

**Inklusive  $K_S^0$  Verteilungen  
in Elektron-Proton Streuung bei HERA**

DIPLOMARBEIT

ausgeführt am  
Institut für Teilchenphysik der ETH Zurich  
unter der Leitung von Prof. Dr. Ralph Eichler

Vuko Brigljević

Sommer 1993

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theoretische Grundlagen und Motivation</b>	<b>3</b>
1.1	Inelastische ep-Streuung und Parton-Modell . . . . .	3
1.2	Quarkproduktion in der inelastischen ep-Streuung . . . . .	4
1.2.1	Produktion vom s-Quark . . . . .	4
1.2.2	Produktion vom c-Quark . . . . .	5
1.3	Neutrale Kaonen . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Der H1 Detektor bei HERA</b>	<b>8</b>
2.1	Der Elektron-Proton Speicherring HERA . . . . .	8
2.2	Der H1 Detektor . . . . .	8
2.2.1	Allgemeine Beschreibung von H1 . . . . .	8
2.2.2	Die zentralen Spurkammern . . . . .	11
2.2.3	Spurparametrisierung bei H1 . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Analyse</b>	<b>15</b>
3.1	Übersicht der Analyse . . . . .	15
3.2	Datenauswahl . . . . .	15
3.2.1	Triggerwahl . . . . .	16
3.2.2	Wahl des kinematischen Bereiches . . . . .	17
3.3	$K_S^0$ -Rekonstruktion . . . . .	17
3.3.1	Anforderungen an gute Spuren . . . . .	18
3.3.2	Die Methode der invarianten Masse . . . . .	20
3.3.3	$V^0$ Schnitte . . . . .	21
3.3.4	Optimierung der Schnitte mit grösserer Statistik . . . . .	24
3.4	Bestimmung der Effizienz und der Akzeptanz . . . . .	26
<b>4</b>	<b>Resultate</b>	<b>30</b>
4.1	Spektrum der invarianten Masse . . . . .	30
4.2	Lebensdauer . . . . .	30
4.3	Inklusive Wirkungsquerschnitte . . . . .	31
4.3.1	Beobachtete Spektren von $K_S^0$ . . . . .	33
4.3.2	Produzierte Spektren von $K_S^0$ . . . . .	33
4.3.3	Inklusive Wirkungsquerschnitte von $K_S^0$ . . . . .	34
4.3.4	Fehlerrechnung . . . . .	36
<b>5</b>	<b>Schlussfolgerungen</b>	<b>39</b>

## Einleitung

Das Ziel der Teilchenphysik liegt in der Untersuchung der Materie in ihren elementarsten Erscheinungsformen und der fundamentalen Wechselwirkungen, deren sie unterliegt. In diesem Bestreben spielen seit Jahrzehnten Streuexperimente eine zentrale Rolle. Speicherringe stellen heutzutage ein mächtiges Werkzeug dar, um diese Experimente bei hohen ausnutzbaren Energien durchzuführen. In Speicherringen werden zwei entgegengesetzt laufende Teilchenströme auf sehr hohe Energien beschleunigt und an festen Punkten zur Kollision gebracht. Um diese Wechselwirkungspunkte werden riesige Detektoren aufgebaut, mit denen man möglichst alle Produkte der Kollisionen messen möchte, um den Streuvorgang studieren zu können.

In dieser Arbeit werden Daten des H1 Detektors am Speicherring HERA am DESY Forschungslaboratorium in Hamburg analysiert. HERA ist der erste je gebaute Elektron-Proton Kollider. Elektronen und Protonen werden dort bei einer Schwerpunktsenergie von 314 GeV an zwei Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht, an denen die zwei Experimente H1 und ZEUS gebaut sind. Unter den wichtigen physikalischen Fragestellungen, die bei HERA untersucht werden, sind u.a. Quark- und Gluonenverteilungen im Proton (Strukturfunktionen) sowie die Struktur des Photons. In niedrigster Ordnung lässt sich die Elektron-Proton Streuung im QCD Parton Modell beschreiben. Eine Möglichkeit, theoretische Vorhersagen dieses Modells zu überprüfen ist die Messung von inklusiver Teilchenproduktion.

Wir wollen hier die inklusive Produktion von neutralen Kaonen in Elektron-Proton Streuung untersuchen. Neutrale Kaonen identifizieren wir durch den Zerfall  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Im Kapitel 3 beschreiben wir die Prozedur, die für die Rekonstruktion dieses Zerfalls verwendet wurde. Die grösste Schwierigkeit lag dabei in der Unterdrückung des hohen kombinatorischen Untergrundes.

Im Kapitel 4 werden die Resultate der Analyse vorgestellt. Die verfügbare Datenmenge nach der ersten Datennahmeperiode von HERA noch nicht so gross, und die Resultate sind noch stark mit statistischen Fehlern behaftet. Andererseits war es aufgrund dieser noch nicht so grossen Datenmenge noch nicht möglich,  $K_S^0$  Verteilungen für hohe Transversalimpulse zu messen. Allerdings sollten diese Statistikprobleme schon im Jahre 1993 gelöst werden. In der Schlussfolgerung versuchen wir einige Richtlinien zu geben, um die entwickelte Strategie zu optimieren.

# 1 Theoretische Grundlagen und Motivation

In dieser Arbeit wollen wir die inklusive Produktion von  $K_S^0$  in der ep-Streuung bei der HERA Schwerpunktsenergie von 314 GeV untersuchen. Es geht also um den Prozess

$$ep \longrightarrow eK^0 X$$

wobei X ein beliebiger Endzustand sein kann.

Die erste Motivation für Messungen von inklusiver Teilchenproduktion ist die Überprüfung des QCD-Parton-Modells mit Korrekturen erster und nächst höherer Ordnung (s. [2]), in dessen Rahmen solche Verteilungen vorhergesagt werden können. Die Hauptbestandteile dieses Modells sind:

- Tree level Berechnungen der harten Prozesse mit Korrekturen von der nächst höheren Ordnung.
- Fragmentationsfunktionen
- Strukturfunktionen

Aus der Analyse der  $K^0$  Produktion möchte man auch die Mechanismen der Quarkproduktion studieren. Bei den neutralen Kaonen geht es einerseits um die Produktion vom Strange Quark s. Andererseits kann die Analyse von  $K^0$  Verteilungen der erste Schritt für die Suche nach dem  $D^0$  Meson sein, das unter anderem durch den Kanal  $D^0 \longrightarrow K^0 \pi^+ \pi^-$  zerfällt. Die D-Meson Produktion kann dann als Signal für die Charmproduktion benutzt werden, mit dem der totale Wirkungsquerschnitt für die Produktion vom c-Quark bei ep-Streuung bestimmt werden kann.

Bevor wir auf die Produktion vom s- und c-Quark eingehen, wollen wir die Kinematik der inelastischen Elektron-Proton Streuung einführen.

## 1.1 Inelastische ep-Streuung und Parton-Modell

In Abbildung 1 ist der Graph niedrigster Ordnung für die inelastische ep-Streuung dargestellt. Der Impulsübertrag des ausgetauschten Photons ist so gross, dass das Proton auseinandergeht und seine Identität verliert. Im Gegensatz zur elastischen Streuung bestimmen drei unabhängige Variablen die Kinematik, wie zum Beispiel  $(s, Q^2, x)$ , oder  $(s, Q^2, y)$ , oder  $(s, Q^2, W^2)$ , oder  $(s, x, y)$ , wobei diese Variablen wie folgt definiert sind <sup>1</sup>

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2$$

$$W^2 = (p + q)^2$$

$$x = \frac{Q^2}{2pq}$$

$$y = \frac{pq}{pk}$$

Der erlaubte kinematische Bereich für  $ep \rightarrow eX$  ist  $0 \leq x, y \leq 1$ .

<sup>1</sup>Die Bedeutung der vorkommenden Viererimpulse ist aus Abbildung 1 zu entnehmen.

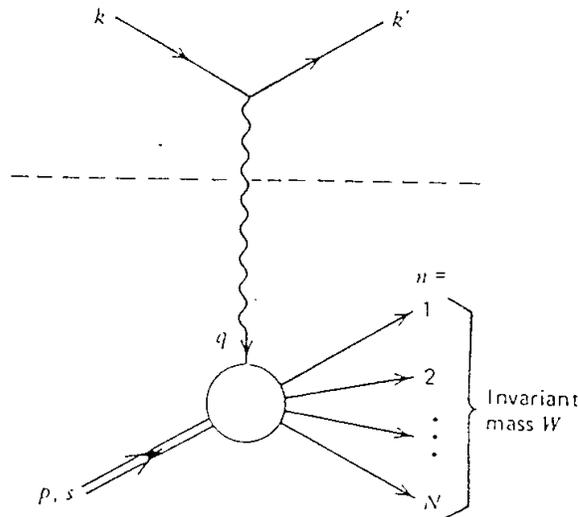


Abbildung 1: Graph niedrigster Ordnung für inelastische ep-Streuung

Im Quark-Parton-Modell [1] erhalten diese Variablen eine anschauliche Bedeutung. In diesem Modell stellt man sich vor, dass das Elektron inkohärent an den punktförmigen Bestandteilen des Protons, den Partonen, streut. Die Variable  $x$  ist dann der Anteil des Protonimpulses, der vom streuenden Parton getragen wird. Die Impulsverteilungen der Partonen, Quarks und Gluonen, im Proton, die Protonstrukturfunktionen, sind eine ganz wichtige Messgrösse.

Hier ist der kinematische Grenzfall der Photoproduktion vom besonderem Interesse, da wir für diese Analyse ausschliesslich solche Ereignisse verwenden werden. Das sind solche, bei denen das ausgetauschte Photon fast reell ist, d.h.  $Q^2 \approx 0$ . Der Elektronenstrahl wird sozusagen als Quelle hochenergetischer Photonen benützt. Für die bei HERA aufgenommenen  $\gamma p$ -Ereignisse ist typischerweise  $\sqrt{s_{\gamma p}} \approx 200 \text{ GeV}$ , was der Beschiessung eines ruhenden Protontargets mit einer  $20 \text{ TeV}$   $\gamma$ -Quelle entspricht.

## 1.2 Quarkproduktion in der inelastischen ep-Streuung

### 1.2.1 Produktion vom s-Quark

Das Strange Quark, aus dem die neutrale Kaonen bestehen, kann hauptsächlich durch 4 Kanäle entstehen:

1. Streuung an einem s-Quark im Protonsee: neben den Valenzquarks u und d findet man im Proton auch sogenannte See-Quarks:  $q\bar{q}$  Paare, die aus einem Gluon entstehen und wieder annihilieren. Der See enthält hauptsächlich u, d und s Quarks. Die Produktion der schweren c, b und t Quarks ist wegen der

höheren Masse sehr stark unterdrückt.

2. Boson-Gluon Fusion: Durch die Entstehung eines  $q\bar{q}$  Paares aus dem Vakuum kann das Photon an einem Gluon im Proton streuen (s. Abb. 2).
3. Zerfall eines schweren Quarks: das s-Quark kann auch aus dem Zerfall eines schweren Quarks  $c, b$  oder  $t$  stammen.
4. Fragmentation: Wegfliegende freie Quarks fragmentieren in Hadronenjets. Dabei entstehen zahlreiche  $q\bar{q}$  Paare aus dem Vakuum. Die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  wird dann zu gross, um das Phänomen der Fragmentation mit Störungsrechnung zu behandeln, und sie wird durch empirische Modelle beschrieben. Steht  $w(q)$  für die Wahrscheinlichkeit, aus dem Vakuum das Quark  $q$  zu erzeugen, so ist etwa

$$w(u) \approx w(d) \approx 3 \cdot w(s) \approx 10^5 \cdot w(c)$$

In den 4 Kanälen entstehen  $s$  und  $\bar{s}$  gleich häufig, was bedeuten muss, dass auch  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  gleich häufig entstehen müssen. Die Messung des Wirkungsquerschnittes für neutrale Kaonen, erlaubt somit, an folgende Probleme heranzugehen:

- Untersuchung von Fragmentationsmodellen
- Bestimmung der Strukturfunktionen für Quarks und Gluonen im Proton, dies allerdings unter der Voraussetzung, dass man einzelne Prozesse isolieren kann.

Solche Untersuchungen sind aber schwierig, da die zu untersuchende Grösse auch oft von anderen auch unbekanntem Grössen abhängt.

### 1.2.2 Produktion vom c-Quark

Das Charm Quark kann bei ep-Streuung hauptsächlich durch Boson-Gluon-Fusion entstehen, da es in der Fragmentation und im Protonsee wie bereits erwähnt sehr stark unterdrückt ist. Mit der Annahme, dass dies in niedrigster Ordnung der dominante Beitrag zur  $c\bar{c}$  Produktion darstellt, kann man den Wirkungsquerschnitt bei  $Q^2 \approx 0$  im QCD-Parton-Modell unter Vernachlässigung von Anfangs- und Endzustandsausstrahlung schreiben als

$$\sigma_{tot}^{(ep \rightarrow c\bar{c})} = \int_0^1 \int_0^1 F_{\gamma/e}(y) \cdot F_{g/p}(x) \cdot \sigma(\gamma g \rightarrow c\bar{c}) dx dy$$

wobei wir die Bedeutung der einzelnen Terme erläutern:

- $F_{\gamma/e}(y)$  ist der Photonfluss [5], und bedeutet die Strukturfunktion, ein virtuelles Photon im Elektron mit einem Impulsanteil  $y$  zu finden.
- $F_{g/p}(x)$  ist die Strukturfunktion des Gluons im Proton und entspricht der Wahrscheinlichkeit, im Proton ein Gluon mit dem Impulsanteil  $x$  zu finden.

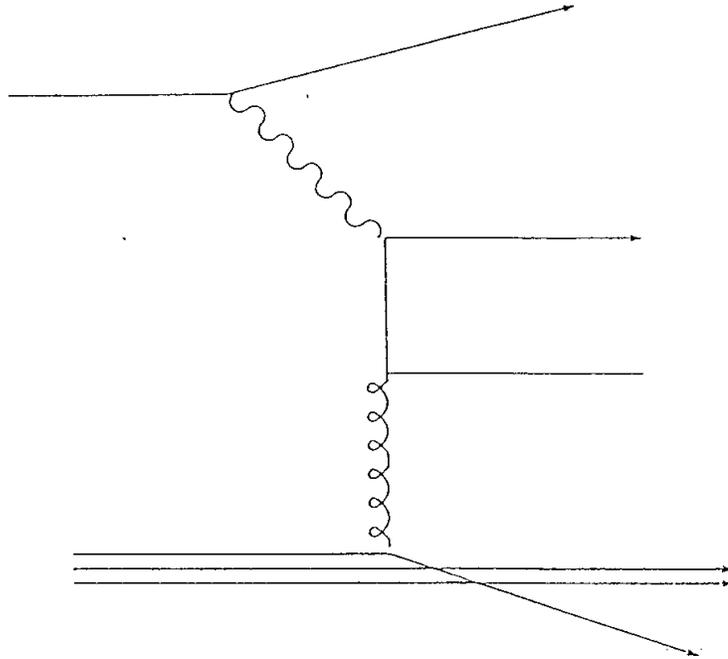


Abbildung 2: Graph für Boson Gluon Fusion bei ep-Streuung

- $\sigma(\gamma g \rightarrow c\bar{c})$  ist der Wirkungsquerschnitt für den eigentlichen harten Prozess. Dieser Wirkungsquerschnitt lässt sich innerhalb des QCD-Parton-Modells analytisch rechnen (s. z.B. [4]).

