

2023 年度修士論文

RHIC-sPHENIX 実験の初年度のデータを用いた
中間飛跡検出器 INTT の動作検証

奈良女子大学大学院人間文化総合科学研究科
数物科学専攻 物理学コース
高エネルギー物理学研究室

博士前期課程 2 年
学籍番号：22810047
杉山由佳

2024 年 2 月 29 日

概要

2023年5月より米国ブルックヘブン国立研究所 (BNL) の重イオン衝突型加速器 (RHIC) を用いて sPHENIX 実験が始まった。この実験は、クォークとグルーオンが閉じ込めから解放された状態であるクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) の性質の解明を主な目的としており、我々が開発した中間飛跡検出器 INTT (INtermediate Tracker) が導入されている。2023年に核子対あたりの重心系衝突エネルギー 200 GeV の Au-Au 衝突を行い、衝突によって生成された粒子を測定した。この測定によって得られたデータの解析をもとに INTT の動作検証を行った。

本研究では、sPHENIX 実験において通常とは異なる振る舞いをする INTT のストリップ自動検出アルゴリズム開発と、INTT のエネルギー損失測定能力を検証するために通過荷電粒子 (Minimum Ionizing Particle: MIP) のエネルギー損失量の評価を行った。sPHENIX 実験では、ヒット数が極端に多いたまは少ないストリップが観測されたため、これら不良なストリップを検出し、エネルギー損失解析から排除する必要がある。ストリップ毎のヒット数分布はガウス分布に従うと仮定し、正常または不良なストリップを自動で分類するアルゴリズムを開発した。

この不良ストリップ排除のもと MIP のエネルギー損失量をより正確に求めるために、MIP 領域に特化した ADC の閾値の範囲を設定したエネルギー損失測定を繰り返し行った。INTT のエネルギー測定機能は限定的で、高分解能と広範囲を両立することができない。そこで、高分解能であるが測定範囲の狭い測定について範囲を変えながら繰り返し行うことで、高精度な測定を行った。測定データの解析では、信号雑音比 (S/N) を改善するために、衝突事象 (イベント) や飛跡 (Track) の選別によりノイズを除去し、INTT 用シリコンセンサーに対して垂直に入射する MIP のエネルギー損失量を評価した。その結果、多数の background が原因で明確な MIP ピークを確認することはできなかった。MIP ピークを求めるには background を減らす必要がある。今後も background の原因究明と MIP ピーク・MIP 領域における S/N の割合の確認を通して、sPHENIX 実験において十分なエネルギー損失量の測定能力の確認を目指す。

目次

第 1 章	序論	7
1.1	素粒子物理学	7
1.1.1	素粒子の標準模型	7
1.1.2	クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)	7
1.2	半導体	8
1.2.1	半導体検出器の原理	8
1.2.2	物質中を通過する荷電粒子のエネルギー損失	9
1.3	研究背景	10
1.3.1	Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)	10
1.3.2	sPHENIX 実験	10
1.3.3	Monolithic-Active-Pixel-Sensor-based Vertex Detector (MVTX)	13
1.3.4	INTermediate Tracker (INTT)	13
1.3.5	Time Projection Chamber (TPC)	13
1.3.6	ElectroMagnetic Calorimeter (EMCal)	13
1.3.7	Hadronic Calorimeter (HCal)	14
1.3.8	Minimum Bias Detector (MBD)	15
1.4	研究目的	15
第 2 章	中間飛跡検出器 INTT	16
2.1	INTT ラダー	16
2.1.1	シリコンセンサー	17
2.1.2	FPHX チップ	17
2.1.3	High Density Interconnect(HDI)	17
2.2	sPHENIX 実験におけるデータ読み出しシステム	18
2.2.1	Conversion cable	18
2.2.2	Bus-extender	19
2.2.3	Read Out Card(ROC)	20
第 3 章	不良 Channel(チャンネル)の自動検出法の開発	22
3.1	不良 channel 自動検出アルゴリズムの開発	23
3.1.1	イベント選定によるノイズ除去	23
3.1.2	ヒットレート分布の作成	25

3.1.3	Fitting による channel の分類	26
3.2	不良 channel 自動検出アルゴリズムの活用	30
第 4 章	sPHENIX 実験におけるエネルギー損失の評価	32
4.1	DAC スキャン	32
4.2	原理	33
4.3	データセット	35
4.4	解析方法	36
4.4.1	イベント選定	36
4.4.2	クラスタリング	39
4.4.3	Tracking 選定	39
4.4.4	ADC 分布の導出	41
4.5	MIP ピークの評価	43
4.6	考察と今後の課題	44
第 5 章	まとめ	45
	参考文献	47

目次

1.1	素粒子の標準模型で扱われる素粒子	7
1.2	pn 接合した半導体による検出原理	8
1.3	RHIC の全体図	10
1.4	3 年間の sPHENIX データ収集における、Centrality 0~10% の Au+Au イベントおよび p+p イベントにおけるジェット、光子、荷電ハドロンの予測総収量	11
1.5	3 年間の sPHENIX データ収集における、 Υ 粒子の横運動量毎の Centrality 0~60% Au+Au イベントにおける予測 R_{AA}	11
1.6	sPHENIX 実験で用いられる検出器の全体像	12
1.7	sPHENIX 実験における 2024 年以降の稼働予定 [出典： sPHENIX Beam Use Proposal 2023 [12]]	12
1.8	EMCal の 1 セクターを示した図	14
1.9	iHcal や oHCal、EMCal、ソレノイド磁石の位置関係を示した図	14
1.10	Beam-Beam Counter (BBC) の写真	15
2.1	INTT バレル構造と検出器群における位置	16
2.2	INTT ハーフラダーの写真	16
2.3	シリコンセンサーと FPHX チップの模式図 (各 Chip の記載は FPHX チップと対応している。)	17
2.4	sPHENIX 実験におけるデータ読み出しシステム	18
2.5	FPC 製の Conversion cable の写真 (上) 40 cm, (中, 下) 20 cm	19
2.6	マイクロ同軸ケーブル製の Conversion cable の写真	19
2.7	Bus-extender の写真	20
2.8	ROC の写真	21
3.1	1 ラダー分のヒットレートマップ (縦軸：chip 番号、横軸：channel 番号)	22
3.2	全 Felix 分のヒットレートマップ (縦軸：chip 番号、横軸：channel 番号)	23
3.3	不良 channel 自動検出解析における background カットの基準を示した BCO _{full} - BCO 分布	24
3.4	全 Felix 分の BCO _{FULL} - BCO 分布	24
3.5	INTT の内外層に置かれたセンサーが覆う角度 $\theta_{in}, \theta_{out}$ を示した模式図	25
3.6	Gaussian-fitting 後のヒットレート分布と channel 分類の基準	26

3.7	ヒットレート分布に対する Gaussian-fitting により得た平均値 μ と標準偏差 σ を示したグラフ	27
3.8	衝突点が原点からずれた場合に INTT ラダーの検出範囲を示した図	27
3.9	全 Felix 分の chip Type-A のヒットレート分布	28
3.10	全 Felix 分の chip Type-B のヒットレート分布	28
3.11	全 Felix 分の Dead channel の位置を示したマップ (縦軸: chip 番号、横軸: channel 番号)	29
3.12	全 Felix 分の Cold channel の位置を示したマップ (縦軸: chip 番号、横軸: channel 番号)	30
3.13	全 Felix 分の Hot channel の位置を示したマップ (縦軸: chip 番号、横軸: channel 番号)	30
4.1	DAC スキャンの範囲について示した一例	33
4.2	DAC 値 88-116 と設定した場合の DAC 値と電圧値の関係	34
4.3	2021 年 ELPH のビームテスト実験で得たエネルギー損失量の分布	35
4.4	DAC スキャン解析時の background カットの基準を示した BCO_FULL&0x7F - BCO 分布	37
4.5	hot chip のカット基準を示した cluster-rate 分布	38
4.6	カット基準を示したクラスター数分布	38
4.7	シリコンセンサーに対する入射角度 θ を表した図	39
4.8	カット基準を示した Z-vertex 分布	40
4.9	検出器の内外層における ϕ_1 と ϕ_2 の関係	41
4.10	(a) 横軸 ϕ_1 、縦軸 $\phi_1 - \phi_2$ の相関分布を用いた ϕ_1 の選定 (b) 横軸 ϕ_2 、縦軸 $\phi_1 - \phi_2$ の相関分布を用いた ϕ_2 の選定	41
4.11	Run 毎の測定から得た ADC 分布 (左上から順に Run ₆₈₋₉₆ , Run ₈₈₋₁₁₆ , Run ₁₀₈₋₁₃₆ , Run ₁₂₈₋₁₅₆ , Run ₁₄₈₋₁₇₆)	42
4.12	Run 毎に重ね書きした ADC 分布 (a) 規格化前 (b) 規格後	42
4.13	ADC=0 6 と ADC=7 のヒット数の違いを示した図	43
4.14	DAC スキャンの 5Run から得た ADC 分布	43
4.15	DAC 範囲 68-176 における 1 つの ADC 分布	44

表目次

1.1	式 1.1 や式 1.2 で用いるパラメータ	9
3.1	問題のあるハーフラダーの一覧とその原因	29
3.2	ヒットレートをを用いた channel の分類基準とその割合	29
4.1	DAC スキャンにおける DAC 値設定の一覧	33
4.2	sPHENIX 実験における DAC スキャンのデータセット	36

第1章

序論

1.1 素粒子物理学

1.1.1 素粒子の標準模型

素粒子とは物質を構成する粒子であり、それ以上は分解できないと考えられている。素粒子はスピン量子数が半整数倍であるフェルミ粒子と、整数倍であるボース粒子に分けられる。フェルミ粒子はさらにレプトンとクォークに分類される。レプトンには電子 (e)、ミュー粒子 (μ)、タウ粒子 (τ) の3種類と、これらに対応する電子ニュートリノ (ν_e)、ミューニュートリノ (ν_μ)、タウニュートリノ (ν_τ) を合わせた、計6種類がある。クォークにはアップ (u)、ダウン (d)、チャーム (c)、ストレンジ (s)、トップ (t)、ボトム (b) の計6種類がある。一方、ボース粒子はスピン1のゲージ粒子とスピン0のスカラー粒子に分類される。ゲージ粒子には強い相互作用を伝えるグルーオン、電磁相互作用を伝える光子、弱い相互作用を伝えるW粒子とZ粒子が存在し、スカラー粒子にはヒッグス粒子のみ存在する。ここで、レプトンとクォークは物質を構成する役割を、ゲージ粒子は素粒子の相互作用を伝える役割を、ヒッグス粒子は素粒子に質量を与える役割をそれぞれ担う。図1.1に、素粒子の標準模型で扱われる素粒子を示す。[5]

フェルミ粒子				ボース粒子	
	第1世代	第2世代	第3世代	ゲージ粒子	スカラー粒子
レプトン	e	μ	τ	g (グルーオン)	H (ヒッグス粒子)
	ν_e	ν_μ	ν_τ	γ (光子)	
クォーク	u	c	t	W^+, W^- (W粒子)	
	d	s	b	Z(Z粒子)	

図 1.1 素粒子の標準模型で扱われる素粒子

1.1.2 クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)

通常、クォークとグルーオンは強い相互作用により核子内で閉じ込められているハドロン相の状態にあり、これら単独で取り出すことは不可能であると考えられる。一方、相転移温度 T_C を超えた時、クォークとグルーオンが閉じ込めが破れたクォーク・グルーオン・プラズマ (Quark-Gluon Plasma: QGP) 相に相転移が起こる。宇宙ビッグバンから数 $10 \mu\text{s}$ 後の初期宇宙では高温・高密度下で QGP 状態であったが、その後、宇

宇宙膨張による急激な冷却によって QGP 相からハドロン相に相転移が起こったと考えられている。QGP の生成と現象の解明を目指し、1970 年代から重イオン衝突実験が行われてきた。2005 年に、米国ブルックヘブン国立研究所で RHIC 加速器を用いて行われた PHENIX 実験では金原子核同士の衝突によって QGP が生成されたことが確認された。また、QGP 研究では、QGP 中での高運動量粒子の生成抑制とパートンエネルギー損失の発見や、楕円フローの発見による QGP の流体力学的膨張の理解、直接光子を用いた QGP 温度の測定がこれまで行われており、今後もさらなる研究によって現象の理解や解明が期待される。[6]

1.2 半導体

半導体とは、導体と不導体の中間の性質をもつ物質のことで、シリコン (Si) やゲルマニウム (Ge) が代表例として挙げられる。半導体は、不純物を含まない真性半導体と、電気が流れやすいように不純物を添加した不純物半導体がある。不純物半導体はさらに n 型半導体と p 型半導体に分けられる。半導体で電荷を運ぶ役割を果たすキャリアには電子と正孔があり、それぞれ n 型半導体、p 型半導体に対応している。

1.2.1 半導体検出器の原理

n 型半導体と p 型半導体を接合すると、接合面付近では p 型半導体の正孔が n 型半導体へ、n 型半導体の電子が p 型半導体へと移動し、接合面ではキャリアの存在しない空乏層が生じる。この半導体に電流が流れない方向に電圧 (逆バイアス電圧) を加えると、空乏層が拡大しやがて半導体全体が空乏層となる全空乏状態となる。空乏層に対して高エネルギーの荷電粒子が入射すると、電離作用によって電子・正孔対が生成される。空乏層で生じた電子は逆バイアス電圧によって陽極へ、正孔は陰極へと移動することで信号が誘起され、信号として読み出される。これらの一連の流れにより、半導体を用いて荷電粒子を検出することが可能である。Si 半導体では、1 個の電子・正孔対を作るのに必要なエネルギーは 3.64 eV である。図 1.2 に半導体における荷電粒子の検出原理を示す。[7] [8]

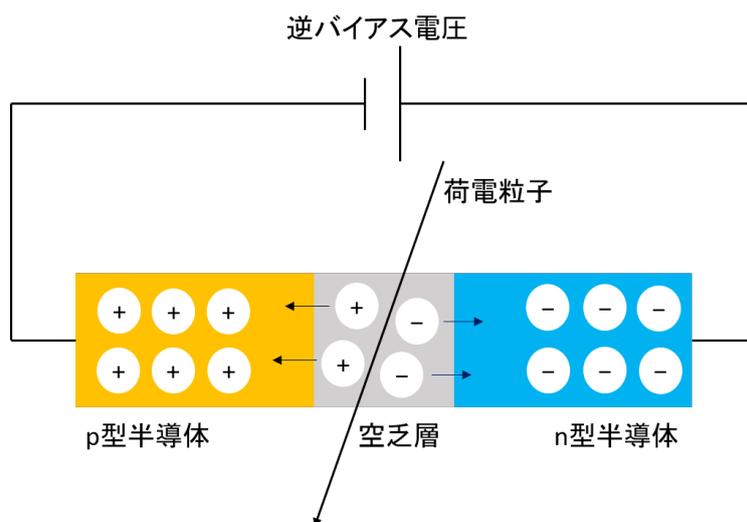


図 1.2 pn 接合した半導体による検出原理

1.2.2 物質中を通過する荷電粒子のエネルギー損失

高い運動量をもつ荷電粒子が物質中を通過すると、物質を構成する原子や分子中の電子との電磁相互作用により物質がイオン化または励起するため、荷電粒子はエネルギーを失う。エネルギー損失は、物質の種類や物質中の通過距離、入射粒子の運動量に依存する。一般的に、エネルギー損失量は Bethe-Bloch の式 1.1 で表され、パラメータを表 1.1 に示す。

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (1.1)$$

式 1.1 では入射粒子の速度が小さい時、エネルギー損失量は β の 2 乗に反比例するが、速度が大きくなるとやがてエネルギー損失量はほぼ一定の値をとる。エネルギー損失量が一定となる場合の粒子を、MIP (Minimum Ionization Particle: 最小電離粒子) という。

