

Interner Bericht
DESY F14-88-04
Dezember 1988

ERZEUGUNG VON STRANGE - UND CHARM - MESONEN IN DER
 e^+e^- -ANNIHILATION BEI 35 GeV

von

Oliver Podobrin

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property		library
Zugriff	22. FEB. 1989	
Loan period:	7	days

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”

Erzeugung von *strange* – und *charm* – Mesonen in der e^+e^- – Annihilation bei 35 GeV

Diplomarbeit
vorgelegt von
Oliver Podobrin

II. Institut für Experimentalphysik
der
Universität Hamburg

1. Dezember 1988

Kurzfassung

Die inklusiven Wirkungsquerschnitte für K_S^0 , K^{*+} und D^{*+} Erzeugung wurden gemessen. Die analysierten Daten wurden mit dem CELLO – Detektor am e^+e^- – Speicherring PETRA am DESY bei einer Strahlenergie von 17.5 GeV gewonnen und entsprechen einer integrierten Luminosität von 86 pb^{-1} . Das K_S^0 – Meson wird durch seinen Sekundärvertex – Zerfall in $\pi^+\pi^-$ beobachtet. Das nachgewiesene Signal entspricht einer mittleren Rate von $N_{K^0, \bar{K}^0} = 1.38 \pm 0.09(\text{stat.}) \pm 0.18(\text{syst.})$ pro Ereignis. K^{*+} – Mesonen werden durch ihren starken Zerfall in $K_S^0\pi^+$ rekonstruiert. Aus dem beobachteten Signal wird $N_{K^{*+}} = 0.75 \pm 0.16(\text{stat.}) \pm 0.14(\text{syst.})$ für die mittlere Rate pro Ereignis abgeleitet. Mit diesen Raten folgt für den Unterdrückungsfaktor für Vektormesonen $V/(V+P) = 0.59^{+0.2}_{-0.1}(\text{stat.})^{+0.10}_{-0.05}(\text{syst.})$. Das D^{*+} – Meson wird in der Massendifferenz $\Delta M = M(D^{*+}) - M(D^0)$ nachgewiesen. Der Wirkungsquerschnitt für D^{*+} – Erzeugung wird zu $\sigma_{D^{*+}} = 0.08 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.02(\text{syst.}) \text{ nb}$ für x – Werte größer als 0.45 bestimmt. Aus einem Fit der PETERSON – Funktion an die D^{*+} – Wirkungsquerschnitte der TASSO, JADE und CELLO – Kollaborationen ergibt sich der PETERSON – Parameter zu $\epsilon_c = 0.22 \pm 0.06(\text{stat.})$.

Abstract

In this report we present a measurement of strange and charm meson production in e^+e^- annihilation at a centre of mass energy of 35 GeV. The data has been taken with the CELLO detector at the PETRA storage ring and corresponds to an integrated luminosity of 86 pb^{-1} . The inclusive production cross sections of K_S^0 , K^{*+} and D^{*+} have been measured. The mean production rates are found to be $N_{K^0, \bar{K}^0} = 1.38 \pm 0.09(\text{stat.}) \pm 0.18(\text{syst.})$, and $N_{K^{*+}} = 0.75 \pm 0.16(\text{stat.}) \pm 0.14(\text{syst.})$ per event. These rates translate into a vector meson suppression factor of $V/(V+P) = 0.59^{+0.2}_{-0.1}(\text{stat.})^{+0.10}_{-0.05}(\text{syst.})$. The D^{*+} cross section is found to be $\sigma_{D^{*+}} = 0.08 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.02(\text{syst.}) \text{ nb}$ for x values larger than 0.45. From a simultaneous fit of the PETERSON fragmentation function to the measured D^{*+} cross sections of TASSO, JADE and CELLO the parameter $\epsilon_c = 0.22 \pm 0.06(\text{stat.})$ is obtained.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	iv
Tabellenverzeichnis	v
1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	3
2.1 e^+e^- – Annihilation am Speicherring	3
2.2 Quarks und Quantenchromodynamik	5
2.3 Inklusive Wirkungsquerschnitte	7
2.4 Phänomenologie der Parton – Fragmentation	8
2.4.1 Näherungen der QCD	9
2.4.2 Das Fragmentationsmodell von FIELD und FEYNMAN	12
2.4.3 Colour Strings – das Lund Modell	13
2.4.4 Anwendung der LLA-Näherung – das Webber-Modell	15
2.5 Vektormesonen und pseudoskalare Mesonen	18
2.6 Zusammenfassung	20
3 Das CELLO – Experiment	21
3.1 Der CELLO – Detektor	21
3.1.1 Innendetektor	23
3.1.2 Blei – Flüssig – Argon – Kalorimeter	25
3.1.3 Myonkammern	25
3.2 Datennahme und Ereignisrekonstruktion	26
3.2.1 Trigger	26
3.2.2 Datennahme	26
3.3 Selektion multihadronischer Ereignisse	27
4 Sekundärvertexrekonstruktion und K_S^0 – Identifikation	29
4.1 V^0 – die Signatur des schwachen Zerfalls $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	29
4.2 Spurrekonstruktion im Innendetektor	30
4.3 V^0 – Kinematik und Geometrie	31
4.4 Sekundärvertex – Fit	31
4.5 Massenspektren und Untergrundreduktion	32
5 Inklusive Erzeugung der strange – Mesonen K_S^0 und K^{*+}	37
5.1 Akzeptanzbestimmung	37
5.1.1 Monte – Carlo – Methoden zur Akzeptanzbestimmung	37

5.1.2 Strahlungskorrekturen	38
5.2 Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow K^0, \bar{K}^0 + \text{Hadronen}$	42
5.2.1 Systematische Fehler	44
5.3 Lebensdauer des K_S^0 – Mesons	46
5.4 Analyse der K^{*+} – Erzeugung	47
5.4.1 Selektion der K^{*+} – Kandidaten	47
5.4.2 Bestimmung des inklusiven K^{*+} – Wirkungsquerschnitts	50
5.5 Erzeugung von Vektormesonen	53
6 Inklusive charm – Meson – Erzeugung	57
6.1 Beobachtung der D^{*+} – Erzeugung	57
6.1.1 Selektion der D^{*+} – Kandidaten	58
6.1.2 Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow D^{*+} + \text{Hadronen}$	61
6.1.3 Fragmentation des charm – Quarks	63
Zusammenfassung und Diskussion	65
Danksagung	60
Literaturverzeichnis	67

Abbildungsverzeichnis

2.1	Ein 3 - Jet - Ereignis im CELLO - Detektor	4
2.2	FEYNMAN - Graph der e^+e^- - Annihilation	4
2.3	Schematische Darstellung der Parton - Fragmentation	10
2.4	Partonschauer	11
2.5	Destruktive Gluon - Interferenz	11
2.6	FIELD - FEYNMAN Fragmentation	12
2.7	Das Farbfeld zwischen zwei Quarks	13
2.8	Fragmentationsfunktionen für leichte und schwere Quarks	14
2.9	Die Kinematik des Strings im LUND - Modell	16
2.10	Meson - Erzeugung im LUND - Modell	16
2.11	Zerfall der Cluster im WEBBER - Modell	17
2.12	leading particle effect	19
3.1	Der CELLO - Detektor	22
3.2	Der CELLO - Innendetektor	23
3.3	FEYNMAN - Graph der 2-Photon - Reaktion	28
4.1	Zur Geometrie des V^0 - Zerfalls	31
4.2	$\pi^+\pi^-$ - Massenspektrum aller V^0 - Kandidaten	33
4.3	Ein Ereignis mit zwei rekonstruierten K_S^0 - Mesonen	34
4.4	Untergrundreduktion	35
4.5	$\pi^+\pi^-$ - Massenspektrum nach den Selektionsschnitten	36
5.1	Beiträge in 2. Ordnung QED zum totalen Wirkungsquerschnitt	40
5.2	Strahlungskorrekturen	41
5.3	K_S^0 - Wirkungsquerschnitte verschiedener Experimente	45
5.4	K_S^0 - Lebensdauer	48
5.5	Zerfall eines K^{*+} - Mesons im Quarkbild	49
5.6	Invariantes $K_S^0 \pi^\pm$ - Massenspektrum	50
5.7	K^{*+} - Wirkungsquerschnitte verschiedener Experimente	52
5.8	Das Verhältnis $N_{K^0}/N_{K^{*+}}$ als Funktion des LUND - Parameters $V/(V+P)$	54
5.9	Die Abhängigkeit des $V/(V+P)$ - Parameters vom Massenverhältnis M_P/M_V	55
6.1	Zerfall eines D^{*+} - Mesons im Quarkbild	57
6.2	Massendifferenz ΔM für D^{*+} - Kandidaten	59
6.3	Ein D^{*+} - Meson im CELLO - Detektor	60
6.4	Massendifferenz ΔM für D^{*+} - Kandidaten	61
6.5	Der skalierte Wirkungsquerschnitt für D^{*+} - Erzeugung	63

