

修士論文

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

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 山口剣伸

2023/2/24

## 概要

LHC-ATLAS 検出器は標準理論の精密測定などを目的に 2008 年より運用されている。ピクセル検出器は ATLAS 検出器の最内層に位置する飛跡検出器である。飛跡情報はパイルアップの区別や、消失飛跡探索などの物理解析にも用いられるため、高性能での安定した運転が求められる。ピクセル検出器は半導体から構成される。また衝突点の約 412cm に位置し、LHC 稼働期間中は約  $10^{14} 1\text{MeV} n_{eq} \text{cm}^{-2}$  の放射線を受ける。半導体の放射線損傷により収集電荷効率の低下など、検出器性能への影響が懸念される。これまでに得られたデータをもとに放射線損傷の影響を記述することは、今後検出器が安定して高効率のデータを取得するためにも重要である。本研究では放射線情報を適用したシミュレーションを作成し、ピクセル検出器のエネルギー損失量 ( $dE/dx$ ) を Run 2 データとシミュレーションで比較することで、検出器の放射線損傷評価を行う。

荷電粒子がシリコンセンサーを通過すると、エネルギー損失量に比例して電子正孔対を生成する。センサーに電場をかけることで生成された電子は電極に収集され、設定した閾値を超える信号を Time-over-Threshold (ToT) として記録する。ピクセル検出器では測定された ToT 値を較正することで、ToT に対応する収集電荷量  $Q$  が算出される。 $dE/dx$  は  $Q$  に比例した値を取る。 $dE/dx$  はベーテ・ブロッホの式によって理論的に予想可能である。実際に測定された  $dE/dx$  と理論値の比を電荷収集効率として比較することで、電荷補正と放射線損傷による影響を分離できる。ある層における  $dE/dx$  は多重散乱の効果によりランダウ分布に近い分布を示す。各データの  $dE/dx$  を定量的に比較するため、 $dE/dx$  分布を関数でフィットし値を取得する。今回はランダウ分布とガウス分布を畳み込んだ関数でフィットを行い取得された MPV の値を比較する。

データサンプルは 2015 年から 2018 年の間に取得された Run2 データを用いる。 $Z \rightarrow \mu\mu$  事象の実データサンプルとなっているため、モンテカルロ (MC) サンプルも同様に  $Z \rightarrow \mu\mu$  事象を用いる。放射線情報は TCAD シミュレーションにより予測され、これまでに各年度内の 1 つの時点に対して放射線情報を適用した MC との比較が行われていた。ここで放射線損傷は 2018 年 Run 終了時の Layer-2 では 17% 多く見積もられているなど、実データと乖離した放射線情報が用いられていた。今回新たに、実データの範囲内の放射線情報を適用した MC を各年度中に 3 点以上作成し、データと MC の値を比較する。

今回は各 MC に data/MC の値でスケールした値を比較した。放射線損傷を適用した MC とデータのいずれにおいてもセンサーが受けた放射線量の増加に伴い、 $dE/dx$  の値が低下する傾向を確認することができた。今後、フィット関数の最適化や、スレッシュホールド、温度変化、HV、運動量補正などを反映させた MC を作成し、誤差評価を行う。2029 年の HL-LHC に向けた内部飛跡検出器のアップグレード後も新たにピクセル検出器が用いられるため、解析の応用が見込まれる。

## 目次

1	導入	5
2	LHC-ATLAS 実験	6
2.1	大型ハドロン衝突型検出器 (LHC)	6
2.2	ATLAS 検出器	7
2.2.1	検出器に要求される条件	8
2.2.2	座標系	8
2.2.3	内部飛跡検出器	9
2.2.4	カロリメータ	10
2.2.5	ミューオン検出器	11
2.3	飛跡再構成	12
2.3.1	ヒット	12
2.3.2	較正	12
2.3.3	運動量測定	14
2.3.4	トラックパラメータ	15
2.4	シミュレーション	15
2.5	アップグレード計画	16
3	ピクセル検出器	17
3.1	半導体特性	17
3.1.1	シリコンの特性	17
3.1.2	pn-接合	17
3.2	ピクセル検出器	20
3.2.1	センサー	20
3.2.2	読み出しチップ	21
3.3	IBL	21
3.3.1	センサー	22
3.3.2	読み出しチップ	23
3.4	電荷収集	23
3.5	読み出し電子回路	23
3.6	冷却装置	24
4	放射線の影響と予測	25
4.1	半導体センサーにおける放射線損傷	25
4.2	読み出し電子回路における放射線損傷	26
4.3	FLUKA シミュレーション	27
5	荷電粒子と物質の相互作用	29

---

5.1	密度補正 . . . . .	30
5.2	エネルギー損失の揺らぎ . . . . .	31
5.3	多重散乱 . . . . .	31
6	<b>dE/dx を用いた放射線評価</b> . . . . .	<b>32</b>
6.1	Pixel dE/dx . . . . .	32
6.2	サンプルと選択 . . . . .	33
6.2.1	データサンプル . . . . .	33
6.2.2	シミュレーションサンプル . . . . .	34
6.2.3	データ選択 . . . . .	36
6.3	dE/dx による放射線評価 . . . . .	38
6.3.1	data 比較 . . . . .	38
6.3.2	data vs MC . . . . .	39
6.3.3	各層分布 . . . . .	39
6.3.4	フィット方法 . . . . .	40
6.3.5	int.Lumi vs dE/dx . . . . .	42
6.3.6	放射線量 vs dE/dx . . . . .	43
6.3.7	誤差評価 . . . . .	44
7	<b>まとめと展望</b> . . . . .	<b>46</b>
8	<b>謝辞</b> . . . . .	<b>47</b>

## 表目次

2.1	近地点パラメータ . . . . .	15
5.1	Bethe-Bloch の式における変数 . . . . .	29
6.1	dE/dx のパラメータ . . . . .	32
6.2	ToT . . . . .	33
6.3	Run Data . . . . .	34
6.4	MC . . . . .	35
6.5	MC の放射線量 . . . . .	36
6.6	選定基準 . . . . .	36
6.7	Track Selection . . . . .	37
6.8	Cluster Selection . . . . .	37
6.9	Data Max bin 比較 . . . . .	39
6.10	Fit を検討した関数 . . . . .	41
6.11	$\chi^2/ndf$ . . . . .	42

## 図目次

2.1	標準理論粒子の生成断面積 [3]	7
2.2	積分ルミノシティ [4]	7
2.3	ATLAS 検出器 [5]	8
2.4	座標系 [6]	9
2.5	内部飛跡検出器 [7]	10
2.6	カロリメータ [1]	11
2.7	ミューオン検出器 [1]	12
2.8	ローレンツ角 Fit[10]	13
2.9	サジッタ [9]	13
2.10	パラメータ [7]	15
3.1	バンド [8]	18
3.2	Pixel 検出器 [1]	20
3.3	(a)	22
3.4	(b)	22
3.5	IBL 挿入後の Pixel 検出器 [22]	22
3.6	ToT [25]	24
4.1	結晶格子に生じる可能性のある欠陥 [13]	25
4.2	結晶格子に生じる可能性のある欠陥 [29]	27
4.3	FLUKA [30]	28
5.1	Bethe-Bloch [52]	30
6.1	data 比較	38
6.2	data/MC 比較	39
6.3	各層分布	40
6.4	Eta vs dE/dx	41
6.5	Cluster size cut dE/dx	41
6.6	Fit	42
6.7	$\chi^2/NDF$	43
6.8	int. Lumi vs dE/dx	44
6.9	Fluence vs dE/dx	45
6.10	閾値変更前後 MC	45

## 1 導入

2013年に欧州原子核研究機構(CERN)によりヒッグス粒子の発見が発表されたことにより、標準理論により予測されていた粒子がすべて発見された。理論はすべての事象を記述できるわけではなく、不十分な点もあるため、標準理論は加速器実験によって精密測定が行われている。例えば天文学的観測によって宇宙に暗黒物質が大量に存在することが明らかにされているが、相当する素粒子は標準理論に組み込まれていない。また標準模型ではニュートリノの質量がないことを仮定されているが、ニュートリノ振動が確認された。3つのニュートリノのフレーバー固有状態が3つの質量状態を混ぜ合わせたものとして記述でき、これはニュートリノの質量があるために起こる現象とされている。このように標準理論で説明のできない問題を解決するために、観測現象の推測と実験による検証が必要である。

素粒子の検証は高エネルギーの粒子を加速し、粒子同士を衝突させることで行われる。LHC加速器はスイスの地下100mに設置されている陽子陽子衝突型加速器で、新粒子探索や標準模型の精密測定を目的とした実験が行われている。2010年からデータ取得が開始されており、これまでに2度のLong Shutdown期間を経て現在Run3として重心系エネルギー13.6TeVで運転されている。加速器の1つの衝突点を覆うように設置されているのがATLAS検出器でRun2までに高いデータクオリティを保ちながら運転されている。瞬間ルミノシティ $1 \times 10^{14} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ に対応するように設計されているため、Run3以降に設計時性能の範囲を超えることが予想される。検出器が正常に作動せず、素粒子の精密測定に十分なデータを得ることができない可能性がある。このような事態を防ぐためにも検出器が高エネルギー粒子によってどのような損傷を受けるか理解することが必要である。

特にATLAS検出器のビーム軸近くに設置されている内部飛跡検出器は、高い放射線環境下におかれている。この検出器はRun3が終了する2025年まで置き換えることなく運転が継続されるため、今後検出器の動作品質の評価は非常に重要な課題である。

ピクセル検出器は内部飛跡検出器の最内層に位置する検出器であり、通過した荷電粒子の電荷量からエネルギー損失量( $dE/dx$ )を測定することができる。 $dE/dx$ はBethe-Blochの式で表されるように粒子の質量により異なる分布をとる。 $dE/dx$ 情報は例えば未知の質量の重い粒子が存在した場合、検証に有効な値となる。重い荷電粒子を残す $dE/dx$ は実データが存在しないため、シミュレーションの精度を向上させることが重要である。現在知られているような重い荷電粒子は存在しないため、 $dE/dx$ の大きい新粒子探索には低運動量のパイ中間子などの軽い粒子の $dE/dx$ における高運動量領域を用いた較正が必要である。シミュレーションにより $dE/dx$ 分布の精度を高めることで新粒子探索における信号量の見積りなどの応用が期待される。データで得られる $dE/dx$ は放射線損傷の効果により応答が変化した値であり、現状直接的に解析に用いることが難しい。放射線損傷を考慮した真の $dE/dx$ を算出することができれば、解析の応用につなげることができる。本研究は $dE/dx$ を新粒子探索などの解析に応用するために、 $dE/dx$ の放射線損傷の影響を理解することを目的とする。

## 2 LHC-ATLAS 実験

### 2.1 大型ハドロン衝突型検出器 (LHC)

LHC 大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) [1] は、2つのリングを持つ超伝導ハドロン加速器・衝突型加速器である。陽子陽子衝突型加速器であり、質量中心エネルギーは 14TeV で設計された。また LHC は重イオンを衝突させることができる。LHC の建設は、1994 年 12 月に欧州原子核研究機構 (CERN) の理事会で承認された。LHC の建設は、欧州原子核研究機構 (European Organization for Nuclear Research) の評議会で承認された。CERN は、この評議会の開設準備に設立された組織のフランス語名称 (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) の頭文字をとったものである。LHC はフランスとスイスの国境にある CERN の円形状トンネルに設置された。トンネルは 2000 年まで大型電子陽電子衝突型加速器 (LEP) として使用されていたものである。

高周波超伝導空洞で陽子を加速する。加速勾配は 16MV/m。陽子はバンチ (束) にまとめられ、各バンチ内の陽子の数  $N_p$  はおよそ  $1.15 \times 10^{11}$  であり、リング内のバンチ数  $n_b$  は 2808 である。バンチの間隔は 25ns であり、これは  $f=40\text{MHz}$  の衝突率に相当する。リングの周りの超伝導磁石により、約 8.4T の磁場がかけられビームを曲げ、集束させられている。粒子は 2つのビームパイプで分離され LHC の 4つの検出器の 1つで衝突する。LHC の主要なパラメータはルミノシティ  $L$  で、

$$L = \frac{N_p \cdot f \cdot n_b}{4 \pi \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y} \quad (2.1)$$

ここで  $N_p$  と  $n_b$  は前述のように、それぞれバンチあたりの陽子数とビームあたりのバンチ数であり、 $f$  は回転周波数、 $\sigma_x \cdot \sigma_y$  は相互作用点でのビーム寸法である。一般に、時間  $dt$  あたりの事象数  $dN$  は事象率とも呼ばれ、

$$\frac{dN}{dt} = L \times \sigma \quad (2.2)$$

で与えられる。事象率はルミノシティ  $L$  と断面積  $\sigma$  に依存し、陽子陽子衝突の性質上、稀なプロセスの断面はジェット生成断面積などに比べ何桁も小さい。例えば、ヒッグス粒子の断面積は W や Z の断面積よりはるかに小さいので、希少事象を観測するには高い輝度が必要である。図 2.1 に標準理論粒子の生成断面積の概要を示す。

加速器で生成される粒子の総数は積分ルミノシティに比例する。

$$L = \int L(t) dt \quad (2.3)$$

単位は  $\text{cm}^{-2}$  で、通常  $[\text{fb}^{-1}]$  で表される。2009 年に質量中心エネルギー 900GeV で最初の衝突が行われ、2010 年と 2011 年にはエネルギーが 7TeV に、2012 年には 8TeV に到達した。2013 年初めに Run 1 が停止され、LHC は 14TeV での衝突を可能にするために 2 年にわたる大規模なアップグレードを行った。2015 年 6 月、LHC は約 2 年間のシャットダウン期間を経て、13TeV 衝突からのデータ取得 (Run2) を開始した。2018 年に 4 年間の運転を停止し、2019 年から約 3 年間のシャットダウン期間中に入射加速器などのアップグレードが行われた。2022 年 7 月より Run3 として約 13.6TeV でデータ取得が行われている。2018 年までに ATLAS 検出器で取得された各年度の積分ルミノシティを図 2.2 に示す。以上のルミノシティでヒッグス粒子のような希少な過程が観測された。数千個の素粒子の事象から検出するためには、高速な応答で、微細に分



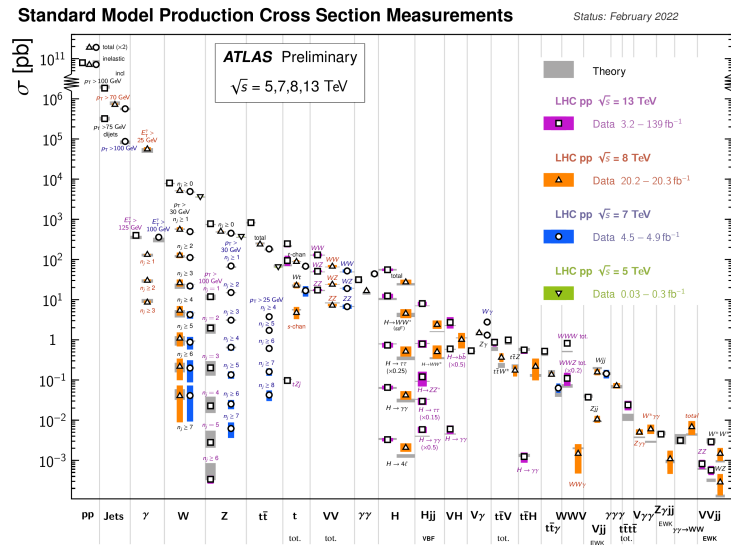


図 2.1: 標準理論粒子の生成断面積 [3]

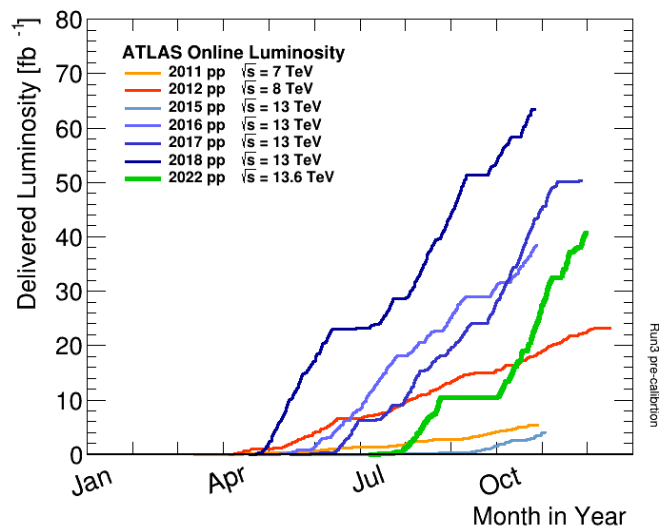


図 2.2: 積分ルミノシティ [4]

割された、放射線に耐えられる検出器が必要である。LHC の 4 つの相互作用点には、ALICE (A Large Ion Collider Experiment), LHCb (Large Hadron Collider beauty), ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) と CMS (Compact Muon Solenoid) の 4 つの検出器が配置されている。

## 2.2 ATLAS 検出器

幅 44m, 直径 25m, 重量約  $7 \cdot 10^6 \text{kg}$  の ATLAS 実験 [1] は LHC で最大の検出器である。図 2.3 に ATLAS 検出器の概要を示す。検出器は飛跡検出器、カロリメータ、ミューオン検出器から構成されている。ATLAS

はトロイダル磁場と先進的なトリガーシステムにより、新粒子探索や物理現象の検証に期待されている。

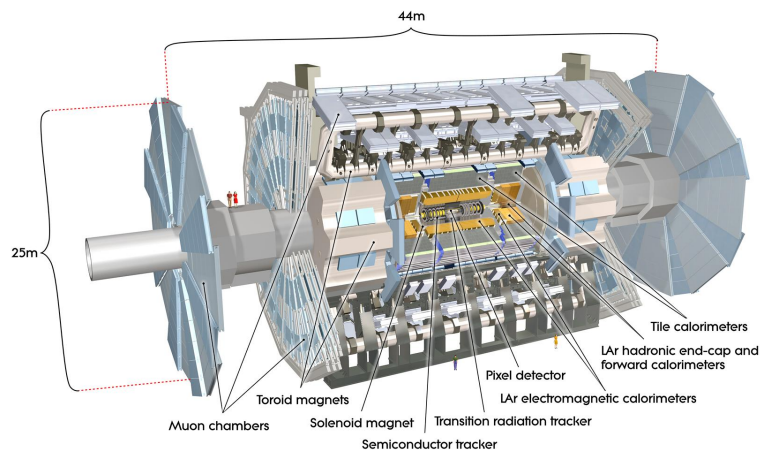


図 2.3: ATLAS 検出器 [5]

### 2.2.1 検出器に要求される条件

ATLAS 検出器は、物理過程を示す特徴的な実験信号の識別を行うことを目的として運転されている。LHC のような高放射線量の環境で識別を行うには、高速で耐放射線性のある電子機器とセンサーが不可欠である。陽子陽子衝突はその性質上、1回の衝突で数組の陽子が衝突する。このようなパイルアップ事象の影響を低減するために、高い粒度が必要である。すべての粒子を検出し、検出器から漏れるニュートリノや新粒子を識別するためには、ほぼ全方位角をカバーする大きな擬ラピディティが必要である。

異なる相互作用過程から来る粒子を分離するため、飛跡追跡システムには優れた再構成効率と荷電粒子運動量分解能が不可欠である。 $\tau$ -レプトンや $b$ -ジェットのオフライン同定などに用いられる二次頂点 (Secondary vertex) を観測するためには、相互作用領域の近くにある頂点を再構成するための飛跡検出器が必要である。カロリメーターシステムは、粒子のエネルギーを正確に測定し、全横運動量の再構成を可能にする。電子と光子の同定と測定には、ジェット測定用のハドロンカロリメーターと同様に、非常に優れた電磁カロリメーターが必要である。ミュオン検出器は広い運動量範囲におけるミュオン粒子の同定と運動量分解能の高さが求められる。ミュオンの電荷はかけられた磁場により決定される。さらに、関心のある物理現象に対して許容できるトリガーレートを達成するために、高効率のトリガーシステムが不可欠である。

