

修士論文

Ξ ハイパー核精密分光に向けた
多チャンネル有感標的の開発



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

概要

u, d クォークで構成される核子に対し、それらに次いで軽い s クォークを構成要素に持つ粒子をハイペロンという。核子やハイペロンの間に働くバリオン間相互作用のモデルは、これまで主に、ストレンジネス量子数 $S = -1$ の系である $\Lambda(\Sigma)$ ハイパー核から得られる実験事実を基に構築されてきている。これには、核力のモデルとして導入された中間子交換モデルをフレーバー SU(3) に拡張することで理解が進められてきた。一方 $S = -2$ の系では、数例のダブル Λ ハイパー核事象と、 Ξ ハイパー核の存在を示唆する事象が知られている程度と実験情報は極めて乏しく、バリオン間相互作用の理論モデルの不定性の大きな要因となっている。そのため、 Ξ ハイパー核の存否の決定ならびに Ξ ハイパー核分光は急務となっている。J-PARC E70 実験では、 (K^-, K^+) 反応を用いた欠損質量法による Ξ ハイパー核の精密分光を準備している。実験は大強度 K^- ビームを有する J-PARC K1.8 ビームラインにて行い、新設した高分解能磁気スペクトロメータ S-2S を駆使することにより高統計・高エネルギー分解能の測定を実現する。これらに加え、アクティブファイバー標的 (AFT) を導入することにより、精密分光に対するさらなる感度向上を目指す。

AFT は 3 mm 径のシンチレーションファイバーから構成され、ファイバー中の炭素を標的として用いる。ファイバーは入射 K^- ビームと直交するように配置され、 $xx' yy'$ を 1 セットとした、計 9 セット・900 本からなるマルチファイバー標的である。シンチレーション光はファイバー両端から読み出し、総チャンネル数は 1800 ch に上る。AFT を導入することにより、シンチレーションファイバーの発光量から K^\pm 粒子の標的中でのエネルギー損失をイベントごとに直接測定することが可能となる。その結果、エネルギー分解能 $2 \text{ MeV}_{\text{FWHM}}$ の測定が実現できる。先行研究 [9] から、ファイバー 1 本あたりのエネルギー分解能は J-PARC E70 実験で要求される $\Delta E/E < 10\%$ を満たすことが示されている。

本研究では、E70 実験で用いる実機の 1/3 にあたる 3 セット分を試作し、東北大学電子光物理学研究センター (ELPH) にて 800 MeV/c の陽電子ビームを用いたマルチファイバー性能試験を行った。AFT の各ファイバーへの陽電子の入射位置・角度を測定するため、AFT の前後に 1 mm 径のファイバーからなる粒子飛跡検出器を設置した。シンチレーション発光量と検出効率の入射粒子位置・角度依存性やファイバーごとのばらつき、また、ファイバー組み立て精度、位置分解能などの諸性質について報告する。

目次

第 1 章	序論	7
1.1	ストレンジネス核物理	7
1.2	$S = -2$ の物理	9
1.2.1	ハイブリッドエマルジョン実験	9
1.2.2	カウンター実験	10
1.2.3	理論的要請	11
1.3	J-PARC E70 実験	13
1.3.1	J-PARC	13
1.3.2	実験の概要	15
1.3.3	J-PARC E05 実験とその結果	18
第 2 章	アクティブファイバー標的 (AFT)	21
2.1	目的	21
2.2	構成	22
2.2.1	シンチレーションファイバー	24
2.2.2	Multi-Pixel Photon Counter (MPPC)	25
2.2.3	VME-EASIROC	26
2.3	エネルギー分解能 (越川修論)	29
2.4	開発事項	31
2.5	AFT 試作機の設計と製作	31
2.5.1	治具の開発	33
2.5.2	MPPC 基板の開発	33
2.5.3	ファイバー端面加工	37
第 3 章	マルチファイバー性能試験	39

3.1	目的	39
3.2	実験セットアップ	39
	3.2.1 Small Scifi Tracker (SST)	43
3.3	データ収集系	43
3.4	ゲイン合わせ	44
3.5	測定項目	46
第 4 章	解析	49
4.1	MPPC が光ったとする条件	49
	4.1.1 ADC のゲイン調整	49
	4.1.2 TDC タイミングカット	52
4.2	飛跡再構成	52
4.3	AFT の位置合わせ	54
4.4	AFT の検出効率	58
4.5	エネルギー分解能	67
第 5 章	議論と展望	73
5.1	AFT 本作の製作にあたって	73
5.2	ノイズの除去	75
第 6 章	まとめ	77
参考文献		81

目次

1.1	中性子星内部における粒子の存在比率	8
1.2	中性子星の R-M 曲線。ハイペロンの出現する状態方程式 (GS1 や GM3) では 2 倍の太陽質量を持つ中性子星を説明できない。	8
1.3	長良イベント	9
1.4	美濃イベント	9
1.5	木曾イベント	10
1.6	実線は Ξ^- 粒子の感じる Woods-Saxon ポテンシャルの深さ V_0^Ξ を変えた時の理論曲線を示す。	11
1.7	$^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応により生成される $^{12}_\Xi\text{Be}$ の予想励起スペクトル	12
1.8	ESC08a を仮定した理論計算に実験のエネルギー分解能を考慮した予想励起スペクトル	13
1.9	J-PARC およびその周辺施設を俯瞰した写真	14
1.10	ハドロン実験施設の全体図	15
1.11	J-PARC E70 実験のセットアップ	16
1.12	S2S の写真。(a) が Q 磁石、(b) が D 磁石を示す。	17
1.13	S-2S の運動量アクセプタンス	17
1.14	J-PARC E05 実験のセットアップ	18
1.15	素過程 $p(K^-, K^+)\Xi^-$ の欠損質量スペクトル	19
1.16	素過程 $p(K^-, K^+)\Xi^-$ における散乱断面積の入射 K^- 運動量依存性	19
2.1	Ξ ハイパー核生成イベントにおける β の分布図。 Ξ ハイパー核からの崩壊粒子である π^- や陽子も図示している。	22
2.2	AFT の概念図	23
2.3	ファイバー並べ方	23
2.4	シンチレーションファイバーの概念図	25

2.5	MPPC S13360-3075PE	26
2.6	VME-EASIROC の側面部分の写真	27
2.7	EASIROC の内部回路	28
2.8	HOLD 信号のタイミングで保持される信号。青色の線が HOLD 信号を示し、黄色のアナログ信号がピークのタイミングで電圧が保持されている。	29
2.9	1 本のファイバーでのエネルギー損失に対するエネルギー分解能	30
2.10	AFT を使って運動量を補正することにより束縛エネルギーのエネルギー分解能が回復することを示したシミュレーション結果	30
2.11	AFT 試作機概念図	32
2.12	AFT 試作機	32
2.13	AFT 試作機有感領域	32
2.14	テスト治具断面図	33
2.15	BFT 実機の写真	34
2.16	BFT で使用された MPPC 基板の写真	34
2.17	BFT で使用された中継基板の設計図	35
2.18	AFT 試作機に使用した MPPC 基板の写真。右図は MPPC 基板に中継基板が取り付けられている面を示す。	36
2.19	MPPC 基板と中継基板の配線図	36
2.20	中期基板の終端抵抗の値を変えた際のアナログ信号。	37
2.21	AFT 試作機にファイバーを通した状態の写真	38
2.22	ファイバー端面の加工手法による違い。左側がニッパで切ったのみ、右側が研磨剤で磨いた状態。	38
3.1	実験セットアップ	40
3.2	実際の実験セットアップの様子	41
3.3	下流から見た電子線形加速器	41
3.4	BST リング	42
3.5	RTAGX	42
3.6	SST	43
3.7	DAQ	44
3.8	ToT 分布	45

3.9	1 台の VME-EASIROC で見た ToT の 2 次元ヒストグラム。横軸は MPPC のチャンネル。縦軸は ToT 分布。	46
3.10	ビーム計数率	47
4.1	ADC ^{raw} 分布	50
4.2	ペDESTAL の位置を 0 に、ピークの位置を 1 にゲイン調整した ADC 分布	51
4.3	TDC と ADC の 2 次元相関	52
4.4	飛跡構成の例。AFT と SST との間隔は省略している。光ったファイバーを赤く、飛跡を青い直線で示してある。	53
4.5	1 つの層からは 1 本のファイバーだけを飛跡構成に使用する。	54
4.6	AFT の光ったファイバーと飛跡の残差 Δx	55
4.7	AFT の光ったファイバーと SST で構成した飛跡との残差 Δx	56
4.8	AFT の位置を補正した後の AFT の光ったファイバーと SST で構成した飛跡との残差 Δx	57
4.9	検出効率の定義	58
4.10	1 セット目の各層での検出効率。横軸は各層におけるファイバーを示す。赤色、黒色の点はそれぞれ ϵ_{AND} 、 ϵ_{AND} を示す。	59
4.11	2 セット目の各層での検出効率。横軸は各層におけるファイバーを示す。赤色、黒色の点はそれぞれ ϵ_{AND} 、 ϵ_{AND} を示す。	60
4.12	3 セット目の各層での検出効率。横軸は各層におけるファイバーを示す。赤色、黒色の点はそれぞれ ϵ_{AND} 、 ϵ_{AND} を示す。	61
4.13	層ごとに平均をとった検出効率。赤色、黒色の点はそれぞれ ϵ_{OR} 、 ϵ_{AND} を示す。	62
4.14	傾きを持った飛跡と AFT ファイバーとの位置関係	63
4.15	x-z 平面内での直線の傾き	64
4.16	x-z 平面内での直線の傾き	64
4.17	傾きの小さな直線を選んだ時の検出効率 (7 層目)	65
4.18	検出効率の ADC_{thr} 依存性。各点はある層における平均を示す。	66
4.19	検出効率の Rad^{eff} 依存性。各点はある層における平均を示す。	66
4.20	前後に位置するファイバーにおけるビームの通過距離	67
4.21	前後に位置するファイバーの ADC 相関。赤い曲線はエネルギー損失が通過距離に比例するとした時の理想的な ADC の関係を示す。	68
4.22	ファイバーの中心付近を通過した場合の ADC 分布	69

4.23	70
4.24	前後に位置するファイバーのペDESTAL補正後の ADC 相関。赤い曲線はエネルギー損失が通過距離に比例するとした時の理想的な ADC の関係を示す。.....	71
4.25	ファイバーの中心付近を通過した場合のペDESTAL補正後の ADC 分布 .	71
5.1	8 層目 16 番目のファイバー両端から読みだしている MPPC の ADC2 次元相関。.....	74

第 1 章

序論

1.1 ストレンジネス核物理

物質を構成する陽子・中性子はアップクォーク ($u, m_u = 2.2^{+0.6}_{-0.4}$ MeV) とダウンクォーク ($d, m_d = 4.7^{+0.5}_{-0.4}$ MeV) からなる。この u, d クォークに次いで軽いストレンジクォーク ($s, m_s = 96^{+8}_{-4}$ MeV) を含めた世界を考えることにより、核子の世界には現れない新しく多彩なクォーク・ハドロン多体系を調べることができる。ストレンジネス核物理の意義は、これら 3 つのクォークが織りなす世界の多様性から核物理の理解を深めることにある。

ストレンジネス核物理の主たる目的は二つあり、一つ目は QCD をベースにして記述できるハドロンの系をより多体な系に広げるための橋渡しをすることである。標準模型に現れる 6 つのクォークのうち、比較的質量が軽く近い u, d, s クォークを統一的に扱い、これまでの核物理が構築してきた核子間相互作用のモデルを $SU(3)_f$ 対称性の元に理解を押し広げることで強い相互作用の理解をより深めることが可能となる。また、この考察から核子間相互作用において重要な課題となっている斥力芯の起源やスピン軌道力の解明にもつながる。

二つ目は高密度環境下におけるバリオンの振る舞いを解明することである。中性子星のような高密度環境下ではフェルミエネルギーが中性子と Λ 粒子の質量差を上回るため、 Λ 粒子などのハイペロンが自然に出現する (図 1.1) と考えられている [7]。一方、近年の観測により太陽質量の 2 倍の中性子星が発見され、核物質の状態方程式に強い制限がかけられた [3]。図 1.2 に示す通り、ハイペロンや K 中間子凝縮のようなエキゾチック物質が出現する状態方程式はこの制限の対象となったため、中性子星内部でのハイペロンの存否が危ぶまれる状況となっている。これをハイペロンパズルといい、矛盾のないバリオン間相互作用モデルを構築するためにはさらなる実験情報、特に高密度での実験情報が必要不可欠

となっている。

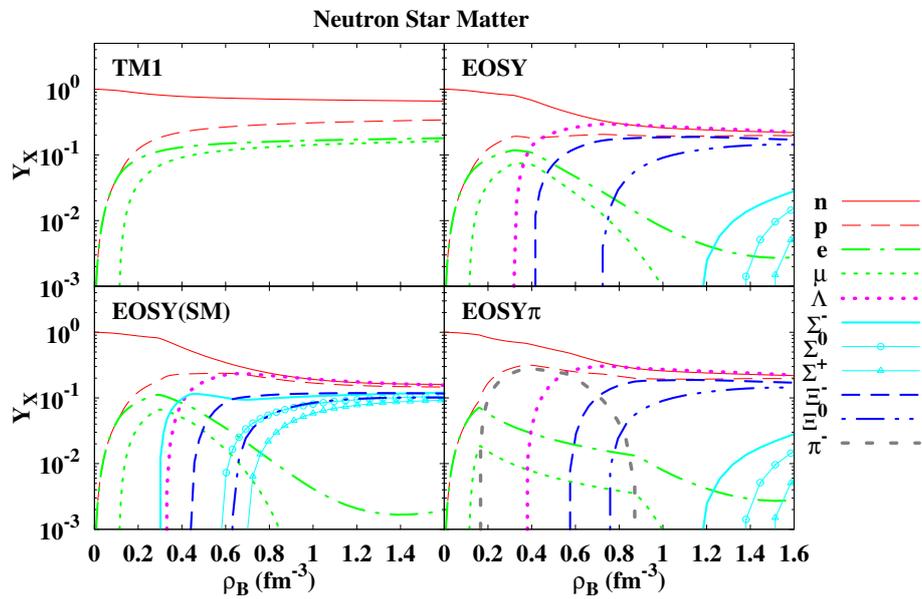


図 1.1: 中性子星内部における粒子の存在比率

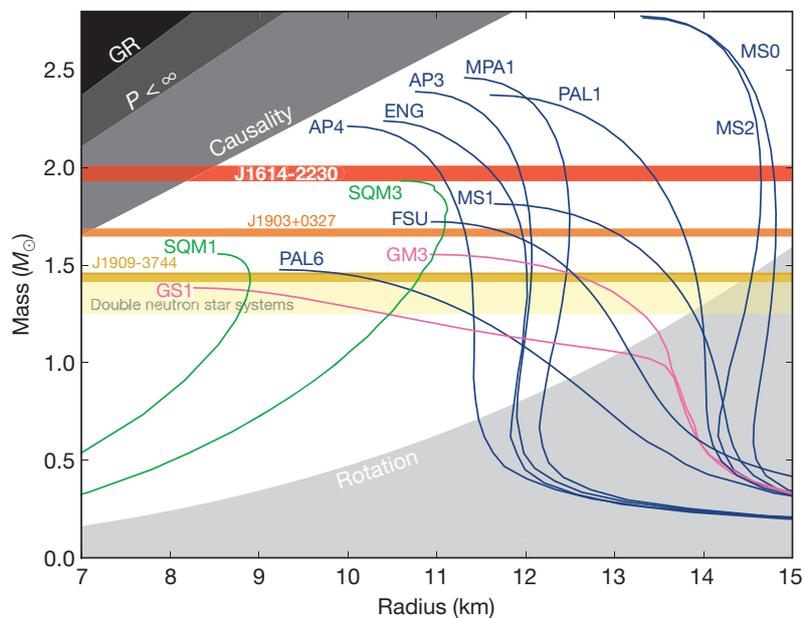


図 1.2: 中性子星の R-M 曲線。ハイペロンの出現する状態方程式 (GS1 や GM3) では 2 倍の太陽質量を持つ中性子星を説明できない。

1.2 $S = -2$ の物理

前節で述べたとおり、ストレンジネス量子数を含めてバリオン多体系の世界を考えることは非常に重要であり、 $S = -1$ の実験情報はよく理解されている。しかし、ひとたび $S = -2$ の系になると実験情報は極めて乏しい。この節では $S = -2$ 系において、これまで得られている主な実験情報をその実験手法ごとに説明する。

1.2.1 ハイブリッドエマルジョン実験

ハイブリッドエマルジョン法ではまず、標的中の陽子に K^- を照射することで (K^-, K^+) 反応から Ξ^- 粒子を生成し、標的の後段に控える原子核乾板中の原子核に Ξ^- 粒子を静止吸収させることで $S = -2$ のハイパー核を生成する。生成されたハイパー核は短時間で基底状態に脱励起し、その後、弱崩壊によりストレンジネス量子数を下げながらいくつかの核種に分裂する。この分裂した粒子はエマルジョン中に飛跡を残すため、この飛跡を検出し、そこでのエネルギー損失を測定することにより弱崩壊前のハイパー核のエネルギーを測定する。KEK-PS E373 実験で発見された長良イベント (図 1.3) では、核種が ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ のダブル Λ ハイパー核と一意に定められ、 $\Lambda - \Lambda$ 間の束縛エネルギー ($\Delta B_{\Lambda\Lambda} = B_{\Lambda\Lambda} - 2B_{\Lambda}$) が 0.67 ± 0.17 MeV の弱い引力であることがわかった [21]。また近年では、J-PARC E07 実験において ${}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ ハイパー核が発見されている (美濃イベント) [4]。図 1.4 に美濃イベントの写真を示す。また、 Ξ ハイパー核を示唆するイベントとして、木曾イベントが挙げ

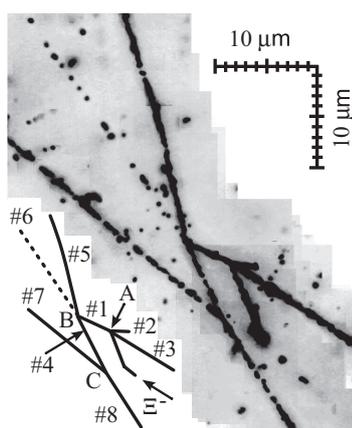


図 1.3: 長良イベント

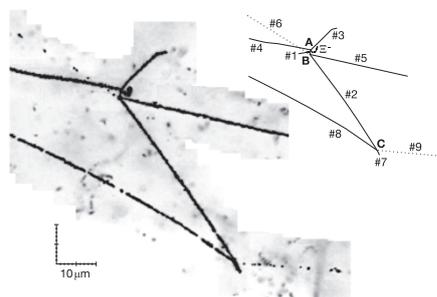


図 1.4: 美濃イベント

られる (図 1.5) [15]。この事象では Ξ^- - ^{14}N の束縛系が発見され、 Ξ^- 粒子の束縛エネルギーが $B_{\Xi} = 4.38 \pm 0.25$ or 1.11 ± 0.25 MeV と測定された。これらの値は Ξ^- 粒子と原子核間の電磁相互作用における 3D 軌道の 0.17 MeV よりも優位に大きいため、 Ξ^- 粒子が強い相互作用により原子核に束縛されたことを示唆している。

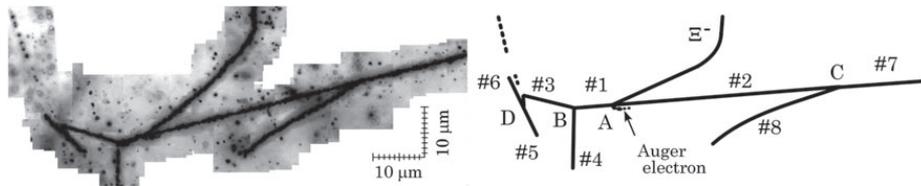
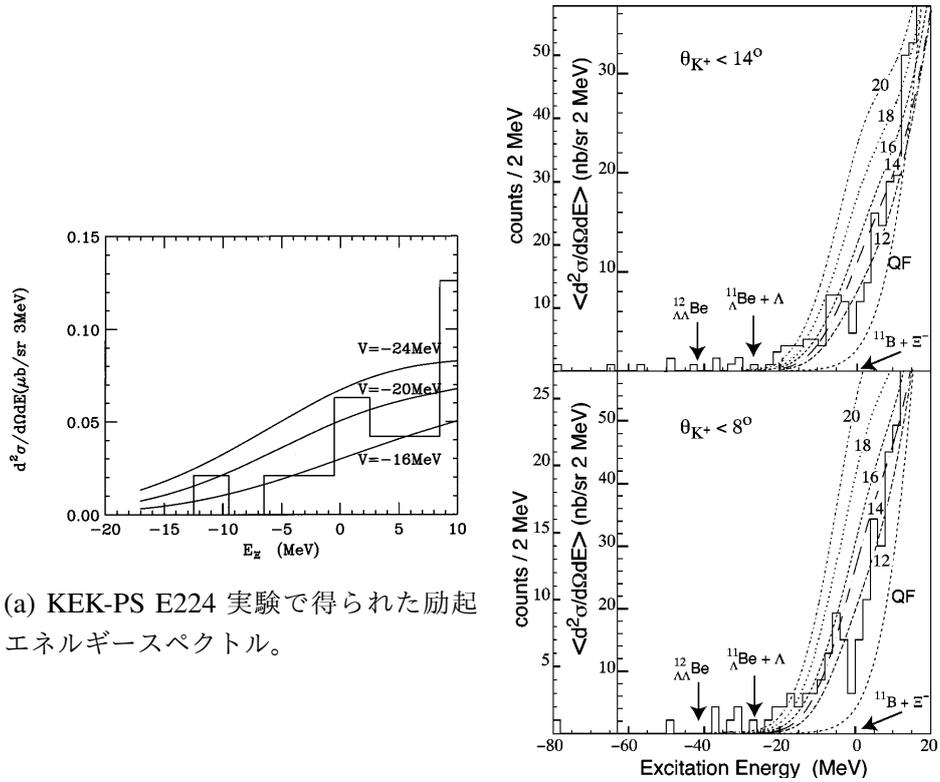


図 1.5: 木曾イベント

1.2.2 カウンター実験

エマルジョン実験で観測されるハイパー核は基底状態でかつ 1 イベントごとである。ハイパー核の励起状態をピーク構造として測定するためには、生成された時点のハイパー核の状態をイベントごとにタグするカウンター実験を行う必要がある。すなわち、 (K^-, K^+) 反応を用いて原子核中の陽子を Ξ^- 粒子に置換することで Ξ ハイパー核を生成し、散乱される K^+ 粒子の運動量を測定することで欠損質量法から生成当時の Ξ ハイパー核のエネルギーを測定する。この手法による先行実験として、KEK-PS E224 実験 [6] および BNL-E885 実験 [8] が挙げられる。これらの実験から得られた Ξ ハイパー核の励起エネルギースペクトルをそれぞれ図 1.6a、1.6b に示す。



