

2017年度 修士学位論文

LHC-ALICE実験における  
陽子-陽子衝突  $\sqrt{s}=13\text{TeV}$ での  
重いクォークの崩壊からの電子の測定

奈良女子大学大学院人間文化研究科  
博士前期課程物理学専攻  
学籍番号 16810027

伊藤 由莉

2018年 2月

## 概要

宇宙が誕生してから数十  $\mu\text{s}$  後の世界は、クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) という状態であったと考えられている。QGP とは、素粒子の一つであるクォークとグルーオンが陽子や中性子などの核子として閉じ込められていない状態のことである。現在の自然界には存在しないため、この状態について研究するには QGP を人工的に作り出す必要がある。そこで「高エネルギー原子核衝突実験」が考え出された。ALICE 実験は、高エネルギー原子核衝突実験の一つであり、スイスにある欧州原子核研究機構 (CERN) の Large Hadron Collider (LHC) を用いて鉛原子核同士をほぼ光速で正面衝突させることで人工的に、クォークの閉じ込めが破られるような高温・高密度な状態 (= QGP) を生成している。

LHC では、原子核同士の衝突だけでなく、原子核衝突の対照実験として、陽子同士の衝突実験も行われている。陽子同士の衝突では、原子核衝突に比べエネルギー密度が相対的に低いため、QGP は作られないと考えられている。一方、近年の実験において、QGP が生成しないと考えられていた陽子同士の衝突でも、生成粒子の多い事象に注目すると、QGP の生成を示唆するような結果も得られた。そのため、陽子同士の衝突における粒子生成が注目されている。

そこで本研究では、より高統計かつ世界最高エネルギーの衝突データを用い、検出される粒子の中でもより理解しやすい振る舞いをする重いクォークに着目する。重いクォークとは、6 種類存在するクォークのうちで重い 3 種、c クォーク、b クォーク、t クォークを指す。これらのクォークは、質量が大きく、衝突エネルギーが大きい場合にのみ生成されるため、量子色力学 (QCD) の良いテストになる。原子核衝突では衝突初期にのみ生成され、QGP を通り抜けるときに相互作用によって運動量分布や角度分布がゆがめられるが、陽子衝突では QGP が生成しないため歪みがないとされているので、原子核衝突のよい比較対象になる。重いクォークの測定には、そのセミレプトン崩壊から生じる電子を用いた。

本研究では、2016 年に ALICE 実験において収集された世界最高衝突エネルギー 13 TeV の陽子同士の衝突によって得られた 9900 万イベントのデータを使用し、初めて重いクォークの崩壊からの電子の収量を測定した。重いクォークの崩壊からの電子の測定には多量のバックグラウンドが存在するが、本研究で開発した手法によって、バックグラウンドからの抽出に成功した。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序章</b>	<b>6</b>
1.1	クォーク・グルーオン・プラズマ	6
1.2	高エネルギー重イオン衝突実験	7
1.2.1	陽子-陽子衝突	7
1.3	重いクォーク	8
1.4	研究目的	9
<b>第 2 章</b>	<b>LHC-ALICE 実験</b>	<b>10</b>
2.1	LHC 加速器	10
2.2	ALICE 実験	11
2.2.1	ALICE 検出器	11
<b>第 3 章</b>	<b>物理解析</b>	<b>17</b>
3.1	解析手順	17
3.2	イベント選択	17
3.2.1	実験データセット	18
3.2.2	モンテカルロシミュレーション	19
3.3	電子識別	19
3.3.1	TPC による電子識別	20
3.3.2	EMCal による電子識別	21
3.3.3	TOF による電子識別	22
3.3.4	ITS による電子識別	23
3.4	バックグラウンドの見積もり	24
3.4.1	Dalitz 崩壊と検出器による光子の電子対変換	25
3.4.2	$K_{e3}$ 崩壊とベクターメソン	28
3.4.3	ハドロンの寄与	28
3.5	異なるトリガーデータでの収量測定	28
3.6	photon tag 効率	34
3.7	重いクォークの acceptance	35
<b>第 4 章</b>	<b>誤差</b>	<b>37</b>
4.1	統計誤差	37
4.2	系統誤差	37
4.2.1	TPC $\sigma$ のカットの違い	37

<b>第 5 章</b>	<b>結果・考察</b>	<b>40</b>
5.1	全電子の測定 . . . . .	40
5.2	重いクォークの崩壊電子の収量 . . . . .	41
5.3	FONLL との比較 . . . . .	45
<b>第 6 章</b>	<b>まとめ</b>	<b>49</b>

# 表 目 次

2.1	ITS の仕様 . . . . .	12
3.1	使用した実験データとモンテカルロシミュレーション . . . . .	18
3.2	電子識別の条件 . . . . .	24
3.3	各トリガーデータの Rejection factor . . . . .	30
3.4	EG1 トリガーデータの Rejection factor . . . . .	33
4.1	系統誤差 . . . . .	39
5.1	全電子と photonic electron とハドロンの収量 . . . . .	40
5.2	重いクォークの崩壊からの電子の収量 . . . . .	42
5.3	重いクォークの崩壊からの電子の収量 (acceptance 補正後) . . . . .	44
5.4	重いクォークの崩壊からくる電子生成断面積 . . . . .	46

# 目次

1.1	ビッグバン理論に基づいた宇宙発展の様子 [1]	6
1.2	クォークとグルーオンの様子	7
1.3	パートン分布関数 [3]	8
1.4	b クォークの $\beta$ 崩壊	9
1.5	c クォークの $\beta$ 崩壊	9
2.1	CERN 研究所が所有する加速器概略図 [4]	10
2.2	ALICE 検出器	11
2.3	ITS の構造図	12
2.4	TPC の構造図	13
2.5	TOF の模式図	14
2.6	$\beta$ の運動量依存性	15
2.7	EMCal のモジュール模式図	16
2.8	EMCal の全体の模式図 [7]	16
2.9	VZERO の位置	16
2.10	VZERO の写真	16
3.1	各データでの粒子のエネルギー分布	19
3.2	dE/dx 分布	20
3.3	TPCnSigma vs. E/p	21
3.4	E/p 分布	22
3.5	TOFnSigma vs. p	23
3.6	モンテカルロシミュレーションにおける重いクォークが崩壊し電子を放出した場所の分布	24
3.7	invariantmass ee pair in simulation	26
3.8	invariantmass ee pair in data(0~0.3GeV/c <sup>2</sup> )	27
3.9	invariantmass ee pair in data	27
3.10	inclusive electron yield	29
3.11	inclusive electron yield EMCTrigger/Minimum Bias	30
3.12	Rejection factor を用いてスケールダウン後の inclusive electron yield	31
3.13	ミニマムバイアストリガーデータと EG2 トリガーを組み合わせた電子の収量	32
3.14	inclusive electron yield EG1/(Minimum Bias + EG2)	32
3.15	EG1 トリガーデータを Rejection factor を用いてスケールダウン後の inclusive electron yield	33
3.16	0GeV/c から 28GeV/c の全電子の収量	34

3.17 tag 付けした電子と真の光子からの電子の収量 . . . . .	35
3.18 photon tag 効率 . . . . .	35
3.19 重いクォークの崩壊からの電子の生成量と測定量 . . . . .	36
3.20 重いクォークの acceptance . . . . .	36
4.1 各 TPC $\sigma$ の範囲での重いクォークの崩壊からの電子の収量 . . . . .	38
5.1 全電子と photonic electron とハドロンの収量 . . . . .	41
5.2 重いクォークの崩壊電子のスペクトラム . . . . .	43
5.3 重いクォークの崩壊電子のスペクトラム (acceptance 補正後) . . . . .	45
5.4 重いクォークの崩壊からくる電子の測定量と FONLL 計算の比較 . . . . .	47
5.5 測定した重いクォークの崩壊からくる電子の測定量と FONLL 計算の比 . . . . .	47

# 第1章 序章

## 1.1 クォーク・グルーオン・プラズマ

ビッグバンによって宇宙が誕生してから数  $10 \mu$  秒後に、クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) が存在していたとされている。図 1.1 は宇宙の発展の様子を示している。この図において、時間軸は左から右に取られており、ビッグバンによる宇宙誕生を左端、現在の宇宙が右端、その間の図に示す位置の状態が QGP である。この図からもわかるように、現在の世界では、クォークとグルーオンは核子の中に閉じ込められており、単体で取り出すことはできない。しかし、高温・高密度な環境では、クォークとグルーオンは核子の閉じ込めから解放される。閉じ込めから解放される様子を図 1.2 に示す。

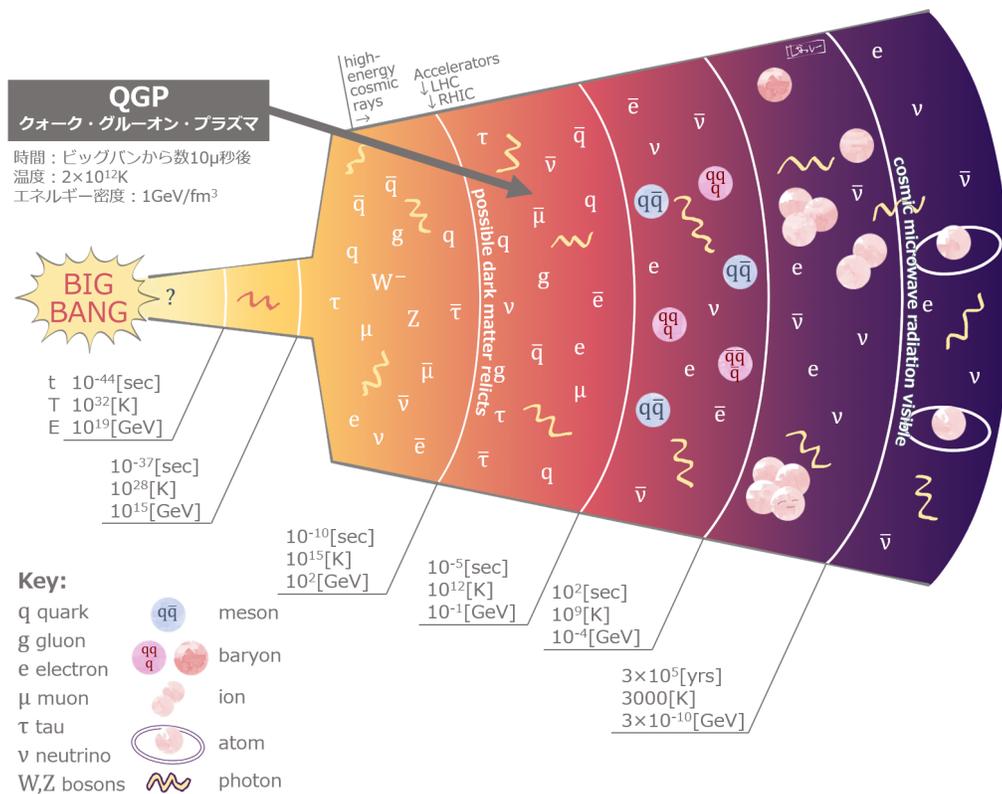


図 1.1: ビッグバン理論に基づいた宇宙発展の様子 [1]

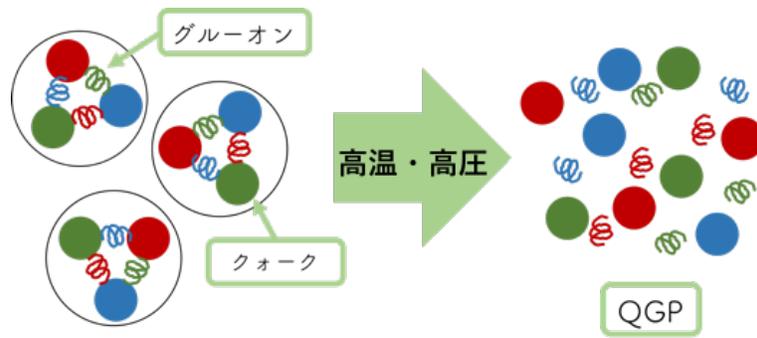


図 1.2: クォークとグルーオンの様子

## 1.2 高エネルギー重イオン衝突実験

QGP を実験的に再現するために考え出されたのが、高エネルギー重イオン衝突実験である。原子核同士を、加速器を用いてほぼ光速まで加速、正面衝突させることで、高温高密度な状態を作り出し QGP を生成することに成功した。現在は作り出した QGP の測定精度をより高められるよう、研究が進められている。

このような実験は、1980 年代半ばに行われた、加速させた原子核を固定した原子核標的に衝突させる実験から始まり、両方の原子核を加速させ正面衝突させる実験に発展した。現在は、欧州原子核研究機構 (CERN) の Large Hadron Collider (LHC) を用いた ALICE 実験や、ブルックヘブン国立研究所 (BNL) の The Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) を用いた PHENIX、STAR 実験が行なわれている。

### 1.2.1 陽子-陽子衝突

原子核は陽子と中性子という核子からできているので、原子核衝突は細かく見ていくと核子の衝突の重ね合わせであると考えられる。ゆえに、核子-核子衝突を理解することは、原子核衝突において発生する現象の基準を理解することであり、非常に重要である。また、陽子に閉じ込められている正味のクォークは u クォーク 2 つと d クォーク 1 つであるが、他にも多くのクォークやグルーオンが存在している。この多くのクォークやグルーオンの数密度を運動量の関数として

示したものをパートン分布関数と呼ぶ。図 1.3 に理論予想によるパートン分布関数を示す。陽子-陽子衝突実験のデータを QCD 理論を用いて解析することで、このパートン分布関数を求めている。

