	物質中における粒子のエネルギー損失	7
1.3.1	荷電粒子のエネルギー損失	7
1.3.2	電磁シャワー	9
1.3.3	ハドロンシャワー	9
1.4	ALICE 実験	10
1.5	目的	12
2	シミュレーションモデル	13
2.1	Geant4	13
2.2	検出器の再現	13
3	解析手法	14
3.1	ミューオン対崩壊	14
3.2	曲率半径および運動量の算出	15
3.3	質量の再構築	16
4	結果	17
4.1	ミューオンとハドロンのアブソーバー中での飛程距離の違い	17
4.2	ミューオンの運動量測定	24
4.3	ミューオン対の検出	26
5	まとめ	28

図目次

1	標準模型の基本粒子である粒子の種類 [1]	5
2	ミューオンと J/ψ の性質 [2]	7
3	荷電粒子の物質中でのエネルギー損失 [2]	8
4	CERN の LHC[4]	10
5	ALICE 実験の検出器 [5]	11
6	ミューオンスペクトロメーターの概略図 [5]	12
7	Geant4 を用いて再現したミューオンスペクトロメーター	13
8	重心系と実験室系における粒子の振る舞いの違い	14
9	3 点の位置座標から曲率半径を求めるために用いた概念図	16
10	アブソーバーの種類による粒子の飛程距離の違い	18
11	アルミニウムでの粒子の飛程距離	18
12	エネルギーの違いによる K 中間子の飛程距離の違い	20
13	エネルギーの違いによるミューオンの飛程距離の違い 1	22
14	エネルギーの違いによるミューオンの飛程距離の違い 2	23
15	軌跡から算出したエネルギーの結果 (1GeV ~ 4GeV)	25
16	軌跡から算出したエネルギーの結果 (5GeV ~ 8GeV)	25
17	軌跡から算出したエネルギーの結果 (9GeV ~ 10GeV)	26
18	J/ψ の質量エネルギー分布	26

1 序論

1.1 はじめに

物質を構成する最小粒子、すなわち、素粒子の探求は古くから行われている。紀元前 500 年にギリシアの哲学者デモクリトスによって考えられた分割不可能な物質の最小構成要素という意味の原子 (atom) は、19 世紀における化学の発展に伴い、化学反応では変化しない物質の基本要素として実体のあるものとなった。その後の研究で、素粒子として考えられてきた原子は原子核と電子、そして原子核は陽子と中性子からなることがわかり、さらなる最小粒子の存在が明らかになるにつれ、時代とともに素粒子としてとらえるものが変化していった。現在では、陽子・中性子の内部にもクォークと呼ばれる粒子が存在すると考えられ、クォークを基本粒子の 1 つとする標準模型に基づいて物質の微細構造の解明が進められている。



図 1: 標準模型の基本粒子である粒子の種類 [1]

標準模型では、物質を構成する基本粒子はクォークとレプトンであると考えられている。クォークとレプトンはそれぞれ 6 種類ずつ存在し (図 1)、陽子や中性子などの重粒子 (バリオン) は 3 つのクォークから構成され、中間子 (メソン) はクォーク・反クォーク対によって構成されている。これらの基本粒子には力が作用し、現在では、重力、電磁気力、強い力、弱い力の 4 つの力があると考えられている。重力は質量をもつすべての粒子に影響をあたえ、無限の到達距離と引力のみが作用し斥力を持たないという特徴をもつ。この特徴により、宇宙のような巨視的な空間を支配することが可能になっている。電磁相互作用は荷電粒子のみが、その力を受ける。重力と同様に無限の到達距離を持つが、異符号の粒子間では引力がはたらき、同符号粒子の間では斥

力がはたらく。強い相互作用と弱い相互作用は到達距離がそれぞれ、 $10^{-15}m$ および $10^{-17}m$ のオーダーであるため、原子核内部のような極小領域でしか現れない。クォークによって構成されているハドロンは強い相互作用の影響を受けるが、これはクォークが“色荷”と呼ばれるものを持っていることによる。電荷を持つ荷電粒子が電磁気力の影響を受けることと同様に、色荷を持つクォークは強い力の影響を受ける。色荷は3色(反色荷を含めると6色)存在し、クォークから成る粒子はこの色荷が混ざり合い、無色になり存在している。例えば、ハドロンは3つのクォークがそれぞれ異なる色荷を持ち無色になっており、中間子はクォークと反クォークがお互いに相反する色荷をもつことで無色になっている。電磁相互作用や弱い相互作用は粒子間の距離が大きくなるにしたがって、作用する引力によるエネルギーが小さくなるのに対し、強い相互作用は距離が大きくなればなるほど作用する引力から生じるエネルギーは大きくなる。この性質のため、クォークは単独では取り出すことができず、ハドロン内部に閉じ込められていると考えられている。

1.2 ミューオンとベクトル中間子

ミューオンは強い相互作用をしない粒子の1つで、電子や陽電子と同様に電荷をもつレプトンに分類される粒子であり、電子の約200倍の質量をもつ。他の粒子と比較すると、物質との相互作用が小さく、寿命も長いため、多くの物質を通り抜けることができる。中間子はクォーク・反クォーク対によって構成されている。クォーク(反クォーク)のスピンは $1/2$ であるため、クォーク・反クォーク間における軌道角運動量を0と仮定すると、スピン1のベクトル中間子と、スピン0の擬スカラー中間子が存在する。第2世代クォークであるチャームクォーク・反チャームクォーク対により構成される J/ψ はスピン1をもつため、ベクトル中間子に分類される。図2に示されるように J/ψ の崩壊では、パイ中間子をはじめとするさまざまなハドロンへの崩壊過程に加え、ミューオン対や電子対へのレプトンへの崩壊過程がある。

μ

$$J = \frac{1}{2}$$

Mass $m = 0.1134289256 \pm 0.0000000029$ u

Mass $m = 105.658367 \pm 0.000004$ MeV

Mean life $\tau = (2.197034 \pm 0.000021) \times 10^{-6}$ s ($S = 1.2$)

$\tau_{\mu^+} / \tau_{\mu^-} = 1.00002 \pm 0.00008$

$c\tau = 658.654$ m

Magnetic moment anomaly $(g-2)/2 = (11659209 \pm 6) \times 10^{-10}$

$(g_{\mu^+} - g_{\mu^-}) / g_{\text{average}} = (-0.11 \pm 0.12) \times 10^{-8}$

Electric dipole moment $d = (-0.1 \pm 0.9) \times 10^{-19}$ e cm

J/ψ(1S)

$$J^G(J^{PC}) = 0^-(1^{--})$$

Mass $m = 3096.916 \pm 0.011$ MeV

Full width $\Gamma = 92.9 \pm 2.8$ keV ($S = 1.1$)

$\Gamma_{ee} = 5.55 \pm 0.14 \pm 0.02$ keV

J/ψ(1S) DECAY MODES	Fraction (Γ_i/Γ)	Scale factor/ Confidence level	p (MeV/c)
hadrons	(87.7 \pm 0.5) %	—	—
virtual $\gamma \rightarrow$ hadrons	(13.50 \pm 0.30) %	—	—
$g g g$	(64.1 \pm 1.0) %	—	—
$\gamma g g$	(8.8 \pm 0.5) %	—	—
$e^+ e^-$	(5.94 \pm 0.06) %	—	1548
$e^+ e^- \gamma$	[a] (8.8 \pm 1.4) $\times 10^{-3}$	—	1548
$\mu^+ \mu^-$	(5.93 \pm 0.06) %	—	1545

図 2: ミューオンと J/ψ の性質 [2]

1.3 物質中における粒子のエネルギー損失

粒子が物質中を移動する際、粒子はその物質と相互作用をする。その結果、粒子はエネルギーを失い、その進行方向を変化させながら通過する。本項では、その反応について説明する。

1.3.1 荷電粒子のエネルギー損失

荷電粒子が物質中を通過する際、原子や分子中の電子は荷電粒子からエネルギーを受け取る。そのエネルギーが電子の束縛エネルギーよりも大きい場合、電子は原子・分子から弾き飛ばされ、イオン化が生じる。一方、小さい場合では、原子・分子の励起状態へと電子が励起されるだけとなる。荷電粒子と電子との散乱によるエネルギー損失はベーテ・ブロッホの式で与えられる。この式をエネルギー測定器に応用する場合、単位長さあたりの重さ ($\xi = \rho x$) についてのエネルギー損失について考えると便利である。このとき、ベーテ・ブロッホの式は以下のように表される。[2]