(a) KEK-PS E224 実験で得られた励起エネルギースペクトル。

(b) BNL-E885 実験で得られた励起エネルギースペクトル。

図 1.6: 実線は Ξ^- 粒子の感じる Woods-Saxon ポテンシャルの深さ V_0^Ξ を変えた時の理論曲線を示す。

KEK-PS E224 実験では束縛領域における統計量が 3 事象、測定におけるエネルギー分解能が 22 MeV(FWHM)、BNL-E885 実験では統計量が 43-67 事象、エネルギー分解能が 14 MeV(FWHM) であり、いずれも Ξ ハイパー核の束縛状態をピーク構造として測定する結果とはならなかった。しかし、BNL-E885 の実験結果から、入射 K^- 粒子の運動量が 1.8 GeV/c の場合の生成断面積が $\theta_{K^+} < 8^\circ$ では、 89 ± 14 nb/sr、 $\theta_{K^+} < 14^\circ$ では、 42 ± 5 nb/sr と見積もられ、さらに Ξ^- 粒子の感じる Woods-Saxon ポテンシャルの実部の深さ V_0^Ξ は約 14 MeV と見積もられた。

1.2.3 理論的要請

バリオン間相互作用の理論モデルは、 $S = -1$ の系である $\Lambda(\Sigma)$ ハイパー核から得られる実験事実に基づいて構築されてきている。特に、 Λ ハイパー核の中心ポテンシャルやスピン

軌道力の大きさ、また、 Σ ハイパー核ポテンシャルが斥力であることなどの実験事実が、核子間に働く相互作用の模型として導入された中間子交換模型を拡張する際の強い制限をかけてきた。しかし、 $S = -2$ の系ではこのような実験情報は極めて乏しく、バリオン間相互作用の理論模型の不定性の大きな要因となっている。 $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応を用いた $^{12}_{\Xi}\text{Be}$ の分光実験から得られる Ξ ハイパー核の励起エネルギースペクトルを測定すると、そのピーク位置からは Ξ -N 相互作用のポテンシャルの深さが、ピークの幅からは ΞN と $\Lambda\Lambda$ の結合の強さに関する情報が得られる。すなわち、生成される $^{12}_{\Xi}\text{Be}$ の励起エネルギースペクトルの構造を高エネルギー分解能、高統計で測定することにより、バリオン間相互作用模型に対して強い制限をかけることができる。

$^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応から Ξ ハイパー核が生成されるような 4 種類の Ξ -N 相互作用模型 (NHC-D[13][14]、Ehime[22][23]、ESC04d[17]、ESC08a[24]) を用いた励起エネルギースペクトルの理論計算の結果を図 1.7 に示す [12]。この計算では、コアの原子核である ^{11}B の励起も含めて考慮され、BNL-E885 実験の結果から 1_1^- 状態において $B_{\Xi} = 4.5\text{MeV}$ となるように計算されている。 $^{12}_{\Xi}\text{Be}$ は ^{11}B のコアにスピン $1/2$ の Ξ^- が束縛した系 ($s_{1/2}^{\Xi} - p_{3/2,1/2}^N$) である。ESC モデルでは、 $s_{\Xi} \cdot s_N$ のスピンスピン結合の強さから、3 つのコア励起された 1^- 状態が励起される。加えて Ξ ハイパー核は $T = 0$ と $T = 1$ 状態があるが、 (K^-, K^+) では $T = 1$ 状態が励起されることも注意を要する。これらの理論計算の中でもっともピーク間隔の狭い ESC08a モデルによるスペクトルに対して、実験のエネルギー分解能を考慮した予想スペクトルを図 1.8 に示す。この図から、束縛領域のピーク構造を分離するには、エネルギー分解能 2MeV 以下での測定が必要不可欠であることがわかる。

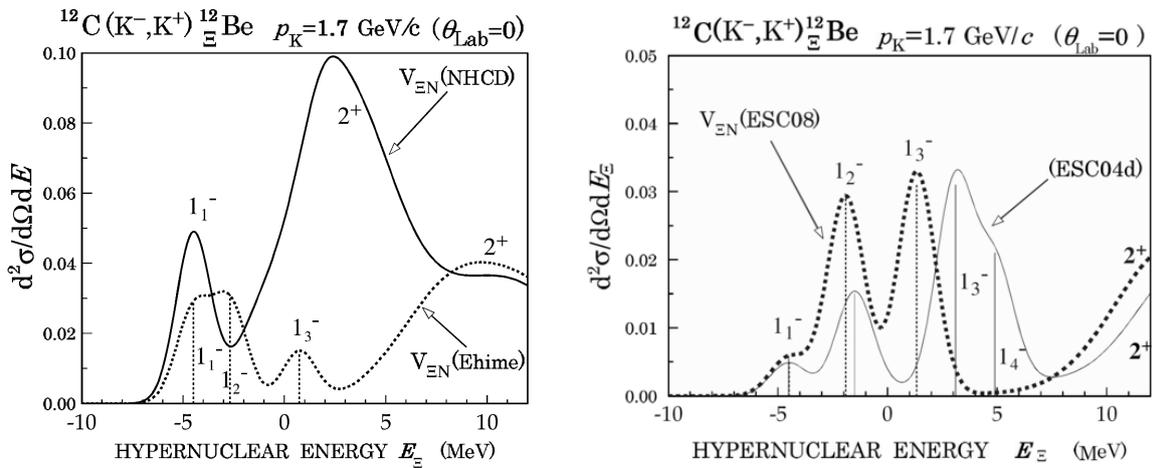


図 1.7: $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応により生成される $^{12}_{\Xi}\text{Be}$ の予想励起スペクトル

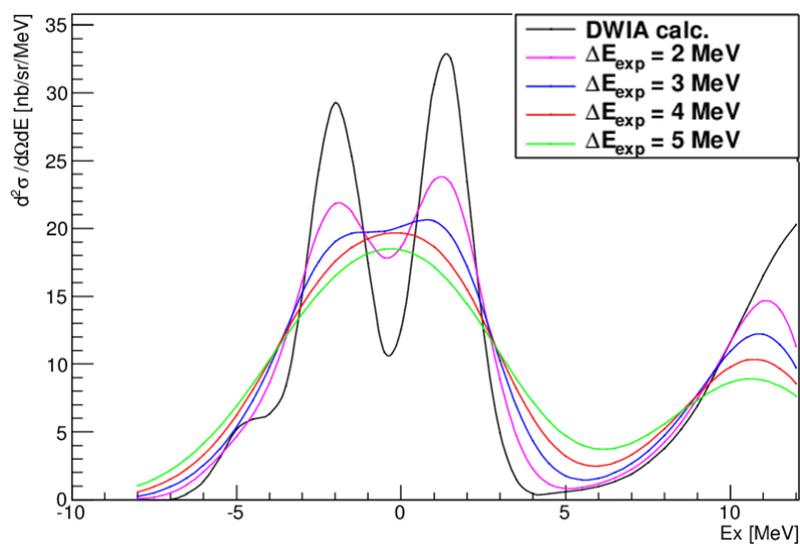


図 1.8: ESC08a を仮定した理論計算に実験のエネルギー分解能を考慮した予想励起スペクトル

1.3 J-PARC E70 実験

1.3.1 J-PARC

大強度陽子加速器施設 J-PARC(Japan Proton Accelerator Research Complex) は、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) と日本原子力研究開発機構 (JAEA) が共同建設した大型陽子加速共同利用実験施設である。J-PARC およびその周辺施設を俯瞰した写真を図 1.9 に示す。



図 1.9: J-PARC およびその周辺施設を俯瞰した写真

図 1.9 に示すように、J-PARC ではイオン源で生成された負水素イオン H^- を 400 MeV 線形加速器 (LINAC) で加速し、荷電交換ホイルを通過して陽子に転換されたのちに 3 GeV シンクロトロン (RCS) に入射、加速、その後 Main Ring(MR) と呼ばれるシンクロトロンで 30 GeV まで加速される。加速された陽子は、5.52 秒周期の中で約 2.2 秒かけて取り出されハドロン実験施設へと引き出される。

図 1.10 にハドロン実験施設の全体図を示す [1]。MR から引き出された陽子ビームは金でできた一次標的 (T1) に照射され、 K 中間子や π 中間子などの二次粒子が生成される。これらの二次粒子を電磁石系からなる磁気光学系と静電セパレータを駆使することで粒子の種類と運動量を測定し、目的の粒子を二次ビームとして利用することができる。特に、K1.8 ビームラインは Ξ ハイパー核分光実験を念頭に設計されたビームラインであり、世界最高強度かつ高純度の K 中間子ビームを利用することができる。

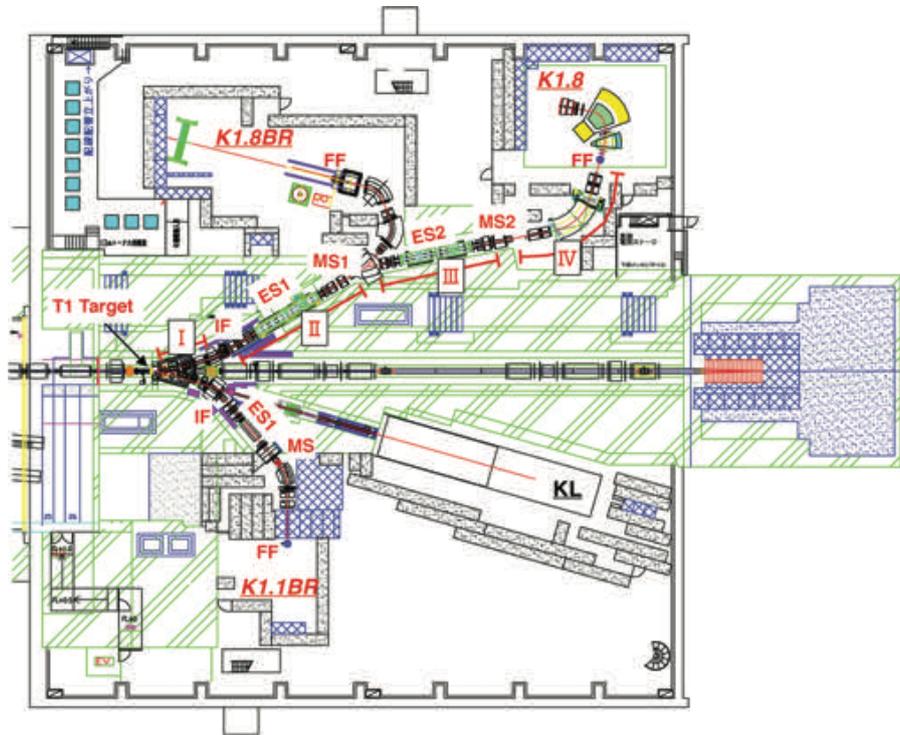


図 1.10: ハドロン実験施設の全体図

1.3.2 実験の概要

J-PARC E70 実験では、 $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応を用いた欠損質量法による Ξ ハイパー核の精密分光を準備している。図 1.11 に、E70 実験の実験セットアップを示す。入射 K^- 粒子について、その運動量は $\Delta p/p = 5 \times 10^{-4}$ (FWHM、設計値) の運動量分解能を持つビームラインスペクトロメータにより測定する。 π^- 粒子との粒子識別には 2 台のシンチレータ (BH1, 2) による飛行距離 10.4m の飛行時間測定と、エアロジェルカウンター (BAC、 $n = 1.05$) を用いる。また、飛跡検出には、ビームラインスペクトロメータ上流にあるファイバートラッカー (BFT) と下流にある 2 台のドリフトチェンバー (BC3、BC4) を使用する。

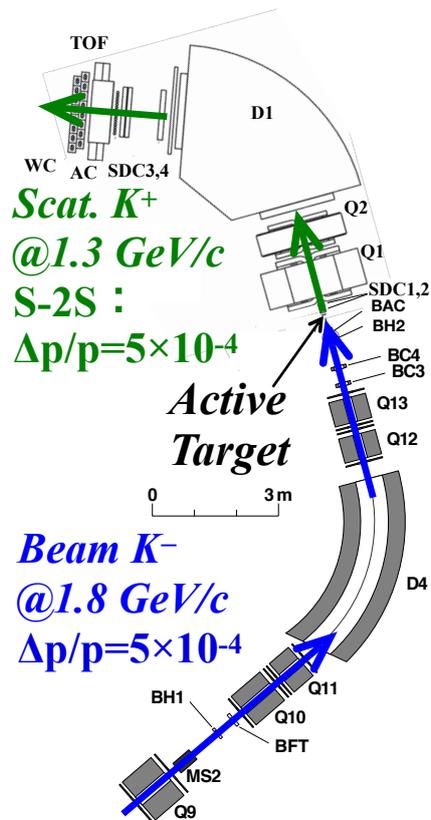
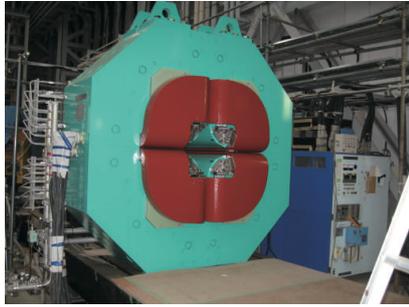
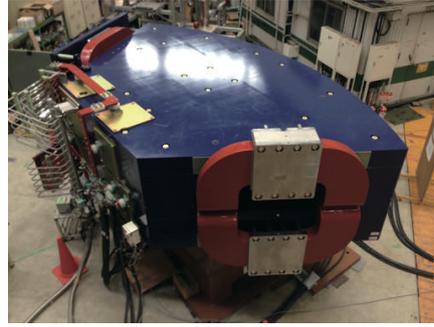


図 1.11: J-PARC E70 実験のセットアップ

次に、散乱 K^+ 粒子について、その運動量は新設した高分解能磁気スペクトロメータ S-2S により、 $\Delta p/p = 5 \times 10^{-4}$ (FWHM) の運動量分解能で測定する。図 1.12 に S-2S を構成する Q 磁石と D 磁石の写真を示す。S-2S は、入射 K^- 粒子の運動量が 1.8 GeV/c における (K^-, K^+) 反応で生じる入射 K^- 粒子の運動量 1.38 GeV/c に高い運動量分解能を持つように設計されている。図 1.13 に S-2S の運動量アクセプタンスを示す [16]。さらに S-2S は約 55 msr という広い角度アクセプタンスも有している。



(a) Q1



(b) D1

図 1.12: S2S の写真。(a) が Q 磁石、(b) が D 磁石を示す。

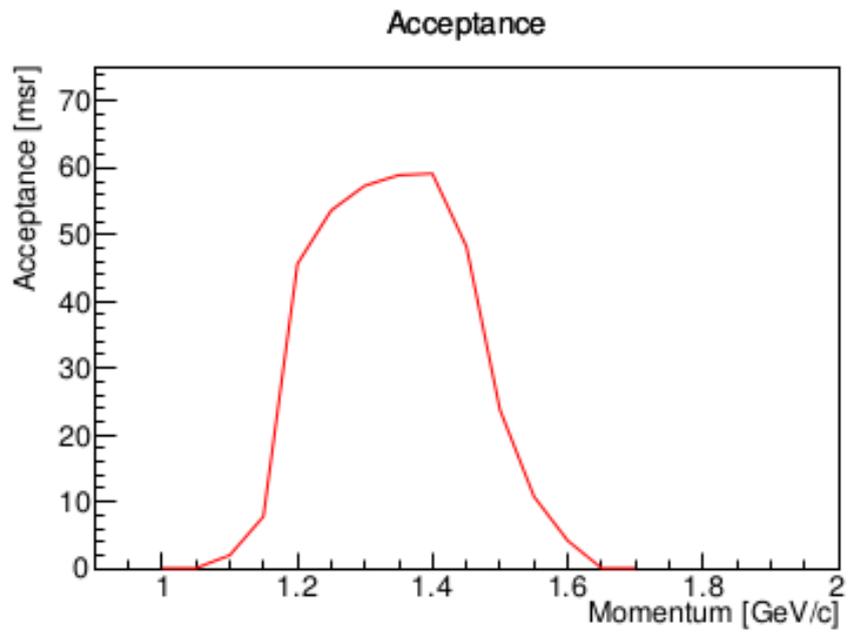


図 1.13: S-2S の運動量アクセプタンス

K^+ 粒子を π^+ 粒子や陽子と識別するために、S-2S 後段に設置する TOF カウンター、エアロジェルチェレンコフ検出器 (AC、 $n = 1.06$)、水チェレンコフ検出器 (WC、 $n = 1.33$) を使用する。飛跡検出には、4 台のドリフトチェンバー (DC1 - 4) を使用する。

1.3.3 J-PARC E05 実験とその結果

J-PARC E70 実験の実現可能性や素過程 $p(K^-, K^+)\Xi^-$ の反応断面積データの新規取得、入射 K^- 粒子の運動量の最適化などの目的のため、2015 年 10 月から 11 月にかけて J-PARC E05 パイロットランが行われた。この実験で使用し実験セットアップを図 1.14 に示す。散乱 K^+ 粒子の運動量を測定するスペクトロメータとしては、KEK-PS における分光実験で主に使用されていた SKS スペクトロメータを用いた。この実験から得られた素過程 $p(K^-, K^+)\Xi^-$ の欠損質量スペクトルを図 1.15 に示す。得られた欠損質量分解能は 5.4 MeV(FWHM) と、BNL-E885 実験に比べて約 2 倍良い分解能での測定を実現した。また、散乱断面積の入射 K^- 運動量依存性を図 1.16 に示す。この結果から、入射 K^- の運動量は 1.8 GeV/c が最適であることがこれまでの泡箱のデータに比べ 20 倍多い統計量をもって裏付けされた。

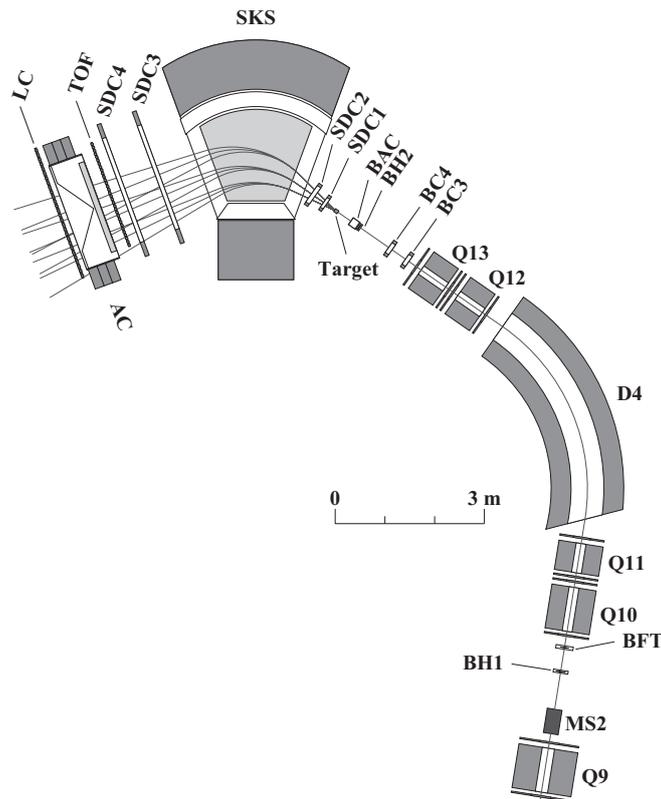


図 1.14: J-PARC E05 実験のセットアップ

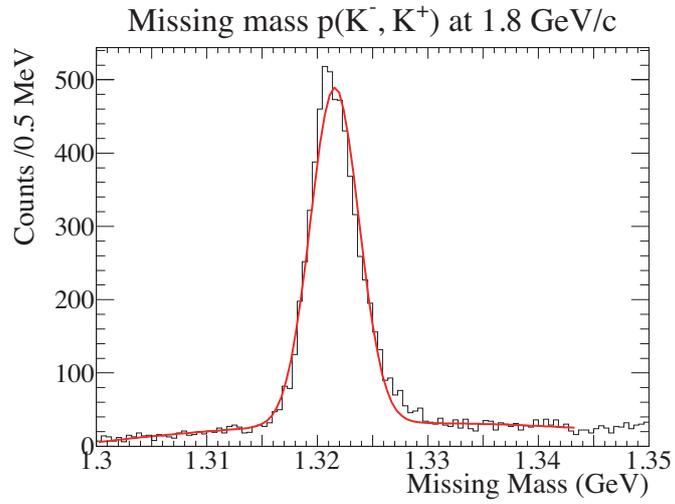


図 1.15: 素過程 $p(K^-, K^+)\Xi^-$ の欠損質量スペクトル

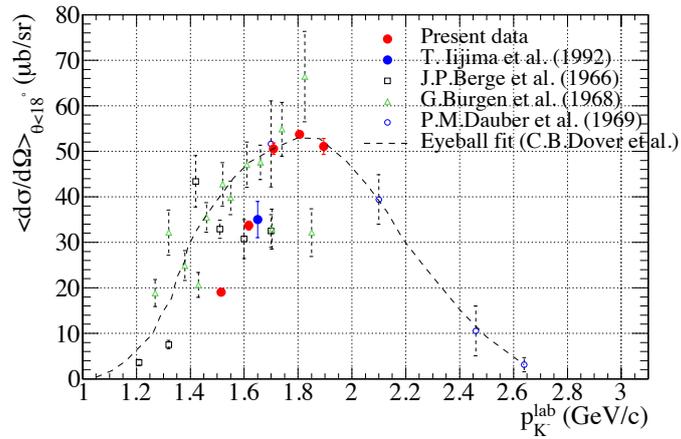


図 1.16: 素過程 $p(K^-, K^+)\Xi^-$ における散乱断面積の入射 K^- 運動量依存性

第 2 章

アクティブファイバー標的 (AFT)

本章では、アクティブファイバー標的の目的とその概要について述べる。

2.1 目的

J-PARC E70 実験では、 $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応を用いた欠損質量法による Ξ ハイパー核の精密分光をエネルギー分解能 2 MeV(FWHM) で行う。生成する Ξ ハイパー核の欠損質量 M は、

$$M = \sqrt{(E_{K^-} + M_A - E_{K^+})^2 - p_{K^-}^2 - p_{K^+}^2 + 2p_{K^-}p_{K^+}\cos\theta} \quad (2.1)$$

と表される。ここで、 E_{K^-} 、 p_{K^-} は入射 K^- 粒子の、 E_{K^+} 、 p_{K^+} は散乱 K^+ 粒子のエネルギーと運動量、 θ は実験室系での散乱角、 M_A は標的核の質量を示す。さらに、そのエネルギー分解能 ΔM は、

$$\Delta M = \sqrt{\left(\frac{\partial M}{\partial p_{K^-}}\right)^2 \Delta p_{K^-}^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial p_{K^+}}\right)^2 \Delta p_{K^+}^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial \theta}\right)^2 \Delta \theta^2 + (\Delta E_{\text{strag}})^2} \quad (2.2)$$

と表される。ビームラインスペクトロメータと S-2S スペクトロメータの運動量分解能として現実的な値（それぞれ $\Delta p/p = 1.0 \times 10^{-3}, 3.0 \times 10^{-4}$ ）を用いると、目標エネルギー分解能 2MeV を達成するためには、標的中でのエネルギー損失のふらつき ΔE_{strag} は 0.804MeV(FWHM) 以下でなければならない。 ΔE_{strag} の効果を小さくするため標的厚さを 2.79g/cm^2 にした場合でも、 $\Delta E_{\text{strag}} = 1.0\text{MeV}$ である。しかし、 Ξ ハイパー核の生成断面積は数十 nb/sr と非常に小さく、このような薄い標的では十分な統計量が得られない。

