核内有限密度下における 中間子崩壊の 不変質量分布の測定

京都大学 理学研究科 物理学第2教室

原子核・ハドロン物理学研究室

武藤 亮太郎

2000年2月1日

Abstract

現在、ハドロンの振る舞いは、クォークやグルーオンの理論、つまり quantum chromodynamics(QCD)によって記述されると信じられている。しかし、低エネルギー領域 で QCD は、クォーク閉じ込めやカイラル対称性の自発的破れなどの非摂動的な効果に より取り扱いが難しく、現在も精力的な研究が行われている分野である。特に、クォー クの質量の起源という問題はいまだ実験的検証がなされていない。

QCD によると、クォークはカイラル対称性の自発的破れによって真空中に凝縮し たクォーク・反クォーク対と相互作用することにより、有限の有効質量を持つ。これ は、まわりの真空状態が変われば、クォークの有効質量も変化する可能性を示唆して おり、様々な理論が、通常の原子核密度中においてもカイラル対称性が部分的に回復 し、中間子の質量が変化することを予言している。本実験の目的は、原子核中で崩壊 した φ 中間子の崩壊比および不変質量を測定することによって、原子核中での有効質 量の変化を測定することにある。

本実験では、KEK-PS の 12GeV 陽子ビームを用いて核内に ϕ 中間子を生成する。 そして、 $\phi \rightarrow K^+K^- \geq \phi \rightarrow e^+e^-$ を両方観測し、これらの崩壊幅の比や ϕ 中間子の 不変質量分布が、異なる原子核標的中でどのように変化するかを測定する。このため には高精度の荷電粒子の同定と運動量測定が要求される。

これまで 1997 年、1998 年とデータの収集を行ったが、1999 年度のデータ収集に先 立ち K 中間子の同定能力と荷電粒子の運動量測定精度の向上をめざして実験装置の改 良を行った。

K 中間子の同定は主に、エアロジェル・チェレンコフ・カウンターによる veto と、 飛行時間の計測により行われる。飛行時間計測は、ターゲットから 380mm の場所に 設置されている segmented start counter(STC)と、ターゲットから 3956mm に設置 されている Forward TOF Hodoscape(FTOF)とよばれる二つのシンチレーションカ ウンターで行われる。この飛行時間計測の精度向上のためにSTCの改造と、時間測定 回路の改良を行った。本論文では特に99年5月に行ったSTCの改造を中心に報告す る。このSTCの改造と時間測定回路の改良により、STCの時間測定精度を400psか ら 250ps へと改良することに成功した。

荷電粒子の運動量は、ダイポールマグネット中に置かれた半径 880mmの円筒形ド リフトチェンバーと、その外側動径 1600mm に置かれたバレル形ドリフトチェンバー の 2 台によって測定する。運動量の分解能は、チェンバーの位置分解能、測定領域の 物質量、そして磁場の強さとその精度で決まる。本実験のような比較的低い運動量の 粒子を扱う場合、主たる誤差はクーロン散乱と磁場精度で決定される。本論文では有 限要素法を用いた磁場計算による高精度の磁場マップ作成について報告する。またダ イポールマグネットの磁場測定とその較正を行い、作成した磁場マップの精度を評価 した。その結果、測定と計算が運動量の決定精度として $0.2\% \pm 0.3\%$ で一致すること を確認した。この磁場マップを用いることにより、 $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ チャンネルより Λ の不 変質量分布を求め、質量分解能として 2.3 MeVを得た。この質量分解能は ϕ の不変質 量分布 (崩壊幅 4.4 MeV) の変化を論じるのに十分な精度である。

本論文では以上の改造・改良点について定量的に評価を行うとともに 1999 年のデー タから最終的に得られた $\phi \to K^+K^-$ の不変質量分布について考察する。 目 次

1	Introduction	4
2	実験の概要	6
	2.1 運動量測定	7
	2.2 K 中間子同定	10
	2.3 電子同定	11
	2.4 1999 年 Data 収集及び Trigger	13
3	K 中間子の同定	15
	3.1 Start Timing Counter の改良	15
	3.2 TDC 回路系の改良	17
	3.3 カウンターに対する T0、ADC 補正と Time Resolution	17
	3.3.1 K 中間子の質量分布	25
4	運動量測定精度の向上	28
	4.1 磁場マップの作成	28
	4.1.1 磁場計算	28
	4.1.2 磁場測定	29
	4.1.3 測定磁場の解析	33
	4.1.3 測定磁場の解析	$\frac{33}{41}$
	4.1.3 測定磁場の解析	33 41 42
	 4.1.3 測定磁場の解析	 33 41 42 44
	 4.1.3 測定磁場の解析	 33 41 42 44 45
5	4.1.3 測定磁場の解析	 33 41 42 44 45 47

1 Introduction

現在、ハドロンの振る舞いは、クォークやグルーオンの理論、つまり quantum chromodynamics(QCD)によって記述されると考えられている。QCD 研究の最終的な目標は、全 てのハドロン現象をクォーク・グルーオンの自由度で説明することである。例えばレプトン とハドロンの深非弾性散乱などの、摂動的取り扱いが許される高エネルギー領域では QCD 理論によって実験結果が良く説明されている。しかし低エネルギー領域では、クォーク閉 じ込めやカイラル対称性の自発的破れなど、非摂動的な効果により QCD は取り扱いが難 しく、現在も精力的な研究が行われている分野となっている。その中でも特に、クォーク の質量の起源という問題は、いまだ実験的検証がなされていない。

QCD によるとクォークはもともと小さな質量しか持たないが、カイラル対称性の自発的 破れによって真空中に凝縮したクォーク・反クォーク対と相互作用することにより、有限 の有効質量を持つと考えられる。たとえば s クォークは、裸の状態で 160MeV 程度の質量 しか持たず、これが真空中の qq 対と相互作用して約 500MeV の有効質量を獲得している と考えられている。

このことは、まわりの真空状態が変わればクォークの有効質量も変化する可能性を示唆 している。例えば、クォーク・グルーオン・プラズマ(QGP)のような高温高密度状態に おいては、カイラル対称性が回復し、クォークの質量が著しく小さくなることが予想され ている。一方、QGP状態へと相転移するほどの高温・高密度下でなく、通常の原子核密 度中でも、カイラル対称性が部分的に回復し、クォークの有効質量が小さくなるなどの理 論的予想もある。このクォークの有効質量の変化は中間子質量を測定することで実験的に 検証することができる。特に Vector Meson(ρ, ω, ϕ)はクォーク間の相互作用項が小さく、 $M_{VectorMeson} \sim 2 \times M_{quark}$ であるため、クォークの有効質量の変化に対して感度が高いと 考えられる。

有限密度下のハドロンの質量変化に対しては初田氏らによる QCD Sum Ruleを用いた計算結果 [1] があり、これによるとたとえば ϕ の質量は密度 ρ の関数として

$$m_{\phi}(
ho)/m_{\phi}(0)=1-lpharac{
ho}{
ho_0}$$

と表される。ここで ρ_0 は原子核密度、また α は核内の $< s\overline{s} >$ の量に関連するパラメータ で 0.02 ~ 0.04 の値をとる。つまり原子核中での ϕ の質量は自由空間中の ϕ (質量 1020MeV) より 20 ~ 40MeV 質量が軽くなっていることになる (図 1参照)。

本実験 KEK-PS E325 の目的は、原子核中で崩壊した ϕ 中間子の崩壊比および不変質量 を測定することによって、 ϕ 中間子の原子核中での質量変化について、実験的検証を行う ことである。 [2]

この実験では、KEK-PS の 12GeV 陽子ビームをポリエチレン・炭素・銅の 3 種の異なる 標的に同時に照射し、核内に ϕ 中間子を生成する。そして $\phi \rightarrow K^+K^-$ と $\phi \rightarrow e^+e^-$ を同 時に観測し、これらの崩壊幅の比や ϕ 中間子の不変質量分布が、異なる原子核標的中でど のように変化するかを測定する。

 ϕ 中間子は、強い相互作用で K 中間子対へ崩壊する ($\phi \rightarrow K^+K^-$)が、その Q 値が 32MeV と小さいために、その崩壊幅は、核物質の効果による ϕ 中間子や K 中間子の質量



図 1: 密度の違いによる ϕ 中間子の質量変化。Y は真空中に凝縮する $< s\overline{s} >$ の量を表すパ ラメータ。水平にひかれた点線は、 K^0 ペアと K^+K^- ペアの質量である。

の変化に対して感度よく変化する。それに対して $\phi \rightarrow e^+e^-$ モードの崩壊幅は、 ϕ 中間子 の質量変化による影響が少ないので、その比をとることにより、中間子質量に対する核物 質効果を測定することができる。また、 $\phi \rightarrow e^+e^-$ や $\phi \rightarrow K^+K^-$ の不変質量分布によっ て、原子核中での ϕ 中間子の質量の変化を直接測定することができる。ただし $\phi \rightarrow K^+K^-$ の不変質量分布を議論する際には、 ϕ 中間子の有効質量が K^+K^- の有効質量より軽くなっ ていた場合は、核内では ϕ 中間子は K^+K^- チャンネルには崩壊しないこと、また K 中間 子が核内で質量変化を起こしたり、また散乱されることによる影響を考慮する必要がある ことに注意しなければならない。本論文で記述される実験はここまでで論じた物理に実験 的情報を与えるためのものである。

これらの測定を精度良く行うためには、高い粒子同定能力と、高精度の運動量測定が必要不可欠である。運動量測定はダイポールマグネット中に設置されたドリフトチェンバー で行い、K 中間子の同定は、これに加え、シンチレーションカウンターによる飛行時間計 測と、閾値型のエアロジェルチェレンコフカウンターによる π 中間子の除去を行う。電子 の同定にはガスチェレンコフカウンターおよび鉛ガラスカロリメータの閾値型検出器を用 いる。

