

平成 29 年度 修士論文

三 ハイパー核精密分光実験に向けた  
アクティブ標的の開発



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

越川 亜美

2018 年 1 月 25 日

## 要旨

ストレンジネス量子数  $-2$  をもつ  $\Xi$  ハイパー核の研究は、 $SU(3)$  フレーバー対称性の下で拡張したバリオン間相互作用の理解に不可欠であり、高密度核物質中におけるストレンジネス自由度の役割を解明することにつながる。我々は、J-PARCにおいて  $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$  反応を用いた  $\Xi$  ハイパー核の分光実験を、S-2S と呼ぶ新しいスペクトロメータを建設して世界最高のエネルギー分解能で実施することを計画している。 $\Xi$  ハイパー核の束縛状態をピーク構造として観測するのが第一目標であり、そのエネルギー分解能は  $2\text{ MeV}$  (FWHM) 以下を要求する。励起スペクトルのピーク位置より  $\Xi$  ハイパー核の引力の大きさの情報を、ピークの幅からは  $\Xi$  の核内での強い相互作用  $\Xi N \rightarrow \Lambda\Lambda$  による転換幅の情報を得ることができる。

2015 年に行ったパイロットランでは、既存のスペクトロメータにより  $5.4\text{ MeV}$  (FWHM) のエネルギー分解能を達成して、 $\Xi$  ハイパー核事象の観測に成功した。この際のエネルギー分解能は、標的中における荷電  $K$  粒子のエネルギー損失のふらつきに起因するものだった。そこで、本研究では標的と検出器を兼ね揃えたアクティブ標的の開発を行った。炭素と水素から成るシンチレーティングファイバーを約  $1000$  本束ねて標的にすることで、標的中における荷電  $K$  粒子のエネルギー損失をイベントごとに補正し、物質量の多い標的でもエネルギー損失の効果を小さく抑えることができると期待される。

今回、このアクティブ標的のエネルギー損失のふらつきを評価するため、大阪大学核物理研究センター (RCNP) の Grand Raiden 磁気スペクトロメータを用いて、ファイバー 1 本あたりの発光量とエネルギー損失の関係、およびエネルギー分解能を実測した。 $3\text{ mm}$  径、 $1\text{ mm}$  径の丸形、角形それぞれ 4 種類のファイバーに  $65\text{ MeV}$  と  $295\text{ MeV}$  の陽子ビームを照射して性能比較を実施した。また、複数レイヤーから成るアクティブ標的の試作機を作製し、 $295\text{ MeV}$  の陽子ビームを用いて位置分解能の評価と検出効率の評価を行った。測定の結果、 $3\text{ mm}$  径の丸形のファイバーをアクティブ標的に使用することにした。J-PARC の実験で使用する  $K$  粒子の運動量領域では、ファイバー 1 本あたりのエネルギー分解能は  $10\%$  程度であると見積もられた。さらに、試作機において、2 層のファイバーの発光量の相関関係より位置情報を引き出すことに成功した。陽子  $295\text{ MeV}$  の粒子が通過した場合、ファイバー 1 本あたりの位置分解能は  $0.15\text{ mm}$  であった。また、ファイバー 1 レイヤーの検出効率は  $93.5\%$  を達成した。今後、試作機の位置分解能の角度依存性を詳しく調べ、またエネルギー損失の補正がどの程度可能かを検証する。

# 目次

第 1 章	序論	1
1.1	ハイパー核研究の意義	1
1.2	$S = -2$ ハイパー核研究	1
1.3	J-PARC における $\Xi$ ハイパー核の精密分光	5
1.4	本研究の目的	9
第 2 章	アクティブファイバー標的の開発	15
2.1	シンチレーティングファイバーを用いた検出器	15
2.2	アクティブファイバー標的	16
2.3	シンチレーティングファイバー	17
2.4	Multi-Pixel Photon Counter (MPPC)	18
2.5	MPPC 読み出し用回路	20
2.6	開発事項	25
第 3 章	陽子ビームを用いたエネルギー分解能の測定	33
3.1	標的	35
3.2	Grand Raiden スペクトロメータ	38
3.3	回路	39
3.4	測定データ	40
第 4 章	1 本のシンチレーティングファイバーの測定	43
4.1	解析	43
4.2	結果	48
4.3	議論	49
第 5 章	アクティブ標的の試作機テスト	57
5.1	実験概要	57
5.2	位置分解能の評価	58
5.3	検出効率	63
5.4	議論	64
第 6 章	結論と今後の展望	67



## 目次

1.1	$\Xi^-$ - $^{14}\text{N}$ の束縛系である ‘KISO’ イベント。 . . . . .	2
1.2	$p(K^-, K^+)\Xi^-$ 生成断面積の入射運動量依存性 [6]。点線はデータ点に対して引かれた線である。 . . . . .	3
1.3	KEK-E224 で取得されたスペクトル [7]。実線は、 $\Xi$ の 1 体ポテンシャルを Woods-Saxon 型を仮定したときの理論曲線である。上から順に、深さ 24 MeV, 20 MeV, 16 MeV の場合を示す。 . . . . .	4
1.4	BNL-E885 で取得されたスペクトル [8]。上図は $\theta_{K^+} < 14^\circ$ , 下図は $\theta_{K^+} < 8^\circ$ を示す。また、ポテンシャルの深さが 12–20 MeV の場合の理論曲線を重ね書きしている。 . . . . .	4
1.5	BNL-E885 の実験セットアップ [8]。入射 $K^-$ 粒子の運動量はビームライン上のシンチレータで測定した。散乱 $K^+$ 粒子の運動量を測定する電磁スペクトロメータは、双極磁石 1 つのみであったため、欠損質量の分解能は悪かった。 . . . . .	5
1.6	$^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応の理論予想スペクトル。入射 $K^-$ の運動量は $1.7 \text{ GeV}/c$ , $\theta_{lab} = 0$ である。左図は相互作用ポテンシャルに NHC-D, Ehime を用いた結果、右図は ESC04d, ESC08 を用いた結果である。 . . . . .	5
1.7	ESC08 模型を元に計算された $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応の励起スペクトル。黒線は理論計算、他の色の線は実験の分解能 (FWHM) を考慮したシミュレーションスペクトルで、マゼンタ、青、赤、緑の順に、2 MeV, 3 MeV, 4 MeV, 5 MeV を示す。 . . . . .	6
1.8	$^{11}\text{B}$ と ESC08 模型を元に計算された $^{12}\text{Be}$ のレベルダイヤグラム。 . . . . .	6
1.9	大強度陽子加速器施設 (J-PARC) の鳥瞰図 [18]。 . . . . .	7
1.10	ハドロン実験施設の全体図 [19]。K1.8 ビームラインでは 2 台の静電セパレータ (ES1, 2) を用いて $K$ 粒子の純度を上げる。 . . . . .	7
1.11	$\Xi$ ハイパー核の精密分光で使用する検出器。 . . . . .	8
1.12	(左) 水チェレンコフ検出器の全体図。(右) 散乱粒子の運動量に対する $K^+$ 粒子と陽子の生存率。 . . . . .	9
1.13	パイロットランにおける実験セットアップ。 . . . . .	10
1.14	素過程 $p(K^-, K^+)$ の欠損質量スペクトル。分解能は約 6 MeV であった。 . . . . .	10

1.15	素過程 $p(K^-, K^+)\Xi$ の散乱断面積の入射運動量依存性。赤丸がパイロットランの結果である。 . . . . .	11
1.16	$^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応の欠損質量スペクトル。赤色で示した束縛領域 ( $-20\text{ MeV} \geq -\text{B.E.} \geq 0\text{ MeV}$ ) に 55 イベント観測された。 $^{12}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ の基底状態よりエネルギーが低い、 $-\text{B.E.} > -40\text{ MeV}$ の領域は非物理的な背景事象としている。 . . . . .	11
1.17	アクティブ標的の概略図。 . . . . .	12
2.1	PSI の MUSE で使用されている、ファイバーを用いた粒子識別検出器 (TASFID)。 . . . . .	15
2.2	アクティブ標的の概念図。 . . . . .	16
2.3	アクティブ標的の完成予定図。右図はファイバーと MPPC の接合部を拡大したものである。 . . . . .	17
2.4	シンチレーティングファイバーの概念図 [26]。シンチレーション光を発するコア部分と、光を捕らえるためのクラッド部分で構成されている。 . . . . .	18
2.5	Kuraray 製のシンチレーティングファイバー (SCSF-78) の発光スペクトル (左) と伝達損失のスペクトル (右) [27]。左図の線は、蛍光剤を励起させるための紫外光照射位置と測定器との間隔が、上から 10, 30, 100, 300 cm であるときのスペクトルを示す。ピーク波長は 450 nm (青色) である。 . . . . .	19
2.6	Saint-Gobain 製のシンチレーティングファイバー (BCF-10) の発光スペクトル [26]。ピーク波長は 432 nm (青色) である。 . . . . .	19
2.7	(左) LED からの光子を数個検出したときの ADC スペクトル。(右) LED の出力が無いときの ADC スペクトル。 . . . . .	20
2.8	(左) MPPC の増幅率の変化率。(右) ペDESTAL の ADC の値の変化率。MPPC のチャンネル毎に色分けをしている。約 6 時間の間で、増幅率の変動は $\pm 2\%$ 以内、ペDESTAL の変動は $\pm 0.2\%$ 以内であった。 . . . . .	20
2.9	図 2.8 の時間における温度変化。MPPC を取り付けている、シンチレーティングファイバーを固定する架台の温度を測定しており、MPPC の温度を直接測定しているのではない。 . . . . .	21
2.10	EASIROC の内部回路 [29]。 . . . . .	22
2.11	HOLD 信号の入力タイミング。(左) 正しいタイミングで HOLD されているとき。(右) HOLD 信号が遅いとき。ファンクションジェネレータからの信号を EASIROC MODULE のアナログ入力としている。 . . . . .	23
2.12	EASIROC MODULE の前面部分。アナログ入力、MPPC のバイアスの供給のための電源は Signal により供給し、ロジック信号の入出力は LEMO コネクタで接続可能である。 . . . . .	24
2.13	EASIROC MODULE の背面部分。64ch の LVDS 出力があるが、本開発では使用しない。 . . . . .	24

2.14	EASIROC MODULE の基板部分 [30]。2 枚の EASIROC チップの他に、MPPC のバイアス用電源、ADC、データ処理や制御のための FPGA が搭載されている。 . . . . .	24
2.15	VME-EASIROC ボードの側面部分 (左) と前面部分 (右)。EASIROC MODULE と同様に、64 個の MPPC を同時に制御することができる。 . . . . .	25
2.16	$\beta\gamma$ と $dE/dx$ の関係 [34] . . . . .	26
2.17	(上) XX'YY'9 セット並べたときの $K^+$ 1.3 GeV/c のエネルギー損失。(下) 補正後のエネルギー損失のふらつきのシミュレーション結果。ファイバー 1 本あたりの分解能を $\Delta E/E = 10\%$ とした。 . . . . .	27
2.18	アクティブファイバー標的の厚さと、1 本あたりのファイバーのエネルギー分解能を変えながら、標的全体のエネルギー損失のふらつきを評価した結果。 . . . . .	27
2.19	$\beta$ 線を用いた発光量測定 [25]。左上: SCSF-78J, 右上: SCSF-78MJ, 左下: BCF-10SC. 平均光子数は SCSF-78J が 12.3, SCSF-78MJ が 13.6, BCF-10SC が 4.9 である。 . . . . .	28
2.20	陽子 392 MeV を用いた発光量測定 [25]。左: SCSF-78MJ, 右: BCF-10SC. SCSF-78MJ の発光量は、BCF-10SC の 2 倍程度である。 . . . . .	28
2.21	(左) 丸形ファイバーにおける粒子の入射位置と、コア部分とクラッド部分の通過距離依存性の模式図。ファイバー中の黒い矢印はファイバー全体の通過距離を、桃色の矢印はコア部分における通過距離を示す。(右) コア部分とファイバー全体の粒子の通過距離の違い。青色は丸形ファイバー、赤色は角形ファイバーを示す。 . . . . .	29
2.22	試作機のファイバーの並び方。一部分のみを示している。 . . . . .	30
2.23	ファイバー 2 層を用いた位置の測定原理。桃色の線は $L_1$ を、青い線は $L_3$ を示す。 . . . . .	31
3.1	サイクロトロン施設の平面図 [35]。図左上の実験室に WS ビームラインがある。 . . . . .	34
3.2	蛍光板にビームを照射したときの様子。(左) 64.6 MeV の陽子ビーム照射時。(右) 295 MeV の陽子ビーム照射時。中央の白い影がビームが当たって蛍光を示している様子である。 . . . . .	34
3.3	ファイバーの分解能測定で用いた標的ラダー。散乱槽内の駆動系に取り付けている。ビームスポットを確認するための ZnS, ビーム調整時に使用する金箔とアルミ箔も取り付けてある。 . . . . .	35
3.4	作製した MPPC 基板。 . . . . .	36
3.5	MPPC 基板とアクリル治具をネジ止めした様子。 . . . . .	36
3.6	散乱槽内部の様子。青い円で示すように、散乱槽内壁に青色 LED を 2 つ設置した。 . . . . .	37
3.7	ビームテストで使用した回路。 . . . . .	37
3.8	Grand Raiden スペクトロメータ。 [38] . . . . .	38

3.9	VDC の構成 [39]。 . . . . .	39
3.10	プラスチックシンチレータの回路。PL1-L, PL1-R はそれぞれ, 1 面目のプラスチックシンチレータの左, 右の PMT を, PL2-L, PL2-R は 2 面目の右, 左の PMT を示す。 . . . . .	39
3.11	イベント照合の概念図。トリガの種類はインプットレジスタで区別する。 . .	40
3.12	ビーム照射位置の概念図。桃色で示した部分はデータを取得して解析に用いたビーム照射位置である。 . . . . .	40
4.1	MPPC が LED からの光子を検出したときの ADC スペクトル。 . . . . .	44
4.2	(上) Low Gain アンプのスペクトル。(中) High Gain アンプのスペクトル。(下) High Gain アンプと Low Gain アンプの増幅率の比。 . . . . .	44
4.3	(上) 粒子識別に使用したヒストグラム。左, 右の順に 1 面目, 2 面目のシンチレータの $I_{mean}$ である。(下) 1 面目と 2 面目の $I_{mean}$ の相関。 . . . . .	45
4.4	VDC のドリフト時間からドリフト長への変換。 . . . . .	46
4.5	(左) 陽子 64.6 MeV ビームのエネルギー拡がり。(中) 陽子 295 MeV ビームのエネルギー拡がり。(右) 陽子 295 MeV ビームを GR で測定したときのエネルギー分解能。分散整合を用いることで, ビーム拡がりよりも良い精度で測定可能になる。 . . . . .	47
4.6	(左) 両端の MPPC で測定した光子数と GR で測定したエネルギー損失の関係。(中) エネルギー損失が 2.5 MeV のときの発光量の分布。(右) シンチレーティングファイバーの発光量をエネルギー損失に変換した 2 次元ヒストグラム。 . . . . .	47
4.7	GR で測定したエネルギー損失とシンチレーティングファイバーの発光量の関係。陽子 64.6 MeV を使用した時の測定結果である。左上, 右上, 左下, 右下の順に, 3 mm 丸形, 3 mm 角形, 1 mm 丸形, 1 mm 角形の結果を示す。 . . . . .	48
4.8	GR で測定したエネルギー損失とシンチレーティングファイバーの発光量の関係。左, 右の順に, 3 mm 丸形, 3 mm 角形の結果を示す。 . . . . .	49
4.9	3 mm 丸形ファイバーについて, エネルギー損失が (左) 1.70 MeV, (中) 2.60 MeV, (右) 3.64 MeV であるときのスペクトル。 . . . . .	49
4.10	4 種類のファイバーのエネルギー分解能 $\sigma(E)$ 。点は青, 赤, 水色, 桃色の順に 3 mm 丸形, 3 mm 角形, 1 mm 丸形, 1 mm 角形を示す。 . . . . .	50
4.11	4 種類のファイバーの $\sigma(E)/E$ 。点は青, 赤, 水色, 桃色の順に 3 mm 丸形, 3 mm 角形, 1 mm 丸形, 1 mm 角形を示す。 . . . . .	50
4.12	64.6 MeV と 295 MeV のビームを照射したときの 3 mm 丸形と角形のエネルギー分解能。点は青, 赤の順に 3 mm 丸形, 3 mm 角形を示す。 . . . . .	51
4.13	64.6 MeV と 295 MeV のビームを照射したときの 3 mm 丸形と角形の $\sigma(E)/E$ 。点は青, 赤の順に 3 mm 丸形, 3 mm 角形を示す。また, 緑色の点は丸形の発光量分布がポワソン分布であると仮定した場合のエネルギー分解能である。 . . . . .	51



4.14	MPPC に入射した光子数に対して検出できる光子数の割合。左図は 1600 ピクセルのとき、右図は 160 ピクセルのときを示す。 . . . . .	52
4.15	モンテカルロシミュレーションの条件。 . . . . .	54
4.16	(左) 丸形ファイバーを使用した場合のエネルギー損失 (RMS=1.85 MeV)。 (右) コア部分でのエネルギー損失とファイバー全体でのエネルギー損失の比率 (RMS=0.021)。 . . . . .	54
4.17	(左) 角形ファイバーを使用した場合のエネルギー損失 (RMS=2.01 MeV)。 (右) コア部分でのエネルギー損失とファイバー全体でのエネルギー損失の比率 (RMS=0.035)。 . . . . .	55
5.1	アクティブファイバー標的の試作機の構成。垂直方向に 3 本 +4 本 +1 本、水平方向には 3 本 +4 本設置した。 . . . . .	57
5.2	(左) 試作機の概念図。(右) 実験に使用した試作機。散乱槽内部にある駆動装置に取り付けている。 . . . . .	58
5.3	試作機に使用した MPPC 基板。 . . . . .	58
5.4	X2, X8 の光量。30 p.e. 以上のイベントをビームがファイバーに当たったイベントとした。 . . . . .	59
5.5	Y1 と Y5 の発光量の関係。四角で囲んだ領域にあるイベントを解析に使用した。 . . . . .	60
5.6	Y1 と Y5 の光量差ヒストグラム。-40 p.e. から 40 p.e. の領域にあるイベントを解析に使用した。 . . . . .	60
5.7	X2 と X8 の光量の関係。X2 の光量が他のファイバーに比べて低かったため 1.1 倍した。 . . . . .	60
5.8	X2 と X8 の光量の差。-20 p.e. から 40 p.e. にあるイベントを解析に用いた。	60
5.9	Xc と X6 の光量の分布。 . . . . .	61
5.10	(上) X6 と Xc の光量差と Xc の関係。(下) 光量差が -20 p.e. から 20 p.e. の間のイベントを横軸に射影した結果。赤の実線はガウス関数でフィットした結果を示す。 . . . . .	61
5.11	図 5.9 の横軸 (Xc の発光量) を粒子の位置 $x_0$ に変換したヒストグラム。 . .	62
5.12	(上) 求めた $x_6$ と $x_c$ の分布。(下) $x_6 - x_c$ の分布。赤線はガウス関数でフィットした結果である。幅は $\sigma$ で $0.274 \pm 0.004$ mm であった。 . . . . .	62
5.13	(上) 求めた $x_5$ と $-x_c$ の分布。(下) $x_5 - (-x_c)$ の分布。赤線はガウス関数でフィットした結果を示しており、得られた幅は $\sigma$ で $0.28 \pm 0.01$ mm であった。 . . . . .	62
5.14	ファイバー X5 の発光量と X6 の発光量の関係。 . . . . .	63
5.15	$x_c^2 = R_c^2 - (P_c/(2\alpha))^2$ のヒストグラム。ここで $P_c$ は Xc の発光量を示す。上図は角度の制限をかけたとき、下図は制限をかけていないときを示す。 . .	65



## 表目次

2.1	シンチレーティングファイバーのコア部分とクラッド部分の材質と物性。 . . .	18
2.2	MPPC のピクセルピッチの違いによる開口率と検出効率の違い。 . . . . .	30
4.1	予測される検出光子数。 . . . . .	52



# 第 1 章

## 序論

### 1.1 ハイパー核研究の意義

通常の原子核は陽子・中性子（総称して核子と呼ぶ,  $N$ ）で構成される核子多体系であると同時に、アップ ( $u, m_u = 2.2_{-0.4}^{+0.6}\text{MeV}$ ) とダウン ( $d, m_d = 4.7_{-0.4}^{+0.5}\text{MeV}$ ) の 2 種類のクォークから成るクォーク多体系である。この原子核に、3 番目に軽いクォークであるストレンジ ( $s, m_s = 96_{-4}^{+8}$ ) クォークを導入した系をハイパー核という。ストレンジクォークを含むバリオンには  $\Lambda(uds), \Sigma(dds)(uds)(uus), \Xi(ssu)(ssd), \Omega(sss)$  があり、これらは総じてハイペロン ( $Y$ ) とよばれる。アップ、ダウン、ストレンジという 3 つのクォーク・フレーバーの世界でバリオン間相互作用を考えてみると、我々が原子核において理解している核力の単純な拡張ではなく、多彩な相互作用が現れる。これを統一的にクォークの力学である量子色力学 (QCD) をベースとして理解することが大きな目標である。特に、通常の核力では斥力芯として現象論的にしか扱ってこなかった短距離部分 ( $<0.5\text{ fm}$ ) の理解が、中性子星内核のような高密度ハドロン物質の研究で重要性を増してきている。

核子間に働く核力 ( $NN$  相互作用) は、10,000 点近い多くの散乱実験データを元に現実的な核力模型が確立されてきた。しかし、ハイペロンは寿命が約  $10^{-10}$  秒と短いため  $YN$  散乱や  $YY$  散乱実験を行うのは困難である。そのため、ストレンジネス ( $S$ ) を含むバリオン間相互作用の研究においては、 $YN$  や  $YY$  有効相互作用の効果が現れるハイパー核の構造を調べることにより、その分光学的情報から二体の相互作用の情報を引き出してきた。この手法は、 $\Lambda N$  相互作用において大きな成功を収めている [1]。

### 1.2 $S = -2$ ハイパー核研究

中性子星内部で実現していると考えられる原子核密度の 3-4 倍の高密度物質中では、中性子のフェルミエネルギーがハイペロンと核子の質量差を超え、ハイペロンが出現すると考えられる。そのため中性子星の構成要素を理解する上では、 $NN$  相互作用だけでなく、 $YN, YY$  相互作用の理解も重要である。 $\Lambda\Lambda$  ハイパー核や  $\Xi$  ハイパー核の構造の研究は、高密度核物質を調べる上での原点であるといえる。

$S = -2$  のハイパー核の生成には主に 2 通りの実験手法がある。1 つ目は、 $p(K^-, K^+)\Xi^-$

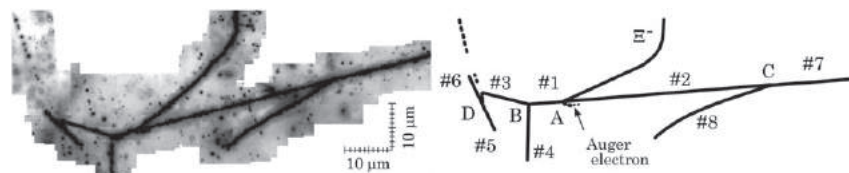


図 1.1:  $\Xi^-$ - $^{14}\text{N}$  の束縛系である ‘KISO’ イベント。

反応でまず  $\Xi^-$  を生成し、この  $\Xi^-$  を減速させて原子に吸収させ、 $\Xi^-$  原子を作る。そのあと  $\Xi^-$  を原子核に吸収させて  $S = -2$  のハイパー核を生成する方法である。この方法では、 $\Xi$  は原子に減速停止する前に弱い相互作用で崩壊してしまうため、ハイパー核生成率は約 0.3% と小さい。後に説明する ‘KISO’ イベントはこの方法で生成された。2 つ目は、原子核中の陽子を ( $K^-, K^+$ ) 反応で  $\Xi^-$  粒子に変換する直接反応である。運動量移行が  $500 \text{ MeV}/c$  と大きいため、生成された  $\Xi^-$  が核に束縛される割合は小さく、このハイパー核の生成断面積は数十  $\text{nb}/\text{sr}$  と非常に小さい。したがって観測には大強度  $K^-$  ビームを要するため、これまで得られた実験的な情報は限られている。 $\Lambda\Lambda$  ハイパー核に関しては、いくつかのエマルジョン実験でその存在が確立されている [2, 3]。特に ‘Nagara’ イベント [4] は、 $\Lambda\Lambda$  ハイパー核の核種が  $^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$  と一意に定まり、 $\Lambda$ - $\Lambda$  間の束縛エネルギー ( $\Delta B_{\Lambda\Lambda} \equiv B_{\Lambda\Lambda} - 2B_{\Lambda}$ ) が  $0.67 \pm 0.17 \text{ MeV}$  であることが示された。また近年、図 1.1 に示す、 $\Xi^-$ - $^{14}\text{N}$  の束縛系が発見され (‘KISO’ イベント) [5]、 $\Xi$  の束縛エネルギーは  $1.03 \pm 0.18$  or  $3.87 \pm 0.21 \text{ MeV}$  と示された。これは、 $\Xi^-$ - $^{14}\text{N}$  系に強い束縛状態が存在することを意味する。

### 1.2.1 過去の $\Xi$ ハイパー核探索実験

素過程  $p(K^-, K^+)\Xi^-$  の前方生成断面積の測定は過去にいくつか行われており、入射粒子の運動量依存性は図 1.2 に示す通りである [6]。縦軸は運動学で決まる係数  $\alpha$  と微分断面積の角度平均の積であるが、 $\alpha$  はほぼ同じ値をとるため微分断面積の角度平均とみなせる。この素過程の反応断面積は約  $1.8 \text{ GeV}/c$  に最大値を取ると考えられている。

( $K^-, K^+$ ) 反応を用いた  $\Xi$  ハイパー核探索実験は、過去に KEK-PS (E224) [7], BNL-AGS (E885) [8] で実施された。これらの実験で得られた質量欠損スペクトルを図 1.3, 1.4 に示す\*1。また、BNL-E885 の実験セットアップを図 1.5 に示す。散乱  $K^+$  粒子の運動量測定に用いた電磁スペクトロメータは、双極磁石 1 つのみの構成であったため、実験の分解能は  $\sigma = 6.1 \text{ MeV}$  と悪かった。KEK-E224 での分解能は  $\sigma = 9.5 \text{ MeV}$  と、どちらも束縛状態をピーク構造として直接観測することができなかった。しかしながら、BNL-E885 実験では  $\Xi$  ハイパー核の候補となるイベントが束縛領域 ( $-20 < B_{\Xi} < 0$ ) に約 42–67 イベント確認され、 $\Xi$  ハイパー核の存在を示唆する結果となった。また、 $\Xi$  の 1 体ポテンシャルを Woods-Saxon 型を仮定し、ポテンシャルの深さを変えながら束縛閾値近傍のスペクトルの形状と比較したところ、深さは約  $14 \text{ MeV}$  であると推定された。

\*1 ハイパー核  ${}_Y X$  の励起エネルギーは、コア核の質量を  $M_{\text{core}}$ 、ハイペロンの質量を  $M_Y$  とすると  $E_{\text{ex}} = M_{YX} - (M_{\text{core}} + M_Y)$  と定義される。励起エネルギーが負の場合、束縛状態であることを示す。

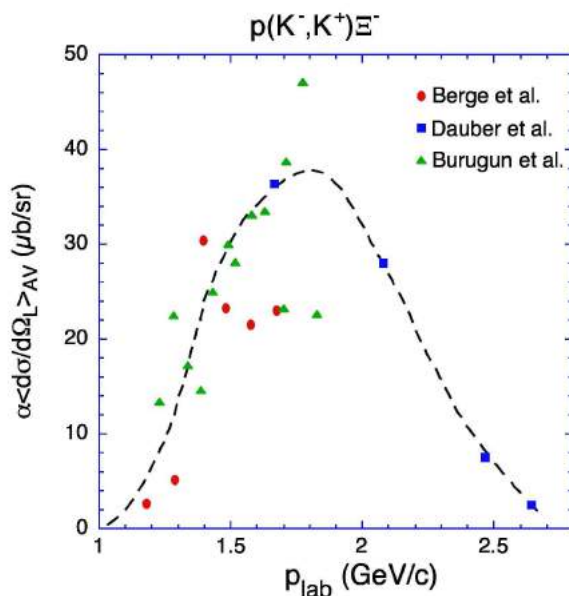


図 1.2:  $p(K^-, K^+)\Xi^-$  生成断面積の入射運動量依存性 [6]。点線はデータ点に対して引かれた線である。

### 1.2.2 理論的背景

バリオン間相互作用のポテンシャル模型はいくつか提唱されているが、 $S = -2$  セクターにおける相互作用の特徴は模型ごとに大きく異なる。1.2.1 節で述べた通り、 $S = -2$  のハイパー核について、これまで得られた実験的な情報が非常に限られている。そのような中で、 $\Lambda$  ハイパー核の中心力ポテンシャルの大きさが  $29 \pm 1$  MeV 程度であること、スピン・スピン相互作用、スピン軌道相互作用、テンソル力の大きさや  $\Sigma$  ハイパー核ポテンシャルが斥力であることなどの制限により、中間子交換模型に基づき模型が構築されてきている。その結果として、これまでに実験的制限のない  $S = -2$  の相互作用のうち  $\Xi N$  相互作用には大きな不定性が存在し、ある模型では  $\Xi N$  の束縛状態の存在が予言されている。したがって、 $\Xi$  ハイパー核の分光実験を高いエネルギー分解能で実現し、ハイパー核の状態をピーク構造として観測できれば、バリオン間相互作用の模型に強い制限をかけることができる。

