

修士論文

マルチ・ストレンジネス多体系の分光実験に用いる
S-2S スペクトロメータの設計

京都大学大学院理学研究科
原子核・ハドロン物理学研究室
金築 俊輔

2013年1月

概要

これまでのハイパー核研究は、主に $S = -1$ の系について行われ、特に Λ ハイパー核について、BNL、KEK などでの (K, π) 反応、 (π, K) 反応を用いた分光実験、ゲルマニウム検出器群を用いた γ 線分光などの実験が行われ、 ΛN 相互作用に関して、スピン依存項も含めて詳細な理解が得られた。 Σ ハイパー核についても、さまざまなアプローチによって実験と解析がなされ、 Σ の核ポテンシャルが斥力であることが示された。一方で、 $S = -2$ の系についてはほとんど未開拓であり、特に ΞN 相互作用についてはほぼ何もわかっていないという状況である。 Ξ ハイパー核や $\Lambda\Lambda$ ハイパー核について研究し、 $S = -2$ のバリオン間の相互作用についての実験的情報を示すことは、核力の本質的な理解や、高密度核物質の理解に対して非常に大きな役割を果たす。

我々は、J-PARC において Ξ ハイパー核の分光実験を行う。 ^{12}C をはじめとしたさまざまな標的について、 (K^-, K^+) 反応を用いた実験を行う。J-PARC K1.8 ビームラインは、このような実験を行うのに必要な大強度 K^- ビームを供給できるとともに、その最終段には QQDQQ システムからなるビームスペクトロメータを有している。このビームスペクトロメータは 3.3×10^{-4} (FWHM) という高い分解能で K^- ビームの運動量解析を行うことができる。しかし、散乱 K^+ の運動量解析については、我々は十分な性能を持つスペクトロメータを持っていない。これは K^+ の運動量が $1.3\text{--}1.4$ GeV/ c と高いことが理由である。そこで、この運動量帯域の粒子に対し、高い運動量分解能を持ち、かつできる限り大きい立体角を持つスペクトロメータを新たに建設する。目標性能は、運動量分解能 5×10^{-4} (FWHM)、立体角 60 msr とする。これにより、1.5 MeV という高いミッシングマスの分解能を達成しながら、1 か月のデータ取得で十分な統計量をためることが可能となる。

本論文では、この新しいスペクトロメータ S-2S (Strangeness -2 Spectrometer) の検出器構成について検討した。その結果から、どのような飛跡検出器配置によって、どのような性能が得られるかを評価した。

S-2S には、QQD システムを採用した。中心運動量 1.3 GeV/ c で、 $\pm 7.5\%$ の運動量帯域で立体角 52 msr を達成できる電磁石系が設計された。検出器については、電磁石の前後に運動量解析のための飛跡検出器を、最下流には粒子識別用カウンターを設置する。これに対し、シミュレーションによる分解能評価を行って、飛跡検出器の性能が運動量分解能にどのように寄与するかについて調べた。その結果、上流側の検出器の影響は下流側の検出器の影響と比べて小さいことがわかった。それに従い、上流側の検出器の数を減らして、標的と初段の四重極電磁石との間隔を詰めて置くことで、立体角を 59 msr まで増大させる方法が可能であることを示した。その場合のミッシングマスの分解能を評価し、目標としている分解能を達成していることを確認した。

目次

第 1 章 序論	1
1.1 ストレンジネス核物理	1
1.1.1 ハイパー核分光研究	3
1.2 $S = -2$ の物理	3
1.2.1 過去に行われた Ξ ハイパー核探索実験	6
1.2.2 理論予想	7
第 2 章 J-PARC における Ξ ハイパー核分光実験	10
2.1 J-PARC	10
2.2 K1.8 ビームライン	10
2.2.1 K^- ビームの強度	11
2.2.2 ビームスペクトロメータ	13
2.3 J-PARC E05 実験	14
2.3.1 実験の目的	14
2.3.2 実験の手法	15
2.3.3 スペクトロメータ	16
2.4 S-2S スペクトロメータの要求性能	17
2.4.1 運動量帯域	17
2.4.2 分解能と立体角	18
2.4.3 収量の見積り	20
2.4.4 ビーム強度	20
第 3 章 散乱粒子用スペクトロメータの設計	22
3.1 電磁石構成	22
3.1.1 実験施設に関する制限	25
3.1.2 電磁石系のデザインパラメータ	26
3.1.3 ビームのひろがり と 検出器の大きさ	26
3.1.4 輸送行列の計算と分解能の評価	27
3.2 位置検出器	30
3.2.1 シミュレーションの方法	31
3.2.2 検出器の設置位置	34
3.2.3 位置分解能	38
3.2.4 検出器の物質質量	39
3.2.5 考察	40
3.2.6 まとめ	42
3.3 粒子識別用検出器	43

第 4 章	ミッシングマス分解能の評価	47
4.1	Geant4 を用いたシミュレーション	47
4.1.1	空気中の多重散乱	49
4.1.2	上流側の検出器	49
4.2	標的と Q1 との距離を縮めた場合	51
4.2.1	分解能	52
4.2.2	粒子のひろがり	53
4.2.3	まとめ	53
第 5 章	まとめと展望	57

目次

1.1	格子 QCD 計算によるバリオン間相互作用ポテンシャル	2
1.2	Λ の束縛エネルギーの質量依存性	4
1.3	^{12}C のスペクトル	4
1.4	$^{28}\text{Si}(\pi^-, K^+)$ 反応のスペクトルの解析	5
1.5	中性子星内部におけるハイペロンの存在比	6
1.6	三ハイペロンの生成断面積の入射粒子の運動量依存性	7
1.7	$^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ 反応を用いた過去の実験のミッシングマス・スペクトル	8
1.8	元場らによる三ハイパー核の予想スペクトル	9
1.9	原田らの計算によるダブル Λ ハイパー核の予想スペクトル	9
2.1	J-PARC 概観	11
2.2	J-PARC K1.8 ビームライン	12
2.3	K1.8 ビームラインの光学	13
2.4	ターゲット上でのビームのひろがり	14
2.5	SksPlus	17
2.6	入射 K^- と散乱 K^+ の運動量の関係	18
2.7	束縛エネルギーと散乱 K^+ の運動量との関係	19
2.8	実験のエネルギー分解能とピーク構造	20
2.9	原田らの計算によるダブル Λ ハイパー核の予想スペクトル	21
3.1	S-2S 磁石の外観図	22
3.2	S-2S スペクトロメータの概略図	23
3.3	Q1、Q2 の磁極形状	24
3.4	D1 の磁極形状	24
3.5	K1.8 実験エリア見取り図	25
3.6	Q1 電磁石鉄芯	28
3.7	S-2S の光学	29
3.8	磁石を通過する粒子の標的での角度	30
3.9	DC1、2 位置での粒子のひろがり	31
3.10	DC3 位置での粒子のひろがり	31
3.11	DC4 位置での粒子のひろがり	32
3.12	DC3,4 の設置位置と運動量分解能 (1)	35
3.13	DC3,4 の設置位置と運動量分解能 (2)	35
3.14	運動量分解能の DC4 位置依存性	36
3.15	運動量分解能の DC3 位置依存性	37
3.16	飛行長さと K^+ の収量の関係	37

3.17	位置分解能の影響	38
3.18	多重散乱の影響 (1)	39
3.19	多重散乱の影響 (2)	40
3.20	模式図 1	41
3.21	模式図 2	41
3.22	TOF カウンターにおける時間情報	44
3.23	運動量に対する屈折率の閾値	45
3.24	WC 位置での運動量の分布	46
3.25	WC 位置での粒子のひろがり	46
4.1	Geant4 を用いたシミュレーション	48
4.2	多重散乱の影響 (3)	49
4.3	多重散乱の影響 (4)	50
4.4	立体角と標的-Q1 間の距離との関係	51
4.5	標的-Q1 間を縮めた場合のエネルギー分解能	52
4.6	標的-Q1 間の距離を縮めた場合の粒子のひろがり (1)	53
4.7	標的-Q1 間の距離を縮めた場合の粒子のひろがり (2)	54
4.8	標的-Q1 間の距離を縮めた場合の粒子のひろがり (3)	55

表 目 次

2.1	K1.8 ビームライン	11
2.2	K1.8 ビームスペクトロメータの性能	13
2.3	既存のスペクトロメータ	16
2.4	ミッシングマスのエネルギー分解能	16
3.1	S-2S 磁石のパラメータ	27
3.2	位置検出器の放射長単位の厚さ	33
3.3	運動量分解能への寄与	42
3.4	位置検出器の面数を減らした場合の運動量分解能	43
3.5	S-2S トリガー	46
4.1	位置検出器の面数を減らした場合の運動量、角度、質量分解能	50

第1章 序論

我々は、ストレンジネスを2つ含む $S = -2$ のハイパー核の研究から、 ΞN 相互作用、 $\Lambda\Lambda$ 相互作用等についての実験的情報を得るため、 (K^-, K^+) 反応を用いた分光実験を行うことを計画している。そのためには、十分なビーム強度と、高い分解能、できる限り大きなアクセプタンスをもつ実験施設・装置が不可欠である。我々は、その一部として、散乱粒子の運動量解析のための新たな高性能磁気スペクトロメータを建設することとした。これを用いることで、従来の10倍のエネルギー分解能を達成して精密分光を行い、 $S = -2$ についての不定性のない実験結果を示す。本論文は、このスペクトロメータ“S-2S” (Strangeness -2 Spectrometer) の設計について、その光学的特徴を調べ、最適な検出器配置と要求性能を示すものである。今後、この内容を基として、必要な検出器についての開発・製作をし、実験を行う予定である。

この章では、この研究の物理的動機について、まずストレンジネス核物理についてその意義を述べたのち、特に $S = -2$ の系についての理論的予想と実験的情報の現状について述べる。

1.1 ストレンジネス核物理

物質の基本的な構成要素である原子核は、 u 、 d クォークからなる陽子、中性子の多体系である。原子核の性質には未解明な部分が残されているが、その本質的な理解のためには核力をよく理解しなければならないことは言うまでもない。特に、後述のような高密度核物質の理解には、核力の短距離部分の理解が不可欠である。ストレンジネス核物理は、通常の原子核にストレンジネスという新しい自由度を持ち込むことでつくられる新たなハドロン多体系を研究対象とする。 s クォークは比較的質量が軽く、 u 、 d と合わせて $SU(3)_f$ 対称性のもとで統一的に扱うことができる。核力を、ハイペロンを含むバリオン間相互作用として一般化し、これを統一的に理解することがストレンジネス核物理の重要な中心課題のひとつである。このような研究によって得られる $SU(3)$ の世界についての新たな知見から、 $SU(2)$ の世界についての理解も深めることができるだろう。また、通常原子核密度の5倍を超えるとと言われる、中性子星内部のような高密度状態では、フェルミエネルギーを稼ぐことができるため、ストレンジネスが現れるのが自然であると考えられる。そのような特殊な状態における物質の状態方程式を決定するという目標に対して、ハイペロンを含む原子核の研究で得られる情報は重要であり、中性子星の核物質の理解に不可欠である。

$SU(3)_f$ に拡張した8重項バリオン間相互作用は、対称性により次の項に分類される。

$$8 \otimes 8 = 27 \oplus 8_s \oplus 1 \oplus \overline{10} \oplus 10 \oplus 8_a$$

ここで27重項、 $\overline{10}$ 重項は NN 相互作用で調べることができる多重項であるが、その他はストレンジネスを含んではじめて現れる。特に1重項は $S = -2$ の系にのみに現れる。図1.1に、 $SU(3)$ 極限での格子QCD計算によるバリオン間相互作用ポテンシャルを示す。各多重項毎に短距離部分での振る舞いが大きく異なることがわかる。特に $V^{(1)}$ においては、引力となっているところに特徴がある。このような計算と、実験から引き出された情報との比較により、バリオン間相互作用についての理解を進めていくことが重要である。

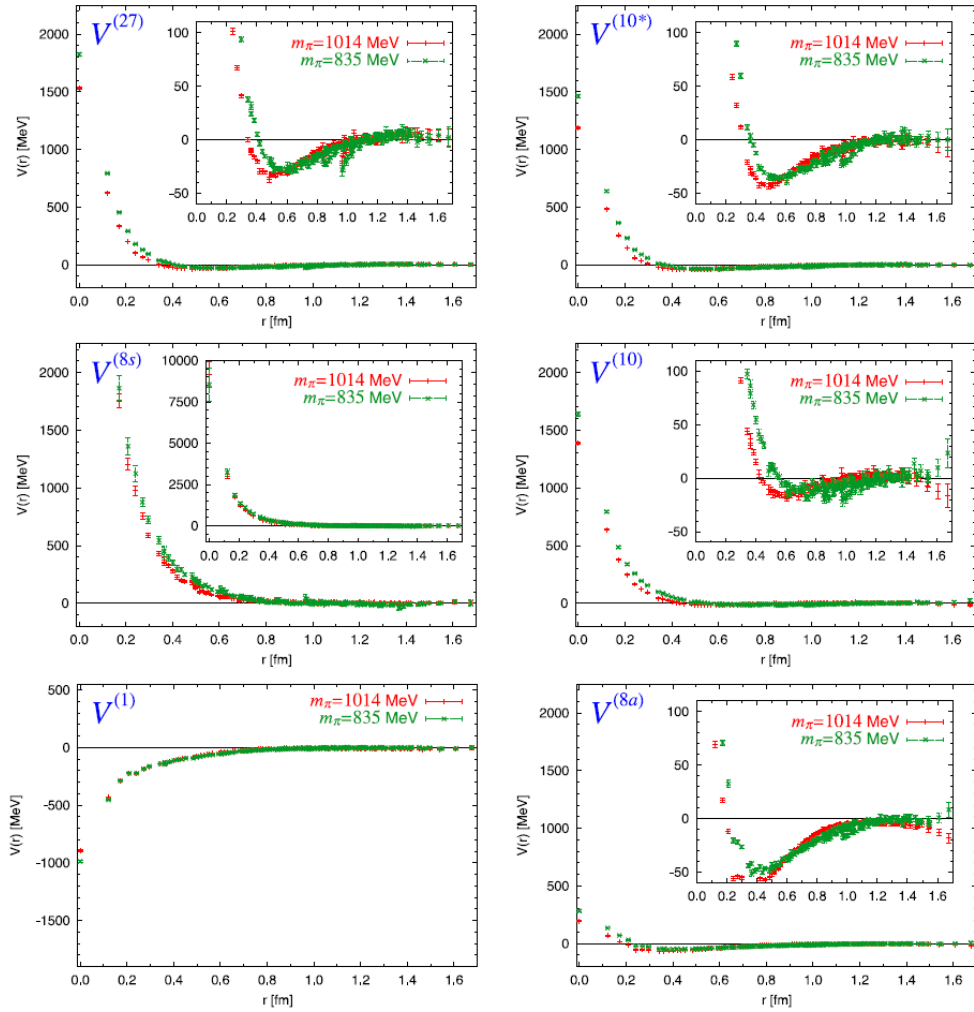


図 1.1: 格子 QCD 計算によるバリオン間相互作用ポテンシャル [1]。もっとも特徴的と言えるのは 1 重項ポテンシャルである。この項はカラー磁気相互作用が引力的で、パウリ原理も受けないことから、斥力芯がなく近距離で引力を示している。この項は $S = -2$ の系にのみ含まれる。

核力の理解に多くの NN 散乱実験データが貢献してきたように、ハイペロン (Y)・核子 (N) 間の相互作用の研究には、 YN, YY 散乱実験のデータが有用である。しかし、ハイペロンの寿命は $c\tau$ で数 cm と短く、低エネルギーでのハイペロンを含む散乱実験は難しい。 YN 散乱実験としては、1960–1970 年代の泡箱を用いて行われた YN 散乱のデータがあるが、統計量は十分ではない。 $S = -1$ の YN 散乱実験については、今後 J-PARC で行なわれることが計画されている (J-PARC E40 実験 [2])。 $S = -2$ についての過去の散乱実験としては、BNL で、 (K^-, K^+) 反応で生成した準自由 Ξ^- からの崩壊粒子の運動量を解析することで、 Ξ^- の核内での弾性散乱の断面積を示すという方法がとられ、 Ξ^- の平均運動量 550 MeV/c に対して、およそ 30.7 mb という結果が示された [3]。また、KEK では、シンチレーションファイバーアクティブ標的を用いた実験で、多くのイベントの中から、 $\Xi^- p \rightarrow \Xi^- p, \Xi^- p \rightarrow \Lambda\Lambda$ 散乱の候補となる事象がそれぞれ 2 つ見つかり、0.2–0.8 GeV/c の範囲での断面積の上限を与えた [4]。そこから見積もられた値は、 $\Xi^- p \rightarrow \Xi^- p$ が <24 mb (90% CL)、 $\Xi^- p \rightarrow \Lambda\Lambda$ は数 mb という結果であった。また、 Ξ^- の核物質中での一粒子状態の幅が 3 MeV

と見積もられた。

このように、ハイペロンを含む散乱実験は現実には難しく確かな情報量が非常に少ないという状況である。

1.1.1 ハイパー核分光研究

ハイペロンを用いた散乱実験の難しさゆえに、バリオン間相互作用の研究は、これまで主にハイパー核の構造から情報を引き出すという形で研究されてきた。特に ΛN 相互作用については、BNL や KEK での (π, K) 反応等を用いたハイパー核分光や、ゲルマニウム検出器群による γ 線分光などで多くの成果があげられ、そこから詳細な理解が得られている。

図 1.2 は広い質量領域で測られた Λ ハイパー核の一粒子準位の束縛エネルギーのデータをまとめたものである。これらのデータ点は、Woods-Saxon 型の一体ポテンシャルを用いた計算できれいにフィットできており、一体ポテンシャル中の Λ 粒子という一粒子軌道描像を確立した。また、 $A \rightarrow \infty$ のときの値から、 Λ 核ポテンシャルの深さは 28 MeV と、核子の 50 MeV に対して小さいことがわかった。また、重い核で 1s 軌道を確認できたことはパウリ原理をうけないハイペロンを用いた研究の長所をよく示している。

ΛN ポテンシャルのスピン依存項については、軽い Λ ハイパー核の詳細なレベル構造を見ることで調べることができる。これについては、ゲルマニウム検出器群 Hyperball を用いた γ 線分光によって成果が出された。多くの p 殻の Λ ハイパー核からの γ 線の測定が、2 keV のエネルギー分解能で行われた結果、 Λ のスピンの依存する LS 力が核子の場合の 1/100 程度と非常に小さく、核子のスピンの依存する LS 力についても核子の場合の 1/10 程度と小さいことがわかった。

ΣN 相互作用については、 Σ^- 原子 X 線のエネルギーシフトと準位幅の測定により、 Σ^- 原子核ポテンシャルの大まかな情報が得られてきた。その結果、核内での $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$ 転換があるために Σ ハイパー核は 30 MeV 程度の幅を持ち、分光実験はできないと考えられていたが、KEK での (静止 K^-, π^-) 反応を用いた実験により、 ^4_2He の束縛状態が見つかった [6]。この状態は (K^-, π^-) には見られるが、 (K^-, π^+) のスペクトルには見られず、 ΣN 相互作用の強いアイソスピン依存性が明らかになった。 ΣN の平均ポテンシャルは、 ΣN 間のアイソスピンが平均化されるような重い核について実験を行うことで知ることができる。これまでに C、Si、Ni、In 等を標的とした (π^-, K^+) 反応の非束縛領域のスペクトルが得られ、その準自由 Σ 生成領域での形状を DWIA 計算と比較することにより、 ΣN 相互作用が斥力であることがわかっている (図 1.4) [7]。

このように、 $S = -1$ のハイパー核の研究から ΛN 、 ΣN 相互作用について大きく理解が進んできた。それに対し、 $S = -2$ の世界はほとんど未開拓といって良い。次節でそれについて述べる。

1.2 $S = -2$ の物理

前節にふれたように、 $S = -2$ の系は新たな対称性の項を含むため、バリオン間相互作用の理解にとって特に重要な情報である。また、 $S = -2$ に行くことで、はじめて YY 相互作用を見ることができるようになる。ストレンジネスを 2 つ含む多体系についての研究は、 u, d, s が二つずつ入った 6 つのクォークからなる H ダイバリオンの存在や、さらにストレンジネスを増やしていったときの物質がどのようなものであるか、などの問題に取り組む第一歩である。

図 1.5 に中性子星内部におけるハイペロンの存在比の理論計算を示す [8]。この図の計算では、ハイペロンのポテンシャルは $\Lambda: -29$ MeV、 $\Sigma: +30$ MeV、 $\Xi: -18$ MeV とされている。通常核密

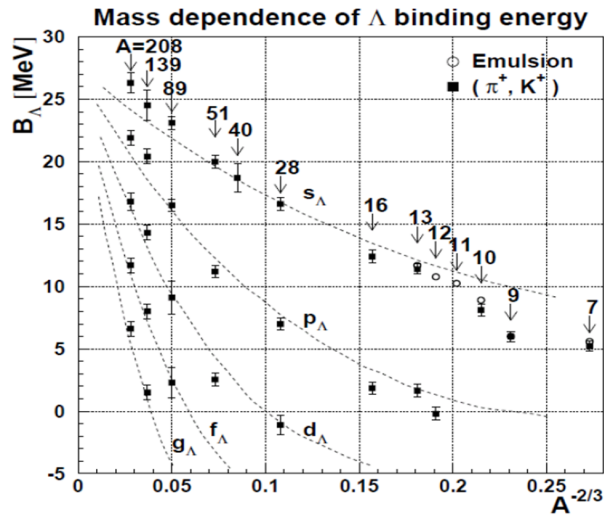


図 1.2: Λ の束縛エネルギーの質量依存性。過去の多くの実験の積み重ねにより、幅広い質量領域で、 Λ の励起スペクトルが観測された。 Λ の核ポテンシャルを知ることができた。

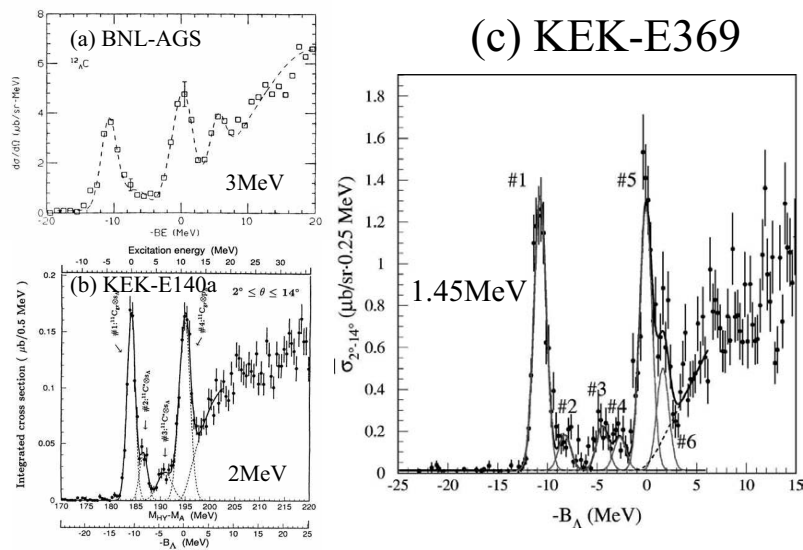


図 1.3: $^{12}\text{C}(K^-, K^+)_{\Lambda}^{12}\text{C}$ 反応のスペクトル。左上がBNL、左下 KEK-140a、右が KEK-E369 である [5]。エネルギー分解能が向上するにつれて、それまで見えなかった、親核の励起状態との束縛状態のピークが現れてきた。

度の約 2 倍のところから、 Λ が現れ、すぐに Ξ^- が続いている。 Σ^- 核ポテンシャルが斥力であることがわかっているため、負電荷を持つ次のハイペロンである Ξ^- と核子との相互作用についての情報が重要である。また、ハイペロンが出現するような状態方程式では説明できない大きい質量の中性子星が最近見つかっており、高密度核物質中のハイペロンの役割を調べることの重要性は一層高まっていると言える。

$S = -2$ のハイパー核としては、ダブル Λ ハイパー核がエマルジョンを用いた実験によって観測されている。その始まりは 1960 年代にまでさかのぼり、 K^- を照射したエマルジョン中での 2 段

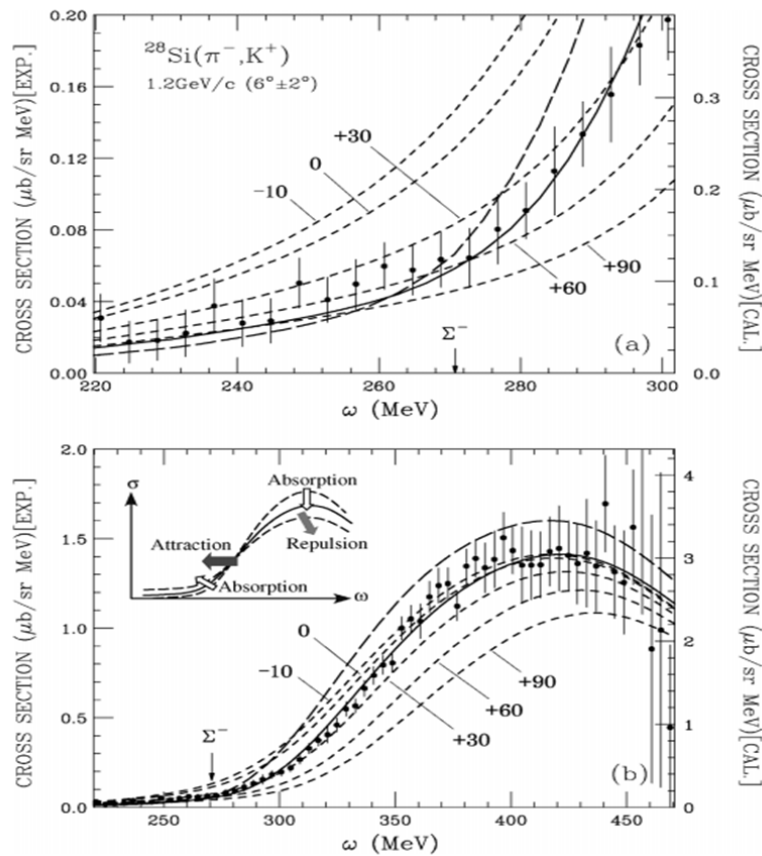


図 1.4: 原田らの計算による $^{28}\text{Si}(\pi^-, K^+)$ 反応のスペクトルの解析 [7]。

階の弱崩壊のトポロジーを持った事象の解析から、それが $^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ 、もしくは $^{11}_{\Lambda\Lambda}\text{B}$ であると同定された [9]。この結果はその後の再解析によって、 $^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ であった可能性が高く、 $\Lambda\Lambda$ 間の相互作用は約 4 MeV の引力であるとされた。

