

2023年度修士論文

RHIC-sPHENIX 実験初年データにおける
粒子多重度の測定

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：22810082
波多美咲

2024年2月8日

概要

アメリカのブルックヘブン国立研究所にある RHIC で sPHENIX 実験が 2023 年 5 月から稼働した。sPHENIX 実験は、2000~2016 年に同地で行われていた PHENIX 実験の後継実験である。ハドロンジェット、ジェット相関、アップシロン中間子を測定することでクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) の輸送係数とデバイ遮蔽長の温度依存を決定することを主な目的としている。

この研究では、sPHENIX 実験において、シリコン飛跡検出器 (INTT) を用いて測定された磁場なしの核子対あたり 200GeV の Au+Au 衝突データを用いて粒子多重度の擬ラピディティ分布を決定する解析を行った。粒子多重度とは、高エネルギー重イオン衝突で生成した粒子数であり、衝突の中心度を示すため特性評価に不可欠な変数である。また、粒子多重度の擬ラピディティ依存性は、エネルギー密度などの QGP に関する情報を持ち、エントロピーや粒子生成のさまざまなメカニズムに関する重要な手がかりである。sPHENIX 実験での粒子多重度についての解析を行うことで、この実験での検出器の性能を確認することができる。また、先行研究の結果と比較することで sPHENIX 実験での稼働状態を確認することも目的の一つとなっている。

本研究では、衝突点、ADC 値、Beam clock、hot channel に対するカット条件を決定し衝突イベントの選定及び粒子が通過したことによってできるクラスターの選定を行い、粒子多重度の擬ラピディティ依存性について解析した。その結果、粒子多重度の擬ラピディティ分布で中心衝突度毎に傾きのある分布が得られたが、先行研究である BRAHMS 実験の結果とは異なる形状となった。これは測定時の衝突点位置の分布が -23cm にピークを持ち、大きくマイナスに偏っていることにより擬ラピディティが小さい粒子が検出器に入りにくいためであると考えられる。また、擬ラピディティが 0 となる場合の粒子多重度と中心衝突度について測定すると、先行研究の結果と似た相関が見られた。これらの結果については、今後、アクセプタンスの補正やカット条件の再検討等を行う必要がある。

今後の課題としては、系統誤差を見積もること、アクセプタンスの補正、カット条件の再検討などが挙げられる。また、シミュレーションやトラックレットを用いた方法での解析と比較することで sPHENIX 実験での粒子多重度を検討する必要がある。

目次

第1章 序論	2
1.1 Quark Gluon Plasma (QGP)	2
1.2 高エネルギー原子核衝突実験	3
1.2.1 粒子多重度	3
1.2.2 先行研究	3
1.3 本研究の目的	4
第2章 RHIC-sPHENIX 実験	5
2.1 RHIC	5
2.2 sPHENIX 実験	5
2.2.1 MVTX	6
2.2.2 INTT	7
2.2.3 TPC	9
2.2.4 TPOT	9
2.2.5 EMCal	9
2.2.6 HCal	10
2.2.7 MBD	10
2.2.8 sEPD	10
2.2.9 マグネット	11
2.2.10 Global Level 1 と Global Timing Module	11
第3章 解析方法	12
3.1 物理量の定義	12
3.1.1 participant と spectator	12
3.1.2 中心衝突度 (centrality)	12
3.1.3 ラピディティと擬ラピディティ	13
3.1.4 エネルギー損失	14
3.2 位置パラメータの変換	14
3.3 クラスタリング	15
3.4 データ選定	15
3.4.1 Z-vertex カット	15
3.4.2 Beam Clock カット	16

3.4.3	Hot Channel カット	16
3.4.4	ADC カット	17
第 4 章	結果と考察	24
第 5 章	まとめと今後の課題	27
付 録 A	2つの Beam clock の差	29
付 録 B	角度毎の ADC 分布	35
B.1	データでの角度毎の ADC 分布	35
B.2	シミュレーションでの角度毎の ADC 分布	37
B.3	シミュレーションでの ADC の上限なしの場合の ADC 分布	39

目次

1.1	ビックバン直後の宇宙の展開図	2
1.2	BRAHMS 実験における粒子多重度の擬ラピディティ分布 [2]	3
2.1	RHIC 加速器	5
2.2	sPHENIX 検出器	6
2.3	MAPS-based Vertex Detector (MVTX)	7
2.4	INTT 検出器	7
2.5	INTT 用ラダーの構造	8
2.6	Time Projection Chamber (TPC)	9
2.7	MBD 検出器	10
2.8	超伝導ソレノイド磁石	11
3.1	クラスター数分布	13
3.2	MBD で測定された Z-vertex 分布	15
3.3	2つの Beam clock の差	16
3.4	ヒット数分布	17
3.5	ADC 分布	17
3.6	角度 θ の定義	18
3.7	角度 θ で分けた ADC 分布	18
3.8	データとシミュレーションでの ADC 分布の比較	19
3.9	角度毎の ADC 分布での最確値とエネルギー損失の計算値	20
3.10	1 ヒットあたりの上限なしの角度毎の ADC 分布	20
3.11	上限なしの場合の最確値とエネルギー損失の計算値	21
3.12	上限なしの場合の $\theta \sim 90^\circ$ の ADC 分布	21
3.13	ADC と θ の相関図	23
4.1	粒子多重度の擬ラピディティ分布	24
4.2	$\eta = 0$ の粒子多重度と中心衝突度の相関	25
4.3	シミュレーションでの粒子多重度	26

表 目 次

1.1	BRAHMS 実験における $\eta = 0$ の場合の中心衝突度毎の粒子多重度 [2]	4
3.1	θ 毎のカット範囲	22
3.2	θ 毎のカット範囲	23
4.1	$\eta \sim 0$ の場合の中心衝突度毎の粒子多重度	25

第1章 序論

1.1 Quark Gluon Plasma (QGP)

私たちの身の周りのものを構成している原子は、原子核と電子から構成されている。原子核は陽子と中性子で構成されており、陽子と中性子をまとめて核子という。さらに核子はクォークやグルーオンという素粒子で構成され、クォークやグルーオンはパートンと呼ばれる。複数のパートンが組み合わさって核子のような安定な状態になった複合粒子をハドロンと呼ぶ。パートンは通常はハドロン内部に閉じ込められているため単体で取り出すことはできないが、高温高密度状態になると束縛から解放されると考えられている。このパートンが束縛状態から解放されてバラバラになった状態をクォークグルーオンプラズマ (QGP) と呼ぶ。図 1.1 は、ビッグバン後の宇宙の時空発展を表した図である。QGP は、ビッグバンから数 μ ~数 10μ 秒後に存在していたと考えられている。[1]

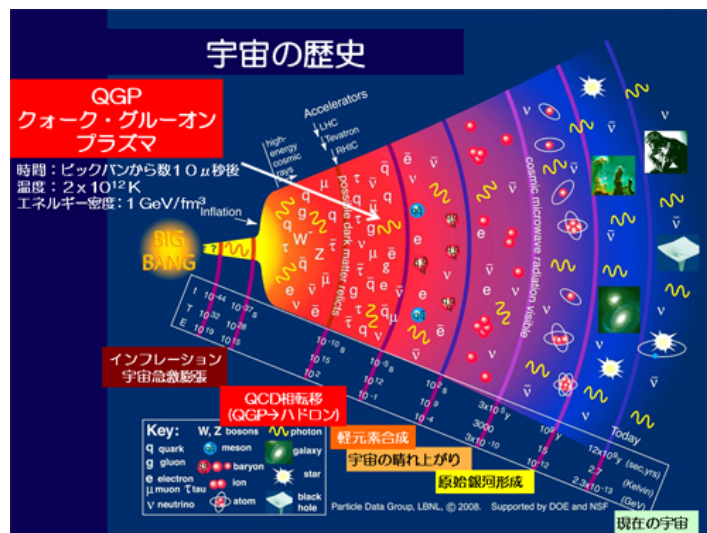


図 1.1: ビッグバン直後の宇宙の展開図

1.2 高エネルギー原子核衝突実験

高エネルギー原子核衝突実験とは、高エネルギーに加速した重い原子核同士を衝突させる実験である。高エネルギーの原子核同士を衝突させることで高温高密度状態を実験室系で作出し、QGPを生成することができる。この実験の主な目的は、QGPの生成およびその性質の解明である。アメリカのブルックヘブン国立研究所(BNL)にある相対論的重イオン加速器(Relativistic heavy ion collider, 以下RHIC)で2005年に初めてQGPの生成が確認されており、QGPの性質を探求するために研究が続けられている。現在はRHICとヨーロッパにある欧州原子核研究機構(CERN)にあるLHCで高エネルギー原子核衝突実験が行われている。

1.2.1 粒子多重度

粒子多重度とは、高エネルギー重イオン衝突で生成した粒子数であり、衝突の中心度を示すため特性評価に不可欠な変数である。また、粒子多重度の擬ラピディティ依存性は、エネルギー密度などのQGPに関する情報を持ち、エントロピーや粒子生成のさまざまなメカニズムに関する重要な手がかりとされている。

1.2.2 先行研究

ここではRHICで行われていたBRAHMS実験[2]で測定された $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ のAu+Au衝突の結果について紹介する。

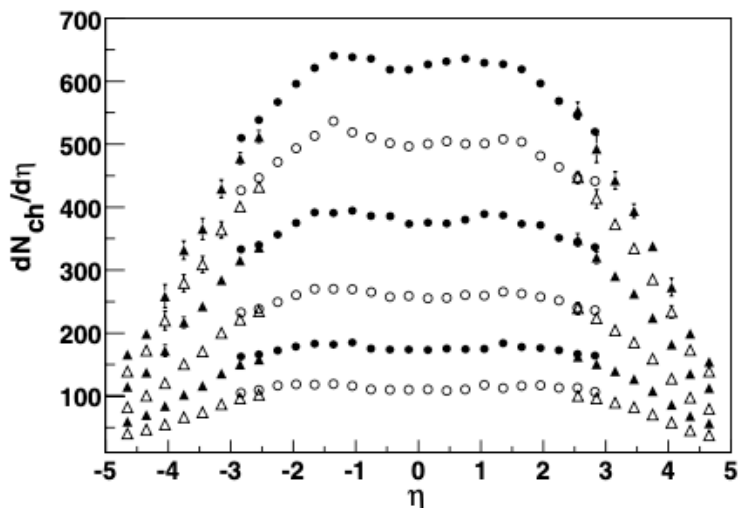


図 1.2: BRAHMS 実験における粒子多重度の擬ラピディティ分布 [2]

表 1.1: BRAHMS 実験における $\eta = 0$ の場合の中心衝突度毎の粒子多重度 [2]

中心衝突度	$\eta = 0$
0 ~ 5%	625 ± 55
5 ~ 10%	501 ± 44
10 ~ 20%	377 ± 33
20 ~ 30%	257 ± 23
30 ~ 40%	174 ± 16
40 ~ 50%	110 ± 10

図 1.2 は BRAHMS 実験で測定された粒子多重度の擬ラピディティ分布である。中心衝突度毎に場合分けしており、上の分布から中心衝突度 0 ~ 5%, 5 ~ 10%, 10 ~ 20%, 20 ~ 30%, 30 ~ 40%, 40 ~ 50% の場合の分布となっている。このことから最中心衝突に近いほど粒子多重度が高く、各中心衝突度での上下の変動は少ないことがわかる。表 1.1 は中心衝突度とそれぞれの $\eta = 0$ のときの粒子多重度の値をまとめたものである。

1.3 本研究の目的

本研究では、本年度開始された sPHENIX 実験のデータを用いて荷電粒子多重度の解析を行った。粒子多重度は、エネルギー密度などの QGP に関する情報を持ち、エントロピーや粒子生成のさまざまなメカニズムに関する重要な手がかりとされており、様々な解析で用いられる。sPHENIX 実験初年度の粒子多重度について測定することで、この実験の検出器の性能を確認することが目的である。また、先行研究の結果と比較することで、sPHENIX 実験の稼働状態を確認することも目的の一つとなっている。本研究では、同一の粒子種と重心系エネルギーで測定された BRAHMS 実験を先行研究として結果を比較している。解析したデータは 2023 年 7 月に磁場なしで行われた $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ の Au+Au 衝突のデータで、INTT 検出器で得られたものを使用している。

第2章 RHIC-sPHENIX 実験

2.1 RHIC

RHIC とは、米国ブルックヘブン国立研究所にある衝突型重イオン加速器である。2000 年から稼働しており、QGP の生成に世界で初めて成功している。図 2.1 は RHIC 加速器の航空写真である。RHIC 加速器の最大重心系エネルギーは Au+Au 衝突で 200GeV、p+p 衝突で 500GeV である。RHIC 加速器は周長約 3.8km の独立した超伝導リング 2 つを持っており、異なる粒子同士を衝突させることが可能である。衝突点は 6 つあり、それぞれに実験名がつけられている。現在は sPHENIX と STAR が稼働している。

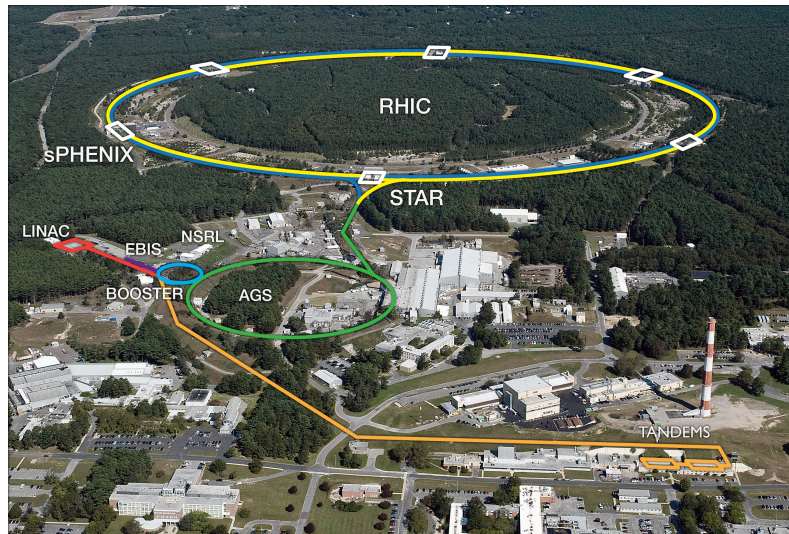


図 2.1: RHIC 加速器

2.2 sPHENIX 実験

sPHENIX 実験 [3] は 2023 年 5 月から RHIC 加速器で稼働した実験で、2000～2016 年に同地で行われていた PHENIX 実験を高度化した後継実験である。2023 年 8 月時点で 14 カ国 82 機関から 360 人以上が参加している。前実験である PHENIX 実験では、QGP の生成やその証拠についての測定、QGP の性質の研究を目的と

