

修 士 学 位 論 文

LHC-ATLAS 実験における
速度の遅い粒子用トリガー改良に向けた
LAr カロリメータの検証

令和 6 年 2 月 2 日

専 攻 名 物理学専攻

学籍番号 222S116S

氏 名 田路 航也

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

LHC は欧州原子核研究機構 (CERN) に設置されている、世界最高エネルギーを誇る陽子陽子衝突型加速器である。ATLAS 実験は、その衝突点の一つに設置された大型汎用検出器により、TeV エネルギー領域で生成される粒子を測定して素粒子標準模型の精密測定や新物理の探索を行う。新しい検出器やエレクトロニクスを導入した第三期運転が 2022 年に始まり、2029 年にはさらに高輝度化した運転が予定されており、素粒子物理のフロンティアが広がることが期待される。ターゲットとする最重要物理として超対称性理論があり、暗黒物質の存在やヒッグス質量の階層性問題などの標準模型に残された諸問題を解決する糸口となる。標準模型粒子それぞれに対して超対称性粒子の存在が提唱されており、モデルによっては長寿命粒子となる。これまでの探索結果から標準模型粒子よりも質量が重いことが予測され、相対論的運動学により速度が遅くなる。

高エネルギー素粒子実験のデータ収集系において、物理的に興味のある事象のみを選別するトリガーは、必要不可欠なシステムである。LHC の陽子ビームの交差頻度は 40 MHz と非常に高く、すべての衝突事象をデータとして保存することは不可能であるため、捉えたい粒子の特徴に応じて特化したロジックやアルゴリズムを構築する。ATLAS 実験では通常ミューオンなどの粒子速度が光速に近い標準模型粒子の検出によってトリガーを行う。標準模型粒子よりも速度が遅く、時間差をもって検出器外層まで到達するような新粒子を捉えることは困難だったが、時間情報を利用して積極的に選択するトリガーを第二期運転途中から導入した。このトリガー手法は陽子同士の衝突由来の新粒子である証拠として、消失横エネルギーのトリガーを要求していたが、トリガーレートの増加に伴う閾値の上昇により全体のトリガー効率が約 30 % から上がらない問題があった。

本研究では液体アルゴン (LAr) カロリメータにおいて、検出タイミングが通常よりも遅れた信号を積極的に活用した新たな手法の開発と検証を行う。ミューオンなどの荷電粒子が物質中を通過する際、MIP (Minimum Ionizing Particle) によるエネルギーを残す。速度の遅い荷電粒子として、電荷を持ち長寿命となる超対称性理論の GMSB モデルにおけるスタウ粒子が、LAr カロリメータで検出可能であるかモンテカルロ・シミュレーションを用いて評価した。既知の荷電粒子であるミューオンによる信号との差異を示し、スタウ粒子が LAr カロリメータで遅れた信号として検出可能であることが分かった。さらに第三期運転で新たに導入された LAr カロリメータのトリガー前段回路の機能を用いて、タイミングの遅れた MIP 信号を処理するアルゴリズムの実現可能性と、速度の遅い粒子用トリガーへの活用について議論する。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	素粒子標準模型	1
1.2	研究の目的と本論文の内容	1
第 2 章	LHC-ATLAS 実験	5
2.1	LHC 加速器	6
2.1.1	LHC デザイン	6
2.1.2	前段加速器	7
2.2	ATLAS 実験	8
2.2.1	ATLAS 検出器	8
2.2.2	ATLAS トリガーシステム	18
第 3 章	速度の遅い粒子のためのトリガー	22
3.1	標準模型を超える物理	22
3.1.1	ヒッグス質量の階層性	22
3.1.2	暗黒物質 (Dark Matter)	23
3.2	超対称性理論 (SUSY)	23
3.2.1	超対称性粒子	23
3.2.2	超対称性理論によって解決する問題	24
3.2.3	GMSB モデルにおけるスタウ粒子	25
3.3	粒子速度に感度をもつトリガーの必要性	26
3.3.1	初段トリガーにおけるタイミング	27
3.3.2	スタウ粒子シミュレーションサンプル	28
3.3.3	シングルミュオントリガーにおける粒子速度の不感領域	29
3.4	速度の遅い粒子検出のためのトリガーロジックと問題点	31
3.4.1	トリガーアルゴリズム	31
3.4.2	トリガー性能	32
3.4.3	本研究の目的	32
第 4 章	LAr カロリメータにおける速度の遅い粒子検出の可能性	34

4.1	LAr (Liquid Argon) カロリメータ	34
4.1.1	構造	35
4.1.2	検出原理	36
4.1.3	LAr カロリメータの初段トリガーシステム	38
4.2	Super Cell における荷電粒子の検出	43
4.2.1	LAr カロリメータにおける電離損失	43
4.2.2	LAr Cell における荷電粒子の MIP によるエネルギー	44
4.2.3	Super Cell で検出される信号	45
4.3	デジタルトリガー回路を用いた速度の遅い粒子の検出	48
4.3.1	通常の入射タイミング以外の信号の選択	49
4.3.2	遅れた時間領域で選択される MIP エネルギー	49
4.3.3	トリガー効率の見積もり	50
4.4	ミューオントリガーとの Region of Interest (RoI) マッチング	52
第 5 章	結論と展望	54
付録 A	入射角度に応じた検証結果	56
	謝辞	69
	参考文献	70

第 1 章

序論

1.1 素粒子標準模型

我々の身の回りにある物質を構成する最小単位を素粒子と呼ぶ。素粒子とそれらの相互作用を記述する標準模型 (Standard Model: SM) は、現代において最も成功した素粒子物理学の理論体系である。素粒子物理学において、自然界には電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用、重力相互作用の 4 つの基本相互作用が存在し、標準模型では重力相互作用以外の 3 種類の相互作用をゲージ対称性に基づく場の量子論によって統一的に記述している。標準模型はクォークとレプトンが 6 種類ずつ、ゲージ粒子が 4 種類、そしてヒッグス粒子を合わせた計 17 種類の素粒子で構成されている。クォークとレプトンはどちらもスピン $1/2$ をもち、物質を構成するフェルミオンである。表 1.1 に示すように、フェルミオンには 3 種類の世代が存在する。ゲージ粒子はスピン 1 をもつボソン (ゲージボソン) であり、フェルミオン間の相互作用を媒介する。ヒッグス粒子はスピン 0 をもつボソン (スカラーボソン) であり、その存在によって他の素粒子がヒッグス場との相互作用で質量を得る。表 1.2 にゲージ粒子の各種類とヒッグス粒子の性質をまとめる。

2012 年に LHC の ATLAS 及び CMS 実験によってヒッグス粒子が発見され、標準模型は完成した [2, 3]。現在、標準模型はあらゆる実験によって検証されており図 1.1 のように統計的に有意に乖離する現象は確認されていない。標準模型は実験と矛盾しない確かな理論となったが、ヒッグス粒子の質量階層性問題や暗黒物質などの未解決問題を含んでおり、標準模型を超える物理 (Beyond the Standard Model: BSM) の存在は確実視されている。

1.2 研究の目的と本論文の内容

新物理探索の実験の一つとして、ジュネーブ郊外に位置する欧州原子核研究機構 (CERN) の地下に設置された Large Hadron Collider (LHC) を用いる高エネルギーの陽子陽子衝突実験がある [5]。この LHC を使った衝突実験の 1 つである ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) 実験では、ATLAS 検出器と呼ばれる大型汎用検出器を用いて高エネルギーの陽子衝突から粒子の測定を行い、新粒子探索や素粒子の精密測定などの探索を行っている [6]。超対称性理論などの新物理の

		第一世代	第二世代	第三世代
クォーク	名称	アップ (up)	チャーム (charm)	トップ (top)
	質量	$2.16^{+0.49}_{-0.26}$ MeV	1.27 ± 0.02 GeV	172.69 ± 0.30 GeV
	電荷	$+2/3$	$+2/3$	$+2/3$
	スピン	$1/2$	$1/2$	$1/2$
	名称	ダウン (down)	ストレンジ (strange)	ボトム (bottom)
	質量	$4.67^{+0.48}_{-0.17}$ MeV	$93.4^{+8.6}_{-3.4}$ MeV	$4.18^{+0.03}_{-0.02}$ GeV
	電荷	$-1/3$	$-1/3$	$-1/3$
	スピン	$1/2$	$1/2$	$1/2$
レプトン	名称	電子 (e)	ミューオン (μ)	タウ (τ)
	質量	0.511 MeV	105.7 MeV	1776.86 ± 0.12 MeV
	電荷	-1	-1	-1
	スピン	$1/2$	$1/2$	$1/2$
	名称	電子ニュートリノ (ν_e)	ミューニュートリノ (ν_μ)	タウニュートリノ (ν_τ)
	質量	< 0.8 eV	< 0.19 MeV	< 18.2 MeV
	電荷	0	0	0
	スピン	$1/2$	$1/2$	$1/2$

表 1.1 標準模型を構成する 12 種類のフェルミオン [1]。

種類	ゲージボソン				スカラーボソン
名称	グルーオン	フォトン	Z ボソン	W ボソン	ヒッグスボソン
質量 [GeV]	0	0	91.1876 ± 0.0021	80.377 ± 0.012	125.25 ± 0.17
電荷	0	0	0	± 1	0
スピン	1	1	1	1	0
相互作用	強い	電磁	弱い	弱い	-

表 1.2 標準模型を構成する 4 種類のゲージ粒子とヒッグス粒子 [1]。電磁場では電荷をもつ物体がフォトンを経由して電磁気力を伝える。陽子や中性子が原子核としてまとまるのは、グルーオンが媒介して伝える強い力の働きによる。そして弱い力は 2 種類のウィークボソンによって媒介され、原子核が崩壊するような反応に関わる。ヒッグス粒子はその存在によって、他の素粒子がヒッグス場との相互作用で質量を得る。

理論体系が予言する新たな粒子は一般に標準模型粒子と比べて大きな質量を持っており、TeV スケールでの衝突エネルギーを唯一実現可能な LHC で発見が期待されている。高エネルギーで生成される標準模型粒子は光速に近い粒子速度をもつが、質量の重い新粒子は同じエネルギーを持つ場合、その質量の重さから相対的に粒子速度が遅くなる。

素粒子実験ではトリガーと呼ばれる、目的の物理事象を効率よく捉えるためのシステムを用いる。

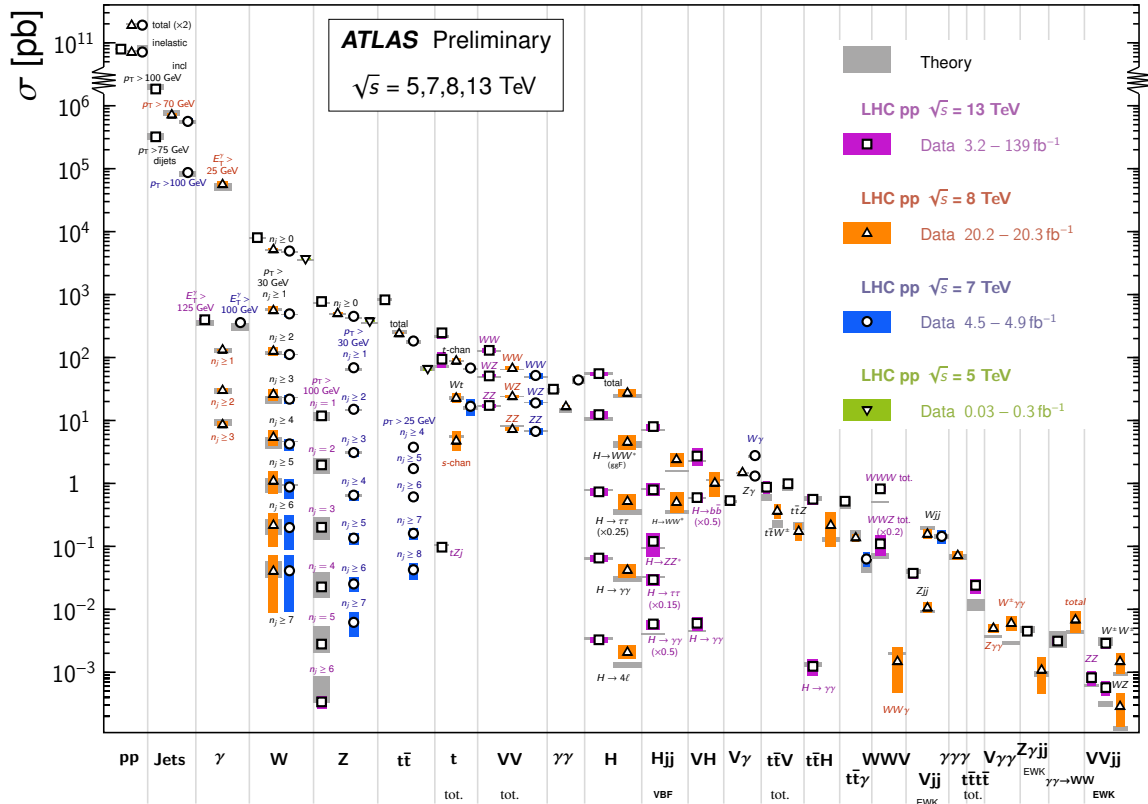


図 1.1 ATLAS 実験における SM 過程の断面積の測定結果 [4]。それぞれの過程の理論値も示されており、高い精度で測定結果と一致している。

通常のトリガーは、光速で検出器に飛来する粒子に対して感度を持つように設計されており、粒子速度が遅い粒子はトリガーされない。ATLAS 実験における速度の遅い粒子のためのトリガーは、タイミングが遅れて検出器に到達するような長寿命荷電粒子の検出に特化したトリガーシステムである。このトリガーは今まで取得できなかった粒子速度領域に感度があるものの、現行のトリガーアルゴリズムではカロリメータにおける消失横エネルギー (Missing Transverse Energy: MET) の大きさに閾値を切るトリガーを併用していることにより、全体のトリガー効率が 30% 程度から上がらない問題があった。トリガーの感度が悪くなると、起きる確率が低いと考えられる物理事象の探索が困難となる。よって、MET トリガーを利用しない新たなトリガーアルゴリズムの構築が必要となる。

ATLAS 実験における電磁カロリメータには液体アルゴン (Liquid Argon: LAr) を用いたアコーディオン型サンドイッチカロリメータを使用しており、通常は電子/光子による電磁シャワーを観測する [7]。透過力の高い荷電粒子であるミューオンはカロリメータを通り抜け、さらに外側に位置するミューオン検出器で観測する。ミューオンのような荷電粒子は、物質中を通過する際に最小

第 1 章	研究の背景、論文の構成
第 2 章	LHC-ATLAS 実験の概要、各検出器の役割
第 3 章	速度の遅い粒子のためのトリガーの詳細、問題点と研究の目的
第 4 章	LAr カロリメータにおける速度の遅い粒子検出の可能性
第 5 章	本論文のまとめ、今後の展望

表 1.3 本論文の構成。

電離損失 (Minimum Ionizing Particle: MIP) エネルギーを落とすため、LAr カロリメータでも検出可能である。本研究では、LAr カロリメータにおける速度の遅い荷電粒子の検出可能性の検証を行う。検証には、超対称性理論の Gauge Mediated Supersymmetry Breaking (GMSB) 理論 [8] におけるスタウ粒子を用いた。モンテカルロ・シミュレーションによって、ミューオンとスタウ粒子が LAr カロリメータで残す MIP による信号を粒子の到来方向ごとに調査する。また LAr カロリメータのトリガー回路において、入射タイミングが遅れたスタウ粒子の信号の判定可能性を、LAr カロリメータの読み出し最小単位である LAr Cell の再構成された情報を用いて検証する。さらに、LAr カロリメータトリガー回路における遅れた信号の検出とミューオン検出器での遅れた信号の検出を組み合わせた、速度の遅い粒子用トリガーへの応用の可能性について論じる。本論文の構成を表 1.3 に示す。

第 2 章

LHC-ATLAS 実験

LHC-ATLAS 実験とは、LHC で加速された高エネルギーの陽子陽子衝突によって生成された粒子を ATLAS 検出器によって検出し、標準模型の精密測定や新粒子探索などを行う実験である [6]。図 2.1 に示すように、2008 年に運転が始まった LHC-ATLAS 実験は現在第三期運転 (Run 3) が行われており、2025 年まで稼働する。その後、長期の休止期間を挟み 2029 年より高輝度 LHC (High-Luminosity LHC: HL-LHC) の運転が始まる。

本章では、LHC 加速器及び ATLAS 検出器の概要と、ATLAS 実験で採用されているトリガー

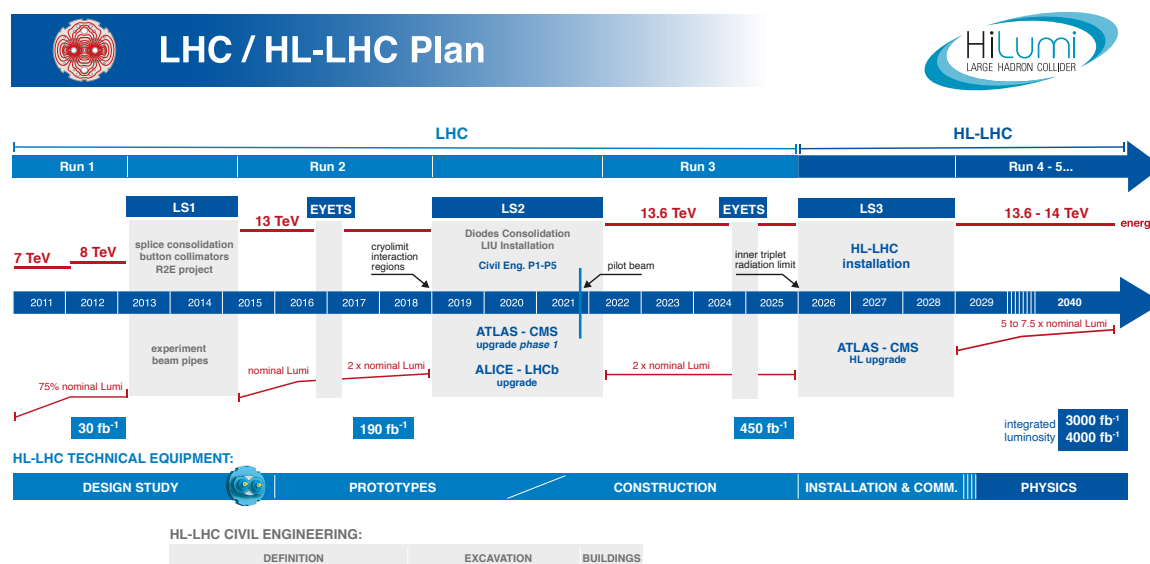


図 2.1 LHC の稼働スケジュール [9]。Run 3 が 2025 年まで稼働し、2026 年より 3 年間の休止期間である Long Shutdown 3 (LS3) がはじまる。2029 年から稼働開始の高輝度 LHC に向けて、アップグレード計画が進められている。

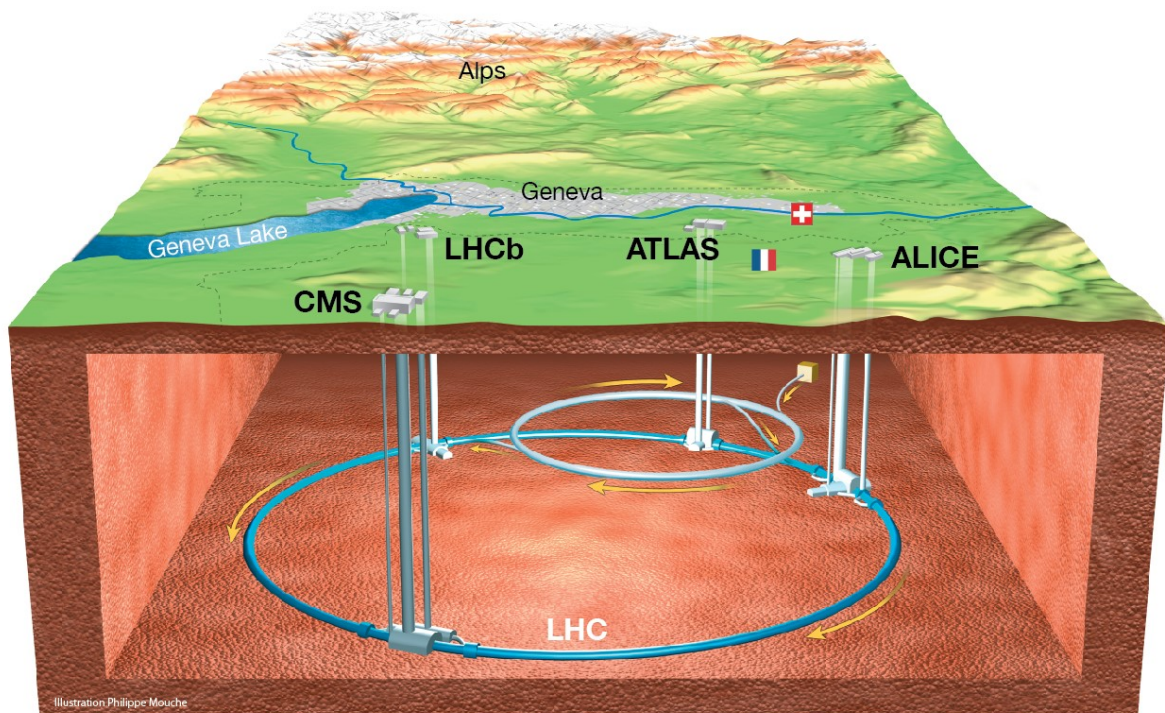


図 2.2 LHC 加速器の全体図 [10]。LHC の 4 つの衝突点において ATLAS、CMS、ALICE、LHCb 実験が行われている。

システムについて述べる。

2.1 LHC 加速器

LHC は、スイスのジュネーブ郊外にある CERN の地下約 100 m に建設された、大型ハドロン衝突型加速器である [5]。LHC の全体像を図 2.2 に示す。LHC は陽子ビームが反対方向に周回するための 2 つのリングから構成される円形の加速器であり、その大きさは周長約 27 km と世界最大である。4 か所ある衝突点の 1 つに ATLAS 検出器は設置され、陽子陽子衝突から生成される粒子を検出する。

2.1.1 LHC デザイン

前段加速器からリングに入射された陽子ビームは、7 TeV まで加速し約 8.3 T の磁場によって軌道が曲げられ、周回軌道に乗せる。これによって正面衝突させ、重心系エネルギー 14 TeV を実現可能である。

名称	Run-1	Run-2	Run-3	HL-LHC
運転期間	2010–2012	2015–2018	2022–2025	2029–
重心系エネルギー [TeV]	7–8	13	13.6	13.6–14
瞬間最高ルミノシティ [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	0.77×10^{34}	2.0×10^{34}	2.0×10^{34}	$5.0\text{--}7.0 \times 10^{34}$
積分ルミノシティ [fb^{-1}]	30	190	450	3,000–4,000

表 2.1 LHC の現在までとこれから予定されている運転状況。

衝突頻度は 40 MHz であり、瞬間ルミノシティ $1.0 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ のデザイン値を誇る。ここで、ルミノシティ (輝度) は衝突型加速器における衝突頻度を表す量である。単位時間・単位断面積あたりの衝突頻度である瞬間ルミノシティは $L = N/\sigma$ となる。 N は単位時間あたりの衝突イベント数、散乱断面積 σ は面積の次元を持つ物理量で、相互作用をして散乱する確率を表す。観測されるデータ量は、この瞬間ルミノシティを積分した量である積分ルミノシティで表される。

2019 年から 2022 年初旬までの Long Shutdown 2 (LS2) の期間に加速器と検出器のアップグレードである Phase-I アップグレードが行われ、2022 年 7 月から 2025 年にかけて行われる Run 3 では積分ルミノシティ 260 fb^{-1} の統計量を取得する。Run 3 終了後、Long Shutdown 3 (LS3) の期間に Phase-II アップグレードを経て 2029 年からはより高いルミノシティ ($5.0\text{--}7.0 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) での高輝度 LHC-ATLAS 実験の運転が予定されており、10 年間で $3,000\text{--}4,000 \text{ fb}^{-1}$ に到達する予定である。表 2.1 に LHC の稼働状況をまとめる。

2.1.2 前段加速器

LHC に入射する陽子はさまざまな前段加速器によって加速される。図 2.3 に CERN の加速器系の全体図を示す。

LINAC4

初めに、負水素イオン (H^-) を線形加速器である LINAC4 で 160 MeV まで加速する。次に、強い電場によって 2 個の電子を剥ぎ取り、陽子のみの状態にする [12]。

PSB (Proton Synchrotron Booster)

PSB に陽子を入射し 1.4 GeV まで加速した後、Proton Synchrotron (PS) で陽子を 26 GeV まで加速し、40 MHz のバンチ構造 (約 10^{11} 個の陽子の塊) を持った陽子ビームを形成する [13, 14]。

SPS (Super Proton Synchrotron)

SPS で 450 GeV まで加速したものが、25 ns のバンチ間隔で LHC に入射される [15]。

Complexe des accélérateurs du CERN

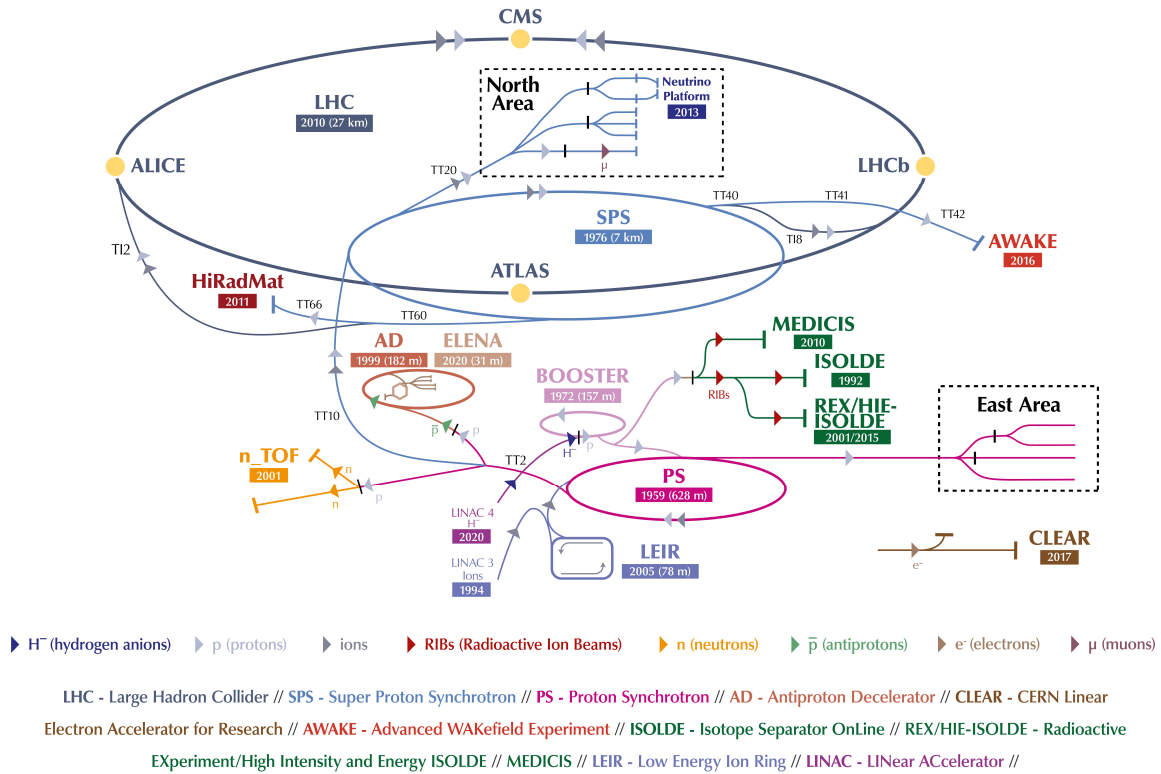


図 2.3 CERN の加速システムの全体図 [11]。LINAC4 で陽子を生成し、PSB でバンチ構造の陽子ビームを形成し、SPS で加速された後に LHC に入射される。

2.2 ATLAS 実験

ATLAS 実験は CERN の LHC の衝突点の一つで行われる、標準模型の精密測定から新物理探索まで目標とする実験である。LHC のエネルギー領域で生成される粒子の検出が可能な設計となっており、高いエネルギー領域の物理探索の最前線である。神戸大学を含む世界中のさまざまな研究機関や大学とのコラボレーションによって運営されている。本節では、LHC-ATLAS 実験で使用される ATLAS 検出器およびトリガーシステムについて説明する。

2.2.1 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器のような大型汎用検出器は単一の検出器のみで構成されているのではなく、粒子衝突により生成される粒子の特徴に応じた粒子検出やエネルギー測定、再構成のため、複数の検出器の組み合わせにより構成される [16]。ATLAS 検出器を構成する検出器群は大きく分けて 3 種類あり、内側から内部飛跡検出器、カロリメータ、ミューオン検出器の順に配置されている。また、