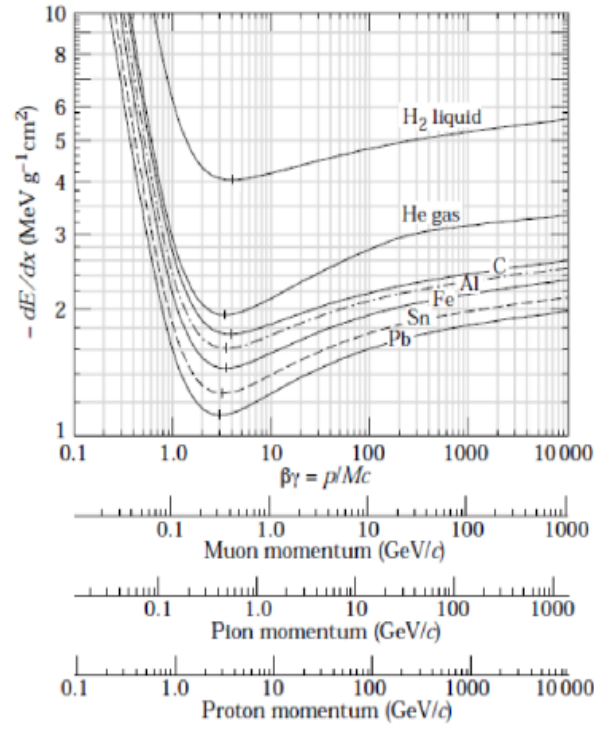


図 3: 荷電粒子の物質中でのエネルギー損失 [2]

$$-\frac{dE}{d\xi} = D \frac{Z}{A} \left(\frac{z}{\beta} \right)^2 \left[\ln \left(\frac{2mc^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 \right]$$

$dE/d\xi$: $d\xi = \rho dx$ あたりのエネルギー損失

ρ, dx : 物質の密度、粒子の移動距離

D : $D = 4\pi N_A \gamma_e^2 mc^2 = 0.3071 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 / \text{mol}$

N_A : アボガドロ数 $N_A = 6.022 \times 10^{23} / \text{mol}$

γ_e : 電子の古典半径 $\gamma_e = 2.82 \times 10^{-23} \text{ cm}$

Z, A : 物質の原子番号、原子質量

ze, e : 粒子の電荷量、電子の電荷量

β : 光速に対する粒子の速度比 $\beta = v/c$

v, c : 粒子の速度、真空中での光速 $c = 299,792,458 \text{ m/s}$

γ : ローレンツ因子 $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$

I : 物質の平均イオン化ポテンシャル

ここで、粒子の電荷が等しく、また光速に対する入射粒子の速度 β が大きくなり、0.96 程度になると、粒子のエネルギー損失はほぼ一定値の最小値をとる (図 3)。このような粒子を最小電離粒子 (MIP : Minimum Ionizing Particle) と呼ぶ。[3]

1.3.2 電磁シャワー

電子や陽電子は質量が小さいため、原子核の電場による散乱で電磁波が放射される制動放射によるエネルギー損失が大きな割合を占める。制動放射により放出された高エネルギーの光子は、高エネルギーの電子・陽電子対を生成する。このとき、生成された電子と陽電子のエネルギーが制動放射を起こすのに十分なエネルギーを持っていた場合、電子および陽電子は、それぞれが制動放射により光子を生成する。さらに、その光子が電子・陽電子対を生成し、その電子・陽電子がさらなる光子を生成するカスケードシャワーという現象を繰り返すことで、電子・陽電子および光子が無数に生成される。この過程は制動放射によるエネルギー損失よりもイオン化のためのエネルギー損失の方が大きくなるようなエネルギー領域まで繰り返される。この現象を電磁シャワーと呼ぶ。[3]

1.3.3 ハドロンシャワー

100MeV を超えるような高エネルギーのハドロンで生じる反応である。ハドロンが原子核と衝突することにより、多くの高エネルギーの陽子や中性子、パイ中間子などを生成し、これらの生成粒子がさらに他の原子核と反応して多くの粒子を生成させる。この過程が連続的に起こる反応であり、電子や陽電子によって引き起こされる電磁シャワーと類似した現象で、ハドロンシャワーと呼ぶ。[3]

1.4 ALICE 実験

大型ハドロン加速器 (LHC) は、27km の周長をもち、フランスとスイスの国境沿いの地下約 100m にまたがるように広がる欧州合同原子核研究機構 (CERN) が所有する世界最大の加速器である。この LHC では、ATLAS や CMS、ALICE など全 6 つの実験が展開されている。

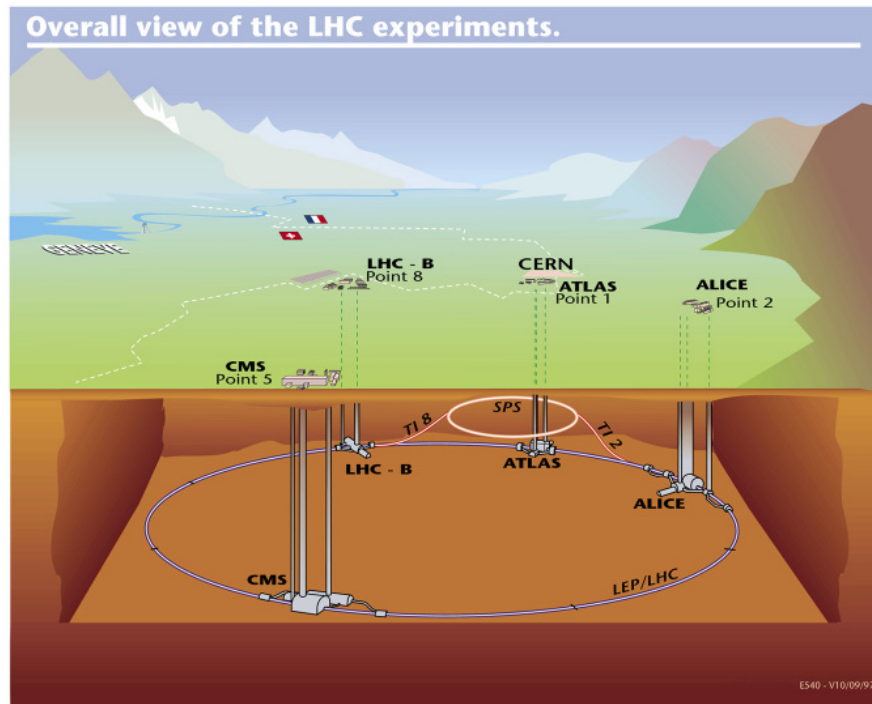


図 4: CERN の LHC[4]

ALICE とは、実験グループ名である A Large Ion Collider Experiment の頭文字をとったもので、LHC を用いた実験のなかで唯一、重イオン衝突に特化したグループである。広島大学をはじめ東京大学や筑波大学などの日本グループのほかにアメリカやイギリスなど世界 30ヶ国、105 機関の研究施設が共同で実験を行っている。この実験の目的は、宇宙開闢直後に存在したと考えられているクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) 相と呼ばれる物質相の解明である。QGP 相とは、本来ハドロンを形成しているクォークと反クォークがその閉じ込めから解放された、高温・高エネルギー密度の物質状態である。QGP 相に対する研究は、初期宇宙の状態を解き明かすとともに、この世界を構成している物質の起源の解明につながる。

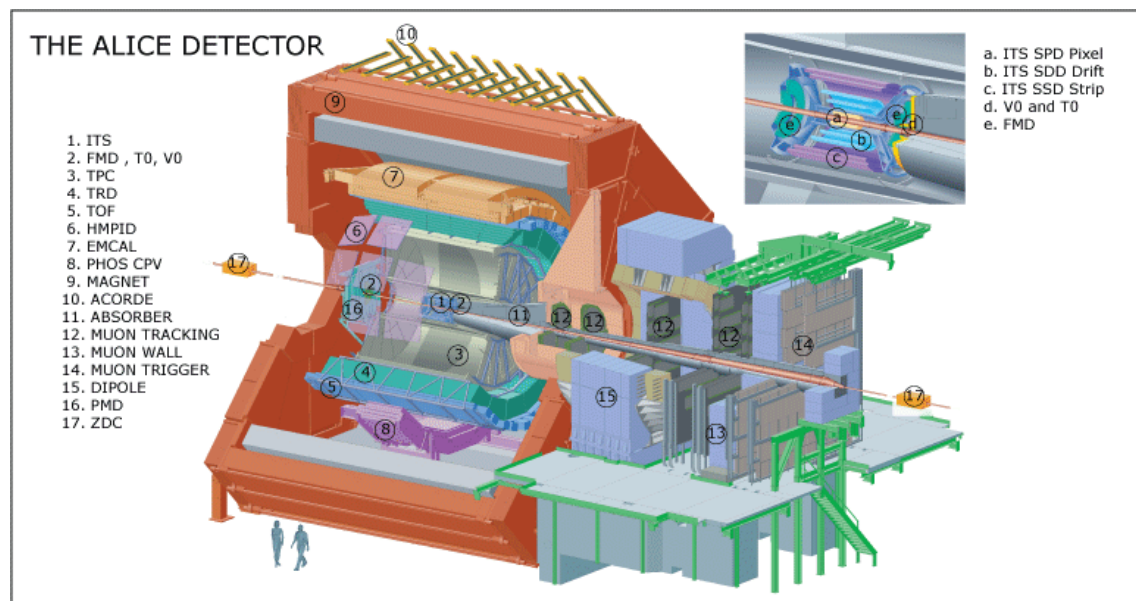


図 5: ALICE 実験の検出器 [5]

