

LHC-ATLAS 実験のミューオントリガーにおける
飛跡再構成アルゴリズムの改良

高エネルギー物理学研究室

学籍番号 0530-27-9089

野口陽平

平成 29 年 3 月 10 日

目次

概要	2
第 1 章 序論	4
1.1 標準模型	4
1.2 標準模型を超える物理の必要性	6
1.3 ATLAS 実験で目標とする物理	7
第 2 章 LHC-ATLAS 実験	9
2.1 LHC	9
2.2 ATLAS 検出器	9
2.2.1 内部飛跡検出器	9
2.2.2 カロリーメータ	11
2.2.3 ミューオンスペクトロメータ	12
2.3 オフラインでのミューオンの再構成	17
第 3 章 ミューオントリガーシステム	19
3.1 ATLAS トリガーシステムとトリガーチェイン	19
3.2 ミューオントリガー	20
3.2.1 レベル 1 ミューオントリガー	21
3.2.2 Standalone muon trigger (MuonSA)	22
3.2.3 Combined muon trigger (muComb)	27
3.2.4 イベントフィルター	28
3.2.5 ミューオントリガーチェインの例	29
第 4 章 CSC によるミューオンの位置と方向の測定	31
4.1 セグメント再構成アルゴリズム	31
4.1.1 アルゴリズムの概要	31
4.1.2 セグメント再構成アルゴリズムの詳細	31
4.2 計算したセグメントの評価	35
第 5 章 CSC を用いた横運動量再構成方法	40
5.1 導入：横運動量の分解能についての考察	40
5.1.1 角度 α をもちいた方法	40
5.1.2 横運動量分解能の改善手法	40
5.2 角度 β, γ をもちいた p_T の計算	41
5.3 計算した横運動量の評価	42
5.3.1 γ の使用による分解能の改善	44
5.3.2 p_T の分解能の $Q\eta/ \eta $ 依存性	45
5.3.3 p_T 分解能の ϕ 依存性	45

第 6 章	CSC の情報を使用したトリガー判定	52
6.1	トリガー効率の変化	52
6.1.1	Tag & Probe 法によるトリガー効率の測定	52
6.1.2	トリガー効率の測定結果	53
6.2	トリガーレートの変化	58
6.2.1	トリガー発行数の内訳	58
6.2.2	オフラインミュオンに対するトリガーレートの変化	58
6.2.3	フェイクトリガーのレートの変化	59
6.2.4	全体的なトリガーレートの削減	59
第 7 章	結論	63
付 録 A	測定誤差の飛跡の曲率の誤差への伝播	64

概要

Large Hadron Collider (LHC) は世界最高エネルギーの陽子陽子衝突型加速器である。ATLAS 検出器は、LHC の衝突点に設置された検出器のひとつであり、我々は標準模型の精密な検証や標準模型を超える物理の探索を目的として、陽子陽子衝突のデータをこの検出器を用いて記録し、解析を行っている。

ATLAS 実験は、2010 年から 2012 年まで行われた 7-8 TeV での第一期 (Run 1) の衝突実験で、ヒッグス粒子の発見をはじめ大きな物理成果を挙げた。2012 年までの運転を終了したあと、加速器および ATLAS 検出器の性能向上を行って、2015 年からデータ取得を再開した (Run 2)。Run 2 では、重心系エネルギー 13 TeV での陽子陽子衝突のデータを 150 fb^{-1} 取得することを目指し、2016 年には、最高瞬間ルミノシティ $1.4 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 、バンチ間隔 25 ns での運転を行った。

LHC での陽子陽子衝突は 40 MHz の頻度で起きており、全ての事象のデータを記録することはできない。そのため、ATLAS 実験ではトリガーシステムを用いて衝突で生じる事象の中から特に興味のある事象を選別して記録している。ATLAS のトリガーは様々な物理事象に応じて多数用意されているが、その中でも横運動量 (p_T) の高いミュオンは様々な重要な事象で発生するため、ミュオントリガーは重要な役割を持っている。

ミュオントリガーの役割は高い p_T を持つミュオンを含む事象を選別することである。ハードウェアによる高速な判定を行うレベル 1 トリガーで事象選別をしたあと、残った事象に対してソフトウェアによる精密な判定を行うハイレベルトリガーによる選別を行う。ミュオンのハイレベルトリガーは多段階に分けられている。その最初の段階ではシンプルなアルゴリズムを使用し、高い p_T のミュオンを含む事象を高速に選び出す。

本研究では、ミュオンのハイレベルトリガーの初段の判定アルゴリズムでの p_T の測定精度の向上と、不要な事象に対するトリガーでの排除能力の向上を目的とし、ミュオン検出器の前方に設置された飛跡の精密測定用の検出器 (CSC) の導入を行った。

本研究ではまず、CSC におけるミュオンの飛跡の検出と飛跡の位置と角度を計算するアルゴリズムを開発した。計算した位置と角度情報を使用して、 p_T の計算手法の研究を行い、 p_T の測定精度の向上を確認した。

さらに、CSC による飛跡の検出アルゴリズムと p_T 計算手法とを用いて、トリガー効率の評価とトリガー発行レートを削減するための研究を行った。結果として、例えば閾値 20 GeV のトリガーに対してトリガー効率の低下を約 3%程度に抑えながら、ミュオン検出器前方でのトリガー発行レートを約 65 %以上削減できることを示した。

第1章 序論

1.1 標準模型

物質の最小単位となる粒子のことを素粒子と呼ぶ。素粒子間の相互作用を、重力を除いて記述する理論として確立しているのが、標準模型である。

標準模型には17種類の素粒子が現れるが、全てが実験により発見されている。素粒子はフェルミオンとボソンに大別され、フェルミオンは12種類あり、ボソンは5種類ある。素粒子間にはたらく相互作用は電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用、重力相互作用の4種類であり、重力を除いた3つの相互作用はゲージボソンによって媒介される。これらを表1.1、1.2に示した。一方、重力は標準模型では記述できていない。

表 1.1: 標準模型のフェルミオン

	世代			スピン	電荷
	1	2	3		
レプトン	ν_e	ν_μ	ν_τ	1/2	0
	e	μ	τ	1/2	-1
クォーク	u	c	t	1/2	2/3
	d	s	b	1/2	-1/3

表 1.2: 標準模型のボソン

	記号	ベクトル場	スピン	電荷	相互作用
ゲージボソン	W^\pm	W_μ^\pm	1	1	弱い相互作用
	Z	Z_μ	1	0	弱い相互作用
	g	G_μ	1	0	強い相互作用
	γ	A_μ	1	0	電磁相互作用
スカラーボソン	Φ	-	0	0	-

標準模型は、電磁相互作用と弱い相互作用を電弱相互作用として統一する。電弱相互作用の振る舞いは right handed と left handed のフェルミオンに分けて考える必要がある。left handed のフェルミオンは電子ニュートリノと電子、アップクォークとダウンクォークが対になってアイソスピンの2重項を作る。このアイソスピン2重項は、次の Lagrangian の相互作用項で表されるようにゲージボソン W_μ^a ($a = 1, 2, 3$), B_μ と結合する。

$$-i\bar{L}\gamma^\mu \left(g\frac{\tau^a}{2}W_\mu^a + g'\frac{Y_L}{2}B_\mu \right) L \quad (1.1)$$

$$-i\bar{Q}\gamma^\mu \left(g\frac{\tau^a}{2}W_\mu^a + g'\frac{Y_Q}{2}B_\mu \right) Q \quad (1.2)$$

ここで $L = (\nu_{eL}, e_L)$ 、 $Q = (u_L, d'_L)$ であり、 τ^a ($a = 1, 2, 3$) は Pauli 行列である。 d'_L は弱い相互作用の固有状態で、質量の固有状態 d_L と Cabbibo-Kobayashi-Maskawa 行列 V_{CKM} によって、

$$\begin{pmatrix} d'_L \\ s'_L \\ b'_L \end{pmatrix} = V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

と関係づけられている。また、 Y_L, Y_Q はハイパーチャージであり、表 1.3 に粒子ごとの値を示した。

式 (1.1)、(1.2) のゲージボソン W_μ^a, B_μ は、表 1.2 のゲージボソンと

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \pm iW_\mu^2}{\sqrt{2}} \quad (1.4)$$

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

と関連付けられている。

一方、right handed のフェルミオンは、対を作らずに各々がアイソスピンの一重項となり、W ボソンとの結合しない。right handed フェルミオンとゲージボソンの結合は

$$-ig' \frac{Y_e}{2} \bar{e}_R \gamma^\mu B_\mu e_R \quad (1.6)$$

$$-ig' \frac{Y_u}{2} \bar{u}_R \gamma^\mu B_\mu u_R \quad (1.7)$$

$$-ig' \frac{Y_d}{2} \bar{d}_R \gamma^\mu B_\mu d_R \quad (1.8)$$

と表される。

観測される場 A_μ, Z_μ, W_μ^\pm をもちいて式 (1.1) をまとめて書き直すと、

$$-i \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{L} \gamma^\mu (\tau^+ W_\mu^+ + \tau^- W_\mu^-) L + -i \frac{gZ}{2} \bar{L} \gamma^\mu (\tau_3 \cos^2 \theta - Y_L \sin^2 \theta_W) L Z_\mu - i \frac{e}{2} \bar{L} \gamma^\mu (Y_L + \tau^3) L A_\mu \quad (1.9)$$

$$= -i \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L W_\mu^+ + \bar{e}_L \gamma^\mu \nu_L W_\mu^-) \quad (1.10)$$

$$-ig_Z [\bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L - (\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W) \bar{e}_L \gamma^\mu e_L] Z_\mu - ie \bar{e}_L \gamma^\mu e_L A_\mu \quad (1.11)$$

となる。ただし、ここでは表 1.3 のハイパーチャージ Y_L の値を代入した。また、 $\tau^\pm = (\tau^1 \pm i\tau^2)/2$ である。

一方、式 (1.6) を書き直すと、

$$-ig' \frac{Y_e}{2} \bar{e}_R \gamma^\mu (\cos \theta_W A_\mu - \sin \theta_W Z_\mu) e_R \quad (1.12)$$

$$= ig' \sin \theta_W \bar{e}_R \gamma^\mu e_R Z_\mu - ie \bar{e}_R \gamma^\mu e_R A_\mu \quad (1.13)$$

となる。ここでも表 1.3 のハイパーチャージ Y_e の値を代入した。

また Higgs 場 Φ はアイソスピンの 2 重項を作っており、電弱相互作用のゲージボソンと結合する。結合は

$$\left| -i \left(g \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a + \frac{g'}{2} B_\mu \right) \Phi \right|^2 \quad (1.14)$$

の形である。電弱対称性が破れ、Higgs 場が $\Phi = (0, v)$ の真空期待値を持つと、式 (1.14) は

$$\left(\frac{vg}{2} \right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{8} v^2 (gW_\mu^3 + g'B_\mu)^2 \quad (1.15)$$

$$= \left(\frac{vg}{2} \right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{8} v^2 (g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu \quad (1.16)$$

の形になり、 W_μ^\pm の質量は $M_W = \frac{1}{2}vg$ 、 Z_μ の質量は $M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}$ 、 A_μ の質量は $M_A = 0$ となる。

表 1.3: 電弱相互作用のチャージ。 ν_R は仮に存在した場合。 T^3 は right handed に対しては $\tau^3/2$ の値、left handed に対しては 0 である。 Q_{em} は電磁相互作用の電荷で、 $T^3 + Y/2 = Q_{\text{em}}$ が成り立つ。

	T_3	Y	Q_{em}
$L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	-1	0
	$-\frac{1}{2}$		-1
	0	0	0
	0	-2	-1
$Q = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L' \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$
	$-\frac{1}{2}$		$-\frac{1}{3}$
	0	$\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}$
	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$

Higgs 場が存在することで、right, left handed のフェルミオンのアイソスピンに対する表現の差を吸収して

$$G_e(\bar{L}\Phi e_R + \bar{e}_R\Phi^*L) \tag{1.17}$$

$$G_d(\bar{Q}\Phi d_R + \bar{d}_R\Phi^*Q) \tag{1.18}$$

$$G_u(\bar{Q}\Phi_c u_R + \bar{u}_R\Phi_c^*Q) \quad (\Phi_c = -i\tau_2\Phi^*) \tag{1.19}$$

という項を Lagrangian に加えることが許される。電弱対称性が破れて $\Phi = (0, v)$ となると、この項は

$$G_e v(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) \tag{1.20}$$

$$G_d v(\bar{d}_L d_R + \bar{d}_R d_L) \tag{1.21}$$

$$G_u v(\bar{u}_L u_R + \bar{u}_R u_L) \tag{1.22}$$

となり、フェルミオンが質量 $G_i v$ ($i = e, u, d, \dots$) を獲得する。

クォークはカラーという自由度を持つ。カラーの3重項 ψ は、8つのゲージ場 G_μ^a ($a = 1, \dots, 8$) と

$$-ig_s \bar{\psi} \gamma^\mu T^a \psi G_\mu^a \tag{1.23}$$

と結合する。ここで T^a は8つの 3×3 のトレースレス・エルミート行列である。ゲージ場 G_μ^a がグルーオンであり、強い相互作用を担うゲージボソンである。

1.2 標準模型を超える物理の必要性

標準模型に現れる素粒子は全て発見され、理論の予言する反応断面積等が実験によって検証されており、標準模型は成功していると言える。

しかし、宇宙には標準模型では説明できない現象がある。代表的なものが以下である。

- **ダークマター**：宇宙の観測から、標準模型の粒子では再現できない銀河近傍での質量の存在が予測される。これをダークマターという。
- **ヒッグスの階層性**：標準模型の枠組みでヒッグス粒子の質量の輻射補正を計算すると、電弱スケールよりも数十桁も大きな値になる。しかし、実際に発見されたヒッグス粒子の質量は 125 GeV である。これは裸の質量と輻射補正が絶妙に近い値でなければならないことを意味しており、不自然である。
- **ニュートリノの質量**：right handed ニュートリノを含まない標準模型では、ニュートリノは質量を持たない。しかし、ニュートリノ振動の発見によりニュートリノが質量を持つことがわかっている。このため、標準模型の拡張が必要である。

これらの現象・問題を理解するためには、標準模型を超える物理が必要である。

1.3 ATLAS 実験で目標とする物理

ATLAS 実験は世界最高エネルギーでの陽子陽子衝突を用いた重い新粒子の直接探索や、標準模型の精密な検証を目的としている。2009 年から 2011 年までの間、重心系エネルギー 7 TeV と 8 TeV で衝突実験を行い、標準模型のうち唯一未発見だったヒッグス粒子を発見した。ヒッグス粒子の発見によって標準模型は検証されたが、1.2 節で挙げたように、階層性などの問題を残した。LHC がヒッグス粒子を直接生成できる唯一の加速器であることから、ATLAS 実験はヒッグス粒子の結合定数の精密測定などの重要な役割を持つと言える。

ヒッグス粒子の階層性を解消するために考えられたのが超対称性模型である。この模型では標準模型の各粒子の超対称性パートナーを模型に加えることで、ヒッグス質量の輻射補正における発散を打ち消すことができる。

超対称性模型のひとつである、Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) のヒッグスセクターは、2つのアイソスピン 2 重項のヒッグス場を持つ。2つのヒッグス場は up type のフェルミオン、down type のフェルミオンと別々に結合する。

この理論は5つの物理的なヒッグス粒子 h^0, H^0, A^0, H^\pm を含む。5つのヒッグス粒子の質量と、 h^0, H^0 の混合角 α とは2つのパラメータで決定される。一つは2つのヒッグスの真空期待値の比 $\tan \beta = v_u/v_d$ であり、もう一つは A^0 の質量 m_{A^0} である。具体的には、以下の式によって4つの質量と α が関連づけられている。

$$m_{h^0, H^0}^2 = \frac{1}{2} \left((m_A^2 + m_Z^2) \mp \sqrt{(m_A^2 - m_Z^2)^2 + 4m_A^2 m_Z^2 \sin^2 2\beta} \right) \quad (1.24)$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_Z^2 \quad (1.25)$$

$$\cos(\beta - \alpha) = \frac{m_{h^0}^2 (m_Z^2 - m_{h^0}^2)}{m_A^2 (m_{H^0}^2 - m_{h^0}^2)} \quad (1.26)$$

次に、MSSM に現れる Higgs 粒子と、標準模型のフェルミオンの結合の形を以下に示す：

$$h^0 d\bar{d} : m_d [\sin(\beta - \alpha) - \tan \beta \cos(\beta - \alpha)], \quad h^0 u\bar{u} : m_u [\sin(\beta - \alpha) + \cot \beta \cos(\beta - \alpha)], \quad (1.27)$$

$$H^0 d\bar{d} : m_d [\cos(\beta - \alpha) + \tan \beta \sin(\beta - \alpha)], \quad H^0 u\bar{u} : m_u [\cos(\beta - \alpha) - \cot \beta \sin(\beta - \alpha)], \quad (1.28)$$

$$A^0 d\bar{d} : m_d \tan \beta \gamma_5, \quad A^0 u\bar{u} : m_u \cot \beta \gamma_5, \quad H^\pm d\bar{u} : m_d \tan \beta P_R + m_u \cot \beta P_L \quad (1.29)$$

標準模型以外のヒッグス粒子が重くなる decoupling regime ($\sin(\beta - \alpha) \sim 1$) では h^0 が標準模型のヒッグスの役割を担う。一方、他の4つのヒッグスは $\tan \beta$ が大きいまたは小さい場合に、標準模型のフェルミオンと強く結合する。

例えば $\tan \beta$ が大きい場合、重い中性ヒッグス H^0, A^0 の down type のフェルミオンへの結合が大きくなる。この場合、 H^0, A^0 の b-クォークを介した生成断面積が増大し、 τ, b への崩壊分岐比が大きくなる。また、 H^\pm と標準模型のフェルミオンとの結合も大きくなるため、 $t \rightarrow H^+ b, H^- \rightarrow \tau \bar{\nu}_\tau$ などの分岐比が大きくなる。結果として、実験初期でもこのような $\tan \beta$ の領域について探索が可能であり、これまでの実験から既に排除されている (図 1.1)。

標準模型のヒッグス粒子ではフェルミオンの質量と結合定数が比例するのに対して、この模型では $\sin(\beta - \alpha)$ が1からずれると、質量と結合定数が up type と down type で別の比例関係に従うことが分かる。将来的に、125 GeV のヒッグス粒子のフェルミオンへの結合定数を精密に決定することで、パラメータ α, β への制限がかかることが分かる。

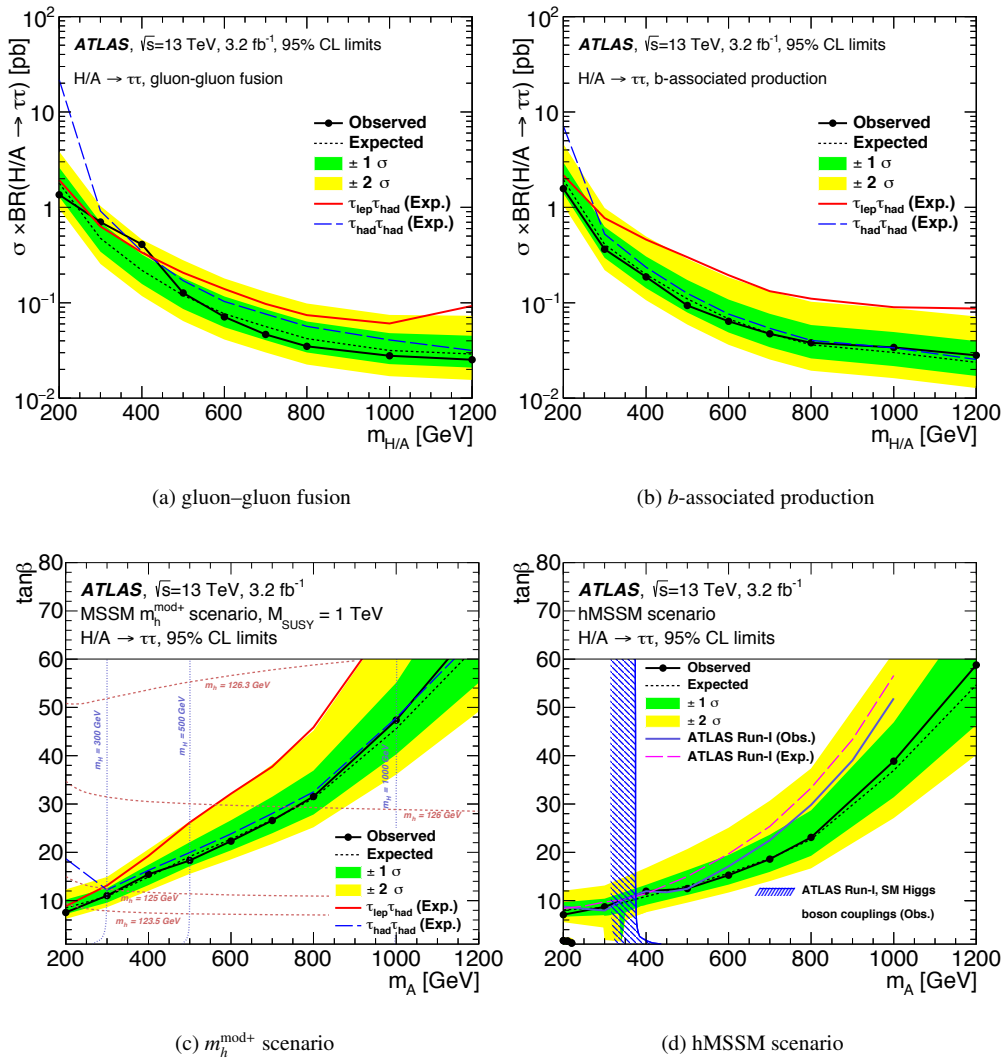


図 1.1: 2015 年に取得したデータによる MSSM ヒッグスのパラメータへの制限 [3]。上段のふたつのプロットは、 H, A の生成断面積と τ 粒子対への崩壊分岐比の積に対する上限の H, A の質量に対する依存性。下段のふたつのプロットは、 $\tan \beta$ の上限の A の質量に対する依存性。

第2章 LHC-ATLAS 実験

2.1 LHC

Large Hadron Collider (LHC) は、高エネルギーでの陽子陽子衝突実験や重イオンの衝突実験を行なうための衝突型円形加速器である。LHC の衝突点は4つあり、各地点に ATLAS, CMS, LHCb, ALICE という検出器を設置して、測定を行っている。4つの検出器のうち ATLAS と CMS は汎用検出器であり、標準模型の精密な検証および超対称性粒子等の新物理の探索を目的としている。LHCb はビーム軸周辺に特化した検出器で、粒子識別能力の高い検出器を設置することで、主に B メソンに関する物理の測定を行っている。ALICE は、クォークグルーオンプラズマ等の重イオン衝突での物理現象の測定を目的としている。

2015 年から 2018 年まで、LHC は重心系エネルギー 13 TeV での陽子陽子衝突実験をおこなう。ATLAS における瞬間ルミノシティは、2016 年までで最大 $1.4 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ に達している。LHC の陽子ビームはバンチ構造を持ち、バンチの衝突は 40MHz、即ち 25 ns ごとに起きる。

2.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は、高エネルギーの陽子陽子衝突の終状態に現れる粒子の識別、エネルギー・運動量の測定を行なう汎用検出器である。

図 2.1 のように、ビーム衝突点を中心に検出器を層状に配置している。使用される検出器は、内側から内部飛跡検出器、カロリメータ、ミューオンスペクトロメータである。各検出器の性能の目標値を表 2.2 に示す。

検出器内の位置を記述するために、図 2.2 のようなデカルト座標系、円筒座標系を使用することが多い。また、検出器の中心から粒子が放出される方向を表すために、角度 θ, ϕ と擬ラピディティ η を使用する。擬ラピディティ η はラピディティ y の高エネルギー極限として定義され、角度 θ だけの関数である。 η を θ で表すと

$$\eta = \lim_{E, |\mathbf{p}| \rightarrow \infty} y = \lim_{E, |\mathbf{p}| \rightarrow \infty} \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right) = \ln \frac{\cos(\theta/2)}{\sin(\theta/2)} = -\ln \tan(\theta/2) \quad (2.1)$$

となる。

ATLAS は検出器を円筒状に配置しており、円筒の側面にあたる領域をバレル部、底面にあたる領域をエンドキャップ部と呼ぶ。

2.2.1 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器は z 軸に平行なソレノイド磁場中にあり、磁場で曲げられた荷電粒子の飛跡を測定する事で運動量を測定する。内部飛跡検出器は内側から Insertable B-Layer (IBL)、ピクセル検出器、シリコンストリップ検出器、Transition Radiation Tracker (TRT) を配置している。

表 2.1: LHC の設計値 [4]

重心系エネルギー	バンチ間隔	瞬間ルミノシティ	バンチ内粒子数
14 TeV	25 ns	$10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	10^{11}

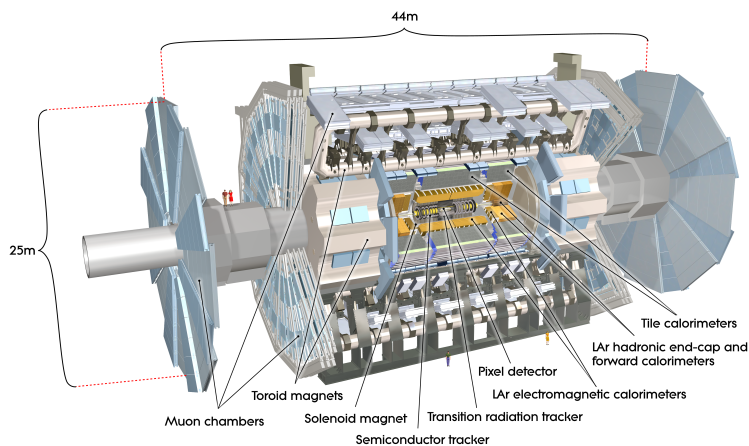


図 2.1: ATLAS 検出器の全体図 [4]。内側から内部飛跡検出器、カロリメータ、ミューオンスペクトロメータが設置されている。

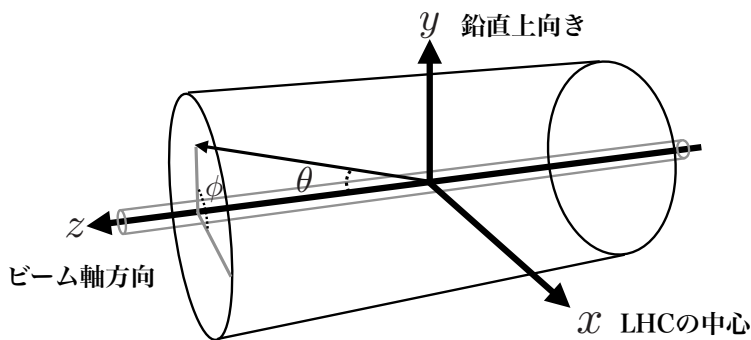


図 2.2: ATLAS の座標系

内部飛跡検出器では、ソレノイド磁場によって荷電粒子が ϕ 方向に曲げられるため、 ϕ 方向の測定精度が高い検出器を使用することで運動量の測定精度を高めている。

IBL

IBL はシリコンウェーハからなるピクセル検出器で、ピクセルのサイズが $\Delta z \times \Delta \phi = 250 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ である。図 2.3 のように、ビーム軸から約 30 mm に位置しており、impact parameter の測定に重要な役割を持つ。

ピクセル検出器

ピクセル検出器はシリコンウェーハからなる。バレル部では同心円状に 3 層、エンドキャップ部ではディスク状のものが 3 層配置されている。ピクセルのサイズは $\Delta z(\Delta r) \times \Delta \phi = 400 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ である。位置測定の精度は表 2.3 にまとめた。

シリコンストリップ検出器

シリコンストリップ検出器は、 $80 \mu\text{m}$ ピッチのストリップを持つシリコンウェーハを、2枚を重ねたものを単位としている。バレル部では 2 枚組のうち、1枚は z 軸に平行なストリップを持ち、もう 1枚はそれと 40 mrad ずれたストリップを持つ。これら 2 層のストリップの情報を合わせることで、2次元の飛跡の情報を得る事ができる。この 2 枚組を同心円状に 4 層配置している。

表 2.2: 各検出器に要求される性能 [4]

Detector component	Required resolution	η coverage	
		Measurement	Trigger
Tracking	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\%p_T \oplus 1\%$	± 2.5	
EM calorimetry	$\sigma_E/E = 10\%\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	± 3.2	± 2.5
Hadronic calorimetry (jets) barrel and end-cap forward	$\sigma_E/E = 50\%\sqrt{E} \oplus 3\%$	± 3.2	± 3.2
	$\sigma_E/E = 100\%\sqrt{E} \oplus 10\%$	$3.1 < \eta < 4.9$	$3.1 < \eta < 4.9$
MuonSpectrometer	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ at $p_T=10$ TeV	± 2.7	± 2.4

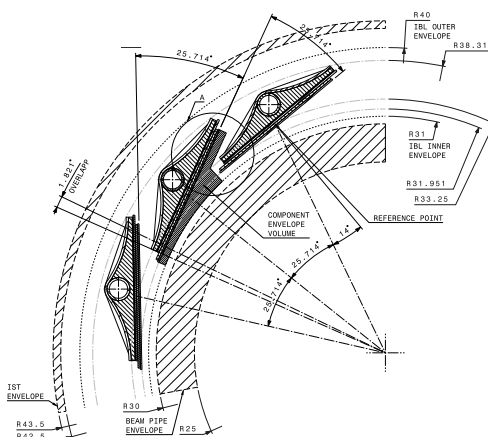


図 2.3: ビーム軸方向から見た IBL の配置 [5]。

一方エンドキャップでは、2枚組のうち1枚は半径方向にストリップを持ち、もう1枚はそれと $40 \mu\text{rad}$ ずれたストリップを持つ。この2枚組をディスク状に9層配置している。シリコンストリップ検出器による測定精度を表 2.3 にまとめた。

Transition Radiation Tracker

TRT はドリフトチューブを積み重ねるように配置している。チューブの向きは、バレルではビーム軸と並行方向、エンドキャップでは放射状である。各チューブの位置測定精度は $130 \mu\text{m}$ だが、長い飛跡を再構成できるため、運動量の測定では重要な役割を持っている。また、チューブをポリイミドで構成し、チューブの隙間をポリプロピレンで埋めている。この境界面では、電子なら 1 GeV 程度、パイオンなら 100 GeV 程度で遷移放射 (transition radiation) の光子を発生する。チューブ内のガスに Xe を混合し、遷移放射を観測することで電子の同定を行うことができる。