### 2.2.2 座標系

ATLAS 検出器全体を通して共通の座標系が使用される。相互作用点は原点と定義され、 $z$  軸はビームラインに沿っている。 $xy$  平面はビームに垂直な面を指しており、横方向平面と呼ばれる。図 2.4 に示すように  $x$  軸の正方向は LHC の中心を指し、 $y$  軸の正方向は地表を指している。粒子の運動量は横方向で測定され、横運動量  $p_t$  と呼ばれる。検出器の  $z$  値が正の部分を「side-A」、負の部分を「side-C」と呼ぶ。横方向平面は円筒座標  $r$  と  $\phi$  で記述される。半径方向寸法  $r$  はビームラインからの距離、方位角  $\phi$  はビームを中心とした  $x$  軸からの角度を表す。極角  $\theta$  は正の  $z$  軸からの角度として定義され、多くの場合擬ラピディティ  $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$  として定義される。

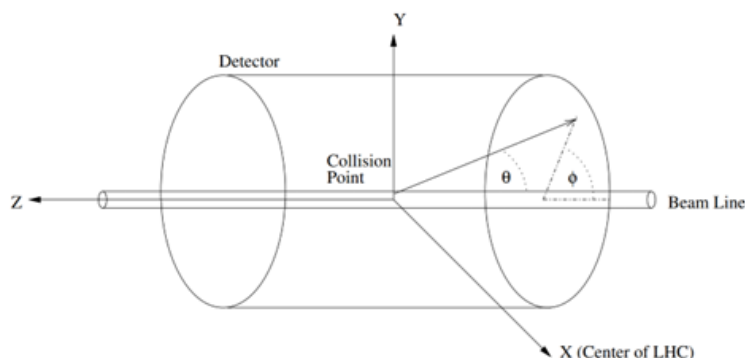


図 2.4: 座標系 [6]

### 2.2.3 内部飛跡検出器

長さ 6.2m、直径 2.1m の内部飛跡検出器は、ATLAS 検出器の最も内側に位置する検出器である。ソレノイド磁石により 2T の磁場がかけられている。この検出器は、 $|\eta| < 2.5$  の範囲内で、与えられた  $p_t$  閾値以上の荷電トラックに対して、優れた運動量分解能、一次および二次バーテックスの測定が提供されるように設計されている。バンチ衝突ごとに約 1000 個の粒子が衝突点から内部飛跡検出器に入射するため、必要な分解能で運動量と頂点の分解能を達成するためには、粒度の細かい検出器が必要となる。

検出器は、シリコンセンサーとストロードリフト管の 2 つの技術が組み合わされた 3 つのサブ検出器により構成されている。図 2.5 に内部飛跡検出器の構造と、荷電粒子が検出器を横切った場合の信号の種類を示している。ピクセル検出器はシリコンセンサー、シリコンストリップ検出器 (SCT) はシリコンストリップから構成される検出器である。荷電粒子がシリコンセンサーに当たると、電子正孔対が生成され、電界をかけることで収集される。電荷はセンサーに局所的に記録され、粒子の位置が特定される。また遷移放射型検出器 (TRT) はストロードリフト管で構成される。ストロードリフト管は、電離ガスで満たされた管内を荷電粒子が横切ると、解放された電子が電界によって中央のワイヤーに向かってドリフトする。電子がワイヤーに当たると記録されるが、シリコン検出器とは異なり、チューブ上の中心に向かって移動する電子は増幅されてから検出されるため、トラッキングにのみ有効な測定となる。内部飛跡検出器の全てのサブ検出器が中央のバレル層とエンドキャップディスクで構成されている。

■**ピクセル検出器** ピクセル検出器は相互作用点に最も近いサブ検出器で、1744 個のピクセルセンサーから構成される。センサーはそれぞれ  $19 \times 63 \text{mm}^2$  の大きさで、各センサーに 47232 個のピクセルがあり、高い解像度を提供する。4 つのバレル層とその両側の 3 つのディスクに分かれており、2次元読み出しを可能とする。検出器は、飛跡と頂点の再構成と b-tag に使用され、 $r - \phi$  平面での空間分解能は  $12 \mu\text{m}$ 、 $z$  方向に沿っては約  $90 \mu\text{m}$  である。この検出器はすべての  $\phi$  方向と  $|\eta| = 2.5$  の範囲を覆っている。ピクセル検出器に関しては 3 で詳述する。

■**シリコンストリップ検出器** シリコンストリップ検出器はピクセル検出器を取り囲み、4 つのバレル層とその両側の 9 つのエンドキャップから構成されている。各層は表と裏のシリコンストリップセンサー 2 層で構成される。その軸を互いに対して  $40 \text{mrad}$  傾かせることで 2次元読み出しを可能にしている。空間分解能は、 $r - \phi$  平面で  $17 \mu\text{m}$ 、 $z$  方向で  $580 \mu\text{m}$  である。粒子あたり 4 回から 9 回の測定を行い、 $\eta$  方向はピクセル検出

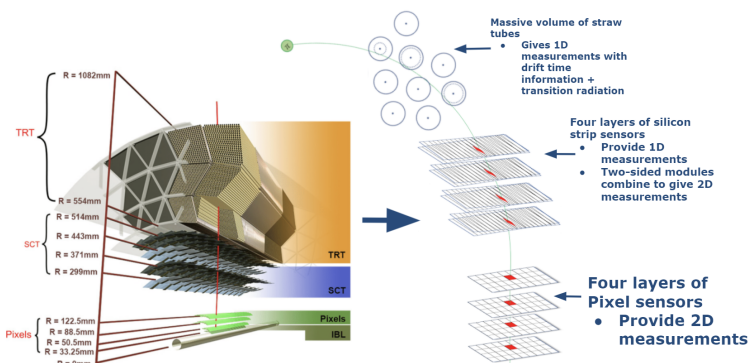


図 2.5: 内部飛跡検出器 [7]

器と同じ範囲をカバーしている。

■**遷移放射型検出器** TRT は飛跡検出器の最外部にあり、300,000 本のストロードリフト管で構成される。 $\phi$  方向に  $130\mu\text{m}$  の精度で位置測定を行うことができる。粒子は TRT を通過するとき、 $|\eta| < 2.1$  に対し平均で 35 本のストローに当たる。TRT は主に飛跡検出に使用されるが、電子の同定にも使用することができる。

## 2.2.4 カロリメータ

カロリメータは、粒子を吸収することにより、粒子のもつエネルギーを測定する。ATLAS 検出器では電磁カロリメータとハドロンカロリメータに分けられる。電磁カロリメータは、主に電磁的相互作用を介して相互作用する粒子のエネルギーを測定するために特別に設計されている。ハドロンカロリメータは、強い核力を介して相互作用する粒子を測定する。それぞれ物質量の小さい検出層と物質量の大きい吸収層から構成される。一次粒子の全エネルギーを測定するためには、電磁シャワーとハドロンシャワーをうまく封じ込め、ミュオン検出器へのパンチスルーを制御しなければならない。さらに、広いエネルギー範囲にわたり、高いエネルギー分解能と測定性能の直線性を達成する必要がある。電磁カロリメータは、バレル部と2つのエンドキャップ部に分かれ、それぞれ  $|\eta| < 1.475$  と  $|\eta| < 3.2$  をカバーしている。範囲内にクライオスタットも含まれる。2.6 にカロリメータの概要図を示す。

電磁カロリメータは電子と光子のエネルギーを測定する。光子は飛跡検出器と相互作用しないため、カロリメータの中で衝突した点のみによって方向が決定される。検出層には液体アルゴンが用いられ、アコーディオン状のカプトン電極と鉛の吸収板が全面に配置されている。ハドロンカロリメータは、様々な要求に適した異なる技術を用いることで、すべてのハドロンを検出する。タイルカロリメータは電磁カロリメータの外側に直接設置される。バレル部は  $|\eta| < 1.0$  をカバーし、さらに  $0.8 < |\eta| < 1.7$  の範囲をカバーする2つの拡張バレルがある。吸収層には鉄、検出層にはシンチレーションタイルを使用する。ハドロンエンドキャップカロリメータ (HEC) は、より擬ラピディティの高い領域である  $1.5 < |\eta| < 3.2$  をカバーする。エンドキャップ電磁カロリメータのすぐ背面に位置し、同じ LAr クライオスタットを共有しているが吸収体として銅を使用する。エンドキャップとフォワードカロリメータ (FCal) の間 ( $|\eta| = 3.1$  付近) での物質密度の低下を抑えるため、HEC は  $|\eta| = 3.2$  まで延長し、FCal とオーバーラップされている。FCal はエンドキャップのクライオスタットに組み込まれており、これは熱量測定の一貫性とミュオン検出器のバックグラウンド放射の低減という点でメリットがあるためである。 $3.1 < |\eta| < 4.9$  の領域ではエンドキャップ部に3つのモジュール

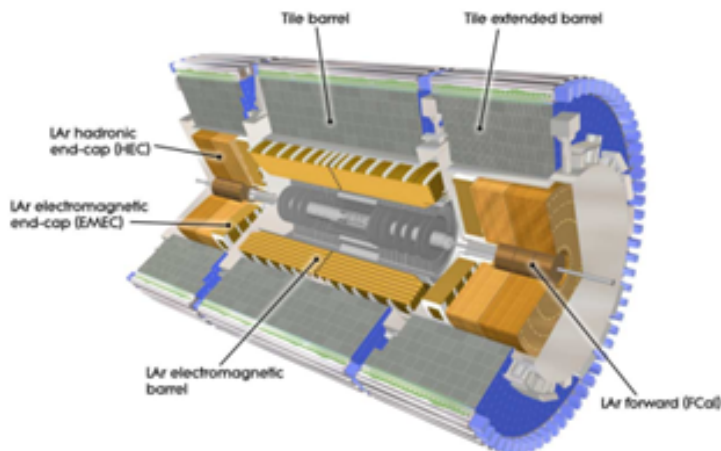


図 2.6: カロリメータ [1]

ルで構成される。1つの銅製モジュールは電磁波測定に最適化されており、他の2つはタングステン製で主にハドロン相互作用のエネルギーを測定するものである。各モジュールは金属製のマトリックスで構成され、一定間隔の長方向のチャンネルに、ビーム軸に平行な同心ロッドとチューブからなる電極構造を充填している。

### 2.2.5 ミューオン検出器

ミューオン検出器は ATLAS 検出器の最外層にある。ニュートリノ以外の既知の粒子はカロリメーターで停止されるため、この部分にはミューオンのみが到達する。ミューオン検出器は、相互作用点から発生するミューオンの高速トリガーと、運動量の高精度測定のための2つの機能を持っている。ミューオン測定は、大型の超伝導トロイダル磁場によるミューオン軌道の磁気偏向に基づくもので、その磁場は  $|\eta| = 2.7$  まで適用される。磁場はバレル領域で平均 0.5T、エンドキャップ領域で 3.5T に達する。ATLAS の異なる検出器環境により、ミューオンをトリガーし追跡するためには4種類の検出器が存在する。2.7 にミューオン検出器の  $z > 0$  の断面図を示す。

トリガー検出器は非常に高速で時間分解能に優れている。飛跡検出器は、磁場中の粒子軌道の曲率を測定するための優れた空間分解能を持っている。高い  $\eta$  ではビームパイプの近くで粒子バンチが大きくなるため、異なる検出器が必要である。Resistive Plate Chambers (RPC) は  $|\eta| < 1.05$  の領域でトリガーに使用される。RPC は細かく分割されたガス状の平行電極板で、avalanche mode で動作し、1.5ns の固有の時間分解能を持つ。1.05  $< |\eta| < 2.7$  の前方領域にある Thin Gap Chamber (TGC) は、マルチワイヤー比例チャンバーである。より高い計数率に対応できるが、固有の時間分解能は 4ns である。RPC と TGC はトリガーだけでなく、トラッキング情報の提供にも使用される。Monitored Drift Tubes (MDTs) は Ar/CO<sub>2</sub> 混合ガスで満たされたドリフトチューブである。バレル領域  $|\eta| < 2$  において、単独で 35 $\mu\text{m}$  の空間分解能を持つ高分解能トラッキングに使用される。Cathode Strip Chambers (CSCs) は、ストリップカソードを持つマルチワイヤー比例チャンバーで、2  $< |\eta| < 2.7$  の領域で使用され、40 $\mu\text{m}$  の空間分解能を持つ。

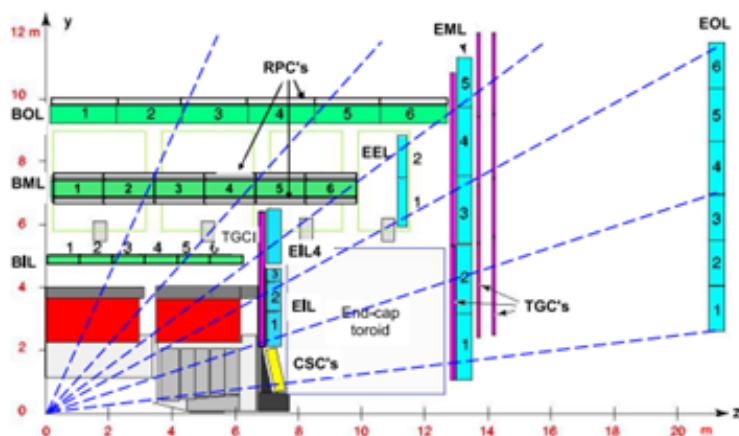


図 2.7: ミューオン検出器 [1]

## 2.3 飛跡再構成

ハドロン衝突型加速器で記録されるデータは、飛跡密度の高さ、パイルアップ（各バンチクロスで複数のハドロン衝突が起こること）、基本的にすべての粒子運動量と方向をカバーする必要があることなどから非常に複雑なものとなっている。そのため精密で誤差に強い飛跡検出器（Track finders and fitters）が必要とされる。

### 2.3.1 ヒット

検出器は電子雲によってピックアップ電極に発生する信号から「ヒット」を検出する。電子雲が1つの電極上のみ信号を誘導する場合、 $\Delta$ を電極の大きさとする、空間点の精度は $\Delta/\sqrt{12}$ である。ヒットした信号が2つの電極に分散している場合は、より良い精度を持つ。この場合、電極上のパルス高 $P_i$ を測定し、電子雲の幅が分かれば、正確に空間点を決定することができる。信号が複数の電極に分散している場合は、重心 $x$ が空間点の推定値として一般的である。 $x$ は次式で表される [9]。

$$x = \frac{\sum x_i P_i}{\sum P_i} \quad (2.4)$$

電極のサイズは有限であるため、この推定値には純粋に幾何学的な理由によるバイアスがある。このバイアスは補正することが可能である。

その他の幾何学的な問題として、ワイヤーに沿った座標（第2座標）が不明であるストリップやワイヤーによってヒット情報が提供されることがある。20~80mradほどの小さい角度を持たせることにより、第2座標の決定にある程度の精度を持たせながら、ゴーストのほとんどを取り除くことができる。

### 2.3.2 較正

空間位置を正確に再現するためには、検出器モジュールの表面に与えられたトラックインパクトに対する誘導パルス高さの確率分布である応答関数を知る必要がある。この応答関数は、テストビームプローブや実際の

データで測定することができる。しかし、チャンネルごとに異なる場合があり、また、あるチャンネルで時間経過とともに変化する場合もある。そのため、個々の応答関数すべての連続的なキャリブレーション（較正）をデータ取得中に行う必要がある。応答関数とパラメータの例としては、以下のようなものがある。

- R-t 依存性

ドリフトチューブのトラックとワイヤの距離  $R$  と測定されたドリフト時間  $t$  の関係を示す。この関係を確立するために、 $R$  を  $t$  に対してプロットし、関数  $R(t)$  をこれらのデータに当てはめる。

- ローレンツ角

ローレンツ角とはシリコンストリップやピクセルなどの検出器を磁界中に置いたとき、電界と電子や正孔のドリフトの方向がなす角度のことである。トラックの入射角に対してクラスターの大きさをプロットし、大きさが最小となる角度を求めている。例を図 2.8 に示す。x 軸はピクセルモジュール ( $r-\phi$  平面) へのトラック入射角に相当する。

- ペDESTAL

ペDESTALは各チャンネルの電子ノイズレベルのことである。衝突のない状態で検出器を読み出すことで求めることができる。ビームからのノイズは、検出器を通過する対になっていないビームを記録することで測定することができる。

- デッドチャンネル, ノイジーチャンネル

運転中に充填されたヒットチャンネルのヒストグラムにピークやホールを見つけることによって探し出す。このようなチャンネルは無視されるべきだが、クラスタリング・アルゴリズムではその存在が考慮される

このような較正により空間点のセットが検出器で精度よく測定されたと仮定し、それぞれある運動量とある生成点や頂点を持つ荷電トラックと解釈できる。

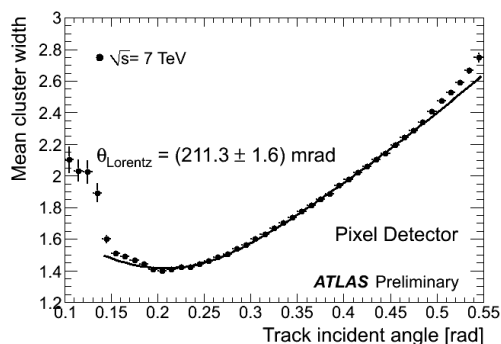


図 2.8: ローレンツ角 Fit[10]

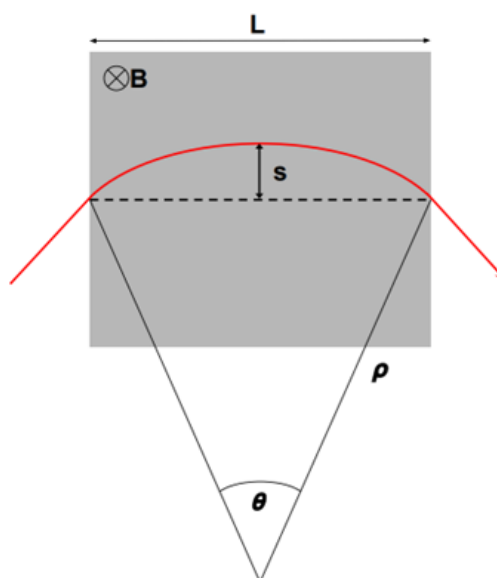


図 2.9: サジッタ [9]

### 2.3.3 運動量測定

移動する電荷  $q$  に磁場  $B$  が均一にかかる時、ローレンツ力によって電荷は磁場に垂直な面内で曲率半径  $\rho$  の円運動のように曲がる。磁場が一様であれば、曲率半径を使って、粒子の運動量を計算することができる。横運動量  $p_T$  は以下の式で表される。

$$p_T = qB\rho \quad (2.5)$$

ここで運動量が  $\text{GeV}/c$ 、磁場が  $T$ 、 $\rho$  がメートルであれば、次式で与えられる。

$$p_T[\text{GeV}/c] = 0.3B\rho[T \cdot m] \quad (2.6)$$

ATLAS の場合、粒子の軌道は全て軌跡ではなく点として把握されるため、修正の必要がある。3次元では、粒子の軌道はらせん状になる。磁場領域内の円軌道の角度  $\theta$ 、あるいはサジッタ  $s$  (図 2.9) を測定することで、横運動量を求めることができる。[9]

$$\frac{L}{2\rho} = \sin(\theta/2) \approx \theta/2 \quad \rightarrow \quad \theta \approx \frac{0.3LB}{p_T} \quad (2.7)$$

$$\Delta p_T = p_T \sin\theta \approx 0.3LB \quad (2.8)$$

$$s = \rho(1 - \cos(\theta/2)) \approx p \frac{\theta^2}{8} \quad \rightarrow \quad s \approx \frac{0.3}{8} \frac{L^2 B}{p_T} \quad (2.9)$$

