

修士論文

J-PARC E16 実験での飛跡検出に用いる
シリコン半導体検出器の性能評価



京都大学大学院理学研究科
物理学・宇宙物理学専攻 物理学第二教室
原子核・ハドロン物理学研究室

有水 大地

2022年1月

要旨・概要

ハドロンを構成するクォークが合計で 10 数 MeV 程度の質量しか持たないのに対し、ハドロンの質量は 1 GeV 程度で、100 倍近くも大きい。これは、ハドロンが真空中に凝縮している反クォーク・クォーク対と相互作用をすることによって、質量を獲得しているためであると考えられている。このクォーク凝縮の期待値は、高温・高密度になるにつれ減少していくと予想されており、高密度環境である原子核内でのハドロンの質量を測定することで、ハドロンの質量とクォーク凝縮との関係性を明らかにすることができる。これに着目し、J-PARC E16 実験では、特に強い相互作用を受けないレプトン対への崩壊チャンネルをもつ ϕ 中間子を測定対象として、原子核内という高密度環境での質量スペクトルを測定し、クォーク凝縮とハドロン質量との関係を明らかにする。

E16 実験では、 ϕ 中間子が崩壊することで生じた電子・陽電子対の磁場中における飛跡から、 ϕ 中間子の質量を測定する。E16 実験においては、ガス電子増幅器 (GTR) およびシリコン半導体検出器 (SSD) がこの飛跡検出の役割を担うが、先行研究である KEK-PS E325 実験により、 ϕ 中間子の質量減少は 3.4 % 程度と小さいことが予想されているため、本実験の測定には、質量分解能目標 6MeV 程度と、高い分解能が要求される。ここで、SSD は標的に最も近い位置に配置されており、飛跡の測定区間を延長することができるという点で、高精度の飛跡検出において重要な役割を担っている。

これまで E16 で使用していた SSD はコミッショニングのため他グループから借用したもので、標的を覆う立体角が小さく、物理データ取得のためのランにおいて要求される統計量目標を達成できない。2020 年から 2021 年にかけて行っていたコミッショニングランが完了したため、今後は物理データ取得のためのランに向けて、GSI で開発された SSD (以降、STS (Silicon Tracking System)) を導入することとなった。

これに先立って、今回、STS の性能評価のためのテスト実験を、東北大学光理学研究センター (ELPH) にて行った。この結果、時間分解能として、STS 上の ASIC 毎に $5.2 \pm 0.1\text{ns}$ 、 $6.0 \pm 0.2\text{ns}$ 、 $7.8 \pm 0.9\text{ns}$ という結果が得られた。また、検出効率として $22.4 \pm 0.5\%$ という結果を得た。

今後は、今回の実験における STS の運用データを基に、ノイズの低減、全チャンネルのデータ取得を行い、実際の物理データ取得のためのモジュール建設、及び物理ランにおけるデータ取得を行っていく。

京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 原子核・ハドロン物理学研究室
有水大地

目次

| | | |
|--------------|----------------------------------|-----------|
| 第 1 章 | 序論 | 9 |
| 1.1 | 物理的背景 | 9 |
| 1.2 | 先行研究 | 10 |
| 1.3 | E16 の目的、手法 | 12 |
| 1.4 | E16 の現在までの状況、今後の予定 | 12 |
| 1.5 | 本論文の構成 | 13 |
| 第 2 章 | E16 スペクトロメータ | 14 |
| 2.1 | 実験施設について | 14 |
| 2.2 | E16 スペクトロメータ | 16 |
| 第 3 章 | STS について | 28 |
| 3.1 | 検出原理 | 28 |
| 3.2 | 基本情報 | 31 |
| 3.3 | XYTER について | 32 |
| 3.4 | FEB8 について | 32 |
| 3.5 | GBTxEMU board について | 33 |
| 3.6 | STS の要求性能について | 34 |
| 3.7 | STS の位置分解能について | 36 |
| 第 4 章 | ELPH テスト実験 | 37 |
| 4.1 | 実験の目的 | 37 |
| 4.2 | ELPH GeV ガンマビームラインについて | 38 |
| 4.3 | ビームタイムについて | 39 |
| 4.4 | STS box | 40 |
| 4.5 | 実験セットアップ | 43 |

| | | |
|--------------|----------------------------|-----------|
| 4.6 | 検出器アラインメント | 44 |
| 4.7 | 測定時に発生した困難 | 47 |
| 第 5 章 | 解析 | 48 |
| 5.1 | 解析に使用したデータ | 48 |
| 5.2 | クラスタリング | 50 |
| 5.3 | 時間分解能の評価 | 51 |
| 5.4 | 検出効率の評価 | 57 |
| 第 6 章 | 議論と考察 | 59 |
| 6.1 | 時間分解能に対する議論と考察 | 59 |
| 6.2 | 時間分解能に対する結論 | 60 |
| 6.3 | 検出効率に対する議論と考察 | 60 |
| 6.4 | 検出効率に関する結論 | 74 |
| 第 7 章 | 今後の展望 | 76 |
| 第 8 章 | 結論 | 77 |
| 参考文献 | | 79 |
| Appendix A | SAS 筐体のメカニカルデザイン | 80 |

図目次

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | 反クォーク・クォーク凝縮の期待値の温度・密度依存性 [1] | 10 |
| 1.2 | KEK-PS E325 実験において得られた ϕ 中間子の質量スペクトル [2] . . . | 11 |
| 2.1 | J-PARC の加速器構成 [3] | 15 |
| 2.2 | ハドロン実験施設概観 [4] | 16 |
| 2.3 | E16 スペクトロメータ外観 | 16 |
| 2.4 | E16 スペクトロメータ。図中赤線内は、Run0c 終了時点でのモジュール。 [13] | 17 |
| 2.5 | E16 スペクトロメータのモジュールの追加建設予定図。上の図は Run1 を行う際のスペクトロメータの予定図であり、下の図は Run2 を行う際 のスペクトロメータの予定図である。[16] | 18 |
| 2.6 | 実際に使用したターゲットチェンバーの写真。[7] | 19 |
| 2.7 | FM 電磁石 [5] | 20 |
| 2.8 | Run0a,Run0b,Run0c において使用した SSD の写真。 | 22 |
| 2.9 | 今回新たに導入した SSD (STS) の写真。写真右の黒い台に乗っている 板がシリコンのセンサーであり、写真左の FEB8(3.4 章参照) とリボン ケーブルによって接続されている。 | 22 |
| 2.10 | GTR の実物写真 [6] | 24 |
| 2.11 | GTR の動作原理概念図 [6] | 24 |
| 2.12 | HBD の実物写真 | 25 |
| 2.13 | LG の実物写真および簡単な検出原理 [7] | 27 |

| | | |
|-----|--|----|
| 3.1 | p ストップの動作の概念図。灰色の箇所は空乏層となっている部分を示している。上図は p ストップがない場合を表している。このとき各 n^+ ストリップは全て n 型半導体バルクを介して導通しており、電氣的に独立していない。下図は p ストップがある場合を表している。p ストップがつくる空乏層と p^+ ストリップがつくる空乏層が結合することで、各 n^+ ストリップを電氣的に独立させている。 | 30 |
| 3.2 | double-sided silicon strip detector の構成の概念図。図中上部の橙色の直方体が n^+ ストリップを、青色の半円柱が p ストップを、中央の黄色の層は n 型半導体バルクを、下部の青色の直方体は p^+ ストリップを、それぞれ表している。ただし、STS では n^+ ストリップと p^+ ストリップは直交しておらず、 7.5° の角度をなすようになっている。 | 31 |
| 3.3 | STS 実物のストリップ配置。手前が p^+ ストリップの面で、奥が n^+ ストリップの面である。[11] | 32 |
| 3.4 | FEB8 の写真 | 33 |
| 3.5 | GBTxEMU board の写真 | 34 |
| 3.6 | time window によるバックグラウンド除去の概念図 | 35 |
| 4.1 | ELPH の加速器構成概略図 [9] | 38 |
| 4.2 | ELPH GeV ガンマ照射室の双極電磁石 | 39 |
| 4.3 | 今回のテスト実験のため作成した STS box | 40 |
| 4.4 | STS box の内部。図中右の黒色の台にシリコンセンサーをしてある。シリコンセンサー、およびシリコンセンサーと FEB8 を繋ぐリボンケーブルは、ノイズ軽減のためシールド（中央右から左にかけての金色の帯）を被せている。 | 41 |
| 4.5 | シリコンのセンサーを取り付ける、ABS 樹脂製のフレーム | 42 |
| 4.6 | 今回のテスト実験の検出器セットアップの概念図 | 43 |
| 4.7 | 今回のテスト実験の検出器セットアップ写真 | 44 |
| 4.8 | トリガー用プラスチックシンチレータと STS の配置の概念図 | 45 |
| 4.9 | トリガー用プラスチックシンチレータの重なっている部分と、STS との位置関係。黒色の四角は、ビーム上流から見て TS1、TS2、TS3、TS4、TS5 の全てが重なっている領域。青色の四角は、STS のシリコンセンサー面を表している。 | 46 |

| | | |
|-----|--|----|
| 5.1 | XYTER の番号と、それに対応する STS 上のストリップの範囲。各 XYTER は、STS 上の 7.5mm 幅分のストリップからの信号を受け取る。今回の実験におけるビーム上流から見た図になっている。また、この図は n^+ 側の面のみについて書かれている。 | 49 |
| 5.2 | クラスターサイズの分布 | 51 |
| 5.3 | timestamp の分布。ただし、timestamp を clock からミリ秒に換算して表示している。上の図はラン全体の timestamp 分布を表しており、下の図は上の図の 1 部を拡大して表示したもの。 | 53 |
| 5.4 | TS1, TS2, TS3, TS4, TS5 の coincidence 信号の timestamp と STS の timestamp の差の分布。上の図は差が ± 6000 clock 以内のものを表示している。下の図は、上の図で分布がピークを形成している部分を拡大して表示したもの。 | 54 |
| 5.5 | TS1, TS2, TS3, TS4, TS5 の coincidence 信号の timestamp と、STS の各 XYTER chip で取得された timestamp の差の分布を表示したもの。上から順に、XYTER11,12,13 による分布を表示している。 | 55 |
| 5.6 | 図 5.5 のピーク部分をガウシアンで fit したもの。上から順に、XYTER11,12,13 による分布を表示している。 | 56 |
| 6.1 | STS の各ストリップにおけるヒットの数を表したヒストグラム。ただし、TS1, TS2, TS3, TS4, TS5 の coincidence 信号の timestamp と STS の timestamp の差が -2000 clock より大きく、 -1880 clock より小さいもののみを選んである。すなわちこの分布は、TS1, TS2, TS3, TS4, TS5 の全てを通過した粒子の STS 上で検出された数の分布となっている。 . . . | 61 |
| 6.2 | 図 6.1 をガウシアンで fit したもの。 | 62 |
| 6.3 | STS の構成模式図。 p^+ 型ストリップと n 型半導体バルクが接合している点を原点とし、 p^+ 型ストリップから n^+ 型ストリップに向かって x 軸をとり、 n 型半導体バルクで生じた空乏層の厚さを x_d としている。 . . . | 65 |
| 6.4 | GSI でテストされた、印加電圧と隣接したストリップ間の抵抗値の関係。印加電圧 $\pm 30V$ (図中 $60V$) の前後で抵抗値が大きく変化している。 [14] | 67 |
| 6.5 | シミュレーションによって得られた、電子がシリコン板を通過した際に発生する電子・正孔対の数を電荷に直したときの分布 | 68 |
| 6.6 | テストパルス波高と ADC の典型的な関係。 | 70 |
| 6.7 | テストパルスの波高と電荷の関係をグラフに表したもの。 | 72 |

| | | |
|-----|--|----|
| 6.8 | ストリップ毎の threshold を電荷で表したもの | 73 |
| 6.9 | ストリップ毎の efficiency | 74 |
| A.0 | Run1 以降での STS 運用のために設計した、STS 筐体のメカニカルデザイン。 | 80 |

表目次

| | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | 完了したコミッショニングラン、および今後予定されている物理データ 取得のためのランの詳細 | 13 |
| 3.1 | STS の基本情報 | 31 |
| 3.2 | STS の要求性能及び想定性能 | 34 |
| 4.1 | ELPH において利用したビームの特徴 | 39 |
| 4.2 | 図 4.8 における各検出器間の距離 | 45 |
| 5.1 | 解析に利用したランの情報 | 48 |
| 5.2 | fit 結果 | 57 |
| 5.3 | 測定によって得られた時間分解能 | 57 |
| 6.1 | 実験で得られた時間分解能に対して、time window を 32 ns としたとき の time window による検出効率。 | 59 |
| 6.2 | 定数 [10] | 67 |
| 6.3 | 図 6.6 を直線で fit した際に得られたパラメータ。 | 70 |
| 6.4 | テストパルス波高と電荷の関係。 [15] | 71 |

第 1 章

序論

1.1 物理的背景

ハドロンはクォークから成る粒子であり、クォーク同士の力の媒介はグルーオンが担う。このクォークとグルーオンの性質を記述するのが、量子色力学 (QCD) である。QCD について、高エネルギー領域においては、結合定数が小さくなるため、摂動論による計算が可能となる。しかし、低エネルギー領域においては、結合定数が大きくなるため、摂動論が破綻してしまう。このため、低エネルギー領域における QCD を解くことは難しい。ハドロン物理においては、この低エネルギー領域における QCD について理解することが、1つの大きなテーマとなっている。

ここで、QCD の真空について考える。QCD 真空は、系のエネルギーが最小となる状態であり、このとき、反クォーク・クォーク対が凝縮している。理論計算によると、クォーク凝縮の期待値と、温度・密度との関係は図 1.1 のようになり、高温・高密度環境下において、クォーク凝縮の期待値は減少していくことが予想されている [1]。

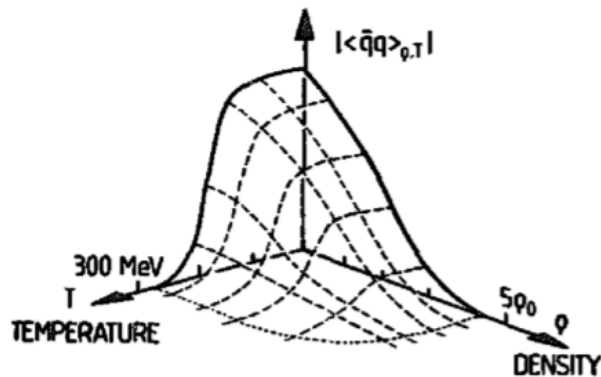


図 1.1: 反クォーク・クォーク凝縮の期待値の温度・密度依存性 [1]

ここで、高温・高密度環境におけるクォーク凝縮の期待値を測定し、この計算を実験的に実証・裏付けすることは、QCD 真空を理解する上で非常に有意義である。しかし、クォーク凝縮の期待値を直接実験的に測定することはできない。そこで、クォーク凝縮の期待値に関連する量として、ハドロンの質量に着目する。

ハドロンの質量に関する重要な現象として、次のようなものがある。それは、ハドロンを構成するクォークの質量が数 MeV 程度であるのに対し、ハドロンの質量は 1 GeV 程度であり、構成クォークの質量の総和よりも 100 倍ほど大きい、というものである。このような現象が起こるのは、ハドロンが QCD 真空中において凝縮した反クォーク・クォーク対と相互作用をすることで、質量を獲得しているためであると考えられている。実際、ハドロンの質量は、QCD 和則によってクォーク凝縮と結びつけることができる。従って、ハドロンの質量を測定することによってクォーク凝縮の期待値を決定することができる。

このように、クォーク凝縮の期待値の温度・密度変化を、ハドロンの質量変化をプローブとして測定することによって、QCD 真空の性質に迫るとというのが、本研究における物理的な関心事項である。

1.2 先行研究

これまでに、高温・高密度環境におけるクォーク凝縮の期待値について調べるため、直接観測することができないクォーク凝縮の代わりに原子核中におけるハドロン質量の変化を探る様々な実験が行われてきた。

例えば、実験室においては、クォーク凝縮を減少させる高密度環境は原子核内において達成される。したがって、実験的には、原子核の内部と外部で発生したハドロンの質量を

比較することで、クォーク凝縮とハドロン質量の関係を議論することができる。

KEK-PS E325 実験では、ベクター中間子（特に、 ρ 、 ω 、 ϕ 中間子）の原子核中での質量変化を調べる実験が行われた。KEK-PS E325 実験では、炭素および銅の標的に 12 GeV の陽子ビームを照射し、これによって生じた中間子の質量が測定された。図 1.2 は、KEK-PS E325 実験において測定された ϕ 中間子の質量スペクトルである。質量スペクトルの測定は、 ϕ 中間子が崩壊することで発生した電子・陽電子対の運動量を測定することによって行われた。

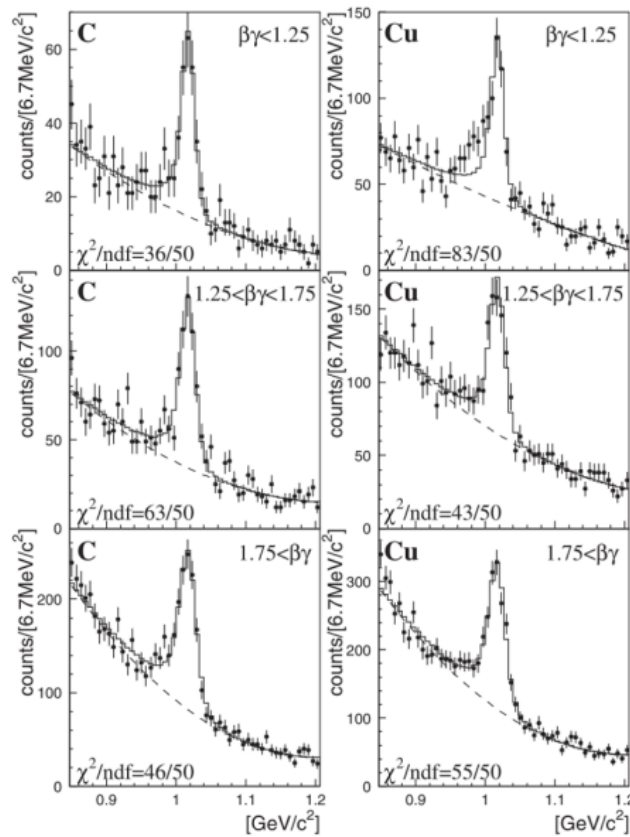


図 1.2: KEK-PS E325 実験において得られた ϕ 中間子の質量スペクトル [2]

図 1.2 中における実線は、Breit–Wigner の式に実験上考えられる効果を取り入れて計算される ϕ 中間子の質量スペクトルである。これを見ると、銅標的に発生した $\beta\gamma < 1.25$ という低運動量（ただし、 β は相対論的速度、 γ はローレンツ因子）の ϕ 中間子について、Breit–Wigner 分布からの有意な収量超過が観測されており、質量が減少した中間子が存在すると考えられる。ここで、発生した ϕ 中間子の運動量が低いほど、また、標的原子核の半径が大きいほど、標的原子核内で発生した ϕ 中間子が原子核内で崩壊する確率は高く

なるため、収量超過は大きくなるという傾向がみられることが期待される。このデータでは大きい原子核標的で、かつ遅い中間子にのみ統計的に有意な超過が観測されており、この描像と無矛盾である。しかし、統計的な有意性は3標準偏差程度であった。これを10標準偏差で確定し、原子核の質量数依存性、ベクター中間子の速度依存性を示すことが重要である。

1.3 E16 の目的、手法

E16 実験では、KEK-PS E325 実験の100倍の統計量を取得することで、標的原子核の半径および ϕ 中間子の運動量と、 ϕ 中間子の質量変化との関係を明らかにし、 ϕ 中間子の質量変化が、 ϕ 中間子が原子核内・外で崩壊したことによるものであることを証明する。100倍の統計量は、

- KEK-PS E325 実験の5倍のアクセプタンスをもつスペクトロメータの建設
- KEK-PS E325 実験の2倍の ϕ 中間子生成断面積となる30 GeVの高運動量陽子ビームの利用
- KEK-PS E325 実験の10倍である 10×10^{10} proton/spillの大強度陽子ビームの利用によって達成する。

また、E16 実験では、KEK-PS E325 実験と同じくベクター中間子の質量を測定する。ベクター中間子は強い相互作用をしないレプトン対への崩壊チャンネルをもつ。本実験では、崩壊した粒子の運動量から元のベクター中間子の質量スペクトルを構成するため、崩壊粒子が強い相互作用を起こすと運動量が変わり、親粒子の質量測定ができない。原子核内での ϕ 中間子の質量減少は3.4%程度であると予想されているため、 π 、Kなどハドロンへの崩壊チャンネルよりもレプトン対崩壊の測定が望ましい。質量測定を行うベクター中間子としては、 ρ 、 ω 、 ϕ 中間子を対象とする。特に ϕ は質量スペクトルの幅が狭く、同じ質量領域に別粒子が無いことから、質量変化の測定には適しているといえる。ここで、E16 実験における ϕ 中間子の質量分解能の目標は8.7MeVである。

1.4 E16 の現在までの状況、今後の予定

E16 実験は現在、コミッションングランを完了し、続く物理データ取得のための準備を行っている。コミッションングランは、Run0a,Run0b,Run0cの3回に分けて行われた。来る2022年末頃には、物理データ取得のためのビームタイムであるRun1が予定されている。また、Run1終了後には、検出器の建設を全て完了した状態で、先行研究であ