Tabellenverzeichnis

2.1	Die Quantenzahlen der Quarks	6
2.2	Quark - Antiquark - Nonetts	18
3.1	Die Kammern des CELLO - Innendetektors	24
5.1	Parameter im LUND - Modell	39
5.2	Daten zum K_S^0 - Wirkungsquerschnitt	43
5.3	Vergleich der K^0 - Rate mit anderen Experimenten	46
5.4	Daten zur K^{*+} - Erzeugung	51
5.5	Vergleich der K^{*+} - Rate mit anderen Experimenten	53
6.1	Daten zum D^{*+} - Wirkungsquerschnitt	62

..... Man kann sie mir beschreiben (die Welt), und man kann mich lehren, sie zu klassifizieren. Man kann ihre Gesetze aufzählen, und in meinem Wissensdurst halte ich sie für wahr. Man kann ihren Mechanismus auseinandernehmen, und meine Hoffnung wächst. Zuallerletzt lehrt man mich, dieses zauberhafte und farbenprächtige Universum lasse sich auf das Atom zurückführen und das Atom wieder auf das Elektron. Das ist alles sehr schön, und ich warte, wie es weitergehen soll. Da erzählt man mir aber von einem unsichtbaren Planetensystem, in dem die Elektronen um einen Kern kreisen. Man erklärt mir die Welt mit einem Bild. Jetzt merke ich, daß wir bei der Poesie gelandet sind: nie werde ich wirklich etwas wissen..... Albert Camus, der Mythos von Sisyphos

Kapitel 1

Einleitung

Die Aufklärung der Struktur der Materie bei kleinsten Abständen ist die wesentliche Zielsetzung heutiger Hochenergiephysik – Experimente. Im Grunde genommen ist diese Frage schon sehr alt; die Methoden zur Gewinnung der Erkenntnis haben sich allerdings im Laufe der Zeit drastisch gewandelt. Konnte ARISTOTELES noch einfach behaupten, die Ursache aller Bewegung sei ein *unbewegtes Bewegendes*, so mußte GALILEO GALILEI schon auf den Turm zu Pisa klettern, um die Gesetze des freien Falls zu finden. In den Hochenergiephysik – Experimenten unserer Zeit ist der Aufwand zweifellos um ein Vielfaches höher.

In dieser Arbeit wird die Annihilation von Elektronen und Positronen in multihadronische Endzustände behandelt. In Experimenten dieser Art fand man am Speicherring SPEAR im Jahr 1975 erste Anzeichen einer Jet – Struktur des hadronischen Endzustands, d.h. eine Abweichung von der sphärischen Gestalt der Ereignisse [1]. Bei höheren Schwerpunktsenergien wird dieser Effekt zunehmend deutlicher. Bei Kollisionsenergien von 35 GeV, die am Speicherring PETRA erzielt werden, ist die Jet – Struktur dominant. Es werden hauptsächlich 2-Jet – Ereignisse und eine geringere 3-Jet – Rate beobachtet. Für die Erzeugung von 4-Jet – Ereignissen gibt es Hinweise. Die Teilchen sind in diesen Ereignissen auf enge Raumkegel beschränkt, daher der Name Jets. Eine interessante Charakteristik der e^+e^- – Annihilation ist das logarithmische Anwachsen der Teilchenmultiplizität mit der Schwerpunktsenergie. Bei PETRA – Energien entstehen im Mittel zehn neutrale und dreizehn geladene Teilchen. Den größten Anteil an der Gesamtrate haben die Pionen; Kaonen und Baryonen sind seltener. Es ist erstaunlich, daß bei diesen hohen Energien die vergleichsweise geringe Masse der Teilchen einen starken Einfluß auf ihre Erzeugungsrate hat.

Eine Beschreibung der experimentellen Beobachtungen wird durch die Quantentheorie der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung gegeben. Die Jets werden darin als Fragmente der Quarks angesehen, die als Quark – Antiquark – Paare durch die Annihilation der Elektronen und Positronen entstehen. Quarks wurden von GELL-MANN als rein mathematische Objekte zur Klassifizierung der Hadron – Spektren eingeführt [2]. In den Teilchenjets der multihadronischen Ereignisse sind sie evident. Der Ansatz zur Formulierung der Wechselwirkung zwischen Quarks basiert auf einem Symmetrieprinzip. In diesem Konzept erscheinen die Quarks als Träger von *Farbladungen*, die in drei Zuständen (*rot, grün, blau*) existieren. Diese Symmetrie gilt als exakt und ist die Basis der Quantenchromodynamik. Für Farbladungen gilt eine Kontinuitätsgleichung, ganz analog zur elektrischen Ladung. Die Wechselwirkung der Quarks wird durch den Austausch von Eichbosonen vermittelt. Das Bemerkenswerte daran ist, daß diese Austauschteilchen, die Gluonen, ihrerseits Farbladungen

tragen. In dieser Theorie ist auch das Auftreten von Jet - Ereignissen in der Anihilation begründet. Die Bildung eines Quark - Antiquark - Paares aus dem virtuellen Photon ist ein rein elektromagnetischer Prozeß. Die anschließende Bildung von Hadronen wird durch die Farbkraft zwischen den erzeugten Quarks verursacht. Diese ist um einen Faktor ≈ 137 größer als ihre elektromagnetische Wechselwirkung. Die Abhängigkeit der Farbkraft vom Abstand ist verantwortlich für das Auftreten von Teilchenjets. Primär erzeugte Quarks bewegen sich quasi frei in entgegengesetzter Richtung; dabei steigt die Energiedichte im Farbfeld an, bis sie ausreicht, um Quark - Antiquark - Paare aus dem Vakuum zu erzeugen. Hier setzt die Bildung von Hadronen ein, die dann in ihrer Bewegung der ursprünglichen Quarkrichtung folgen. Es sei hier angemerkt, daß die Quantenchromodynamik bislang keine exakten Voraussagen über den Hadronisationsprozeß machen konnte. Die Interpretation der experimentellen Resultate muß daher im Rahmen phänomenologischer Modelle erfolgen.

In dieser Arbeit wird die Erzeugung von *strange* - und *charm* - Mesonen untersucht, dabei wurden die folgenden Teilchen durch ihren charakteristischen Zerfall identifiziert und deren inklusive Wirkungsquerschnitte gemessen:

K_S^0	\rightarrow	$\pi^+ \pi^-$
K^{*+}	\rightarrow	$K_S^0 \pi^+$
D^{*+}	\rightarrow	$D^0 \pi^+$

Die Impulsspektren dieser Mesonen geben Auskunft über den zugrundeliegenden Erzeugungsmechanismus. Insbesondere wird die Erzeugung von Vektormesonen mit der von pseudoskalaren Mesonen verglichen. In diesem Zusammenhang wird auch die Fragmentation der *charm* - Quarks untersucht und mit der Fragmentation der *strange* - Quarks verglichen.

