

アトラス・ミューオン検出器を用いた
宇宙線バックグラウンド事象
除去のためのアルゴリズム開発

神戸大学理学研究科
粒子物理学研究室
秋山邦裕

平成 23 年 3 月 1 日

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	LHC ATLAS 実験	2
2.1	LHC	2
2.2	ATLAS 実験での発見を目指す物理事象	3
2.2.1	標準模型 Higgs 粒子	3
2.2.2	超対称性粒子	6
2.2.3	超対称性 Higgs 粒子	7
2.2.4	その他の物理	8
2.3	ATLAS 測定器	9
2.3.1	内部飛跡検出器	10
2.3.2	カロリメータ	11
2.3.3	ミュオン検出器	12
2.3.4	TGC(Thin Gap Chamber)	15
2.3.5	マグネットシステム	15
第 3 章	アトラス・ミュオン飛跡検出器	17
3.1	MDT の動作原理	17
3.2	ドリフトサークル	18
第 4 章	ミュオンイベントの再構成	19
4.1	イベントの再構成	19
4.2	ミュオントラックの再構成	19
第 5 章	MuonTOFRefitTool	21
5.1	アルゴリズム	22
5.2	性能評価	22
5.2.1	低ルミノシティ時のミュオンの性質	23
5.2.2	高いルミノシティ時のミュオンの性質	27
5.2.3	T_{Track} 測定結果	28
5.2.4	カロリメータの時間情報との比較	30
5.2.5	宇宙線除去性能の評価	32
第 6 章	まとめ	34
	謝辞	35
	参考文献	36

目次

2.1	LHC 加速器	3
2.2	CMS	3
2.3	Alice	3
2.4	LHC-B	3
2.5	Higgs 生成のファインマン・ダイアグラム	4
2.6	Higgs 生成断面積の質量依存	4
2.7	Higgs 崩壊分岐比の質量依存	5
2.8	標準 Higgs 粒子発見の可能性	6
2.9	ATLAS 測定器	9
2.10	内部飛跡検出器の構造	10
2.11	カロリメータの構造	11
2.12	粒子の透過性の違い	12
2.13	ミュオン検出器	12
2.14	ミュオン検出器 (R-Z 断面図)	13
2.15	MDT の構造	13
2.16	CSC の構造	14
2.17	RPC の構造	14
2.18	TGC の配置と構造	15
2.19	マグネットの構造	16
2.20	η と磁場積分強度の関係	16
2.21	X-Y 平面の磁束の構造 ($z=10.5\text{m}$)	16
3.1	磁場中の電子のドリフト	17
3.2	r-t 相関グラフ	17
3.3	ドリフトサークル	18
4.1	イベント再構成の流れ	19
4.2	ミュオントラック再構成の流れ	20
5.1	ドリフトサークルチェンジ	22
5.2	アルゴリズムの流れ	23
5.3	χ^2 フィットの例	23
5.4	LNC サンプル ϕ 分布	24
5.5	LCo サンプル ϕ 分布	24
5.6	LNC サンプル η 分布	24
5.7	LCo サンプル η 分布	24
5.8	LNC サンプル p_T 分布	25
5.9	LCo サンプル p_T 分布	25

5.10	LCos サンプル η 分布	26
5.11	LCo サンプル η 分布	26
5.12	LCos サンプル p_T 分布	26
5.13	LCol サンプル p_T 分布	26
5.14	HNC サンプル ϕ 分布	27
5.15	HCo サンプル ϕ 分布	27
5.16	HNC サンプル η 分布	28
5.17	HCo サンプル η 分布	28
5.18	HNC サンプル p_T 分布	28
5.19	HCo サンプル p_T 分布	28
5.20	HCos サンプル η 分布	29
5.21	HCol サンプル η 分布	29
5.22	HCos サンプル p_T 分布	29
5.23	HCol サンプル p_T 分布	29
5.24	LNC サンプル T_{Track} 分布	30
5.25	LCo サンプル T_{Track} 分布	30
5.26	LCos サンプル T_{Track} 分布	30
5.27	LCol サンプル T_{Track} 分布	30
5.28	HNC サンプル T_{Track} 分布	31
5.29	HCo サンプル T_{Track} 分布	31
5.30	HCos サンプル T_{Track} 分布	31
5.31	HCol サンプル T_{Track} 分布	31
5.32	LNC サンプル $T_{Track}-T_{calo}$ 分布	32
5.33	LCo サンプル $T_{Track}-T_{calo}$ 分布	32
5.34	LNC サンプル上半分 $T_{Track}-T_{calo}$ 分布	32
5.35	LNC サンプル下半分 $T_{Track}-T_{calo}$ 分布	32
5.36	LNC サンプル横方向 $T_{Track}-T_{calo}$ 分布	33

第1章 序論

2008年に、スイスとフランスの国境にある欧州素粒子原子核研究機構 (CERN) において LHC 加速器が完成し稼動を開始した。LHC は周長約 27km の世界最大の大型陽子陽子衝突型加速器であり、2010年3月には重心系で世界最高エネルギー 7 TeV を達成した。LHC には4つの衝突点があり、その1つに設置されているのが ATLAS 測定器である。ATLAS 測定器は LHC で発見を目指す新粒子や、既発見の粒子も含めての検出や精密測定が可能である大型汎用測定器であり、多くの高精度な検出器が設置される。ATLAS 測定器では標準模型内で唯一未発見の Higgs 粒子の探索や、標準模型を超えた超対称性 (SUSY) 粒子の探索が行われる。Higgs 粒子や SUSY 粒子の探索において、Higgs 粒子や SUSY 粒子の崩壊モードにおいて終状態にミュオンを含むモードの探索は、クオークのジェットよりもバックグラウンドが少なく再構成が容易であり有力な崩壊モードの一つである。そのためミュオンを精度良く測定することは非常に重要である。LHC 実験は衝突実験であり宇宙線由来のミュオンはバックグラウンド事象となる。そのため陽子陽子衝突由来のミュオンの選別の精度を上げるためには宇宙線バックグラウンドの除去が重要となる。本研究は宇宙線バックグラウンド事象の除去を目的としてミュオン検出器内のミュオンのトラックを再構成する際に光速を仮定した検出器までのミュオンの飛行時間と実際の衝突時刻から検出器に到達するまでの時間との差を算出しミュオントラックの再構成を行うアルゴリズムを開発し、それにより宇宙線を除去できる割合を見積もった。第2章以降のように論を進めていく。

- 第2章 LHC ATLAS 実験

第2章では LHC 加速器の説明と ATLAS 実験の説明を行う。探索を行う主な物理事象について説明し、ATLAS 測定器の各検出器について説明する。

- 第3章 アトラス・ミュオン飛跡検出器

第3章では本研究でミュオントラックの再構成に用いた飛跡検出器の動作原理について説明を行う。

- 第4章 ミュオンイベントの再構成

第4章では測定で得られたデータから物理事象を再構成するデータの流れについて説明し、ミュオントラックの再構成についての大きな流れを説明する。

- 第5章 MuonTOFRefitTool

第5章では宇宙線バックグラウンド事象の除去を目的として開発したアルゴリズムについて説明し性能を評価した。

- 第6章 まとめ

全体のまとめと結論を示す。

第2章 LHC ATLAS実験

2.1 LHC

LHC(Large Hadron Collider) は、スイスとフランスとの国境にある CERN(欧州合同原子核共同研究機構) の地下 100m に建設された、周長約 27km になる世界最大の大型陽子陽子衝突型加速器である。LHC は 2008 年に完成し、2010 年 3 月には重心系で世界最高エネルギー 7TeV を達成した。LHC の主なデザインパラメータを表 2.1 に示す。

表 2.1: LHC 加速器デザインパラメータ

主リング周長	26.66km	重心系エネルギー (陽子+陽子)	7.0TeV+7.0TeV
ルミノシティ寿命	10 時間	入射エネルギー	450GeV
衝突頻度	40.08MHz	バンチ間隔	24.95nsec
1 バンチあたりの陽子数	10^{11} 個	バンチの長さ	75mm
バンチ数	2835 個	バンチ衝突当たりの陽子衝突	23
衝突点のビーム半径	$16\mu\text{m}$	衝突角度	$200\mu\text{rad}$
ルミノシティ	$10^{34}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$	中心磁場	8.3T

LHC は周長 27km にわたる超伝導磁石を使用したハドロンコライダーであり、シンクロトロン放射によるエネルギー損失が少ないため 7TeV の高エネルギービームを実現する。このビームを双方向から正面衝突させることで、重心系で 14TeV という高エネルギー領域の実験を行う。陽子ビームは 1.1×10^{11} 個ずつバンチ化され、40.08MHz でバンチ衝突が行われる。また、LHC における最大ルミノシティ $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ で実験を行う際には、1 回のバンチ衝突あたり平均 23 回の陽子衝突が予想される。図 2.1 に LHC の加速器および各測定器のレイアウトを示す。

LHC には 4 つのビーム衝突点があり各衝突点に、後述する大型汎用測定器 ATLAS(A Toroidal LHC Apparatus)、ATLAS より小型の汎用測定器である CMS(Compact Muon Solenoid 図 2.2)、重イオン衝突実験用測定器の ALICE (A Large Ion Collider Experiment 図 2.3)、B 中間子の研究に特化した測定器 LHC-B(図 2.4) が設置される。

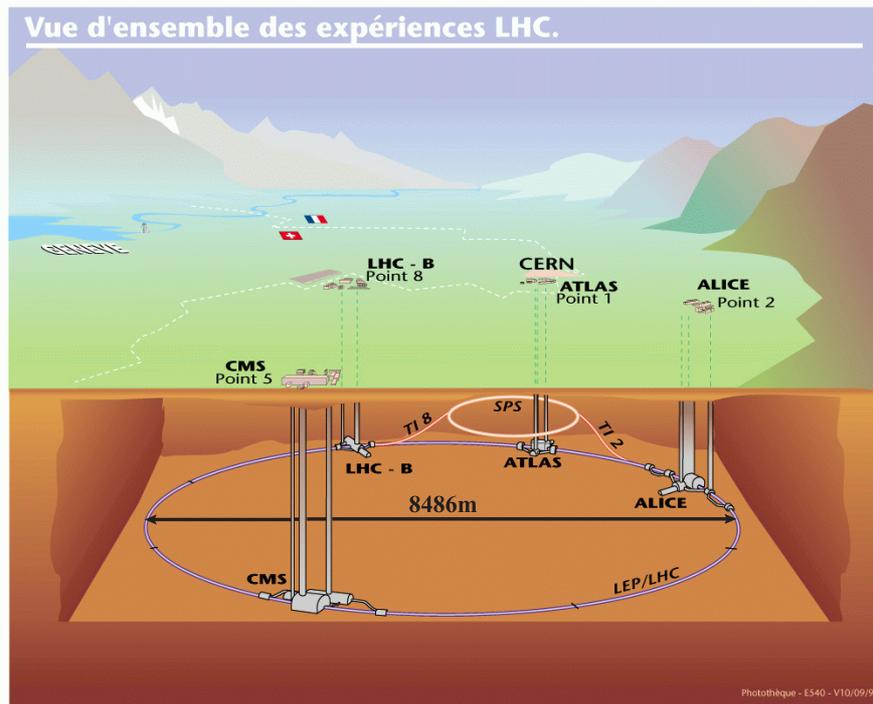


Fig. 2.1: LHC 加速器

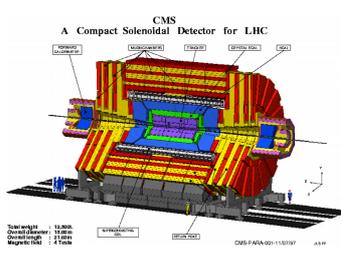


Fig. 2.2: CMS

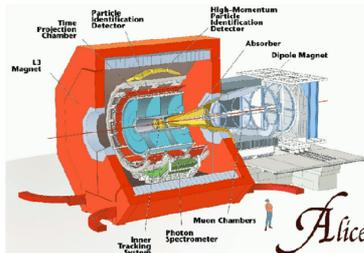


Fig. 2.3: Alice

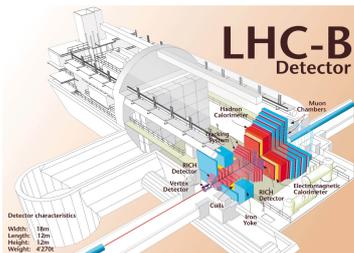


Fig. 2.4: LHC-B

2.2 ATLAS 実験での発見を目指す物理事象

ATLAS 実験の主要な目的は Higgs 粒子と超対称性 (SUSY) 粒子の発見である。以下にそれらについて簡単に説明する。

2.2.1 標準模型 Higgs 粒子

素粒子の標準模型において、Higgs 粒子は、ゲージボソンとフェルミオンに質量を与える Higgs 場を生成する粒子である。現在までにこの Higgs 粒子は発見されておらず、ATLAS 実験の主要な目的の一つはこの Higgs 粒子の発見である。Higgs 粒子の質量の上限は理論的な制約から約 1TeV とされており、これまでの LEP 等の実験結果から下限は 114GeV とされている。ATLAS 測定器は、質量 114GeV から 1TeV の広範囲な領域で Higgs 粒子を探索する能力を持つ。質量の大きい粒子ほど Higgs 粒子と相互作用しやすいため、LHC での生成過程は以下の 4 つが主と考えられる。

それぞれのファインマンダイアグラムを図 2.5 に、生成断面積と質量の関係を図 2.6 に示す。

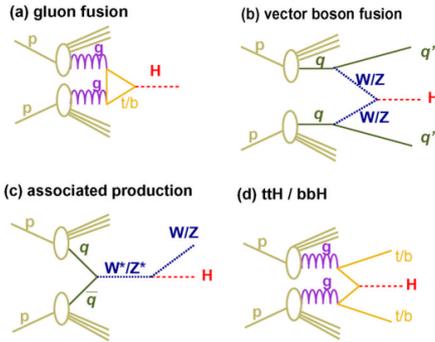


Fig. 2.5: Higgs 生成のファインマン・ダイアグラム

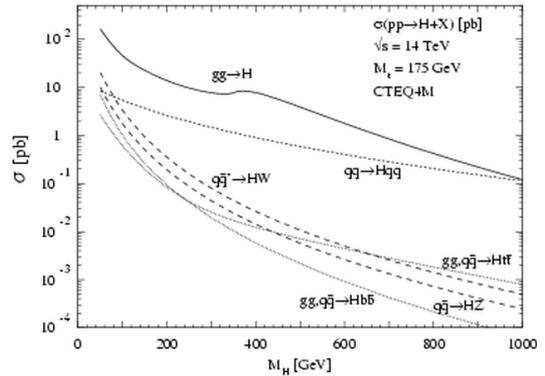


Fig. 2.6: Higgs 生成断面積の質量依存

1. $gg \rightarrow H$ (gluon fusion)