$^{12}\text{C}(K^-, K^+)$  反応において、 $\Xi N$  相互作用が引力になるような 4 種類のポテンシャル模型 (NHC-D[9, 10], Ehime[11, 12], ESC04d[13], ESC08[14]) を用いた理論計算が行われた [15]。この計算では、 $^{12}\text{Be}$  のコア核である  $^{11}\text{B}$  の励起も考慮に入れ、 $1^-$  状態のエネルギーを 4.5 MeV となるようにパラメータを調整してある。この状態は、 $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$  反応において強く励起されることが理論的にも期待されている。BNL-AGS での結果 [8] で  $E_{\Xi} = -4.5$  MeV 付近に比較的大きな強度が見られることに起因している。図 1.6 に 4 種類の励起スペクトルを示す。Nijmegen のハードコア模型 (NHCD) では、 $\Xi N$  相互作用の  $p$  波に強い引力が働くのが特徴であり、 $2^+$  状態のエネルギーが下がっている。Nijmegen の Extended ソフトコア模型 (ESC) では、 $\Xi$  のスピンとコア核  $^{11}\text{B}$  のスピンスピン結合により 3

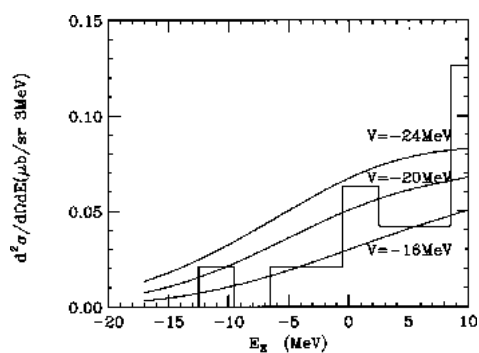


図 1.3: KEK-E224 で取得されたスペクトル [7]。実線は、 $\Xi$  の 1 体ポテンシャルを Woods-Saxon 型を仮定したときの理論曲線である。上から順に、深さ 24 MeV, 20 MeV, 16 MeV の場合を示す。

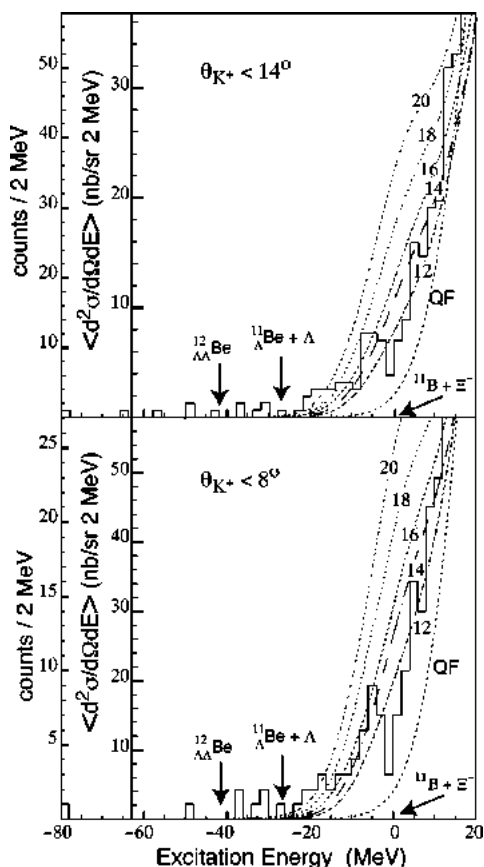


図 1.4: BNL-E885 で取得されたスペクトル [8]。上図は  $\theta_{K^+} < 14^\circ$ ，下図は  $\theta_{K^+} < 8^\circ$  を示す。また、ポテンシャルの深さが 12–20 MeV の場合の理論曲線を重ね書きしている。

つの  $1^-$  状態の縮退がとけて、3つのピークを形成している。

これら 4 つのうち、最も複雑なレベル構造が予想される ESC08 模型を基に計算された  $^{12}C(K^-, K^+)$  反応のスペクトルを図 1.7 に示す。実験装置の分解能を考慮したスペクトルも同時に示す。また、図 1.8 に  $^{11}B$  と計算で得られた  $^{12}_{\Xi}Be$  のレベルダイヤグラムを示す。励起エネルギー  $-2$  MeV 付近に見られる状態を分離して観測するためには、エネルギー分解能は 2 MeV (FWHM) 以下であることが要求される。

また最新の格子 QCD 計算では、 $S = -2$  の様々なチャンネルにおける  $\Xi N$  相互作用のポテンシャルが計算されている [16]。この計算では  $\pi$  粒子の質量は実際の質量を再現せず、約 4 倍大きい値となっている。 $\Xi$  ハイパー核の分光学的情報が実験で得られれば、近年計算可能となりつつある、 $\pi$  粒子の質量を再現するような  $\Xi N$  相互作用の計算結果と比較でき、強い相互作用の基礎原理である QCD のレベルでバリオン間相互作用の議論ができるかと期待される。



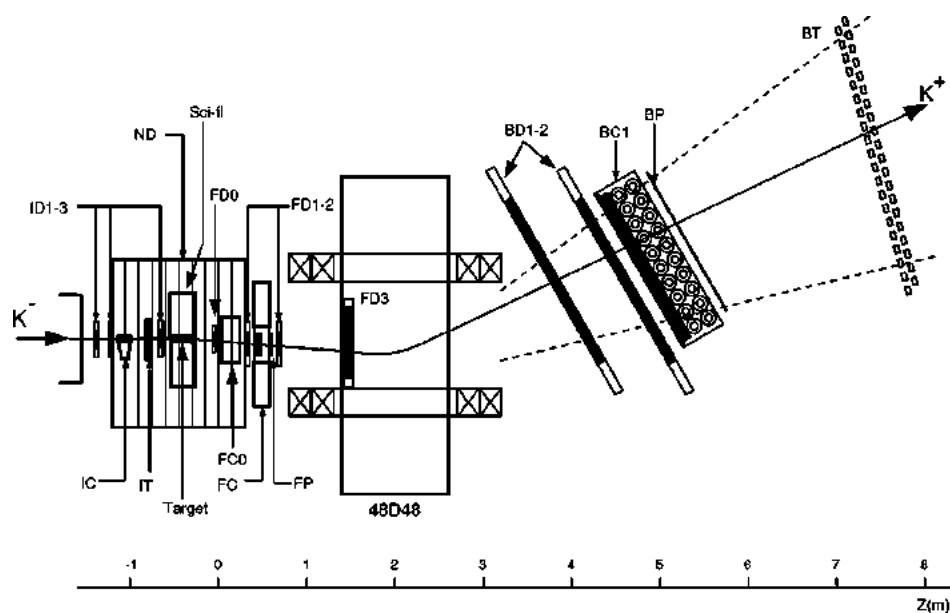


図 1.5: BNL-E885 の実験セットアップ [8]。入射  $K^-$  粒子の運動量はビームライン上のシンチレータで測定した。散乱  $K^+$  粒子の運動量を測定する電磁スペクトロメータは、双極磁石 1 つのみであったため、欠損質量の分解能は悪かった。

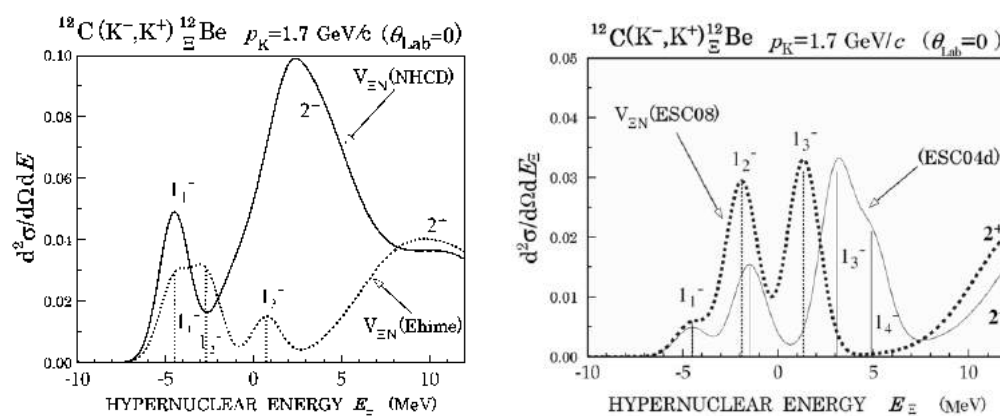


図 1.6:  $^{12}\text{C}(K^-, K^+)^{12}_{\Xi}\text{Be}$  反応の理論予想スペクトル。入射  $K^-$  の運動量は  $1.7 \text{ GeV}/c$ ,  $\theta_{lab} = 0$  である。左図は相互作用ポテンシャルに NHC-D, Ehime を用いた結果、右図は ESC04d, ESC08 を用いた結果である。

### 1.3 J-PARC における $\Xi$ ハイパー核の精密分光

$^{12}\text{C}$  原子核を標的とし、 $(K^-, K^+)$  反応を用いた  $\Xi$  ハイパー核の精密分光を、大強度陽子加速器施設 (J-PARC) のハドロン実験施設に建設した K1.8 ビームラインで計画している [17]。実験の目標は、 $\Xi$  ハイパー核の基底状態の質量を  $2 \text{ MeV}$  以下 (FWHM) という高い分解能で測定し、束縛状態をピーク構造として観測することである。励起スペクトルのピーク位置

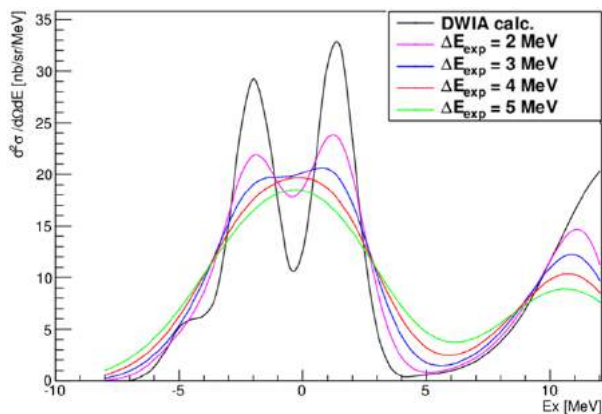


図 1.7: ESC08 模型を元に計算された  $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$  反応の励起スペクトル。黒線は理論計算，他の色の線は実験の分解能 (FWHM) を考慮したシミュレーションスペクトルで，マゼンタ，青，赤，緑の順に，2 MeV, 3 MeV, 4 MeV, 5 MeV を示す。

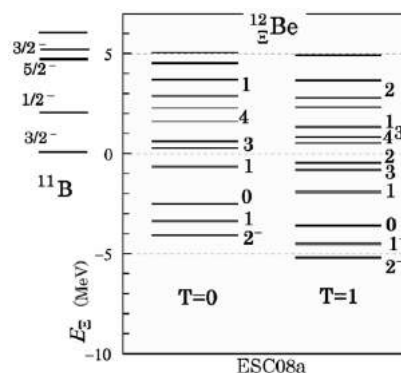


図 1.8:  $^{11}\text{B}$  と ESC08 模型を元に計算された  $^{12}\text{Be}$  のレベルダイアグラム。

より  $\Xi$  ハイパー核の引力の大きさの情報を，ピークの幅からは  $\Xi$  の核内での強い相互作用  $\Xi N \rightarrow \Lambda\Lambda$  による転換幅の情報をそれぞれ数百 keV の精度で得ることができる。

### 1.3.1 J-PARC とハドロン実験施設

J-PARC とは，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) が共同して建設した大型陽子加速器共同利用実験施設である。J-PARC の鳥瞰図を図 1.9 に示す。J-PARC では，陽子に電子が 2 つある負水素イオン ( $\text{H}^-$ ) を初段のリニアックで 400 MeV に加速し，次に  $\text{H}^-$  を陽子に転換して Rapid Cycling Synchrotron (RCS) とよばれる 25 Hz の陽子シンクロトロンで 3 GeV まで加速，最後に Main Ring (MR) とよばれるシンクロトロンで 30 GeV まで加速する。加速された陽子は，5.52 秒周期のうち約 2.2 秒間かけてハドロン実験施設に引き出される。

図 1.10 に，ハドロン実験施設の全体図を示す。MR からの陽子ビームは金でできた二次粒子生成標的 (T1) に照射され， $K$  粒子や  $\pi$  粒子を含む多量の二次粒子が生成される。生成された二次粒子は数本のビームラインに輸送される。中でも K1.8 ビームラインは， $\Xi$  ハイパー核分光実験に向けて設計されており，2 台の静電セパレータ (ES) と 2 つの質量スリット (MS) を用いることで， $K^-/\pi^- \gtrsim 1$  という，かつての KEK-PS や BNL-AGS よりも大強度・高純度の  $K$  粒子ビームを利用することができる。また， $\Xi$  の生成量が多い 1.8 GeV/c の  $K^-$  粒子に最適化されている。ビームライン最終段には，QQDQQ で構成された高運動量分解能をもつビームラインスペクトロメータが設置されている。

### 1.3.2 実験装置

本実験で使用するスペクトロメータおよび検出器群を図 1.11 に示す。



図 1.9: 大強度陽子加速器施設 (J-PARC) の鳥瞰図 [18]。

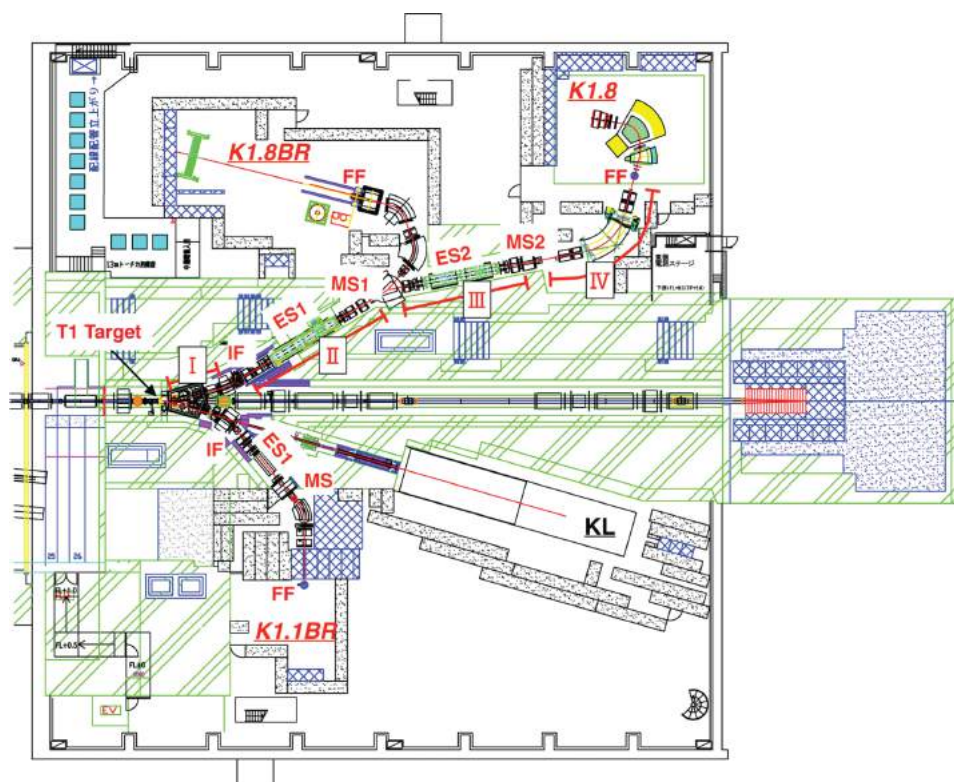


図 1.10: ハドロン実験施設の全体図 [19]。K1.8 ビームラインでは 2 台の静電セパレータ (ES1, 2) を用いて  $K$  粒子の純度を上げる。

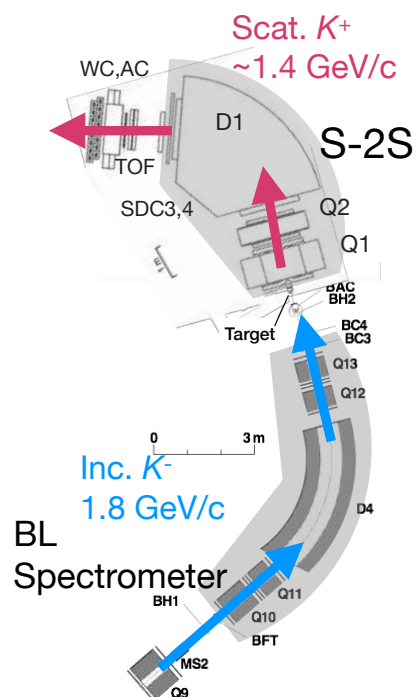


図 1.11:  $\Xi$  ハイパー核の精密分光で使用する検出器。

入射  $K^-$  粒子の運動量は、ビームラインスペクトロメータにて  $\Delta p/p = 3.3 \times 10^{-4}$  (FWHM, 設計値 [20]) の分解能で運動量解析を行う。ビームの飛跡検出には直径 1 mm のシンチレーティングファイバーからなるファイバートラッカー (BFT) と、2 台のドリフトチェンバー (BC3, BC4) を用いる。また、 $K^-$  粒子と  $\pi^-$  粒子の識別には、BH1, BH2 という 2 台のシンチレータを用いた飛行時間測定と、エアロゲルカウンター (BAC,  $n = 1.05$ ) を利用する。

また、散乱  $K^+$  粒子の運動量は新たに建設した Strangeness -2 Spectrometer (S-2S) にて、 $\Delta p/p = 6.0 \times 10^{-4}$  (FWHM) の分解能で運動量解析を行う。この電磁スペクトロメータは  $QQD$  で構成されており、( $K^-, K^+$ ) 反応で生じる  $K^+$  の運動量 (約 1.35 GeV/c) 領域に対して高い運動量分解能を有するように設計されている。飛跡検出には 4 台のドリフトチェンバー (DC1-4) を用いる。粒子識別のための検出器には、粒子の飛行時間を測定する TOF カウンターを使用する。また 2 種類のチェレンコフ検出器を用いて  $K^+$  トリガを生成する。 $n = 1.06$  のエアロゲルを用いたチェレンコフ検出器 (AC) では、1.4 GeV/c 以下の運動量の  $\pi^+$  粒子と、その他の粒子を弁別し、 $K^+$  粒子と陽子は、下流の水チェレンコフ検出器 ( $n = 1.33$ )[21] でチェレンコフ光の光子数の違いにより弁別される。水チェレンコフ検出器の全体図を図 1.12 (左) に示す。水をアクリル製の筐体の中に入れ、粒子が水中を移動する際に生じるチェレンコフ光を筐体両端の光電子増倍管で信号として読み出す。さらに、シミュレーションで求めた、散乱粒子の運動量に対する  $K^+$  粒子と陽子の生存率を図 1.12 (右) に示す。S-2S のアクセプタンスでは、 $K^+$  粒子の検出効率は 95% 以上を保ちつつ、陽子除去効率は 90% になると期待される。

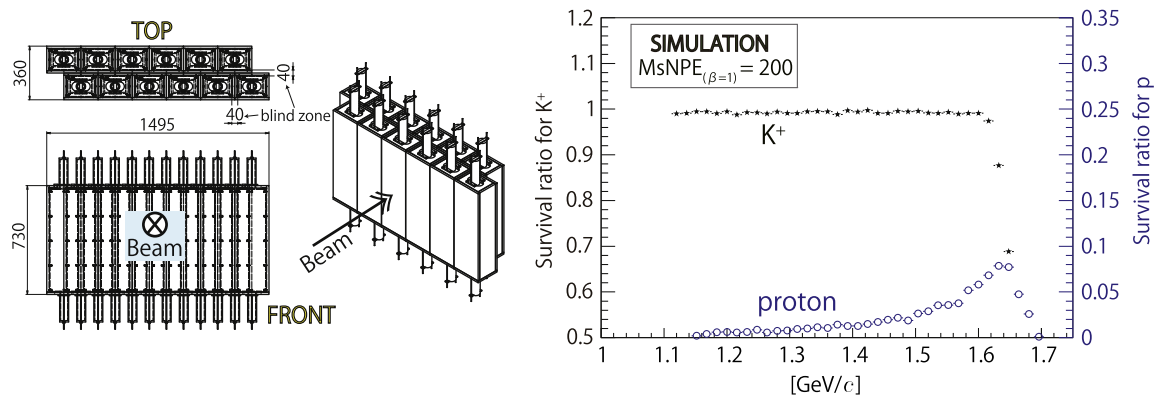


図 1.12: (左) 水チェレンコフ検出器の全体図。(右) 散乱粒子の運動量に対する  $K^+$  粒子と陽子の生存率。

### 1.3.3 パイロットラン

2015 年 10 月から 11 月にかけて、既存の SKS スペクトロメータを用いたパイロットランを実施した。このパイロットランの目的は、実験の実現可能性に加え、素過程  $p(K^-, K^+)$  の反応断面積の入射運動量依存性をより良い統計精度で調べることである。実験のセットアップを図 1.13 に示す。標的には  $9.36 \text{ g/cm}^2$  の炭素と  $9.54 \text{ g/cm}^2$  のポリエチレンが用いられ、前者では  $^{12}\text{Be}$  の生成のために、後者は  $\Xi$  の素過程のために使用した。合計で  $1.0 \times 10^{11}$  の  $K^-$  粒子を標的に照射した。図 1.14 に、パイロットランで測定した素過程  $p(K^-, K^+)$  反応の欠損質量スペクトルを示す。欠損質量分解能は  $\sim 6 \text{ MeV}$  と、BNL-AGS での結果を大きく向上する結果となった。この分解能の限界を決める主な要因は、標的中における  $K$  粒子のエネルギー損失のふらつきであると結論づけられた。

素過程の断面積の入射運動量依存性の暫定結果を図 1.15 に示す。それぞれの運動量において、従来の泡箱のデータに比べ 20 倍以上の収量が得られ、この統計精度の非常に高いデータを元に、素過程の生成断面積は  $1.8 \text{ GeV}/c$  付近で最大となることが実証された。

さらに、図 1.16 に  $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$  反応の欠損質量スペクトルの暫定結果を示す。束縛領域  $-20 \text{ MeV} \leq -\text{B.E.} \leq 0 \text{ MeV}$  に有意な数のイベントがあり、 $\text{B.E.} = 2 \text{ MeV}, 9 \text{ MeV}$  付近に 2 本のピーク構造を有していることが判明した。この場合、 $A = 12$  核における  $\Xi$  のポテンシャルの深さは  $14 \text{ MeV}$  より深いと考えられる。もし束縛領域が 1 つのピーク構造で表せると仮定すると、ピーク幅は約  $16 \text{ MeV}$  となる。これは  $\Xi p - \Lambda\Lambda$  転換幅が非常に大きいことを意味する。さらに多くの収量を得て、エネルギー分解能を向上させることで、 $\Xi N$  相互作用に関する多くの情報を実験的に確認できると期待される。

## 1.4 本研究の目的

本研究では、標的としてシンチレーティングファイバーを用いたアクティブ標的の開発を行う。概略図を図 1.17 に示す。3 mm 径の丸型ファイバー約 1000 本を、 $5 \text{ cm} \times 10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$

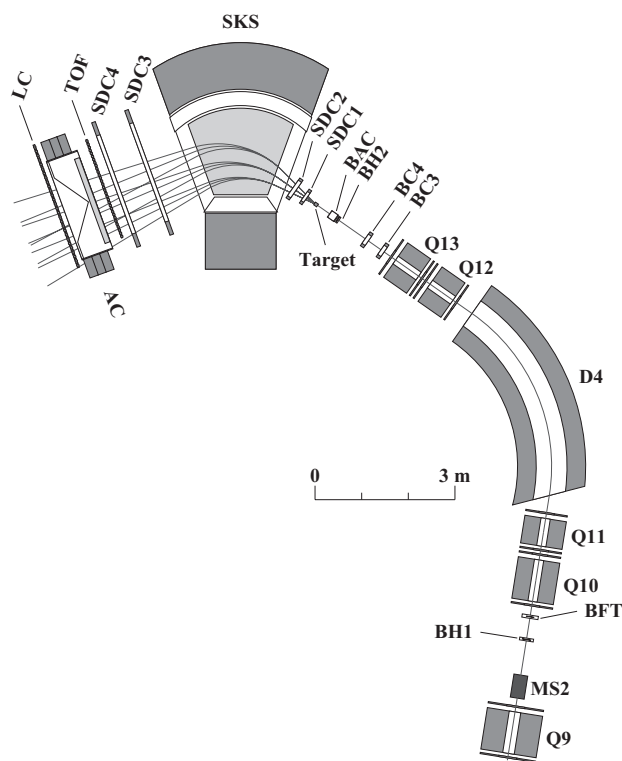


図 1.13: パイロットランにおける実験セットアップ。

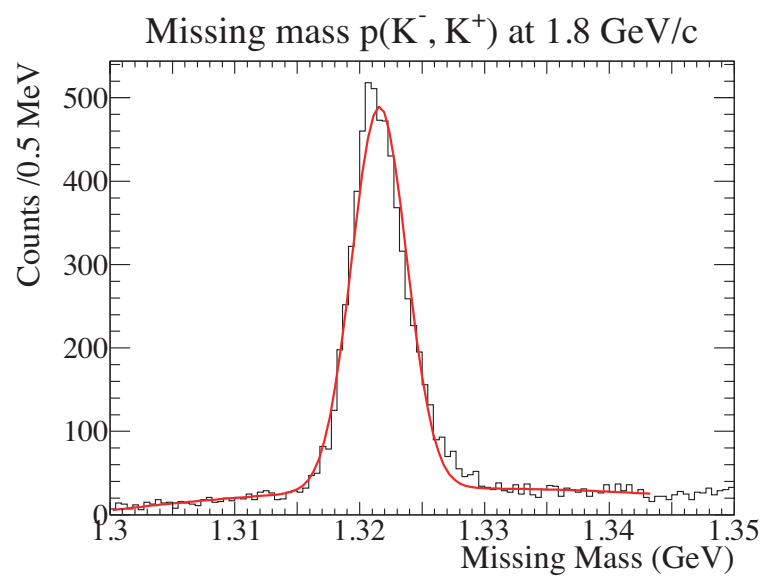


図 1.14: 素過程  $p(K^-, K^+)$  の欠損質量スペクトル。分解能は約 6 MeV であった。



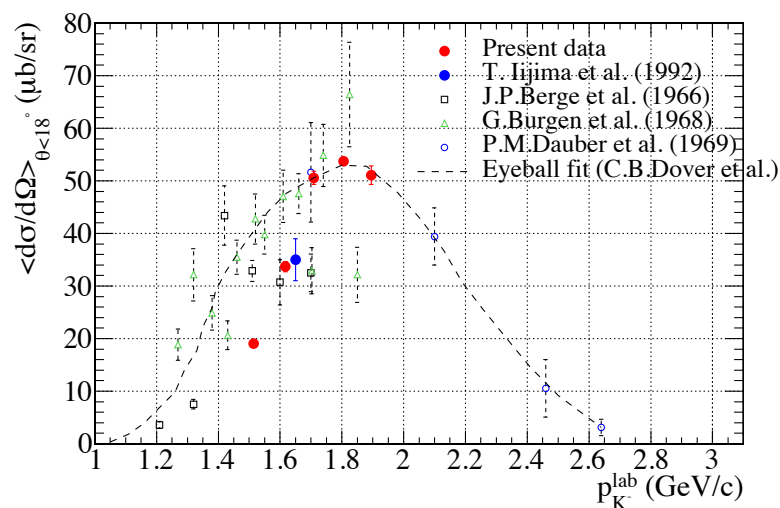


図 1.15: 素過程  $p(K^-, K^+)$  の散乱断面積の入射運動量依存性。赤丸がパイロットランの結果である。

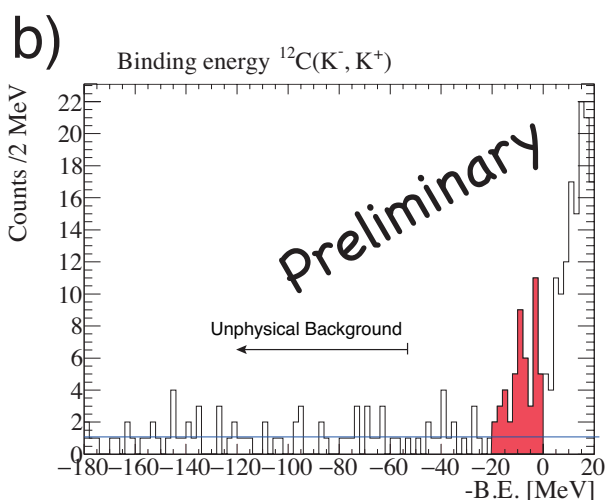


図 1.16:  $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$  反応の欠損質量スペクトル。赤色で示した束縛領域 ( $-20 \text{ MeV} \geq -\text{B.E.} \geq 0 \text{ MeV}$ ) に 55 イベント観測された。 $^{12}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$  の基底状態よりエネルギーが低い、 $-\text{B.E.} > -40 \text{ MeV}$  の領域は非物理的な背景事象としている。