していた。この実験では、ハドロンジェット、ジェット相関、アップシロン中間子を測定することでQGPの輸送係数とデバイ遮蔽長の温度依存を決定することを目的としている。図2.2は、この実験に使用するsPHENIX検出器の全体図である。sPHENIX検出器は、3つの飛跡検出器やカロリメータなどで構成されている。

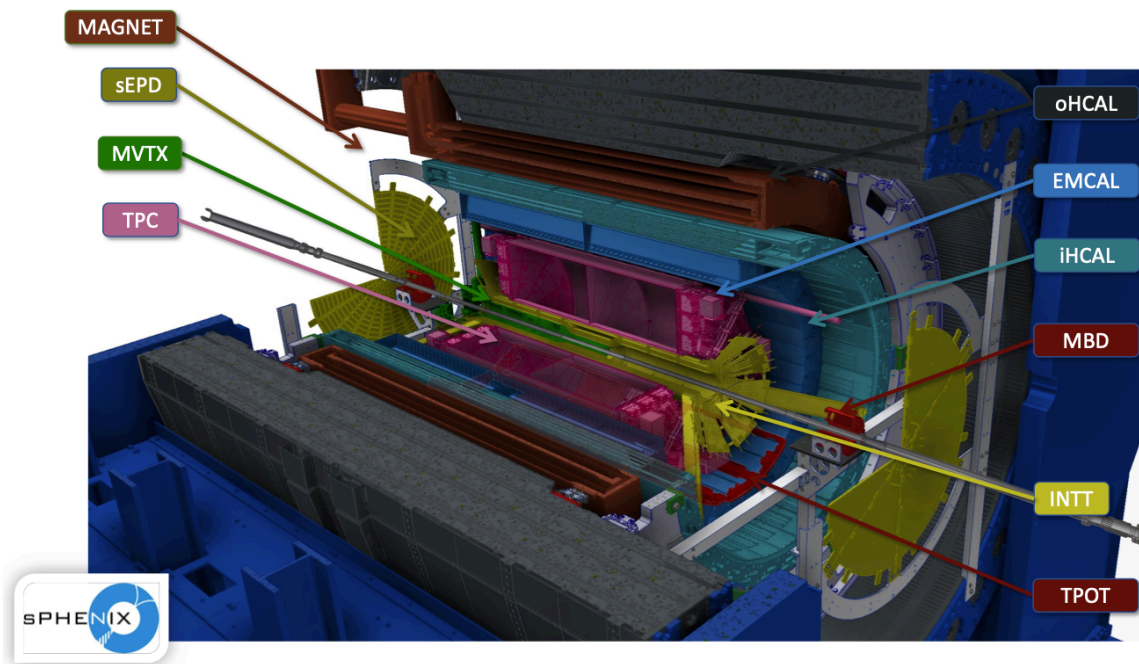


図 2.2: sPHENIX 検出器

2.2.1 MVTX

MAPS-based Vertex Detector (MVTX)[10]は、sPHENIX検出器の最も内側に位置する3層構造のシリコンを用いたピクセル型飛跡検出器である。図2.2.1はその写真である。CERNで行われているALICE実験のMonolithic Active Pixel Sensor(MAPS)を使用しており、ピクセルサイズは $29.24\mu\text{m} \times 26.88\mu\text{m}$ で、厚みは $50\mu\text{m}$ である。ビームパイプから2~6cmに位置しており、ビーム軸方向 $\pm 10\text{cm}$ 、方位角方向 2π をカバーする。

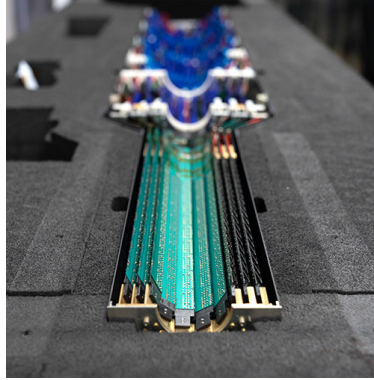


図 2.3: MAPS-based Vertex Detector (MVTX)

2.2.2 INTT

INTermediate Tracker (INTT) は、MVTX と TPC の間の、ビーム軸から 7 ~ 10cm に位置し、ビーム軸方向 $\pm 23\text{cm}$ 、方位角方向 2π をカバーするストリップ型の飛跡検出器である。本研究では生成粒子の測定に INTT を使用している。INTT は MVTX と TPC の飛跡を繋ぐことで運動量分解能を上げる。また、INTT は時間分解能が高いことが特徴であり、これにより再構成した際のイベントを関連づけるために重要な役割を担っている。INTT はラダーと呼ばれるシリコン検出器 56 本が構成され、円筒状の二層構造になっている。ラダーはストリップ型シリコンセンサー、FPHX chip、HDI から構成される。読み出しは半分ずつ行われ、それぞれをハーフラダーと呼ぶ。

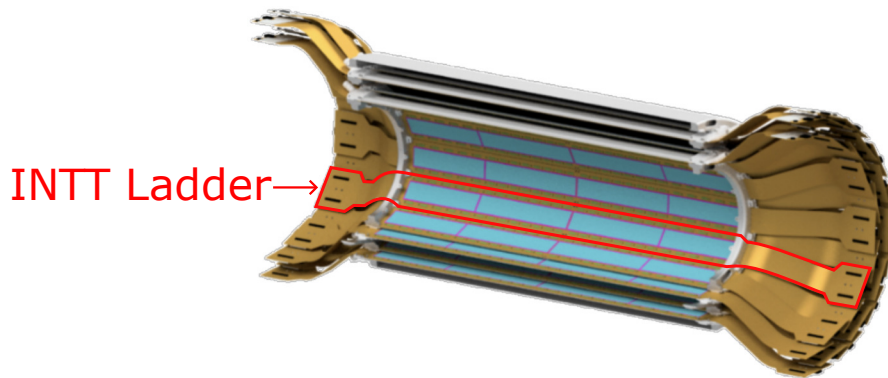


図 2.4: INTT 検出器

シリコンセンサー

INTT にはストリップ型のシリコンセンサーが採用されている。ハーフラダーは 26 枚のシリコンセンサーで構成されており、各シリコンセンサーの横に FPHX Chip が配置され、読み出しを行う。横幅の異なる 2 種類のシリコンセンサーが用いられる。図 2.2.2 のように衝突点に近い内側には横幅 16mm の Type-A が 2×8 個、外側には横幅 20mm の Type-B が 2×5 個用いられる。センサーの厚みは Type-A、Type-B 共に $320\mu\text{m}$ である。各シリコンセンサーは 128 個のストリップに分かれており、ラダーの外側が channel0、内側が channel127 というように channel 番号が振られている。各ストリップの幅は $78\mu\text{m}$ である。

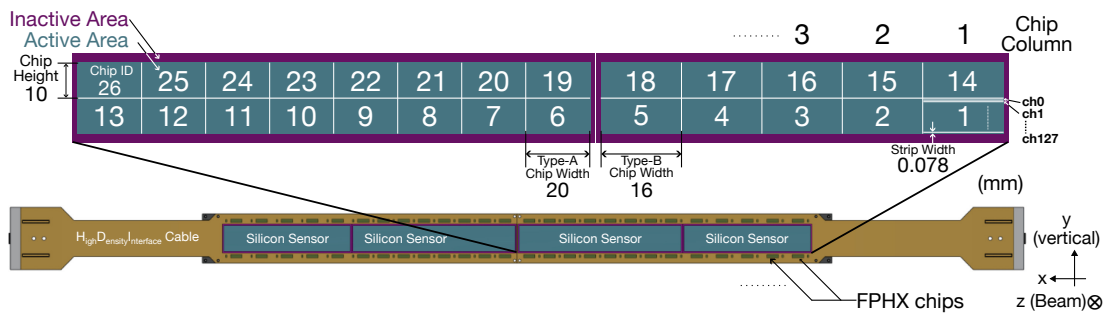


図 2.5: INTT 用ラダーの構造

FPHX Chip

FPHX chip はシリコンセンサーからの信号を読み出すために用いられる読み出しチップであり、PHENIX 実験の FVTX 検出器にも用いられた。各シリコンセンサーの横に配置される。シリコンセンサー同様 1 ハーフラダーに 26 枚構成され、chip はそれぞれ 128channel 持っている。FPHX Chip はセンサーから送られてきた信号を積分し、波形整形を行う。波形整形を行うことで、3bit の ADC を出力することができ、ADC の閾値は 8bit の DAC 値で設定することができる。対応電圧 V は DAC 値を用いて式 2.1 のように表される。

$$V = 4 \times DAC + 210 \quad (2.1)$$

FPHX Chip は HDI とワイヤーボンディングで接続されている。

HDI

High Density Interconnect (HDI) はシリコンセンサーへの入出力信号の配線や FPHX chip とセンサーへの電力供給を行う基板である。

Front-End Link eXchange (FELIX)

Front-End Link eXchange (FELIX)[4] は、元々CERNのATLAS実験で使われていたインターフェイスであり、sPHENIXではINTTの読み出し用のシステムとして導入されている。FELIXから7bitのBeam Clock (BCO)が生成されることで、RHICのビームや他のサブシステムとの同期を行う。

2.2.3 TPC

Time Projection Chamber (TPC)[5]はINTTの外側の、ビームパイプから20~78cmに位置するガスを用いた飛跡検出器である。図2.2.3はその写真である。ガスにはネオンと四フッ化炭素の混合気体を用いている。36枚の読み出しパッドがあり、ビーム軸方向 $\pm 1.05\text{m}$ 、方位角方向 2π をカバーする。

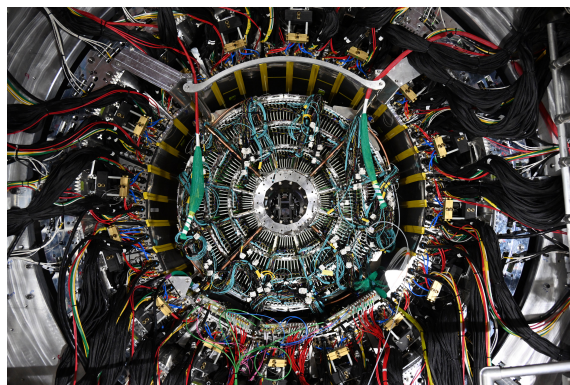


図 2.6: Time Projection Chamber (TPC)

2.2.4 TPOT

The TPC Outer Tracker (TPOT)[8]はTPCとEMCalの間に位置する検出器で、26個のMicromegasモジュールを用いている。予想される位置分解能は ϕ 方向で $200\mu\text{m}$ 、 z 方向で $300\mu\text{m}$ である。TPCで測定されたトラックの歪みを補正する目的で使用される。

2.2.5 EMCal

ElectroMagnetic Calorimeter (EMCal)[6]はサンプリング型カロリメータで、タングステンとエポキシを使用している。シンチレーションファイバーを埋め込んだ6144個のブロックで構成され、各ブロックは4つのタワーに分割されている。EMCalの精度は $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.024 \times 0.024$ で擬ラピディティ $\eta < 1.1$ 、方位角方向

2π を覆う。EMCal は電磁シャワー内の電子と光子のエネルギーを測定する目的で使用される。

2.2.6 HCal

Hadronic Calorimeter (HCal)[7] は 2 つのセグメントで構成されるサンプリング型のハドロンカロリメータで、マグネットの内側に inner HCal (iHCal)、外側に outer HCal (oHCal) が配置されている。iHCal にはステンレス鋼とシンチレータ、oHCal には鉄とシンチレータを用いている。どちらのセグメントも 22×64 個のタワーに分かれている。読み出しにはシリコン光電子増倍管 (SiPM) を使用している。

2.2.7 MBD

Minimum Bias Detector (MBD)[8] はビーム軸の前方と後方に設置されるクロックに用いられる検出器である。図 2.4 はその写真である。先行研究である PHENIX 実験で用いられた Beam Beam Counter (BBC)[9] を改装し、 $|z| = 250$ cm に配置されている。2 つのアームで構成されており、それぞれに 64 個のクォーツチェレンコフラジエーターが浜松メッシュダイノード PMT で読み出される。各ラジエーターは厚さ 3cm で六角形であり、ビームパイプの周りにタイル張りされている。最内側の半径は 5cm、最外側の半径は 15cm である。本研究では MBD で測定した衝突点を計算に用いている。

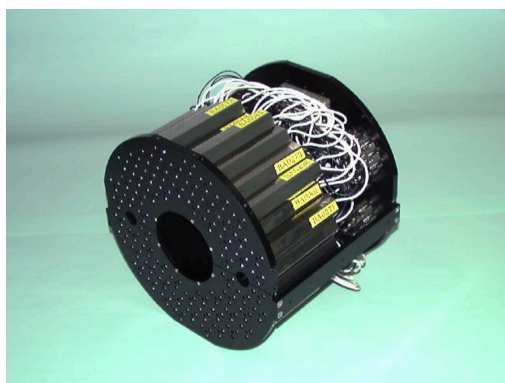


図 2.7: MBD 検出器

2.2.8 sEPD

sPHENIX Event Plane Detector (sEPD) [8] は、 $2 < |\eta| < 4.9$ に配置されている検出器で 2 つのシンチレータタイルのホイールで構成されている。sEPD により

反応平面の分解能が大幅に向上する。

2.2.9 マグネット

sPHENIX では重さ 20 トンの超伝導ソレノイド磁石 [10] を使用して均一な磁場を生成している。図 2.2.9 は超伝導ソレノイド磁石の写真である。これは元々 SLAC 国立加速器研究所の BABAR 実験で使用していたものを再利用している。



図 2.8: 超伝導ソレノイド磁石

2.2.10 Global Level 1 と Global Timing Module

sPHENIX の DAQ システムの動作は、Global Level 1 と Global Timing Module (GL1-GTM)[11] によって制御される。GL1-GTM システムは、特定の衝突からのデータに対して、トリガーを発行するかどうかを判断している。トリガーが発行されると、INTT の場合は FELIX Server で一時的に保存されていたデータが Buffer Box というディスクに送られ、保存される。また、トリガーが発行されたタイミングで、各サブシステムで測定されたデータにタイムスタンプをつける。このタイムスタンプを Beam Clock Counter (BCO-FULL) という。BCO-FULL は GL1-GTM システムで 64bit で生成され、トリガーが発行されると各サブシステムにはその下位 40bit が送信される。

第3章 解析方法

この章では、本研究で行った解析手法について記述している。

3.1 物理量の定義

ここでは解析に用いた物理量について説明する。

3.1.1 participant と spectator

高エネルギー重イオン衝突で非弾性衝突を起こした原子核内の核子のうち、最低一回以上衝突する核子のことを participant、一度も衝突を起こさない粒子を spectator という。participant の数は N_{part} と表され、participant による核子核子衝突の回数は N_{coll} と表される。また衝突した時の二つの原子核中心間の距離を impact parameter (b) という。

3.1.2 中心衝突度 (centrality)

