

修士論文
マルチファイバー飛跡検出器による
陽子測定システムを用いた Σp 散乱実験

東北大学 大学院 理学研究科
物理学専攻
本多 良太郎

平成 22 年

概要

ハイペロン-核子 (YN) 散乱実験は、YN 間の相互作用を研究する上で最も直接的な方法である。しかしながら、YN 散乱実験のデータはその実験的な難しさから依然として統計量が不足している。そのため、我々は液体水素標的と scintillation fiber から成る粒子飛跡検出器 (Fiber Tracker) を用いた高統計な Σ p 散乱実験を計画している。本実験は J-PARC K1.8 ビームラインに於いてハイペロン生成事象の測定のために SKS spectrometer を、YN 散乱事象の同定のために Fiber Tracker をそれぞれ用いて遂行される。本実験では過去に KEK PS に於いて行われた Σ p 散乱実験での問題を克服し、散乱微分断面積の各点に対して 10% の統計精度を以って Σ^+ p 散乱、 Σ^- p 散乱及び Σ^- p \rightarrow Λ n コンバージョンの散乱微分断面積の導出を行うことを目標とする。 Σ ビームは $\pi^+p \rightarrow K^+\Sigma^\pm$ 反応で生成され、 π 及び K^+ は beam line spectrometer と SKS でそれぞれ測定され運動量が決定される。そのために、これまでハイペロン核子散乱実験に於いて主流であった散乱事象を画像として保存する方法の変わりに、二体散乱の運動学解析によってハイペロン核子散乱の同定を行う。本実験ではハイペロンの飛跡は観測せず、 π 及び K^+ の運動量ベクトルから Σ の初期運動量ベクトルを再構成する。散乱陽子の全エネルギーと散乱角度は標的を囲う検出器によって測定される。これらの測定により Σ と散乱陽子の運動量ベクトルが求まるので運動学を解くことが可能となり、散乱事象の同定を行う事が出来る。Fiber Tracker は散乱陽子のエネルギー測定と散乱角度の測定を行うための本実験の中核を担う検出器である。本研究では Geant4 simulation による上記実験手法及び解析方法の妥当性の検証を行った。更に、Fiber Tracker の R&D としての試作 Fiber Tracker の作成とその性能評価、及び Fiber Tracker の読み出し回路の R&D としての SPIROC を用いた多チャンネル MPPC 読み出し回路の開発とその性能評価を行った。

Simulation からは以下の事が明らかになった。散乱陽子検出システムの散乱陽子に対する acceptance は Σ^- の散乱角度で $-0.8 < \cos(\theta) < 0.6$ であることがわかった。これは陽子の運動エネルギーにして 30 MeV から 120 MeV 程度までに相当する。また、散乱陽子の実測エネルギーと計算エネルギーの差である ΔE_{scat} についても見積もった。 ΔE_{scat} の分解能は Σ p 散乱の同定能力を示すものであり、その幅は 3.7 ± 0.1 MeV であった。この分解能は Σ p 散乱を同定するのに十分である。

また、試作 Fiber Tracker の性能評価のために陽子ビームとポリエチレン標的を用いた試験実験を行った。試験実験では陽子-陽子 (pp) 散乱及び陽子-炭素 (pC) 散乱によって散乱された陽子を 2 台の試作 Fiber Tracker で測定した。pp 散乱に対する Fiber Tracker のエネルギー分解能は 14.7 % (@ 5.5 MeV) であり、陽子とパイオンの分離のためには更なる分解能向上が必須となる。荷電粒子に対する Fiber Tracker の各 layer の検出効率の平均値は (92.0 ± 0.1) % であることが分かった。検出効率を下げる主な原因の一つは fiber の cladding であり、この効果は fiber を使用する限り避けることが出来ないため、Fiber Tracker においては redundancy の確保が重要となることが分かった。pC 弾性散乱、及び pp 散乱に対する散乱微分断面積を導出し、pC 弾性散乱に対しては過去の実験値と非常に良い一致を示した。pp 散乱に対しては測量誤差の範囲内で一致を示した。この結果より、Fiber Tracker は散乱断面積を測定する検出器としてよく動作することが分かった。

SPIROC を用いた多チャンネル MPPC 読み出し回路の開発に関しては、評価用の KEK 製ボードを製作し、SiTCP 用のインターフェイスモジュールを FPGA ファームウェア内に作成した。作成した SiTCP 用のインターフェイスモジュールを介して既存のフロントエン

ドモジュールにアクセス出来、external ADC の読み出しに成功し、external ADC 読み出しの平均 DAQ rate は 250 Hz であった。目標 DAQ rate である 3 kHz を達成するために、今後 FPGA ファームウェアと DAQ ソフトウェアの改善を行っていく。

目次

第1章	序論	1
1.1	SU(3) フレーバー空間に拡張されたバリオン間相互作用	1
1.2	過去のハイペロン-核子散乱実験	4
1.3	J-PARCにおける Σp 散乱実験	6
1.3.1	実験セットアップ	7
1.3.2	散乱陽子検出システムの概要	8
1.3.3	解析手法	9
1.3.4	実験目標	10
1.4	本論文の目的	10
第2章	Geant4によるモンテカルロシミュレーション	11
2.1	SKSによる Σ ビームの運動量測定精度	11
2.2	標的を囲う飛跡検出器による陽子及び π 中間子測定	15
2.3	Geant4内でのバックグラウンド生成手順	18
2.4	バックグラウンド除去法	20
2.5	結論	23
第3章	Scintillation multi-fiber tracker	25
3.1	Fiber Trackerへの要求性能	25
3.2	小型半導体光検出器 MPPC	26
3.2.1	入射光子に対するMPPCの応答特性	27
3.3	CYRICに於けるテスト実験	29
3.3.1	実験概要	29
3.3.2	実験目的	30
3.3.3	実験手法	30
3.3.4	MPPCから得られる光電子数から、検出器の応答の理解	35
3.3.5	fiber及びカロリメータのエネルギー較正	44
3.3.6	ΔE - E 分布	48
3.3.7	エネルギー分解能	50
3.3.8	Fiber Trackerの検出効率	52
3.3.9	角度分解能	54
3.3.10	ΔE_{scat} 分布	54
3.3.11	散乱微分断面積	56
3.3.12	結論	59
第4章	多チャンネルMPPCのためのシリアル読み出し回路	61
4.1	SPIROC	61
4.1.1	チップ概要	62

4.1.2	基本性能評価	67
4.2	KEK 製ボード	69
4.2.1	ボード概要	69
4.2.2	SiTCP	69
4.2.3	SiTCP を介した ASIC 制御法	70
4.2.4	external ADC mode	74
4.2.5	SiTCP インターフェイス追加によるアナログ測定精度の悪化の有無	75
4.2.6	結論	75
第 5 章	まとめ	77

目次

1.1	Lattice QCD で計算されたフレーバー基底ポテンシャル	2
1.2	理論モデル計算によって予測される散乱微分断面積	3
1.3	過去の YN 散乱のデータ	5
1.4	Σ^-p 散乱の概略図	6
1.5	実験セットアップ概略図	7
1.6	標的周りの検出器群概略図	8
1.7	Σ^-p 散乱に対する ΔE_{scat} 分布	9
1.8	予測される $\Sigma^\pm p$ 散乱の散乱微分断面積	10
2.1	Σ^- 生成断面積	11
2.2	Geant4 内で構成している実験セットアップ	12
2.3	SKS spectrometer によって tag された散乱 K^+ 及び Σ^-	13
2.4	標的前後のチェンバーの角度分解能	13
2.5	Σ^- ビームの運動量と角度の分解能	14
2.6	生成された散乱陽子と検出された散乱陽子のエネルギー分布	15
2.7	検出された陽子に対応する Σ^- の散乱角分布	15
2.8	検出できない散乱イベント	16
2.9	fiber 1 本当りのエネルギー損失	17
2.10	Geant4 simulation で得られた $\Delta E-E$	17
2.11	イベント生成のフローチャート	18
2.12	考慮している np 散乱の断面積	19
2.13	考慮している π^-p 散乱の断面積	19
2.14	散乱陽子に対する散乱角の定義	20
2.15	散乱陽子の散乱角度と運動量の相関図	20
2.16	Σ^-p 散乱を仮定した場合の ΔE_{scat} 分布	21
2.17	Σ^- と陽子のベクトル間の最近接距離	22
2.18	np 散乱を仮定した場合の ΔE_{scat} 分布	23
2.19	バックグラウンド除去による ΔE_{scat} 分布の変化	24
3.1	Geant4 simulation から得られる $\Delta E-E$ 分布	26
3.2	Geant4 simulation から得られるエネルギー分布	26
3.3	MPPC の光電子分布	27
3.4	入射光子に対する MPPC(ピクセル数 100) の飽和性	28
3.5	試作 FiberTracker	29
3.6	旧型 Fiber Tracker 案	29
3.7	実験セットアップ模式図	30
3.8	Fiber Tracker のフレーム	32
3.9	fiber の読み出方	32

3.10	アナログ信号及び trigger と RF 信号	33
3.11	fiber を読み出す MPPC からの期待される出力光電子数	36
3.12	BGO 及び CsI(Tl) 結晶を読み出す MPPC からの期待される出力光電子数	36
3.13	カロリメータの ADC 分布	37
3.14	fiber の ADC 及び光電子数分布	38
3.15	pp 散乱に対する平均光電子数とその幅の分布	39
3.16	フィッティング結果と光電子関数	40
3.17	実験結果と MPPC simulation から得られた光電子数の平均値の比較	41
3.18	実験結果と MPPC simulation から得られた光電子数の幅の比較	42
3.19	2 つピークの見られるセグメント	43
3.20	統計揺らぎを 2 倍にした場合の MPPC simulation から得られた光電子数の幅の分布	43
3.21	カロリメータの散乱角相関	44
3.22	カロリメータに対するフィッティング結果	45
3.23	カロリメータのエネルギー分布	46
3.24	各散乱角に対する pp 散乱と pC 弾性散乱の ADC とエネルギー損失の相関図	47
3.25	fiber ADC に対するフィッティング結果	47
3.26	fiber のエネルギー分布	48
3.27	ΔE - E 分布	49
3.28	陽子バンド及び重陽子バンドの分離	49
3.29	pC 弾性散乱及び pp 散乱に対する Fiber Tracker での ΔE 分布	50
3.30	pC 弾性散乱及び予測される π の ΔE の分布	50
3.31	MPPC simulation を基にして得られた ΔE 分布	51
3.32	3rd layer を通過しないイベント	52
3.33	各 layer の検出効率	53
3.34	opening angle 分布	54
3.35	ΔE_{scat} 分布	55
3.36	全ての散乱角に対する ΔE_{scat} 分布	56
3.37	pC 弾性散乱の散乱微分断面積	58
3.38	$\epsilon_{trigger}$ の予測	59
3.39	pp 散乱の散乱微分断面積	60
4.1	SPIROC チップの入出力概略図	62
4.2	SPIROC チップのアナログパート	63
4.3	SPIROC チップの成形増幅過程	64
4.4	アナログ信号出力概略図	65
4.5	external ADC モード信号タイミング	66
4.6	インジェクターを使った電荷測定	67
4.7	LAL 製の評価ボード	68
4.8	LabView 製 SPIROC 制御ソフトのフロントパネル	68
4.9	KEK ボード写真	70
4.10	SOY 写真	70
4.11	ファームウェア概略図	71
4.12	TCP connection 制御モジュールの信号タイミング	72
4.13	read 及び write モジュールの信号タイミング	72

4.14	フロントエンドモジュールに対する入出力タイミング	74
4.15	データ構造	74
4.16	ADC 読み出しサイクル	75
4.17	SiTCP を介して取得したペDESTAL	76
5.1	ジオメトリの補正パラメータ図	78
5.2	標的面に於ける右アームの x 方向分布	79

表 目 次

1.1	ΣN に対するバリオン間ポテンシャル	3
1.2	KEK E289 実験と本実験の相異点	6
2.1	Σ^-p 散乱チャンネルに於けるバックグラウンド事象	18
3.1	試験で使用した MPPC の特性	28
3.2	CYRIC 試験実験の実験条件	31
3.3	CYRIC 試験実験のセットアップ	31
3.4	試験実験データサマリー	34
3.5	SCSF-81 の性能 [17]	35
3.6	BGO 及び CsI(Tl) 結晶の諸特性 [19][20]	36
3.7	カロリメータの性能まとめ	45
3.8	各検出器の立体角	52
3.9	各エネルギー分布の幅	55
3.10	pC 弾性散乱の散乱微分断面積補正項	57
4.1	MPPC と PMT の違い	61
4.2	SPIROC アナログパートの可変パラメーター一覧	65
5.1	導出された pC 弾性散乱の微分断面積	80
5.2	pC 弾性散乱の散乱微分断面積に対する系統誤差	80
5.3	導出された pp 散乱の微分断面積	81
5.4	pp 散乱の散乱微分断面積に対する系統誤差 (共通項)	81
5.5	pp 散乱の散乱微分断面積に対する系統誤差 (trigger 効率の誤差)	81

第1章 序論

1.1 SU(3) フレーバー空間に拡張されたバリオン間相互作用

核力は遠距離では引力になり近距離では強い斥力になるという特性を持つ。この特性は原子核を安定して存在させる極めて重要な性質であり、核力の引力と斥力との均衡の上に我々の世界は成り立っている。核力を短距離から遠距離まで全てのレンジに於いて正確に理解することは、我々の世界を形作る物質の起源の理解につながる物理上重要な研究課題の一つである。古くから核力の研究は盛んに行われ、十分な量の核子-核子 (NN) 散乱実験のデータを基に、湯川のパイオン交換モデルに代表されるような one boson exchange (OBE) モデルによって遠距離の引力部分に関しては良く記述されている [1]。しかしながら、OBE モデルでは近距離に於ける斥力を記述出来ず現象論的な斥力芯を組み込むことで NN 散乱実験のデータを再現している。核力は強い相互作用の一部であるためクォーク間の相互作用を起源に持つが、NN のチャンネルのみでは得られる情報が SU(2) フレーバー空間に制限されており、核力のより統一的な理解のためには、核力を SU(3) フレーバー空間で拡張したバリオン間力として調べるのが望まれる。特に2つバリオンの波動関数が重なるような近距離 ($< 1 \text{ fm}$) ではメソン交換ではなくクォーク間相互作用として核力を考えるのが自然であり、可能な限り多くの spin-isospin-strangeness チャンネルに関して研究を行うことが重要である。

ストレンジネスを含んだバリオン間力の理論モデルには大きく分けて2つの異なったモデルが存在する。1つはSU(3) 対称性を用いて拡張された OBE モデルである Nijmegen OBE モデル [2] である。Nijmegen OBE モデルでは斥力芯の記述にクォーク間の相互作用は考慮していない。もう一方は、近距離での相互作用を quark-gluon 間の相互作用として記述している、Quark Cluster Model (QCM) を取り込んだ Kyoto-Niigata RGM モデル [3][4] である。QCM では、近距離でのバリオン間力を構成子クォーク間のパウリ効果およびグルーオンの交換に基づいて記述している。Kyoto-Niigata RGM モデルでは近距離を QCM に基づいて、また遠距離をメソンの交換に基づいて計算を行っている。

核力の取扱いが困難である問題は、強い相互作用を記述する QCD がバリオンを形成する低エネルギー領域では非摂動的な振舞をするために解くことが難しいことに起因する。近年、計算手法と計算機の発達に伴って Lattice QCD による数値計算によって QCD からバリオン間のポテンシャルの導出が可能となった。Lattice QCD は QCD に基づいた計算手法であり、モデル理論のもつパラメータ決定の不確かさが存在しない手法である。SU(3) フレーバー対称では、バリオンは spin 1/2 の flavor-octet 及び spin 3/2 の flavor-decuplet に属する。そのうち spin 1/2 のバリオンの状態は以下に示す flavor-multiplet ととして記述される。

$$8 \otimes 8 = 27 \oplus 10 \oplus 10^* \oplus 8_s \oplus 8_a \oplus 1$$

27、 8_s 、1 項はフレーバーの交換に対して対称な項で、2つのバリオンに対する交換則から spin-singlet に属する。一方、 10^* 、10、 8_a 項はフレーバー交換に対し反対称で spin-triplet に属する。この内、NN 間相互作用に相当する項は27項と 10^* 項である。SU(3) フレーバー

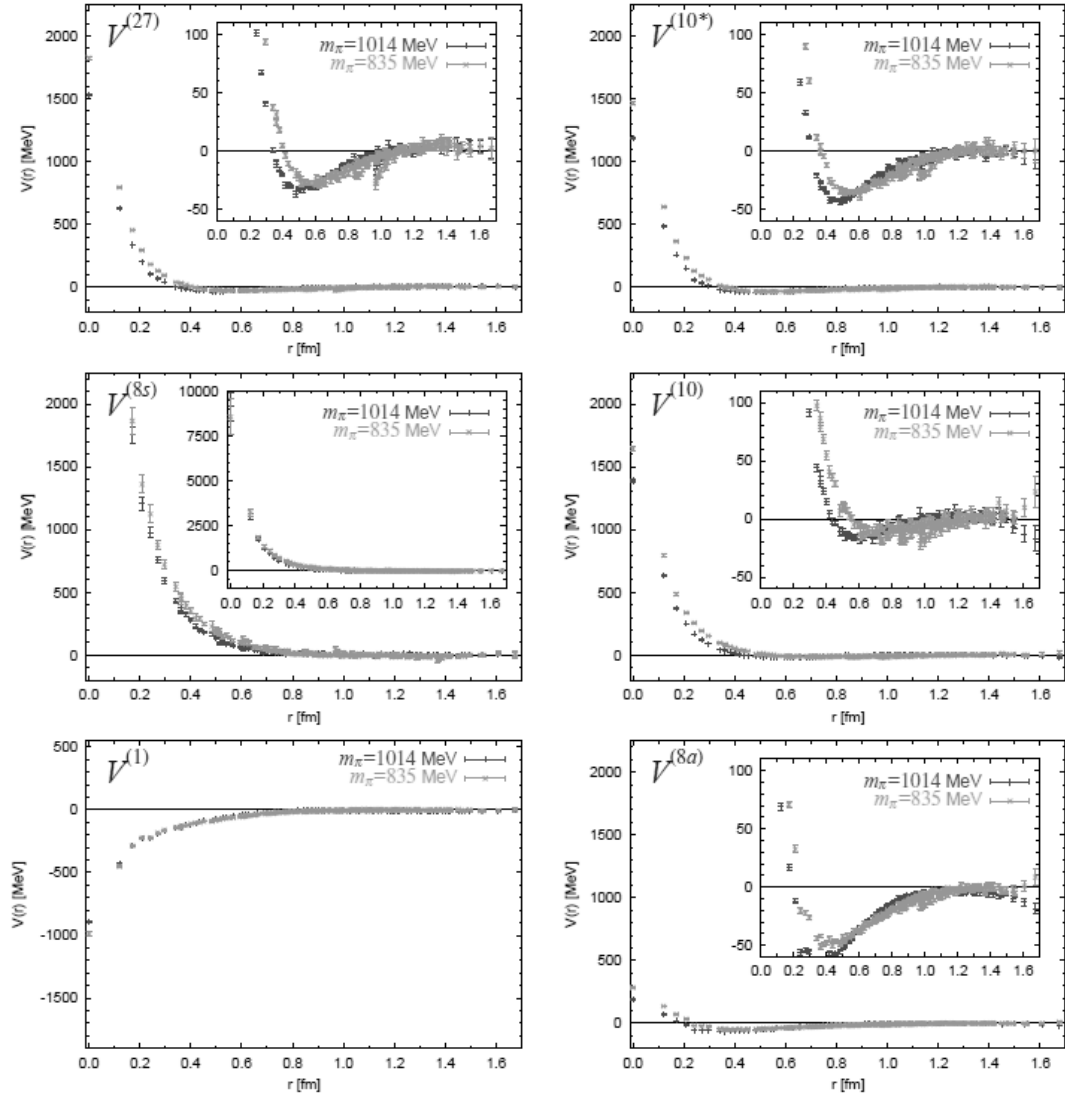


図 1.1: Lattice QCD で計算されたフレーバー基底のバリオン間ポテンシャル [5] : 図中の黒が π の質量を 1014 MeV とした際のポテンシャル、灰色が π の質量を 835 MeV として計算した場合のポテンシャルである。図中左の列が spin-singlet に属し、右の列が spin-triplet に属する。NN 間相互作用にはこの内の (27) 及び (10^{*}) のみが含まれる。(8s) はクォークがパウリ効果によって完全にブロックを受けるチャンネルであり、非常に強い斥力を生じる。(10) は (8s) 程強くないが同じくクォークのパウリ効果によって強い斥力となる。対して (8a) は強い引力を示し、(1) は斥力芯ではなく引力芯を形成する。

対称ではこれらの multiplet はお互いに混ざりあうことが出来ないため、これらの multiplet に対応する 6 つのフレーバー基底のポテンシャルを定義することが出来る。図 1.1 に Lattice QCD によって計算れた SU(3) フレーバー対称な場合の S-wave に対応するフレーバー基底でのバリオン間ポテンシャルを示す [5]。

NN の範疇で観測できるチャンネルは図のうち (27) 及び (10^{*}) のみに限られるのに対し、SU(3) フレーバー対称では新しい相互作用のチャンネルが開く。この内 (8s) はクォークのレベルで完全にパウリの排他律によって禁止されるチャンネルであり、引力ポケットを持たず非常に強い斥力を生じる。対して (1) では他のチャンネルに見られるような近距離で

の斥力芯は見られず逆に引力を生じる。このように、バリオン間力に於いてクォークの対称性が非常に重要な役割を持つことが Lattice QCD の計算結果によって示唆される。

2体のバリオン間力を実験的に研究する場合最も効果的な方法は散乱実験を行うことである。量子力学に従えば実際のバリオン間力のポテンシャルは表 1.1 に示す 6 つのフレーバー基底ポテンシャルの線形結合で表され、散乱チャンネルによっては各フレーバー基底チャンネルの特徴が強く表れると予測されている。 ΣN のチャンネルはアイソスピン I の大きさによって図 1.1 の様に区別される。 $\Sigma N(I = \frac{3}{2})$ の 2 体ポテンシャルは (27) 及び (10) の結合で書き表される。(10) は (8s) 程でないまでもクォークのパウリ効果を受けるチャンネルであり、引力ポケットが浅く強い斥力を生じる。また、(10) は spin-triplet に属するため spin-singlet に属する (27) に比べ 3 倍バリオン間力のポテンシャルへの寄与が大きく、全体でこのチャンネルは強い斥力の様相を示すと予測されている。クォーク間のパウリ効果とクォーク間の one gluon 交換を取り入れた Kyoto-Niigata RGM モデルに於いても大きなクォーク間のパウリ効果から $\Sigma N(I = \frac{3}{2})$ の 2 体ポテンシャルは強い斥力になる事が予測されており、断面積にもそれが反映される。一方で Nijmegen OBE モデルではクォーク間の相互作用は考慮していないため、予測される断面積の結果が Kyoto-Niigata RGM モデルが予測する断面積と大きく異なる (図 1.2(a))。 $\Sigma N(I = \frac{1}{2})$ の 2 体ポテンシャルは 4 つのポテンシャルの重ね合わせになるため、どれか一つのチャンネルが強調されるということは無いと考えられている。よって Nijmegen モデル及び Kyoto-Niigata モデルから予測される断面積には大きな差は見られない (図 1.2(b))。図内に於ける fss は Kyoto-Niigata RGM モデル内で使われている計算モデルの名称であり、NSC は Nijmegen OBE モデル内で使用されている計算モデルの名称である。

表 1.1: ΣN に対するバリオン間ポテンシャル

バリオン間ポテンシャル	spin-singlet	spin-triplet
$\Sigma N(I = \frac{1}{2})$	$\frac{1}{\sqrt{10}}[3(8s) - (27)]$	$\frac{1}{\sqrt{2}}[(8a) + (10^*)]$
$\Sigma N(I = \frac{3}{2})$	(27)	(10)

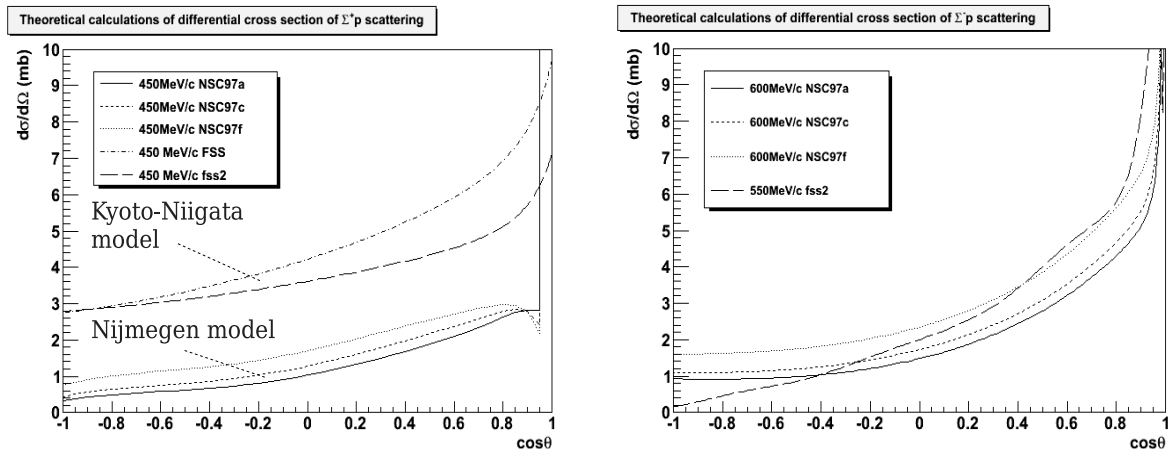


図 1.2: 理論モデル計算によって予測される散乱微分断面積 : (a) が NSC[2] 及び fss[4] で予測される $\Sigma^+ p$ 散乱の散乱微分断面積分布。 (b) 同じく NSC 及び fss で予測される $\Sigma^- p$ 散乱の散乱微分断面積分布。 $\Sigma^+ p$ 散乱では NSC と fss で予測される断面積に大きな開きが存在する。

$\Sigma N(I = \frac{3}{2})$ と $\Sigma N(I = \frac{1}{2})$ の 2 体ポテンシャルの特徴が OBE モデルとクォークモデルの予想で異なることを利用し、 Σp 散乱の散乱微分断面積を精度良く求めることで SU(3) フレーバー空間に拡張されたバリオン間力の理論のフレームワークの検証を行う。まず、 $\Sigma^- p$ 散乱 ($I = \frac{1}{2}$) のチャンネルで理論モデルの予測する断面積の結果と実験結果が一致することを確認する必要がある。このチャンネルはクォーク間の相互作用に強くは依存しないと考えられ、SU(3) に拡張したメソン交換による遠距離部分の記述の妥当性が評価できる。 $\Sigma^- p$ 散乱で理論モデルと実験結果の一致を確認した上で、更に $\Sigma^+ p$ 散乱 ($I = \frac{3}{2}$) の散乱微分断面積を測定することにより、クォーク間のパウリ効果の存在を検証する。

1.2 過去のハイペロン-核子散乱実験

ハイペロンは寿命が短く ($c\tau =$ 数 cm) すぐに崩壊してしまうため、標的中で散乱を起こす前に崩壊したり、散乱されたハイペロンもスペクトロメータに到達する前に崩壊してしまうため、YN 散乱実験は困難である。歴史的に YN 散乱実験では、散乱事象を画像として保存する手法を用い、保存した画像を解析者が自分の目で調べる事で YN 散乱が起きたことを同定するという手法を採用してきた。この画像保存の方法では、生成されたハイペロンの飛跡が全て記録され、ハイペロンが崩壊前に他の粒子と散乱した証拠になるという利点があるためである。1960 年代、バブルチェンバーを用いた実験が複数行われた。当時のバブルチェンバー実験ではハイペロンの生成をタグ出来ないため、ランダムにデータを取得する他なく高統計で散乱実験を行うことは困難であった。また、バブルチェンバーでは一度ガスが活性状態になってから安定状態に戻るまでに時間がかかるために、入射ビームの強度を低くする必要があった。よって効率良くハイペロンビームを生成するために最もハイペロンの生成断面積の大きい Stopped K^- 反応が主に用いられてきたため、生成されるハイペロンの運動量が 200 MeV/c 代に制限されており低エネルギー領域での散乱データのみが取得された [6]。このエネルギー領域では S-wave からの寄与が殆どであり、ハードコアの研究を行うためにはエネルギーが高く、P-wave の寄与も大きいデータが必要である。具体的にはハイペロンの運動量が 1 GeV/c 程度までの運動量領域で散乱実験を行う必要がある。

1990 年代から 2000 年代の初めにかけて、scintillation fiber (SciFi) のアクティブ標的と Image Intensifier Tube (IIT) を用いた KEK E251 [7] 及び KEK E289 実験が $\Sigma^- p$ 及び $\Sigma^+ p$ のチャンネルに対して行われた [8][9]。KEK の実験では、バブルチェンバーで問題となった、ハイペロンの生成がタグできない点とハイペロンの運動量が足りない点を克服するために、SciFi アクティブ標的と kaon spectrometer を用いた。ハイペロンは $\pi p \rightarrow K^+ \Sigma$ 反応によって生成され、散乱 K^+ を kaon spectrometer で検出することでハイペロン生成のタグを行った。また $\pi p \rightarrow K^+ \Sigma$ 反応は運動学的に 300 MeV/c 以上の運動量移行が存在しており、 Σ ビームの運動量で 350 MeV/c から 750 MeV/c までの領域のデータを取得することに成功した。しかしながら、IIT の窓に使用された蛍光物質の崩壊時定数が数 μs であったことから、ビームの強度が高くなるとイメージの重なりが生じ、 π ビームの強度は 200 k/spill に制限されていた。また、SciFi アクティブ標的を用いたため標的内の炭素原子核との quasi-free 散乱によって生成される Σ 、及び Σ と炭素核との散乱がそれぞれ大きなバックグラウンドとして存在した。更に、画像として散乱事象を保存するため必ず人間の目が必要となり、散乱事象を正しく選別するには 5 mm 程度は Σ が標的中を走る必要があったため、それ以下の飛行距離のイベントは捨てなければならなかった。そのために、取得したイベントの殆どを捨てることとなり結果として統計量を上げることが出来なかった。

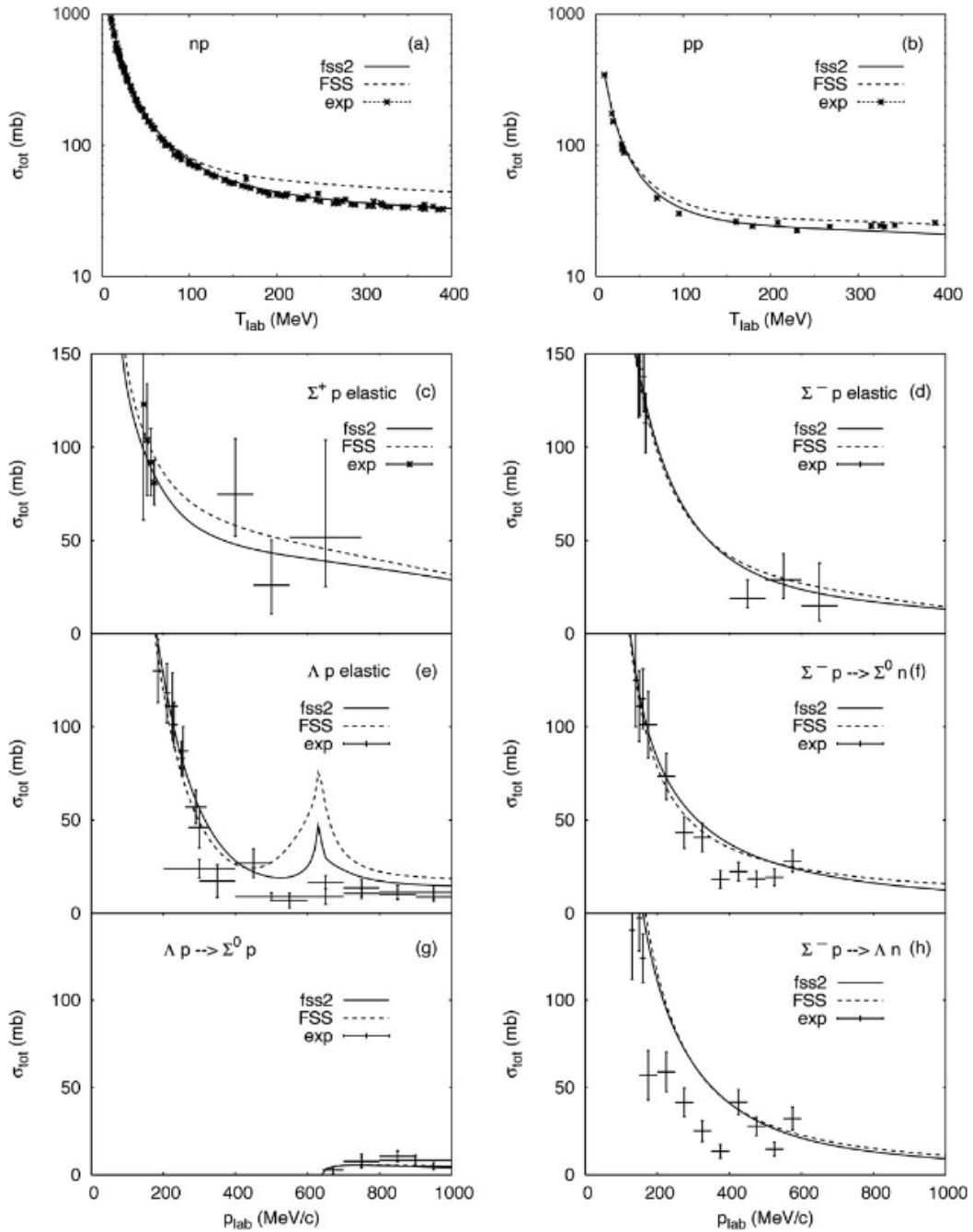


図 1.3: 過去の YN 散乱のデータ \square : NN 散乱データは十分な統計量と実験の数があり、広い運動量領域を実験データが覆っていることが分かる。対して、YN 散乱のデータは統計量の少なさから誤差が大きく、またバブルチェンバーを用いて測定できない高い運動量領域のデータは非常に乏しい。

これらの要因から依然として図 1.3 に示す様に、YN 散乱実験の統計量は低いままである。理論モデルのパラメータはこれらの実験のデータを基に決められるため大きな不定性が残る。バリオン間力の理解を更に進めるためには、特に高い運動量領域での散乱断面積を高い統計精度で求めることが必須である。

1.3 J-PARCにおける Σ p 散乱実験

我々は先に述べた E289 実験の問題点を克服し、高統計で Σ p 弾性散乱の微分断面積を決定する実験を計画している [11]。本実験は J-PARC K1.8 ビームラインに於いて遂行される。 Σ は $\pi^\pm p \rightarrow K^+ \Sigma^\pm$ 反応で生成され、生成に用いる π ビームの強度は 10 M/spill (spill 長 2 s) を想定している。利用する二次ビーム強度は E289 実験の 50 倍である。E289 実験で大きな問題となった炭素核によるバックグラウンド除去のために、標的を E289 実験で用いられた SciFi アクティブ標的から液体水素に置き換える。本実験ではこれまで YN 散乱実験に於いて用いられてきた画像保存の手法を廃し、散乱陽子の飛跡と全エネルギーを測定し運動学を解くことによって Σ p 散乱の選別を行う。本実験と E289 実験と相異点を表 1.2 にまとめる。

表 1.2: KEK E289 実験と本実験の相異点

	二次ビーム強度	標的	散乱事象同定手法
E289	200k/Spill	CH ₂	画像取得
本実験	10M/Spill	Liquid H ₂	運動学

本実験に於ける最大の特徴は散乱事象の同定に運動学を用いることである。これまでの YN 散乱実験ではハイペロンの飛跡を直接観測することが必要であったのに対し、本実験ではハイペロンの飛跡は観測せず、 π 及び K^+ の運動量ベクトルから Σ の初期運動量ベクトルが再構成される。散乱の概略図と測定される粒子及びその物理量を図 1.4 に示す。

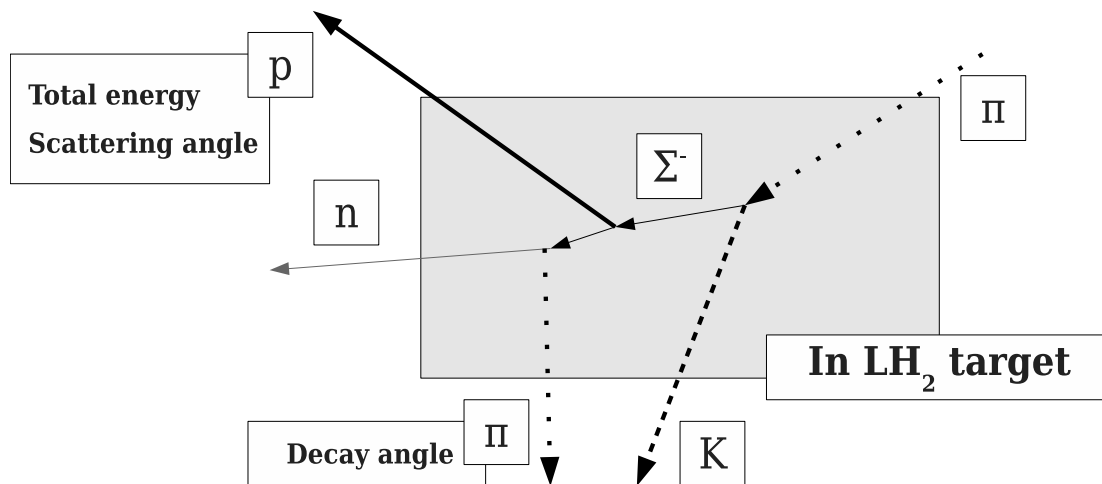


図 1.4: $\Sigma^- p$ 散乱の概略図: π 及び K^+ は beam line spectrometer と kaon spectrometer でそれぞれ測定され運動量が決定される。 π と K^+ の運動量から Σ の運動量ベクトルが構成され、散乱陽子の全エネルギーと散乱角度の情報から運動学を解くことにより $\Sigma^- p$ 散乱を同定する。崩壊 π に関しては崩壊角度が測定されバックグラウンドの除去に用いられる。

入射 π と散乱 K^+ は beam line spectrometer と kaon spectrometer でそれぞれ運動量が測定される。本実験では kaon spectrometer として Super conducting Kaon Spectrometer (SKS) を用いる。散乱陽子に関しては、その全エネルギーと散乱角度が水素標的を囲う検出器によって測定される。 Σ と散乱陽子の運動量ベクトルが求まるので運動学を解くこと

が可能となり、散乱事象の同定を行う。崩壊 π についても崩壊角度を測定することでバックグラウンド事象の除去に用いる。

散乱事象の同定に運動学を採用したことで、E289 で要求していた Σ の飛行距離が 5 mm 以上という制限が無くなり、イベント数の損失を抑える事が出来る。画像を取得する必要が無くなるためカウンターが耐えられる限界まで二次ビームの強度を上げることが可能となる。これらの新手法を採用して実験を行い、 1.0×10^4 イベントの統計量を以って弾性散乱の微分断面積を測定することを目標とする。

