

2025年度修士論文

RHIC-sPHENIX実験における  
シリコンストリップ検出器の検出効率  
測定

Study of silicon strip sensor detection  
efficiency in RHIC-sPHENIX experiment

指導教員 中川格 村田次郎  
理学研究科 物理学専攻  
博士課程前期課程  
原子核・放射線物理学研究室

学籍番号：24la012y

菊池陸大

2026年 2月 13日

## 概要

本修士論文はRHIC-sPHENIX実験に用いられているシリコンストリップ検出器 (INTT) の実測定環境下での検出効率測定について報告する。RHIC-sPHENIX 実験とは、偏極陽子-陽子、金-金を主とした200GeVにおける高エネルギー衝突実験であり核子構造とクォーク・グルーオン・プラズマの研究を主としている。INTTはsPHENIX検出器群において飛跡再構築の一翼を担い、かつ飛跡検出器群のうち唯一各バンチ交差を区別する事の出来る検出器である。INTTの検出効率を時間分解能に乏しい他の検出器によって再構築された飛跡を用いて測定する事は、INTTによる時間情報の紐づけの信頼性を保証するうえで重要である。

本研究においては磁場が無くかつルミノシティの低い特殊な run が使用され、INTTの最も高い検出効率例をあげた上で、全体の話をする。大多数の個所で90%を超える結果を示した一方で、一部においてモジュール単位での検出効率の低さが確認された。アライメント補正やデータの欠損が考えられたが、現段階ではその原因究明の途中である。本研究の次のステップとしては、より統計量が豊富な磁場のある高ルミノシティデータ解析に取り組み、検出効率の運動量依存性に言及する。また、ハドロン・電磁カロリメータといった他の検出器を更に飛跡再構築手順に追加して飛跡の精度を高めていくことが望まれる。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>実験概要</b>	<b>2</b>
1.1	研究背景	2
1.2	RHIC-sPHENIX 実験	3
1.3	sPHENIX における物理	5
1.4	検出器構成	7
1.4.1	INtermediate Tracker	7
1.4.2	MVTX	9
1.4.3	MBD	9
1.5	データ読出し	10
<b>第 2 章</b>	<b>解析</b>	<b>12</b>
2.1	先行研究	12
2.2	検出効率の定義	12
2.3	MVTX と INTT 外層を用いた飛跡再構築	12
2.4	検出効率における分子/クラスターの探査	14
2.5	重複した MVTX triplet の排除	15
2.6	検出効率決定手順	15
2.7	使用データ	16
2.8	シミュレーション結果	16
2.9	実データ結果	18
<b>第 3 章</b>	<b>考察</b>	<b>23</b>
3.1	検出効率の推定	23
3.2	検出効率を悪くする原因推定	24
<b>第 4 章</b>	<b>今後の方針</b>	<b>29</b>
4.1	著しく効率の悪いハーフラダーの詳細な調査	29
4.2	EMCal を含めた飛跡再構築	29
4.3	高統計によるシリコンセンサー単位での解析	29
<b>第 5 章</b>	<b>結論</b>	<b>31</b>
5.1	現状での検出効率	31
5.2	To do list	31
<b>付録 A</b>	<b>先行研究</b>	<b>32</b>
A.1	過去の検出効率測定	32

# 第1章 実験概要

## 1.1 研究背景

現時点でそれ以上分解する事の出来ない粒子の一群とその相互作用の理論を標準模型といい、17種類の粒子と3種の相互作用からなる。重力も含めた4種の相互作用の中のうちの一つである強い相互作用は、カラーという量子数を持ったクォーク・グルーオン同士に働く力であり量子色力学によってその振る舞いは記述される。高エネルギー散乱・衝突実験は核子内に点状の構造を持っていることを突き止めた実験であり、それにより核子はそれ以上の構造をもたない素粒子によって構成されていることを示した。現在では、これら高エネルギー実験を用いて核子の持つ運動量、電荷、スピンといった成分が、どのクォーク・グルーオンによってどれだけ担われているかを研究している。(図 1.1)。



図 1.1: 陽子の持つスピン成分のクォーク・グルーオンへの分解 [1]

核子の構造研究は、電子散乱過程と核子同士の散乱・衝突過程で相補的に進められてきた。前者と後者では、それぞれ電磁相互作用及び強い相互作用が主なプローブとなる。強い相互作用の結合定数は高エネルギー下であっても電磁相互作用に比べ非常に大きく、パートン同士のハード散乱に起因する現象は量子色力学 (QCD) によって記述される。そ

これは、因子化によって過程が分けられそれぞれ始状態を表すパートン分布関数、パートン同士の散乱過程、終状態におけるハドロン化を記述する破砕関数で記述できる。このうち、パートン同士の散乱過程はQCDの摂動論による記述がなされ、パートン分布関数と破砕関数は摂動論による散乱過程の記述を元にした種々の反応断面積・非対称性の測定結果を組み合わせることで記述される(図 1.2)。

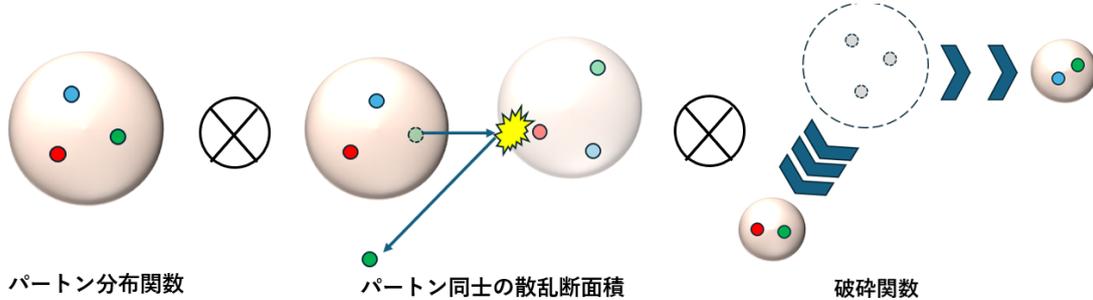


図 1.2: 核子同士における高エネルギー散乱の因子化

このパートン分布関数を先ほど挙げた種々の成分ごとに、どのパートンがどれだけ、どの程度の確率でその成分を担うかを知ることが核子構造の理解につながる。このパートン分布関数によって記述される核子の持つ性質のうち、偏極された核子の偏極成分をクォーク・グルーオンがどのように担うのかは未だ理解されていない。元々は3つ存在する価クォークがそれぞれ1/3ずつ担っていると考えられていたが、間もなく実験によって価・海クォークの担う成分だけでは不十分だと判明した。現在では核子スピンはクォーク・グルーオンの持つスピンと軌道角運動量の和によって説明できるというスピン和則が提唱されている。そうしてグルーオンのスピン成分も図られたが、未だ不十分とわかった[2]。残るは軌道角運動量の測定だが、核子内に存在するクォーク・グルーオンの軌道角運動量を直接測定する事は難しい。偏極核子を用いた散乱・衝突実験における種々の反応過程において軌道角運動量成分の寄与に関する仮説が様々に立てられており、実験による検証を待っている。

また、クォーク・グルーオンが高温または非常に密度の高い状態に置かれたときに生じるクォーク・グルーオン・プラズマ(QGP)と呼ばれる相も高エネルギー加速器によって成し遂げられた大きな発見の一つである。クォーク・グルーオンが核子内の閉じ込めを破り自由に振舞う状態であり、宇宙のビッグバン直後もこの状態にあったとされる。実験室においてQGPを生成しその性質を探ることは、宇宙の初期状態の解明につながると期待されている。[3]

## 1.2 RHIC-sPHENIX 実験

アメリカニューヨーク州にある Brookhaven 国立研究所では、Relativistic Heavy Ion Collider(RHIC)と呼ばれる高エネルギー加速器が稼働している(図 1.3)。本加速器は2000年に建設され、陽子からウランまでの種々の粒子による衝突を実施し様々な実験を行ってきた。また、陽子においてはスピン偏極が可能であることを特徴としている。RHICは二

つの粒子貯蔵リングからなり、ビームはリングあたりそれぞれ120バッチのパルス状で加速・貯蔵される。回転周波数は78.4 kHzである。この二つの粒子貯蔵リングはいくつかの交差点を持っているが、その中の一つで行われているのがsPHENIX実験である(図1.4)。本実験は前述の核子構造・QGPの性質の調査を目的としており、sPHENIXでは検出器群を全面的に設計し直し、前身であるPHENIX実験のアップグレード版として建設された。PHENIX実験は中央ラピディティ領域において限られたアクセプタンスを持ち、かつハドロンカロリメータが存在しなかったが、SPHENIXによって全方位角を飛跡検出器・ハドロン・電磁カロリメータが覆うようになった。

Au-Au衝突、偏極p-p衝突、O-O衝突を重心衝突エネルギー200 GeVにおいて行っている。

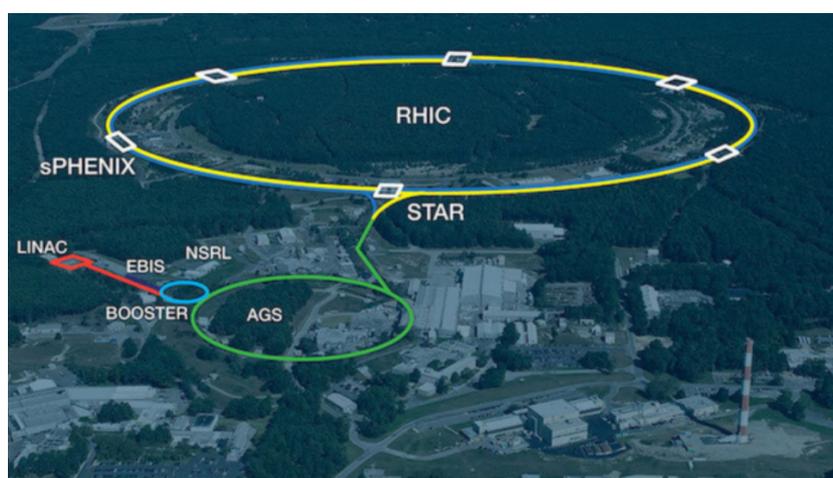


図 1.3: アメリカニューヨーク州に位置する RHIC 加速器 (Brookhaven 国立研究所)[4]

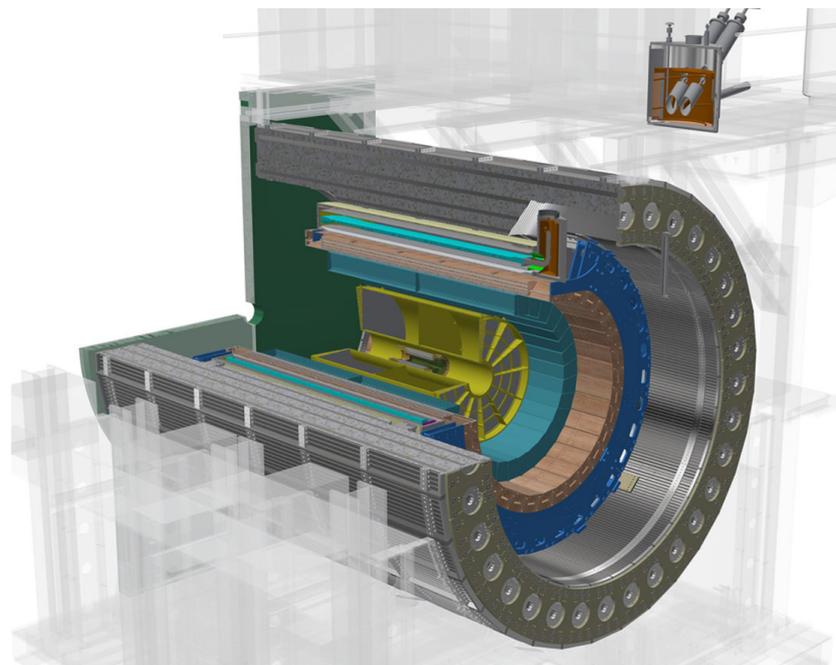


図 1.4: sPHENIX 実験における中央ラピディティ領域の検出器群 [5]

