

Interner Bericht
DESY F1-82-03
Dezember 1982

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	27. APR. 1983	
Leihfrist: Loan period:	7	Tage days

MESSUNG DER INKLUSIVEN PRODUKTION
VON K^0 , ρ^0 UND K^* IN DER e^+e^- VERNICHTUNG
ZWISCHEN 14 UND 34 GeV SCHWERPUNKTSENERGIE
MIT DEM TASSO DETEKTOR

von

Michael Dittmar

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

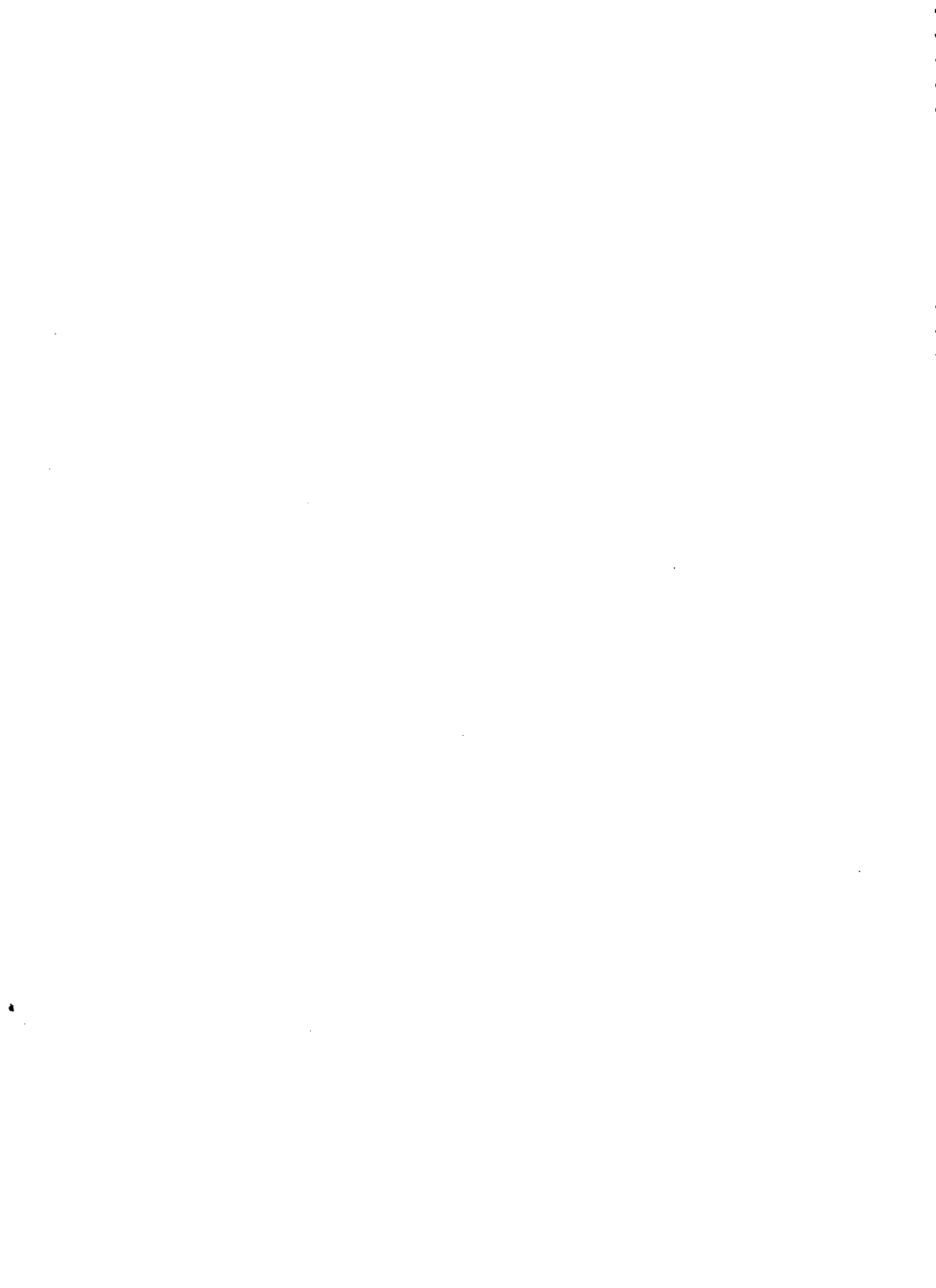
DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

**"Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser"**

MESSUNG DER INKLUSIVEN PRODUKTION
VON K^0 , ρ^0 UND K^* IN DER E^+E^- VERNICHTUNG
ZWISCHEN 14 UND 34 GEV SCHWERPUNKTSENERGIE
MIT DEM TASSO DETEKTOR

Experimentell-physikalische Diplomarbeit
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von Michael Dittmar
Hamburg im Dezember 1982



Abstract

Dittmar, Michael

MEASUREMENT OF THE INCLUSIVE PRODUCTION OF K^0 , ρ^0 AND K^* IN THE e^+e^- ANNIHILATION AT CENTER OF MASS ENERGIES BETWEEN 14 AND 34 GeV WITH THE TASSO DETECTOR.

K^0 , ρ^0 and K^{*0} have been measured via their decay into charged particles. The charged K^* 's have been observed in the decay channel $K^{*+}(\rightarrow) \rightarrow K^0 \pi^+(\rightarrow)$. The K^0 's have been measured over the whole momentum range for cm energies above 30 GeV.

The K^0 's do not show a scaling behavior between 14 and 34 GeV cm-energy. A comparison of the measured ratios for ρ^0/π^+ and K^*/K^0 with the Hoyer Monte Carlo gives a value for the ratio of (pseudoscalar):(pseudoscalar+vector) meson production in the primary fragmentation of $\approx 0.4 \pm 0.25$ for ρ^0/π^+ and 0.25 ± 0.3 for K^*/K^0 . The scaling cross-section shows a similar behavior for π and K^0 above $X_B > 0.1$; it could be described with a simple exponential function $\sim \exp(-bx)$ with $b \approx 8$, the decrease for the ρ^0 cross-section is smaller with $b \approx 6$.

INHALT

1.0	EINLEITUNG	1
2.0	DER TASSO DETEKTOR	3
2.1	Der Innendetektor	4
2.2	Flüssig-Argon-Schauerzähler, Hadronarme und Myonkammern	5
2.3	Vorwärtsspektrometer und Luminositätsmonitor	5
2.4	Die Spur-Rekonstruktion beim TASSO Detektor	6
3.0	DIE SELEKTION HADRONISCHER EREIGNISSE	7
4.0	DIE K^0 PRODUKTION IN HADRONISCHEN EREIGNISSEN	9
4.1	Die Selektion von K^0 Mesonen	11
4.2	Die Bestimmung des K^0 Anteils bei Impulsen kleiner als 1 GeV/c	30
4.3	Der Wirkungsquerschnitt für K^0 Mesonen	32
5.0	INKLUSIVE PRODUKTION DER VEKTORMESONEN ρ^0 UND K^*	39
5.1	Die Analyse ohne Teilchenidentifikation	42
5.1.1	Die Methode	42
5.1.2	Die Analyse der Daten	49
5.2	Messung der Produktion von geladenen K^*	55
5.3	Die Wirkungsquerschnitte der Vektormesonen	58
6.0	DISKUSSION DER ERGEBNISSE	61
6.1	Die differentiellen Wirkungsquerschnitte	61
6.2	Teilchenverhältnisse bei $W = 34$ GeV	67
6.3	Teilchen pro Ereignis bei $W = 34$ GeV	71
7.0	ZUSAMMENFASSUNG	73
A.0	ANHANG	75
A.1	Die Simulation hadronischer Ereignisse	75
A.2	Die Korrektur auf den Wirkungsquerschnitt	76
A.3	Die Anpassungsrechnungen	77
	LITERATURVERZEICHNIS	79
	DANKSAGUNG	83

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

Abbildung 1.	Querschnitt durch den TASSO Detektor	3
Abbildung 2.	Verteilung von $M(\pi^+\pi^-)$	10
Abbildung 3.	Hadronisches Ereignis mit zwei K^0 Kandidaten	12
Abbildung 4.	Skizze vom Zerfall eines K^0	13
Abbildung 5.	Verteilungen der Schnittgrößen	15
Abbildung 6.	$\chi^2/F.g.$ Verteilung des Geradenfit	16
Abbildung 7.	Invarianten Masse nach allen Schnitten $W=34$ GeV	17
Abbildung 8.	Massenverteilung bei $W = 14$ und $W = 22$ GeV	18
Abbildung 9.	Impulsverteilung der K^0	19
Abbildung 10.	Auflösung des K^0 Signals	21
Abbildung 11.	Massenverteilung für Impulse mit $P > 10$ GeV/c	22
Abbildung 12.	Massenverteilung für Impulse zwischen 0.25-0.5 GeV/c	22
Abbildung 13.	Die Verteilungen von d_0 in den Daten und in der Simulation	24
Abbildung 14.	Einfluß der Schnitte auf die K^0 Nachswahrscheinlichkeit	25
Abbildung 15.	Impuls und Vertex Verteilung der Daten und des Monte Carlo	26
Abbildung 16.	Verteilung von d_0 und von α	27
Abbildung 17.	K^0 Nachswahrscheinlichkeit bei 14, 22 und 34 GeV.	29
Abbildung 18.	Massenverteilungen ohne Schnitte und die Anpassung	30
Abbildung 19.	Der skalierende differentielle Wirkungsquerschnitt.	36
Abbildung 20.	Nonett der Mesonen und Vektormesonen	40
Abbildung 21.	Breit Wigner Verteilungen von ρ^0 und K^*	43
Abbildung 22.	Verteilungen der Reflexionen von ρ^0 , K^{*0} , K^0 , ω	44
Abbildung 23.	Massenspektren im Monte Carlo nach der Untergrundsubtraktion	46
Abbildung 24.	Verteilungen der invarianten Massen im $\pi\pi$ und $K\pi$ System	50
Abbildung 25.	Massenspektren und angepaßte Kurven	52
Abbildung 26.	Anpassung in den verschiedenen X Intervallen	53
Abbildung 27.	Nachswahrscheinlichkeit von ρ^0 und K^{*0}	54
Abbildung 28.	$K^0\pi$ Massenverteilung	55
Abbildung 29.	Anpassungen an die $K^0\pi$ Massenverteilungen	57
Abbildung 30.	Wirkungsquerschnitte der Vektormesonen.	60
Abbildung 31.	Der Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dP$	62
Abbildung 32.	Der skalierende Wirkungsquerschnitt	63
Abbildung 33.	Der K^0 Wirkungsquerschnitt in den Daten und im Monte Carlo	65
Abbildung 34.	Der K^0 Wirkungsquerschnitt mit konstanter c und b Fragmentation	66
Abbildung 35.	Verhältnis von neutralen zu geladenen Kaonen	68
Abbildung 36.	K^0/π	69

Abbildung 37. ρ^0/π^+ K^0/K^*	70
Abbildung 38. Entstehung von Hadronen im Feynman-Field Modell ..	75

VERZEICHNIS DER TABELLEN

1. Anzahl der K^0	18
2. Auflösung des K^0 Signals	20
3. Anzahl der K^0 ohne Schnitte	31
4. $d\sigma/dp$ und $E/(4\pi p^2) d\sigma/dp$ bei $W=34.4$ GeV	33
5. Die skalierenden Wirkungsquerschnitte $W=34.4, 22$ und 14 GeV	34
6. Anzahl der K^0 pro Ereignis	35
7. Die verschiedenen Vektormesonen	39
8. Wirkungsquerschnitte der Vektormesonen.	58
9. Anzahl der Vektormesonen pro Ereignis.	59

1.0 EINLEITUNG

Viele überzeugende experimentelle Beweise wurden in den letzten 20 Jahren für das Quarkmodell gefunden. Ein großer Teil dieser Messungen stammt aus Untersuchungen hadronischer Ereignisse in der e^+e^- -Vernichtung.

Nach den jetzigen Vorstellungen verläuft die Erzeugung von Hadronen in zwei Stufen.

- Elektron und Positron vernichten sich in ein "schweres" Photon, das seinerseits an ein Quark-Antiquark Paar koppelt ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$).
- Im Feld der auseinanderfliegenden Quarks entstehen Hadronen (Mesonen und Baryonen). Die Hadronen zeigen bei hohen Schwerpunktsenergien (W) eine starke Bündelung (Jets) entlang einer Achse.

Die erste Stufe kann mit der Quantenelektrodynamik, in Analogie zur Myon-Paar Erzeugung, beschrieben werden. Demnach ist der Wirkungsquerschnitt proportional zum Ladungsquadrat der primären Teilchen. Oberhalb der T Resonanz ($W > 10$ GeV) können alle fünf bekannten Quarks erzeugt werden. Man erwartet, in niedrigster Ordnung der Quantenelektrodynamik, ein Verhältnis (R) des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes (σ_{tot}) zur Myonpaarerzeugung ($\sigma_{\mu\mu}$) von:

$$R = \sigma_{tot}/\sigma_{\mu\mu}$$

$$R = 3 \cdot \sum_{q = u,d,s,c,b} e_q^2$$

$$R = 3 \cdot (4/9 + 1/9 + 1/9 + 4/9 + 1/9) = 11/3$$

(Der Faktor drei folgt aus den drei Farbzuständen der Quarks.)

Die Messungen bestätigten diese Vorhersage. Die für Quarks (Spin 1/2) erwartete Winkelverteilung der Jetachse ($1 + \cos^2(\theta)$) zur Strahlachse, konnte nachgewiesen werden. Die vermuteten Ladungskorrelationen, zwischen Teilchen in gegenüberliegenden Jets, wurden gefunden /1.1/.

Für die zweite Stufe, die Hadronerzeugung aus Quarks, gibt es bisher keine Theorie, sondern nur phänomenologische Modelle (Anhang 1). Die wichtigsten Größen in hadronischen Ereignissen, geladene Multiplizität, Impulsverteilung und die Sphärizität, können damit gut beschrieben werden.

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist ein Kandidat für die Theorie der Hadronerzeugung. Sie beschreibt die Kräfte zwischen Quarks durch den Austausch von Gluonen.

Bei sehr hohen Schwerpunktsenergien wurde die Abstrahlung von harten Gluonen, die einen zusätzlichen Jet ausbilden, vorhergesagt. Diese 3-Jet Ereignisse wurden bei $W \geq 30$ GeV beobachtet /1.2/.

Experimentelle Informationen sind Anhaltspunkte für eine zukünftige Theorie. Mit zu den wichtigsten Fragen gehören der Einfluß von Masse und Spin auf die Hadronerzeugung. Die Informationen darüber sind in der spezifischen Teilchenzusammensetzung eines Ereignisses und deren Impulsverteilung enthalten. Aus den Produktionsraten von Teilchen mit verschiedener Quarkzusammensetzung lassen sich Rückschlüsse auf die Erzeugung der Quarks selbst ziehen.

Man nimmt an, daß ein großer Teil der Mesonen nicht direkt erzeugt wird sondern aus Zerfällen angeregter Zustände stammt. Die einfachsten angeregten $q\bar{q}$ Zustände sind die Vektormesonen. Ihre beiden Quarks haben parallel ausgerichteten Spin und Bahndrehimpuls null. Aufgrund von Spin-Statistik erwartet man bei der Erzeugung von Hadronen aus Quarks dreimal so viele Vektormesonen ($l=1$) wie pseudoskalare Mesonen ($l=0$). Die Wahrscheinlichkeit der Erzeugung ist dabei proportional zu $2:1:1$ (l ist der Teilchenspin). Messungen des ρ^0/π^0 Verhältnisses in Proton-Proton Stößen deuten dagegen eine etwa gleiche Produktionsrate an /1.3/.

Eine Messung der Erzeugungsrate von Vektormesonen in hadronischen Ereignissen ist daher von physikalischem Interesse.

In dieser Arbeit wird die Produktion von K^0 , ρ^0 , K^{*0} und $K^{*+(-)}$ in hadronischen Ereignissen mit dem TASSO Detektor untersucht.

Im folgenden wird der TASSO Detektor (Kap. 2) und die Selektion hadronischer Ereignisse (Kap. 3) beschrieben. Anschließend werden die Messungen von K^0 Mesonen (Kap. 4), die der Vektormesonen ρ^0 und K^{*0} (Kap. 5.1) und von geladenen K^+ (Kap. 5.2) erklärt.

Die Ergebnisse werden in Kapitel 6 diskutiert und mit den Messungen von geladenen Pionen und Kaonen bei TASSO verglichen.

2.0 DER TASSO DETEKTOR

Der TASSO Detektor am e^+e^- Speicherring PETRA wurde zur Untersuchung verschiedenartiger Prozesse in e^+e^- Kollisionen von einer internationalen Kollaboration /2.1/ entwickelt und gebaut. Mit seiner guten Impulsauflösung und den verschiedenen Komponenten zur Teilchenidentifikation eignet er sich besonders zur Analyse der Produktion bestimmter Teilchen. Abbildung 1 zeigt die Anordnung der verschiedenen Komponenten in der Ebene senkrecht zur Strahlachse ($R-\phi$ Ebene).

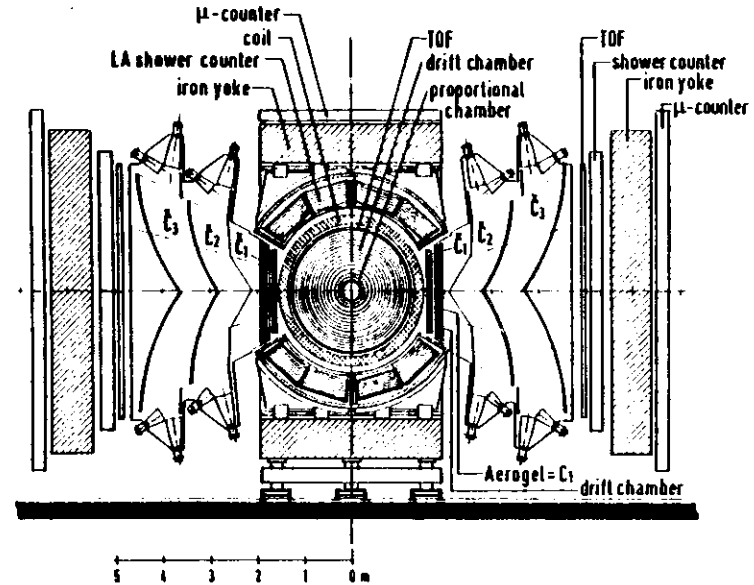


Abbildung 1. Querschnitt durch den TASSO Detektor

Der Aufbau läßt sich folgendermaßen gliedern:

Innendetektor,

Flüssig-Argon-Schauerzähler, Hadronarme und Myonkammern und

Vorwärtsdetektor und Luminositätsmonitor.

Im folgenden werden die einzelnen Komponenten kurz beschrieben. Das Schwergewicht der Beschreibung liegt beim Innendetektor, da dessen Informationen bei der hier vorliegenden Arbeit allein benutzt wurden. Genauere Informationen über die verschiedenen Detektorkomponenten kann man unter /2.2/ finden.

2.1 DER INNENDETEKTOR

Ein Aluminium-Strahlrohr mit einer Dicke von 4 mm trennt den Detektor vom Vakuum des PETRA Ringes. Es hat einen Radius von 13 cm. Der Wechselwirkungspunkt der e^+e^- Pakete wird von folgenden Komponenten zylindersymmetrisch umschlossen:

1. Eine 4-lagige Proportionalkammer (CPC), deren Signaldrähte zwischen 18.7 cm und 28 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt liegen, schließt sich an das Strahlrohr an. Sie liefert eine schnelle Information (Trigger) über geladene Spuren, sowie in Verbindung mit der Driftkammer eine genaue Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen.
2. Wichtigster Bestandteil des Innendetektors ist die zylindrische Driftkammer mit einer Länge von 3.23 m. Sie besteht aus 15 konzentrischen Lagen mit insgesamt 2340 Driftzellen. Die innerste Lage von Signaldrähten befindet sich 38.7 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt, die äußerste hat einen Radius von 122.2 cm. Die Drähte von neun Lagen sind parallel zur Strahlachse gespannt (0° Lagen). Die Ortsauflösung dieser Driftzellen (Kammern) beträgt für senkrecht durchfliegende Teilchen 0.180 mm. Sechs Lagen haben Drähte, die unter einem kleinen Winkel ($\approx 4^\circ$) zur Strahlachse geneigt sind (Stereo-Drähte). Die Information angesprochener Kammern ermöglicht so eine genaue dreidimensionale Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen bis $|\cos\vartheta| < .87$ (ϑ ist der Winkel zur Strahlachse).
3. Auf einem Radius von 132 cm schließen sich 48 Flugzeitähler an die Driftkammer an und decken einen Raumwinkel von 82% ab. Sie werden

als schneller Trigger benutzt und ermöglichen außerdem eine Pion-Kaon-Proton Trennung bis zu Impulsen von etwa 1 GeV/c.

Eine Magnetspule umgibt den Innendetektor, die zusammen mit einem Eisenjoch ein nahezu homogenes Magnetfeld von 0.5 Tesla parallel zum Strahlrohr erzeugt. Aus der durch das Feld erzeugten Krümmung der Flugbahn können Impuls und Ladungsvorzeichen geladener Teilchen bestimmt werden.

2.2 FLÜSSIG-ARGON-SCHAUERZÄHLER, HADRONARME UND MYONKAMMERN

Photonen und Elektronen können mit Flüssig-Argon-Schauerzählern, die etwa 45% des Raumwinkels abdecken, nachgewiesen werden. Sie sind in jeweils vier Tanks ober- und unterhalb der Spule angebracht.

Horizontal schließen sich zwei Hadronarme an die Spule an, die vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen aus einer Driftkammer, Cerenkovzählern, Flugzeitählern sowie Bleiszintillatorschauerzählern bestehen. Sie ermöglichen eine Identifizierung von geladenen Pionen, Kaonen und Protonen über einen weiten Impulsbereich.

Hinter einer 50-80 cm dicken Eisenwand befinden sich großflächige Proportionalkammern. Sie erlauben eine Erkennung von Myonen mit Impulsen oberhalb 1.2 GeV/c.

2.3 VORWÄRTSSPEKTROMETER UND LUMINOSITÄTSMONITOR

Zum Nachweis von Elektronen (Positronen) und Photonen sind auf beiden Stirnseiten des Innendetektors Vorwärtsspektrometer (Flüssig-Argon und Bleiszintillator-Zähler) angebracht. Damit kombiniert sind Szintillationszähler, die zur Luminositätsmessung dienen. Aus der Zählrate von Bhabba-Ereignissen ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$), deren Wirkungsquerschnitt bekannt ist, läßt sich die Luminosität (L) und damit der Wirkungsquerschnitt (σ) für andere Reaktionen aus folgendem Zusammenhang bestimmen:

$$\sigma = \frac{N}{L \cdot A}$$

Dabei ist N die Ereignisrate und A die Akzeptanz.

2.4 DIE SPUR-REKONSTRUKTION BEIM TASSO DETEKTOR

Von zentraler Bedeutung für Messungen mit dem TASSO Detektor ist die genaue Bestimmung der Impulse geladener Teilchen.

Aus der Information angesprochener Zellen der Driftkammer wird mit einem Computer Rekonstruktionsprogramm eine Spur zusammengesetzt. Um eine Spur in drei Dimensionen zu finden, wird verlangt, daß mehr als vier der 0° Lagen und mehr als zwei der sechs Stereo- Drähte angesprochen haben. Die Nachswahrscheinlichkeit für vom Wechselwirkungspunkt kommende Spuren, die in der Akzeptanz des Detektors liegen, beträgt etwa 97%.

Aus der Krümmung der Spuren und dem Winkel zur Strahlachse (ϑ) ergibt sich der Impuls P und der Transversalimpuls P_t (senkrecht zur Strahlachse) aus folgender Beziehung:

$$P = \frac{P_t}{\sin(\vartheta)} \quad \text{und} \quad P_t = 3 \cdot 10^{-4} q B R$$

Dabei ist B das Magnetfeld (kG), R (cm) der Radius der Teilchenspur in der Projektion senkrecht zur Strahlachse und q die elektrische Ladung in Vielfachen der Elementarladung. Aus diesen Werten und den geometrischen Spurkoordinaten können die drei Impulskomponenten bestimmt werden.