高エネルギー原子核衝突において、衝突する原子核同士の衝突度合いを centrality という。centrality は 0~100% で表される。impact parameter $b=0$ のときを 0% とし、0~5% を最中心衝突とする。この値は実際の実験から予測される量である。

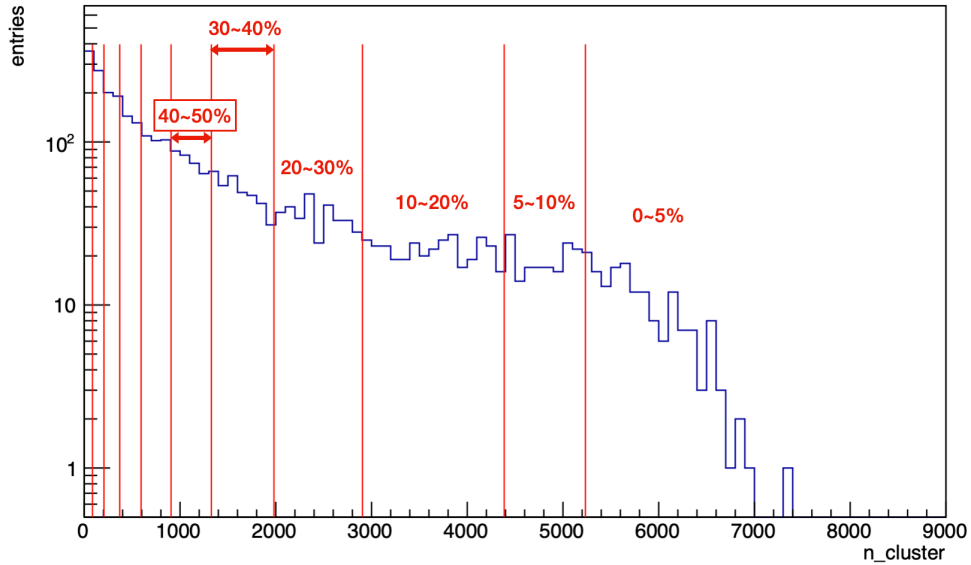


図 3.1: クラスタ数分布

図 3.1 はイベントあたりのクラスタ数分布である。図中の線は中心衝突度を示している。

3.1.3 ラピディティと擬ラピディティ

相対性理論での速度に代わる運動の大きさの尺度のことをラピディティという。ラピディティ y は次の式で表される。

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \tanh^{-1} \left(\frac{p_z}{E} \right) \quad (3.1)$$

E : 粒子のエネルギー

p_z : ビーム軸を z 軸としたときの運動量の z 成分

粒子が光速のとき、粒子の質量は運動量に対して非常に小さく無視できるため、次の近似式が成り立つ。

$$y \approx \eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (3.2)$$

θ : ビーム軸からの粒子の放出角度

ラピディティを近似した η は擬ラピディティと呼ばれる。擬ラピディティ η はビーム軸からの粒子の放出角度 θ のみに依存し、 E には依存しない。すなわち、 θ の測定から粒子のラピディティを近似で求めることができる。

3.1.4 エネルギー損失

荷電粒子が高速で物質中を通過する際に、物質を構成する原子を電離・励起させることによってエネルギーを失う。エネルギー損失は通過する物質の原子番号と原子量の比、荷電粒子の電荷、入射する荷電粒子の運動量、入射粒子の物質中の通過距離に依存する。単位長さあたりに失うエネルギーを阻止能といい、Bethe-Blochの式で次のように表される。[12]

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (3.3)$$

K : 微分断面積 dE/dX の定数 $4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$ 、 z : 入射粒子の電荷
 Z : 吸収物質の原子番号、 A : 吸収物質の原子量、 ρ : 吸収物質の密度
 β : 入射粒子の $\frac{v}{c}$ 、 γ : $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ 、 m_e : 電子の質量
 W_{max} : 単一衝突での最大エネルギー移行、 I : 平均励起ポテンシャル
 $\delta(\beta\gamma)$: イオン化損失エネルギーの密度効率補正

荷電粒子が厚さ x の物体を通過するときのエネルギー損失の最確値 Δ_p はランダウ分布によって、式 3.4 で表される。

$$\Delta_p = \xi \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} + \ln \frac{\xi}{I} + j - \beta^2 - \delta(\beta\gamma) \right] \quad (3.4)$$

以上より、厚さ $x = 320\mu\text{m}$ の INTT シリコンセンサーに 1GeV の μ 粒子が入射する場合の単位密度単位長さあたりの損失エネルギーの最確値は式 3.4 より、

$$\Delta_p \sim 1.15\text{MeVg}^{-1}\text{cm}^2 \quad (3.5)$$

である。粒子が直角に入射した場合、通過距離は $320\mu\text{m}$ となるため、エネルギー損失は

$$1.15\text{MeVg}^{-1}\text{m}^2 \times 0.032\text{cm} \times 2.33\text{g/cm}^3 \sim 0.086\text{MeV} \quad (3.6)$$

となる。

3.2 位置パラメータの変換

sPHENIX では、実験室で、ビーム軸を z 軸、ビーム軸に垂直で、上下方向を y 軸、水平方向を x 軸としている。ビーム軸は、ほぼ南北に走っており、南向きが z 軸正の方向で右手系を採用している。一方、INTT で測定されたデータは Felix 番号、module 番号、chip 番号、channel 番号でヒット位置の読み出しを行っている。INTT で読み出された結果は、ラダーや ROC の実際の配置を考慮し、ヒット位置を (x, y, z) に変換している。変換する際はその channel の中央の位置座標をヒット位置とする。

3.3 クラスタリング

INTTでは、データはchannel単位で測定される。しかし、粒子がINTTを通過するときは複数のchannelにわたって通過する場合もある。そのため、本解析では同時刻に隣り合ったchannelにヒットがあった場合、同一粒子が通過した際のヒットであるとみなす。同一粒子によるヒットをまとめることをクラスタリング、まとめたものをクラスターという。クラスタリングした際は、クラスターを構成するヒットの平均位置をクラスターの位置座標、ヒットのADC値の合計をクラスターのADC値とする。

3.4 データ選定

3.4.1 Z-vertex カット

図3.2はMBDで測定された衝突点のz位置(Z-vertex)の分布である。図3.2からわかるように、中央のピークとは別に-250cmと250cmのあたりに小さなピークが見られる。この位置はMBDの設置されている位置と一致しており、衝突によるシグナルではないと考えられる。この解析ではINTTで測定可能である $|Z_{\text{vertex}}| < 20$ でカットをかけている。

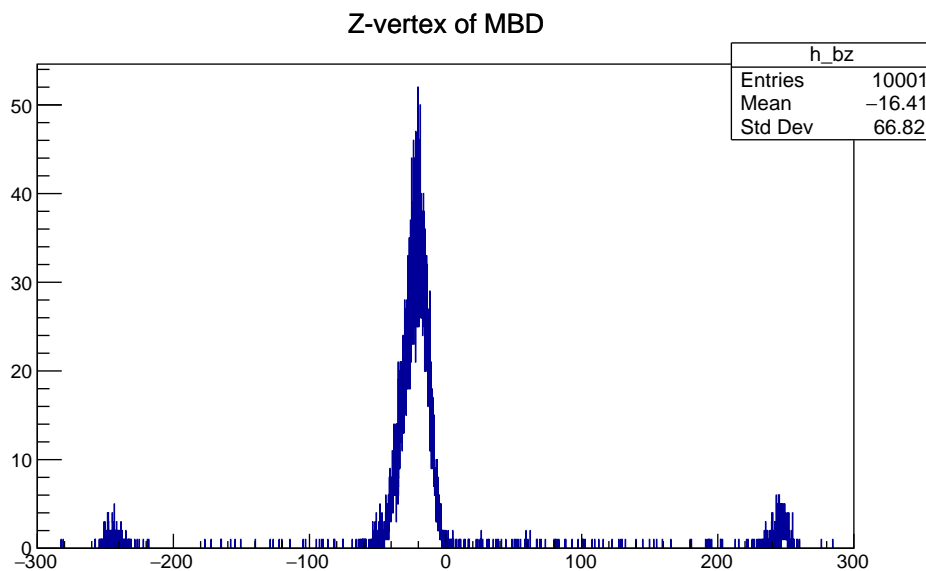


図 3.2: MBDで測定されたZ-vertex分布

3.4.2 Beam Clock カット

INTT と sPHENIX の他のサブシステムが同期している場合、beam clock の差は一定である必要がある。そのため、FELIX で生成される BCO と GL1-GTM で生成される BCO-FULL の差についてのカット条件を定義した。

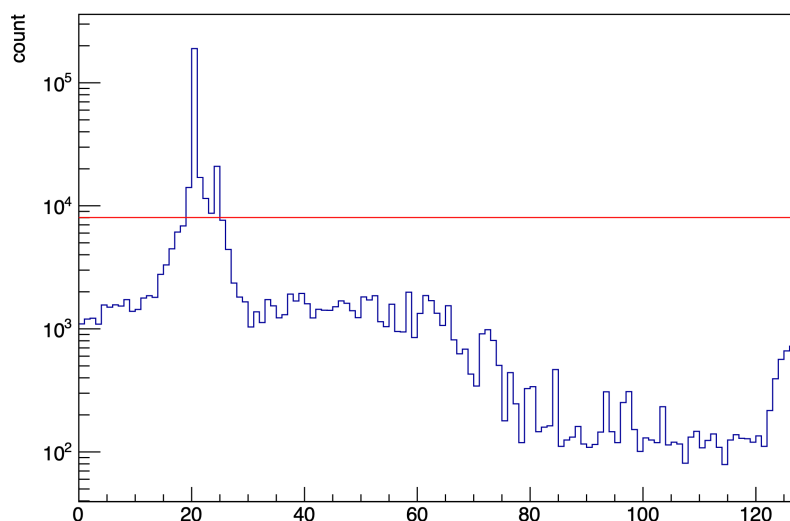


図 3.3: 2つの Beam clock の差

図 3.3 は 1 ラダーにおける BCO と BCO-FULL の差の絶対値の分布である。図 3.3 のように 1 箇所にはピークが確認できることがわかる。ピーク位置を除いた部分をバックグラウンドとした。図 3.3 の直線はバックグラウンドとした部分の平均値の 5 倍の値を示す。解析ではこの直線以上となる範囲のヒットのみを使用する。

3.4.3 Hot Channel カット

図 3.4 は A-type の chip でのヒット数分布である。この分布をガウス関数でフィットした結果が図中の曲線である。図 3.4 の 2 つの直線は $\text{mean} \pm 3\sigma$ をそれぞれ表している。この 2 直線の間に含まれる channel を good channel、範囲より大きい channel を hot channel、小さい範囲にある channel を cold channel/dead channel と設定した。この解析では good channel のみを使用する。

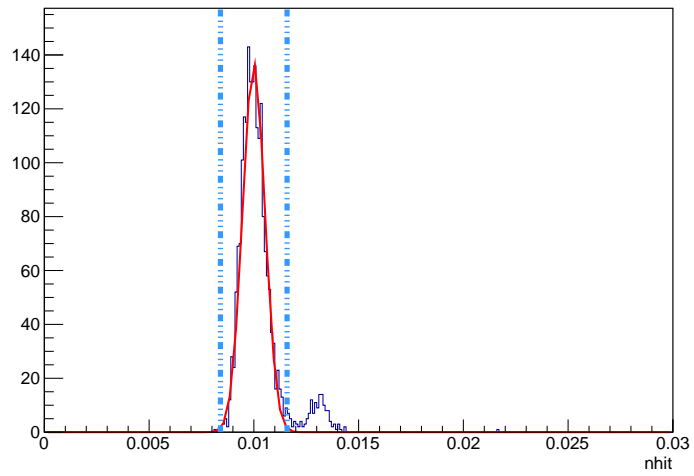


図 3.4: ヒット数分布

3.4.4 ADC カット

ここでは ADC についてのカットについて述べる。

ADC 分布についての考察

図 3.5 は INTT で測定された ADC についての分布である。この図を確認すると、0, 90, 210 付近にピークがあることがわかった。

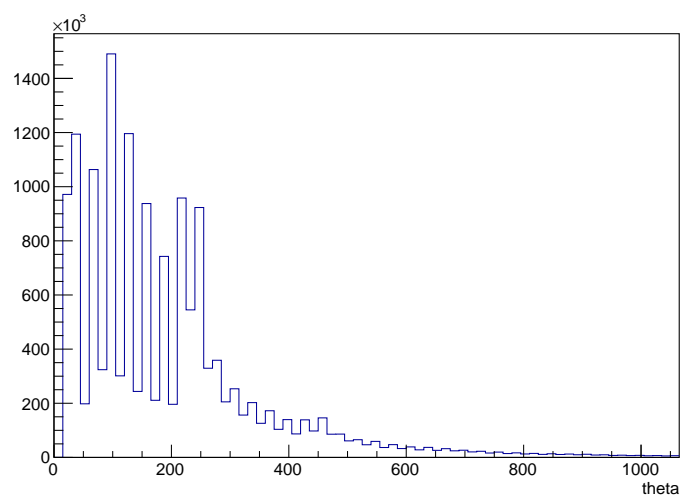


図 3.5: ADC 分布

次に、角度 θ によってADCの分布がどのように変化するか確認した。図3.6のように鉛直からの角度毎に5刻みで θ を分けている。

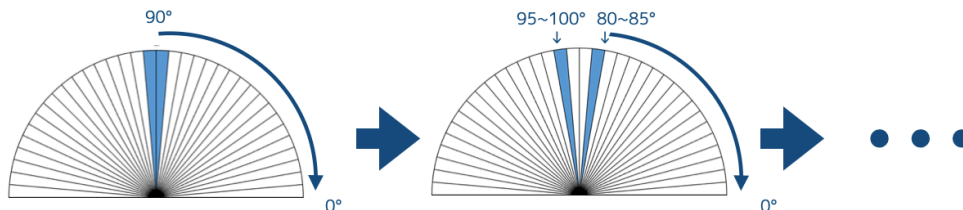


図 3.6: 角度 θ の定義

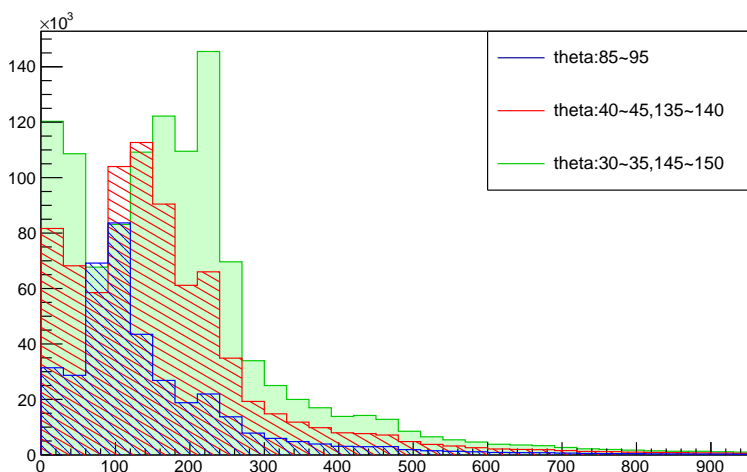


図 3.7: 角度 θ で分けた ADC 分布

図3.7は角度毎のADC分布である。図3.7のように $\theta \sim 90$ の時に90付近に見られたピークが $\theta \sim 0$ に近づくにつれ、値が大きい方へ移動していることがわかる。また、0付近と210付近に見られたピークはどちらも移動していないことがわかった。これらのことから以下の3つのことが考えられる。