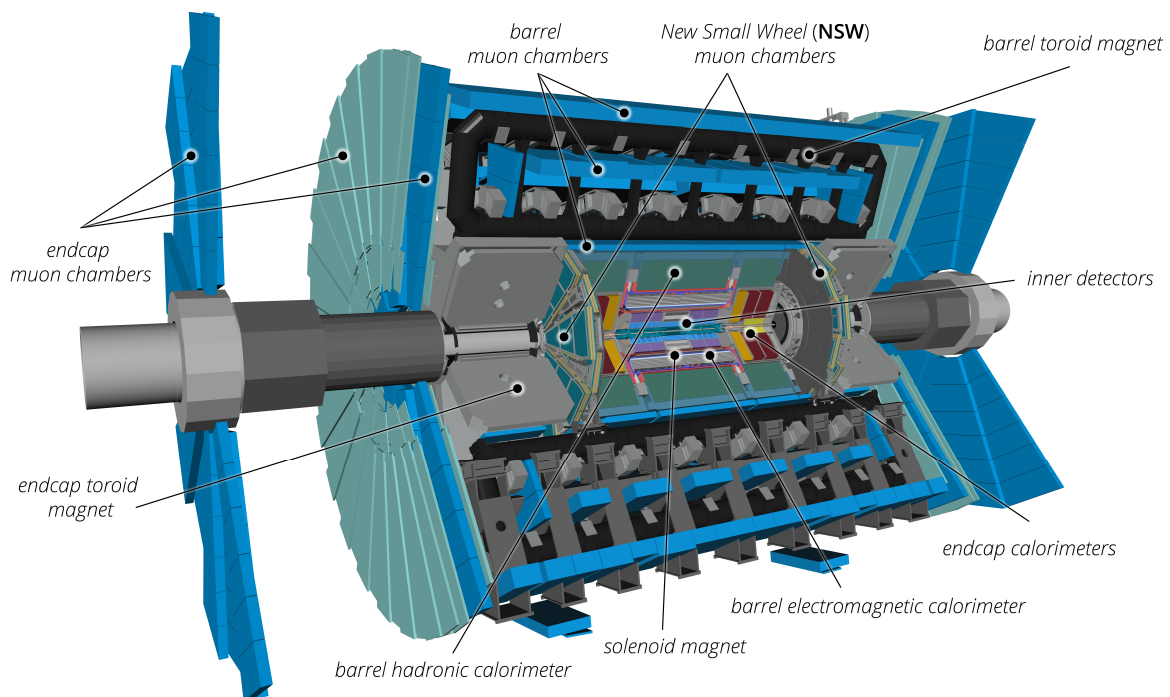


図 2.4 ATLAS 検出器の全体図 [16]。全長 44 m、直径 25 m の大型円筒型検出器であり、内側から順に内部飛跡検出器、カロリメータ、ミューオンスペクトロメータが配置されている。側面部分をバレル領域、底面部分をエンドキャップ領域と呼ぶ。

内部飛跡検出器とカロリメータの間には超伝導ソレノイド磁石、カロリメータの外側にはトロイド磁石がそれぞれ配置されている。ATLAS 検出器の全体像を図 2.4 に示す。

座標系

ATLAS 実験では図 2.5 に示すように、直交座標系と円筒座標系が使用されている。

■直交座標系 (x, y, z) 検出器の中心（衝突点）を原点として、ビーム軸に沿って z 軸を取る。ビーム軸に垂直な平面を $x-y$ 平面としたときに、加速器の中心を向くように x 軸の正を定義し、地面に対して垂直方向上向きに y 軸の正を定義する。

■円筒座標系 (R, ϕ, θ) ビーム軸に沿った z 軸に対し、動径方向を R 、ビーム軸周りの角度を方位角 ϕ 、ビーム軸からの角度を極角 θ としている。ATLAS 実験をはじめとする高エネルギー実験では、極角 θ の代わりに擬ラピディティ $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$ を用いることが多い。 $\Delta\theta$ はローレンツ不変ではないが $\Delta\eta$ は基準系に寄らず一定となるため、光速に限りなく近い速度の粒子の運動を計

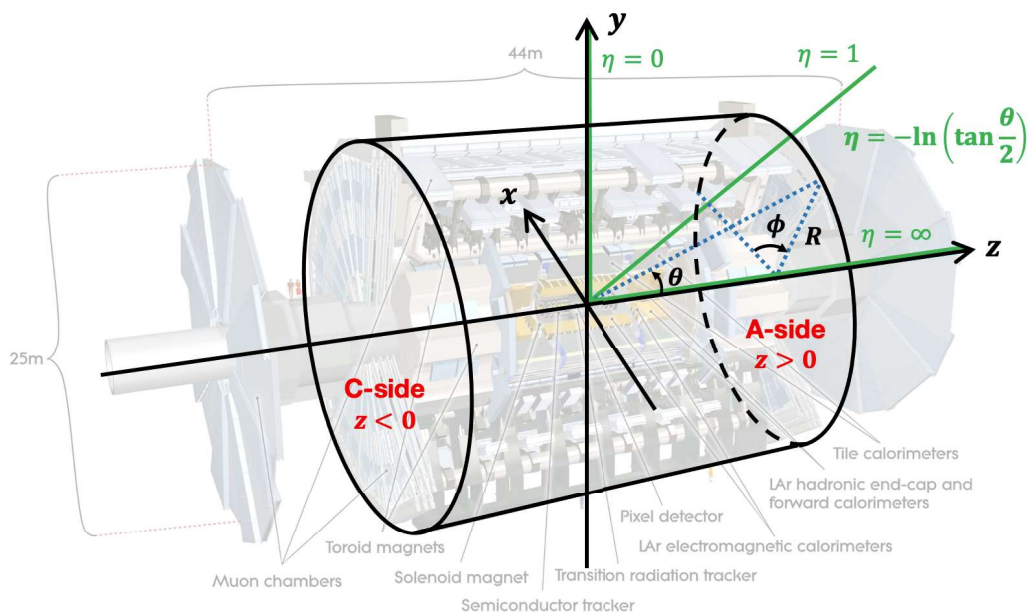


図 2.5 ATLAS 検出器における座標系。直交座標系に加え、円筒座標系が用いられる。また、極角の代わりに擬ラピディティ $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$ を用いる。

算する際に有用である。

粒子識別と測定法

図 2.6 に示すように、生成した粒子の衝突点付近における飛跡を内部飛跡検出器で測定し、光子と電子は電磁カロリメータ、ハドロンはハドロンカロリメータでエネルギーを測定する。さらに最外層のミュオン検出器でミュオンの運動量を測定する。

陽子陽子衝突実験において、衝突するクォークやグルーオンの z 軸方向のエネルギーは陽子内のパートン分布が不定であるため保存則を用いることができないが、 z 軸に垂直な方向 (横方向) に対しては保存則が成立する。よって、粒子のエネルギーや運動量を表す際に横方向エネルギー (E_T) や横方向運動量 (p_T) を利用する。検出器と反応しないニュートリノ等の粒子は、横方向エネルギーの保存則が成り立たず、検出されなかった横方向エネルギーである MET(E_T^{miss}) が検出される。

マグネットシステム

素粒子実験では荷電粒子の運動量測定および電荷の識別のために、一般的な方法として検出器に磁場をかけ粒子の飛跡を測定する。ATLAS 実験ではソレノイド磁石とトロイド磁石の 2 種類の大型超伝導磁石を用いて高磁場領域を形成する。図 2.7 に ATLAS 検出器に設置されている超伝導磁石の配置を示す。

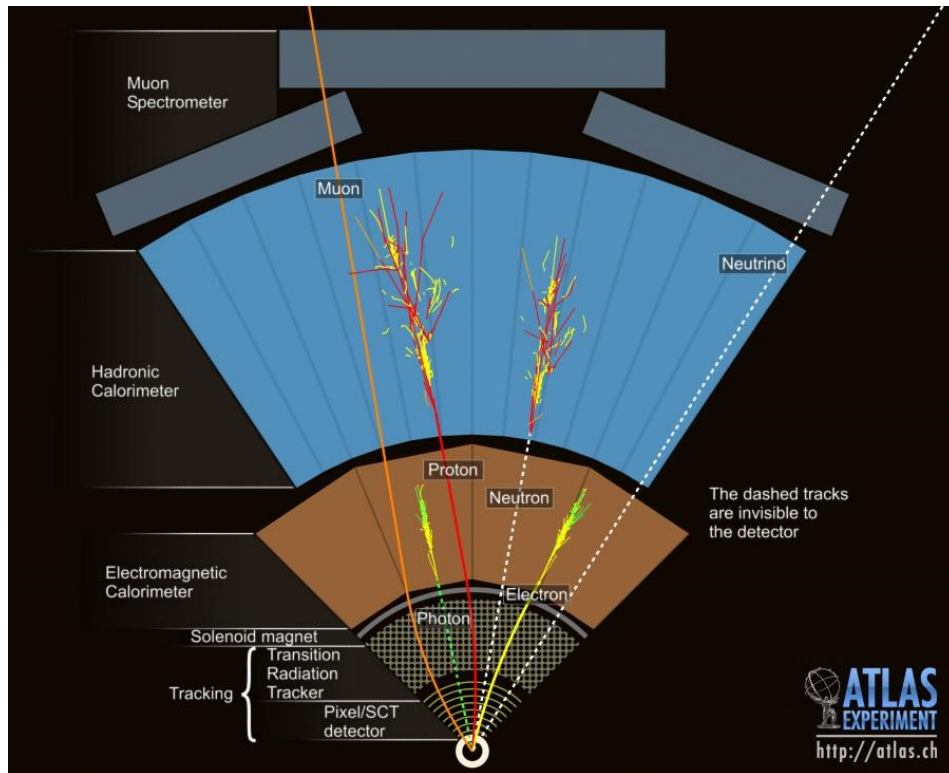


図 2.6 ATLAS 検出器の $x-y$ 平面における粒子検出のイメージ図 [17]。内側から順に内部飛跡検出器、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、ミューオン検出器の配置である。

■ソレノイド磁石 衝突点付近で発生した荷電粒子の運動量を測定するために用いられる。内部飛跡検出器とカロリメータの間に設置され、 z 軸方向に 2 T の磁場を供給する。ソレノイド磁場により荷電粒子を曲げ、内部飛跡検出器でその曲率を測定することによって横方向運動量 p_T を測定する。

■トロイド磁石 カロリメータとミューオン検出器の間に設置され、ミューオンの運動量測定のために用いられる。バレル部 (Barrel Toroid) とエンドキャップ部 (Endcap Toroid) それぞれに設置され、お互いの干渉を避けるように ϕ 方向に 8 つずつ等間隔で配置され、8 回転対象の磁場構造となっている。ミューオン検出器に対する磁場積分の大きさは 2.0-6.0 T m となる。トロイド磁石によって生じるトロイダル磁場の η 分布を図 2.8 に、 $x-y$ 平面での磁場の分布を図 2.9 に示す。トロイダル磁場を利用して、ミューオン検出器で飛跡の曲率からミューオンの横方向運動量 p_T の測定を行う。

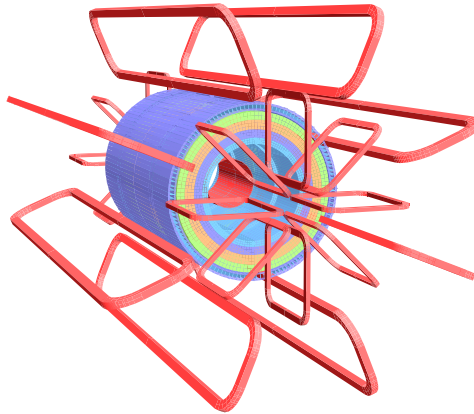


図 2.7 ATLAS 検出器で用いられる超伝導磁石の配置図 [6]。内側の青い円筒状の物体がソレノイド磁石、外側の放射状に並んだリングがトロイド磁石である。マグネットシステムの全体の大きさは半径 22 m、全長 26 m に及ぶ。

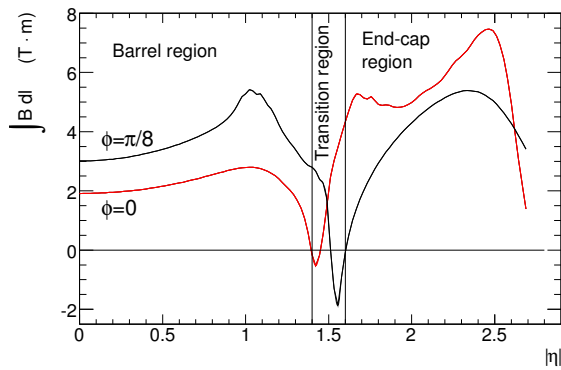


図 2.8 トロイド磁石による磁場の η 分布 [6]。バレル部とエンドキャップ部の境である $|\eta| = 1.5$ 付近は Transition region と呼ばれ、磁場が極端に弱まりミュオンの運動量の測定が困難となる。赤線は $\phi = 0$ 、黒線は $\phi = \pi/8$ における η 依存性を表す。

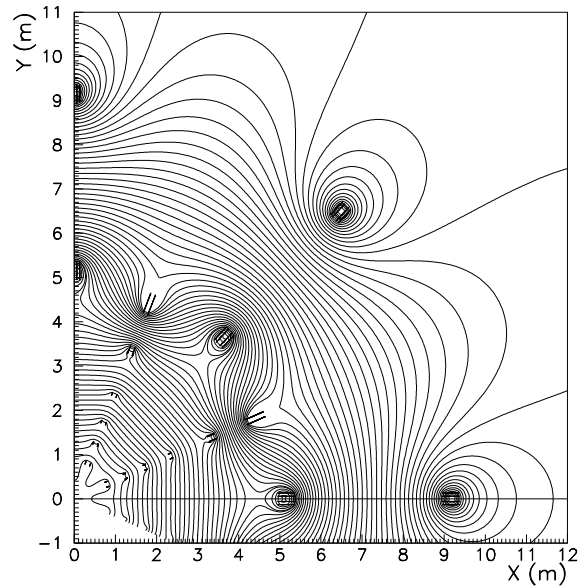


図 2.9 トロイド磁石による磁場のエンドキャップ部における $x - y$ 平面の分布 [18]。トロイド磁石近傍で磁場が不均一であることがわかる。

内部飛跡検出器

内部飛跡検出器はビーム衝突点に最も近い位置に設置されている。衝突点付近で生成された荷電粒子の、ソレノイド磁場によって曲げられた飛跡を再構成し、運動量を求める。三つの検出器から構成されており、内側から Pixel 検出器、Semiconductor Tracker (SCT)、Transition

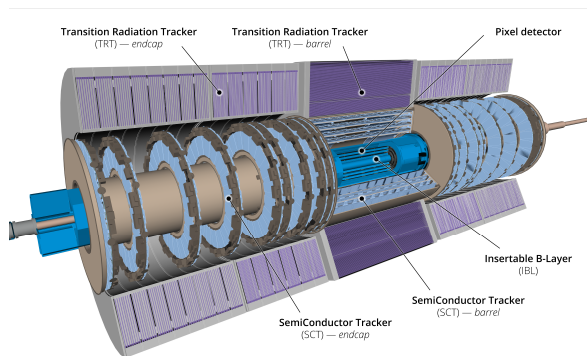


図 2.10 内部飛跡検出器の概略図 [16]。Run 3 の様式となっている。

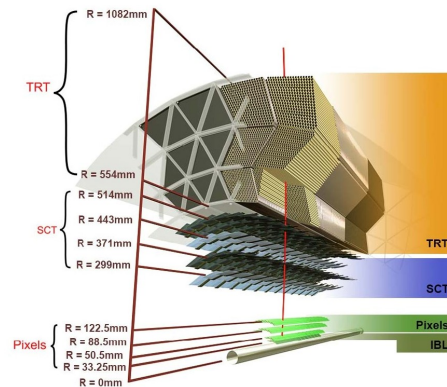


図 2.11 内部飛跡検出器のバレル部における断面図 [16]。衝突点から外側に Pixel 検出器、SCT、TRT が設置されている。

Radiation Tracker (TRT) である。図 2.10 に内部飛跡検出器の概略図、図 2.11 に断面図を示す。

■Pixel 検出器 最内層に設置された $|\eta| < 2.5$ の領域をカバーする半導体検出器であり、バレル部では同心円状に 4 層、エンドキャップ部ではディスク状のものが 3 層設置され、高い位置分解能をもつ [6]。

■Semiconductor Tracker (SCT) Pixel 検出器の外側に位置し、 $|\eta| < 2.5$ の領域をカバーする。マイクロストリップと呼ばれる細長い有感領域をシリコン上に施した半導体検出器であり、バレル部ではビームパイプを中心とした同軸円筒状、エンドキャップ部ではビームパイプに垂直なディスク状の検出器が設置されている [6]。

■Transition Radiation Tracker (TRT) 最外層に位置する検出器であり、飛跡のトラッキングや遷移輻射を利用した電子の同定を行う。直径 4mm のドリフトチューブをバレル部では 73 層、エンドキャップ部では 160 層に積み重ねた構成となっている。ドリフトチューブはバレル部ではビーム軸方向に、エンドキャップ部では放射状に並べられている [6]。

カロリメータ

カロリメータは内部飛跡検出器の外側に位置し、図 2.12 のように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構成される。電磁カロリメータは電子と光子のエネルギーを電磁シャワーとして全て受け止め測定をする。ハドロンカロリメータはハドロンシャワーを用いて、ハドロンのエネルギーやそれらが束になったハドロンジェットのエネルギーを測定する。

検出器は LAr カロリメータとタイルカロリメータの 2 種類があり、吸収体や検出層が異なる。また、MET はカロリメータにおいて E_T の不均衡から測定される。

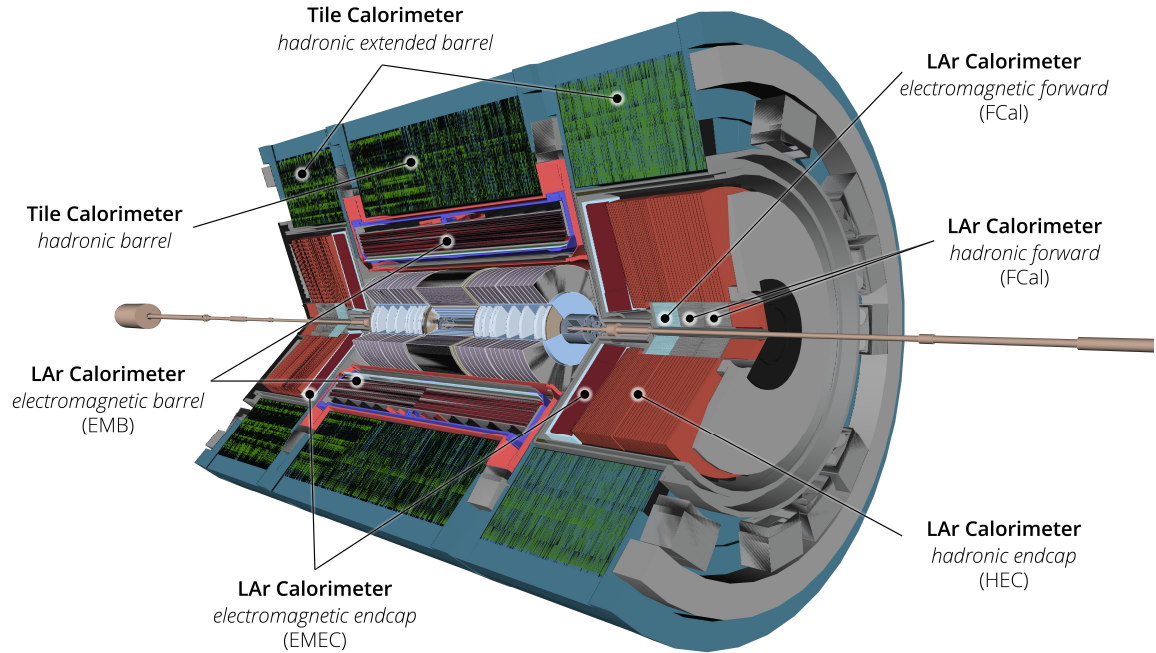


図 2.12 カロリメータの構成 [16]。Run 3 の様式を表す。

■液体アルゴン (Liquid Argon: LAr) カロリメータ 検出層に液体アルゴンを用いたサンプリング型カロリメータで、電磁相互作用をする粒子である電子と光子の同定およびエネルギーの測定を行う。バレル側は電磁カロリメータ、エンドキャップ側は電磁カロリメータとハドロンカロリメータの両方の役割がある。エネルギー分解能は電子に対して $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\%$ となり、エンドキャップ部の単一のハドロン粒子に対しては $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$ となる [6]。本研究で重要な対象となるため、詳細は第 4 章で後述する。

■タイルカロリメータ ハドロンカロリメータの $|\eta| < 1.0$ をカバーするバレル部分と、 $0.8 < |\eta| < 1.7$ をカバーするバレル延長部分に用いられる。吸収体に鉄、検出層にタイル状のプラスチックシンチレータを用いたサンプリング型カロリメータである。内半径 2.28 m、外半径 4.25 m の大きさで、3 層構造である。ハドロンカロリメータのバレル部のエネルギー分解能は、 π 中間子に対して $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$ となる [6]。

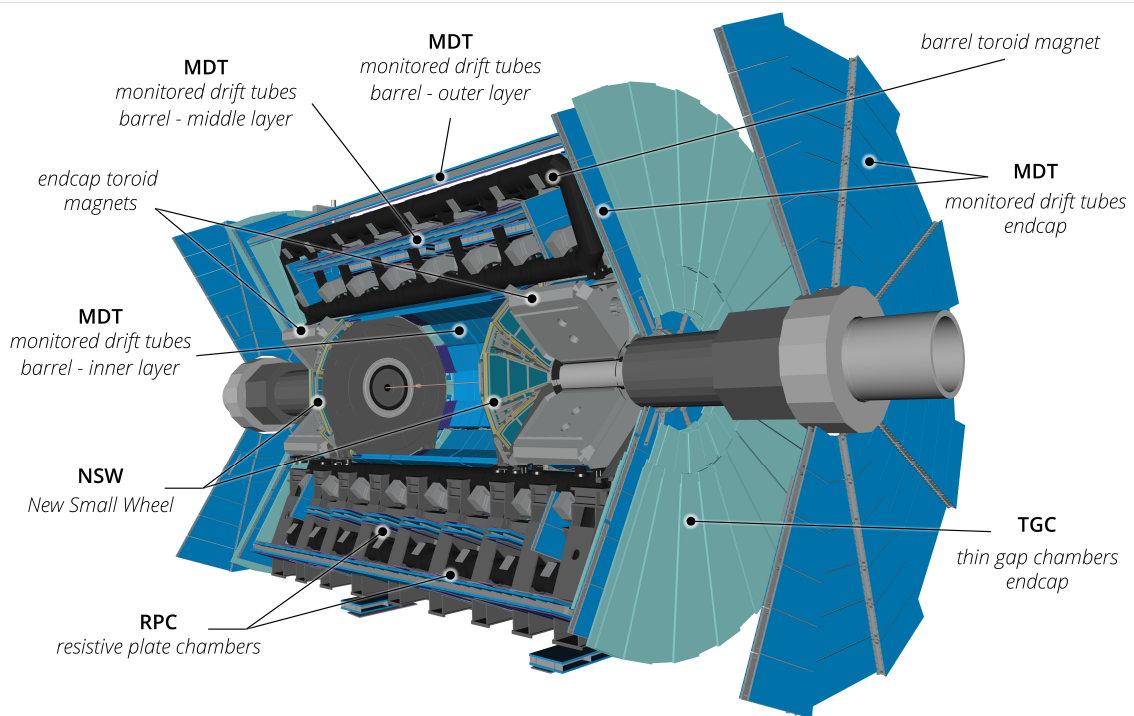


図 2.13 ミューオン検出器の配置図 [16]。バレル部には RPC、MDT、エンドキャップ部には TGC、MDT、CSC が配置されている。Run 3 の様式を表し、NSW がトロイダル磁場の内側に新たに配置されている。

ミューオン検出器

ミューオン検出器は ATLAS 検出器の最外層に設置されており、透過力が高いという性質をもつミューオンを捉える。高エネルギー衝突実験におけるミューオンの検出は電弱相互作用の証拠となるため、トリガーシステムにとってプローブとなる粒子である。ATLAS 検出器では、トリガー用検出器としてバレル部をカバーする Resistive Plate Chamber (RPC) とエンドキャップ部をカバーする Thin Gap Chamber (TGC) があり、運動量の精密測定を行う Monitored Drift Tube (MDT) がある。また Run 3 からの大きなアップグレードとして、トロイダル磁場の内側に New Small Wheel (NSW) が新たに設置された。図 2.13 にミューオン検出器の配置図を示す。ミューオン検出器はトロイダル磁石と干渉しないように配置するため、 ϕ 方向においては Large Sector (L) と Small Sector (S) の 2 種類の検出器の組み合わせでステーションを構成している。そのため、ミューオン検出器もトロイダル磁石と同じく ϕ 方向に 8 回転対象となっている。

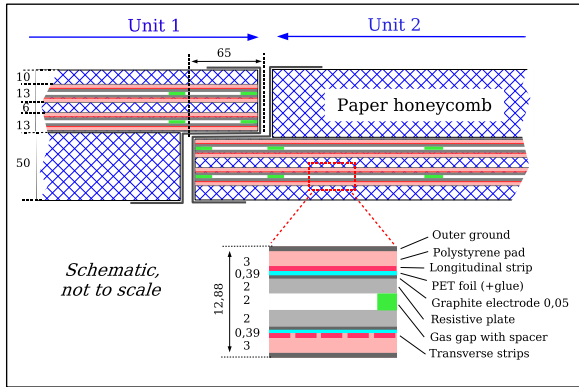


図 2.14 RPC の構造図 [6]。2 枚の高抵抗プレート間に幅 2 mm の絶縁体が挟まれており、プレート間には約 4.9 kV/mm の電場が形成される。

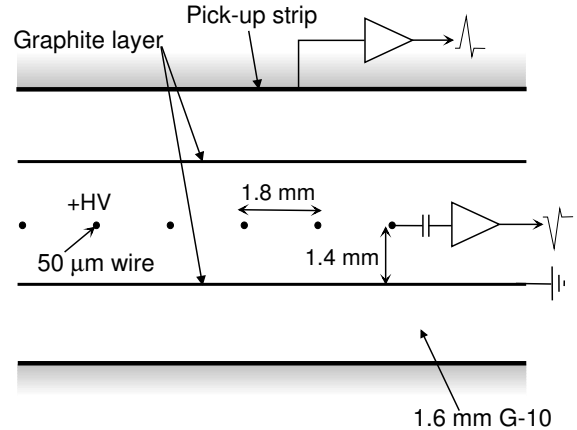


図 2.15 TGC の構造図 [6]。ガスギャップ 2.8 mm、ワイヤー間隔 2.8 mm の MWPC 構造である。

■Resistive Plate Chamber (RPC) $|\eta| < 1.05$ のバレル部のミュオントリガー判定に用いられる平行電極板のガス検出器である。図 2.14 に示すように、2 枚の高抵抗プレート間に幅 2 mm の絶縁体が挟まれており、プレート間には約 4.9 kV/mm の電場が形成される。荷電粒子による電離電子が電場に沿って雪崩増幅を起こし、直交するように配列されたストリップ電極で信号を読み取り、2 次元座標 (η, ϕ) を測定する。位置分解能は z 方向に 10 mm、 ϕ 方向に 10 mm である。

■Thin Gap Chambers (TGC) エンドキャプ部の $1.05 < |\eta| < 2.4$ の領域をカバーし、ミュオントリガーの役割を担うガス検出器である。Multi Wire Proportional Chamber (MWPC) の一種で、ワイヤーとストリップによる 2 次元読み出しを行うことでミュオンのヒット位置を測定する。ワイヤーには直径 50 μm の金メッキをしたタングステンワイヤーを用い、ストリップ電極には片面に表面抵抗 1 M Ω のカーボンを塗布したガラスエポキシ板を用いている。 R 方向をアノードワイヤーで、 ϕ 方向をカソードストリップ直交するように配列し、2 次元での座標読み出しを行う。図 2.15 に構造図を示す。

図 2.16 に示すように、TGC を構成する検出器には 2 層構造の Doublet と 3 層構造の Triplet がある。Doublet はワイヤー面 2 層とストリップ面 2 層からの信号読み出しを行う。Triplet は真ん中の層にストリップ面がないため、ワイヤー面 3 層とストリップ面 2 層からの信号読み出しを行う。

TGC 検出器は複数のチェンバーを重ね合わせ、円盤状に配置している。これをステーションと呼び、トロイド磁石による磁場領域より内側に EI (Endcap Inner), FI (Forward Inner) と呼ばれる 2 つのステーション、磁場領域より外側に M1, M2, M3 (Middle 1, Middle 2, Middle 3) と呼ばれる 3 つのサブステーションが配置されている。また、M1, M2, M3 の 3 つのステーションを合わせて TGC Big Wheel (TGC BW) と呼ぶ。M1 は Triplet 構造であり、EI/FI、及び M2, M3

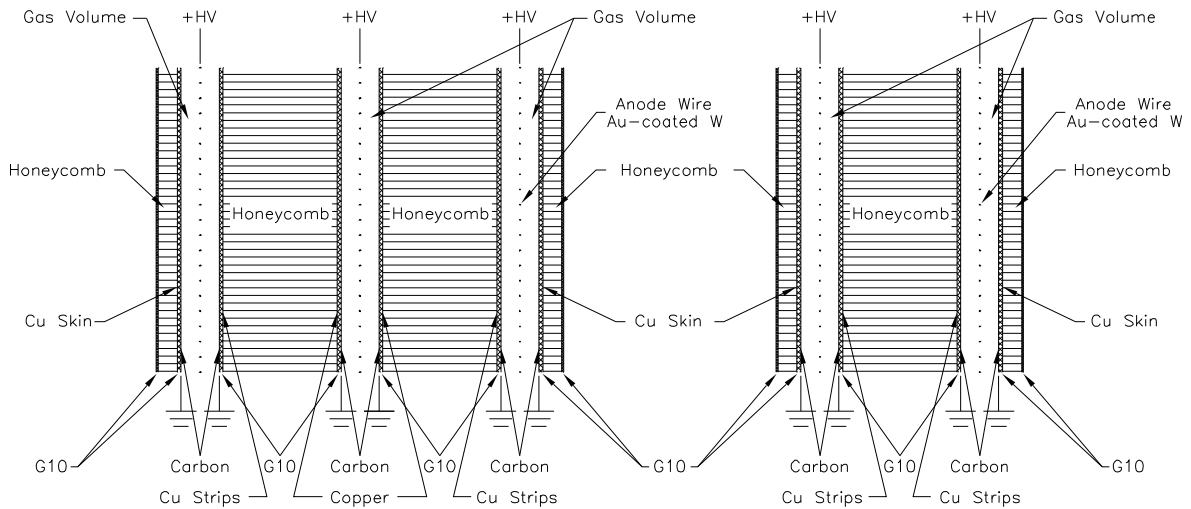


図 2.16 TGC の 2 層 (Doublet) 構造と 3 層 (Triplet 構造) の断面図 [6]。

は Doublet 構造である。

■Monitored Drift Tube (MDT) ミューオンの飛跡の精密測定を行う検出器であり、直径約 30 mm のドリフトチューブを 6 層または 8 層並べた構造をしている。構造図を図 2.17 に示す。ドリフトチューブには Ar/CO₂ を封入しており、図 2.18 に示すようにミューオンが通過すると、Ar の電離電子がドリフトチューブの中心に張られている直径 50 μm のアノードワイヤーで集められる。信号として読みだされるまでのドリフト時間を測定し、一定であるドリフト速度からドリフト半径が求まる。複数の MDT 検出器におけるドリフト半径を求め、半径の接線を結ぶことにより飛跡を再構成する。図 2.19 に実際に荷電粒子が MDT 検出器を通過する様子を示す。位置分解能は R 方向、 Z 方向ともに 35 μm である。