Zur Übersicht sollen hier die einzelnen Kapitel der Arbeit vorgestellt werden. Im nächsten Kapitel werden die theoretischen Grundlagen behandelt. Hier findet man eine qualitative Erläuterung der Quantenchromodynamik und eine Beschreibung der gängigen Fragmentationsmodelle, soweit sie für diese Arbeit relevant sind. Im dritten Kapitel wird das CELLO - Experiment vorgestellt, mit der Detektorbeschreibung und einer Erläuterung der Datenverarbeitung. Kapitel vier beinhaltet die Identifikation des K_S^0 - Mesons, die auf einer Rekonstruktion des sekundären Zerfallsvertex der K_S^0 - Mesonen beruht. Die wesentlichen Methoden der Analyse findet man in Kapitel fünf; hier werden auch die differentiellen Wirkungsquerschnitte berechnet. Im sechsten Kapitel wird die Analyse der *charm* - Produktion vorgestellt. Zum Schluß werden die Ergebnisse zusammenfassend diskutiert. Ein Teil dieser Ergebnisse wurde schon auf der DPG - Tagung in Freiburg vorgetragen [3].

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 e^+e^- - Anihilation am Speicherring

Die e^+e^- - Anihilation am Speicherring PETRA ist ein ideales Laboratorium zur Untersuchung der fundamentalen Theorien, die die Wechselwirkung der Elementarteilchen beschreiben. Das e^+e^- - System liefert einen definierten Quantenzustand bekannter Energie, und die Kinematik der Reaktion ist derart, daß das Laborsystem dem Schwerpunktsystem äquivalent ist. Zur Illustration ist in Abbildung 2.1 ein Anihilationsereignis gezeigt, wie es sich im CELLO - Detektor darstellt. Klar ist hier die 3-Jet - Struktur zu erkennen, die ein deutliches Zeichen der zugrundeliegenden Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ ist. Diese Signatur der Anihilationsereignisse zeigt, daß die während der Fragmentation entstehenden Teilchen auf kleine Raumkegel begrenzt sind, woraus geschlossen wird, daß während des Fragmentationsprozesses nur kleine Impulskomponenten transversal zu den Partonrichtungen auftreten. Die Erzeugung von Mesonen in der e^+e^- - Anihilation, die Gegenstand dieser Untersuchung ist, ist ein Prozeß, bei dem sowohl die elektromagnetische als auch die starke Wechselwirkung von Bedeutung sind. Infolgedessen soll hier und in den folgenden Abschnitten auf die zugrundeliegende Physik eingegangen werden.

Die Vernichtung eines Elektrons und eines Positrons in ein virtuelles Gammaquant und die anschließende Bildung eines Quark - Antiquark - Paares ist ein Vorgang, der im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED) seine Beschreibung findet. Die Kopplung des Photons an die elektrische Ladung des Elektrons bzw. Quarks sowie die Übergangsmatrixelemente können, entsprechend den FEYNMAN - Regeln der QED, berechnet werden [4]. Da das Photon an elektrische Ladungen koppelt, sind diverse Endzustände möglich, nämlich alle geladenen Fermion - Antifermion Paare, die bei der verfügbaren Energie erzeugt werden können. In Abbildung 2.2 ist dieser Prozeß schematisch dargestellt. Gäbe es elementare Bosonen, dann könnten auch diese paarweise erzeugt werden. Die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ ist zwar möglich, wird aber massiv durch den Pion - Formfaktor unterdrückt. Es sei hier erwähnt, daß bei hohen Schwerpunktsenergien auch der Austausch von Z^0 - Bosonen - den Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung - zum Gesamtwirkungsquerschnitt beiträgt. Der Z^0 - Propagator ist aber gegenüber dem Photonpropagator stark unterdrückt, da das Z^0 - Boson eine Masse von ca. 90 GeV/c² hat. Bei 35 GeV Schwerpunktsenergie ist der Z^0 - Beitrag gering. Allerdings läßt sich die elektroschwache Interferenz in der asymmetrischen Winkelverteilung von Myonen beobachten. Von besonderem physikalischen Interesse ist der Prozeß $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, da die

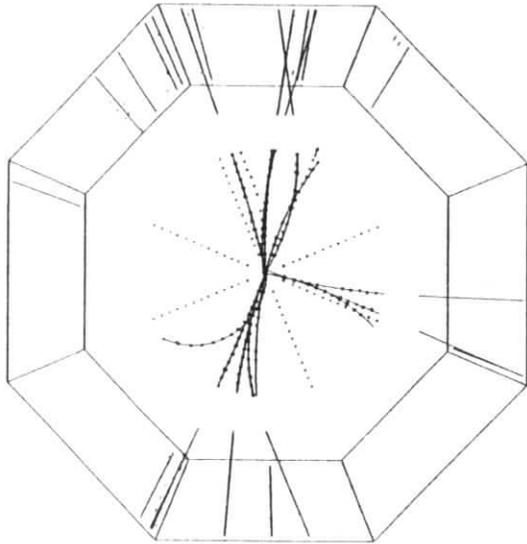


Abbildung 2.1: $r\varphi$ - Ansicht eines 3-Jet - Ereignisses in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen bei $\sqrt{s} = 35$ GeV.

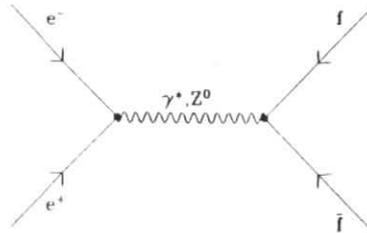


Abbildung 2.2: FEYNMAN - Diagramm der e^+e^- - Anihilation; f steht hier für Fermion, das sind die Leptonen e, μ und τ sowie die Quarks u, d, s, c und b bei PETRA - Energien.

Quarks nicht nur eine elektrische Ladung tragen und somit der elektromagnetischen Wechselwirkung unterworfen sind, sondern auch eine Farbladung besitzen, derzufolge sie auch stark wechselwirken. Der Farbladung der Quarks kommt innerhalb der Quantenchromodynamik (QCD) eine zentrale Rolle zu. Deshalb sollen hier einige experimentelle Hinweise auf deren Existenz, als zusätzlicher Freiheitsgrad der Quarks, aufgeführt werden.

- Für das Verhältnis des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts und des Wirkungsquerschnitts für die Myon - Paarerzeugung in erster Ordnung QED ergibt sich theoretisch $R = 3 \cdot \sum e_q^2$, wobei die Summe über alle Quarkflavour zu nehmen ist. Der Faktor drei berücksichtigt dabei die möglichen Farbzustände der Quarks; e_q sind die Quarkladungen. Da bei PETRA - Energien u, d, s, c und b Quarks erzeugt werden können, erhält man $R = 11/3$. Der R - Wert wurde von der CELLO - Kollaboration bestimmt und beträgt 3.9 bei 35 GeV Schwerpunktsenergie [5], was sehr gut mit der Erwartung für drei Farbzustände der Quarks übereinstimmt. Die kleine Diskrepanz zwischen dem Meßwert und dem naiv erwarteten Wert verschwindet, wenn man QCD - Beiträge höherer Ordnung und den Z^0 - Austausch berücksichtigt.
- Das Ω^- - Hyperon hat den Spin 3/2 und ist somit ein Fermion. Da für Fermionen das PAULI - Prinzip gilt und das Ω^- aus drei identischen *strange* - Quarks besteht, ist ein zusätzlicher Freiheitsgrad erforderlich, will man eine antisymmetrische Wellenfunktion erhalten, um dem PAULI - Prinzip zu genügen.
- Der Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ vollzieht sich über eine Quarkschleife. Die Zerfallsrate ist somit proportional zum Quadrat der Farbfreiheitsgrade. Die Messungen zeigen, daß ein Farbfaktor drei erforderlich ist. Eine weiterer Hinweis kommt aus den Verzweigungsverhältnissen des τ - Leptons, deren hadronischer Anteil ebenfalls auf die Zahl der Quarkzustände sensitiv ist.

2.2 Quarks und Quantenchromodynamik

1964 wurden Quarks von GELL - MANN in die Theorie der Elementarteilchen eingeführt [2]. GELL - MANN konnte alle bis dahin bekannten Baryonen und Mesonen zu sogenannten *Multiplets* zusammenfassen. Die grundlegende Idee ist dabei, daß die beobachteten Hadronen nicht elementar sind, sondern vielmehr aus fundamentalen Bausteinen bestehen. Gerade so, wie die ca. 100 Atomkerne auf Systeme von Protonen und Neutronen zurückgeführt werden können.