- 0付近に見られたピークはノイズ
- 90付近に見られたピークはMIPによるもの
- 210付近に見られたピークはノイズ、もしくはADCの設定値の影響によるもの

これらの3つの考察をそれぞれシミュレーション・計算値と比較することにより確認した。

0 付近のピーク 図 3.8 は $85 < \theta < 95$ の場合の ADC 分布を測定したデータとシミュレーションの形を比較した図である。前述の通り、データでは 0 付近にピークが見られる。一方、シミュレーションではこのピークが確認できない。このことから 0 付近のピークに含まれるクラスターの多くはノイズであるといえるため、解析では除く必要がある。

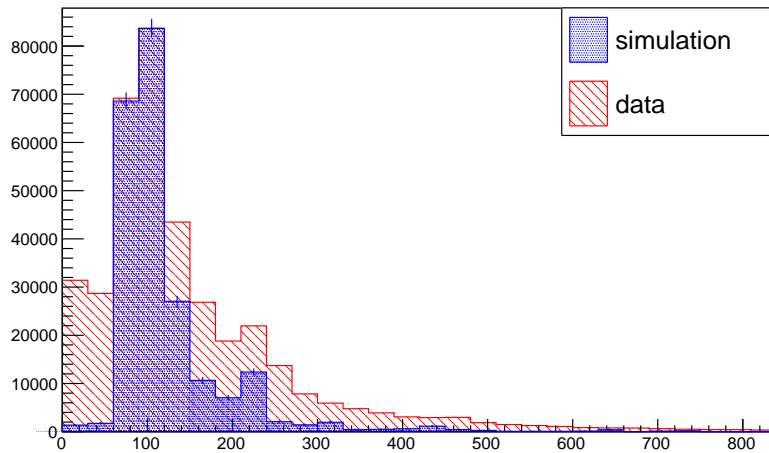


図 3.8: データとシミュレーションでの ADC 分布の比較

90 付近のピーク 上記の通り、図 3.5 で 90 付近に見られたピークは、角度によって移動することがわかった。このことから 90 付近のピークは MIP によるピークであり、検出器を通過した時に損失するエネルギーに比例すると考えられる。図 3.9 は、角度毎の ADC 分布をそれぞれランダム関数でフィットした時の最確値をその時の角度 θ 毎にプロットしたグラフと、式 3.6 で求めたエネルギー損失を角度毎の通過距離を考慮した計算値の角度毎のグラフである。形状を比較するために、 $\theta \sim 90^\circ$ の時の測定値と計算値が一致するようにスケールしている。図 3.9 から $\theta \geq 40^\circ$ の範囲では一致していることがわかる。 $\theta < 40^\circ$ の範囲では一致していないが、これは後述の 210 付近に見られるピークの影響によるものである。したがって 90 付近に見られるピークは MIP によるものであり、粒子多重度の解析で使用するべきシグナルであるといえる。

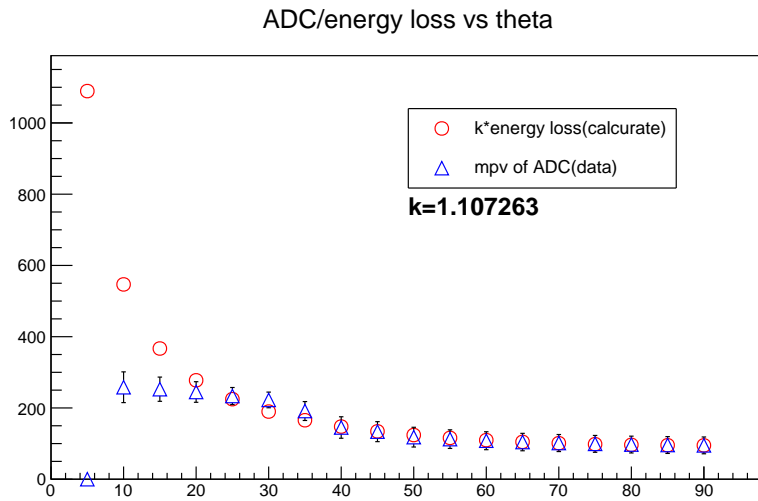


図 3.9: 角度毎の ADC 分布での最確値とエネルギー損失の計算値

210 付近のピーク シミュレーションを用いることで 210 付近で見られるピークについて検討した。実際の 1 ヒットあたりの ADC 値が 210 以上であるものは、検出器の設計上、全て 210 として測定される。そのため、クラスターを構成するヒット数が 1 の場合、ADC の値が 210 で頭打ちする。210 付近のピークはこのことが影響していると考えられる。これをシミュレーションを使って検討した。図 3.10 は ADC における 210 の上限を設定せずにシミュレートした場合の角度毎の ADC 分布である。この図でみられるのは 90 付近の MIP によるピークのみであることがわかる。

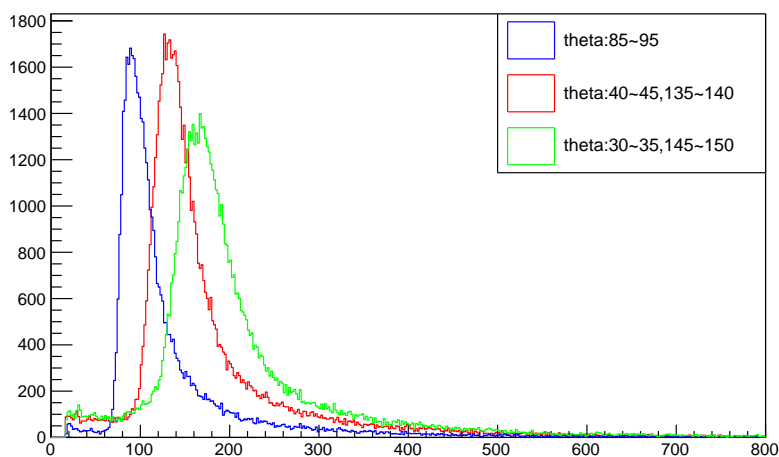


図 3.10: 1 ヒットあたりの上限なしの角度毎の ADC 分布

次に、図 3.11 は図 3.9 と同様に図 3.10 での最確値とエネルギー損失の計算値を比較した図である。この図からこのシミュレーションの分布は計算値と一致していることがわかる。これらのことから 210 付近のピークは検出器の ADC の設定値によるものであり、ノイズではないといえる。

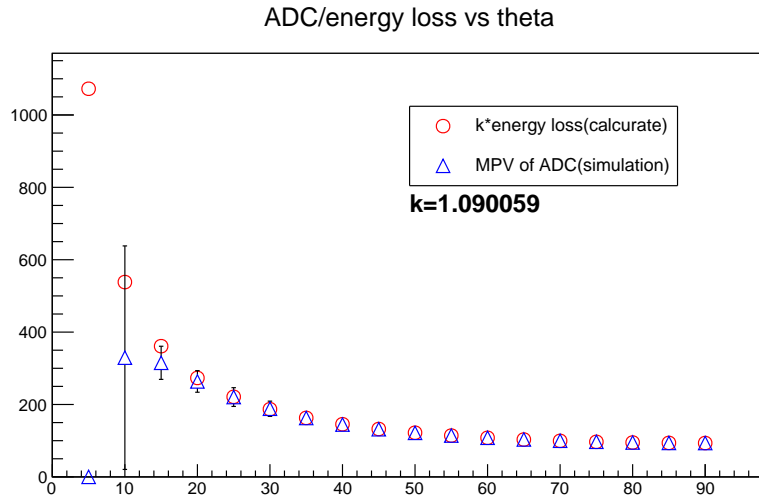


図 3.11: 上限なしの場合の最確値とエネルギー損失の計算値

カット条件の検討

上記の結果から、解析では 0 付近に見られるピークをカットする必要がある。本解析では、ADC のカットする範囲を θ 毎に設定した。

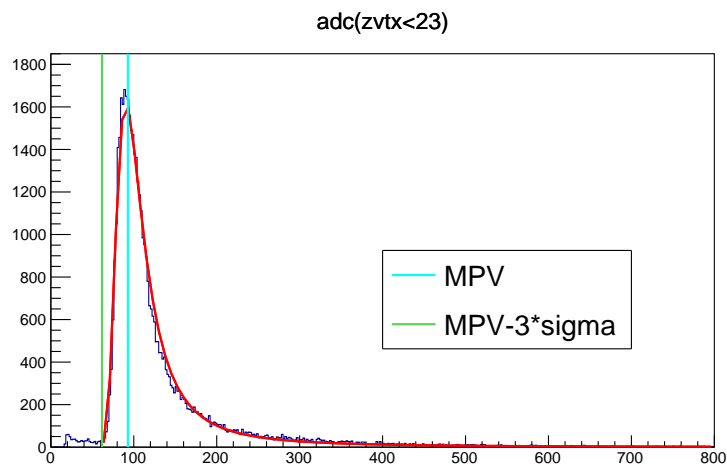


図 3.12: 上限なしの場合の $\theta \sim 90^\circ$ の ADC 分布

表 3.1: θ 毎のカット範囲

$\theta(^{\circ})$	最確値 -3σ	全エントリー数	カットされる割合 (%)
85 ~ 95	61.63	47074	1.47
80 ~ 85, 95 ~ 100	62.13	48171	1.79
75 ~ 80, 100 ~ 105	62.77	49339	1.86
70 ~ 75, 105 ~ 110	65.49	50304	2.08
65 ~ 70, 110 ~ 115	67.20	52109	2.38
60 ~ 65, 115 ~ 120	70.24	54412	2.70
55 ~ 60, 120 ~ 125	73.52	56408	2.88
50 ~ 55, 125 ~ 130	78.10	59097	3.44
45 ~ 50, 130 ~ 135	83.00	62743	3.87
40 ~ 45, 135 ~ 140	90.92	66818	4.47
35 ~ 40, 140 ~ 145	100.16	70466	5.50
30 ~ 35, 145 ~ 150	111.09	70535	6.76
25 ~ 30, 150 ~ 155	121.85	63971	8.069
20 ~ 25, 155 ~ 160	142.79	46112	11.38
15 ~ 20, 160 ~ 165	172.34	19728	16.30
10 ~ 15, 165 ~ 170	229.30	3099	81.64
5 ~ 10, 170 ~ 175	-	10	-
0 ~ 5, 175 ~ 180	-	0	-

図 3.12 は図 3.10 の $\theta \sim 90$ の場合の ADC 分布である。図中の線はそれぞれ最確値と最確値から -3σ の位置を表している。この解析では最確値 -3σ 未満をカットの基準とする。表 3.1 は θ 毎の最確値 -3σ の値とその値未満のクラスターの割合をまとめたものである。また、表 3.2 は表 3.1 を元に決定したカット範囲をまとめたものである。実際の ADC は 15 刻みで測定されるため、カット範囲は 15 刻みになっている。

図 3.13 は、ADC と θ の相関図で、左が ADC のカットをかける前、右は表 3.2 に示したカット範囲でカットをかけた分布である。

表 3.2: θ 毎のカット範囲

$\theta(^{\circ})$	カット範囲
55 ~ 125	60
45 ~ 55, 125 ~ 135	75
35 ~ 45, 135 ~ 145	90
30 ~ 35, 145 ~ 150	105
25 ~ 30, 150 ~ 155	120
20 ~ 25, 155 ~ 160	135
15 ~ 20, 160 ~ 165	165
0 ~ 15, 165 ~ 180	225

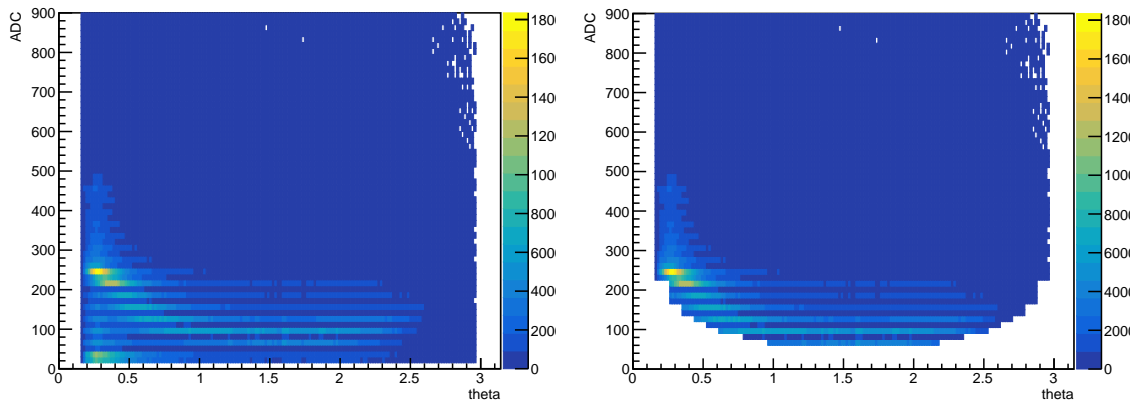


図 3.13: ADC と θ の相関図

第4章 結果と考察

ここでは粒子多重度の測定結果について述べ、PYTHIA を用いたシミュレーションや他の先行研究で得られた結果と比較し考察する。

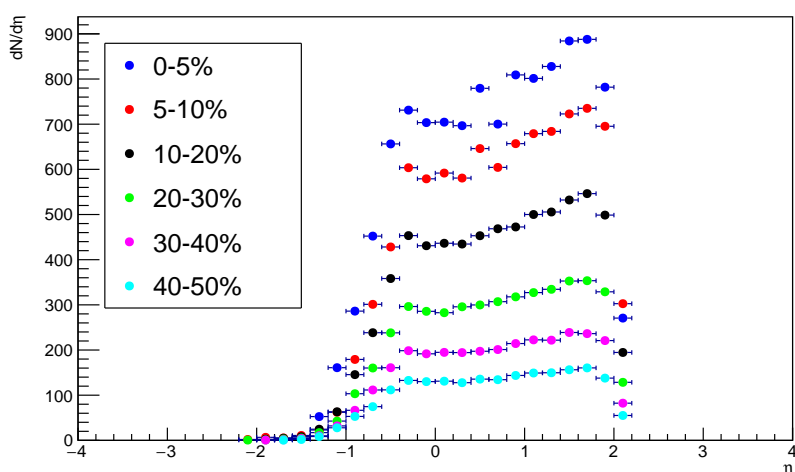


図 4.1: 粒子多重度の擬ラピディティ分布

図 4.1 は本解析から得られた、2023 年に sPHENIX 実験での粒子多重度のラピディティ分布である。図 4.1 は図 1.2 と同様に、図 3.1 で示している中心衝突度の範囲毎に場合分けしている。図 4.1 は図 1.2 と同様に中心衝突度が高い方が上の層のような分布になっているが、左右非対称であり、特に中心衝突度が高い場合には右肩上がりの分布になっている。