る KEK-PS E325 実験の 100 倍の統計量の物理データを取得する Run2 を行う。それぞれのランに関する詳細は、表 1.1 の通りである。

表 1.1: 完了したコミッショニングラン、および今後予定されている物理データ取得のためのランの詳細

| Run 名 | 目的 | 期間 |
|-------|----------|-----------------------|
| Run0a | コミッショニング | 2020/6/4 – 2020/6/20 |
| Run0b | コミッショニング | 2021/2/11 – 2021/2/18 |
| Run0c | コミッショニング | 2021/5/29 – 2021/6/9 |
| Run1 | 物理データ取得 | 2023 年開始予定 |
| Run2 | 物理データ取得 | Run1 終了後。詳細時期未定 |

現在 E16 グループでは、Run1 に向けて検出器のアップグレードを行っている。本論文での評価対象となる SSD は、このアップグレードの一環として導入されるものである。

1.5 本論文の構成

本論文では、まず第二章において E16 実験で用いる実験施設や検出器群 (E16 スペクトロメータ) について述べる。その後、第三章にて本論文の題目ともなっている、GSI で開発されたシリコン半導体検出器 (STS) について説明する。続く第四章にて、2021/12/16 ~ 2021/12/24 にかけて行った、STS の性能評価のためのテスト実験について説明する。このテスト実験で得られたデータの解析およびその結果は、第五章にまとめた。さらに、得られた結果に対する考察を第六章にて行う。これらを踏まえて、第七章にて今後の展望について述べ、最後に第八章にて全体としての結論をまとめた。

第 2 章

E16 スペクトロメータ

2.1 実験施設について

2.1.1 J-PARC

E16 実験は、世界最高強度の高エネルギー陽子ビーム実験施設である、茨城県那珂郡東海村の J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) にて行われる。J-PARC の加速器群は、陽子を加速する 3 台の大型加速器 (LINAC、RCS、MR) から成る。陽子ビームは、LINAC で 400MeV、RCS で 3 GeV、MR で 30 GeV までそれぞれ加速される。その後、加速された陽子ビームが各種ビームラインへ送られ、様々な分野の研究に利用されている。



図 2.1: J-PARC の加速器構成 [3]

2.1.2 ハドロン実験施設と high-p ビームライン

E16 グループは、ハドロン実験施設の high-p ビームラインにおいて実験を行う。ハドロン実験施設では、MR で加速された 30 GeV の一次陽子ビームの一部を取り出して使用している。取り出された陽子ビームを生成標的に照射することで、様々な二次粒子を生成している。E16 実験グループが実験を行う high-p ビームラインでは、MR からの一次粒子を、二次粒子生成標的に入射される前に電磁石によって分岐させ、30 GeV の一次陽子ビームを使用できるようにしている。また、このビームは 1×10^{10} proton/spill (1 spill は約 2 秒) の大強度を誇る。これは、KEK-PS E325 実験で利用されていた陽子ビームの約 10 倍の強度である。

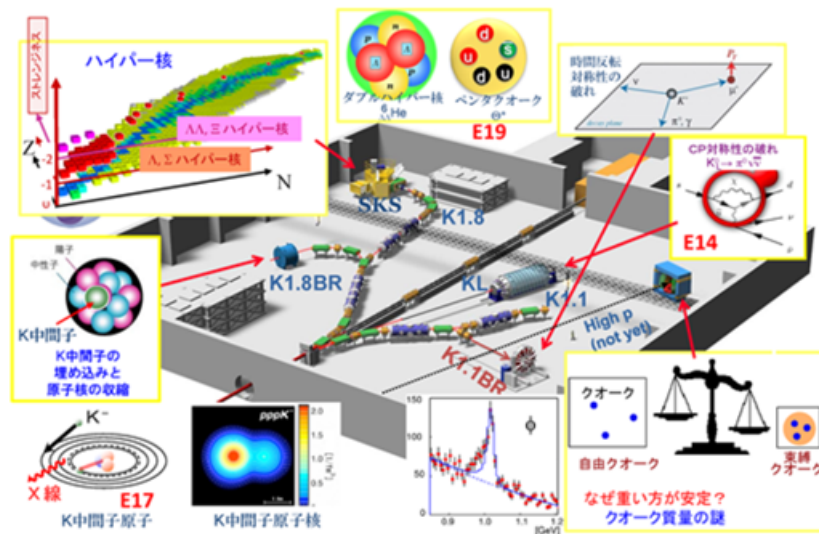


図 2.2: ハドロン実験施設概観 [4]

2.2 E16 スペクトロメータ

E16 実験で用いられる検出器群 (スペクトロメータ) は、主に FM 電磁石と 4 種の検出器によって構成されている。



図 2.3: E16 スペクトロメータ外観

スペクトロメータの最も内側には標的を配置したターゲットチェンバーが設置されており、ターゲットチェンバーから近い順に、シリコンストリップ検出器 (SSD)、GEM

飛跡検出器 (GTR)、ハドロンブラインド検出器 (HBD)、鉛ガラスカロリメータ (LG) の順で配置されている。これらの検出器のうち、SSD と GTR は粒子の飛跡検出を行い、HBD と GTR では粒子の種類同定を行う。E16 では、SSD1 枚、GTR3 枚 (100mm 角、200mm 角、300mm 角それぞれ 1 枚ずつ)、HBD1 台、LG1 台を、それぞれの検出器が同じ立体角を覆うように直線状に配置したものを 1 モジュールとし、これを 1 つの単位としている。現在の E16 スペクトロメータでは、図 2.4 の赤線内の検出器が配備されており、コミッシュニングランにあたる Run0c の終了時点においては、このセットアップでデータ取得が行われた。

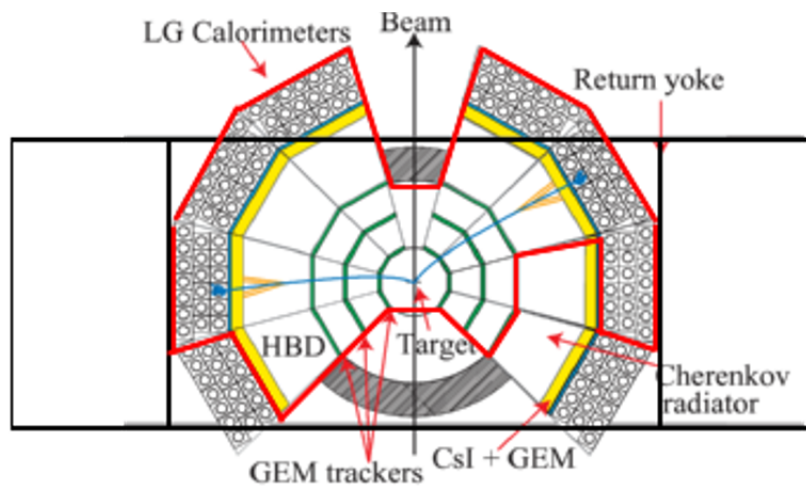


図 2.4: E16 スペクトロメータ。图中赤線内は、Run0c 終了時点でのモジュール。[13]

2022 年末頃には Run1 が予定されており、その際には、図 2.5 の上の図のように最後方に左右 1 モジュールずつを追加するアップグレードが計画されている。さらにその後には Run2 が予定されているが、この際にはさらに上下段にモジュール数を増やし、最終的には計 26 モジュールを配備し、ビーム進行方向に対して水平方向 $+15^\circ \sim +135^\circ$ および $-15^\circ \sim -135^\circ$ 、垂直方向 $\pm 42^\circ$ を覆う大アクセプタンスを達成する予定である (図 2.5)。

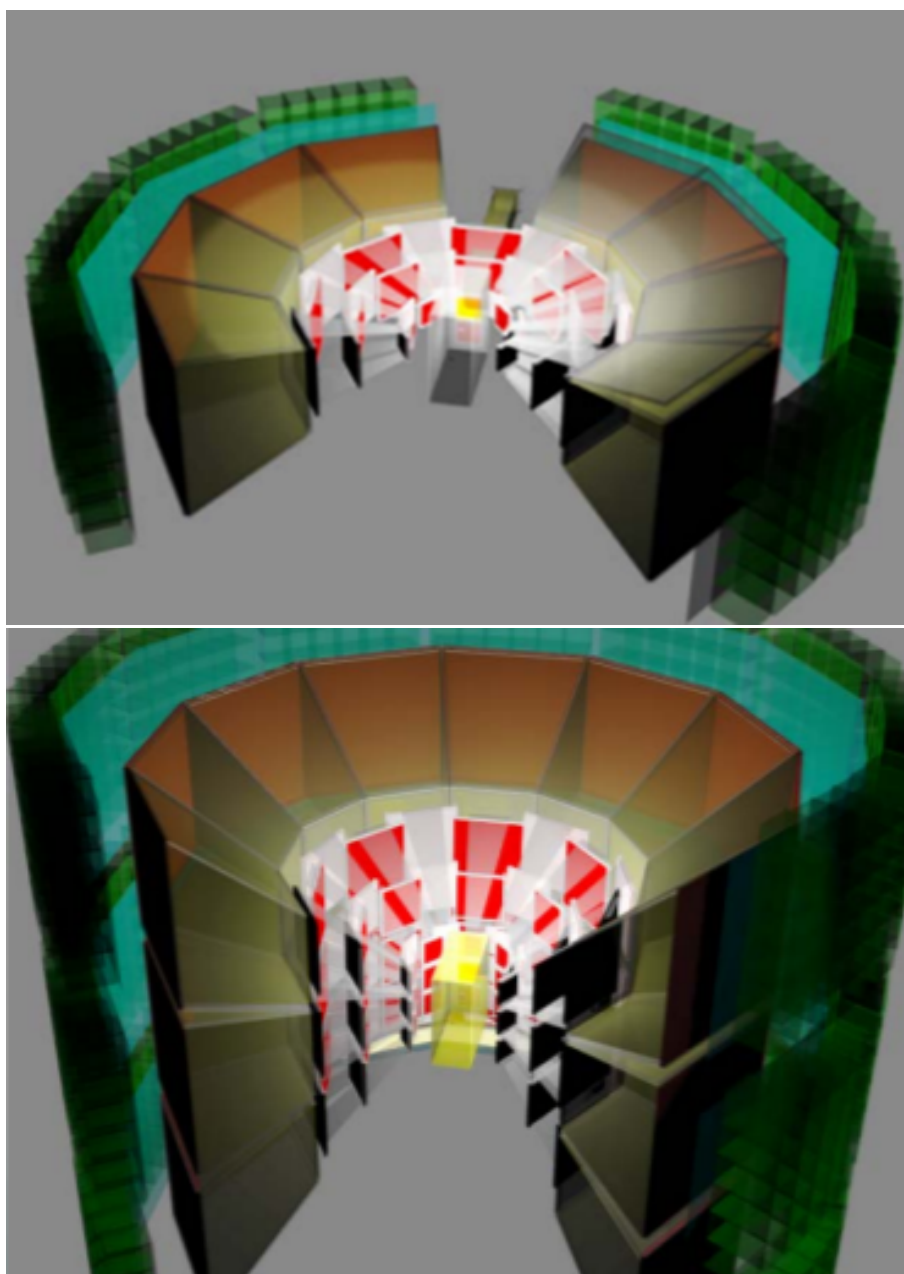


図 2.5: E16 スペクトロメータのモジュールの追加建設予定図。上の図は Run1 を行う際のスペクトロメータの予定図であり、下の図は Run2 を行う際のスペクトロメータの予定図である。
[16]

2.2.1 ターゲットチェンバー

図 2.6 は、実際にコミッションングランにおいて使用した標的、およびそのチェンバーである。

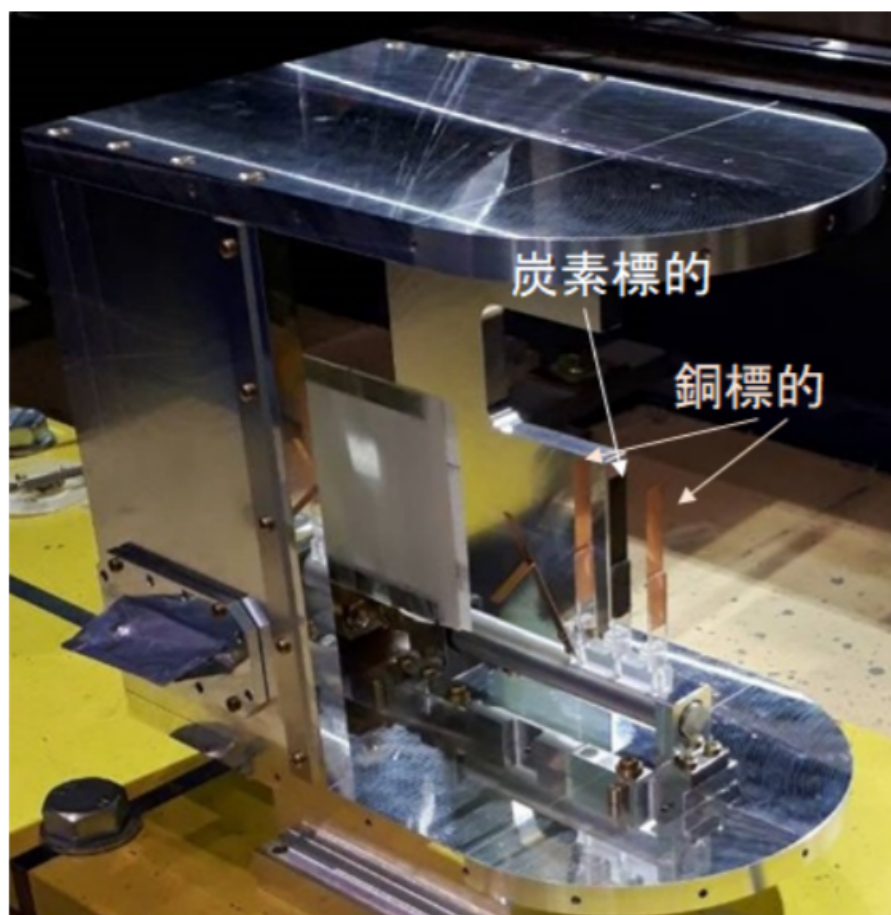


図 2.6: 実際に使用したターゲットチェンバーの写真。[7]

図 2.6 にあるように、2 枚の炭素標的、1 枚の銅標的を使用している。最終的な物理データ取得のためのビームタイムである Run2 においては、ベクター中間子質量の標的原子核半径依存性を調べるため、ポリエチレン、炭素、銅、鉛の 4 種の標的を使用する予定である。また、標的の厚さについて、標的は厚いほど収量が増加するという利点があるが、同時に、 γ 線と標的原子核の相互作用による電子対生成でバックグラウンドが増加してしまい、また運動量の測定対象である終状態の粒子が散乱することで、測定の分解能が低下してしまうなどといった欠点がある。これらの影響を抑えるために、標的の放射長は 0.5 %

程度以下になるように設定されている。具体的には、炭素標的の厚さは $0.09\text{g}/\text{cm}^2$ (約 $500\ \mu\text{m}$)、銅標的の厚さは2枚どちらも $0.07\text{g}/\text{cm}^2$ (約 $80\ \mu\text{m}$) となっている。

2.2.2 FM 電磁石

E16 実験では、FM 電磁石によって発生した磁場中における電子・陽電子の飛跡から運動量を測定し、これによってベクター中間子の不変質量の測定を行う。この FM 電磁石は、本実験の先行研究にあたる KEK-PS E325 実験にて使用されていたものを、KEK つくばキャンパスから J-PARC ハドロン実験施設へ輸送して使用している。ただし、E16 実験においては、KEK-PS E325 実験よりも高い運動量の分解能を達成するために、ポールピースを改造することで、より高い磁場を印加できるようにしてある。実験中は $2450\ \text{A}$ の電流を流し、上下のポールピース間に $1.7\ \text{T}$ の高磁場を生成して運用する。



図 2.7: FM 電磁石 [5]

2.2.3 シリコン半導体検出器 (SSD)

SSD は、E16 実験において磁場中での荷電粒子の飛跡測定から運動量を測定する役割を担う検出器である。また、GTR よりも位置・時間分解能が高いことから、KEK-PS E325 実験と比較して、より高い運動量分解能が得られるようになることが期待されている。現在 E16 実験グループで使用されている SSD は、元は J-PARC K1.8 ビームラインの実験で使用されていたものである。この SSD を用いて、2020 年～2021 年にかけて行われたコミッショニングランである、Run0a、Run0b、Run0c でのデータ取得を行った。この SSD の性能については、時間分解能が約 3 ns、検出効率が 95 %以上であることが調べられている [8]。

続く物理データ取得のためのビームタイムとして、2022 年冬ごろに Run1 が予定されている。1.4 章の冒頭で述べた通り、Run1 に向けて、E16 スペクトロメータのグレードアップが予定されている。特に SSD については、Run1 での最後方へのモジュール追加に加えて、Run2 での上下段のモジュール追加にも対応できるよう、GSI で開発された SSD (以降、STS (Silicon Tracking System) と呼称) を新たに導入することになっている。更に、これまで E16 で使用してきた SSD が 1 次元での位置検出しか行えなかったことに対し、新たに導入する STS は 2 次元での位置検出を行うことができる。これにより、ghost ヒットによる粒子の誤検出を低減することができるようになることが期待されている。

STS に関する詳細については、第三章において述べる。

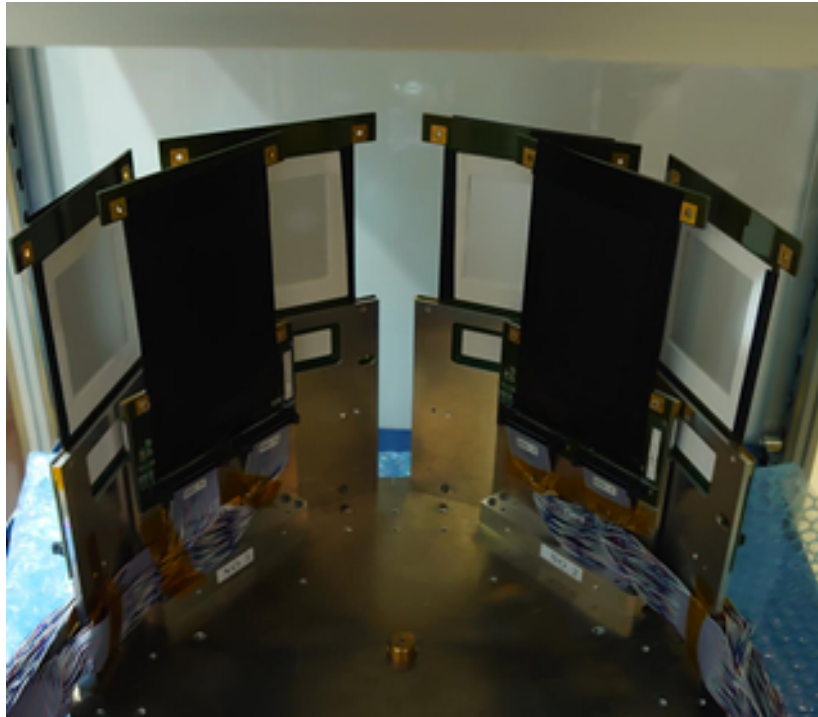


図 2.8: Run0a,Run0b,Run0c において使用した SSD の写真。

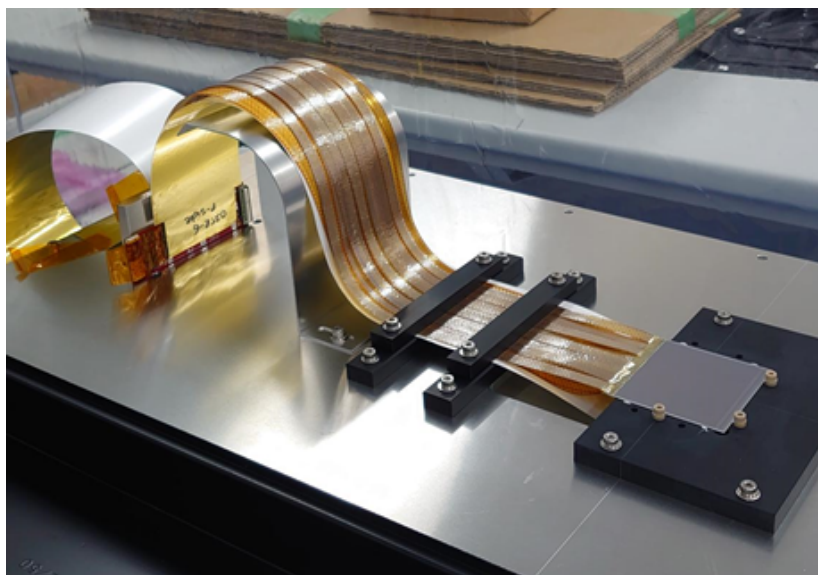


図 2.9: 今回新たに導入した SSD (STS) の写真。写真右の黒い台に乗っている板がシリコンのセンサーであり、写真左の FEB8(3.4 章参照) とリボンケーブルによって接続されている。

2.2.4 GEM 飛跡検出器 (GTR)

GTR は、SSD とともに粒子の飛跡検出を担う検出器の 1 つである。入射した荷電粒子が内部のガスを電離させ、その電離電子を増幅して信号として読み出す。特に GTR は、電子の増幅に高いレート耐性をもつ GEM (Gas Electron Multiplier : 薄い絶縁体板の両面に金属を蒸着し、無数の細孔を空けたもの) を採用している所が特徴的である。GEM の両面に電位差を作ると、細孔に高電場が生成され、細孔を通った電子を増幅することができる。