トップクォークやボトムクォークのループを介した過程で、予想される Higgs 粒子質量全領域を通して最も生成断面積が大きい。その反面、Higgs 粒子が崩壊して出来る粒子以外に大きな p_T (運動量) を持つ粒子がなく、バックグラウンド事象との選別が非常に難しい。

2. $qq \rightarrow qqH$ (W/Z fusion)

クォークから放出されたゲージボソンから Higgs 粒子が生成されている。断面積も比較的大きく、反跳したクォークに起因する大きな p_T を持つジェットが 2 本、散乱角前方に観測される特徴があり、事象の選別が比較的行いやすい。

3. $qq \rightarrow (W/Z)H$ (W/Z associate production)

クォークの対消滅で生成されたゲージボソンから、更に Higgs 粒子が放射される過程。終状態にゲージボソン (W/Z) が観測される特徴がある。

4. $qq/gg \rightarrow ttH/bbH$ (top associate production)

対生成されたトップクォークやボトムクォークから、Higgs 粒子が放出される過程。断面積は小さいが、特徴のあるトップクォークやボトムクォークのジェットを終状態に含んでいる。

次に Higgs 粒子の探査方法について述べる。崩壊過程の分岐比は図 2.7 に示すように Higgs の質量に依存しており、各領域で特徴的な崩壊過程が存在する。以下にそれぞれの Higgs 粒子探査の方法を簡単に説明する。

1. $H \rightarrow \gamma\gamma$ ($m_H < 150$ GeV)

この質量領域では、主な崩壊課程は $b\bar{b}$ 、 $c\bar{c}$ 、 $\tau^+\tau^-$ であるが、陽子陽子衝突から引き起こされる QCD ジェットバックグラウンドと区別することが難しい。そこで稀崩壊ではあるが $H \rightarrow \gamma\gamma$ を観測し、不変質量 $M_{\gamma\gamma}$ 分布を求めると、Higgs 粒子の質量が鋭いピークとして現れる。エネルギー及び角度分解能の優れた電磁カロリメータが必要となる。

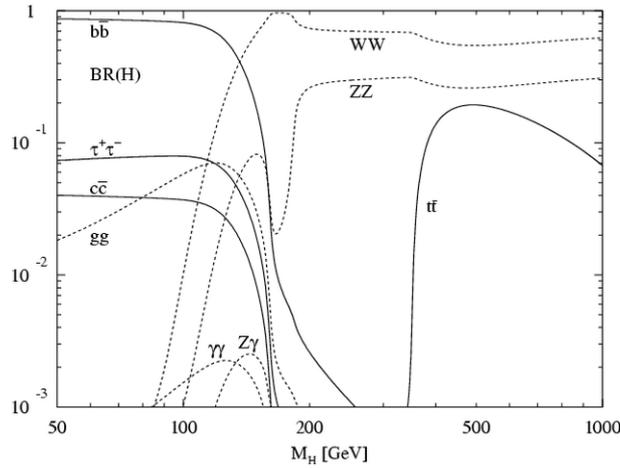


Fig. 2.7: Higgs 崩壊分岐比の質量依存

2. $H \rightarrow \tau\tau$ ($m_H < 150$ GeV)

Higgs 粒子が軽い場合、発見に有効とされているのがこのチャンネルである。 $\gamma\gamma$ よりも崩壊確率が高く、W/Z fusion の生成過程を考えることでバックグラウンドと区別することができる。この場合、Higgs のピークはバックグラウンドである Z のピークの高エネルギー側のテールに現れる。 τ の崩壊にはニュートリノが含まれるので E_T^{miss} の精度が重要になる。

3. $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l^\pm$ (120GeV~180GeV)

このモードは、最もバックグラウンドの少ないピークが得られるモードの一つである。一つのレプトン対に対しては、不変質量 m_Z に等しいという条件を課することが出来るが、 Z^* が仮想粒子であるため、もう一方のレプトン対の不変質量には制限が無い。そのため、検出器には運動量、エネルギーに対する高い分解能が求められる。

バックグラウンドとしては、 ZZ^* 、 $Z\gamma^*$ 、 $t\bar{t}$ 、 $Zb\bar{b}$ がある。このうち ZZ^* 、 $Z\gamma^*$ は減らすことは出来ないが、不変質量分布がピークにならず生成断面積もそれほど大きくない。 $t\bar{t}$ 、 $Zb\bar{b}$ はそれぞれレプトン対が、Z 起源または Z^* 起源であるという条件をつけることによっておむね取り除くことが出来る。

4. $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ (150GeV~180GeV)

170GeV 近辺では $H \rightarrow ZZ^*$ よりもこの W への崩壊モードが支配的になる。2つのレプトンの横運動量 p_T と2つのニュートリノ由来の E_T^{miss} から横方向質量を求める。

5. $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm$ (180GeV~800GeV)

このモードが最も綺麗なピークを得られる。2組のレプトン対の不変質量が共に m_Z に等しいという条件を課すことが出来るため、信頼性の高いモードである。ただし、Higgs 粒子の質量が大きくなるにつれ崩壊幅が急激に大きくなるため、有効性が落ちる。

6. $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ (400GeV~)

この領域では、このモードの方が $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm$ よりも分岐比が約6倍も高い。 $\nu\nu$ の不変質量は再構成することは出来ないが、これに起因する消失横方向エネルギー E_T^{miss} を精密

に測定することが必要になる。

7. $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj, H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ (600GeV \sim)

この領域ではこれらのモードが $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm$ に比べて、 $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$ は約 150 倍、 $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$ は約 20 倍の分岐比を持つ。これらのモードでは、バックグラウンドと区別するために Higgs 粒子が W/Z 融合過程によって生成された場合を考える。この過程では、散乱角前方にクォークによる 2 つのジェットが特徴的で、このジェットを指標とすることでバックグラウンドを排除することが出来る。

最後に ATLAS 実験における標準 Higgs 粒子発見の可能性を図 2.8 に示す。図 2.8 より、30fb $^{-1}$ の積算ルミノシティがあれば、標準 Higgs 粒子は 5σ の確からしさと発見できることを示している。

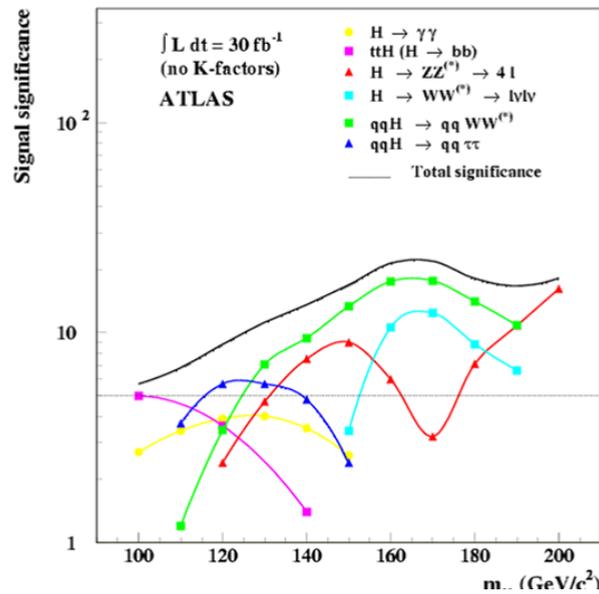


Fig. 2.8: 標準 Higgs 粒子発見の可能性

2.2.2 超対称性粒子

素粒子物理学の究極の目標は重力を含めた力の大統一であり、超対称性 (SUSY) を導入すると GUT スケールで強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用、の三つの相互作用の結合定数が一致する領域があるため、超対称性の発見は力の大統一に向けての大きい一歩であると最も有力視されている。

この超対称性は、ボソンとフェルミオンを交換する。つまり通常知られているボソンやフェルミオンに対し、スピンが 1/2 だけ異なるスーパーパートナーと呼ばれる超対称性粒子の存在を预言する。例えば、クォークやレプトン (フェルミオン) のスーパーパートナーとして、スクォーク (\tilde{q}) やスレプトン (\tilde{l}) (ボソン) があり、グルーオン (ボソン) のスーパーパートナーとして、グル

イーノ (\tilde{g}) (フェルミオン) がある。もし、この理論が正しければ、LHC では強い相互作用をするスクォークやグルイーノの対が大量に生成され、超対称性粒子の発見が期待される。

R パリティ保存則を課すと、超対称性粒子は必ず対で生成され、次々と崩壊を繰り返す。崩壊仮定によっては比較的重いニュートラリーノ ($\tilde{\chi}_{2,3,4}^0$) やチャージーノ ($\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$) が生成されることがある。そして、最終的に超対称性粒子のなかで最も軽い質量を持つ LSP (Lightest SUSY Particle) になる。この LSP の候補としては最軽量ニュートラリーノ ($\tilde{\chi}_1^0$) が考えられるが、この粒子は直接観測にかからない。しかし、解析に於いて消失横方向エネルギー E_T^{miss} として現れるので、ジェットと共に E_T^{miss} を指標として探索を行う。崩壊モードの例としては以下のようなものがある。

1. Multijets+ E_T^{miss} モード

$$\begin{aligned}\tilde{g} &\rightarrow q\tilde{q}\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \text{jets} + E_T^{miss} \\ \tilde{q} &\rightarrow q\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \text{jets} + E_T^{miss}\end{aligned}$$

2. 2レプトン・モード

$$2\tilde{g} \rightarrow 2(q\tilde{q}\tilde{\chi}_i^\pm) \rightarrow 2(q\tilde{q}\tilde{W}^\pm\tilde{\chi}_1^0) \rightarrow 2(\text{jets} + l^\pm + E_T^{miss})$$

3. 3レプトン・モード

$$\tilde{\chi}_1^\pm\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow l\nu\tilde{\chi}_1^0 + ll\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow 3l + E_T^{miss}$$

2.2.3 超対称性 Higgs 粒子

超対称性理論の中で最も単純な MSSM (Minimal Supersymmetric extension of Standard Model) では、2つの Higgs 2重項が要求され、結果的に5つの Higgs 粒子が導入される。この5つはそれぞれ、 H^\pm (荷電スカラー)、 h (中性軽スカラー)、 H (中性重スカラー)、 A (中性擬スカラー) である。これらの Higgs 粒子の質量は2つのパラメーター $\tan\beta$ 、 m_A で表される。

以下に、MSSM 中性 Higgs 粒子の崩壊モードで観測が期待されるものを説明する。

1. $H/A \rightarrow \tau\tau$

標準 Higgs 粒子の場合はこのモードは分岐比が低く観測に適さないが、MSSM では高い分岐比が期待される。生成された τ 粒子の両方がレプトンに崩壊するモードと、一方はハドロロンに崩壊するモードの2種類のモードが利用できる。

2. $H/A \rightarrow \mu\mu$

$H/A \rightarrow \tau\tau$ に比べて、分岐比は $(m_\mu/m_\tau)^2$ 倍低いですが、精度よく測定が行えることから $\tau\tau$ モードでの測定を補う役割が期待される。

3. $H \rightarrow hh$

崩壊モードは、 $hh \rightarrow b\bar{b}\bar{b}$ が支配的だが、このモードでは効率の良いトリガーが行えないため、 $hh \rightarrow \gamma\gamma\bar{b}\bar{b}$ チャネルで観測されることが期待される。イベントレートは低いですが、2つの異なる Higgs 粒子の反応という意味で非常に興味深い。

4. $A \rightarrow Zh$

2つの Higgs 粒子が関係した反応として興味深い。 $Zh \rightarrow llb\bar{b}$ など Z の崩壊で生じる 2つのレプトンでトリガーを行う方法が有効である。

2.2.4 その他の物理

ALTAS 実験の目的は上で述べた新しい素粒子現象の探索以外に標準理論の検証、ボトムクォークの精密検証、QCD の精密検証などもある。

例としては標準理論の検証はトップクォークの質量や部分崩壊率の測定などにより行われ、ボトムクォークの精密研究はボトムクォークの稀崩壊現象を探索し標準理論を超える物理を探る手段として行われる。QCD の精密研究はクォークに内部構造がないかということの高い横運動量を持つジェット生成断面積の測定を通して行われる。

2.3 ATLAS 測定器

ATLAS 検出器は、直径 25m、長さ 44m の円筒形で、総重量は 7,000t という世界最大の汎用検出器である。その全体図を図 2.9 に示す。検出器は内側から内部飛跡検出器、カロリメータ、ミュオン検出器から構成され、検出器の間にはマグネットシステムが設置されている。LHC の高いルミノシティにおいても、光子、電子、ミュオン、ジェット、消失横エネルギー E_T^{miss} などの信号を高速かつ正確に処理できるように設計されている。ATLAS 測定器における座標系は、ビーム軸を z 軸に取り、これに垂直な方向を r 方向、ビーム軸周りを周回する方向に ϕ 方向に取った円筒座標系が採用されている。また、衝突点から引いた直線とビーム軸とのなす角度を θ とし、擬ラピディティ (pseudorapidity) η を