の大きさに束ねて使用する。標的中でのエネルギー損失を、イベントごとにファイバーの発光量として測定して補正することで、厚い標的を用いてハイパー核の収量を保ちつつ、エネルギー損失のふらつきを小さくすることを目的としている。以下では、 $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$  分光実験でのエネルギー分解能と収量について議論する。

■エネルギー分解能  $\Xi$  ハイパー核の欠損質量  $M_{\Xi}$  は、式 1.1 で決まる。

$$M_{\Xi} = \sqrt{(E_{K^-} + M_A - E_{K^+})^2 - p_{K^-}^2 - p_{K^+}^2 + 2p_{K^-} \cdot p_{K^+} \cos \theta}. \quad (1.1)$$

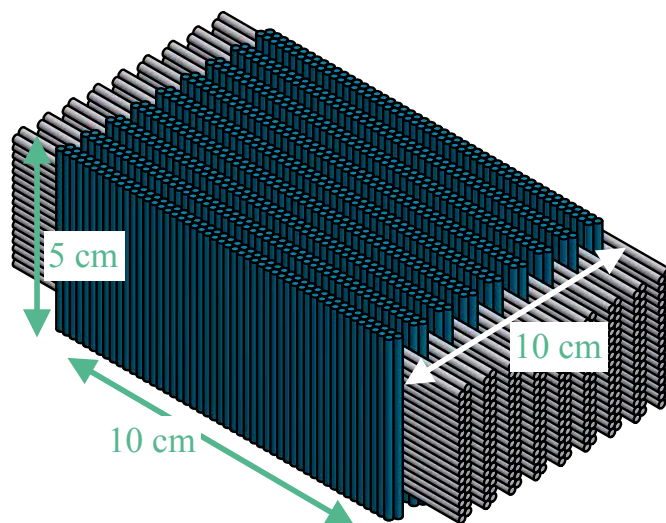


図 1.17: アクティブ標的の概略図。

ここで  $E_{K^-}$ ,  $E_{K^+}$  はそれぞれ入射, 散乱  $K$  粒子のエネルギー,  $p_{K^-}$ ,  $p_{K^+}$  はそれらの運動量,  $M_A$  は標的核の質量,  $\theta$  は散乱角を示す。欠損質量の分解能  $\Delta M_{\Xi}$  は, ビームラインスペクトロメータの運動量分解能  $\Delta p_{K^-}$ , S-2S の運動量分解能  $\Delta p_{K^+}$  ・角度拡がり  $\Delta\theta$ , さらに標的中のエネルギー損失のふらつき  $\Delta E_{strag}$  を用いて式 1.2 のように表される。

$$\Delta M_{\Xi}^2 = \left( \frac{\partial M_{\Xi}}{\partial p_{K^-}} \right)^2 \Delta p_{K^-}^2 + \left( \frac{\partial M_{\Xi}}{\partial p_{K^+}} \right)^2 \Delta p_{K^+}^2 + \left( \frac{\partial M_{\Xi}}{\partial \theta} \right)^2 \Delta \theta^2 + \Delta E_{strag}^2. \quad (1.2)$$

ビームスペクトロメータの性能に現実的な値  $\Delta p/p = 1.0 \times 10^{-3}$  (設計値  $\Delta p/p = 3.0 \times 10^{-4}$ ), S-2S の性能に  $\Delta p/p = 3.0 \times 10^{-4}$  を代入すると, 第 1 項は  $1.68^2(0.504^2)$ , 第 2 項は  $0.728^2$ , 第 3 項は  $0.04^2$  となる。 $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$  反応において目標とするエネルギー分解能  $\Delta M_{\Xi} = 2 \text{ MeV}$  (FWHM) を達成するためには, 標的中のエネルギー損失のふらつき  $\Delta E_{strag}$  は  $0.804 \text{ MeV}$  ( $1.793 \text{ MeV}$ ) (FWHM) 以下でなければならないことがわかる。標的にポリエチレンを用いた場合, 標的厚  $2.79 \text{ g/cm}^2$  で  $\Delta E_{strag} = 1.0 \text{ MeV}$ ,  $4.65 \text{ g/cm}^2$  で  $\Delta E_{strag} = 1.6 \text{ MeV}$  となる。

■ハイパー核の収量 ハイパー核の収量は以下の式 1.3 で表される。

$$Yield = N_{beam} \times N_{target} \times \frac{d\sigma}{d\Omega} \times \Delta\Omega \times f_{eff}. \quad (1.3)$$

ここで  $N_{beam}$  は入射  $K^+$  粒子数,  $N_{target}$  は単位面積あたりの標的粒子数,  $d\sigma/d\Omega$  は微分断面積,  $f_{eff}$  は散乱  $K^+$  粒子の崩壊やデータ収集系の効率を加味した係数を示す。入射  $K^-$  粒子の数については, 加速器の強度がパイロットランの約 2 倍になると見込まれ, 立体角は S-2S を用いることにより, SKS の約 1/2 倍になる。パイロットランで得られた収量を元に  $\Xi$  ハイパー核の収量を見積もると, ピーク構造を観測するために必要なイベント数 120 を得るためには, ポリエチレン  $2.79 \text{ g/cm}^2$  の標的では 70 日間のビーム照射が必要である。

ここで  $10 \text{ g/cm}^2$  厚のアクティブ標的を導入すれば, 20 日間のビーム照射で必要な収量を得



る。したがって、現実的なビームタイム内で理論計算から予測されるピーク構造を観測するためには、アクティブ標的の導入が必要不可欠である。

本研究では、アクティブ標的のエネルギー分解能を評価するため、高分解能測定が実現できる RCNP の Grand Raiden スペクトロメータを用いて、シンチレーティングファイバー 1 本あたりのエネルギー分解能を測定した。メーカーや形状の異なる 4 種類のファイバーについて、発光量とエネルギー損失の関係を評価し、アクティブ標的に最適なファイバーを決定する。さらに、この実験で測定されたエネルギー分解能を元に、アクティブ標的全体におけるエネルギー損失のふらつきを評価し、高分解能分光実験が実現可能な標的厚を見積もる。また、 $XX'YY'$  の 4 層で構成された試作機にビームを照射し、ファイバー 1 本あたりの位置分解能を見積もり、 $X'$  層の検出効率を求める。

第 2 章では、アクティブファイバー標的の概要と要求性能について述べる。第 3 章では、陽子ビームを用いた実験セットアップについて述べる。第 4 章では、ファイバー 1 本あたりの分解能の測定結果を述べ、それに基づいて見積もったアクティブ標的全体のエネルギー損失のふらつきについて述べる。第 5 章では、試作機のビーム試験の概要とその結果について述べ、最後に第 6 章で結論と今後の展望を述べる。



## 第 2 章

# アクティブファイバー標的の開発

本章では、まずシンチレーティングファイバーを用いた検出器の先行研究を紹介する。次に、今回開発するアクティブ標的の概念を述べ、この標的に用いる装置の説明を行う。最後に、検出器の必要性能と開発要件を挙げる。

### 2.1 シンチレーティングファイバーを用いた検出器

シンチレーティングファイバーを用いた検出器は、位置の検出や時間測定を目的として開発されてきた。例えば、KEK-PS における  $Y_p$  散乱断面積の測定のために開発されたアクティブ標的 [22] は、 $300\ \mu\text{m}$  角のシンチレーティングファイバーを  $10\ \text{cm} \times 10\ \text{cm} \times 20\ \text{cm}$  に組んだ構造をしている。シンチレーション光を蛍光板に照射し、蛍光を示した様子を CCD カメラで読み出す仕組みになっている。数百  $\mu\text{m}$  の位置分解能で、三次元の飛跡から反応の運動学を再構成している。

スイスの PSI におけるミューオン陽子散乱実験 (MUSE) では、ミューオンビームライン上での入射粒子の識別に  $2\ \text{mm}$  径丸型ファイバーを用いた検出器 (TASFID)[23] が使われている。ファイバーの時間応答の早さから、飛行時間を用いた粒子識別を行なっている。図 2.1 に検出器の構造と、そのうちの 1 面を組み上げた様子を示す。検出器は  $8\ \text{cm} \times 8\ \text{cm}$ , U-V-YY' 構造で、読み出しにはマルチアノード形光電子増倍管を用い、1 台で 64 チャンネルを同時に読み出すことができる。検出部分と光電子増倍管の間はクリアファイバーを伸ばし、左右で読み出しチャンネルの割振りを変えることで、クロストークや背景事象の削減を実現している。



図 2.1: PSI の MUSE で使用されている、ファイバーを用いた粒子識別検出器 (TASFID)。

また、J-PARC K1.8 ビームラインでは 1 mm 径の丸形ファイバー 320 本で構成された BFT 粒子識別検出器が用いられている [24, 25]。この検出器は、1 層目と 2 層目をファイバー径の半分だけずらして重ねた  $XX'$  構造で、光読み出しには Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) を用いる。時間分解能 0.68 ns ( $\sigma$ ) と位置分解能 190  $\mu\text{m}$  ( $\sigma$ ) を有する。

このように、ファイバーを用いた検出器は、位置の測定や時間差を利用した粒子識別を目的として開発されたものが多く、エネルギー測定を主眼においた検出器は過去に例がない。この点で、本研究で開発するアクティブ標的には新規性を有する。

## 2.2 アクティブファイバー標的

本研究で開発するアクティブ標的の概念図を図 2.2 に示す。

$K^-$  粒子が標的に入射すると、エネルギーを標的に落としながら進んでいく。この  $K^-$  粒子は標的中の  $^{12}\text{C}$  原子核と反応したのちに、 $K^+$  粒子を生成する。 $K^+$  粒子も同様にエネルギーを失いながら標的の中を移動し、通過した後は下流の S-2S により運動量測定される。荷電粒子がシンチレータを通過してエネルギーを失うときに、そのエネルギー損失に応じた量の光が生じる。したがって標的として、炭素を含むプラスチックシンチレータを用いることで、事象ごとにシンチレーション光を測定し、得られた光量に適当な変換を施すことでエネルギー損失量を得て補正をすることができる。このように、標的の中における入射粒子、散乱粒子のエネルギー損失をイベントごとに補正することでエネルギー損失のふらつきを小さく抑えることができる。反応では、 $\Xi$  ハイパー核が崩壊する際に荷電粒子が出てくる可能性があり、この粒子を弁別しなければ  $K^-$ ,  $K^+$  粒子のエネルギー損失を大きく見積もりすぎてしまう。そこで入射粒子、散乱粒子のエネルギー損失を正しく測定するために、シンチレーティングファイバーを用いてセグメント化して、検出された飛跡から粒子の弁別を図る。J-PARC における実験では、 $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$  反応の測定を実施する前に、 $K^-$  粒子をアクティブ標的全体に照射して、エネルギー損失と発光量の関係などの較正データを得たり、検出器の最適化を行う。さらに、素過程  $p(K^-, K^+)\Xi^-$  を使って分解能測定を行う。

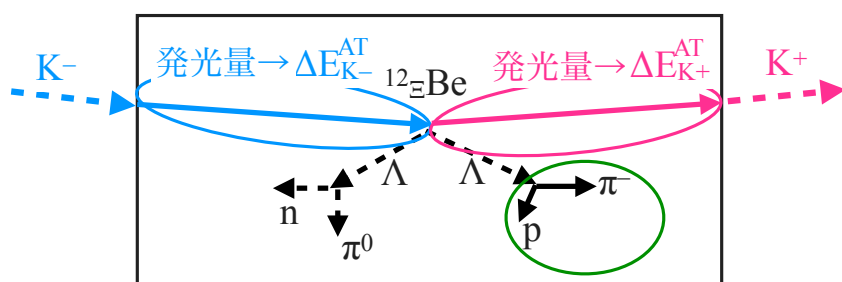


図 2.2: アクティブ標的の概念図。

次に、アクティブ標的の完成予想図と、ファイバーと MPPC との接合部の拡大図を図 2.3 に示す。荷電粒子がファイバーに入射するとき生じる光は、両端に取り付けられた MPPC で信号に変換される。この信号を VME-EASIROC ボードと呼ばれるモジュールに入力し、

信号の波高情報や時間情報を取得する。アクティブ標的は、3 mm 径のファイバーを  $XX'YY'$  構造に組み、それを 9 組合わせた構造をとる。水平方向には 1 面あたり 32 本、垂直方向には 1 面あたり 16 本並べ、全部で 864 本のファイバーを使用する。MPPC はプリント基板に複数個実装し、フラットケーブルを用いて VME-EASIROC ボードと接続する。VME-EASIROC ボードは 64 個の MPPC を同時に制御することができる。このモジュールを 27 台使用する。VME-J0 バスで他のモジュールと通信をすることでデータ収集を行う。ファイバーと MPPC との接合部は、黒いアクリル製の治具を用いてねじで止めることで、約  $100\ \mu\text{m}$  の精度で固定する。MPPC 自体には厚みがあるため、アクリル製治具と基板の間にゴムシートを挟み、外部からの光の侵入を防ぐ。

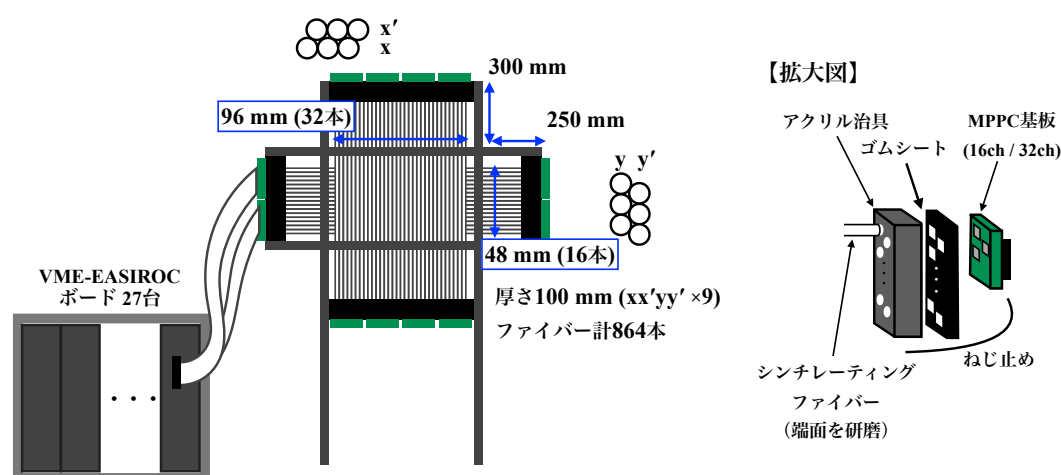


図 2.3: アクティブ標的の完成予定図。右図はファイバーと MPPC の接合部を拡大したものである。

## 2.3 シンチレーティングファイバー

シンチレーティングファイバーはプラスチック製光ファイバーの一種で、蛍光剤入りのポリスチレンで出来たコア部分とメタクリル系樹脂で出来たクラッド部分の二重構造になっている。クラッド部分の構成には、1 層からなるシングルクラッド型と 2 層からなるマルチクラッド型の 2 種類が存在する。シングルクラッド型のクラッドの厚さはファイバー径の 3% である。マルチクラッド型は、不感部分であるクラッドの厚さがファイバー径の 4–5% に増加するが、シングルクラッド型に比べ集光率が高いのが特徴である。コア部分、クラッド部分の材質と物性を表 2.1 に示す [26]。形状は、断面積が丸形のものや角形のものがある。

放射線がファイバーに入射した際の模式図を図 2.4 に示す。荷電粒子がファイバーに当たると、コア部分でシンチレーション光が生じる。生じた光は、コア部分とクラッド部分の境界で全反射を繰り返しながらファイバー中を伝播し、端面に届く。臨界角  $\theta_c = \text{asin}(n_{\text{clad}}/n_{\text{core}})$  より小さい角度でクラッドに進出した光は、ファイバーに閉じ込められることなく外部へ失う。シンチレーション光の集光率は、3.44% (ファイバー中央) から 7% (コア-クラッド境界付近) [26] である。

表 2.1: シンチレーティングファイバーのコア部分とクラッド部分の材質と物性。

	コア部	クラッド部
材質	ポリスチレン	メタクリル系樹脂
屈折率	1.60	1.49
密度	1.05	1.2

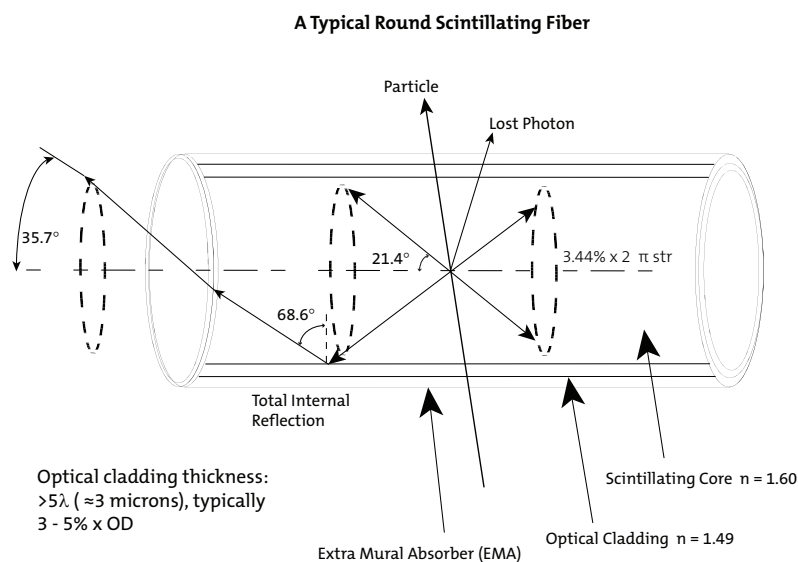


図 2.4: シンチレーティングファイバーの概念図 [26]。シンチレーション光を発生するコア部分と、光を捕らえるためのクラッド部分で構成されている。

ファイバーで生じるシンチレーション光は、荷電粒子がコア中で損失したエネルギーに応じて変化するため、ファイバーの発光量を受光素子で測定することで、荷電粒子のエネルギー損失を得ることができる。

最後に、Kuraray 製ファイバー (SCSF-78)[27] のシンチレーション光の発光スペクトルを図 2.5 に、Saint-Gobain 製ファイバー (BCF-10) のシンチレーション光の発光スペクトルを図 2.6 に示す。どちらも青色の光を放出するが、BCF-10の方が短波長寄りである。

## 2.4 Multi-Pixel Photon Counter (MPPC)

MPPC は浜松ホトニクス社で開発された光半導体素子である。数十  $\mu\text{m}$  角のアバランシェフォトダイオード (APD) を 2 次元的に多数並べた構造をとり、各々の APD をガイガーモードで動作させることで光子を 1 個ずつ測定することができる。MPPC の特徴は、高い増倍率 ( $\sim 10^6$ )、高い検出効率、優れた時間分解能を有し、コンパクトな形状で磁場の影響を受けないことである。

APD の逆電圧を降伏電圧以上にして動作させると、光量の大小に依らず、素子固有の飽和出力が発生する。この降伏電圧以上で APD を動作させる状態をガイガーモードという。MPPC

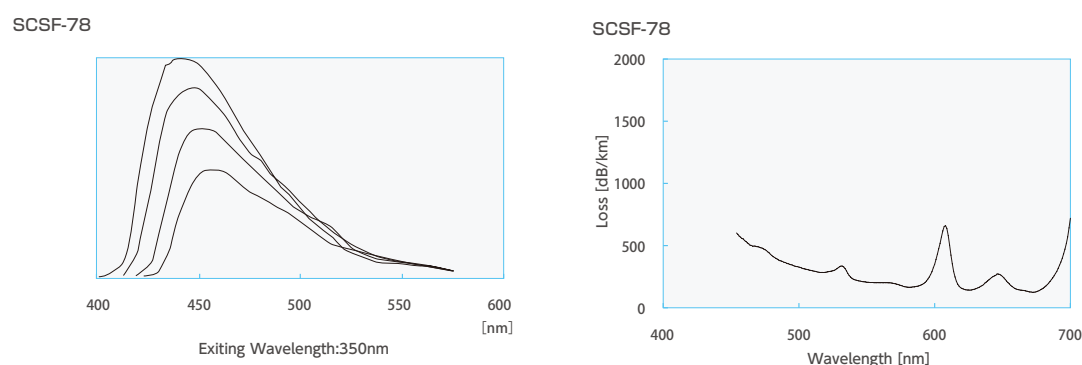


図 2.5: Kuraray 製のシンチレーティングファイバー (SCSF-78) の発光スペクトル (左) と伝達損失のスペクトル (右) [27]。左図の線は、蛍光剤を励起させるための紫外光照射位置と測定器との間隔が、上から 10, 30, 100, 300 cm であるときのスペクトルを示す。ピーク波長は 450 nm (青色) である。

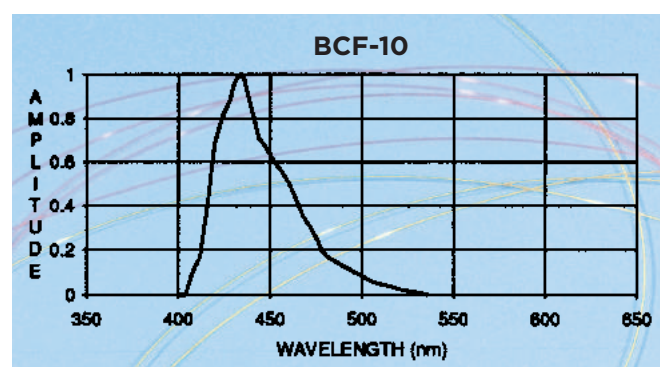


図 2.6: Saint-Gobain 製のシンチレーティングファイバー (BCF-10) の発光スペクトル [26]。ピーク波長は 432 nm (青色) である。

において、典型的な APD の増幅率は  $10^6$ 、降伏電圧は約 55–70V である。

MPPC では、1.3 mm 角や 3 mm 角、6 mm 角等の受光面に対し、 $25\ \mu\text{m}$ 、 $50\ \mu\text{m}$ 、 $75\ \mu\text{m}$  の大きさの APD が 2 次元状に並んでいる。これらの APD は並列に接続されているため、それぞれの APD には同じ電圧値がかけられ、APD の出力信号の総和が MPPC の信号として読み出される。APD1 ピクセルあたりの出力電荷量を  $Q$ 、光子が入射した APD の数を  $N_{\text{fired}}$  とすると、MPPC の出力電荷量  $Q_{\text{total}}$  は以下のように表される。

$$Q_{\text{total}} = Q \times N_{\text{fired}} \quad (2.1)$$

APD はガイガーモードで動作しているため、1 ピクセルにいくつ光子が入射しても出力電荷量は同じである。したがって MPPC は、ピクセル数よりも入射してくる光子の数が十分少ない場合、優れたフォトンカウンティング能力を示す。図 2.7 は、LED から出力された光子を数個検出したときの ADC スペクトルと、LED の出力が無いときの ADC スペクトルである。前者のスペクトルには、1 光子、2 光子… のピークが一定の間隔で並んでいる。このピーク間隔と 0 光子ピークの値を読み取ることで、ADC のチャンネルから光子数に変換することが

できる。

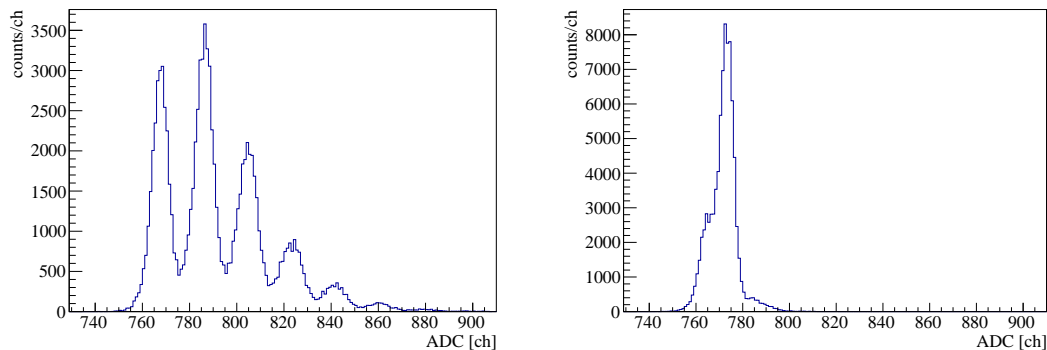


図 2.7: (左) LED からの光子を数個検出したときの ADC スペクトル。(右) LED の出力が無いときの ADC スペクトル。

約 6 時間の測定における MPPC の安定性を図 2.8 に示す。増幅率の変動は  $\pm 2\%$  以内、ペDESTAL の ADC の値の変動は  $\pm 0.2\%$  以内であった。MPPC の増幅率には温度依存性がある [28] ため、測定中は温度を監視した。MPPC の温度を直接測定するのは難しいため、MPPC に取り付けられたファイバーを固定するための架台を測定した。測定した温度変化を図 2.9 に示す。この測定では図 2.8 との相関は見られなかった。

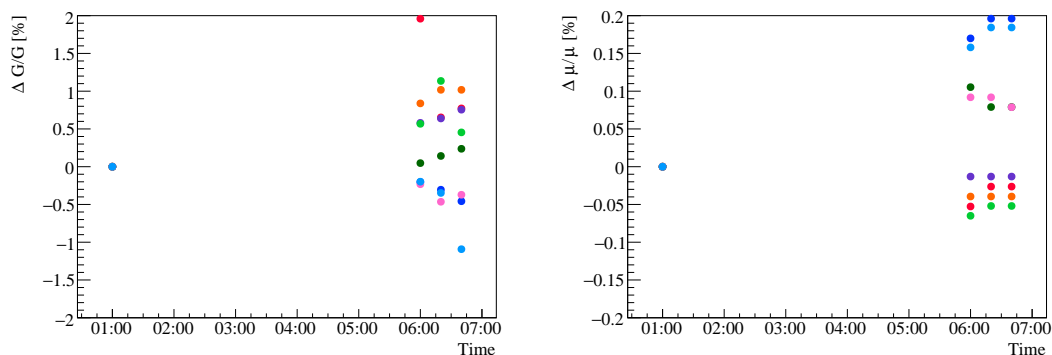


図 2.8: (左) MPPC の増幅率の変化率。(右) ペDESTAL の ADC の値の変化率。MPPC のチャンネル毎に色分けをしている。約 6 時間の間で、増幅率の変動は  $\pm 2\%$  以内、ペDESTAL の変動は  $\pm 0.2\%$  以内であった。

## 2.5 MPPC 読み出し用回路

MPPC は、優れた光子計数能力を持つ受光素子であるが、数十–数百個の MPPC に対して、波形増幅や信号遅延のための回路を用意するのは容易ではない。近年、EASIROC[29] と呼ばれる多チャンネル MPPC 読み出し用チップが開発された。今回は、このチップを用いた基板を使用することで、多チャンネルの MPPC の制御や信号の読み出しを実現させる。汎用 MPPC 読み出し基板には、NIM モジュールの EASIROC MODULE と、VME 規格の



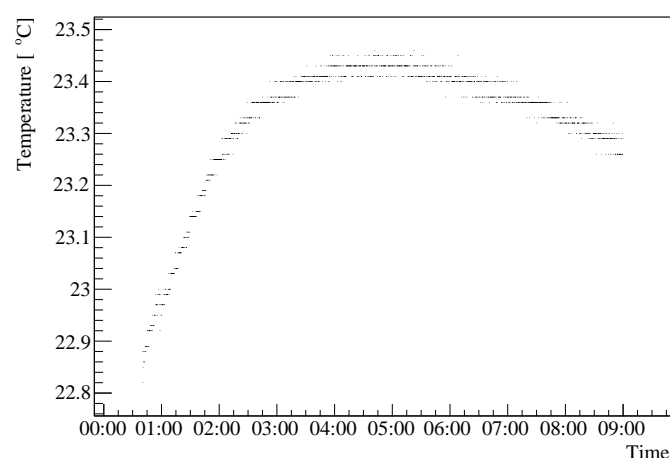


図 2.9: 図 2.8 の時間における温度変化。MPPC を取り付けている、シンチレーティングファイバーを固定する架台の温度を測定しており、MPPC の温度を直接測定しているのではない。

VME-EASIROC ボードが存在する。前者は PC とネットワーク接続をするだけで MPPC の読み出しができる。また、後者は K1.8 ビームラインのデータ収集系に対応した設計である。本研究では EASIROC MODULE を用いて開発を行うが、実機では VME-EASIROC ボードを使用する予定である。

### 2.5.1 EASIROC

Extended Analogue Silicon PM Integrated Read Out Chip (EASIROC) は、フランスの  $\Omega$ /LAL/IN2P3 グループが開発した Silicon Photo Multiplier (SiPM) 読み出し用 ASIC である。使用実績は、J-PARC K1.8 ビームラインだけでなく、ミュオンイメージング、医療機器などにもある。1 枚のチップにつき 32 個の MPPC を同時に読み出す事ができ、波形整形増幅器、Discriminator を各チャンネルが有している。また、信号線に接続された inputDAC と呼ばれる 0–4.5 V 出力により、32 個の MPPC に印加するバイアス電圧を個別に微調整し、増幅率を変えることができる。さらに 2 系統のアンプ (High Gain, Low Gain) を有し、それぞれが増幅率の 16 段階の調整が可能のため、MPPC の増幅率が  $10^6$  の場合 1–2000 p.e. (160 fC–320 pC) という幅広いダイナミックレンジをもつのが特徴である。1 チャンネルあたりの内部回路の概要を図 2.10 に示す。