図 2.11 は GTR の概念図である。GTR チェンバーはメッシュと 3 層の GEM で構成されており、メッシュと GEM の間には、GEM からメッシュの方向に電場がかかっている。同様に、GEM 同士にも同じ方向に電場がかかっている。チェンバー内には Ar と CO₂ の混合ガス (70:30) が充填されており、電子・陽電子が入射すると、ガス内で電離反応を起こす。この電離によって発生した電子は、メッシュと GEM の間に印加された電場に従って GEM に送られ、GEM の細孔を通過する際に増幅される。同様に、GEM 同士の間にも印加された電場によって多段階に電子の増幅が行われる。このようにして増幅された電子を、2 次元に配置されたストリップで読み出し、粒子が通過した位置を 2 次元で検出することを可能にしている。

E16 スペクトロメータにおいては、GTR は内側から順に 100mm 角、200mm 角、300mm 角の合計 3 層が配置されている。

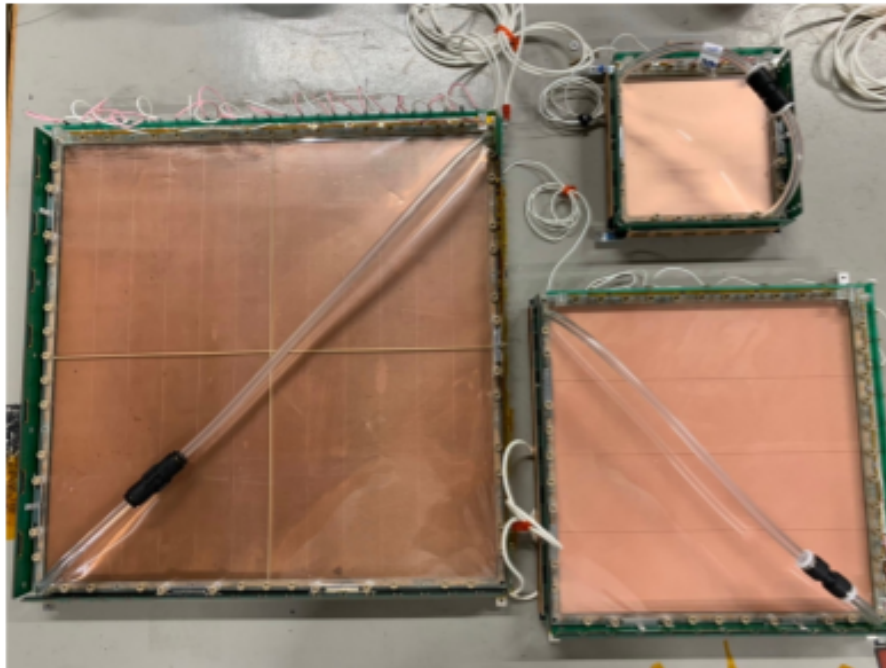


図 2.10: GTR の実物写真 [6]

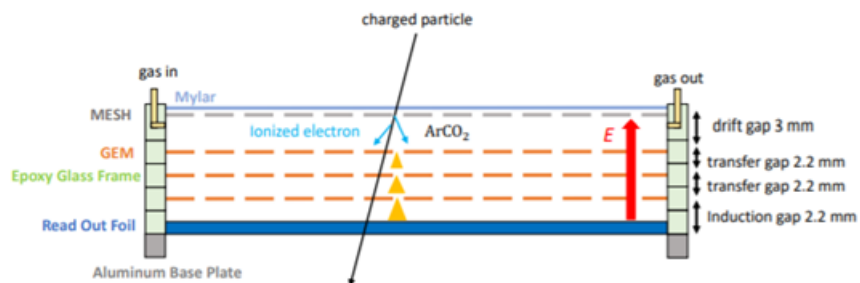


図 2.11: GTR の動作原理概念図 [6]

2.2.5 ハドロンプラインド検出器 (HBD)

CF₄ が充填された、ガステレンコフ検出器である。元々は PHENIX 実験のために開発されたものであり、E16 実験においては、電子・陽電子と主なバックグラウンドである π 中間子とを区別するための電子同定検出器として用いられている。

HBD の内部は 1 層のメッシュと 3 層の GEM で構成されており、GEM 同士の間には順方向のバイアス電圧が、GEM とメッシュの間には逆方向のバイアス電圧がかかってい

る。これにより、電子とハドロンが入射した際の応答に違いが生じる。

まず、検出器に電子が入射した場合、チェレンコフ光が発生する。このとき発生したチェレンコフ光を、1段目の GEM 表面に蒸着した CsI フォトカソードで光電子に変換する。これによって生じた光電子を 3 段の GEM で増幅し、読み出しパッドで増幅された光電子を信号として読み取る。

一方、検出器に E16 実験における主なバックグラウンド源である π 中間子などが入射した際は、CF₄ ガスを電離して電子を発生させるが、1段目の GEM とメッシュの間には逆方向のバイアス電圧がかかっているため、電離で生じた電子はメッシュに吸収されてしまう。このようにして、電子が入射した際のチェレンコフ光のみを検出し、 π 中間子などが入射した際の電離電子を検出しないようにすることで、電子と π 中間子の区別をすることができる。

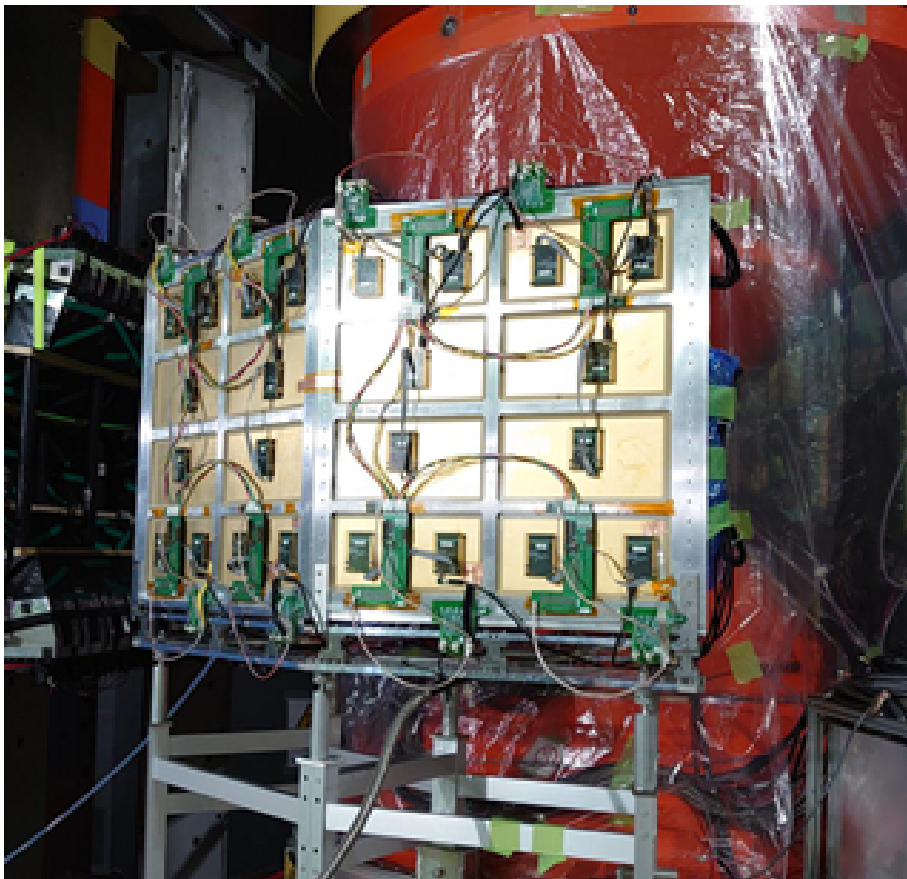


図 2.12: HBD の実物写真

2.2.6 鉛ガラスカロリメータ (LG)

鉛ガラスを輻射体として用いた電磁カロリメータ。E16 実験においては、HB Dと同じく、電子・陽電子と、主なバックグラウンドである π 中間子とを区別する、電子同定検出器として用いられている。LG は、入射した粒子が発生させたチェレンコフ光を光電子増倍管によって捉える。その際の応答が入射した粒子によって異なることを利用して、入射した粒子の種類、およびそのエネルギーの検出を行う。

鉛ガラスに電子が入射した場合、まず入射した電子自身によるチェレンコフ光が発生する。このとき、電子が物質中で制動放射を起こし、 γ 線が放出される。ここで生じた γ 線が電子の対を生成し、更にこれらの電子が制動放射と電子対生成を繰り返す。この繰り返しによって、電磁シャワーと呼ばれる雪崩的な電子の増幅が行われる。これにより、LG に電子が入射した際は、大きな発光量が検出される。

鉛ガラスに π 中間子などのハドロンが入射した際は、ハドロン自身によって発生したチェレンコフ光や、 π 中間子の荷電変換反応による π^0 中間子の 2γ 崩壊などにより光子を発生させるが、その量は電子が入射したときほど多くない。この発光量の違いを利用することで、電子と π 中間子などのハドロンとの識別が可能となる。



図 2.13: LG の実物写真および簡単な検出原理 [7]

第3章

STS について

これまで E16 で使用していた SSD は、コミッショニング用に別の実験グループから借用していたものである。この SSD の大きさは、2.2 章にて述べたモジュールで考えると 6 モジュール分のアクセプタンスしか持たず、E16 スペクトロメータの最終的なアクセプタンス目標を達成することができない。E16 では、2020 年から 2021 年にかけて行われたコミッショニングランが完了したため、続く物理データ取得のためのランに向けて、大アクセプタンスを確保できる SSD を新たに導入した。この SSD は GSI で開発されたものであり、Silicon Tracking System を略して、STS と呼ばれている。

3.1 検出原理

シリコンは規則性をもつ結晶をつくり、結晶中における電子が占有するエネルギー状態は、ほぼ連続した値をとる。このように、ほぼ連続していたエネルギー準位の群をエネルギーバンドと呼ぶ。エネルギーバンドには、電子に占有された状態の価電子帯と、価電子帯より高いエネルギー帯に位置する伝導帯が存在する。また、価電子帯と伝導帯の間を禁止帯と呼び、そのエネルギー幅をバンドギャップと呼ぶ。シリコンのバンドギャップは、室温において約 1.1eV であり、これは電子の平均運動エネルギーの 50 倍ほどである。ゆえに、シリコンでは価電子帯の電子が容易に伝導帯へ移ることができる。

また、シリコンなどの半導体は、結晶内部に含まれる不純物によって電気的特性が決まる。例えば、4 価のシリコンに P、As、Sb などの 5 価の不純物（ドナー）が混ざると、シリコンとの共有結合の際に 1 つの価電子が余ることになる。この電子は容易に伝導帯に移ることができるため、この電子がシリコンの電荷の移動を担うことになる。このように、不純物によって緩く束縛された電子をもつようになった半導体を、n 型半導体と呼ぶ。こ

のように、シリコン結晶における電荷の移動を担うものを総称してキャリアと呼ぶ。逆に、B、Al、Ga などのような 3 価の不純物（アクセプタ）が混ざった半導体は、正孔がキャリアとして電荷の移動を担うことになり、このような半導体を p 型半導体と呼ぶ。また、特に不純物濃度が高い n 型、p 型半導体をそれぞれ n^+ 型、 p^+ 型半導体と呼ぶ。

図 3.2 は、STS の構成の概念図である。今回 E16 に導入した STS は、いわゆる double-sided silicon strip detector（以降 DSSD）であり、n 型半導体の板（以降、n 型半導体バルク）の片面に p^+ 型半導体のストリップが、もう片方の面に n^+ 型半導体のストリップが配置されている。また、ストリップには電流読み出し用のアルミニウム電極が併設されている。 p^+ 型半導体と n 型半導体バルクの接合面においては、電子と正孔の濃度差により、n 型半導体バルクから p^+ 型半導体へ電子が、 p^+ 型半導体から n 型半導体バルクへ正孔が拡散する。これにより、接合面付近の n 型半導体では正に帯電したドナーが、 p^+ 型半導体では負に帯電したアクセプタが発生する。このような領域においては、電子や正孔のキャリアが存在しなくなるため、電荷のやり取りが行われなくなる。このような領域を空乏層と呼ぶ。 p^+ 型ストリップと n 型半導体バルクの接合部分にできた空乏層は、 p^+ 型ストリップと n 型半導体バルクに逆バイアス電圧を印加することで、更に広げることができる。この空乏層に荷電粒子が入射すると、荷電粒子はシリコンの空乏層にエネルギーを落とす。このとき、この荷電粒子が落としたエネルギーに比例した数の電子・正孔対が空乏層中に生じる。生じた電子・陽電子は逆バイアス電圧によって、それぞれ n^+ 型、 p^+ 型のストリップに収集される。これらの収集された電子・陽電子がアルミニウムストリップで電流として読み出されることで、荷電粒子が検出器のどこを通過したかが分かるようになっている。

このとき、 n^+ 型ストリップはそのままでは n 型半導体バルクと電氣的に一体化しているため、空乏層で発生した電子は全ての n^+ 型ストリップで同等に検出されてしまう。これを防ぐために、double-sided silicon strip detector では p ストップと呼ばれる p^+ 型ストリップが n^+ 型ストリップの間に挿入されている。p ストップは、n 型半導体バルクとの間に空乏層をつくる。このとき、 p^+ 型ストリップと p ストップによって n 型半導体バルク状に形成された空乏層が結合し、 n^+ 型ストリップ同士を電氣的に分離させることができる。（図 3.1）

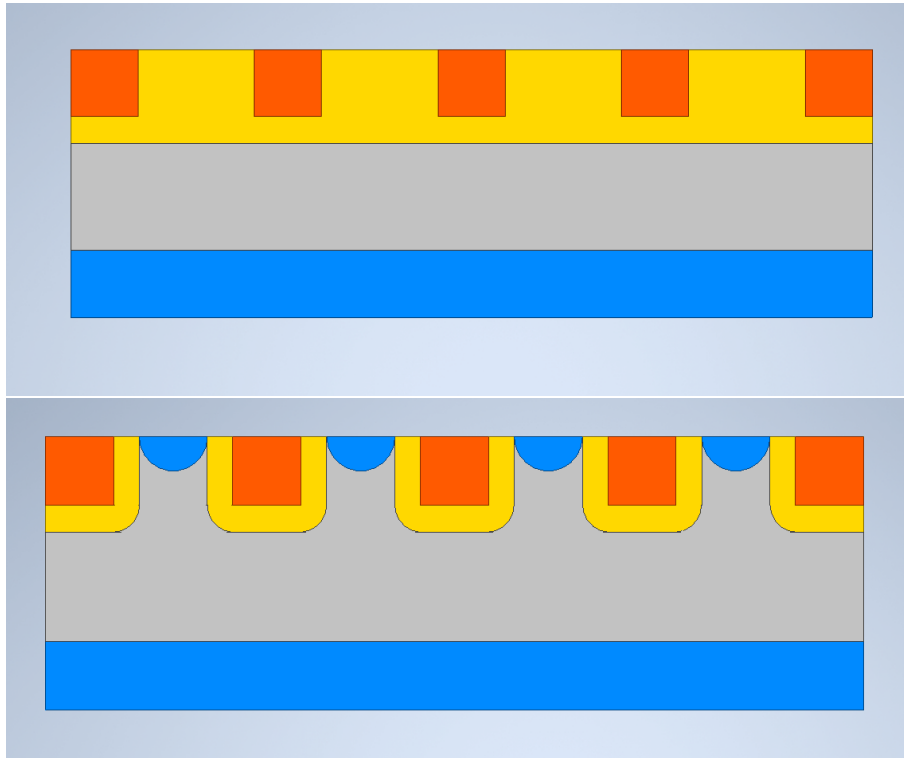


図 3.1: p ストップの動作の概念図。灰色の箇所は空乏層となっている部分を示している。上図は p ストップがない場合を表している。このとき各 n^+ ストリップは全て n 型半導体バルクを介して導通しており、電氣的に独立していない。下図は p ストップがある場合を表している。p ストップがつくる空乏層と p^+ ストリップがつくる空乏層が結合することで、各 n^+ ストリップを電氣的に独立させている。

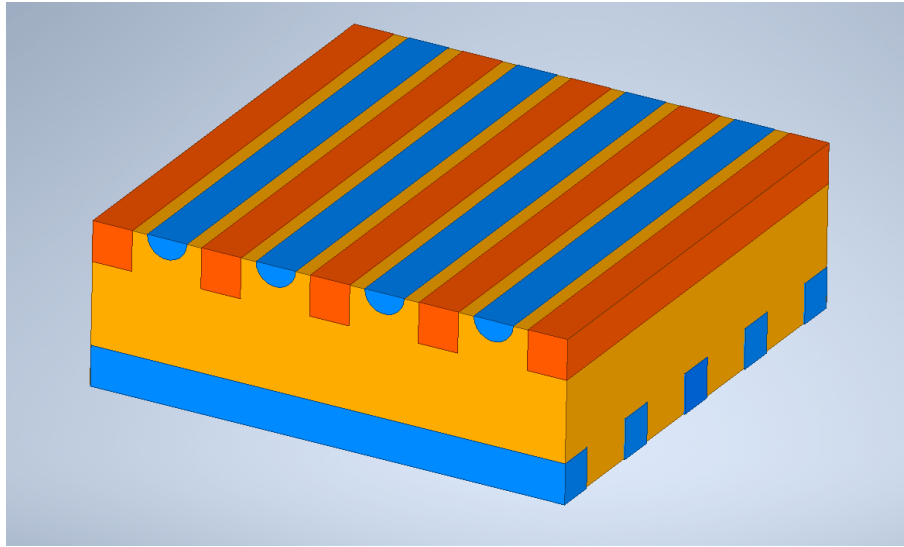


図 3.2: double-sided silicon strip detector の構成の概念図。図中上部の橙色の直方体が n^+ ストリップを、青色の半円柱が p ストップを、中央の黄色の層は n 型半導体バルクを、下部の青色の直方体は p^+ ストリップを、それぞれ表している。ただし、STS では n^+ ストリップと p^+ ストリップは直交しておらず、 7.5° の角度をなすようになっている。

3.2 基本情報

今回導入した STS の基本的な情報をまとめ、以下に記す。[10]

表 3.1: STS の基本情報

| | |
|--------------|-------------------|
| 検出器面積 | 62 mm 角 |
| 有感領域面積 | 60 mm 角 |
| 厚さ | 300 μm |
| ストリップのチャンネル数 | 各面 1024 ch |
| ストリップの間隔 | 58 μm |
| stereo angle | 7.5° |

ここで、stereo angle とは、鉛直に配置された n^+ 型ストリップに対して、 p^+ 型ストリップのなす角の大きさのことである。(図 3.3)。また、 p^+ 型ストリップは斜めに角度がついているため、シリコン板の端で折り返しが発生している。

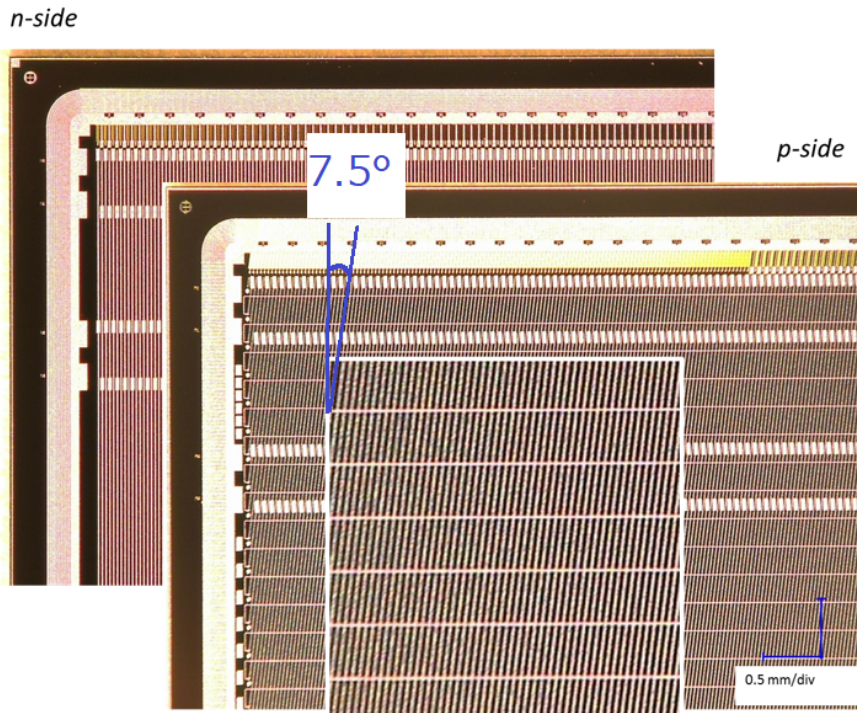


図 3.3: STS 実物のストリップ配置。手前が p^+ ストリップの面で、奥が n^+ ストリップの面である。[11]

3.3 XYTER について

XYTER はトリガーレス DAQ 用に開発された ASIC で、セルフトリガーで動作する。ADC ch1 の閾値を超えたヒット情報はデジタル化され、後段の GBTxEMU board (後述) に出力される。TDC は、ADC ch1 の閾値を超えたヒットが来た時に、そのヒットがデータ取得開始から何クロック目に生じたものかを記録している。1 つの XYTER あたり、128 ch のストリップのデータを処理することができる。

3.4 FEB8 について

XYTER が 8 枚搭載された基板である。 p^+ 型ストリップの面、 n^+ 型ストリップの面それぞれに対して 1 枚の FEB8 を使用するため、STS1 枚に対して 2 つの FEB8 が必要になる。FEB8 には、 p^+ 型ストリップ面用と n^+ 型ストリップ面用がある。また今回の実験では、性能評価のために用いる trigger 信号を、もう 1 枚別に用意した FEB8 で処理

