修士論文
$(e, e'K^+)$反応によるΛ ハイパー核分光

東北大学大学院　理学研究科物理学専攻
山口　裕

平成１２年

要旨

Λ ハイパー核とは通常の原子核と異なり、その構成要素に Λ 粒子を含む原子核である。Λ 粒子は、奇妙さ (ストレンジネス) 量子数 -1 を持つバリオンの中で最も軽い粒子であるため強い相互作用に対しては安定である。従って、Λ ハイパー核が束縛状態として十分長い寿命をもって存在し得る。

通常、原子核内ではパウリ排他原理が働くため、原子核の深い束縛状態がどうなっているのかを、陽子や中性子で直接探ることは極めて難しい。一方、Λ 粒子は核子 (陽子と中性子) とは別の粒子であるため、原子核内でパウリ効果を受けず、通常核では直接見ることの出来なかった深く束縛された状態を見るためのプローブとしての役割を果たし得る。ただし、実験研究という立場から見ると、かなりの量のバックグラウンドの中から真の事象を取り出したり、短い寿命しか持たない粒子の運動量を精度良く求めなければならない等難点が多く、数多くの実験が行われ現象論的に良く理解された通常核に比べ、その情報量が圧倒的に少ない。

実験技術および測定器等の進歩により、そのような難点が克服されつつある今日では、Λ ハイパー核の実験的研究は前述のような観点から、非常に意欲的に行われており、特に軽い Λ ハイパー核領域では、重要な実験結果が得られてきている。しかし、これまでは π, K 中間子ビームを用いた反応が主であった。今回新たに我々の行った $(e, e'K^+)$ 反応による Λ ハイパー核分光の大きな特徴は、(1) スピン反転振幅が比較的大きく、これまでの実験で見られなかったスピン反転状態が見られること、(2) 陽子を Λ に変えるため、中性子の多い新しい Λ ハイパー核が生成できること、特に中性子を Λ 粒子に変える反応である中間子ビームによる反応実験でできた Λ ハイパー核と鏡映となる核ができる点は重要である。さらに、良質の一次ビームを使う事により、数 100 keV の高分解能を達成し得る事は実験上重要である。これらの特徴から、得られるスペクトルが持つ情報は Λ ハイパー核の構造、更には Λ-核子間の相互作用を探る上で極めて重要なものである。

実験は米国ジェファーソン国立研究所、連続電子線加速器附属のホール C にて行った。選択した $(e, e'K^+)$ 反応の運動学的条件は、散乱電子側が 0 度、K^+ 側が 2 度である。これらはそれぞれ、仮想光子流束を最大に保ち、尚且つ Λ ハイパー核生成数を大きくするように選ばれた。この方法では、散乱電子側のアクセプタンスの中に制動放射による電子が雑音として入る事になり、その計数率がビーム強度の上限を決めている。実験装置は、K^+ を選び出しその運動量を決定するために用意された $\mathrm{QD\bar{D}}$ 型のスペクトロメータ (SOS) と、標的内で散乱された電子の運動量を決定するための磁極分離型双極磁石 (ENGE)、さらに標的から 0 度方向に放出された K^+ と散乱電子を分けるための双極磁石から構成される。SOS には、粒子の運動量ベクトルを決めるためのドリフトチェンバーと、速度を決定する

ための飛行時間測定ホドスコープ、粒子識別に使用するガス、エアロジェル、ルサイトを発光体とする 3 種のチェレンコフカウンターと鉛ガラス製のシャワーカウンターが設置されている。ENGE は内側に 2 つの磁極を備え、良く定義された焦点面を持っている。その出口に形成された焦点面上に位置決定用のシリコンストリップ型検出器 (SSD) と時間測定用のシンチレータホドスコープが置かれ、標的上で散乱された電子の位置を決定し、運動量を算出することになる。

測定する上で最も厳しい条件が課せられたのが ENGE 側シンチレータホドスコープの高計数率耐性であった。制動放射からくる電子により 1 本あたり最大で 4 MHz にも達する計数率下での利得安定化のために光電子増培管には 2 段のブースターを取り付けた。さらに適正電圧より低い電圧で使用することで高計数率に耐性を持たせた。また、高計数率下で焦点面での電子の位置を精度良く測定するために 0.5 mm ピッチのシリコンストリップ検出器 (SSD) とその読み出し回路系も新たに設計製作し、予定した性能を達成した。

^{12}C 標的、つまり $^{12}_{\Lambda}$B において基底状態及び芯核励起状態、Λ 粒子が p 殻にはいった状態の観測に成功し、その分解能は 1MeV(FWHM) を上回る。このスペクトルは、先に高エネルギー加速器研究機構 (KEK) での (π^+, K^+) 反応を用いた実験によって得られた $^{12}_{\Lambda}$C のスペクトルに酷似しており、詳細な解析により芯核励起状態等がはっきりするはずである。

これらの実験結果から、電子線によるハイパー核分光が実行可能であり、また、ハイパー核構造を研究する上で非常に有効な方法となり得る事が明らかとなった。しかし、初めての試みであった事もあり、改善の余地は多く残されている。主なものとしては (1) SOS の分解能が他の分解能に寄与する要因に比べ 3 倍以上大きく、到達し得る分解能を制限している事、(2) 0 度で散乱電子をとらえているために、制動放射でエネルギーを失った電子がバックグラウンドを作り、ビーム強度が強く制限される事、(3) また、制動放射が Z^2 に比例して増加する事から、現在の配置では重い原子核標的を使った実験は事実上不可能である事、などが挙げられる。最大の問題は、制動放射でエネルギーを失った電子が作るバックグラウンドである。現在、ENGE スペクトロメータへ入射する制動放射から来る電子を避ける配置を採用し、分解能を制限していた K 中間子スペクトロメータを新たに設計、製作する HKS(High resolution Kaon Spectrometer) に置き換える計画が進行しており、信号対雑音比を大幅に改善してより大強度のビームを使用することが可能となると考えられる。現在の見積りでは、400 keV(FWHM) 以下の高分解能で、今回の実験の 50 倍という高統計のスペクトルが得られる事が期待される。

目 次

第 1 章　序章 **1**

1.1 Λ ハイパー核 1
1.2 歴史的背景 1
1.3 $(e, e'K^+)$ 反応による Λ ハイパー核生成反応の特徴 2
1.4 目的 3
1.5 本論文の構成 4

第 2 章　実験セットアップ **5**

2.1 概要 5
2.2 施設 5
2.3 運動学的条件 6
2.4 スペクトロメータ 11
2.4.1 SOS(Short Orbit Spectrometer) 11
2.4.2 Enge スペクトロメータ 17
2.5 トリガーシステム 20

第 3 章　解析 **22**

3.1 Enge スペクトロメータ (e' arm) 22
3.1.1 検出器 22
3.1.2 ヒットパターン 23
3.1.3 時間分解能 25
3.1.4 ホドスコープ検出効率 27
3.1.5 Rate study 32
3.2 SOS (K^+ arm) 34
3.2.1 検出器 34
3.2.2 singles rate 39
3.2.3 粒子識別 41
3.3 coincidence 42
3.3.1 coincidence time スペクトル 42
3.3.2 K^+ 識別 42
3.3.3 Enge スペクトロメータの運動量校正 43
3.4 $^{12}_{\Lambda}$B スペクトル 45

第 4 章　考察 **47**
4.1 $^{12}_{\Lambda}$B スペクトルについて 47
4.2 現セットアップでの問題点および限界 50
4.2.1 問題点 50
4.2.2 現在の配置での限界 52
4.2.3 重い標的核への適用 52
4.3 HKS(High resolution Kaon Spectrometer) 52

第 5 章　まとめ **54**

付 録 A Pulse height correction **56**
A.1 Pulse height correction とは？ 56
A.1.1 なぜ必要なのか？ 56
A.1.2 手法 57

付 録 B Enge total efficiency **59**
B.1 Hodoscope 59

付 録 C Bremsstrahlung calcuration **66**

図 目 次

1.1 入射運動量とハイペロンの反跳運動量の関係 2
1.2 それぞれの反応によるハイパー核スペクトルの比較図 3

2.1 超伝導連続電子線加速器の概観 5
2.2 $(e, e'K^+)$ 反応の運動学 6
2.3 仮想光子流束因子 Γ の角度依存性 8
2.4 Λ ハイパー核生成断面積の K 中間子検出角度依存性 9
2.5 $\mathrm{p}(\gamma, K^+)\Lambda$ (上図) と $p(\gamma, K^+)\Sigma^0$ (下図) の反応断面積の入射光子エネルギー依存性 [1] 10
2.6 実験セットアップ全体図 11
2.7 SOS 内部 13
2.8 DC ワイヤー配置 13
2.9 DC のワイヤー方向 14
2.10 DC 中央部 14
2.11 SOS Hodoscope view 15
2.12 AČ カウンターの概観 16
2.13 Enge スペクトロメータ拡大図 18
2.14 Enge 焦点面検出器系 の配置 19
2.15 SOS のトリガー回路 (K^+ 用) 20

3.1 SSD とホドスコープのヒットパターン 23
3.2 Enge 焦点面検出器上での入射粒子の角度 24
3.3 Hodoscope ch vs SSD ch 24
3.4 ホドスコープの時間分解能 25
3.5 SSD とシンチレータホドスコープの時間差 26
3.6 ホドスコープエレメント'Cin' の検出効率を求めるための幾何学的なカット条件 27
3.7 SSD 上に映るホドスコープの影 28
3.8 SSD とホドスコープの時間相関。 28
3.9 Enge Hodoscope 検出効率 (一部) 29
3.10 Enge Hodoscope 検出効率 (全体) 31
3.11 Enge 焦点面中央部分での単位時間あたりに検出される粒子数 33
3.12 SOS ホドスコープの時間分解能 34

3.13 ドリフトチェンバーの典型的な残差分布 35
3.14 ドリフトチェンバーの典型的なトラッキング χ^2 36
3.15 GČ $N_{p.e}$ vs shower 37
3.16 AČ $N_{p.e}$ vs LČ $N_{p.e}$ 38
3.17 LČ $N_{p.e}$ vs mass^2 38
3.18 SOS Particle ID spectrum 41
3.19 coincidence time spectrum 42
3.20 散乱電子の運動量と SSD チャンネル 44
3.21 $^{12}_{\Lambda}$B スペクトル 46

4.1 $^{12}_{\Lambda}$B スペクトル。上が今回の実験 (E89009) で得られたもの。下は、理論計算値 [2] 47
4.2 $^{12}_{\Lambda}$B と $^{12}_{\Lambda}$C の比較 49
4.3 吸収体を入れた時のヒットパターンの変化 51
4.4 new configuration replaced SOS with HKS 53

A.1 出力信号の波高依存性 56
A.2 真の事象と偽の事象 57
A.3 PHC の概念図 58

B.1 The geometrical cut for estimating 'Cin' detection efficiency 60
B.2 Time correlation between SSD and hodoscope 61
B.3 Time correlation between SSD and SCIN with scattered plot 62
B.4 Enge hodoscope efficiency 63
B.5 Time correlation of SSD with SCIN 64
B.6 Enge hodoscope overall efficiency 65

C.1 Bremss. electrons angle distribution 69

表 目 次

2.1 加速器の性能 6
2.2 実験の運動学的条件 8
2.3 予想された分解能への寄与 12
2.4 SOS の仕様 12
2.5 SOS ホド スコープ仕様 15
2.6 チェレンコフカウンターの仕様 16
2.7 シャワーカウンター の仕様 17
2.8 Enge スペクトロメータの仕様 [3] 19
2.9 トリガー設定 20

3.1 解析時の使用パラメータ 22
3.2 rate study を行った標的 32
3.3 トリガーレート 39
3.4 SOS singles rate 40

4.1 HKS と SOS の比較 53

第1章　序章

1.1　Λハイパー核

ハイパー核というのは、その構成要素に核子 (陽子と中性子) 以外のストレンジネスという量子数を持った重粒子 (Λ、Σ、Ξ 等) を含む原子核の総称である。ストレンジネスを持った重粒子をハイペロンと呼び、特に Λ 粒子を含む原子核を Λ ハイパー核と呼ぶ。Λ 粒子はストレンジネスを持つ重粒子の中で最も軽いため強い相互作用に対しては安定であるので、Λ ハイパー核は束縛状態として十分長い寿命を持つ事があり得る。

通常、原子核内ではパウリの排他原理があるため深い束縛状態を核子によって探る事は極めて難しい。一方、Λ 粒子は核子とは別の粒子であるために核内でパウリ効果を受けないため、深い束縛状態を探るためのプローブとしての役割を果たし得る。

1.2　歴史的背景

Λ ハイパー核は、1952 年に原子核乾板を用いた実験の中で発見された [4]。それ以来、原子核乾板を用いた実験が盛んに行われるようになり、Λ ハイパー核の基底状態に対して、Λ 粒子の束縛エネルギーが測定された。その結果、Λ 核子間相互作用の大きさが核子核子間相互作用の約 $\frac{2}{3}$ であること及びそのスピン依存項が小さい事などが明らかにされた。

その後、加速器を用いた (K^-, π^-) 反応によるカウンター実験が行われるようになり、CERN と BNL で、主に軽い Λ ハイパー核についての実験的研究が精力的に行われた [5][6][7][8]。これらの (K^-, π^-) 反応を用いた実験は、今までに Λ-核子間ののスピン軌道相互作用やスピンスピン相互作用が核子-核子間のそれに比べて弱いという事を指摘している。しかしながら (K^-, π^-) 反応は、運動量移行が小さいという特徴を持つために、Λ 核子間相互作用を理解する上で重要となる束縛状態の情報が乏しい。そのために、これまでの (K^-, π^-) 反応を用いた実験は、Λ 核子間相互作用について定量的な議論をするだけの十分な情報を与えていない。

1990 年代に入り、(π^+, K^+) 反応を用いた実験が、BNL と KEK で行われるようになった。(π^+, K^+) 反応は、運動量移行が大きく、基底状態から高励起状態にわたり様々なスピン状態の Λ ハイパー核を励起する特徴を持っている。BNL では、${}^{12}_{\Lambda}\mathrm{C}$ から ${}^{89}_{\Lambda}\mathrm{Y}$ までの Λ ハイパー核について、その殻構造が研究された [9][10]。KEK でも、(π^+, K^+) 反応によるデータが収集された ([11])。これらは、共に、Λ ハイパー核の束縛状態を研究する上で、(π^+, K^+) 反応の有効性を示す結果を与えた。その後、KEK において、(π^+, K^+) 反応による ${}^{10}_{\Lambda}\mathrm{B}$、${}^{12}_{\Lambda}\mathrm{C}$ から ${}^{208}_{\Lambda}\mathrm{Pb}$ までの広い質量領域にわたる Λ ハイパー核のデータが収集されている [12]。最

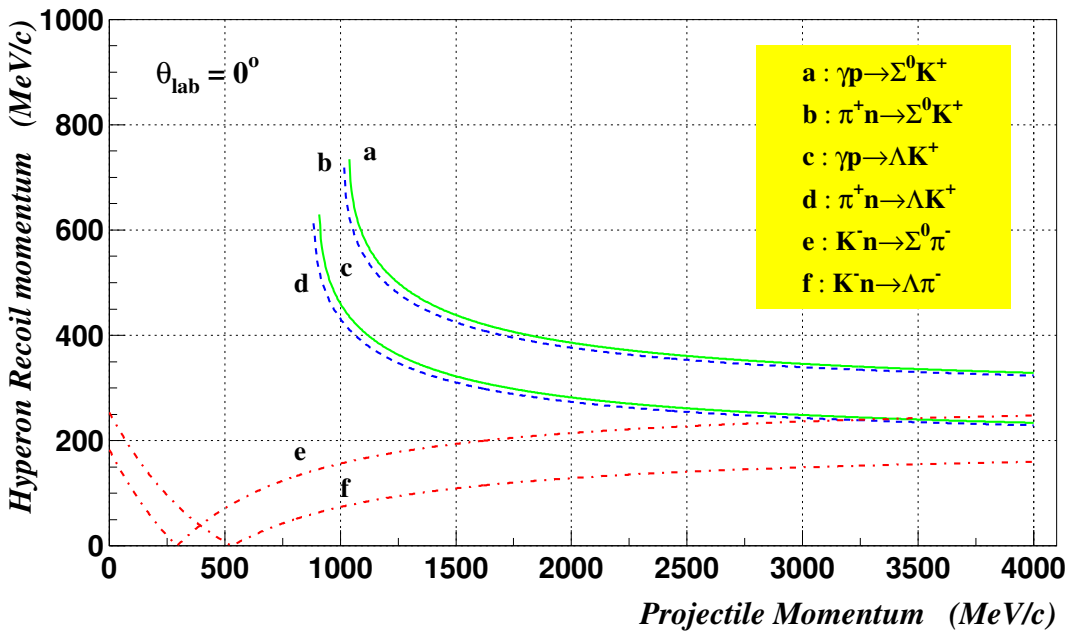


図 1.1: これは、aN→Yb という反応 (a ; 入射粒子 N ; 核子 b ; 反応で生成される粒子 Y ; ハイペロン) において、θ_b=0 度 (実験室系) でのハイペロン Y の持つ反跳運動量 (*Hyperon Recoil momentum*) と入射粒子 a の運動量 (*Projectile momentum*) との関係を示している [14]。

近、KEK の SKS において観測された $^{12}_{\Lambda}$C のスペクトルでは、s 軌道と p 軌道の主要殻間の芯核励起状態も確認されている [13]。

BNL や KEK で蓄積されてきたハイパー核の実験学的研究成果及び米国ジェファーソン研究所の連続電子線加速器施設 (CEBAF) の共同利用開始を受けて、$(e, e'K^+)$ 反応によるハイパー核分光の可能性、特に、中間子ビームで困難であった 1 MeV(FWHM) 以下の高分解能が達成できると期待されていた。

1.3　$(e, e'K^+)$ 反応による Λ ハイパー核生成反応の特徴

$(e, e'K^+)$ 反応によるハイパー核生成の特徴を (K^-, π^-) 及び (π^+, K^+) 反応の特徴と比較しながら考えていく。

(K^-, π^-) 反応は発熱反応であり、運動量移行が小さくなるように入射運動量を選ぶ事ができる。この場合、生成される Λ ハイパー核の状態は中性子の占めていた軌道と同じ軌道に入る、いわゆる substitutional state が支配的である。一方 (π^+, K^+) 反応は、吸熱反応であり、運動量移行が大きく、いわゆる stretched state が支配的であるため、Λ が深く束縛されたハイパー核状態を励起する事ができる (図 1.1)。この 2 つの反応に共通する点は中性子を Λ に変える反応であるという事と、ハイパー核収量の大きい前方角での検出実験では、中性子を Λ に変換する際のスピン反転振幅は小さいという事である。また、反応の

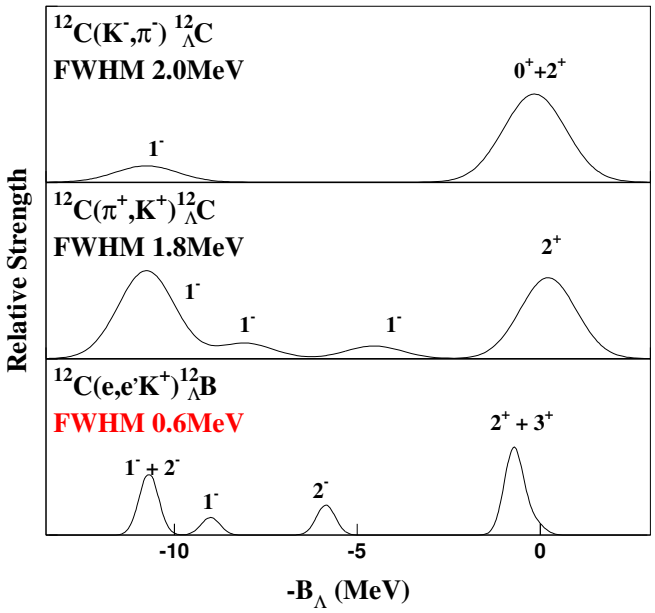


図 1.2: 上から $in-flight(K^-,\pi^-)$、(π^+,K^+)、$(e,e'K^+)$ 反応によるハイパー核スペクトルの摸式図。エネルギー分解能が良く、多くの準位を励起できる $(e,e'K^+)$ 反応を用いたハイパー核分光の有効性が分かる。(K^-,π^-) 反応の図は [15]、(π^+,K^+) 反応の図は [12]、$(e,e'K^+)$ の図は [2] を参考にした。

特徴ではないが、2 次ビームである中間子ビームを使用するため到達できるエネルギー分解能に限界があり、これまでの最高分解能は 1.5 MeV(FWHM) である。

$(e,e'K^+)$ 反応では、運動量移行が大きいので stretched state を生成しやすい。更に、この反応ではスピン反転振幅と非反転振幅が同程度の強度を持つためスピン反転状態と非反転状態の両方を同時に観測する事ができる。また、陽子を Λ に変える反応であるため、(K^-,π^-) や (π^+,K^+) で観測されたハイパー核の鏡映核が作れることや π^+,K^+ などの二次粒子ビームと違って良質の一次ビームを使う事によって高分解能が達成できると考えられる (図 1.2)。

1.4 目的

昨年行われた $(e,e'K^+)$ 反応による初めてのハイパー核分光実験 (E89009) の目的は、1MeV(FWHM) 以下の分解能で軽い Λ ハイパー核の束縛状態高統計で測定し、電子線によるハイパー核分光の可能性を示す事にあった。本論文では、E89009 実験で得られたデータの解析状況と結果を示し、さらに本実験の問題点や限界を考慮することにより電子線によるハイパー核実験の将来性について言及する。

1.5　本論文の構成

まず、実験のセットアップについては第 2 章で、解析方法とその結果について第 3 章で述べる。第 4 章で結果と本実験の問題点について考察し、第 5 章でまとめる。

第2章　実験セットアップ

2.1　概要

1994 年に稼働した米国ヴァージニア州にあるジェファーソン研究所 (JLAB) の CEBA (Continuous Electron Beam Accelerator) は、最大エネルギー 5.5 GeV、エネルギー幅 2.5×10^{-5}、最大電流 200 μA を達成できる超伝導連続電子線加速器である。この加速器が建設された事により、これまで難しいとされてきた電子線を使った ($(e, e'K^+)$ 反応による) ハイパー核分光実験が現実味を帯びたものとなった。2000 年 3 月よりこの実験がスタートし同年 5 月にデータ収集を終えたところである。

この章では、まず、実験を行った施設 (JLAB) の加速器の性能などについて述べ、次に実験で採用した運動学的条件と今回の分光実験で使用した 2 つのスペクトロメータについて述べる事にする。

2.2　施設

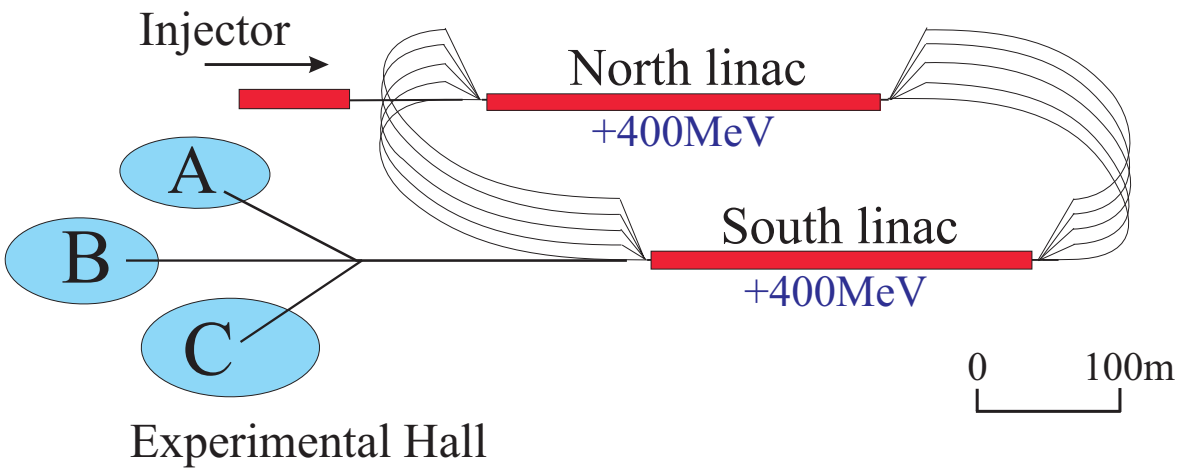


図 2.1: 超伝導連続電子線加速器の概観

CEBA は、racetrack microtron の概念を更に進めた recirculating accelerator であり、エネルギー幅、エミッタンス及び最大電流などを考慮する (表 2.1) とこのエネルギー領域の加速器としては非常に優秀であるといえる。加速空洞には超伝導体であるニオビウムを使用

表 2.1: 加速器の性能

エネルギー幅	2.5×10^{-5} (FWHM)
ビームバンチ幅	1.67ps
加速周波数	1.497GHz
最大エネルギー	5.5GeV
エミッタンス	2.0 μm · mrad
最大ビーム電流	200 μA

し、周波数 1.497 GHz で動作させており、北側と南側にある Linac でそれぞれ約 400 MeV ずつ加速する事ができる。東と西にある円弧の部分には、5 本の独立した通過空洞が用意されており、周回毎 (最大 5 周) に増大するエネルギーを持った電子に対応している。用意される実験ホールは A、B、C の 3 つであり、それぞれのホールに入射するビームバンチの周波数は約 499MHz になる (表 2.1)。

我々の実験は、実験ホール C で行った。

2.3　運動学的条件

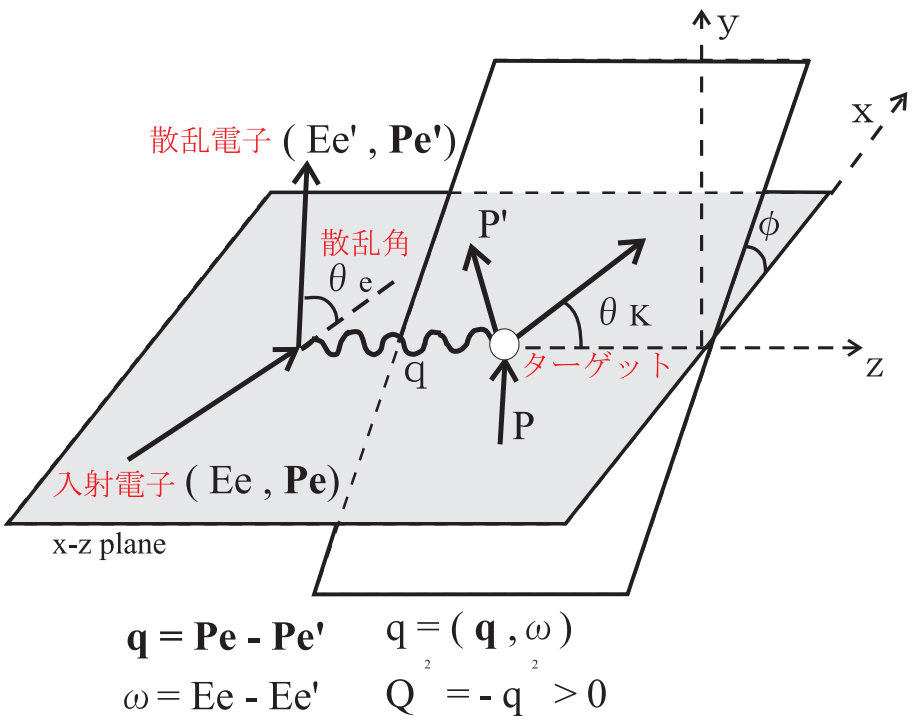


図 2.2: $(e, e'K^+)$ 反応の運動学

入射してきた電子は、標的と電磁相互作用し原子核内の陽子を Λ 粒子に変換する。それと同時に生成した K^+ を核外へ放出する。この反応で出てくる散乱粒子と K 中間子を次の節で示すようなスペクトロメータで検出する事によって生成された Λ ハイパー核の質量を再構成する。入射電子の運動量を $\vec{P}_e$、散乱電子の運動量を $\vec{P}_{e'}$、K 中間子の運動量を $\vec{P}_K$ とすると、測定されるハイパー核の質量 (M_{hyp}) は、

$$E_{hyp} = E_e - E_{e'} - E_k \tag{2.1}$$
$$\vec{P}_{hyp} = \vec{P}_e - \vec{P}_{e'} - \vec{P}_K \tag{2.2}$$
$$M_{hyp} = \sqrt{E_{hyp}^2 - P_{hyp}^2} \tag{2.3}$$