In der obigen Formel für  $\sigma_{tot}^{(ep \rightarrow c\bar{c})}$  haben wir auch nur den direkten Prozess berücksichtigt, wo das Photon direkt mit dem Proton wechselwirkt und nicht mittels einer hadronischen Komponente des Photons (sog. 'resolved' Photon Anteile).

### 1.3 Neutrale Kaonen

Die Mesonen  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  sind voneinander ladungskonjugierte Teilchen. Die Quarkzusammensetzung ist  $(d\bar{s})$  für  $K^0$  und  $(s\bar{d})$  für  $\bar{K}^0$ ;  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  haben entgegengesetzte Seltsamkeit. Hat man mit der starken oder der elektromagnetischen Wechselwirkung zu tun, so sind  $|K^0\rangle$  und  $|\bar{K}^0\rangle$  die geeigneten Zustände, um das System der neutralen Kaonen zu beschreiben, da beide Wechselwirkungen die Seltsamkeit erhalten. Für den Zerfall der neutralen Kaonen ist aber die schwache Wechselwirkung verantwortlich, bei der die Seltsamkeit nicht erhalten bleibt. Übergänge  $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$  werden möglich, und  $|K^0\rangle$  und  $|\bar{K}^0\rangle$  sind nicht mehr Eigenzustände des Hamiltonoperators. Sie bilden keine geeignete Basis mehr, um das System der neutralen Kaonen zu beschreiben.

In der Näherung, wo die CP-Symmetrie bei der schwachen Wechselwirkung erhalten bleibt, sind die geeigneten Basiszustände CP-Eigenzustände. Das sind die

beiden Linearkombinationen von  $|K^0\rangle$  und  $|\bar{K}^0\rangle$ :

$$K_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle), \quad CP = -1$$

$$K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle), \quad CP = +1$$

$|K_1^0\rangle$  und  $|K_2^0\rangle$  sollten dann den im Labor beobachteten zerfallenden Teilchen entsprechen und ihnen muss man dann eine Lebensdauer zuordnen. Tatsächlich werden im Experiment zwei verschiedene neutrale Kaonen beobachtet, die mit verschiedenen Lebensdauern und Zerfallskanälen zerfallen. Zu diesen zwei Lebensdauern assoziiert man zwei Teilchen, das kurzlebige und das langlebige Kaon  $K_S^0$  und  $K_L^0$ .

Das kurzlebige Kaon  $K_S^0$  zerfällt mit einer Lebensdauer von  $\tau_S = 8.9 \cdot 10^{-11} \text{ s}$  hauptsächlich durch die zwei Kanäle

$$K_S^0 \longrightarrow \pi^+ \pi^-, \quad (B.R. = 68.61\%)$$

$$K_S^0 \longrightarrow \pi^0 \pi^0, \quad (B.R. = 31.39\%)$$

wobei beide Endzustände CP-Eigenzustände sind mit  $CP=+1$ . Das langlebige Kaon zerfällt seinerseits mit einer Lebensdauer von  $\tau_L = 5.2 \cdot 10^{-8} \text{ s}$  u.a. durch

$$K_L^0 \longrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$$

das vorwiegend ein CP-Eigenzustand mit  $CP=-1$  ist (Drehimpulsunterdrückung). Wir identifizieren diese 2 Teilchen mit den besprochenen Linearkombinationen von  $|K^0\rangle$  und  $|\bar{K}^0\rangle$

$$K_L^0 \cong |K_1^0\rangle$$

$$K_S^0 \cong |K_2^0\rangle$$

In dieser Näherung ist  $K^0$  aus dem gleichen Anteil  $K_S^0$  und  $K_L^0$  zusammengesetzt und die Wirkungsquerschnitten für  $K_S^0$  entsprechen genau denjenigen für  $K^0$ .

## 2 Der H1 Detektor bei HERA

### 2.1 Der Elektron-Proton Speicherring HERA

HERA ist der jüngste Zuwachs im Kreise der Speicherringe bei DESY in Hamburg. Bei HERA handelt es sich um den ersten Elektron-Proton Speicherring. In Tabelle 1 sind einige Parameter des Speicherrings zusammengefasst. Die Schwerpunktsenergie von 314 GeV liegt um mehr als einen Faktor 10 über den bisher in Lepton-Nukleon Streuexperimenten erreichten Energien.

Mit dem Bau von HERA wurde im April 1984 begonnen. Die ersten Kollisionen wurden im Herbst 1991 beobachtet. Im Winter 1991/92 wurden die zwei Detektoren H1 und ZEUS in die Wechselwirkungszonen gefahren und Ende Mai 1992 wurden die ersten e-p-Stöße beobachtet. Im Laufe des Sommers wurden die ersten Daten aufgenommen. Bei dieser Diplomarbeit handelt es sich also um die Analyse der Daten vom ersten Betriebsjahr von HERA.

### 2.2 Der H1 Detektor

#### 2.2.1 Allgemeine Beschreibung von H1

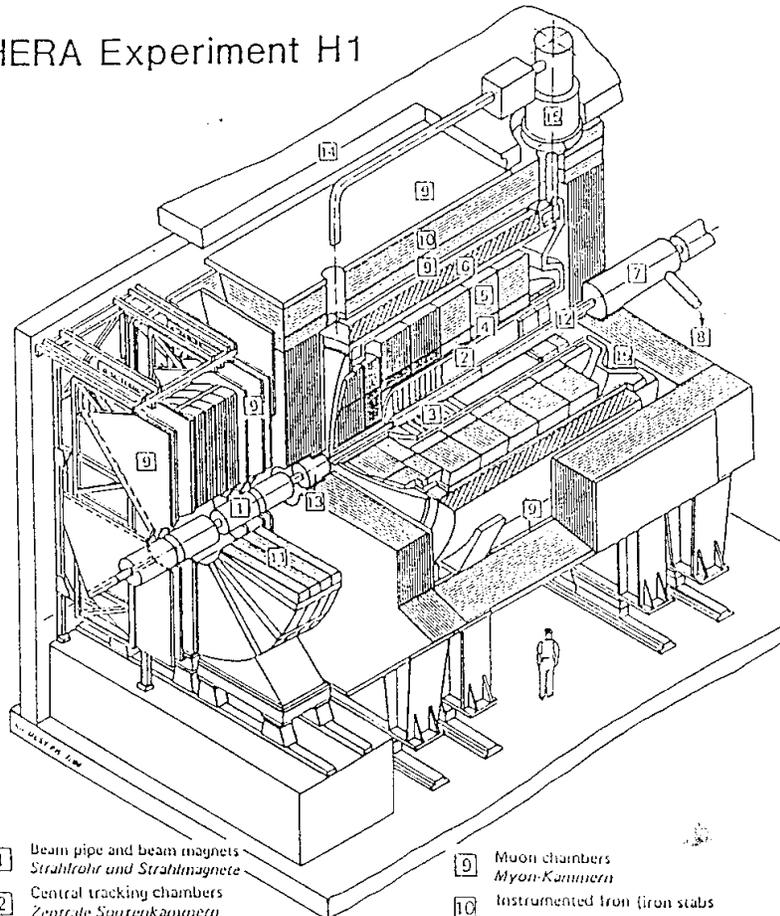
In Abbildung 3 ist der Detektor H1 dargestellt. Im Koordinatensystem des Detektors wird die Strahlachse in Richtung des Protonenstrahles als positive z-Achse gewählt. Die xy-Ebene, oft auch rφ-Ebene genannt, steht dann senkrecht zur Strahlachse. Im Aufbau unterscheidet sich H1 nicht wesentlich von anderen Detektoren an e<sup>+</sup>e<sup>-</sup> oder p $\bar{p}$  Speicherringen. Die einzelnen Detektorteile werden schalenweise um den Wechselwirkungspunkt im Zentrum des Detektors aufeinander gebaut.

Da bei HERA Elektron- und Protonstrahl nicht denselben Impuls besitzen, bewegt sich der Schwerpunkt der ep-Kollisionen im Bezug auf das Laborsystem mit  $\gamma_{CM} = 2.86$ . Bei isotropem Teilchenfluss verlangt dies einen asymmetrischen Aufbau des Detektors in z-Richtung. Aus diesem Grund ist der Detektor in Protonrichtung viel massiver. Dies unterscheidet H1 und ZEUS von den meisten anderen Detektoren an Speicherringen.

	Sollwerte		Werte im Herbst 1992		Einheit
	p-Strahl	e-Strahl	p-Strahl	e-Strahl	
Energie	820	30	820	26.7	GeV
Luminosität	$1.5 \cdot 10^{31}$		$3.0 \cdot 10^{29}$		$cm^{-2}s^{-1}$
Integrierte Luminosität	$10^5$		32		$nb^{-1}y^{-1}$
Magnetfeld	4.68	0.165	4.68	0.165	T
Anzahl Teilchen	210	80	2.6	3.7	$10^{11}$
Anzahl Pakete	210	210	10	10	
Separation zwischen Paketen	96	96	96	96	ns

Tabelle 1: Einige Parameter des HERA Speicherrings

# HERA Experiment H1



- |   |  |    |  |
|---|--|----|--|
| 1 | Beam pipe and beam magnets<br><i>Strahlrohr und Strahlmagnete</i>  | 9  | Muon chambers<br><i>Myon-Kammern</i>   |
| 2 | Central tracking chambers<br><i>Zentrale Spurenkammern</i>   | 10 | Instrumented iron (iron slabs + streamer tube detectors)<br><i>Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten + Streamerröhren-Detektoren)</i> |
| 3 | Forward tracking chambers and Transition radiators<br><i>Vorwärtsspurkammern und Übergangsstrahlungsfolien</i> | 11 | Muon toroid magnet<br><i>Myon-Toroid-Magnet</i>  |
| 4 | Electromagnetic Calorimeter (lead)<br><i>Elektronmagnetisches Kalorimeter (Blei)</i>                           | 12 | Warm electromagnetic calorimeter<br><i>warmes elektronmagnetisches Kalorimeter</i>   |
| 5 | Hadronic Calorimeter (stainless steel)<br><i>Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)</i>                          | 13 | Plug calorimeter (Cu, Si)<br><i>Vorwärts-Kalorimeter</i>   |
| 6 | Superconducting coil (1.2 T)<br><i>Supraleitende Spule (1,2 T)</i>   | 14 | Concrete shielding<br><i>Betonabschirmung</i>  |
| 7 | Compensating magnet<br><i>Kompensationsmagnet</i>  | 15 | Liquid Argon cryostat<br><i>Flüssig Argon Kryostat</i>   |
| 8 | Helium cryogenics<br><i>Helium Kälteanlage</i>   |    |  |

Abbildung 3: Ansicht des H1 Detektors

Für die vorliegende Analyse ist vor allem das zentrale Spurkammersystem wichtig, das wir im nächsten Abschnitt beschreiben werden. Zuerst nennen wir aber kurz die einzelnen Elemente des Detektors von innen nach aussen:

- Im Innersten des Detektors befindet sich das Strahlrohr, wo Proton und Elektronenstrahl geführt werden, und die ep-Kollisionen stattfinden.
- Unmittelbar um das Strahlrohr ist das Spurkammersystem aufgebaut, wo die Spuren geladener Teilchen mit hoher räumlicher Auflösung gemessen werden. Das Spurkammersystem ist in einem Vorwärts- und einem Zentralteil unterteilt. Jeder Teil besteht aus mehreren Drift- und Proportionalkammern und ist optimiert für den entsprechenden Winkelbereich. Diese Unterteilung war sinnvoll bei HERA, da sehr viele geladene Teilchen mit kleinen Polarkwinkeln  $\theta$  produziert werden. Im nächsten Abschnitt wird der Zentralteil näher beschrieben.
- Im Flüssig-Argon-Kalorimeter werden Teilchenenergien gemessen. Er besteht alternierend aus Absorberplatten und Flüssig-Argon Schichten. Durchfliegende Teilchen produzieren jeweils Teilchenschauer in den Absorberplatten, die dann mittels Ionisation im Flüssig-Argon gemessen werden. Die meisten Teilchen verlieren ihre ganze Energie im Kalorimeter. Einzig Neutrinos werden in der Regel gar nicht gemessen. Myonen verlieren als minimal ionisierende Teilchen nur einen Teil ihrer Energie und werden meistens nicht im Kalorimeter gestoppt. Das H1-Kalorimeter ist auf die genaue Messung und Identifizierung von Elektronen und die Erzielung einer sehr guten und stabilen Energiekalibration von Elektronen und Hadronen optimiert. Dies ist unter anderem dank einer hohen Auslesesegmentierung möglich.
- Die supraleitende Spule von 6 m Durchmesser ist ausserhalb des Kalorimeters gelegen, um den Anteil an Totmaterial vor dem Kalorimeter auf ein Minimum zu halten. Sie erzeugt ein Magnetfeld von 1.2 Tesla, in dem geladene Teilchen gekrümmt werden. Aus der Messung der Krümmung kann man den Impuls gewinnen.
- Das Magnetjoch des Detektors ist dazu da, den Fluss vom Magnetfeld zurückzuführen. Es ist aus je zehn Eisenplatten mit 7.5 cm Stärke aufgebaut. Die Schlitzes zwischen den Platten sind mit Streamer-Rohrkammern instrumentiert, die zum einen die Hadronenenergie messen, die nicht voll im Argon-Kalorimeter absorbiert wurde, zum anderen die Bestimmung von Myonen durch Messung ihrer Spur in einer Dimension unterstützen.
- Das Myon-Nachweissystem wird vervollständigt durch grossflächige Streamer-Rohrkammern innerhalb und ausserhalb des Eisenjochs und durch ein Spektrometer aus einem Eisentoroiden und sechs Lagen von Driftkammern in Vorwärtsrichtung.
- Ausserhalb des Detektors in Richtung der auslaufenden Elektronen befinden sich direkt am Strahlrohr noch das e-tag Kalorimeter und ein Photondetek-

tor, 30m bzw. 100m vom Detektor entfernt. Sie dienen einerseits der Luminositätsmessung. Andererseits sind sie dazu da, um das gestreute Elektron bei Photoproduktionereignissen nachzuweisen. Das e-tag Kalorimeter wird auch als Trigger benutzt.

### 2.2.2 Die zentralen Spurkammern

Im folgenden wollen wir den Zentralteil vom Spurkammersystem detaillierter beschreiben. In dieser Arbeit werden wir hauptsächlich Information vom diesem Detektorteil verwenden. Der Zentraltracker besteht aus 4 zylindrischen Driftkammern (CJC1, CJC1, CIZ und COZ), sowie aus 2 Proportionalkammern, die für den Trigger dienen.

Eine Driftkammer besteht im Wesentlichen aus einem Gasvolumen, in dem an Hochspannung angeschlossene Drähte gespannt werden. Durchquert ein Teilchen die Kammer, so ionisiert es die Gasmoleküle entlang seiner Spur. Die freigesetzten Elektronen driften im elektrischen Feld gegen die Anodendrähte und erzeugen dort einen messbaren elektrischen Puls. Durch Messung der Driftzeit kann die räumliche Lage der Spur in der Kammer rekonstruiert werden. Ausführliches über Spurenkammern findet man zum Beispiel in [7].