ミュオンスペクトロメーターは ALICE 実験で使用されている検出器のうち前方に位置する検出器であり、ミュオン対への崩壊チャンネルを通して J/ψ や Υ などのベクトル中間子のエネルギースペクトルを研究することを目的としている。ミュオンスペクトロメーターは、フォワードアブソーバーとトラッキングシステム、ダイポールマグネット、ミュオンアブソーバー、そしてトリガーシステムから成る。

フォワードアブソーバーはミュオン以外の粒子を取り除くことを目的とする。原子核衝突実験では、非常に多くの粒子が生成され、あらゆる方向に飛散する。そのため、目的の粒子のみを検出し、そのエネルギーや位置情報を得るにはさまざまな困難が伴う。ミュオンスペクトロメーターでは、測定対象であるミュオンを検出するためにアブソーバーと呼ばれる構造物を用いて、ミュオン以外の粒子の除去を行う。フォワードアブソーバーはコンクリートや鉄などからできており、できるだけ多くの粒子を排除するために可能な限り衝突点に近い位置に設置してある。ミュオンフィルターとも呼ばれるミュオンアブソーバーは、鉄でできており、トラッキングシステムの 5 つ目の検出器の後ろに置くことで、フォワードアブソーバーで取り除くことができなかった粒子などの除去を目的としている。これにより、トリガーシステムでミュオンのみの検出が可能になる。

フォワードアブソーバーを抜けたミュオンは、ダイポールマグネットによる磁場でその軌道が曲げられ、トラッキングシステムによってその位置座標が測定される。トラッキングシステムは 2 枚 1 組の 5 つの検出器によって構成される。トラッキングシステムから得られた軌跡を

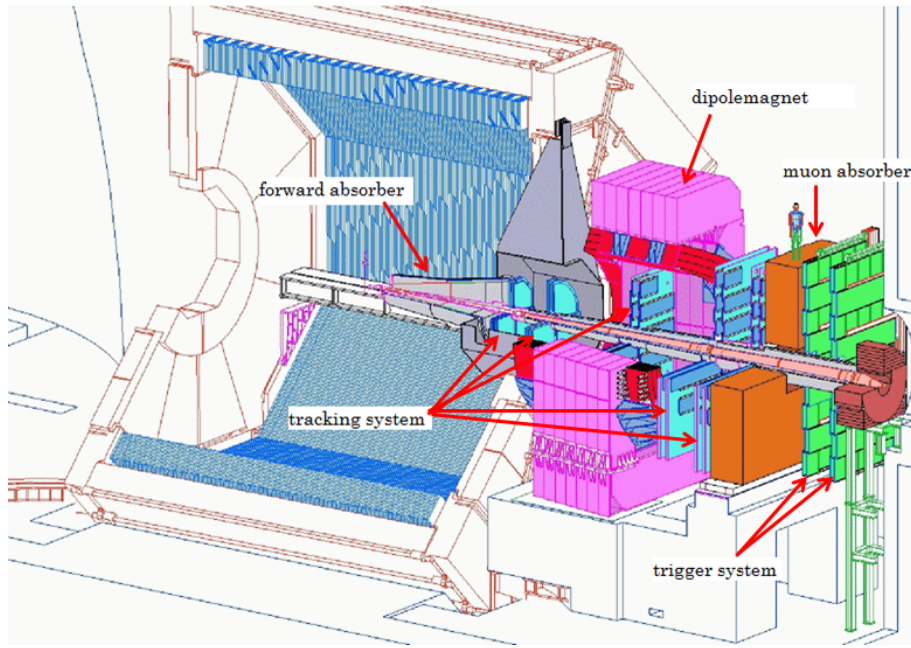


図 6: ミューオンスペクトロメーターの概略図 [5]

もとに曲率半径を求め、運動量を決定する。以上の過程を経た粒子はトリガーシステムによって検出される。これほどの物質を突き抜けることができる粒子はミュオンを除いて存在しないため、トリガーシステムで検出された粒子はすべてミュオンであると考え、親粒子の質量を計算する。

1.5 目的

J/ψ や Υ などのベクトル中間子の研究は、重イオン衝突実験において QGP 相形成に対してとても良いプローブとして知られ、また QGP 相の研究は宇宙や物質の起源の解明につながると考えられている。ALICE 実験のミュオンスペクトロメーターでは、ベクトル中間子の崩壊により生成されたミュオン対を検出し、親粒子であるベクトル中間子の種類の特定およびその生成量を測定することで QGP 相の研究を行っている。本研究では、ミュオン対への崩壊チャンネルを持つベクトル中間子の測定について考察する。ミュオンとその背景事象であるハドロンとでは、アブソーバー内で生じる反応の様子が異なる。そこで、粒子の物質中での反応をシミュレートする Geant4 を用いて、ミュオンやハドロンがアブソーバー中で起こす反応の様子を再現し、アブソーバーの種類による反応の違いを粒子のエネルギー損失や飛程距離から評価した。また、ALICE 実験ミュオンスペクトロメーターを再現し、ミュオンの軌跡から運動量を求めることで、ミュオン対への崩壊チャンネルをもつベクトル中間子として J/ψ

測定のアブソーバーによる影響を考察した。

2 シミュレーションモデル

2.1 Geant4

Geant4(Geometry And Tracking4) とは、CERN によって開発された Geant3 を前身とした、陽子や電子などの粒子が物質中で起こす反応や振る舞いなどを再現するシミュレーションソフトウェアである。Geant3 は 1980 年代に CERN を中心に開発されたが、実験装置の巨大化・複雑化に伴い、Geant3 のアップデートの困難に直面したために、1990 年代に CERN 及び高エネルギー加速器研究機構 (KEK) を中心に開発された。高エネルギー物理におけるシミュレーションを目的として開発された Geant4 であるが、現在ではその分野にとどまらず、宇宙線の測定や放射線医療、半導体の開発など幅広い分野で利用されている。[6]

2.2 検出器の再現

Geant4 では、入射する粒子の種類や粒子を当てる物体など直接反応しあうもののほかに、そのときの温度や磁場の影響など周囲の環境も任意に設定することができる。本研究では、ALICE 実験で使用されているミュオンスペクトロメーターを再現した (図 7)。

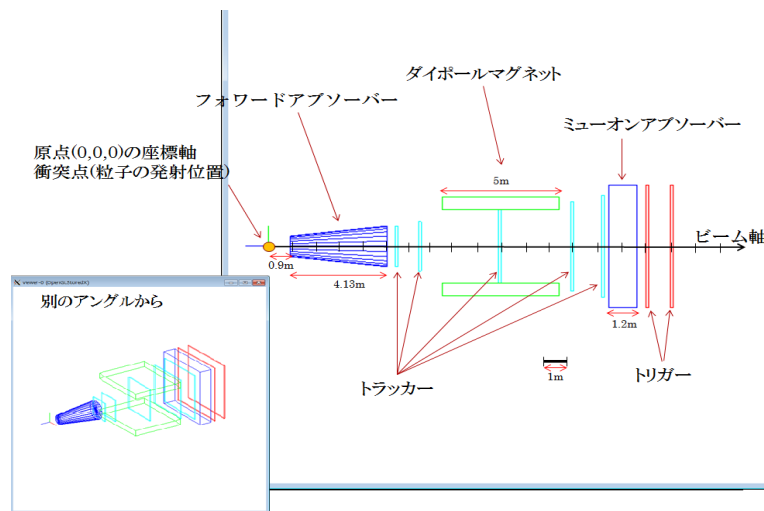


図 7: Geant4 を用いて再現したミュオンスペクトロメーター

本研究でのシミュレーションの状況を説明する。粒子の衝突点を原点とし、そこからビーム軸に沿って各構造物を設置する。フォワードアブソーバーはコンクリートからできたコーン型

の構造物で、衝突点から 0.9m のところに位置する。トラッキングシステムは 5 つの検出器からなる。最初の 2 つはダイポールマグネットの手前に存在し、それぞれ衝突点から 5.4m と 6.8m の位置にある。3 つ目の検出器はマグネット中に存在し、衝突点から 9.7m の位置に設置され、残りの 2 つはマグネットとミュオンアブソーバーの間にあり、衝突点から 12.9m と 14.2m の距離に置かれている。ダイポールマグネットの長さは 5m で衝突点から 7.4m の位置から始まる。マグネットにはさまれた領域では、ビーム軸に対して垂直に 0.7T の磁場がかかっている。ミュオンフィルター 1.2m の鉄でできており、衝突点から 14.5m のところに置かれている。最後に、トリガーシステムは衝突点から 16.1m と 17.1m の 2 か所に設置されている。本来、トラッキングシステムとトリガーシステムはそれぞれ、CPC(Cathode Pad Chamber) と RPC(Resistive Plate Chamber) と呼ばれる検出器を用いて粒子の測定を行っているが、本研究では簡単のため、シリコン製の板を置き、粒子の位置座標の測定が完璧に行われているものとして、シミュレーションを行った。