その後、KEK においてエマルジョンを標的とした (K^-, K^+) 反応を用いた E176 実験が行われた。この実験では、入射 K^- と散乱 K^+ の軌跡も同定して反応点を調べて解析するというハイブリッド・エマルジョン法が開発された。この実験で、ダブル Λ ハイパー核が生成したと考えられる事象を 5 つ発見したが、核種を同定することができず、 $\Lambda\Lambda$ 相互作用は引力とも斥力とも解釈できるという結果となった。

現在、我々が持っている $\Lambda\Lambda$ 間相互作用についての不定性のない情報は、同じく KEK で行われた E373 実験で見つかった、長良事象と呼ばれる事象から得られた [11]。この事象は、励起状態の不定性もなく $^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ であると同定でき、 $\Lambda\Lambda$ 間には約 1 MeV の弱い引力が働くことがわかった。

このように、 $\Lambda\Lambda$ 相互作用についての情報は非常に少なく、束縛エネルギーの核種依存性等を議論するには、さらにデータを増やしていかなければならない。一方、 $S = -2$ のハイパー核の励起状態である Ξ ハイパー核に関しては、次に述べるように、弱い引力で束縛されることが示唆されているものの、不定性のない実験データはまだ得られていないという状況である。

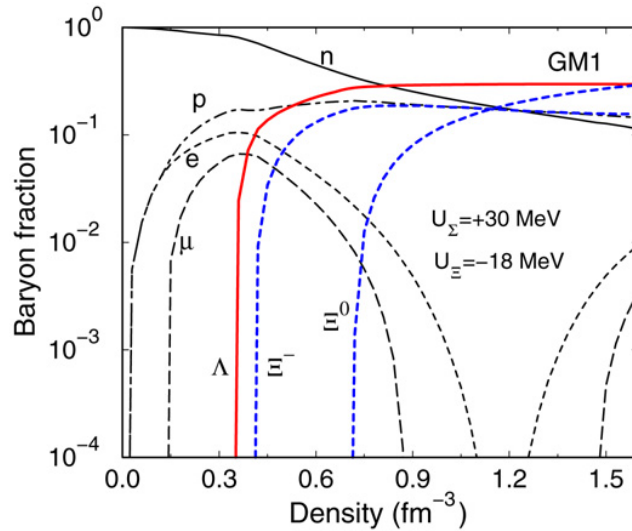


図 1.5: 相対論的平均場計算に基づく中性子星内部におけるハイペロン、レプトンの存在比と密度の関係 [8]。 ΣN 間の相互作用が斥力、 ΞN 間が引力となるパラメータを用いている。この計算によれば、原子核密度の 2 倍程度のところからハイペロンが出現する。 $U_\Sigma > 0$ であることがわかっているため、 Ξ^- の核ポテンシャルが引力であれば、 Λ の次に出現すると考えられている。

1.2.1 過去に行われた Ξ ハイパー核探索実験

一般に、ハイパー核の分光実験では、素過程の断面積と運動量移行がどうであるかによって適切な実験条件が選択される。原子核標的でのハイペロンの生成断面積は、素過程の断面積の大きさに比例する。運動量移行は、ハイペロンが原子核に捕獲される確率 (sticking probability) と、できたハイパー核の状態に関わる量である。運動量移行が大きいほど、生成されるハイペロンが、角運動量の変化の大きい状態、つまり元の核子とは異なる軌道に入る確率が相対的に高くなり、かつ全体としての捕獲確率は小さくなる。

$S = -1$ のハイパー核をつくるには、 (K, π) 反応、 (π, K) 反応が用いられる。 (K, π) 反応の特徴は、 K の運動量を適切に選択することで運動量移行を 0 にできることで、ハイペロンがもとの核子の状態にとってかわるような substitutional state の断面積が大きい。対して (π, K) 反応では、運動量移行が大きく、断面積は小さくなるが、 Λ がさまざまな軌道に入った状態を見ることができる。

$S = -2$ のハイパー核をつくるには、 (K^-, K^+) 反応によって Ξ ハイパー核をつくるのが最も有力な方法である。 $\Xi N \rightarrow \Lambda \Lambda$ 相互作用の強さから、予想される Ξ ハイパー核のピークの幅は 1 MeV 程度と考えられており、分光実験としては成立する可能性がある。 Ξ の素過程 $p(K^-, K^+)\Xi$ の生成断面積を図 1.6 に示す [12]。入射粒子の運動量がおよそ 1.8 GeV/c のところに、最大 35 $\mu\text{b}/\text{sr}$ 程度の幅広いピークがある。ハイパー核を生成、観測する際も同様の運動量のビームを用いる。この反応での Ξ への運動量移行はおよそ 500 MeV/c と大きいため、ハイパー核の生成断面積は非常に小さいと予想される。よって、 Ξ ハイパー核の観測には十分な統計量を実現する実験装置が必要である。すなわち、大強度ビームを供給すること、検出器系の立体角・分解能が優れていることが求められる。

このような実験の難しさという背景がある中、過去に行われた実験として、現在 Ξ ハイパー核に関するもっとも重要なヒントを与えている KEK-E224 [15]、BNL-E885 [16] について述べる。

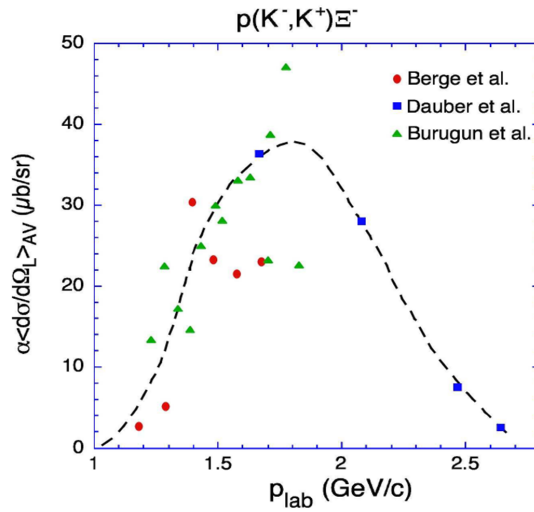


図 1.6: Ξ ハイペロンの生成断面積の入射粒子の運動量依存性 [12]。

これらの実験では、どちらも ^{12}C 標的での (K^-, K^+) 反応が用いられた。図 1.7 に実験で得られたミッシングマス・スペクトルを示す。この 2 つの実験はエネルギー分解能が 22 MeV、14 MeV (FWHM) で、準自由過程によって生じたイベントが束縛領域に大きくしみ出している。図中の曲線は、スピン・アイソスピンに依存しない部分について、Woods-Saxon 型のポテンシャルを仮定し、 Ξ の一体ポテンシャル V_{Ξ} としてさまざまな値を仮定して DWIA 計算を行ったものである。実験の分解能関数を考慮して計算されている。実験で得られた結果からは、束縛状態のピークは確認できず、このような理論計算と比較することでポテンシャルの大きさ見積もるという方法がとられた。KEK-E224 からは $V_0^{\Xi} < 20$ MeV、BNL-E885 からは $V_0^{\Xi} \simeq 14$ MeV という値が推定された。また、BNL-E885 のデータから、 Ξ ハイパー核の生成断面積が角度平均をとった値として計算され、散乱 K^+ の散乱角が $\theta < 8^\circ$ の範囲では 89 ± 14 nb/sr、 $\theta < 14^\circ$ では 42 ± 5 nb/sr という結果が示された。

1.2.2 理論予想

$S = -2$ のバリオン間相互作用、特に ΞN 相互作用については確定的な実験的インプットがほとんどないため、確立された相互作用モデルというものが無い。予言されるポテンシャルの大きさや幅、質量数依存性などはモデルによってさまざまであり、斥力ポテンシャルを示すものすらある。実験的検証によってこれに制限を加えることが必要である。

最近の理論計算として元場らによる $^{12}\text{C}(K^-, K^+)_{\Xi}^{12}\text{Be}$ 反応の計算がある [13]。この計算では親核の励起状態が考慮に入れられ、 Ξ 核ポテンシャルが引力となるいくつかの相互作用モデルで DWIA 計算を行ったものである。図 1.8 にそのスペクトルを示す。モデルによって大きく異なるピーク構造を予想している。ESC08 のような複雑なピーク構造を確認するためには、非常に高いエネルギー分解能が必要となる (後述 2.4 節)。

Ξ ハイパー核と同時に、 (K^-, K^+) 反応を用いてダブル Λ ハイパー核を直接生成・観測することも可能であると考えられる。ダブル Λ ハイパー核の生成メカニズムのひとつとして、 $K^- p \rightarrow \pi^0 \Lambda$ 、 $\pi^0 p \rightarrow K^+ \Lambda$ という二段階過程によるものが理論的に調べられ、 $^{16}\text{O}(K^-, K^+)$ 反応でのダブル Λ

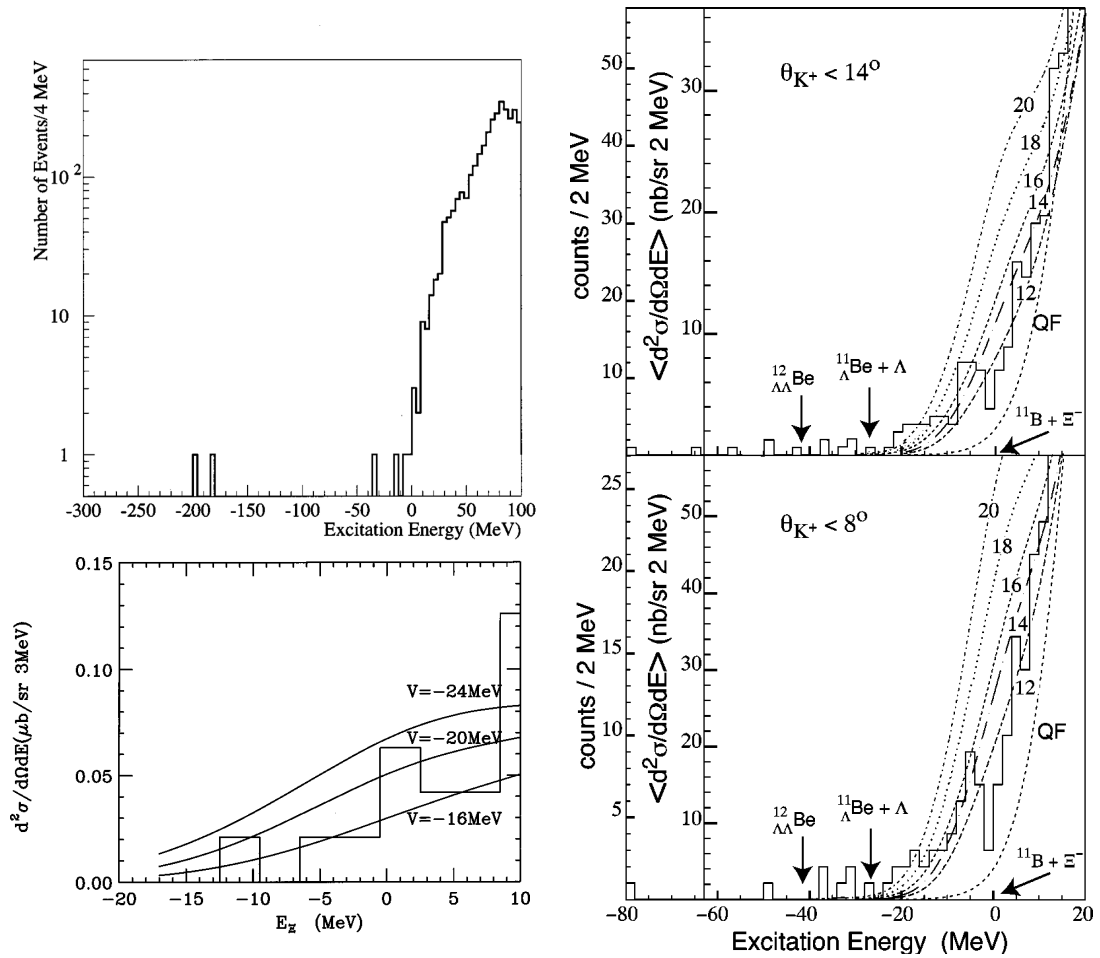


図 1.7: 左:KEK E224, 右:BNL E885 で得られたミッシングマス・スペクトル。束縛領域にイベントが見られたものの、束縛状態のピークは観測できなかった。エネルギー分解能はそれぞれ 22 MeV、14 MeV (FWHM) だった。スピン・アイソスピンに依存しない部分について Woods-Saxon 型のポテンシャルを仮定し、 Ξ の一体ポテンシャルの値を仮定して実験の分解能を含めて計算し、得られたスペクトルとの形状比較を行うことで、ポテンシャルの大きさが推定された。

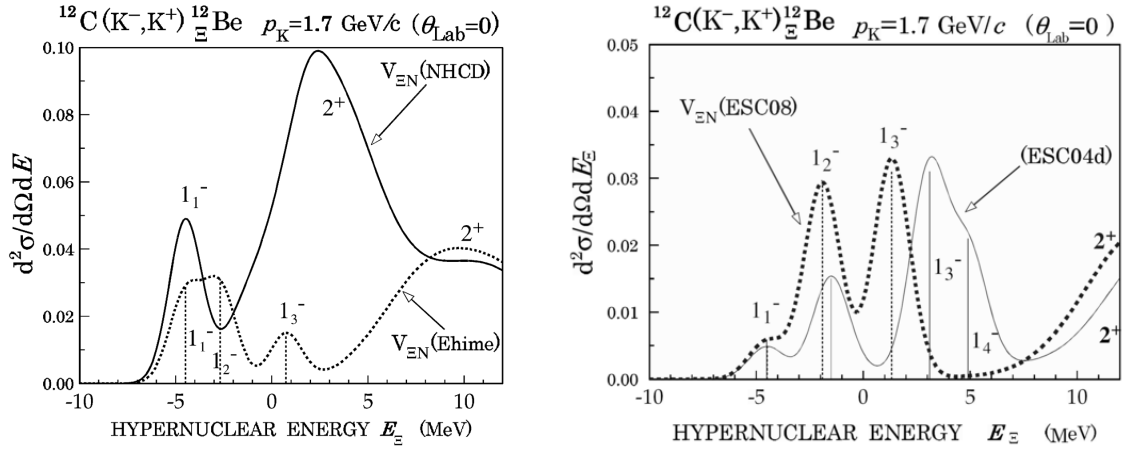


図 1.8: 元場らによる Ξ ハイパー核の予想スペクトル。親核の励起状態が考慮されており、より複雑なピーク構造を示している。また、用いるモデルによってスペクトルの形が大きく違っている。

核の生成断面積として、 0.1 nb/sr ($0^+(s_{\Lambda}^2)$)、 2 nb/sr ($2^+(s_{\Lambda}^2)$) という非常に小さい値が予想された。一方、 ΞN - $\Lambda\Lambda$ 結合による、 $K^-p \rightarrow \Xi^-K^+$ 、 $\Xi^-p \rightarrow \Lambda\Lambda$ という一段階過程について調べることが重要である。図 1.9 は、一段階過程についての DWIA 計算の結果である。ダブル Λ ハイパー核のスペクトルは、 ΞN - $\Lambda\Lambda$ 結合の強さに大きく依存する。この反応は 1 つの Λ が p 状態に入った励起状態を生成すると考えられており、この手法を用いてダブル Λ ハイパー核を研究することで、ダブル Λ ハイパー核の励起状態に直接アクセスすることができるという利点がある。原田らの計算によれば、 $^{16}\text{O}(K^-, K^+)$ ($p_K=1.8 \text{ GeV}/c$) 反応での $^{16}_{\Lambda\Lambda}\text{C}$ の励起状態の生成断面積は、 ΞN - $\Lambda\Lambda$ 結合の強さと Ξ 核ポテンシャルの大きさに依存し、 $7\text{--}12 \text{ nb/sr}$ 程度であると予想されている。

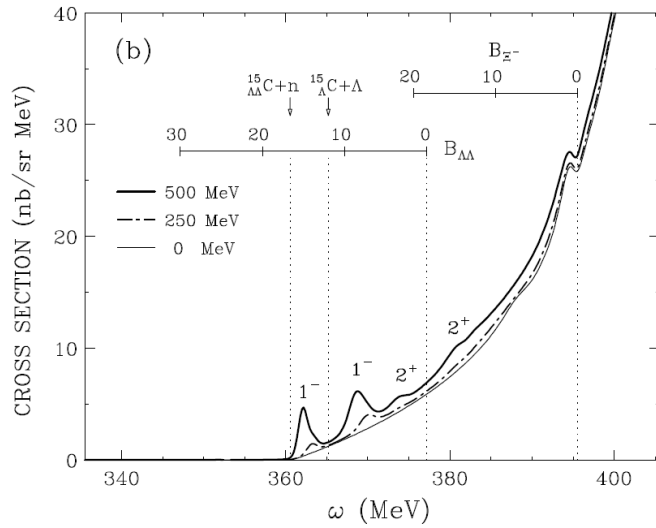


図 1.9: $^{16}\text{O}(K^-, K^+)$ 反応の DWIA 計算から得られた予想スペクトル [14]。 ΞN - $\Lambda\Lambda$ 結合の大きさによって $\Lambda\Lambda$ 核ピークの見え方が異なる。

第2章 J-PARCにおける三ハイパー核分光 実験

(K^- , K^+) 反応を用いた、 $S = -2$ のハイパー核の実験には、すぐれた強度、純度の K 中間子ビームや、高い性能をもった測定装置が必要不可欠である。この章では、日本が世界に誇る大型加速器である J-PARC とそのビームラインの性能、そこで計画している実験について述べ、S-2S スペクトロメータの必要性と求められる性能について議論する。

2.1 J-PARC

大強度陽子加速器施設 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) は、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) と日本原子力研究開発機構 (JAEA) により建設された、茨城県東海村にある共同利用実験施設である。我々が実験を行う原子核素粒子実験施設 (ハドロン実験施設) の他に、ニュートリノ実験施設、物質・生命科学実験施設、核変換実験施設などがあり、その世界最大のビームパワーを生かした、さまざまな研究が行われる。2010 年より本格的に稼働している。

J-PARC は、リニアック、3 GeV シンクロトロン (Rapid-Cycle Synchrotron)、50 GeV シンクロトロン (主リング) の 3 段の加速器を有している (図 2.1)。イオン源で生成された H^- は、まずリニアックで 400 MeV (現状は 181 MeV) まで加速した後、 H^+ に転換され、RCS で 3 GeV まで加速される。最後に主リングで 50 GeV まで加速される。

主リングで加速された 1 次陽子ビームは、遅い取り出しと呼ばれる方法で主リングから取り出され、ハドロン実験施設へと導かれて、T1 標的 (Pt または Ti) に照射される。我々はここで発生した 2 次ビームを利用して実験を行う。

主リングでのビームのエネルギーと強度は、T1 標的で生成される 2 次ビームの強度に直接影響する量である。これを段階的に最終目標値 750 kW (50 GeV、15 μ A) まで上げていく計画である。現在はエネルギー 30 GeV を達成しているが、強度が不足しており、phase1 と呼ばれる、270 kW 運転 (30 GeV、9 μ A) の早期実現に向けてスタディが進んでいる。

2.2 K1.8 ビームライン

ハドロン実験施設には数本のビームラインが存在しており、複数のビームラインに同時にハドロンビームを供給することができる。その中で、K1.8 ビームラインは (K^- , K^+) 反応を用いた三ハイパー核の分光実験を行うことを主目標とし、1.8 GeV/c の K ビームに最適化するように設計されている。このビームラインの主な特徴を図 2.2、表 2.1 に示す。

T1 標的で発生した二次ビームは、まず偏向電磁石、収束電磁石によって取り出され、中間像スリット (IF スリット) を通過する。ここで運動量を選択され、収束された二次ビームは、静電セパレータとマススリットからなる粒子弁別部を 2 段通過する。電場中を飛ぶため、ここでは速度が

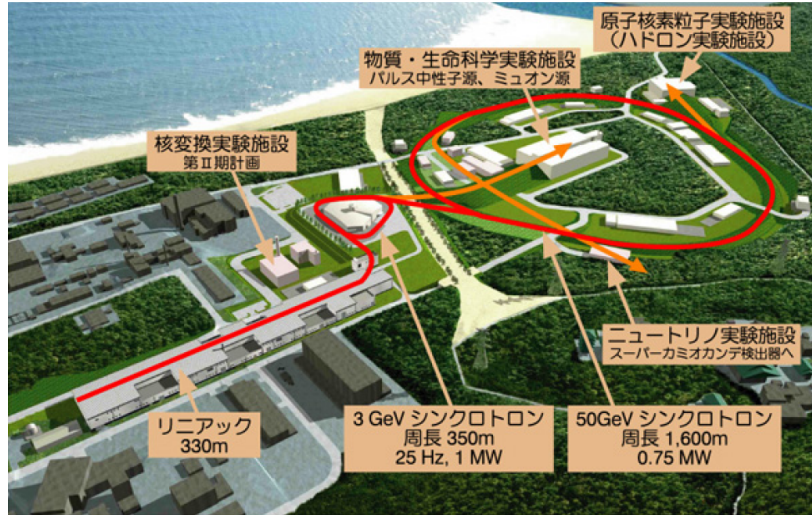


図 2.1: J-PARC 概観。

選択され、結果、ほしい質量の粒子を選ぶことができる。こうして純度の上がった二次ビームは、運動量測定のため、最終段階にあるビームスペクトロメータを通過して K1.8 実験エリアへと導かれ、実験標的に照射される。

T1 で生成される K^- ビームの強度は、 π^- と比べてはるかに小さく、また粒子の寿命も K^- より π^- の方が 2 倍以上長いので、ビームライン終端での K^-/π^- 比は非常に小さくなる。そのため、検出器系の強度耐性を考えれば、静電セパレータによる粒子弁別が不可欠であり、K1.8 ビームラインはこれを 2 段階設置して K^-/π^- 比を大きく改善する。これらは 1 段階ごとに K^-/π^- をおよそ 100 倍ずつ改善させ、2 次標的における K^-/π^- 比 6.9 が達成できると計算されている。

最大運動量	2.0 GeV/c	
全長	45.853 m	
静電セパレータ	750 kV/10 cm, 6 m × 2	
運動量	1.8 GeV/c	1.5 GeV/c
K^- 強度 [/spill]	1.4×10^6	0.5×10^6
K^-/π^-	6.9	2.5

表 2.1: K1.8 ビームラインのデザインパラメータ。主リング 30 GeV-9 μ A の 270 kW 運転の場合の値を示す。 K^- の強度、 K^-/π^- 比は 1.8 GeV/c、1.5 GeV/c の場合について示した。K1.8 ビームラインへに対しては、(1) 2.0 GeV/c までの運動量を扱うことができる、(2) K^-/π^- 比を実験を行うのに十分な程度に良くする、(3) K^- の崩壊による強度減少を抑えるためできる限り全長を短くすることが要求され、それを満たすように設計された。

2.2.1 K^- ビームの強度

このビームラインの性能については、2010 年 11 月に以下の条件で測定が行われた。

主リング出力

3.0 kW 運転

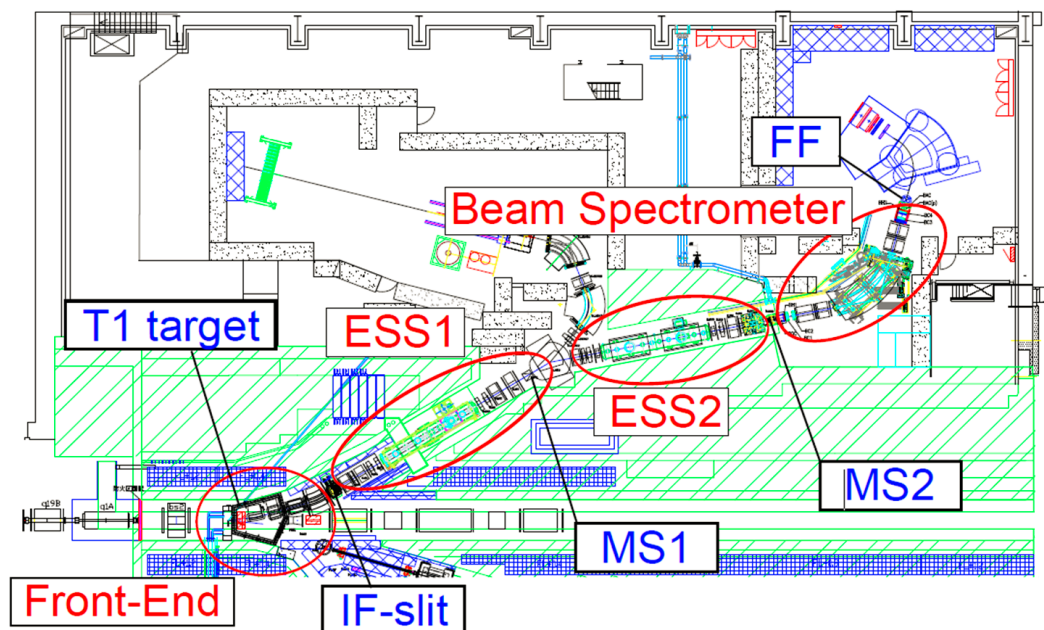


図 2.2: J-PARC K1.8 ビームライン。Front-End 部において、T1 標的で生成された粒子を曲げて、運動量をしばって取り出すようになっている。ESS1,2 と呼ばれる 2 つの静電セパレータを用い、マススリットを調整することで粒子弁別を行う。最終段にはビームスペクトロメータが設置されている。