2.2.2 カロリメータ

カロリメータは内部飛跡検出器の外側にあり、電子、光子、ジェットのエネルギーを測定する。内側から、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータの順に配置している。

電磁カロリメータは鉛の吸収体と、液体アルゴンのシンチレータからなる。電磁カロリメータは電子と光子を電磁シャワーを起こして止め、エネルギーを測定する。電磁カロリメータの厚さはバレルで $24 \text{ radiation lengths}$ 、エンドキャップで $22 \text{ radiation lengths}$ である。

バレルのハドロンカロリメータは、図 2.7 のように鉄の吸収体とプラスチックシンチレータを交互に配置している。シンチレーション光を光電子増倍管で検出することでエネルギーを測定する。一方、エン

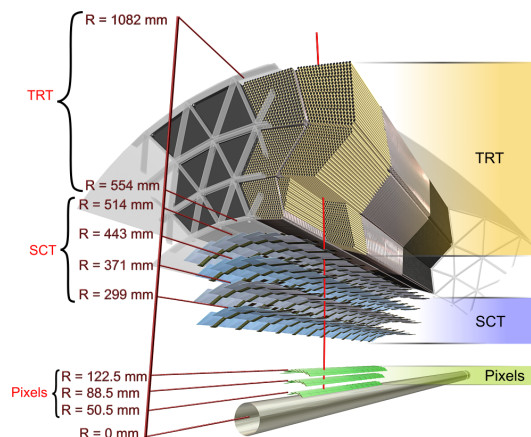


図 2.4: バレル部の内部飛跡検出器検出器 [4]。内側から、ピクセル検出器、シリコンストリップ検出器、Transition Radiation Tracker の順に配置されている。

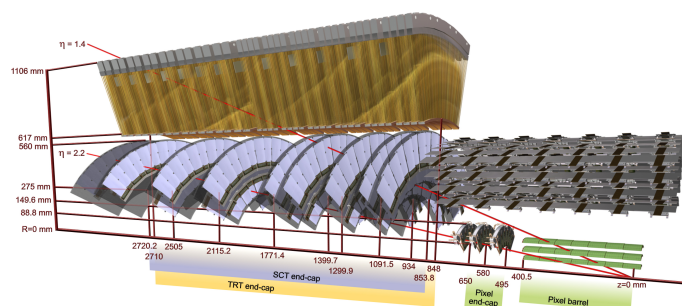


図 2.5: エンドキャップ部の内部飛跡検出器 [4]。ピクセル検出器、シリコンストリップ検出器、transition radiation tracker の順に配置されている。

ドキャップ部のハドロンカロリメータは銅と液体アルゴンで構成されている。

ハドロンカロリメータの厚さは、バレルで 9.7 interaction lengths, エンドキャップで 10 interaction lengths である。

2.2.3 ミューオンスペクトロメータ

ミューオンスペクトロメータの構成要素は、荷電粒子の検出をおこなう 4 種類のガス検出器とトロイド磁石である。検出器は精密な飛跡の測定を行なうものと、高速な応答を活かしたトリガー用の 2 種類に分けられる。

トリガー用の検出器は Resistive Plate Chamber (RPC) と Thin Gap Chamber (TGC) である。バレルでは RPC を使用し、エンドキャップでは TGC を使用している。

精密飛跡測定用の検出器は Monitored Drift Tube (MDT) と Cathode Strip Chamber (CSC) である。これらの精密測定用検出器は磁場領域を挟むように配置されており、磁場で曲げられた飛跡の曲率を測定することで、ミューオンの運動量を測定する。トロイド磁場では、ミューオンはエンドキャップでは r 方向に、バレルでは z 方向に曲がる。このため、精密測定用の検出器はエンドキャップでは r 方向、バレルでは z 方向に高い測定精度を持つように構成されている。

RPC

RPC は図 2.9(a) に示されているような断面を持つ。図に示されているように、2 mm のガスギャップを resistive plate で挟んだものを、さらに電極で挟んでいる。電極によって resistive plate とガスの領域に高

表 2.3: 内部飛跡検出器の分解能 [4]

Type	Region	Resolution in		
		ϕ	r	z
ピクセル検出器	Endcap	10 μm	115 μm	-
	Barrel	10 μm	-	115 μm
シリコンストリップ検出器	Endcap	17 μm	580 μm	-
	Barrel	17 μm	-	580 μm
Transition Radiation Tracker	Endcap	130 μm	-	-
	Barrel	130 μm	-	-

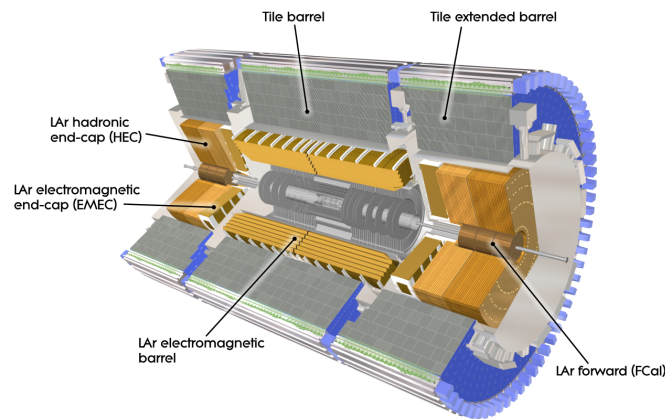


図 2.6: カロリーメータの全体図 [4]。電磁カロリーメータの外側に、ハドロンカロリーメータを配置している。

電圧をかけると、ミューオンがガスの分子を電離させたときに、ガスの領域で電子・イオンの増幅が起きる。増幅された電子とイオンは電極へと移動する。電極の外側には PET のフォイルを挟んでピックアップストリップが配置されている。これらのストリップに誘起された電荷を読み出すことで測定を行う。ガスは $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$, Iso- C_4H_{10} , AF_6 の 94.7:5:0.3 の混合ガスであり、4.9 kV/mm の電場が印加されている。

ガスギャップをはさむストリップは互いに直交しており、それぞれが z 方向の測定、 ϕ 方向の測定を行う。トリガー用チェンバーであるが、MDT が分解能を持たない ϕ の測定も行う。

TGC

図 2.12(a) に示されているように、TGC は multi wire chamber である。 CO_2 , n-pentan の 55:45 の混合ガスを 2.8 mm のガスギャップに封入しており、 $2900 \pm 100 \text{ V}$ の電圧を印加している。アノードとカソード間の距離が短いため、応答が速い。図 2.12(b) のように、3 層のガスギャップを持つものと、2 層のガス

表 2.4: ミューオン検出器の分解能 [4]

		Chamber resolution (RMS) in			Measurement/track		Number of	
Type	Function	z/R	ϕ	time	barrel	end-cap	chambers	channels
MDT	tracking	35 μm (z)	-	-	20	20	1088 (1150)	339k (354k)
CSC	tracking	40 μm (R)	5 mm	7 ns	-	4	32	30.7k
RPC	trigger	10 mm (z)	10 mm	1.5 ns	6	-	544 (606)	359k (373k)
TGC	trigger	2-6 mm (R)	3-7 mm	4 ns	-	9	3588	318k

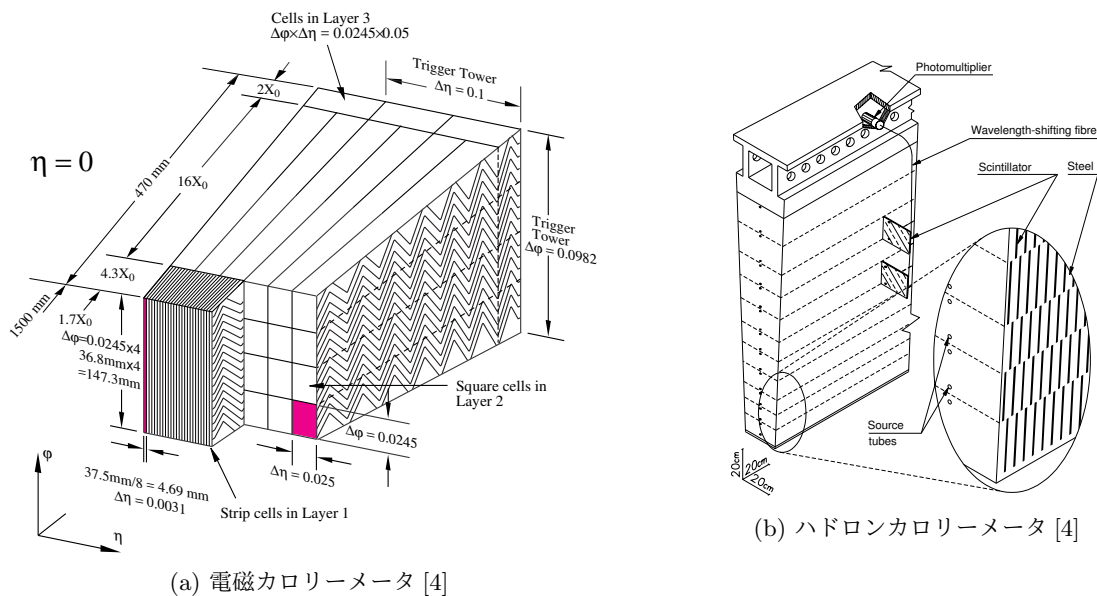


図 2.7: カロリメータのモジュール。

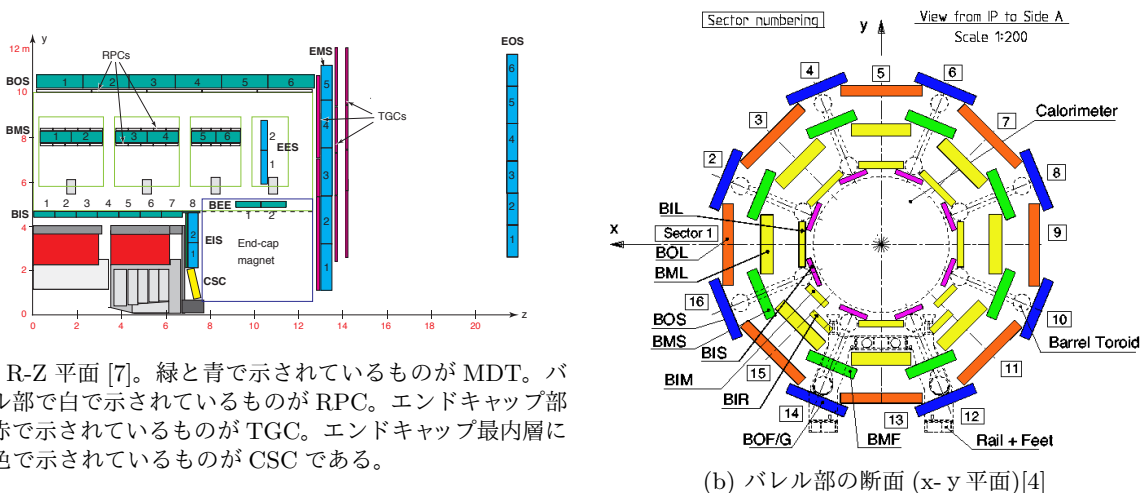


図 2.8: ミューオンスペクトロメータの断面図。層状に配置した検出器で飛跡を測定する。エンドキャップトロイド磁石では ϕ 方向の磁場が作られており、ミューオンは η 方向に曲がる。

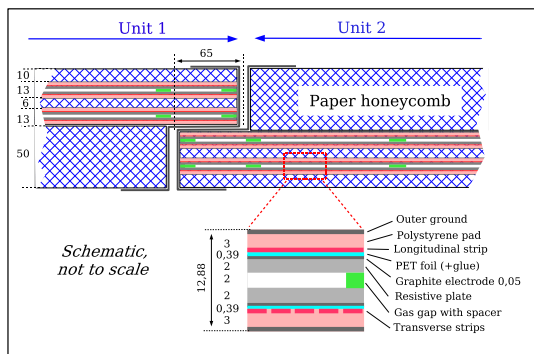
ギャップを持つものがある。

アノードワイヤーからの読み出しによって r 座標の測定、カソードストリップからの読み出しによって ϕ 座標の測定を行なう。トリガー用チェンバーであるが、MDT が分解能を持たない ϕ の測定も行なう。

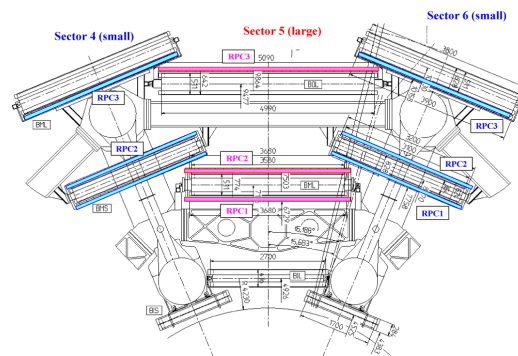
MDT

MDT は図 2.13 のドリフトチューブを構成要素とする。チューブの直径は 29.97 mm であり、Ar、CO₂、H₂O の 93:7:(<1000ppm) の混合ガスを 3 bar で封入している。印加電圧は 3080 V であり、最大ドリフト時間は 700 ns である。

電離した電子がドリフトする時間を測定することで飛跡の位置を測定する。図 2.14 で示したように、チューブを 6 または 8 層積み上げた構造を持ち、6 (8) つのチューブでのドリフト時間から、6(8) つのドリフト円を描き、それらの共通接線を求めることで飛跡の測定を行なう。MDT はエンドキャップでは r 方向、バレルでは z 方向にしか分解能を持たない。



(a) RPC チェンバーの断面図 [4]



(b) バレルにおける RPC の配置 [4]

図 2.9: RPC の構造と配置。

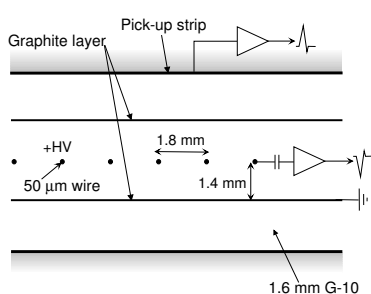


図 2.10: TGC のガスギャップの断面 [4]

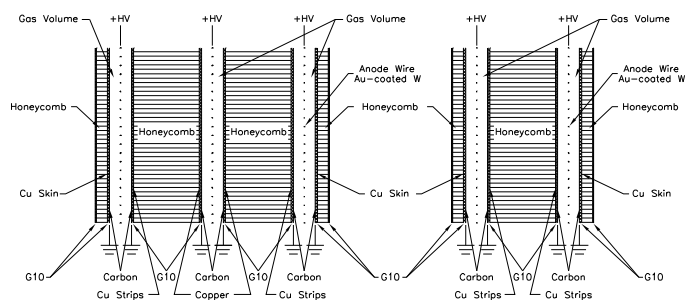


図 2.11: チェンバーの断面 [4]

図 2.12: TGC の断面図

CSC

CSC はミューオンスペクトロメータ最内層の $|\eta| > 2.0$ の位置に配置されている。ATLAS 検出器のこの位置では、荷電粒子の飛来頻度、中性子、 γ 線のバックグラウンドの量が MDT の許容頻度 150 Hz/cm^2 を超えるため、代わりに CSC を使用して飛跡の精密測定を行っている。CSC が許容できる粒子到来頻度は 1 kHz/cm^2 と十分高い。

CSC は MWPC である。Ar/CO₂ の 8:2 の混合ガスが封入されており、1900 V の電圧を印加している。粒子到来頻度が非常に高い環境での測定を行うために、CSC は以下のような特徴を備えている

- 高い位置分解能
- 電子のドリフト時間は 40 ns 以下であり、時間分解能は 7 ns である。
- Ar/CO₂ を使用することで中性子に対する感度が低い。

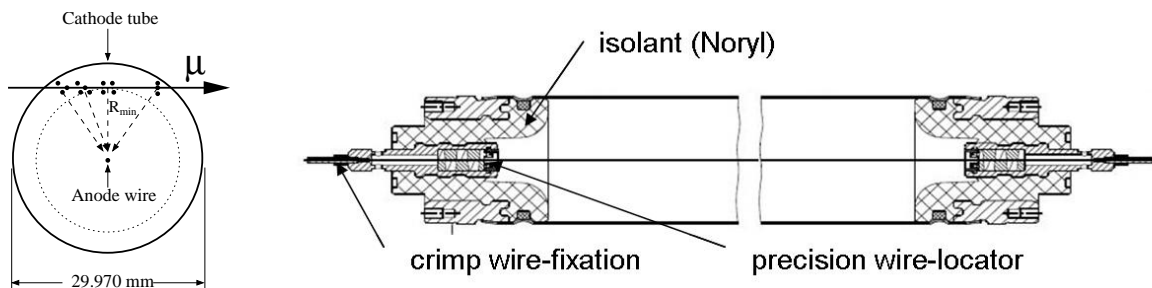


図 2.13: MDT のチューブの断面図 [4]

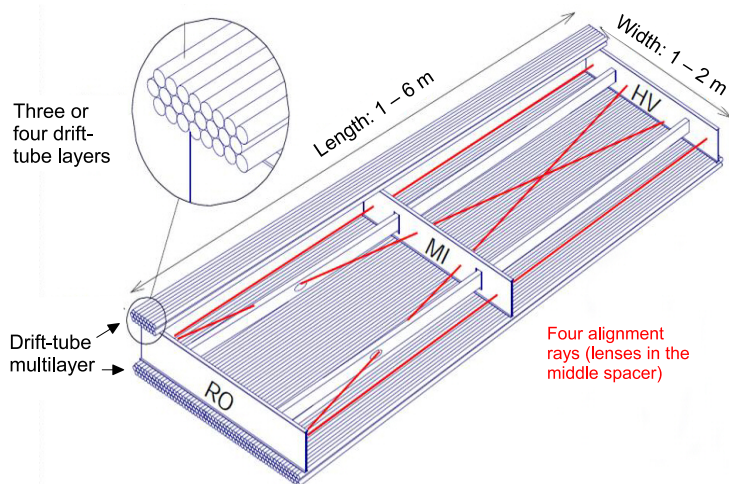


図 2.14: MDT の構成 [4]。スペーサーの前後に3層ずつチューブを重ねている。

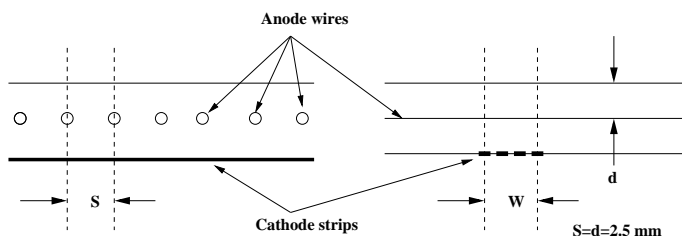


図 2.15: CSC のガスギャップの断面図 [4]

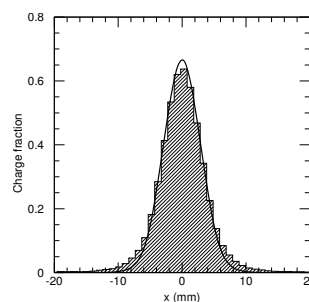


図 2.16: CSC のカソードストリップに誘起される電荷分布 [4]

位置測定はストリップに分割されたカソードで行なう。CSC のカソード上には図 2.16 のように電荷の分布が現れ、この分布の重心を取ることで位置の測定を行う。CSC には large chamber と small chamber の二種類があり (後述)、 r 座標を測定するためのストリップのピッチは 5.31 mm (small chamber), 5.56 mm (large chamber) であり、1 層で $60 \mu\text{m}$ の測定精度である。一つのガスギャップを挟む 2 つのカソードは、分割方向が互いに直交しており、 r 座標と ϕ 座標の測定が可能であり、このガスギャップを 4 層重ねることでミューオンの飛跡の方向も測定することができる。

ミューオン検出器の配置と測定

ミューオンスペクトロメータでは、検出器を層状にまとめてステーションと呼ばれる単位を構成する。エンドキャップでは、検出器を z 軸に垂直に並べてディスク状のステーションを構成する。ステーションは 3 つあり、それぞれをインナー・ミドル・アウトーステーションと呼んでいる。図 2.8(a) を見ると、 z 座標が 7, 14, 21 m の付近にそれぞれのステーションが配置されていることが分かる。磁場領域はインナーステーションとミドルステーションの間に存在している。

バレルでは、同心円状に検出器を並べて円筒状のステーションを構成する。図 2.8(a) に示したように、 r 座標が 5, 7.5, 10 m の付近にインナー・ミドル・アウトーステーションが存在し、インナーからアウトーステーションまでの領域が磁場領域である。他にも EE (Endcap Extra), BEE (Barrel Endcap Extra) と呼ばれるステーションがあり、インナー・ミドル・アウトーステーションでの測定を補っている。各ステーションに配置されている検出器の種類を表 2.5 にまとめた。

ミューオンスペクトロメータでは、 ϕ を全ておおうために Large, Small という大きさの違う 2 つのセクターを用意している。エンドキャップでは図 2.18 のように、バレルでは図 2.8(b) のように大きさの違う Large, Small sector を互い違いに配置している。また、ミューオンスペクトロメータ全体が 8 回対称性を

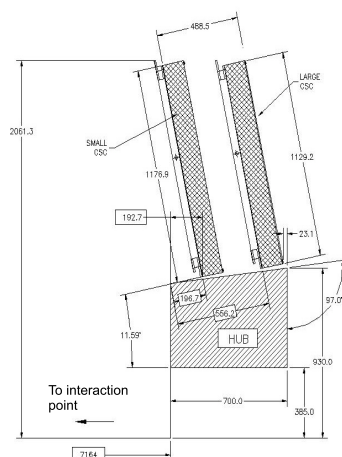
図 2.17: CSC は衝突点に向かって、 7° 傾いている [4]。

表 2.5: ミューオン検出器の各ステーションに配置されているチェンバーの種類 [4]

	ステーション	略号	チェンバーの種類	分解能
エンドキャップ	インナー	EI	MDT, CSC, TGC	r, ϕ
	ミドル	EM	MDT, TGC	r, ϕ
	アウター	EO	MDT	r
	Endcap Extra	EE	MDT	r
バレル	インナー	BI	MDT	z
	ミドル	BM	MDT, RPC	z, ϕ
	アウター	BO	MDT, RPC	r, ϕ
	Barrel Endcap Extra	BEE	MDT	z

もつように磁石と検出器を配置している。

2.3 オフラインでのミューオンの再構成

物理事象の解析のためには、取得された検出器の情報を統合して電子、光子、ミューオン、ジェット等の粒子を識別し、エネルギー・運動量や放出角度を再構成する必要がある。データ取得後に行なう粒子の再構成をオフライン再構成と呼んでいる。オフライン再構成では処理のための制限時間がないため、精密な再構成が可能なアルゴリズムを使用することができる。

粒子の種類の見分けは大まかには以下のように行う。電磁カロリメータのみにシャワーを作るものは、電子か光子である。両者のうち、シャワーに対応する内部飛跡検出器の飛跡があれば電荷を持つ電子である。一方、光子は飛跡を残さない。陽子やパイオン等のハドロンは、ハドロンカロリメータ内にもシャワーをつくる。ミューオンは質量が 105 MeV あり、制動放射を起こさないため、電磁シャワーを作らずにミューオンスペクトロメータの領域まで出てくる。ミューオンは電荷をもつために、通過した各検出器に信号を残す。

本研究において重要なミューオンの再構成について述べる。ミューオンの再構成では内部飛跡検出器、ミューオンスペクトロメータそれぞれの飛跡と運動量の測定が重要である。

ミューオンのオフライン再構成には複数のアルゴリズムが使用されている。主なものは次の2つである [8]。

1. コンバインドミューオン: 内部飛跡検出器とミューオンスペクトロメータで独立に飛跡を再構成する。これらの飛跡を組み合わせ、再度フィットを行なうことによってミューオンの飛跡を再構成する。

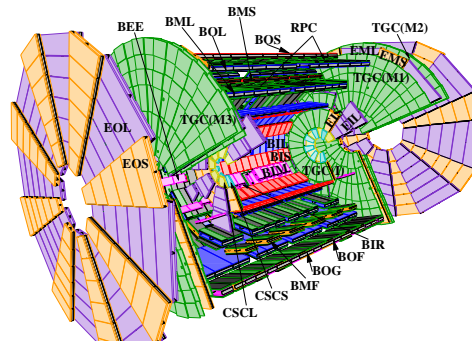


図 2.18: ミューオンシステムのステーション [4]。エンドキャップでは、左端のアウトーステーションのように、Large sector (EOL) と Small sector (EOS) が互い違いに配置されている。

2. スタンドアロンミューオン: ミューオンスペクトロメータの情報だけで飛跡を再構成し、内部飛跡検出器の領域まで外挿することで衝突点での飛跡のパラメータを得る。この再構成法の利点は、内部飛跡検出器が存在しない $|\eta| > 2.5$ の領域でもミューオンを再構成できることである。

第3章 ミューオントリガーシステム

3.1 ATLAS トリガーシステムとトリガーチェイン

ATLAS のトリガーシステムは物理解析のための様々な事象をターゲットにしている。高エネルギーのミューオン、電子、光子、 τ 、ジェット等の粒子を含む事象を選ぶトリガーや大きな missing transverse energy (E_T^{miss}) や total transverse energy (E_T^{total}) 等の特徴的なトポロジーを持つ事象を選ぶトリガーを基本的な要素としている。また、これらの基本的なトリガーを組み合わせ、物理解析に必要な事象を効率良く集めるトリガーを設計することもできる。

LHC では 40 MHz の頻度でバンチ同士の衝突を行う。一方、データを記録できるレートは 1 kHz 程度である [6]。このため、高速かつ精密な判定で必要な事象のみを選別し、不要な事象の混入をできるだけ抑えてデータを記録する必要がある。

このような高速かつ精密なトリガー判定を可能にするために、多段階のトリガー判定を行う。トリガーシステムは、ハードウェアによる高速で大まかな判定を行うレベル 1 (L1) トリガーと、ソフトウェアによるオンライン事象再構成にもとづいた精密な判定を行うハイレベルトリガー (HLT) の二段階に大別される。

レベル 1 トリガーは、出力として Region of Interest (RoI) を定義する。RoI は検出器のどの η, ϕ でトリガーが発行されたかという情報を含み、HLT への入力となる。HLT ではミューオン、電子、光子等をオンラインで再構成するアルゴリズムを走らせることにより、対応するレベル 1 トリガーが発行された事象に対してより精密なトリガー判定を行なう。例えば、ミューオンのレベル 1 トリガーが発行され RoI が定義されると、ミューオンの HLT が稼働し、ミューオンの飛跡の再構成によるトリガー判定を行なう。

ハイレベルトリガーはさらに多段階にわけられており、比較的単純なアルゴリズムで素早く判定するレベル 2 と、精密な事象の再構成にもとづく Event Filter からなる。

このような多段階のアルゴリズムに対して、各段階でのトリガー判定条件を定めたものをトリガーチェインと呼んでいる。粒子の種類やそのエネルギー・運動量の範囲によって多種のトリガーチェインが定義されており、各トリガーチェインには固有の名前がつけられている

例えば、横エネルギー ($E_T = E \sin \theta$) が 24 GeV 以上の電子を取得するためのトリガーチェインに HLT_e24_lhmedium_L1EM10VH というものがある。このトリガーチェインは L1 の段階で電磁カロリメータに $E_T > 10$ GeV のエネルギー (クラスター) が存在することを要求し、電磁カロリメータのクラスターの後ろのハドロンカロリメータの領域にクラスターがないことを要求する (L1EM10VH)。さらに HLT は、L1 によって発行された RoI の領域に $E_T > 24$ GeV の電子が存在するか判定してトリガーを発行する。また lhmedium というのは、 E_T による選別の他に likelihood にもとづく選別を行なうことを意味している。このようにトリガーチェインは L1、L2、Event Filter での選別の組み合わせによって定義される。

ミューオンの横運動量 (p_T) や電子等の E_T に閾値を設けることで選別するトリガーは、閾値が低くなるほど条件を満たす事象のレートが高くなる。よって E_T, p_T の閾値を低くしていくとトリガーをパスした事象を全て取得することは不可能となる。低い閾値のトリガーによってデータを取得したい場合は、トリガーに対するプリスケールを行う (トリガーを間引く)。

トリガーチェインごとの閾値やプリスケールの度合いは、各トリガーチェインの発行レートや関連する物理の重要度を考慮して許容レートに収まるように設定される。

例えば 2016 年のデータ取得でプリスケール無しで使用されたトリガーチェインのうち、事象中に一つの電子を要求するトリガーチェインで閾値が最も低いものは $E_T > 26$ GeV、一つのミューオンを要求するトリガーチェインで閾値が最も低いものは $p_T > 26$ GeV の閾値が設定されていた。一方、事象中に 10 GeV 以上のミューオンが一つ以上存在することを要求するトリガーチェインでは、このトリガーによる事象の

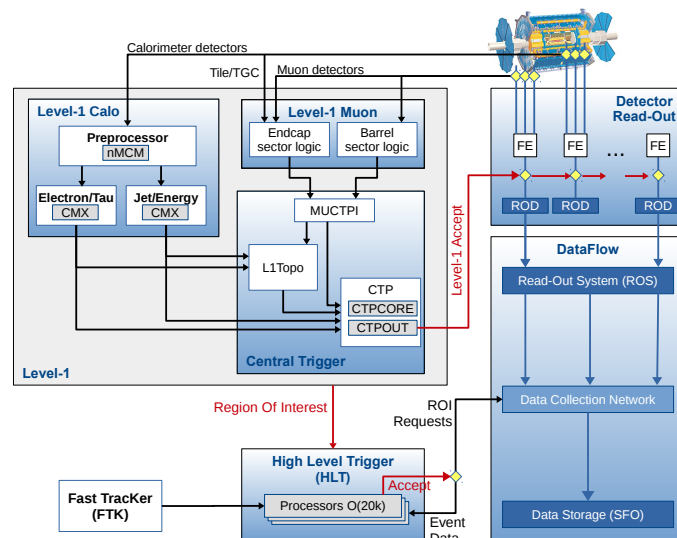


図 3.1: ATLAS トリガーシステム [6]

