

修士論文

J-PARC での Λp 散乱実験に向けた ビームトラッキング用ファイバー検出器の開発

Development of a scintillating fiber detector for beam tracking in a Λp scattering experiment at J-PARC.

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

和田 俊輔

令和3年

概要

我々の物質世界は近距離における強い斥力と、中遠距離における引力からなる核力により形成されている。この核力を研究する大きな目的の1つはクォークから核力を理解することで物質の成り立ちを解明することである。我々ストレンジネス核物理研究グループでは、核子のみからなる NN 相互作用をストレンジクォークを含むハイペロンも含めて考えたバリオン間相互作用に拡張して考えることでこの問題にアプローチしてきた。

バリオン間相互作用のうち、ハイペロン-核子相互作用 (YN 相互作用) は数少ない散乱データから理論モデルが構築され、ハイパー核分光実験により理論モデルの検証が行われてきた。このような現状を打開するため、2018~2019 年にかけて J-PARC において Σp 散乱実験 (E40) が行われた。この実験は従来の YN 散乱実験の課題を克服するための新たな実験の手法が用いられ、微分断面積の測定に成功するとともに、高統計の YN 散乱実験が可能であることを示した。

近年、中性子星のハイペロンパズルの出現等により YN 相互作用の多体効果を明らかにすることが重要となってきた。そのためには我々が構築した YN 散乱手法を用いて系統的な YN 散乱の測定を行い 2 体の YN 相互作用を精密に決定し、ハイパー核による多体力研究の基盤を作る必要がある。

そこで次に我々は、J-PARC E40 実験で確立された手法を用いて Λp 散乱実験 (J-PARC P86) を行うことを計画している。 ΛN 相互作用は YN 相互作用の中で最も基本的な相互作用の1つであり、新たな散乱データを基に、より精密な理論モデルを構築することは非常に重要である。

新たな Λp 散乱実験は J-PARC に新設される K1.1 ビームラインで行われる予定である。基本的な実験セットアップは E40 実験と同様であるが、E40 実験で問題となっていた高レートビーム環境下でのアクシデンタルなビームトラックの混入や、パイルアップなどによる検出効率の低下などを改善するため、ビームラインスペクトロメータ下流の飛跡検出としてドリフトチェンバーに代わりファイバー検出器 (BFT-D: Beamline Fiber Tracker - Downstream) を用いる予定である。そこで、本研究ではこのファイバー検出器を用いたセットアップでの実験が可能であることを確かめるための Geant4 シミュレーションとファイバー検出器実機の設計開発を行った。

まず BFT-D を加えた実験セットアップでの Λp 散乱実験の Geant4 シミュレーションを行った。これにより新たな実験セットアップにおいて vertex 分解能は約 $5.3 \text{ mm}(\sigma)$, missing mass の分解能は約 $4.5 \text{ MeV}/c(\sigma)$ であることがわかった。これらの結果は Λp 散乱事象を捉

えるのに十分な値である。

次にこのシミュレーションの結果と E40 実験のビームに関するデータから BFT-D に対する要求性能を検討した。その結果、要求性能を位置分解能 $\sigma_{pos} < 0.14$ mm, 時間分解能 $\sigma_{time} < 3.3$ ns, ファイバー 1 本辺りのレート $R < 1$ MHz, および各層の検出効率 $\varepsilon > 96\%$ と決定した。

次に、これらをもとに BFT-D 実機的设计開発を行った。BFT-D は XX', UU', VV' の 2 層ごとにそれぞれ独立したモジュールになっており、これら 3 つを組み合わせるとして検出器全体として完成するような設計とした。さらに本研究ではこのうち XX' 層の製作を行い、BFT-D の製作方法を確立した。

そして最後に、製作した BFT-D XX' 層について ^{90}Sr 線源および宇宙線を用いた性能評価実験を行った。測定された時間分布に対し PHC(Pulse Height Correction) を行い、X 層 X' 層でそれぞれ ^{90}Sr 線源の β 線に対して ~ 1.3 ns, 宇宙線に対して ~ 1.6 ns の時間分解能が得られることがわかり、要求性能を十分満たしていることがわかった。また検出効率の評価も行い、X 層が 99.6%, X' 層が 98.0% であった。どちらの層も要求性能を満たしていたが、X' 層は製作上の精度の問題から X 層と比較すると検出効率が低い結果となった。本研究における設計製作の反省を踏まえた設計の改善方法を示したため、今後製作する層についてはこの問題が解決されることが期待される。

目次

概要	i
第 1 章 序論	1
1.1 物理的背景	1
1.1.1 バリオン間相互作用	1
1.1.2 散乱の観測量	2
1.1.3 これまでの Y_p 散乱実験	4
1.1.4 BB 相互作用の理論モデル	5
1.1.5 ハイペロンパズル	9
1.2 J-PARC K1.1 ビームラインでの Λp 散乱実験	10
1.2.1 実験概要	11
1.2.2 実験セットアップ	12
1.2.3 $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応の同定手法	20
1.3 本研究の目的	24
第 2 章 $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応の同定精度に関する Geant4 シミュレーション	25
2.1 シミュレーションの目的	25
2.2 シミュレーションセットアップ	27
2.2.1 検出器	27
2.2.2 イベント生成	28
2.3 Vertex 分解能	29
2.4 Missing mass 分布	30
2.4.1 Multiple scattering による missing mass 分布への影響	31
2.5 Vertex distance cut の最適化	32
2.6 散乱事象への寄与	34
2.7 ビームタイムの見積もり	36
第 3 章 BFT-D の要求性能と設計	38
3.1 BFT-D の要求性能	38
3.1.1 時間分解能に対する要求性能	38

3.1.2	検出効率に対する要求性能	39
3.1.3	BFT-D の要求性能のまとめ	40
3.2	J-PARC E40 のデータを用いたデザインの検討	41
3.2.1	ビームレート	41
3.2.2	ビームのひろがり	42
3.3	実機デザイン	43
3.3.1	シンチレーションファイバーの固定方法	44
3.4	BFT-D の設計	45
3.4.1	検出器全体の構成	46
3.4.2	XX' 層	47
3.4.3	UU' 層及び VV' 層	49
3.4.4	ベースプレート	51
第 4 章	BFT-D の製作	52
4.1	製作過程	52
4.2	以降の BFT-D 製作へ向けた改善点	60
第 5 章	BFT-D の性能評価	62
5.1	実験セットアップ	62
5.2	光量	65
5.2.1	キャリブレーション	65
5.2.2	光量の評価	67
5.3	ヒットパターンと検出効率	68
5.3.1	ヒットパターンおよび multiplicity	68
5.3.2	クラスタリング	69
5.3.3	検出効率	70
5.4	時間分解能	72
5.4.1	キャリブレーション	72
5.4.2	^{90}Sr 線源の測定による時間分解能と PHC(Pulse height correction)	73
5.4.3	宇宙線測定による時間分解能	76
5.4.4	閾値電圧依存性	76
5.4.5	MPPC の印加電圧依存性	77
第 6 章	まとめと今後の展望	79
	謝辞	81
	参考文献	83

付録 A	シンチレーションファイバー	84
A.1	テスト用検出器の製作	84
A.2	ファイバーテスト実験	85
A.2.1	測定セットアップ	85
A.2.2	結果	86
A.2.3	考察	87
付録 B	BFT-D XX' 層 チャンネルアサイン	89

目次

1.1	J-PARC E40 実験の概念図および実験セットアップ [8].	5
1.2	各理論モデルによる Λp 散乱の全断面積. 左から順にそれぞれ ESC モデル [9], クォーククラスターモデル [10], ChiralEFT[11][12] による計算.	7
1.3	さまざまな理論モデルによる運動量ごとの Λp 散乱の微分断面積 [13]. 緑の ESC971, 青の ESC16, 及びマゼンタの Julich は中間子交換によるモデル, 黄色とオレンジの 2 つの χ EFT はそれぞれ異なる LEC を用いたモデルである.	8
1.4	さまざまな理論モデルによる運動量ごとの Λp 散乱の偏極分解能と減偏極 [13]. 図 1.3 と同じ理論モデルによる値が示されている.	9
1.5	観測された重い中性子星の質量と, 中性子星の EOS[14]. 緑線が Λ が生成されない場合, 赤線が Λ が生成される場合の EOS である. また, 黒線と青線はそれぞれ 3 体力の効果を取り入れた EOS である. なお各点はそれぞれのモデルでの中性子星の最大質量を表す.	10
1.6	$\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ の反応断面積 [15][16][17][18][13].	11
1.7	1.04 GeV の $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ における Λ の偏極 [18].	11
1.8	Λp 散乱実験の概略図. 後述の検出器セットアップと, 液体水素標的 (LH_2 target) での反応を示している.	12
1.9	Λp 散乱実験の検出器セットアップ. K1.1 ビームラインスペクトロメータ, CATCH, SKS スペクトロメータからなる.	12
1.10	K1.1 ビームラインスペクトロメータ. Λp 散乱実験のセットアップでは DQQ で構成されたマグネットと, 3 つの飛跡検出器および 2 つの時間測定用検出器からなる.	13
1.11	BFT-U の写真 [22].	14
1.12	BFT-U の設計図 [22].	14
1.13	CATCH 検出器群の概略図 [23]. CFT(Cylindrical Fiber Tracker), BGO カロリメータ, PiID カウンターの 3 層からなる. 図中では BGO, PiID の上半分は省略されている.	15
1.14	液体水素標的用の標的容器 [25].	17
1.15	SKS スペクトロメータ. 5 台の位置検出器と 2 台トリガー用検出器からなる.	17

1.16	SFT X 層の設計図 [25]. 直径 1 mm のシンチレーションファイバーが使用されており, 有感領域は 256 mm × 160 mm である.	18
1.17	SFT U, V 層の設計図 [25]. 直径 0.5 mm のシンチレーションファイバーが 3 本でまとめて読みだす形で使用されており, 有感領域は 280 mm × 160 mm である.	19
1.18	$\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応の同定手法の概略図.	21
1.19	$\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応の概略図. K^0 の寿命により K^0 の生成点と崩壊点が離れている.	23
1.20	主なバックグラウンドである $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+p$ 反応の概略図. 反応の vertex は 1 点のみである.	23
1.21	$\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応の K^0 生成点と崩壊点の距離の分布. 赤線で引いたカット条件より大きい部分が Λ ビーム生成事象として残る.	24
1.22	$\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+p$ 反応に対して解析を行なった際に K^0 の生成点と崩壊点の差として得られる距離の分布. 赤線で引いたカット条件より大きい部分がバックグラウンドの混入となる.	24
2.1	E40 実験のデータにおける各イベントに対するビーム粒子の飛跡の候補数. [19]	26
2.2	新たなファイバー検出器を追加した実験セットアップ	28
2.3	vertex distance の分布の例 (0.75 mm ϕ)	29
2.4	BC3, 4 を用いたセットアップでの vertex 分解能と, BFT-D を用いたセットアップでのファイバー径に対する vertex 分解能の変化	29
2.5	BFT-D を入れたシミュレーションで得られた $\pi^-p \rightarrow K^0X$ の missing mass 分布. BFT-D のファイバー径は 0.75 mm.	30
2.6	J-PARC E40 実験のデータによる $\pi^-p \rightarrow K^0X$ の missing mass 分布. Λ のほかに Σ^0 のピークが見えている.	30
2.7	vertex distance cut をかける前の missing mass 分布.	31
2.8	vertex distance cut (3 mm) をかけた後の missing mass 分布.	31
2.9	$\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ の missing mass 分布の例 (0.75 mm ϕ)	31
2.10	BC3, 4 を用いたセットアップでの missing mass の分解能と, BFT-D を用いたセットアップでのファイバー径に対する missing mass の分解能.	31
2.11	各 vertex distance cut に対するバックグラウンドの混入量の変化.	32
2.12	各 vertex distance cut に対する $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応の生存率の変化.	32
2.13	Vertex distance cut を施した missing mass に対するフィッティングと Λ ビームの収量.	33
2.14	各カット条件における missing mass 分布から見積もられた Λ の数と実際の数. 青がフィッティングから見積もられた数であり, 赤が実際に生成された数である.	33

2.15	各 vertex distance cut に対する $S^2/(S+N)$ の変化.	34
2.16	各 vertex distance cut に対する $S/(S+N)$ の変化.	34
2.17	検出された粒子による散乱事象の場合分け.	35
2.18	missing mass 分布の S/N と散乱事象に混入するバックグラウンド事象の Λ 生成量に対する割合. バックグラウンド事象の混入が緑線で示した 10^{-2} 以下であれば散乱事象を捉えることができる.	35
3.1	J-PARC E40 実験で得られた BC3 の TDC 分布.	38
3.2	J-PARC E40 実験で得られた BFT の TDC 分布.	38
3.3	BFT-D の plane efficiency とビームラインスペクトロメータ下流の tracking efficiency の関係. 青線で示したのが tracking efficiency 99% のラインである.	40
3.4	Tilt Angle 0° の面に対するビームの広がり.	42
3.5	図 3.4 の横軸へのプロジェクション. 赤線で示した領域が BFT-D の有感領域で覆われる範囲である.	42
3.6	Tilt Angle 45° の面に対するビームの広がり.	43
3.7	図 3.6 の横軸へのプロジェクション. 赤線で示した領域が BFT-D の有感領域で覆われる範囲である.	43
3.8	ファイバー固定用フレームの図. 直径 0.8 mm の穴が 0.75 mm ピッチで交互に並んだ構造でくりぬかれている.	45
3.9	ファイバー固定用フレームの断面図とその拡大図.	45
3.10	BFT-D1 の設計全体の概略図.	46
3.11	BFT-D1 の有感領域. $2 \times 3 = 6$ 層の有感領域が重なる領域を示している.	47
3.12	BFT-D1 XX' 層の設計図.	48
3.13	BFT-D1 の読み出し面の設計の概略図.	48
3.14	BFT-D1 XX' 層の読み出し位置の割り当て.	49
3.15	BFT-D1 UU' 層の設計図.	50
3.16	BFT-D1 VV' 層の設計図.	50
3.17	BFT-D1 UU' 層の読み出し位置の割り当て.	51
3.18	BFT-D1 VV' 層の読み出し位置の割り当て.	51
3.19	ベースプレート (X-U) の設計図. 同様のベースプレートをそれぞれ各層の間, および XX' 層の外側に取り付ける.	51
4.1	BFT-D のフレームを組み立てた様子.	52
4.2	作業中のファイバー固定用フレームの様子. 3D プリンターで作ったピン (図中では赤色) を用いながら作業を行なった.	53

4.3	ファイバー固定用フレームの穴を塞ぐピン。断面がファイバー 5 本分の形状になっておりピンの位置が固定される構造である。	53
4.4	BFT-D X 層のファイバーを張っている様子。	54
4.5	BFT-D X 層のファイバーを張り終えた様子。	54
4.6	BFT-D XX' 層製作の際のファイバーを通す順番。	54
4.7	ピンを用いたファイバー固定用フレームのファイバーの通し方。図中の赤で示したものが 3D プリンターで作成したピン，水色の円が通したファイバーを表している。	54
4.8	BFT-D X 層のファイバーを錘をかけながら固定している様子。	56
4.9	BFT-D X 層ファイバー固定時の接着位置と順番。optical セメントは粘性が低くフレーム内部まで染み込んでいると考えられるため，図のような表記とした。	56
4.10	一部のファイバーを固定した様子。右側 1/3 程度が固定されたファイバーであり，真っ直ぐ張られている。	56
4.11	BFT-D X 層の全てのファイバーを固定した様子。	56
4.12	BFT-D X' 層のファイバーを張っている様子。	58
4.13	BFT-D X' 層のファイバーを張り終えた様子。	58
4.14	BFT-D X' 層のファイバーを錘をかけながら固定している様子。	58
4.15	BFT-D X' 層のファイバーを固定した様子。	58
4.16	やすりがけ前の読み出し面の様子。	59
4.17	やすりがけをしている様子。	59
4.18	やすりがけ後，アクリルの枠を取り付け完成した読み出し面の様子。	59
4.19	完成した BFT-D XX' 層の写真。	60
5.1	^{90}Sr 線源を用いた BFT-D XX' 性能評価実験のセットアップ。VME-EASIROC により読み出しを行った。キャリブレーション用のクロックを用いたトリガーと，プラスチックシンチレータを用いたトリガーを用意した。	63
5.2	宇宙線を用いた BFT-D XX' 性能評価実験のセットアップ。VME-EASIROC により読み出しを行った。2つのプラスチックシンチレータのコインシデンス信号を用いたトリガーを用意した。	63
5.3	^{90}Sr 線源を用いた BFT-D XX' 性能評価実験の測定セットアップの写真。実際の測定時にはさらに BFT-D の後にプラスチックシンチレータを設置した。	63
5.4	宇宙線を用いた BFT-D XX' 性能評価実験の測定セットアップの写真。	63
5.5	HV と 1 photon gain の関係。	64

5.6	閾値電圧設定の際に確認されたオシロスコープの波形. 赤が FS の波形, 黄色が High gain out(ADC ラインの整形後のアナログ信号), 青がトリガー信号である.	65
5.7	キャリブレーション用の LED 測定で得られた ADC 分布の例. 本図は X 層のセグメント 40 のものである.	66
5.8	横軸をスケールしたのちに得られた最終的なフォトン数分布の拡大図 (X 層セグメント 40).	67
5.9	X 層のフォトン数.	67
5.10	X' 層のフォトン数.	67
5.11	宇宙線測定で得られた X 層のヒットパターン.	68
5.12	宇宙線測定で得られた X' 層のヒットパターン.	68
5.13	X 層と X' 層のヒットしたセグメントの相関.	69
5.14	宇宙線測定で得られた X 層の multiplicity.	69
5.15	宇宙線測定で得られた X' 層の multiplicity.	69
5.16	宇宙線測定で得られた X 層のクラスター数の分布.	70
5.17	宇宙線測定で得られた X 層のクラスターサイズの分布.	70
5.18	宇宙線測定で得られた X' 層のクラスター数の分布.	70
5.19	宇宙線測定で得られた X' 層のクラスターサイズの分布.	70
5.20	X 層 (赤) と X' 層 (青) の検出効率.	71
5.21	^{90}Sr 線源の測定で得られた TDC 分布の例 (X 層セグメント 40).	73
5.22	^{90}Sr 線源の測定で得られた信号の時間分布の例 (X 層セグメント 40).	73
5.23	^{90}Sr 線源の測定で得られた BFT-D X 層の時間分布.	73
5.24	^{90}Sr 線源の測定で得られた BFT-D X' 層の時間分布.	73
5.25	^{90}Sr 線源の測定で得られた BFT-D X 層のセグメントごとの時間分解能.	74
5.26	^{90}Sr 線源の測定で得られた BFT-D X' 層のセグメントごとの時間分解能.	74
5.27	アナログ信号の波高と TDC のタイミング, TOT の関係.	74
5.28	PHC 前の時間と TOT の相関の例 (X 層セグメント 40).	75
5.29	PHC 後の時間と TOT の相関の例 (X 層セグメント 40).	75
5.30	^{90}Sr 線源の測定で得られた BFT-D X 層の PHC 後の時間分布.	75
5.31	^{90}Sr 線源の測定で得られた BFT-D X' 層の PHC 後の時間分布.	75
5.32	^{90}Sr 線源の測定で得られた BFT-D X 層のセグメントごとの時間分解能 (PHC 後).	76
5.33	^{90}Sr 線源の測定で得られた BFT-D X' 層のセグメントごとの時間分解能 (PHC 後).	76
5.34	宇宙線測定で得られた BFT-D X 層の PHC 後の時間分布.	76
5.35	宇宙線測定で得られた BFT-D X' 層の PHC 後の時間分布.	76
5.36	時間分解能の閾値電圧依存性.	77

5.37	時間分解能の MPPC 印加電圧依存性.	78
5.38	X 層の検出効率の MPPC 印加電圧依存性.	78
A.1	ファイバーテスト用検出器の検出面の断面の概略図. 青い丸がファイバー, 灰色がアルミ製のフレームを表している.	84
A.2	ファイバーテスト用検出器の写真. 4 種類のシンチレーションファイバーを 用いて製作した.	85
A.3	ファイバーテスト実験のセットアップの模式図.	85
A.4	ファイバーテスト実験のセットアップ (写真).	85
A.5	ファイバーテスト実験で得られた ADC とキャリブレーションの様子.	86
A.6	各 layer の光量	87
B.1	BFT-D XX' 層のファイバーセグメントの並び.	89
B.2	BFT-D XX' 層のチャンネルアサイン.	91

表目次

2.1	生成したイベント	28
2.2	CATCH で粒子の検出を要求した際の Λ の生成数に対するバックグラウンド 事象の混入率	36
3.1	BFT-D1 のセグメント当たりのビームレートの見積もり	41
3.2	BFT-D2 のセグメント当たりのビームレートの見積もり	41
A.1	各 layer のフォトン数平均	87

第 1 章 序論

1.1 物理的背景

1.1.1 バリオン間相互作用

原子核は近距離における強い斥力芯と遠距離における引力からなる核力によって支えられている。物質世界の成り立ちを理解するうえでこの核力描像の理解は非常に重要であり、多くの研究がなされてきた。

今日では 2 fm よりも遠距離における引力は核子-核子 (NN) 散乱実験の結果などから、湯川理論によって説明されることが分かっている。湯川理論は、カラーが白色となった核子間に働く力が π 中間子の交換により生じるとするものである。1~2 fm の中間領域では複数の π 中間子や σ 中間子の交換により、より引力的になっている。一方、1 fm 以下の近距離における斥力芯への理解はいまだに不十分である。これは核子どうしが重なり合うような近距離の領域ではクォークレベルの相互作用の寄与が大きくなるからである。

クォークレベルで核力を理解するため、我々の研究分野であるストレンジネス核物理では核子-核子 (NN) 相互作用をハイペロン-核子 (YN) 相互作用やハイペロン-ハイペロン (YY) 相互作用を含むバリオン-バリオン (BB) 相互作用に拡張して考えることでこれらの強い相互作用への理解を進めてきた。

YN 相互作用を含む BB 相互作用モデルはフレーバー SU(3) 対称性の仮定のもと、NN 散乱や YN 散乱のデータから構築されてきた。しかし理論モデルによる不定性が大きく、実験によりこれらのモデルを検証する必要があったため、ハイパー核分光実験が盛んに行われてきた。これは散乱実験のデータから相互作用モデルをつくり、様々な核構造の説明がなされてきた NN 相互作用のみを扱う通常の核物理とは対照的である。

YN 相互作用の検証にはハイペロン陽子散乱実験が最も直接的であり、データの改善が望まれていたが、実験の進展はほとんどなかった。その要因はハイペロンの短い寿命にある。例えば Λ 粒子はその寿命が 2.6×10^{-10} s しかなく、相互作用研究に重要となる数 GeV/c までの運動量の Λ をビームとして用いることは非常に困難である。

しかし近年では、ハイパー核を含めた原子核における多体力の効果が原子核を記述するうえで非常に重要となることが分かっている。2 体力と核内での多体力の効果を切り分けるためには、2 体力を 2 体系の散乱で調べ、それに基づいた 2 体力を用いて原子核から多体力の寄与を調べることが重要となる。そして J-PARC E40 実験では新たに開発した検出器群と液体

水素標的を用いて従来の YN 散乱実験の困難を克服し, Σ^+p 散乱, Σ^-p 散乱ともに 5000 イベント程度の高統計の散乱データを得ることに成功した.

J-PARC E40 で確立された YN 散乱実験の手法を用いて我々は次に Λp 散乱実験を行うことを計画している. ΛN 相互作用は $S = -1$ の YN 相互作用のうち最も基礎となるべきものであり, Λp 相互作用についての精密なデータを与えることはハイパー核の核構造の詳細な理解や後述するハイペロンパズルの解決などに必要不可欠である.

1.1.2 散乱の観測量

バリオン 8 重項に含まれる粒子はスピン 1/2 を持つため, バリオン間相互作用はスピンの依存したものとなる. このスピン依存性まで含めて調べるにはハイペロンのスピンを操作した散乱実験を行い, 多くのスピン観測量を求めることが重要になる.

計画中の Λp 散乱実験は微分断面積に加え, 偏極分解能と減偏極という 2 種類のスピン観測量の測定を行う点が特に重要である. これまでの実験で YN 相互作用についてスピン観測量を測定したデータは Σ^-p の偏極分解能を除いて存在せず, この実験により全く新しいデータを与えることが可能である. 以下ではスピン依存性のある YN 相互作用の定式化を行い, 実験データが YN 相互作用に対してどのような情報を与えるか述べる [1].

粒子 a, b の弾性散乱における遷移行列は中心力項, スピン-スピン項, symmetric LS (SLS) 項, antisymmetric LS (ALS) 項, テンソル項を用いて以下のようにあらわされる.

$$M = V_c + V_\sigma(\mathbf{s}_a \cdot \mathbf{s}_b) + V_{SLS}(\mathbf{s}_a + \mathbf{s}_b) \cdot \mathbf{L} + V_{ALS}(\mathbf{s}_a - \mathbf{s}_b) \cdot \mathbf{L} + V_T \left([\mathbf{s}_a \otimes \mathbf{s}_b]^{(2)} \cdot \mathbf{Y}_2(\hat{\mathbf{r}}) \right) \quad (1.1)$$

ここで \mathbf{L} は a と b の相対軌道角運動量, \mathbf{r} は a と b の相対座標, $V_c, V_\sigma, V_{SLS}, V_{ALS}, V_T$, はそれぞれ中心項, スピン-スピン項, SLS 項, ALS 項, テンソル項のフォームファクターである.

散乱観測量を記述するため, 新たな行列要素を導入する. 始状態, 終状態での相対運動量 $\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f$ を用いて, スカラーの行列要素として

$$U_\alpha \equiv \langle \mathbf{k}_f | V_c | \mathbf{k}_i \rangle, U_\beta \equiv \langle \mathbf{k}_f | V_\sigma | \mathbf{k}_i \rangle \quad (1.2)$$

ベクトルの行列要素として

$$S_{ALS} \equiv \langle \mathbf{k}_f | V_{ALS} L_1 | \mathbf{k}_i \rangle, S_{SLS} \equiv \langle \mathbf{k}_f | V_{SLS} L_1 | \mathbf{k}_i \rangle \quad (1.3)$$

テンソルの行列要素として $j=1,2,3$ に対し

$$T_j \equiv \frac{1}{2} \langle \mathbf{k}_f | V_T Y_{2j-1} | \mathbf{k}_i \rangle \quad (1.4)$$

を定義する. ここでテンソルの行列要素について 2 つが決まると残りの 1 つはその組み合わせで決定するから, 便宜上新たに以下のように定義する.

$$T_\alpha \equiv \frac{1}{\sqrt{6}} T_1 + T_3, \quad T_\beta \equiv \frac{1}{\sqrt{6}} T_1 - T_3 \quad (1.5)$$

この時,

$$T_2 = -\tan \theta \left(\frac{1}{2} T_\alpha + T_\beta \right) \quad (1.6)$$

となる.

微分散乱断面積は各項の寄与の和として以下のように表される.

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) &= \frac{1}{4} \text{Tr} (MM^\dagger) \\ &= |U_\alpha|^2 + \frac{3}{16} |U_B|^2 + \frac{1}{2} \left(|S_{SLS}|^2 + |S_{ALS}|^2 \right) + \frac{1}{4} |T_1|^2 \\ &\quad + \frac{1}{2} \left(|T_2|^2 + |T_3|^2 \right) \end{aligned} \quad (1.7)$$

すなわち, 微分断面積は因子の違いはあるものの各項の 2 乗和として表される.

ここから各項の寄与をそれぞれ分けて決定するためには, 断面積に加えて多くのスピン観測量が必要となる. YN 散乱実験では標的を偏極させることなどは難しい. しかし, ハイペロンが生成時に生成平面の法線方向に偏極して生成されうることと, ハイペロンの崩壊における放出粒子の上下非対称性を用いた偏極測定などにより, いくつかのスピン観測量を測定することができる. YN 散乱実験により測定可能なスピン観測量は限られているが, それらはスピン依存項の決定に非常に重要なデータとなる.

そこで, 測定を計画している偏極分解能と減偏極の定式化を考える. 偏極分解能は微分散乱断面積 $\sigma(\theta)$ を用いて以下のように表される.

$$\begin{aligned} A_y(Y) &= -\frac{1}{\sqrt{2}\sigma(\theta)} \text{Im} \left\{ \left(U_\alpha + \frac{1}{4} U_\beta \right)^* S_{SLS} + \left(U_\alpha - \frac{1}{4} U_\beta \right)^* S_{ALS} \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2} T_\alpha^* (-S_{ALS} + S_{SLS}) \right\} \end{aligned} \quad (1.8)$$

式 (1.8) より tensor amplitude T_α を含む項が小さいとすると偏極分解能は ALS と SLS に感度を持つことになる. 特に ALS は NN 相互作用ではアイソスピンの対称性より禁止されているため, YN 相互作用で新たに現れる相互作用であり重要である.

減偏極は以下のように表される.

$$\begin{aligned} D_y^y &= \frac{1}{\sigma(\theta)} \text{Re} \left\{ \frac{1}{2\sqrt{3}} \left(U_0 + \frac{1}{\sqrt{3}} U_1 \right)^* U_1 + \frac{1}{2} \left(U_0 - \frac{1}{\sqrt{3}} U_1 \right)^* \left(\frac{1}{\sqrt{6}} T_1 + T_3 \right) \right. \\ &\quad \left. - S_1^* S_2 + \frac{1}{2} |S_3|^2 - \frac{1}{\sqrt{6}} T_1^* \left(\frac{1}{\sqrt{6}} T_1 - T_3 \right) - \frac{1}{2} |T_2|^2 \right\} \end{aligned} \quad (1.9)$$

複雑な形であるが, 減偏極はテンソル力に対して感度があると考えられている.

相互作用の 6 つの項をそれぞれ分けて決定するにはまだ観測量が不足しているが, 微分断面積のみの測定に比べ各項に対して新たな制限がかけられる点で重要となる.

1.1.3 これまでの Y_p 散乱実験

先述したハイペロンの寿命の短さによる実験的困難から J-PARC E40 実験以前に測定された Y_p 散乱実験のデータは非常に少なかった。数少ない先行研究として存在するのは 1960 年代に行われたバブルチェンバー実験 [2][3] や 1990 年代から 2000 年代初期に KEK-PS で行われた E251 実験および E289 実験である [4][5][6]。

1960 年代のバブルチェンバー実験では K^- ビームを液体水素で満たされたバブルチェンバーに入射することで散乱に関する粒子の飛跡を画像として取得し、散乱を同定する手法が用いられた。しかしこれらの実験にはバブルチェンバーがデータ取得後、再びデータ取得が可能になるまで時間を要するためデッドタイムが多くなってしまふことや、ハイペロン生成のトリガーが存在しないためランダムトリガーによるデータ取得を行う必要がありビーム強度が制限されるといった難点があった。このような実験上の制約から統計数を増やすことは困難であり、同定された YN 散乱事象は Σp や Λp のチャンネルそれぞれで数百イベント程度と非常に限られた。また、このような状況で可能な限りハイペロンの収量を増やすためハイペロン生成断面積の大きい *stopped* K^- 反応が用いられた。このため特に Σp 散乱のデータでは $p \leq 200$ MeV/c 程度の低運動領域のものに限定されてしまった。

KEK-PS で行われた E251 実験および E289 実験は (π^\pm, K^+) 反応を用いて生成される Σ^\pm による $\Sigma^\pm p$ 散乱実験である。この実験ではバブルチェンバーでの実験で見られたハイペロンの運動量と統計数に関する課題の克服が試みられた。まず (π^\pm, K^+) 反応で生じる K^+ を前方のスペクトロメータで捉えることで Σ 生成事象をトリガーレベルで同定することを可能にした。また、シンチレーションファイバーを Σ 生成と Σp 散乱の標的、およびこれら反応の情報画像として取得するイメージング検出器として用いることで 350~750 MeV/c の運動量領域における $\Sigma^\pm p$ 散乱事象の同定に成功した。しかし、シンチレーションファイバーの読み出しに用いられた Image Intensifier Tube の蛍光物質が~数 μs の長い時定数を持つことによるビーム強度の制限や、シンチレーションファイバーに含まれる炭素原子核との準自由反応により生成された Σ は運動量を正しく計算できないこと、さらに生成された Σ と炭素原子核との準弾性散乱によるバックグラウンド等、いくつかの要因により統計数 30 イベント程度と制限され、統計数の少なさという問題の解決には至らなかった。

前節までにも述べたように YN 散乱実験のデータは 2 体相互作用の決定のため重要であったが、KEK-PS での実験以後大きなアップデートはなく高統計の YN 散乱実験が強く望まれていた。そこで、2018 年から 2019 年にかけて高統計の YN 散乱実験を可能にする新たな手法を用いた $\Sigma^\pm p$ 散乱実験である J-PARC E40 実験が行われた。J-PARC E40 実験の反応の概念図および実験セットアップを図 1.1 に示す。この実験は 1.4 GeV/c の π^+ ビームおよび 1.33 GeV/c の π^- ビームを液体水素標的に照射し Σ の生成を行い、それが液体水素標的中の別の陽子と散乱する事象を捉える。液体水素標的を用いることで従来の実験に見られた炭素原子核による課題を解決した。そして Σ 生成および散乱事象の同定は標的前方に設置されたス

ペクトロメータと標的を覆うように設置された CATCH 検出器群により検出された粒子の運動量と飛跡を用いた運動学計算によって行われた。これにより粒子の飛跡画像から散乱の同定を行う従来の方法から脱却することで、ビーム強度を大幅に大きくすることが可能となり、20 M/spil (1 spill~2 s) の高強度ビームの運用を達成した。J-PARC E40 実験は以上のような工夫によりこれまでの YN 散乱実験における課題を克服し、 Σ^+p チャンネルは運動量領域 440~800 MeV/c で約 2400 イベント、 Σ^-p チャンネルは運動量領域 470~850 MeV/c で約 4500 イベントの散乱事象の同定を行い、それぞれ微分断面積の測定に成功した [7][8]。またこの実験により YN 散乱実験の新たな手法が確立されたことも重要であり、この手法を基としたさらなる YN 散乱実験の実施が期待される。

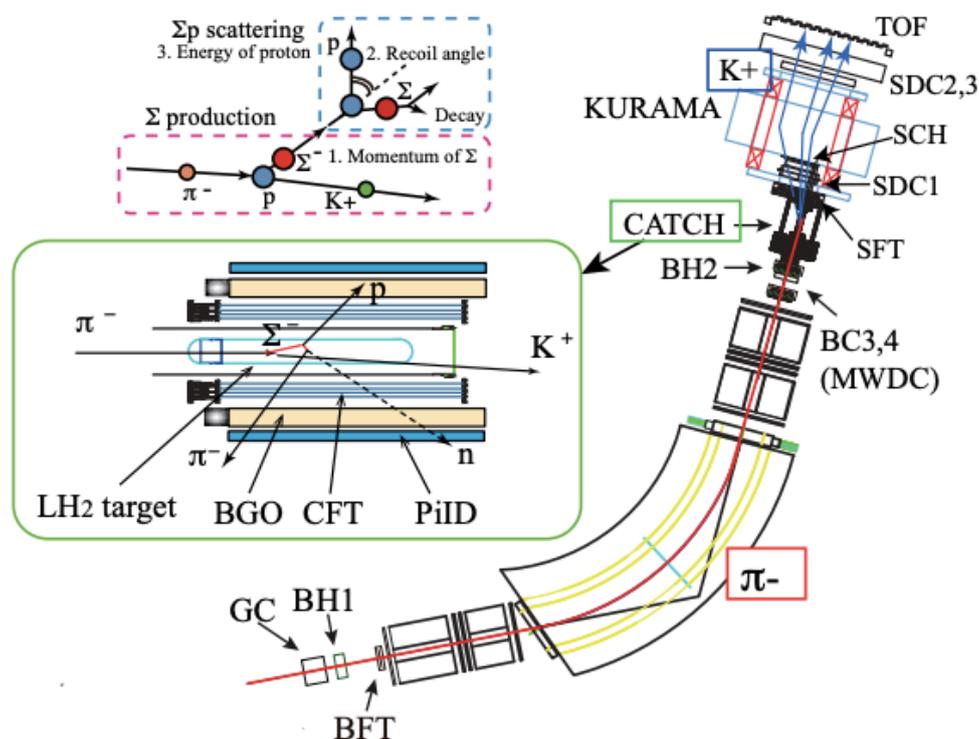


図 1.1: J-PARC E40 実験の概念図および実験セットアップ [8].