静電セパレータ

ESS1: 400 kV/10 cm, ESS2: 400 kV/10 cm

スリット条件 [mm]

IFX: ± 130 , IFY: $(+1.5, +3.5)$, Mom: ± 180

MS1: ± 2.35 MS2: ± 2.5

スピル構造

6 秒サイクル, スピル長 2.2 秒

その結果、ビーム運動量 $1.8 \text{ GeV}/c$ で、 K^- 強度 $4.5 \times 10^4/\text{spill}$ 、 K/π 比 0.06 という値が得られた。これは、静電セパレータは最大電圧の約半分の値、スリット値も設計値の半分という条件のもとで測定されたものであり、ビームの品質としては向上の余地がある。

この値からスケールして見積もると、主リングの強度が上がったときの K 強度は、30 kW 運転で $4.5 \times 10^5/\text{spill}$ 、150 kW 運転では $1.35 \times 10^6/\text{spill}$ と予想することができる。ただし、150 kW 運転時についての計算には、T1 標的を Pt から Ni に変更するため、 K^- の生成断面積の違いによるファクター 0.5 を含めている。この変更は、一次ビームの強度が上がることにより、標的の冷却性能を良くする必要があるためである。

今後、加速器の性能向上を待つとともに、ビームラインの精密なチューニングを行い、 K ビームの強度、純度を上げていく必要がある。

磁石構成	QQDQQ
運動量分解能	3.3×10^{-4} (FWHM)
最大運動量	2.0 GeV/c
偏向角	64 degree
Flight path	10.4 m

2.2.2 ビームスペクトロメータ

このビームラインの最終段階、2つ目のマススリットの直後と標的との間には、ビームスペクトロメータが設置されており、これを用いて入射粒子の運動量解析を行うことができる [17]。その性能を表 2.2 にまとめる。K1.8 ビームスペクトロメータには、QQDQQ システムが採用され、5 台の電磁石と、飛跡検出器、2 台のホドスコープ (BH1,BH2) などの検出器群からなる。光学系としては、スペクトロメータの前後で“point-to-point focus” がとられており、多重散乱の影響が1次のオーダーでは運動量分解能に効かないようになっている (図 2.3)。検出器系は物質量をできる限り少なくするよう設計されている。運動量解析は、三次のビーム輸送行列を使って行っている。飛跡検出器の位置分解能が $200 \mu\text{m}$ のときに、 3.3×10^{-4} (FWHM) という高い運動量分解能を達成できると計算されている。

入射ビームは、図 2.4 のように、標的位置で特に横方向にひろがりを持つのが特徴である。そのため、反応の起こる場所が横方向に分布するため、散乱粒子の解析のためには、標的直後にも位置検出器を置くことが必要とされる。

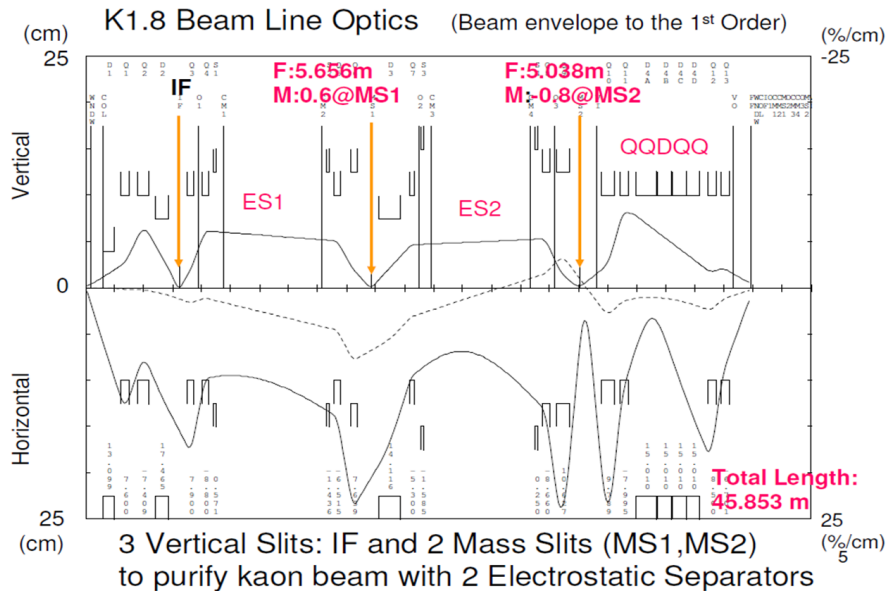


図 2.3: K1.8 ビームラインの光学。上半分が縦方向、下半分が横方向のビームのひろがりを表す。左端が T1 標的に対応し、右に行くほど下流に向かう。

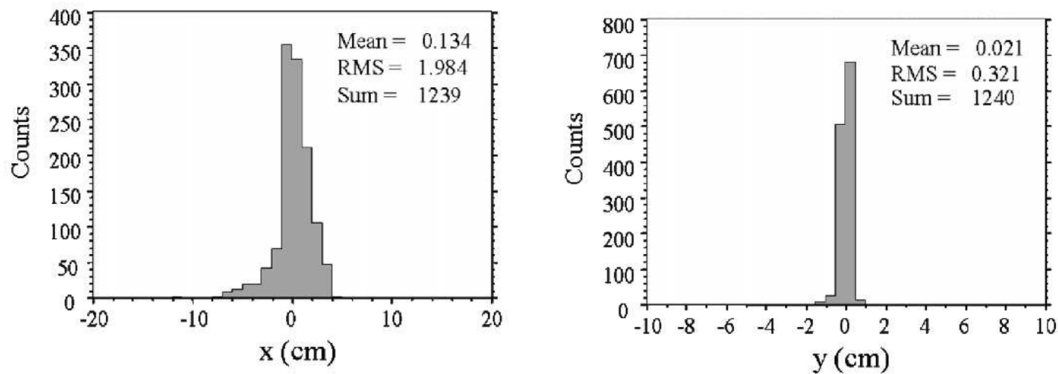


図 2.4: ターゲット上でのビームのひろがり。横方向に 2 cm、縦方向は 0.5 cm ひろがっている。

2.3 J-PARC E05 実験

K1.8 ビームラインで行われる実験として、大強度 K 中間子ビームを用いた Ξ ハイパー核の分光実験を計画している (J-PARC E05 実験 [18])。この実験は、 (K^-, K^+) 反応によるミッシングマス分光法を用いて、 Ξ ハイパー核の束縛状態を観測することで、 Ξ ハイパー核の存否を世界で初めて確定するものである。標的は、これまでの実験でよく使われ、 Ξ ハイパー核の候補となるイベントが観測されており、断面積がある程度わかっている ^{12}C 標的から始める。

2.3.1 実験の目的

この実験は次のことを目的とする。

- 過去の実験から大幅に改善した、数 MeV のエネルギー分解能と十分な統計量をもって Ξ の束縛状態の存在をピークとして観測し、その存在を確かめる。
- 状態のエネルギーの測定から ΞN 相互作用の強さに関する情報を得る。
- 状態の幅から、 Ξ の核内での強い相互作用による転換 $\Xi N \rightarrow \Lambda\Lambda$ についての情報を得る

これらの情報は Ξ 核ポテンシャルの実部と虚部に対応し、その結果から理論モデルに強い制限をかけることができる。

この実験の結果は、その後の実験の方向性を示すことになる。すなわち、もし、 Ξ 核ピークの幅が広い、つまりポテンシャルの虚部が大きければ、 ΞN - $\Lambda\Lambda$ 結合を通じて生成されるダブル Λ ハイパー核の (K^-, K^+) 反応による分光が可能であると期待される。その場合、 ^{12}C に続いて ^{16}O 標的で Ξ 核、 $\Lambda\Lambda$ 核の研究を行う。これにより、s 状態の Λ と p 状態の Λ の間の相互作用についての情報が得られると期待される。

E05 実験を成功させることができれば、それを足掛かりとして他のさまざまな核を標的として Ξ 核の分光実験を行っていく。ひとつの方向としては、軽い核を用いて ΞN 相互作用のスピン依存性について調べる。理論的考察から、 $^7_{\Xi}\text{H}$ ($= \alpha\Xi^-nn$) や、 $^{10}_{\Xi}\text{Li}$ ($= \alpha\Xi^-pn$) を測定することにより、スピン・アイソスピン平均された $\alpha\Xi^-$ ポテンシャルの情報を引き出すことが提案されている。これらのデータを、少数多体計算の方法を用いて調べることで情報を引き出すことができると考えられている。もうひとつの方向として、重い核についても広い領域で実験を行い、質量数依存性を調

べる。これにより、理論モデルへの制限を加えるとともに、通常密度でのハイペロンを含む核物質の理解につながられると考えられる。また、原子番号の大きい核の場合、クーロン力によって束縛された状態も生じるため、大きい軌道角運動量を持った三が、核の表面付近に存在する場合について知ることができるだろう。

このような実験は、大強度 K^- 中間子ビームを供給できる J-PARC でのみ行うことができるものである。また、K1.8 ビームラインは E05 実験に最適化するように設計されており、もっとも優先して行われるべき実験として認められている。

2.3.2 実験の手法

これらの実験は、標的への入射 K^- と散乱 K^+ の運動量と散乱角を測定することで、運動学的にミッシングマスを求める方法をとる。よって2つのスペクトロメータが必要となる。ミッシングマス M は次のように表される。

$$\begin{aligned} M^2 &= (E_B + m_T - E_S)^2 - (\vec{p}_B - \vec{p}_S)^2 \\ &= m_B^2 + m_S^2 + m_T^2 + 2(m_T E_B - m_T E_S - E_B E_S + p_B p_S \cos \theta) \end{aligned} \quad (2.1)$$

ここで、 E, m, p, \vec{p} は各粒子のエネルギー、質量、運動量、三元運動量、 θ は実験室系での散乱角である。下付き文字 B, T, S はそれぞれビーム粒子、標的粒子、散乱粒子を表す。ミッシングマスの分解能は式 2.1 を偏微分して、

$$\Delta M^2 = \left(\frac{\partial M}{\partial p_B} \right)^2 \Delta p_B^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial p_S} \right)^2 \Delta p_S^2 + \left(\frac{\partial M}{\partial \theta} \right)^2 \Delta \theta^2 + \Delta E_{\text{strag}}^2, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial M}{\partial p_B} = \frac{1}{M} [\beta_B (m_T - E_S) + p_S \cos \theta] \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial M}{\partial p_S} = -\frac{1}{M} [\beta_S (m_T + E_B) - p_B \cos \theta] \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial M}{\partial \theta} = -\frac{1}{M} p_B p_S \sin \theta \quad (2.5)$$

と書くことができる。これを、

$$\Delta M^2 = \Delta_{\text{beam}}^2 + \Delta_{\text{scat}}^2 + \Delta_{\theta}^2 + \Delta_{E_{\text{strag}}}^2, \quad (2.6)$$

と書く。このように、ミッシングマスのエネルギー分解能は、ビーム粒子、散乱粒子の運動量分解能、散乱角の角度分解能、標的中のエネルギーストラグリングの寄与で決まる。 $^{12}\text{C}(K^-, K^+)_{\Xi}^{12}\text{Be}$ の運動学を考え、入射 K^- の運動量を 1.8 GeV/c、束縛エネルギーは 0 MeV、散乱角 5° を仮定して、式 (2.3-2.5) を計算すると、

$$\frac{\partial M}{\partial p_B} = 0.93, \quad \frac{\partial M}{\partial p_S} = -0.91, \quad \frac{\partial M}{\partial \theta} = -0.019 \text{ [MeV/mrad]} \quad (2.7)$$

という結果が得られる。角度分解能の寄与が、運動量解析の寄与に対して小さい。どの程度の分解能を達成したいか、ビーム強度や、スペクトロメータのアクセプタンスがどれくらいか、ほしいハイパー核の収量がどれだけか、ということの兼ね合いで実験条件を検討する。

	SksPlus	Sks0v2	SksMinus
アクセプタンス [msr]	40	80	100
K^+ Survival rate	0.5	0.6	0.6
dp/p [%]	0.20	0.24	0.27
ΔM [MeV]	3.3	3.7	4.0
Yield	30	55	70

表 2.3: 既存のスペクトロメータを用いた場合の性能比較。SksPlus とは、SKS に別の双極電磁石を並べて使用するもので、磁場を足すことで運動量分解能を上げている。5 g/cm² の ¹²C 標的、主リング 30kW 運転で 1 か月のデータ取得を仮定した値である。

2.3.3 スペクトロメータ

この実験において、 K^- , K^+ の運動量解析に用いるスペクトロメータの性能は、ミッシングマスのエネルギー分解能に直接影響する重要な要素である。入射 K^- の運動量解析には、前節で述べた高分解能のビームスペクトロメータを用いる。一方、散乱 K^+ のための既存のスペクトロメータとしては、これまで KEK、J-PARC でのストレンジネス核物理実験で用いられてきた超伝導 K 中間子スペクトロメータ SKS がある。SKS は、大立体角 (100 msr) と高運動量分解能 (0.1% (FWHM)) という性能を持ち、これまで主に (π , K) 反応を用いた Λ ハイパー核の実験において活躍してきた。SKS を用いた実験での最高エネルギー分解能は $\Delta E = 1.45$ MeV であった。しかし、このような実験で生じる K^+ の運動量は 0.72 GeV/c 付近であり、SKS はこの運動量領域に対して最適化するように設計、建設されたものである (最大磁場強度 2.7 T)。そのため、(K^- , K^+) 反応で生じる高い運動量を持つ K^+ (後述 2.4.1) に対して高い運動量分解能を出すには、少し磁場が足りない。そこで、E05 実験では、SKS と標的との間に別の双極電磁石を設置する SksPlus で実験を行うことが計画された (図 2.5)。この場合、運動量分解能は 1.3 GeV/c の粒子に対して、0.17% (FWHM) を達成できると見込まれるものの、立体角を大きく減じてしまう。SKS を用いた場合の性能について、表 2.3 にまとめた。また、SksPlus を用いた場合の分解能の見積もりと各項の寄与を表 2.4 に示した。SksPlus を用いて得られる実験結果としては、 Ξ 核の存在については確証を与えることができるであろう分解能が得られるが、立体角が小さく、特にビーム強度が十分でない場合には十分な統計量が得られないだろうと考えられる。よってビーム強度が十分でなく収量をかせぎたい場合は、SKS を単体で使うことも考えられる。この場合、立体角が増大するが、エネルギー分解能は悪化してしまうことになる。

表 2.4: ミッシングマスのエネルギー分解能と各項の寄与。散乱角 5°、角度分解能 2 mrad を仮定した。 ΔE_{strag} は 5–6 g/cm² の標的に相当する値を用いた。 Δ_{scat} , ΔE_{strag} が主要要素となっている。

	Δ_{beam}	Δ_{scat}	Δ_{θ}	$\Delta M(w/o E_{strag})$	ΔE_{strag}	ΔM
$p(K^-, K^+)\Xi^-$	0.39	1.56	0.30	1.64	2.0	2.6
¹² C(K^-, K^+) ¹² Be	0.56	2.26	0.04	2.33	2.0	3.1

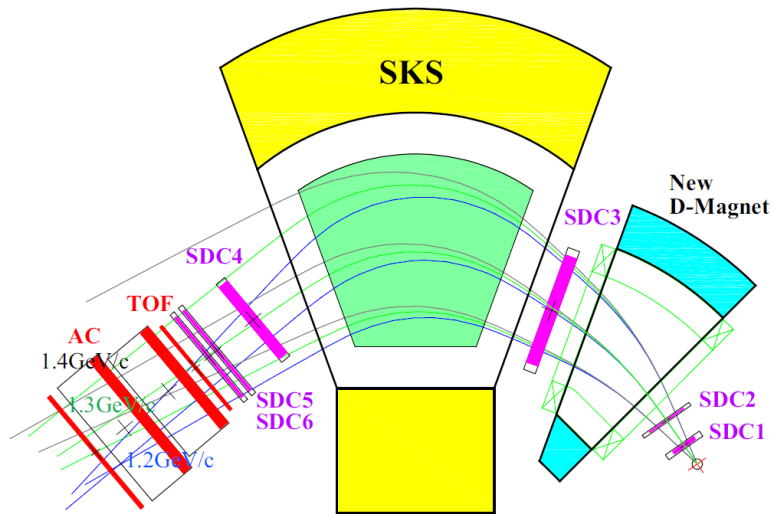


図 2.5: SksPlus の概略図。2 台の双極電磁石と 5 つのドリフトチェンバー、粒子識別カウンターからなる。

2.4 S-2S スペクトロメータの要求性能

J-PARC での (K^-, K^+) 反応を用いた分光実験を高い精度で行うには、散乱 K^+ の解析に用いるスペクトロメータの性能向上が非常に重要である。 ${}_{\Xi}^{12}\text{Be}$ スペクトルの精密測定や、軽い核、ダブル Λ ハイパー核の分光実験など、前節で述べた目的をよく達成するためには非常に高いエネルギー分解能を達成する必要がある。そのため、我々は散乱粒子用スペクトロメータとして大立体角・高分解能の磁気スペクトロメータ S-2S (Strangeness -2 Spectrometer) を新たに建設する。ここでは、それに要求される性能について述べる。

2.4.1 運動量帯域

1.2.1 節で述べたように、 (K^-, K^+) 反応での Ξ の素過程の生成断面積は、入射 K^- の運動量が 1.8 GeV/c のあたりで幅広いピークになる。 Ξ への運動量移行はほぼ 500 MeV/c で、入射運動量に対しては非常に緩やかな減少関数になっている。図 2.6 は散乱角 0° で束縛エネルギー 0 の Ξ ハイパー核を生成すると仮定したときの K^- と K^+ の運動量の関係である。標的は $p, {}^{12}\text{C}, {}^{89}\text{Y}$ の 3 通りについて表示した。入射粒子と散乱粒子の運動量はほぼ比例しており、標的が重い方へ行くほど散乱 K^+ の運動量は高くなるが、 ${}^{12}\text{C}$ より重い側では陽子標的の場合と比べるよりは違いは小さい。入射 K^- の運動量を 1.8 GeV/c としたときの ${}^{12}\text{C}(K^-, K^+){}_{\Xi}^{12}\text{Be}$ 反応における散乱 K^+ の運動量と Ξ^- の束縛エネルギーの関係を図 2.7 に示す。図中の赤線が K^- が 1.8 GeV/c の場合を表す。ここでも、散乱角 0° を仮定して計算している。このとき散乱 K^+ の運動量は 1.37 GeV/c となる。

我々が観測したいのは Ξ ハイパー核の束縛状態であるため、それより高い領域がより重要だということになる。また、重い核を標的とした実験の場合も、炭素標的の場合と比べて、 K^+ の運動量は 10 MeV/c 程度高くなる。逆に、スペクトロメータの較正データとして用いる陽子標的の場合には約 7%低くなる。

これに従えば、1.35–1.45 GeV/c 程度の運動量に照準を合わせるのが理想である。この高い運動量に対して十分な磁場をつくるのが難しい場合には、入射 K^- の運動量をわずかに下げることを選択する。図 2.7 では、入射 K^- の運動量を 1.75 GeV/c とした場合についても計算して青線で示した。このときには、散乱 K^+ の運動量も約 0.05 GeV/c 下がるため、1.3–1.4 GeV/c あたりをカバーすることが重要となる。入射運動量を下げる場合、生成断面積の減少はピーク幅が広いいため比較的小さいと考えられるが、 K^- ビーム粒子の速度が小さくなる分、 K^- ビーム強度としては、約 1 割減少すると予想される。

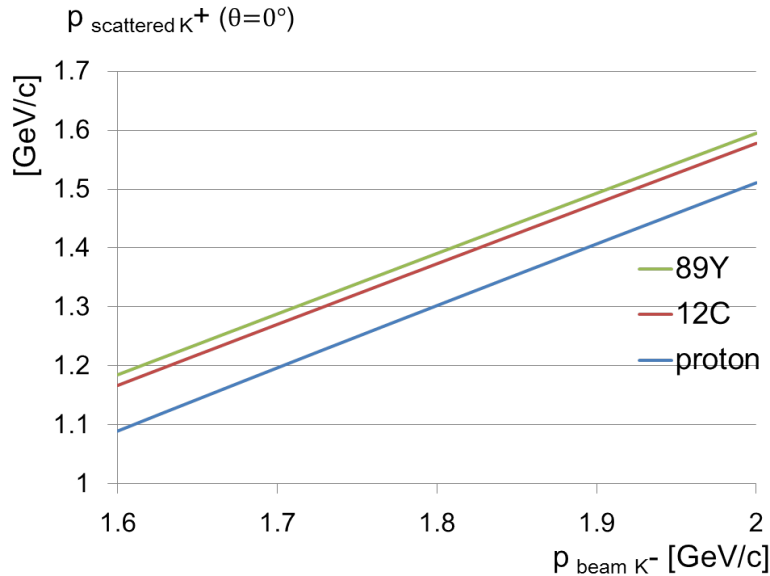


図 2.6: 入射 K^- と散乱 K^+ の運動量の関係。散乱角は 0° 、束縛エネルギーは 0 と仮定した。陽子、 ^{12}C 、 ^{89}Y 標的について計算した。

2.4.2 分解能と立体角

分光学的研究にエネルギー分解能が非常に重要であることは言うまでもない。特に KEK における SKS を用いた Λ ハイパー核分光実験で、エネルギー分解能の一見わずかな向上でもそれまで見えなかった Λ 核の励起状態に対応するピークが現れてきたことは、分解能の良さが我々にもたらすものの大きさを示している (図 1.3)。

$S = -2$ の分光実験においても高いエネルギー分解能を達成することは必要不可欠である。それは第 1 章で見たように、分解能が十分でないために、過去の実験では Ξ ハイパー核のピークは確認できなかったことからわかる。また、束縛状態が閾値に近い場合、束縛状態にあるかどうかはつきりしなくなってしまう。

既に示したように、我々は高分解能のビームスペクトロメータを既に持っている。角度分解能のミッシングマスへの寄与は小さい。いまエネルギー分解能改善のネックとなっているのは、 Δ_{scat} 、 ΔE_{strag} である。これに対して、

- 散乱 K^+ : 散乱側スペクトロメータの運動量分解能の改善

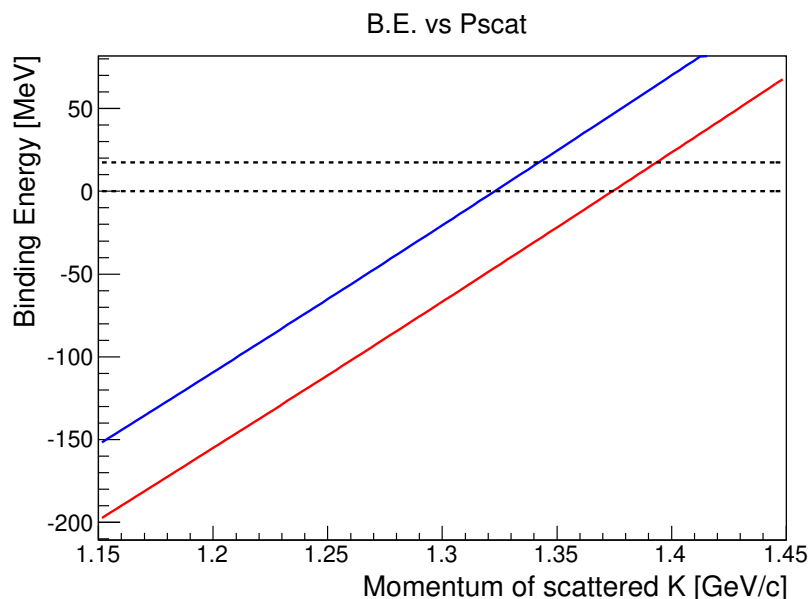


図 2.7: $^{12}\text{C}(K^-, K^+)_{\Xi}^{12}\text{Be}$ 反応における、 Ξ^- の束縛エネルギーと散乱 K^+ の運動量との関係。炭素標的で散乱角は 0° として計算した。入射 K^- ビームの運動量は赤線が $1.8 \text{ GeV}/c$ 、青線が $1.75 \text{ GeV}/c$ の場合を示している。点線は束縛の閾値であり、下が $_{\Xi}^{12}\text{Be} = {}^{11}\text{B} + \Xi$ 、上が $_{\Lambda\Lambda}^{12}\text{Be} = {}^{10}\text{Be} + \Lambda + \Lambda$ を示す。

- $\Delta E_{\text{strag.}}$: 標的厚の縮小

という手段をとらなくてはならない。1つ目については、より高い運動量分解能を持つ新しいスペクトロメータを作る。また、これをできる限り大きい立体角を持つようにすることで、2つ目の標的厚を縮小しても現実的な時間で十分なハイパー核の収量のデータ取得ができるようにする。

新たに建設する S-2S はビームスペクトロメータと同程度の運動量分解能 5×10^{-4} (FWHM)、立体角 60 msr を目標とする。これにより、 $^{12}\text{C}(K^-, K^+)_{\Xi}^{12}\text{Be}$ 反応でのミッシングマスのエネルギー分解能 1.5 MeV を達成する。ただし、 $\Delta E_{\text{strag.}} = 1.0 \text{ MeV}$ (標的厚 $3 \text{ g}/\text{cm}^2$ に相当) 程度の標的厚で実験を行うことを仮定している。このミッシングマスのエネルギー分解能を持って、 $S = -2$ のハイパー核分光を進めていく。