した。逆バイアス電圧として印加する high voltage の定格電圧は、 n^+ 側に + 75V、 p^+ 側に - 75 V である。また、FEB8 は冷却を行わずに HV を印加し続けると、100 度を越えるほどの高温になる。この状態で使用を続けると、FEB8 が破損してしまうため、最低でも空冷による冷却が必要である。FEB8 上の XYTER は、シリコン本体とリボンケーブルによって接続されている。

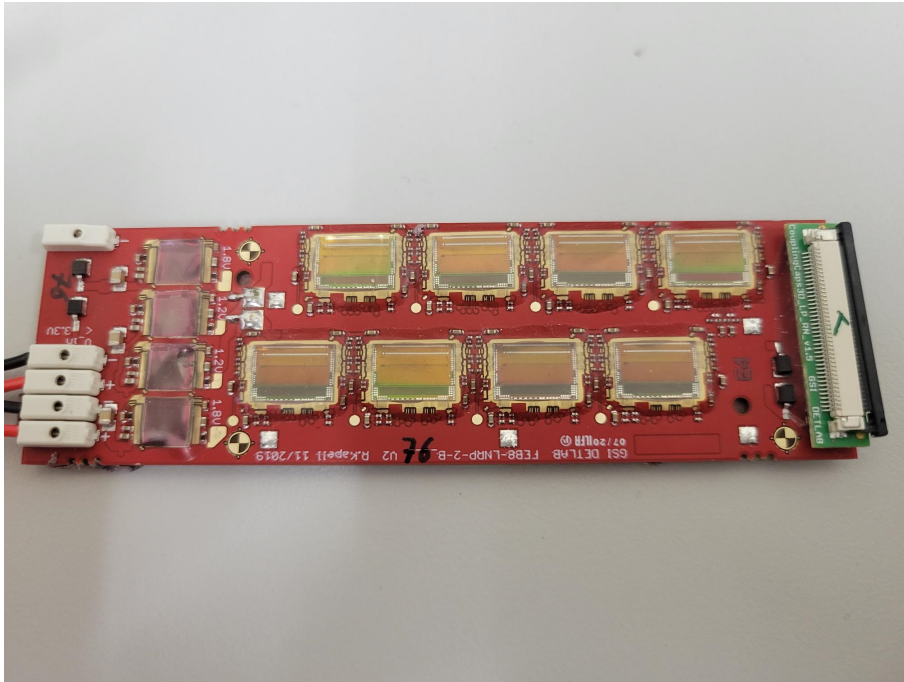


図 3.4: FEB8 の写真

3.5 GBTxEMU board について

GBTxEMU board は、FPGA を搭載したデータ中継ボードである。前段の FEB8 とフラットケーブルによって接続され、後段のデータ収集 PC へはイーサネットケーブルにより接続されている。FEB8 から最大 320Mbps で送られてくるヒットデータを受けて、PC へ TCP 転送を行う。

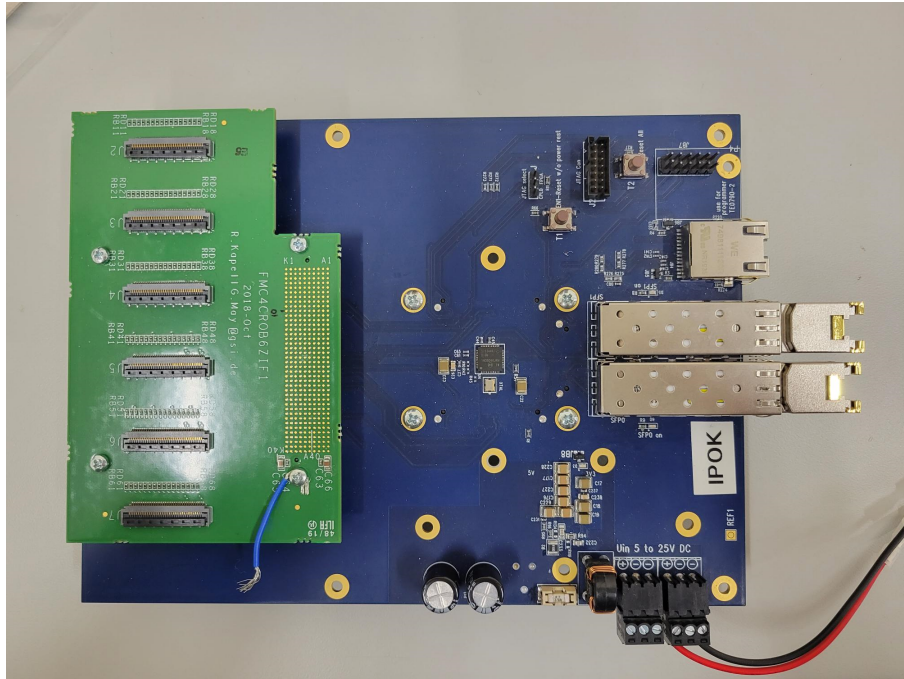


図 3.5: GBTxEMU board の写真

3.6 STS の要求性能について

E16 実験では、先行実験である KEK-PS E325 実験の 100 倍の統計量を達成するという目標がある。この 100 倍の統計量を達成するために STS には 95 % の検出効率が要求されている。更に、E16 実験における質量分解能の目標 8.7MeV を達成するために STS に要求される位置分解能、時間分解能を、表 3.2 にまとめた。また、GSI における開発時点での想定性能についても表 3.2 に併記した。

表 3.2: STS の要求性能及び想定性能

| | 要求性能 | 想定性能 [10][12] |
|-------|------------------|------------------|
| 位置分解能 | 30 μm | 25 μm |
| 時間分解能 | 6 ns | 6 ns |
| 検出効率 | 95 % | 95 % (※) |

(※) ただし、検出する粒子の運動量 1 GeV/c 以上における値。

時間分解能の要求について

STS は、E16 スペクトロメータにおいて GTR とともに粒子の飛跡検出を行う。GTR によるトラック候補については、斜め入射によるストリップごとの時間差を許容するため、300ns 程度の time window がある。この 300ns の time window の間には、 ϕ 中間子が崩壊して発生した電子・陽電子の他に、陽子ビームのハローなどのバックグラウンドに由来する粒子が同時に検出される。J-PARC の大強度陽子ビームを最大限利用するには、高計数率耐性を持ちながら高度なバックグラウンド抑制力を持つ検出器が必要になる。特に本実験ではレプトン対を測定するため、ハドロン起源の膨大なバックグラウンドを抑制することが重要となる。

ここで、ガス検出器である GTR に対して、数 ns という高い分解能で event timing にあっている STS でヒットを選ぶことができれば、このヒットと関連する飛跡の候補のみを残すことで、バックグラウンドを抑制することができる。

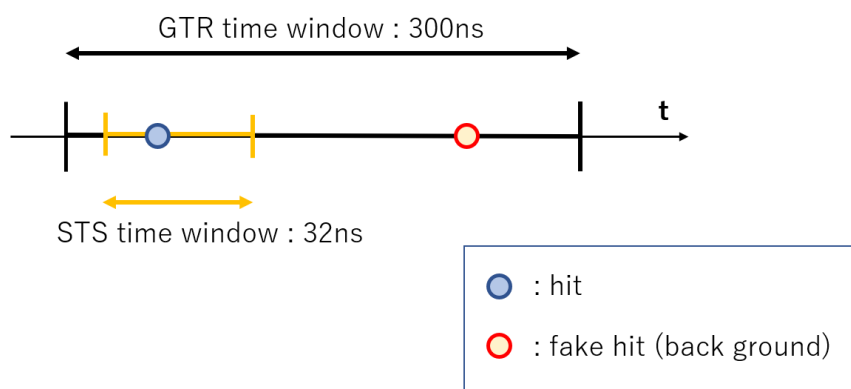


図 3.6: time window によるバックグラウンド除去の概念図

この場合、STS に対して具体的には次のような条件が要請される。Run0c までに使用してきた SSD は、時間分解能が 3 ns 程度であることが調べられていた [8]。

ただし、Run0c までに使用してきた SSD は波形を記録することで時間分解能を向上させているのに対して、今回導入した STS は threshold を超えたタイミングのみを記録しているため、Run0c までに使用してきた SSD よりは時間分解能が悪くなると考えられる。

実際に、[?] によって、時間分解能が 6ns であることが確かめられている。このとき、time window を 32 ns に設定した場合の真の飛跡の候補が time window から外れてしまう確率は約 0.7 % となり、検出効率には大きな影響を及ぼさないものと考えられる。

検出効率の要求について

E16 実験においては、標的原子核半径およびベクター中間子の運動量と、ベクター中間子の質量の関係性を示すために、先行研究である KEK-PS E325 実験の 100 倍の統計量を達成する、ということが 1 つの目標となっている。E16 スペクトロメータでは、1 モジュールにつき STS、GTR3 層、HBD、LG の 6 層の検出器が存在するため、個々の検出器の検出効率は統計量を確保するという観点からは極めて重要である。Run0c までに使用してきた SSD の検出効率は 95 % 以上であった [8]。新しく導入する STS に関しては、GSI において検出効率が 95 % であることが確認されている [10]。よって、STS の検出効率についても、STS 単体で 95 % を満たすことが期待されている。

3.7 STS の位置分解能について

STS の位置分解能について考える。STS のストリップの間隔を h とする。あるストリップ x_0 で粒子が検出されるのは、粒子が $x_0 - \frac{h}{2}$ から $x_0 + \frac{h}{2}$ の間のどこかに入射したときである。よって、ストリップ x_0 で粒子が検出された場合における、粒子の真の通過位置の期待値 $\langle E \rangle$ 及び分散 $\langle V \rangle$ は、次のように表せる。

$$\begin{aligned}\langle E \rangle &= \int_{-\infty}^{+\infty} x * p(x) dx \quad (p(x) : \text{粒子の真の通過位置が } x \text{ である確率}) \\ &= \int_{x_0 - \frac{h}{2}}^{x_0 + \frac{h}{2}} x * \frac{1}{h} dx \\ &= x_0\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\langle V \rangle &= \int_{-\infty}^{+\infty} (x - \langle E \rangle)^2 * p(x) dx \\ &= \frac{h^2}{12}\end{aligned}$$

したがって、標準偏差 $\sigma = \sqrt{\langle V \rangle} = \frac{h}{\sqrt{12}}$ となり、これが STS の位置分解能となる。STS のストリップ間隔は $58 \mu m$ であるため、STS の位置分解能は $\frac{58}{\sqrt{12}} \simeq 16.74 \mu m$ となる。E16 実験における SSD の位置分解能には、 $30 \mu m$ の位置分解能が要求されている。よって、位置分解能の観点からは、STS は E16 実験における要求性能を十分満たしていると考えられる。従って、今回のテスト実験においては、位置分解能の性能評価は行わなかった。

第 4 章

ELPH テスト実験

今回、GSI で開発された SSD の性能評価を行うため、東北大学の電子光物理学研究センター (ELPH) にてテスト実験を行った。

4.1 実験の目的

今回の実験の目的は、実験の目的は新しく導入する STS プロトタイプのビーム環境における動作確認と、時間分解能・および検出効率を測定することである。これらの性能を評価するにあたっては、E16 実験において主として測定対象とする 1 GeV 程度の運動量の陽電子を用いることが望ましい。この運動量領域の陽電子ビームを使用することができる加速器施設として、今回は東北大学電子光物理学研究センター (ELPH) にてテスト実験を行うこととした。STS の E16 実験における要求性能、及び開発段階における想定性能は表 3.2 の通りである。ただし、STS の位置分解能については、E16 スペクトロメータの検出器群の中でも SSD は最も位置分解能が高く、また 3.7 章で述べた通り、STS の位置分解能はストリップの間隔から $16.74 \mu\text{m}$ として計算でき、E16 実験における位置分解能の要求性能 $30 \mu\text{m}$ を大きく上回っていることなどから、今回は性能評価の対象としなかった。ただし最終的には、原子核外で崩壊した ω 中間子や ϕ 中間子の質量スペクトルを STS を用いて測定し、Breit-Wigner の式から得られる既知のスペクトルとの比較することで、STS の位置分解能を評価する予定である。

4.2 ELPH GeVガンマビームラインについて

ELPH：東北大学電子光物理学研究センター（ELPH）は、高エネルギー電子ブースターシンクロトロンと大パワーの低エネルギー直線加速器を有する加速器施設で、大学保有の電子ビームの加速器としては最大規模を誇る。図 4.1 は、ELPH の加速器構成の概略図である。

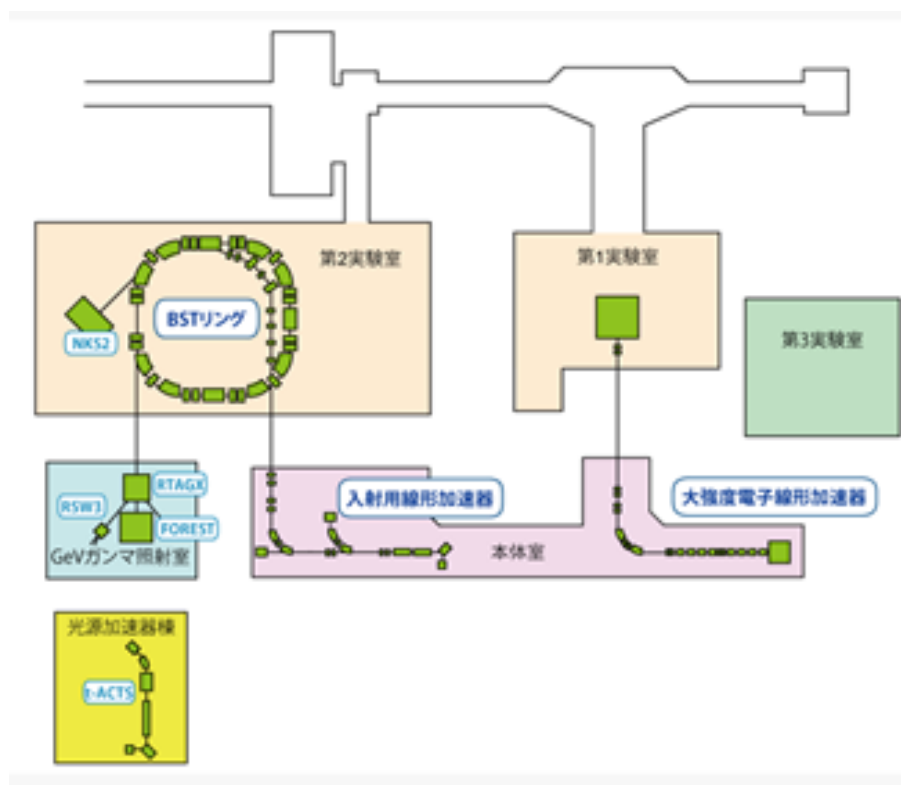


図 4.1: ELPH の加速器構成概略図 [9]

まず、シンクロトロン入射用の線形加速器で最大約 100MeV まで加速された電子は、ブースター・ストレージリング (BST) と呼ばれるシンクロトロンへ送られ、最大 1.3 GeV まで加速される。BST で加速された電子は、周回軌道中の炭素ファイバーによって制動放射を起こし、ここで発生した光子が GeV ガンマ照射室に導かれる。GeV ガンマ照射室に入射した光子は、金やタングステンなどのコンバーターによって電子・陽電子に変換される。こうして生成された電子・陽電子は、双極電磁石によってそれぞれ軌道を変更され、ユーザーの利用するビームラインに送られる。

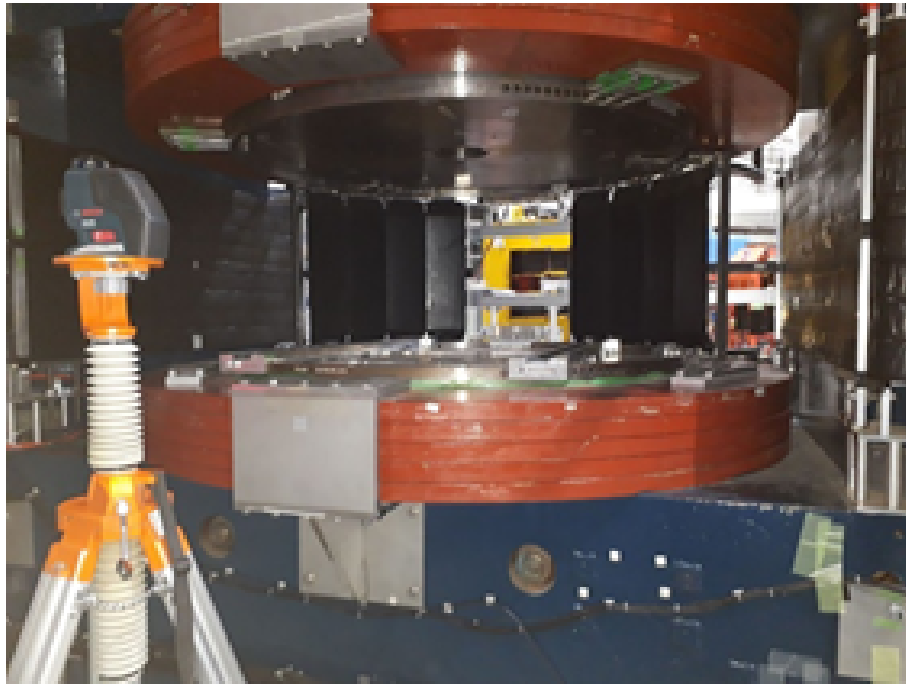


図 4.2: ELPH GeV ガンマ照射室の双極電磁石

今回の実験において利用したビームの特徴は、表 4.1 の通り。

表 4.1: ELPH において利用したビームの特徴

| ビーム粒子 | 陽電子 |
|------------|-------------------------|
| ビームの照射サイクル | 10 秒間ビーム ON、7 秒間ビーム OFF |
| 運動量 (平均) | 約 600~850MeV/c |
| 運動量の広がり | 約 2.8~6.5MeV/c |

4.3 ビームタイムについて

2021/12/16 から 2021/12/24 にかけて行われた。今回の実験では、STS だけでなく GTR や LG のテストも同時に行われた。STS については、2021/12/16 から 2021/12/20 の間を検出器の調整に使用し、性能評価に用いるデータの取得は 2021/12/20 から 2021/12/24 の間に行った。

4.4 STS box

今回のテスト実験では、1枚の STS を用いて性能評価を行った。そのため、1枚の STS を検出器として単体で動作させられるように、STS box を組み立てた。図 4.3 は、実際に実験で用いた STS box の写真である。



図 4.3: 今回のテスト実験のため作成した STS box

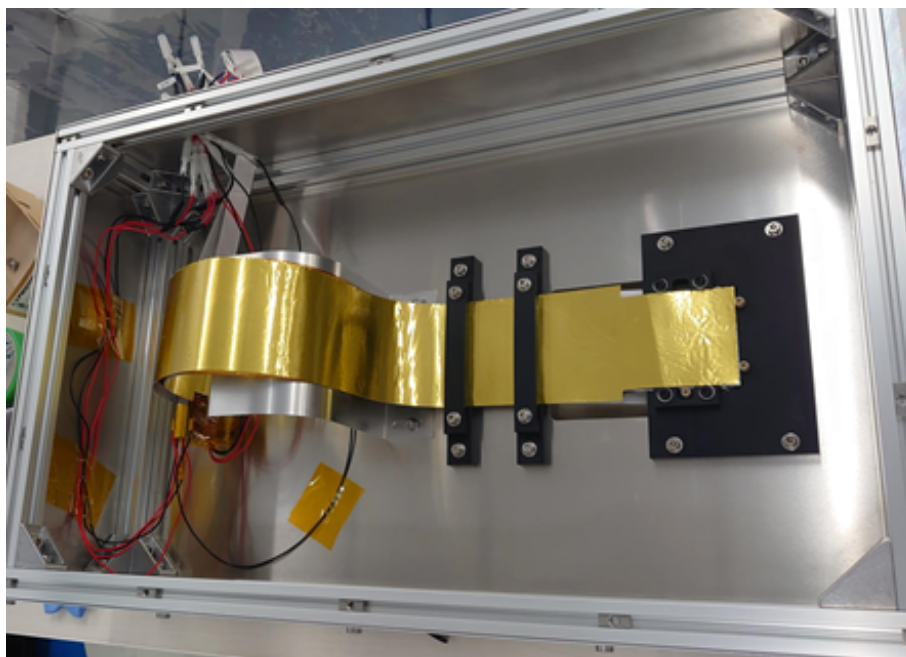


図 4.4: STS box の内部。図中右の黒色の台にシリコンセンサーをしてある。シリコンセンサー、およびシリコンセンサーと FEB8 を繋ぐリボンケーブルは、ノイズ軽減のためシールド（中央右から左にかけての金色の帯）を被せている。

今回の STS box を設計するにあたっての要求条件は、

- 遮光がなされていること
- シリコンと FEB8 を繋ぐマイクロケーブルに負荷がかからないこと
- FEB8 を冷却できること

である。これらの条件を満たすように、直方体に組んだアルミ製のフレームに、アルミ板のカバーを取り付けて STS box を作成した。

シリコン本体は、図 4.5 に示すような ABS 樹脂製の絶縁パーツに、エルケム CAF4（シリコンシーラント）で接着した。2 辺に絶縁性の高い PEEK でできたワッシャーを取り付け、これにシリコンを押し当てながら接着することで位置を決めることができる。