として求められる。我々の測定する量は、散乱電子の運動量の大きさと、K 中間子の運動量である。続いて述べる理由から、我々は散乱電子を 0 度で検出したいため、散乱電子側の運動量の方向は測定せず、ビームに対して 0 度であるとして方程式を解くことによって M_{hyp} を求めている。

$(e, e'K^+)$ 反応によるハイパー核生成の 3 重微分断面積は、

$$\frac{d^3\sigma}{dE'_e d\Omega'_e d\Omega_K} = \Gamma \left[\frac{d\sigma_T}{d\Omega_K} + \epsilon_L \frac{d\sigma_L}{d\Omega_K} + \epsilon \frac{d\sigma_p}{d\Omega_K} \cos 2\Phi_K + \sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)} \frac{d\sigma_I}{d\Omega_K} \cos \Phi_K \right] \tag{2.4}$$

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2 Q^2} \frac{E_\gamma}{1-\epsilon} \frac{E'_e}{E_e} \quad , \quad E_\gamma = \omega + \frac{q^2}{2M_p} \tag{2.5}$$

$$\epsilon = \left[1 + \frac{2|\vec{q}|^2}{Q^2} \tan^2(\frac{\theta_e}{2}) \right]^{-1} \quad , \quad \epsilon_L = \frac{Q^2}{\omega^2}\epsilon \quad , \quad Q^2 = \omega^2 - \vec{q}^{\,2} \tag{2.6}$$

とかく事ができる [16]。ここで、

σ_T	;	横断面積	σ_L	;	縦断面積
σ_p	;	偏極横断面積	σ_I	;	干渉断面積
Γ	;	仮想光子流束	E_γ	;	実効光子エネルギー
ϵ	;	仮想光子の横偏極	ϵ_L	;	仮想光子の縦偏極
Ω'_e	;	散乱電子側の立体角	Ω_K	;	K^+ 側の立体角
M_p	;	陽子の静止質量	α	;	微細構造定数

である。このように、$(e, e'K^+)$ 反応によるハイパー核生成の微分断面積は、仮想光子流束と K^+ の光生成断面積との積で表される。

仮想光子流束 Γ の m_e^2 (m_eは 電子の静止質量) の 1 次の項までの近似では、

$$\Gamma = \frac{\alpha}{4\pi^2\omega} \left[\frac{E_e^2 + E_e'^2}{2E_e^2} \left(\frac{m_e^2\omega^2}{4E_e^2 E_e'^2} + \sin^2\frac{\theta_e}{2} \right)^{-1} - \frac{E'_e}{E_e} \frac{m_e^2\omega^2}{4E_e^2 E_e'^2} \left(4E_e^2 E_e'^2 + \sin^2\frac{\theta_e}{2} \right)^{-2} - \frac{(E_e + E'_e)^2}{4E_e^2} \left(\frac{\omega^2}{4E_e E'_e} + \sin^2\frac{\theta_e}{2} \right)^{-1} \right] \tag{2.7}$$

となる [17]。この Γ は、θ_e が

$$\theta_{emin} = \sin^{-1}\left(\frac{m_e\omega}{4EE'}\right) \tag{2.8}$$

において最大値をとる。我々の採用した運動学的条件 (表 2.2) では、$E \sim 1.8GeV$　$E' \sim 0.3GeV$ となるため、$\theta_{emin} \approx 0.02$ 度 (0.034 mrad) と非常に小さい。従って、Γ は 0 度で最大になると考えて良い。仮想光子流束因子 Γ の角度依存性を図 2.3 に示す。

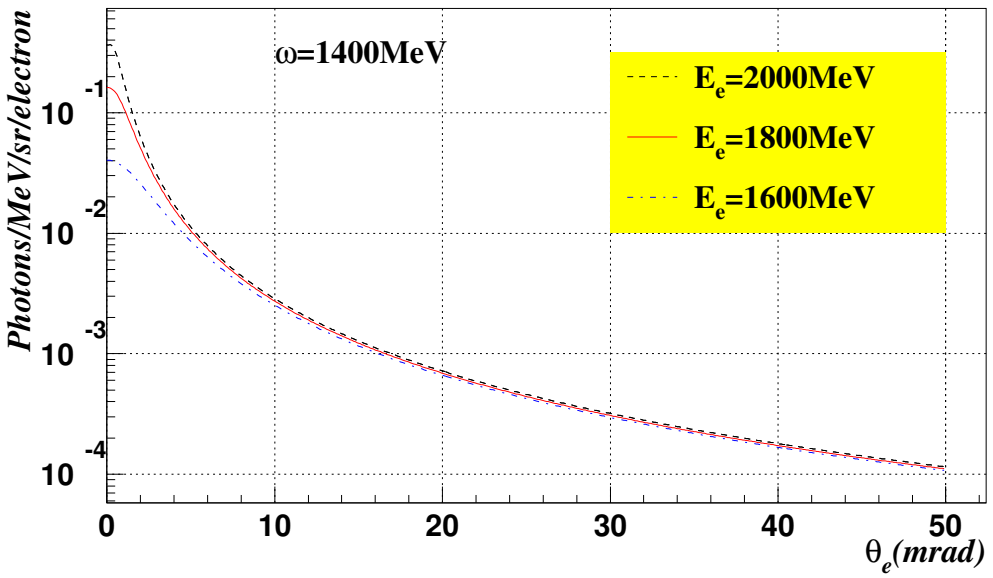


図 2.3: 仮想光子流束因子 Γ の角度依存性

一方、K 中間子の検出角度は図 2.4 に示す通り、0 度のときハイパー核の生成断面積が最大となる。　散乱電子が 0 度方向の時の仮想光子は実光子とみなす事ができるので、収量

表 2.2: 実験の運動学的条件

ビームエネルギー	1.865 GeV	1.721 GeV
K 中間子 arm (SOS) 中心運動量	1.24 GeV/c	1.12 GeV/c
散乱電子 arm (Enge) 中心運動量	285 MeV/c	260 MeV/c
K 中間子 arm の設置角度 (中心値)	2.2 度	
散乱電子 arm の設置角度 (中心値)	0 度	

を見積もる際に実光子に於ける Λ ハイパー核生成断面積がどの程度あるかを考える事は意味がある。電磁相互作用による Λ ハイパー核生成断面積は (π^+, K^+) や (K^-, π^-) 反応に比べて 2 桁から 3 桁小さく、その点では不利である。しかし、電子線は中間子ビームと異なり 1 次ビームであるためその到達し得るビーム強度が非常に大きく、その不利益分を補償

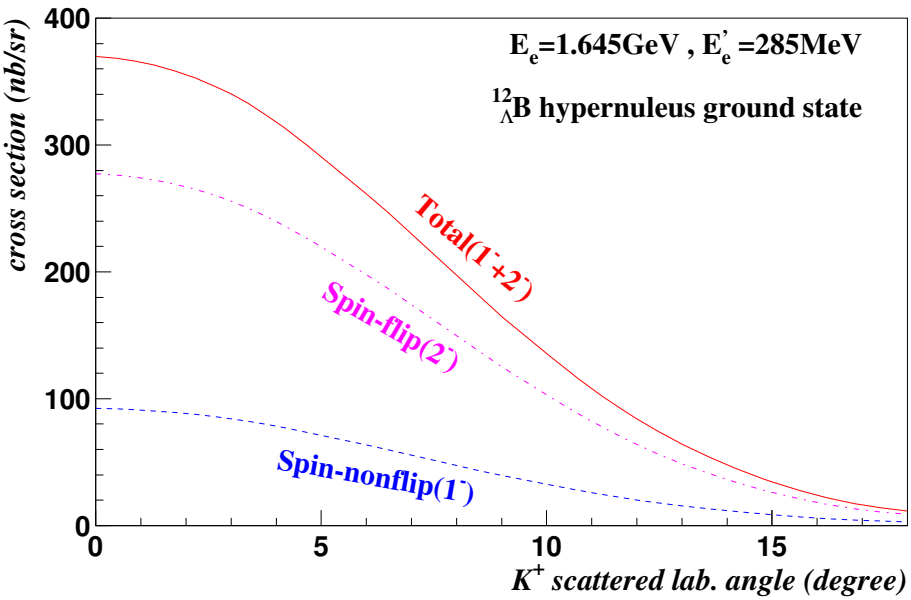


図 2.4: Λ ハイパー核生成断面積の K 中間子検出角度依存性

し得る。$p(\gamma, K^+)\Lambda$ 反応の素過程の全断面積は図 2.5 に示す通り、閾値である 911 MeV から急激に上昇し 1.2 GeV から 1.5 GeV で緩やかに最大となる。

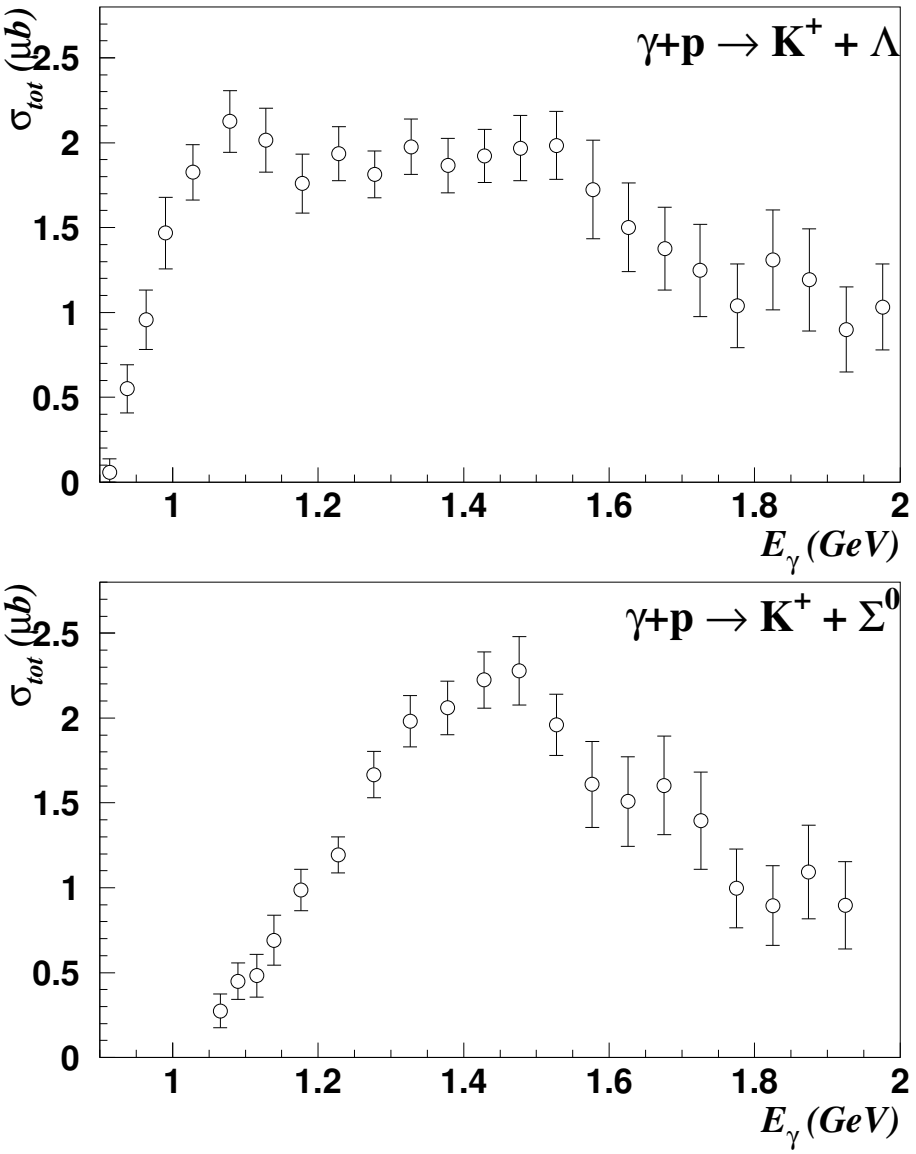


図 2.5: $p(\gamma, K^+)\Lambda$ (上図) と $p(\gamma, K^+)\Sigma^0$ (下図) の反応断面積の入射光子エネルギー依存性 [1]

2.4 スペクトロメータ

実験ホール C には、常設のスペクトロメータが二基 (SOS、HMS) ある。K 中間子側は常設の SOS(Short Orbit Spectrometer) を採用したが、散乱電子側にはスプリットポール型の Enge スペクトロメータを新たに設置した。これは常設の HMS(High Momentum Spectrometer) では、300 MeV/c 程度 (表 2.2) の運動量を測定するのは不向きである (最大運動量 7.5 GeV/c) という理由からである。また、今度の実験では、両スペクトロメータとも 0 度近傍に設置しなければいけないため、標的から出た粒子を電荷で分別するためのスプリッター磁石を新たに設置した (図 2.6)。

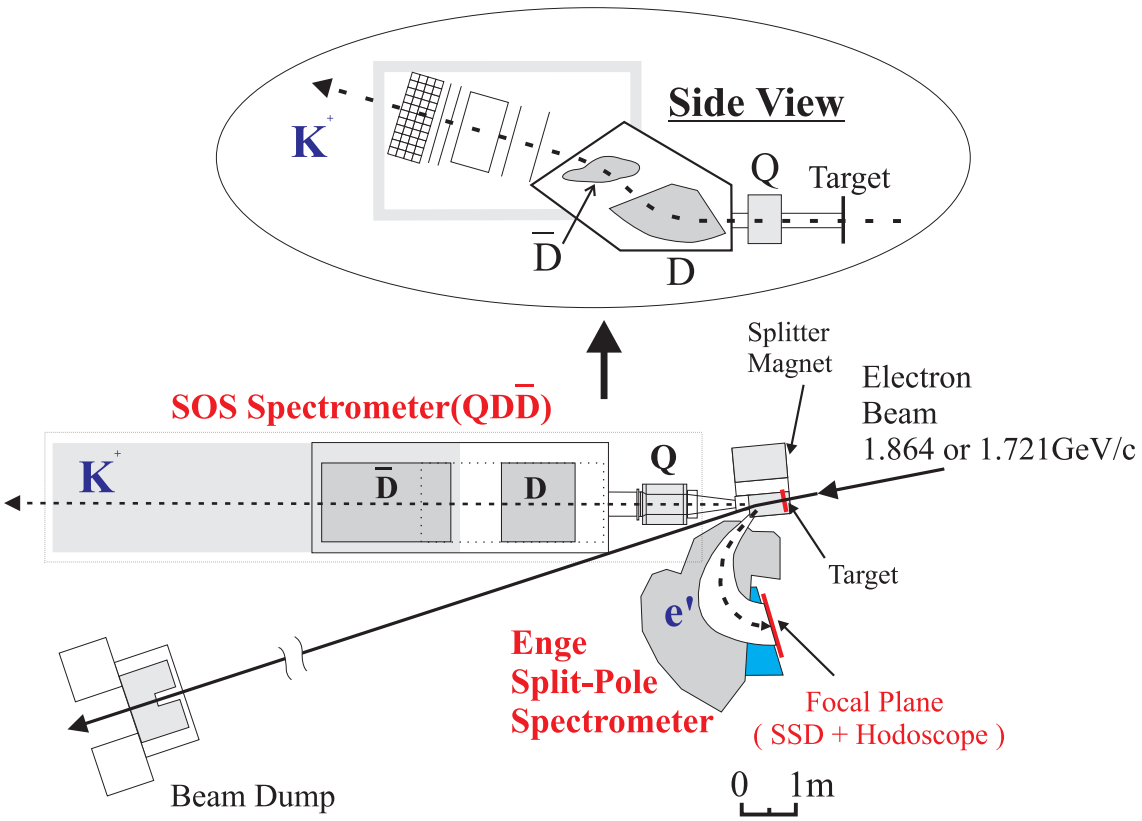


図 2.6: セットアップ全体図。入射した電子線がスプリッター磁石内にある標的に衝突する。ここで発生した粒子を電荷の違いにより分類し、SOS 内部へは正電荷を持った粒子を、Enge 内部へは負の電荷を持った粒子を入射させる。双方のスペクトロメータで入射粒子の運動量 (SOS では β も) を決定し、missing mass を再構成する。

2.4.1 SOS(Short Orbit Spectrometer)

SOS は前述の通り、ホール C 常設の QD$\bar{\text{D}}$ 型スペクトロメータであり、最初の D 磁石で中心運動量を持った粒子の軌道を 33 度上方に曲げ、更に次の D 磁石で下方に 15 度曲げる構

表 2.3: 予想された分解能への寄与

各要素の分解能への寄与	分解能 (FWHM)
SOS の運動量分解能	680 keV
Enge の運動量分解能	100 keV
ビームの運動量幅	200 keV
SOS の角度分解能	200 keV(^{12}C)
標的上での エネルギー損失	40 keV(^{12}C)
全体	$\sim$ 750 keV

造になっている。この 2 つの D 磁石は、粒子の光学的距離を短くするために同一の yoke 内にあるため、特に 2 番目の D 磁石が奇妙な形になっている。SOS の主な性能としては、最終ホド スコープ面までの距離が約 10m、運動量アクセプタンスは $\pm$20% であり、スプリッター + SOS の立体角は、6msr 程度である。 SOS 内部の検出器系は、2 つのド リフトチェン

表 2.4: SOS の仕様

運動量	$\leq$ 1.75GeV/c
立体角アクセプタンス	$\leq$ 11msr
水平方向アクセプタンス	120 mr
鉛直方向アクセプタンス	80 mr
全体の長さ	$\sim$ 10 m
運動量幅	$\pm$20%
焦点面の大きさ	40 cm $\times$ 120 cm
運動量分散	0.92 cm/%
$\delta p/p$	5 $\times 10^{-4}$(FWHM)

バー (DC1,DC2) と約 1.8 m 離して置かれた x 方向と y 方向の TOF カウンター 2 面 (TOF 1x,1y,2x,2y)、その間に置かれた、ガスチェレンコフカウンター (GC) と、エアロジェルチェレンコフカウンター (AC)、2 組目の TOF カウンターの間に置かれたルサイトチェレンコフカウンター (LC)、と更に、その後ろに置かれた鉛ガラス製のシャワーカウンター (Shower) らからなっている (図 2.7)。

ド リフトチェンバー (DC1,DC2)

ド リフトチェンバーは、粒子の多重散乱の影響を最小にするために、磁石出口直後に焦点面をはさんで置かれている (図 2.7)。それぞれのド リフトチェンバーは、粒子の軌跡を

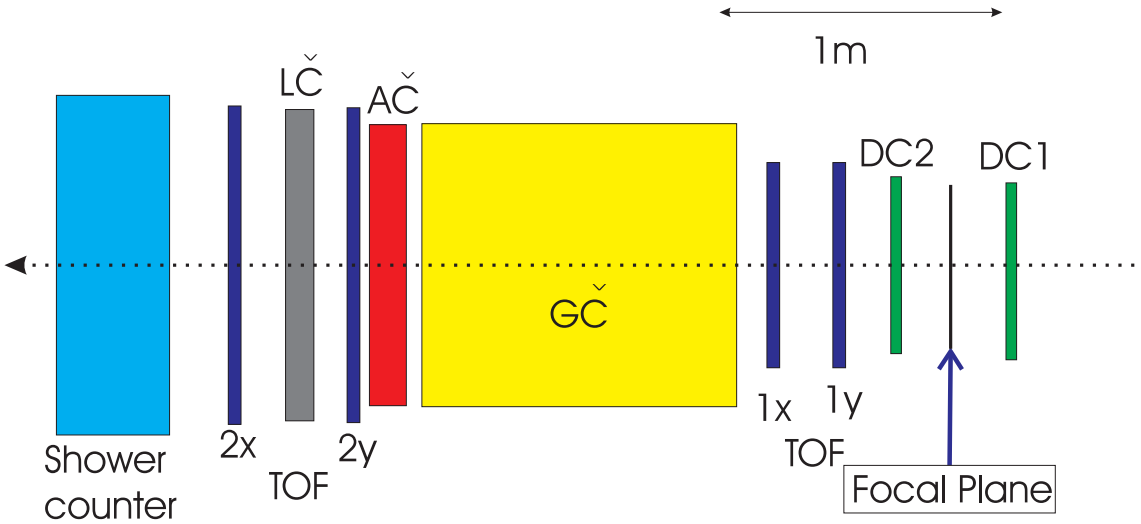


図 2.7: SOS 内部

再構成するために、3 つの異なる角度で張られている (図 2.9)。それぞれのワイヤー面は、接地された陽極ワイヤーとマイナスの高電圧がかけられた陰極の薄い膜から成る。チェンバー内は、$Ar - C_2H_6$ の質量比で 1:1 の混合ガスで満たされていて、陽極ワイヤー間の距離 (1 cell) は、1 cm である。また、同じ方向に張られたワイヤー面が 2 面 1 組になって、それを半セルずらして設置する事により粒子軌道の left-right ambiguity を持たせないようになっている (図 2.8)。従って、ドリフトチェンバー中央部では、図 2.10 のような配置になる。使用された前置増幅カードは、Nanometrics と LRS2735DC[18] で、ドリフトチェンバーの情報は、ツイストペアケーブルを通じてスペクトロメータの carriage 上で fastbus multihit TDC(LeCroy 1877) によって収集される。

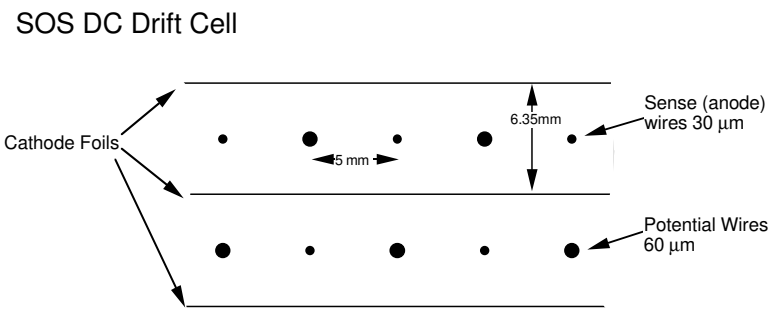


図 2.8: DC ワイヤー配置

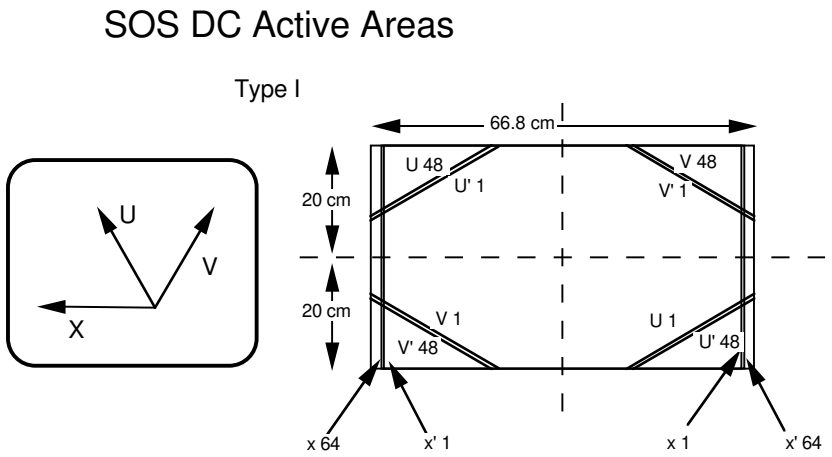


図 2.9: DC のワイヤー方向。ワイヤーは x 方向に 64 本、u、v 方向に 48 本、図のような ID 番号を付けられて並べられている。図 2.10 にあるように、SOS の偏向方向が鉛直面に平行であるので、x 方向は鉛直方向下向きになる。

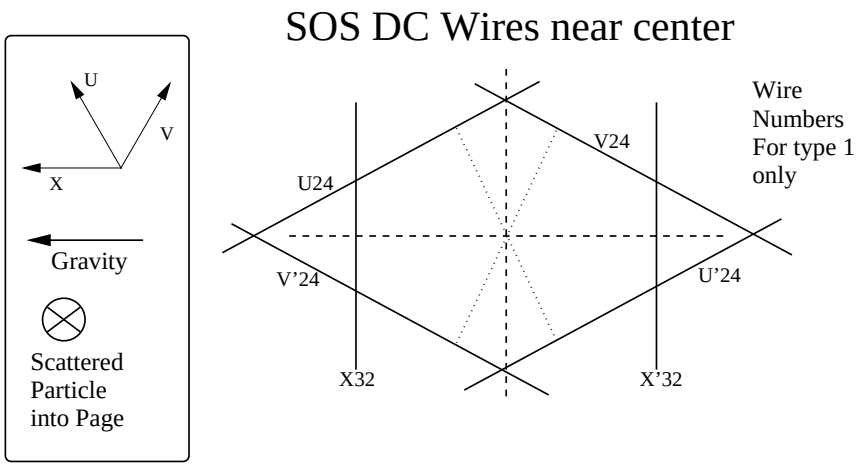


図 2.10: DC 中央部

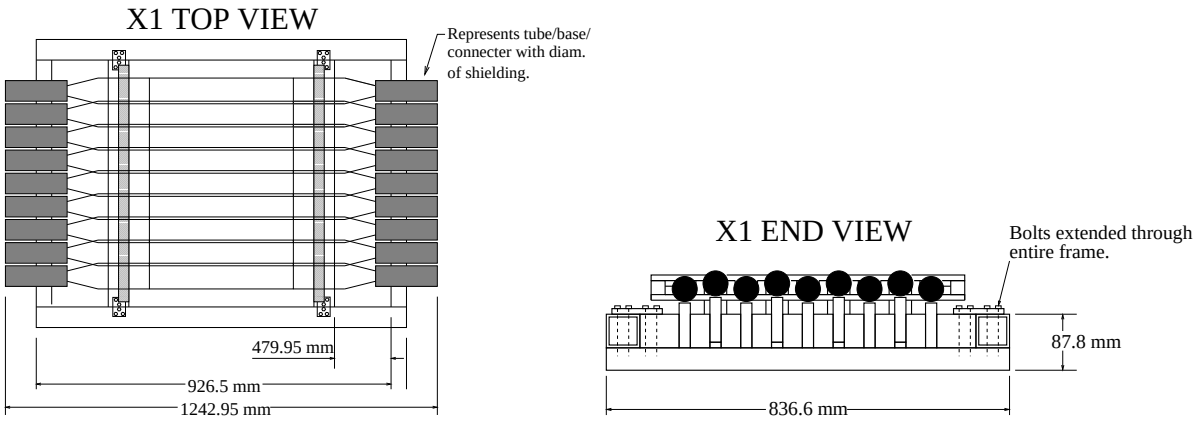
ホドスコープ

ホドスコープ 1 面は、1 cm 厚のプラスチックシンチレータ数本からなる。ホドスコープは、x の位置情報を得るために y 軸方向に平行に置かれた面と、それに垂直に置かれた面のペアで成り立っており、各シンチレータの両側には、光電子増培管 (Phillips 2282) が取り付けられている。