Die wichtigsten Kammern für die Spurrekonstruktion bei H1 sind die zwei grossen zylindrischen Driftkammern CJC1 und CJC2 <sup>2</sup>. In diesen zwei Kammern sind die Drähte parallel zur Strahlachse gespannt und die Zellen sind geneigt bezüglich der Radialrichtung. Diese Kammern besitzen eine sehr gute Auflösung in der  $r\phi$ -Ebene ( $\sigma_{r\phi} = 170\mu m$ ) und eine Auflösung von einigen Prozenten der Drahtlänge in  $z$  ( $\sigma_z \approx 2.2cm$ ). Diese und andere Parameter der zentralen Jet-Kammern werden in Abbildung 4 mit Informationen über die anderen Detektoren von H1 zusammengefasst.

Die zwei dünnen Driftkammern CIZ und COZ <sup>3</sup> vervollständigen die Messung geladener Spuren im Zentralbereich. Sie sind hauptsächlich dazu dafür da, die  $z$ -Auflösung zu verbessern. Zu diesem Zweck sind ihre Anodendrähte senkrecht zur Strahlachse gespannt. Die erreichte intrinsische Auflösung dieser 2 Kammern ist typischerweise  $300 - 500\mu m$  in  $z$ .

### 2.2.3 Spurparametrisierung bei H1

Die Spur geladener Teilchen in einem homogenen magnetischen Feld wird durch eine Helix beschrieben, wie wir leicht zeigen können. Aus der Elektrodynamik entnimmt man die Bewegungsgleichung für geladene Teilchen im elektromagnetischen Feld

$$\frac{dp^\mu}{d\tau} = \frac{e}{mc} F^{\mu\nu}(x)p_\nu$$

wobei  $p^\mu$  der Viererimpuls des Teilchens und  $F^{\mu\nu}(x)$  der elektromagnetische Feldtensor ist. Für den Fall eines konstanten homogenen magnetischen Feldes folgt aus der

<sup>2</sup>CJC steht für *central jet chamber*

<sup>3</sup>CIZ und COZ: *central inner and central outer z-chamber*

Calorimetry		
Main calorimeter: liquid Ar	Electromagnetic part	Hadronic part
Granularity	10 to 100 cm <sup>2</sup>	50 to 2000 cm <sup>2</sup>
Depth	20 to 30 X <sub>0</sub>	4.7 to 7 λ <sub>abs</sub>
Number of channels	30784	13568
Resolution $\sigma(E_{e,h})/E_{e,h}$	12%/√E <sub>e</sub> ⊕ 1%	≈ 50%/√E <sub>h</sub> ⊕ 2%
LAr purity - stability of el. calibration	≤ 0.2% over one year	≤ 0.2% over one month
Noise	10 to 30 MeV per channel	
Angular coverage - dead channels	4° < θ < 153°	< 0.3%
Backward calorimeter: Pb-scintillator		
Angular coverage - granularity	151° < θ < 177°	16 × 16 cm <sup>2</sup>
Depth - resolution $\sigma(E_e)/E_e$	22.5 X <sub>0</sub> (1 λ <sub>abs</sub> )	10%/√E <sub>e</sub> ⊕ 2 [1]%
Tail catcher: iron-streamer tubes		
Angular coverage - granularity	4° < θ < 177°	
Depth - resolution $\sigma(E_h)/E_h$	4.5 λ <sub>abs</sub>	100 [50]%/√E <sub>h</sub>
Plug calorimeter: Cu-Si		
Angular coverage - granularity	0.7° < θ < 3.3°	5 × 5 cm <sup>2</sup>
Depth - resolution $\sigma(E_h)/E_h$	4.25 λ (44.6 X <sub>0</sub> )	≈ 150%/√E <sub>h</sub>
Electron tagger: Tl(Cl/Br)		
Angular coverage - granularity	θ > 179.7°	2.2 × 2.2 cm <sup>2</sup>
Depth - resolution $\sigma(E_e)/E_e$	21 X <sub>0</sub>	≈ 10%/√E <sub>e</sub> ⊕ 1%
Tracking		
Coil: radius - field	3 m - B = 1.15 T, ΔB/B ≤ 2%	
Central tracking		
Angular - radial coverage	25° < θ < 155°	150 < r < 850 mm
Jet chamber: spatial resolution	σ <sub>rφ</sub> = 170 μm	σ <sub>z</sub> = 22.0 mm
z-chambers: spatial resolution	σ <sub>rφ</sub> = 25 and 58 mm	σ <sub>z</sub> ≈ 350 μm
Momentum - dE/dx resolution	σ <sub>p</sub> /p <sup>2</sup> < 1.0 [0.003] GeV <sup>-1</sup>	σ(dE)/dE = 10 [6]%
Forward tracking		
Angular - radial coverage	7° < θ < 25°	120 < r < 800 mm
Spatial resolution	σ <sub>rφ</sub> = 170 μm (σ <sub>r</sub> = 29 mm)	σ <sub>x,y</sub> = 210 μm
Trigger proportional chambers		
Angular coverage - channels	7° < θ < 155°	4000
Muon detection		
Instrumented iron		
Angular coverage - total area	4° < θ < 171°	4000 m <sup>2</sup>
Number of channels	wires: 103700, strips: 28700, pads: 4000	
Spatial resolution	σ <sub>wire</sub> = 3 - 4 mm	σ <sub>strip</sub> = 10 - 15 mm
Angular - momentum resolution barrel	σ <sub>θ</sub> (σ <sub>φ</sub> ) = 15(10) mr	[σ <sub>p</sub> /p ≈ 0.35]
Forward muon toroid		
Angular coverage - resolution	3° < θ < 17°	[0.25 < σ <sub>p</sub> /p < 0.32]
Overall size (x, y, z) - weight	12 × 15 × 10 m <sup>3</sup>	2800 t

Tabelle 2: Zusammenfassung der wichtigsten Parameter des H1 Detektors.

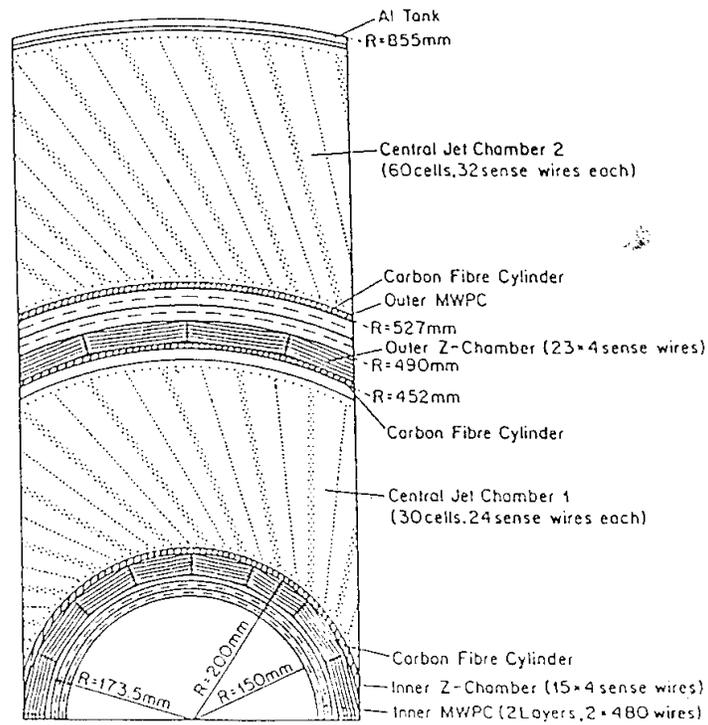
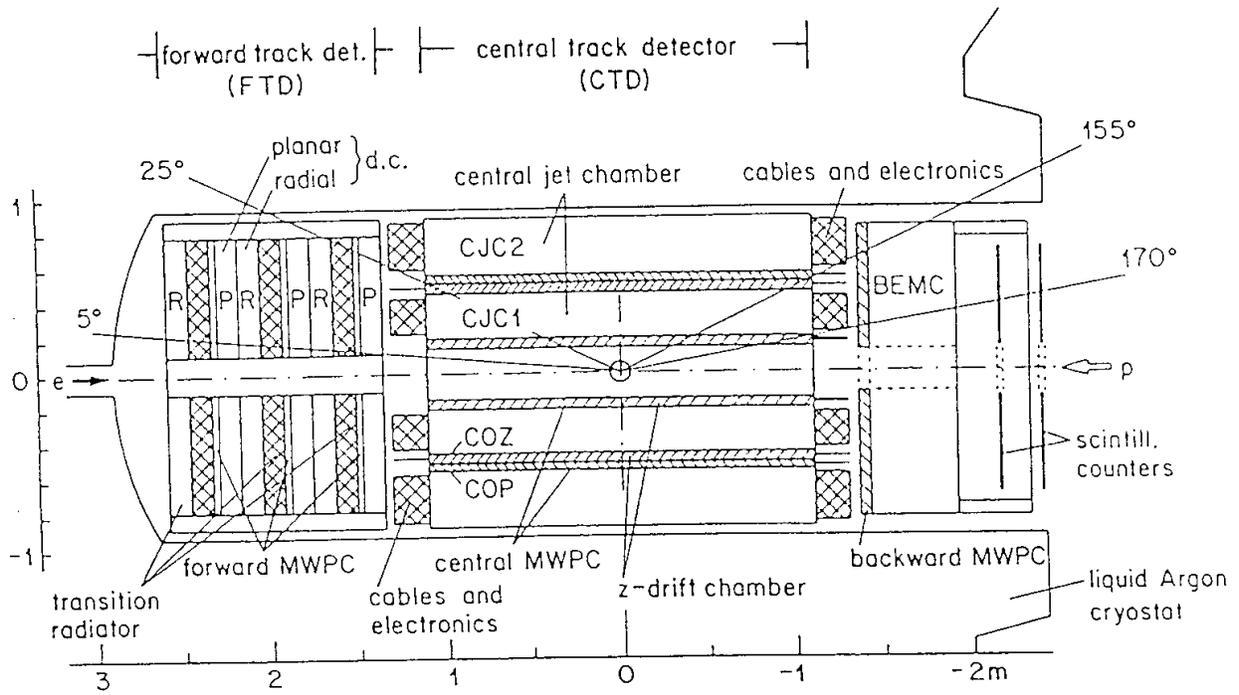


Abbildung 4: Das zentrale Spurkammersystem

Komponente  $\mu = 0$  der Bewegungsgleichung, dass die Energie und somit auch der Betrag vom Impuls konstant bleibt. Die Bewegungsgleichung vereinfacht sich zu

$$m\gamma \frac{d\vec{v}}{dt} = e \frac{\vec{v}}{c} \wedge \vec{B}.$$

Die Bewegung wird dann die Superposition einer Kreisbewegung senkrecht zum magnetischen Felde und einer gleichförmigen Bewegung in die Richtung des Magnetfeldes. In der  $r\phi$ -Ebene wird die Spur auf einen Kreis projiziert. Kennt man den Krümmungsradius  $r$  der Spur (in Metern), und das B-Feld (in Tesla) so ist für ein Teilchen der Ladung  $z \cdot e$  der Transversalimpuls in GeV/c

$$p_t = 0.3 \cdot z \cdot B \cdot r$$

Um eine Helix zu beschreiben sind 5 Parameter nötig. Bei H1 sind die folgenden gewählt [9]:

- $\kappa \in [-\infty, +\infty]$ : Krümmung der Spur, definiert als das Inverse des Krümmungsradius  $r$ ,  $\kappa = \pm r^{-1}$ . Das Vorzeichen von  $\kappa$  ist positiv, wenn die Spur sich in der  $x$ - $y$ -Ebene in Gegenuhrzeigersinn bewegt.
- $dca \in [-\infty, +\infty]$ : kürzester Abstand von der Spur zur  $z$ -Achse. Das Vorzeichen von  $dca$  ist positiv, falls der Vektor zum  $dca$  und der Transversalimpuls am  $dca$  ein Rechtssystem bilden.
- $\phi \in [-\pi, \pi]$ : Azimutalwinkel vom Impuls am  $dca$ .  $\phi$  ist also der Winkel zwischen der  $x$ -Achse und dem Transversalimpuls  $\vec{p}_t$  am  $dca$ .
- $\vartheta \in [0, \pi]$ : Steigung der Helix, ist also der Polarwinkel vom Impuls.
- $z0 \in [-\infty, +\infty]$ :  $z$ -Koordinate der Spur am  $dca$ .

## 3 Analyse

### 3.1 Übersicht der Analyse

Das Ziel dieser Analyse ist die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes  $\frac{d^2\sigma}{dp_T^2 d\eta}$  für die inklusive Produktion von neutralen Kaonen bei HERA. Der erste Schritt der Analyse besteht in der Auswahl der zu analysierenden Daten. Dabei geht es einerseits darum, Untergrundereignisse möglichst auszuschliessen. Andererseits wollen wir für diese Analyse ausschliesslich Photoproduktion Ereignisse betrachten, bei denen das ausgetauschte Photon fast reell ist.

In diesen Daten werden wir nach neutralen Kaonen durch den Zerfall  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  suchen. Liegen die Zerfallsprodukte in der Akzeptanz des zentralen Spurkammersystems, so müssten sie sich durch Spuren in der zentralen Jet-Kammer bemerkbar machen. Die richtigen  $K_S^0$  Kandidaten werden wir dann durch die Methode der invarianten Masse identifizieren. Um den starken kombinatorischen Untergrund zu reduzieren, werden wir aber die zusätzliche Bedingungen auf gute Paare geladener Spuren setzen müssen.

Um von den beobachteten  $K_S^0$  auf die produzierte Verteilungen zu schliessen, werden wir die Akzeptanz und die Effizienz des Mess- und Analysevorganges abschätzen müssen. Dies werden wir teilweise mit der Hilfe von Monte Carlo Simulationen tun.

### 3.2 Datenauswahl

Die Basis für die vorliegende Analyse bilden die Daten der Datennahmeperiode vom Herbst 1992. Sie entsprechen einer integrierten Luminosität von

$$L = (22.2 \pm 0.1 \pm 1.6)nb^{-1}.$$

In diesem Datensatz möchten wir Photoproduktion Ereignisse auswählen und dabei Untergrundereignisse möglichst ausschliessen. Untergrundereignisse sind z.B. :

- Durchgang kosmischer Strahlung im Detektor.
- Streuung von Strahlprotonen oder -elektronen am Gas im Strahlrohr. Diese Prozesse sind gerade bei HERA nicht zu unterschätzen, da sie viel häufiger auftreten können, als die Prozesse, die man untersuchen will. Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Protonen am Gas im Strahlrohr beträgt zum Beispiel etwa  $10mb$ , während der totale Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion bei HERA etwa  $150\mu b$  beträgt.
- Streuung von Strahlprotonen oder -Elektronen am Strahlrohr.

Die sicherste Art  $\gamma p$ -Ereignisse zu erkennen besteht darin, das unter kleinem Winkel gestreute Elektron im Elektron-Tagger zu messen. Mit dieser Forderung eliminiert man gleichzeitig einen grossen Teil von Proton-Restgas und Proton-Strahlrohr Ereignissen. Durch die zusätzliche Forderung nach einem minimalen Signal im Hauptdetektor kann man noch zusätzliche Untergrundereignisse ausschliessen.