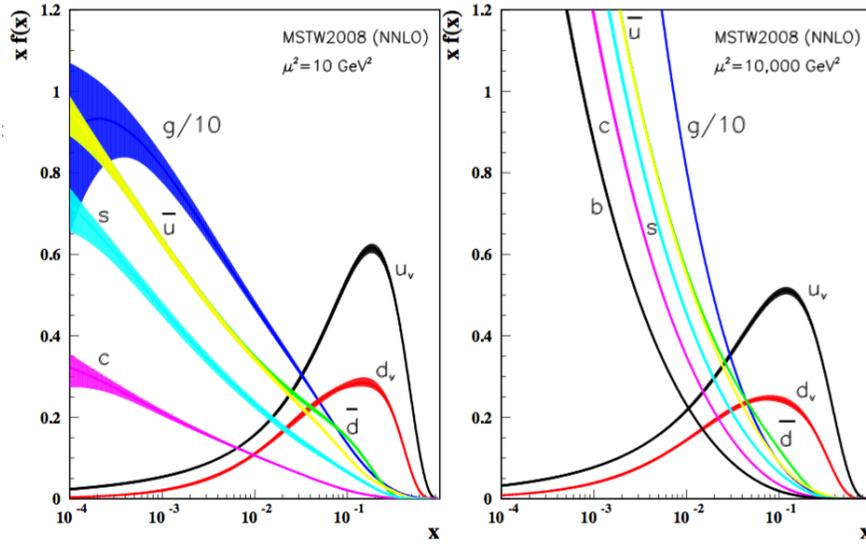


図 1.3: パートン分布関数 [3]

### 1.3 重いクォーク

標準理論によるとクォークは6種類存在するとされている。そのうちuクォークが最も軽く、質量は約2MeVである。次にdクォークが約5MeV、sクォークが約100MeVである。これらのクォークは6種類のうちでも質量が軽いため、「軽いクォーク」と呼ばれる。一方でsクォークよりも重い、cクォーク、bクォーク、tクォークは「重いクォーク」と呼ばれ、質量はcクォークが約1.2GeV、bクォークが約4.2GeV、tクォークが約173GeVである。

軽いクォークの質量は、QGPの温度(約350MeV)よりも低いため、QGP相やハドロン相で生成・消滅を繰り返し検出器に入る。ゆえに軽いクォークは、QGPと相互作用した最終状態しか観測できない。一方で、重いクォークの質量はQGPの温度よりも高いので、原子核同士の衝突で生成したのちは、ほぼ生成・消滅をせずQGPを通り抜けて観測されるということと、QCD計算が比較的良い近似で成り立つことから、QGPの性質を知るには良いプローブであると言える。

重いクォークの測定には2種類の方法がある。1つ目は、重いクォークを含んだメソンがハドロン崩壊した時の崩壊粒子全てを再構成する方法、2つ目は、重いクォークを含んだメソンがセミレプトニック崩壊した時のレプトンのみを使用する方法である。1つ目の方法は、バックグラウンドとなるハドロンの数が多くシグナルと分離することが困難であるが、一方で2つ目の方法は、崩壊分岐比が大きくレプトンの統計量が多いことと、崩壊粒子全てを測定する必要がないことから、重いクォーク測定の有力な方法の1つとなっている。

また、重いクォークがQGPを通り抜けた後、ハドロン化を経て電子に崩壊する際の崩壊分岐比は、 $c \rightarrow e$ が9.5%、 $b \rightarrow e$ が10.5%である。この値は他のレプトンよりも大きい。重いクォークが電子を放出する過程である、bクォークとcクォークの $\beta$ 崩壊を図1.4と図1.5に示す。ゆえに本実験では2つ目の方法を採用し、レプトンの中でも電子に注目し、測定を行った。

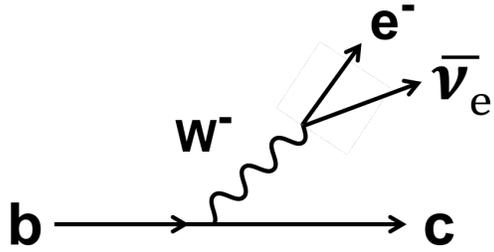


図 1.4: bクォークのβ崩壊

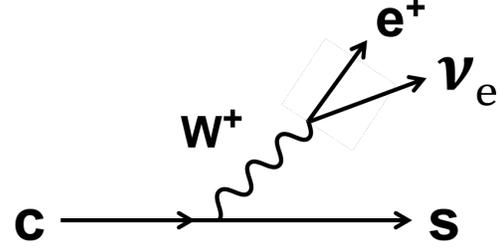


図 1.5: cクォークのβ崩壊

## 1.4 研究目的

2016年にLHC-ALICE実験において収集された、世界最高の重心系エネルギー13TeVの陽子-陽子衝突実験のデータについて、重いクォークを起源とする電子の収量を測定することで、最高エネルギー衝突実験での重いクォークの生成について議論する。

## 第2章 LHC-ALICE実験

### 2.1 LHC 加速器

スイス・ジュネーヴ郊外に位置する CERN 研究所で稼働しているのが、大型ハドロン衝突型加速器 (Large Hadron Collider (LHC)) である。図 2.1 に CERN 研究所における加速器の概略図を示す。LHC 加速器は、世界最大・最高エネルギーの加速器であり、周長は約 27km、地下約 100m の場所に位置している。LHC 加速器を用いた実験は、主に 4 つ行われており、ALICE、ATLAS、CMS、LHCb と呼ばれる。

LHC 加速器では主に陽子や鉛原子核の衝突実験を行っている。2009 年から稼働し、現在の核子対当たりの最大衝突エネルギーは、鉛-鉛衝突で 5.02TeV、陽子-陽子衝突で 13TeV を誇り、どちらも世界最高エネルギーである。

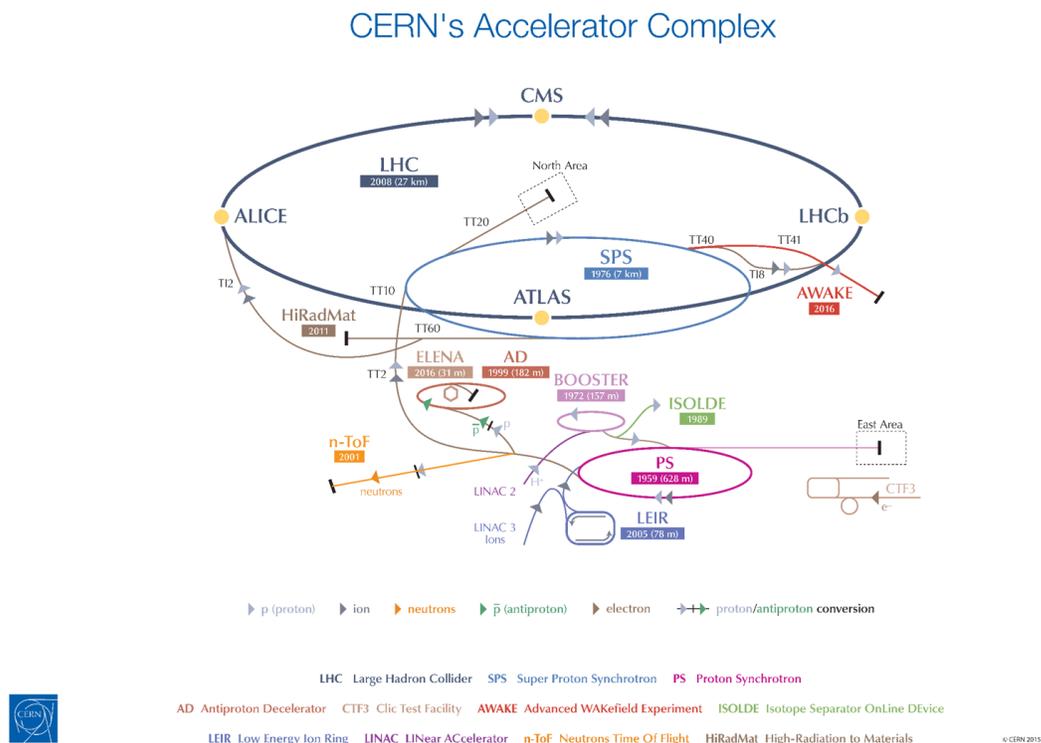


図 2.1: CERN 研究所が所有する加速器概略図 [4]

## 2.2 ALICE 実験

LHC 加速器を使用した実験の中で、重イオン衝突に特化した実験が ALICE 実験 (A Large Ion Collider Experiment) である。この実験の目的は、重イオン衝突によってつくられる QGP の性質を探究することである。現在、41 カ国、176 研究機関、約 1800 人の研究者がに参加している。

### 2.2.1 ALICE 検出器

ALICE 検出器は複数の検出器から構成されており、それぞれの検出器が異なる役割を担っている。図 2.2 は ALICE 検出器の全体図である。全体としては、大きさは幅 16m× 高さ 16m× ビーム軸方向の長さ 26m、重さは 1 万トンである。

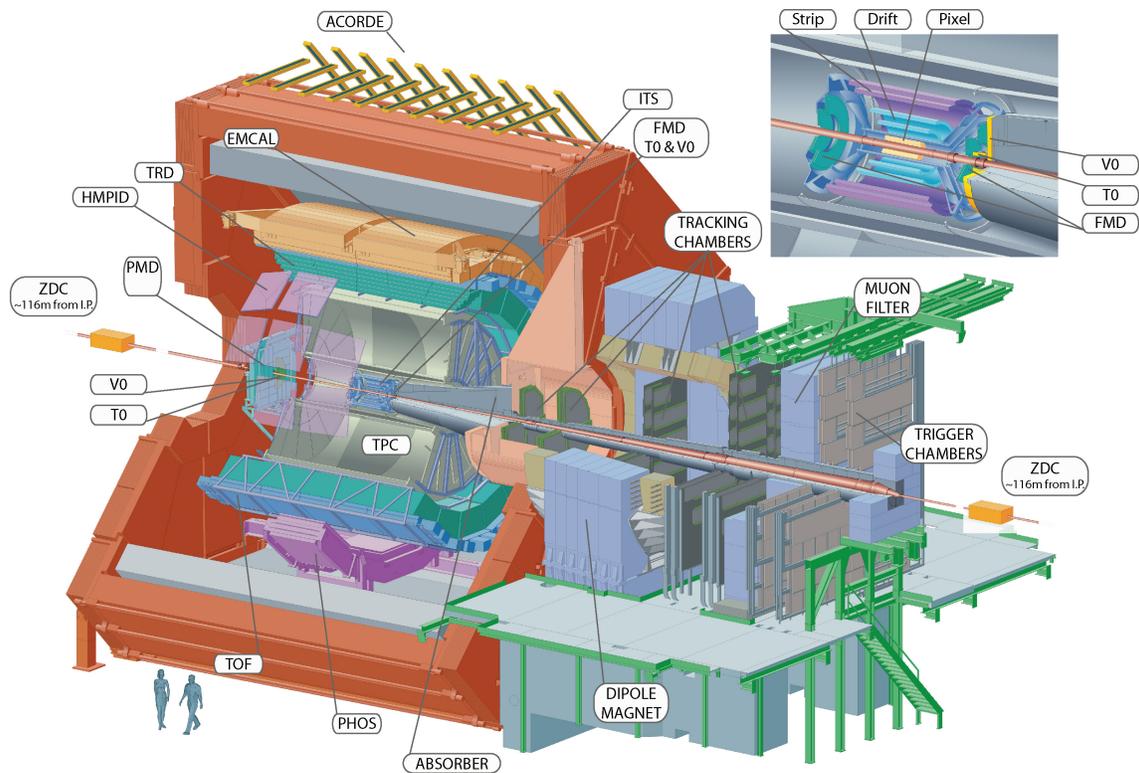


図 2.2: ALICE 検出器

ALICE 検出器を構成する検出器は大きく 3 つに分けることができ、中心ラピディティー方向 ( $-0.9 < \eta < 0.9$ ) を覆う Central Barrel、前方方向 ( $-4 < \eta < -2.4$ ) の  $\mu$  粒子を測定する Muon Arm、衝突事象を選別する Global Detector で成り立っている。Central Barrel は、0.5T の磁場内にあり、粒子の運動量測定や粒子識別を行う。

以下では、Central Barrel の内、この研究で使用した検出器について説明する。

## Inner Tracking System (ITS)[5]

衝突点に最も近い検出器であり、荷電粒子の飛跡再構成や衝突点の測定を行う。図 2.4 に示すように、3種類のシリコン半導体検出器が2層ずつ、計6層で構成され、内側から Silicon Pixel Detector (SPD)、Silicon Drift Detector (SDD)、Silicon Strip Detector (SSD) と呼ぶ。位置分解能  $12\mu\text{m}$  を誇る最先端の検出器である。

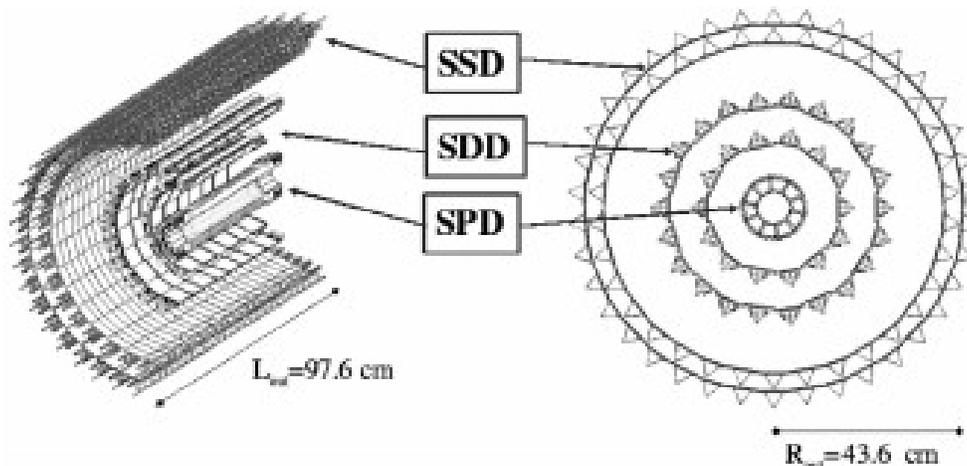


図 2.3: ITS の構造図

表 2.1: ITS の仕様

	SPD	SDD	SSD
Total area ( $\text{m}^2$ )	0.2	1.31	4.77
Number of modules	240	260	1698
Module sensitive area ( $\text{mm}^2$ )	$12.8 \times 69.6$	$72.5 \times 75.3$	$73 \times 40$
Readout channels per module	40960	$2 \times 256$	$2 \times 768$
Cell size ( $\mu\text{m}$ )	$50 \times 425$	$150 \times 300$	$95 \times 40000$
Radial position inner layer (cm)	4.0	15.0	38.5
Radial position outer layer (cm)	7.2	23.9	43.6