磁石の内部の入口、真ん中、出口に3つの計測箇所があるとする。それぞれ座標  $x$  を  $\sigma(x)$  の分解能で測定する場合、サジッタの推定値は  $s = x_2 - \frac{x_1 + x_3}{2}$  となる。測定分解能による相対的な運動量の不確かさは、次の式で表される。

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \frac{\sigma(s)}{s} = \frac{\sqrt{3/2}\sigma(x)8p_T}{0.3 \cdot BL^2} \quad (2.10)$$

ここで  $p_T$  は  $\text{GeV}/c$ 、 $B$  はテスラ、 $L$  はメートルで表されている。レバーアーム  $L$  が最も重要なパラメータであり、次いで位置分解能  $\sigma(x)$ 、磁場の強さ  $B$  であることがわかる。また運動量の不確かさは、運動量に対して直線的に増加することが明らかである。さらに、空間点測定の本数は運動量分解能の平方根でしか入らないことも示されている。荷電粒子の経路に物質が追加されることで、追加された物質がさらに多重散乱 (multiple scattering, MS) を引き起こす。粒子の運動方向が不鮮明となり、横運動量の不確かさの一因になってしまう。長さ  $L$ 、放射長  $X_0$  の材料で作られた分光器の場合、不確かさは次のようになる。[9]

$$\Delta p^{MS} = p \sin\theta_{MS} \approx p \cdot 0.0136 \frac{1}{p} \sqrt{\frac{L}{X_0}} \quad (2.11)$$

粒子は磁場から  $p_T - \text{kick}$  :  $\Delta p_T = 0.3BL$  を受けるため、多重散乱による相対的な運動量の不確かさは次のようになる。[52]

$$\frac{\sigma^{MS}(p_T)}{p_T} = \frac{\Delta p^{MS}}{\Delta p_T} = \frac{0.0136\sqrt{L/X_0}}{0.3 \cdot BL} = 0.045 \frac{1}{B\sqrt{LX_0}} \quad (2.12)$$

不確かさへの寄与は  $p$  に依存せず、運動量の低いところでは多重散乱によって、運動量の高いところでは測定誤差によって、支配されることが示されている。ATLAS の内部飛跡検出器では、横運動量約  $30\text{GeV}/c$  で遷移が起こる。



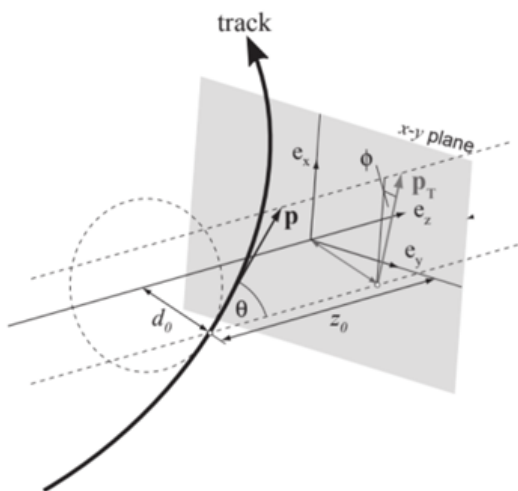


図 2.10: パラメータ [7]

パラメータ名	記号	式
横インパクトパラメータ	$d_0$	$\pm\sqrt{x^2 + y^2}$
縦インパクトパラメータ	$z_0$	$z$
方位角	$\phi$	$\arctan(y/x)$
天頂角	$\theta$	$\operatorname{arccot}(x/\sqrt{x^2 + y^2})$
粒子の電荷と運動量の比	$q/p$	$Q/ p $

表 2.1: 近地点パラメータ

### 2.3.4 トラックパラメータ

トラック再構成の課題は、各トラックの通過によって生じるヒットの集合を求め、そのトラックパラメータを推定することである。例として、均一磁場中の荷電粒子は、半径  $R$ 、螺旋上の任意の点での位置  $(x_0, y_0, z_0)$ 、同じ点での接線方向 (角度  $\lambda, \alpha_0$ )、粒子がどちらに動くかを示す符号  $h$  で特徴付けられる螺旋状の軌道を持つことになる。初期位置かららせんに沿って経路長  $s$  だけ遠ざかると、位置をトレースすることができる。

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_0 + R \cdot \cos\left(\alpha_0 + \frac{hs}{R} - \cos \lambda\right) - \cos \alpha_0 \\ y_0 + R \cdot \sin\left(\alpha_0 + \frac{hs}{R} - \cos \lambda\right) - \sin \alpha_0 \\ z_0 + s \cdot \sin \alpha_0 \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

他にも特定の点から出発するようなパラメータの取り方が可能である。図 2.10 に示すような、近地点 (perigee) パラメータがよく用いられる。近地点とはビーム軸 ( $z$  軸) に最も接近するらせん上の点である。選択されるパラメータは表 2.1 の通りである。

$d_0$  は符号付き横方向衝突パラメータ、方位角  $\phi_0$  は原点に最も接近した点での  $xy$  平面上の軌道の  $\phi$  座標である。 $z_0$  は縦方向の衝撃パラメータで、 $d_0$  を決定するトラック上の点の  $z$  の値として定義される。パラメータ  $\cot \theta$  は、 $\theta$  を極角とし、 $(r, z)$  平面における軌道の逆勾配を与える。 $q/p$  は再構成された軌道の電荷をその運動量の大きさと割った比率である。ベクトル  $\vec{x} = (d_0, z_0, \phi_0, \theta, q/p)$  は近地点における軌道の状態ベクトルと呼ばれる。ビーム軸ではないある検出器要素の軸に対する状態ベクトルを引用することができる。実際飛跡とは、飛跡がヒットしたそれぞれの検出器表面について、その共分散行列を加えた状態ベクトルの集合体であると言える。最終的に、その生成頂点におけるトラックの状態が、関心のあるパラメータとなる。

## 2.4 シミュレーション

Monte Carlo(MC) シミュレーションは、信号事象や背景事象を理解するために行われる。ATLAS 実験では明確に処理ステップが定義されており、各ステップは異なる出力形式を生成する。最終的にシミュレーションされたデータと記録されたデータの両方が、直接比較できるような共通のデータ形式を共有する。使用され

ている ATLAS モンテカルロ生成チェーン [11] は、5 つの主要なステップで構成されている。

- 衝突事象生成 (EVENT)  
衝突事象生成では検出器中での粒子の振る舞いをシミュレーションするための入力となる粒子の生成崩壊過程を生成する。これらの粒子はイベントジェネレータと呼ばれるツールによって生成される。今回は PowHegPythia を使用している。
- シミュレーション (HITS) EVENT で生成された粒子の検出器中での崩壊や物質との反応を Geant4 を用いてシミュレーションを行い、HITS ファイルと呼ばれる粒子が物質を通過した時刻や場所、エネルギー損失などが記録されたファイルを生成する。
- デジタイゼーション (RDO) HITS ファイルの情報を元に、検出器のチャンネルからの信号をシミュレーションする。粒子の通過時刻場所、エネルギー損失から信号の大きさや発声時間を計算する。その結果は RDO(Raw Data Object) ファイルに記録される。
- 再構成 (ESD) RDO を元に飛跡やクラスターを再構成し、電子やミュオンなどの粒子識別や粒子のエネルギー及び運動量の算出などを行う。この他にも陽子陽子衝突点の再構成や粒子の崩壊点の再構成もここで行われる。検出器内を通過した荷電粒子の位置を飛跡と呼び、1 つの検出器の中で複数の信号が検出されたとき、信号を検出した構成要素をまとめてクラスターと呼ぶ。例えば、ピクセル検出器では複数のピクセルが連続してヒットしたとき、それらのピクセルをまとめてクラスターと呼ぶ。その結果は ESD(Event Summary Data) として保存される。
- 解析用ファイルの生成 (AOD) ここでは解析のための物理情報を集約した AOD(Analysis Object Data) を ESD から生成する。

## 2.5 アップグレード計画

2029 年より LHC 加速器は高輝度化が行われる (HL-LHC)。それに伴い 2026 年から約 3 年間の休止期間を用いて ATLAS 検出器もアップグレードが行われる。中でも内部飛跡検出器は従来の検出器を、新たな飛跡検出器に置き換えることが計画されている。

### 3 ピクセル検出器

粒子追跡を目的としたピクセル検出器技術は数多く存在するため、検出器環境によって定義される要件に基づき適切な技術の選択が必要とされる。また、物理過程の特徴的な信号を特定するための高い検出器粒度や、高速読み出し電子回路など、特定の検出器機能が必要である。現在の ATLAS のピクセル検出器は、ハイブリッド検出器である。ピクセル化されたセンサーと読み出しチップは別々に開発されており、バンプ結合によってピクセルごとに接続されている。これにより信号の生成と処理に異なる技術を用いることができる。この章では検出器を構成する半導体の特性について述べ、現在用いられているピクセル検出器と IBL(Insertable B-Layer) について述べる。

#### 3.1 半導体特性

半導体検出器の基本原理は、通過する電離粒子から電子正孔対を生成することである。電荷を持ったキャリアは、電界の中を電極に向かって漂い、信号を発生させる。シリコン検出器は材料費が安い、微細な分割が可能、粒子線に近い位置での測定が可能などの条件をすべて満たしているため、半導体検出器を設計する際によく使用される材料である。

##### 3.1.1 シリコンの特性

エネルギーバンド理論では、物質は価電子帯と伝導帯を導入して記述される。価電子(価電子帯の電子)は個々の原子に束縛されているのに対し、伝導帯の電子は原子格子内を自由に移動している。金属では図 3.1 の(c)のように、この2つのバンドが重なり合っているため、良好な導電性を示す。対して絶縁体では(a)のようにバンド間に通常 3eV 以上の大きなギャップがある。この2つのバンドの間のバンドギャップエネルギー  $E_g$  が材料の伝導性を特徴づける。(b)に示すような半導体のバンドギャップは通常 3eV より小さいため、原子はわずかなエネルギーでイオン化し、センサー内で移動可能な自由電荷キャリアとなる。シリコンは間接半導体であり、バンドギャップエネルギーすなわち電子を伝導帯に持ち上げるために必要な平均エネルギーは  $I_0 = 3.62$  eV である。

最小電離粒子(MIP)の信号電荷はシリコンの密度  $\rho$ 、センサーの厚さ  $d$ 、平均電離エネルギー  $I_0$ 、MIP の飛行経路あたりの平均エネルギー損失を  $\langle dE/dx \rangle$  とすると次の式で表される。

$$Q = \frac{\langle dE/dx \rangle \rho d}{I_0} \quad (3.1)$$

ここで  $\rho = 2.329 \text{ g cm}^{-3}$ 、 $d = 250 \mu\text{m}$  とすると、平均電荷は  $Q = 24000e$ 、または  $29 \times 10^3$  電子正孔対となり、この電荷で十分処理可能である。ただし検出するためには、熱電対により生じた電子正孔対を空乏させる必要がある。室温における固有の自由電荷キャリアの密度は  $9.65 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$  であり、 $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$  のピクセルに約  $5 \times 10^7$  個の自由電子が存在することになる [13]。このため純粋なシリコンはセンサー材料として適さない。

##### 3.1.2 pn-接合

純粋なシリコンの代わりに材料を意図的に不純物にすることでシリコンや他の半導体の電気的特性を微調整する。ドーピングと呼ばれており、方法は2種類ある。価電子を余分に加える方法(ドナー)と、価電子を取

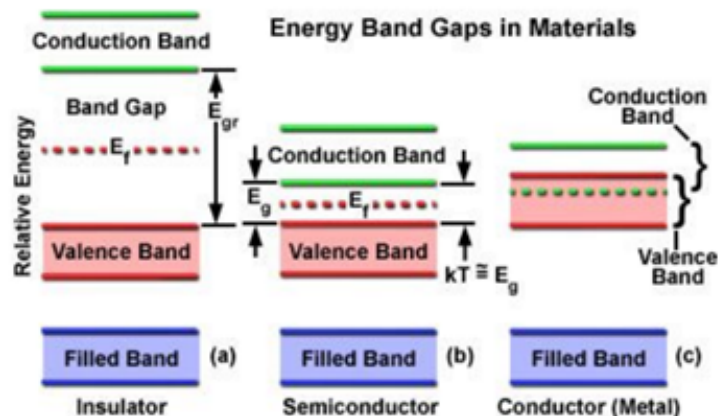


図 3.1: バンド [8]

り除く方法（アクセプター）である。シリコンは4族（IV）元素であるため、この場合ドナーは5族（V）の原子のことで、アクセプターは3族（III）の原子のことである。シリコン5価のリンなどの元素を添加すると、最近接原子との間に4本の共有結合を作った後（不純物原子ができるだけ格子を乱さないように結晶内に位置を占めた後）に、不純物原子の1個の価電子が残される。このような電子を放出できるような不純物原子をドナーという。付加された状態の電子は  $E_g$  が小さいので励起されやすい。放出された電子が、ドナーからドナーへ飛び移っていくことによって不純物バンドの中に電流を流すことができる。このようなドナーを持つ半導体を p 型半導体と呼ぶ。またホウ素といった3価の不純物原子が添加されると、原子と共有結合を完成させるために価電子バンドから電子を受け取り、バンドの中に正孔を残す。正孔が作られることで、価電子帯に新たな非占有状態ができるためアクセプターと呼ばれる。このようなアクセプターを持つ半導体を n 型半導体と呼ぶ。ドーピングは、追加される電子もしくは正孔の濃度を十分に大きくして、それらを最も重要な電荷キャリアにすることが求められる [15]。

p 型と n 型の半導体を組み合わせることで、自由電荷キャリアの濃度が低いセンサーを作ることができる。このような接合を pn 接合と呼ばれている。接合部では、濃度差が生じるため、それぞれの多数派電荷キャリアの拡散が起こる。p 型領域からは正孔が n 型領域に拡散し、n 型領域からは電子が p 型領域へ拡散する。結果として接合部付近のドナーは正に電離し、p 型のアクセプターは負に帯電する。この拡散プロセスは、残存する空間電荷による電界によって補償される。ドナーやアクセプターは結晶格子に固定されているためそれぞれの半導体内部で電荷の偏りが生じ、pn 接合を横切る方向に電場が形成される。この電場が電子や正孔の拡散を妨げる動きをし、p 型のフェルミ準位  $E_{ip}$  と n 型のフェルミ準位  $E_{in}$  が同じになった時点で平衡に達する。このとき接合部分に生じる電位差  $V_D$  を電位障壁と呼ぶ。アクセプタ密度  $N_a$  とドナー密度  $N_d$  で一様にドーピングされていると仮定すると  $V_D$  は以下のように示される。

$$qV_D = E_{ip} - E_{in} \rightarrow V_D = \frac{k_B T}{q} \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2} \quad (3.2)$$

$N_a$  や  $N_d$  が大きい程、 $V_D$  は大きくなる。一般にシリコン pn 接合では  $V_D$  は 0.9V 程度である。

電位障壁の存在領域にはキャリアがほとんど存在しないため、空乏層と呼ばれる。空乏層を荷電粒子が通過するとクーロン力で結晶が励起され、単位  $\mu\text{m}$  あたり 80 個程度の電子正孔対が生成される。ここで pn 接合に外部電圧  $V$  が照射されたときの空乏層の厚み  $d$  と静電容量  $C$  を計算してみる。pn 接合を3つの領域

(i)- $x_i < x_P$ , (ii) $x_i < x_N$  の中性領域と (iii) 領域間の空乏層に分け、 $p=n=0$  とする。電荷密度は、いずれの領域でも 0 である。pn 接合された半導体の電荷密度  $Q(x)$  は p 型 n 型の空乏層の厚みを  $x_P, x_N$ , p 型のアクセプター濃度を  $N_p$ , n 型のドナー濃度を  $N_n$  としたとき次のように表せる [16]。

$$Q(x) = \begin{cases} -qN_a & (0 \leq x \leq x_P) : \text{空乏層の } p \text{ 側} \\ -qN_d & (x_N \leq x \leq 0) : \text{空乏層の } n \text{ 側} \end{cases} \quad (3.3)$$

$\epsilon$  を半導体の誘電率とすると、半導体の任意の点での電場  $\Psi(x)$  は次のようなポアソン方程式となる。

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -\frac{Q(x)}{\epsilon} \quad (3.4)$$

積分すると、次のようになる。

$$\Psi(x) = -\frac{qN_a}{\epsilon}x + C_1 = \frac{qN_a}{\epsilon}(x_P - x) \quad (3.5)$$

$C_1$  は積分定数で、 $x = x_P$  での境界条件  $\Psi = 0$  で決定される。式がこの境界条件を満たしていることを確認すればよい。空乏層の n 側では、同様に電場は次のようになる。

$$\Psi(x) = -\frac{qN_d}{\epsilon}(x - x_N) \quad (3.6)$$

$x_N$  は負の値をとる。電界は連続でなければならないため、境界条件として

$$\Psi_1(-x_P) = 0, \Psi_2(x_N) = V_D + V \quad (3.7)$$

をとり、 $\Psi = -dV/dx$  より  $x$  で積分すると

$$\begin{cases} V(x) = -\frac{qN_a}{2\epsilon}(x_P - x)^2 & (0 \leq x \leq x_P) \\ V(x) = V_D - \frac{qN_d}{2\epsilon}(x - x_N)^2 & (x_N \leq x \leq 0) \end{cases} \quad (3.8)$$

ここで、 $V=0$  の基準点として  $x = x_P$ 、 $V(x_N) = V_D$  の電圧を任意に選択する。

$V$  は  $x = 0$  で連続であるため、3.8 を  $x = 0$  で等化することで、次のようになる。

$$d = x_P - x_N = \sqrt{\frac{2\epsilon V_D}{qN}} \quad (3.9)$$

$$\frac{1}{N} = \frac{1}{N_d} + \frac{1}{N_a} \approx \frac{1}{N_{lighter}} \quad (3.10)$$

空乏層幅はドーピング濃度の薄いほうで決まる。

p 領域に対して n 領域に正の電圧がかかっている場合、pn 接合は逆バイアス状態であるという。逆バイアスでは、バイアス極性により P 側から N 側へ電子が、N 側から P 側へ正孔が流れるが、P 側には電子（少数キャリア）、N 側には正孔がほとんど存在しないため、電流はほとんど流れない。そのため、電流は無視できるほど小さい。電流が小さいので、中性領域での電圧降下も無視できるほど小さい。逆バイアス電圧はすべて空乏層を横切って現れる。ポテンシャル障壁は  $qV_D$  から  $qV_D + qV_r$  に増加する。 $V_r = 0$  の場合の式の、 $V_D$  の項を  $V_D + V_r$  に置き換えれば逆バイアス下でも成立する。空乏層幅  $d$  は次のようになる。

$$d = x_P - x_N = \sqrt{\frac{2\epsilon(V_D + V_r)}{qN}} \quad (3.11)$$

空乏層の厚さは、接合しただけの状態では数  $\mu\text{m}$  であり、また空乏化されている領域では電場によって生成された電子がそのまま電極に収集され信号として検出されるが、空乏化されていない領域はその場に存在している電子や正孔対と再結合され、通過粒子の情報が失われてしまう。また接合部が逆バイアスされるほど、その幅が広がるため半導体をセンサーとして扱う場合は全空乏化させて使用するのが理想である。また逆バイアス下では、空乏層はより大きな電圧降下を散逸させるために、拡大する必要がある。空乏層の厚みは n 型半導体のほうの電位が高くなるように外部から電圧を印加することで広げることができる。

### 3.2 ピクセル検出器

ATLAS Pixel Detector [1, 18] は、ATLAS 実験の最内層に位置する。この検出器は検出器の性能要件 (2.2.1) を満たすために重要な役割を担っている。ピクセル検出器は、半径 50.5mm、88.5mm、122.5mm の 3 つのバレル層と、片側 3 枚のエンドキャップディスクで構成されている。図 3.2 にピクセル検出器を示す。荷