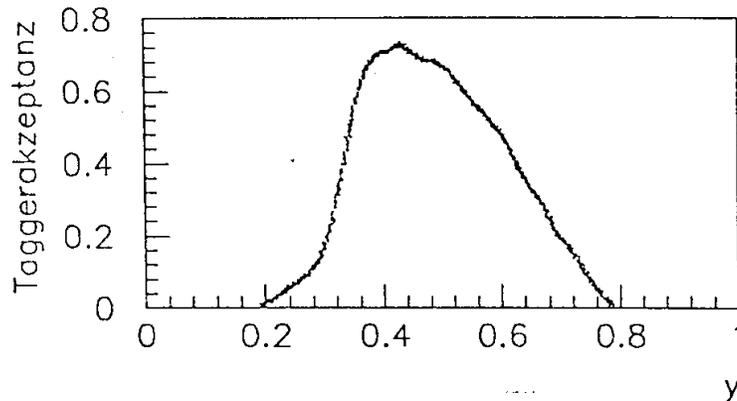


Abbildung 5: Akzeptanz des Elektron-Taggers als Funktion der kinematischen Variable  $y$

### 3.2.1 Triggerwahl

In Hochenergiephysikexperimenten kommt dem sog. Trigger die Aufgabe zu, interessante Ereignisse zu signalisieren, und bei der Datennahme zu entscheiden, welche Ereignisse auf Band gespeichert werden sollen und welche nicht. Für eine ausführliche Beschreibung des sehr komplexen H1 Triggers verweisen wir auf [8]. An dieser Stelle möchten wir nur erwähnen, dass er aus verschiedenen Stufen besteht (von denen allerdings noch nicht alle im Jahr 1992 operationell waren), und welche Triggerbedingungen auf die hier analysierten Daten gesetzt wurden.

Auf Triggerstufe 1 (L1 trigger level) besteht der Trigger aus vielen Subtriggern, die parallel und unabhängig voneinander laufen. Jeder weist auf ein besonderes Merkmal der gemessenen Ereignisse hin. Die oben beschriebene Strategie, um  $\gamma p$ -Ereignisse zu erkennen (Kombination eines Signals im Elektron-Tagger und im Hauptdetektor) führt uns auf die folgende Triggerwahl<sup>4</sup>:

- Es wird eine kleinste Energie von 4 GeV im e-tag Kalorimeter verlangt. Um den Untergrund aus Bremsstrahlung zu unterdrücken wird gleichzeitig verlangt, dass die im Photodetektor deponierte Energie unter 2 GeV liegen muss.
- Es wird ein gültiges  $t^0$ -Signal des zvtx-Triggers verlangt: die Proportionalkammern CIP und COP müssen mindestens eine Spur rekonstruiert haben, deren z-Koordinate auf der Strahlachse zwischen -45cm und +45cm liegt.

Auf Triggerstufe 4 (Filterfarm) werden weiter Ereignisse als Untergrund verworfen, die einer der folgenden Bedingungen genügen:

<sup>4</sup>Für die Benennung der verschiedenen Trigger benutzen wir die offizielle H1 Terminologie (s. [8])

p [GeV/c]	E [GeV/c <sup>2</sup> ]	d [cm]
0.	0.498	0.
0.1	0.508	0.53
0.25	0.557	1.34
0.5	0.706	2.69
0.75	0.900	4.03
1.	1.12	5.38
2.	2.06	10.75
5.	5.02	26.88

Tabelle 3: Mittlere Flugstrecke im Labor für verschiedene Impulse von  $K_S^0$

- In der zentralen Jet-Kammer gibt es mindestens drei Spuren mit  $z < -100\text{cm}$ .
- Es gibt eine oder zwei Spuren mit  $z < -100\text{cm}$ , und keine mit  $z > -50\text{cm}$ .

Die Anwesenheit vieler Spuren weit im Rückwärtsrichtung deutet stark auf ein Proton-Gas Ereignis.

### 3.2.2 Wahl des kinematischen Bereiches

Der kinematische Bereich, für den sinnvollerweise ein Wirkungsquerschnitt für getagete Ereignisse gegeben werden kann, ist durch die Akzeptanz des Elektron-Taggers gegeben. Diese hängt von der kinematischen dimensionslosen Variable  $y$  (s. Abb. 5). Damit die Akzeptanzkorrektur nicht zu gross wird, wählen wir

$$0.3 < y < 0.7$$

### 3.3 $K_S^0$ -Rekonstruktion

Das  $K_S^0$  Teilchen ist ein neutrales Teilchen und als solches für Driftkammern unsichtbar. Deswegen versuchen wir  $K_S^0$  durch den Zerfall

$$K_S^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-, \quad (B.R. = 68.61\%)$$

zu finden. Die Zerfallsprodukte  $\pi^+\pi^-$  erzeugen messbare Spuren in der Kammer.

In Tabelle 3 ist die mittlere Flugstrecke von  $K_S^0$  im Labor für verschiedene Impulse angegeben. Daraus sieht man, dass der Zerfall von  $K_S^0$  meist schon klar getrennt vom Primärvertex jedoch noch meistens im Strahlrohr stattfindet. Auf jeden Fall fliegt das  $K_S^0$  fast nie durch die zentrale Jet-Kammer ohne zu zerfallen, und die Zerfallsprodukte sollten in der Kammer immer gesehen werden, wenn sie in derer Winkelakzeptanz liegen.

Solche neutrale Teilchen, die getrennt vom Primärvertex in zwei geladene Teilchen zerfallen nennt man  $V^0$  Teilchen. Das Ziel besteht darin, aufgrund der Zerfallsprodukte das  $V^0$  Teilchen, hier  $K_S^0$ , zu finden und den Zerfallsvertex zu rekonstruieren.

Die relevanten Beispiele von  $V^0$  Teilchen sind die folgenden

$$K_S^0 \longrightarrow \pi^+ \pi^-$$

$$\Lambda^0 \longrightarrow p \pi^-$$

$$\bar{\Lambda}^0 \longrightarrow \bar{p} \pi^+$$

$$\gamma \longrightarrow e^+ e^-$$

Um  $K_S^0$  aus seinen Zerfallsprodukten  $\pi^+ \pi^-$  zu rekonstruieren, folgen wir im wesentlichen folgende Strategie:

- Man versucht für jedes Paar positiver und negativer guter Spuren einen gemeinsamen Vertex zu fitten. Dabei berücksichtigt man nur Spuren, die einigen Qualitätsforderungen genügen.
- Um den starken vorwiegend kombinatorischen Untergrund zu reduzieren berücksichtigt man nur Paare, die einer Reihe hauptsächlich kinematischer Bedingungen genügen. Diese Bedingungen, auch  $V^0$  Schnitte genannt, sollten möglichst viele falsche  $V^0$ -Kandidaten ausschliessen. Sie sollten teilweise auch die anderen echten  $V^0$ -Kandidaten ( $\Lambda, \gamma$ ) ausschliessen können.
- Man benutzt dann die Tatsache, dass die invariante Masse der Zerfallsprodukte von  $K_S^0$  gerade die Masse von  $K^0$  ist. Im Histogramm der invarianten Masse aller Paare sollten sich dann die echten  $K_S^0$ -Kandidaten um  $m_{K^0}$  anhäufen.

### 3.3.1 Anforderungen an gute Spuren

Wir berücksichtigen für die Analyse nur Spuren, die einer Reihe Qualitätsanforderungen genügen. Diese Kriterien werden in Hinsicht auf geladene Pionen gewählt, die von einem  $K_S^0$ -Zerfall herkommen. Wir definieren gute Spuren durch folgende Kriterien:

- $|z_0| < 100\text{cm}$ : die Spur muss von der Wechselwirkungsregion kommen.
- $|dca| < 25\text{cm}$ : die Spur darf nicht zu weit von der Strahlachse entstanden sein. Die Werte in Tabelle 3 für die Fluglänge von  $K_S^0$  zeigen, dass die gewählte obere Grenze für  $|dca|$  die grosse Mehrheit aller Pionen vom  $K_S^0$ -Zerfall einschliesst.
- Die Spur muss von mindestens 5 Drähten gemessen worden sein. Besteht eine Spur aus zu wenigen Messpunkten, so ist sie mit sehr grossen Fehlern behaftet. Andererseits könnte es sich dabei nicht um echte Spuren handeln, sondern um elektronisches Rauschen oder Rekonstruktionsfehler.
- $|\cos \theta| < 0.906$ : Die Spuren müssen in der Winkelakzeptanz der zentralen Kammer liegen. Dies entspricht  $25^\circ < \theta < 155^\circ$ , oder  $-1.5 < \eta < 1.5$ .
- $-2 < \phi < 2.2$ : Diese Bedingung kommt davon, dass es ausserhalb dieses  $\phi$ -Bereiches der Kammer einige tote Zellen gibt.

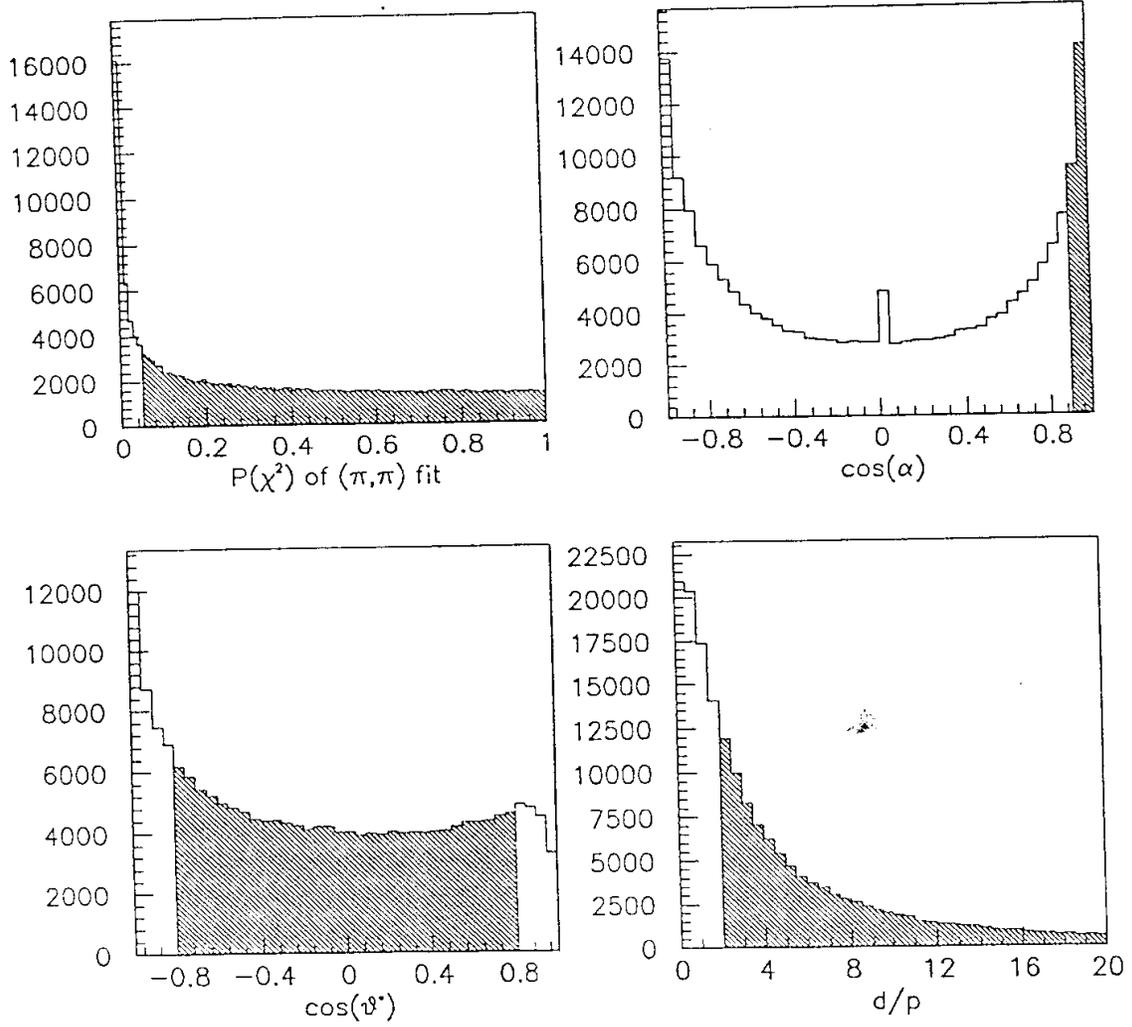


Abbildung 6: Verteilungen der Spurparameter.

- Der Anfang der Spur in der Kammer soll nicht mehr als 40 cm von der z-Achse entfernt sein. Damit werden Spuren ausgeschlossen, die in der Kammer CJC2 nach Vielfachstreuung als neue Spuren identifiziert werden, und eine Doppelzählung dieser Spuren wird vermieden. Pionen aus dem  $K_S^0$  Zerfall sollten ausserdem schon immer in der ersten Kammer erscheinen.
- $L_{Spur} \geq 15 + 9.5 \cdot \eta^2$ :  $L_{Spur}$  ist die Länge der Spur zwischen dem ersten und dem letzten Messpunkt und  $\eta$  ist die Pseudorapidität,  $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ . Die Werte wurden empirisch bestimmt aufgrund der Verteilung der Spurlänge gegen die Pseudorapidität (s. Abbildung 6). Diese untere Grenze auf die Spurlänge erlaubt uns, eine nicht zu hohe Anzahl Messpunkte pro Spur zu verlangen und trotzdem ganz kurze Spuren auszuschliessen.
- $|z_0 - z_{Vertex}| < 30cm$ :  $z_{Vertex}$  ist die z-Koordinate des gefitteten primären Vertex. Diesen erhält man, versucht man alle Spuren, die die schon genannten Bedingungen erfüllen, zu einem gemeinsamen Vertex zu fitten. Spuren, die zu weit von diesem Vertex liegen, werden verworfen.

### 3.3.2 Die Methode der invarianten Masse

Zerfällt ein Teilchen mit dem Viererimpuls  $\mathcal{P}_0 = (E_0, \vec{p}_0)$  in zwei Teilchen mit Viererimpulsen  $\mathcal{P}_1 = (E_1, \vec{p}_1)$  und  $\mathcal{P}_2 = (E_2, \vec{p}_2)$ , so fordert die Energie-Impuls-Erhaltung

$$(\mathcal{P}_1 + \mathcal{P}_2)^2 = \mathcal{P}_0^2 = m_0^2$$

Die Lorentz-invariante Grösse  $(\mathcal{P}_1 + \mathcal{P}_2)^2$  wird invariante Masse der zwei Teilchen genannt und ist, wie man sieht, gerade die Masse vom zerfallendem Teilchen. Diese Tatsache wurde in der Teilchenphysik oft verwendet, um nach neuen Teilchen oder Resonanzen zu suchen: man trägt die invariante Masse aller Teilchenkombinationen in ein Histogramm. Peaks in dieser Verteilung weisen auf Teilchen oder Resonanzen hin. Diese Methode wollen wir auch hier verwenden, um  $K_S^0$  zu identifizieren.