## Time Projection Chamber (TPC)[6]

ALICE 検出器では、飛跡の再構成に用いるメインの検出器である。荷電粒子の飛跡再構成、運動量測定、粒子識別を行う。図 2.4 示すように円筒形で、 $85\text{cm} < r < 250\text{cm}$ 、ビーム軸方向  $500\text{cm}$  を覆っている。読み出しチャンネル数は 56 万チャンネル。エネルギー分解能 5% 内部には  $400\text{V}/\text{cm}$  の電場がかけておられ、通過した荷電粒子が TPC 内のガス ( $\text{Ne} : \text{CO}_2 = 9 : 1$  の混合ガス) を電離させることで、荷電粒子の通過位置を測定し、飛跡検出を行っている。

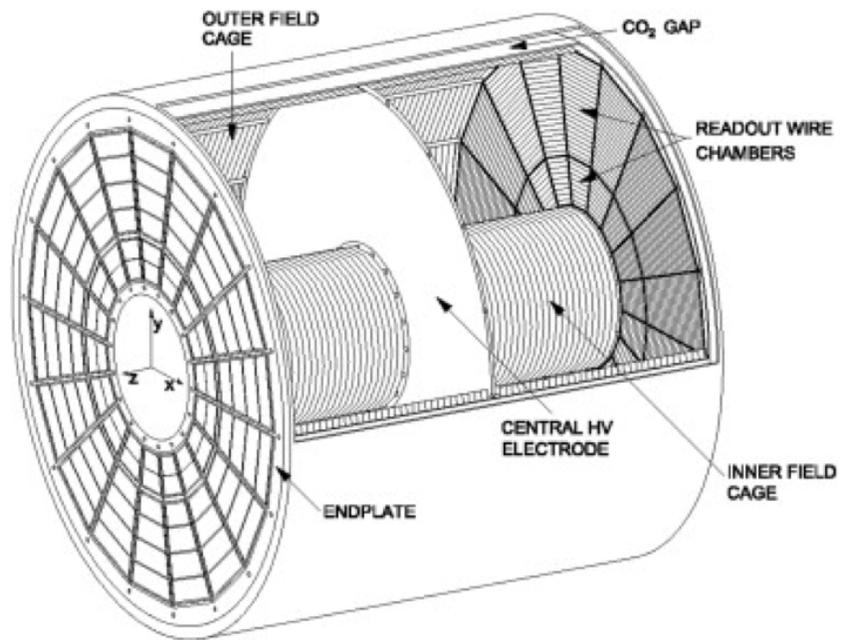


図 2.4: TPC の構造図

### Time Of Flight (TOF)[8]

粒子の衝突点からの飛行時間の測定を行う。 $r = 3.7\text{m}$  に位置し、全方位角を覆っている。また、 $18 \times 5$  個（方位角方向  $\times$  ビーム軸方向）のモジュールで構成されている。TOF の構造図を図 2.5 に示す。

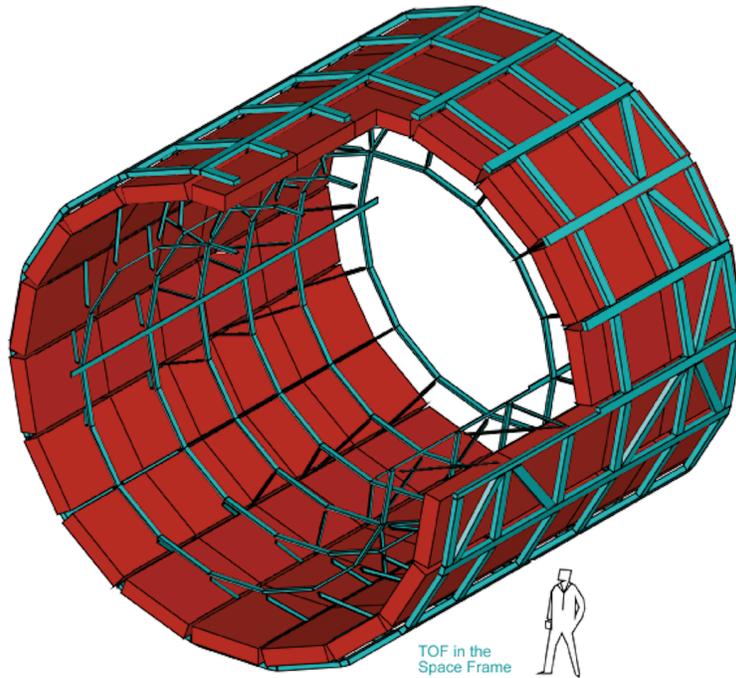


図 2.5: TOF の模式図

ここで、粒子の速度  $\beta$  は飛行時間  $T_{TOF}$  と飛行距離  $L_{path}$  を用いて、以下のように表すことができる。

$$\beta = \frac{L_{path}}{c \times T_{TOF}} = \frac{p}{E} = \frac{p}{\sqrt{m^2 + p^2}}$$

このことから、

$$T_{TOF} = \frac{L_{path}}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{m^2}{p^2}\right)^2}$$

となる。ここで、 $p$  は粒子の運動量、 $m$  は粒子の質量である。このことから、TPC で測定した運動量と、TOF で測定した飛行時間を用いることで、粒子の質量を求めることができ、粒子識別が可能となっている。TOF で測定した  $\beta$  の運動量依存性を図 2.6 に示す。この図の  $\beta = 1$  が電子、その他の線状に分布している粒子は、 $\beta$  の大きいものから  $\pi$ 、K、 $p$ 、 $d$  である。

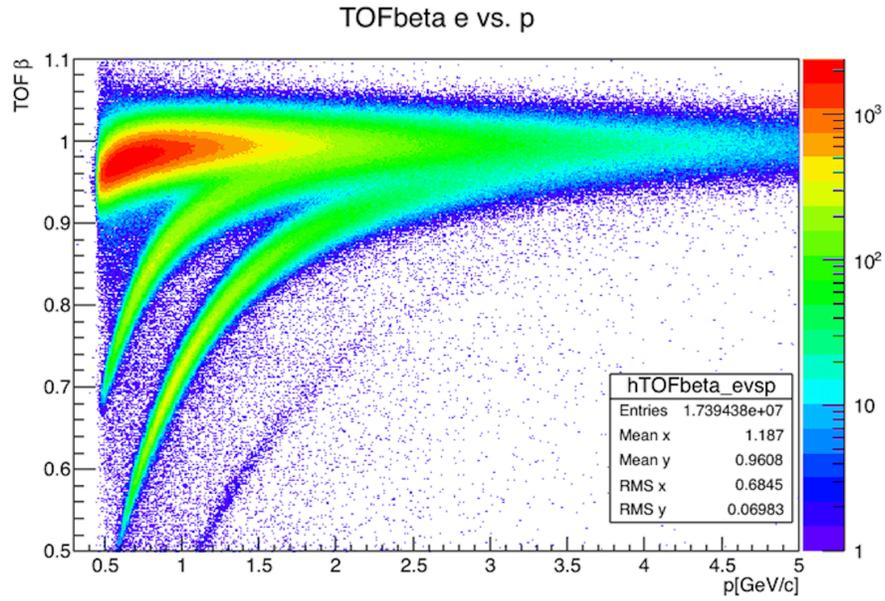


図 2.6:  $\beta$  の運動量依存性

### Electro Magnetic Calorimeter (EMCal)[7]

主に荷電粒子のエネルギー測定を行い、光子と電子の識別も可能である。4.35m < r < 4.7m に位置し、 $80^\circ < \phi < 187^\circ$  を覆う鉛と CsI シンチレーター 77 層からなるサンドイッチ型サンプリングカロリメーターである。電子や光子は EMCal の中で全てのエネルギーを失うが、ほとんどのハドロンは EMCal を通り抜ける。

図 2.7、図 2.8 EMCal の模式図を示す。EMCal を構成する最小単位の検出器をタワーと呼び、 $6 \times 6 \times 24.6\text{cm}^3$  の大きさである。タワー 4 個でモジュール (図 2.7 の右側)、モジュール 12 個でストリップモジュール (図 2.7 の左側)、ストリップモジュール 24 個でスーパーモジュール、スーパーモジュール 10 個 +  $1/3 \times 2$  個で EMCal ができている。

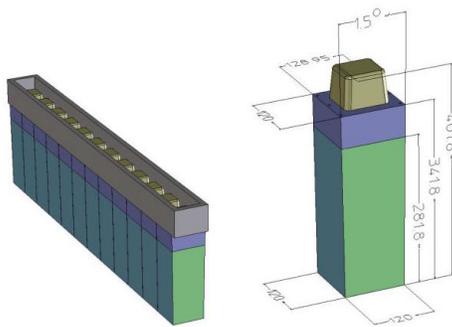


図 2.7: EMCal のモジュール模式図

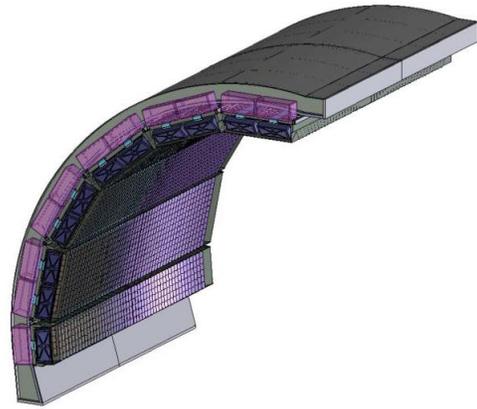


図 2.8: EMCal の全体の模式図 [7]

### VZERO 検出器 (V0)[9]

VZERO-A、VZERO-C と呼ばれる 2 枚のシンチレータから成り、主にトリガー条件に使用される。他にも、LHC からの粒子ビームの状態の監視や、粒子ビームのノイズの除去のため等に用いられる。それぞれのシンチレータは、 $2.8 < \eta < 5.1$ 、 $-3.7 < \eta < -1.7$  に位置する。図 2.9 に VZERO system の位置を示す。

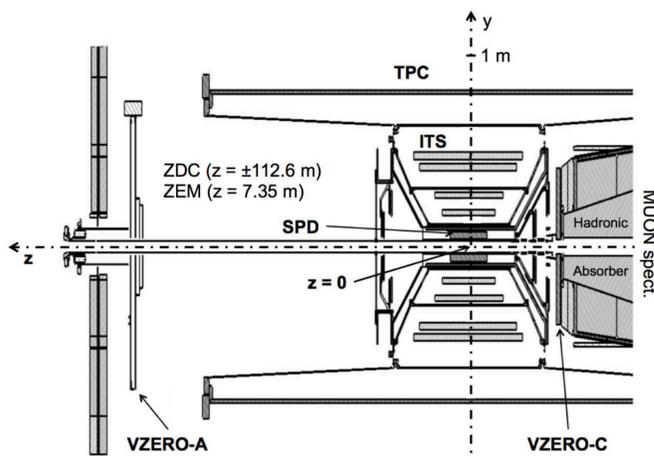


図 2.9: VZERO の位置

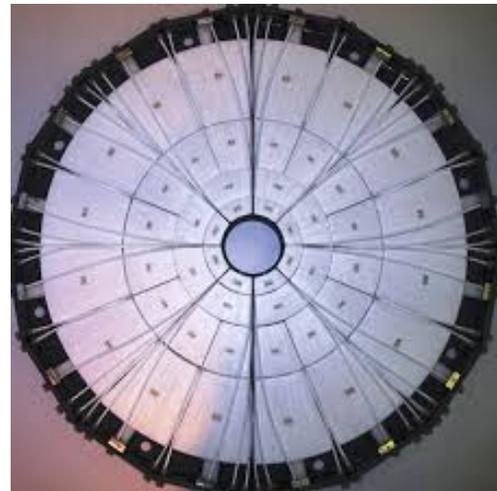


図 2.10: VZERO の写真

## 第3章 物理解析

### 3.1 解析手順

重いクォークの崩壊電子の収量を求める手順の概要を以下に示す。

#### 1. 電子識別

検出された荷電粒子から電子を識別する。(3.3、3.4.3)

#### 2. バックグラウンドの見積もり

1で選択した電子の中で、重いクォーク以外を起源とする電子と、残留しているハドロンの寄与を見積もる。(3.4)

#### 3. 重いクォーク崩壊電子の収量測定

1で選択した電子から、2で見積もったバックグラウンドを取り除いて、重いクォークを起源とする電子測定する。

#### 4. 異なるトリガーデータでの測定

1、2、3を、低運動量領域ではミニマムバイアスデータ、高運動量領域ではEMCトリガーデータを用いて行う。

以降は、解析に用いたイベントやトラックについて説明したのち、上記の解析手順に従って順に説明する。

### 3.2 イベント選択

本研究では、2016年に収集されたLHC-ALICE実験における重心系エネルギー $\sqrt{s}=13\text{TeV}$ の陽子-陽子衝突について解析を行った。使用した実験データとモンテカルロシミュレーションサンプルについて表3.1に示す。この節では各サンプルの詳細について説明する。

表 3.1: 使用した実験データとモンテカルロシミュレーション

Period / Sample	trigger	Number of events	Additional information
Data			
LHC16l	MB	22M	60Run
LHC16l	EMCEGA EG1	5.6M	57Run, threshold 6GeV
LHC16l	EMCEGA EG2	2.1M	57Run, threshold 4GeV
Monte Carlo simulations			
LHC17d20a2	MB	19M	60Run, PYTHIA
LHC17c3b2	$\pi^0, \eta$ and $b\bar{b}$ or $c\bar{c}$	5.8M	60Run, PYTHIA

### 3.2.1 実験データセット

陽子衝突を検出する最小条件で取得されたデータであるミニマムバイアスデータと、EMCal のエネルギーに対して条件をかけた EMC トリガーデータを使用した。

ミニマムバイアスの条件は、少なくとも SPD か V0 で粒子が1つでも検出されること、EMC トリガーの条件は、EMCal で 4GeV 以上か 6GeV 以上のエネルギーを持つ粒子が検出されることである。