Der Fehler in der Impulsbestimmung ergibt sich aus dem Fehler in der Ortsbestimmung und der Vielfachstreue im Detektor. Die Impulsauflösung beträgt:

$$\frac{\delta P}{P} = 0.017 \cdot \sqrt{1 + P^2}$$

Genauere Informationen über die Spur-Rekonstruktion kann man unter /2.3/ finden.

3.0 DIE SELEKTION HADRONISCHER EREIGNISSE

Zur Selektion hadronischer Ereignisse wird beim TASSO Experiment die Information des Innendetektors über geladene Spuren benutzt /3.1/.

Eine Spur wird akzeptiert, wenn sie folgende Bedingungen erfüllt:

- Sie muß in drei Dimensionen (x, y, z bzw. R, φ, ϑ) rekonstruiert sein. Die x und y Komponente bilden die Ebene senkrecht zur Strahlachse (z -Richtung).
- Der minimale Abstand einer Spur vom Ursprung muß in der Ebene senkrecht zur Strahlachse kleiner als 5 cm sein (diese Bedingung wird nur zur Selektion hadronischer Ereignisse benutzt).
- Ihr Transversalimpuls P_t muß größer als 0.1 GeV/c sein.
- Der Winkel zur Strahlachse muß zwischen $30^\circ < \vartheta < 150^\circ$ liegen ($|\cos \vartheta| < 0.87$).
- Der Abstand $|z - z_v|$ muß kleiner als 20 cm sein, dabei ist z_v der aus allen Spuren gemittelte z -Vertex des Ereignisses.

Um ein hadronisches Ereignis bei einer Schwerpunktsenergie W zu akzeptieren, müssen folgende Kriterien durch die rekonstruierten Spuren erfüllt werden:

1. Es müssen mindestens 4 geladene Spuren (bei $W > 27$ GeV 5 Spuren) rekonstruiert sein.
2. Die τ -Paar Produktion wird durch einen Topologie Schnitt unterdrückt. Ein Ereignis wird durch die Sphäritätsachse in zwei Hemisphären geteilt. Liegen in einer Hemisphäre drei geladene Spuren und in der anderen eine (eine oder drei bei $W > 15$ GeV), muß die invariante Masse der drei in einer Hemisphäre liegenden Spuren (Pion Hypothese) größer als die τ Masse sein.
3. Für Schwerpunktsenergien mit $W \leq 14$ GeV muß die Ladungssumme aller Spuren kleiner als vier sein.
4. Für den aus allen Spuren gemittelten Vertex in der z -Koordinate muß $|z_v| < 6$ cm gelten.
5. Die Impulssumme aller Spuren i muß die Bedingung $\sum |P_i| > 0.265 W$ erfüllen.

Mit diesen Schnitten werden

Strahl-Restgas

τ -Paar

Bhabba und μ -Paar Ereignisse

sowie $\gamma\gamma$ Streuprozesse herausgeschnitten.

Nach den Schnitten ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für hadronische Ereignisse 77% bei $W = 14$ GeV und 79% bei $W = 34$ GeV. Der größte Anteil der Verluste rührt von der geometrischen Akzeptanz her.

Für die in den nächsten Kapiteln analysierten Daten standen etwa 25000 hadronische Ereignisse bei Schwerpunktsenergien zwischen 14 und 34 GeV zur Verfügung.

Für hadronische Ereignisse wurde der Wirkungsquerschnitt bei TASSO mit großer Genauigkeit bestimmt [3.1]. Die Messung ergab für Schwerpunktsenergien (W) zwischen 14 und 34 GeV:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{ee-hadr.}} = \sigma_{\text{ee-}\mu\mu} \cdot R$$

$$\text{mit } R = 4.01 \pm 0.03 \text{ (stat.) } \pm 0.2 \text{ (syst.)}$$

$\sigma_{\text{ee-}\mu\mu}$ ($\sigma_{\mu\mu}$) ist der theoretische Wirkungsquerschnitt für μ -Paarerzeugung ohne Strahlungskorrekturen.

$$\sigma_{\mu\mu} = 4\pi/3 \cdot \alpha^2/W^2 = 86.8/W^2 \text{ nb-GeV}^2$$

α ist die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung ($\alpha = 1/137$ und W in GeV).

4.0 DIE K^0 PRODUKTION IN HADRONISCHEN EREIGNISSEN

Für ein Verständnis der Hadronproduktion ist es wichtig, die Teilchenzusammensetzung eines Ereignisses zu ermitteln. Die Impulsverteilung bestimmter Teilchen enthält Informationen über deren Produktionsmechanismus. Im Quarkmodell werden Mesonen als gebundene $q\bar{q}$ Zustände angesehen. Aus dem Verlauf ihrer Wirkungsquerschnitte lernt man deshalb auch etwas über die Erzeugung von Quarks. $K^0, (\bar{K}^0)$ Mesonen (im folgenden nur K^0) sind gebundene $s\bar{d}$ ($\bar{s}d$) Zustände. Messungen von K^0 Mesonen liefern daher Informationen über die Entstehung von s -Quarks in hadronischen Ereignissen.

Für s -Quarks gibt es in allen gebräuchlichen Modellen folgende Quellen:

- Primär erzeugte s -Quarks
- Zerfälle von schweren Quarks

$$b \rightarrow c + x$$

$$c \rightarrow s + x$$

- Sekundäre $s\bar{s}$ Paare (See s -Quarks).

Im Rahmen dieser Arbeit werden K^0 Mesonen über ihren Zerfall in geladene Pionen

$$K^0_s \rightarrow \pi^+ \pi^- \quad (34.3\% \text{ aller } K^0)$$

nachgewiesen.

Unbeobachtet bleibt der Zerfallskanal $K^0_s \rightarrow \pi^0 \pi^0$ und die K^0_L Mesonen. Die meisten K^0_L zerfallen, wegen ihrer großen Lebensdauer, außerhalb des Detektors. Der Nachweis der K^0_s Mesonen erfolgt durch die Bestimmung der invarianten Masse (M) jeweils zweier Spuren unterschiedlicher Ladung unter der Annahme, daß es sich um Pionen handelt (Gl. 4.1).

$$M = \sqrt{(\sum E_i)^2 - (\sum \vec{p}_i)^2}$$

$$(4.1) \quad M_{\pi\pi} = \sqrt{2 \cdot (M_\pi^2 + E_1 E_2 - \vec{p}_1 \vec{p}_2)}$$

mit der Energie $E_i = \sqrt{M_i^2 + P_i^2}$.

\vec{p}_i ist der Impulsvektor der Spur i mit der Masse M_i .

Die Massen von $\pi^+(-)$ und K^0 sind:

$$M(\pi^+) = 139.6 \text{ MeV}$$

$$M(K^0) = 497.7 \text{ MeV.}$$

Schon in der Verteilung dieser invarianten Masse ohne zusätzliche Schmitte ist ein K^0 Signal sichtbar (Abbildung 2).

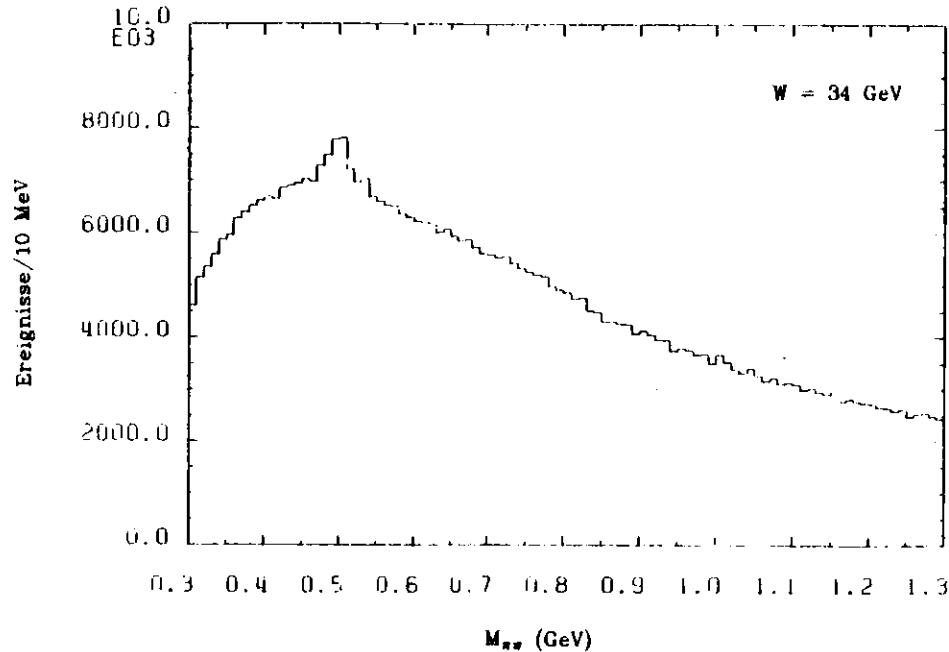


Abbildung 2. Verteilung von $M(\pi^+\pi^-)$

Der kombinatorische Untergrund ist allerdings wegen der hohen Multiplizität geladener Teilchen pro Ereignis (≈ 13) sehr groß. Für eine genaue Analyse ist deshalb ein deutlicheres K^0 Signal notwendig.

4.1 DIE SELEKTION VON K^0 MESONEN

Durch eine Reihe von Schnitten¹ ist es möglich ein sehr sauberes K^0 Signal zu erhalten. Diese Schnitte ergeben sich aus der Eigenschaft der K^0_s Mesonen vom Punkt ihrer Erzeugung bis zum Zerfall eine Strecke von einigen cm zurückzulegen. Die Reichweite hängt von der Lebensdauer ab und ist durch das exponentielle Zerfallsgesetz

$$P = \exp(-t/\gamma\tau) = \exp(-mx/(pc\tau))$$

bestimmt, wobei t die Flugzeit der K^0 Mesonen bis zum Punkt x (cm) ist, γ ist der Lorentzfaktor und τ die mittlere Zerfallszeit im K^0 Ruhesystem. P ist die Wahrscheinlichkeit, eine Strecke weiter als x zu fliegen, m (GeV) die Masse, p (GeV/c) der Impuls und $c\tau$ die mittlere Reichweite (für K^0_s ist sie 2.67 cm). Die Wahrscheinlichkeit eines K^0_s , mit einem Impuls von 2 GeV/c weiter als 5 cm zu fliegen, ist damit etwa 63%.

Die geometrischen Zerfalleigenschaften der K^0 ermöglichen die Anwendung einiger spezifischer Schnitte. Die quantitative Wahl der Schnitte hängt hauptsächlich von der Meßgenauigkeit des Innendetektors für geladene Spuren ab.

In Abbildung 3 auf Seite 12 ist der TASSO Innendetektor in der $R-\phi$ Ebene dargestellt. Zu sehen sind acht geladene Spuren. Angesprochene Drähte werden durch Kreuze (durch Quadrate, falls sie zur Spurrekonstruktion benutzt werden) dargestellt. Die Spuren 2 und 3 (5 und 6) haben einen Vertex, der einige cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt liegt. Ihre invariante Masse liegt sehr dicht an der K^0 Masse. Diese Spuren stammen deshalb mit großer Wahrscheinlichkeit aus dem Zerfall eines K^0_s .

¹ Eine erste K^0 Messung beim TASSO-Experiment (mit geringer Statistik) wurde 1980 durchgeführt /4.1/. Die im folgenden diskutierte Messung basiert im wesentlichen auf den dort zur K^0 Selektion vorgenommenen Schnitten.

TF 50

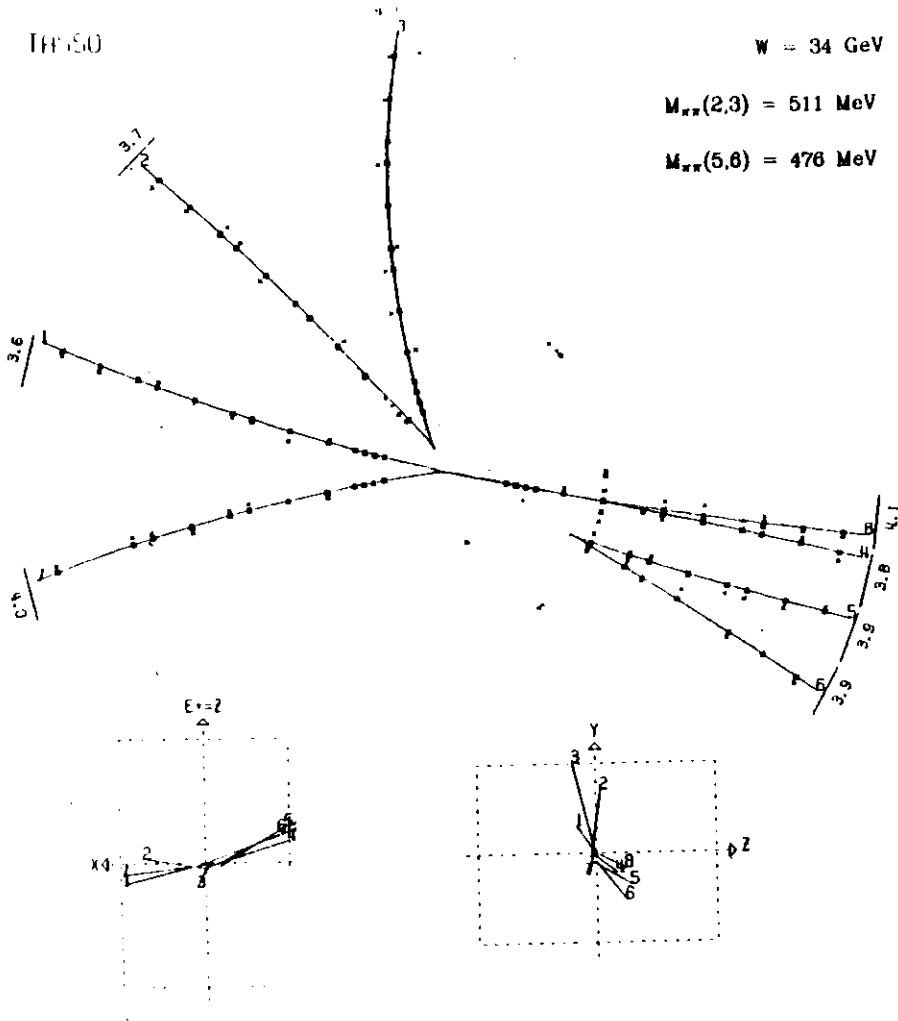


Abbildung 3. Hadronisches Ereignis mit zwei K^0 Kandidaten

Im folgenden werden die Kriterien zur Selektion der K^0_s beschrieben. In Abbildung 4 ist der Zerfall eines K^0_s in der R, φ Ebene skizziert, die eingezeichneten Größen werden anhand der Schnitte erklärt.

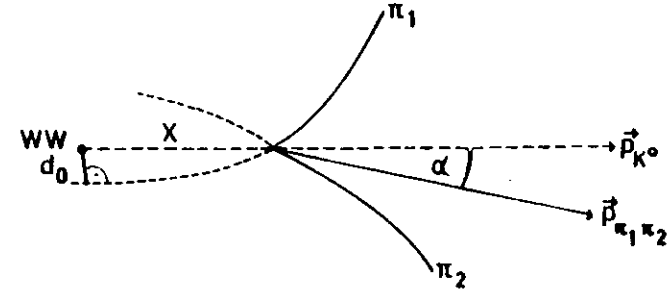


Abbildung 4. Skizze vom Zerfall eines K^0

Alle Kombinationen von rekonstruierten Spuren (Kap.3) unterschiedlicher Ladung (K^0 Kandidaten) haben folgende Kriterien zu erfüllen:

1. Beide Spuren müssen einen Schnittpunkt (Vertex) in der R, φ Ebene haben. Dieser Vertex muß auf derselben (richtigen) Seite vom Wechselwirkungspunkt liegen, in die auch die Flugrichtung (Vektorsumme der beiden Spurimpulse) des K^0 Kandidaten zeigt. Liegen zwei Schnittpunkte auf der richtigen Seite, wird der dichter zum Wechselwirkungspunkt liegende gewählt. Die Impulskomponenten (P_x, P_y) der beiden Spuren werden dann auf die Werte am Vertex korrigiert.
2. Im Detektor konvertierende Photonen ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) können die bisher verlangten Kriterien ebenfalls erfüllen. Um diese Kandidaten auszuschließen, wird verlangt, daß die invariante Masse beider Spuren (bei der e^+e^- Hypothese) größer als 100 MeV ist.
3. Alle Spuren, die nicht aus dem Zerfall eines "stabilen" Teilchens (K^0, Λ, \dots) stammen, kommen vom Wechselwirkungspunkt. Die meisten Kombinationen geladener Spuren haben deswegen auch in Nähe des Wechselwirkungspunktes einen "Vertex". Deshalb wird verlangt, daß der rekonstruierte Vertex weiter als 2 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt liegt. Durch diesen Schnitt wird der Untergrund stark reduziert, allerdings nimmt dadurch auch die Nachweiswahrscheinlichkeit für K^0_s mit kleinen Impulsen (kleiner als 500 MeV/c) stark ab. Die Genauigkeit der Spur-Rekonstruktion hängt von der Anzahl angesprochener Drähte ab. Ist der Zerfallspunkt 45 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt, fehlen bereits zwei Driftkammerlagen zur

Spur-Rekonstruktion der Pionen. Da beide Pion Spuren mit "großer" Genauigkeit gefunden werden müssen, wird eine obere Grenze für den Abstand des Vertex vom Wechselwirkungspunkt in der R,φ Ebene auf 45 cm gesetzt.

Liegt der rekonstruierte Vertex hinter der ersten Kammerebene (18.7 cm), wird zusätzlich verlangt, daß keine Spur vor dem Vertex ein Kammer-Signal gesetzt hat. Diese Bedingung hat eine erhebliche Reduktion des Untergrundes zur Folge.

4. Der Winkel α zwischen der Flugrichtung des K^0 und dem Impulsvektor (Vektorsumme der korrigierten Spurimpulse) muß klein sein (Abbildung 4 auf Seite 13). Für alle Kandidaten muß dieser Winkel kleiner als 5° sein.
5. Liegt der Vertex zwischen 2 und 20 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt, wird verlangt, daß der minimale Abstand beider Spuren (d_0) vom Wechselwirkungspunkt in der R,φ Ebene größer als 4 mm ist. Die Pionen aus dem K^0 Zerfall haben, bedingt durch die Masse des K^0 , einen relativ großen Öffnungswinkel gegenüber der K^0 Flugrichtung. Die Pion Spuren haben deshalb einen Abstand von einigen mm vom Wechselwirkungspunkt. Für Kombinationen, deren Vertex hinter der ersten Kammerebene liegt, ist dieses zusätzliche Kriterium nicht mehr erforderlich (Schnitt 3).

Abbildung 5 auf Seite 15 zeigt die Verteilungen der Schnittgrößen (d_0 , α und den Abstand Wechselwirkungspunkt zum Zerfallspunkt (x) in der R,φ Ebene) für das Intervall der $\pi\pi$ Masse von 450-550 MeV sowie die Verteilung der Seitenbänder ($\pi\pi$ Masse von 400-450 MeV und 550-600 MeV).

Dazu werden für alle Kombinationen die bis jetzt diskutierten Kriterien verlangt, die Schnitte in den jeweils gezeigten Größen wurden nicht durchgeführt. Man erhält im Massenintervall von 450-550 MeV (K^0 Region), gegenüber den Seitenintervallen, deutliche Anreicherungen, wenn die oben diskutierten Kriterien (durch Pfeile angedeutet) erfüllt sind. Betrachtet man die Verteilung des Vertex in der R,φ Ebene, ist ein Sprung im Untergrund bei etwa 20 cm sichtbar. Dort liegt der Zerfallspunkt hinter der ersten Kammerebene, beide Spuren dürfen also kein Kammer Signal vor dem Vertex haben.

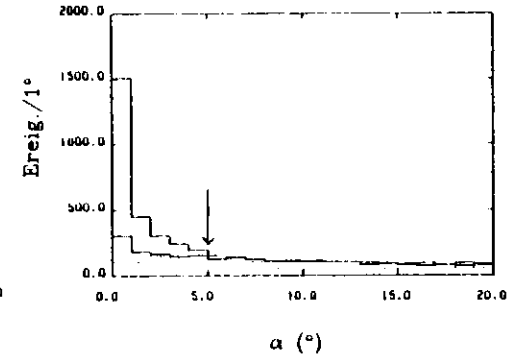
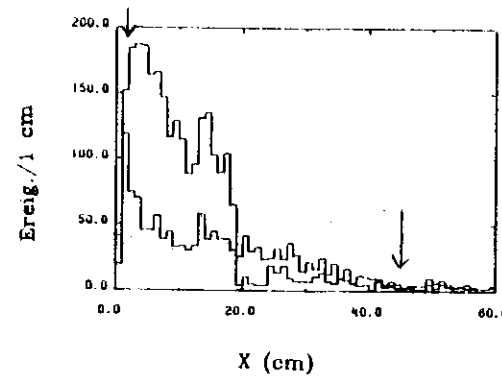
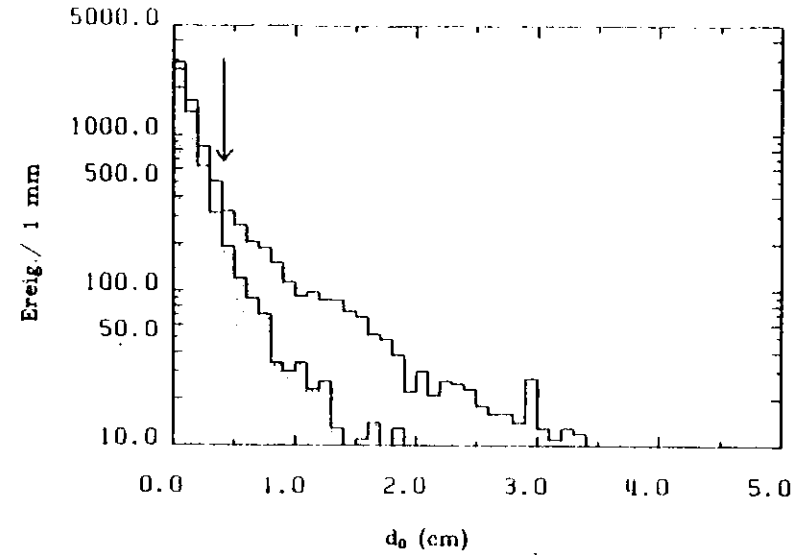


Abbildung 5. Verteilungen der Schnittgrößen

$W = 34 \text{ GeV}$

6. Stammen die beiden Spuren aus dem Zerfall eines K^0_s , müssen sie auch im Raum von einem gemeinsamen Punkt kommen. Diese Bedingung wird folgendermaßen ausgenutzt: Aus dem Schnittpunkt in der R, φ Ebene und der Flugrichtung in z (Vektorsumme der beiden z -Impulse) kann ein Vertex in der z -Koordinate beider Spuren bestimmt werden. In einem neuen Geradenfit wird zusätzlich zu den angesprochenen Stereo-Drähten die Lage dieses Punktes in der z -Koordinate benutzt. Beide Spuren werden dann durch Minimierung des χ^2 auf einen gemeinsamen Punkt gezwungen. Abbildung 6 zeigt die $\chi^2/F.g.$ -Verteilung pro Freiheitsgrad für K^0 Kandidaten mit Impulsen ober- und unterhalb 1 GeV/c für das Intervall der $\pi^+\pi^-$ Masse von 450-550 MeV und die Verteilung der Seitenbänder. Der Schnitt in dieser Größe liegt bei $\chi^2/F.g. < 10$ (bei 5 für Impulse größer 1 GeV).