1997 年 [3]、1998 年とデータ収集を行ったが、1999 年のデータ収集に向け K 中間子の 同定能力と運動量測定の精度の向上を目的に、粒子の飛行時間測定のためのシンチレータ の改造や、時間測定回路の精度の向上などの実験装置の改良を行い、1999 年 7 月にデータ を収集した。また解析時に用いる磁場マップの精度を向上させることで不変質量分布測定 の精度を向上させた。本論文ではこの改良点について定量的な評価を行うとともに、最終 的に得られた $\phi \to K^+K^-$ の不変質量分布について考察する。

2 実験の概要

実験は KEK-PS 12GeV の 1 次陽子ビームライン (EP1B) において行った。本実験では 原子核内で崩壊した ϕ 中間子からの K^+K^- 、 e^+e^- を検出することを目的としている。原 子核中で崩壊すると期待されるのは実験室系で運動量 1*GeV*/*c*、速度 $\beta = 0.7$ 程度の遅い ϕ 中間子であり、このような ϕ 中間子からの K^+K^- 、 e^+e^- を効率よく検出するために大角 度を覆うスペクトロメーターが建設された。セットアップを図 2、3に示す。



☑ 2: E325 Spectrometer Top View



⊠ 3: E325 Spectrometer Side View

スペクトロメーターを構成する要素は運動量測定用トラッキングチェンバー・K 中間子 同定用検出器・電子同定用検出器の3種類に大別される。K 中間子同定用・電子同定用の 検出器群はビーム軸に対して対称に左アーム・右アームの2アームを備えている。以下個々 の検出器について概説し、また 1999年のデータ収集時での Trigger の状況を含めて Run Condition について簡単に説明する。

2.1 運動量測定

運動量の測定は、中心磁場 0.71T のダイポールマグネットと、3 台のドリフトチェンバー を用いて行う。

• Magnet

ポール半径 880mm、 ギャップ間隔 907mm の円筒形磁極を持つダイポールマグネットである。 リターンヨークは幅 5655mm、高さ 3980mm、奥行き 2120mm の大きさを持つ。ターゲットの置かれるマグネット中央から r = 1600mm(BDC の置かれる位置) までの $\int Bdl$ は 約 0.81Tm である。

Cylindrical Drift Chmaber (CDC)
 粒子の飛跡位置の検出に用いる、中心から見込むセル幅が 1.5°のドリフトチェンバーである。外形を図 4に示す。標的より動径 445mm から 830mm の間に 10 層のレイヤー構造を持つ。うち 4 層はステレオワイヤーで、上下方向の位置検出に用いる。セル構造は図 5に示される通りであり、典型的ドリフト距離は最内層で 5mm、最外層で15mm となっている。有感領域は円周方向に ±12 度から ±132 度まで、上下方向に±23 度である。1 気圧の Ar/C₂H₆ガス (50%:50%) でオペレートされている。詳細は参考文献 [4] に述べられている。

 Barrel Drift Chamber (BDC)
 動径方向に 1590mm から 1640mm までの間に 4 層のレイヤーを持つドリフトチェン バーであり、外側2 層がステレオワイヤーである。左右のアームに 1 台ずつ計 2 台設 置されている。有感領域は円周方向 ±12 度から ±102 度まで、上下方向に ±23 度で ある。外形を図 6に示す。CDC と同様のガスでオペレートされる。

CDC と BDC を用いて粒子の飛跡を再構成し、運動量を決定する。この運動量測定の精度向上のために、Magnetの磁場マップの高精度化と、CDC、BDC のドリフト時間測定回路の改良を行った。これに関しては4章で詳しく述べる。



図 4: CDC の外形。



図 5: CDC の cell 構造。長方形で示されているのがドリフトセルである。



図 6: BDC の外形。

2.2 *K* 中間子同定

K中間子同定のためのアームは水平方向に $\pm(12^{\circ} \sim 54^{\circ})$ 、垂直方向に $\pm 5.7^{\circ}$ のアクセプ タンスを持つ。この領域に、飛行時間計測と、Hit の組合わせによるおおざっぱな運動量決 定を担う 3 種類のシンチレーターアレイと、 π 中間子を除去するためのエアロジェルチェ レンコフカウンター、崩壊した K 中間子を取り除くためのドリフトチェンバーより成る。

• Start Timing Counter(STC)

飛行時間計測の Start Timing を与えるシンチレーションカウンターである。ターゲットから 380mm の位置に、水平方向に ±12° から ±60° まで、上下方向に ±28° の領域をカバーするように設置されている。ハイレートに耐えるため片側 8 分割、あわせて16 分割されており、幅 40mm、長さ 400mm、厚さ 5mm のプラスチックシンチレーターを用いている。また 0.71T の磁場中で動作するため読み出しには 2inch の Fine Mesh PMT を使用している。

• Hodscope Counter(HOD)

Hit 情報を次に述べる FTOF と組み合わせることにより、粒子の粗い運動量を測定す るシンチレーションカウンターである。この情報を Kaon Trigger の 1st および 2nd レベルの判定条件として使用する。ターゲットから 2570mm に中心が位置し、ビーム 軸から ±33°の線に直角に、直線状に設置されている。全体幅 2100mm、高さ 660mm であり、片アーム 28 枚、あわせて 56 枚のプラスチックシンチレーターよりなる。う ち 52 枚は幅 65mm、厚さ 5mm、最もビームから遠い位置の 4 枚は幅 200mm である。 シンチレーター間のオーバーラップは 1mm である。

• Forward T.O.F. Counter(FTOF)

飛行時間測定の Stop Timing を与えるシンチレーションカウンターである。また HOD との組合わせにより Trigger 段階でのラフな運動量の決定にも用いられる。ビーム軸 から ±33°の線に直角に、直線状に設置され、中心がターゲットから 3956mm に位置 する。幅 2720mm 高さ 1200mm の領域を幅 200mm 厚さ 30mm と、幅 170mm 厚さ 20mm の 2 種類のプラスチックシンチレーターで覆っており、片アーム 16 枚、あわ せて 32 枚ある。

• Aerogel Cherenkov Counter(AGC)

K 中間子と π 中間子の識別を行う。インデックス n=1.034 のシリカエアロジェルを 輻射体として用いた、チェレンコフ光を利用したしきい値型の検出器である。運動量 p > 0.57 GeV/cの π 中間子、p > 2.0 GeV/cの K 中間子を除去する。FTOFの直前 に、ビーム軸から ±33°の線に直角に設置され、中心がターゲットから 3312.5mm に 位置している。有感領域は幅 2640mm、高さ 706mm、奥行き 125mm であり、片アー ム 16 個、全体で 32 個のセグメントに分割されている。うち 4 つは幅 200mm、他は 160mm である。セグメントの断面図と集光方式を図 7に示す。詳細は文献 [5] に述べ られている。 • Kaon Drift Chamber(KDC)

K 中間子同定のためのドリフトチェンバー。飛行中に崩壊した K 中間子を解析において除去するのに用いる。今回の解析には用いていない。

飛行時間測定精度の向上のため、STCの改造と、時間測定回路の改良を行った。これに 関しては3章で詳しく述べる。



図 7: AGC の 1 セグメントの断面と集光方式。

2.3 電子同定

本論文では電子同定用検出器を使用した解析については述べないが、検出器の概要を以 下に簡単にまとめておく。

電子同定は閾値型のカウンター2段において行った。アクセプタンスに応じて4種類の カウンターが用いられている。それらの概念図を図8、9に示す。



図 8: FGC と RGC、RLG の断面と集光方式。左側の検出器が前段の FGC、右側が後段の RGC と RLG である。



図 9: FGC と SLG の断面と集光方式。左側の検出器が前段の FGC、右側が後段の SLG である。

Front Gas Cherenkov Counter (FGC)
 前段の電子同定用の検出器である。半径900mm と半径1500mm の円弧にはさまれ、

円周方向に ±12 度から ±90 度までの ±78 度分の領域を片アームで 6 度 × 13 個、あ わせて 26 個のセグメントに分割している。 上下方向には ±23 度を覆う。ガスはイ ンデックス 1.00127 のイソブタンを使用している。2 回反射による集光方式をとって おり、3inch の Fine Mesh PMT により読み出しを行う。

- Rear Gas Cherenkov Counter (RGC)
 後段の電子同定用検出器。動径方向に 1730mm から 2480mm までの間に位置し、円 周方向に ±12 度から ±52 度までのアクセプタンスを持つ。これを片アームで 6 度 ×7 個、あわせて 14 個のセグメントに分けている。 上下方向には K 中間子のアクセプ タンスでもある ±5.7 度を覆う。前段のものと同じインデンックス 1.00127 のイソブ タンを使用し、1 回反射による集光を行い電子を識別する。FGC、RGC の詳細は [6] に述べられている。
- Rear Lead Glass EM Calorimeter (RLG)
 後段の電子同定用検出器。電磁シャワーによるチェレンコフ光の集光により電子の
 同定を行う。円周方向に ±12 度から ±54 度までを片アームで 12 個、あわせて 24
 個のセグメントに分割している。 また上下方向には K 中間子アクセプタンス外の、
 ±5.7 度から ±23 度を上下で 4 個の鉛ガラスブロックにより覆う。ビームラインから
 33 度の線に直角に、標的中心から 1860mmの位置に直線状に配置され、片側で 横幅
 1488mm、奥行き 276mm、高さ 273mm から 878.5mmの大きさを持つ。詳細は [7]
 に述べられている。
- Side Lead Glass EM Calorimeter (SLG)
 後段の電子同定用検出器。後方の ±54 度から ±90 度までを覆う。鉛ガラス内での 電磁シャワーによるチェレンコフ光を全反射により集光し、上下で読み出す方式をと る。ビーム軸と平行に標的より 1738mm の位置に設置され、横幅 1158mm、奥行き 122mm、高さ 1500mm の大きさを持つ。幅 122mm のセグメントに片アーム 9 個、 あわせて 18 個に分割されている。