図 3.1 は、それぞれのデータ中の粒子の、EMCal で測定されたエネルギー分布を示している。EMC トリガーデータでは、トリガーの閾値 (EG1:6GeV, EG2:4GeV) 付近で粒子数が急激に増加し、高いエネルギーを持つ粒子がミニマムバイアスデータに比べて 1000 倍程度多いことがわかる。このことから、EMC トリガーによって高いエネルギーを持つ粒子が優先的に収集できている。

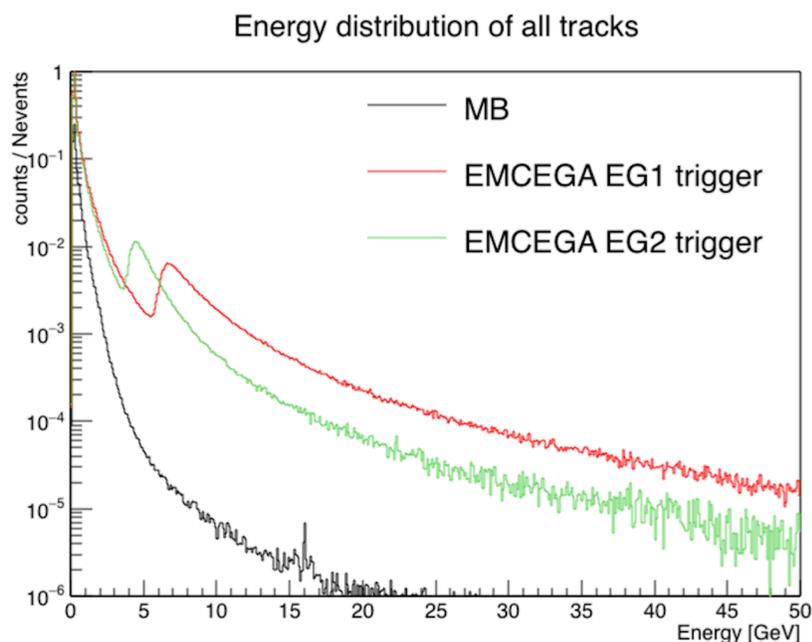


図 3.1: 各データでの粒子のエネルギー分布

### 3.2.2 モンテカルロシミュレーション

実験で生成された粒子の検出効率などを求めるために、モンテカルロシミュレーションを用いる。本研究では、イベントジェネレータとして PYTHIA を使用した。PYTHIA は高エネルギー物理現象を生成するプログラムで、多くの物理プロセスやモデルを基に、電子-陽電子、陽子-陽子、電子-陽子などの衝突事象を生成できる。

データセットは、LHC17c3b2 と LHC17d20a2 を用いた。LHC17c3b2 は  $b\bar{b}$  もしくは  $c\bar{c}$  をトリガー条件としているため、重いクォークの収量がミニマムバイアスに比べて多い。ゆえに、重いクォークの acceptance を求めるために LHC17c3b2 を使用し、後に説明する photon tag 効率を求めるために、ミニマムバイアストリガーの LHC17d20a2 を使用した。

### 3.3 電子識別

電子の識別には 4 つの検出器、TPC、EMCal、TOF、ITS を用いた。識別方法を検出器ごとに説明する。

### 3.3.1 TPC による電子識別

TPC で測定した、単位距離あたりのエネルギー損失量 ( $dE/dx$ ) を図 3.2 に示す。この図において、電子は  $dE/dx \simeq 80$ 、 $\pi$  は  $40 \simeq dE/dx \simeq 60$  であるため、電子と  $\pi$  の識別が可能である。しかし、運動量が  $2\text{GeV}/c$  以下では主に K と陽子の  $dE/dx$  と分布が重なるため識別が困難であることがわかる。この運動量領域での電子識別には、後に説明する TOF を用いる。

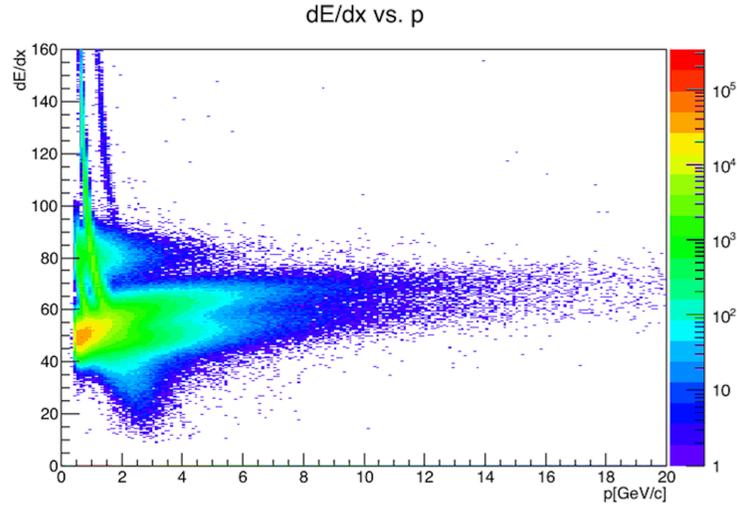


図 3.2:  $dE/dx$  分布

また、「TPC で測定した  $dE/dx$ 」と「電子が TPC を通過した際に測定される  $dE/dx$ 」の差 (TPC  $dE/dx - \text{TPC } dE/dx_{el}$ ) を求めた時に、0 付近に分布する粒子を電子とみなすことができる。差分の 0 付近の正規分布の  $\sigma$  の値を求め、差 (TPC  $dE/dx - \text{TPC } dE/dx_{el}$ ) を  $\sigma$  単位に換算した値を  $\text{TPCnSigma}$  と定義した。この定義から、電子が検出された場合はその 99.7% が  $-3 < \text{TPCnSigma} < 3$  に分布する。しかし、ハドロンが  $\text{TPCnSigma} < -2$  に多く存在するため、本研究では電子識別条件を  $-1 < \text{TPCnSigma} < 3$  とした。

$\text{TPCnSigma}$  の  $E/p$  依存性を図 3.3 に示す。この図からも  $\text{TPCnSigma} < -2$  にハドロンが多く分布していることがわかる。

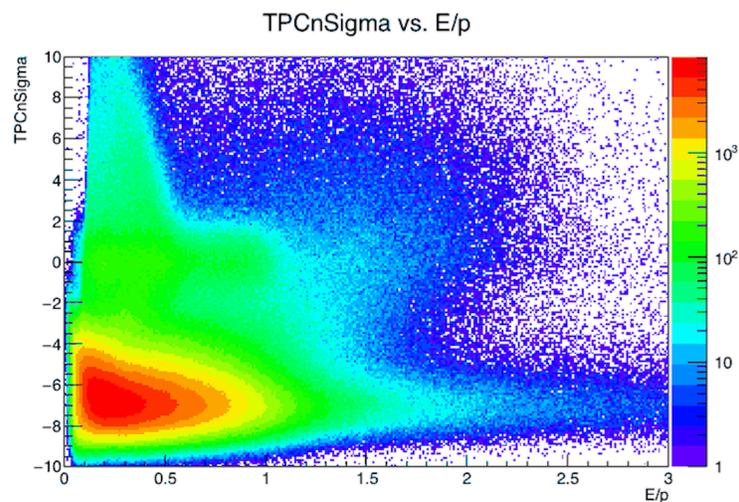


図 3.3: TPCnSigma vs. E/p

また、TPCで測定した運動量も電子識別に用いている。これについては次の「EMCalによる電子識別」で説明する。

### 3.3.2 EMCalによる電子識別

EMCalに入射した荷電粒子が電子または陽電子の場合は、EMCal中で電磁シャワーを起こし、持っているエネルギー全てがEMCalで検出される。電子は質量が小さいため、エネルギーのほぼ全てが運動量であり、EMCalで測定したエネルギー（E）をTPCで測定した運動量（p）で割った値（E/p）は、 $E/p \simeq 1$ となる。このことから、本研究ではE/pの値は0.65から1.2の範囲を電子の条件とした。

図 3.4に荷電粒子のE/p分布を示す。この図から、検出された荷電粒子が電子の場合は $E/p \simeq 1$ に多く分布していることがわかる。

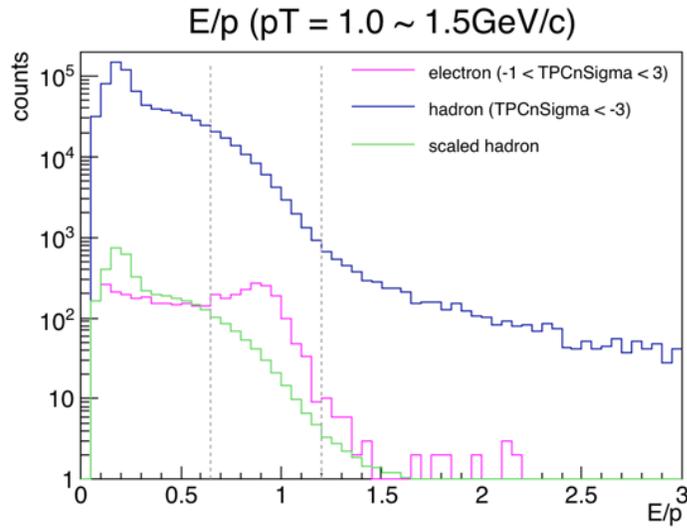


図 3.4: E/p 分布

### 3.3.3 TOF による電子識別

TPCを用いた電子識別では、TPCで測定した $dE/dx$ について、 $TPCnSigma$ を定義した。TOFを用いた電子識別には、TOFで測定した粒子の飛行時間について、TPCと同様のプロセスで $TOFnSigma$ を定義した。

$TOFnSigma$ の運動量依存性を図 3.5 に示す。この図においても TPC 同様に、検出された粒子が電子であれば、そのほとんどが $-3 < TOFnSigma < 3$ に分布する。ゆえに、本研究では $-3\sigma$ から $3\sigma$ を電子として採用した。

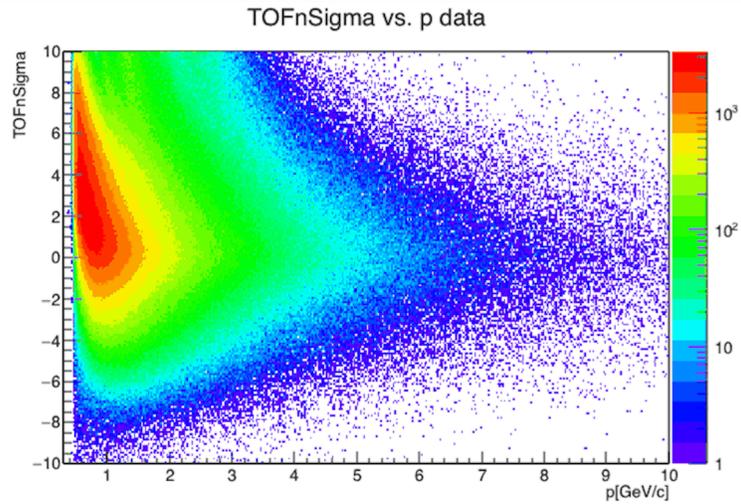


図 3.5: TOFnSigma vs. p

また、前述した図 2.6 から、TOF は運動量  $2\text{GeV}/c$  以下で K、p、d と電子の識別が可能であることがわかる。このことから、 $2\text{GeV}/c$  以下の運動量を持つ荷電粒子は TOF の情報も合わせて電子識別を行った。

### 3.3.4 ITS による電子識別

重いクォークを含むハドロンの崩壊長は  $\sim 500\mu\text{m}$  程度であるので、ITS の最内層 ( $r = 4\text{cm}$ ) よりも内側で電子に崩壊する。ゆえに重いクォーク起源の電子はほぼ全て、ITS の最内層で検出される。このことから、ITS の最内層にヒットがあることも電子識別の条件とした。

図 3.6 にモンテカルロシミュレーションにおける重いクォークが崩壊し電子を放出した場所の分布を示す。この図からもほとんどの重いクォークが ITS の最内層 ( $r = 4\text{cm}$ ) よりも内側で崩壊していることがわかる。

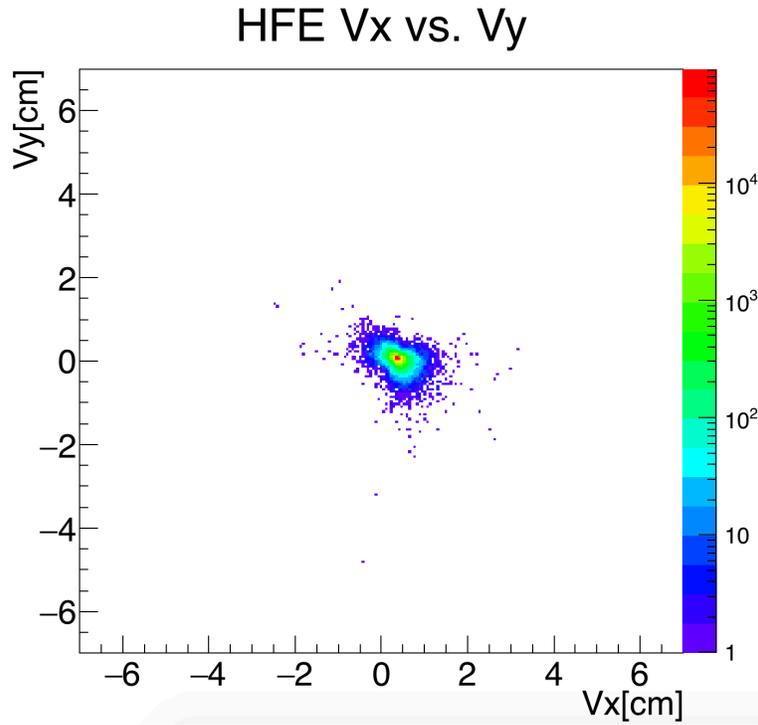


図 3.6: モンテカルロシミュレーションにおける重いクォークが崩壊し電子を放出した場所の分布

本研究で用いた電子識別の条件を表 3.2 にまとめた。

表 3.2: 電子識別の条件

識別情報	識別条件
TPC $dE/dx$	$-1 < \text{TPCnSigma} < 3$
$E/p$	$0.65 < E/p < 1.2$
TOF 飛行時間	$-3 < \text{TOFnSigma} < 3$
ITS 検出層	ITS の最内層に hit がある