図 2.8 に、元場らの計算によるスペクトルと、それに実験の分解能を含めた場合のスペクトルの比較を示す。これによれば、エネルギー分解能が 2 MeV より悪い場合、元の 2 つのピークが 1 つになってしまうが、S-2S を用いればこのような細かいピーク構造の場合でもそれを分離して確認することができる。他にも、軽い核を標的とした反応では、約 1 MeV と束縛エネルギーが非常に小さいことが予想されている。また、生成断面積の小さいダブル Λ ハイパー核分光についても、高い分解能でピークを確認することが望まれる (図 2.9)。このようなさまざまな場合に、S-2S を用いて達成される高い分解能が威力を発揮すると考えられる。

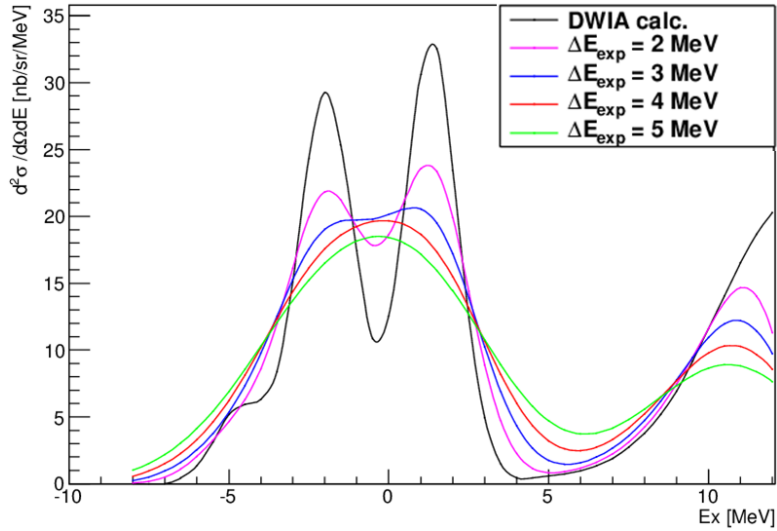


図 2.8: 実験のエネルギー分解能とピーク構造。第 1 章で述べた元場らの計算 (ESC08model) と、実験のエネルギー分解能を含めた場合のスペクトル。2 MeV より悪いと束縛状態付近の二つのピークがひとつになっている。

2.4.3 収量の見積り

予想される ^{12}Be の収量は次のように見積もることができる。

$$\begin{aligned}
 \text{Yield}({}^{12}\text{Be}) &= N_{\text{beam}} \times N_{\text{target}} \times \frac{d\sigma}{d\Omega} \times \Delta\Omega \times f_{\text{decay}} \times f_{\text{analysis}} \\
 &= 2.9 \times 10^{10} / \text{day} \times \{3 \times 6.02 \times 10^{-7} / 12\} [\mu\text{b}] \times 0.06 [\mu\text{b}/\text{sr}] \times 0.06 [\text{sr}] \\
 &\quad \times 0.4 \times 0.7 \\
 &\sim 4.6 [\text{day}] \\
 &\sim 140 [\text{month}]
 \end{aligned}$$

ここでは、主リング 150 kW 運転のときの K^- ビーム強度、標的厚 3 g/cm^2 、立体角 60 msr、 K^- の生存率 40%、解析効率を 0.7 と仮定した。この生存率は、運動量 $1.3 \text{ GeV}/c$ の K^+ について飛行距離 9 m を仮定した場合の値である。生成断面積は、BNL-E885 の結果から 60 nb/sr と仮定した。このように、S-2S の立体角と全長はハイパー核の収量に関わる重要な量である。

2.4.4 ビーム強度

K^- ビームの強度は高々 $1-2 \times 10^6 / \text{spill}$ である。よって K1.8 ビームラインからの入射粒子の総数としては高々数 M/spill であると予想される。S-2S スペクトロメータの上流側では同程度のビーム強度で入射するが、(K^-, K^+) が二重荷電交換反応であるため、ビーム粒子は電磁石系を通過できず、下流側では標的物質中で反応の起こった粒子のみで、レートは高々 10^4 程度であると予想される。

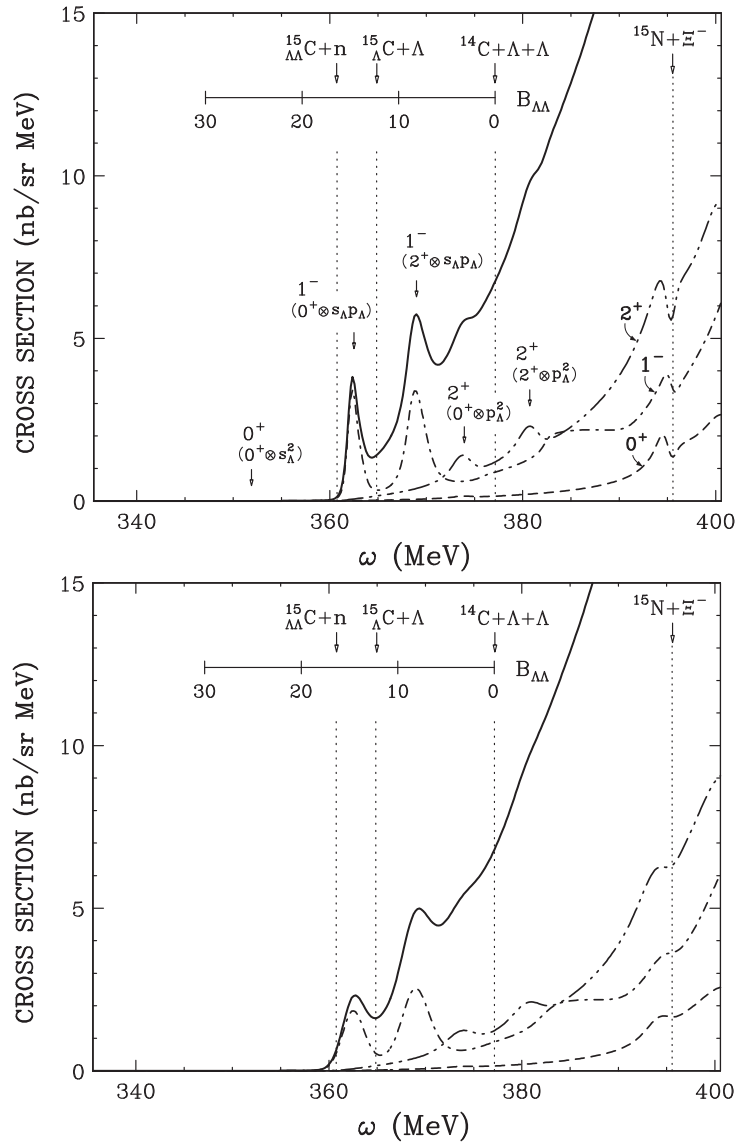


図 2.9: 原田らの計算による、 $^{16}\text{O}(K^-, K^+)$ 反応で得られる予想スペクトル。パラメータの値は $V_{\Xi} = -14$ MeV, $v_{\Xi N, \Lambda\Lambda}^0 = 500$ MeV として行われた DWIA 計算で、実験の分解能は上図では 1.5 MeV、下図では 3 MeV として含まれている。

第3章 散乱粒子用スペクトロメータの設計

前章で述べたように、ミッシングマスについて良いエネルギー分解能を実現し、かつ高統計で実験を行うためには、散乱 K^+ の運動量解析のための新たなスペクトロメータが必要である。我々はそのような高分解能、大立体角の新たなスペクトロメータを建設することとした。

新規に建設するスペクトロメータ “S-2S” (Strangeness -2 Spectrometer) は、3 台の常伝導電磁石とその前後に設置される検出器群からなる。性能は、立体角が 60 msr、運動量分解能はビームスペクトロメータと同程度の $dp/p = 5 \times 10^{-4}$ を目標とする。

検出器も含めたセットアップの概略を図 3.2 に示す。電磁石は、四重極電磁石 2 台、双極電磁石 1 台からなる。1 台目の Q1 で縦収束、2 台目の Q2 で横収束をとる。中心運動量 1.3 GeV/c、 $\pm 7.5\%$ の運動量帯域で、できる限り大きい立体角を達成するように設計された。検出器は、運動量解析のためのもの、粒子識別のためのものの 2 種類に分けられる。位置検出器をどのように構成するかが、運動量分解能の向上に直接的に重要なものである。

電磁石は、電源や磁石の構造的な制約の中で、立体角をできる限り良くするように設計された。この章では、まず現在の電磁石の設計について述べ、その磁場設定の場合に、位置検出器の構成をどのようにするべきか、運動量分解能をシミュレーションによって評価し、検討を行った結果を述べる。

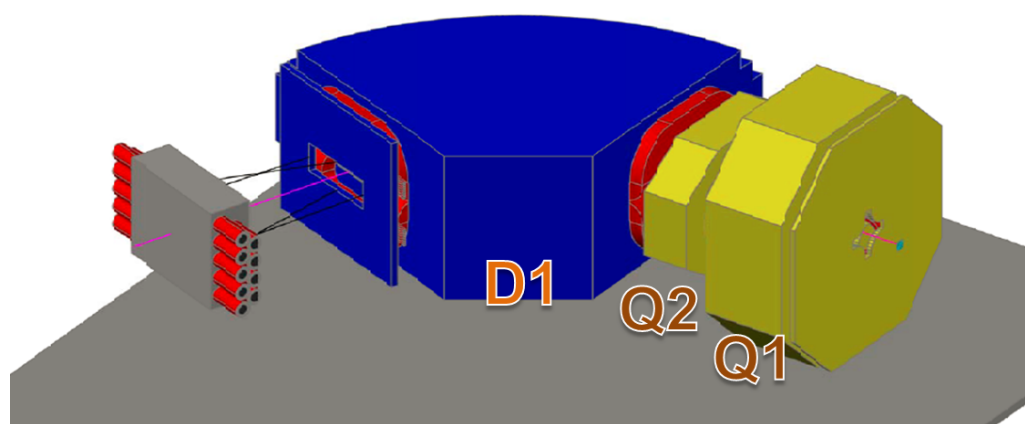


図 3.1: S-2S 磁石の外観図。

3.1 電磁石構成

双極磁石を通過する荷電粒子は、磁場中の運動方程式に従って円弧を描いて運動する。このとき、磁場の大きさや粒子の運動量の大きさによって、その軌道の曲率半径が決まり、これを位置検出器によって測定することで運動量を知ることができる。このように、双極磁石を用いて運動量測

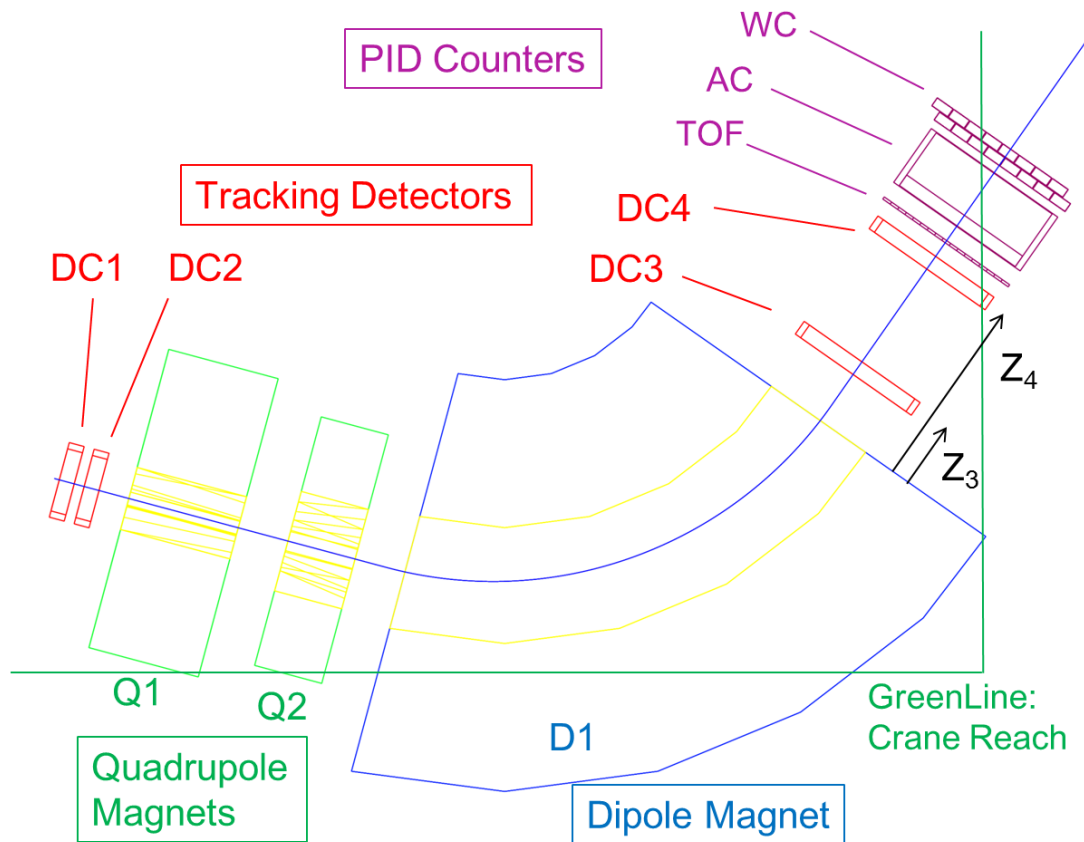


図 3.2: S-2S スペクトロメータの概略図。3 台の電磁石の前後に位置検出器を各 2 台設置する。位置検出器は 4 台置くことを考え、それぞれの名前を DC1-4 と呼ぶ。 z_3 、 z_4 は D1 電磁石の下流側磁極端から DC3,4 までの距離を表す。緑のラインはクレーンリーチを示しており、磁石や大型の検出器はこの範囲に収める必要がある。

定ができる。その運動量分解能は、大まかに言えば、粒子の偏向角の大きさに反比例する。偏向角を大きくすることは、磁石中の粒子の軌道を長くするか、磁場強度を上げることを意味する。常伝導電磁石では生じさせうる磁場強度は 1.5 T 程度であり、この範囲であとは大きい磁石をつくるという方向になる。これに対して、立体角を増大させるためには、入口に四重極電磁石を設置して粒子を収束させ、大きな双極磁石の中を通過させることが有効である。

S-2S には、四重極電磁石 Q1、Q2 と双極電磁石 D1 の 3 台からなる QQD システムを採用する。Q1、Q2 で縦、横方向の収束をとることで大きな立体角を達成できる。また、それらの磁場を適当な値に調整することでビームの収束位置を実験条件に合わせて変えることができる。Jefferson Lab の Hall C で用いられているスペクトロメータ (HKS、HES) も同様の電磁石構成をしている。J-Lab ではこれらを用いて、高精度・高強度電子ビームを生かした ($e, e'K$) 反応を用いた Λ ハイパー核の精密分光実験が行われている。

図 3.3、3.4 に 3 台の電磁石の形状を示す。磁極にコイルがまかれた状態の図になっている。Q1 はビーム軸に対して 4 回対称な形をしているが、Q2 磁石は横長の間口のものを用いる。入射ビームは Q1 で横方向には発散されるため、この形状は立体角をそこなわないために重要である。

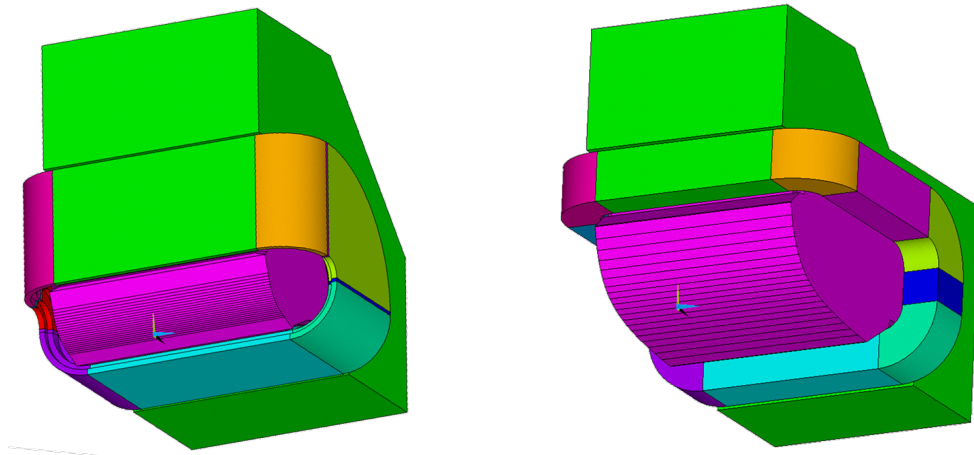


図 3.3: Q1 (左)、Q2 (右) の磁極形状。4つのうちのひとつを表示している。Q1、Q2ともにビーム軸方向には対称である。Q1は縦横も対称であるが、Q1で縦収束をとる分、ビームは横方向には発散するため、Q2の間口は横長のものを用いる。

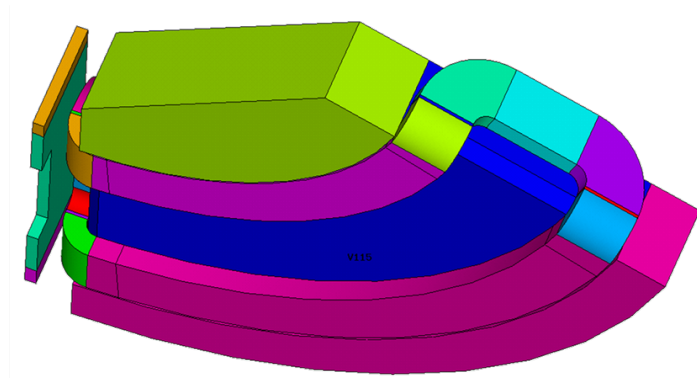


図 3.4: D1の磁極形状。左が下流側である。エンドガードがあるため、測定器を設置できるのはD1に最も近づける場合で50 cmである。

3.1.1 実験施設に関する制限

磁気スペクトロメータは、高い分解能で運動量測定ができるが、重く、高価であり、大量の電力を消費するという難点もある。ここで、S-2Sを設置、使用する実験施設に関するS-2Sへの制限をまとめる。

1. K1.8 実験エリアのスペース
2. インストールに用いるクレーンの最大荷重とリーチ
3. 電磁石用電源の容量
4. 冷却水の供給力

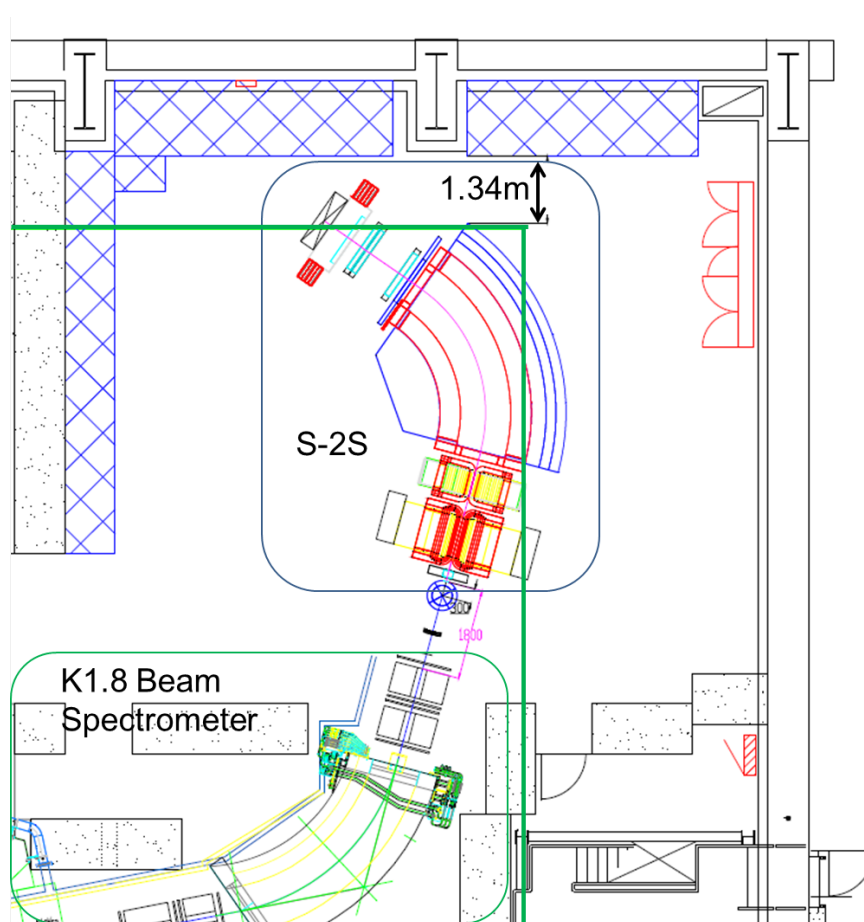


図 3.5: K1.8 実験エリアの見取り図。このように S-2S は緑線で示したクレーンリーチの端に位置する。また、下流側の検出器のためのスペースがかなり限られている。

1、2によって電磁石の大きさが制限される。エリア内におさまるサイズであること、クレーンが使える範囲内に設置すること、さらに、クレーンの最大荷重が 40 t であるので、これを超えない、または超えないように分割してインストールすることが必要である。クレーンリーチは図 3.5 中に緑線で示した。実験スペースの狭さの問題は、検出器の構成に対しても大きな制限となる

が、これについては次節で述べる。磁石の大きさを抑えることはコストを抑えるという面でも重要である。

3、4は、コイルにどれだけの電流を流せるか、すなわちどれだけ強い磁場を作れるかに直結しており非常に重要である。たとえば、大立体角を実現するためには四重極電磁石の口径の大きさと収束力つまり磁場勾配の強さを確保することが重要であるが、口径と磁場勾配は反比例の関係にあり、口径を大きくとった上で、磁場勾配を大きくするには、透磁率の低下するような強い磁場領域で、できる限り大きな電流を流して磁極先端の磁場強度を出さないといけない。

このように、電流値をいかに上げるかがスペクトロメータの性能に直結しているわけであるが、それは実験エリアで使用可能な電源の容量によって制限される。K1.8 実験エリアで使える電源としては

- 電源 A 500 kW (2500 A×200 V か、5000 A×100 V の切り替え)
- 電源 B 260 kW (1750 A×150 V、3500 A×75 V、875 A×300 V の切り替え)
- 電源 C 500 kW (3000 A×160 V)

があり、これらで供給可能な電力におさまるようにしないとけない。

3.1.2 電磁石系のデザインパラメータ

3つの電磁石は、上で述べた制約の中、さまざまな検討の結果、表 3.1 のような内容で設計された。D1 については中心運動量を高く設定することが大きな負担であったため、1.3 GeV/c を中心運動量とし、 $\pm 7.5\%$ の運動量帯域でできる限り大立体角で分析できる構成を探す方向で検討された。Q2 については、既存の電磁石を使用し、なるべく理想的な磁場を出せるように磁極・コイルを加工して用いることとなった。Q1 は新規に製作される。完成した磁極の写真を図 3.6 に示す。電源としては、Q1、D1 が電源 A、Q2 が電源 B を用いることを想定した仕様になっている。

磁石間の距離は、電磁石の構造的制約から 40 cm とする。標的から Q1 までの距離は、検出器のためのスペースを考慮して 60 cm をとる。ただし、エンドガードがあるために実際に設置可能な範囲としては、標的から約 30 cm のところまでである。

このような電磁石構成のとき、達成される立体角は 52 msr と見積もられた。入射角度は、最大で横方向に 5° 、縦方向に 15° 程度までなら通過することができる。図 3.8 に標的位置での粒子の角度のひろがりの図を示す。上から Q1、Q2、D1、3 つすべて、を通過できる粒子について表示されている。

この章では、このような立体角ができる限り大きくなるようにとった磁石のパラメータを引き継ぎ、それに対して目標の運動量分解能を達成するために、どのような検出器系にすれば良いかを検討する。

3.1.3 ビームのひろがり と 検出器の大きさ

軌道計算ソフト TRANSPORT [19] で計算した二次の輸送行列を用いて、入射粒子の軌跡を計算することができる。ここではその計算をもとに、粒子がどのようなひろがりを持つか調べる。位置検出器の大きさについては、考えている運動量帯域 $\pm 7.5\%$ にある粒子で、3つの電磁石を通過したものをすべて受け止められるように決めることにする。よって、この範囲の運動量の粒子を発生

表 3.1: S-2S 磁石の主なパラメータ

Q1	磁極長さ	0.88 m
	磁極間隙	31 cm
	コイル巻き数	82 turns/coil
	定格	2500 A-145 V
	水流量	285 l/min (@1 MPa)
	最大磁場勾配	9.06 T/m
	鉄重	37 ton
Q2	磁極長さ	0.54 m
	磁極間隙	43.72 cm
	コイル巻き数	32 turns/coil
	定格	2500 A-64 V
	水流量	24 l/min(@1 MPa)
	最大磁場	4.91 T/m
	鉄重	12 ton
D1	偏向角	70 degree
	磁極間隙	31.44 cm
	巻き数	84 turns/coil
	定格	2500 A-200V
	水流量	212 l/min (@1 MPa)
	中心軌道半径	300 cm
	磁極長さ (中心)	366.5 cm
	最大磁場	1.51 T
	鉄重	86 ton
全体	全長 (標的-D1)	6.5 m