2.4 1999 年 Data 収集及び Trigger

1999 年のデータ収集時のターゲットの Interaction Length は、銅・炭素・ポリエチレン あわせて 0.24%である。このターゲットに 1×10^9 個/spill の 12GeV 陽子の 1 次ビームが 照射される (spill は約 2 秒間で、これが 4 秒ごとに繰り返される)。ビームスポットのサイ ズはターゲット上で 7mm(全幅) である。想定される反応レートは 10^6 /spill であり、これ から $\phi \to K^+K^-$ 、 $\phi \to e^+e^-$ のシグナルを効率よく取り出す必要がある。

トリガーは2段の Kaon トリガーと3段の electron トリガーで構成されている。各レベ ルで要求される条件を以下にまとめる。

Kaonトリガー

• 1st Level

STC、HOD と FTOF の Hit 情報より、飛跡が 2 本あることを要求する。この時、 FTOF に対応する AGC と、その両隣の AGC に Hit がないことを要求することによ り、0.57GeV/c 以上の π^{\pm} 中間子を除去する。また、HOD と FTOF の Hit 位置の組 合わせより、予想される運動量が XXGeV/C 以上のものはカットする。このレベル でのトリガーレートは 35Kevent/spill であるが、electron トリガーと共存させるため これをプリセットによりスケールダウンして 2.0Kevent/spill にする。トリガーのデッ ドタイムにより最終的に 1.6Kevent/spill が 1st Level の Kaon トリガー数となる。

• 2nd Level

HOD と FTOF の Hit 位置の組合わせごとに、LeCroy 社製の Fast Encoded TDC FERA/FERET で測定した FTOF の Hit 時間情報に Cut をかけることで、粗い運動 量と飛行時間による質量が K 中間子の質量領域にあることを要求する。また、正負両 方の飛跡が存在することを要求する。このレベルでトリガーレートは 0.5Kevent/spill まで低減される。このトリガーは FPGA (Field Programable Gate Aray) を用いてな される高度なものである。文献 [8] に詳しい記述がなされている。

electron トリガー

• 1st Level

前段 (FGC) と後段 (RGC,RLG,SLG) のコインシデンスした飛跡が2本あることと、 また、その2本の飛跡を構成する FGC が2セグメント以上離れていることを要求す る。このレベルのトリガーレートは0.8Kevent である。

• 2nd Level

• 3rd Level

CDC と BDC、FGC の Hit 位置情報より、正負両符合の飛跡が存在すること、2本の飛跡の開き角が 14.3° 以上あることを要求する。これは π^0 Dalitz decay や γ -conversion による誤トリガーを抑えるものである。また 400MeV/c 以上の運動量を持つことを要求する。これ以下の運動量の電子はマグネット中での曲率が大きすぎ、また鉛ガラスカロリメータでの e/π 分離も悪化する。このレベルのトリガーレートは 0.7Kevent である。

2 本の飛跡の Opening Angle が ϕ 中間子の質量に対応するような一定領域に入って いることを要求する。このレベルのトリガーレートは 0.5Kevent である。

electron トリガーについては、文献 [9] に詳しい記述がある。

最終的に 1000/spill というトリガーレートを得、これを TKO 規格 (KEK 標準)の ADC や TDC 等で Degitize し、そのデータを VME クレート上の HP 社製オンボード・ワーク ステーションにより DAT に書き込んでいる。

3 *K* 中間子の同定

本実験の主要な目的のひとつは ϕ 中間子の K^+K^- 崩壊により ϕ の不変質量分布を得て、 その核物質効果の影響の有無を調べることである。 ϕ 中間子の質量 1020MeV の領域におい て、この分布のバックグラウンドは K 中間子の miss ID によるものが多くを占める。この ため多量の p、 π の中から K 中間子を Trigger と解析において正確に同定する必要がある。 粒子の同定は、AGC によって運動量 0.57GeV/c 以上の π 中間子を除去すること、CDC・ BDC による運動量の測定、STC・FTOF による飛行時間の測定によって行われる。そのた め、miss ID によるバックグラウンドはどの程度の分解能で飛行時間を測定できるかによっ ている。また 2.4で述べたように、FTOF の Hit 時間情報は Kaon 2nd トリガーで使用され ている。そこで、Kaon 2nd トリガーと解析での粒子の同定の両方で重要な役割をはたす 飛行時間測定の分解能をあげることを目的に実験装置に改良を施した。本章ではその改良 と評価を述べる。

3.1 Start Timing Counterの改良

98年のデータ収集後のテストにおいて、STCのパルスハイトが予想以上に低いことが確認された。このため、STCの光量をふやすため、シンチレーターの厚みを増やした改良を行った。STCの外観を図10に示す。

STC は約 0.71T の磁場中で動作するため、PMT には浜松ホトニクス社製の 2 インチ FineMesh PMT R6154 を使用している。またこの PMT は、1Mevent/spill という高いレー トで動作する必要から、PMT のアノードの最後の 3 段に電流供給用の外部電源をつなぐ ように改造してある。

STC は高磁場、高レート下での動作に対してこのような対策を施し、時間分解能 200 ps を目標として、磁場中でのテスト等を経てデザインを決定した。しかし、97 ~ 98 年のデー タ収集において、磁場の影響によるパルスハイトの低下が予想以上であることが判明した。 これは磁場と PMT の角度などの影響の Study が不十分であったためと思われる。このよ うなパルスハイトの低下は 98 年データ収集後の ⁹⁰Sr によるテストでも確認された。また、 96 年の製作時よりパルスハイトが減衰しているものも存在した。この結果、98 年データ収 集における STC の時間決定精度は 400 ps 程度と予定の倍の値しか得られなかった。また、 STC の PMT は、設置するスペースの問題でライトガイドと PMT の接着部分に力が加わ り、接着がはずれることがあった。

そこで、STCから十分な大きさの信号が得られるように、以下のような改造を行った。

- 1. シンチレーターからの光量を増やすため、シンチレーターの厚みを 3mm から 5mm に変更した。
- 2. ライトガイドと PMT とをアルミニウム製の治具で固定した。
- 3. PMT のダークカレントを check し、96 年の製作時と比較して低くなっているものを 新しい PMT と交換した。



図 10: STC の外観。CDC のターゲット側内壁 r = 380mm に取りつけられている。シンチレーション光は 30° に屈曲したライトガイドを通して 2"FineMesh PMT へと伝わる。

この改造の前後で、⁹⁰Sr からの 2.3MeV の β^- 線を用いて 0.71T の磁場中における STC の パルスハイトを check した。結果、3 ~ 500mV であったパルスハイトが 2V 程度まで上昇 した。

3.2 TDC回路系の改良

カウンターの Hit 時間情報の精度向上のため、回路系に以下のような改良を加えた。

カウンターからの信号の時間情報は約 26ps の時間分解能を持つ TDC で記録される。 Trigger からのシグナルが TDC の時間計測をスタートさせ、カウンターの信号がストップ シグナルとなる。

Trigger からのシグナルは分割されて各 TDC モジュールへと配られるが、この分割を担当するモジュールからの出力が全幅で 150ps 程度変動するものがあることが判明し、このモジュールを出力が安定な NIM-FanOut モジュールと交換した。この改良により、TDC の出力の変動を全幅で 100ps 程度に抑えた。

また、STC からのシグナルはディスクリミネーターによって NIM レベルのパルスに変換され、TDC に入力される。このディスクリミネーターは 16 チャンネルの入力端子を備えており、2 チャンネルの入力を1 つの IC で処理する構造になっている。1998 年までは、この、1 つの IC に入力される 2 チャンネルに、同一の STC の上下の PMT からのシグナルを入力する形で使用していた。この 2 チャンネルに同時に入力があるとそれぞれの出力信号のタイミングが変化することがあることが判明した。そこで、ディスクリミネータ-モジュールの数を 2 倍にし、IC 1 つにつき入力を1 チャンネルに限ることで対応した。

3.3 カウンターに対する T0、ADC 補正と Time Resolution

このような改造のもとに収集した 99 年のデータに対して、飛行時間の解析を行った。解析では、各カウンターの TDC 情報に対して ADC 情報を用いた補正を行うことで各カウン ター Hit の時間情報を得た。

STC、HOD、FTOFの各カウンターからの信号は分割され、ADC、TDCによってそれ ぞれの電荷情報と時間情報が記録される。このとき、カウンターからTDCまでパルスが 伝わるのに要する時間はカウンター毎にばらつきをもち、また時間の経過とともに変化す る。このため、TDCに記録されたデータを解析する際、TDCの時間の原点(T0)をカウン ター毎に補正する必要がある(T0補正)。

また、カウンターのパルスの立ち上がり方は、パルスハイトが大きいほど速くなる。このため、同じタイミングで粒子がカウンターに入射したとしても、パルスハイトに依存してTDCで記録される時間の値が変化してしまう。これに対する補正をADC情報を用いて行う(ADC補正)。

T0 補正 π 中間子を抽出し、その測定した飛行時間が、運動量と飛行距離より計算した 飛行時間に合致するように T0 を合わせた。具体的には以下に述べる。 補正は、ほぼ 10Run 毎に 3Run 分のデータを集めて行った。(1Run は約 1Mevent を含む。) π 中間子の選び方は以下の通りである。

- 1. CDC、BDC の Hit 位置情報から荷電粒子の飛跡を探し、2 次曲線を用いた Fit によ り仮の飛跡を決める。
- CDC、BDCのHit位置情報との残差2乗和が最も小さくなるような粒子の初期運動 量、初期座標を関数最小化プログラムMINUIT [10]を用いて求める。磁場マップ中の荷電粒子の飛跡はRunge-Kutta法で求める。
- 上で求めた飛跡上のSTC、HOD、FTOFにHitがあることを要求する。また、STC、HOD、FTOFは上下にPMTを備えているので、上下のPMTのTDC値の引き算により荷電粒子の上下方向(z方向)の位置を求め、飛跡との位置相関でEventCutを行った。FTOF、HOD、飛跡のz座標(それぞれzFTOF、zHOD、zTRK)の相互の相関と、相関図を直線でFitしその直線の方向に射影したものを図11に示す。図のzFTOF、zHODがPMTのTDCから求めたz位置であり、zTRKが飛跡のz座標である。zHOD及びzFTOFはnsecの単位で与えられ、換算計数はシンチレーター中の光の伝播速度の2倍となる。結果的に、-250mm < zTRK + zHOD × 74.6 < 250mm、 -400mm < zTRK + zFTOF × 73.3 < 400mm、の範囲を選択した。また、ほとんどの粒子はターゲットから出て、垂直方向には直進するため、zHOD とzFTOFの相関はターゲットからの距離の比となる。そこで -4 < zHOD - zTOF × 0.6 < 4 の条件を満たすもののみ残した。