具体的には、y 面 (SY1,SY2) には、4.5 cm 幅のシンチレータ 9 本が、x 面上流側 (S1X)) は 9 本、下流側 (S2X) は 16 本の 7.5 cm 幅のシンチレータが取り付けられており (表 2.5)、互いに 0.5 cm ずつの重なりを持たせるようになっている (図 2.11)。

表 2.5: SOS ホドスコープ仕様。設置位置は焦点面を原点とし、そこから粒子の中心軌道方向を z 軸にとった時の各面の z の値。

面	幅 (mm)	長さ (mm)	厚さ (mm)	個数	設置位置 z(cm)
S1X	75	365	10	9	98.01
S1Y	45	635	10	9	73.61
S2X	75	365	10	16	289.41
S2Y	45	1125	10	9	248.11



(a) Hodoscope x1 top view

(b) Hodoscope x1 end

図 2.11: SOS Hodoscope view

チェレンコフカウンター

トリガーレベルで粒子識別を行うためにガス、シリカエアロジェル、ルサイトを発光体とする 3 種のチェレンコフカウンター (以降それぞれ GC、AC、LC と表記する) を設置し

てある。それぞれのカウンターの仕様を表 2.6 に示す。GC は陽電子と荷電中間子 (e^+, π^+)、AC は主に π^+ と K^+ を分けるために用いられる。LC はトリガーレベルで陽子を除く事によって、トリガーレートを下げる事を主目的として使用する。チェレンコフカウンターは全て閾値型である。

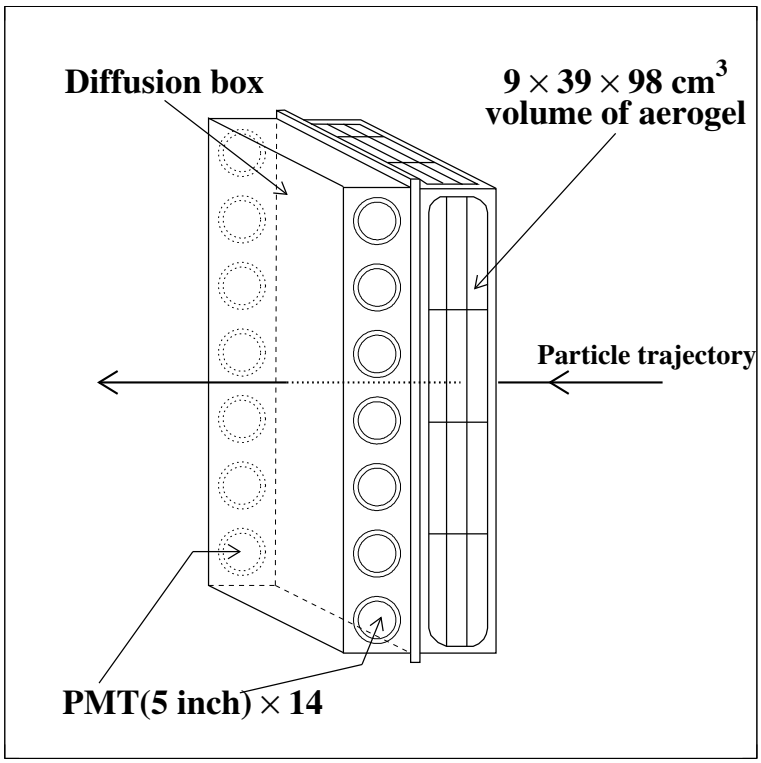


図 2.12: AČ カウンターの概観

表 2.6: チェレンコフカウンターの仕様

名称	発光体	屈折率	大きさ	PMT(個数)
GC	CCl_2F_2(gas)	1.00108	99(x) × 73.7(y) × 111(z) cm^3	Burle 8854(4)
AC	$(nSiO_2 + 2nH_2O)$	1.034	98(x) × 39(y) × 9(z) cm^3	Burle 8854 (14)
LC	lucite	1.49	13.7(x) × 40.0(y) ×2.5(z) cm^3	

シャワーカウンター (鉛ガラス)

高エネルギーの電子 (陽電子も含む) や光子は、物質中でそれぞれ制動放射と電子対生成を起こす事によりエネルギーを失う。これら 2 つの過程は互いの過程を交互に介しなが

ら、物質中で連続して起こる。このような反応を電磁シャワーと呼んでいる。粒子が通過する物質の屈折率 (n) が十分に大きい時、$\beta = c/n$ に達した荷電粒子はチェレンコフ放射を起こす。粒子が物質内で電磁シャワーを起こしつつ走れる長さは入射粒子のエネルギーに比例しており、従ってチェレンコフ光の総和も入射粒子のエネルギーに比例する事になる。一方 π 中間子やその他のハドロンは、物質中の核子と強い相互作用を通じて、いわゆる「ハドロンシャワー」を起こす。電磁シャワーとハドロンシャワーの大きな違いは、電磁シャワーを起こす粒子 (電子や光子) とハドロンの物質内における平均自由行程にある。電子 (光子) に比べハドロンの平均自由行程は非常に長いので、シャワーカウンターの長さを適当に選ぶ事によって電子シャワーとハドロンシャワーを分ける事が可能になる。表 2.7 に、シャワーカウンターの仕様を記す。シャワーカウンターからの信号は、鉛ガラスの片側からのみ読み出す。ここで、使用されている PMT は、Phillips XP3462B である。

表 2.7: シャワーカウンター の仕様

密度 $(\mathrm{g/cm^3})$	3.86
放射長 (cm)	2.5
屈折率	1.67
組成	PbO 51.2%
	SiO_2 41.3%
	Na_2O 7.5%
大きさ	$10 \times 10 \times 70\mathrm{cm^3}$
数量	44 (4×11)

2.4.2 Enge スペクトロメータ

Enge はスプリットポール型の常伝導電磁石でその出口に良く定義された焦点面を持っており、その平面上で位置を測定する事によって入射粒子の運動量を決定できる。その位置検出器として、今回 SSD(Silicon Strip Detector) を設置した。また、時間測定器としてプラスチックシンチレータホドスコープを設置し (図 2.13)、K 中間子スペクトロメータ (SOS) とのソフトウェアコインシデンスをとるために使用した。SSD のストリップ幅は、0.5 mm であり、1 面あたり 144ch を持つボードを 10 枚設置している。ホドスコープは、SSD 1 枚あたり 8 本が割り当てられており (図 2.14)、それぞれのプラスチックシンチレータの幅は 11 mm、厚さは 7 mm である。

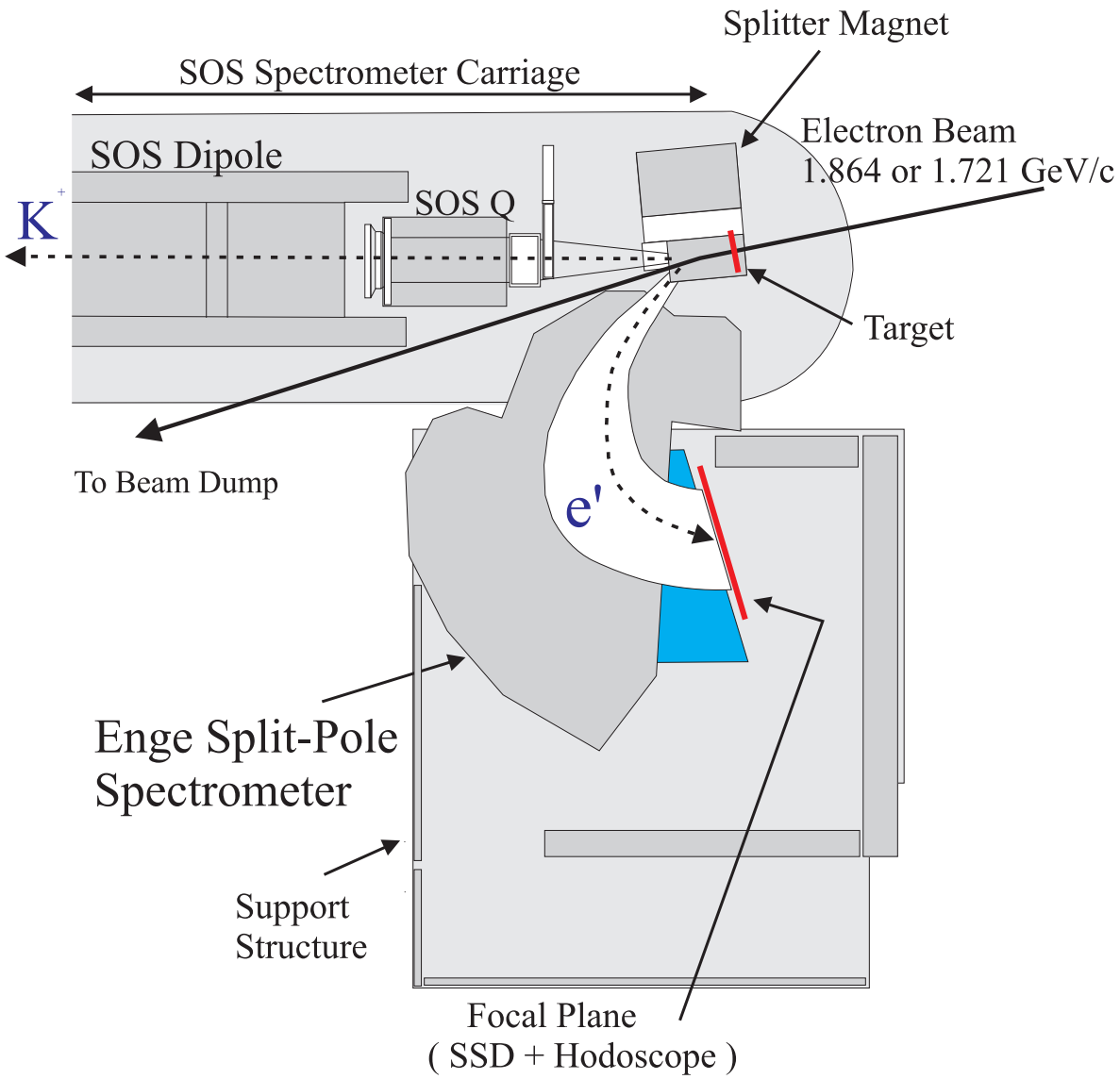


図 2.13: Enge スペクトロメータ拡大図

表 2.8: Enge スペクトロメータの仕様 [3]

中心運動量	283MeV/c
立体角アクセプタンス	1.6msr
水平面アクセプタンス	25mr
垂直面アクセプタンス	20mr
平均飛行距離	5m
運動量幅	±20%
焦点面幅	74cm
$\Delta p/p$(FWHM)	5.0×10^{-4}

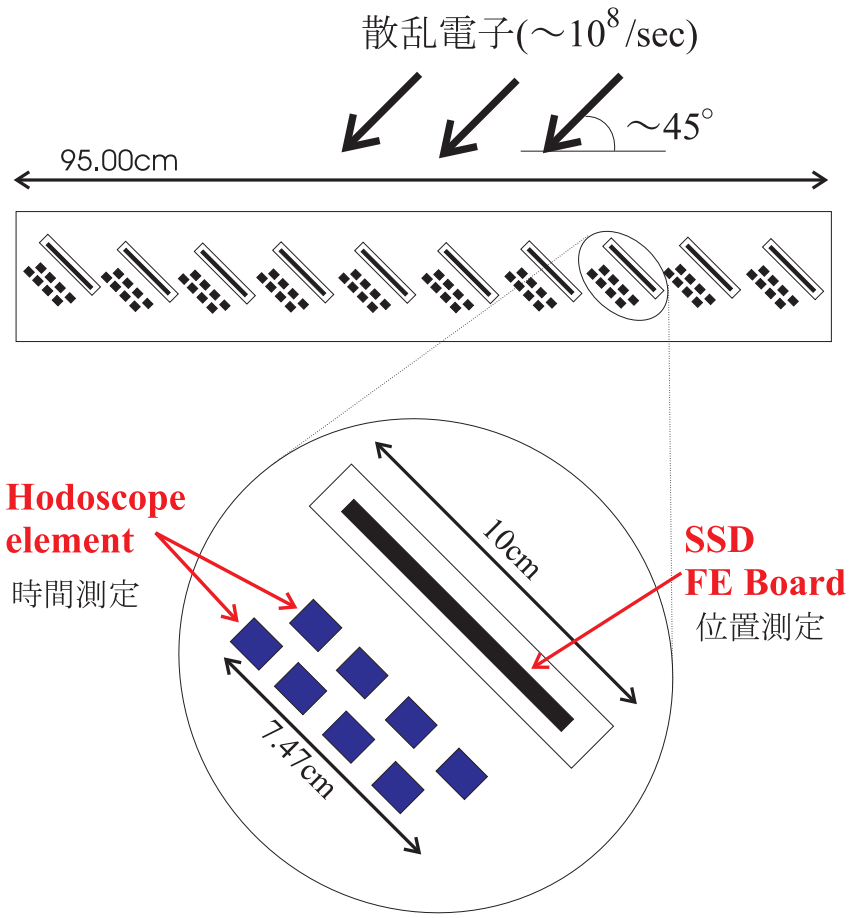


図 2.14: Enge 焦点面検出器の配置。FE Board というのは、SSD 本体とその回路系を凝縮された Board の ことで、Front End Board が正式名称である。

2.5　トリガーシステム

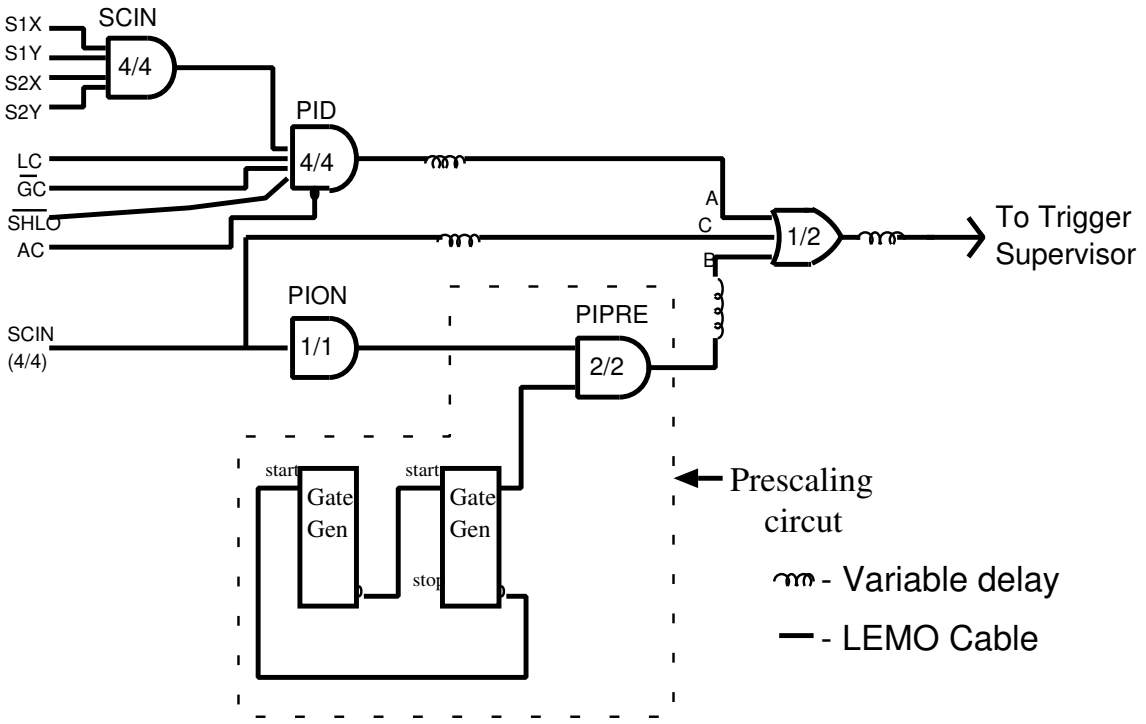


図 2.15: SOS のトリガー回路 (K^+ 用)

トリガーは全て SOS 側 (K 中間子スペクトロメータ) で決定され、両スペクトロメータのハードウェアコインシデンスはとらない。つまり、Enge 側 (散乱電子側) は、SOS 側でトリガーがかかると全チャンネルに対しゲートを開きデータ取得に備える事になる。このような方式をとった理由は、両スペクトロメータでの singles rate がビーム $1.6\mu A$、標的厚 $10\mathrm{mg/cm^2}$ という典型的な条件下において、SOS 側が約 40 kHz なのに対し Enge 側が約 200 MHz と見積もられていたためである [19]。

表 2.9: トリガー設定

run type	PID trigger	SOS hodoscope	beam energy(GeV)
production	$\overline{\mathrm{G\check{C}}} \times \overline{\mathrm{A\check{C}}} \times \mathrm{L\check{C}}$	3/4	1.864
production	$\overline{\mathrm{G\check{C}}} \times \overline{\mathrm{A\check{C}}} \times \mathrm{L\check{C}} \times \mathrm{SHlow}$	4/4	1.721
Enge hodo. calibration	$\overline{\mathrm{G\check{C}}} \times \mathrm{A\check{C}}$	4/4	1.721

$\mathrm{G\check{C}}$、$\mathrm{A\check{C}}$、$\mathrm{L\check{C}}$ は、ロジックトリガーの中にそれぞれガスチェレンコフ、エアロジェルチェレンコフ、ルサイトチェレンコフカウンターの信号を含める事を意味する。SHlow は、シャ

ワーカウンターに落としたエネルギーがある一定値以下の場合だけ取り出す事を意味し、トリガーから陽電子を除く役割をする。これらは、図 2.15 中のコインシデンス回路 (PID) で我々の要請する粒子識別トリガーを作るために使用される。K 中間子スペクトロメータ (SOS) には、TOF 測定のためのプラスチックシンチレータホドスコープが、x 方向と y 方向について 2 面ずつの合計 4 面設置されている。ここで、表 2.9 の SOS hodoscope の欄にある 4/4 や 3/4 の意味は、ホドスコープ 4 面のうち何面以上のヒットを要請したかを示している。つまり、4/4 なら 4 面全部、3/4 なら 4 面のうち 3 面以上という意味である。これ以降、この表記を使用する事がある。

第3章　解析

本章では、ハイパー核スペクトル ($^{12}_{\Lambda}$B) を求めるまでの解析過程を述べる。

まず、散乱電子 arm(Enge スペクトロメータ) の検出器について述べるとともに、ビーム強度を変えた時、散乱電子 arm の計数率の変化について示す。次に、K 中間子スペクトロメータ (SOS) の検出器について述べ、スペクトロメータ内に入射する粒子の割合について行った study の結果を示す。。その後、最も重要な粒子識別を如何に行うかを説明し、さらに、両スペクトロメータの時間情報から真の事象を選び出し、ハイパー核質量を再構成するまでを述べる。

表 3 に解析に使用したパラメータについて示しておく。

表 3.1: 解析時の使用パラメータ

物理量	値 ($\mathrm{MeV/c^2}$)	参考文献
^{12}C の質量偏差	0.0000	[20]
^{11}B の質量偏差	8.668	[20]
電子質量	0.5109989	[21]
π^+ の質量	139.57018	[21]
K^+ の質量	493.677	[21]
陽子質量	938.271998	[21]
Λ 粒子の質量	1115.683	[21]
Σ^0 粒子の質量	1192.65	[21]
原子質量単位	931.49401	[21]

3.1　Enge スペクトロメータ (e' arm)

3.1.1　検出器

SSD

SSD は実験中に数回だけ、ひどい発振や雑音によりデータを取得できない状態になることがあったが、すぐに回復できる問題であったため実験全体としては安定に動作していた。検出効率も、97%以上で安定しており特に問題はない。

ホド スコープ

ホド スコープ側は以下のような問題を抱えている。

1. 特に、^{12}C 標的 (22 mg/cm^2) を用いたビーム強度 0.66μ A 時などの高計数率 run においてパイルアップが著しく、結果としてイベント損失が大きくなる。
2. ホド スコープが焦点面全体を覆っておらず、幾何学的にイベントを失う事がある (図 3.3)。このため、図 3.10 に見られるように焦点面全体の検出効率は低い ($\sim$ 80%)。
3. ベースラインの変動が原因と思われるが、Discriminator の Vth が実効的に上がり、多くのチャンネルでハード 的にイベントを失うという事態が起こった。これは実験中に Vth を下げる事で対応し、その後改善された。

3.1.2 ヒット パターン

焦点面検出器 SSD とシンチレータホド スコープの典型的なヒットパターンを図 3.1 に示す。チャンネル番号の小さい方に構造があるが、これは散乱電子の検出器への入射角度の違い (図 3.2) に起因している。

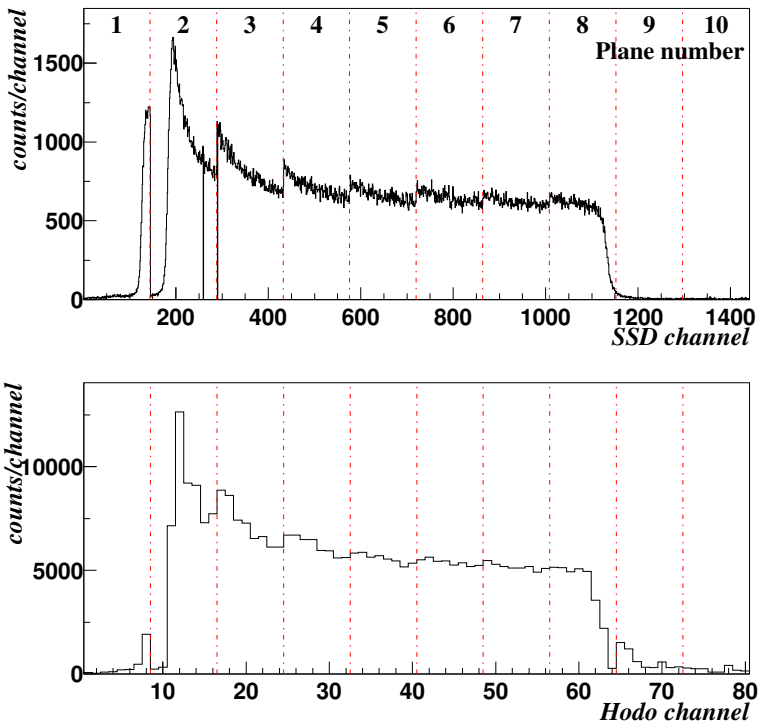


図 3.1: 上の図が SSD、下の図がホド スコープのヒットパターンである。SSD は全体で 1440 チャンネル、ホド スコープは 80 チャンネルある。チャンネル番号の小さい方が散乱電子の運動量が小さい側 (γ の運動量の大きい側) である。

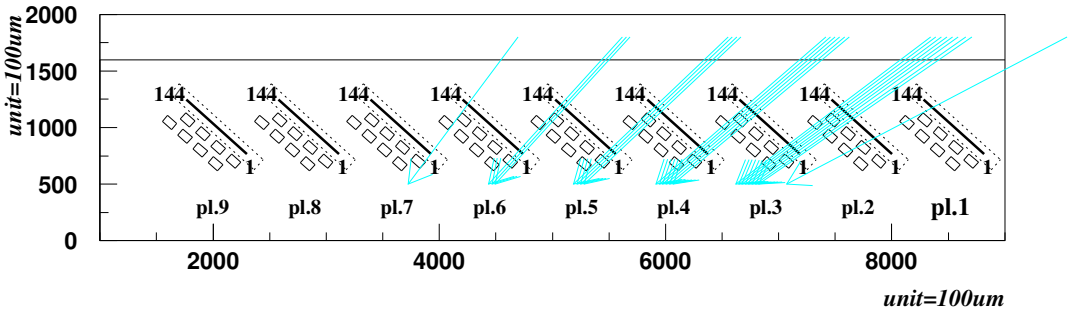


図 3.2: Enge 焦点面検出器上での入射粒子の角度

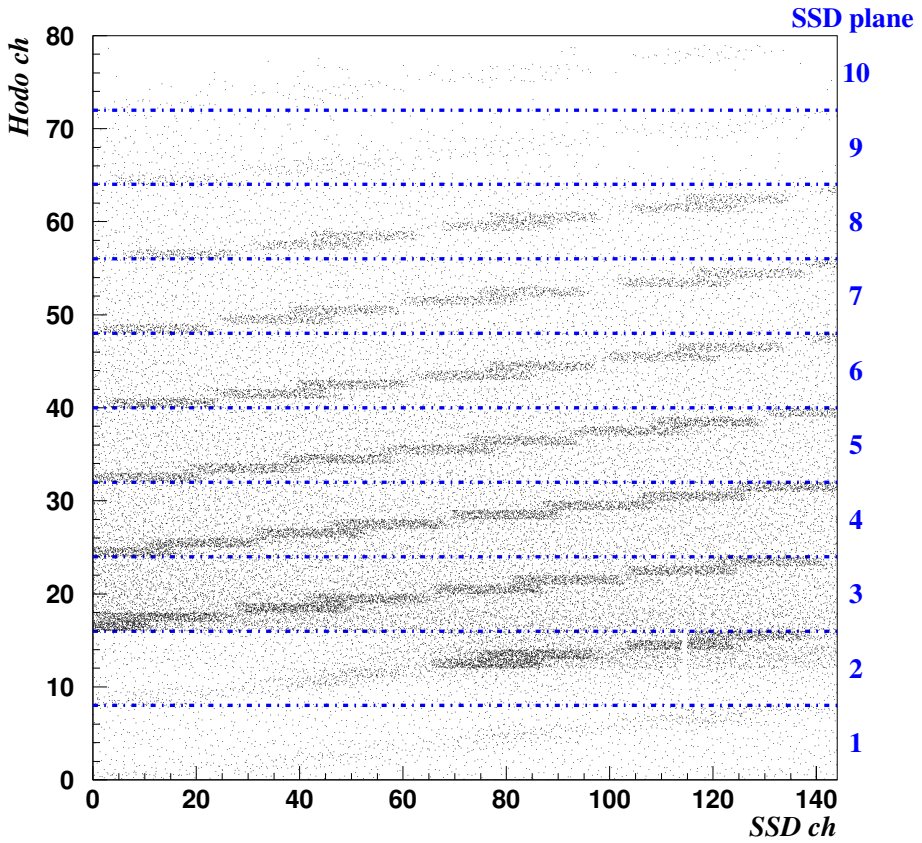


図 3.3: SSD のヒットチャンネルとホド スコープのヒットセグ メントの相関。縦軸はホド スコープの通しチャンネル、横軸は SSD の 1 面毎のチャンネル。右の軸に示したのが、SSD の plane number である。粒子が SSD に対して垂直に入射していれば奇麗な階段状になるのだが、ホド スコープのチャンネルの小さい側と大きい側ですき間があるのが分かる。これは、この領域では粒子の入射角度が位置検出器 (SSD) に対して垂直でなく、そのため幾何学的に事象の損失がある事を意味している。