1.3.1 実験セットアップ

本実験は K1.8 ビームラインに於いて、beam line spectrometer と SKS spectrometer 及び標的を囲う散乱陽子検出システムのセットアップで遂行される。散乱陽子検出システムは水素標的の周りを円筒状に囲う様に配置され、Fiber Tracker、ドリフトチェンバー及びカロリメータから構成される検出器群である。実験全体のセットアップを図 1.5 に示す。ビーム π と散乱 K^+ は beam line spectrometer と SKS でそれぞれ運動量を測定される。 Σ によって散乱された陽子は散乱陽子検出システムによって検出及び測定される。

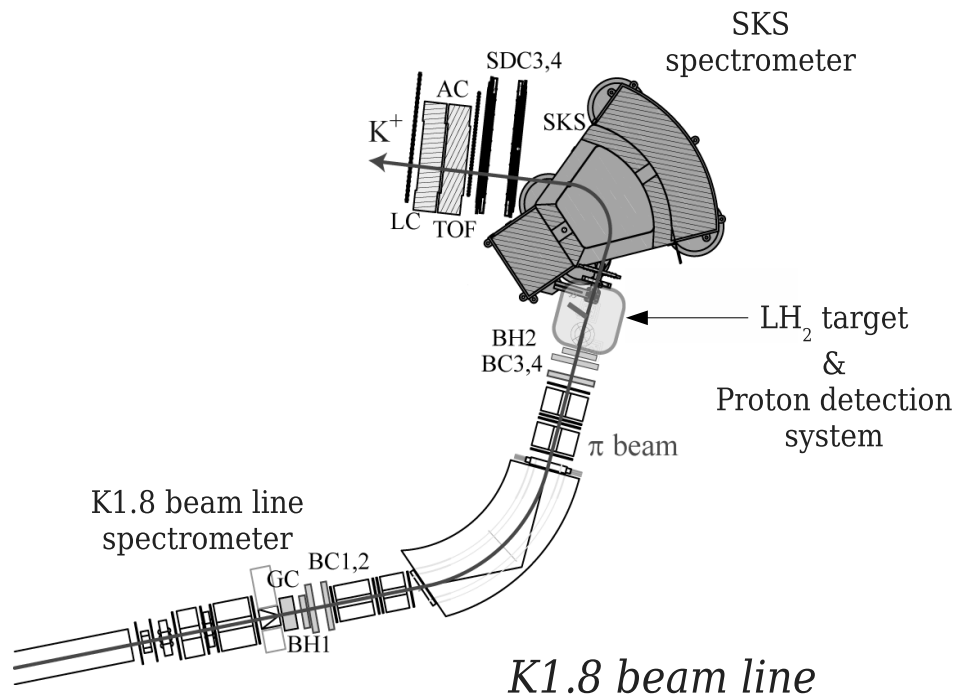


図 1.5: 実験セットアップ概略図: π ビームは beam line spectrometer で、散乱 K^+ は SKS spectrometer でそれぞれ運動量が測定される。散乱陽子は標的を囲う様に配置される散乱陽子検出システムによって全エネルギーと散乱角度が測定される。

beam line spectrometer 入射 π ビームは K1.8 beam line spectrometer で運動量と標的への入射角及び時間情報が測定される。 Σ^- 生成には 1.3 GeV/c の π^- ビームを、 Σ^+ 生成には 1.4 GeV/c の π^+ ビームをそれぞれ用いる。K1.8 beam line spectrometer は QQDQQ マグネット群で構成される。上流部と下流部に 2 つの MWPC (BC1,2) と 2 つの MWDC (BC3,4)、2 つの タイミングカウンター (BH1,2) が配置される。また陽電子除去用に最上流にはガス

チェレンコフ検出器が配置される。ワイヤーチェンバーの位置分解能は $200 \mu\text{m}$ であり、beam line spectrometer の運動量分解能は $\Delta p/p = 1.0 \times 10^{-4}$ (rms) である。

SKS spectrometer 散乱 K^+ はSKS spectrometer で運動量と散乱角度及び時間情報が測定される。SKS spectrometer はSKS マグネット及び、4つのドリフトチェンバー (SDC1,2,3,4)、飛行時間カウンター (TOF)、2つのエアロジェルチェレンコフカウンター (AC1,2) 及びルサイトチェレンコフカウンター (LC) で構成される。SDC の位置分解能は $200 \mu\text{m}$ であり、SKS マグネットの運動量分解能は $\Delta p/p = 3.8 \times 10^{-3}$ である。散乱 K^+ の中心運動量は Σ^- 生成に対しては $0.8 \text{ GeV}/c$ 、 Σ^+ に対しては $0.92 \text{ GeV}/c$ と見積もられる。

1.3.2 散乱陽子検出システムの概要

散乱陽子と崩壊 π を測定するために水素標的の周りに配置される検出器は、scintillation fiber によって構成される飛跡検出器 Fiber Tracker と Cylindrical Drift Chamber (CDC) 及び BGO カロリメータで構成される。これら標的回りの検出器の概略図を図 1.6 に示す。

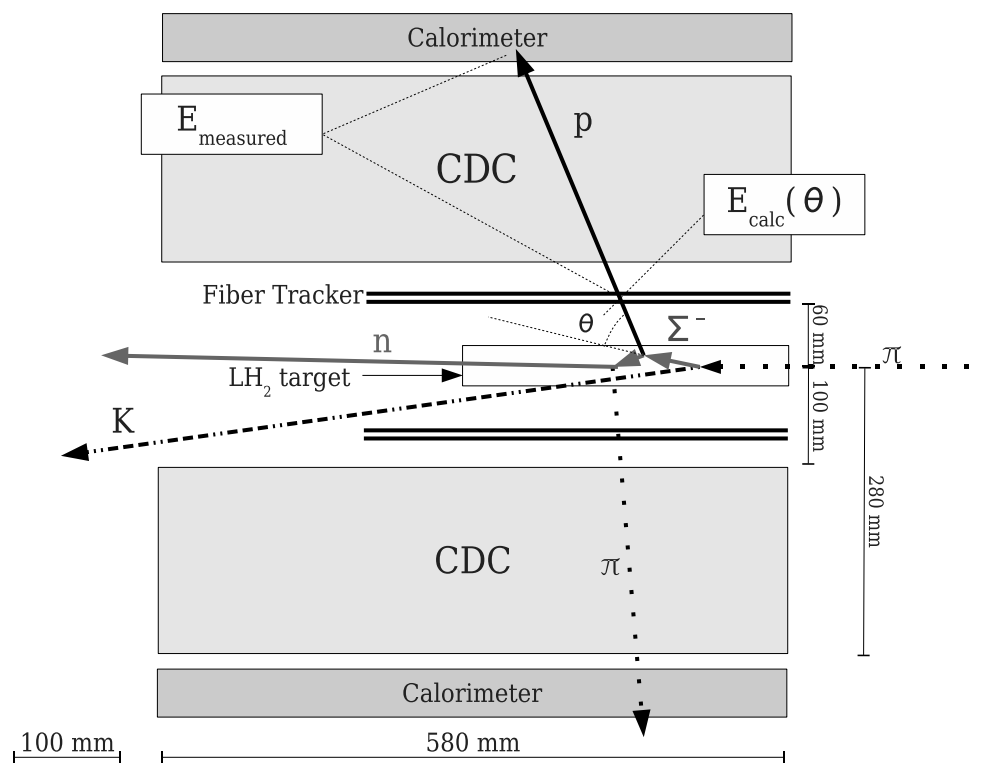


図 1.6: 標的周りの検出器群概略図: 水素標的を囲う様に内側から、Fiber Tracker、CDC、カロリメータの順で配置される。Fiber Tracker と CDC で粒子のトラッキングと散乱角の決定及び散乱点の決定を行う。カロリメータでは散乱陽子の全エネルギーの測定を行う。Fiber Tracker は X 面 2 層、Y 面 2 層の計 4 層で構成される。Fiber Tracker はトラッキングの他に trigger の生成、エネルギー損失の測定を行う。

検出器群は粒子の飛跡を検出する部分と全エネルギーを測定する部分に分割される。飛跡検出は Fiber Tracker と CDC が担う。Fiber Tracker には直径 $500 \mu\text{m}$ の scintillation fiber を用い、X 面 2 層、Y 面 2 層の計 4 層で構成される。Fiber Tracker は新造の検出器であり、飛跡検出のみならず以下に示すような役割を担う。

- アナログ測定による fiber でのエネルギー損失の測定
- 散乱イベントに対する trigger 生成

fiber でのエネルギー損失を測定することでカロリメータで測定されたエネルギーとの二次元相関を求める。陽子と π では β が異なるため違った相関を持ち、この情報から粒子識別を行う。散乱陽子に対する trigger は DAQ trigger に参加する事が出来る。Fiber Tracker の trigger と $\pi^{\pm}p \rightarrow K^{\pm}\Sigma^{\pm}$ trigger との coincidence を取ることで大強度二次ビーム下であっても確実に散乱イベントを捉え、DAQ への負担を減らす事が出来る。

このように Fiber Tracker は飛跡検出以外にも重要な役割を持つ多目的検出器であり、本実験を遂行するに当たって必要不可欠なものである。

1.3.3 解析手法

Σp 散乱イベントの選択は ΔE_{scat} という量を評価することで行う。 ΔE_{scat} は以下の様に定義される。

$$\Delta E_{scat} = E_{measured} - E_{calculated} \quad (1.1)$$

$E_{measured}$ は fiber での全エネルギー損失とカロリメータで測定されたエネルギーの和であり、粒子の全エネルギーに相当する。 $E_{calculated}$ は Σ の入射運動量ベクトル及び散乱陽子の散乱角から計算された散乱陽子の全エネルギーである。イベントが Σp 散乱であれば ΔE_{scat} は 0 になるべきである。この計算を全イベントに対して行うと図 1.7 の様な分布が得られる事が第 2 章で詳しく説明する Geant4 simulation から予想される。

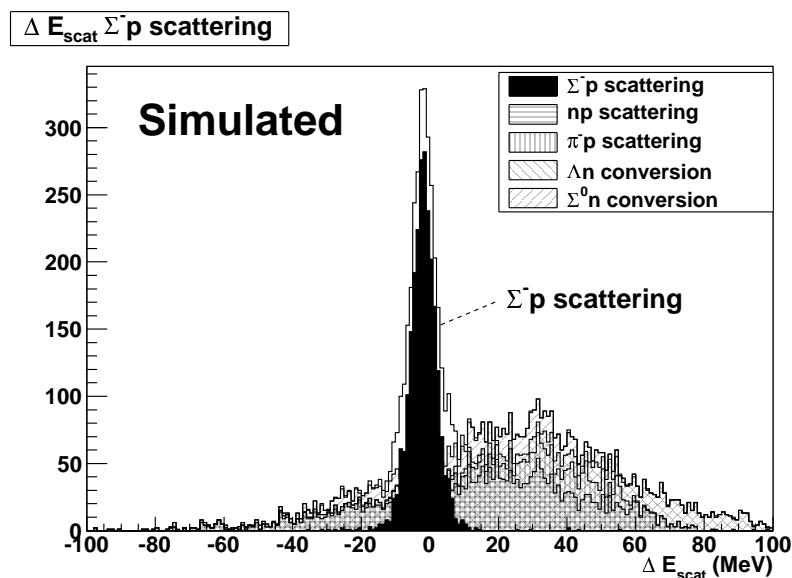


図 1.7: Σ^-p 散乱に対する ΔE_{scat} 分布：中心に見られるピークが Σ^-p 散乱のピークに相当する。図は既に全てのバックグラウンド除去を行った後のプロットである。最終的にはエネルギー領域を選択して Σ^-p 散乱イベントを選び出す。

図中の 0 付近に見られるピークが Σp 散乱のイベントに相当する。バックグラウンドとエネルギー領域が重なるため最終的にはエネルギー領域のカットを行い散乱イベントを選択する。バックグラウンド事象の除去に関しては第 2 章で、期待される幅の議論に関しては第 3 章で述べる。

1.3.4 実験目標

本実験は Σ^-p 散乱から行う予定である。 Σ^- は陽子の崩壊チャンネルを持たないため崩壊陽子のバックグラウンドが存在せず実験的に Σ^+p 散乱よりも確実性がある。そのため、最初に Σ^-p 散乱実験を確実に成功させ新しいYN 散乱実験の手法を確立させることが重要となる。 Σ^-p 散乱で実験手法と解析手法を十分に整理し、問題点を克服してからより困難な Σ^+p 散乱実験を行う。

最終的に得られると予測される微分断面積を図 1.8 に示す。 Σ^+p 散乱のチャンネルでは

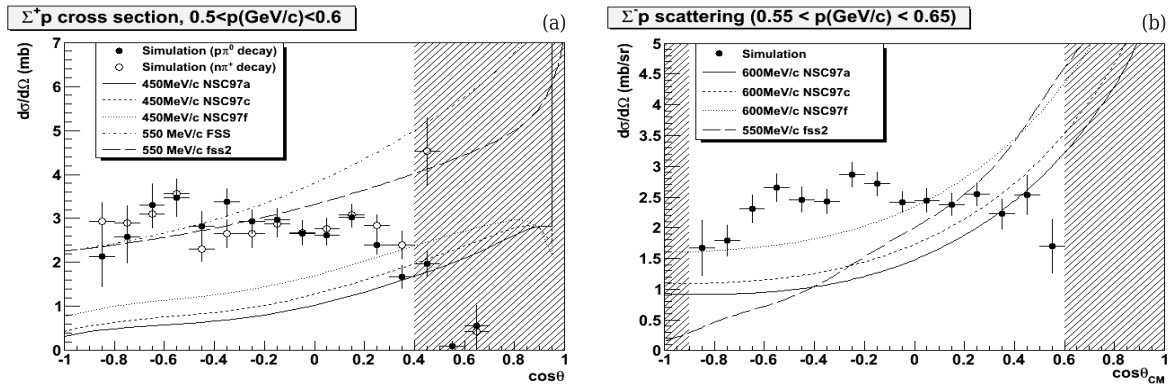


図 1.8: 予測される Σ^+p 散乱の散乱微分断面積：(a) が Σ^+p 散乱、(b) が Σ^-p 散乱の散乱微分断面積をそれぞれ示している。図中には統計誤差のみを誤差棒として表示している。この程度の精度を以てすれば、 Σ^+p 散乱チャンネルでは確実に NSC と fss が予測する断面積を区別でき、 Σ^-p 散乱チャンネルでは理論モデルが予測する微分断面積の散乱角度に対する傾向の確認が出来る。

期待される統計誤差の大きさが NSC と fss の予測する微分断面間の差よりも小さいため 2 つのモデルを区別できる。 Σ^-p 散乱チャンネルでは理論モデルが予測する微分断面積の散乱角度に対する傾向の確認が出来る。本実験での目標統計精度は微分断面積の各点につき 10 % であり、この統計精度を以てすれば図 1.8(a) 内の 2 つモデルを 5σ で区別する事が出来る。

1.4 本論文の目的

本論文では実験手法及び解析手法の議論と Fiber Tracker に関する R&D の状況を述べる。実験手法と解析手法に関しては Geant4 simulation の結果を用いて第 2 章で議論する。Fiber Tracker の R&D に関しては、試作検出器の作成とその性能評価を第 3 章で、Fiber Tracker の読み出し回路の開発とその読み出し手法を第 4 章で論ずる。

第2章 Geant4によるモンテカルロシミュレーション

Geant4 内に、想定している Σ^p 散乱実験のセットアップをモデル化、実験手法及び解析手法の妥当性を評価する。本章では Σ^-p 散乱に関して期待される検出器の性能及び Σ^-p 散乱の同定手法について述べる。具体的な simulation 及び解析項目を以下に示す。

- SKS spectrometer による Σ^- ビームの運動量測定
- 散乱陽子検出システムによる散乱陽子、及び π^- の検出
- 各散乱事象の同定

これらの項目に関して、simulation と解析を行いその結果を述べる。

2.1 SKS による Σ^- ビームの運動量測定精度

Σ^- は $\pi^-p \rightarrow K^+\Sigma^-$ 反応で生成される。使用する π^- ビームの中心運動量は 1.325 GeV/c である。この運動量を選択した理由は Σ^- 生成断面積、運動量移行の大きさ、及び前方部分の生成断面積がどの程度大きいかの 3 つの兼ね合いである。 Σ^- の生成断面積分布は図 2.1 に示すように、1.325 GeV/c では散乱 K^+ の角度で後方ピークになる前であり、前方方向に断面積を残している。1.325 GeV/c に於ける Σ^- の生成断面積は 245 μb である。

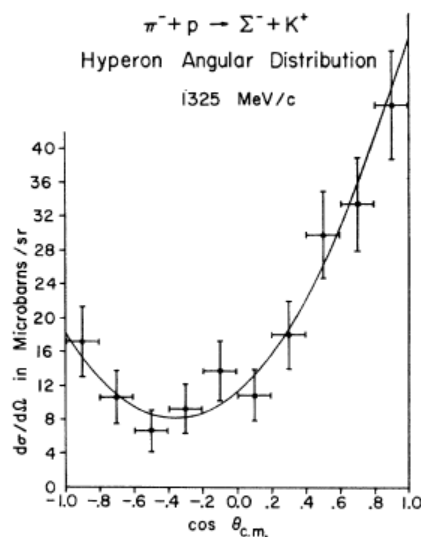


図 2.1: Σ^- 生成断面積 : 1.325 GeV/c に於ける $\pi^-p \rightarrow K^+\Sigma^-$ 反応に対する Σ^- の生成断面積 [12]。 θ_{CM} は重心系での Σ^- 生成角度を示す。

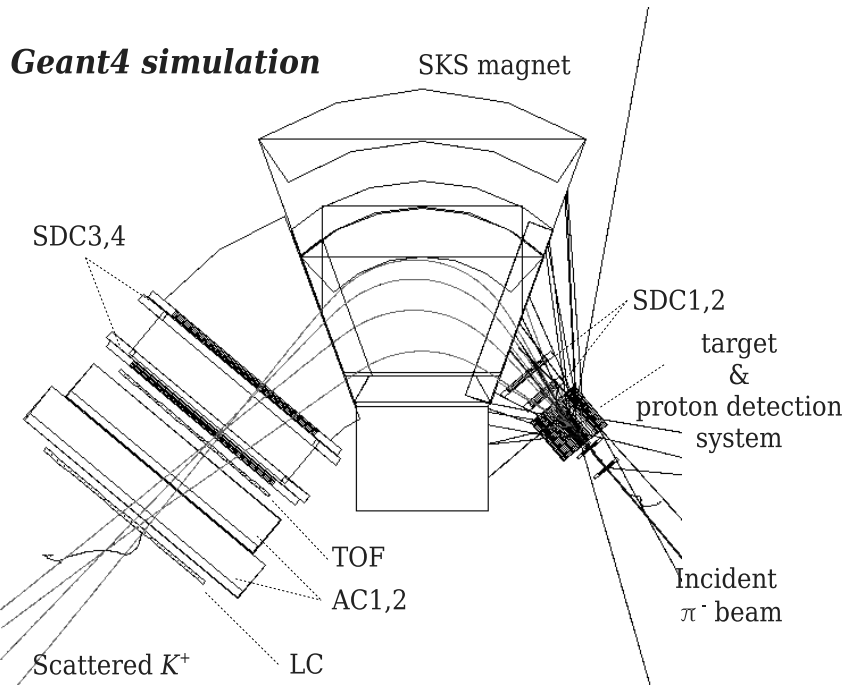


図 2.2: Geant4 内で構成している実験セットアップ：上流側から 2 台の MWDC(BC3,4)、水素標的、2 台の DC(SDC1,2)、SKS マグネット、2 台の DC(SDC3,4)、TOF、2 台のアエロジェルチェレンコフカウンター (AC1,2)、ルサイトチェレンコフカウンター (LC) が配置されている。図内では入射 π^- 及び散乱 K^+ が表示されている。

本実験では Σ^- と散乱陽子に対する二体散乱の運動学を解くために Σ^- ビームの運動量ベクトルを知る必要がある。そのために、ビーム π^- 及び散乱 K^+ それぞれの標的への入射角と運動量を求め、 Σ^- の運動量ベクトルを決定する。simulation 内では $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ 反応に従う π^- と K^+ をそれぞれ生成している。その際には図 2.1 に示す 1.325 GeV/c に於ける生成断面積を用いて現実的な分布で各粒子を生成している。ただし π^- の運動量は 1.325 GeV/c に固定する。Geant4 simulation 内に構成されている実験セットアップを図 2.2 に示す。上流側には入射 π^- の飛跡を検出するための MWDC(BC3,4) と標的を配置する。標的後方に、SKS マグネットを挟んで散乱 K^+ の飛跡を検出するための 4 台の DC(SDC1,2 及び SDC3,4)、TOF、エアロジェルチェレンコフカウンター (AC1,2)、ルサイトチェレンコフカウンター (LC) を配置する。Geant4 simulator が返す各粒子の位置情報を適当なチェンバーの位置分解能を仮定して幅を持たせ、実際に解析プログラムを利用して Σ^- の missing mass を得る。現在チェンバーの位置分解能は全てのチェンバーに対して 200 μm を仮定している。解析によって得られた Σ^- の missing mass 分布、散乱 K^+ の散乱角度分布、 Σ^- の運動量分布、及び散乱 K^+ の運動量分布を図 2.3 に示す。図 2.3 を求める際には TOF まで散乱 K^+ が到達していることを要求している。またカット条件としてビーム軸方向の散乱点を標的長 (300 mm) ± 5 mm 内に要求する。 Σ^- の missing mass 分解能は 2.13 MeV/c² であり、標的内でのエネルギー損失によって高エネルギー側へ裾を引いている。散乱 K^+ に対する acceptance は散乱角の小さい方は $\sin(\theta)$ の重みで下がっており、大きい方は SKS の acceptance で切れている。1.325 GeV/c の π^- ビームを用いると Σ^- ビームの運動量に対して 0.48 GeV/c から 0.65 GeV/c まで SKS の acceptance があることが分かる。またこの時の標的前後のチェンバーの角度分解能を図 2.4 に示す。水平方向の角度分解能は 4.5 mrad である。

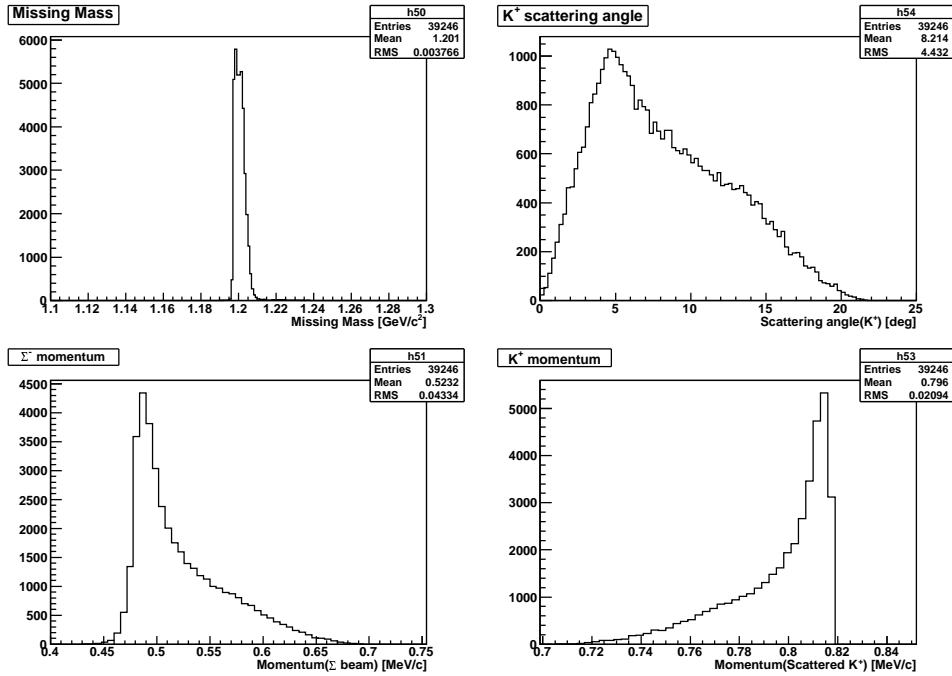


図 2.3: SKS spectrometer によって tag された散乱 K^+ 及び Σ^- : Σ^- の missing mass 分布は主に標的内のエネルギー損失によって多少の幅を有する。散乱 K^+ の散乱角分布の最も高い部分が Σ^- 及び K^+ の運動量の最頻値に対応する。

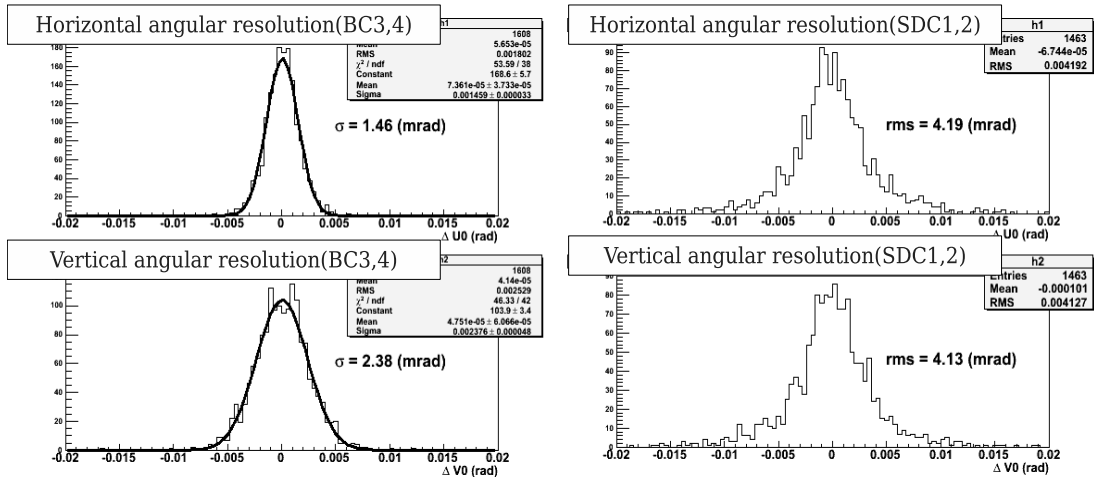


図 2.4: 標的前後のチェンバーの角度分解能：左が beam line 側のチェンバーの角度分解能。右が SKS 側のチェンバーの角度分解能。

Σ^- の初期運動量 ($p_{\Sigma measure}$) が解析によって求めたので、Geant4 が実際に生成している運動量 ($p_{\Sigma G4}$) との差 ($\Delta p_{\Sigma} = p_{\Sigma measure} - p_{\Sigma G4}$) を取って運動量分解能を見積もる。同様にして Σ^- の生成角度についても角度分解能 ($\Delta \theta_{\Sigma} = \theta_{\Sigma measure} - \theta_{\Sigma G4}$) を求める。 Σ^- の運動量 (p_{Σ^-}) と散乱角度 (θ_{Σ^-}) は以下の式に従う。

$$p_{\Sigma^-} = \sqrt{p_{\pi^-}^2 + p_{K^+}^2 - 2p_{\pi^-} p_{K^+} \cos(\theta)}$$

$$\theta_{\Sigma^-} = \text{asin}\left(\frac{p_{K^+} \sin(\theta)}{\sqrt{p_{\pi^-}^2 + p_{K^+}^2 - 2p_{\pi^-} p_{K^+} \cos(\theta)}}\right)$$

p_{π^-} と p_{K^+} はそれぞれ beam line spectrometer と SKS spectrometer で測定される量であり、決定にはマグネット中の飛跡を含めた tracking が必要となる。ただし simulation 内では p_{π^-} はわかっている値 (1.325 GeV/c) として計算している。散乱 K^+ の散乱角度は標的前後のチェンバー (BC3,4 及び SDC1,2) によって決定される。求められた Δp_{Σ^-} 及び $\Delta \theta_{\Sigma^-}$ を図 2.5 に示す。この図より Δp_{Σ^-} 及び $\Delta \theta_{\Sigma^-}$ は、それぞれ $\sigma = 6.09 \pm 0.03$ MeV/c 及び $\sigma = 0.34 \pm 0.04$ deg であるとわかる。この時の $\Delta p_{\Sigma^-}/p_{\Sigma^-}$ は、 Σ^- の運動量の最頻値である 0.5 GeV/c に対して 1.2×10^{-2} である。SKS の $\Delta p/p$ を 3.8×10^{-3} と考え、simulation から求められたチェンバーの角度分解能 4.5 mrad を用いると期待される $\Delta p_{\Sigma^-}/p_{\Sigma^-}$ は 6.4×10^{-3} であり、得られた $\Delta p_{\Sigma^-}/p_{\Sigma^-} = 1.2 \times 10^{-2}$ はそれよりも悪い値である。これは標的内でのエネルギー損失を考慮していないためである。水素標的内での K^+ のエネルギー損失は $\sigma(T_{K^+}) = 3.54$ MeV であり (T は運動エネルギー)、水素標的内でのエネルギー損失による ΔP_{K^+} は $\sigma(P_{K^+}) = 4.16$ MeV/c である。 $\sigma(T_{K^+})$ と $\sigma(P_{K^+})$ は以下の関係式で結ばれる。

$$\sigma(P_{K^+}) = \frac{dP_{K^+}}{dT_{K^+}} \sigma(T_{K^+})$$

$$\frac{dP_{K^+}}{dT_{K^+}} = \frac{T_{K^+} + M_{K^+}}{\sqrt{T_{K^+}^2 + 2M_{K^+}T_{K^+}}}$$

P_{π^-} を 1325 MeV/c、 P_{K^+} を 810 MeV/c、及び散乱 K^+ の散乱角を 5 度としたときの、 ΔP_{Σ^-} に対する ΔP_{K^+} からの寄与は $\sigma = 4.06$ MeV/c と計算される。 ΔP_{Σ^-} は以下の式から導出される。

$$\Delta P_{\Sigma^-} = \frac{dP_{\Sigma^-}}{dP_{K^+}} \sigma_{P_{K^+}}$$

$$\frac{dP_{\Sigma^-}}{dP_{K^+}} = \frac{P_{K^+} - P_{\pi^-} \cos(\theta)}{\sqrt{P_{\pi^-}^2 + P_{K^+}^2 - 2P_{\pi^-}P_{K^+} \cos(\theta)}}$$

ここで、 θ は散乱 K^+ の散乱角である。よって、 ΔP_{Σ^-} に対する SKS spectrometer からの寄与は $\sigma = 4.46$ MeV/c であると算出され、この時の $\Delta p_{\Sigma^-}/p_{\Sigma^-}$ は $\sigma = 8.92 \times 10^{-3}$ である。 ΔP_{Σ^-} に対する水素標的内でのエネルギー損失からの寄与と、SKS spectrometer からの寄与が同程度であることから、実際の実験の解析では水素標的内でのエネルギー損失の補正は必須であることが分かる。

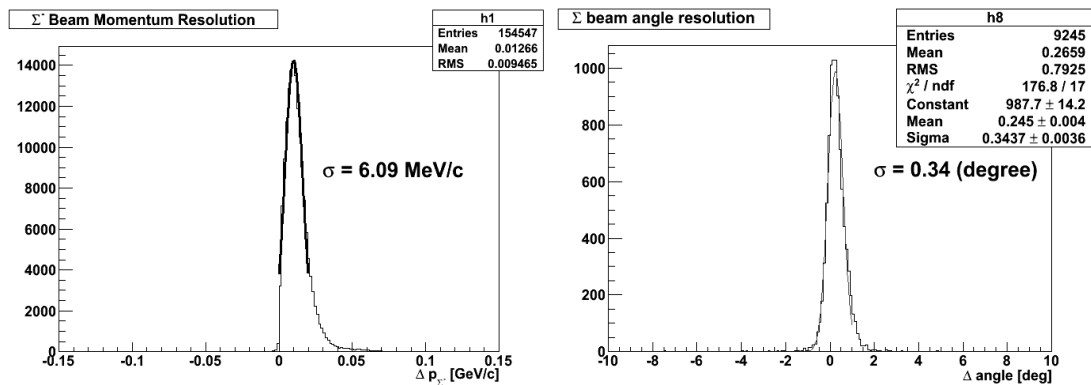


図 2.5: Σ^- ビームの運動量と角度の分解能：ガウスフィッティングの結果から Δp_{Σ^-} の幅は $\sigma = 6.09$ MeV/c と分かり、 $\Delta \theta_{\Sigma^-}$ は $\sigma = 0.34$ deg であると分かる。

2.2 標的を囲う飛跡検出器による陽子及び π 中間子測定

本節では図 2.2 の標的部分に示されている散乱陽子検出システムについて述べる。その中でも特に Fiber Tracker について集中的に議論する。simulation 内では実験手法と解析手法の確認のために Σ^-p 散乱以外に、バックグラウンド事象も同時に生成している。バックグラウンドに関する議論は次節で行い、本節では Σ^-p 散乱で散乱された陽子と崩壊 π がどのように検出されるかを示す。

散乱陽子に対する検出器の acceptance Σ^-p 散乱の運動学を解くためには散乱陽子の全エネルギーと散乱角度を知る必要がある。全エネルギーはカロリメータで測定されるため、カロリメータまで届かない陽子に関しては検出できない。 Σ^-p 散乱に対する全散乱陽子とカロリメータまで届いた陽子の分布を図 2.6 に示す。この分布は Geant4 内の virtual detector で測定した結果ではなく、 Σ^-p 散乱を生成したときの陽子の運動量とエネルギーを示している。図 2.6 から、運動エネルギーで 30 MeV から 120 MeV 程度までの散乱陽子に対する感度があることが分かる。この陽子のエネルギー分布に対応する Σ^- の散乱角度分布を図 2.7 に示す。 Σ^- の散乱角 (θ_{Σ^-}) で $-0.8 < \cos(\theta_{\Sigma^-}) < 0.6$ の範囲に acceptance があることが分かる。

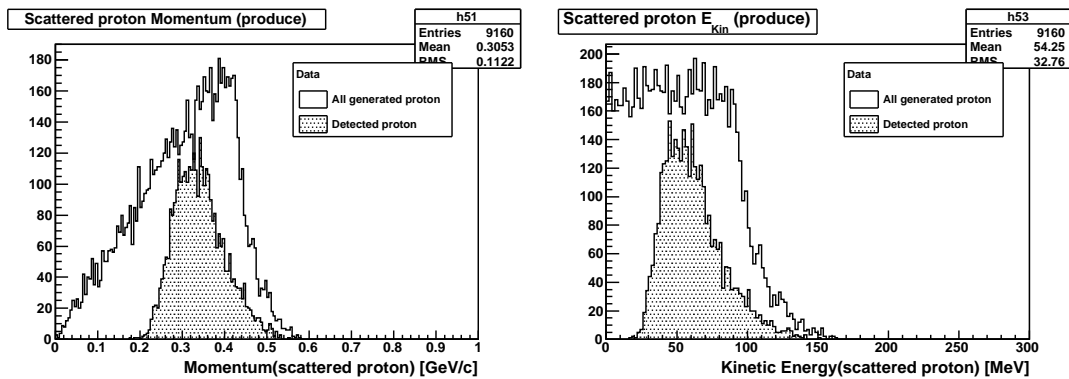


図 2.6: 左が散乱陽子の運動量分布を示し、右が散乱陽子のエネルギー分布を示す。陽子のエネルギーで 30 MeV から 120 MeV 程度までの範囲に感度があることが分かる。

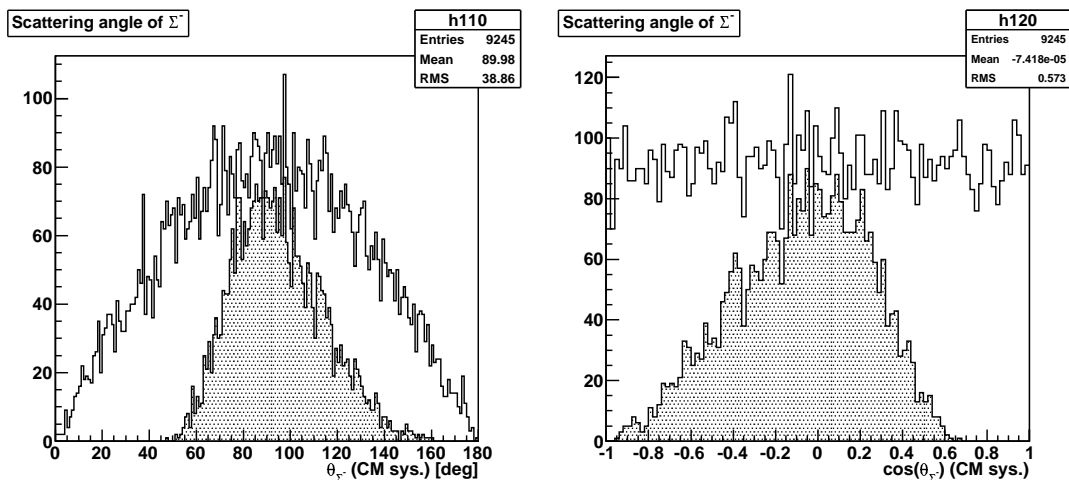


図 2.7: 検出された陽子に対応する Σ^- の散乱角分布：左が散乱 Σ^- の散乱角度分布、右が散乱 Σ^- の $\cos(\theta_{\Sigma^-})$ にそれぞれ対応する。 Σ^-p 弾性散乱に対する感度は $-0.8 < \cos(\theta_{\Sigma^-}) < 0.6$ であることが分かる。

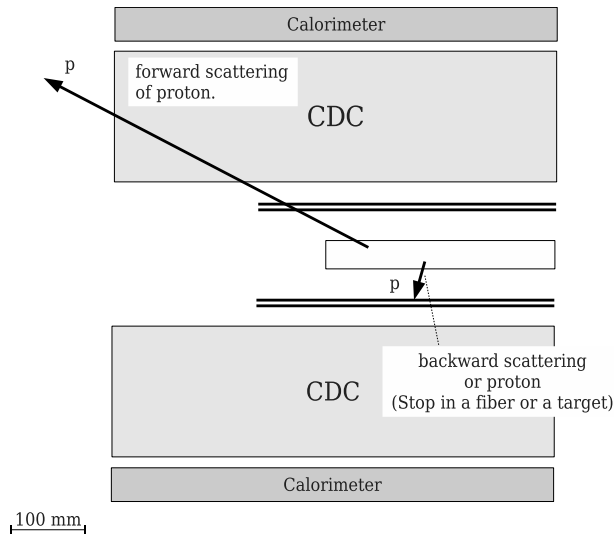


図 2.8: 検出できない散乱イベント：前方に散乱する陽子は検出器の acceptance 外であるため検出できない。また散乱角の大きい陽子はエネルギーが低いため fiber や真空膜、及び断熱材中で止まってしまいカロリメータに届かない。

陽子に対する感度は2つに要素によって決まっている。ひとつは検出器の覆う面積であり、もうひとつは散乱陽子の持つエネルギーである。検出できないイベントの模式図を図 2.8 に示す。図に示すように検出器が前方方向に対して開いているため陽子の前方散乱は検出することが出来ない。このようなイベントは Σ^- の散乱角が大きい部分に相当する。また陽子の後方散乱では陽子のエネルギーが低いため fiber や真空膜、及び断熱材で止まってしまい、カロリメータまで到達しない。このようなイベントは Σ^- の散乱角が小さい部分に相当する。よって、図 2.6 の分布が最終的な Σ^-p 散乱の微分断面積を測定できる散乱角の範囲となる。