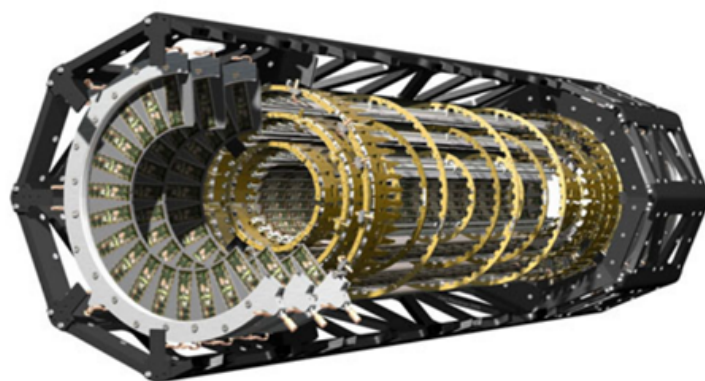


図 3.2: Pixel 検出器 [1]

電トラックあたり少なくとも 3 点の 2 次元的なヒット情報を得ることができる。この追跡装置により、 $|\eta| < 2.5$  の全擬ラピディティ範囲がカバーされる。最内層の最小半径は、ビームパイプ真空システムによる実用上の制約から、50.5mm に設定されている。ピクセルサイズは  $50 \times 400 \mu\text{m}^2$  であり、このピクセルサイズでは、1 ピクセルの面積あたりの最大占有率は約  $5 \times 10^{-4}$  であり、適切な読み出しが保証される。ATLAS ピクセル検出器の基本単位は、シリコンセンサーと読み出しチップの 1744 個のモジュールである。約  $2 \times 6 \text{cm}^2$  の大型シリコンセンサーは、2 列に配置された 16 個の読み出しチップに接続されている。センサーのピクセルはすべて、 bumps ボンドで読み出しピクセルに接続されている。総面積は約  $1.7 \text{m}^2$ 、総ピクセル数は約  $8 \times 10^7$  個となる。16 個の読み出しチップすべてに対してコマンドの配信とデータの収集を行うため、各モジュールにはモジュール制御チップが搭載されている。材料予算を低く抑えるため、読み出しチップとモジュール制御チップは  $200 \mu\text{m}$  以下の厚さにまで薄型化されている。カーボンの支持構造はモジュールを保持し、磁場によるローレンツ角を補正するために半径方向に対して  $20^\circ$  傾いている。モジュールは冷却パイプにより  $-7^\circ\text{C}$  まで冷却される。

#### 3.2.1 センサー

ATLAS ピクセル検出器に使用されるシリコンセンサーは、n 型バルク材料に n+ をドープしたピクセルを持つ  $250 \mu\text{m}$  厚のものである。バイアス電圧は裏面の p ドープ電極に接続され、その周囲をマルチガードリ

ング構造で囲むことにより、主電圧降下をバンプ接続と反対側のセンサー側に配置し、フロントエンドチップを放電から保護している。n-in-n 設計は、予想される生涯線量に相当する  $10^{15}n_{eq}/cm^2$  のフルエンス後でも、高い電荷収集効率の要求を満たすことができる。放射線損傷はタイプ反転を引き起こし、空乏化電圧を徐々に上昇させる。未照射のセンサーの場合、空乏領域は p 型ドープされたセンサー裏面から成長し始める。完全に空乏化するまでは、ピクセルは互いに絶縁されていない。型反転後は、n-in-n 設計により、空乏領域が n+ ピクセル側から p-埋め込みに向かって伝播するため、検出器は良好な電荷収集効率で動作することができる。センサーが部分的にしか電荷を失っていない場合でも、ピクセルは互いに絶縁されている。この動作モードは、センサーバイアス電圧が最大に達した場合に特に重要である。センサーの製造には、標準的なシリコンと比較して放射線耐性が高い、拡散酸素添加フロートゾーン (diffused-oxygenated-float-zone, DOFZ) シリコンを使用した [19]。その結果、型反転後の電荷収集が改善され、空乏化電圧が低下する。

### 3.2.2 読み出しチップ

ATLAS ピクセル検出器の読み出しチップは、フロントエンド I3 (FE-I3) [20] であり、IBM の 250nm CMOS (Complementary Metal-Oxide-Semiconductor) プロセスで実装されている。測定では、LHC の約 5 年間の運転で最内層に予想される線量である 500kGy 後でも良好な signal to noise 性能を示している。FE-I3 は、センサーのピクセルから受け取った電荷信号をデジタル化するためのものである。1 つのセンサピクセルに 1 つずつ、2880 個の読み出しセルが 18 列、160 行に配置されている。チップサイズは  $7.2 \times 10.8\text{mm}^2$  で、そのうち 75% がアクティブエリアで、残りはインアクティブのペリフェラルとなっている。各読み出しセルは、40MHz のクロックで動作するアナログ部とデジタル読み出し部から構成される。読み出しセルのアナログ部には、高ゲインの高速プリアンプ、2 段目のアンプ、差動識別器がある。デジタル読み出し部は、ヒットしたピクセルのアドレス、ヒットしたタイムスタンプ、電荷情報をチップ周辺に転送する。アナログ部品のパラメータは、与えられた電荷からすべてのピクセルの応答が均一になるように調整される。最も重要なデジタル-アナログ変換器 (DAC) パラメータは、識別器の閾値とフィードバック電流である。しきい値は、5 ビット DAC (GDAC) でグローバルに、7 ビットトリム DAC (TDAC) でピクセルごとに設定される。フィードバック電流の値は、8 ビット IF DAC でグローバルに、3 ビットフィードバック DAC (FDAC) で個別に調整される。個別の調整は、ピクセル間のばらつきを最小化するために必要である。実装された読み出し回路は、検出された信号の電荷と ToT の間にほぼ直線的な関係を提供する。この電荷情報は、2 つ以上のピクセル間で電荷を共有する場合に、空間分解能を向上させるために使用することができる。8 ビットの ToT 情報とピクセルアドレスは、次の処理が行われるまで、デジタル回路に一時的に保存される。

### 3.3 IBL

Insertable B-Layer (IBL) [21] は、2014 年に ATLAS ピクセル検出器に追加された第 4 のピクセル層である。半径の小さい新しいビームパイプと現在の内側ピクセル層の間の半径 33.4mm に配置されている。図 3.5 に IBL 挿入後のピクセル検出器の概略図を示す。IBL を挿入した主な動機は、LHC の瞬時光度が上昇し、放射線損傷によって内側ピクセル層の性能が損なわれる中で、強固な追跡性能を提供することである。IBL の半径を小さくすることで、頂点の分解能と b-tag の性能を向上させることができる。同時に、相互作用点の近くに位置するため、放射線に強いセンサーと読み出し電子機器が必要となり、それぞれ最大  $5 \times 10^{15}n_{eq}/cm^2$ 、2.5 MGy の総電離線量に耐える必要がある。この高い占有率に対応するため、ピクセルサイズを  $50 \times 250 \mu\text{m}$  に縮小し、より効率的な読み出しチップが必要となった。新しいビームパイプと内側のピクセル層との

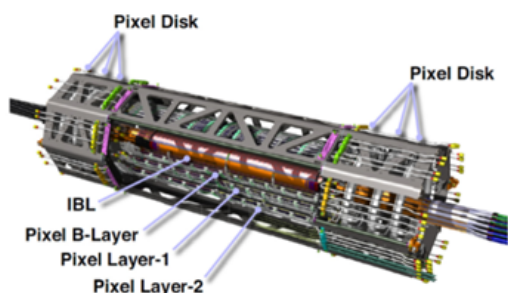


図 3.3: (a)

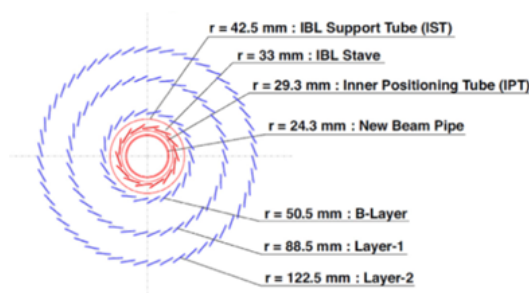


図 3.4: (b)

図 3.5: IBL 挿入後の Pixel 検出器 [22]

間の利用可能なスペースは、ビームに沿った方向でのモジュールのオーバーラップを許さない。そのため、モジュールの幾何学的な非効率性を低減する必要があった。半径方向には、モジュールは 14 傾斜している。IBL は、同じ読み出しチップであるフロントエンド I4B を使用した 2 つのモジュールレイアウトから構成される。これらのモジュールには、読み出し電極の形状が異なる 2 つのセンサー技術（平面電極と 3 次元電極）がバンプ接合されている。約  $2 \times 4 \text{ cm}^2$  の平面電極を持つシリコンセンサーは、2 つの読み出しチップに接続され、ダブルチップモジュールを形成する。この 168 個のモジュールはバレルの中央に配置され、総面積の 75 % を占める。残りの 25 % は、1 つの読み出しチップに接続された 122 個の立体電極を持つシリコンセンサー、いわゆるシングルチップモジュールで覆われている。これらは、鏡筒の外周部に配置されている。IBL の総面積は約  $0.18 \text{ m}^2$ 、総ピクセル数は約 12~106 ピクセル。トラッキングとバーテックスの性能を最適化するために、IBL の材料バジェットは最小化された。センサーと読み出しチップの厚さを薄くし、低密度のカーボンフォームの支持構造を使用した。モジュールを  $-15^\circ\text{C}$  まで冷却するために蒸発冷却が使用される。

### 3.3.1 センサー

IBL には 2 つの異なるセンサー技術が使用されている。いわゆるプレーナーモジュールは、厚さ  $200 \mu\text{m}$  で、拡散酸素フロートゾーンシリコンの n 型バルクに n+ ドープインプラントをプレーナー状に配置したものである。これは、ピクセル検出器のセンサーに似ている。幾何学的な非効率性を減らすため、最外周のピクセルを  $500 \mu\text{m}$  に拡張し、新しいガードリング構造を導入した [23]。このガードリングの数は、1,000 個を超える。ガードリングの数は 13 個に減らされ、最内部の 11 個のリングはエッジピクセルインプラントの下に配置されている。その結果、不活性なエッジは、設計要件に合わせて  $450 \mu\text{m}$  未満に縮小された。IBL の制限電圧が  $-1000 \text{ V}$  に引き上げられたため、IBL フルセンス後の電荷収集効率は要求される 97% を超えていることが研究で示された [21]。3D シリコンセンサーは、厚さ  $230 \mu\text{m}$  で、p 型バルク材を使用している。ピラーは、バルクに表面と直交するようにエッチングされ、ドープされたシリコンで満たされて電極を形成している。この設計により、センサーの厚みと電荷収集距離が切り離され、放射硬度が向上している。バイアスから電荷収集電極までの距離が短い（ $\approx 75 \mu\text{m}$ ）、照射後の空乏電圧は  $-200 \text{ V}$  以下となる。3次元設計センサーの製造には、非標準的な加工が必要であり、その結果、コスト高となり、歩留まりも低下する。また空乏電圧、リーク電流は大幅に減少するものの、照射による欠陥の問題は依然として残っている。



### 3.3.2 読み出しチップ

IBL の読み出しチップはフロントエンド I4 (FE-I4) であり、フィーチャサイズは 130 nm である。この CMOS 技術は、ゲート酸化膜が薄いため、耐放射線性が向上している。これにより、FE-I4 は総電離線量 2.5MGy に耐えることができるようになった。新型読み出しチップの面積は  $20.2 \times 18.8 \text{ mm}^2$  と FE-I3 の 5 倍であり、アクティブエリアはチップの 90 % を占めている。ピクセル配列は  $80 \times 336$  ピクセルで、アナログ回路とデジタル回路で構成されている。アナログ部は FE-I3 と同等である。読み出しチップはいずれも 2 段増幅器を採用していますが、FE-I3 とは異なり、FE-I4 の増幅器の 2 段目は 1 段目と AC カップリングされている。高いパーティクルレートに対応するため、デジタルアーキテクチャも改良された。FE-I4 では、トリガーロジックとデータストレージをチップの周辺に配置するカラムドレイン読み出しの代わりに、4 ピクセルのデジタル領域を持ち、トリガー決定までデータをローカルに保存する。読み出し速度は最大 160MHz まで高速化された。アンプは、高速プリアンプと AC 結合の第 2 アンプの 2 段構成である。プリアンプは、フィードバックコンデンサを使用してセンサーの誘導電荷を積分し、一定のフィードバック電流によって放電させる。グローバルフィードバック電流は 8 ビット DAC PrmpVbpf によって設定される。フィードバック電流のピクセル内調整のために、4 ビット DAC、いわゆる FDAC が使用される。その後、識別器は入力信号と調整可能な閾値を比較する。このしきい値は、温度補償された DAC である  $V_{thin\_Alt}$  によって制御され、粗調整と微調整のための 2 つの 8 ビット値で構成されている。グローバル制御の他に、TDAC と名付けた 5bit のピクセル内調整があります。FE-I3 に関しては、ToT 情報を 4bit に削減している。読み出しチップをテストするために、外部からの電荷注入機構をチップアーキテクチャに実装している。電荷は、異なるコンデンサに電圧パルスを加えることで生成される。振幅は 10 ビット PlsrDAC 値で制御される。2 つのコンデンサを選択することができ、C0 と C1 はそれぞれ約 1.9 fF と 3.9 fF の設計値になっている。FE-I4 チップは、 $16 \times 25 \text{ ns}$  の時間窓を読み出すことができる。

## 3.4 電荷収集

センサーにおける信号電荷の生成について述べる。半導体中の自由電荷キャリアの移動は、ドリフトと拡散によって引き起こされる。拡散はランダムな熱運動である。濃度勾配がある場合、電荷キャリアは電荷キャリア濃度の低い領域へ拡散する。拡散による電荷収集は可能であるが、ランダムウォークのため、ドリフト収集に比べて電荷収集時間が長くなる。電界があると、電荷キャリアは分離され、電極にドリフトする。電荷キャリアはドリフトしながら、ラモアの定理 [24] に従って、電極上に直ちに電流信号を誘起する。このドリフトによる信号収集により、誘導信号が瞬時に発生し、収集時間が早くなる。ほとんどのトラッキングディテクタでは、電界に加えて磁界が存在する。ローレンツ力のために、電極に向かってドリフトする電荷キャリアは偏向される。結果として、ドリフトの方向は元の方向とはローレンツ角だけ異なる。また磁場によって検出位置が系統的にずれてしまう。多くの粒子検出器では、この偏向を補正するために、検出器を粒子入射方向に対して傾斜させる。

## 3.5 読み出し電子回路

読み出し用電子回路によって信号電荷の測定と信号処理を行う。通常、読み出し電子回路は、信号の増幅や整形を行うアナログ部分とデジタル処理ロジックで構成されている。電荷信号の直接測定は、通常、電荷

感応増幅器（CSA）を用いて実現される。信号の電荷はフィードバックコンデンサーに集められ、センサーからの信号が処理された後、リセットされる必要がある。フィードバック回路として、定電流源がフィードバックコンデンサーと並列に追加され、ほぼ直線的な立ち下がりエッジを得ることができる。CSA 信号は、多くの場合、さらに増幅または整形する必要がある。頂点検出器のチャンネル数は非常に多いため、アナログ情報をビットストリームに変換するデジタル化が必要である。アナログからデジタルへの変換の一例として、識別器がある。アンプ出力信号を閾値電圧と比較する。アンプ出力信号がスレッシュホールド電圧より大きければ、識別器出力はロジックハイレベルになる。また、識別器出力の立ち上がりから立ち下がりまでの時間を ToT (Time Over Threshold) と呼ぶ。出力信号が一定の直線的な立ち下がりエッジを持つ三角形であれば、ToT は CSA の入力電荷に一次比例する。出力信号の形状が前述の形状とは異なる場合、ToT と電荷の関係は線形ではなく、より複雑になる。信号の振幅と ToT は、もはや切片定理を介して接続されていない。図 3.6 に信号が大きい場合（緑）と小さい場合（赤）の信号電荷の様子を、増幅器（上）と識別機（下）のそれぞれについて示す。またアンプ出力の信号振幅の違い（左右）により、識別器の立ち上がり時間にずれが生じていることがわかる。タイムウォークが大きいと、低電荷のヒットを検出するのが遅くなり、正しいトリガと関連付けられなくなる。そのため、タイムウォークはできるだけ小さくする必要がある。識別器の決定により、後続処理のためのデータは、ヒットが報告された信号のみに制限される。この処理をゼロサプレスと呼ぶ。

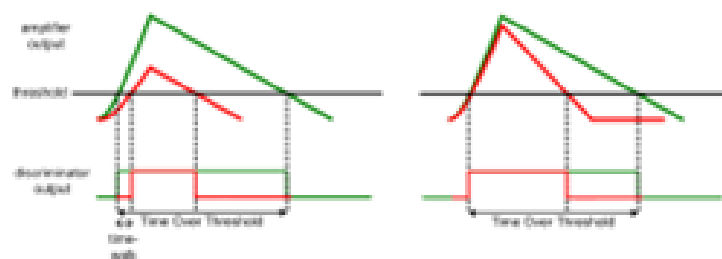


図 3.6: ToT [25]

### 3.6 冷却装置

ピクセルモジュールのセンサーは、逆アニールと放射線損傷センサーの熱暴走を防ぐため、 $-70^{\circ}\text{C}$  で動作させる予定である。そのため、モジュールとケーブルから放散される熱は、ピクセル体積にできるだけ余分な質量を与えず、非常に効率的な方法でピクセル体積から除去する必要がある。ATLAS 内部検出器の冷却システム [26] は、二相の蒸発式フロロカーボンシステムである。蒸発式冷却システムが選ばれた主な理由は、冷却液と被冷却物の間の熱伝達率が高いこと、長い冷却管に沿った温度勾配が小さいこと、冷却チャンネルに必要なサイズが小さいことである。小型化、すなわち冷却液の質量流量の低減は、単相系と比較して単位体積当たりの冷却能力が大きいことに起因している。これは、液体の比熱ではなく、気化潜熱を利用した結果である。冷却材には、不燃性、非導電性、耐放射線性があり、蒸気比容積が小さく、チューブのサイズを小さくできる C3F8 が使用される。冷却システムは、内部部品と外部部品に分けられる。内部には、ATLAS 検出器内部のすべてのコンポーネント（復熱式熱交換器、キャピラリー、検出器構造物）が含まれる。外部には冷却装置と分配ラックが含まれる。

## 4 放射線の影響と予測

シリコン検出器は、LHC のような高い粒子束によって放射線損傷を引き起こされることが懸念される。シリコンに対する放射線損傷の影響は、主にバルク材料に影響を与える非電離エネルギー損失と、主に酸化膜と  $Si - SiO_2$  接合に影響を与える電離エネルギー損失に分類される。

### 4.1 半導体センサーにおける放射線損傷

入射粒子とシリコン原子の非電離相互作用は、シリコンの結晶構造を変化させ、センサー材料の特性を変化させる。物質に入射された粒子は結晶格子内の原子にエネルギーを伝達するため、原子を格子から電離させる。発生した点欠陥は、格子中の原子が欠けた空孔、余分なシリコン原子である格子間原子、シリコン格子上の不純物原子を意味する置換体などを発生させる。図 4.1 に、半導体における欠陥の模式図を示す。エネルギーが十分に大きければ、一次ノックオン原子は結晶中を移動し、二次原子を格子から取り除いて、格子変位のカスケードを形成する。このようなクラスター欠陥が発生する確率は、通過する粒子の種類とそのエネルギーに依存する。クラスター欠陥は、半導体のバンドモデルにおいて新しい状態を作り出し、バンドギャップ内にある場合には電氣的に活性化される。エネルギーギャップ内の新しい状態の位置によって、クラスターはセンサーに異なる影響を与える。以下にバンドギャップ内の欠陥の位置の違いにより検出器に及ぼす主な影響を述べる。異なる粒子による放射線損傷は、結果として得られる効果も異なるため、比較することは困難である。放射線損傷を標準的な照射にスケールアップするために、非電離エネルギー損失 (NIEL) 仮説 [27] が用いられる。NIEL 仮説は、あらゆる粒子の放射線損傷を 1MeV の中性子の損傷として換算することで損傷の効果の比較に用いられる。