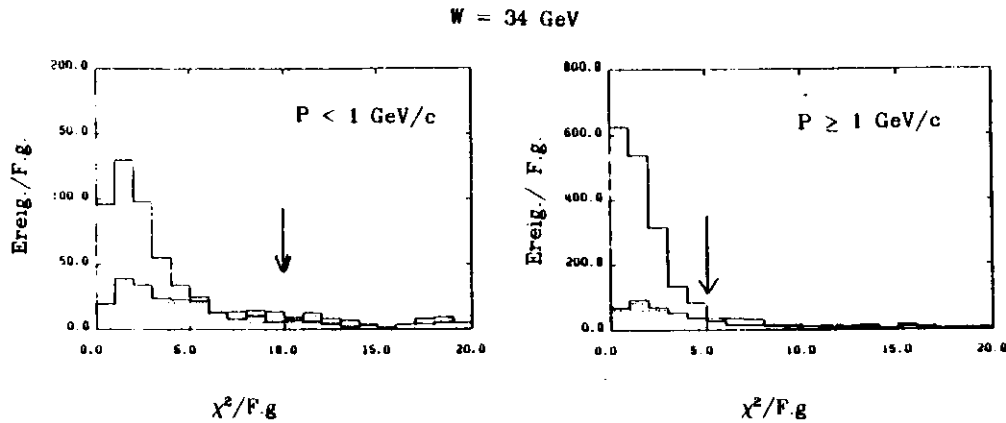


Abbildung 6. $\chi^2/F.g.$ Verteilung des Geradenfit

7. Bleiben in einem Ereignis Kombinationen übrig, die eine Spur zweimal oder öfter verwenden, wird diejenige Kombination gewählt, die einen kleineren Winkel α (Schnittgröße 4) hat. Dies reduziert die Zahl aller übrigbleibenden Kombinationen um 8% (um 3% innerhalb des $M_{\pi\pi}$ Massenintervalls 450-550 MeV und um 10% innerhalb der Seitenintervalle).

Die sich mit diesen Schnitten ergebende Massenverteilung ist für die unterschiedlichen Schwerpunktsenergien mit K^0_s Impulsen zwischen 0.25 und 10 GeV/c in den folgenden Abbildungen dargestellt. Man erhält sehr deutliche K^0 Signale über einem Untergrund von etwa 20%.

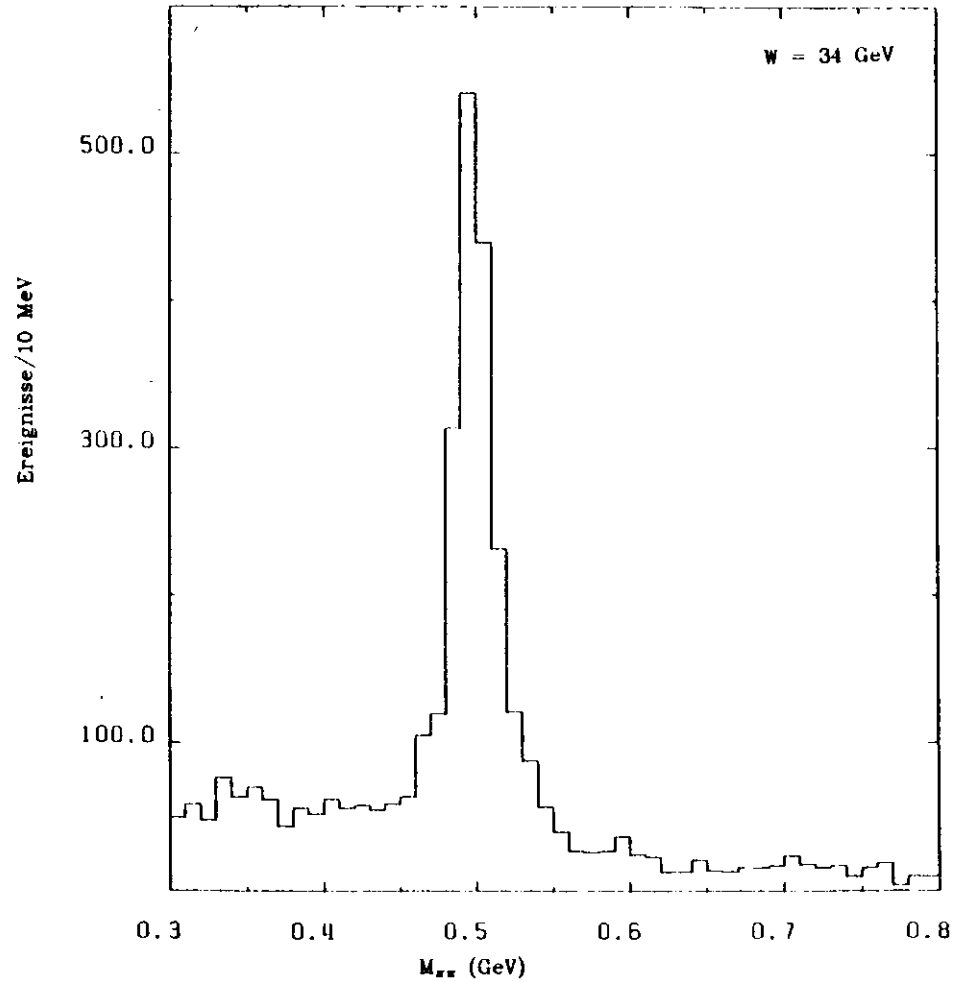


Abbildung 7. Invarianten Masse nach allen Schnitten $W=34$ GeV

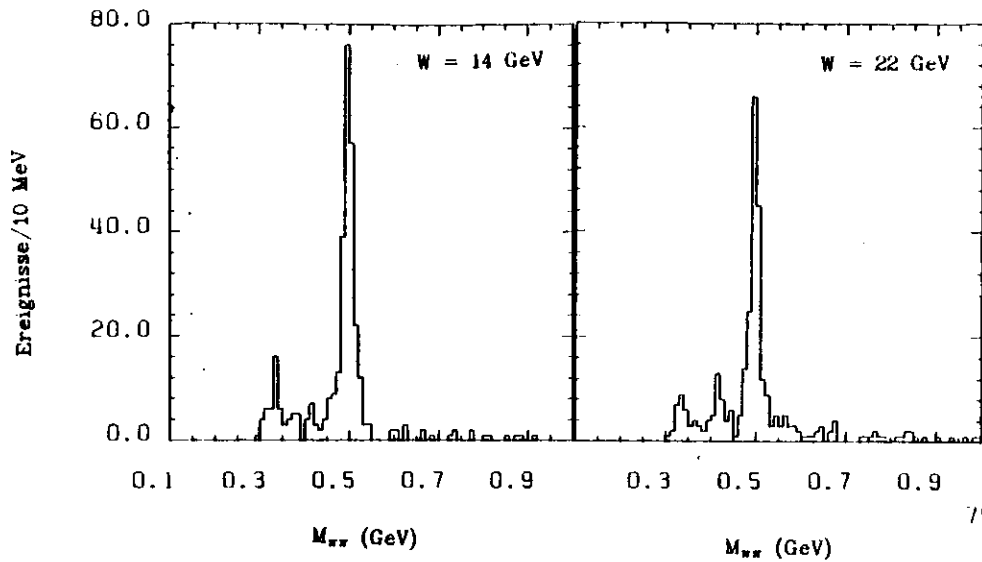


Abbildung 8. Massenverteilung bei $W = 14$ und $W = 22$ GeV

Die Genaue Anzahl an K^0_s ist folgender Tabelle zu entnehmen.

Ereignisse	W	Masse	Untergrund:		Anzahl der K^0
		450-550 MeV	400-450 MeV	550-600 MeV	
20832	34 GeV	2082	447	1635 ± 46	
2120	22 GeV	185	52	133 ± 14	
2889	14 GeV	242	22	220 ± 16	

Tabelle 1. Anzahl der K^0

Die Impulsverteilung der K^0_s Kandidaten ($M_{\pi\pi}$ 450-550 MeV) ist in folgenden Abbildungen dargestellt. Für den Untergrund wird die Verteilung der Seitenbänder, $M_{\pi\pi}$ von 400-450 MeV und 550-600 MeV, benutzt. Die Impulsverteilung der Seitenbänder ist in den folgenden Verteilungen (gepunktet) ebenfalls eingezeichnet.

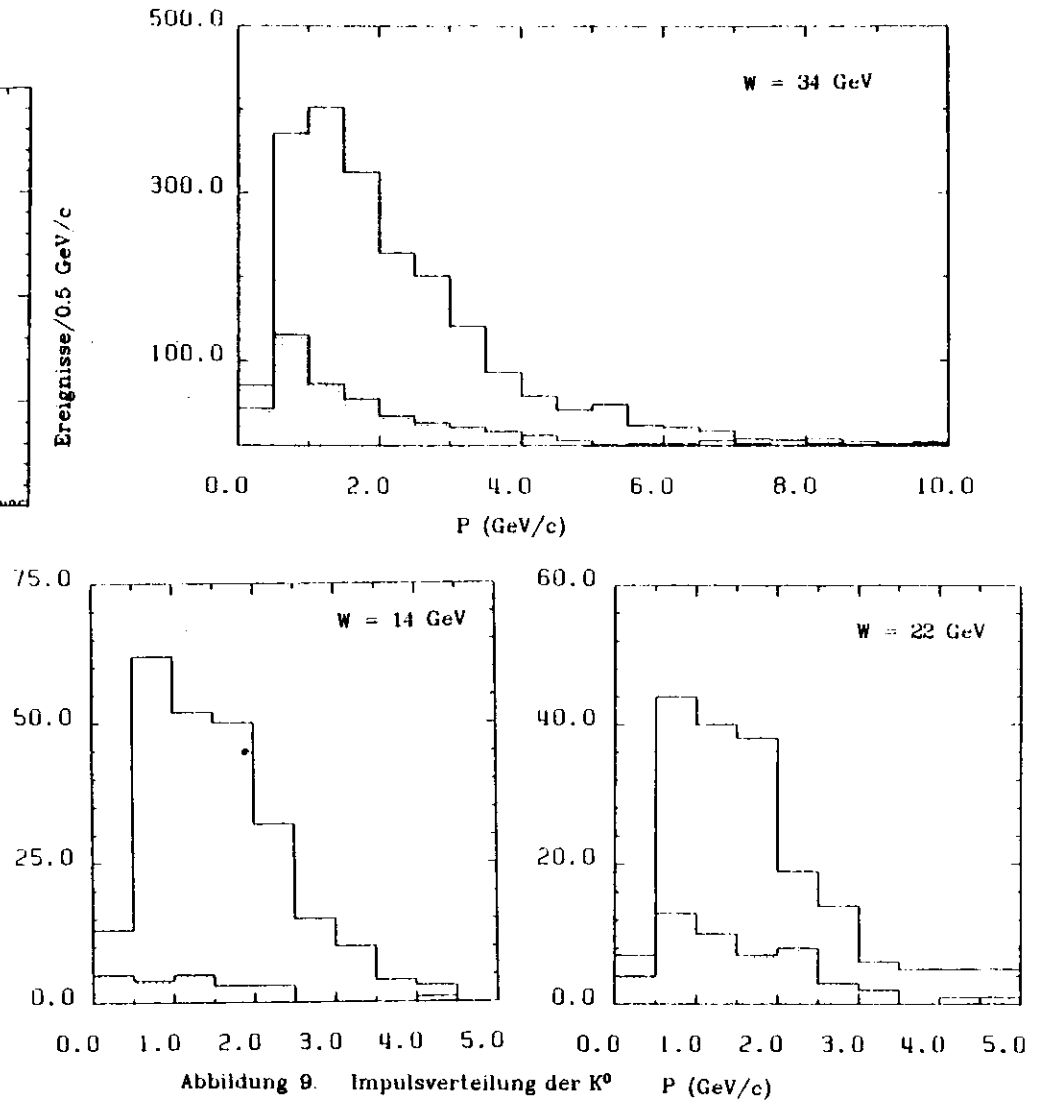


Abbildung 9. Impulsverteilung der K^0

Ein Teil des übrigbleibenden Untergrundes besteht aus Λ , die obige Kriterien ebenfalls erfüllen können. Dieser Anteil beträgt etwa 5% im Intervall der $\pi\pi$ Masse von 450 - 550 MeV. Der Anteil in den Seitenintervallen ergab innerhalb des Fehlers dieselbe absolute Zahl an Λ (dies wurde durch Berechnung der invarianten $\pi\pi$ Masse bestimmt).

Die natürliche Breite des K^0 ist verschwindend klein. Die gemessene Breite des Signals hängt nur von der Detektorauflösung ab. Sie ist deshalb ein wichtiges Maß zur Bestimmung der Impulsauflösung geladener Spuren. Die Auflösung wurde durch einen Fit, für vier K^0 Impulsintervalle, bestimmt. Das $M_{\pi\pi}$ Spektrum wurde dabei im Intervall von 400 MeV - 600 MeV mit einer Gauss-Verteilung und einem linearen Untergrund beschrieben. Masse und Auflösung (σ) waren dabei freie Parameter.

Die Masse des K^0 Signals liegt leicht unter ($P < 1$ GeV/c) bzw. über ($P > 1$ GeV/c) dem Literaturwert (497.7 MeV). Korrigiert man die gemessenen Spuren auf ihren Energieverlust dE/dx , erhält man für alle Impulsintervalle zu große Massen. Diese Verschiebung wird auch im Monte Carlo beobachtet. Eine mögliche Ursache ist, daß der Öffnungswinkel der beiden Pionen durch Meßfehler eher vergrößert als verkleinert wird.

Unabhängig davon ist jedoch die Auflösung des K^0 Signals. Sie stimmt sehr gut mit der erwarteten (Monte Carlo) Auflösung überein. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt.

Impuls P(GeV/c)	ohne dE/dx M(MeV)	σ (MeV)	mit dE/dx M(MeV)	σ (MeV)	Monte Carlo M(MeV)	σ (MeV)
0.25-1.	493±1	9.4±1	501±1	9.8±1	501	8.8
1.-3.	499±1	13.±1	501±1	13.7±1	501	12.2
3.-5.	503±1	16.±1	503±1	16.±1	501	16.4
5.-10.	507±1	22.±1	508±2	22.±1	504	24.4

Tabelle 2. Auflösung des K^0 Signals

Die folgenden Abbildungen zeigen die $\pi^+\pi^-$ Massenverteilungen zusammen mit den angepaßten Kurven.

W 34 GeV

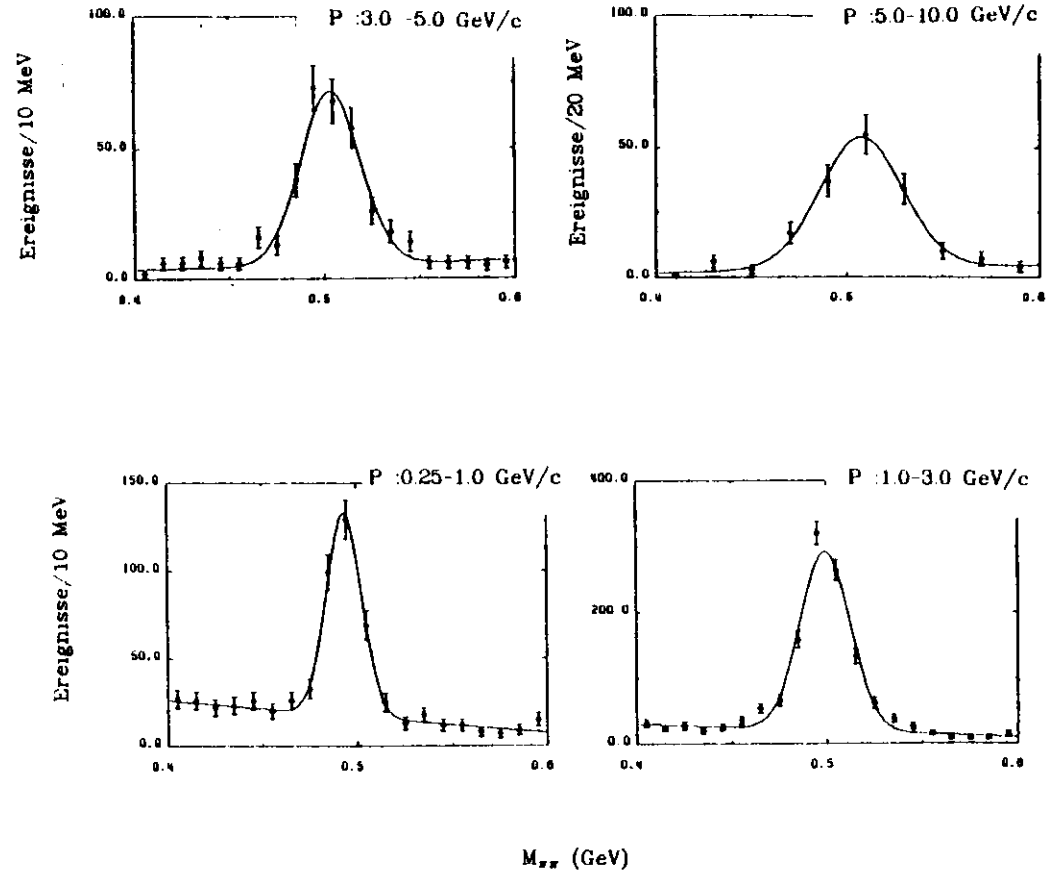


Abbildung 10. Auflösung des K^0 Signals

Für Kandidaten mit einem Impuls von mehr 10 GeV/c ist die $M_{\pi\pi}$ Verteilung in Abbildung 11 dargestellt. Zu sehen ist ein klares K^0 Signal. Die Auflösung stimmt gut mit der Monte Carlo Erwartung überein. Eine Abschätzung liefert etwa 15 K^0 , über einem Untergrund von drei (20%).

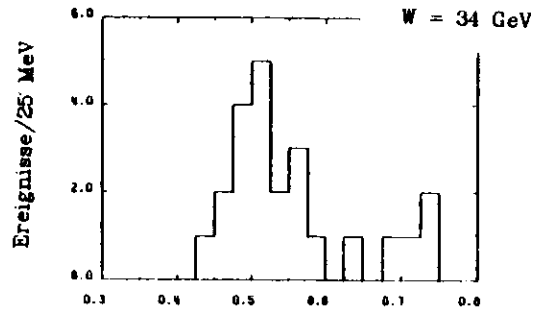


Abbildung 11. Massenverteilung für Impulse mit $P > 10$ GeV/c

Abbildung 12 zeigt die $M_{\pi\pi}$ Massenverteilung mit einer Impulssumme zwischen 0.25 GeV/c und 0.5 GeV/c. Ein schmales Signal von etwa 31 K^0 , über einem Untergrund von 20 ist zu sehen.

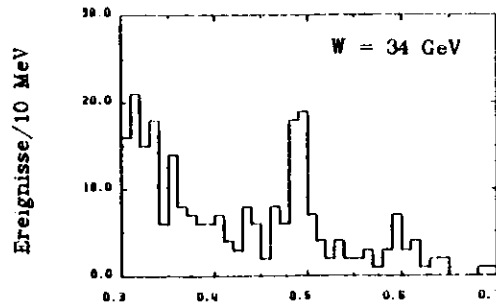


Abbildung 12. Massenverteilung für Impulse zwischen 0.25-0.5 GeV/c

Zur Berechnung des K^0 Wirkungsquerschnittes muß die Nachweiswahrscheinlichkeit der K^0 Mesonen bestimmt werden. Dabei sind eine Reihe von Korrekturen zu berücksichtigen. Dies sind Ereignisakzeptanz, Spur-Rekonstruktion und die spezifischen Selektionskriterien. Diese Korrekturen werden durch eine Monte Carlo Simulation ermittelt. Außerdem muß auf die nicht beobachteten K^0 (nur 34.3% aller K^0 Zerfallen in $\pi^+\pi^-$) korrigiert werden.

Beim TASSO Experiment werden in einer umfangreichen Monte Carlo Simulation hadronische Ereignisse mit dem Hoyer et al. Generator erzeugt (Anhang 1). Diese Ereignisse werden dann durch den TASSO Detektor "geschickt". Zerfälle und nukleare Wechselwirkungen werden dabei ebenso berücksichtigt, wie die Auflösung der einzelnen Kammiern durch Simulierung von Kammiernsignalen. Anschließend werden die so generierten Ereignisse mit derselben Programmkette wie die Daten analysiert. Die Nachweiswahrscheinlichkeit (ϵ) wird durch die Detektorakzeptanz und die oben beschriebenen Schritte bestimmt. Sie ist über folgenden Zusammenhang definiert (Anhang 2):

$$\epsilon = (n/N) / (n_0/N_0)$$

n ist die Anzahl der nach allen Schritten in N akzeptierten Ereignissen gefundenen K^0 , und n_0 ist die Anzahl aller generierten K^0 (mit dem Zerfall in $\pi^+\pi^-$) in N_0 Ereignissen die weniger als 5% der nominalen Energie abgestrahlt haben.

Die wichtigsten Größen der Daten in Bezug auf die Ereignisakzeptanz und die Spur-Rekonstruktion werden vom Monte Carlo Programm gut reproduziert /4.2/.

Die Verteilungen von d_0 (der minimale Abstand aller Spuren vom Wechselwirkungspunkt in der R,φ Ebene) in den Daten und in den simulierten Ereignissen und damit die Bestimmung des Wechselwirkungspunktes stimmen gut überein (Abbildung 13 auf Seite 24).

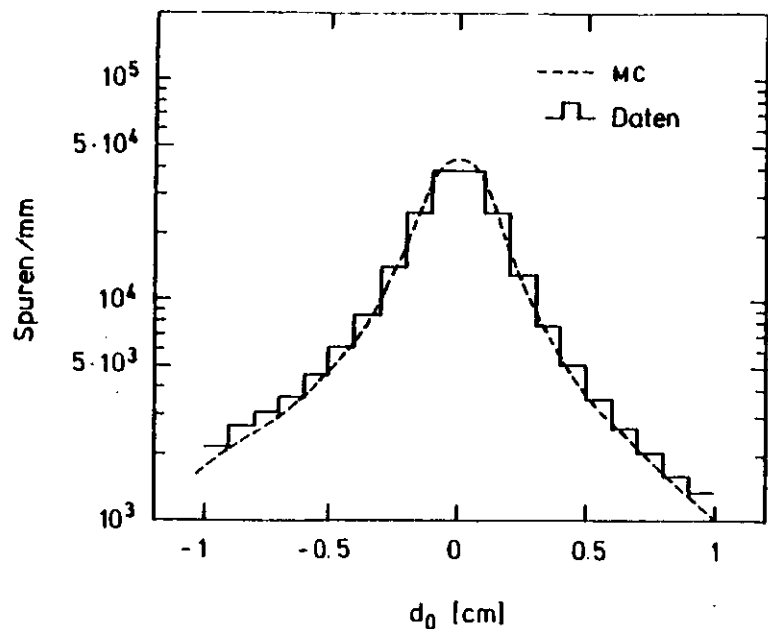


Abbildung 13. Die Verteilungen von d_0 in den Daten und in der Simulation

Die Nachweiswahrscheinlichkeit hängt vom K^0 Impuls ab, sie wird deshalb in folgenden als Funktion des K^0 Impulses untersucht. In Abbildung 14 auf Seite 25 sind verschiedene Kurven der K^0 Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des K^0 Impulses bei einer Schwerpunktsenergie von $W = 34$ GeV dargestellt.

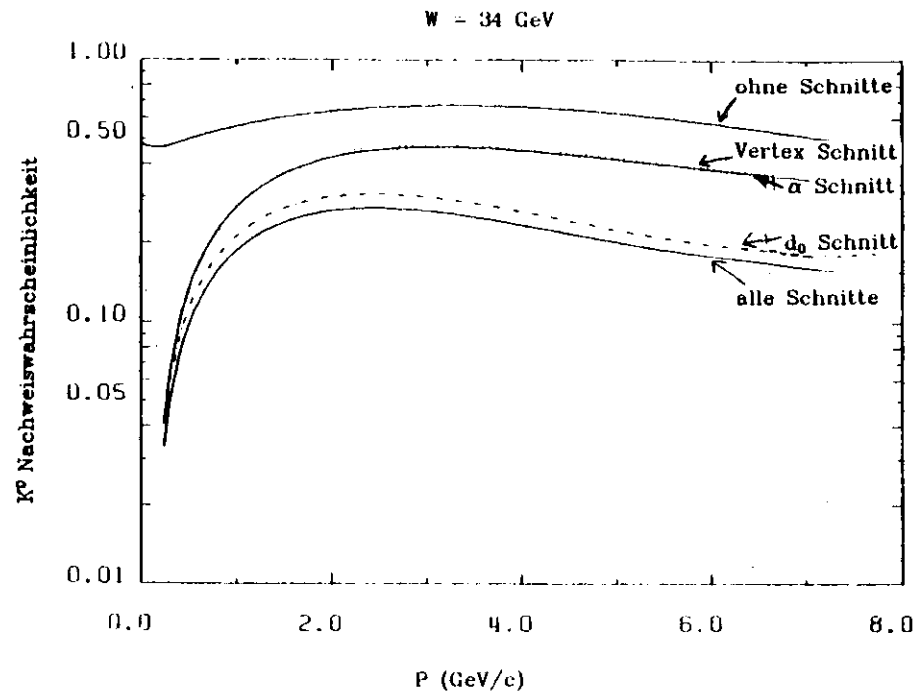


Abbildung 14. Einfluß der Schnitte auf die K^0 Nachweiswahrscheinlichkeit

Die oberste Kurve zeigt die maximale Nachweiswahrscheinlichkeit für den Zerfall $K^0_s \rightarrow \pi^+\pi^-$. Beide Pion Spuren aus dem K^0_s Zerfall müssen also rekonstruiert sein. Besonders wirkt sich der Schnitt von 100 MeV/c im Transversalimpuls auf die Nachweiswahrscheinlichkeit bei kleinen K^0 Impulsen aus. Für Impulse unter 250 MeV/c steigt sie wieder leicht (von 41% auf 47%) an, da dort die Pionen fast den Impuls im K^0 Ruhesystem haben (~ 200 MeV/c).