図 11: FTOF、HOD、飛跡の z 座標それぞれ zTTOF、zHOD、zTRK の相関とその射影。 射影の方向は 左の列の相関図を直線で Fit して決め、右図の矢印の位置に Cut をかけた (本文参照)。

4. 飛跡上のFTOFのHitした時間 T_{FTOF} を (TDC 値 -T0)×timegain で求める。ここで T0 は生のTDC 分布のPeakの位置から求めた暫定的なものである。また、timegain はTDC 値から実際の時間への変換係数であり、Beam Time の直前にTDC の各入 力チャンネル毎に測定した。値は約 26[ps/TDCchannel] である。同様にして STC と HOD に対しても T_{STC} 、 T_{HOD} を求める。さらに、粒子の電荷を負に限ることで陽子 を落し、飛跡上のAGC に Hit を要求することで陽子と、運動量 2GeV/c 以下の K中間子を落す。

このようにして選んだ π 中間子に対し、運動量 $p \ge \pi$ 中間子の質量 m = 139.57MeV より粒子の速度 $\beta \ge \beta = \sqrt{p^2/(p^2 + m^2)}$ で求め、STC-FTOF 間の予測飛行時間 $T_{ex} \ge T_{ex} = length/(c \times \beta)$ で求める。ここで length は Runge-Kutta 法による Fit で求めた粒子 の飛行距離である。次に測定した飛行時間 $T_{T.O.F.} \in T_{T.O.F.} = T_{FTOF} - T_{STC}$ により求め、 これと T_{ex} の差のグラフを Gaussian で Fit して中心値が 0 となるように FTOF と STC の T0 を合わせる。このとき、ある FTOF の T0 を補正するとき、 $T_{T.O.F.} = T_{FTOF} - T_{STC}$ を 作るどの STC を通るかには制限を加えないので、 $T_{T.O.F.}$ は各 STC 間の T0 のずれの影響 を被る。そこで、FTOF と STC の T0 を交互に合わせることを数回繰り返すことによって、 すべてのカウンターの $T_{T.O.F.} - T_{ex}$ の中心値を ± 50 ps 以内で一致させた。HOD について も、HOD と STC 間で同様のことを行った。

ADC 補正 カウンターからの信号は、Discriminator で NIM レベルの signal に変換され、 TDC に入力される。このとき、パルスの立ち上がりから、Discriminator の Threshold 値 を超えるまでの時間 Δt はパルスハイトに依存するため、パルスハイトに依存した TDC の 補正が必要である。これを time slewing 補正という。

ADC ではパルスの電荷量を記録している。一般に time slewing Δt は \sqrt{ADC} value に 反比例するので、 $\Delta t \propto 1/\sqrt{ADC}$ value を仮定して補正した。

T0 補正と同様にして π 中間子を選び、 $T_{STC} - T_{FTOF} - T_{ex}$ と STC の ADC 値 ADC_{STC} との相関をみた。図 12に STC についての ADC 補正を行う前の $T_{STC} - T_{FTOF} - T_{ex}$ vs ADC_{STC} を示す。この図において FTOF の ADC 補正はすでに行われている。



図 12: 1 番上の図は STC の ADC 補正を行う前の $T_{STC} - T_{FTOF} - T_{ex}$ 、真ん中は STC の ADC 値 ADC_{STC} 、下は各 ADC_{STC} 値に対して $T_{STC} - TFTOF - T_{ex}$ の平均値を求めた ものを、 ADC_{STC} 値 にたいしてプロットしたものである、実線は (1) 式による Fit である。 全ての図で FTOF の ADC 補正はすでに行われている。

この図の1番上の図より $T_{STC} - T_{FTOF} - T_{ex}$ の形がゆがみ、Gaussian Fit での σ も $\sigma = 460$ ps と大きいことがわかる。このゆがみの ADC_{STC} 値依存性を求めると、図 12の 下の図にみられるように

$$T_{STC} - T_{FTOF} = T0 + \alpha / \sqrt{ADC_{STC}}$$
⁽¹⁾

でよく再現されることがわかる。この結果を補正したものを図 13に示す。



図 13: STCの ADC 補正後の時間決定精度。前図と同じく、1 番上の図は $T_{STC} - T_{FTOF} - T_{ex}$ 、 真ん中は stcの ADC 値 ADC_{STC} 、下は横軸に ADC_{STC} 、縦軸に $T_{STC} - T_{FTOF} - T_{ex}$ を とったもの。Gaussian Fit による σ は $\sigma = 360$ ps に改善している。

この補正により時間決定精度が 460ps から 360ps へと改善されているのが分かる。同じ ことを HOD、FTOF についても行った。なお、図 13も FTOF についての ADC 補正を行っ た後のものである。

Time Resolution 以上の2つの補正をして、カウンターの時間決定精度を評価した。

まず T0、ADC 補正時と同様にして π 中間子を選ぶ。ある STC、HOD、FTOF の組合わせ を考えて、粒子の飛跡がその 3 つのカウンターを通り、カウンターのヒットも 3 つそろって いる飛跡を集める。その飛跡に対して $T_{STC} - T_{FTOF}$ 、 $T_{FTOF} - T_{HOD}$ 、 $T_{HOD} - T_{STC}$ をつく り、それぞれの幅から Gaussian Fit により時間精度 $\sigma_{STC-FTOF}$ 、 $\sigma_{FTOF-HOD}$ 、 $\sigma_{HOD-STC}$ を求める。STC、HOD、FTOF の精度をそれぞれ σ_{STC} 、 σ_{HOD} 、 σ_{FTOF} とすれば、

$$\sigma_{STC-FTOF}^2 = \sigma_{STC}^2 + \sigma_{FTOF}^2$$

$$\sigma^2_{FTOF-HOD} = \sigma^2_{FTOF} + \sigma^2_{HOD}$$
 $\sigma^2_{HOD-STC} = \sigma^2_{HOD} + \sigma^2_{STC}$

の関係がある。これを解いて

$$\sigma_{STC} = \sqrt{\frac{\sigma_{STC-FTOF}^2 - \sigma_{FTOF-HOD}^2 + \sigma_{HOD-STC}^2}{2}}$$
$$\sigma_{HOD} = \sqrt{\frac{\sigma_{STC-FTOF}^2 + \sigma_{FTOF-HOD}^2 + \sigma_{HOD-STC}^2}{2}}$$
$$\sigma_{FTOF} = \sqrt{\frac{\sigma_{STC-FTOF}^2 - \sigma_{FTOF-HOD}^2 - \sigma_{HOD-STC}^2}{2}}$$

となる。これより各カウンターの精度を求める。飛跡の長さを求めるときの誤差を減らす ために p > 1.0 GeV の粒子を選び、3本のカウンターの組み合わせを、統計の多いものを4 組選んで時間決定精度を求めた。数値を次表に示す。「アーム」は L、R でスペクトロメー タのアームの左、右を表し、FTOF、HOD、STC の数字は Beam 軸にもっとも近いものを 1 番としたカウンターの番号 (ID) を表す。 σ の単位は ps である。

アーム	FTOF	HOD	STC	$\sigma_{STC-FTOF}$	$\sigma_{FTOF-HOD}$	$\sigma_{HOD-STC}$	σ_{STC}	σ_{HOD}	σ_{FTOF}
R	1	6	3	$310[\mathrm{ps}]$	$350[\mathrm{ps}]$	$390[\mathrm{ps}]$	$250[\mathrm{ps}]$	300[ps]	180[ps]
\mathbf{R}	2	11	6	385	335	310	260	170	290
\mathbf{R}	3	16	9	310	330	340	230	250	210
\mathbf{L}	2	3	1	390	380	350	255	240	300

また、表の一番上の組合わせの時の $\sigma_{STC-FTOF}$ 、 $\sigma_{FTOF-HOD}$ 、 $\sigma_{HOD-STC}$ を求めた図を 図 14に示す。



図 14: カウンターによる時間決定精度。左上が $T_{FTOF} - T_{STC}$ 、右上が $T_{FTOF} - THOD$ 、 左下が $T_{HOD} - T_{STC}$ 。カウンターの ID は FTOF = 3, HOD = 6, STC = 1 である。

この表より、各カウンターの精度を平均して $\sigma_{STC_ave.} = 250 ps$ 、 $\sigma_{HOD_ave.} = 240 ps$ 、 $\sigma_{FTOF_ave.} = 245 ps$ を得た。STC の時間決定精度が 98 年以前の 400 ps から 250 ps まで 改善されていることがわかる。

粒子の飛行時間計測は、1 アームにつき FTOF16 本、STC8 本を用いて $T_{FTOF} - T_{STC}$ の値により行うので、FTOF、STC のすべての ID についての $T_{FTOF} - T_{STC} - T_{ex}$ をまとめてプロットし、精度を評価したものを図 15に示す。



図 15: $T_{FTOF} - T_{STC}$ による時間決定精度。 $T_{FTOF} - T_{STC}$ と T_{ex} の差を、全てのFTOF、STCについてプロットした。精度は360[ps]である。

結果として、本スペクトロメータの FTOF、STC を用いた飛行時間計測の精度として、 360ps を得た。

3.3.1 K 中間子の質量分布

以上のような改良の結果として得られた粒子の質量分布を図 16に示す。この分布は、T0 補正の $1 \sim 3$ で述べたのと同様にして粒子の飛跡から運動量を算出し、また $T_{FTOF} - T_{STCMean}$ で飛行時間を求め、その運動量と飛行時間から算出した粒子の質量分布である。この分布 を作成するにあたり粒子には以下のような条件を課した。