### 3.4 バックグラウンドの見積もり

前述のように、本研究では全電子の内からバックグラウンドを差し引くことで重いクォークを起源とする電子の測定を行う。この節ではバックグラウンドの種類やその測定方法について説明する。

バックグラウンドの種類は下記に示す 3 種類が挙げられる。

1. Dalitz 崩壊と検出器による光子の電子対変換

## 2. $K_{e3}$ 崩壊とベクターメソン

## 3. ハドロンの寄与

以降はこれらのバックグラウンドについて順に説明する。

### 3.4.1 Dalitz 崩壊と検出器による光子の電子対変換

Dalitz 崩壊とは、軽い中性のメソンの 3 体崩壊のことである。Dalitz 崩壊の具体的な例としては、 $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$  や  $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$  などがあり、これらの過程で放出される電子がバックグラウンドとなる。それぞれの崩壊分岐比は  $1.174 \pm 0.035\%$ [10]、 $(6.9 \pm 0.4) \times 10^{-3}\%$ [10] である。

また、光子がビームパイプや検出器を構成する物質の原子核との電磁相互作用によって電子対に変わる現象を、光子の電子対変換 (photon conversion) と呼ぶ。photon conversion の起こる割合は、検出器の素材や厚みに依存する。LHC のビームパイプはベリリウムでできており、その厚みは 0.26% 放射長、ALICE 実験の ITS の 1 層の厚みは 1.14% 放射長である。

Dalitz 崩壊は仮想光子が電子対に崩壊したもの、光子の電子対変換は光子が物質内で変換したものと考えることができるので、これらの電子をまとめて「photonic electron」と呼ぶ。

バックグラウンドとなる photonic electron の収量を見積もる方法を説明する。

前述のように、光子は電子と陽電子のペアに崩壊する。このことから、電子・陽電子ペアの不変質量が 0 であるものが光子であることを用いて、この電子・陽電子ペアが photonic electron であるか判断する。電子と陽電子の運動量と質量からそれぞれのエネルギーを計算し、このエネルギーを用いて電子・陽電子ペアの不変質量を求める。以下にこの計算式を示す。

電子・陽電子ペアの不変質量  $m$  は

$$E^2 = p^2 + m^2$$

より、

$$m^2 = E^2 - p^2$$

となる。

ここで、

$$\begin{aligned} E &= E^{e^-} + E^{e^+} \\ p &= (p_x^{e^-} + p_x^{e^+}, p_y^{e^-} + p_y^{e^+}, p_z^{e^-} + p_z^{e^+}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E^{e^-} &= \sqrt{p^{e-2} + m_e^2}, \quad E^{e^+} = \sqrt{p^{e+2} + m_e^2} \\ p^{e^-} &= (p_x^{e^-}, p_y^{e^-}, p_z^{e^-}), \quad p^{e^+} = (p_x^{e^+}, p_y^{e^+}, p_z^{e^+}) \end{aligned}$$

である。このようにして、電子・陽電子ペアの不変質量が、電子と陽電子の運動量と質量を用いて求めることができる。

また、期待される photonic electron の不変質量分布を知るために、シミュレーションを用いて計算した結果を図 3.7 に示す。この分布から、ほとんどの電子・陽電子ペアの不変質量は  $0.05\text{GeV}$  以下であることがわかる。

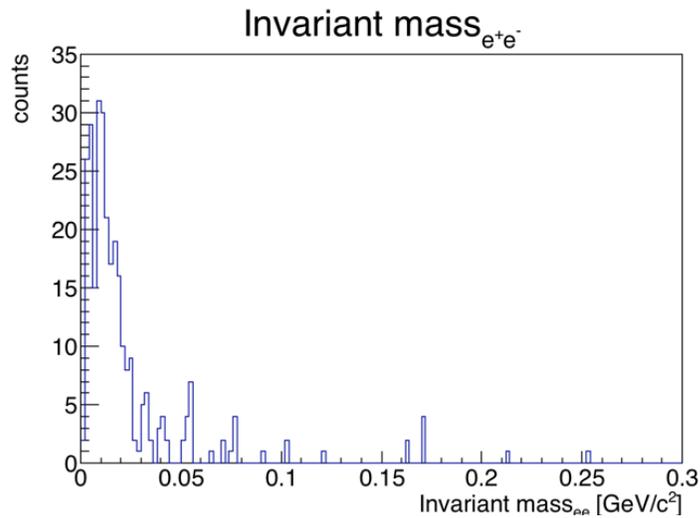


図 3.7: invariantmass ee pair in simulation

ゆえに、実験データにおいて、求めた不変質量が  $0.05\text{GeV}$  以下の電子・陽電子ペアを photonic electron とみなし、photon tag を付け、この tag の付いた電子を photonic electron する。

実験データにおいて、上記の計算方法で求めた電子・陽電子ペアの不変質量分布を図 3.8、図 3.9 に示す。図 3.8 は不変質量 0 から  $0.3\text{GeV}/c^2$ 、図 3.9 は不変質量 0 から  $1\text{GeV}/c^2$  の範囲を表示している。

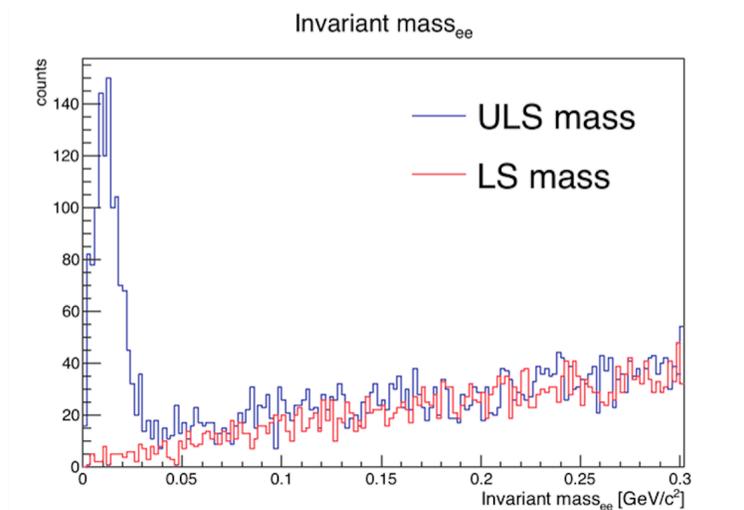


図 3.8: invariantmass ee pair in data(0~0.3GeV/c<sup>2</sup>)

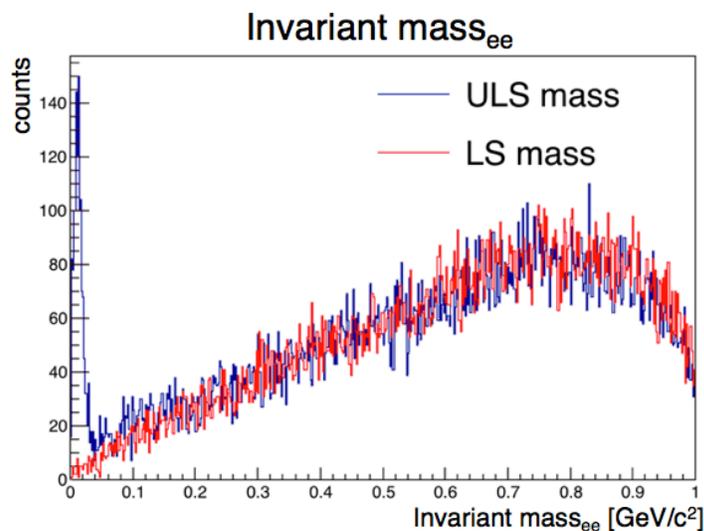


図 3.9: invariantmass ee pair in data

これらの図の青いヒストグラムが電子・陽電子ペア（ULS）、赤いヒストグラムが電子・電子ペアまたは陽電子・陽電子ペア（LS）を示している。不変質量が $0.05\text{GeV}/c^2$ 以下の電子・陽電子ペアを photonic electron とみなすが、一方で $0.05\text{GeV}/c^2$ 以上の不変質量を持つペアも多く存在しているのがわかる。この $0.05\text{GeV}/c^2$ 以上のペアは photonic electron の収量測定バックグラウンドとなる。このバックグラウンドの寄与が $0.05\text{GeV}/c^2$ 以下にもどの程度存在するか見積もるために、電子・電子ペアまたは陽電子・陽電子ペアの不変質量も計算した。 $0.05\text{GeV}/c^2$ 以下の電子・電子ペアまたは陽電子・陽電子ペア収量を求め、電子・陽電子ペアの収量から差し引いて得た収量を、最終的に photonic

electron の収量とした。

実験で生成された photonic electron の収量を求めるには、この方法で抽出した photonic electron が実験で生成された photonic electron の内、何割程度に相当するのを見積もり、補正する必要がある。そのために、photon tag の効率をシミュレーションを用いて求めた。photon tag の効率については後に説明する。

### 3.4.2 $K_{e3}$ 崩壊とベクターメソン

$K_{e3}$  崩壊とは  $K \rightarrow \pi e \nu$  の崩壊モードを指す。 $K$  の寿命はかなり長く、 $K^\pm$  は  $c\tau = 3.711\text{m}$ [10]、 $K_L^0$  は  $c\tau = 15.34\text{m}$ [10] であるので、Dalitz 崩壊と検出器による光子の電子対変換に比べるとバックグラウンド電子の量はわずかである。

### 3.4.3 ハドロンの寄与

表 3.2 の条件で電子識別後にも、まだ残っているハドロンのバックグラウンドになる。重いクォークの崩壊からの電子を求めるためには、このハドロンの寄与も見積もる必要がある。この節では、電子識別後にも残ったハドロンの寄与の見積もり方について説明する。

前節では、電子の  $E/p$  は 1 付近に分布することを説明した。図 3.4 は、EMC トリガーデータにおける、横運動量  $1.0\text{GeV}$  から  $1.5\text{GeV}$  の領域の  $E/p$  分布を示している。図中のピンクのヒストグラムは表 3.2 の  $E/p$  以外の条件で選別後の電子、青いヒストグラムは表 3.2 の条件の  $\text{TPCnSigma}$  の値を  $-3$  以下を使用し、ハドロンを選んだものである。

また緑のヒストグラムは、ハドロンのヒストグラムをスケールダウンしたものである。このスケールファクターの求め方を説明する。ハドロンのヒストグラムの最もエンタリーが多い  $E/p$  の値に注目し、この  $E/p$  の値でのハドロンのヒストグラムのエンタリー数と電子のヒストグラムのエンタリー数の比を求めた。この比をスケールファクターとした。この図における緑のヒストグラムを、電子識別後に残ったハドロンの寄与とみなし、電子の収量から差し引く。

横運動量  $0\text{GeV}$  から  $28\text{GeV}$  まで、図 3.4 と同様にハドロンの寄与を見積もった。

## 3.5 異なるトリガーデータでの収量測定

本研究で使用したデータは、ミニマムバイアストリガーデータ及び EMC トリガーデータである。それぞれのトリガーデータで測定した電子の収量を図 3.10 に示す。

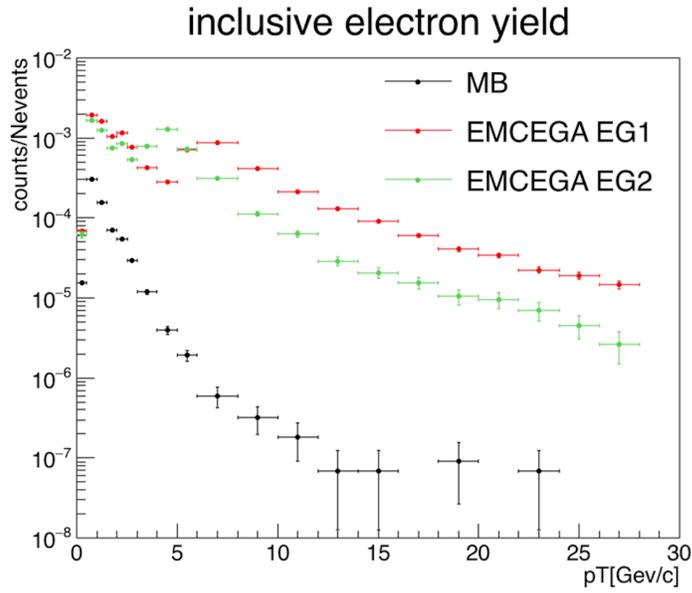


図 3.10: inclusive electron yield

ミニマムバイアストリガーデータは、大きなエネルギーのトラックの統計量が少なく、正確な測定が困難である。そのため、高い横運動量領域ではEMCトリガーデータを使用し、電子の測定を行った。

高い横運動量領域で測定したEMCトリガーデータでの電子の収量をミニマムバイアストリガーデータレベルにスケールダウンする際に、Rejection factorを使用する。Rejection factorとはスケールダウン因子のことであり、具体的には、ミニマムバイアストリガーデータで測定した電子の収量で、EMCトリガーデータで測定した電子の収量を割った値の分布から求めた。この分布が図3.11である。

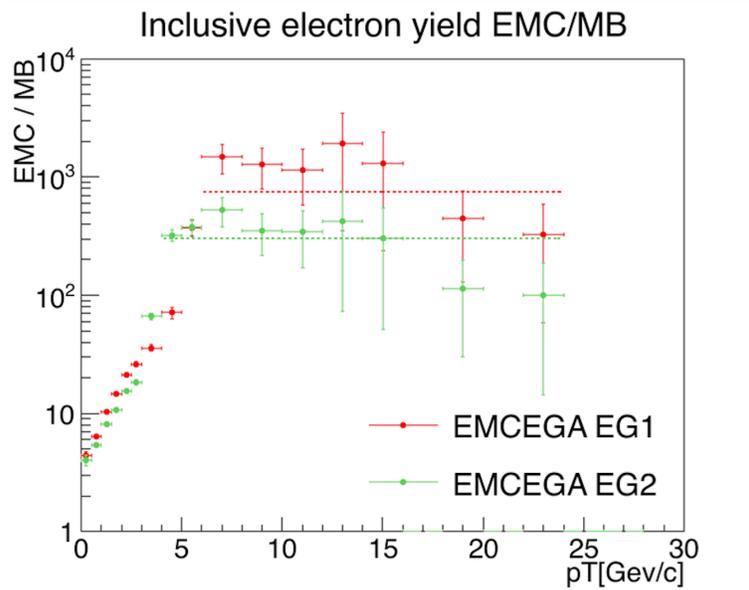


図 3.11: inclusive electron yield EMCtrigger/Minimum Bias

この図の点線は、それぞれの分布に対して x 軸に水平な直線でフィットした結果を表している。フィットの範囲は、EG1 トリガーで  $6\text{GeV} \sim pT \sim 24\text{GeV}$ 、EG2 トリガーで  $4\text{GeV} \sim pT \sim 24\text{GeV}$  である。フィット範囲の最小値は、各トリガーデータの閾値を使用した。このフィットの結果をそれぞれのトリガーデータの Rejection factor とし、表 3.3 に示す。