Sind  $\vec{p}_1$  und  $\vec{p}_2$  die gemessenen Impulse vom positiv bzw. negativ geladenen Teilchen, so schreiben wir für die invariante Masse

$$M_{inv} = (2m_\pi^2 + 2E_1E_2 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2)^{1/2}$$

wobei  $E_1$  und  $E_2$  die Energien der Zerfallsprodukte ist:

$$E_i = (|\vec{p}_i|^2 + m_\pi^2)^{1/2}, \quad i = 1, 2$$

Wir nehmen als Massenhypothese für jedes Paar geladener Teilchen an, es bestehe aus 2 Pionen, und verzichten somit auf wirkliche Teilchenidentifikation. Dies ist hier aus Gründen zulässig. Zuerst einmal wird damit der Wahrheit gar nicht so weit entfernt: die Monte-Carlo Simulationen sagen voraus, dass über 80% aller in der Kammer gesehenen Teilchen Pionen sind, und diese Tatsache ist aus anderen Experimenten der Hochenergiephysik bekannt. Diese Massenhypothese verfälscht einzig leicht die Form vom kombinatorischen Untergrund im Spektrum der invarianten Masse, was aber hier keine Rolle spielt.

In Abbildung 7a sieht man die Verteilung der so berechneten invarianten Masse für alle Paare, bei denen ein Fit möglich war (s. nächsten Abschnitt). Bei der Masse von  $K^0$  sieht man einen leichten Peak aber der Untergrund dominiert sehr stark und es ist schwierig, aus dieser Verteilung klare  $K_S^0$  Kandidaten herauszunehmen. Im nächsten Abschnitt versuchen wir durch Bedingungen auf gute Paare falsche  $V^0$ -Kandidaten auszuschliessen.

### 3.3.3 $V^0$ Schnitte

Um den Untergrund im Spektrum der invarianten Masse zu reduzieren setzen wir eine Reihe kinematischer Bedingungen auf die Paare. Man muss sich bewusst sein, dass jeder der beschriebenen Schnitte einen Teil vom wirklichen  $K_S^0$  Signal auch schneidet. Die ideale Kombination von Schnitten muss daher folgenden Anforderungen genügen:

- Das Signal-Untergrund-Verhältnis soll beim  $K_S^0$ -Peak möglichst hoch sein.
- Es müssen nach allen Schnitten genügend  $K_S^0$  übrigbleiben, um daraus Spektren zu machen. Ansonsten werden die  $K_S^0$ -Spektren wegen zu grossen statistischen Schwankungen bedeutungslos. In unserem Fall ist dies die stärkste Beschränkung.
- Die gewählten Schnitte müssen in den  $K_S^0$ -Spektren  $(p_t, p, \eta)$  flach schneiden. Schneidet zum Beispiel ein Schnitt im Impulsspektrum von  $K_S^0$  mehr bei niedrigen als bei höheren Impulsen, so wird die Form vom Spektrum gefälscht.

#### 1. Schnitt auf die Güte vom Fit

Beim fitten versucht man, die 2 geladenen Spuren zu einem gemeinsamen Ursprung zu fitten. Das verwendete Fit-Programm wurde von Rolf Luchsinger in seiner Diplomarbeit geschrieben. Es verwendet die Methode vom Kalmanfilter [9].

Für gute  $V^0$ -Kandidaten verlangen wir zuerst einen erfolgreichen Fit. In gewissen Fällen kann das Programm die 2 Spuren gar nicht zu einem gemeinsamen Vertex fitten. Dies ist zum Beispiel der Fall, wenn die 2 Spuren weit auseinander liegen. Könnte das Programm die zwei Spuren zu einem gemeinsamen Vertex fitten, so werden die Koordinaten von diesem Vertex sowie die Impulse der 2 geladenen Teilchen an diesem Vertex vom Fitprogramm berechnet. Die Güte vom Fit wird durch das  $\chi_{fit}^2$  angegeben. Sind alle Grössen des Fits gaussverteilt mit Erwartungswert des Fehlers von null, was ja Voraussetzung ist für einen optimalen Fit, so ist die Verteilung von  $\chi^2$

$$f_n(\chi^2) = \frac{(\chi^2)^{\left(\frac{n}{2}-1\right)} e^{-\chi^2/2}}{2^{n/2} \Gamma\left(\frac{n}{2}\right)},$$

$n$  nennt man die Anzahl Freiheitsgrade. Für den Vertexfit mit Kalmanfilter ergibt sich für zwei Spuren  $n = 1$ . Die  $\chi^2$ -Verteilung hat die bemerkenswerte Eigenschaft, dass die Wahrscheinlichkeitsverteilung für  $\chi^2$  [6]

$$p(\chi_{fit}^2) = \int_{\chi_{fit}^2}^{\infty} f_n(\chi^2) d\chi^2$$

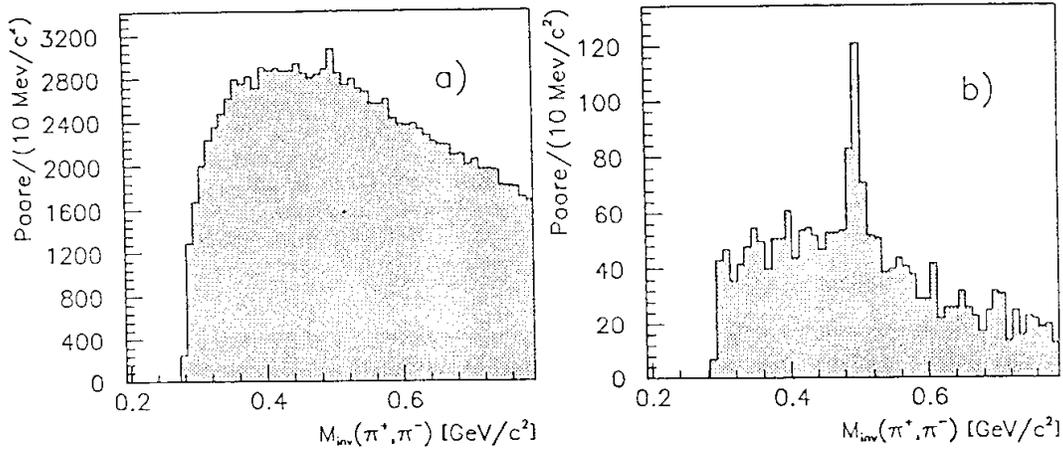


Abbildung 7: Spektrum der invarianten Masse: a) ohne  $V^0$  Schnitten und b) mit  $V^0$  Schnitten

gleichverteilt ist zwischen null und eins ist, falls  $\chi_{fit}^2$  einer  $\chi^2$ -Verteilung mit  $n$  Freiheitsgraden genügt. Damit lässt sich leicht überprüfen, ob die Fehler wirklich gaussverteilt sind. Man erwartet, dass dies der Fall für die echten  $V^0$ -Kandidaten ist, d.h. für diejenigen Spurpaare, die wirklich von einem gemeinsamen Vertex kommen. In der Verteilung von  $p(\chi^2)$  für alle  $V^0$ -Kandidaten (Abbildung 10), sieht man aber einen starken Peak bei null, der auf die falschen Kandidaten hinweist. Wir fordern aufgrund dieser Verteilung für die guten Paare

$$p(\chi_{fit}^2) \geq 5\%$$

### 2. $dca_1 \cdot dca_2 \leq 0$

Das Vorzeichen von  $dca$  entspricht dem Vorzeichen der  $z$ -Komponente des Drehimpulses bezüglich der  $z$ -Achse. Entsteht das  $K_S^0$  am Ursprung in der  $xy$ -Ebene, so ist sein Drehimpuls bezüglich der  $z$ -Achse null. Der Drehimpuls der zwei Zerfallsprodukte von  $K_S^0$  sollte dann entgegengesetzt sein.

### 3. $K_S^0$ soll vom Primärvertex kommen

Man definiert  $\vec{d}$  als den Vektor vom Primärvertex zum gefitteten  $V^0$ -Vertex, und  $\vec{p}_V$  als den Impuls vom  $V^0$ -Kandidaten (Summe der gefitteten Impulse der 2 geladenen Spuren).

Wir verlangen, dass das  $K_S^0$  am Primärvertex entstanden ist. Dann müssen  $\vec{d}$  und  $\vec{p}_V$  parallel sein. Wir definieren  $\alpha$  als den Winkel zwischen  $\vec{d}$  und  $\vec{p}_V$ . Wir akzeptieren nur  $V^0$ -Kandidaten, für die gilt

$$\cos(\alpha = \angle(\vec{p}_V, \vec{d})) > 0.9$$

### 4. Verteilung der Pionen soll isotrop im $K_S^0$ Scherpunktsystem sein

Wir definieren  $\vartheta^*$  als den Winkel zwischen dem Impuls von  $\pi^+$  und der Bewegungsrichtung von  $K_S^0$  im Ruhesystem von  $K_S^0$ . Da  $K_S^0$  spinlos ist, zerfällt es isotrop

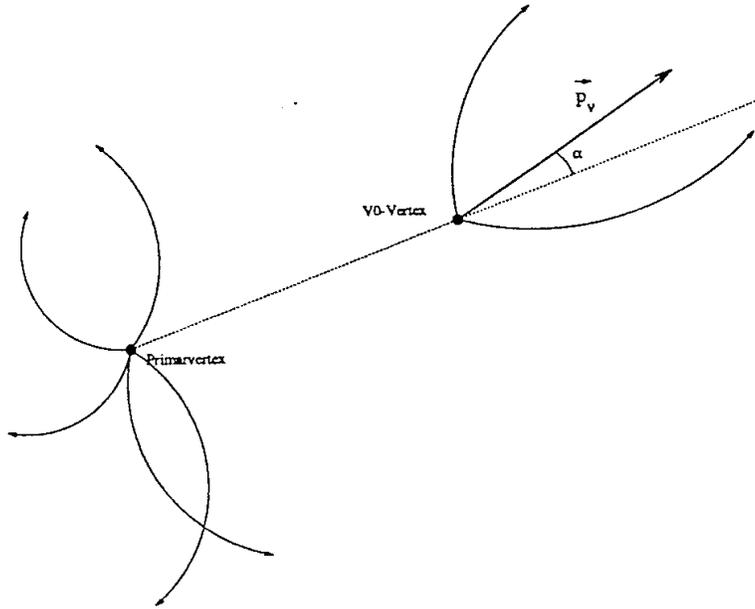


Abbildung 8: Definition vom Winkel  $\alpha$

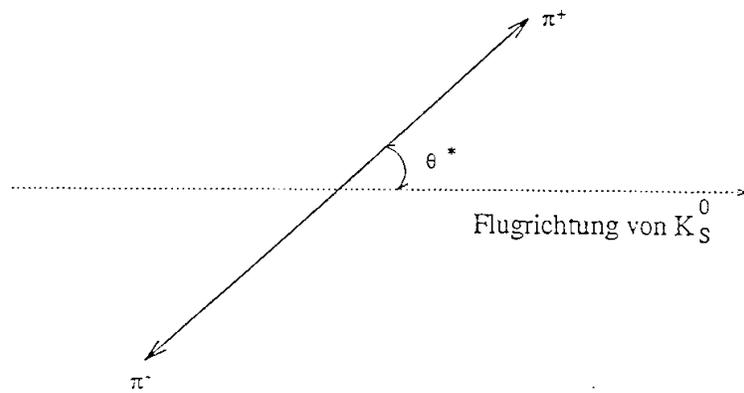


Abbildung 9: Zerfall von  $K_S^0$  im Schwerpunktsystem.

in seinem Ruhesystem, was einer flachen Verteilung für  $\cos(\vartheta^*)$  entspricht. In der beobachteten  $\cos(\vartheta^*)$ -Verteilung sehen wir zwei Peaks bei  $\cos(\vartheta^*) = \pm 1$ , die sicher vom Untergrund stammen. Wir verlangen für gute  $V^0$ -Kandidaten

$$|\cos(\vartheta^*)| < 0.8$$

### 5. Schnitt auf $d/p$

Der grösste Teil vom Untergrund kommt von der zufälligen Kombination geladener Teilchen ( $e^+$ ,  $e^-$ ,  $\mu^+$ ,  $\mu^-$ ,  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $K^+$ ,  $K^-$ ,  $p$ , usw.), die aus der Fragmentation oder aus dem Zerfall kurzlebiger Teilchen stammen. Für diese Paare fällt daher der gefitete Vertex meistens sehr nahe vom primären Vertex. Setzt man eine untere Grenze auf den Abstand  $d$  zwischen dem primären und dem sekundären Vertex, so wird man ziemlich viele dieser Paare eliminieren. Ein Schnitt auf  $d$  hat aber den Nachteil, dass man im Impulsspektrum von  $K_S^0$  ungleich schneidet:  $K_S^0$  mit grösserem Impuls fliegen im Mittel weiter. Und dies möchten wir vermeiden, da wir so Information über den Spektrum verlieren würden.

Zwischen der Flugstrecke  $d$  von  $K_S^0$  im Labor und der Eigenzeit  $\tau$  besteht folgende Beziehung

$$d = \gamma\beta c\tau$$

Mit  $\beta\gamma = \frac{p}{m}$  gilt dann

$$\frac{d}{p} = c\tau$$

Ein Schnitt auf  $\frac{d}{p}$  entspricht für  $K_S^0$  einem Schnitt auf die Eigenzeit und ist impulsunabhängig. Für gute  $V^0$ -Kandidaten verlangen wir

$$\frac{d}{p} > 2$$

In Abbildung 10 werden die Spektren aller Grössen gezeigt, die für die  $V^0$  Schnitte verwendet werden.

### 3.3.4 Optimierung der Schnitte mit grösserer Statistik

Nach allen kinematischen Schnitten bekommen wir ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von etwa 1:1. Wie schon erwähnt besteht das grösste Problem in der kleinen<sup>5</sup> Datenmenge, die nach dem ersten Betriebsjahr von HERA zur Verfügung stand. Unter diesen Umständen wären härtere Schnitte auf gute Paare verhängnisvoll: sie würden das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zwar verbessern, aber auch zusätzliches Signal wegschneiden. Aus den verbleibenden  $K_S^0$  liessen sich kaum noch Spektren machen.

Das Statistikproblem sollte sich aber bereits bei der nächsten Messperiode (Sommer 1993) lösen<sup>6</sup>. Ist eine grössere Datenmenge vorhanden, so kann man die Schnitte optimieren. Ich möchte hier versuchen aufzuzeigen, wie man dann zu einem besseren Signal-zu-Untergrund-Verhältnis kommen könnte:

<sup>5</sup>Diese "kleine" Datenmenge braucht immerhin 3.5 GBytes Speicherplatz!