表 1.1 式 1.1 や式 1.2 で用いるパラメータ

記号	定義	使用する値・単位
K	$4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$ (微分断面積 dE/dx の定数)	0.307075 MeV mol ⁻¹ cm ²
z	入射粒子の電荷	1(muon)
Z	吸収体の原子番号	14(Si)
A	吸収体の原子量	28.0855(3) g/mol (Si)
ρ	吸収体の密度	2.329 g/cm ⁻³ (Si)
β	入射粒子の $\frac{v}{c}$	
γ	$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$	
$\delta(\beta\gamma)$	イオン化損失エネルギーの密度効果補正	
$m_e c^2$	電子の質量 $\times c^2$	0.5109989461(31) MeV
W_{max}	単一衝突における電子への最大エネルギー移行	$\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1+2\gamma m_e/M+(m_e/M)^2}$ MeV
I	平均励起ポテンシャル	173.0 eV (Si)

荷電粒子が厚さ x の物質を通過する場合のエネルギー損失の最確値は式 1.2 で記述され、ランダウ分布に従う。

$$\Delta_p = \xi \left[\ln \frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2}{I} + \ln \frac{\xi}{I} + j - \beta^2 - \delta(\beta\gamma) \right] \quad (1.2)$$

ここで、 $\xi = (K/2)\langle Z/A \rangle z^2 (x/\beta^2)$ 、厚さ x の単位は g/cm^2 、 $j = 0.200$ である。[9] [14] 例えば、1 GeV の μ 粒子が 320 μm 厚のシリコンセンサーを通過した場合を考える。式 1.2 より、単位密度・単位長さあたりの μ 粒子のエネルギー損失は 1.15 [MeV/g \cdot cm⁻²]、シリコンの密度は 2.329 [g/cm³] である。これらを用いると、320 μm 厚のシリコンにおける μ 粒子のエネルギー損失は、

$$1.15[\text{MeV/g} \cdot \text{cm}^{-2}] \times 0.032[\text{cm}] \times 2.329[\text{g/cm}^3] = 0.0857[\text{MeV}] \quad (1.3)$$

と計算できる。

1.3 研究背景

1.3.1 Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)

RHIC とは米国ブルックヘブン国立研究所 (BNL) にある重イオン衝突型加速器のことで、2000 年より稼働し QGP の生成と研究が行われている。周長約 3.8 km の 2 つの超電導リングからなる RHIC では、106 ns (9.4 MHz) の間隔で粒子ビームが交差し、2 つのリングが交差する衝突点が 6 箇所ある。図 1.3 に、RHIC の全体が撮影された写真を示す。金原子核 (陽子) 同士を衝突させた場合、核子あたりの最大重心系エネルギーは 200 GeV (510 GeV) である。[11]

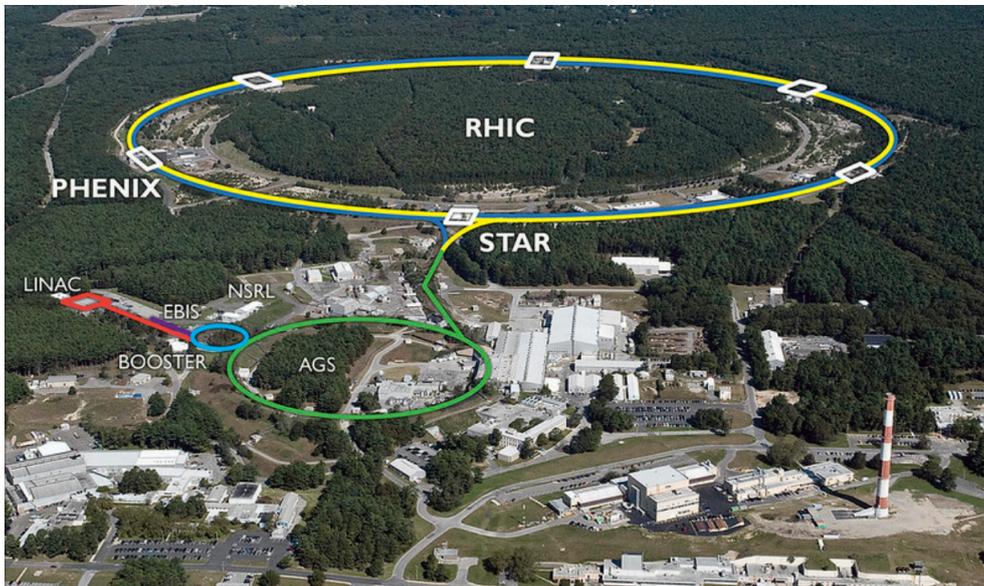


図 1.3 RHIC の全体図

1.3.2 sPHENIX 実験

sPHENIX (the super Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment) 実験は、2000 年から 2016 年まで行われていた PHENIX 実験を高度化した実験で、2023 年 5 月より稼働している。ジェット、ジェット-光子相関、ウプシロン粒子の測定によって、QGP における輸送係数の温度依存性と色電荷のデバイ遮蔽長を決定することを目指している。2000 年から RHIC を用いて重イオン衝突実験が行われてきたが、sPHENIX 実験で初めてジェットの測定を計画している。図 1.4 に、3 年間のデータ収集における、Centrality 0~10% の Au+Au イベントおよび p+p イベントにおけるジェット、光子、荷電ハドロン の予測総収量を示す。ここで、Centrality とは中心衝突度であり、0~10% のとき原子核同士の正面衝突を指す。この分布より、最初の 3 年間で、ジェットでは横運動量は約 15~70 GeV、ハドロンと光子では約 5~50 GeV まで到達すると予想される。

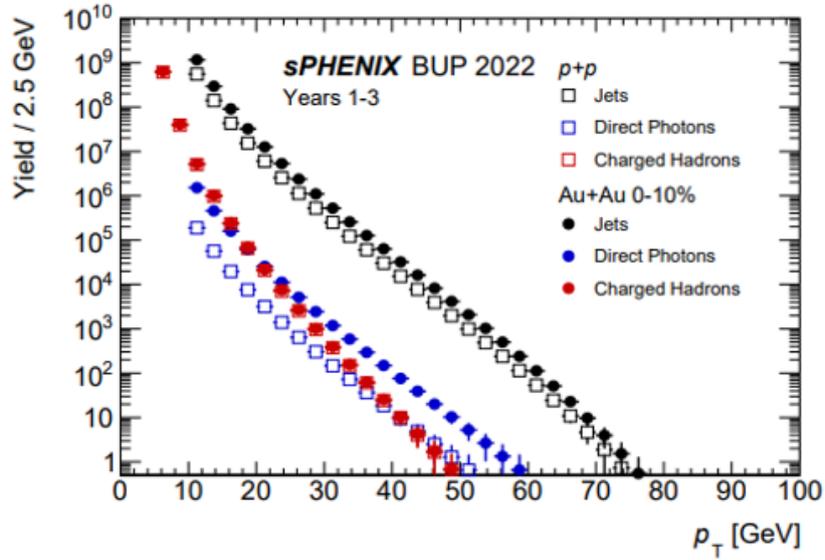


図 1.4 3年間の sPHENIX データ収集における、Centrality 0~10% の Au+Au イベントおよび p+p イベントにおけるジェット、光子、荷電ハドロンの予測総収量

図 1.5 に、3年間のデータ収集における、Centrality 0~60% Au+Au イベントにおける予測 R_{AA} を、 Υ 粒子の横運動量の関数として表し、比較のために RHIC を用いた STAR 実験における最新の 2S + 3S を合わせた測定値を示す。ここで、 R_{AA} は、重イオン衝突での粒子収量と pp 衝突での粒子収量の比率として定義される。この分布より、sPHENIX 実験では、 Υ 粒子を 2S と 3S の状態に分けた測定が RHIC を用いて初めて行われることが期待される。

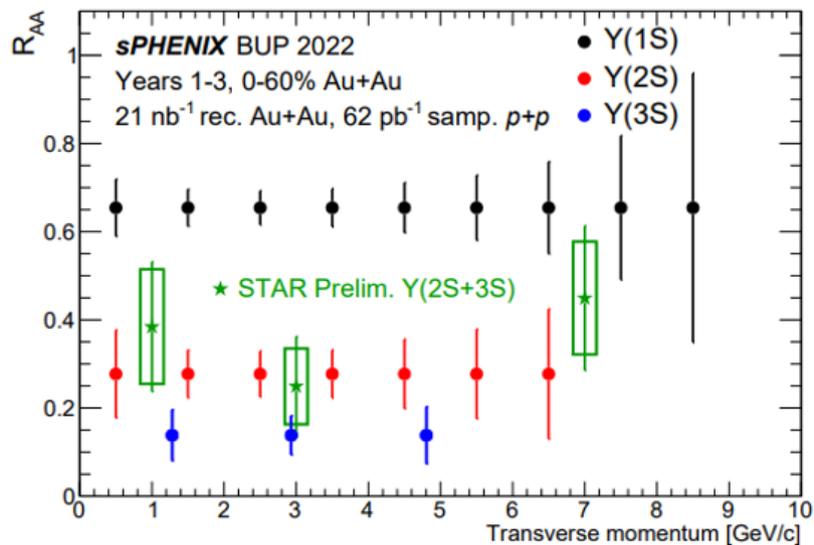


図 1.5 3年間の sPHENIX データ収集における、 Υ 粒子の横運動量毎の Centrality 0~60% Au+Au イベントにおける予測 R_{AA}

これらの測定には、高い検出効率と大きな検出範囲を持つハドロンカロリメータや電磁カロリメータ、飛跡検出群、ソレノイド磁石が用いられる。図 1.6 に、sPHENIX 実験に用いられる検出器の全体像を示す。飛跡検出器群は、内側から MVTX、INTT、TPC の 3 つで構成されている。2023 年は重心系エネルギー 200 GeV の金・金原子核衝突が行われた。図 1.7 に、2024 年以降の稼働予定を示す。[12] [13]

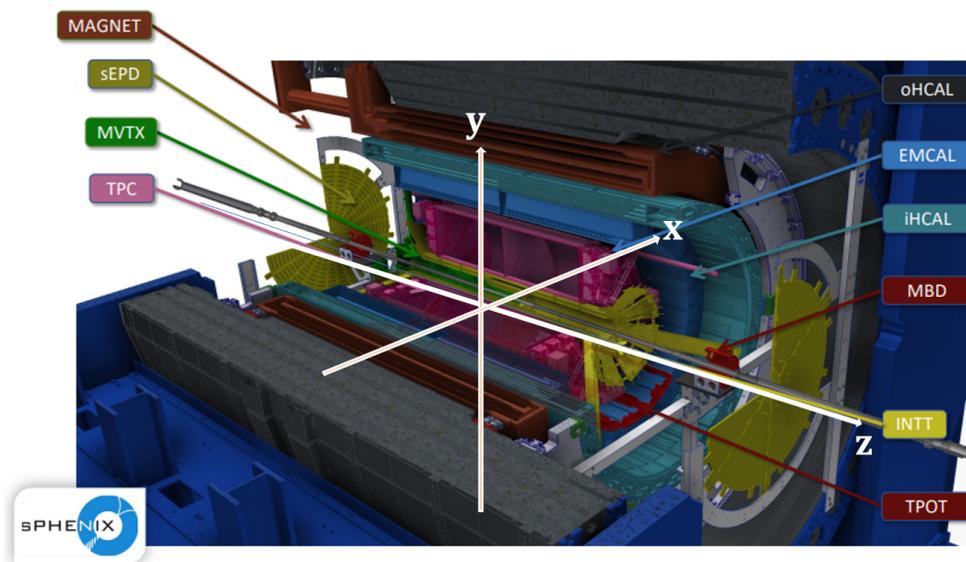


図 1.6 sPHENIX 実験で用いられる検出器の全体像

Species	$\sqrt{s_{NN}}$ [GeV]	Physics Weeks	Min. Bias Rec. Lum. $ z < 10$ cm	Calo. Trigger Lum. $ z < 10$ cm
Run-2024, Scenario A, 6 cryo-weeks Au+Au + 20/24/28 cryo-weeks $p+p$				
Au+Au	200	n/a	n/a (Commissioning running)	
$p+p$	200	13/17/21	0.34/0.44/0.54 pb^{-1} [@ 5kHz] 2.3/3.1/3.9 pb^{-1} [10%-str]	23/31/39 pb^{-1}
Run-2024, Scenario B, 20/24/28 cryo-weeks $p+p$ + 6 cryo-weeks Au+Au				
$p+p$	200	9/13/17	0.23/0.34/0.44 pb^{-1} [@ 5kHz] 1.5/2.3/3.1 pb^{-1} [10%-str]	15/23/31 pb^{-1}
Au+Au	200	3	0.4 nb^{-1} (3B events)	not needed
Run-2025, 24/28 cryo-weeks				
Au+Au	200	20.5/24.5	5.2/6.3 nb^{-1} (35B/43B events)	not needed

図 1.7 sPHENIX 実験における 2024 年以降の稼働予定 [出典： sPHENIX Beam Use Proposal 2023 [12]]

1.3.3 Monolithic-Active-Pixel-Sensor-based Vertex Detector (MVTX)

MVTX は、3つの飛跡検出器群のうち最内層でビームパイプから 2 - 6 cm に位置するピクセル型シリコン検出器であり、衝突中心からビーム軸方向に ± 10 cm、方位角方向に対して 2π 、ラピディティ方向に対して $|\eta| < 1$ の範囲を覆っている。CERN の ALICE 実験で Monolithic Active Pixel Sensor (MAPS) 技術によって開発されたセンサーに基づいている。ピクセルサイズは $29.24 \mu\text{m} \times 26.88 \mu\text{m}$ であり、3層構造のバレル型検出器である。MVTX は高精度の飛跡再構成が可能であり、衝突点と生成粒子の最近接距離を測定することで、重いボトムクォークのハドロンやジェットを測定する役割を担う。[1] [13]

1.3.4 INTermediate Tracker (INTT)

INTT は、3つの飛跡検出器群のうち MVTX と TPC の間にありビームパイプから 6 - 12 cm に位置するストリップ型シリコン検出器で、衝突中心からビーム軸方向に ± 23 cm、方位角方向に対して 2π の範囲を覆っている。78 μm 幅、320 μm 厚のストリップ 128 個で 1つのセンサーが構成される。シリコンセンサーの詳細に関しては次章で記述する。MVTX と TPC の飛跡をつなぐことで運動量分解能を上げるとともに、高い時間分解能によって MVTX と TPC のトラックに対して 1 ビームバンチ以下の時間情報を与える役割を担う。sPHENIX 実験では、INTT を全空乏化させるために INTT に -100 V のバイアス電圧を加える。[1] [13]

1.3.5 Time Projection Chamber (TPC)

TPC は、飛跡検出器群のうち最外層でビームパイプから 20 - 78 cm に位置する Ne-CF₄ ガス混合物ガスで満たされた検出器で、衝突中心からビーム軸方向に ± 1 m、方位角方向に対して 2π の範囲を覆っている。ゲートレス方式のストリーミング読み出し回路を持ち、36枚の読み出しパッドで構成される。TPC は高い位置分解能を有し、荷電粒子の運動量測定において中心的な役割を担う。[1] [13] [14]

1.3.6 ElectroMagnetic Calorimeter (EMCal)

EMCal は、ソレノイド磁石の内側に位置する電磁カロリメータであり、方位角方向に対して 2π の範囲を覆っている。シンチレーションファイバーが埋め込まれたタングステン粉末で作られた 64 セクターで構成される。図 1.8 に示すように、1 セクターあたり 96 個のモジュールが含まれる。EMCal の最小の厚さは、放射長 X_0 を用いて $18X_0$ であり、光子とタングステン粉末の相互作用により電磁シャワーを起こし、シンチレーションファイバーで検出した光を信号として読み出すことで、光子に含まれるエネルギーを測定する役割を果たす。[13]



図 1.8 EMCal の 1 セクターを示した図

1.3.7 Hadronic Calorimeter (HCal)

HCal は、図 1.9 に示すように、ソレノイド磁石と EMCal の間に位置する iHCal (inner Hadronic Calorimeter) と、ソレノイド磁石の外側に oHCal (outer Hadronic Calorimeter) の 2 つの検出器で構成され、方位角方向に対して 2π の範囲を覆っている。また、鋼板とシンチレータータイトルの交互の層で構成される。EMCal に比べて iHCal、oHCal の厚みはそれぞれ相互作用長は 1.0 、 $3.5\lambda_I$ と長く、ジェットを測定する役割を果たす。[13]