記録を最大で 1/12329 にプリスケールしていた。

3.2 ミューオントリガー

ミューオントリガーシステムも、他のトリガーと同じように L1 と HLT から構成される。L1 ではハードウェア (FPGA, ASIC によって実装された専用の電気回路) によって高速なトリガー判定を行い、トリガーが発行されたミューオンの候補に対して RoI を定義する。HLT のアルゴリズムは、L1 トリガーが発行されたミューオンの候補に対して飛跡の再構成を行い、同時に求まる横運動量 (p_T) にもとづいてトリガー判定を行なう。この際、RoI 付近の検出器の情報のみを使用して再構成を行なう。

HLT は図 3.2 に示すようにさらに 3 段階に分かれており、各段階は Standalone muon trigger (MuonSA), Combined muon trigger (muComb), Event Filter (EF) と呼ばれる。各段階で計算した p_T に対して閾値を設けることによってトリガー判定を行う。

ミューオントリガーの各段階の説明を次の節から行なうが、簡単に特徴をまとめておく。

- (i) L1 では、トリガー用の検出器である TGC と RPC の情報だけを使う。
- (ii) MuonSA ではミューオン検出器の情報のみを使う。この段階で、TGC, RPC の他に飛跡の精密測定用の MDT と CSC の情報が加わる。
- (iii) muComb では、内部飛跡検出器の情報と MuonSA で再構成した飛跡および p_T とを組み合わせることによって精度の高い p_T の計算とトリガー判定を行う。
- (iv) Event Filter での飛跡の再構成に使用する検出器はミューオン検出器と内部飛跡検出器であり、前段までと同じだが、より精密な飛跡の再構成が可能なアルゴリズムを用いる。

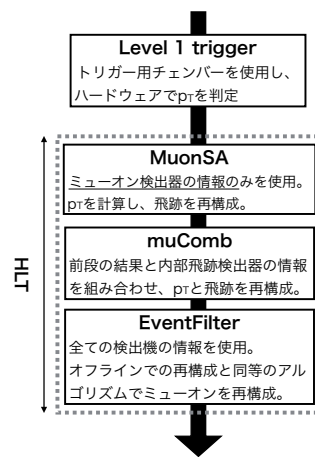


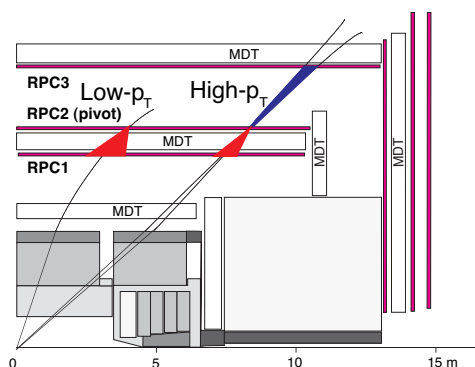
図 3.2: ミューオントリガーの流れ。

3.2.1 レベル1 ミューオントリガー

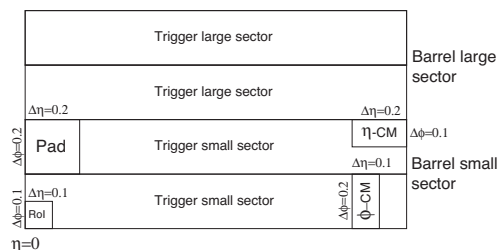
レベル1 (L1) ミューオントリガーでは 4, 6, 10, 11, 15, 20 GeV の 6つの閾値が設定されている。以下、バレルでのトリガー判定とエンドキャップでのトリガー判定とに分けて説明する。

バレル部のL1 ミューオントリガー

バレル部のL1トリガーではRPCの情報を使用する。ミューオンの選別にはまず、図3.3(a)のRPC2のヒットを要求する。次に、RPC2のヒットと原点を結んだ直線を中心とした範囲内(図3.3(a)の赤色の三角形内)のRPC1のヒットを探索する。この時、高い p_T を要求するトリガーほどRPC1のヒットの探索範囲が狭い。4, 6, 10 GeVのトリガーではRPC2とRPC1の間のコインシデンスが取れたものに対して発行される。11, 15, 20 GeVのトリガーでは、図3.3(a)の紺の領域内のRPC3のヒットも要求する。



(a) RPC トリガーの概念図 [4]



(b) RoI のサイズは $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ [4]

図 3.3: RPC トリガー。

エンドキャップ部のL1 ミューオントリガー

エンドキャップのレベル1トリガーではTGCチェンバーのヒットを要求する。図3.4(a)に示されているように、ミドルステーションのTGCは3層あり、衝突点に近い方からM1、M2、M3と呼ぶ。M1は3層のガスギャップをもち、ストリップ2層ワイヤー3層から読み出しをしている。M2、M3はそれぞれガスギャップを2つもち、2層のストリップとワイヤーから読み出しをしている(図2.12)。

トリガーの判定は以下のように行なう。まず、ワイヤーとストリップの信号からM1、M2、M3のヒット位置をそれぞれ求める。M1では2層以上にヒットがあることを要求し、M2、M3では合計4層のガスギャップにおいて3層以上にヒットがあることを要求する。

p_T が大きいミューオンは飛跡が直線的になるので、 $dR_{1,3}, d\phi_{1,3}$ が0に近くなる。 p_T が小さくなるに従って dR が0から離れ、その符号はミューオンの電荷に依存している。図3.5(b)のようにトリガーの閾値ごとに $dR_{1,3}, d\phi_{1,3}$ の条件を設定しておき、条件を満たすかどうかを判定する。ここで使用する $dR_{1,3}, d\phi_{1,3}$ に対する条件をコインシデンスウィンドウと呼び、図3.4(b)の sub-sector (RoI) ごとに定義しておく。

$dR_{1,3}, d\phi_{1,3}$ の条件を満たす事象は、衝突点から飛来したミューオンがTGCにヒットを作る事象だけではない。図3.6に示したような、衝突点で低いQで散乱された陽子がビームパイプにぶつかることで陽子等の二次的な荷電粒子を発生させる。この荷電粒子がミューオンシステムの領域に出現し、ミドルステーションのTGCにヒットを残す事象で、 $dR_{1,3}, d\phi_{1,3}$ の条件を満たす事象が多い。

このようなフェイクのトリガーを削減するために、インナーステーションの $1.05 < |\eta| < 1.9$ のTGC(TGC-EI/FI)が存在する領域*では、TGC EI/FIのヒットとのコインシデンスを要求する。フェイクのトリガー

*TGC-EI/FIは全 ϕ を覆っているわけではない。トロイドマグネットと干渉する位置にはTGC-EI/FIが存在しない。

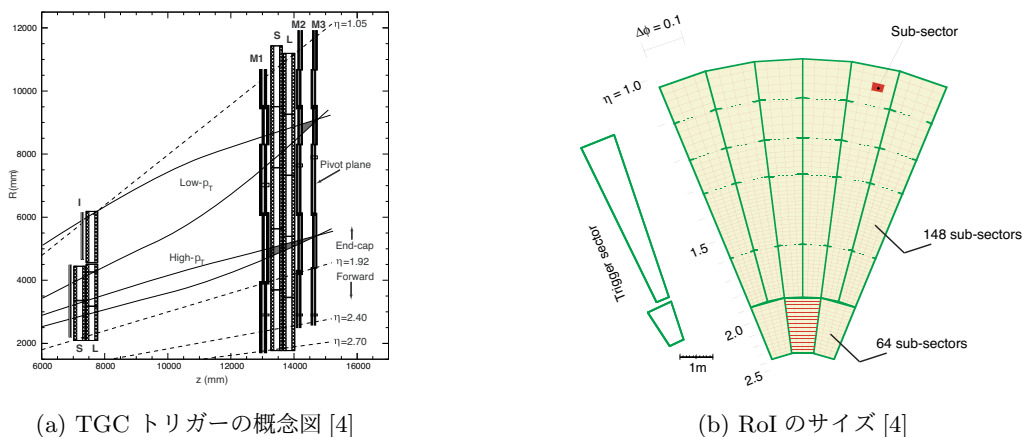


図 3.4: TGC トリガー

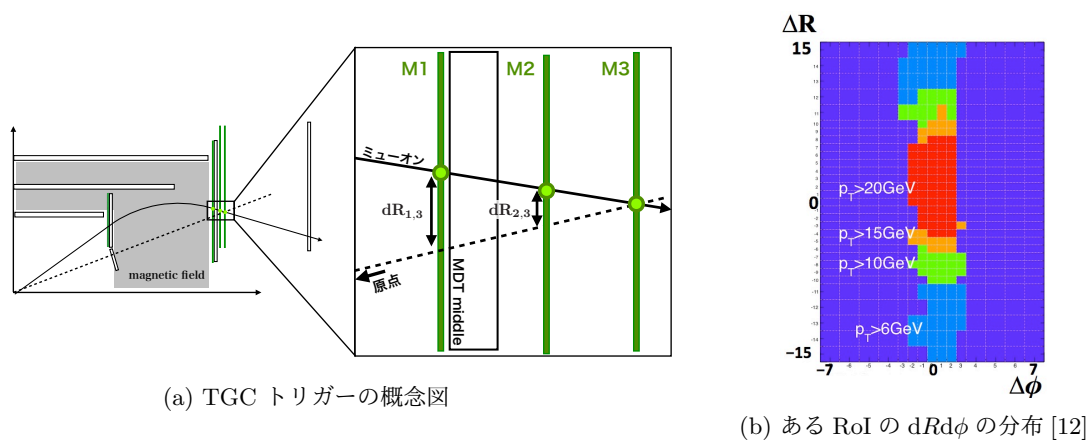


図 3.5: TGC のトリガーによる判定条件。(a) $dR_{1,3}, d\phi_{1,3}, dR_{2,3}, d\phi_{2,3}$ の定義。(b) 各しきい値でのトリガー通過に必要な $dR_{1,3}, d\phi_{1,3}$ の範囲。

はインナーステーションのヒットがないので、この要求により抑制できる。TGC-EI/FIが存在しない領域では、 $dR_{1,3}, d\phi_{1,3}$ の条件のみでトリガーを発行するかどうかの判定を行う。

3.2.2 Standalone muon trigger (MuonSA)

MuonSA はハイレベルトリガーの初段のアルゴリズムであり、重要な役割は次の2つである。

- L1 から渡される大量のミューオンの候補に対し、RoI 内の精密飛跡検出器の情報を素早く処理し、L1 よりも精度の良い横運動量 (p_T) 計算によって閾値以下のミューオンを減らす。
- 後段の muComb で内部飛跡検出器の飛跡と組み合わせた p_T 計算ができるように、ミューオン検出器での飛跡の再構成を行う。この飛跡は muComb において内部飛跡検出器の領域まで外挿され、内部飛跡検出器で再構成された飛跡と組み合わせられる。

MuonSA による飛跡と p_T の再構成の基本的な考え方は以下の通りである。MuonSA では、インナー・ミドル・アウトーステーション (第 2.2.3 節を参照) の3地点でのミューオンの位置と方向の情報をあわせて SuperPoint(s) と呼んでいる。MuonSA では高速な p_T の計算が必要なため、各ステーションの SuperPoints が計算されたあとこれらの位置と方向情報を瞬時に p_T へと変換するための対応表 (Look-Up-Table) を用意している。Look-Up-Table は、 p_T と相関があるパラメータと p_T の間の対応表である。 p_T と相関のあるパラメータとは、例えばエンドキャップ領域では図 3.7 で示した角度 α, β 、バレル領域では図 3.8 のように3点を通る円弧の半径である。角度 α, β の定義を与えておくと以下ようになる。

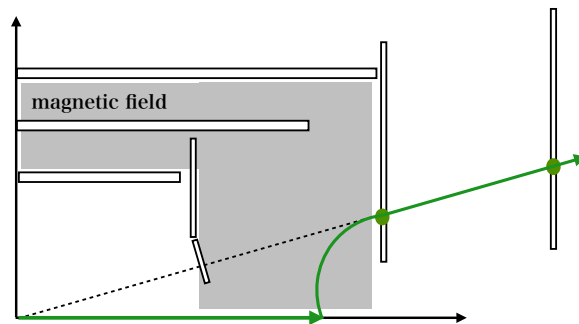


図 3.6: 衝突点で低 Q 散乱された陽子がビームパイプにぶつかることで、陽子等の二次的な荷電粒子を発生させ、ミューオンシステムの領域に出てくる。この荷電粒子が磁場で曲げられてミドルステーションとアウトステーションに飛跡を残す。図のように最終的な飛跡が原点を向いてしまうと、ミドルステーションだけで運動量を決定するアルゴリズムでは高い運動量のミューオンと区別がつかない。

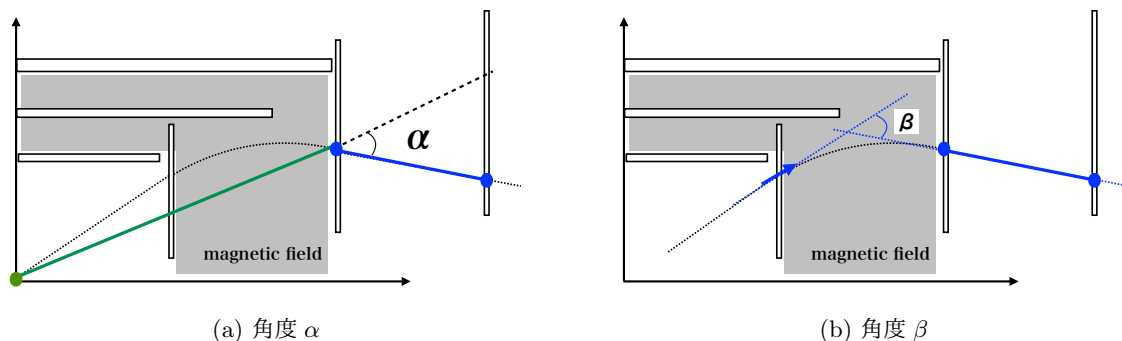


図 3.7: エンドキャップでの横運動量の計算に用いる角度

- α : 原点とミドルステーションの SuperPoint の位置から定義される直線と、ミドル・アウトステーションの SuperPoint の位置から定義される直線との角度。アウトステーションの SuperPoint が計算できなかった場合は、ミドルステーションの SuperPoint の位置と傾きから定義できる直線で 2 つ目の直線を代用する。
- β : インナーステーションの SuperPoint の角度と、ミドル・アウトステーションの SuperPoint の位置から定義される直線の角度の差。アウトステーションの SuperPoint が計算できなかった場合は、ミドルステーションの SuperPoint の位置と傾きから定義できる直線で 2 つ目の直線を代用する。

エンドキャップでは Look-Up-Table は以下のように定義される。まず領域を ϕ 方向、 η 方向に分割する。その際、分割された領域の大きさは $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times \pi/96$ とする。分割された領域を指定するために、ここでは η -bin、 ϕ -bin という言葉 (変数) を使用することにする。例えば η -bin=1、 ϕ -bin=0 の領域の η, ϕ の範囲は $1.05 < |\eta| < 1.1$ 、 $0 < \phi < \pi/96$ である。ただし、 ϕ -bin で指定する領域は、図 3.9 で定義しているように複数ある。

この上で、全てのミューオンの候補を、ミドルステーションの TGC での測定点がどの η, ϕ -bin の領域に入っているかによって分類し、さらに $Q\eta$ の符号によって分類する。ここで Q は MDT の測定から求めたミューオンの電荷である。 $Q\eta$ によってミューオンの飛跡は図 3.10 のように分類される。

ある η -bin、 ϕ -bin の領域にあり、かつ $Q\eta = -1$ だったミューオンの α, β と $1/p_T$ を調べると、図 3.11(a)(c) のように相関が確認できる。そこで α, β と p_T の関係を

$$x = A_x \left(\frac{1}{p_T} \right) + B_x \left(\frac{1}{p_T} \right)^2 \quad (x = \alpha, \beta) \tag{3.1}$$

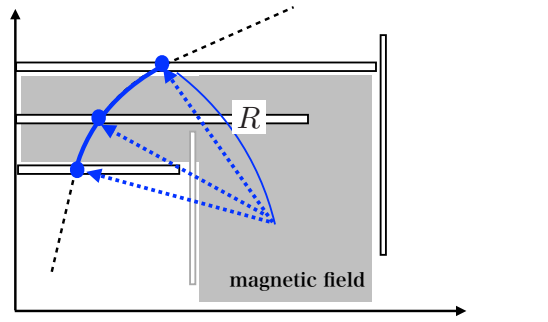


図 3.8: バレルでの横運動量の再構成に使用する曲率半径 R

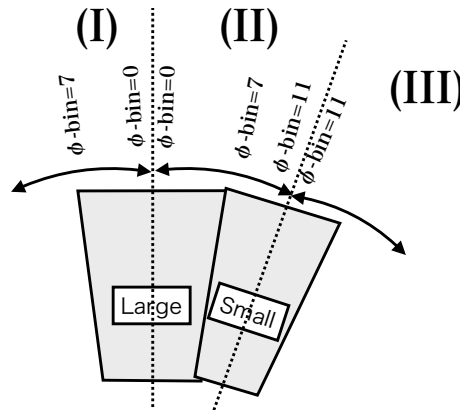


図 3.9: ϕ -bin の定義。Large, Small という用語については第??節を参照。Large チェンバーの中心から Small チェンバーの中心までを ϕ 方向に 12 分割する。 ϕ -bin=0 の領域は Large チェンバーの中心に対応し、 ϕ -bin=11 の領域は Small チェンバーの中心に対応する。Small と Large のオーバーラップは ϕ -bin=6,7 の領域のあたりに対応する。図の (I)(II)(III) で ϕ -bin=0,7,11 が複数回現れているように 8 回対称性及び鏡映対称性を満たすように ϕ -bin を定義する。

と考える。 p_T が大きくなると角度 α, β は 0 に近づくため、式 (3.1) 右辺では定数項は必要がない。図 3.11(a)(c) を式 3.1 でフィットすることで係数 A_x, B_x を決定しておく。このとき、係数 A_x, B_x は各 η, ϕ -bin の領域と $Q\eta$ ごとに決定する。決定した α, β と p_T の関係は図 3.11(b)(d) のようになる。 α, β に対応する $p_{T,\alpha}, p_{T,\beta}$ を A_x, B_x を使って、

$$x = A_x \left(\frac{1}{p_{T,x}} \right) + B_x \left(\frac{1}{p_{T,x}} \right)^2 \quad (x = \alpha, \beta) \quad (3.2)$$

と定義する。すると角度 α, β を計算したあと

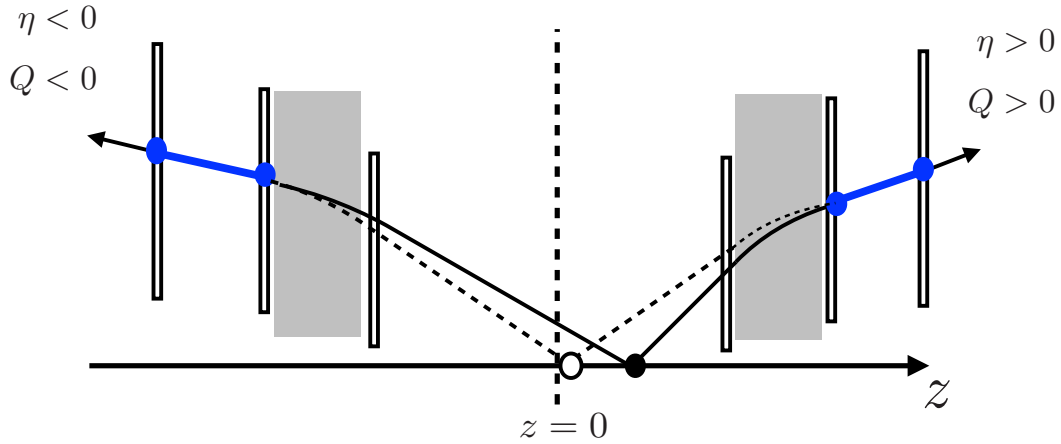
$$\frac{1}{p_{T,x}} = \frac{-A_x + \sqrt{A_x^2 + 4B_x}}{2B_x} \quad (x = \alpha, \beta) \quad (3.3)$$

によって $p_{T,\alpha}, p_{T,\beta}$ が瞬時に計算できる。このような領域ごとの係数 A_x, B_x の表が Look-Up-Table の実体である。

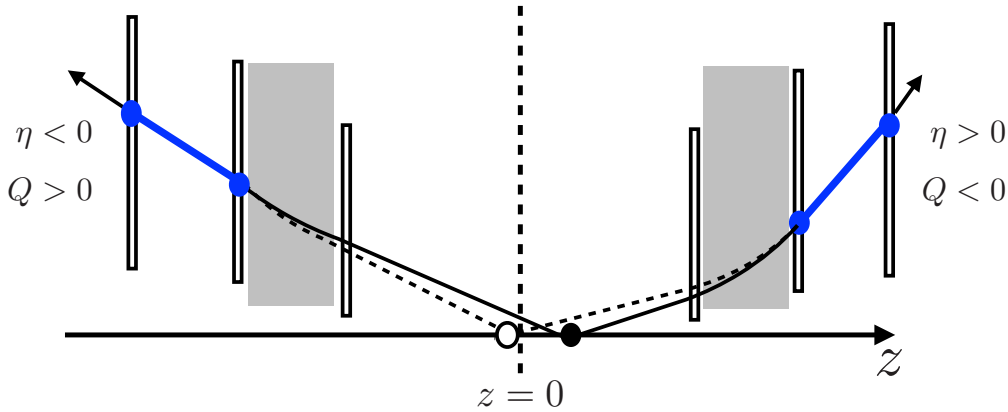
一方、バレル部では半径 R と $p_{T,R}$ の関係は

$$p_{T,R} = A_R + B_R \cdot R \quad (3.4)$$

と一次関数を仮定している。エンドキャップと同様に η, ϕ と $Q\eta$ で分類して係数 A_R, B_R を決定しておき、半径 R の計算後に即座に $p_{T,R}$ が計算できるようになっている。



(a) $Q\eta/|\eta|=1$ の場合の飛跡の様子。



(b) $Q\eta/|\eta|=-1$ の場合の飛跡の様子。

図 3.10: 低い p_T での飛跡の様子。 $Q\eta/|\eta|$ によって飛跡の d^2r/dz^2 の符号が異なる。

更に、 $|\eta| \sim 1.05$ の磁場の弱い領域では図 3.12 に示す EE チェンバーを使用した p_T の計算も行なう。EE チェンバーを使用する方法では、図 3.12 の半径 R_{EE} と p_T の相関を利用して、 α, β, R を使う方法と同様の専用 Look-Up-Table によって $p_{T,EE}$ を計算する。 R_{EE} と $p_{T,EE}$ の関係は

$$\frac{1}{R_{EE}} = A_{EE} \left(\frac{1}{p_{T,EE}} \right) + B_{EE} \left(\frac{1}{p_{T,EE}} \right)^2 \quad (3.5)$$

と定められている。

EE チェンバーは Run-2 で新たにインストールされたため、 R_{EE} および対応する $p_{T,EE}$ が計算可能になった。[10] 以上で MuonSA での p_T 計算の基本的な考え方を説明した。

続いてアルゴリズムの内容を見ていく。現在運用されている MuonSA での飛跡の再構成およびトリガー判定は以下に述べる順番で行われる。

1. レベル 1 から渡された RoI 付近の TGC または RPC のヒットを読み出す。
2. TGC, RPC のヒットから、図 3.13、3.14 のように各ステーションにおけるミューオンの飛跡を概算する。この直線をロードと呼んでいる。ロードの計算法は、検出器の位置によって以下に説明するように異なっている。

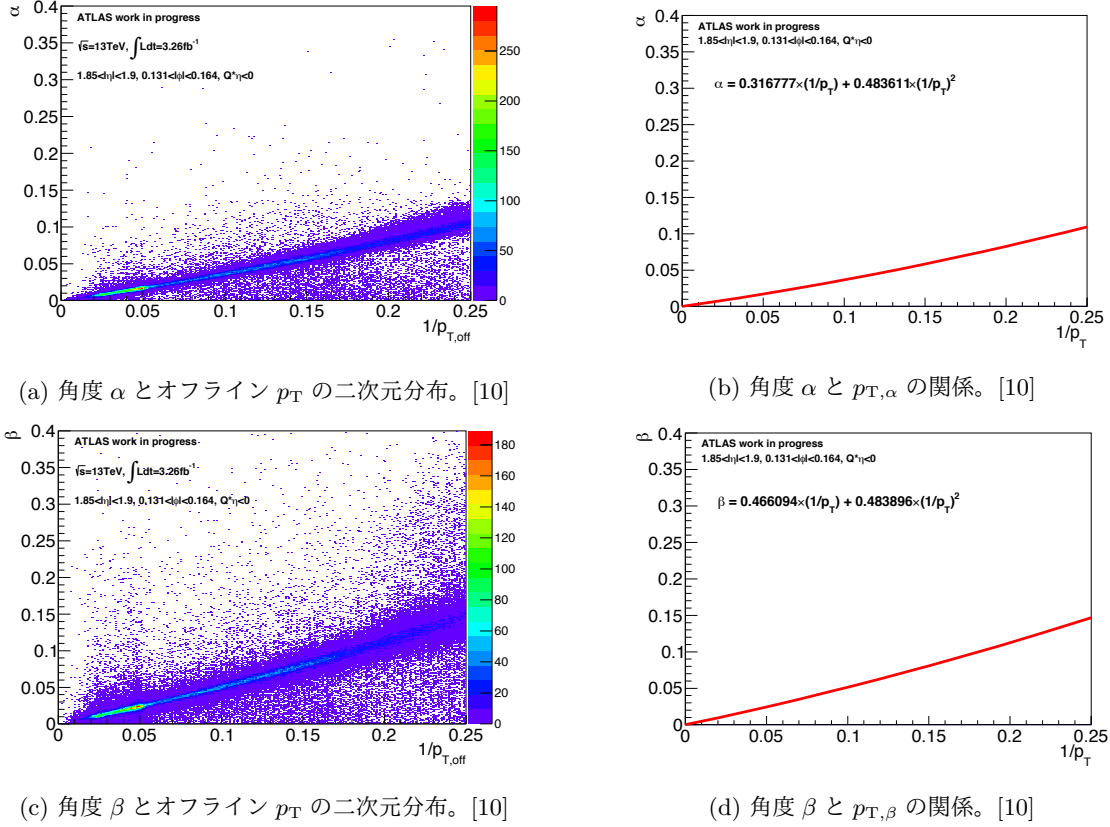


図 3.11: 角度 α, β と p_T の関係。

エンドキャップ部では、インナーステーションの $1.05 < |\eta| < 1.9$ とミドルステーションに TGC が存在している。これらの箇所では、図 3.13(a) に示したように、近くの TGC のヒット情報を使用してロードを決定する。一方、インナーステーションの $|\eta| > 1.9$ の部分とアウトーステーションには TGC が無い。これらの箇所では、図 3.13(b) のようにミドルステーションのロードを外挿することでロードとする。この際、ミドルステーションの TGC ヒットから角度 $\alpha (= \alpha_{TGC})$ を計算し、Look-Up-Table によって変換した $p_{T,TGC}$ の情報を使用する。

バレル部ではミドルステーションとアウトーステーションに RPC がある。図 3.14(a) のように、ミドルステーションでは RPC1, RPC2 のヒットから直線を求め、アウトーステーションでは RPC2, RPC3 のヒットから直線を求める。一方、RPC が無いインナーステーションでは、図 3.14(a) のようにミドルステーションのロード、RPC 1 のヒットと原点を結んだ直線、z 軸から作られる三角形の中線をロードとする [13]。

3. 図 3.16 のように、MDT のドリフトサークルの共通接線を求めることで各ステーションでの SuperPoint を計算する。このとき、ロードからの距離が短いヒットだけを使用する。距離の判定では、residual という量をヒットの位置 (z_{hit}, r_{hit}) 、ロード $r = az + b$ に対して

$$\text{residual} = \frac{z_{hit} - (r_{hit} - b)/a}{\sqrt{1 + (1/a)^2}} \quad (3.6)$$

と定義する。residual の意味は、図 3.15 のようにロードと MDT のドリフトサークルの中心の距離である。

4. 得られた SuperPoints から α, β, R, R_{EE} を計算した後に、Look-Up-Table を使用して各パラメータに対応する p_T を計算する。

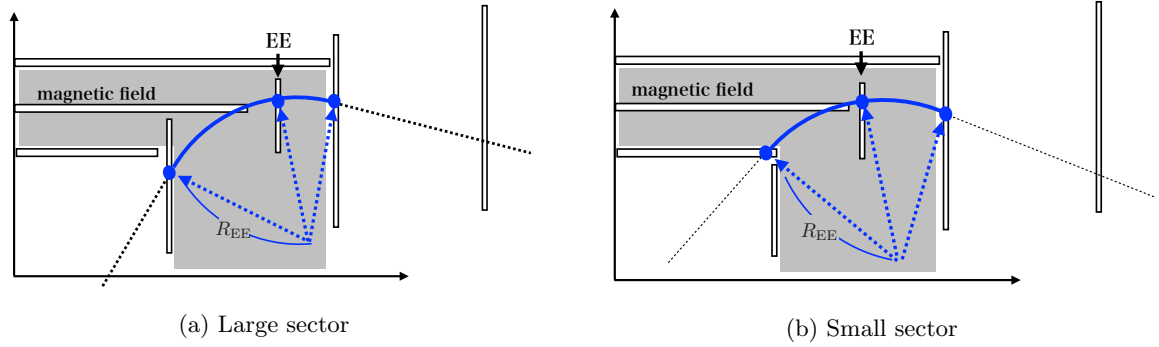


図 3.12: EE チェンバーの SuperPoint を用いて定義される半径 R_{EE} 。 ϕ 領域によってミューオンシステムの断面図は (a)(b) のように違う。(a) に比べて (b) でエンドキャップインナーステーションがカバーする領域が小さくなっているのは、バレルトロイドマグネットがあるため検出器を置けないからである。エンドキャップインナーステーションの SuperPoint が得られない場合は (b) のようにバレルインナーステーションの SuperPoint を用いる。[10]

5. エンドキャップでは、 $p_{T,\alpha}$, $p_{T,\beta}$ 等複数の p_T が並行して計算されるが、以下に述べる方法で最終的な p_T を選択し、トリガー判定を行う。

以下、上記の手順5で述べた p_T の選択方法を説明する。エンドキャップで計算される p_T はそれぞれ分解能が異なっている。基本的に、 $p_{T,\beta}$ は $p_{T,\alpha}$ より分解能が良いが、 p_T の計算を大きく間違える場合が $p_{T,\alpha}$ よりも多い。そのため、 $p_{T,\alpha}$, $p_{T,\beta}$ の使い分けをする必要がある。使い分けの条件をどのステーションで SuperPoint が計算できたかによって分けて説明する。