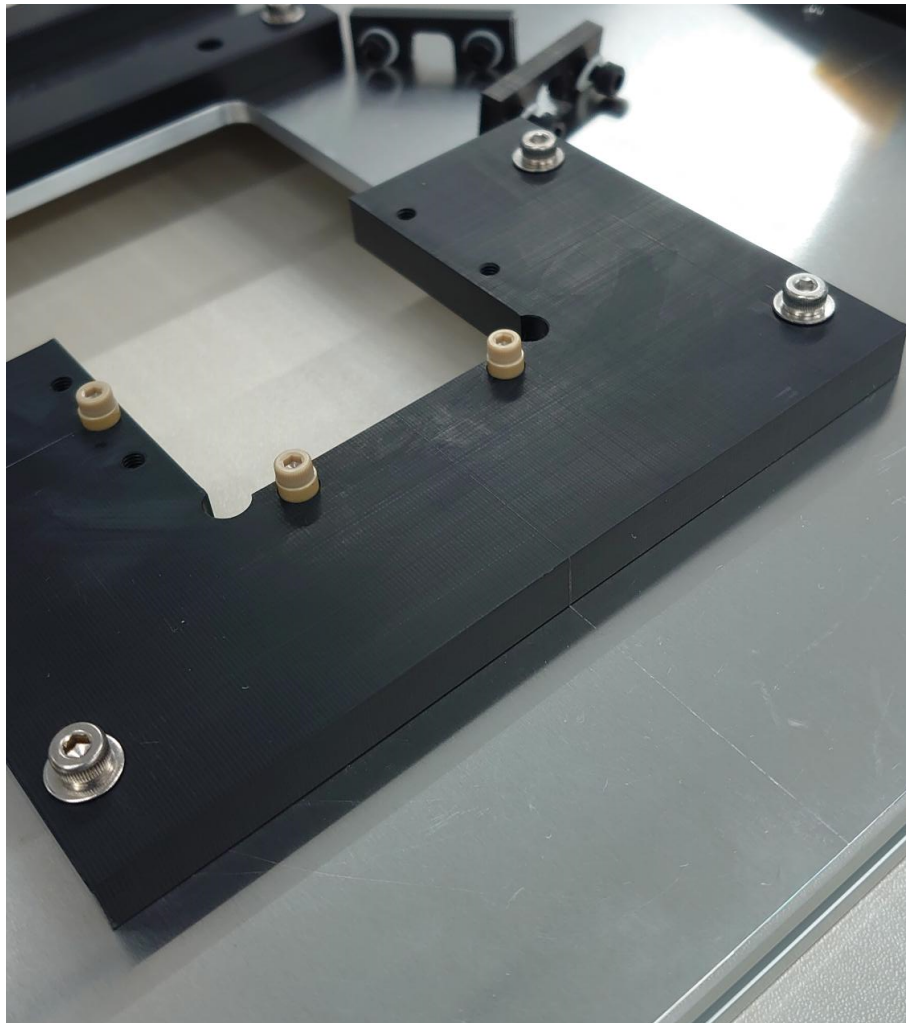


図 4.5: シリコンのセンサーを取り付ける、ABS 樹脂製のフレーム

シリコンを取り付けた絶縁パーツと STS box とはケガキ線を合わせて固定することで、STS box に組み込んだ状態でも位置精度が出せる構造になっている。FEB8 は、STS box 内のアルミ板に伝熱シートで取り付け、このアルミ板がある部分を STS box の外側から小型のファンを用いて冷却した。シリコンと FEB8 を繋ぐマイクロケーブルは、垂れ下がるなどして負荷がかかると wire bonding に損傷を与える可能性があったため、曲げたアルミ板に沿わせることで負荷を軽減した。遮光については、STS box のフレームとアルミ板のカバーを信越シリコン KE45 によって箱の内側から埋め、ネジ穴などの貫通部分や、開閉する蓋に相当する板の縁部分はブラックテープによって塞いだ。また、シリコン本体周辺のビームが通過する箇所はアルミ板に穴が空いているので、アルミナイズドマイラーのシートで遮光を行った。アルミナイズドマイラーは、アルミ製の STS box と合

わせて導通しているため、検出器全体を囲む静電遮蔽としての役割も果たしている。

4.5 実験セットアップ

トリガー用プラスチックシンチレーター 3 台 (30mm 角、10mm 角、10mm 角)、STS box、100mm 角の GTR、300mm 角の GTR、100mm 角の GTR、プラスチックシンチレーター 2 台 (10mm 角,10mm 角)、LG を直線状に並べて配置した。図 4.6 はセットアップの概念図であり、図 4.7 は実際のセットアップの写真である。

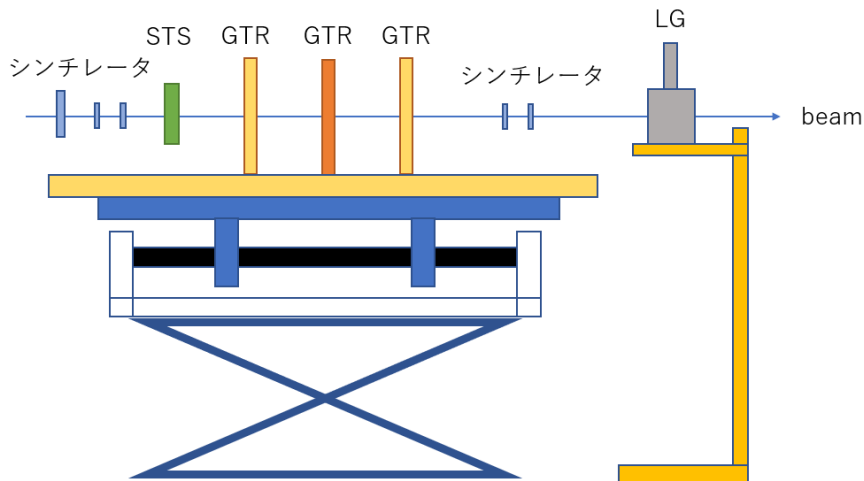


図 4.6: 今回のテスト実験の検出器セットアップの概念図



図 4.7: 今回のテスト実験の検出器セットアップ写真

今回の実験では、GTR、LG も同時に性能評価を行ったためこのようなセットアップになっているが、STS の性能評価に用いた検出器は、前・後方のプラスチックシンチレーター、および STS そのもののみである。使用した 10mm 角のプラスチックシンチレーターは、光電子増倍管が縦方向・横方向になるように配置した。これは、シンチレーターと光電子増倍管を繋ぐアクリル製のライトガイドにおいて発生するチェレンコフ光がコインシデンスしないようにするためである。

また、ビーム上流側の 2 つの 10mm 角のプラスチックシンチレーターは、ビーム上流から見た重なりが 2.5mm になるように配置した。これは、ビーム領域を STS の XYTER1 つで取得できる幅に絞って測定を行うためである。

4.6 検出器アラインメント

検出器群のアラインメントとしては、まず初めに、検出器群を設置する架台とビーム軸の位置関係を調整した。架台の天板にはビームが通るべき道筋をケガキ線で記してある。実際にビームが通る道筋は、墨出しレーザーによって示されており、このレーザーとケガキ線を合わせることで、ビーム軸と課題の位置関係を調整した。

次に、架台の高さの調整を行った。今回使用したビームは、地面から 1610mm の高さにビーム中心がくるものであった。GeV ガンマ照射室の壁面には、ビーム中心の高さの位置に印が示されており、この印と重なるような水平方向の墨出しレーザーを使用し、こ

のレーザーと STS box に記した高さ方向の中心線を一致させるように架台の高さを変更して、高さの調整を行った。

最後に、STS box に記した水平方向の中心線と、ビームが通る道筋の墨出しレーザーとを一致させることで、架台上での STS の位置の微調整を行った。

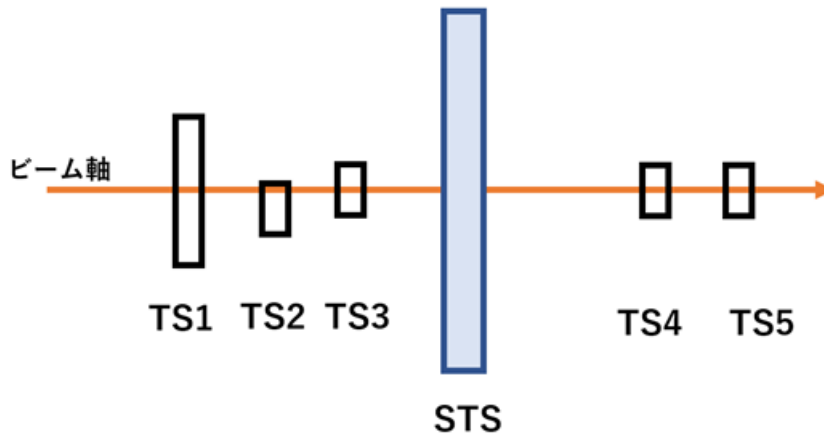


図 4.8: トリガー用プラスチックシンチレータと STS の配置の概念図

表 4.2: 図 4.8 における各検出器間の距離

| 検出器 | 距離 |
|-------------|----------|
| TS1 - TS2 間 | 87.0 mm |
| TS2 - TS3 間 | 25.5 mm |
| TS3 - STS 間 | 350.0 mm |
| STS - TS4 間 | 691.2 mm |
| TS4 - TS5 間 | 15.5 mm |

図 4.8 は、今回の解析で使用したトリガー用プラスチックシンチレータ (TS) と STS の配置を、上から見た際の模式図である。また、表 4.2 は、図 4.8 中の各検出器間の距離について、実験時に記録されていた値をまとめたものである。トリガー用プラスチックシンチレータには、ビーム上流から順に 1 から 5 の通し番号をつけてある。TS1 は 30mm 角、TS2、TS3、TS4、TS5 は 10mm 角のプラスチックシンチレータである。図 4.8 のように、TS1、TS3、TS4、TS5 は中心がビーム軸状に来るよう配置されているが、TS2 は

上流から見て右方向に 7.5mm 並行移動して配置されている。これにより、TS2 と TS3 のビーム軸方向の重なりは、2.5mm となっている。これらのアラインメントの結果、上流から見た際のトリガー用プラスチックシンチレータ全体 (TS1、TS2、TS3、TS4、TS5 全て) のビーム上流から見た重なりは 2.5mm 幅であり、このビーム上流から見た重なり領域と STS の位置関係は図 4.9 のようになる。これらを踏まえて、今回の実験におけるビーム位置は水平方向に 2.5mm、高さ方向に 10mm 程度で定義できていたと考えられる。

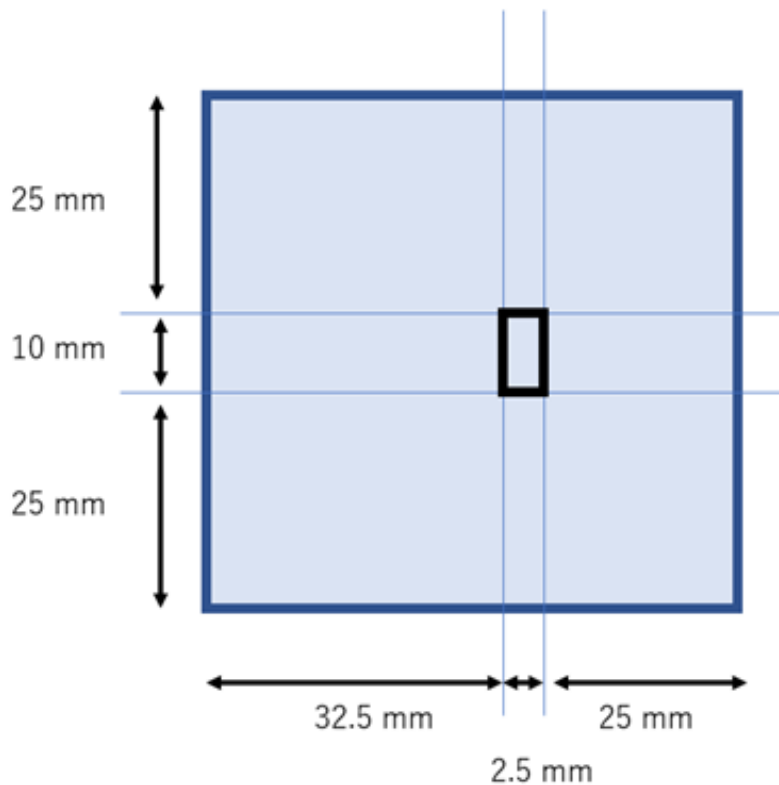


図 4.9: トリガー用プラスチックシンチレータの重なっている部分と、STS との位置関係。黒色の四角は、ビーム上流から見て TS1、TS2、TS3、TS4、TS5 の全てが重なっている領域。青色の四角は、STS のシリコンセンサー面を表している。

ただし、アラインメントについて実験後に再度確認した時、TS2 が天井方向に 4.0mm、TS3 が地面方向に 1.8mm ずれてしまっていた。これに関して、測定時のミスアラインメントがどの程度であったかは不明である。ただし測定時にずれていたとしても、シンチレータによって制限される位置が小さくなっただけであり、性能評価に影響は無い。

4.7 測定時に発生した困難

今回のテスト実験での測定においては、以下のような運用上の困難が発生していた。

- ノイズ状況が悪く、ノイズを低減するためのパラメータ調整や配線などに多大な時間を要した。また、全ての XYTER のパラメータ調整を完了することができなかったため、一部の XYTER のみを利用したデータのみを取得した。
- ノイズの状況が不随意に変わることが頻発した。
- 印加電圧を定格まで上昇させると、途中で過剰な電流が流れたことにより電圧供給が止まってしまった。そのため今回のテスト実験では、定格の± 75 Vではなく、± 35V の電圧を印加してデータ取得を行った。

また、上記の困難が発生した結果、性能評価に用いることができるデータは約 1 時間 20 分しか取得することができなかった。

第 5 章

解析

今回の実験では、STS からのヒットの情報と、TS1, TS2, TS3, TS4, TS5 の coincidence 信号の情報の取得を、同一の GBTxEMU board を通じて行った。

5.1 解析に使用したデータ

今回の実験においては、ノイズ状況や運用上の困難により、性能評価には 1 ランのみ取得することができた。そのため、今回の解析においては、このランのデータを使用して STS の性能を評価する。解析に利用したランに関する情報は、表 5.1 にまとめた。

表 5.1: 解析に利用したランの情報

| | |
|---------------|---|
| ビーム運動量 | 800 MeV/c |
| STS の印加電圧 | n ⁺ 側に +35V、p ⁺ 側に -35V |
| データ取得した XYTER | XYTER 11,12,13 (図 5.1 参照) |
| データの取得期間 | 2021/12/23 22:11:16 ~ 2021/12/23 22:32:14 |

表 5.1 や 4.7 章にある通り、今回の解析に使用したランでは、STS に印加した電圧は n⁺ 側に +35V、p⁺ 側に -35V であり、定格の印加電圧である n⁺ 側に +75V、p⁺ 側に -75V という値よりもかなり低い電圧にてデータ取得を行っていた。電圧を定格まで上げることができなかった理由は、±35V 以上の電圧を印加すると、XYTER を搭載した FEB8 の電流値が異常に高くなり、電圧供給モジュールの安全機能が働いたことで電圧の印加が強制的に停止してしまったためである。この原因としては、STS と FEB8 を繋ぐマイクロケーブルが STS box の壁面と接触してショートしてしまったことなどが考えら

れるが、詳細については現在調査中である。

STS は、各 XYTER 毎に、データ取得を行うかどうかを選ぶことができる。今回の実験では STS のノイズ状況が悪く、ノイズ状況を改善するためのパラメータ調整（3.3 章参照）を各 XYTER 毎に行う必要があった。今回解析を行うランのデータ取得時点で調整が完了していた XYTER が XYTER11,12,13 のみであったため、このランではこれらの XYTER のみを用いてデータ取得を行った。これらの XYTER は全て n^+ ストリップのものであるため、今回の解析においては、 p^+ ストリップからのデータは扱わないものとした。

今回データ取得を行った XYTER の番号と、それに対応する STS 上のストリップの範囲を図 5.1 に示す。

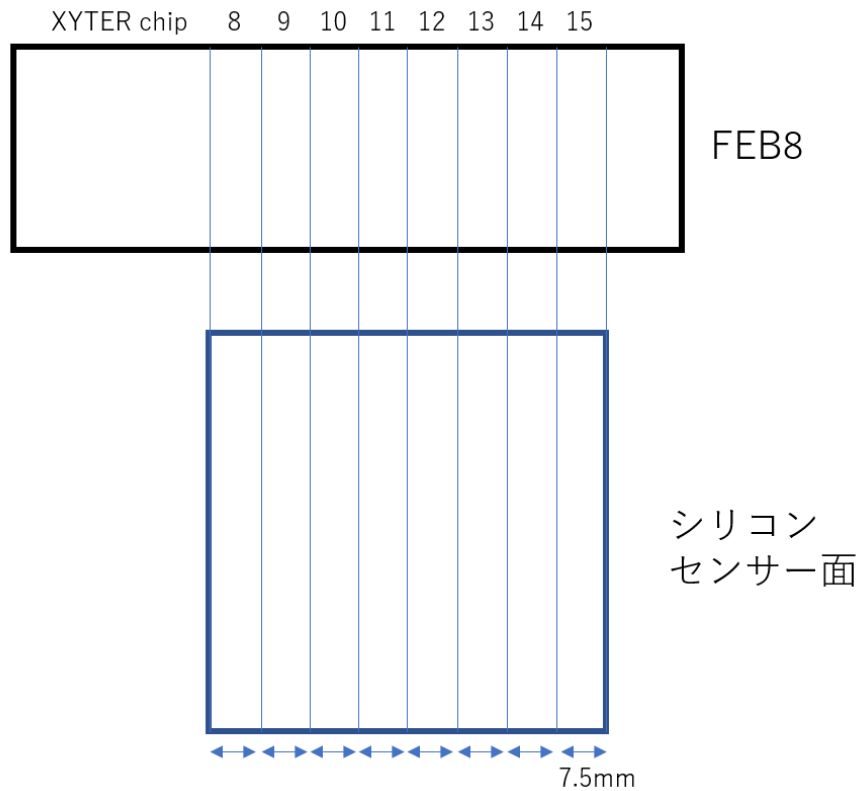


図 5.1: XYTER の番号と、それに対応する STS 上のストリップの範囲。各 XYTER は、STS 上の 7.5mm 幅分のストリップからの信号を受け取る。今回の実験におけるビーム上流から見た図になっている。また、この図は n^+ 側の面のみについて書かれている。

5.2 クラスタリング

実験で得たデータの解析を行うにあたって、まず始めにクラスタリングを行った。

STS は、空乏層を荷電粒子が通過することで発生した電子・正孔を読み出しストリップで収集することで粒子を検出するが、このとき、電子・正孔が空間的に広がって発生した場合、同一の粒子によって発生した電子・正孔が複数のストリップにまたがって検出されることがある。このような場合、実際に通過した粒子の数は1つであるのに対して、STSで検出される粒子の数は2つになってしまい、粒子のヒット情報を正しく得ることができなくなってしまう。

この問題を解決するためには、ある一定時間以内に、一定数以内の近接したストリップのチャンネルで検出されたヒットを同一の粒子によるものと見なす必要がある。このように、検出されたヒットをグループ化することで、検出器を通過した粒子の正確な情報を得る操作を、クラスタリングと呼ぶ。また、同一の粒子によるものと判定されたヒットのグループをクラスターと呼ぶ。今回の解析においては、クラスターと見なす基準として、2クロック（すなわち、6.25ns）以内に、チャンネルの差が2つ以下のストリップでヒットが検出された場合、という条件を選んだ。ヒットをクラスターに変換する際には、ADCはクラスターを構成する各ヒットのADCの和とした。また、TDCについては、クラスターを構成する各ヒットのうち最も値の小さい（すなわち、最も早くに検出された）ものをクラスターのTDCとした。また、各クラスターを構成するヒットの数を、クラスターサイズと呼ぶ。今回の解析で得られたクラスターサイズは、図5.2の通りである。平均のクラスターサイズは1.03となっているが、今回の実験では、偶数ストリップにおいて信号がほとんど検出されていなかったことから、今回の実験で得られたクラスターサイズは、偶数ストリップでの検出が出来ている場合よりも小さくなっていると考えられる。

今回の時間分解能と検出効率の算出においては、クラスタリングを行った上で解析を行った。

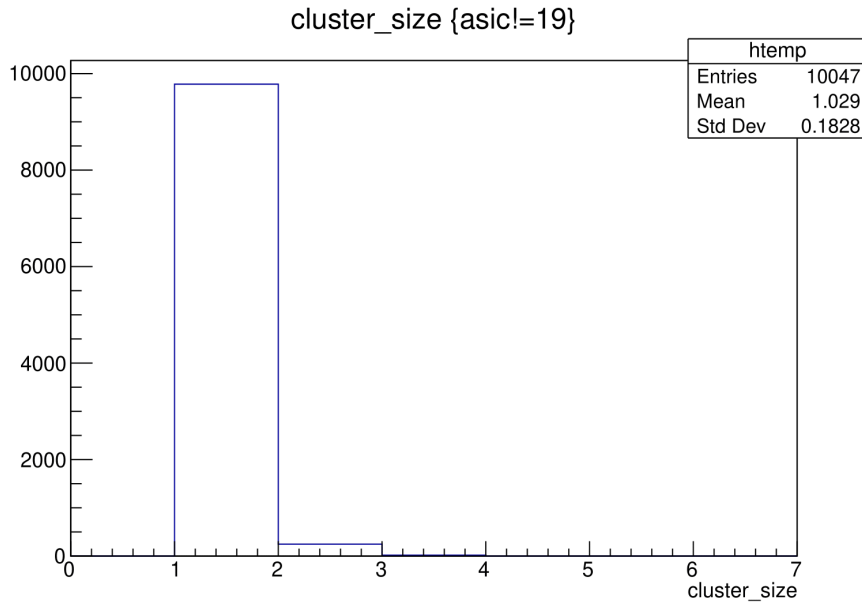


図 5.2: クラスターサイズの分布

5.3 時間分解能の評価

5.3.1 評価方法

STS の時間分解能の評価には、プラスチックシンチレータとの検出タイミングの差を用いた。同一の粒子がトリガー用プラスチックシンチレータと STS において検出された場合、プラスチックシンチレータと STS の距離および陽電子ビームの運動量が一定であることから、プラスチックシンチレータと STS での粒子の検出タイミング (timestamp) の差は、理想的には一定になる。しかし実際には、プラスチックシンチレータと STS の時間分解能による検出タイミングのずれが生じるため、検出タイミングの差の分布にもその分の広がりが生まれる。この広がりを σ_{time} とする。プラスチックシンチレータの時間分解能を σ_{PS} 、STS の時間分解能を σ_{STS} とすると、これらの間に

$$\begin{aligned}\sigma_{time} &= \sqrt{\sigma_{STS}^2 + \sigma_{PS}^2} \\ \therefore \sigma_{STS} &= \sqrt{\sigma_{time}^2 - \sigma_{PS}^2}\end{aligned}\tag{5.1}$$