$\Delta E-E$ 分布 散乱陽子検出システムには陽子の他に $\Sigma^- \rightarrow \pi^- n$ 崩壊によって生じる π^- も同時に入射する。 π^- の散乱角度を知ることによって中性子の運動量を計算することが出来、後述する np 散乱のバックグラウンド除去に利用する。陽子と π^- は検出器に同時に入射するため、時間情報からは区別できず他の情報が必要となる。本実験では Fiber Tracker でのエネルギー損失 ΔE 及び、カロリメータで測定されたエネルギーの相関図である $\Delta E-E$ 分布によって陽子と π^- に対する粒子識別を行う。

π^- は運動量が高いためカロリメータで止めて全エネルギーを測定することは現実的でない。そのため、陽子と π^- の fiber に対するエネルギー損失の大きさの違いを利用する。陽子はエネルギーが低いため fiber 内でのエネルギー損失が大きくまた β によってその大きさも変化する。対して π^- は Minimum Ionizing Particle (MIP) であるため常に一定のエネルギー損失を示す。図 2.9 に fiber 1 本当たりのエネルギー損失の分布を示す。黒点が陽子のバンドに対応し、灰色の点が π^- のバンドに対応する。図 2.9(a) から (d) の順で 1st layer X 面、1st layer Y 面、2nd layer X 面、2nd layer Y 面に対応する。後ろの layer 程陽子の β が小さくなりエネルギー損失が大きくなっていることが分かる。しかし、この分布だけでは陽子と π^- のバンドは重なってしまっているため、 π^- と陽子が区別できない。そこで全ての layer でのエネルギー損失の和を取った相関図を作成し、それを図 2.10 に示す。この分布が我々が本論文内で $\Delta E-E$ 分布と呼ぶものである。図内では陽子のバンドと π^- のバンドが分離しているのが分かる。実際の実験ではこの分布上に適当な閾値を設け陽子と π^-

の分離を行う。現在 Geant4 内では検出器のエネルギー分解能は考慮していないため、各バンド幅は Geant4 simulator が作り出す物理プロセスのみに依存している。そのため、実際の検出器ではどの程度分解能が悪化するかわかる必要があり、第3章で実際の検出器に於ける $\Delta E-E$ 分布について議論する。

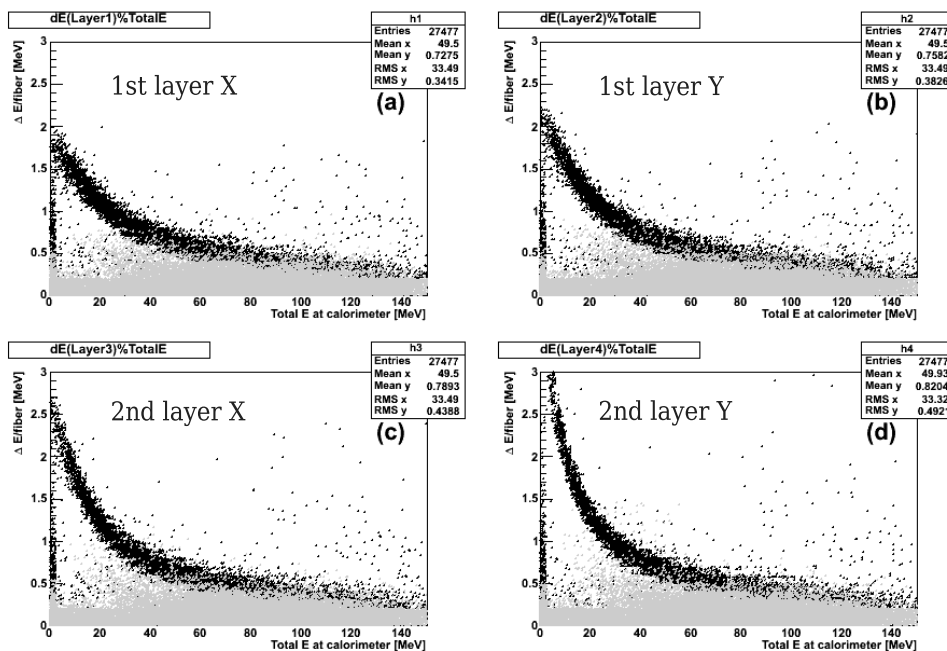


図 2.9: fiber 1 本当りのエネルギー損失：黒点のプロットが陽子のバンドに対応し、灰色点のプロットが π^- のバンドに対応する。(a) から (d) の順で 1st layer X 面、1st layer Y 面、2nd layer X 面、2nd layer Y 面に対応する。

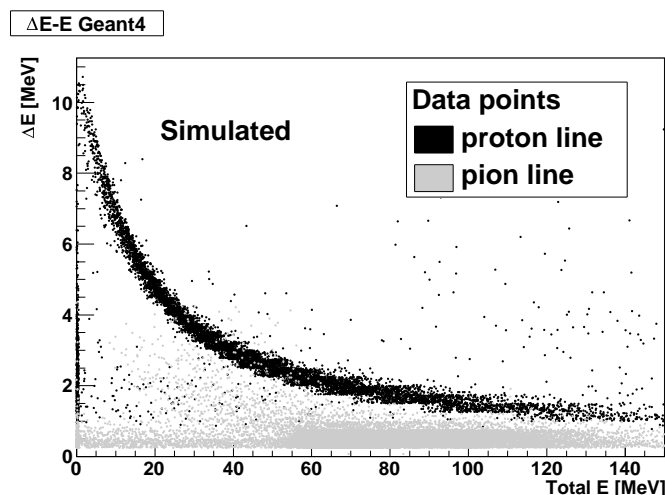


図 2.10: Geant4 simulation で得られた $\Delta E-E$: 陽子のバンドと π^- のバンドが分離していることが分かる。

2.3 Geant4内でのバックグラウンド生成手順

本実験では液体水素標的を用いるため陽子以外の標的が存在せず、他の標的からのバックグラウンドが存在しない。その代わりに、 Σ^- の崩壊によって生じる中性子及び π^- と標的陽子との散乱がバックグラウンド事象となる。具体的なバックグラウンド事象を表 2.1 にまとめる。本節では Geant4 simulation 内で生成しているバックグラウンドについて述べる。

表 2.1: Σ^- p 散乱チャンネルに於けるバックグラウンド事象

Σ^- p \rightarrow Λ n 非弾性散乱	Σ^- p \rightarrow Λ n $\Lambda \rightarrow \pi^-$ 'p'
Σ^- p \rightarrow Σ^0 n 非弾性散乱	Σ^- p \rightarrow Σ^0 n $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma, \Lambda \rightarrow \pi^-$ 'p'
Σ^- の崩壊粒子と陽子との散乱	
np 散乱	$\Sigma^- \rightarrow \pi^-$ n np \rightarrow n'p'
π^- p 散乱	$\Sigma^- \rightarrow \pi^-$ n π^- p $\rightarrow \pi^-$ 'p'

Geant4 simulation 内では Σ^- p 散乱の他に表 2.1 に示す反応を全て生成している。その生成手順は図 2.11 に示す通りである。生成した Σ^- が崩壊するまでの間は Σ^- p 散乱と Σ^- p \rightarrow Λ n, Σ^0 n 非弾性散乱の発生を試行しつづける。それぞれの散乱の発生が確定したら散乱イベントを発生させ、その後 Σ^- の崩壊イベントを発生させる。この過程内では Σ^- の崩壊によって生じた π^- や中性子と、標的陽子との散乱は試行しない。 Σ^- が散乱を起こさずに崩

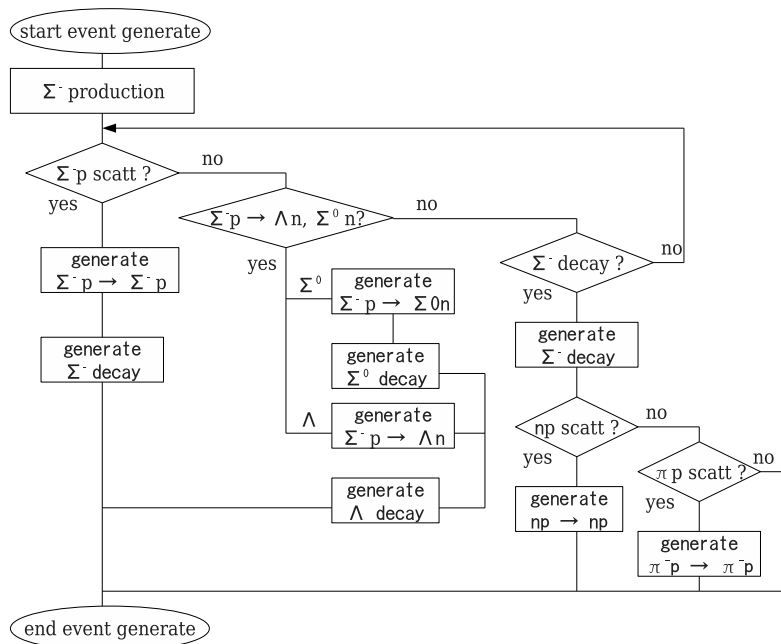


図 2.11: イベント生成のフローチャート: Σ^- 生成後 Σ^- が崩壊するまで Σ^- p 散乱と Σ^- p \rightarrow Λ n, Σ^0 n 非弾性散乱の発生を試行する。何も反応せず Σ^- が崩壊した後は、np 散乱及び π^- p 散乱の発生を試行する。それでも何も散乱事象が発生しなかった場合、ただの Σ^- 崩壊イベントとして処理する。

壊した場合は np 散乱及び π^-p 散乱の発生を試行する。それでも何も散乱が発生しなかった場合はただの Σ^- の崩壊イベントとして処理する。それぞれの散乱イベントの発生を試行する際に考慮する断面積のうち、 np 散乱と π^-p 散乱に対しては現実的な断面積を用いている。 np 散乱では図 2.12 に示す fss2 モデルによって計算された全断面積及び微分断面積 [13] の両方を考慮して散乱イベントを発生させている。陽子もしくは中性子のエネルギーの小さい領域 (< 50 MeV) では np 散乱の全断面積は非常に高くなり、 np 散乱は全ての散乱事象中最大のバックグラウンドである。 π^-p 散乱で図 2.13 に示す断面積 [14] を考慮している。ただし、 π^-p 散乱の全断面積への寄与が最も大きい反応は $\pi^-p \rightarrow \pi^0 n$ 散乱であり、このような散乱は Fiber Tracker と CDC が捕らえることが出来ないため、simulation 内では π^-p 弾性散乱のみを考慮している。 π^-p 弾性散乱の全断面積は 20 mb 程度と np 散乱に比べ小さいため、simulation 内では角度依存性は考慮せず、重心系で等方に π^-p 散乱を生成している。 $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n, \Sigma^0 n$ 非弾性散乱では Σ^0 へのコンバージョンと Λ へのコンバージョン両方の断面積を 30 mb と仮定して、重心系で等方に生成している。

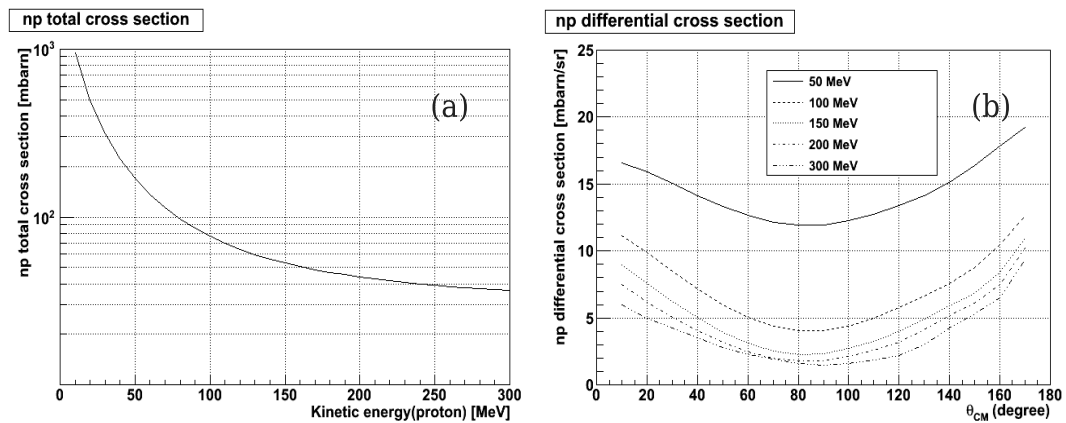


図 2.12: 考慮している np 散乱の断面積 [13] : (a) が np 散乱の全断面積、及び (b) がエネルギー毎の微分断面積。それぞれ fss2 モデルで計算されている。

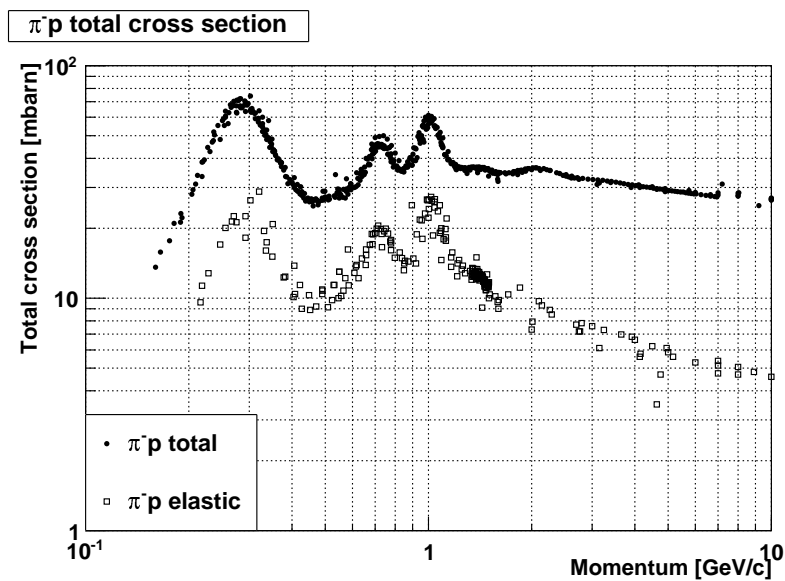


図 2.13: 考慮している π^-p 散乱の断面積 [14] : simulation 内では白い四角で表されている π^-p 弾性散乱のみを考慮にいれている。

2.4 バックグラウンド除去法

本実験では散乱点を直接観測しないため、散乱陽子がどの散乱起因であるか運動学の情報から類推する必要がある。散乱陽子の散乱角は図 2.14 のように決定される。解析者が知ることの出来る情報は Σ^- のベクトルと散乱陽子のベクトルだけであるため、常に Σ^- と散乱陽子の間の角度が陽子の散乱角となる。そのため、図 2.14(b) の様に Σ^- の崩壊で生じた中性子と陽子が散乱した場合でも、 Σ^- と散乱陽子の間の角度を散乱角として考える。このような散乱角は Σ^-p 散乱の運動学に対しては意味の無い量である。よって、 Σ^-p 散乱の散乱陽子は図 2.15 に示すように二体散乱の運動学に従って散乱角 θ と運動量の間に関連を持つが、バックグラウンド事象は相関無く広がる。しかしながら、必ず運動量領域がバックグラウンド事象と重なってしまうため、散乱陽子の情報のみでは Σ^-p 散乱を区別できない。そのため既に知っている他の粒子の情報を用いて散乱事象の区別を行う必要があり、本実験では ΔE_{scat} という分布を作成することで Σ^-p 散乱の同定を行う。

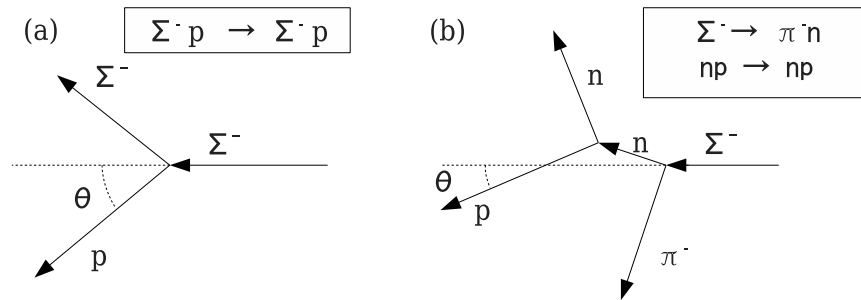


図 2.14: 散乱陽子に対する散乱角の定義：常に陽子と Σ^- のベクトル間の角度を散乱陽子の散乱角として考える。

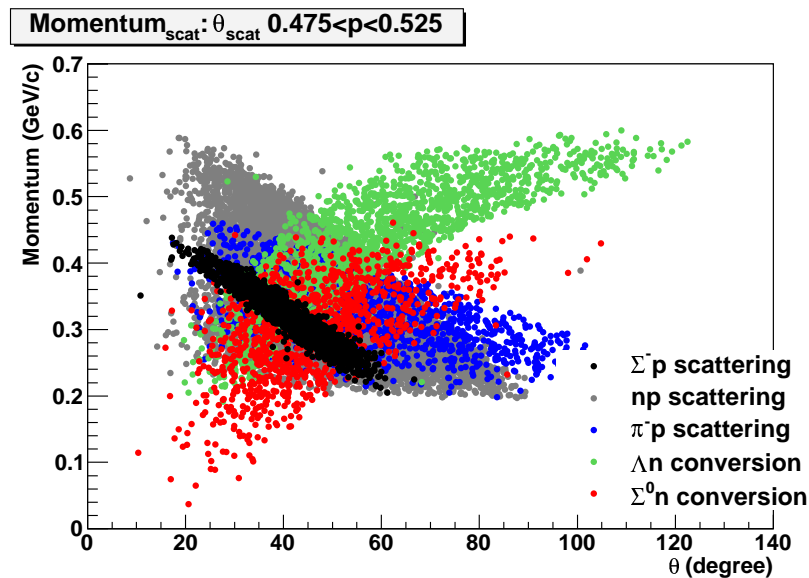


図 2.15: 散乱陽子の散乱角度と運動量の相関図：黒点が Σ^-p 散乱を示しており、灰色で描かれている np 散乱の領域に重なっている。

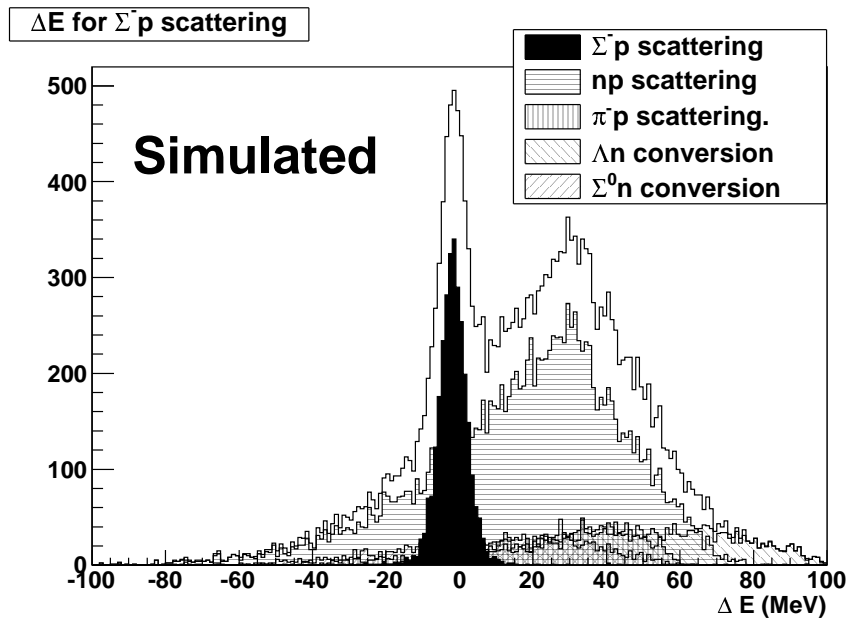


図 2.16: Σ^-p 散乱を仮定した場合の ΔE_{scat} 分布：中心の黒いピークが Σ^-p 散乱イベントである。

本節ではバックグラウンドをどのように除去するかについて、次に示すような順序で議論を行う。

- ΔE_{scat} の作成
 - 最近接距離カットによるバックグラウンド除去
 - ΔE_{np} による np 散乱除去

ΔE_{scat} の作成

ΔE_{scat} 分布の作成手順を以下に示す。

- 散乱陽子の fiber とカロリメータでのエネルギー損失の和を得る ($E_{measured}$)
- Fiber Tracker と CDC によって決定された陽子の散乱角度から陽子の計算エネルギーを得る (E_{calc})
- $\Delta E_{scat} = E_{measured} - E_{calc}$ を計算する。

E_{calc} を計算する際に仮定する散乱事象は Σ^-p 散乱であり、既に分かっている Σ^- ビームの運動量ベクトルと散乱陽子の散乱角から計算する。散乱イベントが Σ^-p 散乱であれば ΔE_{scat} は図 2.16 に示すように 0 になり、対してバックグラウンド事象は広い分布を取るため区別できる。図 2.16 には Geant4 simulation を行った結果をスケールすること無くそのまま示しており、実際の実験で期待される散乱イベント数の比を表している。この分布から更にバックグラウンドの除去を行うために、最近接距離のカット、np 散乱除去のための ΔE_{np} の作成を行う。

最近接距離カット まず最初に全てのイベントに対して Σ^-p 散乱を仮定し、 Σ^- の運動量ベクトルと陽子の運動量ベクトルから散乱点を導出する。散乱点は2つのベクトルが最も近づいた点として定められるため、散乱点を求めると、同時に2つのベクトル間の最近接距離が得られる。散乱イベントが Σ^-p 散乱であれば最近接距離は短くなるはずであり、逆にバックグラウンド事象に対して無理に Σ^- と陽子のベクトルを結ぼうとすれば最近接距離は長くなる可能性がある。simulation の解析結果から得られた Σ^- と陽子のベクトル間の最近接距離を図 2.17 に示す。 Σ^-p 散乱は最近接距離が 5 mm 以内の領域に集まっているのに対して、バックグラウンド事象は広く分布していることが分かる。最近接距離の閾値を 5 mm とすると、バックグラウンド事象の内約 38 % を除去でき、一方で Σ^-p 散乱の残存率は 96 % である。この方法で高い残存率を保ちながらおよそ 4 割のバックグラウンドを除去できる。

ΔE_{np} による np バックグラウンド除去 これまでは ΔE_{scat} を作成する際に Σ^-p 散乱を仮定してきたが、今度は np 散乱を仮定して ΔE_{np} を作成する。 ΔE_{np} を作成するためには陽子の運動量ベクトル以外に中性子の運動量ベクトルを知っている必要がある。中性子を直接検出することは出来ないが、 Σ^- の運動量ベクトルが分かっており、なおかつ崩壊 π^- の崩壊角を Fiber Tracker と CDC で決定しているため、 π^- が Σ^- の崩壊で生じたと仮定すると $\Sigma^- \rightarrow \pi^- n$ の運動学は一意に決まる。よって中性子と散乱陽子の運動量ベクトルから Σ^-p 散乱と同じ手順で ΔE_{np} が計算でき、図 2.18 のような分布を得る。np 散乱のイベントが 0 付近に集中しており、中性子を直接測定しなくても np 散乱を識別できることが分かる。しかしながら、必ず Σ^-p 散乱の一部と ΔE_{np} の領域が重なるため広いカットをかけることは出来ない。-8 MeV から 8 MeV の領域でカットをかけた場合、 Σ^-p 散乱の残存率は 86 % である。

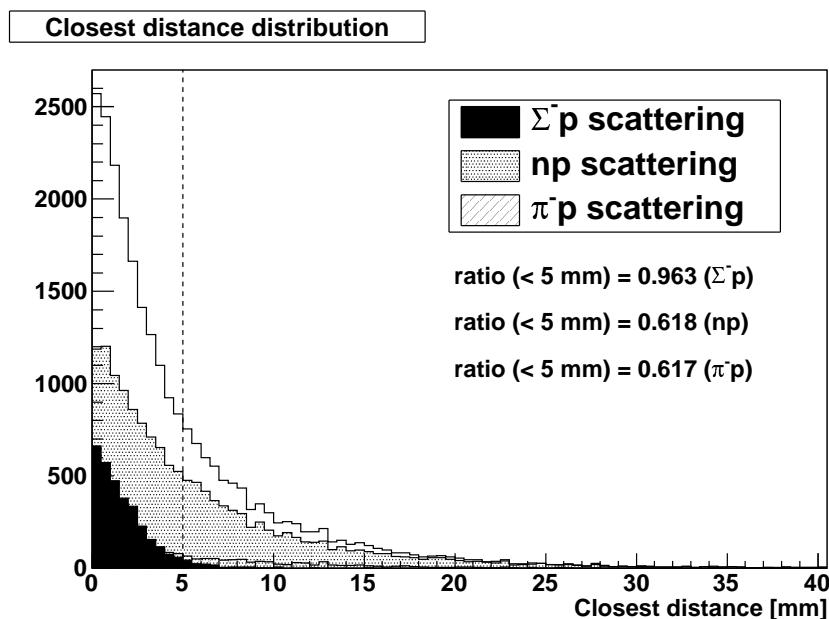


図 2.17: Σ^- と陽子のベクトル間の最近接距離： Σ^-p 散乱イベントは最近接距離が 5 mm 以内の領域に集まっているが、バックグラウンドは広く分布している。

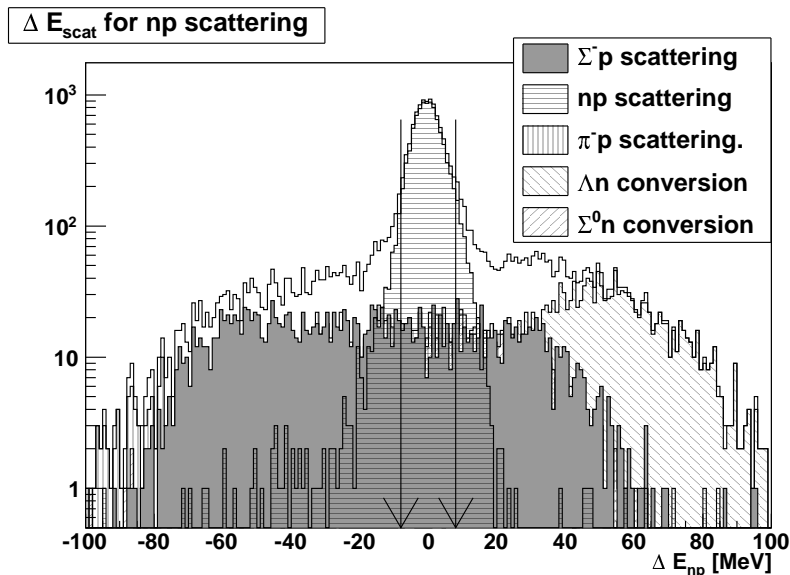


図 2.18: np 散乱を仮定した場合の ΔE_{scat} 分布 : 0 付近に np 散乱イベントが集まっており、 -8 MeV から 8 MeV の範囲を除去する。その際の Σ^-p 散乱の残存率は 86% である。

バックグラウンド除去後の ΔE_{scat} 分布 最近接距離カット及び ΔE_{np} による np 散乱除去によってどのように ΔE_{scat} が変化するかを図 2.19 に示す。最近接距離カットを行った図 2.19(b) ではバックグラウンド全体が減少していることが分かる。また ΔE_{np} カットを行った図 2.19(c) では np 散乱が中心的に除去されていることが分かる。最終的に 2 つのバックグラウンド除去を行うと図 2.19(d) の様な分布が得られる。図 2.19(d) に対してエネルギー領域カットを行うことで、 Σ^-p 散乱の数を見積もることが出来る。図 2.19 内の Σ^-p 散乱に対応するピークの幅は $\sigma = 3.7 \pm 0.1$ MeV である。この ΔE_{scat} の幅によって実験の目標統計量を求める事が出来る。 10^4 の統計量があれば微分断面の各点を統計精度 10% で求めることが可能となるため、本実験の目標統計量は各散乱チャンネル 10^4 イベントである。

simulation 内では検出器のエネルギー分解能を考慮していないので、 Σ^- ビームの運動量分解能、Fiber Tracker 及び CDC の角度分解能、標的内や真空膜及び断熱材でのエネルギー損失によって幅が決まっている。この幅が広がると、図 2.19(d) に対するエネルギー領域カットの範囲が広がってしまいバックグラウンド起因の統計誤差を増加させてしまうため、 ΔE_{scat} の幅は出来る限り細いことが望まれる。 Σ^- ビームの運動量決定分解能が $\sigma = 6.03$ MeV/c の幅を持っており、 ΔE_{scat} の幅への寄与は 1.1 MeV¹ である。この値に更に散乱陽子検出システムの分解能が加わるため、検出器の分解能は十分に良い必要がある。検出器の分解能に関しては第 3 章で述べる。

2.5 結論

Σ^-p 散乱実験の Geant4 simulation を行い、実験手法及び解析手法の確認とまとめを行った。simulation の結果より Σ^- の初期運動量決定精度は $\sigma = 6.03$ MeV/c、利用できる Σ^- ビームの運動量領域は 0.5 GeV/c から 0.65 GeV/c である事が分かった。散乱陽子検出システムの散乱陽子に対する感度は陽子の運動エネルギーで 30 MeV から 120 MeV 程度までで

¹ Σ^- の運動量が 0.5 GeV/c、 Σ^-p の CM 系 90 度散乱の場合

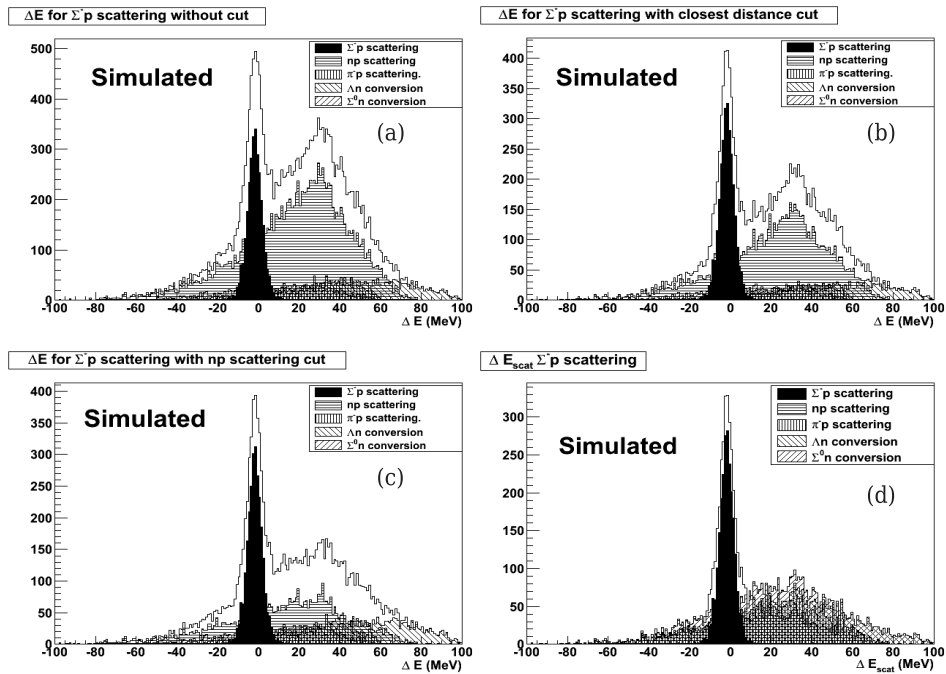


図 2.19: バックグラウンド除去による ΔE_{scat} 分布の変化: (a) はカット無しであり、実験時に期待される最初の ΔE_{scat} 分布である。(b) は最近接距離カット後であり、全体的にバックグラウンドが除去されている。(c) は ΔE_{np} による np 散乱除去の結果であり、np 散乱が減っていることが分かる。(d) は全てのバックグラウンド除去を行った結果であり、最終的に得られる分布となる。

あり、 Σ^- の散乱角度では $-0.8 < \cos(\theta) < 0.6$ の範囲に acceptance がある。simulation 内では現実的な断面積を考慮してバックグラウンド事象を作成し、最近接距離カットと ΔE_{np} カットを用いることで十分なバックグラウンド除去が可能な事を確認した。また、 ΔE_{scat} の幅は 3.7 ± 0.1 MeV であり、その内 Σ^- ビームの運動量決定精度からの寄与は 1.1 MeV であった。

第3章 Scintillation multi-fiber tracker

我々は第1章で紹介した Fiber Tracker の試作機を作成して東北大学サイクロトロン RI センター（以下 CYRIC）に於いて試験実験を行い、その性能評価を行った。実験は2010年6月に CYRIC の41 コースに於いて行われ、運動エネルギー 77.8 MeV の陽子を 130 μm のポリエチレン標的に照射し、陽子-陽子（以下 pp）散乱及び陽子-炭素（以下 pC）散乱によって散乱された陽子を二台の試作検出器を用いてそれぞれ測定した。本章では試験実験とその解析結果について述べる。

3.1 Fiber Tracker への要求性能

第2章で既に述べたように、 Σp 散乱実験では Fiber Tracker で散乱陽子の全エネルギーと散乱角及び崩壊 π の散乱角をそれぞれ測定する。これらの情報を用いて運動学を解き Σp 散乱とバックグラウンド事象を区別する。そのため、第2章で述べた Geant4 simulation の結果から以下のような性能が Fiber Tracker には求められる。

- ΔE - E 分布上で π と陽子のバンドが 5σ で分離すること
- 角度分解能が $\sigma = 1.0$ 度程度であること。
- 高い検出効率を有すること。

これらの性能の悪化は収量と S/N 比に影響を及ぼす。Fiber Tracker には陽子と π が同時に入射する。そのため正しく運動学を解くには陽子と π の識別が不可欠である。 π と陽子の識別は第2章で述べたとおり図 3.1 の様な fiber 及びカロリメータでのエネルギー損失の情報から作成される ΔE - E 分布を用いて行われる。fiber のエネルギー分解能が悪く、エネルギー分布が縦軸方向にぼやけると π と陽子を区別できなくなる。2つの粒子の識別が十分でない場合そのようなイベントは捨てなければならず、収量を減らすこととなる。角度分解能は Σp 散乱とバックグラウンド事象との S/N 比に影響を与える。第2章で述べたように、解析者は運動学を解いた結果として Σp 散乱に対応する ΔE_{scat} 分布を得る。 ΔE_{scat} は以下の式で求められる。

$$\Delta E_{scat} = E_{measured} - E_{calc}$$

この際 Σp 散乱のイベントは図 3.2 内に見られるようなピークを作る。 E_{calc} は測定された散乱角度によって求められるため、 ΔE_{scat} のエネルギー分解能は Fiber Tracker の角度分解能に依存する。角度分解能が悪くなれば Σp 散乱の S/N 比が悪化し統計誤差を大きくする。

荷電粒子の検出効率はそのまま収量に関係する。陽子と π の2つの粒子を同時に検出するため、1つのイベントに対する検出効率は各 layer の検出効率の積の二乗となる。十分な収量を得るためには各 layer は高い検出効率を有する必要がある。

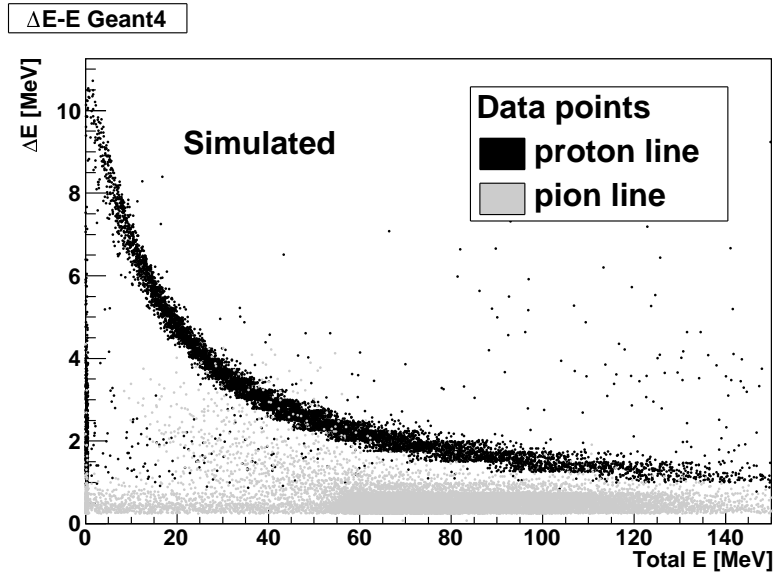


図 3.1: Geant4 simulation から得られる ΔE - E 分布：黒のバンドが陽子、灰色のバンドが π をそれぞれ示す。

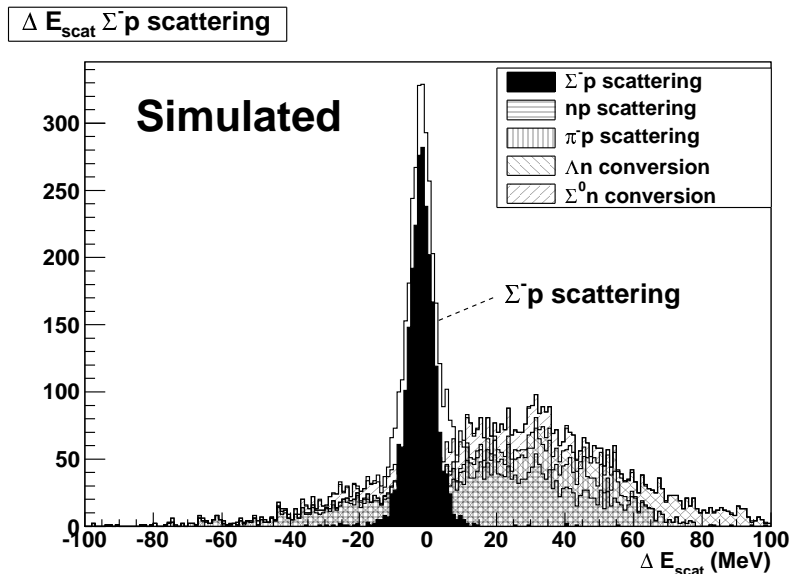


図 3.2: Geant4 simulation から得られるエネルギー分布：中心のピークが Σ^-p 散乱に相当する。幅が細いほど S/N 比は改善する。

3.2 小型半導体光検出器 MPPC

scintillation fiber の読み出しには小型の半導体光検出器（総称 PPD）の一種である Multi-Pixel Photon Counter（以下 MPPC）を採用する。MPPC は浜松ホトニクス社の製品名である。MPPC は非常に小型の（数十 μm 角）Avalanche Photo Diode (APD) を数 mm 角の光電面上に敷き詰めた検出器であり、ガイガーモードで動作する。1 つの APD から出力される電荷は以下の式に従う。

$$Q = C_{\text{pixel}} \times (V_{\text{op}} - V_{\text{bv}})$$

Q は APD から出力される電荷量、 C_{pixel} は APD の静電容量、 V_{op} は MPPC に印加している逆バイアス電圧、及び V_{bv} はガイガー放電の止まる降伏電圧を示す。一定の温度条件下であれば C_{pixel} 、 V_{op} 、及び V_{bv} は一定であるため入射光子のエネルギーによらず必ず同じ電荷量を出力する。この特性より MPPC の出力は図 3.3 に示すように検出した光子の数を明確に表す分布を示す。また、MPPC は PMT と同等の速い応答速度を有しかつ小型で安価であるという特徴を有する。MPPC の採用により各 fiber の個別読み出しを安価にかつ小スペースで実現する。また、MPPC は半導体検出器のため磁場の影響を受けず、スペクトロメータ磁石の直近であっても磁気シールドを必要としない。このように MPPC の採用は集積度の非常に高い検出器の作製を可能にする。