MPPC からの正電圧の入力信号は、コンデンサによって 1:10 の割合で 2 つのプリアンプに分割される。各々のプリアンプは、並列接続されたコンデンサによって増幅率を 1 から 15 の 15 段階に変えることができる。したがって、片方のアンプの増幅率は 10 から 150 (High Gain)、もう一つの増幅率は 1 から 15 (Low Gain) となる。High Gain に入力された信号は、波高測定用の Slow Shaper (時定数 25–175 ns) と時間測定用の Fast Shaper (時定数 15 ns) に分割され、Low Gain の信号はそのまま Slow Shaper に送られる。

Fast Shaper 後段には Leading Edge 型の Discriminator が備わっており、ある閾値を超える

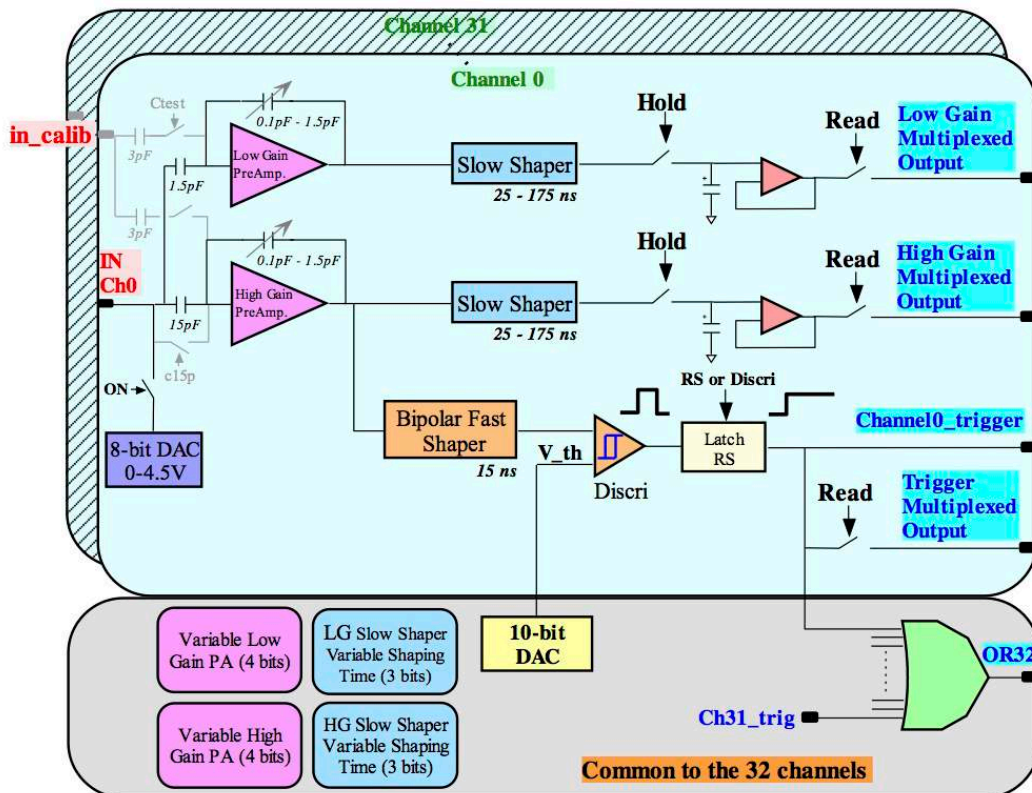


図 2.10: EASIROC の内部回路 [29]。

とデジタル信号を出力する。この閾値は 32 チャンネル共通で、約 0–10 p.e. の間を 1024 段階で設定できる。32 チャンネル各々のデジタル信号はタイミング測定に使用することができる。

また Slow Shaper で整形された信号は、外部から入力する HOLD 信号のタイミングで電圧が保持される。図 2.11 に、HOLD 信号と Slow Shaper 出力の時間関係と実際に読み出される波高を示す。ピンク色の線が HOLD 信号、黄色が Slow Shaper 出力、青色が High Gain 出力である。実際に EASIROC に保持されるのは青色の波形で平坦な部分の高さである。図の左側は正しいタイミングで HOLD 信号が入力されたときの様子を、右側は遅いタイミングで入力されたときの様子を示す。入力のタイミングがずれてしまうと、EASIROC に保持される電荷量は実際よりも少なくなってしまうため、適切なタイミングで HOLD 信号を入力しなければならない。

32 チャンネルそれぞれに保持された電圧は、0 チャンネルから順番に外部へ出力される。32 チャンネルの読み出しには 20  $\mu$ s かかるため、データ収集のレートは 50 kHz までに制限される。

## 2.5.2 EASIROC MODULE

汎用の MPPC 読み出しモジュールとして、EASIROC を搭載した NIM モジュールが開発された [30, 31]。大規模なデータ収集系を構築する必要がなく、簡単に導入することができるため、本研究ではこのモジュールを使用した。EASIROC MODULE の前面と背面の写

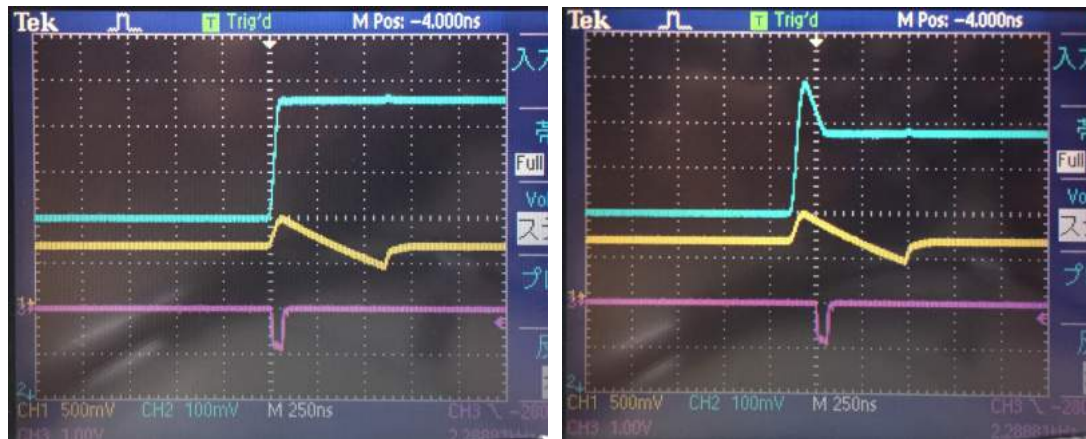


図 2.11: HOLD 信号の入力タイミング。(左) 正しいタイミングで HOLD されているとき。(右) HOLD 信号が遅いとき。ファンクションジェネレータからの信号を EASIROC MODULE のアナログ入力としている。

真を図 2.12 と 2.13 に示す。また、モジュールの基板部分を図 2.14 に示す。基板部分には、EASIROC チップが 2 枚搭載されており、64 個の MPPC の同時駆動が可能である。また 64 個の MPPC を駆動させるための 90 V 電源が搭載されている。MPPC を接続する極性を間違えることによる EASIROC の破損を防ぐため、保護回路を有している。モジュールの制御や計測には Field Programmable Gate Array (FPGA) が用いられている。さらに、FPGA に搭載された SiTCP[32] 技術を用いて FPGA とイーサネットを接続することで、TDC/IP/UDP 通信を介したデータ転送やモジュールの制御を Linux 上のソフトウェアで行うことができる。

MPPC の High Gain, Low Gain 電荷情報は EASIROC 後段の ADC で A/D 変換され、FPGA に信号が送られる。また、FPGA は 64 チャンネルの Discriminator からのロジック信号を受け付けており、ユーザーが FPGA のファームウェアを編集することでロジックを組み、トリガ信号を作ることができる。FPGA では各々のチャンネルのタイミング情報も測定でき、1 ns の時間分解能を有する MHTDC として動かすこともできる。もしくは LVDS 信号を外部に出力し、TDC モジュールを用いて時間情報を測定することも可能である。

### 2.5.3 VME-EASIROC ボード

K1.8 ビームラインで使用されているデータ収集系に準拠した MPPC 読み出しモジュールが近年開発された [33]。VME-EASIROC ボードの前面と側面の写真を図 2.15 に示す。このビームラインで使用されているトリガ配布システムへの対応に加え、ADC, TDC の Fast clear 機能、ペDESTAL サプレッション機能が追加されている。実機の読み出しにはこのモジュールを使用する。



図 2.12: EASIROC MODULE の前面部分。アナログ入力, MPPC のバイアスの供給のための電源は Signal により供給し, ロジック信号の入出力は LEMO コネクタで接続可能である。



図 2.13: EASIROC MODULE の背面部分。64ch の LVDS 出力があるが, 本開発では使用しない。

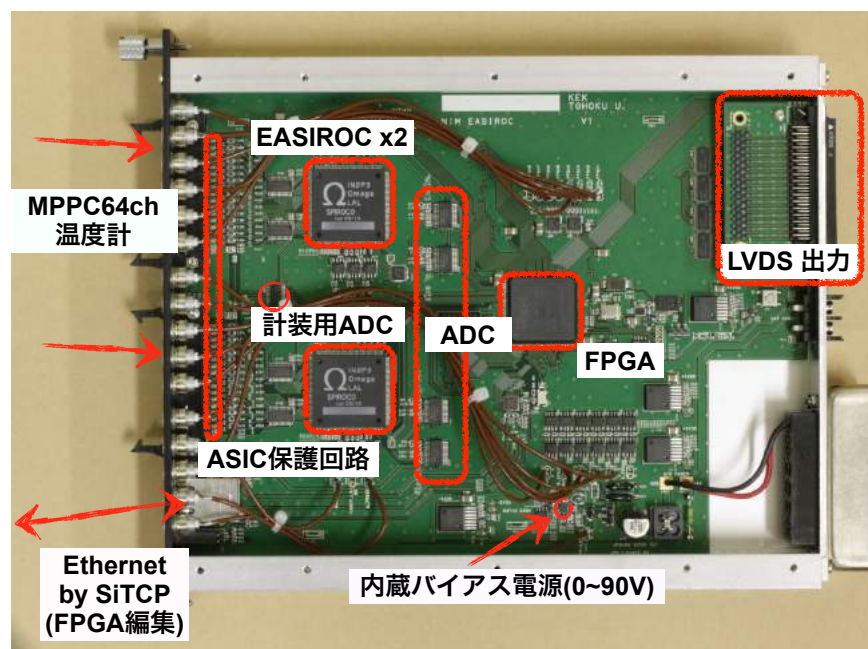


図 2.14: EASIROC MODULE の基板部分 [30]。2 枚の EASIROC チップの他に, MPPC のバイアス用電源, ADC, データ処理や制御のための FPGA が搭載されている。



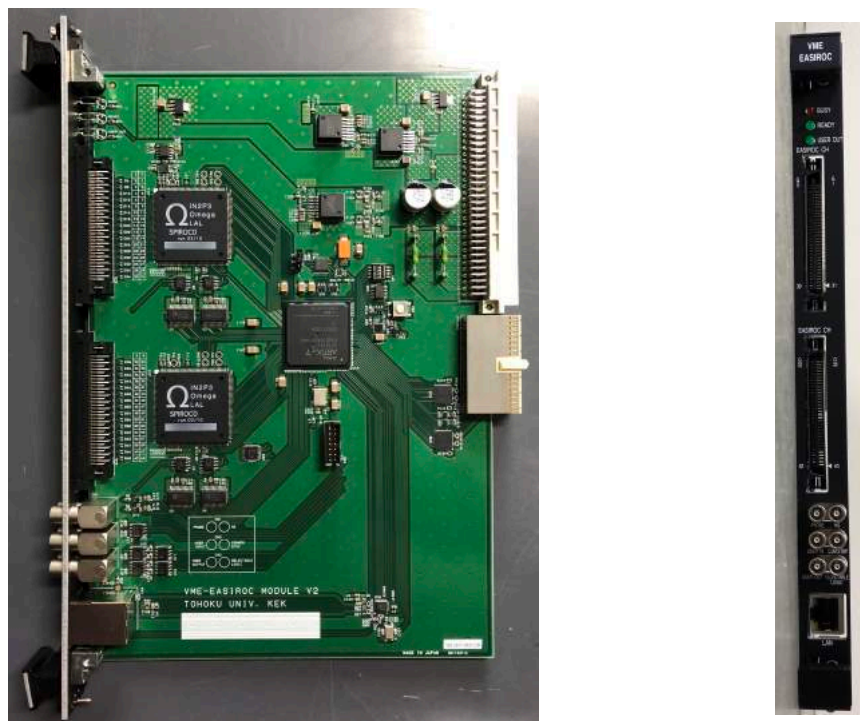


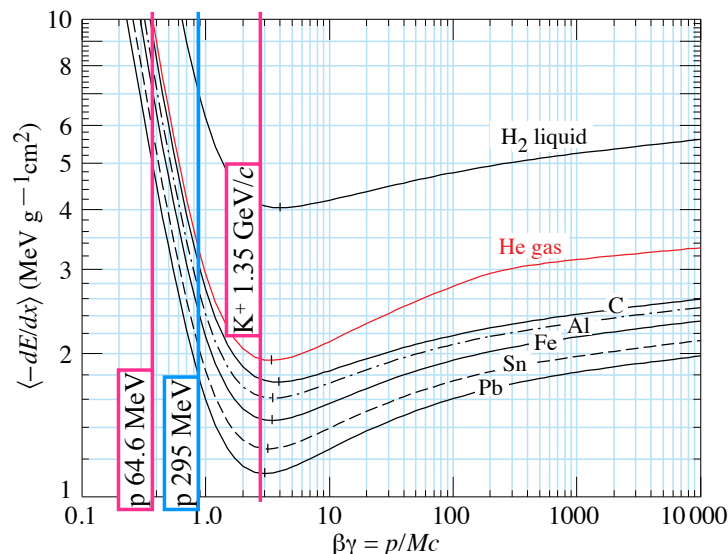
図 2.15: VME-EASIROC ボードの側面部分（左）と前面部分（右）。EASIROC MODULE と同様に、64 個の MPPC を同時に制御することができる。

## 2.6 開発事項

本研究では、このアクティブ標的のためのシンチレーティングファイバーの形状の性能評価、MPPC の選定、さらに試作機による位置分解能の評価を行う。

まず、1 本あたりのシンチレーティングファイバーの性能評価を行う。ファイバーは有感発光部分と光伝送のための不感層で構成されているため、光量の多さだけでなく、エネルギー分解能の絶対値も観点に入れなければならない。ファイバー 1 本あたりのエネルギー分解能を実測することで性能評価を行う。例えば  $1.3 \text{ GeV}/c$  の  $K^+$  粒子が  $3 \text{ mm}$  のファイバーを通過したとき、エネルギー損失の最尤値は約  $600 \text{ keV}$  である。したがって、ファイバー 1 本におけるエネルギー分解能が  $10\%$  であると仮定すると、 $\Delta E = 60 \text{ keV}$  となる。ビームのエネルギーに対してファイバー中でのエネルギー損失が小さいため、エネルギー分解能を直接測定するには、ファイバーを通過した後の粒子の運動量を高い精度で測定する必要がある。そこで、高分解能測定が実現できる RCNP の Grand Raiden スペクトロメータを用いた実験を行うことを検討した。当初は最大エネルギーである  $392 \text{ MeV}$  の陽子ビームを用いた測定を計画したが、加速器の不調により  $64.6 \text{ MeV}$  と  $295 \text{ MeV}$  の陽子ビームを用いて測定を行なった。図 2.16 に、使用した陽子ビームの  $\beta\gamma$  と単位長さあたりのエネルギー損失 ( $dE/dx$ ) の関係を示す。 $K^+$  粒子  $1.3 \text{ GeV}/c$  のエネルギー損失の大きさに対して、陽子  $295 \text{ MeV}$  のエネルギー損失の大きさは約  $1.5$  倍、陽子  $64.6 \text{ MeV}$  のエネルギー損失は約  $4.5$  倍である。

標的全体で許容されるエネルギー損失のふらつきは、節 1.4 で議論した通り、ビームスペク

図 2.16:  $\beta\gamma$  と  $dE/dx$  の関係 [34]

トロメータの分解能が  $\Delta p/p = 10^{-3}$  のとき 0.80 MeV,  $\Delta p/p = 3.3 \times 10^{-4}$  のとき 1.79 MeV である。3 mm 径のファイバーを  $XX'YY'$  の組にして 9 セット並べ、 $K^+ 1.3 \text{ GeV}/c$  を入射したときのシミュレーション結果を図 2.17 に示す。ビームの空間的な拡がり、水平方向に  $\pm 5 \text{ mm}$ 、垂直方向に  $\pm 25 \text{ mm}$  とし、入射角は  $0^\circ\text{--}5^\circ$  とした。例えばファイバー 1 本あたりのエネルギー分解能を  $\Delta E/E = 10\%$  とすると、エネルギー損失のふらつきは  $0.88 \pm 0.03 \text{ MeV}$  となるため、ビームスペクトロメータの性能が設計値通りであれば  $M_E < 2 \text{ MeV}$  (FWHM) を達成することができる。

次に、アクティブファイバー標的の厚さと、1 本あたりの 3 mm 径ファイバーのエネルギー分解能を変えながら、標的全体のエネルギー損失のふらつきを評価した結果を図 2.18 に示す。直接測定したファイバーのエネルギー分解能が 10% 未満であれば、10 cm 厚のアクティブファイバー標的で  $M_E = 2 \text{ MeV}$  (FWHM) の分光実験が実現できる。

■ファイバーの選定 検出器で使用されるシンチレーティングファイバーには、主に Kuraray 製の SCSF-78[27] と Saint-Gobain 製の BCF-10[26] がある。各々のファイバーは形状が角形・丸形の 2 種類あり、また様々な径 (SCSF-78: 0.2–2.0 mm, BCF-10: 0.25–5.0 mm) がある。ファイバーの太さは、エネルギー分解能と大きく関連する。発光量がポワソン分布に従い、エネルギー損失  $E$  と発光量  $N$  の関係が線形であると仮定するとエネルギー分解能は  $\Delta E/E = 1/\sqrt{E} \propto 1/\sqrt{N}$  に従う。したがって、ファイバー 1 本あたりのエネルギー損失を大きくするために、ある程度の太さのあるファイバーを用いる必要がある。

ファイバーにはシングルクラッド型とマルチクラッド型があり、後者は前者に比べて集光率は高い。しかし、不感層であるクラッドの厚さが、シングルクラッド型はファイバー径の 3% であるのに対し、マルチクラッド型は 7% と厚いため、シングルクラッド型を使用する。

過去に 1 mm の丸形ファイバーについて、シングルクラッド型の SCSF-78J, マルチクラッド型の SCSF-78MJ (以上 Kuraray 製), シングルクラッド型の BCF-10SC (Saint-Gobain

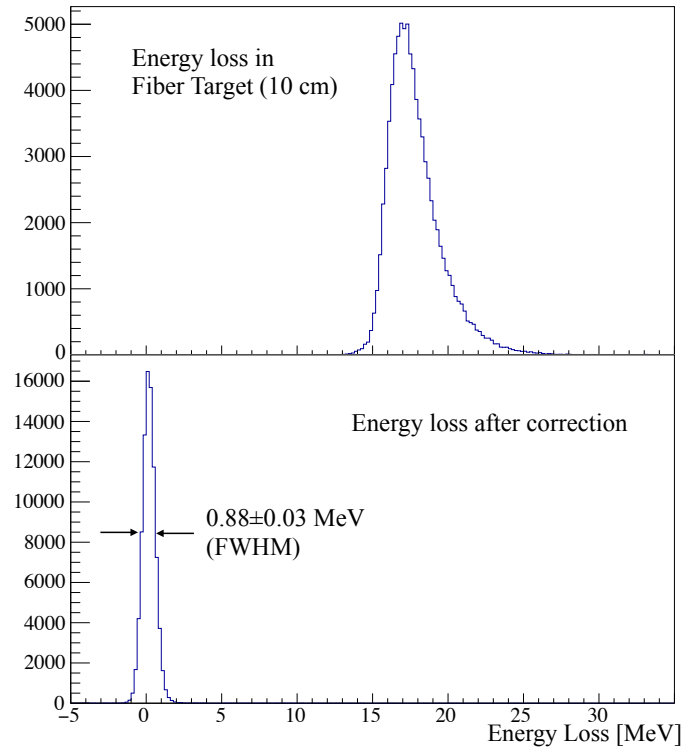


図 2.17: (上)  $XX'YY'$  9 セット並べたときの  $K^+$   $1.3 \text{ GeV}/c$  のエネルギー損失。(下) 補正後のエネルギー損失のふらつきのシミュレーション結果。ファイバー 1 本あたりの分解能を  $\Delta E/E = 10\%$  とした。

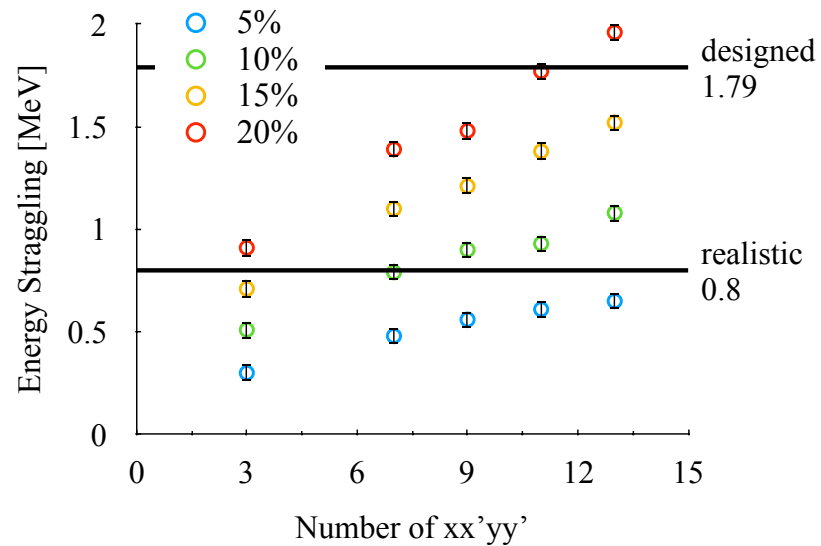


図 2.18: アクティブファイバー標的の厚さと、1 本あたりのファイバーのエネルギー分解能を変えながら、標的全体のエネルギー損失のふらつきを評価した結果。

製)の光量が調べられている [25]。この測定では、受光素子に MPPC (S10362-11-100P) を使用した。 $\beta$ 線源を用いた測定結果を図 2.19 に、陽子 392 MeV を用いた測定結果を図 2.20 に示す。この結果によると、Kuraray 製の SCSF-78MJ が Saint-Gobain 製の BCF-10 の 2 倍から 3 倍弱発光量が多い。

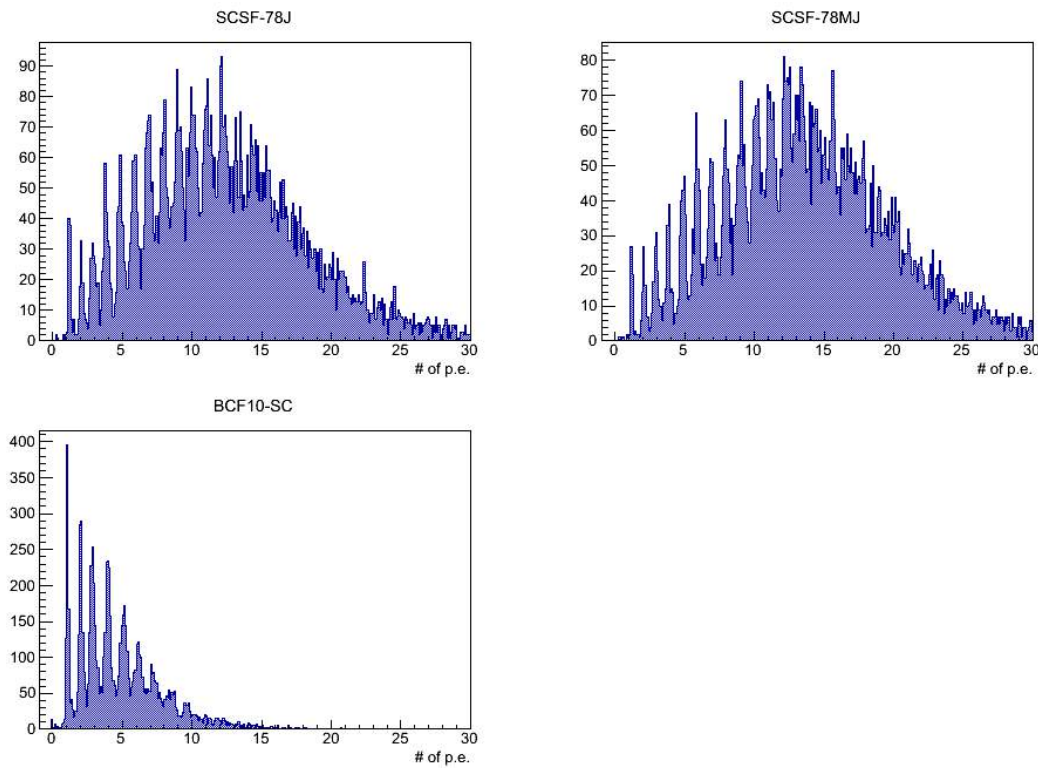


図 2.19:  $\beta$ 線を用いた発光量測定 [25]。左上: SCSF-78J, 右上: SCSF-78MJ, 左下: BCF-10SC. 平均光子数は SCSF-78J が 12.3, SCSF-78MJ が 13.6, BCF-10SC が 4.9 である。

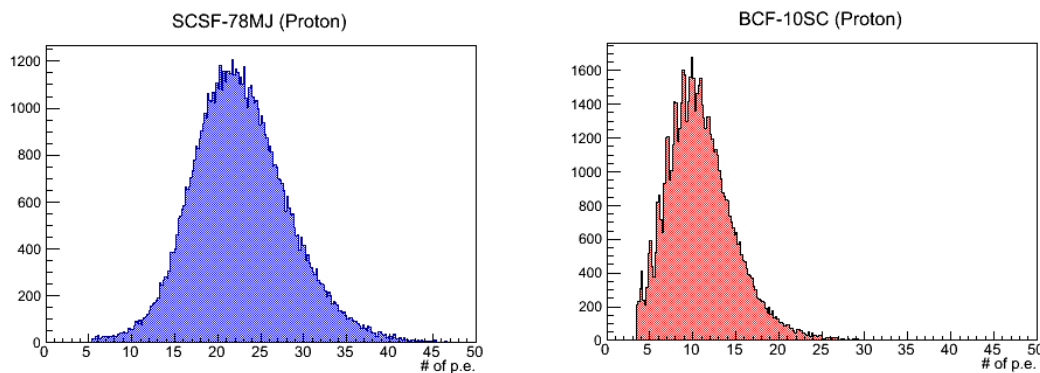


図 2.20: 陽子 392 MeV を用いた発光量測定 [25]。左: SCSF-78MJ, 右: BCF-10SC. SCSF-78MJ の発光量は, BCF-10SC の 2 倍程度である。

今回は、シングルクラッド 1 mm 径の角形、丸形の SCSF-78 と、シングルクラッド 3 mm 径の角形、丸形の BCF-10 に陽子ビームを照射し、発光量の比較とエネルギー分解能の評価を



行う。発光量とエネルギー損失の関係は、丸形のファイバーと角形のファイバーで異なると予想される。丸形のファイバーに荷電粒子を照射した場合、図 2.21（左）に示すように粒子が入射する位置によってコア部分とクラッド部分を通過する距離が変化する。単位長さあたりのエネルギー損失  $dE/dx$  が一定であると仮定すると、エネルギー損失は通過距離に比例する。したがって、有感部分であるコア部分とファイバー全体の通過距離の関係が、発光量とエネルギー損失の関係に反映されると考えられる。図 2.21（右）にコア部分とファイバー全体の通過距離の関係を示す。青色は丸形ファイバーを、赤色は角形ファイバーの関係を示す。

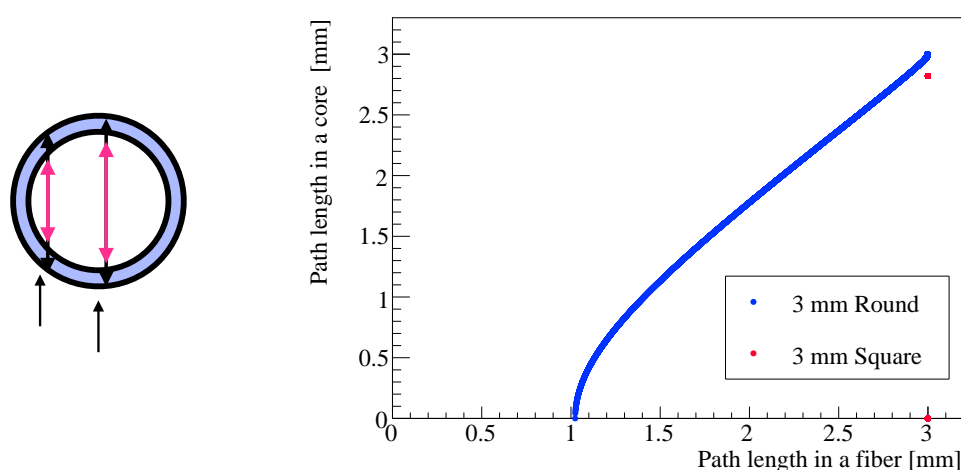


図 2.21: (左) 丸形ファイバーにおける粒子の入射位置と、コア部分とクラッド部分の通過距離依存性の模式図。ファイバー中の黒い矢印はファイバー全体の通過距離を、桃色の矢印はコア部分における通過距離を示す。(右) コア部分とファイバー全体の粒子の通過距離の違い。青色は丸形ファイバー、赤色は角形ファイバーを示す。