- (i) インナー・ミドル・アウトーステーション全てに SuperPoint が計算できた場合。この状況では $p_{T,\beta}, p_{T,\alpha}, p_{T,TGC}$ が計算できる。

$$p_{T,\alpha} > 10 \text{ GeV} \text{ かつ } \frac{|p_{T,\beta} - p_{T,\alpha}|}{p_{T,\alpha}} < 0.5 \quad (3.7)$$

を満たせば $p_{T,\beta}$ を最終的な p_T とし、満たさなければ $p_{T,\alpha}$ を最終的な p_T とする。

- (ii) インナー・ミドルの SuperPoint のみが計算できた場合。 $p_{T,TGC} < 8 \text{ GeV}$ ならば $p_{T,TGC}$ を最終的な p_T とする。 $p_{T,TGC} > 8 \text{ GeV}$ かつ $p_{T,\alpha} < 10 \text{ GeV}$ ならば $p_{T,\alpha}$ を最終的な p_T とする。 $p_{T,TGC} > 8 \text{ GeV}$ かつ $p_{T,\alpha} > 10 \text{ GeV}$ ならば、

$$p_{T,\beta} > p_{T,\alpha} \text{ または } \frac{|p_{T,TGC} - p_{T,\beta}|}{p_{T,\beta}} < \frac{|p_{T,TGC} - p_{T,\alpha}|}{p_{T,\alpha}} \quad (3.8)$$

の条件を考慮する。式 3.8 を満たした場合には $p_{T,\beta}$ を、満たさなかった場合には $p_{T,\alpha}$ を最終的な p_T とする。

- (iii) ミドル・アウトアの SuperPoint のみ計算できた場合は $p_{T,\alpha}$ を最終的な p_T とする。

- (iv) ミドルのみ SuperPoint が計算できた場合。 $p_{T,TGC} < 8 \text{ GeV}$ ならば $p_{T,TGC}$ を、 $p_{T,TGC} > 8 \text{ GeV}$ ならば $p_{T,\alpha}$ を最終的な p_T とする。

なぜ $p_{T,\beta}$ が $p_{T,\alpha}$ よりも良い精度を持つかという点に関する考察はこの論文の主題のひとつなので、それは第 5.1 節で述べることにする。

3.2.3 Combined muon trigger (muComb)

Combined muon trigger (muComb) では、内部飛跡検出器 (Inner Detector, ID) で再構成したミューオンの飛跡を使用する。まず、前段階の MuonSA で再構成したミューオン検出器内の飛跡を ID の位置まで

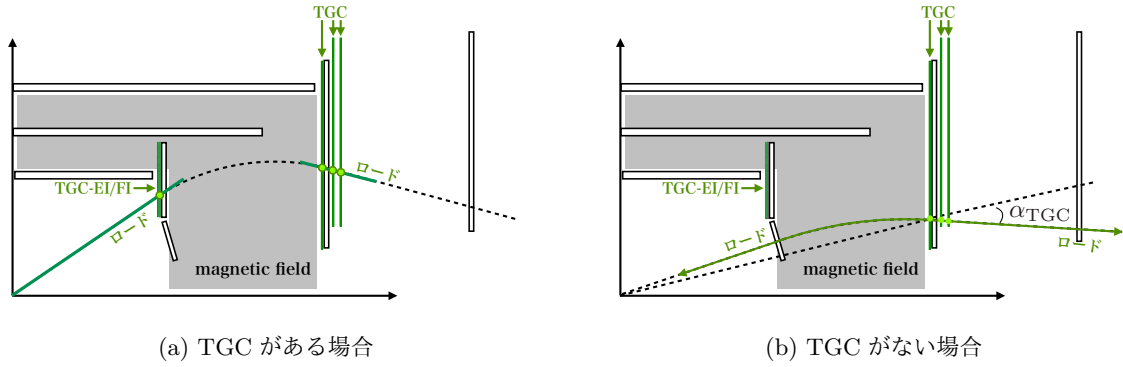


図 3.13: TGC によるロードの決定。ここでは TGC を緑で示した。(a)TGC が存在すれば、最寄りの TGC の情報から直線を定義する。(b) 近くに TGC が存在しなければ、ミドルステーションの飛跡を $p_{T,TGC}$ を使って外挿する。

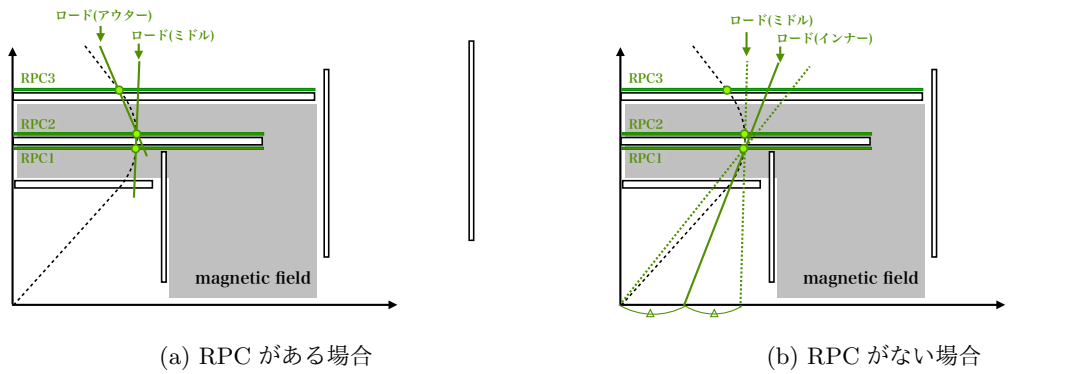


図 3.14: RPC によるロードの決定。ここでは RPC を緑色で示した。(a)RPC があるステーションでは近くの RPC の情報から決定。(b)RPC がないインナーステーションでは、ミドルステーションのロード、RPC1 のヒットと原点を結んだ直線、ビーム軸からなる三角形の中線をロードとする。

外挿する。外挿された飛跡の周辺の決められた範囲内で ID の飛跡を探索し、 η , ϕ , 電荷, p_T 等の対応の取れた飛跡の $p_T (=p_{T,ID})$ を取得する。 $p_{T,ID}$ と MuonSA の $p_T (=p_{T,SA})$ との重み付き平均によって muComb の $p_T (=p_{T,CB})$ を計算する。つまり、

$$\frac{1}{p_{T,CB}} = \frac{w_{ID} \cdot \frac{1}{p_{T,ID}} + w_{SA} \cdot \frac{1}{p_{T,SA}}}{w_{ID} + w_{SA}} \quad (3.9)$$

である。 w_{ID} , w_{SA} は ID の p_T と MuonSA の p_T のウェイトである。これらのウェイトはそれぞれの p_T の決定精度によって決定されている。このようにして得た $p_{T,CB}$ が閾値を超えたミューオンを選別する。

3.2.4 イベントフィルター

イベントフィルターは全検出器の情報を使用してミューオンの飛跡を再構成する。再構成アルゴリズムはオフラインでの再構成と同じものであるため、精密な飛跡の情報もちいた正確な判定ができる。

基本的には p_T に対する閾値を設定することでミューオンの候補の選別を行なうが、ミューオンの内部飛跡検出器の飛跡の周辺に他の飛跡が存在しないこと (アイソレーション) や 2 ミューオンの不変質量が何らかの共鳴付近にあることを要求した選別も可能である。これらの p_T 以外の条件による選別は閾値を低く保ったままトリガー発行レートを抑制することができるため、低い p_T のミューオンを含む事象を取得するために有用である。

実際の 2016 年の運転では、1 つのミューオンを含む事象を取得するトリガーでは、アイソレーションを

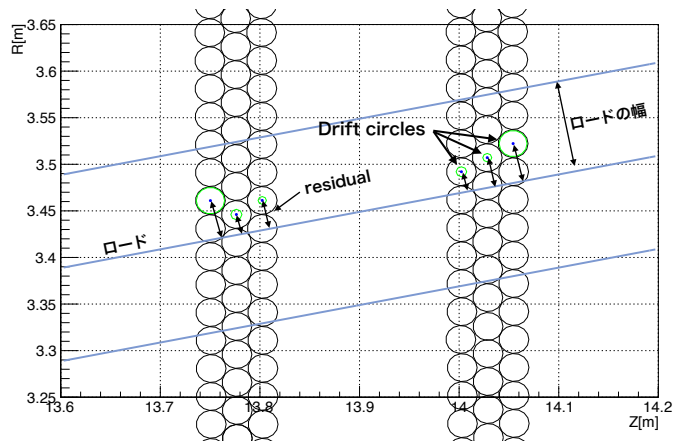


図 3.15: ロードによる MDT ヒットの選択。ヒットを緑のドリフト円で示している。ロードと MDT のチューブの中心の距離を“residual”と呼ぶ。residual がある値よりも小さいヒットを選び、選択されたヒットから SuperPoint を計算する。

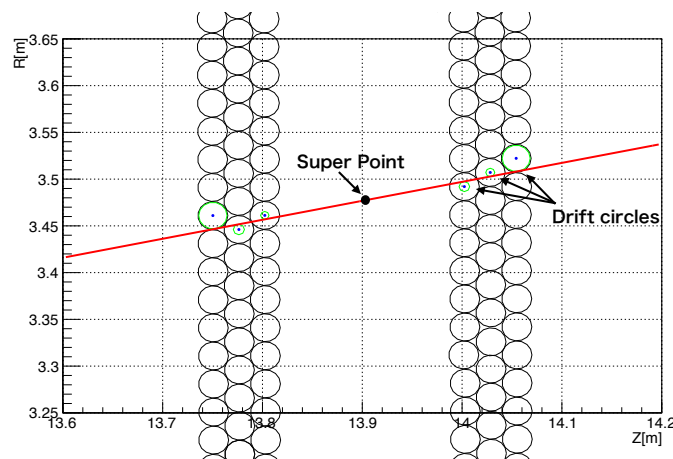


図 3.16: MDT の SuperPoint。MDT のドリフト円の共通接線を計算することで SuperPoint を求める。

要求しない場合には閾値が 40 GeV だった。一方、アイソレーションを要求した場合は閾値が 26 GeV だった。ただし、これはプリスケールのかかっていないもの同士の比較である。

3.2.5 ミューオントリガーチェインの例

ミューオンのトリガーチェインは L1, MuonSA, muComb, Event Filter の判定を組み合わせることで定義される。例えば、6 GeV 以上のミューオンを一つ以上含む事象を取得するためのトリガーチェインは HLT_mu6 と名付けられており、 $|\eta| > 2.0$ の領域では[†]L1 の段階で 6 GeV 用のコインシデンスウィンドウを要求し、HLT では MuonSA で 5.14 GeV、muComb で 5.62 GeV、Event Filter で 5.64 GeV の p_T 閾値を超えることを要求する。

ミューオンのトリガーチェインには、1つのミューオンを含む事象用のシングルミューオントリガーの他に複数のミューオンを含む事象用の2ミューオントリガー、3ミューオントリガー等がある。複数のミューオンを含む事象取得用のトリガーチェインは、1ミューオントリガーの組み合わせで定義する。例えば、6 GeV 以上のミューオンを2つ以上含む事象を取得するためのトリガーは HLT_mu6 が2つ以上鳴ったとき

[†]各段階で使用される p_T 閾値はトリガーチェインごとに異なっているだけでなく、検出器の η, ϕ 領域によっても異なっている。これは磁場の強さが領域に依存しているため、 p_T の決定精度も領域によって異なるためである。

に発行される。

第4章 CSCによるミューオンの位置と方向の測定

MuonSA ではミューオンの p_T を計算するために、磁場で曲げられる前後の飛跡の位置と方向を再構成する。検出器の位置でのミューオンの飛跡の位置と方向を表す量を“セグメント”という。ミューオン検出器のフォワード部分において、磁場領域より内側のセグメントの再構成に用いることができる検出器は CSC である。この章では、MuonSA における CSC でのセグメント再構成方法について述べる。

4.1 セグメント再構成アルゴリズム

4.1.1 アルゴリズムの概要

CSC ではストリップに分割されたカソードによって測定を行う。ひとつのガスギャップを挟む 2 枚のカソードは互いに直行する方向に分割されており、片方のカソードによって η 座標を測定し、もう片方のカソードで ϕ 座標を測定する。ここでは η, ϕ 方向の測定を担うカソードストリップをそれぞれ η -strip, ϕ -strip と呼ぶ。これら 2 方向の測定を 4 層で行うことで、飛跡の二次元的な位置と方向を得る。

CSC の位置でのセグメントを計算するためには次のようなアルゴリズムが必要である。 η, ϕ -strip から、飛跡を含む平面 (図 4.1 の 2D セグメント) を独立に 2 つ計算する。 η, ϕ -strip から 2 つの平面を求めれば、2 平面の共通部分として三次元的な直線 (図 4.1 のセグメント) が求まる。これが CSC によって再構成できるセグメントである。

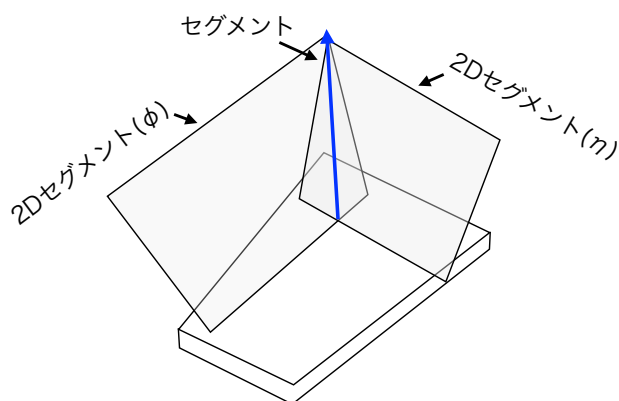


図 4.1: CSC によるセグメント計算の概要。2D セグメントは平面であり、それらの共通部分として直線、すなわちセグメントを計算する。

4.1.2 セグメント再構成アルゴリズムの詳細

図 2.8(a)、2.17 に見られるように CSC は衝突点に向かって 7° 傾けて設置されている。よって、セグメントのフィットはチェンバーのローカルな座標系で計算を行なう必要がある。図 4.2 のように、ローカルな座標系では x 軸が ϕ -strip と平行であり、 y 軸が η -strip と平行である。

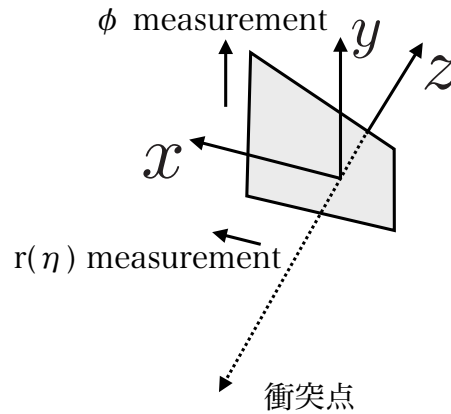


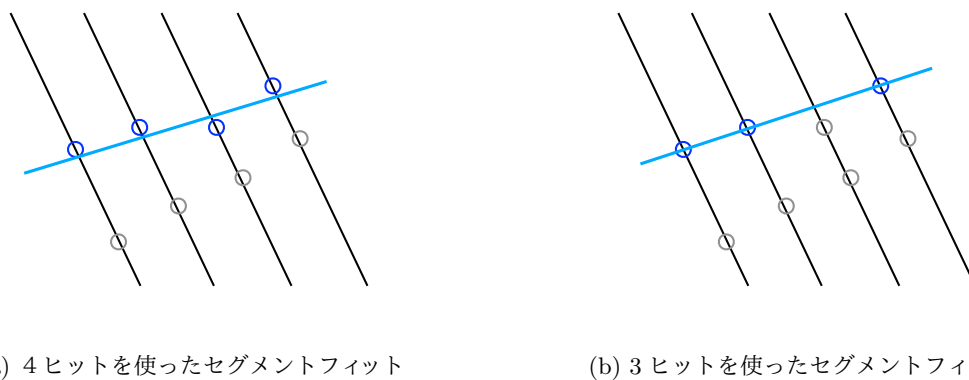
図 4.2: CSC のローカルな座標系。 η -strips で x 座標を測定し、 ϕ -strips で y 座標を測定する。チェンバーの z 座標は既知とする。

2D セグメントの構成

2D セグメントのフィットのインプットにする座標は、カソードストリップ上に誘起された電荷のクラスターの重心の座標である。(図 2.15(b) を参照)。ここでは、重心を取ったクラスターのことを“ヒット”と呼ぶことにする。ヒットから 2D セグメントを計算する際には最小二乗法を用いた。最小二乗法を適用するヒットは以下の 2 通りの組み合わせで選択した。

1. 4 層のカソードプレーンから一つずつヒットを選択し、4 つの座標の情報を使用して 2D セグメントを計算する。
2. 4 層のカソードプレーンから 3 層選び、3 層から一つずつヒットを選択し、3 つの座標の情報を使用して 2D セグメントを計算する。

このことを図 4.3 に示した。



(a) 4 ヒットを使ったセグメントフィット

(b) 3 ヒットを使ったセグメントフィット

図 4.3: 2D セグメントのフィットに使うヒットの組み合わせ。青の点から最小二乗法によって直線を計算する。(a) 図の場合、各層 2 つずつヒットがあるので、 $2^4 = 16$ 通りのヒットの組み合わせがある。(b) 図の場合、カソードプレーンの選び方が ${}_4C_3$ 通りあり、各層 2 つずつヒットがあるので、 ${}_4C_3 \times 2^3 = 32$ 通りのヒットの組み合わせがある。

CSC で検出されるヒットは、ミューオンによるヒットだけでなく、カロリメータから漏れ出てきた π^\pm などの荷電粒子によるヒット、環境バックグラウンドの光子によって散乱された電子や、中性子に

よって反跳された陽子で作ったヒットなどのノイズを含むと考えられる[†]。これらのヒットの中からミューオンによるヒットのみを選択してセグメントを計算する必要がある。

これを達成するために、上に挙げたすべての可能な組み合わせのヒットに対して最小二乗法を適用し、それぞれの結果を評価することで最終的なセグメントを決定することにした。

最小二乗法を行なうとき、これらのヒットに加えて原点も座標点として同時にフィットする。原点を同時にフィットしたときの χ^2 に対して上限値を設定することで、原点を向いて直線状に並ぶヒットの組み合わせのみを残すことができる。原点を含むフィットは、フェイクのセグメントを落とすための方法であり、最後には原点を取り除いてフィットし直す。

また、第3.2.2節で導入したロードから遠いヒットを、フィットに使用しないように取り除く。このように、ヒットの組み合わせの数を減らすことで最小二乗法の試行回数を減らし、結果として再構成速度を向上できる。ロードから遠いかどうかは residual という量を調べることで行なう。 $(z_{\text{hit}}, r_{\text{hit}}, \phi_{\text{hit}})$ をヒットの座標、 $r = az + b$, $\phi = \phi_{\text{road}}$ をロードとしたとき、 η 方向の residual の定義は、

$$\text{residual}_\eta = \frac{z_{\text{hit}} - (r_{\text{hit}} - b)/a}{\sqrt{1 + (1/a)^2}} \quad (4.1)$$

ϕ 方向の residual の定義は

$$r_{\text{road}} = az_{\text{hit}} + b \quad (4.2)$$

$$\text{residual}_\phi = r_{\text{road}} \cdot \sin(\phi_{\text{hit}} - \phi_{\text{road}}) \quad (4.3)$$

とする。これらの変数の意味を図4.4で説明した。 x 座標の情報だけを持つ η -stripのヒットに対しては

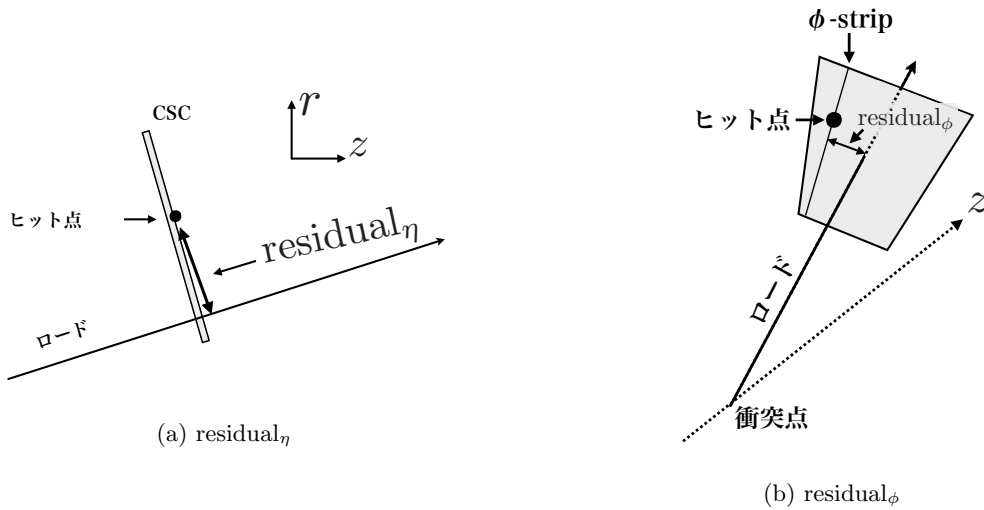


図4.4: CSC ヒットのロードに関する residual。 residual の絶対値はロードとヒットのおおよその距離。

residual_η だけが意味を持つ。同様に、 ϕ -strip のヒットに対しては residual_ϕ だけが意味を持つ。 residual_η , residual_ϕ の分布を図4.5に示した。図4.5から、 η -strips で $|\text{residual}_\eta| > 100 \text{ mm}$ 、 ϕ -strips で $|\text{residual}_\phi| > 250 \text{ mm}$ のヒットを無視しても、大部分のミューオンに対してセグメントを再構成できると考えて、これらのヒットをセグメントフィットに使用しないことにした。

また、最小二乗法を行う際ヒット位置の精度の情報を使う。オフラインの再構成でのヒット位置の測定精度は、ストリップに誘起された電荷分布の幅で決まる。しかし、2016年のデータ取得では今回の開発用に精度の情報を記録していなかったために*、オフライン再構成と同じヒットの精度が使えなかった。このため、今回は全てのヒットに一定の精度を与えた。実際に使用した精度の値については後述する。

2D セグメントの計算は以下の手順で行なう。使用する χ^2 の上限値等のパラメータについては後述する。

[†]このようなフェイクの信号の原因としてどのような物が多いかは別途研究が進められている。

*精度の情報はオフライン再構成で使っているのに記録しているのだが、特殊なファイルに記録されており、個人の開発で取り出すにはCPU等のリソースが不足する。2017年のデータ取得では、ヒットの精度を解析用のファイルに書き出すので、これを使った研究ができる。

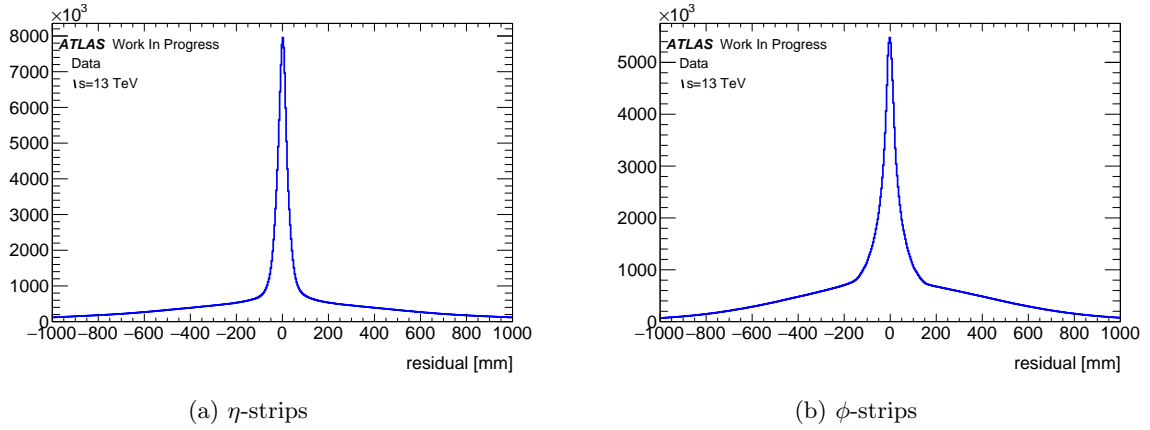


図 4.5: CSC ヒットのロードに関する residual 分布。

1. 図 4.3(a) の、4つのヒットを使用する 2D セグメントのフィットを行ない、 χ^2 が上限値を下回ったヒットの組み合わせを 2D セグメントの候補として残す。この際、原点を含んだ 5つの点に対してフィットを行なう。
2. 図 4.3(b) の、3つのヒットを使用する 2D セグメントのフィットを行ない、 χ^2 が上限値を下回ったヒットの組み合わせを 2D セグメントの候補として残す。ここでは基本的に 3つのヒットの可能な組み合わせをすべて試すが、手順 1 で 2D セグメントの候補と判定されたヒットは使わない。
3. 2D セグメントの候補の中から、構成するヒットの residual の平均が最も 0 に近い 2D セグメントを選択する。これは、様々なノイズの中から注目するミューオンの飛跡を選択することを目的としている。
4. 最後に残った 2D セグメントのヒットに対して、原点を含めずに最小二乗法をもう一度行なうことにより最終的な 2D セグメントの傾きと切片を求める。
5. 1 から 4 の手順を η -strips と ϕ -strips に対して別々に行なう。

ヒットが存在しなかったり、 χ^2 の上限値を満たす 2D セグメントの候補が見つからなかった場合は、セグメントの再構成ができない。

ヒットの精度や χ^2 の上限値は以下の二通りのものを試した。(i) オフラインの再構成で使用される典型的な値の精度 (表 4.1)。(ii) χ^2 が小さくなるように大きめの値を仮定した精度 (表 4.2)。前者の場合、オフラインでの値と近い数値を使うことで、オフラインでのセグメントと近い計算結果を得ることができる。しかし、ノイズ等の理由でヒットの位置が大きすぎた場合に、精度を高く見積もりすぎることによって χ^2 が大きくなり、セグメントを構成することができない。これが原因で、表 4.1 のパラメータではセグメントの再構成効率が良くなかった。

再構成効率を高めるために、ヒットの誤差を大きめに見積もり、 χ^2 の条件を緩めた表 4.2 のパラメータでの再構成を試みた。

3 次元的なセグメントの構成

η -strips と ϕ -strips の情報から決定した 2D セグメントの情報を統合し、最終的に 3 次元的なセグメントを再構成する。 η -strip の 2D セグメントを $x = a_\eta(z - z_0) + b_\eta$ 、 ϕ -strip の 2D セグメントを $y = a_\phi(z - z_0) + b_\phi$ 、 z_0 をローカルな座標系でのチェンバーの中心の z 座標とするとセグメントの位置は

$$(b_\eta, b_\phi, z_0) \quad (4.4)$$

表 4.1: 2D セグメントのフィットにおけるパラメータ。オフライン再構成での典型的な値。

	フィットに使用する ヒットの residual の 上限	4 ヒットを使用する フィットの χ^2 の上限	3 ヒットを使用する フィットの χ^2 の上限	ヒットの精度	原点の精度
η -strips	100 mm	16.0	12.8(= 16 × 4/5)	0.1 mm	2.0 mm
ϕ -strips	250 mm	16.0	12.8(= 16 × 4/5)	6.0 mm	2.0 mm

表 4.2: 2D セグメントのフィットにおけるパラメータ。表 4.1 と比較して、ヒットの誤差は大きく、 χ^2 の上限も大きく設定した。

	フィットに使用する ヒットの residual の 上限	4 ヒットを使用する フィットの χ^2 の上限	3 ヒットを使用する フィットの χ^2 の上限	ヒットの精度	原点の精度
η -strips	100 mm	25.0	16.0(= 25 × 4/5)	3.0 mm	2.0 mm
ϕ -strips	250 mm	25.0	16.0(= 25 × 4/5)	6.0 mm	2.0 mm

方向は

$$(a_\eta, a_\phi, 1) \quad (4.5)$$

と表される。これらの位置と傾きをグローバル座標系での位置と傾きに直して最終的なセグメントとした。

4.2 計算したセグメントの評価

この節では再構成したセグメントの精度を評価する。

真のセグメントの位置と角度はわからないので、オフライン再構成のセグメントと比較する。ただし、これには以下のような問題がある。

- 最小二乗法のインプットにするヒットの座標は、オフライン再構成で使用するものと同じである。よって、ヒットの座標測定自体の精度が悪い場合、オフラインのセグメントと近い値を計算できていても、真のセグメントを精度よく再現しないということがあり得る。
- オフラインのセグメント再構成は原点を含むフィットをするなど、真のセグメントを再構成するアルゴリズムではない。よって、オフラインのセグメントと近い値を計算できていても、真のセグメントを精度良く再現できているとは限らない。逆に、オフラインのセグメントと異なった値が計算されたとしても、真のセグメントを再現できていないとは限らない。

このようにセグメントの再構成精度がどの程度まで達成されているか評価することは難しい。そこで、ここではオフライン再構成のセグメントと比較するにとどめ、計算したセグメントを使用することで次章で説明する p_T 計算の改善が確認できれば良いことにした。

セグメントの評価は、全て CSC のローカルな座標系で行う。MuonSA のアルゴリズム中で再構成したセグメントの位置を $\mathbf{x}_{SA} = (x_{SA}, y_{SA}, z_{SA})$ 、方向を $\mathbf{p}_{SA} = (p_{x,SA}, p_{y,SA}, p_{z,SA})$ とし、オフラインで計算したセグメントの位置を $\mathbf{x}_{off} = (x_{off}, y_{off}, z_{off})$ 、方向を $\mathbf{p}_{off} = (p_{x,off}, p_{y,off}, p_{z,off})$ とする。