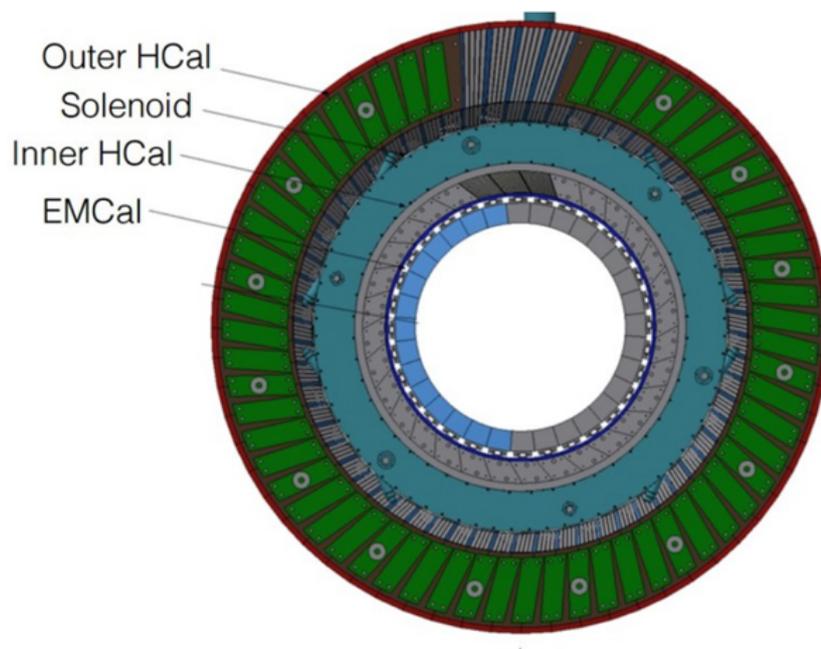


図 1.9 iHCal や oHCal、EMCal、ソレノイド磁石の位置関係を示した図

1.3.8 Minimum Bias Detector (MBD)

MBD は、2000 年から 2016 年まで行われた PHENIX 実験の Beam-Beam Counter (BBC) を改修したもので、sPHENIX 実験の重イオン衝突における主要なトリガーをトリガー統括回路に提供する。図 1.10 に、BBC の写真を示す。トリガーは重イオン衝突における高効率と $|z| < \pm 10$ cm 以内の衝突の選択のために Z-vertex 分解能を備えている必要がある。ここで、Z-vertex とは、検出したヒット位置をもとに再構成した飛跡から得られる衝突点の z 座標である。BBC は PHENIX 実験で 16 年間上手く機能したことが確認されたため、sPHENIX 実験では BBC を再利用し、BBC を読み出す電子回路をアップグレードしたものを使用する。[13]



図 1.10 Beam-Beam Counter (BBC) の写真

1.4 研究目的

2023 年 5 月より開始された sPHENIX 実験で、金原子核同士の衝突により生成された粒子を測定した。INTT のエネルギー損失量の測定能力を検証するために、衝突データの解析によって MIP のエネルギー損失量を評価した。一方で、シリコンセンサーにおいてヒット数が極端に多いまたは少ないストリップがあることが確認されたため、この不良なストリップを取り除いた上で、通過荷電粒子を識別する必要がある。本研究では不良なストリップの除去と、sPHENIX 実験における荷電粒子の検出能力について現状を報告する。

第 2 章

中間飛跡検出器 INTT

2.1 INTT ラダー

INTT は 56 本の INTT ラダーがバレル構造をとるように配置され、INTT ラダーはハーフラダーと呼ばれるモジュール 2 個に分割できる。図 2.1 に INTT バレル構造と検出器群における位置を、図 2.2 に INTT ハーフラダーの写真を示す。ハーフラダーは、シリコンセンサー、FPHX チップ、HDI で構成される。[13][15]

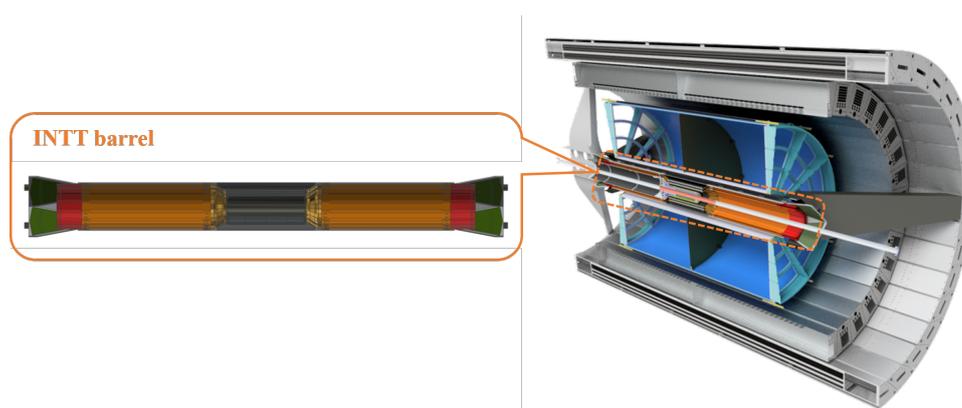


図 2.1 INTT バレル構造と検出器群における位置

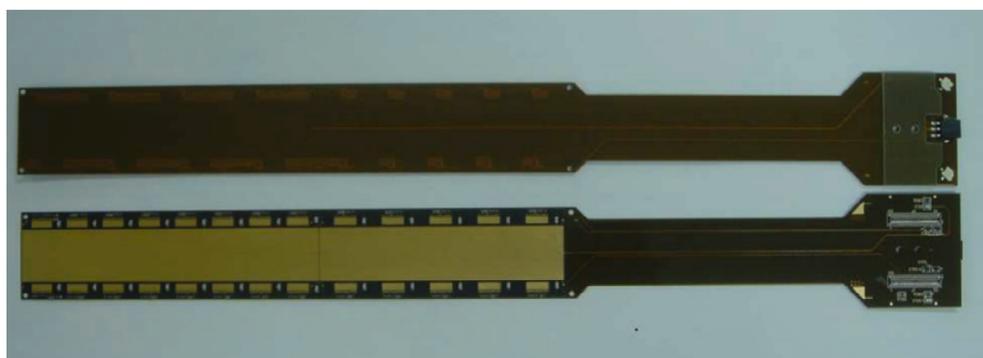


図 2.2 INTT ハーフラダーの写真

2.1.1 シリコンセンサー

INTT には、ストリップ長の異なる 2 種類のシリコンセンサーを採用している。図 2.3 に、シリコンセンサーと FPHX チップの模式図を示す。16 mm × 9.984 mm (Type-A) が 2 × 8 個、20 mm × 9.984 mm (Type-B) が 2 × 5 個の読み出しセルで、1 つのシリコンセンサーが構成されている。これは、衝突点とセンサー間の距離の違いによって検出できる粒子数が異なるため、ストリップ長の異なるセンサーが使われている。各セルは 128 個のストリップに分けられ、セル 1 個につき FPHX チップが 1 個接続されている。本研究ではセルを chip、ストリップを channel と呼ぶ。

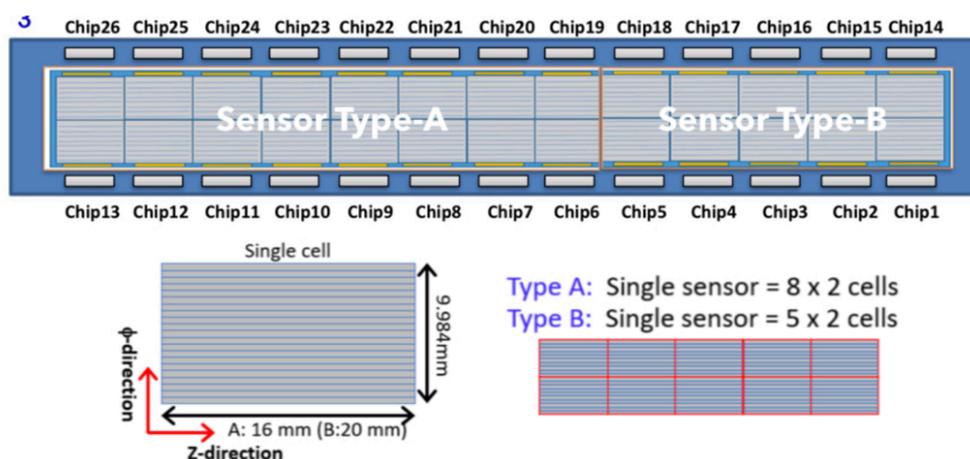


図 2.3 シリコンセンサーと FPHX チップの模式図 (各 Chip の記載は FPHX チップと対応している。)

2.1.2 FPHX チップ

FPHX チップは、シリコンセンサーから読み出した信号をデジタル信号に変換し、後段のモジュールに送る役割をもつ。シリコンセンサーにおいて 1 chip につき FPHX チップ 1 個が接続されている。FPHX チップには 128 個の読み出しチャンネルがあり、各チャンネルでセンサーから読み出した信号の波形整形を行い、3 ビットの ADC を出力する。また、ADC の閾値は 8 ビットの DAC で設定可能で、読み出した信号の電圧値と DAC との関係は、 $V [\text{mV}] = 210 + 4 \times \text{DAC}$ で表される。シリコンセンサーや HDI とは、ワイヤーボンディングで接続されている。

2.1.3 High Density Interconnect(HDI)

HDI は、FPHX チップへの入出力配線ならびにシリコンセンサーや FPHX チップへの電源供給を行う役割をもつ。FPC (Flexible Printed Circuits) と呼ばれる高柔軟性の薄い基板で作られている。ROC とは Bus-extender 及び Co nversion Cable を介して接続され、高速のデータ送受信が行われる。

2.2 sPHENIX 実験におけるデータ読み出しシステム

sPHENIX 実験では検出器ごとにデータ読み出しのサブシステムがあり、これら全てのサブシステムを sPHENIX の DAQ(Data AcQuisition) システムとしてまとめる必要がある。この役割を担うのが、RHIC で発行される全サブシステムで共通の同期信号 Beam Clock (BCO) で、ビーム周波数と一致した 9.4 MHz (106 nsec) である。BCO は GTM (Granule Timing Module) と呼ばれるサブシステム用同期回路を介して Felix (Front-End LInk eXchange) に送られる。一方、MBD からはトリガーが発行され、sPHENIX の GL1 (Global Level1) と呼ばれるトリガー統括回路、GTM を介して Felix に送られる。Felix では 1 枚あたり ROC 2 枚分のデータを集約し、このトリガーのタイミングで INTT から送られてきたデータを Disk と呼ばれるデータ収集回路に送り、最終的にイベント情報が統合されたデータとして出力する。INTT 全 56 ラダー分のデータの集約には Felix が計 4 個使用されている。図 2.4 に、sPHENIX 実験におけるデータ読み出しシステムを示す。

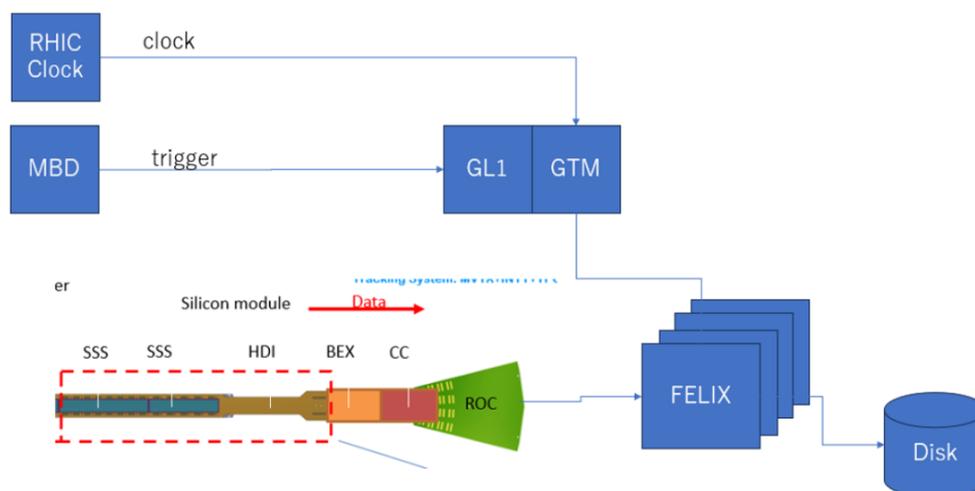


図 2.4 sPHENIX 実験におけるデータ読み出しシステム

2.2.1 Conversion cable

Conversion cable は、HDI と ROC で異なっているコネクタ同士を整合するためのケーブルで、データ伝送と HDI への電源供給の役割をもつ。図 2.5 は、FPC 製の Conversion cable (20 cm, 40 cm) の写真である。FPC は柔軟性が高く上下方向の移動には問題がない一方、左右方向の移動はケーブルに負荷がかかる欠点があった。そこで、上下左右ともに移動に支障がないように、マイクロ同軸ケーブル製の Conversion cable が開発された。sPHENIX 実験では、マイクロ同軸ケーブル製の Conversion cable (15 cm, 25 cm) と Bus-extender が併用される。



図 2.5 FPC 製の Conversion cable の写真
(上) 40 cm, (中, 下) 20 cm

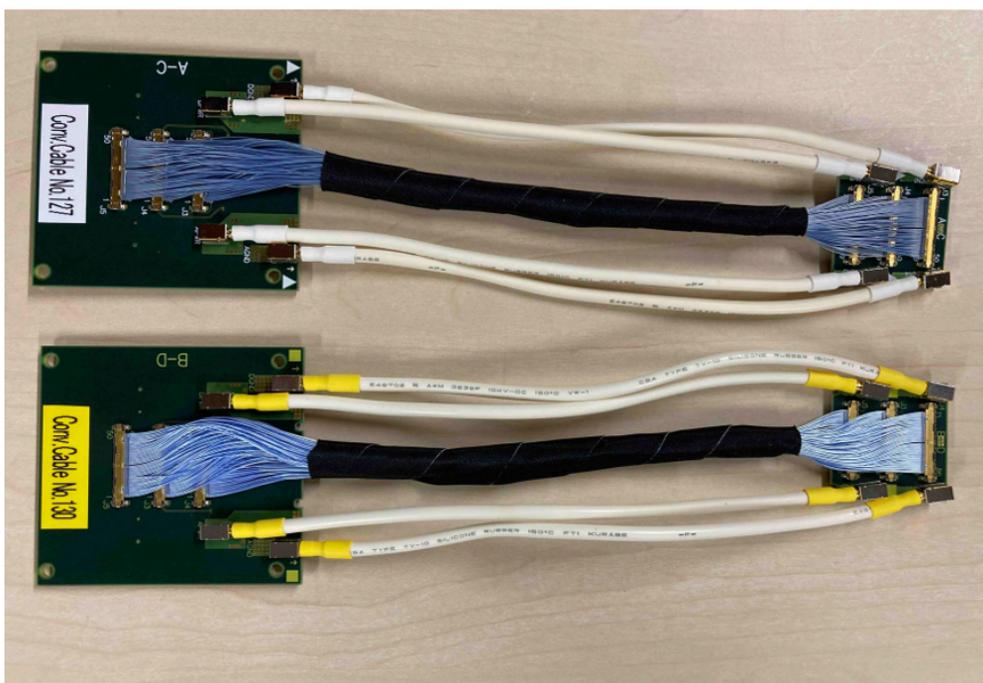


図 2.6 マイクロ同軸ケーブル製の Conversion cable の写真

2.2.2 Bus-extender

Bus-extender は、Conversion cable と同様に HDI と ROC を接続するためのケーブルで、高速なデータ伝送や 1 m 以上離れた HDI と ROC との接続を可能にする。薄く柔軟性の高い長尺の伝送ケーブルは市販品では存在しないため、FPC 技術を用いて INTT の要求を満たす長さ 1.11 m、幅 5 cm、厚み 386 μm の

Bus-extender を開発した。図 2.7 は、Bus-extender の写真である。



図 2.7 Bus-extender の写真

2.2.3 Read Out Card(ROC)

ROC は、複数のモジュールから送られてきたデータの同期と結合を行い、光ファイバーを介して後段の読み出し回路にデータを転送するための読み出し基板である。ROC 1 枚にはデータ処理用 FPGA (Field-Programmable Gate Array) が 4 つ取り付けられており、各 FPGA では FPHX チップから送られてきたシリコンセンサー 4 個分のデータが整形される。他にも、シリコンセンサーに電源供給する機能や、測定条件や ADC の閾値といった情報を FPHX チップへ転送する機能、FPHX チップの動作確認を行うキャリブレーションパルスを発生させる機能などがある。図 2.8 は、ROC の写真である。