そこで、我々はアクティブファイバー標的 (AFT) の導入を計画し、設計・開発を進めている。標的兼シンチレーション検出器である AFT を導入することにより、標的中での K

中間子のエネルギー損失をイベントごとに直接測定する。測定したエネルギーを用いて反応点での K^- 中間子の運動量を補正することで、エネルギー分解能の大幅な向上を目指す。そのためには、 K^- 中間子と生成した Ξ ハイパー核からの崩壊で生じる荷電粒子とのシンチレーション光を識別する必要がある。そこで、シンチレーション検出器として、シンチレーションファイバーを用いることで、荷電粒子の標的中でのエネルギー損失に起因するシンチレーション光を場所ごとに読み出すことを可能にする。シンチレーション光の大きさを位置ごとに測定することで、粒子の飛跡パターンから粒子識別を行う。もしくは、シンチレーション光と通過距離から荷電粒子の dE/dx を計算し、得られた β の情報をもとに粒子識別を行う。 Ξ ハイパー核生成に伴う荷電粒子の β の分布を図 2.1 に示す。

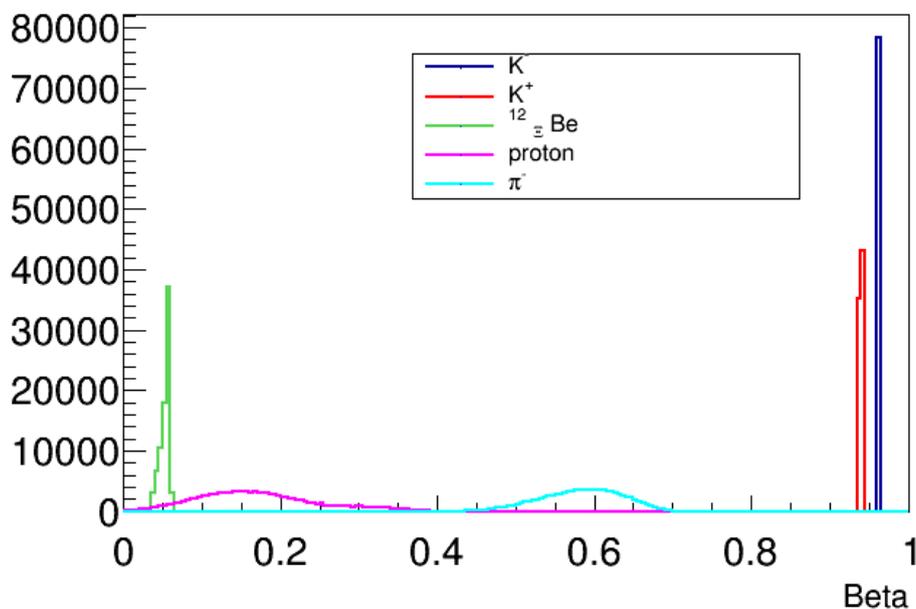


図 2.1: Ξ ハイパー核生成イベントにおける β の分布図。 Ξ ハイパー核からの崩壊粒子である π^- や陽子も図示している。

2.2 構成

AFT は、3 mm 径のシンチレーションファイバーから構成され、ファイバー中の炭素を標的としてハイパー核の生成を行う。図 2.2 に示すように、ファイバーは入射 K^- ビームに直交するように配置する。xx'(32 本 × 2)、yy'(16 本 × 2) をそれぞれ俵状に並べた

(図 2.3) ものを 1 セットとして、入射ビーム方向に計 9 セット重ねる。総ファイバー数は $(32 \times 2 + 16 \times 2) \times 9 = 864$ 本となり、両側からシンチレーション光を読み出すため、総チャンネル数は $864 \times 2 = 1728$ ch に上る。

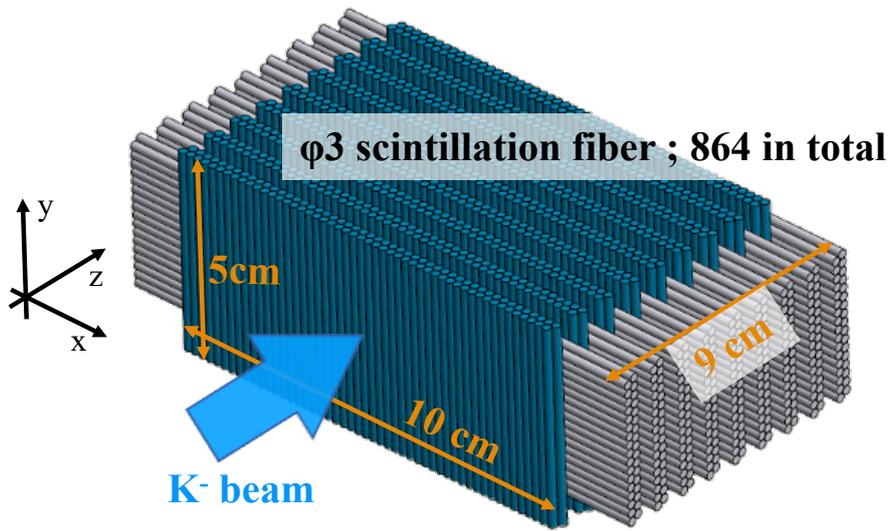


図 2.2: AFT の概念図

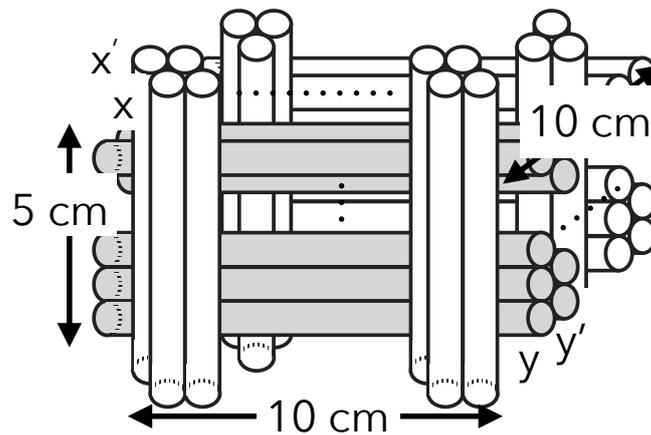


図 2.3: ファイバー並べ方

2.2.1 シンチレーションファイバー

シンチレーションファイバーには Saint-Gobain 製の BCF-10SC(ポリスチレン)を使用する [19][18]。ファイバーはコアとクラッドに分かれており、クラッドの厚さはファイバー直径の 3% である。コアとクラッドの屈折率はそれぞれ 1.60、1.49 と異なるため、コアで発生したシンチレーション光のうちコア-クラッド境界面での全反射条件を満たす光だけがファイバー両端まで達する (図 2.4)。シンチレーション光の集光率は、3.4% (ファイバー軸で発生した場合) から 7% (コアとクラッドの境界面で発生した場合) である。使用するファイバーの直径をマイクロメータを用いて測定した。1 m のファイバー 1 本につき 5 ヶ所、さらにファイバー断面が完全な円形ではないことを考慮して、90° 回転させた状態で 5 ヶ所、計 10 ヶ所の直径を測定した。これを 10 本のファイバーについて行い、最小値は 2.95 mm、最大値は 3.07 mm という結果を得た。

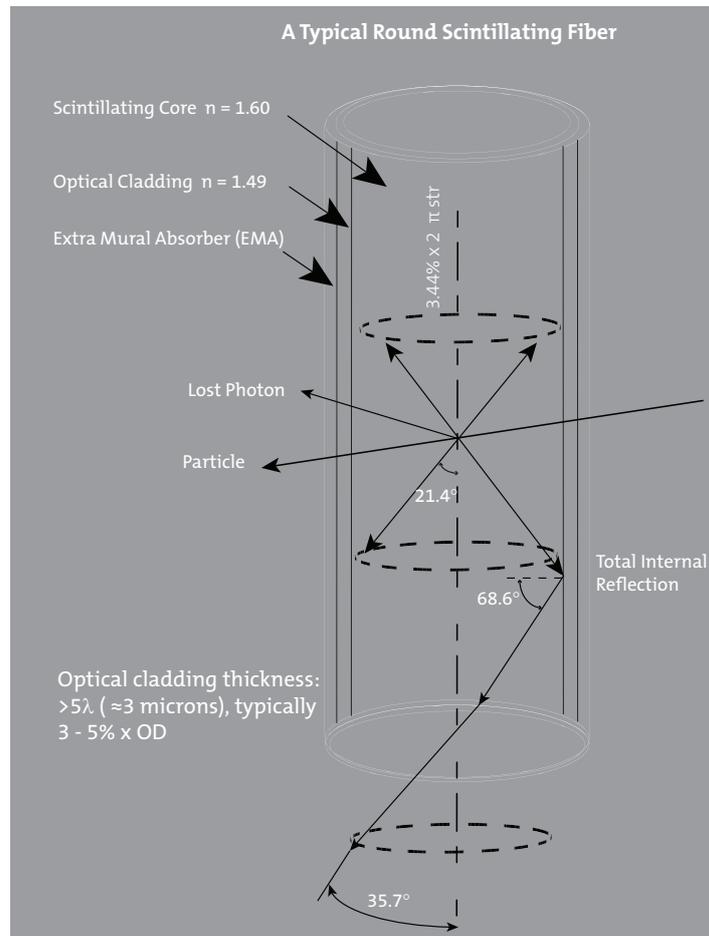


図 2.4: シンチレーションファイバーの概念図

2.2.2 Multi-Pixel Photon Counter (MPPC)

ファイバーで発生したシンチレーション光は、浜松ホトニクス製の Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) を用いて電気信号に変換する [26]。MPPC はガイガーモード APD をマルチピクセル化した光検出器であり、優れたフォトカウンティング能力を有している。AFT には、3 mm のファイバー径に合わせ S13360 シリーズから有効受光面サイズが 3.0 mm 四方の S13360-3075PE を使用する [25]。実際の MPPC の写真を図 2.5 に示す。

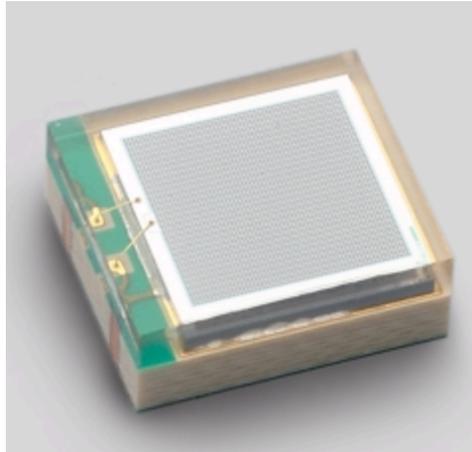


図 2.5: MPPC S13360-3075PE

2.2.3 VME-EASIROC

MPPC の信号読み出しには、東北大学で開発された VME-EASIROC モジュールを使用する [20]。図 2.6 に、VME-EASIROC の側面部分の写真を示す。VME-EASIROC は、フランスの Ω /LAL/IN2P3 グループが開発した Silicon Photo Multiplier(SiPM) 読み出し用 ASIC である EASIROC チップを 2 枚搭載したモジュールであり、1 台で同時に 64 個の MPPC を制御できる。図 2.7 に EASIROC の内部回路を示す [2]。



図 2.6: VME-EASIROC の側面部分の写真

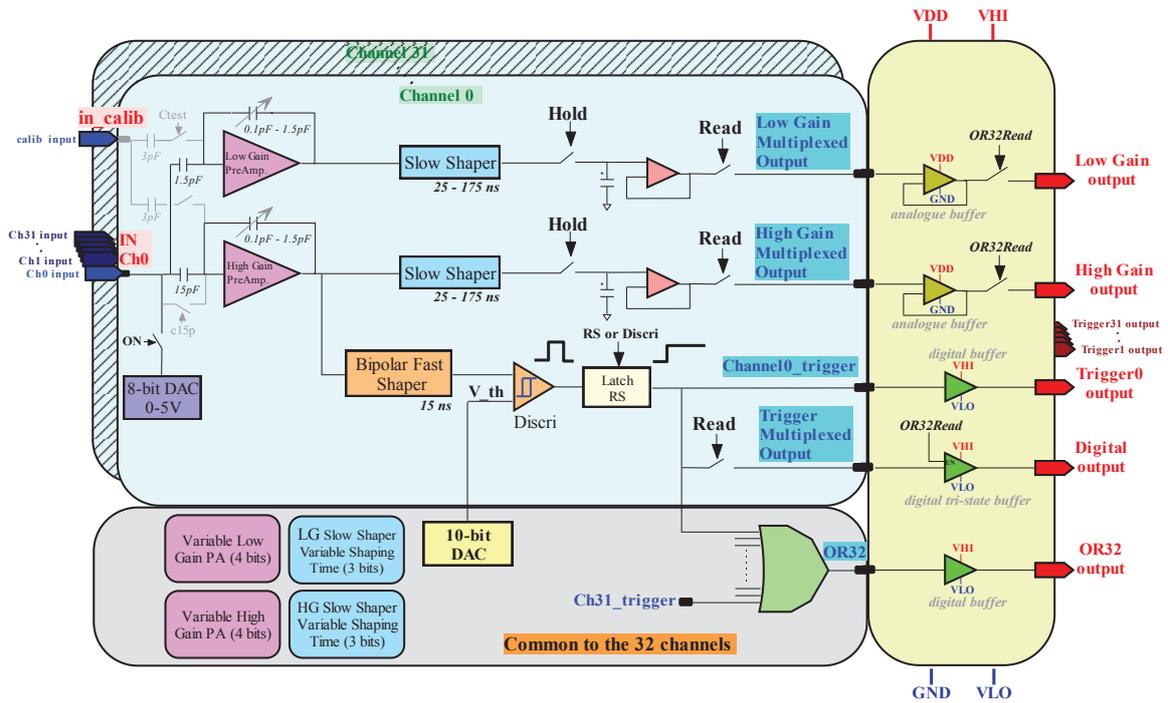


図 2.7: EASIROC の内部回路

EASIROC 内部では、MPPC から入力された正電圧の信号が整形され、外部から入力される HOLD 信号を受けそのタイミングの電圧を保持する。したがって、アナログ信号のピークで電圧を保持するには適切なタイミングで HOLD 信号を入れる必要がある。典型的なピーク HOLD の例を図 2.8 に示す。

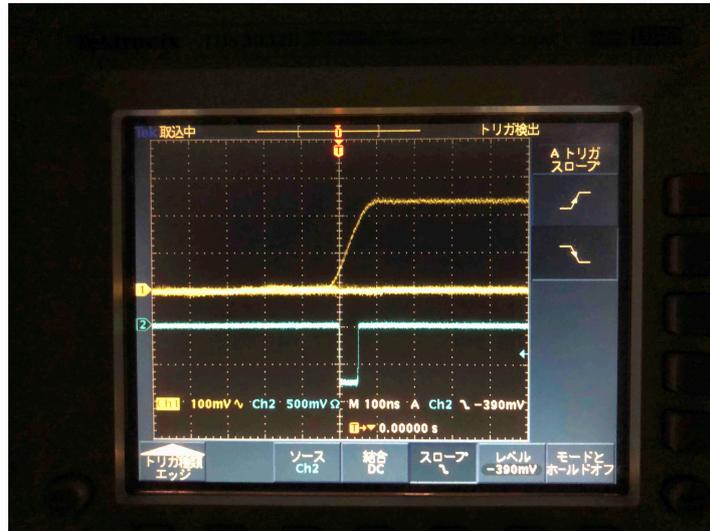


図 2.8: HOLD 信号のタイミングで保持される信号。青色の線が HOLD 信号を示し、黄色のアナログ信号がピークのタイミングで電圧が保持されている。

2.3 エネルギー分解能（越川修論）

先行研究 [9] から得られているファイバー 1 本あたりのエネルギー分解能について記す。実験は大阪大学核物理研究センター (RCNP) にて行い、295, 64.6 MeV の陽子ビームを 1 本ファイバーに照射した。ファイバーを通過した後の陽子ビームの運動量は Grand Raiden (GR) スペクトロメータ ($\Delta p/p \approx 1/37000$) を用いて高精度に解析した。実験の結果得られたファイバー 1 本あたりのエネルギー分解能の結果を図 4.22 に示す。横軸はファイバー中で陽子ビームが損失したエネルギー ($\Delta E \equiv E_{\text{陽子ビーム}} - E_{\text{GR}}$) である。縦軸はファイバーからのシンチレーション光をもとに測定できるエネルギー損失の分解能である。J-PARC E70 実験では、 K^+ 粒子が 1.3 GeV/c でファイバーを通過することが想定され、この場合の 1 本のファイバー中でのエネルギー損失の平均値は 600 keV であり、図 4.22 からこの領域におけるファイバー 1 本あたりのエネルギー分解能は $\Delta E/E < 10\%$ であることがわかる。この結果から、ファイバー 1 本あたりのエネルギー分解能を $\Delta E/E = 10\%$ と仮定し、J-PARC E70 実験で使用する厚さ 9 g/cm^2 の標的中で Ξ ハイパー核を生成するシミュレーションを行い、そのエネルギー分解能を評価した結果が図 2.10 である。標的中でのエネルギー損失のふらつきによりエネルギー分解能が 4.1 MeV (FWHM) であったもの（青い線）が、AFT による補正を行うことで 2 MeV (FWHM) に改善していることがわかる。

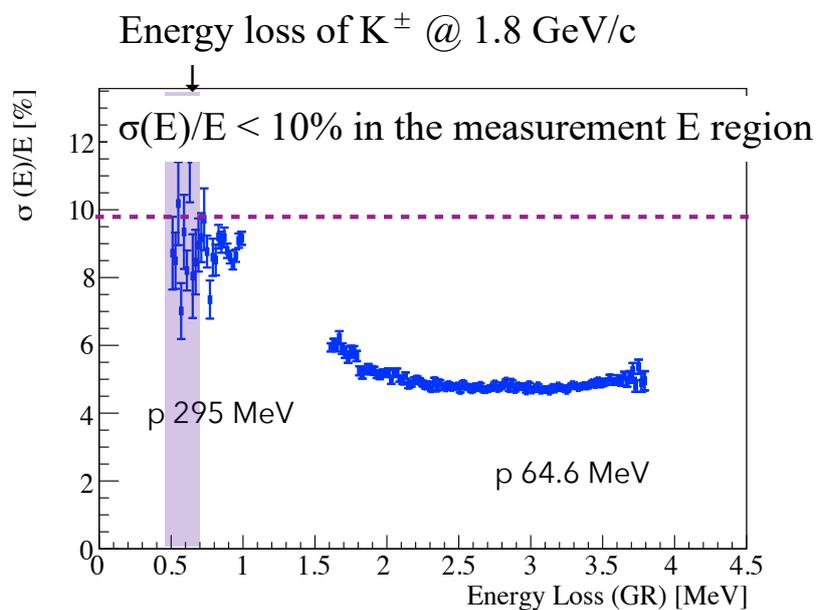


図 2.9: 1 本のファイバーでのエネルギー損失に対するエネルギー分解能

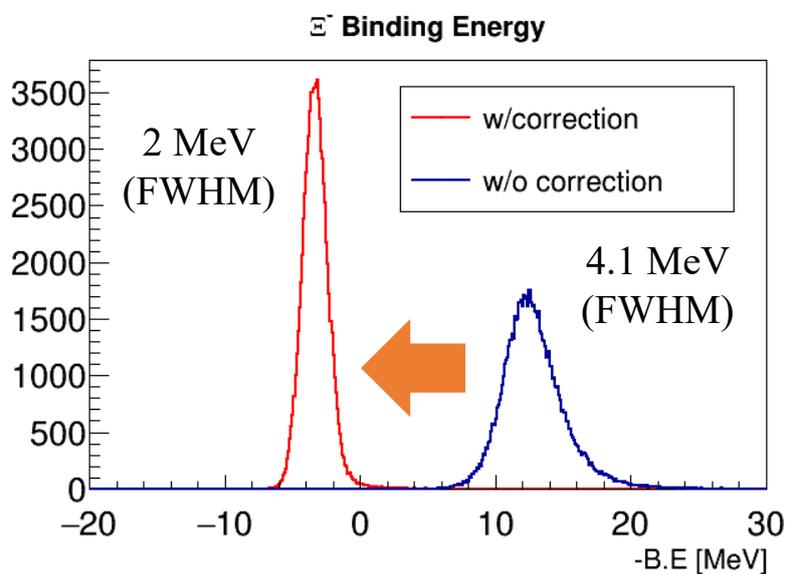


図 2.10: AFT を使って運動量を補正することにより束縛エネルギーのエネルギー分解能が回復することを示したシミュレーション結果

2.4 開発事項

前節の通り、ファイバー 1 本あたりのエネルギー分解能を実測し、アクティブファイバー標的が J-PARC E70 実験で要求されるエネルギー分解能 $\Delta E/E < 10\%$ を満たすことがシミュレーションを通して示されている。しかし、E70 実験で運用するアクティブファイバー標的は総数 900 本のファイバーを使用し、両読み 1800 ch の多チャンネル読み出しを行うものである。多チャンネル読み出し下において、アクティブファイバー標的の検出効率やファイバーごとのシンチレーション発光量のばらつきは自明ではない。また、AFT の目的の一つである荷電粒子の粒子識別において、AFT 内での荷電粒子の飛跡に対するシンチレーション発光量の相関、特に各ファイバーに対する入射位置・角度に応じたシンチレーション発光量の変化などは必要不可欠な情報であるが、未だ実測には至っていない。

そこで本研究では、E70 実験で用いる実機の 1/3 にあたる 3 セット分を試作し、東北大学電子光理学研究センター (ELPH) にて 800 MeV/c の陽電子ビームを用いたマルチファイバー性能試験を行った。次節では、試作機の詳細について述べる。

2.5 AFT 試作機の設計と製作

製作した AFT 試作機概念図を図 2.11 に、完成品を図 2.12 に示す。xx'yy' からなる 1 セットを 3 セット重ねたものであり、総ファイバー数は $(32 \times 2 + 16 \times 2) \times 3 = 288$ 本、総チャンネル数は 576 ch である。有感領域は $5 \text{ cm}^H \times 10 \text{ cm}^W \times 3.6 \text{ cm}^T$ である。図 2.13 に有感領域の拡大図を示す。