これは Z-vertex の影響によるものと考えられる。図 3.2 を確認すると Z-vertex 分布のピーク位置が中心からマイナス方向に約 20 cm ずれていることがわかる。INTT で測定できる範囲は $|z| \leq 23$ cm であるため、 $\eta < 0$ の範囲のエントリー数が減ったと考えられる。

表 4.1: $\eta \sim 0$ の場合の中心衝突度毎の粒子多重度

中心衝突度	$\eta \sim 0$
0 ~ 5%	703.9 ± 4.7
5 ~ 10%	585.4 ± 4.3
10 ~ 20%	433.6 ± 2.6
20 ~ 30%	284.2 ± 2.1
30 ~ 40%	193.2 ± 1.7
40 ~ 50%	130.5 ± 1.4

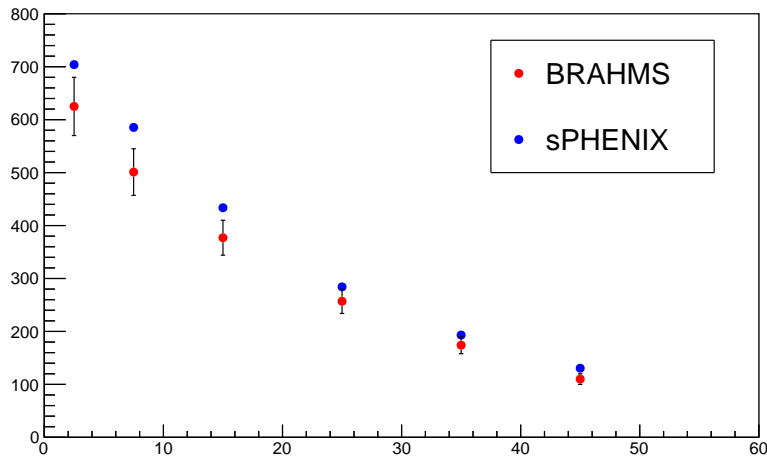


図 4.2: $\eta = 0$ の粒子多重度と中心衝突度の相関

図 4.2 は $\eta \sim 0$ の粒子多重度と中心衝突度の相関についての図である。表 1.1 の BRAHMS 実験での結果と比較している。本研究の結果はアクセプタンスの補正を行っていないが、BRAHMS 実験の結果と似たような相関が見られた。また本研究の結果には統計誤差のみを誤差に使用しているが非常に小さい値となっている。一方 BRAHMS 実験では統計誤差と系統誤差を使用しているが、系統誤差が支配的になっている。今後この測定においての系統誤差を見積もる必要がある。

次にシミュレーションで得られた結果と比較する。シミュレーションは PYTHIA を用いている。

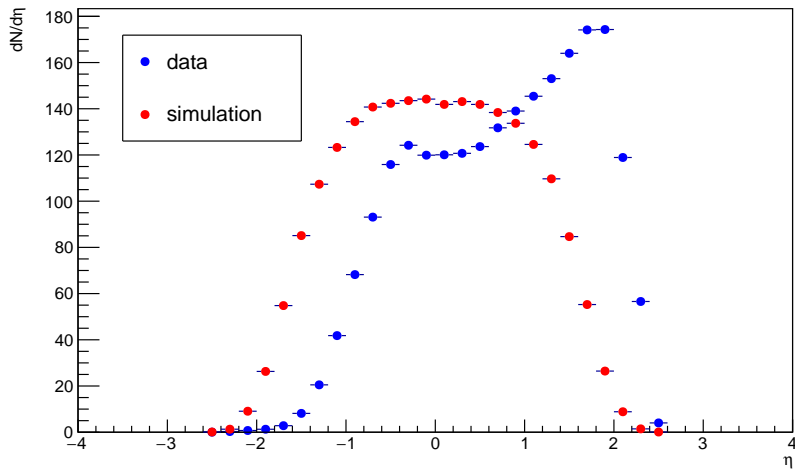


図 4.3: シミュレーションでの粒子多重度

図 4.3 では測定結果とシミュレーションで得られた分布を比較している。形状を比較するためにシミュレーションの結果はスケールしている。結果を比較すると、図 4.1 と図 1.2 の比較と同じく、シミュレーションはほぼ一定で左右対称であるのに対し、測定結果は左右非対称となっている。シミュレーションと BRAHMS 実験の結果はどちらも左右対称で 0 を中心にフラットな領域がある分布になっているため、衝突点位置を調整し測定する必要がある。

第5章 まとめと今後の課題

本研究では、sPHENIX 実験で初年度に測定された磁場なしの $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ の Au+Au 衝突データを用いた粒子多重度についての解析を行った。

クラスター選定・イベント選定として、4つのカット条件を決定した。衝突点の Z-vertex についてのカットでは MBD 付近に見られたイベントはシグナルではないと判断し、 $|Z_{\text{vertex}}| < 20$ のイベントのみを解析に使用した。Beam Clock に対するカットでは、BCO-FULL と BCO の差がバックグラウンドの5倍以上となるクロックのヒットのみを使用した。Hot channel については、ヒット数分布を作成し、ガウス分布でフィットしたときの $mean \pm 3\sigma$ 内の channel のみを解析に使用した。ADC のカットについては、角度 θ 毎に分けた分布を考察した。各角度での分布では3つのピークが見られ、ノイズによるピークとシグナルによるピークに分類し、角度毎に ADC に対するカット条件を決定した。

それらの選定条件を使って、粒子多重度の擬ラピディティ依存性について中心衝突度で分けて測定した。また、その結果を過去に同地 RHIC で行われた BRAHMS 実験のものと比較した。その結果、粒子多重度の擬ラピディティ分布で中心衝突度毎に傾きのある分布が得られた。これは BRAHMS 実験とは異なる形状であった。これは測定時の衝突点位置の分布が -23cm にピークを持ち、大きくマイナスに偏っていることにより擬ラピディティの小さい粒子が検出器に入りにくいためだと考えられる。また、擬ラピディティが0となる場合の粒子多重度と中心衝突度について測定すると、sPHENIX の結果はアクセプタンスの補正を行っていないが、BRAHMS 実験の結果と似たような相関が見られた。

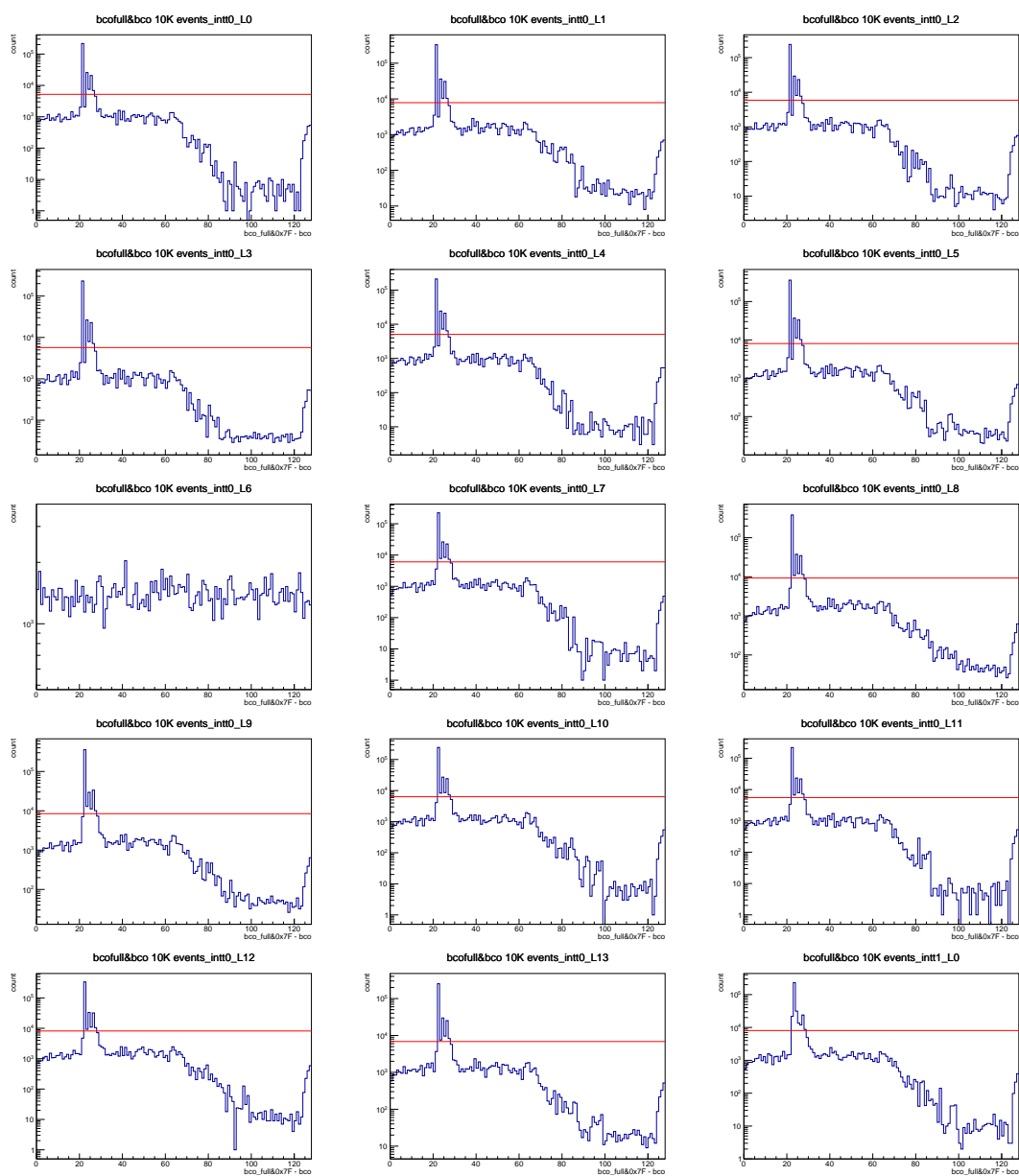
今後の課題としては、系統誤差を見積もること、アクセプタンスの補正、カット条件の再検討などが挙げられる。また、シミュレーションやトラックレットを用いた方法での解析とも比較する。