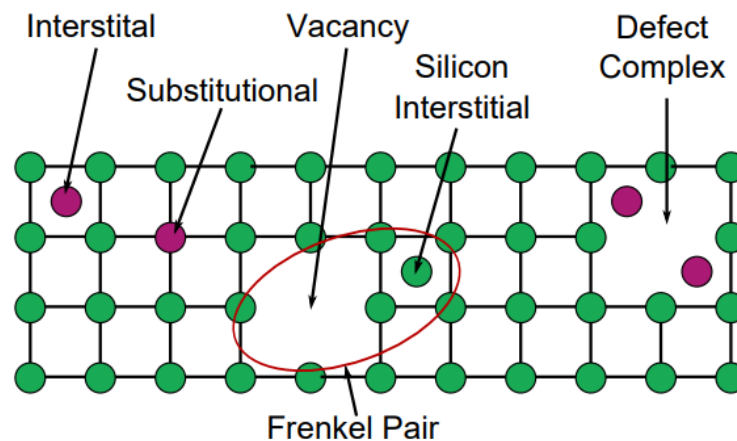


図 4.1: 結晶格子に生じる可能性のある欠陥 [13]

- リーク電流の増加

価電子帯と伝導帯のほぼ中間に欠陥がある場合は、生成中心、再結合中心として機能する。自由電荷キャリアの放出または吸収の確率は、価電子帯または伝導帯に近い浅い準位よりも高くなる。結合電子は欠陥の中心まで熱的に励起され、その後伝導帯に励起される。バンドギャップ間に新たな

エネルギー準位を作り、自由電子正孔対が生成されることで、電荷キャリアの熱的生成速度が増大する。結果としてリーク電流が増加し、センサーが発熱する。リーク電流は温度に強く依存するため、熱暴走を起こし、リーク電流をさらに増加させることになる。そのためこの効果を軽減させるためには、センサーの十分な冷却が必要である。

- 信号振幅の減少

準位の浅い位置に準位を作る場合は、捕獲中心として機能する。欠陥中心は逆符号の電荷キャリアを捕獲し、その結果、再結合率を増加させる。電荷キャリアの寿命は、信号の大きさと同様に減少する。さらに、放射線誘起欠陥は散乱中心として作用し、電荷キャリアの移動度を低下させる。その結果、ドリフト速度と誘導電流が減少し、再び小さな信号が測定される。さらに、欠陥は一時的に電荷キャリアを捕獲する。トラップされた電荷キャリアは、センサーの読み出し時間よりも長い  $\mu\text{s}$  のオーダーの遅延で解放される。したがって、これらの電荷は時間内に検出されず、信号振幅が減少する。高放射線量下のセンサーでは、信号電荷の電荷損失は、部分的な空乏化により電荷収集距離が小さくなるのが支配的である。トラッピング時間  $\tau_{e,h}$  による電荷の減少の様子は電子 e 正孔 h が電極に到達する時間  $t_{e,h}$  を用いて次のように表される。

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{1}{3} \left( \frac{t_e}{\tau_e} - \frac{t_h}{\tau_h} \right) \quad (4.1)$$

トラップ時間とトラップ時定数は放射線量に依存した値をとる。

$$t_{e,h} = \frac{1}{\beta\Phi_{eq}} \quad (4.2)$$

$$\frac{1}{\tau^+(\Phi)} = \frac{1}{\tau^+(0)} + \gamma\Phi_{eq} \quad (4.3)$$

高放射線環境下でのトラップによる信号の低下を防ぐため、検出器のアップグレードには、センサーの薄型化や 3 次元電極形状など、さまざまなセンサー設計が用いられている。

- 型変換

エネルギーギャップの深いところにある状態は、自由電荷キャリアを永久に捕獲することができる。放射線誘起中心によるドナーまたはアクセプターの補償は、ドーピング濃度を変化させることで生じる効果である。ドナー状態の方がアクセプター状態よりも補償される確率が高い。例えば、n 型材料では、自由電子が放射線誘起アクセプタによって補償され、負の電荷キャリアの濃度が低下する。電荷キャリアの除去は、型の反転につながる。有効ドーピング濃度が正から負に変化し、n 型のドーピング材料が p 型材料に類似したアクセプターを持つ材料に変換される。この変化は、空乏層の深さと完全空乏化に必要な電圧に直接的な影響を与える。センサーを完全に空乏化させるために必要なバイアス電圧は増加する。ピクセル検出器の最内層では、2012 年に型の反転が起きた。[28] 図 4.2 は、1MeV 中性子等価フルエンスの関数としての実効空乏化電圧の平均値を示している。  $2 \times 10^{13} n_{eq}/\text{cm}^2$  の放射線量で型反転が起こることがわかる

## 4.2 読み出し電子回路における放射線損傷

読み出し電子機器は、イオン化による放射線損傷を受けるが、非イオン化の性質を持つセンサー材料のようなバルク損傷は受けない。CMOS ロジックの能動素子では、ドーピング濃度ははるかに高く、実効ドーピ

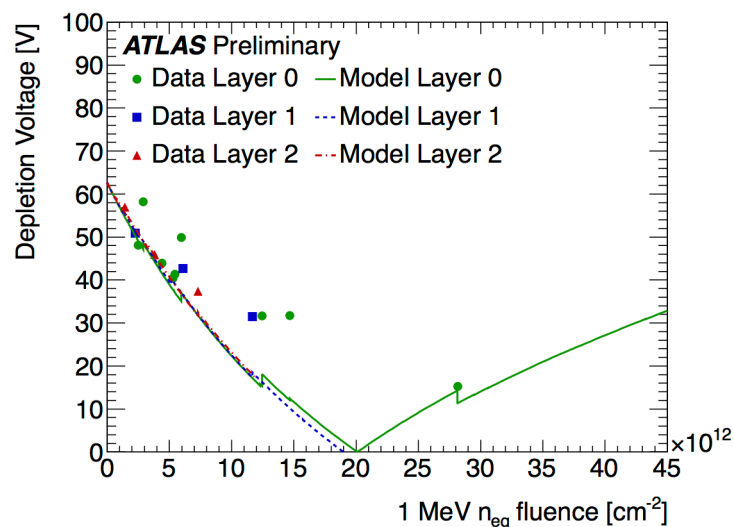


図 4.2: 結晶格子に生じる可能性のある欠陥 [29]

ング濃度の変化に影響されない。さらに、半導体と絶縁体ではバンドギャップの幅が異なり、材料構造も異なる。半導体は規則正しい結晶構造をしているが、酸化物は不規則な構造をしている。そのため、CMOS ロジックでは、放射線により原子の変位は影響しない。半導体-絶縁体界面付近の表面損傷が重要である。このイオン化エネルギー損失は、主に吸収エネルギーに依存するため、どのような種類の放射線によっても引き起こされる。照射損傷は放射線量（単位体積当たりのエネルギー吸収量）に比例する。

電離放射線は、界面領域で電荷キャリアを生成し、それが拡散したり、他の場所にドリフトしたりする。電子は正孔よりも数桁速く移動して絶縁体を離れるが、正孔は Si-Si -  $SiO_2$  - 界面に向かってゆっくりと移動する。欠陥密度の高い領域では、トラッピングが起きやすくなる。正孔の一部はトラップに捕獲されるが、トラップは酸化物のバンドギャップが大きいので深くなっている。シリコンに近い数 nm の領域にトラップされた正孔は、シリコンからトンネリングしてくる電子によって速やかに除去される。捕捉された正孔は電荷の濃度を変え、電界分布を変化させる。その結果、ゲート-ソース間電圧がシフトし、トランジスタのしきい値電圧が変化する。トランジスタの動作点が変更され、読み出し電子回路全体に影響を及ぼす。表面損傷による影響を低減するために、酸化膜を非常に薄くしたトランジスタが使用されている。酸化膜の厚さが薄くなると、トラップできるホールの数が少なくなるため、トラップできる可能性が低くなる。さらに、トンネリングによる正孔の捕獲がない領域を使用する。

### 4.3 FLUKA シミュレーション

ATLAS 検出器は LHC 加速器運転中に大量の放射線量にさらされる。検出器内の放射線は FLUKA シミュレーションにより予測されている。2017 年 11 月に Run2 における内部飛跡検出器範囲で予測された放射線損傷を図 4.3 に示す。ATLAS 内部検出器における積分ルミノシティ [ $fb^{-1}$ ] あたりの 1MeV 中性子等価放射線量を示している。最小バイアスの陽子陽子衝突事象は、質量中心エネルギー 13 TeV、予測される非弾性断面積 78.4 mb として ATLAS 設定の Pythia8 でシミュレーションされる。粒子の追跡と物質との相互作用は、ATLAS 検出器の Run 2 での設定情報を用いて FLUKA でシミュレーションされた。

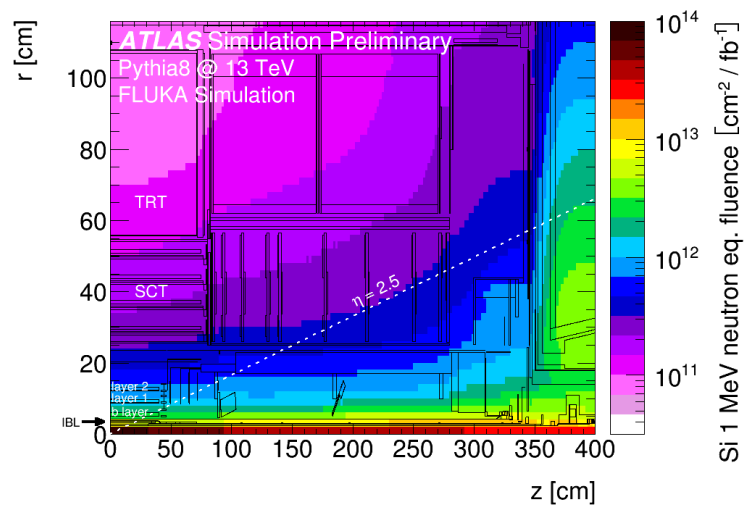


図 4.3: FLUKA [30]

## 5 荷電粒子と物質の相互作用

物質中を移動する荷電粒子は、物質に入射すると電離や原子の励起が起こることによりエネルギーを失う。電子の質量より大きい質量、運動エネルギーを持つ粒子はその際に電子正孔対が生成される。電場を印加することで電子正孔対が電極に収集され、信号として読み出すことができる。この原理は荷電粒子を検出するために広く用いられている。この過程は Bethe と Bloch によって初めて発見され、物質中の移動距離あたりの平均エネルギー損失は、Bethe-Bloch の式で与えられる。[52]

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} + \frac{1}{8} \frac{W_{max}^2}{(\gamma M c^2)^2} \right] \quad (5.1)$$

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \quad (5.2)$$

ここで変数と定数の定義を表 5.1 に示す。

表 5.1: Bethe-Bloch の式における変数

変数	定義	値	単位
$m_e$	電子の質量	0.510 998 950 00(15)	MeV/c <sup>2</sup>
$c$	光速		MeV/c <sup>2</sup>
$\beta$	光速 $c$ に対する入射粒子の速度 $v$ の比	$v/c$	
$\gamma$	ローレンツ因子	$1/\sqrt{1-\beta^2}$	
$M$	入射粒子の質量		MeV/c <sup>2</sup>
$W_{max}$	1 回の衝突で電子に与えられる最大限のエネルギー移動量		
$K$		$4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$ =0.307075	MeV mol <sup>-1</sup> cm <sup>2</sup>
$N_A$	アボガドロ定数	6.022 140 857(74)	10 <sup>23</sup> mol <sup>-1</sup>
$r_e$	古典電子半径	$e^2/4 \pi \epsilon_0 m_e c^2$ =2.817 940 3227(19)	fm
$z$	入射粒子の電荷数		e
$Z$	吸収体の原子番号		
$A$	吸収体の原子質量		gmol <sup>-1</sup>
$I$	平均励起エネルギー		eV
$\delta(\beta\gamma)$	電離エネルギー損失に対する密度効果補正		

Bethe-Bloch の式は平均エネルギー損失を  $\beta\gamma = p/Mc$  の関数として示したものである。 $\beta\gamma \approx 0.1$  では粒子の速度は原子電子の速度に匹敵し、 $\beta\gamma \approx 1000$  では放射効果の寄与が大きくなる。 $dE/dx$  は表 5.1 より単位は  $MeVg^{-1}cm^2$  である。図 5.1 に物質ごとの平均エネルギー損失率を示す [52]。 $dE/dx$  はほとんどの物質ではほぼ同じ値をとり、 $Z$  に対して緩やかに減少する。

入射粒子の質量  $M$  のわずかな依存性は  $W_{max}$  を通して導入されるが、ある材料における  $dE/dx$  は  $\beta\gamma \approx 3.5$  でエネルギー損失が最小となる  $\beta$  の関数とみなすことができる。

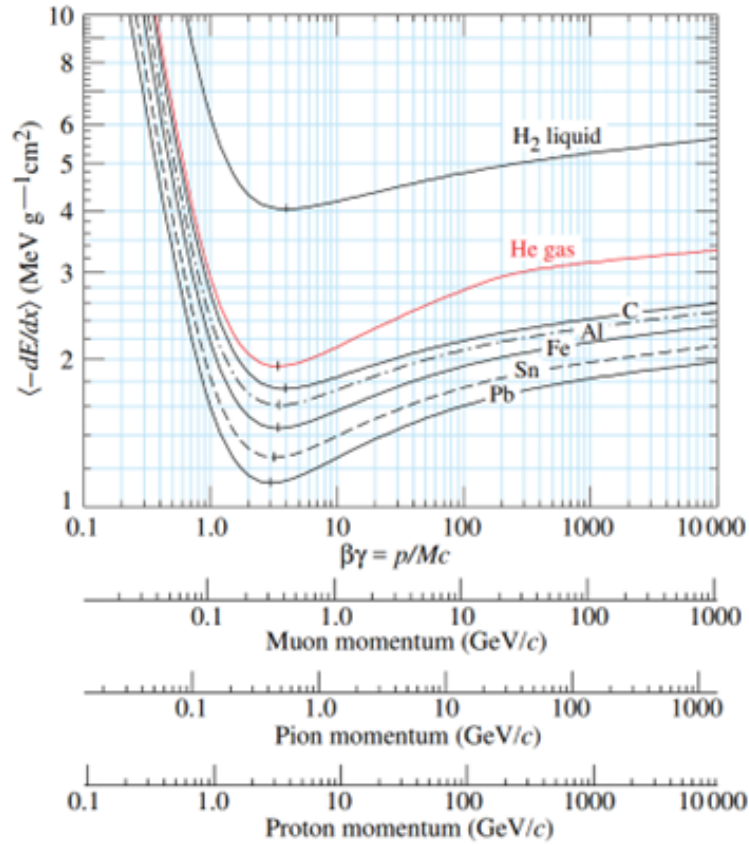


図 5.1: Bethe-Bloch [52]

### 5.1 密度補正

粒子のエネルギーが大きくなると、電場は平坦になって広がり、式 5.1 の対数項に対する遠距離衝突の寄与は  $\beta^2\gamma^2$  として増加する。しかし実際は偏光しているため、電場の広がりが制限され、対数上昇部分は切り捨てられる。[52] 非常に高いエネルギーでは

$$\delta(\beta\gamma)/2 \rightarrow \ln \hbar\omega_p/I + \ln \beta\gamma - 1/2 \quad (5.3)$$

ここで、 $\delta(\beta\gamma)/2$  は式 5.1 で導入した密度効果補正、 $\hbar\omega_p$  はプラズマエネルギーである。dE/dx は  $\ln \beta^2\gamma^2 T_{max}$  ではなく  $\ln T_{max}$  で上昇し、平均励起エネルギー  $I$  はプラズマエネルギー  $\hbar\omega_p$  に置き換えられる。密度効果の補正は、通常 Sternheimer のパラメータを用いて計算される [32]。

$$\delta(\beta\gamma) = \begin{cases} 2(\ln 10)x - \bar{C} & x \geq x_1 \\ 2(\ln 10)x - \bar{C} + a(x_1 - x)^k & x_0 \leq x < x_1 \\ 0 & x < x_0, \text{絶縁体} \\ \delta 10^{2(x-x_0)} & x < x_0, \text{伝導帯} \end{cases} \quad (5.4)$$

ここで  $x = \log_{10} \beta\gamma = \log_{10}(p/Mc)$  である。 $\bar{C}$  は 5.4 の高エネルギーの場合とケースと式 5.3 の極限值を等しくすることで得られる。また  $Mc \exp(x_1)$  以下の運動量に対する詳細な計算結果にフィットするように調整



する。

## 5.2 エネルギー損失の揺らぎ

エネルギー損失は物質中の電子が多数散乱することで起こる。したがって平均値付近に有限な幅をもった分布になる。電子との衝突回数  $\kappa$  の目安は、一回の衝突で失う最大エネルギー  $W_{max}$  に対するエネルギー損失の平均値で与えられる。 $\kappa \ll 1$  の場合は対称なガウス分布、 $\kappa \gg 1$  の場合には大きなエネルギー損失側に尾を引く非対称な分布をする。

$$\kappa = \frac{\int \langle dE/dx \rangle dx}{W_{max}} \quad (5.5)$$

分布が大きい方に尾を引く理由は次のように考察できる。荷電粒子が物質を通過すると、クーロン力によって散乱が起きる。しかしまれに核反応やラザフォード散乱のような比較的エネルギーを発生させる反応を起こす。薄い物質を通過するときは、物質内で起こる反応の回数は少ないため、エネルギー損失の分布は大きくエネルギーを失う確率が多い方に広がると考えられる。

## 5.3 多重散乱

荷電粒子は通常物質内の核から弾性的に散乱する。散乱の様子はラザフォードの公式で表され、小さな散乱角では断面積が大きいことを示されている。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z^2 \alpha^2 m^2}{4p^4 \sin^2 \theta/2} \quad (5.6)$$

$$\alpha = \frac{e^2}{2\pi} \approx \frac{1}{137} \quad (5.7)$$

ここで  $Z$  は原子番号、 $\alpha$  は微細構造定数、 $m$  は入射粒子の質量、 $p$  は入射粒子の運動量、 $\theta$  は入射粒子の3次元運動量  $p_i$  と散乱粒子の3次元運動量  $p_j$  のなす角である。エネルギー保存側より  $|p_i| = |p_j| = p$  である。有限の厚さの物質を通過する際は、小角散乱の統計的積み重ねの多重散乱となる。多数の散乱の積み重ねで平均散乱角がだんだん増えていく。頻繁に小角散乱が起こる場合は、散乱と変位の分布は中心極限定理によりガウス分布になる。散乱が頻繁でない場合は非対称な分布になる。ラザフォード断面積で記述されるように、偏向の大部分は原子核からのクーロン散乱によるものである。これらのクーロン散乱分布の幅  $\theta_0$  は Molière の理論によりよく表されている。[34]

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[ 1 - 0.0381 \left( \frac{x^2 z^2}{X_0 \beta^2} \right) \right] \quad (5.8)$$

ここで  $p$  は入射粒子の運動量、 $\beta c$  は入射粒子の速度、 $z$  は入射粒子の電荷、 $x$  は散乱物質の厚み、 $X_0$  は放射長である。式 5.8 の  $\sigma$  は粒子の運動量に反比例しており相対論的な粒子の場合は粒子のエネルギーに反比例している。この角度分布の幅は位置分解能に影響する。運動量は磁場によって曲げられた荷電粒子の曲率から求められるので、低運動量領域でこの多重散乱による不定性が効いてくる。

## 6 dE/dx を用いた放射線評価

### 6.1 Pixel dE/dx

シリコンは原子番号 14, 原子質量 28.0855(3)g/mol, 密度 2.329g/cm<sup>3</sup>, 平均励起エネルギー 171.0eV, MIP:1.664MeVcm<sup>2</sup>/g の特徴を持つ。エネルギーギャップは 1.1eV であり、電子正孔対の生成には 3.6eV のエネルギーが必要である。ここでエネルギーギャップと電子正孔対の生成に必要なエネルギーが異なる。これは伝導帯の底と価電子帯の頂点が同一の波数ベクトル上に存在しないため、エネルギーギャップ以上のエネルギーに加えて波数ベクトルの変化に伴う格子振動によって状態が遷移する。入射角  $\alpha$  で密度  $\rho$  の物質中を距離  $d$  通過する時、エネルギー損失量は理論的に bethe-bloch の式から計算できる。電子正孔対を 1 対生成するのに必要な平均エネルギーを  $W$ , 生成される電荷量  $Q$  とすると

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{QW \cos\alpha}{e \rho d} \quad (6.1)$$

と予測できる。ここで  $\cos\alpha$  を用いることで、磁場や入射角によりクラスターの大きさが変動してしまう効果を補正できる。荷電粒子が MIP で 250 $\mu$ m のシリコンに垂直に入射することを仮定すると、0.97MeV のエネルギーを損失し、27000 個の電子正孔対が生成される。検出器のキャリブレーションは、厚さ 250 $\mu$ m のセンサーを垂直入射角で横切る mip が ToT カウント 30 となり、オーバーフローが 255 となるように行われている。各ピクセルダイオードは、3.5ke から 170ke の範囲の電荷を測定する。IBL では FE-I4 により 4bit で、ピクセル検出器 FE-I3 により 8bit で読み出される。Run2 各年度における MIP に相当する ToT の値を表 6.2 に示す。すべてのピクセル読み出しチャンネルは 2% 以内に較正・補正され均等化される。これは、MIP のイオン化損失に関する本来の精度よりもかなり低い値である [35]。電荷収集効率は、デッドエリア (約 3%) を除きセンサーエリア全体で均一であり、大部分は非動作中のピクセルモジュールによるものである。個々のデッドピクセルの割合は、数%程度である

表 6.1: dE/dx のパラメータ

変数	定義	
収集電荷	Q	e
シリコンの密度	$\rho$	g/cm <sup>3</sup>
センサーの厚み	d	cm
入射角	$\alpha$	
センサー面の法線ベクトルからの角度	$\theta, \phi$	
平均電離エネルギー	W	eV/(e-h pair)
素電荷	e	e

■**クラスター** LHC の衝突では、1 つの飛跡がピクセル検出器を横切ることで発生する電荷が 1 つのピクセルに収まることはほとんどない。そこで、隣接するピクセルを結合してクラスターを形成し、較正補正後の全ピクセルの電荷を合計してクラスターの電荷を計算する。クラスターに含まれる電荷が、dE/dx の測定に関連する量である。ピクセル検出器の電荷測定は、様々な理由で偏りが生じる可能性がある。??