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.1)$$

と定義し、これを用いる。

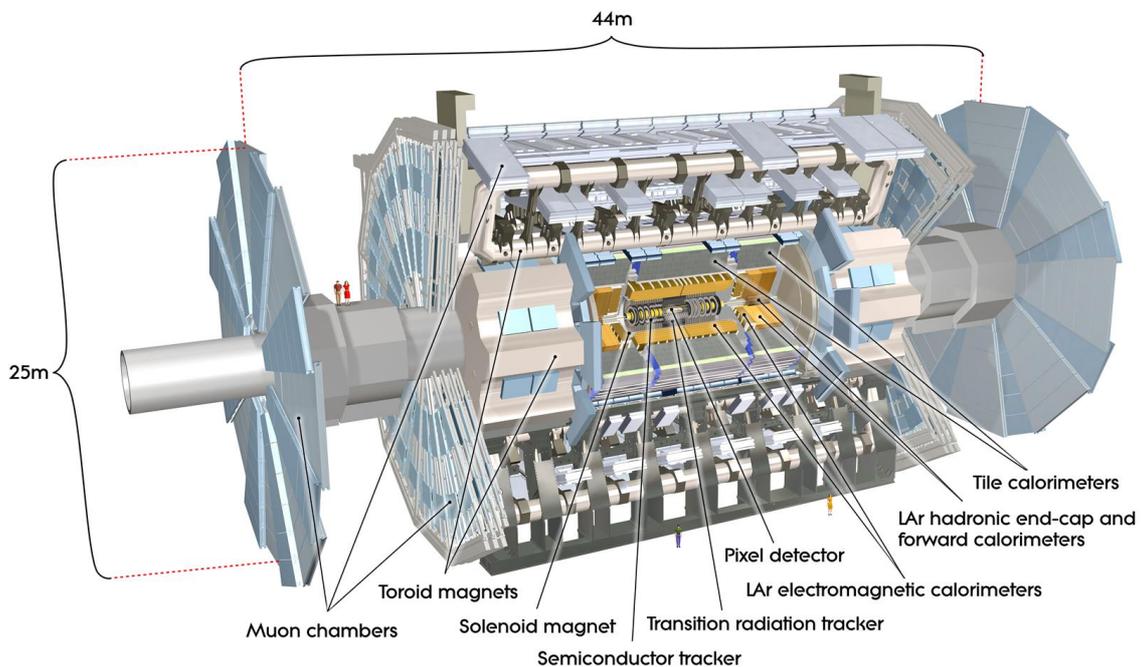


Fig. 2.9: ATLAS 測定器

円筒型の ATLAS 検出器は、バレルと呼ばれる円筒の筒に相当する ($|\eta| < 1$) 領域と、エンドキャップと呼ばれる円筒の円に相当する部分 ($1 < |\eta|$) の 2 つの領域に分けられる。さらにエンドキャップは、円筒の円の中心 (ビーム) 付近より外側 ($1 < |\eta| < 1.9$) の領域をエンドキャップ、円の中心付近 ($|\eta| > 1.9$) をフォワードと分けて呼ぶこともある。

以下に検出器とマグネットについて簡単に説明する。

2.3.1 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器はビームの衝突点に最も近い場所に設置され、2Tの磁場をつくる超伝導ソレノイドの内部に位置する。図 2.10 に内部飛跡検出器の構造を示し、以下各検出器について簡単に説明する。

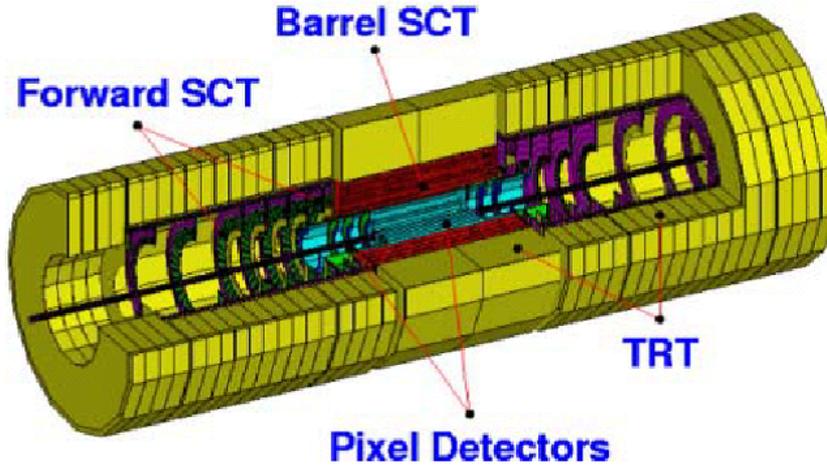


Fig. 2.10: 内部飛跡検出器の構造

- Pixel Detector

最内層にある半導体検出器で高い位置分解能を持つ。1 ピクセルが $50\mu\text{m} \times 400\mu\text{m}$ のシリコン検出器である。衝突点から最も近い位置にある検出器であるためピクセル型にすることで占有率を下げている。位置分解能は測定間隔を D として

$$\sigma = \frac{D}{\sqrt{12}} \quad (2.2)$$

である。

- SCT(SemiConductor Tracker)

シリコンマイクロストリップと呼ばれる細長い有感領域を平行に並べた半導体検出器である。ストリップ間隔は $80\mu\text{m}$ である。縦横 $6 \sim 7\text{cm}$ のシリコンウエハーが円筒状に敷き詰められ 2 層を互いに 40mrad 傾けることで 2 次元の読み出しを可能にしている。

- TRT(Transition Radiation Tracker) 半径 4mm のストローチューブ検出器を 36 層積層することで構成されている。位置分解能は $130\mu\text{m}$ で連続的な飛跡を再構成し電子を識別出来る。

内部飛跡検出器は $|\eta| < 2.5$ の領域で荷電粒子の飛跡の再構成や横運動量 P_T の測定を行うため、電子やミュオン、b-ジェットの区別は $|\eta| < 2.5$ のものしかできない。これらの検出器はいずれも非常に厳しい放射線環境下に設置されるため高い放射線耐性が必要である。

2.3.2 カロリメータ

カロリメータの主な役割は、電子や γ 線、ジェットなどのエネルギー、角度の測定である。ATLAS測定器のカロリメータは、電磁カロリメータとハドロンカロリメータの2つのカテゴリーに分けられ、広い $|\eta|$ 領域をカバーする。図 2.11 にその構造を示し、以下に各カロリメータについて簡単に説明する。

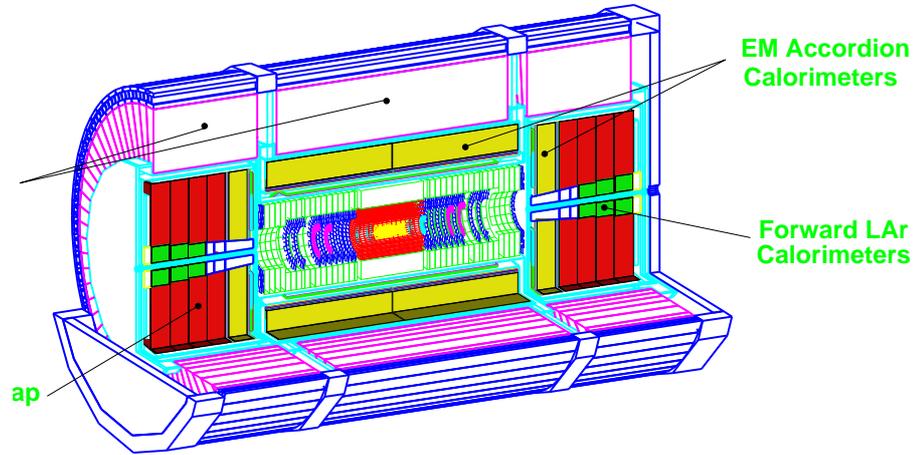


Fig. 2.11: カロリメータの構造

- 電磁カロリメータ

電磁カロリメータは、アコーディオン構造の鉛の吸収体と液体アルゴンからなり、放射線耐性に優れている。セントラル・ソレノイド・マグネットの外側に設置されバレル/エンドキャップ領域をカバーし（図 2.11 の黄色部分）、電子と光子のエネルギー測定に用いられる。

$$\frac{\Delta\sigma_E}{E} = \frac{9.5\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\% (E \text{ は } GeV \text{ 単位}) \quad (2.3)$$

で、第1項は電子の数 N の統計的な揺らぎ、第2項は較正精度や温度の揺らぎによる定数項である。

- ハドロンカロリメータ

バレル部（ピンクの線で囲われた部分）は鉄の吸収体とタイル状のシンチレータからなるカロリメータが用いられる。放射線強度がより高いエンドキャップ部（赤部分）は、銅の吸収体と液体アルゴンからなるカロリメータが用いられる。更に、放射線強度の高いフォワード部（緑部分）は銅とタングステンの吸収体と液体アルゴンからなるカロリメータが用いられる。これらは電磁カロリメータの外側に設置され、ハドロンの同定、エネルギー測定、ジェットの再構成などを行う。

$$\frac{\Delta\sigma_E}{E} = \frac{52.3\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.7\% (Barrel) \quad (2.4)$$

$$\frac{\Delta\sigma_E}{E} = \frac{62.4\%}{\sqrt{E}} \oplus 3.6\% (Endcap) \quad (2.5)$$

2.3.3 ミューオン検出器

図 2.12 のように衝突点で生成されたミューオンは他の粒子に比べ物質の透過力が高く、寿命が長い為に、ATLAS 検出器の外側でも他の検出器に影響されことなく検出することが出来る。ミューオン検出器は、飛跡精密測定用の MDT(Monitored Drift Tube)、CSC(Cathode Strip Chamber) と、トリガー用の RPC(Resistive Plate Chamber)、TGC(Thin Gap Chamber) の 4 種類の検出器とトロイダル磁石から構成され、ATLAS 検出器の一番外側に設置される検出器である。ミューオン検出器の全体図を図 2.13 に示す。図のように MDT はバレル部とエンドキャップ部の両方に設置される。CSC は、フォワード部 ($|\eta| > 1.9$) の内側に設置される。RPC はバレル部を、TGC はエンドキャップ部をカバーする。

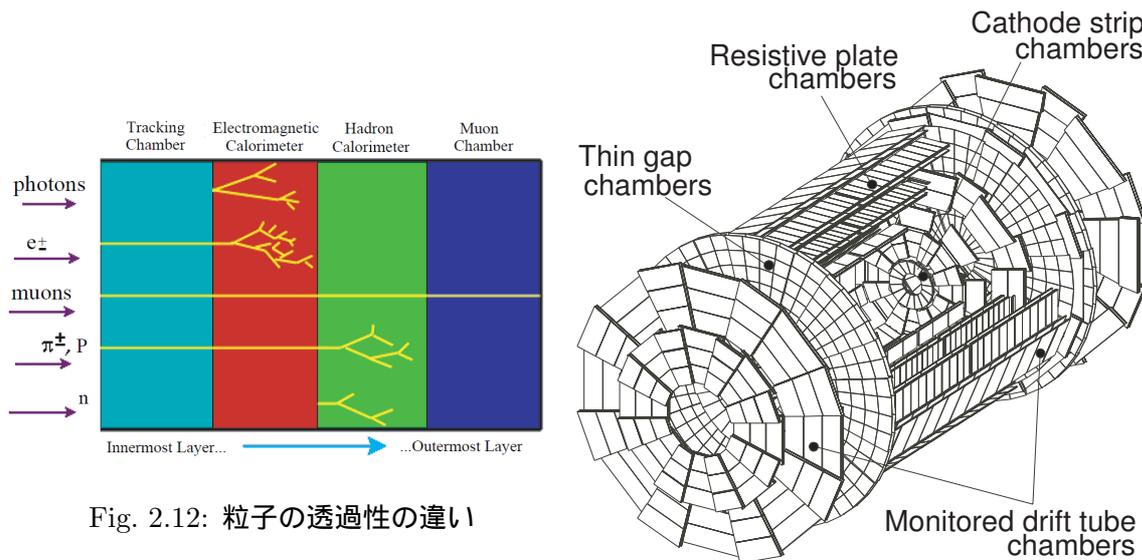


Fig. 2.12: 粒子の透過性の違い

Fig. 2.13: ミューオン検出器

図 2.14 の R-Z 断面図にあるように、それぞれの検出器は 3 ステーションに分けて設置される。超伝導空芯トロイダルコア磁石がバレル部 (図中の赤線の四角)、エンドキャップ部 (図の下側中央の青線の四角) に検出器に内包されるように置かれ、それぞれに ϕ 方向の磁場を作っている。この ϕ 方向の磁場によって R-Z 平面内で曲げられたミューオンの曲率を、3 ステーションの検出器で測定してその運動量を測定する。この R-Z 平面での R 方向の座標を第 1 座標と呼ぶ。理想的にはミューオンは ϕ 方向の磁場によって R-Z 平面内で曲がるはずだが、現実には磁場が R 方向 (及び Z 方向) 成分ももつために ϕ 方向にも曲がる。トリガー用の 2 つの検出器 (TGC, RPC) は、この ϕ 方向の座標 (第 2 座標と呼ばれる) を測定する役目も持っている。ここでは、4 つの検出器について簡単に説明する。さらに MDT については 3 章でより詳しく説明する。

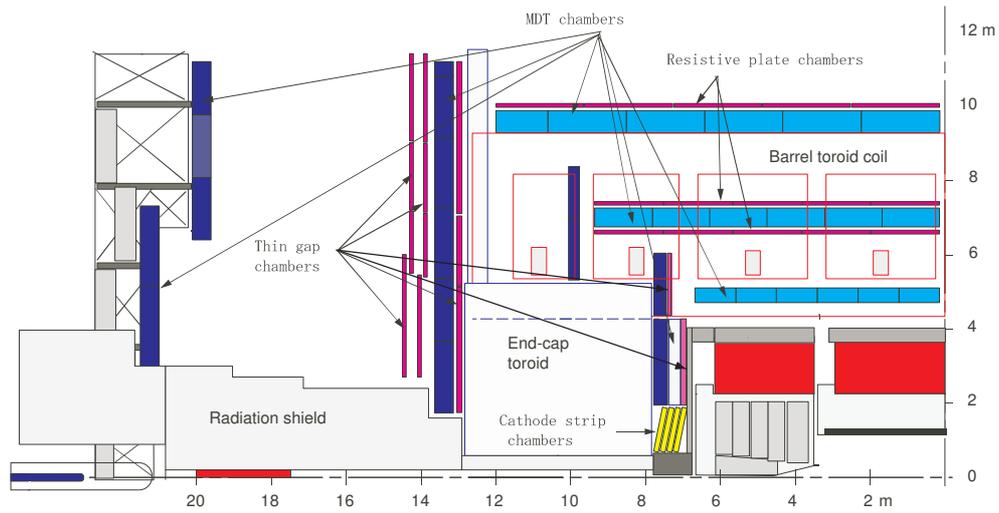


Fig. 2.14: ミューオン検出器 (R-Z 断面図)

MDT(Monitored Drift Tube)

MDT はバレル部、エンドキャップ部の広いラピディティ領域をカバーし、R-Z 方向成分を精密に測定することができる。その構造は図 2.15 に示すような、チューブ径 30mm、ワイヤ径 50 μ m のドリフトチューブを積層したものであり、位置をドリフト時間と、シグナルの大きさから求めている。位置分解能は 60 μ m、総チャンネル数は 30 万チャンネルである。