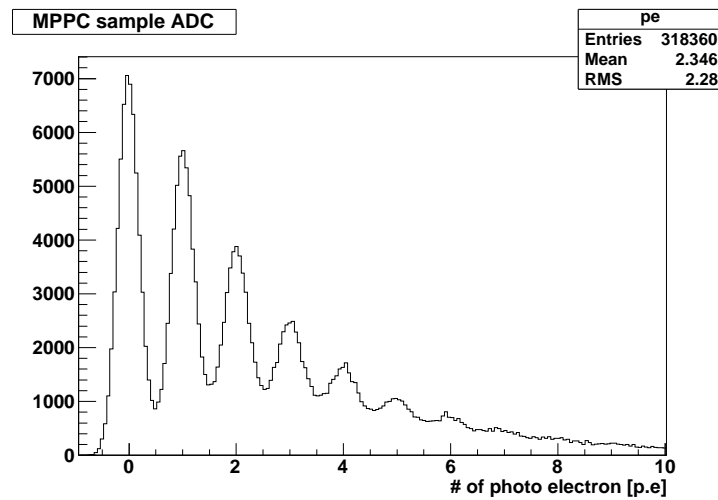


図 3.3: MPPC の光電子分布：横軸は MPPC の出力を示している。光電子数を反映したピークが存在することが分かる。

scintillation fiber と MPPC の組み合わせは、高密度な検出器を実現すると同時に Silicon Strip Detector (SSD) やガスチェンバーには無い利点を有する。それは信号が速いため trigger に参加できるということである。Fiber Tracker とハイペロン生成 trigger との coincidence を取ることにより、より確実に散乱イベントをタグできる。Fiber Tracker が生成する trigger によって DAQ への負担を減らし大強度ビームでも実験が可能になる。

3.2.1 入射光子に対する MPPC の応答特性

PMT と MPPC の違いの一つとして多量の光子入力に対する応答の違いが挙げられる。PMT は光電面が連続的な面の構造を持つ。一方で MPPC はピクセル化された小型の APD が敷き詰められているという構造を持つ。MPPC の出力が検出した光電子数に対して明確に分かれる性質 (photon counting 能力) は APD が入力電荷に寄らず常に一定の電荷を出力するためであるが、これは 1 つの APD に同時に複数の光子が入射した場合でも 1 光子分の電荷しか出力されないと言う事を意味している。また、一度ガイガー放電を起こしクエンチした APD は再充電までの間は入射光子に対して不感となる。そのため、MPPC は光電面上に配置されている APD の数 (ピクセル数) に応じて、入射光子数に対する飽和性を持つ。MPPC の入射光子数に対する飽和の様子を図 3.4 に示す [15]。

入射光子数が増加すると同じ APD に光子が 2 つ以上入射する確率が増加するため、入射光子に対して出力される光電子数が比例関係から外れる。図中の PDE は Photon Detection

(100ピクセルのMPPCについての理論値)

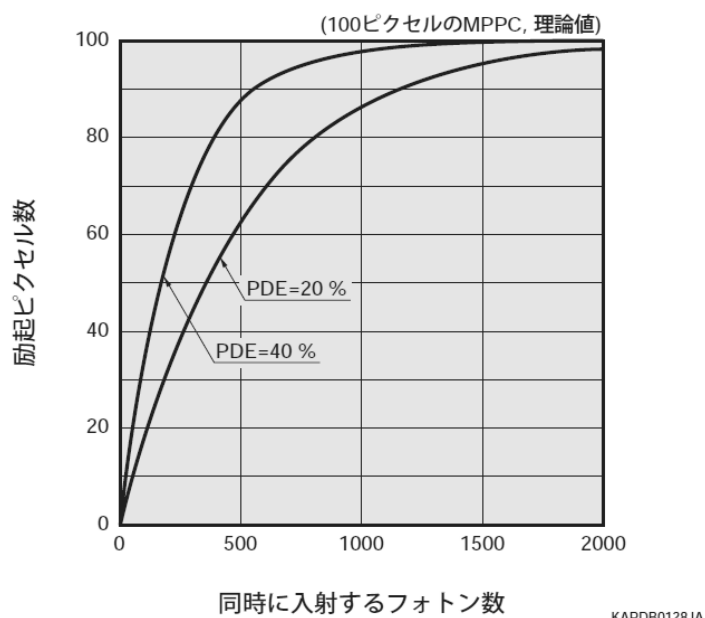


図 3.4: 入射光子に対する MPPC(ピクセル数 100) の飽和性 [15] : 同時に入射する光子数が増加するに伴い、出力される光電子数が比例関係から外れる。PDE は Photon Detection Efficiency の略で 1 光子に対する検出効率を示す。

Efficiency の略であり、MPPC の 1 光子に対する検出効率を示す。PDE は量子効率、ガイガー放電を起こす確率、ピクセルサイズと有効ピクセルサイズの比の積で表される。入力光子数に対して出力される光電子数は以下の様に見積もることが出来る。

$$N_{fired} = N_{total} \left(1 - \exp\left(-\frac{PDE \times N_{photon}}{N_{total}}\right) \right) \quad (3.1)$$

N_{fired} は出力される光電子数、 N_{total} は MPPC のピクセル数、 N_{photon} は入射光子数をそれぞれ示す。MPPC は入力に対して出力が線形でないため、基本的には上式を用いて出力に対する較正を行う。

今回試験実験では光電面が 1 mm×1 mm でピクセル数 400 の MPPC、及び光電面の面積が 6 mm×6 mm でピクセル数 57600 の MPPC をそれぞれ用いた。その特性を表 3.1 に示す。

表 3.1: 試験で使用した MPPC の特性

型番	光電面面積	ピクセル数	PDE
S10362-11-050C	1 mm×1 mm	400	最大 45%
S10985-025C	6 mm×6 mm	57600	最大 25%

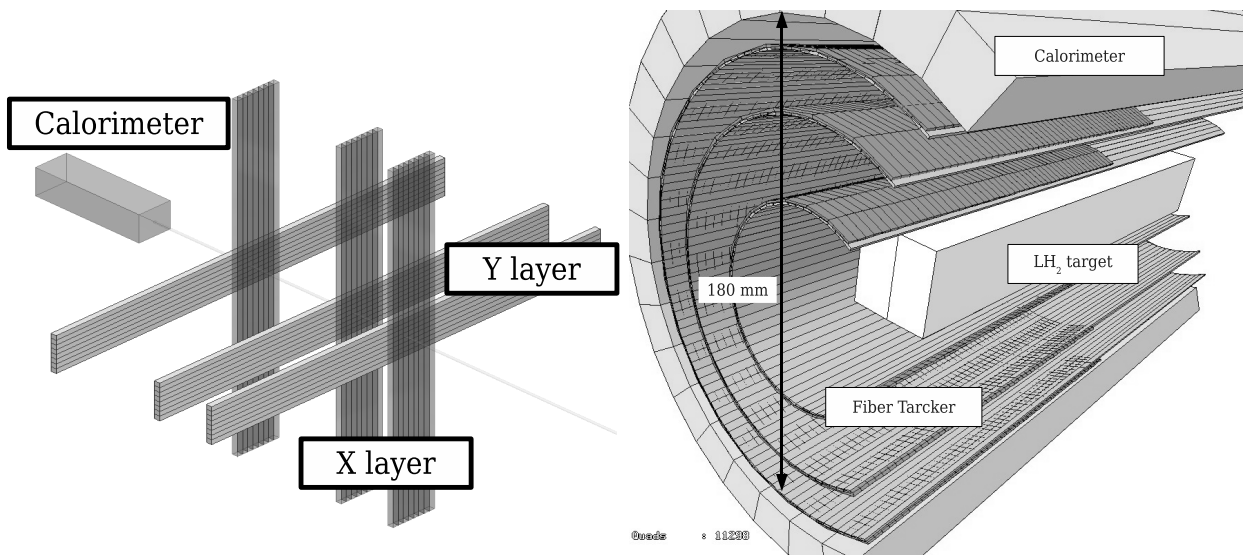


図 3.5: 試作 FiberTracker : 試作検出器は図 3.6 の検出器配置に合わせて作成された。Fiber Tracker は X 面 Y 面それぞれ 3 面から構成され、後段に CsI(Tl) 及び BGO 結晶からなるカロリメータを配置する。

図 3.6: 旧型 Fiber Tracker 案 : 図に示される検出器は 6 月当時に Geant4 simulation 内で構成されていた fiber Tracker である。第 2 章で述べた Fiber Tracker との相異点は CDC の有無である。よって散乱粒子は Fiber のみで検出及び tracking される。

3.3 CYRIC に於けるテスト実験

3.3.1 実験概要

我々は図 3.6 に描かれている Fiber Tracker の構成に合うように図 3.5 に示されるような試作検出器を作成して、その性能評価を行った。図 3.6 に描かれている Fiber Tracker は第 2 章で述べた構成とは異なっている。これは試験実験を行った 6 月時点では、粒子の飛跡検出は Fiber Tracker のみで行う予定であったためである。そのため、この Fiber Tracker は X 面 3 層、Y 面 3 層の計 6 層で構成されている。実験は 2010 年 6 月に CYRIC の 41 コースに於いて行われ、運動エネルギー 77.8 MeV の陽子を 130 μm 厚のポリエチレン標的に照射し、陽子-陽子 (以下 pp) 散乱及び陽子-炭素 (以下 pC) 散乱によって散乱された陽子をそれぞれ測定した。このビームのエネルギーと 2 つの異なった散乱を採用することによって、散乱陽子は散乱角度 30 度から 60 度の範囲内で 70 MeV から 20MeV の運動エネルギーを持ち、 Σ^-p 散乱で予測される散乱陽子とほぼ同じ運動エネルギー領域となる。そのため、 Σ^-p 散乱の場合と同じエネルギーを持った陽子に対する検出器の応答を確認する事が出来る。また、炭素核との散乱からカロリメータの ADC 分布上に炭素の準位に相当するピークを確認できると期待でき、カロリメータのエネルギー較正に利用できる。本試験実験では pC 弾性散乱と pp 散乱両方の微分断面積を求める。両方の散乱に対し同じ解析手法で解析し過去の実験値と比べることで、1 つの散乱事象で確認する場合よりも正確に解析手法の正しさを調べることが出来る。

測定には二台の試作検出器を用い、試作検出器はそれぞれ 24 チャンネルの scintillation fiber tracker とカロリメータ 1 チャンネルから構成される。scintillation fiber とシンチレータ結晶は全て個別に MPPC で読み出される。

3.3.2 実験目的

この試験実験の目的は大きく分けて2つ存在する。ひとつは前述の要求性能をどの程度達成できるかの確認である。Geant4 simulationと同様の構成を用いて試作機を作製したため、simulationから求められる性能に近いことが望まれる。もうひとつはこの検出器の抱える問題点を洗い出すことである。今回初めて scintillation fiber と MPPC との組み合わせで tracker を作成するため、問題点を把握し今後の開発に反映させることは重要である。以下に解析で確認したことを具体的にまとめる。

- 1 MPPC から得られる光電子数から、検出器の応答の理解
- 2 $\Delta E-E$ からの粒子識別能力
- 3 飛跡検出器としての性能
- 4 ΔE_{scat} を作成し、システム全体の散乱事象に対する同定能力
- 5 pC 弾性散乱、及び pp 散乱の微分断面積の導出から、断面積を測定する検出器としての性能

3.3.3 実験手法

試験実験は2010年6月にCYRIC 41 コースに於いて行われた。検出器配置の概略図を図3.7に示す。

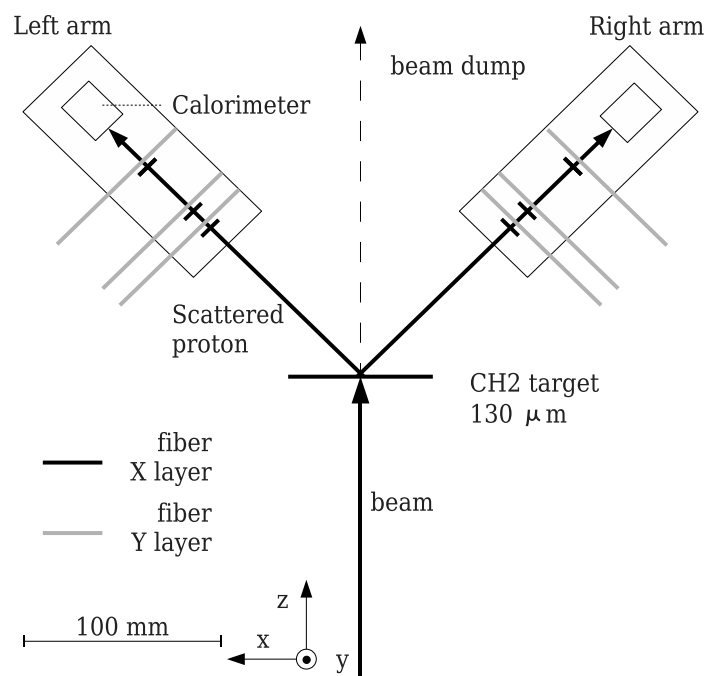


図 3.7: 実験セットアップ模式図：2 台の検出器はそれぞれ独立な回転台上に標的中心から Fiber Tracker の一層目までの距離が 90 mm になるように固定される。X 面の fiber は y 軸方向へ引き出され、Y 面の fiber は一次ビームから遠ざかる方向へ引き出される。

検出器はMPPCを含め全て真空槽内に収められた。二台の試作検出器はそれぞれ回転アーム上に固定され測定する散乱角を選ぶことが出来る。左右それぞれのアームに対して実験室系の散乱角度で30度から60度までを5度きざみで測定を行った。ふたつのアーム間の角度は常に相対論的運動学から計算される opening angle に等しくなるように設定された。散乱角度30度未満はFiber Trackerのフレームに一次ビームが当たってしまうために測定できなかった。

実験の詳細セットアップについて述べる。ビームコンディション及び標的について表3.2に示す。また、各検出器について表3.3にまとめる。

表 3.2: CYRIC 試験実験の実験条件

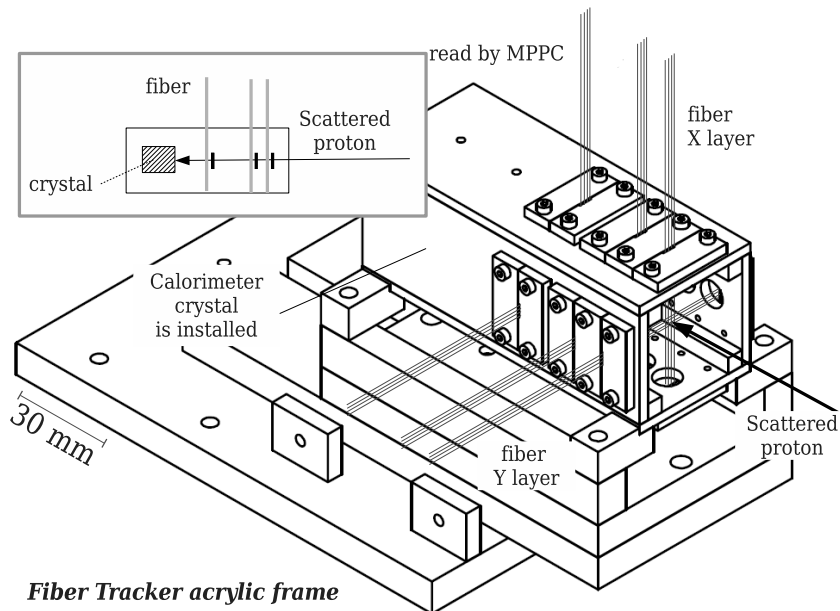
ビーム強度	ビームエネルギー	ビームサイズ	標的
6.2×10^9 Hz	77.8 MeV	$\phi = 1$ mm(FWHM)	CH ₂ 130 μ m

表 3.3: CYRIC 試験実験のセットアップ

Fiber Tracker				
fiber 形状	fiber サイズ	レイヤー数	セグメント数	MPPC
正方形	500 μ m \times 500 μ m	6	4	S10362-11-050C ピクセル数 400
カロリメータ				
結晶種別	結晶サイズ	チャンネル数	MPPC	
左アーム : BGO	6mm \times 6mm \times 20mm	1	S10985-025C	
右アーム : CsI(Tl)			ピクセル数 57600	

試作 Fiber Tracker は図 3.8 に示されるようなアクリルのフレームによって支えた。各 fiber はアクリルに開けられたすき間に挿入し、固定した。fiber には反射材は使用せずそのまま真空中に配置した。反射材を使用すると物質が増え低エネルギーの陽子が検出できなくなり、尚且つ fiber 間にすき間を生み出し検出効率を下げる。そのため J-PARC 実験用の Fiber Tracker でも反射材は使用しない予定である。

MPPCによる読み出しは fiber を引きのばして、フレームから離れた場所で行った。1 mm \times 500 μ m の長方形 fiber が無いため、Geant4 simulation と構成が同じになるように、2本の隣同士の fiber を1つのMPPCで読み出している。ここでX面に関しては単純に2本ずつ fiber をまとめず、図 3.9 に示すような読み出し方を採用した。fiberの本数が偶数であり、尚且つ丁度4本目と5本目の間が layer の中心であるため、そのまま2本ずつまとめると得られる位置情報が左右に偏ってしまう。そのためX面に関しては fiber 一本分 1st layer と 3rd layer でズれるように読み出し、粒子が layer 中心を通ったという情報を得られるように工夫した。よって 1st layer と 3rd layer の X 面では読み出しに参加できる fiber が7本になるため、最も一次ビームに近い一本を読み出さないことにした。ライトコンタクトに関しては、真空内に納めるためオプティカルグリス等は用いず fiber の端面が直接 MPPC の光電面に接触している。



Fiber Tracker acrylic frame

図 3.8: Fiber Tracker フレーム : Fiber Tracker のフレームは、回転台に固定するためのアクリルステージと fiber を固定するためのアクリルボックスから構成される。fiber 自体はアクリルボックスに開けられたすき間内に固定した。カロリメータ用の結晶はアクリルの台座に固定した。

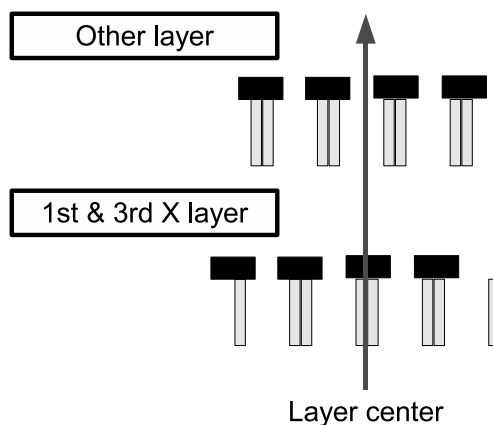


図 3.9: fiber の読み出方 : tracking の結果が左右に偏る事を防ぐために、X 面の 1st layer 目及び 3rd layer は図中下段のような構成で読み出される。これにより、粒子が layer の中心を通ったこと示す情報が得られる。また図中下段では最も右の fiber を読み出さないように描かれているが、これは左アームの場合である。右アームの場合左右逆の構成となる。

カロリメータは Fiber Tracker の後方に配置され、シンチレータ結晶はアクリルのフレームに固定される。右アームには CsI(Tl) を、また左アームには BGO をそれぞれ配置し応答の違いを確認した。反射材には単層のテフロンを採用した。ライトコンタクトは fiber と同じ理由により端面を MPPC に直付けしている。アンプ後のカロリメータ信号をそのまま ADC に入力するとダイナミックレンジオーバーするため、divider とアッテネータを用いて入力電圧を下げている。CsI(Tl) に対しては divider で波高を 1/8 にした後、アッテネータで 18dB 分信号を減衰させた。BGO に対しては divider で波高を 1/4 にした。二つの結

晶に対する減衰量の差は単純に発光量の違いによるものである。以上のセットアップで各検出器を真空槽内におさめ実験を行った。

実験中は3種類の trigger を用いてデータを取得した。3種類の trigger を以下に示す。

- Normal trigger : 1st layer X \otimes 1st layer Y \otimes calorimeter
- Calorimeter trigger : calorimeter
- Unbias trigger : 1st layer X \otimes 1st layer Y

実際のデータ測定では左右のアームの OR trigger を用いた。定常 run では Normal trigger でデータを取得し、Calorimeter trigger と Unbias trigger は予備データを取得する際に使用した。実験時の fiber とシンチレータ結晶のアナログ信号、及び trigger 信号と 930 サイクロトンの RF 周期に相当するロジック信号との関係を図 3.10 に示す。CAEN の V792 ADC、及び V775 TDC をそれぞれデータ収集用に利用し、fiber に対して 200 ns の gate 幅を設定して、シンチレータ結晶用に 1 μ s を設定した。また、最終的な trigger timing は RF 信号が決めるように、trigger 信号の timing を調整した。

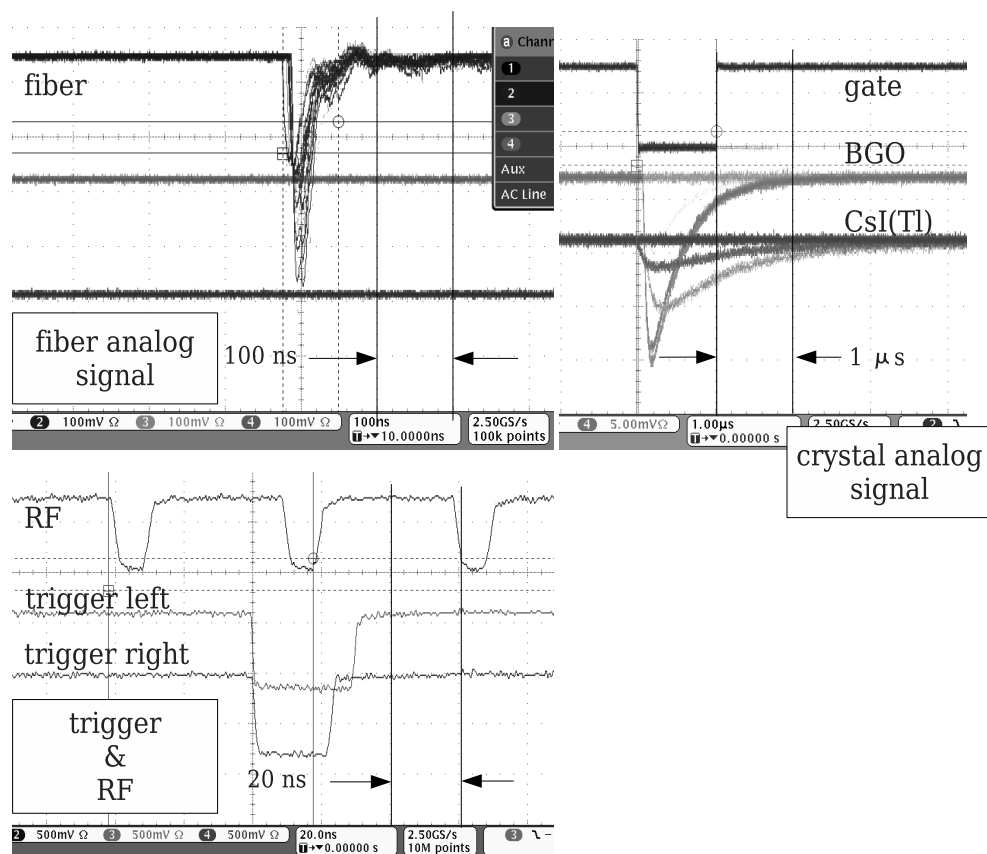


図 3.10: アナログ信号及び trigger と RF 信号 : fiber 及び、シンチレータ結晶のアナログ信号を上段に示す。また、下段に trigger 信号と RF 信号との timing 関係を示す。図内にオシログラフのピン幅を示す点線が見えないため、時間方向のピン幅を実線で示している。

試験実験のデータサマリーを表 3.4 に示す。

表 3.4: 試験実験データサマリー

散乱角度	trigger	対応するエネルギー
左 60 度 : 右 30 度	Normal trigger	左 20 MeV : 右 59 MeV
左 55 度 : 右 35 度	Normal trigger	左 26 MeV : 右 52 MeV
左 50 度 : 右 40 度	Normal trigger	左 32 MeV : 右 46 MeV
左 45 度 : 右 45 度	Normal trigger	左 39 MeV : 右 39 MeV
左 40 度 : 右 50 度	Normal trigger	左 46 MeV : 右 32 MeV
左 35 度 : 右 55 度	Normal trigger	左 52 MeV : 右 26 MeV
左 30 度 : 右 60 度	Normal trigger	左 59 MeV : 右 20 MeV
左 45 度 : 右 45 度	Unbias trigger	左 39 MeV : 右 39 MeV
左 50 度 : 右 40 度	Unbias trigger	左 32 MeV : 右 46 MeV
左 40 度 : 右 50 度	Unbias trigger	左 46 MeV : 右 32 MeV
左 40 度 : 右 50 度	Calorimeter trigger	左 46 MeV : 右 32 MeV
左 50 度 : 右 40 度	Calorimeter trigger	左 32 MeV : 右 46 MeV
左 45 度 : 右 45 度	Calorimeter trigger	左 39 MeV : 右 39 MeV

3.3.4 MPPC から得られる光電子数から、検出器の応答の理解

この節では MPPC の出力光電子数を求め、シンチレータのカタログ値から期待される光電子数に対する達成度を述べる。また光電子数の中心値と共にその幅について考察し、アナログ測定の際の MPPC の特性についても議論する。

期待される出力光電子数

scintillation fiber の場合 試験実験で用いた scintillation fiber は Kuraray 社の SCSF-81 であり、SCSF-81 の性能のカタログ値 [17] を表 3.5 にまとめる。fiber のピーク波長が 432 nm のため、MPPC(S10362-11-050C) の PDE は 45 % とする [15]。また今回使用した fiber の長さは 40 cm であった。絶対発光光子数は Kuraray のカタログには記載が無いため、SAINT-GOBAIN のカタログに記載されている scintillation fiber の絶対発光量を採用する [18]。fiber の core 物質は両社ともポリエチレンのため、発光光子数に大きな違いは無いと考えられる。SAINT-GOBAIN のカタログによれば、scintillation fiber の発光光子数は 1 MeV 当たり 8000 個である。よって期待される光電子数は以下の式に従う。

$$p.e = 8000 \times energy[\text{MeV}] \times d\Omega/4\pi \times (1 - \epsilon_{reflect}) \times \exp(-0.4/3.5) \times \text{PDE}$$

$p.e$ は光電子数、 $energy$ は fiber 中での陽子のエネルギー損失、 $d\Omega/4\pi$ は全反射面に入る光子の割合、 $(1 - \epsilon_{reflect})$ は fiber の端面と真空の間で反射して失う光子の割合、 $\exp(-0.4/3.5)$ は減衰長、PDE は MPPC の PDE をそれぞれ示している。この式では MPPC と反対側へ向かった光子は戻ってこないと考えている。また、MPPC の光電面の材質が不明のため、MPPC の光電面における反射は考慮していない。上式を用いて得られる MPPC からの出力光電子数と、陽子の fiber 中でのエネルギー損失の相関図を図 3.11 に示す。ただし、この相関図では MPPC の飽和性を考慮していない点に注意しなければならない。この分布から MPPC の飽和性が無い場合、1 MeV のエネルギー損失に対しておよそ 95 p.e が得られる事が分かった。

BGO 及び CsI(Tl) 結晶の場合 BGO 及び CsI(Tl) 結晶の諸特性について表 3.6 にまとめる。MPPC の PDE は光の波長に依存し、BGO と CsI(Tl) のピーク波長に対する MPPC(S10985-025C) の PDE はそれぞれ 22 %、及び 17 % である [15]。集光効率は等方的に生成された光子の内、MPPC 側 45 度方向の光のみ検出できると仮定したため 14.6 % である。よって期待される MPPC からの出力光電子数は以下の式に従う。

$$p.e = N_{photon} \times energy[\text{MeV}] \times d\Omega/4\pi \times (1 - \epsilon_{reflect}) \times \text{PDE}$$

N_{photon} はそれぞれの結晶の 1 MeV 当りの発光量である。今回結晶の長さが 2 cm と小さいため減衰は考慮しない。fiber の場合と同様に MPPC の光電面の材質が不明のため、MPPC

表 3.5: SCSF-81 の性能 [17]

ピーク発光波長	崩壊時定数	減衰長
432 nm	2.7 ns	3.5 m
全反射角	屈折率	
69.2 度	1.59	

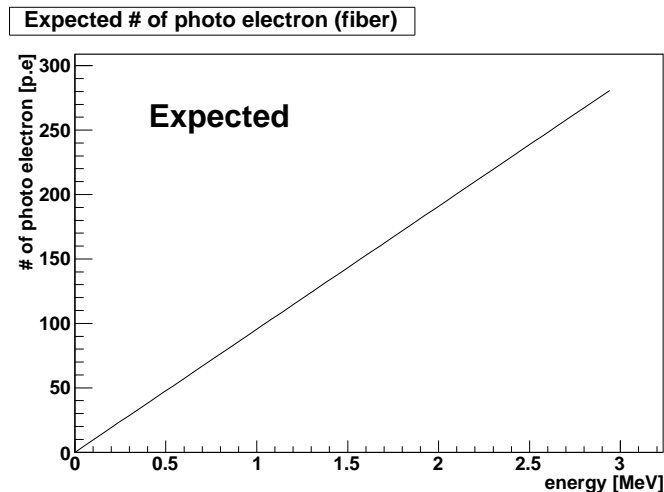


図 3.11: fiber を読み出す MPPC からの期待される出力光電子数：表 3.5 から計算された期待される MPPC からの出力光電子数。ただし、MPPC の PDE を 45 % とし、MPPC の飽和性が無いとした場合の分布である。

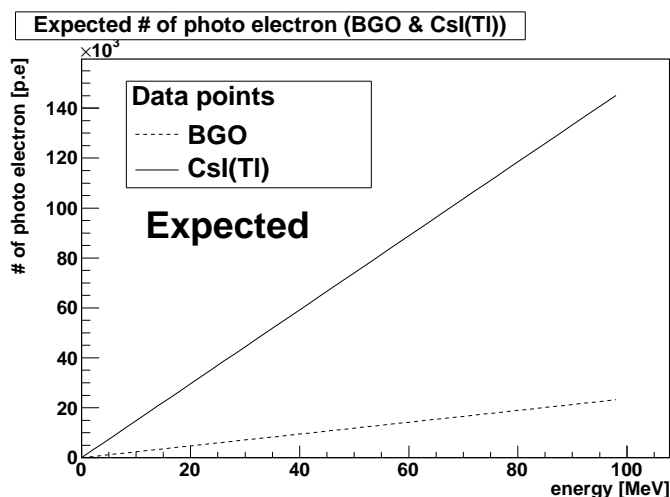


図 3.12: BGO 及び CsI(Tl) 結晶を読み出す MPPC からの期待される出力光電子数：黒点が BGO、白丸が CsI(Tl) 結晶を読み出す MPPC から出力されると期待される光電子数。

の光電面における反射は考慮していない。シンチレータ結晶を読み出す MPPC からの予測出力光電子数を図 3.12 にしめす。図より pC 弾性散乱の陽子のエネルギーである 70 MeV に

表 3.6: BGO 及び CsI(Tl) 結晶の諸特性 [19][20]

BGO			
ピーク発光波長	崩壊時定数	屈折率	発光光子数
480 nm	300 ns	2.15	8500/MeV
CsI(Tl)			
ピーク発光波長	崩壊時定数	屈折率	発光光子数
550 nm	1050 ns	1.80	65000/MeV

対して、BGO では 16,500 p.e、CsI(Tl) では 10,3000 p.e の光電子数が期待される。CsI(Tl) に於ける光電子数は MPPC のダイナミックレンジを超過しているが、CsI(Tl) 結晶の崩壊時定数が 1050 ns であること、及び MPPC(S10985-025C) の回復時間¹[21] が 5 ns 程度であることから瞬間的な飽和は考慮しなくても良い。

fiber とシンチレータ結晶に対する予測光電子数が求まったので、実験結果がどの程度この値に近いのか次の節で述べる。

実際に得られた光電子数

まずカロリメータを読み出している MPPC の ADC 分布を図 3.13 に示す。図 3.13(a) の BGO 側には pC 弾性散乱のピークを見ることが出来るが、CsI(Tl) 側にはそのような構造が見られない。CsI(Tl) 側に pC 弾性散乱のピークが存在しない理由は分かっていない。また、カロリメータは大量の発光が見込まれたため、非常に低い電圧を MPPC に印加し、尚かつ信号をアッテネートして ADC に入力したため 1 光子を ADC 上で確認できない。そのため、3.3.4 節で述べた予想光電子数をどの程度達成できているかについては、エネルギー較正を行った後エネルギー分解能として評価する。そのため、本節では取り扱わず 3.3.5 節で述べる。

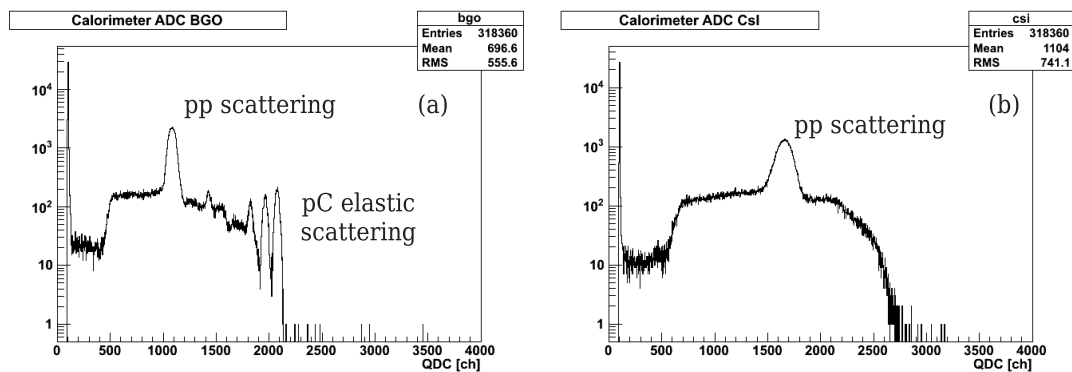


図 3.13: カロリメータの ADC 分布 : (a) が BGO 結晶、(b) が CsI(Tl) 結晶の ADC スペクトラム。最も高いピークが pp 散乱に対応し、BGO 結晶側に見られる最も右のピークが pC 弾性散乱のピークに相当する。CsI(Tl) 結晶側には pp 散乱以外のピークが見られない。

次に fiber の ADC 分布を光電子数に直し、陽子の通過に対してどの程度の発光量があるかを調べる。MPPC には印加電圧が高くなると急激にダークカレントレートが増加するという特性があるため、accidental coincidence を避けるために MPPC の印加電圧を抑えて実験を行った。そのため大半の MPPC では 1 光子が ADC 上に見えず、1 光子が ADC 上で分かれる程度に gain の高い MPPC を選び出し光電子数を見積もった。そのためこの節で述べる事柄は特例であり、全ての MPPC の解析には当てはまらない。

fiber の ADC には様々な散乱イベントが混ざっており、決まったエネルギー損失に対する光電子数が分からないため、図 3.13 に見られるカロリメータの pp 散乱の領域を選択することで fiber 内の pp 散乱イベントを選択する。その過程を経て得られた、散乱角 45 度に対する fiber の ADC 及び光電子数の分布を図 3.14 に示す。pp 散乱のイベントに対する光電子数の平均値は 58 p.e、幅は $\sigma = 15$ p.e である。光電子数の平均値に対して、幅が統計揺らぎで予測される幅よりも非常に広い事が分かる。

¹一度ガイガー放電を起こした APD が再充電され信号を出力できるようになるまでの時間。

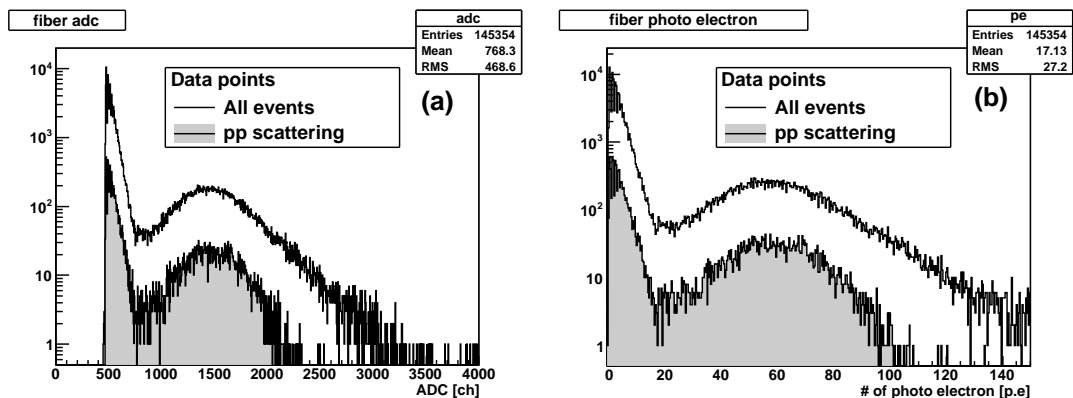


図 3.14: fiber の ADC 及び光電子数分布：(a) が ADC 分布、(b) が光電子数分布に対応する。更にそれぞれの分布で灰色が pp 散乱のイベントに対応する。

次に、この分布を 30 度から 60 度までの散乱角に対して作成し、pp 散乱に対する光電子数の平均値と幅 (σ) を求める。また、光電子数は陽子のエネルギー損失の大きさに依存する量であるため、各散乱角の時に陽子が fiber 1 本内でどの程度エネルギーを損失するかを知る必要がある。解析では fiber 内でのエネルギー損失の情報を得るための手段として Geant4 simulation を採用した。Geant4 内に試験実験と同じセットアップをモデル化し、pp 散乱及び pC 散乱の運動学に従う陽子を生成して fiber 内でのエネルギー損失を求めた。本試験実験では 500 μm 厚の薄い fiber を用いたためエネルギー損失はランダウ分布を示し、Bethe-Bloch の式では fiber 内でのエネルギー損失を大きく見積もってしまうため、Bethe-Bloch の式は採用しなかった。実験結果から得られた pp 散乱に対する光電子数の平均値を縦軸とし、Geant4 simulation から得られた fiber 内でのエネルギー損失の大きさを横軸としたプロットを図 3.15(a) に示す。また、実験結果から得られた pp 散乱に対する光電子数の幅 (σ) を縦軸とし、横軸を図 3.15(a) と同じものを取ったプロットを図 3.15(b) に示す。エネルギーの小さい方から、散乱角 30 度の時の pp 散乱に対応する。図 3.15(a) から分かるように、エネルギー損失に対して光電子数の平均値が比例関係に無く MPPC が飽和していることが分かる。また図 3.15(b) からは各点の幅が平均光電子数の統計的な揺らぎから予測される幅よりも広いことが分かる。MPPC が飽和を起こしており、直接は図 3.11 の予測光電子数とは比較が出来ない。また、幅が非常に広いことは分解能の点で問題になるため、光電子数の平均値と幅について別々に評価を行う。