表 3.3: 各トリガーデータの Rejection factor

トリガーの種類	Rejection factor
EG1 トリガー	$(7.4 \pm 1.6) \times 10^2$
EG2 トリガー	$(3.0 \pm 0.3) \times 10^2$

求めた Rejection factor を用いて、EMC トリガーデータでの電子の収量をミニマムバイアスレベルにスケールダウンした分布が図 3.12 である。

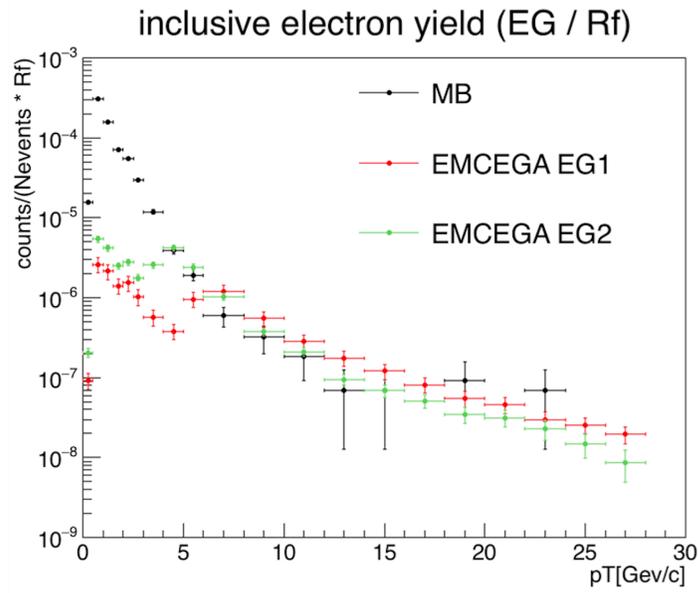


図 3.12: Rejection factor を用いてスケールダウン後の inclusive electron yield

高い横運動量領域では、EG2 トリガーよりも EG1 トリガーの方がさらに統計量が多いため、図 3.12 において、横運動量が  $0 \sim 6 \text{ GeV}/c$  はミニマムバイアストリガー、 $6 \text{ GeV}/c$  以上は EG2 トリガーを採用した新たな電子の収量に対して EG1 の Rejection factor を求めスケールダウンし、横運動量  $0 \sim 28 \text{ GeV}/c$  までの電子の収量を求めた。ミニマムバイアストリガーデータと EG2 トリガーを組み合わせた電子の収量を図 3.13 に示す。

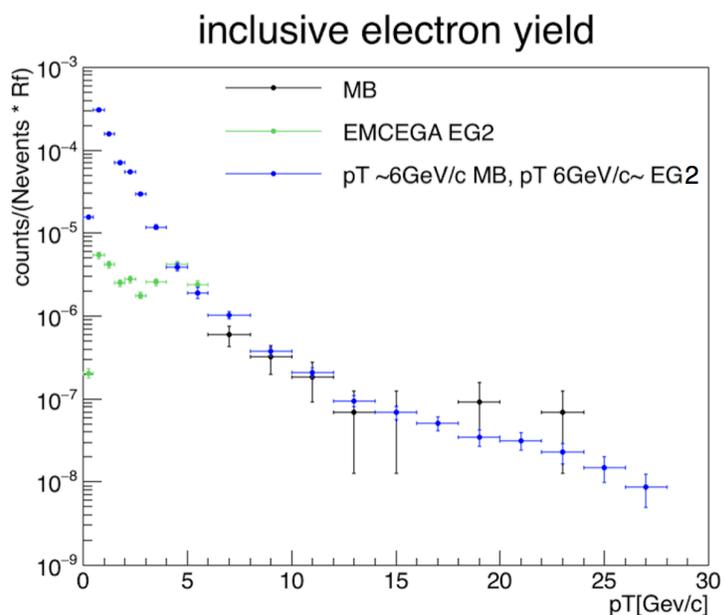


図 3.13: ミニマムバイアストリガーデータと EG2 トリガーを組み合わせた電子の収量

新たな電子の収量で EG1 トリガーデータの電子の収量を割った分布を図 3.14、この分布のフィットから求めた Rejection factor を表 3.4、求めた Rejection factor を用いてスケールダウンした電子の収量を図 3.15 に示す。

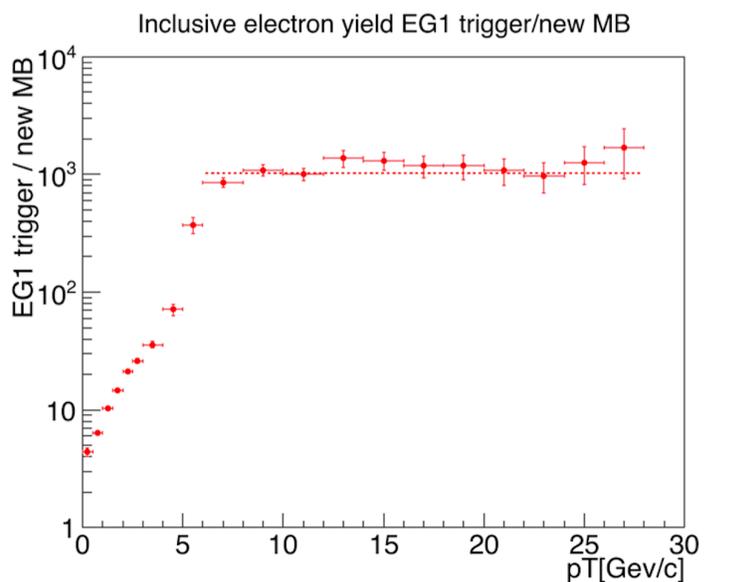


図 3.14: inclusive electron yield EG1/(Minimum Bias + EG2)

表 3.4: EG1 トリガーデータの Rejection factor

トリガーの種類	Rejection factor
EG1 トリガー	$(1.02 \pm 0.05) \times 10^3$

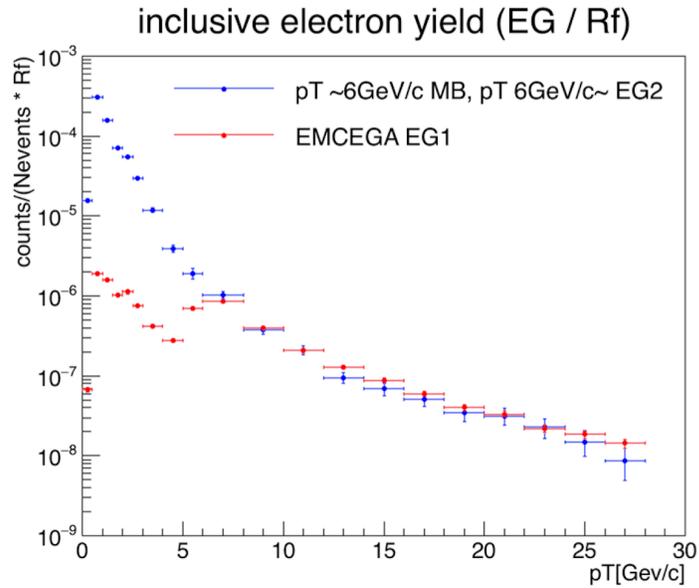


図 3.15: EG1 トリガーデータを Rejection factor を用いてスケールダウン後の inclusive electron yield

図 3.15 において、横運動量  $0\text{GeV}/c$  から  $10\text{GeV}/c$  は新たな電子の収量、 $10\text{GeV}/c$  から  $28\text{GeV}/c$  は EG1 トリガーデータの電子の収量を採用し、 $0\text{GeV}/c$  から  $28\text{GeV}/c$  の全電子の収量とした。この分布を図 3.16 に示す。

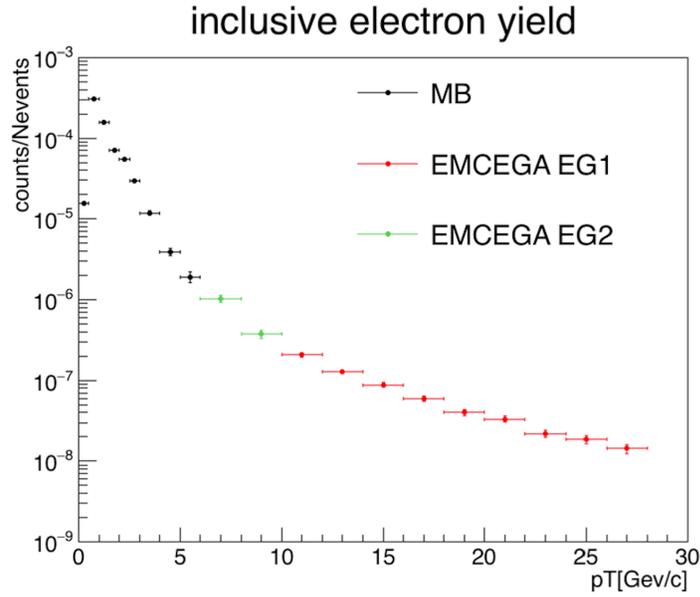


図 3.16: 0GeV/c から 28GeV/c の全電子の収量

### 3.6 photon tag 効率

3.4.1 で説明したように、photon tag 効率を求め、測定した photonic electron の収量の補正を行う。

まず photon tag 効率の求め方を説明する。

シミュレーションにおいても実験データ同様に、電子・陽電子ペアの不変質量と電子・電子ペアまたは陽電子・陽電子ペアの不変質量を計算し、 $0.05\text{GeV}/c^2$  であれば photon tag を付け、tag がついた電子の収量を求める。次に、電子のうち親粒子が光子であるもののみの収量を求め、tag がついた電子の収量との比を photon tag 効率とした。

シミュレーションにおける tag 付けした電子と真の photonic electron の分布を図 3.17、この結果を用いて求めた photon tag 効率を図 3.18 に示す。ミニマムバイアスデータのみ使用し、低い横運動量領域では photon tag 効率を求めることができた。EMC トリガーデータを用いての、高い横運動量領域の photon tag 効率の測定が今後の課題である。本研究では全横運動量領域で photon tag 効率を 0.65 として補正を行った。