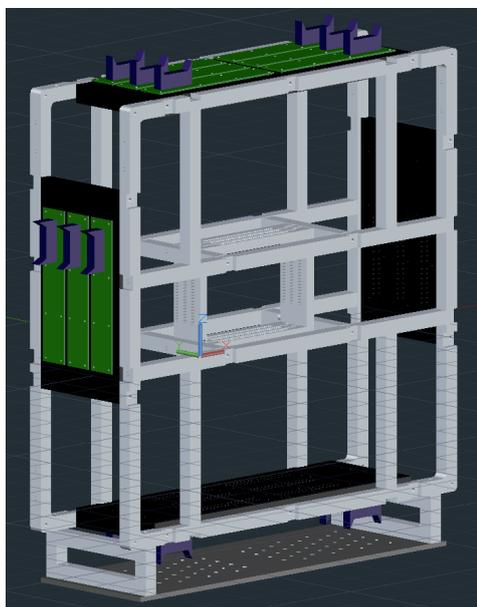


图 2.11: AFT 試作機概念図

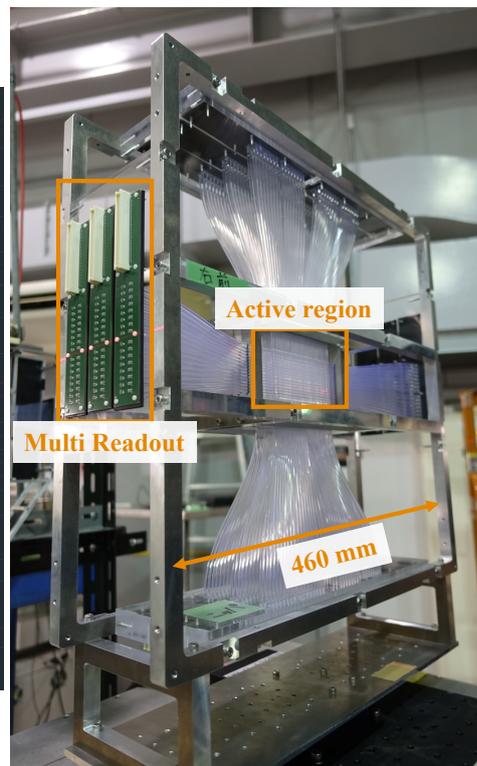


图 2.12: AFT 試作機



图 2.13: AFT 試作機有感領域

2.5.1 治具の開発

AFT 試作機の治具製作にあたり、以下に示す 3 通りのファイバー固定方法を検討した (図 2.14)。

- Type A : 2 枚の治具でファイバーを挟む。挟みこむ溝の形は円形。
- Type B : 2 枚の治具でファイバーを挟む。挟みこむ溝の形は矩形。
- Type C : 丸い穴の空いた治具にファイバーを通す。

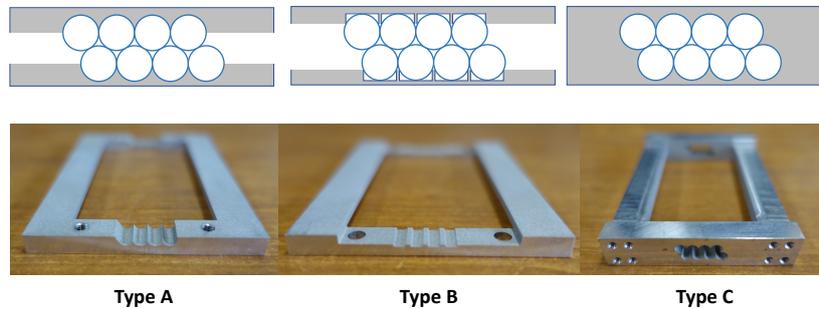


図 2.14: テスト治具断面図

Type A と Type B では、2 枚の治具でファイバーを挟みこむことで、ファイバーがその軸方向にずれるのを抑えることができるという利点があるが、各ファイバーの微小な径の違いによって 2 枚の治具が平行とならず安定してファイバーを固定することができない。そこで治具の安定性を優先し、Type C のような穴の空いた 1 体の治具にファイバーを通す形式を用いることにした。

2.5.2 MPPC 基板の開発

一般に、多数のシンチレーションファイバーを用いた検出器の場合、シンチレーション光を読み出す MPPC はより集積している方が望ましい。しかし、多数の MPPC を取りまとめて一つの基板で扱おうと、一つの MPPC の不調のために多数の MPPC を無駄にしてしまうことが懸念される。AFT 試作機に取り付ける MPPC 基板の製作にあたっては、J-PARC E40 実験のビームトラッキング用の検出器 (BFT) に使用されたものを参考にした [11]。図 2.15、図 2.16 に BFT 実機の写真と使用された MPPC 基板の写真を示す。また、BFT に用いられた MPPC への電圧供給用には図 2.17 に示す中継基板が使用された。

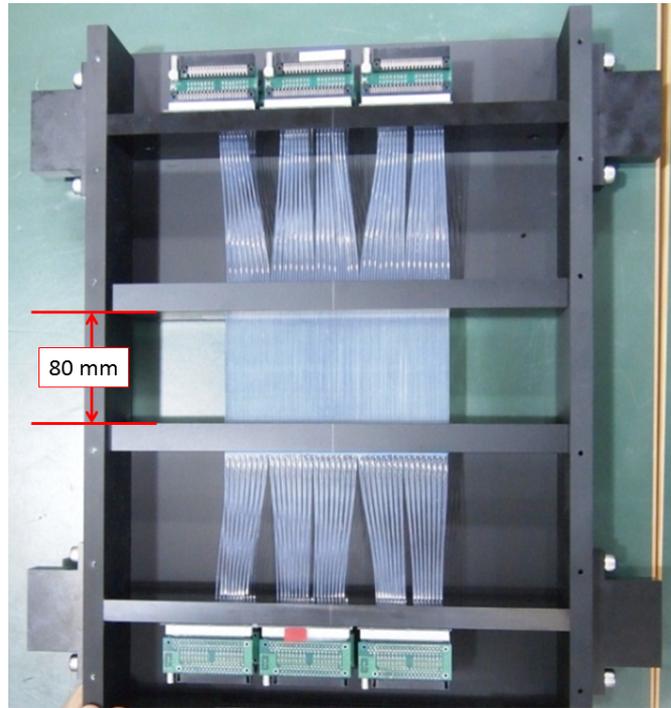


図 2.15: BFT 実機の写真

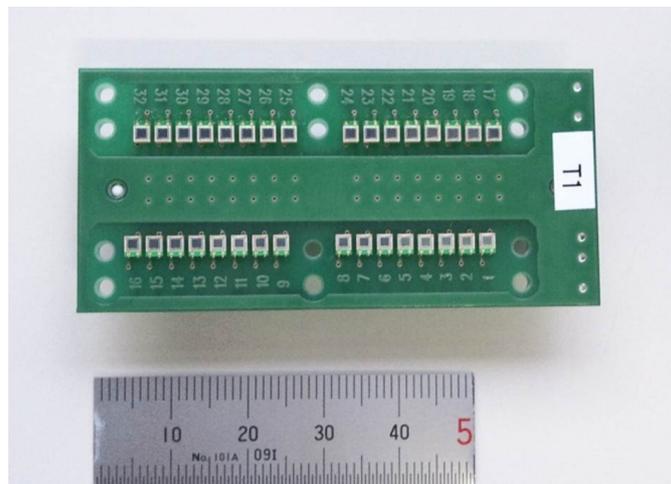


図 2.16: BFT で使用された MPPC 基板の写真

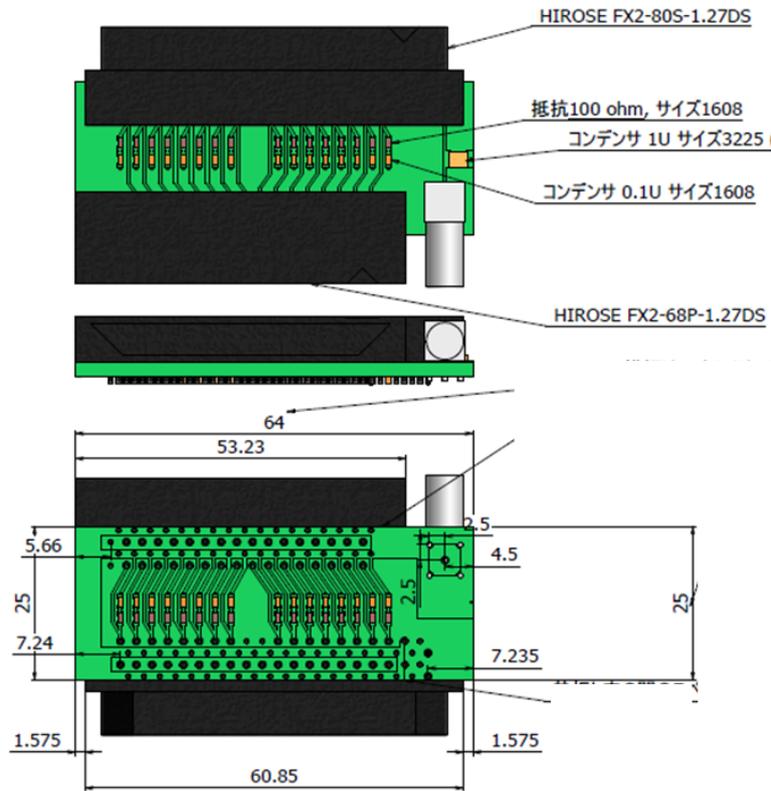


図 2.17: BFT で使用された中継基板の設計図

これらを参考に製作した AFT 試作機用 MPPC 基板を図 2.18 に示す。また、MPPC 基板と中継基板の配線図を図 2.19 に示す。中継基盤にのせる抵抗（図中の抵抗値 R ）について、試作段階で 0 、 50 、 100Ω の 3 種類を検討した。それぞれの場合で、 ^{90}Sr からの β 線がシンチレーションファイバーを通過した際のシンチレーション光を、試作した MPPC 基板と中継基板で読み出されるアナログ信号を図 2.20 に示す。この結果から、波高の高い 0Ω を使うことにした。



図 2.18: AFT 試作機に使用した MPPC 基板の写真。右図は MPPC 基板に中継基板が取り付けられている面を示す。

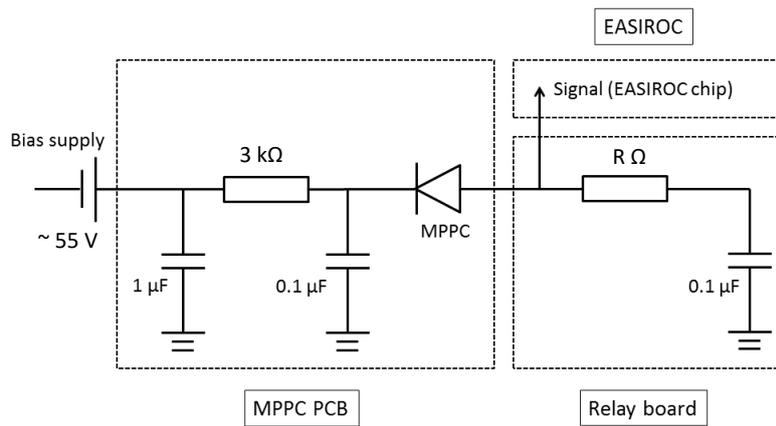
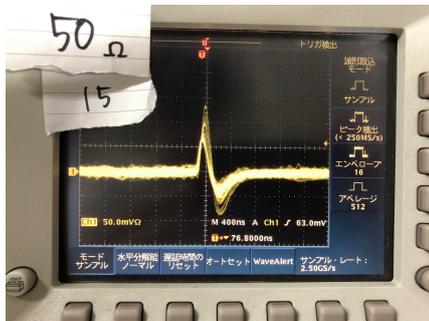


図 2.19: MPPC 基板と中継基板の配線図



(a) $R = 0 \Omega$ 。オシロスコープの縦軸は $100\text{mV}/\text{ビン}$



(b) $R = 50 \Omega$ 。オシロスコープの縦軸は $50\text{mV}/\text{ビン}$



(c) $R = 100 \Omega$ 。オシロスコープの縦軸は $50\text{mV}/\text{ビン}$

図 2.20: 中期基板の終端抵抗の値を変えた際のアナログ信号。

2.5.3 ファイバー端面加工

AFT 試作機にファイバーを通したのち (図 2.21)、治具の面とファイバー端面が一致するように端面を加工しなければならない。ファイバー端面加工の方法として、ニッパで切する方法と、ニッパで切ったのちに研磨剤で磨く方法を検討した。ファイバー端面の状態による集光率の変化を調べるため、今回の試作機では両方の加工方法を採用した。すなわち、AFT 試作機の xx' 層にあるファイバーの半分を研磨剤で磨き、残りはニッパで切るのみとした (図 2.22)。



図 2.21: AFT 試作機にファイバーを通した状態の写真

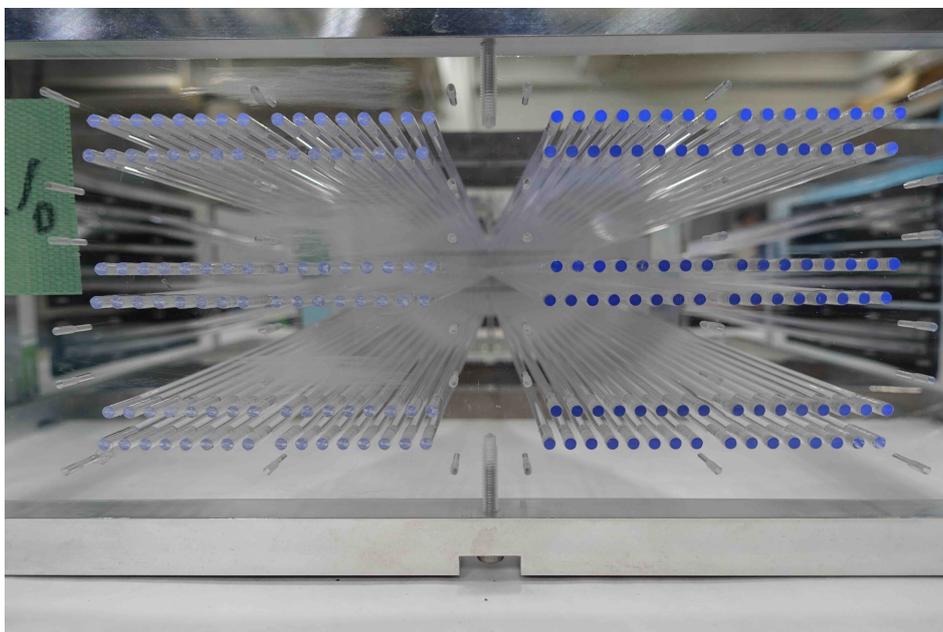


図 2.22: ファイバー端面の加工手法による違い。左側がニッパで切ったのみ、右側が研磨剤で磨いた状態。

第 3 章

マルチファイバー性能試験

3.1 目的

本実験の目的は、AFT の多チャンネル読み出し下での性能試験である。総数 300 本のファイバーを組み上げた AFT 試作機に $800 \text{ MeV}/c$ の陽電子を照射した。ファイバーと入射粒子の相対位置を変えるため、AFT をビーム軸に対して回転または平行移動させて測定を行った。これにより、シンチレーション発光量と検出効率の入射位置・角度依存性やファイバーごとのばらつき、また、ファイバーの組み立て精度、位置分解能の評価を行う。

3.2 実験セットアップ

実験は東北大学電子光物理学研究センター (ELPH)[5] の GeV ガンマ照射室にて行なった。実験セットアップの模式図を図 3.1 に、実際の配置を図 3.2 示す。電子線形加速器 (図 3.3) で約 90 MeV まで加速した電子をブースター・ストレージリング (BST リング) と呼ばれる電子円形加速器 (図 3.4) に入射する。BST リングでは、入射した電子ビームを最大 $1.3 \text{ GeV}/c$ まで加速してリング中に蓄積する。BST リングを周回している電子ビームの軌道上に非常に細い炭素ファイバーを挿入することにより、制動放射による高エネルギーガンマ線を得ることができる。GeV ガンマ照射室では、ガンマ線をコンバータに照射し、対生成された電子・陽電子を RTAGX (図 3.5) と呼ばれる荷電粒子除去用双極電磁石で運動量分析することで適当な運動量を持った電子・陽電子を検出器テストに使用することが可能である。本実験では、 $800 \text{ MeV}/c$ の陽電子ビームを使用した。入射陽電子の飛跡検出のため、後述する Small Scifi Tracker (SST) を AFT の前後に 2 台設置した。また $5 \text{ cm}^H \times 8 \text{ cm}^W \times 1 \text{ cm}^T$ のプラスチックシンチレータ (TS1, TS2) をビーム最上流と最下流に

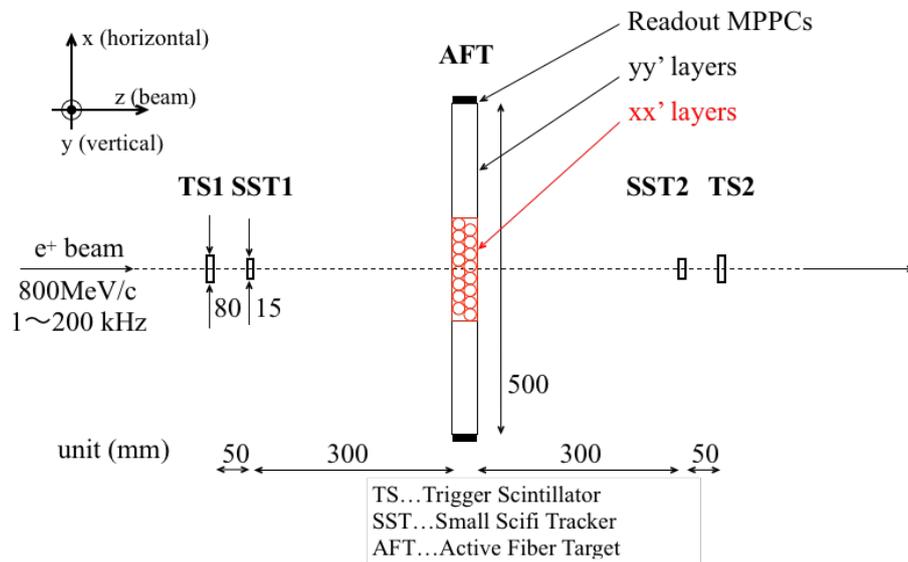


図 3.1: 実験セットアップ

約 1 m 離して 1 台ずつ設置し、これらのコインシデンス信号をトリガー信号とした。

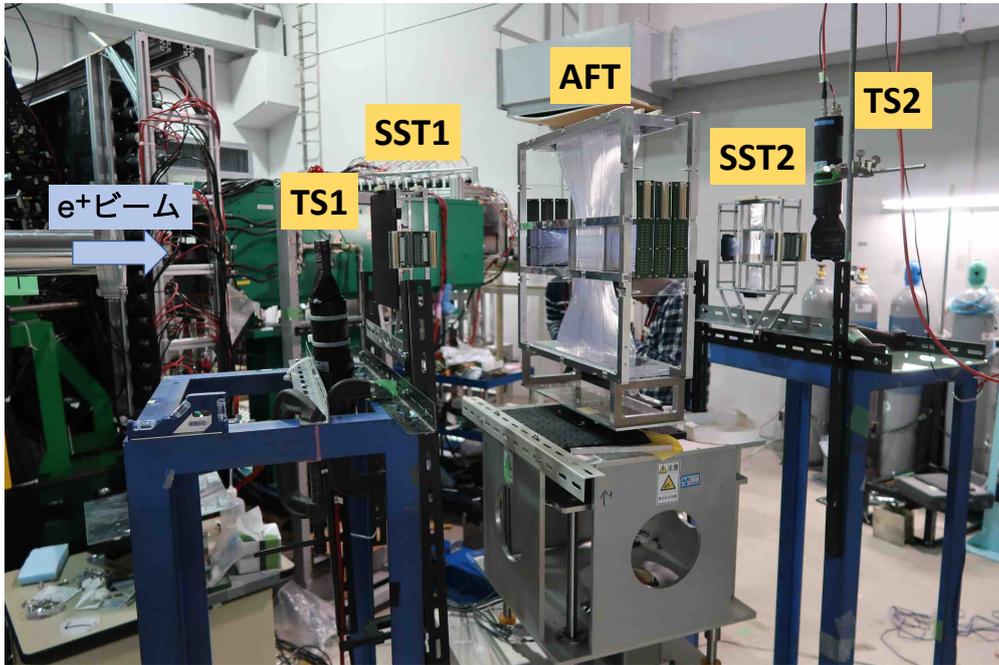


図 3.2: 実際の実験セットアップの様子



図 3.3: 下流から見た電子線形加速器

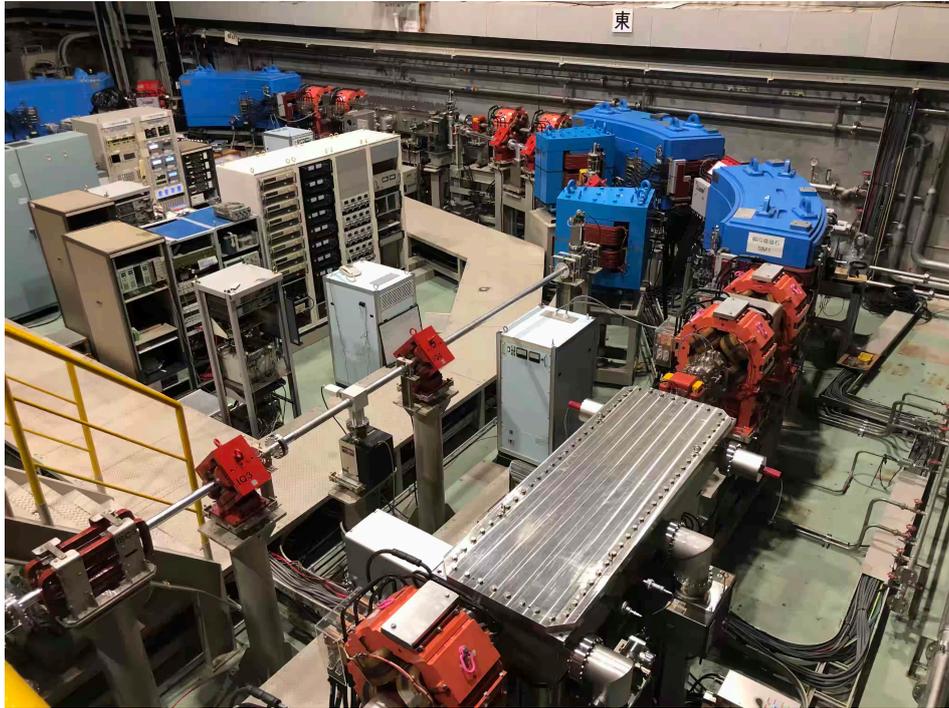


図 3.4: BST リング

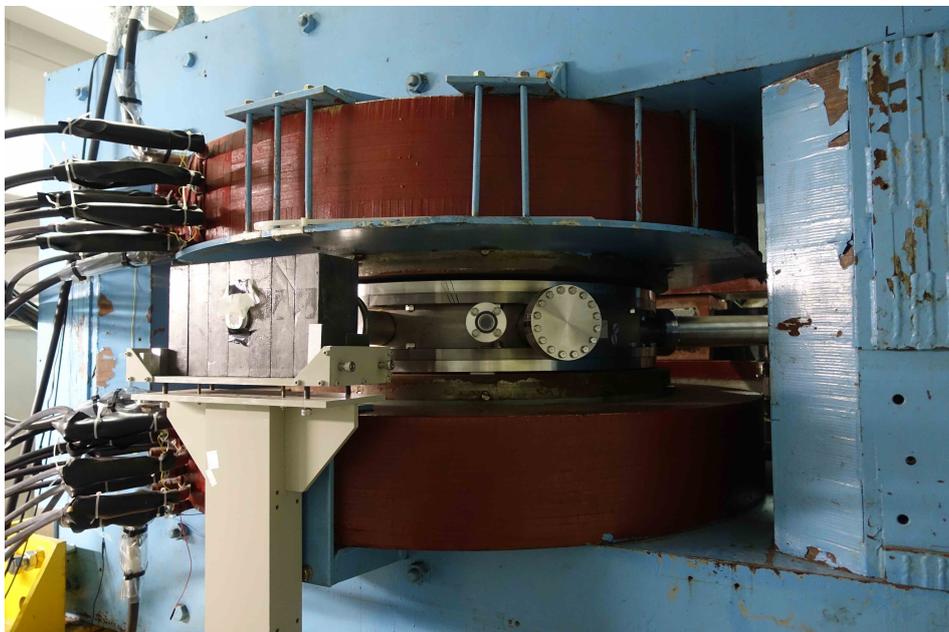


図 3.5: RTAGX

3.2.1 Small Scifi Tracker (SST)

粒子飛跡検出器には、図 3.6 に示す Small Scifi Tracker (SST) を導入した。SST は 1 mm 径のシンチレーションファイバーで構成され、ファイバーには Kuraray 製の SCSF-78[10] を使用した。ファイバーは入射ビーム軸と直交するように配置され、俵状に並べられた xx' (30 本 \times 2) yy' (30 本 \times 2) の 1 セット分からなる。シンチレーション光の読み出しには MPPC を用い、ファイバー径 1 mm に合わせて S13360 シリーズから有効受光面サイズが 1.3 mm 四方の S13360-1375PE を使用した [25]。使ったのはうち 15 本。MPPC の電気信号は AFT 同様 VME-EASIROC を用いて読み出した。SST を AFT の前後に 1 台ずつ、計 2 台設置した。