### 1.3 sPHENIX における物理

sPHENIX 実験の物理は大きく 2 種類に分けられる。まず一つが核子構造の中でも核子の偏極成分をクォーク・グルーオンがどのように担うかを解明するものである。本実験では縦偏極した陽子と非偏極の陽子による衝突実験を行うが、この測定ではスピン軸から見て右側と左側に生成される粒子の分布に非対称性が生じることが観測されている (図 1.5)。

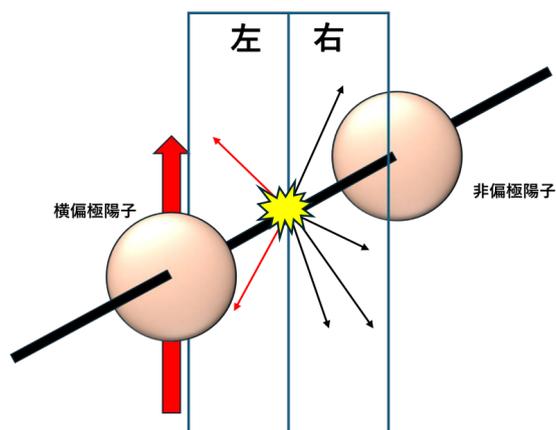


図 1.5: 縦偏極陽子-陽子衝突におけるハドロン生成の非対称性

この起源は複数の説が立てられており、始状態におけるパートン分布関数の偏極による効果、パートン散乱時のクォーク・グルーオン多体問題からなる twist3 の効果、終状態に

おける破碎関数への偏極による影響が考えられている。これらは核子内のパートンの横運動量に依存すると考えられる効果であり、その理解を通して核子内の軌道角運動量の理解につながると考えられる。PHENIX 実験において、荷電ハドロンによる非対称性は、中央ラピディティ領域には統計上存在しないことが観測された。これはアップクォークとダウンクォークそれぞれにおいて非対称度が消去または観測されることが予想されるが、それぞれが正/負の粒子を生成しやすく電荷が混じったジェットで非対称測定をすると、逆符号の非対称性が打ち消しあってジェットの非対称性は小さくなりうる。PHENIX 実験はハドロンカロリメータを持たず限られた方位角アクセプタンスにおける電磁カロリメータを用いて荷電パイオンを収集した。これはトリガー効率も悪く、統計量に限りがあった。sPHENIX 実験においてはハドロンカロリメータの存在により高統計量が期待でき、より精度のいい非対称度の決定が期待される。[6]

また全方位角を覆うカロリメータ群と飛跡検出器群という特徴を生かした電荷を特定した dijet の測定にも期待が寄せられている。これも同様にアップクォークとダウンクォークから異なる非対称性が確認されると予想されており、その効果を調べるのが核子内の横運動量成分の理解につながる。

もう一つはクォーク・グルーオン・プラズマの性質の研究である。QGP そのものは前身の PHENIX 実験において、完全流体のような振る舞いと  $J/\psi$  粒子の抑制によってその存在が明らかにされ、今現在はその詳細な性質の研究が行われている。sPHENIX の主な目的としては全方位角のカロリメータを生かしたジェットの解析がある。他にも、ビームパイプに隣接して設置された高い位置分解能を誇るシリコン検出器が可能にする重クォークの測定がある。重クォークはほぼパートン同士のハード散乱によってしか生成されないと考えており、その測定は QGP の内部を知ることにつながる。またハドロンカロリメータが加わったことにより、PHENIX でも測定されたジェットと直接光子のより精密・高統計の測定も期待されている。QGP の有力な証拠として考えられる  $J/\psi$  粒子の抑制観測も目的としている。

## 1.4 検出器構成

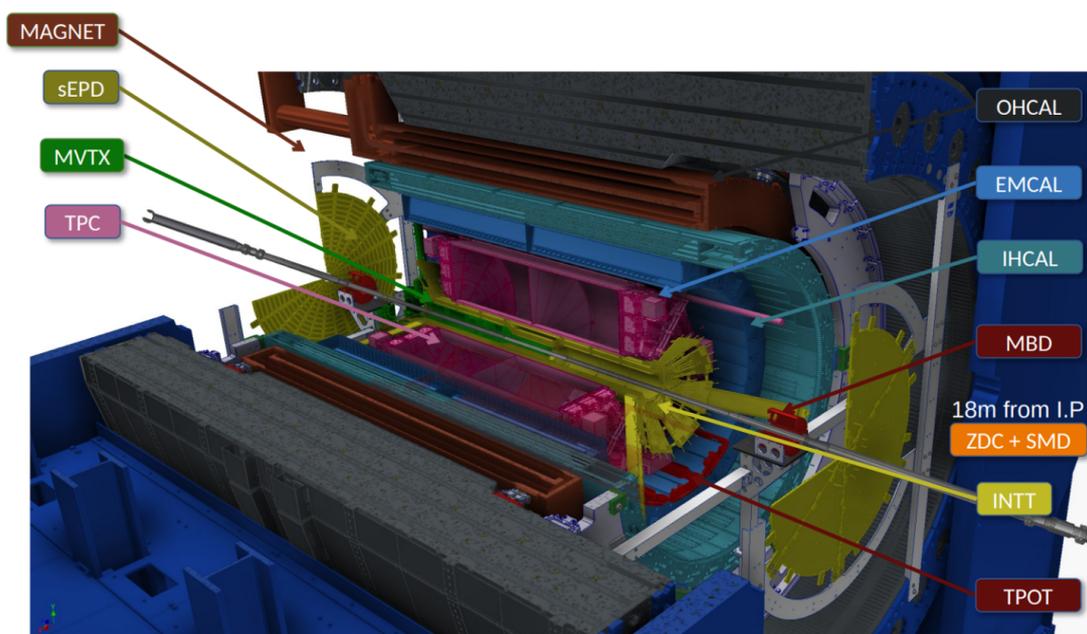


図 1.6: sPHENIX 実験における検出器群

本検出器群の構造における核となるのはビームパイプをバレル状に覆う BaBar マグネットである。このマグネットが横磁場 1.4 T をそのバレル内側にかけることで、荷電粒子の飛跡の曲がり具合を測定し、その運動量を求めることを可能にしている。この BaBar マグネットを基準に、ビームパイプを軸として中央ラピディティ領域において全方位角を覆うように飛跡再構築検出器群、その外側にハドロン・電磁カロリメータが配置されている。この飛跡検出器群は 3 種類から構成され、内層よりシリコン検出器である MVTX と INTT、その外側にガス検出器である TPC が配置されている。また前方領域には同心円状に配置されたシンチレーション検出器 (sEPD) が、さらに前方のビームパイプ周辺には Minimum-bias trigger を担うチェレンコフ検出器 (MBD)、ルミノシティモニターを担うシンチレーション検出器 (ZDC) が配置されている (図 1.6)。以下に、今回の研究で用いる検出器に関する詳細な説明を掲載する。

### 1.4.1 INtermediate Tracker

INTT とは、sPHENIX 実験で飛跡再構築の一翼を担うシリコンストリップ検出器である。INTT は厚み  $300 \mu\text{m}$  のバルクシリコンに対し厚み  $10 \mu\text{m}$  で幅  $78 \mu\text{m}$  のストリップが並んでいる検出器である。INTT を構成する最小単位はこのストリップが 128 本並んだ一つのシリコンセンサーであり、そのシリコンセンサーの幅は  $78 \mu\text{m} \times 128$  で  $0.9984 \text{ cm}$  である。シリコンセンサーの長さ、つまりストリップの長さは配置されるラピディティ帯で二分されており、中央寄りには  $1.6 \text{ cm}$ 、端寄りには  $2.0 \text{ cm}$  でそれぞれ Type A, B と呼ばれる (図 1.7)。

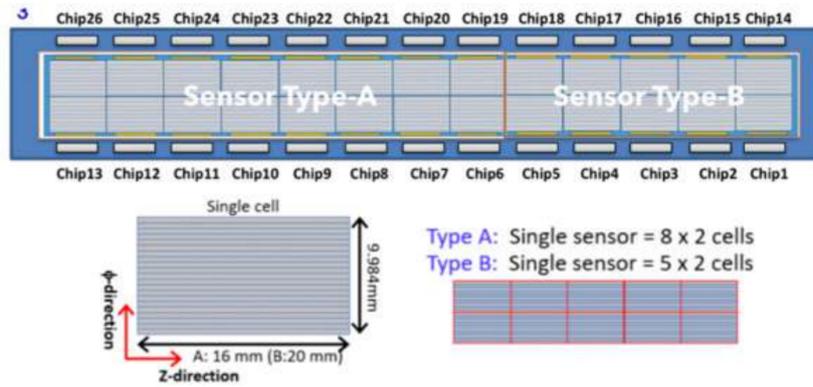


図 1.7: INTT における TypeA/B シリコンセンサーの寸法

そして、TypeAが2列に32個、TypeBが2列に20個配置されることで47.6 cm×1.496 cmのラダーを成し(図 1.8)、それが段違いに組み合わさることで全方位角を覆っている。内層は24本、外層は32本からなる。内層、外層それぞれ中央ラピディティ  $|\eta| < 1.1$  を覆い、内層は半径6cm、外層は半径10cmにレイアウトされている(図 1.9)。特筆すべきはその時間分解能で、RHIC リングにおけるバンチ交差  $78.4 \text{ kHz} \times 128 \text{ 106 ns}$  を区別しきることができる。

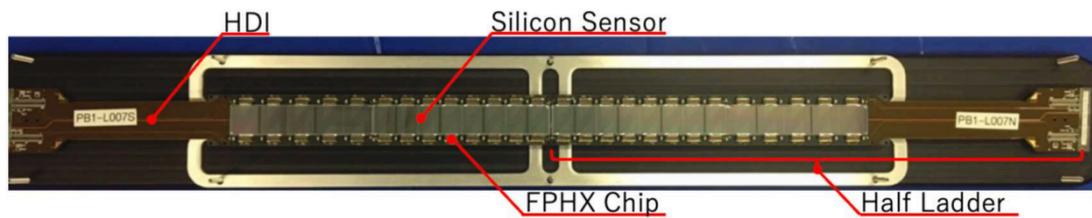


図 1.8: INTT におけるラダーの構成

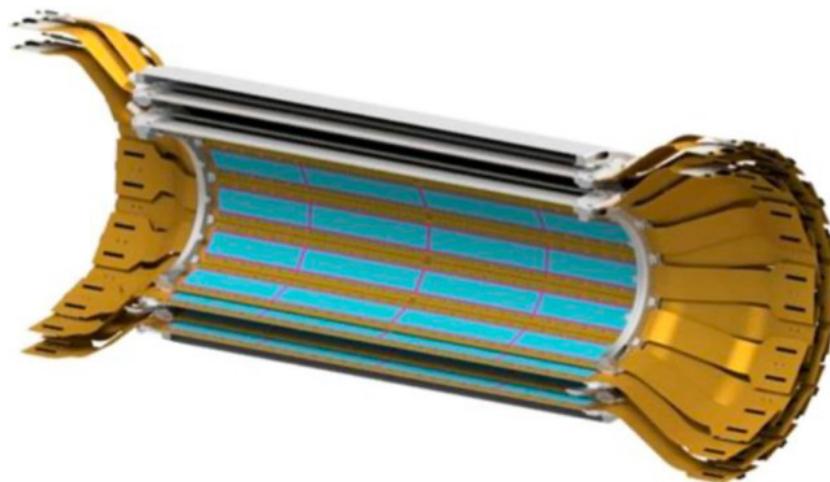


図 1.9: ラダーの集まりによって構成される INTT バレル

### 1.4.2 MVTX

MVTXはMonolithic Active Pixel Sensors(MAPS)と呼ばれるシリコンピクセルセンサーであり、元はLHCのALICE実験にて開発されたものである(図1.10)。 $27\ \mu\text{m} \times 29\ \mu\text{m}$ のピクセルを持ち、ビームパイプ周辺の中心2–4cmを $|\eta| < 1.1$ に対し全方位角を覆っている。本検出器は特に衝突点・崩壊点再構築に重点を置いており、またsPHENIXの飛跡検出器の一つとしてもMVTX単体で飛跡候補を作成しINTTと紐づけるという重要な役割を担っている。