という関係が成り立つ。今回使用したプラスチックシンチレータの時間分解能は既知であるため、実験による測定とプラスチックシンチレータの時間分解能から、STS の時間分解能を評価することができる。

5.3.2 解析と結果

3.3 章で述べた通り、STS では各ヒットに対して、データ取得開始から何クロック目に取得されたかという時間情報 (timestamp) を記録している。ここで、クロックは 320MHz であるため、1 クロックは 3.125ns に相当する。図 5.3 の上の図は、STS の各 timestamp において検出されたヒットの数をヒストグラムで表したものである。ただし、横軸は timestamp をミリ秒に変換して表している。また、図 5.3 の下の図は、図 5.3 の上の図の一部を拡大して表示したものである。図 5.3 を見ると、ヒットの検出数が時間の経過とともに増減を繰り返しているが、これは表 4.1 に示した、10 秒間ビームが出て、7 秒間ビームが止まるという照射サイクルを反映している。

ここで、時間分解能を評価するために、STS の timestamp と、TS1, TS2, TS3, TS4, TS5 の coincidence 信号の timestamp の比較を行う。まず、STS と TS1, TS2, TS3, TS4, TS5 全てを通過した粒子の同定を行う。

粒子の同定

今回の解析では、TS1, TS2, TS3, TS4, TS5 を通過した粒子と、STS を通過した粒子が同一の粒子であることの判定に、次のような方法を用いた。まず、TS1, TS2, TS3, TS4, TS5 の coincidence 信号の時間情報と、STS における全てのヒットの時間情報を比較し、その差が $-6000 \sim 6000$ clock の間であった場合、それらのヒットは同一の粒子によるものの候補とした。ただし、TS1, TS2, TS3, TS4, TS5 の coincidence 信号の timestamp は、TS3 のシンチレータに粒子が入射したタイミングとなっている。その結果が図 5.4 の上の図である。

更にその候補となったヒットの時間差の分布のうち、ピークをつくっているものを同一の粒子によるヒットとした。図 5.4 の上の図のうち、ピークをつくっている領域のみをヒストグラムにすると、図 5.4 の下の図のようになる。

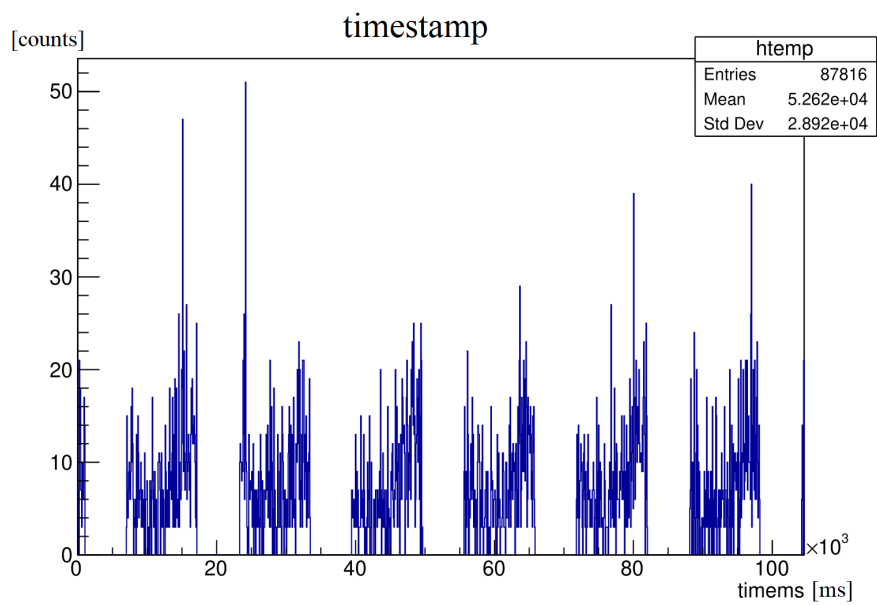
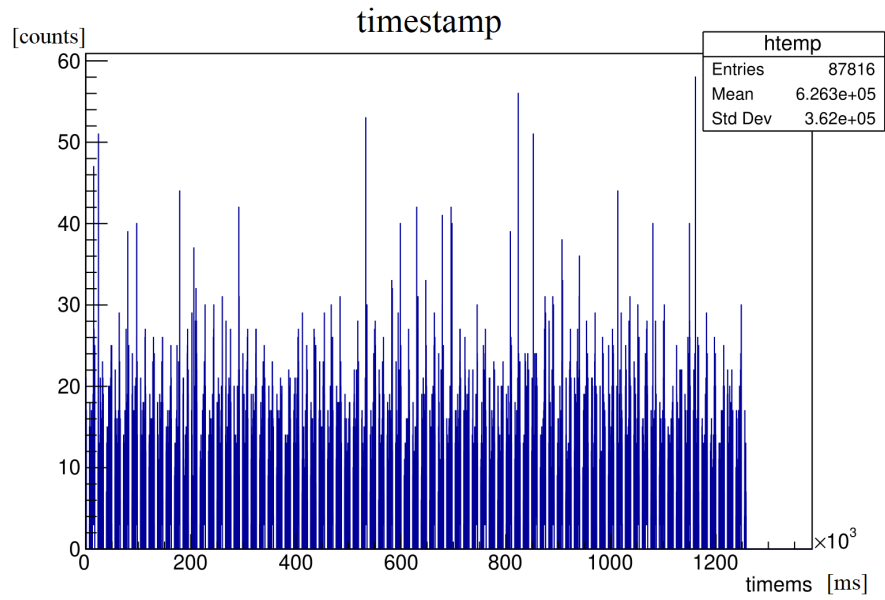


図 5.3: timestamp の分布。ただし、timestamp を clock からミリ秒に換算して表示している。上の図はラン全体の timestamp 分布を表しており、下の図は上の図の 1 部を拡大して表示したもの。

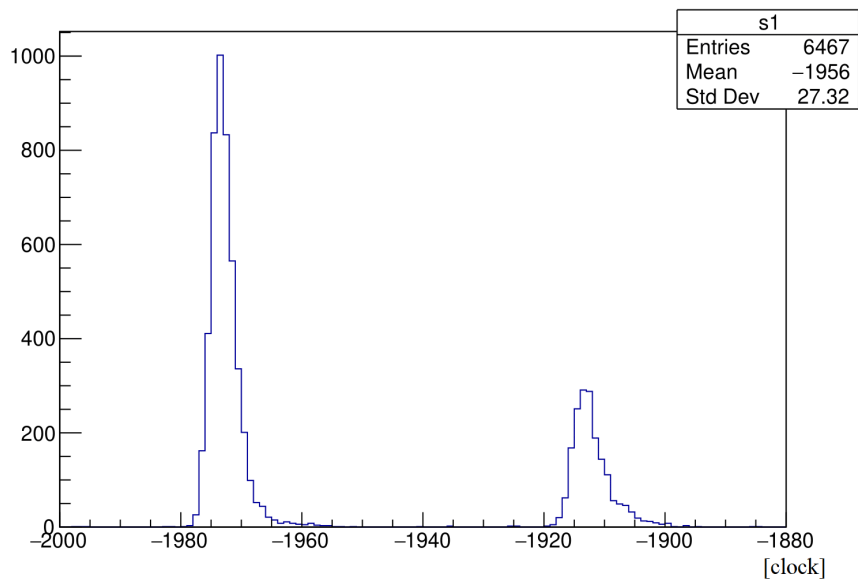
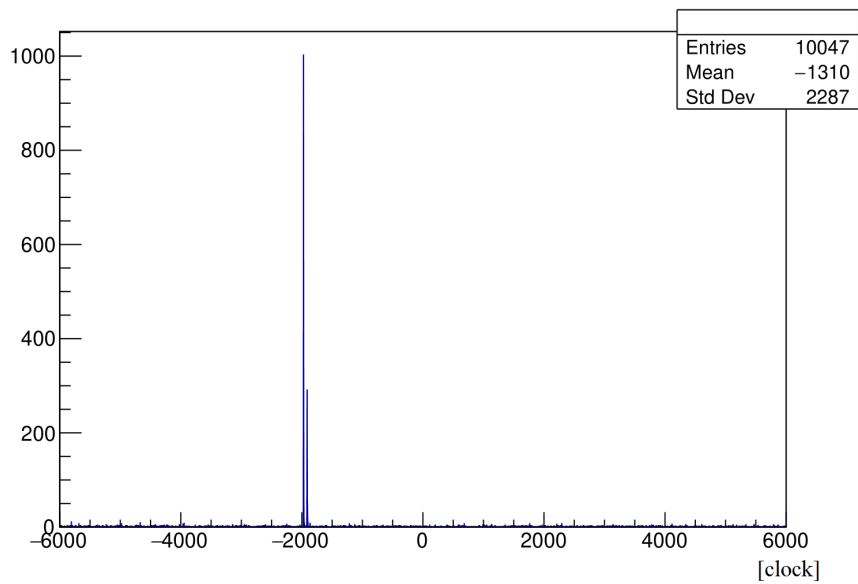


図 5.4: TS1, TS2, TS3, TS4, TS5 の coincidence 信号の timestamp と STS の timestamp の差の分布。上の図は差が ± 6000 clock 以内のものを表示している。下の図は、上の図で分布がピークを形成している部分を拡大して表示したもの。

図 5.4 の下の図を見ると、ピークが 2 つ現れているが、これは各 XYTER ごとの時間同期の差によるものであり、実際、XYTER ごとのこの分布を表示すると、図 5.5 のようになる。

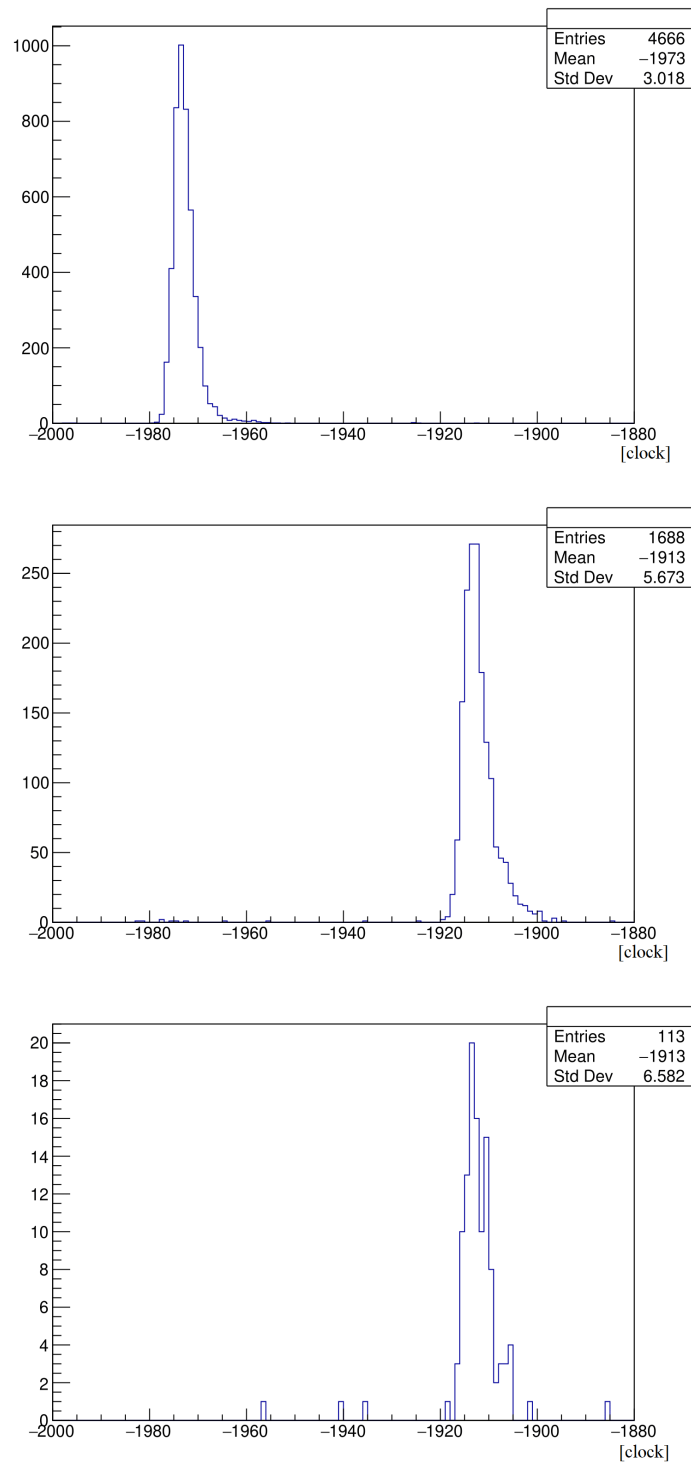


図 5.5: TS1, TS2, TS3, TS4, TS5 の coincidence 信号の timestamp と、STS の各 XYTER chip で取得された timestamp の差の分布を表示したもの。上から順に、XYTER11,12,13 による分布を表示している。

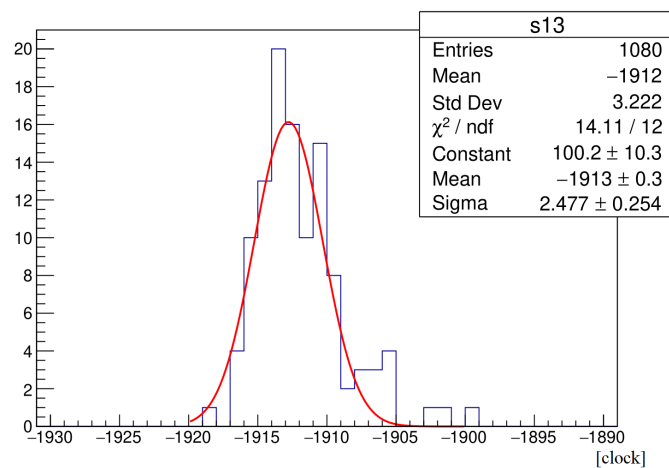
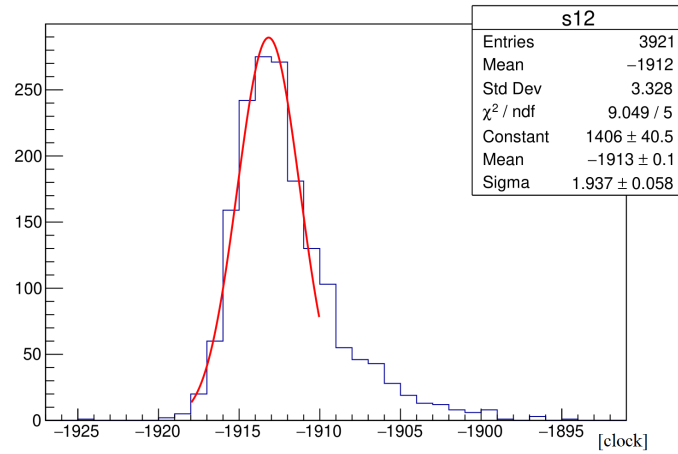
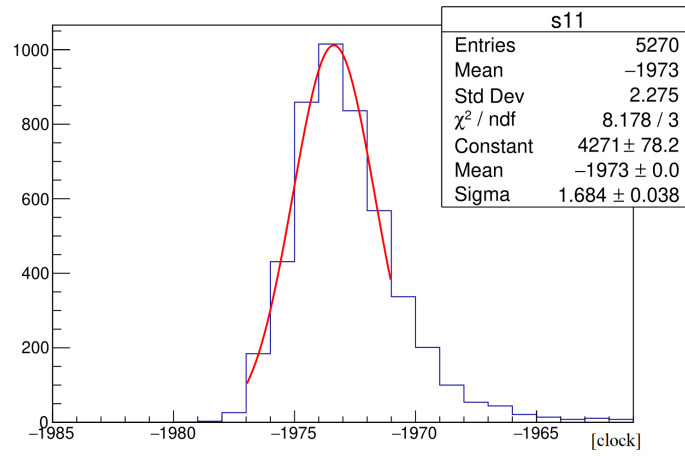


図 5.6: 図 5.5 のピーク部分をガウシアンで fit したもの。上から順に、XYTER11,12,13 による分布を表示している。

そこで今回は、時間分解能の解析は各 XYTER ごとに分けて行った。図 5.5 の各図のピークをガウシアンでフィットした結果が図 5.6 であり、フィットの結果を表 5.2 にまとめた。

表 5.2: fit 結果

| XYTER | 面積 | 平均 | 標準偏差 |
|-------|-----------|-----------------|---------------------------------|
| 11 | 4270 ± 80 | -1973.38 ± 0.03 | 1.68 ± 0.04 clock = 5.3 ± 0.1ns |
| 12 | 1410 ± 40 | -1913.2 ± 0.1 | 1.94 ± 0.06 clock = 6.1 ± 0.2ns |
| 13 | 100 ± 10 | -1912.8 ± 0.3 | 2.5 ± 0.3 clock = 7.8 ± 0.9ns |

今回使用したプラスチックシンチレータの時間分解能は、動作クロックである 3.125ns に比べると無視できるほど小さい。そこで今回は、プラスチックシンチレータの時間分解能は動作クロックによる分解能のみを考慮し、 $\frac{3.125}{\sqrt{12}} \simeq 0.90$ ns であるとした。

したがって、STS の時間分解能は、式 (5.1) に表 5.2 の値を代入することで計算できる。これによって得られた時間分解能を、XYTER 毎を表 5.3 にまとめた。

表 5.3: 測定によって得られた時間分解能

| XYTER | 時間分解能 |
|-------|-------------|
| 11 | 5.2 ± 0.1ns |
| 12 | 6.0 ± 0.2ns |
| 13 | 7.8 ± 0.9ns |

5.4 検出効率の評価

5.4.1 評価方法

検出効率は、

$$\text{検出効率} = \frac{(TS1, TS2, TS3, TS4, TS5 \text{ と } STS \text{ の全てにおいて検出された粒子の数})}{(TS1, TS2, TS3, TS4, TS5 \text{ と } STS \text{ の全てを実際に通過した粒子の数})}$$

によって計算することができる。

5.4.2 解析と結果

TS1, TS2, TS3, TS4, TS5 と STS の全てにおいて検出された粒子の数については、表 5.2 に示されたガウシアン面積から計算できる。表 5.2 のもととなった図 5.5 においては、面積 1 が粒子の検出数 1 に対応するため、その数は合計で 5917 ± 116 として計数できる。

TS1, TS2, TS3, TS4, TS5 と STS の全てを実際に通過した粒子の数は、TS1, TS2, TS3, TS4, TS5 の coincidence 信号の数がそのまま当てはまり、その数は 25848 である。

したがって、今回使用した STS の検出効率は、 $\frac{5780 \pm 116}{25848} = 22.4 \pm 0.5 \%$ となる。

第6章

議論と考察

6.1 時間分解能に対する議論と考察

今回の実験で得られた時間分解能は、各 XYTER に対して、 $5.2 \pm 0.1\text{ns}$ 、 $6.0 \pm 0.2\text{ns}$ 、 $7.8 \pm 0.9\text{ns}$ であった。この時間分解能に対しては、次のようなことが議論できる。

STS の時間分解能は、3.6 章で述べた通り、32 ns の time window を設定してバックグラウンドを抑制するために要求されている。ここで、今回の実験で得られた時間分解能について、time window を 32 ns ($\pm 16\text{ns}$) にした場合に真の飛跡の候補が time window に収まる確率を p_{in} 、time window から外れてしまう確率を p_{out} とすると、表 6.1 のようになる。

表 6.1: 実験で得られた時間分解能に対して、time window を 32 ns としたときの time window による検出効率。

| | XYTER 11 | XYTER 12 | XYTER 13 |
|-----------------------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| 時間分解能 (ns) | 5.2 ± 0.1 | 6.0 ± 0.2 | 7.8 ± 0.9 |
| 32 ns がおよそ何 σ に対応するか | $\pm 3.1\sigma$ | $\pm 2.7\sigma$ | $\pm 2.1\sigma$ |
| p_{in} | 約 99.8 % | 約 99.3 % | 約 96.4 % |
| p_{out} | 約 0.2 % | 約 0.7 % | 約 3.6 % |

time window を 32 ns に設定した場合に真の飛跡の候補が time window から外れてしまう確率をどの程度許容するかについては議論の余地があるが、XYTER 11、12、13 のいずれにおいてもその確率は数%程度であり、time window を 32 ns に設定しても問題がないものと思われる。