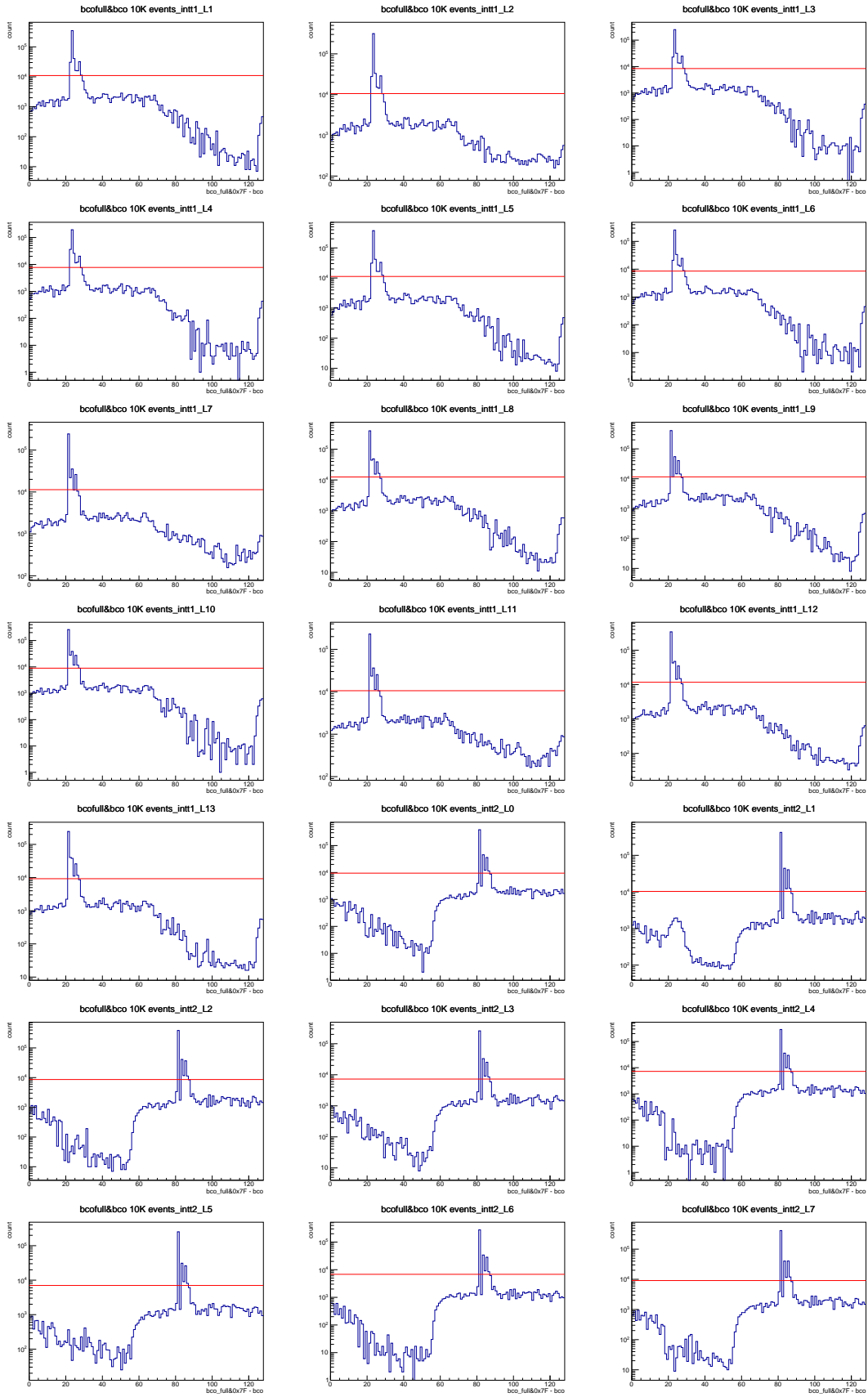
謝辞

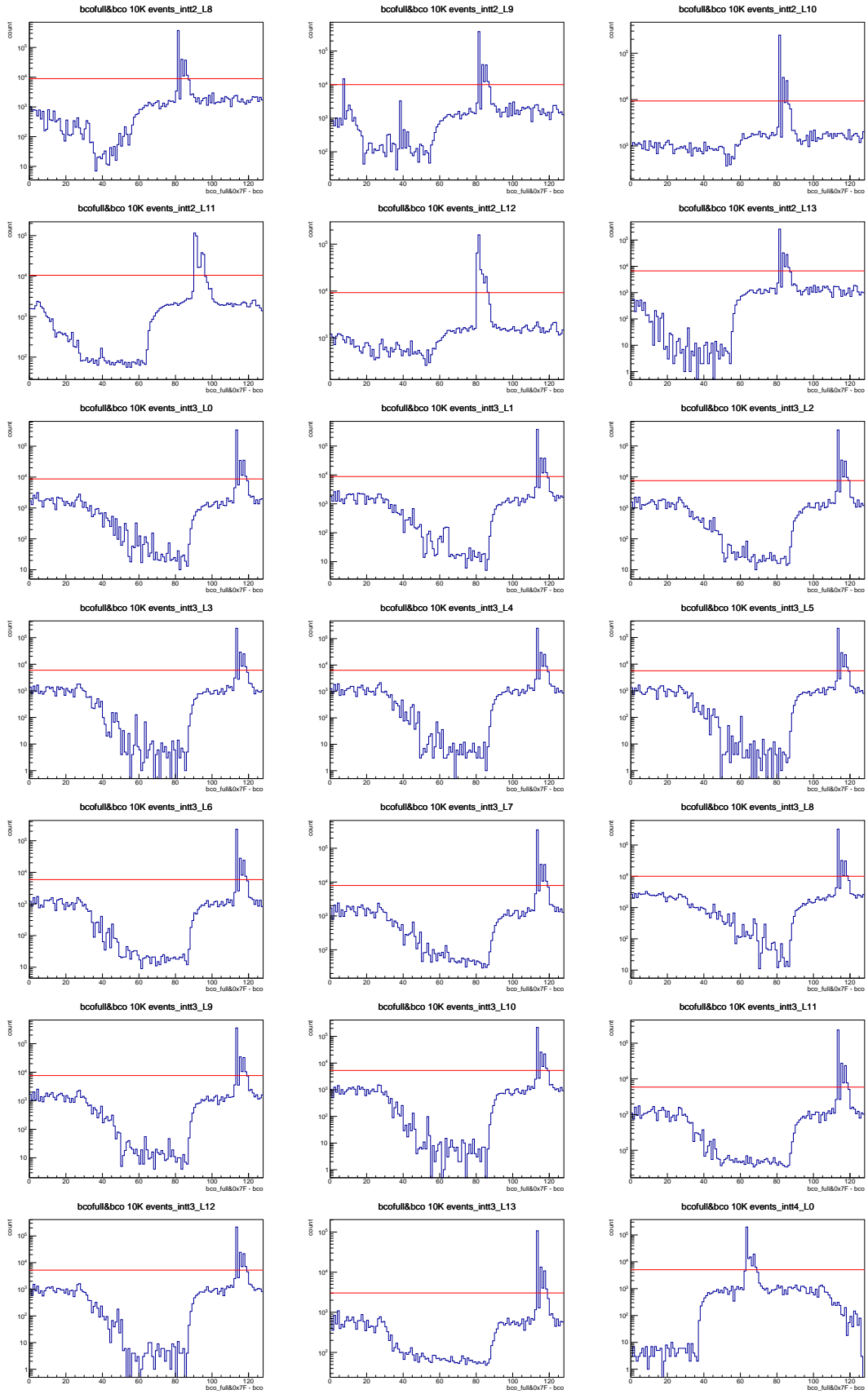
本研究を行うにあたり、多くの方々にご支援、ご協力いただき心から感謝いたします。特に直接ご指導いただいた下村先生、蜂谷先生には重イオンミーティングをはじめ、BNLへの渡航等で大変お世話になりました。厚く感謝申し上げます。また、高エネルギー物理学研究室の宮林先生、住沢さんには研究室ミーティングでご助言賜りましたこと大変感謝しております。そして、理化学研究所の延與さん、秋葉さん、中川さん、糠塚さんには、ELPHでのビームテストや、2022年・2023年の夏のBNL渡航等でたくさんの貴重な経験をさせていただきました。ありがとうございました。また、INTTグループの学生の皆さんとはビームテスト、BNL渡航、台湾中央大学でのワークショップで共に活動できて楽しかったです。ありがとうございました。最後に、同期の今井さん、杉山さん、田頭さん、渡部さんには精神的な面でとても支えられました。研究室で会うと常に話題が尽きず、いつも元気付けられていました。本当にありがとうございました。

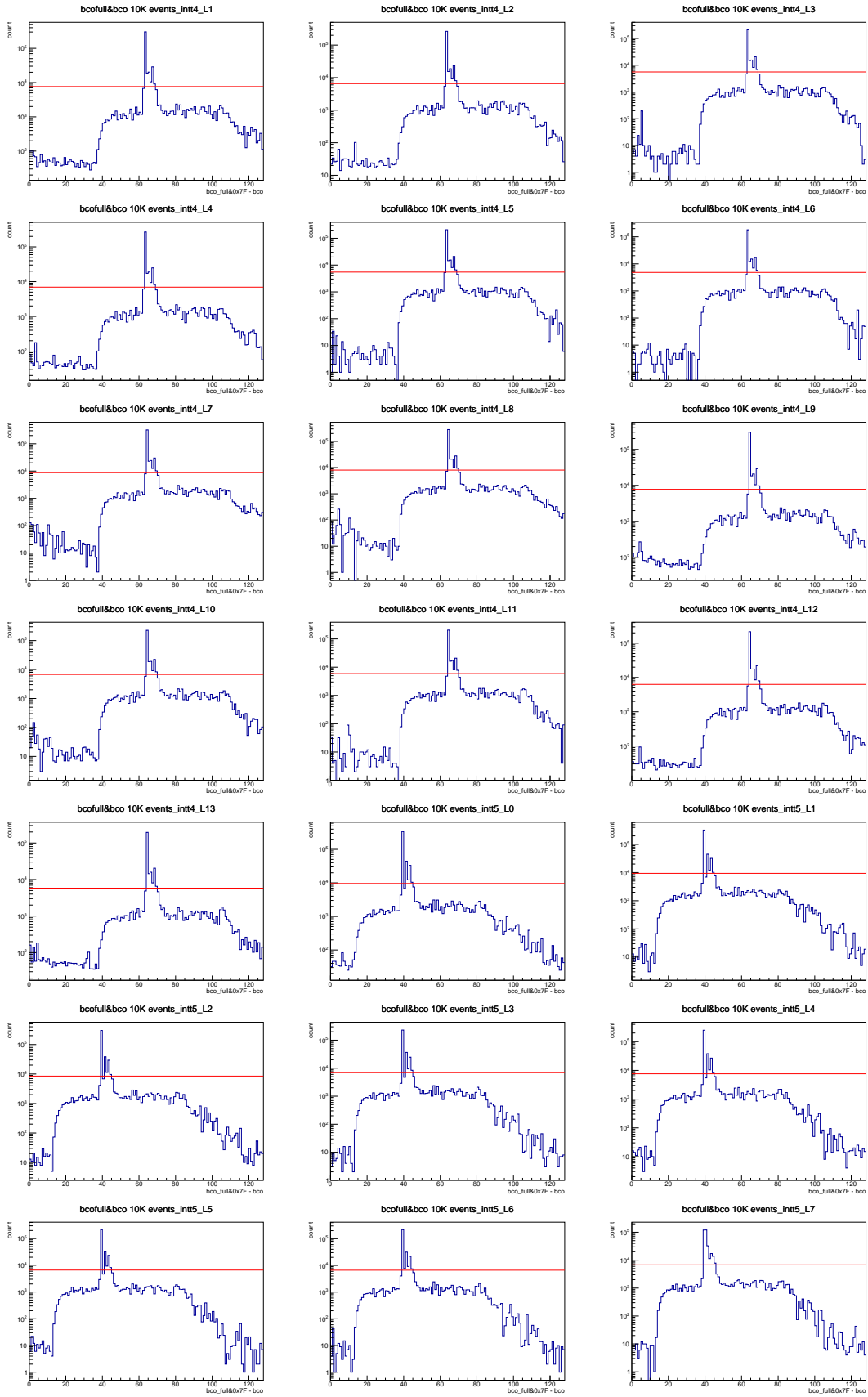
付録A 2つのBeam clockの差

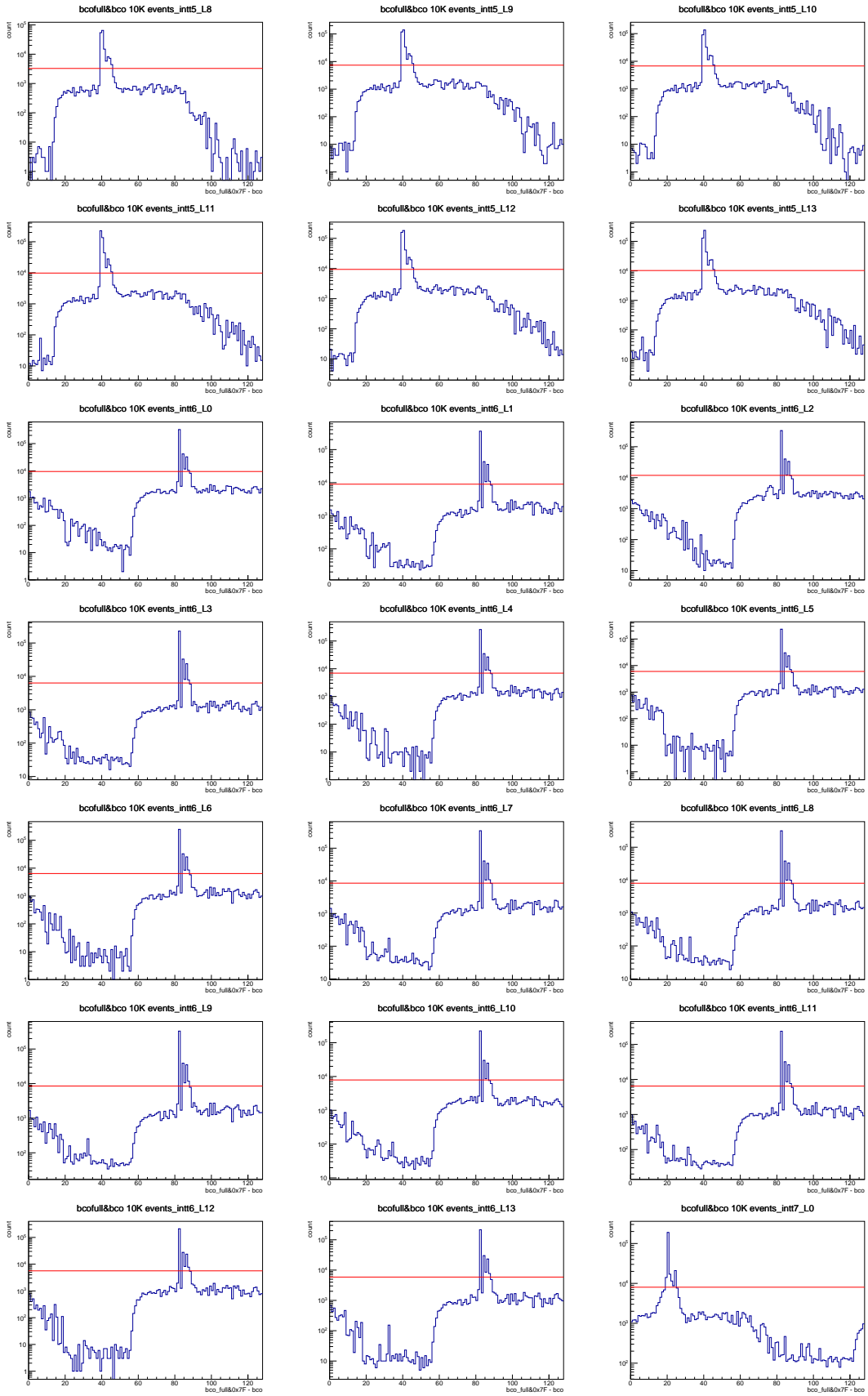
第3.4.2章ではBeam Clockのカットについて述べ、1ラダー分のBCO-FULLとBCOの差の分布を掲載した。ここではINTTの全ラダーについての差の分布を掲載する。