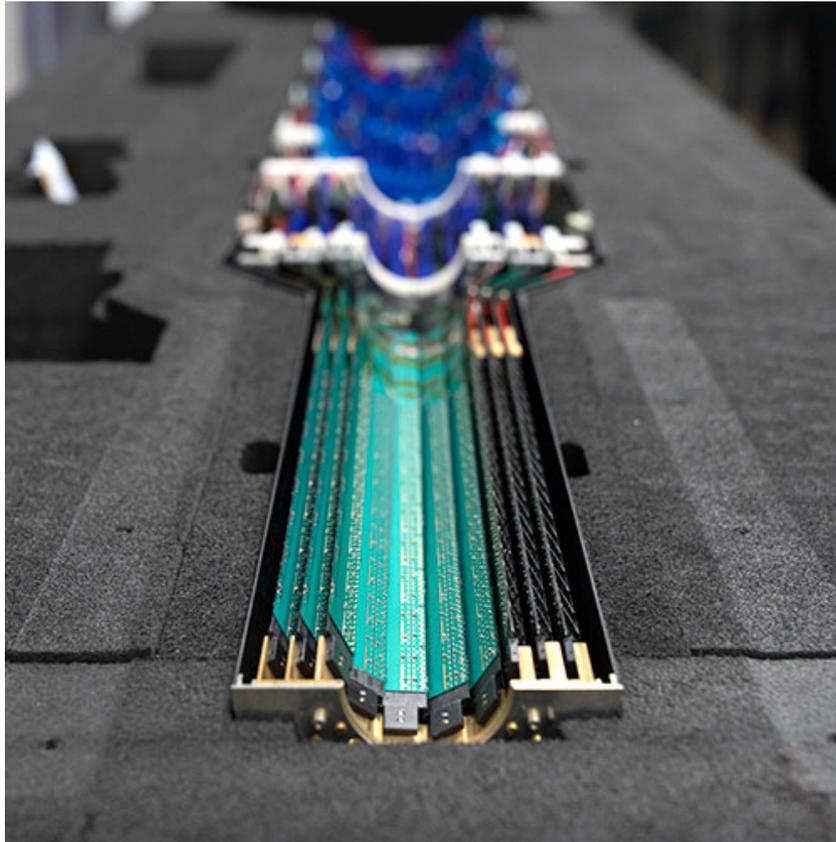


図 1.10: MVTX の 1stave

### 1.4.3 MBD

MBDとはMinimum-bias detectorの略称であり、ビーム軸に沿って衝突点から2.5 mの場所に $3.51 < |\eta| < 4.61$ を覆うように設置されたチェレンコフ検出器である。本検出器はPHENIX実験でも用いられていたものであり、各64本のチェレンコフ検出器によって構成されている(図1.11)。



図 1.11: MBD 検出器

## 1.5 データ読出し

本実験は、偏極陽子-陽子衝突と金-金衝突で異なるデータ読出し方法を採用している。金-金衝突においては通常のトリガー読出しであるが、偏極陽子-陽子においては飛跡検出器群のみストリーミング読出しという手法を取っている。これはトリガーに関係なく常にすべてのデータを読み出し続けている状態であり、これによって統計量が増え、また一部のトリガーを鳴らすことのない非常に多重度の低いイベントやトリガーをかけることの難しい heavy flavor 由来のイベントも記録することを可能にする。

トリガー・ストリーミング読出しにおけるデータ解析の違いを以下に図示する (図 1.12, 1.13)。

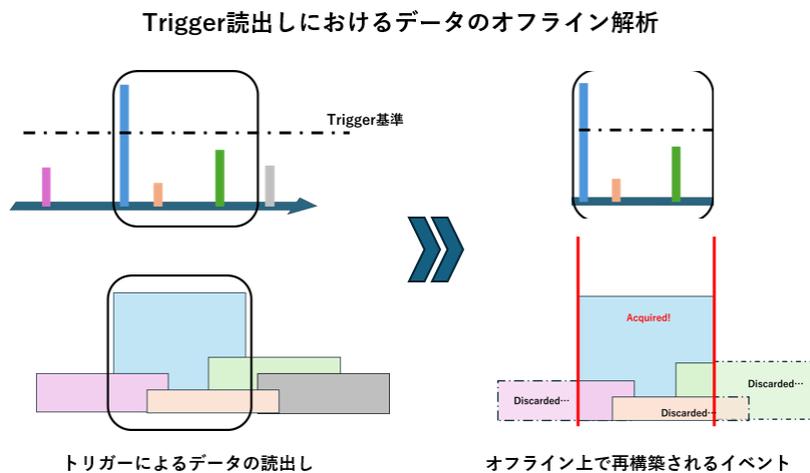


図 1.12: トリガー読出しにおけるオフライン解析

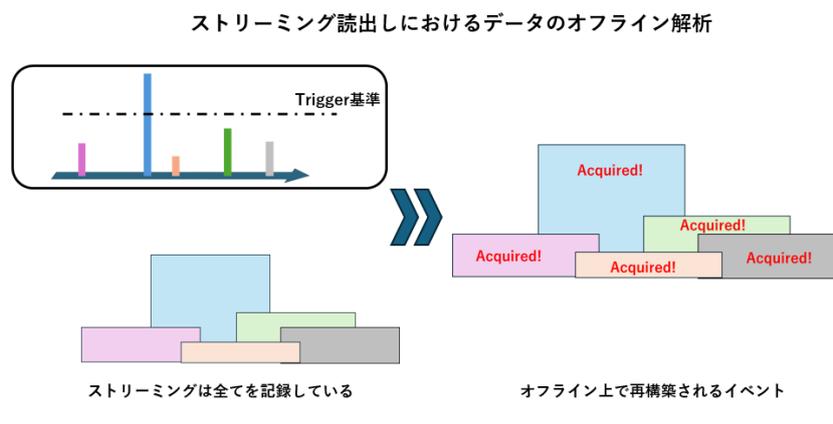


図 1.13: ストリーミング読出しにおけるオフライン解析

トリガー読出しにおいては、トリガー発行基準に達したバンチ交差のみデータを読み取る。すべての検出器はその瞬間を基準に時間分解能に応じた時間幅のデータを取得する。この場合、トリガー発行の基準に達しなかったイベントは完全なイベント再構築は困難になる。一方で、ストリーミング読出しにおいては全てのデータを記録し続けておりトリガー発行基準に達しなかったイベントの再構築も可能となる。オフライン解析において自在にデータの取得範囲を選べるからである。

## 第2章 解析

### 2.1 先行研究

INTTにおける検出効率は、テストビームによる測定と実データによるシミュレーション検証のそれぞれが先行研究として存在する(5.2)。テストビームにおいては、検出効率99.5%以上を記録した。

### 2.2 検出効率の定義

まず、本研究における検出効率の定義をする。過去の測定と同様に、測定対象のセンサーを除いたクラスターによって再構築された飛跡、今回であればMVTX3層とINTT外層の計4点から再構築された飛跡を Good track とする。そのうえで、その Good track がINTT内層に対応するクラスターを見つけられるか否かを基準とし以下のように定義する。

$$\text{Efficiency}_{\text{Inner layer}} = \frac{\text{Good track w/ matched inner cluster}}{\text{Good track}}$$

### 2.3 MVTXとINTT外層を用いた飛跡再構築

MVTX3層とINTT外層を用いた飛跡の再構築手順を以下に示す。

まず、MVTX3層に存在するクラスター群に対して3層それぞれからひとつずつ取り出した3点のグループを作成する(図2.1)。

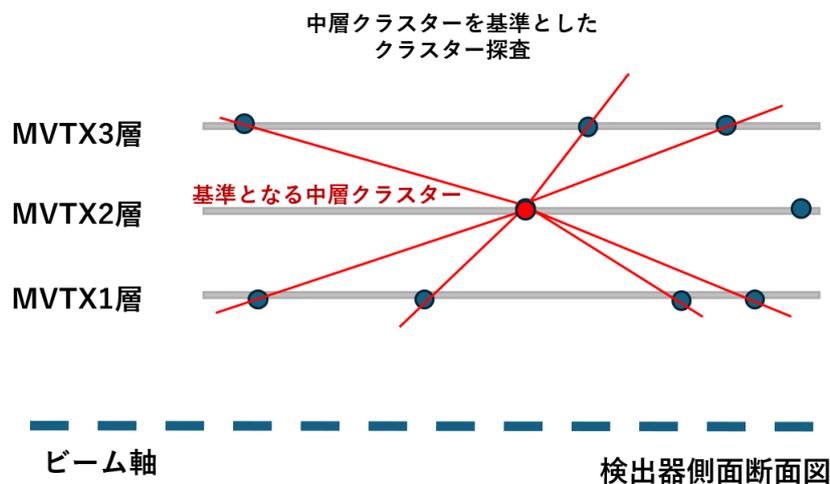


図 2.1: MVTX 中層を基準にした上下のクラスター探索

このペアは特定の MVTX 中間層のクラスターに対し、MVTX 外層と内層が中間層から見て一定の角度内に存在するものを探すことで作られる (図 2.2)。

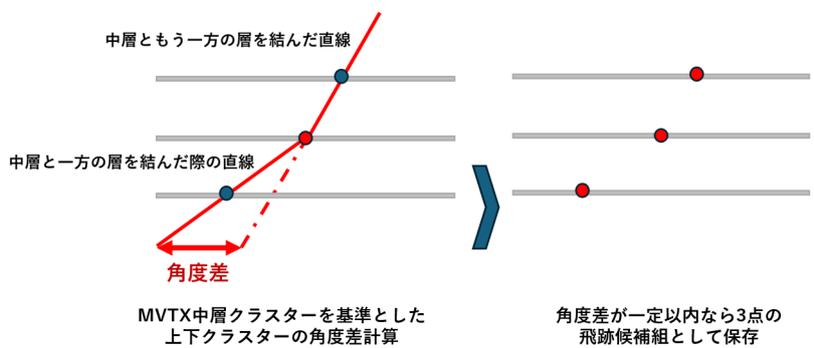


図 2.2: 特定の 3 点に対し中層を基準とした直線を結んだ時の角度差が計算される。ここで基準を満たす 3 点は、飛跡候補組として次のステップへ移る

その後、選ばれた三点の組み合わせに対し x-y 平面 (検出器の断面) に対し円によるフィッティングを、r-z 平面 (ビーム軸からの半径方向の距離とビーム軸方向の距離) に対し直線によるフィッティングを行う。このパラメータから、磁場 1.4T に対する荷電粒子の螺旋軌道が仮置きされる (図 2.3)。

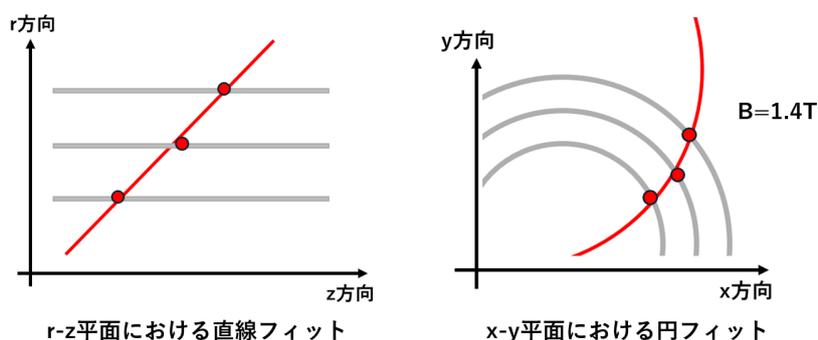


図 2.3: 左図/MVTX3点における r-z 平面での直線フィット, 右図/MVTX3点における x-y 平面での円フィット

次に、この螺旋軌道を INTT 外層まで伸ばす。その外層において、もっともその軌道と距離の近いクラスターを紐づける。MVTX の 3 点にその結びついた INTT 外層クラスターを合わせてもう一度円と直線によるフィッティングを行い、最終的な螺旋軌道を決定する (図 2.4)。