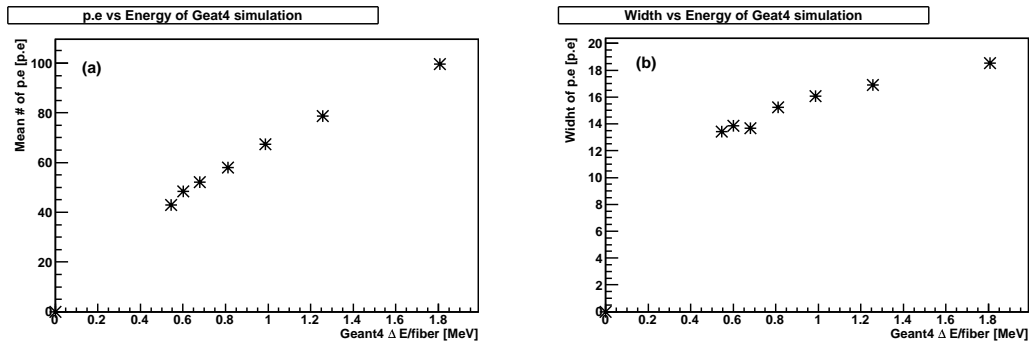


図 3.15: pp 散乱に対する平均光電子数とその幅の分布：(a) が平均光電子数、(b) がその幅 (σ) に対応する。横軸は Geant4 simulation から求めた陽子の fiber 1 本当りのエネルギー損失。エネルギーの小さい方から 30 度方向 35 度方向と、5 度きざみで 60 度方向までの pp 散乱に対する点をプロットしている。

SciFi MPPC のアナログ測定に対する特性

scintillation fiber を MPPC で読み出す場合の特徴や注意すべき点を、光電子数の平均値と幅から考察する。

光電子数の平均値に関する議論 まず、pp 散乱に対する光電子数の平均値に関する議論を行う。本試験実験では電荷積分型の ADC を用い、その gate 幅は 200 ns であった。そのため、gate を開いている間に発生する MPPC のノイズについて考慮しなければならない。MPPC のノイズ源を以下に示す。

- ダークノイズ
- アフターパルス
- ピクセル間のクロストーク

ダークノイズは半導体素子の熱励起によって引き起こされるガイガー放電であり、ランダムノイズに相当する。アフターパルスは雪崩増幅を起こした際のキャリアが半導体の格子欠陥に捕らえられ、放出される際に再度ガイガー放電を引き起こすことによって発生するノイズであり、一度励起した APD 内で短時間のうちに発生する。クロストークは雪崩増幅を起こしているピクセルから発生する光子が隣のピクセルに入射し、新しい雪崩増幅を起こすことによって発生するノイズである。ダークノイズは平均数百 kHz のランダムノイズであるため、200 ns の gate 幅で測定を行っている環境下では光電子数への寄与が少ないので無視する。またクロストークは over voltage 依存性が非常に強く [22] 扱いが難しいため、解析では考慮に含めない。よって、解析ではアフターパルスを含めて実験結果の光電子数を取り扱う。アフターパルスを含めると、MPPC からの出力は以下のように書ける。

$$N_{output} = N_{fired} + N_{afterpulse}$$

N_{output} は最終的な出力光電子数であり、前節で ADC から求めた光電子数に相当する。 N_{fired} は実際に fiber を伝わってきた光子によって引き起こされたガイガー放電の数であり、 $N_{afterpulse}$ は gate を開いている間に発生したアフターパルスの数を示している。アフターパルスの発生確率も over voltage に依存するが、解析では印加電圧 70 V の場合の文献

値 [16] を採用する。印加電圧 70 V の場合、gate の開いている 200 ns の間に一度ガイガー放電を起こしたピクセルがアフターパルスで再びガイガー放電を発生させる確率はおおよそ 30 % である。そのため、 N_{output} は以下の様子書き直すことができる。

$$\begin{aligned} N_{output} &= N_{fired} + 0.3 \times N_{fired} \\ &= 1.3 \times N_{fired} \end{aligned}$$

よって図 3.15(a) の点に対して以下の関数でフィッティングを行う。

$$N_{fired} = 1.3 \times N_{total} \left(1 - \exp\left(-\frac{PDE \times energy}{N_{total}}\right) \right) \quad (3.2)$$

指数関数内の $energy$ は fiber でのエネルギー損失を示す。フィッティングした結果の関数をテーラー展開して一次の項のみを取り出す。指数関数の一次の項は直線であり、MPPC に飽和性が無いと考えた場合に得られる光電子数である。この直線を以後光電子関数と呼び、3.3.4 節で求めた MPPC からの予測光電子数との比較を行う。フィッティング結果及び、光電子関数と予測光電子数の比較を 3.16 に示す。図 3.16(a) より、エネルギー損失の小さい領域ではアフターパルスの効果で実際出力光電子数は光電子関数よりも大きくなっている。逆にエネルギー損失の大きい部分では入射光子数の増加によって MPPC が飽和し、光電子関数の方が大きくなっている。また 3.16(b) より、1 MeV に於ける光電子関数の値は 72 p.e であり、予測光電子数の 76 % である事が分かった。予測光電子数よりも若干少ない結果を得たが、許容範囲であり検出器は良く動作していると言及できる。

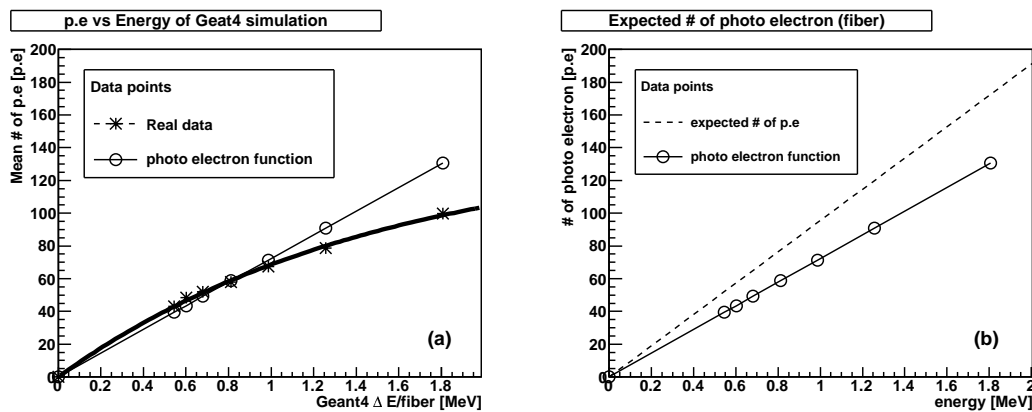


図 3.16: フィッティング結果と光電子関数 : (a) は図 3.14(a) に対するフィッティング結果と光電子関数を示している。(b) は図 3.11 と光電子関数の比較を示している。

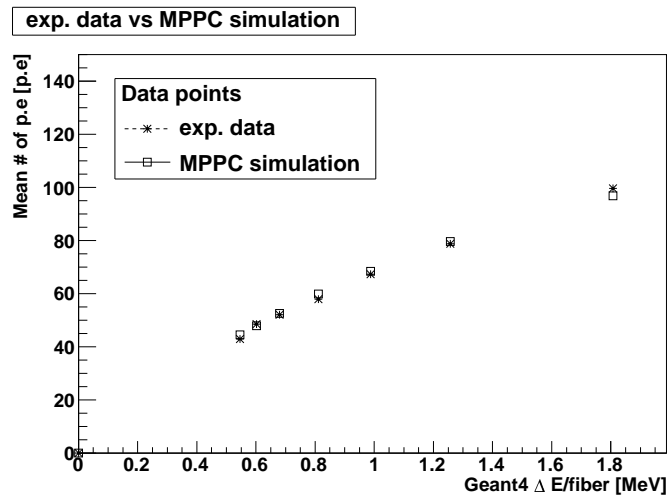


図 3.17: 実験結果と MPPC simulation から得られた光電子数の平均値の比較：黒点が実験結果を示し、白い四角が MPPC simulation で得られた光電子数の平均値を示している。良い一致を示しており、MPPC simulation は正しいと分かる。

光電子数の幅に関する議論 MPPC の出力がアフターパルスの影響を強く受けているため、光電子数の幅を簡単な式で求めることは困難である。そこで乱数計算を用いた simulation を行って MPPC の出力を再現する。以後この simulation を MPPC simulation を呼ぶ。MPPC simulation の手順を以下に示す。

1. ある散乱角に対する陽子の fiber に対するエネルギー損失の分布を仮定する。
2. 光電子関数でエネルギーから光電子数に変換する。
3. 得られた光電子数の統計揺らぎ分の幅を乱数で与える。
4. 100 個のピクセルに手順 3 で得られた光電子を乱数を振って詰めていき、MPPC の飽和性を再現することで N_{fired} を得る。
5. アフターパルスを仮定し、 N_{fired} の 30 % を平均値に持つガウス分布乱数で $N_{afterpulse}$ を求める。
6. $N_{fired} + N_{afterpulse}$ を計算し、最終結果である N_{output} を得る。

仮定するエネルギー分布は Geant4 simulation から得られた結果を採用する。また MPPC に接続している fiber が $500 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$ のため、MPPC の光電面の内 1/4 しか利用していないことになり、有効ピクセル数も 1/4 に制限されると考えられる。そのため、MPPC のピクセル数である 400 個では無く 100 個のピクセルを MPPC simulation 内では用意した。光電子を 100 個ピクセルに詰めていく際に、同じピクセルに 2 つ以上の光電子を詰めた場合でも出力は 1 p.e とし、MPPC の飽和性を再現する。

まず、MPPC simulation が正しいことを確認するために MPPC simulation によって得られた N_{output} の平均値を実験結果の光電子数の平均値と比較する。その結果を図 3.17 に示す。実験結果と MPPC simulation から得られた光電子数の平均値は良い一致を示しており、MPPC simulation で行っていることが正しいと分かる。MPPC simulation が正しいことが分かったので、次に実験結果から得られた光電子数の幅 (σ) と MPPC simulation から得られた光電子数の幅 (σ) を比較する。その結果を図 3.18 に示す。図に示されている点は、

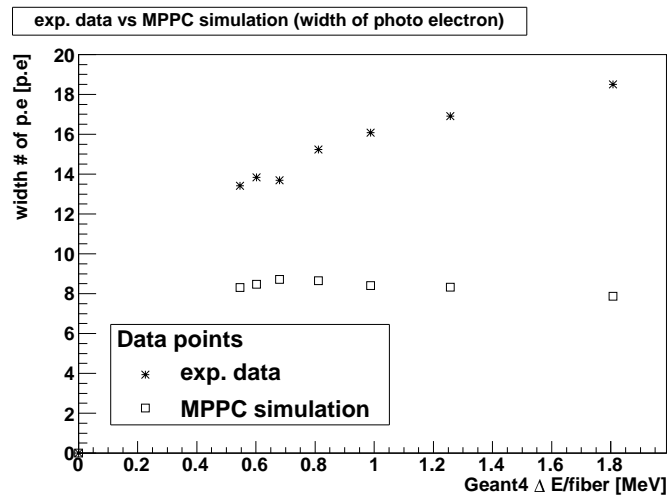


図 3.18: 実験結果と MPPC simulation から得られた光電子数の幅の比較：黒点の実験結果、白い四角が MPPC simulation から得られた光電子数の幅を示している。縦軸は光電子数の幅 (σ) を示しており、大きい程幅が広い。

光電子数分布の幅 (σ) を表している。MPPC simulation の結果は実験結果と、大きさの点でも傾向の点でも違うことが分かる。実験結果は MPPC simulation よりも幅が太く、なおかつエネルギーに応じて幅を増加させる傾向にある事が分かる。光電子数の幅を太くする原因はアフターパルスだけではなく、他にも要因が存在する事になる。

MPPC simulation 内では MPPC の飽和性とアフターパルスという検出器固有の特性を考慮に入れて光電子数を計算していた。検出器の特性以外に、光電子数の幅を太くする本試験実験特有の要因が存在する。それは図 3.19 に示すように ADC 内に 2 つピークが見られる fiber が存在する事である。1 つの MPPC で 2 本の fiber を読み出しているため、fiber の MPPC に対するライトコンタクトの違いが光量の差として生じると考えられる。そのためエネルギー損失が多くなり発光量が増えると差が顕著になる。この効果により光電面に入射する段階の光子数が、統計揺らぎ以上に大きくなると考えられる。統計揺らぎが 2 倍になったと仮定して MPPC simulation を行った結果を図 3.20 に示す。エネルギー損失の小さい領域では 2 つの結果は一致を示すが、エネルギー損失が大きくなると離れてゆく。MPPC simulation 内ではピクセルを 100 個しか用意していないのでそれ以上の光電子数を出力できず、結果として光電子数の多い領域での幅を減少させてしまう。そのため、実験結果から離れていってしまう。実験結果を再現するためには、scintillation fiber の発光時間分布と MPPC の回復時間を考慮に入れ、全てのピクセルの時間発展を追う必要がある。そのような simulation を行うことは、特に MPPC の状態を再現することが困難であるため行っていない。

MPPC の時間発展性まで考慮しなければ実験データを再現しない理由は、積分型の ADC を用いたためである。gate を開いている間に MPPC の状態が変わるため、議論を困難にしている。ADC を積分型からピーク波高検出型に置き換えれば、MPPC の時間発展を考慮する必要が無くなるためこのような光電子数に関する議論が容易となる。そのため、scintillation fiber と MPPC の組み合わせでアナログ測定を行う際は、ピーク波高検出型の ADC を利用すべきであると考えられる。

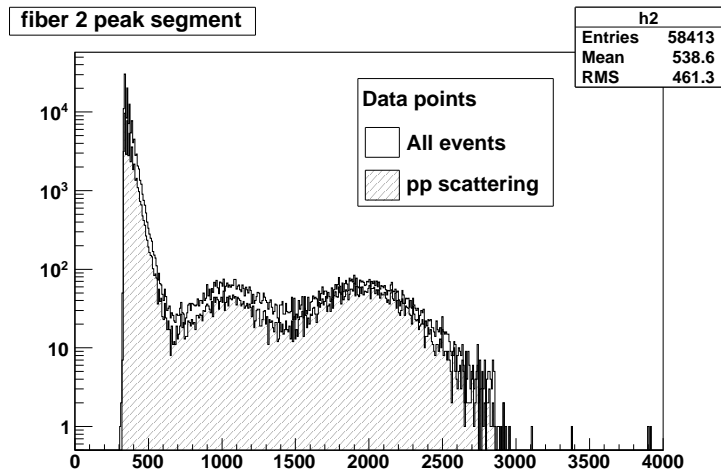


図 3.19: 2 つピークの見られるセグメント: 白が全イベント、斜線はカロリメータで pp 散乱を選んだ場合のイベント。散乱事象を選択しても 2 ピークのままのため、この 2 山を区別することは出来ない。

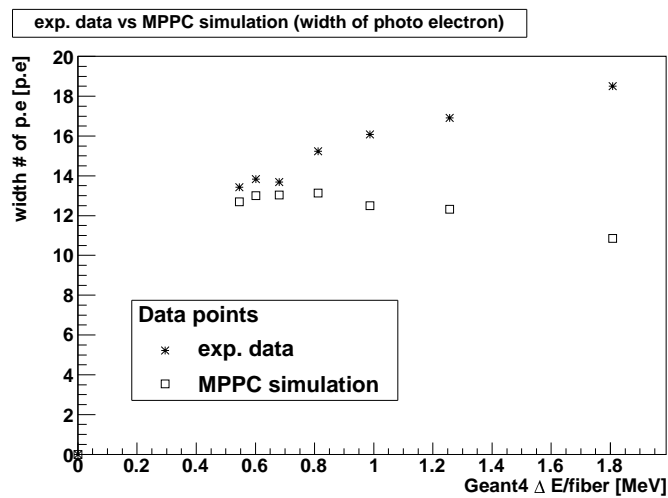


図 3.20: 統計揺らぎを 2 倍にした場合の MPPC simulation から得られた光電子数の幅の分布: 実験結果と MPPC simulation の結果はエネルギー損失の小さい領域では一致を示すが、その後離れてゆく。

3.3.5 fiber 及びカロリメータのエネルギー較正

第2章で述べたように粒子識別を行うために Fiber Tracker では $\Delta E-E$ 分布を求める必要がある。 $\Delta E-E$ 分布を得るためには、カロリメータと fiber のエネルギー較正が必要になる。まず、較正が fiber に対し比較的簡単なカロリメータから述べる。

カロリメータのエネルギー較正

CsI(Tl) と BGO の ADC は既に図 3.13 に示した。CsI(Tl) の ADC には BGO の ADC に存在するエネルギーの高い部分でのピークが存在しない。そのため、CsI(Tl) 側にはエネルギーの分かる点がペDESTアルと pp 散乱のピークしか存在せず、エネルギー較正を行うためにはもう一点必要である。そこで、散乱角度毎のエネルギー補正ではなく試験実験全体を通したエネルギー補正が出来ないかと考えた。散乱角 30 度から 60 度までの散乱角に対する陽子のエネルギーと ADC チャンネルの相関が分かればエネルギー較正が可能である。各アーム角に対して、pp 散乱に対する ADC ピークの中心値とアーム角の相関図を図 3.21 に示す。BGO 側がアーム角に対して中心値が滑らかに減少していくのに対して、CsI(Tl) 側は一定の相関を持たない。これは実験中に何回か CsI(Tl) 側のカロリメータ用 MPPC がトリップし HV を印加し直していることに起因すると思われる。一度トリップすると HV モジュールのつまみを 0 に戻す必要があるタイプのモジュールであったため、再現性が低い事から HV 値が変わってしまい gain がトリップの前後で違う可能性が高い。図 3.13 及び図 3.21 から我々は CsI(Tl) 側のエネルギー較正は不可能であると判断し、BGO 側のみ較正することを決定した。

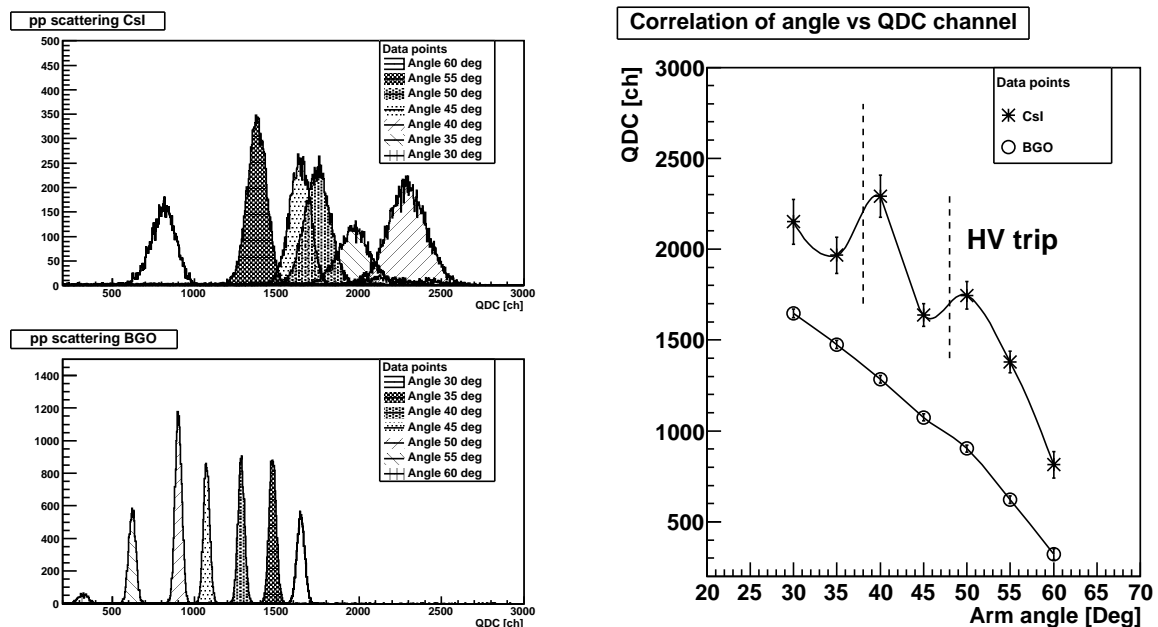


図 3.21: カロリメータの散乱角相関: カロリメータの ADC から pp 散乱のみを抜き出して、各散乱角毎にプロットした図を示す。左上が CsI(Tl) 結晶、左下が BGO 結晶の ADC をそれぞれ示す。右は各ピークの中心値を縦軸に取り、散乱角を横軸に取ってプロットした図である。図中の点線の部分で右アームのカロリメータ用 MPPC がトリップしたため HV を印加し直している。

BGO 側は run 毎にペDESTALと pp 散乱及び pC 弾性散乱の 3 点の中心値を取得した。3 点に対応するエネルギーを求めるために、Geant4 simulation から得たカロリメータでのエネルギーと ADC のチャンネルの関係を調べた。その結果を横軸を ADC チャンネル、縦軸をエネルギーとしてプロットして一次関数でフィッティングを行った。フィッティング結果及びフィッティング関数とデータ点の残差分布を図 3.22 に示す。

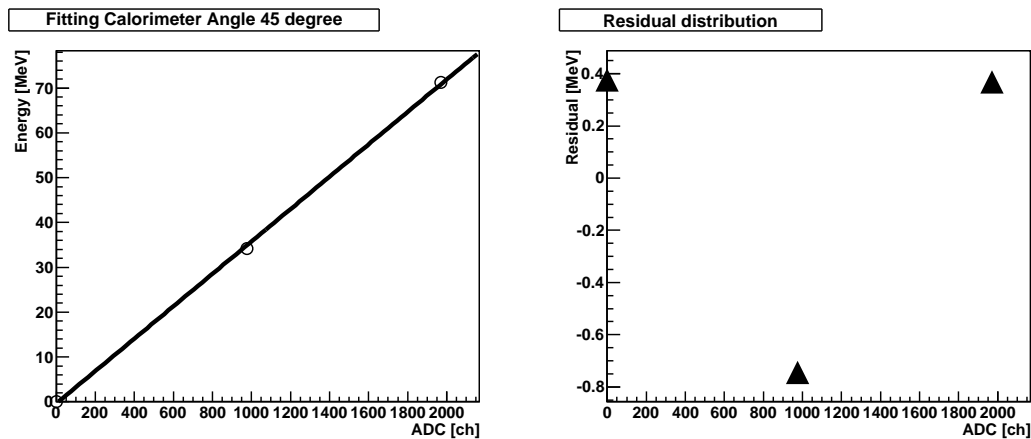


図 3.22: カロリメータに対するフィッティング結果：エネルギーの低いデータ点から、ペDESTAL、pp 散乱、pC 弾性散乱の中心値を示す。図中の点は既にペDESTALの値が引かれている。右図は関数とデータ点の残差を示している。

求められた較正関数によってエネルギー較正されたカロリメータのエネルギー分布 (45 度方向) を図 3.23 に示す。図 3.23(a) に見られるピークは pp 散乱に対応し、両アームの tracking を要求しているため pp 散乱のイベントのみが表示されている。図 (b) には複数のピークが見られ、ピークの中心値からエネルギーの高い方より炭素の基底状態、4.4 MeV の第一励起状態、及び 9.6 MeV の励起状態にそれぞれ対応する事が分かる。それぞれのピークに対する中心値、幅、及びエネルギー分解能を表 3.7 にまとめる。3.3.4 節で見積もった様に、70 MeV の陽子に対する BGO の予測光電子数は 15,000 p.e であり、分解能に直すと約 0.8 % である。対して、分解能 1 % は光電子数 10,000 p.e に相当し予測の約 6 割である。予測光電子数を見積もる際に仮定した集光効率によっても予測光電子数は変わるので、予測の 6 割という数字は十分予測と一致していると言及できる。

表 3.7: カロリメータの性能まとめ

	絶対値	幅	分解能 (%)
pp 散乱	33.9	0.75	2.02
pC 弾性散乱	71.2	0.72	1.00
単位 [MeV]			

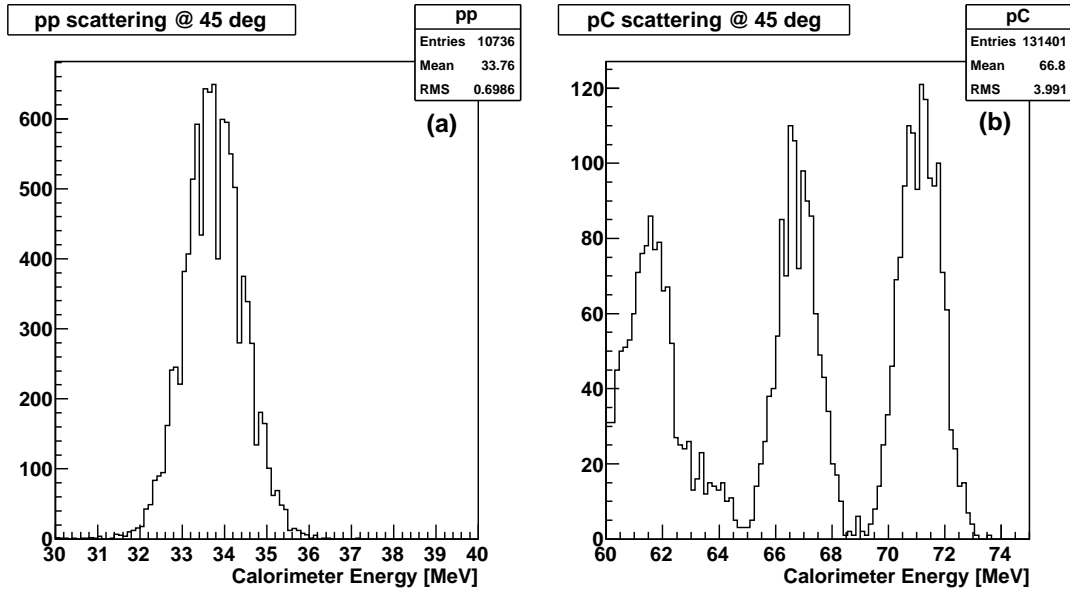


図 3.23: カロリメータのエネルギー分布：図 (a) が pp 散乱のイベントに対応し、(b) が pC 散乱のイベントに対応する。(a) では両アームの tracking を要求しているため、pp 散乱のみが表示されている。(b) に見られる複数のピークのうち、最もエネルギーの高いピークが pC 弾性散乱に相当する。真ん中のピークが炭素の 4.4 MeV の第一励起状態に対応し、一番左のピークが 9.6 MeV の励起状態に対応する。

fiber のエネルギー較正について まず pp 散乱と pC 弾性散乱に相当する部分を ADC から選択し、各散乱角での ADC カウントの平均値を求める。選択する方法は 3.3.4 節で行った方法と同様で、カロリメータのエネルギー領域カットを用いる。pC 弾性散乱のピークに関しては散乱角に対して殆ど中心値が変化しないため、散乱角 45 度の 1 点のみを採用する。各点に対応するエネルギーを求めるために、Geant4 simulation から得た fiber 内でのエネルギー損失との関係を調べる。その結果を図 3.24 に示す。この図では縦軸がエネルギー損失、横軸が ADC カウントとなっており、これまで利用してきた光電子数のプロットとは逆関数になっている。フィッティングを行う前に各データ点がフィッティングに参加する妥当性を考慮する必要がある。実験結果には ADC 分布に 2 つピークが見られるセグメントが存在する。2 ピークあるヒストグラムからは正しい中心値を得られないため、フィッティングを行う際の候補から外さなければならない。この効果はエネルギー損失が大きくなると顕著になるため、散乱角 45 度以下の点のみでフィッティングを行う。

基本的に MPPC のエネルギー較正は 3.3.4 節で使用した指数関数型の関数を用いて行う。較正関数を再度示す。

$$N_{fired} = 1.3 \times N_{total} \left(1 - \exp\left(-\frac{PDE \times N_{photon}}{N_{total}}\right) \right) \quad (3.3)$$

しかし、本試験実験の結果の様に ADC 分布の幅が非常に広い場合、エネルギー較正に対する指数関数の利用には注意を払う必要がある。指数関数型は曲線の傾きが急激に変化するため、MPPC の飽和領域では ADC カウントが多少変化しただけでも大きくエネルギーを変化させてしまう。そのため、ADC 上で広がっている分布の裾の部分のエネルギーを高く見積もりすぎる可能性がある。以上の理由から指数関数程急激に傾きの変化しない二次関数を解析ではエネルギー較正用の関数として採用する。図 3.24 の点に対して、二次関数と指数関数 (式 3.3) の逆関数を用いてフィッティングした結果を図 3.25 に示す。

ADC count vs Geant4 simulation

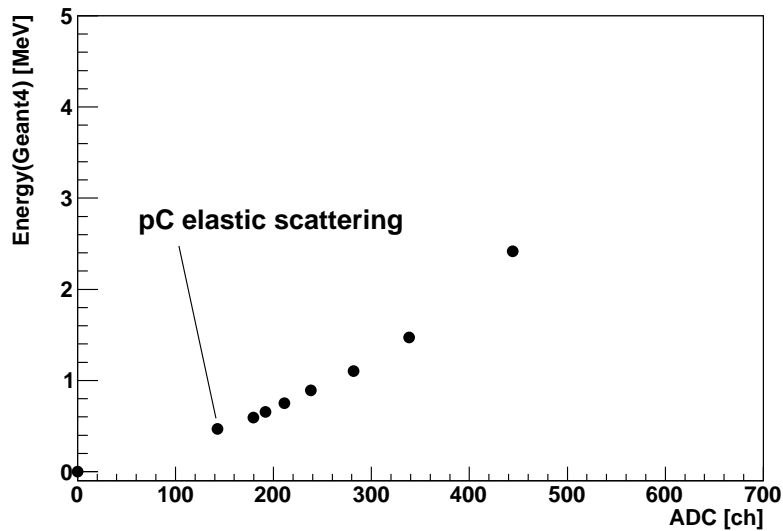


図 3.24: 各散乱角に対する pp 散乱と pC 弾性散乱の ADC とエネルギー損失の相関図：最もエネルギーの低い一点が pC 弾性散乱に対応する。

fitting result for fiber

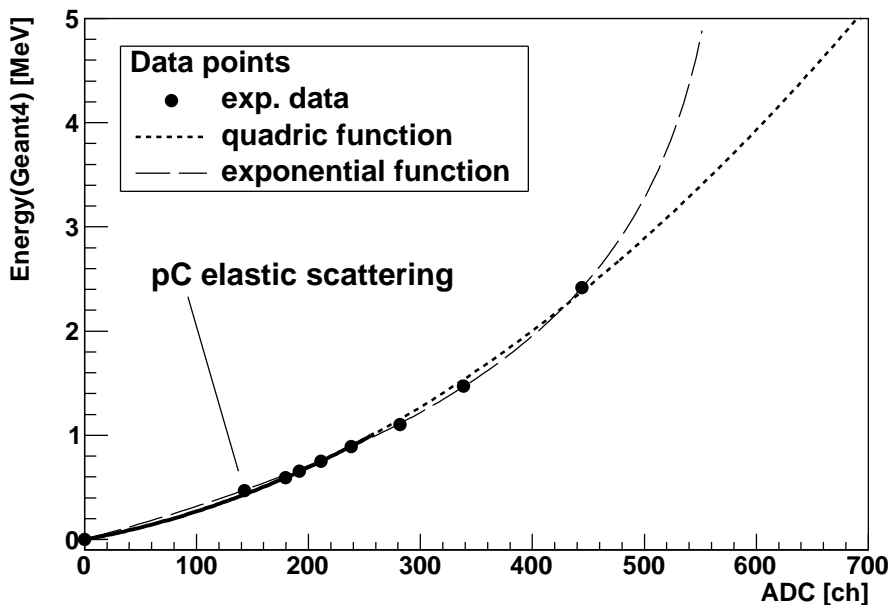


図 3.25: fiber ADC に対するフィッティング結果：実線が二次関数であり、45 度までの点でフィッティングしている。細かい点線は二次関数のフィッティングに参加していない領域での振舞を示している。荒い点線は指数関数 (式 3.3) の逆関数を示しており、急激に飽和していることが分かる。

図中の実線が二次関数のフィッティング結果であり、45 度までの点でフィッティングしている。細かい点線は二次関数がフィッティングに参加していない領域でどのように振る舞うかを示している。荒い点線は式 3.3 の逆関数を示しており、二次関数の場合と同様に 45 度までの点でフィッティングを行っている。ADC カウントの高い領域で 2 つの関数は急激に離れ、式 3.3 の逆関数は飽和してしまうためエネルギーを高く見積もりすぎてしまう。得られた較正曲線 (二次関数) でエネルギー較正された fiber 1 本のエネルギー分布を図

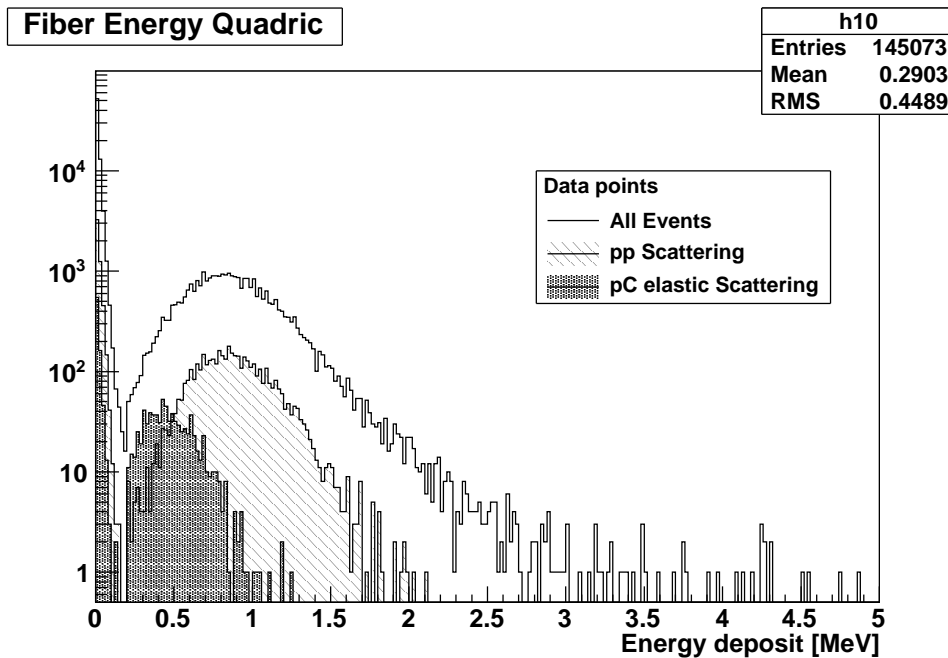


図 3.26: fiber のエネルギー分布：図 3.25 より得られた較正関数を用いてエネルギー構成された fiber のエネルギー分布。白が全イベント、斜線が pp 散乱、網掛けが pC 弾性散乱にそれぞれ対応する。

3.26 に示す図中の斜線で示した分布が pp 散乱に対応し、網掛けで示した分布が pC 弾性散乱に対応する。2 つの分布の分離は出来ていないが、中心値の違いは見て取れる。

3.3.6 ΔE - E 分布

fiber でのエネルギー損失とカロリメータで測定されたエネルギーとの相関図 (ΔE - E 分布) を作成する。CsI(Tl) カロリメータのエネルギー較正が出来ていないので、以後左アーム (BGO 側) に関してのみ記述する。

tracking が成功した場合、各 layer 内で最もエネルギーの高い fiber のエネルギーを 6 層について足しあわせ、その値を Fiber Tracker での全エネルギー損失 (ΔE) とする。縦軸を ΔE とし、横軸をカロリメータのエネルギーとしてプロットした分布を ΔE - E 分布とする。この方法で得られた散乱角 30 度方向に於ける ΔE - E 分布を図 3.27 に示す。図 3.27 内の中心の濃い部分が陽子のバンドであり、その上に薄く見える領域が重陽子のバンドである。fiber のエネルギー較正の節で議論したフィッティング関数の違いは、陽子のバンドと重陽子のバンドの分離度合に表れる。横軸の 45 MeV から 50 MeV までの領域を縦軸に射影するとその違いを顕著に見て取ることが出来る。縦軸へ射影した図を図 3.28 に示す。図 3.28(a) は図 3.27 の横軸 45 MeV から 50 MeV までを縦軸に射影した図である。(b) は図を掲載していないが、指数関数 (式 3.3) を用いて fiber のエネルギー較正を行った場合の ΔE - E 分布の 45 MeV から 50 MeV までの射影に相当する。図 3.28(a) では陽子と重陽子との分離が見られる。3.3.4 節での議論の通り、図 3.28 より二次関数でエネルギー較正を行った方が粒子識別の観点に於いて優位性があることを確認した。

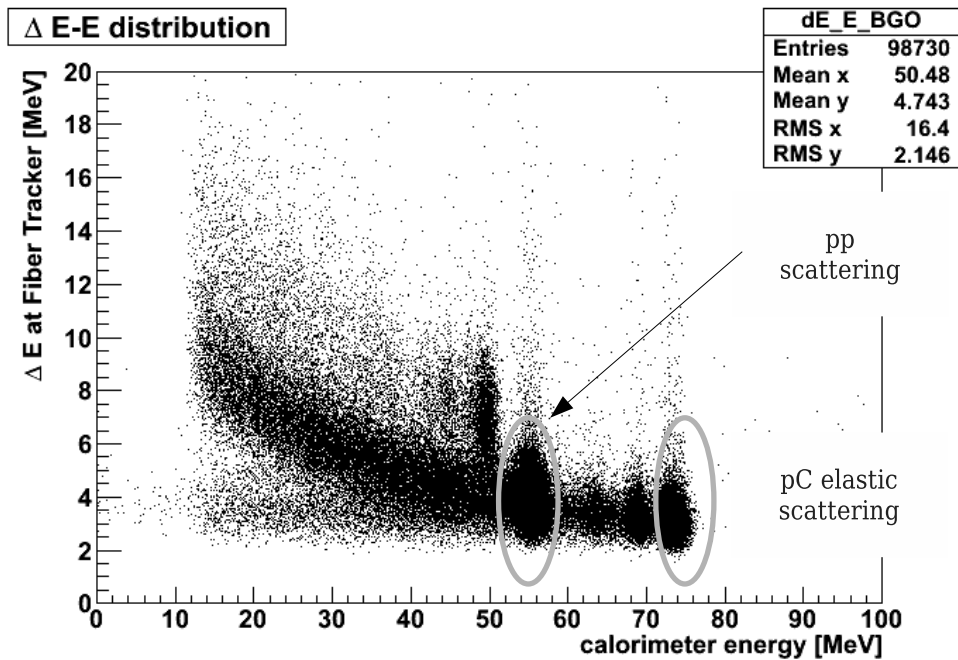


図 3.27: ΔE - E 分布 : 図内の濃い部分が陽子のバンド、その上の薄い部分が重陽子のバンドをそれぞれ対応している。また、灰色の円で囲った部分は pp 散乱及び pC 弾性散乱のピークにそれぞれ対応する。

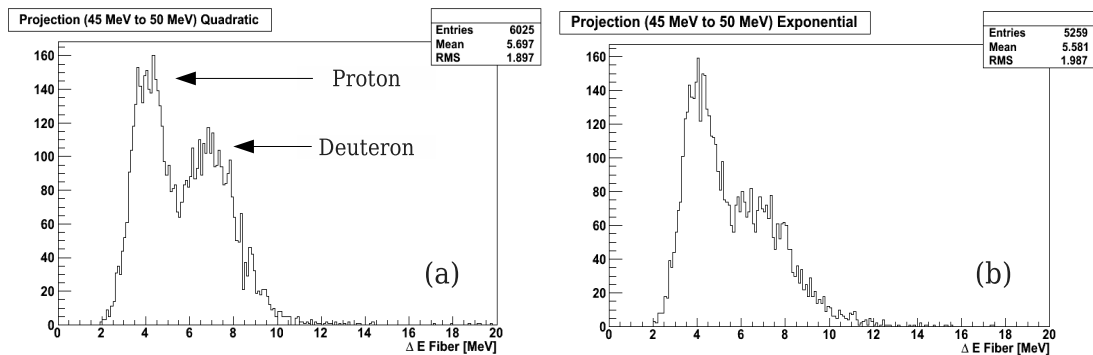


図 3.28: 陽子バンド及び重陽子バンドの分離 : それぞれ ΔE - E 分布の 45 MeV から 50 MeV までを縦軸方向へ射影したエネルギー分布を示している。(a) が二次関数でエネルギー較正した場合のエネルギー分布、(b) が式 3.3 でエネルギー較正した場合のエネルギー分布にそれぞれ対応する。(a) では明らかに陽子と重陽子のピークが存在することが分かるが、(b) の図では 2 つのピークが重なってしまい明らかな分離は見られない。