させ、3つの電磁石を通過できたという条件をクリアした粒子の空間的ひろがりを見れば良い。各検出器位置でのヒットパターンを図 3.9、3.10、3.11 に示す。

まず上流側については、DC1,2 の位置として、標的から 10 cm、30 cm での、電磁石を通過できるビームのヒットパターンを見た。標的に近いところでは入射ビームの生成位置を反映した形で、図の赤枠で示したように、大きく見積もって 9 cm(W)× 6 cm(H) までひろがっている。DC2 のところでは、四重極電磁石の磁極形状を反映した形が見て取れる。また、2:1 程度の縦横比になっており、Q1 での縦方向の収束力がわかる。

下流側については、DC3,4 の位置として D1 から 0.5 m、1.5 m の位置でのヒットパターンを表示した。S-2S に入射し 3つの電磁石を通過できる粒子は、縦方向に強く収束され、長い D1 を通っており、下流側検出器位置での縦方向のひろがりはおおよそ 50 cm の範囲におさまっている。横方向には、 $-7.5\%+7.5\%$ の運動量の粒子をカバーするとして、1 m が必要である。

3.1.4 輸送行列の計算と分解能の評価

S-2S の光学系を表現する輸送行列を計算し、そこから分解能を見積もることができる。



図 3.6: 制作された Q1 電磁石の鉄芯の写真。縦・横各 2.4 m、奥行き 0.88 m という大きさで、上下の 2 パーツに分けられるような構造になっている。

磁場中の粒子の軌跡は、物質中の多重散乱やエネルギー損失を無視すれば、ある瞬間の位置・運動量ベクトルによって決定できる。これを、輸送行列を用いて次のようにあらわす。

$$\vec{X}_{out} = M \vec{X}_{in} \quad (3.1)$$

$$\vec{X}_{out} = \begin{pmatrix} x_{out} \\ u_{out} \\ y_{out} \\ v_{out} \\ \delta \end{pmatrix}, \quad \vec{X}_{in} = \begin{pmatrix} x_{in} \\ u_{in} \\ y_{in} \\ v_{in} \\ \delta \end{pmatrix}, \quad u = \frac{dx}{dz}, \quad v = \frac{dy}{dz} \quad (3.2)$$

座標系は、ビーム進行方向を z 、横方向が x 、縦方向が y で、 u, v は粒子の運動量方向の傾きを表す。 M は \vec{X}_{in} と \vec{X}_{out} の間の光学要素によって決まるもので、ここでは M は 5×5 の行列とする。つまり、 \vec{X}_{out} の各座標は \vec{X}_{in} の関数であるが、それをテーラー展開して、1 次の項をとって計算するというのがこの 1 次の輸送行列である。

\vec{X}_{in} から \vec{X}_{out} への全体の輸送行列 M は、各要素を表す行列の積で書ける。これを計算するこ

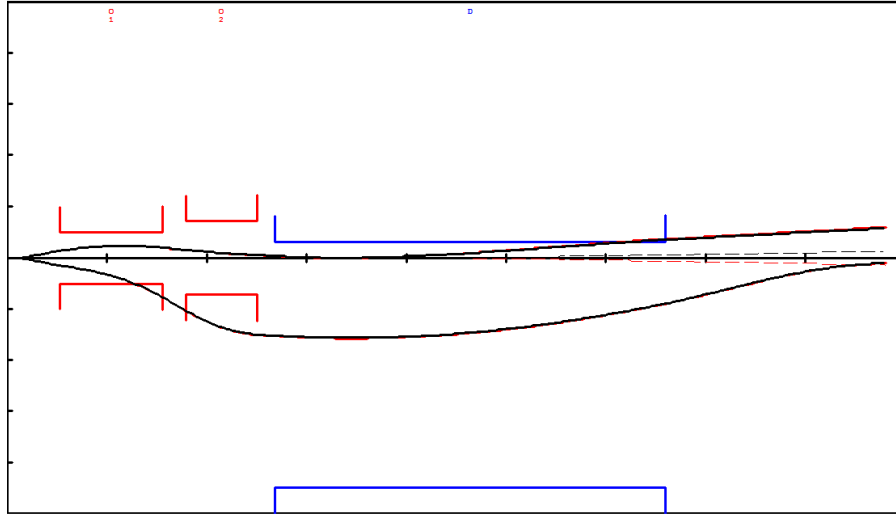


図 3.7: S-2S の光学。図左端が標的、右が下流に対応する。図上半分は縦方向の、図下半分は横方向の粒子のエンベロープを表している。運動量は 1.3 GeV/c、角度はどちらも 5° で表示した。Q1 で強く縦収束を取り、Q2 で横収束をとっている。横方向には D1 の磁極端から約 2.3 m のところで収束している。

とで、運動量 δ の分解能を見積もることができる。すなわち、式 3.1 を変形して、

$$x_{out} = M_{11}x_{in} + M_{12}u_{in} + M_{15}\delta \quad (3.3)$$

$$\delta = \frac{x_{out} - M_{11}x_{in} - M_{12}u_{in}}{M_{15}} \quad (3.4)$$

$$\Delta\delta^2 = \frac{\sigma_{xout}^2 + M_{11}^2\sigma_{xin}^2 + M_{12}^2\sigma_{uin}^2}{M_{15}^2} \quad (3.5)$$

となる。ただし、1 次の輸送行列では、 y 、 v 成分の x への寄与はないため、 $M_{13} = 0$ 、 $M_{14} = 0$ となっている。

輸送行列の計算は TRANSPORT を用いて計算できる。ここで、さきほどの立体角を最大にする磁場パラメータを入力として、標的位置から横方向の収束位置までの 1 次の輸送行列を計算すると次のようになる。

$$M = \begin{pmatrix} -0.728 & 0.000 & 0.000 & 0.000 & -4.204 \\ -11.656 & -1.374 & 0.000 & 0.000 & -9.397 \\ 0.000 & 0.000 & -14.207 & -0.190 & 0.000 \\ 0.000 & 0.000 & -20.252 & -0.342 & 0.000 \\ 0.000 & 0.000 & 0.000 & 0.000 & 1.000 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

このときの横方向の 1 次収束位置は、D1 の下流端から 2.35 m である。 M_{12} の項が 0 になっている。

この M と式 3.5 から、

$$\Delta\delta = \frac{\sqrt{\sigma_{xout}^2 + 0.728^2\sigma_{xin}^2}}{4.204}$$

ここで、位置分解能 σ_{xin} 、 σ_{xout} をそれぞれ 300 μm とすると、 $\Delta\delta = 2.08 \times 10^{-4}$ (FWHM) という値が得られる。

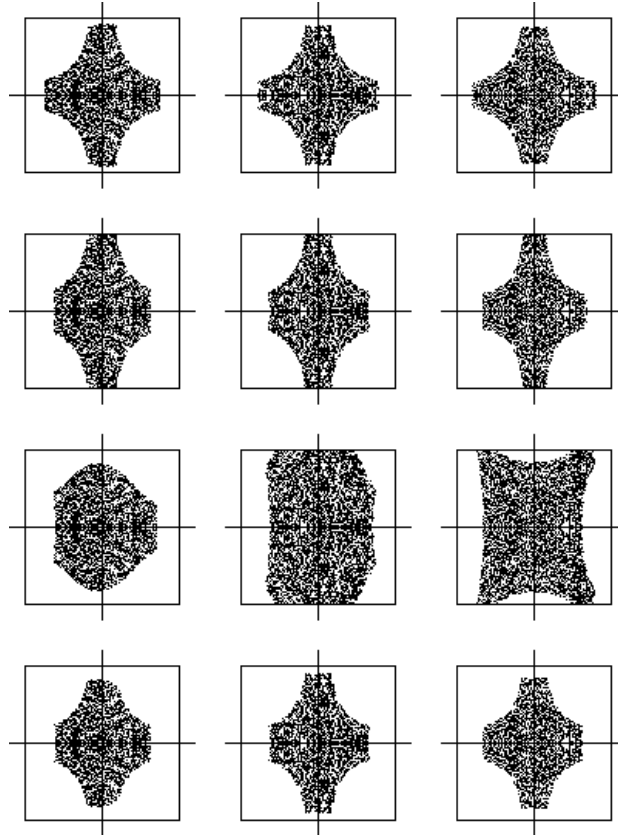


図 3.8: 磁石を通過する粒子の標的での角度のひろがり。上から Q1、Q2、D1、3 台すべてを通過するもの。列は左から -7.5% 、 0% 、 7.5% の運動量について表示している。枠の大きさは、縦 600 msr、横 250 msr である。

3.2 位置検出器

散乱粒子の運動量は、電磁石の前後に設置する位置検出器で得た位置情報から、粒子の軌跡をサーチすることで決定される。J-Lab HKS の場合、標的に入射する電子ビームスポットが非常に小さいため、標的と電磁石系の間検出器を置かず実験を行っているが、J-PARC で得られる二次ビームは図 2.4 で示したようなひろがりを持っているため、散乱 K^+ の発生する位置も空間的にひろがる。よって標的と Q1 の間での位置測定は必要である。

運動量測定に誤差として効いてくるものとしては、

1. 有限の位置分解能による測定誤差
2. 物質中での多重散乱
3. 検出器・磁石の設置精度
4. 磁場マップの精度

が挙げられる。ここでは 1、2 について検討を行った。3、4 については本論文では扱わない。

シミュレーションによって運動量分解能を評価し、位置検出器の設置位置と、位置分解能、物質について、どのような制限があるか、最適な構成はどのようなものか、などについて議論する。

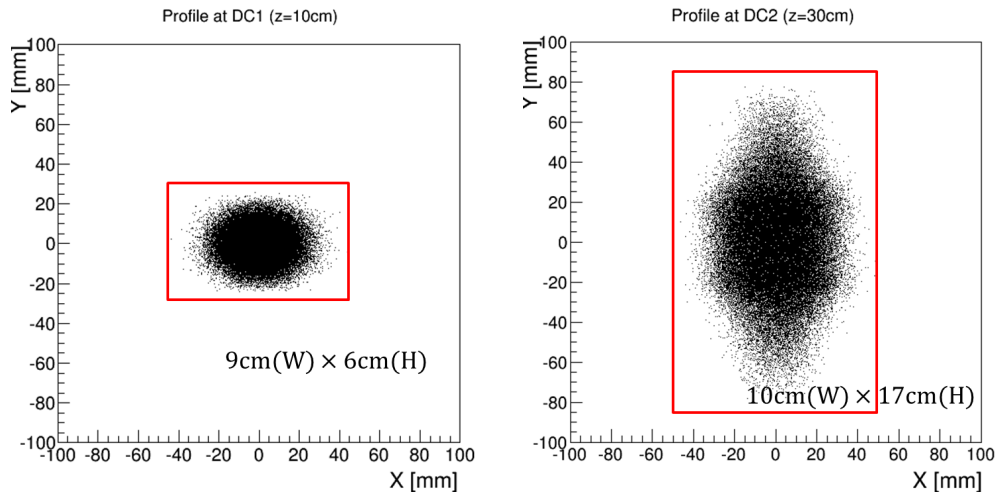


図 3.9: 左 : DC1、右 : DC2 位置でのビームプロファイル。標的からの距離はそれぞれ、10 cm、30 cm である。3つの電磁石をすべて通過できた粒子のみ選び、1.2–1.4 GeV/c までの粒子を重ねて表示している。図中の数字は赤枠の大きさを表しており、この範囲を覆えば、3つの電磁石を通過できる粒子はすべてカバーできることを示す。DC1 の方は標的から近く、入射粒子の生成位置が反映された形をしているのに対し、DC2 の方では、Q1 での強い縦収束力を反映して縦長になっている。

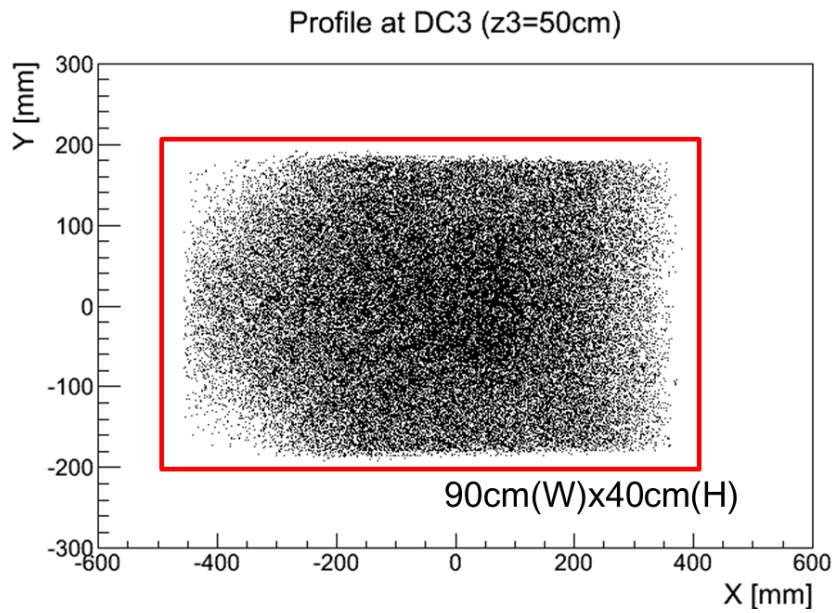


図 3.10: DC3 位置での粒子のひろがり。−7.5%–+7.5% の運動量を入射させた。

3.2.1 シミュレーションの方法

今回行ったシミュレーションは各位置検出器での粒子の通過位置を計算し、“測定結果”を作るイベント生成の部分と、位置測定の結果から運動量を再構成する部分の2つの過程がある。イベントの生成については、前章で述べた通り、まず標的位置におけるベクトル $\vec{X}_T(x, y, u, v, \delta)$ に対し

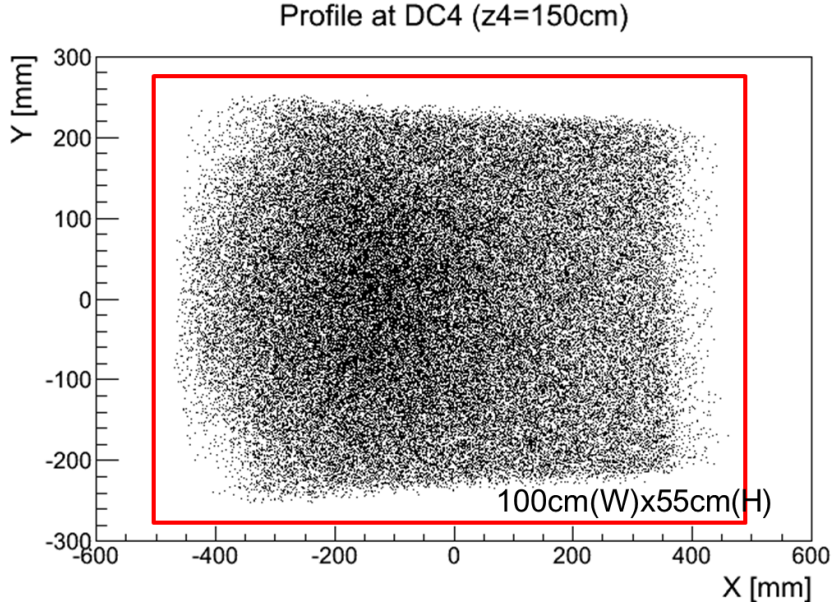


図 3.11: DC4 位置での粒子のひろがり。-7.5%+7.5% の運動量を入射させた。

て、 x, y についてはそれぞれ標準偏差 2 cm、0.5 cm のガウス分布、角度 u, v については一様に分布させた。運動量は 1.2-1.4 GeV/c の範囲で調べた。 \vec{X}_T を出発点として、TRANSPORT を用いて 2 次の輸送行列を計算して、これを用いて粒子の軌跡を計算した。

検出器を通過する際には、そこでの多重散乱を考慮し、ある物質質量を仮定して運動方向に変更を加えた。検出器以外の空間は真空であると仮定して、まっすぐ粒子を飛ばした。多重散乱の散乱角は、次の式を用いて θ_0 を計算し、これを標準偏差とするガウス分布に従って与えた [20]。

$$\theta_0 = \frac{13.6\text{MeV}}{\beta c p} z \sqrt{x/X_0} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)] \quad (3.7)$$

ここで $\beta c, p, z$ は入射粒子の速さ、運動量、荷電数、 x, X_0 は散乱物質の厚さと放射長である。

ここで、 x/X_0 の値としては、位置検出器としてドリフトチェンバーを用いることを想定し、ガス、ワイヤー、ウィンドウの厚さを表 3.2 のように計算して、各要素の値の合計から $x/x_0 = 1.0 \times 10^{-3}$ 付近の値を用いて検討することにした。

位置検出器の構成は、図 3.2 のように電磁石系の上流側・下流側にそれぞれ 2 つずつ設置するとして、そこで x, y それぞれの位置が測定されるとする。その検出器を DC1-4 と呼ぶことにする。なお、座標系はビーム方向を z 軸として、横方向を x 、縦方向を y とする。位置分解能については、真の値から σ をパラメータとして、標準偏差 σ のガウス分布でずらした値を、検出器で測定されたヒット位置として解析に用いた。

運動量解析は、各位置検出器でのヒット位置から、 χ^2 が最小になるような軌跡を探し、そのときの δ から運動量を調べる方法を用いた。ここでも、イベント生成に使ったものと同じ 2 次の輸送行列 (M と書く) を用いた。この際、 χ^2 は、

$$\chi^2 = \frac{1}{n-5} \sum_i \frac{(x_i^{\text{obs}} - x_i^{\text{calc}})^2}{\sigma_i^2} \quad (3.8)$$

表 3.2: 位置検出器の放射長単位の厚さ。ガスボリュームは厚さ 12.5 cm、ワイヤーは 1 cm² あたりの平均として計算している。また、ガスの種類は、上の方では Ar (50%)、C₂H₆ (50%) を用いた場合を示し、下では、He(40%)、C₂H₆(60%) としている。He を用いる方が、Ar の場合より厚さを半分以上減らすことができる。

要素	物質名	$x/X_0[\times 10^{-3}]$
ガス (50%)	Ar	0.571
ガス (50%)	C ₂ H ₆	0.183
ワイヤ 1 ($\phi 20\mu\text{m}$)	W	0.017
ワイヤ 2 ($\phi 80\mu\text{m}$)	Al	0.028
ワイヤ 3 ($\phi 80\mu\text{m}$)	Al	0.014
窓 ($9\mu\text{m}\times 2\text{-plane}$)	Mylar	0.063
合計		0.862
ガス (40%)	He	0.010
ガス (60%)	C ₂ H ₆	0.220
その他	上に同じ	0.122
合計		0.352

と書ける。 n はフィットに用いる座標の数、 x_i^{obs} はイベント生成過程でヒット位置として与えられた i 番目の座標値、 x_i^{calc} は運動量解析のために M を用いて軌道計算したときの i 面での座標、 σ_i は位置分解能を表す。ここで、

$$\begin{aligned}
 x_i^{\text{calc}} &= \begin{cases} f_i(\vec{X}_{in}) & \text{上流側の検出器の場合} \\ g_i(\vec{X}_{out}) & \text{下流側の検出器の場合} \end{cases} \\
 \vec{X}_{in} &= \text{S-2S 上流側の基準点でのベクトル } (x, y, u, v) \\
 \vec{X}_{out} &= \text{S-2S 下流側の基準点でのベクトル } (x, y, u, v) \\
 \vec{X}_{out} &= M(\vec{X}_{in}, \delta) \\
 \delta &= \frac{p - p_0}{p_0}, \quad p_0 : \text{中心運動量}
 \end{aligned}$$

である。輸送行列の基準点 $\vec{X}_{in}, \vec{X}_{out}$ としては、中心軌道上の Q1 の上流側磁場境界と、D1 の下流側磁場境界とした。その 2 点を結ぶ輸送行列を作成し、軌道計算に使用した。各検出器での計算通過位置は、基準点でのベクトルから直線を伸ばして計算した。

ここでは、 \vec{X}_{in} をフィッティングパラメータとした。 χ^2 を最小にするトラックを探すことは、 \vec{X}_{in} の 5 つの成分を変数とする多変数関数の最小値を探し、そのときの変数 δ の値を求めることに他ならない。手順を簡単に述べると、

1. まず上流側の検出器の情報から直線を引いて得られるベクトルを初期値とする。
2. 輸送行列を用いて軌道計算をして、各面での計算通過位置 x^{calc} を求め、式 3.8 に従って χ^2 を計算する。
3. パラメータのうちひとつの値をずらす。

の3つであり、2、3を繰り返して、 χ^2 が最小値をとるパラメータを探すことになる。3をどのように進めていくかが正しくフィッティングをするのに重要なポイントである。

多変数関数の最小値を探すという問題においては、一般に、モデル関数の微分可能性、初期値の取り方、パラメータを動かす範囲などに注意し、適切なパラメータと方向を選び、適度にずらしていく方法をとる必要がある。その方法としては、関数の勾配とヘッセ行列を用いる Newton 法、導関数を使わず直接探索する主軸法、剰余関数とヤコビ行列を用いる Gauss-Newton 法などが知られている。適切な方法でなければ、計算に非常に時間がかかったり、ローカルな最小値に落ち込んで真の値にたどりつけなかったりする¹。

K1.8 ビームラインの入射ビームの運動量解析に用いられているのは、CERN が提供している、多変数関数の最小値を探し、その周辺の関数の形を調べるアルゴリズム群である MINUIT パッケージ [21] である。これと、軌道計算ソフトである ORBIT で計算した輸送行列とを用いて、同様の方法で運動量を求めている。ここでのシミュレーションにおいても、この MINUIT を運動量解析の際に用いた。

このような方法で行ったモンテカルロ・シミュレーションの結果得られた δ の幅を評価し、これを運動量分解能とした。

3.2.2 検出器の設置位置

設置位置を決める際には、以下のことを考慮する。

1. 要求される運動量分解能を達成する
2. K^+ の生存率を上げるため、飛行長さをなるべく短くする
3. 実験エリア内に収める

前節でも触れたように、我々が実験を行う K1.8 エリアのスペースに対して、S-2S 電磁石が大きいため、当然検出器のためのスペースが狭くなる。D1 の下流には、2面の位置検出器と粒子識別カウンターを設置するが、それらすべてを合わせて、D1 からビーム方向に 2.5 m 以内に収める必要がある。ここでは、粒子識別カウンターに関しては、現在 K1.8 エリアで使用されているものの大きさを参考に、DC4 の直後から 1 m の範囲に収めることができると仮定して、位置検出器に対して、D1 から 1.5 m 以内に収めることを条件とした。また、上流側の検出器については、標的と Q1 との間で、なるべく間隔をあけて角度分解能を上げるよう、標的から 0.1 m、0.3 m のところに固定した。この条件で下流側の検出器の位置について検討した。

まず、DC3,4 の間隔を 1.0 m に固定して、それらの設置位置を動かして分解能がどう変わるかを調べた結果を図 3.12、3.13 に示す。ここでは、位置分解能は 200 μm (rms)、物質の厚さはそれぞれの図で $x/X_0 = 0$ 、 1.0×10^{-3} として計算した。

1.3 GeV/c の運動量の粒子に対して分解能が最も良くなる点を見ると、DC3 の最適位置は、多重散乱のない場合には 2.0 m、多重散乱のある場合には 2.25 m あたりであると見て取れる。これは 1.3 GeV/c の粒子が 1 次のオーダーで横方向に収束する位置が D1 から 2.35 m のところであることに対応している。すなわち、多重散乱がなければ、収束位置を DC3,4 の真ん中にはさむように、多重散乱がある場合は、そこから DC3 での散乱の影響を減らすよう下流方向にずれた位置に

¹このシミュレーションを始めた当初は、1 ステップ毎に関数の勾配を調べて進む方向を決め、徐々にステップサイズを小さくしていくという自作のアルゴリズムで解析をしていた。運動量は正しく求められていたが、MINUIT を使用した場合と比べて数十倍の計算時間が必要であった。

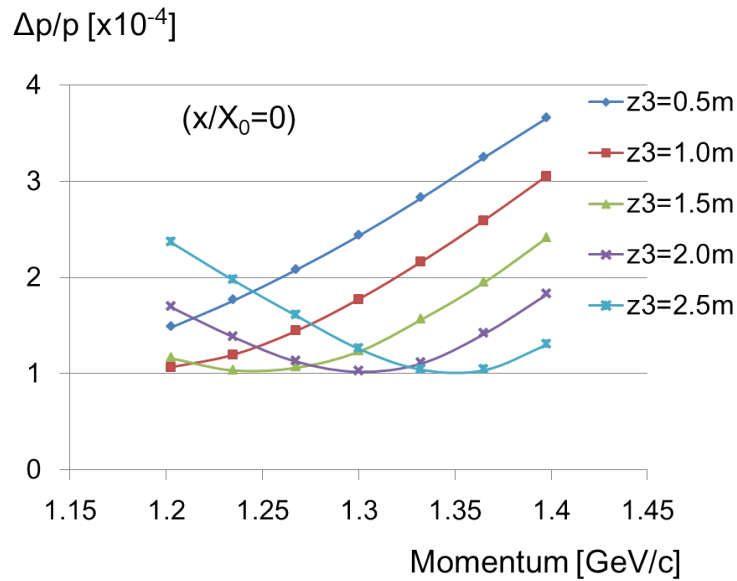


図 3.12: DC3,4 の設置位置と運動量分解能の関係を示す。DC3,4 の間隔は 1 m に保って両方の位置を変えた。各位置検出器の位置分解能は 200 μm 、厚さは $x/X_0=0$ として、多重散乱を含めずに計算した。