3.1.3 時間分解能

ホド スコープの時間分解能と、SSD の時間分解能について以下に示す。

図 3.4 は、隣合う 2 つのホド スコープエレ メント (ここではチャンネル 60 と 61) にヒットがあった時の時間の差を表しており、すでに波高による時間の補正はかけてある (Pulse Height correction)。2 つの時間分解能が等しいと考えるとその分解能は 2 本の差の $\frac{1}{\sqrt{2}}$ になるので、この場合 1 本あたりの時間分解能 (σ) は $\frac{330}{\sqrt{2}} = 233$ ps である。我々がホド スコープに求める時間分解能は 400 ps(σ) 以下なので、この時間分解能で十分要求を満たしている。

図 3.5 は SSD とシンチレータホド スコープの時間差を表している。図 3.4 にあったように、シンチレータホド スコープの時間分解能は、高々数 100 ps なので、σ=9.46 ns は SSD の時間分解能と考えて良い。ガウス型の構造の下にある台形型の構造は、SSD の時間ゲートの幅がプラスチックシンチレータの時間ゲート幅に比べ長いために見えているもので、含まれているのは偶然同時計測事象である。

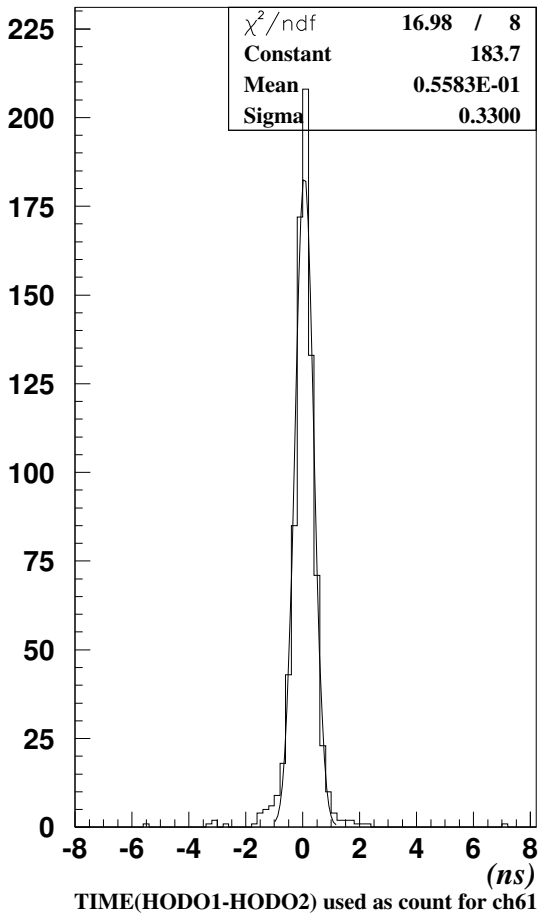


図 3.4: ホド スコープの時間分解能

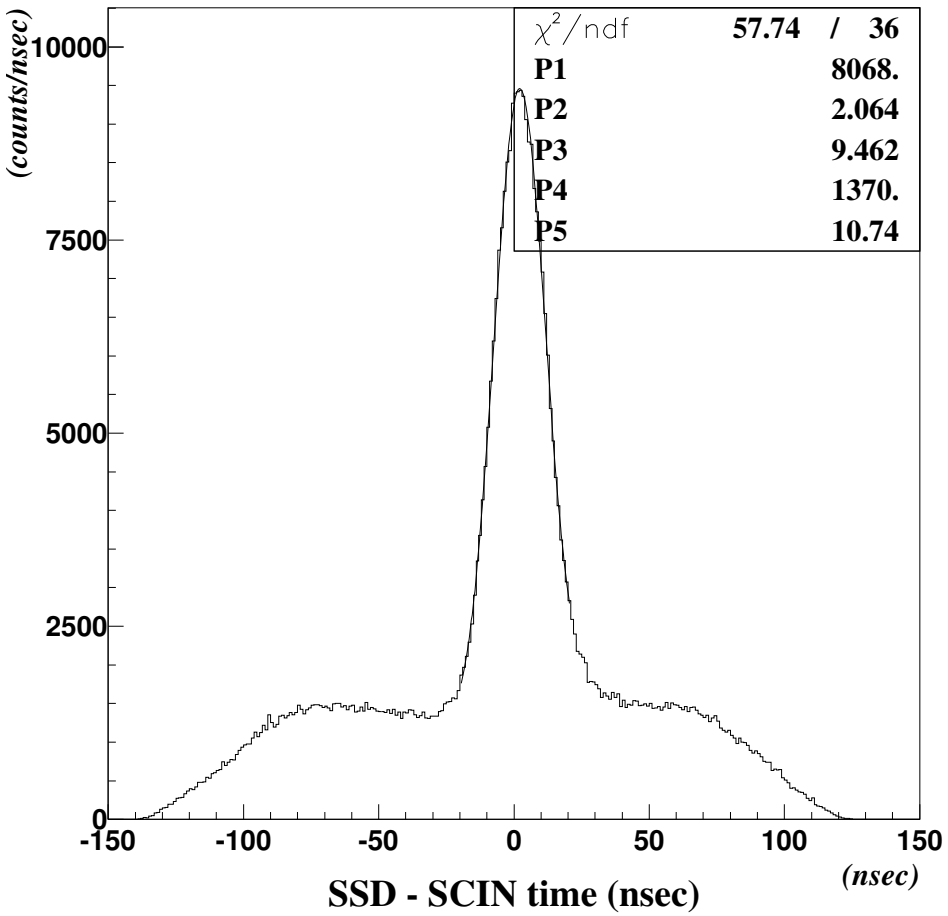


図 3.5: SSD とシンチレータホドスコープの時間差。

3.1.4 ホドスコープ検出効率

今回の実験で問題の多かった Enge ホドスコープの 2 つのタイプの検出効率を示す。

タイプ 1

図 3.6 は、Enge 焦点面検出器の一部を抜き出して、検出効率を出す時の幾何学的条件を摸式的に示したものである。'Cin' と表示されているホドスコープエレメントの検出効率が求めたい量である。求め方は、以下の通り。

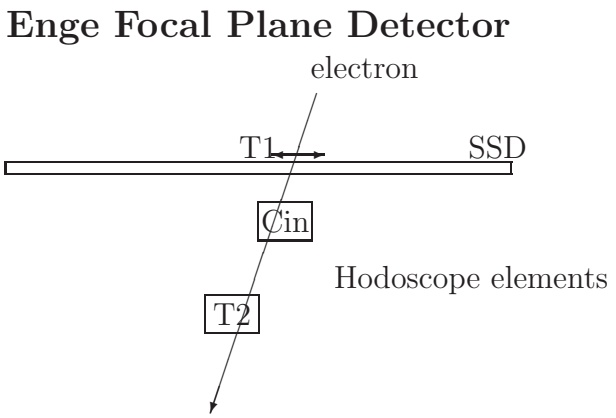


図 3.6: ホドスコープエレメント'Cin' の検出効率を求めるための幾何学的なカット条件

1. 図 3.7 は、'Cin' と'T2' のホドスコープエレメントにヒットがあった時の SSD のヒットパターンを重ねて描いたものである。この 2 つのホドスコープエレメント両方にヒットがある領域を'T1' と定義する。
2. 母集団 (α) として SSD のチャンネル領域'T1' とホドスコープエレメント'T2' にヒットがあり、且つ、図 3.8 における四角の中にある事象を選び出す。母集団 α の総事象数を N_α とする。これは、図 3.8 における、領域 C の中の事象の数に対応する。
3. 母集団 α の中で、ホドスコープエレメント'Cin' にヒットがあった事象を選び出す。この集団の名前を β とし、この事象の総数を N_β とする。これは、領域 C に事象がある条件下でのホドスコープエレメント'Cin' でとらえた事象の数を表す。
4. 母集団 α 及び集団 β のなかの偶然同時事象の数をそれぞれ、$N_\alpha^{acc}, N_\beta^{acc}$ とする。これらは、偶然同時事象を数えるために選んだ図 3.8 の中の領域 A と領域 B における事象の数から導き出す。領域 A と B での事象の起こる確率は違っている (密度が違う) ので、両者の平均をとることにする。

この検出効率 (ε) の定義は、

$$\varepsilon = \frac{N_\beta - N_\beta^{acc}}{N_\alpha - N_\alpha^{acc}} \tag{3.1}$$

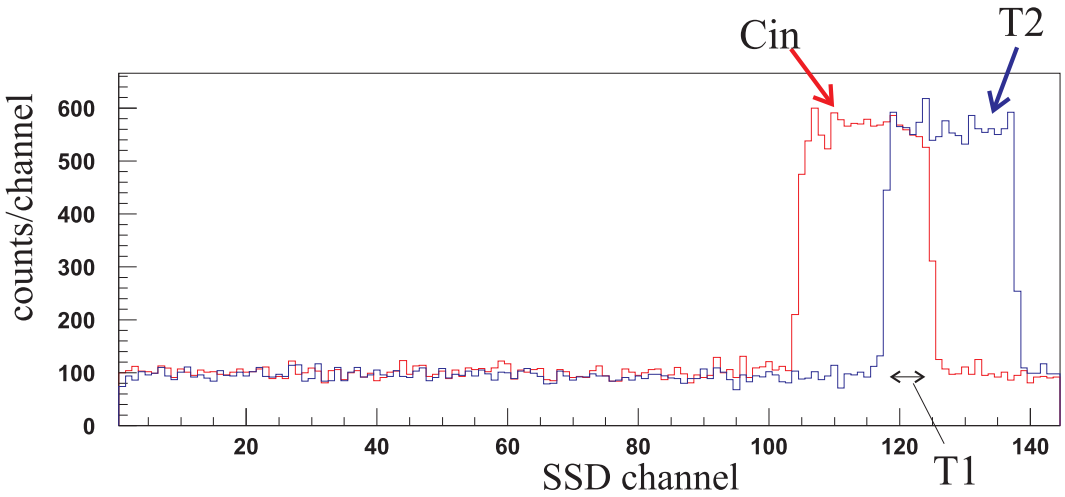


図 3.7: SSD 上に映るホド スコープの影

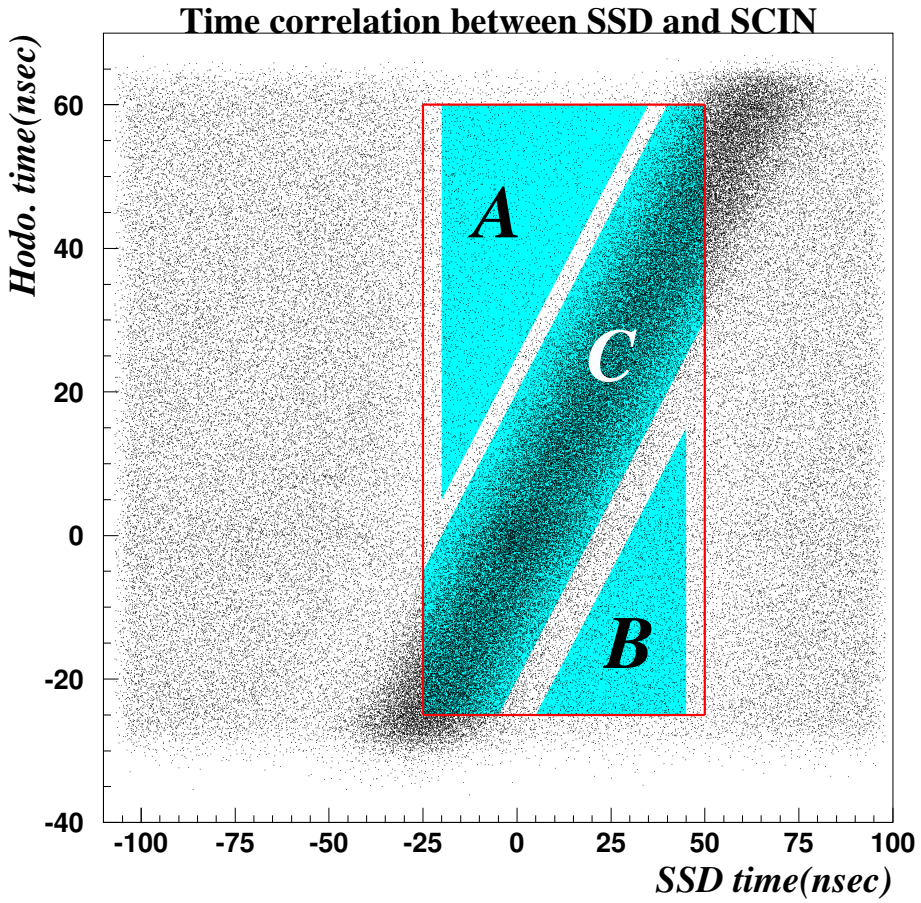


図 3.8: SSD とホド スコープの時間相関。

である。 図 3.9 にこの方法で算出した検出効率を示す。run33900 付近で大きく検出効率が落ちているが、これは Discri. の Vth で事象を切ってしまっていたためである。ベースラインの変動が原因と考えられているが、Vth を下げる事で対応し、以前のパフォーマンスを取り戻す事ができた (run 34052 以後)。

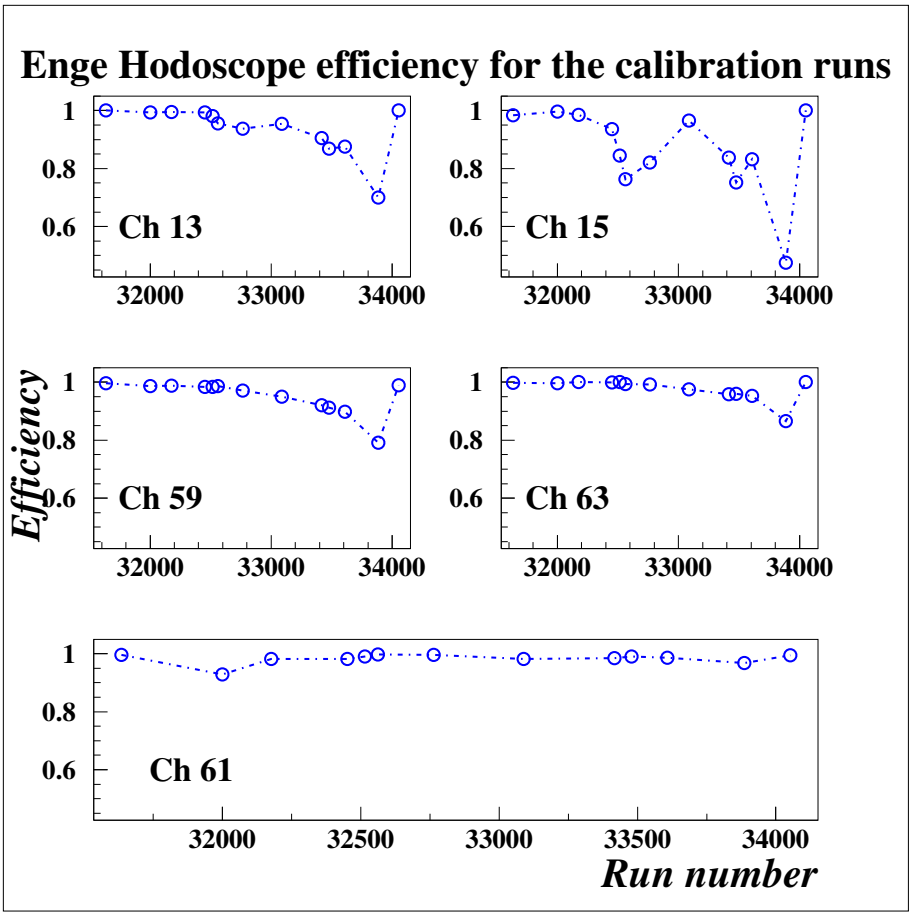
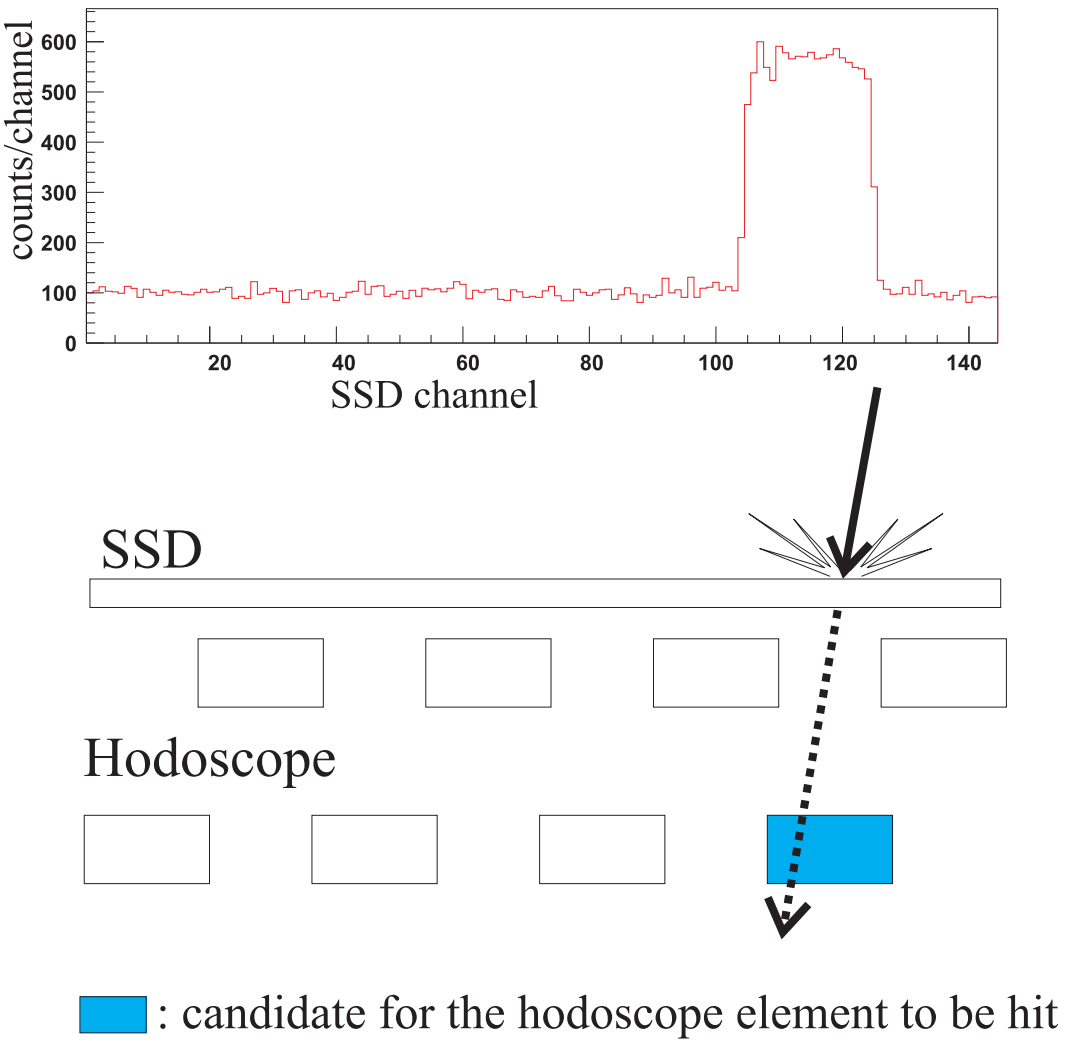


図 3.9: ホドスコープの pulse height correction のパラメータを決めるためにとった run の検出効率。隣あったホドスコープエレメント 2 本と SSD にヒットがあるという幾何学的な条件下でのみ算出できる。

タイプ 2

ホドスコープの幾何学的な事象の損失を含めた各面毎の検出効率が、図 3.10 である。ひどい時で 30% ほどの事象の損失がある。



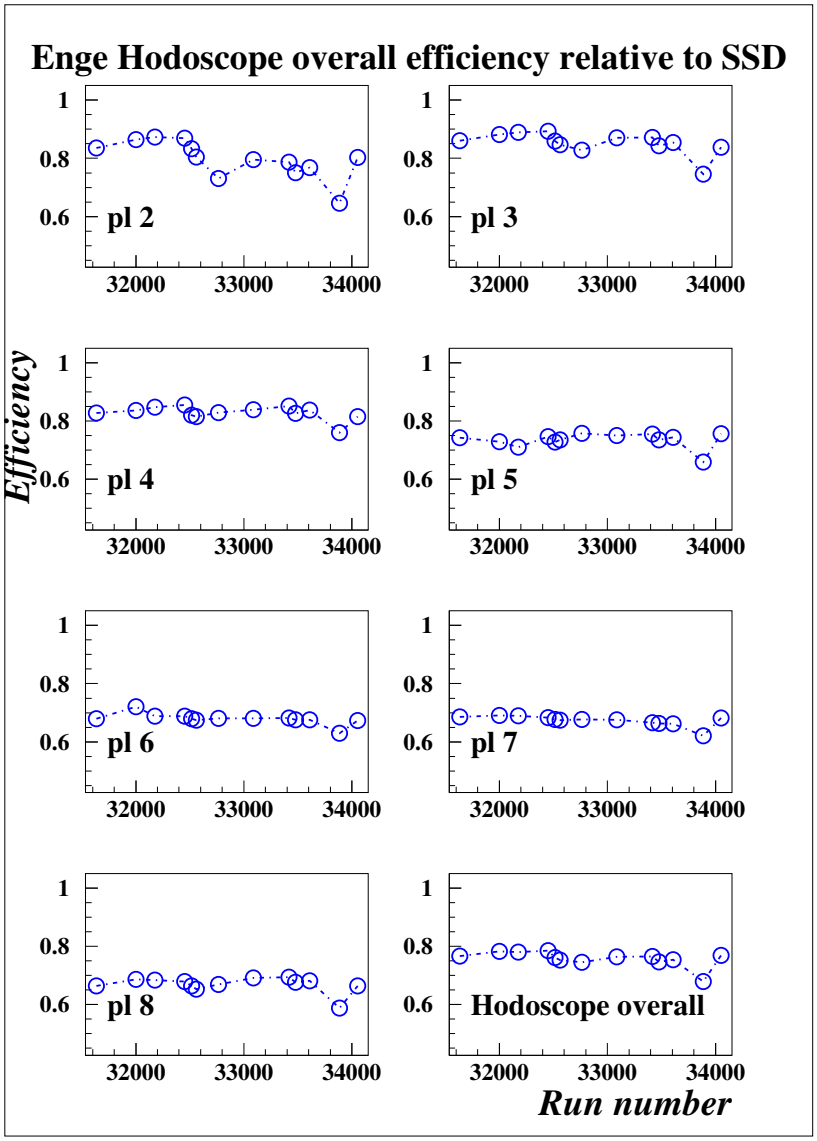


図 3.10: Enge Hodoscope 検出効率 (全体)。基本的には SSD のヒット数を分母に、ホドスコープのヒット数を分子にした検出効率。幾何学的な事象の損失も含めてある。

3.1.5　Rate study

図 3.11 に各種標的について行った rate study の結果を示す。ここで、縦軸には Enge 焦点面中央のホドスコープエレメント (ch38) の計数率 (MHz) であり、横軸はビーム電流 (μA) である。左上に示したものが標的の種類 (原子核) であり、右下にかいておいたものが標的の厚さ (g/cm^2) である。実線で示したのが計算値である。rate study を行った標的については表 3.2 に示しておく。

表 3.2: rate study を行った標的

標的	厚さ mg/cm^2	放射長 g/cm^2	その他
^{6}Li	16.1	71.55	enriched
^{7}Li	19.0	83.47	enriched
^{9}Be	9.25	64.54	natural
^{10}B	16.3	48.91	enriched
^{11}B	20.8	52.81	enriched
C	22	42.67	natural
Si	5.2	21.92	natural

参考文献 [22] によれば、標的厚が 1 放射長の $\frac{1}{50}$ より十分に小さいとみなせる時、厚さ dT 通過後にエネルギー範囲 $k-\frac{dk}{2} \leq k \leq k+\frac{dk}{2}$ にある光子数 $\rho(k)$ は近似的に

$$\rho(k)dkdT = \frac{dk}{k}(\frac{4}{3} - \frac{4}{3}y + y^2)dT \quad , \quad y = \frac{k}{E} \tag{3.2}$$

と書く事ができる。ここで、

表記	;	意味	;	代入値 (MeV)
E	;	ビームエネルギー	;	1721
k	;	光子のエネルギー	;	1461
dk	;	エネルギー幅	;	2.1
dT	;	1 放射長で換算した標的の厚さ	;	標的に依存

である。計算値 (実線) はこれらを元に算出される。具体的には、

$$\mathrm{Rate}_{calc} = 8.26 \times 10^9 \cdot I[\mu\mathrm{A}] \cdot \mathrm{dT}$$

である。ここで、I はビーム強度である。

図 3.11 を見ると分かるように、 Li 以外では、実験値と計算値はほぼ一致していると言える。このことは、制動放射を起こした電子による計数率の我々の見積りが、正しかった事を表しており、標的から焦点面に至るまでの間に特におかしな事は起こっていない事を表す。 Li での計算値とのズレは、酸化によるものではないかと思われる。