Die folgenden Kurven zeigen den Einfluß der nacheinander durchgeführten Schnitte 3, 4 und 5 (Reichweite, Winkel α zwischen Flugrichtung und Impulsvektor und d_0 Schnitt).

Die Wirkungen der Schnitte sind nicht voneinander unabhängig. Die Reihenfolge kann daher nur einen Eindruck vom Einfluß der verschiedenen Schnitte geben.

Die unterste Kurve zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit aller Schnitte. Die Nachweiswahrscheinlichkeit steigt von etwa 1% bei einem K^0 Impuls von

250 MeV/c sehr steil auf etwa 27% bei einem Impuls von 2 GeV/c an. Zu noch größeren Impulsen hin, fällt sie wieder langsam ab, da dann viele K^0 , weiter als 45 cm fliegen.

Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit erfolgte mit etwa doppelt so vielen Monte Carlo Ereignissen wie Daten vorliegen. Der sich damit ergebende statistische Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit ist kleiner als 5%. Wichtiger ist der systematische Fehler der Monte Carlo Beschreibung. Mögliche Unsicherheiten treten dabei in den Verteilungen der "Schnittgrößen" auf. Folgende Abbildungen zeigen einige K^0 Verteilungen für Impulse zwischen .25 GeV/c und 10 GeV/c (Der Untergrund wurde durch die Seitenbänder angenähert und subtrahiert). Die eingezeichneten Monte Carlo Verteilungen wurden auf die Anzahl der K^0 in den Daten normiert.

Die d_0 Verteilung zeigt das jeweils kleinere d_0 beider Spuren.

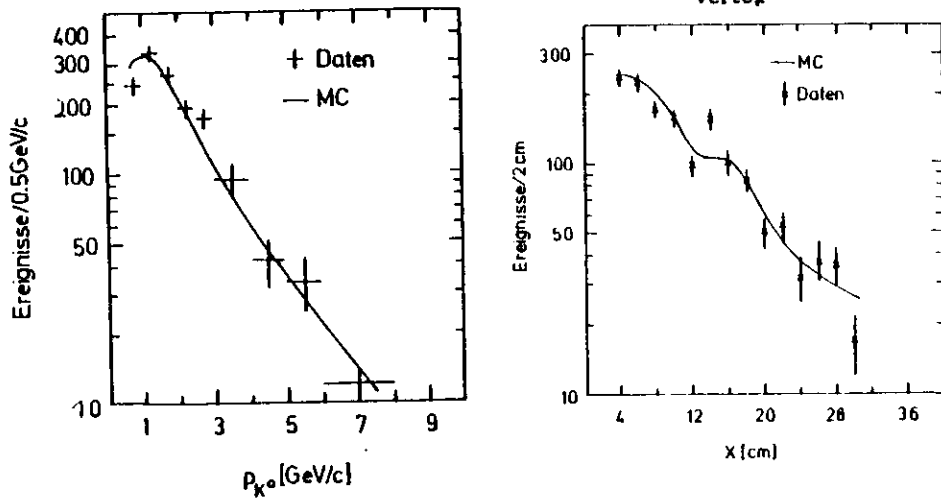


Abbildung 15. Impuls und Vertex Verteilung der Daten und des Monte Carlo

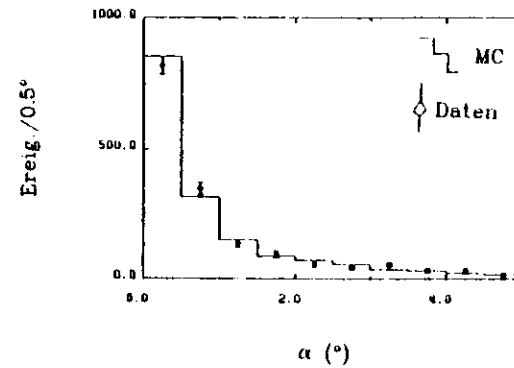
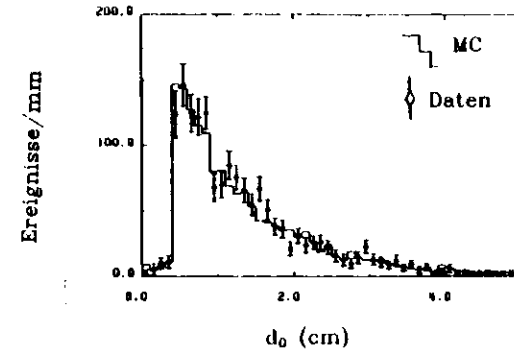


Abbildung 16. Verteilung von d_0 und von α

Man erhält gute Übereinstimmung in allen Variablen.

Die Verteilung des Vertex in der R, φ Ebene wurde genauer untersucht. Bei der Bestimmung des Vertex erhält man im Monte Carlo eine Gauss-Verteilung um den richtigen Zerfallspunkt mit einem σ von ≈ 0.6 cm. Zerfallen die K^0 vor dem Strahlrohr, können die Zerfallsprodukte im Strahlrohr absorbiert oder gestreut werden, zerfallen sie dahinter ist dies nicht mehr möglich. Deshalb ist die Nachweiswahrscheinlichkeit hinter dem Strahlrohr etwas größer. Die kleine Stufe ($\approx 20\%$) hinter dem Strahlrohr läßt sich damit erklären. Damit zusammenhängende Größen, Auflösung und die Winkelverteilung der Pionen im Schwerpunktsystem des K^0 , werden

gut vom Monte Carlo beschrieben. Die einzige Abweichung beobachtet man in der Verteilung des rekonstruierten Vertex in der R, φ Ebene direkt hinter dem Strahlrohr (13-15 cm). Man erhält dort zu viele K^0 . Vermutlich handelt es sich dabei um zusätzlichen Untergrund im Bereich der K^0 Masse. Dieser Untergrund könnte durch Teilchen, die im Strahlrohr erzeugt werden, entstehen. Die mit dieser Abweichung verbundene Unsicherheit (50 von 1600 K^0) ist aber klein.

Da die Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammer nicht 100% ist, wie in der hier benutzten Version des Monte Carlo angenommen wurde, ist noch eine zusätzliche Korrektur erforderlich.

Der Einfluß dieses Effektes wurde in einer neuen Monte Carlo Rechnung abgeschätzt. Dazu wurden zusätzliche Kammererkmale, von Pionen aus "künstlichen" K^0 Zerfällen, in gemessenen Ereignissen erzeugt. Die K^0 wurden mit einem mittleren Transversalimpuls von 0.3 GeV/c zur rekonstruierten Sphäritätsachse bei unterschiedlichen Impulsen generiert. Diese modifizierten Ereignisse wurden dann rekonstruiert und die K^0 Nachweiswahrscheinlichkeit wurde neu bestimmt. Mit dieser Methode ergab sich eine etwas kleinere Nachweiswahrscheinlichkeit für K^0 . Da die zwei "zusätzlichen" geladenen Spuren ebenfalls die Nachweiswahrscheinlichkeit reduzieren, wurde eine Mittelung beider Ergebnisse vorgenommen. Dieser Unterschied konnte mit

$$\epsilon_1 = 1 - 0.03 \cdot P / \text{GeV}/c$$

parametrisiert werden (für K^0 Impulse von 5 GeV/c erhält man also einen zusätzlichen Korrekturfaktor von 0.85). Insgesamt ergibt sich die Nachweiswahrscheinlichkeit damit zu:

$$(4.2) \quad \epsilon = \epsilon \cdot \epsilon_1$$

Eine Korrektur dieser Größenordnung wurde auch in einer Monte Carlo Rechnung, in der die Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammerdrähte berücksichtigt wurde, bestimmt.

Die sich so ergebende Nachweiswahrscheinlichkeit ist in Abbildung 17 auf Seite 29 für die Schwerpunktsenergien (14 GeV, 22 GeV und 34 GeV) als Funktion des K^0 Impulses dargestellt.

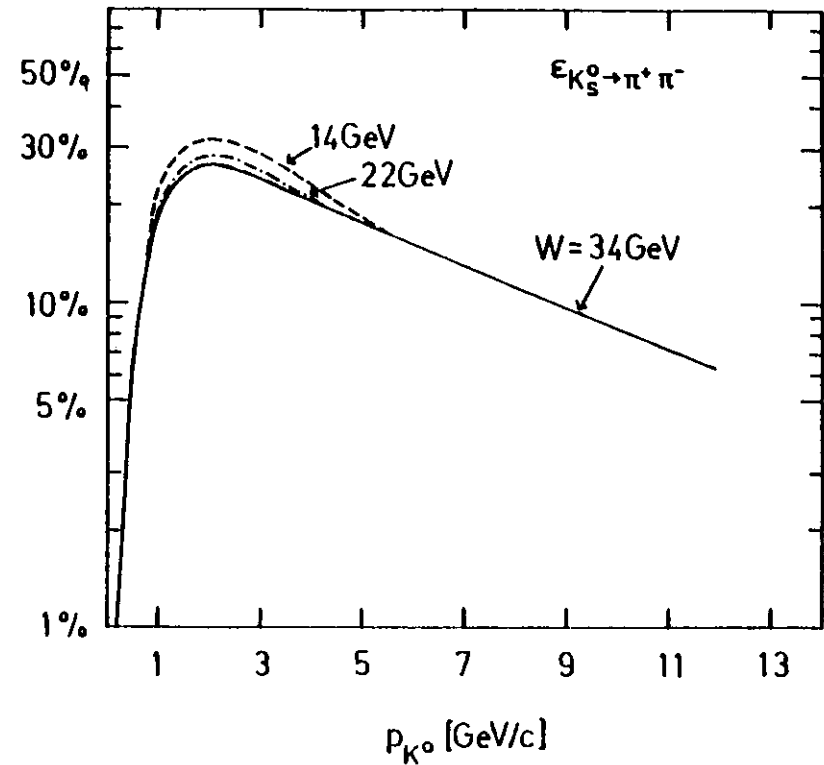


Abbildung 17. K^0 Nachweiswahrscheinlichkeit bei 14, 22 und 34 GeV.

Die leicht unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeit für die verschiedenen Schwerpunktsenergien läßt sich mit dem Ansteigen der Multiplizität erklären.

Eine Abschätzung der Unsicherheiten ergibt einen systematischen Fehler der Messung von etwa 10-15%, der größte Anteil davon stammt aus den Unsicherheiten der Spur-Rekonstruktion

4.2 DIE BESTIMMUNG DES K^0 ANTEILS BEI IMPULSEN KLEINER ALS 1 GeV/c

Mit den in 4.1 beschriebenen Schnitten erhält man ein sehr sauberes Signal. Allerdings ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für K^0 Impulse unter 500 MeV/c sehr klein ($\approx 3\%$) und der Einfluß der Schnitte am größten.

Um die Messung abzusichern, wurde der K^0 Anteil mit einer zweiten Methode neu bestimmt. Die $M_{\pi\pi}$ Masse wurde in vier Impulsintervallen von allen Spuren, die die Kriterien aus Kap. 3 erfüllen, ohne Schnitte berechnet. Die Spuren sind dazu auf den spezifischen Energieverlust dE/dx für Pionen korrigiert worden.

Die sich damit ergebende Massenverteilung wurde mit einer Gaussverteilung und einem linearen Untergrund im Intervall 450-550 MeV angepaßt. Für die Auflösung wurde der Monte Carlo Wert benutzt. Das Ergebnis der Anpassungen ist in Abbildung 18 zu sehen.

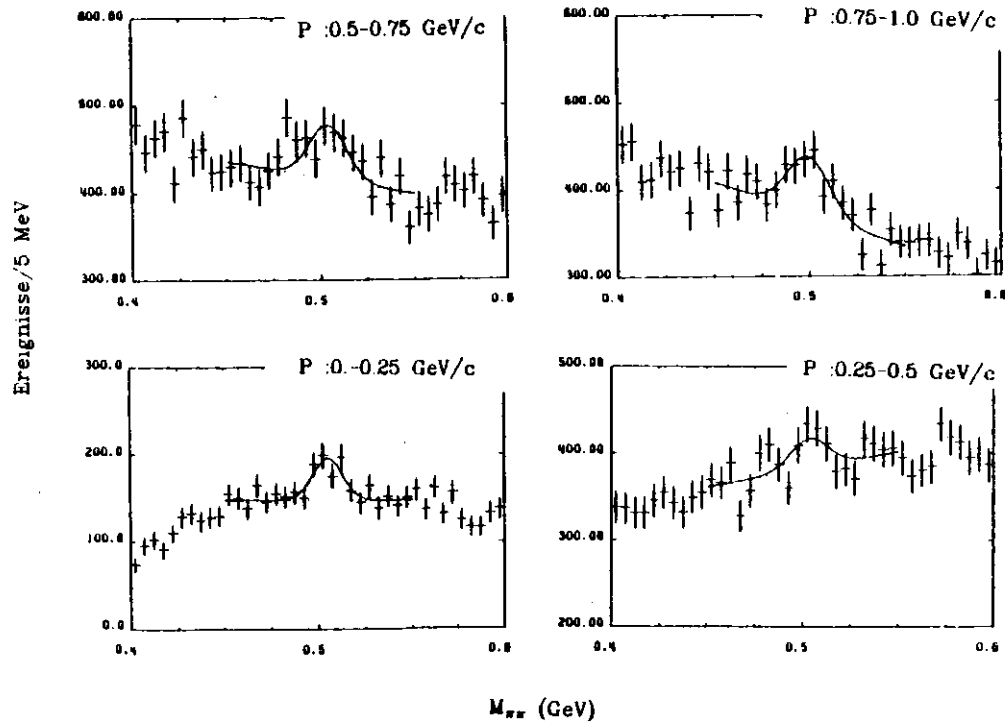


Abbildung 18. Massenverteilungen ohne Schnitte und die Anpassung

Man erhält damit vier zusätzliche Meßwerte. Ein Vergleich beider Messungen kann mit der auf Nachweiswahrscheinlichkeit und Verzweigungsverhältnis (BR) korrigierten Anzahl von K^0 /Ereignis durchgeführt werden.

Die Ergebnisse sind folgender Tabelle zu entnehmen, der angegebene Fehler ist der Fehler der Anpassung (Anhang 3).

Impuls MeV/c	M(Fit) MeV	σ (MC) MeV	n	$\epsilon \cdot BR$	N/Ereignis	N/Ereignis mit Schnitten
0 - 250	505 \pm 2	8	191 \pm 40	.18	0.06 \pm 0.01	
250- 500	503 \pm 3	10	171 \pm 66	.14	0.06 \pm 0.025	0.1 \pm 0.025
500- 750	504 \pm 4	10	309 \pm 70	.14	0.11 \pm 0.025	0.12 \pm 0.01
750-1000	500 \pm 3	11	362 \pm 72	.16	0.11 \pm 0.025	0.10 \pm 0.01

Tabelle 3. Anzahl der K^0 ohne Schnitte

Die Ergebnisse beider Messungen (mit und ohne Schnitte) sind also in sehr guter Übereinstimmung.

4.3 DER WIRKUNGSQUERSCHNITT FÜR K^0 MESONEN

Mit den oben beschriebenen Messungen läßt sich nun der Wirkungsquerschnitt berechnen. Er ist über folgenden Zusammenhang definiert:

der skalierende differentielle Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{S \cdot d\sigma}{\beta \cdot dx} = \frac{S \cdot \sigma_{\text{tot}} \cdot \Delta n(x)}{\beta \cdot \epsilon \cdot BR \cdot \Delta x}$$

und der differentielle Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{dp} = \frac{\sigma_{\text{tot}} \cdot \Delta n(p)}{\epsilon \cdot BR \cdot \Delta p}$$

mit $x = 2E/W$, $\sigma_{\text{tot}} = 4.01 \cdot \sigma_{\text{pp}}$ (Kap.3), ϵ die Nachweiswahrscheinlichkeit (Gl.4.2) und BR ist das Verzweigungsverhältnis.

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte mit den statistischen Fehlern sind in folgenden Tabellen zusammengestellt.

Impuls GeV/c	$d\sigma/dp$ nb/GeV/c	E GeV	P GeV/c	$E/(4\pi p^2) d\sigma/dp$ nb/GeV ² /c ³
0. - 0.25	0.07±0.015	0.52	0.15	0.13±0.025
0.25- 0.5	0.11±0.04	0.83	0.375	0.04±0.013
0.5 - 0.75	0.14±0.012	0.80	0.625	0.02±0.002
0.75- 1.0	0.12±0.01	1.01	0.875	0.01±0.001
1.0 - 1.5	0.126±0.01	1.35	1.25	0.01±0.001
1.5 - 2.0	0.089±0.008	1.82	1.75	0.0042±0.0004
2.0 - 2.5	0.063±0.005	2.3	2.25	0.0023±0.0002
2.5 - 3.0	0.059±0.005	2.8	2.75	0.0017±0.0002
3.0 - 3.5	0.043±0.004	3.3	3.25	0.0011±0.0001
3.5 - 4.0	0.027±0.004	3.8	3.75	(6.±0.1) · 10 ⁻⁴
4. - 5.	0.017±0.002	4.5	4.5	(3.±0.3) · 10 ⁻⁴
5. - 6.	0.016±0.002	5.5	5.5	(2.3±0.3) · 10 ⁻⁴
6. - 8.	0.0062±0.0011	7.	7.	(0.7±0.15) · 10 ⁻⁴
8. - 10.	0.0025±0.001	9.	9.	(0.22±0.1) · 10 ⁻⁴
10. -17.	0.0011±0.0003	12.	12.	(7.±2.) · 10 ⁻⁶

Tabelle 4. $d\sigma/dp$ und $E/(4\pi p^2) d\sigma/dp$ bei $W=34.4$ GeV

Die systematischen Fehler betragen 10 - 15 %. Für die kleinen X_B (<0.5) Intervalle und die sehr großen (>.5) ist die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit schwieriger und die Unsicherheit etwas größer (~20%).

$$\frac{s}{\beta} \frac{d\sigma}{dx} (\mu\text{b GeV}^2)$$

$\langle x \rangle$	34.4 GeV	22 GeV	14 GeV
0.03	21.4 ± 4.5		
0.037	6.33 ± 1.6		
0.047	4.9 ± 0.5		
0.059	3.1 ± 0.3		
0.078	2.94 ± 0.2		
0.125	1.57 ± 0.1	1.8 ± 0.3	2.8 ± 0.5
0.175	1.09 ± 0.07	1.1 ± 0.2	1.4 ± 0.2
0.225	0.53 ± 0.06		0.76 ± 0.015
0.25		.35 ± .1	
0.275	0.35 ± 0.05		0.84 ± 0.015
0.325			47 ± 11
0.35	0.23 ± 0.03	.2 ± .07	
0.375			.39 ± .1
0.45	0.094 ± 0.02		0.22 ± 0.06
0.55	0.035 ± 0.02		0.076 ± 0.04
0.70	0.023 ± 0.007		

Tabelle 5. Die skalierenden Wirkungsquerschnitte W=34.4, 22 und 14 GeV

Aus dem Integral des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dp$ erhält man den totalen K^0 Wirkungsquerschnitt ($\sigma(K^0)$). Man kann daraus ebenfalls die Anzahl der K^0 pro Ereignis bestimmen.

$$K^0/\text{Ereignis} = \sigma(K^0)/\sigma_{\text{tot}}$$

Da nur bei W=34 GeV der differentielle Wirkungsquerschnitt über den gesamten Impulsbereich gemessen werden konnte, ist man bei den anderen Schwerpunktsenergien auf eine Extrapolation angewiesen. Die Extrapolation in die nicht gemessenen Bereiche wurde mit dem Monte Carlo vorgenommen. Der prozentuale Anteil der Extrapolation beträgt jeweils etwa 20%. Folgende Tabelle enthält die gemessenen Werte K^0 pro Ereignis. Außerdem sind die Meßergebnisse anderer Experimente für K^0 Mesonen /4.3/ in der Tabelle enthalten.

Experiment	W(GeV)	$K^0/\text{Ereignis}$
TASSO*	34.4	1.26 ± 0.07 (stat.) ± 0.2 (syst.)
TASSO*	22	1.05 ± 0.13 (stat.) ± 0.15 (syst.)
TASSO*	14	1.13 ± 0.09 (stat.) ± 0.17 (syst.)
SPEAR	5.0-7.6	≈ 0.5
CLEO	10	0.89 ± 0.04 (stat.)
MARK2	29	1.30 ± 0.1 (stat.) ± 0.13 (syst.)
JADE**	35	1.45 ± 0.08 (stat.) ± 0.15 (syst.)
JADE**	22	1.27 ± 0.16 (stat.) ± 0.13 (syst.)
JADE**	14	1.05 ± 0.10 (stat.) ± 0.11 (syst.)

Tabelle 6. Anzahl der K^0 pro Ereignis

(* = diese Messung)

(** = vorläufig)

Man erhält also innerhalb der Fehler gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Jade (W=35 GeV) und MarkII (W=29 GeV). Abbildung 19 auf Seite 36 zeigt die gemessenen Verteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes $S/\beta d\sigma/dx$ für W=14, 22 und 34 GeV, angegeben ist jeweils der statistische Fehler.

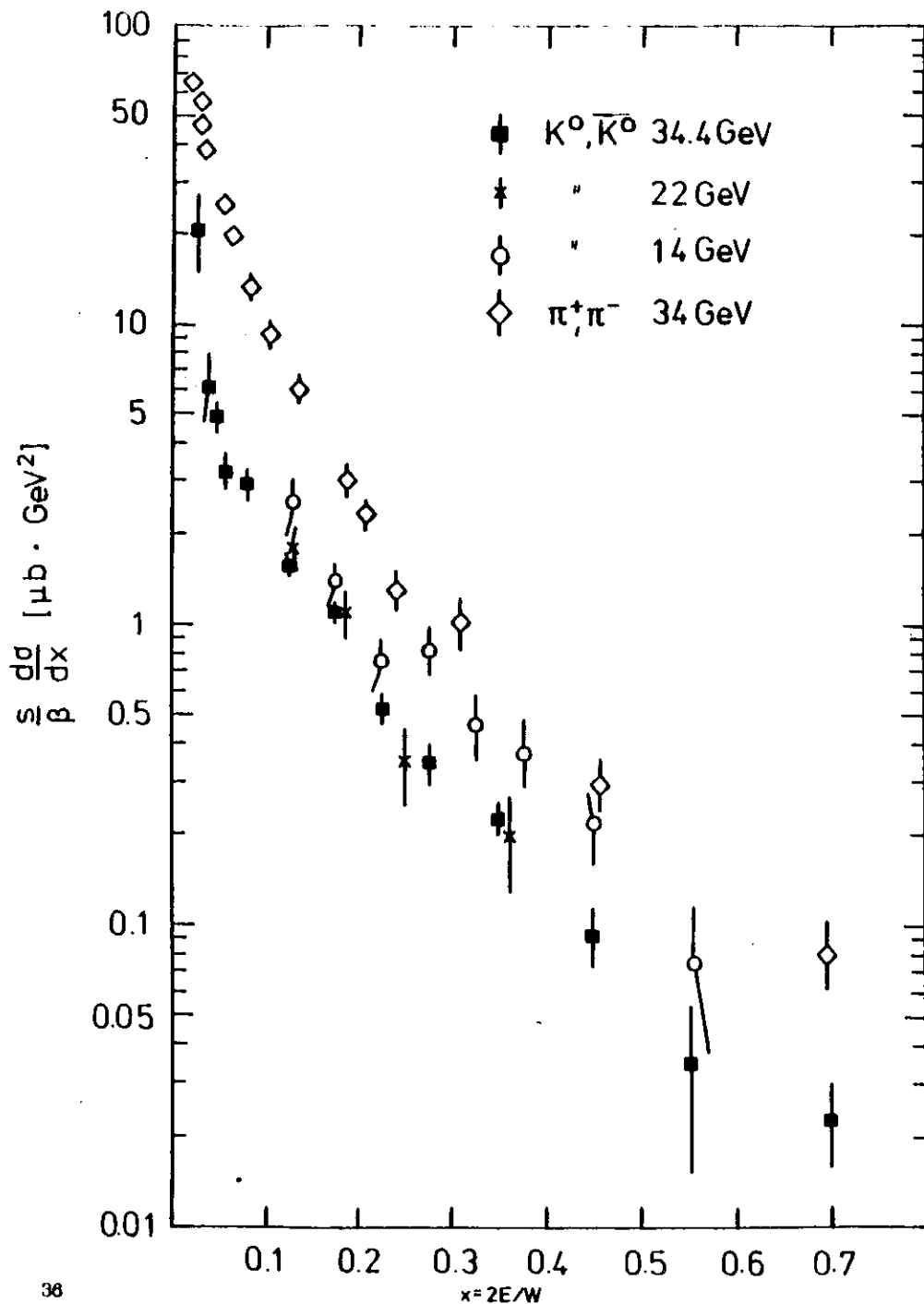


Abbildung 19. Der skalierende differentielle Wirkungsquerschnitt.