■New Small Wheel (NSW) 高ヒットレート環境での飛跡測定効率の向上とミューオントリガーの改良を目的として、エンドキャップ部のトロイド磁場領域より内側に Run 3 から導入された新検出器である [20]。1.3 < $|\eta|$ < 2.7 の全 ϕ 領域をカバーするように設置されており、トリガー用の small-strip TGC (sTGC) と精密測定用の MicroMegas (MM) の 2 種類の検出器を 8 層ずつ組み合わせた構造となっている。

sTGC は TGC と同様に MWPC である。センサーの方向が TGC と逆になっており、ストリップ電極は η 方向、アノードワイヤーは ϕ 方向の座標を測定する。

MicroMegas は平面電極と金属のメッシュで構成されている。厚さ 5 mm のドリフト領域と 128 μm の増幅領域がメッシュで隔てられており、ドリフト領域で生成された電子はメッシュを通過し、電場により増幅される。読み出された信号の時間差を用いることでドリフト距離を見積もり、垂直に入射しないミューオンの R 方向を 90 μm の位置分解能で測定する。

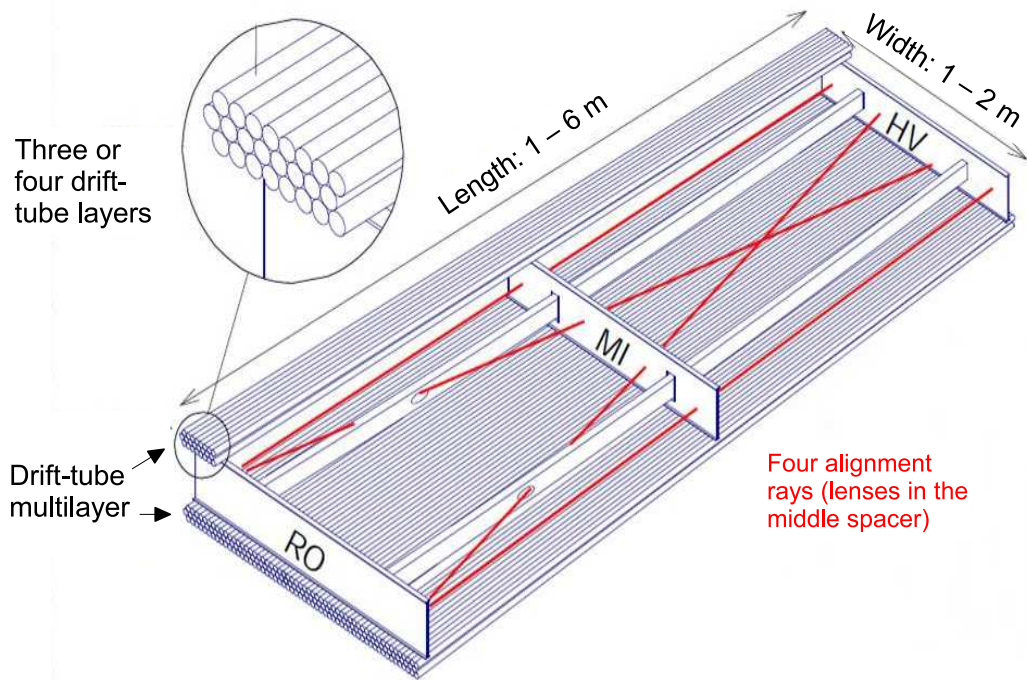


図 2.17 MDT の構造図 [6]。直径約 30 mm のドリフトチューブを 6 層または 8 層並べた構造をしている。

2.2.2 ATLAS トリガーシステム

LHC は 40 MHz という非常に高い頻度で陽子バンチ衝突が行われているが、ほとんどの衝突事象は陽子同士の非弾性散乱であり、物理的に興味のある精査対象の割合は少ない。例えば、ヒッグス粒子の生成レートは 1 Hz 以下となる。また全ての衝突データを保存することは記録速度、記録媒体のコスト、データ処理のコスト面の観点で困難である。そこで、トリガーシステムと呼ばれる物理的に興味のある事象のみを効率よく選別するアルゴリズムを用いて、データを保存する頻度であるトリガーレートを数 kHz まで削減する。

トリガーシステムでは、非弾性散乱であるマルチジェット反応 ($gg \rightarrow gg$, $gq \rightarrow gq$, $qq \rightarrow qq$) などの背景事象から、ヒッグス粒子の生成や新物理現象の生成を区別することが重要である。全反応断面積は $O(100)$ mb と非常に大きく、パイルアップと呼ばれる一度の衝突において複数の反応が起こる可能性がある。パイルアップによって生成された粒子を誤ってトリガーすると、トリガーレートが上昇する。ヒッグス粒子や新物理探索のためにはルミノシティを上げてより小さな反応断面積の領域に迫る必要があるが、同時にパイルアップ数も増えてしまうためトリガー性能の改善は常に重要課題である。

ATLAS 実験では 2 段階のトリガーを実装している。1 段階にはハードウェアベースの高速演算処理を行う初段トリガー (Level-1 Trigger: L1 Trigger)、2 段階にはソフトウェアベースで精密処理を行う後段トリガー (High-Level Trigger: HLT) が実装されている。トリガーシステムの構成を

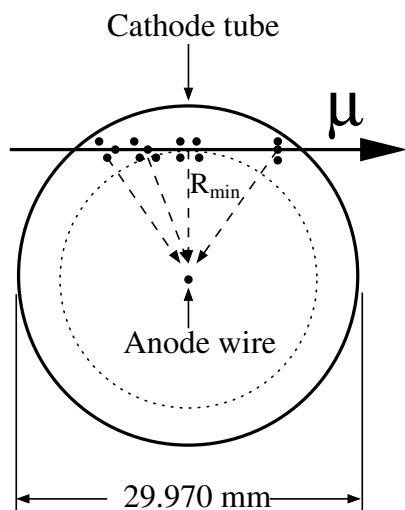


図 2.18 MDT 検出器のチューブ内の断面図 [6]。また、ミュオンが通過したときの電離電子の模式図である。

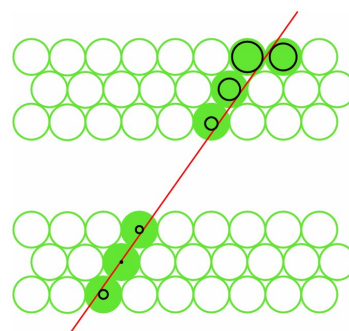


図 2.19 ミュオンが通過した際の飛跡再構成の様子 [19]。各ヒットのドリフト半径の接線を引いて、飛跡を再構成する。

図 2.20 に示す。

初段トリガー (Level-1 Trigger)

L1 Trigger はカロリメータの情報を用いてトリガー判定を行う L1Calo、ミュオン検出器の情報を用いてトリガー判定を行う L1Muon に加え、L1Calo と L1Muon で発行されたトリガーを組み合わせたトリガー判定を行う Central Trigger から構成される。L1Calo は電磁カロリメータとハドロンカロリメータの情報を統合し、電子/光子とタウ粒子候補、ジェット候補の判定を行う。L1Muon はトリガー用ミュオン検出器である RPC(バレル部)、TGC(エンドキャップ部) から情報を受け取り、それぞれ独立にミュオン候補の判定を行った後に Muon-to-CTP interface (MUCTPI) で統合する。また、Topology Processor (L1Topo) で L1Calo と L1Muon の情報を組み合わせた複合的な判定を行い、Central Trigger Processor (CTP) に L1Muon、L1Calo、L1Topo の情報が集められる。トリガーレートの制限である 100 kHz に収まるように、レートを下げるためのプリスケールと呼ばれる値を高レートになるトリガーに対してかけた後にトリガーを発行する。

図 2.21 で示すように、L1 Trigger はパイプライントリガーと呼ばれる一時的に検出器から送られてくる情報を順番にバッファに保持し、その間にトリガー判定を行う仕組みである。L1 Trigger の判定は最大 $2.5 \mu\text{s}$ の時間を要し、この間 40 MHz の頻度 (25 ns おき) のバンチ交差は 100 回起きる。よって、バッファには最低 100 回のバンチ交差分 ($25 \text{ ns} \times 100 = 2.5 \mu\text{s}$) のデータが保持可能である。同一のバンチ交差に対応した L1 Trigger からのアクセプト信号を受信した後に、情報が後段へ送信される。

高速なトリガー判定を実現するために、Application Specific Integrated Circuit (ASIC) や Field Programmable Gate Array (FPGA) などの論理回路で構成した電子回路を実装している。

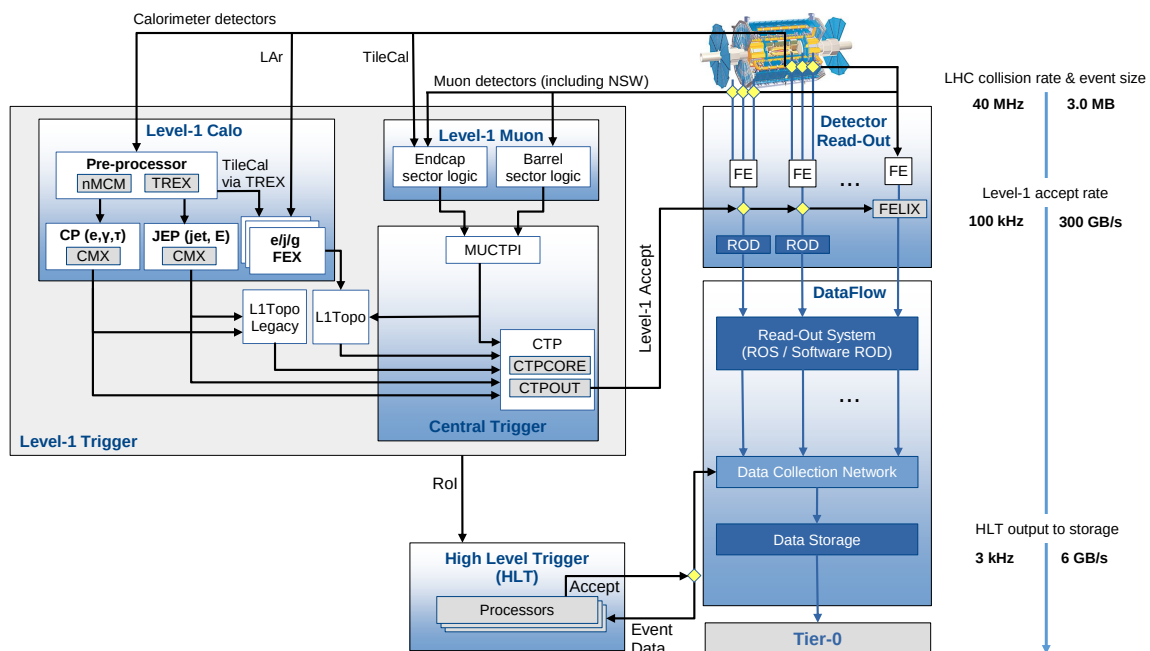


図 2.20 Run 3 における ATLAS トリガーシステムの概要 [21]。Level-1 Trigger と High-Level Trigger の 2 段階のトリガーで構成されている。Level-1 Trigger は Level-1 Muon と Level-1 Calo に大別され、CTP (Central Trigger Processor) に集められたトリガー情報を基に Level-1 Trigger を発行する。さらに、発行されたイベントに対してソフトウェアベースの High-Level Trigger にて精密なトリガー判定を行う。

ASIC は特定の用途向けに複数の回路を 1 つにまとめたもので、高速な動作速度や低い消費電力を実現できる一方、後からの回路の修正が困難である。FPGA は ASIC と同様に、ユーザーが特定の処理を行うようにロジックや配線を設計可能な集積回路である。ASIC と比較して処理速度が遅いが、何度でも書き換え可能であるというメリットがある。

後段トリガー (High-Level Trigger : HLT)

HLT では、L1 Trigger でトリガー判定に用いた領域に対して、ソフトウェアを使用したオフライン解析に近いアルゴリズムでミューオン、電子、光子などを再構成することで精密なトリガー判定を行う。内部飛跡検出器、MDT などの精密測定用ミューオン検出器及び、カロリメータなどの情報を用いて、飛跡再構成とより高精度な E_T 、 p_T の計算を行う。これらの過程により、トリガー

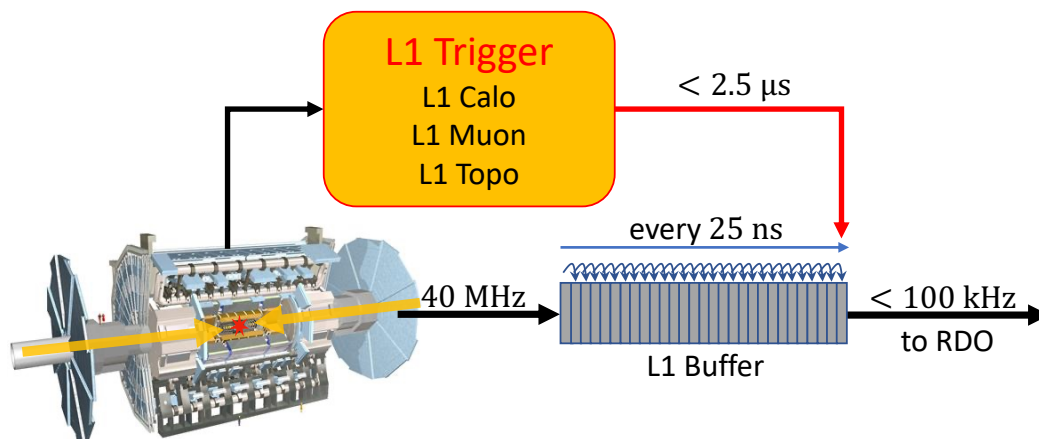


図 2.21 初段トリガーによるデータ読み出しの流れ。各検出器から 40 MHz で送られてくる情報は一時的に L1 バッファに保存され、L1 トリガーでトリガー判定された信号の出力を受けた後に後段へ送信される。

レートは最終的に数 kHz まで削減される。

第 3 章

速度の遅い粒子のためのトリガー

第 1 章で述べた標準模型は、これまでの素粒子物理の実験結果を高精度に説明できる。しかし、標準模型のみでは説明できない暗黒物質の存在やヒッグス粒子の質量階層性などの諸問題がある。これらを解決し得る標準模型を超える物理の総称を BSM という。ATLAS 実験では、標準模型の詳細な検証の他に BSM の探索が盛んであるが発見の兆候がなく、TeV エネルギースケールのさまざまな BSM に対して強い制限がかけられた。一方で、超対称性理論などの様々な理論で予測される長寿命粒子 (Long-Lived Particles: LLP) の探索については棄却しきれておらず、BSM の候補として議論が進んでいる。本研究のターゲットは電荷をもち質量が重く、ATLAS 検出器の外層にあるミュオン検出器まで崩壊せずに到達するほど安定 (長寿命) な粒子である。ATLAS 実験では、これらの特徴をもつ速度の遅い粒子を捉えるため、新たな探索用トリガーを Run 2 の終盤である 2017 年に導入した [19]。本研究はこの速度の遅い粒子のためのトリガーに関する新たな手法の可能性の探求であり、Run 3 途中または HL-LHC から性能をさらに向上させたトリガーの導入を目指す。本章では速度の遅い粒子のためのトリガーの物理的な目的、現時点のトリガーロジックおよび問題点について述べる。

3.1 標準模型を超える物理

本節では、標準模型に残された問題として知られるヒッグス質量の階層性問題や暗黒物質の存在などの諸問題を紹介する。これらを解決し得る BSM として超対称性理論 (SuperSymmetry: SUSY) が有力視されている。LHC では世界最高エネルギーである重心系エネルギー 14 TeV を活かした様々な SUSY の探索が行われている。

3.1.1 ヒッグス質量の階層性

観測されるヒッグス粒子の質量の 2 乗は、実験で定まるパラメータである裸の質量の 2 乗と、エネルギースケールの 2 乗に比例する量子補正の和である。ヒッグス粒子の輻射補正は $O(10^{34} \text{ GeV}^2)$ のオーダーで、最も大きい寄与はトップクォークのループである。ヒッグス粒子の質量 125 GeV

の 2 乗はそれと比べてかなり小さいため、裸の質量との絶妙な差での打ち消しあい (fine-tuning) が必要となる [22]。

3.1.2 暗黒物質 (Dark Matter)

暗黒物質とはその存在があることはわかっているが、人類が未だ観測したことがなく、その特性や正体が解明されていないものである。1940 年代に行われた渦巻銀河の天体観測によって、銀河の回転速度が通常の物質しか存在しない場合よりも遅いことから未知の重力源があることが示唆され、その後も多数の観測によって確認された。この重力源を暗黒物質と呼び、暗黒物質の存在を仮定すると宇宙の構造を整合的に説明可能である。既知の物質である標準模型粒子が宇宙のエネルギー組成のうち 5% であることに對し、暗黒物質は約 25% を占める。

3.2 超対称性理論 (SUSY)

超対称性とは、ボソンとフェルミオン間の対称性である [23, 24]。超対称性理論はヒッグス粒子の質量階層性を説明し、暗黒物質の候補粒子を与えるなど標準模型に残された諸問題を解決する有力な理論である。理論モデルによって標準模型からの拡張性に幅をもつが、最小限の拡張で表現したのが最小超対称標準模型 (Minimal Supersymmetric Standard Model: MSSM) である [25]。MSSM では標準模型粒子それぞれに對し超対称性をもつペア (スーパーパートナー) である超対称性粒子が存在する。

3.2.1 超対称性粒子

超対称性粒子の特徴として、標準模型粒子とスピンの $1/2$ だけ異なり電荷が等しい。また標準模型粒子よりも質量がさらに大きく、非常に重いことが予測される。これは現在までの SUSY 探索において未だ超対称性粒子が発見されていないことから、超対称性理論は少なくとも低エネルギー領域で破れていると考えられるためである。

スフェルミオン

スフェルミオンは標準模型のフェルミオンに對應する。クォークに對應するのはスカラークォーク (スクォーク)、レプトンに對應するのはスカラーレプトン (スレプトン) である。表 3.1 に詳細を示す。

ボシーノ

ボシーノは標準模型のボソンに對應する。ゲージ粒子に對してはゲージーノ、ヒッグス粒子に對してはヒグシーノが存在する。また、標準模型内には存在しないが重力を伝えるボソンと考えられているグラビトン (重力子) に對して、グラビティーノが存在する。そしてゲージーノとヒグシーノは同じ量子数をもつもの同士で混合し、ニュートラリーノ ($\tilde{\chi}^0$) とチャージーノ ($\tilde{\chi}^\pm$) という質量

	第一世代	第二世代	第三世代	スピン	電荷
スクォーク	$\tilde{u}$	$\tilde{c}$	$\tilde{t}$	0	+2/3
	$\tilde{d}$	$\tilde{s}$	$\tilde{b}$	0	-1/3
スレプトン	$\tilde{e}$	$\tilde{\mu}$	$\tilde{\tau}$	0	-1
	$\tilde{\nu}_e$	$\tilde{\nu}_\mu$	$\tilde{\nu}_\tau$	0	0

表 3.1 超対称性理論で予測されているクォーク及びレプトンの超対称性粒子 (スフェルミオン)。

分類	種類	分類	種類	混合する粒子
ゲージーノ	$\tilde{g}, \tilde{\gamma}, \tilde{Z}^0, \tilde{W}^\pm$	ニュートラリーノ	$\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$	$\tilde{\gamma}, \tilde{Z}^0, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$
ヒグシーノ	$\tilde{H}^\pm, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$	チャージーノ	$\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$	$\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm$

表 3.2 超対称性理論で予測されているボソンの超対称性粒子 (ボシーノ)。いずれもスピン 1/2 をもつ。

固有状態となる。ニュートラリーノ ($\tilde{\chi}^0$) は 4 つの粒子の混合状態であり、その質量固有状態は 4 つ存在する。質量の小さい順に $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$ と番号がふられている。チャージーノ ($\tilde{\chi}^\pm$) は 2 つの粒子の混合状態であり、その質量固有状態は 2 つ存在する。こちらも質量の小さい順に $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$ と番号がふられている。表 3.2 に詳細を示す。

3.2.2 超対称性理論によって解決する問題

超対称性理論では、 R -パリティという対称性 ($R = (-1)^{3(B-L)+2S}$) を仮定している。ここで S はスピン、 B はバリオン、 L はレプトン数を表す。 R -パリティは標準模型粒子は正、超対称性粒子は負となる。 R -パリティが保存する場合、超対称性粒子はさらに質量が小さい超対称性粒子と標準模型粒子に崩壊する。このとき、最も質量の小さい超対称性粒子 (Lightest SUSY Particle: LSP) は安定となる。LSP がどの超対称性粒子となるか理論モデルによってさまざまだが、最も軽い中性粒子として予言されるニュートラリーノは暗黒物質の候補となり得る。このとき、ニュートラリーノは数 TeV 領域の質量をもつことが期待されるため LHC で生成可能であると考えられている。 R -パリティが保存しない場合、超対称性粒子は標準模型粒子に崩壊する。このように R -パリティが破れることを、 R -Parity Violation (RPV) という [26]。

超対称性理論の導入によって、電磁相互作用、弱い力、強い力の結合定数がおおよそ 10^{16}GeV で一点で交わり、大統一理論の礎になる。また、標準模型の問題点である fine-tuning が超対称性粒子のループの寄与によって解決される。

ATLAS 実験における現在までの超対称性粒子の探索結果を図 3.1 に示す。あらゆる理論モデルに対して網羅的に探索を進めているが、新粒子発見の兆候は見つかっていない。



3.2.3 GMSB モデルにおけるスタウ粒子

図 3.3 に示すように、ATLAS 実験ではスタウ粒子の質量領域に対して 430 GeV までの制限を与えている。

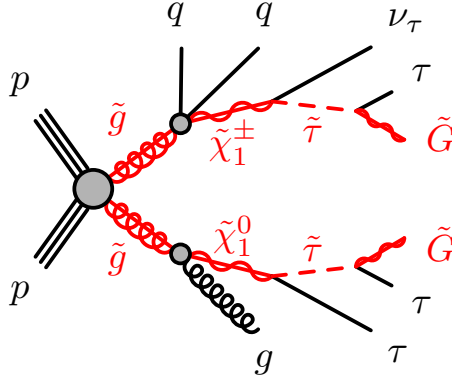


図 3.2 GMSB モデルによって長寿命スタウ粒子が生成されるファインマンダイアグラム [29]。

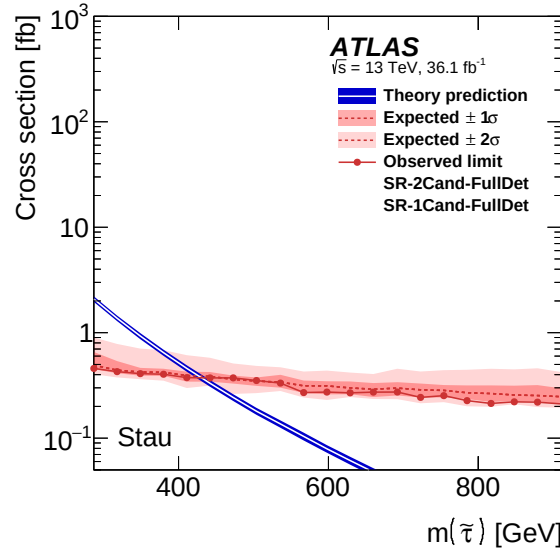


図 3.3 ATLAS 実験における Run 2 データセットを用いたスタウ粒子の探索結果 [30]。430 GeV までの質量領域を棄却している。

3.3 粒子速度に感度をもつトリガーの必要性

高エネルギー領域における標準模型を超える物理では、新粒子がもつ質量は標準模型粒子よりも重くなることが予想される。ATLAS 実験では Run 2 実データを使った、Pixel 検出器における損失エネルギー (dE/dx) を用いた質量が重い荷電粒子の探索が行われ、図 3.4 に示すように予測値を超えるイベント数が観測された [31]。この重い質量領域に対して、別の解析法を用いた探索による検証が必要である。

高エネルギーで生成される標準模型粒子は、式 (3.1) で表される光速に対する粒子速度 β が 1 にほぼ等しくなるが、それに対して質量が重い新粒子の β は式 (3.2) を考慮するとさらに小さく

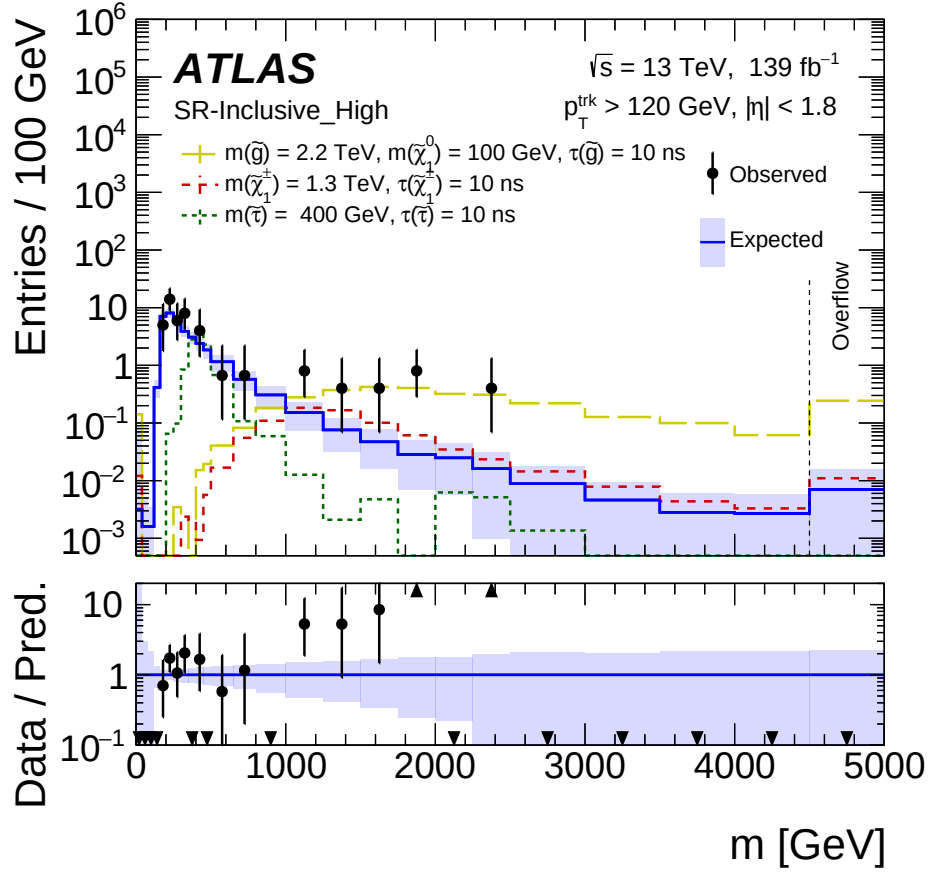


図 3.4 ATLAS 実験 Run 2 実データを用いた、Pixel 検出器における dE/dx 解析による質量の重い長寿命荷電粒子の探索結果 [31]。特定の質量領域で予測値を超えるデータの観測があった。

なる。

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{pc}{E} \quad (3.1)$$

$$E = \sqrt{(mc^2)^2 + (pc)^2} \quad (3.2)$$

3.3.1 初段トリガーにおけるタイミング

2.2.2 節で述べたように初段トリガーはパイプライン式であり、異なる検出器ごとの情報を同一のバンチ衝突ごとに対応させ、正しく一致させている。L1Muon 及び L1Calo では、各検出器に対し粒子がほぼ光速で飛来すると仮定した上でトリガー判定を行う。本論文では、トリガー判定を行う上で基準に定められたバンチ交差のことを基準バンチ (Current Bunch) と呼ぶ。また基準バンチの次のバンチ交差を次バンチ (Next Bunch) と呼ぶ。粒子速度 β の小さい粒子が検出器に遅れて到達し、次バンチのタイミングで検出器の信号として識別されたものは、基準バンチではトリ

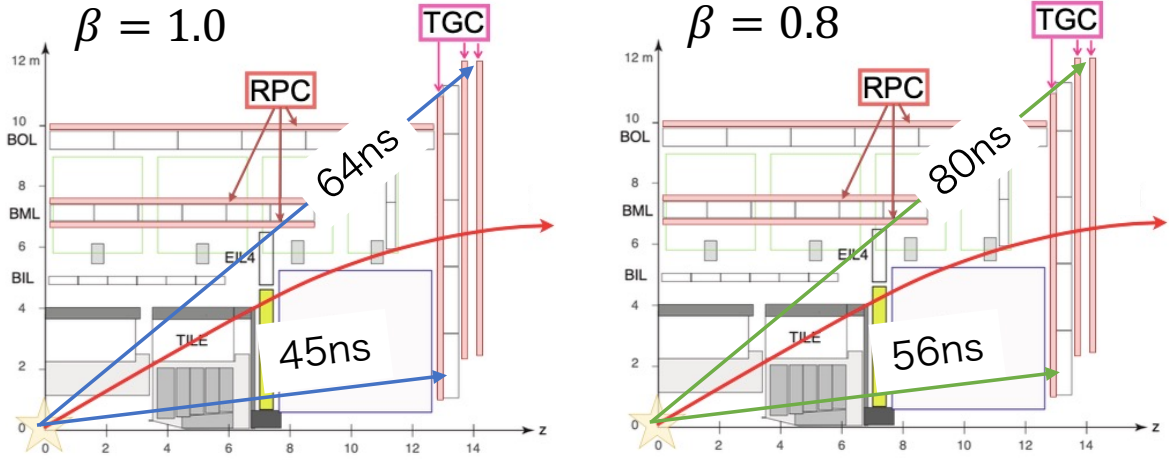


図 3.5 衝突点から TGC 検出器内の Time-of-Flight の差。左図は $\beta = 1$ 、右図は $\beta = 0.8$ で到達した場合を示す。