Als Symmetriegruppe wählte GELL - MANN die $SU(3)$. Die drei Quarks u, d, s bilden die fundamentale Darstellung der $SU(3)$. Mit der Prämisse dieser $SU(3)$ - Symmetrie ist das gesamte Spektrum der Zustände festgelegt, die innerhalb dieser Symmetriegruppe gebildet werden können. Für die Baryonen (qqq) gibt es 3^3 mögliche Kombinationen. In der $SU(3)$ spalten sie in ein Dekuplett, zwei Oktetts und ein Singulett auf [6], die jeweils spezifische Symmetrieeigenschaften aufweisen und deren Mitglieder unter $SU(3)$ - Transformationen innerhalb ihrer Representation verbleiben.

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1$$

Meson - Zustände ($q\bar{q}$) gibt es dagegen nur 3^2 , die ein Oktett und ein Singulett bilden.

$$3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$$

Quark	Ladung Q/ϵ	Isospin I	Strangeness S	Baryonen- zahl
u	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{3}$
d	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{3}$
s	$-\frac{1}{3}$	0	-1	$\frac{1}{3}$

Tabelle 2.1: Die Quantenzahlen der Quarks.

Trotz dieser Erfolge sah man die Quarks nur als mathematische Konstruktionen an, die keine physikalische Realität haben. Im Laufe der Zeit mehrten sich allerdings die Hinweise auf die physikalische Existenz der Quarks. Sie sollen hier nur stichwortartig wiedergegeben werden:

- In der tiefinelastischen Elektron – Proton – Streuung stellte man fest, daß die Wirkungsquerschnitte bei großen Q^2 nur von einer Skalenvariablen abhängen. Dieses sogenannte *Scaling* wurde von BJORKEN auf der Basis von punktförmigen Konstituenten im Proton vorhergesagt.
- Im November 1974 fand man das J/Ψ in der e^+e^- – Annihilation und gleichzeitig in Proton – Proton – Kollisionen. Es konnte als gebundener $c\bar{c}$ – Zustand interpretiert werden. Die Existenz des *charm* – Quarks war schon durch die Theorie der schwachen Wechselwirkung nahegelegt worden (Glashow – Iliopoulos – Maiani) [7].

Auf der Basis dieser experimentellen Befunde und der weiter oben behandelten Evidenz für die Farbladung der Quarks wurde von FRITZSCH und GELL – MANN die Quantenchromodynamik entwickelt. Diese Theorie ist in ihrer Struktur der QED ähnlich, allerdings liegt ihr eine andere Symmetriegruppe zugrunde. Der Ausgangspunkt der QCD ist, daß jeder Quarkflavour in drei Farben (*rot, grün, blau*) vorkommt. Anders als die $SU(3)$ – Flavour – Symmetrie, die wegen der stark unterschiedlichen Quarkmassen eine grobe Näherung ist, glaubt man, daß die $SU(3)$ – Colour – Symmetrie exakt ist und daher eine fundamentale Bedeutung hat. Legt man die $SU(3)$, als Symmetriegruppe zugrunde, dann ergeben sich Konsequenzen für die Wechselwirkung zwischen den Quarks. Ein Quark ist demnach ein Farbtriplett – Zustand. Die Wechselwirkung zwischen den Quarks läßt sich dann als eine $SU(3)$ – Transformation auffassen. Ein rotes Quark kann z.B. in ein grünes Quark übergehen. Da die Farbladung genau wie die elektrische Ladung eine Erhaltungsgröße ist, muß dabei ein Teilchen mit den Farben *rot* und *antigrün* ausgesendet werden. Diese Austausch – Teilchen ergeben sich aus der Gruppenstruktur der $SU(3)$. Die Zerlegung

$$3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$$

führt dabei auf ein Oktett und ein Singulett. Der Singulett – Zustand hat dabei keine physikalische Relevanz, da er farbneutral ist und folglich nicht an die Farbladung der Quarks koppeln kann. Die Oktett – Zustände werden mit den Gluonen identifiziert. Sie sind damit analog zum Photon, dem Austausch – Teilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung.

Die Farbladung der Gluonen hat eine dramatische Konsequenz – Gluonen können untereinander wechselwirken. Dies hat entscheidende Auswirkungen auf den Verlauf der Kraftfelder zwischen den Quarks, wie des weiteren erläutert wird.

Eine der auffälligsten Eigenschaften der starken Wechselwirkung zwischen Quarks ist, daß sie als quasi freie Teilchen auftreten können, falls ihr Impuls groß genug ist, so z.B. in der primären Erzeugung von $q\bar{q}$ – Paaren. Dieses als *asymptotic freedom* bezeichnete Verhalten läßt sich im Rahmen der Renormierungstheorie verstehen. Der Zweck der Renormierung ist es, die divergenten Terme, die bei der Berechnung von Korrekturen zu den Quark- bzw. Gluon – Propagatoren auftreten, zu berücksichtigen. Dabei bedient man sich der Freiheit, über die "nackte" Masse und die "nackte" Ladung der Teilchen zu verfügen. Mit der Bedingung, daß die "physikalische" Ladung und Masse nach der Renormierung die bekannten Werte haben. Diese Prozedur führt zu einer Abhängigkeit der Kopplungskonstanten α , vom Quadrat des Impulsübertrags Q^2 . Bei kleinen Impulsüberträgen ist α , groß, und die Störungstheorie kann nicht angewendet werden. Bei großen Impulsüberträgen nimmt α , kleine Werte an, so daß die Störungstheorie angewendet werden kann. Diese Abhängigkeit der Kopplungskonstanten α , von Q^2 trägt den Namen *running coupling constant*:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln Q^2/\Lambda^2}.$$

In dieser Formel bedeutet n_f die Anzahl der Fermionen, die in der Theorie auftreten, Λ ist ein Skalenfaktor. Es wird allgemein angenommen, daß diese Abhängigkeit der Kopplungskonstanten vom Impulsübertrag ebenfalls für das sogenannte *quark confinement* verantwortlich ist. Darunter versteht man, daß Quarks nicht als freie Teilchen auftreten können, sondern immer als Farbsingulett – Systeme erscheinen, so z.B. als $q\bar{q}$ – Paare in den Mesonen oder als qqq – Zustand in den Baryonen.

2.3 Inklusive Wirkungsquerschnitte

Die e^+e^- – Annihilation bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} = 35$ GeV führt auf Endzustände mit mehreren Hadronen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Hadrons h ist durch die folgende Gleichung gegeben [8]:

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow hX)}{dz} = \sum_q \sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) [D_q^h(z) + D_{\bar{q}}^h(z)]. \quad (2.1)$$

Diese Gleichung beschreibt die Bildung eines Quark – Antiquark – Paares mit der anschließenden Erzeugung eines Hadrons h . Die Summe über die primären Quarkflavour berücksichtigt dabei, daß man im allgemeinen den *Flavour* der Quarks nicht kennt. Der Term mit $D_q^h(z)$ in Gleichung 2.1 stellt die Wahrscheinlichkeit dar, ein Hadron h in dem Quark – Jet zu finden. Dieses Hadron trägt dabei den Bruchteil $z = E_h/E_q$ der Energie mit sich. Analog ist $D_{\bar{q}}^h$ die Wahrscheinlichkeit, das Hadron im Antiquark – Jet zu finden. Die Fragmentationsfunktion $D(z)$ stellt den Übergang der Partonen in die Hadronen dar. Diese D – Funktionen sind die eigentlich interessanten Größen, da sie die Information über den Hadronisationsprozeß enthalten. Aus theoretischen Überlegungen erwartet man [8]:

$$D_q^h(z) \propto \frac{(1-z)^n}{z}.$$

Dabei ist $n \approx 2$ für Mesonen und $n \approx 3$ für Baryonen. Mit dieser Parametrisierung und aus der Erhaltung der Gesamtwahrscheinlichkeit

$$\sum_q \int_{z_{\min}}^1 |D_q^h(z) + D_{\bar{q}}^h(z)| = n_h, \quad z_{\min} = \frac{2m_h}{\sqrt{s}}$$

folgt ein logarithmisches Anwachsen der Teilchenrate n_h mit der Schwerpunktsenergie.