表 6.2: ToT

Layer	year	threshold[e]	ToT[BC/16000e]
IBL	2015	2500	10
	2016-2017	2500	8
	2018	2000	10
B-Layer	2015	3500	30
	2016	3500	18
	2017-2018	5000	18
Layer1			
Layer2	2015-2018	3500	30
Endcaps			

- 電荷が 3.5 ke の閾値を下回ると、一部の電荷が失われる可能性がある。
- あるピクセルの ToT カウンターが 255 を超えたため、一部の電荷が失われることがある。この非常に稀なケースでは、このピクセルの電荷情報は失われる。
- 検出器活性領域から外れたために失われた電荷がある（例：クラスタがモジュールやデッド領域の境界線にある）

2つ目までは避けられないバイアスであるが、最後の効果は fiducial volume cut によって除去できる。このような低減可能なバイアスをすべて排除するためにカットをかけることで Good Cluster を選択する。

■**トラック** 飛跡の dE/dx を測定する典型的な方法は、そのトラックに関連するクラスタの dE/dx の切断平均を計算することである。この手法は、多くのイオン化サンプリングが利用可能な場合、頻繁に使用され [1]、切断平均は一般的に 70% の低エネルギー堆積物の測定値を平均して計算される。これは、ランダウ尾にある測定値を除外するために行われ、切断された平均をガウスに減少させるという利点があり、改善された dE/dx の分解能を提供する。この手法は ATLAS ピクセル検出器の場合、トラックごとに数回の測定しかできないため使用できないため代替の計算が必要である。今回は飛跡における dE/dx は Cluster dE と Cluster dx から求める。

$$\frac{dE}{dx_{track}} = \frac{\sum dE_{cluster}}{\sum dx_{cluster}} \quad (6.2)$$

## 6.2 サンプルと選択

### 6.2.1 データサンプル

本研究では、2015 から 2018 年に重心系エネルギー=13TeV の ATLAS 実験で得られた Run2 のフルデータセットのうち、あるルミノシティ期間に対応するデータのみを選択して使用する。[37] 使用する Run は、ビーム衝突時のルミノシティプロファイルの観点からピクセル性能を評価できる十分な長さが必要であり、加えて衝突イベントの品質が良いことが要求される。この解析に使用されたラン番号は表 6.3 にまとめられる。電荷較正を行っていても、放射線損傷の影響によってズレが生じてくるためキャリブレーションが正しいかどうかを確かめるためにはキャリブレーション直後のデータを使用することが望ましい。フロントエンドエレクトロニクスにおける全電離効果 (TID) を避けるためにも、測定は電荷較正直後のデータを使用する。また、

表 6.3: Run Data

年	2015	2016	2017	2016		
				較正前	較正後	
Run#	278880	299055	309390	327265	349335	349451
	278912	299584	309640	329780	349842	349944
	278968	300415	309674	332915	350682	350749
	279169	300655	310341	336506	351223	351296
	279259	300687	310691	337052	351894	351969
	279279	300800	310809	337662	352514	355261
	279345	300863	311071	338712	356259	355995
		301912	311365	339070	357962	357193
		303638		339849	358395	358031
		305380		339957	359398	358516
		305618			359918	359441
		306269			360402	360026
		306448			361862	361738
		307195			362661	362204
		307514				362776
		308047				

2018 年データの TID に対する系統的な影響を評価するため、較正直前のデータも使用している。

### 6.2.2 シミュレーションサンプル

MC シミュレーションサンプルは、物理解析で使用される ATLAS 標準シミュレーションをベースに、2015 から 2018 年の対応するデータ取得期間に実際に使用された検出器条件と一致するように年ごとに変更している。環境設定の詳細は表 6.4 にまとめる。IBL、B 層、Layer-1、Layer-2 それぞれについて、各年に使用したバイアス電圧 (HV)、モジュール温度、アナログ閾値を示している。HV とはシリコンセンサーを全空乏化させるために印加する電圧の値であり、放射線損傷に伴って HV を大きくしている。アナログ閾値は信号がヒットであったかどうかを判断するための閾値であり、2015 年から 2016 年にかけて閾値を上げ、2017 年にピクセル検出器の検出効率が落ちたため 2018 年に閾値を下げている。TOT 閾値は ToT の値がある程度大きくなるような信号のヒットのみを記録するための閾値である。電荷 (ToT) から ToT(電荷) への変換のための較正定数や、実行中にマスクされるデッドピクセルモジュールマップは同じものが設定される。シミュレーションのセットアップに使用する選択されたラン番号は、2015 年から 2018 年の条件でそれぞれ 279169、303638、336506、357193 である。シミュレーションサンプルは、ピクセル検出器における放射線損傷の影響と現実的なパイルアップ条件を含んでいる。

ATLAS モンテカルロシミュレーションにおいて荷電粒子からのエネルギー沈着が読み出しシステムのデジタル信号に変換されるステップにおいてシリコンセンサーへの放射線損傷の影響を有効にすることができる。アルゴリズムは次のようになっている。まず GEANT4 シミュレーションから、エネルギーデポジットの位置と大きさを取得する。次にイオン化エネルギーが電子正孔対に変換され、シミュレーションを高速化のために

表 6.4: MC

Year	MC run	HV [V]	温度 T [C]	Analog threshold [e]	ToT threshold
2015	279169	80 / 250 / 150 / 150	-3.5 / -1.7 / -2.1 / 0	2550 / 3500 / 3500 / 3500	0/3/3/3
2016	307732	150 / 350 / 200 / 150	10.2 / -9.1 / -10.1 / -10.1	2550 / 5000 / 3500 / 3500	0/5/5/5
2017	340453	350 / 350 / 200 / 150	-12.6 / -8.7 / -10.1 / -9.3	2550 / 5000 / 3500 / 3500	0/5/5/5
2018	357193	400 / 400 / 250 / 250	-12.6 / -8.7 / -10.1 / -9.3	2000 / 4300 / 3500 / 3500	0/3/5/5

グループ化される。各電荷グループに対して、フルエンスに依存したトラップまでの時間がランダムに生成され、電場と磁場によるドリフト時間と比較される。ドリフト時間がトラップ時間より大きい場合、電荷群はトラップされたと定義され、位置が計算される。移動する電荷は集光電極に電流を誘起するので、トラップされた電荷がまだドリフトしている間は電極上にも信号が誘起される。誘導電荷は、トラップ位置がわかっている場合、最終位置と初期位置のラモポテンシャルの差として計算される。誘導電荷は、入射ピクセルだけでなく、隣接するピクセルについても考慮されます。この誘導電荷は、トラック再構成に使用される ToT に変換される。トラップ時間は式 6.3 のように放射線量の関数として求めることができる。

$$t_{trap} = \frac{1}{\beta\Phi} \quad (6.3)$$

ここで  $\beta$  はトラッピング定数で、 $\beta_e = (4.5 \pm 1.5) \times 10^{-16} \text{cm}^2/\text{ns}$ ,  $\beta_h = (6.5 \pm 1.5) \times 10^{-16} \text{cm}^2/\text{ns}$  と表せる。

これまでに放射線損傷を適用した MC サンプルは各年 1 つの点に対して行われた。そこで適用された放射線量は実際の放射線量より多く見積もられた値が用いられていた。本研究ではある年における環境設定を固定したまま、各層で予測される放射線損傷量を変化させた MC を複数作成し、各年において実際の放射線量に近い放射線損傷を適用した MC を増やす。i 層目のセンサーが放射線量  $N_{eq}[10^{14} \text{MeV} n_{eq} \text{cm}^{-2}]$  を受ける場合、その時に予測されるルミノシティ L は層ごとの変換係数  $c_i$ 、Run2 開始時点での放射線量  $N_{offset,i}$  を用いて

$$L = (N_{eq,i} - N_{offset,i})/c_i \quad (6.4)$$

と表される。ここでルミノシティは層ごとに異なる値となるのは Leakage current(data) と Humburg model(理論) が一致するよう各層毎にスケールされているからである。 $N_{eq}$  に変数  $h$  をかけた  $hN_{eq}$  を各層の放射線量と仮定し MC を作成した。各年度内に含まれるように  $h$  は 0.5,0.6,0.7,0.8,0.9,1.0,1.1,1.2 に相当する値となる。具体的に各層に仮定した放射線量の値を表 6.5 に示す。放射線損傷のないサンプルは、dE/dx 測定値の補正にも使用される。

研究に用いた  $Z \rightarrow \mu\mu$  事象は、ほぼバックグラウンドがなく、 $Z \rightarrow \mu\mu$  シミュレーションサンプルと直接比較できる。選択の基準は表 6.6 に示す。 $Z \rightarrow \mu\mu$  生成には PowhegPythia8 プログラム [40] を使用し、ATLAS 検出器における応答のフルシミュレーションには GEANT4[41] を用いた。再構成では、large  $d_0$  トラック再構成アルゴリズムが有効で、50MeV まで低い運動量の再構成が可能となる。再構成されたトラックは非常に低い運動量から始まるので、偽のトラックを排除するために専用のトラックセレクションが適用される。

表 6.5: MC の放射線量

layer	year	Fluence								
IBL	2015							1.0.E-10	1.1.E-10	1.2.E-10
	2016	0.40	0.48	0.56	0.64	0.72	0.80	0.88	0.96	
	2017				2.54	2.86	3.18	3.50	3.82	
	2018						5.50	6.05	6.60	
B-Layer	2015							0.70	0.77	0.84
	2016	0.81	0.97	1.13	1.29	1.45	1.61	1.77	1.93	
	2017		2.05	2.39	2.74	3.08	3.42	3.76	4.10	
	2018			3.63	4.15	4.67	5.19	5.71	6.23	
Layer1	2015							0.30	0.33	0.36
	2016	0.36	0.43	0.50	0.57	0.64	0.71	0.78	0.85	
	2017	0.75	0.90	1.05	1.20	1.35				
	2018		1.37	1.60	1.82	2.05				
Layer2	2015							0.20	0.22	0.24
	2016	0.24	0.29	0.34	0.38	0.43	0.48	0.53	0.58	
	2017	0.51	0.61	0.71	0.81	0.91				
	2018		0.92	1.07	1.22	1.38				

表 6.6: 選定基準

選定	定義
Loose selection	
Isolation	$p_{Tcone}/p_T < 0.3$
横運動量	$p_T > 25.2$
Z の質量	$70 < m_z < 110$

### 6.2.3 データ選択

■**クラスター** クラスターの収集電荷量の測定方法は様々な理由でバイアスが生じる可能性がある・収集された電荷量全てが記録されるわけではなく、閾値以下の信号の一部の電荷の情報が失われる・複数のクラスターが近接している場合、どのピクセルがどのクラスターに属するのと言う区別が難しく、クラスターリングがうまくいかない可能性がある。・クラスターが正常に動作しないセンサーの領域またはモジュールの端に沿って位置する場合も一部の電荷は失われる・ピクセルの ToT が 255、IBL では 14 を超えるとオーバーフローとなり一部の電荷の情報が失われる・センサーには電場だけでなく磁場もかかっているためクラスターの大きさが入射角によって変化し、一部の電荷の情報が失われる可能性がある。このようなバイアスを取り除くために、クラスターに対しても選定を行う。

■**トラック** トラックは、ピクセルクラスターの特性の偏りのない測定を保証するために、他のトラックからよく分離された十分な数のシリコンヒット（ピクセル+ SCT）を持っている必要がある。このような曖昧さを

避けるために、外れ値や共有ヒットは除外される。また、センサーエッジやギャングピクセルを含むクラスタも排除する。以下のリストは、トラックとクラスタの選択の概要である。

選択	定義
Pixel Hits	Pixel に複数 Hits
Pixel Layers	Pixel4 層通過
SCT Hits	SCT まで通過している
Pixel hole	なし
Dead Sensor	なし
Outliers	なし
Shared Hits	なし
Split Hits	なし
Ganged Hits	なし

表 6.7: Track Selection

選択	定義
Isolation	ピクセル周りに何も無い
Edge	なし
Overflow	なし
Angle	$\cos\alpha < 0.16$ は使用しない
3D sensor hit	なし
Split state	なし
hit ToT	small hit ToT(j10) を除く

表 6.8: Cluster Selection

### 6.3 dE/dx による放射線評価

エネルギー損失は理論的に予想可能であるため、測定された  $dE/dx$  は理論的に予想される

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{pre} = \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{Bethe-Bloch} \times \epsilon_Q \epsilon_{coll} \quad (6.5)$$

と比較することができる。荷電粒子のエネルギー損失量が検出器で測定される電荷になるまでに以下のことを仮定している。Bethe-Bloch の式で予想されるエネルギー損失量の内、ある割合 ( $\epsilon_Q$ ) が電子正孔対の生成を引き起こし、生成した電荷のうち、ある割合 ( $\epsilon_{coll}$ ) が電極に収集され信号として呼び出されることである。 $\epsilon_{coll}$  は放射線損傷の効果により 1 とはならない。また  $\epsilon_Q$  は制動放射や熱の効果により 1 とはならない。 $\epsilon_Q$  はシミュレーション情報を用いて導出が可能であり、 $\epsilon_{coll}$  のみが未知のパラメータとなる。このように電荷収集による効果と放射線損傷による効果を分けられるため、再構成されたエネルギー損失量を理論値でフィットすることで値を求めることができる。今回はデータの経年変化を MC サンプルと比較することで各層での放射線損傷の影響を評価する。

#### 6.3.1 data 比較

Run2 の初めの Run と最後の Run の data から得られた Track  $dE/dx$  分布を比較した結果を図 6.1 に示す。いずれもランダウ分布に近い分布を示し、多重散乱により大きな  $dE/dx$  側に尾を引く特徴が示されている。2018 年の  $dE/dx$  分布のピーク位置は 2015 年の分布と比較し低い値を取る。ここで分布の最大 Bin を取得することでピーク位置を比較する。2015 年最初の Run、2016-2018 年の各最後の Run での各 Track  $dE/dx$  分布のピーク位置を比較した結果を表 6.10 に示す。測定された  $dE/dx$  の値は検出器の稼働年数の増加に伴い低下していることがわかる。

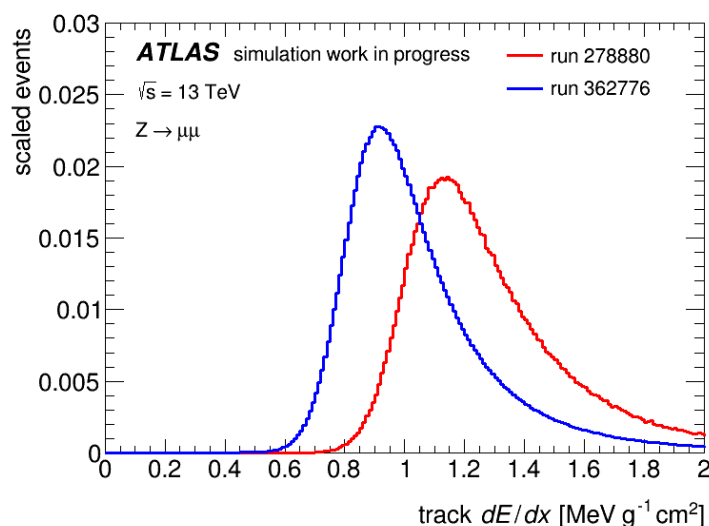


図 6.1: data 比較



表 6.9: Data Max bin 比較

Year	Run#	dE/dx(from Max bin)
2015	278880	1.145
2016	309390	1.035
2017	339957	0.955
2018	362776	0.915

## 6.3.2 data vs MC

2015 年における MC サンプルと 2015 年最初の data を比較した結果を図 6.2 に示す。MC サンプルから得られた dE/dx 分布のピーク位置は 2015 年最初の Run の分布に対して高い値をとることがわかる。

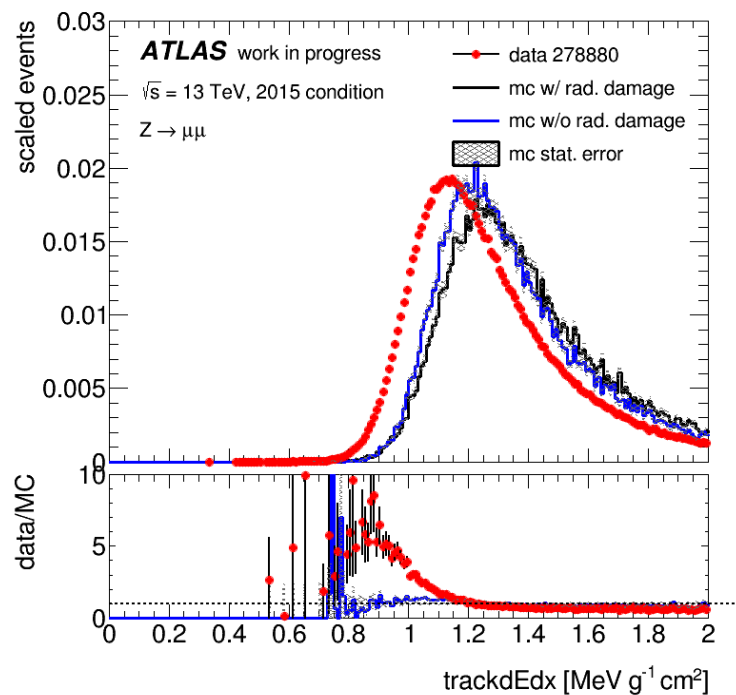


図 6.2: data/MC 比較

## 6.3.3 各層分布

2017 年の IBL, B-Layer, Layer1, Layer2 で取得される dE/dx 分布を以下に示す。内側の層ほど dE/dx 分布のピークは低い。IBL や B-layer の dE/dx 分布は二つのピークが存在する。このような分布に対しては dE/dx 分布のピーク位置を比較することが難しい。