■受光素子の選定 受光素子には 3 mm 角の MPPC (S13360-3075PE, Hamamatsu) を使用する。MPPC はコンパクトで磁場の影響を受けず、優れた光子計数能力を有し、多数の MPPC の同時制御・読み出しを行う技術が確立されているため採用した。同じ大きさの MPPC において、3 種類のピクセルピッチの MPPC がある。表 2.2 にピクセルピッチの違いによる性質の違いをまとめた [28]。ピクセルピッチの小さいものの方がより多くの光を検出でき、線型性に優れているが、開口率と検出効率が低くなってしまふ。

陽子 392 MeV を 1 mm のファイバーに照射したときのエネルギー損失の最尤値は約 300 keV である。それに対して、 $K^+$  粒子 1.3 GeV/c を 3 mm の場合は約 580 keV であるため、MPPC で検出する光子数は、先行研究の結果を利用すると最大でも約 50 p.e. と見積もられる。1600 ピクセルでもこの光量に対して十分であると考え、ピクセル数の最も少ない 75  $\mu\text{m}$  ピッチの MPPC に決定した。

■試作機を用いた位置分解能の評価 本研究では、XX'YY' 構成の試作機を作製し、295 MeV の陽子ビームを照射しデータ取得を行なった。図 2.22 に XX' 構成の一部を示す。今回は、fiber 1 と fiber 3, fiber 1 と fiber 2 のように隣り合うファイバーの光量の違いから位置情報を

表 2.2: MPPC のピクセルピッチの違いによる開口率と検出効率の違い。

ピクセルピッチ	75 $\mu\text{m}$	50 $\mu\text{m}$	25 $\mu\text{m}$
開口率 (%)	82	74	47
検出効率 (%)	50	40	25
ピクセル数	1600	3600	14400

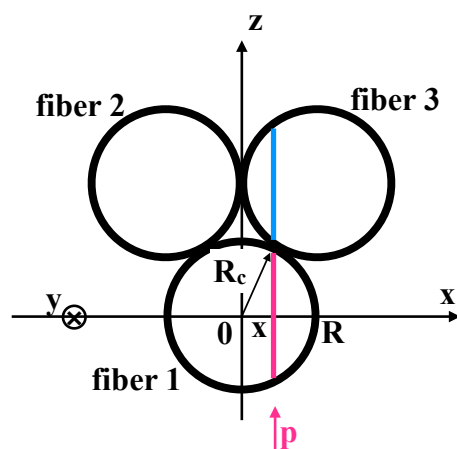


図 2.22: 試作機のファイバーの並び方。一部分のみを示している。

得た。以下では測定原理を説明する。エネルギーが十分高い粒子では、単位長さあたりのエネルギー損失  $dE/dx$  は一定であるとみなせる。したがって、粒子がファイバーのコア中で通過した距離とファイバーの発光量は比例関係にあると考えられる。図 2.22 において、fiber 1 と fiber 3 の関係を例にとる。簡単のため、粒子は  $x$  軸と  $y$  軸に垂直に入射すると考える。荷電粒子が位置  $x$  でファイバーに入射した時、粒子が fiber 1 と fiber 3 を通る距離  $L_1, L_3$  は

$$L_1 = 2\sqrt{R_c^2 - x^2} \quad (2.2)$$

$$L_3 = 2\sqrt{R_c^2 - (R - x)^2} \quad (2.3)$$

である。ここでファイバーの半径を  $R$ 、コア部分の半径を  $R_c$  とした。発光量は  $L_1, L_3$  に比例することから、fiber 1 と fiber 3 の光量の関係は図 2.23 (左) の青色の曲線になると予想される。赤の実線は、 $L_1 = L_3$  となる直線である。青の実線と赤の実線は交点を一つだけ持つ ( $L_1 = L_3 \simeq 1.6R$ ) ため、この時のファイバーの光量が得られれば、光量と粒子がコア中で通過した距離の関係がわかり、式 2.2 を用いることで位置情報を得ることができる。

■開発事項 本研究での開発事項をまとめる。

- 1 mm 径の角形、丸形の SCSF-78 と、3 mm 径の角形、丸形の BCF-10 に 2 つのエネルギーの陽子ビームを照射する。
  - エネルギー損失に対する発光量を測定する。
  - エネルギー分解能を直接測定する。 $\beta$  による違いを調べる。

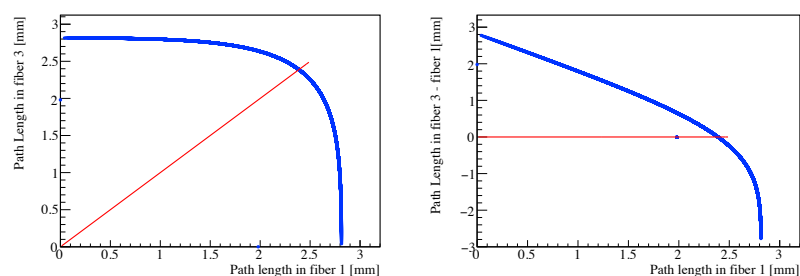


図 2.23: ファイバー 2 層を用いた位置の測定原理。桃色の線は  $L_1$  を，青い線は  $L_3$  を示す。

- ファイバー 1 本あたりのエネルギー分解能から，アクティブ標的全体におけるエネルギー損失のふらつきを見積もる。 $M_{\Xi} < 2 \text{ MeV}$  を達成できる標的厚を見積もる。
- 試作機に陽子ビームを照射して，その応答を調べる。
  - 2 層のファイバーの発光量の相関から位置分解能を求める。
  - 1 レイヤーにおける検出効率を求める。



## 第 3 章

# 陽子ビームを用いたエネルギー分解能の測定

高い運動量分解能  $\Delta p/p \simeq 1/37000$  を有する Grand Raiden 電磁スペクトロメータを用いて、シンチレーティングファイバーの発光量とエネルギー損失の関係と、エネルギー分解能の測定を実施した。本章では実験セットアップについて述べる。

実験は 2017 年 6 月と 12 月に 2 回、大阪大学核物理研究センター (RCNP) の WS ビームラインにて実施した。図 3.1 にサイクロトロン施設の平面図を示す。1 回目は AVF サイクロトロン単独で 64.6 MeV まで加速した陽子を使用し、2 回目は AVF サイクロトロンに加え、リングサイクロトロンも用いて 295 MeV まで加速した陽子を使用した。ビーム調整時は数 nA の強度のビームを用いたが、シンチレーティングファイバーを用いた測定では 1–2kHz のビームを用いた。

WS ビームライン上に設置された散乱槽にシンチレーティングファイバーを置き、サイクロトロンで加速された陽子を照射する。ファイバーを通過した陽子の運動量をビームライン下流の Grand Raiden スペクトロメータで測定し、その際にファイバー中で生じるシンチレーション光をファイバー端面に接着した MPPC で測定する。陽子のエネルギー損失とファイバーの光量をイベントごとに同時測定することで、ファイバー 1 本における発光量とエネルギー損失の関係、さらにファイバー自体のエネルギー分解能を得る。

ファイバーの分解能を測定するには、加速器のビームのエネルギー広がりが小さいことが必要不可欠である。64.6 MeV のビームを使用した 1 回目では、ビームのエネルギー広がりには約 20 keV (FWHM) であった。また、295 MeV のビームを使用した実験では、分散整合の手法を用いることで、約 20 keV (FWHM) の分解能でファイバーのエネルギー分解能を測定することができた。ここで、図 3.2 に、蛍光板にビームを照射した様子を示す。陽子ビームが当たると蛍光を示すため、白い影はビームの大きさと考えられる。64.6 MeV の陽子ビームではビーム径は 1 mm 程度であったが、分散整合を用いた 295 MeV のビームは、水平方向に 6 mm ほど広がった構造を持っていた。

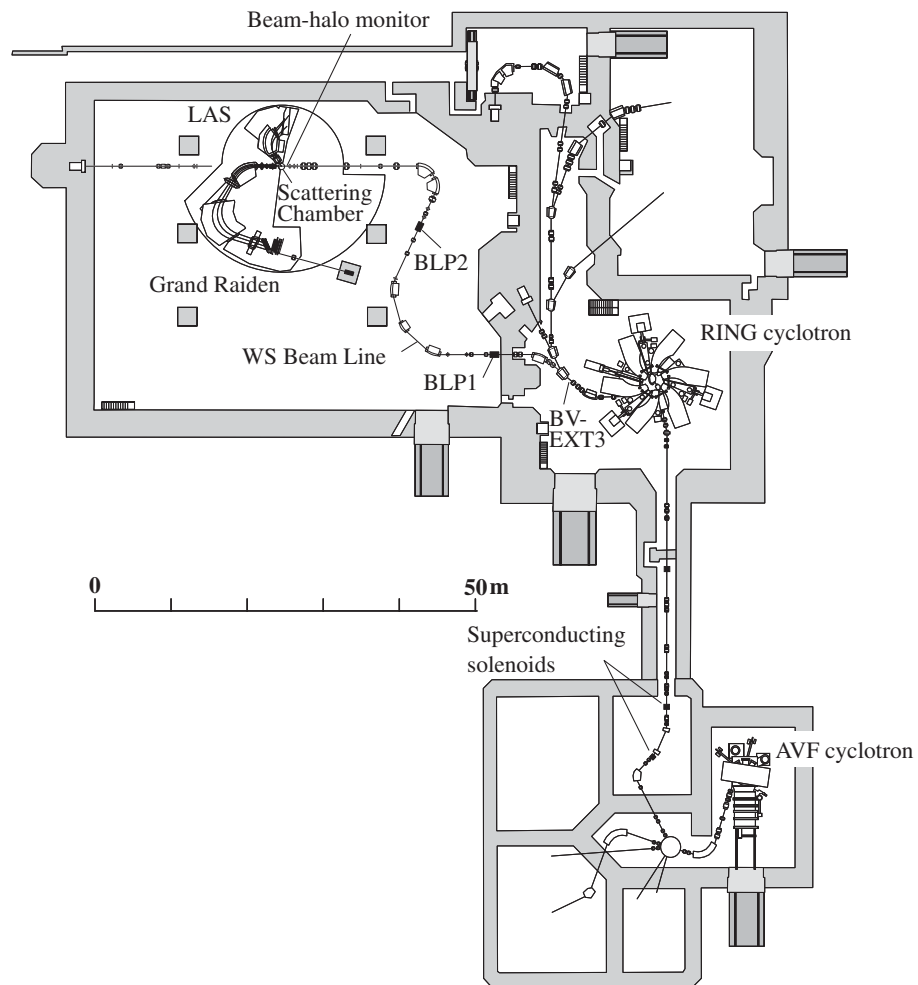


図 3.1: サイクロトロン施設の平面図 [35]。図左上の実験室に WS ビームラインがある。

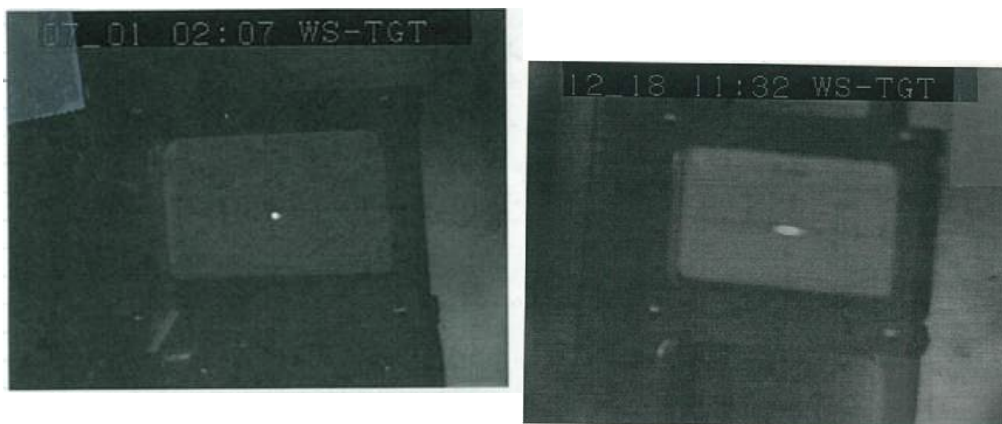


図 3.2: 蛍光板にビームを照射したときの様子。(左) 64.6 MeV の陽子ビーム照射時。(右) 295 MeV の陽子ビーム照射時。中央の白い影がビームが当たって蛍光を示している様子である。

## 3.1 標的

### 3.1.1 標的ラダー

シンチレーティングファイバーの分解能測定には、節 2.6 で述べた 4 本の 20 cm のファイバーを同時に取り付けた標的ラダーを使用した。この標的ラダーには、ビーム調整のための  $2\mu\text{m}$  厚の金箔と  $12\mu\text{m}$  厚のアルミ箔の標的、ビームスポットを確認するための ZnS 標的も取り付けた。使用した標的ラダーを図 3.3 に示す。散乱槽の内部には、上下に遠隔操作可能な台が設置されている。標的ラダーを駆動系に置くことで、実験中は真空を破ることなく標的を変更できる。

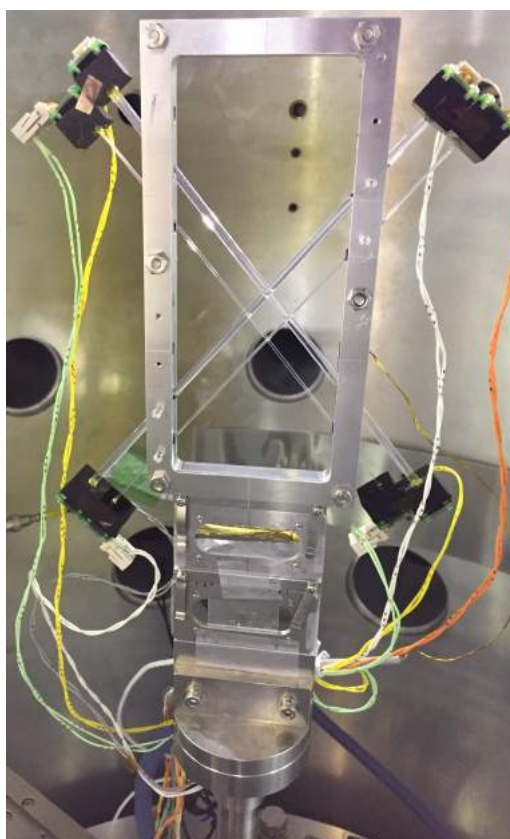


図 3.3: ファイバーの分解能測定で用いた標的ラダー。散乱槽内の駆動系に取り付けている。ビームスポットを確認するための ZnS、ビーム調整時に使用する金箔とアルミ箔も取り付けてある。

### 3.1.2 MPPC 基板

MPPC (S13360-3075PE, Hamamatsu) は、プリント基板に実装して使用した。実装した基板を図 3.4 に示す。信号線と電源線にはフラットケーブルを使用し、2 極のコネクタ (DF1, Hirose) を用いて MPPC と接続した。ファイバーの両端は研磨し、MPPC との接合面には何

も塗布せず、厚さ 10 mm のアクリル製の治具で基板をネジ止めすることで MPPC とファイバーを約 100  $\mu\text{m}$  の精度で固定した。治具と基板をネジで固定した様子を図 3.5 に示す。また MPPC の厚みでファイバーとの接合面が露出することを防ぐため、2 mm 厚の黒いゴムシートを挟み、外部からの光の侵入を防いだ。

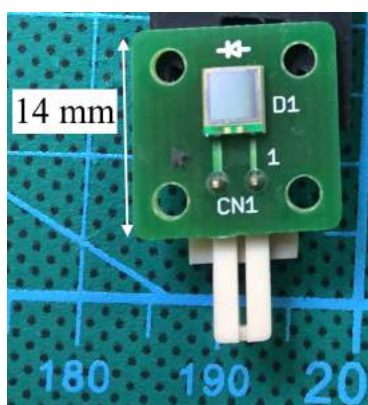


図 3.4: 作製した MPPC 基板。

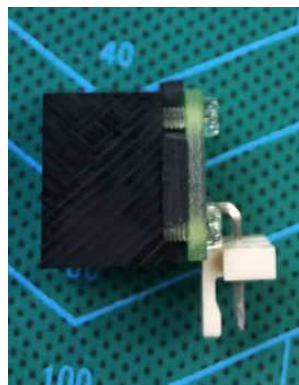


図 3.5: MPPC 基板とアクリル治具をネジ止めした様子。

MPPC の較正データ取得のため、図 3.6 に示すように、散乱槽内壁に青色の LED を 2 つ、ビーム照射位置から約 400 mm と 350 mm の場所に設置した。実験室外の計数室からファンクションジェネレータを用いてパルス信号を送り、数 kHz で LED を点灯させた。このとき、信号の幅や高さを変えることで LED から発生する光量を調整した。

### 3.1.3 MPPC のデータ収集系

MPPC の制御・データ収集は EASIROC MODULE を用いた。図 3.7 に EASIROC MODULE のための回路を示す。MPPC が光子を検出すると、信号はアナログ入力である Signal に伝送される。EASIROC に内蔵している Discriminator からの信号を HOLD 信号とした。今回は、オシロスコープを使って目視確認しながら、HOLD 信号のタイミングを調整した。また、GR との同時測定のため、HOLD 信号に用いている信号は GR のデータ収集系 (GR-DAQ) に送り、イベント番号を GR のスケアラに保存する。さらに、GR-DAQ が Busy であるときや動いていない場合に EASIROC MODULE でデータが収集されないように、これらの状態で HOLD 信号が入力されないようにした。

HOLD 信号を入力した 1  $\mu\text{s}$  後に TDC のストップ信号として T STOP に入力し、T STOP 信号を入力した 2  $\mu\text{s}$  後に ACCEPT に信号を入力した。ACCEPT 信号が入力されると、EASIROC MODULE は再びデータを取得できる状態になるが、ADC における変換にかかる時間が HOLD 入力から 2.5  $\mu\text{s}$  ほどかかるため、今回は 3  $\mu\text{s}$  時間をおいて入力した。

EASIROC の Shaping Time は 25 ns, トリガーは 0-32 チャンネルの OR と設定した。

ファイバーにビームを照射する場合は、ファンクションジェネレータからの 2 つの出力を断線した。LED 光源を用いた較正データを取得する際は、EASIROC MODULE から TRIG 出力を出さない設定にし、ファンクションジェネレータの出力のうちの 1 つを EASIROC





図 3.6: 散乱槽内部の様子。青い円で示すように、散乱槽内壁に青色 LED を 2 つ設置した。

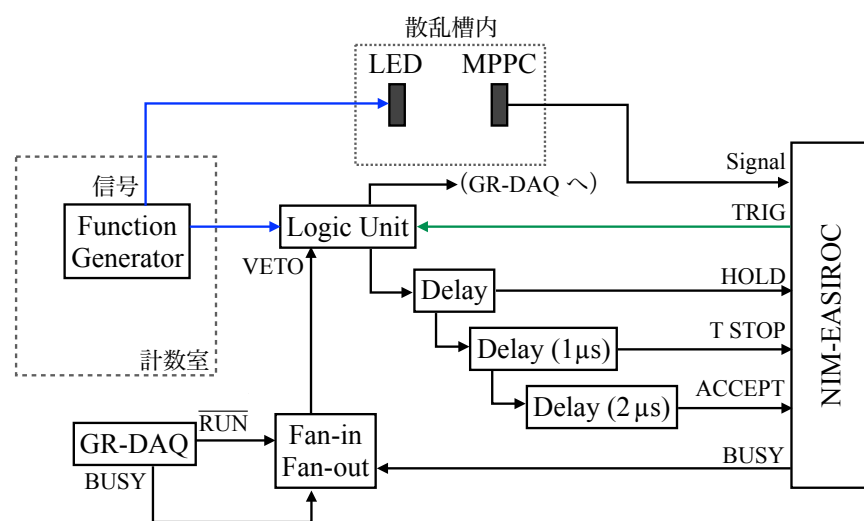


図 3.7: ビームテストで使用した回路。

MODULE の HOLD 入力とした。

## 3.2 Grand Raiden スペクトロメータ

Grand Raiden (GR) スペクトロメータは、RCNP WS ビームラインに設置された高分解能磁気スペクトロメータである。図 3.8 に Grand Raiden の平面図を示す。電磁石は Q1-SX-Q2-D1-MP-D2-DSR 構成 (D:双極, Q:四重極, S:六重極, M:多重極) である。多重極磁石は、四重極、六重極、八重極、十重極磁場を生成し、これを 2 つの双極磁石の間に設置することで 1 次の光学的収差を補正する。さらに、六重極の磁石を導入すると同時に、双極磁石の端面を曲面にすることでより高次の光学的収差を補正する。この結果、 $\Delta p/p \simeq 1/37000$  という高分解能を実現している [37]。GR は測定器も含めて台車の上に設置されており、台車を回転することで様々な角度で測定することができる。

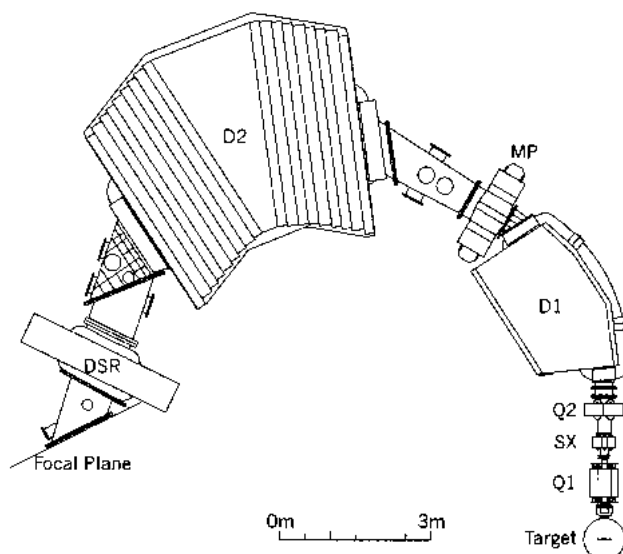


図 3.8: Grand Raiden スペクトロメータ。[38]

GR の焦点面には、陽子の位置検出のために 2 台の Vertical Drift Chamber (VDC) を、ビームの中心軌道に対して  $45^\circ$  傾けて設置した。1 台の VDC は X 面, U 面の 2 面構成である。図 3.9 に示すように、U 面の芯線は X 面に対して  $48.19^\circ$  傾いて張られている。陽極芯線は X 面, U 面にそれぞれ 6 mm, 4 mm の間隔で張られており、ポテンシャル芯線はその間に 2 mm 間隔で張られている。ガスにはアルゴンとイソブタンの混合ガスを使用した。

VDC に荷電粒子が通過すると、電子-イオン対が粒子の軌跡に沿って生成される。この生成された電子は、陰極面によって作られた電場により陽極芯線へ移動する。移動速度は  $\sim 5 \text{ cm}/\mu\text{s}$  とほぼ一定であるため、陽極芯線に収集されるまでの時間 (ドリフト時間) を測定することで荷電粒子が通過した位置を知ることができる。

電圧は、ポテンシャル芯線には 0.3 kV, 陰極には 5.7 kV を印加して動作させた。

VDC の直後には、2 枚の厚さ 10 mm のプラスチックシンチレータを設置した。両端には光電子増倍管 (PMT) が接着されており、入射粒子のエネルギー損失に応じたシンチレー

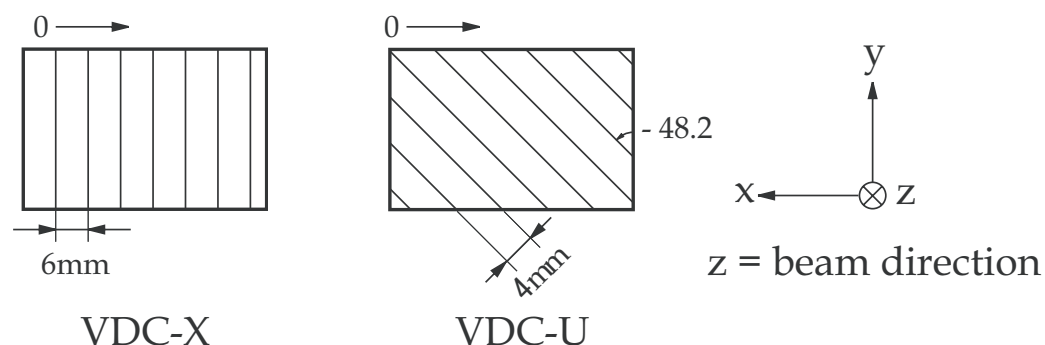


図 3.9: VDC の構成 [39]。

シオン光を読み出す。図 3.10 に示すように、シンチレータからの信号は、Constant Fraction Discriminator (CFD) を通り、Mean Timer によって両端の信号の時間を平均化することで、時間が入射位置に依らない GR トリガ信号にする。また、295 MeV の陽子ビームを用いた実験では、コンプトン散乱によって生じた 2 次電子の影響を防ぐため、1 面目と 2 面目の間にアルミ製の板を設置した。

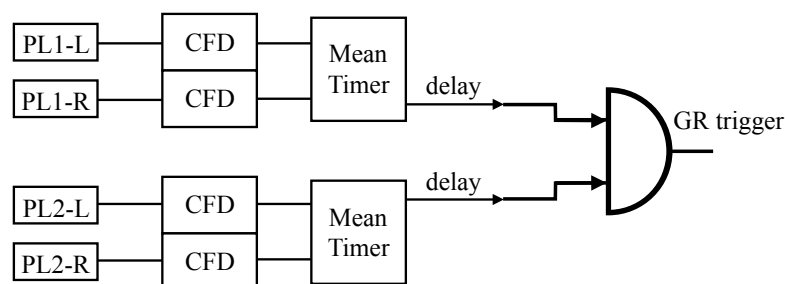


図 3.10: プラスチックシンチレータの回路。PL1-L, PL1-R はそれぞれ、1 面目のプラスチックシンチレータの左、右の PMT を、PL2-L, PL2-R は 2 面目の右、左の PMT を示す。

### 3.3 回路

本実験では、GR のトリガとシンチレーティングファイバーのトリガを別々の信号とし、それぞれ独立したデータ収集系で測定データを取得したのち、ソフトウェア上でイベント照合を行った。

GR-DAQ で取得したデータと、EASIROC MODULE で取得したデータのイベント照合はスケーラ (V830, CAEN) 情報をもとに行った。図 3.11 にイベント照合の概念図を示す。図中では、スケーラの値が変わったときの最初の値を青色で示している。スケーラでは GR のトリガアクセプトの数と、MPPC のトリガリクエストの数を記録しており、このイベント番号の組みを用いて、GR-DAQ のデータセットと EASIROC MODULE のデータセットから対応する番号のデータを組み合わせた。トリガの種類 (GR 単独, MPPC 単独, GR と MPPC のコインシデンス) はインプットレジスタの値で区別される。解析にはコインシデンスがとれたイベ

ントを使用した。

GR Scaler	MPPC Scaler	Trigger
64	66	COIN
64	67	MPPC
65	67	GR
65	68	MPPC
66	68	GR
67	69	COIN
68	70	GR
69	70	GR

図 3.11: イベント照合の概念図。トリガの種類はインプットレジスタで区別する。

### 3.4 測定データ

64.6 MeV のビームと 295 MeV のビームは、ビームの空間的な広がりが異なるため、ファイバーにビームを当てる方法を変えてファイバーのエネルギー分解能を測定した。桃色の実線

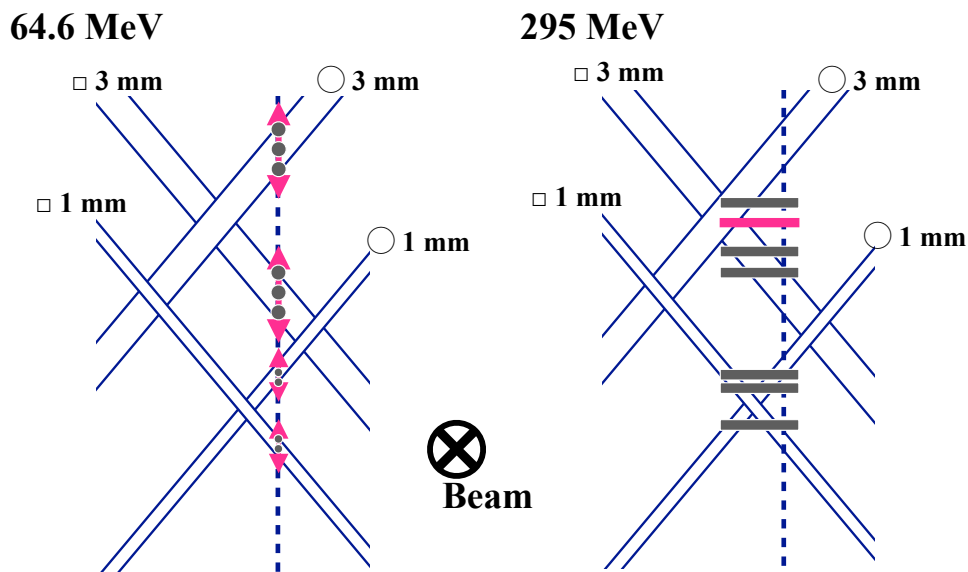


図 3.12: ビーム照射位置の概念図。桃色で示した部分はデータを取得して解析に用いたビーム照射位置である。

で示した部分はビームを照射してデータを取得し、そのデータを解析に使用した位置である。また、灰色で示した部分はビームを照射してデータの取得は行なったが、解析には使用していない位置である。64.6 MeV のビームを用いたときは、ビームの大きさがファイバー径に対して小さかったため、図 3.12 において桃色で示すように、標的ラダーを動かしながらビームを