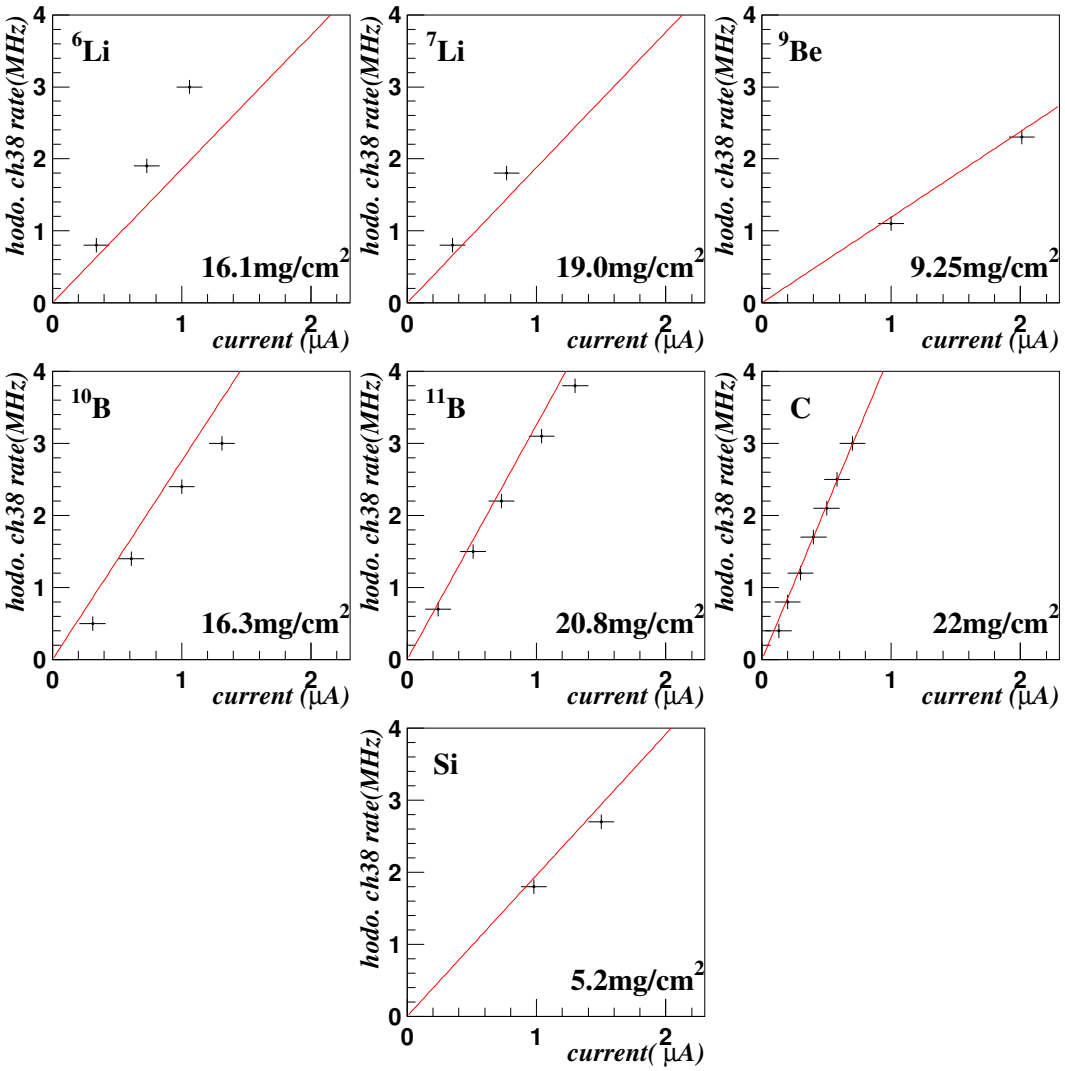


図 3.11: Enge 焦点面中央部分での単位時間あたりに検出される粒子数

3.2　SOS (K^+ arm)

3.2.1　検出器

ホド スコープ

ホド スコープは SOS の内部に x 方向と y 方向 2 面ずつ置かれており、それらの間の距離は、1.8m ほどである。この間を走る粒子の時間差を測定することにより、粒子の速度 (β) を求める。図 3.12 に、典型的なホド スコープの時間分解能を示す。ホド スコープの時間分解能は、2 本の差で $130 \sim 200$ ns (σ) である。

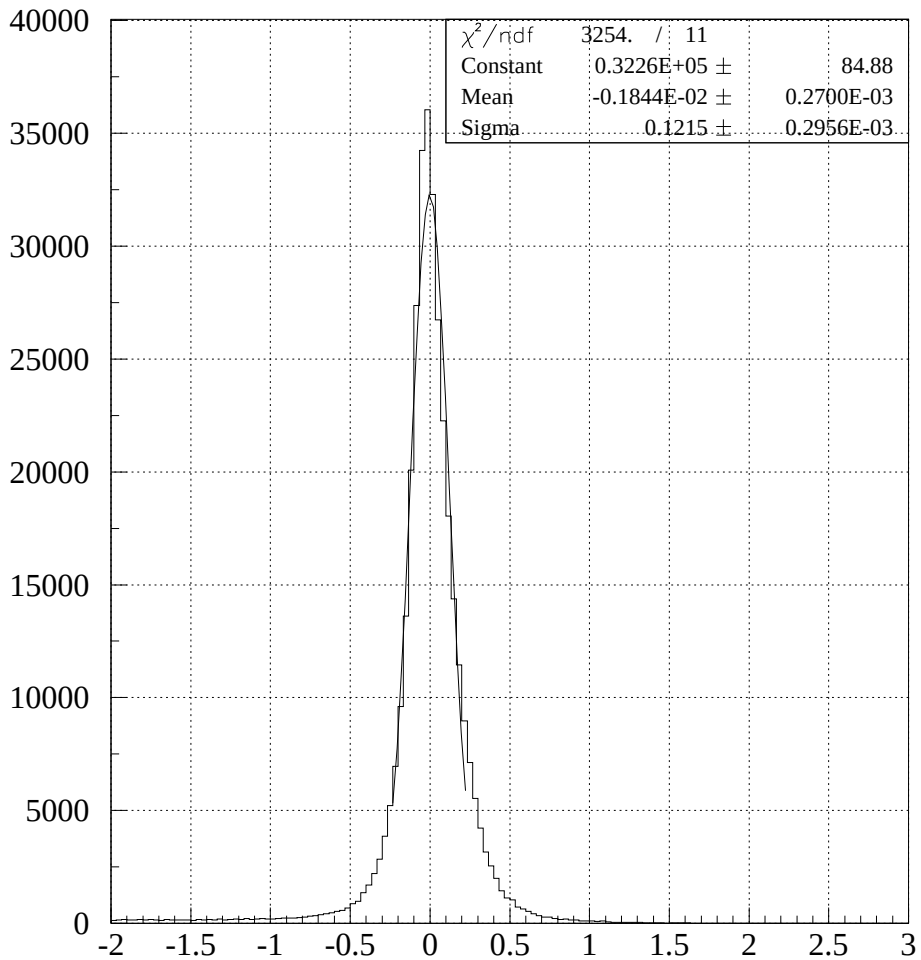


図 3.12: SOS ホド スコープの時間分解能。SX1 面と SX3 面からそれぞれを SOS 焦点面へ軌跡を戻した時の時間の差。選んだ粒子は陽子である。

ドリフトチェンバー

ドリフトチェンバーの情報を使って、以下のような方法で粒子の軌跡を再構成を行っている。

- 各チェンバーにおいて 6 面中 5 面以上に少なくとも 1 ヒット以上ある事を要求する。
- ヒットがあったワイヤー同士が平行でない時、そのワイヤー同士の交点を求める。
- 求めた交点同士がある判定範囲以内で重なる時、それらの交点を粒子が通過した' 空間点' を求めるために使用する。
- それぞれのヒットについて反セルずらした面とのヒット情報から left-right ambiguity を解く
- 2 つのチェンバー内の空間点同士をそれぞれ選んで 直線で fitting し、χ^2 が最小となる組合せを'true track' であると判断する。

図 3.13 にドリフトチェンバーの典型的な残差分布を示す。残差とは、上述のトラッキングにより得られた通過位置と、ドリフト時間から割り出されたヒット位置との差である。ドリフトチェンバーの位置分解能は $150 \sim 200$ μA(σ) である。

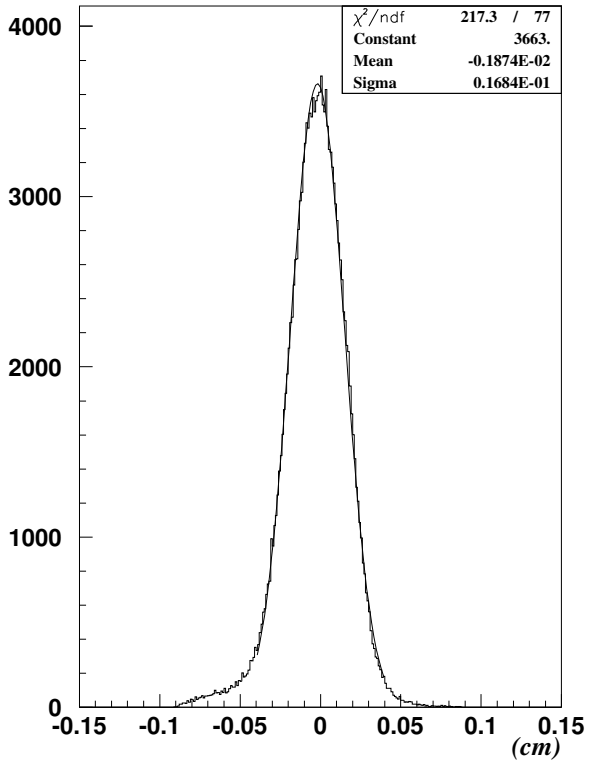


図 3.13: ドリフトチェンバーの典型的な残差分布

図 3.14 にトラッキング時の典型的な χ^2 分布を示す。χ^2 の定義は、

$$\chi^2 = \frac{1}{\mathrm{ndf}} \sum_{i=1}^{n} \frac{(\psi_i - \psi_i^{fit})}{\sigma_i^2} \tag{3.3}$$

ここで、ndf とは、フィティングの自由度を表し、n はヒットのあったチェンバー面の数を表す。ψ と ψ^{fit} はそれぞれ、ヒットワイヤーとドリフト時間から見積もられた通過位置とフィティングによって決定すべき通過位置を表す。σ は、チェンバーの位置分解能である。図にある χ_2 は、データからの通過位置の候補に対し全ての組合せを試した後、それが最小となる組合せに対しての値を表示したものである。

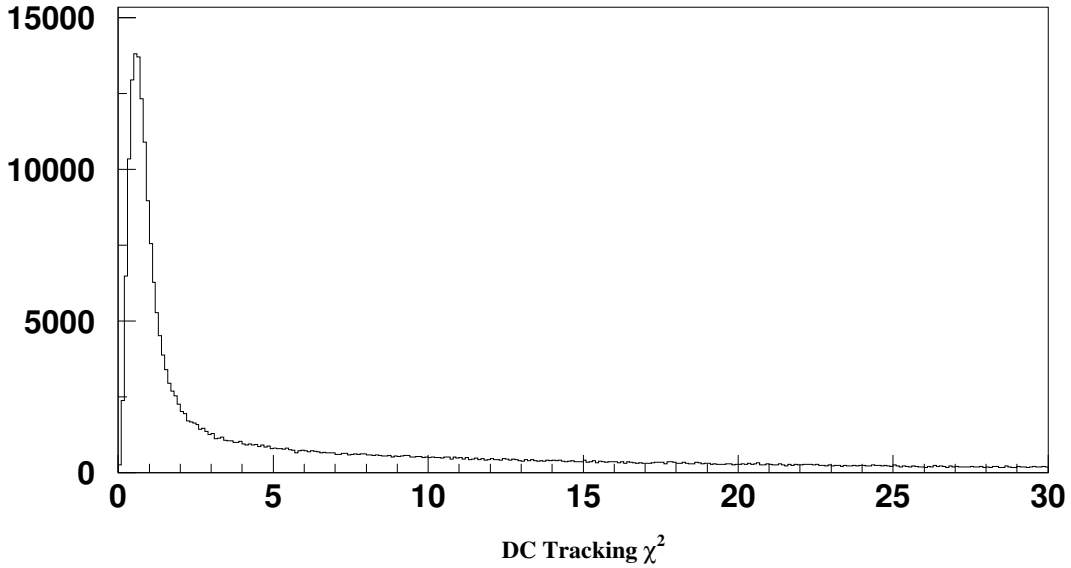


図 3.14: ドリフトチェンバーの典型的なトラッキング χ^2

チェレンコフカウンターとシャワーカウンター

粒子識別に重要なチェレンコフカウンターとシャワーカウンターの相関を示す。図 3.15 に、GC の photoelectron 数とシャワーカウンター内でのエネルギー損失の割合との相関である。SOS 内部に入射する粒子のうち陽電子は、電磁シャワーを起こし、そのエネルギーの全てをシャワーカウンター内に落とすので、シャワーカウンターのピークは 1 付近に立つことになる。また、ガスチェレンコフカウンターの photoelectron ピークは、陽電子に対して 1 に立つように校正してある。

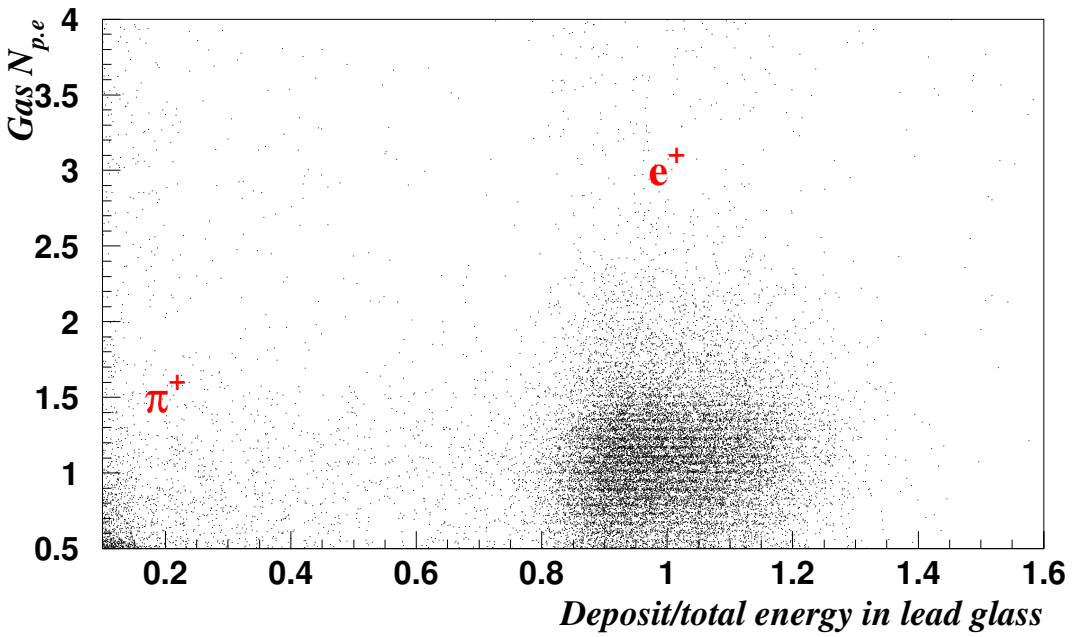


図 3.15: ガスチェレンコフカウンターの photoelectron 数とシャワーカウンターの相関

図 3.16 は、AC と LC の photoelectron 数の相関である。LC の 3 付近と AC の 1 付近に見えるのが陽子である。LC の 13 付近と AC の 4 から 5 付近に見えるのが陽電子と π^+ である。見やすくするために、シャワーカウンターで陽電子は減らしてある。(条件は、shower ≤ 0.6) 図 3.17 は、LC と SOS 内部に入射した粒子の質量の自乗との相関である。質量の自乗 (M^2) は、

$$M^2 = P_{SOS}^2 \left(\frac{1}{\beta_{SOS}^2} - 1 \right) \tag{3.4}$$

として求められる。ここで、P_{SOS} は SOS 内で測定された運動量であり、β_{SOS} は TOF にて測定された、粒子の速度である。この図の中で、M^2 が 0.8 から 0.9 にあるのが、陽子であり、0 付近に見えるのが π^2 と陽電子である。

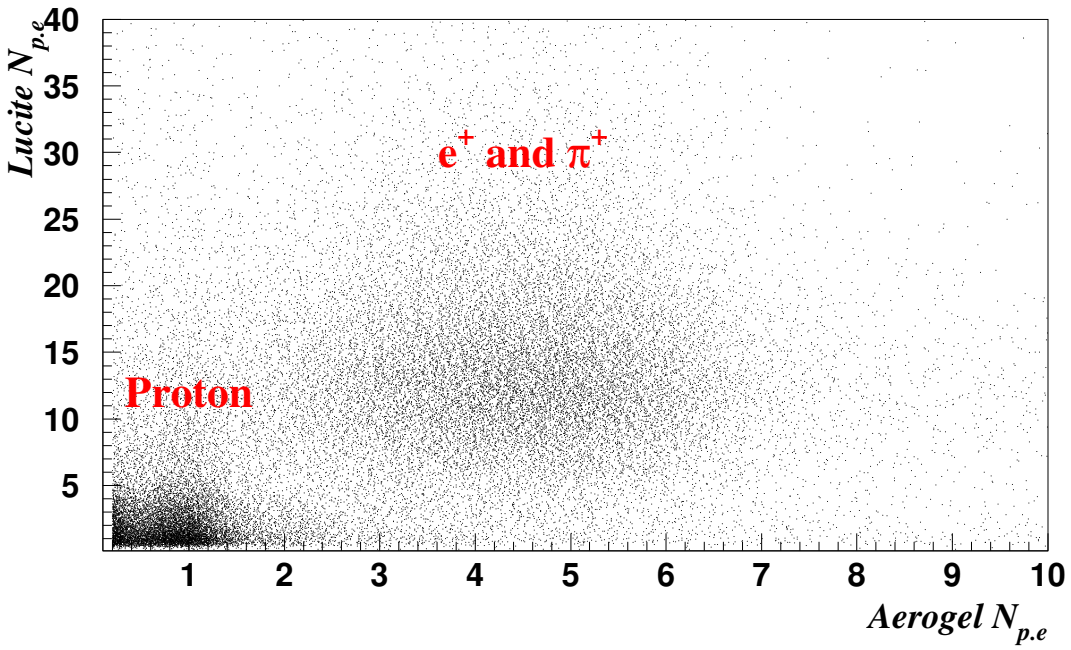


図 3.16: エアロジェルチェレンコフカウンターの photoelectron 数とルサイトチェレンコフカウンターの photoelectron 数の相関

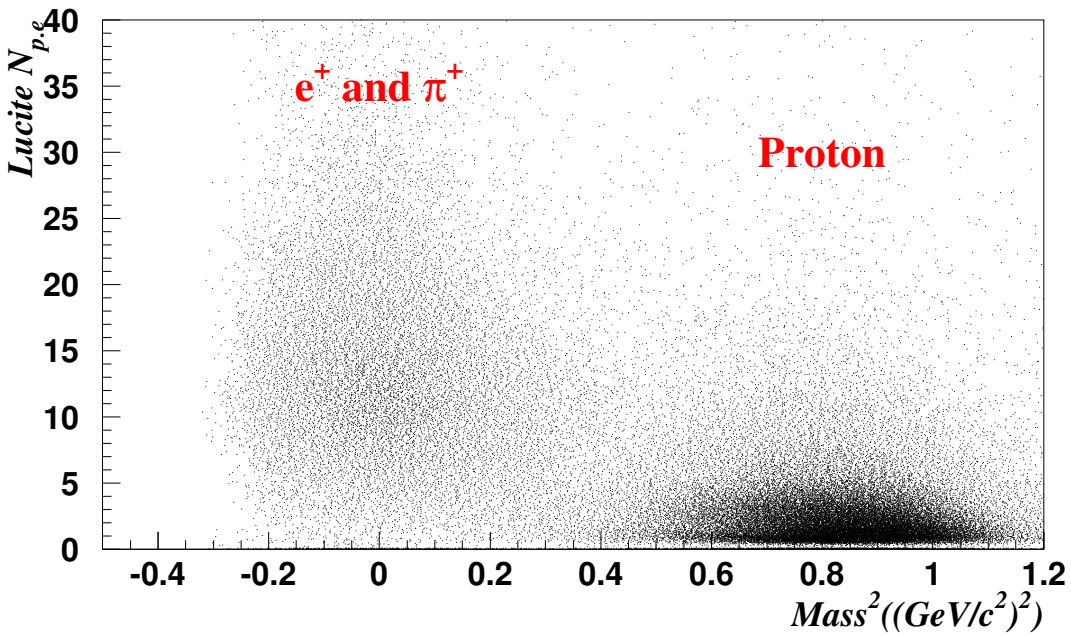


図 3.17: ルサイトチェレンコフカウンターの photoelectron 数と粒子の質量の自乗との相関

3.2.2 singles rate

それぞれの粒子の singles rate を次のように定義する。陽電子 (e^+) は、その他の粒子 (π^+、陽子) に比べ 100 倍程度多いためこのような定義で十分であると考える。ここで、4/4 というのは、2.5 章で定義した、4 面ある SOS ホドスコープすべてにヒットがあった事を意味している。 表 3.3 は、それぞれのトリガー及び標的の時の計数率を示している。(測定時間

$$
\begin{aligned}
\mathrm{e}^+ &= 4/4 \\
\pi^+ &= 4/4 \times \overline{\mathrm{G\check{C}}} \text{ - } 4/4 \times \overline{\mathrm{G\check{C}}} \times \overline{\mathrm{A\check{C}}} \\
\mathrm{proton} &= 4/4 \times \overline{\mathrm{G\check{C}}} \times \overline{\mathrm{A\check{C}}} \text{ - } 4/4 \times \overline{\mathrm{G\check{C}}} \times \overline{\mathrm{A\check{C}}} \times \mathrm{L\check{C}}
\end{aligned}
$$

表 3.3: トリガーレート

トリガー　　標的 →	^{6}Li	^{7}Li	^{10}B	^{11}B	^{12}C	^{28}Si
ビーム →	1.13μA	0.79μA	1.3μA	0.75μA	0.50μA	1.0μA
4/4	173 kHz	108 kHz	148 kHz	109 kHz	107 kHz	110 kHz
4/4 $\cdot\overline{\mathrm{G\check{C}}}$	3.12 kHz	1.86 kHz	2.70 kHz	1.94 kHz	1.87 kHz	1.75 kHz
4/4 $\cdot\overline{\mathrm{A\check{C}}}$	5.85 kHz	3.21 kHz	4.95 kHz	3.46 kHz	3.33 kHz	3.08 kHz
4/4 $\cdot\overline{\mathrm{G\check{C}}} \cdot \overline{\mathrm{A\check{C}}}$	715 Hz	416 Hz	630 Hz	450 Hz	390 Hz	313 Hz
4/4 $\cdot\overline{\mathrm{G\check{C}}} \cdot \overline{\mathrm{A\check{C}}} \cdot \mathrm{L\check{C}}$	395 Hz	242 Hz	360 Hz	280 Hz	240 Hz	213 Hz
4/4 $\cdot\overline{\mathrm{G\check{C}}} \cdot \overline{\mathrm{A\check{C}}} \cdot$ SHlow	704 Hz	412 Hz	600 Hz	460 Hz	—	298 Hz

それぞれ 10 秒間)

結果を表 3.4 に示す。ここで、それぞれの粒子の計数率は、表中の Current の値で規格化してある。これは、Enge の焦点面中央の計数率が 2MHz になる時の値である。実際の粒子の数としては、veto 洩れによる陽電子の洩れ込みや inefficiency があるためパイ中間子については過大評価、陽子については過小評価していると思われる。表 3.4 中において、^{12}C の欄にある括弧内の数字は、オフラインのデータ解析による singles rate である。

表 3.4: SOS singles rate

標的	厚さ	ビーム電流	陽電子	π^+	陽子
	(mg/cm^2)	μA	Hz	Hz	Hz
^{6}Li	16.1	0.74	110k	1.6k	210
^{7}Li	19.0	0.85	120k	1.6k	190
^{10}B	16.3	0.80	91k	1.3k	170
^{11}B	20.8	0.67	97k	1.3k	130
^{12}C	22	0.47	100k	1.4k(0.75k)	140(180)
^{28}Si	5.2	1.11	120k	1.4k	110

3.2.3 粒子識別

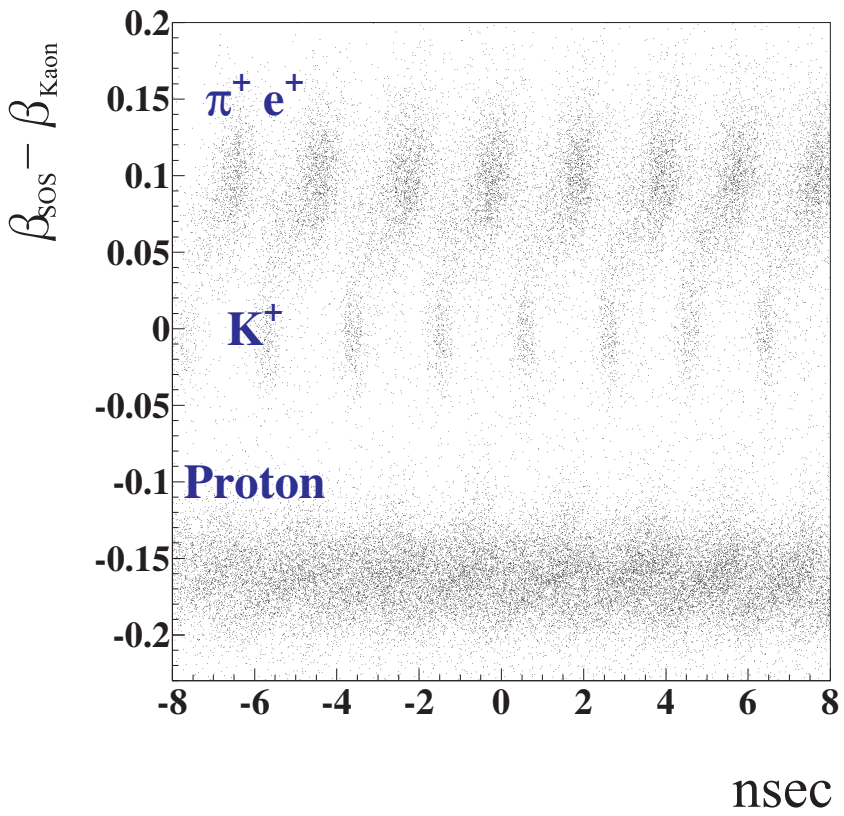


図 3.18: SOS Particle ID spectrum

図 3.18 にて SOS の粒子識別性能を示す。縦軸は、SOS で測定された速度と K 中間子の質量を仮定して出した速度との差 ($\beta_{sos} - \beta_{Kaon}$) である。横軸は、加速器の RF 信号 (数分の一に間引いたもの) と SOS のトリガーの時間差 (単位はナノ秒) である。K^+ とある部分の 2 ns 毎の縞模様は加速器の RF である 499 MHz に由来する。K^+ の上に見える縞模様は e^+ と π^+ を表し、下に見える方は陽子を表している。それぞれが斜めにゆがんで見えるのは、SOS でとらえられた全ての事象に対しその粒子の質量を K^+ であると仮定したためである。こちらの図では、見やすいようにチェレンコフカウンターを使って陽子、陽電子、π^+ をある程度除いてある。