Ein interessanter Aspekt des differentiellen Wirkungsquerschnitts ist sein Skalenverhalten. Damit ist gemeint: Wie verhält sich der differentielle Wirkungsquerschnitt, wenn sich die Skala ändert? Eine solche Skala ist z.B. die Strahlenergie. Normiert man den inklusiven Wirkungsquerschnitt 2.1 auf den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt σ_{had} , dann ergibt sich folgender Ausdruck:

$$\frac{1}{\sigma_{had}} \frac{d\sigma(\epsilon^+ \epsilon^- \rightarrow hX)}{dz} = \frac{\sum_q e_q^2 |D_q^h(z) + D_{\bar{q}}^h(z)|}{\sum_q e_q^2} = F(z).$$

Dies bedeutet, daß der inklusive Wirkungsquerschnitt nur von der dimensionslosen Variablen z abhängt – der Wirkungsquerschnitt zeigt Skaleninvarianz. Theoretisch erwartet man Abweichungen von diesem idealen Skalenverhalten. Dies wird durch QCD – Prozesse höherer Ordnung verursacht (z.B. $\epsilon^+ \epsilon^- \rightarrow q\bar{q}g$). Allerdings sind diese Effekte bei den heutigen Experimenten gering und Abweichungen vom Skalenverhalten nur schwer festzustellen.

In dieser Arbeit werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte für K_S^0, K^{*+} und D^{*+} – Erzeugung bestimmt. Für die Erzeugung von K_S^0 und K^{*+} – Mesonen sind drei Beiträge von Bedeutung:

1. Das Meson ist das *leading particle*, d.h. es beinhaltet das primäre Quark.
2. Das Meson kann durch den Fragmentationsprozeß entstehen.
3. Das Meson kann aus dem Zerfall eines schweren Teilchens stammen.

Diese Beiträge lassen sich experimentell nicht unterscheiden und tragen somit alle zur gemessenen Rate bei. Für das D^{*+} – Meson ist die Situation verschieden, hier trägt nur der erste Punkt wesentlich zur Erzeugung bei. Daher erwartet man charakteristische Unterschiede in den Wirkungsquerschnitten für D^{*+} und K_S^0 – Erzeugung. Die Berechnung des Übergangs Parton \rightarrow Hadron aus den Gesetzen der QCD ist bisher nicht gelöst. Daher sind auch die Fragmentationsfunktionen nicht bekannt. Es gibt allerdings phänomenologische Modelle zur Beschreibung der Hadronisation; deren Konzepte sollen im folgenden Abschnitt dargestellt werden.

2.4 Phänomenologie der Parton – Fragmentation

Die nichtabelsche Struktur der starken Wechselwirkung macht es unmöglich, den Übergang von Partonen in beobachtbare Hadronen, auch Fragmentation oder Hadronisation genannt, im Rahmen der QCD zu berechnen. Die wesentliche Schwierigkeit ist das Anwachsen der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung α_s mit abnehmenden Impulsüberträgen.

Dies läßt die Störungstheorie zur Beschreibung der Fragmentation (ein Prozeß, bei dem kleine Impulsüberträge dominieren) versagen. Will man nun Meßergebnisse physikalisch interpretieren, bzw. von gemessenen Hadron – Verteilungen auf die zugrundeliegenden Parton – Verteilungen schließen, dann ist man auf phänomenologische Modelle angewiesen, die den Fragmentationsprozeß beschreiben [10]. Typisch für die Modellbeschreibung der Fragmentation ist eine Aufteilung des Prozesses in mehrere Phasen, die verschiedene Q^2 – Bereiche umfassen und deshalb eine unterschiedliche Darstellung im jeweiligen Modell finden. In Abbildung 2.3 ist dies schematisch gezeigt; in der perturbativen Phase (I) entsteht aus dem in der $\epsilon^+ \epsilon^-$ – Vernichtung gebildeten virtuellen Gammaquant ein $q\bar{q}$ – Paar, das, entsprechend dem gewählten Ansatz, Gluonen emittieren kann. Die Behandlung der perturbativen Phase (I), sowie des nachfolgenden Übergangs des gebildeten Partonsystems in die letztlich beobachtbaren Hadronen (II) und deren Zerfall (III), ist charakteristisch für die einzelnen Modelle, die im folgenden kurz besprochen werden sollen. Es sei hier die Anmerkung erlaubt, daß die Aufteilung des Fragmentationsprozesses in mehrere Phasen willkürlich ist und keine physikalische Grundlage hat. Da aber die verschiedenen Modelle eine mehr oder weniger gute Beschreibung der Realität liefern, und außerdem viel zu unserem Verständnis der QCD beigetragen haben, ist ihre Anwendung sicherlich gerechtfertigt.

2.4.1 Näherungen der QCD

Zur Beschreibung der Phase (II) werden bei den heutigen Fragmentationsmodellen zwei verschiedene Näherungen benutzt; der Matrixelementansatz und die Partonschauer methode. In dem Matrixelementansatz, der z.B. im LUND 5.2 Modell benutzt wird [11], werden die exakten Matrixelemente der QCD bis zur zweiten Ordnung benutzt, um die Parton – Entwicklung zu beschreiben. Demzufolge werden bei diesem Ansatz maximal vier Partonen in Phase (II) erzeugt.

Der zweite, sogenannte Partonschauer – Ansatz beruht auf der LLA – Näherung (*leading logarithm approximation*). In dieser Näherung wird über alle Ordnungen der Störungsreihe summiert, aber nur der jeweils führende Term berücksichtigt. Dieser Ansatz wurde ursprünglich im WEBBER – und GOTTSCHALK – Modell benutzt [15,16] und ist auch im neuen LUND 6.3 Monte – Carlo – Generator implementiert, in dem zwischen beiden Ansätzen gewählt werden kann [12]. In Abbildung 2.4 ist die Ausbildung eines Partonschauers skizziert; die Parton – Entwicklung vollzieht sich über die Prozesse $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow gg$ und $g \rightarrow q\bar{q}$, wobei die Verzweigungen durch die ALTARELLI – PARISI – Gleichungen bestimmt sind [18]. Die LLA – Näherung besagt anschaulich, daß es in der Schauerentwicklung keine geschlossenen Schleifen gibt, die in Wirklichkeit jedoch auftreten. Die Entwicklung des Partonschauers wird immer dann abgebrochen, wenn das relevante Parton eine Masse erreicht hat, die unter einem Grenzwert Q_0 liegt. Handelt es sich bei dem Parton um ein Gluon, so dissoziiert es am Ende des Partonschauers in ein $q\bar{q}$ – Paar. Der anschließende, *preconfinement* genannte Mechanismus, erzeugt aus dem gebildeten Quark – Antiquark – System farbneutrale *Cluster*. Im Abschnitt 2.4.4 wird die daran anschließende Hadronisation erläutert.

Ein interessanter Aspekt der Partonschauerentwicklung ist, daß der sogenannte *String – Effekt* reproduziert wird. Dieser wird experimentell in 3-Jet – Ereignissen beobachtet. Dabei findet man eine geringere Teilchendichte zwischen den beiden Quark – Jets, und eine höhere zwischen Quark – und Gluon – Jet [14]. Im Partonschauer wird dies durch die destruktive Gluon – Interferenz erreicht. Dieser Effekt ist analog zum CHUDAKOV – Effekt, der aus der

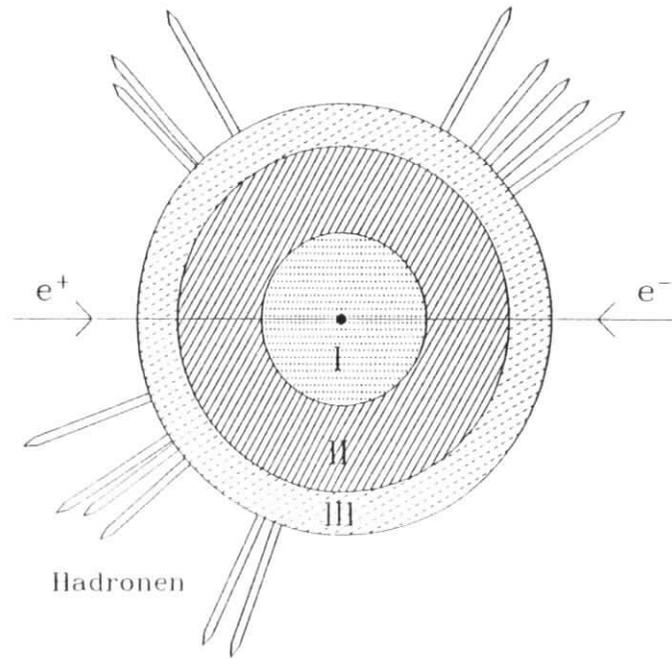


Abbildung 2.3: Die verschiedenen Phasen der Parton - Fragmentation in der e^+e^- - Annihilation, mit der perturbativen Phase (I), der anschließenden *confinement region* (II) und dem Zerfall der primär gebildeten hadronischen Objekte in die letztlich beobachtbaren Hadronen (III).