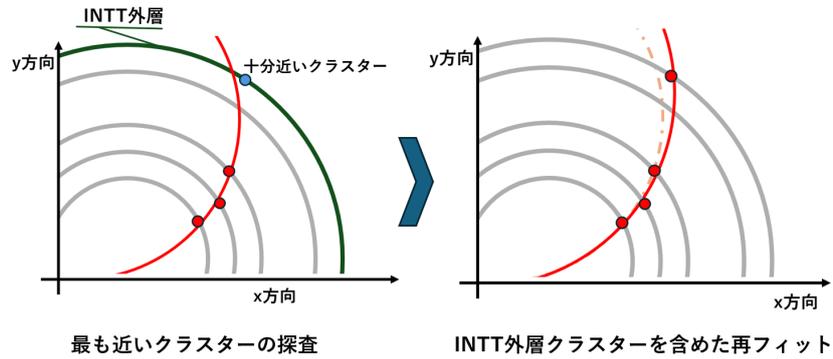


図 2.4: MVTX 由来の飛跡を INTT 外層へ外挿する。十分近いクラスタを見つけた場合、それと MVTX3 点を合わせ再フィットする

## 2.4 検出効率における分子/クラスタの探査

以上の手順によって計算された飛跡が分母となる。ここから、分子に該当する INTT 内層においてその飛跡に結びつくクラスタが存在するかを調べる。まず、先ほどの螺旋軌道と INTT 内層におけるセンサー有感領域との交点を計算する。

この計算された交点から、センサー表面上における近隣のクラスタ探査を行う。センサー平面上において交点と最も距離が近いクラスタを見つける (図 2.5)。

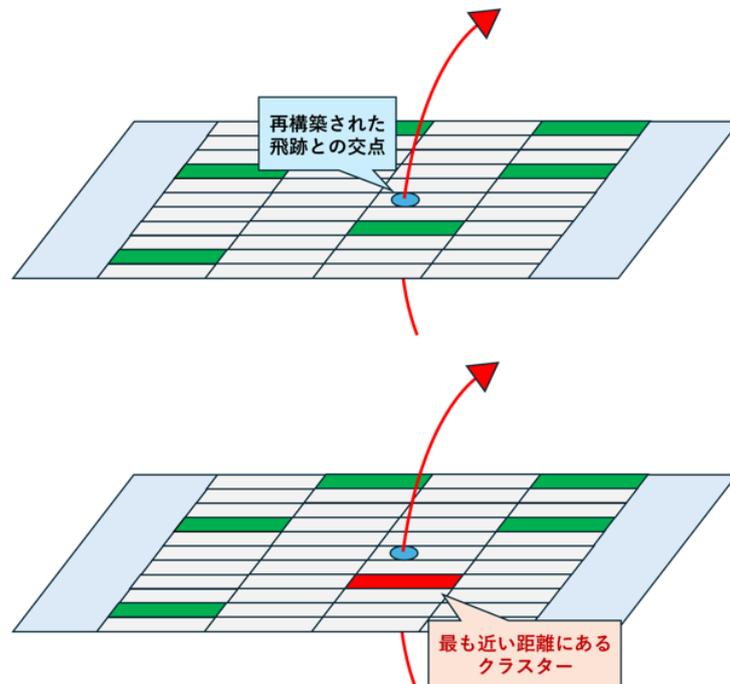


図 2.5: 測定対象の検出器上における交点とその最近接クラスタ

このクラスターの交点からの距離がこちらが定める基準値以内であることを要求し、その条件を満たせば対応するクラスターを検出したという事になる。INTT のチャンネルは向きにより分解能が違うことから、この基準値は方位角方向とビーム軸方向それぞれ独立に定められる 2.6。

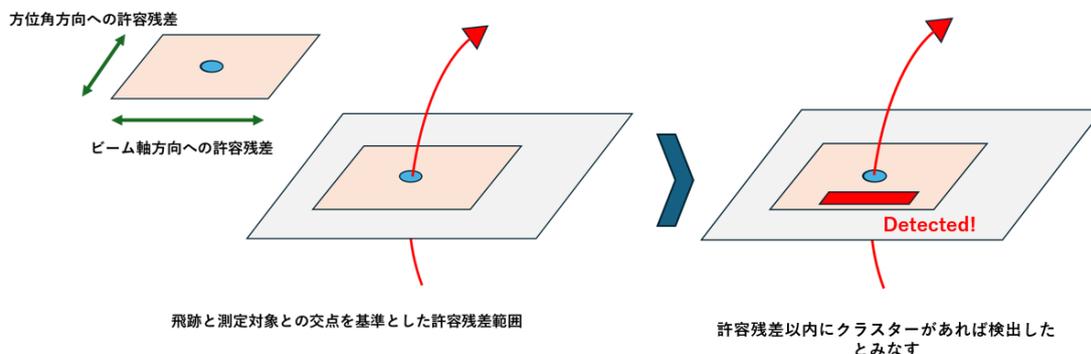


図 2.6: 最近接クラスターと交点の距離が許容残差内であった場合、検出したとみなす

## 2.5 重複した MVTX triplet の排除

この飛跡検出の手法は MVTX の中層に存在するすべてのクラスターを基準に走査していく為、中間層の MVTX クラスターのみが異なりそれ以外のクラスターの組み合わせは同じという場合が起こりうる (図 2.7)。そういった飛跡は元は同一の飛跡である可能性が高いため、除外する。全体として 3%ほどある。

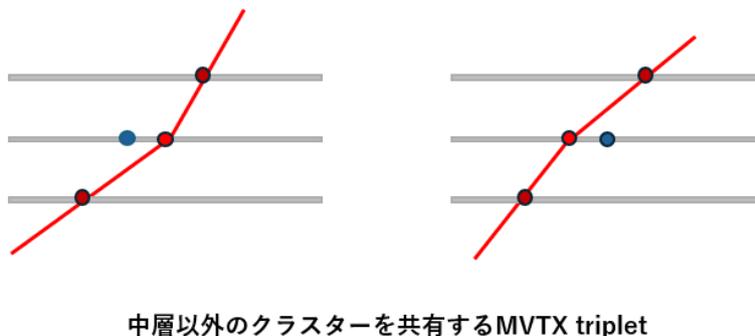


図 2.7: MVTX における重複飛跡の除去

## 2.6 検出効率決定手順

INTT のセンサー上において、飛跡の交点がブロックの幅  $\pm 0.5$  cm 以内であった場合に限り検出効率の計算式に含める。これはブロックの外縁部におけるクラスター探索範囲の減少を避けるためである。また、幾つかのハーフラダーにおいて施されている外縁部周辺の channel マスクを避け条件を均一にすることも目的である。

検出効率の値を決定するには飛跡とセンサーの交点と実際のクラスター位置との差をどこまで許容するかが重要になる。この差を残差と呼び、許容する残差範囲を決定するにはそれを広げていった際の検出効率の分布を見る。無制限に広げるとバックグラウンドを拾ってしまうため、検出効率の上昇が止まり plateau に達したと考えられるラインを上限とする。

## 2.7 使用データ

本測定は、シミュレーションデータと実測定データの両方を用いた。シミュレーションデータはPYTHIAと呼ばれるイベントジェネレータによって生成された陽子-陽子衝突のイベントを Geant4 でモンテカルロ計算を行った。実測定データでは磁場なしを使っているが、このシミュレーションデータは磁場ありである。これは、磁場なしの p-p シミュレーションデータの用意が間に合わなかったためである。

実測データは、2026年1月に測定された磁場なしの偏極 p-p 衝突を用いた。この測定は各種検出器のキャリブレーション用に特別に取得されたものであり、120あるバンチのうち粒子が入られているものが普段は  $111 \times 111$  のところ  $12 \times 12$  であった。