1.1.4 BB 相互作用の理論モデル

前節で述べたようにハイペロンと陽子の散乱データは限られている。そのため相互作用の理論を構築するにあたり、フレーバー SU(3) のフレームワークのもと NN 散乱のデータと少ないながらも存在する YN 散乱のデータを再現するように理論のパラメータが決定されている。散乱データのみでは決定しきれない部分は G-Matrix 計算を通して、核内での有効 2 体相互作用としてハイパー核のデータと比較することで理論モデルが更新されてきた。

しかし今日ではこれまでとは逆に 2 体散乱のデータをより蓄積し、理論モデルを検証そして改善していくことが重要であり、ハイパー核の多体系としての現象を解明することにもつなが

る．ここでは BB 相互作用の各モデルをまとめる．

Nijmegen モデル

Nijmegen モデルは擬スカラー中間子に加え、ベクター中間子などの重い中間子を含めた中間子の交換によりポテンシャルを構成する理論モデルであり ESC16 が最新モデルである．ハイパー核の構造研究には、この Nijmegen モデルを G-Matrix 計算を通し核内での有効 2 体 ΛN 相互作用とすることで一般的に用いられている．しかし、このモデルでは ΣN 相互作用のチャンネルに現れる近距離における斥力芯を説明するのが困難であり、その部分はポメロン交換などを取り入れることで表現している．

また、従来の中間子交換モデル (OBE model) では ALS が SLS に比べ小さくなる． Λ ハイパー核の LS splitting は ($SLS - ALS$) の形で与えられるため、 Λ ハイパー核の小さな LS splitting を説明することは難しい．そこで Nijmegen モデルではこの LS splitting を説明するためにいくつかの処方箋が加えられている．

クォーククラスターモデル

クォーククラスターモデルは短距離での相互作用をクォークの自由度を陽に含めた形で表し、中間距離でクォークが中間子にカップルすることで中遠距離の中間子交換描像とつなげる．短距離領域におけるクォークの記述は 6 つのクォークをサイズパラメータ b で特徴づけられるガウスポテンシャルの中に閉じ込め、どの 2 つのクォークの入れ替えに対しても反対称であることを要求することで、クォークレベルでのパウリ効果も自然と取り入れられる．またクォーク間のグルーオン交換によるカラー磁気相互作用なども取り入れ、テンソル力や LS 力などへ新しい寄与もする．そのため ΣN 相互作用のチャンネルに現れる大きな斥力芯を説明することができる．また ALS と SLS の大きさが同程度であると予言しており、 Λ ハイパー核の小さな LS splitting も説明可能である．

Chiral Effective Field Theory (Chiral EFT)

Chiral EFT は高次の摂動を考えることで系統的に計算精度を向上させられるという点で非常に強力な核力の導出手法である．この方法は YN 相互作用にも適用され、1 もしくは 2 つの擬スカラー中間子の交換による寄与と、4-バリオン contact term による寄与が取り入れられている．中間子交換の寄与は π, K, η を考慮しており、クォークが関与するような短距離の相互作用は contact term のなかに有効的に取り入れられることになる．後者については low-energy constant (LEC) と呼ばれるパラメータで決定づけられており、この値は実験データを基に決定する必要がある．LEC パラメータは高次の項を考えるほど増えていくため、現在の実験データでは 3 次の効果以上の LEC パラメータを決定することができない．

現存する YN 相互作用のデータはほとんどが S 波の寄与により決定されるものであり、2 次以上の項を決定する P 波以上の実験データが非常に少ない．一方、計画中の Λp 散乱実験は比較的高運動量な領域を扱うため、高次の LEC パラメータを決定し YN 散乱における Chiral

EFT を 3 次の項まで広げることが可能になると考えられる。

各理論モデルの比較

各モデルにより計算された Λp 散乱の全断面積を示す。

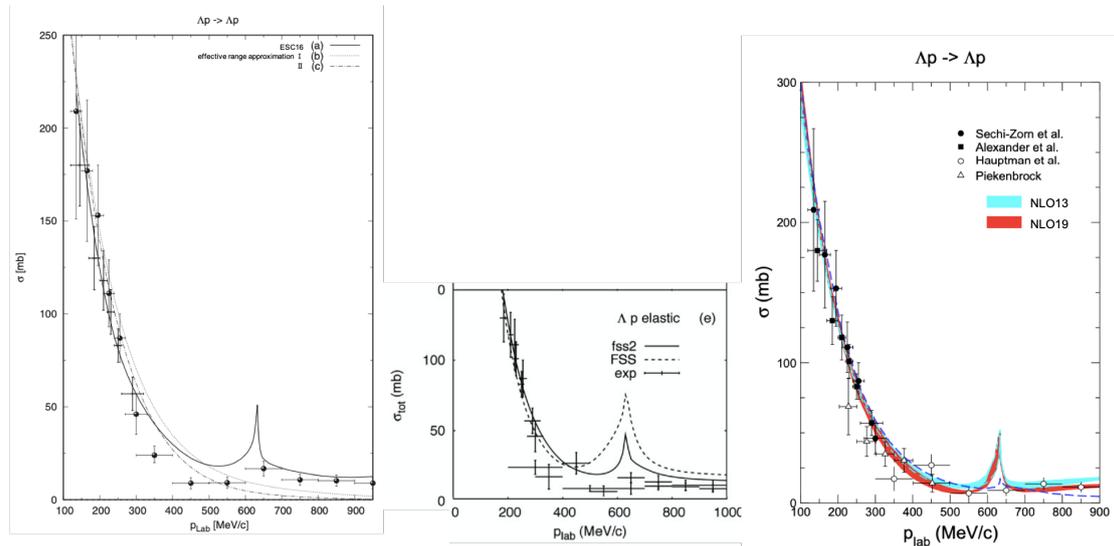


図 1.2: 各理論モデルによる Λp 散乱の全断面積. 左から順にそれぞれ ESC モデル [9], クォーククラスターモデル [10], ChiralEFT[11][12] による計算.

各モデルはこれまでに行われてきたバブルチェンバーによる ΛN 散乱実験に合うように作られている. バブルチェンバーによる $p < 400$ MeV の低運動領域の実験データにより S 波の寄与はよく決定されており, 全断面積をみると理論モデルによる差異はあまり見られない. しかし p 波以上の寄与が見られる $p > 400$ MeV の運動量領域の散乱角度に依存する散乱データやスピン観測量については理論を制限するほどの十分な実験データが存在しない. そのため微分断面積やスピン観測量はモデル毎に大きく異なっている. さまざまなモデルによる微分断面積, 偏極分解能, 減偏極の計算結果を図 1.3, 1.4 に示す. 計画中の Λp 散乱実験によりこれらのモデルへの制限が与えられることが期待される.

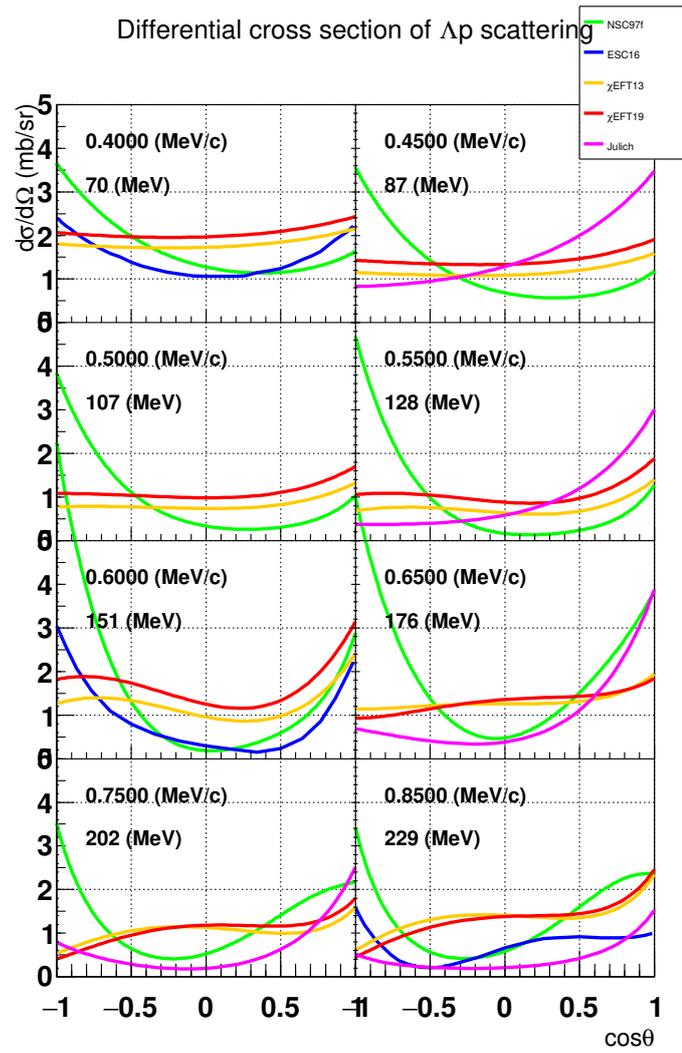


図 1.3: さまざまな理論モデルによる運動量ごとの Λp 散乱の微分断面積 [13]. 緑の ESC971, 青の ESC16, 及びマゼンタの Julich は中間子交換によるモデル, 黄色とオレンジの 2 つの χ EFT はそれぞれ異なる LEC を用いたモデルである.

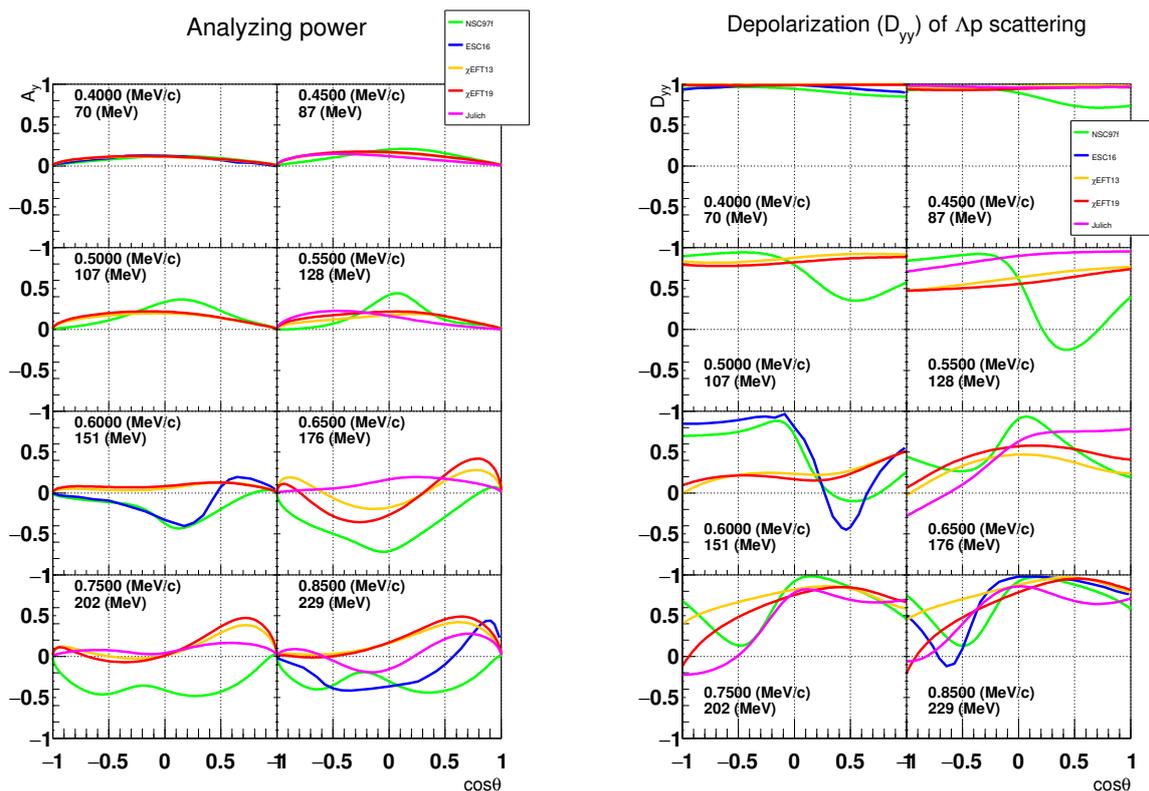


図 1.4: さまざまな理論モデルによる運動量ごとの Λp 散乱の偏極分解能と減偏極 [13]. 図 1.3 と同じ理論モデルによる値が示されている.

1.1.5 ハイペロンパズル

次に、さらなる YN 散乱実験のデータから構築されるより正確な 2 体力の理論とハイパー核実験における多体力効果の検証の結果から解決することが期待されている中性子星のハイペロンパズルについて説明する。ハイペロンパズルは中性子星に関する未解決な問題であり、現在の原子核物理において非常に重要な研究対象の 1 つである。

通常の原子核内ではハイペロンは安定的に存在することはできず、核子に崩壊してしまう。一方、巨大な原子核とも考えられる中性子星の内部では核子のフェルミエネルギーが大きくなり中性子がハイペロンに変化した方が全エネルギーが低くなるため、ハイペロンが崩壊することなく安定的に存在すると考えられてきた。そしてこのときハイペロンの生成を考慮した中性子星の状態方程式 (Equation of State, EOS) は中性子星の質量の上限が太陽質量の 1.4 倍程度であると予言していた。

しかし近年、太陽質量の 2 倍程度の中性子星が観測されたことにより中性子星の EOS はより硬くあるべきであることが分かった。ハイペロンの生成は中性子星の EOS を柔らかくすることから現在の理論では中性子星内部でのハイペロンの生成が説明できない。これらの問題をハイペロンパズルと呼ぶ。

ハイペロンを含まない場合であっても 2 倍の太陽質量の中性子星を支えるには中性子の 3 体核力による斥力が不可欠であることが分かっている。また、ハイペロンが出現した場合でも同様に ΛNN の 3 体力の寄与を考慮することが重要となる。

Λ が生成されない場合とされる場合および、3 体力の効果を取り入れた際の EOS の 1 例として Lonardonni らによる Auxiliary-Field Diffusion Monte Carlo (AFDMC) 計算による結果を図 1.5 に示す。 ΛN 2 体力のみを取り入れた EOS と比較して ΛNN 3 体力を含めたものは硬くなることが分かる。また、 ΛNN 3 体力のモデルによっては観測された 2 倍の太陽質量の中性子星も説明されている。

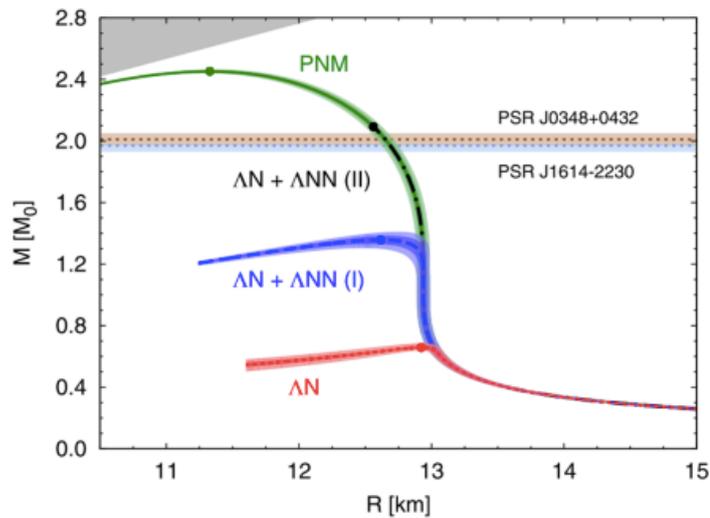


図 1.5: 観測された重い中性子星の質量と、中性子星の EOS[14]。緑線が Λ が生成されない場合、赤線が Λ が生成される場合の EOS である。また、黒線と青線はそれぞれ 3 体力の効果を取り入れた EOS である。なお各点はそれぞれのモデルでの中性子星の最大質量を表す。

3 体力の効果は重い Λ ハイパー核における Λ の束縛エネルギーに現れるといわれており、重いハイパー核の精密分光のデータと 2 体の ΛN 相互作用のみを取り入れた際の束縛エネルギーの計算値との違いを見ることで明らかにできると考えられる。そこでより精度の高い ΛN 相互作用の理論モデルが必要とされており、計画中の Λp 散乱実験による理論モデルへの制限はハイペロンパズル解決の上でも必要不可欠であるといえる。

1.2 J-PARC K1.1 ビームラインでの Λp 散乱実験

1.1 章のような物理背景のもと、我々は J-PARC に新設される K1.1 ビームラインにおいて Λp 散乱実験を行うことを計画している。本章ではこの実験についての概要や実験セットアップ、及び本研究で重要となる解析手法について述べる。

1.2.1 実験概要

計画中の Λp 散乱実験では運動量が 400~800 MeV/c の比較的高い運動量領域での微分断面積及びスピン観測量として偏極分解能と減偏極の測定を行うことを目的としている。従来の実験と異なり高統計のデータを取得するため J-PARC E40 実験で確立された新たな YN 散乱実験の方法を用いる。

Λ ビームの生成には 30 M/spill, $p_{\pi^-} = 1.05$ GeV/c の π^- ビームを用いた $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応を用いる。図 1.6 に示されるように、この運動量では Λ の生成断面積が最大になるためより多くの Λ ビームの生成が期待できる。また図 1.7 に示されるように、生成される Λ のスピンの (π^-, K^0) 平面の法線方向にほぼ 100% 偏極するため、比較的容易にスピン観測量の測定が可能である。

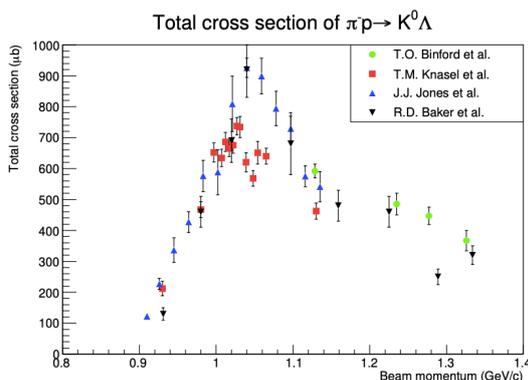


図 1.6: $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ の反応断面積 [15][16][17][18][13].

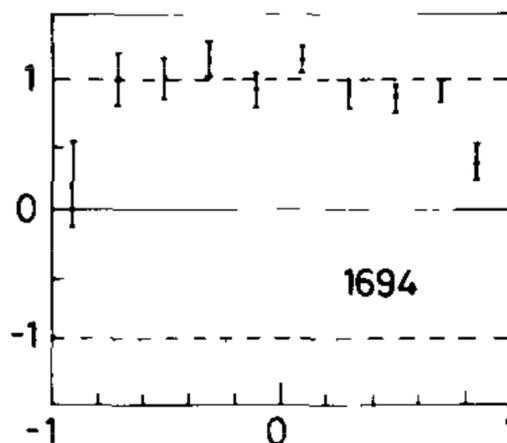


図 1.7: 1.04 GeV の $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ における Λ の偏極 [18].

Λ ビームの生成を同定するために $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ で生じた K^0 の崩壊 $K^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$ を捉える。 π^+ を後方に設置した SKS スペクトロメータ, π^- を標的回りに設置した CATCH 検出器群で測定する。なお、それぞれの検出器の詳細は後述する。

また、 Λp 散乱事象の同定は CATCH 検出器群で散乱粒子を捉え、運動学計算をすることで行う。この方法は J-PARC E40 実験のバイプロダクトとして生じた Λ ビームを用いた先行研究 [20] により既に確立されている。本実験における Λ ビーム生成及び Λp 散乱についての概略を図 1.8 に示した。次章ではそれぞれの検出器の詳細についてまとめる。

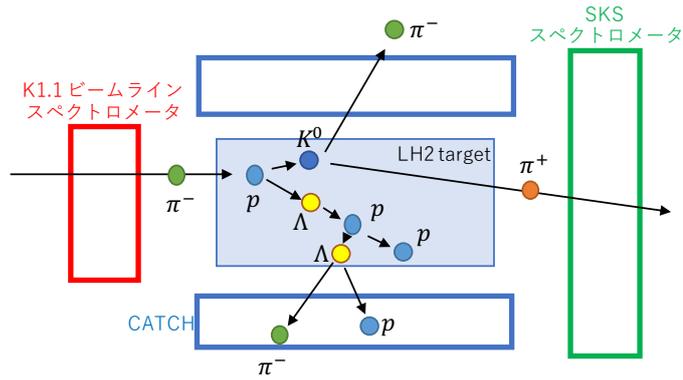


図 1.8: Λp 散乱実験の概略図. 後述の検出器セットアップと, 液体水素標的 (LH_2 target) での反応を示している.

1.2.2 実験セットアップ

図 1.9 に計画中の Λp 散乱実験の検出器配置を示す. 各検出器及びマグネットは大きく分けてビーム粒子を測定するビームラインスペクトロメータ, 先述の $K^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$ の π^- 及び散乱に関連する粒子を測定する CATCH 検出器群, $K^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$ の π^+ を測定する SKS スペクトロメータの 3 部分に分けられる.

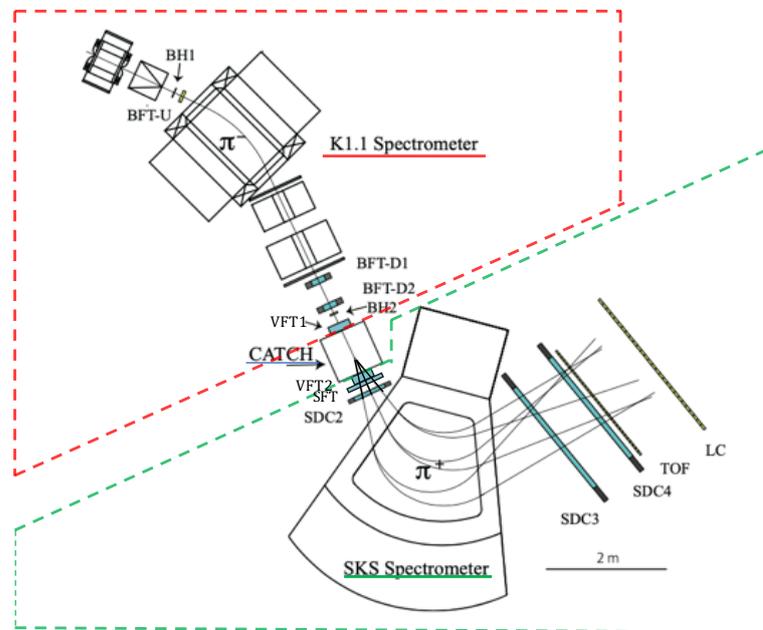


図 1.9: Λp 散乱実験の検出器セットアップ. K1.1 ビームラインスペクトロメータ, CATCH, SKS スペクトロメータからなる.

K1.1 ビームラインスペクトロメータ

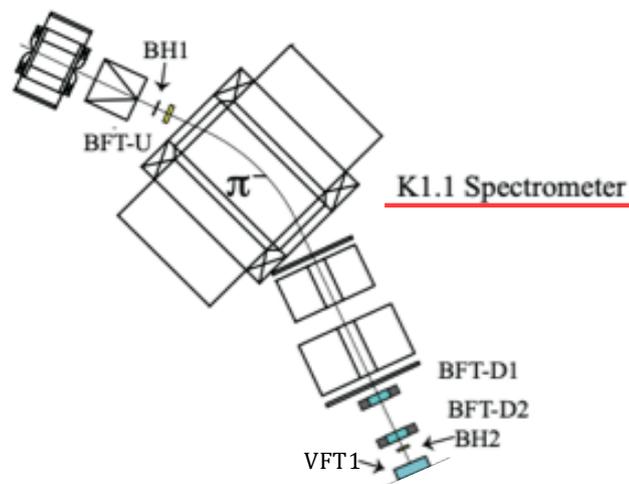


図 1.10: K1.1 ビームラインスペクトロメータ. Λp 散乱実験のセットアップでは DQQ で構成されたマグネットと, 3つの飛跡検出器および2つの時間測定用検出器からなる.

ビームラインスペクトロメータのセットアップを図 1.10 に示す. K1.1 ビームラインは J-PARC に新設予定の運動量 1.2 GeV/c までの荷電粒子のビームのためのビームラインである. ビームラインスペクトロメータは DQQ で構成されたスペクトロメータマグネットと, スペクトロメータマグネットの上流及び下流に設置された飛跡検出器からなる. 水平方向の位置分解能 $\delta X = 0.2$ mm(RMS) 及び, 上流の位置検出器により 0.5 g/cm² の物質に相当する multiple scattering の影響を考慮すると, 1 次の光学計算による運動量分解能は $\Delta p/p = 4.2 \times 10^{-4}$ (RMS) = 1.0×10^{-3} (FWHM) である [21].

ビームラインにおける粒子の選別は静電セパレータ (MS1, MS2) で行われているため, π^- を選択しようとしたときに K^- がビームに混ざるとは非常に少ない. しかし, π^- ビームをオフライン解析でも同定するために, 本実験では2台のタイミングホドスコープが設置され, それらを通過した時間差から粒子の識別を行う.

飛跡検出器

○ BFT-U(Beamline Fiber Tracker - Upstream)

BFT-U は J-PARC E40 実験における大強度ビームのもと安定的に動作可能なレート耐性を持った飛跡検出器として開発されたファイバー検出器を基に K1.1 ビームライン用に新たに

開発した検出器である。[22]。ビームラインスペクトロメータ上流においてビーム粒子の水平位置を測定する。

直径 1mm のシンチレーションファイバーを依積み状に 2 層重ねた構造になっており，チャンネル数は $320 \times 2 = 640$ ch, 有感領域は $80 \text{ mm}(h) \times 320 \text{ mm}(w)$ である。読み出しには MPPC を用いている。BFT-U の写真および設計図を以下に示す。



図 1.11: BFT-U の写真 [22].

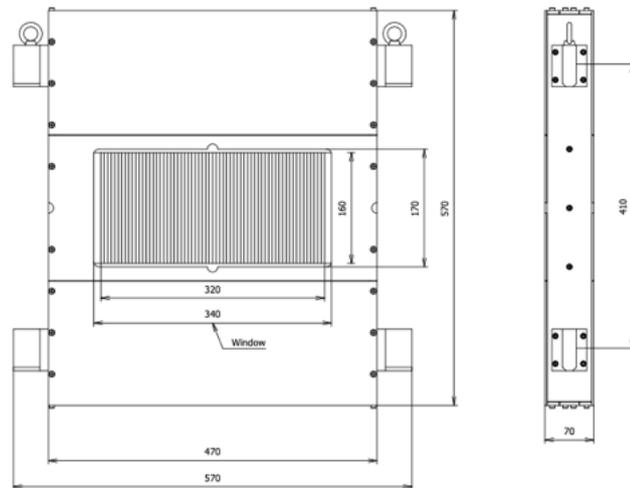


図 1.12: BFT-U の設計図 [22].

○ BFT-D(Beamline Fiber Tracker - Downstream)

BFT-D は Λp 散乱実験のために新たに開発中のファイバー検出器であり，本研究の主な対象の 1 つである。ビームラインスペクトロメータの下流に設置されビーム粒子の飛跡検出を行う予定である。

計画中の Λp 散乱実験は J-PARC E40 実験と同様に各粒子のトラッキングによって得られた情報をもとに運動学計算からイベントを選択する予定である。ここで，E40 実験の解析から 1 つのイベントに対してビーム粒子のトラックの候補が複数生じていることが確認されている。 Σp 散乱実験は運動学が比較的単純であるため問題とならなかったが， Λp 散乱実験では $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応の同定に影響するため無視できない。

トラックの候補が複数生じてしまうのは，ビーム粒子のトラッキングにドリフト時間の長いドリフトチェンバーを用いていることが原因である。そこで，従来の検出器を比較的分解能の良いファイバー検出器に変更することでこの問題の解決が図れる。

BFT-D の性能等に関しては第 2 章以降で議論する。

○ VFT1(Vertex Fiber Tracker)

VFT1 は後述の VFT2 とともに Λp 散乱実験のために研究開発中のファイバー検出器である。標的直前に設置され、 π^- ビームのトラッキング精度を向上させることにより Λ ビーム生成反応に対するバックグラウンドを減らす目的がある。VFT1 は本研究のシミュレーションに組み込まれており、基本的な性能に関しては第 2 章にて述べる。

時間測定用検出器

○ BH1, 2(Beam Hodoscope)

BH1, 2 はビーム粒子の時間計測用のプラスチックシンチレーション検出器であり、それぞれビームラインスペクトロメータの上流と下流に設置される。

BH1, 2 は J-PARC E40 実験でも用いられたが、K1.1 ビームラインでは 30 M/spill と 1.5 倍のビーム強度で実験を行うため既存の検出器ではレート耐性が不十分である。そこで現在、セグメントをより細かく分けたレート耐性の高い新たなタイミングホドスコープを開発中である。読み出しには MPPC を用いる予定である。

CATCH 検出器群

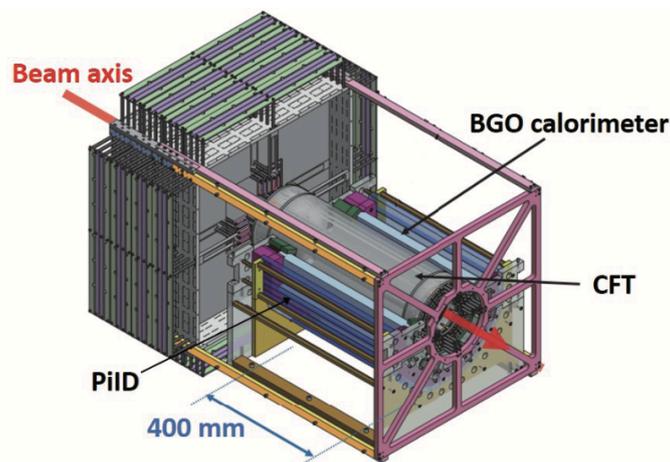


図 1.13: CATCH 検出器群の概略図 [23]. CFT(Cylindrical Fiber Tracker), BGO カロリメータ, PiID カウンターの 3 層からなる。図中では BGO, PiID の上半分は省略されている。

CATCH(Cylindrical Active Tracker and Calorimeter for Hyperon proton scattering) は J-PARC E40 実験用に開発された液体水素標的を囲む円筒状の検出器群である。内側から CFT(Cylindrical Fiber Tracker), BGO カロリメータ, PiID カウンターの 3 層構造になっている。図 1.13 に CATCH の概略図を示す。

○ CFT

CFT は円筒型のファイバー検出器であり、各反応により生成された π^- と陽子、また Λp 散乱による反跳陽子の飛跡及びエネルギー損失を測定する。

直径 0.75 mm のシンチレーションファイバーが計 4932 本使用されファイバーがビーム方向と平行に貼られた Φ 層が 4 層、らせん状に貼られた U, V 層が 2 層ずつの構造になっている。また、各層のファイバーは交互に重ねられている。読み出しには MPPC が用いられており、タイミングとエネルギー損失の情報が得られる。CFT の主な性能として時間分解能が $\sigma_{Time} = 1.8$ ns, 角度分解能が角度分解能 $\sigma_{\theta} = 1.3^{\circ}$ である [23]。

○ BGO カロリメータ

BGO カロリメータは BGO 結晶内で陽子を止めることでその運動エネルギーを測定する。なお反応によって生じる π^- の一部は BGO を突き抜けてしまうため、CATCH で π^- の運動エネルギーを測定することはできない。

CFT を囲むように配置された 24 セグメントの BGO 結晶で構成されている。各セグメントは 400 mm(l) \times 30 mm(w) \times 25 mm(h) の大きさであり、それぞれ PMT に接続されている。高レートによる信号のパイルアップに対応するため Flash ADC により読み出しを行い、オフライン解析により波形データをヒット毎に分離することで波高情報を得る [24]。

○ PiID カウンター

PiID カウンターは BGO を突き抜けた π^- を検出し、CATCH による π^- と陽子の粒子識別のための情報を取得する。

BGO を囲むように配置された 32 セグメントのプラスチックシンチレータで構成されており、各セグメントは 400 mm(l) \times 30 mm(w) \times 15 mm(h) の大きさである。各セグメントには波長変換ファイバーが埋め込まれておりその光を MPPC により読み出す。

○液体水素標的

Λp 散乱実験では J-PARC E40 実験と同様の液体水素標的を用いる。標的容器は厚さ 0.25 mm のマイラーシートが用いられ、直径 4 cm, 長さ 30 cm である。図 1.14 に標的容器の写真を示す。実際のセットアップでは標的容器は真空容器に入れられ、GM 冷凍機によって冷却して使用する。

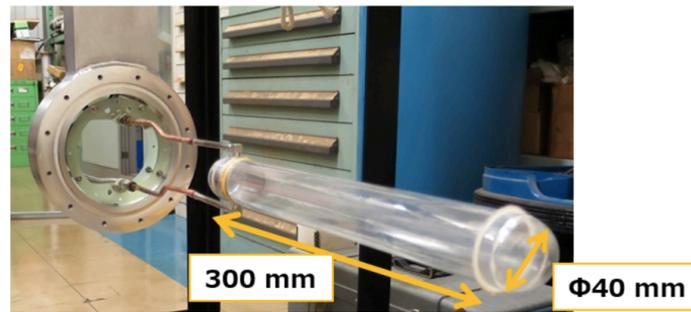


図 1.14: 液体水素標的用の標的容器 [25].