照射する測定と、灰色で示すように、標的ラダーの位置をある場所に固定してビームを照射する測定を行なった。295 MeV のビームを用いたときは、標的ラダーの位置をある場所に固定してビームを照射する測定を行なった。しかし、図 3.12 において灰色で示したデータは、EASIROC の HOLD 入力のタイミングが最適化されておらず、MPPC で検出した光量を過小評価していたため、解析には使用しなかった。

ファイバーを取り付けている標的ラダーは、実験準備時に測量しビーム軸が図 3.12 の点線にあることを確認した。しかし、295 MeV のビームを使用したときは、実際のビームの位置がやや左によっており、陽子ビームが 3 mm の角形と 3 mm の丸形のファイバーを同時に貫いてしまうようなイベントが見られた。

その他に GR と MPPC の較正のために以下のデータを取得した。

- ビーム軸上には何も設置していない状態で、1-2kHz ビームの運動量を直接 GR で測定
- 標的にアルミ箔を設置し、GR は  $4.5^\circ$  に設置して、 $^{27}\text{Al}$  からの非弾性散乱を測定
- LED を光らせ、そこから発せられる光子を MPPC で測定



## 第 4 章

# 1 本のシンチレーティングファイバーの測定

### 4.1 解析

#### 4.1.1 MPPC の較正

MPPC の較正には, EASIROC の High Gain アンプで取得した波高情報を用いた。青色 LED から数個の光子を検出したスペクトルを図 4.1 に示す。光子数は統計的にポアソン分布に従い, 各々のピークはガウス関数で表せると仮定する。このピーク幅は, 光子数に依存する項と依存しない項に区別できると考える。するとスペクトルのモデル関数は, ADC のチャンネル数  $x$  を変数として式のように書ける。

$$f(x) = \sum_{n=0}^N C \frac{\lambda^n e^{-\lambda}}{n!} \frac{1}{\sqrt{2\pi(n\sigma_0^2 + \sigma_1^2)}} \exp \left[ \frac{(x - \mu - nQ)}{2(n\sigma_0^2 + \sigma_1^2)} \right] \quad (4.1)$$

ここで,  $n$  は光子数,  $\lambda$  は平均光子数,  $Q$  は 1 光子あたりの ADC のチャンネル数,  $\mu$  はペDESTAL の中心値,  $C$  は定数を示す。ガウス関数の幅のうち,  $\sigma_0$  は固有の幅,  $\sigma_1$  は光子数に依存しない成分を示す。また,  $0! = 1$  と定義する。ピークの個数  $N$  はスペクトルごとに与えた。

陽子 64.6 MeV, 295 MeV を使用した実験では, ともに発光量が High Gain アンプのダイナミックレンジを超えるほど多かったため, 解析には Low Gain アンプも使用した。295 MeV のデータでは, High Gain の ADC からペDESTAL を差し引いた値と, Low Gain の ADC からペDESTAL を差し引いた値の比をイベントごとに求めることで倍率を決定した。図 4.2 に Low Gain, High Gain のスペクトルとその増幅率の比を示す。比率の導出には, ハッチをかけた領域に該当するイベントを用いた。64.6 MeV では同様の解析ができなかったため, 公称値の 10 : 1 を使用した。

#### 4.1.2 GR の解析

Grand Raiden スペクトロメータの解析には, Tamii-analyzer を使用した。

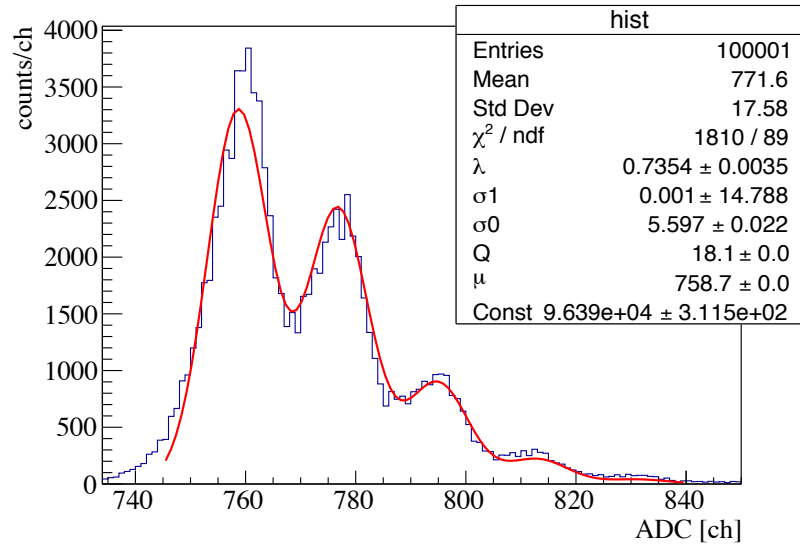


図 4.1: MPPC が LED からの光子を検出したときの ADC スペクトル。

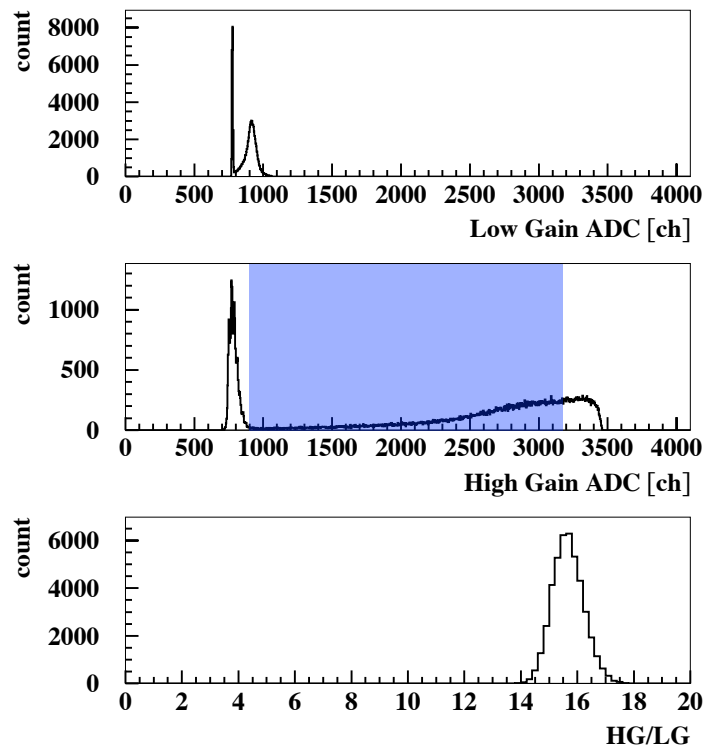


図 4.2: (上) Low Gain アンプのスペクトル。(中) High Gain アンプのスペクトル。(下) High Gain アンプと Low Gain アンプの増幅率の比。



### 粒子識別

焦点面にあるプラスチックシンチレータでの波高の情報から、GR 下流に到達した粒子の識別を行なった。荷電粒子がシンチレータを通過する際に光を生じるが、シンチレータには有限の大きさがあるため両端の PMT に到達する前に信号が減衰する。減衰長を  $l$ 、粒子の入射位置を  $x$ 、生じた光量を  $I_0$  とすると、PMT に届く光量  $I(x)$  は、

$$I(x) = I_0 \exp[-x/l] \quad (4.2)$$

である。シンチレータの全長を  $L$  とすると、反対側の PMT に届く光量は  $I(L-x)$  となるため、左右の波高の相乗平均は定数となり、位置に依存しない量  $I_{mean}$  になる。

$$I_{mean} = \sqrt{I(x)I(L-x)} = I_0 \exp[-L/(2l)] \quad (4.3)$$

この値を用いて粒子識別を行なった。図 4.3 の上図は、陽子 295 MeV のビームをアルミニウム標的に照射した時に得られた 1 面目と 2 面目のシンチレータに対する  $I_{mean}$  のヒストグラムである。ハッチで示した部分を陽子とした。

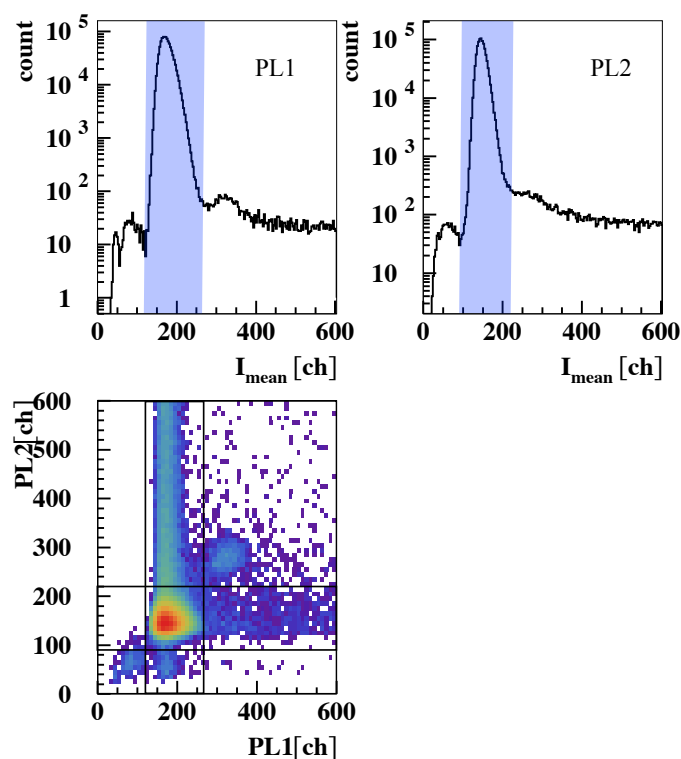


図 4.3: (上) 粒子識別に使用したヒストグラム。左、右の順に 1 面目、2 面目のシンチレータの  $I_{mean}$  である。(下) 1 面目と 2 面目の  $I_{mean}$  の相関。

### 飛跡の再構成

VDC は、荷電粒子が通過する際に生じる電子が陽極芯線に収集されるまでの時間を測定し、位置を検出する装置である。VDC に粒子が一様に分布するような状況における、電子のドリ

フト時間のヒストグラムを図4.4（上）に示す。この分布から位置の情報を得るために、図4.4（下）に示すように電子の移動距離（ドリフト長）が一様分布になるような変換を施した。

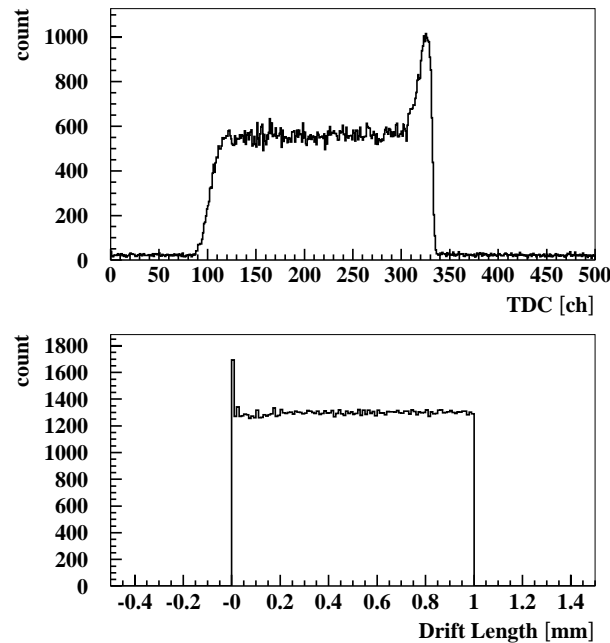


図4.4: VDC のドリフト時間からドリフト長への変換。

粒子は VDC に対して約  $45^\circ$  の角度で入射するため、3, 4 本の陽極芯線に信号が発生する。隣接芯線に信号が発生した場合、そのまとまりをクラスターと呼ぶ。このクラスターに含まれる芯線からのドリフト長の情報を用いて最小二乗法で計算することにより、各々の芯線面と軌跡が交差する点を求めた。4 つの芯線面でそれぞれ交点を推定し、荷電粒子の軌跡を一意に決めた。解析の際には以下の条件を課した。

- 隣接する 2 本以上 10 本以下のワイヤーから信号が発生した時にクラスターと定義する。
- クラスター中のドリフト長の分布は極小点を 1 つだけ持ち、その点はクラスターの端ではない。
- ドリフト時間が最も短いワイヤーも飛跡の再構成に用いる。
- クラスターの数は 1 面につき 1 個である。

VDC の位置情報から運動量への変換は、数種類の磁場の設定で、1-2kHz のビームを直接 GR で測定して行なった。GR で測定したビームのエネルギー拡がりを図 4.5 に示す。64.6 MeV の場合は 16 keV (FWHM) であった。295 MeV の場合はビームのエネルギー拡がりは 70 keV (FWHM) であったが、分散整合を用いることで GR におけるエネルギー分解能は 19 keV になった。

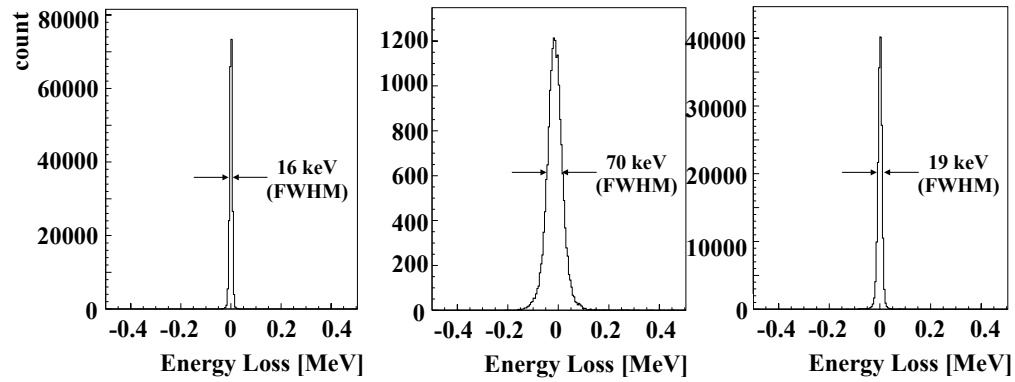


図 4.5: (左) 陽子 64.6 MeV ビームのエネルギー拡がり。(中) 陽子 295 MeV ビームのエネルギー拡がり。(右) 陽子 295 MeV ビームを GR で測定したときのエネルギー分解能。分散整合を用いることで、ビーム拡がりよりも良い精度で測定可能になる。

#### 4.1.3 ファイバーのエネルギー分解能

4.1 節の較正により、シンチレーティングファイバー両端の MPPC で検出した光子数が得られるため、図 4.6 (左) に示すような、検出した光子数の和と GR で測定したエネルギー損失の関係を得た。この 2 次元ヒストグラムの横軸を、GR の分解能である 20 keV ごとに分割し、各々のエネルギー損失の値において、図 4.6 (中) のようなヒストグラムを得た。得られた発光量の分布をガウス関数で評価してスペクトルの中心値を得た。エネルギー損失と発光量の間を多項式で評価し、縦軸をエネルギー損失に変換した 2 次元ヒストグラムを図 4.6 (右) のように作成した。この散布図に対しても同様に、横軸を GR の分解能で分割して、各々のスペクトルの幅からシンチレーティングファイバーの分解能を得た。

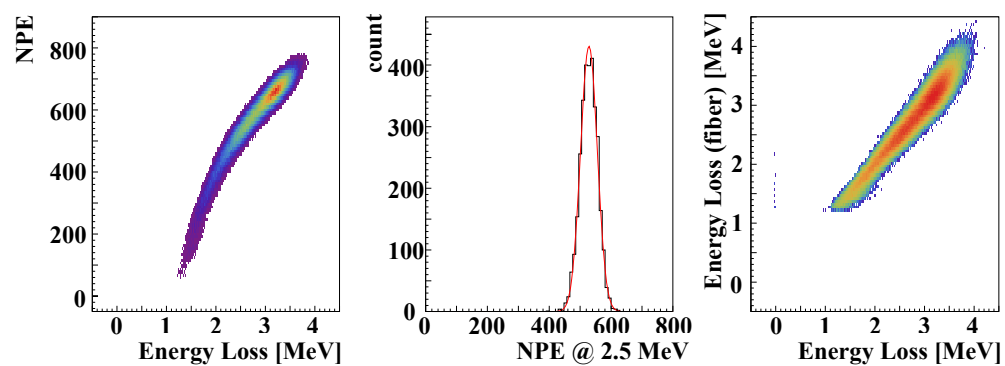


図 4.6: (左) 両端の MPPC で測定した光子数と GR で測定したエネルギー損失の関係。(中) エネルギー損失が 2.5 MeV のときの発光量の分布。(右) シンチレーティングファイバーの発光量をエネルギー損失に変換した 2 次元ヒストグラム。

## 4.2 結果

まず、4種類のシンチレーティングファイバーについて、エネルギー損失と発光量の関係を示す。陽子 64.6 MeV のビームを用いた結果を図 4.7 に示す。陽子 295 MeV のビームを用いた結果を図 4.7 に示す。

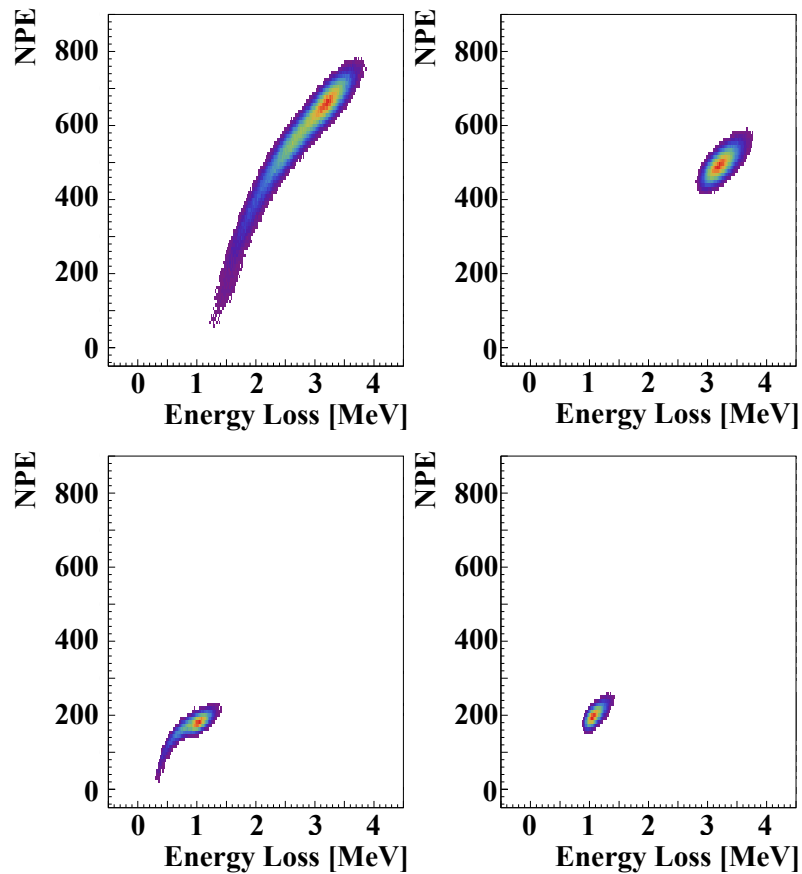


図 4.7: GR で測定したエネルギー損失とシンチレーティングファイバーの発光量の関係。陽子 64.6 MeV を使用した時の測定結果である。左上, 右上, 左下, 右下の順に, 3 mm 丸形, 3 mm 角形, 1 mm 丸形, 1 mm 角形の結果を示す。

次に、3 mm 丸形ファイバーについて、エネルギー損失が 1.70 MeV, 2.60 MeV, 3.64 MeV であるときのスペクトルを図 4.9 に示す。この図では、MPPC で測定した光量はファイバーでのエネルギー損失に変換している。このスペクトルの幅がエネルギー分解能である。さらに、64.6 MeV の陽子ビームを照射して得られたエネルギー分解能  $\sigma(E)$  を、図 4.10 と図 4.11 に示す。

最後に、3 mm の丸形, 角形ファイバーについて、64.6 MeV と 295 MeV の陽子ビームを照射して得られたエネルギー分解能を図 4.12 と図 4.13 に示す。図 4.13 には、丸形ファイバーの発光量分布がポワソン分布に従うと仮定したときの分解能も示す。これらの図において、295 MeV の陽子ビームを用いて測定した 1 MeV 以上の領域は、測定時にビームが他のファイ

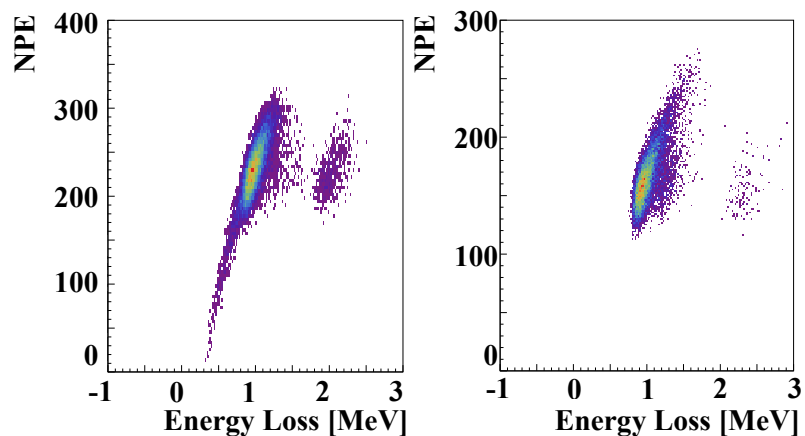


図 4.8: GR で測定したエネルギー損失とシンチレーティングファイバーの発光量の関係。左, 右の順に, 3 mm 丸形, 3 mm 角形の結果を示す。

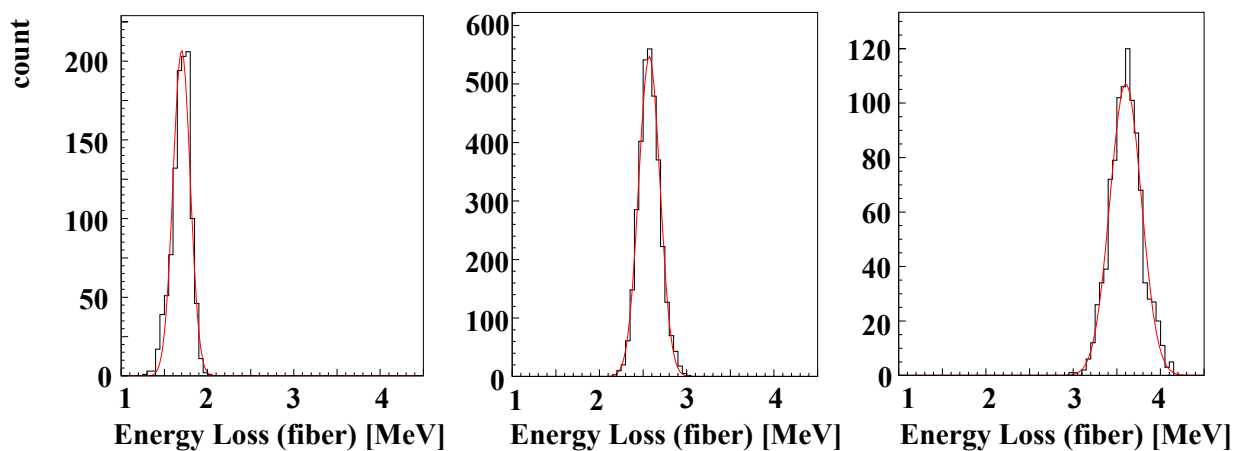


図 4.9: 3 mm 丸形ファイバーについて, エネルギー損失が (左) 1.70 MeV, (中) 2.60 MeV, (右) 3.64 MeV であるときのスペクトル。

バーの不感層を通過している可能性があるため表示していない。

## 4.3 議論

### 4.3.1 ファイバーの発光量

まず, MPPC とシンチレーティングファイバーの性能の公称値から, 今回 MPPC で測定した光子数が適当であるか評価する。シンチレーティングファイバーの発光量は,  $\sim 8000/\text{MeV}$  であり, 集光率は丸形で 3.4–7%, 角形では 4.4% である [26]。MPPC は, 開口率が 82%, 検出効率が 50% である [28]。これらから予測される発光量は表 4.1 である。この値と図 4.7 とを比較すると, 大きく外れていないことがわかった。

また図 4.7 において, 3 mm と 1 mm の丸形のファイバーのデータは, エネルギー損失と発

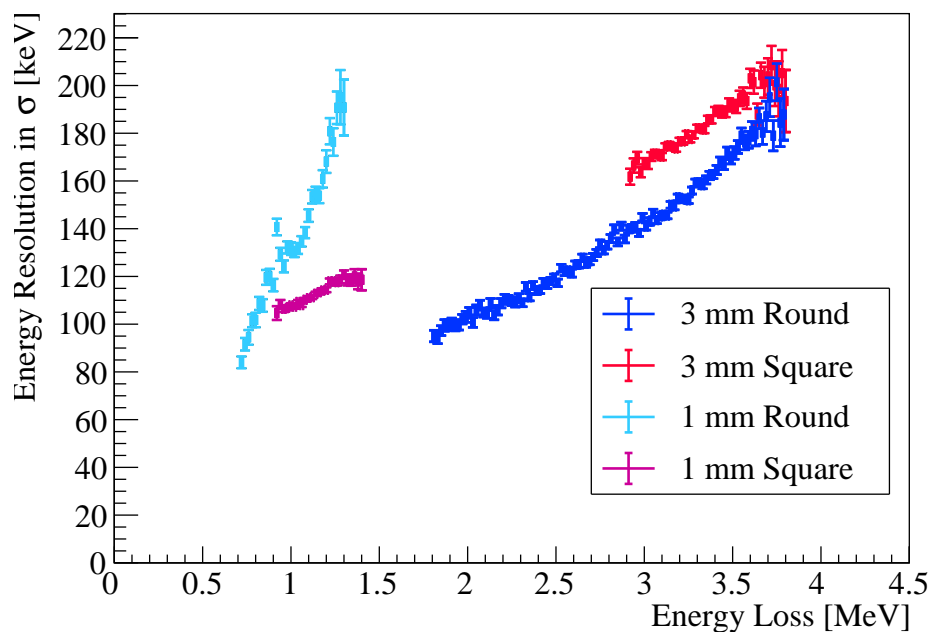


図 4.10: 4 種類のファイバーのエネルギー分解能  $\sigma(E)$ 。点は青, 赤, 水色, 桃色の順に 3 mm 丸形, 3 mm 角形, 1 mm 丸形, 1 mm 角形を示す。

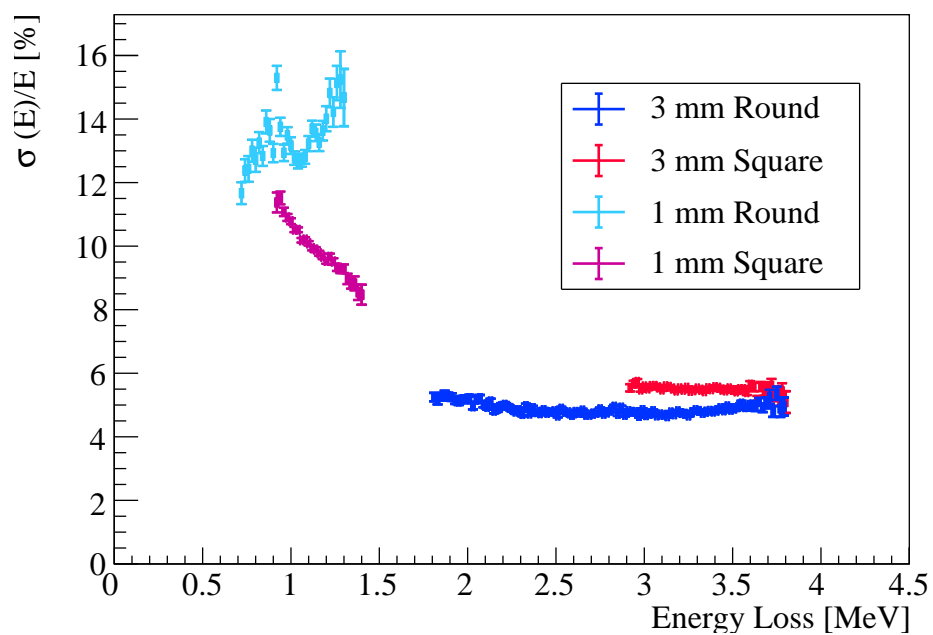


図 4.11: 4 種類のファイバーの  $\sigma(E)/E$ 。点は青, 赤, 水色, 桃色の順に 3 mm 丸形, 3 mm 角形, 1 mm 丸形, 1 mm 角形を示す。