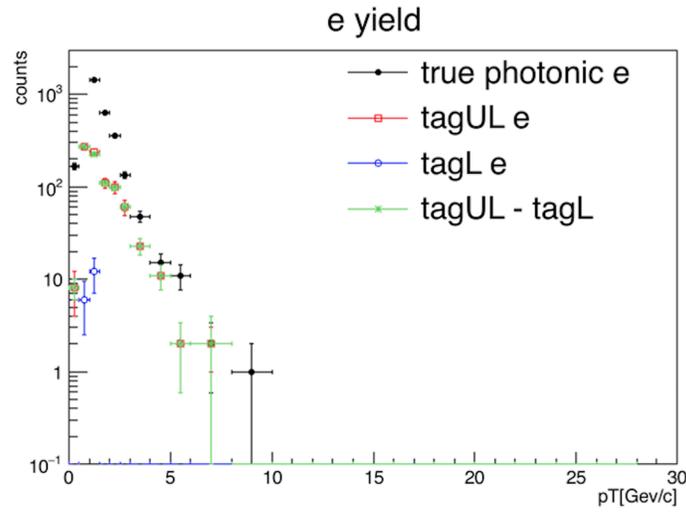


図 3.17: tag 付けした電子と真の光子からの電子の収量

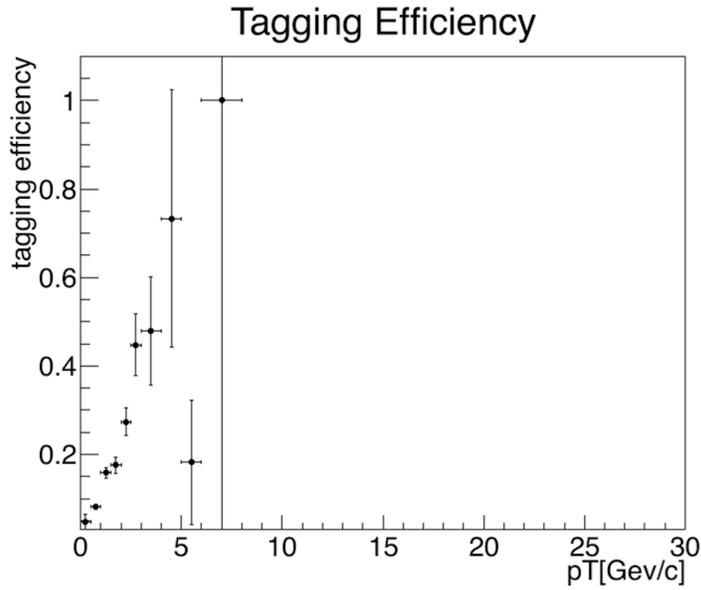


図 3.18: photon tag 効率

### 3.7 重いクォークの acceptance

重いクォークの崩壊電子の収量の補正のために、重いクォークの acceptance を求めた。

重いクォークの acceptance の求め方について説明する。

シミュレーションにおいて、生成された重いクォークの崩壊からの電子の収量と、測定された重いクォークの崩壊からの電子の収量を求めた。この結果を図 3.19 に示す。

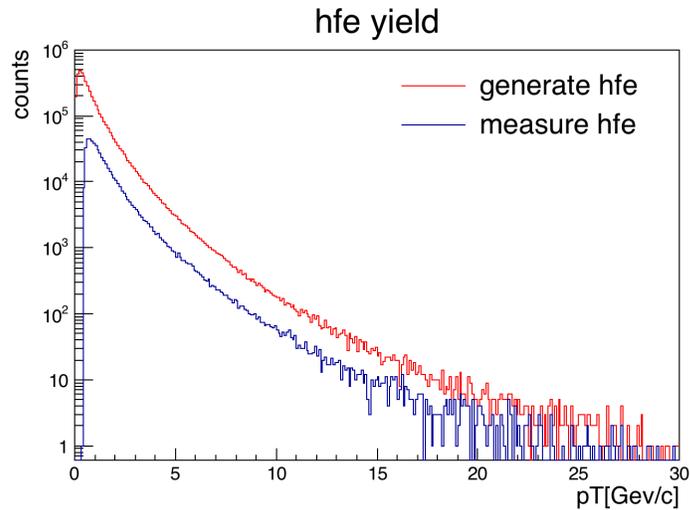


図 3.19: 重いクォークの崩壊からの電子の生成量と測定量

求めた測定量を生成量で割った値を重いクォークの acceptance として求めた。この結果を図 3.20 に示す。

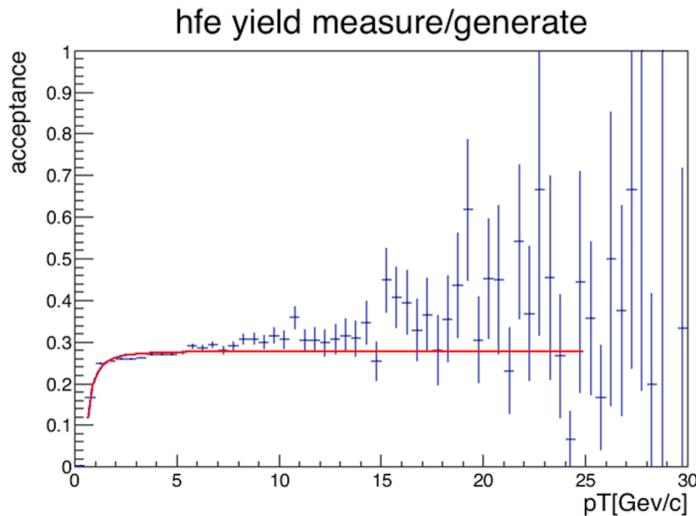


図 3.20: 重いクォークの acceptance

赤線は、重いクォークの acceptance に対して  $f = \frac{a}{x^2} + b$  ( $a, b$ : フリーパラメーター) でフィットした結果を示している。また、フィットの結果、 $a = -0.0628 \pm 0.0005$ 、 $b = 0.2788 \pm 0.0006$  となった。この結果得られた関数を用いて、重いクォークの崩壊電子の収量の補正を行った。

## 第4章 誤差

### 4.1 統計誤差

本研究では、高い横運動量領域で EMC トリガーイベントを使用した。この EMC トリガーイベントをミニマムバイアスイベントレベルにスケールダウンする際に、Rejection factor を用いた。ゆえに、Rejection factor を求める際のフィットの誤差  $\Delta Rf$  も考慮する必要がある。以下に、 $\Delta Rf$  を誤差伝搬した、系統誤差  $\Delta f$  の導出式を示す。

$$\Delta f = \frac{1}{N_{events} \times Rf} \times \sqrt{f_{pT} + \frac{\Delta Rf^2 \times f_{pT}^2}{Rf^2}}$$

$N_{events}$  : 各トリガーイベント数

$Rf$  : Rejection factor

$f_{pT}$  : 各 pT 領域での電子の収量

$\Delta Rf$  : Rejection factor の誤差

### 4.2 系統誤差

系統誤差は TPC $\sigma$  のカットの違いについて導出する。

#### 4.2.1 TPC $\sigma$ のカットの違い

本研究では電子選別の際に、TPC によって測定した dE/dx の電子の  $\sigma$  の値は  $-1\sigma$  から  $3\sigma$  を用いた。そのため、下限を  $-1.5\sigma$  とした場合、上限を  $2.5\sigma$ 、 $3.5\sigma$  とした場合の 3 通りで電子の収量を求め、通常範囲での電子の収量との差が最大の値を系統誤差とした。図 4.1 に 3 通りで求めた重いクォークの崩壊からの電子の収量を示す。また系統誤差を表 4.1 に示す。

# HFE electron yield

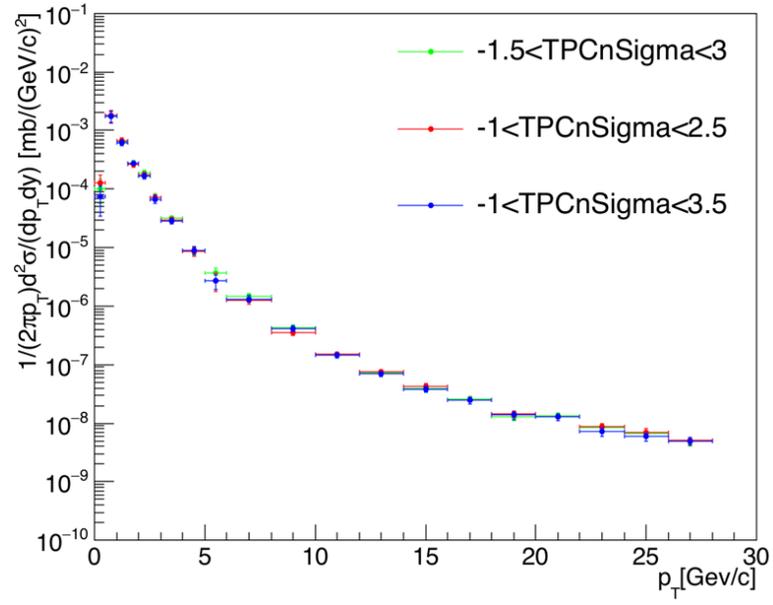


図 4.1: 各 TPC $\sigma$  の範囲での重いクォークの崩壊からの電子の収量

表 4.1: 系統誤差

pT[GeV]	系統誤差
0.0 ~ 0.5	4.41499E-05
0.5 ~ 1.0	6.6582E-05
1.0 ~ 1.5	7.78087E-05
1.5 ~ 2.0	5.80285E-05
2.0 ~ 2.5	1.32173E-05
2.5 ~ 3.0	2.06222E-05
3.0 ~ 4.0	1.60111E-06
4.0 ~ 5.0	9.98078E-07
5.0 ~ 6.0	4.80928E-07
6.0 ~ 8.0	2.57156E-07
8.0 ~ 10	7.30261E-08
10 ~ 12	1.63026E-08
12 ~ 14	6.55256E-09
14 ~ 16	5.63026E-09
16 ~ 18	1.65092E-09
18 ~ 20	9.3919E-10
20 ~ 22	7.4534E-10
22 ~ 24	1.0743E-09
24 ~ 26	6.6476E-10
26 ~ 28	4.2821E-10

## 第5章 結果・考察

LHC-ALICEにおける、 $\sqrt{s}=13\text{TeV}$ の陽子-陽子衝突での重いクォークの崩壊からの電子の測定を行った。この測定結果について述べる。

### 5.1 全電子の測定

本研究で測定した、全電子と photonic electron とハドロンの収量を表 5.1 と図 5.1 に示す。

表 5.1: 全電子と photonic electron とハドロンの収量

pT[GeV]	全電子	photonic e	ハドロン
0.0 ~ 0.5	1.557E-05	4.369E-06	1.686E-05
0.5 ~ 1.0	3.024E-04	1.164E-04	1.261E-04
1.0 ~ 1.5	1.552E-04	6.399E-05	3.619E-05
1.5 ~ 2.0	7.054E-05	2.636E-05	6.138E-06
2.0 ~ 2.5	5.414E-05	1.959E-05	6.046E-06
2.5 ~ 3.0	2.922E-05	1.015E-05	1.924E-06
3.0 ~ 4.0	1.182E-05	3.594E-06	7.329E-07
4.0 ~ 5.0	3.939E-06	1.127E-06	1.832E-07
5.0 ~ 6.0	1.924E-06	5.637E-07	9.161E-08
6.0 ~ 8.0	1.031E-06	1.917E-07	1.431E-07
8.0 ~ 10	3.731E-07	2.590E-08	8.838E-08
10 ~ 12	2.068E-07	1.254E-08	7.561E-08
12 ~ 14	1.287E-07	7.128E-09	5.532E-08
14 ~ 16	8.847E-08	2.281E-09	4.244E-08
16 ~ 18	5.963E-08	1.140E-09	2.845E-08
18 ~ 20	4.026E-08	1.140E-09	2.140E-08
20 ~ 22	3.335E-08	5.702E-10	1.362E-08
22 ~ 24	2.194E-08	0.000E+00	1.010E-08
24 ~ 26	1.867E-08	2.851E-10	7.598E-09
26 ~ 28	1.433E-08	2.851E-10	5.560E-09

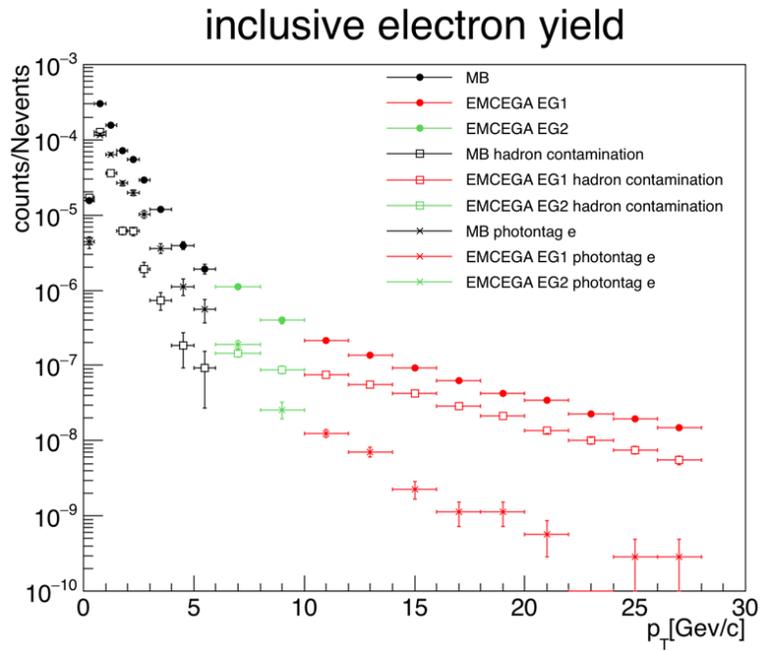


図 5.1: 全電子と photonic electron とハドロンの収量

横運動量  $0\text{GeV}/c$  から  $6\text{GeV}/c$  はミニマムバイアスデータ、 $6\text{GeV}/c$  から  $10\text{GeV}/c$  は EG2 トリガーデータ、 $10\text{GeV}/c$  から  $28\text{GeV}/c$  は EG1 トリガーデータを使用した。

## 5.2 重いクォークの崩壊電子の収量

全電子の収量から、ハドロンと photonic e の収量を差し引くことで、重いクォークの崩壊電子の収量を測定した。重いクォークの崩壊電子の収量の acceptance 補正前と補正後の測定結果を表 5.2、図 5.2、表 5.3、図 5.3 に示す。

表 5.2: 重いクォークの崩壊からの電子の収量

pT[GeV]	重いクォークの崩壊電子
0.5 ~ 1.0	5.984E-05
1.0 ~ 1.5	5.501E-05
1.5 ~ 2.0	3.805E-05
2.0 ~ 2.5	2.850E-05
2.5 ~ 3.0	1.715E-05
3.0 ~ 4.0	7.491E-06
4.0 ~ 5.0	2.628E-06
5.0 ~ 6.0	1.268E-06
6.0 ~ 8.0	6.962E-07
8.0 ~ 10	2.588E-07
10 ~ 12	1.186E-07
12 ~ 14	6.628E-08
14 ~ 16	4.375E-08
16 ~ 18	3.004E-08
18 ~ 20	1.771E-08
20 ~ 22	1.916E-08
22 ~ 24	1.184E-08
24 ~ 26	1.078E-08
26 ~ 28	8.488E-09

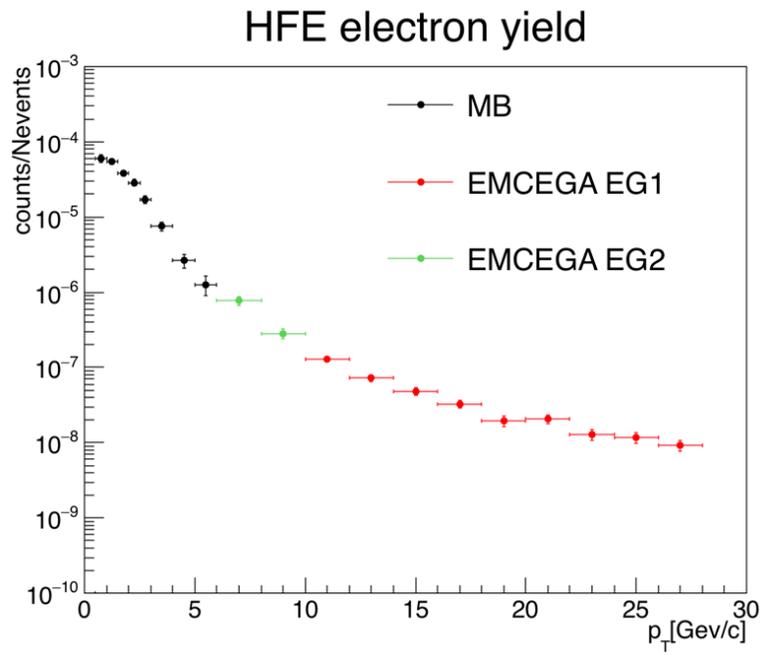


図 5.2: 重いクォークの崩壊電子のスペクトラム

表 5.3: 重いクォークの崩壊からの電子の収量 (acceptance 補正後)

pT[GeV]	重いクォークの崩壊電子
0.5 ~ 1.0	3.580E-04
1.0 ~ 1.5	2.306E-04
1.5 ~ 2.0	1.473E-04
2.0 ~ 2.5	1.070E-04
2.5 ~ 3.0	6.341E-05
3.0 ~ 4.0	2.737E-05
4.0 ~ 5.0	9.534E-06
5.0 ~ 6.0	4.584E-06
6.0 ~ 8.0	2.758E-06
8.0 ~ 10	1.021E-06
10 ~ 12	4.614E-07
12 ~ 14	2.599E-07
14 ~ 16	1.721E-07
16 ~ 18	1.180E-07
18 ~ 20	7.040E-08
20 ~ 22	7.443E-08
22 ~ 24	4.622E-08
24 ~ 26	4.187E-08
26 ~ 28	3.289E-08

