

修士論文

LHC-ATLAS 実験のピクセル飛跡検出器エラー解析と  
飛跡再構成への影響評価

早稲田大学  
先進理工学研究科 物理学及応用物理学専攻  
寄田研究室

5323A004-7 荒川航輝

2025年2月28日

---

## 概要

LHC-ATLAS 実験はスイス・ジュネーブ郊外で欧州原子核研究機構 (CERN) が実施する国際共同実験である。本実験は標準理論の精密測定と新物理の探索を目的としている。周長 27km を有する陽子陽子衝突型円形加速器 Large Hadron Collider(LHC) を用い、その衝突点に位置する大型汎用円筒型検出器の ATLAS 検出器によって素粒子事象の観測を行っている。2010 年に実験が開始され、2022 年 7 月からは重心系エネルギーを 13.6TeV とする Run3 実験が行われている。当初 Run3 は 3 年半の予定であったが、2026 年 7 月までの 4 年間に延長することを決定した [1]。

ピクセル検出器は ATLAS 検出器最内層に位置するシリコン検出器である。シリコンストリップ検出器 (SCT)、遷移輻射型検出器 (TRT) とともに内部飛跡検出器を構成しており、荷電粒子の飛跡検出を担っている。再構成された飛跡は解析に欠かせないオブジェクトを多数提供するため高精度な測定の維持が重要である。

他方、ピクセル検出器は 4 層から構成されているが、最内層の IBL を除く 3 層はいずれも実験開始時からインストールされており、放射線による損傷を受け続けている。ピクセル検出器は  $1 \times 10^{15} \text{MeV N}_{\text{eq}} \text{cm}^{-2}$  の高い放射線耐性があるが、特に B-Layer では 2024 年 5 月時点で  $1.1 \times 10^{15} \text{MeV N}_{\text{eq}} \text{cm}^{-2}$  の放射線を受けており、Run3 終了予定の 2026 年 7 月までには  $2 \times 10^{15} \text{MeV N}_{\text{eq}} \text{cm}^{-2}$  に到達することが予想されている [2]。半導体検出器が放射線損傷を受けると、電荷収集効率の低下が引き起こされ、検出器としてのパフォーマンスが低下する。

また、Run2 におけるパイルアップ (1 度のバンチ交差における平均発生衝突回数) の平均値  $\langle \mu \rangle$  が 34 であったのに対し、2024 年までの Run3 では 54 である [3]。ピクセル検出器はもともと  $\langle \mu \rangle = 23$  を想定して設計されているため、現在その約 3 倍で動作させていることになる。パイルアップが増加すると検出器の占有率が高くなり、処理データ量が多くなるため検出器にとって高い負荷がかかることになる。実際に Run3 では高パイルアップ時にピクセルモジュールの許容処理量を超過し、これを原因としてデータの損失が発生した。

ピクセル検出器では、測定時の検出器状態や測定データの送受信状態を Byte Stream Error というエラーとしてフロントエンドチップ単位で各イベントごとに記録している。特に検出器状態に関するエラーはモジュール・フロントエンドチップで発行されるハードウェアエラーがそのまま記録されており、より直接的な情報にアクセスできる。Run3 からは飛跡再構成に Byte Stream Error の情報の活用を開始した。具体的には 27 種あるエラーのうち、特に致命的と認定された 10 種のエラーがフロントエンドチップに発行された場合には、そのチップで記録された情報をその event の間使用しない。また、こうした変更に伴い、解析側でも飛跡再構成に関わるオブジェクトと Byte Stream Error の情報を結びつけて解析ができるようになった。

本研究では Run3 におけるピクセル検出器の放射線損傷を評価するとともに、Run3 から飛跡再構成に活用開始した Byte Stream Error の振る舞いを分析し、その飛跡再構成への影響を解析する。

## 目次

1	<b>序論</b>	7
1.1	標準理論	7
1.2	半導体検出器	8
1.3	モジュールの非同期によるデータ損失の発生	10
2	<b>LHC-ATLAS 実験</b>	12
2.1	LHC	12
2.2	ATLAS 検出器	12
2.2.1	内部飛跡検出器	14
2.2.2	カロリメータ	16
2.2.3	ミューオンスペクトロメータ	18
2.3	トリガーシステム	19
2.4	飛跡再構成法	21
2.5	飛跡のパラメータ	22
2.6	高輝度 LHC 実験 (HL-LHC)	23
3	<b>ピクセル検出器</b>	27
3.1	ピクセルモジュール	27
3.2	データ処理のフロー	27
3.2.1	フロントエンドチップから基板への伝送	28
3.2.2	モジュールから ROD への伝送	30
3.3	Byte Stream Error	32
4	<b>物質と荷電粒子の相互作用</b>	35
5	<b>ピクセル検出器の放射線損傷評価</b>	37
5.1	dE/dx の測定	37
5.2	各年の dE/dx 分布比較	37
5.3	dE/dx のフィッティング	38
5.4	Run3 における放射線損傷評価	39
5.4.1	使用データ	39
5.4.2	積分ルミノシティに対する dE/dx の推移	39
5.4.3	照射放射線量に対する dE/dx の推移	39
6	<b>Run3 データにおける Byte Stream Error 解析</b>	43
6.1	出現傾向分析	43
6.2	Pileup 依存性評価	44
7	<b>飛跡再構成への影響評価</b>	46
7.1	data selection	46
7.2	Byte Stream Error 発行による不変質量再構成への影響	47

---

7.2.1	不変質量再構成における $\eta$ 依存性の評価 . . . . .	48
7.2.2	Word23 発行による不変質量再構成への影響評価 . . . . .	48
8	考察	52
9	まとめと今後の展望	54
10	謝辞	55
付録 A	ピクセルモジュールにおける Front End Chip ID	56

図目次

1	半導体検出器の動作概念図 (pn 接合) . . . . .	9
2	半導体検出器における放射線損傷 [5]. . . . .	10
3	2023 年における ROD レベルの非同期の発生レート [6]. . . . .	11
4	CERN の加速器構成 [1] . . . . .	13
5	Run1–Run3 における pileup 分布 [3] . . . . .	13
6	Run3(2022–2024) における pileup 分布 [3] . . . . .	13
7	ATLAS 検出器 [12] . . . . .	14
8	内部飛跡検出器の断面図 (バレル部)[10] . . . . .	15
9	内部飛跡検出器の俯瞰図 [12]. . . . .	16
10	内部飛跡検出器の層構造 [11]. . . . .	17
11	シリコンストリップモジュール [12] . . . . .	17
12	カロリメータの断面図 [39] . . . . .	18
13	ミュオンスペクトロメータの断面図 [39] . . . . .	19
14	ミュオンスペクトロメータの配置図 (rz 平面)[41] . . . . .	20
15	Run3 実験における Trigger/DAQ システム (TDAQ)[17] . . . . .	21
16	内部飛跡検出器における飛跡再構成のフロー (inside-out 方式)[18] . . . . .	24
17	Track parameter[36] . . . . .	25
18	LHC/HL-LHC Plan[13] . . . . .	25
19	Inner Tracker(ITk) の層構造 [7] . . . . .	26
20	ピクセルモジュール [12] . . . . .	28
21	ピクセルモジュールの動作概念図 ([46] より一部改変) . . . . .	29
22	フロントエンドチップの概略図 [12]. . . . .	30
23	Time over Threshold(ToT) . . . . .	31
24	ピクセル検出器の測定データのフロー [21] . . . . .	31
25	Byte Stream Error . . . . .	34
26	Bethe-Bloch の式における $\beta\gamma$ 依存性 [24]. . . . .	36
27	Run2(2015,2018) と Run3(2022,2023) の dE/dx 分布比較 . . . . .	38
28	dE/dx のフィット結果の例 . . . . .	39
29	積分ルミノシティに対する dE/dx MPV の推移 (B-Layer) . . . . .	41
30	積分ルミノシティに対する dE/dx MPV の推移 (Layer1) . . . . .	41
31	積分ルミノシティに対する dE/dx MPV の推移 (Layer2) . . . . .	41
32	Run2 から Run3 における放射線量に対する dE/dx の推移 . . . . .	42
33	1run における Byte Stream Error Word の発行数分布 . . . . .	43
34	Byte Stream Error 発行頻度のフロントエンドチップ依存性 . . . . .	44
35	Byte Stream Error の出現頻度に関する pileup 依存性 . . . . .	45
36	主要な Byte Stream Error Word 出現頻度の pileup 依存性 . . . . .	45
37	$Z \rightarrow \mu\mu$ における不変質量の $\eta$ 依存性 [40] . . . . .	48
38	Di-muon の不変質量再構成における $\eta$ 依存性 . . . . .	49
39	Word23 発行時における dimuon の不変質量分布 ( $ \eta  < 1.05$ ) . . . . .	50
40	Word23 発行時における dimuon の不変質量分布 ( $1.05 <  \eta  < 2.5$ ) . . . . .	50

---

41	Charge Collection Efficiency(Layer1)[43]	52
42	Charge Collection Efficiency(Layer2)[43]	52
43	Hits on Track Efficiency	53
44	ピクセルモジュールにおけるフロントエンドチップ ID の振り分け [26]	56

## 表目次

1	標準理論におけるフェルミオン [4] . . . . .	7
2	標準理論におけるボゾン [4] . . . . .	7
3	ピクセル検出器各層のモジュール数 [12] . . . . .	29
4	Run2-Run3 におけるピクセル検出器の検出閾値 . . . . .	29
5	Run2-Run3 におけるピクセル検出器の HV . . . . .	30
6	フロントエンドチップから基板へ伝送時のデータフォーマット [22]. . . . .	32
7	フロントエンドチップレベルのエラー [23] . . . . .	32
8	モジュールから ROD へ伝送時のデータフォーマット要素 [22]. . . . .	33
9	モジュールレベルのエラー [22]. . . . .	33
10	Bethe-Bloch の式における変数 . . . . .	35
11	dE/dx の計算に用いる変数 . . . . .	37
12	図 27 の各 run における最大 Bin の dE/dx 値 . . . . .	37
13	dE/dx 解析に使用した run . . . . .	40
14	照射放射線量換算式 (5.5) における係数 . . . . .	40
15	Track Selection . . . . .	47
16	表 15(a)Loose Track Selection で使用する変数の定義 . . . . .	47
17	Di-muon の不変質量再構成における resolution の $\eta$ 依存性 . . . . .	49
18	Word23 発行時における dimuon の不変質量分布の resolution( $ \eta  < 1.05$ ) . . . . .	51
19	Word23 発行時における dimuon の不変質量分布の resolution( $1.05 <  \eta  < 2.5$ ) . . . . .	51

# 1 序論

## 1.1 標準理論

素粒子とは(それ以上不可分という意味で)最小単位の粒子のことをいい、現在 18 種の存在が発見されている。これら 17 種の素粒子とその間に働く力について体系的にまとめられた理論が標準理論(あるいは標準模型)であり、今日の素粒子物理学の基盤となっている。標準理論は自然界に存在する 4 つの力のうち、重力相互作用を除く電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用を高い精度で記述している。

標準理論で認められる 17 種の素粒子について、表 1 および表 2 にまとめた。

表 1 に記載した 12 種のフェルミオンは物質を構成する素粒子であり、半整数のスピンをもっている。これらはさらに強い相互作用の働くクォークと作用しないレプトンに大別される。レプトンは単独で存在できる一方、クォークはカラーの閉じ込めによって単独で存在できない。また、クォーク、レプトンはそれぞれ 3 世代の構造を持っており、各世代間では質量のみ性質が異なるという特徴を持つ。荷電フェルミオンはそれぞれ質量が同じで電荷のみ反対の性質を持つ反粒子が存在する。

表 2 に記載した 5 種のボソンはそれぞれ相互作用を媒介する役割を担っており、整数のスピンをもっている。それぞれ光子 (Photon) は電磁相互作用、W ボソン・Z ボソンは弱い相互作用、グルーオンは強い相互作用を媒介し、ヒッグスボソンは質量の起源となっている。

区分	世代	フレーバー	記号	電荷 [e]	スピン	質量 [MeV]
クォーク	第 1 世代	up	$u$	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$2.16_{-0.26}^{+0.49} \times 10^0$
		down	$d$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$4.67_{-0.17}^{+0.48} \times 10^0$
	第 2 世代	charm	$c$	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$(1.27 \pm 0.02) \times 10^3$
		strange	$s$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$9.34_{-0.34}^{+0.86} \times 10^1$
	第 3 世代	top	$t$	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$(1.7269 \pm 0.0030) \times 10^5$
		bottom	$b$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$4.18_{-0.02}^{+0.03} \times 10^3$
レプトン	第 1 世代	電子	$e$	-1	$\frac{1}{2}$	$5.10999 \times 10^{-1}$
		電子ニュートリノ	$\nu_e$	0	$\frac{1}{2}$	$< 1.1 \times 10^{-3}$
	第 2 世代	ミューオン	$\mu$	-1	$\frac{1}{2}$	$1.05658 \times 10^2$
		ミューニュートリノ	$\nu_\mu$	0	$\frac{1}{2}$	$< 1.9 \times 10^{-1}$
	第 3 世代	タウ	$\tau$	-1	$\frac{1}{2}$	$(1.77686 \pm 0.00012) \times 10^3$
		タウニュートリノ	$\nu_\tau$	0	$\frac{1}{2}$	$< 1.82 \times 10^1$

表 1: 標準理論におけるフェルミオン [4]

名称	記号	電荷 [e]	スピン	質量 [GeV]	相互作用
光子 (Photon)	$\gamma$	0	1	0	電磁相互作用
W ボソン	$W^\pm$	$\pm 1$	1	$80.377 \pm 0.012$	弱い相互作用
Z ボソン	$Z$	0	1	$91.1876 \pm 0.0021$	弱い相互作用
グルーオン	$g$	0	1	0	強い相互作用
ヒッグス	$H$	0	0	$125.25 \pm 0.17$	(質量起源)

表 2: 標準理論におけるボソン [4]

## 1.2 半導体検出器

金属には多数のエネルギー準位が存在し、同程度のエネルギー準位が集まったエネルギーバンドを形成している。それらのエネルギーバンドには一般に電子が充足されており、電子は励起によって室温程度のエネルギーバンド内の移動が許されている。他方、エネルギーバンド間の移動にはそのエネルギー順位の差 (バンドギャップ) に相当するエネルギーを電子が持つ必要がある。導電体はこのバンドギャップが小さいために、低いエネルギーバンド帯 (価電子帯) から高いエネルギーバンド帯 (導電帯) に容易に移動できるために多数の自由電子が存在して導電性が発現しており、絶縁体はこのバンドギャップが大きいため自由電子の数が極端に少なく導電性が発現していない。一方で結晶構造を持ち、このバンドギャップエネルギーがそれらの中間程度であるために室温で極少数自由電子を持つ物質を半導体という。例として IV 族元素のシリコンやゲルマニウムがこれに該当し、特にこれらは真性半導体という。シリコンの場合、バンドギャップは約 1.12eV である。なお、電子があるエネルギーを持つ確率は以下で与えられるフェルミ・ディラック分布関数に従う。

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)} \quad (1.1)$$

ここで  $k$  はボルツマン定数、 $T$  は絶対温度、 $E_F$  はフェルミエネルギーである。

一般に半導体は室温では絶縁体とほとんど同様に振る舞うが、導電性は導体と絶縁体の中間程度であり、適切な不純物を挿入 (ドーピング) することにより導電性を制御することができる。真性半導体に III 族元素の不純物をドーピングして正孔が多数キャリアとなった半導体を p 型半導体といい、V 族元素をドーピングして電子が多数キャリアとなった半導体を n 型半導体という。また、このとき自由電子を付加する目的の不純物をドナー、正孔を付加する目的の不純物をアクセプタという。

ドナーは電子を供給することによって自身は正に帯電し、アクセプタは電子を受け取ることで負に帯電する。ただし、これらは結晶中を移動することができず、キャリアとしては機能しない。他方、ドナーによって供給された電子は伝導帯のすぐ下に形成されたドナー準位に位置しており、わずかなエネルギーで伝導帯に励起して自由電子として振る舞うことができる。同様にアクセプタによって形成された正孔は価電子帯のすぐ上にアクセプタ準位を形成し、わずかなエネルギーで価電子帯の電子がその準位に励起することで正孔が価電子帯に形成され、キャリアとして自由に移動することができるようになる。

p 型半導体と n 型半導体を接合するとキャリア密度の差による拡散電流が生じてその境界で正孔と電子の再結合が起こり、電氣的に中性の領域が形成される。この中性の領域を空乏層という。再結合が進むと、接合面近傍で p 型半導体側では正孔が不足するために負に、n 型半導体側では電子が不足するために正に帯電し、内部電場が形成される。この内部電場はキャリアの拡散を抑える方向に発生し、最終的に拡散電流と内部電場によるドリフト電流がバランスして、空乏層の拡大が停止される。

半導体検出器はこの空乏層を利用した検出器である。図 1 に半導体検出器の基本的な検出原理を示す。pn 接合によって形成された空乏層内に荷電粒子が通過すると、荷電粒子はベーテ・ブロッホの式に従ってエネルギーを落とし、その軌跡に沿ってそのエネルギーに比例した量の電子正孔対が生成される。このようにして生成されたキャリアを活用して荷電粒子の通過測定を行うのが半導体検出器である。

ATLAS 実験ではピクセル検出器とシリコンストリップ検出器という 2 種類の半導体検出器を使用している。

半導体検出器は空乏層に荷電粒子が通過することで生じる電子正孔対を利用する都合上、有効検出領域を増やすには空乏層の領域を増やすことが肝要である。そこで実際の運用では半導体検出器に対して逆バイアスを印加することで空乏層を広げる。また、逆バイアスを印加することは電離によって生じた電子正孔対の再結合防止、生成されたキャリアの誘導、リーク電流の低減の観点でも重要である。逆バイアス

電圧の印加によって生じる空乏層の厚さは次の式で与えられる。

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon_{\text{Si}}}{e} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} V_{\text{bias}}} \quad (1.2)$$

ここで、 $\epsilon_{\text{Si}}$  はシリコンの誘電率、 $N_D$  はドナー濃度、 $N_A$  はアクセプタ濃度、 $e$  は素電荷であり、 $V_{\text{bias}}$  が逆バイアス電圧である。

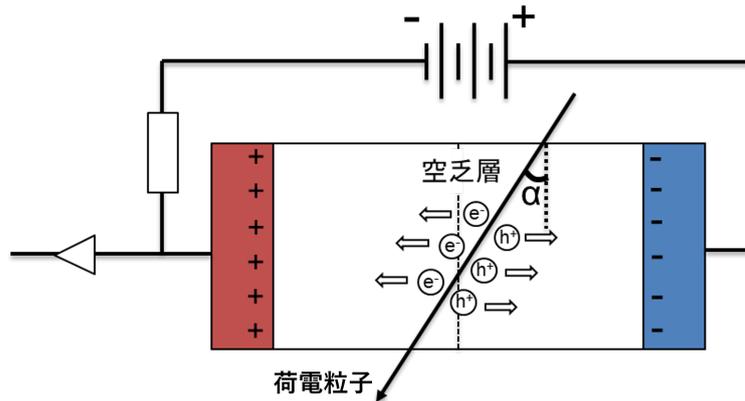


図 1: 半導体検出器の動作概念図 (pn 接合). 一般に逆バイアスを印加することで空乏層領域を広げ、有感領域を拡大する. 荷電粒子が空乏層内に入射すると電子正孔対が生じ、それらを電気的に読みだすことで検出を行っている.

半導体検出器は次のような利点がある。

- 分解能が高い  
半導体はバンドギャップエネルギーが小さく、電子正孔対を生成するための最小エネルギーが (例えばガス検出器と比較して) 非常に小さい。このため、電離損失量に対して得ることのできるキャリア量が多く、高い分解能を実現することが可能である。
- 密度が高く、小型化可能  
半導体は固体であり、ガス検出器と比較して密度が高い。これによって特に飛跡検出器で問題となる、意図しない散乱を防止する目的で検出器の厚さを抑えても、十分な電離損失を引き起こすことが可能である。
- 時間応答性能がよい  
シリコンやゲルマニウムなど半導体材料内では比較的電子や正孔の移動度が高く、また小型化可能なことや電離エネルギーが小さいことなどに由来して高速応答が実現可能である。
- 性能調整の自由度が高い  
半導体はドーパ量の調整や構造の工夫、高精細な加工により、検出器として求める性能を実現する余地がある。

一般に半導体に一定以上の放射線を照射すると、性能の劣化が発生する。特に加速器実験といった高エネルギーの放射線が多量に出現する環境で半導体検出器を運用する際にはこの放射線損傷が懸念事項となる。図 2 に半導体検出器における代表的な損傷を示す。

半導体の放射線損傷は大きく電離相互作用による損傷と非電離の損傷に分類される。電離相互作用による損傷としては表面損傷がある。これは半導体において表面の保護および絶縁を目的として設けられている酸化膜 ( $\text{SiO}_2$ ) に放射線が照射されることによって  $\text{SiO}_2$  の原子結合が破壊されるものである。これによって本来絶縁体である酸化膜に電荷が蓄積され、リーク電流の増加やブレイクダウン電圧の変化、空乏化しない dead layer の形成などが発生する。また、非電離の損傷は主に結晶構造の破壊であり、その後の状態によってショットキー欠陥とフレンケル欠陥に分類される。ショットキー欠陥は入射粒子が結晶格子原子を反跳させ、その反跳原子核が表面に移動した場合である。他方、フレンケル欠陥はその反跳原子核が表面まで移動せず、別の格子間に留まった場合である。いずれも格子欠陥が形成されてその部分は p 型の不純物として働く。さらにフレンケル欠陥の場合は反跳された原子核の持つ対電離が電子捕獲を行う。こうした損傷は新たなエネルギー準位の形成を招き、意図しないキャリアのトラップが発生するため検出器としての性能に劣化を生じさせる。

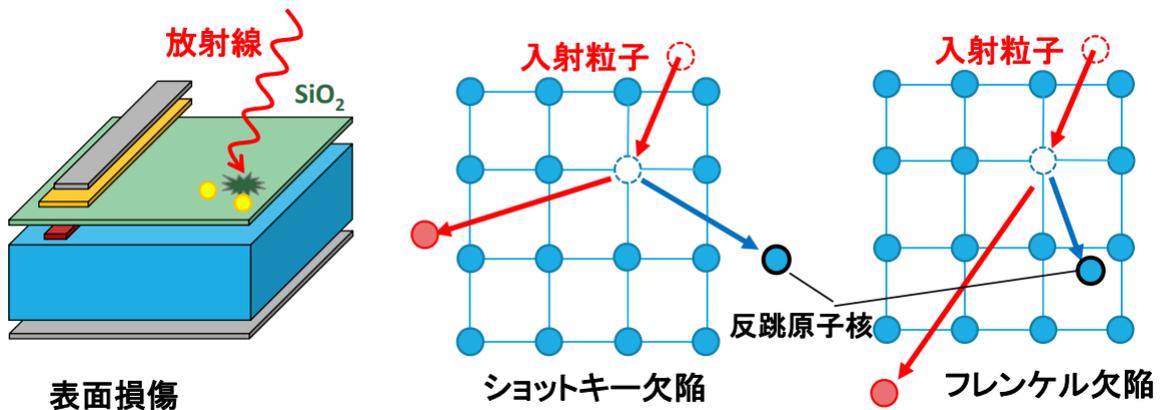


図 2: 半導体検出器における放射線損傷 [5].