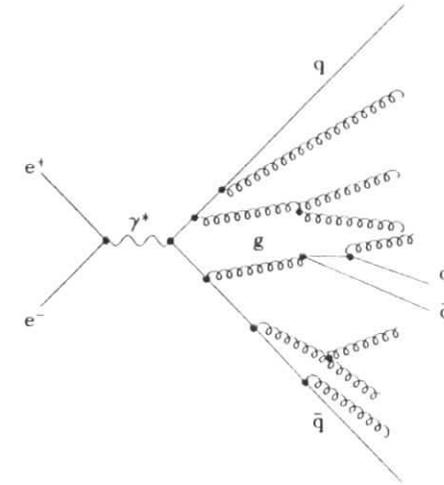


Abbildung 2.4: Durch die e^+e^- - Annihilation ausgelöster Partonschauer.

Elektrodynamik bekannt ist. Man konnte zeigen, daß sich dieser Effekt durch eine Ordnung der Gluon - Emission nach abnehmenden Öffnungswinkeln erreichen läßt [17]. Dieser Ansatz wird z.B. in dem Simulations - Programm von MARCHESINI und WEBBER benutzt [15]. Zur Erläuterung ist in Abbildung 2.5 der Prozeß der Gluon - Emission gezeigt: Ein Gluon g_1 spaltet sich in die Gluonen g_2 und g_3 mit dem Öffnungswinkel Θ auf. Eines dieser Gluonen geht in ein Gluon - Paar mit einem Öffnungswinkel Θ' über. Aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation ist im Fall $\Theta' > \Theta$ die Wellenlänge des Gluons g_4 größer als sein Abstand zu g_2 und g_3 . Das Gluon g_4 spürt daher die Gesamtladung von g_2 und g_3 , die der Ladung von g_1 gleich ist. Effektiv ist g_4 daher von g_1 emittiert worden. Da die Wahrscheinlichkeit für Gluon - Emission schon bei g_1 berücksichtigt wird, kann g_4 nicht unter einem Winkel $\Theta' > \Theta$ emittiert werden.

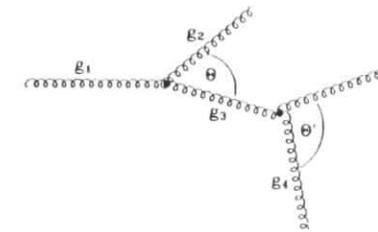


Abbildung 2.5: Gluon - Emission unter großen Winkeln.

Die zur Zeit erfolgreichsten Modelle zur Beschreibung des Fragmentationsprozesses sind das *String Modell*, das von der LUND - Gruppe entwickelt wurde [12], und das *Cluster Modell* von WEBBER [15]. Bevor diese beiden Modelle erläutert werden, soll das Modell von FIELD und FEYNMAN vorgestellt werden [9]. Es war das erste Fragmentationsmodell und hat die weitere Entwicklung wesentlich beeinflusst.

2.4.2 Independent Fragmentation – das Fragmentationsmodell von Field und Feynman

Der Ausgangspunkt des FF¹ - Modells ist ein Quark q bestimmter Energie E_0 , das unabhängig vom dazugehörigen Antiquark \bar{q} behandelt wird. Wie in Abbildung 2.6 dargestellt, wird nun ein Quark - Antiquark - Paar $q_1\bar{q}_1$ erzeugt und mit dem ursprünglichen Quark q zu dem Meson $q\bar{q}_1$ kombiniert, das einen Anteil z der Energie E_0 davonträgt. Der Anteil z ist dabei durch die Wahrscheinlichkeitsverteilung $f(z)$ gegeben. Das restliche Quark q_1 stellt quasi eine Kopie des Anfangszustandes dar, nur daß die zur Verfügung stehende Energie $(1 - z) \cdot E_0$ beträgt. Diese Iteration wird solange fortgesetzt, bis die Energie nicht mehr ausreicht, um neue $q\bar{q}$ - Paare zu erzeugen. Dadurch, daß Quark und Antiquark individuell fragmentieren, sind in jedem einzelnen Ereignis weder die Energie noch die ladungsartigen Quantenzahlen erhalten. Das FF-Modell sollte ein einheitliches Konzept zur Beschreibung der experimentellen Ergebnisse liefern, dazu enthält es einige Parameter, die variiert werden können:

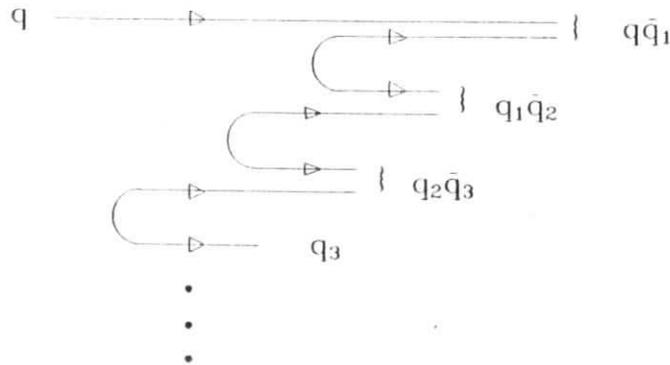


Abbildung 2.6: Meson Erzeugung durch sukzessive $q\bar{q}$ - Paarerzeugung im Modell von FIELD und FEYNMAN.

¹FF steht im folgenden für FIELD - FEYNMAN

- Das Potential zwischen Quark und Antiquark (cf. Abb. 2.7) nimmt linear mit dem Abstand der Quarks zu. Daraus resultiert eine konstante Energiedichte κ pro Längeneinheit; κ hat den Wert $\kappa = 1\text{GeV/fm}$.
- Die Wahrscheinlichkeitsverteilung $f(z)$ hat die Form:

$$f(z) = 1 - \alpha + 3\alpha(1 - z)^2 .$$

Dabei bedeutet $f(z)dz$ die Wahrscheinlichkeit, daß das Meson den Bruchteil z der Energie E_0 mitnimmt, bzw. den Anteil $(1 - z) \cdot E_0$ für die weitere Fragmentation zurückläßt. Der Parameter α hat dabei den Wert $\alpha = 0.77$.

- Die Verteilung der Transversalimpulse der entstehenden Quark - Antiquark - Paare $q_i\bar{q}_i$ wird durch eine Gaußverteilung mit einer Breite von $\sigma \approx 350\text{ MeV}/c$ beschrieben.
- Die relative Häufigkeit der Quarkflavour u, d und s wird durch das empirische Verhältnis 1:1:0.3 bestimmt.

Durch das Konzept der *independent fragmentation* sind die Grenzen des FF-Modells gegeben - es muß immer dann versagen, wenn Korrelationen zwischen den Fragmentationsprodukten einzelner Jets von Bedeutung sind - so kann es z.B. den *String - Effekt* nicht beschreiben.



Abbildung 2.7: Farbfeldlinien, durch die Selbstwechselwirkung der Gluonen zu einem quasi eindimensionalen *String* zusammengezogen.