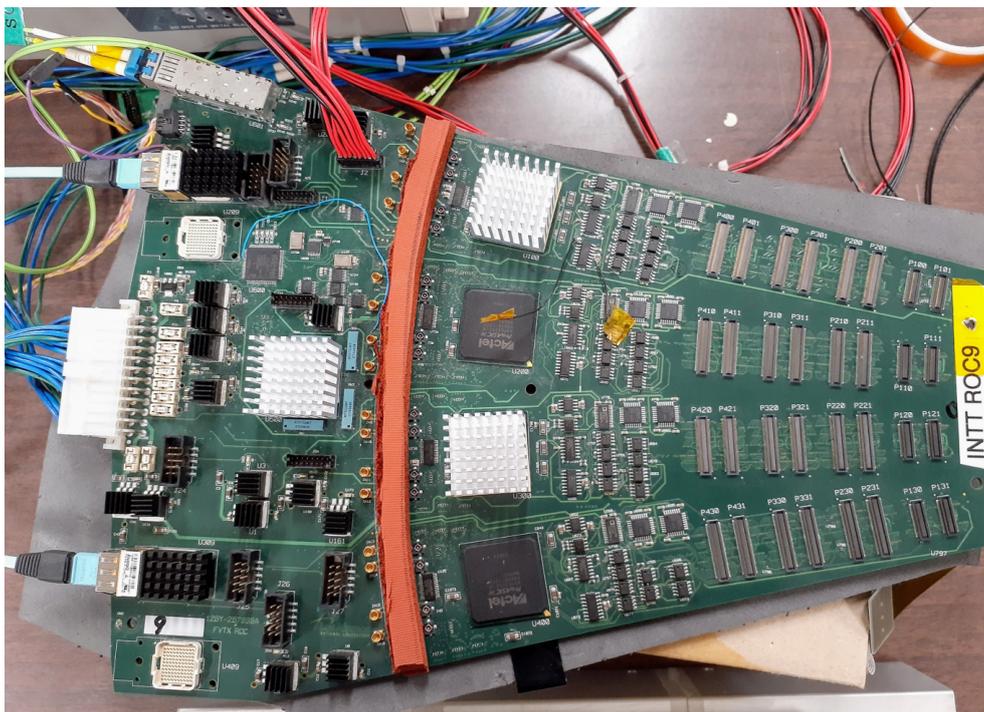


図 2.8 ROC の写真

第3章

不良 Channel(チャンネル) の自動検出法の開発

sPHENIX 実験において、衝突で発生した粒子を測定する場合、検出器の領域によらずほぼ一定のヒットレートになると考えられる。データ解析によって多くの領域でヒットレートが一定であることが分かった。しかし、図 3.1 に示すように、一部の領域で平均的なヒットレートに比べ極端に高いまたは低い領域があることが分かった。原因としてノイズによるヒット数の増加や、検出器の故障による測定感度の低下などが考えられ、これらの不良領域は粒子測定に使用することができず取り除く必要がある。図 3.2 に、全 Felix のヒットレートマップを示す。本章では、不良である channel を自動検出するアルゴリズムを開発したことについて記述する。

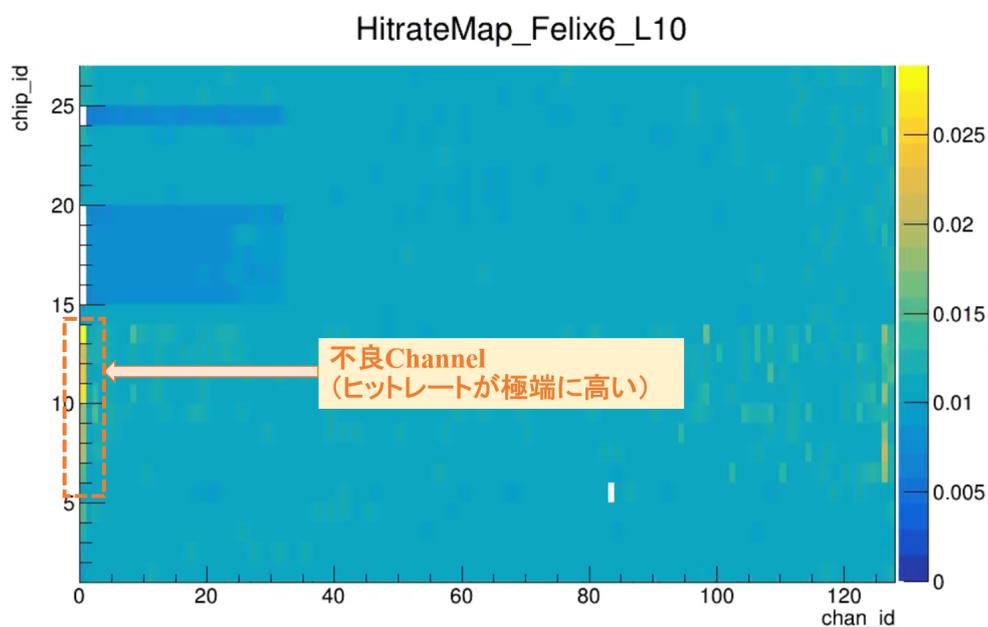


図 3.1 1 ラダー分のヒットレートマップ (縦軸：chip 番号、横軸：channel 番号)

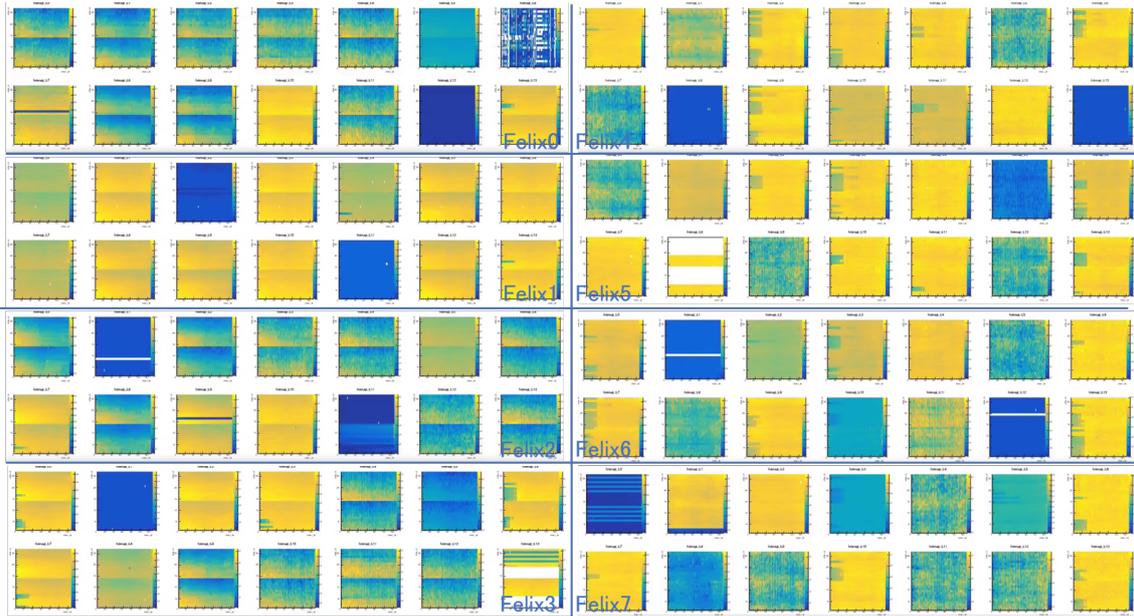


図 3.2 全 Felix 分のヒットレートマップ (縦軸：chip 番号、横軸：channel 番号)

3.1 不良 channel 自動検出アルゴリズムの開発

以下の手順に沿って、不良 channel 自動検出アルゴリズムを開発した。最初に、原因が明らかなノイズをイベント選定により除去した上で channel ごとのヒットレートを測定し、channel ごとのヒットレートのばらつきにより不良チャンネルを決定した。また、開発にあたって sPHENIX 実験で磁場をかけずに測定した Run20869 のデータのうち 1 万イベント分を使用した。以下では、各項目の詳細について記述する。

3.1.1 イベント選定によるノイズ除去

本解析では、2 種類のノイズをそれぞれ除去した。

1 つ目は、データ収集時に発生したと考えられるノイズの除去である。sPHENIX 実験では chip・ストリップ・ラダー番号などの検出されたヒット情報が同一である clone hit が存在することが確認された。実際にはヒットは 1 つであるが、データ収集系の問題で同一のヒットが複数読み出されてしまったと考えられる。そのため、本解析では 1 イベント内にラダー・chip・channel 番号が同一であるヒットが複数存在するとき、2 つ目以降のヒットを除去した。この原因が読み出し回路にあるのではないかと考え、現在調査を進めている。

2 つ目は、Au-Au 衝突に起因しないヒットの除去である。sPHENIX 実験では、ビーム交差の時刻を BCO という変数で管理している。タイミングモジュール GTM は Au-Au 衝突の (あったビーム交差の) 時刻を BCO_FULL という変数で保持し、INTT は検出した各ヒットの時刻を BCO という変数で保持している。BCO_FULL や BCO の値が一致するとき、トリガーとデータが同期し Au-Au 衝突からの信号を測定する。しかし、BCO_FULL と BCO は測定開始時刻が異なるためこれらの数値は一致しないが、それらの差分 $BCO_FULL - BCO$ は一定の値になる。図 3.3 に、 $BCO_FULL - BCO$ の分布を示

す。Au-Au 衝突時刻に発生した粒子はノイズに比べて非常に多いことから、この BCO 分布のピーク位置は Au-Au 衝突時刻に検出したヒットといえる。一方、ピークから離れたところにもヒットがあるが、これらは Au-Au 衝突に起因しないヒットでありノイズと考えられるため、解析から除去した。図 3.4 に、全 Felix 分の BCO 分布を示す。

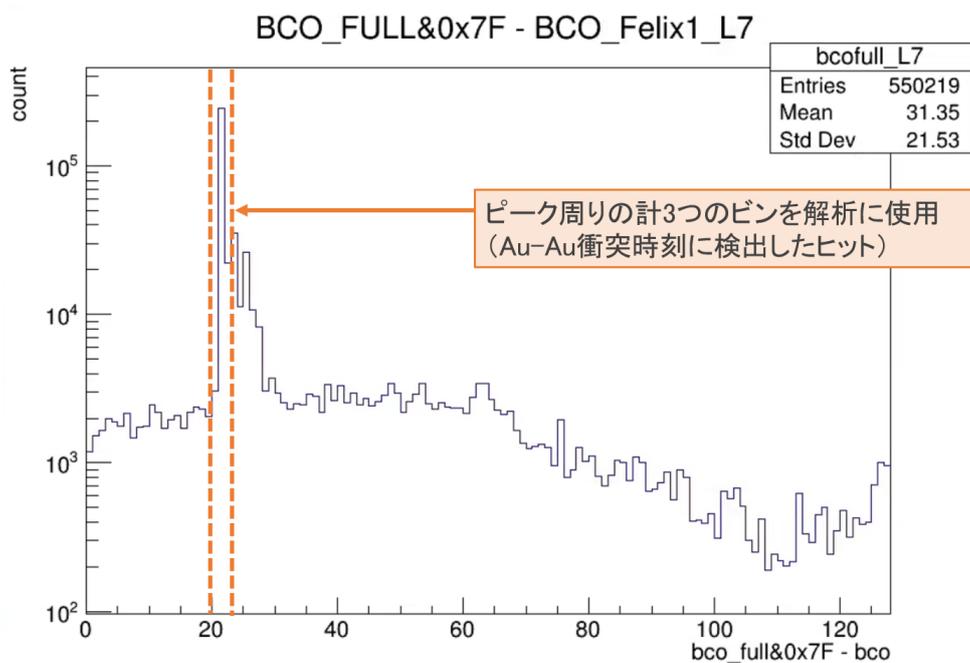


図 3.3 不良 channel 自動検出解析における background カットの基準を示した BCOfull - BCO 分布

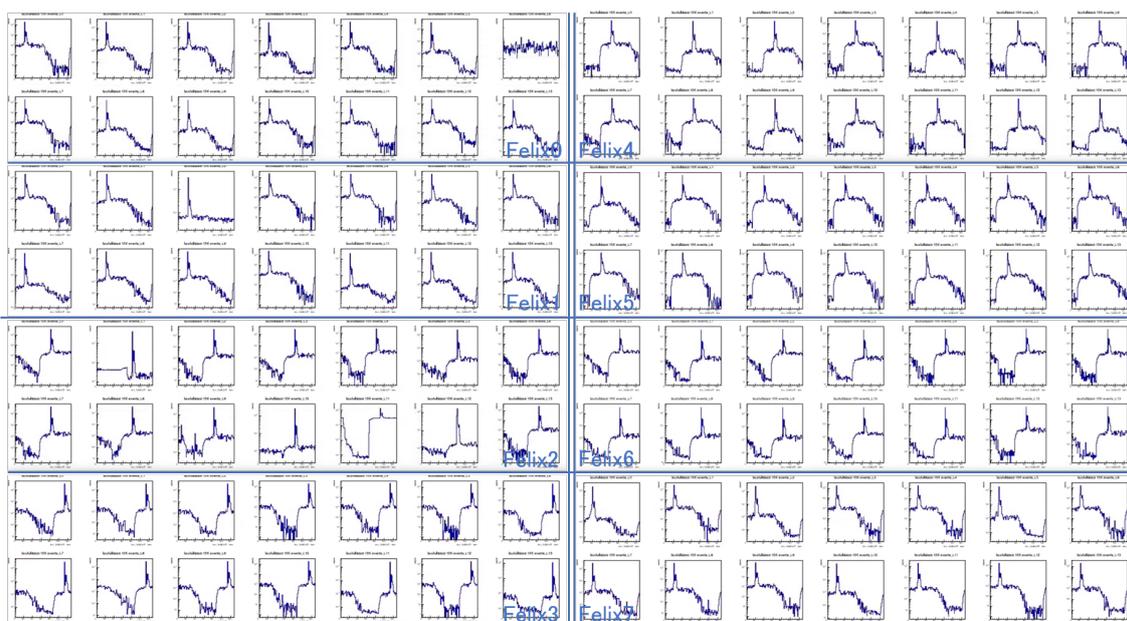


図 3.4 全 Felix 分の BCO.FULL - BCO 分布

3.1.2 ヒットレート分布の作成

ヒット数が極端に多い channel を検出するために、ヒットレート分布を作成した。測定時に荷電粒子を検出したヒット数の合計は、イベント (衝突事象) 数や検出感度によって異なるため、規格化をする必要がある。ヒットレートは

$$R_{hit} = \frac{1}{\epsilon_{acc}} \frac{N_{hit}}{N_{evt}} \quad (3.1)$$

と表される。ここで、 N_{hit} はある Chip において粒子を検出したヒット数、 N_{evt} は解析に用いた Au-Au 衝突事象数、 ϵ_{acc} は検出感度の違いを補正する係数である。また、検出感度の違いには 2 種類がある。1 つ目はセンサーの横幅であり、Type-A と Type-B ではそれぞれ 16 mm, 20 mm である。2 つ目は、図 3.5 に示すように、半径 r_{in} , r_{out} のところに置かれた内層、外層のセンサーがそれぞれ覆う角度 θ_{in} , θ_{out} の違いである。センサーのサイズの違いを表す係数を size、センサーが覆う検出角度の違いを表す係数を theta、センサーのサイズを l としたとき、検出感度の補正係数 ϵ_{acc} は

$$\begin{aligned} \epsilon_{acc} &= size \times theta \\ &= size \times \frac{\theta_{in}}{\theta_{out}} \\ &= size \times \frac{l/r_{in}}{l/r_{out}} = \frac{20mm}{16mm} \frac{9.680cm}{7.1888cm} \end{aligned} \quad (3.2)$$