3.3　coincidence

3.3.1　coincidence time スペクトル

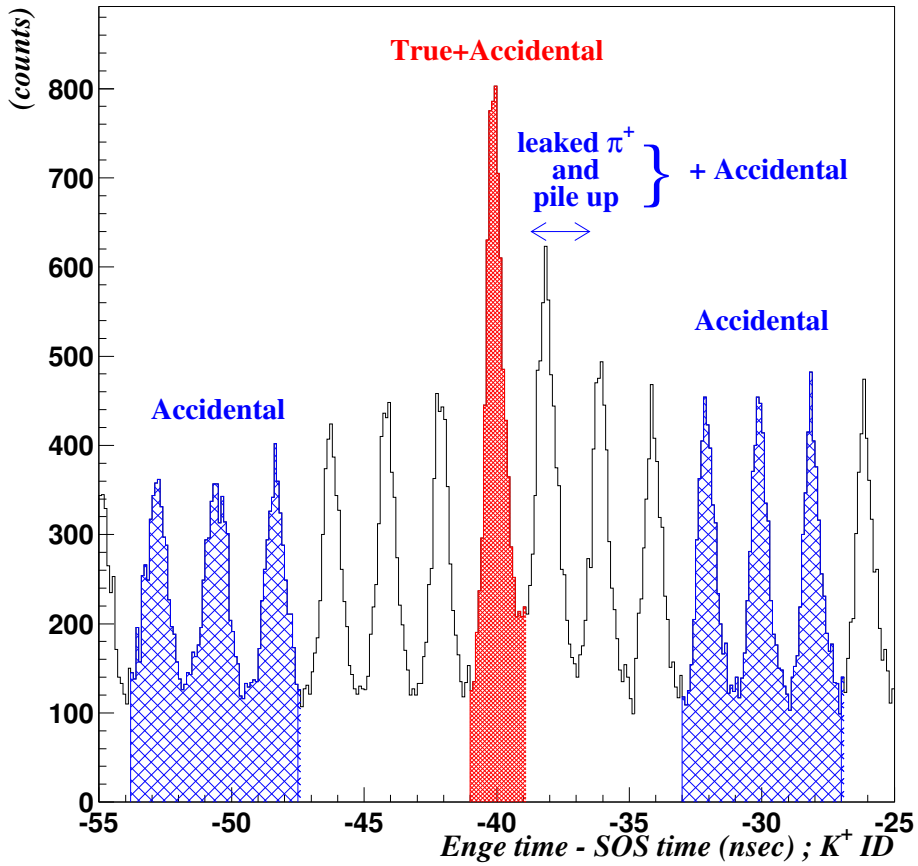


図 3.19: Enge 側に入射した粒子を標的上まで戻した時間と SOS 側に入射した粒子を標的上まで戻した時間の差。SOS 側では、K 中間子を選んである。True の右肩にあるのは、パイルアップの影響と π 中間子のもれ込みであると思われる。

3.3.2　K^+ 識別

最終的に K^+ の識別は次のように 3 段階で行う。

1. TOF とチェレンコフカウンターにより K^+ を選び出す。
2. RF 時間との差から K^+ のみを選び出す (図 3.18)。
3. coincidence time の'True+accidental' の部分を選び出す (図 3.19)。

3.3.3 Enge スペクトロメータの運動量校正

SOS は、これまでに多くの study がなされており良く理解されているので、SOS で測定された運動量を正しいものと信用して標的に CH_2 を用いた run から得られる $e + p \longrightarrow e' + K^+ + \Lambda$ という反応で生成される Λ 粒子の質量 (missing mass) を再現するように、Enge スペクトロメータ側の焦点面位置検出器 SSD のチャンネルと運動量の関係を解く。図 3.20 は、横軸が SSD の総チャンネル番号を表し、縦軸が $e + p \longrightarrow e' + K^+ + \Lambda$ という反応が起こったと仮定した時に、K 中間子スペクトロメータ (SOS) によって再構成される散乱電子の運動量を表している。

つまり、縦軸の運動量は、次の方程式を P'_e について解いたものである。

$$\vec{P}_e - \vec{P}'_e = \vec{P}_K + \vec{P}_\Lambda \tag{3.5}$$

$$E_e - E'_e = E_K + E_\Lambda - M_P \tag{3.6}$$

これを解くと

$$P'_e = \frac{M_\Lambda^2 - M_P^2 - M_K^2 + 2(P_e E_K + M_P E_K - P_e M_P) - 2P_e P_K \cos(\theta_K)}{2(E_K - M_P - P_K \cos(\theta_K))} \tag{3.7}$$

となる。

図 3.20 をみると、2 本の線が見えるが、はっきり見えている方が Λ 粒子を表し、薄くその上方に見えている線が Σ^0 粒子を表している。

ここで、それぞれの変数は、

E_e	ビームエネルギー	;	E'_e	散乱電子エネルギー
P_e	ビーム運動量	;	P'_e	散乱電子運動量
E_K	K^+ エネルギー	;	P_K	K^+ 運動量
M_P	陽子質量	;	θ_K	K^+ の散乱角度

を表す。

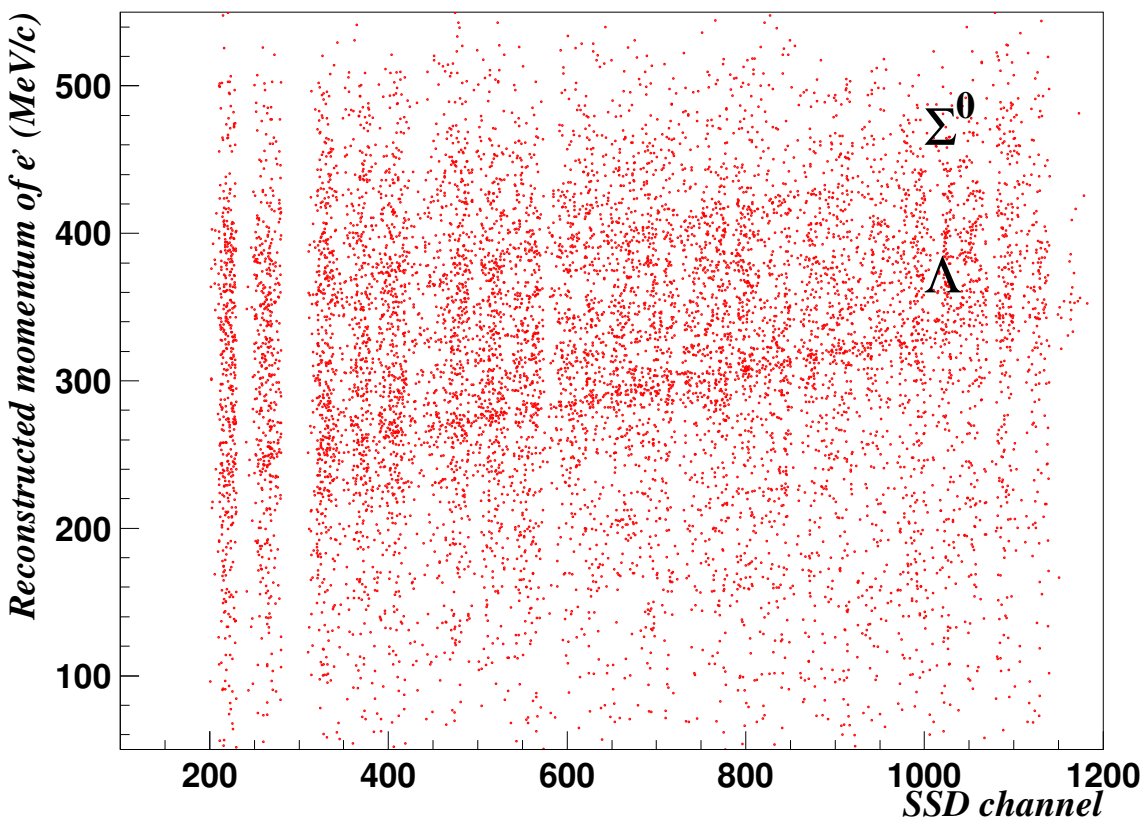


図 3.20: 散乱電子の運動量と SSD チャンネル

3.4 $^{12}_{\Lambda}$B スペクトル

我々の測定したい量はハイパー核の質量 (M_{hyp}) であり、それは

$$M_{hyp} = \sqrt{(E_e - E'_e + M_{target} - E_K)^2 - (\vec{P}_e - \vec{P}'_e - \vec{P}_K)^2} \tag{3.8}$$

と書く事ができる。ここで、実際に測定する量は、$(P'_e, \vec{P}_K, \beta_K)$ であり、P'_e の入射方向はビームに対して 0 度であるとして運動学的に解く。ここで、M_{target} は、標的の質量である。

図 3.21 に得られた $^{12}_{\Lambda}$B スペクトルを示す。横軸の B_Λ は Λ 粒子の束縛エネルギーを示しており、定義は

$$-B_\Lambda = M_{hyp} - (M_{core} + M_\Lambda) \tag{3.9}$$

である。ここで、

表記		意味		値 (MeV/c^2)
M_{core}	;	core となる核 ($^{12}_{\Lambda}$B では ^{11}B) の質量	;	10252.547
M_Λ	;	Λ 粒子の質量	;	1115.683

である。

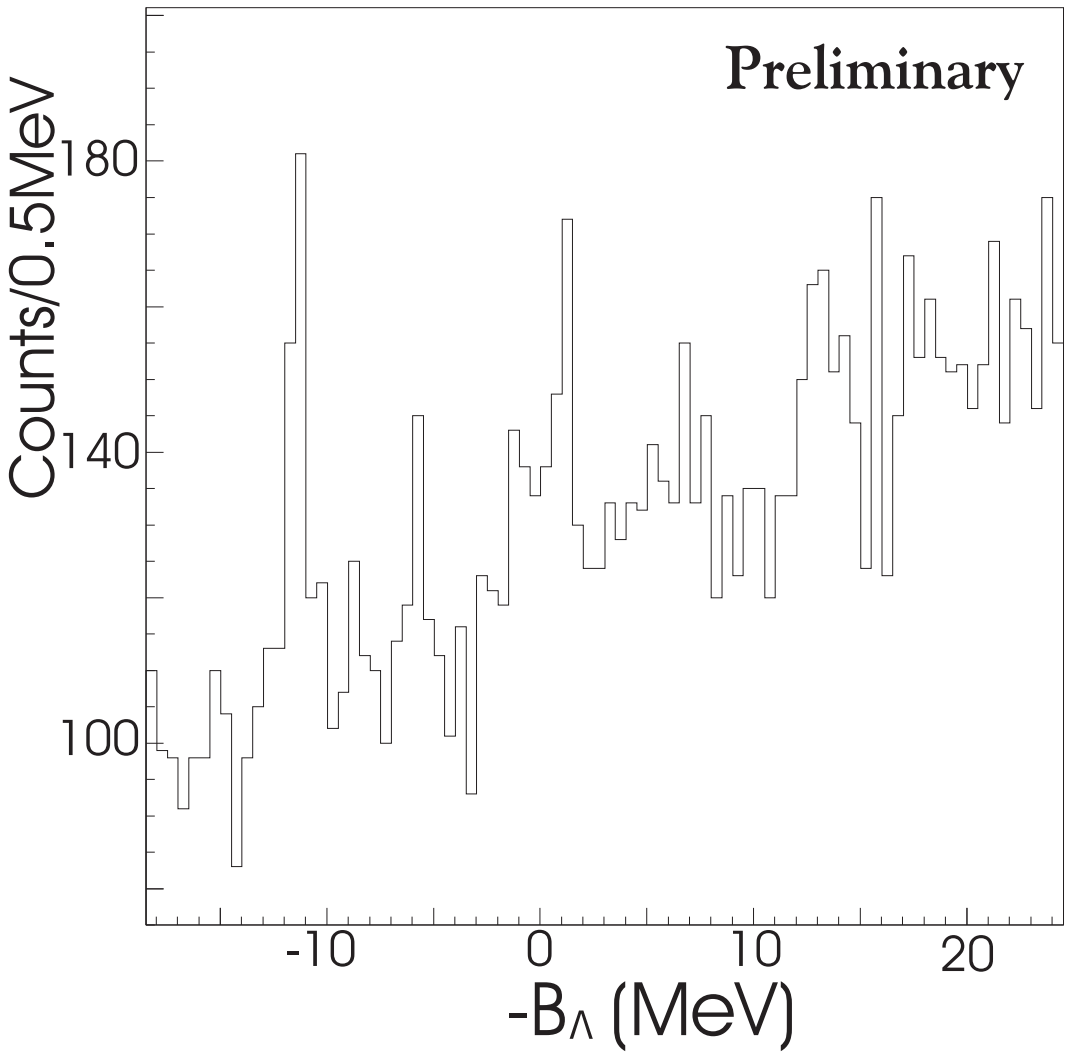


図 3.21: $^{12}_{\Lambda}$B スペクトル

第4章　考察

4.1　$^{12}_{\Lambda}$B スペクトルについて

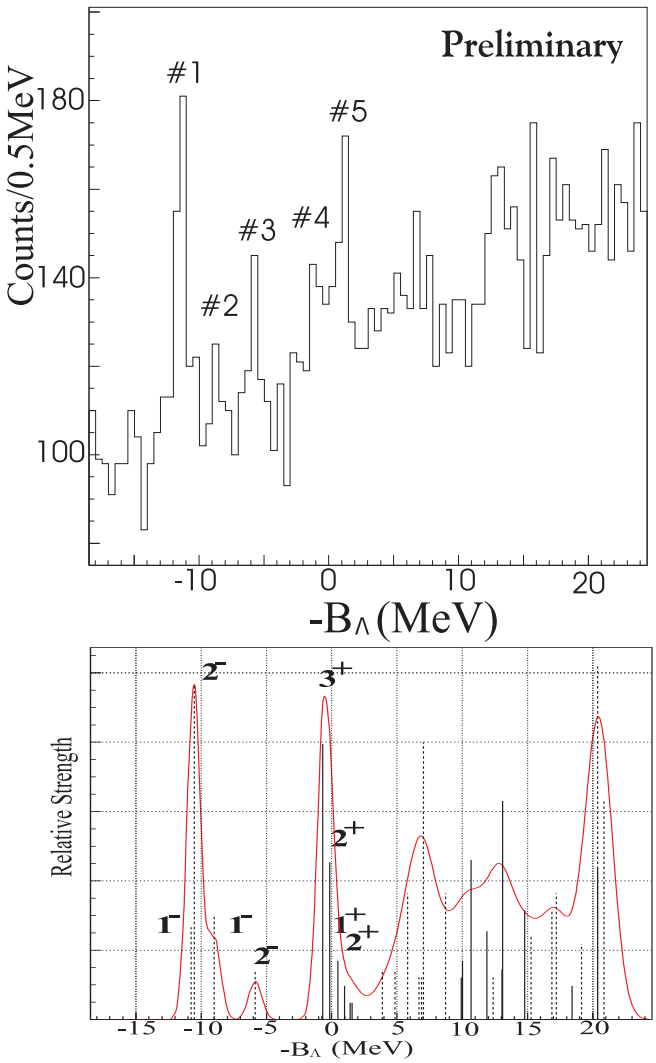


図 4.1: $^{12}_{\Lambda}$B スペクトル。上が今回の実験 (E89009) で得られたもの。下は、理論計算値 [2]

図 4.1 に得られた $^{12}_{\Lambda}$B のスペクトルを示す。#1 ～ #5 はそれぞれ、基底状態 (#1)、芯核励起状態 (#2,#3)、Λ 粒子が p 殻にはいった状態 (#4,#5) に対応すると思われるピークで

ある。図 4.2 で (π^+, K^+) 反応による ${}^{12}_{\Lambda}\mathrm{C}$ と比較してみた。この 2 つのハイパー核は鏡映関係にあり、核構造は非常に似ていると考えられる。また、(π^+, K^+) 反応と $(e, e'K^+)$ 反応によって生成されるハイパー核スペクトルは、スピン反転状態と非反転状態の間のエネルギー差が分解能よりかなり小さいならば、反応の運動量移行の大きさから考えて非常に似たものになると思われる。

ここで、$\#2$ と $\#3$ の状態が、図 4.2 の ${}^{12}_{\Lambda}\mathrm{C}$ の 2.58 MeV と 6.89 MeV の状態に対応するとして議論を進める。比較の指標として、芯原子核とハイパー核の励起エネルギーの比を考える。

以下に、結果を示す。

$$\begin{aligned} \#2 \quad & \frac{bl1}{b1} = 1.18 \pm 0.24 \quad , \quad \frac{cl1}{c1} = 1.290 \pm 0.085 \\ \#3 \quad & \frac{bl2}{b2} = 1.10 \pm 0.10 \quad , \quad \frac{cl2}{c2} = 1.434 \pm 0.087 \end{aligned}$$

ここで、誤差として ${}^{12}_{\Lambda}\mathrm{B}$ に対しては 0.5 MeV を仮定し、${}^{12}_{\Lambda}\mathrm{C}$ については、参考文献に記された値を使用して計算した。ここで分かるのは、$\#2$ に対応する $(bl1, cl1)$ に対しては誤差の範囲内で一致しているものの、$\#3$ に対応する $(bl2, cl2)$ に対して大きく異なる事である。実は、(π^+, K^+) 反応で得られた ${}^{12}_{\Lambda}\mathrm{C}$ の 3 番目にある状態のピークは、スペクトロメータ系から来るエネルギー分解能に比べ、明らかにその幅が広い事が指摘されており [23]、最近の結果では$\#3$ の状態が 2 つに分離される事が示されている [13]。これらの文献によると、${}^{12}_{\Lambda}\mathrm{C}$ の 図 4.2 で 6.89 MeV と記された状態は 6.0 MeV 近傍にまで下がると考えられている。

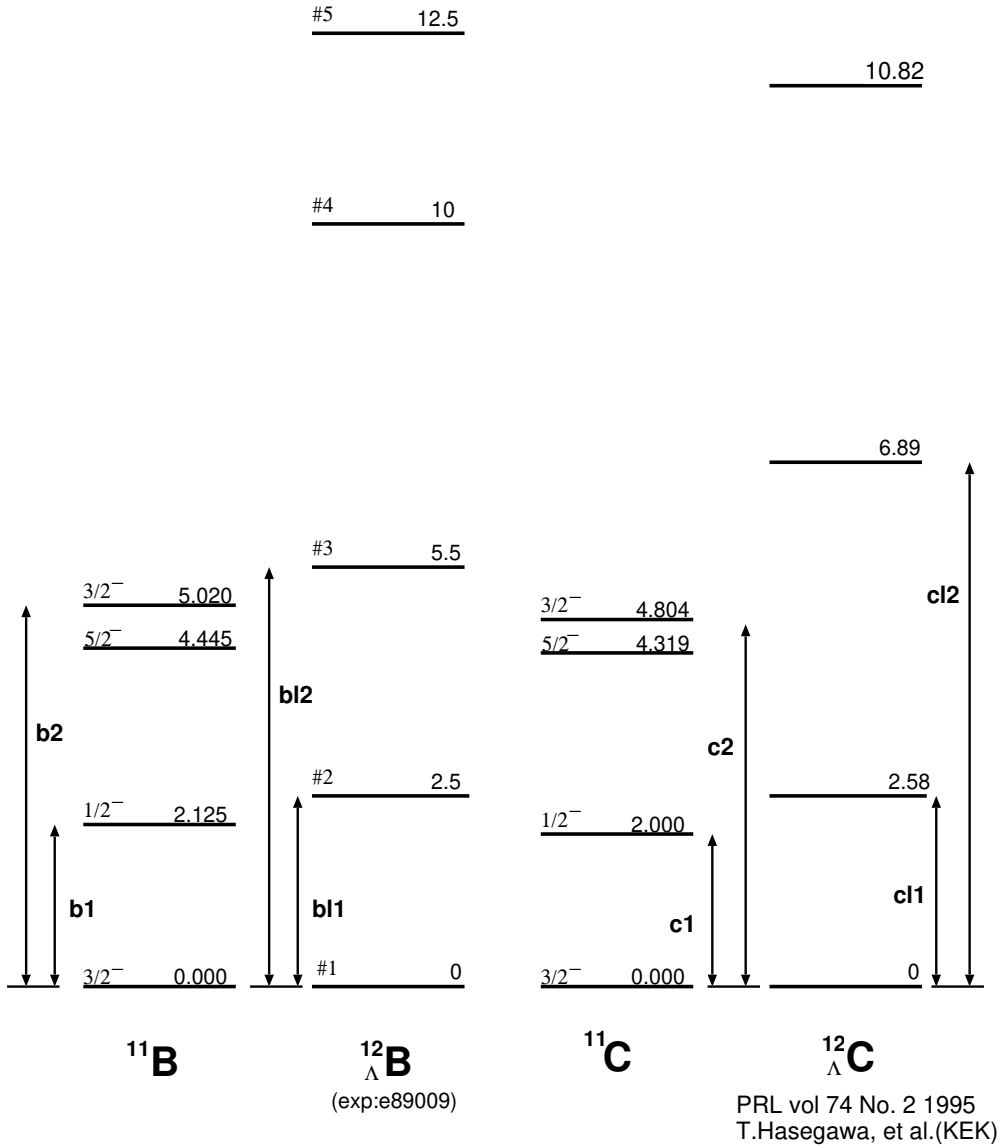


図 4.2: $(e, e'K^+)$ 反応による $^{12}_{\Lambda}$B(E89009) の $\#1 \sim \#5$ と (π^+, K^+) 反応による $^{12}_{\Lambda}$C[23] との比較。縦軸は、励起エネルギー (MeV) である。$^{12}_{\Lambda}$B の値は、ピークとなる bin の中心値をとったもの。

4.2　現セットアップでの問題点および限界

4.2.1　問題点

ビーム強度の制限

この実験においてビーム強度を制限していたのは、最終的には散乱電子 arm のホドスコープ計数率であった。平均で 2 MHz、最大で 4 MHz を上回る計数率という非常に厳しい条件に耐えるため、ブースターを 2 段に組み込み、低い電圧で動作される事により、高計数率耐性を持たせた。しかし、パイルアップによる影響は大きく、結果、ビーム強度を上げられない状況となってしまった。

散乱電子 arm における制動放射からのバックグラウンド

0 度方向で仮想光子流束が最大となる事から、我々は散乱電子スペクトロメータ (Enge) を 0 度に設置した。こうすることで、制動放射を起こした電子によるバックグラウンドが支配的となる事は分かっていたが、予想では仮想光子流束が 0 度付近に制動放射と同程度の非常に鋭いピークを持つとされていたためこの配置を採用した。しかし、この計算が誤っている事が実験中に判明し、結局 0 度方向は外すべきであると判断された。

このことを実証すべく、Enge の入口に 0 度方向をカバーするように吸収体を置いた run では、計数率は大幅に下がり、ビーム強度を上げる事が可能になった。しかし、吸収体の端をかすめた電子が低運動量側に構造を作ってしまう事になり、データの質を下げかねない状態になった (図 4.3)。

SOS の粒子識別能力

K 中間子のβ が 0.92 前後であり、TOF のβ 分解能が 0.03(σ) であったため、粒子識別は、チェレンコフカウンター (エアロジェル、ルサイト、ガス) の能力にかかっていたといって良い。しかし、エアロジェルは空気中の水分を吸って透明度が落ちており、以前ほどの性能を発揮していなかった。また、ガスチェレンコフカウンターはその内部にある 4 枚の鏡のうちの 1 枚がうまく機能しておらず、メンテナンスが不十分であったと考えられる。

Enge スペクトロメータの焦点面位置

我々の予測では、散乱電子は Enge 焦点面検出器のほぼ全体に分布するはずであったが、実際には、全体の 7 割程度にしか分布していない。これは、Enge がスプリッター磁石から当初の予定より 10 cm ほど遠くに設置されていたため、運動量アクセプタンスが狭くなったためである。また、焦点面が検出器の上流側に移動していた事になり、Enge スペクトロメータ単体としての分解能が予想した値より悪くなっていると考えられる。

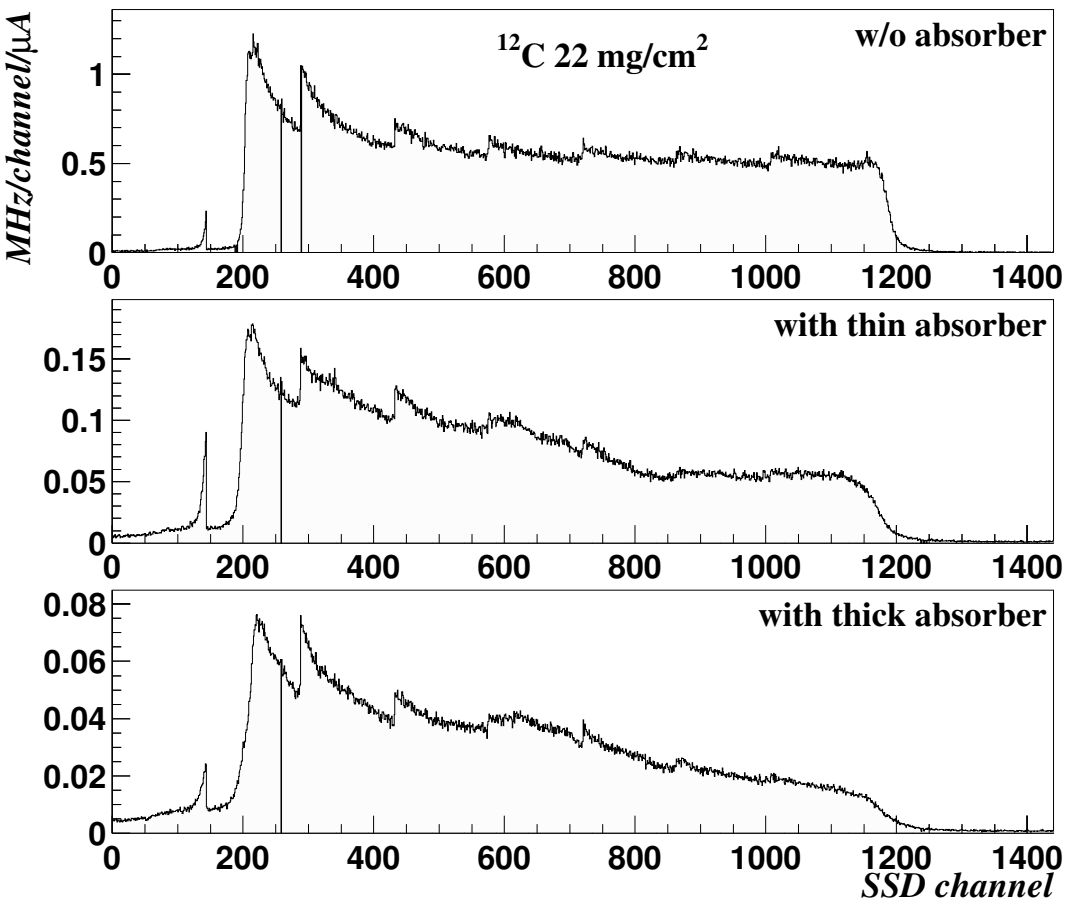


図 4.3: 吸収体を入れた時のヒットパターン及び計数率の変化。標的は ^{12}C。計数率はビーム強度が 1μA に規格化した。図の上から、吸収体を置かない run、薄い吸収体を置いた run、厚い吸収対を置いた run のヒットパターンである。ここで、薄い吸収体は垂直方向に 2.2 mrad だけの厚みを持ち、厚い吸収体はこの倍の 4.4 mrad だけの厚みを持つ鉛の板である。