- 電荷が負である。
- AGC の上下の ADC 値の和が 10 Channel 未満である。
- 運動量が 1.2GeV/c 以下である。
- 正の粒子と負の粒子がチェンバーの同一のワイヤー、同一のFTOFまたは同一のHOD を通っていない。



図 16: 飛行時間測定と運動量測定で得られた粒子の質量分布。

質量分布の Peak の位置が実際の K 中間子の質量 $(493 \text{MeV}/\text{c}^2)$ よりずれているが、これは K 中間子の飛行中のエネルギーロスにより飛行時間が大きめに観測されるためである。こ の分の補正は行っていない。

また、粒子の質量と運動量の相関図を図 17に示す。この図の実線は、FTOF と STC に よって測定された飛行時間が予測される飛行時間と比べ ± 1.5 ns の範囲にある領域を示す。 この 2 本の実線の内側の領域を *K* 中間子とみなす。



図 17: 粒子の質量と運動量の相関図。実線は FTOF と STC によって測定された飛行時間 と予測される飛行時間が ±1.5ns の範囲にある領域を示す。この 2 本の実線の内側の部分 を *K* 中間子とみなす。

この K 中間子を用いた $\phi \rightarrow K^+K^-$ 崩壊の不変質量分布は 5章で議論する。

4 運動量測定精度の向上

 ϕ の不変質量分布を精度よく得るためには、粒子の同定ももちろんであるが、運動量測 定を精度良く行うことが非常に重要である。 ϕ 中間子の質量変化の予測は約 20MeV であ り、その変化をとらえるため ϕ 中間子の e^+e^- 崩壊の不変質量分布を 5MeV/c² の分解能で 測定することを目標にしている。このためには、運動量を、0.4GeV/c から 2GeV/c の領域 全域で、すべての誤差を含めて 0.8%以下の分解能で測定する必要がある。

荷電粒子の運動量は、ダイポールマグネット (中心磁場約0.71T) 中に置かれた半径880mm の円筒形ドリフトチェンバーと、その外側動径 1600mm に置かれたバレル形ドリフトチェ ンバーの2 台によって測定する。運動量測定の誤差を 0.8%以下にする場合の磁場決定精度 に対する要求を本検出器系において評価する。一般に粒子の運動量の分解能は、チェンバー の位置分解能、測定領域の物質量、そして磁場の強さとその精度で決まる。本実験のような 比較的低い運動量の粒子を扱う場合、主たる誤差はクーロン散乱と磁場精度で決定される。 クーロン散乱を含めた測定の誤差は、磁場の強さ $\int B dl = 0.81$ Tm、物質量 0.027 Radiation Length、チェンバーの位置分解能として 200 μ m を用いると、(0.11 × p(GeV/c)% + 0.57%) となる。第1項がチェンバーの位置分解能から来る誤差、第2項がクーロン散乱起源の誤 差である。本実験では p = 2GeV 程度の粒子まで考えれば良いので、クーロン散乱起源の 誤差が主要項となる。そこで磁場の精度からの誤差 $\delta \int B dl / \int B dl$ を クーロン散乱と同程 度以下に抑えれば、粒子の運動量分解能 0.8%を実現できることがわかる。

これまでの磁場マップは z 軸に対する回転対称性を仮定している不十分なものであった。 そこで、高精度な磁場マップの作成を行い、その精度を、並行して行った磁場測定の実測 結果によって評価した。また Chamber の回路系の改良を行い、ドリフト時間の決定精度を 高めた。以下これらについて順に述べる。

4.1 磁場マップの作成

最終的な荷電粒子の飛跡は、磁場マップ中の粒子の運動方程式を Runge-Kutta 法を用い て解くことで得られる。磁場マップは 50mm 間隔の格子点上での磁場値からなり。格子点 間の磁場は格子点上の磁場を線形補間することにより得る。この磁場マップを有限要素法 による 3 次元計算により作成した。またその精度を、並行して行った磁場測定の実測結果 によって評価した。

4.1.1 磁場計算

有限要素法による3次元磁場計算を行った。使用したソフトウェアは Vector Fields 社の TOSCA と OPERA-3d である。[11] TOSCA は有限要素法による3次元静磁場・静電場計 算プログラムであり、OPERA-3d は TOSCA との入出力を担う。ただしその入力は2次 元平面上の図形を z 軸について引き延ばす形でのみ行われる(一般に「2.5次元」と呼ばれ る方法である)。

有限要素法とは、偏微分方程式や積分方程式に対する数値解法である。対象となる物体

(今の場合はダイポールマグネット)を直方体などの有限要素に切り分け、その要素内で解 を多項式で近似してそれを全体に組み立てる方法で方程式を解く。

TOSCA による磁気ポテンシャルの計算結果は OPERA-3d により 50mm ピッチの格子 点上の磁場値として出力させることができるので、それをそのまま計算磁場マップとして 使用した。一例として図 18に z = -400mm 面 (ビームラインから下に 400mm の水平面) における磁場の大きさの計算結果を示す。



図 18: TOSCA による磁場計算結果。 $z = -400 \, \text{mm}$ における磁場の大きさを表示している。

4.1.2 磁場測定

磁場測定は KEK EP1B BeamLine において既存の磁場測定装置を利用し本スペクトロ メーター用に改造したものを用いて 1998 年 9 月から 11 月にかけて行われた。

装置 それぞれほぼ直行した3枚のホール素子が埋め込まれたホール素子ホルダーが、x 軸に沿ってのびる筒状の軸中に設置されたレール上を動き、その筒状軸が yz 平面を移動 する。これらは最小25mmのピッチで動かすことができるが、今回は50mmピッチで動か し、1辺50mmの格子点上での磁場値を測定した。 測定範囲 ホール素子ホルダーの動ける範囲は x 方向に 2800mm、y 方向に 1200mm、z 方向に 700mm である。これはマグネットのサイズと比べてかなり小さい。また、測定器の 設置場所の問題で、スペクトロメータのアクセプタンス内ターゲットの下流にホール素子 が届かない。そこで磁場の yz 平面 (ビームラインに対して直行する水平面) 対称性、zx 平面 (ビームラインを含む垂直面) 対称性を仮定して、ターゲットの下流を中心に、3 回に分けて磁場を測定した。今後、図 19中の x,y,z 軸に対応するホール素子によるホール電圧を V_x, V_y, V_z 、磁場の値を B_x, B_y, B_z と表記する。それぞれの測定での測定範囲を、マグネット中心を原点として以下の表と図 19に示す。

領域 A x = [-1947.8, 852.2]mm y = [-207.0, 993.0]mm z = [-362.9, 337.1]mm 領域 B x = [-1948.3, 851.7]mm y = [803.0, 1603.0]mm z = [-360.95, 339.05]mm 領域 C x = [-1685.8, 1114.2]mm y = [939.0, 1639.0]mm z = [-677.9, 72.1]mm

なお、Bx、By 成分のホール素子は、Bz 成分のホール素子を基準として

Bxのホール素子 (x, y, z) = (2.6, 0.0, -1.0)[mm]

Byのホール素子 (x, y, z) = (0.0, 0.1, -1.85)[mm]

だけずれた位置に置かれている。



図 19: 磁場測定の測定範囲。測定は3回に分けて行われた。

測定結果 典型的な測定結果を図 20に示す。これは領域 A の *z* = -12.9mm 面における ホール電圧の値を表している。



図 20: 領域 A での z = -12.9mm 面 におけるデータ。縦軸はホール電圧 [mV] であり、100 倍でほぼ [gauss] になる。Vy のグラフを見ると、大体 x = -150, -100, -50, 0, 50[cm] のと ころでホール電圧の値が跳んでいるのが分かる。これは 4.1.3 で述べる、ホール素子の傾き が、円筒軸上の移動のためのベルトガイドによって変化することが原因であると思われる。

また、測定中は pole piece 表面に NMR probe を置き、磁場の絶対値の変動を調べた。第 1回測定における結果を図 21、図 22に示す。測定番号 7000 と 8500 近辺で磁場値の大き な変動 (上昇)が起きているが、これはダイポールマグネットに電流を流し始めるときのコ イルの温度による変化だと推測している。磁場が一定値に達するのにかかる時間は 10 数 分程度である。また、測定番号 2000 と 7000 で磁場の階段状の変化 (0.05% 程度) が起きて いる。これはおそらく一度磁場を落としたあとの再設定時の電圧設定値のずれだと思われ る。この設定における誤差は $\frac{1}{6000} = 0.02\%$ 程度であり、無視できる。

この NMR による磁場の絶対値の変動をもとに、測定値をスケールさせたものを測定磁場とした。



図 21: 領域 A 測定時の NMR 値。横軸 は z=-362.9 [mm] 面 (map000)の測定 から順に割り振られた測定番号。縦軸 は NMR 値。x=2000 番 (z=-311.9[mm] 面)と x=7500 番 (z=-112.9[mm] 面)辺 りで磁場値が 716.25mT に落ち込んで いる。また、x=7000 番 (z=-112.9[mm] 面)と x=8500 番 (z=-62.9[mm] 面)あ たりで磁場の上昇が見える。



図 22: 左図を y 軸に射影したもの。磁 場値の落ち込み部分と上昇部以外はほ ぼ 0.1mT つまり 0.015% 以内に収まっ ている。

4.1.3 測定磁場の解析

ホール電圧から磁場の値への変換 まず、ホール電圧から磁場の値を求めるための関数の 決定を、NMRによる測定磁場との比較で行った。ただしこの方法で決定できるのは Bz 測 定用のホール素子の関数のみである。Bx, By 測定用ホール素子の関数は Bz のものと等し いと仮定した。