Man beobachtet einen steilen Abfall über drei Dekaden. Unterhalb von $x_B = 0.1$ sind deutliche Abweichungen von einer einfachen exponentiellen Verteilung ($a \cdot \exp(-bx)$) für K^0 und π Mesonen zu erkennen. Beim Vergleich der unterschiedlichen Schwerpunktsenergien ist zu berücksichtigen, daß die Ergebnisse mit der gleichen Analyse-Methode ermittelt wurden. Die systematischen Fehler sind deshalb nicht voneinander unabhängig. Die Messungen von 22 und 34 GeV Schwerpunktsenergie zeigen innerhalb der eingezeichneten statistischen Fehler gute Übereinstimmung. Die Werte von $W = 14$ GeV liegen deutlich über denen von $W = 34$ GeV.

Mit der oben beschriebenen Messung konnte der differentielle K^0 Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. Die Ergebnisse werden in Kapitel 6 ausführlicher diskutiert und mit den Messungen der Produktion von Vektormesonen, die im nächsten Kapitel beschrieben werden, verglichen. Eine weitergehende Messung mit den gefundenen K^0 wird in Abschnitt 5.2 (die Produktion geladener K^*) besprochen.

5.0 INKLUSIVE PRODUKTION DER VEKTORMESONEN ρ^0 UND K^*

Viele der beobachteten Mesonen stammen vermutlich aus Zerfällen von Resonanzen. Die einfachsten angeregten $q\bar{q}$ Zustände sind die Vektormesonen. In einfachen theoretischen Überlegungen wird ihre Produktion zum dominierenden Prozeß bei der Hadron-Erzeugung in Jets. Man erwartet bei einer statistischen Verteilung der Quarkspins dreimal so viele Vektormesonen wie Pseudoskalare Mesonen.

Im folgenden werden einige allgemeine Überlegungen zur Messung der Produktion von Vektormesonen angestellt. In Abschnitt 5.1 wird eine kombinierte Analyse der Produktion von ρ^0 und K^{*0} (\bar{K}^{*0}) diskutiert. Die Erzeugung von geladenen K^* konnte über ihren Zerfall in $K^0 \pi^\pm$ beobachtet werden. Diese Messung wird in Abschnitt 5.2 beschrieben. Die Ergebnisse sind in Abschnitt 5.3 zusammengestellt.

Vektormesonen sind Zustände mit parallel ausgerichteterm Quark-Spin, sie haben Spin und Parität 1^- . Sie zerfallen über die starke Wechselwirkung in pseudoskalare Mesonen. Neun Vektormesonen, die aus u, d und s-Quarks aufgebaut werden, sind bekannt. Ihre wichtigsten Eigenschaften sind in der folgenden Tabelle /5.1/ zusammengestellt.

Name	Masse MeV	Breite MeV	wichtigste Zerfälle
ρ^0, ρ^+, ρ^-	770	154	$\pi\pi$ (100%)
ω	783	10	$\pi^0\pi^-\pi^+$ (90%)
$K^{*0}(\bar{K}^{*0})$	898	51	$K^+\pi^-$ (67%) $K^0\pi^0$ (33%)
$K^{*+}(K^{*-})$	892	51	$K^0\pi^+$ (67%) $K^+\pi^0$ (33%)
ϕ	1020	4	K^+K^- (49%) $K_S^0 K_L^0$ (35%)

Tabelle 7. Die verschiedenen Vektormesonen

Wegen ihrer kurzen Lebensdauer ($\approx 10^{-23}$ sec) haben sie eine große natürliche Breite Γ^0 . Ihre Massenverteilung (BW(m)) wird mit der relativistischen Breit-Wigner Verteilung /5.2/

$$BW(m) = \frac{1}{(m^2 - m_0^2)^2 + \Gamma_0^2} \cdot \left(\frac{q}{m}\right)^2 \cdot \left(\frac{2q_0^2}{q^2 + q_0^2}\right)$$

beschrieben. q ist der Impuls des Zerfallsteilchens im Ruhesystem des Vektormesons. In Abbildung 20 ist die I_3 Komponente des Isospins gegen die Strangeness für die neun Vektormesonen und neun pseudoskalaren Mesonen aufgetragen.

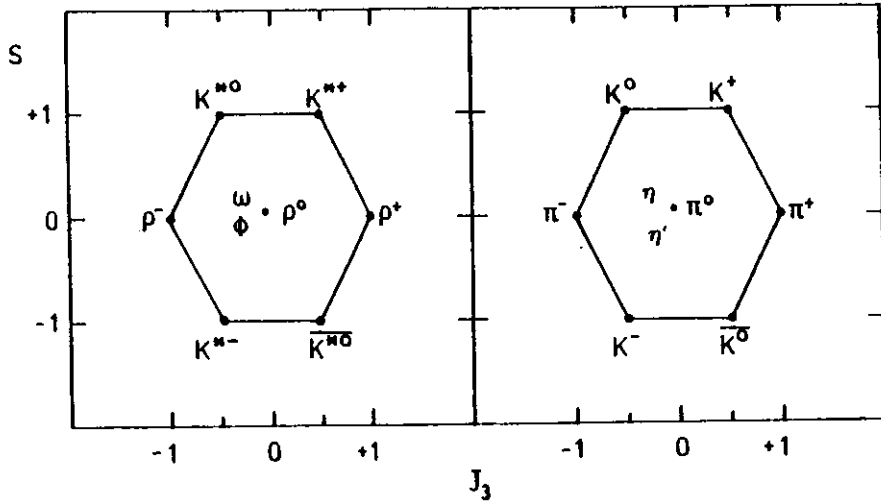


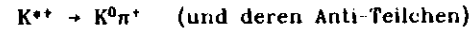
Abbildung 20. Nonett der Mesonen und Vektormesonen

Vektormesonen werden durch ihren Zerfall in pseudoskalare Mesonen nachgewiesen. In Ereignissen mit hoher Multiplizität erhält man Signale über einem großen kombinatorischen Untergrund. Als erste Vektormesonen sollten deshalb diejenigen gemessen werden können, die:

- mit einem relativ hohen Wirkungsquerschnitt erzeugt werden und dabei
- Zerfallskanäle mit hoher Nachweiswahrscheinlichkeit und
- eine möglichst geringe natürliche Breite haben.

Beim TASSO Experiment werden die Impulse geladener Spuren mit großer Genauigkeit und einer hohen Nachweiswahrscheinlichkeit gefunden. π^0 Mesonen mit Impulsen zwischen 0.5 und 4 GeV/c können über ihren Zerfall in $\gamma\gamma$ mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit zwischen 5% und 14% durch die Flüssig-Argon-Schauerzähler nachgewiesen werden /5.3/. Allerdings ist der Untergrund recht groß.

Am einfachsten ist daher eine Messung von Vektormesonen, die keinen Nachweis von Photonen erfordern. Die sehr schmale ϕ Resonanz wird, da sie im wesentlichen aus zwei s-Quarks (s, \bar{s}) aufgebaut ist, nur mit einem relativ kleinen Wirkungsquerschnitt erwartet. Damit bleiben das ρ^0 mit einer sehr großen natürlichen Breite und die Zerfälle des K^*



mit jeweils einem Verzweigungsverhältnis von 67% für die Untersuchungen übrig.

Wegen der kurzen Lebensdauer der Vektormesonen kommen die Zerfallsprodukte ebenfalls vom Wechselwirkungspunkt. Eine klare Separation durch Schnitte wie für K^0 Mesonen ist deshalb nicht möglich. Im folgenden werden zwei Analyse Methoden beschrieben.

5.1 DIE ANALYSE OHNE TEILCHENIDENTIFIKATION

Die Identifizierung von Pionen und Kaonen ist mit dem TASSO-Detektor über einen großen Impulsbereich möglich /5.4/. Die Trennung kann mit den Flugzeitzählern oder den Cerenkovzählern durchgeführt werden. Diese Trennung schränkt aber die Nachweiswahrscheinlichkeit für Vektormesonen stark ein.

Die Analyse wurde deshalb ohne Teilchenidentifikation durchgeführt.

Die im folgenden beschriebene Methode wurde mit Hilfe von Monte Carlo Simulationen entwickelt. Die Analyse selbst ist aber nahezu modellunabhängig. Im nächsten Abschnitt wird die Methode diskutiert, die Analyse der Daten erfolgt im darauf folgenden Abschnitt.

5.1.1 Die Methode

In einem hadronischen Ereignis erhält man sehr viele Kombinationen zweier Spuren mit unterschiedlicher Ladung. Berechnet man deren invariante Masse unter der Hypothese, daß es sich bei den geladenen Spuren um Pionen ($\pi\pi$ System) oder um ein Kaon und ein Pion ($K\pi$) handelt, erhält man zwei Massenverteilungen mit einem komplizierten Verlauf.

Stammen die beiden Teilchen aus dem Zerfall derselben Resonanz (ρ^0 , K^{*0} , ...), bilden sie eine Breit-Wigner Struktur in der jeweiligen Massenverteilung.

Bei einer falschen Massenzuordnung (z.B. Pion als Kaon) der Zerfallsprodukte erhält man ebenfalls eine Struktur. Sie kann als Reflexion bezeichnet werden. Die Form dieser "Reflexionen" kann bei bekannter Masse und Breite einer Resonanz durch eine Monte Carlo Simulation bestimmt werden.

Die folgenden Abbildungen zeigen die Breit-Wigner Kurven von ρ^0 , K^{*0} im $\pi\pi$ und $K\pi$ System sowie die jeweilige Struktur der Reflexionen von ρ^0 , K^{*0} , K^{*0}_s im $\pi\pi$ und $K\pi$ (πK) System. Außerdem ist die Verteilung der invarianten $\pi\pi$ ($K\pi$) Masse des ω (Zerfall in $\pi^+\pi^-\pi^0$) zu sehen.

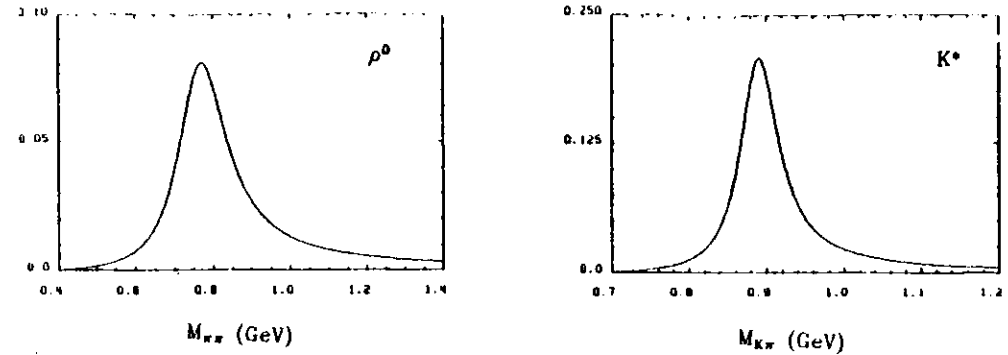
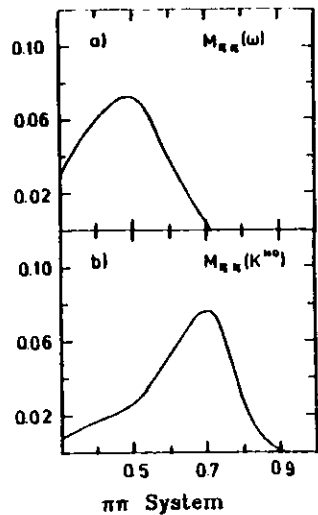


Abbildung 21. Breit Wigner Verteilungen von ρ^0 und K^*

Im $K\pi$ System erhält man für jede Kombination zwei Massen, da man die invariante Masse unter der Annahme von $K^+\pi^-$ und π^+K^- berechnen muß. Die Reflexionen treten also doppelt auf. Vom K^{*0} erhält man eine richtige und eine falsche Massenkombination der Zerfallsteilchen. Dieses "falsche K^{*0} " hat im Ruhesystem des K^* die gleiche Verteilung wie das "richtige K^* ". Die "falsche" K^* Verteilung wurde für verschiedene K^{*0} Impulse bestimmt. Für K^* Impulse > 1.5 GeV/c ist sie sehr breit und nahezu impulsunabhängig.



Kombinationen die nicht aus dem Zerfall derselben Resonanz stammen, also voneinander "unabhängig" sind, bilden den "nichtresonanten Untergrund". Die Verteilung des nichtresonanten Untergrundes hängt von verschiedenen Faktoren wie Multiplizität, Impulsverteilung und Sphärizität ab, sein Verlauf ist "glatt" aber unbekannt.

Die Untergrundverteilung kann auf verschiedene Weise angenähert werden. Eine Möglichkeit ist, den Untergrund mit einer Monte Carlo Rechnung zu bestimmen /5.5/. Eine andere besteht in einer funktionalen Beschreibung des Untergrundes (Abschnitt 5.3) mit verschiedenen Parametern.

Bei dieser Analyse wurde als Näherung für den nicht resonanten Untergrund die Massenverteilung von Kombinationen gleicher Ladung ($\pi^+\pi^+$ und $K^+\pi^+$) gewählt². Diese Massenverteilung wurde dann mit Hilfe eines Spline-Fit³ geglättet, um die statistischen Fluktuationen zu verringern.

Mit Monte Carlo Ereignissen kann die Beschreibung des nichtresonanten Untergrundes mit der $++$, $--$ Massenverteilung überprüft werden, da dort die Herkunft jeder Kombination bekannt ist. Abbildung 23 auf Seite 46 zeigt den Verlauf der Massenspektren im $\pi\pi$ und $K\pi$ System nach der Untergrundsubtraktion. Deutliche Signale von ρ^0 und K^0_s und ein sehr breites K^* sind zu erkennen. Subtrahiert man zusätzlich die aus ρ^0 , K^{*0} , K^0 und ω stammenden Kombinationen, bleibt die Verteilung mit Fehlerbalken übrig.

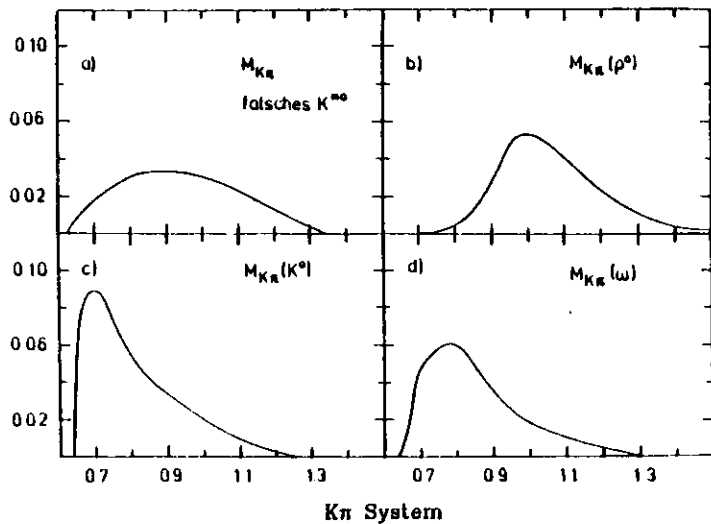


Abbildung 22. Verteilungen der Reflexionen von ρ^0 , K^{*0} , K^0 , ω

Diese Verteilungen sind unter der Annahme bestimmt worden, daß die Resonanzen unpolarisiert erzeugt werden. Die Formen der Verteilungen sind leicht impulsabhängig. Oberhalb eines Teilchenimpulses von 1.5 GeV/c kann dies aber vernachlässigt werden.

² Unterhalb einer Masse von 2 GeV ist nur das Δ^{++} (und seine höher angeregten Zustände) mit der Ladung 2 bekannt. Da es sich um ein Baryon handelt, erwartet man einen kleinen Wirkungsquerschnitt, zusätzlich hat es eine große Breite. Es hat deshalb keine ausgeprägte Struktur zur Folge.

³ In einem Spline-Fit werden Polynome dritten Grades an die jeweiligen Verteilungen stückweise angepaßt. Die aus den Teilstücken zusammengesetzte Funktion muß dabei stetig differenzierbar sein.

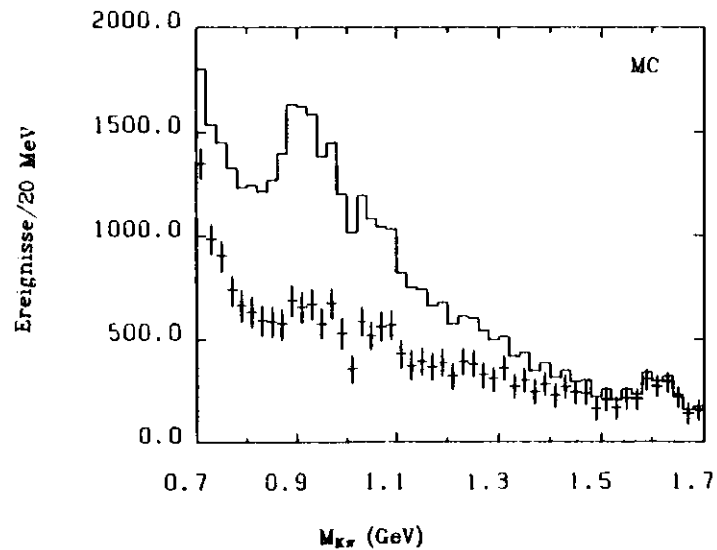
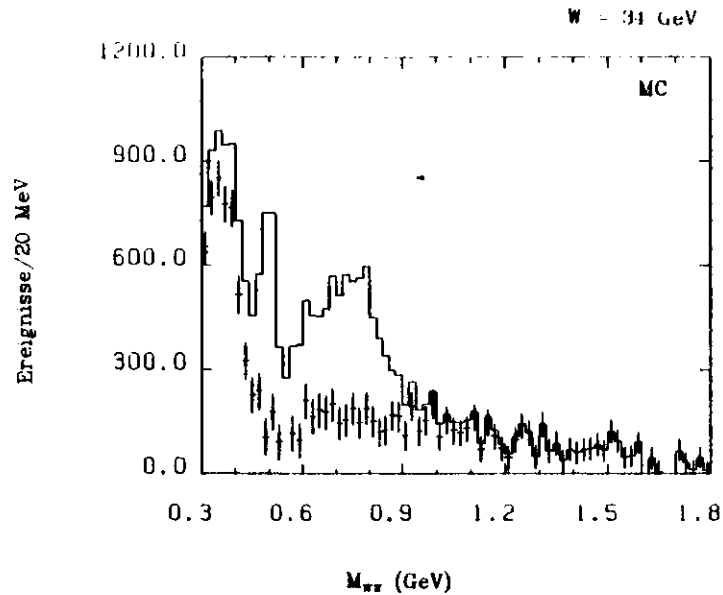


Abbildung 23. Massenspektren im Monte Carlo nach der Untergrundsubtraktion

Es ist also noch ein zusätzlicher Untergrund zur Beschreibung des Restspektrums notwendig. Dieser Untergrund kann im Bereich des ρ^0 und K^* durch eine Gerade beschrieben werden. Ausgeprägte Strukturen anderer Zerfälle (η , η' ...) werden im Bereich von ρ^0 und K^* nicht beobachtet. Ihre Reflexionen liegen unterhalb von 400 (800) MeV im $\pi\pi$ ($K\pi$) System. Zustände von höher angeregten Resonanzen (f_2 ...) werden im Monte Carlo nicht erzeugt. Eine ausgeprägte Struktur durch diese Teilchen ist im Bereich des ρ^0 (K^*) wegen ihrer großen Breite nicht zu erwarten.

Die Anzahl der verschiedenen Resonanzen ist in beiden Massen-Spektren ($\pi\pi$ und $K\pi$ System) enthalten und kann mit einer Anpassungsrechnung (Fit) bestimmt werden. Durch eine gleichzeitige Anpassung, in beiden Massenspektren, wird die vorhandene Information maximal ausgenutzt. Im Monte Carlo kann nun getestet werden, mit welcher Genauigkeit eine Bestimmung der verschiedenen Anteile möglich ist.

Diese gleichzeitige Anpassung erfolgte mit vier Resonanzen (ρ^0 , K^* , K^0 und ω).

ρ^0 und K^* wurden durch Breit-Wigner Verteilungen beschrieben.

Die verschiedenen Reflexionen wurden anhand der Monte Carlo Simulationen (Abbildung 22 auf Seite 44) parametrisiert.

Der nach der Subtraktion übrigbleibende (Abbildung 23 auf Seite 46) Untergrund wurde in beiden Systemen durch eine Gerade angenähert.

Insgesamt waren also acht variable Größen erforderlich, vier für die Anteile von ρ^0 , K^* , K^0 und ω und jeweils zwei für den linearen Untergrund im $\pi\pi$ und $K\pi$ System.

Die Anpassung wurde im Massenintervall 440-1400 MeV im $\pi\pi$ und 630-1200 MeV im $K\pi$ System durchgeführt. Die Impulssumme mußte zwischen 1.5 GeV/c und 12 GeV/c liegen. Im Vergleich zur erzeugten Anzahl erhielt man folgende Werte:

- $\rho^0 = 98\% \pm 10\%$
- $K^* = 78\% \pm 16\%$
- $K^0 = 150\% \pm 18\%$
- $\omega = 40\% \pm 20\%$

Der angegebene Fehler ist der Fehler der Anpassung (Anhang 3).

Für das ρ^0 liefert die Analyse sehr gute Übereinstimmung.

Der Wert für das K^{*0} ist innerhalb des Fehlers noch akzeptabel. Bei der Bestimmung des K^* Anteils ist zu berücksichtigen, daß die ρ^0 Reflexion sehr dicht an der K^{*0} Masse liegt und zusätzlich einen großen Anteil am gesamten Spektrum hat.

Um den K^0 Anteil besser zu beschreiben, ist eine genaue Bestimmung der Auflösung erforderlich.

Eine sinnvolle Messung des " ω " Anteils ist nicht möglich, da es weder im $\pi\pi$ noch im $K\pi$ System eine scharfe Struktur hat. Außerdem ist es stark mit dem angenommenen Untergrund korreliert.

Die systematische Unsicherheit der Methode liegt bei etwa 10% für das ρ^0 (25% für das K^*).

Man erhält also im Monte Carlo für das ρ^0 eine gute und für das K^{*0} eine noch annehmbare Messung der jeweiligen Anteile.

5.1.2 Die Analyse der Daten

Die oben entwickelte Methode konnte nun zur Messung von ρ^0 und K^{*0} benutzt werden. Analysiert wurden 20832 hadronische Ereignisse mit einer mittleren Schwerpunktsenergie von $W=34.4$ GeV. Neben den in Kap.3 erwähnten Kriterien für gut rekonstruierte Spuren wurde zusätzlich verlangt, daß die Teilchen innerhalb der Meßgenauigkeit vom Wechselwirkungspunkt kommen und einen Impuls von mindestens 0.2 GeV/c haben.