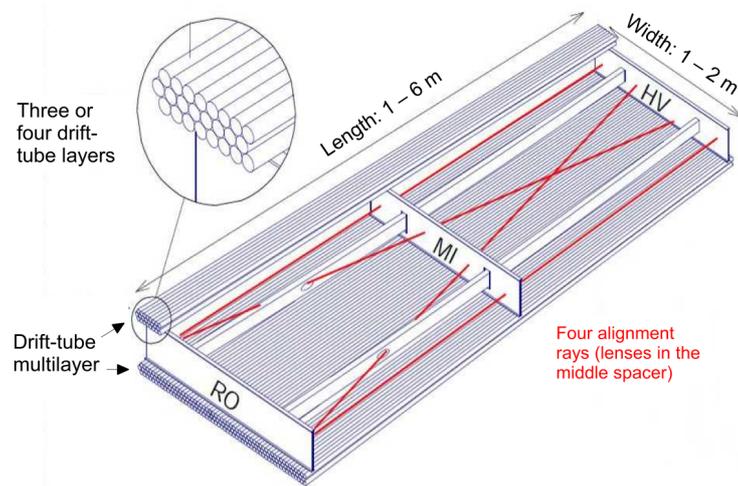


Fig. 2.15: MDT の構造

CSC(Cathode Strip Chamber)

CSCは放射線の多い高ラピディティ領域 $2.0 < |\eta| < 2.7$ に置かれる運動量精密測定用のカソードストリップ読み出しMWPC(Multi-Wire Proportional Chamber)である。構造はワイヤ間隔が2.5mm、ストリップ間隔が5.3mmと5.6mmの二種類。ドリフト時間は30nsec以下であり、位置分解能は $60\mu\text{m}$ となっている。CSCの構造を図??に示す。

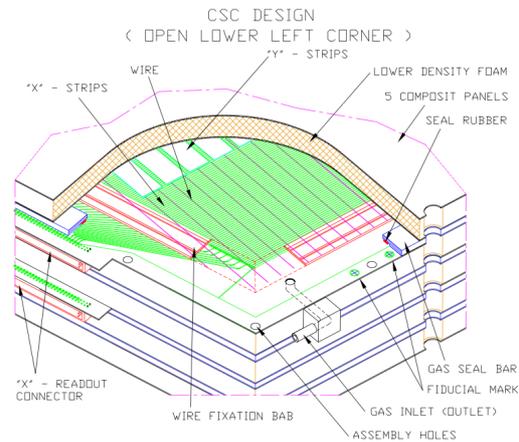


Fig. 2.16: CSC の構造

RPC(Resistive Plate Chamber)

RPCはバレル部 ($|\eta| < 1.05$) に設置されているトリガー用検出器である。時間分解能はLHCのバンチクロッシング周期の25nsecより短い1.5nsecとなっている。ストリップ間隔は $2.00 \pm 0.02\text{mm}$ であり、ストリップが直交するように2層に重ね2次元位置測定が可能である。RPCの構造を図2.17に示す。

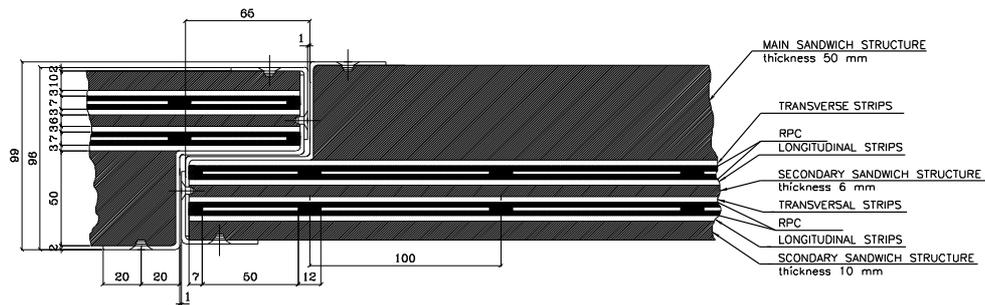


Fig. 2.17: RPC の構造

2.3.4 TGC(Thin Gap Chamber)

TGCはエンドキャップ部 ($1.05 < |\eta| < 2.7$) に設置されているトリガー用検出器である。TGCの構造はMWPC(MultiWire Proportional Chamber) でアノードワイヤとカソードストリップの信号を読み出すことにより、2次元位置測定が可能である。図 2.18 に ATLAS での TGC の位置とその構造の模式図を示す。TGC はエンドキャップ部分を円盤状にカバーするため、各チェンバーの外形は台形になっており、その大きさは配置場所によって異なるが、1辺が1~2mほどである。

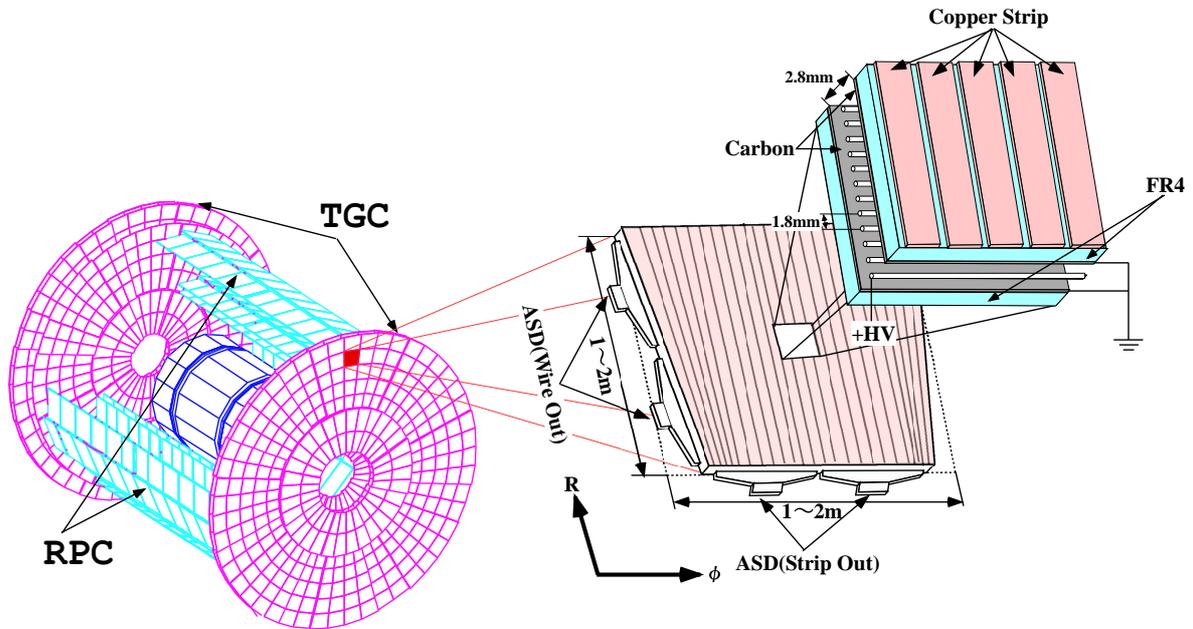


Fig. 2.18: TGC の配置と構造

2.3.5 マグネットシステム

ATLASのマグネットは、中央のソレノイド磁石、バレル部、エンドキャップ部それぞれのトロイダル磁石の3種4つからなり、いずれも超伝導磁石である。マグネットの構造を図 2.19 に示す。両トロイダル磁石は、8つのコイルがビーム軸に対して8回対称になるように配置されており、積分磁場強度はバレル部で2~6Tm、エンドキャップ部で4~8Tmである。ラピディティ η の値に対するトロイダル磁場の積分強度を図 2.20 に示す。トロイダル磁場は ϕ 方向成分が主だが、磁場の不均一性は避けられないため、R方向成分も存在する(図 2.21)。

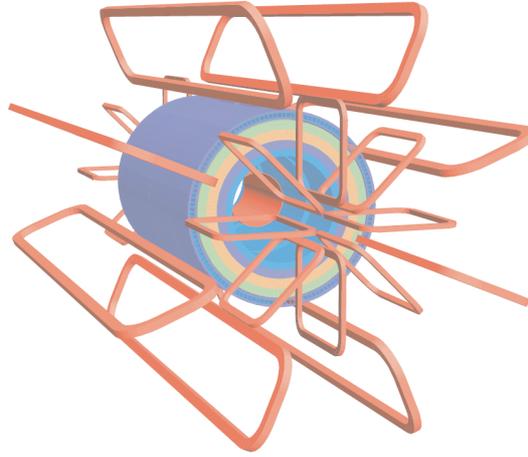


Fig. 2.19: マグネットの構造

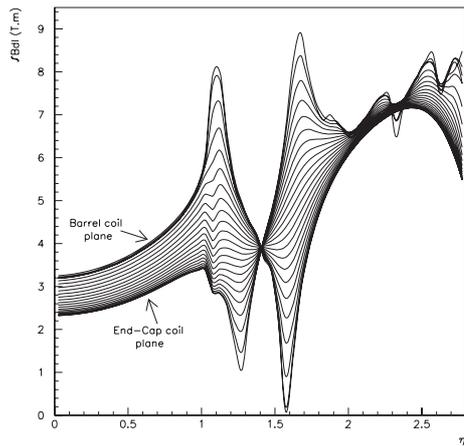


Fig. 2.20: η と磁場積分強度の関係

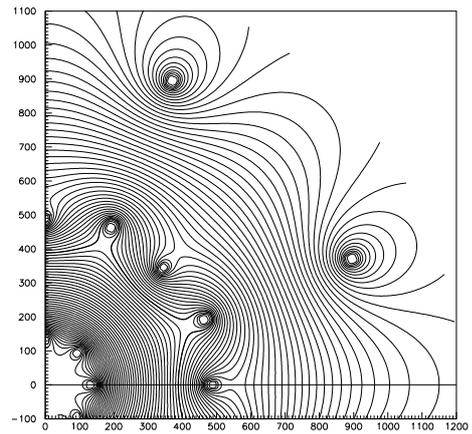


Fig. 2.21: X-Y 平面の磁束の構造 ($z=10.5\text{m}$)

第3章 アトラス・ミュオン飛跡検出器

この章ではアトラス・ミュオン飛跡検出器のMDTの動作原理を詳しく説明する。

3.1 MDTの動作原理

一本のMDTは直径30mmのアルミニウムのチューブでその側壁の厚さは $400\mu\text{m}$ である。中心に直径 $50\mu\text{m}$ のタングステンワイヤが張られている。MDTは3気圧の93:7の $\text{Ar} - \text{CO}_2$ の混合ガスで動作する。アノードワイヤには3080Vの電圧が掛けられガス増幅率は 2×10^4 である。MDTの基本的な検出原理を以下に説明する。荷電粒子がドリフト領域を通過するとエネルギーを落としその飛跡の周りに自由電子やイオンの小さなクラスタができる。そこに出来た電子がチューブ内の電場をガス分子と衝突しながらアノードワイヤに向かってドリフトする。自由電子がアノードワイヤに近づくにつれ電場により加速されイオン化エネルギーを超えるエネルギーでガス分子に衝突すると電子を叩き出し新しく自由電子を作りこれが繰り返される。アノードワイヤ付近では電場が距離の逆2乗に比例して強くなるため急激に増幅され電子なだれを起こす。それが信号として検出される。ドリフト時間とアノードワイヤまでのドリフト距離(以下ドリフト半径と呼ぶ)の相関は図3.2のように較正されている。

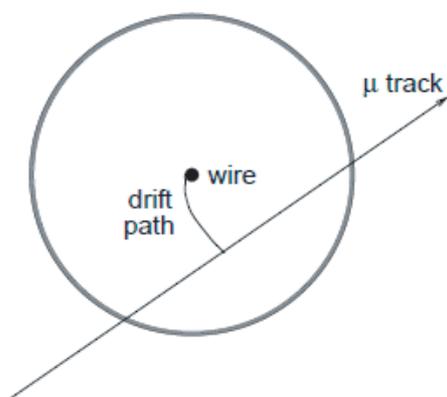


Fig. 3.1: 磁場中の電子のドリフト

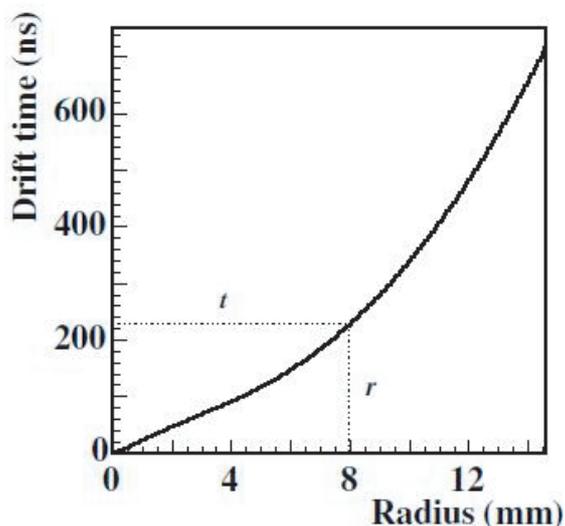


Fig. 3.2: r-t 相関グラフ

3.2 ドリフトサークル

MDT は一本だけではドリフト時間と MDT の位置情報は得られるがトラックを再構成できない。測定したドリフト時間からドリフト半径を求めヒットのあった複数の MDT でドリフトサークルを描きそれらに接するように直線を引き図 3.3 のようにトラックを再構成する。

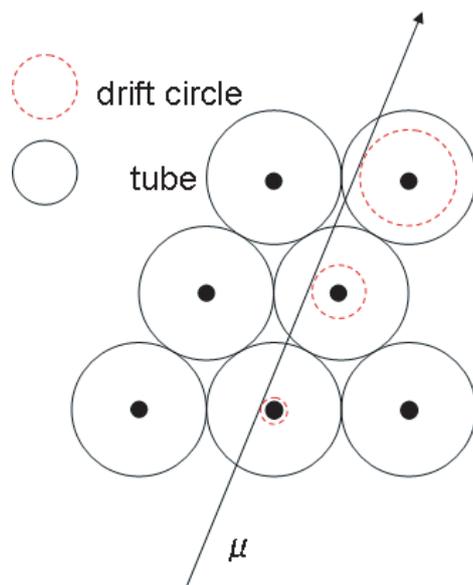


Fig. 3.3: ドリフトサークル

ドリフト時間は以下のように表される。

$$T_{drift} = T_{measured} - TOF - T_0 \quad [ns] \quad (3.1)$$

- $T_{measured}$: MDT で測定された時間情報で衝突時刻から MDT で粒子が検出され信号が出るまでの時間。
- TOF : Time of Flight、衝突点からヒット位置までの粒子の飛行時間。ミュオンは光速で直線の飛跡で飛行したと仮定して計算される。
- T_0 : ケーブリングや電子回路による遅延時間。