3 解析手法

3.1 ミュオン対崩壊

ベクトル中間子を測定する手段の 1 つに、ミュオン対に崩壊したものを探する方法がある。ミュオンは透過力が高いため、ミュオンの信号をきれいに検出することができる。

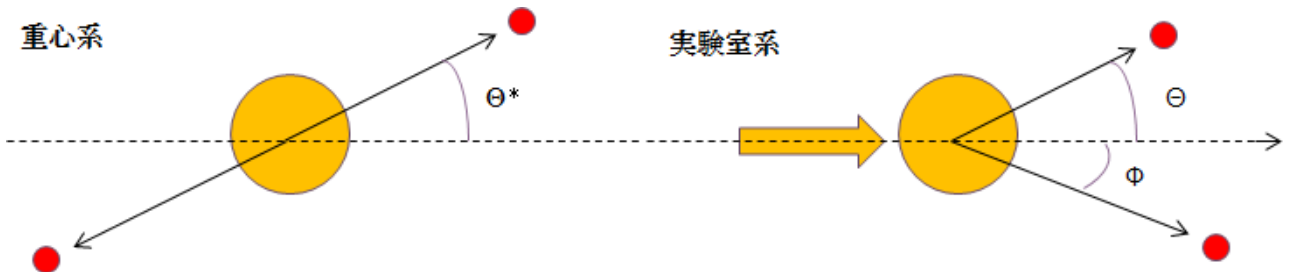


図 8: 重心系と実験室系における粒子の振る舞いの違い

粒子はほぼ光速で飛んでいるため、重心系と実験室系における相対論の影響による軌跡の違いについて考える必要がある。このことについて、 J/ψ がミュオン対に崩壊する過程を例に考えてみる。重心系において、崩壊前の J/ψ の運動量は 0 に見えるので、崩壊によって生成されるミュオン対は、運動量保存則を満たすため正反対の方向へ等しい運動量で飛んでいく。これは、4 元ベクトルを用いて以下のように表される。

$$\vec{p}_1^* = (E_1^*, p_{1x}^*, p_{1y}^*, p_{1z}^*)$$

$$= (E_1^*, |p_1^*| \cos \theta^*, |p_1^*| \sin \theta^*, 0)$$

$$\vec{p}_1^* = -\vec{p}_2^*$$

ここでは、 z 軸方向の運動量が 0 になるように軸を選んだ。一方で実験室系では、粒子は光速に近い速さで飛んでいるため、ローレンツ変換を用いる必要がある。重心系と同様に 4 元ベクトルを用いて以下のように表される。

$$\vec{p}_1^* = \begin{pmatrix} E_1 \\ p_{1x} \\ p_{1y} \\ p_{1z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \gamma\beta & 0 & 0 \\ \gamma\beta & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma(1 - \beta \cos \theta^*) \\ \gamma(\beta + \cos \theta^*) \\ \sin \theta^* \\ 0 \end{pmatrix} |P_1|$$

$$\vec{p}_1^* = \begin{pmatrix} E_1 \\ p_{1x} \\ p_{1y} \\ p_{1z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_1 \\ |P_1| \cos \theta \\ |P_1| \sin \theta \\ 0 \end{pmatrix}$$

以上から、実験室系でのミューオンの角度 θ 、 ϕ は以下ようになる。

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{\sin \theta^*}{\gamma(\beta + \cos \theta^*)} \right)$$

$$\phi = \tan^{-1} \left(\frac{-\sin \theta^*}{\gamma(\beta - \cos \theta^*)} \right)$$

この結果から、 θ 及び ϕ は光速に対する粒子の速度 β と重心系での角度 θ^* に依存することが分かる。

3.2 曲率半径および運動量の算出

ミューオンの運動量は、磁場を印加することで生じる曲率半径から求めることができる。磁場中で荷電粒子は電磁相互作用によって進行方向を曲げられる。そのため、その曲がった軌跡から位置座標を測定し曲率半径を求めることで、運動量の計算が可能である。

図 9 は粒子の軌跡をその側面から見たもので、曲線は点 O を中心とする円弧である。点 A、B、C はそれぞれトラッカーで検出された位置であり、点 D は線分 AB と線分 OC の交点とする。ADO を θ 、求める曲率半径を R とすると、 $\triangle ADO$ と $\triangle BDO$ でそれぞれ三平方の定理を適用することで、以下の式が得られる。

$$R^2 = AD^2 + OD^2 - 2AD * OD * \cos \theta$$

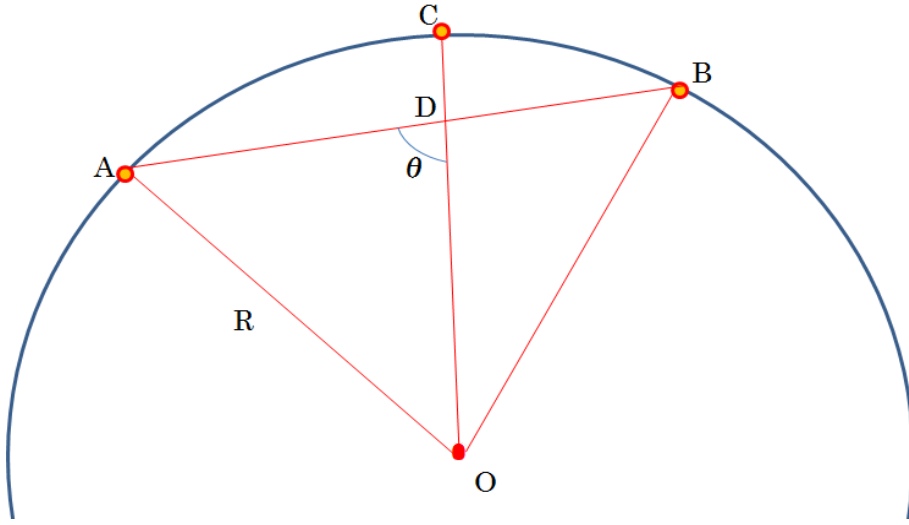


図 9: 3 点の位置座標から曲率半径を求めるために用いた概念図

$$R^2 = BD^2 + OD^2 - 2BD * OD * \cos(\pi - \theta)$$

この 2 式から曲率半径

$$R = \frac{CD}{2} + \frac{AD * BD}{2 * CD}$$

が得られる。この値を

$$P[\text{GeV}/c] = 0.3RB[m * T]$$

に代入することにより、磁場中の荷電粒子の運動量 P を求めることができる。

3.3 質量の再構築

ベクトル中間子の崩壊によって生成されるミューオン対から再構築することで、不変質量の解析をする。そのために、不変質量の組み方について説明する。

重心系における J/ψ のエネルギーは 4 元ベクトルを用いて、

$$E_{J/\psi}^* = \sqrt{M_{J/\psi}^2 + |\vec{p}_{J/\psi}^*|^2}$$

と表すことができる。このとき、 J/ψ の運動量は 0 なので、

$$E_{J/\psi}^* = M_{J/\psi}$$

となる。ここで、不変質量とはローレンツ変換に対して不変な質量のことなので、座標系を重心系から実験室系に変換しても同様に成り立つ。

$$E_{J/\psi} = \sqrt{M_{J/\psi}^2 + |\vec{p}_{J/\psi}|^2}$$

この式から、 J/ψ の不変質量は、

$$M_{J/\psi}^2 = E_{J/\psi}^2 - |\vec{p}_{J/\psi}|^2$$

と書ける。 J/ψ がミュオン対に崩壊したとき、 J/ψ とミュオン対の間ではエネルギー保存則と運動量保存則が成り立つ。

$$E_{J/\psi} = E_{\mu-} + E_{\mu+}$$

$$\vec{p}_{J/\psi} = \vec{p}_{\mu-} + \vec{p}_{\mu+}$$

また、ミュオンの不変質量も 4 元ベクトルを用いることで以下のように書ける。

$$E_{\mu}^2 = M_{\mu}^2 + |\vec{p}_{\mu}|^2$$

エネルギー保存則、運動量保存則、ミュオンの不変質量の式を J/ψ の不変質量の式に代入することで、以下のようにミュオンの質量及び運動量とその崩壊角のみで J/ψ の不変質量を記述することができる。

$$M_{J/\psi} = \sqrt{2M_{\mu}^2 + 2\sqrt{(M_{\mu}^2 + |\vec{p}_{\mu-}|^2)(M_{\mu}^2 + |\vec{p}_{\mu+}|^2)} - 2|\vec{p}_{\mu-}||\vec{p}_{\mu+}|\cos\theta}$$