- $|d_0| < 5$ mm
- $|z_0| < 4$ cm

Die Impulse beider Spuren wurden auf den spezifischen Energieverlust dE/dx für Pionen korrigiert.

Von allen Kombinationen zweier Spuren mit gleicher und ungleicher Ladung wurde dann die invariante Masse unter $\pi\pi$, $K\pi$ und πK Hypothese bestimmt. Diese Massenspektren sind in Abbildung 24 auf Seite 50 für Kombinationen mit einer Impulssumme zwischen 1.5 und 12 GeV/c zu sehen.

In beiden Massenspektren ungleicher Ladung sind deutliche Strukturen zu erkennen. Zur Beschreibung des nichtresonanten Untergrundes wird die Massenverteilung gleicher Ladung benutzt. Im Verlauf dieser Verteilung gibt es aber noch statistische Schwankungen. Um diese Schwankungen zu verringern, wurden die Untergrund-Verteilungen mit Hilfe eines Spline Fit geglättet (durchgezogene Linie). Da es eine unterschiedliche Anzahl von Kombinationen gleicher und ungleicher Ladung gibt, müssen beide Verteilungen aufeinander normiert werden. Diese Normierung erfolgte weit oberhalb der ρ^0 Masse (im $\pi\pi$ System von 1.7-2.7 GeV, im $K\pi$ System von 2.-3. GeV). Die modifizierten Untergrundverteilungen wurde dann von beiden Spektren unterschiedlicher Ladung subtrahiert. Die statistischen Fehler beider Verteilungen wurden quadratisch addiert (durch die Glättung der Untergrundverteilung verringert sich der Fehler fast um einen Faktor $\sqrt{2}$).

In den nach der Subtraktion übrigbleibenden Spektren sind deutliche K^0 und ρ^0 Signale sichtbar. Ein breites Signal ist in der K^{*0} Region im $K\pi$ System zu erkennen.

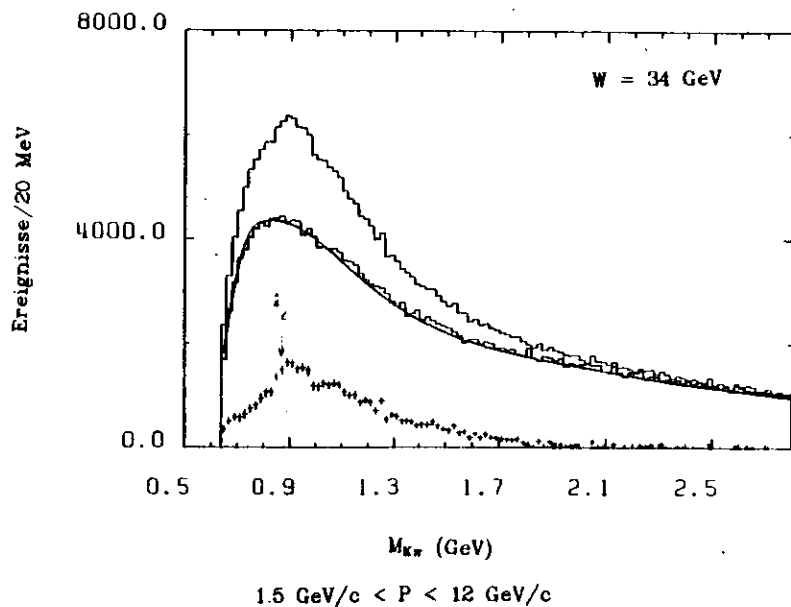
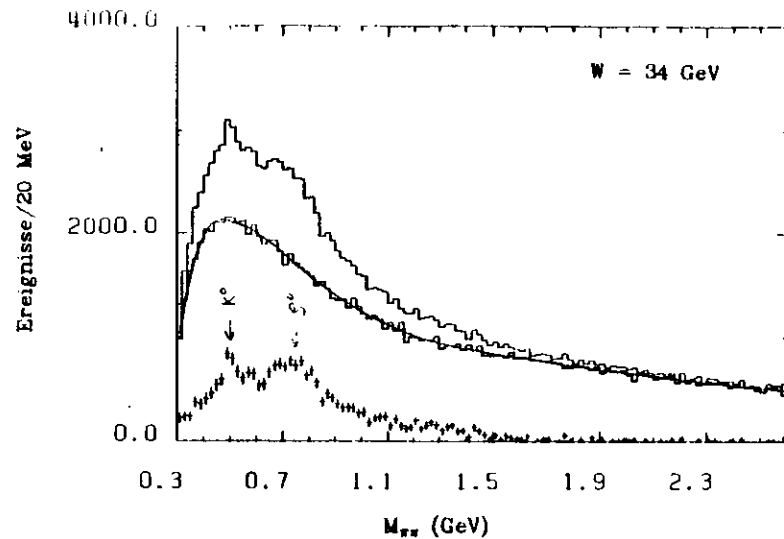


Abbildung 24. Verteilungen der invarianten Massen im $\pi\pi$ und $K\pi$ System

Stimmen die übrigbleibenden Massenspektren mit den Restspektren im Monte Carlo (Abbildung 23 auf Seite 46) überein?

Oberhalb einer Masse von 450 MeV im $\pi\pi$ System (850 MeV im $K\pi$ System) erhält man eine gute Übereinstimmung. Bei kleineren Massen unterscheiden sich die Spektren erheblich von den Restspektren im Monte Carlo.

In den Daten beobachtet man einen Abfall des Spektrums hin zu kleinen Massen, im Monte Carlo dagegen ein Maximum. Dies könnte mit dem Bose-Einstein Effekt zusammenhängen, der im Monte Carlo nicht berücksichtigt wird. Durch diesen Effekt würden bei kleinen invarianten Massen mehr Kombinationen gleicher als ungleicher Ladung erzeugt /5.6/.

Das ρ^0 liegt weit oberhalb der kritischen Region. Für das K^{*0} vergrößert sich die Unsicherheit damit etwas.

Die Bestimmung der Anteile von ρ^0 und K^{*0} wurde nun mit der in Kap. 5.1.1 beschriebenen Anpassung durchgeführt. Die Anpassung erfolgte mit acht Parametern, vier für die relativen Anteile von ρ^0, K^{*0}, K^0 und ω und vier für einen zusätzlichen linearen Untergrund in den beiden Massenspektren.

Die Breite Γ_0 des K^{*0} wurde, bedingt durch die Detektorauflösung, auf 70 MeV (Monte Carlo) erweitert, das K^0 (im $\pi\pi$ System) wurde durch eine Gaussverteilung mit einem σ von 20 MeV beschrieben.

Das ρ^0 wird nur in erster Näherung durch die relativistische Breit-Wigner Verteilung beschrieben /5.7/. Die Wahrscheinlichkeit, ein ρ^0 (bei einer bestimmten Masse) zu erzeugen, hängt wegen der großen Breite des ρ^0 zusätzlich von der Struktur des Phasenraumes ab. Für das ρ^0 wurde die relativistische Breit-Wigner Verteilung deshalb mit einem "Phasenraumfaktor" gewichtet (multipliziert). Dieser Phasenraumfaktor wurde durch die angenommene Untergrundverteilung, die bei der ρ^0 Masse auf 1 normiert wurde, angenähert.

Die Anpassung wurde im Intervall $440 < M_{\pi\pi} < 1400$ MeV im $\pi\pi$ System und $830 < M_{K\pi} < 1200$ MeV im $K\pi$ System durchgeführt.

Die Anpassung ist zusammen mit den Anteilen von ρ^0 und K^{*0} in Abbildung 25 auf Seite 52 zu sehen.

Unsicherheiten, die sich aus der (willkürlichen) Wahl des Fitbereiches ergeben, wurden durch Variation der Intervallgrenzen im $\pi\pi$ System bestimmt. Die Anpassung wurde zusätzlich im Intervall $440 < M_{\pi\pi} < 1700$ MeV und $580 < M_{K\pi} < 1400$ MeV im $\pi\pi$ System durchgeführt.

Innerhalb von $\pm 10\%$ erhält man Übereinstimmung der ρ^0 und K^{*0} Anteile zu dem gewählten Bereich. Die Methode lieferte im Monte Carlo Ergebnisse mit einem Fehler von 10% für das ρ^0 und etwa 25% für das K^{*0} .

Der systematische Fehler der Bestimmung des ρ^0 Anteils liegt damit also bei insgesamt etwa 15% (30% für das K^*).

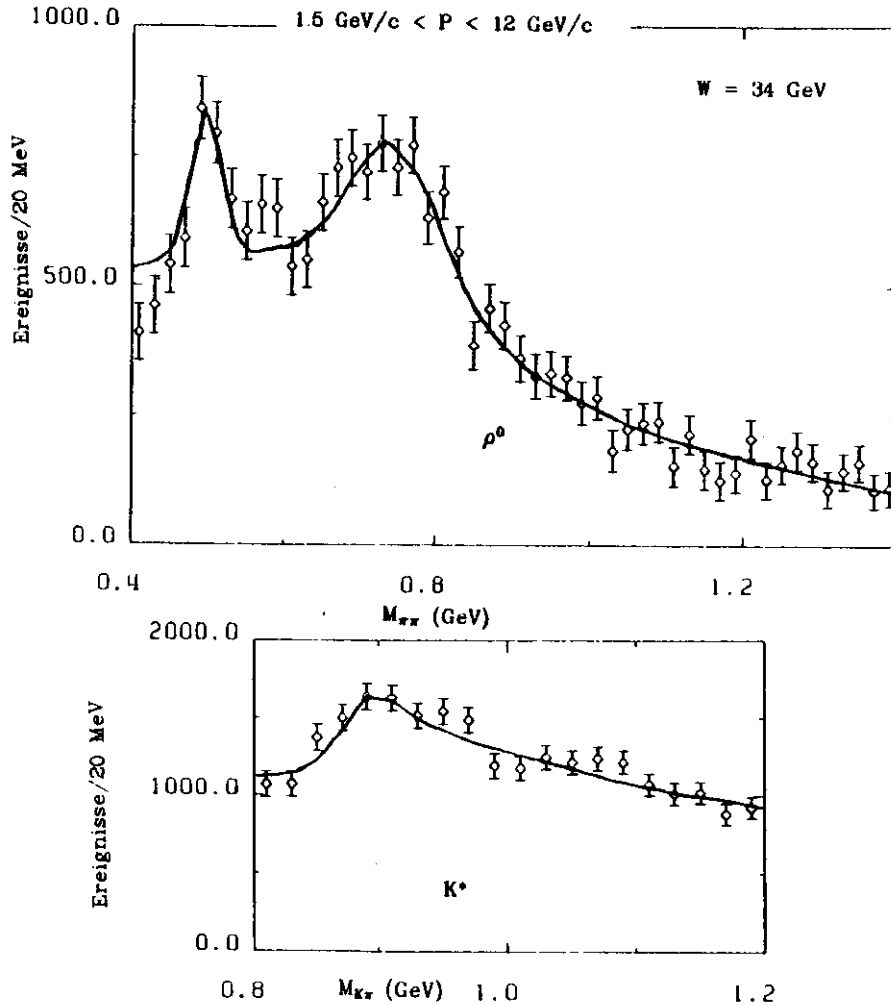


Abbildung 25. Massenspektren und angepaßte Kurven

Um differentielle Wirkungsquerschnitte zu erhalten, wurde die Methode auf vier X_B ($= 2E/W$) Intervalle angewandt. In Abbildung 26 auf Seite 53 sind die Ergebnisse der Anpassungen im $\pi\pi$ und $K\pi$ System dargestellt.

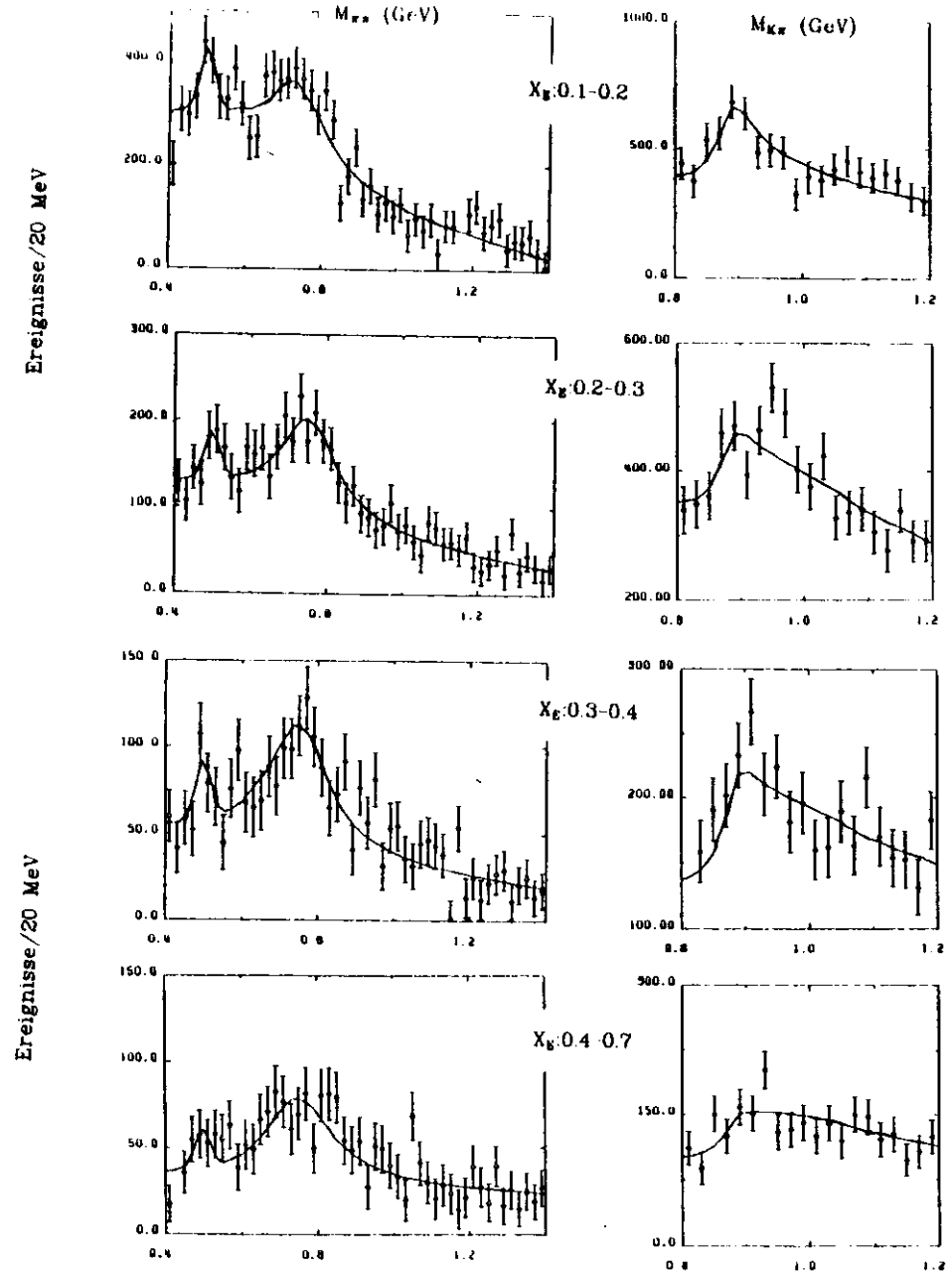


Abbildung 26. Anpassung in den verschiedenen X Intervallen

Inklusive Produktion der Vektormesonen ρ^0 und K^* 53

Für das X_{\pm} Intervall von 0.4 bis 0.7 wurde die Breite des ρ^0 , wegen der schlechteren Impulsauflösung, auf 190 MeV erweitert. Eine Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für kleinere X (<0.1) ist komplizierter. Erstens ist das Verhältnis von Signal zu Untergrund ungünstiger und zweitens sind die Reflexionen dort nicht mehr vom Teilchenimpuls unabhängig. Eine Messung mit dieser Methode erscheint deshalb, innerhalb vernünftiger systematischer Fehler und der vorliegenden Statistik, als nicht sinnvoll.

Die mit dem Monte Carlo bestimmte Nachweiswahrscheinlichkeit ist in Abbildung 27 als Funktion des ρ^0 und K^{*0} Impulses dargestellt (Anhang 2).

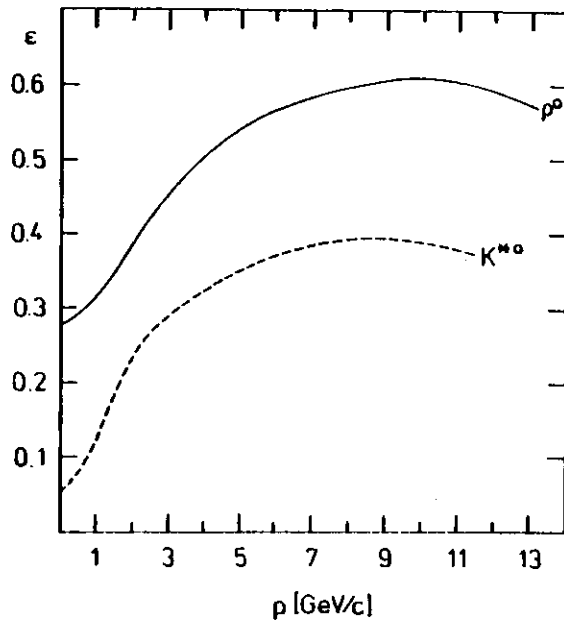


Abbildung 27. Nachweiswahrscheinlichkeit von ρ^0 und K^{*0}

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des K^{*0} ist etwas ($\approx 1/3$) niedriger als die des ρ^0 . Die Ursache ist das nur $2/3$ der K^{*0} in $K^+\pi^-$ zerfallen. Mit diesen Ergebnissen können die Wirkungsquerschnitte von ρ^0 und K^* berechnet werden. Sie sind in Abschnitt 5.3 zusammengestellt.

5.2 MESSUNG DER PRODUKTION VON GELADENEN K^*

Neben der oben beschriebenen gleichzeitigen Analyse der Produktion von ρ^0 und K^{*0} ist die Messung der Produktion von geladenen K^* über ihren Zerfall in $K^0\pi$ relativ einfach. K^0_s können, wie in Kap.4 beschrieben wurde, deutlich separiert werden. Da K^0 und \bar{K}^0 nicht unterscheidbar sind, können sie aus dem Zerfall von K^{*+} oder K^{*-} stammen. Deshalb muß die invariante Masse von $K^0\pi^+$ und $K^0\pi^-$ berechnet werden. In der Analyse wurden folgende Kriterien verlangt:

Die K^0 mußten die Kriterien aus Kap. 4.1 erfüllen. Die $\pi^+\pi^-$ Masse mußte im Intervall von 470-530 MeV liegen. Damit blieben etwa 1600 K^0 über einem Untergrund von 300 (Abbildung 7 auf Seite 17) übrig. Die zusätzliche geladene Spur (π Hypothese) mußte

- $P > 200$ MeV/c
- $|\Delta\theta| < 5$ mm

erfüllen. Die Vektorsumme der Impulse mußte zwischen 0.5-12 GeV/c liegen. Für alle übrig bleibenden Kombinationen wurde dann die invariante Masse bestimmt, für die Masse des K^0 wurde der Literaturwert benutzt. Die folgende Abbildung zeigt die sich damit ergebende Massenverteilung. Ein deutliches K^* Signal ist zu sehen.

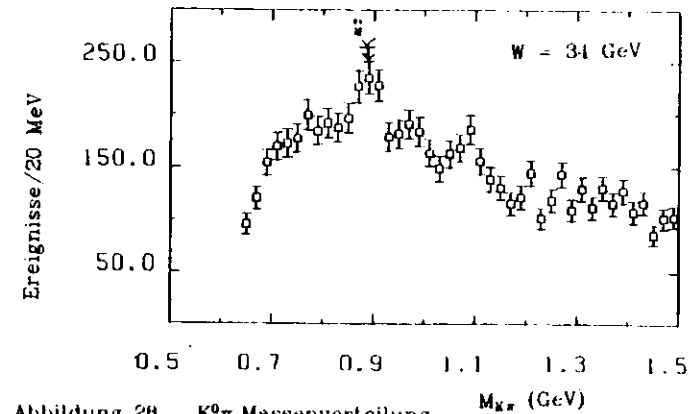


Abbildung 28. $K^0\pi$ Massenverteilung

Um den Anteil an K^* zu bestimmen, wurde eine Anpassung im Massenintervall $680 < M < 1200$ MeV durchgeführt. Die Parametrisierung erfolgte dabei mit:

- einer relativistischen Breit-Wigner Verteilung für das K^* . Die Breite $\Gamma^0 = 51$ MeV wurde, bedingt durch die Detektor Auflösung ($\Gamma' = 35$ MeV), auf 62 MeV erweitert (beide Werte wurden quadratisch addiert).

- Der Untergrund $u(m)$ wurde mit

$$u(m) = a (1 - \exp(b \cdot (m - 0.64 \text{ GeV}))) \cdot \exp(-c \cdot m^2 - d \cdot m)$$

parametrisiert. a, b, c und d waren dabei freie Parameter.

Zur Abschätzung des systematischen Fehlers wurde zusätzlich eine Anpassung mit einer Parabel als Untergrund und eine Anpassung mit der Literaturbreite (51 MeV) durchgeführt. Das Ergebnis waren 12% mehr (bzw. 11% weniger) K^* .

Die Anpassung wurde außerdem im X_B Intervall $0.1 < X_B < 0.2$ vom K^* durchgeführt.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit (Monte Carlo) für diese Intervalle ergab:

$$\epsilon = 0.026 \text{ für } 0.5 \text{ GeV/c} < P(K^*) < 12 \text{ GeV/c} \quad \text{und}$$

$$\epsilon = 0.03 \text{ für } 0.1 < X_B < 0.2.$$

Sie ergibt sich aus der Nachweiswahrscheinlichkeit von K^0, π und dem Verzweigungsverhältnis.

Bei einem K^* Impuls von etwa 2 GeV/c erhalten die Zerfallsprodukte jeweils etwa einen Impuls von 1 GeV/c. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für K^0 beträgt damit etwa 6.5% ($\epsilon(K^0_S) \cdot 34.3\%$), zusätzlich muß noch das Pion gefunden werden ($\approx 70\%$). Das Verzweigungsverhältnis beträgt 67%. Insgesamt ergibt sich damit eine Nachweiswahrscheinlichkeit von $\approx 3\%$.

In Abbildung 29 auf Seite 57 ist das Ergebnis der zwei Anpassungen zu sehen.