まずマグネットの中心に貼り付けてある NMR probe (x, y, z) = (0, 0, -448.5)mm のほぼ 真上 (x, y, z) = (2.2, -2.0, -362.9)mm にホール素子を設置する。そして磁場の大きさを変 化させ、NMR 値と Vz 値を記録していく。これを 3 次関数で fit してホール電圧-磁場関数 とする。ここで NMR probe とホール素子との間に位置のずれがあるが、このずれによる 磁場の変化は 4.1.1で述べた磁場計算によって計算し補正した。x, y 方向のずれについては 全く問題にならないが (0.0001% 程度)、z 方向に 150mm ほど離れていることによって磁場 の値に約 0.15% の違いが生じることが計算により判明している。

補正後のデータを次表に示す。

MMR 値 $[mT]$	ホール 電圧 [mV]
0	0
144.05	14.6091
216.562	21.9980
288.55	29.4307
361.766	37.0571
433.711	44.6083
505.032	52.1457
576.381	59.7217
646.283	67.1741
715.454	74.5715

fit の結果は、 磁場 [mT] B_z 、ホール電圧 V_z [mV] とし、 $B_z = (a + bV_z + cV_z^2 + dV_z^3)$ とおくと、

 $a = -0.0944346; b = 9.98177; c = -0.00664777; d = 1.94886 \times 10^{-5};$

である。

この Fit の結果の誤差を評価するため、Fit の結果の関数とデータの残差二乗和をもと め、それを自由度 6 で割って、その平方根をとり、それをデータの誤差と見なす。誤差は 中心磁場に対し 0.02%程度であった。これはあとで述べる他の誤差と比べて十分小さいの で無視できる。

測定の再現性 領域 A 測定において、*z* = -12.9mm 面のデータを 2 回取ることで、測 定装置の位置再現性と、ホール素子の傾きの再現性を含んだ測定の精度を調べた。(測定位 置の再現性は、何度かホール素子ホルダーをそれぞれの軸について往復させることにより、 ±0.2[mm] 程度で一致することが確かめられている。) 結果を図 23に示す。





図 23: 領域 A 測定での z = -12.9mm 面 における 2 回の測定の差。縦軸はホール電圧 $[mV]_{\circ}$ 100 倍でほぼ [gauss] になる。最大で約 50gauss 程度の差がある。

この図より、2回の測定で最大 0.5mV つまりほぼ 50Gauss 程度のすれがある。この結果の評価を、同平面内を飛んだ粒子に対する磁場の影響の差を見積もることで行った。(x, y, z) = (0, 0, -12.9)mm の地点から z = -12.9mm 面内に飛んできた粒子が感じる磁場 $\int \mathbf{B} \times \mathbf{dr} \mathbf{r}$ 2 回の測定で計算し、その差を評価する。簡単のため、粒子の軌道は直線で近似した。結果を図 24、図 25に示す。



図 24: 領域 A 測定での z = -12.9mm 面 における 2 回の測定の差を積分したもの。縦軸 は積分磁場強度 $\int \mathbf{B} \times d\mathbf{r}$ に対する比、横軸は積分線 (つまり粒子の軌道) が x 軸となす角 [rad]。



図 25: 前図を y 軸に射影したもの。横軸が [%]。

これらの図より、粒子の飛ぶ方向に対する依存性はあるが、この2回の測定の差は $\int \mathbf{B} \times \mathbf{dr}$ に対し 0.07 \pm 0.03[%]の影響しか粒子に与えないことがわかる。

測定値に対する補正

この装置を用いて得られた磁場値には、次の3点を考慮して補正をかけなければならない。

1.3 枚のホール素子の相互のなす角が 90° から 1° ~ 2° ずれている。

- ホール素子ホルダーには、ホルダーを動かすためのベルトがついている。そのベルト を支えるガイドが筒上軸内の数ヵ所に取りつけてあり、そのガイド部分をホール素子 ホルダーが通過すると、ホール素子ホルダーが傾いてしまう。
- 3. 測定器の設置位置の測量に対する誤差。

これらに対する補正を以下順に述べる。

ホール素子の傾き 図 20を見ると、ホール素子ホルダーのベルトガイドのある場所で Vy, Vzの値が大きく変化する。これはおそらくホール素子が傾くことが原因である。そこで、 ホール素子の傾きは x 軸 (ベルトガイドの方向)に依存して変化するとして次の方法でそれ を求め、補正に使用する。

まず、z = -12.9mm 面と z = 37.1mm 面でのデータを線形補間して z = 0.0mm 面の データをつくる。磁場が上下対称であれば、 V_y , V_z の値はこの面上で等しく0 であるはず だが、実際はそうなっていない。そこで、この0 からのずれをすべてホール素子が傾いて いるためだと考えて、 B_x , B_y が0 になるようにホール素子の傾きを求める。ホール素子の 傾きは B_x と B_y の B_z に対する比として評価できる。こうして求めたホール素子の傾きの x 依存性を図 26に示す。



図 26: ホール素子の傾きの x 依存性。縦軸がホール素子の傾き [rad]。横軸が x、単位は測 定番号。1回の測定で 50mm 進む。上から順に領域 A、領域 B、領域 C 測定で、左の列が Vy、右が Vx の傾き。x=7, 18, 28, 40, 50 番と、ほぼ 10 番間隔で跳びが見える。これは筒 状軸中のベルトガイドの位置と良く対応している。

By のホール素子の傾きは3回の測定で非常によく似た傾向を示しており、求めた傾きが 生じるのは磁場測定装置固有の問題であることがわかる。Bx に関しては領域 B 測定にお ける傾きが他の2回に比べ3倍ほど大きい。この原因は不明であるが、測定装置セッティ ング時での角度誤差であったとして理解できる。これらの角度は小さいため、*B*_x(主コン ポーネント)の測定値に与える誤差としては無視できる。

3回の測定結果の接続

計算磁場マップとの比較のためには、1辺50mmの格子点上での磁場を測定する必要が あるが、3回にわたる測定の格子点はずれておりそのままつなげることはできない。そこ で、領域A測定での格子点を基準の格子座標にして、その上に領域B、領域C測定の磁場 を線形補間により求めて測定磁場マップを作成することにした。

しかし、測量による測定装置の位置をそのまま用いると、測定位置の誤差のため各領域の測定間で重なる点を測定したときの磁場値に最大で160Gauss ほどの差が出る。領域A と領域Bの測定の差を図27に示す。



図 27: 領域 A 測定と領域 B 測定の差。領域 A 測定の格子点上で、領域 B 測定の磁場値を線 形補間して比較している。上段は *z* = -362.9mm 面における比較、下段は *z* = -12.9mm 面における比較。左から順に Bx, By, Bz。

そこで、この差を測定装置の位置のずれによるものと仮定し、領域 B 測定における測定

点全体を平行移動させ、二つの差の二乗和が最も小さくなる場所を MINUIT により求めた。その結果を図 28に示す。



図 28: 領域 A 測定と領域 B 測定の差。領域 B 測定の測定位置を $\Delta y = +2$ mm, $\Delta z = +8$ mm 動かして比較した。図の見方は前図と同じで、上段は z = -362.9mm 面における比較、下段は z = -12.9mm 面における比較。左から順に Bx, By, Bz。

同様に領域 B 測定と領域 C 測定を比較することにより領域 C 測定の測定位置を修正す る。この結果各測定間での差は最大で 50 Gauss 程度におさえられた。基準とした領域 A 測 定の測定位置は、ポールピース内の磁場が対称であることを仮定して補正した。この補正 は、計算磁場がポールピース内で良い対称性を持つので、計算磁場と領域 A 測定との差の 2 乗和が最小になるように領域 A 測定の測定位置を補正することで行った。 この測定位置に対する補正により、4.1.3で述べたホール素子の傾きに対する補正の時に 求めた *z* = 0.0mm 面での測定磁場の値も変化する。そこで、測定位置補正とホール素子傾 き補正を交互に数回繰り返して最終的な測定位置とホール素子の傾きを決定し、測定磁場 マップを作成した。

4.1.4 計算磁場 Map の精度の評価

作成した計算磁場マップの精度を、測定磁場マップと比較することにより評価した。

比較方法は次の通りである。Target 地点において 0.5GeV/c から 2.0GeV/c の初期運動 量を持ち、ある Dip Angle(上下角)、Phi Angle(方位角)を持つ荷電粒子 (+、 – 同数)を生 成する。そして測定磁場マップを用いて Runge-Kutta 法により粒子の飛跡を求め、CDC, BDC の Hit 位置データをつくる。次に計算磁場マップを用いて、先に作った Hit 位置を Runge-Kutta 法により Fit し、計算磁場マップでの運動量を求める。その得られた運動量 と最初に粒子をつくった時の運動量とを比較する。

この比較の結果を図 29に示す。



図 29: 荷電粒子の飛跡による計算磁場と測定磁場の比較。[%] であらわされているのが計 算と測定の差。左上はその差のヒストグラム、右上は差の Dip Angle 依存性、左下は差の 方位角 (Angle) 依存性、右下はその 3 次元 Plot である。

この図より、測定磁場と計算磁場の差異は測定されるべき運動量として 0.2 ± 0.3[%] 程度の誤差を与えることがわかる。これは目標とした精度に比べ小さく、よく一致していることがわかる。

4.1.5 Cycle 中の NMR 測定による磁場値の補正

上述の磁場測定の際に磁場の時間変動が測定されたので、99年7月の Cycle では、CDC の底板の上に NMR probe(モニター用ホール素子を含む)をはりつけて磁場をモニターした。プローブは Pole piece の中心に設置し、run の最初と最後に値を記録した。図 30に全