4 結果

この章では、シミュレーションの結果を順に示していく。衝突実験では比較的質量の軽いパイ中間子や K 中間子が多く生成される。本研究では、背景事象となるハドロンとして K 中間子を用いた。

4.1 ミュオンとハドロンのアブソーバー中での飛程距離の違い

ミュオンとハドロンにおける飛程距離の違いを 2 通りの方法で比較した。1 つはアブソーバーの種類を変更する方法で、もう 1 つは入射する粒子のエネルギーを変更する方法である。まず、アブソーバーの種類による飛程距離の違いから示す。このときの入射粒子のエネルギーは 1GeV で固定した。

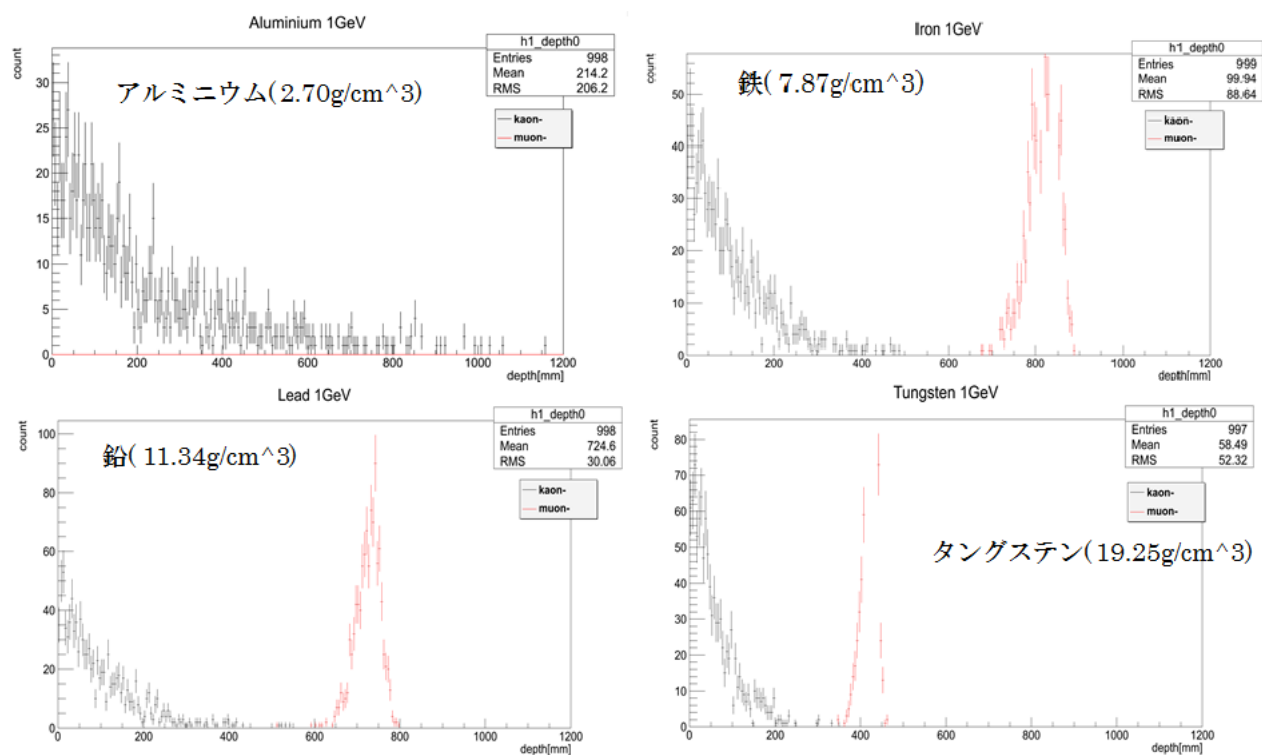


図 10: アブソーバーの種類による粒子の飛程距離の違い

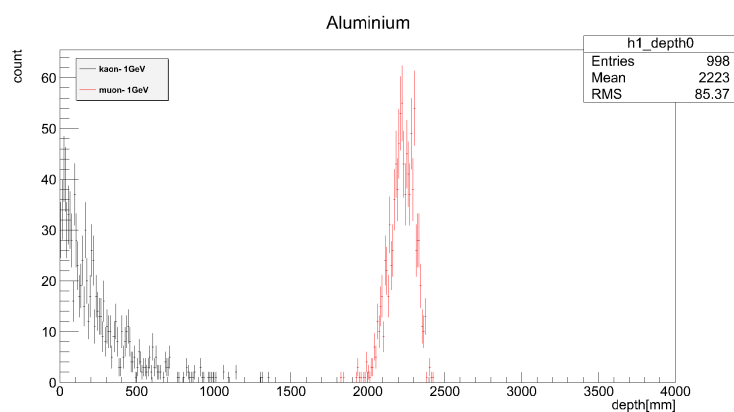


図 11: アルミニウムでの粒子の飛程距離

図 10 は、横軸が粒子の飛程距離 [mm] を、縦軸がその粒子数を示し、黒のヒストグラムが K 中間子の、赤のヒストグラムがミュオンのアブソーバー中での飛程距離を表している。図中にアブソーバーを構成する物質とその密度を示した。

K 中間子 (黒) のヒストグラムに着目すると、どの物質においても指数関数的に減少していることがわかる。これは、K 中間子の飛程距離が確率的に決定されていることを示している。ここでの確率とは、粒子がアブソーバーを構成する物質の原子核と散乱する確率であると考えられる。また、物質の密度が大きくなるにつれて飛程距離が小さくなっているが、これは密度が大きくなるにしたがって散乱の確率が増えていることを示す。

ミュオン (赤のヒストグラム) に着目する。鉄・鉛・タングステンでは、ある一定値でそれぞれピークをもつのに対して、アルミニウムでは、この範囲ではピークをもたない。アルミニウムの密度が小さいため、1GeV のミュオンはこの領域内でエネルギーをすべて失うことなく、通り抜けるためである。図 11 にアブソーバーを構成する物質をアルミニウムにし、横軸のレンジを長くとしたものを示す。この図から、アルミニウムにおけるミュオンの飛程距離は、ほかの物質に比べ長いことがわかる。

K 中間子とミュオンを比較すると、飛程距離は K 中間子よりミュオンのほうが長いことが読み取れる。ミュオンはレプトンであるため、電磁相互作用と弱い相互作用しかしない。弱い相互作用は電磁相互作用に比べて 3 桁ほど力の大きさが小さいので、このときのエネルギー損失を支配しているのは、電磁相互作用によるものである。ゆえに、ミュオンはエネルギーが 0 になるまで、電磁相互作用によってエネルギーを失いながら進行し続ける。一方で、K 中間子はハドロンであるため、物質中の原子核に接近し、強い相互作用がはたらく距離になるとハドロンシャワーを生じ、急激にエネルギーを失う。そのため、ミュオンほど物質の奥まで到達しない。これはハドロンであるすべての粒子に同様に適用できる。

次に、エネルギーを変化させてミュオンとハドロンをそれぞれアブソーバーに入射し、その飛程距離を調べた。このときアブソーバーに用いる物質の種類はアルミニウムで統一した。ここでアルミニウムを選択した理由は後のシミュレーションでは、アブソーバーとしてコンクリートを用いるが、コンクリートの密度が 2.5g/cm^3 に対して、アルミニウムの密度が 2.7g/cm^3 と単純な物質としては近い値を持つためである。