## 2.8 シミュレーション結果

シミュレーションによる検出効率計算の結果を示す。まず、再構築された飛跡の reduced  $\chi^2$  の分布を示す (図 2.8)。

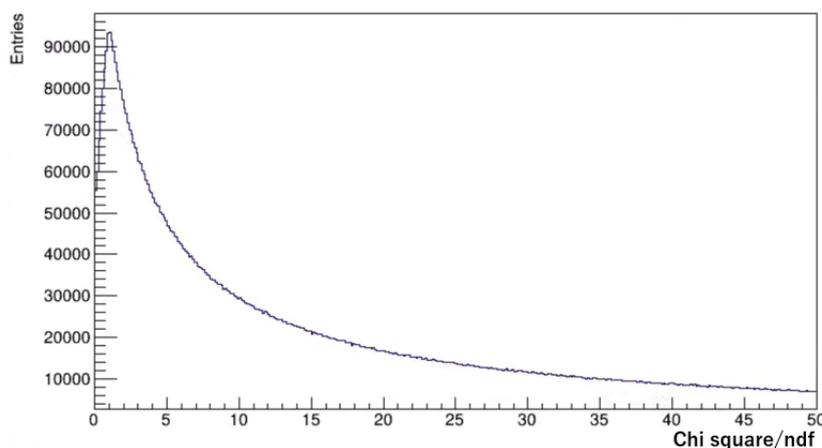


図 2.8: 再構築された飛跡の換算  $\chi^2$  二乗分布

換算  $\chi^2$  値 15 を暫定的なカット条件とする。

以下は方位角方向 (図 2.9)、ビーム軸方向 (図 2.10) それぞれにおける残差分布である。

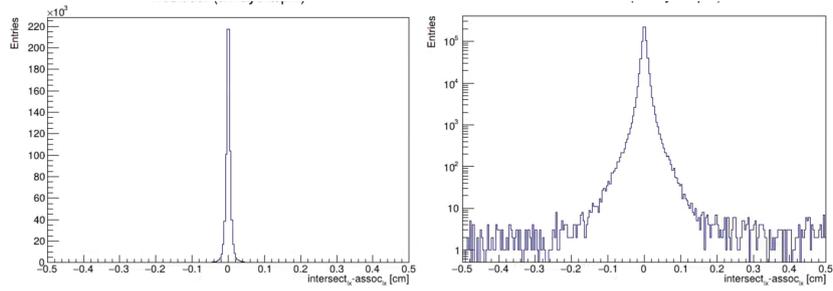


図 2.9: 方位角方向の残差分布

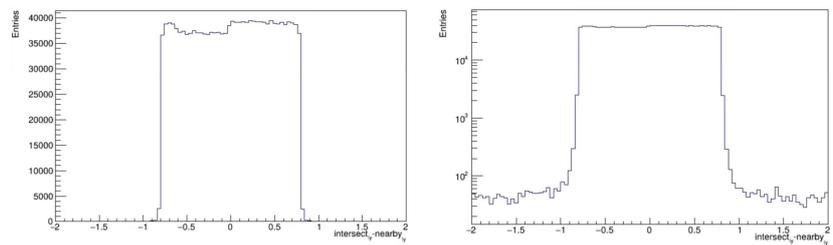


図 2.10: ビーム軸方向の残差分布

方位角方向においては 0.2 cm、ビーム軸方向においては 1.0 cm においてほぼすべての交点を含むようになる。

それを基準に、ビーム軸方向と方位角方向における許容残差範囲に対する検出効率の推移を示す (図 2.11, 2.12)。

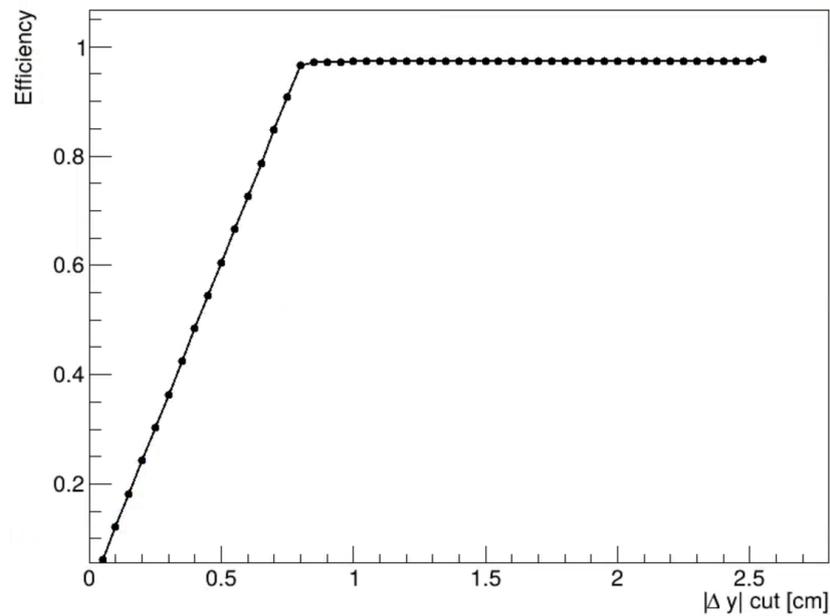


図 2.11: 方位角方向への許容残差範囲と検出効率の推移

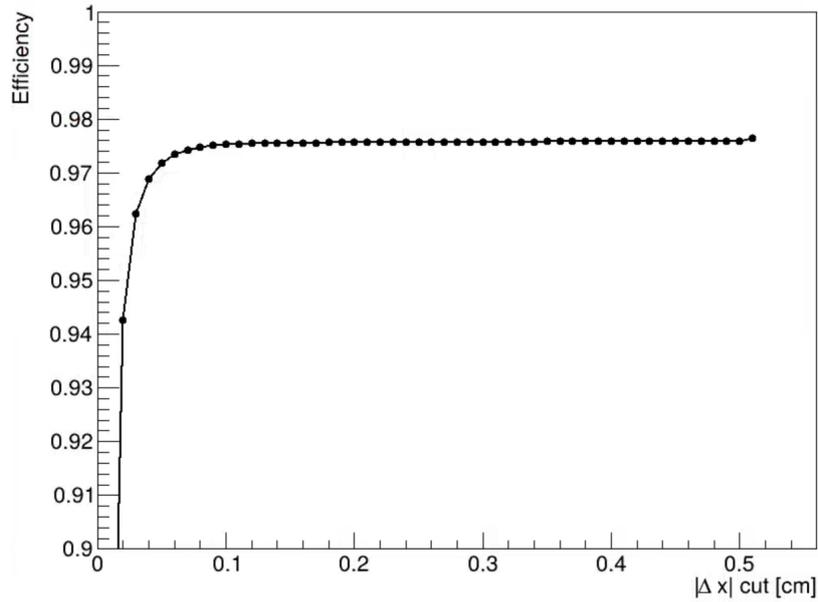


図 2.12: ビーム軸方向への許容残差範囲と検出効率の推移

plateau 領域に漸近するラインとして、方位角方向 0.1 cm とビーム軸方向 0.9 cm において検出効率を計算すると 97% を達成する。

最後に、上記条件において飛跡の reduced  $\chi^2$  の上限 cut に対する検出効率の分布を見る。

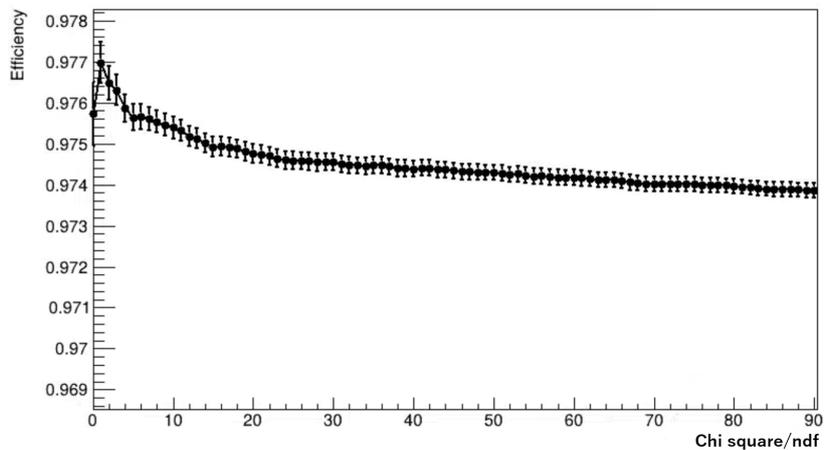


図 2.13: 換算  $\chi^2$  乗値の上限カットに対する検出効率の相関

## 2.9 実データ結果

実データ解析においては、飛跡に既に結びついている INTT 外層のクラスターが持つ時間情報と同じ時間情報を持つものに限って INTT 内層を探索する。

まず、再構築された飛跡の reduced  $\chi^2$  の分布を示す (図 2.14)。

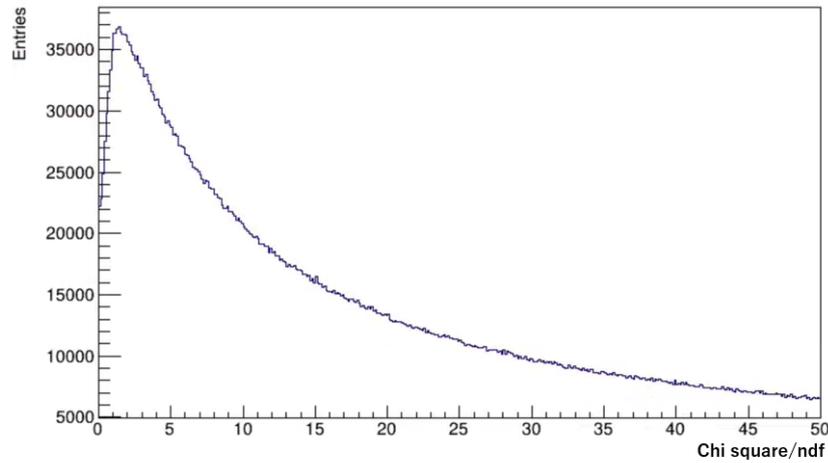


図 2.14: 再構築された飛跡の換算  $\chi$  二乗分布

同様に 15 を暫定的な上限とする。次に、全体での方位角方向とビーム軸方向へのそれぞれの残差分布を示す (図 2.15, 2.16)。

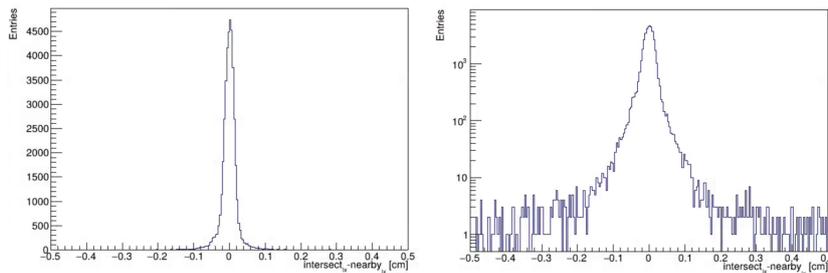


図 2.15: 方位角方向の残差分布

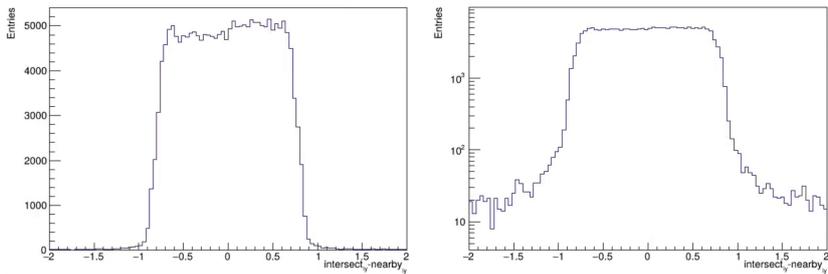


図 2.16: ビーム軸方向の残差分布

方位角方向に関しては 0 を中心にきれいなガウシアンを描いており、その標準偏差は 0.05 cm となっている。ビーム軸方向には TypeA chip の半分の長さに相当する 0.8cm を境に急激に減少し、1.1 cm 以内に殆どが収まっている。