SKS スペクトロメータ

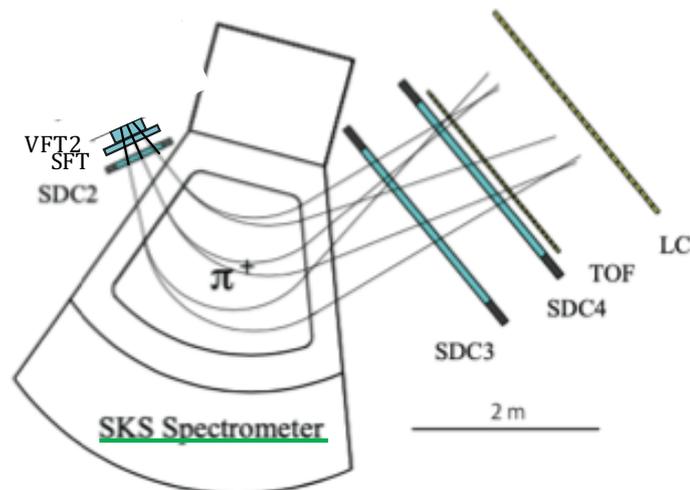


図 1.15: SKS スペクトロメータ. 5 台の位置検出器と 2 台トリガー用検出器からなる.

SKS スペクトロメータは SKS マグネットと 5 台の位置検出器および 2 台のトリガー用検出器から構成される. 運動量分解能は数 MeV/c であり, J-PARC E40 実験で用いられていた KURAMA スペクトロメータと比べて 1 桁精度が良いスペクトロメータである. SKS スペクトロメータのセットアップを図 1.15 に示す.

飛跡検出器

○ VFT(Vertex Fiber Tracker) 2

VFT2 は先述の VFT1 とともに Λp 散乱実験のために研究されたファイバー検出器である. 標的直後に設置され, 標的後方に飛び, SKS スペクトロメータによって測定される π^+ のト

ラッキング精度を向上させることにより Λ ビーム生成反応に対するバックグラウンドを減らす目的がある。VFT2 は本研究のシミュレーションに組み込まれており，基本的な性能に関しては第 2 章にて述べる。

○ SFT(Scattered Fiber Tracker)

SFT は J-PARC E40 実験のために開発されたファイバー検出器であり Λp 散乱実験では $K^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$ で生じる π^+ の飛跡を捉えるために SKS スペクトロメータ上流に設置される。

鉛直方向にファイバーが張られた x 層とそれに対し $-45^\circ, 45^\circ$ 傾けて張られた u, v 層の 3 層構造になっており，有感領域はそれぞれ X 層が $256 \text{ mm} \times 160 \text{ mm}$ と U, V 層が $280 \text{ mm} \times 160 \text{ mm}$ である。x 層は直径 1 mm のシンチレーションファイバーが交互に並べられておりそれぞれのファイバーを MPPC で読みだす。u, v 層には直径 0.5 mm のシンチレーションファイバーが交互に並べられているが，隣り合う 3 本のファイバーを 1 つの MPPC で読みだすため，実質的な位置分解能は直径 1 mm のものと同程度である。図 1.16, 1.17 に SFT X 層および X' 層の設計図を示す。

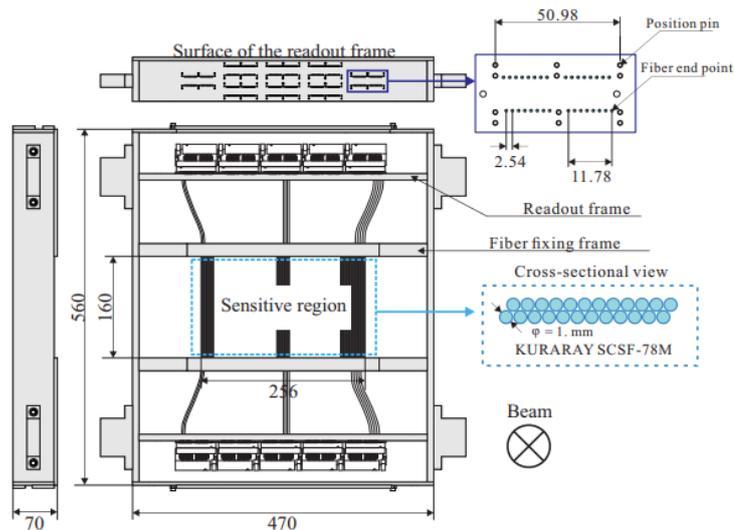


図 1.16: SFT X 層の設計図 [25]. 直径 1 mm のシンチレーションファイバーが使用されており，有感領域は $256 \text{ mm} \times 160 \text{ mm}$ である。

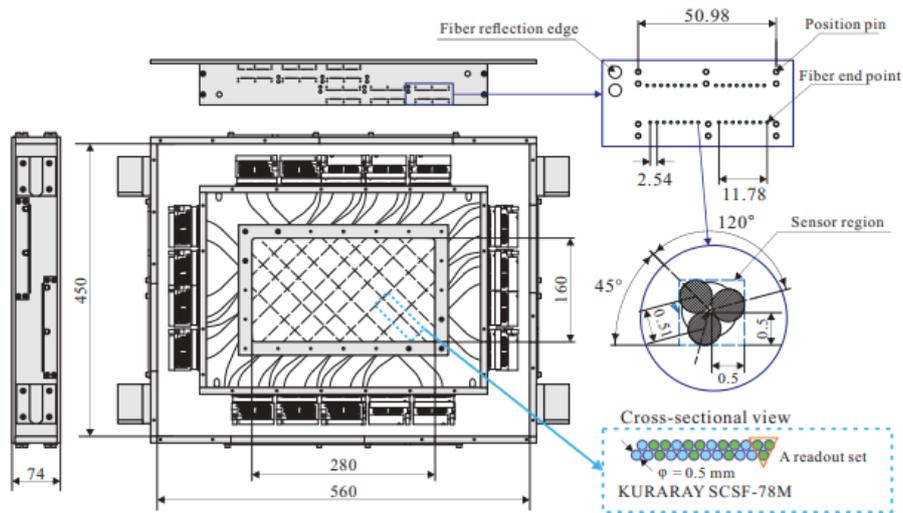


図 1.17: SFT U, V 層の設計図 [25]. 直径 0.5 mm のシンチレーションファイバーが 3 本でまとめて読みだす形で使用されており, 有感領域は 280 mm × 160 mm である.

○ SDC(Scattered Drift Chamber) 2

SDC2 は SKS スペクトロメータ上流で SFT の直後に設置されるドリフトチェンバーであり, 他の飛跡検出器とともに π^+ の飛跡を検出する.

現在は以下のような想定で SDC2 をシミュレーションの中に取り入れている. これは E40 で用いていたドリフトチェンバーであり, 実際の実験でも同様のドリフトチェンバーを使用する予定である.

上流から X, X', U, U', V, V' の 6 層で構成されており, 鉛直方向にワイヤーが張られた X, X' 層に対し U, V 層の傾き (Tilt Angle, TA) は $-15^\circ, +15^\circ$ である. センスワイヤーの間隔は 6 mm であり, 有感領域は 380 mm × 264 mm である. また, X', U', V' 層は Left-right ambiguity を解消するため X, U, V 層に対してワイヤー間隔の半分だけずらしてワイヤーが張られている.

○ SDC(Scattered Drift Chamber) 3, 4

SDC3, 4 は SKS スペクトロメータ下流に設置されたドリフトチェンバーであり, π^+ の飛跡検出を行う.

ワイヤーが鉛直方向に張られた X, X' 層とそれに対し $-30^\circ, 30^\circ$ 傾けて張られた U, U', V, V' 層で構成されており, それぞれ (V, X, U, V', X', U') の順で並べられている. ワイヤー間隔は 20 mm であり, 有感領域は 2140 mm × 1140 mm である. SDC2 と同様に X', Y' はワイヤー間隔の半分だけずらしてワイヤーが張られている.

トリガー用検出器

○ TOF(Time Of Flight) カウンター

TOF カウンターは SKS スペクトロメータ下流に設置される 32 セグメントからなるプラスチックシンチレータである。実験セットアップ上流に設置された BH2 との時間差により SKS スペクトロメータを通過した粒子の Time of Flight が得られる。

各セグメントの大きさは 70 mm × 1000 mm × 30 mm であり、オーバーラップ等はなく 1 列に並べられている。読み出しは両端からアクリル製のライトガイドを通して PMT により行う。

○ LC(Lucite cherenkov) カウンター

LC は 28 セグメントからなる屈折率 1.49 のチェレンコフカウンターであり、実験セットアップの最下流に設置される。これにより陽子によるバックグラウンドをトリガーレベルで除去することが可能である。

各セグメントの大きさは 100 mm × 1400 mm × 40 mm であり、オーバーラップ等はなく 1 列に並べられている。読み出しは両端からアクリル製のライトガイドを通して PMT により行う。またチェレンコフ光の放出角度は入射粒子の速度に依存するため、光を放出するための波長変換材として bis-MBS が Lucite の体積の 10 ppm 混ぜられている。

1.2.3 $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応の同定手法

計画中の Λp 散乱実験では Λ ビームが生成されたことを保証するために $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応が起きた事象を同定する必要がある。

通常 $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応の同定手法として考えられるのは K^0 生成の同定である。 K^0 の同定手法として一般的な方法は $K^0 \rightarrow \pi^-\pi^+$ の invariant mass を用いる方法である。しかし Λp 散乱実験では先述のとおり $K^0 \rightarrow \pi^-\pi^+$ の π^- が CATCH を突き抜けることがあり、運動エネルギーを正しく測定することができないため invariant mass を計算することができない。

そこでこの実験のために新たに $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応の同定手法が検討され、J-PARC E40 実験のバイプロダクトを用いた解析によりその方法が有効であることが示された [20]。この解析手法は本研究に特にかかわるものであるため以下で説明を行う。

解析手法

$\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応の同定は以下のような順で行われる。

1. K^0 が生成されたことを仮定し、 π^+ と π^- の invariant mass が K^0 の質量になるよう π^- の運動量を決定する。

2. K^0 を仮定して求めた π^- の運動量と測定した π^+ の運動量から K^0 の運動量を再構成する.
3. $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ の missing mass を計算する.
4. missing mass が Λ の質量である事象を選択する.

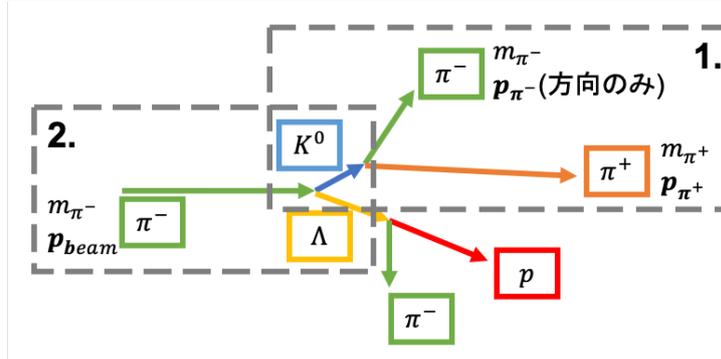


図 1.18: $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応の同定手法の概略図.

1. K^0 が生成されたことを仮定し, π^+ と π^- の invariant mass が K^0 の質量になるよう π^- の運動量を決定する.

図 1.18 に示される $K^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$ 崩壊について, Λp 散乱実験のセットアップにおいては SKS スペクトロメータによる測定から π^+ の運動量と飛跡, CATCH から π^- の飛跡が得られる. また, π^+ と π^- の飛跡から opening angle θ が求められる.

π^+ の全エネルギー E_{π^+} は π^+ の運動量と質量 p_{π^+}, m_{π^+} を用いて以下のようにあらわされる.

$$E_{\pi^+} = \sqrt{p_{\pi^+}^2 + m_{\pi^+}^2} \quad (1.10)$$

エネルギー保存則と運動量保存則を用いて, $\pi^+ \pi^-$ の invariant mass が K^0 の質量になるように π^- の運動量 p_{π^-} について解くと正負 2 つの解が得られる. 今回は運動量の絶対値として正を採用すると, 以下の解が得られる.

$$p_{\pi^-} = \frac{A \cdot p_{\pi^+} \cos \theta + \sqrt{B}}{E_{\pi^+}^2 - p_{\pi^+}^2 \cos^2 \theta} \quad (1.11)$$

ここで, A, B は

$$A = \frac{m_{K^0}^2 - (m_{\pi^+}^2 + m_{\pi^-}^2)}{2} \quad (1.12)$$

$$B = (A \cdot p_{\pi^+} \cos \theta)^2 - (E_{\pi^+}^2 - p_{\pi^+}^2 \cos^2 \theta) (E_{\pi^+}^2 m_{\pi^-}^2 - A^2) \quad (1.13)$$

である.

2. K^0 を仮定して求めた π^- の運動量と測定した π^+ の運動量から K^0 の運動量を再構成する.

π^- の運動量ベクトル \mathbf{p}_{π^-} の絶対値と方向がそれぞれ運動学計算と CATCH の情報から得られたので SKS スペクトロメータによって測定された π^+ の運動量ベクトル \mathbf{p}_{π^+} と合わせて K^0 の運動量ベクトル \mathbf{p}_{K^0} が求められる.

$$\mathbf{p}_{K^0} = \mathbf{p}_{\pi^-} + \mathbf{p}_{\pi^+} \quad (1.14)$$

3. $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ の missing mass を計算する.

さらに K1.1 ビームラインスペクトロメータで測定された π^- ビームの運動量 p_{beam} を用いることで $\pi^- p \rightarrow K^0 X$ の missing mass が計算できる. missing mass m_{miss} は式 (1.15) で求められる.

$$m_{miss} = \sqrt{\left(\sqrt{p_{beam}^2 + m_{\pi^-}^2} + m_p - \sqrt{p_{K^0}^2 + m_{K^0}^2} \right)^2 - (\mathbf{p}_{beam} - \mathbf{p}_{K^0})^2} \quad (1.15)$$

4. missing mass が Λ の質量である事象を選択する.

$\pi^- p \rightarrow K^0 X$ の missing mass を求めると Λ の質量 ($m_{\Lambda} = 1.116$ GeV) のピークが確認される. この領域に含まれる事象を選択することで $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応を選択することが可能である.

以上の方法で $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応が同定できた. 一方でこの解析方法では missing mass 分布において, Λ の質量領域にも多くのバックグラウンドが混入してしまう. これは解析において K^0 の生成が保証されていないため $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ p$ 反応のようなストレンジネスの生成を含まない事象との区別ができていないことが原因である. 次にカット条件を課すことでこのバックグラウンドを減らすことについて議論する.

K^0 飛行距離によるカット (vertex distance cut)

ストレンジネスの生成を含まないバックグラウンドを減らすため我々はそれぞれの反応点に着目した.

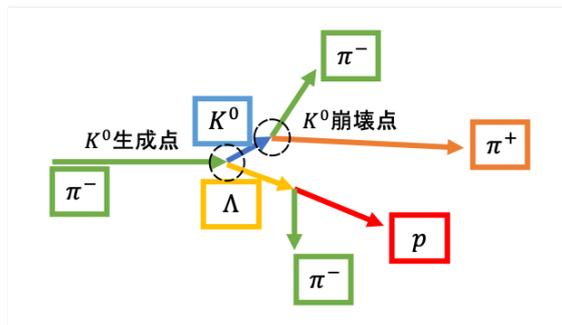


図 1.19: $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応の概略図. K^0 の寿命により K^0 の生成点と崩壊点が離れている.

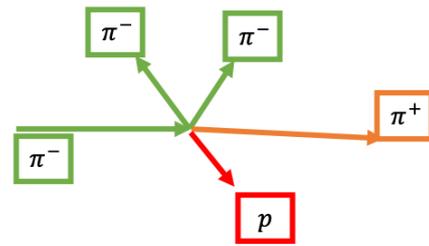


図 1.20: 主なバックグラウンドである $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ p$ 反応の概略図. 反応の vertex は 1 点のみである.

図 1.19, 1.20 はそれぞれ $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応, $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ p$ 反応の概略図である. 終状態の粒子は同じであるため先述した解析が双方可能である. ここで反応点に注目すると, 前者は K_s^0 がその寿命 ($\tau_{K_s^0} = 9.0 \times 10^{-11}$ s) により数 cm 飛ぶため生成点と崩壊点が分かれているのに対し, 後者の反応点は 1 点である. そこでこれらの反応点が離れていることを要求することで missing mass の S/N 比が向上すると考えられる. 本研究ではこの 2 点間の距離を vertex distance と呼び, これによるカットを vertex distance cut と呼ぶ.

それぞれの反応についてこの 2 点の距離の典型的な分布は図 1.21, 1.22 のようになると考えられる. $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応に対しては K^0 の寿命に従った指数関数であらわされる分布であり, バックグラウンドに対しては理想的にはデルタ関数的な分布が検出器の分解能により広がったものである.

ここで最適なカット条件を決定するには Λ ビームの収量とバックグラウンド混入量を同時に考える必要がある. 例えばカット条件の距離を長くしすぎるとバックグラウンド事象は大幅に減らせるものの Λ ビームの収量が減るため損であることが分かる. また vertex 分解能が向上すればカット条件とする距離をより小さくできるため, 実験セットアップによる vertex 分解能を向上させることは非常に重要である.

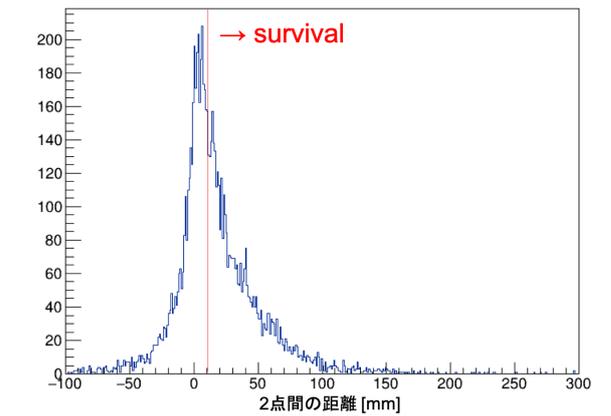


図 1.21: $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応の K^0 生成点と崩壊点の距離の分布. 赤線で引いたカット条件より大きい部分が Λ ビーム生成事象として残る.

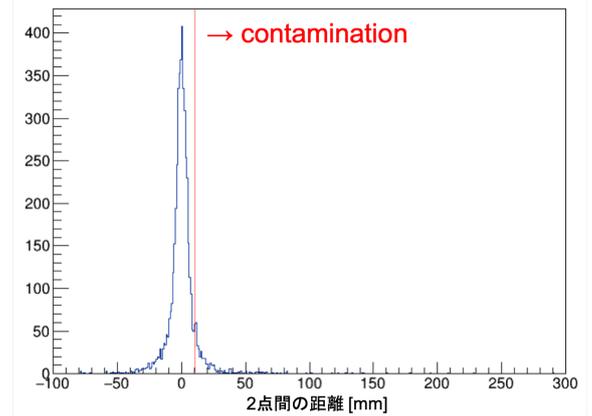


図 1.22: $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+p$ 反応に対して解析を行なった際に K^0 の生成点と崩壊点の差として得られる距離の分布. 赤線で引いたカット条件より大きい部分がバックグラウンドの混入となる.

1.3 本研究の目的

本研究では新たな Λp 散乱実験に向けたビームトラッキング用ファイバー検出器, BFT-D に関するシミュレーション及び設計開発を行った.

まず, 第 2 章では BFT-D に関して行ったシミュレーションについてまとめる. そこで新たなファイバー検出器を加えたセットアップでの vertex 分解能や missing mass 分解能を確認したのち, Λ ビームの収量について議論を行い, このセットアップで Λp 散乱実験が可能であることを確認する. 次に第 3 章では始めに BFT-D の要求性能に関して述べたのちに BFT-D 実機的设计についてまとめる. 次に第 4 章で本研究で行なった BFT-D XX' 層の製作過程とともに本研究で確立されたその製作方法についてまとめる. 第 5 章では製作した検出器について ^{90}Sr 線源および宇宙線を用いた性能評価の結果についてまとめ BFT-D XX' 層がその要求性能を満たしているか確認し, 最後に第 6 章で本研究のまとめと今後の展望について述べる.

第 2 章 $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応の同定精度に関する Geant4 シミュレーション

2.1 シミュレーションの目的

新たな Λp 散乱実験は J-PARC E40 の実験のセットアップを基に計画されているが、ビームスペクトロメータ下流での粒子飛跡検出器は大きく変更される。E40 実験では BC3, 4 と呼ばれる 2 台、計 12 層のドリフトチェンバーにより飛跡検出を行っていたのに対し、新たな実験セットアップではこれらに代わりファイバー検出器、BFT-D が設置される予定である。

このセットアップの変更の目的はビーム粒子の飛跡トラッキングの分離能力を向上させることである。図 2.1 に E40 実験のセットアップにおいてビームスペクトロメータ下流で再構成されたトラッキングの数の分布と、トラックが再構成された確率および 1 つのトラックのみ再構成された確率 (Single track 効率) のビームレート依存性を示す。20 M/spill の条件下において比較的高い Single track 効率を得られているが、20% 程度の割合で Multiple track が含まれている。また、あるタイムゲート中に BC3, 4 の同一ワイヤーに複数粒子が当たった際は、その粒子に関する Hit 情報が失われてしまうが、このような現象もある割合で起きていた。 Λ を同定する際に vertex distance cut を施す場合は、複数のビームが混入すると正しく vertex を再構成することができなくなるため大きな問題となる。また、E40 実験 (20 M/spill) よりも高い 30 M/spill のビーム強度での実験を計画しているため、十分な対策が必要となる。

このようにビーム粒子のトラッキングの分離精度が悪いのはドリフトチェンバーのセンスワイヤーの間隔が 3 mm とワイヤー 1 本が粒子を検出する領域が広いことと、ドリフト時間のために数 10 ns のタイムゲートを取る必要があることが原因である。そこでドリフトチェンバーの代わりにファイバー検出器を導入すると、ファイバー 1 本辺りの検出領域は ~ 1 mm、時間分解能は \sim 数 ns と時間的にも空間的にも飛跡の分離能力が向上し、この問題が改善することが期待されるため BFT-D の設置が検討された。

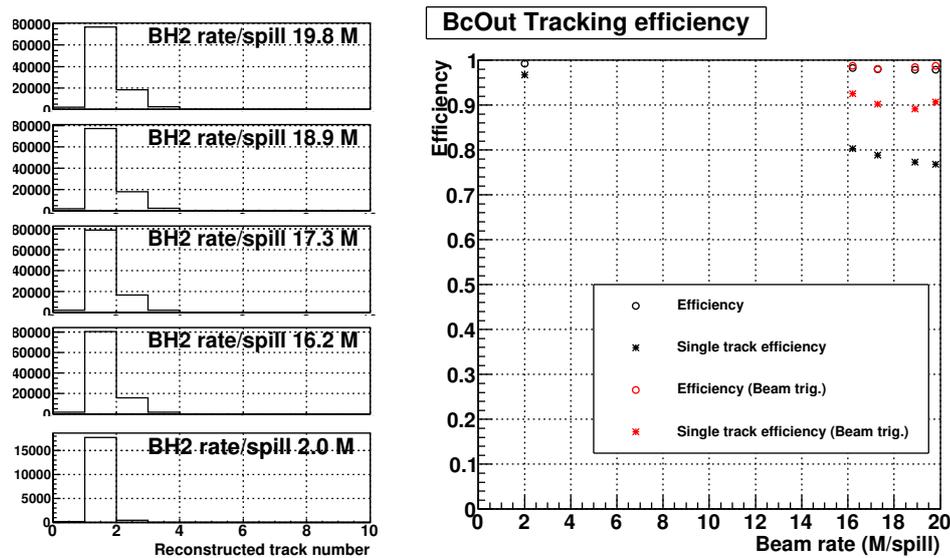


図 2.1: E40 実験のデータにおける各イベントに対するビーム粒子の飛跡の候補数. [19]

一方で BFT-D を用いることで、物質量の増加などのために Λ 生成の同定などが悪化することも考えられる。この効果を調べるには、BFT-D を含めた新たな実験セットアップで Λp 散乱実験の解析における $\pi^-p \rightarrow K^0 X$ の missing mass の S/N が十分であるかどうかが重要となる。なぜならこの S/N により Λp 散乱事象の解析に混入するバックグラウンドの量が決定するからである。

missing mass の S/N を決定するのは vertex distance cut に用いる vertex の分解能と missing mass の分解能であるが、反応 vertex も missing mass も複雑な運動学の計算により求められるため、その分解能を各々の検出器の分解能から求めることは難しい。そのため、Geant4 シミュレーションによって得られた結果から分解能を見積もる。ここで vertex 分解能と missing mass の分解能を決定する要素は π^- ビームの運動量分解能および角度分解能、CATCH の角度分解能、SKS スペクトロメータの運動量分解能および角度分解能であるが、このうち CATCH と SKS は既存のものを扱うため分解能は決定しており、vertex 分解能と missing mass の分解能を変化させるのは残りのビームスペクトロメータ部分、特に BFT-D の性能である。

そこで本研究ではいくつかのファイバー径の BFT-D を用いたセットアップが BC3, 4 を用いたセットアップと比較しても有効であることと、 Λp 散乱事象を捉えるのに十分な missing mass の S/N を達成できるか確かめるための Geant4 シミュレーションを行なった。まず新たなセットアップでの vertex 分解能および missing mass の分解能の評価を行いファイバー径依存性を確認し、またそれらを BC3, 4 を用いた結果と比較することでドリフトチェンバーをファイバー検出器に置き換えることが実験的に得であるか確認を行なった。さらに新しいセットアップにおける vertex distance cut の最適化を行なった後、散乱事象へのバックグラウンドの寄与を見ることで Λp 散乱事象を捉えられることを示し、最後にこの Λp 散乱実験に必要な

なビームタイムの見積もりを行った。

2.2 シミュレーションセットアップ

2.2.1 検出器

まずは、計画中の Λ_p 散乱実験のセットアップを Geant4 上に用意した。CATCH 検出器群および標的後方の検出器等は KURAMA スペクトロメータを SKS スペクトロメータに置き換える点以外は E40 の検出器等の配置と同様にした。ビームラインスペクトロメータ下流の飛跡検出器として BC3, 4: (Beamline Chamber) の代わりに、同様の位置に Λ_p 散乱実験で用いる BFT-D1, 2 を設置した。さらに標的直前, 直後に VFT1, 2 を設置した。新たに設置したファイバー検出器の性能は以下のとおりである。

BFT-D1, 2

layer 構成	6 面 (x, x', u, u', v, v')
ファイバー	0.75 mm (0.5 mm, 1.0 mm) ϕ
位置分解能	(ファイバー半径)/ $\sqrt{12}$ mm

VFT1, 2

layer 構成	4 面 (x1,y1,x2,y2)
ファイバー	0.5 mm ϕ
位置分解能	0.072 mm

位置分解能はファイバーを交互に重ねるとファイバー間隔がファイバー径の半分となることからファイバー半径での一様分布を仮定したときの標準偏差として上記の値をを採用した。また、BFT-D のファイバー径は vertex 分解能等の比較を行うため、0.5, 0.75, 1.0 mm の 3 通りでシミュレーションを行った。

BFT-D の UV 層の Tilt Angle は BC3, 4 の $\pm 15^\circ$ からさらに大きい値である $\pm 45^\circ$ とした。J-PARC E40 実験のデータから、従来のビームトラッキングは BC3,4 の Tilt Angle が小さいために y 方向の分解能が悪くなっていたことが分かっており、これはそれを改善するための変更である。新たに設置するファイバー検出器を加えた Geant4 上での実験セットアップの概略図を図 2.2 に示す。

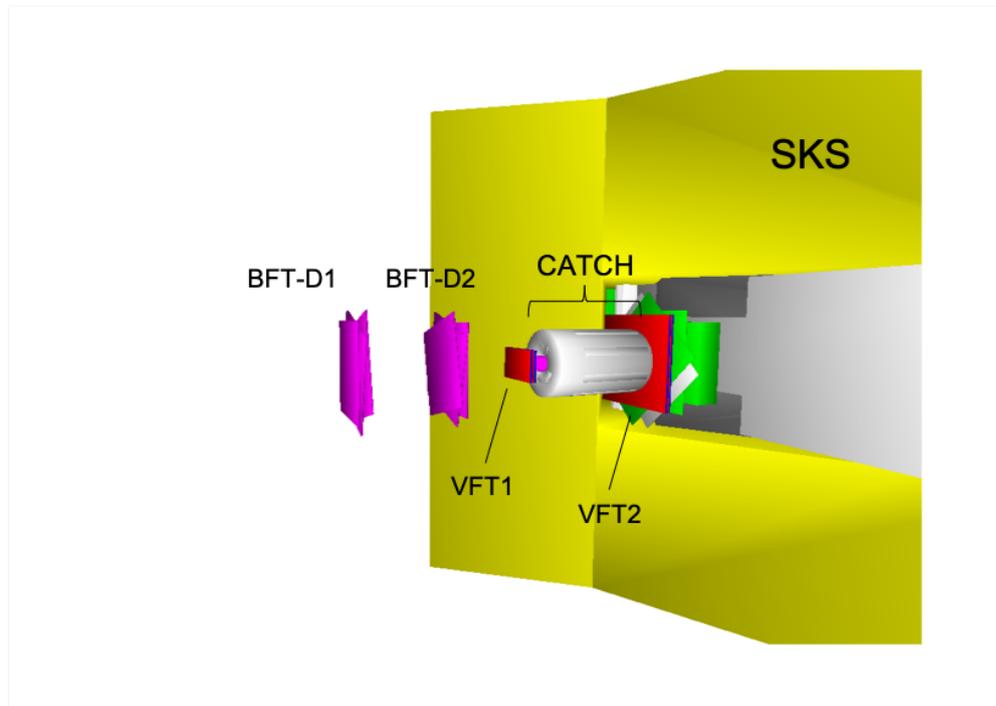


図 2.2: 新たなファイバー検出器を追加した実験セットアップ

2.2.2 イベント生成

次に、 $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応および、バックグラウンドとして考えられる反応の生成を行った。vertex 分解能は $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+p$ 反応のみの結果を用いて評価を行い、vertex distance cut の最適化や Λ ビームの収量等を見積もる際は以下の反応を全て混ぜた結果を用いて評価を行った。本シミュレーションで生成した反応を表 2.1 に示す。なお、それぞれの生成数は表中の断面積の割合で決定した。

表 2.1: 生成したイベント

反応	断面積 (mb)
$\pi^-p \rightarrow \pi^+\Delta^- \rightarrow \pi^-\pi^+n$	5.8
$\pi^-p \rightarrow \pi^-\Delta^+ \rightarrow \pi^-\pi^+n$	0.7
$\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+n$ (phase space)	3.5
$\pi^-p \rightarrow \pi^-\Delta^+ \rightarrow \pi^-\pi^0p$	~4.2
$\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^0p$ (phase space)	~2.8
$\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-p$	2.5 ($\pi^-p \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0n$ の断面積より推定)
$\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$	0.9

2.3 Vertex 分解能

Vertex distance cut を用いた $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応の同定には vertex 分解能が重要であるため、まず新たな実験セットアップにおける vertex 分解能の評価を行い、そのファイバー径依存性から BFT-D の位置分解能が vertex 分解能に与える影響について考察する。

$\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+p$ 反応の解析に対する vertex distance は理想的には 0 となるはずであり、実際にはそこから検出器の分解能でひろがった分布となる。そこでこの広がりをそのときの検出器配置における vertex 分解能とみなすことができる。

Geant4 上で新たに構築したセットアップでのシミュレーションで $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+p$ 反応に対して vertex distance の解析を行い、vertex 分解能の評価を行った。解析で得られる vertex distance の分布の例を図 2.3 に示し、ファイバー径を 0.5, 0.75, 1.0mm と変えた際の vertex 分解能の結果を図 2.4 に示す。また比較のため BC3, 4 を用いたセットアップでの vertex 分解能も同様に求めた。

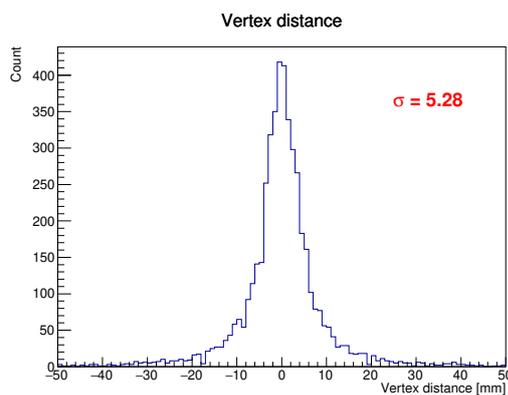


図 2.3: vertex distance の分布の例 (0.75 mm ϕ)

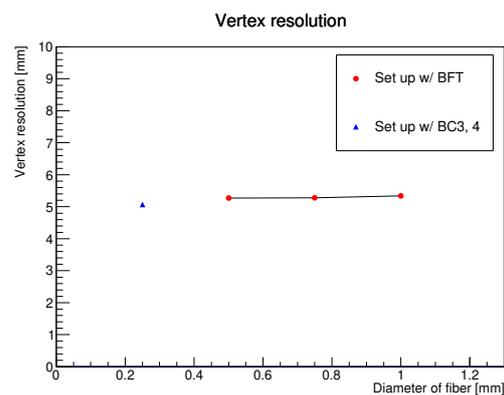


図 2.4: BC3, 4 を用いたセットアップでの vertex 分解能と、BFT-D を用いたセットアップでのファイバー径に対する vertex 分解能の変化

図 2.4 を比較すると $\phi = 0.5, 0.75, 1.0$ mm のものをガウス分布でフィッティングした際の分散はそれぞれ $\sigma = 5.27, 5.28, 5.34$ mm であり vertex 分解能はほとんど変化しなかった。このことから π^- ビームの角度分解能が vertex 分解能に与える影響は限られており、他の要因により分解能が頭打ちになっていると考えられる。またこの観点からは BFT-D に用いるファイバーは本シミュレーションで用意した 0.5~1.0 mm いずれの径のファイバーも使用可能であると考えられる。なお、別のシミュレーションの結果より vertex 分解能を制限している主な要因は CFT の角度分解能と CFT を支えているフレームによる multiple scattering の影響であると考えられている。

また、BC3, 4 を用いたセットアップにおける vertex 分解能 $\sigma = 5.07$ mm と BFT-D を用

いたセットアップでの分解能を比較するとその差は ~ 0.2 mm 程度である. vertex distance cut を 0.2 mm 厳しくした場合に得する $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応の生存率は図 2.12 からせいぜい 1 \sim 2% 程度であり, これはドリフトチェンバーをファイバー検出器に置き換えることでトラッキングの分離能力が向上することによる得 ($\sim 10\%$) と比べて十分小さい. よってセットアップの変更による vertex distance cut の悪化を考慮してもファイバー検出器を用いる方が有利であると言える.