こうして求めたドリフト時間からドリフト半径を算出しドリフトサークルを描き飛跡を再構成していく。

第4章 ミューオンイベントの再構成

4.1 イベントの再構成

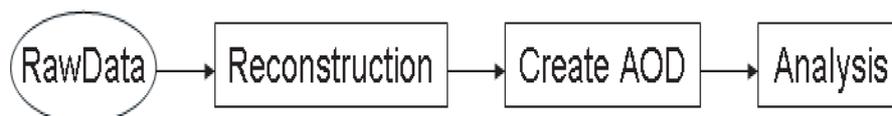


Fig. 4.1: イベント再構成の流れ

実験で得られる実データには ATLAS 測定器で観測された終状態の粒子、即ち、ジェットやレプトンなどの検出器情報 (飛跡、エネルギー、検出位置等) が保存されている。それらから終状態の粒子の運動量や質量を再構成して、陽子の衝突点から粒子がどのように生成されたかを推測する。ATLAS 実験では ATHENA というデータ変換、検出器のジオメトリ、パターン認識アルゴリズムなどから構成されるフレームワークを用いてイベントの再構成を行う。図 4.1 に実データから解析に必要なデータを作るまでの行程を示した。

- Reconstruction
実データからジェットや電子などの飛跡や検出器に落としたエネルギーを再構成 (reconstruct) し、両者を合わせて ESD(Event Summary Data) と呼ばれるファイルに保存する。
- Create AOD
ESD から物理解析において必要な情報 (粒子の運動量やエネルギー質量等) だけを取り出し AOD(Analysis Object Data) に保存する。
- Analysis(解析)
データを解析する者それぞれが目的に応じて AOD から必要なデータを取り出して解析を行う。

4.2 ミューオントラックの再構成

ミューオンのイベント再構成はいくつかのステップに分けられる。図 4.2 にパターン認識アルゴリズムを用いたミューオントラックの再構成の流れを示す。まず保存されている実データを読み込みプログラム内で扱うデータ形式 (検出器データ) に変換する。次にパターン認識アルゴリズムで検出器データのヒット情報から大まかな軌道を再構成しどのミューオン検出器のヒットがトラックに属しているかを決定する。そして、そのデータからミューオン検出器内のステーションの中

での三次元位置情報と横運動量情報等からなる三次元のセグメントを再構成する。そして複数のステーションのセグメントをつなぎ合わせてフィッティングを行いミュオン検出器でのトラックとして再構成する。さらに内部飛跡検出器のトラックとつなぎ合わせ取り衝突点からの飛跡を再構成する。

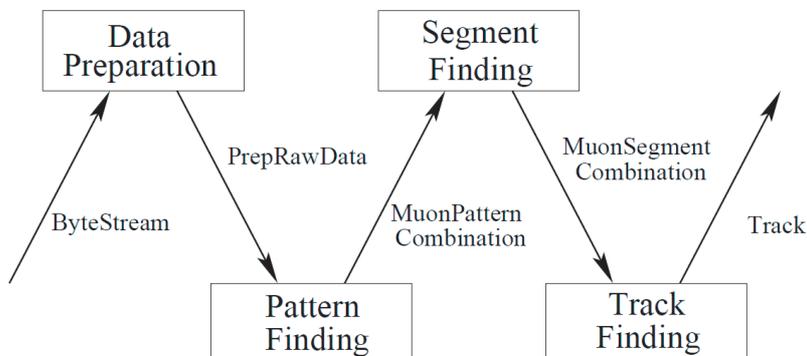


Fig. 4.2: ミューオントラック再構成の流れ

図 4.2 の各矢印は次のプロセスに必要な入力を示している

- ByteStream 保存されている実データ
- PrepRawData 保存されている実データを読み込みプログラム内で扱えるように変換したデータ。
- MuonPatternCombination 検出器データのヒット情報から大まかな三次元の軌道を作り直線状に並んでいるものをつなぎ合わせたもの。
- MuonSegmentCombination ミューオン検出器の内のヒットのあったステーションごとのローカルな三次元セグメントを作りつなぎ合わせたもの。
- Track つなぎ合わせたセグメントをフィッティングしたミュオン検出器でのトラック。

第5章 MuonTOFRefitTool

MuonTOFRefitTool は宇宙線バックグラウンド事象を選別し振るい落とすこと目的として開発した、ミュオンのトラックを再構成する際に衝突点から光速でミュオンが飛行したと仮定した検出器までの飛行時間 TOF (TimeOfFlight) と実際の粒子の到達時間との差を算出しトラックを再構成するアルゴリズムである。今、衝突点付近で時刻 T_{IP} に発生した粒子が MDT を時刻 T_{hit} に通過したとすると、

$$TOF = T_{hit} - T_{IP} \quad (5.1)$$

であるが光速を c とし飛行距離を d とすると

$$TOF = \frac{d}{c} \quad (5.2)$$

と表される。実際には MDT への到達時間は陽子衝突のタイミングを基準に測られておりこれは $T_{IP} = 0$ を意味する。仮に粒子が基準の時刻と異なる時刻 T に衝突点付近で発生 (宇宙線の場合は通過) したとすると見掛けの TOF はとされるが

$$TOF = \frac{d}{c} + T \quad (5.3)$$

すなわち、

$$T_{hit} = \frac{d}{c} + T \quad (5.4)$$

となる。よってもし T_{hit} を求めることができれば

$$T = T_{hit} - \frac{d}{c} \quad (5.5)$$

として粒子の発生時刻が求められる。宇宙線の衝突点付近での通過時刻は一般に衝突時刻とは異なるため T を精度よく求め、それが 0 と有意に異なることを要求すると宇宙線を除去できる可能性がある。このアルゴリズムでは T_{hit} を求めるために T_{Track} という変数を導入し、式 3.1 のドリフト時間を補正する。

$$T_{drift} = T_{measured} - \frac{d}{c} - T_0 - T_{tTrack} \quad (5.6)$$

T_{Track} は T の推測値、すなわち、実際の粒子の MDT への到達時間と粒子の速度を光速で仮定した飛行時間との差である。 T_{Track} の値が変わればドリフト時間が変わりドリフト半径も変わる。ドリフト半径が変わるのでドリフトサークルが変わり、その接線をフィットしたものであるトラックも変わるため、 T_{Track} を変えることによりドリフトサークルが最も良く直線と接するような値を求め粒子の通過時間を推測することができる。

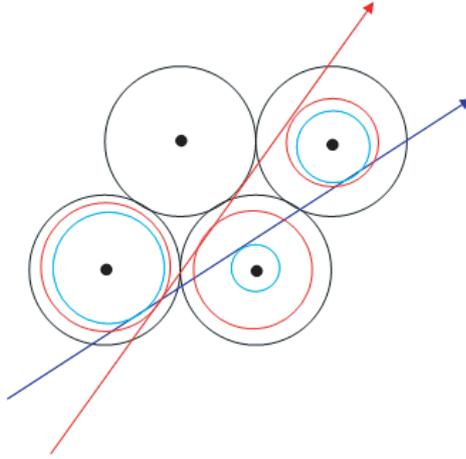


Fig. 5.1: ドリフトサークルチェンジ

5.1 アルゴリズム

図 5.2 に大まかな流れを示す。まず $T_{Track} = -25[\text{ns}]$ としてドリフトサークルを描き直し、パターン認識を再び行ってトラックセグメントに属するヒットを求め、また χ^2 を求める。同様に $T_{Track} = 25[\text{ns}]$ として再構成し χ^2 を求める。衝突点から光速で飛行したと仮定して再構成されたトラックと以上二つのトラックの χ^2 を比べ最も χ^2 が小さいものをトラックセグメントとの対応が正しく取れたものと考え、これをシードトラックとする。このときは T_{Track} を変えると図 5.1 で青色のトラックから赤色のトラックのように変わった時、上段右側のチューブでトラックがドリフトサークルの右側から左側を通るものになったようにトラックがドリフトサークルのどちら側にあるかという位置関係が変わることがある。次に -25ns から 5ns 刻みで 25ns まで T_{Track} の値を変えそれぞれドリフトサークルを描き直しフィットを行いトラックを再構成し直す。このときは再構成しなおすトラックとドリフトサークルの位置関係をシードトラックとは変えずにフィットを行う。そして再構成できたものの χ^2 を求める。これらの χ^2 を T_{Track} の二次関数でフィットし χ^2 が最小となる T_{Track} を求める。

求めた T_{Track} でトラックを再構成し最終的なトラックとする。

5.2 性能評価

衝突により生成された粒子はビーム軸に垂直な平面の方向、すなわち、 ϕ 方向には統計的には偏在することなく衝突点から等方的に飛行する。また、ミュオンはミュオン検出器に達するまでその運動エネルギーに比べると殆どエネルギーを落とさないためほぼ光速で飛行する。そのため衝突により生成されたミュオンは $T_{Track} = 0$ に鋭いピークを持つように分布すると考えられる。一方、宇宙線のフラックスは天頂角を θ とすると $\cos^2\theta$ に比例し、上方から偏って飛来するので、 T_{Track} の分布がある程度幅を持つと予想される。以下性能評価のため、ビームのルミノシティが低く ($\sim 10^{28}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) 宇宙線イベントの割合が多い時期のデータとビームのルミノシティが高くなり ($\sim 10^{31}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) 宇宙線イベントの割合が低い時期の実データをそれぞれ比較す

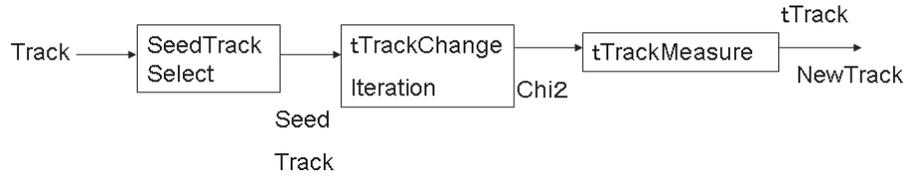


Fig. 5.2: アルゴリズムの流れ

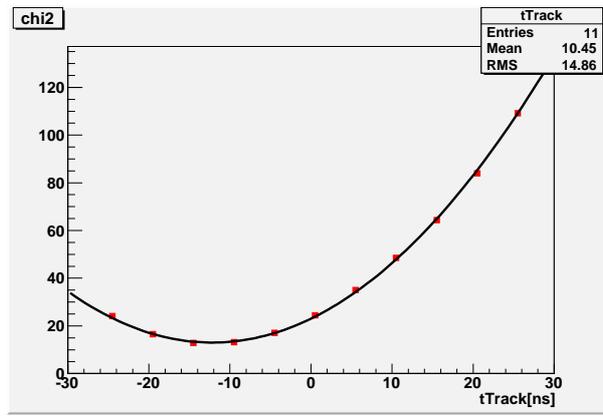


Fig. 5.3: χ^2 フィットの例

る。横 (x 軸) 方向 ($-0.1 < \phi < 0.1, \pi - 0.1 < \phi < \pi, -\pi < \phi < -\pi + 0.1$) では宇宙線は少ないと考えられる。また、上下方向 ($\frac{\pi}{2} - 0.1 < \phi < \frac{\pi}{2} + 0.1, -\frac{\pi}{2} - 0.1 < \phi < -\frac{\pi}{2} + 0.1$) ではビームのルミノシティが低いと宇宙線の割合が大きい。そのため横方向で検出されたミュオンを衝突点由来のミュオンであると考え、上下方向で検出されたミュオンを宇宙線であるとする。また、内部飛跡検出器で再構成されたのトラックとつなぎ合わせることができたイベントと内部飛跡検出器で再構成されたトラックとつなぎ合わせることのできなかつたイベントとに分けて解析を行った。トラックは外装の検出器からトラックをつないで行き延ばした先が衝突点に向かっていくものを選択してつないで行くので内部飛跡検出器のトラックとつなぎ合わせることの出来なかつたイベントはつなぎ合わせることの出来たイベントに比べ宇宙線である可能性が高い。以下では T_{Track} によるカットを掛け宇宙線の除去率を見積もる。さらにカロリメータでの時間情報と T_{Track} を比較しカットの妥当性や T_{Track} の正確さを論じる。

5.2.1 低ルミノシティ時のミュオンの性質

低ルミノシティ ($\sim 10^{28} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) 時期のデータを以下に示す。宇宙線のフラックスは天頂角 Θ の $\cos^2\Theta$ に比例する。図 5.4 は低ルミノシティ時の内部飛跡検出器とトラックをつなぎ合わせることが出来なかつたミュオンの ϕ 分布である。上下方向付近にピークを持ち横方向付近では数

が少なくなっている分布をしているため宇宙線の多いサンプルであると考えることが出来る。図 5.5 は低ルミノシティ時の内部飛跡検出器のトラックとつなぎ合わせることが出来たミュオンの ϕ 分布である。 $\phi = -1$ or -2 付近を除いてほぼ一様に分布している。 $\phi = -1$ or -2 付近は ATLAS 測定器を支える「足」がありカバレッジが低い領域でありその構造が見えている分布になっているため衝突由来のミュオンが多いサンプルであると考えることが出来る。以下、低ルミノシティ時期の内部飛跡検出器とつなぎ合わせることができなかったイベントのデータを LNC(Low-luminosityNotCombined) サンプルと呼び、内部飛跡検出器のトラックとつなぎ合わせることができたイベントのデータを LCo(Low-luminosityCombined) サンプルと呼ぶ。