ガー判定に用いられない。

ATLAS 検出器は図 2.4 に示すように大型の粒子検出器であり、外層に位置するミュオン検出器までの衝突点からの飛程距離は最大で約 19 m に及ぶ。粒子の飛行時間である Time-of-Flight (ToF) は、 $\beta = 1$ のとき 64 ns となる。図 3.5 に示すように β が小さくなると ToF の差が大きくなり、LHC のバンチ交差間隔である 25 ns に合わせて信号を取得する ATLAS 検出器では通常のタイミングで検出できない。よって、速度の遅い粒子を捉えるために ToF を考慮したトリガーアルゴリズムを構築する必要がある。

3.3.2 スタウ粒子シミュレーションサンプル

本研究では長寿命スタウ粒子のシミュレーションサンプルを用いて、トリガーの評価及び新しいトリガーロジックの可能性の探索を行う。ここでサンプルとして作成するスタウ粒子対は、GMSB モデルに従いタウ粒子とグラビティーノに崩壊する [32, 33, 34]。スピン左巻き、右巻きのスタウ粒子 ($\tilde{\tau}_{L,R}$) の混合状態である $\tilde{\tau}_{1,2}$ を混合角 $\sin \theta_{\tilde{\tau}} = 0.95$ で生成する。質量のパラメータはスタウ粒子が 600 GeV で、グラビティーノは 0 である。また寿命を 1000 ns と長く設定したため、ATLAS 検出器の外層に位置するミュオン検出器に崩壊せず到達する可能性が十分高く、速度の遅い粒子のためのトリガーの評価に適切である。

イベントは 2 つまでのパートンを追加し、リーディングオーダーでシミュレーションを行う。イベントジェネレータとして NNPDF2.3LO PDF [35] をセットした MadGRAPH5_AMC@NLO [36]、インターフェースとして A14 tune [37] を使った PYTHIA8 [38] を用い、Athena [39] を用いた検出器シミュレーションとデータ読み出しのプロセスをシミュレートする。

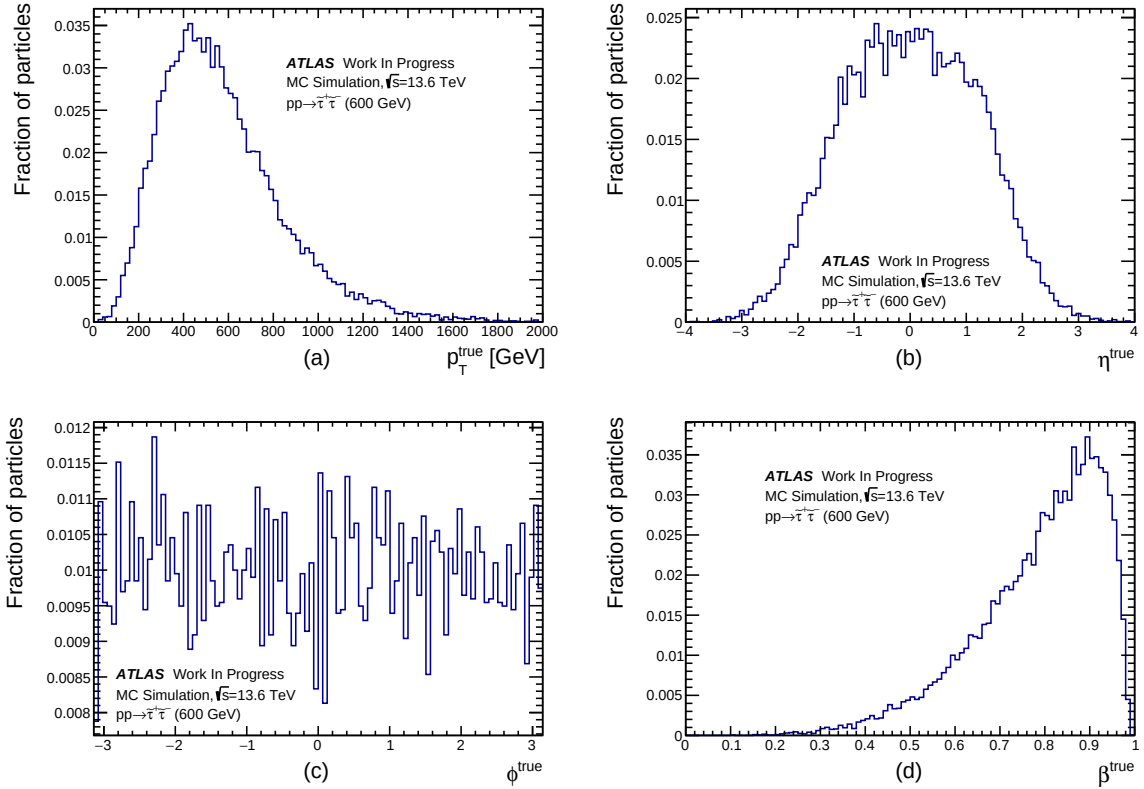


図 3.6 スタウ粒子の各運動学的変数。
(a): p_T 分布, (b): η 分布, (c): ϕ 分布, (d): β 分布

運動学的変数として、図 3.6 に作成したスタウ粒子の横運動量 p_T 、角度分布 (η 方向、 ϕ 方向)、粒子速度 β を示す。非常に大きい質量のため粒子速度が遅い領域まで広がって分布しており、各検出器に対して光速で飛来する粒子よりも遅れて到達することが見込まれる。

3.3.3 シングルミュオントリガーにおける粒子速度の不感領域

ミュオントリガーは、ほとんど光速 ($\beta \simeq 1$) で飛来するミュオンの検出を用いたトリガーである。Run 3 における L1 ミュオントリガーのトリガー効率を図 3.7 に示す。単一のミュオンを捉えるシングルミュオントリガーの場合、 p_T 閾値 14 GeV においてバレル部で約 65%、エンドキャップ部で約 85% である。

しかし、本研究の対象となるスタウ粒子のように通常より遅れて到達する荷電粒子に対して、シングルミュオントリガーでは感度が悪い。図 3.8 に粒子速度 β に対するシングルミュオントリガーによる取得効率を示す。バレル領域、エンドキャップ領域どちらも $\beta \simeq 0.9$ を境にしてトリガー効率の低下が見られる。これは粒子速度が遅くなると、ミュオン検出器において次バンチ以降の情報として処理されるためである。

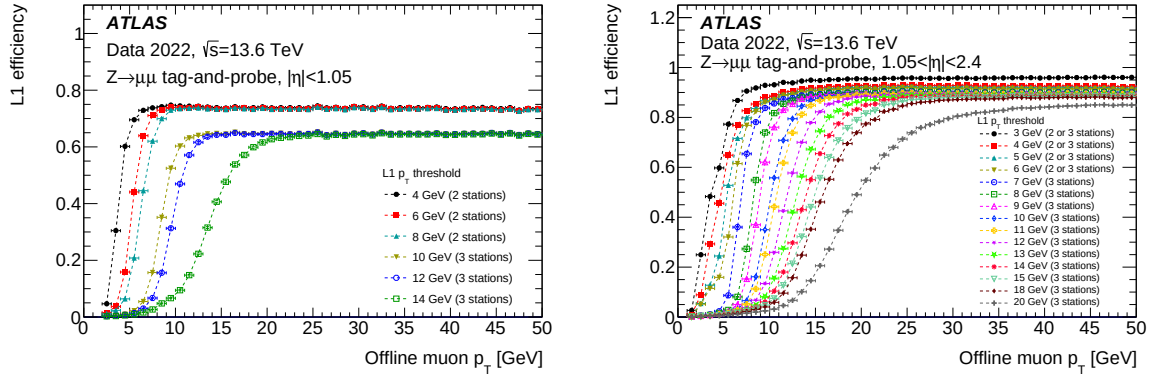


図 3.7 Run 3 の L1 ミューオントリガーにおけるトリガー効率 [21]。左図はバレル領域、右図はエンドキャップ領域を示す。

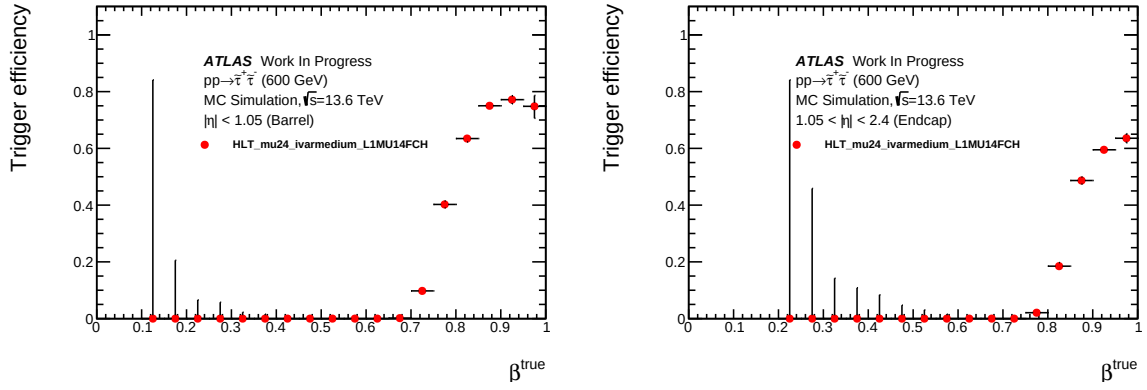


図 3.8 シングルミューオントリガーにおける粒子速度 β に対するスタウ粒子のトリガー効率。左図はバレル領域 $|\eta| < 1.05$ 、右図はエンドキャップ領域 $1.05 < |\eta| < 2.4$ を示す。

後段のミューオントリガーでは、2.2.1 節で述べた MDT 検出器を用いて飛跡再構成を行う。MDT 検出器を用いて軌跡を再構成した後、その飛跡を内部飛跡検出器へ外挿し、マッチングが取れた内部飛跡検出器の飛跡の情報と合わせて飛跡再構成を行う。図 3.9 に粒子速度に応じた後段でのシングルミューオントリガーのトリガー効率を示す。バレル領域、エンドキャップ領域どちらも $\beta = 1$ 付近の領域では 100% に近いトリガー効率を達成しているが、 $\beta \simeq 0.85$ を境にしてトリガー効率の低下が見られる。粒子速度が光速 ($\beta \simeq 1$) であることを仮定した通常のアロリズムでは、粒子の飛行時間が長くなるとドリフト半径が本来よりも大きい値として計算される。その結果、軌跡が誤って再構成され内部飛跡検出器とのマッチングができない。

速度の遅い粒子をトリガーするためには、初段と後段どちらも粒子速度が遅い粒子に対するロジックを組む必要がある。

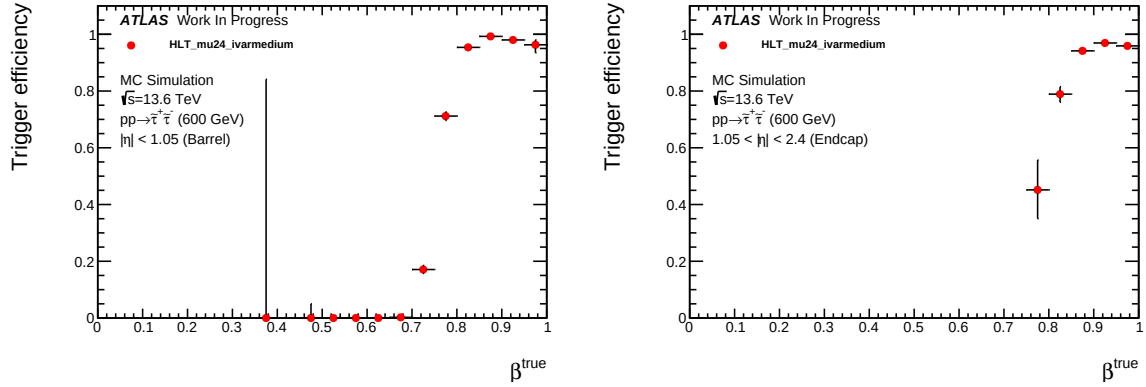


図 3.9 後段のシングルミュオントリガーにおける、粒子速度 β に対するスタウ粒子のトリガー効率。左図はバレル領域 $|\eta| < 1.05$ 、右図はエンドキャップ領域 $1.05 < |\eta| < 2.4$ を示す。

3.4 速度の遅い粒子検出のためのトリガーロジックと問題点

各検出器に少し遅れて到達する新粒子を検出するには、各検出器の時間情報を利用して遅れた信号を検出するトリガーロジックを構築する必要がある。速度の遅い粒子のためのトリガーによる LLP 探索は、標準模型粒子に崩壊したものを検出するのではなく、崩壊せずそのままの状態の新粒子を捉える直接探索である。ミュオン検出器まで到達した速度の遅い荷電粒子はミュオンと同様に検出可能であり、タイミングが遅れて検出された信号をトリガーする。

3.3 節で述べたように、この遅い粒子を捉えるロジックは初段・後段の双方で専用のロジックが必要であり、本節では Run 2 において開発された手法と、その性能を紹介する。

3.4.1 トリガーアルゴリズム

速度の遅い荷電粒子のためのトリガーの初段トリガーは、L1Calo と L1Muon を組み合わせた複合的な処理が可能な L1Topo において行う。L1Topo は連続するバンチ情報を組み合わせた処理も可能で、本トリガーの物理ターゲットが生成し得るイベントがあるバンチ交差を基準バンチとして要求し、その上で次バンチ以降の L1Muon を通ったイベントをトリガーする。このプロセスでトリガーされたイベントは、荷電粒子がミュオン検出器に次バンチ以降のタイミングで遅れて到達した可能性があると言える。

基準バンチがどのバンチ交差か判断するのにカロリメータトリガーを利用する。スタウ粒子の生成過程において Initial State Radiation (ISR) がスタウ粒子をブーストする際、 E_T^{miss} の計算で十分に考慮されず、ISR とスタウ粒子の運動量の間に不均衡が生じ MET として検出される。衝突点からカロリメータの粒子の飛程距離はミュオン検出器に比べて短く、速度の遅い粒子による MET 信号は基準バンチのタイミングで検出されると考えられる。MET トリガーを基準バンチに

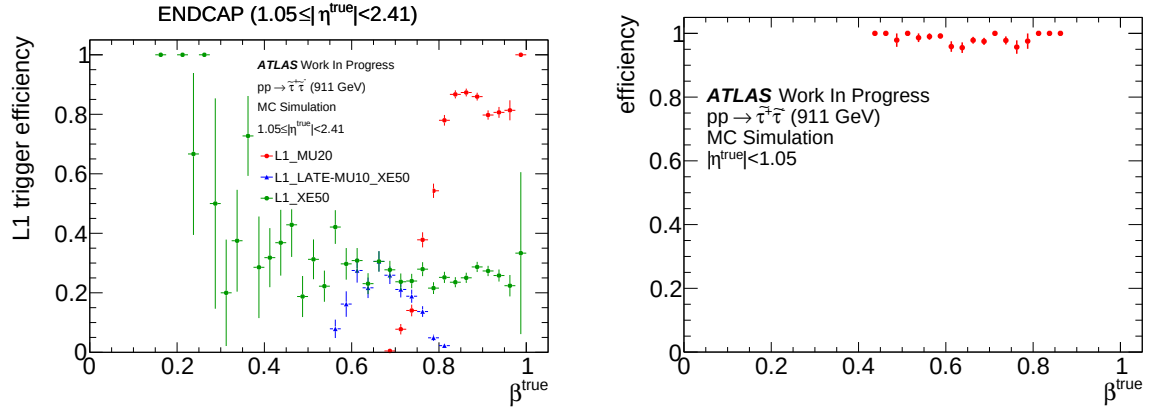


図 3.10 Run 2 における速度の遅い粒子のためのトリガーの、バレル領域における粒子速度に応じたトリガー効率 [19]。左図は初段トリガーを表し、赤色はシングルミュオントリガー、緑色は MET トリガー、青色は速度の遅い粒子のためのトリガーのトリガー効率を示す。右図は後段トリガーを表す。

要求することで、次バンチで検出された信号が基準バンチ由来の事象であることが保証できる。

速度の遅い荷電粒子用後段トリガーは、粒子速度が遅い場合に飛行時間が誤っていることを想定し、飛行時間を粒子速度に応じて変化させながら再構成を行う。まず初めに、内部飛跡検出器の飛跡とミュオン検出器のヒット情報を取得する。次に内部飛跡検出器からミュオン検出器へ飛跡を外挿し、ミュオン検出器のヒット情報とマッチングを取り、飛跡を一意に決定する。

3.4.2 トリガー性能

Run 2 における粒子速度に応じた初段トリガーのトリガー効率を図 3.10 の左図に示す [19]。緑色のプロットは MET トリガーのみによるトリガー効率を表し、粒子速度に寄らないが 30% 程度であることが分かる。LHC の高輝度化に伴いパイルアップ事象が増加するため、MET トリガーの閾値は上昇している。スタウ粒子の生成過程で検出される MET の大きさは小さく、トリガー閾値が上がるとトリガー効率が低くなる。青色のプロットが速度の遅い粒子のためのトリガーによるトリガー効率を表し、赤色のプロットで表されるシングルミュオントリガーのみでは取得できない領域に対して感度があることがわかる。

また、後段トリガーのトリガー効率を図 3.10 の右図に示す。粒子速度 β に依存せず、トリガー効率が 1 に迫る性能を示している。

3.4.3 本研究の目的

現在のトリガーアルゴリズムでは MET トリガーを基準バンチに要求することで衝突バンチを保証しているが、MET トリガーによるスタウ粒子の取得効率は約 30% であり、全体のトリガー効率が大幅に低減される。MET トリガーの閾値は上昇しており、本トリガーの新しい物理に対する感

度がますます低くなることが予想される。一方で、トリガー閾値を下げるとトリガーレートが上昇してしまうため、トレードオフである。全体のトリガーのさらなる改善の余地は、粒子速度 β に対して未だ感度の小さい初段トリガーとなる。そこで本研究では、MET トリガーによる基準バンチの保証を利用せず、新たに遅れたタイミングを保証する方法として、LAr カロリメータで速度の遅い荷電粒子が残す信号を利用する方法を検証する。

第 4 章

LAr カロリメータにおける速度の遅い 粒子検出の可能性

第 3 章では、速度の遅い粒子のためのトリガーの性能が MET トリガーのトリガー効率に依存し、全体のトリガー効率が上がらないという問題点について述べた。基準バンチの保証の必要があるため、ミューオントリガーとは別の物理オブジェクトのトリガーの利用は避けられない。そこで、MET トリガーを利用しない新たなトリガー方法による本トリガーの性能向上の可能性を検証する。

カロリメータトリガーにおける Phase-I アップグレードによる大きな変更点の 1 つとして、L1Calo の LAr カロリメータ部分におけるデジタルトリガーの導入がある。Run 3 では既存のアナログトリガー回路を残したままデジタルトリガーの運用が始まっており、2023 年からの本格運用に向けた性能評価とエネルギー、入射タイミングの再構成のためのパラメータ調整が 2022 年に行われた [40]。LAr カロリメータデジタルトリガー用に新たに開発された FPGA では通常より少し遅れた信号を検出でき、またその事実をフラグとして後段へ伝えるためのビット容量の余りが存在する。本研究では新たに導入された LAr カロリメータのフロントエンド回路の機能によって、速度の遅い荷電粒子が LAr カロリメータにおいて通常のタイミングより少し遅れて残す信号を利用した、新たなトリガーロジックの可能性を探索する。

4.1 LAr (Liquid Argon) カロリメータ

LAr カロリメータは検出層に液体アルゴンを用いたサンプリング型カロリメータで、電磁カロリメータの役割を全て担っているほか、ハドロンカロリメータとしてもフォワード領域に用いられている。内部飛跡検出器の外側、タイルカロリメータの内側に設置され、図 4.1 のように EMB、EMEC、HEC、FCal と呼ばれる 4 つの領域がある。本研究では電磁カロリメータとして用いられている LAr Electromagnetic Barrel (EMB) と LAr Electromagnetic End-Cap (EMEC) に焦点を当てる。ヒッグス粒子の発見以降、LHC で行われる実験では電弱対称性の破れの詳細な探索は最優先事項である。よって、電弱相互作用の媒介粒子測定のため、電子/光子のエネルギー測定は

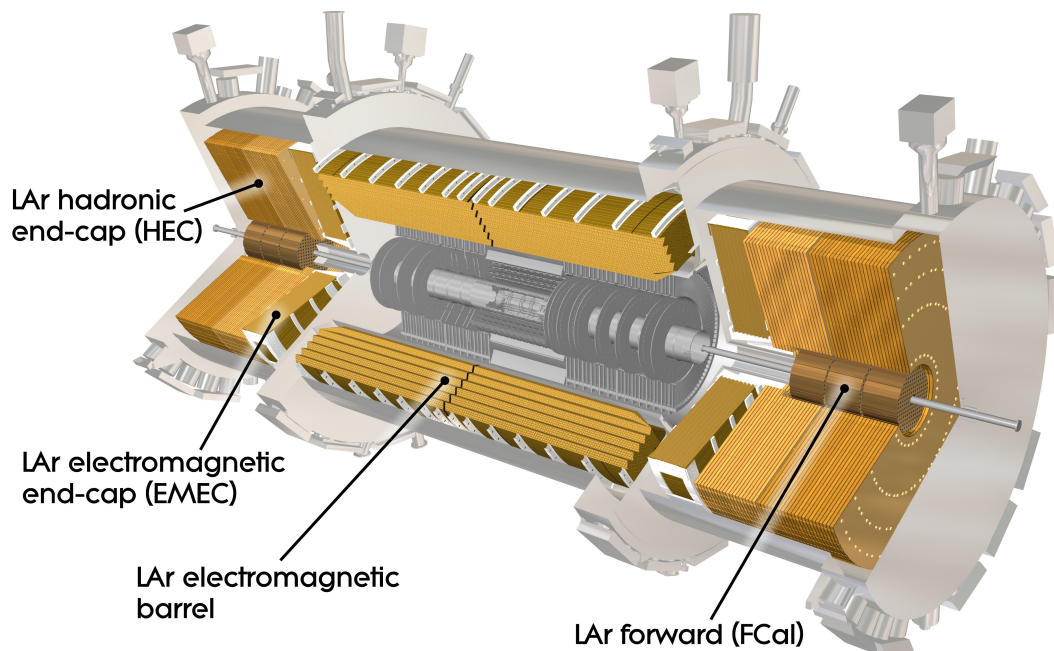


図 4.1 液体アルゴン (Liquid Argon: LAr) カロリメータの構成 [41]。EMB、EMEC、HEC、FCal の 4 つの領域がある。

物理解析において重要なファクターである。

4.1.1 構造

EMB はバレル領域 ($|\eta| < 1.475$)、EMEC はエンドキャップ領域 ($1.375 < |\eta| < 3.2$) をカバーする。EMB、EMEC における LAr カロリメータは図 4.2 に示すように ϕ 方向に沿うように電極が交互に折れ曲がったアコーディオン構造をしている。これによって、 ϕ 方向の不感領域が最小限となる。図 4.3 に最も典型的な構造をしている EMB のある $(\Delta\eta, \Delta\phi) = (0.15, 0.1)$ の範囲の構造図を示す。LAr カロリメータは基本的に R 方向に対して 3 層に分かれたレイヤー構造をしており、手前の衝突点側から順に Front、Middle、Back と呼ぶ。さらに $0 < |\eta| < 1.8$ の領域にはその手前に Presampler (PS) と呼ばれるレイヤーがあり、電磁カロリメータより手前で失われたエネルギーを推定する。各レイヤーで η 方向、 ϕ 方向に区切られた LAr Cell と呼ばれるチャンネルで信号を読み出す。表 4.1 に示すように、レイヤーごとに LAr Cell の大きさは異なる。

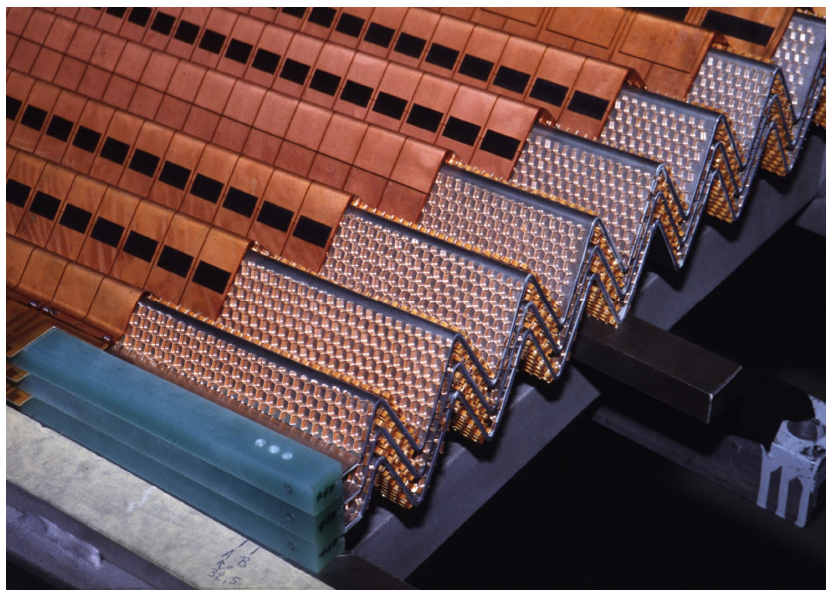


図 4.2 LAr カロリメータの EMB、EMEC の構造 [41]。アコーディオンのように電極が折れ曲がっている。

Layer	LAr Cell の大きさ $\Delta\eta \times \Delta\phi$	EMB $ \eta < 1.475$	EMEC $1.375 < \eta < 3.2$
PS	0.025×0.1	7808	1536
Front	0.003125×0.1	57216	28544
Middle	0.025×0.025	28672	23424
Back	0.05×0.025	13824	10240

表 4.1 各レイヤーの LAr Cell の大きさと総数 [42]。

4.1.2 検出原理

図 4.4 に示すように電子、光子が LAr カロリメータに入射すると、原子番号の大きい物質である鉛で構成される吸収層で電磁シャワーを起こす。電磁シャワーは臨界エネルギー以上の電子による制動放射と、光子の電子対生成によって臨界エネルギーに達するまで広がる。入射粒子のもつエネルギーがすべて電磁シャワーとなり、LAr で構成される検出層で電離電子として変換された電子による信号の大きさを測定する。

図 4.5 に LAr カロリメータ内の吸収層と検出層の構造を示す。LAr 検出層は約 2 mm の厚さで、LAr gap と呼ばれる。LAr gap は銅とステンレス鋼に挟まれており、約 2 kV の高電圧がかけられている。電磁シャワーによって生じた電子は LAr を電離させ、電離電子が電圧差によって電極に移動し矩形波の信号を残す。図 4.6 に示すように電離電子は LAr gap に均等に生成されるため、すべての矩形波が重なり合い三角波として検出される。2 つの銅の陽極の間に設置されているカブ

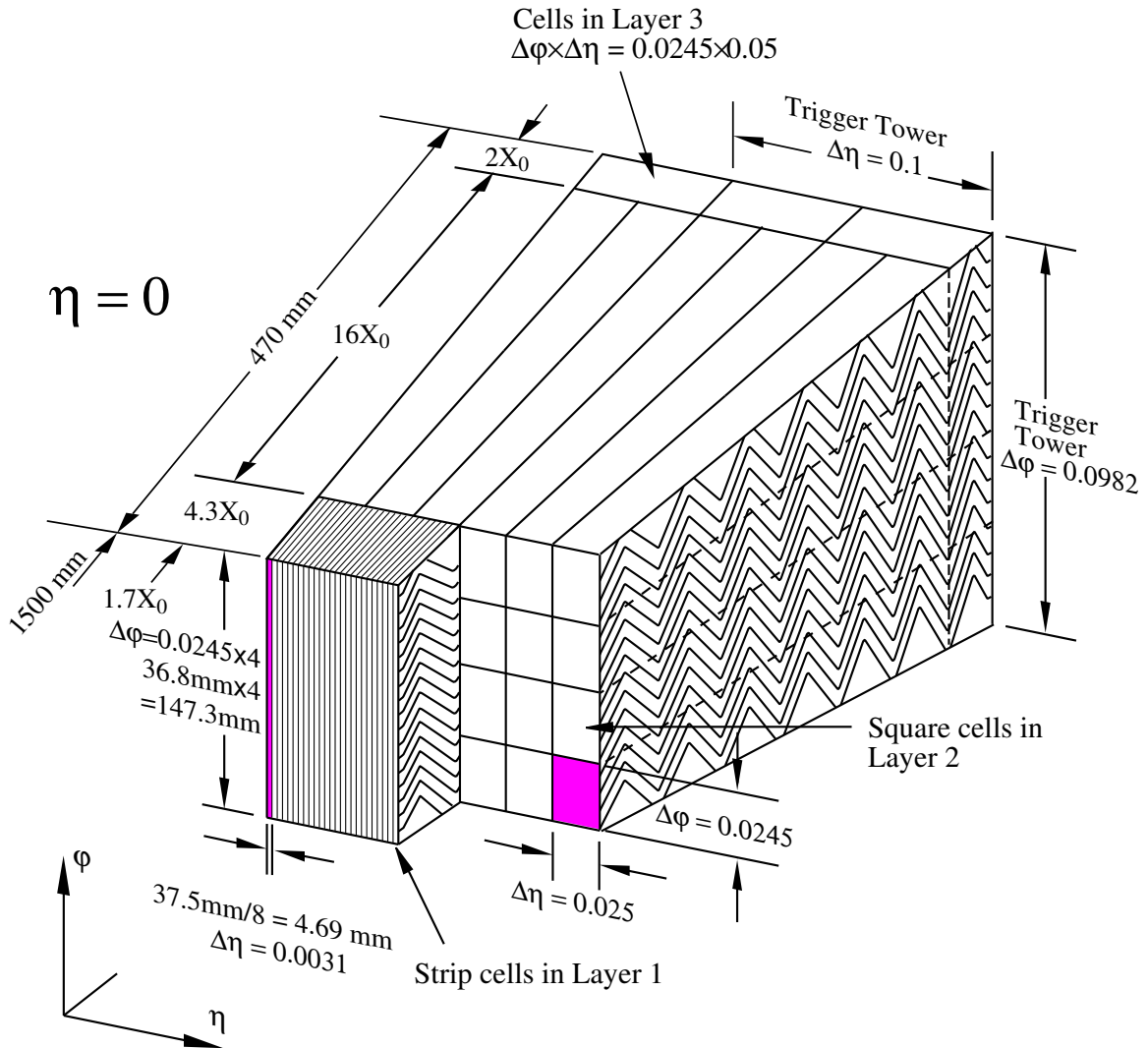


図 4.3 LAr カロリメータの EMB におけるレイヤー構造 [6]。φ 方向に電極が連なっている。
 3 層のレイヤーそれぞれの η 方向と φ 方向の粒度と、Trigger Tower の大きさを示している。