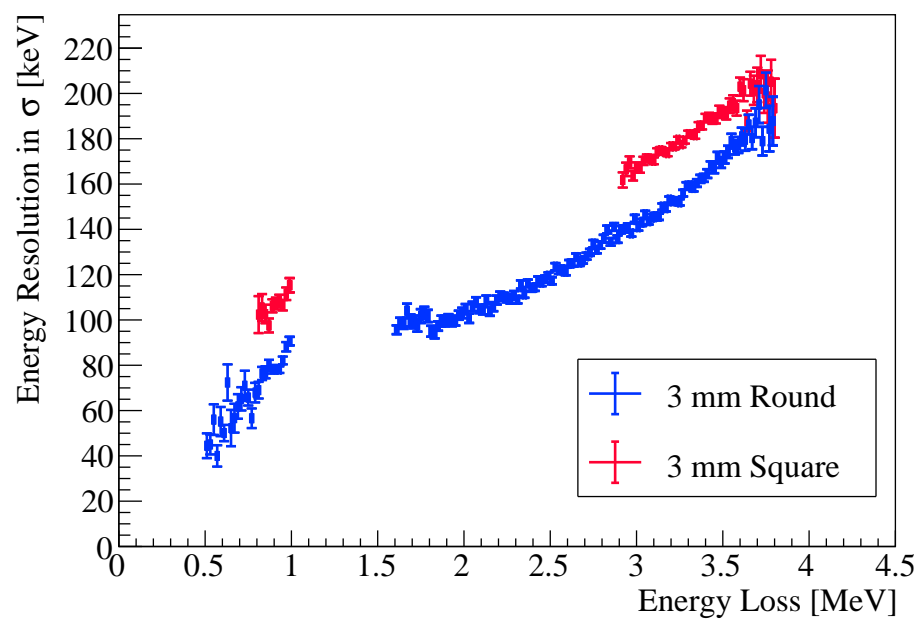


図 4.12: 64.6 MeV と 295 MeV のビームを照射したときの 3 mm 丸形と角形のエネルギー分解能。点は青、赤の順に 3 mm 丸形, 3 mm 角形を示す。

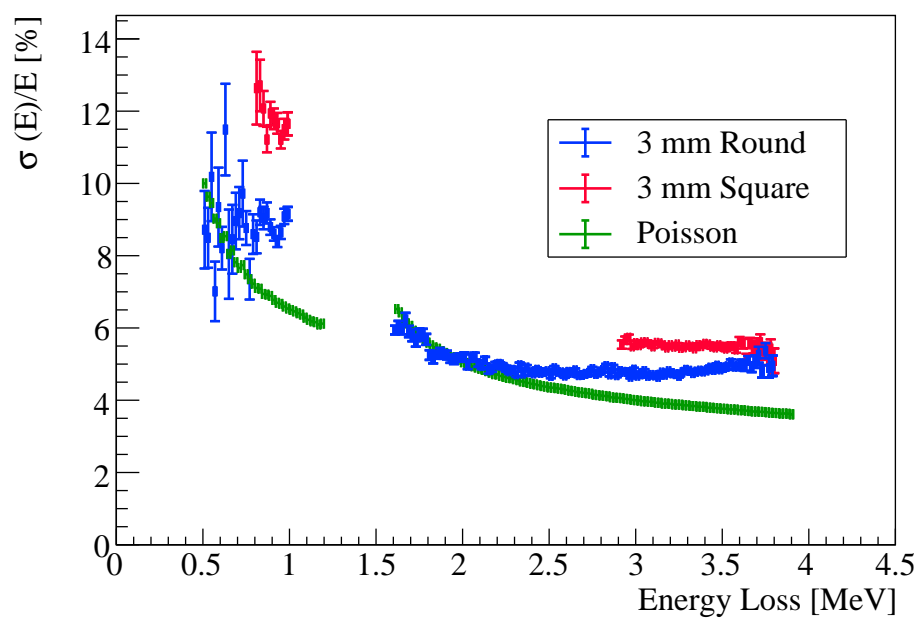


図 4.13: 64.6 MeV と 295 MeV のビームを照射したときの 3 mm 丸形と角形の  $\sigma(E)/E$ 。点は青、赤の順に 3 mm 丸形, 3 mm 角形を示す。また、緑色の点は丸形の発光量分布がポワソン分布であると仮定した場合のエネルギー分解能である。

表 4.1: 予測される検出光子数。

	丸形 (3 MeV)	角形 (3 MeV)	丸形 (1 MeV)	角形 (1 MeV)
発光量	24000	24000	8000	8000
集光率	3.4–7%	4.4%	3.4–7%	4.4%
検出される光量	335–670	430	110–230	145

光量の関係が線形ではない。これは主に、次の2つの原因によるものである。

- 荷電粒子がファイバーに入射する位置による、コア部分とクラッド部分の比率の違い
- MPPC の飽和

入射位置依存性については節 2.6 で述べたため、ここでは MPPC の飽和について述べる。今回の測定条件では MPPC の受光面に入射する光量が多く、光量と MPPC の出力に式 2.1 のような線型性が失われていた。MPPC に入射した光子数に対して、検出できる光子数の割合をシミュレーションで求めた結果を図 4.14 に示す。左図は 1600 ピクセルのときの結果である。右図はその 1/10 である 160 ピクセルのときで、これは 1 mm のファイバーの端面が受光面に接している状況と考えられる。 $K^+1.3 \text{ GeV}/c$  が入射する場合に片側の MPPC に検出される光子数は、表 4.1 から見積もると、33–70 である。この場合検出できる光子数は 95% 以上であるため、J-PARC における実験では問題ないと考えられる。また、今回の測定では MPPC

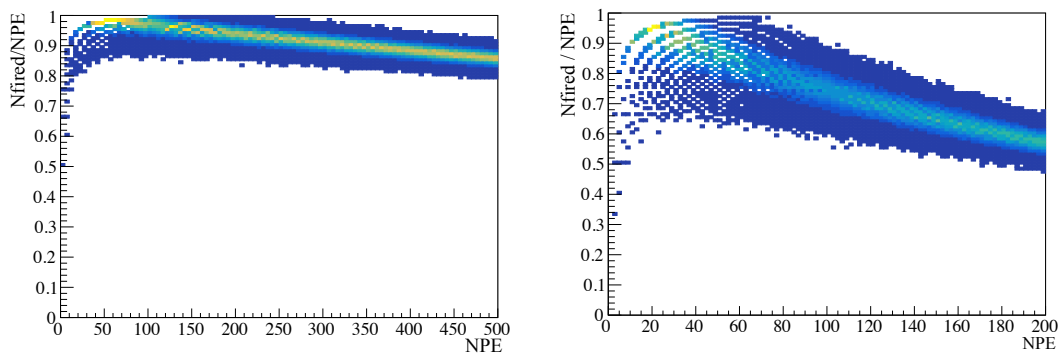


図 4.14: MPPC に入射した光子数に対して検出できる光子数の割合。左図は 1600 ピクセルのとき、右図は 160 ピクセルのときを示す。

の飽和に加え、ファイバーの消光効果によって発光量が低く見えている可能性もある。

### 4.3.2 エネルギー分解能

次に、エネルギー分解能について議論する。一般的に、エネルギー分解能  $\sigma(E)$  は検出器の発光量  $J$  に依存する。荷電粒子が単位エネルギーあたりのエネルギー損失  $dE/dx$  に従い、エネルギーを失いながら検出器を通過するときは、発光を伴う反応（主にイオン化）の事象数は



ポワソン分布に従う。その分散は、事象数の平均値  $J$  を用いて以下のようにかける。

$$\sigma^2 = J. \quad (4.4)$$

したがって、発光量とエネルギー分解能に線形関係があれば、エネルギー分解能は  $\sqrt{J}$  に比例する。また、荷電粒子を検出器内で止め、エネルギーを全て測定する全吸収型の検出器では、各々の発光過程は独立ではなくなり相関を持つこともある。この場合、事象数の分布はポワソン分布には従わず、分散は次のような式で表されることが経験的に知られている。

$$\sigma^2 = FJ. \quad (4.5)$$

ここで、 $F$  はファノ因子と呼ばれる物質依存の定数で、多くの検出器では  $F < 1$  である [40]。

今回の装置では、 $dE/dx$  を測定したため、エネルギー分解能はポワソン分布に従うと推測される。

4 種類のシンチレーティングファイバーの中でエネルギー分解能が最も良いのは、図 4.11 に示すように 3 mm の丸形であることがわかった。また、1 mm 丸形のエネルギー分解能は 1 MeV 以上の領域で、エネルギー損失が大きいほど  $\sigma(E)/E$  が大きくなっているが、これは MPPC の飽和によるものと考えられる。

さらに、図 4.13 において、3 mm の丸形のファイバーのエネルギー分解能と、発光量の平均値を用いてポワソン分布から予測される分解能を比較すると、2.2 MeV よりエネルギー損失の大きい領域では、実際に測定したエネルギー分解能の方が悪く、エネルギーに依らず一定の値を示している。発光量に依存しないことから、この領域において分解能に制限をかけているのは、回路ノイズレベルであると考えられる。もしこのノイズが MPPC のチャンネルに依らず、共通に現れるものであれば、測定で使用していないチャンネルの ADC をイベントごとに差し引くことによってノイズを除去することができると期待される。

### 4.3.3 ファイバーの選定

図 4.11 の結果より、3 mm の丸形のファイバーが最もエネルギー分解能が良いことがわかった。角形に対する丸形の利点は、エネルギー分解能が入射角度に依存しないことが挙げられる。また、3 mm 角の MPPC に 3 mm 径のファイバーを取り付けるため、MPPC の受光面とファイバーの端面の位置がずれると、ずれた分だけ光量を失ってしまう。その際、角形よりも丸形の方が受光面とずれる面積が小さいことも利点の一つである。角形の利点は、丸形に比べ、アクティブ標的として組み上げる際に工作精度が小さくなることが挙げられるが、ファイバーを固定する治具を工夫することで丸形の欠点は補うことができると考えられる。

ファイバーを組んでアクティブ標的にした際、丸形のファイバーを採用すると隙間ができてしまう。この隙間によって標的厚の角度依存性が出てくる可能性があるため、次のような条件でモンテカルロシミュレーションを行なった。模式図を図 4.15 に示す。

- ビーム条件
  - $K^+$  1.3 GeV/c
  - 水平方向 50 mm, 垂直方向 10 mm に一様分布

- 入射角  $\theta = 0^\circ\text{--}5^\circ$
- アクティブファイバー標的
  - 横 × 高さ × 厚さ: 100 mm × 50 mm × 100 mm
  - ファイバー: 3 mm 角形もしくは 3 mm 丸形

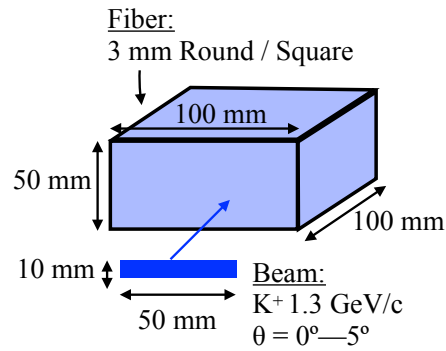


図 4.15: モンテカルロシミュレーションの条件。

このシミュレーションにおいて、標的全体におけるエネルギー損失と、そのエネルギー損失に対するコア部分でのエネルギー損失の割合を図 4.16 と図 4.17 に示す。どちらも強い角度依存性は見られなかった。丸形の方が隙間があるため標的の厚が薄くなるが、ふらつきは角形に比べ小さいことがわかった。

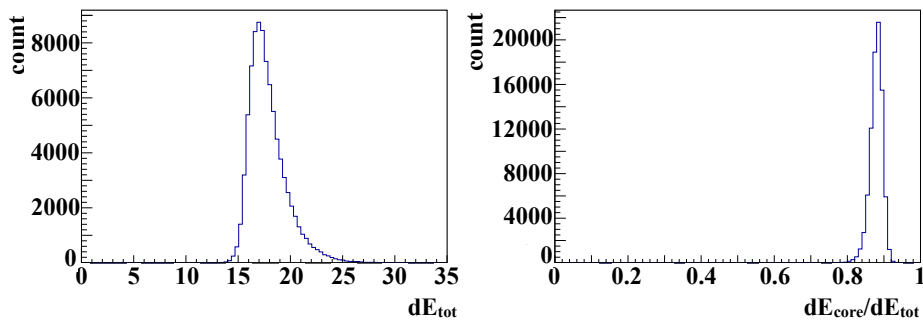


図 4.16: (左) 丸形ファイバーを使用した場合のエネルギー損失 (RMS=1.85 MeV)。(右) コア部分でのエネルギー損失とファイバー全体でのエネルギー損失の比率 (RMS=0.021)。

最後に、 $M_{\Xi} < 2\text{ MeV}$  (FWHM) を達成するようなアクティブファイバー標的の標的厚を評価する。節 2.6 で議論した通り、 $1.3\text{ GeV}/c$  の  $K^+$  粒子が  $3\text{ mm}$  のファイバーを通過した時のエネルギー損失は、約  $600\text{ keV}$  である。このときのファイバーの分解能は約  $10\%$  である。標的厚を変えながら、標的全体のエネルギー損失のふらつきをシミュレーションで評価した結果は、図 2.18 ですでに示した。 $K^-$  粒子の運動量を測定するビームスペクトロメータの分解能が、現状の  $\Delta p/p = 1.0 \times 10^{-3}$  である場合、最大で  $xx'yy'7$  セット (約  $80\text{ mm}$ ) の標的を作ることができる。また、ビームスペクトロメータが設計値 ( $\Delta p/p = 3.0 \times 10^{-4}$ ) 通りの性能が出る場合、 $xx'yy'13$  セット (約  $150\text{ mm}$ ) 以上厚い標的を作ることができる。

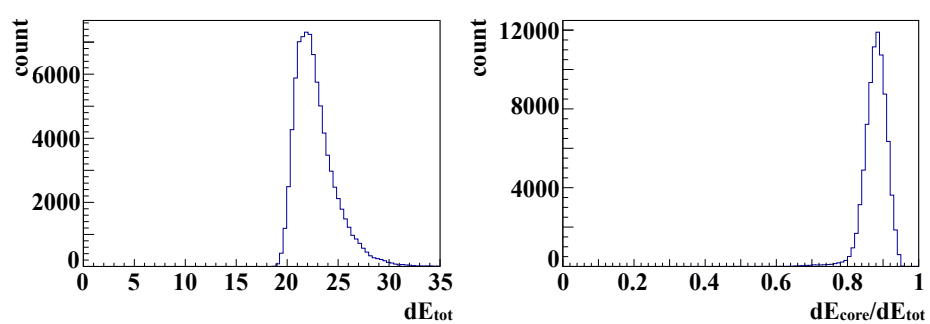


図 4.17: (左) 角形ファイバーを使用した場合のエネルギー損失 ( $\text{RMS}=2.01$  MeV)。 (右) コア部分でのエネルギー損失とファイバー全体でのエネルギー損失の比率 ( $\text{RMS}=0.035$ )。



## 第 5 章

# アクティブ標的の試作機テスト

RCNP の WS ビームラインにて，アクティブファイバー標的の試作機に 295 MeV の陽子ビームを照射する実験を行なった。実験概要と解析方法，結果について述べる。

### 5.1 実験概要

有効体積が  $9\text{ mm} \times 9\text{ mm} \times 11\text{ mm}$  で図 5.1 のような構成のアクティブファイバー標的の試作機を作製し，ビームテストを行った。ビームは水平方向に広がった構造をしており，水平方向 ( $x$ ) に約 6 mm, 垂直方向 ( $y$ ) には約 1 mm 空間的に広がっている。散乱槽中には駆動

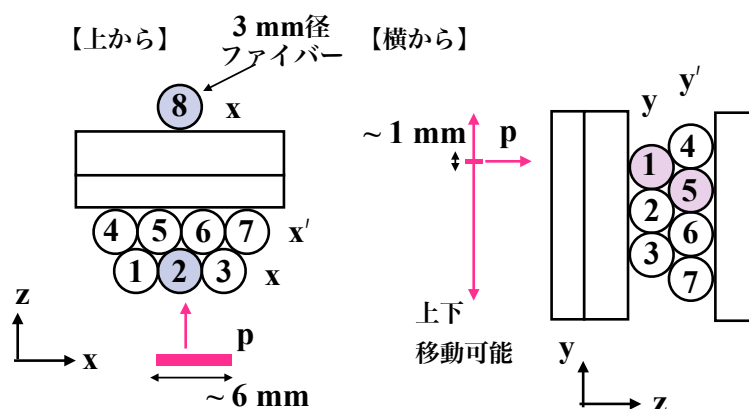


図 5.1: アクティブファイバー標的の試作機の構成。垂直方向に 3 本 +4 本 +1 本，水平方向には 3 本 +4 本設置した。

装置があり，その装置に試作機を固定することで，上下に動かすことができる。したがって，ビームの入射位置を垂直方向 ( $y$ ) には変えることができる。試作機概念図を図 5.2 (左) に，写真を図 5.2 (右) に示す。試作機の架台は，散乱槽中の駆動装置に取り付けられるように設計した。ファイバーには 3 mm 径の丸形を使用した。試作機の架台に丸く溝を掘り，その溝にファイバーを取り付けることで固定した。配置位置の精度は約  $100\ \mu\text{m}$  である。光読み出しには 3 mm 角，ピクセルサイズが  $75\ \mu\text{m}$  の MPPC を使用した。水平方向のファイバーの両端には MPPC を取り付けたが，垂直方向のファイバーは，場所の制約上片面にしか取り付けるこ

とができなかった。図 5.3 に示すように、MPPC をプリント基板上に 7 個もしくは 8 個実装し、フラットケーブルを用いてバイアス電圧の供給や信号の読み出しを行なった。ファイバーと MPPC の接合部には何も塗布せず、黒色のアクリル製の治具を用いてネジ止めをすることで固定した。治具と MPPC の基板の間にはゴムシートを挟んだ。MPPC の信号処理や制御は EASIROC MODULE を用いた。

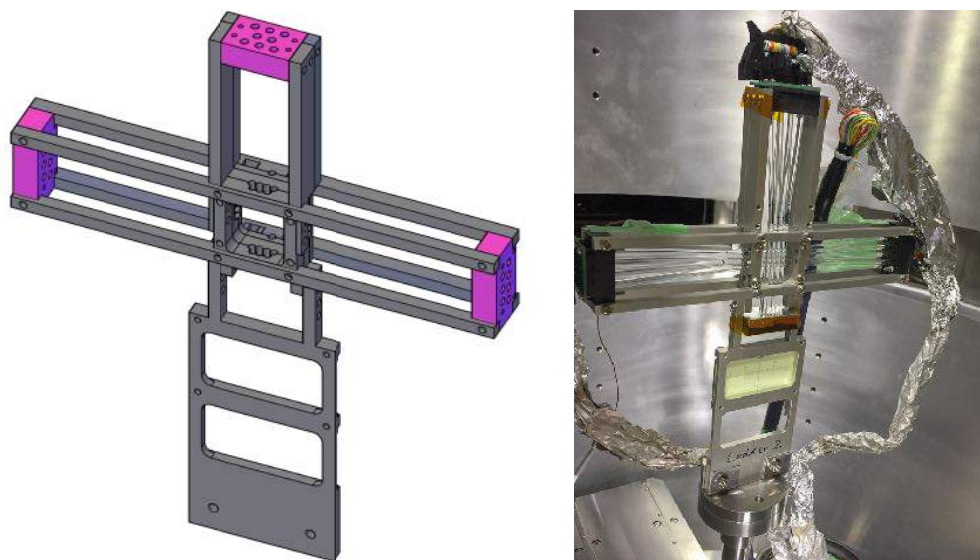


図 5.2: (左) 試作機概念図。(右) 実験に使用した試作機。散乱槽内部にある駆動装置に取り付けている。

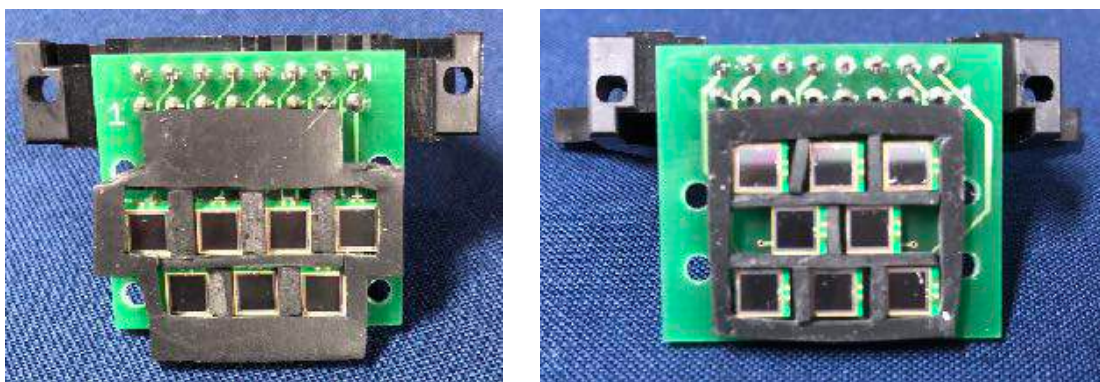


図 5.3: 試作機に使用した MPPC 基板。

## 5.2 位置分解能の評価

節 2.6 で述べた通り、 $XX/2$  層と  $X$  のファイバーの光量情報を用いることで、荷電粒子の入射位置を求めた。

MPPC の較正は、節 4.1.1 と同様に行なった。以下ではファイバーを、図 5.1 に示す番号で区別する。さらに、垂直に張ったファイバーを X, 水平に張ったファイバーを Y と表記する。例えば、垂直に張った 3 番目のファイバーは X3 と表記する。

今回は位置分解能の評価と、X' 面の検出効率の評価を行なった。粒子が X 面に対して垂直に入射する場合、X2 と X6 における粒子の通過距離がちょうど等しい点が存在するため、X2 と X6 の光量差がゼロになるときの光量を用いることで、光量から粒子の通過距離に変換することができる。しかし、 $y$  方向の角度が大きく広がっていると、その分粒子の通過距離が長くなるため、光量と通過距離の関係を一意に定めることができない。今回は、次のような方法で粒子の入射角度を制限して、光量と通過距離の関係を得た。

まず、X2 と X8 の ADC の情報を用いて、「X2 と X8 の両方にビームが当たった」条件を課す。この条件で  $x$  方向に大まかな制限をかける。図 5.4 に X2 と X8 の光量のヒストグラムを示す。今回は、30 p.e. 以上のイベントをビームが当たったイベントとした。

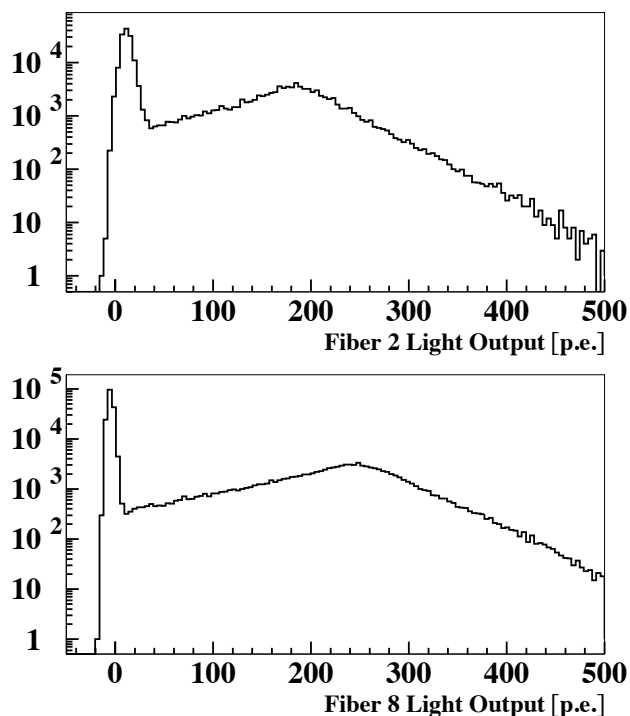


図 5.4: X2, X8 の光量。30 p.e. 以上のイベントをビームがファイバーに当たったイベントとした。

次に、水平方向に張ってある Y1 と Y5 のファイバーの光量分布を見る。図 5.5 にその 2 次元ヒストグラムを示す。また、図 5.6 に Y1 と Y5 の光量差のヒストグラムを示す。「Y1 と Y5 の光量差が  $-20$  p.e. から  $20$  p.e. の範囲内である」条件をかけ、 $y$  方向の位置と角度に制限をかけた。

さらに、「X2 と X8 の光量差が  $-20$  p.e. から  $40$  p.e. の範囲内である」条件を課して、 $x$  方向により強い制限をかけた。図 5.7 に X2 と X8 の光量分布を、図 5.8 に X2 と X8 の光量差のヒストグラムを示す。X2 の光量が他のファイバーに比べて相対的に低かったため、X2 の

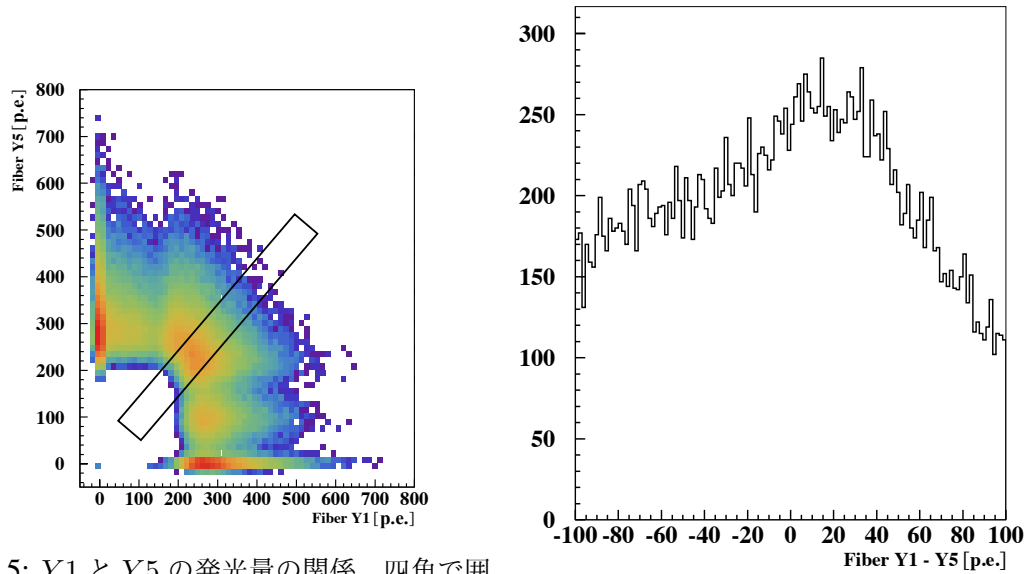


図 5.5: Y1 と Y5 の発光量の関係。四角で囲

んだ領域にあるイベントを解析に使用した。図 5.6: Y1 と Y5 の光量差ヒストグラム。-40 p.e. から 40 p.e. の領域にあるイベントを解析に使用した。

光量を 1.1 倍して補正をかけた。以下ではこの補正後の値を用いる。

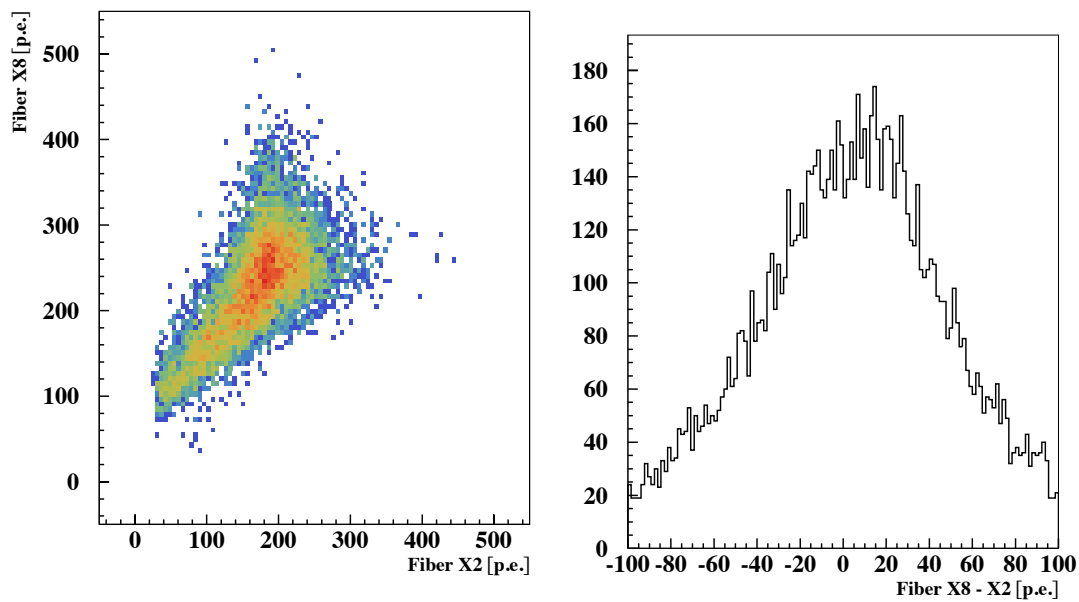


図 5.7: X2 と X8 の光量の関係。X2 の光量が他のファイバーに比べて低かったため 1.1 倍した。

図 5.8: X2 と X8 の光量の差。-20 p.e. から 40 p.e. にあるイベントを解析に用いた。

これらの条件を課して、X2 と X8 の光量の相加平均（以下では便宜的に  $X_c$  と呼ぶ。）と X6 との発光量の相関図を作成する。その相関図を図 5.9 に示す。この 2 次元ヒストグラムの