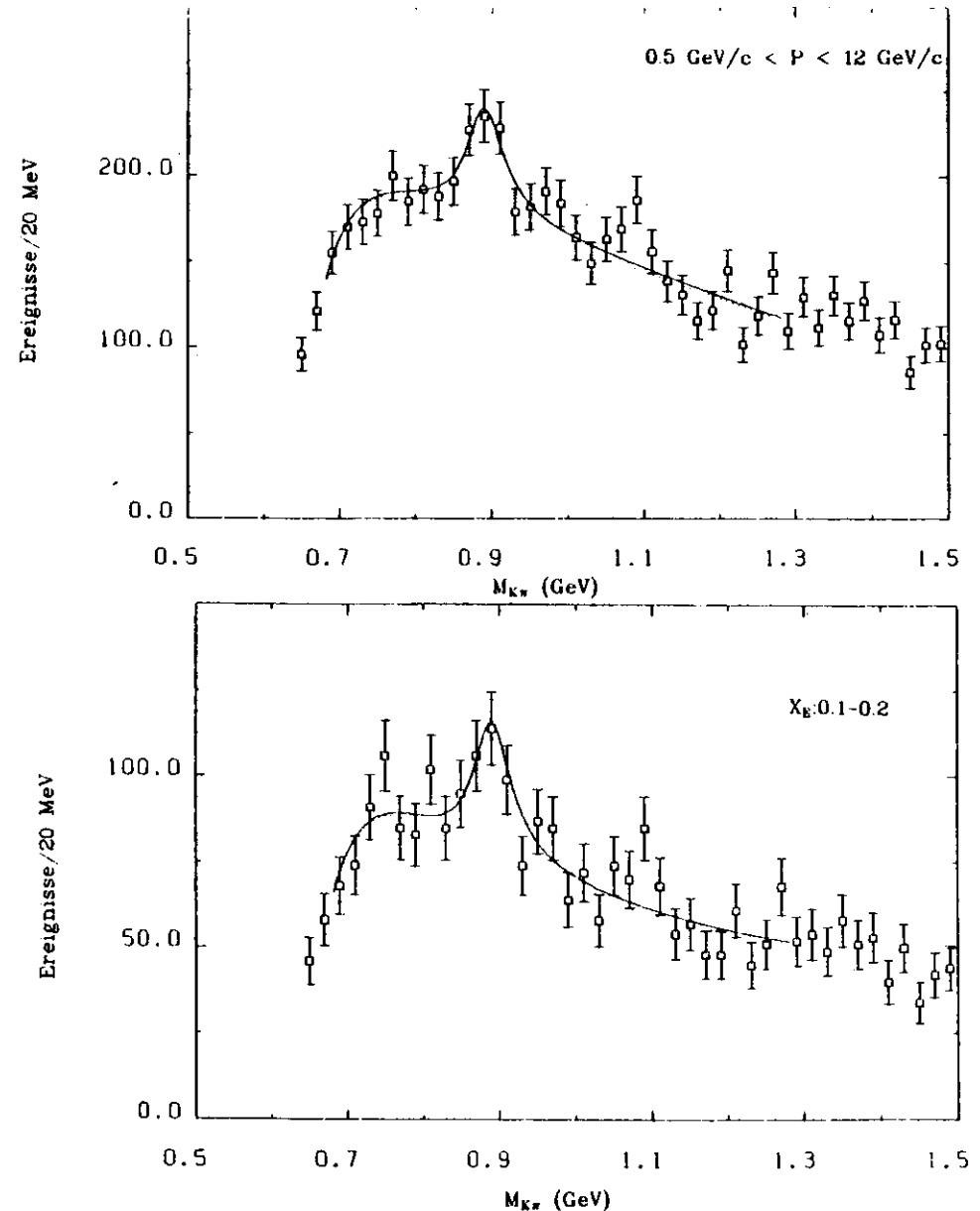


Abbildung 29. Anpassungen an die $K^0\pi$ Massenverteilungen

5.3 DIE WIRKUNGSQUERSCHNITTE DER VEKTORMESONEN

Mit den gemessenen Werten (Kap 5.1 und 5.2) können die Wirkungsquerschnitte und die Zahl der ρ^0 (K^*) pro Ereignis berechnet werden. Die Ergebnisse sind in den folgenden Tabellen zusammengestellt.

Teilchen	n gemessen	Intervall X_E	ϵ (%)	$S/\beta \cdot da/dx$ ($\mu\text{b} \cdot \text{GeV}^2$)
ρ^0	1313 ± 359	0.1-0.2	44	0.52 ± 0.15
	1072 ± 187	0.2-0.3	52	0.35 ± 0.08
	645 ± 100	0.3-0.4	53	0.21 ± 0.03
	530 ± 94	0.4-0.7	60	0.05 ± 0.01
K^{*0}	1715 ± 243	0.1-0.2	28	1.09 ± 0.18
	631 ± 150	0.2-0.3	33	0.32 ± 0.08
	408 ± 88	0.3-0.4	34	0.2 ± 0.04
	223 ± 74	0.4-0.7	39	0.03 ± 0.01
$K^{*+(-)}$	148 ± 54	0.1-0.2	3	0.86 ± 0.31

Tabelle 8. Wirkungsquerschnitte der Vektormesonen.

Eine Abschätzung der systematischen Fehler liefert jeweils etwa 20% für ρ^0 und $K^{*+(-)}$ und etwa 30% für das K^{*0} .

Der systematische Fehler ergibt sich aus den Unsicherheiten in der Bestimmung des Untergrundes, der willkürlichen Wahl des Intervalles der Anpassung, der Nachweiswahrscheinlichkeit und dem systematischen Fehler des totalen Wirkungsquerschnittes (σ_{tot}).

Um die Anzahl von ρ^0 und K^* pro hadronisches Ereignis zu bestimmen, ist eine Extrapolation in die kleinen Impulsbereiche ($<1.5 \text{ GeV}/c$) erforderlich. Diese Extrapolation erfolgte mit dem Monte Carlo. Demnach liegen nur 56% aller ρ^0 (K^{*0}) innerhalb des gemessenen X_E Intervalles, die Extrapolation ist daher mit Vorsicht zu behandeln. Die Ergebnisse sind der nächsten Tabelle zu entnehmen.

Teilchen	W (GeV)	Anzahl/Ereignis
ρ^0	34.4	0.63 ± 0.07 (stat.) $\pm 20\%$ (syst.)
K^{*0}	34.4	0.84 ± 0.13 (stat.) $\pm 30\%$ (syst.)
K^{*+}	34.4	0.55 ± 0.11 (stat.) $\pm 20\%$ (syst.)

Tabelle 9. Anzahl der Vektormesonen pro Ereignis.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte sind in Abbildung 30 auf Seite 60 dargestellt. Die Ergebnisse von K^{*0} und geladenen K^* stimmen innerhalb der großen systematischen Fehler überein, allerdings ergibt sich nur ein Vergleichspunkt. Angegeben ist der statistische Fehler und der systematische Fehler.

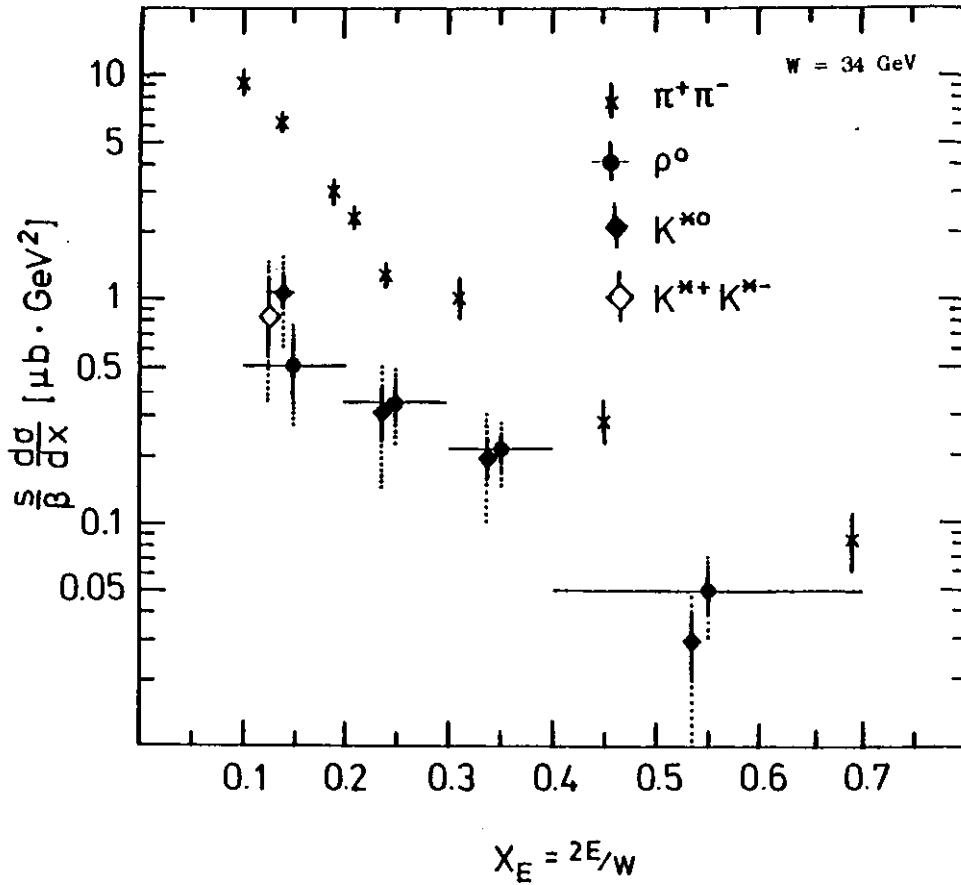


Abbildung 30. Wirkungsquerschnitte der Vektormesonen.

6.0 DISKUSSION DER ERGEBNISSE

Neben den in dieser Arbeit vorgenommenen Messungen von K^0 , ρ^0 und K^* , wurde die inklusive Produktion von Pionen, Kaonen Protonen und Lambdas bei TASSO analysiert /8.1/. Mit diesen Meßergebnissen ist es möglich die Produktion der verschiedenen Mesonen miteinander zu vergleichen. Dazu werden im folgenden die differentiellen Wirkungsquerschnitte diskutiert, anschließend werden einige Teilchenverhältnisse in Abhängigkeit vom Impuls berechnet und mit den Ergebnissen im Monte Carlo verglichen. Die Zusammensetzung eines hadronischen Ereignisses bei $W = 34$ GeV wird anschließend berechnet.

6.1 DIE DIFFERENTIELLEN WIRKUNGSQUERSCHNITTE

Abbildung 31 auf Seite 62 zeigt den Verlauf der Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp$ für K^0 und die geladenen π und K Mesonen, die nahezu über das gesamte Impulsspektrum gemessen werden konnten.

Man erhält damit einen Eindruck von der relativen Produktionsrate in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls. Deutlich zu erkennen ist, daß der relative Pion Anteil stark vom Impuls abhängt. Bei einem Impuls von 0.5 GeV/c ist das Verhältnis von π zu K^0 etwa 20:1, bei 5 GeV/c aber nur noch \approx 3:1. Der Wirkungsquerschnitt nimmt für die drei Teilchenarten zu großen Impulsen hin steil ab. Bei kleinen Impulsen (< 0.5 GeV/c) gibt es bisher nur wenige Messungen, man beobachtet aber ebenfalls eine Abnahme.

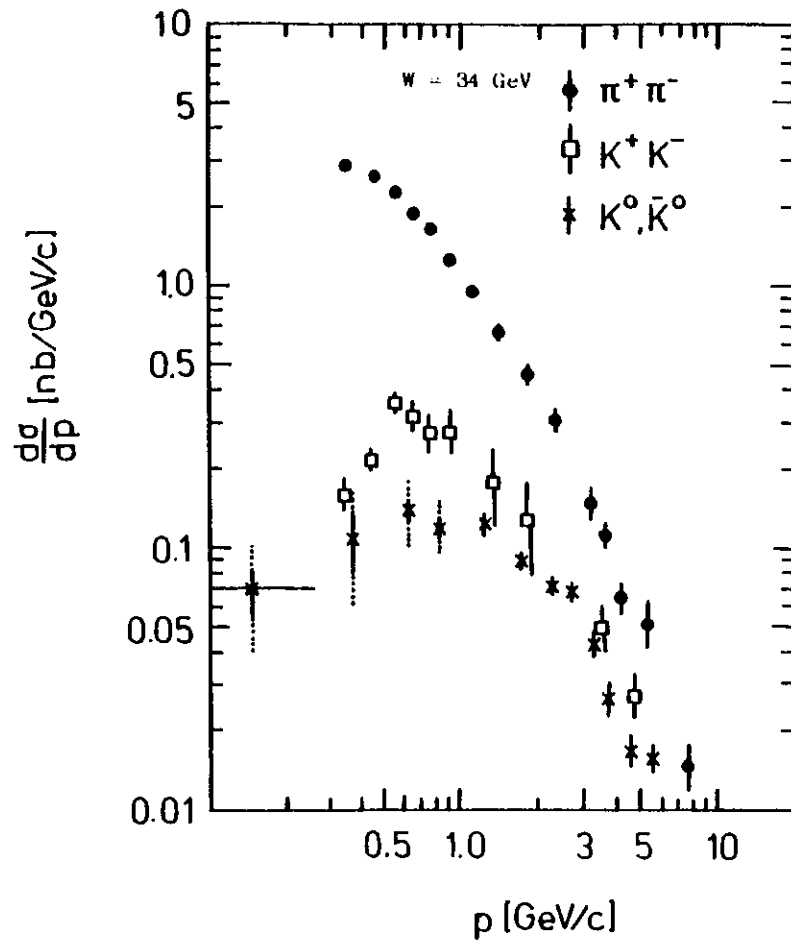


Abbildung 31. Der Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp$

Bisher unverstanden ist die unterschiedliche Produktionsrate zwischen geladenen und neutralen K Mesonen. Am deutlichsten ist dieser Unterschied bei Impulsen zwischen 0.5 und 1 GeV/c. Damit zusammen hängt auch der Unterschied in der Anzahl der Kaonen pro Ereignis. Die Messungen ergaben:

$$1.26 \pm 0.07 \text{ (stat.)} \pm 0.2 \text{ (syst.) } K^0$$

$$2.0 \pm 0.2 \text{ (stat.+syst.) } K^\pm$$

pro hadronisches Ereignis bei $W = 34 \text{ GeV}$.

Beim skalierenden differentiellen Wirkungsquerschnitt $S/\beta d\sigma/dx$ wird die Produktion in Abhängigkeit vom Anteil an der Schwerpunktsenergie ($X_E = 2E/W$) berechnet. Durch die Multiplikation mit S/β ($S = W^2$, und $\beta = P/E$) wird der Wirkungsquerschnitt unabhängig von der Schwerpunktsenergie und der Teilchensorte. Abbildung 32 zeigt die gemessenen skalierenden Wirkungsquerschnitte von π , K^0 und ρ^0 , der angegebene Fehler ist jeweils der statistische Fehler.

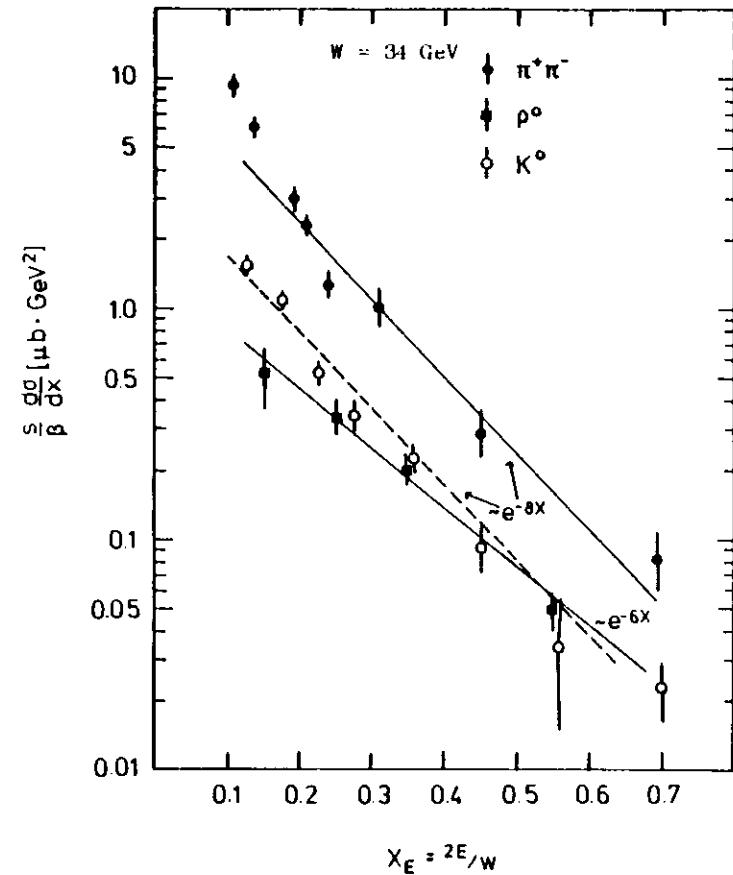


Abbildung 32. Der skalierende Wirkungsquerschnitt

Oberhalb von $X_E = 0.1$ lassen sich alle Verteilungen gut mit einer exponential Funktion der Form $a \cdot \exp(-b \cdot x)$ beschreiben. Die eingezeichneten Kurven (kein Fit) haben für π und K^0 einen ähnlichen Verlauf ($b = 8$). Der Abnahme beim p^0 hin zu großen X_E ist etwas langsamer ($b = 6$).

Wie in Kapitel 4 erwähnt wurde, gibt es für die s -Quarks in K^0 in allen gebräuchlichen Modellen folgende Quellen:

- Primär erzeugte s -Quarks
- Zerfälle von schweren Quarks

$$\begin{aligned} b &\rightarrow c + x \\ c &\rightarrow s + x \end{aligned}$$

- Sekundäre $s\bar{s}$ Paare (See s -Quarks).

Aus den gemessenen K^0 Wirkungsquerschnitten lassen sich diese Anteile in einer Monte Carlo (Anhang 1) Rechnung ermitteln. Im Monte Carlo erhält man unter der Annahme, daß das Verhältnis der Quarks:

$$s/u = s/d = 0.5$$

im See unabhängig vom Impuls ist, etwa 1.7 K^0 und 1.7 geladene Kaonen pro Ereignis. Eine gute Anpassung der K^0 Wirkungsquerschnitte erreicht man im Monte Carlo mit einem Verhältnis von $s/u = 0.3$. Die gemessenen Werte mit den statistischen Fehlern sind in Abbildung 33 auf Seite 65, zusammen mit den Wirkungsquerschnitten im Monte Carlo, dargestellt. Im Monte Carlo ist die Herkunft der s -Quarks bekannt und die relativen Anteile am Wirkungsquerschnitt können ermittelt werden.

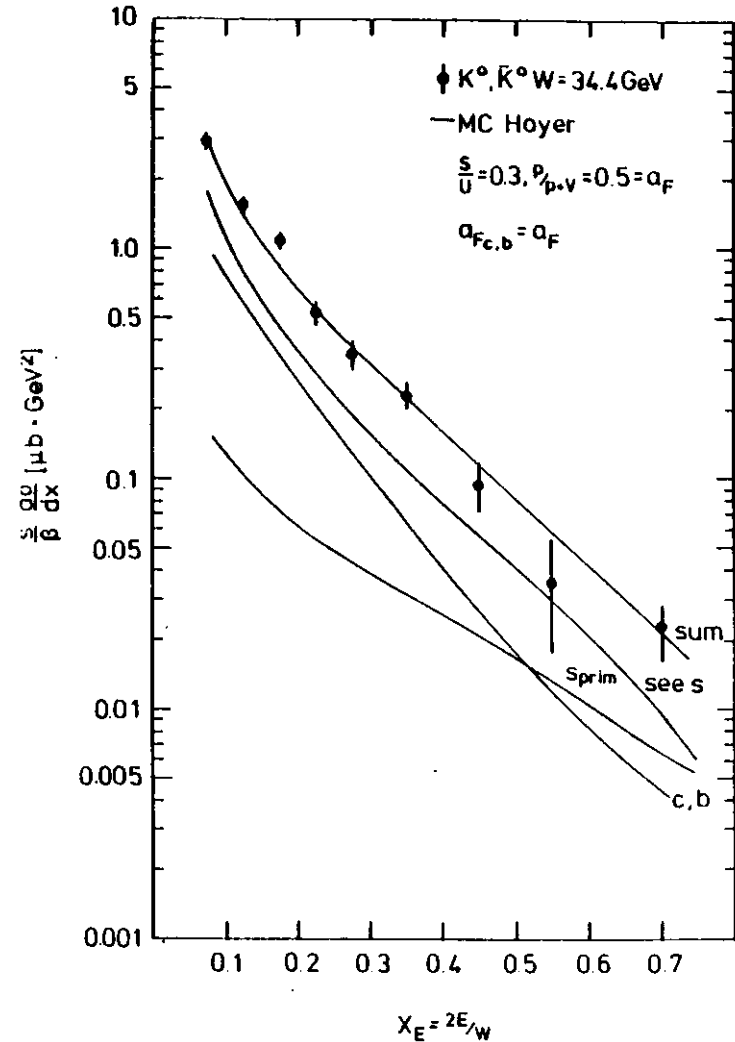


Abbildung 33. Der K^0 Wirkungsquerschnitt in den Daten und im Monte Carlo

Aus den eingezeichneten Kurven wird deutlich, daß etwa 2/3 aller K^0 s-Quarks aus dem See enthalten. Selbst bei großen X_E (≈ 0.7) enthalten demnach nur etwa 30% aller K^0 ein primäres s-Quark.

Ungefähr 1/3 aller K^0 stammen aus Zerfällen von c und b-Quarks. Betrachtet man diesen Anteil in Abhängigkeit von der Variablen X_E , ist zu berücksichtigen, daß der Verlauf vom jeweiligen Fragmentationsmodell (Anhang 1) für die schweren Quarks (c,b) abhängt. In Abbildung 33 auf Seite 65 wurde für die schweren Quarks dieselbe Fragmentationsfunktion wie für u, d und s-Quarks benutzt.

Folgende Abbildung zeigt den Verlauf für eine konstante Fragmentationsfunktion. Auch damit erreicht man eine gute Anpassung an den K^0 Wirkungsquerschnitt. Daraus kann man schließen, daß allein aus dem Verlauf des K^0 Wirkungsquerschnittes eine Bestimmung der Fragmentationsfunktion für c und b-Quarks nicht möglich ist.

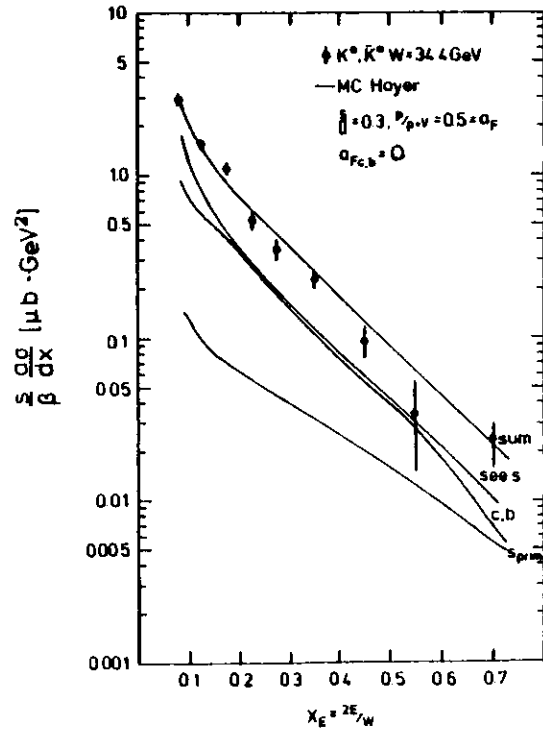


Abbildung 34. Der K^0 Wirkungsquerschnitt mit konstanter c und b Fragmentation

Trotz der guten Beschreibung des K^0 Wirkungsquerschnittes ist zu bedenken, daß man im Monte Carlo im Gegensatz zur Messung etwa gleichviele K^0 und geladene K Mesonen erhält.

6.2 TEILCHENVERHÄLTNISSE BEI $W = 34$ GEV

Von $X_E > 0.1$ bis 0.7 oder größer sind die Wirkungsquerschnitte der Mesonen π^\pm , K^\pm , K^0 , ρ^0 und K^* mit dem Tasso-Experiment bestimmt worden. Mit diesen Daten lassen sich die Teilchenverhältnisse in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls bestimmen. Die Verhältnisse wurden für:

$$\frac{K^0/\pi^\pm}{\rho^0/\pi^\pm} \quad \text{und} \quad \frac{K^0/K^\pm}{K^*/K^0}$$

berechnet. Die Wirkungsquerschnitte der geladenen Pionen und Kaonen wurden interpoliert. Die in folgenden Abbildungen eingezeichneten Fehler enthalten die statistischen Fehler (die K^0 Werte enthalten zusätzlich 25% syst. Fehler). Die systematischen Fehler der Messungen wurden linear addiert und sind am Rand in der jeweiligen Zeichnung angegeben. Sie sind nahezu unabhängig vom Teilchenimpuls. Die gleichen Verhältnisse wurden auch im Monte Carlo mit den bei TASSO benutzten Parametern (Anhang 1) bestimmt.

- K^0/K^\pm (Abbildung 35 auf Seite 68) Im Monte Carlo erhält man bei allen Impulsen etwa ein Verhältnis von 1:1. Zu größeren Impulsen hin nimmt das Verhältnis leicht ab. Teilchen mit großen Impulsen (≈ 10 GeV/c) enthalten im Monte Carlo mit einiger Wahrscheinlichkeit das primäre Quark. K^+ bestehen im Quarkmodell aus $u\bar{s}$, K^0 aus $d\bar{s}$ Quarks. Die primären Quarks entstehen proportional zu ihrem Ladungsquadrat, es gibt also primär viermal mehr u als d-Quarks (die Überlegung gilt genauso auch für die jeweiligen Antiteilchen). Dies hat zur Folge, daß mehr geladene als neutrale Kaonen erzeugt werden. Die Daten ($W = 34$ GeV) zeigen bei allen Impulsen ein kleineres Verhältnis. Es nimmt ebenfalls zu größeren Impulsen hin ab. Bei $W = 14$ GeV erhält man innerhalb der großen Fehler eine etwa gleiche Produktionsrate.