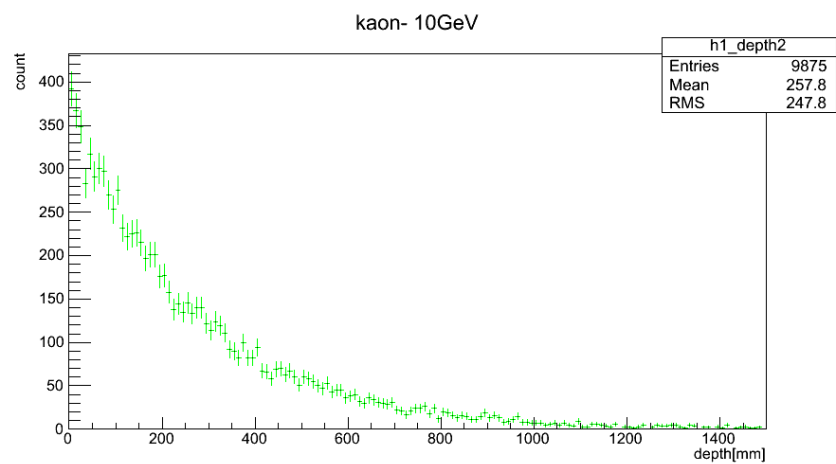
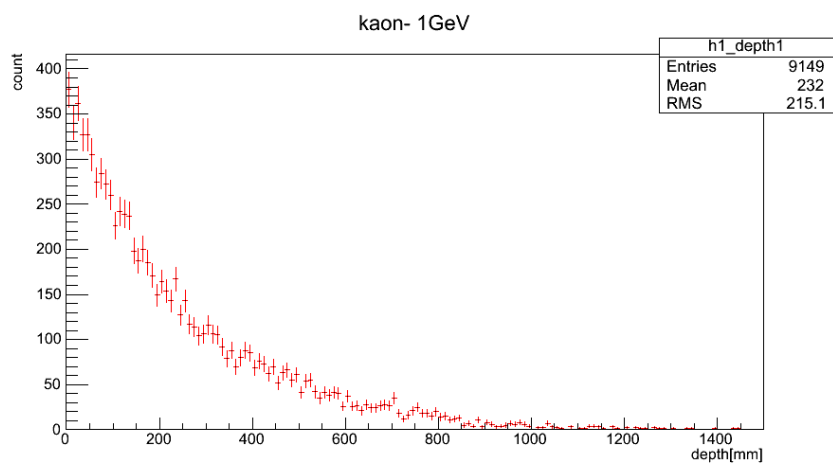
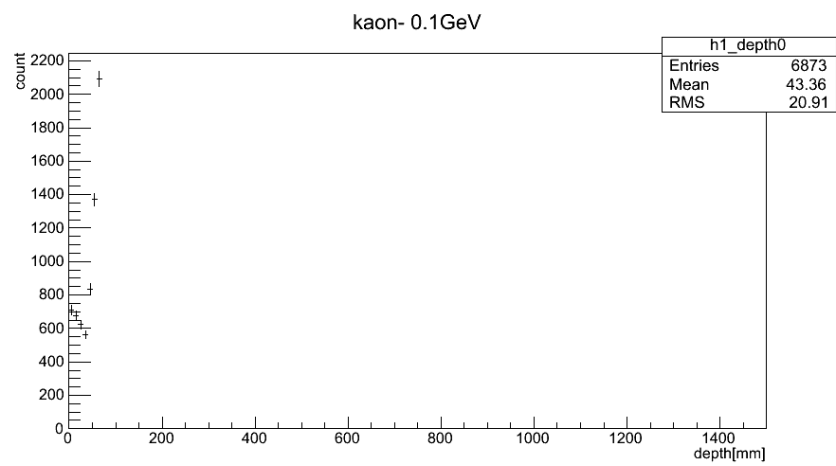


図 12: エネルギーの違いによる K 中間子の飛程距離の違い

図 12 は、K 中間子をエネルギー別に入射したときの飛程距離のヒストグラムを表し、横軸が飛程距離 [mm]、縦軸がその粒子数を示している。黒のヒストグラムが 0.1GeV、赤のヒストグラムが 1GeV、緑のヒストグラムが 10GeV のエネルギーを表している。エネルギーが 1GeV、10GeV のときでは、どのヒストグラムにおいても同じように指数関数的に減少している。また、その飛程距離も差は見られず、どれも 140cm 前後であることがわかる。このことから、1 GeV 以上のエネルギー領域では、同じ振る舞いを起こすことが予想される。一方で、0.1GeV のときでは、他のエネルギー領域で見られた指数関数的な減少は見られず、飛程距離も 5cm 程度である。この違いは、K 中間子のもつエネルギーに依存する反応の違いから生じるものである。その反応とはハドロンシャワーである。ハドロンシャワーは 0.1GeV より大きなエネルギーをもつハドロンが物質中の原子核と相互作用することによって引き起こされる現象であり、0.1GeV の K 中間子ではエネルギーが小さく、ハドロンシャワーを起こすエネルギー領域に達していない。そのため、1GeV 以上の K 中間子に現れる指数関数的な減少が見られなかった。この結果から、指数関数的な振る舞いがハドロンシャワーによるものであることと、ハドロンシャワーを生じるほどのエネルギーをもつ K 中間子のほとんどがアブソーバー中の 140cm の位置に達するまでにエネルギーを失うことがわかる。これは、ハドロンシャワーを生じるすべてのハドロンにおいても同様のことが言える。

図 13 は、ミューオンをエネルギー別に入射したときの飛程距離のヒストグラムを表したもので、横軸に飛程距離 [mm]、縦軸にその粒子数をとっている。黒のヒストグラムが 0.1GeV、赤のヒストグラムが 1GeV、緑のヒストグラムが 10GeV のエネルギーを表している。図 14 は図 13 のヒストグラムを対数スケールにしたものである。この結果から、どのエネルギー領域でも同じ形をしているため、同じ反応によってエネルギーを失っていることがわかる。ここでの反応は原子中の電子との散乱であると考えられる。