以上を基準として、方位角方向、ビーム軸方向にそれぞれ許容残差範囲を増やした場合に対する検出効率の推移を示す (図 2.17, 2.18)。

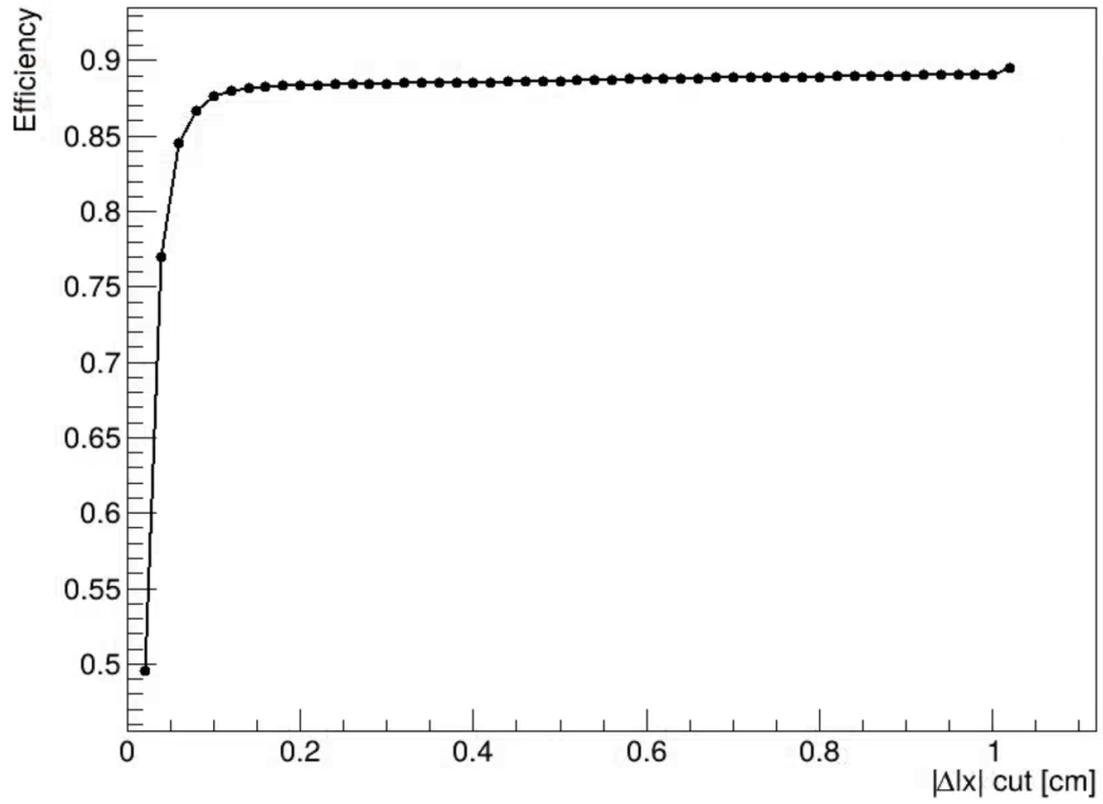


図 2.17: 方位角方向への許容残差範囲と検出効率の推移

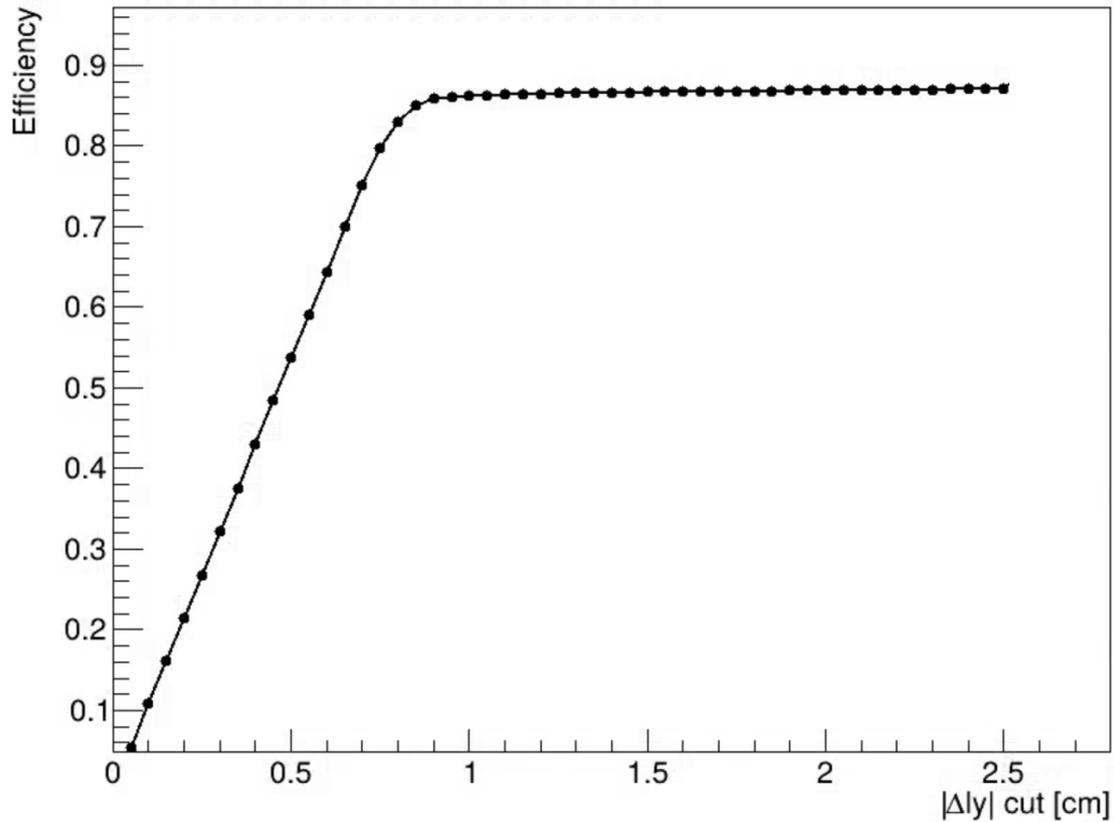


図 2.18: ビーム軸方向への許容残差範囲と検出効率の推移

シミュレーションとは違い、完全な plateau にはならない。ただ限りなく直線に漸近したラインを方位角方向で 0.2 cm、ビーム軸方向で 1.0 cm とすると、全体での検出効率は 88% となる。

以上の結果は、INTT 内層全体を合わせた結果である。INTT のバレル構造はハーフラダーと呼ばれるものがジオメトリ・データ読出しとも一つの単位となっているため、ハーフラダーごとにその結果を示すのは有益である。

ハーフラダー単位において計算した結果を示す(表 2.1)。方位角方向の残差許容範囲は 0.2cm に、ビーム軸方向は 1.0cm に設定している。

Phi	Layer3 South	Layer3 North	Layer4 South	Layer4 North
0	0.56	0.78	0.98	0.75
1	0.81	0.98	0.97	0.86
2	0.83	0.72	0.96	0.86
3	0.64	0.91	0.90	0.85
4	0.86	0.49	0.94	0.96
5	0.60	0.84	0.95	0.88
6	0.98	0.98	0.96	0.99
7	0.96	0.97	0.73	0.46
8	0.78	0.98	0.96	0.98
9	0.95	0.86	0.96	0.93
10	0.97	0.70	0.73	0.47
11	0.77	0.98	0.64	0.67

表 2.1:  $|\Delta l_x| < 0.2$ ,  $|\Delta l_y| < 1.0$  におけるハーフラダーごとの検出効率

## 第3章 考察

### 3.1 検出効率の推定

テストビームにおける検出効率は99.5%であり、シミュレーションによる飛跡再構築の結果の検出効率も97.5%である。

実データを用いた解析結果として、検出効率が特に90%を超えたものの分布は次のようになる(図3.1) これらにおける検出効率の平均は約95%であり、シミュレーションに対し非常に良い結果が取得できたといえる。

全体としては88%であった。全体的にあげられる理由としては、運動量の低い飛跡が大きな散乱をして結果的に inefficiency を生んでいる可能性である。これによる影響は多いとは考えられないものの未知数な為、磁場ありでの測定データを使った高運動量粒子に絞った解析をすることが望まれる。

一方で、ハーフラダーごとの検出効率の値は以下のように分布する(図3.2)。

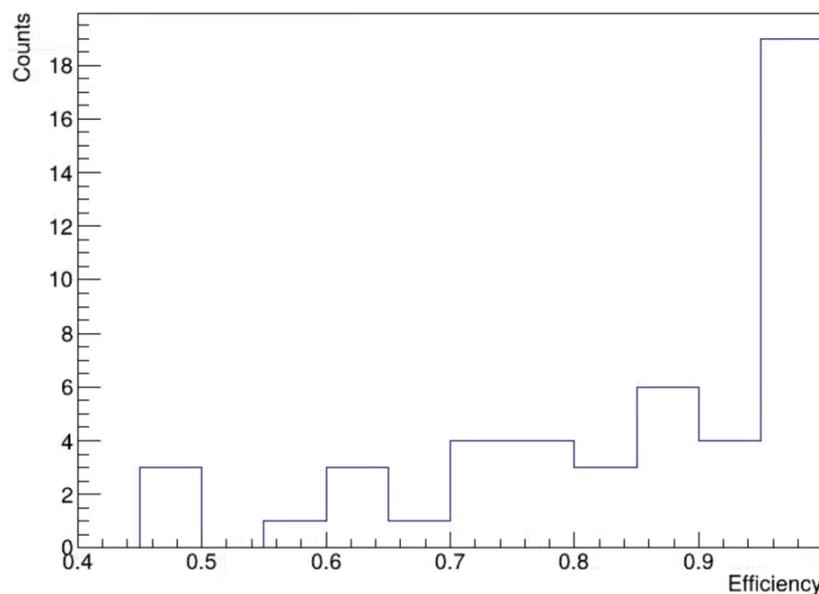


図 3.2: 全ハーフラダーにおける検出効率分布

全体的に88%という分布ではなく、95%近辺のハーフラダーが多く存在する中で少数のハーフラダーが効率90-50%以下に分布している。これを考えるに、検出効率は想定される基準を概ね達成しているハーフラダーと達成していないハーフラダーに分かれる。ハーフラダーごとに異なるものは、センサーのジオメトリとデータ読み出しモジュールである。特に効率の悪いものを示し、それらの原因を推察する。

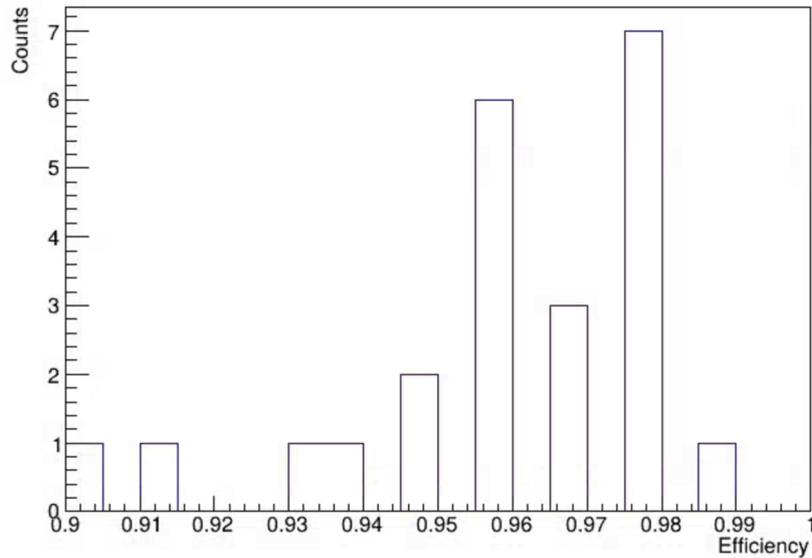


図 3.1: 検出効率が90%を超えたハーフラダー

### 3.2 検出効率を悪くする原因推定

まず、検出効率の悪いハーフラダーのうち2つは同じ方位角方向の真上に大きなアクセプタンスの欠落が存在する。シミュレーションでもわかっていることだが、理想的にはINTT外層におけるアクセプタンスの影響をINTT内層が受けるとは考えられない。一方で、真上のモジュールに存在するクラスターと飛跡が結ばれることが無いため検出効率測定に計算される飛跡はセンサーに対し角度をつけて入射するものが基本となる 3.3。角度の広がりによる交点とクラスター重心のずれは十分許容残差範囲内に存在すると考えられるが、一定の原因として考え得る。

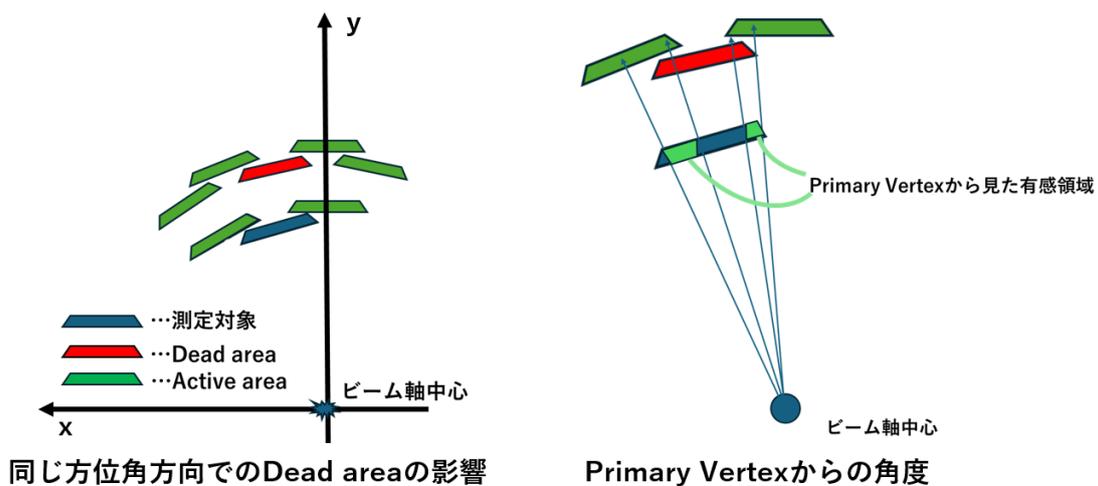


図 3.3: 同方位角方向における Dead Area の影響

また、幾つかのハーフラダーにおいては同方位角方向に非常に多くの信号を出す hot channel が MVTX 内に存在している。これによる影響は未知数だが、偽の飛跡を多く作ってしまっている可能性が考えられる。

以上が、現状確認できるハーフラダー単位での原因候補である。他に原因候補になりうるジオメトリのミスアライメントだが、残差分布の標準偏差は検出効率とある程度の相関を持っていることが分かっている。一方で、これはミスアライメントを示唆するかは疑わしい。sPHENIX において、ジオメトリの修正は装置くみ上げ後の調査と再構築された飛跡の  $\chi$  二乗値を最小化する微調整の 2 段階で行われる。現在のジオメトリはこの最小化プロセスが行われた後であるが、その行われる前と後とで残差分布は大きく改善された。一方で、残差分布の改善にも関わらず検出効率は低いものほどその改善の兆しが見えなかった (図 3.4)。

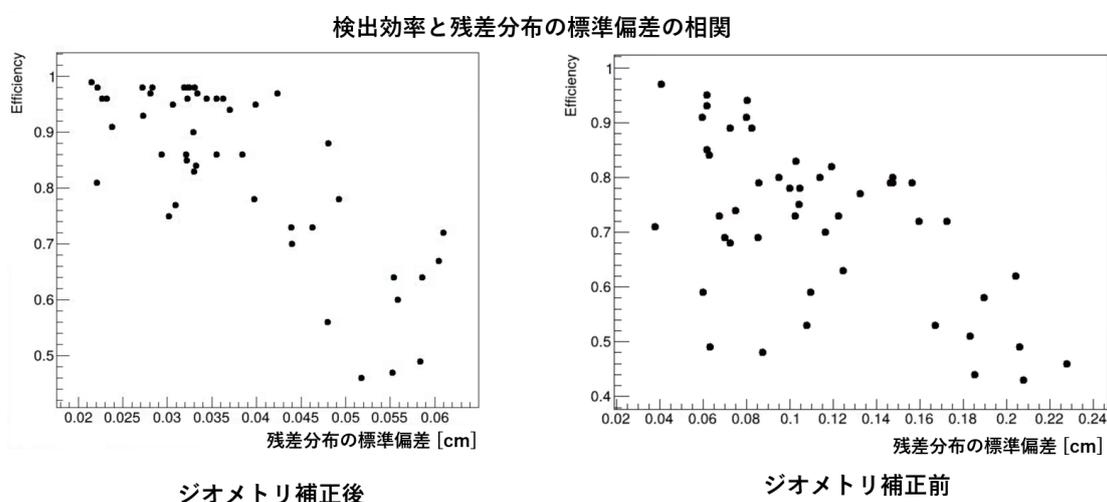


図 3.4: 検出効率と方位角方向の残差分布の標準偏差の相関: 左/ジオメトリ修正後, 右/ジオメトリ修正前

なお、ジオメトリ調整反映前に計算された検出効率の結果は全体で約 80%であった。これは許容残差範囲を本測定よりも多い方位角方向は 0.3 cm、ビーム軸方向は 1.0 cm で取ったうえでの結果である。