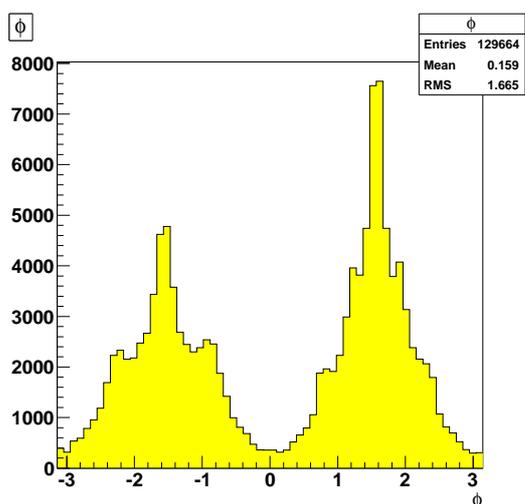


Fig. 5.4: LNC サンプル ϕ 分布

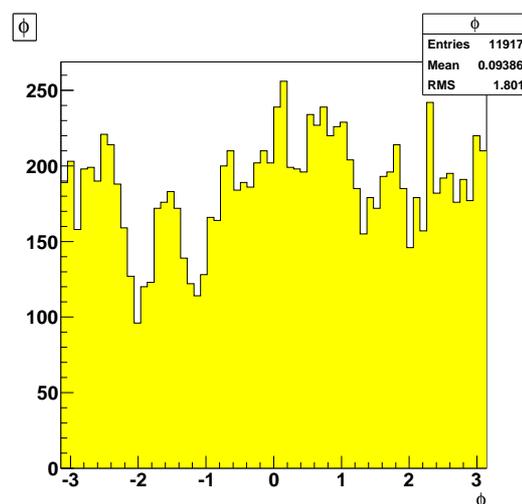


Fig. 5.5: LCo サンプル ϕ 分布

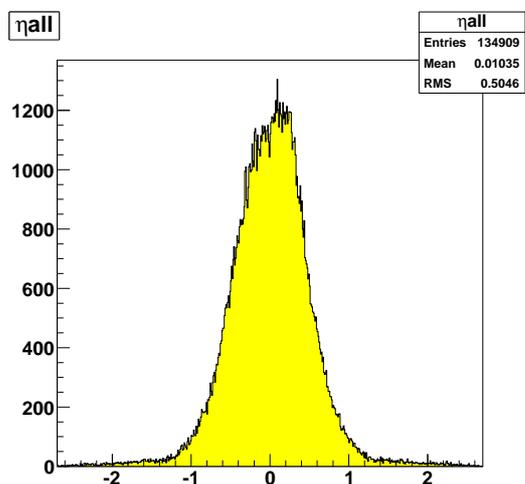


Fig. 5.6: LNC サンプル η 分布

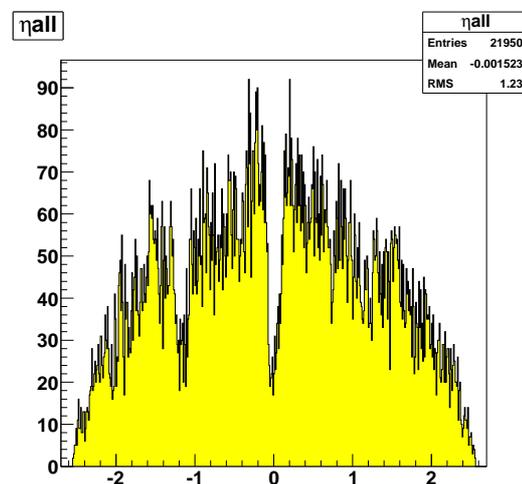


Fig. 5.7: LCo サンプル η 分布

図 5.6 は LNC サンプルの η 分布である。バレル領域に分布が集中していることが分かる。そのため本研究ではバレル領域 ($|\eta| < 1.05$) に限って解析を行っている。

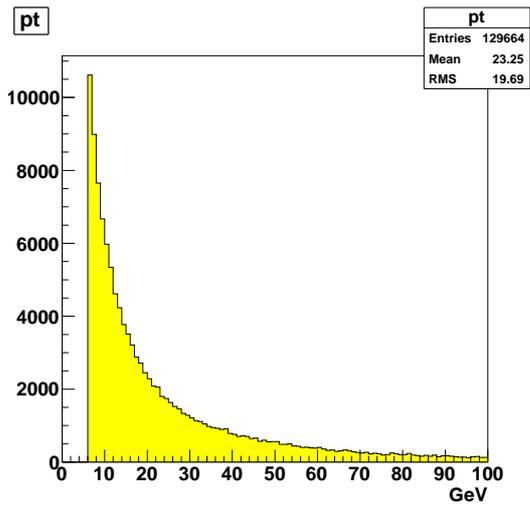


Fig. 5.8: LNC サンプル p_T 分布

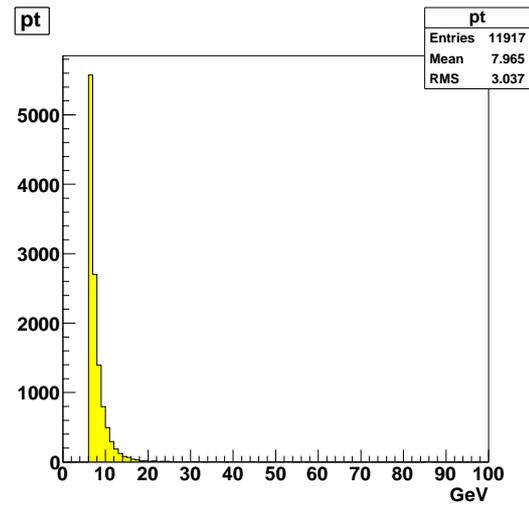


Fig. 5.9: LCo サンプル p_T 分布

図 5.8 は LNC サンプルの p_T 分布であるが高い p_T 領域までテールを引いて分布をしているのが分かる。図 5.9 は LCo サンプルの p_T 分布であるが LNC に比べ高い運動量成分が少ないことが分かる。

節の初めにも前述したが宇宙線のフラックスは天頂角のコサイン 2 乗に比例するので LNC サンプルの上下方向 ($\frac{\pi}{2} - 0.1 < \phi < \frac{\pi}{2} + 0.1, -\frac{\pi}{2} - 0.1 < \phi < -\frac{\pi}{2} + 0.1$) のミュオンは衝突点由来の物理事象より宇宙線バックグラウンドが支配的であるサンプルであると考えられるので、以下、LNC サンプルの上下方向のサンプルを LCoS(Low-luminosityCosmic) サンプルと呼ぶ。また、LCo の横方向 ($-0.1 < \phi < 0.1, \pi - 0.1 < \phi < \pi, -\pi < \phi < -\pi + 0.1$) のミュオンは宇宙線のフラックスを考えると他の領域よりも衝突由来のミュオン多いサンプルであると考えられるので、LCo の横方向のサンプルを LCol(Low-luminosityColision) サンプルと呼ぶ。

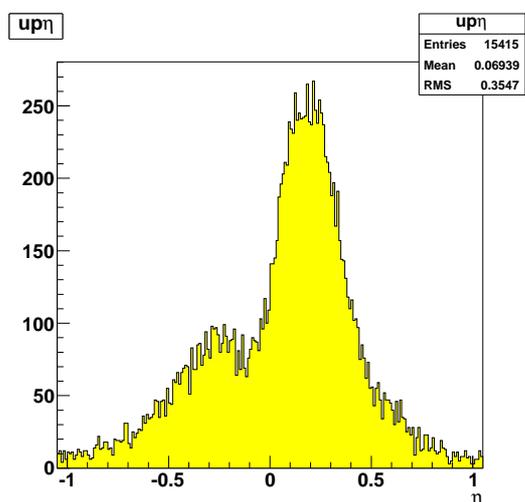


Fig. 5.10: LCoS サンプル η 分布

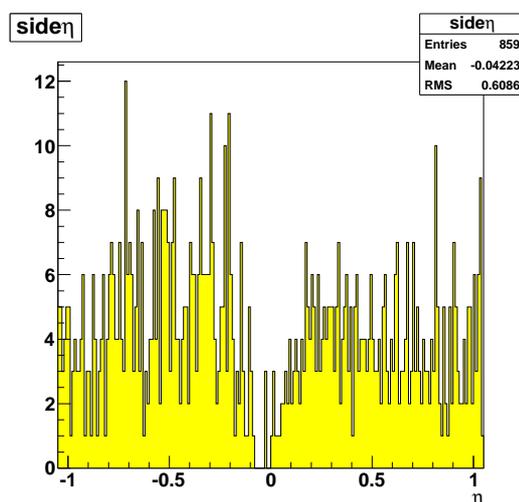


Fig. 5.11: LCo サンプル η 分布

図 5.10 は LCoS サンプルの η 分布であるが ATLAS 上部の空洞の構造が見えている。図 5.11 は LCol サンプルの η 分布であるが穴の構造は見えているが一様に分布している。図 5.12 は LCoS サ

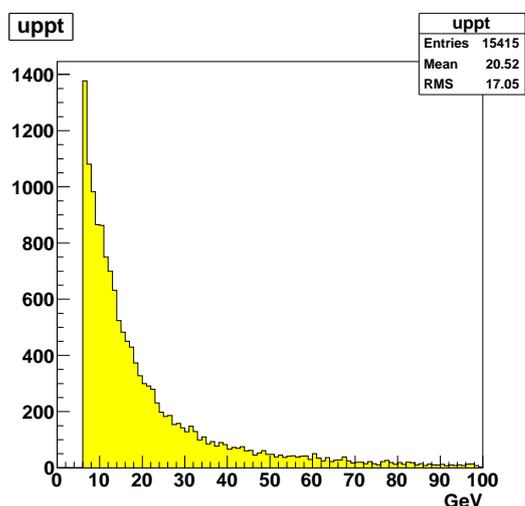


Fig. 5.12: LCoS サンプル p_T 分布

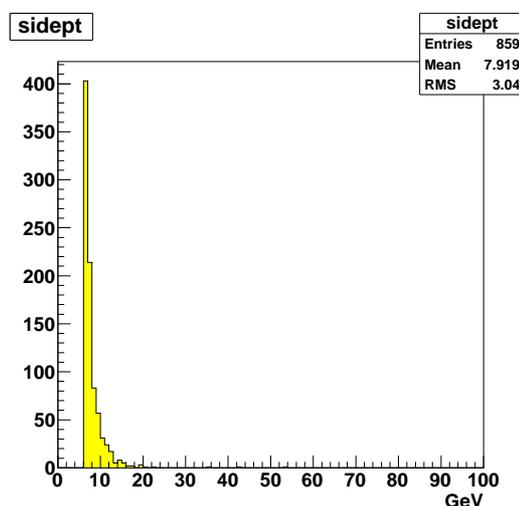


Fig. 5.13: LCo サンプル p_T 分布

ンプルの p_T 分布であるが高い p_T 領域までテールを引いて分布しているのが分かる。図 5.13 は LCo サンプルの p_T 分布であるが LCoS に比べ高い運動量の成分が少ないことが分かる。

5.2.2 高いルミノシティ時のミュオンの性質

高ルミノシティ($\sim 10^{31} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) 時期のデータを以下に示す。前小節と同様に内部飛跡検出器で再構成されたトラックとつなぎ合わせることでできたイベントのデータ群を HCo(High-luminosity Combined) サンプルと呼び、つなぎ合わせることでできなかったイベントのデータサンプルを HNC(High-luminosity Not Combined) サンプルと呼ぶ。高ルミノシティであるので、衝突点由来のイベントの割合が高く、特に、HCo サンプルは衝突点由来のイベントが多いと考えられる。HNC サンプルは、HCo サンプルに比べて宇宙線を多く含んでいると考えられる。図 5.14 は HNC サンプルの ϕ 分布である。 $\phi < 0$ の領域で ATLAS 測定器を支える”足”の構造が見えているが上下方向付近において他の領域に比べ高いピークを持っているため高ルミノシティ時ではあるが宇宙線を多く含んでいると考えられる。図 5.15 は HCo サンプルの ϕ 分布である。 $\phi < 0$ の領域で”足”の構造が見える。また、全体に大まかに一様に分布しており 8 つのピークが見える。これは ATLAS 測定器の X-Y 平面の八回対称性が見えているものと考えられる。 $\phi \sim \frac{\pi}{2}$ 付近にピークは見られずよって衝突由来の割合が非常に高いと考えられる。図 5.16 は HNC サンプルの η 分布である。パレル領域に二つの山が見える。これは宇宙線が多いと考えられる。エンドキャップ領域の山は衝突由来が多いと考えられる。図 5.17 は HCo サンプルの η 分布である。ほぼ一様に分布している。

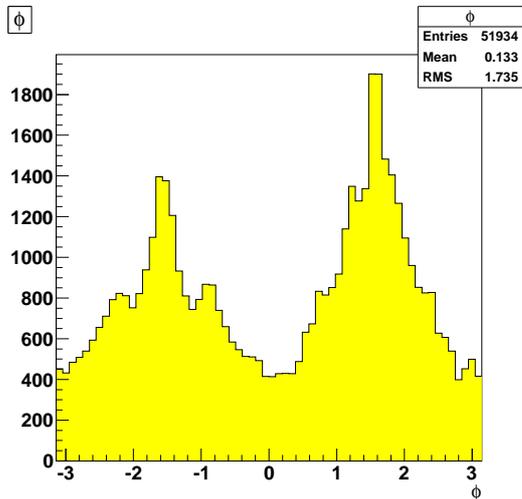


Fig. 5.14: HNC サンプル ϕ 分布

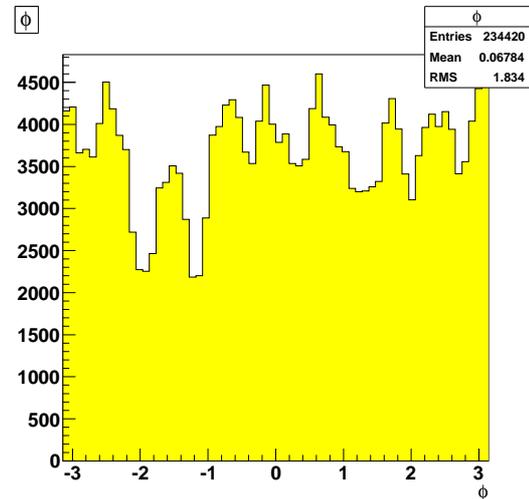


Fig. 5.15: HCo サンプル ϕ 分布

図 5.18 は HNC サンプルの p_T 分布であるが高い p_T 領域までテールを引いているのがわかる。図 5.19 は HCo サンプルの p_T 分布であるが HNC に比べ高い運動量の成分が少ないことがわかる。LNC、LCo の p_T 分布と比較すると高い運動量領域のテールは宇宙線由来であると考えられる。前小節と同様に HNC サンプルの上下方向の領域のイベントを HCos(HigHuminosityCosmic) サンプルと呼び、HCo サンプルの横方向領域のイベントを HCol(HigHuminosityCoLision) サンプルと呼ぶ。

図 5.20 は HCos サンプルの η 分布であるが二つの山が見えており ATLAS 上部の空洞の構造が見えている。図 5.21 は HCol サンプルの η 分布であるが穴の構造も見えているがほぼ一様に分布している。図 5.22 は HCos サンプルの p_T 分布であるが高い p_T 領域までテールを引いているのがわかる。図 5.23 は HCol サンプルの p_T 分布であるが HCos と比較して高い運動量の成分は少ない。