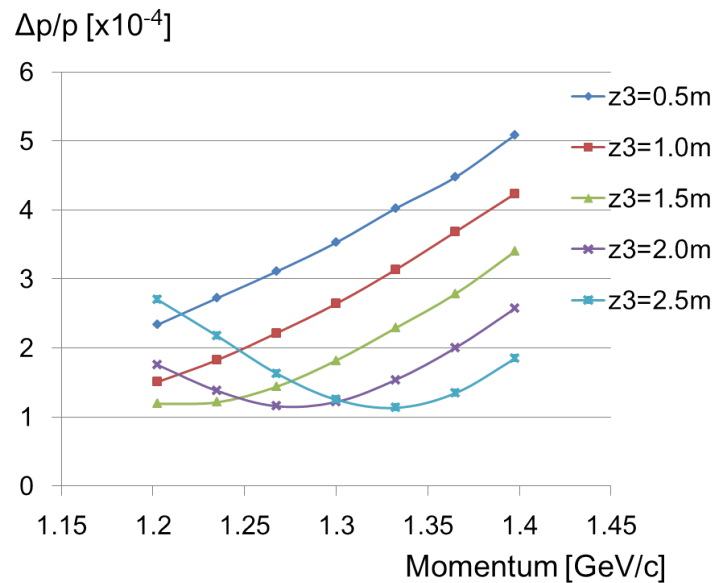


図 3.13: DC3,4 の設置位置と運動量分解能の関係を示す。DC3,4 の間隔は 1 m に保って両方の位置を変えた。各位置検出器の位置分解能は 200 μm 、厚さは $x/X_0 = 1 \times 10^{-3}$ とした。

置くのが最適であるということを示している。収束位置は、運動量が高ければ D1 から遠く、低ければ近くなる。たとえば、1.2 GeV/c では 1.4 m、1.35 GeV/c は 3 m で収束する。このような別の運動量についての分解能と収束位置の関係を見ても同様の傾向がある。

スペクトロメータの目標としては、なるべく高い運動量領域で分解能を良くしたいため、DC3,4

をなるべく下流に配置するのが望ましいということになる。

これとは反対に、先に挙げた 2、3 の条件は、検出器をなるべく上流にコンパクトに収めることを要求するものである。特に 3 の実験スペースの問題は、それに従うしかほかない。DC3,4 の間隔を 1 m で固定する場合、位置検出器のためのスペースは最大で D1 から 1.5 m としているため、 $z_3=0.5$ m のラインに抑えるしかない。

ここで、DC3,4 の片方の位置を固定して他方の位置を変えた場合に分解能がどうなるかを図 3.14、3.15 に示す。

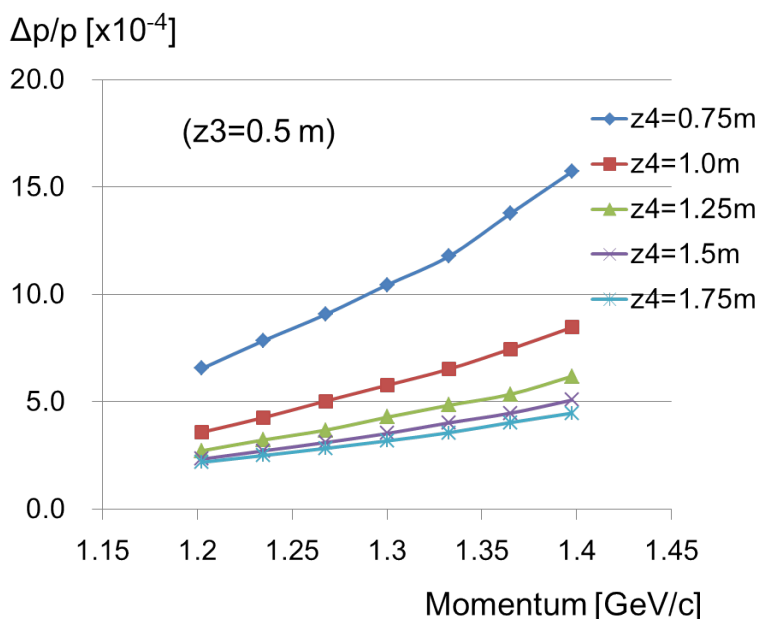


図 3.14: 運動量分解能の DC4 位置依存性を示す。このとき、DC3 は D1 から 0.5 m の場所に固定した。

図 3.14 は、下流側検出器の角度分解能が運動量分解能に重く影響することを示している。DC4 をできるだけ下流に設置し、DC3,4 の間隔を大きくとることが重要である。運動量分解能の値としては、 $z_4=1.5$ m の場合でちょうど 1.4 GeV/c までの粒子に対して目標値におさまるようになっている。仮に z_4 をそれより 0.5 m 上流へ動かすと、もとの値の 2 倍近くにまで悪化し、いま見ている運動量帯域の 3 分の 2 の範囲で目標値を上回ることになる。そのため、ここでは、 $z_4=1.5$ m 以上を許容することにする。ただし、20 cm 狭まる程度であれば、1 割程度の悪化で済み、他の要素の改善によって目標の分解能は達成できる可能性がある。いま考えているより、さらにスペースの制限が厳しくなった場合に対応する余地は若干ながらあると言える。

図 3.15 は、 $z_4=1.5$ m と固定した場合の、 z_3 依存性を示した。DC3 を焦点位置に近づけることの効果より DC3,4 の間隔を広くとるという効果の方が高運動量領域では上回っていて、目標値を達成するという意味では、やはり $z_3=0.5$ m にすべきである。ただし、こちらも 20 cm 下流にずらす程度であれば、分解能への影響は比較的小さいため、D1 に関連した事情等がある場合には、この程度までは下流に設置する可能性もある。

さて、最後に K^+ の生存率を考える。検出器群が D1 から 2.5 m までであるとすれば、標的から最下流の粒子識別カウンターまでの距離は 9 m である。標的からの距離と K^+ の収量との関係を

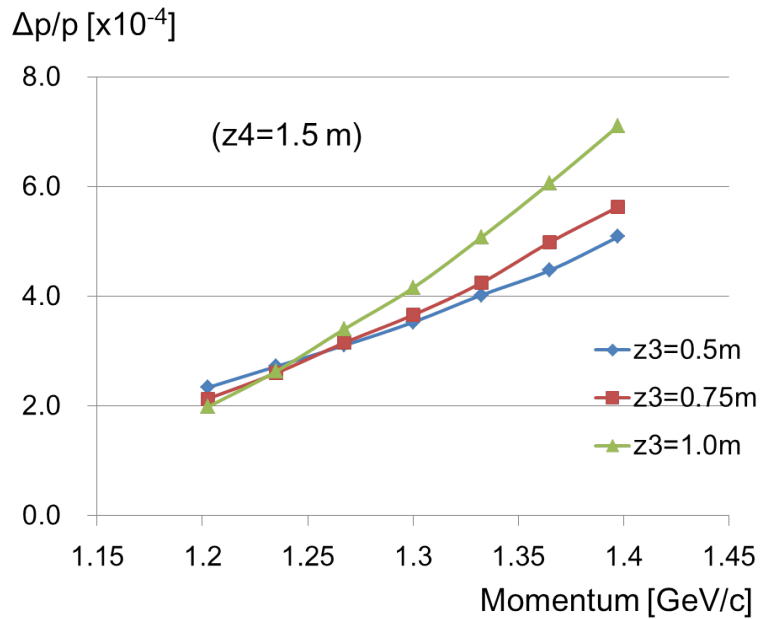


図 3.15: 運動量分解能の DC3 位置依存性を示す。このとき、DC4 は D1 から 1.5 m の場所に固定した。

図 3.16 に示す。

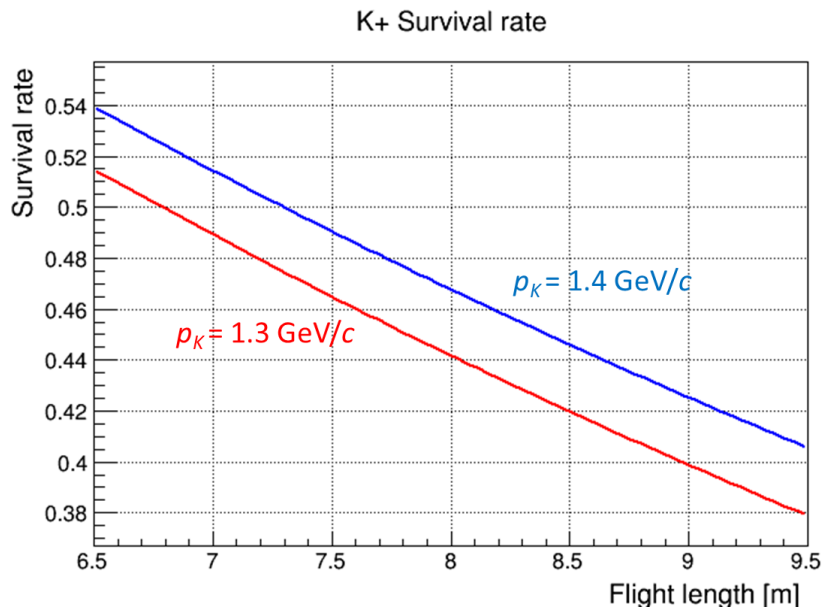


図 3.16: 飛行長さと K^+ の収量の関係。標的からの距離 l を横軸として、曲線 $\exp(-l/\beta c \gamma \tau)$ を表示している。散乱 K^+ の運動量について、赤線が 1.3 GeV/c、青線が 1.4 GeV/c の場合を示す。

運動量 1.3 GeV/c の場合、 K^+ の生存率は、D1 ぎりぎりに設置する DC3 の位置 (7 m) で 49%、そこからさらに進むと、44% (8 m)、40% (9 m) と減少していく。仮に DC3,4 の間隔を 0.5 m 短

縮したとしても、そのことで増加する生存率は2%であり、対して運動量分解能は1.3–1.4 GeV/cで目標値を上回ることになる。ここでは分解能の方を優先した位置に置くこととした。

このようにして、DC3,4の設置位置について、D1の下流側磁極端からそれぞれ0.5 m、1.5 mと決定した。

3.2.3 位置分解能

次に、各検出器での位置分解能と検出器の物質による多重散乱の効果が運動量の決定にどのように影響するか調べる。位置分解能、物質長の効果はそれぞれ、ガウス分布の標準偏差 σ と放射長あたりの物質の厚さ x/X_0 を与え、運動量分解能を見ることで評価する。

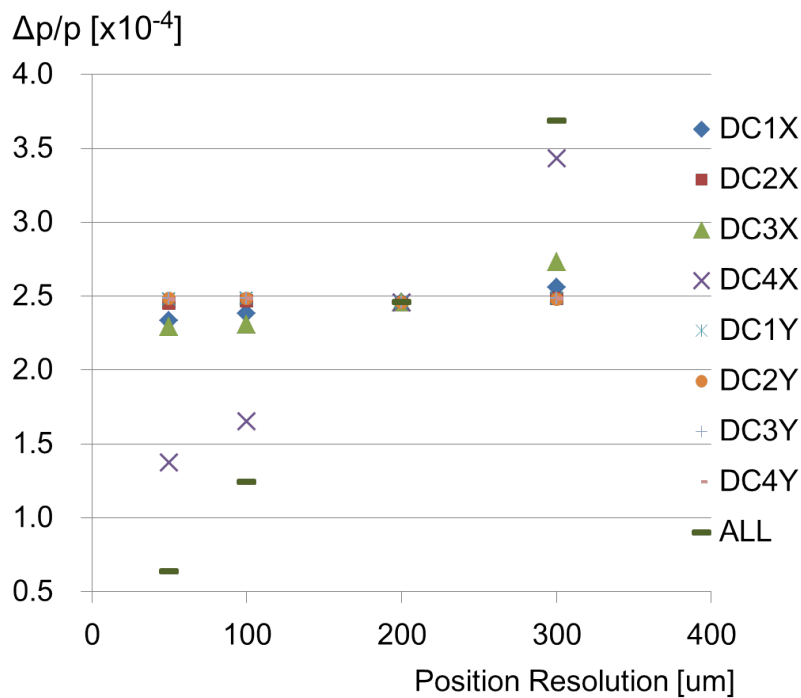


図 3.17: 各面の位置分解能の影響の仕方。多重散乱は考慮せず、位置分解能をすべて 200 μm にそろえたところから、各面の x, y 方向の分解能のどれかひとつのみをとって値をずらした。この図から、DC4X の分解能をあげることが運動量分解能を良くするのに最も効果的だといえる。また、 y 方向の分解能はほぼ効いていないことがわかる。

図 3.17 は位置分解能を 50 μm 、100 μm 、200 μm 、300 μm と変えていったときに運動量分解能にどう影響するかを調べたものである。DC1–4、各 x, y の 8 パターンと、すべての面のパラメータをいっしょに変えた場合の 9 パターンに分けて示した。選んだプレーン以外は位置分解能を 200 μm に固定した。この図では多重散乱の効果は含めていない。

この図の特徴は、もっとも重要な情報が DC4 の x 方向の位置であり、その精度によって運動量分解能が大きく影響を受けるということである。すなわち、運動量分解能を向上させたいならば DC4X の位置分解能を上げることが非常に効果的であり、逆にここを悪化させないように性能を保たなければならない。いま考えているような検出器配置では、収束位置に近い外側にある検出器の位置測

定精度が重要であることは理解できる。次に効いているのは DC1,3 の X 面の情報であることが見て取れるが DC4X での変化率と比べると数分の一の効果である。

また、DC2 や、他の面の y 方向の分解能には、ほとんど運動量分解能への寄与がないように見える。つまり、これらのうち少なくとも一つを測らない（軌跡を探索するときの位置情報としてそれを用いない）としても、運動量分解能を低下させることなく運動量解析ができることを示していると考えられる。

3.2.4 検出器の物質質量

粒子が物質中を通過する際の多重散乱による運動方向のふらつきは、軌跡をゆがめることになるため、運動量を決定する上でできる限り減らすべきものである。ただし、位置検出器の最初の面である DC1 と、最後の面である DC4 での多重散乱は、DC1、DC4 それぞれの前後での運動方向を変えるのみであり、DC1 から DC4 までのスペースに限って見た粒子の軌跡には影響しない。よって、そこでの多重散乱による運動量分解能への寄与は 0 であるはずである。対して、DC2,3 での多重散乱は、それぞれ上流側、下流側での角度分解能を悪くすることになるため、運動量分解能を悪くするはずである。

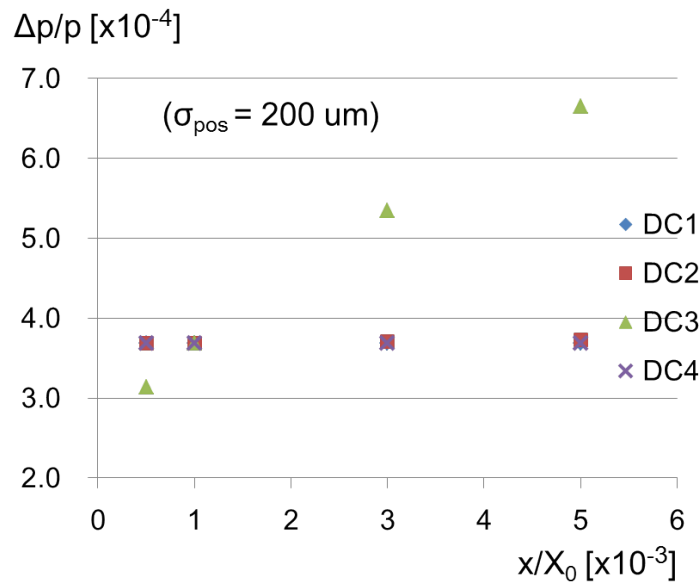


図 3.18: 検出器中での多重散乱の運動量分解能への影響。各位置検出器の位置分解能を $200 \mu\text{m}$ としている。すべての検出器の厚さを $x/X_0 = 1 \times 10^{-3}$ にそろえたところから、DC1-4 の中からひとつずつ選んで厚さを $x/X_0 = 0.5 \times 10^{-3}$ 、 1×10^{-3} 、 3×10^{-3} 、 5×10^{-3} と変えて見た。運動量分解能の向上に DC3 の物質質量が大きく影響し、 1×10^{-3} から半分の 0.5×10^{-3} に減らせば、運動量分解能が 3.7×10^{-4} から 3.1×10^{-4} へと約 2 割改善させることができる。

図 3.18 に、運動量分解能に対する各面の多重散乱の効き方を示した。検出器の位置分解能はすべての面で $200 \mu\text{m}$ とした。上で述べた通り、DC1,4 での多重散乱の影響は見えない。多重散乱の寄与はほとんどが DC3 からきており、DC2 の影響は、この図ではわからない程度に小さい。

そこで、図 3.19 では、検出器の位置分解能を 0 として、DC1-4 の物質質量をひとつずつ 0 から 5×10^{-3} まで増やして運動量分解能を見ている。このように、位置測定の誤差の寄与を 0 にして、

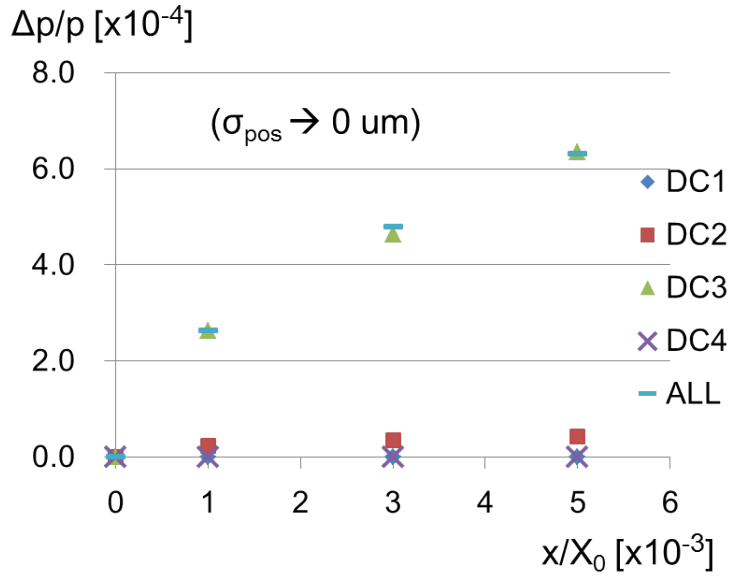


図 3.19: 多重散乱の運動量分解能への影響。検出器の位置分解能を $0 \mu\text{m}$ とした場合について計算した。DC2 での多重散乱の寄与も、DC3 の場合と比べて 15 分の 1 程度と小さいながら存在している。検出器の位置分解能、DC3 での多重散乱の効果などと合わせて見た場合は、この図の DC2 の傾き程度の誤差は小さすぎてその寄与がうもれて見えないものと考えられる。

各面での多重散乱の項を別々に見るようにすると、DC2 の運動量分解能への寄与が、DC3 のそれと比べて約 15 分の 1 と非常に小さいことわかる。このため、それぞれの寄与を合わせて見たときには、DC2 の寄与は埋もれて見えなくなるのだと考えられる。

3.2.5 考察

ここで、DC2 での多重散乱の影響が、DC3 でのそれに対して非常に小さいという特徴的な結果や、位置分解能の運動量分解能への影響についての結果を次のように考察する。

図 3.20 のように、2 つの位置で測った x_1, x_2 の値から、基準点での位置 x を決める（たとえば DC3,4 の x から下流側の収束点の x を求める）という状況を考える。簡単のため、粒子の運動量は 3.1.4 節で述べたように、上流側、下流側の基準点の座標から求められ、分解能もそこでの位置分解能によって見積もれると考える。

まず多重散乱のない場合を考えると、基準点の座標 x は、測定する x_1, x_2 を用いて

$$\begin{aligned} x &= (x_2 - x_1) \frac{L_2}{L} + x_2 \\ &= -\frac{L_2}{L} x_1 + \left(1 + \frac{L_2}{L}\right) x_2 \end{aligned}$$

と書けるので、 $L_2/L = a$ と置くと、

$$\sigma_x^2 = a^2 \sigma_{x_1}^2 + (1+a)^2 \sigma_{x_2}^2 \quad (3.9)$$

となり、 σ_x は $a, \sigma_{x_1}^2, \sigma_{x_2}^2$ の 3 つのパラメータで表せる。 $\sigma_{x_1}, \sigma_{x_2}$ が同じだとすると、 $a = -1/2$ のときに σ_x は最小になる。検出器の設置位置のところで述べた焦点位置を真ん中に挟むべきとい

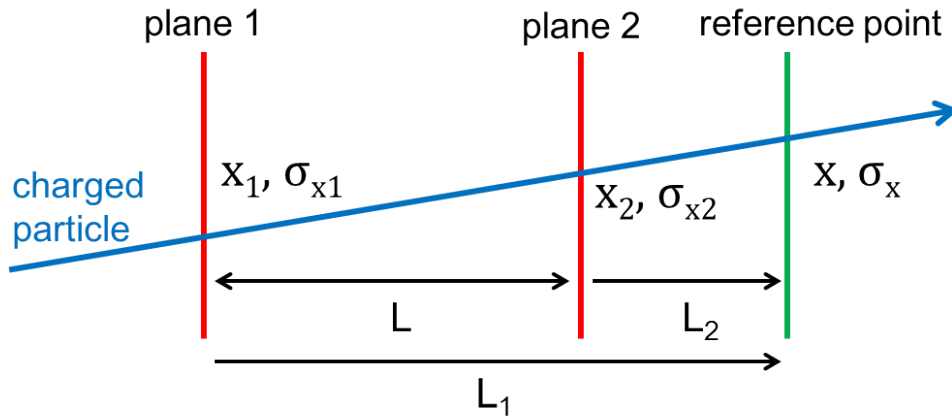


図 3.20: 模式図 1。 L は plane1 と plane2 の距離、 L_1, L_2 は plane1,2 から基準点までの距離。各面で測られた位置を x_1, x_2 、位置分解能を σ_{x1}, σ_{x2} としている。 L_1, L_2 は負符号をとっても良い。

う性質はこれでわかる。また、 $a > 0$ のとき、すなわち焦点が位置検出器系の外側にある場合は、外側の検出器の位置分解能の係数が大きくなることになり、こちらの方が運動量分解能への寄与が大きいことがわかる。

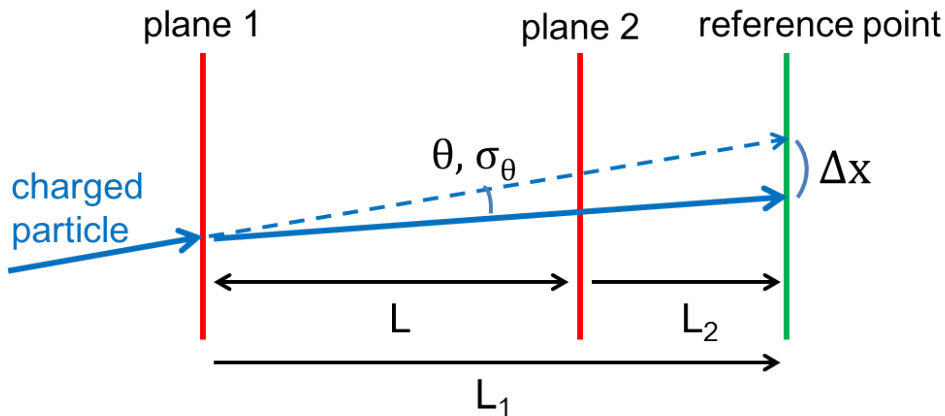


図 3.21: 模式図 2。 L, L_1, L_2 の定義は図 3.20 と同じ。 plane1 での運動方向の変更により、 plane1,2 から求められる基準点での座標が、 plane1 までの軌跡を伸ばしてきたときの基準点での x から Δx だけずれた、という状況を表している。これまでと同様、 θ の大きさは、中心 0、標準偏差 σ_θ のガウス分布で与えられるとする。

次に図 3.21 のように位置分解能は無限に良く、かわりに多重散乱の効果を考えると、 plane 1 で θ だけ散乱されたときの x のずれから、

$$\begin{aligned} \Delta x &\sim L_1 \theta \\ \sigma_x &= L_1 \sigma_\theta \end{aligned} \tag{3.10}$$

となる。ここでは plane1,2 での誤差は 0 としている。

両方の効果を含んだ最終的な基準点の位置分解能を式 3.9、3.10 の二乗和で書くと、

$$\begin{aligned}\sigma_x^2 &= a^2\sigma_{x1}^2 + (1+a)^2\sigma_{x2}^2 + L_1^2\sigma_\theta^2 \\ &= a^2\sigma_{x1}^2 + (1+a)^2\sigma_{x2}^2 + L^2(1+a)^2\sigma_\theta^2\end{aligned}\quad (3.11)$$

となる。 $L + L_2 = L_1$ の関係を用いた。

ここまでの結果を、3.1.3 節での $\Delta\delta$ の式に代入すると次のようになる。

$$\Delta\delta^2 \propto \sigma_{xout}^2 + M_{11}^2\sigma_{xin}^2 \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned}&= a_{out}^2\sigma_{x3}^2 + (1+a_{out})^2\sigma_{x4}^2 + (1+a_{out})^2L_{out}^2\sigma_{\theta out}^2 \\ &\quad + M_{11}^2\{a_{in}^2\sigma_{x2}^2 + (1+a_{in})^2\sigma_{x1}^2 + (1+a_{in})^2L_{in}^2\sigma_{\theta in}^2\}\end{aligned}\quad (3.13)$$

運動量分解能が、各位置検出器の位置分解能と DC2,3 での多重散乱の大きさの寄与で書け、検出器の位置関係から導かれる係数と輸送行列の要素 M_{11} でそれぞれの項のバランスが表されている。

いま、 a_{in} 、 a_{out} が 0.5、0.8、 L_{in} 、 L_{out} が 0.2 m、1 m、 $M_{11} = 0.7$ とすると、各項の寄与は次のように表のようになる。

表 3.3: 運動量分解能への測定誤差の寄与。各項の単位は cm である。 θ に関する項は、[mrad] 単位で代入すればその項の値が [cm] 単位で与えられる。多重散乱の影響として用いた σ_θ の値は、 $x/X_0 = 1 \times 10^{-3}$ の物質中を $p = 1.3$ GeV/c の K が通過するとしたとき、式 3.7 から、 $\sigma_\theta = 0.26$ mrad と計算される、