### 1.3 モジュールの非同期によるデータ損失の発生

本研究で主眼を置くピクセル検出器は、ATLAS 検出器最内層に位置する内部飛跡検出器を構成するシリコン検出器の 1 つである。ATLAS 実験では加速させた陽子ビームの衝突による事象を観測しているが、この陽子ビーム内では複数の陽子を凝集したバンチ構造が形成されており、1 度のビーム交差で複数の衝突が発生する。これをパイルアップという。特にルミブロックという測定条件が同じとみなされる約 1 分ごとの区分内の平均パイルアップを  $\langle \mu \rangle$ 、各ビームごとの  $\langle \mu \rangle$  の最大値を  $\text{peak}(\mu)$  という。

パイルアップが高いほど多くの粒子がセンサーを通過するためにより多くのデータ読み出しが発生し、それを処理するフロントエンドチップにはより多くの動作電流が流れる。ピクセル検出器は  $\text{peak}(\mu) = 23$  の運用が想定されて設計された。しかし、2022 年には  $\langle \mu \rangle = 51$ 、2023 年では  $\langle \mu \rangle = 62$  と約 3 倍近い値で運用されている。

このような環境のもと、問題となったのが検出器モジュールの非同期である。ATLAS 検出器ではミュオンスペクトロメータとカロリメータの情報をもとに Level-1 Trigger が発行され、ピクセル検出器を含む各検出器でこれに対応するオブジェクトの情報が記録される。一方、ピクセル検出器では各チップごとに 16 個のトリガーまでしか同時に処理することができず、これを超えると読み出し側 (ROD) と非同期が発生する。これが原因となる非同期は 5 秒ごとに行われるカウンターのリセット (Event Counter Reset) まで続き、その間ビームバンチ識別 ID (Bunch Crossing ID, BCID) と Level-1 ID が一致しないためにデータを失い続けてしまう事象が発生した。

この問題に対し、ファームウェアのアップデートによる対処が順次行われた。このアップデートでは、モジュール側で対応可能なトリガー数の上限に達したことを検知すると、以降のトリガー発行を抑制することによって上述の非同期の発生を回避する。この変更は上限超過以降のデータを無視するためにいくつかのイベントデータを失うものであるが、非同期の発生によって継続的なデータ損失が起る場合よりも損失量は少ない。図 3 に 2023 年における読み出し側との非同期の発生レートを示す。アップデート以前の 5 月の結果とアップデート完了後の 7 月の結果を比較すると、2 桁のオーダーで改善が確認できる。

上述の例のように、ATLAS 実験ではより高負荷な環境でのデータ取得に挑戦しているが、これに伴って DAQ の問題によるデータ損失が表層化してきている。また、本来想定されていない環境で動作させているために動作不良が発生し、データ損失のみならずデータ品質の低下が懸念されている。本研究ではデータ取得時およびデータ伝送時のエラーを記録している Byte Stream Error に着目し、その振る舞いを分析するとともに飛跡再構成に対する影響の評価を行う。

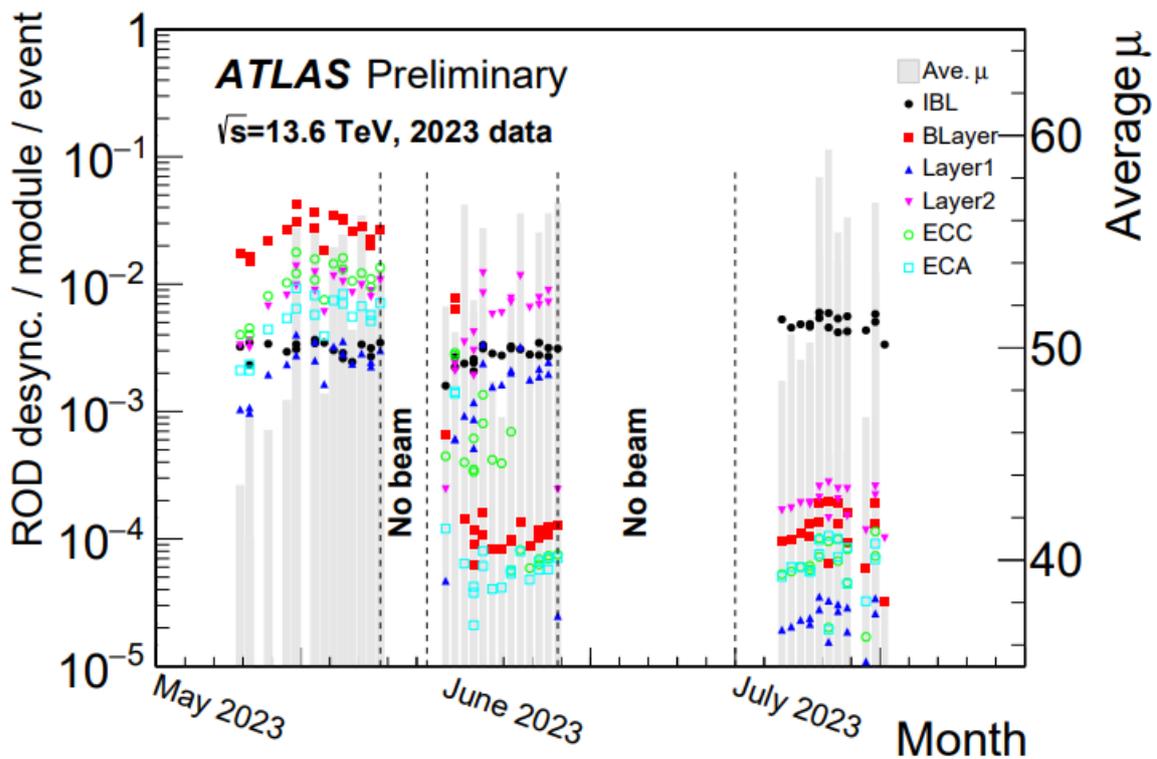


図 3: 2023 年における ROD レベルの非同期の発生レート [6].

## 2 LHC-ATLAS 実験

Large Hadron Collider(LHC) は欧州原子核研究機構 (スイス・ジュネーブ) が運用している周長  $27\text{km}$  の円形加速器である。陽子陽子衝突において 2025 年現在世界最大の重心系エネルギーを達成しており、加速器リングに設けられた 4 つの衝突点やその近傍で複数の実験が実施されている。このうち Point1 と呼ばれる衝突点で実施されているのが ATLAS(A Troidal LHC ApparatuS) 実験であり、ATLAS 検出器という衝突点を覆うように設置された大型汎用検出器を用いている。この実験では標準理論の精密測定と新物理の探索を目的としている。

本章では LHC および ATLAS 検出器について概観するとともに、ATLAS 実験における飛跡再構成法を述べる。また、2030 年から開始が予定されている高輝度 LHC 実験 (High Luminosity LHC Experiment, HL-LHC) についても言及する。

### 2.1 LHC

Large Hadron Collider(LHC) はスイス・ジュネーブとフランスの国境に跨って敷設されている周長  $27\text{km}$  のシンクロトロンである。2010 年に重心系エネルギー  $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$  で運用開始 (Run1) し、2015 年から 2018 年には  $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$  とする Run2 実験が行われた。2025 年現在は  $\sqrt{s} = 13.6\text{TeV}$  とする Run3 実験が稼働中である。Run3 実験は 2022 年に開始され、2026 年 7 月までの運用が予定されている [14]。2030 年度からは瞬間ルミノシティを増強した HL-LHC 実験 (Run4) が予定されており、詳細を 2.6 節で述べる。

LHC では事前に複数の加速器によって段階的に加速することによってビーム当たり  $6.8\text{TeV}$  のエネルギーへの到達を達成している。CERN における加速器構成を図 4 に示した。陽子ビームに用いられる陽子は水素に電子が付加された  $H^-$  から生成される。生成された  $H^-$  は線形加速器である Linac4 によって  $160\text{GeV}$  まで加速される。その後  $H^-$  から電子 2 つが取り除かれて陽子となり、Proton Synchrotron Booster(SPS) に入射される。PSB によって  $2\text{GeV}$  まで加速されると Proton Synchrotron(PS) に導入され、そこで  $26\text{GeV}$  まで加速される。その後 Super Proton Synchrotron(SPS) で  $450\text{GeV}$  まで加速された後、LHC で  $6.8\text{TeV}$  まで加速され、衝突実験に用いられるビームとなる。

LHC ではビームが互いに逆方向に周回しており、測定時には  $40\text{MHz}$  の頻度でこれを衝突させている。衝突確率を上げるため、ビーム内で陽子はバンチと呼ばれるひとまとまりの構造をとっている。一般にバンチの衝突によって複数回の陽子衝突が発生するが、多くの場合最もエネルギーの高い衝突のみが解析対象となる。一度のビームの交差によって生じる陽子の平均衝突回数をパイルアップ (pileup) という。Run1 から Run3 の ATLAS 実験における pileup 分布を図 5 に示す。peak( $\mu$ ) は Run1 で 18、Run2 で 34、Run3 で 54 である。また、Run3 のおける各年の pileup 分布を図 6 に示す。peak( $\mu$ ) は 2022 年で 42、2023 年で 51、2024 年で 58 と Run3 期間内でも大きく変動があり、より厳しい環境でのデータ取得に挑戦している。

### 2.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は ATLAS 実験で使用されている大型汎用検出器である。ATLAS 検出器の概略図を図 7 に示す。大きく内部飛跡検出器、カロリメータ、ミュオン検出器という 3 種の検出器で構成されている。

本節では ATLAS 検出器を構成する要素検出器について概説する。

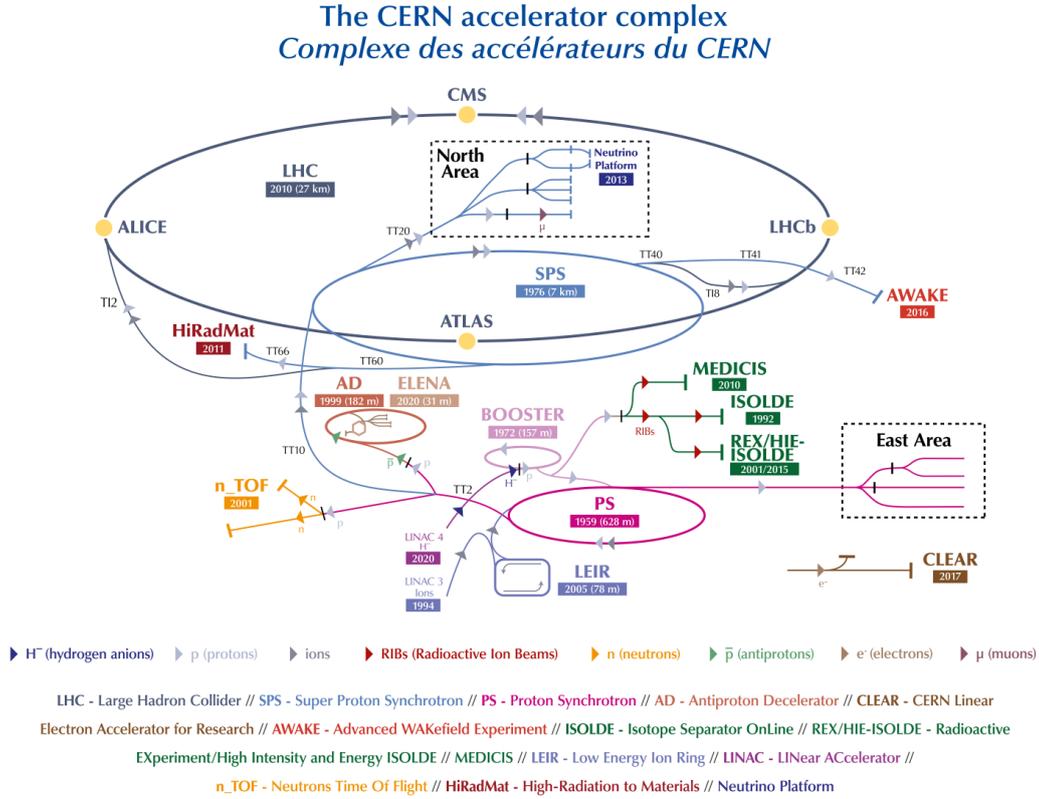


図 4: CERN の加速器構成 [1]. ブースター方式を採用しており、複数の加速器を経ながら順次粒子のエネルギーを上げていくことで最終的に 13.6TeV の重心系エネルギーを達成している。

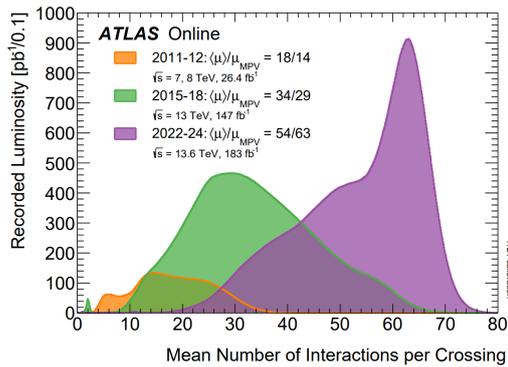


図 5: Run1-Run3 における pileup 分布 [3]

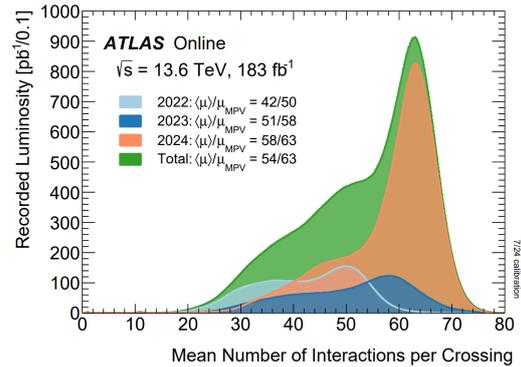


図 6: Run3(2022-2024) における pileup 分布 [3]

また、ATLAS 検出器には直交座標系と円柱座標系が設定されており、検出器内の位置を示す際にはいずれかの座標系を用いることが多い。直交座標系は、LHC の中心方向を x 軸、鉛直上方向を y 軸、ビーム軸方向を z 軸とした右手系である。なお、原点は衝突地点でもある検出器の中心に設定する。円柱座標系はこれらで定義される座標によって

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (2.1)$$

$$\theta = \arctan\left(\frac{r}{z}\right) \quad (2.2)$$

$$\phi = \arctan\left(\frac{y}{x}\right) \quad (2.3)$$

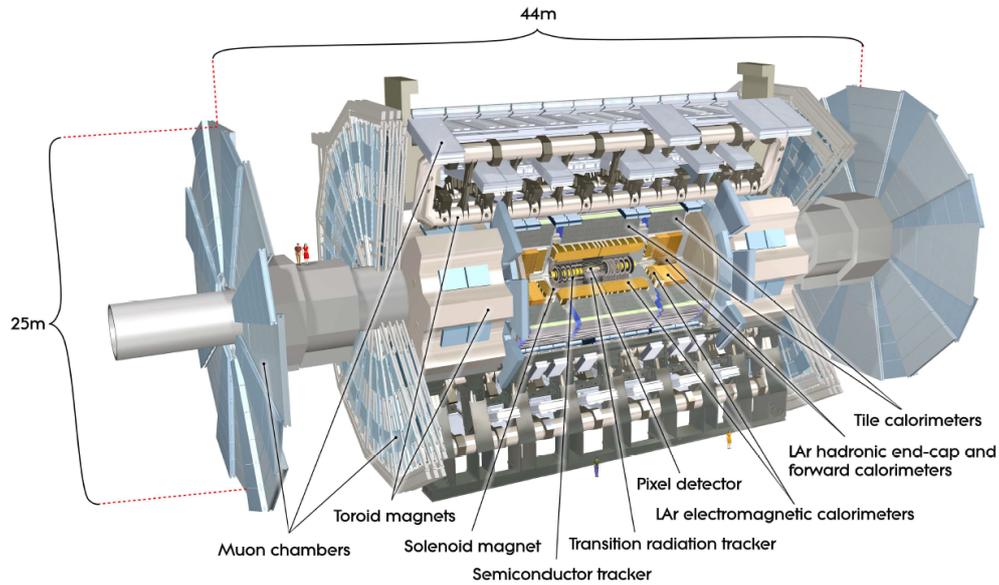


図 7: ATLAS 検出器 [12]

のように定義される。ただし、しばしば  $\theta$  の代わりに pseudo-rapidity  $\eta$  が利用される。 $\eta$  は次のように定義される。

$$\eta = -\ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.4)$$

### 2.2.1 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器は荷電粒子の飛跡の検出を目的とする検出器である。内部飛跡検出器はさらにピクセル検出器 (Pixel)、シリコンストリップ検出器 (SemiConductor Tracker, SCT)、遷移輻射型検出器 (Transition Radiation Tracker, TRT) で構成されている。

内部飛跡検出器にはその外側に位置するソレノイド磁石によって、2T の磁場が印加されている。これにより検出器中を荷電粒子が通過すると、ローレンツ力によってその飛跡が曲げられる。内部飛跡検出器では飛跡を再構成することによってその曲率を測定し、荷電粒子の横運動量の測定を行っている。

内部飛跡検出器の構成を図 8 と図 9 に、層構造を図 10 に示す。

#### Insertable B-Layer (IBL)

IBL は ATLAS 検出器最内層の  $r = 33\text{mm}$  に位置し、 $|\eta| < 3.0$  の領域に感度を持つシリコン検出器である。他の内部飛跡検出器の検出器と異なり、Run1 終了後の Long Shutdown1 期間中 (2014 年) に新しいビームパイプとともに導入された。後述するピクセル検出器と同様、シリコンセンサーを格子状に領域分割してそれぞれにチャンネルを宛がうことで 2 次元読み出しを実現している。IBL では  $n^+ - in - n$  プラナーセンサーと 3D センサーという 2 種類のセンサーを使用しており、後者は主に衝突点から離れた端部で採用されている。なお、使用されているモジュールは異なるが、同じくピクセル読み出しを採用していることからピクセル検出器の 1 つと位置付けられる。

#### ピクセル検出器 (Pixel)

ピクセル検出器は  $|\eta| < 2.5$  の領域に感度を持つシリコン検出器である。ビーム軸を中心軸とする円筒形状のバレル部と、バレル部前後にそれぞれ配置されている円盤形状のエンドキャップ部で構成されてい

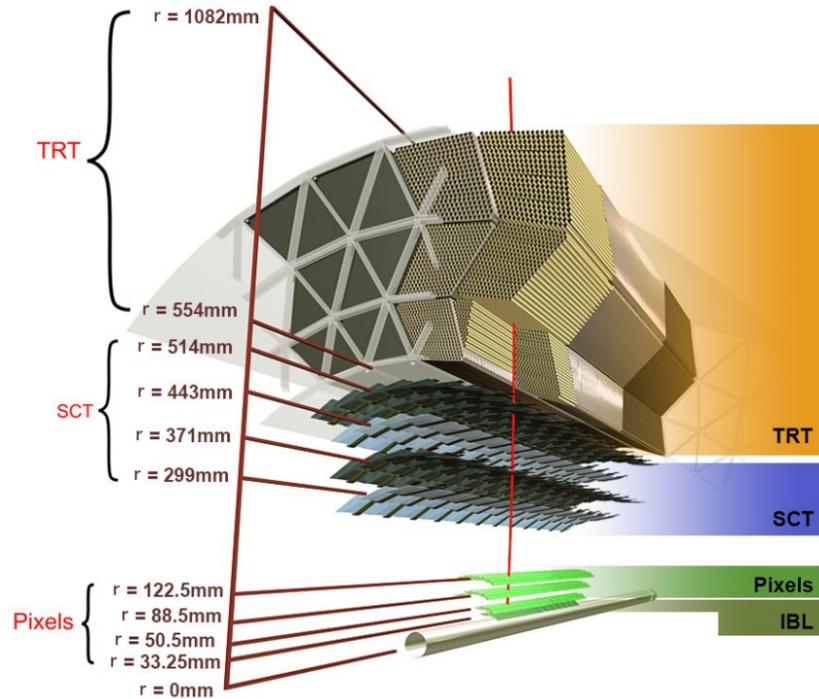


図 8: 内部飛跡検出器の断面図 (バレル部)[10]。ビーム軸側から Insertable B-layer (IBL)、ピクセル検出器、シリコンストリップ検出器 (SCT)、遷移輻射型検出器 (TRT) の順に配置されている。バレル部はいずれも中空の円筒形構造となっており、図中の  $r$  は各検出器層の位置する半径を示す。

る。それぞれバレル部は 3 層、エンドキャップ部は 3 層ずつで構成されている。3 層あるバレル部は内層から順に B-Layer (BLY,  $r = 50.5\text{mm}$ )、Layer1 (LY1,  $r = 88.5\text{mm}$ )、Layer2 (LY2,  $r = 122.5\text{mm}$ ) と命名されている。

ピクセル検出器は格子状にチャンネルを持つシリコンセンサーを用いることで単独で 2 次元の読み出しを可能としており、高精細な測定を実現している。

ピクセル検出器については、3 章にて詳細を述べる。

### シリコンストリップ検出器 (SCT)

シリコンストリップ検出器は  $|\eta| < 2.5$  の領域に感度を持つシリコン検出器である。円筒形状のバレル 4 層と円盤形状の前後エンドキャップ部 9 層ずつで構成されている。4 層あるバレル部は内層から順に Layer3 (LY3,  $r = 299\text{mm}$ )、Layer4 (LY4,  $r = 371\text{mm}$ )、Layer5 (LY5,  $r = 443\text{mm}$ )、Layer6 (LY6,  $r = 514\text{mm}$ ) と命名されている。

SCT では図 11 のように  $80\mu\text{m}$  ピッチのストリップセンサーモジュール 2 つを  $40\text{mrad}$  ずらして張り合わせたものを 1 単位として各層に導入することによって、2 次元の読み出しを実現している。

### 遷移輻射型検出器 (TRT)

遷移輻射型検出器は  $|\eta| < 2.0$  に感度を持つガス検出器である。円筒形状のバレル 73 層 ( $554\text{mm} \leq r \leq 1082\text{mm}$ )、円盤形状のエンドキャップ 160 層で構成されている。TRT は直径  $4\text{mm}$  のポリイミドチューブが基本単位となっており、それぞれの中心にある直径  $31\mu\text{m}$  のタングステンワイヤーがアノードとして機能することでガス検出器として機能する。TRT は感度領域である  $|\eta| < 2.0$  において遷移輻射による電子識別能力を有している。電子が入射した場合、遷移輻射によって閾値を超えた高いエネルギー

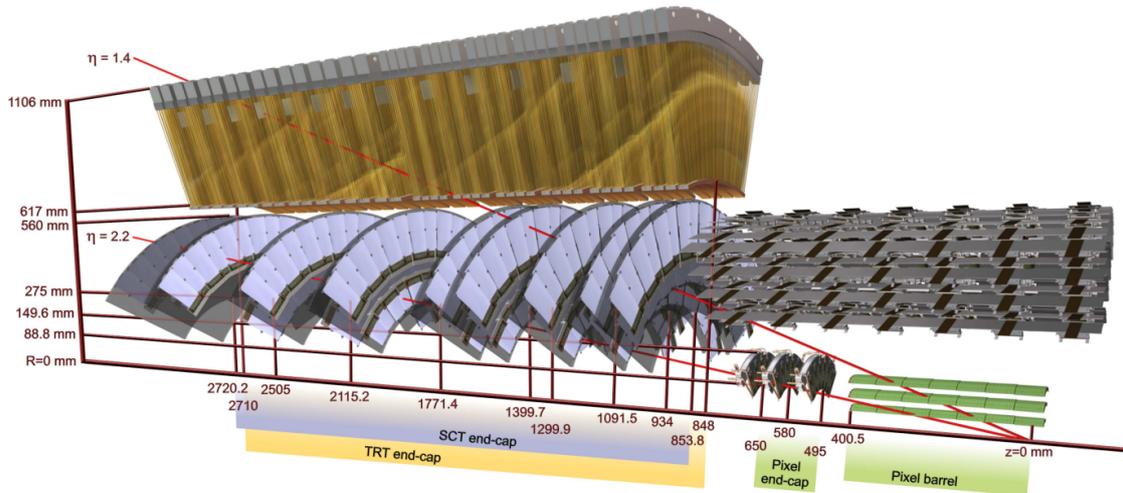


図 9: 内部飛跡検出器の俯瞰図 [12]. 図中の 2 本の赤線はそれぞれ、横運動量  $p_T = 10\text{GeV}$  で  $\eta = 1.4, 2.2$  の荷電粒子の飛跡の例を示したものである。なお、本図中では IBL は描画されていない。

ギーを落とす hit を平均 30hit 観測できる。

TRT では Run2 まで  $Xe:CO_2:O_2 = 70:27:3$  の比率で混合されたガスを  $5-10\text{mbar}$  の圧力で使用していた。しかし Run1, Run2 でガスのリークが増加したため Run3 からはコストの観点からバレル部と一部のエンドキャップ部でアルゴンをベースにしたガスを使用している。アルゴンのほうが遷移輻射によって発生する電子の吸収率が低いため、TRT による電子識別能力は低下するが、ピクセル検出器による電離損失 ( $dE/dx$ ) 測定の結果と合わせることで依然として特に低エネルギー ( $<10\text{GeV}$ ) における高い電子識別能力がある [17]。

### 2.2.2 カロリメータ

カロリメータは内部飛跡検出器の外側に位置する検出器であり、 $|\eta| < 4.9$  の範囲の粒子のエネルギーを測定する。カロリメータの断面図を図 12 に示す。大きく電磁カロリメータとその外側にあるハドロンカロリメータに分かれており、いずれもサンプリングカロリメータである。前者は電子と光子、後者はハドロンをターゲットとしている。

#### 電磁カロリメータ

電磁カロリメータは中央のバレル部 ( $|\eta| < 1.475$ , EMB) と前後エンドキャップ部 ( $1.375 < |\eta| < 3.2$ , EMC) に大別される。電磁カロリメータではアコーディオン形状を採用することで  $\phi$  方向に対して欠損なく対称となっており、これによって線形性と分解能において高い一様性を実現している。