2.4.3 Colour Strings – das Lund Modell

Ausgangspunkt der *String* - Modelle ist ein Farbfeld transversaler Ausdehnung von typischerweise 1 fm (cf. Abb. 2.7), das sich ausbildet, wenn sich Quark und Antiquark voneinander entfernen. Die Ursache für diesen Feldverlauf liegt in der Selbstwechselwirkung der Gluonen und resultiert in einem linear mit der Entfernung anwachsenden Potential. Die Enden des *Strings* tragen dabei den Impuls und werden mit den Quarks identifiziert. Bewegen sich Quark und Antiquark auseinander, so nimmt die im *String* gespeicherte Energie zu. Übersteigt sie einen gewissen Wert, dann wird die Erzeugung eines $q\bar{q}$ - Paares kinematisch vor einer weiteren Ausdehnung des *Strings* bevorzugt. Der wesentliche Unterschied zur FF-Fragmentation ist, daß der gesamte *String* als Einheit fragmentiert. Auf diese Weise lassen sich alle internen Quantenzahlen während der Fragmentation erhalten. Des weiteren läßt sich der Prozeß LORENTZ - kovariant formulieren. Die Aufteilung des Vierer - Impulses auf die erzeugten

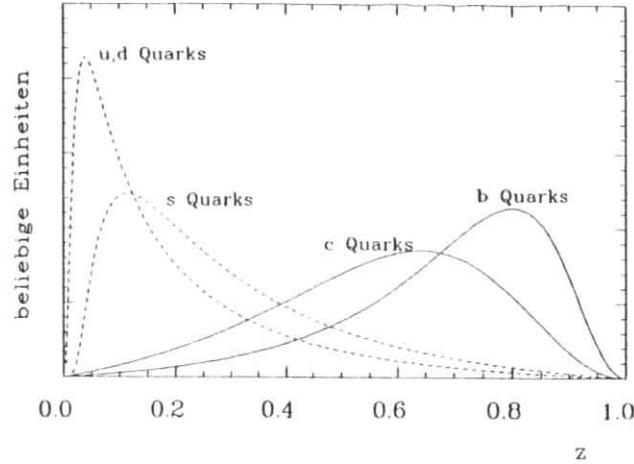


Abbildung 2.8: Fragmentationsfunktionen für leichte und schwere Quarks: Für u, d und s Quarks wird die Funktion 2.2 mit $a = 1.0$ und $b = 0.7$ benutzt, für c und b Quarks die Funktion 2.3 mit $\epsilon = 0.2$ bzw. $\epsilon = 0.05$.

Mesonen wird durch die Fragmentationsfunktion $f(z)$ geregelt, die im LUND-Modell die folgende Form hat:

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} \exp\left(-\frac{bm_T^2}{z}\right). \quad (2.2)$$

Dabei ist $m_T^2 = p_T^2 + m^2$ die transversale Masse, a und b sind freie Parameter, für deren Werte es zwar theoretische Anhaltspunkte gibt, die aber letztlich experimentell bestimmt werden müssen. Die Formel 2.2 findet für die Quarkflavour u, d und s Anwendung. Für die schweren Quarks c und b wird häufig die PETERSON-Funktion verwendet [19]:

$$f(z) = \frac{1}{z(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon}{1-z})^2}. \quad (2.3)$$

Der Parameter ϵ bestimmt dabei die Form der Fragmentationsfunktion und bedeutet das Verhältnis der Massenquadrate des leichten und schweren Quarks im Meson. In Abbildung 2.8 sind die Fragmentationsfunktionen für leichte und schwere Quarks gezeigt. Auffällig ist das unterschiedliche Verhalten der Fragmentationsfunktionen 2.2 und 2.3. Die c und b Quarks zeigen eine harte Fragmentation, die physikalische Ursache liegt in der unterschiedlichen Masse der Quarks. Ein schweres c oder b Quark wird demnach kaum gestört, wenn es durch den "See" der virtuellen $q\bar{q}$ -Paare fliegt. Im Unterschied dazu übertragen die leichten Quarks (u, d, s) mit hoher Wahrscheinlichkeit einen großen Teil ihres Impulses auf neue Quarks bzw. Antiquarks.

Die Erzeugung von Quark-Antiquark-Paaren mit Transversalimpuls p_T im Farbfeld läßt sich als ein Tunnelprozeß verstehen, wobei die Tunnelwahrscheinlichkeit durch folgenden Ausdruck gegeben ist:

$$\exp(-\pi m_T^2/\kappa) = \exp(-\pi m^2/\kappa) \exp(-\pi p_T^2/\kappa).$$

Die Faktorisierung dieser Wahrscheinlichkeitsamplitude führt zu einer massen- und somit flavour-unabhängigen Gaußverteilung für das p_T -Spektrum der erzeugten Mesonen mit einer Breite von $\sigma \approx 350 \text{ MeV}/c$. Desweiteren resultiert aus der Massenabhängigkeit der Tunnelwahrscheinlichkeit eine Unterdrückung von schweren Quarks ($u : d : s : c = 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11}$). Es werden also quasi keine c oder b Quarks in der Fragmentation erzeugt, d.h. diese entstehen fast ausschließlich in der Primärwechselwirkung. In Abbildung 2.9 ist die Kinematik der Stringfragmentation skizziert: Ein Quark q_0 und ein Antiquark \bar{q}_0 bewegen sich mit annähernd Lichtgeschwindigkeit in entgegengesetzter Richtung. Entsprechend der Wahrscheinlichkeitsverteilung $f(z)$ bricht der String in den Raum-Zeit-Punkten (x_1, t_1) auf. Im Punkt (x_1, t_1) wird ein Paar $q_1\bar{q}_1$ erzeugt, zu einem Zeitpunkt (x_2, t_2) bricht der String ein zweites mal auf, es entsteht ein Paar $q_2\bar{q}_2$. Nun kann ein Meson \bar{q}_1q_2 gebildet werden. Dieser Prozeß wird solange fortgesetzt, bis die im String enthaltene Energie nicht mehr ausreicht, um weitere Quark-Antiquark-Paare zu erzeugen. Aus der Quantisierungsbedingung für den relativistischen String folgt, daß der Raum-Zeit-Punkt (x_2, t_2) auf der Hyperbel H_1 liegen muß, die durch die folgende Gleichung gegeben ist:

$$(x_2 - x_1, t_2 - t_1) = \frac{m}{\kappa} (\cosh y, \sinh y)$$

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}} \right).$$

Dabei ist m die Masse des Mesons \bar{q}_1q_2 . y bezeichnet man als Rapidität, darin bedeutet p_{\parallel} den Impuls des Mesons parallel zur Bewegungsrichtung des primären Quarks. Da die Steigung im x, t -Diagramm proportional zur Geschwindigkeit ist, erkennt man aus Abbildung 2.10, daß die langsamsten Mesonen zuerst erzeugt werden. Diese als *inside out*-Struktur bezeichnete Eigenschaft bleibt auch bei LORENTZ-Transformationen erhalten. Wenn der Fragmentationsprozeß abgeschlossen ist, ergibt sich das in Abbildung 2.10 gezeichnete Bild. Die gebildeten Mesonen (schwarze Rauten) bewegen sich mit verschiedenen Geschwindigkeiten. Quark und Antiquark führen dabei eine als *yoyo motion* bezeichnete Bewegung um den Schwerpunkt des Mesons aus.

Ein weiteres Problem der Fragmentation sind die Gluon-Bremstrahlung und die Bildung von Baryonen. Im LUND-Modell werden die Gluonen als transversale Anregungen des Strings aufgefaßt. Da Gluonen Farboktett-Zustände sind, bilden sich zwei Strings (zwischen dem Gluon und dem Quark und dem Gluon und dem Antiquark) aus. Diese beiden Strings werden wie gewöhnliche $q\bar{q}$ -Strings fragmentiert. Durch den Impuls des Gluons bewegen sich die beiden Strings relativ zum Schwerpunktssystem des Gesamtereignisses. Durch die LORENTZ-Transformation in das Ruhesystem des Gesamtereignisses ergibt sich eine geringere Teilchendichte zwischen den Quark-Jets verglichen mit der Teilchendichte zwischen Quark- und Gluon-Jet. Dieser in 3-Jet-Ereignissen experimentell beobachtete Effekt wird *Lund String-Effekt* genannt [14]. Baryonen entstehen im LUND-Modell durch Bildung von Diquark-Antidiquark-Paaren $d_j\bar{d}_j$, für deren Auftreten während der Fragmentation Flavour-spezifische Wahrscheinlichkeiten definiert sind, deren Werte den experimentellen Daten angepaßt sind.