トンで絶縁された銅の読み出し電極によって、この三角波は読み出される。三角波はプリアンプで増幅された後に、CR-(RC)² 回路のシェイパーで図 4.7 に示すバイポーラ波形に整形される。これはバイポーラ波形の時間積分が 0 になるという特性を利用して、多数発生するパイルアップの影響を抑えるためである。このときの波高は電子数と比例するため、エネルギーの大きさを推定できる。シャワーの形状とエネルギーの大きさから電子及び光子の同定を行う。

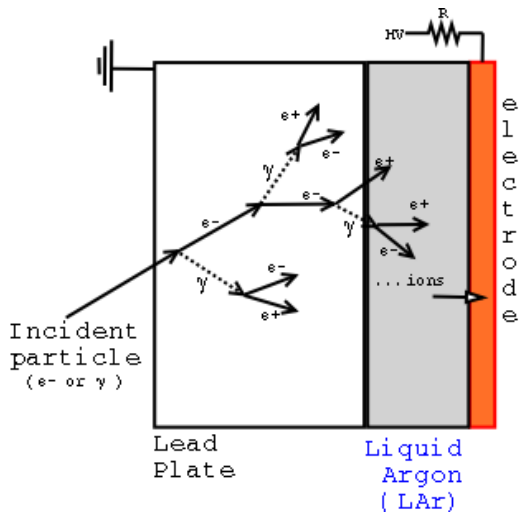


図 4.4 LAr カロリメータにおける電磁シャワーの様子と読み出し機構 [43]。

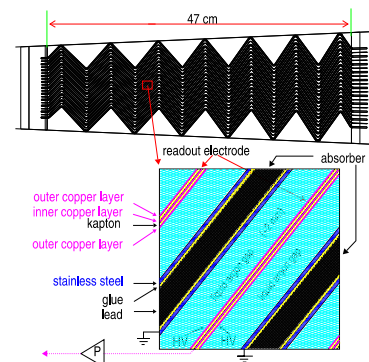


図 4.5 LAr カロリメータの検出層 [44]。上図は LHC ビーム軸に対して平行な面における EMB のアコーディオン構造を示している。下図は鉛吸収体と LAr 検出層と電極の関係を示す。

4.1.3 LAr カロリメータの初段トリガーシステム

L1Calo では各イベントに対し、エネルギーによる閾値を設けトリガーを行っている。汎用性が高く物理解析に重要なシングル EM トリガー (電子・光子単体オブジェクトのトリガー) は、多くの有用なデータ残しながらトリガーレートを約 20 kHz まで落とす必要がある。LHC の高輝度化に伴うパイルアップ数の増加によってトリガーレートも上昇するが、これを抑えるためエネルギー閾値を上げると Z ボソンや W ボソンなどの崩壊から観測される電子などの観測対象も排除してしまう。そこでエネルギー閾値を低く保ったままトリガーレートの要求に応えるため、LAr カロリメータは Phase-I アップグレードにおいてトリガーシステムを刷新した [42]。

トリガー読み出し単位

LAr カロリメータでは Run 2 まで用いられてきたトリガー読み出し単位である Trigger Tower をさらに細かくし、新たなトリガー読み出し単位である Super Cell を Run 3 から導入した。図 4.8 に LAr カロリメータの新旧トリガー読み出し単位を示す。表 4.2 に各レイヤーにおける Trigger Tower と Super Cell の詳細を示す。

■Trigger Tower Run 1、Run 2 期間中に用いられていたトリガー読み出し単位。LAr Cell を $(\Delta\eta, \Delta\phi) \approx (0.1, 0.1)$ の大ききで組み合わせている。この範囲内に入射してきた信号はアナログ信号の段階で全て足しあわされ、粗いエネルギー情報としてトリガー発行の決定に用いられてきた。

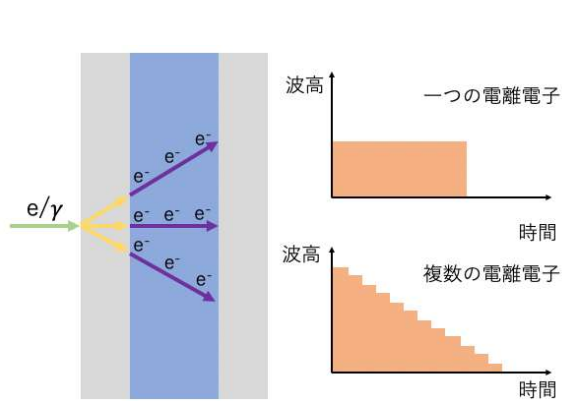


図 4.6 三角波の生成原理 [43]。検出器からの信号は、各電子の残す波形の重ね合わせにより三角波として検出される。

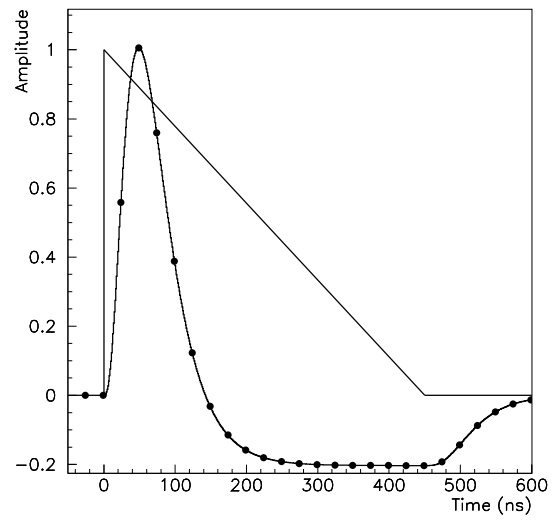


図 4.7 LAr カロリメータで得られる三角波から整形したバイポーラ波形 [6]。

Layer	Trigger Tower		Super Cell			
	$n_\eta \times n_\phi$	$\Delta\eta \times \Delta\phi$	$n_\eta \times n_\phi$	$\Delta\eta \times \Delta\phi$	EMB	EMEC
PS	4×1	0.1×0.1	4×1	0.1×0.1	1920	384
Front	32×1		8×1	0.025×0.1	7552	5632
Middle	4×4		1×4	0.025×0.1	7296	5888
Back	2×4		2×4	0.1×0.1	1792	1280

表 4.2 各レイヤーの Trigger Tower、Super Cell の大きさと総数、トリガー読み出し単位内の対応する LAr Cell の数を示す [42]。

■**Super Cell** Run 3 から導入された新たなトリガー読み出し単位。EMB、EMEC の Super Cell は、Trigger Tower を R 方向に LAr Cell と同様に 4 層に分け、さらに Front 層と Middle 層を η 方向に 4 分割する。よって、Super Cell は Trigger Tower の 10 倍の粒度のトリガー読み出しとなる。

LAr カロリメータのトリガー読み出し機構

LAr カロリメータのトリガー読み出し機構は、Run 2 まではアナログ式であったが、Run 3 からデジタル化が行われ、Super Cell が導入された [45]。図 4.9 に Run 3 における LAr カロリメータの読み出し機構を示す。

各 LAr Cell の信号は物理解析用メイン読み出しと、トリガー用の読み出し回路に伝達される。

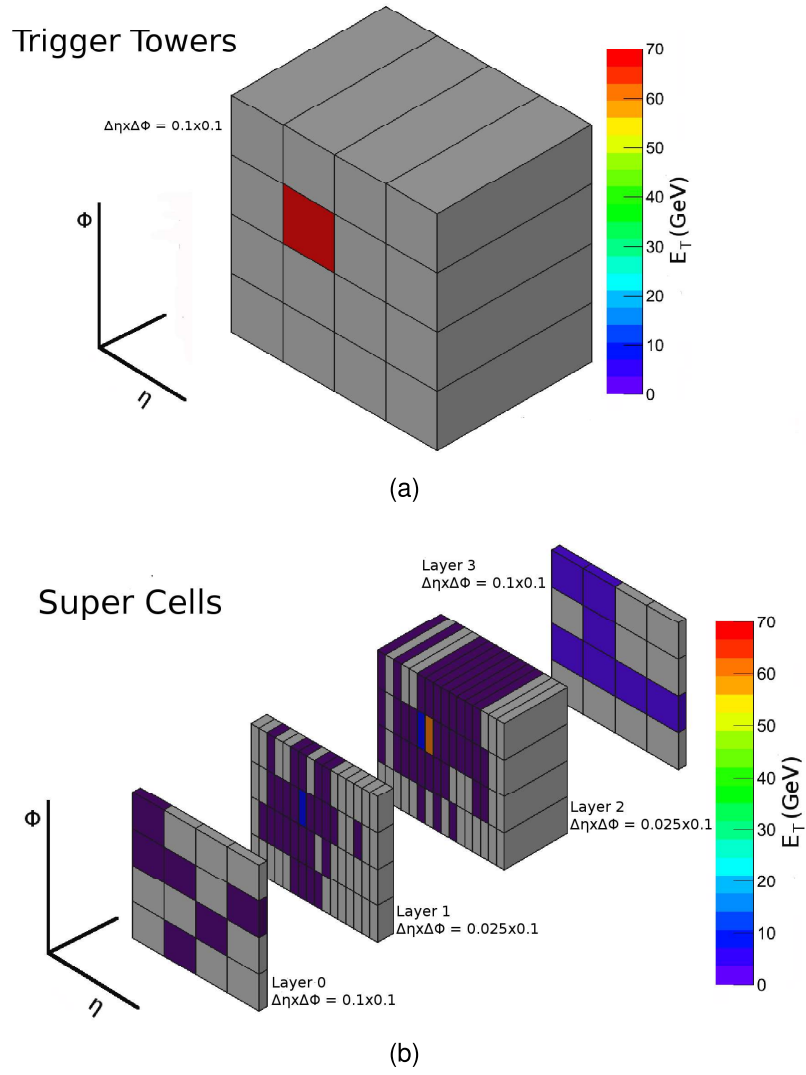


図 4.8 LAr カロリメータの新旧トリガー読み出し単位 [42]。(a) は旧トリガー読み出し単位である Trigger Tower、(b) は新トリガー読み出し単位である Super Cell に $E_T = 70$ GeV の電子が入射した場合の応答を示す。

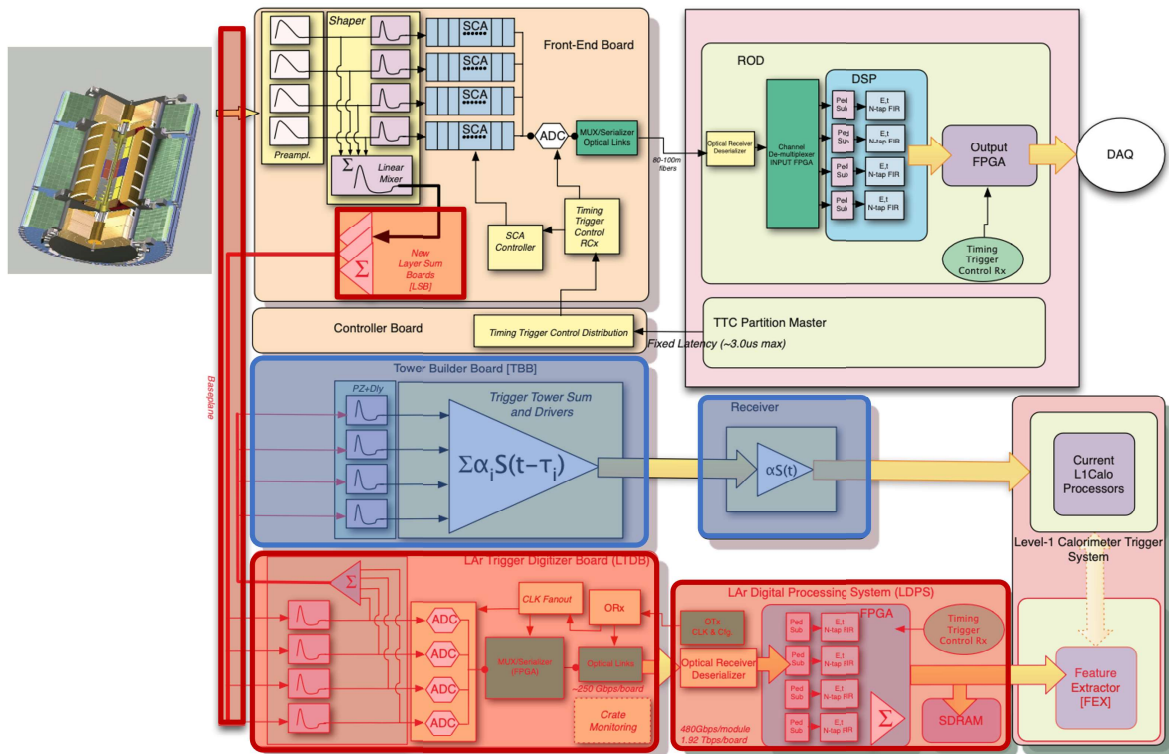


図 4.9 LAr カロリメータのトリガー読み出しを表すブロックダイアグラム [40]。青色で塗られた箇所は Run 2、赤色で塗られた箇所は Run 3 のトリガー読み出しシステムを示す。

メイン読み出しでは 40 MHz でサンプリングし、L1 Trigger が発行された信号のみが HLT へと送られる。ここで保存されるデータは物理解析に用いられるため、精密なエネルギー計算が行われる。

トリガー用の読み出し回路では、はじめに Super Cell ごとに信号が足し合わされ、LAr Trigger Digitizer Board (LTDB) において 12 bit の ADC データに変換される。LTDB は全部で 124 枚搭載されており、1 つの LTDB は最大 320 個の Super Cell の情報を処理可能である。ADC データは LAr Digital Processing Board (LDPB) でエネルギー情報に変換される。LDPB は 31 枚あり、1 枚当たり LTDB4 枚に対応するように Advanced Mezzanine Card (AMC) を 4 枚搭載している。

AMC には図 4.10 に示す LAr Trigger Processing Mezzanine (LATOME Board) を用いる。搭載されている FPGA で Super Cell のエネルギーと入射タイミングが計算され、後段の L1 Trigger においてトリガー判定の要素となる。

Super Cell の導入による L1Calo の性能向上

Super Cell の導入によって電磁シャワーの形状と発展の様子の観測が可能となり、また E_T のエネルギー分解能と位置分解能の向上によって、電子、光子、タウ粒子の識別がより効率的になっ

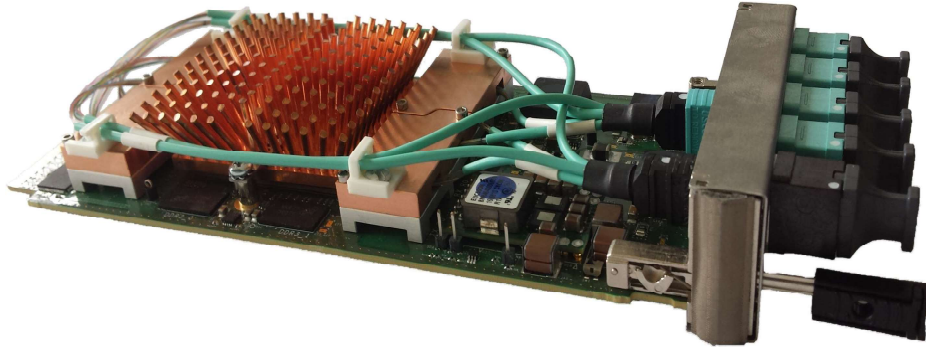


図 4.10 LATOME ボード [45]。

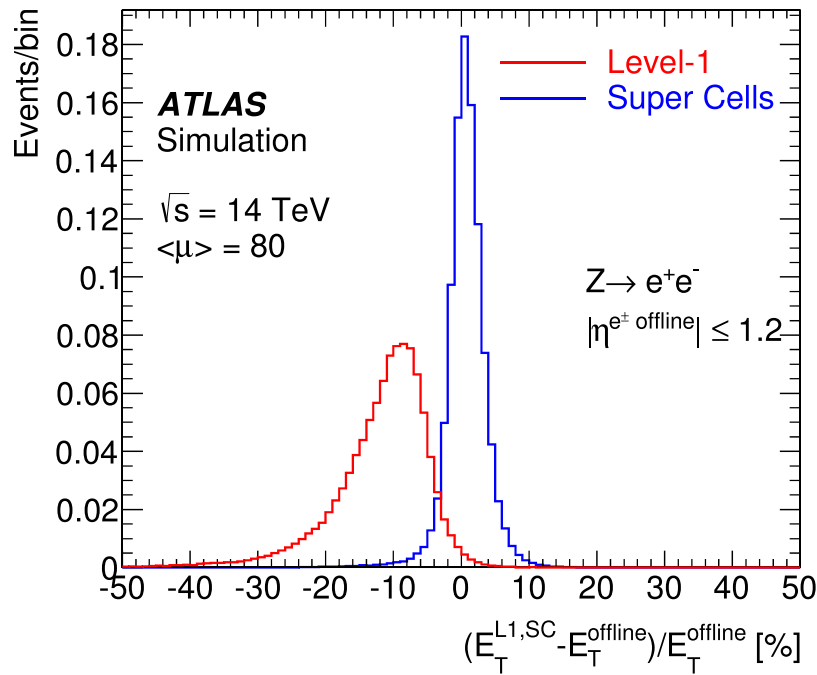


図 4.11 $z \rightarrow e^+e^-$ 事象に対する LAr EMB のエネルギー分解能のシミュレーション結果 [42]。赤色は Run 2、青色は Run 3 における L1 トリガーシステムによる E_T とオフライン計算の差を表す。電子候補には $|\eta| \leq 1.2$ を要求している。

た。図 4.11 に Super Cell の導入によるエネルギー分解能の向上を示す。電磁シャワーとハドロンジェットをトポロジカルに識別可能となり、エネルギー閾値を上げることなくトリガーレートの要求値を達成可能になる。図 4.12 に、Super Cell 導入によるトリガーレートの低減を示す。

Run 3 が始まった 2022 年は、既存のアナログトリガー回路が引き続き用いられ、新しいデジタルトリガーシステムはコミッショニングと調整を行うことが可能であった。タイミングの計算を正しく行い由来するバンチ交差を正しく同定でき、その上で横エネルギー E_T を再構成できることが分かった [40]。チューニングの結果、L1 Celo の EM トリガーは Run 2 と比較して最大で 10 kHz の大幅なレート削減ができ、電子に対してアイソレーションを要求するトリガーの性能が向上し

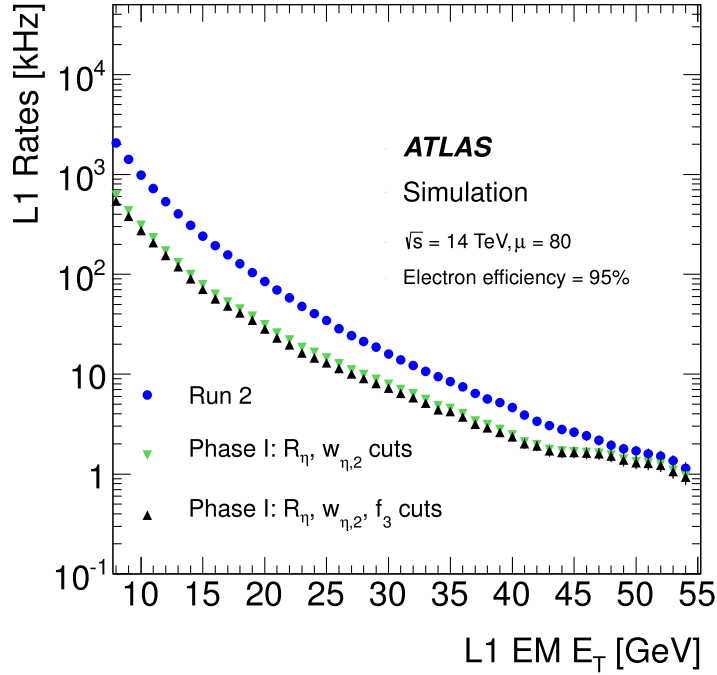


図 4.12 Run 2、Run 3 での L1 Trigger のトリガーレートの比較 [42]。青色は Run 2、緑色と黒色は Run 3 におけるシミュレーション結果を表す。

た。図 4.13 に 2022 年のデータを用いて測定したアナログトリガーとデジタルトリガーの性能の比較を示す。

4.2 Super Cell における荷電粒子の検出

LAr カロリメータは電磁カロリメータであるため、通常は電子/光子の検出とエネルギー測定のために用いられる。通常のカロリメータトリガーとして用いられることはないが、そのエネルギー分解能と位置分解能によって、ミューオンなどの他の荷電粒子が通過した際に落とすエネルギーは検出可能である。

4.2.1 LAr カロリメータにおける電離損失

高速の荷電粒子が物質を通過する際の電離による平均的なエネルギー損失割合 dE/dx は、式 (4.1) に示す Bethe-Bloch の式に従う [1]。

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (4.1)$$

ここで $\beta\gamma = p/Mc$ であるため、 dE/dx は運動量 p に寄ることが分かる。物質の密度を ρ 、通過する距離を L とすると、荷電粒子の物質中でのエネルギー損失は $dE/dx \cdot \rho \cdot L$ と表せる。図 4.14 に、ミューオンの典型的な阻止能の運動量に応じた大きさを示す。Bethe-Bloch の式に従う範囲で

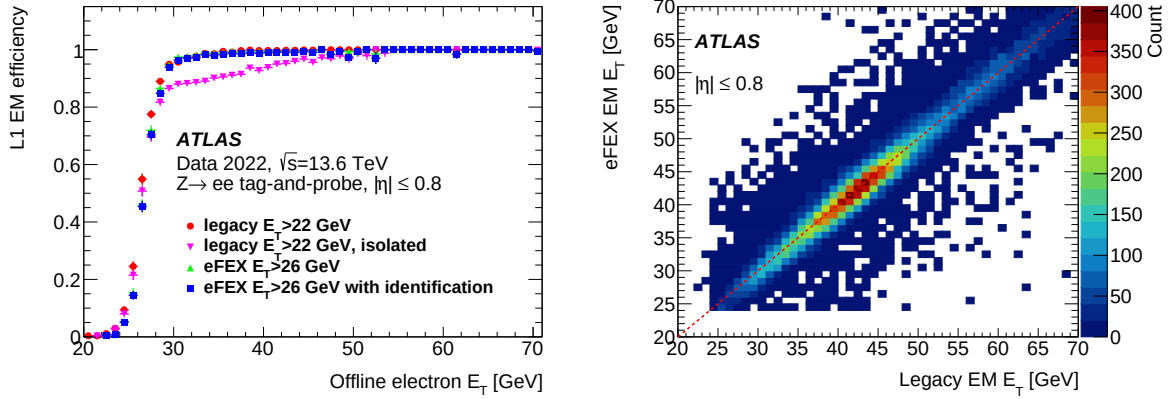


図 4.13 Run 3 (2022 年) のデータを用いたアナログトリガーによる性能とデジタルトリガーの性能の比較 [21]。EMB における $|\eta| < 0.8$ の範囲の測定結果である。左図は L1 シングル EM トリガーのトリガー効率であり、電子に対してアイソレーションを要求するトリガーのトリガー効率が改善していることが分かる。右図は E_T の測定に対するアナログトリガーとデジタルトリガーの相関図であり、両者の測定の相違が小さいことが分かる。

は、 $\beta\gamma$ が大きくなるにつれて最初は dE/dx が急激に小さくなるが、ある一定の値からは緩やかに増加に転じる。このほぼ一定とみなせる領域の阻止能が MIP であり、 $\beta\gamma = 3 \sim 4$ 付近から約 $\beta\gamma = 1000$ の領域に見られる。MIP の大きさは物質によって異なり、LAr に対するミュオンの MIP は $1.508 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$ である [46]。LAr の密度は 1.396 g/cm^3 であるため、MIP による単位長さ当たりの電離損失は 2.105 MeV/cm となる。

ミュオンが LAr カロリメータを通過する際に残すエネルギーはおおよそ MIP となる。例えばミュオンが LAr カロリメータ表面に対して垂直に入射すると仮定して、LAr EMB の全レイヤーを通る距離が $L = 47 \text{ cm}$ であるため、MIP によって残すエネルギーは $E \simeq 100 \text{ MeV}$ となる。また入射角度がある場合、飛程がさらに長くなりエネルギーはさらに大きくなる。

スタウ粒子は図 3.6 (d) に示すように β は 1 よりも小さくなり、また図 4.15 に示すように $\beta\gamma$ はおおよそ 3 を下回る。よって、Bethe-Bloch の式 (4.1) に従ってミュオンよりもさらに大きなエネルギーを残すことが期待される。

4.2.2 LAr Cell における荷電粒子の MIP によるエネルギー

モンテカルロ・シミュレーションを用いて、LAr Cell におけるミュオンとスタウ粒子の MIP によるエネルギー分布を調べた。図 4.16 に LAr Cell で再構成されたエネルギーと入射タイミングの分布を示す。

サンプルのうち、磁場によって曲げられる軌道の曲率が小さくなる $p_T > 40 \text{ GeV}$ の条件を満たすものを用いている。これによって粒子の飛来方向と、衝突点から検出位置の方向の相違が小さくなる。 $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ が最も小さくなる (距離が近い) LAr Cell を算出し、マッチングの取れた LAr Cell とその周りの LAr Cell の情報をプロットしている。ミュオンはほぼ光速

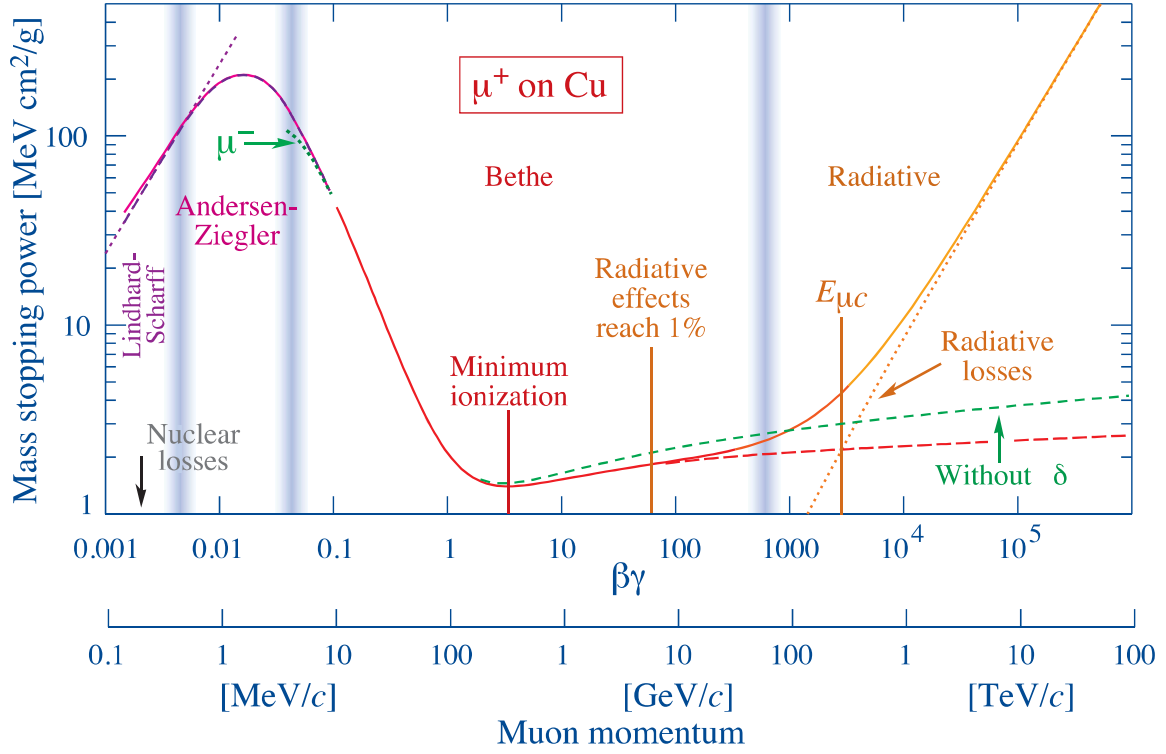


図 4.14 ミューオンの運動量に応じた銅における阻止能 [1]。

($\beta \approx 1$) で飛来し、入射タイミングは 0 ns を中心に分布している。スタウ粒子は入射タイミングが少し遅れて分布していることが分かる。

図 4.17 に、ミューオンとスタウ粒子による MIP のエネルギー分布を示す。これは、図 4.16 における各層の LAr Cell のエネルギーを足し合わせた分布である。MIP によるエネルギー分布はランダウ分布に従い、またカロリメータほど物質の厚さが大いときさらにガウス分布の効果が表れるため、正しく測定出来ていることが分かる。ミューオンは $p_T > 40$ GeV の条件によって $\beta\gamma$ が 1000 を超えるサンプルも存在し、 dE/dx が大きくなり、エネルギーが大きくなっている。スタウ粒子の他の角度領域の分布を、付録 A の図 A.1 に示す。