これらを用いて、MuonSA の中で計算したセグメントとオフライン再構成のセグメントの比較として次の (i)(ii)(iii)(iv) を計算する：

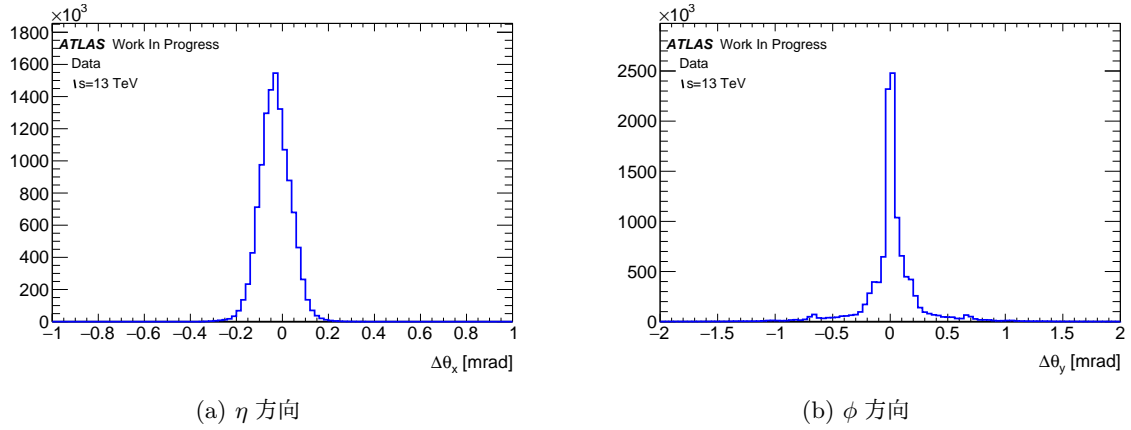


図 4.6: 表 4.1 のパラメータを使用した場合のセグメントの角度測定精度の評価。

表 4.3: オフラインとの比較の結果。分布のおおよその HWHM。

セグメント再構成のパラメータ	$\Delta\theta_x$ の HWHM	$\Delta\theta_y$ の HWHM	Δx の HWHM	Δy の HWHM
表 4.1	0.075 mrad	0.075 mrad	0.3 mm	12 mm
表 4.2	2.5 mrad	2.5 mrad	0.6 mm	12 mm

(i) x 方向のセグメントの角度差 $\Delta\theta_x = \tan(p_{x,SA}/p_{z,SA}) - \tan(p_{x,off}/p_{z,off})$

(ii) y 方向のセグメントの角度差 $\Delta\theta_y = \tan(p_{y,SA}/p_{z,SA}) - \tan(p_{y,off}/p_{z,off})$

(iii) x 方向の位置の差 $\Delta x = x_{SA} - x_{off}$

(iv) y 方向の位置の差 $\Delta y = y_{SA} - y_{off}$

また、セグメントの再構成効率についても調べた。効率は、オフラインで再構成されたミューオンのうち、以下の条件を満たすものに対して調べる。

- $p_T > 20 \text{ GeV}$
- 2.3 節で述べたコンバインドミューオン。このミューオンは、内部飛跡検出器とミューオンスペクトロメータ両方の飛跡から再構成されており、 $|\eta| > 2.0$ の領域では CSC を通過する。
- このミューオンに対し、レベル 1 トリガーが発行されているもの。

セグメントの再構成効率 $\epsilon_{\text{segment}}$ は

$$\epsilon_{\text{segment}} = \frac{\text{上記の条件を満たすミューオンで CSC のセグメントが再構成できたミューオンの数}}{\text{上記の条件を満たすミューオンの数}} \quad (4.6)$$

とした。

まず、表 4.1 のパラメータでセグメント再構成を行ったときの、オフラインのセグメントとの比較量 (i)(ii)(iii)(iv) と、セグメント再構成効率を図 4.6、4.7、4.8 に示した。これらの分布のおおよその HWHM を表 4.3 にまとめた。また、再構成効率は位置依存性が大きいのが、50-80%程度である。ただし、図 4.8 に見られる極端に再構成効率の低い箇所は除いている。

次に表 4.2 のパラメータでセグメント再構成を行ったときの、オフラインのセグメントとの比較量 (i)(ii)(iii)(iv) と、セグメント再構成効率を図 4.9、4.10、4.11 に示した。これらの分布のおおよその HWHM を表 4.3 にまとめた。また、セグメント再構成効率は位置依存性が大きいのが 95-97%程度である。ただし、極端に再構成効率の低い箇所を除いている。

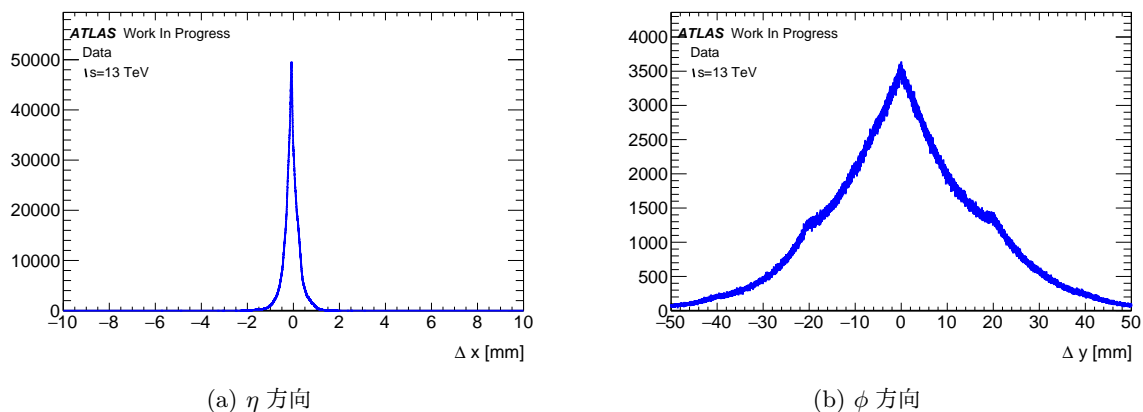


図 4.7: 表 4.1 のパラメータを使用した場合のセグメントの位置測定精度の評価。

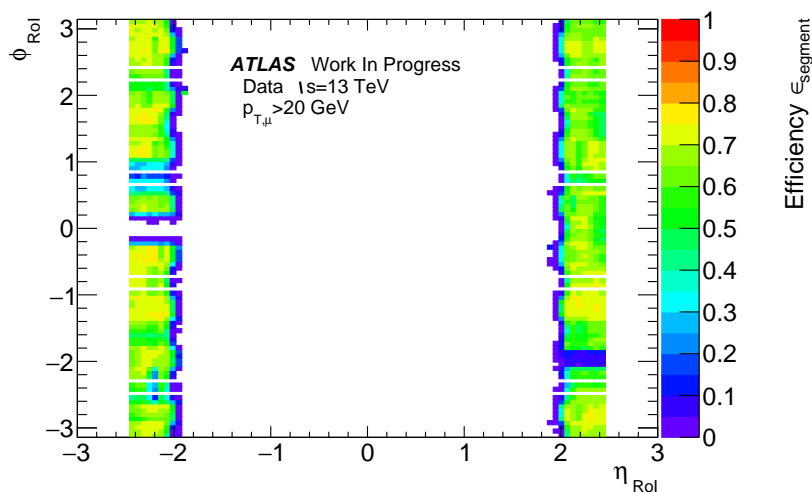


図 4.8: 表 4.1 のパラメータを使用した場合のセグメントの再構成効率。

表 4.3 によると、表 4.1 のパラメータによるセグメントフィットでは、0.075 mrad 程度の精度でオフラインのセグメントと一致する角度を計算できる。y 方向の位置の差は大きくなっている。これは、オフラインの再構成ではセグメントを y 方向にいくらかずらしているのに対して[†]、自分のアルゴリズムではそのようなことをせず、第 6.1.2 節のとおり再構成を行っているためである。

一方、表 4.2 のパラメータによるフィットでは、角度がオフラインのセグメントに対して 5 mrad 程度幅を持っている。しかし、ピークが中心が 0 からずれるわけではない。これは、表 4.1 のパラメータでのフィットとは、原点とヒットのウェイトが異なっているからである。

最後に表 4.1, 4.2 のパラメータを用いたセグメント再構成時の χ^2 の分布を図 4.12 に示した。図 4.12(a) では χ^2 の上限 16 を超えてしまっている事象が多く見られる。

[†] どのような経緯でこの補正が入ったのか不明

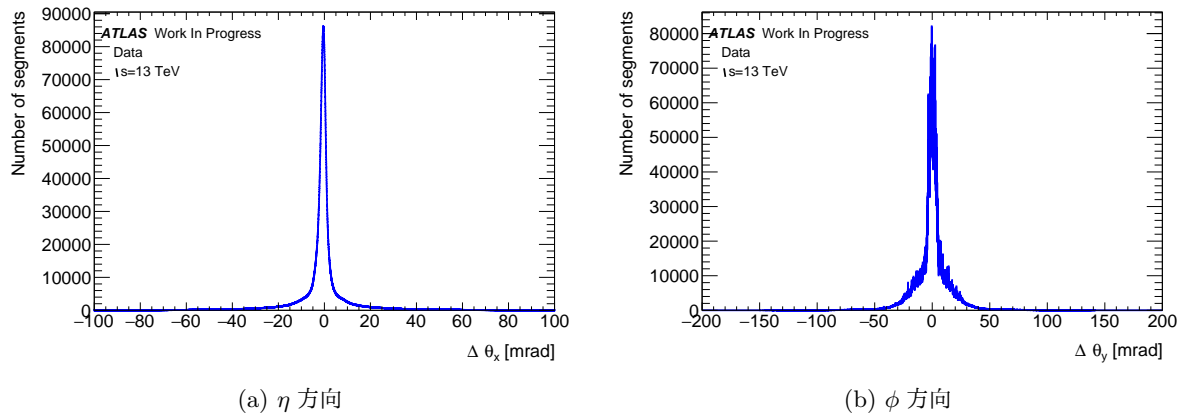


図 4.9: 表 4.2 のパラメータを使用した場合のセグメントの角度測定精度の評価。

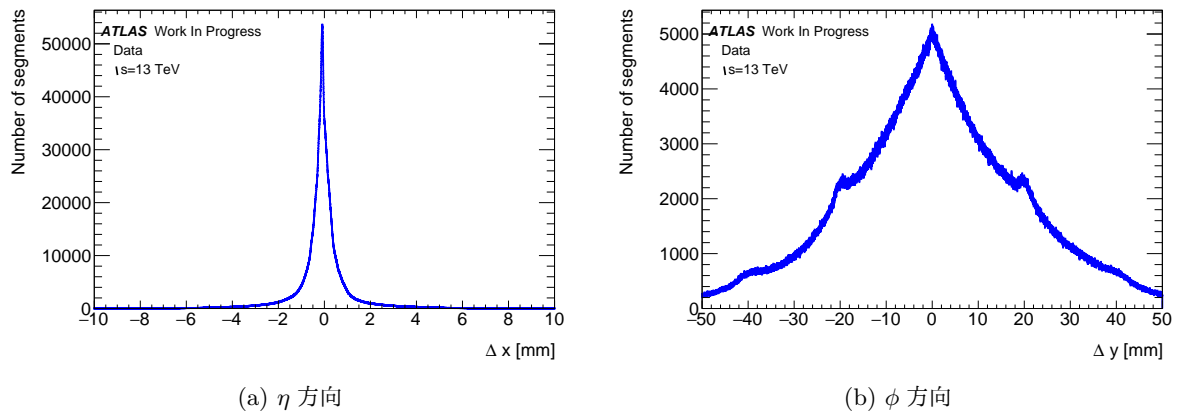


図 4.10: 表 4.2 のパラメータを使用した場合のセグメントの位置測定精度の評価。

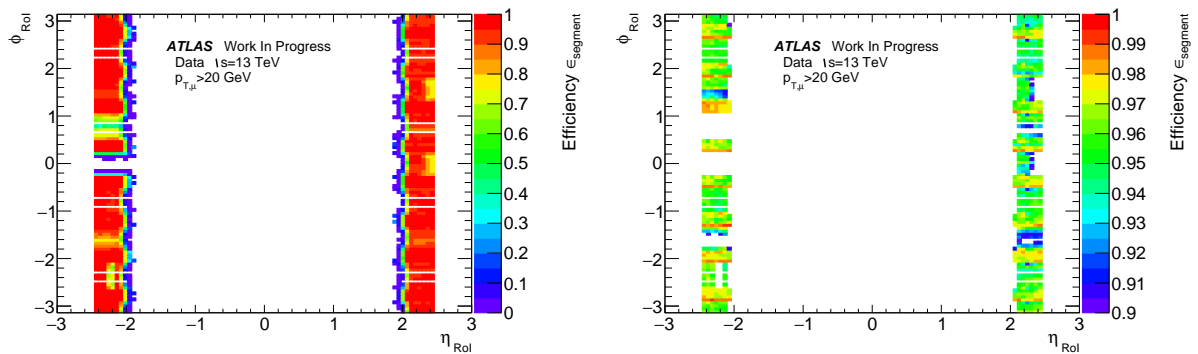
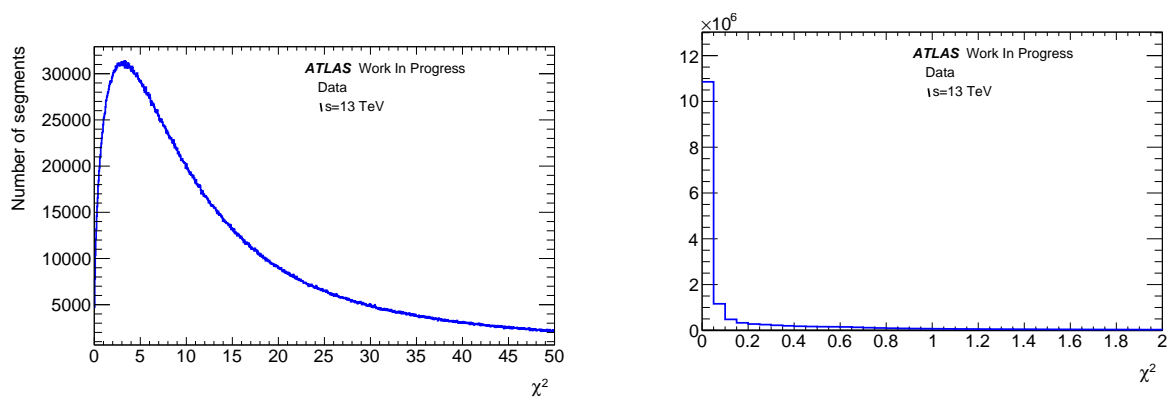


図 4.11: 表 4.2 のパラメータを使用した場合のセグメントの再構成効率。左右の図は同じヒストグラムだが、左の図は $0 < z < 1$ の範囲を、右の図は $0.9 < z < 1$ の範囲を示している。



(a) 表 4.1 のパラメータを使用したフィット。 χ^2 上限は 16 (b) 表 4.2 のパラメータを使用したフィット。 χ^2 の上限は 25。

図 4.12: 4つのヒットを使ってフィットされたセグメントについてののみ。 χ^2 が上限を超えたセグメントはフィットに失敗したと判定される。

第5章 CSCを用いた横運動量再構成方法

5.1 導入：横運動量の分解能についての考察

5.1.1 角度 α をもちいた方法

これまで MuonSA のフォワード部では CSC を用いていなかったため、運動量の再構成に必要な、磁場で曲がる前での飛跡の情報が得られなかった。このため 3.2.2 節で述べたように、飛跡が原点を通ることを仮定し、角度 α から計算した $p_{T,\alpha}$ のみを使用している。飛跡が原点を通過するという仮定は次の2つの点で不正確である。

1. ミューオンの崩壊点は座標原点ではなく、 σ が約 5 cm で z 軸方向に広がっている。
2. ミューオンシステムより内部の物質による多重散乱によって飛跡が曲げられる。

このため、角度 α の測定値が同じであっても、磁場で曲げられた飛跡の曲率は一定ではない。よって、対応する $p_{T,\alpha}$ は崩壊点の広がりによって精度が悪化する。崩壊点の広がり由来する精度悪化を避けるためには、ミューオンの飛跡が原点を通るといった仮定を取り除き、測定した飛跡の情報のみを用いて運動量を計算しなければならない。

5.1.2 横運動量分解能の改善手法

この節では、CSC から得られる飛跡の情報を用いた p_T 計算法として候補となるものを挙げ、それぞれの手法の特徴と得られる p_T の分解能についての予想を述べる。

CSC を用いて p_T を計算する場合でも、高速に処理することが必要なため他の η 領域で使用されているのと同様の方法を用いる。つまり、 p_T と関連のある変数を計算し、事前に用意した Look-Up-Table を使用して p_T へと直接変換する。

5.1.1 節で述べたように、 p_T の計算精度を改善するには原点を使用せずに計算できる変数を用いる必要がある。そのような変数として、図 5.1、5.2 に示す角度 β, γ を考える。それぞれの角度の定義を与えると、

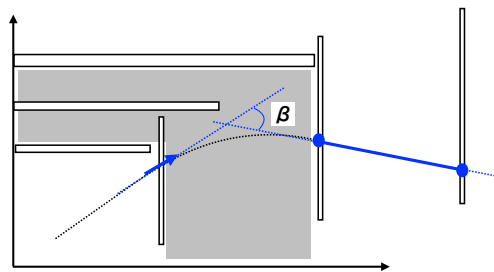


図 5.1: 角度 β

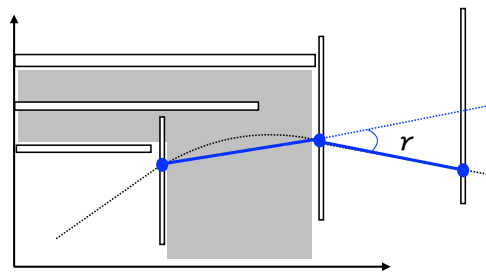


図 5.2: 角度 γ

- β : CSC における飛跡の角度と、ミドル・アウトーステーションにおける飛跡の位置を結んだ直線の角度の差。アウトーステーションで飛跡が検出されなかった場合は、ミドルステーションで再構成した飛跡の角度を用いる。

- γ : CSCとミドルステーションでの飛跡の位置を結んだ直線と、ミドルとアウトステーションにおける飛跡の位置を結んだ直線の角度差。 β と同様にアウトステーションで飛跡が検出されなかった場合は、ミドルステーションで再構成した飛跡の角度を用いる。

これらの角度 β, γ を測定した場合の精度について考える。まず、 β, γ の精度を決める要因は、第4章で説明した CSC でのセグメントの向きと位置の精度である。 β の精度は、セグメントの方向測定の精度によって決まり、同様に γ の精度はセグメントの位置測定の精度によって決まる。よって、セグメントの角度が精度よく再構成できるならば、 β によって横運動量を精度よく求めることができると予想でき、同様に、セグメントの位置の再構成精度が良いならば、 γ による横運動量の計算が良い精度で行えると予想できる。ここまで挙げた3種類の角度 α, β, γ の特徴を表5.1にまとめた。

表 5.1: p_T 計算に用いるパラメータの性質

角度	原点通過の仮定	CSC の情報	CSC によって再構成したセグメントの角度
α	あり	使用しない	使用しない
β	なし	使用する	使用する
γ	なし	使用する	使用しない

5.2 角度 β, γ をもちいた p_T の計算

この節では、角度 β, γ をもちいた p_T 計算アルゴリズムについて説明する。

角度 β, γ を使う p_T 計算でも、第3.2.2節で説明した $p_{T,\alpha}$ の計算と方法と同じ方法で行う。まず、ミューオンの p_T と β, γ のよい相関を得るために、領域を η 方向、 ϕ 方向に分割する。この時の領域分割は、第3.2.2節で述べたのと同じ方法で行った。

角度 β, γ を p_T へと変換するアルゴリズムを作るために、角度 β, γ とオフラインで再構成した p_T の逆数 ($1/p_{T,\text{offline}}$) の相関を確認した。これを図5.3に示した。比較のため、角度 α と $1/p_{T,\text{offline}}$ の相関も示してある。ここで、表4.2のパラメータを使用してセグメント再構成を行っており、原点を取り除き、CSCのヒットのみを使ってフィットし直したセグメントを使用している。

角度 α, β, γ はいずれも $p_{T,\text{offline}}$ との相関が見られるが、 α, β, γ では分布の太さが違うことが分かる。 $1/p_T$ の分解能の目安は、分布の幅を分布の傾きで割った量 (分布の幅/分布の傾き) である。角度 α の分布と比較して、角度 β の分布は幅が広がってしまっている*。これは、第4章で示した CSC での飛跡再構成の結果のうち、飛跡の角度については精度が出せていないためだと考えられる。一方、 γ - p_T の分布は α - p_T の分布と比べて細くなっていることが確認できる。よって角度 γ を用いるほうが、 β を用いるよりも分解能を改善できると予想できる。

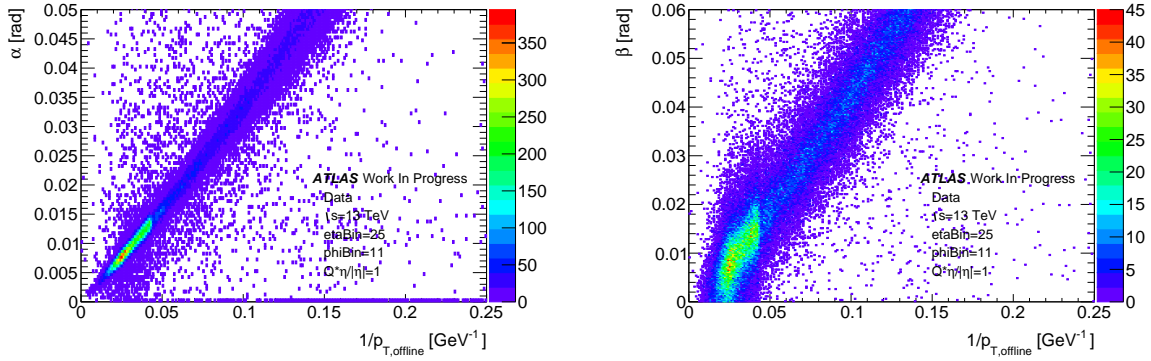
角度 γ から $p_{T,\gamma}$ を計算するために、 $p_{T,\alpha}$ などと同様に Look-Up-Table を以下のように作成した。 γ と $p_{T,\gamma}$ の関係を、

$$\gamma = A \left(\frac{1}{p_{T,\gamma}} \right) + B \left(\frac{1}{p_{T,\gamma}} \right)^2 \quad (5.1)$$

と仮定し、係数 A, B は図5.3(c)の相関分布を後述の方法でフィットすることで決定した。このとき、係数 A, B を (η -bin, ϕ -bin, $Q\eta/|\eta|$) のすべての組み合わせに対して決定しておく。そうすれば、角度 γ と (η -bin, ϕ -bin, $Q\eta/|\eta|$) に対して

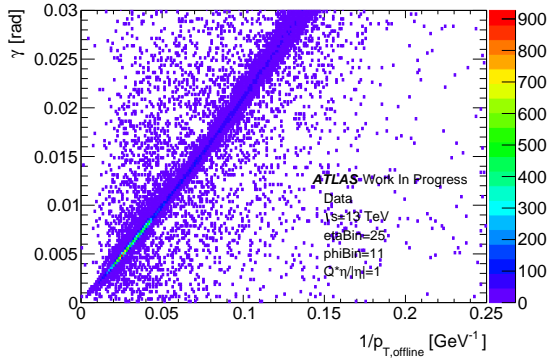
$$\frac{1}{p_{T,\gamma}} = \frac{-A + \sqrt{A^2 + 4B\gamma}}{2B} \quad (5.2)$$

*このことは、表4.1のパラメータを使用してセグメントを再構成しても変わらない



(a) $\alpha-1/p_T$ の二次元分布

(b) $\beta-1/p_T$ の二次元分布



(c) $\gamma-1/p_T$ の二次元分布

図 5.3: η -bin=25, ϕ -bin=11, $Q\eta/|\eta|=1$ のミューオンに対する角度 α, β, γ と $1/p_T$ の相関分布。分布の幅を分布の傾きで割った量 (分布の幅/分布の傾き) が分解能の目安になるので、傾きを揃えて示している。

によって、横運動量 $p_{T,\gamma}$ を計算できる。

式 5.1 における係数 A, B の決定は以下のように行った。一連の操作を図 5.4 にも示した。

1. 図 5.4(a) のように $\gamma-p_{T,\text{offline}}$ の分布を $1/p_{T,\text{offline}}$ の 0.005 GeV^{-1} 幅のビンに分割した。
2. それぞれ p_T の範囲において分布を γ 軸に射影し、 γ に関する分布を作る。
3. 各 $p_{T,\text{offline}}$ の領域で $1/p_{T,\text{offline}}$ の分布の mean をそ p_T -bin の $1/p_T$ とした。また、その p_T の範囲の γ の分布をガウス関数でフィットし、ガウス関数の mean を取り出すことで、その p_T -bin の γ とした。各 p_T -bin について、 γ と $1/p_T$ の関係を求めたものが図 5.4(c) である。
4. 図 5.4(c) のグラフを、 $y = ax + bx^2$ でフィットして得られる係数 a, b を式 5.1 の A, B とした。

5.3 計算した横運動量の評価

CSC を使って計算した角度 γ を変換して得た $p_{T,\gamma}$ と、CSC を使わない従来の手法で求めた $p_{T,\alpha}$ の精度の比較を行う。

p_T の精度を評価するために “ p_T -Residual” という量を導入する。 p_T -Residual の定義は、

$$p_T\text{-Residual} = \frac{1/p_{T,x} - 1/p_{T,\text{offline}}}{1/p_{T,\text{offline}}} \quad (x = \alpha, \gamma) \quad (5.3)$$

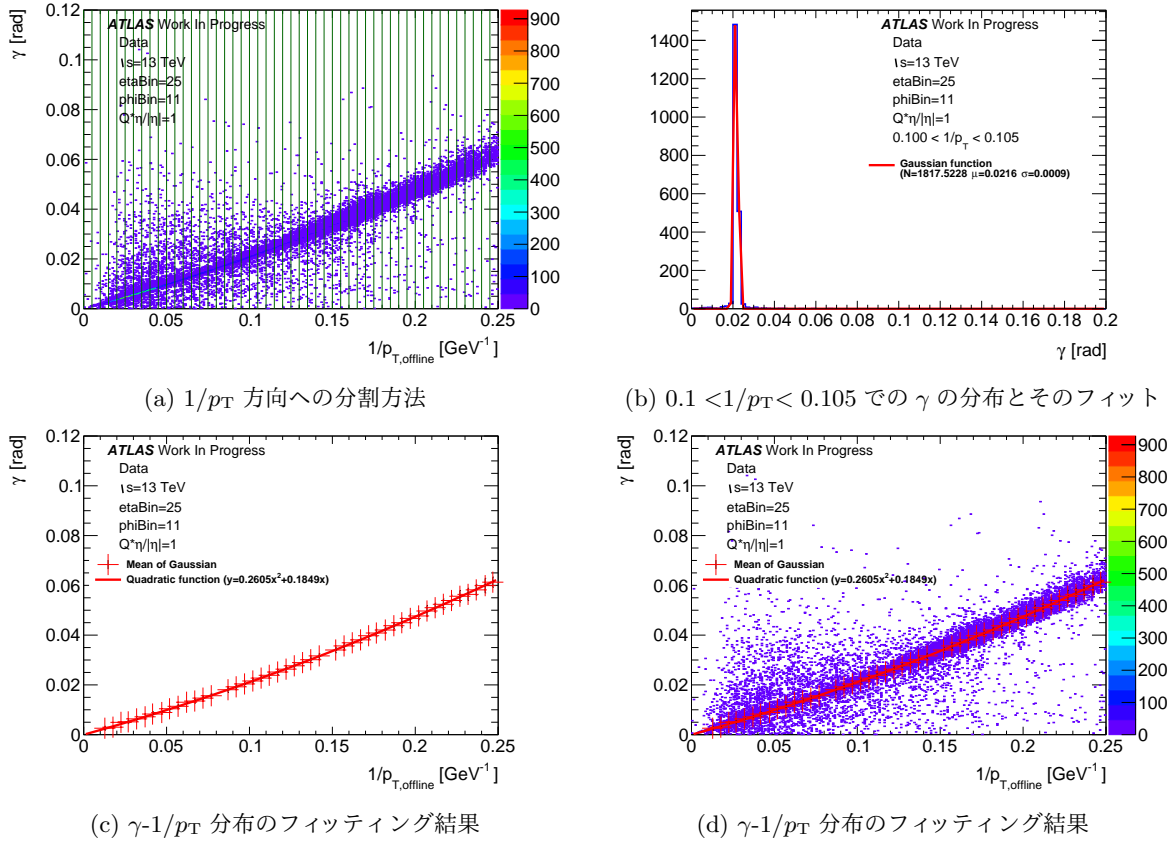


図 5.4: γ - p_T の分布をフィットして式 5.1 の係数を得る手順。(a) $1/p_{T,offline}$ を 0.005 の幅で分割する。(b) 分割した幅の中で、 γ に対して射影をして得たヒストグラムをガウス関数でフィットする。(c) 分割された p_T の範囲内での p_T 分布の mean とガウス関数の mean のグラフを作り、 $y = ax + bx^2$ でフィットする。(d) フィット結果の二次関数と元の 2次元分布を重ねたもの。

とする。ここで、 $p_{T,offline}$ はオフラインで再構成した横運動量である。 p_T -Residual は MuonSA で計算した $1/p_T$ の $1/p_{T,offline}$ に対する相対誤差であり、オフラインでの値に近い p_T を計算できたときほど 0 に近い値をとる。よって、 p_T -Residual の分布を作ったときに、0 付近により鋭いピークを作ったほうがより精度よく p_T を計算できているということになる[†]。

結果を示す前に一つ注意が必要である。検出器の領域 (η, ϕ) によって飛跡の測定には特性があり、角度 γ を使って運動量計算するという考え方は変わらないものの、 p_T を最も精度よく計算するために、領域ごとに異なった調整が必要であった。各領域における調整の詳細については 5.3.3 節で述べ、ここではそのような調整を行ったあとの最終的な結果を、全領域についてまとめたものを示すことにする。

まず $p_{T,\alpha}, p_{T,\gamma}$ に対する p_T -Residual の分布を図 5.5 に示す。ここでは分解能を $p_{T,offline}$ の関数として得たいので、 $p_{T,offline}$ の範囲別に分布を作った。また、 $Q\eta/|\eta|$ に対する依存性も調べたいので、 $Q\eta/|\eta|$ の値ごとに別々に分布を作った。

次に、 p_T -Residual の分布をガウス関数でフィットし、結果として得られるガウス関数の σ を p_T の誤差の指標とみなす。図 5.5 の各 p_T 領域でのガウス関数の σ を、百分率で示したものが図 5.6 である。

図 5.5 と 5.6 から、分解能の特徴として以下の 2 つが見てとれる。

- γ を用いることによって横運動量の分解能が改善していることがわかる。
- $p_{T,\alpha}$ に対して、ミューオンの横運動量が小さいとき $Q\eta/|\eta| = 1$ のほうが -1 の場合よりも分解能が悪い。 $p_{T,\gamma}$ に関しては $Q\eta/|\eta|$ の符号による違いは $p_{T,\alpha}$ と比較して小さい。