また、それぞれの XYTER について時間分解能が異なっている原因は現在調査中である。

6.2 時間分解能に対する結論

今回の実験では、時間分解能として、XYTER chip11、12、13 に対してそれぞれ $5.2 \pm 0.1\text{ns}$ 、 $6.0 \pm 0.2\text{ ns}$ 、 $7.8 \pm 0.9\text{ns}$ という値が得られたが、これらは E16 における要求性能を満たしていると言える。ただし、XYTER 毎に時間分解能が異なる点については今後の原因究明が必要である。また今後は、今回の実験で測定が行えなかった他の XYTER についても、時間分解能の評価を行う必要がある。

6.3 検出効率に対する議論と考察

今回の測定で得られた STS の検出効率は $22.4 \pm 0.5\%$ と、E16 実験において要求される検出効率 95 % を大きく下回る結果となった。このことを説明する理由の候補として、

- ・偶数ストリップの threshold を上げすぎた
- ・印加した電圧の不足
- ・threshold による信号の切り捨て

などというものが考えられた。以下、これらの候補を基に、検出効率が低かった理由を考察していく。

6.3.1 偶数ストリップの threshold

検出効率が小さくなっている第一の原因として、偶数番目のストリップにおいて信号がほとんど検出されなかった点が挙げられる。図 6.1 は、 n^+ 側の各チャンネルにおける粒子の検出数を表したものである。これを見ると、奇数ストリップでは問題なくデータが取得できているのに対し、ほとんどの偶数ストリップではヒットが一切検出されていないことが分かる。これは、偶数ストリップにおける threshold を上げすぎたことが原因であると考えられる。従って、本来検出されるはずであった偶数ストリップへの信号が検出されなかった分、検出効率が悪化していることが分かる。

ここからは、偶数ストリップで検出が行えていなかったことが検出効率にどの程度影響を与えていたかを議論するために、偶数ストリップで粒子の検出が問題なくできていたと仮定した場合の検出効率について考える。図 6.1 は、図 5.5 においてピークを形成してい

るヒットのみ、つまり、トリガー用プラスチックシンチレータと STS で coincidence がとれている粒子のみを選択した際の、ストリップごとのヒット数の分布を表したものである。

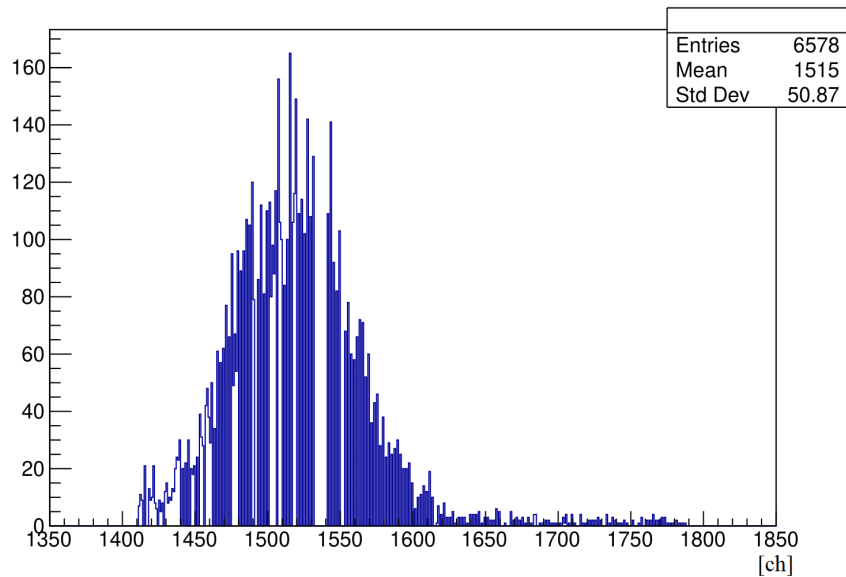


図 6.1: STS の各ストリップにおけるヒットの数を表したヒストグラム。ただし、TS1, TS2, TS3, TS4, TS5 の coincidence 信号の timestamp と STS の timestamp の差が -2000clock より大きく、 -1880clock より小さいもののみを選んである。すなわちこの分布は、TS1, TS2, TS3, TS4, TS5 の全てを通過した粒子の STS 上で検出された数の分布となっている。

図 6.1 の分布は、プラスチックシンチレータとの coincidence 信号の分布であるため、本来であればプラスチックシンチレータの重なり 2.5 mm 分の幅を持った矩形の分布になると考えられる。ここで、threshold はストリップ毎にばらついているが、今回検出効率が threshold に敏感な領域となってしまったために分布がなまされて、図 6.1 のような正規分布に近い分布形になったものと考えられる。

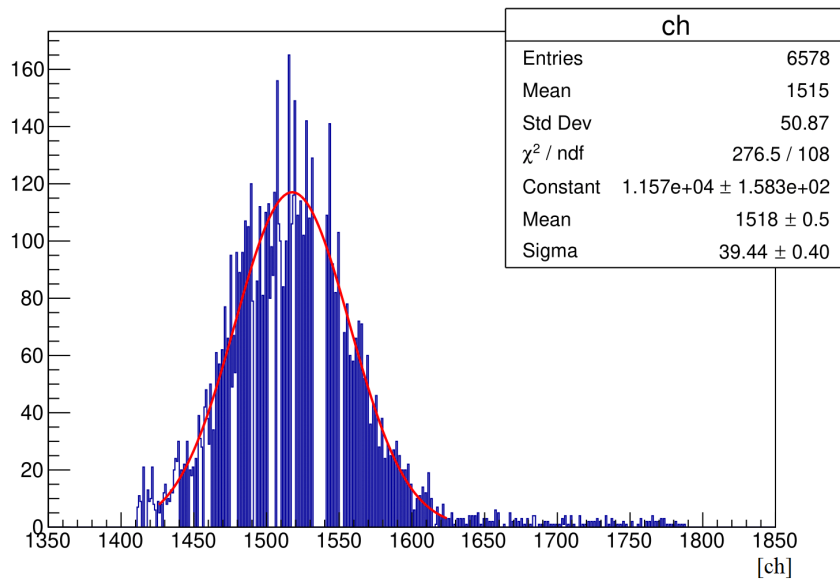


図 6.2: 図 6.1 をガウシアンで fit したものの。

図 6.2 は、図 6.1 の分布を正規分布で fit したものである。図 6.1 では、偶数ストリップではほとんど粒子が検出できていないが、仮に偶数ストリップでも正常に粒子の検出ができていた場合、その分布は図 6.2 で fit された正規分布に従うはずである。よって、偶数ストリップで粒子が正常に検出出来ていた際の粒子の検出数は、図 6.2 の正規分布の面積で概算できる。今回、図 6.2 の正規分布の面積は 12000 ± 160 であり、図 6.2 における面積 1 は、粒子の検出数 1 に対応するため、この場合の粒子の検出数は 12000 ± 160 であると推定できる。したがって、仮に偶数ストリップでもデータ取得が行っていた場合は、STS の検出効率は $\frac{12000 \pm 160}{25848} \sim 46\%$ となると考えられる。ここで、今回の実験で得られた検出効率は $22.4 \pm 0.5\%$ であることを考えると、偶数ストリップでの検出ができていなかったことで、検出効率がほぼ半減してしまっていたと言える。

ただし、偶数ストリップにおいてデータ取得ができていたと仮定した場合でも、想定される検出効率は約 46%にとどまることから、偶数ストリップでの検出ができていれば想定性能に達する訳ではないと言える。そのため、偶数ストリップでの検出ができていなかったこと以外にも、検出効率を悪化させていた原因が存在するものと思われる。

6.3.2 印加電圧の不足

今回の実験では、4.7 章で述べたように、ノイズの状況が落ち着いているときに、印加電圧を定格の $\pm 75\text{V}$ まで上げることができなかった。このことが、検出効率を悪化させ

た原因の一つであると考えた。印加電圧が低いことで起きうる現象のうち、検出効率に影響があるものとしては、

1. 空乏層化が十分でないことにより、検出領域の減少する
2. 空乏層化が十分でないことにより、 n^+ 型ストリップが電氣的に独立しない
3. 印加電圧が十分でないことにより、電荷収集効率が減少する

という3つの事項が考えられた。

仮説 1. 検出領域の減少

1つ目の仮説として挙げた検出領域の減少については、次のようなことが考えられる。STSは3.1章で述べたとおり、空乏層と化した n 型半導体バルクを荷電粒子が通過することで電子・正孔対が生じ、それらの電子・正孔対を電流として検出することで粒子のヒット情報を得ている。このとき、もし n 型半導体バルク全体が空乏層になっていなければ、空乏層になっていない厚さ分、発生する電子・正孔対の数が減少することになる（図3.1参照）。これにより、電子・正孔対による電流が p^+ 型、 n^+ 型ストリップにおいて検出可能なthresholdを下回ってしまい、STSの検出効率を悪化させている、という可能性が考えられた。

仮説 2. n^+ 型ストリップが電氣的に独立しない

2つ目の仮説として、 n^+ 型ストリップの非独立については、次のようなことが考えられる。図3.1は、STSの p^+ 型ストリップ、 n 型半導体バルク、 n^+ 型半導体の構成の模式図である。 p^+ 型ストリップと n 型半導体バルクの接合面から、印加電圧によって n 型半導体バルクが空乏層になっていく。この際、 p^+ 型ストリップにおいては、元々各ストリップは電氣的に独立しているため、空乏層の厚さに関係なく、ストリップごとに独立してデータ取得を行うことができる。しかし、 n^+ 型ストリップにおいては、そのままでは n 型半導体バルクと n^+ 型ストリップが電氣的に独立しておらず、 n 型半導体と n^+ 型ストリップ全てを合わせて1つの大きな n^+ 型ストリップのように作用してしまう。このとき、発生した電子は全ての n^+ 型ストリップで検出されてしまうため、結果として大量のノイズを引き起こすことになる。これを防ぐために、各 n^+ 型ストリップ同士の間には、 p ストップという p^+ 型半導体が配置されている。 p ストップが存在すると、空乏層の厚さが n 型半導体バルクの厚さ全体に達している場合に、空乏層が p ストップと結合することで、各 n^+ 型ストリップを電氣的に独立させることができる（図3.1参照）。しかし、 p ストップが正常に機能するのは、 n 型半導体バルク全体が空乏層となっている場合のみであ

る。今回の実験では、定格の印加電圧である $\pm 75\text{V}$ を大幅に下回る $\pm 35\text{V}$ という電圧にて STS を動作させていたため、この p ストリップが正常に機能せず、これにより n^+ 型ストリップに大量のノイズが発生し、検出効率を悪化させたのではないかと考えられた。

仮説 3. 電荷収集効率の減少

3 つ目の仮説として、電荷収集効率の減少が検出効率を悪化させたことが考えられた。荷電粒子が空乏層を通過して生じた電子・正孔対は、STS に印加した逆バイアス電圧に従って p^+ 型ストリップと n^+ 型ストリップに収集される。このバイアス電圧が定格よりも低かったことで、電荷の収集能力が十分でなく、電子・正孔対の再結合などを引き起こし、検出粒子数を低下させた、ということが可能性として挙げられる。

印加電圧と空乏層の厚さの関係

前述した仮説 1,2 について議論するため、実験時に印加されていた電圧と、その時の空乏層の厚さの関係を考える。

3.1 章で述べたように、シリコン検出器では、 p^+ 型ストリップと n 型半導体バルクの接合面に生じた空乏層に荷電粒子が通過することで発生した電子・正孔対を電流として検出する。この時、 p^+ 型ストリップと n 型半導体バルクが合わさることで生じる空乏層の厚さは、 p^+ 型ストリップと n^+ 型ストリップに印加する逆バイアス電圧の大きさに依存する。空乏層の厚さと逆バイアス電圧の関係式は、次の計算によって導出される。図 6.3 は、STS の p^+ 型ストリップ、 n 型半導体バルク、 n^+ 型ストリップの構成の模式図である。

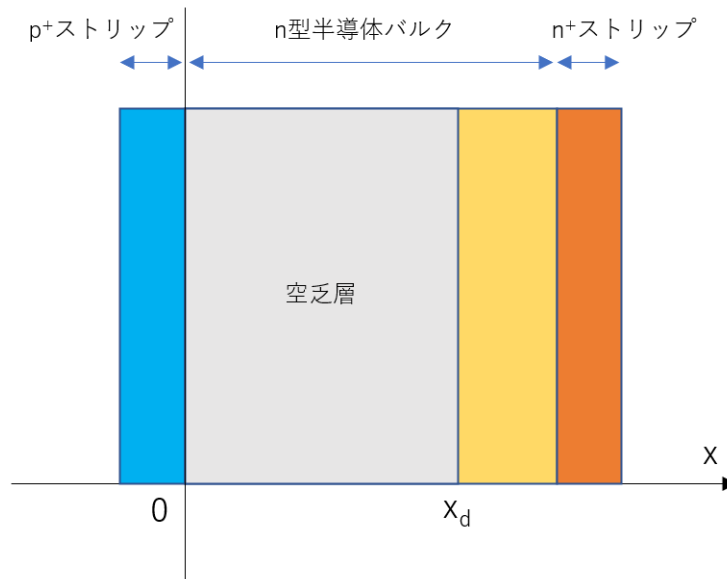


図 6.3: STS の構成模式図。p⁺ 型ストリップと n 型半導体バルクが接合している点を原点とし、p⁺ 型ストリップから n⁺ 型ストリップに向かって x 軸をとり、n 型半導体バルクで生じた空乏層の厚さを x_d としている。

計算においては、簡単のため 1 次元で考えるものとする。p⁺ 型ストリップと n 型半導体バルクが接合している点を原点とし、p⁺ 型ストリップから n⁺ 型ストリップに向かって x 軸をとり、n 型半導体バルクで生じた空乏層の厚さを x_d とする。また、p⁺ 型ストリップと n⁺ 型ストリップに印加している電圧をそれぞれ $V_p (< 0)$ 、 $V_n (> 0)$ とする。この時、空乏層では n 型半導体バルクのドナー（シリコンに比べて原子価の高い不純物）から電子が奪われることにより、空乏層は正の電荷が分布している。この時の空乏層の電荷密度を $\rho(x)$ とすると、 $\rho(x) = eN_d$ となる。ここで、 e は電気素量、 N_d は n 型半導体バルクのドナーの数密度である。よって、空乏層におけるポアソン方程式を考えると、

$$\begin{aligned} \frac{d^2\phi(x)}{dx^2} &= -\frac{\rho(x)}{\epsilon} \quad (0 < x < x_d) \\ &= -\frac{eN_d}{\epsilon} \end{aligned}$$

となる。（ただし ϵ はシリコン中における誘電率、 $\phi(x)$ は静電ポテンシャル）。これを解いて、

$$\phi(x) = -\frac{eN_d}{2\epsilon}x^2 + Ax + B \quad (0 < x < x_d)$$

ただし式 (6.3) における A、B は定数である。ここで、n⁺ 型ストリップには V_n の電圧を印加していることから、x > x_d において φ(x) = V_n となる。したがって、φ(x) が x = x_d において満たすべき境界条件は、φ(x) が x = x_d において連続かつ滑らかに接続することの要請から、

$$\phi(x_d) = V_n \quad (6.4)$$

$$\frac{d\phi}{dx}(x_d) = 0 \quad (6.5)$$

となる。(6.5) 式より、

$$A = \left(\frac{eN_d}{\epsilon}\right)x_d$$

これと (6.4) 式より、

$$B = -\left(\frac{eN_d}{2\epsilon}\right)x_d^2 + V_n$$

よって結局、0 < x < x_d における静電ポテンシャルは

$$\phi(x) = -\frac{eN_d}{\epsilon}(x - x_d)^2 + V_n$$

となる。ここで、p⁺ 型ストリップ (x < 0) には V_p の電圧が印加されていることから、

$$\begin{aligned} \phi(0) &= V_p \\ \therefore -\frac{eN_d}{\epsilon}x_d^2 + V_n &= V_p \\ \therefore x_d &= \sqrt{\frac{2\epsilon(V_n - V_p)}{eN_d}} \end{aligned}$$

として、空乏層と印加電圧の関係式が得られた。

実験時の印加電圧と、その時の空乏層の厚さ

式 (6.8) について、印加電圧と空乏層の厚さを計算するための定数を表 6.2 に示す。

式 (6.8) にしたがって計算すると、今回の実験中の印加電圧 ±35 V (p⁺ 型ストリップに -35 V、n⁺ 型ストリップに +35 V) においては、空乏層の厚さは 318 μm となる。STS の n 型半導体バルクの厚さは 300 μm であるため、今回の実験における印加電圧でも、かろうじて n 型半導体バルク全体を空乏層にすることができていたと考えられる。参考として、GSI にて行われたテストにおいては、隣接したストリップ間の抵抗値と印加電圧の関係は、図 6.4 のようになっていたことが記録されている。

表 6.2: 定数 [10]

| | | | |
|------------|------------|-----------------------|------------------|
| 電気素量 | e | 1.6×10^{-19} | C |
| シリコンの誘電率 | ϵ | 1.0×10^{-12} | F/cm |
| シリコンのドナー密度 | N_d | 9.0×10^{11} | cm^{-3} |

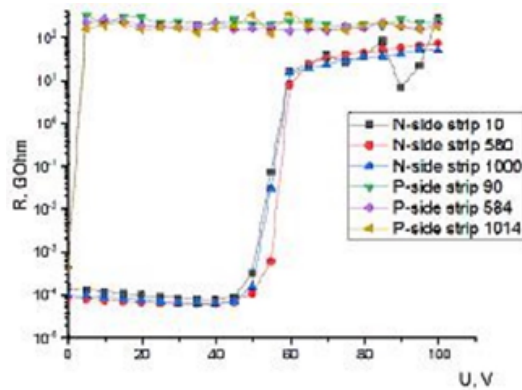


図 6.4: GSI でテストされた、印加電圧と隣接したストリップ間の抵抗値の関係。印加電圧± 30V (図中 60V) の前後で抵抗値が大きく変化している。[14]

これらのことを考えると、今回の実験における印加電圧± 35 Vは、STS の空乏層の厚さを最大化するのに必要最低限の電圧は上回っていたものと思われる。ただし、図 6.4 から分かる通り、印加電圧± 35 Vは、隣接するストリップ間の抵抗値が急激に変化する電圧の付近であるため、印加電圧の多少の揺らぎによって動作が大きく不安定になり得ることが考えられる。

従って、結論としては、今回の実験における印加電圧は STS の空乏層の厚さを最大化する最低限を満たしており、空乏層の厚さが不足したことによる検出効率の悪化は考えにくいと言える。ただし、この STS は空乏層の厚さを最大化する電圧の 2 倍を定格電圧として設計されたものであり、± 35 Vの印加電圧は、その基準を大幅に下回っている。そのため、電荷収集効率が低下していたことによって検出効率が悪化していた可能性はあると考えられるが、電荷収集効率の詳細については現在調査中である。

6.3.3 threshold による切り捨て

検出効率が悪かった原因として、各ストリップの threshold を高く設定しすぎたために、全ての信号を取得できていなかったということが仮説として考えられた。これについ

て議論するため、次のような手順で考察を行った。

- まず始めに、今回の実験においてシリコン中に実際に発生していたと考えられる電荷の分布をシミュレーションにより得た。
- 続いて、今回の実験における ADC の 1ch (すなわち、データ取得の threshold) が、どの程度以下の電荷を切り捨てていたかを計算により求めた。
- 最後に、シミュレーションによって得られた電荷分布と、今回の実験での threshold となっていた電荷の値を比較することで、threshold の設定によりどの程度検出効率が悪化していたかを推定した。

シミュレーションによって得られた電荷の分布

シリコンの空乏層に電子が通過した際に発生する電離電子の数をシミュレーションによって計算した。図 6.5 は、シリコンの空乏層に電子が通過した際に発生する電離電子の数を、電荷に直して表示したものである。シミュレーションにおいては、通過した電子の数は 100000 個であるとして計算してある。