4.2.3 Super Cell で検出される信号

Super Cell の単位で MIP による信号を検証するため、図 4.16 で示した LAr Cell を Super Cell の大きさでまとめる。 ΔR が最も小さい LAr Cell を Super Cell の中心とし、Super Cell の η 方向及び ϕ 方向ごとの大きさに入る LAr Cell を合わせて仮想的な Super Cell を形成する。表 4.2 で示すように、レイヤーによって Super Cell の大きさが異なるため、レイヤーごとにまとめる LAr Cell の数は異なる。

Super Cell における再構成された横エネルギー E_T は式 (4.2) に示すように、LAr Cell のエネ

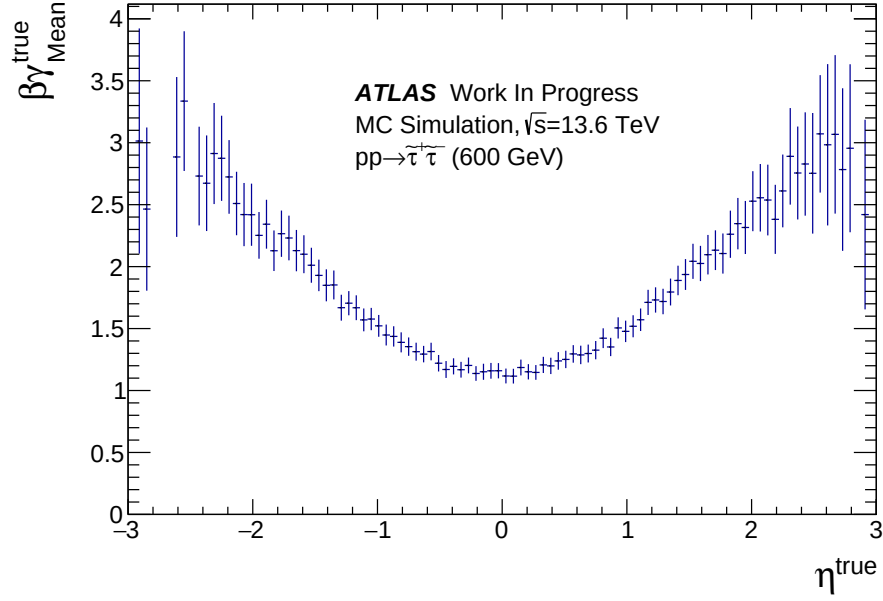


図 4.15 スタウ粒子の η に応じた $\beta\gamma$ 分布。MIP となる $\beta\gamma \approx 3 - 4$ よりもおおよそ小さくなり、 dE/dx が大きくなる。

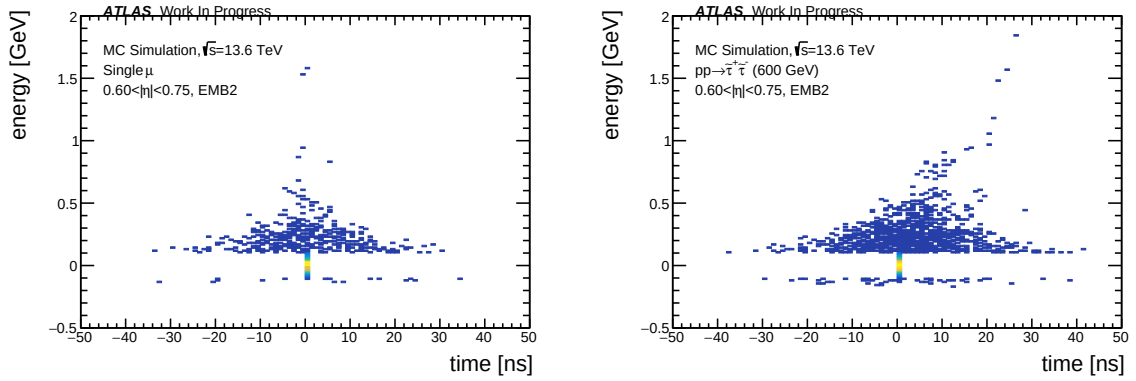


図 4.16 MIP による LAr Cell で再構成されたエネルギーと入射タイミング分布。左図はミューオン、右図はスタウ粒子による EMB Middle 層 $0.60 < |\eta| < 0.75$ の範囲を示す。Middle 層は LAr 検出層の厚さが十分大きく、他のレイヤーに比べ信号が大きい。

ルギー E_{LArCell} を足し合わせ、角度情報から横方向成分を取り出して定義する。再構成された入射タイミング τ は式 (4.3) に示すように、 E_{LArCell} の重心を取ることで定義する。

$$E_T = \sum E_{\text{LArCell}} \cdot \sin \theta \quad (4.2)$$

$$\sum E_{\text{LArCell}} \cdot \tau = \sum (E_{\text{LArCell}} \cdot \tau_{\text{LArCell}}) \quad (4.3)$$

図 4.18 に、仮想的に算出した Super Cell の横エネルギー E_T と入射タイミング τ の分布を示

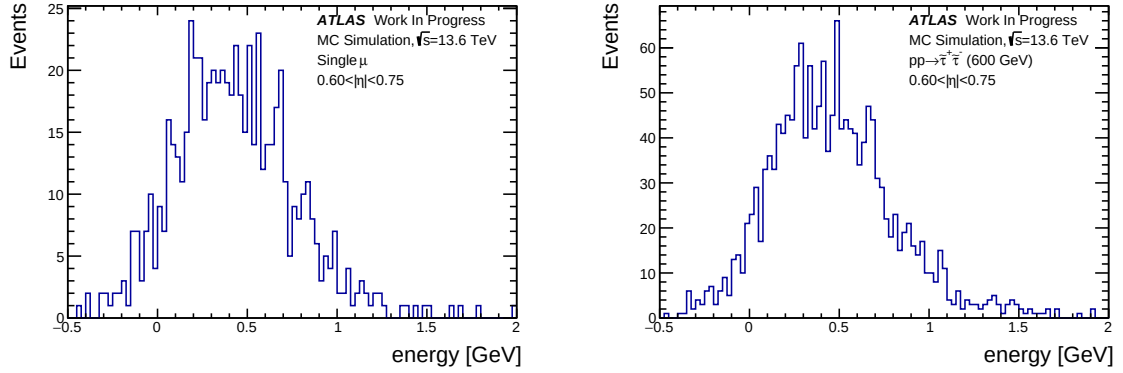


図 4.17 LAr カロリメータで残す MIP によるエネルギー。左図はミュオン、右図はスタウ粒子による $0.60 < |\eta| < 0.75$ の範囲を示す。シミュレーションサンプルを外挿し、マッチングの取れた LAr Cell の周辺のエネルギーを足し合わせている。

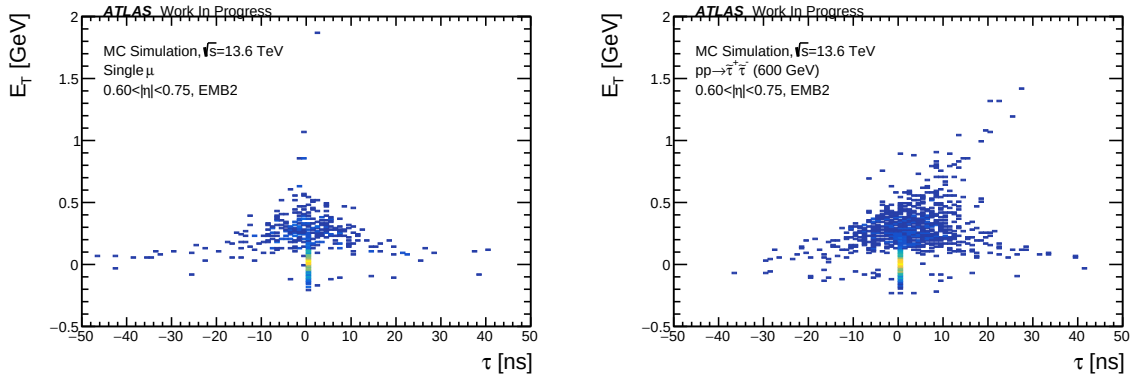


図 4.18 LAr Cell の情報から算出した Super Cell での横エネルギー E_T と入射タイミング τ 。左図はミュオン、右図はスタウ粒子による EMB Middle 層 $0.60 < |\eta| < 0.75$ の範囲を示す。

す。ミュオンは入射タイミング τ がおよそ 0 付近にあり、適切にタイミングの再構成が行われていることが分かる。一方で、スタウ粒子は τ が遅れて分布していることが分かる。スタウ粒子の他の角度領域の分布を、各レイヤーに対して付録 A の図 A.2、図 A.3、図 A.4、図 A.5 において示す。

図 4.19 に、図 4.18 に対して粒子速度 β に応じて分類した散分布を示す。粒子速度 β が 1 に近いイベントは E_T が小さく、 τ もおよそ 0 付近集まるのに対して、粒子速度が遅くなると E_T が大きくなり、 τ も遅れることがわかる。またバレル領域に対して、エンドキャップ領域は E_T が小さく、 τ も小さいことがわかる。 $|\eta|$ が大きくなるほど E_T が小さくなり、 τ は 0 付近に集まる傾向がある。スタウ粒子の他の角度領域の散布図を、各レイヤーに対して付録 A の図 A.6、図 A.7、図 A.8、図 A.9 において示す。バレル領域において、速度の遅い粒子と標準模型粒子の到来時間の

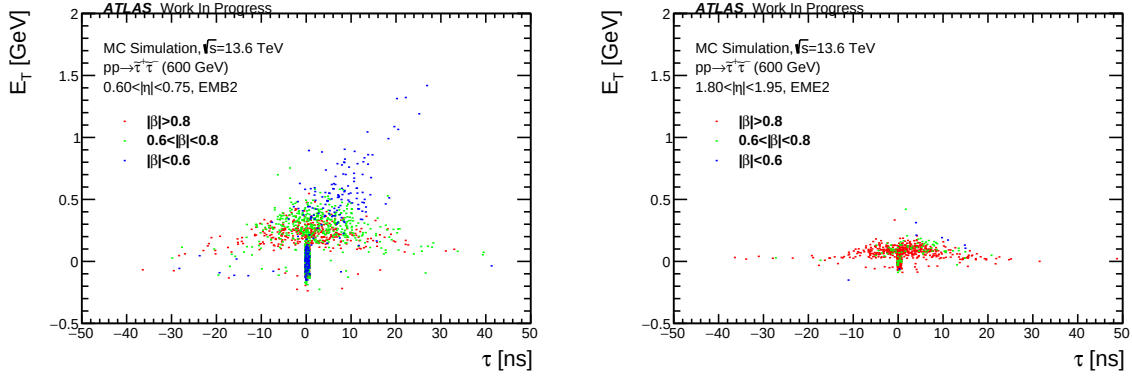


図 4.19 スタウ粒子の粒子速度 β によって分類した、Super Cell における横エネルギー E_T と入射タイミング τ の散布図。左図は EMB Middle 層における $0.60 < |\eta| < 0.75$ を表す。右図は EME Middle 層における $1.80 < |\eta| < 1.95$ を表す。赤点は $0.8 < \beta < 1$ 、緑点は $0.6 < \beta < 0.8$ 、青点は $\beta < 0.6$ を表す。

差を、適切に Super Cell 単位で検出可能であることが分かる。

4.3 デジタルトリガー回路を用いた速度の遅い粒子の検出

LAr カロリメータで得られるバイポーラ波形の長さは約 600 ns に及び、得られた信号のバンチ交差識別を行う必要がある。Super Cell の横エネルギー E_T と入射タイミング τ の再構成は、LDPB に搭載されている LATOME ファームウェア内で計算される。現在のバンチ交差識別設定である式 (4.4) を満たす Super Cell の E_T のみを情報として用いて、Trigger Tower 単位で E_T の足し合わせが行われる。Super Cell ごとの E_T や Trigger Tower 単位の E_T が、後段の Trigger Feature Extractor (FEX) に送られ詳細な粒子識別を行う。

$$\begin{aligned} -8 \text{ ns} < \tau < 14 \text{ ns} \quad (E_T > 10 \text{ GeV}) \\ |\tau| < 8 \text{ ns} \quad (E_T \leq 10 \text{ GeV}) \end{aligned} \quad (4.4)$$

速度の遅い新粒子によって少し遅れた信号が読み出されたとしても、式 (4.4) の時間設定は余裕を持たせているため、通常のタイミングで検出される電子/光子の信号と区別できない。また式 (4.4) を満たさなかった Super Cell は $E_T = 0$ として後段に伝えられるため、検出タイミングが通常よりも早いのか遅いのか判別ができない。よって現在の設定のままでは時間情報が失われ、速度の遅い粒子のためのトリガーに利用することができない。

Super Cell 当たりの処理には情報量の制限があるが、既存の情報処理量を除くと僅かに余りが存在する [47]。Trigger Tower 単位の E_T の情報が後段へ送られる際に識別可能なコードを付与するが、計算結果に応じて代わりに特別なコードの付与が可能である。これによって、遅れた信号が検出された Super Cell を含む Trigger Tower に対して、速度の遅い粒子が検出された可能性を示すフラグを後段の FEX に送信できる。

入射タイミング	早い	通常	遅い
時間範囲 [ns]	-18 - -5	-5 - 4	4 - 14

表 4.3 シミュレーションで検証された Super Cell の入射タイミング τ に対する適切な時間範囲の設定値 [47]。

4.3.1 通常の入射タイミング以外の信号の選択

LATOME ファームウェアにおける入射タイミング識別の処理は式 (4.4) を用いた判断のみが行われているが、計算容量の余りから横エネルギー E_T と入射タイミング τ による判定領域を 3 つ用意できる。これによって通常の入射タイミングで入射する電子/光子の検出領域に加え、他に 2 つの入射タイミング領域による判断ができる。スタウ粒子が残す Super Cell での信号は τ が通常よりも遅れて分布しており、 τ が大きい選択領域があれば標準模型粒子との区別が可能であると考えられる。しかし、適切な選択範囲の設定をしなければ電子/光子による事象の選択ができず、トリガーの性能悪化に繋がる。式 (4.4) と変わらない選択効率が可能な、通常の入射タイミングの時間範囲の設定が必要であり、また遅い入射タイミングの時間範囲を前バンチの事象を選択しないように設定する必要がある。通常の入射タイミングのみならず、早い入射タイミングと遅い入射タイミングの粒子を検出するための適切なタイミング設定の検証がシミュレーションによって行われた [47]。標準模型粒子の検出時間の誤差はほぼ 2 ns 以内に収まることや、前後のバンチによる事象を考慮した結果、表 4.3 で示す時間範囲の設定によって、正しい入射タイミングの 5 GeV の大きさのパルス信号が 95% 選択可能であることが分かった。

4.3.2 遅れた時間領域で選択される MIP エネルギー

表 4.3 の時間設定で選択される、MIP エネルギーによる Super Cell の割合を図 4.20 に示す。Middle 層ではミューオンが遅い時間範囲に入る割合が 10% 程度であり、さらに早い時間範囲に入る割合も同程度である。一方で、スタウ粒子は遅い時間範囲に入る割合が 20% 程度とミューオンより大きく、さらに早い時間範囲の割合と比較して確実に大きい。よって、スタウ粒子由来の遅れて検出される信号は、Super Cell において遅い時間範囲で検出可能であることが分かる。Middle 層ではスタウ粒子が遅れた領域に入る割合が大きく、これは通過距離が他のレイヤーと比べて長く、大きな信号を残しやすいためである。そのためトリガー選択アルゴリズムは、Middle 層の Super Cell が遅れた領域に入るイベントを選択することが適切であると考えられる。

遅れた時間領域で選択される MIP エネルギーによる Super Cell の横エネルギー E_T 分布は、Middle 層で図 4.21 の左図ようになる。Super Cell の遅れた時間領域で検出される信号が、検出可能であるほど大きいことが分かる。

さらにノイズとの区別を行いやすくするため、1 つの Super Cell のみではなく隣接する Super Cell も含めてエネルギーを足し合わせるクラスタリングという手法を用いる。Middle 層での

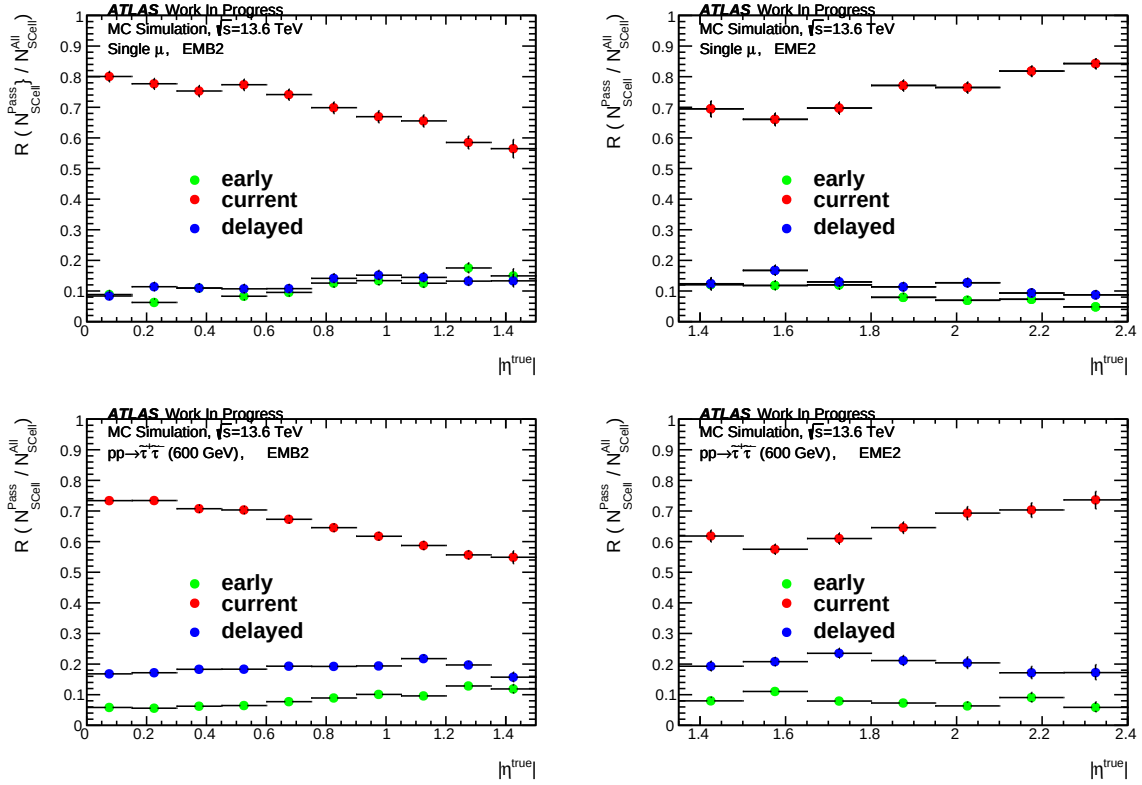


図 4.20 Middle 層における入射タイミングが表 4.3 の各時間設定の範囲に入る割合。緑色の点が早い時間範囲、赤色の点が通常の時間範囲、青色の点が遅い時間範囲を示す。上段はミュオン、下段はスタウ粒子であり、さらに左図がバレル領域、右図がエンドキャップ領域を表す。

Super Cell の信号が遅れた時間領域にあったイベントに対して、Trigger Tower 単位での E_T の足し合わせを行うとする。図 4.21 の右図に、Trigger Tower 単位の横エネルギー E_T 分布を示す。Trigger Tower 単位の横エネルギー E_T は、速度の遅い荷電粒子が LAr カロリメータで残す全エネルギーとなり得るため、Middle 層のみで検出された E_T よりも大きくなりノイズとの識別を行いやすくなる。他の角度領域の分布を、付録 A の図 A.10 に示す。足しあわされた E_T はその信号の大きさによって特別なコードを付与し、後段の FEX へ送る。レート削減のため遅れた時間領域で観測されたイベント全てを送信せず、MIP によるエネルギーの大きさを考慮した閾値を設ける必要がある。

4.3.3 トリガー効率の見積もり

LAr カロリメータを用いた新しいトリガーアルゴリズムにおけるトリガー効率は、図 4.20 の遅い時間範囲に入る割合と、図 4.21 の右図に横エネルギー E_T による閾値を設け、それを超える割

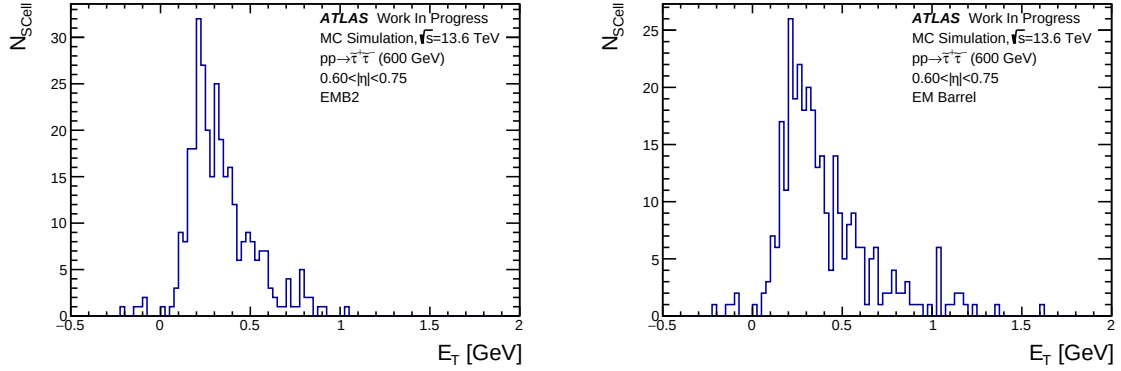


図 4.21 $0.60 < |\eta| < 0.75$ に飛来するスタウ粒子による Super Cell の E_T 分布。左図は EMB Middle 層において遅い時間範囲に入った各 Super Cell を表す。右図は左図のイベントに対して、他のレイヤーも含めた Super Cell の E_T を足し合わせた分布を表す。

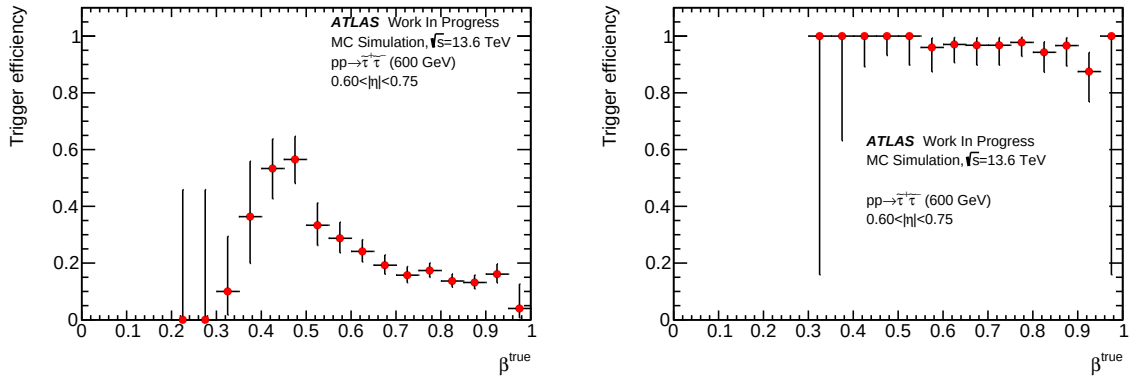


図 4.22 左図は粒子速度 β に応じた遅い時間範囲に入る割合。 β が小さくなるほど割合が上昇し、 $0.4 < \beta < 0.5$ にかけて割合が最も大きくなる。右図は左図のイベントに対して、Trigger Tower 単位で足し合わせた E_T の閾値を 100 MeV と設定したときの割合。

合をかけて見積もることができる。

$$\text{TriggerEfficiency} = \frac{N_{\text{delayed}}^{\text{pass}}}{N_{\text{All}}} = \frac{N_{\text{delayed}}}{N_{\text{All}}} * \frac{N_{\text{delayed}}^{\text{pass}}}{N_{\text{delayed}}} \quad (4.5)$$

図 4.22 の左図に粒子速度 β に応じた遅い時間範囲で選択される割合を示す。 β が小さくなるほど割合が上昇し、特定の β の領域に対しては 50% を超える高い割合で検出される。

4.2.1 節で述べたように MIP の大きさは 100 MeV より大きくなるため、図 4.22 の右図に示すように Trigger Tower 単位における E_T の閾値を 100 MeV とすると、95% 以上がトリガー判定される。よって特定の β の領域に対して、図 3.10 で示した MET トリガーを用いたトリガーよりも、さらなるトリガー効率の改善を見込むことができる。他の角度領域のトリガー効率の分布を、

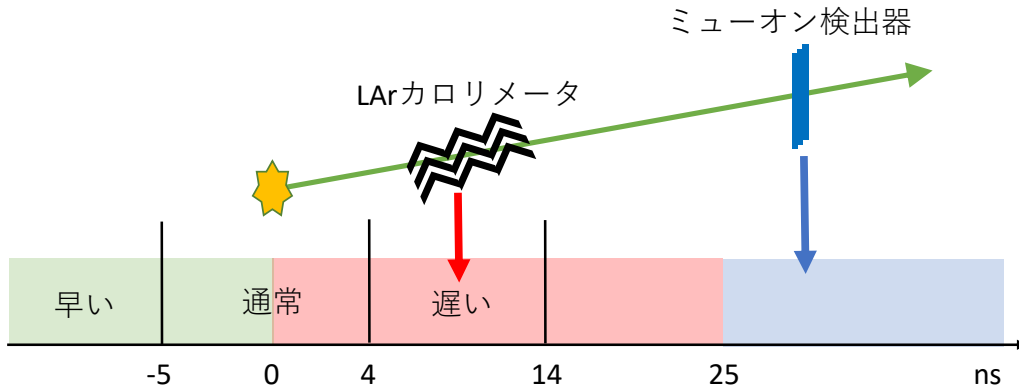


図 4.23 LAr カロリメータの MIP 信号と L1Muon の RoI マッチングの概念図。横軸がバンチ衝突からの時間を表し、表 4.3 の範囲を表す。緑色は前バンチ、赤色は基準バンチ、青色は次バンチを表す。

付録 A の図 A.11 及び図 A.12 に示す。

4.4 ミューオントリガーとの Region of Interest (RoI) マッチング

第 3 章で述べたように、速度の遅い粒子用トリガーの現在のトリガーアルゴリズムでは基準バンチの保証として MET トリガーを要求しており、トリガーの性能は大きく上がらない。本節では、タイミングの遅れた信号を利用した速度の遅い粒子用トリガーロジックについて説明する。

LAr カロリメータで検出タイミングの遅れた信号をデジタルトリガー回路で判定可能であることを利用すると、代わりに基準バンチの保証を行うことができる。その上でミューオントリガーと組み合わせるため、L1Calo でタイミングが遅いと判定された Trigger Tower の検出位置情報を L1Topo に送信する。L1Topo においては、LAr カロリメータでタイミングの遅れた信号が検出された位置から、ミューオントリガー用検出器である RPC 及び TGC へ外挿する。外挿された位置を中心に、L1Muon から送信される次バンチのトリガーオブジェクト (Trigger Object: TOB) との距離の相関 ($\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$) を調べる。 ΔR が十分に小さいイベントに対して、同一事象であると認識でき到来方向のコインシデンスを取ることができる。 ΔR の選択範囲である Region of Interest (RoI) は、磁場によって曲げられる軌跡や ToF が、ToF が粒子の到来方向に応じて異なる点を考慮して決定する必要がある。図 4.23 に LAr カロリメータの遅れた MIP 信号と L1Muon の RoI マッチングの概念図を示す。

MET トリガーを用いた基準バンチの保証によるトリガー方法では、全方向に対して速度の遅い荷電粒子が到来する可能性を残すため、次バンチにおいて L1Muon でトリガー判定された事象を全て取得しトリガーレートが上がる。ここで L1Calo と L1Muon の RoI を利用した、粒子の到来

方向のコインシデンスを取る新たなトリガー方法が実現すれば、限られた RoI の範囲のみでトリガー判定された事象を用いることができ、トリガーレートの削減が見込まれる。また 4.3.3 節で示したように、L1Calo のみであれば特定の β 領域において MET トリガーを上回るトリガー効率をもつ。ミューオントリガーにおいても粒子速度と到来方向によって取得できない領域が存在するため、両者を合わせたトリガー効率の見積りが必要となる。LAr カロリメータを新たに用いた速度の遅い粒子のためのトリガーを運用するためには、実データを用いてトリガー性能を調べる必要がある。そのために LATOME ファームウェアにトリガーアルゴリズムを実装した上で、トリガーレートを見積もるテスト運転が必要となる。

第 5 章

結論と展望

2022 年より LHC 第三期運転 (Run 3) が開始され、新たな検出器の導入やトリガーシステムの刷新により、さらなる新物理の可能性を秘めた情報の取得が行われている。第二期運転後期から試験的に運用が始まった速度の遅い粒子のためのトリガーは、超対称性粒子などの標準模型を超える物理で予測される質量の重い長寿命粒子に対して感度を持つ。現行のトリガーアルゴリズムでは衝突バンチの識別として、MET トリガーを利用している。MET トリガーの閾値は LHC の高輝度化に伴い上昇しており、全体のトリガー効率が 30% 程度から改善の見込みがない。トリガー効率が低ければ、新粒子の生成断面積の探索に制限がかかる。そのため、MET トリガーを利用しない新たな高効率のトリガーアルゴリズムの開発が重要である。

本研究では、Run 3 より新規導入された LAr カロリメータのデジタルトリガーを利用した、速度の遅い荷電粒子の検出可能性を評価した。荷電粒子が物質を通過する際に残す MIP による信号に着目し、スタウ粒子は通常よりも遅いタイミングの信号を残すことがモンテカルロ・シミュレーションを用いた評価で分かった。また LAr カロリメータのトリガー単位である Super Cell における横エネルギー E_T と入射タイミング t を仮想的に再現し、遅れた時間領域で検出される Super Cell の数の割合を調べた。光速で飛来するミュオンと比較して、スタウ粒子は Super Cell で遅れた時間領域で検出される確率が想定通り大きいことが分かった。遅れた時間領域に入った E_T の大きさを求め、スタウ粒子の電離損失によるエネルギーが観測可能であることを示した。