[†] オフライン再構成と同じ検出器の同じヒット情報を使って p_T 計算をすれば、実際の精度よりも良い精度に見えてしまう可能性がある。しかし、ここで使用したオフラインミューオンは 2.3 節で述べたコンバインドミューオンである。このミューオンはミューオンシステムだけでなく内部飛跡検出器の情報も使って再構成されているため、そのようなバイアスは軽減されているはずである。

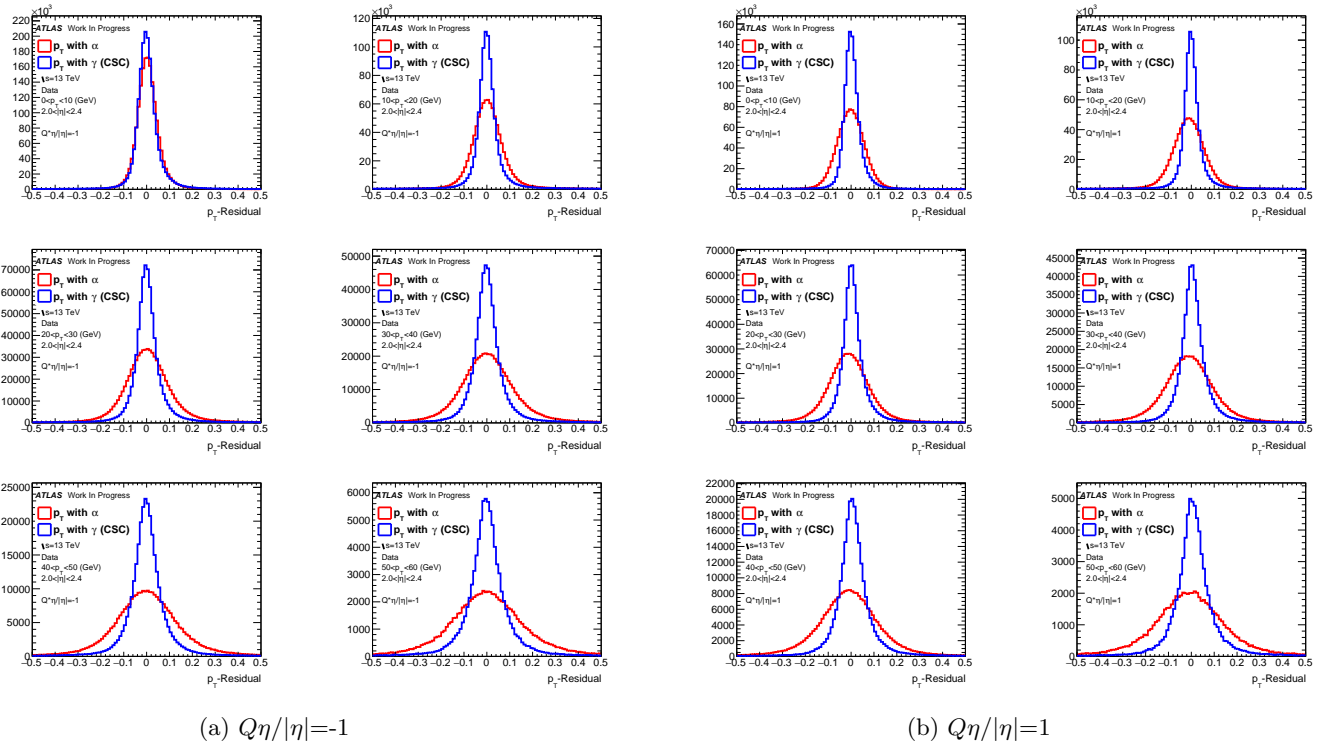


図 5.5: $p_{T,\text{offline}}$ の範囲ごとの p_T -Residual の分布。赤のヒストグラムが $p_{T,\alpha}$ 、青のものが $p_{T,\gamma}$ に対する分布である。ここでは全事象を $Q\eta/|\eta|$ の符号で分けて示している。

これら2つの特徴の要因についての考察を以下の第5.3.1、5.3.2節で述べる。

5.3.1 γ の使用による分解能の改善

γ を使用することで p_T の分解能が改善することを理解するために、飛跡の原点通過の仮定の誤差や、CSCによる位置測定の誤差が、飛跡の曲率半径の誤差にどのように伝搬するのかを考える。

付録Aで取り上げた単純化されたモデルで考えると、飛跡の曲率半径が磁場領域の長さ比べて十分大きい場合、飛跡の原点通過の仮定の誤差の、飛跡の曲率半径の R の誤差への伝播係数は、式 (A.13):

$$\left(\frac{1-s^2}{s}\right)^{-1} \quad (5.4)$$

となる。ここで $s = \sin\theta$ (θ はミューオンの放出角度) である。

一方、CSCでの測定誤差の、飛跡の曲率半径の誤差への伝播係数は、式 (A.17):

$$\left(\sqrt{1-s^2}\right)^{-1} \quad (5.5)$$

となる。

例えば、ミューオンがCSCの中心付近 $(z, r) = (7\text{ m}, 1.5\text{ m})$ に入射した場合のことを考える。式 (5.4) については、

$$\left(\frac{1-s^2}{s}\right)^1 \sim 0.2 \quad (5.6)$$

であり、式 (5.5) については、

$$\left(\sqrt{1-s^2}\right)^1 \sim 1.02 \quad (5.7)$$

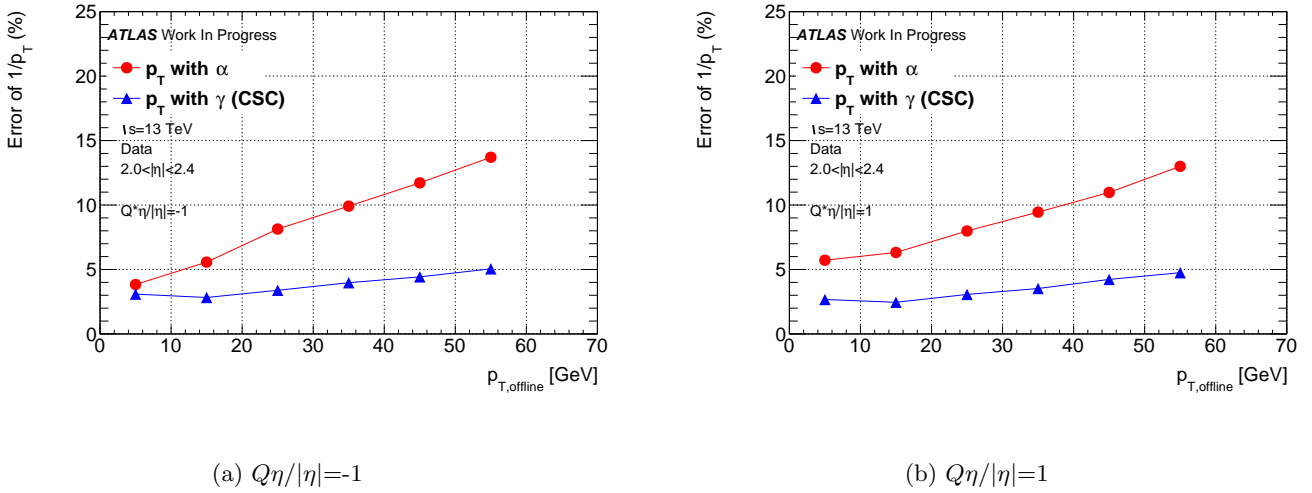


図 5.6: p_T の誤差の大きさの p_T 依存性。赤のグラフが $p_{T,\alpha}$ 、青のものが $p_{T,\gamma}$ である。全事象を $Q\eta/|\eta| = -1, 1$ で分けて示している。

である。飛跡の原点通過の仮定の誤差は、 $\sigma \sim 50$ mm である。これに対し、CSC の飛跡の測定の誤差は $\sigma < 1$ mm なので、式 (5.4)、(5.5) の伝播係数をかけても CSC の使用によって十分に分解能が改善することが分かる。

5.3.2 p_T の分解能の $Q\eta/|\eta|$ 依存性

低い運動量での $p_{T,\alpha}$ の分解能の $Q\eta$ の符号に対する依存性を理解するためには、付録 A の式 (A.13) に注目する。一方、低い運動量での $p_{T,\gamma}$ の分解能の $Q\eta$ の符号に対する依存性を理解するためには、付録 A の式 (A.17) に注目する。それぞれの関数の概形を図 A.2 に示した。

式 (5.4) の関数形は CSC 検出器に対応する s の領域で $s = \sin\theta$ に大きく依存している。運動量が低い場合 $\sin\theta$ は図 A.1 のように $Q\eta$ の符号に依存している。 $Q\eta < 0$ の場合に $\sin\theta$ が小さくなり、式 (A.13) の伝播係数は小さくなる。このように低い運動量での $p_{T,\alpha}$ の分解能の $Q\eta$ に対する依存性を説明できている。

一方、式 (5.5) の関数形は CSC 検出器の領域で $s = \sin\theta$ にはあまり依存していない。よって、 $p_{T,\gamma}$ の分解能が $Q\eta/|\eta|$ に依存しないことが説明できる。

5.3.3 p_T 分解能の ϕ 依存性

すでに $p_{T,\alpha}$, $p_{T,\gamma}$ の分解能を示したが、分解能はミューオンの飛跡の ϕ に依存する。このことは ATLAS 検出器が軸対称ではないためであると考えられる。この節では検出器の ϕ 領域ごとの運動量分解能を示し、それらの ϕ 依存性の原因を ATLAS 検出器の構造に基づいて議論する。

まず、分解能の ϕ 依存性について調べるために、ATLAS 検出器の対称性を考慮した図 3.9 の ϕ -bin を考える[†]。 ϕ -bin が同じであれば ATLAS の対称性によって検出器構造が同じなので、分解能の振る舞いは同じと考えられる。なので分解能の ϕ 依存性として、 ϕ -bin 依存性を調べることにする。

分解能の ϕ 依存性について議論するためにまず、飛跡の位置の測定のためにどの検出器の情報を使用するかについて注意が必要である。前述のように角度 α, γ を計算するためには飛跡の検出器の位置での座標 (r, z) を使用する。

ところが図 5.7 に示したように、MDT または CSC の η -strips による測定では飛跡の x - y 平面内の位置を tube や strip に垂直な方向に射影した量 r_0 を測定する。これは円筒座標における $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ とは異

[†]Look-Up-Table を作成するとき領域分割に使用した変数である。

なる。円筒座標系における r は測定量 r_0, ϕ を用いて次の式で与えられる。

$$r = \frac{r_0}{\cos(\phi - \phi_0)} \quad (5.8)$$

また、 r_0, ϕ の誤差の r の誤差への伝播を表す式は、

$$\sigma_r^2 = \left(\frac{\partial r}{\partial r_0}\right)^2 \sigma_{r_0}^2 + \left(\frac{\partial r}{\partial \phi}\right)^2 \sigma_\phi^2 \quad (5.9)$$

$$= \frac{\sigma_{r_0}^2}{\cos^2(\phi - \phi_0)} + r_0^2 \cdot \left(\frac{\sin(\phi - \phi_0)}{\cos^2(\phi - \phi_0)}\right)^2 \cdot \sigma_\phi^2 \quad (5.10)$$

$$\sim (1 + (\phi - \phi_0)^2) \cdot \sigma_{r_0}^2 + (\phi - \phi_0)^2 \cdot \sigma_\phi^2 \quad (5.11)$$

と与えられる。 $(\phi - \phi_0)^2$ が大きくなるというのはチェンバーの中心から離れるということなので、上の式はチェンバーの中心から離れるほど r_0 と r の差は大きくなり、 ϕ 測定の誤差の影響を受けやすいということの意味している。



図 5.7: r, r_0, ϕ_0 と SuperPoint 決定時の ϕ 座標の使用。SuperPoint の定義のためには r を使用するが、CSC の η -strips や MDT の情報からは r_0 しか得られない。

次に、ミューオンの飛跡の ϕ 情報をどのように得るかについて説明する。エンドキャップのミューオン検出器のインナー・ミドル・アウトターの各ステーションにおいて利用可能な ϕ 情報は以下のようになっている。

- インナー： $1.05 < |\eta| < 1.9$ の範囲では EI/FI と呼ばれる TGC の strip による測定。 $2.0 < |\eta| < 2.7$ の範囲では CSC の ϕ -strips による測定。
- ミドル： TGC の strip による測定。
- アウター： ϕ 方向の測定ができる検出器がない。よって利用できるのはミドルステーションの TGC による ϕ_{middle} や $d\phi/dz|_{\text{middle}}$ からの推定。

現在の MuonSA ではアウトーステーションでの ϕ を推定するために以下の式を用いている。

$$\phi_{\text{outer}} = \phi_{\text{middle}} + \left. \frac{d\phi}{dz} \right|_{\text{middle}} \cdot (z_{\text{outer}} - z_{\text{middle}}). \quad (5.12)$$

ここで、 $z_{\text{outer}}, z_{\text{middle}}$ はアウトター・ミドルステーションの z 座標である。

しかし、計算された $d\phi/dz$ の値には問題があることがわかっている。これは図 5.8 のように $d\phi/dz$ の分布を調べてみるとわかる。シミュレーションで得られるミューオンの真の飛跡の $d\phi/dz$ の分布は複数のピークを持っていない 5.8(b)、にもかかわらず TGC によって再構成を行うと図 5.8(a) のように複数のピークが現れる。これは TGC の情報をもちいて計算した $d\phi/dz$ が真の値とずれていることを意味する。

また、ピークの間隔は TGC のストリップのチャンネル間隔を TGC の第 1 層と第 3 層の間の距離で割った量と一致するので、 $d\phi/dz$ が真の値からずれるのは TGC のストリップ構造に起因するものと考えられる。

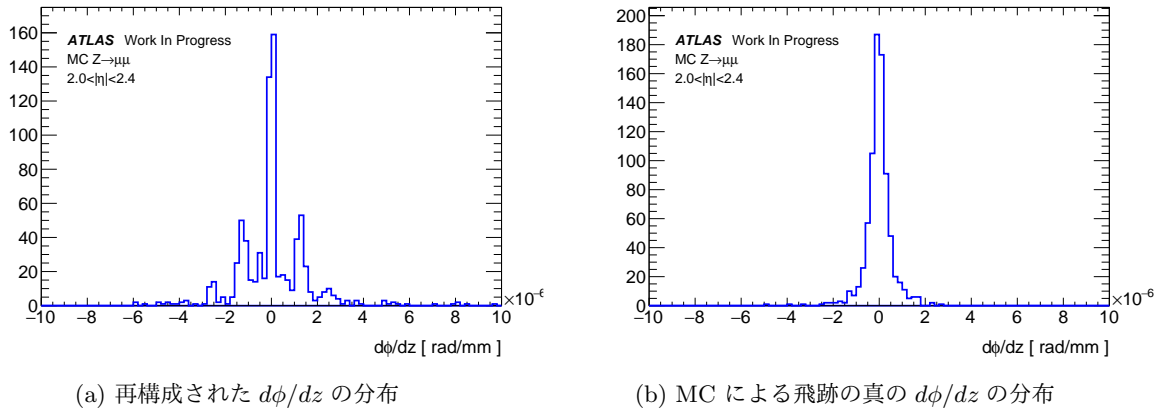


図 5.8: $d\phi/dz$ のフォワード部における分布。(a) 再構成された $d\phi/dz$ 。(b) MC による真の $d\phi/dz$ ([14] を参考に作成)

このような $d\phi/dz$ の問題は式 5.12, 5.8 からわかるように、アウトーステーションでの飛跡の r 座標の再構成の問題につながる。これはさらに γ , $p_{T,\gamma}$ の真の値からのずれにつながる。実際に図 5.9 のように p_T -Residual の p_T に対する分布を見ると $p_{T,\gamma}$ が $p_{T,offline}$ とずれる成分が出てきてしまうのがわかる。

そこで、チェンバーの端領域を通過したミュオンで、再構成された $|d\phi/dz| > 0.75 \times 10^{-6}$ を満たすもの(中央のピークの外にいるもの)については γ の計算方法を変えることにした。変更後は、アウトーステーションでの SuperPoint は使用せずに、CSC で再構成した飛跡の位置情報、ミドルステーションで再構成した飛跡の位置と角度を使用して角度 γ を計算することにした。

このようにアウトーステーションの情報を使用せずに得られた $p_{T,\gamma}$ に対する p_T -Residual の分布を図 5.10(b) に示す。図 5.10(a) には比較のため、同じミュオンに対してアウトーステーションの SuperPoint を使用して計算した $p_{T,\gamma}$ の Residual 分布を示している。

図 5.10(b) では $d\phi/dz$ がずれてしまっても $p_{T,offline}$ から大きくずれることはない。ただし、ミドルステーションで再構成した飛跡の角度は、ミドルとアウトーステーションでの飛跡の位置を結んで得た直線の傾きとして再構成するよりも精度が落ちる。このため、 $p_{T,\gamma}$ の精度は低下してしまい、図 5.9(b) の p_T -Residual 分布の 0 周辺のピークよりも幅が広がっている。

以上のように、 ϕ 領域に応じて定義の異なった γ を使用して $p_{T,\gamma}$ を計算する。

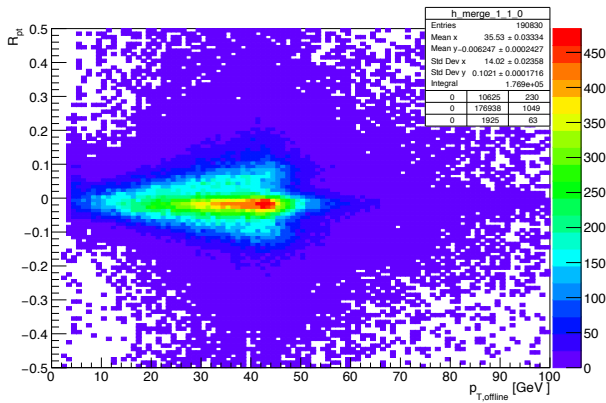
図 5.11, 5.12 に ϕ -bin ごとの p_T -Residual の分布を示した。更に、 p_T -Residual の分布をガウスフィットして p_T の分解能に直した結果を、図 5.13, 5.14 に示す。

図 5.13, 5.14 からわかる分解能の ϕ 依存性の特徴のひとつは、 ϕ -bin が $2 \rightarrow 4 \rightarrow 6, 6 \rightarrow 8 \rightarrow 10$ と変化するにしたがって分解能が悪くなるということである。

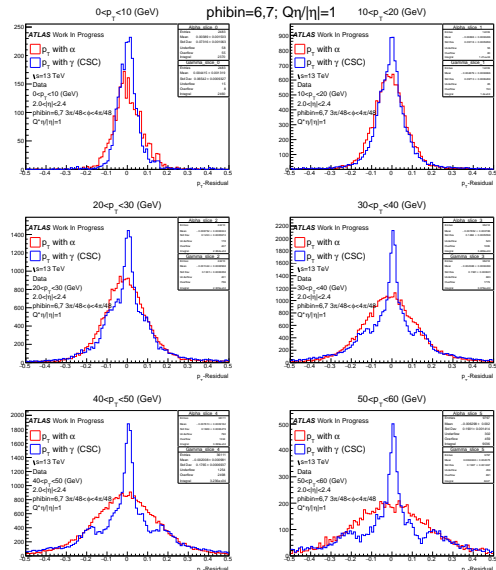
これはチェンバーの端に近づくにつれて分解能が悪くなるということの意味しているが、考えられる原因として以下のようなものが挙げられる。

1. ϕ -bin=3 に関しては TGC による $|d\phi/dz| > 0.75 \times 10^{-6}$ のときにアウトーステーションを使用しない γ の決定を行っているので他の領域より分解能が悪くなっている。
2. チェンバーの端の領域では飛跡の ϕ 座標の測定が α, γ といった角度の測定に必要なっており、 ϕ 測定の精度が悪い。
3. 検出器のアラインメントが回転するようにならざるために、計算された γ が実際の γ からずれる。この場合、同じ ϕ -bin 内でもチェンバーごとに γ と p_T の関係が変わってしまう。結果として p_T -Residual 分布に異なったオフセットがかかるため、全体として分解能が悪く見える。

また、 ϕ -bin=0 の場合がチェンバーの中央であるにも関わらず、 ϕ -bin=1 よりも分解能が悪くなっているのはトロイドマグネットの物質量が原因であると考えられる。



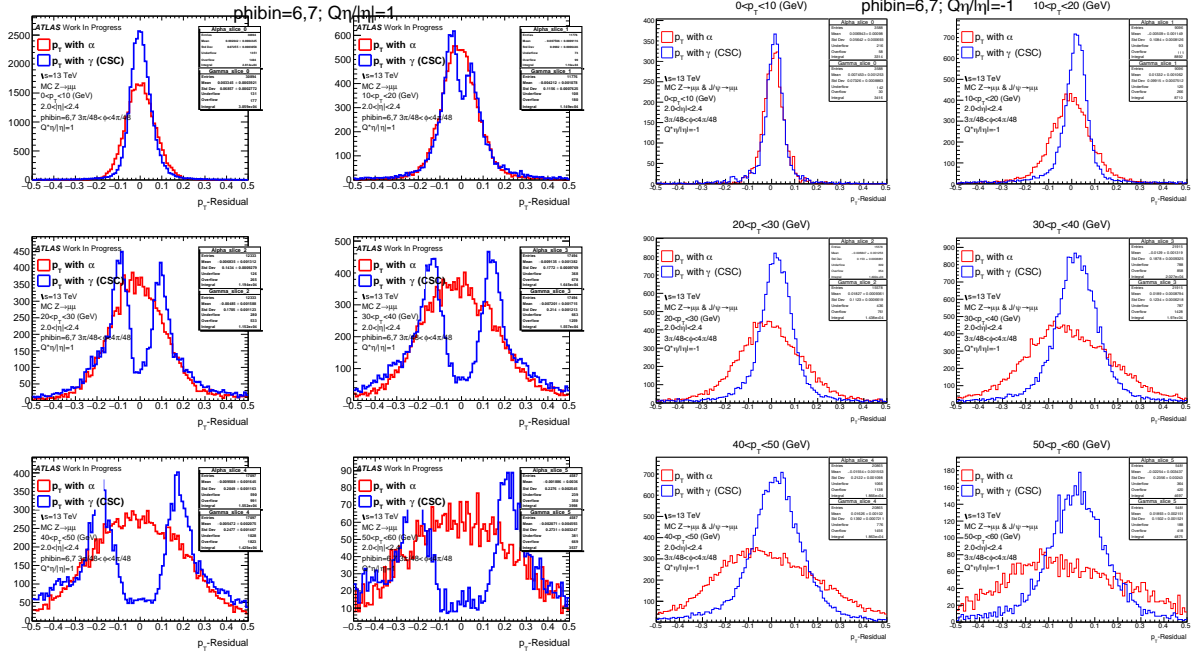
(a) p_T -Residual 対 $1/p_T$ の分布



(b) 各 p_T 領域での p_T -Residual の分布

図 5.9: チェンバーの端の部分を通じたミューオンの p_T -Residual の p_T に対する分布。(a) p_T が大きくなるに従って p_T -Residual が 0 から離れていく成分は図 5.8(a) の $|d\phi/dz| = 1.5 \times 10^{-6}$ 周辺のピークに対応する。(b) にもこれに対応するピークが中央より外側の部分に現れている。

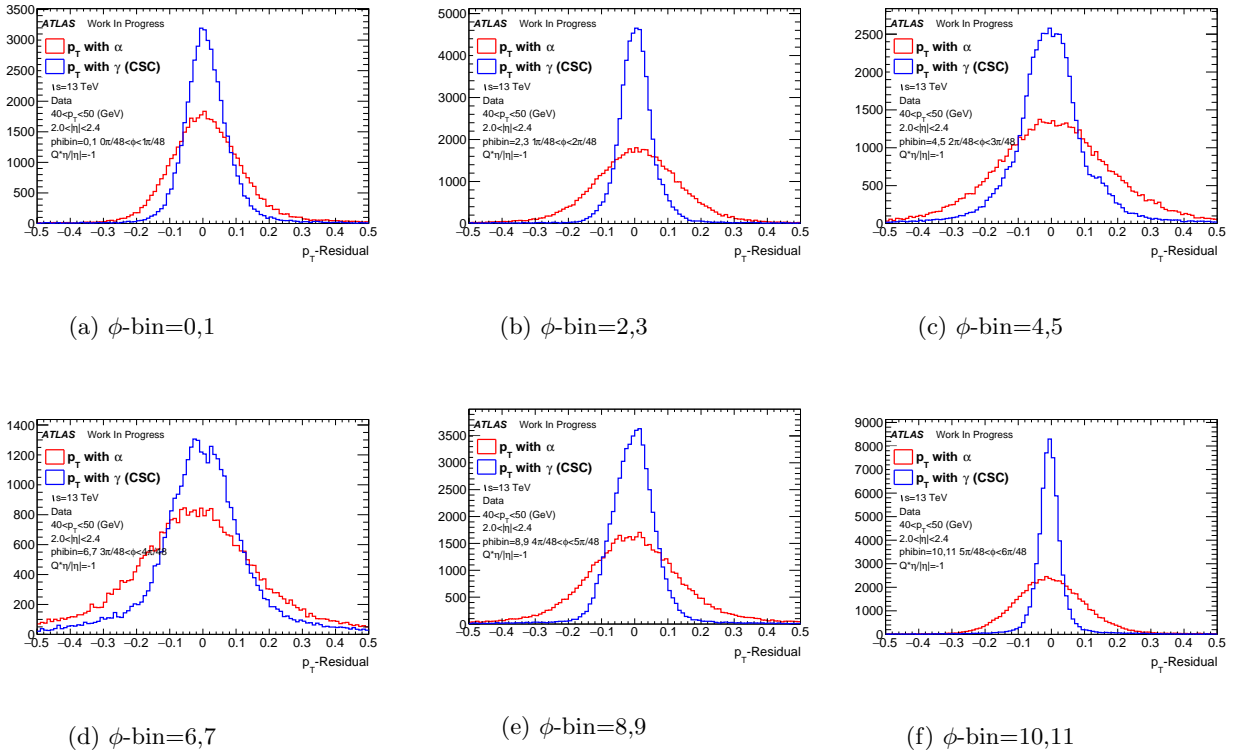
図 5.13、5.14 では特に 3 つ目に挙げたような異なったオフセットがかかった成分を含んでいるようにみえる。検出器のアラインメント情報を取得し、より正確な γ を計算するようにすれば、分解能は更に向上すると期待できる。



(a) アウターの SuperPoint を使用

(b) アウターの SuperPoint を使用しない

図 5.10: チェンバーの端を通過するミュオンで、 $|d\phi/dz| > 0.75 \times 10^{-6}$ を満たすものの p_T -Residual の分布。(a) はアウターステーションの SuperPoint を使った場合。(b) ではアウターステーションの SuperPoint を使わない場合。



(a) ϕ -bin=0,1

(b) ϕ -bin=2,3

(c) ϕ -bin=4,5

(d) ϕ -bin=6,7

(e) ϕ -bin=8,9

(f) ϕ -bin=10,11

図 5.11: フォワード部での各 ϕ 領域での p_T -Residual の分布。 $Q^2/|\eta|=-1$, $40 < p_T < 50$ GeV のミュオンについて示している。

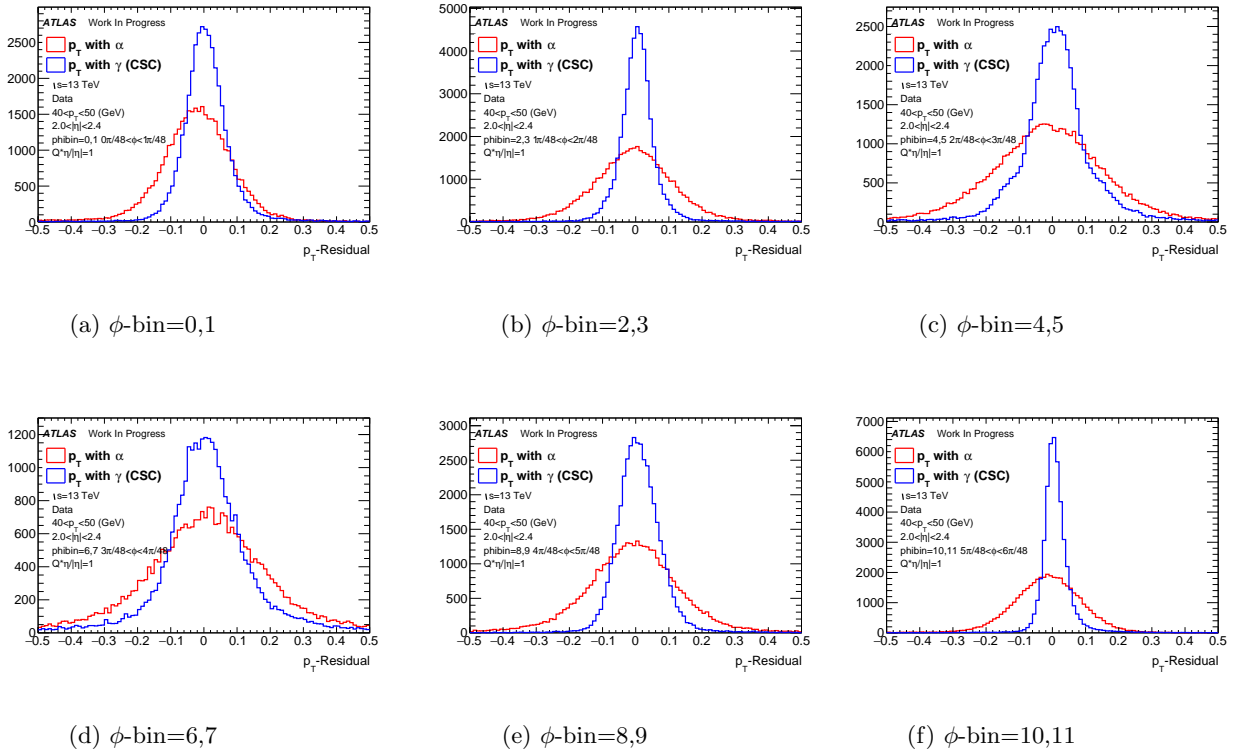


図 5.12: フォワード部での各 ϕ 領域での p_T -Residual の分布。 $Q\eta/|\eta|=1$, $40 < p_T < 50$ GeV のミュオンについて示している。