図 30: 99 年 7 月の Run における NMR 値の測定値。横軸は RunID である。

- NMR の値が飛んでいる。これは Target ホルダーを回転させる時や、実験エリアに アクセスする際に一旦磁場を落し、再び励磁したときに現れている。励磁の際、マグ ネット電流の大きさはテスターで合わせるが、この時 1 6000 こで、NMR 値の飛びの原因はこの電流の設定誤差だと思われる。
- runID4300 辺りで NMR の値が 715[mT] 程に落ち込んでいる。このとき、NMR プローブに付属しているモニター用ホール素子の電圧の値を見てみると、図 31に示される様にホール素子電圧も NMR 値に追随して落ち込んでいる。また、NMR プローブの設置位置のずれ等も確認されなかったことから、磁場が実際に落ち込んでいると考えられる。
- 3. runID4350 辺りで NMR 値が単調増加の傾向を示している。これは磁場測定時にも見られた、マグネット電源 ON 直後の磁場の変動 (図 21参照) と似ているように見えるが、磁場が一定に達するまでの時間が全く違うので (ここで見えているものは数時間かかっている。磁場測定時のものは 10 分程度。) 同じ現象だと見なすことはできない。

2番と3番の磁場変動の原因については不明であるが、磁場が実際に変動していると仮定した。この磁場値の変動には、NMR値を用いてRunごとに計算磁場の値をスケールすることで対応し、マップを作成した。



図 31: 99 年 7 月の Run 4300 付近における NMR とモニター用ホール素子の測定値。 が NMR 値、 がホール電圧である。縦軸は [mT]、横軸は RunID。ホール電圧も NMR 値と 同様に落ち込んでいるのが分かる。

4.2 Chamber 回路系の改良と位置決定精度

ドリフトチェンバーの位置決定精度の向上による運動量測定の高精度化を目指して、以 下のような改良を行った。

- ・ドリフトチェンバーからの信号は、実験エリアにおいてアンプ-ディスクリミネーター によって ECL シグナルへと変換され、フラットケーブルでデータ収集室へと送られ る。97,98年のデータ収集においては、この実験エリアとデータ収集室をつなぐケー ブルは 50mの長さを持っていた。このケーブルを伝わる間の信号の減衰が予想以上 であり、稀にデータ収集室で検出できない信号があることが判明した。そこでケーブ ルの長さを 50m から 30m に短縮し、データ収集室における信号の取りこぼしを皆無 にした。
- ドリフトチェンバーからの信号は、データ収集室において TDC に入力し、時間情報 を記録する。ドリフトチェンバーからの信号が時間測定のスタートシグナルとなり、 Trigger からの信号がストップシグナルとなる。この Trigger からのストップシグナ ルを作る際、Gate Generator の delay を使用していたが、この出力が 7 ~ 8ns 程度 のふらつきを持つことが判明したため、cable delay と FanIn/FanOut の組み合わせ に交換した。

- 一定の時間間隔の信号を TDC のスタートとストップに入力して TDC の出力を観察 したところ、2~3ns の出力のぶれが観測された。この出力のぶれはクレート内の TDC モジュールの配置を変えることにより取り除かれた。
- TDC によって記録された時間情報の時間原点 (T0)の決定は、これまで解析によって 行われてきた。これを簡易化するため、ドリフトチェンバーの全ワイヤーにアンプ-ディスクリミネーターごとにテストパルスを入力し、この時間情報を記録すること で、ワイヤー間の T0 の差を得られるようにした。この情報は各 Run の開始時に記 録し、解析時の較正に使用する。

以上のような改良と、解析での較正の結果、ドリフトチェンバーの位置決定精度として 約 300µm が得られた。

4.3 $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ の Invariant Mass 分布

上記のような、磁場マップの作成と Chamber の位置決定精度の改善の結果として得られた不変質量の測定精度を、 Λ 粒子の $p + \pi^-$ チャンネルへの崩壊を用いて評価した。崩壊は弱い相互作用を通じて起るため、 Λ の寿命は $\tau = 2.6 \times 10^{-10} [s]$ と長く、崩壊幅は十分細い。そこで不変質量分布の Peak の広がりと、Peak 位置の $m_{\Lambda} = 1115.68$ MeV [12] からのずれで精度を評価することができる。

 $\Lambda
ightarrow p + \pi^{-}$ の不変質量分布は次のようにして得た。

- 1. 3.3で述べたのと同様に、CDC, BDC の Hit 位置情報から Runge-Kutta 法による Fit で粒子の運動量を求める。
- 2. 粒子の同定は運動量と飛行時間で行う。STC と FTOF の Hit 時間の差から得られた 飛行時間 *T* と、飛跡から求めた運動量 *p*、FTOF-STC 間の飛跡の長さ *l* を用いて $m = \sqrt{p^2 \times ((l/cT)^2 - 1)}$ を求める。 π^- については質量 $m < 0.2 \text{GeV/c}^2$ を、*p* については $0.8 \text{GeV/c}^2 < m < 1.2 \text{GeV/c}^2$ であることを要求する。
- 3. Λ の寿命 τ は長いため、光速を c として $c\tau = 79$ mm となる。そこで 2 つの粒子の飛 跡がもっとも近接する地点を求め、これを Λ の崩壊点とし、これがターゲットから 20mm 以上離れていることを要求した。

この操作を、今回の磁場マップ作成以前に使用していたものと、今回新しく作ったもので 行い、精度を比較した。以前使用していた磁場マップは、z軸回りの回転対称性を仮定し た計算磁場マップで、Poisson というソフトウェアを用いて2次元計算から作成したもので ある。

Poisson による磁場マップで求めた $p + \pi^-$ の不変質量分布を図 32に、新しい磁場マップ で求めたものを図 33に示す。





図 32: Poisson による磁場マップを用いた $p + \pi^-$ の不変質量分布。実線はこれを Gaussian+Linear BackGround で fit した結果である。

図 33: 今回新しく作成した磁場マップを 用いた $p + \pi^-$ の不変質量分布。実線は 前図と同じく分布を Gaussian+Linear BackGround で fit した結果である。分 布の幅、Peakの位置ともに改善してい ることがわかる。

これをみると、 $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ の不変質量測定精度が 2.6MeV から 2.3MeV に向上し、また Peak の位置も新しい磁場マップを使用することにより本来の Λ の質量 1115.68MeV に近づくことがわかる。

この $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ における不変質量測定精度 $\sigma_{\Lambda} = 2.3 \text{MeV}$ は、 p, π, K の運動量分 布とクーロン散乱の影響の差を考慮して $\phi \rightarrow K^+K^-$ の不変質量測定精度に焼き直すと、 $\sigma_{\phi} = 1.2 \text{MeV}$ となる。これは ϕ の崩壊幅 4.4 MeV の変化を論じるのに十分な精度である。

5 $\phi \rightarrow K^+K^-$ の不変質量分布と、それに対する考察

以上のような改良を施して収集したデータから $\phi \to K^+K^-$ の不変質量分布を作成した。 その際要求した条件は以下の通りである。

- 1. 正負の電荷を持つ粒子のペアを集める。その正負の粒子について、3章の最後で述べ たように粒子の運動量と飛行時間から質量を算出し、*K*中間子の領域に入るものを 選ぶ。
- 2. 1. で選んだ粒子のペアの飛跡をターゲット方向に辿っていき、その飛跡が最も近接する地点を ϕ 中間子の崩壊点と定義する。3 枚のターゲットのうち、真ん中の Cu ターゲットの中心を原点 (0,0,0) として、崩壊点の座標を (X,Y,Z) とする。このとき-150mm< X <150mm、-60mm< Y <40mm、-30mm< Z < 30mm、-0まり崩壊点がターゲットに近いことを要求する。Y が非対称なのはビームがターゲット中心からずれていたことによる。
- 3. BDC の Hit 位置について、正の粒子の BDCHit 位置の方が、負の粒子の BDCHit 位置よりもターゲットからみて左側にあることを要求する。これは、φ 中間子の K⁺K⁻ への崩壊の Opening Angle がせまいため、BDC の位置では、磁場によって左へ曲げられる正の粒子は磁場によって右へ曲げられる負の粒子より常に左に位置することを利用している。

これらの条件を課して K^+K^- の不変質量分布を作った。結果を図 34に示す。



図 34: $\phi \rightarrow K^+ K^-$ の不変質量分布。

この分布に次のような操作を施した。

- この分布をターゲットの種類によって分割する。今回のデータ収集のターゲットには、ポリエチレン・炭素・銅に加えて、ビーム位置測定用の蛍光板も含まれる。この蛍光板は138mg/cm²の厚みを持ち、質量の54%は¹⁵⁷₅₄Gdである。そこで蛍光板をGdとみなし、Gdと銅を重いターゲット、ポリエチレン・炭素を軽いターゲットとして図34を2つに分ける。(以下銅をCu、ポリエチレンをCH、炭素をCと記す。)
- バックグラウンドの分布を作成する。ここでバックグラウンドは、相関のない正負の 粒子をペアにして不変質量を計算してしまっていることに起因していると仮定して、 正の粒子と負の粒子を別々のペアから持ってきて不変質量分布を作り、その分布を バックグラウンドとした。この時、不変質量が 1.01 ~ 1.03 の範囲に入っているペア は、正しく φ 中間子からの K⁺K⁻ を選んでいるとして、バックグラウンド分布を作 る際には使用しなかった。

3. Breit-Wigner 共鳴曲線に Gaussian をたたみ込んだもの + バックグラウンド分布の 定数倍 という形の式で Fit を行う。ここで Gaussian の幅は $\phi \rightarrow K^+K^-$ の不変質量 分布の測定精度を表す。また、Breit-Wigner 共鳴曲線の中心値と幅は、 ϕ 中間子の質 量 1019.4MeV/c² と 4.4MeV/c² に固定する。つまりパラメータは Breit-Wigner 共鳴 曲線の高さ、不変質量分解能、バックグラウンド分布の高さの 3 つである。

この Fit の結果を次表に示す。

	Gd + Cu	CH+C
不变質量分解能	$4.3\pm0.3\mathrm{MeV/c^2}$	$4.9\pm1.0\mathrm{MeV/c^2}$
Breit-Wigner の高さ	173 ± 15	75 ± 10
Back Ground 分布の高さ	0.047 ± 0.003	0.013 ± 0.002
χ^2	60.1/34	25.29/32