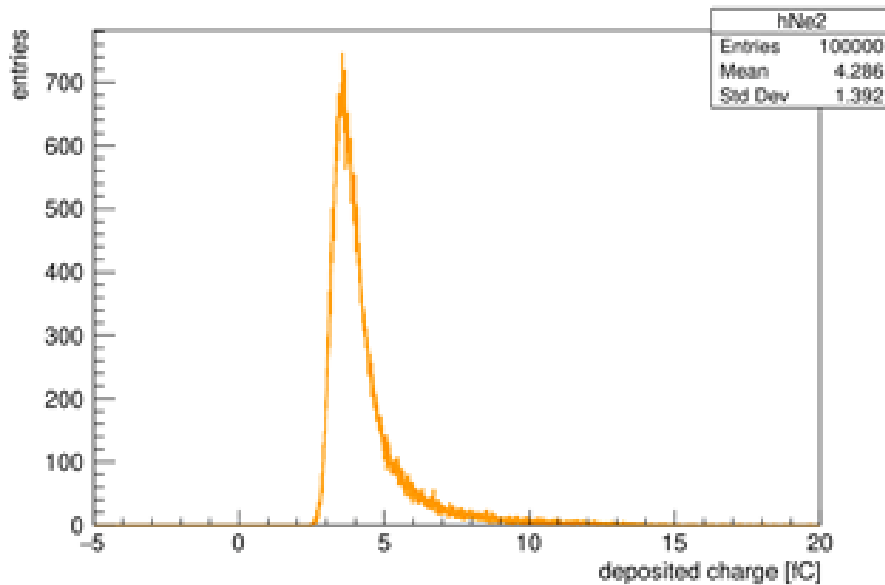


図 6.5: シミュレーションによって得られた、電子がシリコン板を通過した際に発生する電子・正孔対の数を電荷に直したときの分布

今回の実験における threshold の計算

今回の測定におけるデータ取得の threshold が、電荷で表すとどの程度であったかを考える。

STS には、様々な波高のテスト用パルス信号を発生させ、その時の ADC の値を記録する機能が存在する。図 6.6 は、ADC の各チャンネルにおいて、0 から 254 まで 4 刻みの波高の信号を発生させた際に、それらのテストパルス信号が ADC の何チャンネル目に記録されたかを表したグラフである。ただし、図 6.6 は典型的なグラフであり、テストパルス波高と ADC の関係はストリップ毎に異なる。また、図 6.6 中における横軸の ADC は実際の測定中における ADC とは異なり、またこれらの関係は

$$(\text{データ取得時の ADC}) = 30.5 - (\text{図 6.6 中の横軸の ADC}) \quad (6.9)$$

となっている。また、図 6.6 を直線で fit した際に得られたパラメータを、表 6.3 に示す。ここで、図 6.6 の右下部のように一部平らな分布となっている箇所は、ノイズによりデータが埋もれてしまっていることによって生じている。直線での fit の際には、このようにノイズに埋もれてしまっている領域は fit 範囲から除外した。以上により、テストパルスの波高と測定中の ADC の関係の例として、およそ

$$(\text{テストパルスの波高}) = (\text{測定中の ADC}) \times 6.1 + 51.9 \quad (6.10)$$

であるという結果が得られた。また、同様の計算によって、128ch あるストリップ全てに対してテストパルスの波高と測定中の ADC の関係を得た。

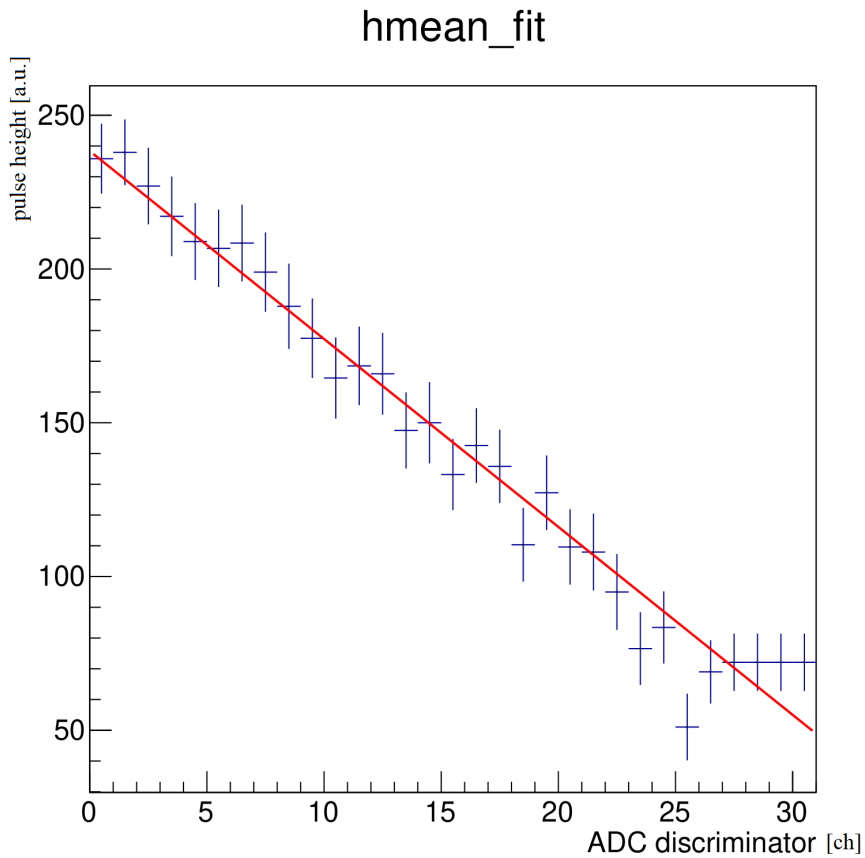


図 6.6: テストパルス波高と ADC の典型的な関係。

表 6.3: 図 6.6 を直線で fit した際に得られたパラメータ。

| | |
|------------------|------------------|
| fit 関数の切片 | 238.3 ± 4.3 |
| fit 関数の傾き | -6.11 ± 0.22 |
| fit の χ 二乗値 | 25.4 |
| ndf | 29 |

テストパルスの波高がどのような電荷に対応するかは、XYTER のマニュアルに記載されており、表 6.4 のようになっている。表 6.4 をグラフに表すと、図 6.7 のようになる。

表 6.4: テストパルス波高と電荷の関係。[15]

| pulse height | charge[fC] |
|--------------|------------|
| 0 | 0 |
| 16 | 1.9 |
| 32 | 2.7 |
| 48 | 3.64 |
| 64 | 4.5 |
| 80 | 5.37 |
| 96 | 6.22 |
| 112 | 7.06 |
| 128 | 7.92 |
| 144 | 8.75 |
| 160 | 9.57 |
| 176 | 10.4 |
| 192 | 11.21 |
| 208 | 12.02 |
| 224 | 12.82 |
| 240 | 13.59 |
| 255 | 14.32 |

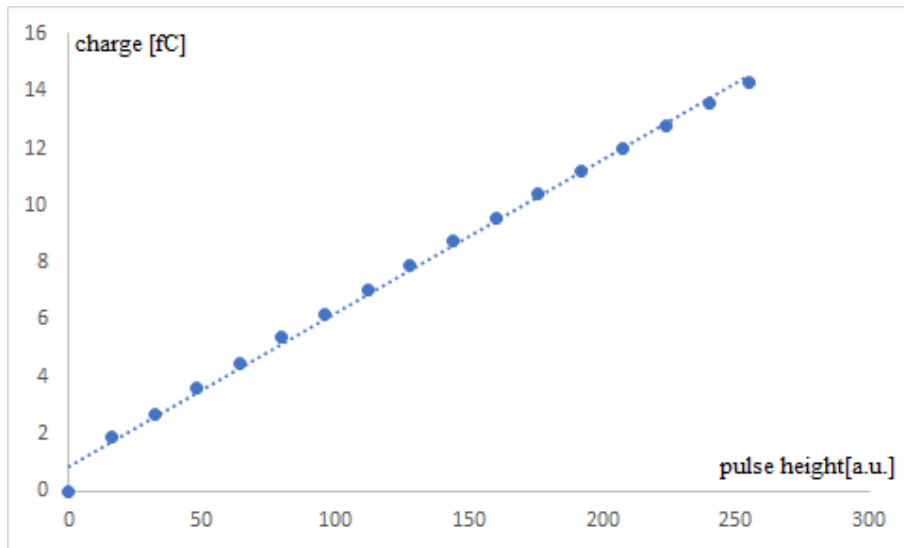


図 6.7: テストパルスの波高と電荷の関係をグラフに表したもの。

図 6.7 を直線で fit することで、テストパルスの波高と電荷の関係について

$$(\text{電荷 [fC]}) = (\text{テストパルスの波高}) \times 0.054 + 0.91 \quad (6.11)$$

という結果が得られた。

よって、式 (6.9) と式 (6.10)、式 (6.11) から、ADC の ch1、すなわち threshold の電荷を計算することができる。計算した結果をストリップ毎に表すと、図 6.8 のようになる。

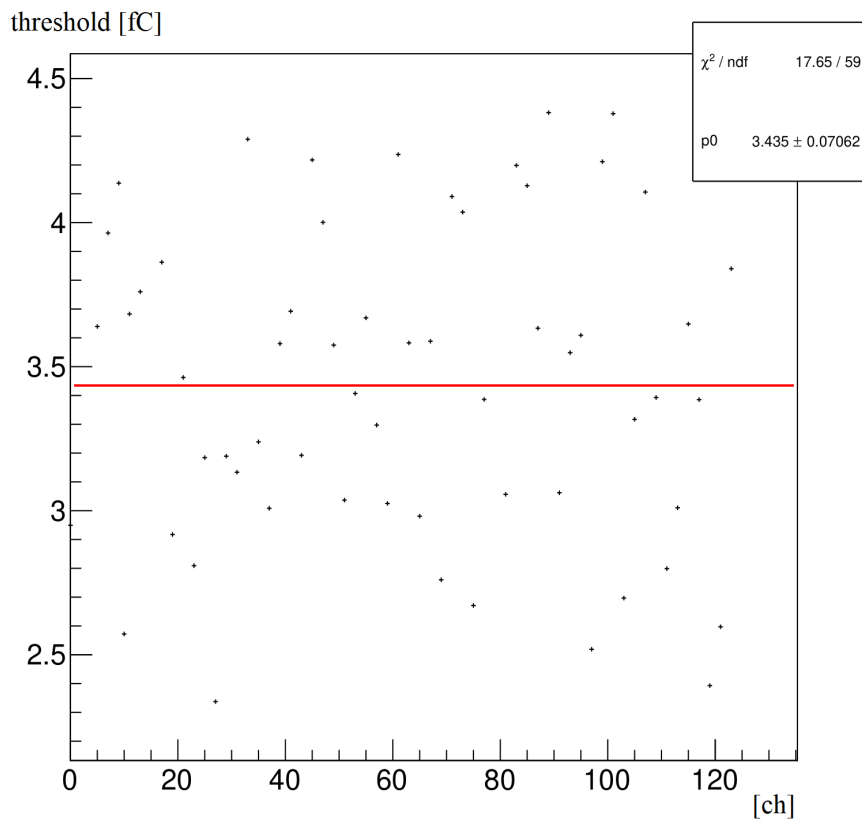


図 6.8: ストリップ毎の threshold を電荷で表したもの

電荷分布と threshold の比較と結論

図 6.5 の電荷分布において、図 6.8 から得られた各ストリップの threshold を超えている部分は今回の測定で取得できた信号で、図 6.8 から得られた threshold を下回っている部分は今回の測定では切り捨てられた信号であると言える。従って、今回の実験における threshold において取得できていた信号の割合は、

(取得できていた信号の割合)

$$\begin{aligned}
 &= \frac{(\text{図 6.5 のうち、threshold を超えている部分の面積})}{(\text{threshold を下回っている部分の面積}) + (\text{threshold を超えている部分の面積})} \\
 &= \frac{(\text{threshold を超えている部分の面積})}{100000} \quad (\because \text{図 6.5 の全粒子数は } 100000 \text{ であるため})
 \end{aligned}$$

として推定することができる。この計算によって得られた検出効率を、ストリップ毎に表すと図 6.9 のようになる。

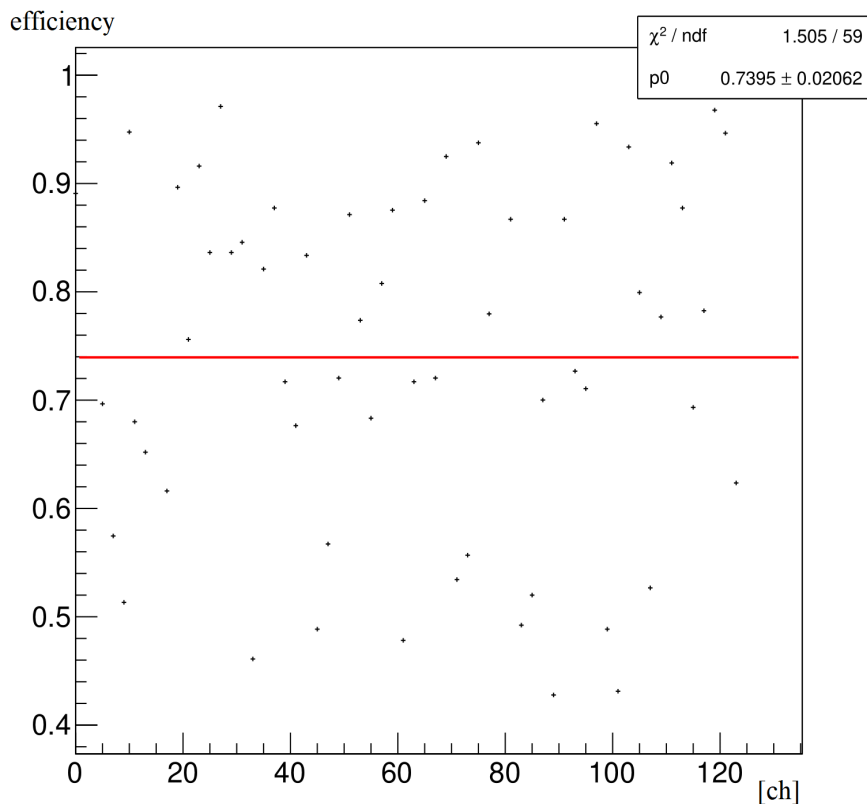


図 6.9: ストリップ毎の efficiency

図 6.9 を定数関数よって fit すると、およそ 0.74 ± 0.02 という結果が得られた。従って、今回の測定での threshold において、取得できていた信号は全体の約 74 % 程度であり、26 % 程度の信号を切り捨ててしまっていたと考えられる。

結論としては、threshold を高く設定しすぎたことが、検出効率をおよそ 26 % 程度悪化させていたと言える。ただし、図 6.8 や図 6.9 を見れば分かる通り、今回の考察において得られた threshold や efficiency はストリップ毎に大きく異なっているため、より詳細に threshold と検出効率の関係を議論するためには、各ストリップそれぞれについての考察を行う必要があると言える。

6.4 検出効率に関する結論

今回の実験では、検出効率として 22.4 ± 0.5 % という値が得られた。これは、E16 における要求性能である 95 % に比べて非常に小さい。今回の実験で検出効率が悪かった理由

としては、偶数ストリップでの検出が行えていなかったこと、印加電圧の不足により電荷収集効率が低下していたこと、threshold を高く設定しすぎたことなどが考えられるが、これらの現象で検出効率が悪かった理由を完全に説明できている訳ではないため、詳細について更なる分析が必要である。さらに、E16 実験での物理データ取得を行うには、ノイズを抑制する手法の確立や、定格通りの印加電圧をかけることができなかった理由の解明などにより、E16 の要求性能である 95 % の検出効率を達成することが必要である。

第7章

今後の展望

今回のテスト実験では、新しく導入した STS を E16 グループにおいて初めて運用し、データの取得を行うことに成功した。また、ノイズ軽減のためのパラメータ設定など、今後の STS の運用に関する重要な知見を得ることができた。今回のテスト実験において得られた結果や経験をもとに、今後は

- ノイズレベルを低く抑える手法の確立
- 全ての読み出し chip でのデータ取得。それによる 2 次元のプロファイルの取得。およびその時のレート耐性の評価。
- E16 スペクトロメータに組み込むにあたっての実機の作成

などを行い、2022 年末に予定されている Run1 において物理データの取得を目指す。

第 8 章

結論

E16 実験では、ベクター中間子の原子核中での質量測定から、低エネルギー領域における QDC 真空の性質を解明するための研究を行っている。ベクター中間子の質量測定は磁場中における粒子の飛跡を測定することによって行うため、飛跡検出器である SSD は高い質量分解能での測定に必要不可欠である。今回 E16 実験グループでは、スペクトロメータのアップグレードの一環として、GSI で開発された SSD (STS) を新たに導入した。この STS の性能評価を行うためのテスト実験を東北大学電子光理学研究センター (ELPH) にて行った。今回のテスト実験では、新しく導入した STS を E16 グループにおいて初めて運用し、データの取得を行うことに成功した。解析においては、トリガー用プラスチックシンチレータの時間情報、および STS の時間情報を用いて、それぞれの時間情報の差の分布から STS の時間分解能を測定することができた。またその結果、時間分解能について、XYTER11、12、13 それぞれに対して 5.2 ± 0.1 ns、 6.0 ± 0.2 ns、 7.8 ± 0.9 ns という結果が得られ、E16 における要求性能をほぼ満たしていることが確認できた。また、トリガー用プラスチックシンチレータと STS の時間情報から、トリガー用プラスチックシンチレータと STS を共に通過した粒子を同定し、この粒子の数とプラスチックシンチレータにおいて検出された粒子の数を比較することで検出効率を評価することができた。その結果、検出効率として 22.4 ± 0.5 % という結果が得られた。今回のテスト実験では、ノイズを抑えるための手法が確立の途上であったことや、理想的な印加電圧をかけることができないなど運用上での困難のため、検出効率については E16 実験において要求される性能を満たしていることが確認できなかった。今後は、今回のテスト実験の結果をもとに、STS の運用に関する理解を深め、今後予定されている Run1 での物理データ取得を行うことが期待される。

謝辞

E16 実験グループに配属されてからの約1年と4か月の間は、周りの方々に様々な面でいつもサポートしていただいております。この場をお借りしてお礼申し上げます。

指導教官である成木恵准教授には、修士1回生の夏に取り組んだ磁場解析に関する課題から始まり、現在の修士論文の作成に至るまで、研究活動中のあらゆる所で指導をしていただきました。KEKの青木和也研究機関講師には、STSに関わるほとんどの場面でご指導をいただきました。特に、ELPHでのテスト実験の準備、運用、およびその後のデータ解析においては、付きっきりでご指導をいただきました。理化学研究所の四日市悟専任研究員は、ミーティングなどでの発表に対していつも様々な意見、アドバイスを下さり、それ以外の場面でも様々なことについて議論を交わさせていただきました。KEKの小沢恭一郎准教授には、STSの設計の進め方や、設計のアイデアに関する提案を数多くしていただきました。市川真也先輩、村上智紀先輩、中須賀さとみ先輩、山口佳奈子さんは、自分の作業がお忙しい中でも、作業に関して困ったことがあればいつでも手伝って下さりました。他にも、E16グループに所属されている皆様、Run0b、Run0cの際に別の実験グループからSSDの運用を手伝いに来て下さった大阪大学・東北大学の皆様など、様々な方に支えられたからこそ研究を進めることができました。皆様、本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] W. Weise. Nuclear Aspects of Chiral Symmetry. Nucler Physics, Vol. A553, No. 59c–72c, 1993.
- [2] R.Muto, et al. Evidence for In-Medium Modification of the ϕ Meson at Normal Nuclear Density. Physical Review Letters, Vol. 98, No. 042501, 2007.
- [3] <https://j-parc.jp/c/for-researchers/accelerators.html>
- [4] <https://j-parc.jp/c/facilities/nuclear-and-particle-physics/hadron.html>
- [5] S.Yokkaichi, et al. Technical Design Report for the J-PARC E16. reviced in November 2016.
- [6] 東京大学 村上智紀 修士論文 (2020).
- [7] 京都大学 中須賀さとみ 修士論文 (2021).
- [8] 京都大学 浅野秀光 修士論文 (2010).
- [9] <https://www.lns.tohoku.ac.jp/about/?id=a5>
- [10] private communication. GSI Report 2013-4.
- [11] private communication. C.J.Schmidt_Kolkata_Bose_Conference_on_Detectors_17.02.2017.
- [12] CBM Progress Report 2019. <https://repository.gsi.de/record/228172>
- [13] private communication. Satoshi Yokkaichi. S.Yokkaichi J-PARC PAC 32nd 2021 Jul15.
- [14] private communication. Christian J. Schmidt.
- [15] SMX2.2 manual v4.
- [16] J-PARC E16 Run0 proposal.

AppendixA STS 筐体のメカニカルデザイン

STS を用いて Run1、Run2 などの E16 におけるビームタイムでデータ取得を行うためには、STS 用の筐体を E16 スペクトロメータに合わせて作成する必要がある。この筐体のメカニカルデザインにおいて要求される条件は、次のようなものである。

- 条件 1 STS の各センサーが他の検出器 (GTR、HBD など) の各センサーと同じアクセプタンスをカバーすること。
- 条件 2 筐体全体が E16 スペクトロメータの限られたスペースに収まること
- 条件 3 FEB8 の冷却を十分に行えること

以上の条件を満たすメカニカルデザインとして、図 A.0 のように STS の筐体を設計した。

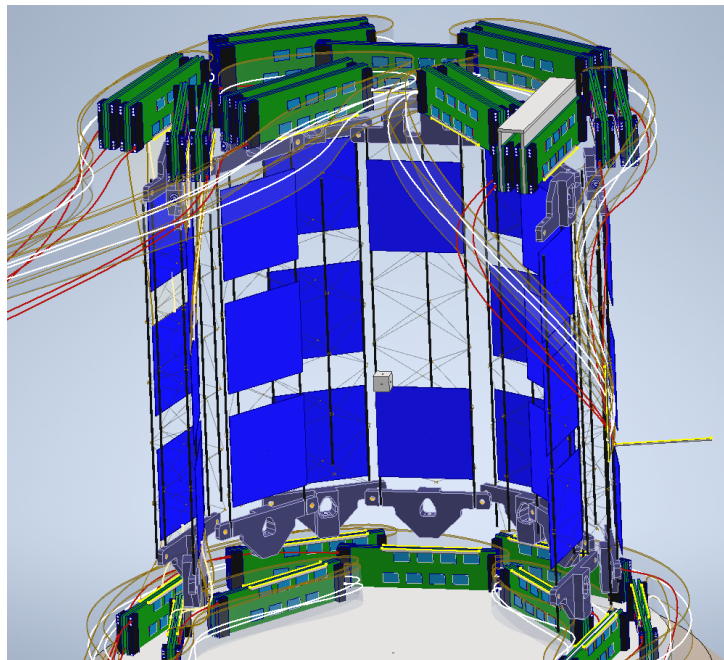


図 A.0: Run1 以降での STS 運用のために設計した、STS 筐体のメカニカルデザイン。