電磁カロリメータでは吸収層として鉛を、検出層として液体アルゴンを採用しており、バレル部では放射長にして計  $22X_0$  以上、エンドキャップ部では計  $24X_0$  以上を有する。バレル部の電磁カロリメータは 3 層構造となっており、それぞれ粒度が異なる。特に第 1 層は  $\eta$  方向に稠密である。多くの場合発生した電磁シャワーは第 2 層でエネルギーのほとんどを落とし、第 3 層ではほとんどそのテールのみが観測される。

また、中央の  $|\eta| < 1.8$  の領域では、電磁カロリメータの前に presampler という液体アルゴン検出器が設置されている。これによって、電子または光子が電磁カロリメータに到達する前に落としたエネルギーを測定することが可能である。

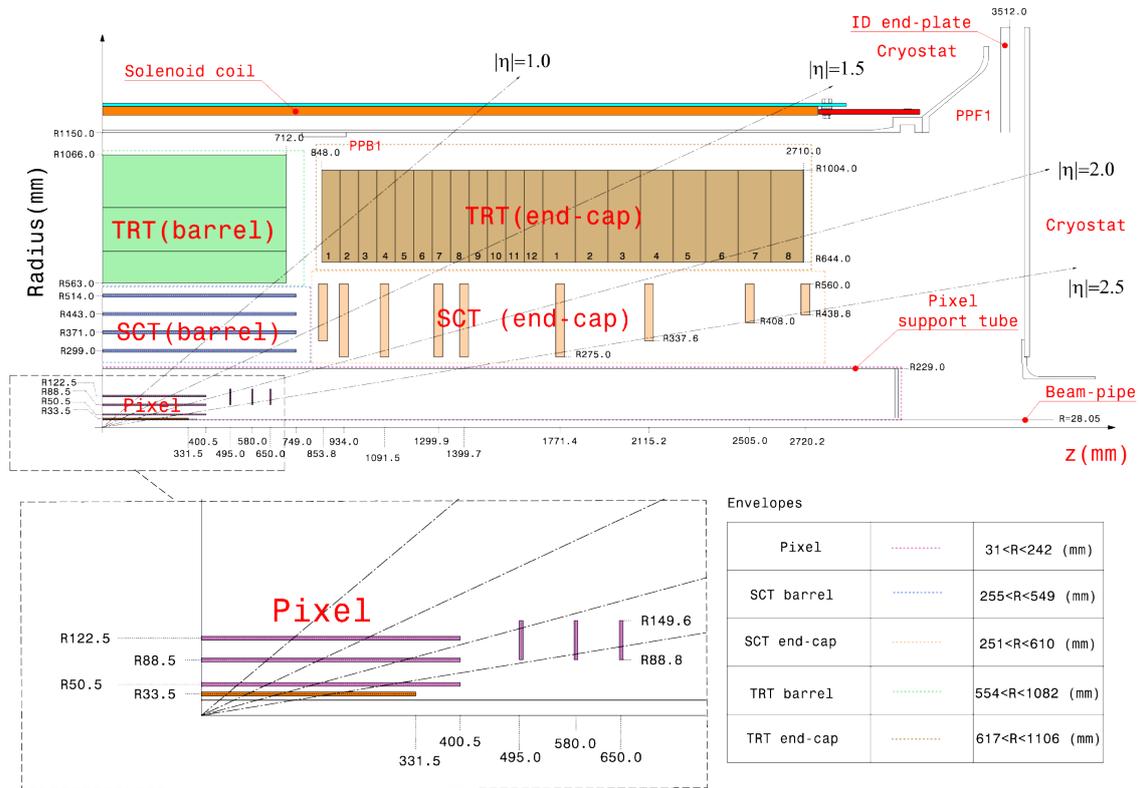


図 10: 内部飛跡検出器の層構造 [11]

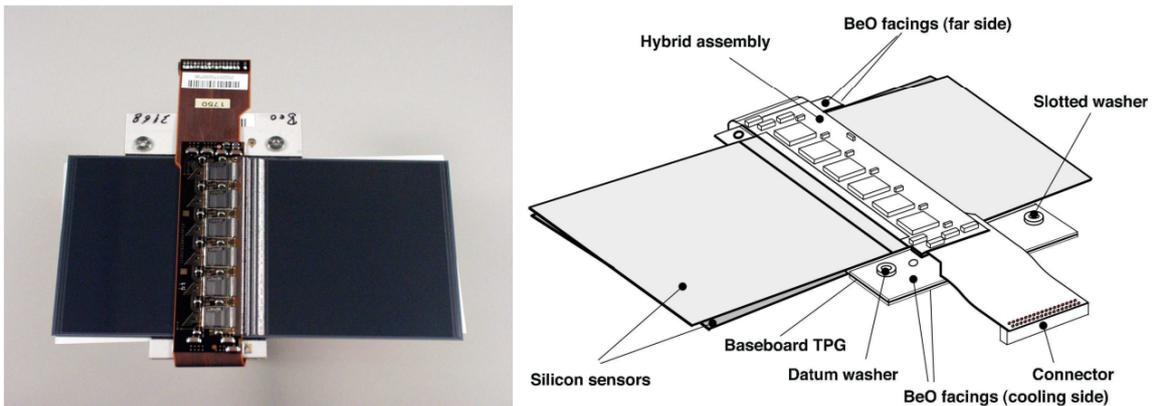


図 11: シリコンストリップモジュール [12]. 2 枚のシリコンストリップセンサーを  $40mrad$  の角度で張り合わせ、相互の検出位置を参照することで 2 次元読み出しを実現している。

### ハドロンカロリメータ

ハドロンカロリメータはバレル領域 ( $|\eta| < 1.0$  および  $0.8 < |\eta| < 1.7$ ) と前後エンドキャップ領域 ( $1.5 < |\eta| < 3.2$ , HEC)、および前後前方領域 ( $3.1 < |\eta| < 4.9$ , FCal) に大別される。ハドロンカロリメータはハドロンエネルギー測定のほか、後段のミュオンスペクトロメータのバックグラウンド削減という観点でも重要な役割を担っている。

バレル領域では鉄を吸収層とし、シンチレータを検出層とするタイルカロリメータが用いられている。

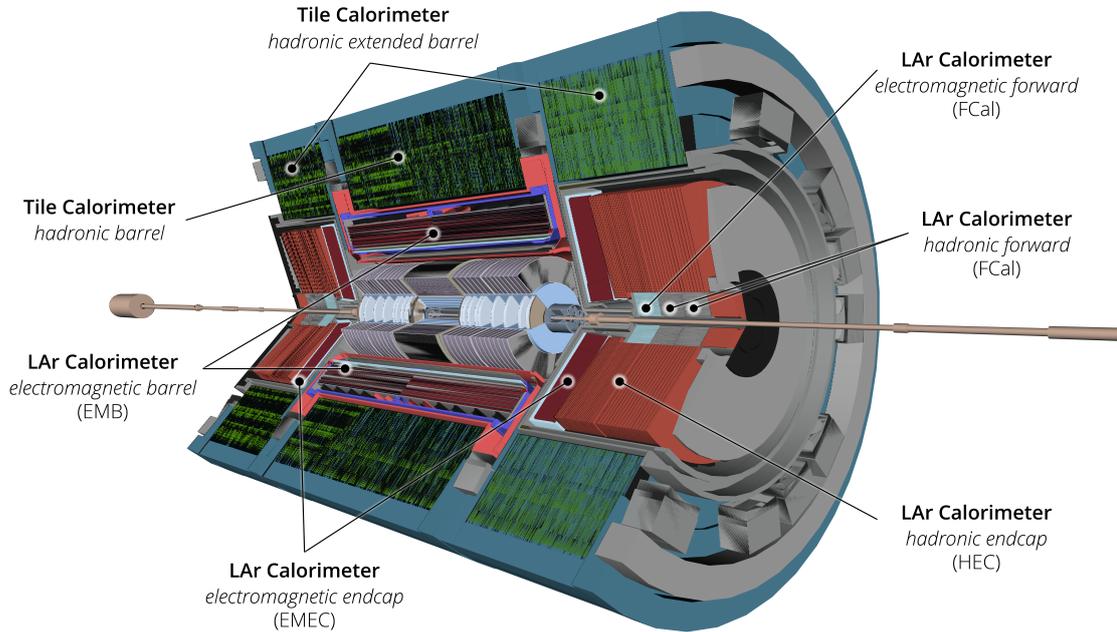


図 12: カロリメータの断面図 [39]. 電子・フォトンの測定を目的とする電磁カロリメータとハドロン測定を目的とするハドロンカロリメータで構成されている。

5.8m の中央領域と前後 2.6m ずつの延伸領域に区分されており、いずれも半径 2.28m から 4.25m に位置していて、相互作用長としては約  $7.4\lambda$  に相当する。

エンドキャップ領域では、銅を吸収層とし、液体アルゴンを検出層とする検出器 (Hadronic end-cap calorimeter, HEC) が用いられている。HEC はミュオンの識別および放射損失の計測において重要な役割を果たす。

前方領域はそれぞれ 3つのモジュールで構成されており、いずれも検出層には液体アルゴンが用いられている。初段のモジュールは吸収層に銅を用いており、電磁シャワーの検出に調整されている。残りの 2つは吸収層にタングステンが用いられており、ハドロンの反応検出に焦点が当てられている。前方領域は合わせて  $10\lambda$  程度相当の相互作用長を有する。

### 2.2.3 ミューオンスペクトロメータ

ミュオンスペクトロメータは ATLAS 検出器最外層に位置するガス検出器である。図 13 にミュオンスペクトロメータの断面図を、図 14 に rz 平面図を示す。Monitored Drift Tube(MDT)、New Small Wheel(NSW)、Resistive Plate Chambers(RPC)、Thin Gap Chambers(TGC) という 4 種の検出器で構成されている。このうち MDT と NSW は運動量測定を担っており、RPC と TGC がミュオンのトリガー発行を担っている。これらを合わせミュオン検出器として  $|\eta| < 2.7$  における荷電粒子の運動量測定および  $|\eta| < 2.4$  におけるトリガー発行を提供している。ミュオンスペクトロメータとカロリメータの間にはトロイド磁石が設置されており、これによって荷電粒子は  $\eta$  方向に曲げられる。このため、ミュオンスペクトロメータは  $z-r$  方向の分解能に長けている。

ミュオンスペクトロメータは  $|\eta| < 1.05$  のバレル部と  $1.05 < |\eta| < 2.7$  の前後エンドキャップ部で構成されている。図 14 が示すようにバレル部ではそれぞれ  $r \sim 5m, 7m, 9m$  の 3 層の MDT が設置されており、位置分解能は  $80\mu m$  である。また、バレル領域では RPC がミュオンのトリガー発行を担って

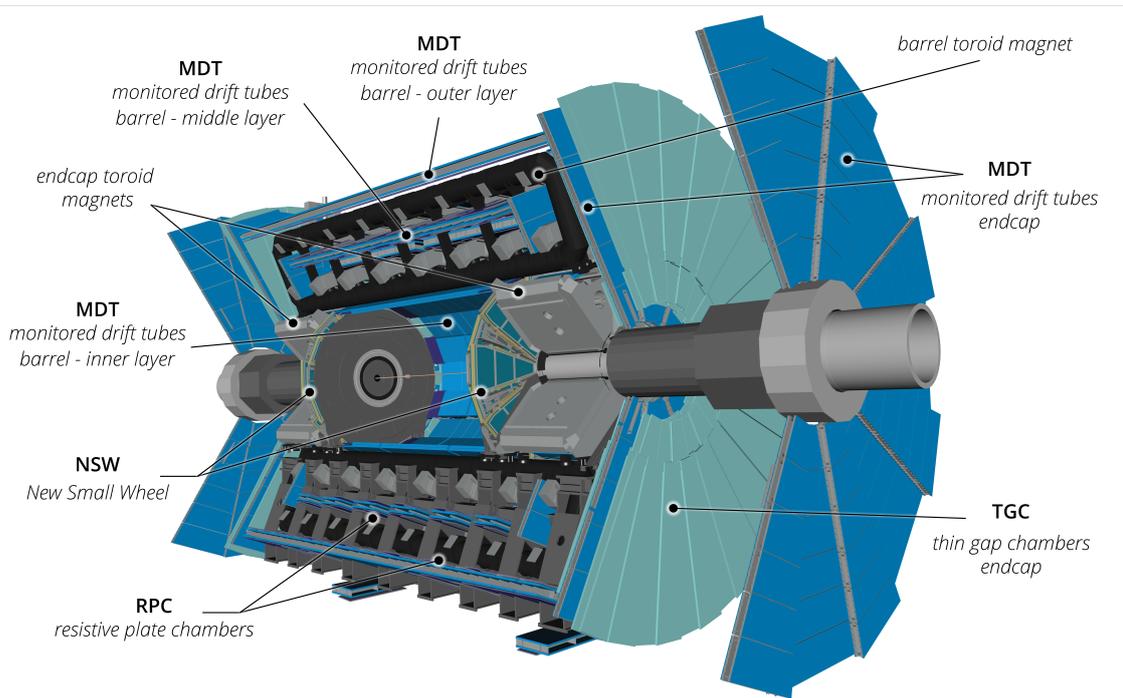


図 13: ミューオンスペクトロメータの断面図 [39]

いる。エンドキャップ部では MDT がビーム軸に垂直に配置されており、TGC がミュオントリガー発行を担っている。

NSW は Run2 終了後の LS2 期間中に既存の small wheel(SW) と交換する形で導入された。当時の SW には高い  $\eta$  領域の運動量測定を担う Cathode Strip Chamber(CSC) が導入されており、NSW はこの役割を引き継いでいる。NSW は small-strip Thin Gap Chambers(sTGC) と Micromegas(MM) という 2 つの検出器で構成されている。

## 2.3 トリガーシステム

ATLAS 実験では 25ns ごとに陽子ビームを衝突させてデータ取得を行っているが、そこで生じた膨大な衝突データをすべて記録することはできない。このため ATLAS 実験では予め 3 段階のトリガーシステムで事象選別を行い、物理的に興味のあるデータのみを選択的に記録している。初段の Level-1 Trigger はハードウェアトリガーである。後段の Level-2 Trigger と event filter はソフトウェアトリガーであり、合わせて High Level Trigger(HLT) とも呼称される。図 15 に Run3 実験における Trigger/DAQ システム (TDAQ) の概要図を示す。

### Level1 Trigger

最初に行われるのが Level-1 Trigger(L1 Trigger) である。40MHz で取得されるデータに対してトリガー処理を行い、25 $\mu$ s 以内に 100kHz までイベントを削減する。Level-1 Trigger は高速応答を実現するためにハードウェアで実装されている。

L1 Trigger 発行時にはまずカロリメータの情報を使用した L1Calo、ミュオン検出器の情報を使用した L1Muon、そしてそれら 2 つのトリガー発行時に再構成されたオブジェクトの動力学的な情報をもとにした L1Topo の 3 種が発行される。このとき、高速化のために各検出器の情報は限定的に用いられている。最終的に L1Calo、L1Muon、L1Topo の情報は Central Trigger Processor(CTP) に送られ、L1

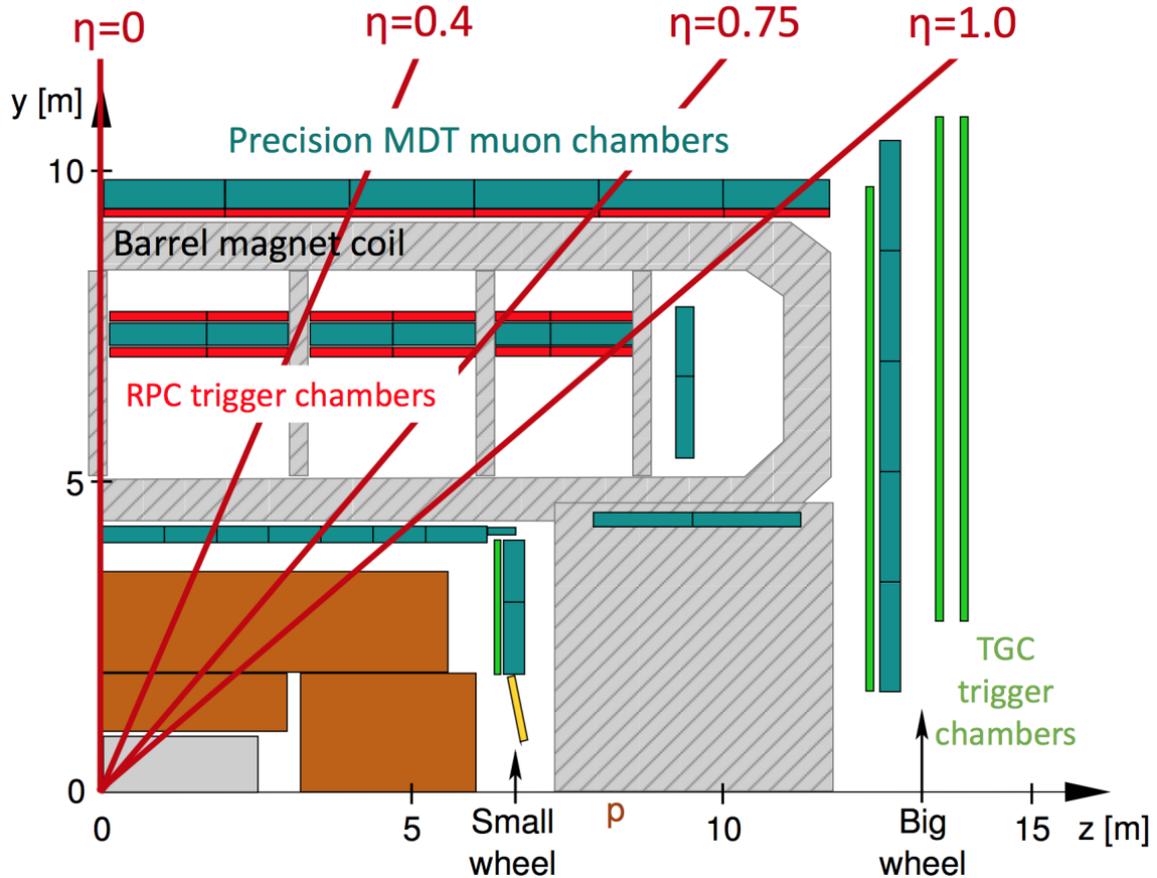


図 14: ミューオンスペクトロメータの配置図 (rz 平面)[41]

Trigger の承認が決定される。

L1 Trigger が承認されると、Level1(L1) Accepted 信号が各要素検出器に送られるとともに、L1 Trigger の再構成情報が後段の High Level Trigger(HLT) に送られ、プロセスが進む。各要素検出器では L1 Accepted が到来するまでの間、検出情報をそれぞれが備える一時バッファに記録しておき、L1 Accepted とともに対応するデータを保存バッファへと伝送する仕組みがとられている。その際、L1 Accepted されなかった情報については消去が行われる。また、L1 Trigger 発行時にはその Event Object に関連性の高い領域 (Region of Interest, ROI) の情報が作成され、HLT の処理に利用される。

### High Level Trigger(HLT)

High Level Trigger(HLT) は L1 Trigger が承認された後に行われるトリガー処理で、ソフトウェアで実装されている。HLT では L1 Trigger 発行時に解析された情報をもとに解析メニューが決定され、そのメニューごとに定められた ROI で解析が進められる。指定された ROI において HLT では L1 Trigger 発行時よりも多くの検出情報を用いて再構成が実施される。具体的には内部飛跡検出器で構成された飛跡 (ID track) の情報を利用したり、各要素検出器で構成されたオブジェクトを利用したりすることが可能であり、offline 解析に近いカットを実行することが可能である。最終的に HLT では最大 3kHz までレートが落とされ、承認された event はデータストレージへの記録へ進むことになる。

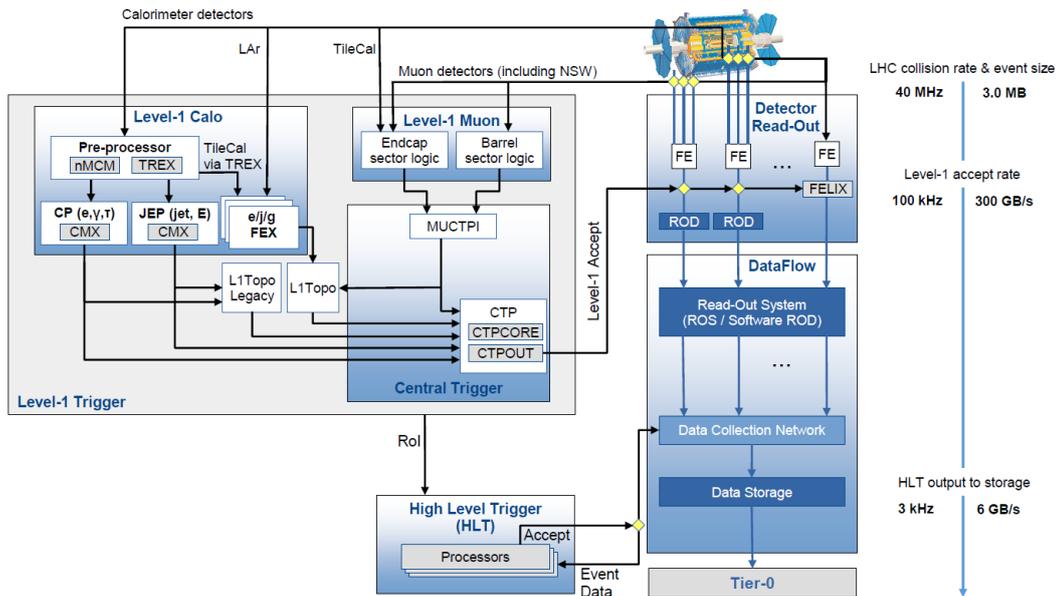


図 15: Run3 実験における Trigger/DAQ システム (TDAQ)[17]

## 2.4 飛跡再構成法

内部飛跡検出器では、荷電粒子が Pixel 検出器、SCT 検出器、TRT 検出器に残した hit 情報をもとに飛跡再構成を行い、運動量の測定や各種 impact parameter の測定が行われている。ほかにミュオンスペクトロメータによって、ミュオンの飛跡再構成が行われ、最終的に内部飛跡検出器で再構成された飛跡 (ID track)、ミュオンスペクトロメータで再構成された飛跡 (muon track) およびカロリメータ等の情報を加味した飛跡再構成が実行される。以下では内部飛跡検出器で実行される飛跡再構成の手法 (inside-out) について概説する。なお、ここで再構成される飛跡は  $p_T < 500\text{MeV}$ ,  $d_0 < 5\text{mm}$ ,  $Z_0 < 200\text{mm}$  となるものに限られる。

内部飛跡検出器の情報をを用いる inside-out 方式では、

- space point creation
- track seed finding
- track candidate creation
- ambiguous resolver
- TRT extension

の手順で ID track の再構成を実行する [18]。

### space point creation

space point は各層における荷電粒子の 3 次元推定通過位置である。ID track の再構成においては space point が基本単位となり、シリコン検出器である Pixel 検出器と SCT 検出器の hit 情報をもとに構成される。

Pixel 検出器では  $50\mu\text{m} \times 250\mu\text{m}$  (ピクセルモジュール) のサイズで格子状に配置されたピクセルごとに読み出しが可能であり、単体で 2 次元読み出しが可能な検出器である。この読み出し結果に検出器の

設置位置の情報を組み合わせることで3次元の位置情報を取得することが可能である。一般に荷電粒子が通過すると複数のピクセルが反応するが、その各ピクセルで収集された電荷およびその位置の情報をもとに space point の位置が決定される。SCT 検出器はストリップ検出器であり、1次元的な読み出しが可能な検出器を表裏で 40mrad の角度をつけて張り合わせてそれぞれの検出器の反応位置の情報を組み合わせることで2次元読み出しを実現している。SCT 検出器の場合でも Pixel 検出器の場合と同様に検出器位置の情報を加えることで3次元の space point を構成する。一般に陽子衝突によって膨大な数の荷電粒子が生成され、そのそれぞれが検出器に hit を残すため space point も膨大な数作成される。

### track seed finding

Pixel 検出器、SCT 検出器で構成された space point に対して、それら3つの組み合わせからなる track seed を構成する。一般にこの候補は膨大となるため、3点から計算された横運動量や impact parameter によってラフなカットをかけている。さらにカット後の track seed に対して、それに繋がる4点目の space point を要求することで fake track の削減が行われている。

### track candidate creation

3点の space point を接続した track seed に対して、その前後の層にある space point を接続して飛跡を延伸していく。延伸する際には track seed の方向に存在する検出器モジュール上の hit を確認し、存在する場合は kalman filter による fit を行う。このとき  $\chi > 9$  となるような hit は outlier hit として飛跡再構成には利用しない。

### ambiguous resolver

ここまでの手順で構成された飛跡候補の中には依然として多くの fake track が含まれている。これを取り除くため、飛跡候補に対して改めてカットを行った後、評価値の算出を行う。最終的に評価値が高い順に再構成飛跡として採用する。