<sup>6</sup>für 1993 wird zehnmal mehr Luminosität als in 1992 erwartet

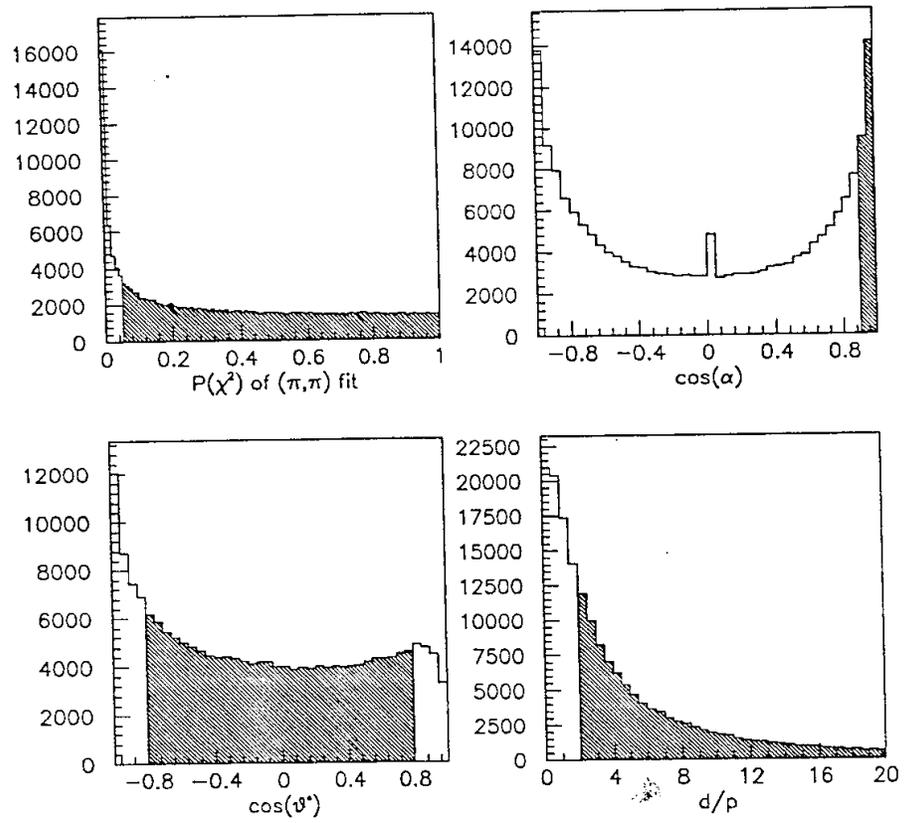


Abbildung 10: Verteilungen für die  $V^0$ -Schnitte. Man behält nur den schraffierten Teil der Histogramme.

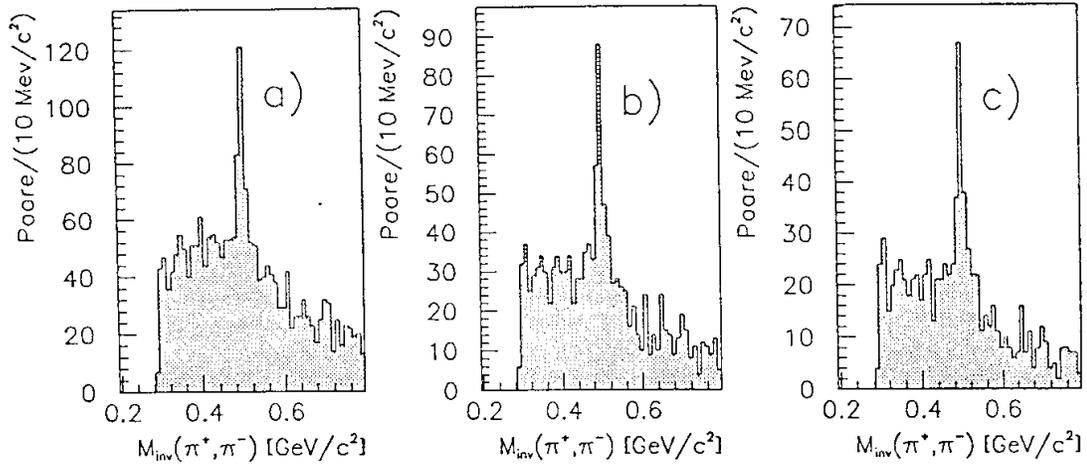


Abbildung 11: Verteilungen der invarianten Masse mit verschiedenen Bedingungen auf  $\cos\alpha$ : a)  $\cos\alpha > 0.9$ , b)  $\cos\alpha > 0.95$ , c)  $\cos\alpha > 0.97$ . Man sieht, dass das Signal-zu-Untergrund Verhältnis mit einem schärferen Schnitt besser wird.

1. Mit einem härteren Schnitt auf  $\cos\alpha$  kann man ein besseres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis erreichen. In Abbildung 11 wird das Spektrum der invarianten Masse für verschiedene Schnitte auf  $\cos\alpha$ . Man merkt, dass das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis mit härterem Schnitt auf  $\cos\alpha$  besser wird.

Ein zu scharfer Schnitt auf  $\cos\alpha$  bringt aber auch eine Gefahr mit sich. Es ist anzunehmen, dass dabei mehr  $K_S^0$ s mit tieferem Impuls eliminiert werden. Ihre Flugstrecke ist kürzer und die begrenzte Auflösung vom primären und vom sekundärem Vertex wirkt sich dann stärker auf  $\cos\alpha$  aus. Falls man sich für einen stärkeren Schnitt auf  $\cos\alpha$  entscheidet, ist es wichtig, diesen Effekt zu berücksichtigen und die Effizienz vom Schnitt als Funktion vom Impuls zu bestimmen.

2. Durch einen stärkeren Schnitt auf  $\frac{d}{p}$  kann man auch den Untergrund ziemlich stark reduzieren.

### 3.4 Bestimmung der Effizienz und der Akzeptanz

Von allen produzierten  $K_S^0$  wurden viele im Laufe des Mess- und Analyseprozesses verloren. In einigen Fällen wurde das entsprechende Ereignis gar nicht auf Band aufgenommen, sei es wegen der Ineffizienz des Triggers oder, weil das gestreute Elektron nicht in der Akzeptanz des Taggers lag. In anderen Fällen lagen ein oder beide Pionen aus dem  $K_S^0$  Zerfall nicht in der Akzeptanz der CJC Kammer oder sie wurden nicht gefunden wegen der Ineffizienz der verschiedenen Schritten des

Mess- und Analyseverfahrens. Da wir schliesslich an dem interessiert sind, was im physikalischen Prozess passiert ist, müssen wir versuchen, aus der beobachteten Anzahl  $K_S^0$  die Anzahl wirklich produzierter  $K_S^0$  zu gewinnen. Zwischen beiden Grössen besteht die Beziehung

$$N_{beob.} = A \cdot \varepsilon \cdot N_{produziert}$$

wo  $A$  die Akzeptanz und  $\varepsilon$  die Effizienz ist. Beide sind kleiner als eins. Sowohl die Akzeptanz wie die Effizienz können im Prinzip Funktionen von verschiedenen Parametern wie zum Beispiel Winkel oder Impuls von  $K_S^0$  sein. In Tabelle 4 werden die Werte einiger Beiträge der Akzeptanz und der Effizienz numerisch aufgelistet.

Die Akzeptanz besteht aus zwei Beiträgen:

- geometrische Akzeptanz der CJC Kammer: das zentrale Spurenkammersystem, deren Information wir hier verwenden, deckt nicht den ganzen Raumwinkel ab: nur Spuren mit Polarwinkel  $\theta$  zwischen  $25^\circ$  und  $155^\circ$  werden gemessen, und in  $\phi$  gibt es in der CJC einige tote Zellen.
- Akzeptanz des Elektron-Taggers  $A_{tag}$ : aufgrund seiner endlichen Grösse kann der Tagger auch nicht alle Elektronen messen, die ein Photoproduktion Ereignis signalisieren.  $A_{tag}$  ist eine Funktion der kinematischen Variable  $y$  und ist als solchen in Abbildung 5 zu sehen.

Die Effizienz besteht ihrerseits wiederum aus folgenden Beiträgen:

- Triggereffizienz  $\varepsilon_{trig}$ :  $\varepsilon_{trig}$  ist die Wahrscheinlichkeit, dass der Trigger Photoproduktion Ereignisse erkennt und sie aufnimmt.
- Effizienz der zentralen Jet Kammer  $\varepsilon_{CJC}$ : sie entspricht der Wahrscheinlichkeit, dass beide Pionen aus dem  $K_S^0$  Zerfall an mindestens fünf Drähten einen messbaren Puls erzeugen, wenn sie beide in der Kammerakzeptanz liegen. Die Einzeldrahteffizienz beträgt 88%. Liegt ein Teilchen in der Kammerakzeptanz, so muss es an mindestens 10 Drähten vorbeifliegen. Die Wahrscheinlichkeit  $w_5^{10}$ , dass es an mindestens 5 Drähten ein Signal erzeugt ist dann (Binomialverteilung)

$$w_5^{10} = \sum_{n=5}^{10} \binom{10}{n} (0.88)^n \cdot (0.12)^{10-n} = 0.999$$

Die Kammereffizienz für  $K_S^0$  ist dann

$$\varepsilon_{CJC} = (w_5^{10})^2 \approx 100\%$$

- Spurrekonstruktionseffizienz  $\varepsilon_{patrec}$ <sup>7</sup>:  $\varepsilon_{patrec}$  steht für die Wahrscheinlichkeit, dass die Spuren aus den Messpunkten der einzelnen Drähte richtig rekonstruiert werden.
- Effizienz der Analyse  $\varepsilon_{anal}$ :  $\varepsilon_{anal}$  ist der Anteil der richtig rekonstruierten  $K_S^0$ , die die  $V^0$ -Schnitte überleben.

Triggereffizienz der L1 Triggerstufe	$\epsilon_{trig}^{L1} = (78 \pm 0.3 \pm 5)\%$
Triggereffizienz der L4 Triggerstufe	$\epsilon_{trig}^{L4} = (98 \pm 3 \pm 3)\%$
Gemittelte Akzeptanz im Bereich $0.3 < y < 0.7$	$\langle A_{tag} \rangle = (55 \pm 1.4 \pm 0.5)\%$
Effizienz der $V^0$ Schnitte	$\epsilon_{anal} = (40.9 \pm 6.5 \pm 8.2)\%$

Tabelle 4: Einige Beiträge der Akzeptanz und der Effizienz

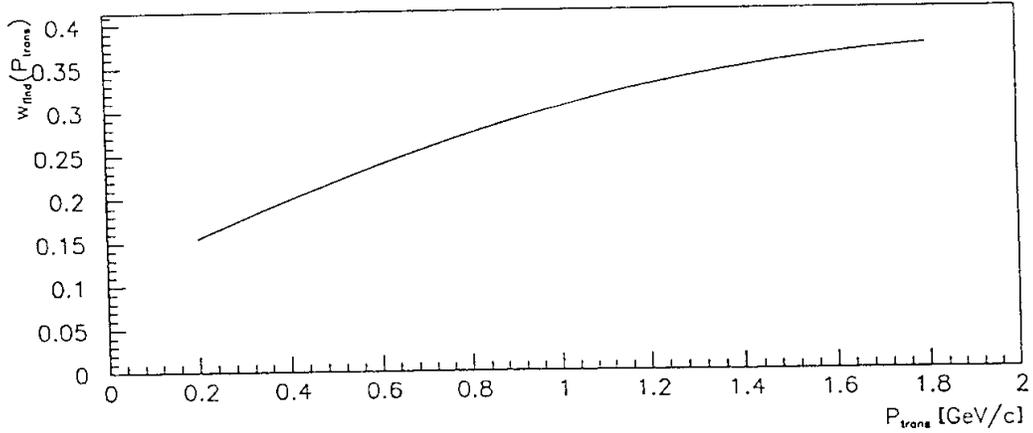


Abbildung 12: Rekonstruktionseffizienz  $w_{find}$  von  $K_S^0$  als Funktion des Transversalimpulses

Wir setzen sowohl die Akzeptanz wie die Effizienz in eine Zahl  $w$  und zerlegen  $w$  in 3 Beiträge:

$$A \cdot \epsilon = w = w_{Ereignis} \cdot w_{find} \cdot \epsilon_{anal}$$

$$w_{Ereignis} = A_{tag} \cdot \epsilon_{trig} \quad w_{find} = A_{Det} \cdot \epsilon_{patrec}$$

In der Zahl  $w_{Ereignis}$  steckt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photoproduktionereignis tatsächlich aufgenommen wird. Um die Zahlen  $w_{find}$  und  $\epsilon_{anal}$  zu bestimmen, müsste man eigentlich wissen, wieviele  $K_S^0$  ursprünglich produziert wurden, und im Laufe des Mess- und Analyseorgans verloren wurden. Bei reellen Daten kann man das klarerweise nicht wissen. Eine Methode, um dies zu bestimmen besteht darin, Monte Carlo Simulationen zu benutzen. Bei Simulationen weiss man, wieviele  $K_S^0$  ursprünglich generiert wurden und es ist auch möglich zu wissen, welche rekonstruierte Spuren zu welchen generierten entsprechen. Man kann dann denselben Analysevorgang wie für Daten anwenden und zählen, wieviele von den ursprünglichen  $K_S^0$  am Ende übrigbleiben. Wir behandeln dabei  $w_{find}$  und  $\epsilon_{anal}$  getrennt.

<sup>7</sup> *patrec* steht für *pattern recognition*

- $w_{find}$  ist der Anteil aller produzierter  $K_S^0$ , die in  $\pi^+\pi^-$  zerfallen, deren Zerfallsprodukte einerseits in der Akzeptanz der Kammer liegen, und andererseits richtig rekonstruiert werden. Ist  $N_{gen.K_S^0}$  die Anzahl generierter  $K_S^0$ , die in  $\pi^+\pi^-$  zerfallen und  $N_{rek.K_S^0}^{all}$  die Anzahl  $K_S^0$ , deren Zerfallsprodukte in der Akzeptanz der Kammer lagen und als gute Spuren gefunden wurden, so ist:

$$w_{find} = \frac{N_{rek.K_S^0}^{all}}{N_{gen.K_S^0}}$$

In Abbildung 12 wird  $w_{find}$  als Funktion vom Transversalimpuls gezeigt.

- $\epsilon_{anal}$  ist der Anteil der richtig rekonstruierten  $K_S^0$ , die von den  $V^0$  Schnitten nicht ausgeschlossen werden. Ist  $N_{rek}^{all}$  die Anzahl richtig rekonstruierter  $K_S^0$ , und  $N_{rek}^{V^0}$  die Untermenge, die nach den  $V^0$ -Schnitten übrigbleibt, so ist

$$\epsilon_{anal} = \frac{N_{rek}^{V^0}}{N_{rek}^{all}}$$

## 4 Resultate

### 4.1 Spektrum der invarianten Masse

In Abbildung 13 wird das Spektrum der invarianten Masse für alle Paare im Bereich  $-1.5 < \eta < 1.5$  gezeigt, die den  $V^0$  Bedingungen genügen. Die Form des Spektrums ist die Überlagerung des  $K_S^0$  Peaks und des Untergrunds

$$f_{M_{inv}} = f_{Signal} + f_{Untergr.}$$

Um den Inhalt vom Peak zu bestimmen, fitten wir eine Gaussfunktion für den Peak und ein Polynom zweiten Grades für den Untergrund. Die Resultate vom Fit für den  $K_S^0$  Peak sind in Tabelle 5 zusammengefasst. Die angegebenen Werte sind gemittelt über mehrere Fits mit verschiedenen Ansätzen für die Untergrundform.