2.4 Missing mass 分布

次に, BFT-D を含んだ新たな実験セットアップで $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応が同定できていることを確認するため, § 1.2.3 にまとめた missing mass の解析を行った. シミュレーションで得られた $\pi^-p \rightarrow K^0X$ の missing mass 分布を図 2.5 に示す. なお, BFT-D のファイバー径は 0.5 mm を用いたものである. また, 比較のため J-PARC E40 実験で得られた実験データに対し同様の解析を行った際の missing mass 分布を図 2.6 に示す [20].

J-PARC E40 実験 ($p_{beam} = 1.32$ GeV/c) と比較するとシミュレーションで得られた missing mass は Λ の S/N 比が大きく向上しており, Λ のピークも細くなった. S/N 比の向上はビーム運動量が $p_{beam} = 1.05$ GeV/c と Λ の生成断面積が最大となる点を選ぶことで, Λ の収量が増えたことが 1 つの理由である. また, KURAMA スペクトロメータに比べ, 運動量分解能が 1 桁良い SKS スペクトロメータを用いることで missing mass 分解能が向上していることも S/N の改善の大きな理由である.

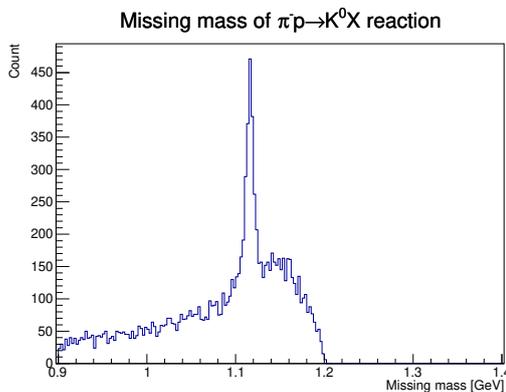


図 2.5: BFT-D を入れたシミュレーションで得られた $\pi^-p \rightarrow K^0X$ の missing mass 分布. BFT-D のファイバー径は 0.75 mm.

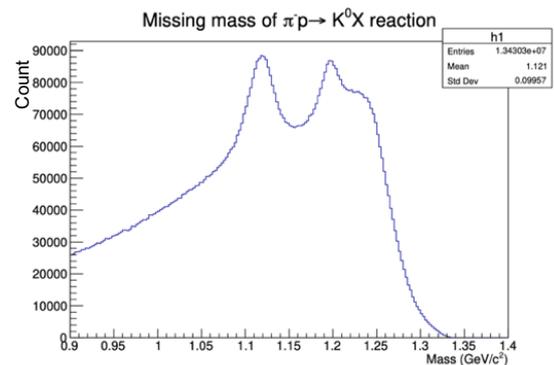


図 2.6: J-PARC E40 実験のデータによる $\pi^-p \rightarrow K^0X$ の missing mass 分布. Λ のほかに Σ^0 のピークが見えている.

次に § 1.2.3 で述べた vertex distance cut が有効であることを示すため, 例として cut をかける前と 3 mm の vertex distance cut をかけた後の missing mass 分布を比較したものを図 2.7, 図 2.8 に示す. cut をかける前は $S/N = 1.15$ なのに対し, 3 mm の vertex distance cut をかけた後は $S/N = 3.11$ であり, 確かに Λ の S/N が向上していることが分かる. § 2.5

ではこのような分布を用いて vertex distance cut に最適な長さを決定していく。

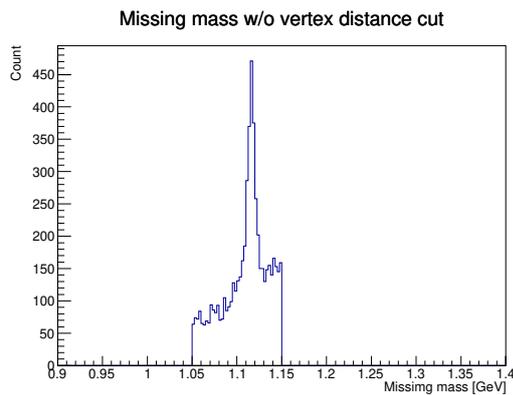


図 2.7: vertex distance cut をかける前の missing mass 分布.

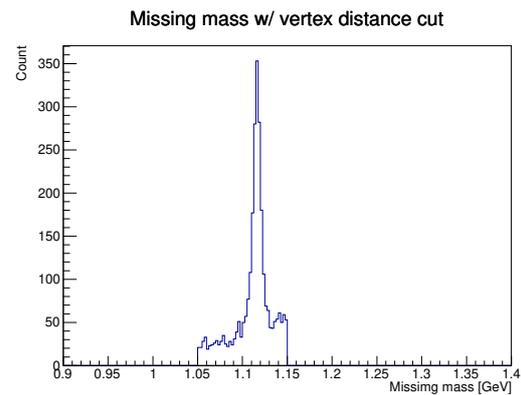


図 2.8: vertex distance cut (3 mm) をかけた後の missing mass 分布.

2.4.1 Multiple scattering による missing mass 分布への影響

ここで BFT-D による multiple scattering の影響により $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応における Λ の missing mass 分布が広がってしまうことが考えられる。missing mass の分布が広がることで混入するバックグラウンド事象が増加し、S/N が悪化するため、その広がりが許容できる程度であるかを確認する必要がある。

そこで $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応のみについて missing mass の解析を行なった分布から missing mass 分解能の評価を行なった。その際の分布の例を図 2.9, 各ファイバー径の BFT-D および BC3, 4 を用いたセットアップにおける missing mass 分解能の結果を図 2.10 に示す。

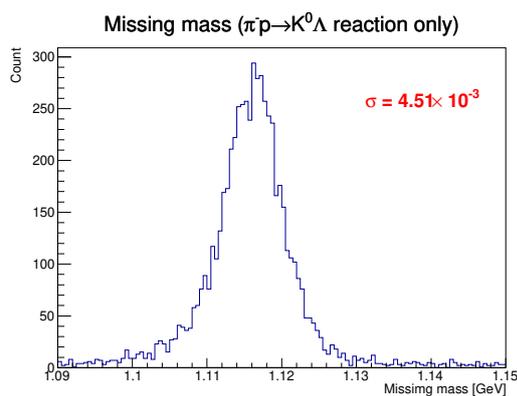


図 2.9: $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ の missing mass 分布の例 (0.75 mm ϕ)

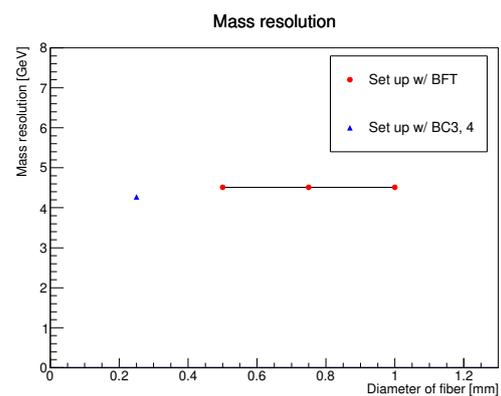


図 2.10: BC3, 4 を用いたセットアップでの missing mass の分解能と, BFT-D を用いたセットアップでのファイバー径に対する missing mass の分解能.

BFT-D に変更前の missing mass はガウスフィッティングで $\sigma \sim 4.4$ MeV であるのに対し、変更後はいずれも $\sigma \sim 4.5$ MeV 程度であった。0.1 MeV の分解能の悪化により増加するバックグラウンド数は Λ の生成数に対して 0.5% 以下である。後に議論する図 2.18 から散乱事象の解析の際のバックグラウンド数の変化は 10^{-3} 以下であり、目標値 10^{-2} の 1/10 以下であることから散乱事象の解析に大きく影響するほどではないと言える。

2.5 Vertex distance cut の最適化

ここまでのシミュレーション結果より、ファイバー検出器を設置した新たなシミュレーションにおいて、BFT-D のファイバー径によらず同程度の vertex 分解能と missing mass 分布が得られ、それらが BC3, 4 を用いたセットアップと比べても大きく変わらないことがわかった。ここからはさらに $\phi = 0.5$ mm のファイバーを用いたセットアップでのシミュレーションの結果を用いて vertex distance cut の最適化を行っていく。

まずは $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+p$ 反応のみを生成したシミュレーションと $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応のみを生成したシミュレーションについて、カット条件を 1 mm から 10 mm まで変化させながら vertex distance cut を施した。それぞれ残ったイベント数を数えることで得られたバックグラウンドの混入と $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応の生存率を図 2.11, 2.12 に示す。

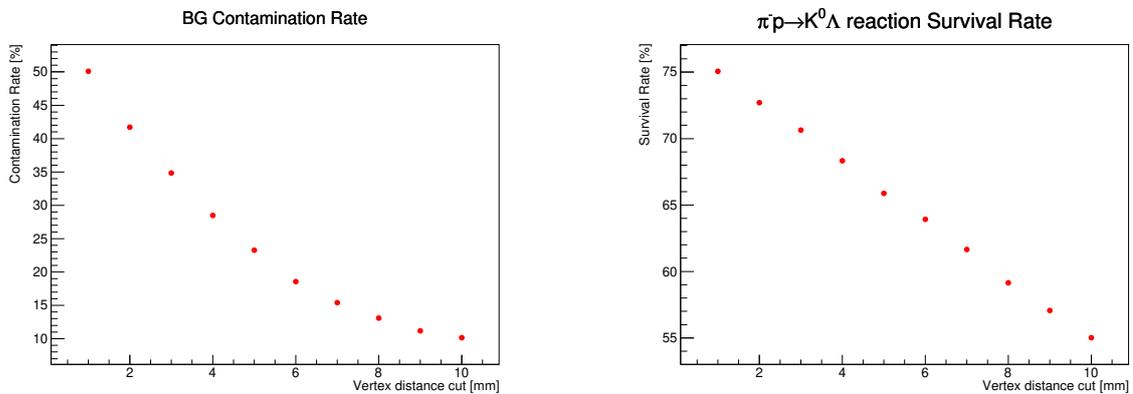


図 2.11: 各 vertex distance cut に対するバックグラウンドの混入量の変化.

図 2.12: 各 vertex distance cut に対する $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応の生存率の変化.

§ 1.2.3 で述べたように vertex distance cut によりバックグラウンドを減らせていることが確認できた。また、 $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応の生存率についても K^0 の寿命による指数関数で減衰する分布から期待されるように減少していることが分かった。これらの結果からも新たな実験セットアップで vertex distance cut が有効といえるであろう。

さらに、全ての反応を混ぜたシミュレーションの結果を用いて BFT-D を設置した際の vertex distance cut のカット条件の最適化を行う。

まず各カット条件を用いて得られた図 2.8 のような missing mass 分布について、バックグ

ラウンド分布を 1 次関数と仮定し，ガウス関数 +1 次関数の形でフィッティングすることで Λ ビームの収量 ($=\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ の同定量) を見積もった．例として vertex distance cut= 3 mm でのフィッティングの様子を図 2.13 に示す．

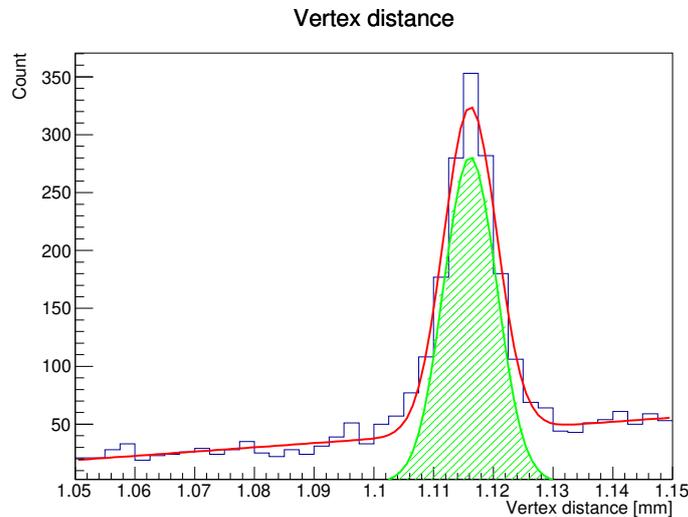


図 2.13: Vertex distance cut を施した missing mass に対するフィッティングと Λ ビームの収量．

さらにフィッティングから見積もられた Λ の数と実際に生成された Λ の数について図 2.14 に示す．今回のカット条件の範囲では Λ の数はよく見積もられており，その誤差は 1.7% 以下であった．

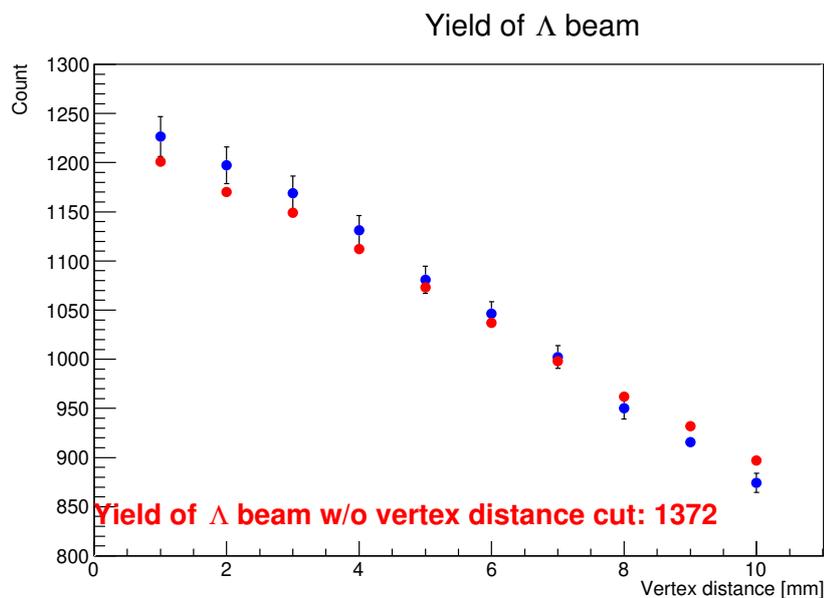


図 2.14: 各カット条件における missing mass 分布から見積もられた Λ の数と実際の数．青がフィッティングから見積もられた数であり，赤が実際に生成された数である．

次に見積もられた Λ の数 (S) と 6σ の範囲内で Λ のピークの下に広がるバックグラウンドの数 (N) について $S^2/(S+N)$ と $S/(S+N)$ のカット条件による変化を表したのが図 2.15, 2.16 である.

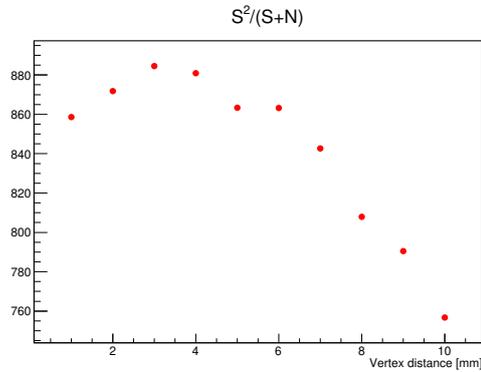


図 2.15: 各 vertex distance cut に対する $S^2/(S+N)$ の変化.

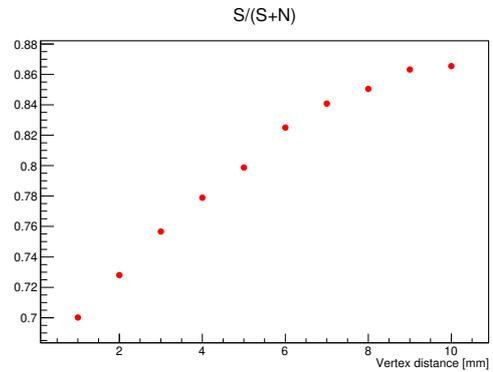


図 2.16: 各 vertex distance cut に対する $S/(S+N)$ の変化.

図 2.15 より, 最適な vertex distance cut は 3 mm 程度であることがわかった. 3 mm の vertex distance cut をかけると図 2.12 から生成された Λ ビームのうち $\sim 84\%$ を同定可能であり. また $S/(S+N)$ は図 2.16 から $\sim 76\%$ である. さらにこの時, spill あたりに得られる Λ ビームの収量は ~ 170 /spill であることがわかった. この値を後述のビームタイムの見積もりに使用する.

2.6 散乱事象への寄与

前節までの議論で BFT-D を用いた新たな実験セットアップでも BC3, 4 を用いた実験セットアップと遜色ない missing mass の S/N が得られることがわかり, vertex distance cut により S/N がさらに向上することが確認された.

ここで実際にこの missing mass の S/N が Λp 散乱を捉えるのに十分であるか確認するため, $\pi^-p \rightarrow K^0\Lambda$ 反応が同定された事象について, さらに CATCH で粒子が検出されたことを要求したときにバックグラウンド事象がどの程度残るか調べた. また, vertex distance cut を施す前後での比較も行なった. その結果を以下にまとめる.

Λp 散乱事象の解析では CATCH で 2 つ以上の荷電粒子を要求し, 検出された粒子によって図 2.17 のように場合分けを行う. 全ての荷電粒子 (2 つの陽子と 1 つの π^-) を要求する case3 についてはほとんどバックグラウンドは残らないため, 以下では case1, 2 に対するバックグラウンドの混入を考える. case1, 2 はそれぞれ 1 つの π^- と 1 つの陽子, および 2 つの陽子を CATCH で検出する場合である. case1 の主なバックグラウンドの原因は multi- π 生成の $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+p$ 反応である. 一方で case2 では, $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+p$ 反応で生じた粒子が水素標的内で 2 次反応 (pp 散乱など) を起こす反応が終状態に 2 つの陽子を作るバックグラウ

ンドとなる. そのため $\pi^-p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ p$ 反応とその後の2次反応まで考慮して, バックグラウンドの混入が Λ ビームの生成量に対してどの程度かを考える. 図 2.18 に case1, case2 について $\pi^-p \rightarrow K^0 X$ 反応の missing mass 上で, Λ の数 N_Λ と混入するバックグラウンドの数 $N_{BG-misismass}$ の比 ($N_{BG-misismass}/N_\Lambda$) と CATCH による散乱事象の解析に混入するバックグラウンド事象の Λ 生成量に対する割合 ($N_{BG-scat.}/N_\Lambda$) の関係を示す. J-PARC E40 実験の結果から CATCH 検出器群を用いたとき, Λ 生成量に対して Lp 散乱の検出される割合は $\sim 10^{-3}$ 程度と見積もられており, バックグラウンドの混入がこれの ~ 10 倍程度 (10^{-2} 程度) までであれば散乱事象を捉えられることが分かっている.

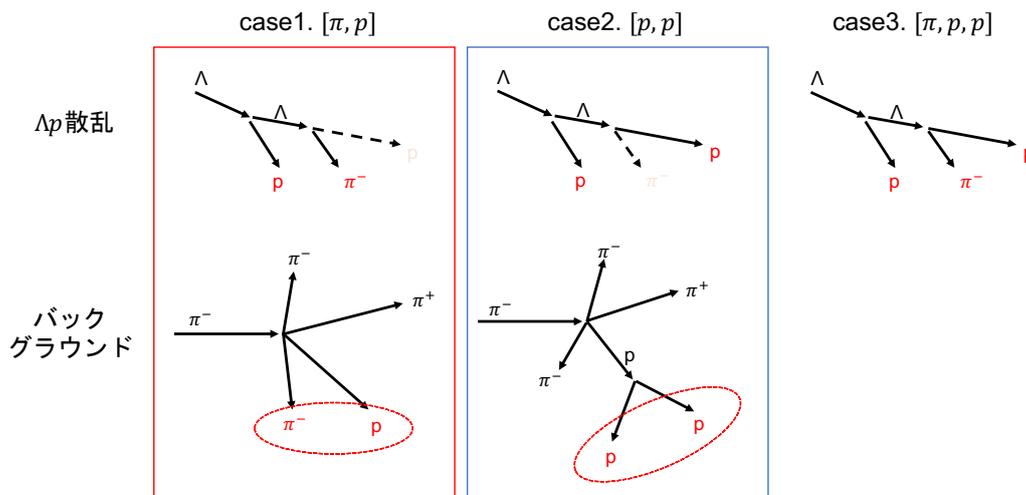


図 2.17: 検出された粒子による散乱事象の場合分け.

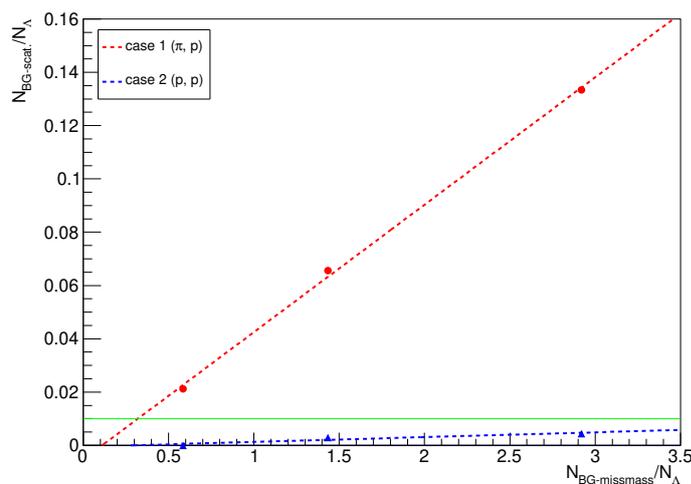


図 2.18: missing mass 分布の S/N と散乱事象に混入するバックグラウンド事象の Λ 生成量に対する割合. バックグラウンド事象の混入が緑線で示した 10^{-2} 以下であれば散乱事象を捉えることができる.

本シミュレーションで得られた Vertex distance cut をかけない場合と、3 mm の vertex distance cut をかけた時の $N_{BG-scatt.}/N_\Lambda$ を表 2.2 に示す。

表 2.2: CATCH で粒子の検出を要求した際の Λ の生成数に対するバックグラウンド事象の混入率

CATCH で要求した粒子	π^-, p	p, p
w/o vertex dist. cut	3.7 %	~0.1 %
w/ vertex dist. cut (3 mm)	1.0 %	~0.05 %

表 2.2 より解析で p が CATCH で 2 つ検出されたこと要求した場合 (case2) では vertex distance cut を施した後の混入率は 5×10^{-4} であり、 Λp 散乱が検出される確率 $\sim 10^{-3}$ と比較しても十分小さい値である。

一方 p と π^- が 1 つずつ検出されたことを要求した場合 (case1) でも vertex distance cut によりバックグラウンドの混入は抑えられるが、それでもなお 1 % 程度が残ってしまうことがわかった。これは Λp 散乱事象を捉えられたとしてもギリギリの値である。

以上の結果から新たな実験セットアップと vertex distance cut を用いた解析による missing mass の S/N において、case2 の散乱事象をクリアに捉えられることがわかった。一方で case1 の散乱事象を捉えるにはもう少しバックグラウンドを抑える工夫が必要であることがわかった。case1 に対してよりバックグラウンドの少ない散乱事象の解析を行うには $K^0 \rightarrow \pi^-\pi^+$ の invariant mass を計算可能にする等、実験セットアップのさらなる改良が必要であると考えられる。

2.7 ビームタイムの見積もり

最後に 3 mm の vertex distance cut で得られた spill あたりの Λ ビームの収量 ~ 170 /spill を用いて Λp 散乱実験に必要なビームタイムについて概算する。必要なビームタイムは以下の式で求められる。

$$beamtime = \frac{N_{needed}}{\epsilon_{DAQ}\epsilon_{ana}} \times t_{spill} \quad (2.1)$$

ここで N_{needed} は必要な Λ ビームの収量、 ϵ_{DAQ} は DAQ efficiency, ϵ_{ana} は解析 efficiency, t_{spill} はビームのスパイル間隔であり、各値は J-PARC E40 実験から以下のように見積もられた。

- Λ 生成量: 170 Λ /spill
- DAQ eff.: 85%
- 解析 eff.: 50%
- ビーム: 5.2 s/spill

また, Λp 散乱実験における測定量のうち偏極分解能および減偏極の測定にはそれぞれ 30 M, 50 M の Λ ビームが必要である.

以上から Λp 散乱実験において必要なビームタイムは式 (2.1) を用いると, 偏極分解能までの測定で 21.6 日, 減偏極も含めた測定で 36.0 日と見積もられた.

第 3 章 BFT-D の要求性能と設計

第 2 章のシミュレーションにより BFT-D を組み込んだ実験セットアップで Λp 散乱実験が可能であることが確認できた。そこで、次に我々は Λp 散乱実験に向けた BFT-D 実機の設計を行なった。本章の前半では BFT-D の設計の際に必要な要求性能についてまとめ、J-PARC E40 実験のデータを用いたデザインの検討を行う。また、後半ではそれを基にした BFT-D の設計についてまとめる。

3.1 BFT-D の要求性能

3.1.1 時間分解能に対する要求性能

まずは J-PARC E40 実験のデータから BFT-D に対する時間分解能の要求性能を決定する。§ 2.1 でも述べたように、J-PARC E40 実験で用いられていたドリフトチェンバーによるビーム粒子のトラッキングはドリフトチェンバーの広いワイヤー間隔、数 10 ns 程度のドリフト時間によりビーム粒子のトラッキングの分離に限界があった。

時間分解能の観点から従来のビーム粒子のトラッキングについて特に改善すべきなのはビームのバンチごとの粒子を分けられていない点である。以下に E40 実験での BC3 とビームスペクトロメータ上流の飛跡検出を担っていたファイバー検出器である BFT の TDC 分布を示す。なお、図 3.1 は 1 ch = 約 0.8 ns、図 3.2 は 1 ch = 1 ns である。

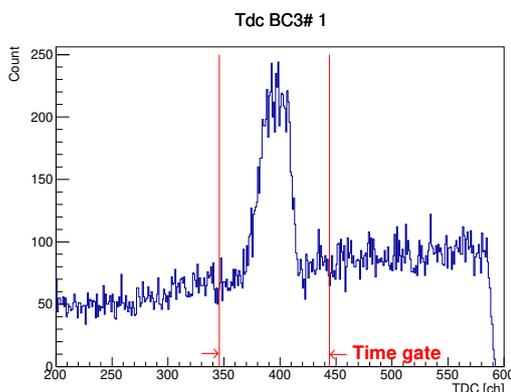


図 3.1: J-PARC E40 実験で得られた BC3 の TDC 分布。

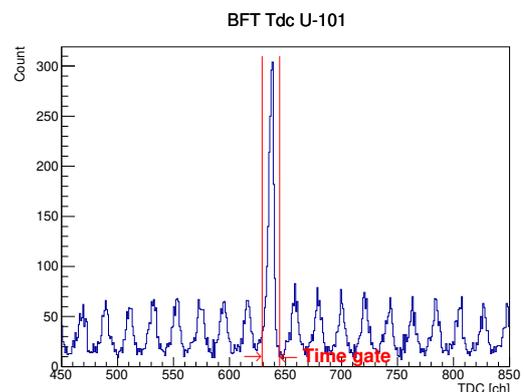


図 3.2: J-PARC E40 実験で得られた BFT の TDC 分布。

図 3.2 の最も大きいピーク以外に見られる小さなピークが、それぞれ異なるビームバンチに含まれる粒子によるヒットである。一方図 3.1 では BC3 の時間分解能が悪いためそのようなピークは見られず、一様なバックグラウンドを形成している。

それぞれの時間分布の広がりはその検出器の種類に典型的な値であり BC3 は ~ 20 ns, BFT は ~ 2.6 ns である。ここで TDC のタイムゲートとしてそれぞれ $\pm 3\sigma$ を課すとそれぞれ赤線で挟まれた領域のイベントが Hit 情報として解析されることとなるが、このとき BFT はタイムゲートにより他バンチの粒子による TDC はほぼ完全に分けられている一方、BC3 では正しい粒子の Hit 情報の下に他バンチの粒子による TDC のバックグラウンドとして取り入れられてしまうことがわかる。

このようにファイバー検出器を用いることの最大の利点はドリフトチェンバーでは区別できなかったバンチが異なる粒子を完全に区別できるようになる点である。したがって、BFT-D も E40 実験の BFT と同様に $\pm 3\sigma$ のタイムゲートがバンチ間隔以下となることが最低限の時間分解能に対する要求となる。図 3.2 のピーク間隔からビームバンチの時間間隔は 20 ns と求められるため、 $20/6 \sim 3.3$ より $\sigma_T < 3.3$ ns が BFT-D の時間分解能の要求性能となる。なお同一バンチ内に複数のトラックがある場合には、BFT-D で引いたトラックと約 100 ps の時間分解能を持つタイミングホドスコープとの対応から、トリガータイミングにあるトラックの選別を行う予定である。

3.1.2 検出効率に対する要求性能

次に検出効率に対する要求性能について考える。ビームラインスペクトロメータ下流での粒子の飛跡検出は BFT-D1, 2 の 12 面のみで行う予定であり、BFT-D の検出効率が直接ビームトラッキングの効率 (tracking efficiency) を決定する。計画中の Λp 散乱実験ではこの tracking efficiency で 99% 以上を目標としており、これが達成できるように BFT-D の検出効率に対する要求性能が決定される。

J-PARC E40 実験の BC3, 4 によるビームトラッキングの結果から 12 層のうち ~ 10 層以上で粒子を検出することができればビーム粒子の飛跡を正しく捉えられることがわかっている。ここで各層の検出効率が一律で ε であるとする、12 層中 10 層以上で粒子が検出される確率 (= *tracking efficiency*) は以下のように表される。

$$\text{tracking efficiency} = \sum_{n=10}^{12} {}_{12}C_n \varepsilon^n (1 - \varepsilon)^{12-n} \quad (3.1)$$

tracking efficiency 99% 以上を達成するのに必要な BFT-D の各層の検出効率 (plane efficiency) を求めるため、 ε を変化させながらこの計算を行った。計算結果を示した図 3.3 から、BFT-D の plane efficiency に対する要求は $> 96\%$ と求められた。

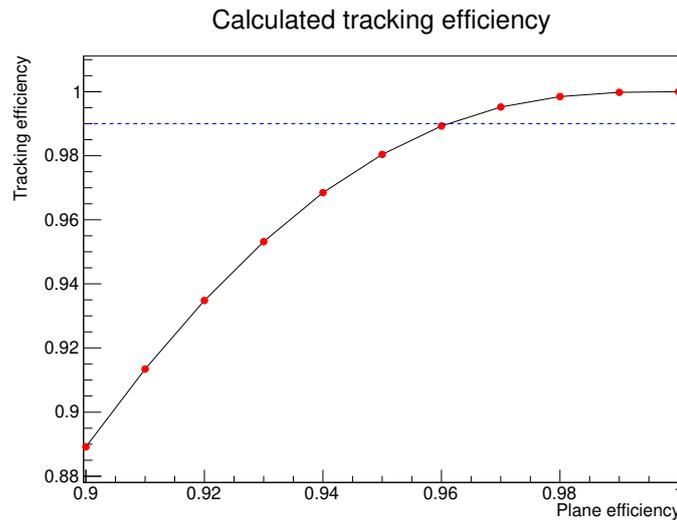


図 3.3: BFT-D の plane efficiency とビームラインスペクトロメータ下流の tracking efficiency の関係. 青線で示したのが tracking efficiency 99% のラインである.