### TRT extention

これまでに Pixel 検出器、SCT 検出器の情報を用いて構成された飛跡に対して TRT の hit を加える。ただし、あくまでこの処理は精度の向上が目的であり、TRT の hit 追加後の飛跡の評価値が追加前を下回る場合にはこの処理を行わない。

## 2.5 飛跡のパラメータ

飛跡を再構成することにより、解析において重要となる飛跡のパラメータを取得することができる。図 17 に impact parameter と呼ばれる  $d_0, z_0$  の概念を示した。 $d_0$  とは再構成された飛跡とビーム軸である  $z$  軸との符号付き最短距離のことである。 $z_0$  とはこの  $z$  軸との最短距離となる点における  $z$  座標値のことをいう。

また、(track)  $\phi$ 、(track)  $\theta$ 、(track)  $\eta$ 、 $q/p$ 、 $p_T$  なども重要な飛跡のパラメータである。(track)  $\phi$ 、(track)  $\theta$  はそれぞれ再構成された飛跡が進行している方位角  $\phi$  方向、天頂角  $\theta$  方向を示す。(track)  $\eta$  は (track)  $\theta$  を用いて、式 (2.4) によって計算される値である。本章で概説したように ATLAS 検出器は円筒形状をしており、 $\eta$  によって通過する検出器やその数が変わる。検出器によって分解能や検出手法が異なるため、解析においてもしばしば (track)  $\eta$  範囲に基づく飛跡選別がなされている。(track)  $\phi$  は飛跡の方位角方向を示すものであり、物理事象の識別に欠かせないパラメータである。さらに多くの検出器が  $\phi$  方向に一様であるように設計されていることから、その一様性の検証という観点でも重要である。

$q/p$  は符号付電荷量を運動量で割った値である。 $p_T$  はビーム軸に垂直な平面 ( $xy$  平面) における運動量である。

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (2.5)$$

陽子ビームはビーム軸である  $z$  方向の運動量成分しかもっていないため、1 度の衝突で生じた  $x$  方向・ $y$  方向の運動量成分は運動量保存則により保存する。これを利用することによって事象識別を行い、また消失エネルギー量の推定からニュートリノなどの観測できない粒子の推定を可能にしている。ATLAS 検出器では内部飛跡検出器・ミューオン検出器に磁場を印加して荷電粒子の飛跡をローレンツ力によって曲げ、その曲率から運動量の測定を行っている。印加磁場を  $B[\text{T}]$ 、曲率半径を  $R[\text{m}]$  とすると横運動量  $p_T[\text{GeV}]$  は以下の式で計算できる。

$$p_T = 0.3BR \quad (2.6)$$

なお、内部飛跡検出器ではソレノイドコイルによって 2T の一様磁場が印加されている。また、ミューオンスペクトロメータでは 0.5T から 1T の磁場を印加する 8 極のトロイド磁石が設置されており、これによって  $\eta$  方向に曲げることによって運動量の測定精度を高めている。

## 2.6 高輝度 LHC 実験 (HL-LHC)

2025 年現在実施されている Run3 実験は 2026 年 7 月で終了することが予定されており、その後 Long Shutdown3 (LS3) を挟んで 2030 年から Run4 実験が開始される。図 18 に現在の実験スケジュールを示す。この LS3 では LHC、ATLAS 検出器の双方にアップグレードが行われる。LHC はアップグレードによって高輝度化され、瞬間ルミノシティは現在の  $2 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  から  $5 - 7.5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  に到達する。また、重心系エネルギーは現在の 13.6TeV から 14TeV となり、 $\text{Peak}(\mu) = 150 - 200$  となる。

LHC のアップグレードに対応する形で ATLAS 検出器側でも各種アップグレードが行われるが、特に内部飛跡検出器については Inner Tracker (ITk) と呼ばれる新しい検出器に交換される。現行の内部飛跡検出器がバレル領域でシリコン検出器であるピクセル検出器 4 層、シリコンストリップ検出器 4 層、そしてガス検出器である TRT という構成であるのに対し、ITk では ITk Pixel 検出器 5 層、ITk Strip 検出器 4 層の構成となる。

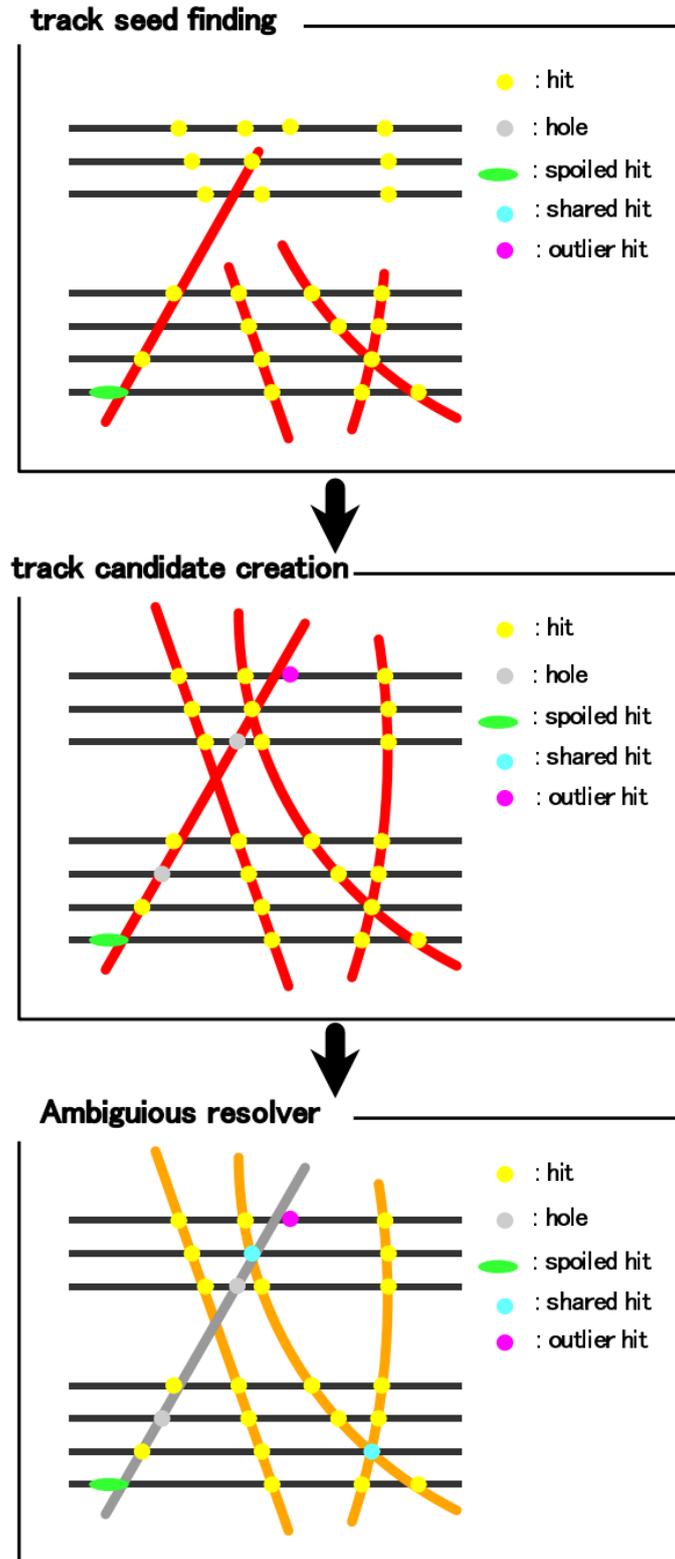


図 16: 内部飛跡検出器における飛跡再構成のフロー (inside-out 方式)[18]

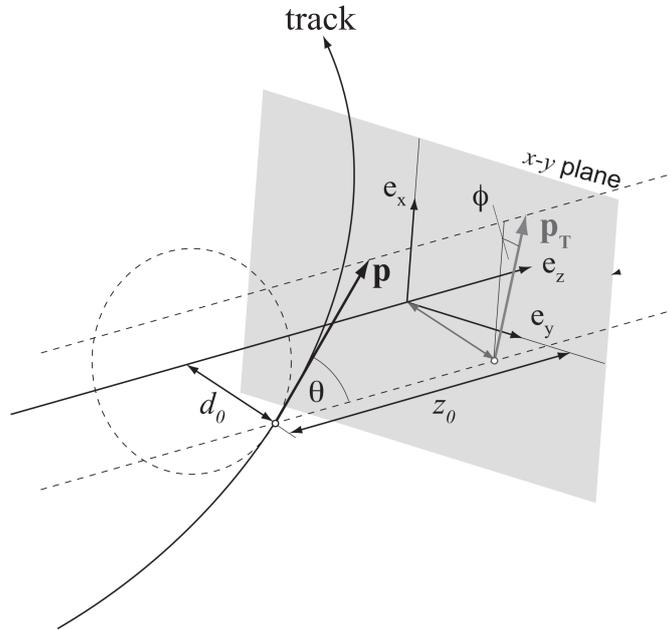


図 17: Track parameter[36]



図 18: LHC/HL-LHC Plan[13]

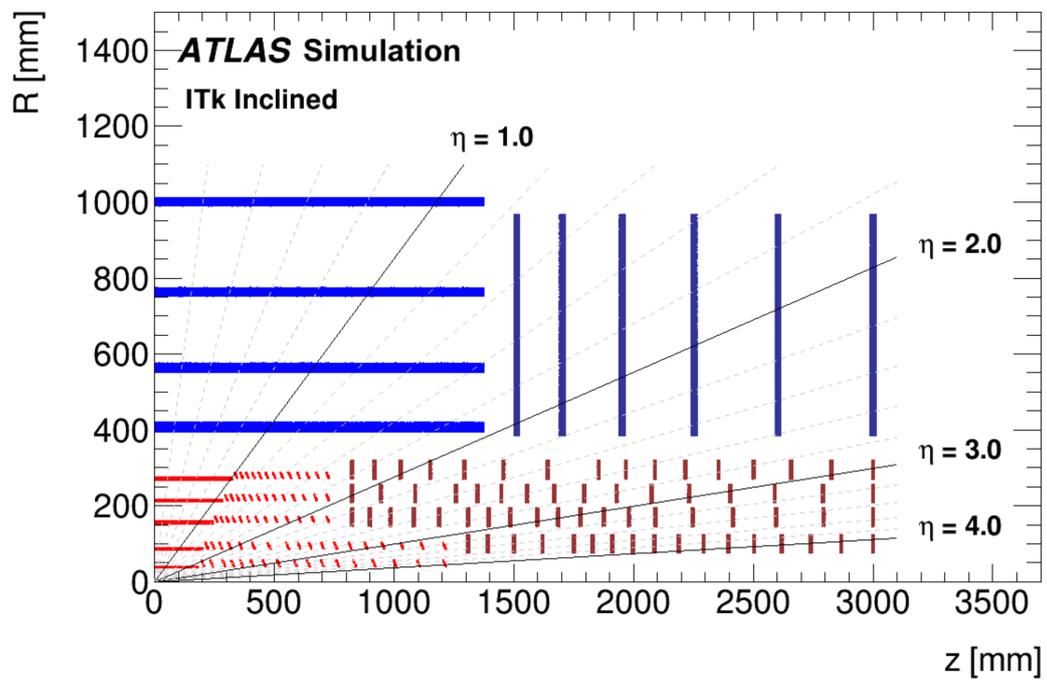


図 19: Inner Tracker(ITk) の層構造 [7]

### 3 ピクセル検出器

ピクセル検出器は内部秘跡検出器の最内層に位置するシリコン検出器である。バレル部において4層の検出層があり、それぞれ半径  $33\text{mm}$ (IBL),  $50.5\text{mm}$ (B-Layer),  $88.5\text{mm}$ (Layer1),  $122.5\text{mm}$ (Layer2) を中心に位置している。

#### 3.1 ピクセルモジュール

IBL を除く3層のバレルおよびエンドキャップで使用されているピクセルモジュールの構成を図20に示す。ピクセルモジュールは大きくフレキシブル基板、シリコンセンサー、16枚のフロントエンドチップで構成されている。フレキシブル基板とフロントエンドチップはワイヤーにより接続されている。フロントエンドチップにはシリコンセンサーの区画(ピクセル)ごとに電極が用意されており、これらが Bump と呼ばれる金属球を介して接続されることで高精細なピクセル読み出しが実現されている。

また、ピクセルモジュールの動作概念図を図21に示す。ピクセルモジュールは  $n^+ - in - n$  シリコンセンサーを用いており、下部に設置された  $p^+$  電極に High Voltage を印加して  $n$  bulk を空乏化させる。1.2節で述べたように、荷電粒子がこの空乏化した  $n$  bulk 内を通過すると電子正孔対が形成され、電場によってその電子を  $n^+$  電極で収集することで粒子の通過位置測定とエネルギー損失量測定を行う。なお、この電子正孔対は荷電粒子の飛跡に沿って形成されるが、粒子の入射角度などによっては複数の  $n^+$  電極に電荷が収集され得る。こうした場合には個別のピクセルの情報を記録しつつ、後に同種粒子由来の信号を識別してクラスターという1つのオブジェクトを構成する。飛跡再構成などの解析においては基本的にクラスターとしての情報が利用される。

フロントエンドチップの概略図を図22に示す。フロントエンドチップのサイズは  $7.2\text{mm} \times 10.8\text{mm}$  であり、計2880ピクセルを備える。フロントエンドチップは大きくセンサー読み出しブロック、hit buffer、シリアル通信ブロックの3つで構成されている。

センサー読み出しブロックはシリコンセンサーで検出された hit 情報を読み出すブロックで、チップ当たり  $16.4 \times 60.8\text{mm}^2$  の面積での検出を実現している。各ピクセルの情報を処理するセルが  $18 \times 160$  で設置されており、それぞれのセルで bump を介してセンサーのアナログ情報を読み出す。ピクセル検出器では、センサーの情報を読み出す際に Time over Threshold(ToT) という手法が用いられている。ToT の概念図を図23に示す。各セルではまずセンサーのアナログ信号をアンプで増幅し、収集電荷量に比例する三角波を出力する。その後その三角波は discriminator に送られ、25ns ごとに設定した閾値を超えているかどうかを判定、その閾値を超えていた時間を ToT という値として記録する。Run2 および Run3 における各年の検出閾値を表4に示す。

最終的に hit のあったピクセルの行列位置、hit 検出時の time stamp、ToT の値が各列ごとに設置されている hit buffer に送られる。

hit buffer では、各列のセルから送られてくる検出情報(ピクセルの行列位置、timestamp、ToT)を格納し、Level-1 Accepted 信号が来るまで保持する。Level-1 Accepted の判定は  $2.5\mu\text{s}$  以内に実行されるが、これが到来するとそれに対応する検出情報をシリアル通信ブロックを介して基板上に伝送する。

#### 3.2 データ処理のフロー

シリコンセンサーで収集された荷電粒子の hit 情報はフロントエンドチップを介してフレキシブル基板上に伝送され、基板上のモジュールコントローラーチップ(MCC)でデータ整形された後に外部に伝送され

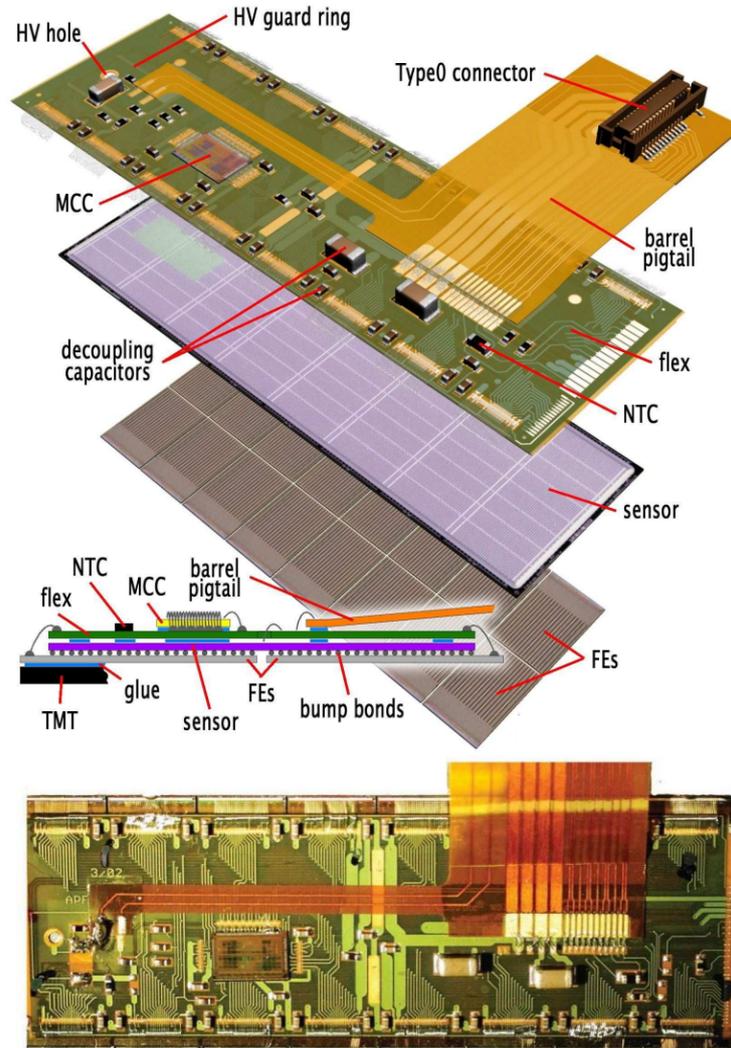


図 20: ピクセルモジュール [12]

る。本節では、ピクセルモジュールにおけるデータ処理のフローについて述べる。

図 24 にピクセル検出器の測定データに関するフローを示した。ピクセル検出器では、シリコンセンサーで検出された hit 情報が対応するフロントエンドチップで読み出されたのち、Level-1 Accepted 信号に対応する hit 情報が選定されてフレキシブル基板に伝送される。その後、Module Controller Chip(MCC) によって収集されたデータが整形され、読み出し機器である Read Out Driver(ROD) に向けてデータが送信される。この伝送は光ファイバーケーブルが仲介している。

### 3.2.1 フロントエンドチップから基板への伝送

L1 Accepted 信号 (L1A) が Central Trigger Processor からフロントエンドチップに送られると、それに対応する hit データがフロントエンドチップ内の buffer から選択され、フレキシブル基板上のバッファへ伝送される。具体的には各 hit の検出されたピクセルの行・列情報、測定された ToT の値、BCID(Bunch Crossing ID)、Level-1 ID および測定時のフロントエンドチップのエラーの情報が伝送される。

フロントエンドチップから基板に伝送される際、規定された bit 列のフォーマットがとられる。この

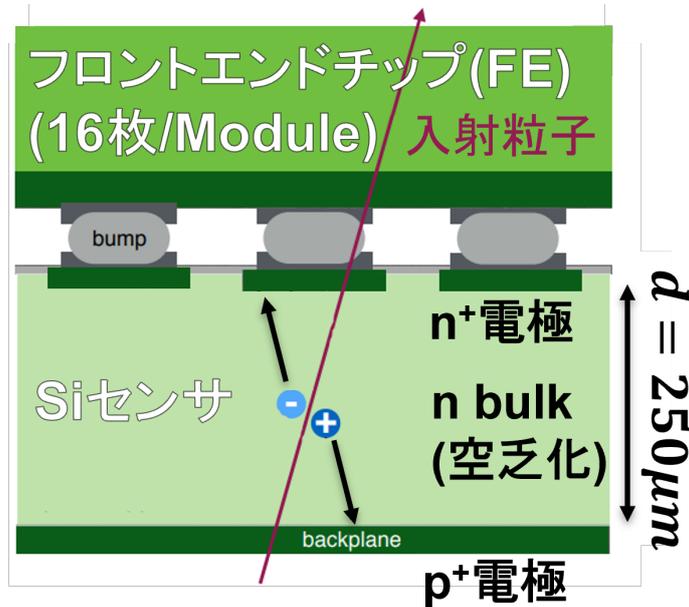


図 21: ピクセルモジュールの動作概念図 ([46] より一部改変)

バレル部	半径 (公称値)	stave 数	モジュール数	ピクセル総数
B-Layer	50.5mm	22	286	$13.2 \times 10^6$
Layer1	88.5mm	38	494	$22.8 \times 10^6$
Layer2	122.5mm	52	676	$31.2 \times 10^6$
エンドキャップ部 (片側)	Z 座標値 (公称値)	sector 数	モジュール数	ピクセル総数
Disk1	495mm	8	48	$2.2 \times 10^6$
Disk2	580mm	8	48	$2.2 \times 10^6$
Disk3	650mm	8	48	$2.2 \times 10^6$
<b>総計</b>			1744	$80.4 \times 10^6$

表 3: ピクセル検出器各層のモジュール数 [12]

Layer	2015	2016	2017	2018	2022	2023	2024
B-Layer	3500e	3500e/5000e	5000e	5000e/4300e	4300e/3500e	4700e	4700e
Layer1	3500e	3500e	3500e	3500e	3500e	4300e	4300e
Layer2	3500e	3500e	3500e	3500e	3500e	4300e	4300e

表 4: Run2–Run3 におけるピクセル検出器の検出閾値

bit 列の構成要素を表 6 に示す。表 6 に示すようにデータフォーマット要素は 3 種あり、実際には検出情報に応じてこれらが組み合わされて伝送される。具体的には hit 数の数だけ [hit data] が繰り返され、最後にフロントエンドチップのエラーが検出された場合は [EoE/Warning] 形式の bit 列が、エラーが検出されなかった場合は [EoE] 形式の bit 列が末尾に付加される。すなわち、

$$[\text{hit data}] \times n_{\text{hit}} + ([\text{EoE}] \text{ or } [\text{EoE/Warning}])$$

という形式である。

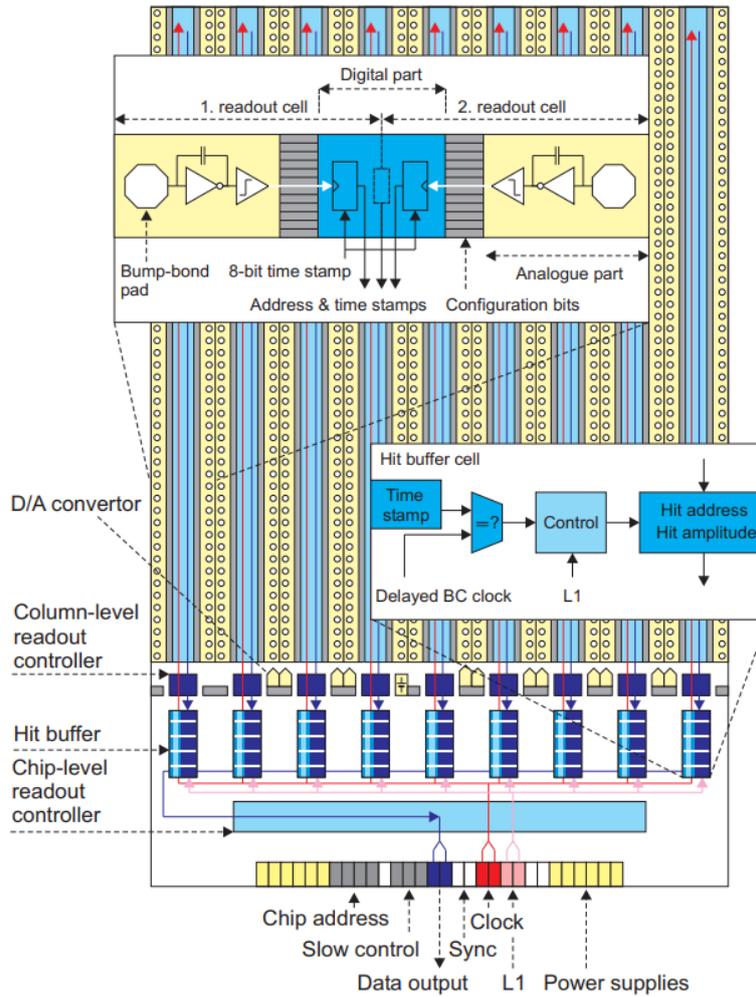


図 22: フロントエンドチップの概略図 [12].