縦軸と横軸の差がゼロになるときの光量が求めたい量である。横軸に  $X_c$  の光量を、縦軸に  $X_c$  と  $X_6$  の光量差をとったヒストグラムを図 5.10 (上) に示す。この 2 次元分布から、差分が  $-20$  p.e. から  $20$  p.e. であるときのイベントを選び、横軸に射影したヒストグラムを図 5.10 に示す。このヒストグラムをガウス関数でフィットし、その中心値が求める発光量である。この発光量  $P_0$  は  $P_0 = 229$  p.e. であった。

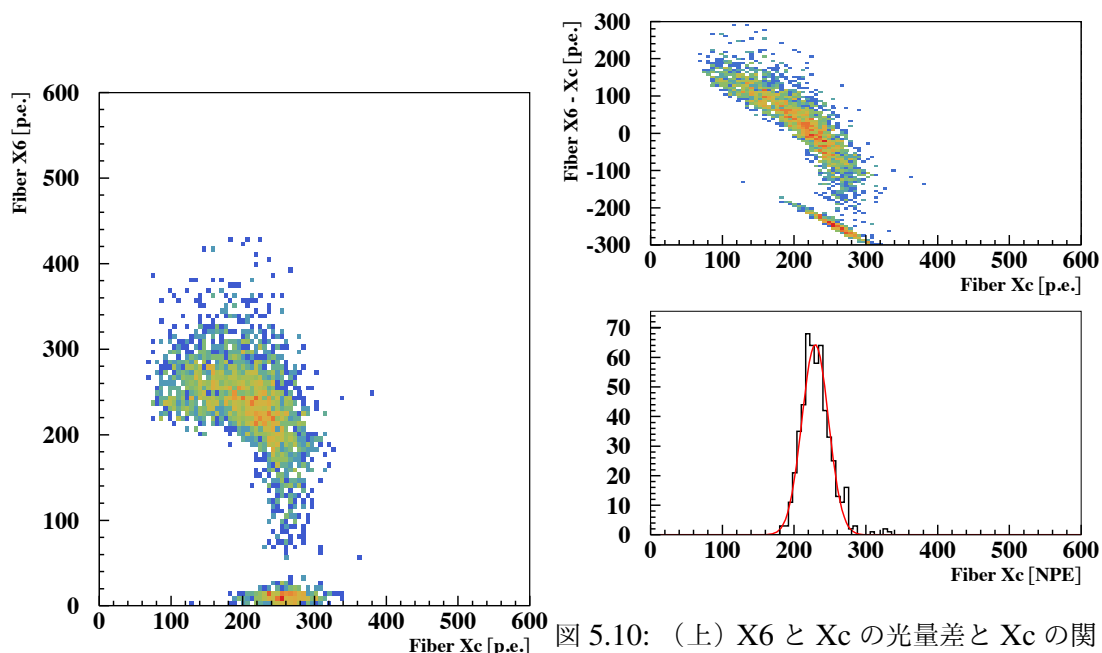


図 5.9:  $X_c$  と  $X_6$  の光量の分布。

図 5.10: (上)  $X_6$  と  $X_c$  の光量差と  $X_c$  の関係。(下) 光量差が  $-20$  p.e. から  $20$  p.e. の間のイベントを横軸に射影した結果。赤の実線はガウス関数でフィットした結果を示す。

このときの位置は、ファイバーのコア部分の半径  $R_c$  を用いると、通過距離  $L_0$  は  $L_0 = 1.6R$  である。したがって、発光量と粒子の通過距離の比例係数が  $L_0$  と  $P_0$  から得られ、この値  $\alpha$  は  $\alpha = P_0/L_0 = 95$  であった。この係数と式 2.2 を用いると、発光量  $P_{xc}$  から位置  $x_c$  に変換できる。図 5.9 の横軸を変換した 2 次元分布を図 5.11 (上) に示す。

今回は  $X_2$  と  $X_8$  の光量の相加平均から位置  $x_c$  を求めたが、先ほど得た  $\alpha$  の値を用いて、 $X_6$  や  $X_5$  の光量からも位置  $x_6, x_5$  を求めることができる。さらに、 $x_6 - x_c, x_5 - (-x_c)$  の分布から位置分解能  $\sigma_{x6c}, \sigma_{x5c}$  を求めることができる。図 5.12 (上) に  $x_c$  と  $x_6$  の 2 次元ヒストグラム、(下) に  $x_6 - x_c$  の分布を示す。図 5.13 は  $x_c$  と  $-x_5$  に関する同様のグラフである。 $x_6 - x_c, x_5 - (-x_c)$  の分布をそれぞれガウス関数でフィットして位置分解能を得た。位置分解能  $\sigma_{x6c}, \sigma_{x5c}$  は、それぞれ  $\sigma$  で  $0.274 \pm 0.004$  mm,  $0.28 \pm 0.01$  mm であった。誤差は統計誤差のみを示している。

さらに、ファイバー 1 本あたりの位置分解能を求める。ファイバー 1 本あたりの位置分解能はどのファイバーも等しいとする。つまり、 $X_2, X_5, X_6, X_8$  の位置分解能  $\sigma_{x2}, \sigma_{x5}, \sigma_{x6}, \sigma_{x8}$  を  $\sigma_{x2} = \sigma_{x5} = \sigma_{x6} = \sigma_{x8} = \sigma_0$  とおけると仮定する。節 5.2.1 で得られた位置分解能  $\sigma_{x6c}, \sigma_{x5c}$  は、この仮定の下ではどちらも  $\sqrt{3}\sigma_0$  である。したがって、ファイバー 1 本あたりの位

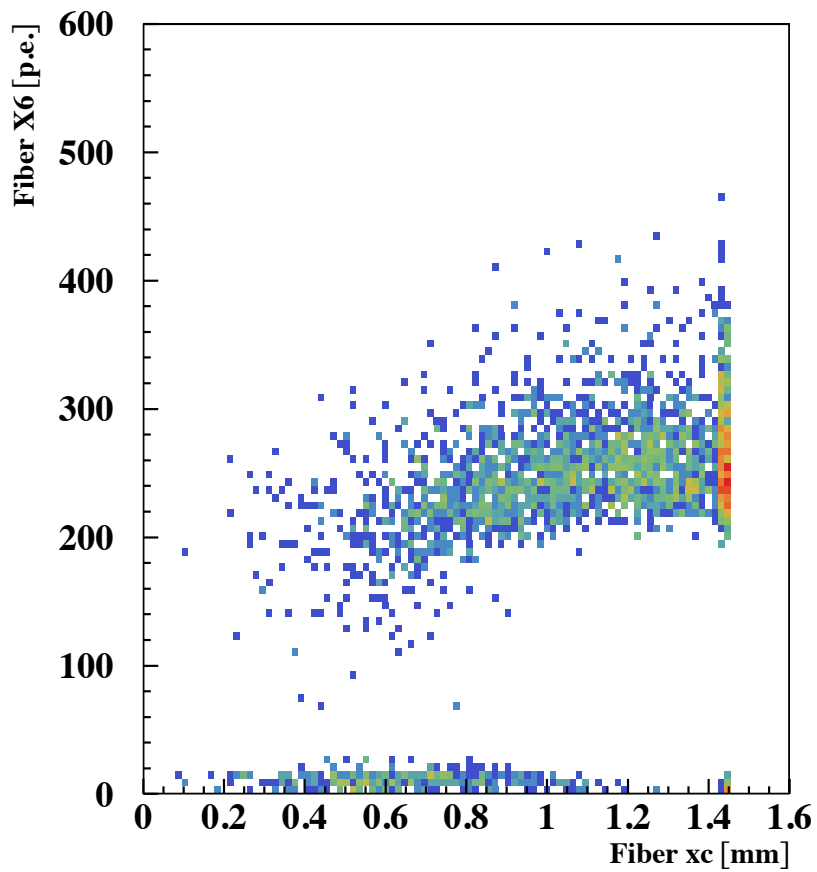


図 5.11: 図 5.9 の横軸 ( $X_c$  の発光量) を粒子の位置  $x_0$  に変換したヒストグラム。

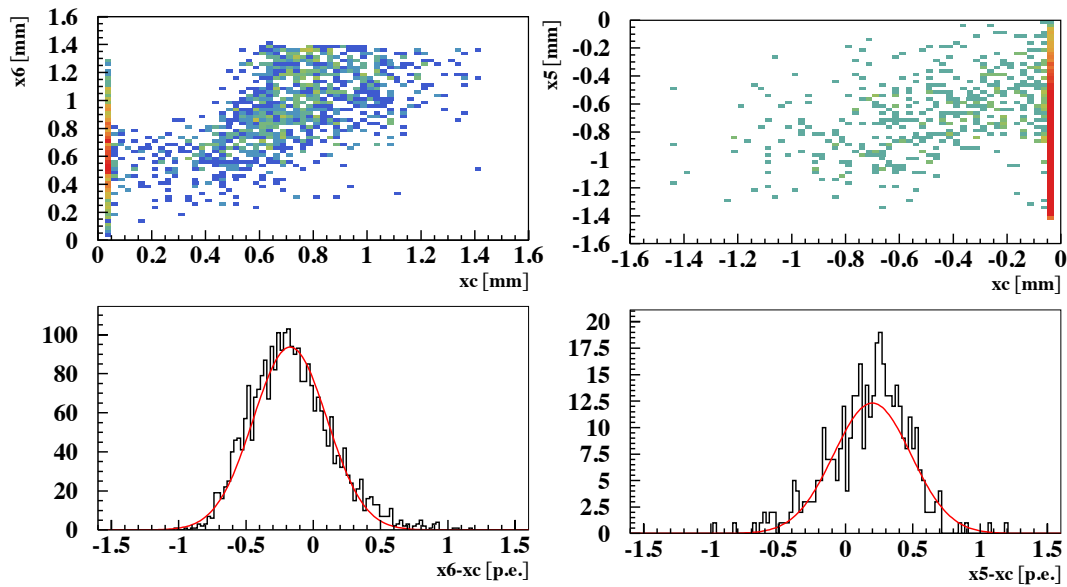


図 5.12: (上) 求めた  $x_6$  と  $x_c$  の分布。図 5.13: (上) 求めた  $x_5$  と  $-x_c$  の分布。  
 (下)  $x_6 - x_c$  の分布。赤線はガウス関数 (下)  $x_5 - (-x_c)$  の分布。赤線はガウス関  
 でフィットした結果である。幅は  $\sigma$  で数でフィットした結果を示しており、得ら  
 れた幅は  $\sigma$  で  $0.274 \pm 0.004$  mm であった。  $0.28 \pm 0.01$  mm であった。

位置分解能  $\sigma_0$  は,  $\sigma_{x6c}$  から求めると 0.15 mm,  $\sigma_{x5c}$  から求めると 0.16 mm となる。

今回の測定で照射した陽子 295 MeV のエネルギー損失に対して,  $K^+$  粒子 1.3 GeV/c のエネルギー損失は 2/3 倍程度である。ファイバーの発光量も 2/3 倍になるため, 位置分解能は悪くなると考えられる。

### 5.3 検出効率

図 5.1 に示したように, X2 と X8 を粒子が通過した場合, X5 または X6 を粒子は通過するはずである。節 5.2.1 で課した条件を用いて, ファイバー X5 もしくは X6 が粒子を検出した割合を調べた。図 5.14 に, ファイバー X5 と X6 の発光量を軸にとった 2 次元ヒストグラムを示す。この検出効率の導出では, 30 p.e. 以上のイベントを粒子を検出したイベントとみなす。図中の桃色の実線は 30 p.e. を示しており, 塗りつぶされた部分は X5, X6 ともに粒子を検出なかった領域を示している。このようなイベントは 4523 イベント中 295 であった。したがって, 検出効率  $\eta$  は  $\eta = 1 - 295/4523 = 93.5\%$  と求められた。得られた検出効率

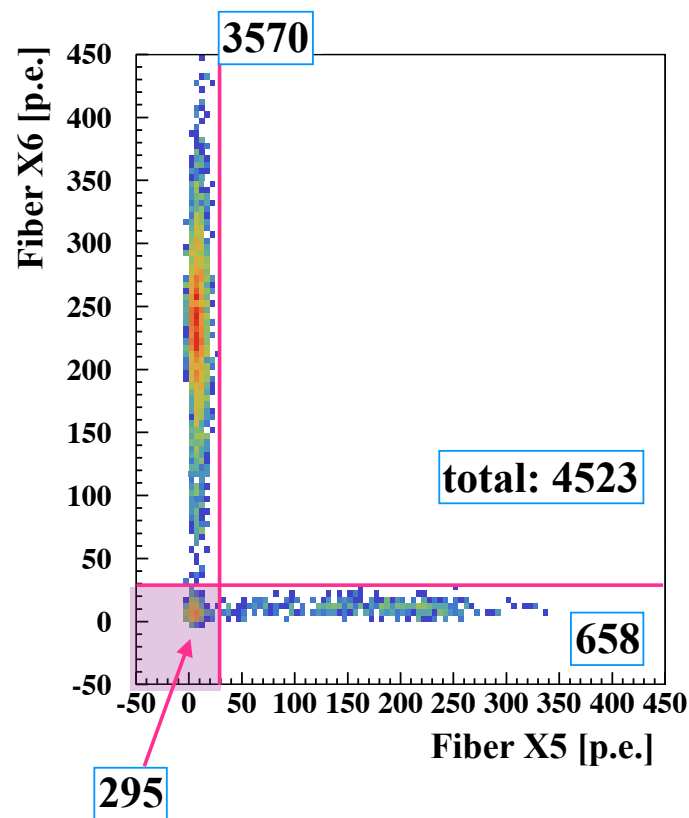


図 5.14: ファイバー X5 の発光量と X6 の発光量の関係。

$\eta = 93.5\%$  は, ファイバーのコア部分とファイバー全体の割合 (94%) に近い値である。

## 5.4 議論

### 5.4.1 角度依存性

今回の解析では入射粒子の角度に制限をかけたが、角度の制限をかけずに、 $\alpha$  の値を用いて位置分解能を評価したところ、 $\sigma_{x6c} = 0.29 \text{ mm}$ ,  $\sigma_{x5c} = 0.27 \text{ mm}$  であり、制限をかけた場合と大きく変わらない結果となった。荷電粒子が X 面に対して長手方向に浅い角度で入射すると、ファイバーを通過する距離が長くなるため、垂直入射に比べて発光量が増え、それに伴い光量のばらつきが大きくなる。粒子の位置  $x$  ( $x_c$ ) はファイバーの光量から求めているため、光量のばらつきが大きくなれば、位置のばらつきも大きくなるはずである。ここで、図 5.15 に  $x_c^2 = R_c^2 - (P_c/(2\alpha))^2$  のヒストグラムを示す。上図は角度の制限をかけたときのヒストグラムを示し、下図は制限をかけていないときのヒストグラムを示す。また、 $P_c$  は Xc の発光量を示す。粒子の入射角が  $90^\circ$  から離れると、 $x_c^2$  は負の値を示し、ファイバーの発光量を  $x_c$  に変換することができない。 $x_c^2$  が正である割合は、角度の制限をかけたときは 11%、かけていないときは 8% であった。角度の制限をかけない場合は、光量の多いイベントが増えるが、その多くが  $x_c$  に変換できないイベントであったため位置分解能に変化が見られなかったと考えられる。この手法は、他のファイバーであらかじめ角度を決定しないと、正確な位置を決定することができない可能性が高い。

### 5.4.2 係数 $\alpha$ について

ファイバーの発光量は、エネルギー損失と比例関係であると考えられるため、光量  $P$  と粒子の通過距離  $L$  の関係における比例係数である  $\alpha$  は単位長さあたりのエネルギー損失  $dE/dx$  に関連のある量と考えることができる。 $L = \sqrt{3}R_c$  のときの陽子 295 MeV のエネルギー損失は約 0.9 MeV である。この時のファイバーの発光量が 229 p.e. であった。エネルギー損失  $dE$  と発光量  $P$  はそれぞれ、

$$\begin{aligned} dE &= \frac{dE}{dx} L \\ P &= \alpha L \end{aligned}$$

で表される。この 2 式の比を取ることで、 $dE/dx$  が求まる。発光量の式は長さが mm 単位であることに注意すると、 $dE/dx = 3.6 \text{ MeV/cm}$  と求まる。図 2.16 から読み取れる  $dE/dx$  は、ポリスチレンの密度  $1.01 \text{ g/cm}^3$ 、ポリスチレンに占める炭素の質量 12/13 を考慮すると、約  $3 \text{ MeV/cm}$  であり、数十 % の精度で一致した。

### 5.4.3 ファイバーの発光量の読み出し（両読みか片読みか）

この試作機では、水平のファイバーは両端面に MPPC を取り付けたが、垂直方向のファイバーは場所の制約上片面にしか取り付けることができなかった。両読みの方が片読みより多くの光量を読み出せることが確認されたが、分解能にどのくらい影響を及ぼすのかはより精

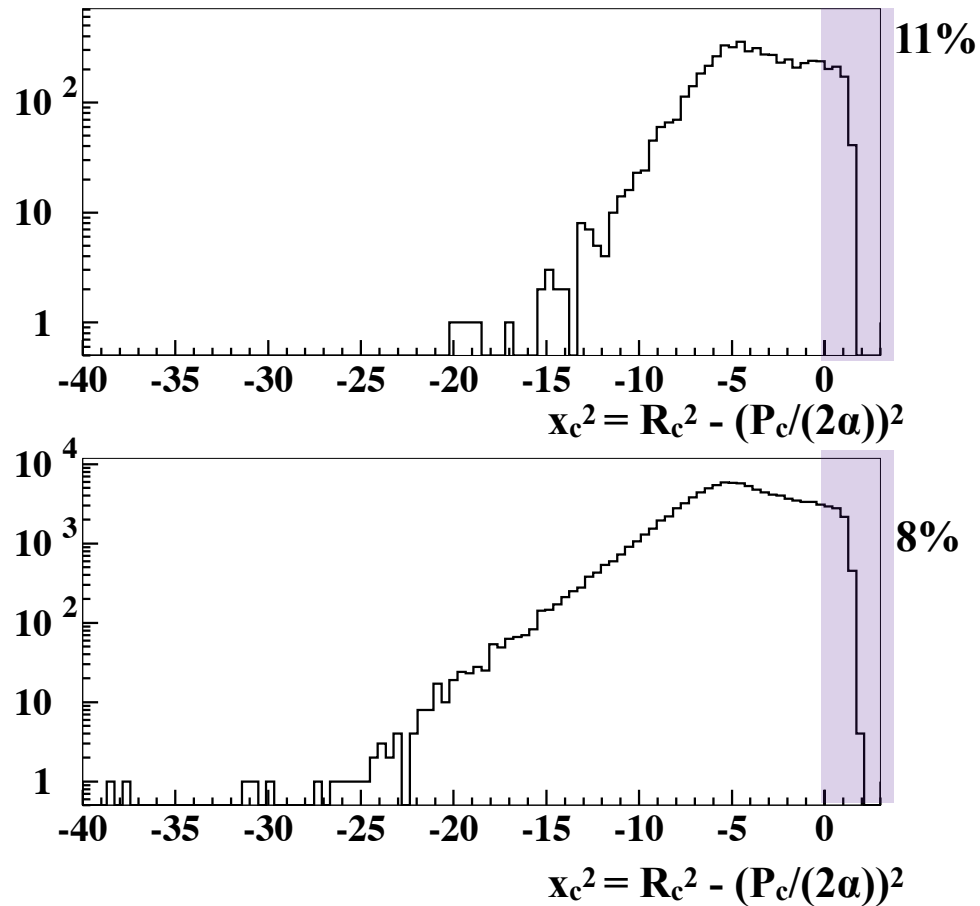


図 5.15:  $x_c^2 = R_c^2 - (P_c/(2\alpha))^2$  のヒストグラム。ここで  $P_c$  は  $X_c$  の発光量を示す。上図は角度の制限をかけたとき、下図は制限をかけていないときを示す。

査が必要である。もし、片読みでも検出器としての性能を保つことができれば、少ないチャンネル数でより大きなアクティブ標的を作製することができる。

#### 5.4.4 30 p.e. 以下のイベント

荷電粒子が通過したイベントとはほぼ無関係に、30 p.e. 以下のイベントが確認された。原因は、光が入らなくても MPPC に信号が生じてしまうダークノイズの影響、荷電粒子がエネルギーを失うときに生じた二次電子によるエネルギー損失、他の光ったファイバーからの光が入り込むクロストークが考えられる。この中で、ダークノイズの影響は、両読みにして TDC で適切なカットをかけることで抑制することができる。両読みにした水平のファイバーのデータを調べることで、このイベントの削減率を評価できると期待される。



## 第 6 章

# 結論と今後の展望

☐ ハイパー核の精密分光実験のため、シンチレーティングファイバーを用いたアクティブ標的の開発を行っている。アクティブ標的に用いるシンチレーティングファイバーの性能評価のために、RCNPにて世界最高エネルギー分解能を有する Grand Raiden スペクトロメータを使用した、ファイバー 1 本のエネルギー分解能の直接測定を実施した。測定の結果、3 mm 径の丸形ファイバーをアクティブ標的に使用することに決定した。エネルギー分解能は、ファイバーの発光量のポアソン分布におおむね従うことを確認し、J-PARC で測定する  $K$  粒子の運動量領域では、エネルギー分解能は 10% 程度であることがわかった。この測定したエネルギー分解能をもとに、モンテカルロシミュレーションを用いて標的全体でのエネルギー損失のふらつきを調べ、エネルギー分解能 2 MeV (FWHM) の分光実験が実施できる標的厚を見積もった。入射  $K^+$  粒子の運動量解析を行う、ビームスペクトロメータの運動量分解能が現状達成している  $\Delta p/p = 1.0 \times 10^{-3}$  である場合は、XX'YY' が 7 セット、78 mm まで標的を厚くすることができ、設計値である  $\Delta p/p = 3.0 \times 10^{-4}$  が達成できれば、150 mm 以上の厚さの標的を作ることができる。XX'YY' 構造のアクティブ標的の試作機を作製し、ビーム試験を実施した結果、粒子が面内に垂直入射する場合、ファイバー 1 本あたりの位置分解能は 0.15 mm と見積もられた。また、1 レイヤーあたりの検出効率は 93.5% を達成し、ファイバーの有感領域の割合とほぼ一致することが示された。

今後は、試作機の測定データを用いて以下の項目について調べる。

- 位置分解能の角度依存性
- ファイバーの光量の情報から、標的中でのエネルギー損失の効果をどこまで補正できるか
- 波高の低い信号の発生原因の切り分け (2 次電子やクロストークなど)





## 謝辞

本研究を行うにあたって、たくさんの方々にお世話になりました。この場を借りて御礼申し上げます。

指導教員である永江知文教授には、学部3回生の課題演習のときから大変お世話になりました。物理の研究のみならず、(核)物理学コミュニティをより良いものにしていこうと真摯に取り組む姿勢は強い感銘を受けました。研究指導はもちろんのこと、体調や精神面のこともたびたび気にかけていただきました。金築俊輔氏、七村拓野氏にはいつも夜遅くまで議論し、たくさんのおアドバイスをしていただき感謝しています。東北大の後神利志助教には、E05実験の打ち合わせのために直接京都まで来ていただきました。

修論実験では同研究室の川畑貴裕准教授、藤岡宏之助教をはじめ、古野達也氏、津村美保氏、村田求基氏、阪上朱音氏、藤川祐輝氏、梅崎英一氏にご協力いただきました。またRCNPの民井淳准教授、小林信之特任助教、技術職員の吉田英智氏には、実験を進める上で回路系や実験装置についてたくさん相談に乗っていただきました。さらに、分散整合の調整では、RCNPの藤田佳孝氏、藤田浩彦氏に大変お世話になりました。加速器のオペレータの方々のご尽力のおかげで非常に良い実験条件で測定を行うことができました。

学会発表練習や中間発表、また普段過ごしているなかで、同研究室の成木恵准教授、村上哲也講師、新山雅之助教をはじめとした研究室の方々に多くのコメントをいただきました。愉快的な研究室同期である足利沙希子氏、市川真也氏、稲葉健斗氏、高橋祐羽氏、武田朋也氏、松本翔汰氏、渡邊憲氏にも日頃の生活でお世話になりました。研究室秘書の吉野英子氏には、事務手続きについて色々教えていただきました。お菓子のお話など趣味の話がたくさんすることができて楽しかったです。

最後に、瑣末なことにも話を聞いてくれ、私のわがままにも許してくれた家族に感謝いたします。核物理コミュニティからは少し離れますが、これからも研究は続けていきます。また皆様と研究できる機会を楽しみにしています。どうもありがとうございました。



## 参考文献

- [1] H. Tamura *et al.*, JPS Conf. Proc. **17** (2017) 011004.
- [2] J. K. Ahn *et al.*, Phys. Rev. C **88** (2013) 014003.
- [3] S. Aoki *et al.*, Prog. Theor. Phys. **85** (1991) 1287.
- [4] H. Takahashi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 212502.
- [5] K. Nakazawa *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2015** 33D02.
- [6] C. B. Dover and A. Gal, Ann. Phys. **146** (1983) 309.
- [7] T. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. C **58** (1998) 1306.
- [8] P. Khaustov *et al.*, Phys. Rev. C **61** (2000) 054603.
- [9] M. M. Nagels, T. A. Rijken, and J. J. de Swart, Phys. Rev. D **15** (1977) 2547.
- [10] M. M. Nagels, T. A. Rijken, and J. J. de Swart, Phys. Rev. D **20** (1979) 1633.
- [11] K. Tominaga *et al.*, Nucl. Phys. A **642** (1998) 483.
- [12] M. Yamaguchi *et al.*, Prog. Theor. Phys. **105** (2001) 627.
- [13] T. A. Rijken and Y. Yamamoto, Phys. Rev. C **73** (2006) 044008.
- [14] Y. Yamamoto, E. Hiyama, and T. A. Rijken, Nucl. Phys. A **835** (2010) 350.
- [15] T. Motoba and S. Sugimoto, Nucl. Phys. A **835** (2010) 223.
- [16] K. Sasaki *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2015** 113B01.
- [17] T. Nagae *et al.*, J-PARC Proposal E05, [http://j-parc.jp/NuclPart/Proposal\\_e.html](http://j-parc.jp/NuclPart/Proposal_e.html) [Accessed on January 6, 2018].
- [18] 加速器施設|大強度陽子加速器施設 J-PARC <http://j-parc.jp/Acc/ja/index.html> [Accessed on January 6, 2018].
- [19] K. Agari *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2012**, 02B009.
- [20] T. Takahashi, Nucl. Phys. A **835** (2010) 88.
- [21] T. Gogami *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **817**, 70.
- [22] J. K. Ahn *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **457** (2001) 137.
- [23] E. O. Cohen *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **815** (2016) 75.
- [24] R. Honda *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **787** (2015) 157.
- [25] Y. Matsumoto, MS thesis, Tohoku University, 2013 (unpublished).
- [26] Scintillating Optical Fibers | Saint-Gobain Crystals [https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/sgc-scintillation-fiber\\_0.pdf](https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/sgc-scintillation-fiber_0.pdf) [accessed on January 6, 2018].; Organics Brochure | Saint-Gobain Crystals <https://www.saint-gobain.co.jp/>

- sites/default/files/download/pdf/Crystal\_Organic\_Scintillation\_Materials\_Saint-Gobain.pdf [accessed on January 6, 2018].
- [27] Plastic Scintillating Fibers | Kuraray <http://Kuraraypsf.jp/> [accessed on November 6, 2017].
- [28] MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) | 浜松ホトニクス [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/mppc\\_kapd0004j.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/mppc_kapd0004j.pdf) [accessed on January 6, 2018].
- [29] S. Callier *et al.*, Phys. Proc. **37** (2012) 1569.
- [30] N. Ishijima, MS thesis, Osaka University, 2014 (unpublished).
- [31] I. Nakamura *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **787** (2015) 376.
- [32] T. Uchida *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **55** (2008) 1631.
- [33] T. Shiozaki, MS thesis, Tohoku University, 2015 (unpublished).
- [34] C. Patrignani *et al.* (Particle Data Group), *Particle Physics Booklet 2016*, p. 266.
- [35] A. Tamii *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **605** (2009) 326.
- [36] H. Fujita *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **484** (2002) 17.
- [37] M. Fujiwara *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **422** (1999) 484.
- [38] T. Wakasa *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **482** (2002) 79.
- [39] H. Matsubara, MS thesis, Osaka University, 2006 (unpublished).
- [40] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments (2nd rev. ed.)* (Springer-Verlag, Berlin, 1994), p. 118.