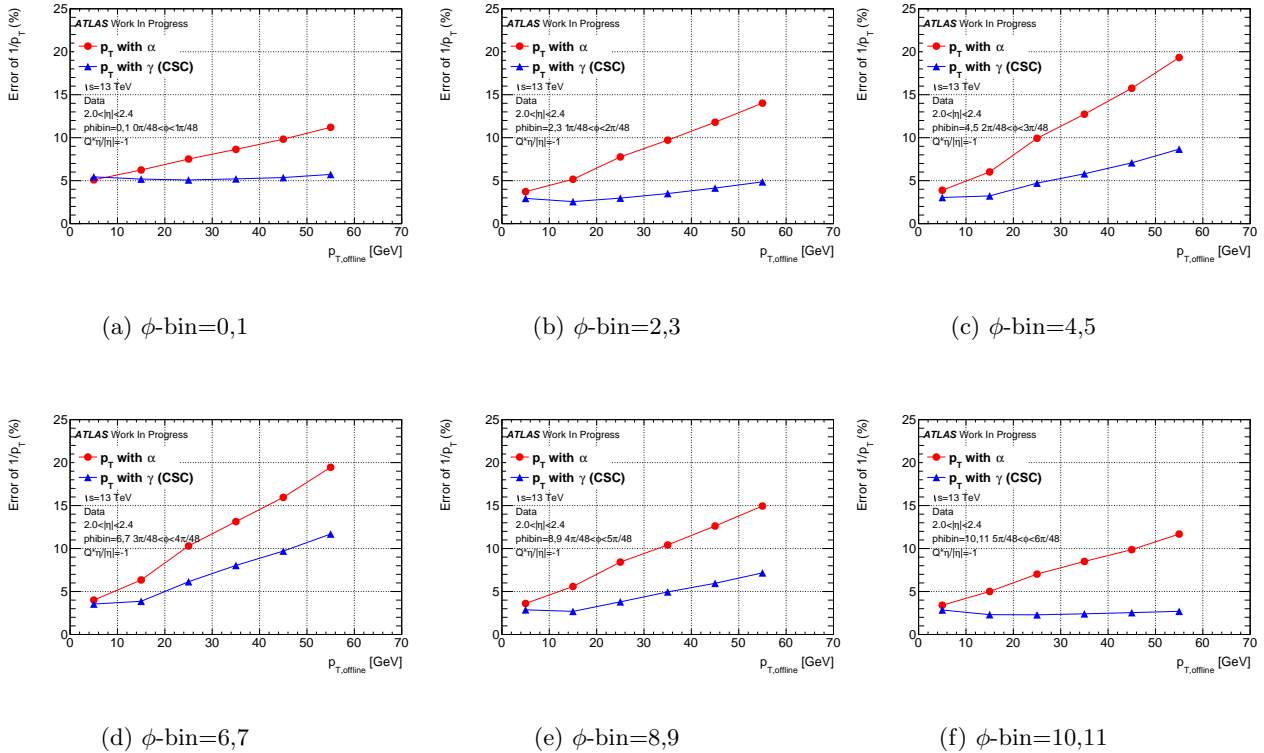
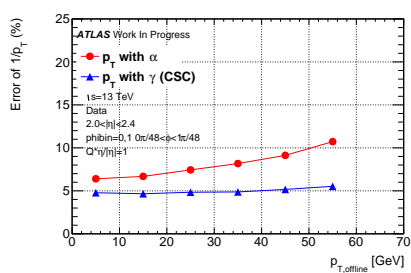
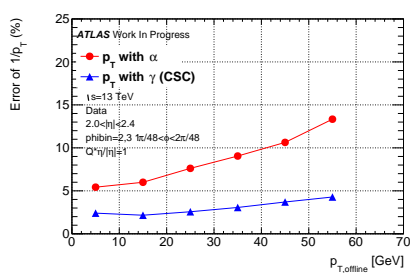


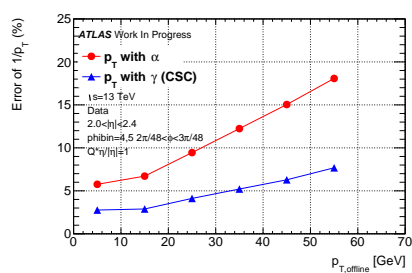
図 5.13: フォワード部での各 ϕ 領域での p_T の分解能。 $Q\eta/|\eta|=-1$ のミュオン。



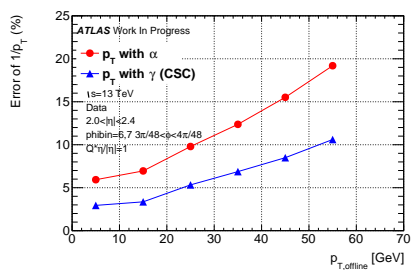
(a) ϕ -bin=0,1



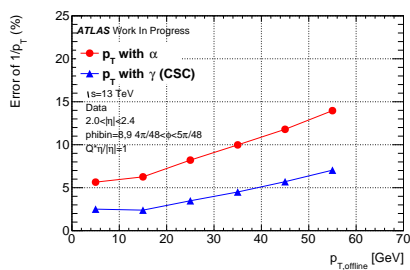
(b) ϕ -bin=2,3



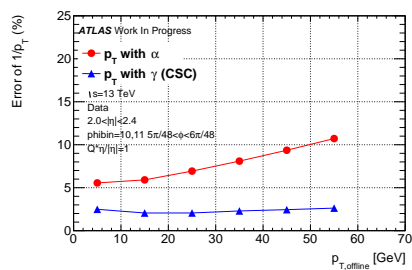
(c) ϕ -bin=4,5



(d) ϕ -bin=6,7



(e) ϕ -bin=8,9



(f) ϕ -bin=10,11

図 5.14: フォワード部での各 ϕ 領域での p_T の分解能。 $Q\eta/|\eta|=1$ のミューオン。

第6章 CSCの情報をを使用したトリガー判定

この章では、第5章で開発した横運動量 (p_T) 計算のアルゴリズムで得られる p_T トリガー判定を行った場合の、トリガーの性能を評価する。トリガー性能として特に重要なものは (i) トリガー効率 (ii) トリガー発行レート、である。(i) は横運動量の閾値以上の取得すべきミューオンをどの程度確実にトリガーできるかを表す量で、高く保つ必要がある。(ii) は発行するトリガーの頻度のことで、必要のない事象を抑制できていれば、後段のアルゴリズムへの負荷を抑えることができる。以下 (i)(ii) についてそれぞれ述べる。

トリガー効率とトリガーレートを測定するトリガーチェインを以下の表 6.1 に挙げておいた。表 6.1 では、各トリガーチェインについてレベル 1 の閾値、フォワード領域での MuonSA の閾値、Event Filter の閾値をまとめた。

表 6.1: 測定するトリガーチェインと閾値

チェイン	レベル 1	MuonSA の閾値@フォワード (GeV)	EF の閾値@フォワード (GeV)
HLT_mu4	L1_MU4	3.41	3.78
HLT_mu6	L1_MU6	5.14	5.64
HLT_mu20	L1_MU20	15.87	19.19

6.1 トリガー効率の変化

この節では、開発した p_T 計算手法を MuonSA に導入することによってトリガー効率がどのように変化するかを調べる。具体的には以下の2点を確認する。(i) 閾値以上のミューオンに対してトリガー効率を維持すること。(ii) 閾値以下のミューオンに対してはトリガーを発行する割合を削減すること。

6.1.1 Tag & Probe 法によるトリガー効率の測定

測定したいトリガー効率は、ミューオンを含む事象に対するトリガー効率ではなく、ミューオンそのものに対するトリガー効率である。すなわち、事象中にミューオンが複数あればそれぞれのミューオンに対するトリガー判定結果を調べ、その効率を測定する。よって、トリガー効率 ϵ_{trig} の定義を、

$$\epsilon_{\text{trig}} = \frac{\text{トリガーをパスしたオフラインミューオンの数}}{\text{オフラインミューオンの数}}$$

とする。

ここでは、レベル 1 をパスしたミューオンに対して MuonSA の効率を測定したいので、分母・分子をレベル 1 をパスしたオフラインミューオンに限って、

$$\epsilon_{\text{trig,SA}} = \frac{\text{MuonSA をパスしたオフラインミューオンの数}}{\text{レベル 1 トリガーをパスしたオフラインミューオンの数}}$$

とする。

トリガーの効率測定において気をつけるべきバイアスがある。効率を測定したいトリガーの発行を要求して取得した事象では、少なくとも一つのミューオンに対してトリガーが発行されている。そのようにして

表 6.2: 比較するトリガー判定条件

		判定条件の定義
(I)	従来の MuonSA	$ \eta > 2.0$ では CSC が使われていないので、 $p_{T,\alpha}, p_{T,TGC}$ のみが使われている。
(II)	CSC の p_T を使用した場合の MuonSA	CSC の p_T が計算できた場合は CSC の p_T で判定を行う。使用できない場合は、従来の p_T で判定をおこなう。ただし、ミューオンがチェンバーの端の部分を通った場合は、非効率が見えたので従来の p_T でトリガー判定をした。
(III)	CSC とのコインシデンスを要求する場合の MuonSA	CSC のセグメントを再構成できていることをトリガー通過に要求する。 p_T による判定は (II) と同じである。CSC のセグメント再構成効率は図 4.11(b) のように場所に依存するため、再構成効率が 90% 以上の RoI においてのみコインシデンスを要求する。

集めた事象中のミューオンを使用して効率を測定しようとする、ミューオンが存在するにも関わらず、トリガーを発行できなかった事象は調べないことになるため、効率を高め計算してしまう。

このバイアスを回避するために、Tag & Probe 法と呼ばれる方法を使用する。Tag & Probe では、 Z や J/ψ の崩壊で生じた 2 つのミューオンを使用する。崩壊で生じた 2 つのミューオンのうち、片方のミューオンが事象選択のトリガーと同じトリガーを発行した場合に、もう一方のミューオンを効率測定に用いることによって前述のバイアスを回避する。トリガーを発行した方のミューオンを Tag と呼び、効率測定に使用する方のミューオンを Probe と呼ぶ。両方のミューオンがトリガーを発行した場合、両方のミューオンを Probe として効率測定に使用する。

Z と J/ψ は質量が異なるため、これらが崩壊してできるミューオンの運動量領域も異なる。使用するため、効率よく統計量を集められる運動量領域が異なる。20 GeV 以上の高い運動量のミューオンに対する効率の測定は、 Z の崩壊で生じたミューオンをもちいた Tag & Probe 法で行う。一方、数 GeV の低い運動量のミューオンに対する効率の測定は、 J/ψ の崩壊で生じたミューオンをもちいた Tag & Probe 法で行う。 Z や J/ψ を使用する Tag & Probe をここでは Z Tag & Probe, J/ψ Tag & Probe と呼ぶ

6.1.2 トリガー効率の測定結果

CSC を使用した場合の MuonSA のトリガー効率を評価する際、表 6.2 に挙げた判定条件でのトリガー効率を測定し、比較する。3.2.1 節の表 3.6 で説明したフェイクレベル 1 トリガーの削減には、インナーセッションの検出器とのコインシデンスを要求することが有効である。

$|\eta| > 2.0$ の MuonSA においても、CSC とのコインシデンスを要求することでフェイクトリガーを削減できると予想できるので、表 6.2 の (III) の判定条件も効率を測定する。

CSC を使用した場合の MuonSA のトリガー効率

Z Tag & Probe によって測定した MuonSA の効率の p_T に対する依存性を図 6.1 に示した。また、 J/ψ Tag & Probe によって測定した MuonSA の効率の p_T 依存性を図 6.2 に示した。これらのグラフでは CSC の使用による変化を見るために、 $|\eta| > 2.0$ のミューオンに限って効率を測定している。

閾値以上で効率が平坦になる p_T 領域のことを plateau と呼ぶ。図 6.1 から、HLT_mu6, mu20 に対してそれぞれ plateau での効率を維持していることがわかる。

図 6.1(b) からわかるように、HLT_mu20 では閾値付近の効率が変化している。また、図 6.1(a) では、 Z ボソン由来のミューオンが HLT_mu6 の閾値付近で少なく、変化があまり見えない。 J/ψ Tag & Probe に

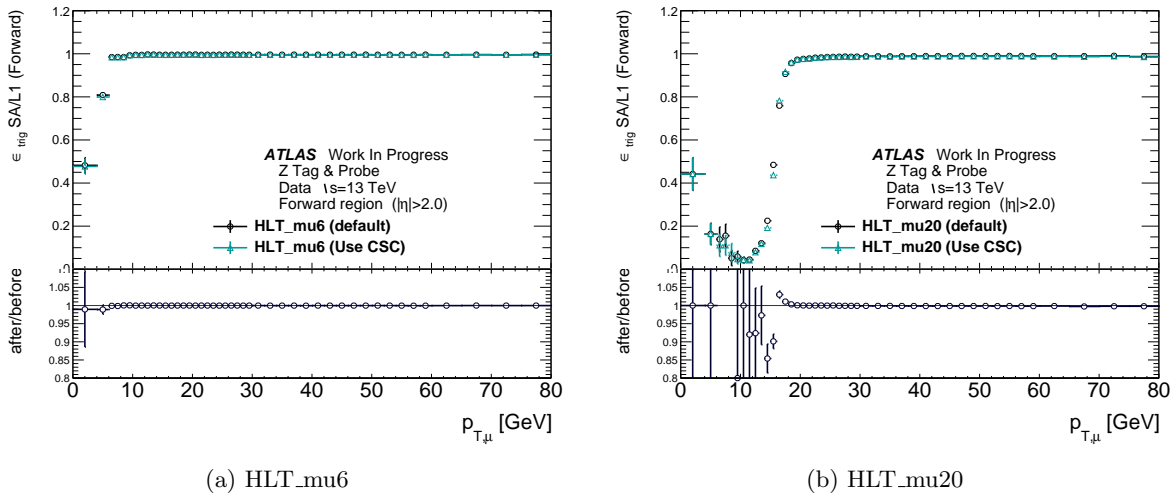


図 6.1: Z Tag & Probe で計算した、 $|\eta| > 2.0$ のミュオンに対する MuonSA のトリガー効率。黒のグラフが CSC を使用せずにトリガー判定をした場合の効率。緑が CSC を使った場合の MuonSA の効率である。下のグラフは緑と黒の効率の比である。

よる測定結果である図 6.2(a) からは、HLT_mu6 でも CSC を導入によって閾値前後の効率の振る舞いに変化することがわかる。

閾値付近での効率の変化の特徴は次の 2 点である。

1. 閾値の少し上では CSC をトリガー判定に使用したほうが効率が向上もしくはもとの効率を維持している。
2. 閾値の少し下では CSC をトリガー判定に使用したほうが効率が減少している。
3. 閾値より p_T が低い領域で一旦効率が下がるが、更に低い p_T の領域では再び効率が上がる。 p_T が 0 GeV に近づくにつれ、従来のトリガー判定方法と CSC を使った判定は同程度の効率になる。

特徴 1 に関しては最も変化の大きいビンで HLT_mu6 に対して 1%程度、mu20 に対して 3%程度効率が上がっている。特徴 2 に関しては最も変化の大きいビンで HLT_mu6 に対して 5%程度、mu20 に対して 15%程度効率が下がっている。特徴 1、2 は p_T の分解能が改善している効果が現れた結果である。HLT_mu20 のほうが mu6 よりも変化が大きいのは、高い p_T での分解能の改善がより大きいためである。特徴 3 に対する考察はこの節の末尾で行う。

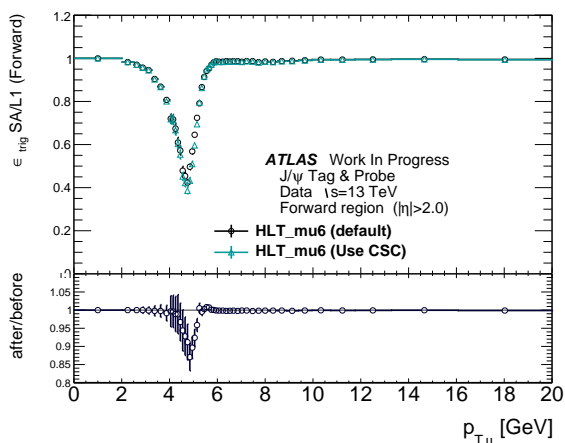
次に plateau における効率の η や ϕ に対する依存性を調べる。これには、plateau 領域のミュオンを効率よく使用したいため、 Z Tag & Probe によって計算する。

効率の η 依存性を図 6.3 に、 $|\eta| > 2.0$ のミュオンに限った場合の効率の ϕ 依存性を図 6.4 に示した。いずれも CSC を使用してもトリガー効率を保っている。図 6.4 の効率の ϕ 依存性を見ると周期構造が見えるが、この構造の由来についてはわかっていない。

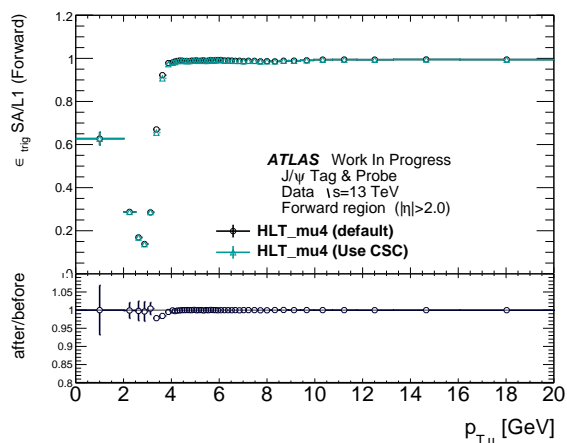
CSC とのコインシデンスを要求する場合の MuonSA のトリガー効率

CSC とのコインシデンスを要求する場合の MuonSA の効率の測定結果を図 6.5 に示した。図 6.5 からわかるように、CSC とのコインシデンスを要求すると、plateau に達するのは約 10 GeV で、plateau での効率は約 97%となる。

また、HLT_mu20 の MuonSA の効率は $p_T \sim 0$ GeV の領域で、CSC を要求しない場合の約 60%となっている。一方、HLT_mu6 では Z と J/ψ Tag & Probe の両方で効率を計算した。低い p_T の領域での効率の振る舞いは両者で異なっており、 Z Tag & Probe の場合は従来の効率に比べて 80%程度になっているのに

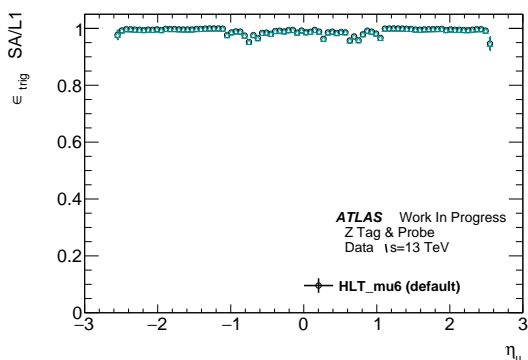


(a) HLT_mu6

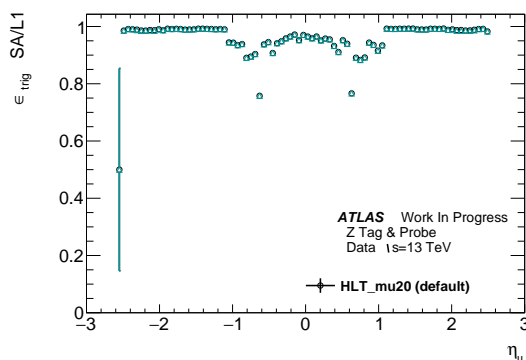


(b) HLT_mu4

図 6.2: J/ψ Tag & Probe で計算した、 $|\eta| > 2.0$ のミュオンに対する MuonSA のトリガー効率。黒が CSC を使用せずにトリガー判定をした場合の効率。緑が CSC を使用した場合の効率。下のグラフは緑と黒の比を表す。

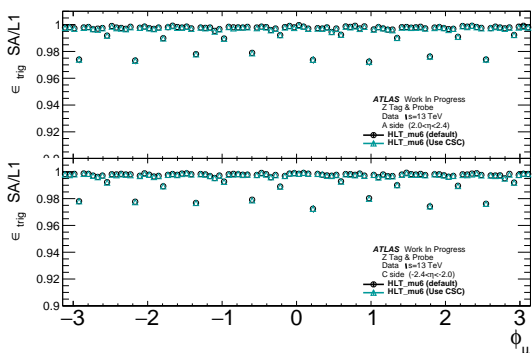


(a) HLT_mu6

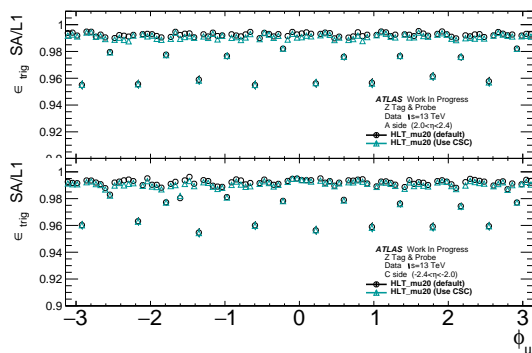


(b) HLT_mu20

図 6.3: Z Tag & Probe で計算した、plateau における MuonSA のトリガー効率の η 依存性。黒のグラフが CSC を使用せずにトリガー判定をした場合の効率。緑が CSC を使った場合の MuonSA の効率である。

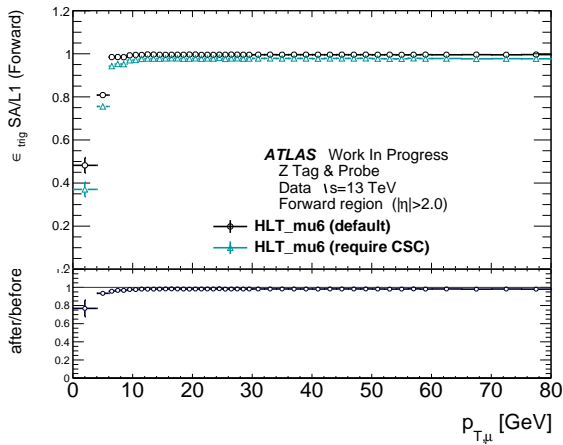


(a) HLT_mu6

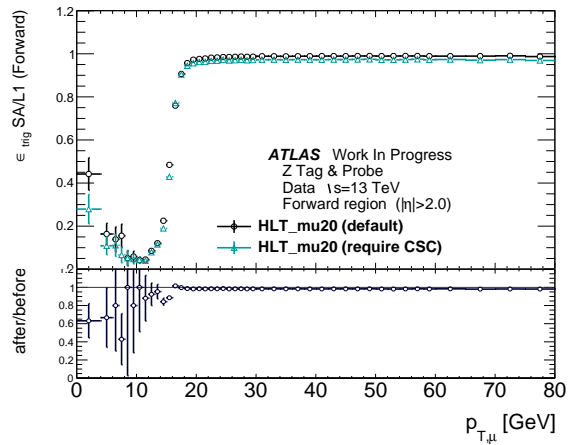


(b) HLT_mu20

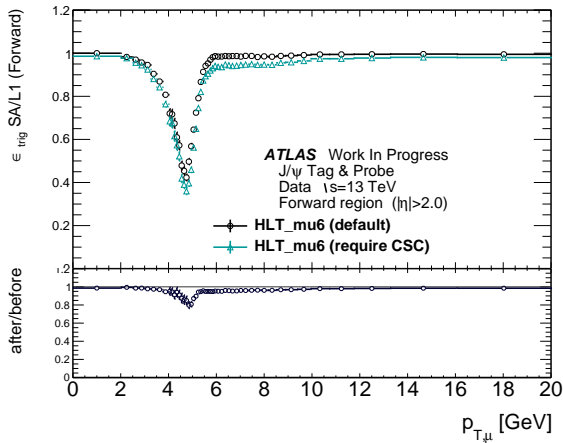
図 6.4: Z Tag & Probe で計算した、plateau における MuonSA のトリガー効率の ϕ 依存性。 $|\eta| > 2.0$ のミュオンに対する効率。上のグラフは A-side、下のグラフは C-side での効率を示している。黒のグラフが CSC を使用せずにトリガー判定をした場合の効率。緑が CSC を使った場合の MuonSA の効率である。



(a) HLT_mu6 (Z Tag & Probe)



(b) HLT_mu20 (Z Tag & Probe)



(c) HLT_mu6 (J/ψ Tag & Probe)

図 6.5: CSC とのコインシデンスした場合の MuonSA のトリガー効率の p_T 依存性。 $|\eta| > 2.0$ のミュオンに対する効率を示している。 HLT_mu6 に対しては Z と J/ψ の Tag & Probe 両方について示した。 黒のグラフが従来のトリガー効率。 緑が CSC とのコインシデンスを要求した場合の MuonSA の効率である。 下のグラフは緑と黒の効率の比である。

対して、 J/ψ Tag & Probe の場合は従来の効率からの変化が見られず、 100%に近い効率になっている。 この理由を以下で考察する。

低い p_T でのトリガー効率のふるまい

しきい値付近での効率の変化の特徴 3 としてあげた、 閾値より低い p_T のミュオンに対して MuonSA のトリガー効率が再び上がる現象については次のように考えられる。 低い運動量のミュオンは、 ソレノイド磁場、 multiple scattering、 トロイド磁場によって大きく曲げられる。 低い p_T を持つにも関わらずレベル 1 トリガーを通過するミュオンは、 図 6.6 のようにミドルステーションに到達したときの飛跡が原点からまっすぐ出てきた方向を向いたものと考えられる。 このようなミュオンは、 ミドルステーションの情報のみでは高い運動量のミュオンと区別がつかない。

しかし、 このようなミュオンは運動量が低いためにミュオンシステム内のトロイド磁場で曲がっているはずで、 インナーステーションの情報を使えばその曲がりを測定でき、 p_T を低い値として計算できるはずである。 図 6.1、 6.2 に示した低い p_T での効率が、 ふたつのアルゴリズムに対して変化していないということは、 CSC のセグメントが再構成できておらず、 そもそも新しいアルゴリズムによる p_T 計算がで

きていないと予想できる。

図 6.5 の Z Tag & Probe での測定結果のように、CSC とのコインシデンスを要求することで 0 GeV 付近での効率が減少したということは、 p_T が低いにも関わらずレベル 1 をパスしてきたようなミューオンに対しては CSC のセグメントが再構成できていないことを示している。3.2.2 節で説明したように、CSC のセグメント再構成はロードの周囲で行われる。 p_T が低いにも関わらずレベル 1 トリガーを通過してくるようなミューオンに対しては、ミドルステーションのみで計算する p_T は誤差が大きくなる。この場合ロードの精度が悪くなるため、結果として CSC のヒットを正しく収集できず、セグメントが計算できていない可能性がある。この場合、 $p_{T,\alpha}, p_{T,TGC}$ によって判定が行われるが、これらの p_T は閾値より高い値となってしまう。

一方、 J/ψ Tag & Probe では低い p_T のミューオンでもセグメントが再構成されているにも関わらず、トリガーを発行してしまっている。 J/ψ は強い相互作用や B メソンの崩壊によって生成するため、周囲にジェットを伴うと考えられる。ジェットの一部の荷電粒子がカロリメータから漏れ出してくることで、CSC 内に飛跡を作ったものを検出してしまった可能性がある。節で述べたように、ロードに最も近い CSC のセグメントを選んでいるので、複数のセグメントがあった場合、ト $p_{T,CSC}$ はミドルステーションのみで測定した $p_{T,TGC}$ に近くなるセグメントが選ばれるバイアスがかかる可能性がある。この場合、ミドルステーションのみで測定している $p_{T,TGC}$ は高い値となっているので、CSC を使用した場合でも p_T を高く計算してしまう。ただしこれはあくまで予想であり、今後低い p_T での効率の振る舞いについては詳しく調べる必要がある。

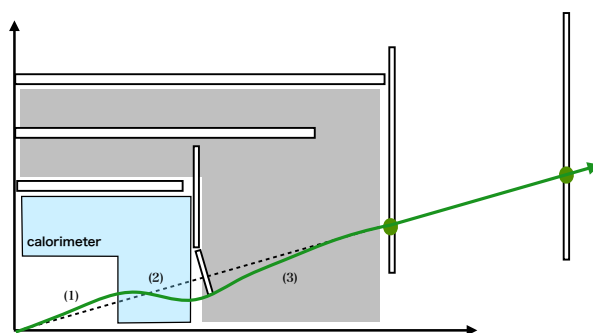


図 6.6: 低い運動量のミューオンは (1) ソレノイド磁場によって曲がり、(2) カロリメータを始めとする物質による multiple scattering で曲がり、(3) 最後にトロイド磁場によって曲がる。(2) の multiple scattering ではランダムな方向に曲がるので、ある確率でミューオンシステムのミドルステーションに到達したときには飛跡が原点からからまっすぐ出てきた方向をむく。

6.2 トリガーレートの変化

6.2.1 トリガー発行数の内訳

この節では、MuonSAを発行する粒子のうち、実際のミュオン(オフラインミュオン)と図3.6のようなフェイクの割合を示し、それぞれのトリガーを削減するための方法を述べる。

このようなトリガーは第3.2.1節で述べたようにインナーステーションの検出器とのコインシデンスを取ることによって効果的に取り除くことができる。しかし、レベル1の判定でインナーステーションとのコインシデンスを要求しているのは $1.3 < |\eta| < 1.9$ の範囲であるため、よってCSCの存在している $|\eta| > 2.0$ では図3.6に示したようなフェイクトリガーが多く発行されていると予想できる。

MuonSAが発行された全RoIの η 分布と、対応する領域にオフラインミュオンが再構成されたものの分布を図6.7に示した。図6.7の $|\eta| > 2.0$ に注目すると、MuonSAのうち実際のミュオンによって鳴らされたものの割合はHLT_mu6では4割程度、HLT_mu20では2割程度となっている。

トリガーレートの削減のためのアプローチは、ミュオン由来のトリガーと陽子等によるフェイク由来のものに対して異なる。

ミュオン由来のトリガーレートの削減は、閾値以下のミュオンによって発行されるトリガーを削減することで達成されなければならない。分解能が改善すると、閾値より少し低い p_T を持つミュオンに対してより正確な p_T を計算でき、トリガーの判定で落とすことができる。

また、6.1.2節で述べたように閾値よりも低い p_T で一旦減少した効率が、 ~ 0 GeV付近であがっていくという問題がある。このようなミュオンに対してはCSCを使った p_T 計算ができていないと考えられるので、 p_T 分解能の改善でレートを削減するのではなく、CSCのセグメントが再構成できたことを要求してレートを削減する。