と求められる。

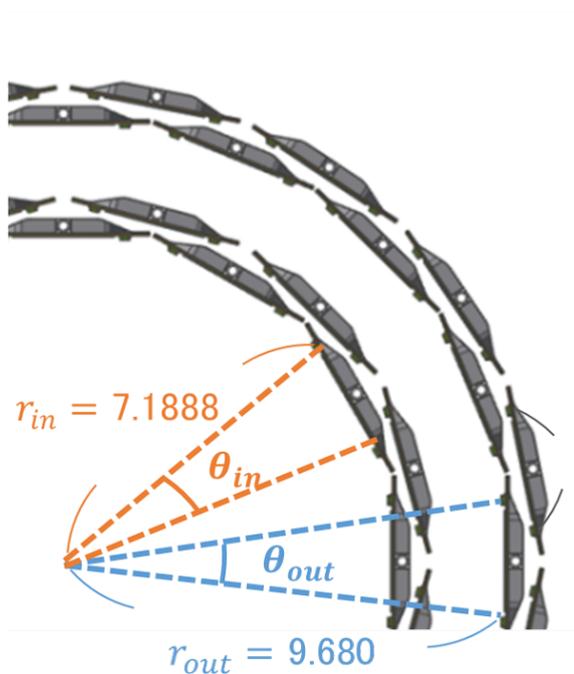


図 3.5 INTT の内外層に置かれたセンサーが覆う角度 θ_{in} , θ_{out} を示した模式図

3.1.3 Fitting による channel の分類

Au-Au 衝突による生成粒子が INTT の各方向に同じ割合で検出されると仮定した場合、ヒットレート分布はガウス分布になると考えられる。この仮定に基づいてヒットレート分布に対して Gaussian-fitting を行った。図 3.6 は Gaussian-fitting 後の Type-A のシリコンセンサー 1 個分のヒットレート分布を、図 3.7 はヒットレート分布に対する Gaussian-fitting により得た平均値 μ と標準偏差 σ についてハーフラダー毎に示したグラフであり、ハーフラダー毎に μ や σ が少し異なっていることが分かる。これは、図 3.8 に示すように xy 平面において原点からずれた位置で衝突が観測された場合、ハーフラダーの位置によって検出されるヒット数が異なることが原因だと考えられる。このことを考慮すれば、ハーフラダー毎のヒットレート分布における μ や σ に大きな違いはない。そのため、ハーフラダー毎に求めたヒットレート分布をもとに、channel の状態を定義しても問題ないと考えられる。図 3.9、3.10 に、全 Felix 分の chip Type-A、B のヒットレート分布をそれぞれ示す。

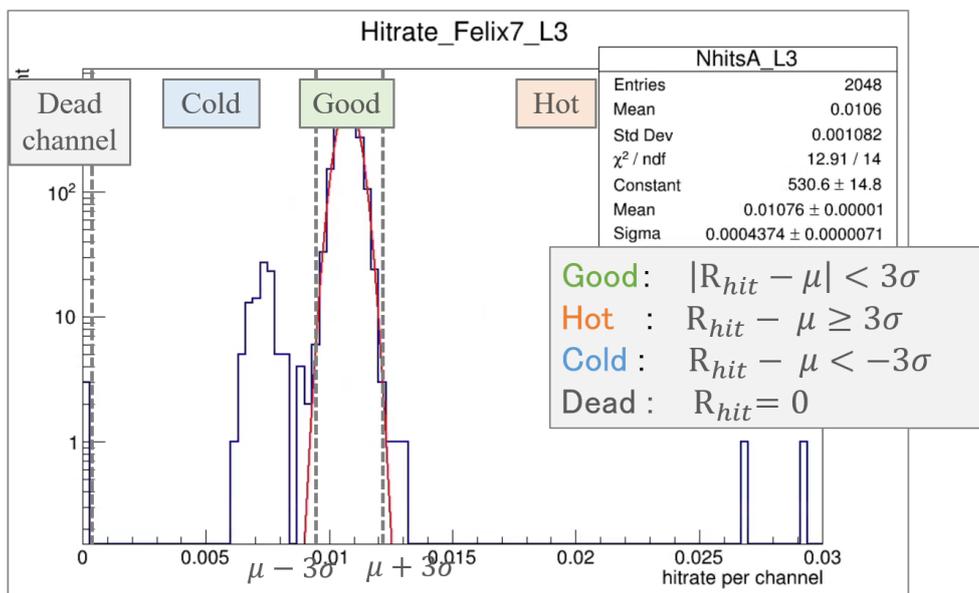


図 3.6 Gaussian-fitting 後のヒットレート分布と channel 分類の基準

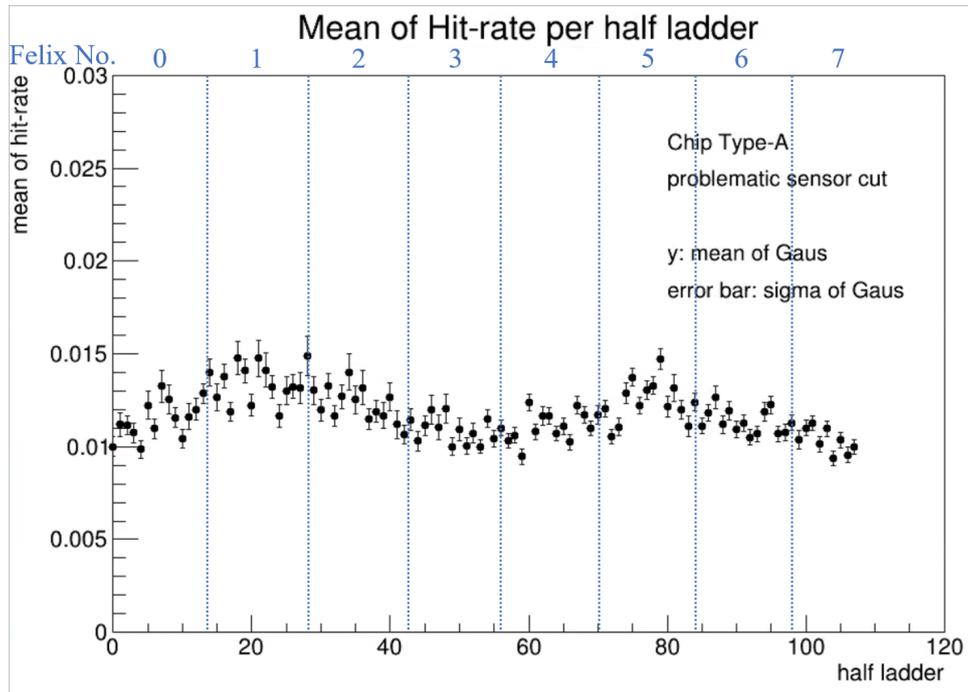


図 3.7 ヒットレート分布に対する Gaussian-fitting により得た平均値 μ と標準偏差 σ を示したグラフ

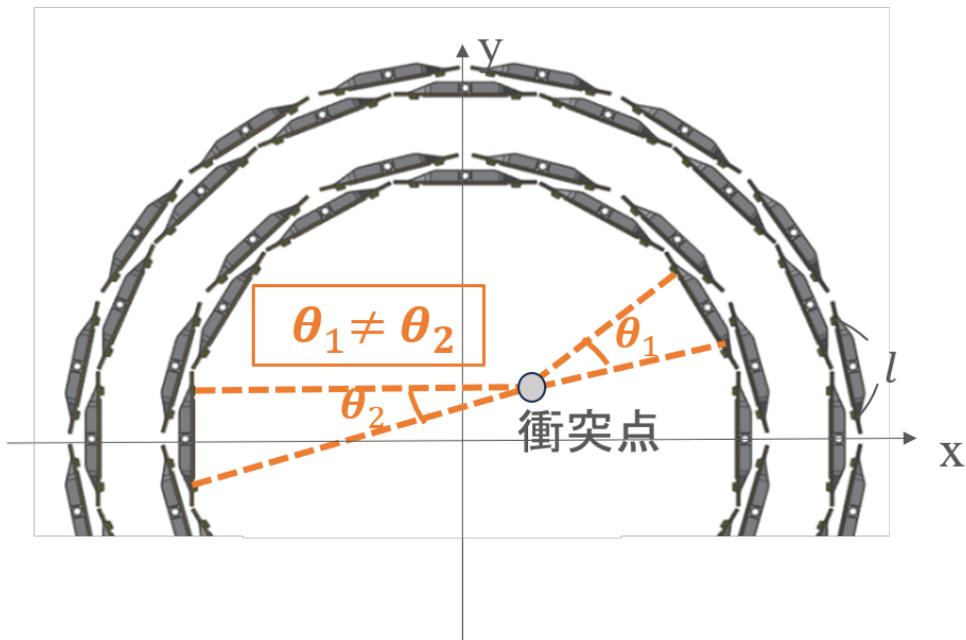


図 3.8 衝突点が原点からずれた場合に INTT ラダーの検出範囲を示した図

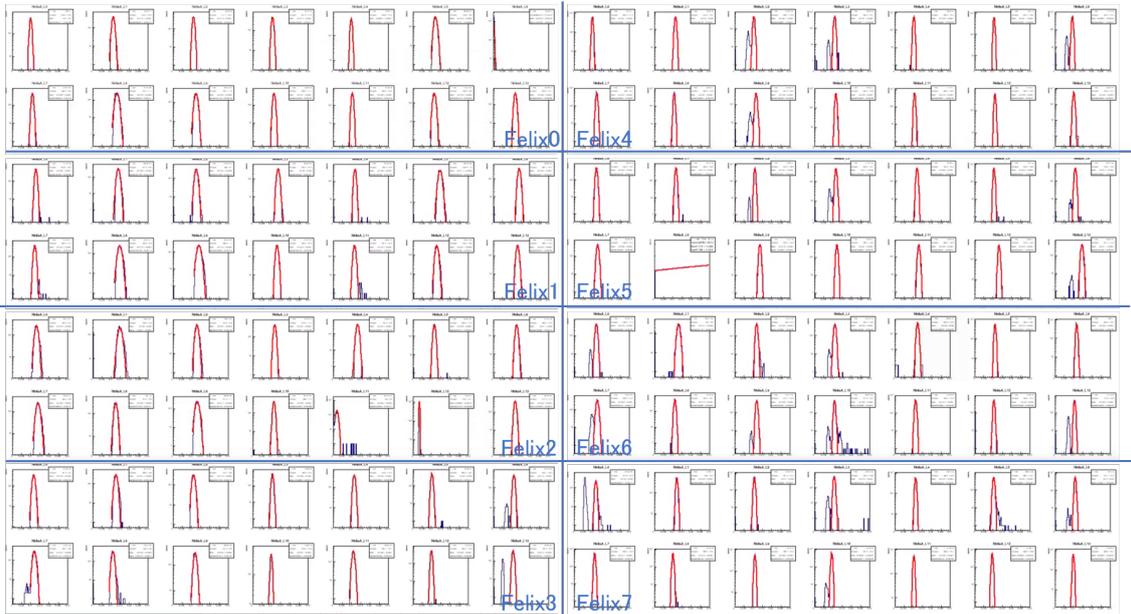


図 3.9 全 Felix 分の chip Type-A のヒットレート分布

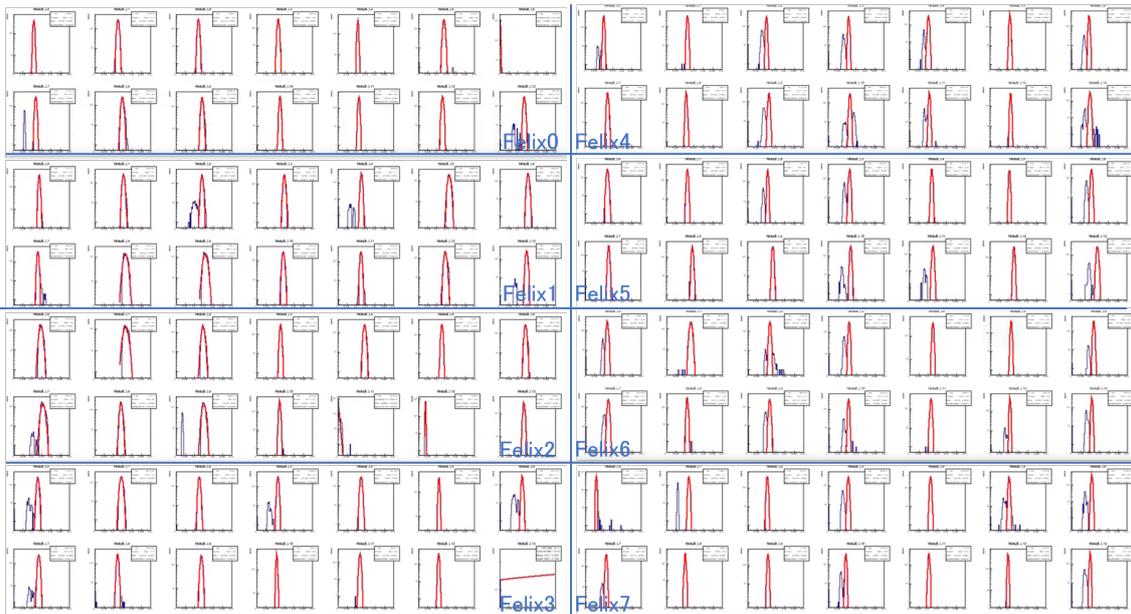


図 3.10 全 Felix 分の chip Type-B のヒットレート分布

実際に、Fitting パラメータを用いて channel を dead、cold、good、hot の 4 つに分類して定義した。一方、図 3.1 に示すように測定条件や解析上で見られた問題が原因で異常な振る舞いをするハーフラダーが確認されたため、これらハーフラダーを Problematic ladder と定義した。表 3.1 に、4 つの各 channel と Problematic ladder の分類基準とこれらの INTT 全体に占める割合について、図 3.11、3.12、3.13 に全 Felix 分の dead、cold、hot channel の位置を示したマップをそれぞれ示す。

表 3.1 問題のあるハーフラダーの一覧とその原因

problematic ladder	原因
Felix 0 Ladder 6 Type A,B	due to the no-timed in
Felix 3 Ladder 13 Type B	Masked due to no bias
Felix 5 Ladder 8 Type A	Masked due to no bias
Felix 2 Ladder 11,12 Type A,B	due to the BCO distribution

表 3.2 ヒットレートをを用いた channel の分類基準とその割合

	channel 分類の基準	INTT 全体で占める割合
dead channel	0	0.2 %
cold channel	$0 < \text{hit-rate} < \text{mean} - 3\sigma$	2.9 %
good channel	$\text{mean} - 3\sigma \leq \text{hit-rate} < \text{mean} + 3\sigma$	93.1 %
hot channel	$\text{hit-rate} \geq \text{mean} + 3\sigma$	0.3 %
problematic ladder	表 3.1 に記載	3.6 %



図 3.11 全 Felix 分の Dead channel の位置を示したマップ (縦軸: chip 番号、横軸: channel 番号)



図 3.12 全 Felix 分の Cold channel の位置を示したマップ（縦軸：chip 番号、横軸:channel 番号）



図 3.13 全 Felix 分の Hot channel の位置を示したマップ（縦軸：chip 番号、横軸:channel 番号）

3.2 不良 channel 自動検出アルゴリズムの活用

前節に示すように、ヒット数によって channel の状態を dead、cold、good、hot、既知の問題のあるハーフラダーを Problematic ladder とそれぞれ分類し、不良な channel の自動検出が可能なアルゴリズムを開発し

た。また、解析に使用可能な good channel が INTT 全体に占める割合は、約 93.1% と求められた。今後のデータ解析では、dead、cold、hot channel は異常な働きをする channel と、good channel を仕様通りの正常な働きをする channel とし、good channel のみを解析に用いる予定である。

第 4 章

sPHENIX 実験におけるエネルギー損失の評価

2023 年は重心系エネルギー 200GeV の金・金原子核衝突が 5 月から 7 月にかけて行われた。INTT は荷電粒子が通過した場所をヒット位置として測定し、それらのヒットをつなぎ合わせることで飛跡を再構成する。ヒット位置の測定は、荷電粒子がシリコンセンサーを通過した時のエネルギー損失を検出することで行う。そのため、エネルギー損失がどのような分布をしているのかを理解することが、INTT のヒット測定の良し悪しを決める鍵になる。本章では、sPHENIX 実験から得られたデータをもとに行った解析方法や結果、エネルギー損失の評価について記述する。