3.3.7 エネルギー分解能

実験データから求める ΔE の分解能

Σp 散乱実験では散乱陽子と Σ の崩壊 π は ΔE - E 分布によって区別されるため、Fiber Tracker は陽子と π を区別できる程度のエネルギー分解能を有する必要がある。本節では試作 Fiber Tracker のエネルギー分解能に関して議論する。

fiber 当たりのエネルギー損失が大きい pp 散乱に対する分布、及び陽子のエネルギーが高く ΔE - E 分布上で π のバンドと接近すると考えられる pC 弾性散乱の分布に対してそれぞれエネルギー分解能の評価を行う。それぞれの散乱事象の区別は、pp 散乱であれば左右両アームの tracking が成功したことを要求し、pC 散乱であれば tracking 後にカロリメータのエネルギー領域を選択することで区別する。実験結果から得られた pC 弾性散乱、及び pp 散乱に対する Fiber Tracker での ΔE を図 3.29 に示す。pC 弾性散乱と pp 散乱それぞれの ΔE 分布に対するエネルギー分解能はそれぞれ $\sigma = 15.1\%$ 及び $\sigma = 14.7\%$ と見積もられる。この値は光電子数の統計揺らぎから計算される分解能 (pp 散乱に対して 5.2%) よりも悪い。

この分解能の場合に、陽子と π のバンドがどの程度分離可能か議論を行う。予測される π の ΔE 分布は、 π に対してのエネルギー損失の計算値から平均値が 600 keV であり、実験データの pC 弾性散乱の ΔE の広がりと同じ幅を有すると想定する。 π バンドとの比較対象には実験データから得られた pC 弾性散乱の ΔE 分布を採用する。予測される π のエネルギー分布と pC 弾性散乱のエネルギー分布を図 3.30 に示す。図中の白が pC 弾性散乱、網掛けで示された分布が予測される π の ΔE 分布に対応する。図内の π の分布は pC 散乱の総イベント数と数が等しくなるように生成した。 π と陽子のバンドの分離は 2.6σ と見積もられる。目標となる π と陽子のバンドの分離は 5σ であるため、分解能が不足しており改善が必要である。

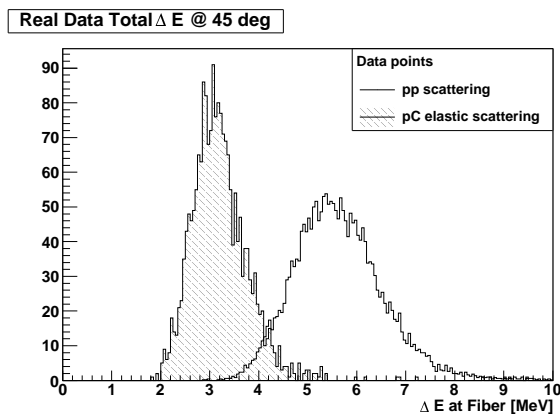


図 3.29: pC 弾性散乱及び pp 散乱に対する Fiber Tracker での ΔE 分布：白が pp 散乱に対する ΔE 分布。斜線で示したものが pC 弾性散乱に対する ΔE 分布。

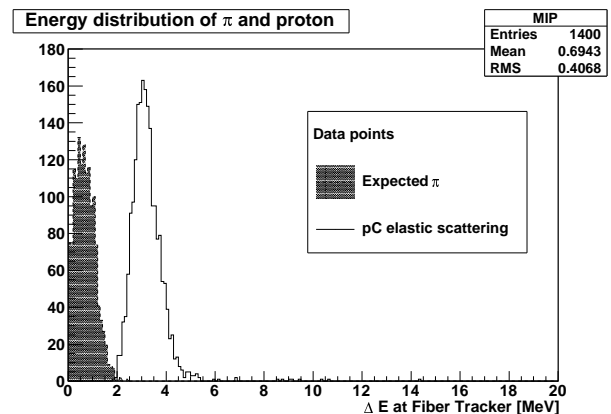


図 3.30: pC 弾性散乱及び予測される π の ΔE の分布：白が実験データから得られた pC 弾性散乱の ΔE の分布に対応し、網掛けで示した分布が予測される π の ΔE 分布に対応する。

MPPC simulation から求める ΔE の分解能

3.3.4 節で述べたように本試験実験では MPPC のアフターパルスや、2 本の fiber を 1 つの MPPC で読み出している効果により光電子数の統計揺らぎでは幅が説明出来ないため、

達成できる分解能の議論を困難にしている。そのため、どの程度まで分解能の向上が期待できるか MPPC simulation を基に見積もった。3.3.4 節では MPPC simulation を用いて MPPC から出力される光電子数の分布を計算した。MPPC simulation の結果である光電子数分布を、fiber のエネルギー較正を行う際に導出したエネルギー較正関数でエネルギーに変換する。6 本分の fiber の MPPC simulation を独立に行い、実験結果の解析と同じように 6 層分のエネルギーの和を取ることで pC 弾性散乱及び pp 散乱に対する ΔE を求める。MPPC simulation を基にして得られた ΔE 分布を図 3.31 に示す。図 3.31 から pC 弾性散乱、及び pp 散乱に対するエネルギー分解能はそれぞれ $\sigma = 11.5\%$ 及び $\sigma = 9.4\%$ と見積もられる。この時の pC 弾性散乱の ΔE と予測される π の ΔE 分布の分離は 3.0σ である。MPPC simulation はアフターパルスの影響を考慮しているため、幅が広がっている。この結果はアフターパルスの影響を受ける積分型 ADC では 3σ の分離までしか達成できないこと示しており、測定方法の改善が必要である。

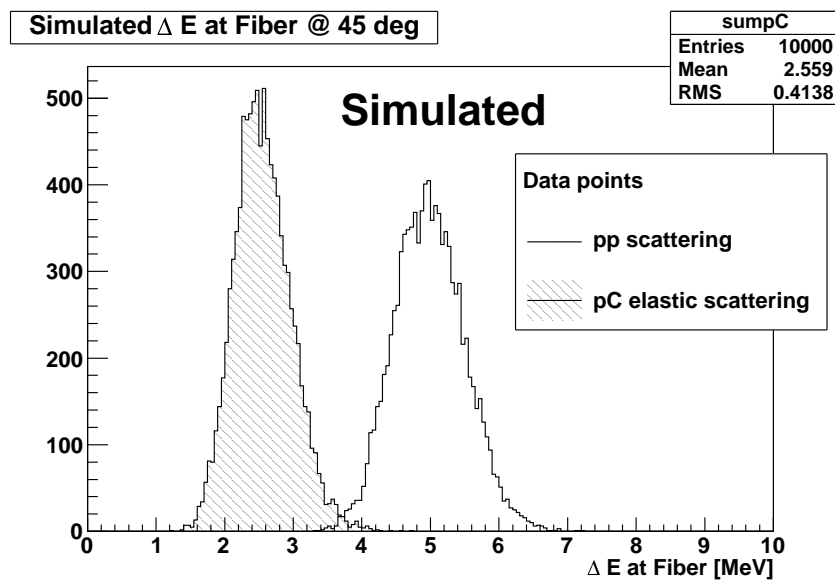


図 3.31: MPPC simulation を基にして得られた ΔE 分布：白で示した分布が pp 散乱の ΔE 分布に対応し、斜線で示した分布が pC 弾性散乱の ΔE 分布に対応する。

3.3.8 Fiber Tracker の検出効率

Fiber Tracker の検出効率は、各 layer の荷電粒子に対する検出効率の積で定義される。Normal trigger では各アームの 1st layer を要求しているため、検出効率を求める際には Calorimeter trigger で取得されたデータを用いる。各 layer の検出効率を求める際には fiber のエネルギー分布にソフトウェア的な閾値を設け、layer 中でのヒットの有無を判断する。検出効率を求める手順を以下に示す。

1. カロリメータのエネルギー領域で discriminator の閾値以上を要求する。
2. 調べたい layer 以外の 2 つの layer にエネルギー閾値を越えるセグメントがある事を要求する。
3. 調べたい layer にエネルギー閾値を越えるセグメントがあるか確認する。

これらの解析に加え、本実験のセットアップでは検出器の acceptance を考慮する必要がある。

4. Geant4 simulation で予測される検出効率との比を取って、layer の検出効率とする。

図 3.32 に示すように、カロリメータの方が Fiber Tracker よりも覆う面積が大きいため 1st、2nd 及びカロリメータは通過するが 3rd layer を通過しないようなイベントが存在する。そのため、今回は Geant4 simulation のデータに対しても同じ方法で検出効率を求めその相対値でどの程度の検出効率を達成できているかを検証する。Fiber Tracker とカロリメータの立体角を表 3.8 にまとめる。

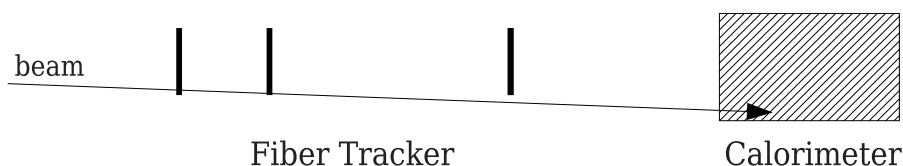


図 3.32: 3rd layer を通過しないイベント：3rd layer の立体角が他の検出器に対して小さいために、1st、2nd 及びカロリメータを通過しても 3rd layer を通過しないようなイベントが存在する。

表 3.8: 各検出器の立体角

	1st layer	2nd layer	3rd layer	カロリメータ
立体角	1.69	1.57	0.95	1.60
	単位 [msr]			

算出された Fiber Tracker の相対検出効率を図 3.33 に示す。これらの図の中で検出効率の特に低い layer は MPPC が動作していなかったセグメントを含んでいることに起因する。図中のソフトウェア閾値 200 keV に於ける全 layer の平均検出効率は $(92.0 \pm 0.1) \%$ であり高い検出効率を有するとは言及出来ない。

検出効率を下げる要因は MPPC の動作不良だけでなく、scintillation fiber の形状からの寄与も存在する。scintillation fiber には光子を反射させるための cladding という層が存在する。SCSF-81 では cladding の厚みは $10 \mu\text{m}$ であり、左右あわせると $20 \mu\text{m}$ (4%) の不感領域が存在することになる。scintillation fiber を使う以上 cladding の影響は避けられないため、二重構造を取るかもしくは layer の数を増やす等の対策を取り、redundancy を確保する必要がある。

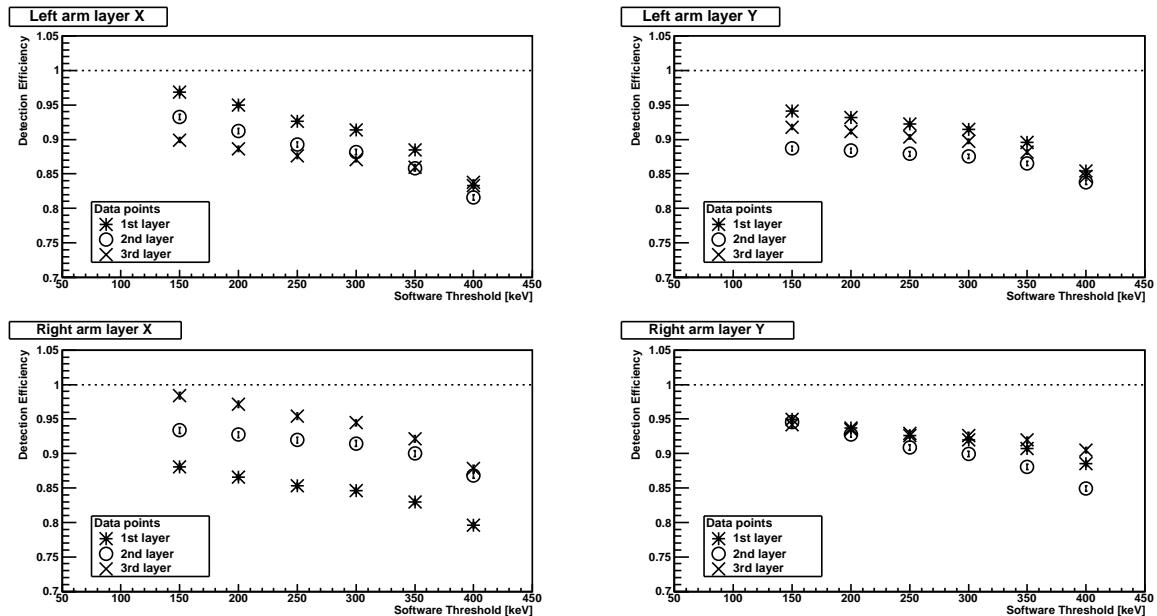


図 3.33: 各 layer の検出効率 : Geant4 の結果に対する各 layer の相対検出効率。左右のアームを X 面と Y 面に分けて表示している。横軸はプログラム内で用いているソフトウェア閾値である。

3.3.9 角度分解能

tracking は X 面及び Y 面に対して独立に行われ、両面に対して tracking が成功した場合 3 次元のベクトルが生成され以後の解析に利用される。3 層の layer に対しそれぞれヒットのあった fiber の位置情報を要求し、3 点に対して最小二乗法で直線を求める。fiber に対するヒットの有無は 3.3.8 節で述べたようにエネルギー閾値を設けることで確認する。解析では最も高いエネルギー損失のあった fiber を粒子が通ったとして位置情報を算出する。pC 散乱に対しては片方のアームの tracking が要求され pp 散乱に対しては両アームの tracking が要求される。pp 散乱に於いては両アームのベクトルから opening angle が求められる。opening angle は二体散乱の運動学から一意に決まるため、その角度分布から Fiber Tracker の角度分解能を算出する。Geant4 の結果及び実験結果から求められる opening angle の分布を図 3.34 に示す。図 3.34 は全ての散乱角に対する総和である。opening angle は相対論的

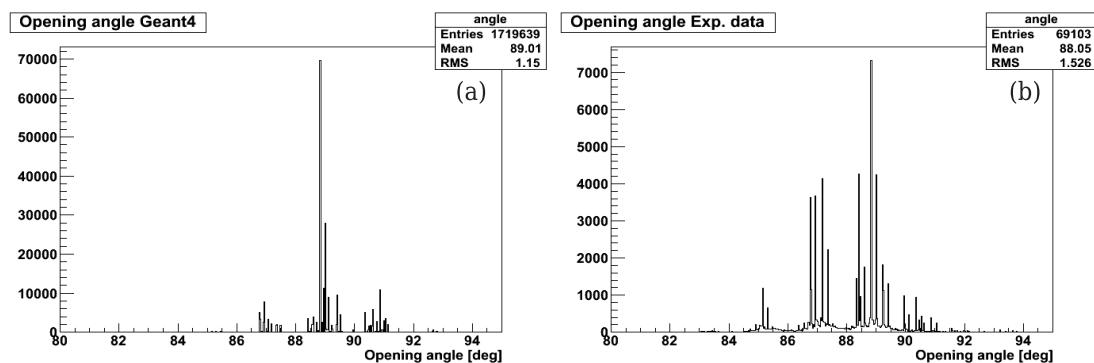


図 3.34: opening angle 分布：图中 (a) は Geant4 の結果から、(b) は実験結果から得られた opening angle の分布をそれぞれ示している。
運動学的には opening angle は 89 度になるべきである。

効果から 90 度から小さくなり 89 度が正しい値である。fiber が離散的な位置情報を与えるため、opening angle の分布も離散的になる。実験結果は Geant4 の結果よりも分解能が悪いことが図から見て取れる。それぞれ分解能は rms で 1.15 度 (Geant4)、1.52 度 (実験データ) である。図 3.34(b) 内で 87 度付近に見られる構造は主に左右のアームのジオメトリのずれによって生じる。図 3.34 に示されている結果はジオメトリ補正されていない。ジオメトリ補正に関する議論は Appendix A 内で議論する。

3.3.10 ΔE_{scat} 分布

ΔE_{scat} 分布を求め fiber のエネルギー分解能、角度分解能及びカロリメータのエネルギー分解能を含めたシステム全体のエネルギー分解能を求める。 ΔE_{scat} はエネルギーの実測値 $E_{measured}$ と散乱角度から計算された E_{calc} の差であり、実際に起きた散乱イベントと、仮定している運動学が等しければ 0 になるべき量である。散乱角度 45 度方向の pp 散乱及び pC 弾性散乱に対する ΔE_{scat} 分布を図 3.35 に示す。図 3.35(a) のピークには左端に肩のような構造が見られる。この構造は図 3.34 の 87 度付近に集まっているイベントに対応する。左右非対称なピーク形状に対してはガウスフィッティングが行えないため、 -6 MeV から 6 MeV までの範囲の rms で幅を議論する。pp 散乱と pC 弾性散乱に対して rms は 1.70 ± 0.05 MeV 及び 0.88 ± 0.03 MeV であるとそれぞれ求められ、この値をそれぞれの散乱ピークに

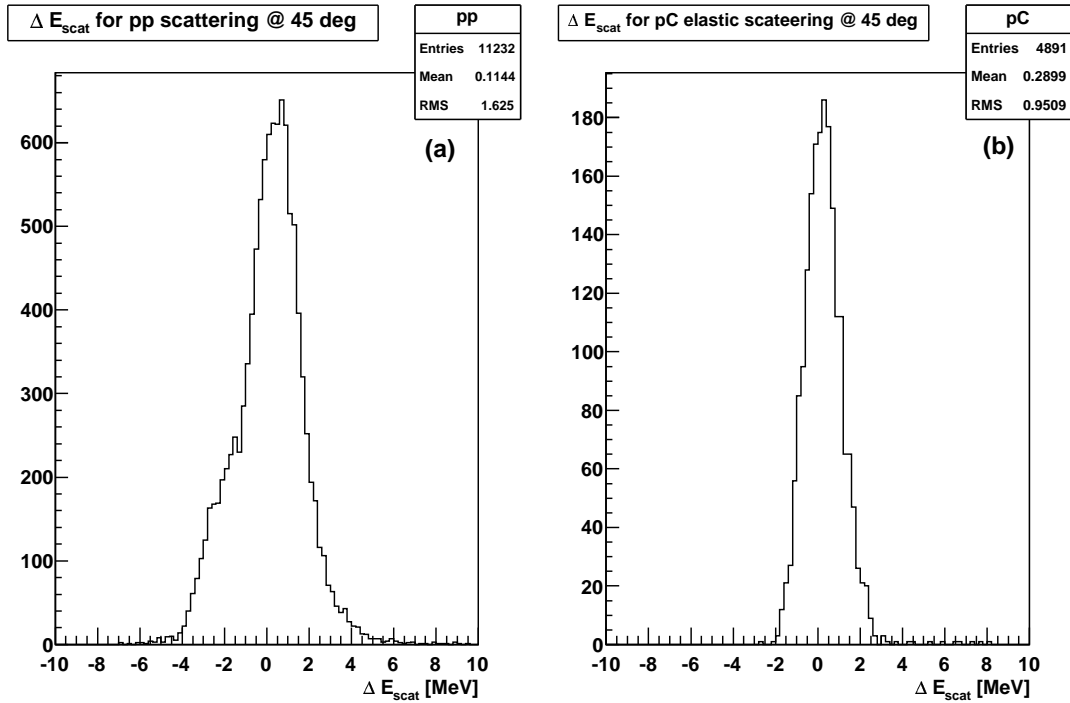


図 3.35: ΔE_{scat} 分布：図 (a) が pp 散乱に、図 (b) が pC 弾性散乱にそれぞれ対応する。pp 散乱のピークの左端に見られる肩の様な構造は図 3.34 中の 87 度付近集まっている散乱イベントに対応する。

対する ΔE_{scat} の分解能とする。 ΔE_{scat} の誤差は以下の式のように書けるため、 E_{calc} の分解能を ΔE_{scat} と $E_{measured}$ の分解能から見積もる。

$$\sigma(E_{scat}) = \sqrt{\sigma^2(E_{measured}) + \sigma^2(E_{calc})} \quad (3.4)$$

$\sigma_{E_{measured}}$ は Fiber Tracker での ΔE の幅及びカロリメータでのエネルギー測定幅の二乗平均で決まる量である。 ΔE_{scat} 、 $E_{measured}$ 、及び計算された E_{calc} の幅を表 3.9 にまとめる。pC 弾性散乱では ΔE_{scat} の幅はほぼ fiber とカロリメータのエネルギー分解能で決まっていることが分かる。これは炭素が陽子に対して非常に重たいためである。

表 3.9: 各エネルギー分布の幅

	ΔE_{scat}	$E_{measured}$	E_{calc}
pp 散乱	1.70 ± 0.05	1.11	1.15 ± 0.05
pC 弾性散乱	0.88 ± 0.03	0.78	0.19 ± 0.03
単位 [MeV]			

対して、pp 散乱では検出器からの寄与と ΔE_{calc} が同程度であることが分かる。 Σ と陽子の質量差は小さいため pp 散乱による結果が重要であるが、 ΔE_{scat} への検出器のエネルギー分解能と角度分解能の寄与がバランスしている事がわかる。

最後に全ての散乱角度に対する ΔE_{scat} を足し合わせたプロットを図 3.36 に示す。この結果より pp 散乱及び pC 弾性散乱に対する rms はそれぞれ、 1.70 ± 0.05 MeV 及び 1.10 ± 0.03 MeV と見積もられる。 Σ^-p 散乱実験における Σ^-p 散乱に対する ΔE_{scat} 分布の幅に対する寄与は、Fiber Tracker 起因の要因と SKK 起因の要因、及び真空膜や断熱材中でのエネル

ギー損失に分けられる。第2章の結果より Σ^- ビームの運動量決定精度は 6.03 ± 0.03 MeV/c であり、 Σ^- -p 散乱の ΔE_{scat} への寄与は 1.1 MeV であった。試験実験の結果より導出された全ての散乱角に対する pp 散乱の ΔE_{scat} の幅は、 Σ^- -p 散乱における ΔE_{scat} への、散乱陽子検出システムからの寄与と考えることが出来る。両方からの寄与を合わせると Σ^- -p 散乱に対する ΔE_{scat} 分布は最低でも 2.1 MeV の幅を持つと計算できる。よって、検出器からの寄与によって Σ^- -p 散乱の ΔE_{scat} の分解能が大幅に悪化する事は無いと言及できる。

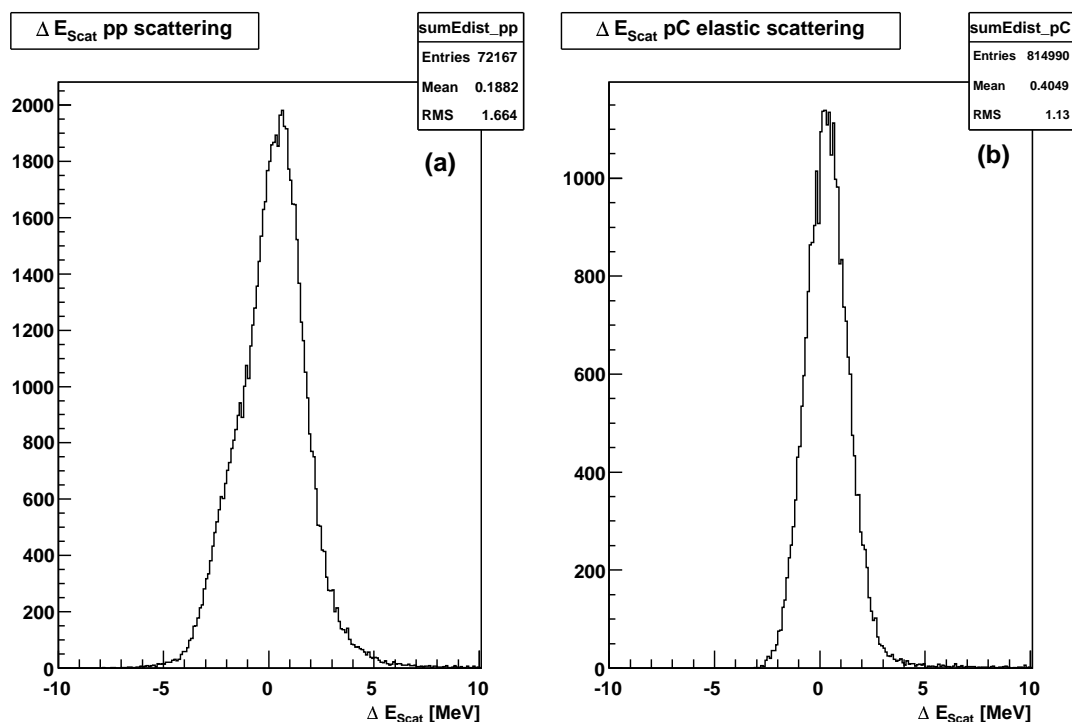


図 3.36: 全ての散乱角に対する ΔE_{scat} 分布：散乱角度 30 度から 60 度におけるデータの総和。(a) が pp 散乱のイベント、(b) が pC 弾性散乱のイベントに対応する。45 度方向のみのデータと比べても、幅の悪化は見られない。

3.3.11 散乱微分断面積

pp 散乱と pC 弾性散乱の散乱微分断面積を導出し、過去の実験データと比較を行うことで Fiber Tracker の断面積を測定する検出器としての性能を評価する。散乱微分断面積は以下の式を用いて求められる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_{scat}/(\epsilon_{trigger}\epsilon_{analysis}\epsilon_{DAQ})}{N_{beam}N_{Target}\epsilon_{Acceptance}d\Omega} \quad (3.5)$$

分子のうち、 N_{scat} は散乱された陽子の数、 $\epsilon_{trigger}$ は左右のアームそれぞれの trigger 効率、 $\epsilon_{analysis}$ は左右のアームそれぞれの tracking 効率、 ϵ_{DAQ} は DAQ 効率をそれぞれ示している。分母のうち、 N_{beam} は標的に照射した一次ビームの数、 N_{target} はビームに垂直な単位面積あたりの標的中の陽子及び炭素核の数、 $\epsilon_{acceptance}$ は立体角の補正項、 $d\Omega$ は立体角である。各効率を見積もる方法を述べる。

trigger 効率 ($\epsilon_{trigger}$)

trigger 効率は Calorimeter trigger の run を利用して求められる。カロリメータのエネルギー

ギー領域を選択し、その際に 1st layer の X 面と Y 面両方に TDC が存在する割合で効率を定義する。

解析効率 ($\epsilon_{analysis}$)

解析効率は trigger されたイベントに対してどの程度の割合で tracking が成功するかの割合であり、各 layer の検出効率の積で求められる。解析効率を求める際の手法は 3.3.8 節で述べた方法とは若干異なる。まず、trigger flag を使って自分自身のアームで trigger したイベントである事を保証する。次に、3.3.8 節で述べた方法と同じように、調べたい layer 以外の二枚の layer にヒットが存在した数を分母として各 layer の検出効率を求める。Geant4 との比較は他の検出器に対して大きく立体角の異なる 3rd layer に対してのみ行う。この方法で算出された各 layer の検出効率の積を解析効率とする。

DAQ 効率 (ϵ_{DAQ})

DAQ 効率は DAQ に対する request と実際にデータを取得できた数 (accept) の比で求められる。

立体角補正項 ($\epsilon_{acceptance}$)

結晶のサイズが小さいため、tracking を要求しても一部の粒子は結晶を貫いてしまう。そのようなイベントの割合を Geant4 simulation の結果から算出し、立体角の補正を行う。

補正項を見積もる手法は pC 散乱の場合と pp 散乱の場合で若干異なるため、それぞれの場合に対して更に詳細に述べる。

pC 弾性散乱の散乱微分断面積 散乱陽子の fiber 内でのエネルギー損失は陽子のエネルギーに依存するため、 $\epsilon_{trigger}$ 及び $\epsilon_{analysis}$ は陽子の散乱角度に依存する量である。しかしながら pC 弾性散乱では散乱された陽子のエネルギーが散乱角に対してほぼ変化しないため、散乱角 45 度のデータを用いて求められた $\epsilon_{trigger}$ 及び $\epsilon_{analysis}$ を全ての散乱角のデータに適用する。30 度から 60 度までどの散乱角度でも tracking 出来たイベントが結晶を貫く確率は 5 %であったため、 $\epsilon_{acceptance}$ は全ての散乱角度に対して 0.95 とする。3rd layer の立体角は $3.5 \text{ mm} \times 4.0 \text{ mm} / 121 \text{ mm}^2 = 0.956 \text{ msr}$ であるが、ADC の動作不良により 0.8 MeV 以下のエネルギー損失に対する感度を失っているセグメントが 1 つ存在する。そのため、そのセグメントを通過したイベントに関しては tracking 出来ないため立体角を $3.5 \text{ mm} \times 3.0 \text{ mm} / 121 \text{ mm}^2 = 0.717 \text{ msr}$ と補正する。また $\epsilon_{analysis}$ もこの立体角にあわせる必要があるため、Geant4 内でも 3rd layer の fiber を一本外した状態で layer の検出効率を求め、実験結果から得られる 3rd layer の検出効率との比較を行う。上記 pC 弾性散乱の散乱微分断面積を導出する際の補正項を表 3.10 にまとめる。各 layer のエネルギー閾値を 200 keV に設定

表 3.10: pC 弾性散乱の散乱微分断面積補正項

$\epsilon_{trigger}$	$\epsilon_{analysis}$	ϵ_{DAQ}	$\epsilon_{acceptance}$
0.68	0.38	run 毎 (平均 0.7)	0.95

しても $\epsilon_{analysis}$ は 30 %台となる。pC 弾性散乱に対する各 layer の検出効率は 90 %に達せず、陽子のエネルギー損失の低さを強く反映している。これらの補正項を用いて導出された散乱微分断面積を図 3.37 に示す。過去の実験データ [23] と非常に良い一致を示していることが分かる。60 度方向の一点のみ実験結果と過去の実験データが一致しないが、これは左側のアーム角度が 60 度からずれていたためと思われる²。誤差棒には統計誤差と系統誤

²ずれている事は pp 散乱のピークから類推できる。散乱角 60 度の pp 散乱のエネルギーは左アームのカロリメータにとって電圧閾値以下であるため、右アームが生成した pp 散乱の trigger がなければ左アーム

Differential cross section pC elastic

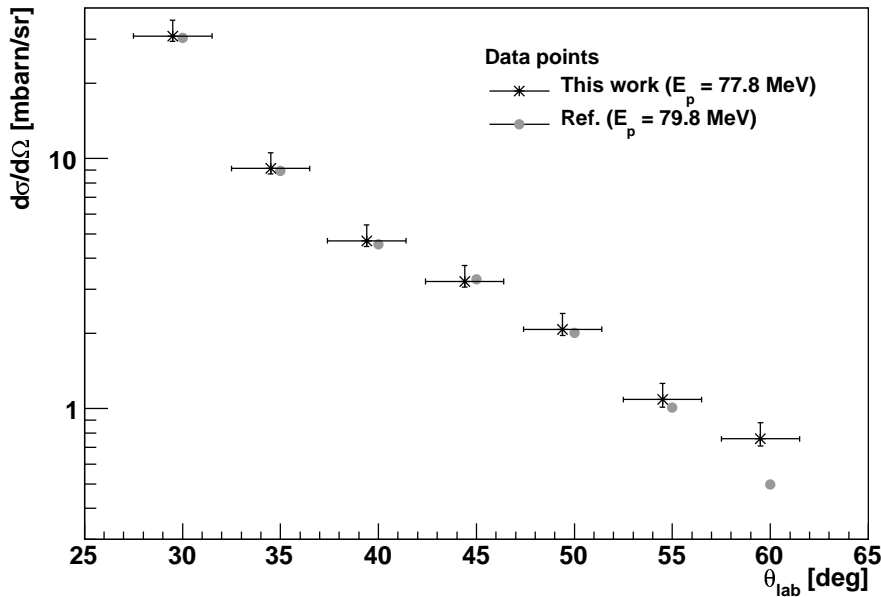


図 3.37: pC 弾性散乱の散乱微分断面積：全体で過去の実験データ [23] と良い一致を示している。60 度の一点に関してはアーム角度が 60 度からずれている可能性が高い。

差が含まれている。

詳細な断面積表、及び誤差表は Appendix B にまとめる。

pp 散乱の散乱微分断面積 pp 散乱では散乱陽子のエネルギーは散乱角に対して大きく変化するため、run 毎に $\epsilon_{trigger}$ 、 $\epsilon_{analysis}$ 、及び $\epsilon_{acceptance}$ を求める必要がある。特に、1st layer の discriminator の電圧閾値が高く散乱角によって trigger 効率が大きく変化する。 $\epsilon_{trigger}$ は pC 散乱の場合と同様にして calorimeter trigger の run のデータから算出するが、calorimeter trigger では左アームの散乱角で 35 度、45 度、及び 55 度のデータしか取得しなかったため、その他の散乱角に対する trigger 効率が算出できない。そこで、散乱角 40 度と 50 度の trigger 効率に関しては、前後の分かっている点の trigger 効率の平均値を採用する。また、30 度と 60 度に関しては図 3.38 に示すように、2 点の外挿によって求める。この方法で求めた trigger 効率の誤差は、図 3.38 に示すように calorimeter trigger の run のデータから分かっている 3 点に対する二次関数のフィッティング結果との差とする。

導出された微分断面積を図 3.39 に示す。図中には横軸を 2 つ表示しており、下辺の横軸は左アームの散乱角度に対応し、上辺の横軸は右アームの散乱角度に対応している。そのため、上下に示された 2 点は同じ run で取得されたデータである。図 3.39 には 3 つの異なるエネルギーにおける過去の実験データを載せているが、最もエネルギーに近い 78 MeV のデータは、CM 系 90 度の 1 点のみであったため図中にデータ点と同じ高さ (5.4 mb/sr) に点線を引いた。左アームの点は過去の実験データ (5.4 ± 0.3 mb/sr) に誤差の範囲内で等しいと考えることが出来る。右アームの断面積が全体的に小さいことに関しては、アームがビームに対して平行に置いていないことによる立体角の損失によるものと考えられる。

は pp 散乱に対するデータを取得できない。そのため、左アームの pp 散乱のピーク内に含まれるイベントの個数は右アームの pp 散乱のピーク内に含まれるイベントの個数におよそ一致するはずである。しかし、60 度方向のデータでは左アームに見られる pp 散乱のイベントの数は右アームに見られるイベントの個数に対しておよそ 1/4 以下と極端に少ない。そのため、60 度方向のデータのズレに関してはアーム角度のズレによるものであると結論付ける。

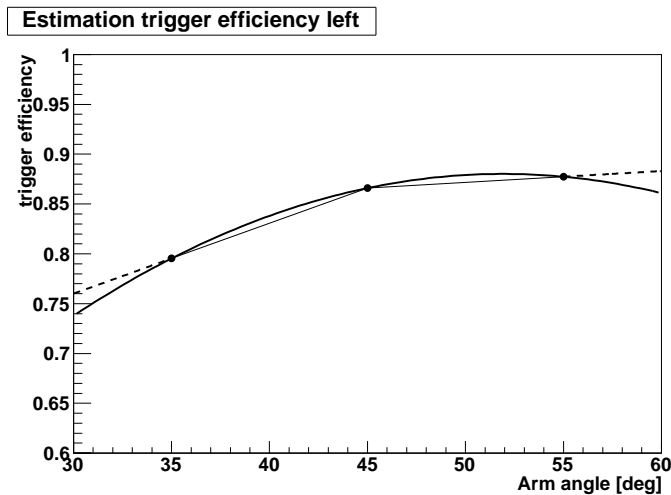


図 3.38: $\epsilon_{trigger}$ の予測：二次関数を用いた3点に対するフィッティング結果と、30度及び、60度への外挿の線が描かれている。40度と50度の trigger 効率に関しては前後の trigger 効率の平均値を採用する。

しかし 3.3.9 節で述べたようにジオメトリの補正が出来ないため、ここでは補正は行わない。詳細な断面積表、及び誤差表は Appendix B にまとめる。

pC 弾性散乱、及び pp 散乱の散乱微断面積の導出を行い、左アームの検出器で得られた pC 弾性散乱及び pp 散乱の散乱微断面積は共に過去の実験値と良い一致を示した。右アームの検出器では pp 散乱に於いて過去の実験データよりも小さい結果が得られ、アームがビームに平行に配置できていなかった事によると考えられる。ジオメトリ補正が出来ないことから、両アーム間の差は測量誤差より生じるものであり Fiber Tracker に対する測量精度が断面積に大きく関わる事が分かる。

3.3.12 結論

Σp 散乱実験で用いる予定の Fiber Tracker の試作機を作製し、東北大学サイクロトロン RI センターに於いて陽子ビームを用いた試験実験を行った。fiber を読み出す MPPC から得られた光電子数分布からは、積分型 ADC を用いたことによるアフターパルスの影響、及び 2 本の fiber を 1 つの MPPC で読み出した影響によって光電子数分布の幅が広がっていることを確認した。それにより、積分型 ADC の利用は避けるべきであるという結論に至った。fiber とカロリメータのエネルギー較正の結果から $\Delta E-E$ 分布を作製した。散乱角度 45 度に於ける pp 散乱、及び pC 弾性散乱に対する Fiber Tracker のエネルギー分解能はそれぞれ $\sigma = 14.7\%$ 、及び $\sigma = 15.1\%$ であった。この分解能に対する π と陽子のバンドの分離は 2.6σ であり、エネルギー分解能の改善が必要である。荷電粒子に対する Fiber Tracker の各 layer の検出効率の平均値は $(92.0 \pm 0.1)\%$ であった。検出効率を下げる主な要因は MPPC の動作不良と scintillation fiber の cladding の存在であった。fiber の cladding を無くすことは出来ないため、fiber を互い違いに配置する、もしくは更に layer 数を増やす等の対策を施し redundancy を確保する必要があることが分かった。 ΔE_{scat} を pp 散乱と pC 弾性散乱の両方の散乱イベントに対して導出し、システム全体の分解能を求めた。散乱角度 30 度から 60 度方向に於ける全ての pp 散乱に対する ΔE_{scat} の分解能は 1.70 ± 0.05 MeV であり、Fiber Tracker が $\Sigma^- p$ 散乱の ΔE_{scat} の分解能を大幅に悪化させることは無いと分かった。pC 弾性散乱、及び pp 散乱に対する散乱微断面積を導出した。pC 弾性散乱