一方、フェイク由来のトリガーは図3.6に示したようなものが大部分だと考えられている。このような事象ではインナーステーションにヒットがないため、CSCとのコインシデンスを要求することによってトリガーを削減できる。

6.2.2 オフラインミュオンに対するトリガーレートの変化

オフラインミュオンによるトリガーのレートの変化は、(I)CSCを使用した場合のMuonSAと(II)CSCとのコインシデンスを要求した場合のMuonSAに対して調べる。MuonSAをパスした、 $|\eta| > 2.0$ のオフラインミュオンの p_T 分布を図6.8に示した。

CSCを使用した場合、MuonSAのトリガー発行数はMuonSAの閾値付近でのみ減少している。これは図6.1、6.2で示されている効率の変化と一致する。HLT_mu6での減少量は、最も変化の大きいビンでもわずかである。HLT_mu20では25%程度減少している。また、閾値以下で一旦減少した効率が再び上昇していくのに伴って、トリガー発行数も閾値以下で再び上昇する。

次に、CSCとのコインシデンスを要求した場合のMuonSAの発行数に注目する。こちらでは閾値以上の効率を維持しつつ、閾値以下のミュオンによるトリガー発行数を削減できている。最も p_T の低いビンでの減少量は、HLT_mu6で65%程度、HLT_mu20で75%程度である。図6.5との比較では、Z Tag & Probeの結果に比較的似ている。

オフラインミュオンによるトリガー発行数の η 分布を図6.9に示した。CSCを使用した場合のMuonSAでは、CSCが存在している $|\eta| > 2.0$ の領域で僅かにトリガー発行数が減少している。オフラインミュオンに対するトリガー発行レートの変化は閾値付近の狭い領域に限られるので、全 p_T 領域でのトリガー発行レートの変動は小さい。

一方、CSCとのコインシデンスを要求する場合のMuonSAでは、のトリガー判定ではトリガー発行数の減少が確認できるが、これは閾値以下での大幅な減少と、閾値以上での3%程度の減少によるものである。

6.2.3 フェイクトリガーのレートの変化

上述のように、フェイクトリガーを削減するために MuonSA での判定に CSC とのコインシデンスを要求する。MuonSA で発行された全てのフェイクトリガーと、CSC とのコインシデンスを要求したときのものを図 6.10 に示した。

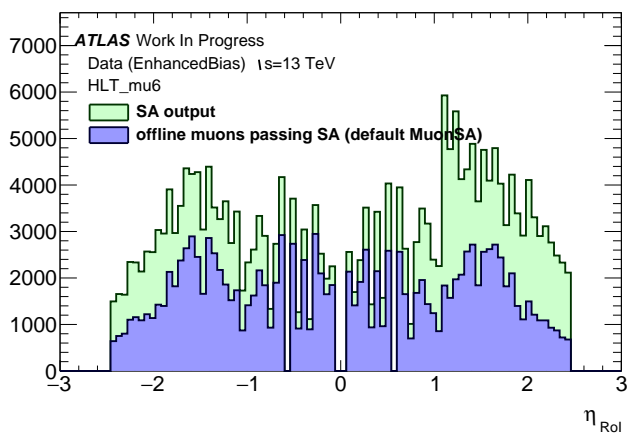
$|\eta| > 2.0$ のフェイクトリガーは、CSC とのコインシデンスを要求することによって大幅に排除されている。レートは HLT_mu6 と HLT_mu20 とともに $\eta < -2.0$ で 40%程度、 $\eta > 2.0$ で 20%程度まで減少している。

6.2.4 全体的なトリガーレートの削減

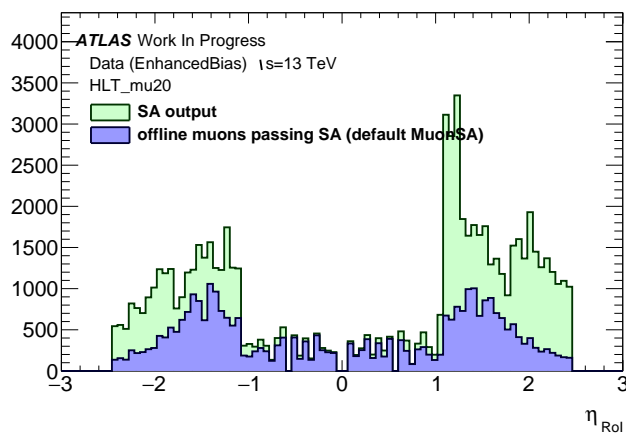
6.2.2 節、6.2.3 節でオフラインミュオンとフェイクに対して示したトリガーレートの変化をまとめて、全体としてのトリガー発行数の変化を示したものが図 6.11 である。

CSC の p_T を使用した場合の MuonSA では $|\eta| > 2.0$ におけるレートの変化は殆ど見られない。これは、 $|\eta| > 2.0$ のトリガー発行の約半分を占めるフェイクトリガーに対しては、CSC のセグメントがないために、その殆どが $p_{T,\alpha}, p_{T,TGC}$ を使用してこれまでどおりの判定されるためである。また、CSC による p_T 計算ができたトリガーに対しても、トリガー発行数の変化は閾値付近に限られるため、全体としてのトリガー発行数の変化は少ない。

一方、MuonSA において CSC とのコインシデンスを要求した場合のトリガーレートは、HLT_mu6 では $\eta > 2.0$ で 50%程度、 $\eta < -2.0$ で 60%程度、HLT_mu20 では $\eta > 2.0$ で 30%、 $\eta < -2.0$ で 40%程度に削減できている。約半数を占めるフェイクトリガーと閾値以下のオフラインミュオンを大きく抑制しているためレートを削減できている。閾値以上のオフラインミュオンに対しては、効率が約 3%悪化する。

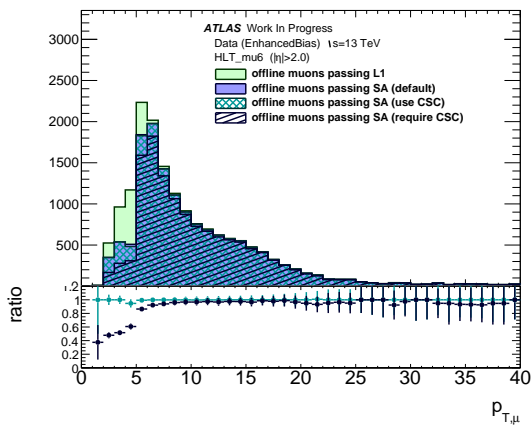


(a) HLT_mu6

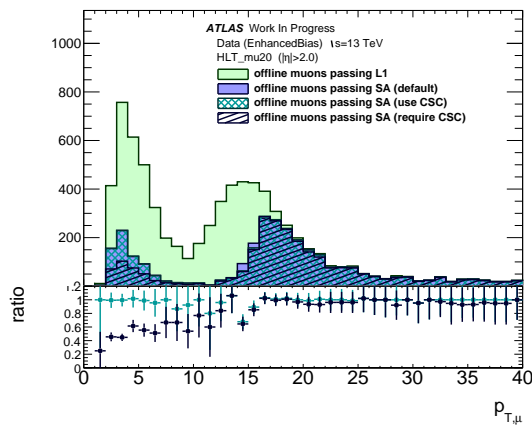


(b) HLT_mu20

図 6.7: 緑のヒストグラムは MuonSA の全アウトプットの RoI の η の分布。青のヒストグラムはオフラインミュオンのうち MuonSA をパスしたものである。よって緑と青のヒストグラムの差がミュオンでない粒子によって発行された MuonSA の数となる。



(a) HLT_mu6



(b) HLT_mu20

図 6.8: レベル 1 および MuonSA をパスしたオフラインミュオンの p_T 分布。(1) レベル 1 をパスしたオフラインミュオン (2) 現行の MuonSA をパスしたオフラインミュオン (3) CSC を使用する場合の MuonSA をパスしたオフラインミュオン (4) CSC とのコインシデンスを要求した場合の MuonSA をパスしたオフラインミュオン。下段のグラフは、(緑)MuonSA で CSC を使用する場合に発行されるトリガー数の、従来の MuonSA に対する比 (紺)MuonSA で CSC とのコインシデンスを要求する場合のトリガー数の、従来の MuonSA に対する比。

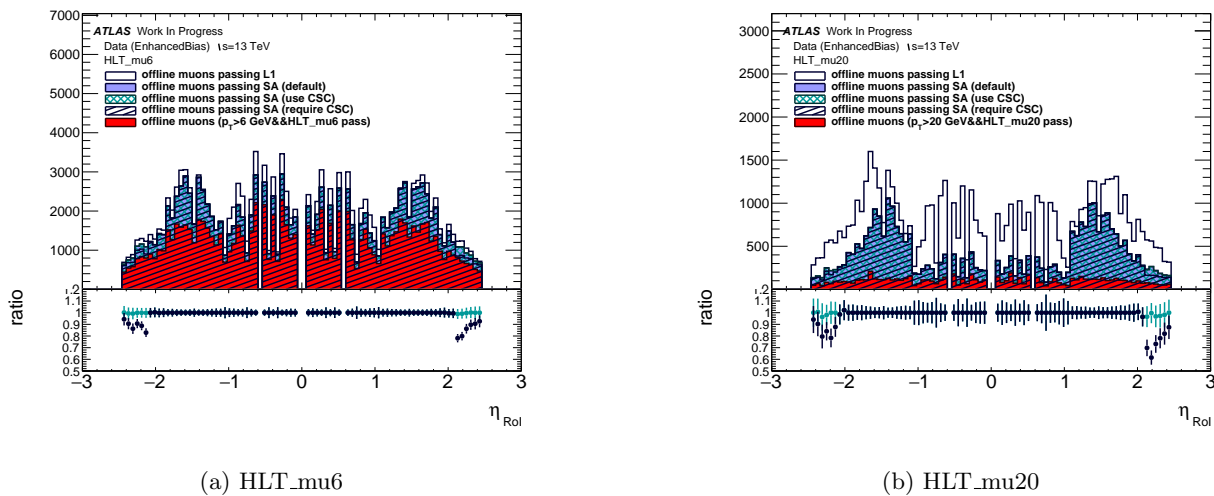


図 6.9: レベル 1 および MuonSA をパスしたオフラインミュオンの RoI の η 分布。ヒストグラムはそれぞれ、(1) レベル 1 をパスしたオフラインミュオン (2) 現行の MuonSA をパスしたオフラインミュオン (3) CSC を使用する MuonSA をパスしたオフラインミュオン (4) CSC とのコインシデンスを要求した場合の MuonSA をパスしたオフラインミュオン。下段のグラフは、(緑)MuonSA で CSC を使用する場合に発行されるトリガー数の、従来の MuonSA に対する比 (紺)MuonSA で CSC とのコインシデンスを要求する場合のトリガー数の、従来の MuonSA に対する比。

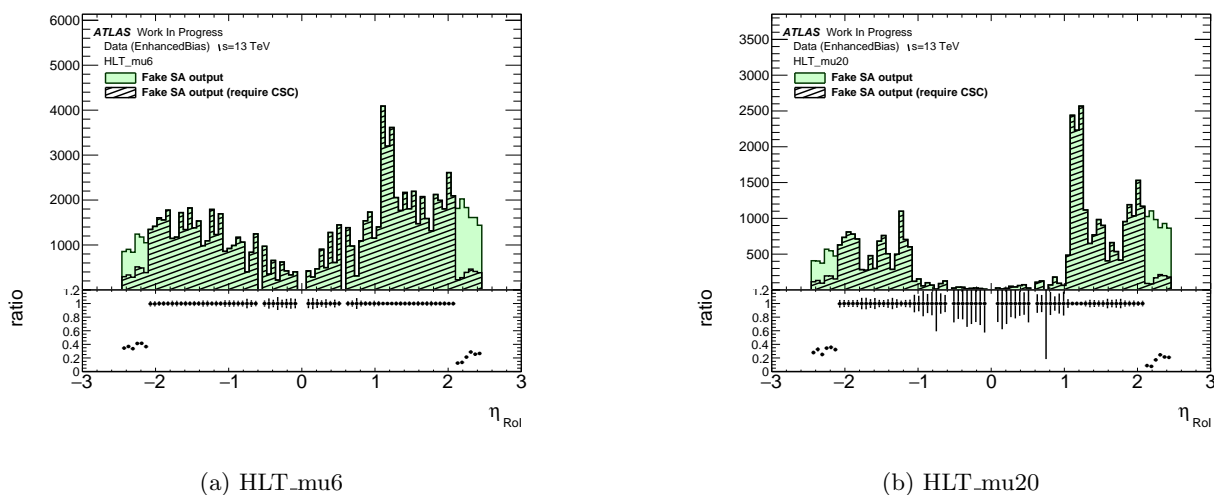
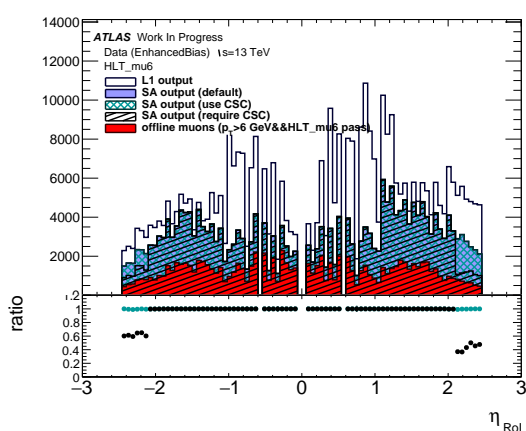
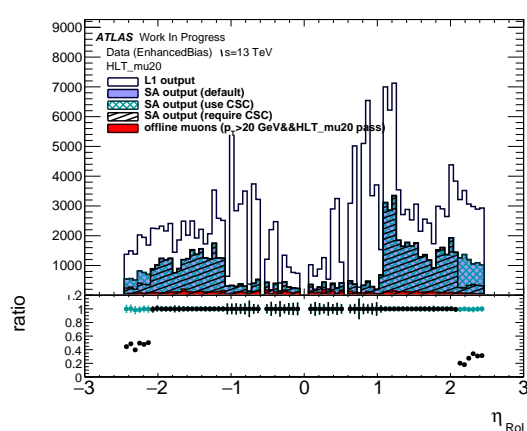


図 6.10: CSC とのコインシデンスを要求することによるフェイクトリガーの削減。(1) 発行された MuonSA のうち対応するオフラインミュオンが再構成されなかったもの。(2) MuonSA が発行したフェイクトリガーのうち CSC のセグメントが再構成されなかったもの。下段のグラフは CSC とのコインシデンスを要求する場合と従来の判定のトリガー発行数の比。



(a) HLT_mu6



(b) HLT_mu20

図 6.11: 発行された全トリガーの RoI の η の分布。(1) レベル 1 トリガーの発行数 (2) 現行の MuonSA の発行数 (3) CSC を使用した場合の MuonSA の発行数 (4) CSC とのコインシデンスを要求した場合の MuonSA の発行数 (5) HLT をパスした、閾値以上のオフラインミュオン。下段のグラフは緑が CSC を使用するトリガー判定と従来の判定の比、黒が CSC とのコインシデンスを要求するトリガー判定と従来の判定の比。(緑)MuonSA で CSC を使用する場合に発行されるトリガー数の、従来の MuonSA に対する比 (紺)MuonSA で CSC とのコインシデンスを要求する場合のトリガー数の、従来の MuonSA に対する比。

第7章 結論

本論文では、LHC-ATLAS 実験のミューオンのハイレベルトリガーの初段のアルゴリズムである MuonSA において、CSC 検出器の情報を導入して p_T 測定精度を向上させるために以下のことを行った。

1. CSC におけるセグメントの再構成アルゴリズムの開発
 2. CSC のセグメントを使用した横運動量 (p_T) の計算アルゴリズムの開発
 3. CSC の情報を MuonSA での判定に使用した場合の、トリガー効率とトリガーレートの変化の評価
- それぞれの項目に対する結論は以下の通りである。

セグメントの再構成アルゴリズムの開発

セグメント再構成手法の開発では、計算に使用するパラメータとして二通りのものを試した。第一のパラメータでは、開発した再構成アルゴリズムによるセグメントは、角度で約 0.075 mrad、 r 方向の位置で 0.3 mm の精度でオフライン再構成のセグメントと一致した。このときの再構成効率は 50-80% だった。第二のパラメータでは、角度で約 2.5 mrad、 r 方向の位置で 0.6 mm の精度でオフライン再構成のセグメントと一致した。この場合の再構成効率は 95-97% だった。しかし、オフライン再構成によるセグメントの、ミューオンの真の飛跡との差異としての精度がわかっていないため、今回開発した再構成アルゴリズムによるセグメントの精度も測定できない。

p_T の計算アルゴリズムの開発

CSC を使用した p_T 計算には、これまでと同様 Look-Up-Table を使用する方法を採用した。しかし、エンドキャップの他の領域で使用されている方法では、 p_T 分解能が改善しなかったため、CSC 領域ではセグメントの位置同士を繋いで計算する新しい変数 γ を使用した手法を考案した。結果として、 $p_T \sim 25$ GeV ではフォワード部での測定精度が 8% から 3% に改善した。

トリガー効率とトリガーレートの変化の評価

CSC による p_T を使用して MuonSA のトリガー判定を行った場合、plateau におけるトリガー効率を維持しながら、閾値以下のミューオンを削減できる。この場合のトリガーレートの削減は閾値付近のミューオンに限られ、フェイクがトリガーの発行の半数以上を占めているために、全体としてのレートの削減は小さい。

フェイクトリガーを削減するために、MuonSA の通過に CSC とのコインシデンスを要求した場合のレートと効率についても評価した。この場合、閾値 20 GeV のトリガーの場合、plateau での効率の悪化を 3% 程度に抑えながらフォワード部のトリガーレートを約 65% 削減できる。

2016 年の物理データ取得では、主なシングルミューオントリガーの閾値は 26 GeV であった。瞬間ルミノシティが増大し MuonSA の発行レートが増大した場合には、レートを同じ程度に抑えるため閾値を引き上げる必要があるが、本研究の結果により、閾値を現在の値に保ったままトリガーレートを削減できる可能性があることが分かった。

今後は、CSC によるセグメントの再構成効率を全 p_T 領域で向上させることが重要であると考えられる。低い閾値のトリガーにおいても効率を維持しつつトリガーレートを削減するためには、低い p_T のミューオンに対するセグメント再構成効率の改善が必要である。

付録 A 測定誤差の飛跡の曲率の誤差への伝播

原点通過の仮定の誤差や測定誤差が、曲率半径の誤差にどう伝播するかを調べる。簡略化したミュオンの軌道として、図 A.1(a)(b) を考える。このセットアップでは、磁場領域では飛跡が円軌道になり、磁場のない領域では直線軌道になると仮定している。また、ここでは z_0, r_1, r_2, r_3 を変数とし、 z_1, z_2, z_3 を定数とする。

半径 R を z_0, r_2, r_3 の関数または r_1, r_2, r_3 の関数と考えたとき、各変数の誤差が R の誤差にどのように伝搬するかを調べる。

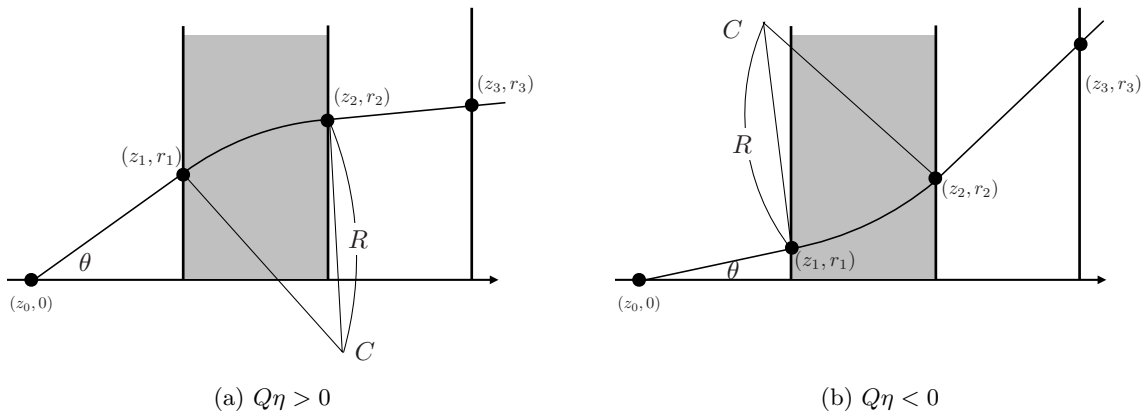


図 A.1: 座標の定義。磁場領域では円軌道、その他の領域では直線軌道を仮定している。

$(z_2, r_2), (z_3, r_3)$ を通る直線の傾きを a とおく：

$$\frac{r_3 - r_2}{z_3 - z_2} = a \quad (\text{A.1})$$

$g = Q\eta/|\eta|$ とおくと、点 C の座標は

$$\left(z_2 + gR \frac{a}{\sqrt{1+a^2}}, r_2 - gR \frac{1}{\sqrt{1+a^2}} \right) \quad (\text{A.2})$$

とかける。よって、座標 (z_1, r_1) は

$$\left(z_2 + gR \frac{a}{\sqrt{1+a^2}} - gR \sin \theta, r_2 - gR \frac{1}{\sqrt{1+a^2}} + gR \cos \theta \right) \quad (\text{A.3})$$

とも書ける。式 (A.3) の第 1 成分が z_1 に等しいのだから、

$$z_1 = z_2 + gR \frac{a}{\sqrt{1+a^2}} - gR \sin \theta \quad (\text{A.4})$$

ここで $s = \sin \theta$ とおくと、

$$s = \frac{a}{\sqrt{1+a^2}} + \frac{z_2 - z_1}{gR} \quad (\text{A.5})$$

が成り立っている。

z_0 の誤差の伝播

$r_1 = (z_1 - z_0) \tan \theta$ が成立しているので、A.2 と合わせて、

$$(z_1 - z_0) \tan \theta = r_2 - gR \frac{1}{\sqrt{1+a^2}} + gR \cos \theta \quad (\text{A.6})$$

が成立している。また、三角比の公式から、

$$\tan \theta = \frac{s}{\sqrt{1-s^2}}, \quad \cos \theta = \sqrt{1-s^2} \quad (\text{A.7})$$

である。よって、式 (A.6) は

$$z_0 = z_1 - r_2 \frac{\sqrt{1-s^2}}{s} + gR \left(\frac{1}{\sqrt{1+a^2}} \frac{\sqrt{1-s^2}}{s} + \frac{1-s^2}{s} \right) (= g(R)) \quad (\text{A.8})$$

と書き直せる。 z_0 の関数としての R を $R = f_1(z_0)$ とおくと、 $g(R)$ は $f_1(z_0)$ の逆関数である。

逆関数の微分の公式より、 $\partial f_1 / \partial z_0 = (dg/dR)^{-1}$ なので、 dg/dR を計算できれば良い。このとき、 s は式 (A.5) によって R に依存しているが、 r_2, r_3 は独立変数なので、 a は定数とみなして微分を計算すべきということに注意すると、

$$\frac{dg}{dR} = -r_2 \frac{1}{s^2 \sqrt{1-s^2}} \frac{z_2 - z_1}{gR} + g \left(\frac{1}{\sqrt{1+a^2}} \frac{\sqrt{1-s^2}}{s} + \frac{1-s^2}{s} \right) \quad (\text{A.9})$$

$$+ \left(\frac{1}{\sqrt{1+a^2}} \frac{1}{s^2 \sqrt{1-s^2}} + \frac{1+s^2}{s^2} \right) \frac{z_2 - z_1}{R} \quad (\text{A.10})$$

を得ることができる。

式 (A.5) から、

$$\frac{1}{\sqrt{1+a^2}} = \sqrt{1 - \left(s - \frac{z_2 - z_1}{gR} \right)^2} \quad (\text{A.11})$$

なので、 $R \gg z_1, z_2$ のとき、

$$\frac{dg}{dR} \sim 2g \frac{1-s^2}{s} \quad (\text{A.12})$$

となる。よって、

$$\frac{\partial f_1}{\partial z_0} = \left(\frac{dg}{dR} \right)^{-1} \sim \left(2g \frac{1-s^2}{s} \right)^{-1} \quad (\text{A.13})$$

となる。これが、 z_0 の誤差が、 R の誤差に伝搬するときの伝播係数である。

r_1 の誤差の伝播

R を r_1, r_2, r_3 の関数とみなして、誤差の伝播を考える。式 (A.3) の第 2 成分が r_1 に等しいのだから、

$$r_1 = r_2 - gR \frac{1}{\sqrt{1+a^2}} + gR \cos \theta \quad (\text{A.14})$$

$$= r_2 - gR \left(\frac{1}{\sqrt{1+a^2}} + \sqrt{1-s^2} \right) (= h(R)) \quad (\text{A.15})$$

である。 z_0 の誤差の伝播のときと同様に a を定数、 s を R の関数とみなして微分すると、

$$\frac{dh}{dR} = -g \left(\frac{1}{\sqrt{1+a^2}} + \sqrt{1-s^2} \right) - \frac{s}{\sqrt{1-s^2}} \frac{z_2 - z_1}{R} \quad (\text{A.16})$$

これは、 $R \gg z_1, z_2$ のとき、

$$\frac{dh}{dR} \sim -2g\sqrt{1-s^2} \quad (\text{A.17})$$

を得る。これは r_1 の誤差が R の誤差に伝搬するときの伝播係数である。

$R = f_2(r_1, r_2, r_3)$ とおくと r_2, r_3 を定数とみなしたとき f_2 は $h(R)$ の逆関数なので、

$$\frac{\partial f_2}{\partial r_1} = \left(\frac{dh}{dR} \right)^{-1} \sim \left(-2g\sqrt{1-s^2} \right)^{-1} \quad (\text{A.18})$$

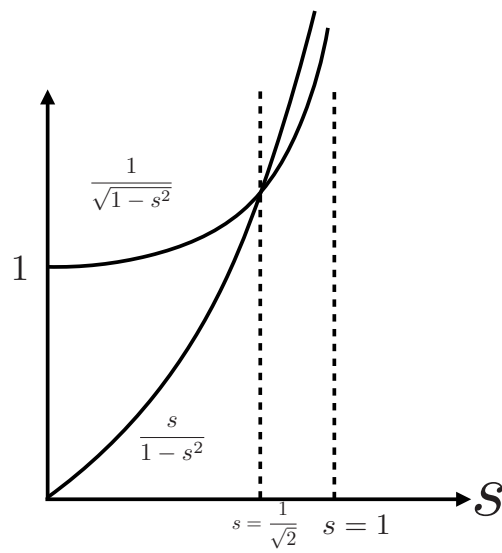


図 A.2: $R \gg z_1, z_2$ のときの伝播係数の $s = \sin \theta$ 依存性の概形。

関連図書

- [1] F. Halzen, A. D. Martin, “QUARKS & LEPTONS: An Introductory Course in Modern Particle Physics”
- [2] Neil Christensen, Tao Han, and Shufang Su , “MSSM Higgs Bosons at The LHC”
- [3] ATLAS Collaboration, “ H/A and for a Z' boson in the $\tau\tau$ final state produced in pp collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS Detector”
- [4] ATLAS Collaboration, “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider”
- [5] ATLAS Collaboration, “ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report”
- [6] A.R. Murtinez “The Run-2 ATLAS Trigger System”
- [7] Joerg Wotschack, “ATLAS Muon Chamber Construction Parameters for CSC, MDT, and RPC chambers”
- [8] The ATLAS Collaboration, “Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton-proton collision data at $\sqrt{s}=13$ TeV”
- [9] Press W.H. ;Flannery B.P. ; Teukolsky S.A. ; Vetterling W.T. 著丹慶勝市； 奥村晴彦； 佐藤俊郎； 小林誠 訳 (2010) “Numerical Recipes in C[日本語版]C言語による数値計算のレシピ” 技術評論社
- [10] 田中雅大, “LHC-ATLAS 実験 Run2 データを用いたミューオントリガーにおける横運動量再構成方法の改良”, 東京工業大学修士論文
- [11] 小林大, “LHC-ATLAS 実験におけるミューオントリガーの効率測定”, 東京工業大学修士論文
- [12] 木戸将吾, ATLAS 実験 Run2 における レベル 1 ミューオントリガーの 性能評価及び最適化の研究, 神戸大学修士論文
- [13] 本田卓也, internal communication
- [14] 矢澤友貴孝, internal communication

謝辞

指導教員である隅田土詞助教に感謝いたします。本修士論文の執筆にあたり、たくさんの指導をしていただいたことはもちろん、研究方針のことから計算機の使用、英語に至るまで助言をいただき、ありがとうございます。

東京大学の石野雅也教授に感謝いたします。研究室に入るまで、高エネルギー物理学というものにあまり馴染みがなかった私に対して、ATLAS 実験を熱心に紹介してくださり、実験テーマを選択する際には非常に参考になりました。与えていただいた、本修士論文のテーマは奥が深く、一筋縄では行かないものでしたが、その分魅力的なものだったと思っています。

東京工業大学の石塚正基助教に感謝いたします。苦戦続きの CSC の導入を前進させるため、常に粘り強く議論に乗っていただいた事に大変感謝しています。また、アルゴリズムの開発だけでなくトリガーのアップデートの研究結果を、実際のデータ取得で使えるようにするための戦略を授けていただいたお陰でなんとかやってこれました。

ATLAS ミューオントリガーグループ山崎祐司教授・青木雅人助教に感謝いたします。トリガーグループのミーティングではよく議論・指摘をしていただきました。研究初期に問題を抱えていた時期に青木さんからいただいたサポートは大変助けになりました。

京大 ATLAS グループの田代拓也さん、救仁郷拓人さん、赤塚駿一さん、岡崎佑太さんに感謝いたします。ATLAS のミューオントリガーグループの小林大さん、田中雅大さん、本田卓也さん、陳叶さん、清水浩平さん、矢澤友貴孝さん、若宮光太郎さんに感謝いたします。先輩には、コードの動かし方からトリガーの中身までいつでも質問することができ、心強く感じていました。また CERN 滞在時には行動をともにすることが多く、楽しく生活ができました。

研究室の先生方、秘書の皆様、事務室の皆様に深く感謝いたします。また、研究室の先輩、同期、後輩という良い仲間巡りに巡り会えたことに感謝します。

自由に研究をさせていただいている家族に感謝の意を述べて終わりとします。