4.1 DAC スキャン

FPHX チップでは、荷電粒子の検出時に 3 ビットの ADC を用いてエネルギー損失を測定する。この 3 ビットの情報は、ヒットの有無を検出するには十分であるが、エネルギー損失を測定するには分解能が低い。そのため、FPHX チップでは、この 3 ビットを有効に使うために 3 ビットに対応する 8 つの閾値をそれぞれ独立に設定する機能を備えている。エネルギー損失時の出力波高の電圧値と DAC 値の関係式は、

$$\text{電圧 } V[\text{mV}] = 210 + 4 \times \text{DAC 値} \quad (4.1)$$

であり、本章では DAC 値をエネルギー損失量の評価の指標としている。通常の INTT 運転時の DAC 設定は、MIP ピークが DAC 値約 90 に対して、{15, 30, 60, 90, 120, 150, 180, 210} であるが、MIP ピークを求めるには分解能が比較的低い。しかし、図 4.1 に示すように DAC 値の設定間隔を狭めて分解能を高める測定について、DAC 設定の範囲を変更しながら複数回行うことで、広範囲かつ高分解能なエネルギー損失量の測定が可能になる。この測定のことを DAC スキャンと呼んでいる。表 4.1 に、DAC スキャンにおける DAC 値設定の一覧 (Scan 1~8) を示す。本章では、エネルギー損失量分布における MIP ピークの評価を目的に Scan 4~8 の Run データを解析した。

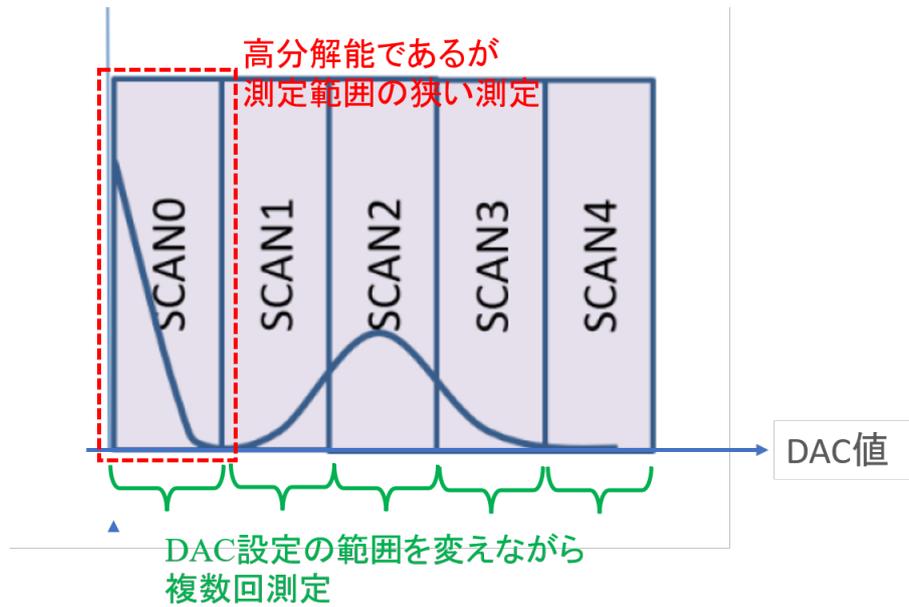


図 4.1 DAC スキャンの範囲について示した一例

表 4.1 DAC スキャンにおける DAC 値設定の一覧

	DAC0	DAC1	DAC2	DAC3	DAC4	DAC5	DAC6	DAC7
Scan1	8	12	16	20	24	28	32	36
Scan2	28	32	36	40	44	48	52	56
Scan3	48	52	56	60	64	68	72	76
Scan4	68	72	76	80	84	88	92	96
Scan5	88	92	96	100	104	108	112	116
Scan6	108	112	116	120	124	128	132	136
Scan7	128	132	136	140	144	148	152	156
Scan8	148	152	156	160	164	168	172	176
Scan9	168	172	176	180	184	188	192	196
Scan10	188	192	196	200	204	208	212	216
Scan11	208	212	216	220	224	228	232	236
Scan12	228	232	236	240	244	248	252	256

4.2 原理

荷電粒子が物質中を通過する際、物質を構成する原子や分子中の電子との相互作用によりイオン化または励起を起こし、エネルギーを失う。特に、宇宙線などの高エネルギーを持つ荷電粒子である MIP が物質中を通過した場合エネルギー損失量は最小となり、これを MIP ピークという。ここで、1 GeV の μ 粒子が $320 \mu\text{m}$

厚の INTT 用シリコンセンサーを通過する際のエネルギー損失量を電荷に変換し、ゲイン値をかけることで電圧値を順に求める。最初に、1 GeV の μ 粒子の単位密度単位長さあたりの損失エネルギーは、Bethe-Bloch の式より約 $1.15 [\text{MeV}/\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}]$ と求められる。この値とシリコンの密度 $2.329 [\text{g}/\text{cm}^3]$ であることから、1 GeV の μ 粒子が $320 \mu\text{m}$ 厚のシリコンセンサーを通過する際のエネルギー損失量は、

$$1.15[\text{MeV}/\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}] \times 0.032[\text{cm}] \times 2.329[\text{g}/\text{cm}^3] = 0.0857[\text{MeV}] \quad (4.2)$$

と計算できる。次に、このエネルギー損失量を eV から電荷 mV に変換する。センサーの 1 ストリップを通過するとき生成される電子正孔対の数は、1 電子正孔対を生成するために必要なエネルギーが 3.62 eV であることから、

$$N_e = \frac{0.0857 \times 10^6 [\text{eV}]}{3.62 [\text{eV}]} \simeq 23,676 [\text{個}] \quad (4.3)$$

と求められ、電気素量 $1.6 \times 10^{-19} [\text{C}]$ を用いて電荷に変換すると、

$$C [\text{fC}] = N_e \times 1.6 \times 10^{-19} \simeq 3.79 [\text{fC}] \quad (4.4)$$

である。FPHX での増幅率 $100 [\text{mV}/\text{fC}]$ 、オフセット $210 [\text{mV}/\text{fC}]$ より、エネルギー損失時の出力波高の電圧値は

$$210 + 100 [\text{mV}/\text{fC}] \times 3.79 [\text{fC}] \simeq 589 [\text{mV}] \quad (4.5)$$

である。したがって、1 GeV の μ 粒子が $320 \mu\text{m}$ 厚の INTT 用シリコンセンサーを通過する際に損失するエネルギー量は 0.0857 MeV、電圧値表記にすると約 589 mV と予想される。次に、この電圧値を DAC 値に変換して考えるために、DAC 値 88-116 と設定した場合の DAC 値と電圧値の関係を図 4.2 に示す。予想されるエネルギー損失量の電圧値は約 589 mV であることから、横軸を DAC 値、縦軸をヒット数とした ADC 分布 (エネルギー損失分布) では DAC 値 92 付近に MIP ピークが現れると予想される。

	DAC値	出力波高の電圧値[mV]
DAC0	88	562
DAC1	92	578
DAC2	96	594
DAC3	100	610
DAC4	104	626
DAC5	108	642
DAC6	112	658
DAC7	116	674

← 予想されるMIPピーク: 589mV

図 4.2 DAC 値 88-116 と設定した場合の DAC 値と電圧値の関係

2021 年に東北大学電子光物理学研究センター (ELPH) で、量産された INTT ラダーの性能評価を目的にビームテスト実験が行われ、INTT ラダーを全空乏化させるために、Bias 電圧 50V を加えた。図 4.3 に、ELPH の

ビームテスト実験で得たエネルギー損失量の分布を示す。この分布では、MIP ピークは DAC 値 71.13 ± 0.43 と予想よりも小さな値であった。[15] これは、Bias 電圧 50V では INTT ラダーの全空乏化には至らなかったことが原因と考えられる。

sPHENIX 実験ではこのことを考慮し、全空乏化のために Bias 電圧 100V を加えて測定を行った。本研究では、sPHENIX 実験の Run データを解析し、(エネルギー損失量に対応する) DAC 値 92 付近に予想通り MIP ピークが現れるかどうかを評価する。

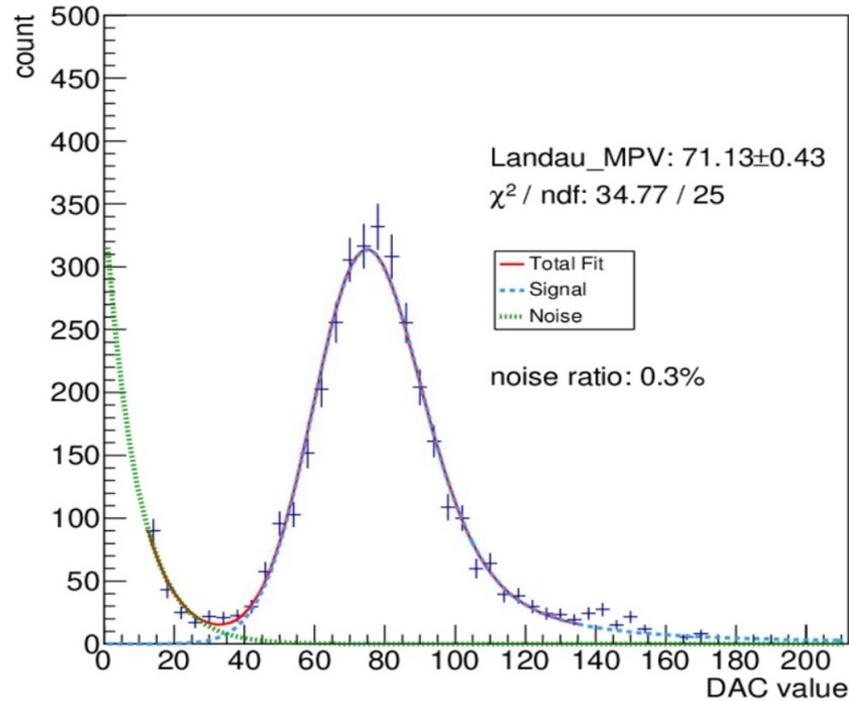


図 4.3 2021 年 ELPH のビームテスト実験で得たエネルギー損失量の分布

4.3 データセット

sPHENIX 実験で行われた Run のうち、DAC スキャンの Run データを表 4.2 に示す。本章では、Scan 4 ~ 8 の Run データの中からそれぞれ Run 21048、21037、21029、21019、21018 を用いて、Run 21048 のみ全 50,613 イベント分、それ以外の Run はそれぞれ 10 万イベント分を解析した。

表 4.2 sPHENIX 実験における DAC スキャンのデータセット

Run	Dataset	DAC setting range
21008-21014	Scan12	228-256
21015	Scan11	208-236
21016	Scan10	188-216
21017	Scan9	168-196
21018	Scan8	148-176
21019-21021	Scan7	128-156
21022-21029	Scan6	108-136
21030-21037	Scan5	88-116
21038-21048	Scan4	68-96

4.4 解析方法

sPHENIX 実験で得られたデータ解析の手順をここで簡単にまとめ、以下の章でそれぞれ詳細に説明する。

4.4.1 イベント選定

本解析では、3 種類のイベント選定を行った。

1 つ目は、Au-Au 衝突に起因しないヒットの除去である。本解析では、DAC スキャンの測定データを用いて BCO 分布を作成した。その後、BCO 分布において (background 数の平均値 + 6 × RMS) の基準を上回るヒットを Au-Au 衝突に起因するヒット、それ以外のヒットを background と定義し、background を除去した。図 4.4 は、DAC スキャン解析時の background カットの基準を示した BCO 分布である。

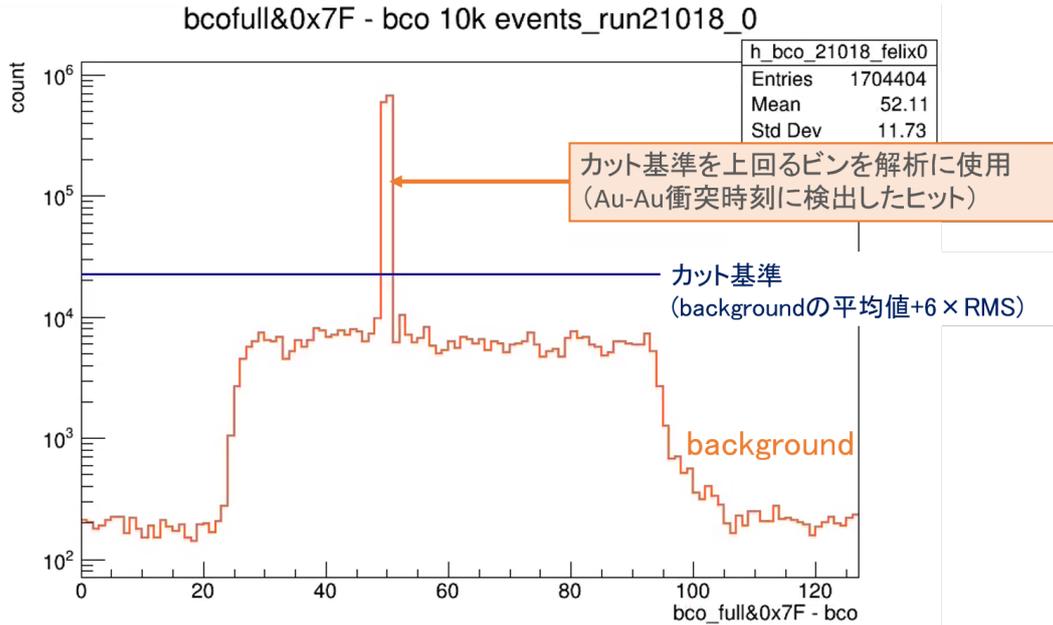


図 4.4 DAC スキャン解析時の background カットの基準を示した BCO_FULL&0x7F - BCO 分布

2つ目は、クラスター数が極端に多い chip の除去である。クラスターとはヒットをつなぎ合わせた粒子の飛跡であり、クラスター数とはイベント毎に検出した粒子の総数である。前章で述べたように、sPHENIX 実験でヒット数が極端に多い channel が存在することが確認された。本解析では、クラスタリング(ヒットをつなぎ合わせた)後にクラスター数が極端に多い chip を検出するために、クラスターレート分布を作成した。クラスターレートはクラスター数を衝突事象や検出感度の違いによって規格化した値であり、

$$R_{cls} = \frac{1}{\epsilon_{acc}} \frac{N_{cls}}{N_{evt}} \quad (4.6)$$

と表される。ここで、 N_{cls} はある Chip におけるクラスター数、 N_{evt} は解析に用いた Au-Au 衝突事象数、 ϵ_{acc} は検出感度の違いを補正する係数である。次に、この分布においてクラスターレートが 3 以上の chip を不良 chip (hot chip) と定義し、これらを除去了。図 4.5 は、hot chip のカット基準を示したクラスターレート分布である。DAC スキャンでは DAC 設定値が高いためノイズの寄与は少ないと考えられるとともに、イベント数が少ない。したがって、channel 毎のヒットレートではばらつきを大きく見積もってしまう。このため、channel をまとめた chip 毎のヒットレートを用いて不良である chip を特定し除去した。