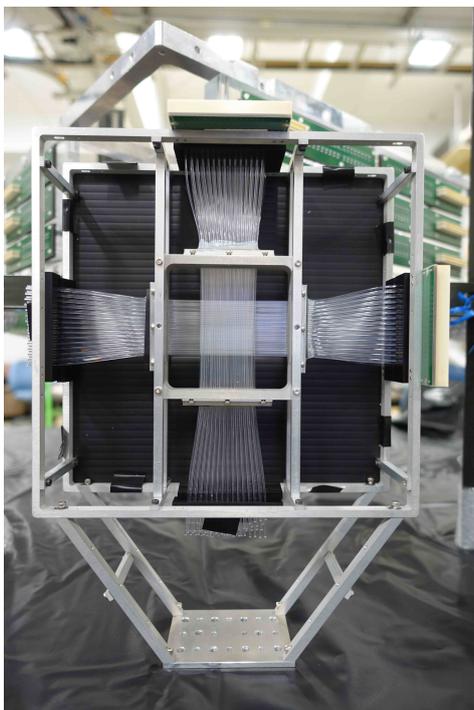


図 3.6: SST

3.3 データ収集系

図 3.7 に本実験で使用したデータ収集系の模式図を示す。TS1、TS2 で作られたトリガー信号は、Master Trigger Module(MTM) と Receiver Module(RM) を介して各 VME-

EASIROC モジュールに配られる。このトリガー信号は 2.2.3 節で述べたように ADC のピークホールドタイミングとしても使われる。本実験では、NIM-EASIROC の内部 HV を外部へ出力することにより中継基板を介して MPPC に高電圧源を供給した。

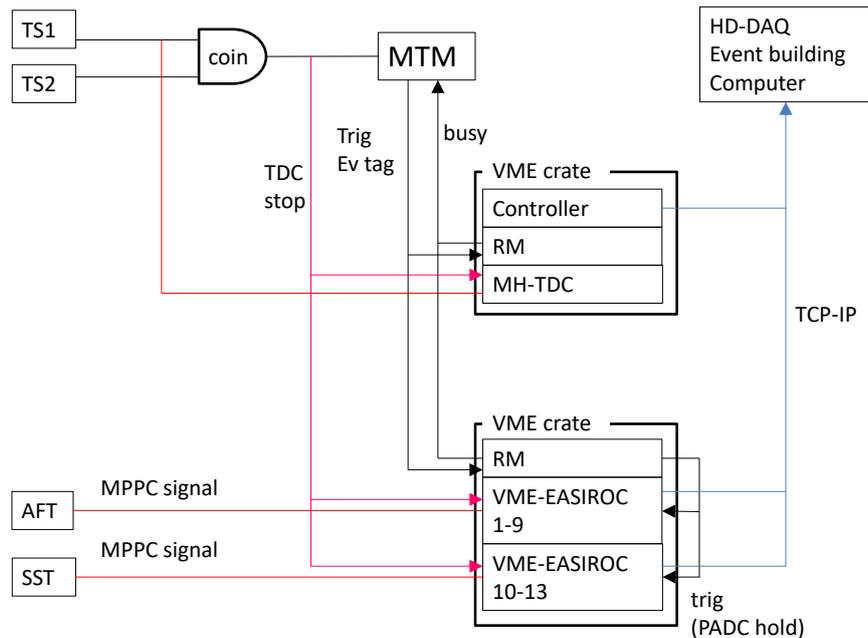


図 3.7: DAQ

3.4 ゲイン合わせ

本実験のようなマルチチャンネルを扱う場合、各チャンネルでの出力のばらつきが問題となる。ファイバーにおいてはシンチレーション光の発光量やファイバー端への輸送効率、シンチレーション光を読み出す MPPC においてはその量子効率や増倍率がばらつきの原因と考えられる。本実験では、信号が EASIROC チップごとに設定される ADC 閾値を超えた時間を表す Time over Threshold (ToT) をチャンネル全体で揃えることでゲイン合わせを行った。ADC 閾値は、オシロスコープで VME-EASIROC の適当なチャンネルの High Gain out を見ながら調整し、全 EASIROC チップに対して 100 mV となるよう設定した。この時に得られる典型的な ToT 分布を図 3.8 に示す。この ToT 分布のピークが全チャンネルについて 40 ch に揃うように各 MPPC にかけるゲインを調整した。ある 1 台の VME-EASIROC モジュールについて、ゲインを変えることにより ToT が揃う過程を

図 3.9 に示す。

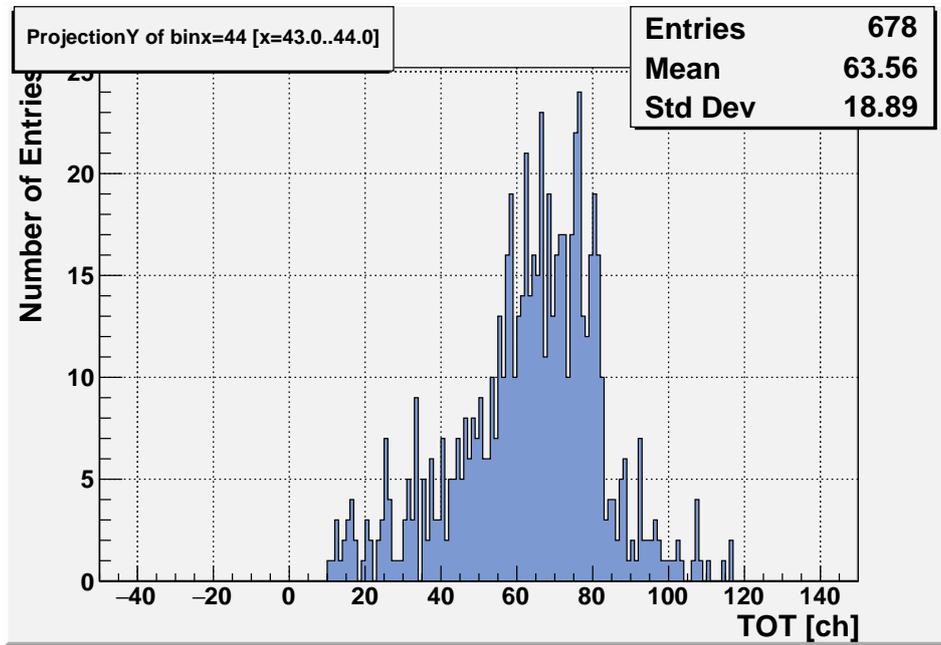


図 3.8: ToT 分布

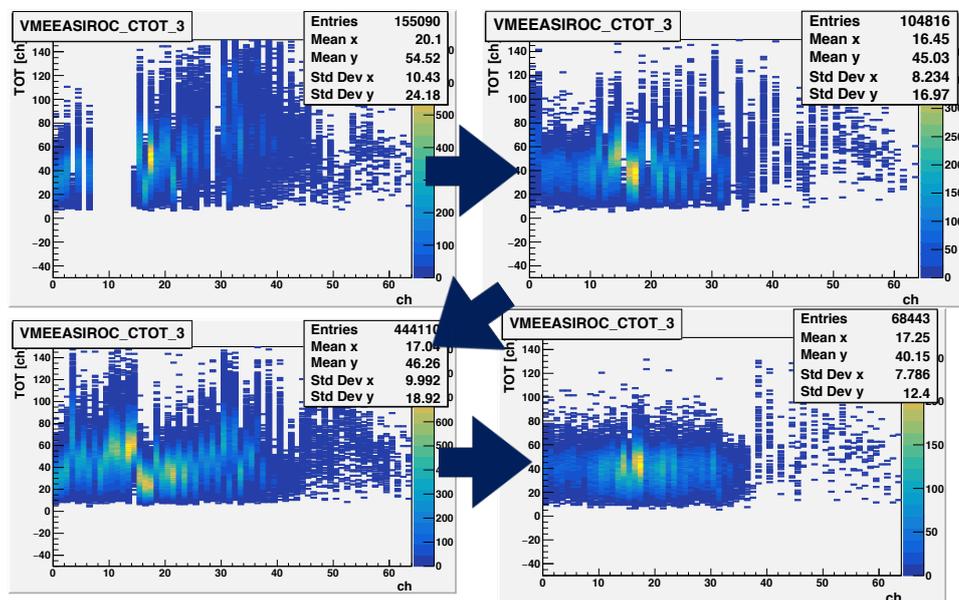
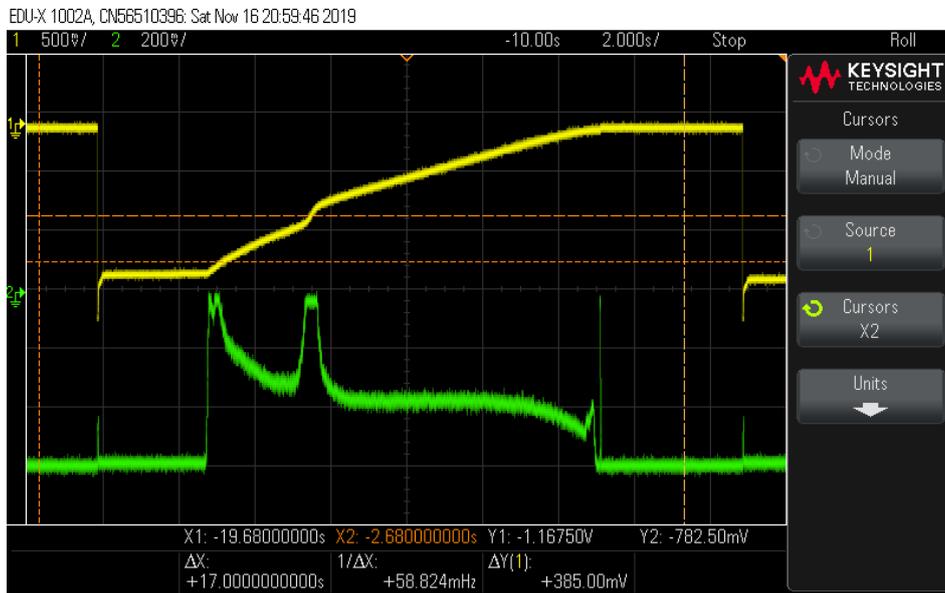


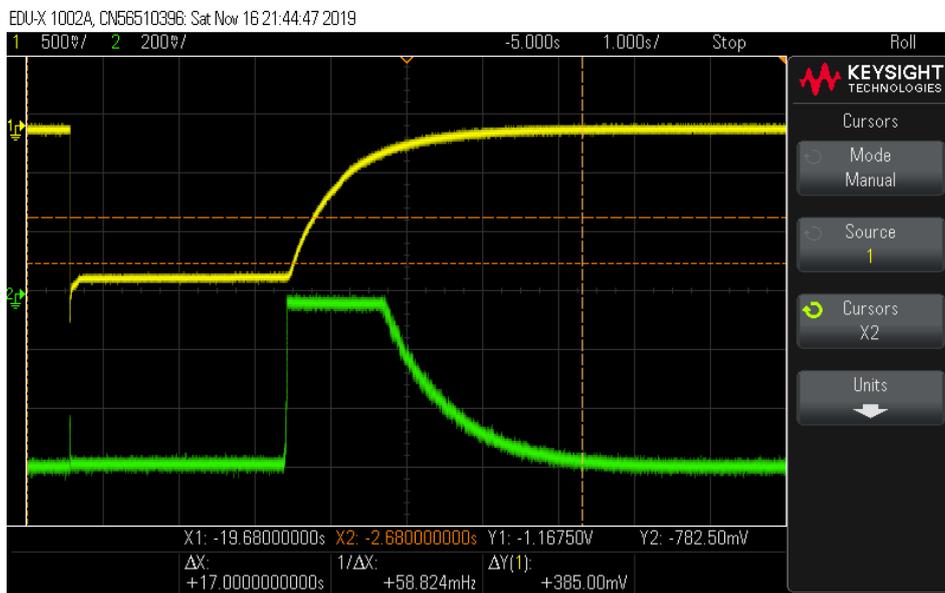
図 3.9: 1 台の VME-EASIROC で見た ToT の 2 次元ヒストグラム。横軸は MPPC のチャンネル。縦軸は ToT 分布。

3.5 測定項目

陽電子のファイバーに対する入射角度を変えるため、AFT を回転台に乗せて測定した。測定角度は $\theta = 0^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 50^\circ$ の 4 点で測定を行った。また、GeV ガンマ照射室に置かれている架台を使い、陽電子のファイバーに対する入射位置を変えながら測定を行った。BST リングからのビームの取り出し手法を変えることにより、単位時間あたりのビーム計数率を変えた測定も行った。BST リングで周回している電子からガンマ線を発生させる時に、その取り出しの早さを変えることで平均的なビーム計数率を変えることが可能である。その違いを図 3.10 に示す。黄色で示される線は BST リングを周回している電子の電流値を表し、緑色の線は制動放射をして周回軌道から外れた電子の電流値を表している。図 3.10a が遅い取り出し、3.10b が速い取り出しの場合で、横軸の単位がそれぞれ 2.0 s、1.0 s となっておりビーム計数率を変えながら測定できることがわかる。



(a) 遅い取り出し



(b) 速い取り出し

図 3.10: ビーム計数率

第 4 章

解析

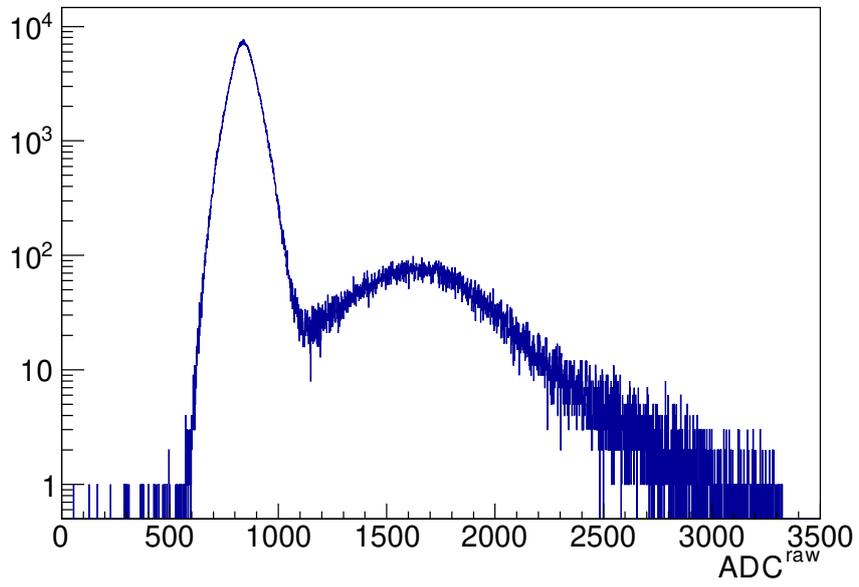
4.1 MPPC が光ったとする条件

4.1.1 ADC のゲイン調整

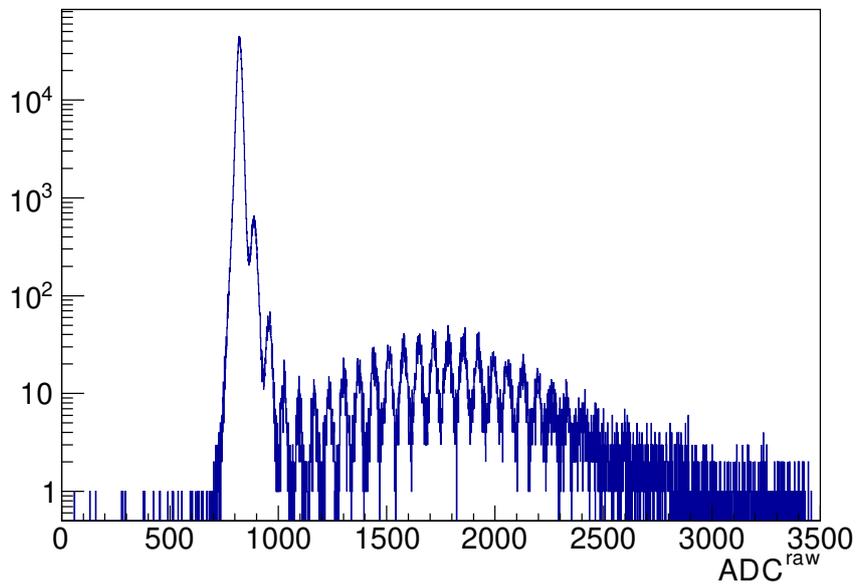
AFT はファイバー両端から、SST はファイバーの一端から MPPC を用いてシンチレーション光を読み出している。図 4.1a、図 4.1b にそれぞれの一端にある MPPC から読み出された典型的な生の ADC 分布 (ADC^{raw}) を示す。各 MPPC チャンネルについて、シンチレーション光による信号とノイズを分離するために ADC^{raw} に閾値のカットをかける。しかし、チャンネル毎にペDESTAL とシンチレーション光ピークの ADC^{raw} の値 (ADC_{ped}^{raw} 、 ADC_{peak}^{raw}) は異なるため、全てのチャンネルの ADC^{raw} に対して一律にカットをかけるには、 ADC^{raw} の分布に対して適当なゲイン調整を行う必要がある。今回の解析では、各チャンネルの ADC^{raw} 分布に対し、 ADC_{ped}^{raw} と ADC_{peak}^{raw} の値を目で見て大雑把に求め、全チャンネルでペDESTAL とシンチレーション光ピークの値が 0 と 1 になるよう、新しい変数 ADC を式

$$ADC \equiv \frac{ADC^{raw} - ADC_{ped}^{raw}}{ADC_{peak}^{raw} - ADC_{ped}^{raw}} \quad (4.1)$$

により定義した。図 4.1 で示した ADC^{raw} 分布に対してゲイン調整を行った結果を図 4.2 に示す。また、以下では単に ADC と書いた場合には式 4.1 で定義したゲイン調整後の ADC の値とする。この ADC に対する閾値を ADC_{thr} とする。 ADC_{thr} の値は解析の内容により変わる値である。

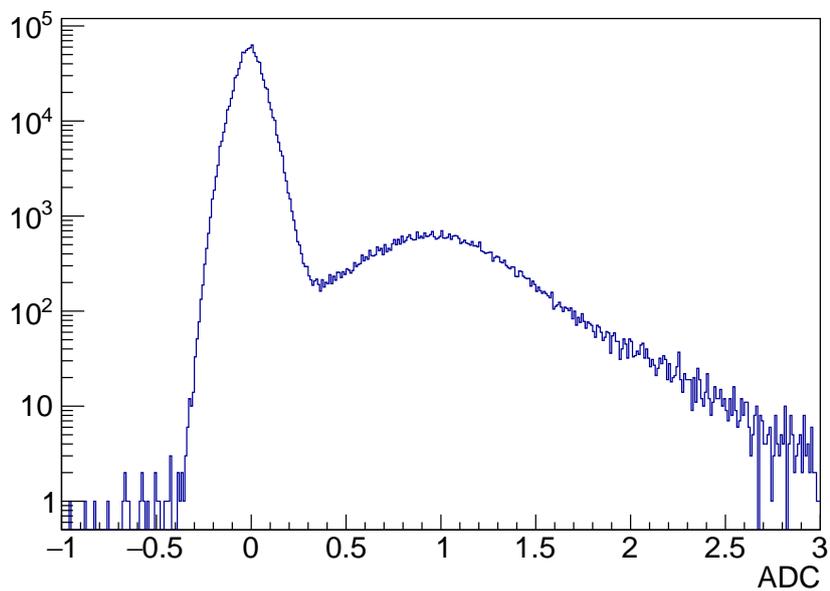


(a) AFT

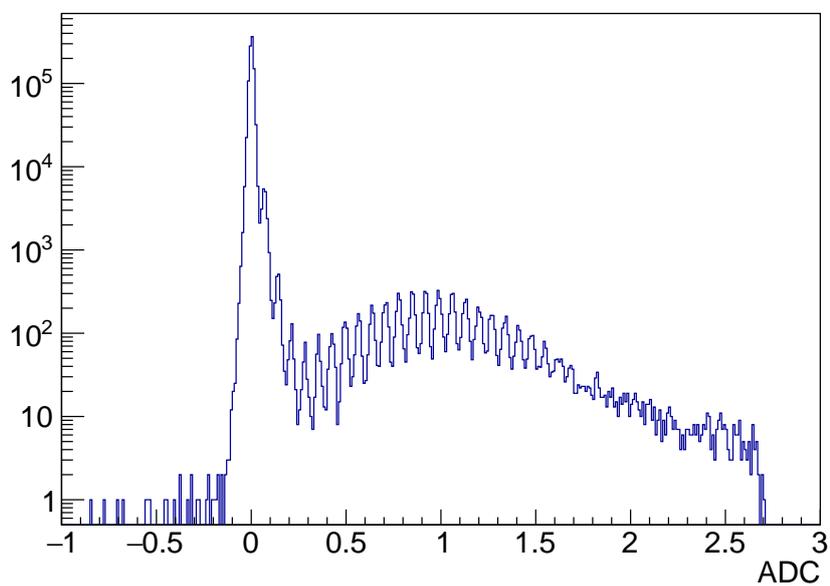


(b) SST

图 4.1: ADC^{raw} 分布



(a) AFT



(b) SST

図 4.2: ペDESTALの位置を 0 に、ピーク的位置を 1 にゲイン調整した ADC 分布

4.1.2 TDC タイミングカット

次に TDC のカット条件について述べる。SST の典型的な 1 本のファイバーの TDC と ADC の 2 次元ヒストグラムを図 4.3 に示す。この図から $400\text{ch} < \text{TDC} < 430\text{ch}$ の領域を陽電子の通過タイミングに同期した信号であるとした。