3.1.3 BFT-D の要求性能のまとめ

新たにビームトラッキング用検出器として設置する BFT-D に対する要求性能を以下にまとめる.

- 位置分解能: $\sigma_{pos.} < 0.14 \text{ mm}$
- 時間分解能: $\sigma_{time} < 3.3 \text{ ns}$
- セグメントあたりのレート: $R < 1.0 \text{ MHz}$
- Plane efficiency: $\varepsilon > 96\%$

BFT-D の位置分解能については, $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応の同定精度が十分となる必要がある. 第 2 章のシミュレーションでは BFT-D の位置分解能を最も悪くした $\sigma_{pos.} = 0.14 \text{ mm}$ においても vertex 分解能は十分であることがわかったため, 要求性能をこの値とした. また要求性能としてセグメントあたりのレートが挙げられているが, これは読み出しに用いる回路が 1 MHz 以上の高レートで正しく動作しないことがあることから設けられている.

シンチレーションファイバーを用いたファイバー検出器は前節のとおり十分な時間分解能を得られることが分かっており, 1.0 mm 以下の径のファイバーで位置分解能も達成可能であると考えられる. また, ファイバーを隙間なく並べれば Plane efficiency も十分な値が得られると考えると, 残る考慮すべき点はセグメントあたりのレートである.

そこで次節ではビームの情報からセグメントあたりのレートを見積もり BFT-D に使用するファイバーを決定する. また同様にビーム情報から必要な有感領域のサイズの見積もりも行い, BFT-D の設計に取り入れる.

3.2 J-PARC E40 のデータを用いたデザインの検討

K1.1 ビームラインは建設予定のビームラインであり正確なビームプロファイルが不明であることから、K1.8 ビームラインで行われた J-PARC E40 実験のデータから再構成されたビームの情報を用いて BFT-D の設計を検討していく。

3.2.1 ビームレート

BFT-D1, 2 を設置予定の標的中心から 1107 mm および 710 mm 上流の位置にファイバーを設置した際に、30 M/spill のビーム強度下でのシングルレートが最大となるファイバーセグメントのレート (Max rate) とそのセグメントでのビーム粒子の平均間隔 (Interval) を表 3.1, 3.2 にまとめた。

ここで Tilt Angle はファイバーを張る向きの鉛直方向に対する角度である。標的より上流のビームトラッキングにおいて鉛直方向の情報を得られるのは BFT-D のみであり、BC3, 4 で用いられた $\pm 15^\circ$ の Tilt Angle では鉛直方向の位置分解能が比較的悪くなることが分かっていた。そこで BFT-D の 6 層に Tilt Angle 90° の層を含めることでこれを改善できると考えられたため、 $0^\circ, 45^\circ$ に加え 90° についてもビームレートの見積もりを行った。

表 3.1: BFT-D1 のセグメント当たりのビームレートの見積もり

ファイバー径 [mm]	Tilt Angle [mm]	Max rate [kHz]	Interval [ns]
0.75	0	410	2000
	45	540	1800
	90	670	1300
1.0	0	640	1500
	45	720	1400
	90	980	1000

表 3.2: BFT-D2 のセグメント当たりのビームレートの見積もり

ファイバー径 [mm]	Tilt Angle [mm]	Max rate [kHz]	Interval [ns]
0.75	0	520	1900
	45	590	1600
	90	760	1300
1.0	0	690	1400
	45	790	1200
	90	1000	990

瞬間的なビームレートの増加を考慮してレートの上限である 1MHz に対し、75% の 750kHz 程度までが許容できると考えると、Tilt Angle を 90° に設計することはできないことが分かった。このため BFT-D の層構造は Tilt Angle 0° の X 層と、 $-45^\circ, 45^\circ$ の U, V 層を用いて (X, X', U, U', V, V') の 6 層構造とすることを決定した。また 0.75 mm 径のファイバーであれば Tilt Angle $0^\circ, 45^\circ$ いずれに対しても使用可能であり、6 層すべてこのファイバーを使用することとした。

3.2.2 ビームのひろがり

次に検出器の有感領域の大きさを決定するため、BFT-D1 を設置予定の標的中心から 1107 mm 上流の位置でのビームの広がりをプロットした。Tilt Angle 0° と 45° の面に軸を合わせたものをそれぞれ図 3.4, 3.6, さらにそれぞれ横軸にプロジェクションしたものを 3.5, 3.7 に示す。ここで、図 3.4, 3.6 について分布の右側に見られる裾は π^- ビームの decay 由来のものと考えられる。

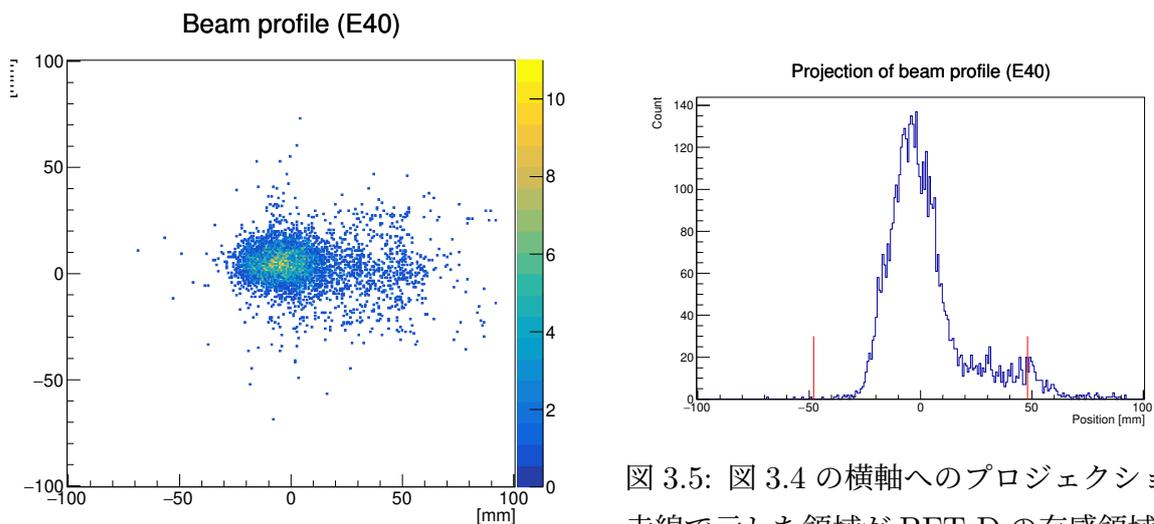


図 3.4: Tilt Angle 0° の面に対するビームの広がりを示す。

図 3.5: 図 3.4 の横軸へのプロジェクション。赤線で示した領域が BFT-D の有感領域で覆われる範囲である。

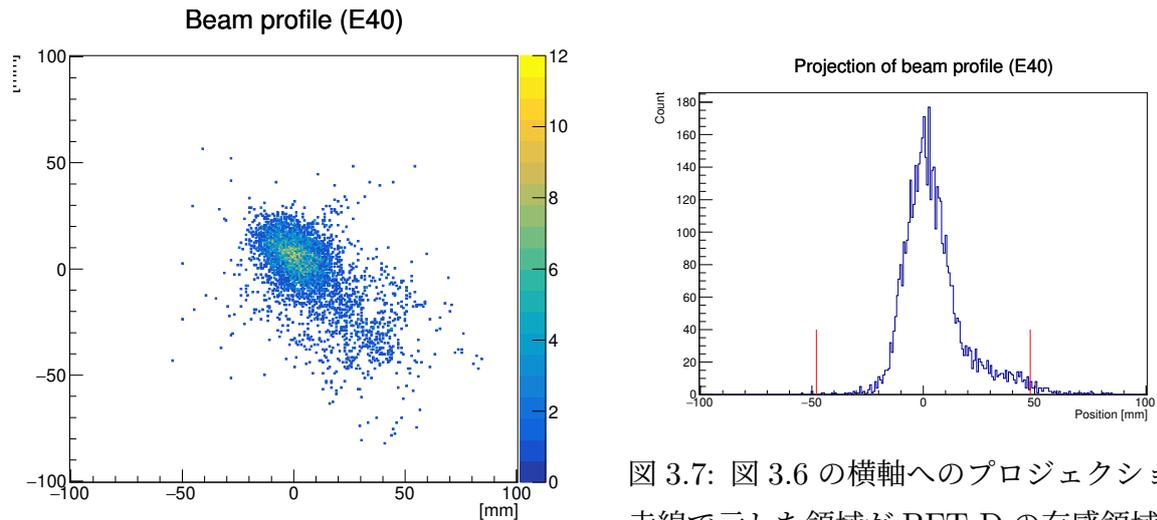


図 3.6: Tilt Angle 45° の面に対するビームの広がり.

図 3.7: 図 3.6 の横軸へのプロジェクション. 赤線で示した領域が BFT-D の有感領域で覆われる範囲である.

図 3.4 について π^- の部分にガウスフィットを行い, $\pm 3\sigma$ から 99.7% の粒子を検出するために必要な検出面の大きさを求めると 28.6 mm となった. また, $TA = 45^\circ$ で傾いた U, V 層より標的に近い BFT-D2 の位置ではビーム幅はより小さくなることから, 全ての層についてビーム中心に対して ± 28.6 mm 以上の有感領域の幅があればビーム全体の検出が十分可能であることが分かった.

この結果と, 読み出しに 64 チャンネル読み出しの MPPC Array を用いる都合から, BFT-D の各層のセグメント数を 256 と決定した. このとき各層における有感領域の幅はファイバーを交互に並べるため $0.75 \times 128 = 96$ mm である.

3.3 実機デザイン

ここまでの議論による結果を含め, BFT-D の設計に際しての決定事項について以下にまとめる.

- 0.75 mm 径のシンチレーションファイバーを用いる.
- 各層は 256 セグメントとする.
- 各層の間隔は BC3, 4 の層間隔を考慮して, 9 mm 程度とする.
- 各層の相対的な位置ができるだけ正確に決まるようにする.
- 光検出には 8×8 の MPPC アレイ (浜松ホトニクス社 S14826(ES1)) を用いる.
- 性能評価は S14826(ES1) 用のテスト用変換基板を介して VME-EASIROC による読み出しを行うが, CIRASAME(後述) が使用可能な設計とする.

BFT-D はセグメント数が多いため, コンパクトな読み出し面の設計にするためにあらかじめコネクタが取り付けられている MPPC アレイのうちチップの大きさが最も小さいもの

として S14826(ES1) を選択した。S14826(ES1) は $1.3 \times 1.3 \text{ mm}^2$ の受光面を持つチップが 8×8 チャンネル並んだ MPPC アレイであり、裏面に取り付けられたコネクタ (SAMTEC CONNECTOR ST4-20-1.00-L-D-P-TR) に接続することで信号を得る。カタログに記載されたブレイクダウン電圧値は $53 \pm 5 \text{ V}$ であり、推奨印加電圧は (ブレイクダウン電圧) + 2 V である。

CIRASAME は現在開発中の S14826(ES1) 用読み出し回路であり、1つの基板で2つの MPPC アレイの読み出しを行う。基板上の CITIROC チップで信号のデジタル変換を行い、LAN ケーブルによってデータを送信する。これにより従来の読み出しのようにアナログ信号を大量で長いケーブルを用いる必要がなくなるため、検出器の取り回しが良くなるほかケーブル由来のノイズ等も減少する等の利点がある。基板の大きさは $128 \text{ mm} \times \sim 230 \text{ mm}$ である。S14826(ES1) に基板上的コネクタを接続して使用するため、MPPC アレイの配置は CIRASAME の設計に合わせる必要がある。また、設計するうえで基板が検出器本体や他の基板と干渉しないよう注意する必要がある。

3.3.1 シンチレーションファイバーの固定方法

ここで全体の設計を示す前に BFT-D で採用したシンチレーションファイバーの固定方法について従来のファイバー検出器と比較しながら述べておく。ファイバー検出器を位置検出器として用いるためにはファイバーの位置が適切に定まるような固定を考える必要があり、ファイバー検出器を設計するうえで重要な要素の1つである。

従来のファイバー検出器では様々なファイバー固定方法が採用されている。BFT-U は有感領域の両端が箱形の枠になっており、ファイバーを交互に重なるよう敷き詰めた状態で固定したのち樹脂でファイバーどうしを固定することでシンチレーションファイバーをシート状にしている。また、J-PARC E50 実験用に開発されたファイバー検出器は直線状に交互に並んだ状態でエポキシ樹脂で全体を固めることでシンチレーションファイバーが板状に加工されている。前者の方法はシンチレーションファイバーを枠に敷き詰める作業が非常に困難であり、より細いファイバーを用いる BFT-D に用いるのは現実的ではないと考えた。一方、後者の加工は業者への依頼で比較的簡単に実現する。しかしこれらの方法はファイバーの固定のための樹脂がビームの通過領域に物質質量として存在することとなる。可能な限りビーム粒子の通過領域に物質質量を置きたくないため、別の固定方法を考えた。

CFT の Φ 層はファイバー1本1本に対応した穴が開いたフレームにファイバーを固定している。また製作の際はファイバーが直線で張られるよう錘によりテンションをかけながら固定を行った。しかしこの方法ではファイバーどうしに間隔があいてしまい、Efficiency に影響するため、BFT-D に用いるのは望ましくないと考えられた。

このような従来の固定方法を参考に、BFT-D のファイバーの固定はファイバーの両端を図 3.8 のようなフレームを用いて行うこととした。フレームは直径 0.8 mm の穴が 0.75 mm ピッチで交互に並んだ構造でくりぬかれており、256 すべてのファイバーを通すことでそれぞれ

の位置が決定するようになっている。またファイバー固定の際には CFT の方法を踏襲し、錘をかけながらファイバーを固定することでファイバーが直線状になるよう製作を行うこととした。

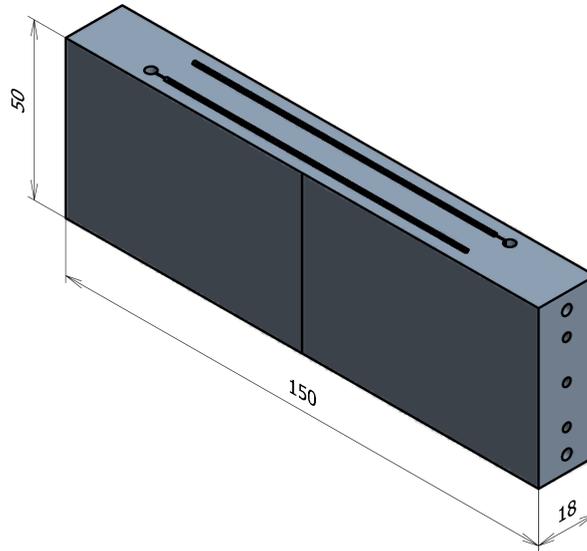


図 3.8: ファイバー固定用フレームの図. 直径 0.8 mm の穴が 0.75 mm ピッチで交互に並んだ構造でくりぬかれている。

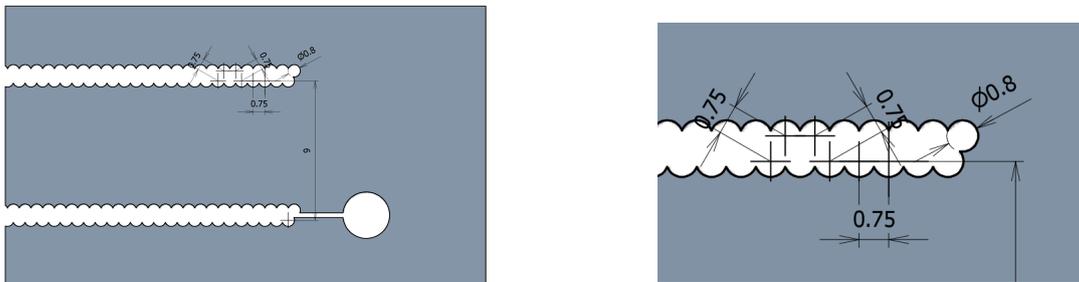


図 3.9: ファイバー固定用フレームの断面図とその拡大図。

3.4 BFT-D の設計

前節で決定した事項をもとに BFT-D の設計を行った。本節ではそれらの設計図を示しながら、設計について説明していく。なお、BFT-D1 と BFT-D2 はほとんど同様の設計にする予定であり、現時点で詳細な設計が完了しているのは BFT-D1 のみであるため、本節で示す図

はすべて BFT-D1 のものである。BFT-D1 と BFT-D2 の主な違いは層の並び順，読み出し用基板の取り付け向きである。

3.4.1 検出器全体の構成

まずは検出器全体を組み上げた様子を図 3.10 に示す。検出器全体としての大きさは 500 mm(高さ) × 500 mm(幅) 程度であり，有感領域は図 3.11 に示したように 390 mm(高さ) × 960 mm(幅) である。

検出器は大きく分けて XX' 層, UU' 層, VV' 層の検出器部分 3 つと，それらを接続するベースプレートと呼ばれる部分 3 つから構成されており，検出器とベースプレートが交互に重なった構造になっている。検出器とベースプレートをそれぞれ位置決めピンで固定することにより各層の相対的な位置の精度が保証されている。また K1.1 ビームラインが建設予定のビームラインであることから，検出器全体の設置方法の詳細は決定出来ていないが，XX' 層の外側に接続されたベースプレートに設置用の治具を取り付けることで固定可能であると考えている。

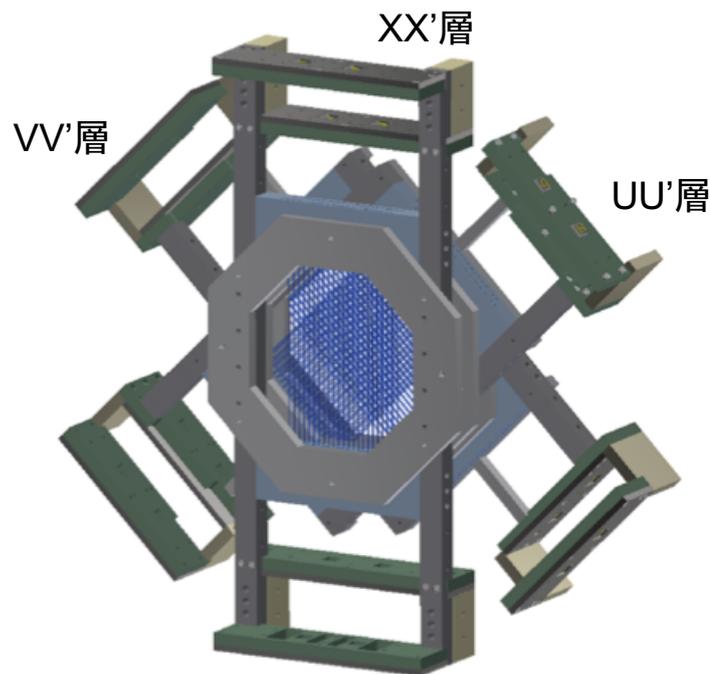


図 3.10: BFT-D1 の設計全体の概略図.

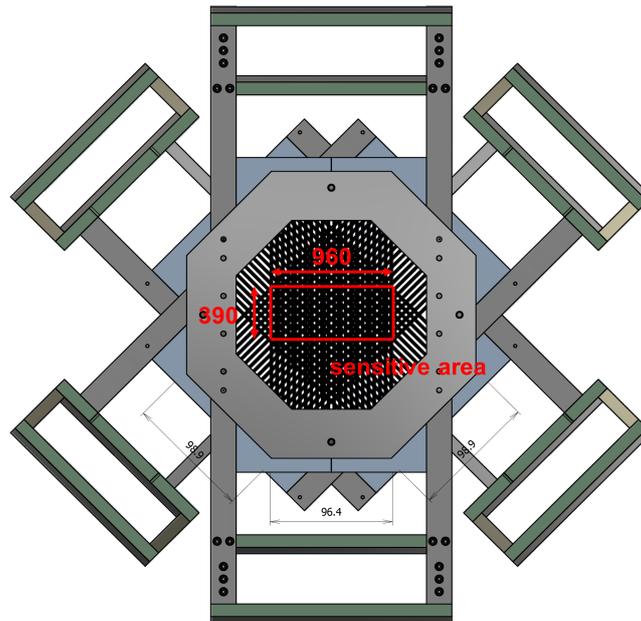


図 3.11: BFT-D1 の有感領域. $2 \times 3 = 6$ 層の有感領域が重なる領域を示している.

3.4.2 XX' 層

次に XX' 層の設計図を図 3.12 に示す. BFT-D XX' 層はビームは 256×2 セグメントのシンチレーションファイバーが並んだファイバー検出器で, 大きさは $490 \text{ mm} \times 190 \text{ mm}$ となった. 96 mm 幅の有感領域をもち, さらに粒子が検出器本体に当たることによるバックグラウンドを防ぐため $150 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$ の空間を粒子が通過する領域として確保した. UU' 層, VV' 層も近くに設置することから検出器本体のビーム方向の厚さを小さくする必要があり, 基本的には左右に設けられた厚さ 18 mm の 2 本の柱に支えられる構造である. また, 図 3.12 中の青色で示されたファイバー固定用のフレームは位置分解能の観点から位置決め精度が重要であり, そのため左右の柱に対し位置決めピンを設ける設計とした.

黒アクリル製のパーツで作られる読み出し面はファイバー固定用フレームからさらに 50 mm 離れた場所に設置されており, 左右の柱の 18 mm からはみ出すような形で取り付けられる. 読み出し面は研磨作業を行うため 2 パーツに分かれており, これらを重ねることで MPPC アレイをはめる溝ができるよう設計した (図 3.13). なお, 読み出し部分は左右の柱からはみ出ているほかさらに読み出し用基板が取り付けられるため, それらも含めてビーム方向にある程度空間が必要となる. そのため他の層の読み出し面とは位置をずらすようにし, 他の層との干渉に十分注意して設計を行なった.

512 セグメントの読み出し位置は図 3.14 のように振り分けた. X 層と X' 層をそれぞれ上下で読みだす構造になっており, 交互に重なったファイバーの片側ずつがそれぞれ異なる読みだし面に接続されている. なお, より詳細なチャンネルアサインについては § B に掲載したた

めそちらを参照されたい.

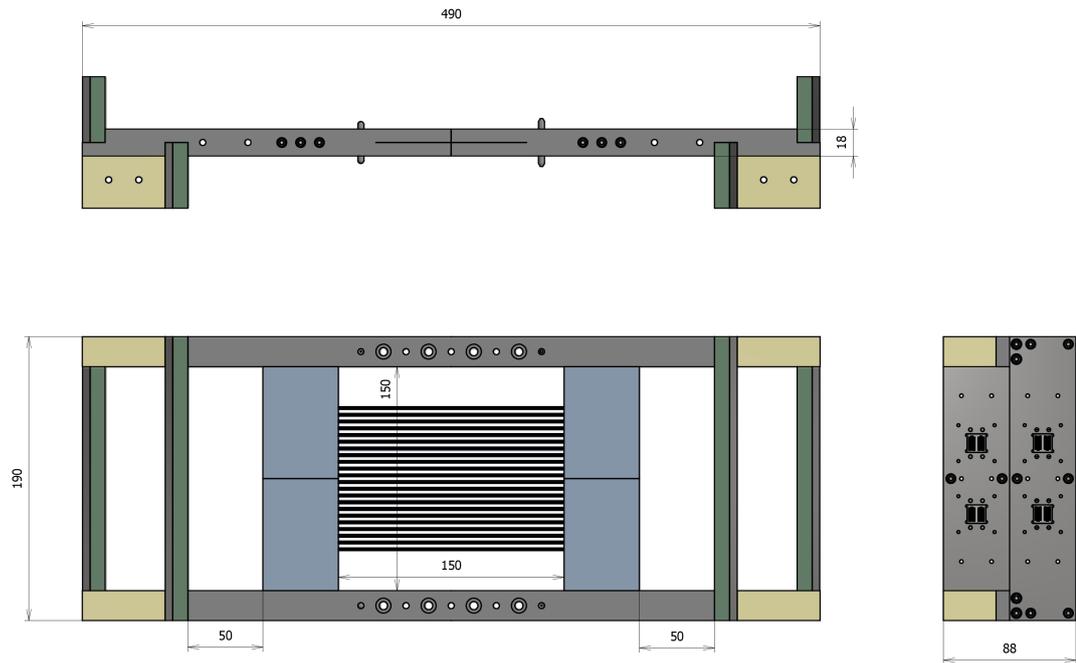


図 3.12: BFT-D1 XX' 層の設計図.

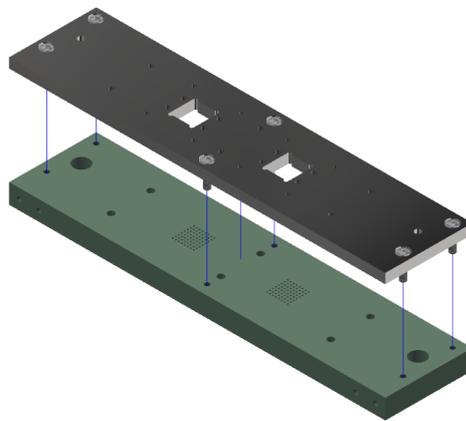


図 3.13: BFT-D1 の読み出し面の設計の概略図.

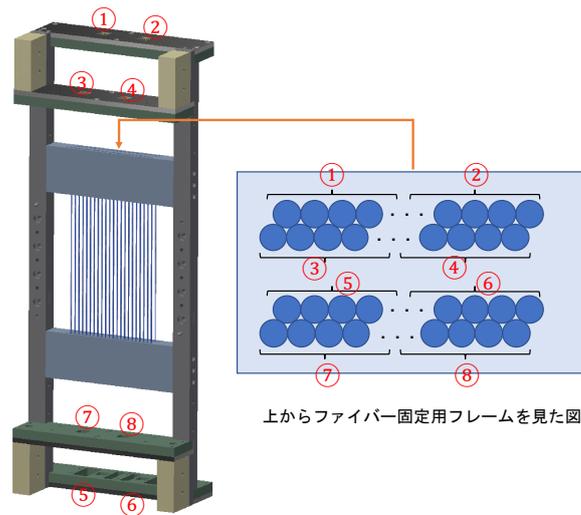


図 3.14: BFT-D1 XX' 層の読み出し位置の割り当て.

3.4.3 UU' 層及び VV' 層

UU' 層と VV' 層は左右対称で全く同じ構造の設計である。図 3.15, 3.16 にそれぞれの設計図を示す。

基本的な設計のコンセプトは XX' 層と同様であり、厚さ 18 mm の左右の柱に支えられる構造である。また、XX' 層と同じく 96 mm 幅の有感領域を持ち、粒子が通過できる領域も 150 mm × 150 mm である。

XX' と大きく異なるのは読み出し面の位置である。先述の通り読み出し面の設計は他の層との干渉に注意しながら行う必要があったが、XX' と同じく直線上に読み出し面を配置してしまうと干渉を回避するには検出器全体が必要以上に長くなってしまいうという問題があった。そこで UU' 層および VV' 層は読み出し面を中心からずらした位置に設置することで X 層と組み合わせたときの検出器全体の大きさを抑えられるような設計にした。これに伴い XX' 層と異なり検出器の中心を境に左右で読み出し位置を振り分けた。読み出し位置の割り当てについては図 3.17, 3.18 に示す。

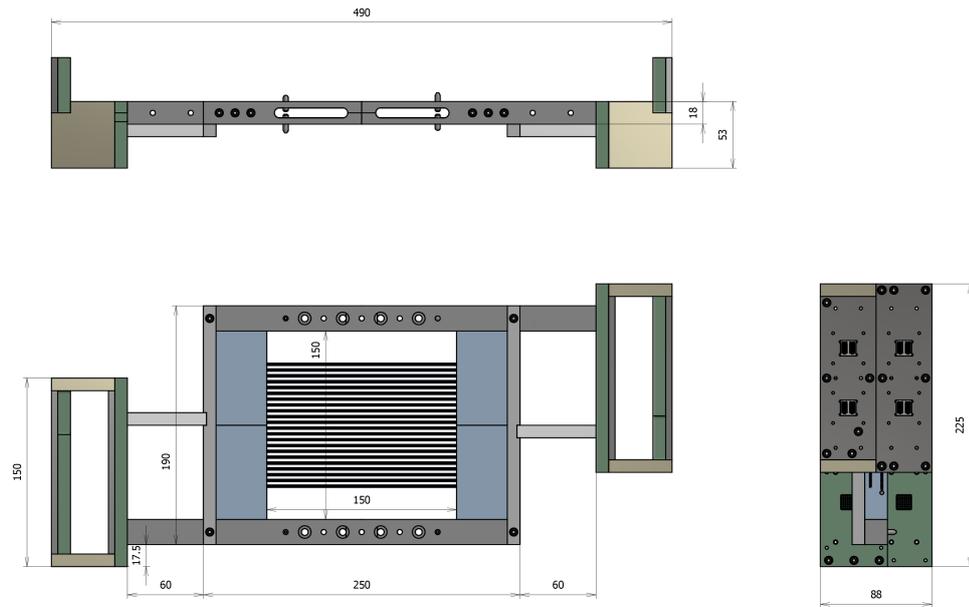


図 3.15: BFT-D1 UU' 層の設計図.

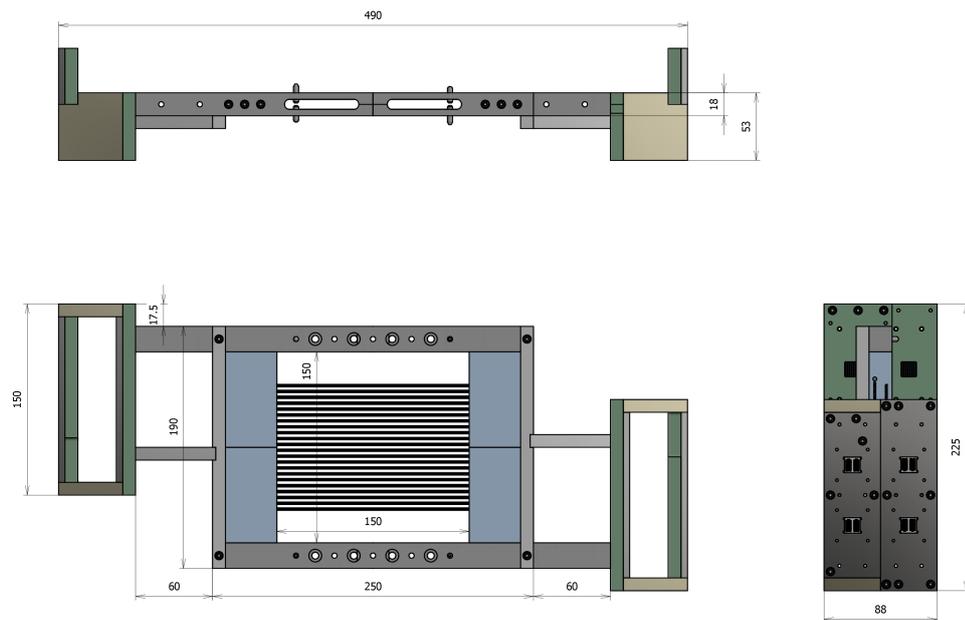


図 3.16: BFT-D1 VV' 層の設計図.

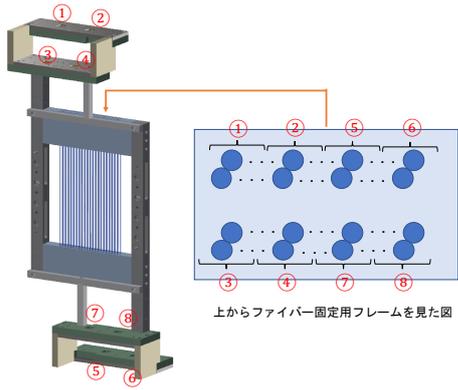


図 3.17: BFT-D1 UU' 層の読み出し位置の割り当て.

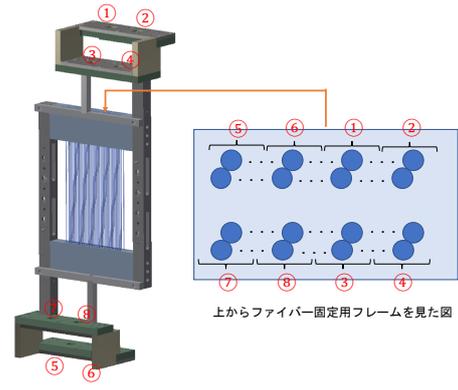


図 3.18: BFT-D1 VV' 層の読み出し位置の割り当て.