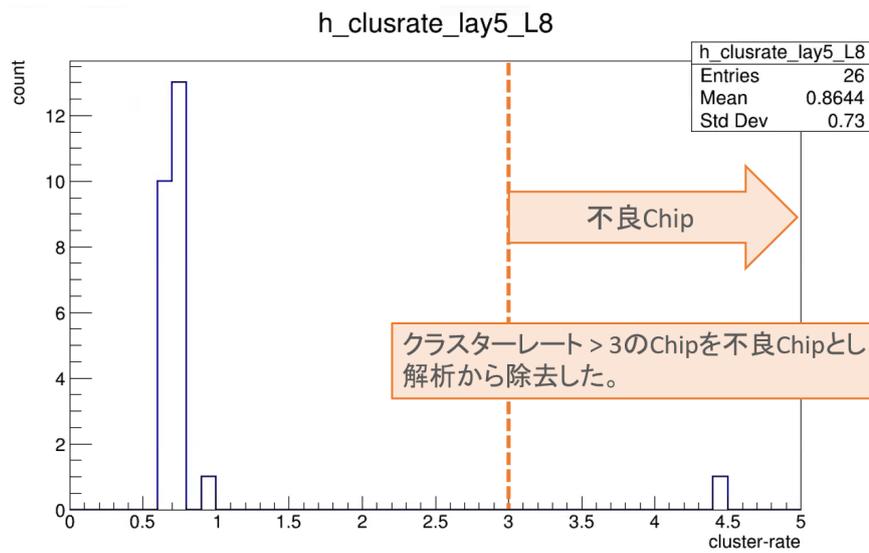


図 4.5 hot chip のカット基準を示した cluster-rate 分布

3つ目は、クラスター数の選択である。クラスター数 (生成粒子数) が多い場合、同一 Channel に複数の粒子の飛跡が入っている可能性がある。このとき、複数粒子のエネルギー損失量の合計が測定されるため、粒子毎のエネルギー損失量を見分けることは難しい。そのため、本解析では、クラスター数の少ない 200 未満のイベントを選択した。図 4.6 は、カット基準を示したクラスター数分布である。

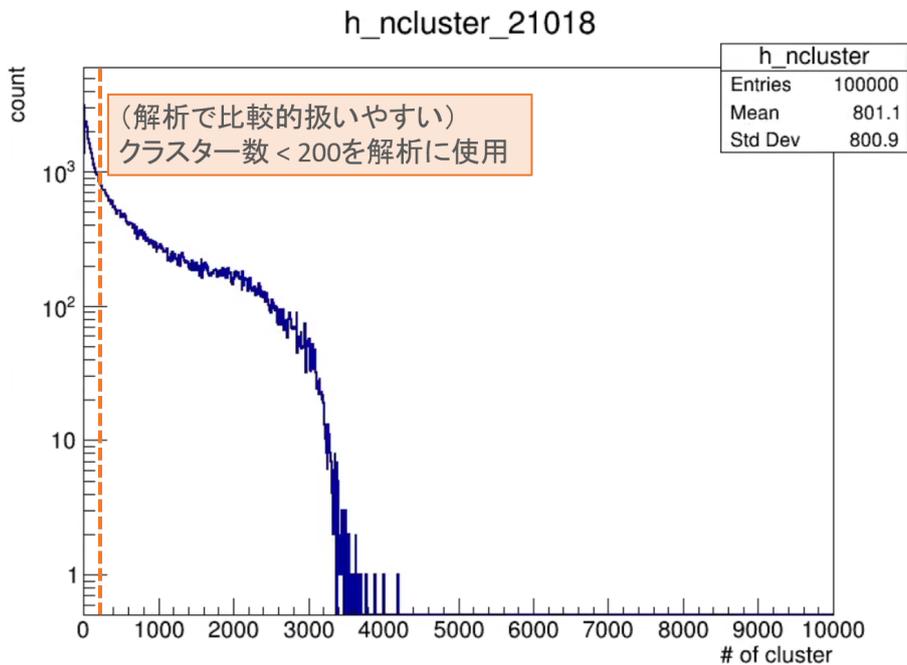


図 4.6 カット基準を示したクラスター数分布

4.4.2 クラスタリング

荷電粒子がシリコンセンサーに対して垂直に入射した場合、1 channel のみを通過する。一方で、荷電粒子が斜めに入射した場合は、複数の channel にわたって通過する。この時、ヒットが各 channel に分かれてデータとして記録されるため、別々に記録されたヒットを1つの飛跡としてまとめる必要がある。この操作のことを、クラスタリングという。本解析では、BCO 分布における background 除去後に、クラスタリングを行った。

4.4.3 Tracking 選定

Bethe-Bloch の式によると、荷電粒子のシリコンセンサーに対する通過距離とエネルギー損失量は対応しており、通過距離に応じて MIP ピークの位置が変化すると考えられる。ここで、通過距離によって Tracking を選定することでより正確な MIP ピークが得られる。Tracking の選定方法には以下の4種類がある。

1つ目は、荷電粒子のシリコンセンサー通過時の角度 θ の選定である。図 4.7 に示すように、 θ は 90° に近いほどシリコンセンサーに垂直に入射し、 0° に近いほど斜めに入射したことを示す。本解析では、1つの channel を垂直に通過したクラスターの MIP ピークを求めるために $85^\circ < \theta < 95^\circ$ のクラスターを選択した。

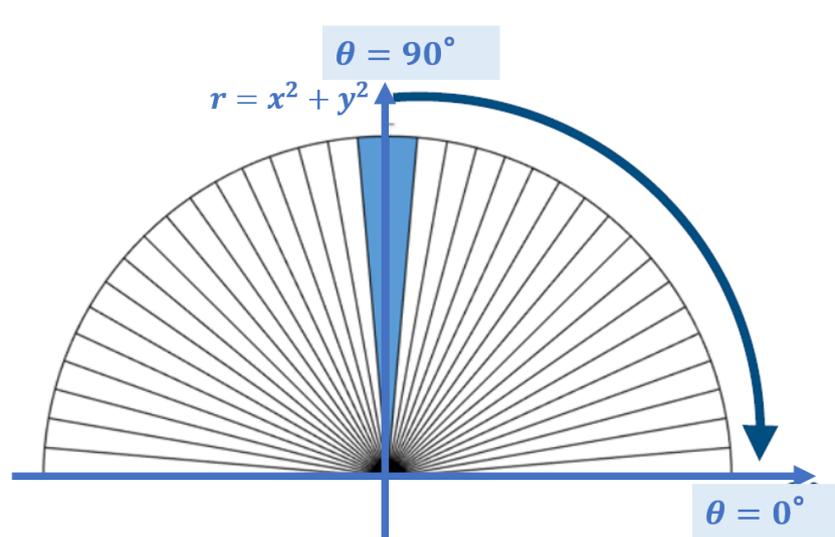


図 4.7 シリコンセンサーに対する入射角度 θ を表した図

2つ目は、同時刻におけるクラスターサイズの選定である。クラスターサイズとはクラスターに含まれるヒットの総数のことで、クラスターサイズが1の時はシリコンセンサーの1channelのみを通過したことを示す。本解析では、クラスターサイズが1である Single hit クラスターのみを選択した。

3つ目は、Z-vertex の選定である。INTT はビーム軸方向に $\pm 23\text{cm}$ を覆うが、INTT から非常に離れた位置でヒットが測定される場合があり、これらを取り除く必要がある。本解析では、Z-vertex 分布を作成し、

INTT の範囲で検出したヒットを意味する $-20 < Z\text{-vertex} < 20$ のクラスターを選択した。図 4.8 は、カット基準を示した $Z\text{-vertex}$ 分布である。

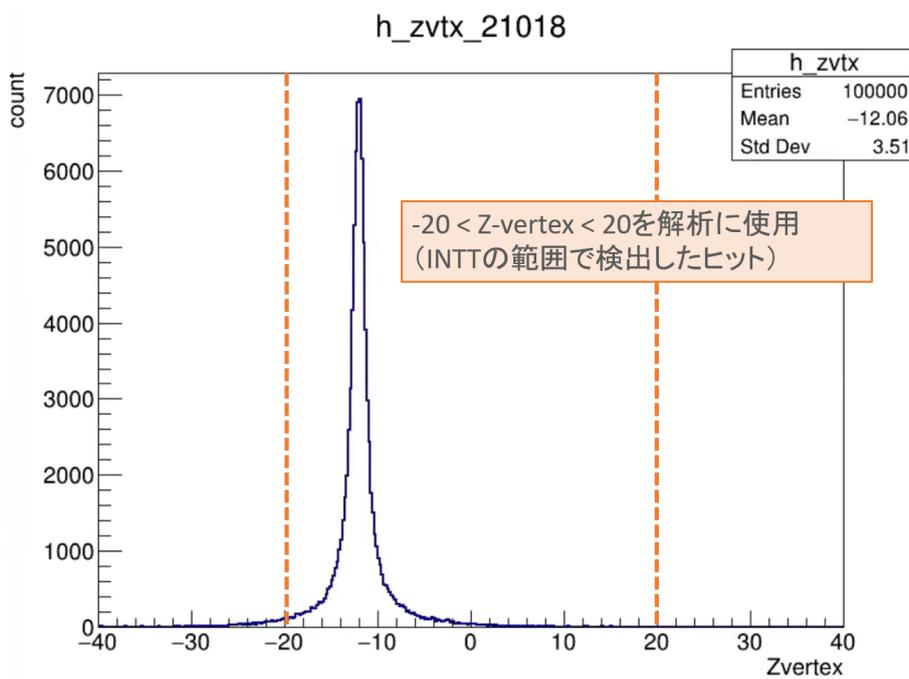


図 4.8 カット基準を示した $Z\text{-vertex}$ 分布

4つ目は、角度 ϕ の選定である。 ϕ とは、検出位置の xy 平面上の点と原点を結ぶ線と x 軸の正方向のなす角度のことである。図 4.9 に示すように、INTT の内層、外層の検出位置に関する ϕ をそれぞれ ϕ_1 、 ϕ_2 とした。粒子が INTT の内層から外層にわたって通過する際、 $\phi_1 = \phi_2$ が成り立つと考えられる。本解析では、図 4.10 に示すように、 $(\phi_1 \text{ vs } \phi_1 - \phi_2)$ 及び $(\phi_2 \text{ vs } \phi_1 - \phi_2)$ の相関分布において、 $|\phi_1 - \phi_2| < 0.05$ の相関をもつ ϕ_1 と ϕ_2 をそれぞれ選択した。

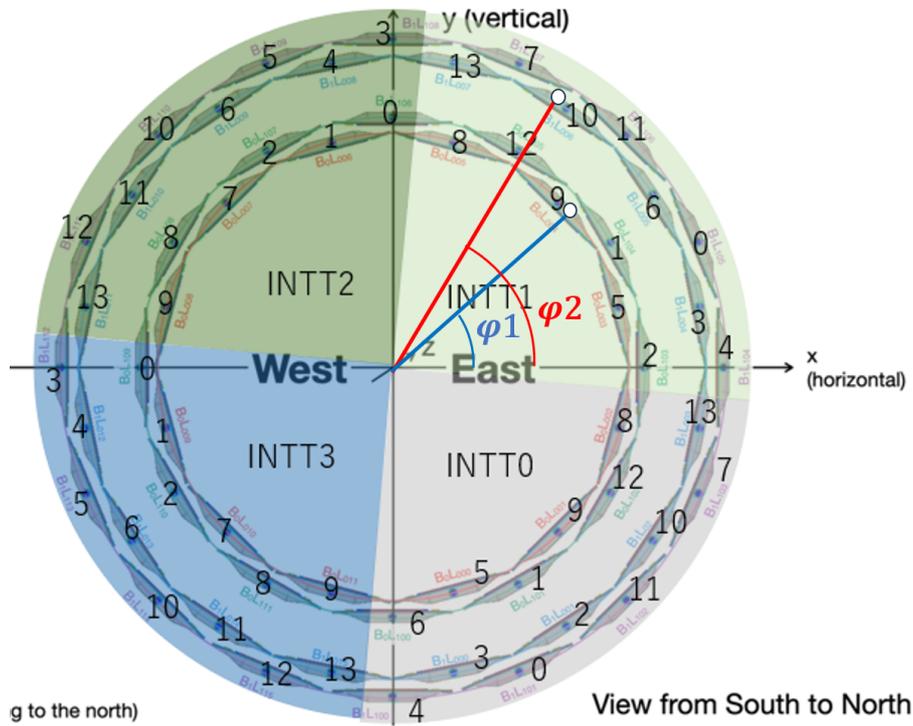


図 4.9 検出器の内外層における ϕ_1 と ϕ_2 の関係

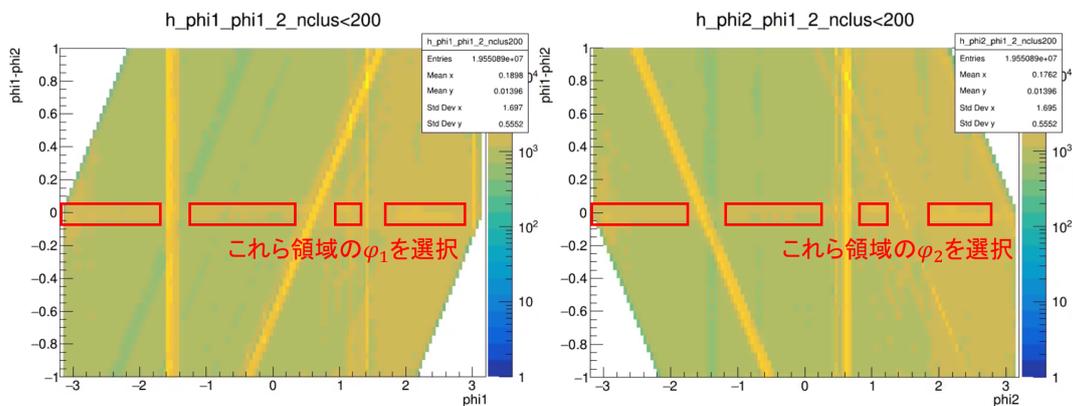


図 4.10 (a) 横軸 ϕ_1 、縦軸 $\phi_1 - \phi_2$ の相関分布を用いた ϕ_1 の選定 (b) 横軸 ϕ_2 、縦軸 $\phi_1 - \phi_2$ の相関分布を用いた ϕ_2 の選定

4.4.4 ADC 分布の導出

ADC 分布とは、横軸を DAC 値、縦軸をクラスター数とした 1 次元ヒストグラムであり、DAC 値とエネルギー損失量は対応することからエネルギー損失量の分布である。図 4.11 は Run 毎に測定した ADC 分布であり、図 4.12 (a) はこれら 5 つの ADC 分布を重ね書きした分布である。ここで、図 4.13 に示すように ADC = 7 では閾値以上の信号を拾い ADC = 0~6 よりもヒット数が極端に多いため、ADC = 7 のクラスターを

除去した。次に、これら 5 個の ADC 分布を滑らかに接続するため、Run₈₈₋₁₁₆ の分布を基準にし、隣接する ADC 分布において重複する計 2 ビンのエントリー数の合計で規格化を行った。図 4.12(b) は、規格化後の ADC 分布である。次に、図 4.15 に示すように、重複する各ビンの平均補正をかけることで、1 つのエネルギー損失分布を得た。

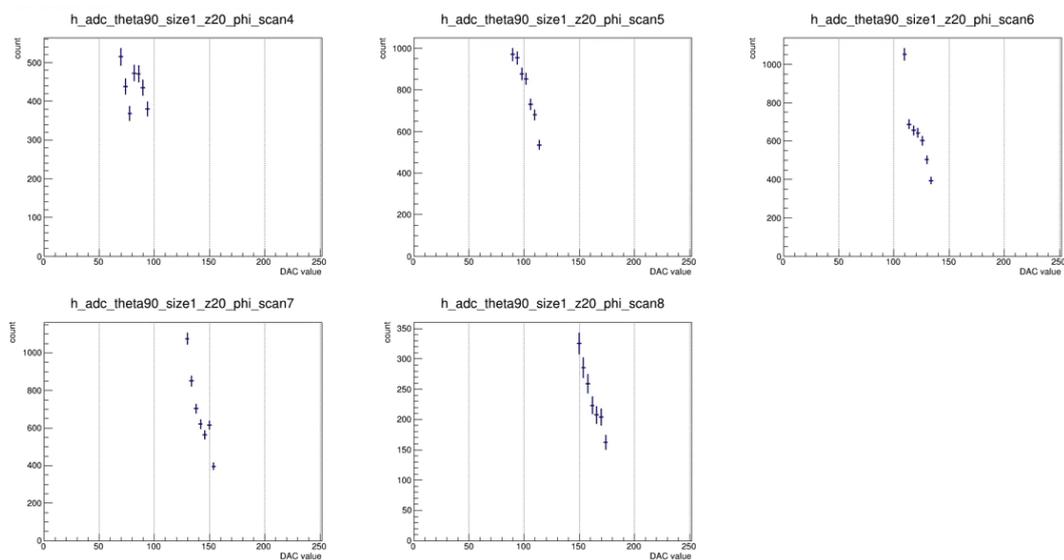


図 4.11 Run 毎の測定から得た ADC 分布 (左上から順に Run₆₈₋₉₆, Run₈₈₋₁₁₆, Run₁₀₈₋₁₃₆, Run₁₂₈₋₁₅₆, Run₁₄₈₋₁₇₆)