ここで CH + C の χ^2 は 25.29/32 であるが、Gd + Cu の χ^2 は 60.1/34 となり、Breit-Wigner と測定精度の Gaussian のたたみこみ + バックグラウンドというモデル関数ではう まく Fit できていないことがわかる。そこで、このモデル関数に Gaussian を追加したモデ ル関数で Fit を行った。この結果、 $\chi^2 = 29.66/31$ となり、うまく Fit できていることがわ かる。この Fit の結果を次表に示し、Gd + Cu ターゲットによる ϕ 中間子の不変質量分布 を図 35に、CH + C ターゲットによるものを図 36に示す。

	Gd + Cu
不変質量分解能	$4.5\pm0.3\mathrm{MeV/c^2}$
Breit-Wigner の高さ	178 ± 18
Back Ground 分布の高さ	0.032 ± 0.006
Gaussian の Peak 位置	$1046\pm7{ m MeV/c^2}$
Gaussian の幅	$25\pm7{ m MeV/c^2}$
Gaussian の高さ	11 ± 3
χ^2	29.66/31



図 35: $\phi \rightarrow K^+K^-$ の不変質量分布。 Gd と Cu のターゲットを合わせたも の。実線はこの分布を Breit-Wigner 共 鳴曲線に測定精度の Gaussian をたたみ こんだもの + バックグラウンドの定数 倍 + Gaussian 曲線で Fit した結果。点 線は最後の Gaussian 成分を表す。

図 36: $\phi \rightarrow K^+K^-$ の不変質量分布。 CH と C のターゲットを合わせたもの。 実線はこの分布を Breit-Wigner 共鳴曲 線に測定精度の Gaussian をたたみこん だもの + バックグラウンドの定数倍 で Fit した結果。

Gd + Cu の重いターゲットで、 ϕ 中間子の共鳴曲線 + バックグラウンド という関数から のずれが確認された。このずれが ϕ 中間子の核内崩壊の成分である可能性がある。その場 合、 ϕ 中間子の幅は核内で σ にして 25MeV/c² 程度に広がり、また Peak 位置は 25MeV/c² 程度重い方へ変化することになる。ただし、このことは ϕ 中間子が核内で重くなることを 必ずしも意味せず、核内で K 中間子が軽くなっている効果が現れている可能性もある。例 えば以下のようなケースを考察してみる。核内で ϕ 中間子の質量は M_{ϕ}^* 、K 中間子の質量 は $M_K^* = M_{K^-}^* = M_{K^+}^*$ とする (実際には $M_{K^-}^* \neq M_{K^+}^*$ であると考えられている)。この時 ϕ の重心系で K 中間子の持つ運動量 p_K^* は $p_K^{*2} = (M_{\phi}^{*2} - 4M_{K}^{*2})$ である。K は核外に出る 際に質量が変わり M_K となる。この時単純には K の速度が変わり p_K^* は保存すると考えら れる。したがって核外で観測される不変質量 \widetilde{M} は $\widetilde{M}^2 = M_{\phi}^{*2} + 4(M_K^2 - M_K^{*2})$ となる。 このことは観測される不変質量は ϕ 中間子が軽くなると小さくなり、K 中間子が軽くなる と重くなる可能性を示唆する。電子の場合 $M_e = M_e^*$ と考えられるので、 $\phi \to e^+e^-$ の不変 質量分布の解析がすすめばこのどちらであるのかが明らかになる。 しかしここまでの解析で、

しかしここまでの解析で、

<br/

- 1. $\phi \to K^+K^-$ の不変質量分布測定の精度が 4.5MeV/c² である。これは $\Lambda \to p + \pi^-$ の 不変質量分布の測定精度から推定した 1.2MeV/c² と比べると非常に悪い。この原因 はわかっていない。
- 2. ここでの結論はバックグラウンドの分布に大きな影響を受ける。バックグラウンドに ついてのスタディーを更に進める必要がある。

現在、飛跡の検出手法やバックグラウンドの構成法などについてより詳細な解析が進行 中である。

6 まとめと結論

KEK-PS E325 実験は、 ϕ 中間子の原子核内での K^+K^- 、 e^+e^- チャンネルへの崩壊を通して、中間子質量に対する核物質効果の測定を目指している。そこで、K中間子同定能力と、運動量測定の精度の向上を目的に実験装置の改良を行い、1999 年 7 月にデータの収集を行った。

*K*中間子同定については、Start Timing Counter の改造と、時間測定回路の改良を行い、 STC の時間測定精度 250ps、スペクトロメータの飛行時間測定精度として 360ps を得た。

運動量測定については、磁場マップの高精度化と、ドリフトチェンバーのドリフト時間測 定回路の改良を行い、 $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ の崩壊チャンネルを用いた Λ の不変質量分布の測定を用い て質量分解能の評価を行った。結果質量分解能として 2.3MeV を得た。これは $\phi \rightarrow K^+K^-$ チャンネルでの ϕ 中間子の不変質量分布測定の分解能に焼き直すと 1.2MeV である。

上記のような改造を施して収集したデータを解析した結果、 K^+K^- 崩壊チャンネルによる ϕ 中間子の不変質量分布を得た。Gd + Cu ターゲットにおいて生成される ϕ 中間子の 不変質量分布が、 ϕ 中間子の Breit-Wigner 共鳴曲線 + バックグラウンド の曲線からずれ ていることが確認された。これが ϕ 中間子の核内崩壊の成分であるかどうかはまだ結論で きないが、現在更なる解析を進めている。

謝辞

この修士論文を書くにあたりたくさんの人からご指導を賜りました。みなさまに感謝致 します。

延與さんにはこの実験に参加する機会をいただき、また様々な助言をいただきました。 心から感謝しております。舟橋さんにはことあるごとに励ましの言葉をかけていただきま した。ありがとうございました。

E325 実験グループの諸先輩方には本当にお世話になりました。四日市さんには私の疑問 にいちいち答えていただき、たくさんのことを教えていただきました。どうもありがとう ございました。石野さんには解析の方法について一から教えていただき、また色々と相談 に乗っていただきました。本当に感謝しています。小沢さんには私のつたない論文を何度 も精読していただき、貴重なアドヴァイスをたくさんいただきました。また KEK では実験 の手法について手取り足取り教えていただきました。本当にありがとうございました。田 原さんには回路のこと、コンピュータのことなどたくさんのことを教わりました。心から 感謝しております。成木さんには KEK での実験、準備において非常にお世話になり、また トラブルに対応する際の姿勢は見ていて非常に勉強になりました。本当にありがとうござ いました。宮下さんには KEK でのデータ収集時等、右も左もわからなかった私の面倒を みていただきました。本当に感謝しております。また、山田君のおかげで楽しい KEK 生 活を送ることができました。測定磁場値の較正の面でもたいへんお世話になりました。 本当にみなさまありがとうございました。

53

参考文献

- [1] T. Hatsuda, S. H. Lee, Phys. Rev. C46 (1992) R24
- [2] H. En'yo, KEK-PS E325 proposal(1994)
- [3] Satoshi Yokkaichi, Memoirs of the Faculty of Science, Kyoto University (Series A) (2000) to be published
- [4] 小沢恭一郎, 修士論文 京都大学 (1996)
- [5] M. Ishino et al., Nucl. Instr. and Meth. in preparation.
- [6] 宮下卓也, 修士論文 京都大学 (1999)
- [7] 成木恵,修士論文 京都大学 (1999)
- [8] 吉村善郎,修士論文京都大学(1998)
- [9] 田原司睦, 修士論文 京都大学 (1996)
- [10] developed in CERN.http://consult.cern.ch/writeup/minuit/
- [11] Vector Fields Limited(UK). http://www.vectorfields.co.uk/
- [12] Particle Data Group, Europ. Phys. J. C3 (1998) 376



1	密度の違いによる ϕ 中間子の質量変化	5
2	E325 Spectrometer Top View	6
3	E325 Spectrometer Side View	6
4	CDC の外形	8
5	CDC のセル構造	9
6	BDCの外形	9
7	AGC の 1 セグメントの断面と集光方式	11
8	FGC と RGC、RLG の断面と集光方式	12
9	FGC と SLG の断面と集光方式	12
10	STC の外観	16
11	FTOF、HOD、飛跡の z 座標の相関とその射影	19
12	ADC 補正前の STC 時間測定の精度	21
13	ADC 補正後の STC の時間決定精度	22
14	カウンターによる時間決定精度	24
15	本スペクロメータの時間決定精度	25
16	粒子の質量分布	26
17	粒子の質量と運動量の相関図	27
18	TOSCA による磁場計算結果	29
19	磁場測定の測定範囲(・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	31
20	典型的な磁場測定結果.................................	32
21	磁場測定時の NMR 値の変動	33
22	磁場測定時の NMR 値の分布	33
23	磁場測定の再現性....................................	35
24	積分磁場による磁場測定の再現性の方位角依存性	36
25	積分磁場による磁場測定の再現性の評価	36
26	ホール素子の傾きの x 依存性	38
27	位置補正前の領域 A 測定と領域 B 測定の差.............	39
28	位置補正後の領域 A 測定と領域 B 測定の差.............	40
29	計算磁場と測定磁場の比較..........................	42
30	99 年 7 月の Run における NMR 値の測定値	43
31	99 年 7 月の Run 4300 付近における NMR 値の変動	44
32	$\operatorname{Poisson}$ 磁場を用いた $\Lambda o p + \pi^-$ の不変質量分布	46
33	TOSCA 磁場を用いた $\Lambda o p + \pi^-$ の不変質量分布	46
34	ϕ 中間子の不変質量分布 (全ターゲット)	48
35	ϕ 中間子の不変質量分布 $(\mathrm{Gd} + \mathrm{Cu} oldsymbol{arphi} oldsymbol{arphi} oldsymbol{arphi})$	50
36	ϕ 中間子の不変質量分布 $(\mathrm{CH} + \mathrm{C} \; oldsymbol{arphi} = oldsymbol{arphi} oldsymbol{arphi} > oldsymbol{arphi}$	50