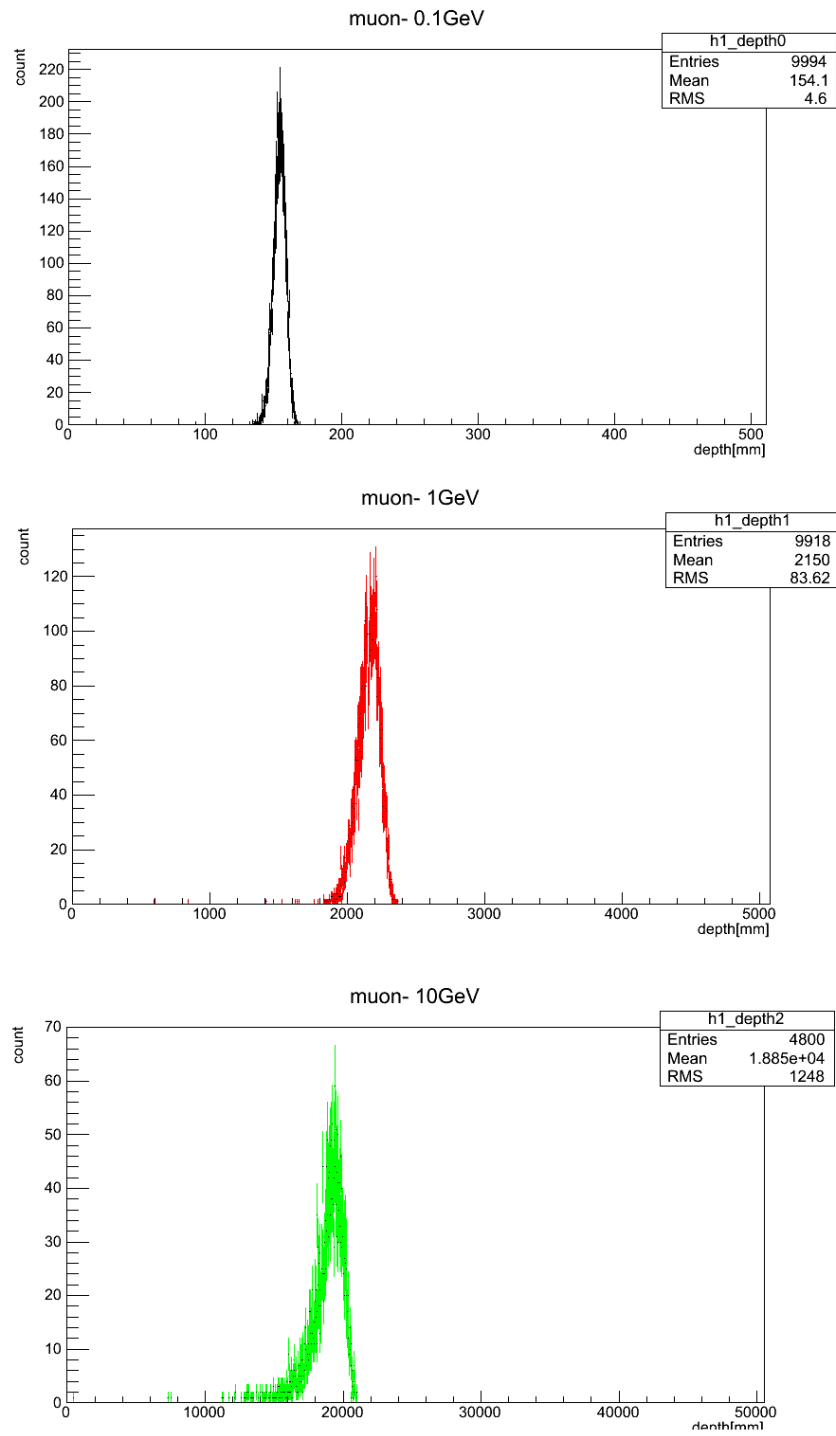


図 13: エネルギーの違いによるミュオンの飛程距離の違い 1

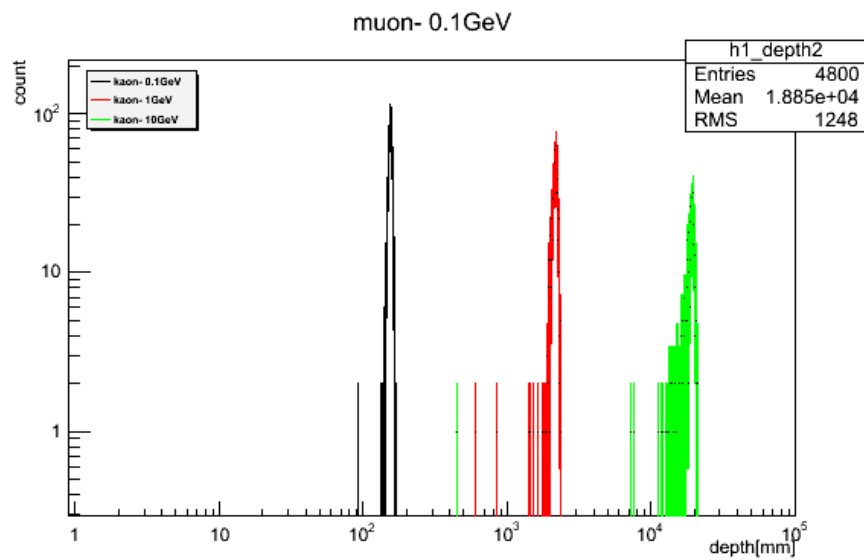


図 14: エネルギーの違いによるミュオンの飛程距離の違い 2

以上の結果から、ハドロンを排除し、ミュオンのみを取り出すことができるアブソーバーの長さは、K 中間子がエネルギーを失う長さの 140cm 程度である。しかし、実際に ALICE 実験で使われているフォワードアブソーバーの長さは 3 倍近く長い 413cm である。この違いは、本研究におけるシミュレーションが衝突点から飛来したハドロンのみを考えていることにある。ハドロンシャワーによって生じるパイ中間子や陽子・中性子もハドロンであるため、これらの粒子の影響を考えなければならないと同時に、電子や J/ψ 由来でないミュオンなどハドロン以外の粒子も考慮しなければならない。ゆえに、140cm より長いアブソーバーになったと考えられる。

4.2 ミューオンの運動量測定

ベクトル中間子を測定するためには、ミューオンの運動量を求める必要がある。ミューオンの軌跡から求めた運動量を質量を含めたエネルギーに変換した結果を図 15 から図 17 に示す。

図 15 から図 17 はミューオンを 1GeV から 10GeV まで 1GeV 毎に変化させて入射したとき、トラッキングシステムから得られた軌跡を用いて求めたエネルギーを示したものである。このシミュレーションでは、エネルギーが正しく求められているのかを評価するために、フォワードアブソーバーを構成する物質を真空とした。1GeV のエネルギーのミューオンは、磁場による曲率が大きく、トリガーシステムの検出器で測定された粒子の数が極端に少ないため、考慮しない。このヒストグラムから、3GeV までの比較的低いエネルギー領域では、入射したエネルギーとほぼ同じ値でピークをもち、ミューオンのエネルギーが正しく計算できているが、4GeV 以上のエネルギー領域では、次第にピークの位置が入射時のエネルギーからずれており、高エネルギーになるほど計算に不正確性が出るのがわかる。

エネルギーを求めるために使用した位置座標は、トラッカーシステムの 2 番目、3 番目、4 番目の検出器で測定されたものである。3 番目の検出器はマグネットのほぼ中央にあり、最も磁場の影響を受けている粒子を検出しているが、2 番目と 4 番目の検出器はダイポールマグネットによる磁場の影響を直接受けていない領域に存在し、その位置で検出される粒子はほとんど曲がっていない。そのため、本来の曲率半径よりも小さな値をとってしまい、エネルギーも実際より小さくなる結果を得たと考えられる。

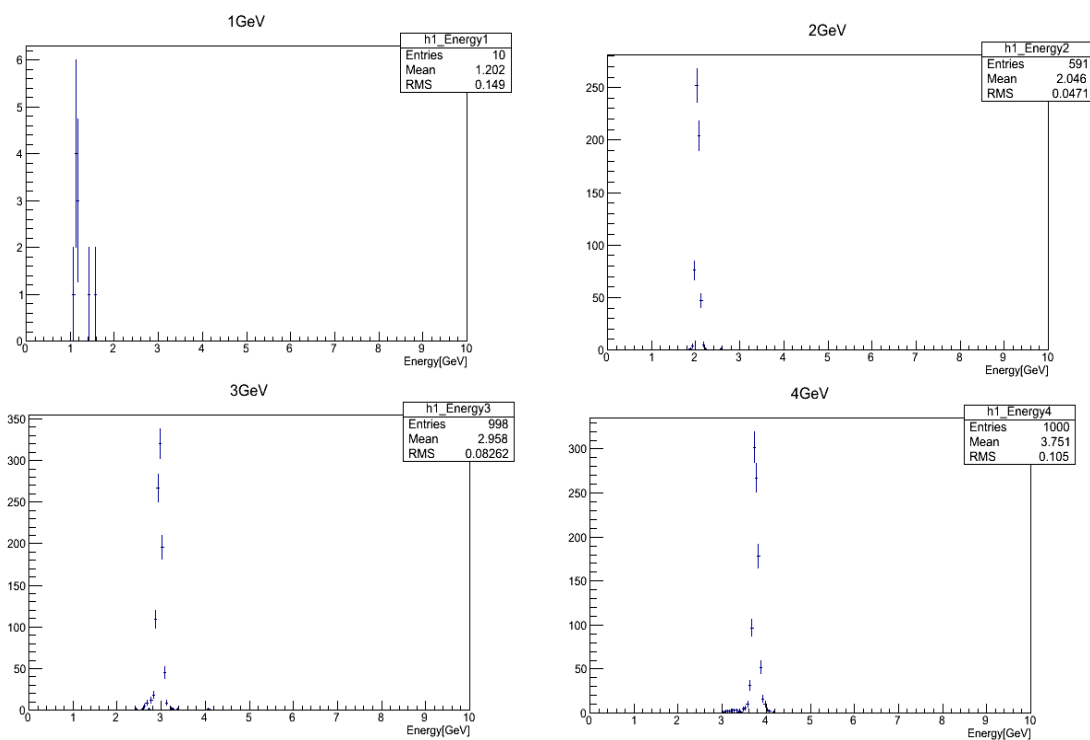


図 15: 軌跡から算出したエネルギーの結果 (1GeV ~ 4GeV)

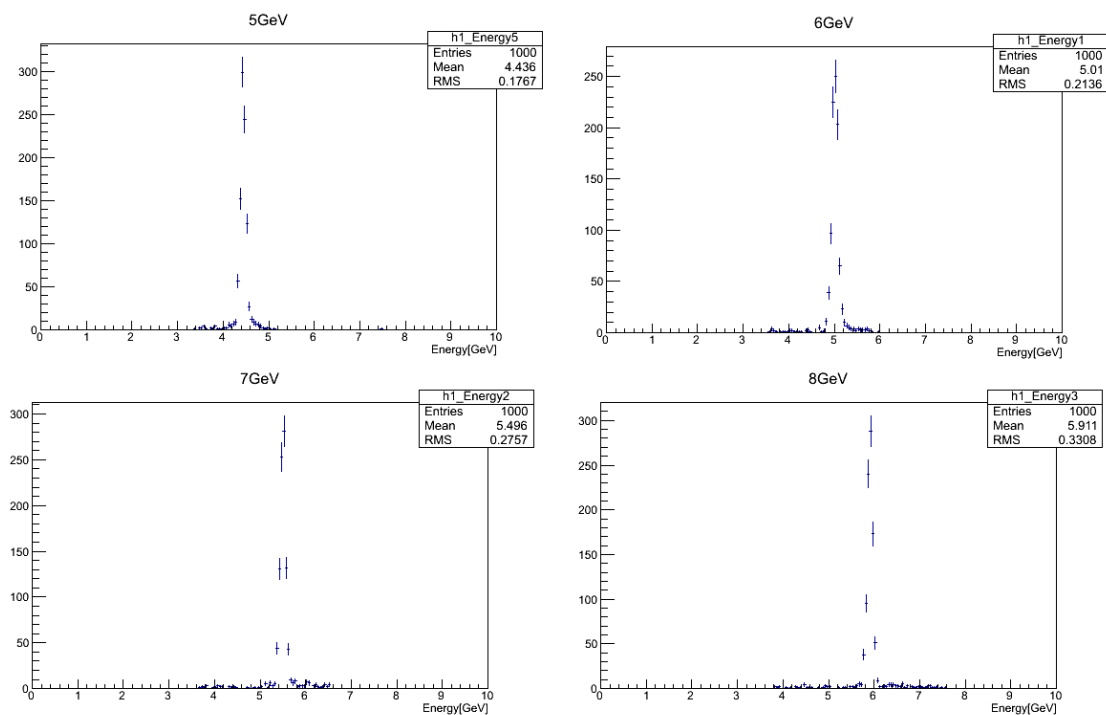


図 16: 軌跡から算出したエネルギーの結果 (5GeV ~ 8GeV)