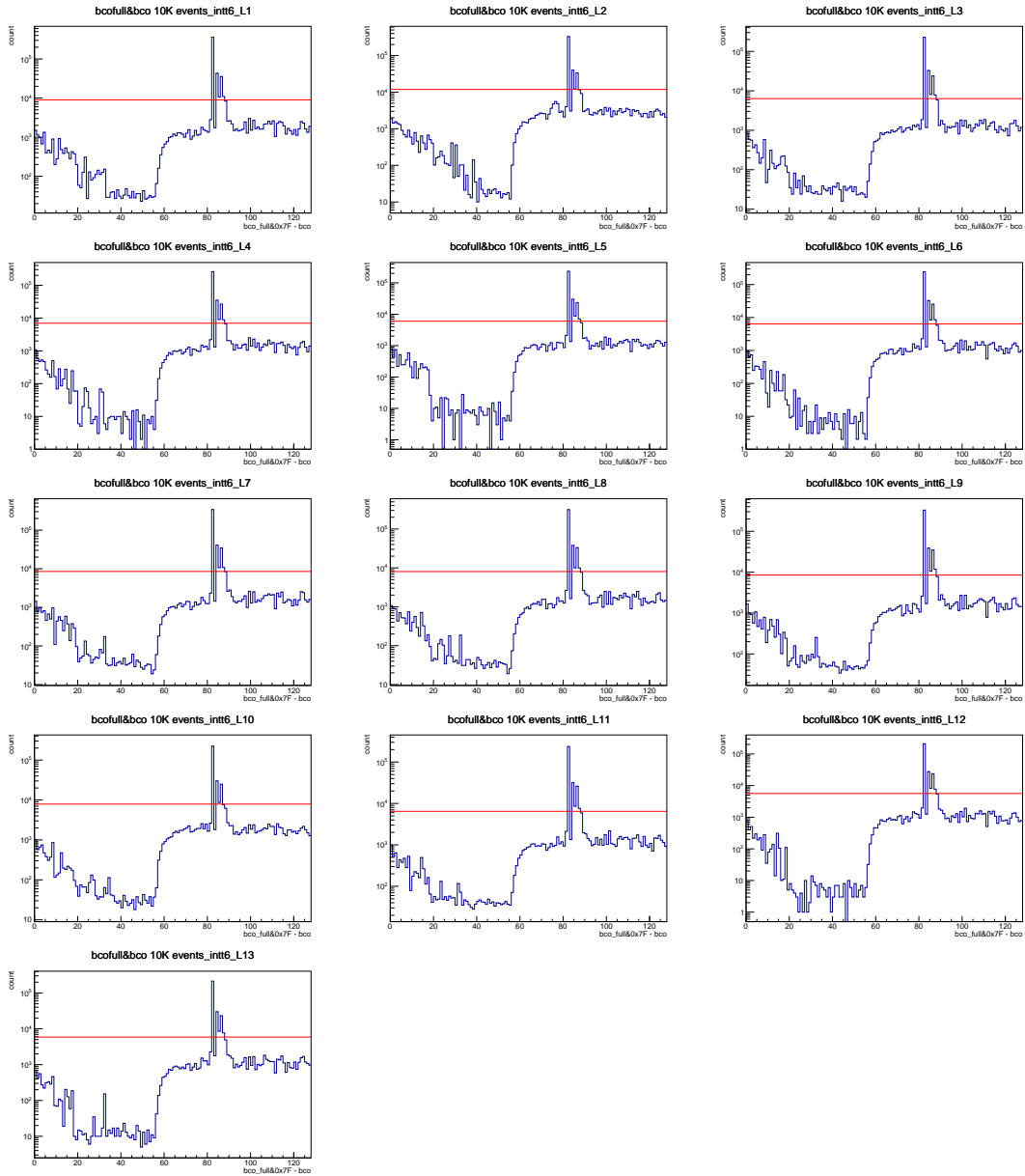








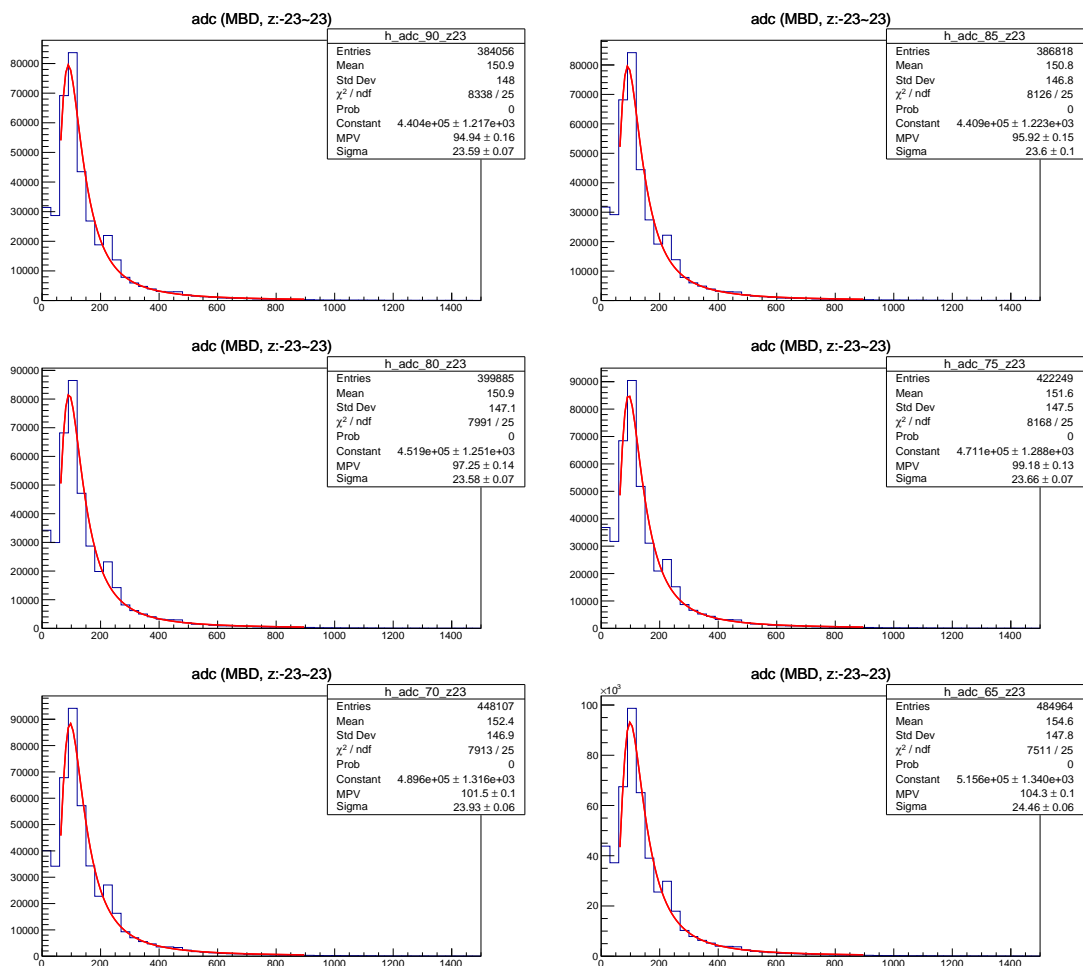


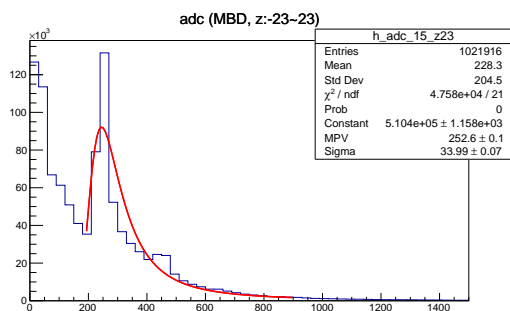
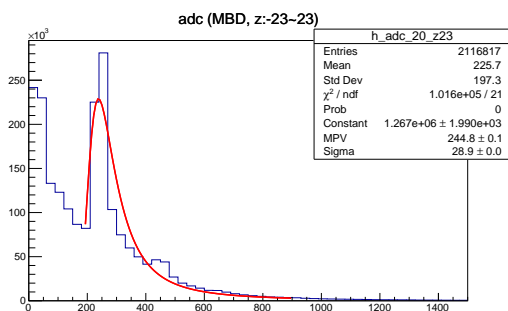
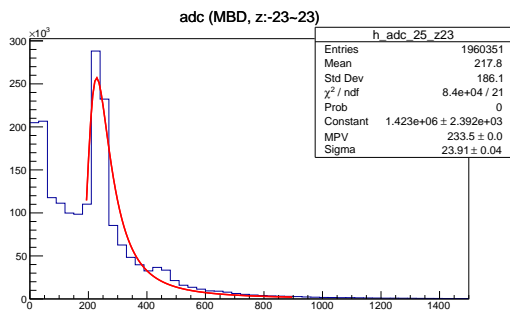
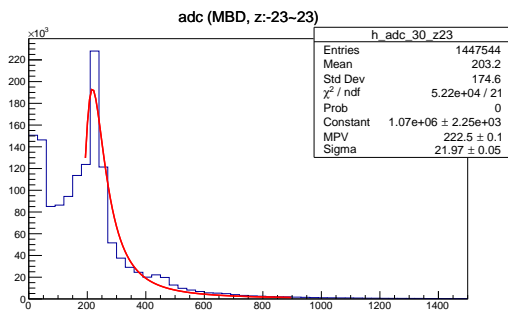
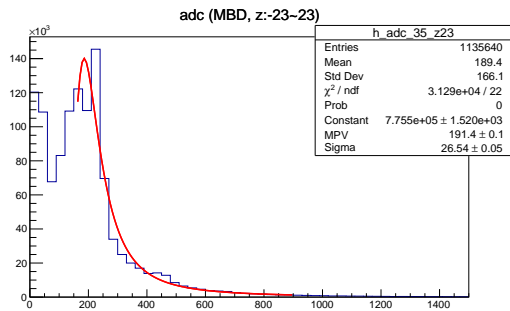
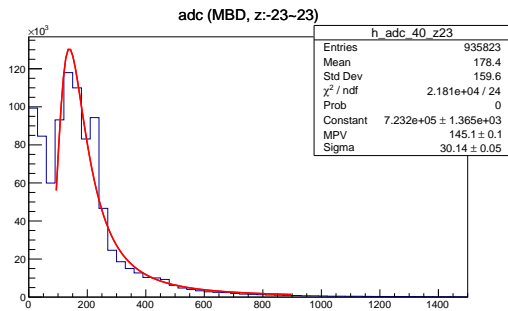
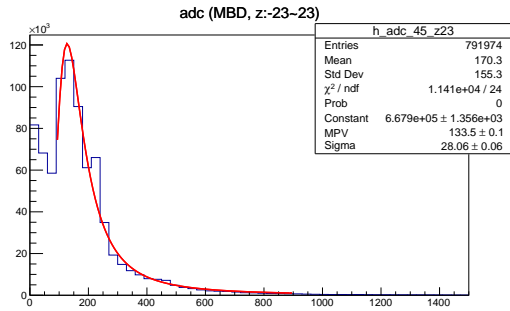
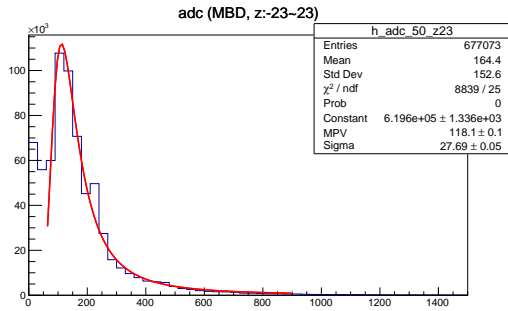
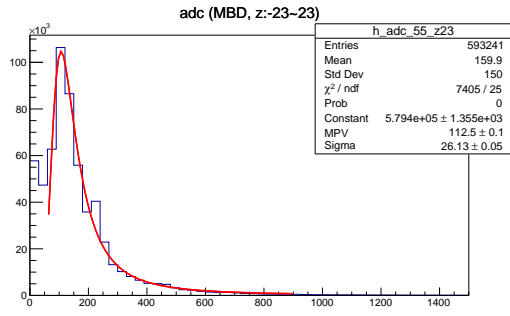
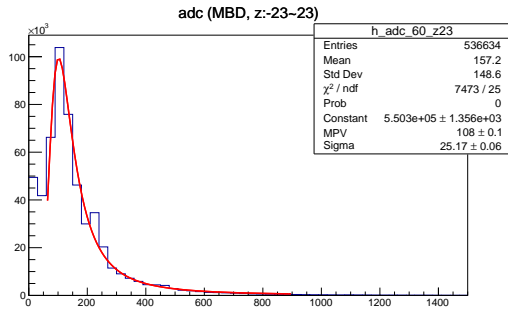


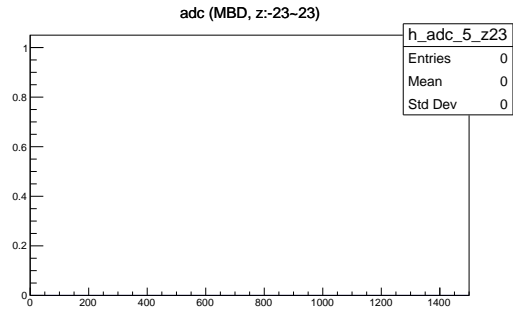
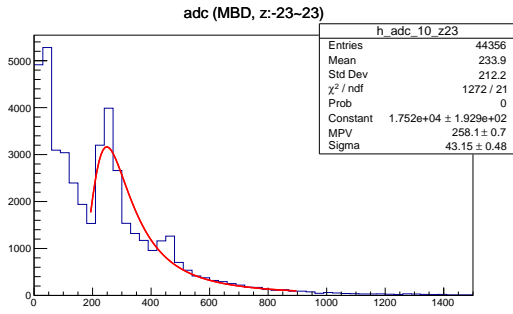
付録B 角度毎のADC分布

第3.4.4章ではADCに対するカットについて述べ、データやシミュレーションでの角度毎のADC分布を掲載した。ここではデータでの角度毎の分布、シミュレーションでの分布、シミュレーションでのADCの上限なしの場合の分布を掲載する。

B.1 データでの角度毎のADC分布

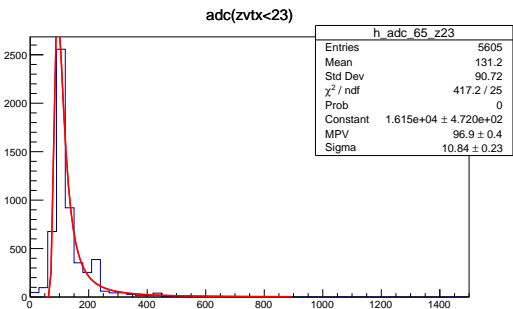
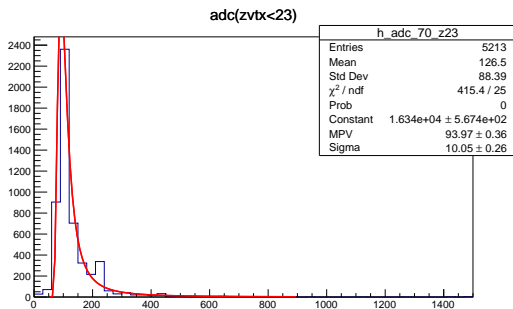
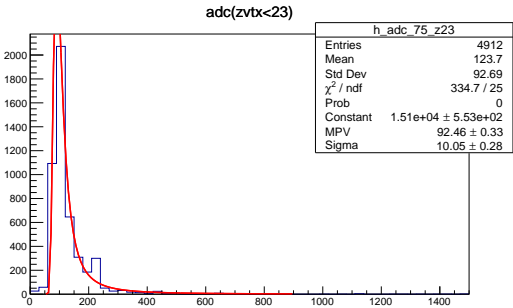
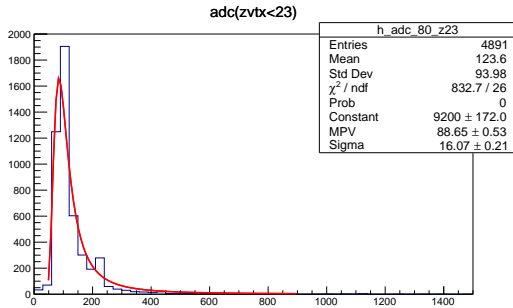
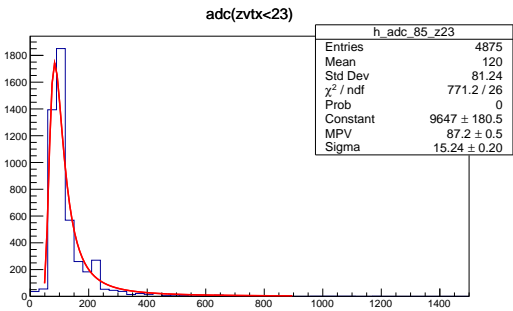
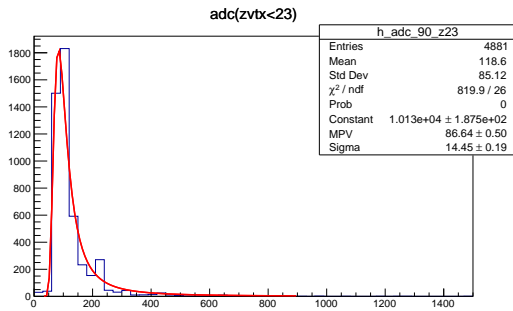