Super Cell の処理を行う LATOME ファームウェアから後段の FEX には、Trigger Tower 単位で足し合わされた E_T の情報が送信される。遅れた時間領域に入った Super Cell のみで足し合わされた E_T は十分大きく、適切なエネルギー閾値の設定によりノイズとの識別を行える。粒子速度に応じたトリガー効率を見積もり、特定の β の領域に対して MET トリガーよりも性能が改善される可能性を示した。また粒子の飛来角度に応じた検証を行い、特にバレル領域において有用であることを示した。スタウ粒子サンプルは $|\eta|$ が大きくなるほどブーストによって粒子速度 β と $\beta\gamma$ は大きくなる。この特性のためエンドキャップ領域において Super Cell の E_T が小さく、また図 3.6 (b) に示すように $|\eta|$ が大きくなるとサンプルの割合が小さくなるため、トリガー効率の見積もりに関しては統計的な不定性が残る結果となった。今後、実際に LAr カロリメータのデジタルトリガー機構を利用するには、遅れた時間領域に入った信号のレートを実データを用いて見積も

る必要がある。 E_T による閾値を上げるほどノイズを排除できレートが低くなるが、MIP のエネルギーの大きさに対してトリガーしきれない。適切な閾値を決定し、トリガー効率とトリガーレートを相互に要求を満たすため、テスト運転による測定が必要である。

トリガーロジックとして実現するためには、LAr カロリメータのデジタルトリガーによって遅れた信号があった情報を後段の L1Topo に送り、次のバンチ交差で鳴ったミュオントリガーとの組み合わせを行う必要がある。これにより、トリガーレートを抑え、ミュオン検出器まで到達するほど安定な重い粒子を捉えることが可能である。L1Muon から送信される次のバンチ交差のトリガー情報を取得する点は MET トリガーを利用する場合と同じであるが、信号の検出位置を用いた粒子の到来方向のマッチングを取ることによって、トリガーレートの削減が見込める。粒子速度 β に応じたトリガー効率に関しては、粒子の到来方向によっては検出器までの ToF の差が小さくなる影響で感度が悪くなる領域があると考えられる。 β に寄らずほぼ一定 (30% 程度) のトリガー効率となる従来のトリガーとの比較が必要で、トリガー効率の上がらない領域に対しては別の方法を用いるか、従来の MET トリガーによる衝突バンチ識別を行うことが求められる。

本研究のターゲットとなる質量の重い長寿命粒子の探索は、LHC による実験で活発に行われている。これまでにあらゆる理論モデルにおける長寿命粒子の質量領域に制限をかけてきたが、未だ発見には至っていない。今後さらにビーム強度が上がり高輝度化が進むと、質量が重く速度の遅い新粒子の兆候が見えるかもしれない。本研究で示した LAr カロリメータでの速度の遅い荷電粒子検出による新たなトリガー方法によって、新粒子発見の道が開ける。

付録 A

入射角度に応じた検証結果

本文の図番号	付録の図番号	分類	内容
4.17	A.1	全層	LAr Cell で検出されるエネルギー
4.18	A.2 A.3 A.4 A.5	PreSampler Front Layer Middle Layer Back Layer	Super Cell の E_T 、 τ 分布
4.19	A.6 A.7 A.8 A.9	PreSampler Front Layer Middle Layer Back Layer	Super Cell の E_T 、 τ 分布における β に応じて分類した散布図
4.21	A.10	全層	遅れた時間領域で検出される Trigger Tower 単位の E_T 分布
4.22	A.11 A.12	$0 < \eta < 1.20$ $1.20 < \eta < 2.40$	粒子速度 β に応じたトリガー効率

表 A.1 付録 A の構成。第 4 章における、本論文の結果を表す図に対応する図番号を表す。

第 4 章におけるスタウ粒子の検出可能性の検証について、入射角度ごとの結果を示す。付録 A の構成を表 A.1 に示す。

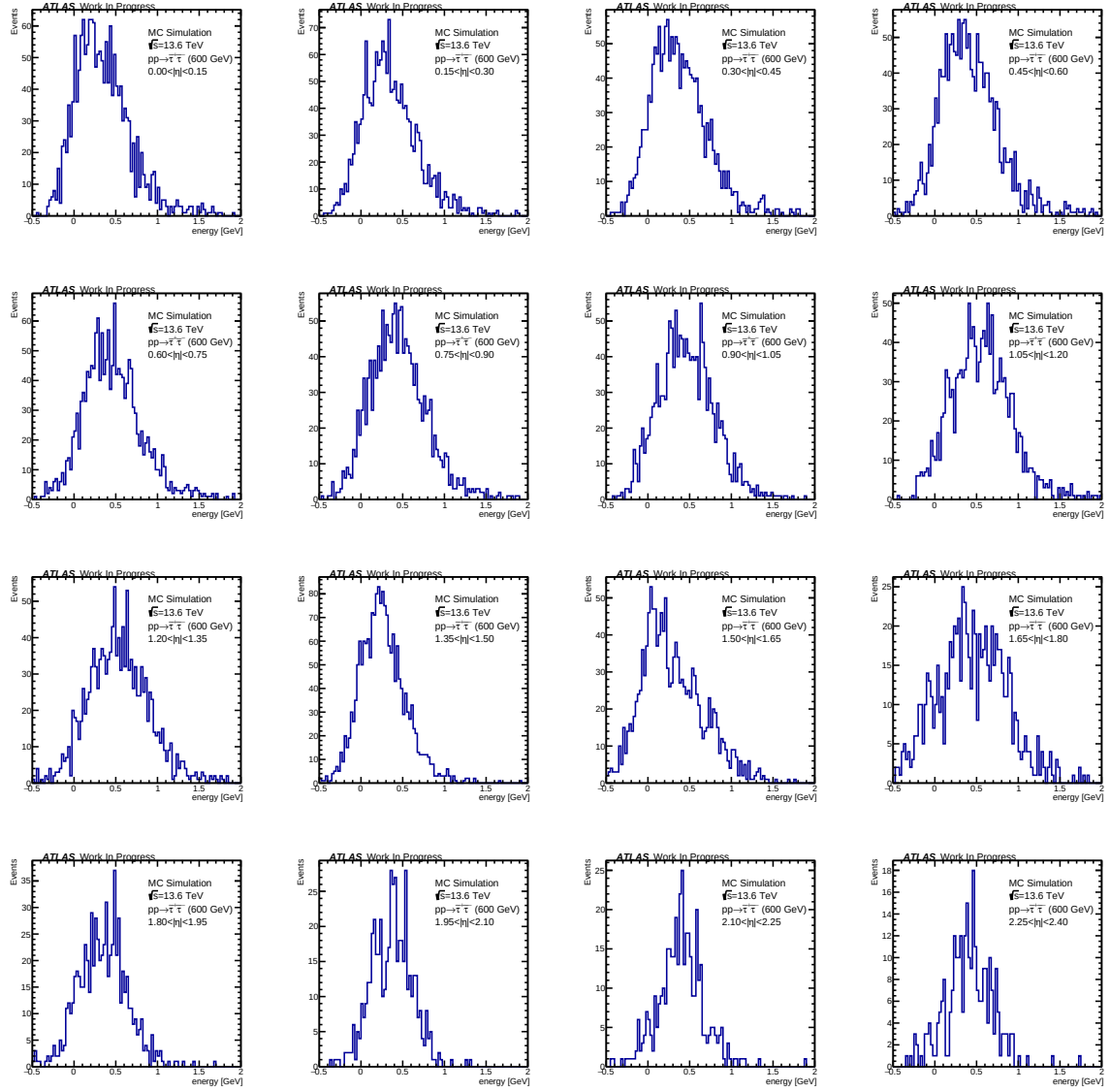


図 A.1 LAr Cell で検出されたスタウ粒子のエネルギー。

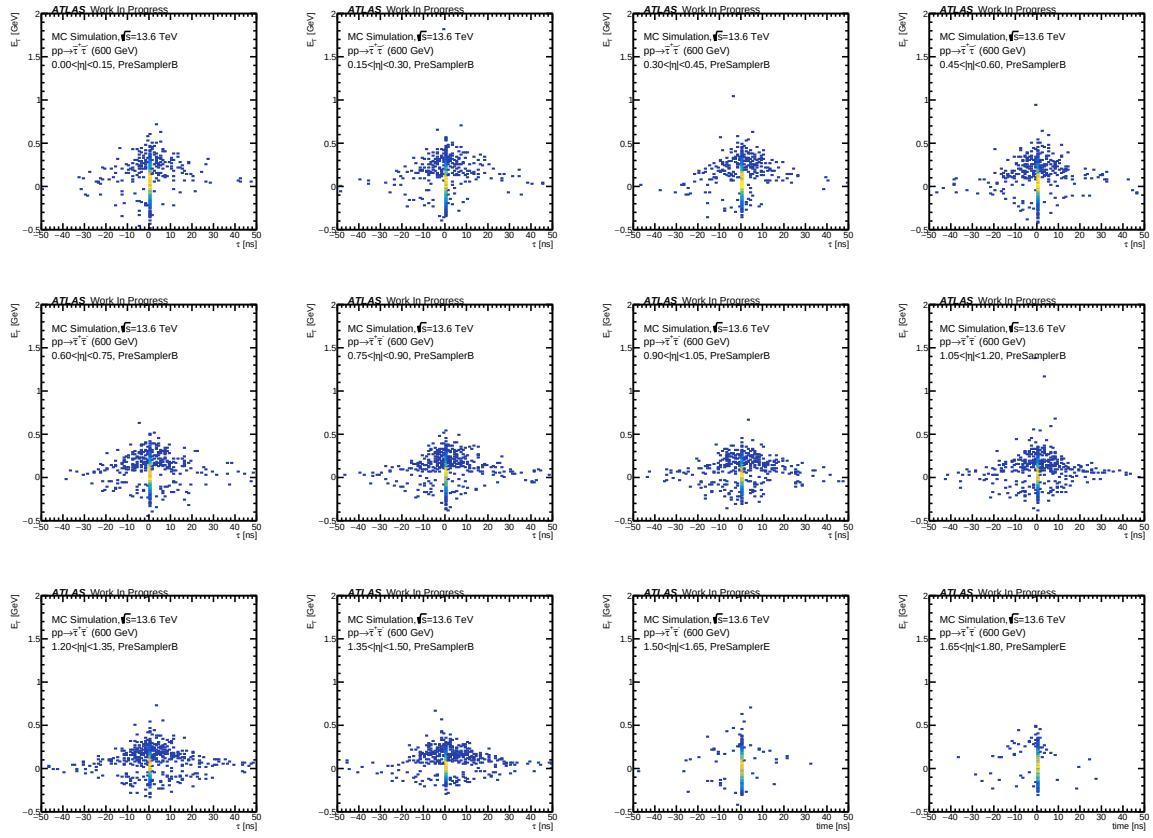


図 A.2 PreSampler における Super Cell の再構成による、入射タイミングと横エネルギー E_T 。

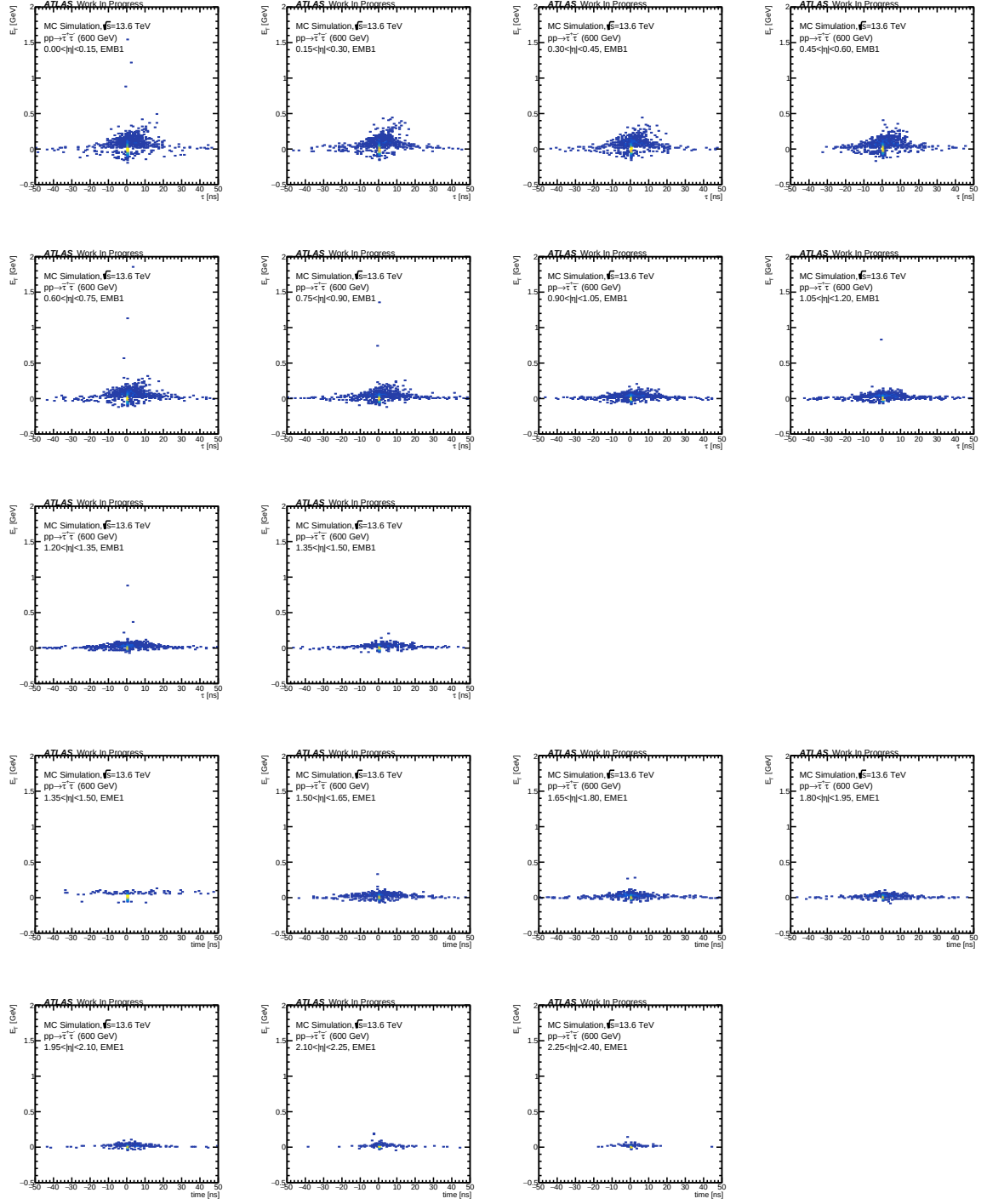


図 A.3 Front Layer における Super Cell の再構成による、入射タイミング τ と横エネルギー E_T 。

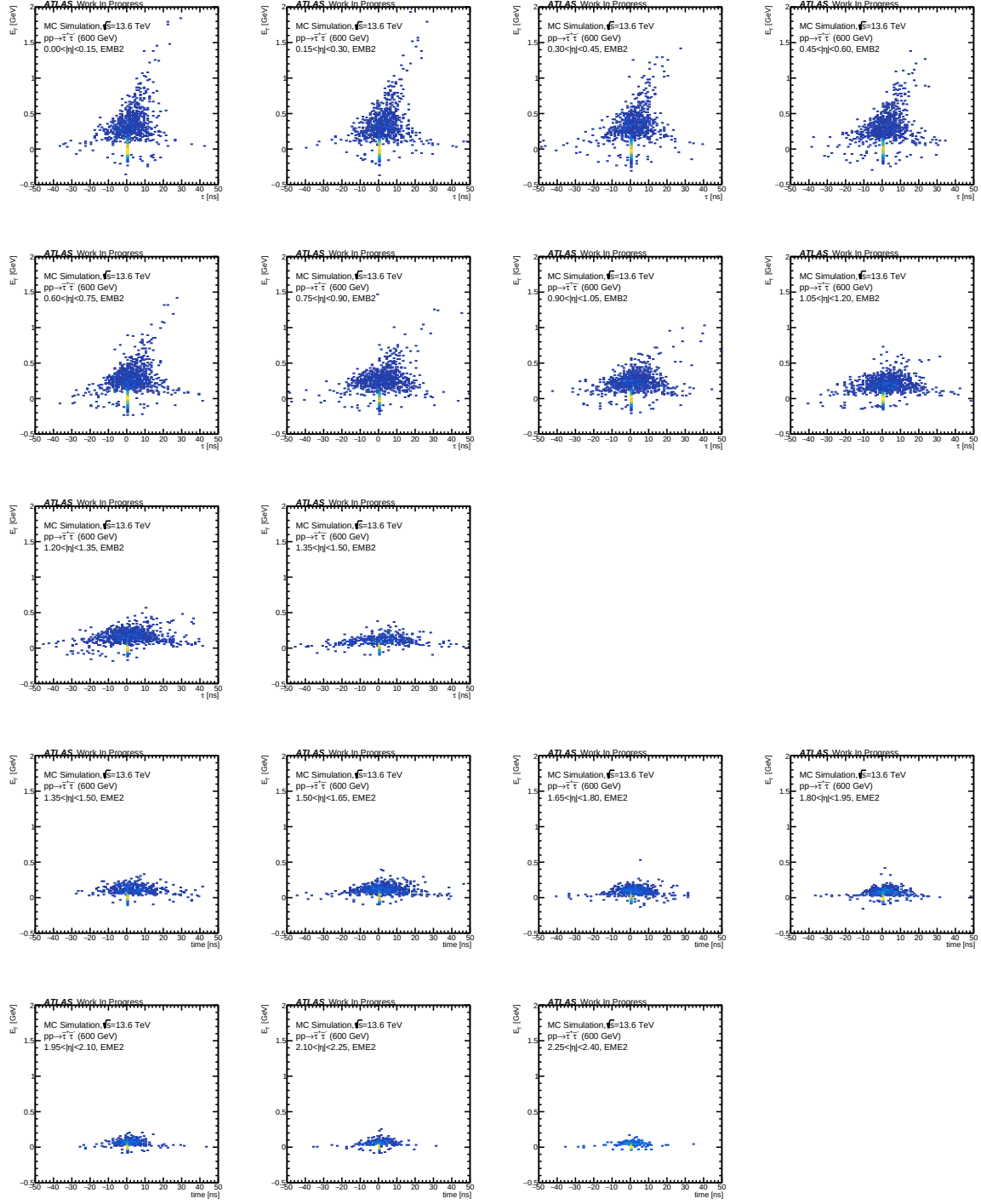


図 A.4 Middle Layer における Super Cell の再構成による、入射タイミング τ と横エネルギー E_T 。

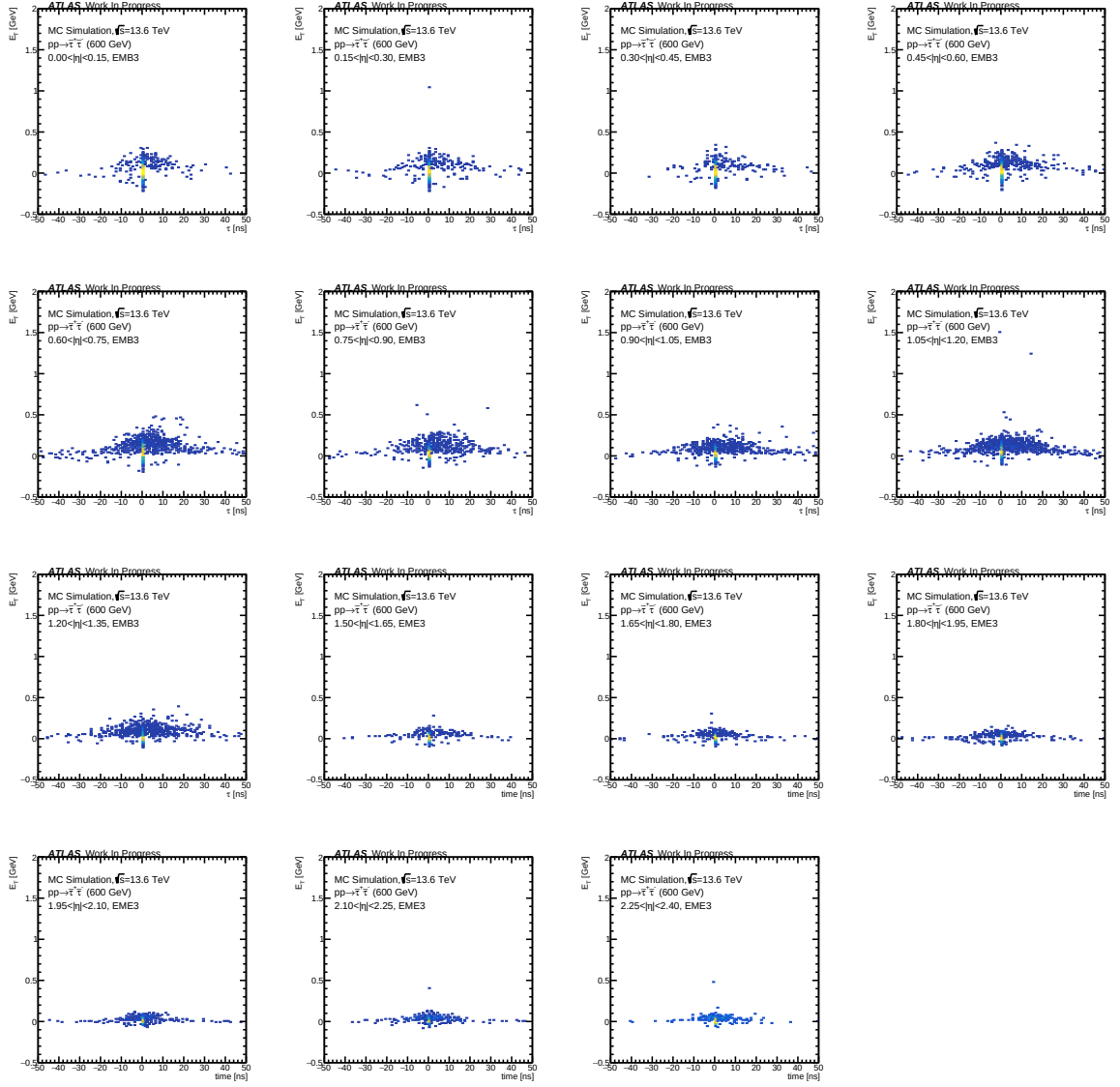


図 A.5 Back Layer における Super Cell の再構成による、入射タイミングと横エネルギー E_T 。

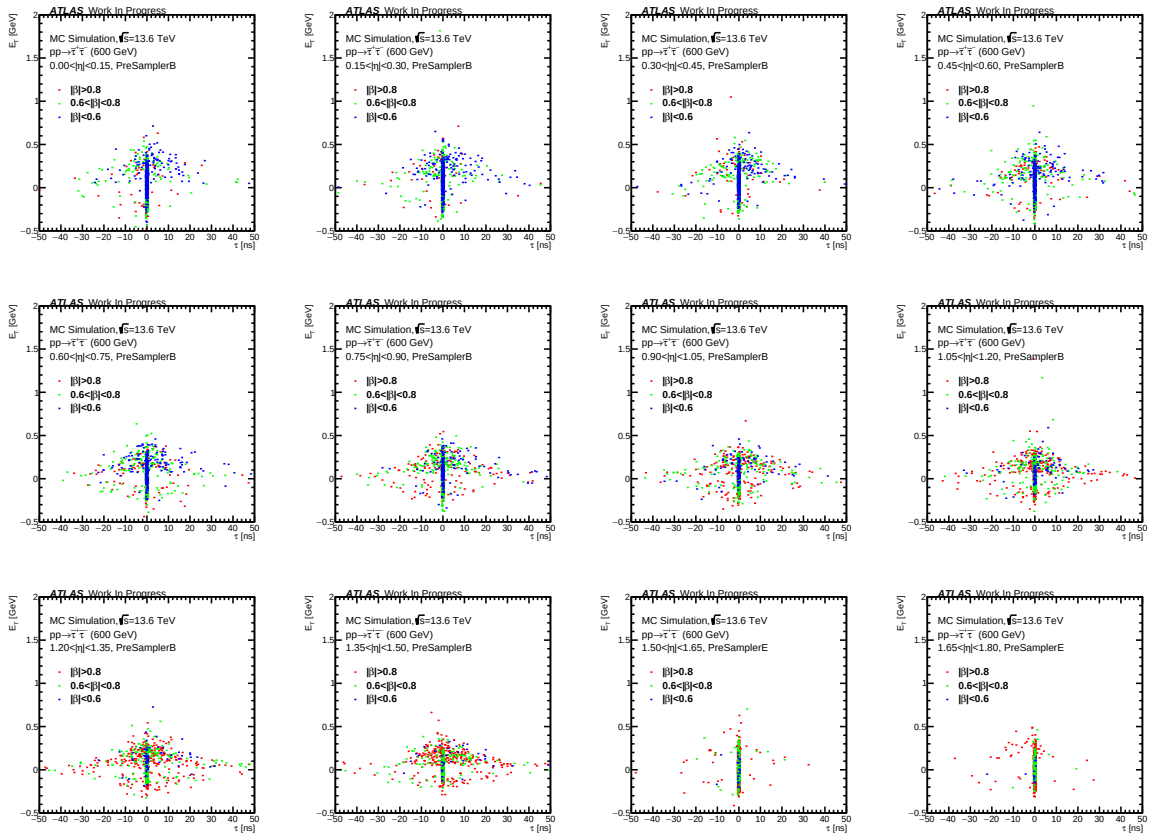


図 A.6 PreSampler における Super Cell の再構成による、入射タイミング τ と横エネルギー E_T の粒子速度に応じた散布図。赤点は $0.8 < \beta < 1$ 、緑点は $0.6 < \beta < 0.8$ 、青点は $\beta < 0.6$ を表す。

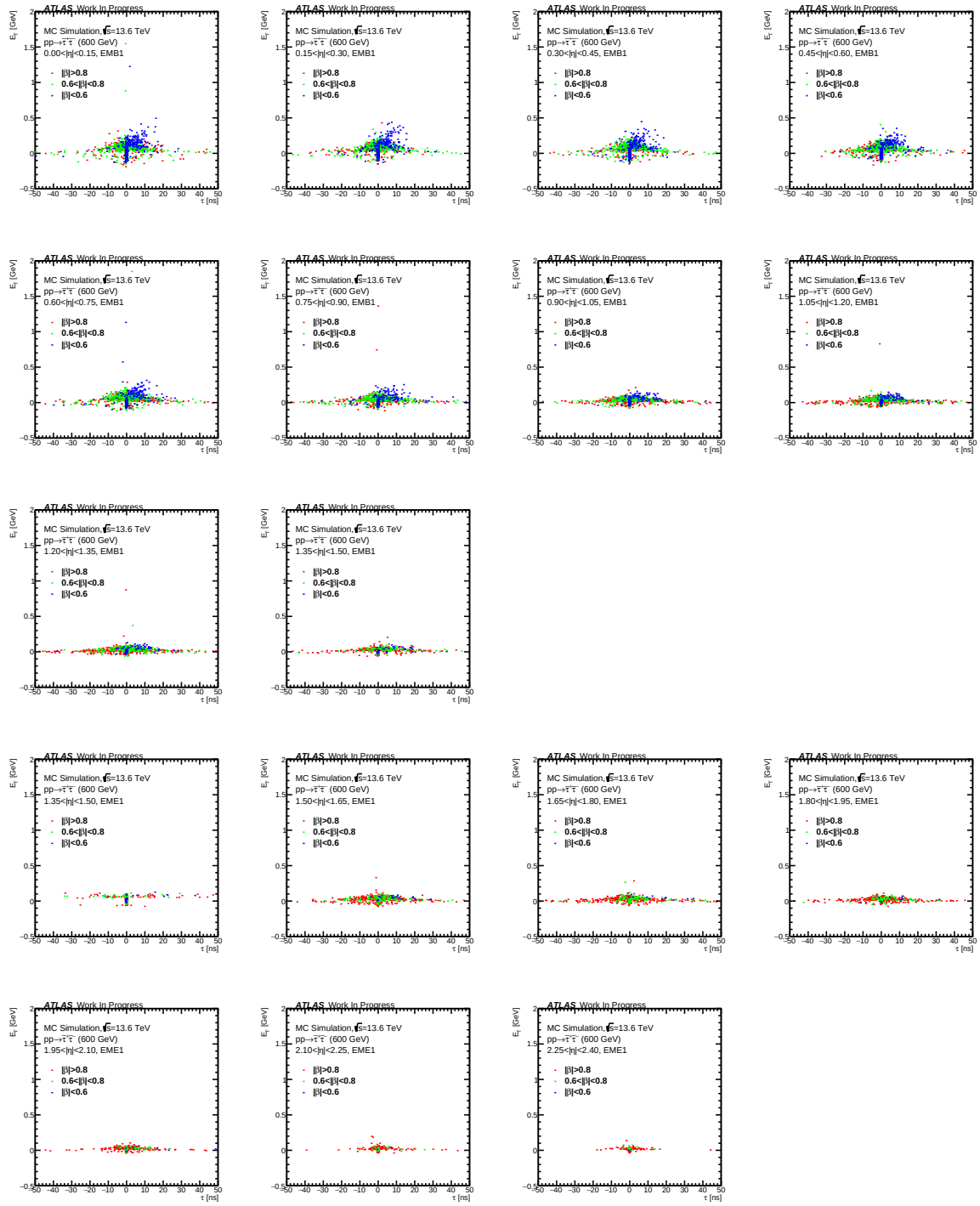


図 A.7 Front Layer における Super Cell の再構成による、入射タイミング τ と横エネルギー E_T の粒子速度に応じた散布図。赤点は $0.8 < \beta < 1$ 、緑点は $0.6 < \beta < 0.8$ 、青点は $\beta < 0.6$ を表す。