Layer	2015	2016	2017	2018	2022	2023	2024
B-Layer	250V	350V	350V	400V	450V	450V	500V
Layer1	150V	200V	200V	250V	300V	350V	350V
Layer2	150V	150V	150V	250V	300V	350V	350V

表 5: Run2-Run3 におけるピクセル検出器の HV

また、表 6 中のフロントエンドチップレベルのエラー (FE-Flag) の一覧を表 7 に示した。後述するようにこれらのエラーについても検出情報とともに外部の読み出し装置に向けて伝送される。

### 3.2.2 モジュールから ROD への伝送

各フロントエンドチップから伝送された hit 情報は基板上に存在する Module Controller Chip(MCC) によってイベントとして整理され、Readout Driver(ROD) に向けて伝送される。具体的に MCC ではまず次のようなデータ処理が行われる。

#### 1. Level-1 ID の到着時間によるイベント区分

Level-1 ID の到着時間ごとにピクセルへの hit 情報がソートされ、同じ ID のものを同一イベントと

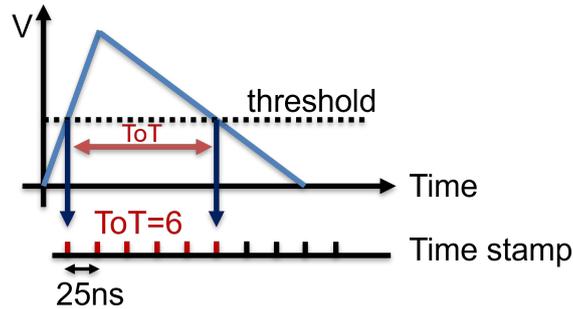


図 23: Time over Threshold(ToT). 図中に青線で示されているのが検出された電荷量に応じて形成される三角波であり、これが設定される閾値を超えているかどうかを 25ns ごとに判定、その数を ToT として記録する。図は ToT=6 であった場合の例。

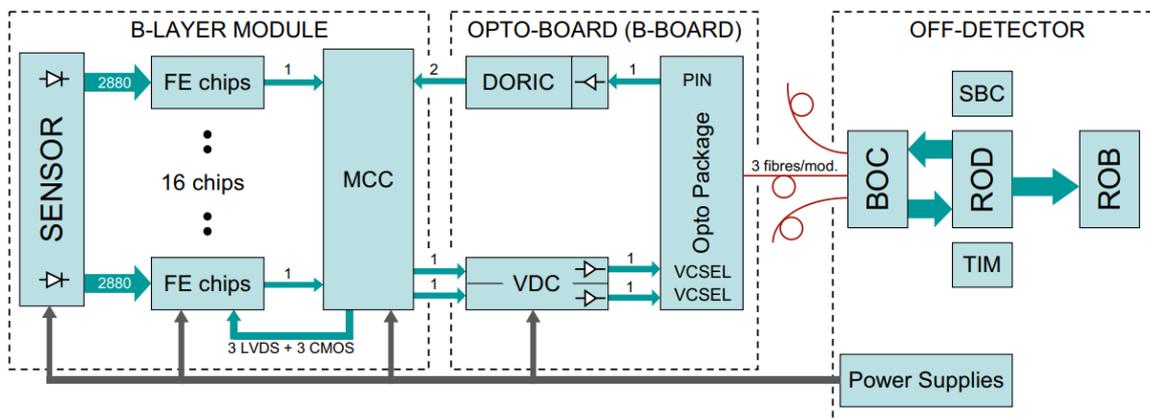


図 24: ピクセル検出器の測定データのフロー [21]

してまとめて処理する。

## 2. フロントエンドチップによるソート

同じイベントとして分類された hit 情報について、さらにフロントエンドチップごとにソートする。また、この際ヒット分布が不均一な場合 (主に jet) やピクセル占有率が高い場合 (主に B-Layer) はそれらをクラスターとして扱い、個々の細かな検出位置を省くことでデータを圧縮する。

このようなデータ処理を行ったのち、表 8 に示すフォーマット群を構成要素として各 event ごとの検出情報を送信する。このデータ形式について、基本的な構造は次の通りである。

### (a) FE-FLAG が存在しない場合

[Header] + [L1ID] | [BCID] + ( | [FE#] | [pixRow] + [pixColmun] + [ToT] ) × nHit | [Trailer]

### (b) FE-FLAG が存在する場合

[Header] + [L1ID] | [BCID] + ( | [FE#] | [pixRow] + [pixColmun] + [ToT] | 11111 + [FE-FLAG] ) × nHit | [Trailer]

なお、[Sync] は | で記載している。ただし、加えて以下のルールが適用される。

- 同じ FE の hit が複数存在する場合、2 つ目以降の同じ FE の hit を記述する際には [FE#] を省略する

	Header	BCID(4bit)	pixRow(8bit)	pixColumn(5bit)	ToT(8bit)
hit data	1	0000:BBBB	0000 0000: 1111 1111	0 0000:1 0111	0000 0000:1111 1111
EoE/Warning	1	bbbb	1110 ffff	P LLLL	BBBB FFFF
EoE	1	bbbb	1111 ffff	x xxxx	xxxx xxxx

[凡例]

B: BCID(Bunch Cross ID) の上位 4bit[4:7]

b: BCID(Bunch Cross ID) の下位 4bit[0:3]

F: FE-Flag(フロントエンドチップ単位のエラー) の上位 4bit 部 [4:7]

f: FE-Flag(フロントエンドチップ単位のエラー) の下位 4bit 部 [0:3]

L: (Accepted) Level-1 ID

P: Parity Error

x: 非参照

表 6: フロントエンドチップから基板へ伝送時のデータフォーマット [22].

Bit 位置	名称	説明
f[0](FE-FLAG[0])	EOC Buffer Overflow	EoC バッファでオーバーフローを検知
f[1](FE-FLAG[1])	Hamming Code	トリガー情報書き込み時と読み込み時で不一致検出
f[2](FE-FLAG[2])	Register Parity Error	レジスタに関するパリティの不一致を検知
f[3](FE-FLAG[3])	HitParity	イベントデータの送信時にパリティの不一致を検知
F[0](FE-FLAG[4])	BitFlipError	データのシリアル化の際に bit 反転を検知

表 7: フロントエンドチップレベルのエラー [23]. フロントエンドチップレベルのエラーも測定情報とともに外部に向けて送信され、記録される。そのため、モジュールから ROD へ送信する際のデータフォーマット要素の一つ [FE-FLAG] における対応位置も併記している。なお、表 6 中の FE-Flag と表 8 中の [FE-FLAG] は異なるものを指していることに注意されたい。

- 1つの FE につき、1度のみ FE-FLAG の情報が記載される

すなわち、例えば同じ FE から 2つの hit が出現し、FE-FLAG が存在する場合は、

#### (c) 同じ FE の hit が 2つあり、FE-FLAG が存在する場合

[Header] + [L1ID] | [BCID] | [FE#] + ( | [pixRow] + [pixColumn] + [ToT] ) × 2 | 11111 + [FE-FLAG] [Trailer]

となる。

25ns ごとに行われるバンチ衝突で次々と測定データを収集・送信するため、データ送信スキームの健全性の確保は重要な事案である。この確認のため、各データブロック間に [Sync] bit(1) を設定し、22bit の [Trailer](すべて 0) を末尾に配置している。

また、[FE-FLAG] のうち、モジュールレベルのエラー (M) を表 9 に示した。フロントエンドチップレベルのエラー (F) については、表 7 に記載している。

### 3.3 Byte Stream Error

3.2 節でピクセル検出器の測定データが Readout Driver(ROD) に送信される流れについて述べた。送信されたデータは図 24 のようにいくつかのユニットを経由するが、ROD では受信したデータのデコード時にそのデータの健全性、各ユニット経由時点の健全性および測定時エラー [FE-FLAG] の確認を行う。最終的にその結果として発行されるのが Byte Stream Error である。27 種類のエラーによって構成

名称	bit 数	値 (値域)
Header	(5bit)	1 1101
Sync()	(1bit)	1
BCID	(8bit)	0000 0000:1111 1111
Level-1 ID(L1ID)	(8bit)	0000 0000:1111 1111
FE#	(8bit)	1110 0000:1110 1111
pixColumn	(5bit)	0 0000:1 0111
pixRow	(8bit)	0000 0000: 1111 1111
FE-FLAG	(21bit)	1 1111 MMMM MMMM FFFF FFFF
ToT	(8bit)	0000 0000:1111 1111
Trailer	(22bit)	00 0000 0000 0000 0000 0000

[凡例]

M: MCC のエラー/Warning

F: フロントエンドチップ (FE) のエラー/Warning

表 8: モジュールから ROD へ伝送時のデータフォーマット要素 [22].

Bit 位置	名称	説明
FE-FLAG[8]	HitOverflow	対応する Receiver ブロックにおいて、Hit のオーバーフローを検知
FE-FLAG[9]	EoEOverflow	対応する Receiver ブロックにおいて、EoE のオーバーフローを検知
FE-FLAG[10]	Lv1ChkFail	対応する Receiver で、Level-1 ID のチェックに失敗
FE-FLAG[11]	BCIdChkFail	異なる FE のデータの EoE 内に記載された BCID が不一致
FE-FLAG[12]	HitOverflow	異なる FE のデータの EoE 内に記載された Level-1 ID が不一致
FE-FLAG[13:15]	(Empty)	(常に 0 0 0 が設定)

表 9: モジュールレベルのエラー [22].

されており、図 25 に Byte Stream Error の一覧を示す。Byte Stream Error は各イベントごとにフロントエンドチップ単位で発行される。なお、個々のエラーを指す際には Byte Stream Error Word と呼称する。図 25 で橙で示している#14、#15 は Readout Buffer(ROB) に関するエラー、緑で示している#13 - #18 は測定時のモジュールに関するエラー、青で示している#19 - #23 は測定時のフロントエンドチップに関するエラー、桃色で示している#24 - #26 は Readout Driver(ROD) に関するエラーであり、その他水色で示している#0 - #10 は主にデータ状態に関するエラーである。モジュールおよびフロントエンドチップに関する測定時のエラーはまさにモジュールから ROD に送られる際の [FE-FLAG](表 8 参照) である。

1.3 節で述べたように Run3 では設計段階の想定よりも高い pileup 環境で実験が行われているために DAQ システムの非同期が頻発し、データの損失が顕著に見られるようになった。この問題についてはファームウェアの更新によって改善が見られているが、このような DAQ システムによるデータ損失、データ品質低下を防ぐため、状況をモニターするとともに影響を評価する必要がある。

Run3 ではデータ品質の向上を目的として Byte Stream Error の飛跡再構成への活用が開始された。具体的には図 25 で赤枠で囲った 10 種の致命的なエラーが発生した際には、それらが出現したモジュールのフロントエンドチップの情報をそのイベントの間飛跡再構成に使用していない。

本研究では、Run3 から本格的に活用が開始された Byte Stream Error の特性について分析すると

もに、飛跡再構成に対してどの程度の影響を与えうるかを解析する。

#	BSErrWord	#	BSErrWord
0	Timeout	14	MCCLVL1IDEoECheck
1	BCID	15	MCCBCIDEoECheck
2	LVL1ID	16	MCCLVL1IDCheck
3	Preamble	17	MCCEoEOverflow
4	Trailer	18	MCCHitOverflow
5	Flagged	19	FEWarning
6	BadFE	20	FEHitParity
7	Decoding	21	FERegisterParity
8	Invalid	22	FEHammingCode
9	LinkMaskedByPPC	23	FEeCOOverflow
10	Limit	24	RODTrailerBitError
11	TruncatedROB	25	RODHeaderLimit
12	MaskedROB	26	RODDataOverflow
13	MCCUndefined		

図 25: Byte Stream Error

## 4 物質と荷電粒子の相互作用

一般に電子よりも十分に重い荷電粒子が物質中を移動すると、電離や励起によるエネルギー損失が発生する。このときに発生する平均的なエネルギー損失は次の Bethe-Bloch の式で与えられる [24]。

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z z^2}{A \beta^2} \left( \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta \right) \quad (4.1)$$

$$W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \quad (4.2)$$

変数	表記	単位
アボガドロ数	$N_A$	$\text{mol}^{-1}$
電子半径	$r_e$	cm
電子の質量	$m_e$	$\text{MeV}/c^2$
物質の原子番号	$Z$	
物質の原子量	$A$	
入射粒子の電荷量	$z$	e
衝突あたりの最大エネルギー損失量	$W_{\max}$	MeV
平均励起エネルギー	$I$	eV
密度補正值	$\delta$	

表 10: Bethe-Bloch の式における変数

式 (4.1) は  $0.1 \lesssim \beta\gamma \lesssim 1000$  の領域において数 % の精度で有効である。 $\beta\gamma \sim 0.1$  においては入射粒子はおおよそ原子中の電子と同程度の速度であり、 $\beta\gamma \sim 1000$  になると放射の影響が顕著になる。いずれの場合でも入射する物質の原子番号  $Z$  が制限となり、入射粒子の質量  $M$  は  $W_{\max}$  に依存性を持つのみである。図 26 に各入射粒子・入射物質に対する Bethe-Bloch の式の  $\beta\gamma$  依存性を示す。上述したように  $\text{H}_2$  を除き、入射物質の  $Z$  に対する変化は緩やかであり、各粒子は同程度の速度において同じようなエネルギー損失を起こすことがわかる。また、He ガスが他の結果と異なる傾向を持っているのは密度補正の効果によるものである。各分布において最小のエネルギー損失となる位置を黒の縦線で示しているが、こうした最小エネルギー損失をもって移動する粒子を最小電離粒子 (minimum ionization particle, MIP) という。シリコン検出器の場合、MIP が落とすエネルギーは

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 3.88 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \quad (4.3)$$

である [24]。

式 (4.1) はあくまでエネルギー損失の平均を示すものであり、実際の実験においては  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$  の近傍に幅を持って観測される。これはエネルギー損失は多重散乱によって発生するものであり、その散乱回数に統計的な不定性があるためである。また、 $W_{\max}$  は knock-on 衝突を仮定するものであり、多くの場合はそれよりもはるかに低いエネルギー移行が起こる。散乱回数が十分に大きくなるような厚い物質に入射する場合、中心極限定理によってその分布はガウス分布に近づく。他方、薄い物質に入射する場合にはこの限りではない。確率的に大きなエネルギー損失が発生するためにその分布は非対称となり、高エネルギー側にテールを持つランダウ分布に近づく。

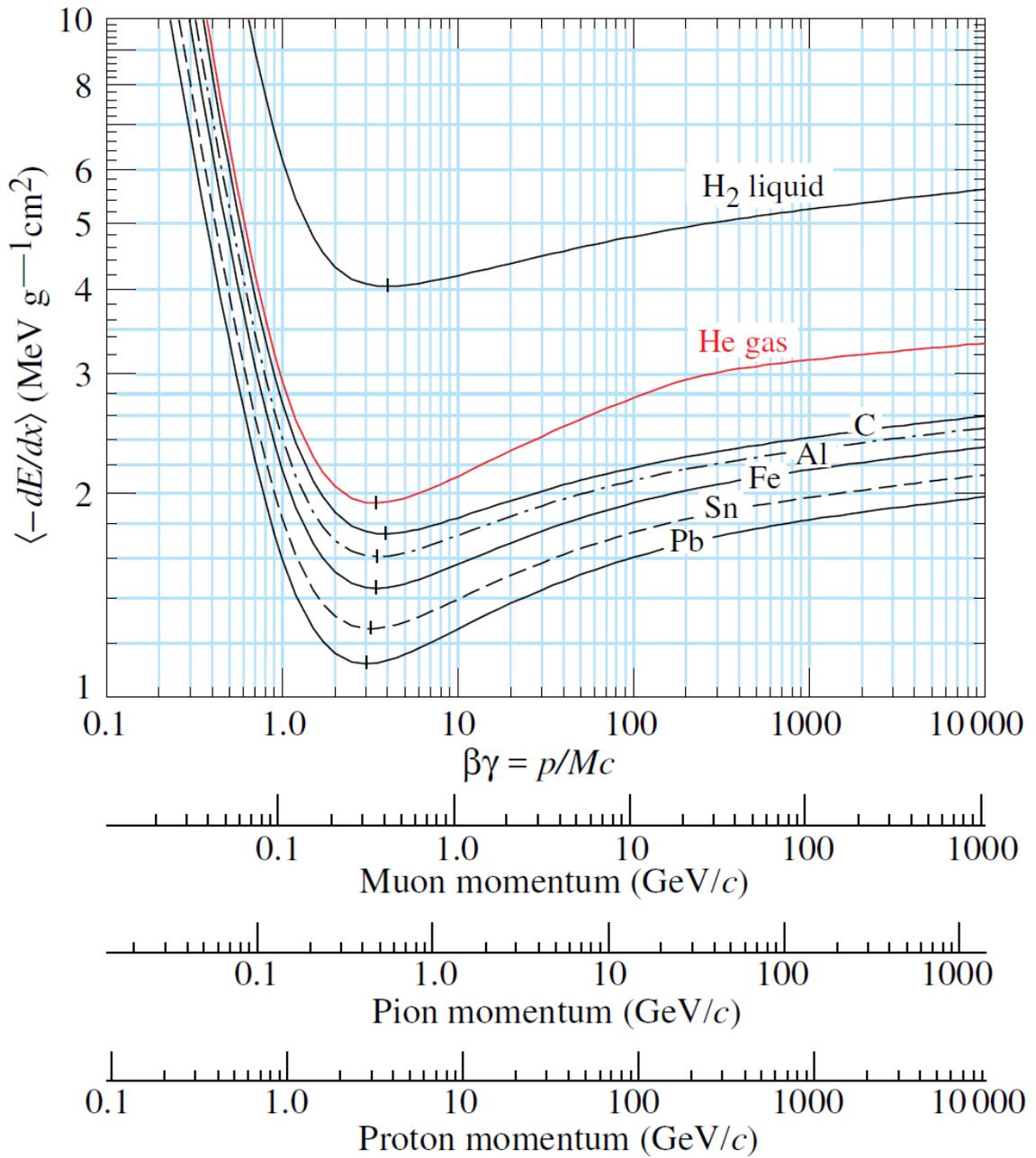


図 26: Bethe-Bloch の式における  $\beta\gamma$  依存性 [24]

## 5 ピクセル検出器の放射線損傷評価

### 5.1 dE/dx の測定

ピクセル検出器では、荷電粒子が検出器を通過した際に落としたエネルギーに応じて出現する電子を測定することでエネルギー測定を行っている。他方、荷電粒子は物質を通過した距離に応じてエネルギー損失が発生するため、物理解析においてはこれを距離で規格化した  $dE/dx$  という量が用いられる。 $dE/dx$  は次のように計算される。

$$\frac{dE}{dx} = \frac{QW \cos\alpha}{e \rho d} \quad (5.1)$$

変数	表記	単位
収集電荷量	Q	e
シリコン密度	$\rho$	$g/cm^3$
センサー厚	d	cm
入射角	$\alpha$	rad
平均電離エネルギー	W	eV/(e-h pair)
素電荷	e	e

表 11:  $dE/dx$  の計算に用いる変数

ここで、シリコンのエネルギーギャップは 1.1eV であり、電離によって電子正孔対を生成するのに必要なエネルギー  $W$  は 3.6eV である。この値が一致しないのは、シリコンが価電子帯の底と伝導帯の頂上異なる波数ベクトル上に存在する間接遷移型半導体であるためである。このような間接遷移型半導体ではバンドギャップエネルギーに加えて格子振動による運動量遷移のエネルギーが必要となる。また、センサー厚  $d$  は 250nm であり、センサーへの入射角  $\alpha$  を用いて実際の移動距離に換算している。

### 5.2 各年の dE/dx 分布比較

図 27 に Run2 と Run3 の各年における  $dE/dx$  の分布の比較を示し、表 12 にその各 run における分布の最大 Bin に対応する  $dE/dx$  の値を示す。それぞれ run278880 は Run2 初期 (2015) の run、run362661 は 2018 年終盤、run440543 は 2022 年終盤、run456729 は 2023 年終盤の run である。各層を比較すると、稼働年数に伴って分布が左にシフトしている様子が確認できる。また、この傾向はより放射線損傷量の大きい内層側ほど顕著である。

#run	B-Layer	Layer1	Layer2
278880(2015)	1.07	1.05	1.09
362661(2018)	0.81	0.91	0.99
440543(2022)	0.79	0.91	0.97
456729(2023)	0.75	0.89	0.95

表 12: 図 27 の各 run における最大 Bin の  $dE/dx$  値。単位は  $MeV g^{-1}cm^2$  である。

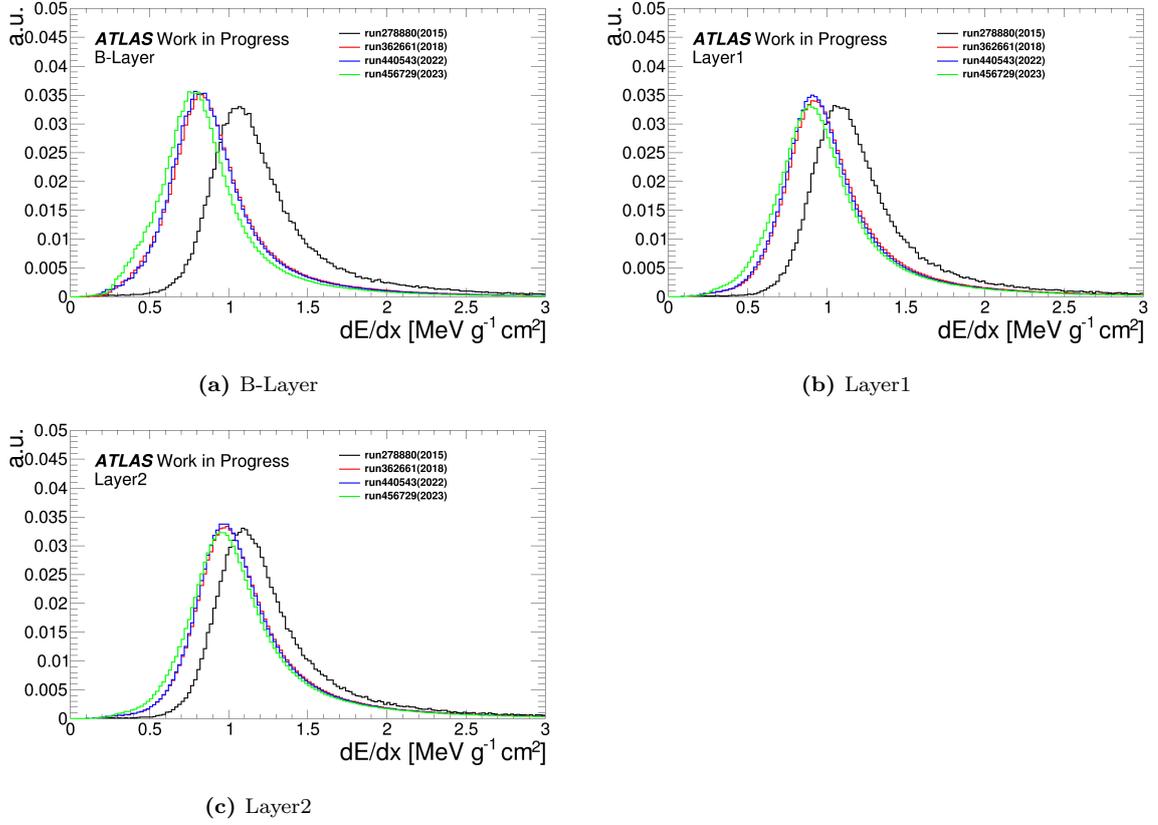


図 27: Run2(2015,2018) と Run3(2022,2023) の dE/dx 分布比較

### 5.3 dE/dx のフィッティング

dE/dx 分布は図 27 に示すようにテールを持った分布となり、テールによってその平均がピーク位置と大きく異なるため、フィッティングによってピーク位置の取得を行う。先行研究 [25] に基づき、今回はランダウ関数にガウス分布を畳み込んだランダウガウス関数をフィット関数として採用した。

$$(L \circ G)(z) = \int \delta\{z - (x + y)\} L(x) G(y) dx dy \quad (5.2)$$

$$L(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \exp\{-t \log(t) - xt\} \sin(\pi t) dt \quad (5.3)$$

$$G(x) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.4)$$

また、フィッティング時には精度および安定性の向上を目的として範囲設定・事前フィッティングを実施した。事前フィッティングでは、dE/dx 分布のピークに対応するビンのエントリー数を取得し、その値の 20 % 以上のエントリー数を持つ範囲でフィットを行う。このようにエントリー数を基準にすることで低統計部分を範囲から除きつつ、分布の非対称性による必要以上のデータの排除を回避した。事前フィット後、得られたフィットパラメータをパラメータの初期値に設定してフィッティングを行う。このときは事前フィッティングで作成したフィット関数のピークの値を基準にその 30 % 以上のエントリー数となる範囲を設定した。フィット結果の例を図 28 に示す。

本解析では、フィットによってランダウ分布のピークに対応する Most Probable Value(MPV) を取得

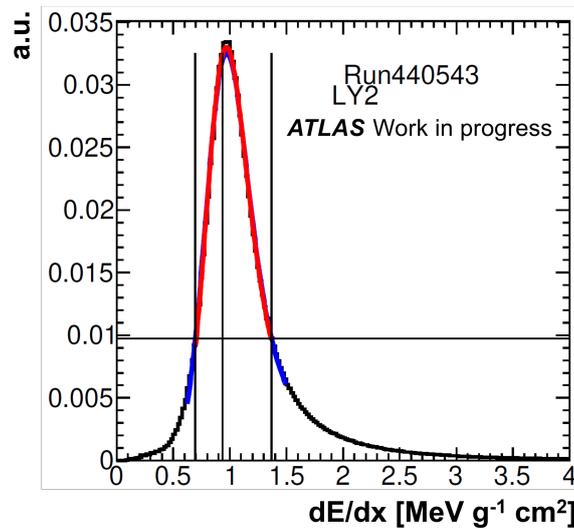


図 28:  $dE/dx$  のフィット結果の例. 事前フィットの結果を青、フィットの結果を赤で示す. また、フィット時の範囲を実線で示している.