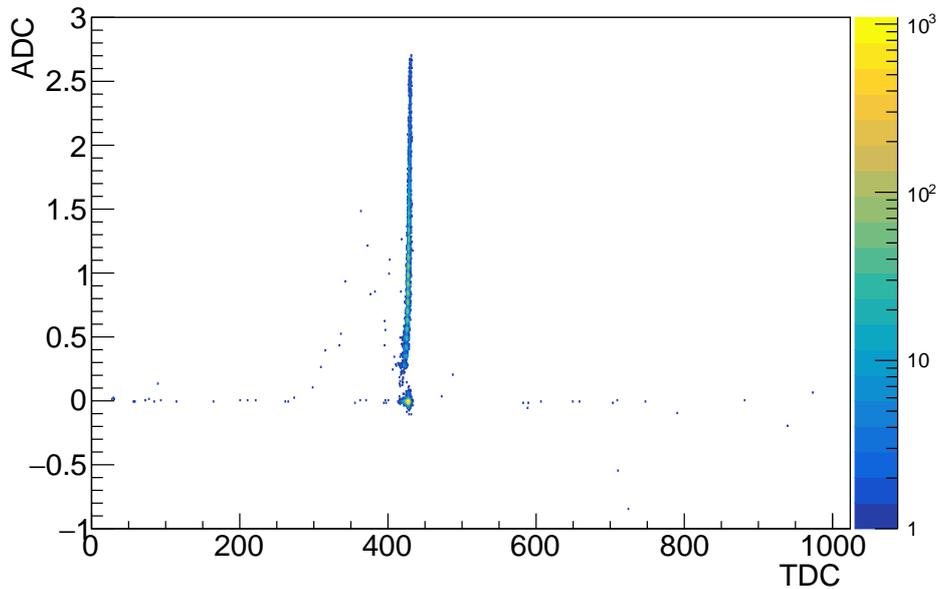


図 4.3: TDC と ADC の 2 次元相関

4.2 飛跡再構成

SST は片読みのため、各 MPPC が ADC のカットと TDC のタイミングカットの条件を両方満たす時に対応するファイバーが光った (Fire) と定義する。すなわち、

$$\text{MPPC}_{\text{Fire}} = \text{ADC} > \text{ADC}_{\text{thr}} \otimes 400 < \text{TDC} < 430 \quad (4.2)$$

である。光ったファイバーの中心位置の座標をもとに入射陽電子の飛跡構成を行った。飛跡再構成の結果を図 4.4 に示す。図 4.4 の左側、右側はそれぞれ検出器群を上空から見た図、右方から見た図を表す。y 軸正の方向が鉛直下向きを表す。陽電子ビームは下方から入射している。飛跡構成は、x-z 平面と y-z 平面で独立に行った。以下、x-z 平面での構成の方法について述べる。

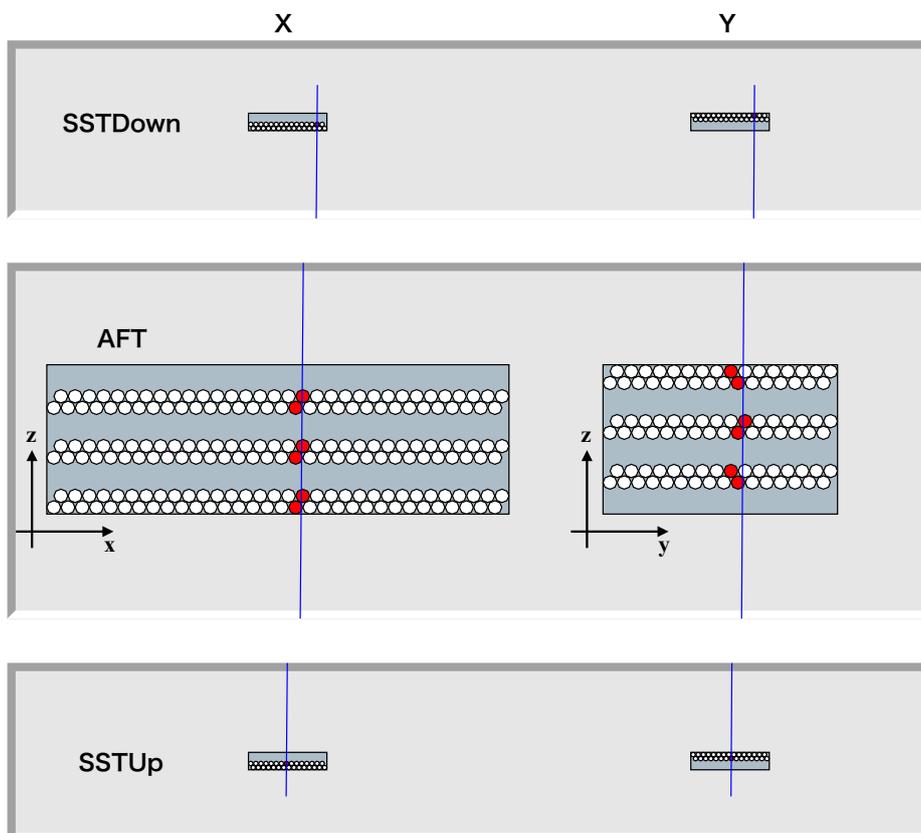


図 4.4: 飛跡構成の例。AFT と SST との間隔は省略している。光ったファイバーを赤く、飛跡を青い直線で示してある。

上流側にある SST を SSTUp、下流側にある SST を SSTDown と呼ぶ。x 方向のファイバー層は SSTUp・SSTDown 共に xx' (15 本 \times 2) の 2 層、計 4 層存在する。SSTUp の xx' 層を構成する 30 本のうちいずれか 1 本と、SSTDown の xx' 層を構成する 30 本のうちいずれか 1 本が光った場合にのみ飛跡の再構成を行った。ファイバーの座標にはそれぞれのファイバー中心位置を用いた。さらに、ある 1 層において複数のファイバーが光っていた場合、その層からは 1 本のファイバーのみを採用して飛跡構成を行った。この時、飛跡の候補が複数考えられるが、そのうち最も χ^2 が小さいものを真の飛跡として採用した。すなわち、図 4.5 のように SSTUp の x' 層において 2 本のファイバー B, B' が光っていた場合、ファイバーの組み合わせが (A, B, C, D) から構成される飛跡 α と (A, B', C, D) から構成される飛跡 β が考えられる。今回の解析では、これら 2 本のうち χ^2 が小さい方を採用した。

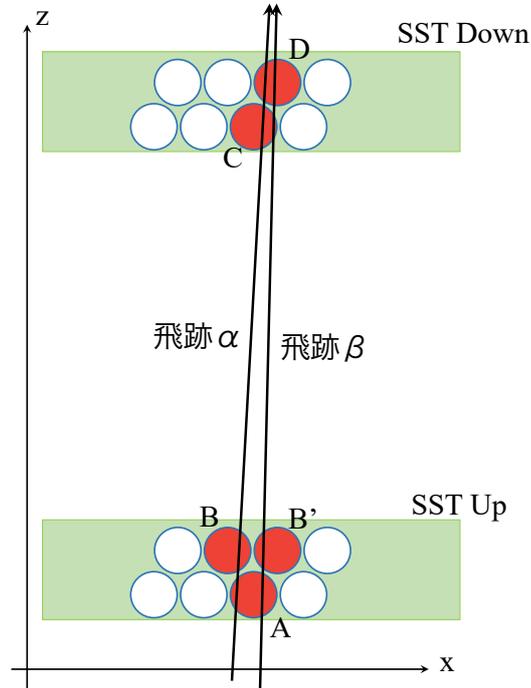


図 4.5: 1つの層からは1本のファイバーだけを飛跡構成に使用する。

飛跡構成に用いる座標の誤差 σ_x は、SST に用いた 1 mm 径のファイバー中を陽電子ビームが一様分布すると仮定して、

$$\sigma_x = \frac{\text{SST のファイバー直径}}{\sqrt{12}} = \frac{1}{\sqrt{12}} \text{ mm} \quad (4.3)$$

とした。

4.3 AFT の位置合わせ

SST を用いて構成した飛跡情報から AFT の位置合わせを行った。SST で構成した直線と AFT の光ったファイバー中心位置との残差 Δx を図 4.6 に示す座標 $X_{\text{飛跡}}$ と X_{AFT} を用いて

$$\Delta x = X_{\text{AFT}} - X_{\text{飛跡}} \quad (4.4)$$

と計算した。 $X_{\text{飛跡}}$ は AFT の各層を構成するファイバーの中心位置を結んだ面と飛跡の交点の x 座標である。また AFT の光ったファイバーとは、ファイバー両端にある MPPC

が共に

$$\text{MPPC}_{\text{Fire}} = \text{ADC} > \text{ADC}_{\text{thr}} \otimes 400 < \text{TDC} < 430 \quad (4.5)$$

を満たすファイバーである。AFT の位置合わせにおいては、AFT・SST いずれの MPPC に対する ADC カットの閾値を $\text{ADC}_{\text{thr}} = 1$ とした。 $\text{ADC}_{\text{thr}} = 1$ は MPPC のシンチレーション光ピークであり、陽電子ビームがファイバーの中央を通過したと考えられる。

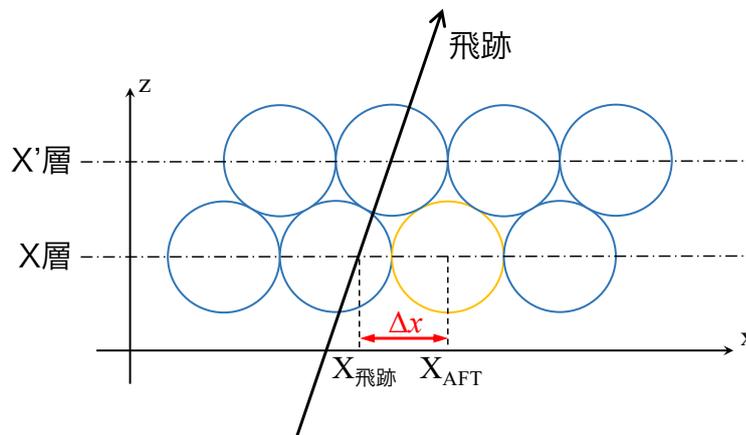
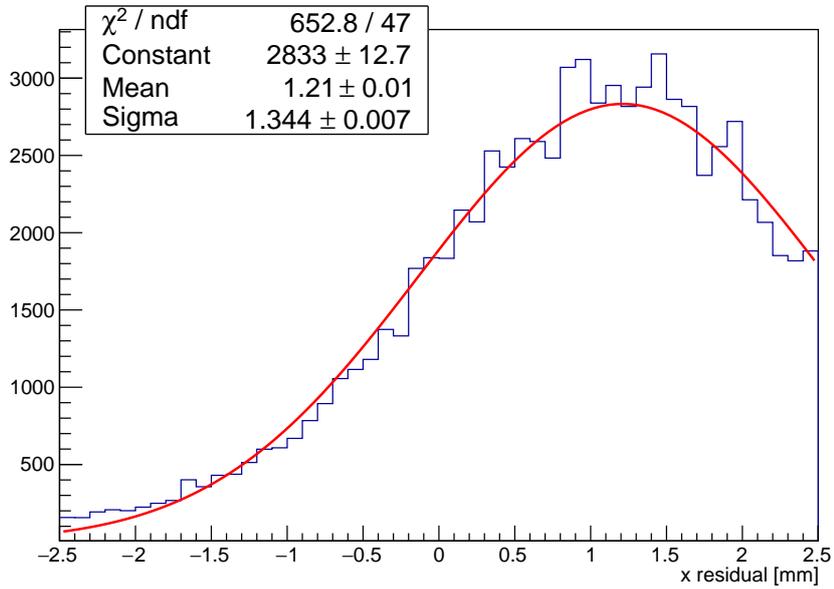
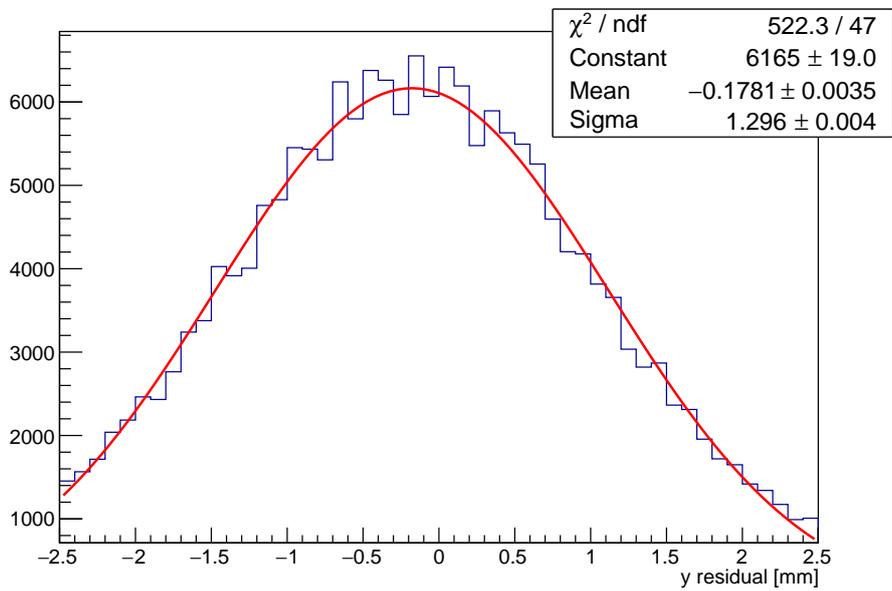


図 4.6: AFT の光ったファイバーと飛跡の残差 Δx

得られた残差 Δx の分布を図 4.7 に示す。図 4.7a は x-z 平面での残差を、図 4.7b は y-z 平面での残差を表す。得られた分布をガウス関数で評価し、スペクトルの中心値を得た。この結果から AFT の位置を x 方向に -1.21 mm、y 方向に 0.18 mm の補正をかけた。補正後、ガウス関数で評価したものが図 4.8 である。

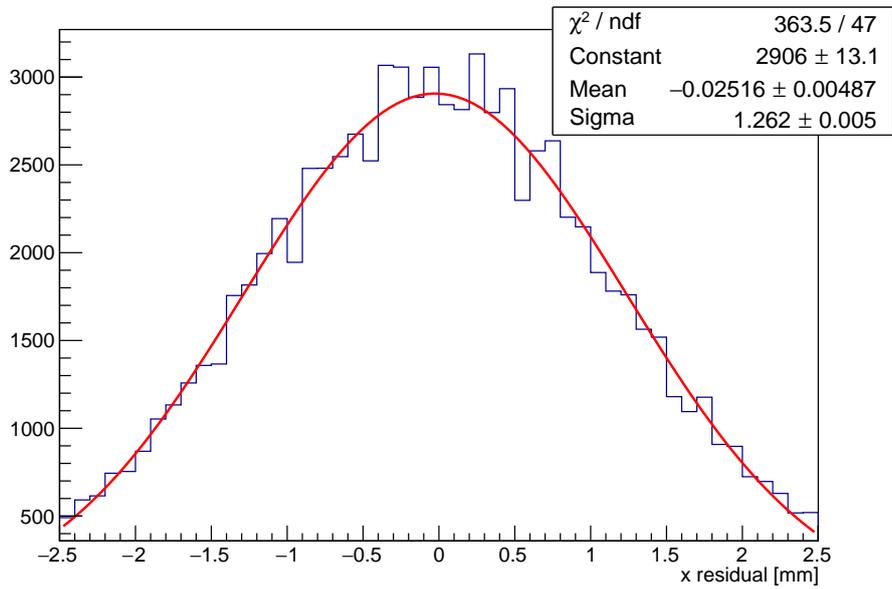


(a) X 方向の距離

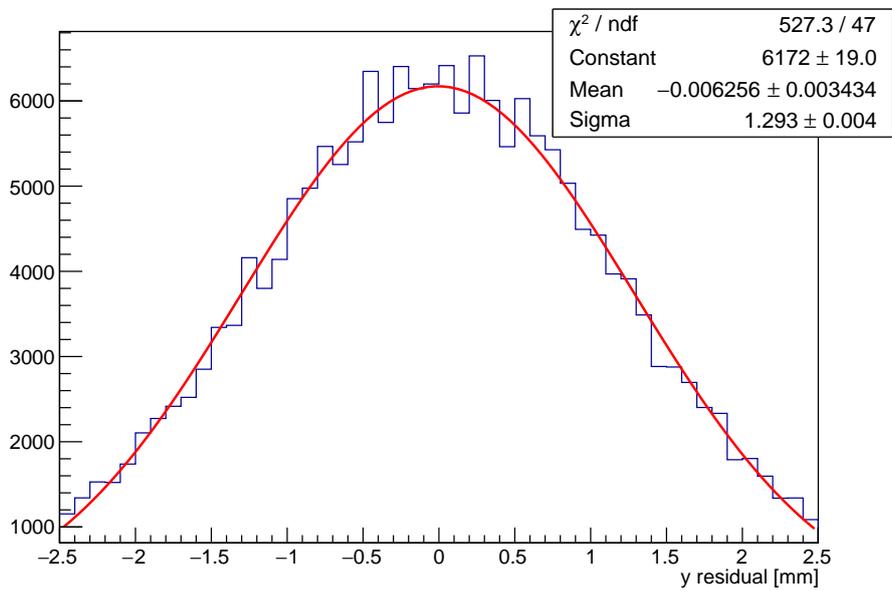


(b) Y 方向の距離

図 4.7: AFT の光ったファイバーと SST で構成した飛跡との残差 Δx



(a) X 方向の距離（補正後）



(b) Y 方向の距離（補正後）

図 4.8: AFT の位置を補正した後の AFT の光ったファイバーと SST で構成した飛跡との残差 Δx

4.4 AFT の検出効率

AFT の検出効率をファイバーごとに測定した。図 4.9 に示されるファイバー A の検出

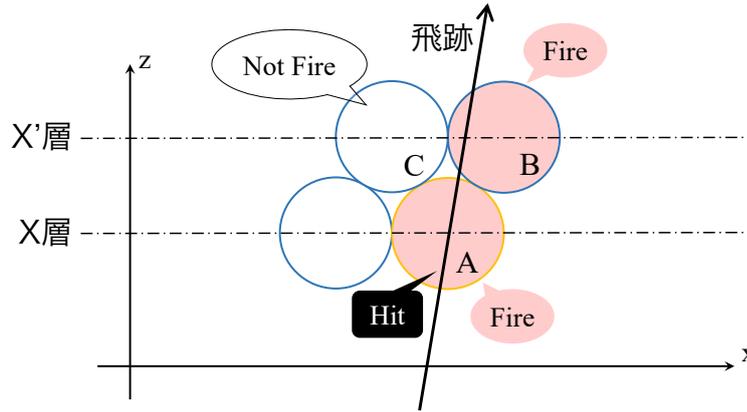


図 4.9: 検出効率の定義

効率 ϵ を、SST を用いて構成した飛跡がファイバー A を通過する事象 (Hit) とファイバー A, B, C それぞれの光った事象 (Fire) から、

$$\epsilon = \frac{n(\text{Hit} \otimes (\text{Fire}_A \oplus \text{Fire}_B \oplus \text{Fire}_C))}{n(\text{Hit})} = \frac{N_{\text{Fire}}}{N_{\text{Hit}}} \quad (4.6)$$

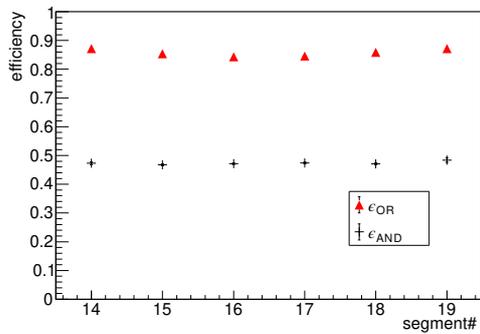
と定義した。ここで、事象 Hit とは 4.3 で定義した残差 Δx と、AFT ファイバーの実効的な半径 Rad^{eff} から

$$|\Delta x| < \text{Rad}^{\text{eff}} \quad (4.7)$$

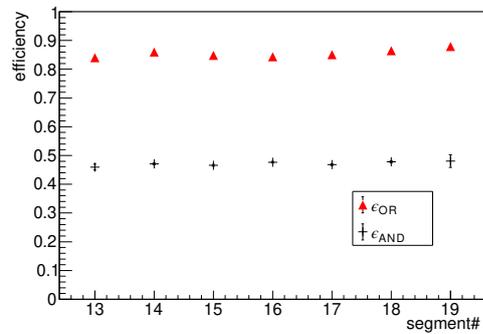
を満たす事象とした。ただし、飛跡を構成する際に用いる SST ファイバーの Fire 条件である式 4.5 において $\text{ADC}_{\text{thr}} = 0.3$ とした。事象 Fire は、式 4.5 と同様に定義できるが、AFT のファイバーは両読みのため両チャンネルの論理積 (Fire_{AND}) と論理和 (Fire_{OR}) が考えられる。そのため検出効率についても ϵ_{AND} と ϵ_{OR} が定義できる。以下これらを分けて記述する。検出効率 ϵ の標準誤差 $\Delta\epsilon$ は、 N_{Fire} が平均 $N_{\text{Hit}}\epsilon$ 、分散 $N_{\text{Hit}}\epsilon(1 - \epsilon)$ の二項分布から得られると仮定し

$$\Delta\epsilon = \sqrt{N_{\text{Hit}}\epsilon(1 - \epsilon)} \quad (4.8)$$

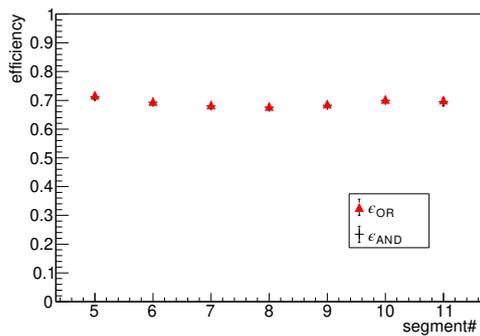
とした。 $ADC_{thr} = 0.3$ 、 $Rad^{eff} = 1.5$ とした時の AFT の検出効率を図 4.10、図 4.11、図 4.12 と図 4.13 に示す。



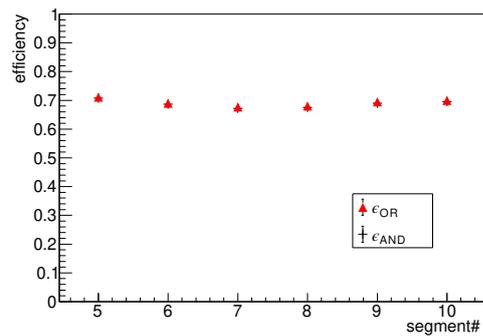
(a) 0 番目の層 (X) における検出効率



(b) 1 番目の層 (X') における検出効率

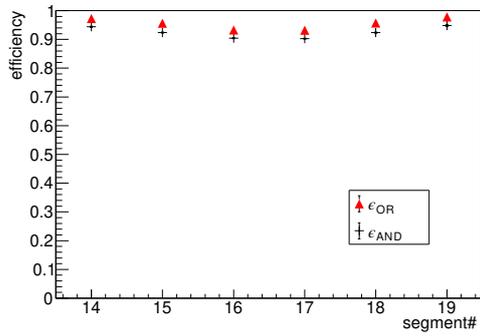


(c) 2 番目の層 (Y) における検出効率

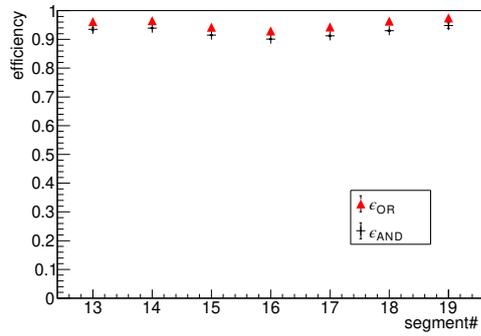


(d) 3 番目の層 (Y') における検出効率

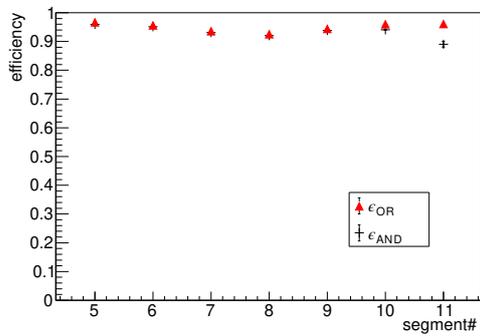
図 4.10: 1 セット目の各層での検出効率。横軸は各層におけるファイバーを示す。赤色、黒色の点はそれぞれ ϵ_{AND} 、 ϵ_{AND} を示す。