$\Delta x1$	$\Delta x2$	$\Delta x3$	$\Delta x4$	$\Delta\theta_{in}$	$\Delta\theta_{out}$
$1.05\sigma_{x1}$	$0.35\sigma_{x2}$	$0.8\sigma_{x3}$	$1.8\sigma_{x4}$	$0.021\sigma_{\theta in}$	$0.18\sigma_{\theta out}$

これを見れば、たとえば位置分解能について、DC4 の寄与がもっとも大きく、DC2 の項が小さいこと、DC1,3 は大小関係が逆転しているが、DC2,4 との差を見れば同程度の大きさであること、上流側と下流側の多重散乱の影響が、下流側の方が 10 倍大きいことなど、前節で示した特徴をおおまかに再現している。結果が完全に一致しないのは、ここでのシミュレーションが二次の項まで含めた軌跡計算によるものであることと、運動量の求め方に違いがあるためだと考えている。

3.2.6 まとめ

ここで行ったシミュレーションの結果をまとめる。

まず、各面での位置分解能 200 μm 、物質質量 $x/X_0 = 1 \times 10^{-3}$ を達成し、DC3,4 の設置位置を $z3 = 0.5$ m、 $z4 = 1.5$ m とすれば、1.2–1.4 GeV/c の運動量帯域で $\delta p/p < 5 \times 10^{-4}$ (FWHM) を達成できることを示した。ただし、まだ含めていない効果があるため、次章で確認する。

次に検出器の構成として、下流側の検出器の性能が運動量分解能に大きく影響すること、上流側の検出器は個々の物質質量・位置分解能の運動量分解能への寄与は小さいことを示した。

運動量分解能をさらに向上させたい場合の策として、DC3 の物質質量をできる限り減らすこと、たとえば Ar のかわりに He ガスを使うなどして、多重散乱の効果を抑えることが有効である。物質質量が約半分以下になるため、運動量分解能は 2 割向上する。あるいは、DC3 の y 方向の位置分解能が運動量分解能に効いていなかったことから、これを測らないことにし、その分だけ厚さを減らすという方法がありうる。また、これと併せて、DC4 での位置分解能をできる限り良くする（逆に悪化させない）ことで、分解能を大きく改善させると予想される。もし DC3 として、薄いチェ

ンバーを作るという場合には強度など構造上の問題が起こるかもしれないし、ガスを変える場合は、Heがウインドウをすり抜けて外に漏れだすことや、安定に動作することを確認する必要があるなどの問題が生じ得る。今後のさらなる検討によってどのような手段をとって目標の分解能を達成するか決めていくことになる。

上流側検出器については、DC2の多重散乱の影響が、全体の運動量分解能としてはほとんど効かないことがわかった。また、位置分解能にもほぼよらないことが示された。これらのことから、ひとつは、ファイバートラッカーやDSSDなどの比較的物質量の大きいものを使用することが可能であることと、もうひとつは、上流側の検出器を2面ではなく1面にしてしまうことができるだろうと考えられる。

こういった別の検出器構成について、同じシミュレーション方法で次のように計算した。

表 3.4: 位置検出器の面数を減らした場合の運動量分解能。

Configuraion	$\Delta p/p[\times 10^{-4}]$
DC1-4	3.68
DC2 なし	3.64
DC3Y なし	3.12
DC2 なし かつ DC3Y なし	3.05

これは、位置分解能 $200 \mu\text{m}$ 、厚さ $x/X_0 = 1 \times 10^{-3}$ のチェンバーを4面使うという、前節で用いていた標準構成から、DC2(xy どちらも)とDC3の y について、使わない(その分の物質量をなくす、運動量解析にそこでの位置情報を使わない)ということをしたときの運動量分解能を調べたものである。なお、粒子の運動量は $1.3 \text{ GeV}/c$ とした。どの場合も、トラッキングは成功し、予想した通り、物質量が減る分の運動量分解能の向上が見られる。上に挙げたような分解能を上げる手段でもちゃんと解析ができ、分解能が向上することを示すことができた。

3.3 粒子識別用検出器

見たい粒子である K^+ 以外にも標的中からノックアウトされた陽子や反応でできた π^+ などのバックグラウンドが存在する。これらを除去するための粒子識別カウンターを位置検出器のすぐ下流に設置する。ビーム粒子を含む負電荷の粒子は、二重荷電交換反応のためD1の極性が逆であるので、電磁石を通過することはできない。

PIDカウンターは、TOFカウンターと2種類のチェレンコフカウンターで構成する。

TOF wall

DC4直後にはプラスチックシンチレータからなるTOFカウンターを設置する。解析で求めた運動量と飛跡長、標的直前に設置されるBH2(ビームラインホドスコープ)とTOFカウンターとの時間差から質量を計算する方法で、オフラインで粒子識別を行う。

図3.22は、TOFカウンターの中央のセグメントに入射する粒子の、標的を出発してTOFカウンターに入射するまでの飛行時間を示している。入射角によってD1を通過する際の飛行経路に幅が出るため、生の時間情報からトリガー段階で粒子識別することはできず、飛行経路の補正を含めた解析によって粒子識別を行う。

チェレンコフカウンターを用いて、 π^+ , K^+ , p を識別し、トリガーとして用いる。候補として考えられるのは次の3つである。

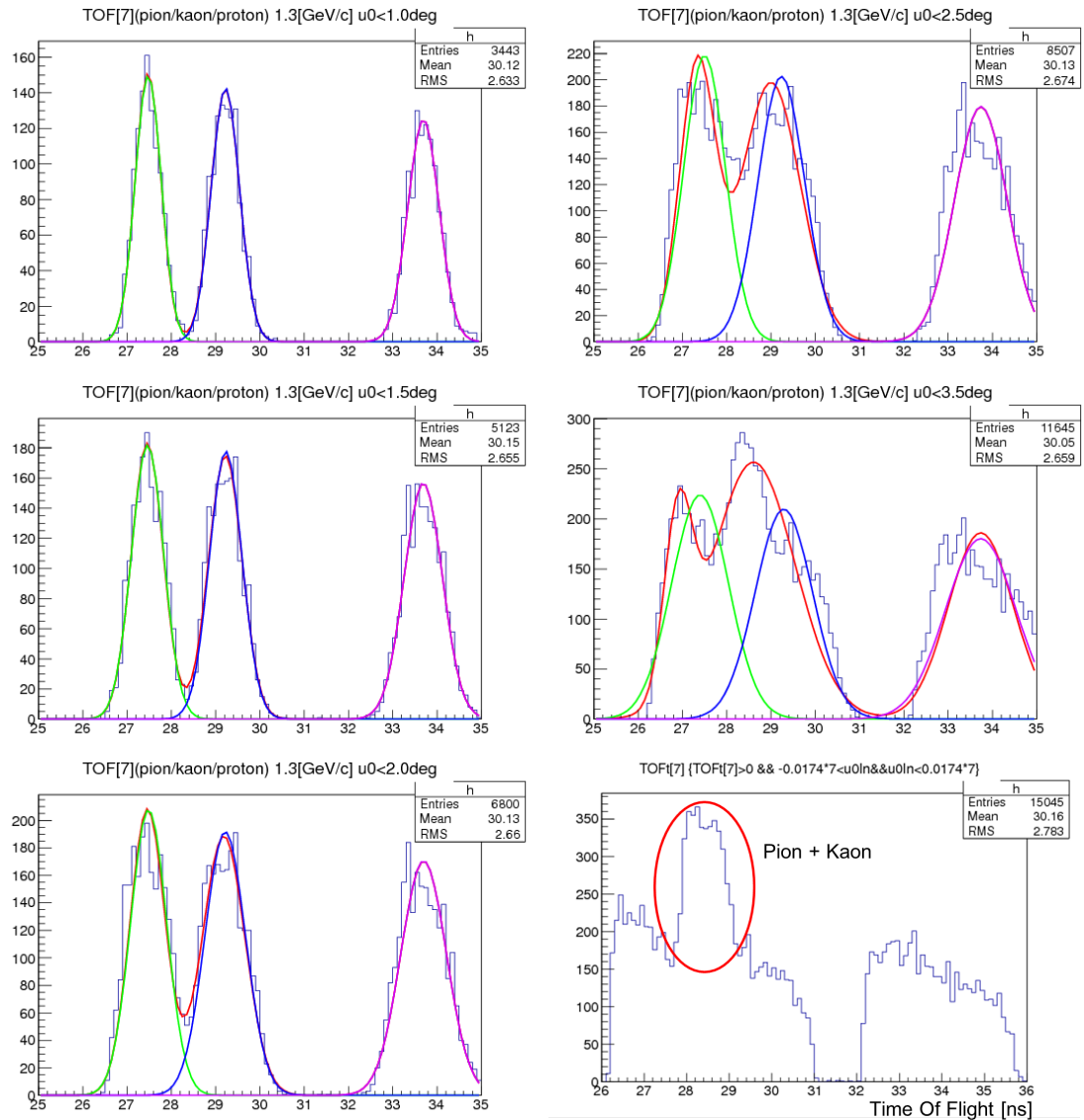


図 3.22: TOF カウンターにおける時間情報。TOF の中心軌道上の 1 セグメント (幅 7 cm) に運動量 1.3 GeV/c の π , K , p が到達する時間 [ns] の分布を示す。標的での横方向の角度によって飛行経路が異なるため、同じ粒子でも到達時間に大きなずれが生じる。左上から、標的位置での横方向の粒子が飛び出す角度が、 1° 、 1.5° 、 2° 、 2.5° 、 3.5° までの粒子を選んだ場合で、右下はすべての粒子を表示している。3つのピークは緑が π 、青が K 、ピンクが p を表す。

AC (1)

エアロジェルチェレンコフ検出器。屈折率 1.06 のエアロジェルを用いた閾値型チェレンコフ検出器である。1.4 GeV/c 以下の運動量の π と K を識別できる。

AC (2)

エアロジェルチェレンコフ検出器。こちらは上と違い、屈折率 1.2 のものである。1.4 GeV/c 以下の運動量の K と p を識別できる。

WC

水チェレンコフ検出器。屈折率は 1.33 である。陽子の発光閾値を超えているため、陽子が通過したイベントでもチェレンコフ光を出す、発光量によって K と p を識別する。

K^+ トリガーとしては、TOF、AC(1) と、AC(2) または WC を組み合わせて、

$$\text{TOF} \times \overline{\text{AC1}} \times \text{AC2} \text{ または } \text{TOF} \times \overline{\text{AC1}} \times \text{WC}$$

とすれば良い。ただし、WC の場合には、 K 、 p それぞれの信号の大きさに応じて適切な閾値をかける。

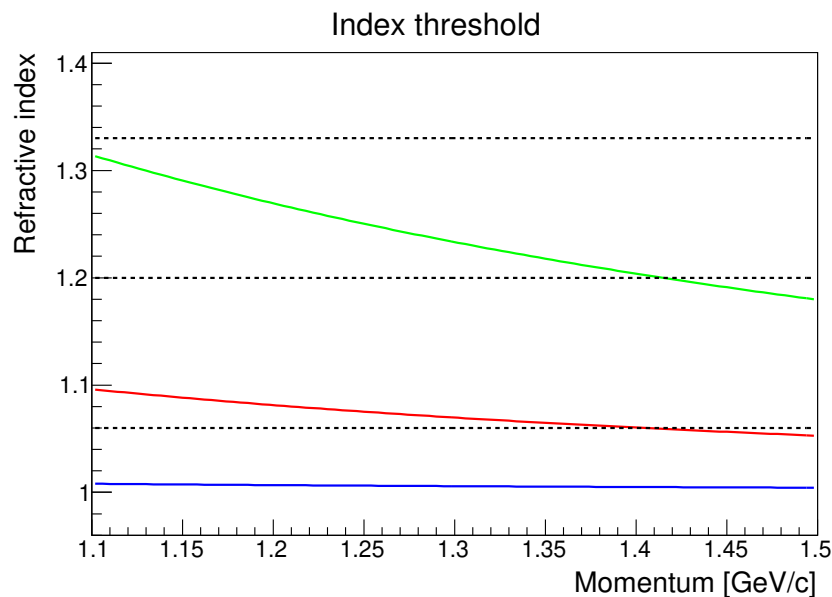


図 3.23: 運動量に対する屈折率の閾値。青が π 、赤が K 、緑が p を表す。点線は下から $n = 1.06, 1.2, 1.33$ である。それぞれの粒子について、曲線が点線を下回っているところでは、その屈折率の物質を通過する際にチェレンコフ光が発生する。

D1 の下流端から 2.5 m の位置での粒子のひろがりを図 3.25 に示す。横 1.2 m、縦 0.6 m の面積を覆えば良いことがわかる。

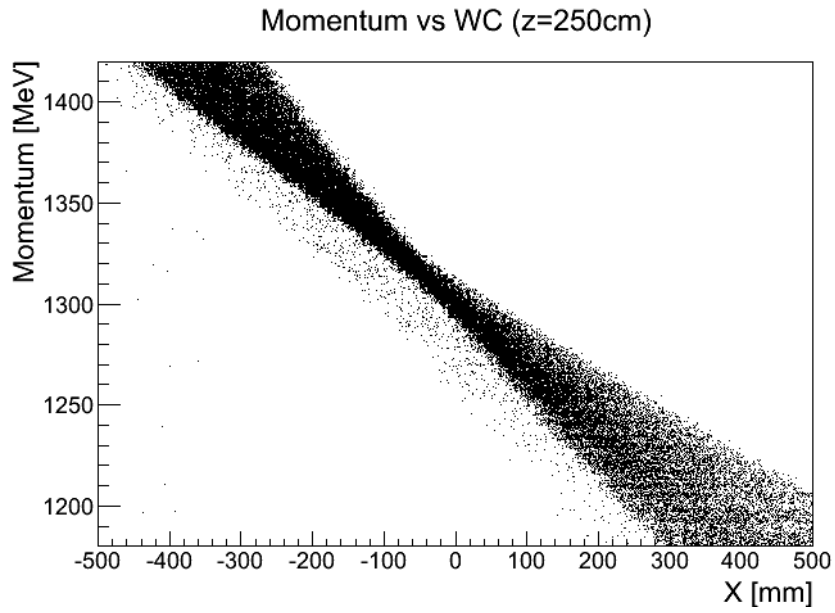


図 3.24: WC 位置での運動量の分布。

表 3.5: S-2S トリガーカウンター。

粒子	AC(1.06)	AC(1.2)	WC
π	○	○	○
K	×	○	○
p	×	×	△

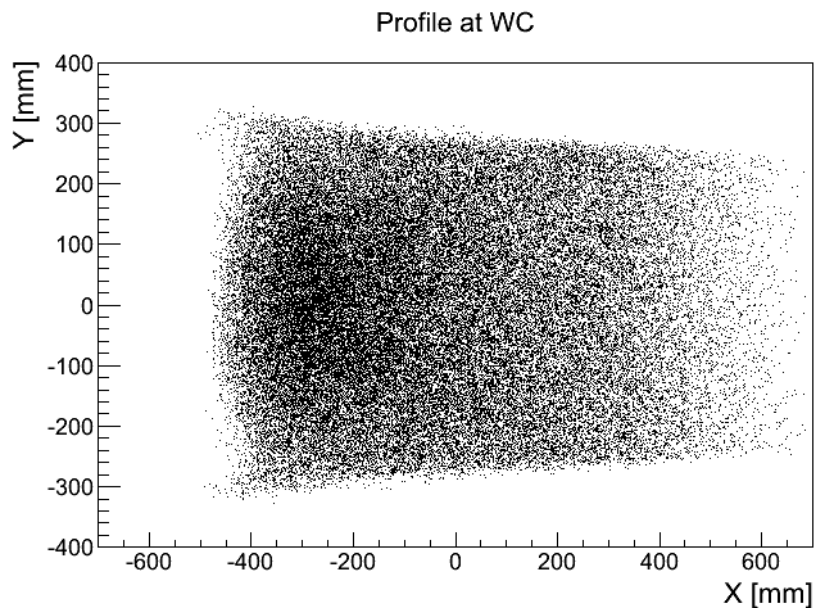


図 3.25: WC 位置での粒子のひろがり。運動量は -7.5% – $+7.5\%$ までの粒子を表示した。

第4章 ミッシングマス分解能の評価

ここでは、Geant4を用いたシミュレーションの結果について述べる [22]。前章では、検出器での多重散乱と位置分解能を考慮し、運動量分解能への影響について調べたが、ここでは、物質中でのエネルギー損失や、検出器以外での多重散乱を考慮せず、検出器における多重散乱もある一平面上での角度の変更という単純化をしていた。そこで、より現実的な誤差を与えてミッシングマスを組み、目標のエネルギー分解能を達成できるかどうか確認して、適当な検出器構成を決めることが目的である。

4.1 Geant4を用いたシミュレーション

前章では、検出器における多重散乱と位置分解能を考慮し、それらがS-2Sにおいて、運動量分解能にどのような寄与の仕方をするのかを調べ、目標の運動量分解能を達成する検出器構成を検討した。

ここでは、イベント生成に Geant4 を用いて、検出器以外のスペースや、電磁石のギャップ中の物質中での多重散乱も含めた形で性能を評価した。検出器の物質については、前章と同じく、表 3.2 の内容で置いた。

S-2S に入射する K^+ の運動量と散乱角 (S-2S にとっての入射粒子の運動量と入射角) は、 K^- の運動量を K^+ の運動量が S-2S の中心運動量付近にくるように決め、 $^{12}\text{C}(K^-, K^+)_{\text{Be}}^{12}$ 反応の運動学において、束縛エネルギーを 0 として、散乱角をランダムに振ることで決めた。

解析方法は、基本的には前章と同じだが、ここでは ORBIT を用いて計算した三次の輸送行列を用いて解析した。Geant4 への入力としては、理想的で一様な四重極磁場、双極磁場を与えた。この部分は今後磁場計算ソフト TOSCA を用いた詳細な 3 次元磁場計算を行い、それで得られた磁場マップに置き換えて検討を進める予定である。

評価する値としては、トラッキングによって求めた運動量と、上流側の 2 面の検出器の位置情報、または、トラッキングの結果得られた上流側での角度情報と、既知としている入射粒子の運動量からミッシングマスを計算し、ミッシングマスの分解能を評価した。

ここではミッシングマス分解能は、ビームの運動量は既知 ($\Delta_{beam} = 0$)、ターゲット中のエネルギー損失は 0 ($\Delta E_{strag} = 0$) と仮定して式 2.1 に従って計算されるものを調べる。すなわち、その分解能とは、

$$\Delta M = \Delta_{scat} \quad (4.1)$$

というふうに、散乱粒子の運動量解析の寄与のみを見るものである。このとき、 Δ_{beam} , Δ_{θ} , ΔE_{strag} の寄与をそれぞれ 0.56、0.04、1.0 MeV と仮定して、 $\Delta M < 1.5$ MeV とするための、散乱粒子に対する運動量分解能からの寄与の目標値として $\Delta p_{scat} < 0.96$ MeV と設定する。厳密には、 Δ_{scat} は散乱角の測定誤差も含んだような形であるが、目標値としては安全を見ていることになっており、問題ない。

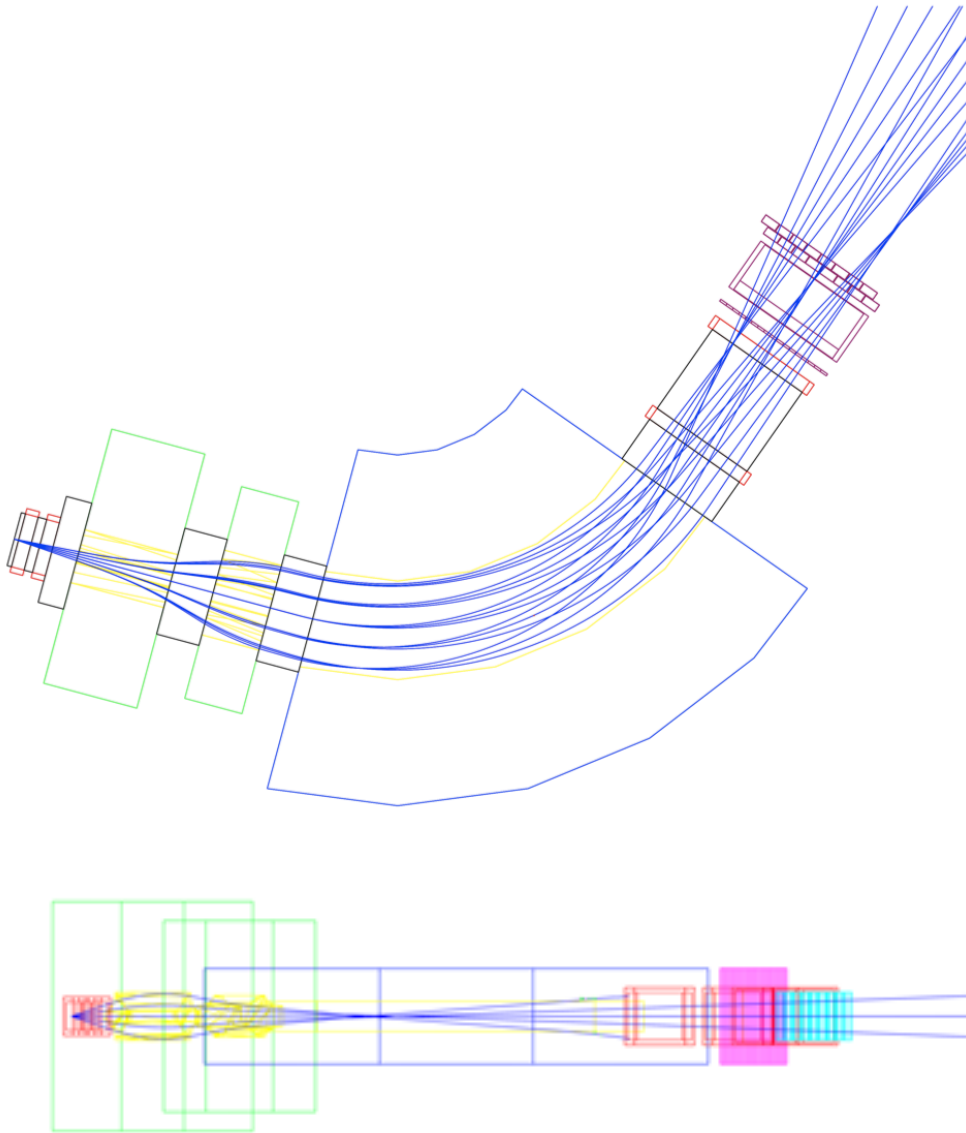


図 4.1: Geant4 を用いたシミュレーション。上図は上から見た mid-plane 上での軌跡、下図は横から見た縦方向の軌跡を描いている。図中の線は、 $1.3 \text{ GeV}/c$ を中心運動量として、 -7.5% , 0 , $+7.5\%$ の運動量で、標的から $0^\circ, \pm 2^\circ, \pm 4^\circ$ の角度で S-2S に入射させたときの粒子の軌跡を示している。

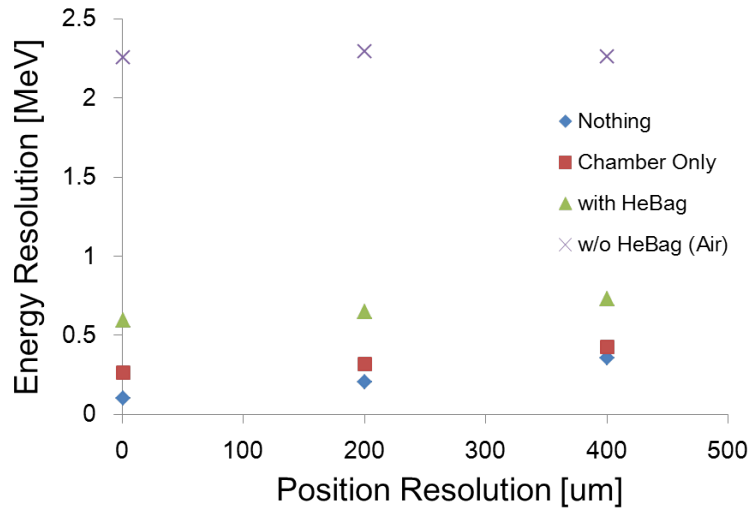


図 4.2: 多重散乱の影響。検出器の位置分解能を $0 \mu\text{m}$ 、 $200 \mu\text{m}$ 、 $400 \mu\text{m}$ とし、入射粒子の軌道上の物質を、(1) すべて真空、(2) 位置検出器の部分のみ、(3) 検出器以外の部分を He ガスで満たす、(4) 検出器以外の部分を空気で満たす、と増やしていき、この 4 通りでミッシングマスのエネルギー分解能がどう変わるか調べた。エネルギー分解能は FWHM で表示している。

4.1.1 空気中の多重散乱

前章のシミュレーションでは、検出器以外の部分の気体による多重散乱と、物質中でのエネルギー損失を取り入れていなかったが、最終的な分解能はこれらを含めて評価すべきである。

そこで、Geant4 上で、粒子が通る範囲で検出器以外の空間すべてにビーム面積を十分覆う大きさのボックスを置き、検出器部分と、ボックス部分の物質を変えてそれぞれでミッシングマス分解能を調べた。

(1) 検出器のみの物質を考慮して他は真空とした場合、(2) ボックスを He ガスで満たした場合、(3) ボックスを空気で満たした場合、について比べた結果を図 4.2 に示す。ここではミッシングマスの分解能を縦軸にとっている。(3) 以外は目標としている値を達成している。(2) の場合、検出器の位置分解能が $200 \mu\text{m}$ のときに 0.65 MeV が達成される。 Δ_{beam} 、 Δ_{Estrag} の項を合わせると、 1.32 MeV が得られる。(3) の場合は約 4 倍悪くなり、目標の分解能を大きく超えてしまう。