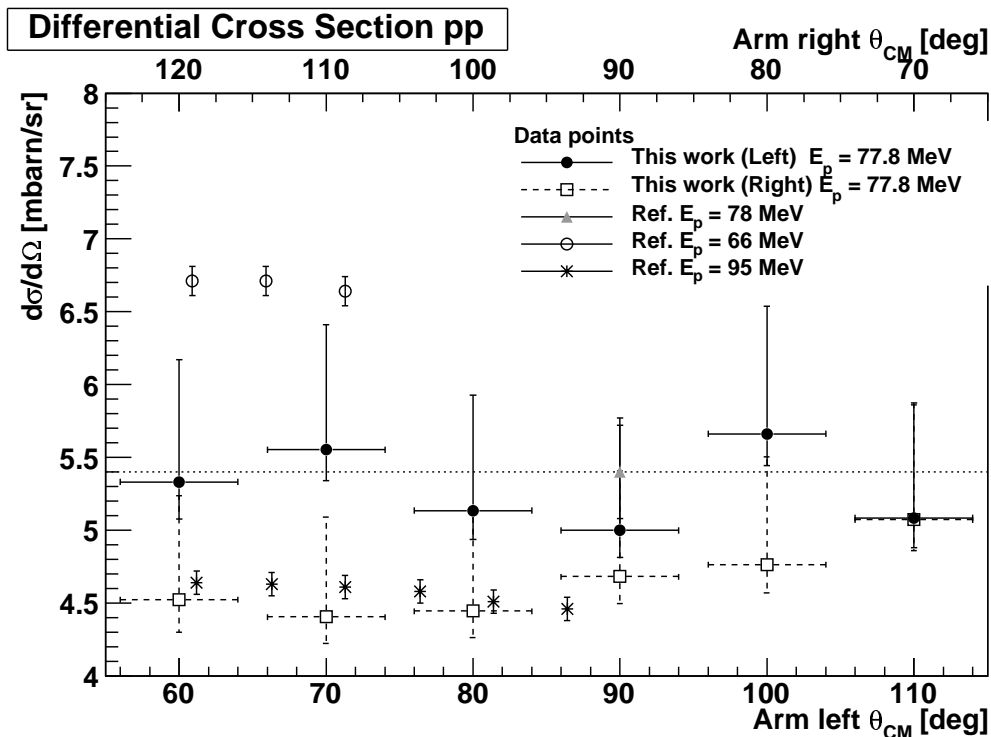


図 3.39: pp 散乱の散乱微分断面積：図中の黒丸及び白抜きの四角が左アームと右アームそれぞれの検出器で導出した pp 散乱の断面積に対応する。下辺の横軸が左アームの重心系での散乱角、上辺の横軸が右アームの散乱角にそれぞれ対応する。図中にビームのエネルギーが 66 MeV[24]、78 MeV[25]、及び 95 MeV[24] における過去の実験値を示す。78 MeV の実験値は重心系 90 度の一点のみであったため、過去の実験値と同じ高さに点線を引いた。

に対しては過去の実験値と非常に良い一致を示した。pp 散乱に対しては両アームにおいて誤差の範囲内で過去の実験値と一致した。以上の全ての結果から、Fiber Tracker の構成そのものに間違いは無く、エネルギー分解能と検出効率を改善することによって Σ_p 散乱実験で使用可能である。

第4章 多チャンネルMPPCのためのシリアル読み出し回路

MPPCに代表される小型の光半導体検出器とPMTとは大まかに表4.1に表されるような違いがある。MPPCはPMTと同程度の時間応答性能を有し、尚且つ半導体であるため磁場に強く小型であると利点を有する。MPPCを用いるとスペクトロメータの直近にFiber Trackerの様な集積度の高い検出器を建設することが出来る。そのかわり、光電面が小さいため大面積を覆うためのチャンネル数の増加は避けられない。例えばFiber Trackerは全体で2000チャンネル程になる。更にMPPCには以下のような克服しなければならない特徴がある。

- gainが最大でも 10^6 程度であるためAmpが必要である。
- バイアス電圧に対してgainが敏感に変化し10 mV単位でのバイアス電圧調整が必要である。

そのため、既存回路で大量のMPPCを同時駆動することは困難であり、MPPC用の多チャンネル読み出し回路の開発が必要となる。

表 4.1: MPPC と PMT の違い

	gain	応答時間	磁場耐性	バイアス電圧	光電面
MPPC	10^6	< 10ns	強い	~ 80 V	数 mm^2
PMT	$10^6 \sim 10^7$	< 10ns	弱い	1 ~ 2 kV	数百 mm^2

4.1 SPIROC

読み出し回路の開発に当たって、読み出し部のフロントエンドとなるASICは既存のSPIROCというASICチップを採用する。SPIROCはSilicon PM Integrated Read Out Chipの略称であり、フランスのLaboratoire de l'Accelérateur Lineaire (以下LAL)で開発されたASICである。本章では主にTCP/Ethernetを用いたSPIROCチップの制御方法とその結果について述べる。

4.1.1 チップ概要

SPIROC チップは元々 ILC の Calice プロジェクトのために開発されたチップである [26]。以下に SPIROC チップの特性を示す。

- ワンチップ内にアナログとデジタルが共存する
- MPPC36ch の同時駆動
- 4.5V 8bit 精度でのバイアス調整機能
- AMP、shper、discriminator を内蔵
- 深さ 16 のアナログバッファ (ILC 用)
- チャンネル毎の AD コンバータ (ILC 用)
- SRAM とシリアルデータ転送 (ILC 用)
- slow control¹でパラメータの変更が可能

本来は ILC の加速器クロックに同期動作させることが求められチップであるため、ILC 用と書かれている項目に関しては外部から参照クロックの入力が必要となる。ILC 用の機能の他に SPIROC チップは非同期でのイベント読み出しにも対応しており、我々はその機能を利用して読み出しを行う。上記の SPIROC に対する入出力を図 4.1 にまとめる。チップは MPPC への HV 調整を 4.5V 8bit 精度で行う。入力信号はチップ内で成形増幅され、

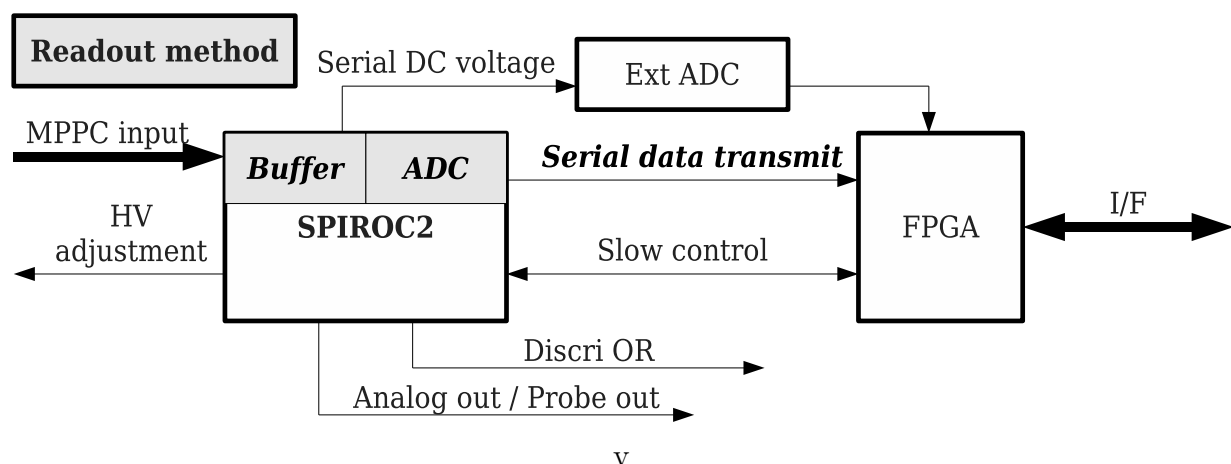


図 4.1: SPIROC チップの入出力概略図。: MPPC へは HV の供給とその調整を 4.5V 8bit で行う。MPPC の波形をチップ内で成形増幅を行い、アナログバッファに記録する。その電圧情報を内部 ADC もしくは外部 ADC で A/D 変換する。内部 ADC で変換されたデータに関してはシリアルライズされて FPGA に転送する。図中の斜体字で書かれた機能を使用するためには外部クロックが必要になる。ユーザーはプローブ出力を利用して各成形増幅過程に於ける波形を確認でき、尚且つ各チャンネルの OR 信号を利用することが出来る。

¹クロックに乗せてシリアルにレジスタを転送する制御手法

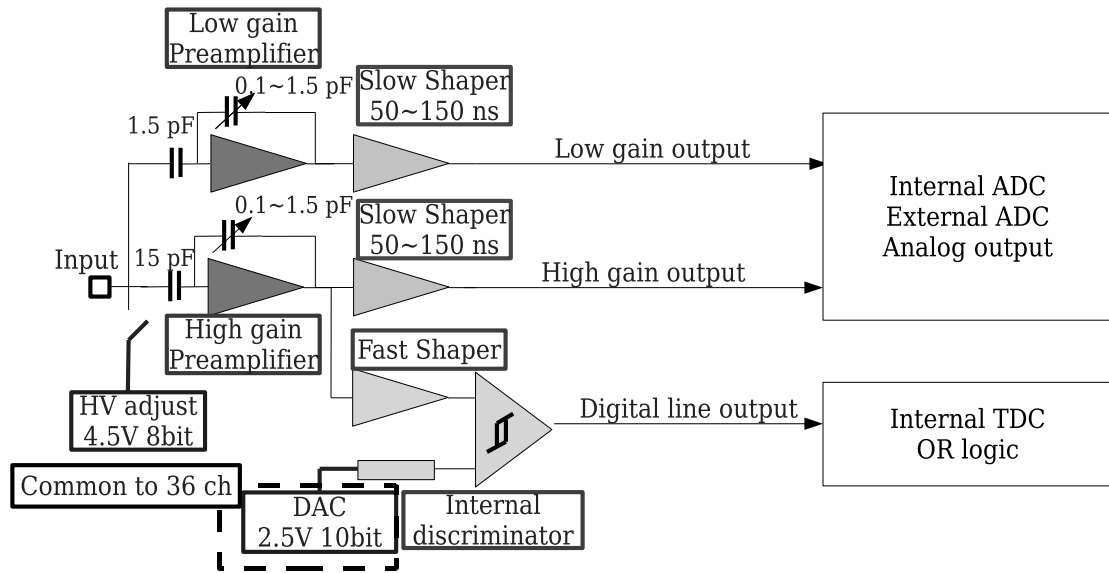


図 4.2: SPIROC チップのアナログパート。:MPPC への HV 供給はチップを通して行わず、チップは DAC を通してその調整のみ行う。入力電荷は容量の違うコンデンサを用い電荷分割方式で high gain と low gain 二種類の成形増幅パートを作り、MPPC の gain を 10^6 であるとした場合 160 fC から 320 pC までの広いダイナミックレンジをカバーする。増幅後の信号は slow shaper で成形される。成形された信号はそのまま analog output として外に出力される。もしくはピーク波高をアナログバッファ(コンデンサ)に電圧として保存し ADC へ転送する。また high gain 側には slow shaper の他にもう一つ fast shaper が実装されており、内部 discriminator でタイミング信号が生成される。このタイミング信号は内部トリガー用として用いられると同時に TDC に送られる。

アナログバッファに記録される。記録された電圧情報は内部 ADC もしくは外部 ADC を用いて A/D 変換され、内部 ADC で変換されたデータに関しては一度 SRAM に保存された後 FPGA にシリアル転送される。図中の斜体字で書かれた機能は ILC 用に用意された機能で、これらを使用するためには外部クロックが必要になる。また、ユーザーはプローブを利用して各成形増幅過程に於ける波形を確認でき、なおかつ各チャンネルの OR 信号をチップからの trigger signal として利用出来、他のカウンターとの coincidence を取ることも可能である。

アナログパート SPIROC チップのアナログ部分に関して簡単に図 4.2 にまとめる。HV 調整用の DAC は各チャンネル毎に備わっており、4.5V の範囲を 8bit の精度で調整できる。入力電荷は 10 倍容量の違う 2 つのコンデンサで high gain 側と low gain 側にそれぞれ分割され増幅される。ダイナミックレンジは MPPC の gain を 10^6 と考えた場合 160 fC (1 p.e) から 320 pC (2000 p.e) 程度までである。増幅後の信号は slow shaper で成形される。デフォルトの slow shaper の時定数は 50 ns である。high gain 側にはタイミング生成用の fast shaper と discriminator (leading edge 型) が実装されており、各チャンネルのタイミング信号が生成される。discriminator の閾値は全チャンネル共通の DAC から供給されており、2V 10bit の精度で設定可能である。成形増幅過程の信号を図 4.3 に示す。図 4.3(a) は pre-AMP 出力を示している。(b) は slow shaper の信号出力を示している。SPIROC の信号処理系は全て反転回路であり、入力に正の電圧を受け最終的に正の信号を出力する。(c) は fast shaper の

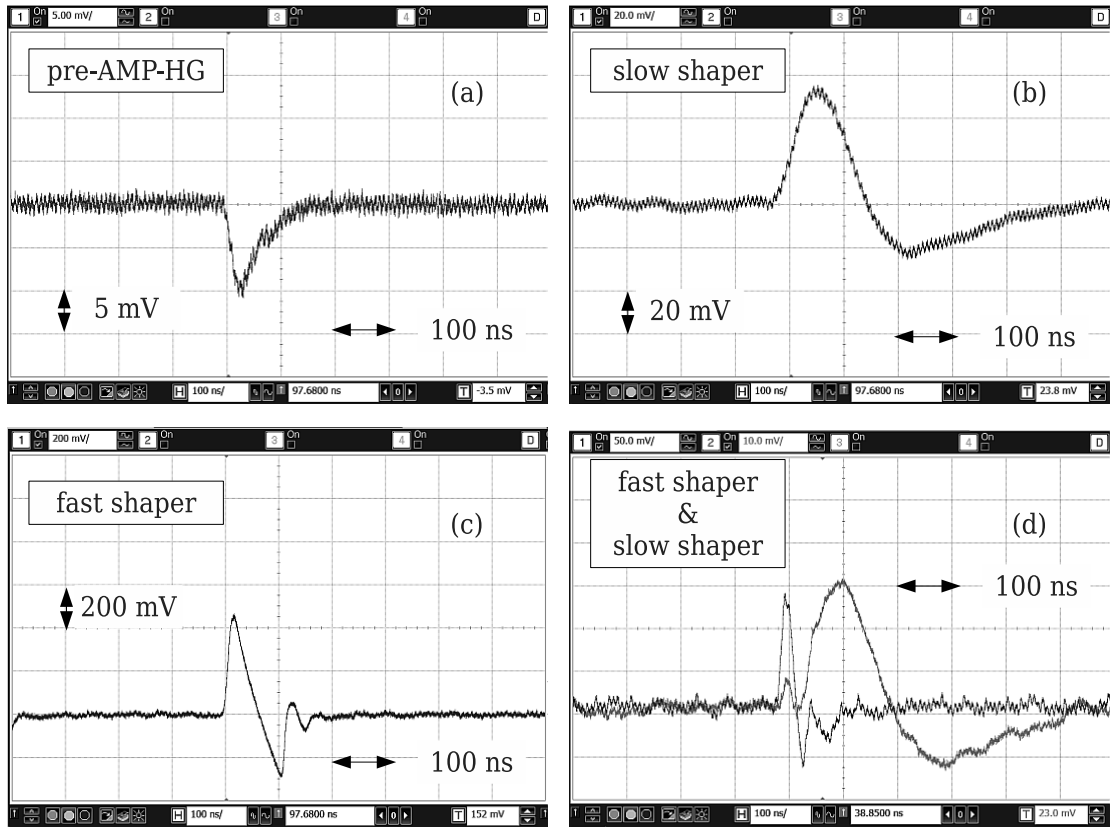


図 4.3: SPIROC チップの成形増幅過程 : (a) は high gain 側の pre-AMP の波形を示している。(b) は slow shaper の信号出力を示している。アナログ測定にはこの信号を用いる。(c) は fast shaper の信号出力を示している。fast shaper の波形は discriminator で処理されロジック信号を生成する。(d) は fast shaper と slow shaper の信号タイミング差を示している。

信号波形を示しており、鋭い立ち上がりを生成する。fast shaper の出力は discriminator で処理され、タイミング信号を生成する。(d) は fast shaper と slow shaper の信号タイミング差を示している。fast shaper の立ち上がりからおよそ 120 ns 後に slow shaper の出力波形の波高が最大となる。ただし、(d) に示されている slow shaper 信号はプローブ信号線とは違う経路を通る信号線からの出力であるので、このタイミング差はチップ内の真の時間差を示していない。図 4.3 に示されている信号は全てボード外に出力する際に帯域 110 MHz のオペアンプを介しているため、速い周波数成分が失われている点に注意しなければならない。

アナログパートのパラメータ SPIROC のアナログパートには制御できるパラメータが多数存在する。SPIROC のアナログパートの可変パラメータとその範囲を表 4.2 にまとめる。HV 調整は MPPC の gain を一様にするために使用する。DAC は GND(信号入力)側に配置されており、HV ラインとの電位差を小さくすることで電圧調整を行う。pre-AMP は negative feed back 方式を採用しているため、コンデンサの容量が大きいく程 gain が小さくなる。slow shaper の成形時定数は slow shaper 出力の peaking time を変更する。100 ns であれば、信号の立ち上がりからおよそ 100 ns で最大波高に達する。discriminator の閾値は各チャンネル共通であり、fast shaper の出力に対する閾値を設定する。discriminator mask は discriminator 出力の on/off を設定する。

表 4.2: SPIROC アナログパートの可変パラメーター一覧

HV 調整用 DAC	0 - 4.5V 8bit 精度
アンプフィードバックキャパシタンス	0 - 1.5pF (100 fF 毎)
slow shaper 時定数	25 ns - 175 ns (25 ns 毎)
discriminator 閾値	260mV - 2.5V 10bit 精度
discriminator mask	チャンネル毎の discriminator の on/off 設定

信号処理系 アナログ信号とデジタル信号の処理系について述べる。信号処理系には外部クロックに同期して動作する ILC モードと、非同期でイベント毎に読み出すモードの2つが存在する。ILC 用の処理系を連続ビームを利用して行う fixed target 実験で使用することは困難であるため、非同期処理系のみ集中して開発と評価を行った。非同期のイベント毎読み出し処理について図 4.4 に示す。

SPIROC チップにはアナログ信号を直接外部出力するための信号処理系が備わっている。各チャンネルには一つずつ backup SCA(Switching Capacitor Array) が備わっており、このラインを通る信号は analog output として外部に出力される。backup SCA 前のスイッチの on/off を決めるためには hold 信号を入力する (図 4.4)。hold 信号は 36 チャンネル共通の信

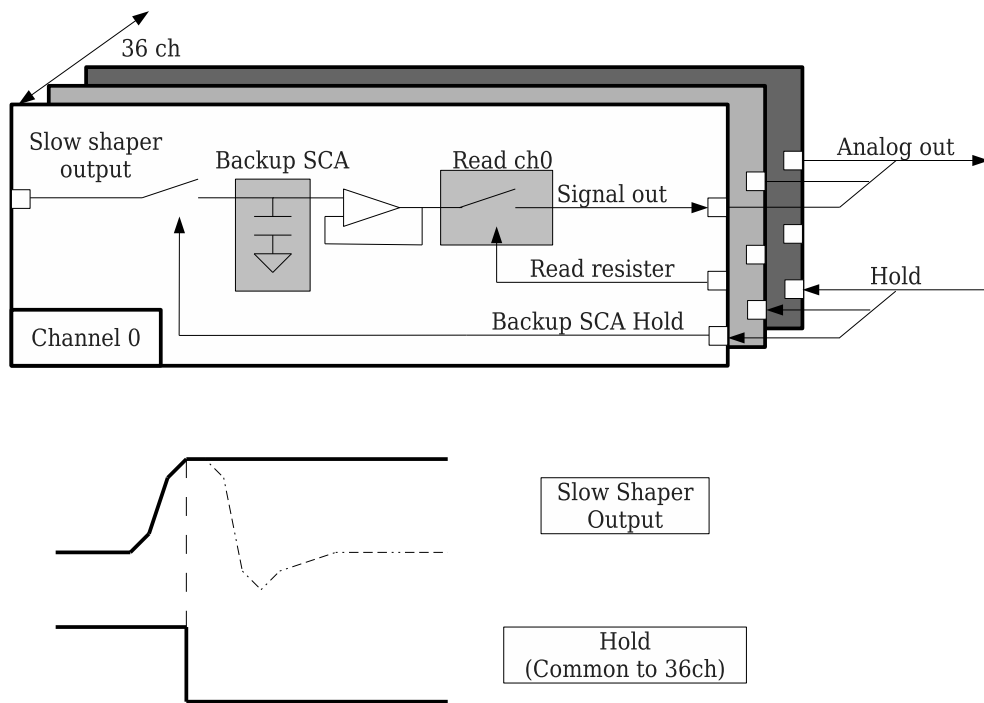


図 4.4: アナログ信号出力概略図: SPIROC には外部にアナログ情報を出力するためのバックアップ用のアナログバッファが各チャンネル毎に存在する。バックアップバッファへアナログ情報を記録するための hold 信号 (active low) が存在し、この信号は 36 チャンネル共通である。hold 信号が low state の時バッファは shaper ラインから断線されて DC 電圧を出力する。どのチャンネルの信号を出力するかを決めるためには read resistor を入力する。read resistor は slow control で入力される。hold 信号が high state の時に read resistor を送信すると slow shaper 後の信号がそのまま外部に出力される。

号であり、high state 時はショート (以後 track 状態)、low state で断線 (以後 hold 状態) となる。よって track 状態の時は slow shaper の信号がそのまま出力されて、hold 状態の時は backup SCA に保存された電荷に相当する電圧がオペアンプから出力される。slow shaper 出力の波形をピーク位置で hold するためには、ユーザーが hold 信号の negative edge のタイミングを調整する必要がある。

SPIROC チップにはアナログ信号を外部出力するための信号線が一本しかないため、どのチャンネルの信号を出力するかをユーザーが選択する必要がある。そのための resistor は read resistor と呼ばれ、slow control によって FPGA から ASIC へ転送される。

external ADC を使用する際にはこのアナログ出力ラインが使用される。external ADC にはパイプライン型 ADC (AD9220) が用いられており、36 チャンネル分の A/D 変換を 1 つの ADC で行う。read resistor を slow control クロックに乗せて転送し、36 チャンネル分の DC 電圧を逐次的に ADC に入力する。その際のタイミングチャートを図 4.5 に示す。AD9220 が扱えるクロックの上限速度は 10 MHz であるが、SPIROC の slow control に利用できるクロック速度が 5 MHz までのため、上限サンプリング速度は 5 MHz に制限される。またチップから出力される DC 電圧が安定となるまでに最低でも 300 ns はかかるため、サンプリング速度は更に 3 MHz に制限される。現在は余裕を持たせるために更にクロックを遅くし 1.25 MHz で AD9220 を駆動しているため、1 イベントの A/D 変換に要する時間はおよそ 60 μ s である。

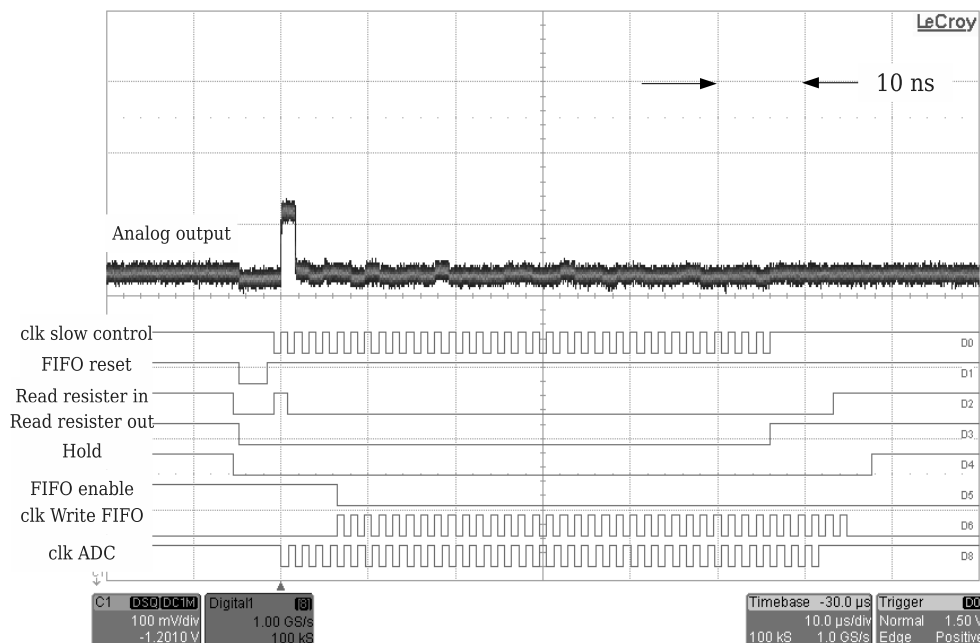


図 4.5: external ADC モード信号タイミング: clk slow control が送られている間の resistor の振舞は shift resistor と同じである。そのため、1 クロック毎に出力されるチャンネルが変更される。ADC は送られてくる DC 電圧を受け、clk ADC に同期して A/D 変換を行う。チャンネルを切り替えてから DC 電圧が安定するまでに時間を要するため、clk ADC は clk slow control の逆相クロックとなる。

4.1.2 基本性能評価

評価はLAL製の評価ボード(図4.7)及びソフトウェア(図4.8)を用いて行われた。LAL製の評価ボードにはSPIROCチップとFPGA(Cyclone)が一つずつ実装されており、ボードのインターフェイスはUSBである。LAL製ボードの制御はLabViewで作製されたソフトウェアを用いてUSBを介して行われる。更にUSBからの信号をFPGAが処理しASICを動作させる。またLabViewソフトウェアにはexternal ADCを使ったDAQも実装されておりデータの取得も可能である。ここではLAL製の評価ボードを用いて取得したデータからSPIROCチップの基本性能を評価する。

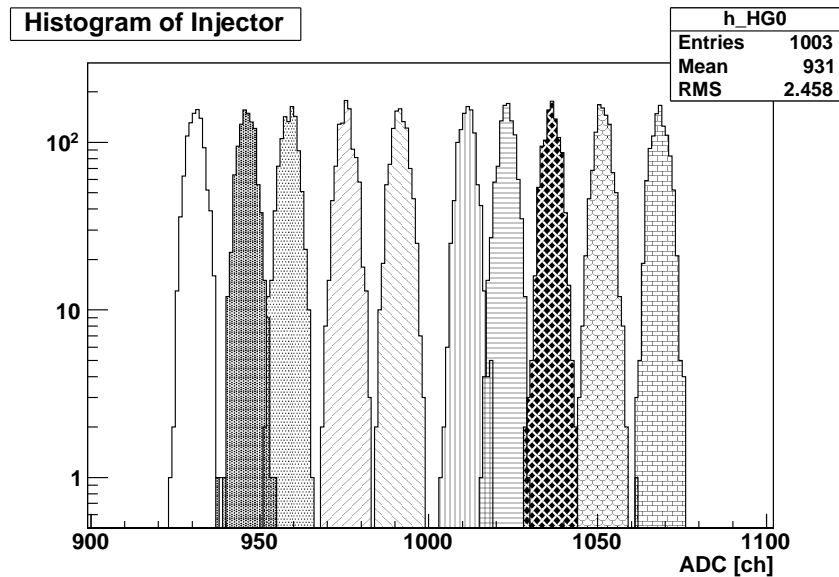


図 4.6: インジェクターを使った電荷測定：左からペDESTAL、1p.e、2p.e と分かれている様子が見て取れる。

ボードへはMPPCの代わりにインジェクターを利用して電荷を入力する。インジェクターは100 pFのコンデンサを信号線に対して直列に挿入して作られ、MPPCの波形を擬似的に生成する。インジェクターに対する入力を1.6mVにした際の出力は160 fCであり、これはMPPCのgainを丁度 10^6 とした時の1p.eの電荷量に相当する。測定では1p.eから入力電圧を2p.e、3p.e相当と上げてデータを取得する。その測定結果を図4.6に示す。ペDESTALの幅は $\sigma = 2.45$ ADCカウントであった。ペDESTALと1p.eは 6.3σ で分かれておりASICはアナログ測定に対して十分な分解能を持っていることが分かる。

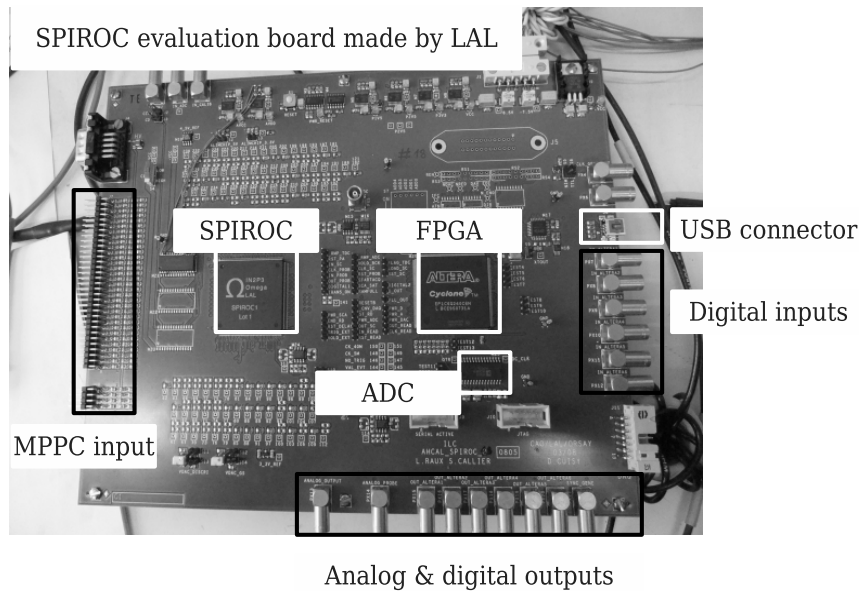


図 4.7: LAL 製の評価ボード : LAL によって作製されたオリジナルの評価ボード。中心に SPIROC チップと FPGA を配し、その下に見える IC が ADC である。MPPC の入力端子は 2.54 mm ピッチの 64 pin 及び 8 pin のフラットケーブルコネクタ。analog 及び digital 信号の入出力端子は LEMO ソケット。USB 端子形状は mini-B である。

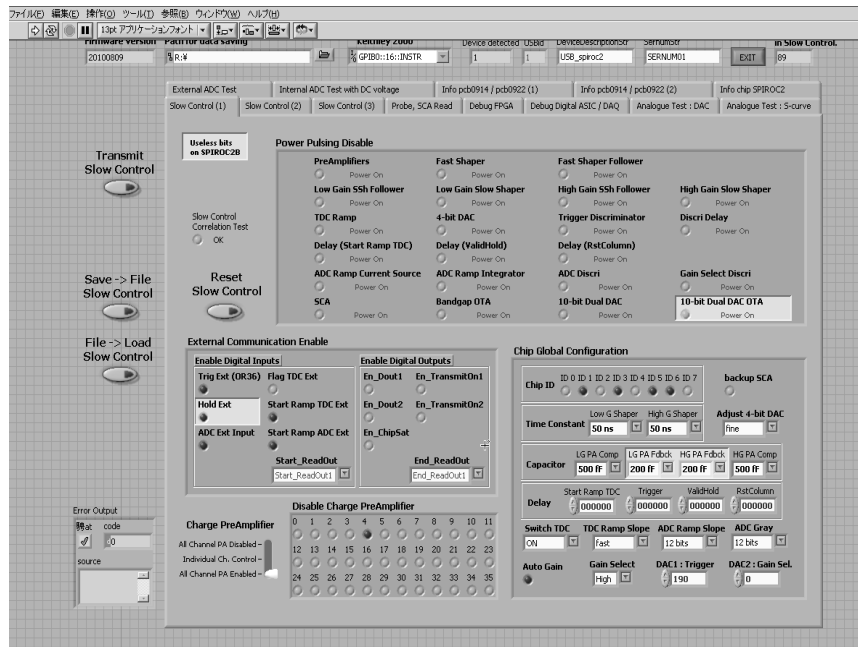


図 4.8: LabView 製 SPIROC 制御ソフトのフロントパネル : 図のフロントパネルから SPIROC の各 resistor が変更できるように作られている。

4.2 KEK 製ボード

既に述べたようにカウンター実験で MPPC を利用しようと考えた場合、大面積を覆うための多チャンネル化が必須である。多チャンネル MPPC を既存回路で運用することが困難であるため、MPPC 用の読み出し回路が必須になるが、現在 MPPC 用の多チャンネル読み出し回路は特定の実験に特化した専用回路以外存在しない。そこで我々は日仏連携 FJPPL の支援の下、KEK 測定器開発室及びエレクトロニクスシステムグループと共同で多チャンネル MPPC 用の汎用読み出し回路の開発を行っている。開発する回路に求められる要件は、多チャンネル MPPC が取り扱えること、外部クロックを必要とせず非同期動作すること、及び取扱いが簡単であることである。SPIROC チップを回路のフロントエンドとして採用することで多チャンネル MPPC が取り扱えること、及び非同期での動作が可能となる。更に我々は実際の実験での取扱いの容易さを考慮し、インターフェイスを USB から TCP/Ethernet に置き換えた回路 (以後 KEK ボード) を開発した。

4.2.1 ボード概要

LAL 製の評価ボードのインターフェイスは USB であり、その制御プログラムは LabView で作成されていた。USB は中継無しでデータを転送できる距離が非常に短くまた駆動にドライバが必要であるため、様々な実験で利用するような汎用回路のインターフェイスには不向きである。また既存の DAQ システムは C/C++ をベースに作成されていることが多いため、制御プログラムが LabView では既存 DAQ への組込みが困難である。そのため我々はインターフェイスを TCP/Ethernet に置き換え、その制御を C 言語のソケット通信を利用して行うシステムの開発を行った。TCP/Ethernet には 1 Gbps 以上の転送速度、事実上制限の無い転送距離及び普遍性のある規格であるという利点がある。また C 言語は Linux であれば簡単に開発が可能である。よって Linux の導入された PC があれば制御可能な簡便なシステムとなる。実際に開発した KEK ボードの写真を図 4.9 に示す。

4.2.2 SiTCP

KEK ボードでは TCP/Ethernet をインターフェイスとするに当たってプロトコル制御に SiTCP を採用する。SiTCP とは KEK の内田氏によって開発されたシステムで Silicon TCP[27] の略称であり、本来ソフトウェアと CPU によって作成される TCP をハードウェア (FPGA) で実装する事を指す。SiTCP の利点は回路規模が小さいこと、CPU を使わないため低いクロック速度で TCP/Ethernet の上限速度を実現すること、消費電力が小さいことが挙げられる。SiTCP を利用するユーザーにとっては、PC 側からはサーバーに見え、回路側からは FIFO (First Input First Output) の様に見える。また、ユーザー回路側と SiTCP の間で送受信されるデータのバイトオーダーはネットワークに準拠し、ビッグエンディアンである。ただしソケット通信を使う限りユーザーがバイトオーダーを考慮する必要は無く、0x12345678 という int 型のデータを send 関数で送信すれば 0x78 からユーザー回路に到達する。

KEK ボードでは FPGA に Altera 社の Cyclone を採用しているため、Xilinx 社製の FPGA で実装されている SiTCP を一つのボード上に組み込むことが困難であった。そのため、Bee Beans Technologies 社製の SOY という汎用 SiTCP ボード (図 4.10) を KEK ボードに取り付けることで SiTCP を利用する。尚 SOY では TCP 転送速度は 100 Mbps までに制限されている。

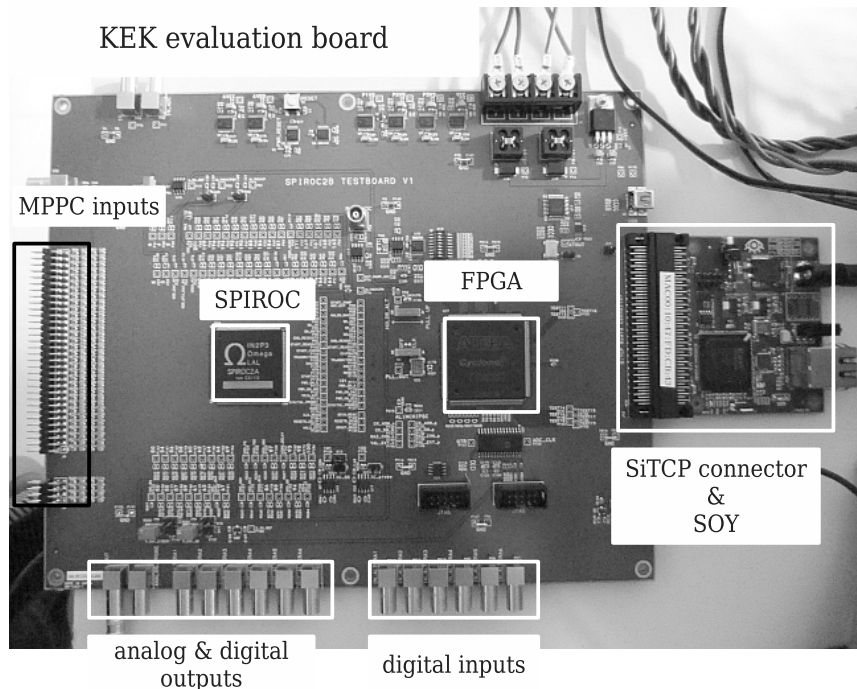


図 4.9: KEK ボード写真：KEK 製の評価ボードは基本的に LAL 製の評価ボードを踏襲しており、基本的な違いはない。異なる点は写真右に見られる SiTCP インターフェイスが存在する点である。写真のように後述する SOY ボードを取り付けて使用する。

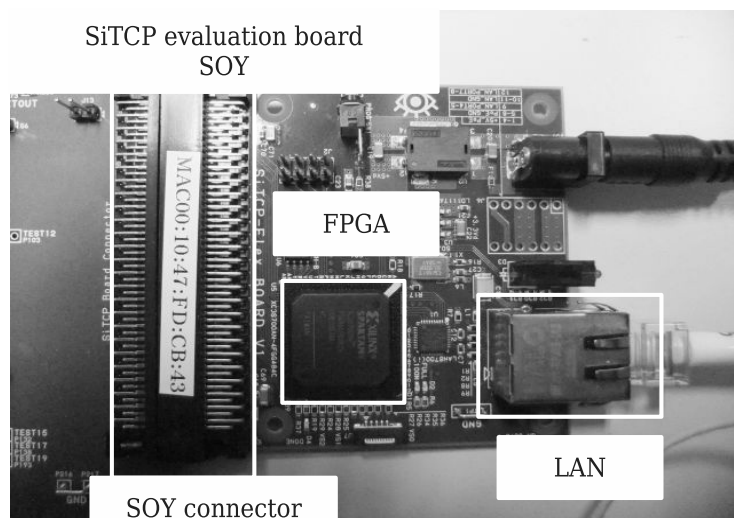


図 4.10: SOY 写真：小さな FPGA が実装されており、電源を投入するだけで SiTCP の機能を利用できる。SOY を受けるためのコネクタはハーフピッチの 2 ピースコネクタ (FX2-100S-1.27DSL) である。

4.2.3 SiTCP を介した ASIC 制御法

SPIROC チップは FPGA 内に書き込まれたデジタル回路 (以下ファームウェア) によって制御されている。LAL のエンジニアによって書かれたファームウェアは主に、ASIC やボード上の IC チップと会話を行う目的のフロントエンドモジュール類と USB のドライバチップと会話し各モジュールにアクセスする内部インターフェイスの 2 つに分類できる。ファーム