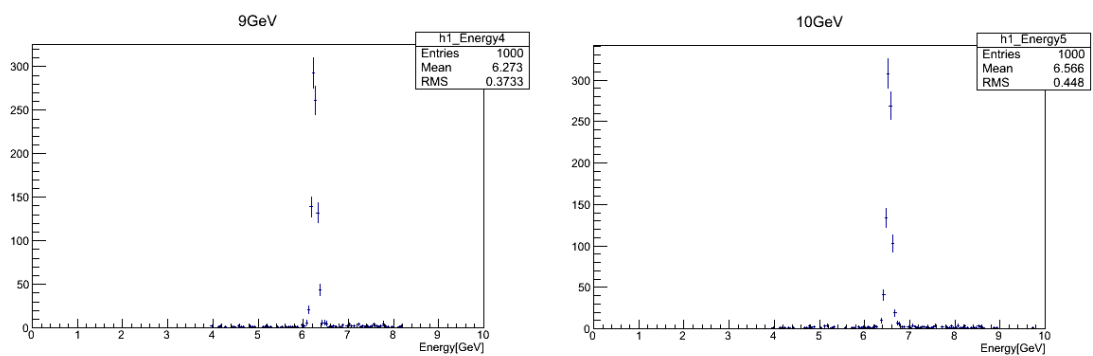


図 17: 軌跡から算出したエネルギーの結果 (9GeV・10GeV)

4.3 ミューオン対の検出

10GeV のエネルギーをもつ J/ψ をミュオンスペクトロメーターに向けて撃ち、崩壊によって生成されたミュオン対をミュオンスペクトロメーターを用いて検出し、再構築して得られた J/ψ の質量エネルギーのスペクトルの結果を図 18 に示す。

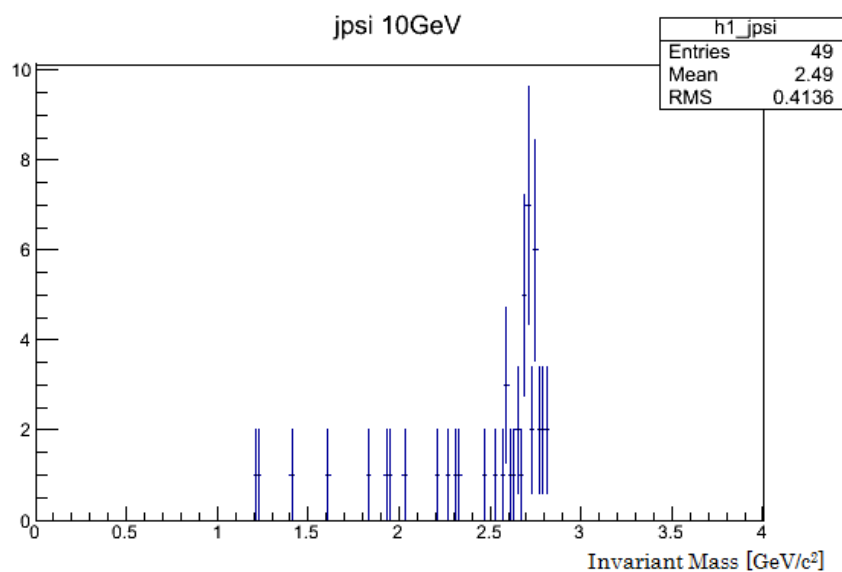


図 18: J/ψ の質量エネルギー分布

図 18 から、シミュレーションから得られた J/ψ の不変質量は約 $2.7\text{GeV}/c^2$ であることがわかる。この結果は、 J/ψ の質量である $3.096\text{GeV}/c^2$ と約 $0.4\text{GeV}/c^2$ の差が生じ、低エネルギー側に尾を引く形となっている。これは、運動量の計算において本来の運動量より小さい値が得られていることによる影響と、散乱による崩壊角の揺らぎの影響であると考えられる。2 体崩壊の場合、質量の計算にはミューオン対の運動量に加えて、崩壊によって飛んでいくときの角度が関係してくる。この角度が正しく測定できていない場合、質量測定も正しい結果を得ることができない。今回、崩壊で生成されたミューオンはトラックによって測定されるまでにアプソバー中を通過する。その過程で、ミューオンは電磁相互作用によりエネルギー損失をすると同時に、進行方向が変化し、一定の広がりを持つ。ゆえに、求められた質量は一定の範囲で変化することを踏まえて考える必要がある。

5 まとめ

本研究では、ALICE 実験のミュオンスペクトロメーターにおける、ミュオン対への崩壊チャンネルを有するベクトル中間子の測定に対して考察した。その方法として、Geant4 を用いてミュオンスペクトロメーターを再現し、アブソーバーにおけるハドロンとミュオンの反応の違いをシミュレートするとともに、ミュオンの位置や運動量の測定を行った。その結果、ハドロンは原子核との強い相互作用によりハドロンシャワーを生じ、急激にエネルギーを失うため物質中での飛程距離が短いのにに対し、ミュオンは電磁相互作用によってのみエネルギーを失うため、また、十分な運動エネルギーを持っている場合、MIP として扱われることでその損失は最小限に抑えられるために強い透過力をもつ。これが、アブソーバーでミュオンのみを取り出すことが可能な理由である。また、 J/ψ の質量測定では、本来の質量よりも軽い値になる結果となった。これは、運動量を正しく計算できていないことに加えて、散乱による影響を考慮しなかったことが考えられる。本来、粒子が物質中を通過する場合、原子核や分子との相互作用により進行方向を変えるため、抜けてきた粒子は入ってきた位置よりも広がりをもっている。そのため、トラッカーで測定される位置座標は、散乱による進路変更を繰り返した結果、揺らぎを持っていることを考慮しなければならない。

本研究では、アブソーバーでミュオン以外の粒子は完全に取り除かれており、さらに、ミュオン対への崩壊チャンネルをもつベクトル中間子として J/ψ のみを想定して行った。しかし、実際に行われている実験では、衝突により無数の粒子が発生し、アブソーバーでミュオンのみを取り出すことは困難である。また、検出されたミュオンが J/ψ 由来であることを確定することは容易ではない。これらは今後の課題である。

謝辞

本研究を行うにあたり、非常に多くの方にお世話になりました。先生方、先輩方からは多くのアドバイスをいただき、とても感謝しています。

指導教官の杉立先生には、本研究で用いた Geant4 の使用方法や原子核物理学についてアドバイスをしていただくだけでなく、答えを導くまでの過程の重要性について教えていただきました。志垣先生には本研究のテーマであるミューオンスペクトロメーターにおける J/ψ 測定の研究を進めるにあたってさまざまな助言をいただきました。また、主査である三好先生には論文の書き方や構成など、細部にいたるまで審査していただき、とても力になりました。そして、修士課程及び博士課程の先輩方は物理的考察や論文の推敲に関して経験を踏まえたアドバイスをしてくださったり、親身に相談にのってくださるなど、とても助かりました。最後に、4年生の久米君、佐藤君、辻さん、長谷部君とは、一緒に考え、アドバイスを出し合うことで、自分とは異なる視点からの考えに気づかせてもらうことができました。

本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] 奈良女子大学 素粒子論研究室 <http://asuka.phys.nara-wu.ac.jp/terms/standardmodel.html>
- [2] Particle Data Group <http://pdg.lbl.gov/>
- [3] 永江知文、永宮正治 共著 原子核物理学 裳華房
- [4] CERN Home Page <http://public.web.cern.ch/public/>
- [5] ALICE Home Page <http://aliceinfo.cern.ch/Public/Welcome.html>
- [6] Geant4 Home Page <http://geant4.web.cern.ch/geant4/index.shtml>
- [7] 坂口拓明「LHC 加速器の鉛鉛衝突における ALICE 実験 PHOS 検出器エネルギー較正法」(2009) 広島大学理学部クォーク物理学研究室卒業論文
- [8] 翠純平「ALICE 実験 PHOS 検出器による運動量凍結温度測定法」(2010) 広島大学理学部クォーク物理学研究室卒業論文
- [9] 岡崎悠介「Geant4 を用いた ALICE 実験における PHOS 検出器のシミュレーションとその手法」(2010) 広島大学理学部物理科学科クォーク物理学研究室卒業論文
- [10] 名古屋大学大学院理学研究科高エネルギー素粒子物理学研究室
<http://www.hepl.phys.nagoya-u.ac.jp/>