Die gemessene Breite vom Peak kommt von der endlichen Impulsauflösung der Driftkammer. Die natürliche Breite  $\Gamma$  ist viel kleiner und für die Messung hier unerreichbar; aus  $\Gamma \cdot \tau = \hbar$  bekommt man  $\Gamma \approx 10^{-5} eV/c^2$ . Dies rechtfertigt die Wahl einer Gaussfunktion für das Fit, da die Fehler gaussverteilt sind. Dies ist aber auch nicht ganz richtig: die Auflösung ist eine Funktion des Impulses und es ist also zu erwarten, dass sich die Breite des Peaks für verschiedene Impulse von  $K_S^0$  ändert. Mit mehr Statistik sollte man diese Tatsache berücksichtigen, zum Beispiel indem man eine Superposition von zwei Gaussfunktionen für das  $K_S^0$  Signal fittet.

$m_{K_S^0}$	$(496.9 \pm 0.8 \pm 0.9) MeV/c^2$
$\sigma_{peak}$	$(9.6 \pm 1.2 \pm 0.2) MeV/c^2$
$N_{K_S^0}^{peak}$	$128 \pm 11 \pm 13$
$N_{SR}^{Untergrund}$	$91.7 \pm 5.5 \pm 5$

Tabelle 5: Resultate vom Fit für den  $K_S^0$  Peak

### 4.2 Lebensdauer

Die Messung der Lebensdauer von  $K_S^0$  ist ein guter Test für die Richtigkeit der vorhergehenden Analyse. Wie schon erwähnt besteht zwischen der Flugstrecke  $d$  von  $K_S^0$  und der Flugzeit im eigenen Ruhesystem  $\tau$  folgende Beziehung

$$d = \gamma\beta c\tau.$$

Mit  $\gamma\beta = p/m$  gilt daher für  $\tau$

$$\tau = \frac{md}{cp}.$$

Wir histogrammieren diese Grösse für alle  $K_S^0$ -Kandidaten mit einer invarianten Masse im Bereich  $485 - 510 MeV/c^2$ . Da im Peak noch Untergrund da ist, müssen wir von dieser Verteilung die Verteilung von  $\frac{md}{cp}$  für den Untergrund abziehen. Die

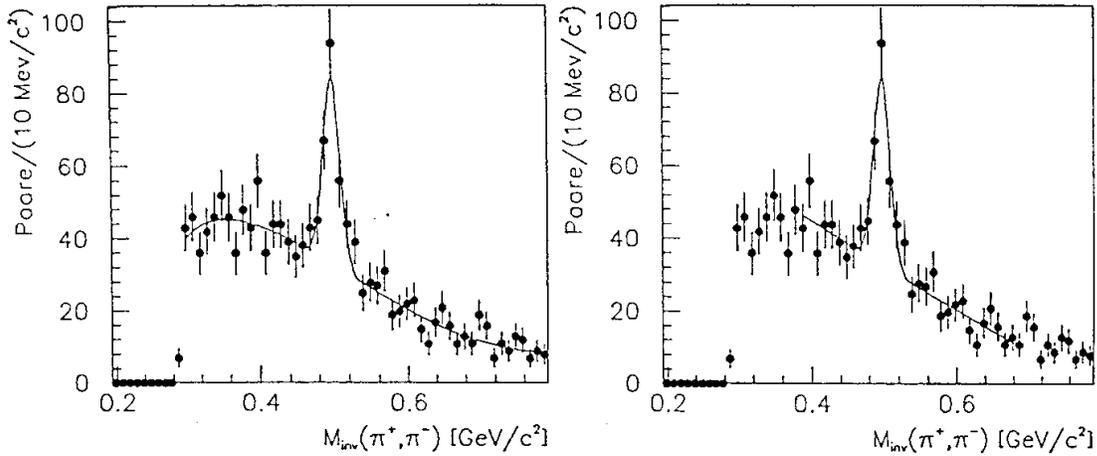


Abbildung 13: Zwei Beispiele von Fits an die Verteilung der invarianten Masse für alle Paare, die den V0 Bedingungen genügen und in  $-1.5 < \eta < 1.5$  liegen.

Form für die Untergrundverteilung entnehmen wir dem Spektrum für Paare aus zwei positiven Spuren.

Für echte  $K_S^0$  wissen wir, dass diese Verteilung exponentiell abfällt. Sind nämlich bei  $\tau = 0$   $N_0$   $K_S^0$  anwesend, so bleiben nach der Zeit  $\tau$

$$N(\tau) = N_0 \cdot e^{-\tau/\tau_{K_S^0}}$$

Für die Zerfallsrate  $D(\tau)$  gilt

$$D(\tau) = \left| \frac{dN}{d\tau} \right| = \frac{N_0}{\tau_{K_S^0}} \cdot e^{-\tau/\tau_{K_S^0}}$$

Ein Fit einer Exponentialfunktion an die gemessene Verteilung gibt das Resultat:

$$\tau_{K_S^0} = (9.94 \pm 1.04) \cdot 10^{-11} \text{ s}$$

Wir vergleichen es mit dem Wert vom Particle Data Group:

$$\tau_{K_S^0}^{PDG} = (8.922 \pm 0.020) \cdot 10^{-11} \text{ s}$$

### 4.3 Inklusive Wirkungsquerschnitte

Wir kommen jetzt zum Ziel dieser Analyse, der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die  $K_S^0$ -Produktion:

$$\frac{d\sigma}{dp_t}, \frac{d^2\sigma}{dp_t^2 d\eta}(ep \rightarrow eK_S^0 X)$$

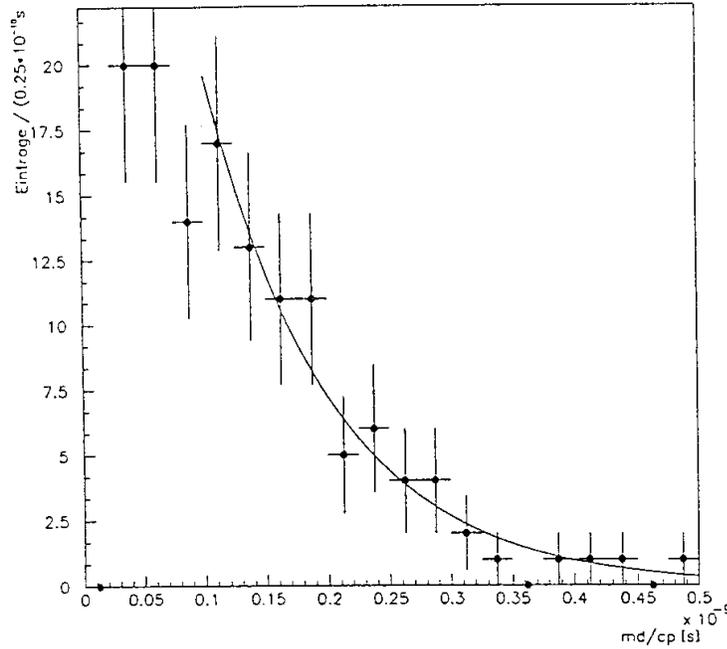


Abbildung 14: Lebensdauervertelung mit Exponentialfit

Wir interessieren uns insbesondere an  $\frac{d^2\sigma}{dp_t^2 d\eta}$ , weil es lorentzinvariant ist. Es gilt nämlich (s. [3])

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{d^2\sigma}{dy dp_t^2}$$

wobei  $y$  die Rapidität ist, die definiert ist durch

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \tanh^{-1} \left( \frac{p_z}{E} \right).$$

In der Grenze  $p \gg m$  ist aber  $y$  gerade die Pseudorapidität  $\eta$

$$y \approx -\ln \left( \tan \frac{\vartheta}{2} \right) = \eta \quad (p \gg m).$$

Für die Bestimmung der Spektren werden wir nur die  $K_S^0$ -Kandidaten mit einer invarianten Masse zwischen 484 und 510  $MeV/c^2$  beruckichtigen. Damit betrachten wir nur einen gewissen Prozentsatz FA der gesamten Fläche der gefitteten Gaussfunktion. Mit der gemessenen Breite vom Peak ist

$$FA = (87 \pm 6)\%$$

Impulsintervall	$N_{SR}$	$N_{SB}$	$N_{prod.}^{K_S^0}$
100 – 400 MeV/c	40	71	843
400 – 800 MeV/c	91	118	2230
0.8 – 1.2 GeV/c	36	49	763
1.2 – 1.6 GeV/c	15	16	235
1.6 – 2. GeV/c	9	3	194

Tabelle 6: Beobachtete und produzierte Spektren von  $K_S^0$ .

Für jedes dieser Paare ergibt uns der Fit einen Impuls für den  $V^0$ -Kandidaten und somit auch  $p_t$  und  $\eta$ . Ausgehend von diesen Paaren erfolgt die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte in 3 Schritten.

1. Bestimmung der Spektren der beobachteten  $K_S^0$ . Bei diesem Schritt wird der Untergrund vom Spektrum abgezogen.
2. Bestimmung der produzierten Spektrum. Dafür muss man die im Abschnitt 3.4 bestimmten Effizienzen und Akzeptanzen einsetzen.
3. Bestimmung der Wirkungsquerschnitte aus den produzierten Spektren durch Normierung auf die Luminosität.

#### 4.3.1 Beobachtete Spektren von $K_S^0$

Um das Spektrum derjenigen  $K_S^0$  zu bestimmen, die im Peak liegen, müssen wir von totalen Spektrum des Peaks  $N_{SR}^{+-}(p_t)$  (SR steht für Signalregion) das Spektrum vom Untergrund abziehen. Die Form des Untergrundspektrums den Seitenbändern des Peaks: wir nehmen diejenigen (+,-) Paare mit  $M_{inv} \in ([425, 465] \cup [530, 570]) MeV/c^2$ . Das  $K_S^0$  Spektrum ist dann

$$N_{K_S^0}^{beob.}(p_t) = \frac{1}{FA} \left( N_{SR}^{+-}(p_t) - \alpha \cdot N_{SB}^{+-}(p_t) \right)$$

$\alpha$  stellt die Normierung des Untergrundforms  $N_{SB}^{+-}(p_t)$  (SB steht für Seitenbänder) auf den Anteil vom Untergrund in der Signalregion.

#### 4.3.2 Produzierte Spektren von $K_S^0$

Die Beziehung zwischen beobachteten und produzierten Spektren lautet mit der im Abschnitt 3.4 eingeführten Notation

$$N_{prod}(p_t) = \frac{N_{beob}(p_t)}{w_{Ereignis} \cdot w_{find}(p_t) \cdot \epsilon_{anal} \cdot BR}$$

### 4.3.3 Inklusive Wirkungsquerschnitte von $K_S^0$

Die Ereignisrate für einen bestimmten Prozess ist proportional zum Wirkungsquerschnitt  $\sigma$

$$R = \mathcal{L} \cdot \sigma$$

Der Proportionalitätsfaktor  $\mathcal{L}$  heisst Luminosität. Bei einem Speicherring, wo Pakete mit  $N_1$  Teilchen auf Pakete mit  $N_2$  Teilchen mit der Frequenz  $\nu$  aufeinandertreffen, ist

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2 \nu}{A}$$

wobei  $A$  der Durchdringungsquerschnitt der zwei Pakete ist. Um die in einer Zeitperiode geschehenen Ereignisse zu erhalten, muss man über die Zeit integrieren

$$N = \left( \int \mathcal{L} dt \right) (1 - TZ) \cdot \sigma := L \cdot \sigma$$

$TZ$  ist die Totzeit des Detektors (in %) in der betrachteten Periode. Für diese Analyse muss die im Abschnitt 3.2 angegebene Zahl für die integrierte Luminosität noch um 2 Beiträge korrigiert werden.

- Da die Luminositätsmessung auch den Satellitenpaket (s. [8]) beinhaltet, der nicht zu ep-Kollisionen im Detektor beiträgt, muss die effektive Luminosität um diesen Beitrag korrigiert werden.
- Die zentrale Kammer wurde eine Zeit lang nicht benutzt, und für unsere Analyse müssen wir die integrierte Luminosität dieser Periode,  $1.76nb$ , nicht berücksichtigen.

Nach diesen zwei Korrekturen bleibt

$$L = (19.014 \pm 0.077 \pm 1.466)nb^{-1}.$$

Für den Wirkungsquerschnitt gilt dann

$$\frac{d\sigma}{dp_t} = \frac{N_{prod}(p_t)}{L \cdot \Delta p_t}$$

Wir wählen eine Binbreite von  $\Delta p_t = 400 MeV/c$ , um die statistischen Schwankungen in jedem Bin auf ein erträgliches Mass zu halten. Den lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{dp_t^2 d\eta}$  erhält man mit einfacher Differentiation

$$\frac{d^2\sigma}{dp_t^2 d\eta} = \frac{1}{2p_t} \frac{d\sigma}{dp_t d\eta}$$

Für die Pseudorapidität nehmen ein einziges Bin von  $\eta = -1.5$  bis  $\eta = 1.5$ .

Unser Resultat für  $\frac{d\sigma}{dp_t}$  und  $\frac{d^2\sigma}{dp_t^2 d\eta}$  sind in Abbildung 15 gezeigt, und die numerischen Werte in Tabelle 7 zusammengefasst. Die Fehler werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

Fassen wir alle Schritte vom letzten Abschnitt in einer Formel zusammen, so können wir den Wirkungsquerschnitt wie folgt ausdrücken

$$\frac{d\sigma}{dp_t} = \frac{(N_{SR}^{beob}(p_t) - N_{SR}^{Untergrund}(p_t))}{F.A \cdot L \cdot BR \cdot w_{find}(p_t) \cdot w_{Ereignis} \cdot \Delta p_t}$$

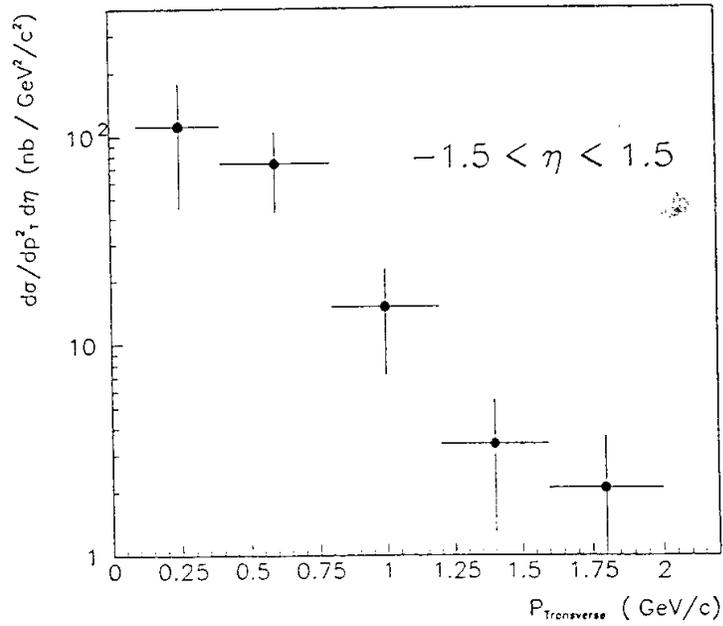
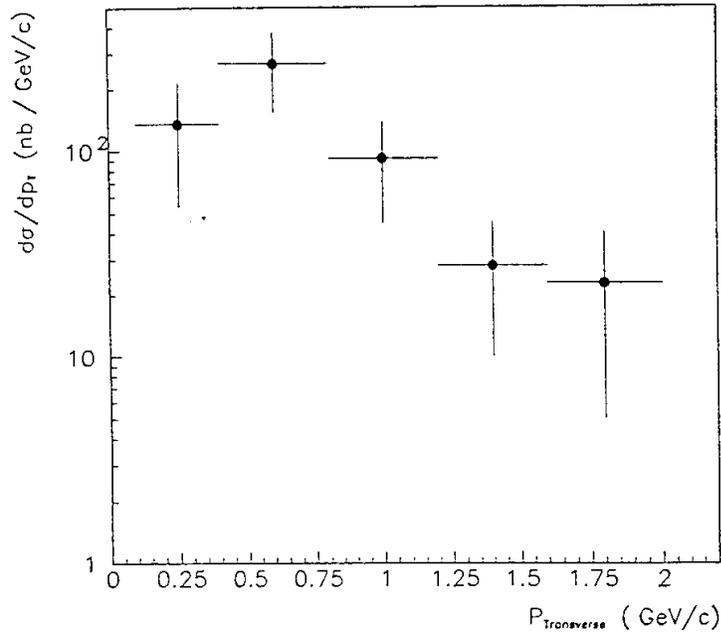