バンブ構造を確認するため、eta vs dE/dx 分布、Cluster size, pt により cut をかけた値を比較する。図 6.4 は Eta を横軸に dE/dx をプロットした結果である。IBL の分布に構造が見える。これは IBL と B-layer

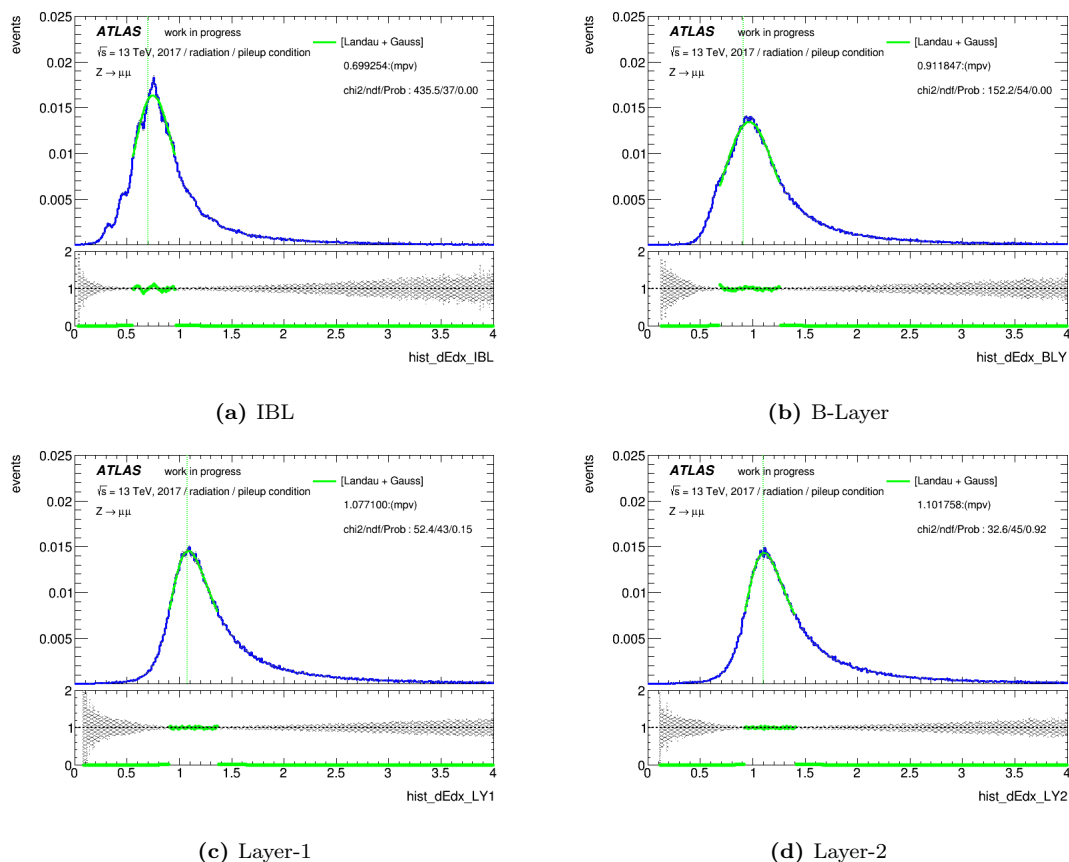


図 6.3: 各層分布

の読み出しエレクトロニクスの Bit 数が異なることが影響していると考えられる。dE/dx が 0.5 以下の範囲に見られる分布により、 $\cos\alpha$  による補正の効果が確認できる。

Cluster size が 1 の場合と 1 以上の場合で比較した分布を確認する。

### 6.3.4 フィット方法

前項のような dE/dx 分布をピーク位置に注目することで定量的に評価する。フィット関数を導入し、関数により dE/dx 分布に対するピーク位置を求める。ピーク位置を求めるためにフィット関数を 4 つ導入する。そのうち  $\chi^2/ndf$  が平均的に最小である関数を最適な関数としてフィットに用いる。今回はガウス分布  $G(x)$ 、ランダウ分布  $L(x)$ 、ランダウ分布にガウス分布を畳み込んだ関数  $(L \circ G)(z)$ 、ランダウ分布にガウス分布を畳み込んだランダウガウス関数  $(L \circ G)(z)$ 、ランダウガウス関数  $f_1, f_2$  をあるパラメータ  $par$  を用いて混合した 2 ランダウガウス関数  $f_1 + par \times f_2$  を用いた。2016 年の data から得られた dE/dx 分布に対しての Fit の様子を図 6.6 に示す。ガウス関数とランダウ関数がそれぞれ単体の場合、畳み込みを用いた他 2 つの関数と比較して  $\chi^2$  の値が大きくなる。

Run2 の各 data に対して 4 つの Fit 関数を適用し、それぞれの Data に対応する積分ルミノシティの値を横軸に、各分布の  $\chi^2/ndf$  の値を比較した結果を図 6.7 に示す。各分布の  $\chi^2/ndf$  の平均を求めると、表 6.11 に示すような値をとる。 $\chi^2/ndf$  の平均値が最も小さい値をとるのは B-Layer を除く 3 つの層ではランダウガ

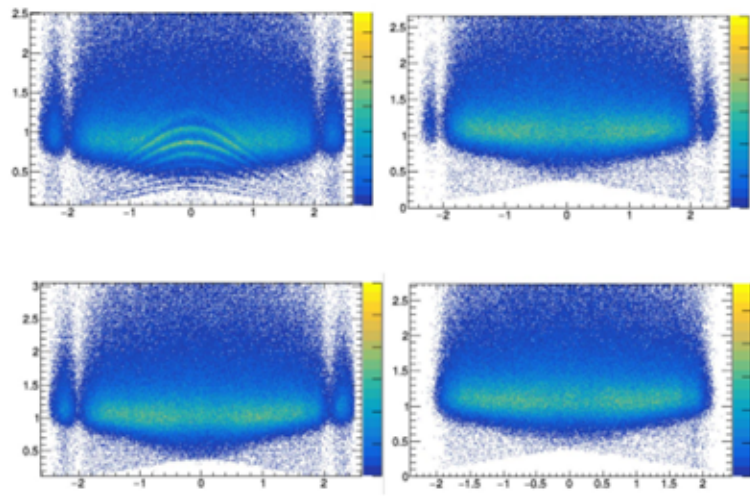
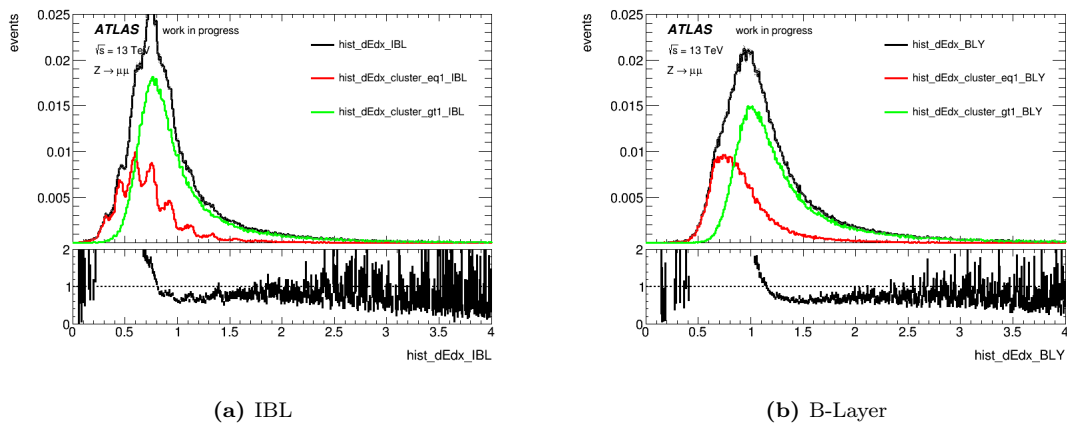


図 6.4: Eta vs dE/dx



(a) IBL

(b) B-Layer

図 6.5: Cluster size cut dE/dx

表 6.10: Fit を検討した関数

関数名	
Landau	$L(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \exp(-t \log(t) - xt) \sin(\pi t) dt$
Gaus	$G(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp(-\frac{x^2}{2\sigma^2})$
Landau+Gaus	$(L \circ G)(z) = \int \delta(z - (x + y)) L(x) G(y) dx dy$
2(Landau+Gauss)	$f_1 + par \times f_2$

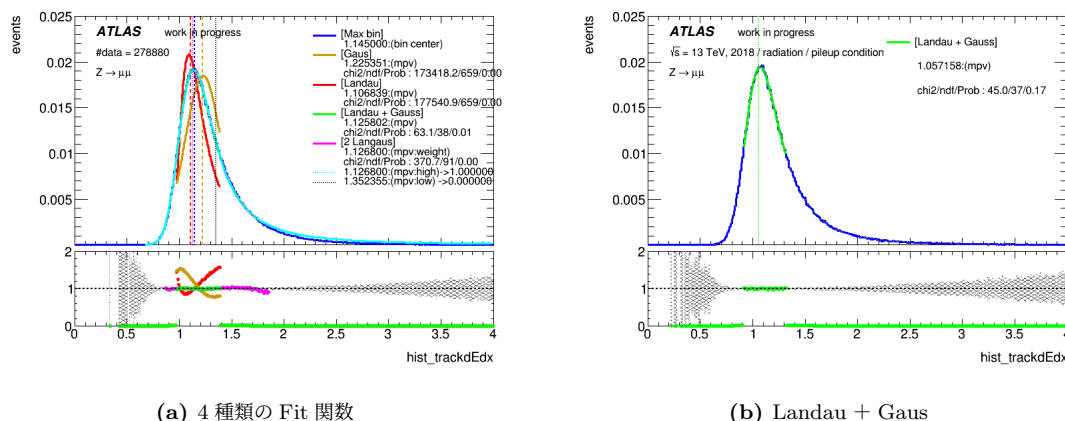


図 6.6: Fit

ウス関数で、B-Layer では2 ランダウガウス関数である。2 ランダウガウス関数は2つの関数からMPVを取得する方法により不定性がある。今回はいずれの層においてもランダウガウス関数を用いてピーク位置を取得する。

またここで2015年のMCとDataのMPVの一致は見られなかった。MCから得られた値をDataから得られたMPVの値にスケールして比較を行う。

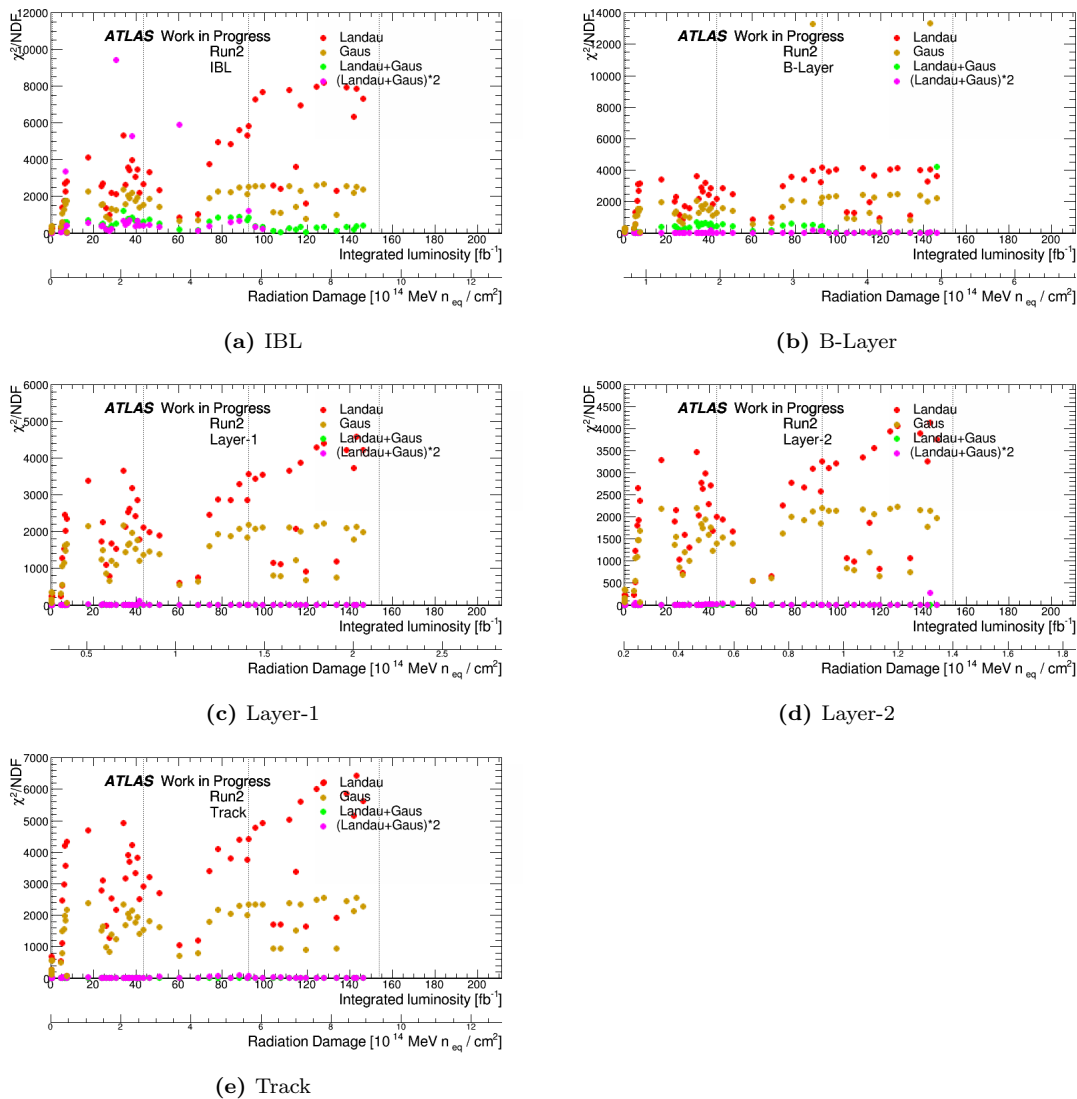
表 6.11:  $\chi^2/ndf$ 

Layer	Landau	Gaus	Landau+Gaus	2(Landau+Gaus)
IBL	3793.5 ± 2302.4	1597.8 ± 683.6	455.0 ± 317.4	3034.7 ± 4871.1
B-Layer	2397.7 ± 1206.4	1764.7 ± 1002.0	246.7 ± 271.3	87.6 ± 118.1
Layer-1	2264.6 ± 1188.7	1373.9 ± 589.9	5.4 ± 2.8	18.7 ± 25.1
Layer-2	2126.9 ± 1111.5	1394.2 ± 604.6	4.4 ± 2.2	12.3 ± 12.1
Track	3279.8 ± 1565.6	1607.7 ± 639.7	6.8 ± 4.4	11.1 ± 13.4

### 6.3.5 int.Lumi vs dE/dx

各MCとDataに関して対応する積分ルミノシティの値を横軸に、各分布のMPVの値を比較した結果を図6.8に示す。なお、2015年の最初のデータと、2015年のMCで取得されるdE/dxの値が一致していないため、各MCにdata/MCの値でスケールした値を比較した。MC,Dataいずれに対しても放射線量の増加に伴いdE/dxのピーク値が低下していく傾向を確認できる。ここで各層の分布に対し1次関数 $ax+b$ でFitを行う。例えばLayer-1でMCは $(-1.08 \pm 0.03)e-3$ 、Dataは $(-1.10 \pm 0.02)e-3$ の傾きを持つ1次関数で示され、傾きは系統誤差の範囲内で一致した値をとる。Layer-1とLayer-2に関しては低下傾向は絶対値とともに再現されている。IBLとB-Layerに関しては絶対値のずれが生じているものの傾向は再現されている。絶対値の差は閾値によるCluster Sizeの影響、フィット関数の不定性によるものなどが考えられる。

各MCシミュレーションにおける放射線損傷の値は各層ごとに行われており、Track dE/dxに対応する放射線量は未知である。図6.8eにTrack dE/dx分布をIBLの放射線損傷を仮定した場合、図6.8fBLYの放射線損傷を仮定した場合の分布を比較する。Track dE/dxは各層のdE,dxの合計値をもとに算出される。4層

図 6.7:  $\chi^2/NDF$ 

の検出器のうち、IBL と他三層ではセンサーの厚みと検出器の稼働開始時期が異なる。IBL はビーム軸に最も近く、放射線損傷を最も多く受けることが予想されているが、他の三層よりセンサーの厚みが薄く、また稼働開始時期が遅い。以上のことから Track dE/dx に対する寄与は IBL よりも BLY の方が多く、BLY の放射線損傷を仮定した場合の方が傾き a の値が近いと考察できる。今後 Track dE/dx に対応する放射線量の見積もりを行う。

### 6.3.6 放射線量 vs dE/dx

前項に示したすべての層で得られた dE/dx の分布を、放射線量を横軸にしプロットした結果を図 6.9 に示す。なおここで 2015 年の MC と Data はスケールせずに比較した。Data を丸いマーカー、MC を四角のマーカーで表している。Data において IBL 以外の三層は同じ曲線上に分布を示し、MC においても同様に IBL と他三層で異なる分布を示す。dE/dx の値はセンサー厚み d に依存し、IBL と他三層ではセンサーの厚