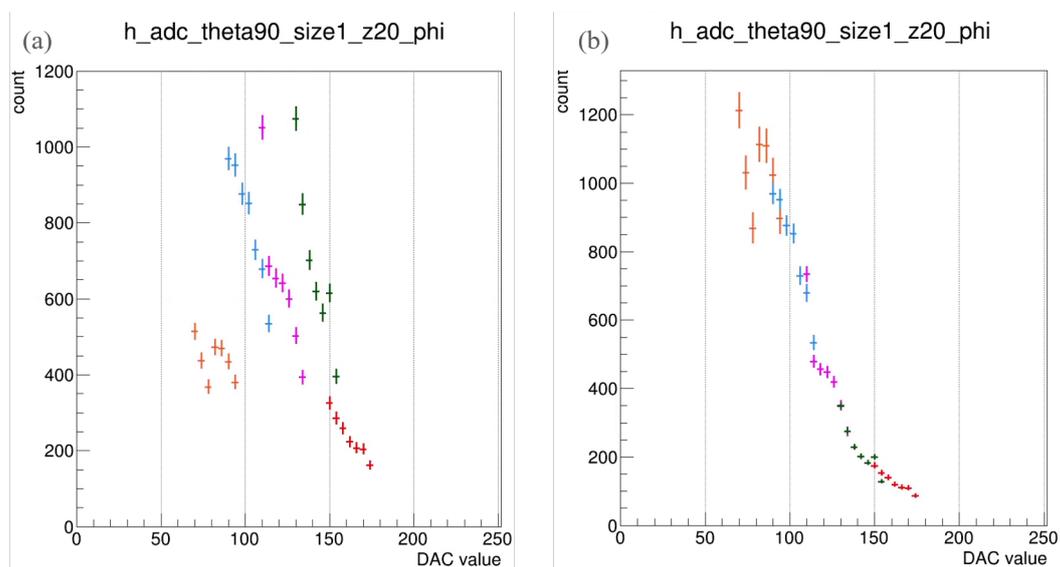


図 4.12 Run 毎に重ね書きした ADC 分布 (a) 規格化前 (b) 規格後

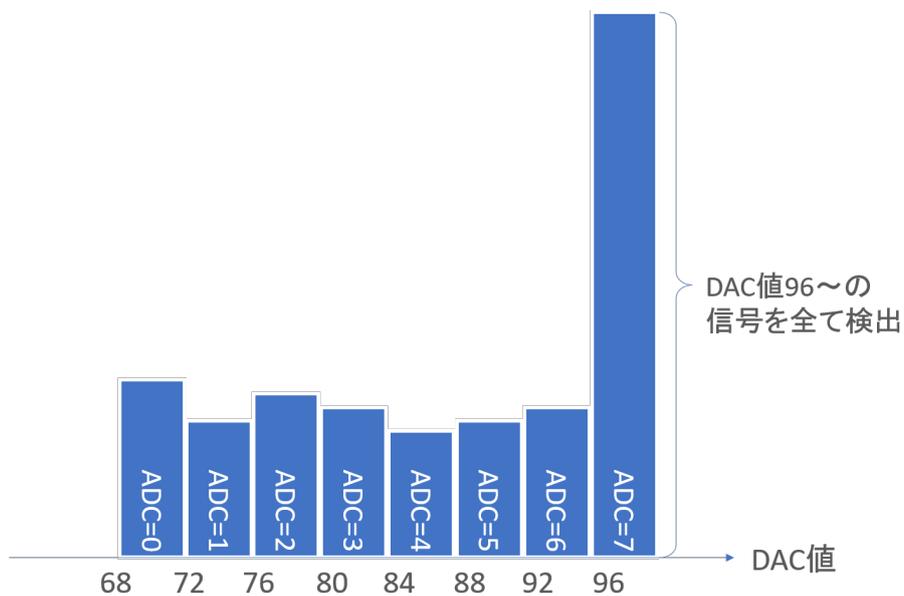


図 4.13 ADC=0 6 と ADC=7 のヒット数の違いを示した図

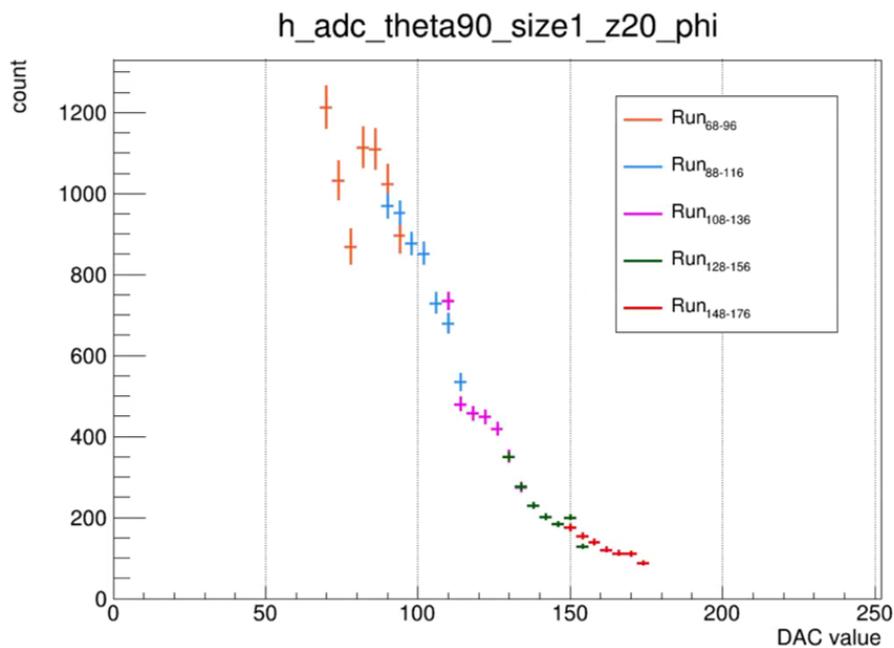


図 4.14 DAC スキャンの 5Run から得た ADC 分布

4.5 MIP ピークの評価

DAC スキャンの測定から得た ADC 分布を図 4.15 に示す。理論では、Bethe-Bloch の式より DAC 値 92 に MIP ピークがあると予想される。一方、図 4.15 では Background が非常に多く、明確な MIP ピークを

確認することはできなかった。本来、信号による ADC 分布は図 4.3 に示すように MIP ピークをとるため、DAC 値 68 では予想される MIP ピーク位置 (DAC 値 92) よりもヒット数は少ないと考えられる。しかし、図 4.15 では DAC 値 68 付近のヒット数は MIP ピーク位置でのヒット数よりも多い。このことから、DAC 値 68 付近のヒットは信号によらない Background であると考えている。次節で Background が多い原因について検討する。

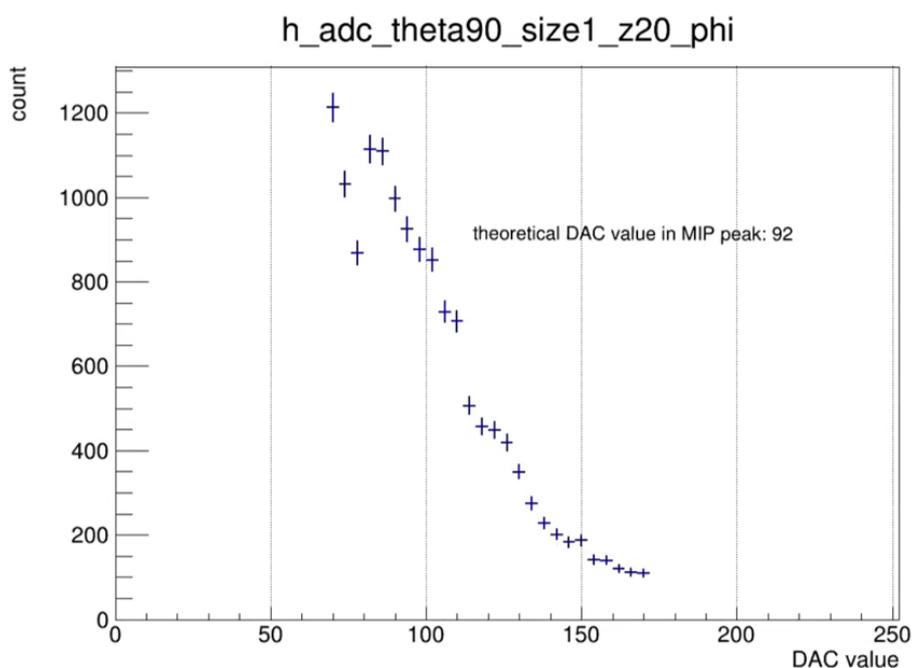


図 4.15 DAC 範囲 68-176 における 1 つの ADC 分布

4.6 考察と今後の課題

Background が多く MIP ピークが確認できない原因は、2 点考えられる。

1 つ目は、Tracking 選定である。前節では、内層、外層のセンサーが覆う角度 ϕ_1 、 ϕ_2 の相関に基づいて Tracking を選択した。しかし、図 4.15 では信号のみのエネルギー損失量の分布は得られず、(特に DAC 値 68 の) Background が非常に多い。これは、現段階で Tracking 選定が不十分であり、信号に加えてノイズも測定されたと考えられる。

2 つ目は、ADC 分布の規格化方法である。本解析では、ADC 分布を滑らかに接続するように規格化を行った。しかし、イベント数による規格化がより適切である可能性が出てきた。Run 毎に Au-Au イベント (衝突事象) 数が異なるため、この違いによって規格化を行う必要がある。しかし、本解析では、Run₆₈₋₉₆ のみ 50,613 イベント、それ以外の Run は 10 万イベント分のデータを用いて ADC 分布を導出したため、イベント数の違いで規格化を行ってもその効果は見込めず、MIP ピークの確認には至らないと考えている。

引き続き原因の調査を行い、MIP ピークや MIP 領域における S/N の割合の確認を行う予定である。最終的に、sPHENIX 実験における INTT のエネルギー損失測定の十分な能力の確認を目指す。

第5章

まとめ

本研究では、2023年5月より開始された RHIC-sPHENIX 実験で確認された INTT の不良な channel の自動検出アルゴリズム開発と、エネルギー損失測定能力の検証を目的とした MIP のエネルギー損失量の評価を行った。

2023年に RHIC を用いて核子対あたり 200GeV の Au-Au 衝突によって生成された粒子を測定し、得たデータの解析を通して INTT の動作検証を行った。一方、データ解析でヒット数が極端に多いまたは少ない channel が確認されたため、エネルギー損失解析を含む様々な解析から取り除く必要がある。そこで、測定データを用いてストリップ毎のヒット数分布がガウス分布に従うと仮定のもと平均値から $\pm 3\sigma$ 以上離れた channel を不良とみなし、この channel を自動で検出するアルゴリズムを開発した。今後はこのアルゴリズムに基づいて正常または不良な channel を分類し、解析から取り除くシステムが構築される予定である。

これら不良なストリップを取り除いた上でより正確な MIP ピークを求めるために、MIP 領域に特化した ADC の閾値の範囲を設定し、この範囲を変更しながらエネルギー損失測定を繰り返した。データ解析では、S/N を改善するためにイベント選定によるノイズ除去や tracking の選定を行い、INTT 用シリコンセンサーに対して垂直に入射する MIP のエネルギー損失量を評価した。原理では、Bethe-Bloch の式より 320 μm 厚の INTT シリコンセンサーに対する垂直入射時のエネルギー損失量は約 86 keV と予想され、この値と比較を行う解析を進めた。しかし、多数の background が原因で明確な MIP ピークが確認できず、MIP ピークを求めるためには background を減らす必要がある。今後も background の原因究明と MIP ピーク・MIP 領域における S/N の割合の確認を通して、sPHENIX 実験において十分なエネルギー損失測定能力の確認を目指す。

謝辞

本研究を行うにあたって、お世話になりました方々に御礼申し上げます。

特に、指導教官の蜂谷先生には3年間にわたって多くのことをご指導頂きましたことに心より感謝申し上げます。研究グループでのミーティングの他、その都度研究の進捗についての的確なアドバイスを数多く頂き、本研究を遂行することができました。また、解析で困難にぶつかりながらも1つ1つ基本に立ち返ることの大切さや、日々の研究で目的・方法を明確にした上で解析結果から自分で分かったことや今後すべきことを周りの方々に自分の言葉で説明することの重要性など、蜂谷先生のご指導があったからこそ学べたことが数多くありましたことに重ねて御礼申し上げます。

また、蜂谷先生をはじめ理研の秋葉さん、中川さん、糠塚さん、研究室の宮林先生、下村先生、住澤先生には、研究グループや研究室のミーティング等で数多くのアドバイスやサポートを頂き、大変お世話になりました。重イオンやINTTグループでの研究活動だからこそ様々な考え方に出会い日々試行錯誤する中で行き詰ることもありましたが、それ以上に研究のやり甲斐や面白さを感じながら、研究を進めることができました。厚く御礼申し上げるとともに、2024年度以降のsPHENIX実験の成功をお祈り申し上げます。また、2023年11月のINTTグループ主催のワークショップでともにhot channel解析を進め議論や数多くの助言をいただいたPurdue UniversityのJoseph、Korea UniversityのJaeminにも感謝申し上げます。出身地や言語が異なる中でINTTグループを通して出会い、同じ目標に向かって解析を進めることができたことを光栄に思います。

そして、奈良女子大学の学部から修士課程にわたる6年間をともに過ごした、同学年の今井さん、田頭さん、波多さん、渡部さんに御礼申し上げます。研究が行き詰った時も、皆で顔を合わせ同じ時間を過ごすことで、研究のモチベーションを保つことができたり、楽しい学生生活を過ごすことができました。

最後に、私の意思を尊重し常に支えてくれた家族に感謝いたします。

参考文献

- [1] 鈴木彩香 2020 「RHIC-sPHENIX 実験における INTT 検出器の性能評価のためのビームテスト実験のデータ解析」, 修士論文, 奈良女子大学大学院.
- [2] 柴田実香 2020 「RHIC-sPHENIX 実験における中間飛跡検出器 INTT 用シリコンセンサー」, 卒業論文, 奈良女子大学.
- [3] 森田美羽 2022 「RHIC-sPHENIX 実験のための INTT 検出器のデータ読み出し性能の評価」, 修士論文, 奈良女子大学大学院.
- [4] 並本ゆみか 2023 「宇宙線を用いた sPHENIX 実験-中間飛跡検出器 INTT 用シリコンセンサーの検出効率測定」, 修士論文, 奈良女子大学大学院.
- [5] Halzen,Francis/Martin,Alan D. 1984 「Quarks and Leptons」,John Wiley & Sons Inc.
- [6] 理化学研究所 2018 「宇宙初期物質の小さなしずくを創成 RHIC 衝突型加速器で強い証拠を発見」, Accessed January 2, 2022 from https://www.riken.jp/press/2018/20181211_1/index.html.
- [7] 竹内淳 2007 「高校数学でわかる半導体の原理」, 講談社
- [8] 三井真吾 2010 「Super-LHC 用 p 型シリコンマイクロストリップセンサーのバルク部の放射線損傷」, 修士論文, 筑波大学大学院.
- [9] PDG 2019 「Passage of Particles Through Matter」.
- [10] PDG 2019 「AtomicNuclearProperties」.
- [11] 秋葉康之 2014 「クォーク・グルーオン・プラズマの物理」, 共立出版.
- [12] sPHENIX Beam Use Proposal 2023 「sPHENIX Overview」 Retrieved December 19, 2023 from https://indico.bnl.gov/event/20373/attachments/49393/84303/sPHENIX_Beam_Use_Proposal_2023.pdf
- [13] sPHENIX 2019 「sPHENIX Technical Design Report」 Retrieved February 7, 2023 from https://indico.bnl.gov/event/7081/attachments/25527/38284/sphenix_tdr_20190513.pdf
- [14] H Klest 2020 「Overview and design of the sPHENIX TPC」 Retrieved February 7, 2023 from <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/1498/1/012025/pdf>
- [15] G. Nukazuka *et al.* ELPH Annual Report (2022).