よって、目標とする分解能を達成するためには、標的から最下流の検出器までは可能な限り He ガスを詰めなければならない。また、どの部分を He ガスにするのが効果が大きいかを見るため、HeBag(1) を標的から Q2 までの検出器以外の空間、HeBag(2) を D1 から DC4 までの空間を、空気から He に変えて調べた。図 4.3 にその比較の結果を示した。D1 以降の寄与が明らかに大きい。目標の分解能を達成するには、その他の部分も He を満たす必要があることがわかる。

4.1.2 上流側の検出器

散乱 K^+ の入射角の測定精度を上げるには、上流側に検出器を 2 面設置することが重要である。2 面を置くことで、その 2 面の情報から角度を求めることができる。角度分解能はその 2 面の検出器の位置分解能と物質中の多重散乱の大きさによる。

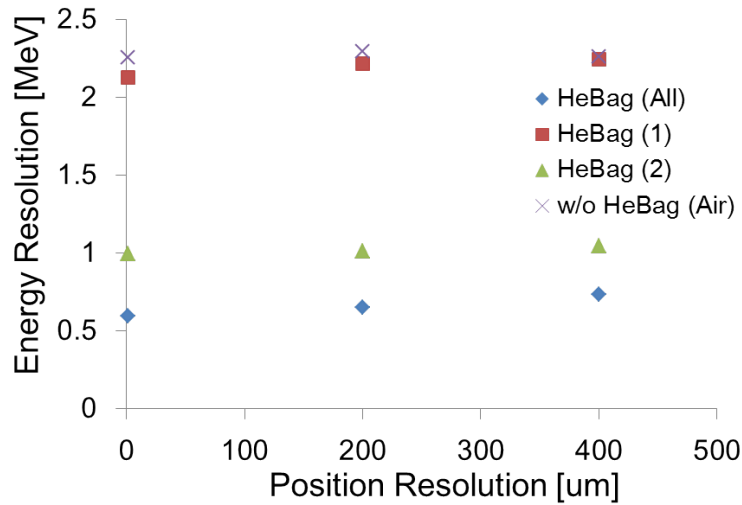


図 4.3: 多重散乱の影響。D1 より上流と下流に分け、検出器以外の空間について、HeBag (1) は上流を、HeBag (2) は下流を He ガスで満たした場合である。図 4.2 で He バッグの必要性を見たが、D1 以降の方が通過距離も長く、悪化の大部分が D1 以降の部分によるものであったことがわかる。

上流側の位置検出器が1面のみの場合、それ単体で角度が決定できず、トラッキングの結果として角度を求めることになる。この場合には角度分解能はスペクトロメータの光学と下流側検出器の性能にも依存する。特に S-2S の場合には縦方向に収束を強くとっているため、角度分解能は悪くなると予想される。しかし、式 (2.3)–(2.5) から計算すればわかるように、S-2S の角度アクセプタンスの範囲では、角度分解能の項は他の項に比べて小さく、ミッシングマスのエネルギー分解能への寄与としてはあまり重要ではない。

そこで、上流側の位置検出器の情報として1面のみを使った解析を行い、運動量分解能、角度分解能、エネルギー分解能の3つを2面の情報を使った場合と比較した。

用いたデータは、検出器以外の部分を He バッグで満たし、検出器はガスチェンバーを4面設置して位置分解能 $200\mu\text{m}$ で測定した場合で、これを、運動量解析のときに、上流側の位置情報をいくつ使うかを切り替えて、2面の場合、1面の場合、とした。2面の場合はその2面でひいた軌跡から求めた角度と、4面の位置情報からフィッティングして得た運動量を用いて、ミッシングマスを計算し、1面の場合、3面の位置情報からまずフィッティングして運動量を上流側での角度を求め、そこからミッシングマスを計算した。

シミュレーションの結果は次の通りである。

表 4.1: 位置検出器の面数を減らした場合の運動量、角度、質量分解能。

	上流 2 面	上流 1 面
Δp [MeV/c]	0.745	0.747
$\Delta\theta$ [mrad]	1.41	3.5
ΔM [MeV]	0.65	0.67

上流側の検出器の面数を1に減らすと、角度分解能は2.5倍悪化する。しかし、運動量分解能はほぼ同じである。これは、第3章での DC2 を使わなくとも分解能が悪化しないという計算結果と矛盾しない。運動量の項の寄与が大きく、角度の項の寄与は小さいため、ミッシングマスの分解能

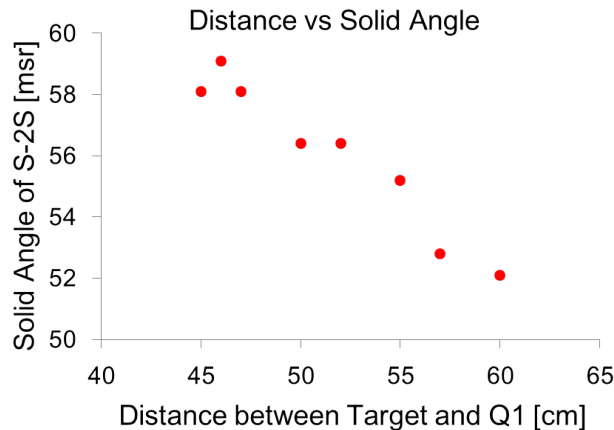


図 4.4: 立体角と標的-Q1 間の距離との関係。46 cm のところで最大値をとる。

も許容できる程度のわずかな悪化しか見られなかった。上流側に検出器を置かなくても良いことがわかった。

4.2 標的と Q1 との距離を縮めた場合

ここまでは上流側の検出器のスペースを確保するため、標的と Q1 までの距離を 60 cm としてきた。一方、上流側の検出器に関しては以下のようなことが明らかとなった。

- 2 面の位置検出器を並べておいても検出器での多重散乱の散乱角に対して角度分解能が悪いためにその影響が少ない。
- 下流側と比べて、運動量分解能への位置分解能の寄与が小さい。
- 1 面でもトラッキングが可能であり、角度分解能の悪化もミッシングマスのエネルギー分解能への寄与は小さく、2 面である必要性はない。

そこで、標的と Q1 のエンドガードまでの距離 15 cm の間に検出器をひとつ置くという状況にして、標的と Q1 との距離を 45 cm まで縮める場合を考える。

標的から Q1 までの距離を縮めることは、標的から見た磁石口径の大きさとしての立体角は増えるが、光学系としては焦点距離が伸びることを意味し、仰角が増えた分をすべて通過させようとするには Q1、Q2 の収束力をより強くしなければならない。しかし Q1、Q2 の磁場勾配は既に最大限の強度であるため、磁場勾配の値としてはそのままの設定で行う。

この条件での計算の結果、標的と Q1 の距離が 46 cm のときに 59 msr と、元の 52 msr より 1 割大きい立体角が得られることがわかった (図 4.4)。標的と Q1 の距離を縮めることは立体角を増大し、わずかではあるが、飛行長さの短縮による K^+ の生存率の改善と下流側にスペースを作るという点で得である。

実験を行うにあたっては、実際の磁場・光学系における高次の効果を含めた理解のために、上流側で測った精度の良い角度情報も必要になると予想される。そのためには上流側にスペースをつくらないといけませんが、その確認ができ、2 面ある必要がなくなれば、ハイパー核の分光実験を行う際には、上流側検出器は 1 つで行い、より立体角の大きい配置でデータ取得できるであろう。これ

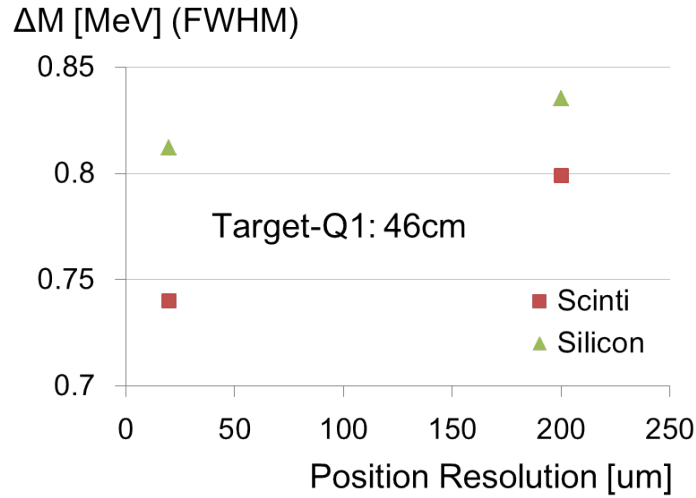


図 4.5: 標的-Q1 間を縮めた場合のエネルギー分解能。物質の種類と位置分解能をそれぞれ 2 通りずつ計算した。

を動機として、標的-Q1 間の距離を変えた場合のエネルギー分解能と、ビームのプロファイルの確認を行った。

4.2.1 分解能

これまでと同様の方法でトラッキングを行って分解能を評価した。上流側の検出器は標的から 10 cm のところに設置するとし、物質としては、シンチレーションファイバーまたはシリコンを想定し、厚さは 1 mm とした。

得られた結果を図 4.5 に示す。ここではシンチレータとシリコンの 2 種類の物質について位置分解能を 20 μm、200 μm の 2 通りで計算した。

ファイバートラッカーやシリコンストリップ検出器などの位置検出器の位置分解能はそのファイバー幅、ストリップ幅によって決まる。その幅を w とすると、 $x_0 - w/2 - x_0 + w/2$ の範囲を通過した粒子は x_0 を通過したとみなされるので、その測定誤差の標準偏差は、

$$\sigma^2 = \frac{1}{w} \int_{x_0-w/2}^{x_0+w/2} (x - x_0)^2 = \left(\frac{w}{\sqrt{12}} \right)^2 \quad (4.2)$$

と計算できる。分解能が 20 μm、200 μm という値は、幅がそれぞれ、約 70 μm、700 μm であることに対応している。

下流側の検出器としてはこれまでと同じようにガスチェンバーを想定し、位置分解能は 200 μm とした。得られたエネルギー分解能は、重いシリコンの方が数 10 keV 悪く、位置分解能 20 μm のシリコン検出器と、位置分解能 200 μm のファイバー検出器では、ファイバーの方がわずかに良いという結果となった。値は、標的-Q1 の距離が 60 cm とした場合の値 $\Delta M = 0.65$ MeV に対して、 $\Delta M = 0.8$ MeV であった。

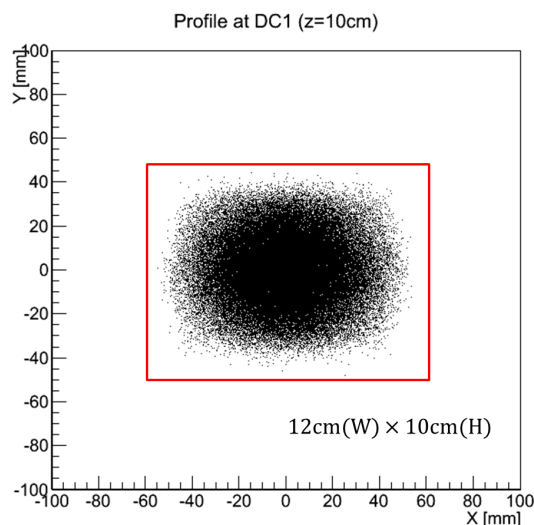


図 4.6: 標的-Q1 間の距離を縮めた場合の粒子のひろがり。上流側、標的から 10 cm の場所でのひろがりを示す。3つの電磁石をすべて通過できる粒子を選んで表示している。赤枠は 12 cm×10 cm の大きさであり、この中におさまっている。立体角が増えた分、距離 60 cm の場合よりも少し像も大きくなっている。

4.2.2 粒子のひろがり

各検出器位置での粒子のヒットパターンを図 4.6–4.8 に示す。

上流側では、角度アクセプタンスが増えた分、像も標的-Q1 が 60 cm の場合と比べて少しひろがっている。下流側では、収束位置が少し下流にずれるために像に変化はあるが、目立つほどの像の拡大などはなく、いずれも横 90 cm、縦 55 cm 以内におさまるといった結果となった。

4.2.3 まとめ

標的から Q1 の距離を短くする場合には、立体角が 52 msr から 59 msr まで増加する。それに伴い、上流側ではビームが少し広がるが、下流側では大きな変化はなかった。

この場合も、3面での運動量解析は不可能ではなく、分解能としては、0.8 MeV という値が得られた。この値に、 Δ_{beam} 、 ΔE_{strag} の項を合わせると、

$$\Delta M = \sqrt{0.56^2 + 0.8^2 + 1.0^2 + 0.04^2} = 1.4 \text{ MeV}$$

という値を見積もることができる。これに対して、標的-Q1 間の距離が 60 cm で、上流に 2 面検出器を置いた場合の値が 1.32 MeV であったから、このトータルのミッシングマスの分解能で比べれば 0.08 MeV しか差がない。立体角が増えることを考えると、標的-Q1 間を 46 cm としたこの検出器構成の方が良いと考える。立体角 59 msr、飛行距離から計算される K^+ の生存率 41% を用いて、式 2.8 のように計算すると、 ^{12}Be の取量として、140 個/月と見積もることができる。ただし、ここでの生成断面積は、S-2S のアクセプタンス 5–15°、BNL-E885 で得られた生成断面積の値 $89 \pm 14 \text{ nb/sr}$ ($\theta < 8^\circ$)、 $42 \pm 5 \text{ nb/sr}$ ($\theta < 14^\circ$) から、60 nb/sr とした。

また、上流側の検出器は、電磁石系より上流にあるため、標的を通過した二次ビームが直接照射される。ファイバートラッカーはチェンバー等と比べて、強度耐性の点ですぐれているため、高い

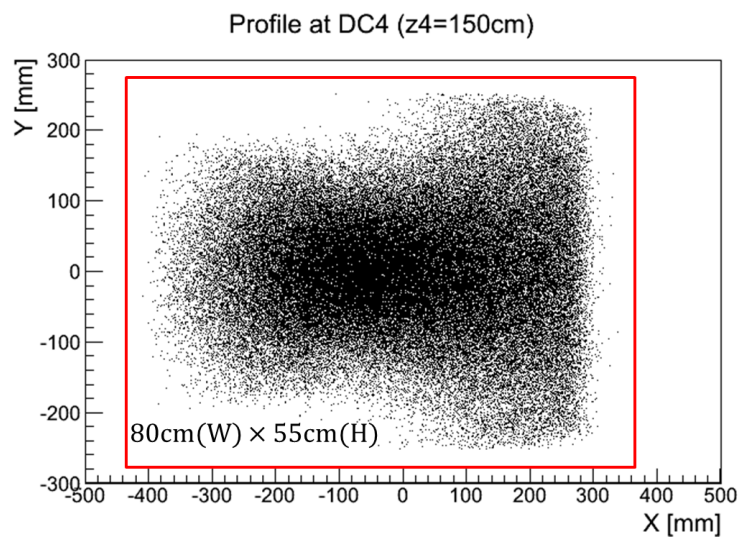
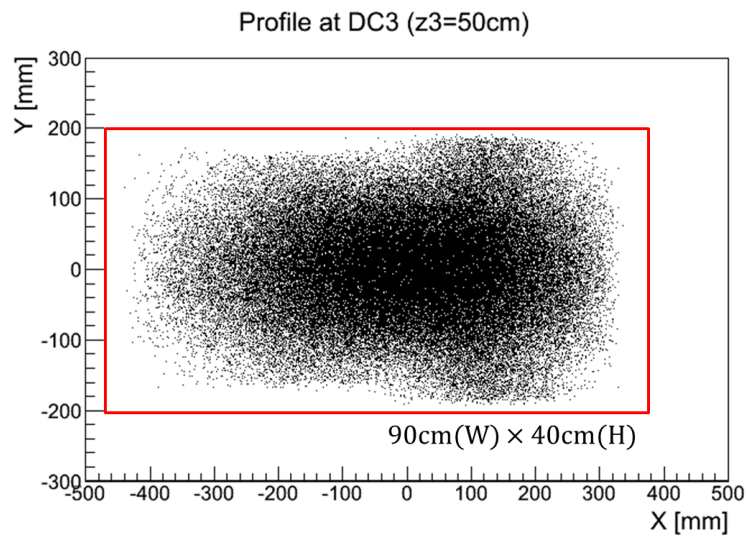


図 4.7: 標的-Q1 間の距離を縮めた場合の S-2S 下流側での粒子のひろがり。赤枠の大きさは上が 90 cm (W) × 40 cm(H)、下は 80 cm (W) × 55 cm(H) を表す。

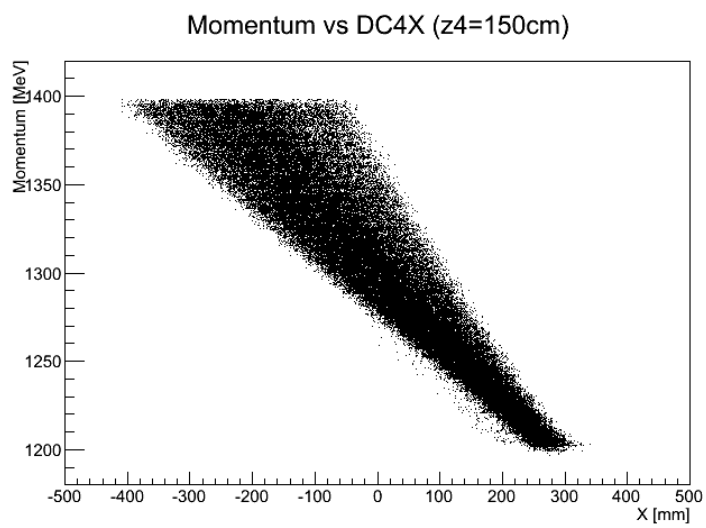
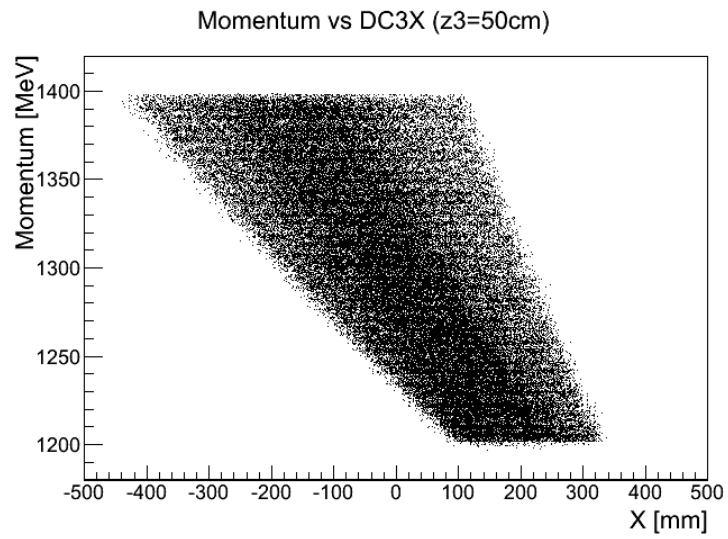


図 4.8: 標的-Q1 間の距離を縮めた場合の S-2S 下流側での粒子のひろがり。横軸が x 座標、縦軸は運動量を示している。

ビーム強度を出すことが可能な π ビームを用いた実験を行うときや、実験を行うときの状況として K^-/π^- 比が予想より小さい場合などにはこの検出器構成が有利となるだろう。

第5章 まとめと展望

我々は、J-PARCにおいて(K^- , K^+)反応を用いた Ξ ハイパー核の分光実験を行う。これにより、いまだ確かな情報のない Ξ ハイパー核の束縛状態について、その存否を初めて確定する。この実験を足掛かりとし、さまざまな標的を用いて、 Ξ ハイパー核、 $\Lambda\Lambda$ ハイパー核の分光実験を行い、 $S = -2$ のバリオン間相互作用に関する実験的情報を与える。

このような実験を行うには、高い運動量分解能、大立体角をもつスペクトロメータが必要である。そのため我々は散乱粒子用磁気スペクトロメータ S-2S を新たに建設する。

S-2SにはQQD型の常伝導電磁石を用いる。これについては、中心運動量 $1.3 \text{ GeV}/c$ 、 $\pm 7.5\%$ の運動量の粒子に対し、標的から初段の電磁石までの距離を 60 cm と仮定したときに、 52 msr の立体角を実現できるように設計された。一部の電磁石は現在製造中である。

これに対して、十分な分解能を達成するための検出器構成について検討し、その予想性能を議論した。その結果、電磁石より上流に配置する検出器の面数を1とし、標的からQ1電磁石までの距離を詰めることで、立体角 59 msr を達成しながら、ミッシングマスの分解能として、 1.4 MeV を得る方法を示した。この際、飛跡検出器は、標的から 0.1 m 、D1から 0.5 m 、 1.5 m の各位置に配置し、位置分解能 $200 \mu\text{m}$ を要求する。

この3つの飛跡検出器は、シンチレーション・ファイバー・トラッカー (SFT)、ドリフトチェンバー (DC1,2)で構成する。それぞれの覆うべき面積は、SFT: $12 \text{ cm (W)} \times 10 \text{ cm (H)}$ 、DC1,2: $100 \text{ cm (W)} \times 60 \text{ cm (H)}$ 以上である。また、DC1に対しては、厚さが $x/X_0 < 1.0 \times 10^{-3}$ 程度であることを要求する。

別の構成として、入射角の測定を重視する場合には、標的からQ1までの距離を 60 cm とし、電磁石より上流にも2面のドリフトチェンバーを用いるという選択肢もある。この場合のミッシングマスの分解能は 1.32 MeV 、立体角は 52 msr と見積もった。

今後は、まず電磁石に関して、有限要素法を用いた詳細な3次元磁場計算を行い、より現実的な磁場分布を用いて解析や磁場測定の方法について検討する。検出器や電磁石に対する設置位置に関する誤差を考慮して分解能を評価し、どの程度の精度が要求されるかについて調べる。

電磁石系は、Q1電磁石が2012年度中に完成する。2013年度中にQ2電磁石の加工、2013、2014年度でD1電磁石が完成する予定である。完成した電磁石については、励磁試験を行い、磁場測定の結果と、計算磁場とを比較する。それと並んで、新たに必要となる検出器について、詳細な検討・設計を行い、製作・試験を行っていく予定である。

謝辞

本論文の執筆にあたり、多くの方々にお世話になりました。

指導教官である永江教授は、私をストレンジネス核物理という興味深い分野に導き、新しい磁気スペクトロメータの設計という、非常に大きく魅力的なテーマを下さいました。いつも丁寧なアドバイスを下さいました。また、国際会議への参加も許して下さり、貴重な経験ができました。本当にありがとうございます。川畑准教授、村上講師、藤岡助教、新山助教からは、発表会などでいつも適切なアドバイスをいただき、大きな助けになりました。

山形大の加藤名誉教授、KEKの高橋俊行准教授、高橋仁准教授には、S-2Sに関して、私の稚拙な質問に答えていただき、感謝しています。東北大の三輪助教には、Geantシミュレーションをやるにあたってお世話になりました。とても助かりました。ありがとうございました。

同じ研究室の森津さんには、J-PARCにて、実験の技術に関して手取り足取り面倒をみていただきました。S-2Sの設計に関しても森津さんから引き継ぎを受けましたが、その後もよくケアして下さり、ありがとうございました。森津さんがいなければ、私は何もできないままであったことでしょう。

同室の先輩である石黒さんには、さまざまなことについてたくさん相談させていただきました。私の心を支えて下さり、本当にありがとうございました。

まとめてしまい恐縮ですが、その他にも、たくさんの先輩方や同回生たちから、たくさんのことを教えていただき、楽しく過ごさせていただきました。このページを書く時間があと10分でもあったならと悔しい気持ちでいっぱいです。みなさん、どうもありがとうございました。

参考文献

- [1] T. Inoue *et al.*, Prog. Theor. Phys. 124, 591 (2010)
- [2] K. Miwa *et al.*, J-PARC E40 proposal (2010)
- [3] T. Tamagawa *et al.*, Nucl. Phys. A 691, 234 (2001)
- [4] J.K. Ahn *et al.*, Phys. Lett.B 633, 214 (2006)
- [5] P.H. Pile *et al.*, Phys. Rev. Lett. 66, 2585 (1991),
T. Hasegawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. 74, 224 (1995),
H. Hotchi, *et al.*, Phys. Rev. C 64, 044302 (2001)
- [6] T. Nagae, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 80, 1605 (1998)
- [7] T. Harada, Y. Hirabayashi, Nucl. Phys. A 759, 143 (2005)
- [8] J. Schaffner-Bielich, Nucl. Phys. A 804, 309 (2008)
- [9] M. Danysz, *et al.*, Nucl. Phys. 49, 121 (1963)
- [10] S. Aoki, *et al.*, Prog. Theor. Phys. 85, 1287 (1991)
- [11] H. Takahashi, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 87, 212502 (2001)
- [12] C.B. Dover, A. Gal, Ann. Phys. 146, 309 (1983)
- [13] T. Motoba and S. Sugimoto, Nucl. Phys. A 835, 223 (2010)
- [14] T. Harada *et al.*, Phys. Lett. B 690, 363 (2010)
- [15] T. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. C 58, 1306
- [16] P. Khaustov, *et al.*, Phys. Rev. C **61**,054603 (2000).
- [17] T. Takahashi *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. 02B010 (2012)
- [18] T. Nagae, *et al.*, J-PARC E05 proposal (2006).
- [19] TRANSPORT http://aea.web.psi.ch/Urs_Rohrer/MyWeb/trans.htm
decay-TURTLE http://aea.web.psi.ch/Urs_Rohrer/MyWeb/turtle.htm
- [20] Particle Data Group, Review of Particle Physics 290 (2010)
- [21] 多変数関数の最小値探索のためのアルゴリズム群：MINUIT <http://seal.web.cern.ch/seal/work-packages/mathlibs/minuit/home.html>
- [22] Geant4 は物質中の粒子軌道をシミュレーションするためのツールキットである。 <http://geant4.cern.ch/>