4.2.2　現在の配置での限界

SOS の粒子識別能力が大幅に向上し、Enge 側のホドスコープの密度を 2 倍にし、正しいイベントの損失が無いという理想的な場合を考える。

統計量とエネルギー分解能

Enge ホドスコープエレメント 1 つあたりの計数率が半分になるので、ビーム強度を倍にする事ができる。この効果による gain factor は 2。また、現在の配置では、事象を Enge 側で $20 \sim 30\%$ ほど失っているので、それを考えると全体で、2.5 倍程度になると考えられる。エネルギー分解能は基本的には変化しないが、焦点面上に位置検出器を配置する事ができれば、Enge スペクトロメータ側のエネルギー分解能への寄与は小さくする事ができると思われる。しかし、エネルギー分解能への影響が最も大きいのは SOS であり、現在の配置でのエネルギー分解能の限界は $P_K = 1.2$ GeV/c 程度のとき、700 keV(FWHM) 程度であると考えられる。

4.2.3　重い標的核への適用

先に示したように、散乱電子側に入射する制動放射を起こした電子によるバックグラウンドがビーム強度を制限するので、ビーム強度の上限は $I_{limit} \propto Z^2$ (Z は標的の原子番号) で制限を受ける事になる。従って、より重い標的への適用は事実上不可能である。

4.3　HKS(High resolution Kaon Spectrometer)

前節での問題点と限界を踏まえ、更に高分解能高統計の電子線によるハイパー核分光を行い、束縛状態のより精密なスペクトルを獲得すべく新しいスペクトロメータを設計、製作する計画が進行中である。

表 4.1 に新 K 中間子スペクトロメータ HKS(High resolution Kaon Spectrometer) の目標とする性能を SOS と比較して載せる [24]。

	HKS	SOS
最大中心運動量	1.2 GeV/c	1.75 GeV/c
運動量分解能 ($\Delta p/p$)	2×10^{-4}	5×10^{-4}
磁石の配置	Q+Q+D and splitter	Q + D + $\bar{\text{D}}$ and splitter
運動量アクセプタンス	±10%	±20%
立体角	20 msr	6 msr
水平方向アクセプタンス	±100 mr	±60 mr
鉛直方向アクセプタンス	±75 mr	±40 mr
偏向方向	水平	垂直
偏向角度	70 度	+33-15 度 (total +18 度)
運動量分散	3.6 cm/%	0.92 cm/%
飛行距離	9.6 m	8 m

表 4.1: HKS と SOS の比較

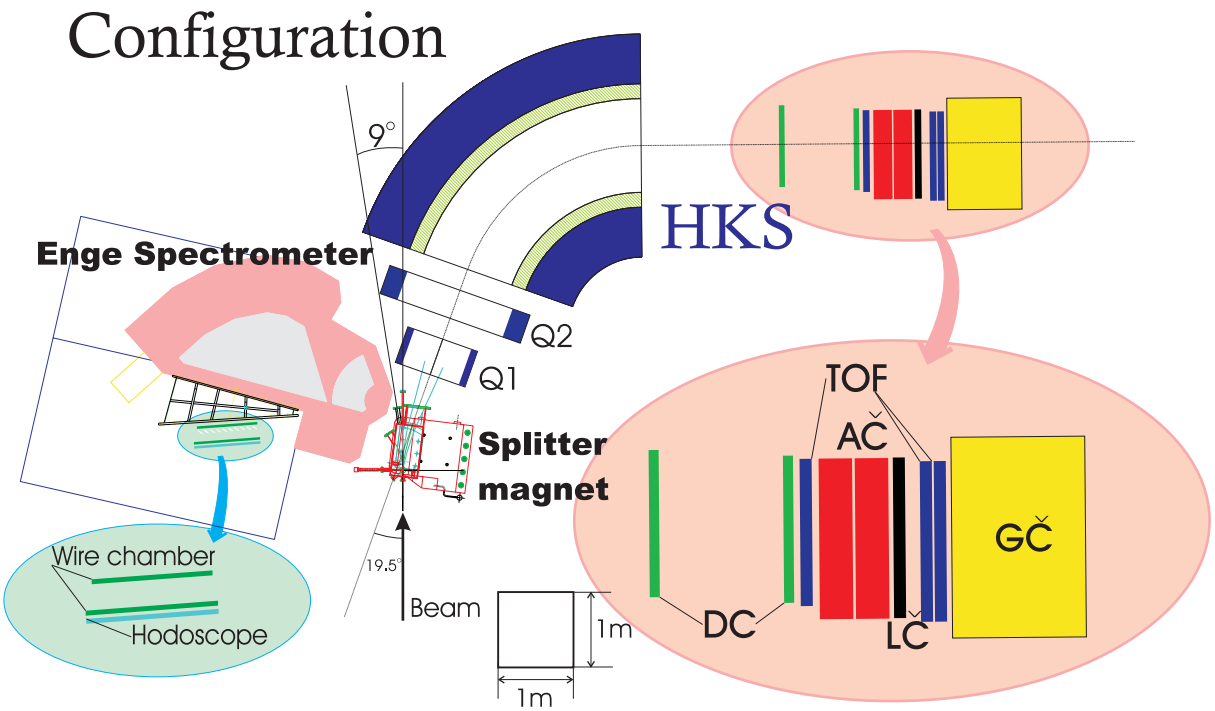


図 4.4: new configuration replaced SOS with HKS

第5章　まとめ

米国ジェファーソン研究所において初めて $(e, e'K^+)$ 反応を用いたハイパー核分光実験を行ない、${}^{12}_{\Lambda}\mathrm{B}$ の束縛状態を高い分解能で観測する事に成功した。芯核励起状態や Λ 粒子が p 殻にはいった状態に対応すると思われるピークも観測されている。この事実より、電子線によるハイパー核分光が実行可能であり、また、ハイパー核構造を研究する上で非常に有効な方法となり得る事が明らかとなった。しかし、初めての試みだった事もあり、改善の余地は多い。主なものとしては

1. 0 度で散乱電子をとらえているために、制動放射でエネルギーを失った電子がバックグラウンドを作り、ビーム強度が強く制限される事、
2. 散乱電子側に入射する制動放射を起こした電子によるバックグラウンドがビーム強度を制限するので、ビーム強度の上限は $I_{limit} \propto Z^2$ (Z は標的の原始番号) で制限を受ける事になる。従って、より重い標的への適用は事実上不可能である事、
3. K 中間子 arm (SOS) の分解能が他の分解能に寄与する要因に比べ 3 倍以上大きく、到達し得る分解能を制限している事、

などが挙げられる。最大の問題は、制動放射でエネルギーを失った電子が作るバックグラウンドである。現在、ENGE スペクトロメータへ入射する制動放射から来る電子を避ける配置を採用し、分解能を制限していた K 中間子スペクトロメータを新たに設計、製作する HKS(High resolution Kaon Spectrometer) に置き換える計画が進行しており、信号対雑音比を大幅に改善してより大強度のビームを使用することが可能となると期待できる。現在の見積りでは、400 keV(FWHM) 以下の高分解能で、今回の実験の 50 倍という高統計のスペクトルが得られると考えられる。

謝辞

付 録A　Pulse height correction

A.1　Pulse height correction とは？

Leading edge Discriminator の出力タイミングは図 A.1 に見られるような波高依存性を持つ。これは、真の事象を含むビームバンチと偽の事象のみのバンチを分ける際に必要となる時間分解能に悪影響を与える。

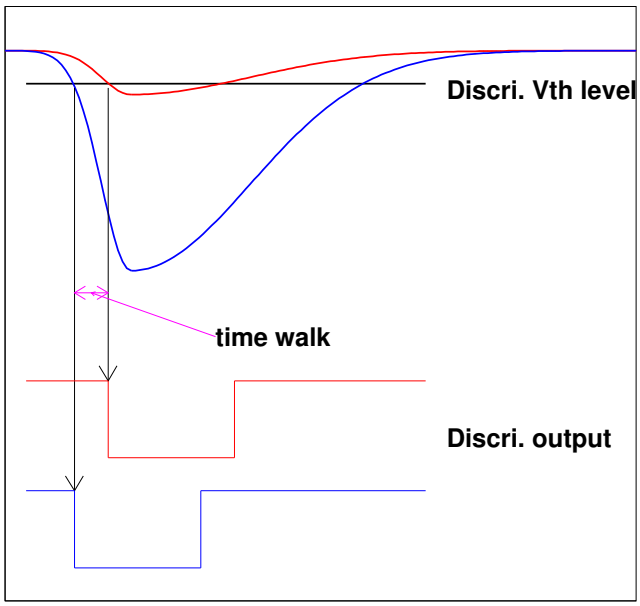


図 A.1: 出力信号の波高依存性

この影響を除くためになされる補正の事を Pulse height correction (slewing correction) と呼ぶ。

A.1.1　なぜ必要なのか？

図 A.1.1 は、散乱電子側の焦点面から標的上に戻した時の時間と、K 中間子側から標的上に戻した時間の差をナノ秒単位で示したものである。True+accidental と表記されている部分に我々の欲しい真のイベントが含まれていて、他の部分のイベントはすべて偽のイベントである。2nsec の構造が見えるのは、周波数 500MHz でビームが入射されているから

に他ならない。従って、最低限 2nsec 毎の構造を分離できる必要がある、というのも真の事象を含むバンチとその隣のバンチとを区別する必要があるためである。

Enge が許容する散乱電子の運動量は、およそ 300MeV±20% である。この運動量を持った電子はシンチレータ内で minimum ionizing を起こすため、そのエネルギー損失はほぼ決まった値となる。従って、波高の揺らぎ、すなわちシンチレータのエネルギー分解能が Discri. の出力時間に与える影響が十分小さくなる程度に PMT の利得と Discri. の閾値を決定すれば、さほど問題になる事はないともいえる。しかし、これを満たすためには、PMT の利得を上げるために印加電圧を上げるかまたは、Discri. の Vth を下げる事が求められる。この実験で Enge 側にもとめられる最大の要素が高計数率耐性である事を考えると、これは都合が悪い。

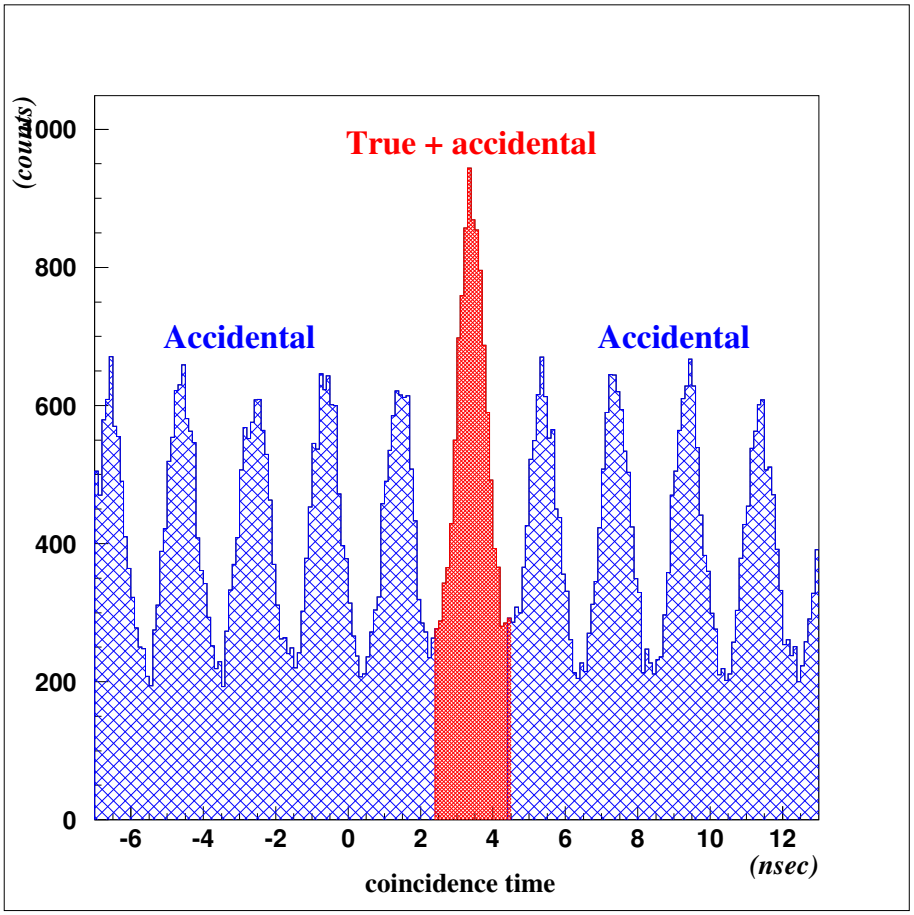


図 A.2: 散乱電子側から標的上に戻した時間と K 中間子側から標的上に戻した時間の差。K 中間子側では陽電子を選んでいる。陽電子を特に選んだ理由は、統計的に有利であるため。

A.1.2 手法

基本的には次のような事を行えばよい。

1. ホドスコープの channnel 毎に ADC (波高) と TDC (時間) の相関を見て、適正と思われる関数 ($\frac{1}{x}$, $\frac{1}{\sqrt{x}}$ 等) でフィッティングして、パラメータを決める。
2. 1 で決めた関数を差し引く事により、波高と時間の相関を消す。(図 A.3)

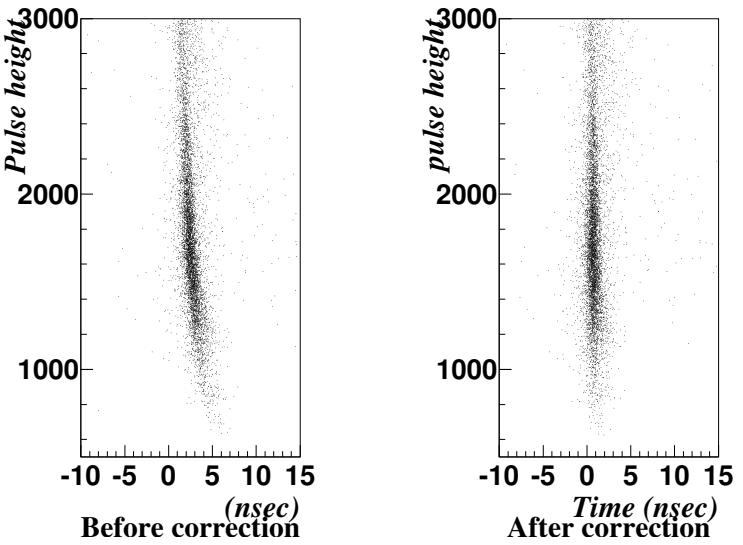


図 A.3: PHC の概念図

手法は、大きく 2 つの部分に分けられる。

1. 隣合うホドスコープエレメント同士のビームから見た重なりを利用して、その時間差 (TDC) と波高 (ADC) の相関を見る事により、相対的にパラメータを合わせる。
2. coincidence time とそれぞれのホドスコープエレメントの波高の相関を見て、1 ch 毎にパラメータを合わせる。

1 は、SOS 側の情報がいらないので、実験開始直後にはこちらを使って合わせていた。しかし、2 つのホドスコープ間の時間差との相関を見ているため、フィッティングしてパラメータを決めるべき量になっていない。その 2 つのホドスコープのパラメータが等しいと仮定してパラメータを最適化する事は可能だが、それが大きく異なる場合には非常に実行するのが難しい。

2 は、事象を十分に蓄積する必要があるが確実な方法である。これを 1run で行えるようにするために、条件を変える毎にホドスコープのパラメータを決めるための run(hodoscope calibration run) を実行するようにした。

実際に使用した関数は、

$$f(x) = \frac{p1}{(x - p2)} + p3 \tag{A.1}$$

である。ここで、x は TDC に対応し、$f(x)$ は ADC に対応する。p1、p2 及び p3 は決定すべきパラメータである。

付 録B　Enge total efficiency

B.1　Hodoscope

Topics

1. Enge hodoscope elements efficiency in overlap condition
2. Enge hodoscope overall efficiency relative to SSD

Motivation

We want to estimate the cross section of the $X(e, e'K^+)_\Lambda X$ reaction in E89009 experiment. To get that information , we have to know the efficiency of the electron-arm and kaon-arm . Especially , nobody knows that of Enge focal plane detectors , electron-arm detectors , which are set up in hallC at the first time in this experiment.

The electron-arm detectors consist of two layers . (1) SSDs (Silicon Strip Detector), which are the position detector with strip pitch 0.5mm. (2) Plastic scinttilator Hodoscope , which was set to get the time information to discriminate the true coincidence beam bunch from next accidental's one. The SSDs worked without the big problems , but for the hodoscope , there are a few problems. Those are the followings.

1. On the High current run ($0.66\mu A$ ^{12}C etc) , the pile-up effects of the Enge hodoscope make us loss the true events.
2. The hodoscope does not cover all the area of Enge focal plane geometrically. This effects totally the poor efficiency of Enge spectrometer.
3. Though the reason is unknown , the Vth effectively goes up during April,2000. Therefore , the true signals were cut and lost at the discriminator . In this case , the time resolusion of hodoscope elements goes worse as not to be able to discriminate the true beam bunch from others.

Conseqently , one of the problems we have when we estimate the cross section is how we get Enge hodoscope efficiency. That is my motivation.

Enge hodoscope efficiency in overlap condition

[method]

trigger select with geometrical and time cut

To get the efficiency of the 'Cin' hodoscope elements , I selected the events geometrically like the below fig B.1. Additionally , to reduce accidental events ,I used the timing cut ($|Time(T1) - Time(T2)| > 20nsec$).This is called 'trigger'. Under this condition , the counts of the 'Cin' hodoscope is called 'counter'. Then basically , the 'Cin' detection efficiency (ε)

$$\varepsilon = \frac{counter}{trigger} \tag{B.1}$$

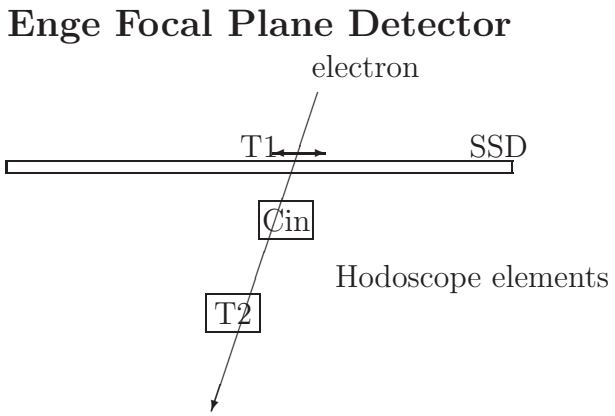


図 B.1: The geometrical cut for estimating 'Cin' detection efficiency

Time correlation

The fig B.2 of the time correlation between SSD and Hodoscope .Right axis is SSD time (nsec) , left axis hodoscope time (nsec). Can you see the sinking on the left side of peak ? I think that the sources are what the hodoscope TDCs are narmal not multihit type and the counting rate of the hodoscope is high. In the case of normal TDC , once the gate close by inputting TDC-stop-signals by detecting particles , the next signals could not be catch until the next gate is not open , even if particles hit that hodoscope element. In bfief , in that sinking region , the gate opening time of TDC is short effectively.

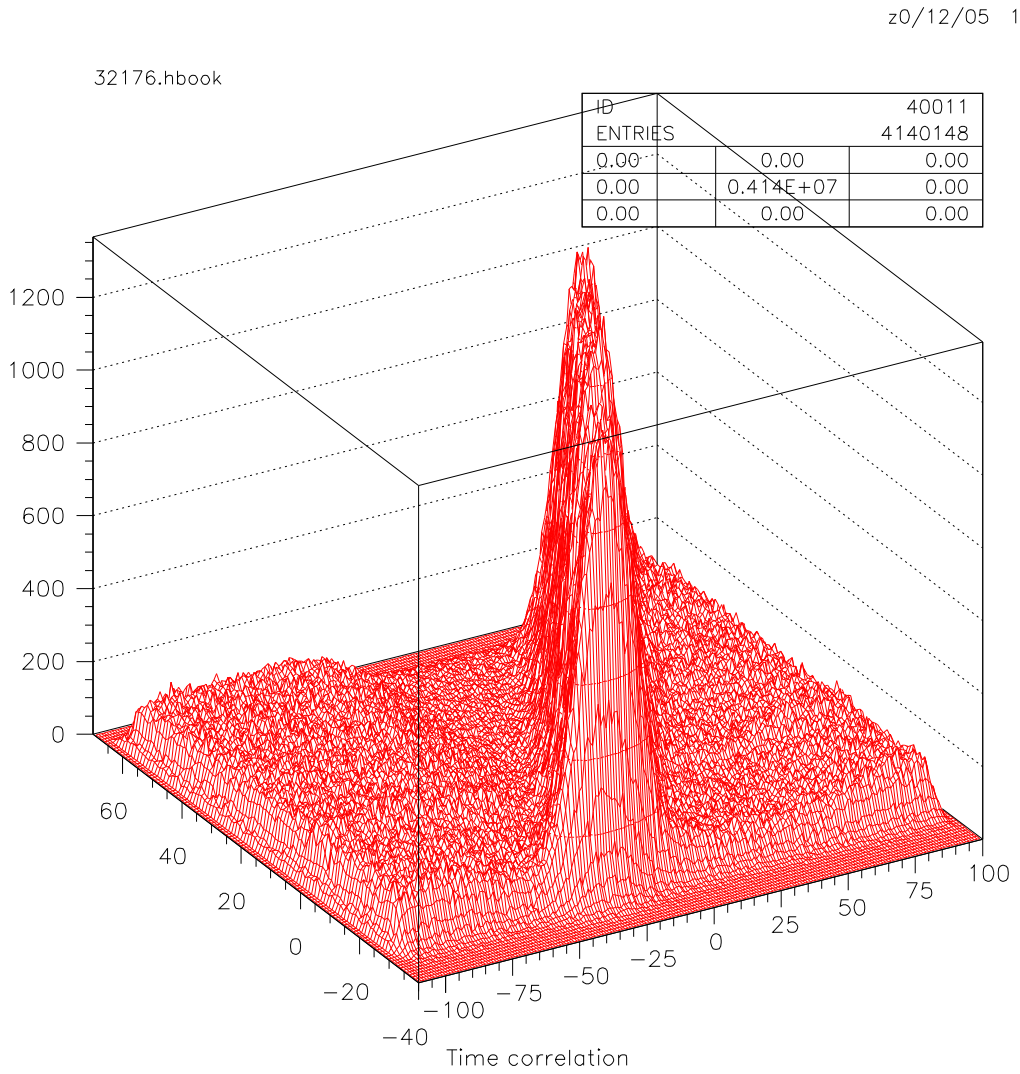


図 B.2: Time correlation between SSD and hodoscope

How do the accidental counts be treated ?

Now , I'll think about the way of subtraction the accidental hits from true 'triggers' and true 'counters'. For simplicity , I selected the events in the case that SSD has only one hit in T1(region) and hodoscope element 'T2' has a hit (fig B.1). You will find that there are three region A , B and C in the figure B.3 . The area A , B and C are written as S(A) , S(B) and S(C) , respectively. The number of hits in area A , B and C are written as N(A) , N(B) and N(C) , respectively .

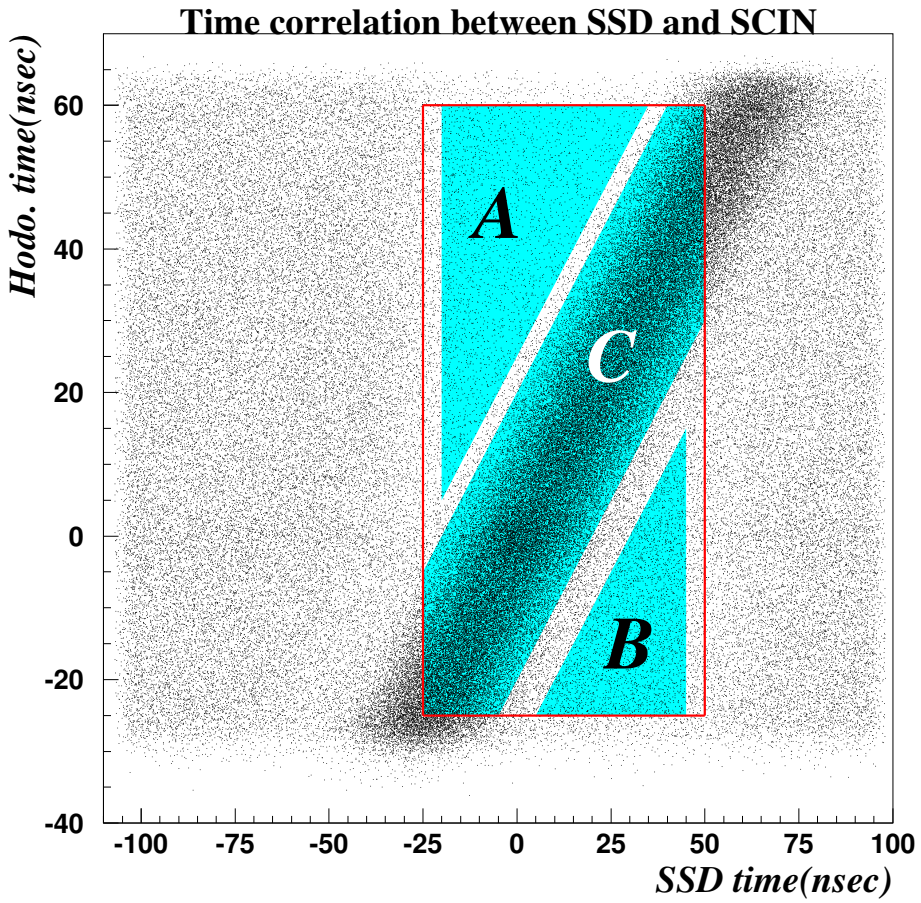


図 B.3: Time correlation between SSD and SCIN with scattered plot

Now , what we want to know is how many accidental hits in the region C. This number of hits is written as N(acc). Therefore ,

$$N(acc) = \frac{\frac{N(A)}{S(A)} + \frac{N(B)}{S(B)}}{2} \times S(C) \tag{B.2}$$

The number of 'trigger' , accidental 'trigger' , 'counter' and accidental 'counter' are written as N_{trig} ,N_{trig}^{acc} , N_{count} and N_{count}^{acc} , respectively. From the equation B.2,

$$N_{trig}^{acc} = \frac{\frac{N_{trig}^{acc}(A)}{S(A)} + \frac{N_{trig}^{acc}(B)}{S(B)}}{2} \times S(C) \tag{B.3}$$

Moreover , the number of 'counter' in the case with hits in region A and B are written as $N_{count}^{acc}(A)$ and $N_{count}^{acc}(B)$, respectively . As mentioned above ,

$$N_{count}^{acc} = \frac{\frac{N_{count}^{acc}(A)}{S(A)} + \frac{N_{count}^{acc}(B)}{S(B)}}{2} \times S(C) \tag{B.4}$$