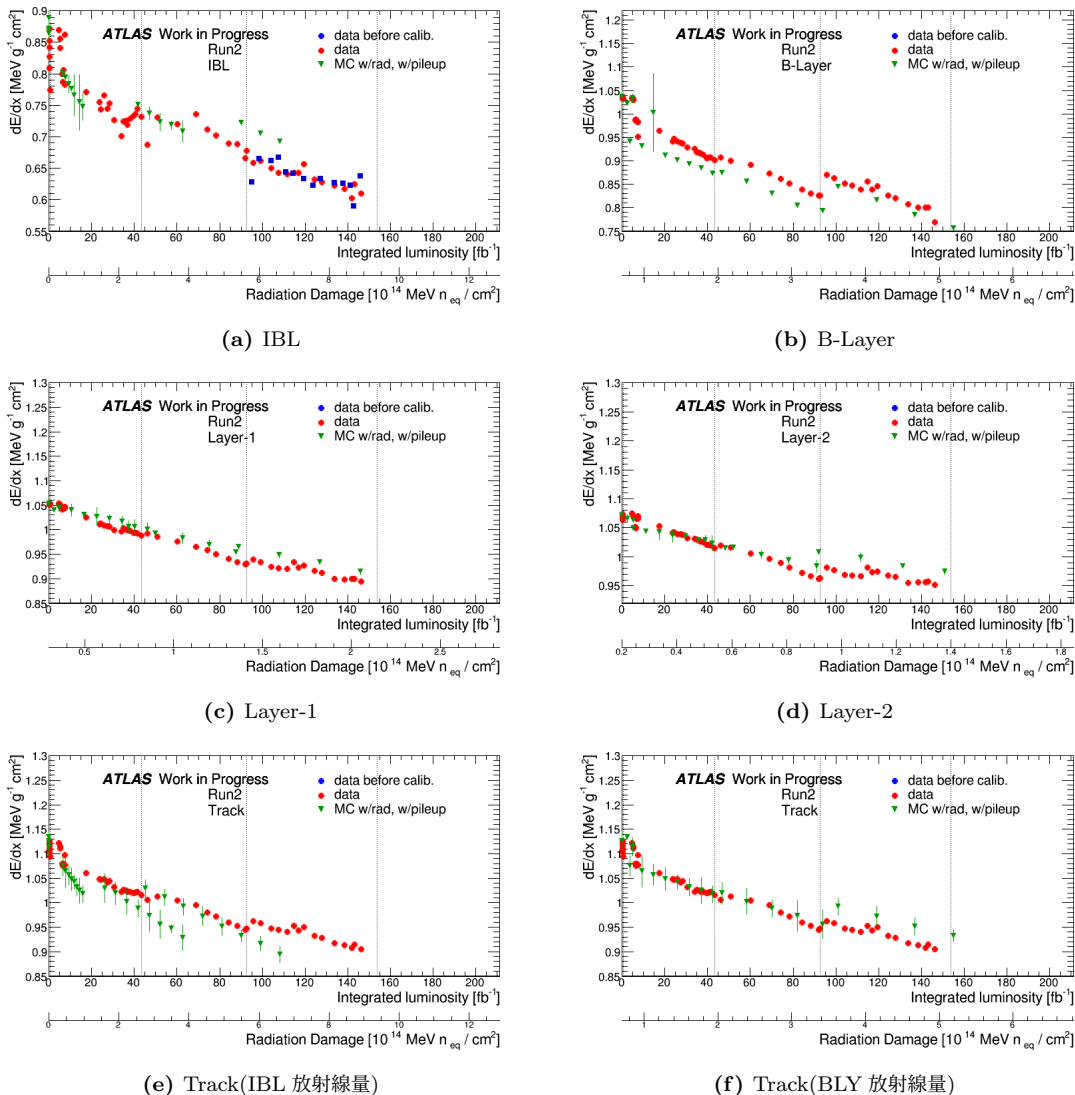


図 6.8: int. Lumi vs dE/dx

みに違いがある。IBL と他三層で分布が異なるのは各層のセンサーによる違いであると考察できる。

### 6.3.7 誤差評価

IBL や B-Layer では dE/dx のピークは 2 つ以上存在している。これは Cluster Size によるもので IBL と他三層では ToT の読み出し Bit 数が異なることなどが原因として挙げられる。クラスタサイズは読み出し時の閾値に影響されるため閾値による影響を確認するために、閾値を変更した MC シミュレーションを作成し、系統誤差を評価する。

閾値の不確かさは、データの閾値調査 [38] から、すべての年、層で 2 % と評価された。この不確かさに基づき、閾値のみを変更した MC サンプルを作成した。MC サンプルの比較を図 6.10 に示す。いずれも 2018 年の放射線量を適用したサンプルで、(a) は B-Layer のアナログ閾値を 3500、(b) は 8000 とした際の分布である。MC から得られた B-Layer dE/dx (黒線) に対し、赤線は cluster size が 1 のとき、緑線は cluster size が

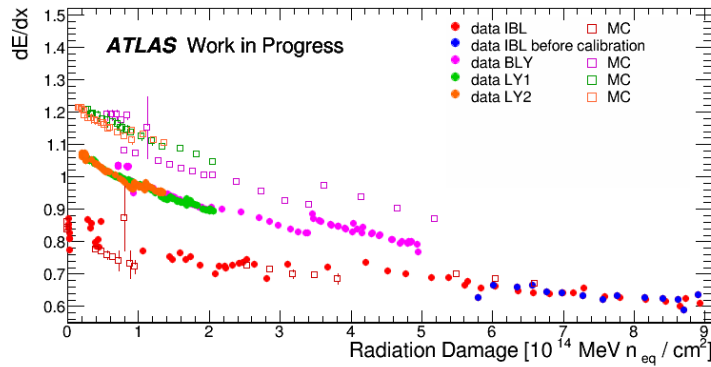
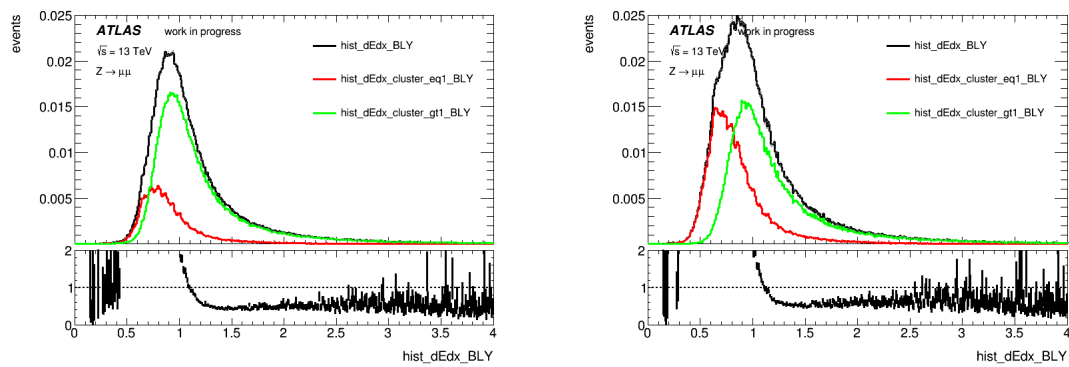


図 6.9: Fluence vs dE/dx

1 以上の dE/dx を示す。2018 年 B-Layer アナログ閾値をあげると cluster size=1 の割合が増え dE/dx が低下することが確認できる。



(a) B-Layer 2018 Thr.=5000

(b) B-Layer 2018 Thr.=8000

図 6.10: 閾値変更前後 MC

## 7 まとめと展望

ピクセル検出器はシリコンセンサーで構成される検出器で、LHC-ATLAS 実験において飛跡検出を行う。半導体は高エネルギー粒子などの放射線が入射することで、結晶構造を変化させ性能が変化することがある。ATLAS ピクセル検出器における放射線量は FLUKA シミュレーションによってよく理解されている。LHC が質量中心エネルギー  $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$  で運転中は IBL で  $10^{15} 1\text{MeV}n_{eq}/\text{cm}^2$  の放射線量が予想される。

エネルギー損失  $dE/dx$  を Run2 データとシミュレーションを比較することで、ピクセル検出器の放射線損傷の影響を調査した。データとシミュレーションサンプルいずれも  $Z \rightarrow \mu\mu$  事象を用いる。ピクセル検出器における測定値は閾値を超えた電荷の時間を ToT として読み出し、ToT に対応する Q を算出、Q から  $dE/dx$  を算出する。シミュレーションサンプルは GEANT4 によりエネルギーデポジットの大きさと位置を取得する。電子正孔のドリフト時間が長いときに電荷をトラップさせ、ラモ電位から求めた電荷から、ToT を求めることで計算できる。

これまでの放射線を適用した MC は放射線情報が実データと乖離した値が用いられていたため、TCAD シミュレーションで予測される実データに近い放射線情報を適用した MC を作成した。得られた Data  $dE/dx$  分布をピーク値に注目して比較すると 2015 年に比べ 2018 年の値が低下している。Run2 データと MC でピーク位置の比較を行う。フィット関数はランダウにガウスを畳み込んだ関数とした。求めた  $dE/dx$  分布の MPV の値を積分ルミノシティを横軸にプロットすると、MC で Data の低下傾向を再現することができた。ここで 2015 年の最初のデータと、2015 年設定で作成した MC から取得される  $dE/dx$  の値が一致していないため、各 MC の MPV に対し data/MC の値でスケールした値を比較した。

今後、閾値、温度、HV を変更した MC、運動量補正などを反映した MC を作成し放射線損傷を考慮した MC と比較することで、誤差評価を行う。これにより MPV だけでなく、 $dE/dx$  の幅やテールの影響を理解する。2028 年頃の HL-LHC に向けた内部飛跡検出器のアップグレード後も新たにピクセル検出器が用いられるため、解析の応用が見込まれる。最終的に放射線の影響を除いた真の  $dE/dx$  の算出手法を確立することで粒子識別や新物理解析に活用されることが期待される。



## 8 謝辞

本研究を行うにあたり多くの方々からご助力いただきました。この場をお借りして皆様に謝辞を述べさせていただきます。

まずこの約3年間、研究の機会をいただけた寄田浩平教授に心より感謝いたします。ご指導ご鞭撻をいただく中で、私は幾度となく道筋を間違いました。そんな中でも「研究はチームでやること」と温かいお言葉をいただけたことや、毎度見過ごすことなく軌道修正いただけたことに、救われるばかりでした。田中雅士准教授に感謝申し上げます。日々の発表の際などでいただけるご指摘により自分自身を見つめ直すきっかけとなり、研究の指標につながりました。続いて駒宮幸男上級研究員に感謝申し上げます。研究室配属直後のゼミをはじめ、ミーティングでも不明点を丁寧に解説いただけたことが大変有意義な時間だったと感じております。坂本敦子秘書には出張時や日々の諸手続きにおいて大変お世話になりました。お陰様で研究生活を円滑に送ることができました。

また同じ研究グループとして ATLAS Japan Pixel グループの皆様に大変お世話になりました。中でも高エネルギー加速器研究機構の津野総司様に特にお世話になりました。沢山のご迷惑をお掛けしてしまいましたが、そんな中でも進捗に対するご助言をいただき本当にありがとうございました。また同じく高エネルギー加速器研究機構の田窪洋介や東京工業大学の潮田さんや清水さん、先行研究をされていたお茶の水女子大学の浅井さんをはじめ、皆さんのおかげで研究を進めることができました。改めて感謝申し上げます。

そして研究室の皆さんに感謝申し上げます。ATLAS 実験における先輩である加地さん、伊藤さん、秋山さんにはサンプルやプロットの作成をはじめ、事務手続きなど研究生活のあらゆる面でご協力いただきました。同期の南さん、櫻井さん、中曽根くんにはゼミのときから様々なことでお世話になりました。皆さんの取り組み姿勢をはじめ、進捗を生む速度などから刺激を受けたことが、研究の原動力の一つになっていました。またシステム系の皆さんや、後輩の皆さんをはじめ、研究室での時間を一緒に過ごしたすべての方に感謝申し上げます。

最後に、精神面や金銭面など常に支えていただいた家族に感謝を述べます。ありがとうございました。

## 参考文献

- [1] The ATLAS Collaboration et al, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08003>
- [2] European Organization for nuclear research, LHC Design Report Vol.1: The LHC Main Ring, <https://cds.cern.ch/record/782076/files/CERN-2004-003-V1.pdf>
- [3] The ATLAS Collaboration, Standard Model Summary Plots February 2022, <http://cds.cern.ch/record/2804061/files/ATL-PHYS-PUB-2022-009.pdf>
- [4] Eric Torrence, Public ATLAS Luminosity Results for Run-3 of the LHC, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun3>
- [5] The ATLAS Detector, ATLAS Open Data 13 TeV Documentation, <http://opendata.atlas.cern/release/2020/documentation/atlas/experiment.html>
- [6] Matthias Schott, Monica Dunford, Review of single vector boson production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ , <https://arxiv.org/pdf/1405.1160.pdf>
- [7] ATLAS Tracking Software Tutorial, ATLAS Track Reconstruction – General Overview, <https://atlassoftwaredocs.web.cern.ch/trackingTutorial/idoverview/>
- [8] Mike Lauge, dE/dx Measurements in the ATLAS Detector, <https://nbi.ku.dk/english/theses/masters-theses/mike-lauge/Lauge-MastersThesis.pdf>
- [9] Particle detectors and accelerators Lecture notes, Peter Hansen, <https://www.nbi.dk/~phansen/lecturenote.pdf>
- [10] Claudia Gemme, Public Pixel Tracker Plots for Collision Data, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/PixelPublicResults>
- [11] The ATLAS Collaboration, The ATLAS Simulation Infrastructure, <https://cds.cern.ch/record/1267853/files/EurPhysJC.3FBE7E53d03.pdf>
- [12] E Ritsch, Concepts and Plans towards fast large scale Monte Carlo production for the ATLAS Experiment, <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/523/1/012035/pdf>
- [13] Julia Rieger, Detector Development for the High Luminosity Large Hadron Collider, <https://cds.cern.ch/record/2208603/files/CERN-THESIS-2016-090.pdf>
- [14] M. Krammer, F. Hartmann, Silicon Detectors slide, <https://indico.cern.ch/event/124392/contributions/1339904/attachments/74582/106976/IntroSilicon.pdf>
- [15] C. Kittel, Introduction to Solid State Physics. 8th edition, <http://metal.elte.hu/~groma/Anyagtudomany/kittel.pdf>
- [16] Chenming Calvin Hu, Modern Semiconductor Devices for Integrated circuit, <https://picture.iczhiku.com/resource/eetop/wykrGwSEZyiAccx.pdf>
- [17] 藤野毅, 半導体工学 (8), [https://www.ritsumei.ac.jp/se/re/fujinolab/FujinolabHP\\_old/semicon/semicon8.pdf](https://www.ritsumei.ac.jp/se/re/fujinolab/FujinolabHP_old/semicon/semicon8.pdf)
- [18] G. Aad et al, ATLAS pixel detector electronics and sensors, [https://cds.cern.ch/record/1119279/files/jinst8\\_07\\_p07007\\_1.pdf](https://cds.cern.ch/record/1119279/files/jinst8_07_p07007_1.pdf)
- [19] The ROSE Collaboration, 3rd RD48 STATUS REPORT, <https://cds.cern.ch/record/421210/>

- files/cer-2168942.pdf
- [20] The FEI3 readout chip for the ATLAS pixel detector, Ivan Peric et al, <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900206007649?via%3Dihub>
- [21] ATLAS Collaboration, ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report, <https://cds.cern.ch/record/1291633/files/ATLAS-TDR-019.pdf>
- [22] M. Backhaus, The upgraded Pixel Detector of the ATLAS Experiment for Run 2 at the Large Hadron Collider, <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900216303837>
- [23] C. Goessling et al, Evaluation of the breakdown behaviour of ATLAS silicon pixel sensors after partial guard-ring removal, <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900210011940?via%3Dihub>
- [24] Simon Ramo, Currents Induced by Electron Motion, <https://ieeexplore-ieee-org.waseda.idm.oclc.org/document/1686997>
- [25] Jens Weingarten, System Test and Noise Performance Studies at The ATLAS Pixel Detector, <https://cds.cern.ch/record/1099748/files/CERN-THESIS-2008-033.pdf>
- [26] B. Gorski, The design and prototyping of the ATLAS inner detector evaporative cooling system, <https://ieeexplore-ieee-org.waseda.idm.oclc.org/document/1462302>
- [27] M. Moll, Radiation damage in silicon particle detectors - microscopic defects and macroscopic properties-, <https://inspirehep.net/literature/513308>
- [28] A.L. Schorlemmer, Monitoring radiation damage in the ATLAS Pixel Detector, <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/8/01/C01045/pdf>
- [29] Claudia Gemme, Cosmics and Calibration Approved Pixel Plots, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ApprovedPlotsPixel>
- [30] Sven Menke, RadiationSimulationPublicResults, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/RadiationSimulationPublicResults>
- [31] R.L. Workman et al. (Particle Data Group), 34. Passage of Particles Through Matter, <https://pdg.lbl.gov/2022/reviews/rpp2022-rev-passage-particles-matter.pdf>
- [32] R. M. Sternheimer, The Density Effect for the Ionization Loss in Various Materials, <https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.88.851>
- [33] 田村裕和, 三輪浩司, 他, サマーチャレンジ 課題1 ワイヤー一本で X 線や素粒子を検出しよう～ワイヤーチェンバーを手作りして素粒子・原子核実験を体験～, [https://www2.kek.jp/ksc/3rd\\_2009/1\\_miwa.pdf](https://www2.kek.jp/ksc/3rd_2009/1_miwa.pdf)
- [34] R. M. STERNHEIMER, The Density Effect for the Ionization Loss in Various Materials, <https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.89.1256>
- [35] The ATLAS Collaboration, dE/dx measurement in the ATLAS Pixel Detector and its use for particle identification, <https://cds.cern.ch/record/1336519/files/ATLAS-CONF-2011-016.pdf>
- [36] Risako Sannomiya, Study of Lorentz angle fitting in pixel layers, <https://cds.cern.ch/record/2804496/files/ATL-COM-INDET-2022-004.pdf>
- [37] Soshi Tsuno, SampleProductionSummaryForPixelRUN2, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/SampleProductionSummaryForPixelRUN2>
- [38] Xiaotong Chu, IBL ToT and threshold evolution in 2017 and 2018, <https://atlas.web.cern.ch/>

- Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/PIX-2018-009/
- [39] Tomáš Dado, Modeling Radiation Damage to Pixel Sensors in the ATLAS Detector, <https://inspirehep.net/files/c5dae53b566c3ce9668ef2d99358b8c7>
- [40] Andy Buckley et al, Powheg–Pythia matching scheme effects in NLO simulation of dijet events, <https://arxiv.org/pdf/1608.03577.pdf>
- [41] S.Agostinelli et al, Geant4—a simulation toolkit, <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>
- [42] 浅井 香奈江, LHC-ATLAS 実験ピクセル検出器のエネルギー損失量を用いた収集電荷量の較正
- [43] <https://atlassoftwaredocs.web.cern.ch/trackingTutorial/idoverview/>
- [44] atlas ソフトウェア講習 <https://wiki.kek.jp/pages/viewpage.action?pageId=81725027>
- [45] [http://lambda.phys.tohoku.ac.jp/miwa9/3rd\\_exp/Appendix.pdf](http://lambda.phys.tohoku.ac.jp/miwa9/3rd_exp/Appendix.pdf)
- [46] 加藤貞幸：新物理学シリーズ 26 放射線計測（培風館）
- [47] クラインクネヒト：粒子線検出器—放射線計測の基礎と応用（培風館）
- [48] 福井崇時：粒子物理計測学入門（共立出版）
- [49] G.F. Knoll：放射線計測ハンドブック（日刊工業新聞社）
- [50] 八木浩輔：基礎物理学シリーズ 原子核（朝倉書店）
- [51] 早野龍五、高橋忠幸：計算物理（共立出版）
- [52] <https://pdg.lbl.gov/2022/reviews/rpp2022-rev-passage-particles-matter.pdf>
- [53] 三谷貴志, エネルギー損失  $dE/dx$  による 粒子識別能力に関する包括的研究,[http://www2.kyulab.sci.waseda.ac.jp/PUB/PAPER/MasterThesis/2011\\_TakashiMitani.pdf](http://www2.kyulab.sci.waseda.ac.jp/PUB/PAPER/MasterThesis/2011_TakashiMitani.pdf)
- [54] 岩下 侑太郎,ATLAS 実験用新型シリコンピクセル検出器の建設に向けた改良,<http://epp.phys.kyushu-u.ac.jp/thesis/2022MasterIwashita.pdf>
- [55] 加茂直之,LHC-ATLAS 実験におけるボトムクォークジェットのエネギー系統誤差の研究,[https://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/theses/master/kamo\\_mt.pdf](https://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/theses/master/kamo_mt.pdf)
- [56] 藤野 主一,ATLAS 実験に用いる新型シリコンピクセル検出器の組立と品質保証の研究,<http://epp.phys.kyushu-u.ac.jp/thesis/2019MasterFujino.pdf>
- [57] 矢ヶ部遼太,ATLAS 実験 RUN2 に向けたハドロンカロリメータを用いるレベル 1 ミューオントリガーの性能評価,[https://ppwww.phys.sci.kobe-u.ac.jp/seminar/pdf/Yakabe\\_thesis.pdf](https://ppwww.phys.sci.kobe-u.ac.jp/seminar/pdf/Yakabe_thesis.pdf)

学籍番号: 5321A071-3

## 研究活動の不正行為 定義確認書

2023 年 1 月 25 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 山口 剣伸

(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

2023 年 1 月 25 日

本人氏名 山口 剣伸



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。

✓	GEC 設置科目「研究倫理概論」の受講
	専攻設置科目の受講 科目名 ( )
	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。