3.4.4 ベースプレート

各層の間および、XX' 層の外側に取り付けるベースプレートのうち XX' 層と UU' 層の間に取り付けるもの (ベースプレート (X-U)) の設計図を以下に示す。ベースプレートは厚さ 10 mm の板であり、各層のビーム通過領域に干渉しないよう 8 角形の穴が開けてある。両面には取り付ける層の Tilt angle に対応して位置決めピン用の穴が開けてある。

なお他のベースプレートも同様に八角形をくり抜いた構造であり、取り付け用のネジ穴やピンの位置のみ異なる。

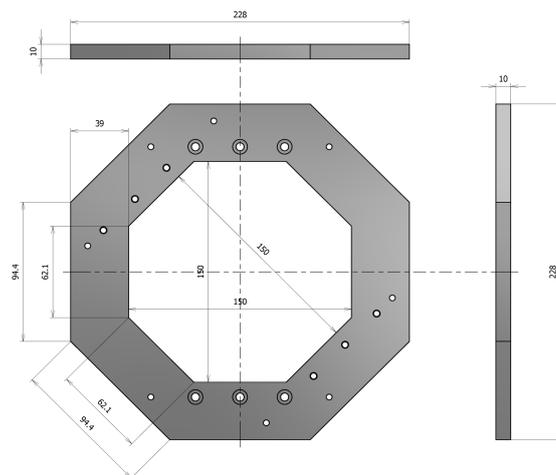


図 3.19: ベースプレート (X-U) の設計図。同様のベースプレートをそれぞれ各層の間、および XX' 層の外側に取り付ける。

第4章 BFT-Dの製作

第3章の設計を基に、本研究ではBFT-D XX'層の製作しBFT-Dの製作方法の開発を行った。本章ではBFT-Dの製作方法を実際の製作過程の写真と共にまとめる。また製作において生じた課題点についてまとめ、それらの解決策について検討する。

4.1 製作過程

BFT-Dの製作は以下のような工程で行った。

1. BFT-Dのフレームを組み立てる
2. X層のファイバーを張る。
3. X層のファイバーを固定する。
4. X'層のファイバー張り、固定を行う。
5. 読み出し面を製作する。

1. BFT-Dのフレームを組み立てる。

まず図4.1のようにBFT-Dのフレームを組み立てた。これ以降の作業ではアルミフレームでできたサポートフレームによりBFT-Dを自立させた状態で作業行う。



図4.1: BFT-Dのフレームを組み立てた様子。

2. X 層のファイバーを張る.

X 層のファイバーを 1 本ずつ読み出し用のアクリルプレート、ファイバー固定用フレームの順に通していった (図 4.6). この時ファイバー固定用フレームの穴全てをファイバーで埋め尽くすまでは何もしないとファイバーがばらけていってしまうため、ファイバーを適当に押さえつけながら作業を進める必要があった. またファイバーをフレームに通す際にフレーム内の正しい経路を通らず別のファイバー用の溝に干渉すると後に通すファイバーが通らなくなってしまうが、ファイバーの経路を目視することはできないため工夫して作業を行う必要があった.

本製作ではこれらの解決方法として図 4.3 のようなファイバー 5 本の形状の断面を持ったピンを 3D プリンターで作成し、これを用いて作業を行うことを考えた. このピンはフレームの溝に沿った形状のため、フレームに差し込むことで横方向に対して固定される. そこで次に通すファイバー 1 本分の穴のみを開けてピンを差し込むことで既に通したファイバーがばらけることを防ぎながら、正しい経路にファイバーを通すことが可能になった. このピンを用いた作業の様子を図 4.2 に示す. また、この作業方法の概略図を図 4.7 に示す.

またこの作業についてファイバーが通りにくい部分がたびたびあったが、 ~ 0.65 mm 径の針金を通してファイバーの経路を確保したり、ペンチを用いてファイバーを強く押し込むなどして対処した. X 層のファイバー張り作業の途中経過を図 4.4, 終了時の様子を図 4.5 に示す.

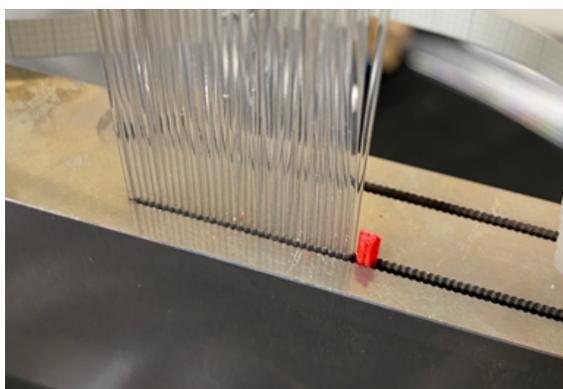


図 4.2: 作業中のファイバー固定用フレームの様子. 3D プリンターで作ったピン (図中では赤色) を用いながら作業を行なった.

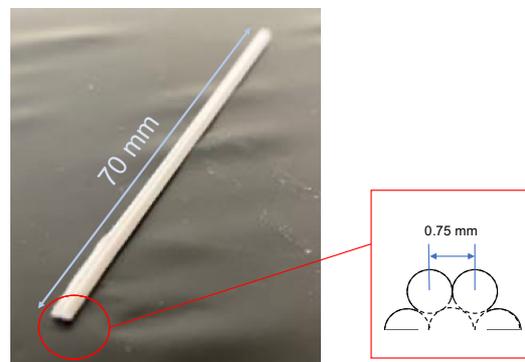


図 4.3: ファイバー固定用フレームの穴を塞ぐピン. 断面がファイバー 5 本分の形状になっておりピンの位置が固定される構造である.

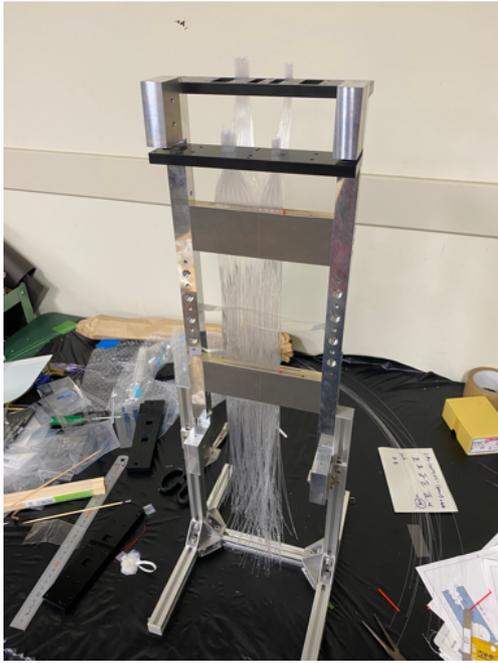


図 4.4: BFT-D X 層のファイバーを張っている様子.



図 4.5: BFT-D X 層のファイバーを張り終えた様子.

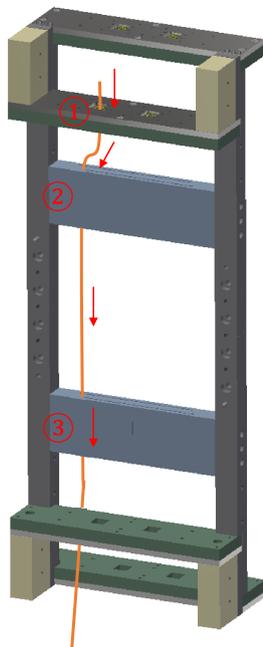


図 4.6: BFT-D XX' 層製作の際のファイバーを通す順番.

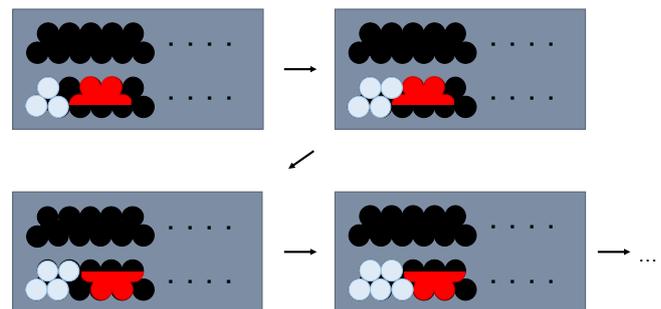


図 4.7: ピンを用いたファイバー固定用フレームのファイバーの通し方. 図中の赤で示したものが 3D プリンターで作成したピン, 水色の円が通したファイバーを表している.

3. X 層のファイバーを固定する.

X 層のファイバーを張り終えた後、ファイバーの固定を行なった。

まず上側のファイバー固定用フレームの上下をエポキシ系接着剤で接着し、検出器の上端にある 2 つの黒アクリル製の読み出し面に optical セメントで固定した (図 4.9)。なお上側のファイバー固定用フレームは読み出し面に近く、optical セメントを使用した場合に cross talk が起きることが懸念されたためエポキシ系接着剤を選択した。

次に先述したようにファイバーがたわまらずに真っ直ぐ張られるよう、ファイバー 1 本 1 本に 38 g 程度の真鍮製の錘をかけた状態でファイバーのもう一端を接着することでファイバーの固定が完了する。しかし、錘をかけたまま下側のファイバー固定用フレームで接着を行うと、錘を外した際に検出器全体のフレームに歪みが生じると考えられた。そこで今回は、まずファイバーどうしでの接着を 4 箇所で行いファイバーを真っ直ぐ張った状態で固定した後に錘を取り外し、そして下側のファイバー固定用フレームでの接着をするという 2 段階の方法を採用した。

ファイバーどうしの接着ではビームの通過部分に物質量を増やしたくないため、中心を避けた接着箇所を選んだ (図 4.9)。スペースの都合上、錘をかけるファイバーを 3 回に分けて作業を行い、ファイバーどうしの接着にはエポキシ系接着剤を用いた。今回の製作においてはファイバー固定用フレーム中でのファイバーどうしの摩擦が大きくおもりによる力だけではファイバーが真っ直ぐ張られないことがあったため、ペンチでファイバーを引っ張ってから錘をかけたり、固定前にファイバーが真っ直ぐ張られていることを目視で確認するなどの対策を行なった。錘をかけながらファイバーを固定している様子を図 4.8 に示す。また、ファイバーどうしの固定前と固定後のファイバーの様子の違いを表したものが図 4.10 である。固定後はファイバーが真っ直ぐ張られていることがわかる。

ファイバーどうしの固定後、錘を全て外しファイバーが真っ直ぐ固定されていることを確認したのち、下側のファイバー固定用フレームを optical セメントで接着した。また、作業後さらに下側に余ったファイバーは切り落とした。X 層全てのファイバーを固定した様子を図 4.11 に示す。



図 4.8: BFT-D X 層のファイバーを錘をかけたがら固定している様子.

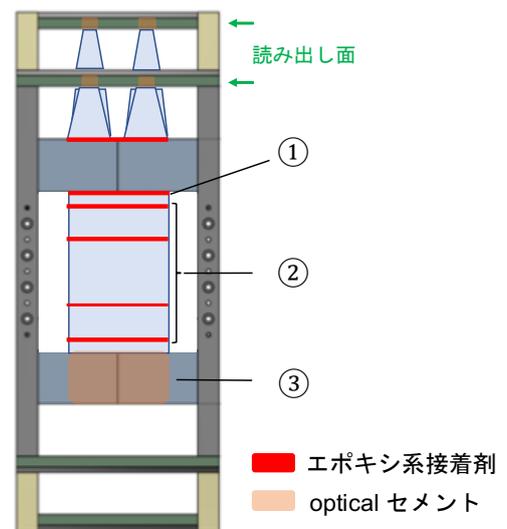


図 4.9: BFT-D X 層ファイバー固定時の接着位置と順番. optical セメントは粘性が低くフレーム内部まで染み込んでいると考えられるため, 図のような表記とした.



図 4.10: 一部のファイバーを固定した様子. 右側 1/3 程度が固定されたファイバーであり, 真っ直ぐ張られている.



図 4.11: BFT-D X 層の全てのファイバーを固定した様子.

4. X' 層のファイバー張り, 固定を行う.

検出器本体の上下を入れ替えてサポートフレームに取り付け直し, X 層と同様の手順でファイバー張り, 固定を行なった. 作業の様子を図 4.12~4.15 に示す.

主な作業工程は X 層と同様であったが、X 層が作業に干渉する影響により次のような変更および作業上の難点が挙げられた。

- 錘をかける際、ファイバーの端が X 層の読み出し面と干渉してしまうため、アクリルのプレートにファイバーを逃すための穴をあらかじめ開けておき、ファイバーを通した(図 4.12～ 4.15 参照)。
- 上側のファイバー固定フレームで接着する際、内側にアクセスできないため接着が外側からのみとなった。
- ファイバーに錘をかけて真っ直ぐ伸ばす際、内側のファイバーが目視できないため、たわみが確認されるファイバーを引っ張り直す等の作業が不可能であった。
- ファイバーどうしを固定する際、内側のファイバーに直接接触することができず、L 字の棒を用いて接着を行なったが作業は困難であった。

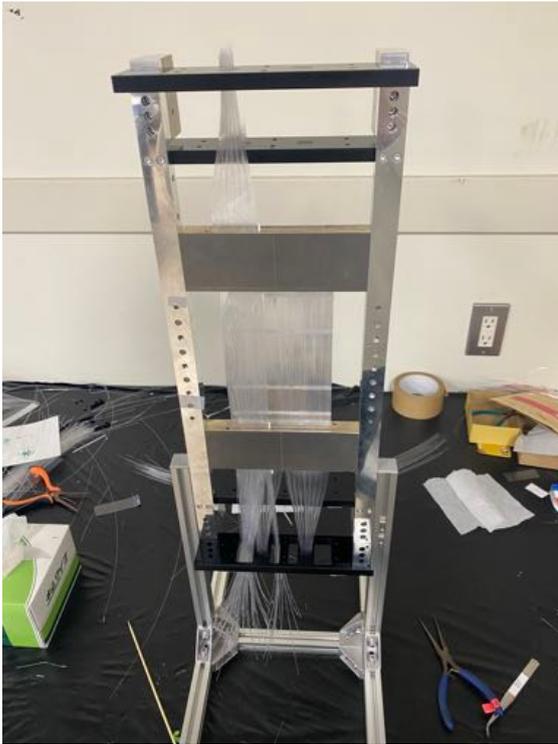


図 4.12: BFT-D X' 層のファイバーを張っている様子.

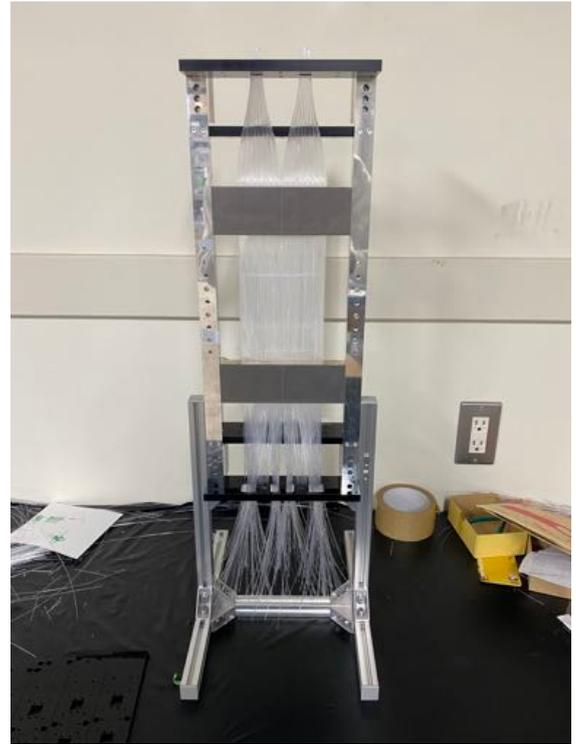


図 4.13: BFT-D X' 層のファイバーを張り終えた様子.



図 4.14: BFT-D X' 層のファイバーを錘をかけながら固定している様子.



図 4.15: BFT-D X' 層のファイバーを固定した様子.

5. 読み出し面を製作する.

読み出し面はアクリルプレートからはみ出たファイバーを切り落とし、端面をやすりがけして製作した。この時やすりがけにより加わる力でファイバーにクラックが生じることを防ぐため、あらかじめエポキシ系接着剤でファイバーの根元を保護してから作業を行なった。

やすりがけには耐水ペーパーの#80, #120, #240, #600, #1500, #2000 を順に使用した。また#240 まではインパクトの先に耐水ペーパーを取り付けたものを使用し、それ以降は手作業で行なった。やすりがけ前の読み出し面の様子を図 4.16 に示す。また、やすりがけ作業中の様子を図 4.17 に示す。手前側の部分はやすりがけ直前の根元の保護が完了した状態であり、奥側はインパクトを用いた作業が終了した状態である。

やすりがけ後、アクリルの枠を読み出し面に取り付け、BFT-D XX' 層の製作を完了した。完成した読み出し面の様子を図 4.18 に示す。また、完成した BFT-D を図 4.19 に示す。



図 4.16: やすりがけ前の読み出し面の様子.



図 4.17: やすりがけをしている様子.

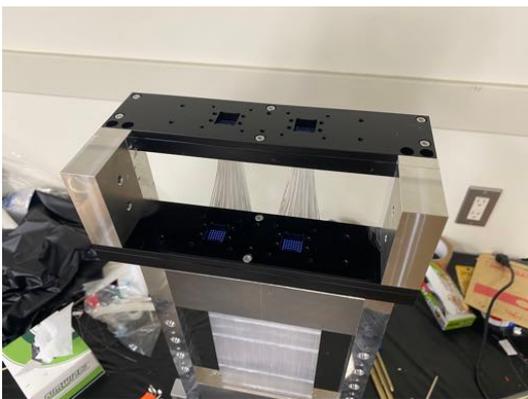


図 4.18: やすりがけ後、アクリルの枠を取り付け完成した読み出し面の様子.



図 4.19: 完成した BFT-D XX' 層の写真.

4.2 以降の BFT-D 製作へ向けた改善点

今回の設計および製作において最も問題となったのは、ファイバー固定用フレーム中でのファイバーの摩擦が非常に大きく、ファイバーを通すのが困難だった点である。これにより作業中にファイバーを傷つけてしまう、錘をかけただけではファイバーがまっすぐ張られない等の検出器の性能に関わる影響が生じ、作業効率も悪くなってしまった。

ファイバーがスムーズに通らなかった主な原因はファイバーを通す穴の間隔を 0.75 mm ピッチで設計したことであると考えられる。これはファイバー径と全く同じ間隔であるため、製造誤差等でファイバーに少しでも太い部分があるとファイバーどうしが当たってしまう。実際、シンチレーションファイバーより 0.01 mm 径の細いファイバーは比較的スムーズに穴を通せることが確認された。そこで以降に製作する BFT-D の層については穴間隔を 0.77 mm ピッチ等で設計することでこの問題については解消されると思われる。

また X' 層の製作において、内側のファイバーにアクセスできないことからファイバー同士を固定する作業において、交互に並んだファイバーのうち内側に接着剤をつけるのが困難であることがわかった。ファイバーどうしの接着後、下側のファイバー固定用フレームを接着したのは、錘をかけながらファイバー固定用フレームの両端を固定することで検出器全体に歪みが

生じるのを懸念したためであった。しかし構造解析により実際には錘によるフレームの歪みはほとんど生じないことがわかった，よって以降の層ではファイバーどうしの固定は行わず，錘をかけた状態で直接ファイバー固定用フレームにて接着するのが良いと考えられる。またファイバー固定用フレームでの接着の際に内側のファイバーにアクセスしやすいよう今後の設計は工夫する必要がある。

第 5 章 BFT-D の性能評価

第 4 章で製作した BFT-D の XX' 層について ^{90}Sr 線源および宇宙線を用いた性能評価実験を行った。本章ではその結果についてまとめる。

5.1 実験セットアップ

まずは、読み出しを行うために BFT-D にテスト用変換基板を取り付けた。テスト用変換基板は MPPC アレイのコネクタからハーフピッチのコネクタに変換するものである。その後さらにキャリブレーション用の LED を検出器内部に取り付け、ブラックシートにより検出器全体の遮光を行い、実験セットアップを用意した。性能評価実験のセットアップの概略図を図 5.1, 5.2 に示す。また、セットアップの写真を図 5.3, 5.4 に示す。

読み出しは VME-EASIROC により行った。VME-EASIROC はアナログ信号を入力することで ADC と TDC を取得し LAN ケーブルによる出力を行う汎用読み出し回路であり、1 つの基板で 64 チャンネルの読み出しが可能である。テスト用変換基板からフラットケーブルを用いて VME-EASIROC に接続を行なった。ADC キャリブレーション用測定の際はクロック信号により LED を発光させながらクロック信号によるトリガーで測定を行なった。また β 線の測定では BFT-D の片側に ^{90}Sr 線源をおき、もう片側に設置した 100 mm \times 100 mm 程度のプラスチックシンチレータをトリガーとして測定を行なった。さらに、宇宙線測定では BFT-D を横倒しにし、上下に置いたプラスチックシンチレータのコインシデンストリガーによる測定を行なった。

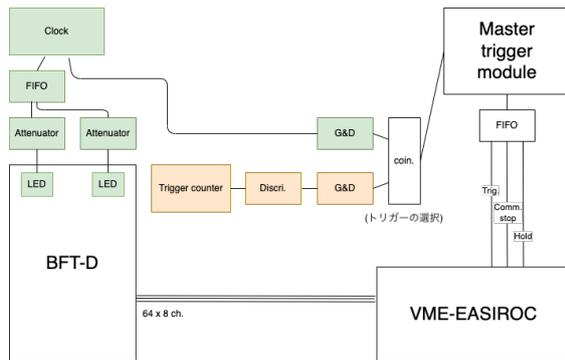


図 5.1: ^{90}Sr 線源を用いた BFT-D XX' 性能評価実験のセットアップ. VME-EASIROC により読み出しを行った. キャリブレーション用のクロックを用いたトリガーと, プラスチックシンチレータを用いたトリガーを用意した.

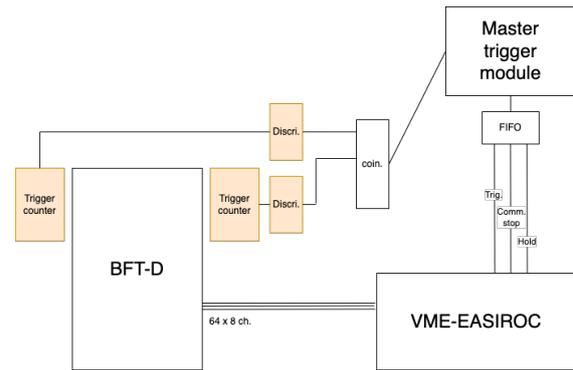


図 5.2: 宇宙線を用いた BFT-D XX' 性能評価実験のセットアップ. VME-EASIROC により読み出しを行った. 2つのプラスチックシンチレータのコインシデンス信号を用いたトリガーを用意した.

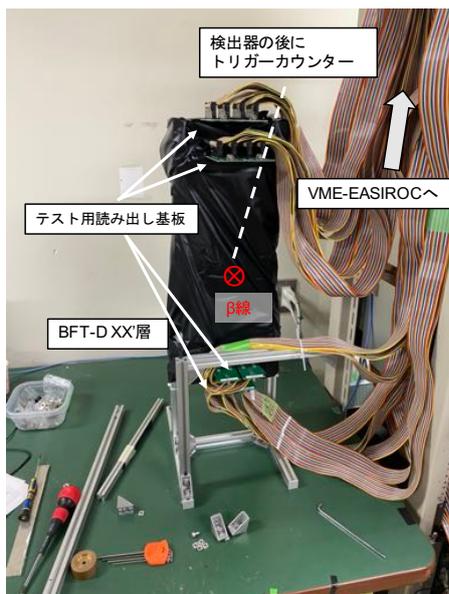


図 5.3: ^{90}Sr 線源を用いた BFT-D XX' 性能評価実験の測定セットアップの写真. 実際の測定時にはさらに BFT-D の後にプラスチックシンチレータを設置した.

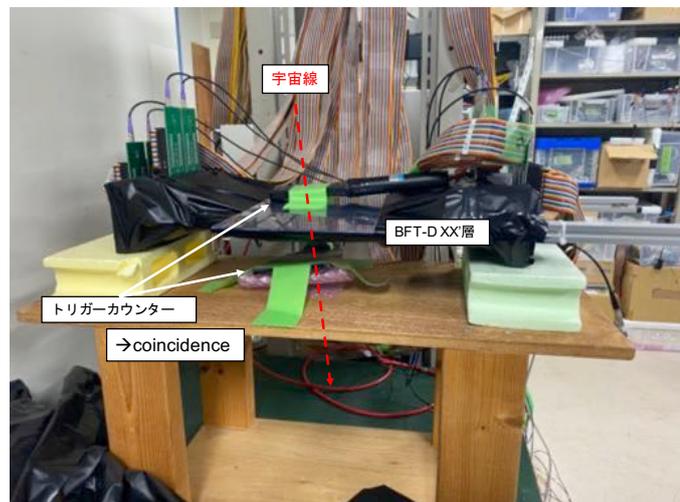


図 5.4: 宇宙線を用いた BFT-D XX' 性能評価実験の測定セットアップの写真.

次に測定条件として MPPC 印加電圧 (HV) と TDC の閾値電圧 (V_{th}) を決定した.

まず MPPC 印加電圧については MPPC の生信号をオシロスコープで見ながらカタログ記載の推奨値 $V_{br} + 3\text{ V}$ 付近まで印加電圧を徐々に上げていき, 十分ゲインが得られた時点での電圧値として $HV = 58.5\text{ V}$ を採用した. ここでオーバーボルテージを求めるためにブレイク

ダウン電圧 V_{br} を調べるため、MPPC の印加電圧を変化させながら 1 photon gain の値の測定を行なった。ここで 1 photon gain は ADC 測定におけるペDESTAL と 1 photon electron (p.e.) に対応するピークの中心値の差として定義している。その結果を図 5.5 に示す。得られたデータ点から 1 次関数で外挿し gain が 0 になる点がブレイクダウン電圧であることから、実測値として $V_{br} = 52.2\text{ V}$ を得た。なお、VME-EASIROC の動作時には MPPC に $\sim -4\text{ V}$ の逆電圧がかかるため、実際に MPPC に加わっている電圧は $HV - 4\text{ V}$ となる。このことから $HV = 58.5\text{ V}$ のときオーバーボルテージは $V_{over} = HV - 4\text{ V} - V_{br} \sim 2.5\text{ V}$ であることがわかった。

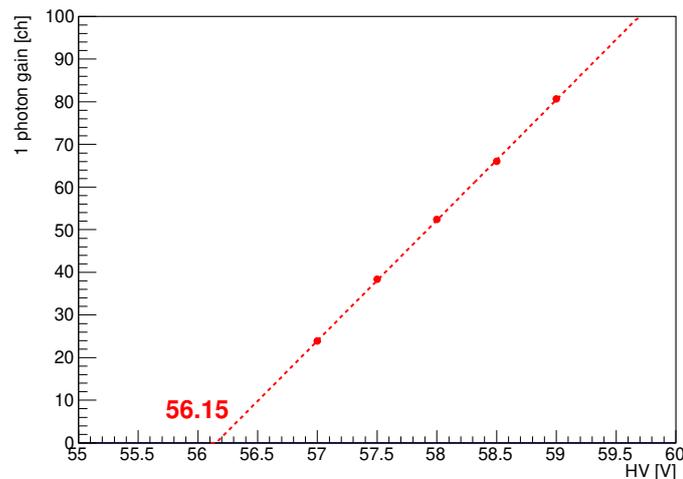


図 5.5: HV と 1 photon gain の関係。

次に TDC の閾値電圧は 2.5 p.e. に対応する電圧値とすることにした。ここで VME-EASIROC を用いた読み出しにおける TDC の閾値電圧は制御用の値である DAC Code 値として入力、変更される。VME-EASIROC には TDC 用の整形回路後 (FS: Fast shaper) の波形およびデジタル信号を出力する機能があるため、それらをオシロスコープを用いて見ながら閾値電圧の設定を行なった。具体的な手順は以下の通りである。また、閾値電圧設定時に確認されたオシロスコープの波形の例を図 5.6 に示す。

- まず 1 つの基板において、オシロスコープで FS 後の波形を見ながらグラウンドレベルおよび 1 p.e., 2 p.e., ..., に対応する波高を確認する。
- DAC Code 値を変化させながらトリガー信号のトリガーで FS 後の波形を見ることで、グラウンドレベルおよび 1.5 p.e., 2.5 p.e., ..., に対応する DAC Code 値を確認する
- この基板で得られたグラウンドレベルと各フォトン数での DAC code 値の差を全ての基板に適用することとする。
- 残りの基板についてグラウンドレベルの DAC Code 値のみ確認を行い、先ほど得られた値から各基板における 1.5 p.e., 2.5 p.e., ..., に対応する DAC code 値を設定する。

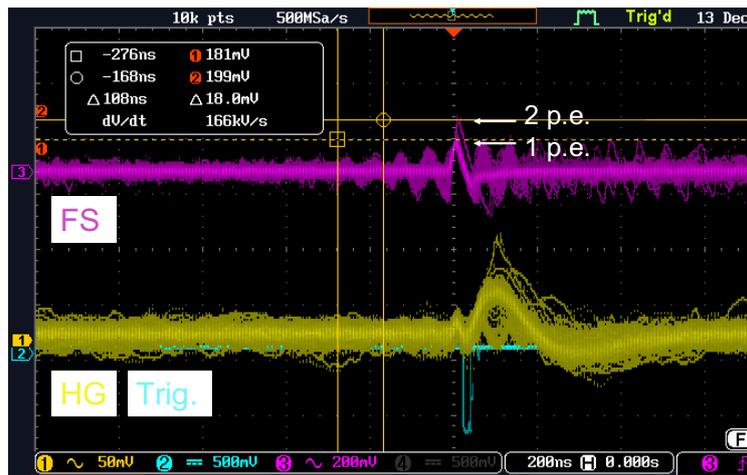


図 5.6: 閾値電圧設定の際に確認されたオシロスコプの波形. 赤が FS の波形, 黄色が High gain out(ADC ラインの整形後のアナログ信号), 青がトリガー信号である.

以上のようなセットアップのもと各測定を行い, データ収集が完了した. 次節以降でこのデータの解析結果を示し, BFT-D の性能評価を行う.

5.2 光量

まず本検出器で検出される光量の評価を行った. 光量は要求性能としての制限はないが, 光量が小さすぎる場合などでは適切な測定が行われなないなど検出効率に直接関わる部分であり, 検出器の性能を評価する指標の一つである. ファイバー検出器における光量は経験則から ~ 15 p.e. 以上であれば十分であることがわかっている. そこで本測定による BFT-D XX' 層の光量の評価を行い, これが十分であるか確認を行なった.

5.2.1 キャリブレーション

まずは事前に取り付けておいた LED 光の測定データを用いてキャリブレーションを行う. キャリブレーション用の測定により各セグメントで図 5.7 のような ADC 分布が得られた. これらの分布からペDESTAL及び 1 p.e. ピークに対しガウスフィッティングを行い, それらの差から 1 photon gain に対応する ch 数を得た. なお, LED とセグメントの位置関係により LED の光量が異なったため, LED にかける電圧を数通り変化させて測定を行った. フィッティングにはペDESTALと 1 p.e. ピークがはっきり見えるデータをセグメントごとに選んで使用している.

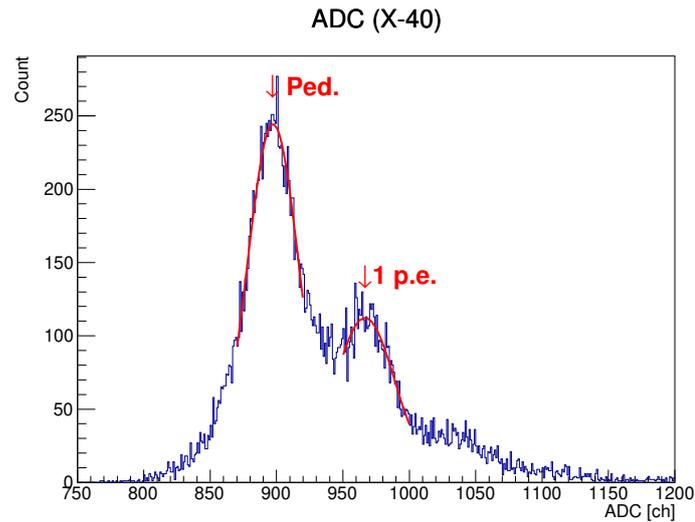


図 5.7: キャリブレーション用の LED 測定で得られた ADC 分布の例. 本図は X 層のセグメント 40 のものである.

また LED を用いた測定では LED 由来のバックグラウンドによりペDESTAL の位置がずれることが知られているため、ペDESTAL のパラメータ用に LED を発光させないでの測定も行った. 得られた ADC 分布はペDESTAL ピークのみが見えるため、ガウスフィッティングを行いペDESTAL に対応する ch 数を得た.