し、この値の変化を追う。

## 5.4 Run3 における放射線損傷評価

### 5.4.1 使用データ

Run3 における放射線損傷の評価に使用した run を表 13 に示す。今回は接続性の検証を行うため Run2 データの解析も実施する。また、Run3 データは 2022 年と 2023 年の結果を使用する。

### 5.4.2 積分ルミノシティに対する $dE/dx$ の推移

$dE/dx$  MPV の変化を積分ルミノシティに着目して評価する。図 29 に B-Layer、図 30 に Layer1、図 31 に Layer2 の結果をそれぞれ示した。ここで積分ルミノシティは Run2 開始時を起点として計算している。それぞれの分布において年度の切り替わりを点線で示している。いずれの分布においても積分ルミノシティの増加に伴って MPV が減少している傾向が確認できる。ただし、図 29 における 2016 年・2017 年で線形的でない変動が確認できるが、これはフィットの不安定性によるものである。Run2 初期と Run3 では放射線損傷によって分布形状が異なり、Run3 でのフィットを優先したために生じてしまった。Layer1, Layer2 では各年度において線形的に減少している様子が確認できる。また、いずれの層においても年度間で MPV 値の上昇が確認できる。これは表 5 に示す HV の変化によるものであり、HV を上昇させることによって空乏層を回復したことが影響している。また、2018 年の Run2 の終わりと 2022 年の始めで (特に B-Layer において) 大きな MPV の上昇が確認できる。これは Long Shutdown 期間中に温度コントロールすることでアニーリングを促進したことで結晶構造の回復が起こったためである。

### 5.4.3 照射放射線量に対する $dE/dx$ の推移

前節では積分ルミノシティを指標として  $dE/dx$  の MPV の推移を確認したが、本節では各層の検出器に照射された放射線量を指標として推移を比較する。B-Layer, Layer1, Layer2 の 3 層はいずれも Run1 の実験開始時から導入されているが、ビーム軸からの距離が異なるために実際に各検出器に入射した放射

Run2						Run3	
2015	2016	2017	2018	2018	2018	2022	2023
278880	299055	308047	327265	349335	357193	431850	451595*
278912	299584	309640	329780	349451	357962	431885	451735*
278968	300415	309674	332915	349842	357962	432180*	452028*
279169	300655	310341	336506	349944	358395	435946*	452843*
279259	300687	310691	337052	350682	358516	436496*	453644*
279279	300800	310809	337662	350749	359398	436799*	453754*
279345	300863	311071	338712	351223	359441	437548*	454083*
	301912	311365	339070	351296	359918	437744	456110*
	303638		339849	351894	360026	437756	456409*
	305380		339957	351969	360402	438277*	456522
	305618			352514	361738	439529*	456665
	306269			355261	361862	440543*	456729*
	306448			355861	362204	440613	456749
	307195			355995	362661		
	307514			356259			

表 13: dE/dx 解析に使用した run. なお 7 章の解析で使用する run は\*で示している.

線量は同一でない。実際に照射された放射線量に換算するにあたっては下記の計算式を用いた。

$$N_{\text{eq}} = c_{\text{Layer}} \times \text{integrated Luminosity} [\text{fb}^{-1}] + N_{\text{eq}}^{\text{offset}} \quad (5.5)$$

ここで  $N_{\text{eq}}^{\text{offset}}$  は Run2 開始時の照射量であり、 $c_{\text{Layer}}$  は Leackage Current と Hamburg Model が一致するように設定している [25]。

Layer	$c_{\text{layer}}$	$N_{\text{eq}}^{\text{offset}}$
B-Layer	$2.9 \times 10^{12}$	$7.0 \times 10^{13}$
Layer1	$1.2 \times 10^{12}$	$3.0 \times 10^{13}$
Layer2	$7.8 \times 10^{11}$	$2.0 \times 10^{13}$

表 14: 照射放射線量換算式 (5.5) における係数

図 32 に Run2 および Run3(2015 年-2023 年) における照射放射線量に対する dE/dx の MPV の推移を示した。ここで同じモジュールを用いている B-Layer、Layer1、Layer2 について比較を行っている。

まず、大局として照射放射線量の増加に伴って測定される dE/dx 値の減少が確認できるが、これら 3 層で同じ照射線量の時点で同等の性能となっていることが確認できる。このことは放射線損傷による劣化に層依存性が少ないこと、また、より照射放射線量の多い内層の結果をもとに外層の将来的な劣化予測が可能であることを示唆している。

次に同じ層の推移を確認すると滑らかな減少傾向に比して突然の値の上昇が確認できる。この原因として次の 2 つが考えられる。1 つは年度の切り替わりに行われる印加 HV 設定値の上昇である。例えば Layer2 における  $9 \times 10^{13} \text{MeV n}_{\text{eq}} \text{cm}^{-2}$  付近の上昇などがこれに該当する。放射線損傷によってフレンケル欠陥などが発生し、不純物濃度が増加すると式 (1.2) により空乏化領域が減少してしまうが、印加する HV を増加することにより再度空乏化することで性能の回復がなされる。2 つ目は Run2・Run3 間の

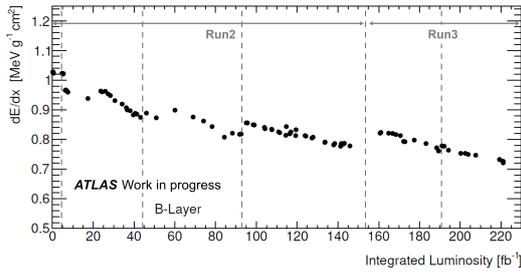


図 29: 積分ルミノシティに対する  $dE/dx$  MPV の推移 (B-Layer)

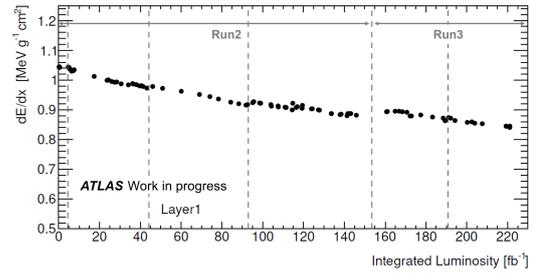


図 30: 積分ルミノシティに対する  $dE/dx$  MPV の推移 (Layer1)

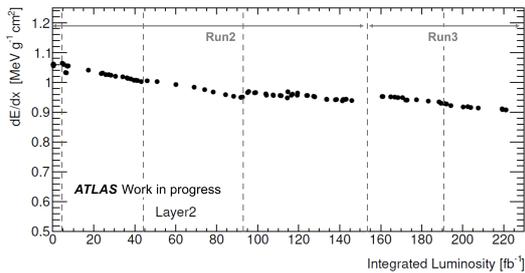


図 31: 積分ルミノシティに対する  $dE/dx$  MPV の推移 (Layer2)

アニーリングによる結晶構造の回復である。例えば Layer1 における  $2 \times 10^{14} \text{MeV n}_{\text{eq}} \text{cm}^{-2}$  付近の大きな値の上昇などがこれに該当する。一般に損傷された半導体内の格子欠陥は熱振動によって移動する。アニーリングとはある時点までこの熱振動によって格子欠陥が修正され、不純物濃度が低下することをいう。また、ある時点から反対に不純物濃度の上昇が起こることが知られており、こちらは逆アニーリングと呼ばれる。ATLAS 実験では Run2 終了後の 2018 年と Run3 開始時の 2022 年間に計画的な温度コントロールを実施して意図的にアニーリングを誘発するとともに、逆アニーリングを抑えることで格子欠陥の修復を行っている。このため、この 2 つの効果が見られる Run2 と Run3 間ではより大きな  $dE/dx$  値の上昇が確認できる。

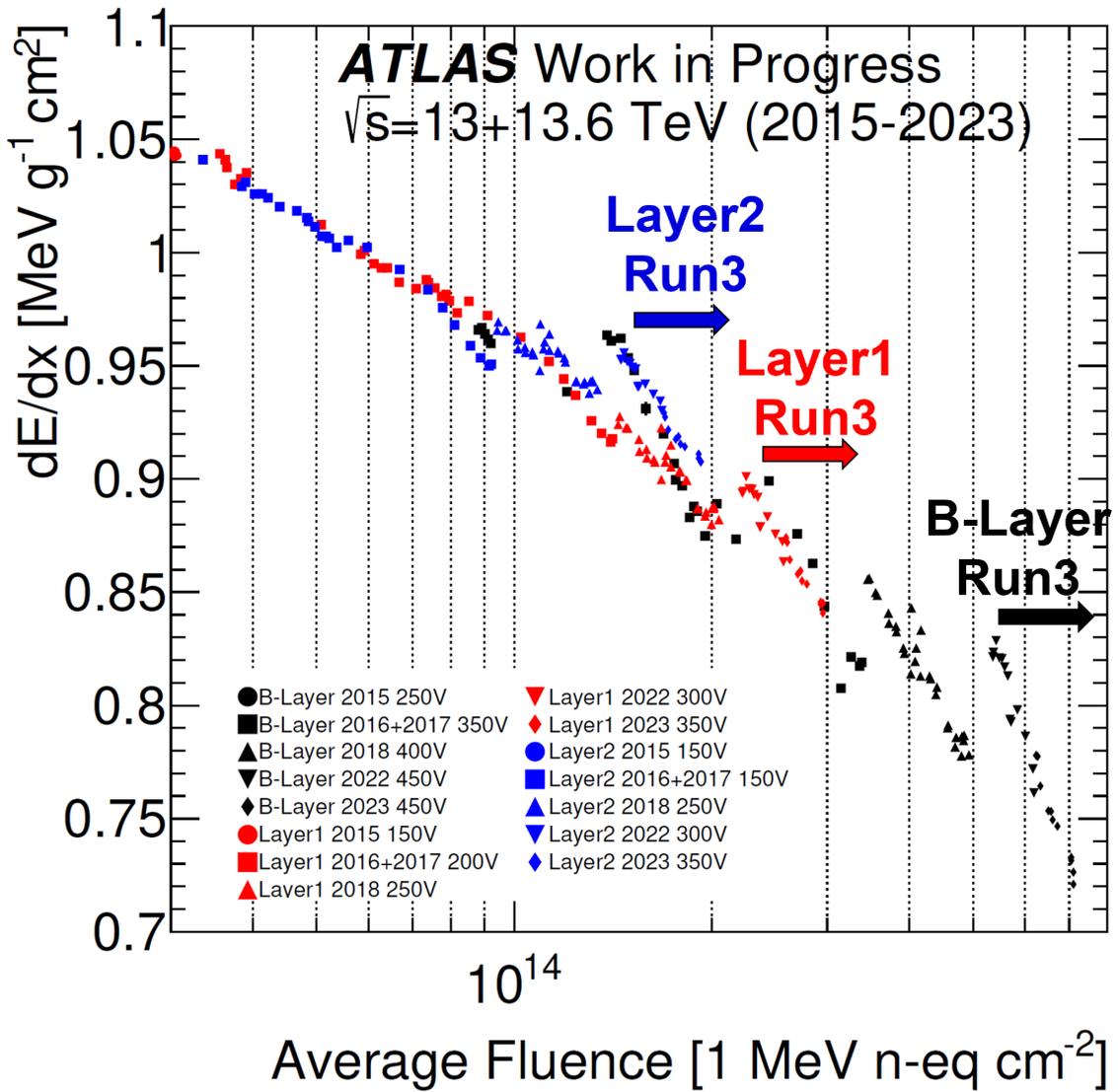


図 32: Run2 から Run3 における放射線量に対する  $dE/dx$  の推移

## 6 Run3 データにおける Byte Stream Error 解析

本章では Byte Stream Error の出現傾向について解析し、変量に対する振る舞いを分析する。

### 6.1 出現傾向分析

図 33 に run435929 における各 Byte Stream Error の発行数の分布を示した。この結果から 27 種ある Byte Stream Error Word はその出現数に大きな偏りがあることがわかる。また、図中では B-Layer、Layer1、Layer2 という同じピクセルモジュールを使用している 3 層の結果を比較しているが、この出現傾向については共通していることがわかった。

図 33 の結果から特に出現数の多いエラーは #5、#23 であり、次いで #14、#15、#19、#21 がそれより 1桁少ないオーダーで出現している。ただし、このうち #5 は他の特定の Byte Stream Error Word が出現したことを示すフラグである。具体的には #13 - #19 および #22 - #23 が出現した際に #5 が出力される。

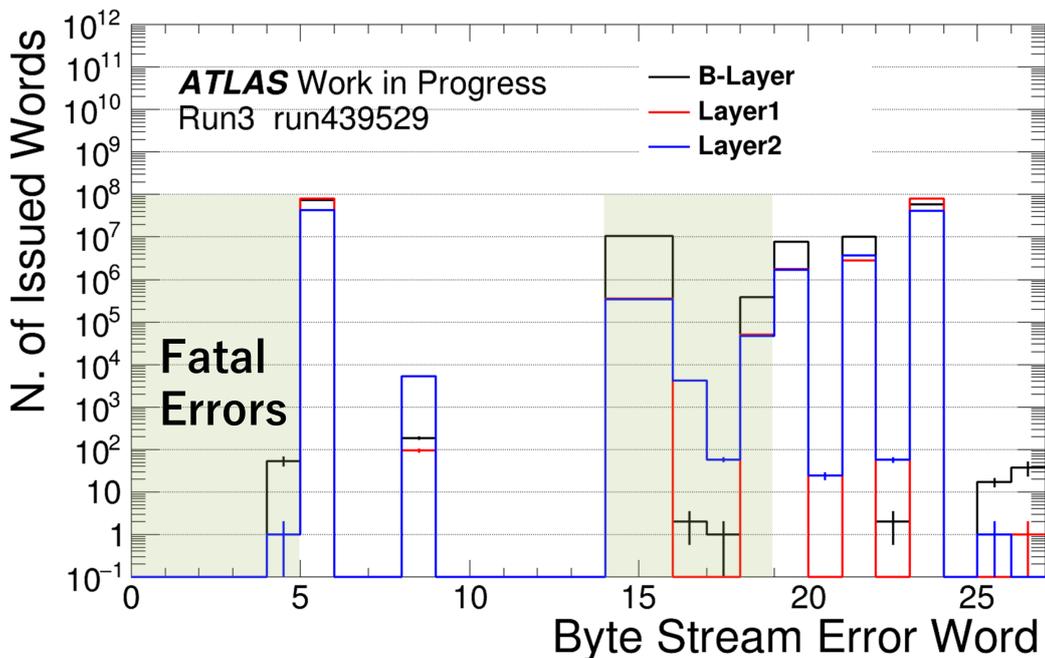


図 33: 1run における Byte Stream Error Word の発行数分布

また、図 34 に Byte Stream Error の発行頻度に対するフロントエンドチップ依存性を示す。横軸は各検出器モジュールを示しており、IBL・エンドキャップを含めた 2048 モジュールが 1 ビンに対応する。各モジュールが導入されている層を図上に示した。縦軸はそれぞれの検出器モジュール上のフロントエンドチップに振り分けられた ID を示す。フロントエンドチップ ID の振り分け方については付録 A に記載している。なお、IBL はプラナーセンサーで 2 枚、3D センサーで 1 枚のフロントエンドチップを使用している。この図が示すようにバレル部においては内層側ほど Byte Stream Error の発行頻度が高く、外層ほど頻度が低くなることがわかる。さらにエンドキャップ部においては A-side、C-side のいずれにおいてもビーム軸側にある FE7・FE8 の発行頻度が高く、外側の FE0 あるいは FE15 に向かうほど発行頻度が低下している。

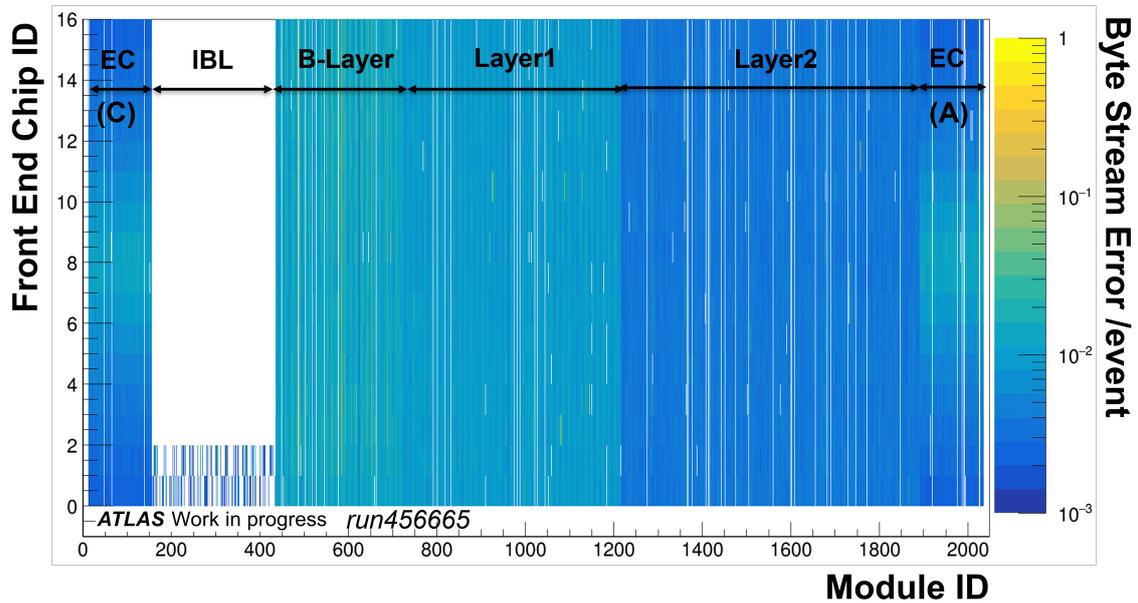


図 34: Byte Stream Error 発行頻度のフロントエンドチップ依存性

## 6.2 Pileup 依存性評価

図 35 に Byte Stream Error 出現頻度の pileup 依存性について示した。この図が示すように、Byte Stream Error は pileup が高いほどその出現頻度が増加する傾向を持つことがわかった。また、2022 年の run と 2023 年の run を比較すると、2022 年度の 2 つの run はおおむね同じような頻度となったのに対し、2023 年の run の結果はそれらよりも低い結果となった。この乖離は 1.3 節で述べたファームウェアのアップデートによるエラー出現の抑制が影響していると考えられる。

また、図 33 において出現数の多かった Byte Stream Error について、それぞれの出現頻度の pileup 依存性を図 36 に示した。この図が示すように、出現数の多いエラーは個別に評価した場合でも pileup が増加するほど指数関数的に出現頻度が増加することがわかった。他方、これらのエラーの増加率は一様でない。

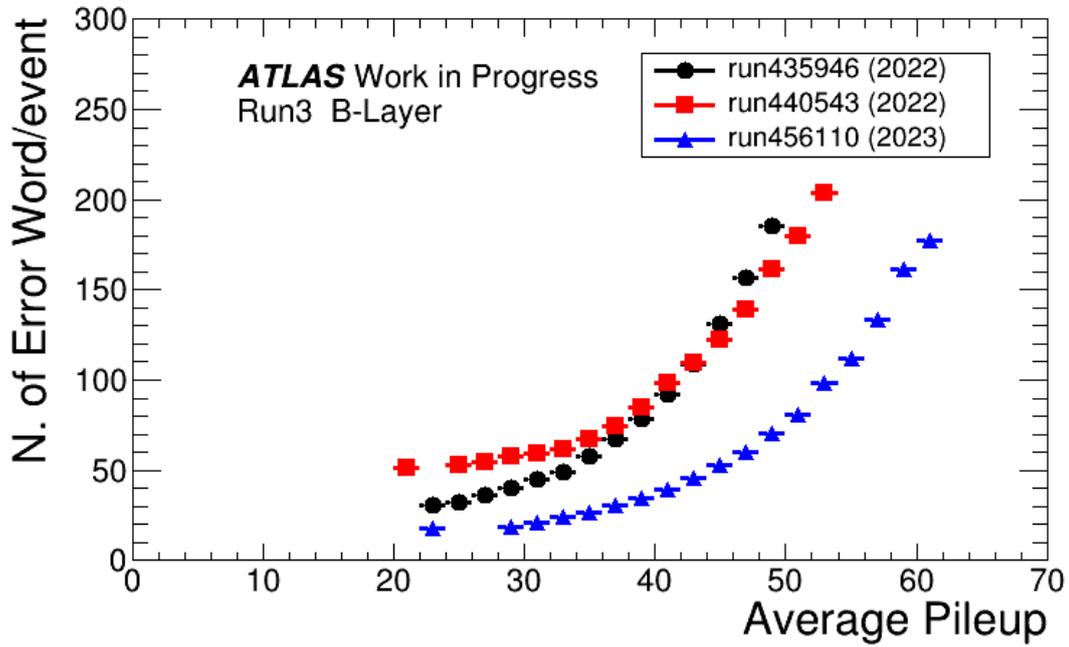


図 35: Byte Stream Error の出現頻度に関する pileup 依存性

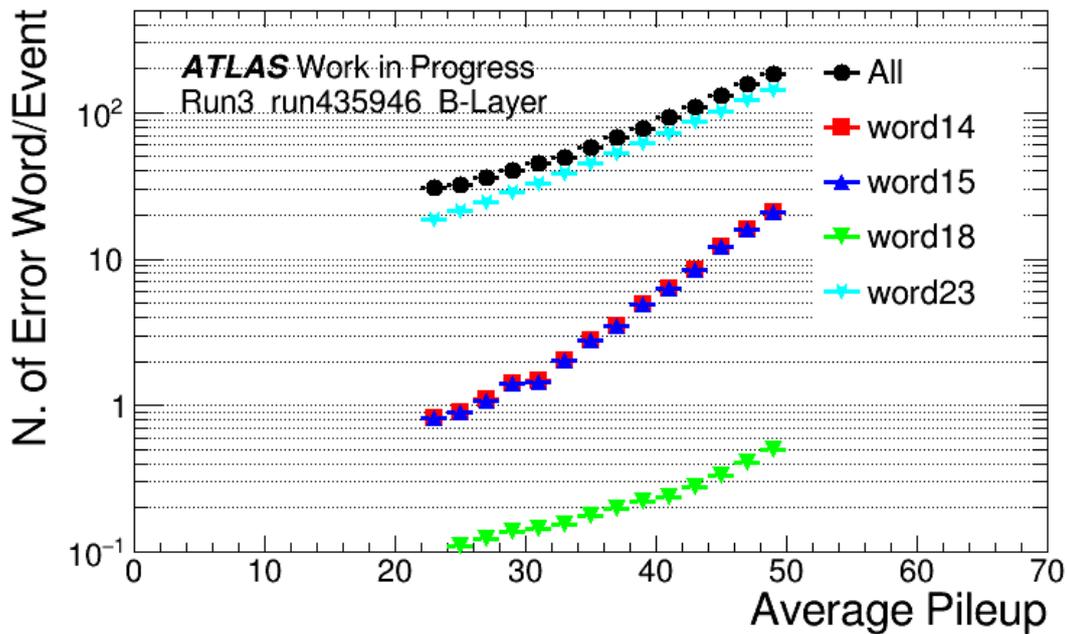


図 36: 主要な Byte Stream Error Word 出現頻度の pileup 依存性

## 7 飛跡再構成への影響評価

Byte Stream Error が発行されることによる飛跡再構成への影響の評価を行う。本解析では特にミュオンの飛跡に着目し、その飛跡を用いて再構成された Z ボソンの不変質量分布を比較する。

ミュオンは  $105.6583755 \pm 0.0000023 \text{ MeV}$  [4] の質量を持つレプトンである。電子の約 200 倍の質量を持つために制動放射が少なく、またレプトンであるために貫通力が高いため多くの場合検出器を突き抜けるため比較的偽の飛跡の検出が少ない。また本解析で実施するように普変質量の再構成によって  $J/\psi$  粒子や Z ボソンの共鳴が確認できるため検証に適している。

### 7.1 data selection

本解析では Run3 の 2022 年及び 2023 年の run を解析対象とし、具体的な run 番号を表 13 に示した。使用するデータには再構成されたミュオンが少なくとも 2 つ存在することを要求している。ミュオンは内部飛跡検出器とミュオンスペクトロメータのいずれも通るため、それぞれにおいて飛跡の再構成が実施される。これらはそれぞれ ID Track、MS Track と呼称される。解析においてはこれらの情報をもとに”観測されたミュオン”という粒子のオブジェクトとして構成された offline muon が用いられることが多い。以下に offline muon の種類を示す [31][32]。なお、多くの物理解析では combined muon が使用されており、本解析においても Combined Muon を利用する。