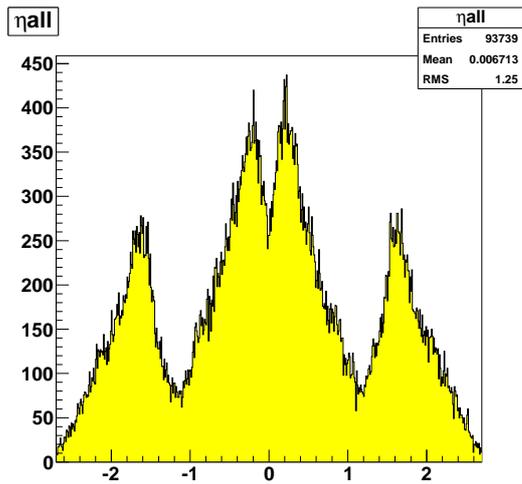


Fig. 5.16: HNC サンプル η 分布

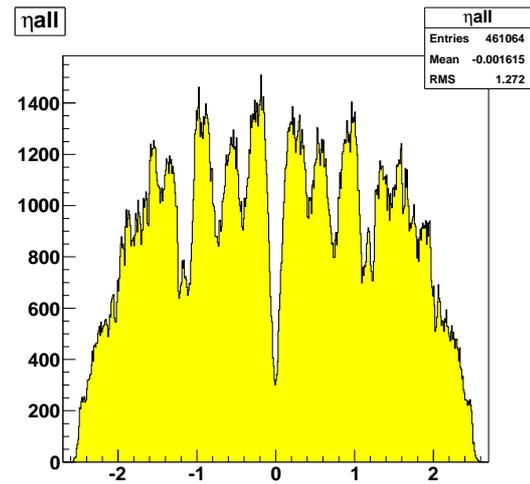


Fig. 5.17: HCo サンプル η 分布

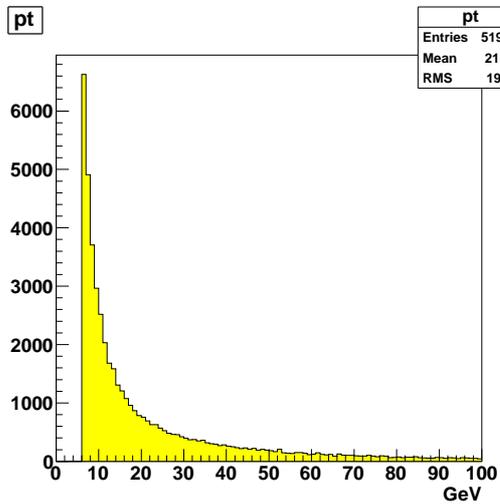


Fig. 5.18: HNC サンプル p_T 分布

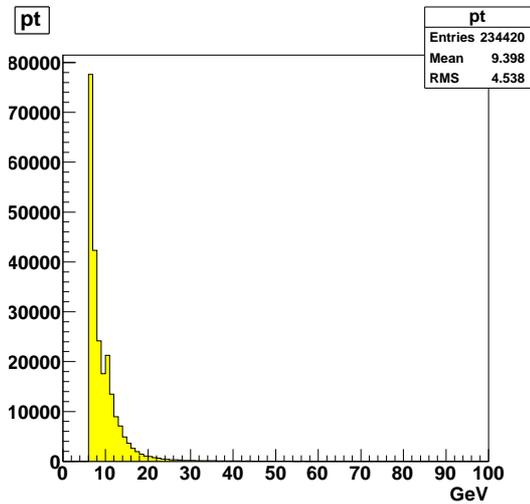


Fig. 5.19: HCo サンプル p_T 分布

5.2.3 T_{Track} 測定結果

図 5.24 は LNC サンプルの T_{Track} 分布である。0ns 付近が多くなっておりそれに加えて広く分布する成分がある。図 5.25 は LCo サンプルの T_{Track} 分布である。ピークの位置が 2ns の位置にあり分布が細い。標準偏差は 6.4ns 程度である。

図 5.26 は LCoS サンプルの T_{Track} 分布であるが LNC サンプルの T_{Track} 分布と比較しても負の側に大きく分布していることが分かる。図 5.27 は LCoI サンプルの T_{Track} 分布であるがやはりピークの位置が 3ns の位置にあり分布も細く標準偏差は 5.5ns 程度である。

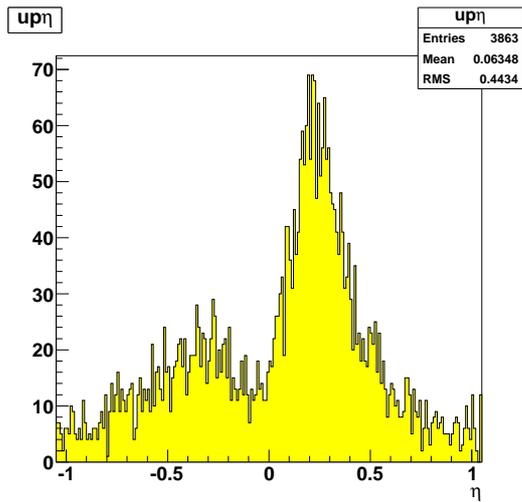


Fig. 5.20: HCoS サンプル η 分布

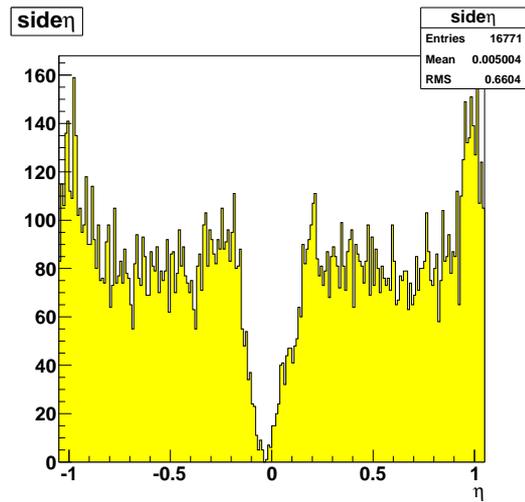


Fig. 5.21: HCoL サンプル η 分布

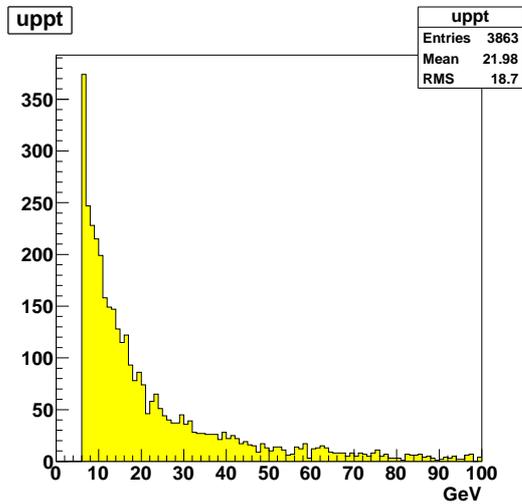


Fig. 5.22: HCoS サンプル p_T 分布

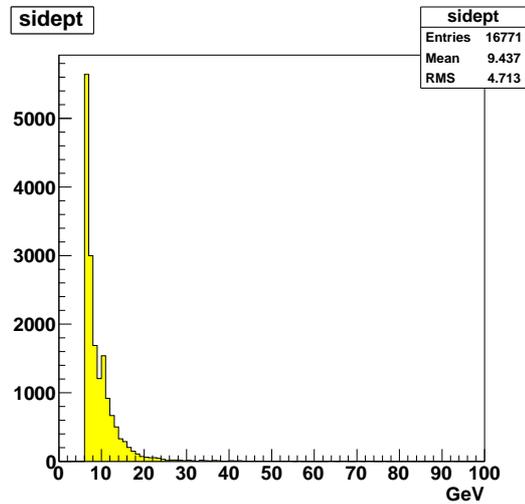


Fig. 5.23: HCoL サンプル p_T 分布

図 5.28 は HNC サンプルの T_{Track} 分布である。5ns の位置にピークを持つが幅広くテールを引いていることが分かる。図 5.29 は HCo サンプルの T_{Track} 分布である。4ns の位置に細いピークを持ちテールの幅も HNC サンプルに比べ狭いことがわかる。

図 5.30 は HCoS サンプルの T_{Track} 分布であるがピークはほぼ 0ns にあるものの負の側に大きくテールを引いているのが分かる。図 5.31 は HCoL サンプルの T_{Track} 分布であるがピークが 2ns にあり細く標準偏差は 6.0 程度である。LCos、LCoL、HCoS、HCoL の結果を比べ衝突由来のイベントのを極力残し宇宙線と思われるイベントを落とすことを考えると 10 ~ 20ns でカットを掛けるのがよさそうであると推測できる。

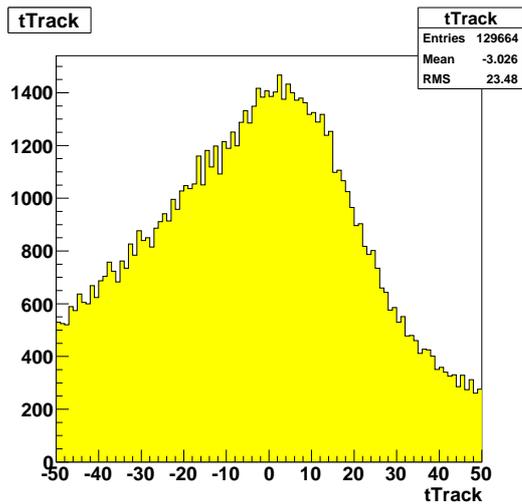


Fig. 5.24: LNC サンプル T_{Track} 分布

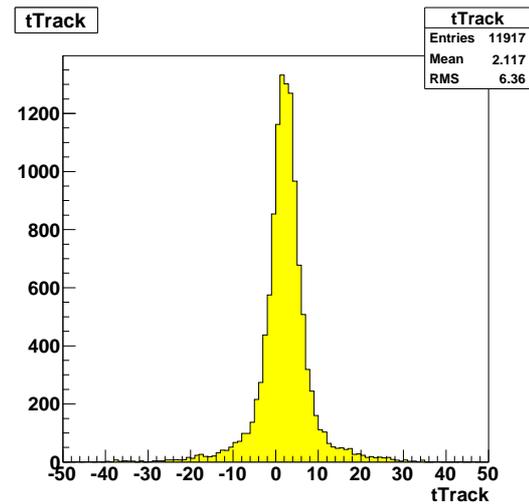


Fig. 5.25: LCo サンプル T_{Track} 分布

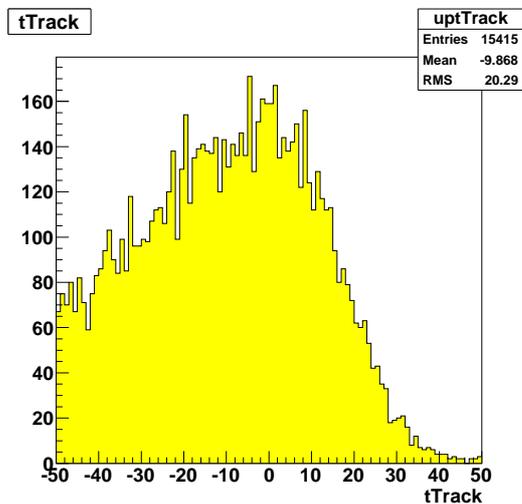


Fig. 5.26: LCoS サンプル T_{Track} 分布

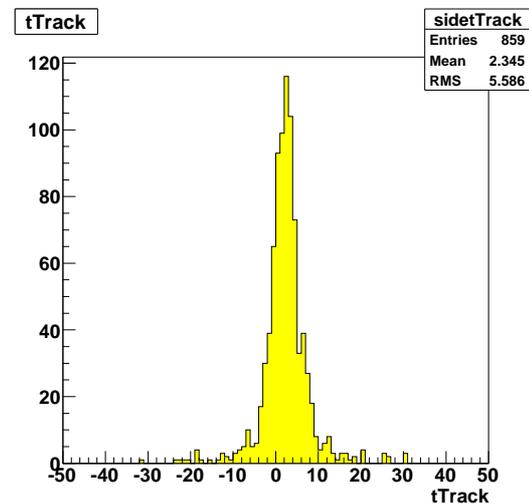


Fig. 5.27: LCol サンプル T_{Track} 分布

5.2.4 カロリメータの時間情報との比較

T_{Track} の正確さをカロリメータでの時間情報 T_{calo} と比較することで述べていく。図 5.32 は LNC サンプルの $T_{Track}-T_{calo}$ 分布で図 5.33 は LCo サンプルの $T_{Track}-T_{calo}$ 分布である。LNC と LCo の分布を比較すると LNC の分布には $T_{Track} = T_{calo}$ の付近の分布と $T_{Track} = T_{calo} + 25[\text{ns}]$ 付近の分布が見られる。LNC は宇宙線が支配的であることを考えるとこれらの分布は宇宙線由来であると推測される。宇宙線は上から下向きに飛来する。 $\phi < 0$ 領域では宇宙線も衝突由来のイベントも上から下向きに飛行したとして再構成するので宇宙線も正しく再構成されやすい。したがって $T_{Track} = T_{calo}$ の付近の分布は $\phi < 0$ で再構成されたものであると推測される。 $\phi > 0$ ではミュオンは衝突点由来であるとして下から上に向かって粒子が飛行したとして再構成するので $\phi > 0$ で宇宙線を再構成すると実際の T_{Track} と算出された T_{Track} とはずれが生じると推測される。したがって $T_{Track} = T_{calo} + 25[\text{ns}]$ 付近の分布は $\phi > 0$ で再構成されたものであると推測される。これを検証するため LNC サンプルで $\phi > 0$ 領域と $\phi < 0$ 領域で分けて $T_{Track}-T_{calo}$ 分布を見た。

図 5.34 は LNC サンプルの $\phi > 0$ での $T_{Track}-T_{calo}$ 分布で、図 5.35 は LNC サンプルの $\phi < 0$ での