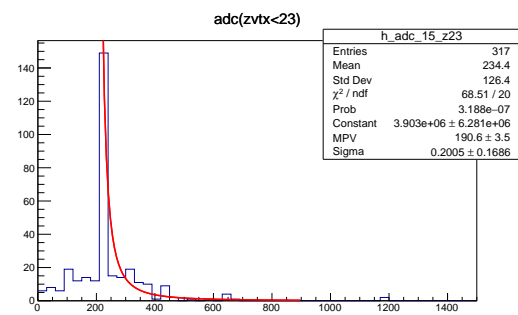
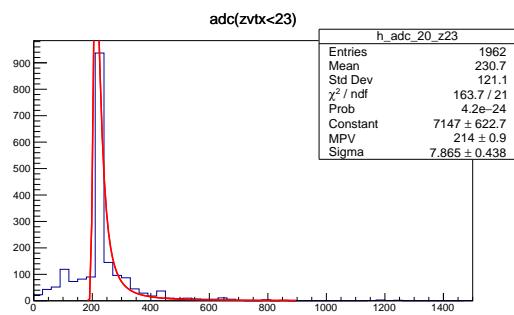
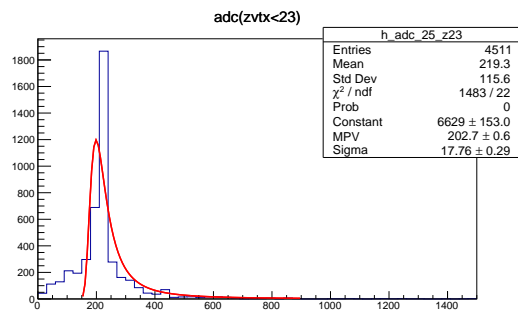
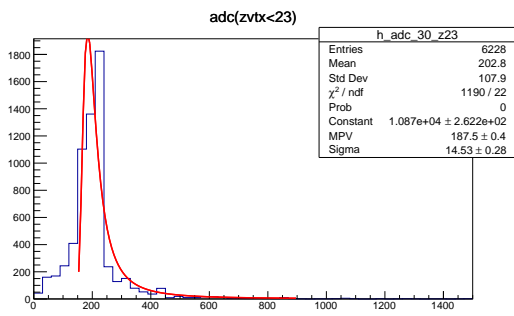
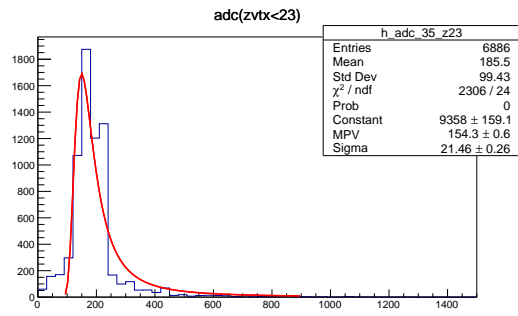
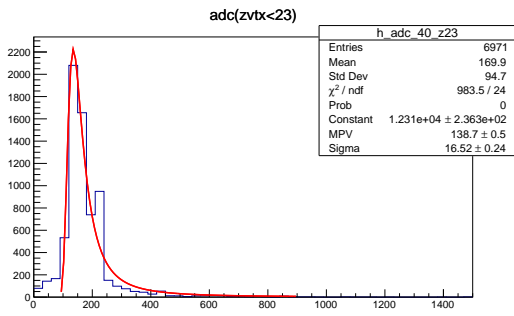
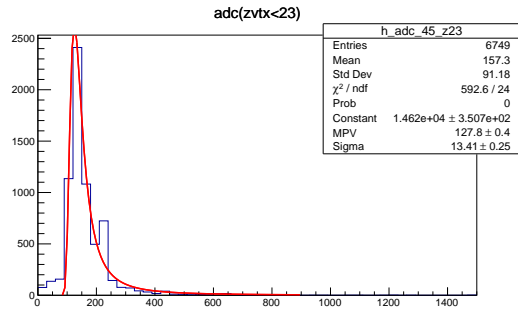
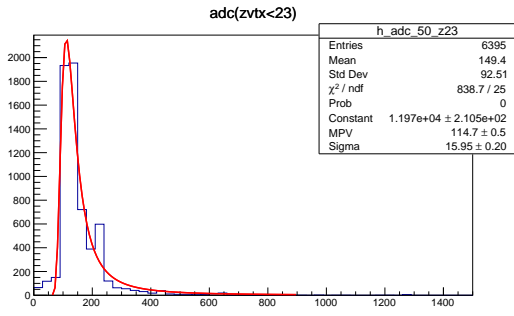
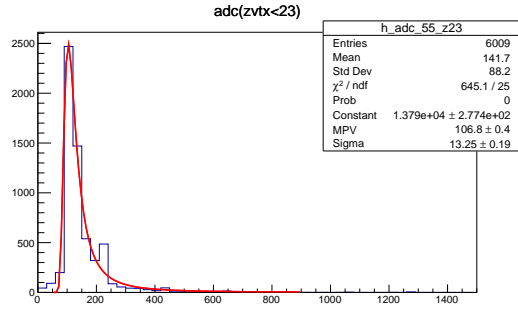
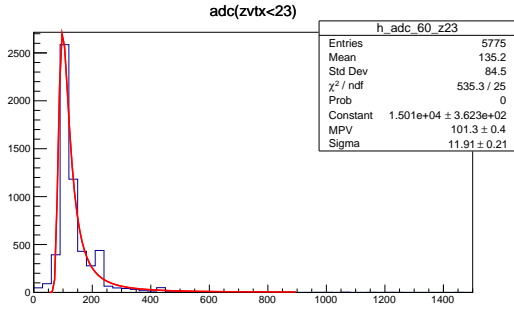




B.2 シミュレーションでの角度毎のADC分布

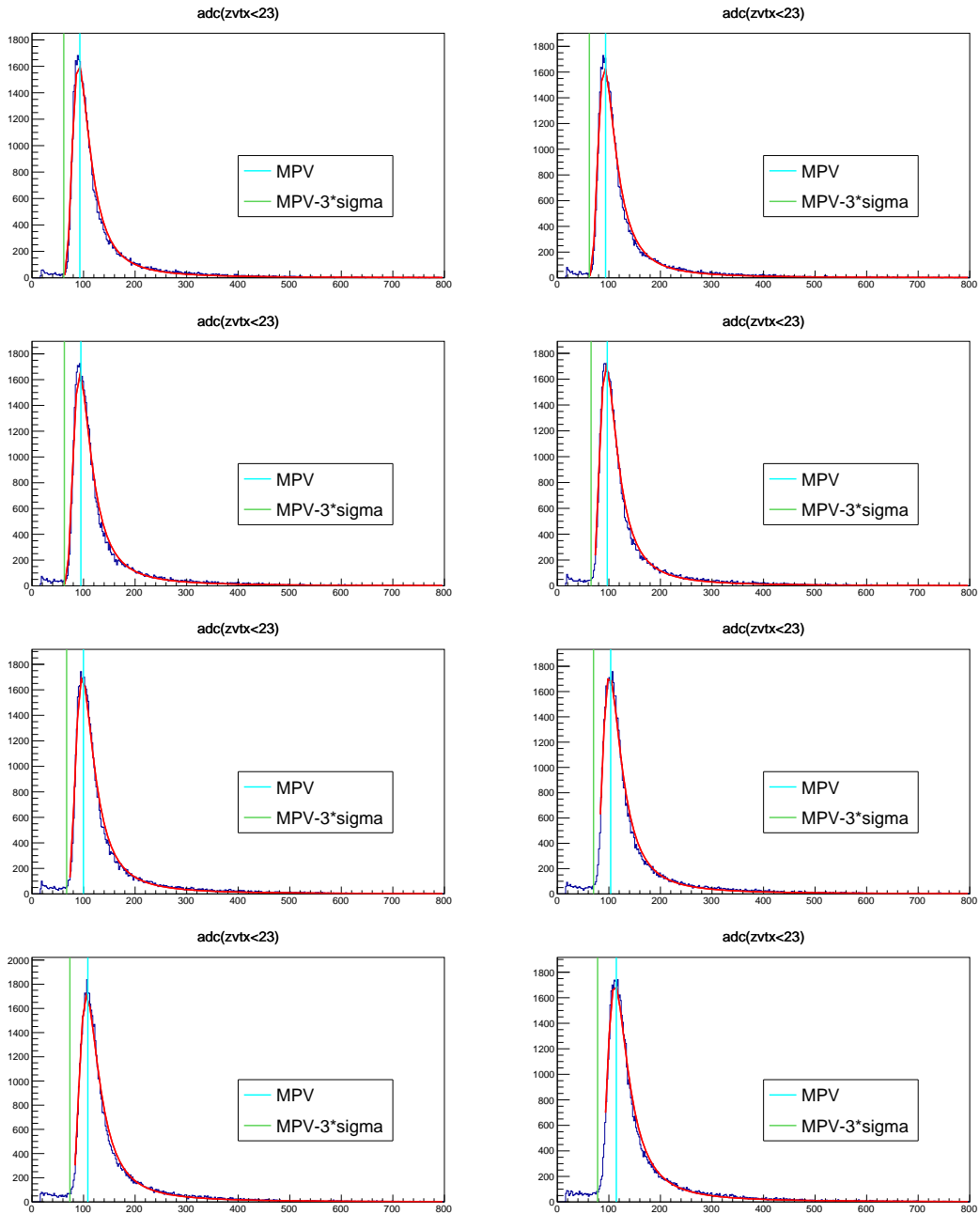
$\theta < 15^\circ$ の範囲ではエントリー数がほぼないため掲載していない。

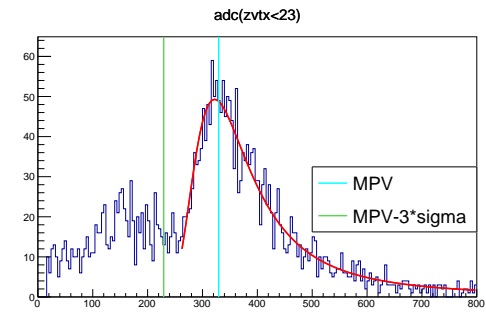
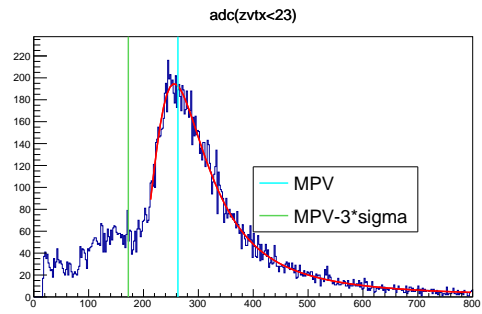
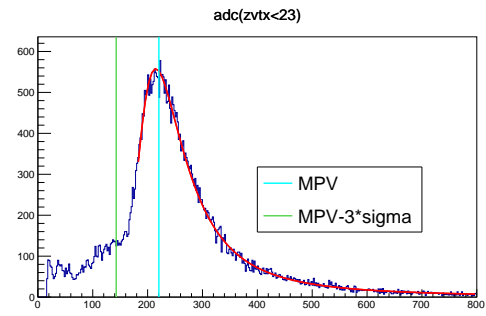
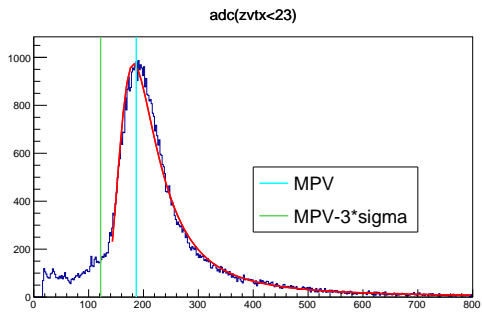
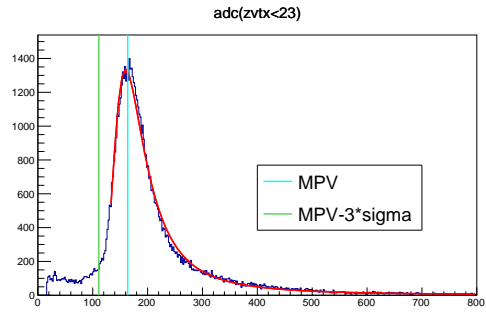
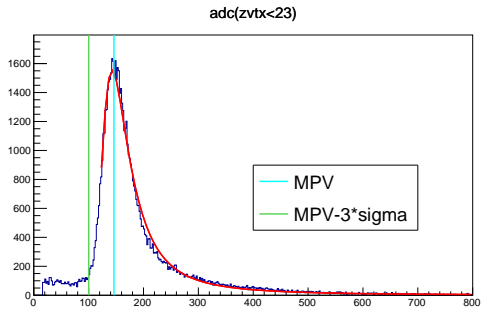
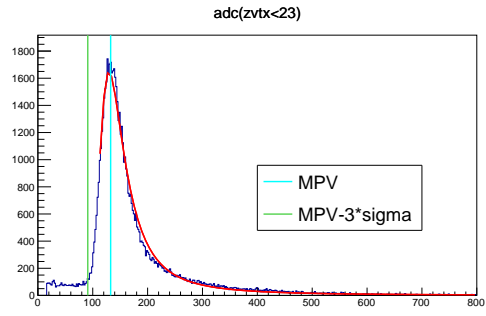
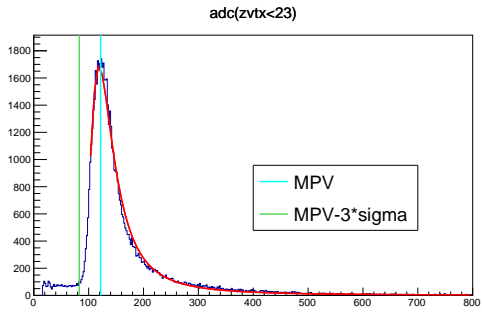




B.3 シミュレーションでの ADC の上限なしの場合の ADC 分布

B.2 と同様、 $\theta < 15^\circ$ の範囲ではエントリー数がほぼないため掲載していない。





参考文献

- [1] 秋葉康之 『クォーク・グルーオン・プラズマの物理』 共立出版.
- [2] I. G. Bearden et al. (BRAHMS Collaboration), Phys. Rev. Lett. 88, 202301 (2002).
- [3] sPHENIX Beam Use Proposal (2023).
- [4] A. Paramonov (ATLAS TDAQ Collaboration), EPJ Web of Conferences 251, 04006 (2021).
- [5] H.Klest J. Phys.: Conf. Ser. 1498 012025 (2020).
- [6] C.A. Aidala et al. arXiv:2003.13685v2 (2021).
- [7] E.J. Mannel et al. (PHENIX Collaboration), The future of PHENIX: upgrading to sPHENIX and beyond (2015).
- [8] sPHENIX wiki, <https://wiki.sphenix.bnl.gov/>
- [9] Tomoaki Nakamura (sPHENIX Collaboration), PHENIX focus: Beam Beam Counter (2020).
- [10] Brookhaven National Laboratory, <https://www.bnl.gov/>
- [11] sPHENIX Global Level 1 / Global Timing Module - Firmware version 47 (2023).
- [12] PDG 2022 Passage of Particles Through Matter.