- Stand-alone Muon

飛跡情報は MS Track のみを用いており、ミュオンスペクトロメータの感度領域である  $|\eta| < 2.7$  の範囲で構成可能。MS Track として測定された横運動量の情報はカロリメータで落としたエネルギーによって補正される。方向や衝突点における各種 Track parameter については MS Track をビーム軸側に外挿することで算出する。

- Combined Muon

MS Track を用いて構成された Stand-alone muon の情報と内部飛跡検出器の情報を組み合わせしており、内部飛跡検出器の感度領域である  $|\eta| < 2.5$  で構成可能。特にピクセル検出器や SCT は高精細な測定が可能のため、誤って関連付けられてしまったクラスターや、偽の飛跡を検知して最小限に抑えることができる。Combined Muon は内部飛跡検出器の情報を利用するため、広い運動量範囲で高い運動量分解能を達成している。

- Segment tagged Muon

ID Track を延伸してミュオンスペクトロメータ上に直線的な飛跡としてマッチングをとれた場合にその ID Track をミュオンの飛跡と識別するものであり、 $|\eta| < 2.5$  の範囲で検出可能である。この手法によるミュオンの構成は特に  $p_T \lesssim 5 \text{ GeV}$  の低運動量領域において有効である。stand-alone track の構成のためにはミュオンスペクトロメータでの最低 2 層の通過が必要であるが、こうした低運動量のミュオンは磁場によるローレンツ力の影響を強く受けてしまうためにこれを達成できない。

- Calorimeter tagged Muon

カロリメータで落とされたエネルギーが最小電離電子相当である場合に、それと紐づく ID Track をミュオンの飛跡と識別するものであり、 $|\eta| < 2.5$  の範囲で検出可能である。この手法では

ミュオンスペクトロメータの情報を利用しないため、特にミュオンスペクトロメータのギャップがある  $|\eta| \sim 0$  においてもミュオンの検出を行うことが可能である。

本解析で用いる飛跡選別条件を表 15 に示す。具体的には飛跡の質を担保する Loose Track Selection と衝突点に由来する飛跡であることを要求する Primary Vertex Selection(Nominal WP) を選択した。表 16 に表 15 で使用している変数の定義を示す。hole とは飛跡が検出器の層を通過し、その hit が期待できる場合にも関わらず hit が検出できなかった場合である。shared hit とは飛跡の交差などのために複数の飛跡で共有されている hit のことをいう。また、SCT には各層の表裏のいずれにもモジュールが取り付けられており、それらの hit を個別にカウントする (すなわち各層につき 2hit 存在する) ことに注意が必要である。

Loose Track Selection		Primary Vertex Selection (Nominal WP)	
$p_T > 2\text{GeV}$		$d_0 < 2.0\text{mm}$	
$ \eta  < 2.5$		$ \Delta z_0 \sin\theta  < 3.0\text{mm}$	
$N_{\text{Si}} \leq 8$			
$N_{\text{mod}}^{\text{sh}} \leq 1$			
$N_{\text{Si}}^{\text{hole}} \leq 2$			
$N_{\text{Pix}}^{\text{hole}} \leq 1$			

(a)Loose Track Selection

(b)Primary Vertex Selection(Nominal WP)

表 15: Track Selection

変数名	定義
$N_{\text{Si}}$	シリコン検出器 (Pixel, SCT) における hit 数
$N_{\text{mod}}^{\text{sh}}$	$:= N_{\text{Pix}}^{\text{sh}} + N_{\text{SCT}}^{\text{sh}}/2$
$N_{\text{Si}}^{\text{hole}}$	シリコン検出器 (Pixel, SCT) における合計 hole 数
$N_{\text{Pix}}^{\text{hole}}$	ピクセル検出器における hole 数
$N_{\text{Pix}}^{\text{sh}}$	ピクセル検出器における shared hit 数
$N_{\text{SCT}}^{\text{sh}}$	SCT における shared hit 数

表 16: 表 15(a)Loose Track Selection で使用する変数の定義

## 7.2 Byte Stream Error 発行による不変質量再構成への影響

Byte Stream Error の発行が物理解析に与える影響の評価として、本研究では  $Z \rightarrow \mu\mu$  過程における Z ボソンの不変質量再構成を解析対象とする。不変質量は次のように定義される。

$$M = \sqrt{\mathbf{E}^2 - \mathbf{p}^2} \quad (7.1)$$

ここで  $\mathbf{E}$  は系における全エネルギーであり、 $\mathbf{p}$  は系における全運動量である。特に今回は  $Z \rightarrow \mu\mu$  過程に着目し、Di-muon の不変質量を Z ボソンの質量  $91.1880\text{GeV}$ [4] 近傍の  $80\text{GeV}$  から  $100\text{GeV}$  の範囲で評価する。

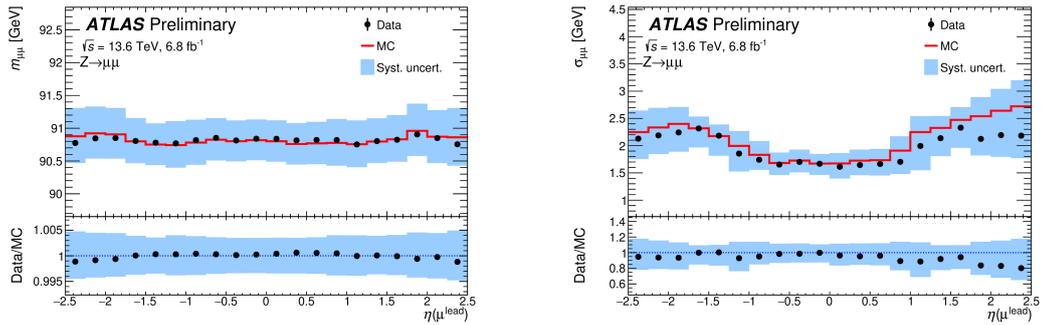
### 7.2.1 不変質量再構成における $\eta$ 依存性の評価

式 (7.1) によって構成される  $Z$  ボソンの不変質量分布は  $Z$  ボソンの自然崩壊幅および検出器の運動量分解能・エネルギー分解能などのために広がりを持つ。自然崩壊幅は Breit-Wigner の式 [27]

$$BW(M) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_f}{(M - M_0)^2 + \Gamma^2/4} \quad (7.2)$$

で特徴付けられることが知られており、量子力学の要請に由来する。ここで  $M_0$  は崩壊粒子の静止質量、 $\Gamma$  は粒子の全崩壊幅、 $\Gamma_f$  は崩壊チャンネル  $f$  (この場合は  $Z \rightarrow \mu\mu$  チャンネル) への全崩壊幅である。

他方、運動量分解能は主として検出器に由来するものである。図 37 は Run3 初期の 2022 年のデータを用いて解析された Di-muon の不変質量再構成の  $\eta$  依存性の結果である。この解析 [40] では  $Z$  ボソンの質量範囲に対して Breit-Wigner 分布を畳み込んだ Double sided Crystal-Ball 関数 (DSCB) でフィットを行うことによって再構成質量と resolution の算出を行っている。図 37 は 2 つのミュオンのうち、運動量の高いミュオン (Leading Muon) の  $\eta$  ごとにこの結果を示している。図 37(a) を見ると、広い  $\eta$  範囲において得られた質量が一致していることが確認できる。一方、図 37(b) を見ると、おおむね  $|\eta| < 1$  以下では resolution が良く、それより大きな  $\eta$  範囲では悪化していることが確認できる。



(a) 不変質量

(b) 不変質量分布の resolution

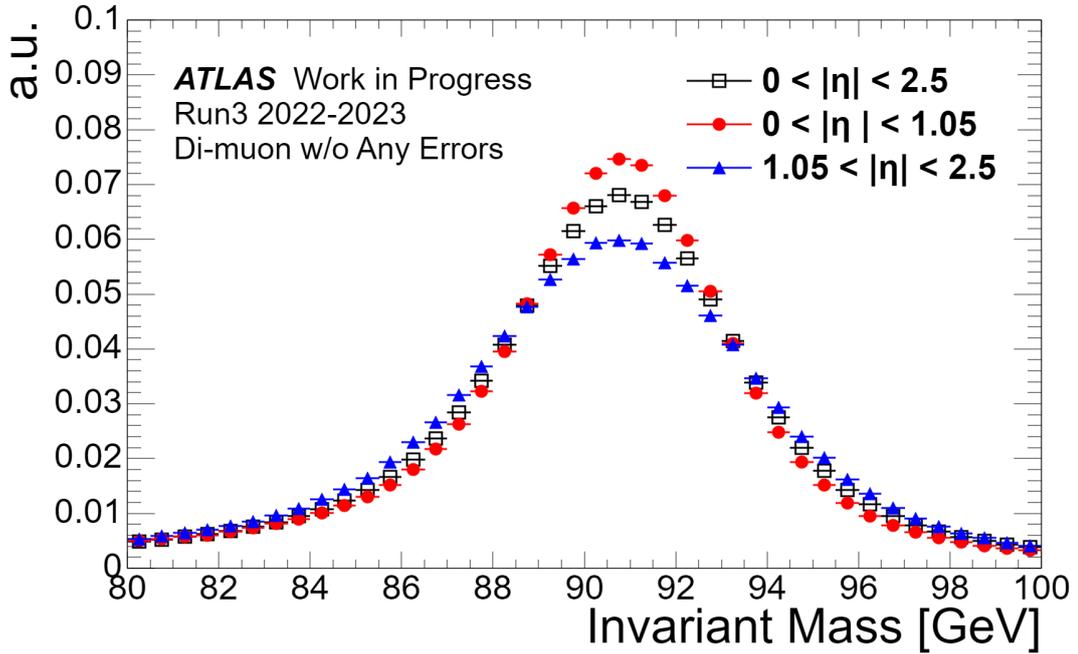
図 37:  $Z \rightarrow \mu\mu$  における不変質量の  $\eta$  依存性 [40]

そこで本解析では、 $|\eta| < 1.05$  と  $1.05 < |\eta| < 2.5$  に分けて解析を行う。この領域設定はミュオンスペクトロメータのバレル領域範囲 ( $|\eta| < 1.05$ ) と内部飛跡検出器においてバレル部の SCT 検出器をすべて通る領域 ( $|\eta| < 1.1$ ) を考慮したものである。また、要求している 2 つのミュオンがいずれも選択した  $\eta$  領域にある event のみを解析対象とする。

実際に設定した  $\eta$  分割領域ごとに実行した不変質量再構成の結果を図 38 に示す。また、図 38 の各分布に 88GeV–94GeV の範囲でガウスフィットした際の  $\sigma$  の値を表 17 に示した。ここでは Byte Stream Error の影響を除くため、使用する 2 本のミュオンの飛跡のいずれにもいかなる Byte Stream Error Word の発行がないことを要求している。この図が示すように  $\eta$  領域を分割しないで再構成を実行した場合 ( $0 < |\eta| < 2.5$ ) と比較して、 $|\eta| < 1.05$  のほうが resolution が良く、 $1.05 < |\eta| < 2.5$  では resolution が悪化していることを確認できた。このため以降の解析でもこの領域分割を採用する。

### 7.2.2 Word23 発行による不変質量再構成への影響評価

本節では、Byte Stream Error Word #23 に設定された FEEoCoverflow のエラー発行時と非発行時を比較して不変質量再構成への影響を見積もる。FEEoCoverflow は pixel column ごとに用意されたフロントエンドチップ上の hit buffer が最大記録容量に到達したことを示すエラーである。記録容量の超

図 38: Di-muon の不変質量再構成における  $\eta$  依存性

領域	$\sigma_{\mu\mu}$
$0 <  \eta  < 2.5$	$2.502 \pm 0.004$
$0 <  \eta  < 1.05$	$2.252 \pm 0.005$
$1.05 <  \eta  < 2.5$	$2.919 \pm 0.012$

表 17: Di-muon の不変質量再構成における resolution の  $\eta$  依存性

過によってデータ損失が発生した可能性があり、本来記録されるはずだった hit 情報の一部が失われている可能性がある。このような場合、hit 損失による検出効率の低下や検出位置精度・測定電荷量の低下、ひいては運動量を始めとする飛跡パラメータの精度低下に繋がりが得る。また、6 章で確認したように#23 は Run3 において最も出現頻度の高いエラーであるにも関わらず、現状飛跡再構成に考慮されていないエラーであるために、特にその発行の影響を評価すべきエラーである。

図 39 に  $|\eta| < 1.05$  の結果を、図 40 に  $1.05 < |\eta| < 2.5$  の結果を示す。また、各図の分布に対して 88GeV–94GeV の範囲でガウスフィットした際の  $\sigma$  の値をそれぞれ表 18 と表 19 に示す。ここで各図では 2 本のミュオンに対して、いずれにもいかなる Byte Stream Error の発行がなかった場合 (黒)、一方のミュオンの飛跡に#23 のエラーが発行され、もう一方にはいかなる Byte Stream Error の発行もなかった場合 (赤)、両方のミュオンの飛跡に#23 のエラーが発行された場合 (青) を比較している。さらに、それぞれの下図にはエラー発行時と非発行時の差分を各 Bin ごとに示している。

図 39 に着目すると、一方にのみ#23 が発行された場合は着目している質量範囲のほとんどで非出現時とよく一致している。ピーク近傍でわずかに中心値が低下している傾向があるが 0.2% 以下であり、詳細な評価にはより多くの統計が必要である。他方、両方のミュオンに#23 が出現している場合は統計量の不足により、本解析では有意な比較には至らなかった。

また、図 40 の比較についても概ね同様であり、一方にのみ#23 が発行された場合は着目している質量範囲のほとんどで非出現時とよく一致していることが確認できた一方、両方のミュオンに#23 が出現し

ている場合は統計量の不足により、本解析では有意な比較には至らなかった。

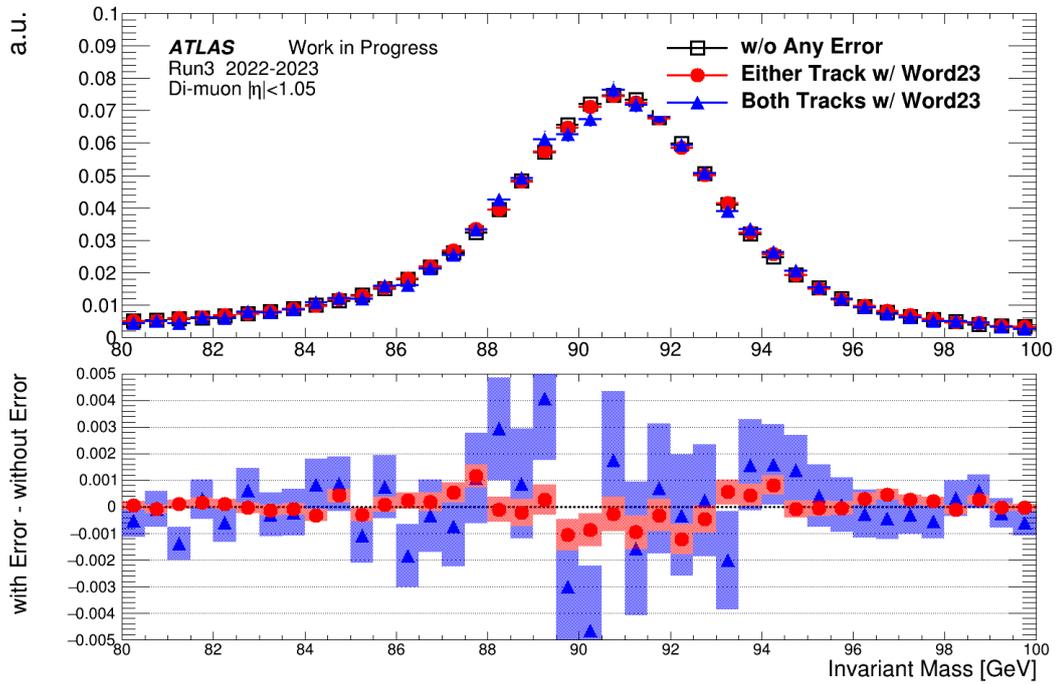


図 39: Word23 発行時における dimuon の不変質量分布 ( $|\eta| < 1.05$ )

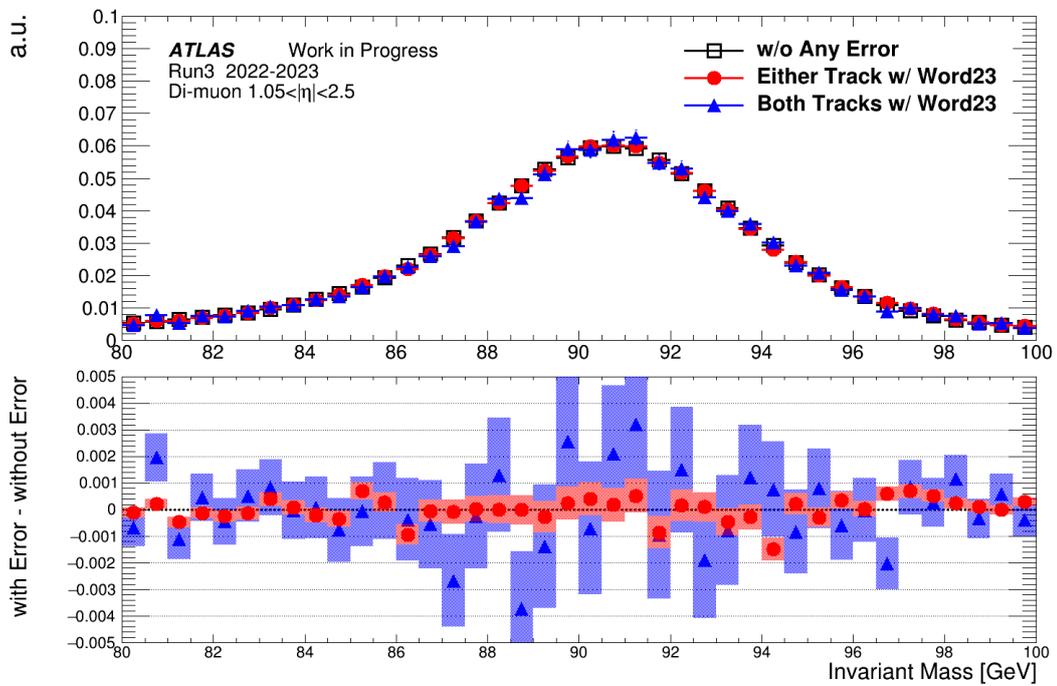


図 40: Word23 発行時における dimuon の不変質量分布 ( $1.05 < |\eta| < 2.5$ )

Selection	$\sigma_{\mu\mu}$
Both Tracks without any Byte Stream Error	$2.25 \pm 0.01$
Either Track with Byte Stream Error #23	$2.28 \pm 0.01$
Both Tracks with Byte Stream Error #23	$2.35 \pm 0.06$

表 18: Word23 発行時における dimuon の不変質量分布の resolution ( $|\eta| < 1.05$ )

Selection	$\sigma_{\mu\mu}$
Both Tracks without any Byte Stream Error	$2.92 \pm 0.01$
Either Track with Byte Stream Error #23	$2.89 \pm 0.03$
Both Tracks with Byte Stream Error #23	$2.82 \pm 0.12$

表 19: Word23 発行時における dimuon の不変質量分布の resolution ( $1.05 < |\eta| < 2.5$ )

## 8 考察

5章では  $dE/dx$  の Most Probable Value に着目し、照射放射線量に対する推移を分析した。照射放射線量の増加に伴って MPV の低下があるものの、この劣化のトレンドは Run3 でも維持されており、大きな特性の変化がないことを確認した。

Layer1、Layer2 の測定結果について、シミュレーションと比較した結果をそれぞれ図 41、図 42 に示す [43]。この図では各 MPV の測定の値を Run2 初期の MPV の値で規格化している。このシミュレーションでは放射線損傷と High Voltage の影響を反映している。この結果、いずれの層でもシミュレーションとデータが一致していることが確認できた。他方、現在のシミュレーションではエラーバンドが大きいため、引き続き照射放射線量に対する変動を追い、特性に急激な変動がないかを確認していくことが肝要である。なお、このエラーバンドの広がりには電荷捕獲レートおよび積分ミノシティから照射放射線量への変換が大きく作用している [45]。

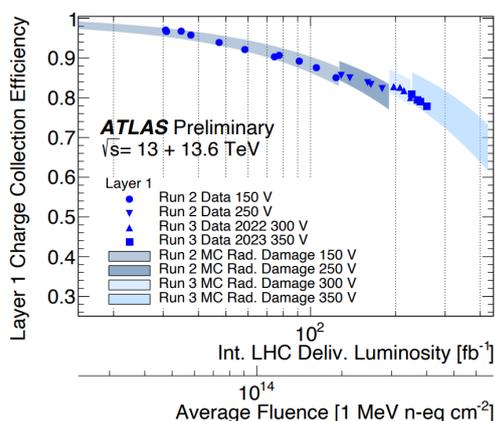


図 41: Charge Collection Efficiency(Layer1)[43].  
縦軸は Run2 初期の MPV で規格化。

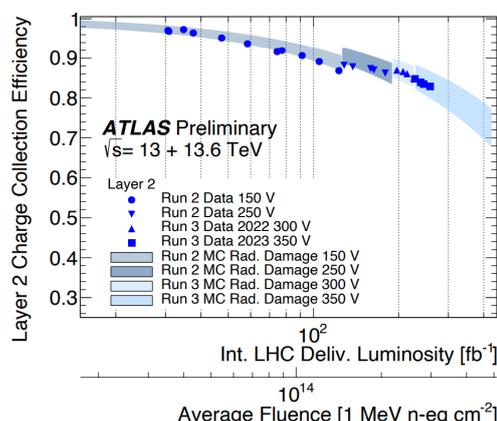


図 42: Charge Collection Efficiency(Layer2)[43].  
縦軸は Run2 初期の MPV で規格化。

また、検出性能の指標としてピクセル検出器の Hit 検出効率にあたる Hits on Track Efficiency の結果を図 43 に示す。ここでは各層の Hits on Track Efficiency を「その他のパレル 3 層に hit が検出された場合に注目する層でも hit が検出された割合」として定義している。図 43 では 2022 年と 2023 年の結果を示しているが、積分ミノシティの増加に伴ってこの値が緩やかに減少している様子が確認できる。この結果に対して各層で線形フィットを行った結果は以下ようになった。

$$(B\text{-Layer Value}) = -5.516 \times 10^{-5} * \text{int.Luminosity [fb}^{-1}] + 0.994 \quad (8.1)$$

$$(\text{Layer1 Value}) = -3.095 \times 10^{-5} * \text{int.Luminosity [fb}^{-1}] + 0.997 \quad (8.2)$$

$$(\text{Layer2 Value}) = -2.921 \times 10^{-5} * \text{int.Luminosity [fb}^{-1}] + 0.997 \quad (8.3)$$

2024 年終了時点の積分ミノシティを  $380\text{fb}^{-1}$  としてこの関数で外挿を行うと B-Layer で 97.3% という結果となり、[2] で示されている実測値と概ね一致する。また、Layer1、Layer2 も同様に計算するとそれぞれ 98.5%、98.6% という結果になった。今後の実験が順調に進んだ場合、Run3 終了時には  $580\text{fb}^{-1}$  に到達する見込みである。同様にこのときの外挿値を計算すると、B-Layer で 96.2%、Layer1 で 97.9%、Layer2 で 98.0% となる。この結果によれば Run3 終了時まで高い hit 検出効率を達成可能なことが示唆される。ただし、この結果は今後の実験においても同じ減少傾向を維持する理想的な場合を仮定したものであることに留意が必要である。特に B-Layer は今後放射線損傷によって電荷収集効率が大きく低下