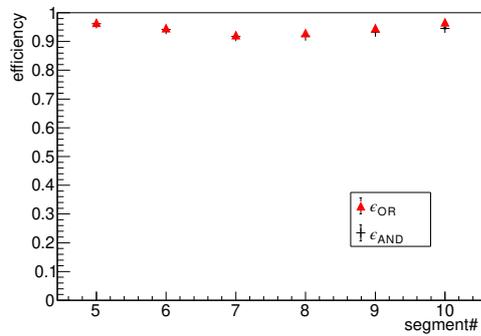
(a) 4番目の層 (X) における検出効率



(b) 5番目の層 (X') における検出効率

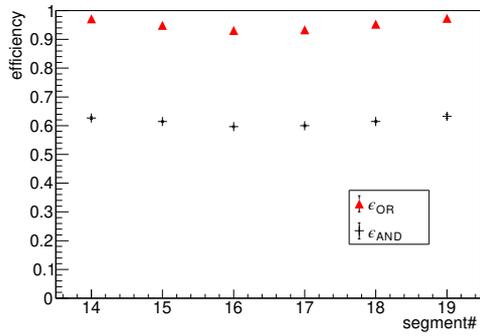


(c) 6番目の層 (Y) における検出効率

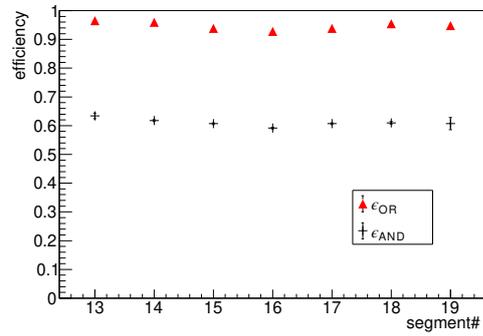


(d) 7番目の層 (Y') における検出効率

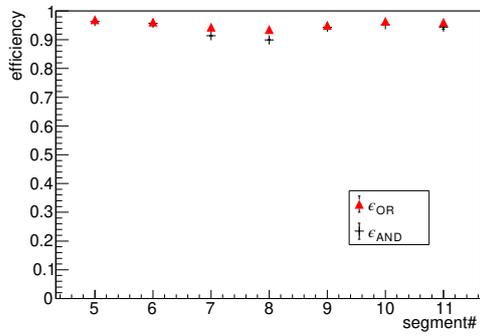
図 4.11: 2セット目の各層での検出効率。横軸は各層におけるファイバーを示す。赤色、黒色の点はそれぞれ ϵ_{AND} 、 ϵ_{AND} を示す。



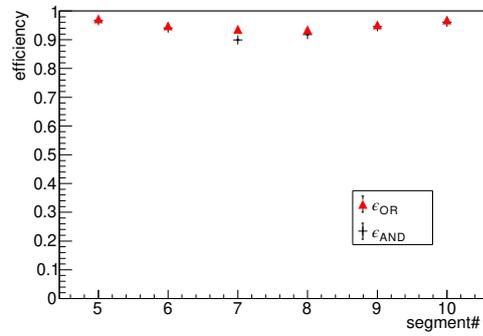
(a) 8番目の層 (X) における検出効率



(b) 9番目の層 (X') における検出効率



(c) 10番目の層 (Y) における検出効率



(d) 11番目の層 (Y') における検出効率

図 4.12: 3 セット目の各層での検出効率。横軸は各層におけるファイバーを示す。赤色、黒色の点はそれぞれ ϵ_{AND} 、 ϵ_{AND} を示す。

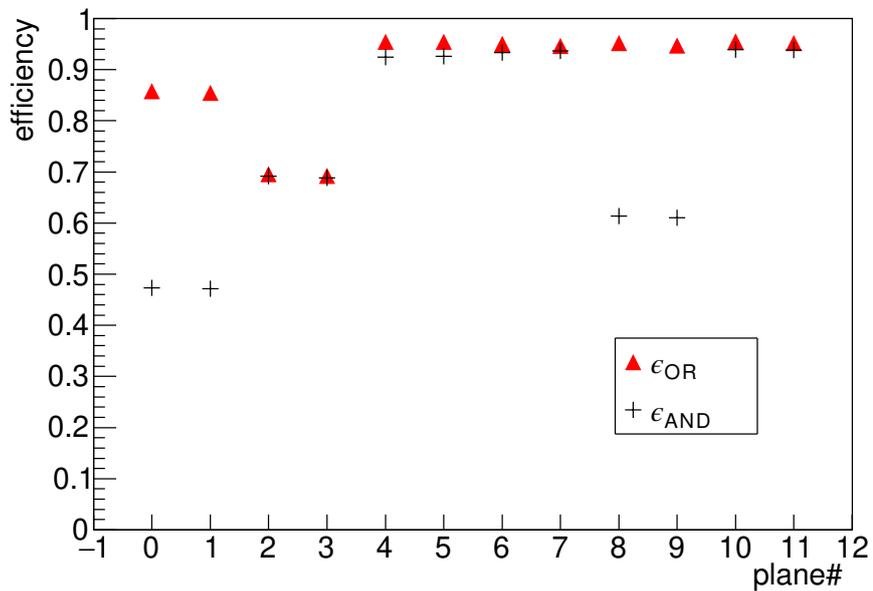


図 4.13: 層ごとに平均をとった検出効率。赤色、黒色の点はそれぞれ ϵ_{OR} 、 ϵ_{AND} を示す。

各層の中央に位置するファイバーでの検出効率は外側のファイバーに比べて系統的に下がっている。これは SST で構成した飛跡の傾きによるものと考えられる。傾きを持った飛跡は $ADC_{thr} < 0.3$ を満たしながら AFT のファイバーを通過することがあり (図 4.14)、この場合には Fire 事象とは数えられないため検出効率低下の原因となる。

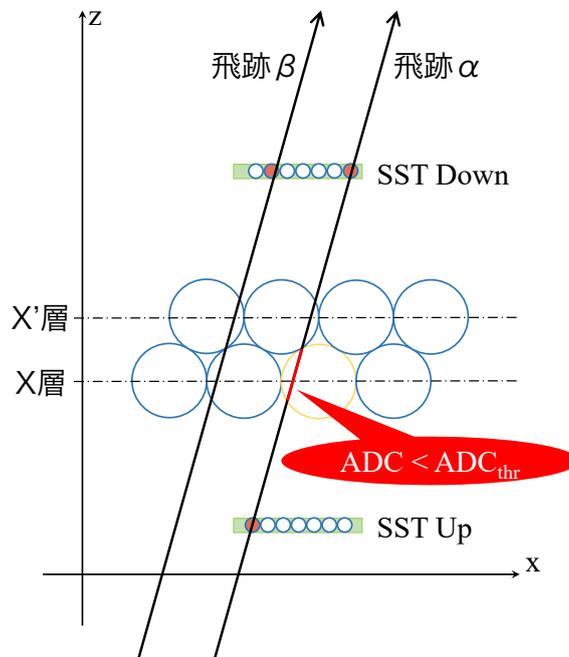


図 4.14: 傾きを持った飛跡と AFT ファイバーとの位置関係

本研究で AFT の前後に配置した SST は AFT よりも有感領域が小さいため、中央から離れた位置にあるファイバーを通る傾きが大きい飛跡は検出することができない（図 4.14 の飛跡 β ）。結果として、AFT の中央に位置するファイバーには傾きの大きい飛跡が入射し、すり抜けの効果から検出効率が低下する。SST で構成した飛跡について、 x - z 平面、 y - z 平面内での直線の傾きをそれぞれ図 4.15、図 4.16 に示す。

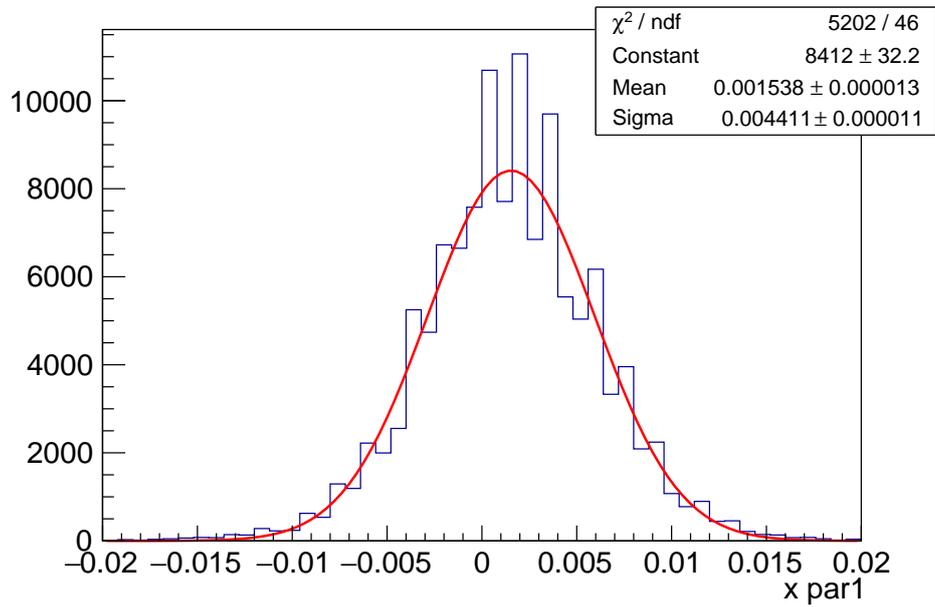


図 4.15: x-z 平面内での直線の傾き

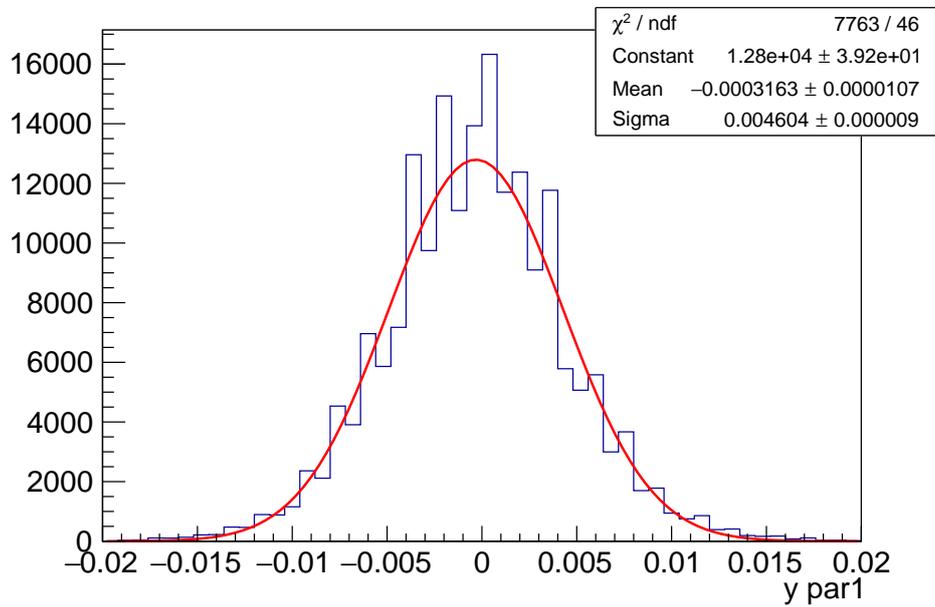


図 4.16: x-z 平面内での直線の傾き

それぞれガウス関数で評価した結果から平均値のまわり ± 0.005 の直線を選び、この直線を使って Hit 事象を定義される検出効率を計算した。その結果を図 4.17 に示す。例と

して7層目の検出効率を示す。

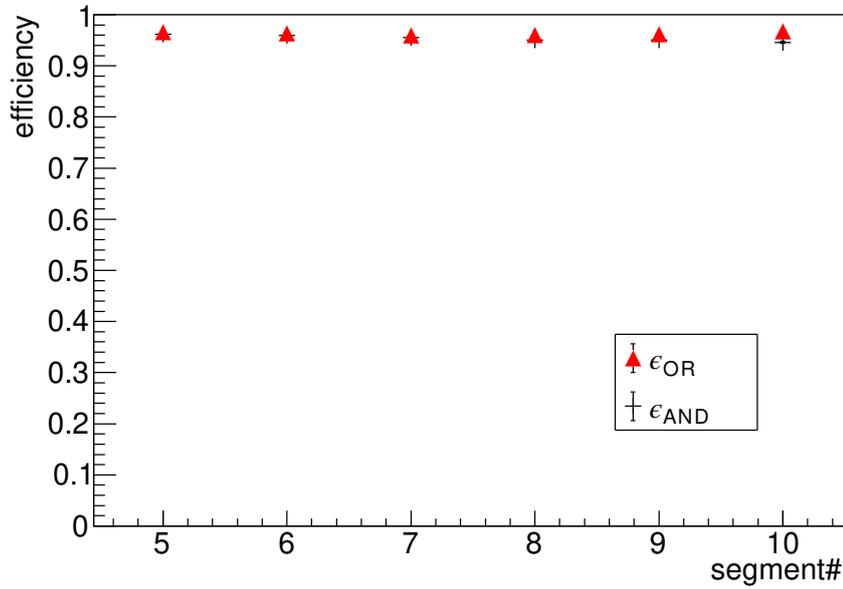


図 4.17: 傾きの小さな直線を選んだ時の検出効率 (7 層目)

同じ傾きを持った飛跡に対する検出効率はファイバー間で等しいことがわかる。

次に、検出効率の ADC_{thr} 、 Rad^{eff} 依存性をそれぞれ図 4.18、図 4.19 に示す。各点はあ
る層における平均をとった検出効率 ϵ_{OR} を示す。

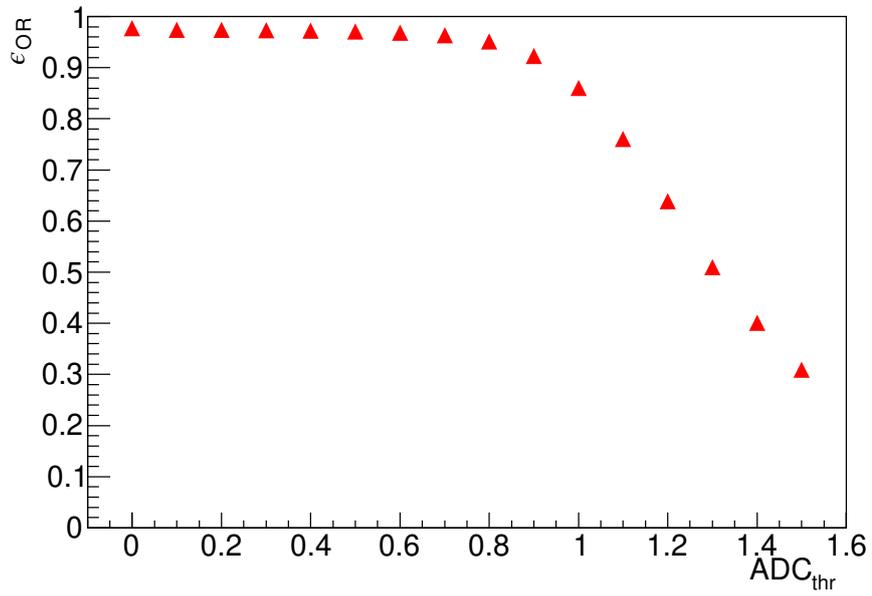


図 4.18: 検出効率の ADC_{thr} 依存性。各点はある層における平均を示す。

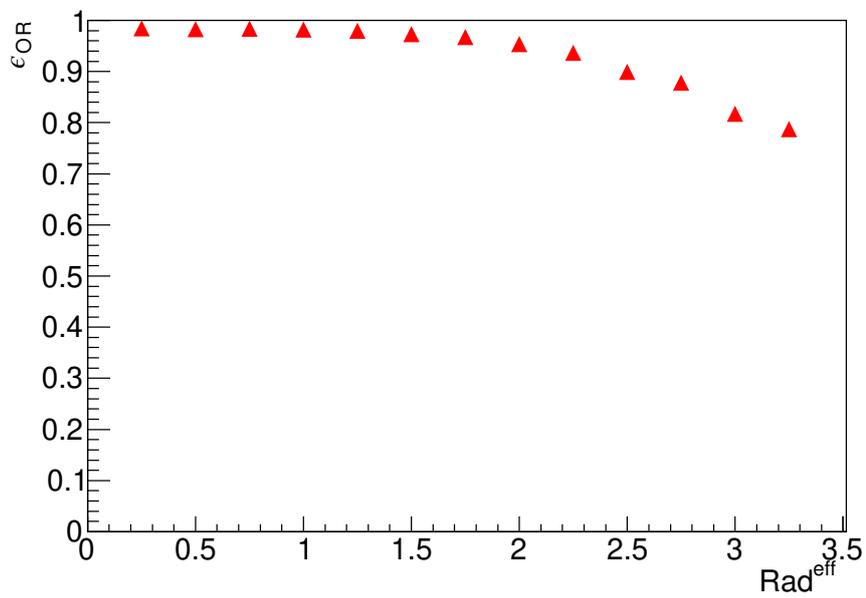


図 4.19: 検出効率の Rad^{eff} 依存性。各点はある層における平均を示す。

4.5 エネルギー分解能

次に、本研究で得られたエネルギー分解能について述べる。図 4.20 に示すような、X 層と X' 層で前後に位置するファイバーを考える。陽電子ビームが AFT に正面から垂直に入射した場合、X 層のファイバー A を通過した距離 PL_A と X' 層のファイバー B を通過した距離 PL_B は

$$\sqrt{1 - PL_A^2} + \sqrt{1 - PL_B^2} = 1 \quad (4.9)$$

の関係となる。ここで、ファイバーの直径が 1 となるように調整している。

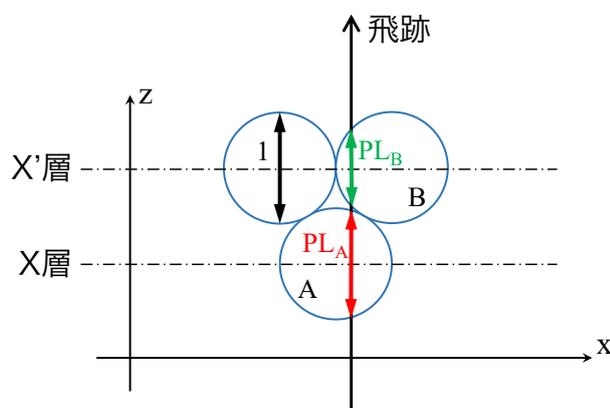


図 4.20: 前後に位置するファイバーにおけるビームの通過距離

陽電子ビームの単位長さあたりのエネルギー損失が一定であるとする、ファイバー A, B におけるエネルギー損失の大きさはそれぞれ PL_A, PL_B に比例すると考えられる。すなわち、ファイバー A, B から得られる ADC_A, ADC_B の二次元相関は式 4.9 から

$$\sqrt{1 - ADC_A^2} + \sqrt{1 - ADC_B^2} = 1 \quad (4.10)$$

と考えられる。図 4.21 に図 4.20 の位置関係にあるファイバーの ADC の二次元相関を示す。図中の赤い線は式 4.10 を表す。この二次元相関において、縦軸の範囲を (0., 0.3) と小さい範囲で切り出して横軸に射影したものが図 4.22 である。これはファイバー A の中心付近を通過した場合の ADC 分布に他ならない。800 MeV/c の陽電子がファイバー中心付近 (3 mm) を通過した場合における、ファイバー中の電子との衝突に起因するエネルギー

損失の平均値は 500 keV である。ADC の値とファイバーで損失したエネルギー ΔE は比例する ($\text{ADC} \propto \Delta E$) ため、図 4.22 をガウス関数で評価した結果からエネルギー分解能は

$$\frac{\sigma_E}{E} = 29.9 \pm 0.6 \% \quad (4.11)$$

と得られる。

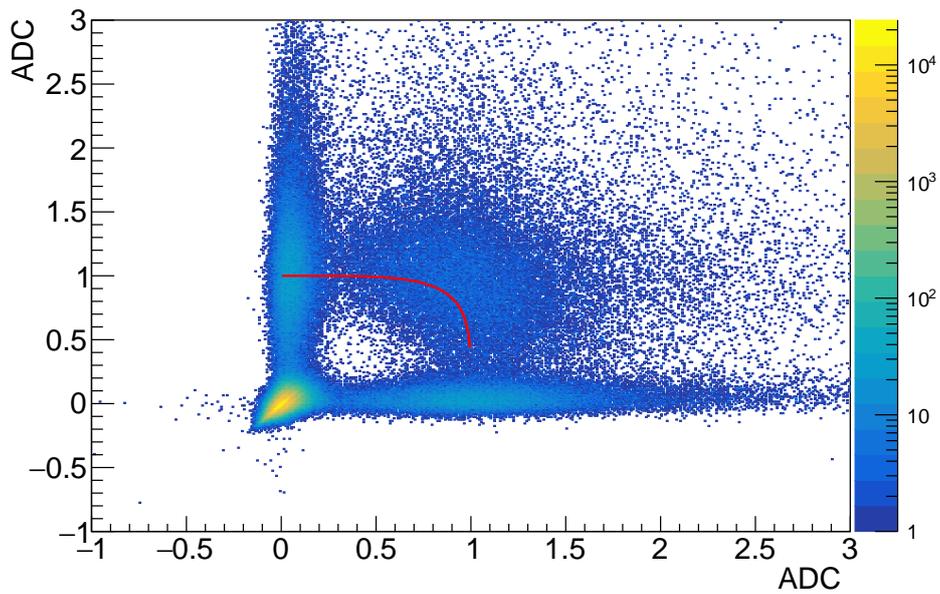


図 4.21: 前後に位置するファイバーの ADC 相関。赤い曲線はエネルギー損失が通過距離に比例するとした時の理想的な ADC の関係を示す。

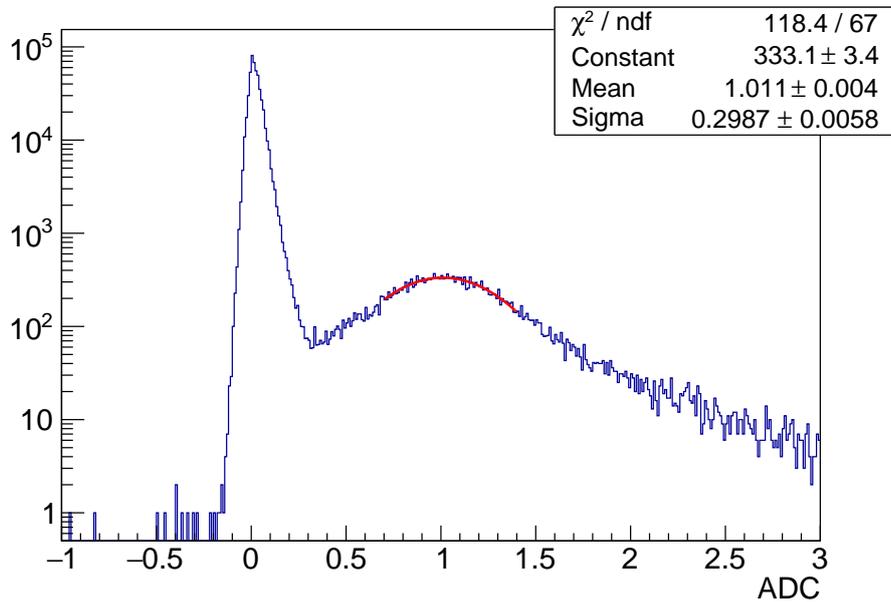


図 4.22: ファイバーの中心付近を通過した場合の ADC 分布

本研究で使用した MPPC は、32 個ごとに同じ MPPC 基板にのっている。同じ基板にのっている MPPC 同士はペDESTALを共有すると考えられるため、ペDESTALは正の相関を持つが、陽電子ビームが通過したイベントでは無相関の関係にある MPPC 同士で ADC の値を引き合うことによりエネルギー分解能の向上が見込める。これをペDESTAL補正と呼ぶ。ペDESTAL補正に使った組み合わせの典型的な ADC 二次元相関を図 4.23 に示す。