以上の測定により得られたパラメータを用いて次式でキャリブレーションを行った.

$$\text{フォトン数 [p.e.]} = \frac{\text{ADC[ch]} - \text{Pedestal[ch]}}{1 \text{ photon gain[ch]}} \quad (5.1)$$

ここで、このキャリブレーションにより得られたヒストグラムは、2 点のみによるキャリブレーションであることに起因する不定性やキャリブレーション用測定時と性能評価用測定時の室温の違い等により横軸のスケールが異なってしまうことがわかった. しかし全セグメントを足し合わせたこのキャリブレーション後のヒストグラムで各フォトン数のピークは良く見えていることから、各セグメントで相対的には正しくキャリブレーションされており、横軸を定数倍さえすれば正しいキャリブレーションになる考えられた. そこで、式 (5.1) によりキャリブレーションされたヒストグラムを全セグメントで足し合わせたものについて、さらに 7 photon に対応するピークをフィットし得られた値で横軸を定数倍することで最終的なフォトン数のヒストグラムを得た (図 5.8). 実際、各 photon 数のピークが正しく横軸と対応しており、適切なキャリブレーションが行われていることが確認できた.

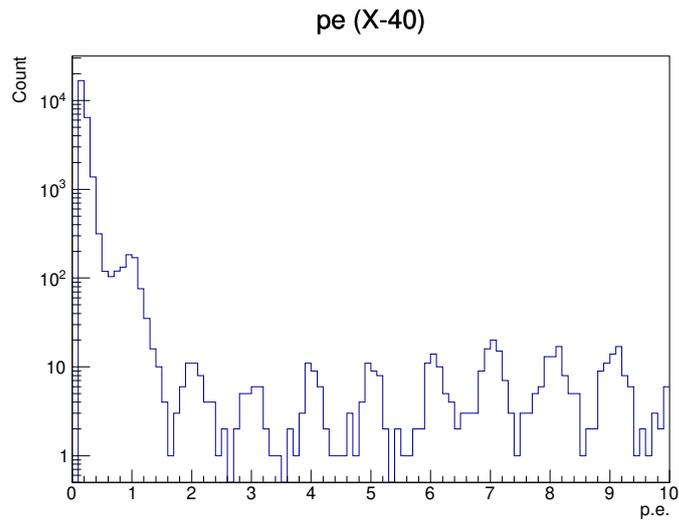


図 5.8: 横軸をスケールしたのちに得られた最終的なフォトン数分布の拡大図 (X 層セグメント 40).

5.2.2 光量の評価

全セグメントのヒストグラムを足し合わせてできたそれぞれの層でのフォトン数の分布を以下に示す. なお, 分布の右側で急激にカウント数が減っていたり, 分布が滑らかでなくなっているのは VME-EASIROC における High Gain アンプ後の信号のサチュレーションによるものである.

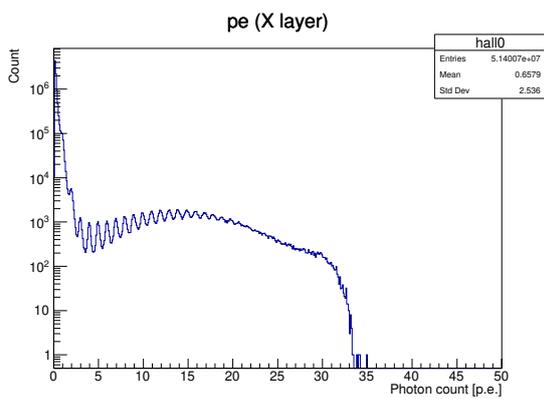


図 5.9: X 層のフォトン数.

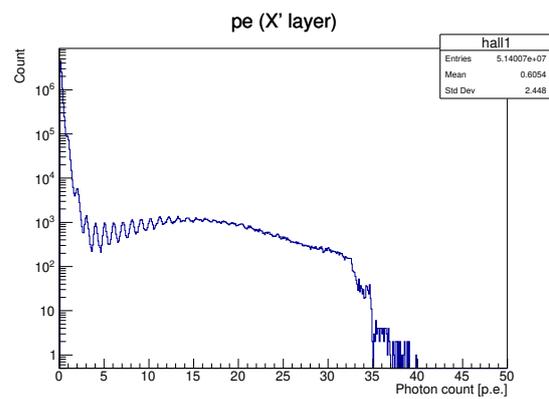


図 5.10: X' 層のフォトン数.

図 5.9, 5.10 に対し, 5 p.e. 以上の分布でガウスフィッティングを行うことでそれぞれの層でのフォトン数の平均を決定した. これにより得られた値は X 層 : 14.9 p.e., X' 層 : 15.1 p.e. であり, X 層 X' 層ともに十分な光量が得られていることが分かった.

5.3 ヒットパターンと検出効率

次に TDC のヒット情報からヒットパターンや multiplicity を見ることで、BFT-D XX' 層が粒子をもっともらしく検出できていることを確認する。また、XX' 層の検出効率が要求性能を満たしているか調べるため、ファイバーの Hit 情報についてクラスタリング処理を行なった後、各層の検出効率の計算を行なった。

5.3.1 ヒットパターンおよび multiplicity

宇宙線の測定によって得られたヒットパターン及び、ヒットしたセグメントの X 層と X' 層の相関がそれぞれ図 5.11, 5.12 と図 5.13 である。なお、これらの図における宇宙線測定のみ、 ^{90}Sr と同様のセットアップで 1 つのトリガーカウンターによる測定であることを断っておく。これは ^{90}Sr による測定ではトリガーバイアスにより正しくヒットパターンが得られず、宇宙線で一様なヒットパターンを見るためのセットアップを用いたためである。

図 5.11, 5.12 から、X 層 X' 層ともに全体の傾向として滑らかなヒットパターンがみられており、検出器が適切に粒子を検出できていると考えられる。ここでヒットパターンで大きく count 数が減っているセグメントがいくつか確認されるが、これらは検出器製作時にファイバーにクラックが生じてしまい、光量が大幅に減少しているセグメントであると考えられる。また、図 5.13 に各層のヒットセグメントの相関を示す。宇宙線の角度により幅が広がっているが正しく相関が確認でき、チャンネルアサイン等も正しく、適切な測定が行われていることが確認できた。

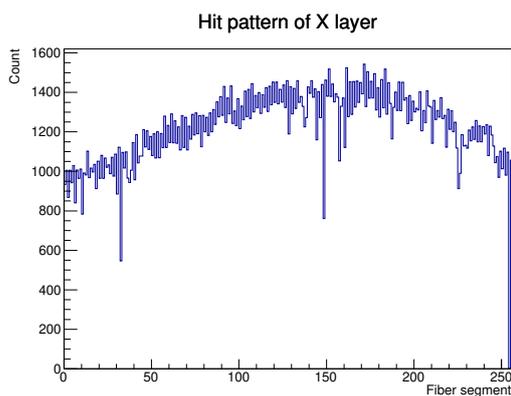


図 5.11: 宇宙線測定で得られた X 層のヒットパターン。

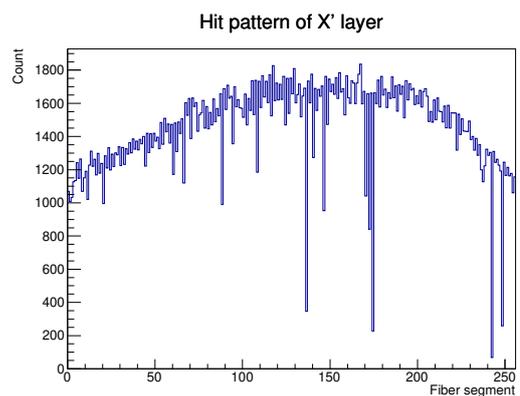


図 5.12: 宇宙線測定で得られた X' 層のヒットパターン。

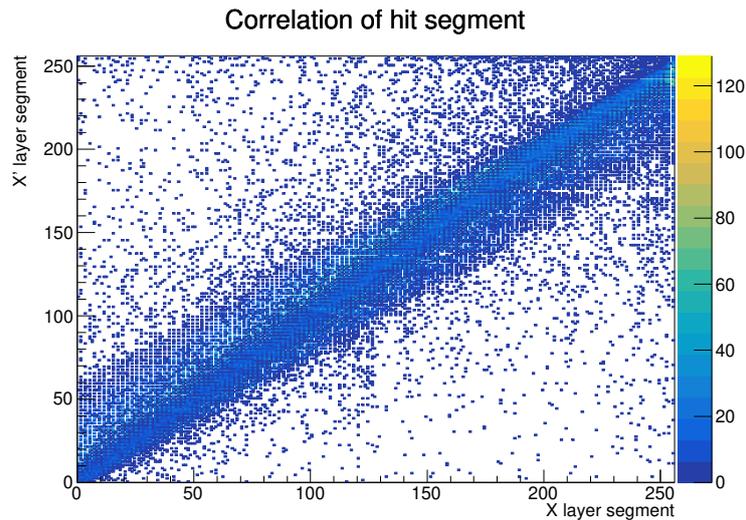


図 5.13: X 層と X' 層のヒットしたセグメントの相関.

次に各層でのヒットの multiplicity を表したのが図 5.14, 5.15 である.

BFT-D の各層はファイバーが交互に重なるように張られており、多くの粒子は 2 つのセグメントにヒットするため multiplicity は 2 が多い分布となることが予想される. 実際、得られた結果もそれに従うものでありもっともらしい結果であると言える. また、X 層に比べて X' 層は multiplicity=1 が多い分布となっている. これは X' 層のファイバー張りの精度が悪くファイバーどうしに隙間がある部分が多いため、交互に重なったファイバーの片側のみヒットするイベントが増加しているためであると考えられる.

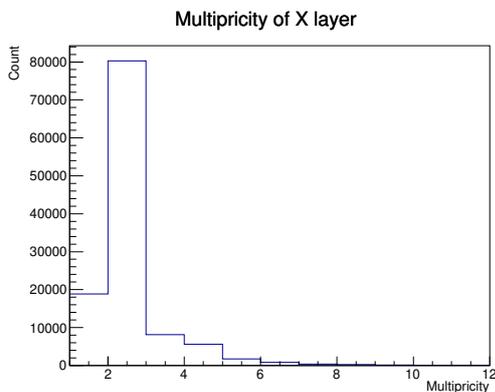


図 5.14: 宇宙線測定で得られた X 層の multiplicity.

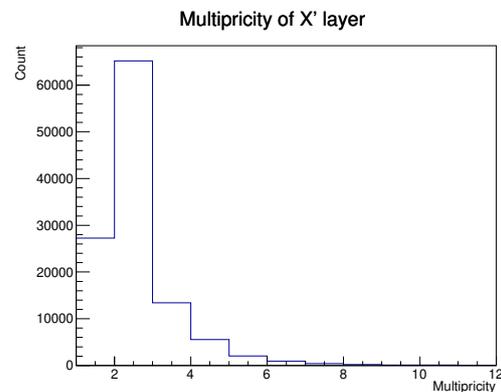


図 5.15: 宇宙線測定で得られた X' 層の multiplicity.

5.3.2 クラスタリング

次にこれらのヒット情報に対してクラスタリング処理を行った. クラスタリング処理は各イベントで近くのセグメントのヒットを 1 粒子によるものとして 1 つのクラスターにまとめる解

析上の処理である。今回は8セグメント以内のヒットをまとめてクラスタリングを行った。各層でのクラスタ数の分布と1つのクラスタに含まれるセグメント数の分布を以下に示す。

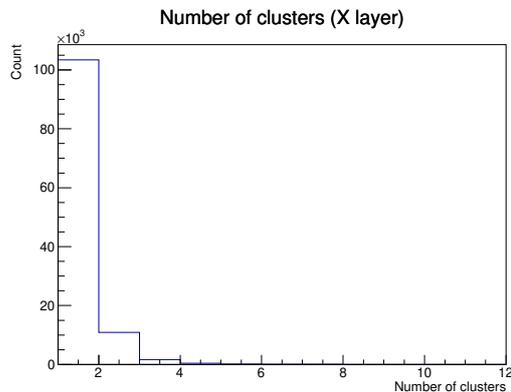


図 5.16: 宇宙線測定で得られた X 層のクラスタ数の分布。

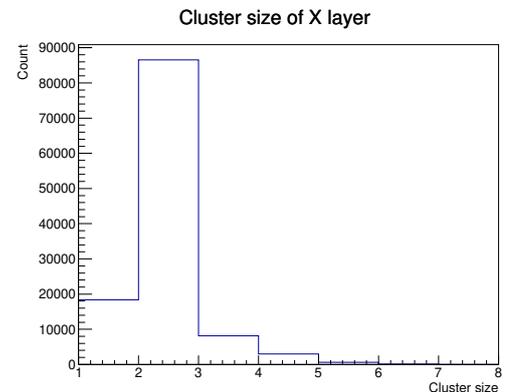


図 5.17: 宇宙線測定で得られた X 層のクラスタサイズの分布。

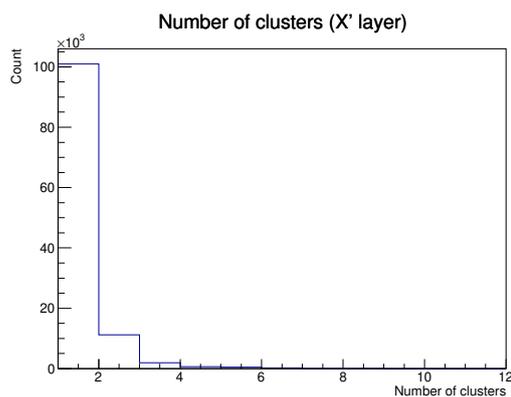


図 5.18: 宇宙線測定で得られた X' 層のクラスタ数の分布。

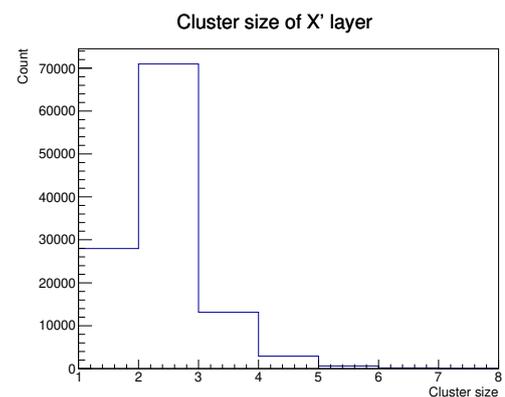


図 5.19: 宇宙線測定で得られた X' 層のクラスタサイズの分布。

図 5.16, 5.18 についてほとんどがクラスタ数 1 の分布になっており、クラスタリング処理によって多くの Hit 情報に関して 1 粒子のイベントであることがわかった。また先述の通り検出される多くの粒子は各層で 2 セグメントにヒットすると考えられるが、これは図 5.17, 5.19 のクラスタサイズの分布とも一致している。このことから適切なクラスタリングが行われていると考えられる。

5.3.3 検出効率

最後に、クラスタリングによって得られるヒット数の分布を用いて各層の検出効率の評価を行う。

検出効率 (Efficiency) の評価は宇宙線のコインシデンストリガーによる測定データを用いて

行った。クラスター数がどちらの層も 1 以下となる 1 粒子によるイベントについて式 (5.2) により X 層の検出効率 (Plane efficiency) を計算した。この際、X' 層のヒットを要求する領域をわけることで、各領域ごとの検出効率も求めた。X' 層についても同様に求め、図 5.20 にその結果を示す。ここで注意すべきは本実験のトリガーカウンター配置では端の領域においては粒子が 2 つの面の有感領域を通過していることを保証できない点である。実際この影響により、図 5.20 の端の領域で見かけ上の Efficiency が大きく下がってしまっていることが確認できる。このため、Plane Efficiency 導出の際はこれらの図における両端の領域を除いた部分で評価を行なった。

$$X \text{ 層の } Efficiency[\%] = \frac{X' \text{ 層にヒットがあり、かつ X 層にヒットがあった事象数}}{X' \text{ 層にヒットがあった事象数}} \times 100 \quad (5.2)$$

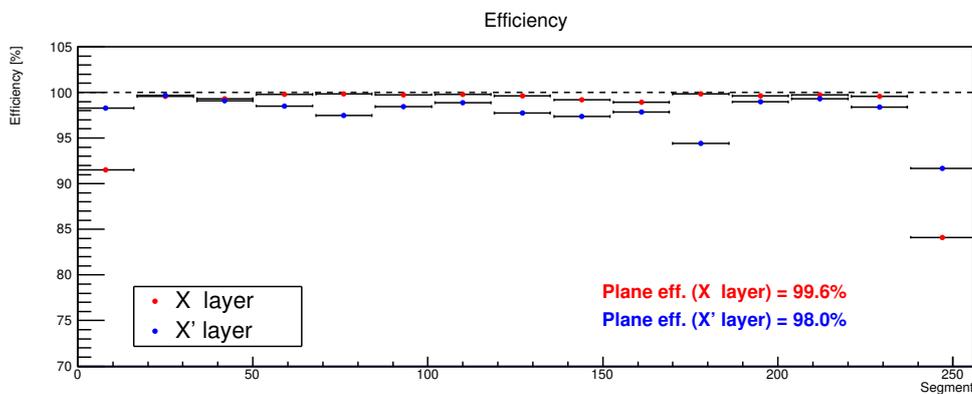


図 5.20: X 層 (赤) と X' 層 (青) の検出効率.

X 層の検出効率の分布は一様に 99% 程度かそれ以上あり、ほとんどの粒子が正しく検出できている結果となった。ただし、中央のセグメント領域で検出効率が少し低下しているのは製作時に生じたクラック等により、粒子を検出しにくくなったセグメントが集中しているためと考えられる。Plane efficiency = 99.6% は 3 で述べた要求性能 $\varepsilon > 96\%$ を大きく上回っており、BFT-D の 12 層全てがこの検出効率であればビーム粒子 Tracking efficiency が 99.9% 以上となるような十分良い性能である。

一方、X' 層の検出効率 98.0% も要求性能 $\varepsilon > 96\%$ は満たしたが、X 層と比較して全体的に検出効率が低く、領域による検出効率のばらつきも大きいことがわかった。全体的な検出効率の悪化は検出器製作上の困難から X' 層の交互に重なったファイバーのうち内側のファイバーを張る精度が低かったことが主な原因であると考えられる。本検出器に使用したシンチレーションファイバーは径の 12% が全反射を起こすためのクラッドと呼ばれる構造になっている。そのため、一切の隙間なくファイバーが並べられたとしても、交互に重なったファイバーの片面のみで 100% の検出効率を得ることは不可能であり、内側のファイバー張り精度が Efficiency に直接寄与することになる。例として交互に重なったファイバーの片面が理想的に

張られており、もう片面のうち10%のファイバーがたわみ等により適切な位置にファイバーが存在しない場合の全体の検出効率を概算する。理想的な片面でクラッド構造により検出できない12%の領域のうち、もう片面でもカバーできなくなる部分が10%存在することになるため、全体としての検出効率は $12\% \times 10\% = 1.2\%$ 程度下がる計算となる。このように、1%程度のX層とX'層の検出効率の差はファイバー張りの精度によって説明できると言える。さらに交互に重なったファイバーは互いに接触しているため、片面の精度が低いファイバーの並びが、もう片面のファイバーの並びを歪めてしまう影響も否定できない。

また、局所的な検出効率の悪化は、X層と同様にクラックが生じたファイバーによるものと考えられる。例えば5.20でX'層の170~187セグメントに対する検出効率は非常に低くなっているが、実際ヒットパターン(図5.12)を見ると明らかにヒット数が少なくなっているファイバーが複数本存在することが確認できる。

これらの原因の根本的な問題は4.2で述べたファイバー固定用フレームを通す際のファイバーの摩擦の大きさであり、他の層では改善された設計によりこの問題が解決されることが期待される。これにより他の層全てで本検出器のX層程度の検出効率を達成できれば今回製作されたX'層を含めてもTracking Efficiency 99%は十分達成可能であると考えられる。しかしもう1つ注意すべき点としてX'層の位置分解能の悪化が挙げられる。今回の検出効率の悪化はX'層のファイバーが真っ直ぐ張られていないことを示唆しており、本研究では他の飛跡検出器を用意できなかったため位置分解能の評価は行わないが、この検出器の使用の可否は今後位置分解能の測定を行い、それを含めて検討する必要があるだろう。

5.4 時間分解能

最後に ^{90}Sr 線源および宇宙線を用いた測定による本検出器の時間分解能の評価をまとめ、BFT-Dの時間分解能に対する要求性能であった $\sigma_{time} < 3.3 \text{ ns}$ が達成されるか確認を行う。また、 ^{90}Sr 線源の測定ではMPPCの印加電圧とTDCの閾値電圧をそれぞれ変化させた測定も行い、それぞれの依存性についても調べた。これらから実際の Λp 散乱実験での測定条件について考察を行う。

5.4.1 キャリブレーション

VME-EASIROCによるTDCの取得において、TDCの1chが1nsに対応することと、common stopモードであることから、TDCのもっともらしいタイミング TDC_0 に対して

$$Time [\text{ns}] = (\text{TDC} [\text{ch}] - \text{TDC}_0 [\text{ch}]) \times \frac{-1 [\text{ns}]}{[\text{ch}]} \quad (5.3)$$

とすれば信号の時間分布に対応する。

各セグメントについて測定で得られたTDC分布に対しガウスフィッティングを行い、 TDC_0 を得たのち、式(5.3)を用いてキャリブレーションを行なった。 ^{90}Sr 線源の測定で得ら

れた TDC 分布の例と、キャリブレーションにより得られた時間分布の例を以下に示す。

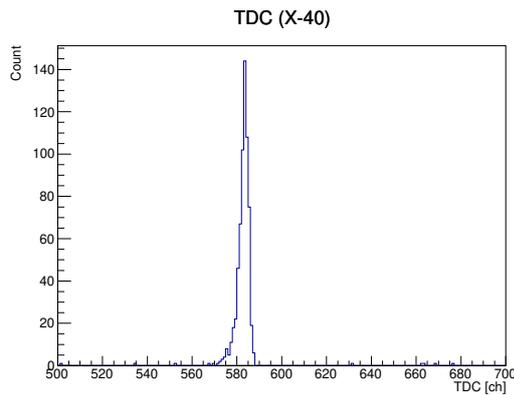


図 5.21: ^{90}Sr 線源の測定で得られた TDC 分布の例 (X 層セグメント 40).

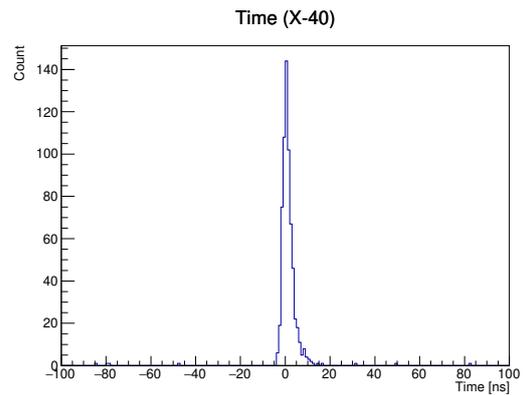


図 5.22: ^{90}Sr 線源の測定で得られた信号の時間分布の例 (X 層セグメント 40).

5.4.2 ^{90}Sr 線源の測定による時間分解能と PHC(Pulse height correction)

各層で前節で得られた信号の時間分布を全セグメント分足し合わせ、層ごとの信号の時間分布を得た。さらに、それらの分布に対しガウスフィッティングを行うことでガウス分布の σ を時間分解能として評価を行った。

^{90}Sr 線源測定による信号の時間分布と、フィッティングで得られた時間分解能について図 5.23, 5.23 に示す。また、分布を足し合わせる前の各セグメントの分布に対しても同様に時間分解能を求め、セグメントと時間分解能の関係を表したものが図 5.25, 5.26 である。

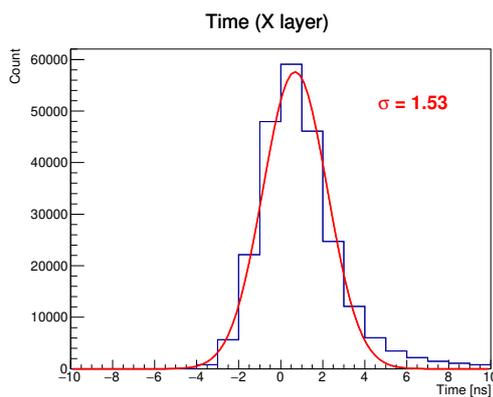


図 5.23: ^{90}Sr 線源の測定で得られた BFT-D X 層の時間分布。

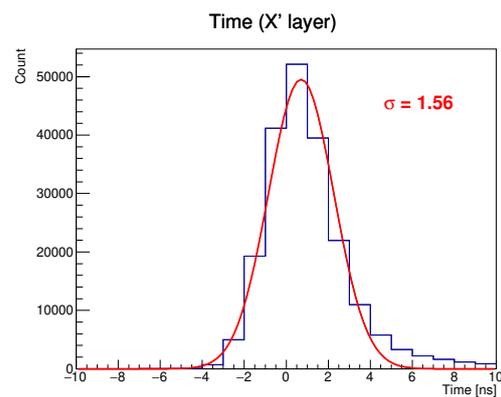


図 5.24: ^{90}Sr 線源の測定で得られた BFT-D X' 層の時間分布。

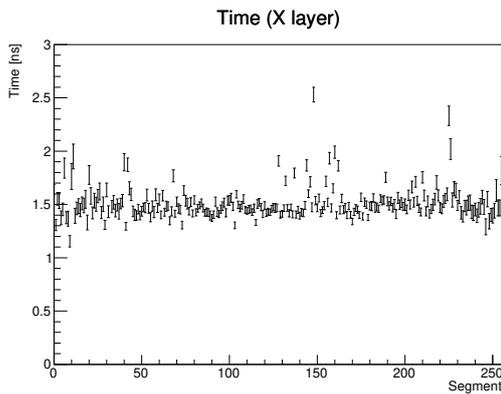


図 5.25: ^{90}Sr 線源の測定で得られた BFT-D X 層のセグメントごとの時間分解能.

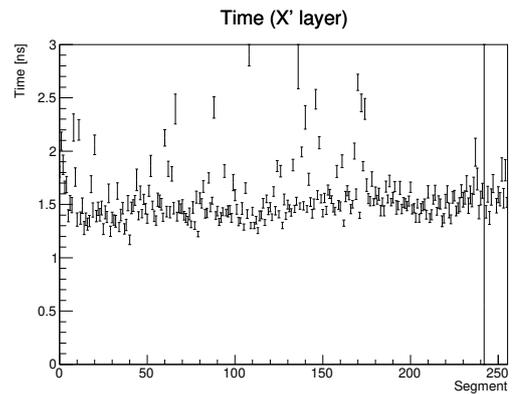


図 5.26: ^{90}Sr 線源の測定で得られた BFT-D X' 層のセグメントごとの時間分解能.

図 5.23, 5.23 の結果から ^{90}Sr 線源の測定による BFT-D の時間分解能は X 層が 1.53 ns, X' 層が 1.56 ns と求められた. いずれもファイバー検出器としてもっともらしい時間分解能であり, 要求性能を満たす結果であることが確認できた. また図 5.25, 5.26 より, ほとんどのセグメントで期待されるような時間分解能になっていることが分かる. セグメントごとの多少のばらつきはケーブルやコネクタ等に依存したノイズレベルのばらつきの大きさが主な原因であると考えられる.

図 5.23, 5.23 の分布の右側にみられる裾は ADC と TDC の相関により生じるものである. 図 5.27 のように TDC 信号のタイミングはアナログ信号の波高に依存し, 波高が小さくなるほど TDC のタイミングは遅くなっていく.

ここで, TDC と波高情報の相関の補正 (PHC: pulse height correction) を行うことを考える. 本実験では ADC を取得しているが計画中的 Λ_p 散乱実験では BFT-D は TDC 情報のみを取得する予定であるため, 波高情報として TOT (Time Over Threshold) を用いることとする. ここで TOT は信号が閾値電圧を上回っている時間であり, 波高が高いほど長く, 小さいほど短くなる (図 5.27) ため波高情報として扱うことができる値である.

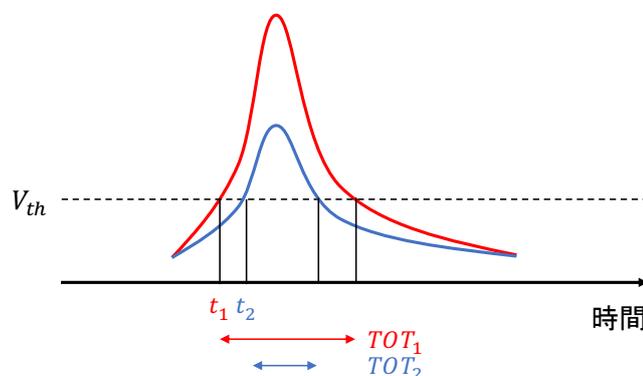


図 5.27: アナログ信号の波高と TDC のタイミング, TOT の関係.

時間と TOT の相関について 2 次関数 $y = ax^2 + bx + c$ でフィッティングを行い、得られたパラメータを用いて以下の式で補正を行った。

$$CTime = Time - \left(a(TOT)^2 + b(TOT) + c \right) \quad (5.4)$$

ここで、Time は補正前の時間、CTime が補正後の時間である。PHC による補正前と補正後の、時間と TOT の相関の例を以下に示す。PHC により相関が適切に補正されていることが分かる。

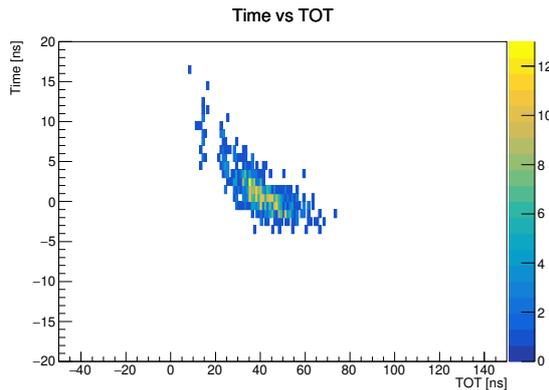


図 5.28: PHC 前の時間と TOT の相関の例 (X 層セグメント 40).

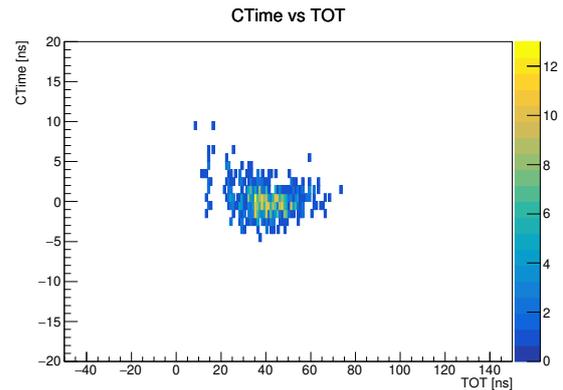


図 5.29: PHC 後の時間と TOT の相関の例 (X 層セグメント 40).

各セグメントに PHC を施したのち、補正後の時間分布を用いて補正前と同様に時間分解能の評価を行った。PHC 後の各層での時間分布及び各セグメントの時間分解能の結果を図 5.30~5.33 に示す。PHC により時間分解能が向上し、時間分布の右側に見えていた裾も消えていることが確認できた。時間分解能はそれぞれ X 層では $\sigma_{time} = 1.28 \pm 2.10 \times 10^{-3}$, X' 層では $\sigma_{time} = 1.31 \pm 2.32 \times 10^{-3}$ と求められ、要求性能を満たす結果であることが確認された。

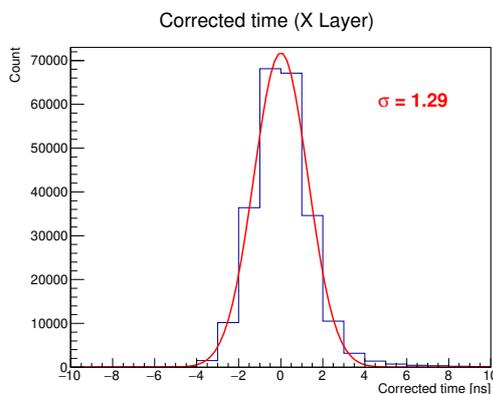


図 5.30: ^{90}Sr 線源の測定で得られた BFT-D X 層の PHC 後の時間分布。

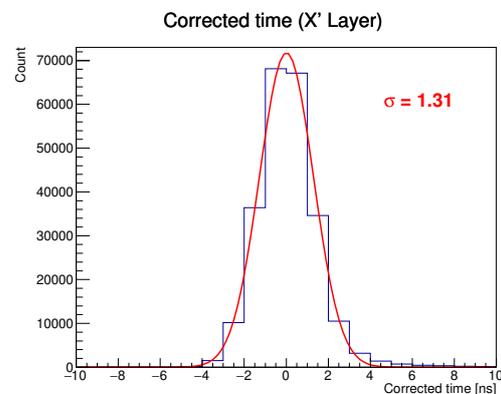


図 5.31: ^{90}Sr 線源の測定で得られた BFT-D X' 層の PHC 後の時間分布。

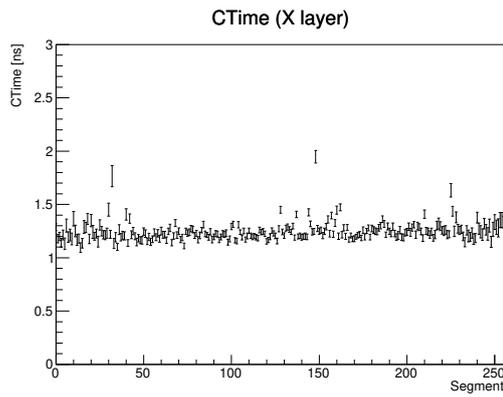


図 5.32: ^{90}Sr 線源の測定で得られた BFT-D X 層のセグメントごとの時間分解能 (PHC 後).