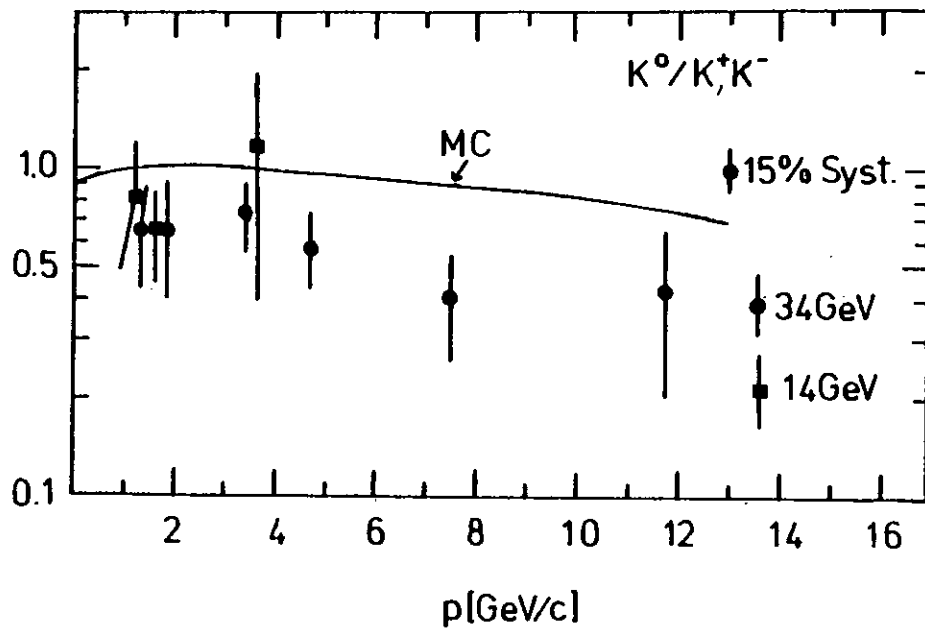


Abbildung 35. Verhältnis von neutralen zu geladenen Kaonen

- K^0/π^\pm (Abbildung 36 auf Seite 69) Die Werte liegen unter der Monte Carlo Erwartung, eine bessere Anpassung erreicht man mit einem Verhältnis von $s/u = 0.3$ (und $P/P+V = .25 = a_r$ oder $P/P+V = 0.5 = a_r$ gestrichelte Kurven).

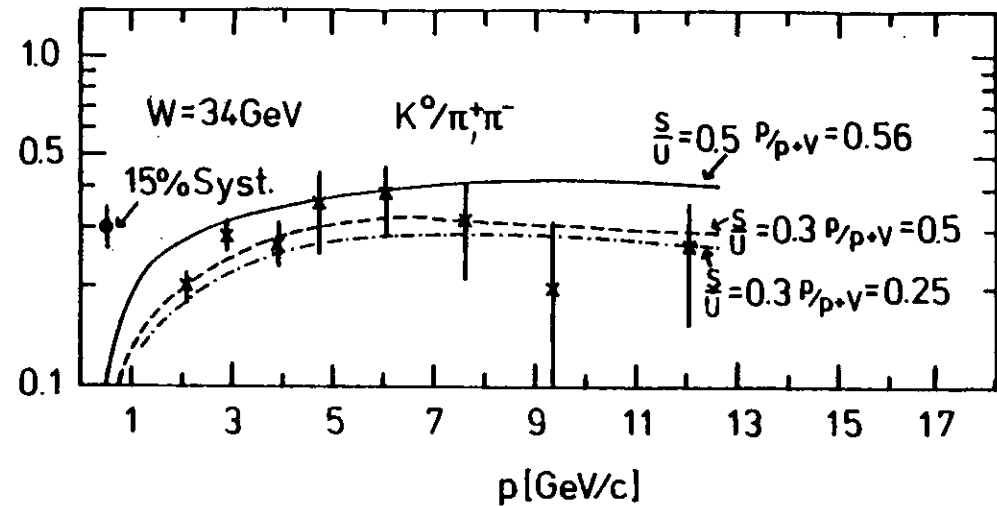
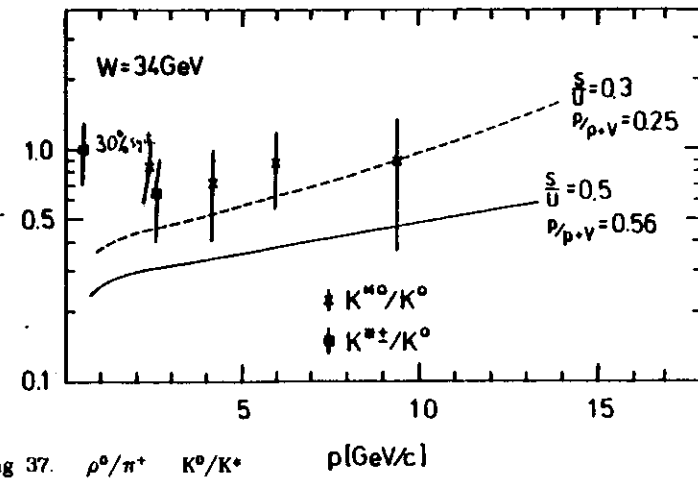
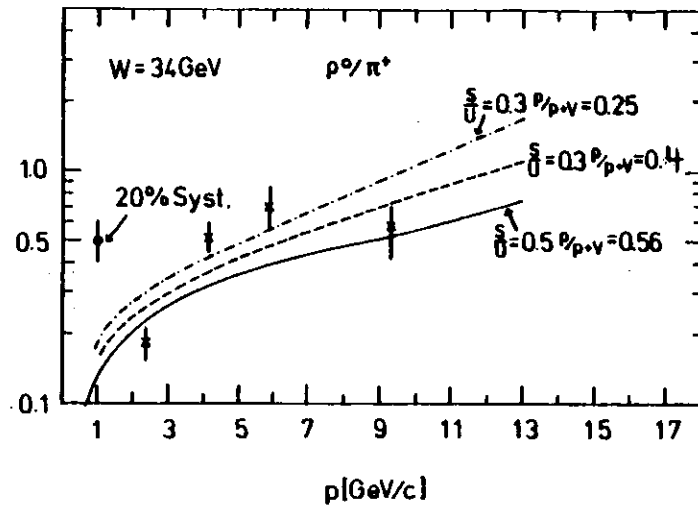


Abbildung 36. K^0/π

- ρ^0/π^+ , K^{*0}/K^0 (Abbildung 37 auf Seite 70) Man beobachtet etwas größere Werte als im Monte Carlo ($P/P+V = .56$). Ein Verhältnis von Vektormesonen zu pseudoskalaren Mesonen von 3:1 = $P/P+V = 0.25$ (gestrichelte Kurven) liefert für das Verhältnis K^{*0}/K^0 eine gute Anpassung. Berücksichtigt man die systematischen Unsicherheiten, kann auch ein Verhältnis von $P/P+V = .56$ nicht ausgeschlossen werden. Beim Verhältnis ρ^0/π^+ sind nicht alle Werte gleichzeitig zu beschreiben. Die "beste" Anpassung erreicht man mit einem Verhältnis von $P/P+V \approx 0.4$. Innerhalb der Fehler ist es aber nicht möglich, ein Verhältnis von 1:1 oder 3:1 auszuschließen.



6.3 TEILCHEN PRO EREIGNIS BEI W = 34 GEV

Integriert man die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte, läßt sich daraus die Anzahl der Teilchen pro Ereignis bestimmen. Bis auf das K^0 (bei 34 GeV) ist man dabei auf eine Extrapolation angewiesen. Diese Extrapolation wurde mit dem Monte Carlo durchgeführt. Für die Vektormesonen wurde zusätzlich angenommen, daß doppelt so viele geladene ρ wie ρ^0 und gleichviele geladene und neutrale K^* produziert werden. Für die Produktion von ω wurde das Monte Carlo Verhältnis zum ρ^0 (≈ 0.8) verwendet. Zusammen mit anderen Messungen bei TASSO erhält man damit folgende ungefähre Zusammensetzung eines Ereignisses bei $W = 34$ GeV.

"Stabile" Teilchen ($\tau > 10^{-20}$ sec)

geladene	neutrale
10 π	5 π
2 K	1,3 K^0
1 P	0,3 Λ

Vektormesonen:	Zerfallsprodukte:		
	Pionen	Kaonen	
0,65 ρ^0	13		(Monte Carlo)
1,3 ρ^\pm	2,6		
1,2 K^*	1,2	1,2	(Monte Carlo)
0,55 ω	1,6		

Damit stammen etwa 50% aller Pionen und etwa 40% aller Kaonen aus Zerfällen von Vektormesonen.

Wie aus den Kurven ersichtlich ist, sind für eine quantitative Bestimmung der Monte Carlo Parameter die Fehler momentan noch zu groß, außerdem ist nicht klar, ob alle Parameter unabhängig vom Impuls sind und gleichzeitig angepaßt werden können.

7.0 ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit wurden die inklusiven Wirkungsquerschnitte von K^0 , ρ^0 und K^* bei $W = 34$ GeV (K^0 auch bei $W = 14$ und 22 GeV) in hadronischen Ereignissen der e^+e^- Vernichtung gemessen.

K^0 konnten bei $W = 34$ GeV über den gesamten Impulsbereich gemessen werden.

Die Wirkungsquerschnitte von ρ^0 und K^{*0} wurden in 4 X_x Intervallen (zwischen $X = 0.1$ und $X = 0.7$) in einer gleichzeitigen Messung ohne Teilchenidentifikation bestimmt. Geladene K^* wurden über ihren Zerfall in $K^0\pi^+$ beobachtet.

Unterschiede ergeben sich für neutrale Kaonen bei $W = 34$ GeV und $W = 14$ GeV im skalierenden Wirkungsquerschnitt. Die Messungen bei $W = 34$ GeV ergeben Unterschiede zwischen geladenen und neutralen Kaonen. Eine Erklärung für diesen Unterschied gibt es bisher nicht.

Innerhalb der Fehler erhält man gleiche Anteile von geladenen und neutralen K^* .

Aus den Messungen von ρ^0 und K^* folgt mit Hilfe einer Monte Carlo Extrapolation, daß etwa 50% aller Pionen und 40% aller Kaonen aus Zerfällen von Vektormesonen stammen.

Eine Beschreibung der gemessenen Teilchenverhältnisse $n(\rho^0)/n(\pi^+)$ und $n(K^*)/n(K^0)$ mit dem Monte Carlo liefert ein Verhältnis von P/P_V für K^{*0}/K^0 von $\approx 0.25 \pm 0.3$ und für das ρ^0/π^+ bei größeren Impulsen von $\approx 0.4 \pm 0.25$.

Die X Verteilung von K^0 und π hat bei größeren X (>0.1) einen ähnlichen Verlauf und kann mit $\sim \exp(-bX)$ beschrieben werden ($b \approx 8$). Beim ρ^0 ist die Abnahme etwas langsamer und kann mit $b \approx 6$ beschrieben werden. Eine gute Beschreibung des K^0 Wirkungsquerschnittes im Monte Carlo erreicht man mit einem Verhältnis von $s/u \approx 0.3$.

A.0 ANHANG

A.1 DIE SIMULATION HADRONISCHER EREIGNISSE

Verschiedene Modelle /A1/ zur Simulation hadronischer Ereignisse in der e^+e^- Vernichtung sind in Gebrauch. Die Ereignisse werden in zwei Stufen erzeugt. e^+e^- vernichten sich und koppeln an ein $q\bar{q}$ Paar. Die verschiedenen Quarks werden dabei proportional zu ihrem Ladungsquadrat ($u:d:c:s:b$ wie 4:1:4:1:1) erzeugt. Im Feld dieser auseinanderfliegenden primären Quarks entstehen $q\bar{q}$ Paare und Gluonen. In Abbildung 38 ist dieser Prozeß veranschaulicht.

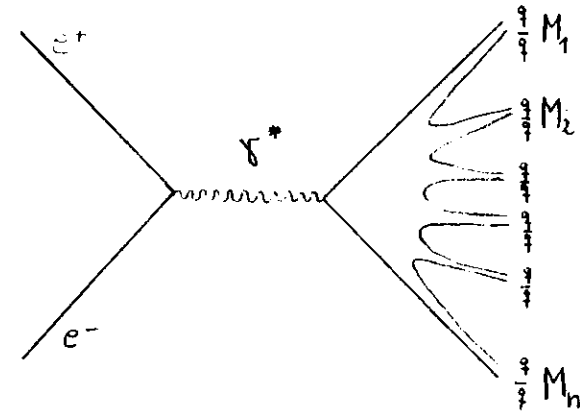


Abbildung 38. Entstehung von Hadronen im Feynman-Field Modell

In dieser Arbeit wird zur Simulation das Hoyer et al. Monte Carlo Programm, eine Erweiterung des Feynman Field Modells, benutzt. Da es momentan keine theoretische Beschreibung der Hadron-Entstehung aus Quarks gibt, sind einige Parametrisierungen erforderlich. Die wichtigsten für die Meson-Produktion sind:

- $\alpha_s (= 0.19)$ ist die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung.

- Mit $a_f (= 0.56)$ wird, durch die Fragmentationsfunktion $f(z)$, festgelegt welchen Anteil der Quark Energie das entstehende Hadron erhält. Die Fragmentationsfunktion ist:

$$f(z) = 1 - a_f + 3 \cdot a_f (1-z)^2$$

$$= \frac{(P_{||} + E)_h}{(P_{||} + E)_q} \quad (P_{||} : \text{longitudinal Impuls zur Jetachse})$$

Es wird angenommen, daß a_f für u, d und s identisch ist. Für die schweren Quarks (c, b) gibt es verschiedene Möglichkeiten der Fragmentationsfunktion $a_f(c,b) = a_f$ oder $a_f(c,b) = 0$.

- $\hat{\sigma}(P_t)$ ($= 0.32 \text{ GeV}/c$) gibt den transversal Impuls zur Flugrichtung des primären Quarks an.
- Außerdem muß festgelegt werden ob ein pseudoskalares Meson (P) oder ein Vektormeson (V) entstehen soll $P/(P+V) (= 0.56)$ und
- in welchem Verhältnis die verschiedenen Quarks erzeugt werden u:d:s ($= 2:2:1$).

Die oben angegebenen Zahlenwerte wurden in einer Anpassung an die wichtigsten Größen der Daten (Impulsverteilung, geladene Multiplizität und Sphärizitätsverteilung) festgelegt /A2/.

A.2 DIE KORREKTUR AUF DEN WIRKUNGSQUERSCHNITT

Bei TASSO wurde der totale hadronische Wirkungsquerschnitt (σ_{tot}) mit einer Genauigkeit von 5% gemessen. Für die Erzeugung einzelner Teilchen ist der Wirkungsquerschnitt folgendermaßen definiert:

$$\sigma(x) = \sigma_{tot} \cdot n(x)/N(x)/\epsilon(x)$$

Dabei ist n die Anzahl der beobachteten Teilchen in N Ereignissen und ϵ die Nachweiswahrscheinlichkeit. Das beobachtete Spektrum (X-Verteilung) wird mit der Nachweiswahrscheinlichkeit auf die Original-Verteilung bei einer Schwerpunktsenergie (W_0) korrigiert. Dabei sind Effekte, wie die geometrische Akzeptanz und die spezifischen Selektionskriterien, zu berücksichtigen. Die Größe dieser Korrektur wird mit Monte Carlo Rechnungen bestimmt. Die Abstrahlung von Photonen hat zur Folge, daß die zur Teilchenerzeugung zur Verfügung stehende Energie (W_1) verringert wird. Dadurch wird ihre X-Verteilung verzerrt ($X = 2 \cdot E/W_0 \neq 2 \cdot E/W_1$). Da im Monte Carlo Strahlungskorrekturen enthalten sind /A1/, wurden dort

Ereignisse selektiert, die weniger als 5% ($W_1 > 0.95 \cdot W_0$) Energie abgestrahlt haben. Die Verzerrung des X Spektrums kann dann vernachlässigt werden. Man erhält dort n_1 Teilchen in N_1 Ereignissen.

Im Monte Carlo werden nun auf alle Ereignisse die Selektionskriterien angewandt. Man erhält n_2 Teilchen in N_2 Ereignissen. Dieses so ermittelte Spektrum kann dann auf das Spektrum bei der nominal Energie (W_0) folgendermaßen:

$$\epsilon = \frac{n_2}{N_2} \cdot \frac{N_1}{n_1}$$

korrigiert werden. Der Wirkungsquerschnitt (σ) kann jetzt über den oben definierten Zusammenhang berechnet werden.

A.3 DIE ANPASSUNGSRECHNUNGEN

Die in dieser Arbeit beschriebenen Anpassungsrechnungen wurden mit dem CERN-Fitprogramm MINUIT /A3/ durchgeführt. Die Anpassung erfolgte mit der Methode der kleinsten Quadrate durch Minimierung des χ^2 :

$$\chi^2 = \sum ((Y - Y_{fit}) / dY)^2$$

Die Fehler der einzelnen Fitparameter ergeben sich durch eine Variation eines Parameters, alle anderen Größen werden festgehalten, so daß sich der Wert für χ^2 um 1 ändert.

LITERATURVERZEICHNIS

- /1.1/ G. Wolf, Desy 81/086, S.36 (1981)
/1.2/ G. Wolf, Desy 81/086, S.57 (1981)
/1.3/ D. Darriulat et al., Nucl. Phys. B107 S 429 (1976)
/2.1/ TASSO-Kollaboration November 82

M.Althoff, R.Brandelik*, W Braunschweig, K.Gather, F.J.Kirschfink,
K.Lühelsmeyer, H.-U.Martyn, G.Peise, J.Rinkus, H.G.Sander,
D.Schmitz, H.Siebke, D.Trines, W.Wallraff
I.Physikalisches Institut der RWTH Aachen, Germany †

H.Boerner**, H.M.Fischer, H.Hartmann, E.Hilger, W.Hillen, G.Knop,
L.Köpke, H.Kolanoski, H.Kück, R.Wedemeyer, N.Wermes***, M.Wollstadt
Physikalisches Institut der Universität Bonn, Germany †

H.Burkhardt, S.Cooper, J.Franzke, D.Hochman**, H.Hultschig, P.Joos,
W.Koch, U.Kötz, H.Kowalski†, A.Ladage, B.Löhr, D.Lüke,
P.Mättig, K.H.Mess, D.Notz, J.Pyrlik, D.R.Quarrie†,
R.Riethmüller, W.Schütte, P.Söding, G.Wolf, G.Yekutieli**
Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY, Hamburg, Germany

R.Fohrmann, H.L.Krasemann, P.Leu, E.Lohrmann, D.Pandoulas,
G.Poelz, P.Schmüser, B.H.Wiik
II Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, Germany †

I.Al-Agil, R.Beuselinck, D.M.Binnie, A.J.Campbell, P.J.Dornan, B.Foster,
D.A.Garbutt, T.D.Jones, W.G.Jones, J.McCardle, J.K.Sedgbeer
Department of Physics, Imperial College London, England ††

K.W.Bell***, M.G.Bowler, I.C.Brock**, R.J.Cashmore, R.Carnegie****,
P.E.L.Clarke, R.Devenish, P.Grossmann, J.Illingworth, S.L.Lloyd, G.I.Salmon,
J.Thomas, T.R.Wyatt, C.Youngman
Department of Nuclear Physics, Oxford University, England ††

J.C.Hart, J.Harvey, J.Proudfoot, D.H.Saxon, P.L.Woodworth
Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, England ††

D.Heyland, M.Holder
Gesamthochschule Siegen, Germany

E. Duchovni, Y. Eisenberg, U. Karshon, G. Mikenberg, D. Revel, E. Ronat, A. Shapira
Weizmann Institute, Rehovot, Israel ***

T. Barklow, M. Cherney, T. Meyer***, G. Rudolph, H. Venkataramania, E. Wicklund,
Sau Lan Wu, G. Zobernig
Department of Physics, University of Wisconsin, Madison, Wisconsin, USA ****

* Now at IST, Darmstadt, Germany
** Now at KEK, Oho-Machi, Japan
*** Now at SLAC, Stanford, CA., USA
+ Now at Fermilab, Batavia, Ill., USA
++ Now at Carnegie-Mellon University, Pittsburgh, USA
+++ Now at Texas A + M University, Texas, USA
On leave at CERN, Geneva, Switzerland
Minerva Fellow, on leave from Weizmann Institute, Rehovot, Israel
On leave from Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, England
On leave from Carleton University, Ottawa, Canada
\$ Supported by the Deutsches Bundesministerium für Forschung
und Technologie
\$\$ Supported by the UK Science and Engineering Research Council
\$\$\$ Supported by the Minerva Gesellschaft für Forschung mbH
\$\$\$\$ Supported by the US Department of Energy contract AC02-76ER00881

/2.2/ Eine Beschreibung der verschiedenen Detektorkomponenten
kann man unter folgenden Quellen finden:

Innere Proportionalkammer(CPC):
C. Youngman, Thesis, Imperial College Hep/T/820 (1980)

Driftkammer: H. Boerner, Dissertation, Bonn IR-81-27 (1981)
H. Boerner et al., Desy 80/27 (1980)

Flüssig-Argon-Schauerzähler:
J. Pyrlík, Dissertation, Hamburg (in Vorbereitung)

Hadronarme: H. Burkhardt et al., Nucl. Instr. Meth. 184, 318 (1981)
K. W. Bell et al., Nucl. Instr. Meth. 179, 27 (1981)

Vorwärtsspektrometer:
W. Hillen, Dissertation, Bonn IR-81-7 (1981)

/2.3/ D. Cassel, H. Kowalski Desy 80/107 (1980)

/3.1/ TASSO-Kollaboration:
R. Brandelik et al., Phys. Lett. 113B S.499 (1982)

/4.1/ TASSO-Kollaboration:
R. Brandelik et al., Phys. Lett. 94B S.91 (1980)

/4.2/ = /3.1/

/4.3/ Ergebnisse der K^0 Produktion kann man unter den
folgenden Quellen finden:

SPEAR : V. Lüth et al., Phys. Lett. 70B S.120 (1977)

CLEO : Pipkin, Paris Konferenz 1982

MARK2 : J. Dorfan, Slac-Pub-2813 (1981)

JADE : private Mitteilung S. Komamiya

/5.1/ Particle Data Group, Phys. Lett. 111B (1982)

/5.2/ J. D. Jackson, Nuovo Cimento 34 S.1644 (1964)

/5.3/ TASSO-Kollaboration:
R. Brandelik et al., Phys. Lett. 108B S.71 (1982)

/5.4/ TASSO-Kollaboration:
M. Althoff et al., Desy 82/070 (1982)

/5.5/ TASSO-Kollaboration:
R. Brandelik et al., Desy 82/046 (1982)

/5.6/ W. Koch Desy 82/072 (1982)

/5.7/ = /5.1/

/6.1/ Messungen der inklusiven Teilchenproduktion von der
TASSO-Kollaboration:

A Phys. Lett. 105B S.75 (1981)

π^0 Phys. Lett. 108B S.71 (1982)

π , K, P : Desy 82/070 (1982)

/A1/ R.D. Field, R.P. Feynman, Nucl. Phys. B136 S.1 (1978)

P. Hoyer et al., Nucl. Phys. B161 S.349 (1979)

F.A. Berends, R. Kleiss, Nucl. Phys. B177 S.237 (1981)

und Nucl. Phys. B178 S.141 (1981)

T. Meyer, Z. Phys. C12 S.77 (1982)

/A.2/ TASSO-Kollaboration:
R. Brandelik et al., Phys. Lett. 94B S.91 (1980)

/A.3/ F. James, M. Roos, Comp. Phys. Comm. 10 S.343 (1975)

DANKSAGUNG

Für die Förderung und Betreuung der Arbeit, sowie für die kritische Durchsicht des Manuskriptes, danke ich Prof. M. Holder.

Allen Mitgliedern der TASSO Kollaboration danke ich für Ihre Kollegialität und Hilfe.

Besonders danke ich Dr. P. Mättig, Dr. G. Wolf, Dr. D. Lüke und L. Köpke.

Frau Siegner danke ich für die Anfertigung der Zeichnungen.

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Quellen angefertigt habe.