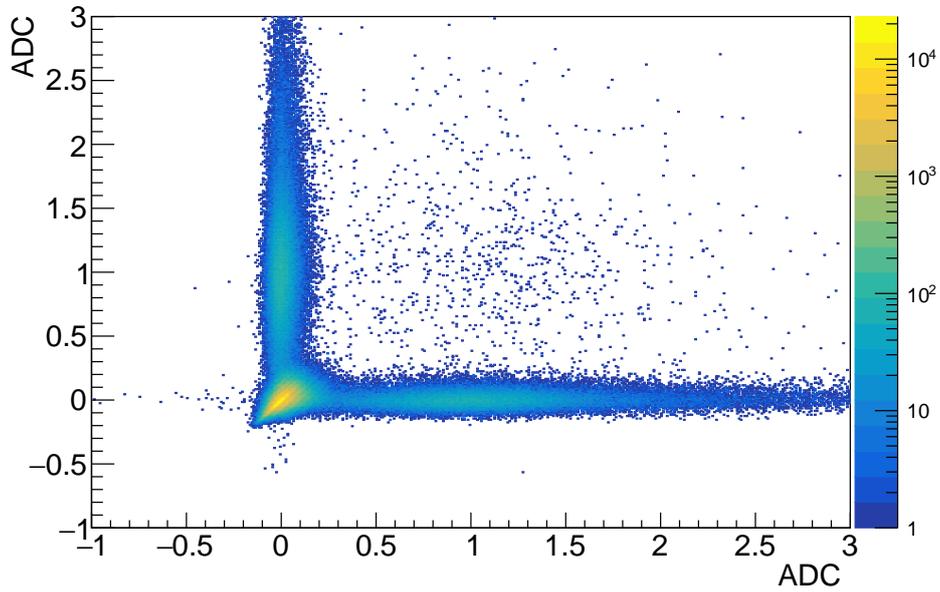


図 4.23

図 4.21 の横軸と縦軸に示される MPPC に対してそれぞれ個別にペDESTAL補正を行なった結果が図 4.24 である。先と同様に縦軸の範囲を (0., 0.3) で切り出して横軸に射影したものが図 4.25 である。ペDESTAL補正をした後のエネルギー分解能は

$$\frac{\sigma_E}{E} = 29.8 \pm 0.6 \% \quad (4.12)$$

である。

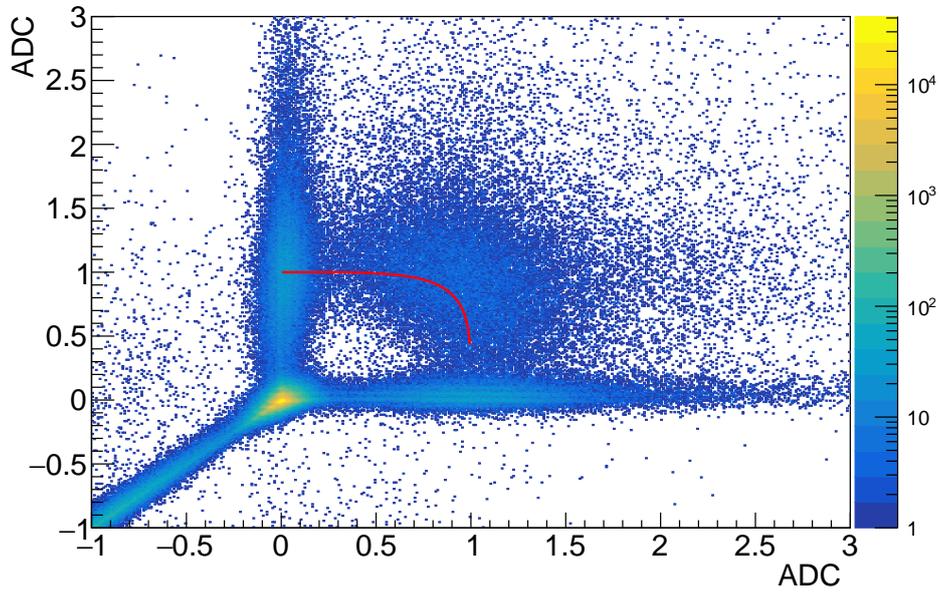


図 4.24: 前後に位置するファイバーのペDESTAL補正後の ADC 相関。赤い曲線はエネルギー損失が通過距離に比例するとした時の理想的な ADC の関係を示す。

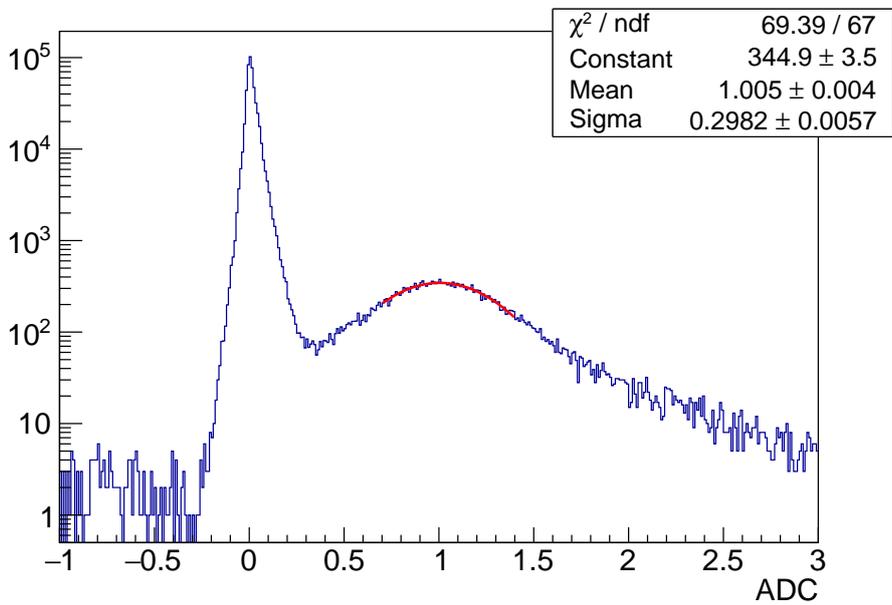


図 4.25: ファイバーの中心付近を通過した場合のペDESTAL補正後の ADC 分布

第 5 章

議論と展望

我々は J-PARC E70 実験が始動する 2022 年に向けてアクティブファイバー標的の本作を製作することを検討している。本章では、今回の研究を受けて本作製作時に検討すべきフィードバック事項について議論する。

5.1 AFT 本作の製作にあたって

まず、ファイバー端面加工について述べる。AFT 本作はファイバーを約 900 本使用するため、両端合わせて約 1800 ヶ所の端面が存在する。これらすべてをニッパで切るのみの場合と研磨剤で磨く場合では作業の進捗に大きな違いが生じる。そこで、ファイバー端面の削り方が光量に与える影響を調べるため、図 2.22 で示した通りニッパで切るのみのもの (AFT の xx' 層の左側) とニッパで切ったのちに研磨剤を用いて磨いたものを用意した (AFT の xx' 層の右側)。図 4.10a、4.10b、4.11a、4.11b、4.12a、4.12b において、segment# が 15 以下のファイバーは xx' 層の左側、16 以上のファイバーは xx' 層の右側を示している。この結果から、ファイバーの端面加工の違いによる検出効率の差は見られないことがわかる。したがって、ファイバーの端面はニッパで切る方が作業効率の観点からも良いと結論づけた。

ファイバー 1 本あたりの読み出しについて、我々はファイバーの両端からシンチレーション光を読み出すことを計画している。図 4.13 から読み取れる通り、ファイバー両端の MPPC が Fire したことを要求する場合 (ϵ_{AND}) とどちらか一方が Fire するだけで良い場合 (ϵ_{OR}) で著しく検出効率が異なる層があることがわかる。これは、陽電子がファイバーを通過した Hit 事象において、片方の MPPC は Fire しているが他方の MPPC は Fire していない事象があることを意味している。このような Fire の取りこぼしが生じていることは

図 5.1 から読み取れる。図 5.1 は、Hit のあるなしにかかわらず典型的なファイバー (8 層目の 16 番目) についてファイバー両端の ADC の二次元相関を示したものである。赤い線は $ADC_{thr} = 0.3$ の閾値を示す。赤い線で区切られる右下の領域は、片方が Fire している一方で、他方がペDESTALに立っているイベントである。両端が Fire しているイベント数に対して、赤い枠で囲った領域と両端が Fire している領域のイベント数の和は比で $(47353 + 31383)/47353 = 1.66$ であり、これは図 4.13 から得られる $\epsilon_{OR}/\epsilon_{AND} = 1.55$ (8 層目) と無矛盾である。このように Fire の取りこぼしをする現象は、ファイバーごとではなく MPPC の信号を読み出す VME-EASIROC ごとに見られた。原因についてはさらなる精査が必要であるが、少なくともファイバー 1 本あたりに両側から読み出すことで検出効率の回復につながる事が本研究から明らかとなった。

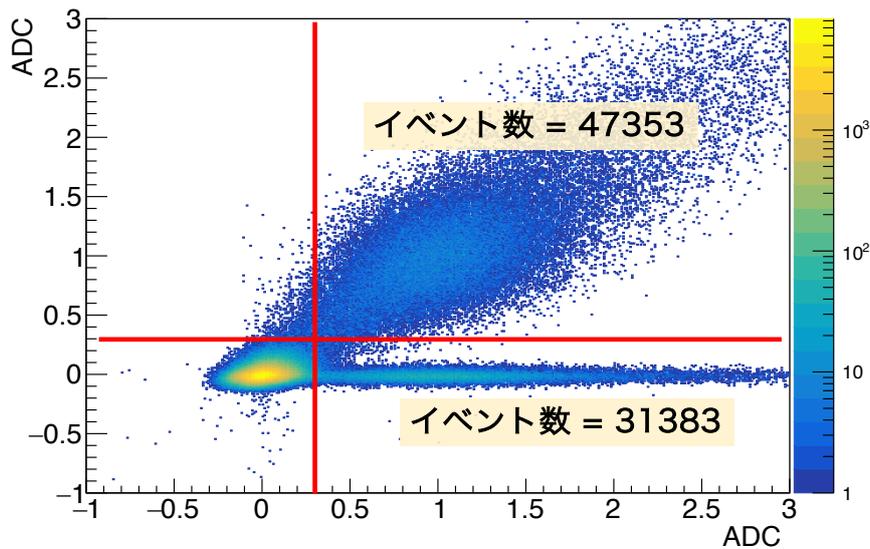


図 5.1: 8 層目 16 番目のファイバー両端から読みだしている MPPC の ADC2 次元相関。

また、図 4.13 では 0 層目から 3 層目の ϵ_{OR} が他の層に比べて小さい。この原因として

- ファイバーの曲率が大きいために、シンチレーション光がファイバー端にある MPPC まで到達しない
- ファイバーごとではなく、同じ VME-EASIROC を共有しているファイバーごとに異なるため、VME-EASIROC に何らかの原因がある

が挙げられる。今後、詳細な検証を行う。

5.2 ノイズの除去

4.5 節で述べたとおり、各ファイバーでのエネルギー分解能はペDESTAL補正により向上することが見込まれる。しかし、本研究では、ペDESTAL補正をする前（式 4.11）と後（式 4.12）でエネルギー分解能の改善は得られなかった。これは、図 4.23 のようにペDESTALに正の相関はあるものの、そもそもの各チャンネルのペDESTALが広い幅を持つことが原因であると考えられる。本実験では、MPPC 基板から伸びるケーブルのVME-EASIROC への接触具合の少しの違いでノイズののり方が大きく異なることを確認した。今回は時間の都合上、場当たりに対処をしたが、J-PARC E70 実験に向けて具体的な対策を講じることは今後の重要な課題である。

第 6 章

まとめ

J-PARC E70 実験における Ξ ハイパー核精密分光に向け、高エネルギー分解能・高統計測定を実現の要であるアクティブファイバー標的の開発を進めている。E70 実験で用いる実機の 1/3 にあたる試作機を設計・開発し、東北大学電子光理学研究センターで 800MeV/c の陽電子ビームを用いたマルチファイバー性能試験を行った。試験の結果、アクティブファイバー標的の検出効率は 95 % 以上に達することが確認できた。検出効率の低いファイバーについて、この傾向はファイバー一本当たりではなく層や読み出しの同じファイバーごとにまとまった振る舞いをするのがわかった。また、ファイバー両端についた MPPC のうち片方だけが光るイベントが存在することが判明し、ファイバーの両読みが必要不可欠であることがわかった。前後に位置するファイバー同士の発光量から求めたエネルギー分解能は、 $\sigma_E/E = 30\%$ と先行実験ほどのエネルギー分解能 ($\sigma_E/E = 10\%$) は得られなかったが、これはペDESTALの太さが原因と考えられる。そのため、E70 実験においてもノイズの低減が最重要課題であることが明らかとなった。

今後の展望として、本実験で測定したデータの解析を進めることにより、検出効率のビーム計数率依存性やファイバー発光量から求まる位置分解能、クロストークの有無などの基礎情報の取得を考えている。この結果をもとにシミュレーションを行い、E70 実験で必要となる粒子識別のアルゴリズム開発を行う。また、これと並行して E70 実験で用いる実機の製作を進める。

謝辞

修士課程に入り最前線の研究に取り組む中で、多くの方にお世話になりました。この場を借りてお礼申し上げます。

指導教官である永江知文教授には、研究への取り組み方や何事にも己の芯を持って真摯に向き合う姿を学ばせていただきました。研究を進めるにあたって、私の意思を尊重しながらも、道に迷った時にはそっと声をかけていただき、的確なご助言やご指導をいただきました。また、日頃も体調を気にかけてくださるなど、その御心つかいには感謝が尽きません。E70 実験の成功に向け日々精進してまいりますので、これからも何卒よろしく願い申し上げます。後神利志助教は、居室が同じこともあり日頃から多くのご指導をいただきました。私の初歩的な疑問にも丁寧に答えてくださり、また、研究生活に関するご助言をいただくなど、研究生活を前向きに進める大きな支えとなっています。同じ研究グループの先輩である金築俊輔氏は、修士一回の配属前からお世話になっており、夜遅くまで議論に付き合ってくださいることがたくさんありました。七村拓野氏は遠隔地にいるにも関わらず、京都での私の研究生活のことを気にかけてくださいました。本実験が遂行できたのも七村氏のご助力があればこそ思っております。鈴木一輝氏は普段の何気ない悩みや他愛もない話に付き合ってください心の拠り所となっています。みなさま、たいへん感謝しております。

東北大学の三輪浩司准教授、永尾翔助教、坂尾珠和氏、また高エネルギー加速器研究機構の赤澤雄也氏には、マルチファイバー性能試験の準備や本実験にあたり多大なるご助力をいただきました。特に三輪氏には、他大の学生であるにも関わらず実験を遂行するためのご指導をいただき、感謝が尽きません。研究室のメンバーである梅崎英一氏、片山一樹氏、大橋翼氏、豊田峻史氏には東北大学での実験に夜遅くまで付き合ってくださいました。寒い中の実験にも関わらず、手伝ってください大変感謝しております。

そのほかの研究室の方々にも一人一人感謝の思いを伝えたいところですが、紙面と時間の都合上、まとめてお礼申し上げます。個性豊かな面々と日々を過ごしていることは人生

に置いて掛け替えのない財産だと感じております。これからももうしばらくよろしく願いいたします。

最後に、これまで最も長く支えてくれている家族にも感謝の意を表します。多くは言わずただひっそりと見守り、私の意思の赴くままにさせていただいていることに、筆舌に尽くし難い感謝の気持ちを抱いています。本当にありがとう。

参考文献

- [1] Keizo Agari, Shun Enomoto, Hiroyuki Fujioka, Yuya Fujiwara, Tadashi Hashimoto, Ryugo S Hayano, Toshihiko Hiraiwa, Erina Hirose, Masaharu Ieiri, Youichi Igarashi, et al. Secondary charged beam lines at the j-parc hadron experimental hall. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, Vol. 2012, No. 1, 2012.
- [2] Stéphane Callier, Christophe Dela Taille, Gisèle Martin-Chassard, and Ludovic Raux. Easiroc, an easy & versatile readout device for sipm. *Physics Procedia*, Vol. 37, pp. 1569–1576, 2012.
- [3] Paul B Demorest, Tim Pennucci, SM Ransom, MSE Roberts, and JWT Hessels. A two-solar-mass neutron star measured using shapiro delay. *nature*, Vol. 467, No. 7319, pp. 1081–1083, 2010.
- [4] H Ekawa, K Agari, JK Ahn, T Akaishi, Y Akazawa, S Ashikaga, B Bassalleck, S Bleser, Y Endo, Y Fujikawa, et al. Observation of a be double-lambda hypernucleus in the j-parc e07 experiment. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, Vol. 2019, No. 2, p. 021D02, 2019.
- [5] ELPH. ELPH 共同利用. <https://www.lns.tohoku.ac.jp/users/> [accessed on January 21, 2020].
- [6] T Fukuda, A Higashi, Y Matsuyama, C Nagoshi, J Nakano, M Sekimoto, P Tlustý, Jung Keun Ahn, HEn' yo, H Funahashi ほか. Cascade hypernuclei in the (k-, k+) reaction on ^{12}C . *Physical Review C*, Vol. 58, No. 2, p. 1306, 1998.
- [7] Chikako Ishizuka, Akira Ohnishi, Kohsuke Tsubakihara, Kohsuke Sumiyoshi, and Shoichi Yamada. Tables of hyperonic matter equation of state for core-collapse supernovae. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, Vol. 35, No. 8, p. 085201, 2008.
- [8] P Khaustov, DE Alburger, PD Barnes, B Bassalleck, AR Berdoz, A Biglan, T Bürger,

- DS Carman, RE Chrien, CA Davis, et al. Evidence of ξ hypernuclear production in the $12\text{C}(k^-, k^+)\xi$ 12Be reaction. *Physical Review C*, Vol. 61, No. 5, p. 054603, 2000.
- [9] A Koshikawa. MS thesis, 2018. unpublished.
- [10] Kuraray. Plastic scintillating fibers. https://www.kuraray.co.jp/uploads/5a717515df6f5/PR0150_psf01.pdf [accessed on January 21, 2020].
- [11] Y Matsumoto. MS thesis, 2013. unpublished.
- [12] T Motoba and S Sugimoto. Structure and production of p-shell ξ -hypernuclei. *Nuclear Physics A*, Vol. 835, No. 1-4, pp. 223–230, 2010.
- [13] M_M Nagels, Th A Rijken, and JJ De Swart. Baryon-baryon scattering in a one-boson-exchange-potential approach. ii. hyperon-nucleon scattering. *Physical Review D*, Vol. 15, No. 9, p. 2547, 1977.
- [14] MM Nagels, Th A Rijken, and JJ De Swart. Baryon-baryon scattering in a one-boson-exchange-potential approach. iii. a nucleon-nucleon and hyperon-nucleon analysis including contributions of a nonet of scalar mesons. *Physical Review D*, Vol. 20, No. 7, p. 1633, 1979.
- [15] K Nakazawa, Y Endo, S Fukunaga, K Hoshino, SH Hwang, K Imai, H Ito, K Itonaga, T Kanda, M Kawasaki, et al. The first evidence of a deeply bound state of ξ — 14n system. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, Vol. 2015, No. 3, 2015.
- [16] T Nanamura. MS thesis, 2017. unpublished.
- [17] Th A Rijken and Y Yamamoto. Extended-soft-core baryon-baryon model. ii. hyperon-nucleon interaction. *Physical Review C*, Vol. 73, No. 4, p. 044008, 2006.
- [18] Saint-Gobain. Fiber product sheet. <https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/fiber-product-sheet.pdf> [accessed on January 20, 2020].
- [19] Saint-Gobain. Scintillation optical fibers. <https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/fiber-brochure.pdf> [accessed on January 20, 2020].
- [20] T Shiozaki. MS thesis, 2015. unpublished.
- [21] H Takahashi, Jung Keun Ahn, H Akikawa, S Aoki, K Arai, SY Bahk, KM Baik, B Bas-salleck, JH Chung, MS Chung, et al. Observation of a $h\lambda\lambda 6e$ double hypernucleus. *Physical review letters*, Vol. 87, No. 21, p. 212502, 2001.
- [22] K Tominaga, T Ueda, M Yamaguchi, N Kijima, D Okamoto, K Miyagawa, and T Yamada. A one-boson-exchange potential for λn , $\lambda\lambda$ and ξn systems and hypernuclei. *Nuclear*

- Physics A*, Vol. 642, No. 3-4, pp. 483–505, 1998.
- [23] Masahiro Yamaguchi, Kouji Tominaga, Yasuo Yamamoto, and Tamotsu Ueda. ξ n and $\xi\xi$ obep and ξ -nucleus bound states. *Progress of Theoretical Physics*, Vol. 105, No. 4, pp. 627–648, 2001.
- [24] Y Yamamoto, Emiko Hiyama, and Th A Rijken. Hypernuclear properties derived from the new interaction model esc08. *Nuclear Physics A*, Vol. 835, No. 1-4, pp. 350–353, 2010.
- [25] 浜松ホトニクス. MPPC S13360 シリーズ. https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13360_series_kapd1052j.pdf [accessed on January 20, 2020].
- [26] 浜松ホトニクス. 精密計測用 MPPC/MPPC モジュール. https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/mppc_kapd0004j.pdf [accessed on January 20, 2020].