他の可能性としては、データ処理・転送時における不備が考えられる。これはハーフラダーという単位がデータ処理における一つの単位でもあるからである。データ処理の問題が起きた場合に相関がみられ得るパラメータとして、クラスターサイズとデータ量のタイムバケット比が考えられる。クラスターサイズに問題が起これるのは、TypeA/B シリコンセンサーからデータを転送する際に 2 本あるケーブルのうち一方が断線した場合である。2 本のケーブルで交互に hit を送るのだが、一方が使えないばあい 1/2 でデータを失う。これはいくつかのセンサーで既に確認されており、その修復が為されている。以下にハーフラダーごとのクラスターサイズの平均とその検出効率の相関を示す (3.5)。

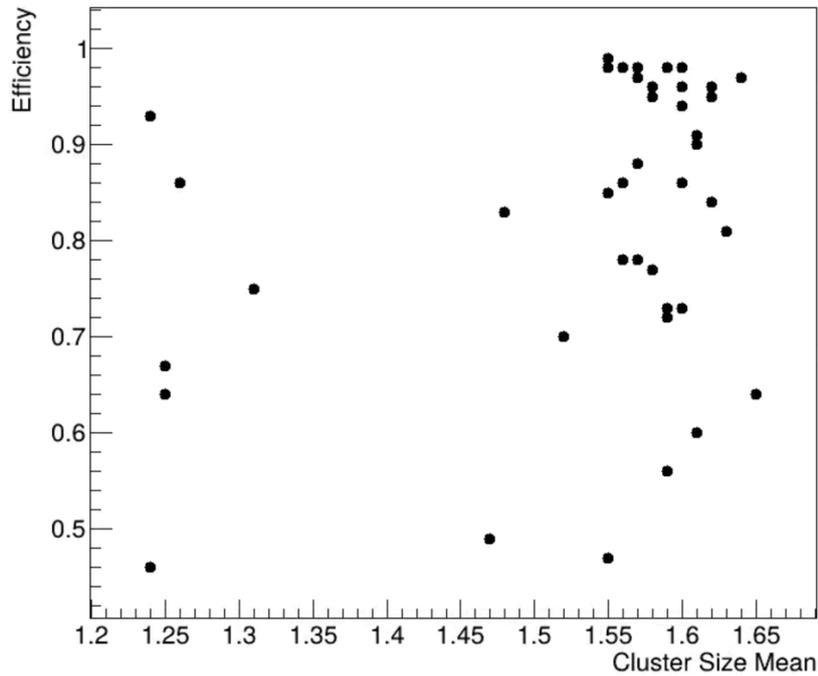


図 3.5: 各ハーフラダーにおけるクラスターサイズと検出効率の相関図

相関はみられず、一部の例外はあるものの一定範囲内にまとまっている。

次に、異なるタイムバケット間の比について説明する。タイムバケットとは INTT の時間分解能を基準とした時間の単位であり、これは RHIC のバンチ交差とシンクロしている。オフライン解析においては衝突が起きた瞬間のタイムバケットを基準にデータを読み込む。INTT のデータ処理は基本的には RHIC のバンチ交差間をまたがず行えるようシンクロの調整が為されているが、回路の経路差による微小な時間差によってわずかなデータの処理遅れが生じる。つまり、次のタイムバケットに本来処理が済んでいるはずの hit が漏れてしまう。これは検出効率の上限にそのまま限界を与える量である。以下に衝突が起こったタイムバケットとその次のタイムバケットのクラスター数の比を、検出効率の相関として示す (図 3.6)。

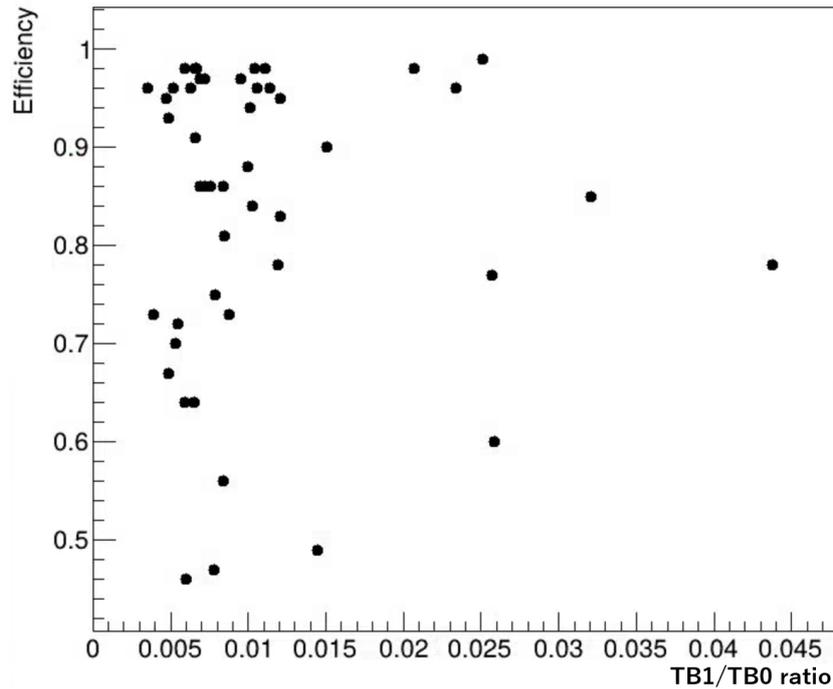


図 3.6: 各ハーフラダーにおける衝突が起きたバンチ交差におけるタイムスタンプとその一つ後のタイムスタンプにそれぞれ含まれるクラスター数の比

クラスターサイズの平均が二分されているという別の問題がみられるが、それそのものは検出効率との相関はみられない。また、衝突が起きた際のクラスター数と起きてない際のクラスター数の比を見る。これは衝突事象に対するビームバックグラウンドの存在比を示す。3.5)。

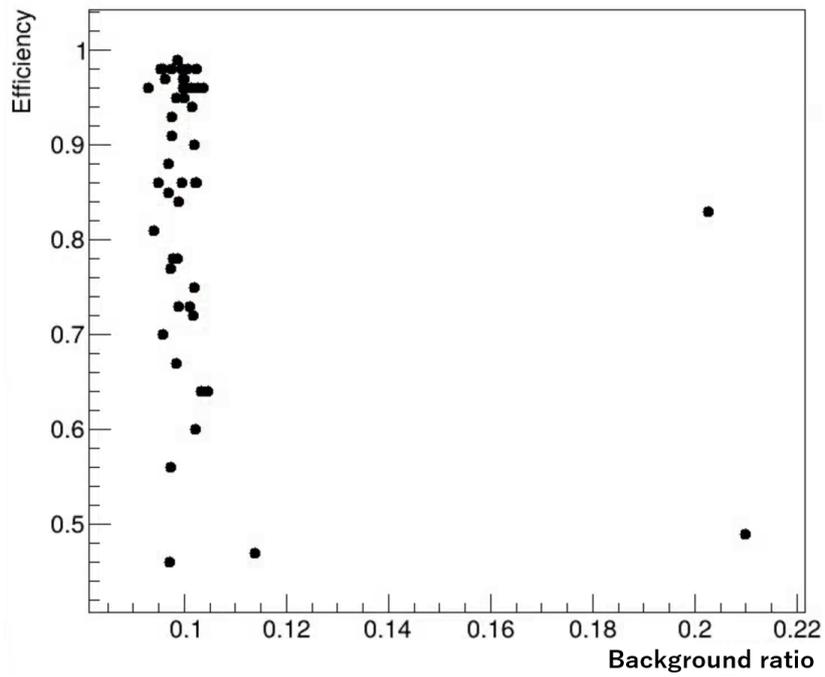


図 3.7: 衝突事象とバックグラウンドのクラスター総数比

バックグラウンドも同様に、その相関はみられない。

## 第4章 今後の方針

磁場なしの測定データにおける解析では、大半のハーフラダーにおいて95%程度の検出効率を示すことができた。全体的な今後の方針としては、磁場ありの測定データでの解析に移りつつ衝突点再構築も行いシリコンセンサーに対する飛跡の入射角を制限していくことが、偽の飛跡を減らすうえで望まれる。

### 4.1 著しく効率の悪いハーフラダーの詳細な調査

INTT 外層におけるアクセプタンスの欠落や MVTX におけるホットチャンネルの存在など、著しく効率の悪いハーフラダーのうちいくつかにおいてはその原因となりうる要素が確認できた。まず、アクセプタンスの欠落についてはシリコンに対する飛跡の入射角への大きなバイアスとして効いてくることが考えられる。またジオメトリ修正における $\chi^2$ の最小化においてその角度バイアスが悪影響を及ぼすことも考えられる。よって、飛跡の入射角ごとの分類また INTT 内層と外層の組み合わせによる検出効率の変化を確認したい。ホットチャンネルに関しては、INTT・MVTX ともに raw ヒットデータに立ち返って確認をする必要があると考える。MVTX にホットチャンネルがあると偽の飛跡が量産される箇所が、INTT にホットチャンネルがあると検出効率の良い領域が矩形として見られると考えられる。これらは今後シリコンセンサー単位での検出効率計算をしていくうえで問題になってくると思われる。

### 4.2 EMCAL を含めた飛跡再構築

INTT の外層にある飛跡再構築検出器は TPC であるが、まだそのデータを扱う準備が整っていない。さらに外層にある EMCAL/HCal は利用可能な為、MVTX と INTT の内層由来の飛跡をカロリメータ群につなげることで INTT 外層に存在する各ハーフラダーに対しても同様の検出効率測定を行っていきたい。また、それにより J/ $\psi$  など一部の粒子に絞った検出効率の解析も可能になると考えられる。

### 4.3 高統計によるシリコンセンサー単位での解析

INTT におけるデータ取得の最小の単位は TypeA/B シリコンセンサーである。128 本を束ねるこのセンサーに FPHX chip と呼ばれる ADC 変換をしタイムスタンプを押したうえで後段に送っている。現状、転送ラインの断線という明確にわかる状態ではあるが chip 単位でのデータ転送トラブルが起こっており、その復旧もなされた。磁場ありの物理解析

のために取得されたデータは膨大な量があるため、それを用いればセンサー単位での評価が可能であると考えられる。

## 第5章 結論

### 5.1 現状での検出効率

磁場をかけていない状態で取得された p-p 衝突データにおいて、データ読出し・アライメントが行われる単位であるハーフラダーの多くが検出効率 95%以上を達成した。これはシミュレーションにおける飛跡再構築効率の限界である約 98%に近い値である。一方で、一部のハーフラダーにおいては検出効率が 50-70%で停滞することが確認された。これはアライメント修正前後でほぼ変動が見られないという特徴がある。また、既存のデータ欠損を示唆するパラメータとも相関がみられなかった。問題は、粒子のセンサーに対する入射角や外層と内層のハーフラダーの組み合わせ、シリコンセンサー単位でのデータ取得問題やホットチャンネルが候補に挙がる。