Abbildung 15: Wirkungsquerschnitte  $\frac{d\sigma}{dp_{\perp}}$  und  $\frac{d^2\sigma}{dp_{\perp}^2 d\eta}$  für  $ep \rightarrow eK_S^0 X$

Impulsintervall	Relativer Fehler auf $\frac{d\sigma}{dp_t}$	$\frac{d\sigma}{dp_t}$ [nb/(GeV/c)]	$\frac{d^2\sigma}{dp_t^2 d\eta}$ [nb/(GeV/c) <sup>2</sup> ]
100 – 400 MeV/c	59.9 %	135 ± 81	112 ± 67
400 – 800 MeV/c	42.1 %	268 ± 113	74 ± 31
0.8 – 1.2 GeV/c	51.3 %	92 ± 47	15.3 ± 7.8
1.2 – 1.6 GeV/c	62.6 %	28 ± 18	3.4 ± 2.1
1.6 – 2. GeV/c	76.8 %	23 ± 18	2.15 ± 1.7

Tabelle 7: Resultate für die Wirkungsquerschnitte  $\frac{d\sigma}{dp_t}$  und  $\frac{d^2\sigma}{dp_t^2 d\eta}$ . Die angegebenen Fehler sind die quadratische Summe der systematischen und der statistischen Fehler.

#### 4.3.4 Fehlerrechnung

##### a) Statistische Fehler

Setzt man  $N_{K_S^0}^{beob} = (N_{SR}^{beob}(p_t) - N_{SR}^{Untergrund}(p_t))$ , so addieren sich die relativen Fehler der einzelnen Terme quadratisch:

$$\frac{\Delta\left(\frac{d\sigma}{dp_t}\right)}{\frac{d\sigma}{dp_t}} = \frac{\Delta\left(N_{K_S^0}^{beob}\right)}{N_{K_S^0}^{beob}} \oplus \frac{\Delta(w_{find}(p_t))}{w_{find}(p_t)} \oplus \frac{\Delta(\varepsilon_{anal})}{\varepsilon_{anal}} \oplus \frac{\Delta(w_{Ereignis})}{w_{Ereignis}} \oplus \frac{\Delta(L)}{L} \oplus \frac{\Delta(BR)}{BR} \oplus \frac{\Delta(FA)}{FA}$$

Wir behandeln die einzelnen Terme der Reihe nach:

- $N_{K_S^0}^{beob}(p_t)$ :  $N_{K_S^0}^{beob}(p_t) = (N_{peak}^{beob}(p_t) - N_{peak}^{Untergrund}(p_t))$  mit

$$N_{SR}^{Untergrund}(p_t) = \alpha N_{SB}^{+-}(p_t), \quad \alpha = \frac{N_{SR}^{Untergrund}}{N_{BR}^{+-}}$$

Bedeutung der einzelnen Terme:

$N_{SR}^{Untergrund}$ : Grösse vom Untergrund in der definierten Signalregion im Spektrum der invarianten Masse für Paare entgegengesetzter Ladung. Diese Grösse gewinnen wir aus dem Fit.

$N_{SB}^{+-}$ : Anzahl Einträge im Spektrum der invarianten Masse für Paare aus den definierten Seitenbändern. Mit diesen Paaren bestimmen wir die Form der Untergrundspektren.

Für den relativen Fehler auf  $N_{K_S^0}^{beob}(p_t)$  gilt dann

$$\frac{\Delta\left(N_{K_S^0}^{beob}\right)}{N_{K_S^0}^{beob}} = \frac{1}{N_{K_S^0}^{beob}(p_t)} \left( N_{peak}^{beob}(p_t) + \left( \Delta N_{peak}^{Untergrund}(p_t) \right)^2 \right)^{1/2}$$

mit  $\frac{\Delta(N_{SR}^{Untergrund}(p_t))}{N_{SR}^{Untergrund}(p_t)} = \frac{\Delta\alpha}{\alpha} \oplus \frac{\Delta(N_{SB}^{+-}(p))}{N_{SB}^{+-}(p)}$  und  $\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \frac{\Delta(N_{peak}^{Untergrund})}{N_{peak}^{Untergrund}} \oplus \frac{\Delta(N_{SB}^{+-})}{N_{SB}^{+-}}$  Die Resultate sind in Tabelle 8 zusammengefasst.

Impulsintervall	$N_{K_S^0}^{beob}(p_t)$	$\frac{\Delta(N_{K_S^0}^{beob})}{N_{K_S^0}^{beob}}$	$w_{find}(p_t)$	$\frac{\Delta(\varepsilon_{find}(p_t))}{\varepsilon_{find}(p_t)}$
100 – 400 MeV/c	15.4	47%	0.15	17%
400 – 800 MeV/c	50.2	22%	0.24	15%
0.8 – 1.2 GeV/c	19.0	35	0.30	18%
1.2 – 1.6 GeV/c	9.5	44	0.35	30%
1.6 – 2. GeV/c	8.0	38	0.37	58%

Tabelle 8: Statistische Fehler für die Anzahl beobachtete  $K_S^0$  und für die Rekonstruktionseffizienz  $w_{find}$

Grösse	relativer statist. Fehler
$\varepsilon_{anal}$	15.9%
$\varepsilon_{trigger}$	3.1%
$A_{tag}$	2.5%
$BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$	0.4%
$L$	0.4%

Tabelle 9: Statistische Fehler einiger Grössen.

- $\varepsilon_{find}(p_t): \varepsilon_{find}(p_t) = \frac{N_{rek}^{K_S^0}(p_t)}{N_{sim}^{K_S^0}(p_t)}$

$$\frac{\Delta(\varepsilon_{find}(p_t))}{\varepsilon_{find}(p_t)} = \frac{\Delta(N_{rek}^{K_S^0}(p_t))}{N_{rek}^{K_S^0}(p_t)} \oplus \frac{\Delta(N_{sim}^{K_S^0}(p_t))}{N_{sim}^{K_S^0}(p_t)}$$

- $\varepsilon_{anal}: \varepsilon_{anal} = \frac{N_{rek}^{V^0 K_S^0}}{N_{rek}^{all K_S^0}}$

$N_{rek}^{all K_S^0}$ : Anzahl richtig rekonstruierter  $K_S^0$ .

$N_{rek}^{V^0 K_S^0}$ : Anzahl richtig rekonstruierter  $K_S^0$ , die auch die  $V^0$  Bedingungen erfüllen.

Beide Zahlen beziehen sich auf eine Monte Carlo Simulation (s. Abschnitt 3.4).

$$\frac{\Delta(\varepsilon_{anal})}{\varepsilon_{anal}} = \left( \frac{1}{N_{rek}^{V^0 K_S^0}} + \frac{1}{N_{rek}^{all K_S^0}} \right)^{1/2}$$

Die weiteren Beiträge sind in Tabelle 9 zusammengefasst.

b) Systematische Fehler

Grösse	relativer system. Fehler
$\epsilon_{anal}$	20%
$\epsilon_{trigger}$	7.1%
$A_{tag}$	0.9%
$L$	7.2%

Tabelle 10: Systematische Fehler einiger Grössen.

Systematische Fehler zu bestimmen ist keine einfache Aufgabe. Man muss versuchen, die Fehler abzuschätzen, die aufgrund nicht ganz richtiger Methoden in das Resultat hineinkommen. Der Vergleich verschiedener Methoden, um zu einem selben Resultat zu kommen ist oft hilfreich, aber nicht immer möglich. Wir geben im Folgendem eine Abschätzung des systematischen Fehlers für einzelne Terme:

- $w_{find}(p_t)$  : Quellen von möglichen systematischen Fehlern könnten sein:
  1. Ineffizienz des Programms, der für Monte Carlo Simulationen zu simulierten Teilchen rekonstruierte Spuren zuordnet.
  2. In der Analyse wurde angenommen, dass die Spurrekonstruktionseffizienz gleich ist für Daten und Monte-Carlo. Dies könnte sich aber als nicht ganz richtig erweisen.

Wir schätzen ab:  $\frac{\Delta(\epsilon(p_t))}{\epsilon(p_t)} \approx 10\%$

- $N_{K_S^0}(p_t)$ : hier ist die Normierung vom Untergrund unter dem  $K_S^0$  Peak die Hauptquelle von systematischen Fehlern. Sie hängt von der gewählten Fitfunktion ab. Die Fehler auf die anderen verwendeten Grössen sind stark statistisch dominiert. Aus dem Vergleich verschiedener Fits schätzen wir ab

$$\frac{\Delta(N_{K_S^0}(p_t))}{N_{K_S^0}(p_t)} \approx 15\%$$

In Tabelle 10 fassen wir die anderen Werte zusammen. Wie für den statistischen Fehler addieren wir die relativen Fehler quadratisch und erhalten

$$\left. \frac{\Delta\left(\frac{d\sigma}{dp_t}\right)}{\frac{d\sigma}{dp_t}} \right|_{system} \approx 28\%$$

### c) Totaler Fehler

Um den totalen relativen Fehler zu erhalten, addieren wir den systematischen und den statistischen Fehler quadratisch:

$$\left. \frac{\Delta\left(\frac{d\sigma}{dp_t}\right)}{\frac{d\sigma}{dp_t}} \right|_{tot.} = \left. \frac{\Delta\left(\frac{d\sigma}{dp_t}\right)}{\frac{d\sigma}{dp_t}} \right|_{stat.} \oplus \left. \frac{\Delta\left(\frac{d\sigma}{dp_t}\right)}{\frac{d\sigma}{dp_t}} \right|_{system.}$$

Der relative Fehler auf  $\frac{d^2\sigma}{dp_t^2 d\eta}$  ist derselbe wie auf  $\frac{d\sigma}{dp_t}$ . Wir fassen in Tabelle 7 die Resultate mit ihren Fehlern zusammen.

## 5 Schlussfolgerungen

In dieser Arbeit wurde eine erfolgreiche Strategie entwickelt, um Verteilungen für neutrale Kaonen bei HERA mit H1 zu messen. Mit den besprochenen  $V^0$  Schnitten kommt das  $K_S^0$  Signal aus dem Untergrund klar hervor. Mit höherer Statistik kann sich die Wahl der Schnitte so optimieren lassen, dass man ein besseres Signal-zu-Untergrund Verhältnis erreicht.

Grössere Statistik wird es auch möglich machen, die vorgestellten Spektren auf höhere Transversalimpulse zu erweitern. Zum Schluss möchten wir noch einige Punkte erwähnen, die man noch optimieren sollte:

- Die Effizienz der  $V^0$  Schnitte  $\varepsilon_{anal}$  sollte als Funktion des Transversalimpulses bestimmt werden. Dies wird vor allem von Bedeutung wenn man die im Abschnitt 2.3.4 besprochenen härteren Schnitte anwendet. Zum Zeitpunkt dieser Analyse war dies nicht möglich, da nicht genügend Monte Carlo Simulationen dafür zur Verfügung standen.
- Aufgrund der asymmetrischen Winkelverteilung bei HERA wäre es wichtig, für weitere Analysen, auch Spuren aus dem Vorwärtstracker zu verwenden, die in 1992 noch nicht zur Verfügung standen.
- In der Spurrekonstruktion im zentralen Bereich wurden Daten der zwei Kammern CIZ und COZ, die die z-Auflösung verbessern, fast nie verwendet. Da eine gute Auflösung sowohl in  $xy$  wie in  $z$  für die  $V^0$  Schnitte wichtig ist, sollte man versuchen, die Daten dieser zwei Kammern auch zu berücksichtigen.

## Verdankungen

Zum Schluss möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben. Dazu gehört die ganze ETH Gruppe der H1 Kollaboration, in der ich sehr gut aufgenommen worden bin, und wo ich ein stimulierendes Arbeitsumfeld gefunden habe. Die Arbeit in dieser Gruppe und die vielen anregenden Gespräche, über Teilchenphysik und vieles andere, haben mir einen schönen Einblick in die faszinierende Welt der Hochenergiephysik gegeben und werden mir in guter Erinnerung bleiben.

Ich möchte Prof. Dr. Ralph Eichler ganz besonders danken, für seine Bemühung, wirklich interessante Diplomarbeiten anzubieten, und die Studenten durch eine beispielhafte Betreuung zu begleiten. Er hat diese Arbeit in seiner Gruppe nicht nur ermöglicht, sondern sie auch von nahe verfolgt, und mir oft wertvolle Anregungen gegeben. Ein besonderer Dank geht auch an Dr. Christoph Grab für seine ausgezeichnete Betreuung und die ständige Bereitschaft, seine grosse Erfahrung zur Verfügung zu stellen. Von ihm habe ich gesehen, was seriöse Datenanalyse bedeutet, und ich hoffe, etwas davon gelernt zu haben. Ebenfalls möchte ich Marco Arpagaus und Thom Wolff danken, die immer wieder bereit waren, bei kleinen Problemen mitzuhelfen und auf meine Fragen einzugehen. Die H1 Daten vom Herbst 1992 wurden von der H1 Kollaboration zur Verfügung gestellt, der ich dafür dankbar bin.

## Literatur

- [1] F. Halzen, A.D. Martin "Quarks and leptons: an introductory course in modern particle physics", Wiley (1963)
- [2] F.M. Borzumati et al. "Inclusive Particle Production at HERA: Higher-Order QCD Corrections to the Resolved Quasi-Real Photon Contribution", DESY-Report 93-034
- [3] R. Eichler, ETHZ-ITP 93-03
- [4] R. Eichler, Z. Kunszt, Nucl.Phys.B308 (1988) 791
- [5] S. Levonian in "Physics at HERA: proceedings of the Workshop 1991", Hamburg, Vol. 1 p. 499
- [6] M. Argüilar-Benitez et al., *Phys. Rev. D*45 (1992).
- [7] F. Sauli, "Principles of operation of multiwire, proportional and drift chambers", CERN Report 77-09 (1977).
- [8] H1 Collaboration, I. Abt et al., "The H1 detector at HERA", DESY Report 93-103
- [9] C. Grab, R. Luchsinger, "Vertex reconstruction by means of the method of Kalman filterin", Comput. Phys. Commun. 76 (1993) 263.
- [10] F. Eisele und G. Wolf, "Erste Ergebnisse von HERA", Phys. Bl. 48 (1992) Nr. 10.