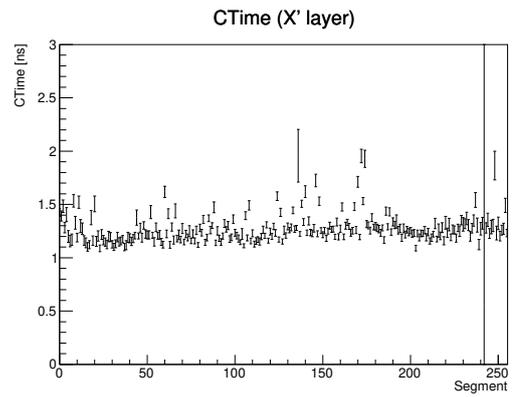


図 5.33: ^{90}Sr 線源の測定で得られた BFT-D X' 層のセグメントごとの時間分解能 (PHC 後).

5.4.3 宇宙線測定による時間分解能

前節と同様に宇宙線の測定データを用いて時間分解能の評価を行なった. PHC を行なった後の各層の時間分布を以下に示す. 時間分解能は X 層, X' 層ともに $\sigma = 1.59 \text{ ns}$ であり, 宇宙線測定においても要求性能を十分満たす時間分解能が得られることが確認できた.

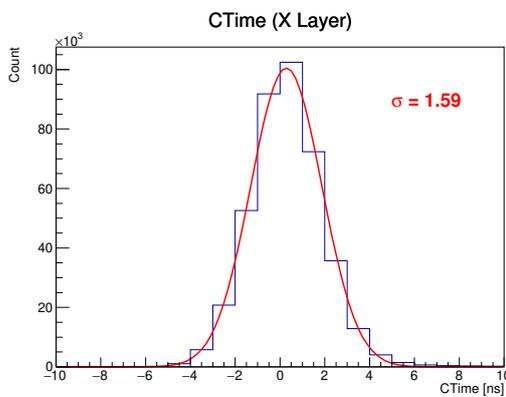


図 5.34: 宇宙線測定で得られた BFT-D X 層の PHC 後の時間分布.

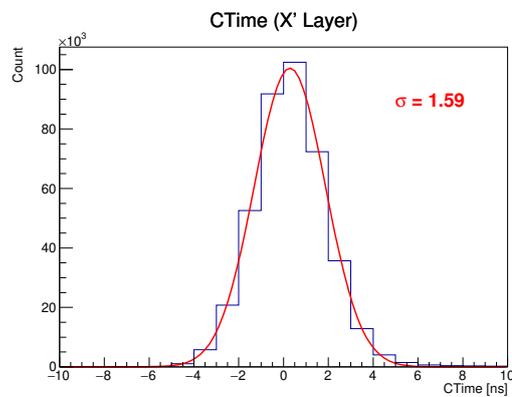


図 5.35: 宇宙線測定で得られた BFT-D X' 層の PHC 後の時間分布.

5.4.4 閾値電圧依存性

次に BFT-D のオペレーションの条件として TDC の閾値電圧を変化させたとき, 時間分解能がどう変化するか確認を行う. 本実験ではこれまでの $V_{th} = 2.5 \text{ p.e.}$ に加え, $V_{th} = 4.5 \text{ p.e.}$ での測定を行なった. これらの結果をまとめたものを図 5.36 に示す.

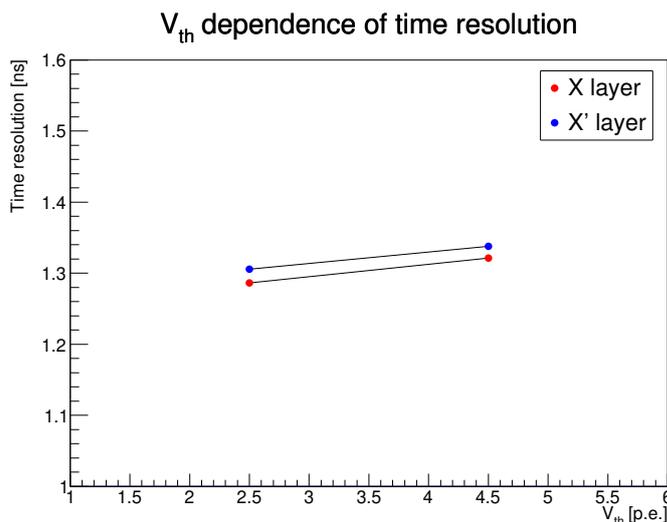


図 5.36: 時間分解能の閾値電圧依存性.

図 5.36 からわかるように, $V_{th} = 4.5$ p.e. の測定における時間分解能も要求性能を十分満たしており, 閾値電圧の変化による時間分解能の変化はほとんど見られないことがわかった.

実際の Δp 散乱実験において今回の実験環境と比べてノイズが大きくなる可能性がある. しかし, この結果からノイズが落としきれない場合は V_{th} をあげることで対処しても十分な時間分解能で測定が可能であることがわかった.

5.4.5 MPPC の印加電圧依存性

ここまでの測定における MPPC の印加電圧 $HV = 58.5$ V はブレイクダウン電圧 V_{br} に対して +2.5 V 程度で, 十分なゲインが得られていた. 一方 MPPC アレイのカタログによる推奨値は +3.0 V となっている. そこで推奨値に変更することで時間分解能や検出効率が向上するかどうかを確認するため, $HV = V_{br} + 3.0$ V で ^{90}Sr 線源の測定を行なった.

また高レート環境において読み出し基板が正常に動作する範囲は基板に流れ込む電流量で決定されるため, 印加電圧を小さくした方が電流量は小さくなりレート耐性が高くなる. したがって, 実際の実験では時間分解能や検出効率が悪化しない範囲で小さな印加電圧で動作させるのが望ましい. そこで印加電圧を小さくした場合の変化を見るために $HV = V_{br} + 2.0$ V の測定も行なった.

印加電圧に対する PHC 後の時間分解能の変化と X 層の検出効率の変化を以下に示す. なお, 検出効率については ^{90}Sr 線源の測定セットアップの都合上, X 層の結果のみ示した. また宇宙線測定の検出効率と比較すると小さい値となっているが, コインシデンストリガーを用いていないために実際は粒子が 2 層を通過していない事象が増えていることが主な原因である.

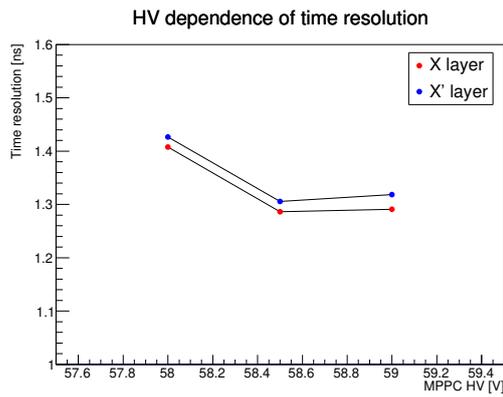


図 5.37: 時間分解能の MPPC 印加電圧依存性.

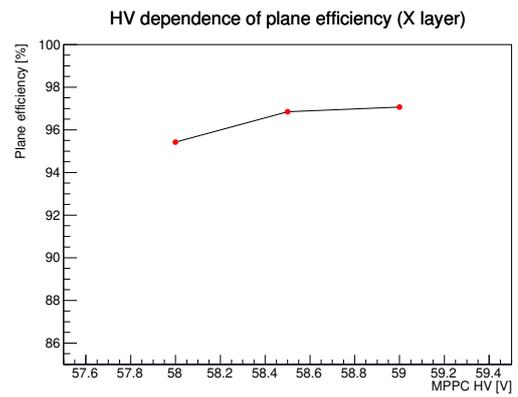


図 5.38: X 層の検出効率の MPPC 印加電圧依存性.

図 5.37 の通り, $HV = 58.5 \text{ V}$, 59.0 V での時間分解能はほとんど変化がない一方で, 印加電圧を小さくした $HV = 58.0 \text{ V}$ のみ時間分解能が悪化する結果となった. このことから十分なゲインが得られる範囲であれば時間分解能の MPPC 印加電圧依存性は無く, $HV = 58.0 \text{ V} \sim 58.5 \text{ V}$ で時間分解能が悪化し始めることがわかった. いずれの時間分解能も要求性能は満たしているが, 同じバンチ内のビーム粒子トラッキングの分離能力を考えると時間分解能は良い値であるほど好ましく, この変化は無視できない. また図 5.38 から検出効率についても $HV = 58.0 \text{ V}$ のみ他と比較して数%小さい結果であり, $HV = 58.0 \text{ V} \sim 58.5 \text{ V}$ で悪化し始めることがわかった. 以上の結果から実際の実験で MPPC の印加電圧を可能な限り小さくすることを考えた場合には, $HV = 58.5 \text{ V}$ 程度で動作させるのが望ましいと考えられる.

第6章 まとめと今後の展望

ストレンジネス核物理の目的の1つはバリオン間相互作用の研究により、クォークから核力を理解することである。バリオン間相互作用のうち YN 相互作用は数少ない散乱データから理論モデルが構築されてきたが、そのような状況を打開するため Σp 散乱実験 (J-PARC E40) が行われ、新たな散乱実験の手法が確立された。近年は YN 相互作用の作用の多体効果を明らかにすることが重要となってきた。そのためには新たな散乱手法による系統的な YN 散乱実験のデータから2体の YN 相互作用を精密に決定し、ハイパー核分光による多体力研究の基盤を作ることが重要である。

そこで我々は J-PARC に新設される K1.1 ビームラインで新たな Λp 散乱実験 (J-PARC P86) を行うことを計画している。本研究ではこの実験に用いられるビーム飛跡検出器, BFT-D について一連の開発を行なった。

まず, BFT-D を用いた実験セットアップの飛跡検出精度が散乱事象を捉えるのに十分であるか確認するため, いくつか異なるファイバー径を用いた BFT-D を含めたセットアップによる Geant4 シミュレーションを行なった。その結果, ファイバー径に関わらず $\pi^- p \rightarrow K^0 X$ に関する vertex 分解能として約 5.3 mm, missing mass の分解能として約 4.5 MeV が得られた。これらはいずれも Λp 散乱事象を捉えるには十分な分解能であり, BFT-D を用いた実験セットアップでの Λp 散乱実験が可能であることが確認された。またこの時に必要なビームタイムの見積もりも行い, 偏極分解能の測定に必要な 30M Λ beam を得るには 21.6 日, 減偏極の測定に必要な 50M Λ beam を得るには 36.0 日と見積もられた。

次にシミュレーションの結果や J-PARC E40 実験のビームに関するデータから BFT-D の要求性能について検討し, それぞれ位置分解能 $\sigma_{pos.} < 0.14$ mm, 時間分解能 $\sigma_{time} < 3.3$ ns, セグメントあたりのレート $R < 1$ MHz, Plane efficiency $\epsilon > 96\%$ と決定した。また, これらと E40 実験のデータを基に使用するシンチレーションファイバーの径やセグメント数を決定し, BFT-D の設計を行なった。BFT-D は XX', UU', VV' で2層ごとのモジュールとして分けられた形の設計とした。

次に設計した BFT-D のうち, XX' 層の製作を行い, BFT-D の製作方法を確立した。また, 本研究により製作上の課題点がいくつか上がったため, 今後製作する BFT-D のモジュールに関しては設計を改善する必要があることがわかった。

最後に ^{90}Sr 線源と宇宙線を用いて, 製作した BFT-D XX' 層の性能評価を行なった。時間分解能は ^{90}Sr 線源で約 1.3 ns, 宇宙線で約 1.6 ns であり, いずれも要求性能を満たすことがわかった。また, 検出効率は X 層で 99.6%, X' 層で 98.0% とどちらも要求性能を満たしている。

が、X'層がX層と比べて低いことがわかった。X'層の検出効率の低さは先に述べた製作上の課題に由来すると考えられるため、今後改善をもとに製作するBFT-Dの他の層に関しては十分な性能が得られることが期待される。

今後の課題としてまずBFT-Dの他の層の製作および性能評価がある。現在はUU'層を製作中であり、本研究を踏まえた設計の改善により特にU'層で十分な検出効率を得られるかが重要である。また、本研究では評価を行うことはできなかったが、位置分解能も非常に重要な性能の1つである。従って、今後新たに製作されるBFT-Dの他の層と共に測定を行い、粒子のトラッキングから位置分解能を評価することが必要である。さらに、本研究では ^{90}Sr 線源と宇宙線を用いた測定による性能評価しか行えなかったが、 Λp 散乱実験に向けて高レート下における動作も検証する必要がある、今後実際のビームを用いた性能評価実験を行う必要があるだろう。

謝辞

本論文は多くの方々のご指導やご協力のもと執筆することができました。心より感謝いたします。

指導教員である三輪浩司准教授には、基本的な物理から論文執筆のアドバイスに至るまで、研究室に配属されてからあらゆる面でご指導いただきました。私は勉強不足な部分が多く研究においても三輪准教授に甘えてしまうような点多かったと思います。しかし三輪准教授がお忙しい中でもいつも時間を作ってください相談や質問に丁寧に対応してくださったおかげで本研究をここまで進めることができました。本当に心より感謝申し上げます。

田村裕和教授にはミーティングで研究に関してご助言をいただいたり、ゼミ等で、物理について多くのことを教えていただきました。私がこの研究室への所属を希望したのは、田村教授が研究室紹介でストレンジネス核物理について熱心に語るのを聞いたのがきっかけでした。修士2年までの短い期間でしたが、J-PARCでのストレンジネス核物理研究に携わることができたことを誇りに思います。ありがとうございました。

KEKの本多良太郎准教授にもグループ内ミーティングで多くのご助言をいただきました。自分では気づけなかった点をよく指摘していただき、研究に関する視野が広がったとともにグループで研究している実感が湧き研究のモチベーションにもつながりました。ありがとうございました。

鶴養美冬准教授、早川修平助教、KEKの高橋俊行教授、JAEAの市川裕大氏、山本剛史氏、藤田真奈美氏、同じ研究グループの先輩である赤澤雄也氏、七村拓野氏にはJ-PARCでの実験で大変お世話になりました。始めて触る施設や装置の使い方などを一から丁寧に教えてくださったり、いつも実験室内を明るい雰囲気にしていただいたりして、非常に楽しく有意義にJ-PARCでの実験に参加することができました。ありがとうございました。

中村哲教授、金田雅司助教、永尾翔助教、吉田純也助教には研究室内での報告等でご助言やご指導をいただきました。感謝申し上げます。

技術職員の梅津裕生氏には特にBFT-Dの設計に際して相談に乗っていただいたり、製図を担当していただいたりと大変多くのご協力をいただきました。検出器の部品の納期等を時間が限られた中で調整していただき、なんとか実機の製作まで行うことができました。感謝申し上げます。

秘書の高橋あゆみ氏、佐々木幸恵氏には研究生生活でのあらゆる面でサポートしていただき、ありがとうございました。

大学の先輩である外山裕一氏、叶内萌香氏、石川裕勇二氏、板橋浩介氏、上原圭太氏、Any

Rogers 氏, 秋山タケル氏, 奥山和樹氏, 梶川俊介氏, 坂尾 珠和氏には研究生生活において様々なことを教えていただいたり, ご助言をいただいたりしました. 特に同じグループの坂尾さんには解析でわからないことを教えていただいたりと, 頼りがいのある先輩でした. 大変ありがとうございました.

大学の同期の鎌田健人氏, 北岡智真氏, 水野征哉氏, 中村雄紀氏, 藤原友正氏は研究に関することはもちろん, それ以外にもくだらない話もできる関係として仲良くしていただきました. コロナの影響で会える機会が減ってしまったのは残念でしたが, 同期の存在はかけがえのないものだったと感じます. ありがとうございました.

大学の同じグループの後輩である森野泰斗氏, 大浦文也氏, 大橋和真氏, 千葉隆司氏は特に出張先で仲良くしていただいたり, 本研究の準備を手伝っていただいたりしました. 修士1年の2人はとても優秀でミーティング等での発表を見ていつも刺激を受けさせられていました. また, 大橋君には BFT-D の製作作業において大変多くのご協力をいただきました. これがなければ本研究をここまで進めることは難しかったと思います. 本当にありがとうございました.

最後に, 大学院修了までの生活を金銭的にも精神的にも支えてくれた両親にお礼を申し上げます. いつも私に期待を寄せ, 考えを尊重してくださったおかげで充実した学生生活を送ることができました. 就職後は今まで受けた恩を少しずつでも返せるように, 努力を忘れず日々過ごしていきたいと考えております. 心より感謝申し上げます.

参考文献

- [1] S. Ishikawa, M. Tanifuji, Y. Iseri, and Y. Yamamoto, Phys. Rev. C 69, 034001 (2004).
- [2] F. Eisele, et al., H. Filthuth, W. Foehlich, V. Hepp, and Gunter Zech. Phys. Lett., Vol 37B, (1971) pp. 204-206
- [3] G. R. Charlton, et al., Phys. Lett., Vol 32B, (1970)
- [4] J. K. Ahn et al., Nucl. Phys. A 648 (1999) pp. 263-279.
- [5] Y. Kondo et al., Nucl. Phys. A 676 (2000) 371
- [6] J. K. Ahn et al., Nucl. Phys. A 761 (2005) 41.
- [7] T. Nanamura et al., Few Body Syst. 62 (2021) 4, 110
- [8] K. Miwa et al., Phys. Rev. C 104 (2021) 4, 045204
- [9] M. M. Nagels, T. A. Rijken, and Y. Yamamoto, Phys. Rev. C 99, 044003 (2019).
- [10] Y. Fujiwara, Y. Suzuki, and C. Nakamoto, Prog. Part. Nucl. Phys. 58, 439 (2007).
- [11] J. Haidenbauer, S. Petschauer, N. Kaiser, U.-G. Meißner, A. Nogga, and W. Weise, Nucl. Phys. A 915, 24 (2013).
- [12] J. Haidenbauer, U.-G. Meißner, and A. Nogga, Eur. Phys. J. A 56, 91 (2020).
- [13] K. Miwa et al., Measurement of the differential cross section and spin observables of the Λp scattering with a polarized Λ beam
- [14] D. Lonardononi et al., Phys. Rev. Lett. 114, 092301 (2015).
- [15] J. J. Jones et al., Phys. Rev. Lett. 26, 860 (1971).
- [16] T. M. Knasel et al., Phys. Rev. D 11, 1 (1975).
- [17] T. O. Binford et al., Phys. Rev. 183, 1134 (1969).
- [18] R. D. Baker et al., Nucl. Phys. B 141, 29 (1978).
- [19] K. Miwa ミーティング内部資料
- [20] 坂尾 珠和, $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ 反応を用いた Λp 散乱実験手法の開拓, Master's Thesis.
- [21] Extension of the J-PARC Hadron Experimental Facility - 3rd White Paper -
- [22] Y. Ishikawa, Graduation research.
- [23] Y. Akazawa et al., arXiv:2109.12236 [physics.ins-det]
- [24] 池田 迪彦, シグマ陽子散乱実験のための BGO カロリーメータシステムの構築, Master's thesis
- [25] 藤岡 徳菜, 大強度 π ビームを用いた新たな $\Sigma^- p$ 散乱実験手法の構築, Master's thesis
- [26] 松田 董平, J-PARC での散乱実験による ΣN 相互作用についての研究, Master's thesis

付録 A シンチレーションファイバー

BFT-D に用いるシンチレーションファイバーを選定するため、テスト用検出器を製作しシンチレーションファイバーのテストを行った。本章ではこのテスト実験で得られた結果をまとめ、ファイバー検出器実機に使用するファイバーを決定する。

A.1 テスト用検出器の製作

本実験では kuraray 製のシンチレーションファイバーを用いてテスト器の製作を行った。用いたシンチレーションファイバーはそれぞれ $0.5\text{ mm}\phi$, $0.75\text{ mm}\phi$, $0.5\text{ mm}\square$, $0.75\text{ mm}\square$ の 4 種類である。

ファイバーの形状により構造に違いがあり、丸のファイバーはシンチレーション光をファイバー内で反射させるための構造であるクラッドが 2 重であるのに対し、四角のファイバーは 1 重である。一方で丸のファイバーを用いるデメリットとして厚さが均一でないという点があげられる。

検出面はアルミ製のフレームにファイバーを敷き詰めて上から蓋するようにねじ止めする形 (図 A.1 参照)、読み出し面は黒アクリルの穴にファイバーを固定し端面をやすり掛けすることで製作した。チャンネル数は 0.5 mm のものが 63ch, 0.75 mm のものが 31ch である。

製作したテスト用検出器の写真は図 A.2 である。

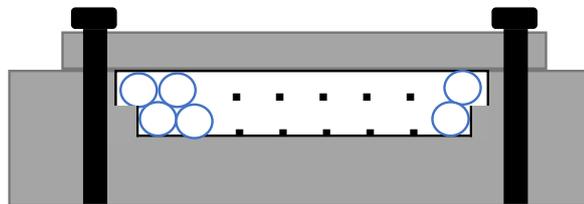


図 A.1: ファイバーテスト用検出器の検出面の断面の概略図。青い丸がファイバー、灰色がアルミ製のフレームを表している。



図 A.2: ファイバーテスト用検出器の写真. 4種類のシンチレーションファイバーを用いて製作した.

A.2 ファイバーテスト実験

A.2.1 測定セットアップ

製作した検出器4台を重ねて ^{90}Sr 線源のベータ線の測定を行った. ^{90}Sr 線源の測定セットアップの模式図と実際のセットアップの様子をそれぞれ図 A.3, 図 A.4 に示す.

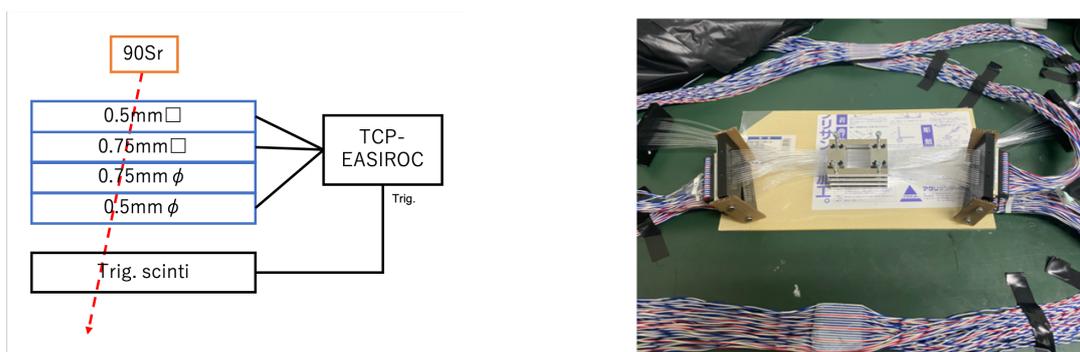


図 A.3: ファイバーテスト実験のセットアップ 図 A.4: ファイバーテスト実験のセットアップの模式図. (写真).

読み出しは ADC と TDC の取得が可能な読み出し用回路である TCP-EASIROC で行った. また, MPPC と読み出し面の接続は MPPC が載った基板を読み出し面にねじ止めで固定することで行った. この時用いた MPPC は S13360-1350PE(0.5 mm ϕ , 0.75 mm ϕ , \square ,) と S13360-1375PE(0.5 mm \square) である. 測定の際の印加電圧は以下の通りである. これらの値はブレイクダウン電圧 + 4.5 V 程度になるように設定した.

トリガーは重ねたテスト検出器のさらに下に設置したプラスチックシンチレータを用いた。

A.2.2 結果

キャリブレーション

ベータ線の測定により各チャンネルについて図 A.5 のような ADC のヒストグラムが得られた。

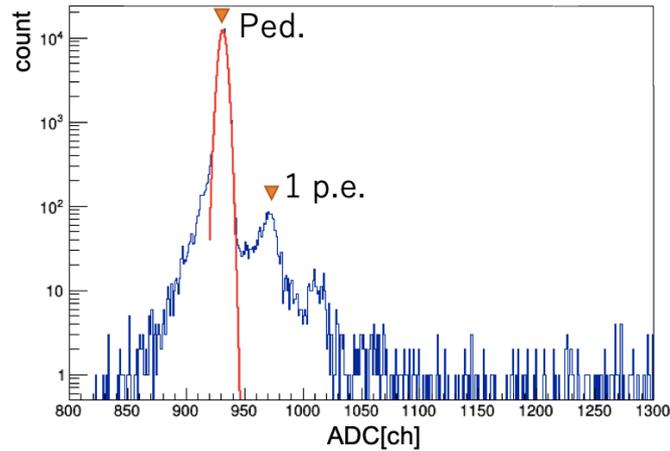


図 A.5: ファイバーテスト実験で得られた ADC とキャリブレーションの様子。

これらについて、ペDESTALと 1 photon ピークのフィッティングを行い、得られたペDESTALピーク (*Ped.*), 及び 1photon ピークとペDESTALピークの差 (*1 p.e. gain*) を用いて式 (A.1) でキャリブレーションを行った。

$$\text{フォトン数 [p.e.]} = \frac{\text{ADC [ch]} - \text{Ped. [ch]}}{\text{1p.e.gain [ch]}} \quad (\text{A.1})$$

光量

キャリブレーションにより各 layer での光量のヒストグラムが得られた。他の layer で 5photon 以上のヒットがあることを要求した時の、 ^{90}Sr 線源のベータ線に対する各 layer での最大 photon 数を表したのが図 A.6 である。なお、0.75 mm \square , 0.75 mm ϕ , 0.5 mm ϕ と線源から遠い layer になるにしたがって 0photon のイベントが多くなっている。これはヒットを要求している面が線源に近くなる影響により accidental coincidence によるバックグラウンドが増えていることが原因であると考えられる。

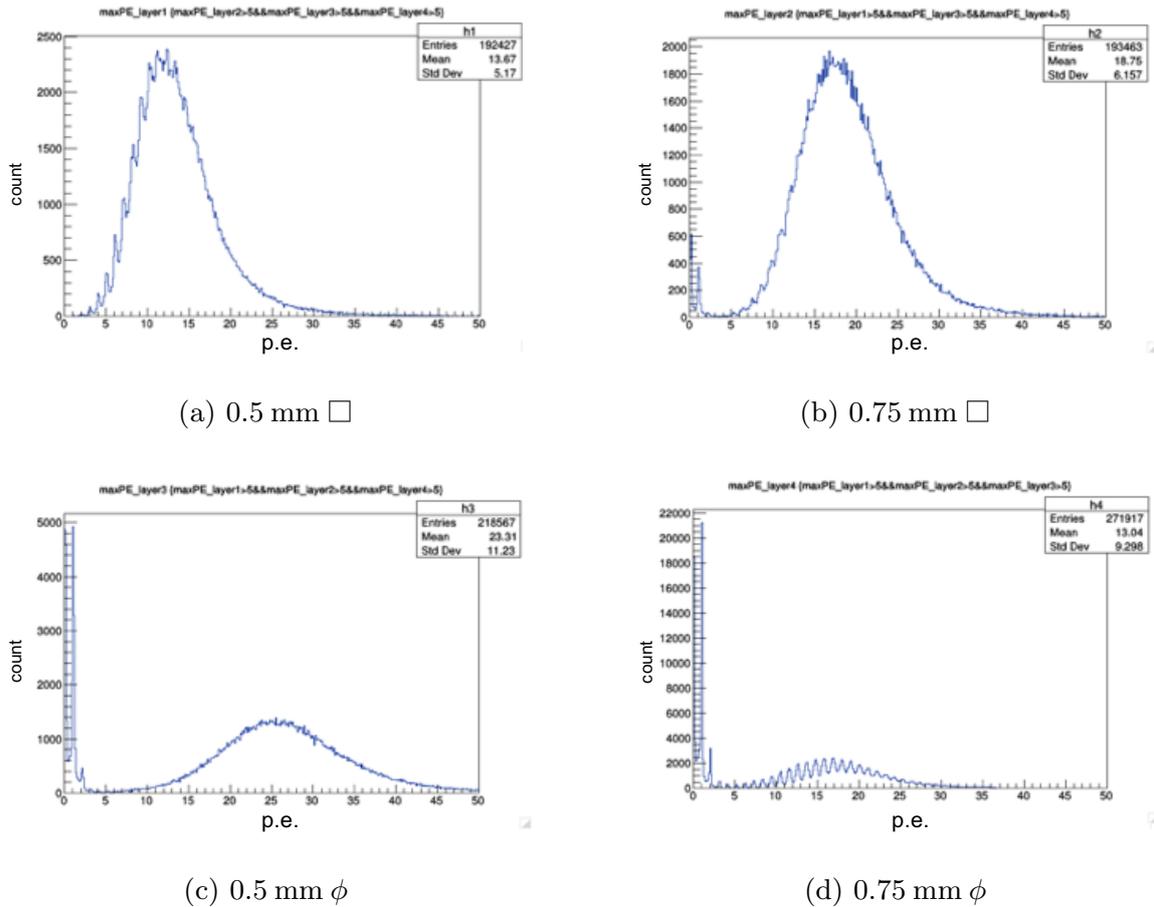


図 A.6: 各 layer の光量

図 A.6 についてペDESTALを除いた部分に対しガウス分布でフィッティングを行い、その平均値を各 layer でのフォトン数の平均とした。その結果を表 A.1 に示す。

ファイバー太さ [mm]	0.5	0.75
四角	12.20	17.89
丸	17.95	25.99

表 A.1: 各 layer のフォトン数平均

A.2.3 考察

まず各 layer の光量について、経験的に 15photon 程度あればファイバー検出器に用いるのに十分であるとわかっており、0.5 mm □のファイバーを除いて検出器実機に使用可能であると考えられる、また、本実験で四角のファイバーは同じ太さの丸ファイバーに比べ光量が大きく減少していることが分かった。これは先述したクラッドが四角は1重しかないという構造の違い、また丸ファイバーのほうが対称性が良くファイバー内での光の反射のロスが少ないこと

が原因として考えられる.

付録 B BFT-D XX' 層 チャンネルアサイン

BFT-D XX' 層のファイバーのセグメント番号と MPPC アレイ (S14826(ES1)) を対応させたチャンネルアサインを図 B.2 に示す。図 B.2 中の数字は図 B.1 に示すファイバーセグメントの番号と対応している。また、 8×8 の並び順は MPPC1~8 全て X 層を手前に置き、読み出し面を正面から見た際の向きである。

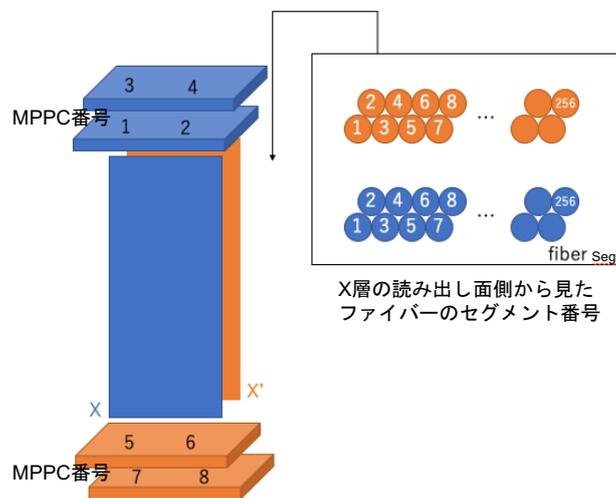


図 B.1: BFT-D XX' 層のファイバーセグメントの並び.

MPPC1

15	31	47	63	79	95	111	127
13	29	45	61	77	93	109	125
11	27	43	59	75	91	107	123
9	25	41	57	73	89	105	121
7	23	39	55	71	87	103	119
5	21	37	53	69	85	101	117
3	19	35	51	67	83	99	115
1	17	33	49	65	81	97	113

MPPC2

143	159	175	191	207	223	239	255
141	157	173	189	205	221	237	253
139	155	171	187	203	219	235	251
137	153	169	185	201	217	233	249
135	151	167	183	199	215	231	247
133	149	165	181	197	213	229	245
131	147	163	179	195	211	227	243
129	145	161	177	193	209	225	241

MPPC3

16	32	48	64	80	96	112	128
14	30	46	62	78	94	110	126
12	28	44	60	76	92	108	124
10	26	42	58	74	90	106	122
8	24	40	56	72	88	104	120
6	22	38	54	70	86	102	118
4	20	36	52	68	84	100	116
2	18	34	50	66	82	98	114

MPPC4

144	160	176	192	208	224	240	256
142	158	174	190	206	222	238	254
140	156	172	188	204	220	236	252
138	154	170	186	202	218	234	250
136	152	168	184	200	216	232	248
134	150	166	182	198	214	230	246
132	148	164	180	196	212	228	244
130	146	162	178	194	210	226	242

MPPC5

113	97	81	65	49	33	17	1
115	99	83	67	51	35	19	3
117	101	85	69	53	37	21	5
119	103	87	71	55	39	23	7
121	105	89	73	57	41	25	9
123	107	91	75	59	43	27	11
125	109	93	77	61	45	29	13
127	111	95	79	63	47	31	15

MPPC6

241	225	209	193	177	161	145	129
243	227	211	195	179	163	147	131
245	229	213	197	181	165	149	133
247	231	215	199	183	167	151	135
249	233	217	201	185	169	153	137
251	235	219	203	187	171	155	139
253	237	221	205	189	173	157	141
255	239	223	207	191	175	159	143

MPPC7

114	98	82	66	50	34	18	2
116	100	84	68	52	36	20	4
118	102	86	70	54	38	22	6
120	104	88	72	56	40	24	8
122	106	90	74	58	42	26	10
124	108	92	76	60	44	28	12
126	110	94	78	62	46	30	14
128	112	96	80	64	48	32	16

MPPC8

242	226	210	194	178	162	146	130
244	228	212	196	180	164	148	132
246	230	214	198	182	166	150	134
248	232	216	200	184	168	152	136
250	234	218	202	186	170	154	138
252	236	220	204	188	172	156	140
254	238	222	206	190	174	158	142
256	240	224	208	192	176	160	144

図 B.2: BFT-D XX' 層のチャンネルアサイン.