### 5.2 To do list

問題のあるハーフラダーの原因を究明するにせよより条件のいい飛跡を選択するにせよ、まず統計量の増加が求められる。今回用いた磁場なし・低ルミノシティのデータは各種検出器のキャリブレーションの為に特別にとられたものであって磁場ありのデータに比べ微々たるイベント数しかない。十分な量が取得された磁場ありのデータに移行することで、ルミノシティの増加によるビームバックグラウンドの増加は懸念点であるがなおより精度の高い計算ができると考える。全ハーフラダー、全シリコンセンサーでの理想的な検出効率を算出できる環境を整備し、今後の物理解析にこの飛跡アルゴリズムを用いて種々の検出器とシリコン検出器をつなぐ際の probe を提供してくれることを期待する。

# 付録A 先行研究

## A.1 過去の検出効率測定

過去、テストビームと2024年に取得されたデータの両方で測定が行われた。[10] まず2021年に東北大学の陽電子ビーム施設でプロトタイプ of INTT ラダーを用いて測定された結果を示す。測定セットアップは以下ようになる (図 A.1)。

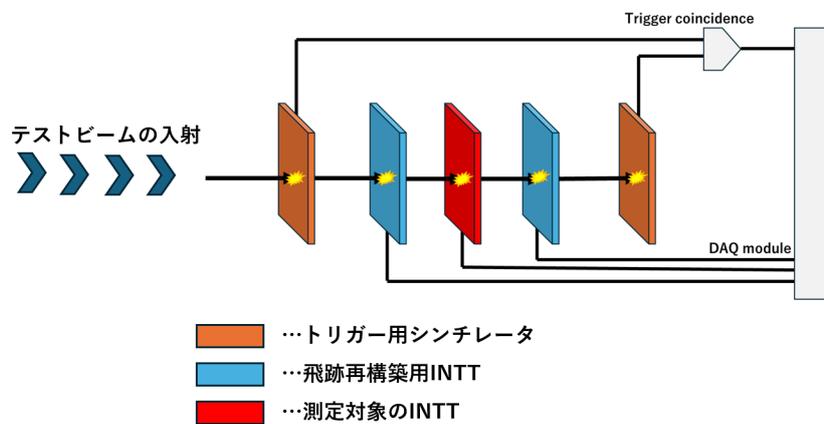


図 A.1: テストビーム測定における測定環境セットアップ

コインシデンストリガーを担うシンチレーションに挟まれるようにINTT ラダー三層が並べられる。測定対象は中間のINTTであり、上下のINTT ラダーのクラスター同士を直線で結ぶことで内層に対するクラスター位置を予測し、その周辺にクラスターが存在するかを調べる (図 A.2)。

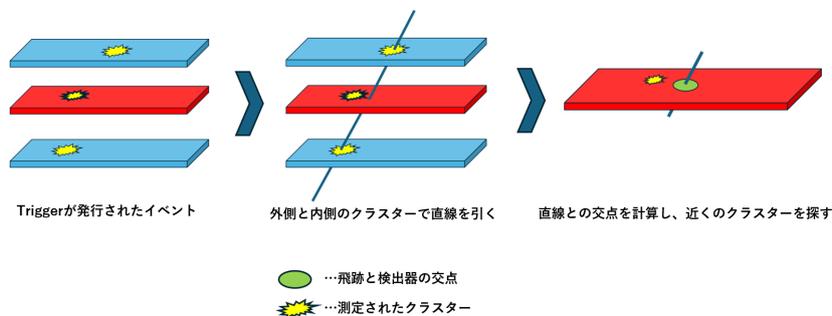


図 A.2: トリガーが発行されたイベントにおける飛跡再構築と中間層でのクラスターの探査

Good track を INTT の 1 層目と 2 層目のクラスターを直線で結んだものとし、検出効率の定義式は次のようになる。

$$\text{Efficiency}_{\text{middle layer}} = \frac{\text{Good track w/ matched middle cluster}}{\text{Good track}}$$

この **w/ middle cluster** の判定は、Good track の middle layer との交点と最も近くにあるクラスターとの距離をどこまで許容するかで変わる。この許容される値は Good track の交点と最近接クラスター間の距離 (残差) の分布によって間接的に定められる (図 A.3)。シミュレーションにおいてはこの残差が 0.7mm 以下という条件で検出効率 99.995% を達成したため、同様の条件で検出効率を測定したところ 99.53% の結果を得られた。

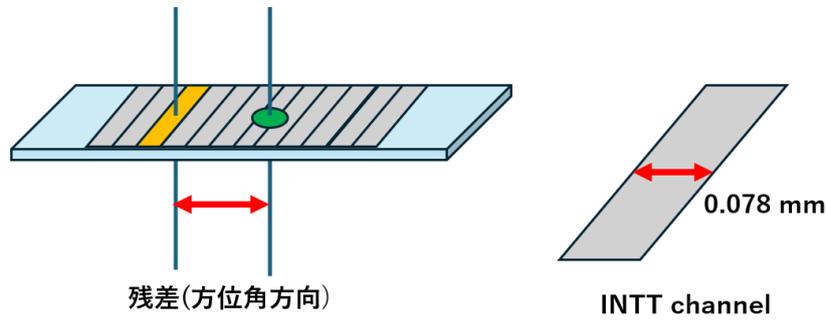


図 A.3: 方位角方向における残差の定義: 0.7mm というのは INTT channel 約 9 個分に当たる

テストビームにおいて記録された残差の分布は次のようになる (図 A.4)。

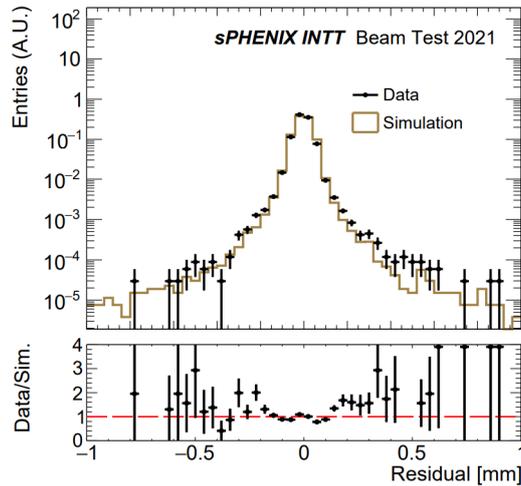


図 A.4: テストビームにおける残差分布: 黒点が測定値を、茶色の線がシミュレーション結果を示す

次に、2024 年に計算された pp 衝突磁場なしデータを用いた検出効率の結果を示す。[11] 測定セットアップは、実際の測定環境である 2 層のバレル構造である (図 A.5)。実測定環

境かつ INTT 単独での測定であった為、INTT の全クラスター分布より推定した衝突点と INTT 外層のクラスターを直線で結ぶことで INTT 内層に対するクラスターの予測位置を計算し、その周辺にクラスターが存在するかを調べる (図 A.6)。

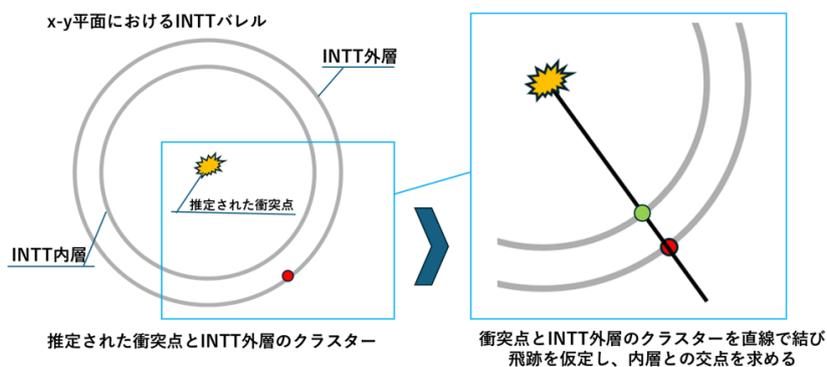


図 A.5: 実測定環境下における推定された衝突点と INTT 外層にあるクラスターを用いた飛跡再構築

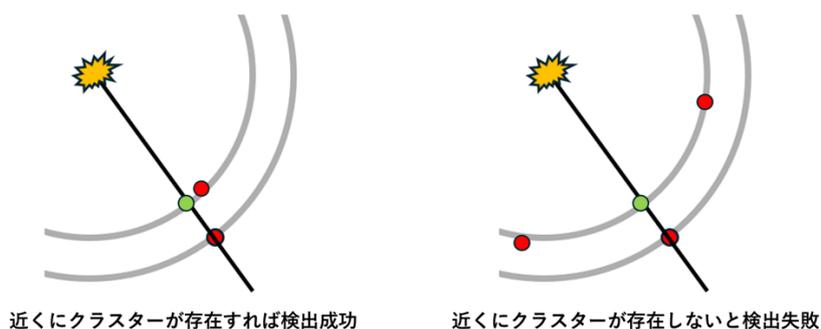
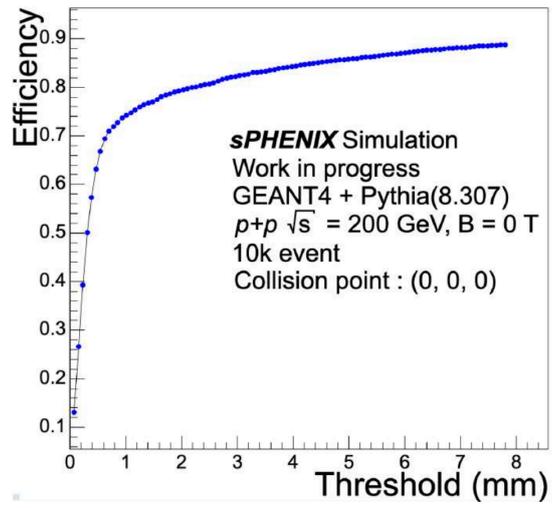


図 A.6: 一定の基準以内にクラスターが存在すれば検出成功、なければ失敗とする

推定された衝突点と INTT 外層のクラスターを結んだ線を Good Track として、検出効率の定義式は次のようになる。

$$\text{Efficiency}_{\text{Inner layer}} = \frac{\text{Good track w/ matched inner cluster}}{\text{Good track}}$$

この手法は、p-p 衝突における磁場なしのシミュレーションによってのみ測定が試みられた。以下に、方位角方向における許容する残差範囲と検出効率の相関図を示す (図 A.7)。



☒ A.7: Enter Caption

## 関連図書

- [1] 高エネルギー偏極陽子-陽子衝突で探る陽子のスピン構造 , 日本物理学会誌 (2022).[https://www.jps.or.jp/books/gakkaishi/2022/10/05/77-675\\_overview%20articles2.pdf](https://www.jps.or.jp/books/gakkaishi/2022/10/05/77-675_overview%20articles2.pdf)
- [2] 核子構造の物理 [https://indico2.riken.jp/event/862/attachments/7049/8231/NSWG\\_2\\_0.pdf](https://indico2.riken.jp/event/862/attachments/7049/8231/NSWG_2_0.pdf)
- [3] 秋葉康之『クォーク・グルーオン・プラズマの物理』2014, 共立出版
- [4] RHIC gets ready to smash gold ions for Run 23 <https://phys.org/news/2023-05-rhic-ready-gold-ions.html>
- [5] Brookhaven National Laboratory, sPHENIX Experiment, <https://www.bnl.gov/rhic/sphenix.php>
- [6] sPHENIX Beam Use Proposal <https://indico.bnl.gov/event/7881/attachments/30176/47160/sPH-TRG-2020-001.pdf>
- [7] sPHENIX Technical Design Report
- [8] A Monolithic Active Pixel Sensor Detector for the sPHENIX Experiment <https://p25ext.lanl.gov/maps/mvtx/Proposals/sPHENIX-MVTX-Preproposal-022017-final.pdf>
- [9] The Ladder and Readout Cables of Intermediate Silicon Strip Detector for sPHENIX, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 1082 (2026) 171020
- [10] Beam test results of the Intermediate Silicon Tracker for sPHENIX, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 1086 (2026) 171312
- [11] 穴倉遼太 sPHENIX-INTT 検出器におけるヒットクラスター検出効率
- [12] Track Seeding in the sPHENIX Experiment
- [13] ACTS Common Tracking Software <https://acts.readthedocs.io/en/latest/index.html>
- [14] Implementation of ACTS into sPHENIX Track Reconstruction