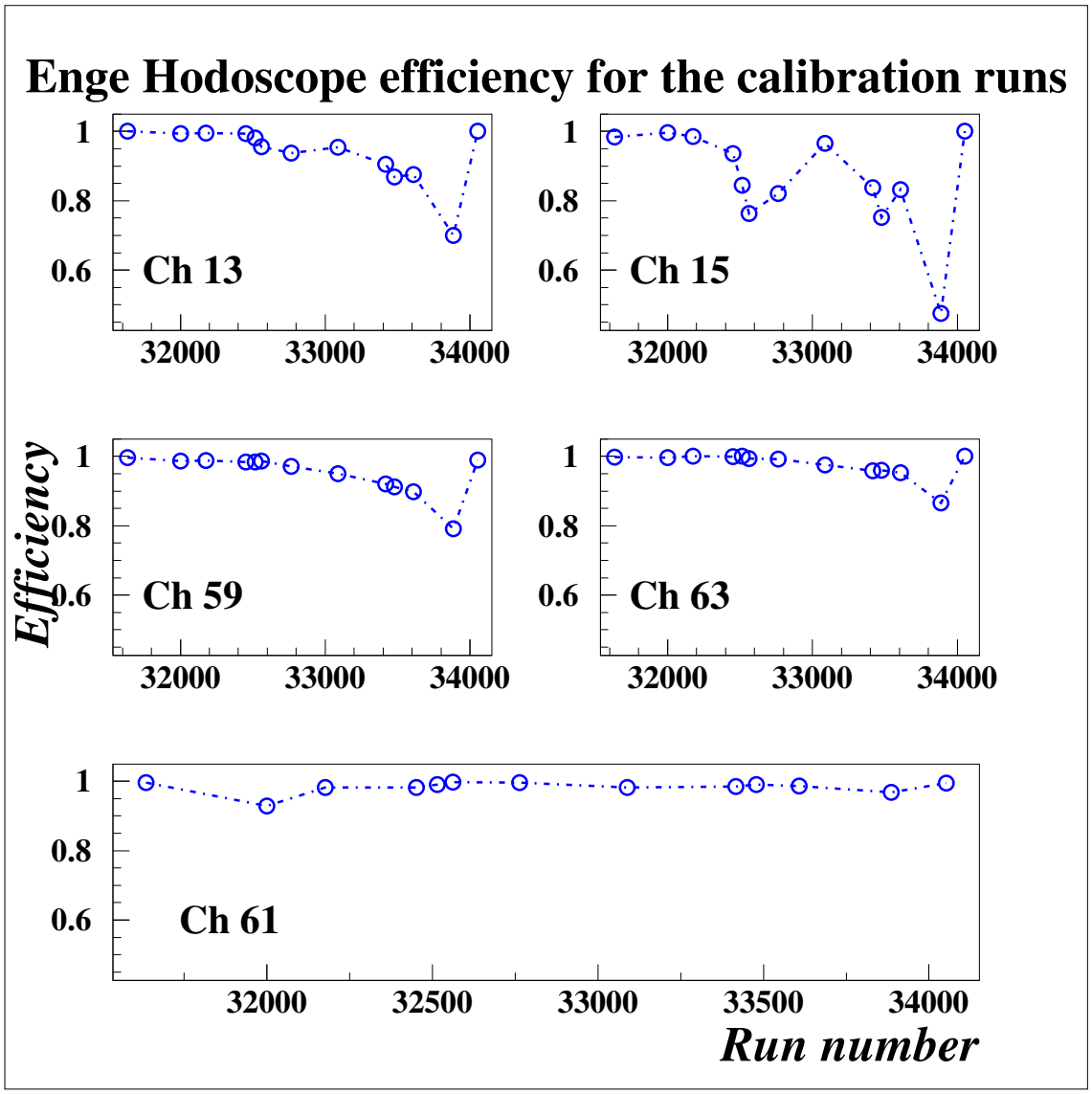


図 B.4: Enge hodoscope efficiency

Therefore , conseqently , I get the hodoscope detection efficiency in overlap condition ε ,

$$\varepsilon = \frac{N_{count} - N_{count}^{acc}}{N_{trig} - N_{trig}^{acc}} \tag{B.5}$$

Enge hodoscope overall efficiency relative to SSD

[method]

See fig B.5 . If the ssdtime is greater than -25 nsec and less than 50 nsec (in the region written as 'SSD time select'), the 'trigger' flag turns on and is counted as the number of trigger. In the condition with the 'trigger' flag turning on , I seach for correct hodoscope hits , where 'correct' means concretely application of the ssd channel selection for being

hit hodoscope element and the timing cut ($|ssdtime - hodotime| < 20.nsec$) (in the region writtern as 'SCIN hit count region). Then if 'correct' hit exists , the 'counter' flag turns on and is counted as the number of counter .

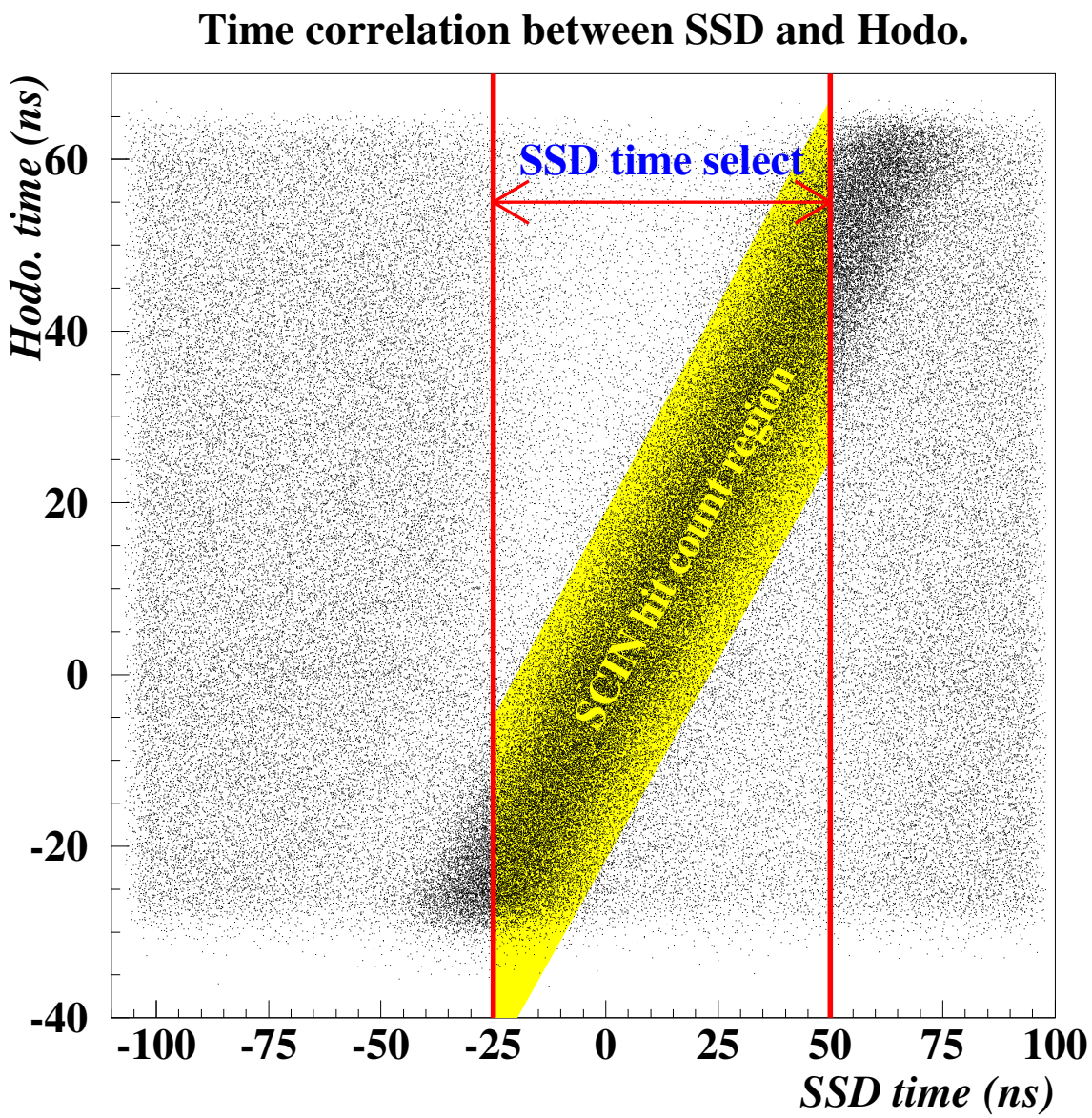


図 B.5: Time correlation of SSD with SCIN

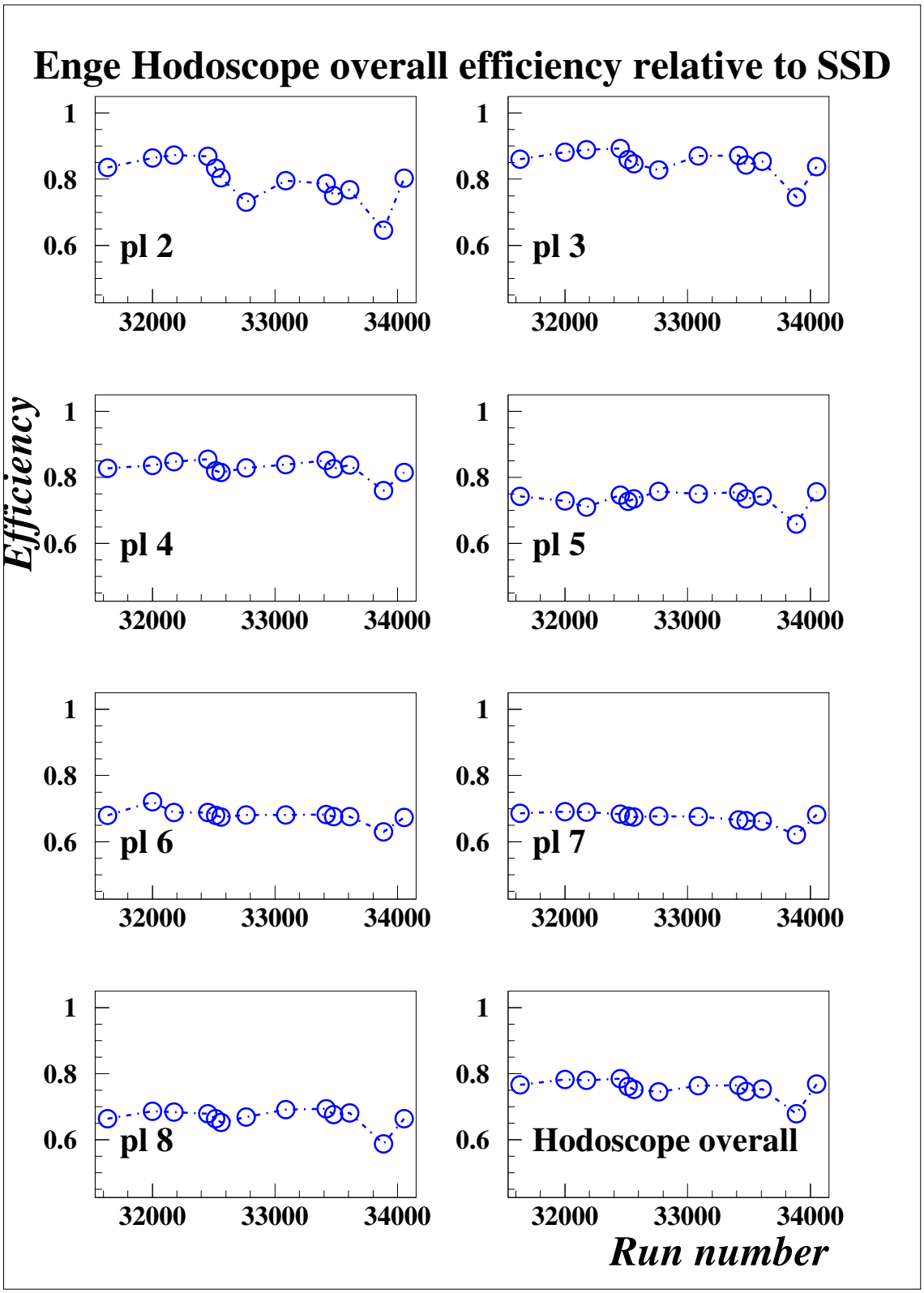


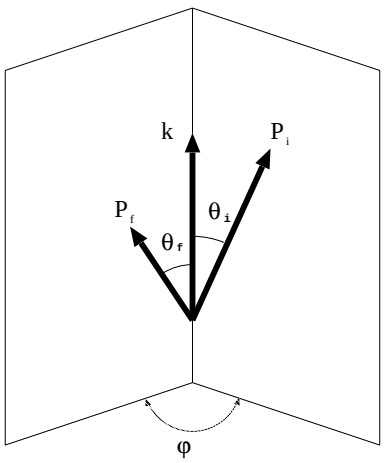
図 B.6: Enge hodoscope overall efficiency

付 録C　Bremsstrahlung calcuration

Bremsstrahlung angle distribution report

According to the Itzykson's text , the unpolalized cross section is given like the following.

$$
\begin{aligned}
d\sigma &= \frac{Z^2\alpha^3}{\pi^2}\frac{m^2|\vec{p}_f|}{|\vec{p}_i||\vec{q}^4|}F\omega d\omega d\Omega_\gamma d\Omega_e \\
F &= \frac{1}{2^5 m^2}\left(F_1+F_2+F_3\right) \qquad \text{(C.1)} \\
F_1 &= \frac{8}{(p_f\cdot k)^2}\sum_\varepsilon\Big[2(\varepsilon\cdot p_f)^2(m^2+2p_i^0p_f^0+2p_i^0\omega-p_i\cdot p_f-p_i\cdot k)+2\ \varepsilon\cdot p_f\ \ \varepsilon\cdot p_i\ \ k\cdot p_f \\
&\qquad +2p_i^0\omega\ k\cdot p_f-p_i\cdot k\ \ p_f\cdot k\Big] \qquad \text{(C.2)} \\
F_2 &= F_1(p_i\longleftrightarrow -p_f) \qquad \text{(C.3)} \\
F_3 &= \frac{16}{(p_f\cdot k)(p_i\cdot k)}\sum_\varepsilon\Big[\varepsilon\cdot p_i\ \ \varepsilon\cdot p_f(p_i\cdot k-p_f\cdot k2\ p_i\cdot p_f-4\ p_i^0p_f^0-2m^2) \\
&\qquad +(\varepsilon\cdot p_f)^2\ k\cdot p_i-(\varepsilon\cdot p_i)^2\ k\cdot p_f+p_i\cdot k\ p_f\cdot k-m^2\omega^2 \\
&\qquad +\omega(\omega\ p_i\cdot p_f-p_i^0\ p_f\cdot k-p_f^0\ p_i\cdot k)\Big] \qquad \text{(C.4)}
\end{aligned}
$$



Itzykson's original coordinate

In the case of taking the coordinate like the left figure , the sum over photon polarizations can be performed using

$$\sum_\varepsilon(\vec{\varepsilon}\cdot\vec{p_f})^2=|\vec{p_f}|^2\sin^2\theta_f \quad \sum_\varepsilon(\vec{\varepsilon}\cdot\vec{p_i})^2=|\vec{p_i}|^2\sin^2\theta_i$$

$$\sum_\varepsilon(\vec{\varepsilon}\cdot\vec{p_f})(\vec{\varepsilon}\cdot\vec{p_i})=|\vec{p_f}||\vec{p_i}|\sin\theta_f\sin\theta_i\cos\varphi$$

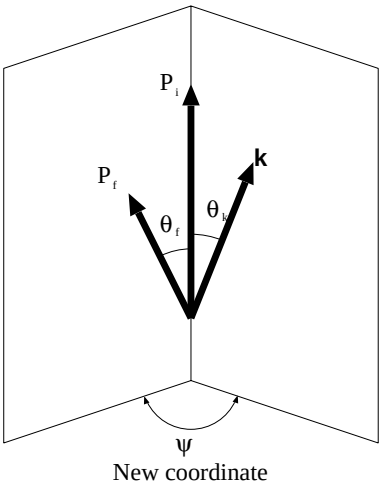
As a result ,

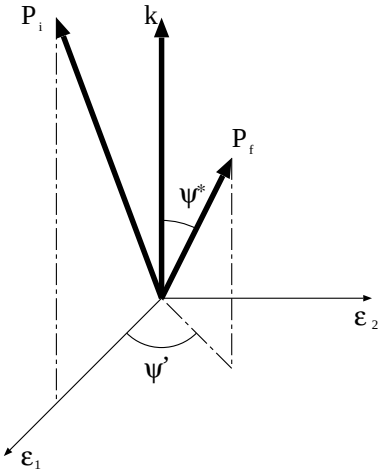
$$d\sigma = \frac{Z^2\alpha^3}{(2\pi)^2}\frac{p_f}{p_i q^4}\frac{d\omega}{\omega}d\Omega_\gamma d\Omega_e$$

$$
\begin{aligned}
\times \quad & \left[\frac{p_f^2 \sin^2\theta_f}{(E_f - p_f\cos\theta_f)^2}(4E_i^2 - q^2) + \frac{p_i^2 \sin^2\theta_i}{(E_i - p_i\cos\theta_i)^2}(4E_f^2 - q^2) \right. \\
+ \quad & 2\omega^2 \frac{p_i^2 \sin^2\theta_i + p_f^2 \sin^2\theta_f}{(E_f - p_f\cos\theta_f)(E_i - p_i\cos\theta_i)} \\
- \quad & \left. 2\frac{p_f p_i \sin\theta_i \sin\theta_f \cos\varphi}{(E_f - p_f\cos\theta_f)(E_i - p_i\cos\theta_i)}(4E_iE_f - q^2 + 2\omega^2) \right]
\end{aligned}
$$

For this formula we used the notations

$$
p_f^0 = E_f \quad p_i^0 = E_i \quad |\vec{p}_f| = p_f \quad |\vec{p}_i| = p_i \quad |\vec{q}|^2 = q^2
$$





We will take the coordinate like the above figure (left) , for that is convinient to integrate over $d\Omega_\gamma$.

In this case ,

$$
\sum_\varepsilon (\vec{\varepsilon}\cdot\vec{p_f})^2 = |\vec{p_f}|^2 \sin^2\psi^*, \quad \sum_\varepsilon (\vec{\varepsilon}\cdot\vec{p_i})^2 = |\vec{p_i}|^2 \sin^2\theta_k, \quad \sum_\varepsilon (\vec{\varepsilon}\cdot\vec{p_f})(\vec{\varepsilon}\cdot\vec{p_i}) = |\vec{p_f}||\vec{p_i}| \sin\psi^* \sin\theta_k \cos\psi'
$$

Therefore , we find

$$
\begin{aligned}
d\sigma \quad = \quad & \frac{Z^2\alpha^3}{(2\pi)^2}\frac{p_f}{p_i q^4}\frac{d\omega}{\omega} d\Omega_\gamma d\Omega_e \\
\times \quad & \left[\frac{p_f^2 \sin^2\psi^*}{(E_f - p_f\cos\psi^*)^2}(4E_i^2 - q^2) + \frac{p_i^2 \sin^2\theta_k}{(E_i - p_i\cos\theta_k)^2}(4E_f^2 - q^2) \right. \\
+ \quad & 2\omega^2 \frac{p_i^2 \sin^2\theta_k + p_f^2 \sin^2\psi^*}{(E_f - p_f\cos\psi^*)(E_i - p_i\cos\theta_k)} \\
- \quad & \left. 2\frac{p_f p_i \sin\theta_k \sin\psi^* \cos\psi'}{(E_f - p_f\cos\psi^*)(E_i - p_i\cos\theta_k)}(4E_iE_f - q^2 + 2\omega^2) \right]
\end{aligned}
$$

where ,

$$\begin{aligned} \cos\psi^* &= \sin\theta_k \sin\theta_f \cos\psi + \cos\theta_k \cos\theta_f \\ \cos\psi' &= \frac{\cos\theta_f - \cos\theta_k \cos\psi^*}{\sin\psi^* \sin\theta_k} \end{aligned}$$

What we want is the angle distribution $f(\theta_f)$ of the bremss. electrons . The $f(\theta_f)$ is ...

$$f(\theta_f) = \int g(\theta_f, \theta_k, \psi) d\Omega_\gamma$$

where , $g(\theta_f, \theta_k, \psi) = \frac{d\sigma}{d\omega d\Omega_e d\Omega_\gamma}$.

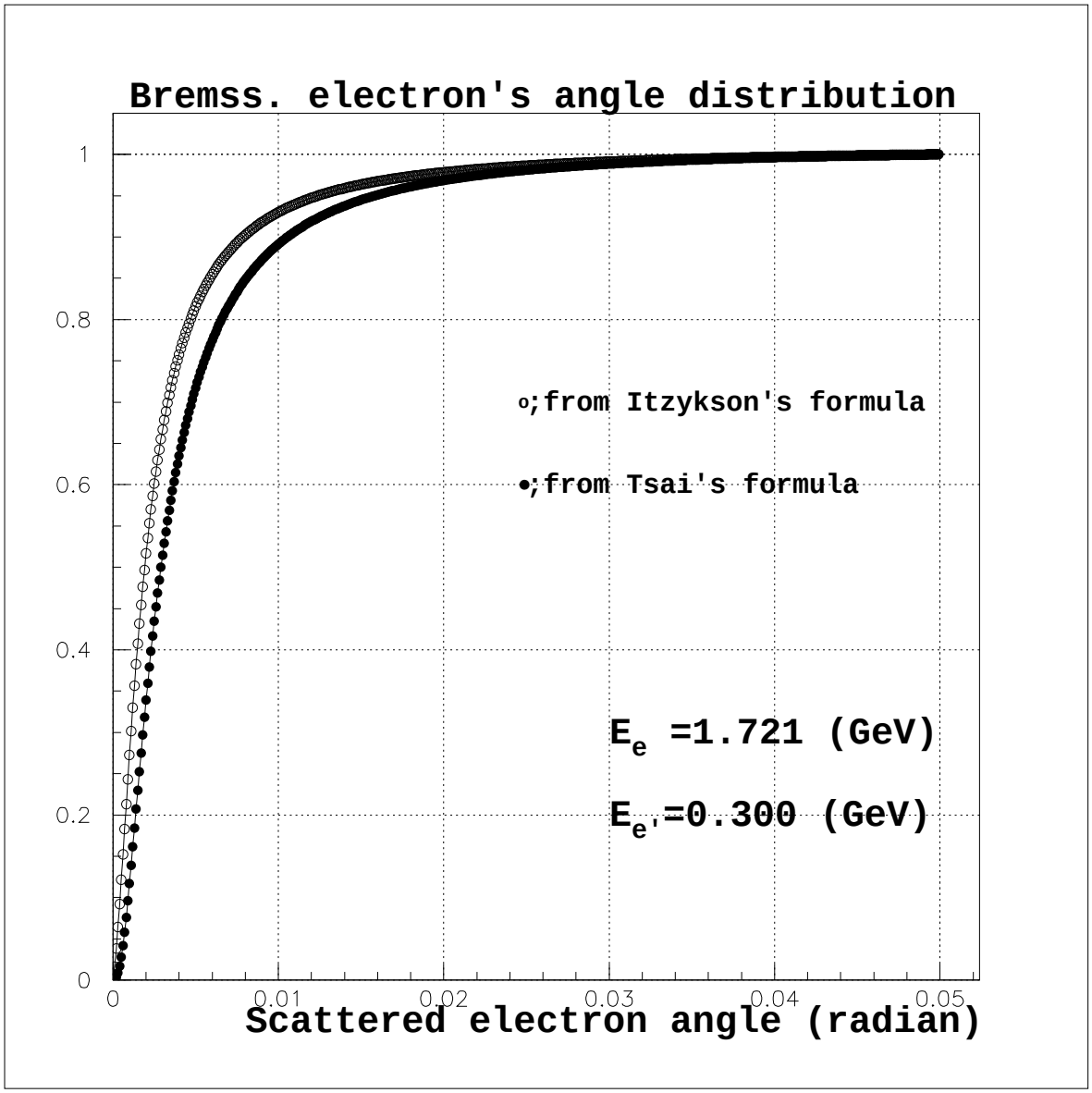


図 C.1: The bremsstrahlung electrons angulardistribution , which nomalized to $f(50mrad) = 1.0$

参考文献

[1] SAPHIR Collaboration (M.Q.Tran et al). *Phys. Lett. B*, No. 445, p. 20, 1998.

[2] T.Motoba , M.Sotona and K.Itonaga. *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, No. 117, p. 123, 1994.

[3] J. E. Spencer and H. A. Enge. Split-pole magnetic spectrograph for spectroscopy. *Nuclear Instruments and Methods*, No. 49, p. 181, 1967.

[4] M.Danysz, et al. *Phil.Mag.*, No. 44, p. 348, 1953.

[5] W.Bruckner, et al. *Phys. Lett.*, Vol. 55 B, No. 1, p. 107, 1975.

[6] G.C.Bonazzola, et al. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 34, p. 683, 1975.

[7] W.Bruckner, et al. *Phys. Let.*, Vol. 62 B, No. 4, p. 481, 1976.

[8] W.Bruckner, et al. *Phys. Lett.*, Vol. 79 B, No. 1,2, p. 157, 1978.

[9] C.Milner, et al. *Phys. Rev. Lett.*, No. 54, p. 1237, 1985.

[10] H.H.Pile, et al. *Phys. Rev. Lett.*, No. 66, p. 2585, 1991.

[11] M. Akei, et al. *Nucl. Phys. A*, Vol. 534, No. 3,4, p. 478, 1991.

[12] T.Hasegawa. *A spectroscopic study of* Λ *hypernuclei* ${}^{10}_{\Lambda}$B , ${}^{12}_{\Lambda}$C , ${}^{28}_{\Lambda}$Si , ${}^{89}_{\Lambda}$Y , ${}^{139}_{\Lambda}$La *and* ${}^{208}_{\Lambda}$Pb *by the* (π^+, K^+) *reaction.* PhD thesis, University of Tokyo, 1994.

[13] H. Hotchi. *Spectroscopy of medium-heavy* Λ *hyprnuclei via the* (π^+, K^+) *reaction.* PhD thesis, University of Tokyo, 2000.

[14] H. Bandō T. Motoba and J. Žofka. Production, Structure and Decay of Hypernuclei. In *International Journal of Modern Physics A*, Vol. 5, p. 4021. 1990.

[15] B. Povh. *Nucl. Phys.*, Vol. A335, p. 233, 1980.

[16] M.Sotona and S.Frullai. *Prog. Ther. Phys. Suppl.*, No. 117, p. 151, 1994.

[17] W.Bertozzi C.E.Hyde-Wright and J.M.Finn. *Proc. 1985 CEBAF Summer Workshop*, 1985.

[18] W.J. Cummings , ANL. SOS Handbook.

[19] 小沢健一郎. $(e, e'K^+)$ ハイパー核分光用高分解能大立体角スペクトロメータ. Master's thesis, 東北大学, 2000.

[20] Table of isotopes 8th. Richard B. Firestone.

[21] Review of particle physics, 2000. Particle Data Group.

[22] Yung-Su Tsai. *Rev. Mod. Phys.*, No. 46, p. 815, 1974.

[23] T. Hasegawa, et al. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 74, No. 2, p. 224, 1995.

[24] O. Hashimoto, et al. A high-resolution high-efficiency spectrometer system for Λ hypernuclear spectroscopy at Jlab. *Jlab proposal*, 2001.