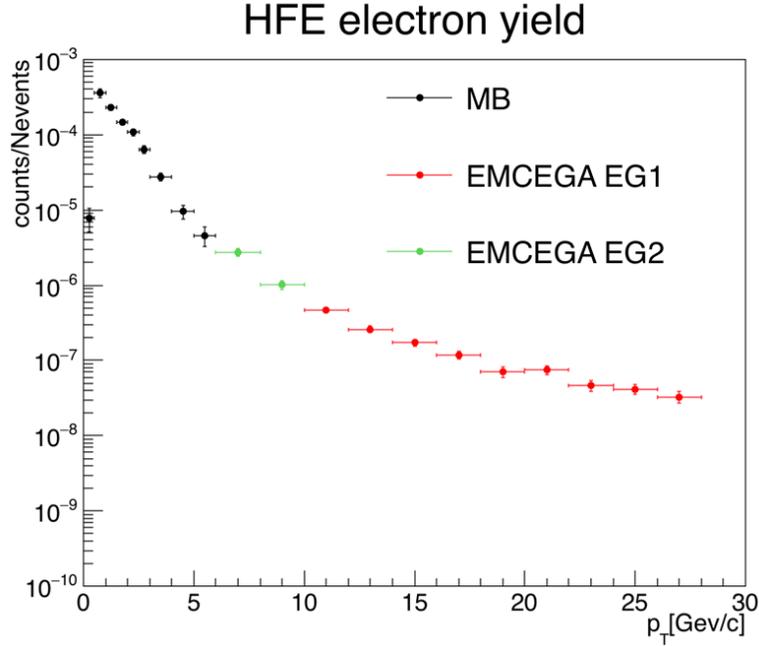


図 5.3: 重いクォークの崩壊電子のスペクトラム (acceptance 補正後)

よって、横運動量  $0.5\text{GeV}/c$  から  $28\text{GeV}/c$  における重いクォークの崩壊からの電子の収量を測定することができた。

### 5.3 FONLL との比較

摂動色量子力学 (pQCD) 計算による重いクォークの崩壊からくる電子の収量と本研究で測定した収量を比較し、重いクォークの生成について議論する。

pQCD 計算による重いクォークの収量を求めるために、Fixed Order + Next-to-Leading Log (FONLL)[15] を使用した。FONLL は、陽子-陽子衝突や陽子-反陽子衝突における重いクォークの生成断面積を計算する [16] 手法である。本研究では FONLL 計算のために CTEQ6.6 parton distribution functions を使用した。

重いクォークの生成断面積の求めるために下記に示す計算式を用いた。

$$\frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2\sigma}{dp_T dy} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{1}{\Delta y} \frac{N_{\text{measured}}^{\text{hfe}}}{\epsilon_{\text{acceptance}} N_{\text{event}}} \times \sigma_{\text{pp}}^{\text{MB}} \times \epsilon_{\text{trigger eff}}^{\text{MB}}$$

ここで  $\frac{N_{\text{measured}}^{\text{hfe}}}{\epsilon_{\text{acceptance}} N_{\text{event}}}$  は図 5.3 の各点を示す。ALICE 検出器の acceptance は  $\eta=\pm 0.9$  であるので、 $\Delta y=1.8$  を用いた。また、 $\sigma_{\text{pp}}^{\text{MB}}$  は陽子-陽子衝突におけるミニマムバイアストリガーでの反応断面積、 $\epsilon_{\text{trigger eff}}^{\text{MB}}$  はミニマムバイアストリガーのトリガー効率を表す。本研究では、2015 年に収集された陽

子一陽子衝突  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  における反応断面積  $57.8\text{mb}$ [13] と、陽子一陽子衝突  $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$  シミュレーションでのミニマムバイアストリガーのトリガー効率  $74.2\%$ [14] を使用した。

上記の式によって求めた重いクォークの崩壊からくる電子の測定量と FONLL の比較を図 5.4、重いクォークの崩壊からくる電子の測定量と FONLL の比を図 5.5 に示す。

表 5.4: 重いクォークの崩壊からくる電子生成断面積

pT[GeV]	生成断面積 [mb/(GeV/c) <sup>2</sup> ]
0.5 ~ 1.0	1.810E-03
1.0 ~ 1.5	6.995E-04
1.5 ~ 2.0	3.192E-04
2.0 ~ 2.5	1.803E-04
2.5 ~ 3.0	8.744E-05
3.0 ~ 4.0	2.966E-05
4.0 ~ 5.0	8.034E-06
5.0 ~ 6.0	3.160E-06
6.0 ~ 8.0	1.494E-06
8.0 ~ 10	4.302E-07
10 ~ 12	1.591E-07
12 ~ 14	7.582E-08
14 ~ 16	4.351E-08
16 ~ 18	2.632E-08
18 ~ 20	1.405E-08
20 ~ 22	1.344E-08
22 ~ 24	7.620E-09
24 ~ 26	6.350E-09
26 ~ 28	4.619E-09

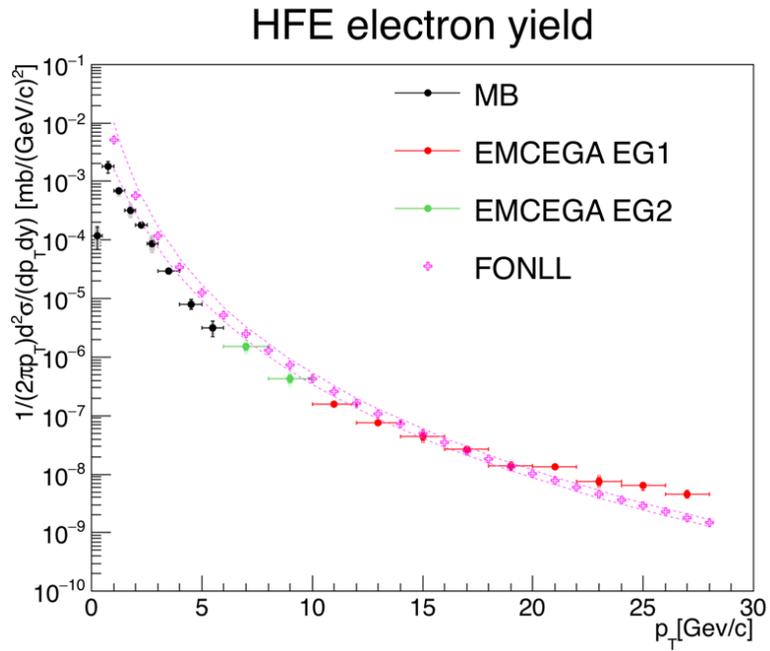


図 5.4: 重いクォークの崩壊からくる電子の測定量と FONLL 計算の比較

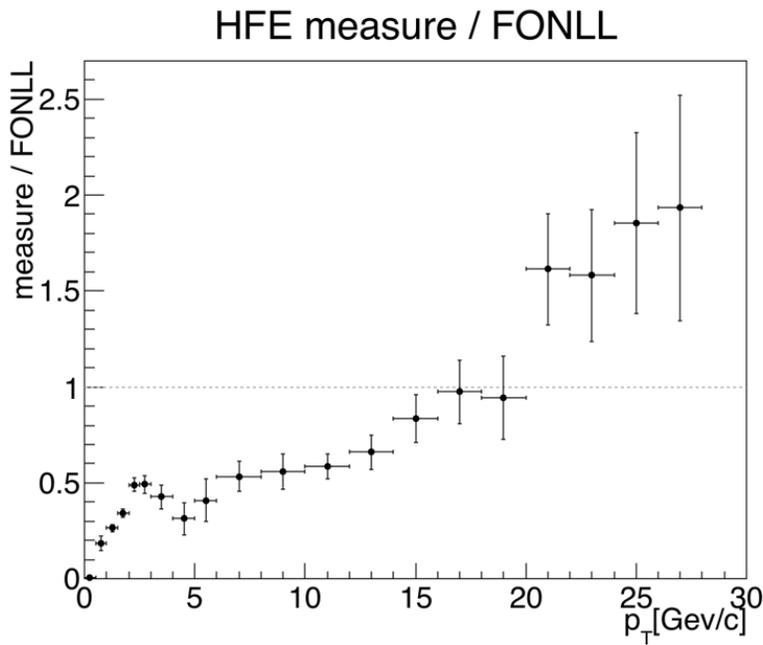


図 5.5: 測定した重いクォークの崩壊からくる電子の測定量と FONLL 計算の比

図 5.4、図 5.5 より、本研究において測定した重いクォークの崩壊からくる電子の収量は、FONLL 計算と誤差を考慮しても一致しない。この理由として考えられるのは、ハドロンの見積もり精度が十

分でないことが考えられる。ハドロンの量の見積もりには  $E/p$  分布を用いたが、ハドロンの分布のスケールダウン係数によって、見積もる量が大きく変わるので、この係数の妥当性を調べるなど、よりハドロンの見積もり精度を上げることが今後の課題である。

## 第6章 まとめ

本研究では、LHC-ALICE 実験における重心系衝突エネルギー  $\sqrt{s}=13\text{TeV}$  の陽子-陽子衝突によって収集されたデータを用いて、重いクォークの崩壊からの電子の測定を行った。本研究で解析に用いたデータは 2016 年に収集されたもので、ミニマムバイアスデータは 2200 万イベント、EMCal トリガーデータは 7700 万イベントを使用した。その結果、重いクォークの崩壊からの電子を横運動量  $0.5\text{GeV}/c$  から  $28\text{GeV}/c$  まで測定できた。重いクォークの崩壊からの電子の測定には多量のバックグラウンドが存在するが、本研究において以下の 2 つの方法を用いることによってバックグラウンドからのシグナルの抽出に成功した。1 つ目に、バックグラウンドであるハドロンの収量を見積もるために、 $E/p$  分布でハドロンの分布をモデル化し、差し引いた。2 つ目に、バックグラウンドである photonic electron を見積もるために、電子対を用いた tag 法を開発し、この効率をシミュレーションによって見積もった。

今後は、測定精度を上げるために以下の解析を行う。1 つ目に、現在の解析では、バックグラウンド源として一番大きいハドロンの photonic electron を見積もっているがその他の成分が残っているのでそれを差し引く。2 つ目に、本研究では、tag 効率を求めたのはミニマムバイアスデータのみのため精度に問題があるが、より高統計な EMCal トリガーデータを使って tag 効率の精度を上げる。3 つ目に、系統誤差を見積もる。

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くのご指導を頂きました、林井久樹教授、宮林謙吉教授、下村真弥助教、蜂谷崇助教に深く感謝申し上げます。特に指導教官である下村先生には、研究テーマの提案から研究方針、解析の仕方、解析結果の解釈など数多くのご指導を頂きました。林井先生、宮林先生には、研究室内でのミーティング等で研究を進める上で有益な多くのご助言を頂きました。蜂谷先生には、解析の進め方、解析結果の物理的な解釈などについて、丁寧かつ的確なご助言を多く頂きました。また、筑波大学の坂井真吾助教には、解析方法について大変多くのご指導を頂きました。研究室の新井先輩、長谷川先輩、武田先輩、横山先輩、池田さん、坂本さん、石丸さん、加納さん、西谷さん、皆吉さん、4回生の皆さんのおかげで、楽しく充実した日々を過ごすことができました。この場を借りて心より感謝申し上げます。

## 参考文献

- [1] 池田侑加さん (奈良女子大学 高エネルギー物理学研究室) デザインによる
- [2] 秋葉康之 「クォーク・グルーオン・プラズマの物理」 共立出版
- [3] Particle Data Group, Phys. Rev. D 86, 010001 (2012)
- [4] CERN accelerator  
<https://press.cern/backgrounders/facts-figures>
- [5] P. Kuijter Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 530 (2004) 28-32
- [6] Weilin Yu Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 706 (2013) 55-58
- [7] the Electro Magnetic Calorimeter Technical Proposal 2006  
[http://alice-collaboration.web.cern.ch/sites/alice-collaboration.web.cern.ch/files/documents/TechnicalDesignReport/alice\\_emcal.pdf](http://alice-collaboration.web.cern.ch/sites/alice-collaboration.web.cern.ch/files/documents/TechnicalDesignReport/alice_emcal.pdf)
- [8] TOF  
[http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2\\_TOF.html](http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2_TOF.html)
- [9] V0  
<https://arxiv.org/abs/1306.3130>  
<http://alice.web.cern.ch/detectors/more-details-alice-v0-detector>
- [10] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chinese Phys. C 40,100001 (2016).
- [11] Camila De Conti, Andrea Dubla, Electrons from heavy-flavour hadron decays at mid-rapidity and low transverse momenta in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV  
[https://aliceinfo.cern.ch/Notes/sites/aliceinfo.cern.ch/Notes/files/notes/analysis/cdeconti/2017-Nov-09-analysis\\_note-ALICE\\_analysis\\_note.pdf](https://aliceinfo.cern.ch/Notes/sites/aliceinfo.cern.ch/Notes/files/notes/analysis/cdeconti/2017-Nov-09-analysis_note-ALICE_analysis_note.pdf)
- [12] 蜂谷崇 広島大学大学院 博士論文  
Study of Charm Production from the Measurement of Single Electrons in Au + Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$
- [13] J. Adam et al, ALICE luminosity determination for pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV  
<http://cds.cern.ch/record/2160174/files/vdmNote.pdf>

- [14] B. Abelev et al, Eur. Phys. J. C 73 (2013) 2456  
<https://arxiv.org/pdf/1208.4968.pdf>
- [15] Matteo Cacciari, Charm and Bottom Production at RHIC  
<http://www-conf.kek.jp/past/DIS06/transparencies/WG5/hfl-cacciari.pdf>
- [16] FONLL Heavy Quark Production  
<http://www.lpthe.jussieu.fr/~cacciari/fonll/fonllform.html>