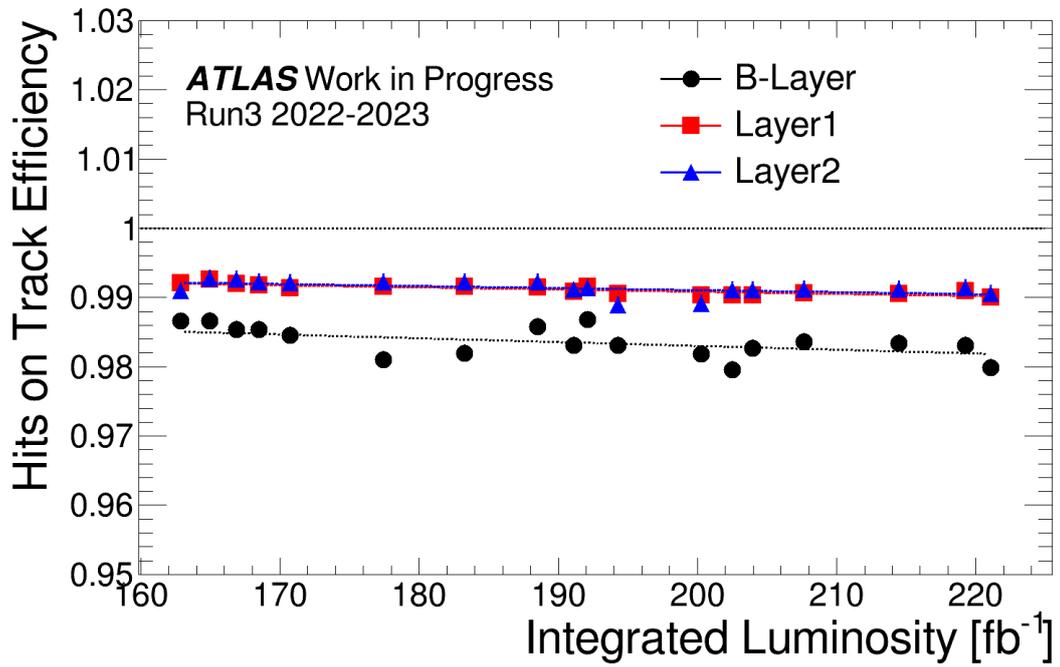


図 43: Hits on Track Efficiency

することが示唆されており [2]、その影響やその対処によるパラメータ変更によっては急激な検出効率の低下となる可能性もある。なお、この事由は実験開始前の段階 [12] から既に議論されていることであり、この懸念を背景として LS1 期間に Insertable B-Layer (IBL) が導入されることとなった。

## 9 まとめと今後の展望

ピクセル検出器は ATLAS 検出器最内層に位置し、飛跡再構成を担っているシリコン検出器である。ATLAS 実験 Run3 では重心系エネルギーを 13.6TeV とし、より高いパイラップ環境下でのデータ取得に挑戦している。Run3 実験は当初 3 年半の実施の予定であったが 4 年間に延長されることが決定した。このような状況のもと、ピクセル検出器では長期の放射線損傷による性能の劣化と高い占有率での稼働によるデータ品質の低下が懸念されており、本研究ではこれらについて評価を行った。特にデータ品質の観点では、Run3 より新たに飛跡再構成に活用を開始した Byte Stream Error に着目した。Byte Stream Error はピクセルモジュールでのデータ測定時およびそのデータ送受信時に関するステータスについてまとめた 27 種のエラーである。このうち特に致命的と認定されている 10 種のエラーが発行された読み出しチップでは、その際の測定情報を飛跡再構成に使用しないこととしている。Byte Stream Error はモジュールの直接的なハードウェアエラーの情報を含んでいることから新たなデータ品質保証を可能にする余地がある。

放射線損傷についてはピクセル検出器で測定される荷電粒子通過時のエネルギー損失量  $dE/dx$  に着目し、その Most Probable Value(MPV) の推移を分析した。ピクセル検出器で使用されているセンサーは  $250\mu\text{m}$  と薄く、測定される  $dE/dx$  の分布はランダウ分布に従う。本解析ではランダウ分布関数にガウス関数を畳み込んだランダウガウス関数を用いてフィッティングを行い、MPV を取得することとした。同じピクセルモジュールを使用している B-Layer、Layer1、Layer2 を解析対象とし、それぞれに実際に入射した放射線量を推定して比較を行った。この結果、照射放射線量の増加に伴って MPV が減少する傾向を確認するとともに、同じ放射線量に対して 3 層の MPV 値がよく一致することがわかった。また、1 つの層に着目すると緩やかな減少傾向の中に MPV の向上がみられる地点が存在した。これらは各年の実験開始時に対応しており、このタイミングで実施される HV 値の設定変更および特に Run2 と Run3 間に実施されたアニーリングの促進による結晶構造の回復が寄与していると考えられる。

データ品質の評価のため Byte Stream Error を解析対象とするにあたり、まずこの振る舞いについて分析を行った。1run 中に発行された Byte Stream Error Word を B-Layer、Layer1、Layer2 の 3 層で比較し、それらの発行数の傾向が共通していることを確認した。また、特に発行数の多いエラーは強いパイラップ依存性を持つことを確認した。

Byte Stream Error が物理解析に与える影響の評価として、本解析では Di-muon の不変質量再構成に着目し、使用するデータセットにイベントごとに 2 つのミュオンの飛跡の存在を要求した。特に Z ボソンの質量範囲に着目し、特定の Byte Stream Error が片方のミュオン飛跡に出現した場合、両方の飛跡に出現した場合、いずれの飛跡にもエラーが出現しない場合を比較する。resolution の違いから  $|\eta| < 1.05$  と  $1.05 < |\eta| < 2.5$  でそれぞれ評価を実施した。この結果、特に Word23 についてはいずれの  $\eta$  領域でも片方にエラーが出現する場合は非出現時とよく一致することが確認された。また、両方に出現する場合は統計量の不足により有意な比較に至らなかった。

今後、引き続きデータで放射線損傷による性能の劣化をモニターするとともに、検出器の測定情報の分布やその形状に着目し、その変化について分析を行う。これによって放射線損傷による性能劣化を別側面からも評価し、将来的なデータ選別条件の策定への寄与を試みる。また、不変質量のみならず、 $d_0$  や  $z_0$  といった track parameter や Track Efficiency に対して Byte Stream Error がどのような影響を与えるかについて評価する。これによりどのような条件下で品質の悪化が発生するかを分析し、今後 1 年半実施される Run3 実験への活用を目指す。

## 10 謝辞

終わりに、本研究にご助力頂いた皆様に最大限の感謝を申し上げます。

寄田浩平教授には学部・修士の3年間本当にお世話になりました。日々のミーティングでは常に物理を見据えて公平な視点からご指導いただき、時に迷う私の軌道を丁寧に修正していただきました。物理に熱い想いをかける教授と進める研究生生活は非常に楽しく、また真の意味で自己成長する機会をいただけていたように思います。田中雅士主席研究員には合宿や報告会などで自分では思いつかなかった角度からのアイデアを多数いただきました。これらのアイデアのいくつかは実際に研究を前進させる鍵となりました。また、飲みの席では日本酒を交わしながら核心を突く多くの議論も交わしていただきました。秘書の坂本敦子さんには日々の研究生生活において多くのサポートをいただきました。また、牽引して下さっていた寄田研卓球部の活動は研究生生活の中で良いリフレッシュの機会になっていました。秋山大也さんには研究について多くの指摘をいただき、時には研究と一緒に進めていただきました。日本に帰国された際にはよく食事に誘っていただき、研究の話からプライベートの話まで顔を突き合わせて話をするのは私にとり、楽しみの一つになっていました。伊藤紘貴さんとは隣の席で作業する中で多くの質問をさせていただいたり、時には雑談したりと楽しい時間を研究室内で過ごすことができました。同期のATLAS組である吉田大起さんと小川貴弘さんとは、研究室内の活動のみならず、ITkの活動でもよく連携を取っていただきました。それぞれが知りえた状況を共有しつつ早稲田としてITkの活動に貢献していくプロセスは、孤独になりがちな研究活動において共に進められる貴重な機会です。非常に楽しく思っていました。GRAMS組の内海和伸さん、石川皓貴さん、土方歌乃さんも含め、同期はやはり研究活動のモチベーションになっており、一人ひとり研究の方向性が違えど、それぞれがそれぞれの方向に研究を進めていく姿を見て自分もかくあらんと奮起していました。この同期だったからこそ楽しみながらも真剣に研究に取り組む姿勢を維持できたように思います。また、後輩の皆さんには研究のみならず、研究室内の活動など多大な協力をいただきました。石川皓貴さんも含め、特にシステム系の荒井紳太郎さん、大島直也さん、大垣謙人さん、高田教汰郎さんには時間を割いていただき多くの協力をしていただきました。

ATLAS Japan Pixel グループの皆様には専門家として今回の研究に多くのご助力を賜りました。特に津野総司さんにはデータセットの作成から解析の手法までご教授いただき、自分が向かうべき解析の方向性を示していただきました。

そして最後に日々を支えてくださった両親と妹に感謝いたします。これまでの楽しい学生生活・研究生生活の中にもいくつかの苦悩がありましたが、それを乗り越えられたのは3人のおかげです。ともに過ごす日々が何よりも私の支えであり、最大の幸福でした。

最後に、繰り返しになりますが、皆様の支えのもとこの研究を完遂することができました。改めて感謝を述べるとともに末筆とさせていただきます。

## 付録 A ピクセルモジュールにおける Front End Chip ID

ピクセルモジュールでは図 44 に示すように 16 枚あるフロントエンドチップに対してそれぞれ ID を設定している。図 44 上側に示されているのがバレル部のモジュールである。図中の phi index、eta index はそれぞれ  $\phi$  が増加する方向、 $\eta$  が増加する方向に振られている。

また、図 44 下側に示されているのがエンドキャップ部のモジュールである。エンドキャップ部ではディスク状のカーボンプレートの両面にモジュールが実装されているため、その表裏によって even/odd と区別されて振り分けされている。バレル部と同様 phi index、eta index はそれぞれ  $\phi$  が増加する方向、 $\eta$  が増加する方向に振られている。すなわち、エンドキャップ部においては FE7・FE8 がビーム軸側、FE0・FE15 が外側に位置する。

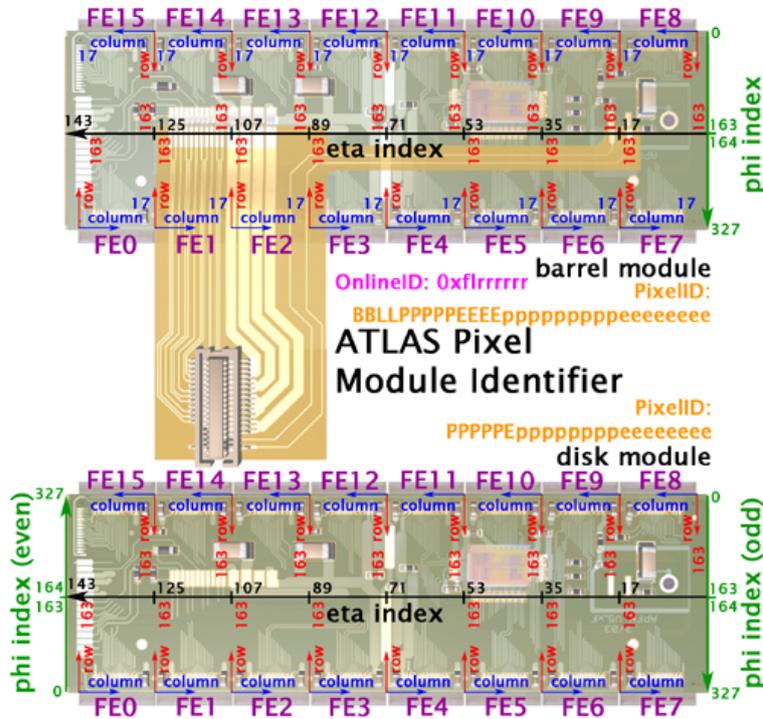


図 44: ピクセルモジュールにおけるフロントエンドチップ ID の振り分け [26]

## 参考文献

- [1] CERN, <https://home.cern/>
- [2] Marcello Bindi(2024), Operational Experience and Performance with the ATLAS Pixel detector at the LHC, <https://cds.cern.ch/record/2918570/files/ATL-INDET-SLIDE-2024-601.pdf>
- [3] ATLAS EXPERIMENT, Public ATLAS Luminosity Results for Run-3 of the LHC, [https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun3#2024\\_p\\_p\\_data\\_taking](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun3#2024_p_p_data_taking), (access: 01/2025)
- [4] particle data group, <https://pdg.lbl.gov/>
- [5] 岩渕周平 (2017), HL - LHC 用 ATLAS 実験用シリコンストリップセンサーの放射線耐性の評価, <https://tchou.tomonaga.tsukuba.ac.jp/CiRfSE/events/170123/1d3.pdf>
- [6] The ATLAS collaboration(2024), Operational Experience and Performance with the ATLAS Pixel detector at the Large Hadron Collider at CERN, <https://cds.cern.ch/record/2888712/files/ATL-INDET-PROC-2024-001.pdf>
- [7] The ATLAS Collaboration(2017), Technical Design Report for the ATLAS Inner Tracker Strip Detector, <https://cds.cern.ch/record/2257755/files/ATLAS-TDR-025.pdf>
- [8] Md.Atikur Rahman(2014), A Review on Semiconductors Including Applications and Temperature Effects in Semiconductors, [https://asrjetsjournal.org/index.php/American\\_Scientific\\_Journal/article/view/693](https://asrjetsjournal.org/index.php/American_Scientific_Journal/article/view/693)
- [9] Mike Lauge(2017), dE/dx MEASUREMENTS IN ATLAS EXPERIMENT, <https://nbi.ku.dk/english/theses/masters-theses/mike-lauge/Lauge-MastersThesis.pdf>
- [10] ATLAS Collaboration(2017), Performance of the ATLAS track reconstruction algorithms in dense environments in LHC Run 2, <https://arxiv.org/pdf/1704.07983.pdf>
- [11] ATLAS Collaboration(2017), Study of the material of the ATLAS inner detector for Run 2 of the LHC, <https://cds.cern.ch/record/2273894/files/arXiv%3A1707.02826.pdf?version=1>
- [12] ATLAS Collaboration(2008), The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, [https://twiki.cern.ch/twiki/pub/Atlas/AtlasTechnicalPaper/Published\\_version\\_jinst8\\_08\\_s08003.pdf](https://twiki.cern.ch/twiki/pub/Atlas/AtlasTechnicalPaper/Published_version_jinst8_08_s08003.pdf)
- [13] High Luminosity LHC Project, <https://hilumilhc.web.cern.ch/content/hl-lhc-project>
- [14] CERN(2024), New schedule for CERN's accelerators, <https://home.cern/news/news/accelerators/new-schedule-cerns-accelerators>
- [15] The ATLAS Collaboration(2022), Performance of ATLAS Pixel Detector and Track Reconstruction at the start of Run 3 in LHC Collisions at  $\sqrt{s} = 900$  GeV, <https://cds.cern.ch/record/2814766/files/ATL-PHYS-PUB-2022-033.pdf>
- [16] 小林蓮 (2021), 高輝度 LHC ATLAS 実験に向けた初段ミューオントリガーアルゴリズムの改良とハードウェアへの実装, [https://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/theses/master/kobayashi\\_mt.pdf](https://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/theses/master/kobayashi_mt.pdf)
- [17] The ATLAS Collaboration(2024), The ATLAS Trigger System for LHC Run 3 and Trigger performance in 2022, <https://cds.cern.ch/record/2886407?ln=ja>
- [18] 齊藤真彦 (2016), LHC/ATLAS 実験における消失飛跡を用いた超対称性粒子探索, [https://www.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/download/master/m2015\\_saito.pdf](https://www.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/download/master/m2015_saito.pdf)

- [19] The ATLAS Collaboration(2023), ATLAS Run 3 charged particle track seed finding performance, <https://cds.cern.ch/record/2882156/files/ATL-PHYS-PUB-2023-034.pdf>
- [20] The ATLAS Collaboration(2007), Commissioning Perspectives for the ATLAS Pixel Detector, <https://cds.cern.ch/record/1092108/files/CERN-THESIS-2008-022.pdf>
- [21] The Pixel Collaboration(2008), ATLAS Pixel Detector Electronics and Sensors, <https://www-physics.lbl.gov/~gilg/Pixel0verviewPaper/PaperOneElectronicsSensors/JINSTstyle/electronics-sensors-2008-04-17.pdf>
- [22] MCC Design Group(2004), MCC-I2.1 Specifications, [https://twiki.cern.ch/twiki/pub/Atlas/PixelModuleDocumentation/MCC\\_DataFormat\\_v1\\_0.pdf](https://twiki.cern.ch/twiki/pub/Atlas/PixelModuleDocumentation/MCC_DataFormat_v1_0.pdf)
- [23] Kevin Einsweiler(2003), ATLAS On-detector Electronics Architecture, [https://twiki.cern.ch/twiki/pub/Atlas/PixelModuleDocumentation/ATLASPixelFEChip\\_v3\\_0.pdf](https://twiki.cern.ch/twiki/pub/Atlas/PixelModuleDocumentation/ATLASPixelFEChip_v3_0.pdf)
- [24] D.E. Groom and S.R. Klein(2023), Passage of Particles Through Matter, [https://pdg.lbl.gov/2024/reviews/contents\\_sports.html](https://pdg.lbl.gov/2024/reviews/contents_sports.html)
- [25] 山口剣伸 (2022), LHC-ATLAS 実験におけるピクセル検出器のエネルギー損失を使った放射線損傷評価, [http://www.kylab.sci.waseda.ac.jp/PUB/PAPER/MasterThesis/2022\\_KenshinYamaguchi.pdf](http://www.kylab.sci.waseda.ac.jp/PUB/PAPER/MasterThesis/2022_KenshinYamaguchi.pdf)
- [26] A. Andreazza, Pixel offline calibrations, connectivity and conditions database, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/PixelCOOLoffline>
- [27] B. R. Martine, Graham Show(2020), マーティン/ショー 素粒子物理学 原著第4版, 講談社
- [28] W. R. Leo(1994), Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments Second Revised Edition, Springer-Verlag
- [29] A. Salvucci(2012), Measurement of muon momentum resolution of the ATLAS detector , <https://cds.cern.ch/record/1417538/files/ATL-PHYS-PROC-2012-013.pdf>
- [30] The ATLAS Collaboration(2011), Determination of the muon reconstruction efficiency in ATLAS at the Z resonance in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ , <https://cds.cern.ch/record/1330715/files/ATLAS-CONF-2011-008.pdf?subformat=6>
- [31] The ATLAS Collaboration(2010), Muon Performance in Minimum Bias pp Collision Data at  $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$  with ATLAS, <https://cds.cern.ch/record/1277675/files/ATLAS-CONF-2010-036.pdf>
- [32] 増渕達也 (2009), Muon Performance and Data driven Performance Check, [https://www.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/~asai/lhcgw/kenkyu09\\_04.pdf](https://www.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/~asai/lhcgw/kenkyu09_04.pdf)
- [33] Tulin Varol(2012), Muon Performance in the Presence of High Pile-up in ATLAS, <https://arxiv.org/pdf/1212.0392v1>
- [34] ATLAS Collaboration(2016), Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton-proton collision data at  $\sqrt{s}=13\text{ TeV}$ , <https://cds.cern.ch/record/2139897/files/Eur.%20Phys.%20J.%20C%2076%20%282016%29%20292.pdf>
- [35] M. Mironova(2023), Search for Higgs Boson Decays to Charm Quarks with the ATLAS Experiment and Development of Novel Silicon Pixel Detectors, Springer
- [36] T. Cornelissen et al.(2007), Updates of the ATLAS Tracking Event Data Model(Release 13), <https://cds.cern.ch/record/1038095/files/soft-pub-2007-003.pdf>
- [37] The ATLAS Collaboration(2013), Muon reconstruction efficiency and momentum resolution of the ATLAS experiment in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$  in 2010, <https://cds.cern.ch/record/1277675/files/ATLAS-CONF-2010-036.pdf>

- ch/record/1695792/files/arXiv:1404.4562.pdf
- [38] ATLAS Collaboration(1997), ATLAS muon spectrometer : Technical Design Report, <https://cds.cern.ch/record/331068>
- [39] The ATLAS Collaboration(2024), The ATLAS experiment at the CERN Large Hadron Collider: a description of the detector configuration for Run 3, <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/19/05/P05063/pdf>
- [40] ATLAS Collaboration, Early Run 3 muon reconstruction performance of the ATLAS detector, <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/MUON-2022-02/> (accessed: 01/2025)
- [41] Verena Wallbrecht(2018), Phase I and II Upgrades of the ATLAS Muon Spectrometer with Integrated Small Diameter Drift Tube Chambers and Thin-Gap Resistive Plate Chambers, [https://cds.cern.ch/record/2668904/files/PoS\(LHCP2018\)083.pdf](https://cds.cern.ch/record/2668904/files/PoS(LHCP2018)083.pdf)
- [42] 三井真吾 (2013), p 型シリコンストリップセンサーとピクセルセンサーの設計及び放射線損傷評価, [https://atlas.kek.jp/old/sub/thesis/2013/Mitsui\\_Dthesis.pdf](https://atlas.kek.jp/old/sub/thesis/2013/Mitsui_Dthesis.pdf)
- [43] ATLAS Collaboration, Public Pixel Tracker Plots for Collision Data, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/PixelPublicResults> (accessed: 01/2025)
- [44] Frank Hartmann(2024), Evolution of Silicon Sensor Technology in Particle Physics (Third Edition), <https://link.springer.com/book/10.1007/978-3-319-64436-3>
- [45] Marco Battaglia(2023), ATLAS Pixel Detector Operational Experience and Performance at the Large Hadron Collider, <https://cds.cern.ch/record/2868673/files/ATL-INDET-SLIDE-2023-359.pdf>
- [46] The ATLAS collaboration(2019), Modelling radiation damage to pixel sensors in the ATLAS detector, <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/14/06/P06012>

学籍番号: 5323A004

## 研究活動の不正行為 定義確認書

2025年2月4日

早稲田大学大学院先進理工学研究科長 殿

早稲田大学大学院先進理工学研究科

物理学及应用物理学 専攻 2年

本人氏名 荒川 航輝

(自署)

私は、裏面に記載のある研究活動の不正行為に関する定義を理解し、修士論文提出において、不正行為を一切行っていないことを誓約します。

なお、当該行為を行なうと、厳重な処分（無期停学・当該学期成績無効・修士論文不合格等）を受けること、学位取得後であっても学位取消となることを十分に認識した上で、論文を執筆しました。

## 研究倫理教育受講確認書

2025年2月4日

本人氏名 荒川 航輝



私は、修士論文の執筆にあたり、以下の研究倫理教育を受講しました。

<input checked="" type="radio"/>	GEC 設置科目「学術・研究公正概論（生命・理工系）」
<input type="checkbox"/>	GEC 設置科目「研究倫理概論」
<input type="checkbox"/>	専攻設置科目 科目名（ ）
<input type="checkbox"/>	その他（ ） ※受講前に指導教員を通じて専攻主任の承認を受けること。 ※受講証明を添付すること。

## 研究活動の不正行為（捏造、改ざん、盗用、剽窃）について

修士論文を作成するに当たっては、以下の点に十分留意してください。

- ◆既存の文書・資料や自ら取得したデータ等に関し、「捏造・改ざん」は絶対に行ってははいけません。これらの行為は、社会人はもちろん、学生であっても当然守らなくてはならないルールです。

※捏造：事実でないことを事実のように仕立て上げること。でっちあげること。

※改ざん：文書やデータ等の全部あるいは一部を、故意に本来のものでない内容・形式・時期等に変更すること。悪意の有無は問わない。

- ◆学問の体系に新たな知見を加えるとき、その信頼性は命です。学術研究でも、そのための対応が求められます。そこでは上記に加え、資料・データ等の適切な利用と管理、情報取得に当たってのインフォームドコンセントの適用、取得した個人情報の保護等に配慮しなければなりません。

他人の著作物（書籍や論文などに加え、講演での発言やインターネットに掲載された文章・図表・データ等も含む）を活用する場合には、「盗用・剽窃」に十分配慮してください。

盗用・剽窃は、著作権法で禁止された行為です。社会人はもちろん、学生であっても当然守らなくてはならないルールです。

※盗用・剽窃：引用元を適切に記載せずに、他人の文章、結果、意見、アイデア、理論、学説などを自分のものとして発表すること。

- ◆学問の発展は独創性・独自性が基盤です。初めにそれを公表した人のオリジナリティを尊重し、敬意を払うことは学問の府に身を置く者の当然の責務です。学術論文においても、自分の考えと他人の意見を明確に区別し、表現しなければなりません。

このためには、適切な「引用」が重要です。学術論文では、他人の意見・アイデア・理論などを参照・参考にした箇所ごとに番号を付け、巻末や脚注で、その出所を明らかにすることが一般的です。学会等によって、その記載順序が若干異なりますが、以下を標準にします。

- ・論文・総説：著者、題名、掲載誌名、巻号、ページ、発表年（月）等
- ・国際会議・シンポジウム・口頭発表：著者、題目、シンポジウム等の名称、場所、年月、巻号、ページ、出版元、出版年等
- ・著書：題目、著者、ページ、出版元、出版年等
- ・インターネットのからの引用では、以下の通りとします。  
著者、タイトル、URL、検索日

- ◆プレゼンテーション用のパワーポイントでは、上記の引用方法を簡略化して用いることを認めます。簡略化の原則は確認・参照の容易性です。例えば、論文からの引用では、著者、掲載誌名、発表年月のみの記載を認めます。著書や論文、インターネットなどの文章をそのまま記載する場合は、「」を付け、その文章を誰が公表しているかを明示するのが一般的です。