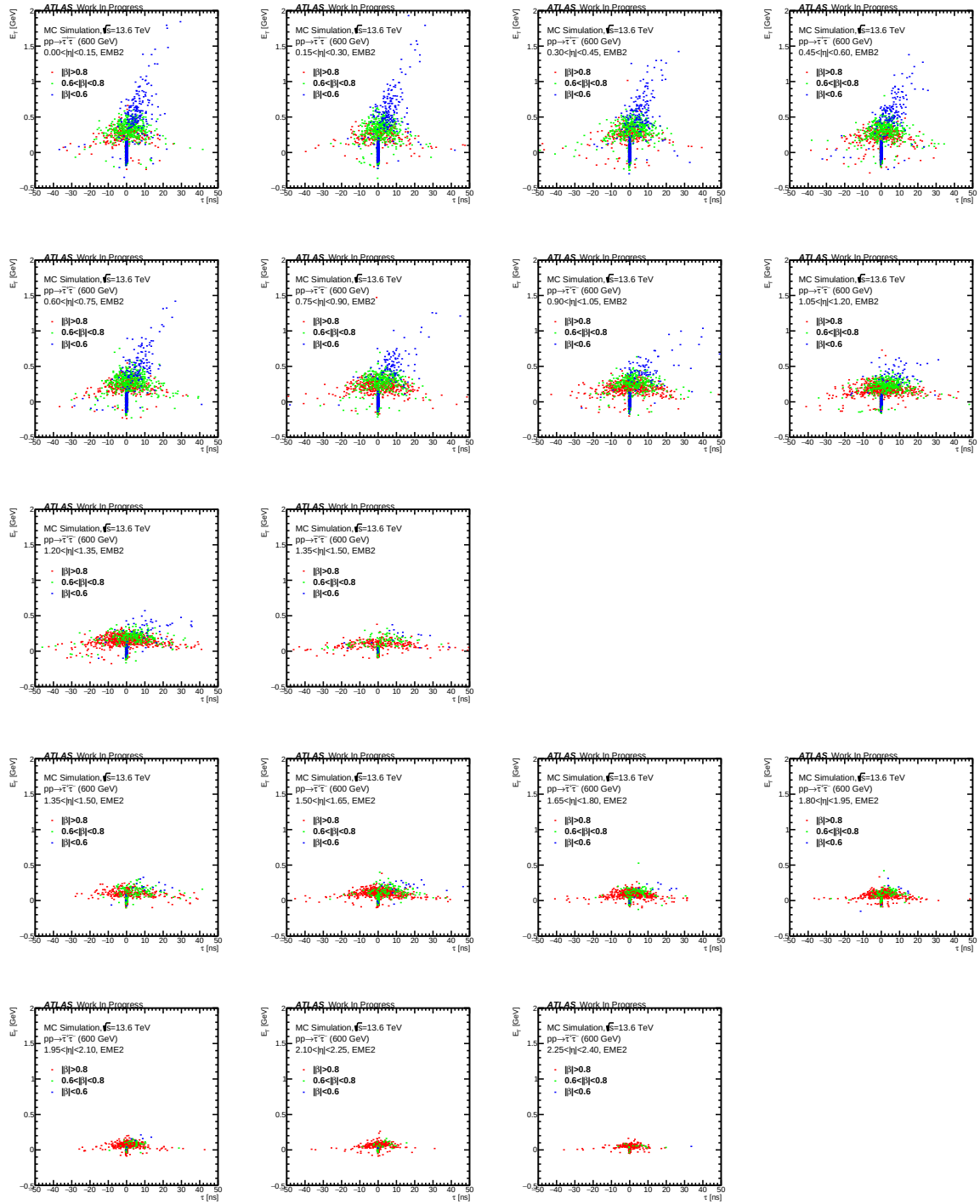


図 A.8 Middle Layer における Super Cell の再構成による、入射タイミング τ と横エネルギー E_T の粒子速度に応じた散布図。赤点は $0.8 < \beta < 1$ 、緑点は $0.6 < \beta < 0.8$ 、青点は $\beta < 0.6$ を表す。

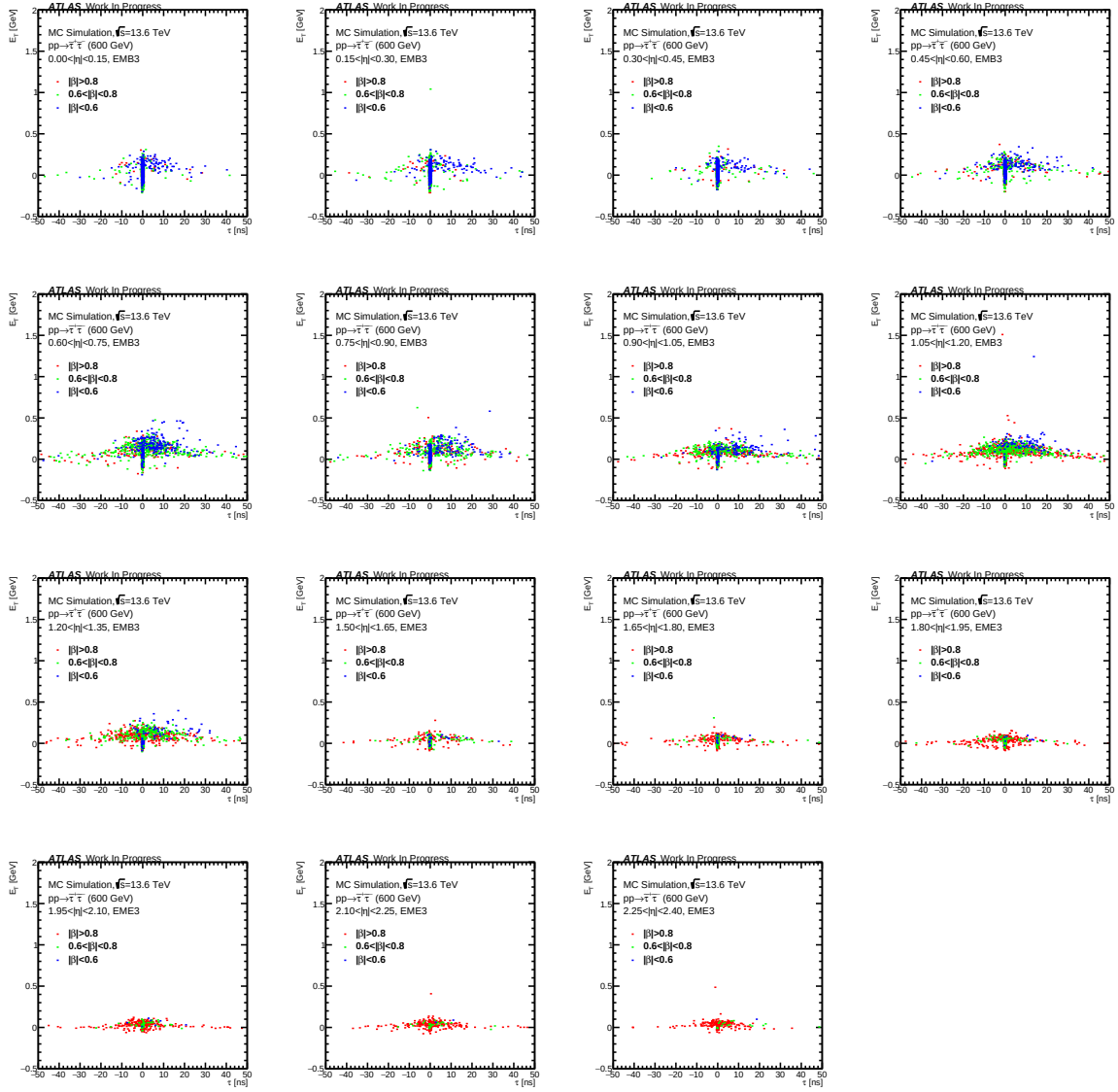


図 A.9 Back Layer における Super Cell の再構成による、入射タイミング τ と横エネルギー E_T の粒子速度に応じた散布図。赤点は $0.8 < \beta < 1$ 、緑点は $0.6 < \beta < 0.8$ 、青点は $\beta < 0.6$ を表す。

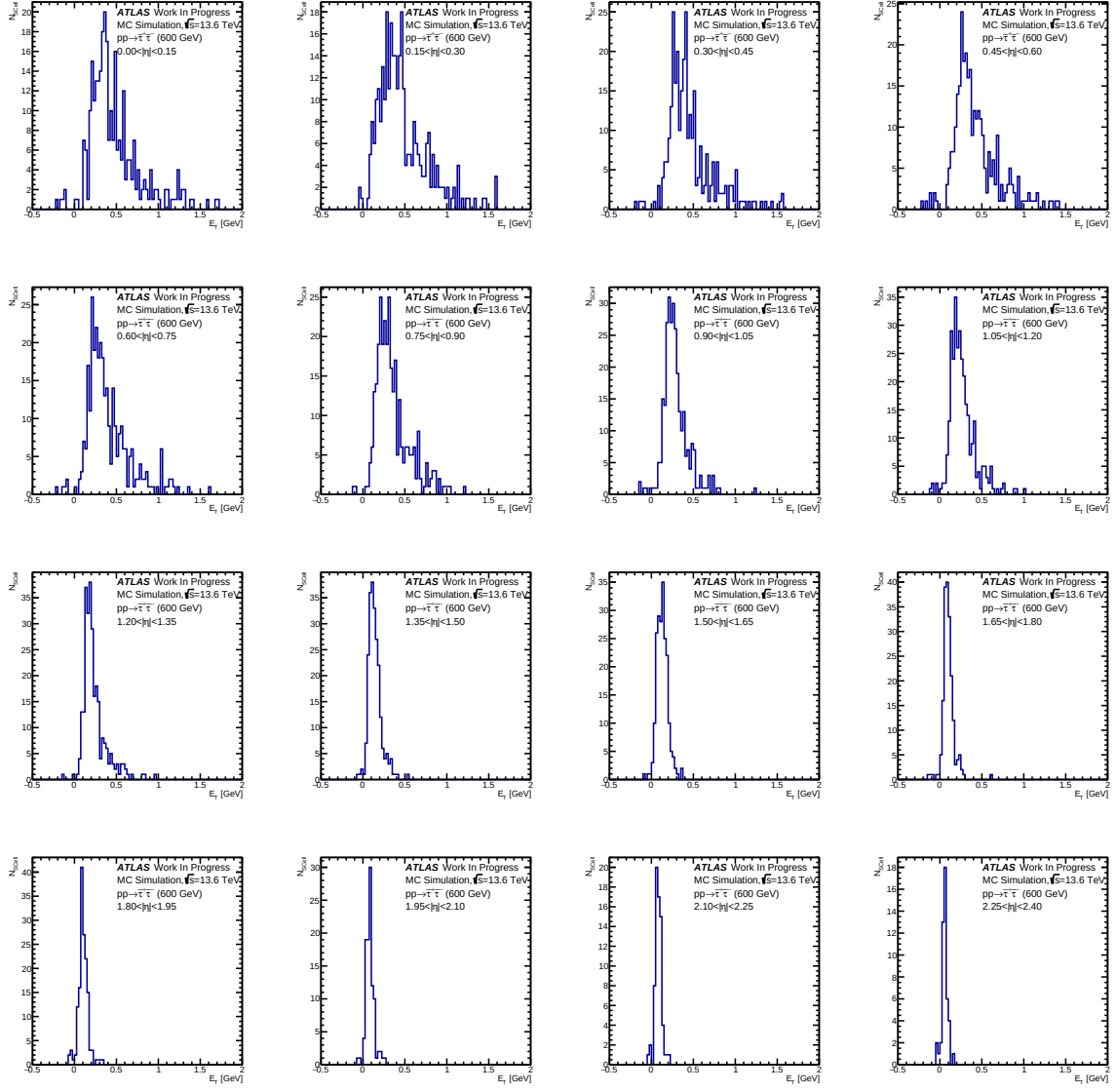


図 A.10 Super Cell の再構成による、遅れた時間領域で検出された際のエネルギー。 $|\eta|$ が大きくなるほど E_T が小さくなり、検出が困難となる。

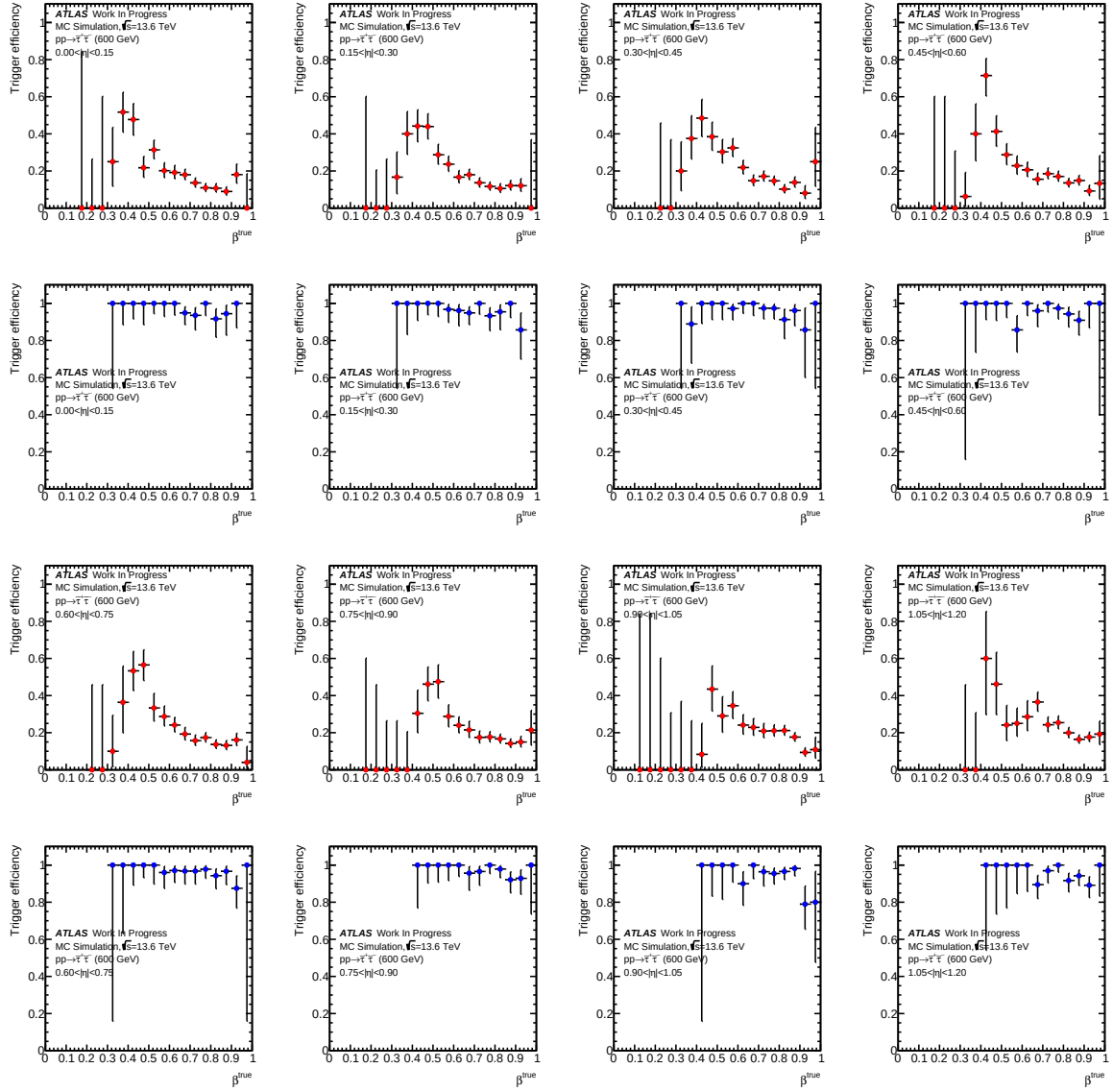


図 A.11 $|\eta| < 1.20$ における粒子速度に応じたトリガー効率の見積もり。赤点は Middle 層の Super Cell が遅いタイミングで判定される割合を表す。青点は赤点のイベントに対して、Trigger Tower 単位で $E_T = 100 \text{ MeV}$ の閾値を超える割合を表す。

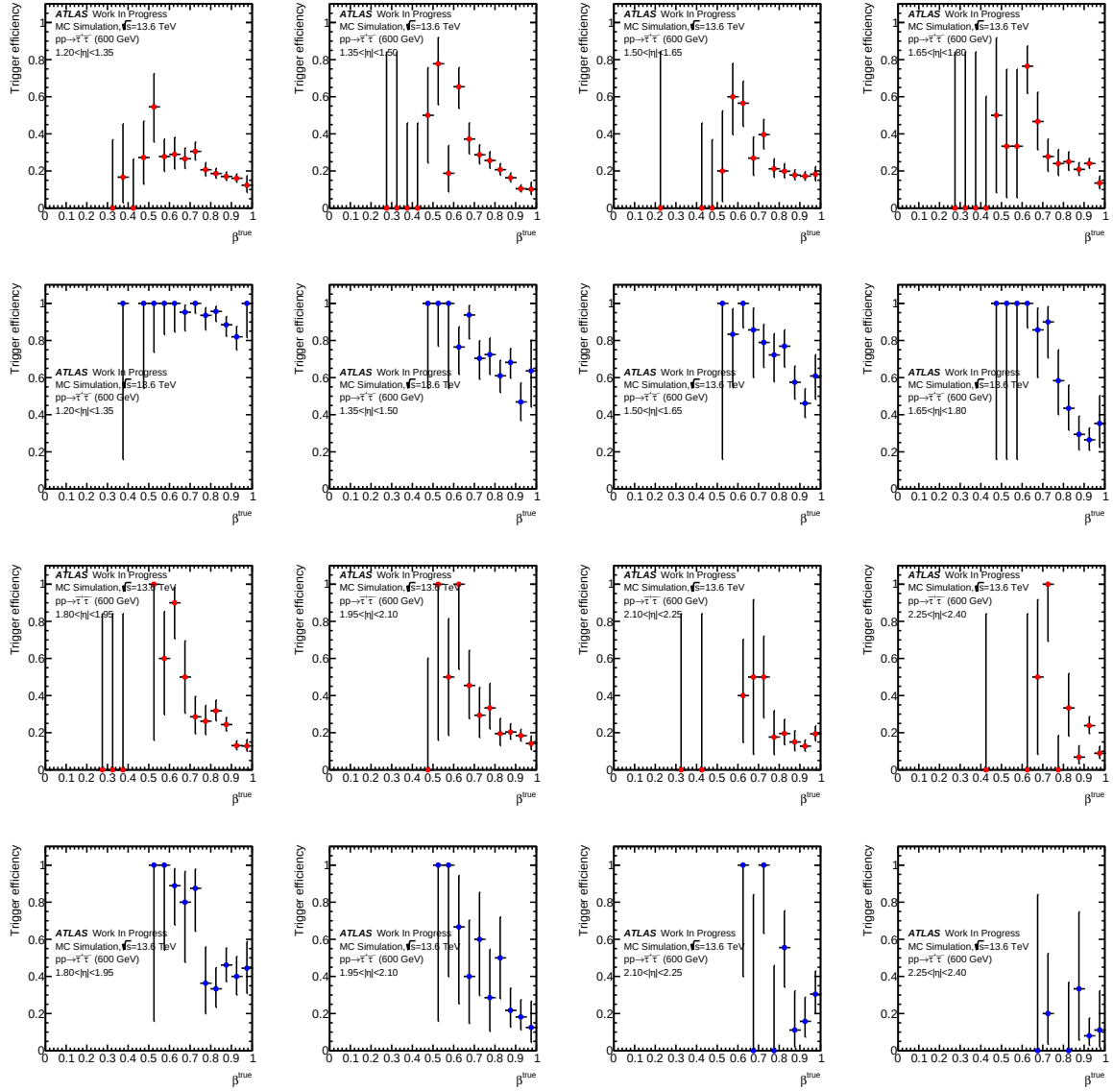


図 A.12 $1.20 < |\eta| < 2.40$ における粒子速度に応じたトリガー効率の見積もり。赤点は Middle 層の Super Cell が遅いタイミングで判定される割合を表す。青点は赤点のイベントに対して、Trigger Tower 単位で $E_T = 100$ MeV の閾値を超える割合を表す。

謝辞

修士論文執筆に携わって頂いたみなさま、

ここに深く感謝の意を表します。まず初めに、前田順平先生に御礼申し上げます。マイペースに研究を進める私に、いつも辛抱強くご指導を下さり本当にありがとうございました。研究面だけでなく、仕事への取り組み方など今後の人生で生きるものをたくさん学ばせてもらいました。粒子物理学研究室の藏重久弥先生、山崎祐司先生、越智敦彦先生、竹内康雄先生、身内賢太郎先生、鈴木州先生、東野聡先生には数多なる研究の助言やサポートをしていただきました。B4 から数えて3年間、私が快適に過ごし学べる環境を用意して下さい感謝しかありません。同期、先輩、後輩のみなさま、日々恵みを分け与えて下さりありがとうございました。研究活動やお勤め、何であれ皆さまの今後のご活躍をお祈りします。// 濱田君、森本君、修論書いて下さい。

LHC-ATLAS 実験という物理学にとって、人類にとって偉大な実験に携わることができ、また実際に CERN 出張の機会に恵まれとても幸せでした。Slow-Particle Trigger グループの生田秀行様、音野瑛俊様、江成祐二様、古川真林様、研究のご助言をありがとうございました。青木雅人様、奥村恭幸様、齋藤智之様、他 ATLAS 日本グループのみなさま、ミーティングや学会発表、出張のご支援をありがとうございました。私が研究を遂行できたのは、みなさまのおかげでした。

神戸大学は編入生である私にとって、最高の環境でした。何不自由なく受け入れて下さりありがとうございました。元々他の分野に居た私ですが、ここで物理学を学べたことは一生の糧となり、全く異なる人生を歩めました。この選択は間違っていなかったと胸を張って言えます。学びを活かし、世の光であるべくこれからも精進致します。

P.S. ～私の愛する人たちへ～

友人たちへ、この2年間あまり遊びに(飲み)に行けなくてすみませんでした。家族へ、今日までのどんな私も信じいつも支えてくれてありがとう。特にお父さん、お母さん、大人になるまで育ててくれてありがとう。最後に、研究室の同期でもありパートナーの萌絵美の存在のおかげで、この2年間の修士の日々を乗り越えられました。この先の人生もどうぞよろしくお願いします。

=====

神戸大学大学院理学研究科物理学専攻
粒子物理学研究室
田路 航也

参考文献

- [1] Particle Data Group , Workman, R. L. and Others, Review of Particle Physics, PTEP **2022** (2022) 083C01.
- [2] ATLAS Collaboration, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, Physics Letters B **716** (2012) 1–29.
- [3] CMS Collaboration, Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, Physics Letters B **716** (2012) 30–61.
- [4] ATLAS Collaboration , Standard Model Summary Plots February 2022, All figures including auxiliary figures are available at <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PUBNOTES/ATL-PHYS-PUB-2022-009>, 2022, URL: <https://cds.cern.ch/record/2804061>.
- [5] CERN, The Large Hadron Collider
URL: <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>.
- [6] ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, Journal of Instrumentation **3** (2008) S08003.
- [7] ATLAS Collaboration , *ATLAS liquid-argon calorimeter: Technical Design Report*. Technical design report. ATLAS. CERN, Geneva, 1996.
URL: <https://cds.cern.ch/record/331061>.
- [8] G.F. Giudice and R. Rattazzi, Theories with gauge-mediated supersymmetry breaking Physics Reports **322** (1999) 419–499.
- [9] CERN, The long shutdown 3 schedule
URL: <https://hilumilhc.web.cern.ch/article/ls3-schedule-change>.
- [10] P. Mouche, Overall view of the LHC. Vue d’ensemble du LHC General Photo.
- [11] E. Lopienska, The CERN accelerator complex, layout in 2022. Complexe des accélérateurs du CERN en janvier 2022 General Photo.
- [12] CERN, Linear accelerator 4
URL: <https://home.cern/science/accelerators/linear-accelerator-4>.
- [13] CERN, The Proton Synchrotron

- URL: <https://home.cern/science/accelerators/proton-synchrotron>.
- [14] CERN, The Proton Synchrotron Booster
URL: <https://home.cern/science/accelerators/proton-synchrotron-booster>.
- [15] CERN, The Super Proton Synchrotron
URL: <https://home.cern/science/accelerators/super-proton-synchrotron>.
- [16] ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider: A Description of the Detector Configuration for Run 3 2023.
- [17] P. Joao, Event Cross Section in a computer generated image of the ATLAS detector. 2008.
- [18] ATLAS Collaboration, ATLAS Magnetic Field
URL: <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/MUON/magfield/>.
- [19] 角 源一郎, LHC-ATLAS 実験における新物理探索のための重い長寿命荷電粒子トリガーの性能評価, 神戸大学 修士学位論文, 2021.
- [20] ATLAS Collaboration, New Small Wheel Technical Design Report, ATLAS New Small Wheel Technical Design Report, 2013, URL: <https://cds.cern.ch/record/1552862>.
- [21] ATLAS Collaboration, The ATLAS Trigger System for LHC Run 3 and Trigger performance in 2022 2024.
- [22] P.W. Higgs, Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons Phys. Rev. **145** (1966) 1156–1163.
- [23] H.P. Nilles, Supersymmetry, supergravity and particle physics Physics Reports **110** (1984) 1–162.
- [24] H. Rudolf and J.T. Lopuszański and S. Martin, All possible generators of supersymmetries of the S-matrix Nuclear Physics B **88** (1975) 257–274.
- [25] H.E. Haber and G.L. Kane, The search for supersymmetry: Probing physics beyond the standard model Physics Reports **117** (1985) 75–263.
- [26] R. Barbier and C. Bérat and M. Besançon and M. Chemtob and A. Deandrea and E. Dudas and P. Fayet and S. Lavignac and G. Moreau and E. Perez and Y. Sirois, R-Parity-violating supersymmetry Physics Reports **420** (2005) 1–195.
- [27] ATLAS Collaboration, SUSY August 2023 Summary Plot Update, ATL-PHYS-PUB-2023-025.
- [28] D. Michael and F. Willy and S. Mark, Supersymmetric technicolor, Nuclear Physics B **189** (1981) 575–593.
- [29] FEYNMAN DIAGRAMS, URL: <https://feynman.docs.cern.ch/>.
- [30] ATLAS Collaboration, Search for heavy charged long-lived particles in the ATLAS detector in 36.1 fb^{-1} of proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ Phys. Rev. D **99** (2019) 092007.
- [31] ATLAS Collaboration, Search for heavy, long-lived, charged particles with large

- ionisation energy loss in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS experiment and the full Run 2 dataset, JHEP **2306** (2023) 158.
- [32] J. Alwall and M. Le and M. Lisanti and J.G. Wacker, Searching for directly decaying gluinos at the Tevatron Physics Letters B **666** (2008) 34–37.
 - [33] J. Alwall and P.C. Schuster and T. Natalia, Simplified models for a first characterization of new physics at the LHC Phys. Rev. D **79** (2009) 075020.
 - [34] LHC New Physics Working Group, Simplified models for LHC new physics searches Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **39** (2012) 105005.
 - [35] R.D. Ball and V. Bertone, and S. Carrazza and C.S. Deans, and L. Del Debbio and S. Forte and A. Guffanti and N.P. Hartland, and J.I. Latorre and J. Rojo and M. Ubiali,, Parton distributions with LHC data Nuclear Physics B **867** (2013) 244–289.
 - [36] J. Alwall and R. Frederix and S. Frixione and V. Hirschi and F. Maltoni and O. Mattelaer and H.-S. Shao and T. Stelzer and P. Torrielli and M. Zaro, The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations Journal of High Energy Physics **2014** (2014).
 - [37] ATLAS Pythia 8 tunes to 7 TeV data, All figures including auxiliary figures are available at <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PUBNOTES/ATL-PHYS-PUB-2014-021>, 2014, URL: <https://cds.cern.ch/record/1966419>.
 - [38] C. Bierlich and S. Chakraborty and N. Desai and L. Gellersen and I. Helenius and P. Ilten and L. Lönnblad and S. Mrenna and S. Prestel and C.T. Preuss and T. Sjöstrand and P. Skands and M. Uthm and R. Verheyen, A comprehensive guide to the physics and usage of PYTHIA 8.3 2022.
 - [39] ATLAS Collaboration, The Large Hadron Collider
URL: <https://atlassoftwaredocs.web.cern.ch/athena/athena-intro/>.
 - [40] 古川 真林, LHC-ATLAS Run3 実験液体アルゴンカロリメータの新デジタルトリガー読み出しシステム～陽子陽子衝突におけるリアルタイム処理の性能評価と最適化～, 東京大学 修士学位論文, 2023.
 - [41] ATLAS electromagnetic calorimeter layer 1993.
 - [42] ATLAS Collaboration, ATLAS Liquid Argon Calorimeter Phase-I Upgrade: Technical Design Report, Final version presented to December 2013 LHCC., 2013,
URL: <https://cds.cern.ch/record/1602230>.
 - [43] 大石 玲誉, LHC-ATLAS RUN3 実験に向けた液体アルゴンカロリメータトリガー読み出しファームウェアの開発と検証, 東京大学 修士学位論文, 2020.
 - [44] ATLAS Collaboration, Drift Time measurement in the ATLAS Liquid Argon electromagnetic calorimeter using cosmic muons Journal of Physics: Conference Series **293** (2010) 012050.
 - [45] ATLAS Collaboration, The Phase-I trigger readout electronics upgrade of the ATLAS

- Liquid Argon calorimeters *Journal of Instrumentation* **17** (2022) P05024.
- [46] D.E. GROOM and N.V. MOKHOV and S.I. STRIGANOV, MUON STOPPING POWER AND RANGE TABLES 10 MeV–100 TeV *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **78** (2001) 183–356.
- [47] 古川 真林, ATLAS LAr カロリメータ Phase-I アップグレード：長寿命で重い粒子のためのトリガーの研究, 日本物理学会 2021 年秋季大会, 16pT4-3.