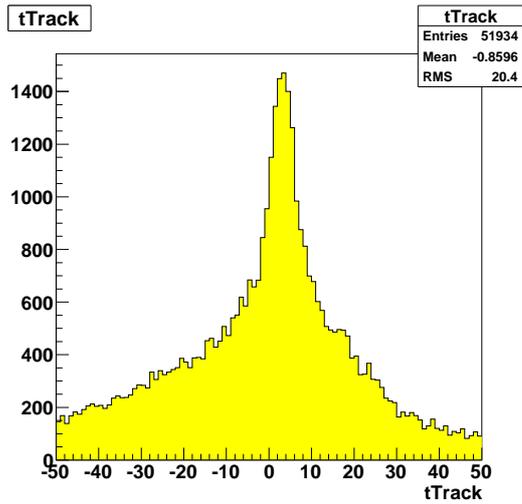


Fig. 5.28: HNC サンプル T_{Track} 分布

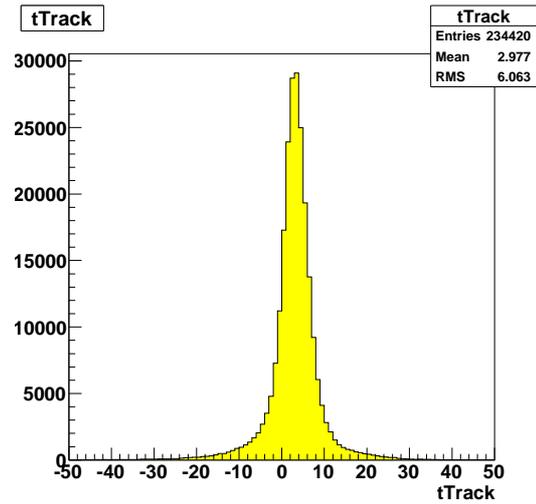


Fig. 5.29: HCo サンプル T_{Track} 分布

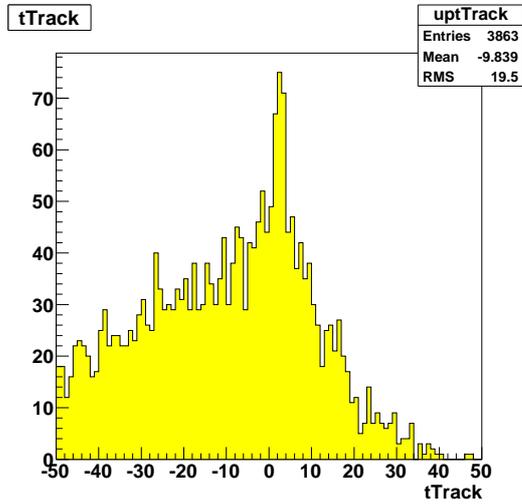


Fig. 5.30: HCos サンプル T_{Track} 分布

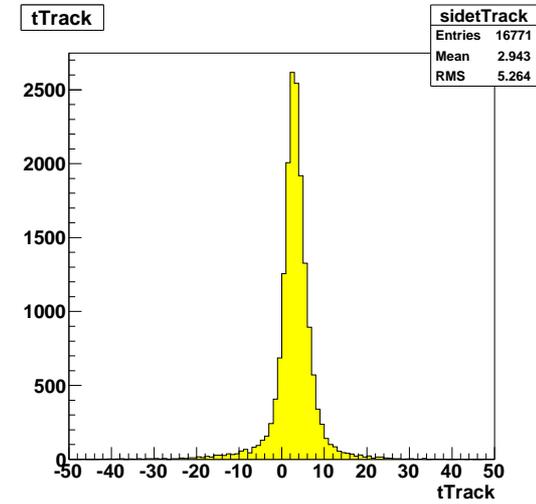


Fig. 5.31: HCol サンプル T_{Track} 分布

$T_{Track}-T_{calo}$ 分布である。先述の推測どおり $T_{Track} = T_{calo}$ の付近の分布と $T_{Track} = T_{calo} + 25[\text{ns}]$ 付近の分布が分離されたことが分かる。このことにより $T_{Track} = T_{calo}$ の付近の分布と $T_{Track} = T_{calo} + 25[\text{ns}]$ 付近の分布が宇宙線由来であるといえる。また、LNC サンプルの $\phi < 0$ での $T_{Track}-T_{calo}$ 分布に $T_{Track} = T_{calo}$ の分布があることより粒子の飛行方向が正しく再構成された場合、 T_{Track} と T_{calo} とはほぼコンシステントであることより開発したアルゴリズムによる T_{Track} の算出はある程度正確であるといえる。 T_{Track} のみでのカットについてはLNC サンプルでは宇宙線が残ってしまうことが分かった。図 5.36 は LCo サンプルの横方向 ($-0.1 < \phi < 0.1, \pi - 0.1 < \phi < \pi, -\pi < \phi < -\pi + 0.1$) の $T_{Track}-T_{calo}$ 分布である。この分布より衝突由来のイベントを極力落とさずに宇宙線を出るだけ落とすためのカットは $|T_{Track}| < 15[\text{ns}]$ が妥当であると考えられる。 T_{Track} でのカットは大半の宇宙線を除去することができ、カロリメータとのコリレーションを見るとより正確に除去できると言える。

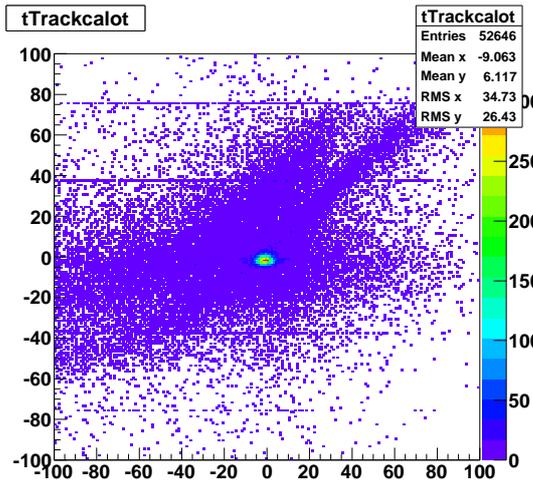


Fig. 5.32: LNC サンプル $T_{Track}-T_{calo}$ 分布

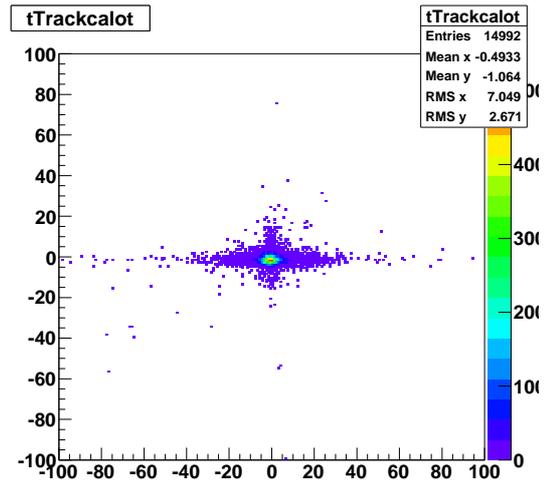


Fig. 5.33: LCo サンプル $T_{Track}-T_{calo}$ 分布

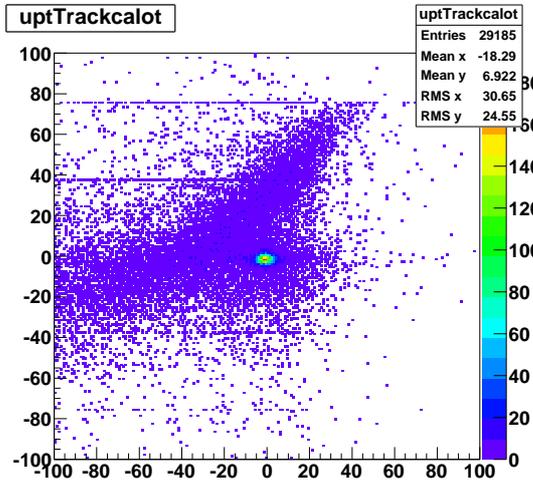


Fig. 5.34: LNC サンプル上半分 $T_{Track}-T_{calo}$ 分布

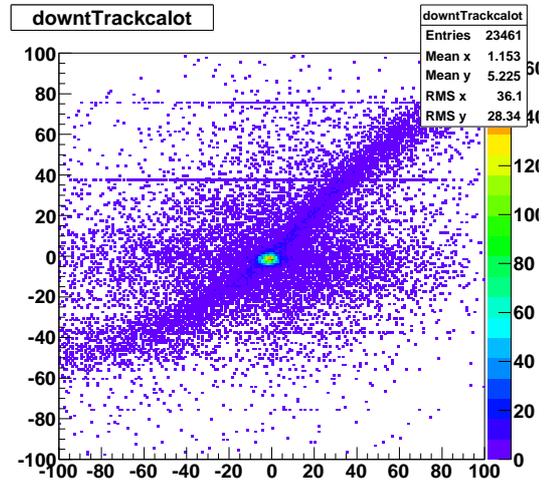


Fig. 5.35: LNC サンプル下半分 $T_{Track}-T_{calo}$ 分布

5.2.5 宇宙線除去性能の評価

以下の考察は HCoI サンプルのミュオンを全て衝突由来のミュオンであると仮定し、LCoS サンプルのミュオンは全て宇宙線由来のミュオンであると仮定して考察を進める。表 5.1 に T_{Track} のカットとそれによる各サンプルの減少割合を示した。 $|T_{Track}| < 15\text{ns}$ でカットを掛けると衝突由来サンプルで 3.0% ミュオンイベントが減少しただけで宇宙線サンプルの 72% を除去することができた。さらに、 $|T_{Track}| < 10\text{ns}$ のカットを掛けると衝突由来サンプルで 6.5% のイベントが減少するが宇宙線サンプルで 81% の宇宙線を除去することができた。以上の考察は宇宙線サンプルが 100% 宇宙線であると仮定し衝突由来が 100% 衝突由来であると仮定しているため除去率や減少率は最大値である。宇宙線サンプルにも衝突由来のミュオンイベントが含まれているが除去されたミュオンに含まれる割合はごくわずかであると考えられ、 $|T_{Track}| < 15\text{ns}$ のカットにおいて宇宙線の除去率が 72% から大きく減少することはないと考えられる。また、衝突由来サンプルの中にも宇宙線バックグラウンドが含まれていると考えられるため、減少したミュオンイベントには宇宙線ミュオンが含まれる可能性が大きく実際の衝突由来のミュオンイベン

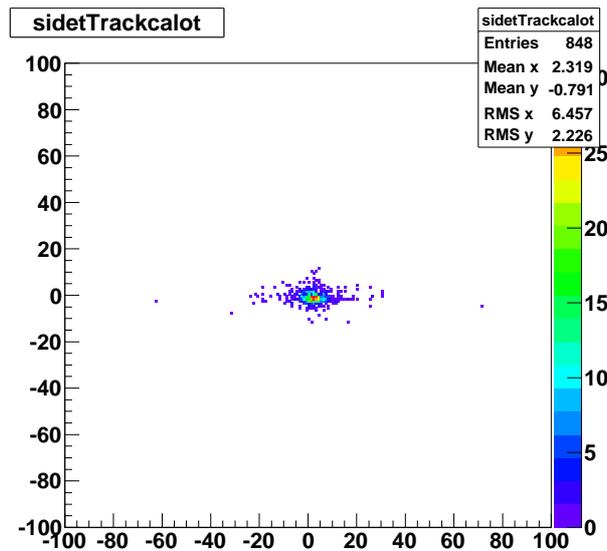


Fig. 5.36: LNC サンプル横方向 $T_{Track}-T_{calo}$ 分布

表 5.1: T_{Track} カットと減少率

LCos サンプル	宇宙線	除去率
nocut	24964	
10ns	4793	$81 \pm 0.25\%$
15ns	6927	$72 \pm 0.28\%$
20ns	8810	$65 \pm 0.30\%$
HCol サンプル	衝突事象	減少率
nocut	16771	
10ns	15675	$6.5 \pm 0.20\%$
15ns	16265	$3.0 \pm 0.13\%$
20ns	16501	$1.6 \pm 0.098\%$

トの減少率はより小さいと考えられる。以上の議論より T_{Track} によるカットは宇宙線バックグラウンド除去にたいして有効であると考えられる。

第6章 まとめ

本研究では、ATLAS 実験における宇宙線バックグラウンド事象を除去することを目的に、アトラスミュオン検出器の一つである MDT を用いて、ミュオンの TOF と実際にミュオンが検出器に到達した時間の差を算出し、ミュオンの飛跡を再構成しなおすアルゴリズム、MuonTOFRefitTool を開発した。その際に導入し、算出したミュオンの速度を光速と仮定した検出器までの飛行時間と衝突時刻から実際にミュオンが検出器に到達するまでの時間との差 T_{Track} の値でカットを掛けることによって宇宙線を除去できる割合を見積もった。また、カロリメータの時間情報と比較することで T_{Track} の正確さを示しこの T_{Track} によるカットが宇宙線バックグラウンド除去に関してある程度有効であることを示した。

謝辞

本研究において様々な研究機会を与えてくださり御指導御鞭撻を頂いた蔵重久弥教授、山崎祐司准教授には深く感謝致しますとともに厚く御礼申し上げます。

日々のミーティング等で様々な御意見、御指導を頂きました川越清以教授、越智敦彦助教、松下崇助教、石川明正研究員には心より感謝致します。

先行の研究を行い適切かつ多大な御助言を頂いた岡田勝吾氏には深く感謝致します。

同じアトラスグループで様々な御意見、ご助言を頂きました早川俊氏、西山知徳氏、吹田航一氏、谷和俊氏、徳永香氏、岸本巴氏、小西拓也氏、鈴木雄太氏には大変お世話になりました。深く感謝致します。

様々な事務手続きなど日々の研究室生活を助けて頂きました秘書の横山由美氏、井上奈保氏には大変お世話になりました。厚くお礼申し上げます。

また、研究室内における様々なことで日頃から大変御迷惑をおかけし、大変お世話になりました粒子物理研究室の皆様には厚く御礼申し上げます。

挫けそうな時に精神面で支えて頂いた友人達に感謝します。最後に27年間にわたり私を支えていただいた両親、家族に深く感謝致します。

参考文献

- [1] The ATLAS Collaboration, G. Aad, et al., JINST 3 (2008) S08003.
- [2] Niels van Eldik ,The ATLAS muon spectrometer: calibration and pattern recognition.(2007)
- [3] Hironori KIYAMURA , Study of ATLAS LVL1 Muon Trigger Performance using Di-muon Events.(2009)
- [4] 岡田 勝吾 , ATLAS 実験における質量が縮退した超対称性粒子の発見可能性に関する研究.(2008)
- [5] 早川 俊 , LHC シングルビームを用いた ATLAS 実験前後方ミュオントリガーシステムの性能評価.(2009)
- [6] 堀 卓也 , アトラス実験レベル1 ミュオントリガーのシミュレーションによる性能評価.(2009)
- [7] 稲田 昌彦 , ATLAS エンドキャップトリガーにおける宇宙線ミュオン事象の研究.(2007)