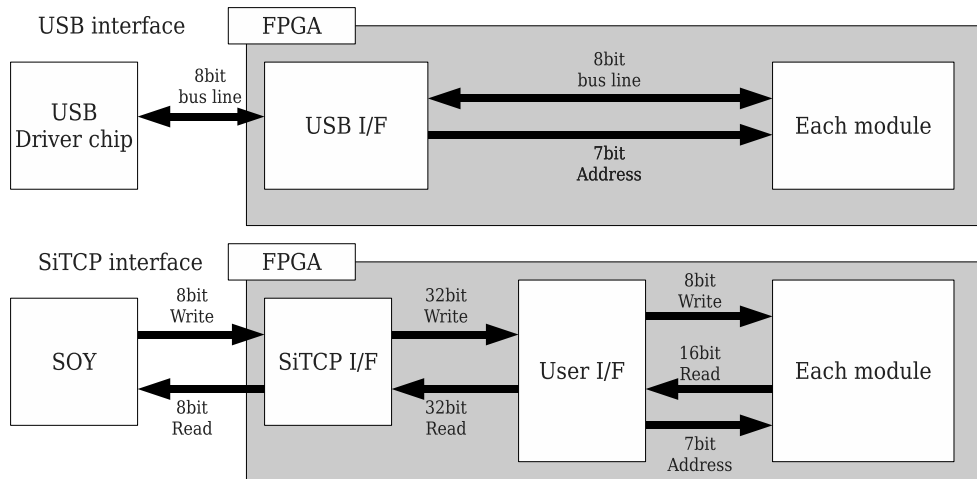


図 4.11: ファームウェア概略図：LAL 製のファームウェアでは、7bit 幅のアドレスと 8bit 幅のデータを以って各フロントエンドモジュールにアクセスする。各モジュールは最初にアドレスを受け取り、次にくるデータや命令が自分用の物かどうか判断する。自分のアドレスを指していた場合自分自身をアクティブにする。USB の場合データは両方向信号線を用いる。SiTCP インターフェイスは 2 段の信号所理系にわかれる。一つは SOY と会話を行うための SiTCP I/F で、int 型をそのまま扱うために 32bit 幅でデータを入出力を行う。次段 User I/F ではアドレスやデータの分配もしくは返ってきたデータにヘッダーを付加する等の作業を行う。SiTCP は書き込みと読み出しのポートが分かれているために、write と read で別の信号線を使用する。

ムウェア内の概略図を図 4.11 に示す。USB インターフェイスからはデータのやり取りの前にアドレスが各モジュールに配られ、指定されたモジュールは自分自身をアクティブにして次に送られてくるデータや write 及び read 等の命令を受け付ける状態になる。ASIC と会話を行う各フロントエンドモジュールは基本的にインターフェイスから命令を受けると、決まった動作をするように作られている。各モジュール内にはそれぞれの用途に合わせた FIFO が用意されており、クロックの乗り換え及びインターフェイスとのタイミングの切り離しをこの FIFO を境に行う。ASIC に resister を書き込む場合はユーザーは FIFO に全てのデータを書き込んでから、書き込みシーケンサのスタート信号を送信する。逆に ASIC からデータを読み出す場合は読み出しシーケンサのスタート信号を送信して、モジュールが全てのデータを FIFO に保存してから DAQ に向けての転送を開始する。この形態では一旦 FIFO で連続的な処理がとぎれるため処理速度は犠牲になるが、タイミングが FIFO で切れるために後に続く回路のタイミング設計が楽であることと、DAQ の状態にフロントエンドモジュールが影響されないという利点を有する。よって SiTCP インターフェイスを作成する際にはこの設計を踏襲し、フロントエンドモジュールの中身を出来る限り変えないことが要求される。

そこで作成された SiTCP インターフェイスの概略図を同じく図 4.11 に示す。作成されたインターフェイスは 2 段のモジュールから構成される。ひとつは SiTCP 制御のための SiTCP I/F、もうひとつは各フロントエンドモジュールにアクセスするための User I/F である。

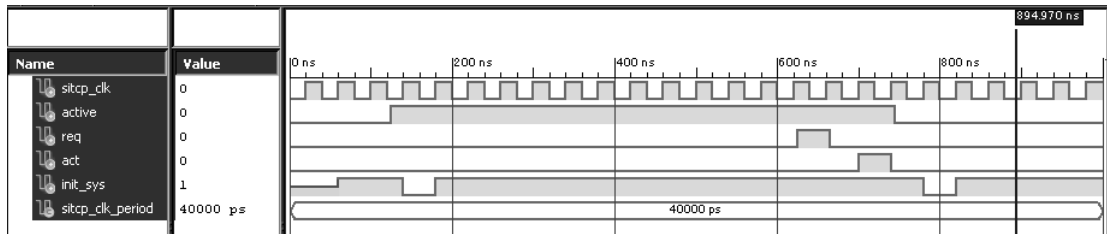


図 4.12: TCP connection 制御モジュールの信号タイミング: 図中の active は TCP connection の状態を示し、high state で connection が張られている状態を示す。req は PC 側からの connection クローズ要求で、それに対しモジュールは 2 clock delay の後 act で応え connection のクローズ処理を行う。また、active の edge を検出した際には init-sys(active low) を出力する。この信号は各ユーザーモジュールに配られ、初期化や reset に用いられる。

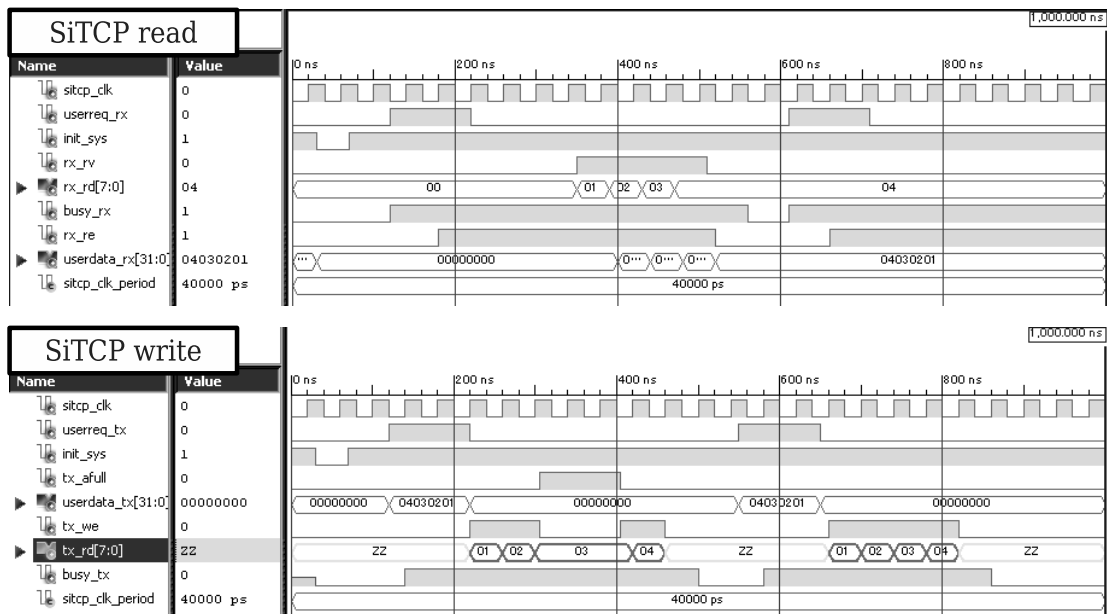


図 4.13: read 及び write モジュールの信号タイミング : read モジュールに於ける rx-rv は SiTCP から送られてくるデータ (rx-rd) が有効なものである事を保証する信号である。rx-re は SiTCP に対する読み出し要求、userdata-rx は 32 bit 幅のバスラインで、User I/F に継る。write モジュールに於ける tx-afull は SiTCP のバッファがほぼ飽和していることを示す。tx-afull が出力されている間は送信を中断する。tx-we は送信しているデータ (tx-rd) が有効であることを示す信号で、32 bit 幅の userdata-tx を 8 bit 毎に区切って 4 回にわけて送信する。

SiTCP I/F SOY と会話を行うためのモジュール (図中 SiTCP I/F) は PC 内の int 型データをそのままユーザー回路内で利用できるようにするために、32bit 幅の入出力を持つ。SiTCP I/F は 3つのモジュールから構成され、TCP connection が張られたときの初期化と connection のクローズ処理を担当するモジュール、SOY からデータを受け取るモジュール (read モジュール)、及び SOY へ書き込みを行うモジュール (write モジュール) の 3つを含むインターフェイスである。

初期化及び connection クローズの処理を行うモジュールは TCP active という信号を監視し、connection が張られた際には初期化信号を各ユーザーモジュールに配布する。また、

PC側が connection クローズの要求を送信した場合、それに従って connection のクローズ処理を行う。その際の信号タイミングを図 4.12 に示す。図中の active は TCP connection の状態を示し、high state で connection が張られている状態を示す。PC 側から connection クローズの要求があると、req が SiTCP から送信される。それに対して本モジュールでは 2 clock delay の後 act で応え connection をクローズする。init-sys はユーザーモジュール用の初期化信号であり、active の edge を検出した際に 1 clock 分の信号を出力する。init-sys は active low signal である。

SiTCP からデータを受け取るモジュールと、SiTCP へデータを書き込むモジュールの制御は request と busy を以って行う。読み出しもしくは書き込みの要求を read モジュールか write モジュールに送信するとモジュールは自動的に SiTCP と会話を、始め処理中は busy 信号を出力する。busy 信号の negative edge が read モジュールであれば 32 bit のバスラインに SiTCP から受け取ったデータが流れていることを示し、write モジュールであれば 32 bit 分のデータを SiTCP に送ったことを示している。request の幅は同期信号であれば 1 clock 分、非同期なら 2 clock 分の信号幅を要求する。各モジュール内部の信号タイミングを図 4.13 に示す。read モジュールは request を受け付けると rx-re という読み出し準備が出来たことを SiTCP に知らせる信号を出力する。その後 SiTCP から現在 rx-rd に流れているデータ有効であることを示す rx-rv と共にデータ (rx-rd) が送信されてくるので、4 回分けて受信し 32 bit ベクトルの userdata-rx として User I/F にデータを渡す。write モジュールは request を受け付けると同時に userdata-tx 内の 32 bit 分のデータを一度内部のバッファでラッチする。その後 4 回に分けて 8 bit 幅のデータを SiTCP にデータを送信 (tx-rd) する。ただし、SiTCP のバッファがほぼ飽和していることを示す tx-afull が出力されている間は転送を一時中断する。

User I/F SiTCP I/F の次段に設けられている Usre I/F は実際にフロントエンドモジュールと会話を行うモジュールである。モジュールは SiTCP I/F から 32bit 幅のデータを受け取り、内部でデコードし USB インターフェイスと同じようにアドレスとデータを作成する。各フロントエンドモジュールに対する入出力は図 4.14 に示すような信号タイミングで行われる。

User I/F はフロントエンドモジュールへのアクセス前にアドレスを配布する。その後 read か write 信号を送信し、その negative edge が入出力のタイミングとなる。ひとつのモジュールに対して連続的にデータの入出力を行う場合には、アドレスは固定のままでも良い。User I/F と各フロントエンドモジュール間のデータは、書き込みは従来通り 8bit 幅、読み出しは ADC のデータの分割を無くすために 16bit 幅とした。PC に対して入出力するデータ構造を図 4.15 に示す。上位 16bit には User I/F 用の命令と各モジュールのアドレスが格納されている。下位 16bit には write 及び read 用のデータが格納される。図中では write 用の 8bit 目から 15bit 目には 0 を格納するように書かれているが、実際にはどのような値を乗せてもハード側で無視するようになっている。

slowcontrol resister slow control では ASIC に対してシリアルでデータを転送するため、PC 側からはシリアル転送する時の bit 配列のまま FPGA に情報を送信する必要がある。そのため、PC 側で全ての bit 配列を作成してから TCP 転送をする。

4.2.4 external ADC mode

KEK ボード上には LAL 製のボードと同じように外部 ADC(AD9220) が実装されており、FPGA を介してデータの吸い出しと転送を行う。

external ADC の読み出しを行うフロントエンドモジュールに実装されているシーケンサは図 4.16 に示すようなサイクルで ADC データの読み出しを行う。external ADC 読み出しのフロントエンドモジュールは普段は state 0 の状態にある。User I/F から start 信号を受け取ると hold 信号待ち状態に移行し、その際にデータを溜めておく FIFO の reset も行う。外部から hold 信号が入力されると自動的に ADC の読み出しが開始され、state 3 は図 4.5 に相当する。読み出し終了後に end 信号を受けて再び idle 状態に戻る。また、ADC 読み出し中に end 信号を入力すると強制的に ADC 読み出しを止めることが出来、first clear の様に利用することも可能である。

ソケット通信を用いた簡単な DAQ を作製し実際にデータを読み出したところ、平均 DAQ レートは 250 Hz であった。その際に利用したネットワーク回線はローカルでは無く研究室のサーバ経由であった。SiTCP の性能はネットワーク環境に寄るところがあるが、今回 kHz オーダーの読み出し速度を達成出来なかった理由はネットワーク環境ではなく、ソケット通信を行う関数を呼び出す際のオーバーヘッドが大きいためであると考えられる。ADC 読み出しの start と end はユーザーが送信する必要があるため、現在では PC 側からソケット通信の send 関数を使ってイベント毎に信号を送信している。そのため、1 イベントを読

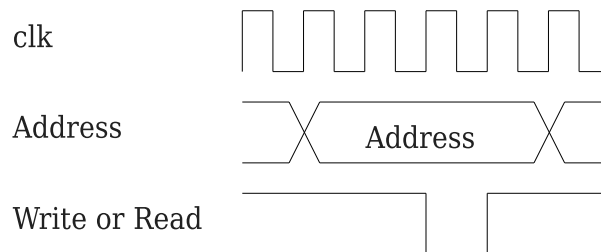


図 4.14: フロントエンドモジュールに対する入出力タイミング：read もしくは write の信号送信の 2 clock 前にアドレスを各モジュールに配布する。その後、read か write の negative edge のタイミングで入出力を行う。

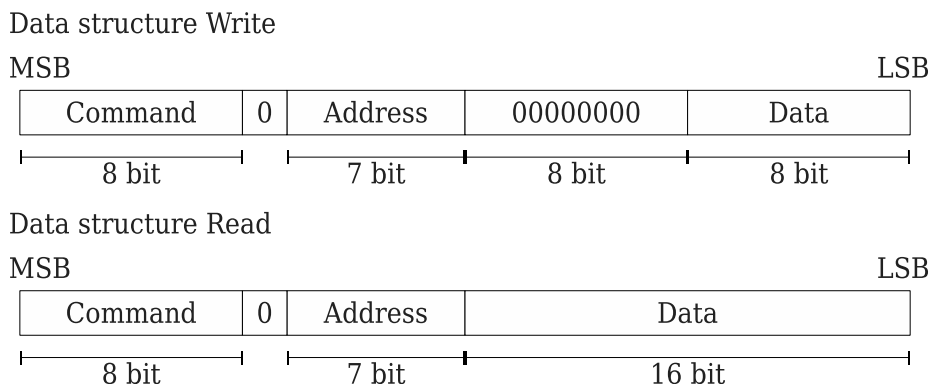


図 4.15: データ構造：最上位 8bit は命令用の bit として予約されており、write、read 及び external ADC の読み出しを命令することが出来る。0 を一つはさみ次の 7bit で各フロントエンドモジュールのアドレスを指定する。write の場合 8 bit 分 0 をはさんで下位 8bit にデータを乗せる。read の場合下位 16bit がデータとなる。

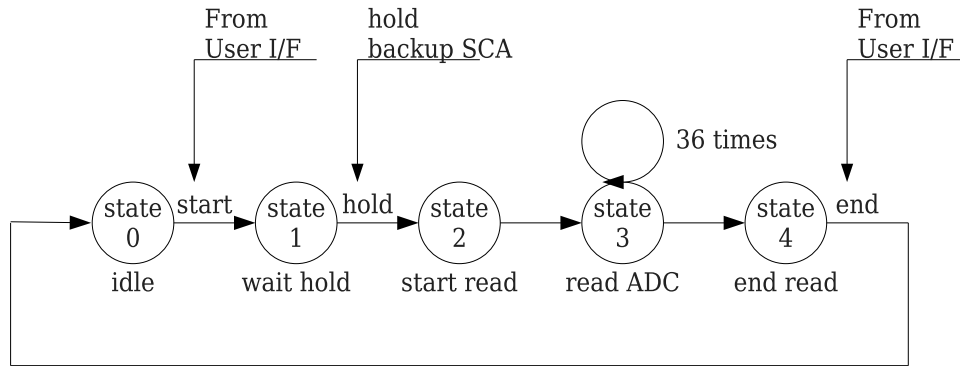


図 4.16: ADC 読み出しサイクル : User I/F から start 信号を受け取ると hold 待ち状態になる。その後、hold 信号が入力されると自動的に ADC の読み出しが開始される。state 3 は図 4.5 に相当する。end 信号を入力すると state 0 に戻る。

み出すために send 関数を 2 回と read 関数を 1 回呼び出す必要があり、そのオーバーヘッドが予想以上に大きく kHz を越えるパフォーマンスを得られなかったと考えられる。実際に 1 イベント分のデータをネットワークに転送するのにかかっている時間は User I/F 及び SiTCP I/F での処理の時間も含めて $30 \mu\text{m}$ のため、改善策を施すことで必ず性能の向上を達成できる。改善策の例としては User I/F 内部で start と end を生成するようにして、1000 イベントを連続的に read 関数で読み出しつづけ、1000 イベント毎に DAQ に処理を戻す等の処理を行えば高速化出来ると考えられる。

4.2.5 SiTCP インターフェイス追加によるアナログ測定精度の悪化の有無

SiTCP インターフェイスを追加したことによる、アナログ測定精度の悪化について評価した。SiTCP にはユーザー回路側から clock を入力するため新しい発振器を追加する必要が無く、clock ノイズは考慮しなくてもよい。最も考慮しなければならない項目は LAN ケーブルから侵入するノイズである。そこで、何も入力を取り付けない状態でペDESTAL を測定し、USB で取得したペDESTAL のデータ (図 4.6) と比較した。取得したペDESTAL の幅は $\sigma = 2.65$ ADC カウントであったことから、新しいインターフェイスを導入したことによるアナログ測定精度の悪化は見られないと結論づける。得られたペDESTAL を図 4.17 に示す。

4.2.6 結論

我々は Fiber Tracker の多チャンネル MPPC 読み出しのために多チャンネル MPPC 読み出し回路の開発を進めており、フロントエンド ASIC に SPIROC を採用し SiTCP を用いて TCP/Ethernet 経由で制御を行う。実際に評価用の KEK 製ボードを製作し、SiTCP 用のインターフェイスモジュールを FPGA ファームウェア内に作成した。作成した SiTCP 用のインターフェイスモジュールを介して既存のフロントエンドモジュールにアクセス出来、external ADC の読み出しに成功した。external ADC 読み出しの平均 DAQ レートは 250 Hz であり、更なる速度向上のためにはファームウェアの改善が必要となる。また、新しいインターフェイスを取り付けたことによるアナログ測定精度の悪化をペDESTAL を測定することによって評価した。得られたペDESTAL の幅は $\sigma = 2.65$ ADC カウントであり、

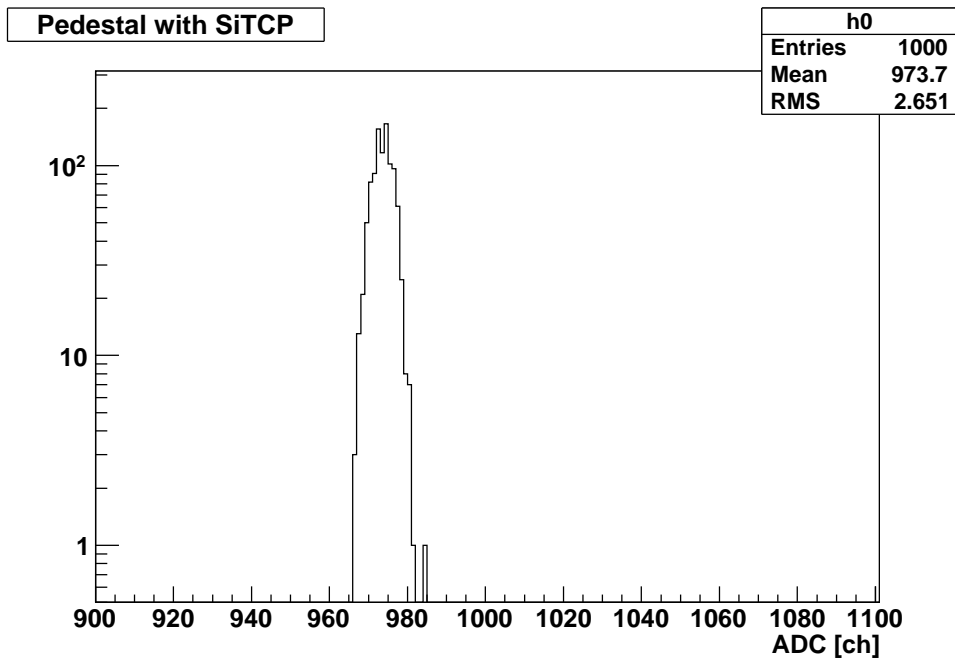


図 4.17: SiTCP を介して取得したペDESTAL: 取得されたペDESTAL。幅の悪化は見られない。

USB を用いて取得したペDESTALの幅 $\sigma = 2.45$ ADC カウントと比較しても悪化は見られなかった。

第5章 まとめ

本論文では Geant4 simulation による実験手法及び解析手法の確認、試作 Fiber Tracker の製作と性能評価、及び多チャンネル MPPC のための読み出し回路の開発とその性能評価に関して議論を行った。Geant4 simulation では、 Σ^-p 散乱の散乱微分断面積の感度が Σ^- の散乱角で $-0.8 < \cos(\theta) < 0.6$ の範囲にあること、及び ΔE_{scat} を作成し Σ^-p 散乱の選択が出来ることを確認した。Fiber Tracker の性能評価では東北大学サイクロトロン RI センターで行った試験実験の解析を行った。Fiber Tracker のエネルギー分解能は CM 系 90 度の pp 散乱に対して 14.7 % と見積もられた。各 layer の荷電粒子に対する検出効率は (92.0 ± 0.1) % であった。pp 散乱に対する ΔE_{scat} の幅は $rms = 1.70 \pm 0.05$ MeV であり、 Σ^-p 散乱の場合に対しては、SKS からの寄与よりも少し大きい程度あることが分かった。これらの結果から、fiber での ΔE のエネルギー分解能の向上が必要である事、及び Fiber Tracker の検出効率の改善が必要である。また、pC 弾性散乱及び pp 散乱の微分断面積を導出し過去の実験値と良い一致を示したため、Fiber Tracker は断面積を測定する検出器として十分な性能を持つことが分かった。そのため、 Σ^-p 散乱実験で想定している Fiber Tracker の構成に大きな間違いは無い。多チャンネル MPPC の読み出し回路の開発では、フロントエンドに SPIROC を用い、回路の制御を SiTCP を介して行う試作ボードの開発を行った。FPGA 内に SiTCP とフロントエンドモジュールとをつなぐインターフェイスモジュールを作成し、SPIROC チップの制御と external ADC の読み出しに成功した。external ADC の平均読み出し速度は 250 Hz であり、インターフェイスモジュールと DAQ の改善が望まれる。また、ペDESTAL 測定を行い、新しいインターフェイス追加によるアナログ測定精度の悪化が無いことを確認した。

Appendix-A ジオメトリ補正について

Fiber Tracker の試験実験の結果にはジオメトリ補正を行わなかった。その理由についてここでは述べる。

ジオメトリ補正を行う際の補正パラメータは以下に示す 4 つである。

- 標的から各アームの 1st layer までの距離
- 各アームのローカル座標系に於ける平行移動
- 各アームのローカル座標系に於ける回転
- 真空槽内のグローバル座標系に於けるアームの角度 (設定散乱角度)

これらのパラメータに対応するものを図 5.1 に示す。

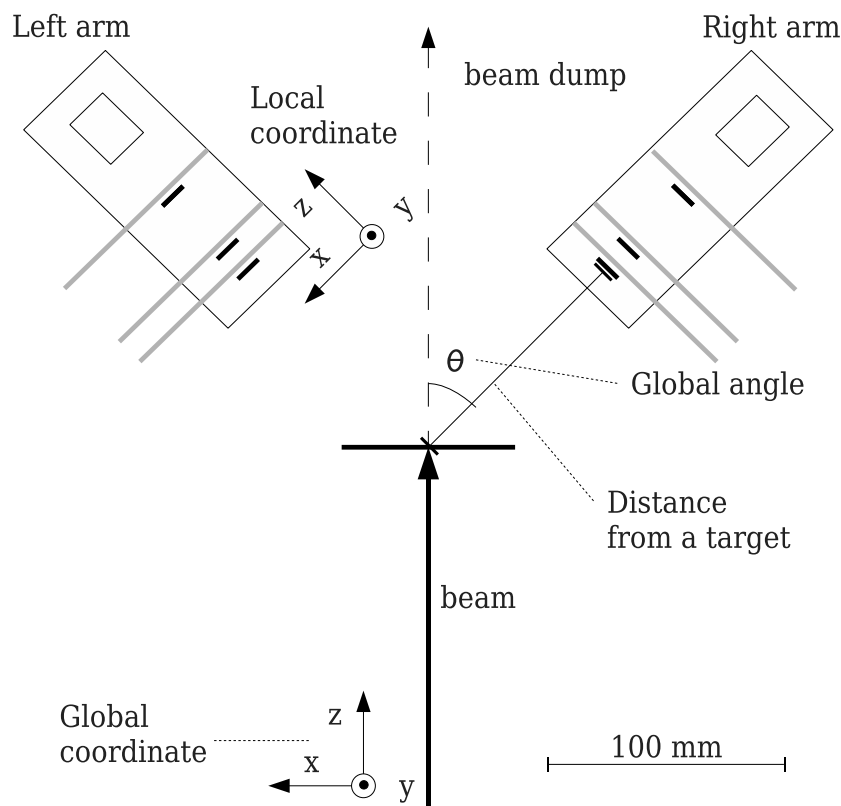


図 5.1: ジオメトリの補正パラメータ図：標的中心から各アームの 1st layer までの距離、ローカル座標系内の平行移動、及び検出器自体の回転、グローバル座標系内でのアーム角度がジオメトリの補正項になる。

標的からの距離は標的中心から 1st layer の中心までの距離に対応する。ローカル座標は各アーム固有の座標系であり、layer の X 面と Y 面のそれぞれに並行となるように x 軸及

び y 軸を取る。ローカル座標系内では、検出器の x 軸方向及び y 軸方向への平行移動、また任意の回転軸に対する回転がジオメトリ補正項となる。グローバル座標系は一次ビームに並行になるように z 軸を取る座標系である。グローバル座標系内では回転アームの角度がジオメトリ補正項となる。

これらの補正項に対して今回我々がジオメトリ補正のために利用できる情報は限られている。試作 Fiber Tracker は X 面、Y 面それぞれ 3 層で構成されているため、最小二乗法で直線を引くと各 layer に対する残差はほぼ同じになってしまうため、残差から位置のズレを議論することが出来ない。また自由度 1 に対する χ^2 分布は 0 付近に集中するため、 χ^2 分布からジオメトリのズレを議論できない。そのため、今回我々が利用できる情報は各アーム内のローカル座標系における粒子の入射角度 (layer に垂直に入射する粒子が $\theta = 0$)、及び標的面と思われる位置 (グローバル座標系 $z = 0$) に於ける x 方向及び y 方向の分布のみである。

実験結果から標的面に於ける右アームの x 方向の分布には図 5.2 に示すような偏りが見られる。この結果から右アームに対するジオメトリの補正が必要であることが分かるが、どの様に補正すべきかまでは分からないため、無理なジオメトリ補正は行わず解析結果をそのまま最終結果として採用した。

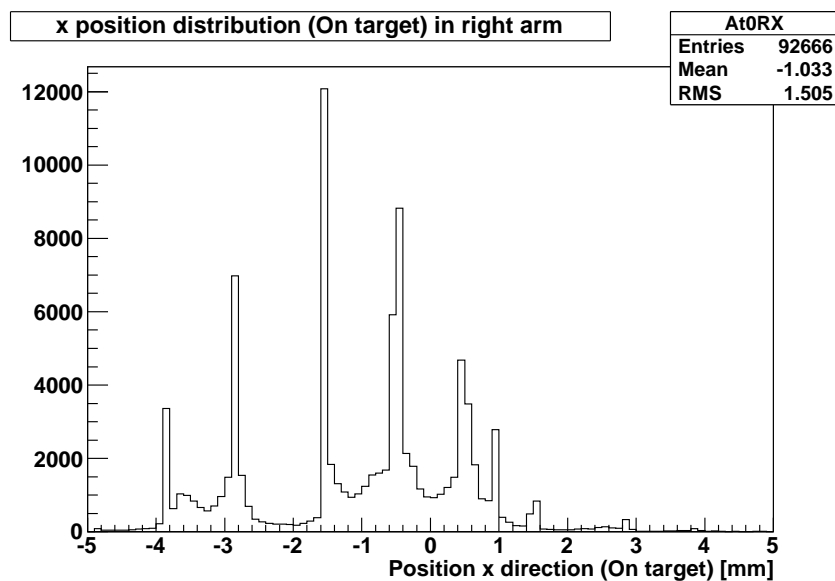


図 5.2: 図中 0 点が標的中心であり、1 次ビームの照射位置と想定してる点である。右アームでは tracking の結果標的面上で x 方向の分布に偏りが見られる。

Appendix-B 断面積表及び誤差表

第3章で導出した pC 弾性散乱及び pp 散乱の微分断面積とその誤差の表をまとめる。pC 弾性散乱の角散乱角に対する散乱微分断面積を表 5.1 にまとめる。また、pC 弾性散乱に対する系統誤差の内訳を表 5.2 にまとめる。試験実験では CM 系 90 度方向 (Lab 系 45 度) を計 4 回測定している。解析効率と再現性の誤差はその 4 回の測定から見積もられている。解析効率の誤差は、4 回の測定に対してそれぞれ求めた解析効率の標準偏差の最良推定値とした。また、4 回の測定に対して同じ解析効率を使って算出した微分断面積の標準偏差に対する最良推定値を、再現性として系統誤差に組み込んだ。ここで言う最良推定値は以下の式に従う量である。

$$s = \frac{(x_1 - X_n)^2 + (x_2 - X_n)^2 + \dots + (x_n - X_n)^2}{n - 1}$$

s は標準偏差の最良推定値、 x_i は i 回目の測定値、 X_n は測定値 x の平均値、 n は測定回数である。

表 5.1: 導出された pC 弾性散乱の微分断面積

θ_{lab} [deg]	$d\sigma/d\Omega_{lab}$ [mb/sr]	統計誤差 [mb/sr]	系統誤差 [mb/sr]
			+4.90
29.5	31	0.28	-1.48
			+1.44
34.5	9.1	0.14	-0.44
			+0.75
39.4	4.7	0.10	-0.23
			+0.51
44.4	3.2	0.047	-0.15
			+0.33
49.4	2.1	0.056	-0.10
			+0.172
54.5	1.09	0.052	-0.053
			+0.120
59.5	0.76	0.034	-0.037

表 5.2: pC 弾性散乱の散乱微分断面積に対する系統誤差

trigger 効率	解析効率	再現性	acceptance 補正
2.1	2.9	3.3	15.0
単位 %			

次に pp 散乱に関して散乱微分断面積と系統誤差の内訳を示す。

表 5.3: 導出された pp 散乱の微分断面積

θ_{CM} [deg]	$d\sigma/d\Omega_{CM}$ [mb/sr]	統計誤差 [mb/sr]	系統誤差 [mb/sr]
左アーム			
60	5.3	0.069	+0.84 -0.25
70	5.6	0.063	+0.86 -0.20
80	5.1	0.060	+0.80 -0.19
90	5.0	0.041	+0.77 -0.18
100	5.7	0.065	+0.88 -0.21
110	5.1	0.092	+0.78 -0.19
右アーム			
70	5.1	0.083	+0.72 -0.20
80	4.8	0.060	+0.69 -0.19
90	4.7	0.043	+0.69 -0.18
100	4.4	0.059	+0.73 -0.17
110	4.4	0.068	+0.74 -0.17
120	4.5	0.081	+0.79 -0.21

表 5.4: pp 散乱の散乱微分断面積に対する系統誤差 (共通項)

	解析効率	再現性	acceptance 補正
左アーム	3.0	2.0	15.0
右アーム	3.1	2.2	15.0
	単位 %		

表 5.5: pp 散乱の散乱微分断面積に対する系統誤差 (trigger 効率の誤差)

trigger 効率の誤差	CM60 度	CM70 度	CM80 度	CM90 度	CM100 度	CM110 度	CM120 度
左アーム	1.0	1.1	0.8	0.9	0.7	2.7	***
右アーム	***	2.7	0.7	0.9	0.8	1.1	1.0
	単位 %						

謝辞

本論文を執筆するにあたってたくさんの先生方や先輩、後輩そして同期の皆様に支えていただきました。指導教官である田村裕和教授には、私にこの分野に進むきっかけを与えてくださったばかりでなく、解析や実験の手法に関しても助言をいただきました。特に物理の事で分からないことが有ったとき、非常に分かりやすく教えていただき感謝しております。三輪浩司助教にはCYRIC実験やSPIROCの読み出しボードの開発、及びその解析等様々な面に於いてサポートしていただきました。困難に直面した際に丁寧にその解決法を示していただき、助けていただきました。研究の細かい部分まで目を配っていただき、ありがとうございます。小池武志助教にはCYRIC実験でのサポートや、解析手法の提案をしていただきました。測量や解析中の物理量の取扱いなど細かい面までの助力に感謝いたします。鷓養美冬博士には解析で行き詰まった部分を丁寧に教えていただき、実験でも常にサポートしていただきました。また、研究以外の事にも相談にのっていただき、支えになりました。ありがとうございます。千賀信幸技官にはCYRICの試験実験で用いた試作Fiber Trackerのフレームの設計と製作をしていただきました。感謝申し上げます。また、橋本治教授、中村哲准教授、藤井優助教、金田雅司助教には研究のアイデアや助言、環境を与えていただきました。私の提案や意見に対して紳士に向き合ってくださいましたことに非常に感謝しております。

田中真伸准教授にはお忙しい中LALとの取り次ぎやSPIROCに関係する開発のバックアップをしていただきました。プロジェクトを軌道にのせることが出来、感謝申し上げます。吉村浩司准教授、中村勇助教にはKEK製のSPIROCボードの開発とデバッグの機材や環境を整備していただきました。改めてお礼申し上げます。斉藤正俊技士にはKEK製のSPIROCボードの回路図を打ち込んでいただきました。ボードも問題なく動作し感謝しております。東貴俊氏にはフランス滞在中SPIROCチップのシミュレーションを担当していただきました。また滞在中の生活に関してもお世話になりました。ありがとうございます。SPIROCチップの詳細やFPGAの事で分からなかった部分を丁寧に教えてくださったLudovic、Stephane及びフランス滞在中に暖かく迎えてくださったLALのメンバーに感謝します。

白鳥昂太郎博士からは実験の勘所ややりきる姿勢など、現場において重要な事柄を学ばせていただきました。細見健二氏にはCYRIC実験のサポートや、FPGAロジックに関する助言をしていただきました。山本剛史氏には実験室の事や研究の事など身近な事から、CYRIC実験など些細な事から実験まで様々な面でサポートをしていただきました。特に学年も近いことから直接的に助けていただくことが多く大変お世話になりました。同じグループの先輩方には本当にお世話になりました。ありがとうございます。また研究室の先輩方である、二ツ川健太氏、川間大介氏、Brian、奥山皓氏、後神利志氏からは本研究に関する助言や励ましの言葉をいただきました。本当にありがとうございます。同期の千葉惇さん、土井大輔さん、永尾翔さん、八木一也さん、米本慶央さんには苦しいとき励ましあったり、行き詰まったときに相談にのっていただいたりといつも支えていただきました。特に本論文を執筆するにあたって同じ部屋内で励ましあったことを忘れません、ありがとうございます。後輩の加藤新一さん、杉原謙光さん、真壁佳祐さん、昼間文樹さん、廣瀬智

史さんには研究のみならず研究室内の事柄でお世話になりました。特に同じグループの杉原さんと昼間さんには CYRIC 実験を手伝っていただいたりと様々な場面で力を貸していただきました。ありがとうございます。事務員の川村直子さん、島谷真喜子さん、山内亜矢子さんには事務手続きで色々とお迷惑をおかけしました。事務的な面をバックアップしていただいて研究に専念できた事に感謝いたします。最後に、研究室、KEK スタッフの皆様に深く感謝申し上げます。

関連図書

- [1] M.M. Nagels, T.A. Rijken, J.J. de Swart, Phys. Rev. **D12**, 744 (1975).
- [2] T.A. Rijken, V.G.J. Stoks, Y. Yamamoto, Phys. Rev. **C59**, 21 (1999).
- [3] Y. Fujiwara, C. Nakamoto, Y. Suzuki, Phys. Rev. **C54**, 2180 (1996).
- [4] Y. Fujiwara, C. Nakamoto, M. Kohno, Y. Suzuki, Phys. Rev. **C70**, 024001 (2004).
- [5] T. Inoue, *et al.*, HAL QCD collaboration, arXiv:1007.3559 [hep-lat].
- [6] H. A. Rubin, R. A. Burnstein, Phys. Rev. **159**, 1149 (1967).
- [7] J.K. Ahn, *et al.*, Nucl. Phys. **A648**, 263 (2000).
- [8] Y. Kondo, *et al.*, Nucl. Phys. **A676**, 371 (2000).
- [9] H. Kanda, *et al.*, Nucl. Phys. **A761**, 41 (2005).
- [10] Y. Fujiwara, Y. Suzuki, C. Nakamoto, Prog. Part. Nucl. Phys. **58**, 439 (2007).
- [11] K. Miwa, *et al.*, Proposal for an experiment at J-PARC 'Measurement of the cross sections of Σp scattering' http://j-parc.jp/NuclPart/pac_1101/pdf/KEK_J-PARC-PAC2010-12.pdf
- [12] Myron L. Good, Richard R. Kofler, Phys. Rev. **183**, 1142 (1968).
- [13] Y. Fujiwara, C. Nakamoto, Y. Suzuki, Prog. Nucl. Part. Phys. **58** 439 (2007).
- [14] particle data group, 断面積テーブル <http://pdg.lbl.gov/>
- [15] 浜松ホトニクス MPPC 技術資料, <http://jp.hamamatsu.com>
- [16] Y. Du, R. Retiere, NIM in Phys. Res. **A596**, 396 (2008).
- [17] Kuraray のカタログ。
- [18] SAINT-BOGAIN のカタログ。 <http://www.detectors.asint-gobain.com/Default.aspx>
- [19] M. Ishii, M. Kobayashi, Single Crystals for Radiation Detectors
- [20] A. Lempicki, J. Glodo, NIM in Phys. Res. **A416**, 333 (1998).
- [21] H. Otono, S. Yamashita, T. Yoshioka, H. Oide, T. Suehiro, H. Hano, PoS(PD07)007 (2007).
- [22] H. Oide, T. Murase, H. Otono, S. Yamashita, NIM in Phys. Res. **A613**, 23 (2010).

- [23] M. Ieiri, *et al.*, NIM in Phys. Res. **A257**, 253 (1987).
- [24] J. N. Palmieri, *et al.*, Annal. Phys. **5**, 299 (1958).
- [25] U. E. Kruse, *et al.*, Phys. Rev. **101**, 1079 (1956).
- [26] Omega in LAL, <http://omega.in2p3.fr/>
- [27] T. Uchida, IEEE Transaction on Nuclear Science **55**, 1631 (2008).