2.4.4 Anwendung der LLA-Näherung – das Webber-Modell

Das WEBBER-Modell zeichnet sich durch die Verwendung des Partonschauers und der damit verbundenen direkteren Beziehung zur QCD aus. Im Unterschied zu den String-Modellen

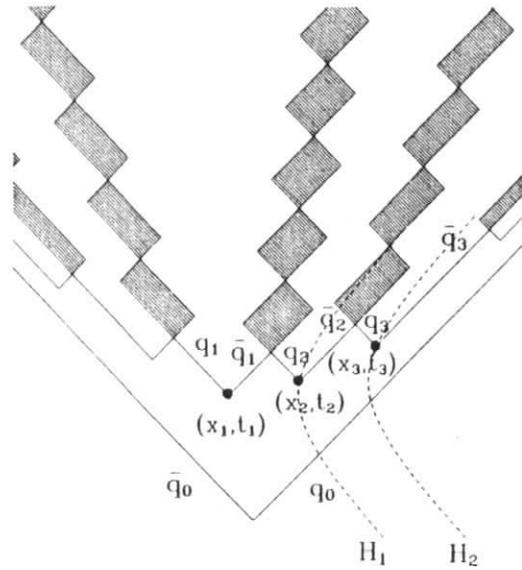


Abbildung 2.9: Die Kinematik des Strings im LUND - Modell.

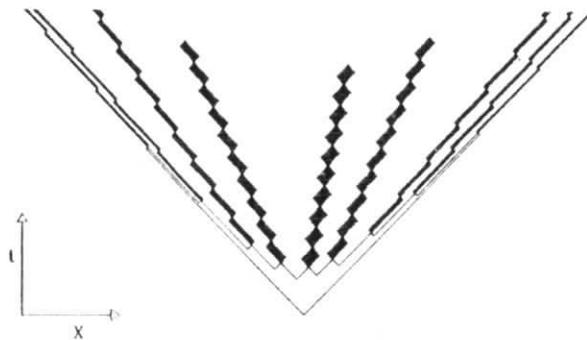


Abbildung 2.10: Meson - Erzeugung im LUND - Modell.

erfolgt die eigentliche Fragmentation durch den Zerfall sogenannter Cluster. Diese bestehen aus Quark und Antiquark, die durch den Partonschauer gebildet werden. Der Ablauf der Fragmentation im Cluster - Modell läßt sich in drei Stufen untergliedern, die hier anhand des WEBBER - Modells erläutert werden sollen.

- Bildung der primären Cluster durch einen Partonschauer.
- Fragmentation der primären Cluster in leichtere Cluster.
- Zerfall der Cluster in Hadronen.

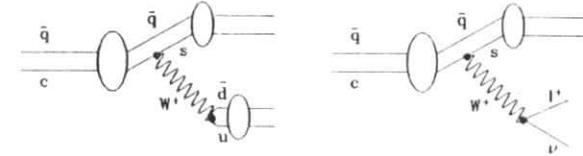


Abbildung 2.11: Zerfall der Cluster durch die schwache Wechselwirkung im WEBBER - Modell.

Das Modell von WEBBER und MARCHESINI reproduziert den String - Effekt durch die Berücksichtigung der destruktiven Gluon - Interferenz während der Ausbildung des Partonschauers [15]. Der Endzustand des Partonschauers ist ein System von Quarks und Gluonen geringer Masse. Im WEBBER - Modell wird die Entwicklung des Partonschauers bei einer minimalen Masse von $Q_0 = m_g = 0.7 \text{ GeV}/c^2$ abgebrochen. Die fiktive Gluonmasse m_g unterdrückt die Verzweigung $g \rightarrow gg$ bei invarianten Massen unterhalb von $2 \cdot Q_0$. Es ergibt sich das in Abbildung 2.4 gezeigte Bild. Die noch vorhandenen Gluonen werden in $q\bar{q}$ - Paare aufgespalten. Der Partonschauer besteht jetzt nur noch aus Quarks und Antiquarks. Aus dieser Konfiguration werden durch das sogenannte *preconfinement* die primären Cluster gebildet. Um farbneutrale Zustände zu erhalten, müssen Quarks und Antiquarks von verschiedenen Endpunkten des Partonschauers kombiniert werden. Dabei werden im Phasenraum benachbarte Quarks und Antiquarks zu Clustern verbunden. Falls diese primären Cluster schwere Quarks (c, b) enthalten, zerfallen sie durch die schwache Wechselwirkung, wie in Abbildung 2.11 schematisch gezeigt. Überschreitet die Masse eines primären Cluster einen Grenzwert M^{max} , dann fragmentiert er durch $q\bar{q}$ - Paarerzeugung (uu, dd, ss) in zwei leichte Cluster. Im WEBBER - Modell beträgt die maximale Cluster Masse $M^{max} = 1 \text{ GeV}/c^2$. Der endgültige Zerfall der Cluster folgt einem einfachen Phasenraummodell und erfolgt isotrop im Ruhesystem der Cluster. Dabei wird ein Quarkpaar q, \bar{q} oder ein Diquarkpaar d_j, \bar{d}_j entsprechend einem statistischen Modell erzeugt. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der verschiedenen Quarkflavour ist hier durch die Quarkmassen festgelegt. Für die leichten Quarks u, d und s sind die Massen nur sehr ungenau bekannt. Im Modell sind sie daher als freie Parameter enthalten. Der relative Anteil der Diquarks ist ca. 5%. Aus einem Cluster, der aus den Quarks q_1, \bar{q}_2 besteht, entstehen die Mesonen q_1, \bar{q}_1 und q_1, \bar{q}_2 , oder die Baryonen q_1, d_j und \bar{q}_2, \bar{d}_j . Die Häufigkeitsverteilung der Mesonen bzw. Baryonen ist dabei durch den zur Verfügung stehenden Phasenraum und die Spinstatistik gegeben, bedarf also keiner weiteren Anpassung durch Parameter. Durch die geringere Anzahl von Parametern ist das WEBBER - Modell vor dem LUND - Modell ausgezeichnet.

2.5 Vektormesonen und pseudoskalare Mesonen

Mesonen entstehen im Verlauf der Fragmentation aus Quarks und Antiquarks. Neben ihrem Gesamtspin ($S = 0, 1$) können Quark und Antiquark auch einen relativen Bahndrehimpuls ($L = 0, 1, 2, \dots$) aufweisen. Daher sind verschiedene Kombinationen von Spin und Drehimpuls möglich. Diese haben einen definierten Gesamtdrehimpuls J und ein bestimmtes Verhalten unter Raumspiegelung P sowie Ladungskonjugation C . Für $L = 0$ und $L = 1$ sind im statischen Quark - Modell die folgenden Spin - Paritäts - Zustände möglich:

\bar{L}	\bar{S}	J^{PC}	Bezeichnung
0	0	0^{-+}	Pseudoskalare Mesonen
0	1	1^{-+}	Vektor - Mesonen
1	0	1^{++}	Axialvektor - Mesonen
1	1	$0^{++}, 1^{++}, 2^{++}$	Skalare, Axialvektor, Tensor - Mesonen

Tabelle 2.2: Quark - Antiquark - Nonetts.

Legt man die $SU(3)$ - Flavour - Symmetrie zugrunde, d.h. wählt man u, d und s - Quarks als die fundamentale Darstellung der $SU(3)$, dann ergeben sich die J^{PC} - Nonetts. Dabei vernachlässigt man allerdings Unterschiede in den Quarkmassen. Bedingt durch die Gruppenstruktur der $SU(3)$ stellt sich jedes Nonett als ein Oktett und ein Singulett dar:

$$3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$$

Die Zustände innerhalb des Oktetts sind durch $SU(3)$ - Transformationen (z.B. $u \rightarrow s$) verknüpft. Übergänge zwischen Oktett und Singulett eines Nonetts sind innerhalb der $SU(3)$ nicht möglich. Dies gilt nur, solange die Symmetrie exakt ist. Durch die höhere Masse des s Quarks ist die $SU(3)$ - Flavour - Symmetrie gebrochen, daher sind Mischungen zwischen Singulett und Oktett möglich. Diese mathematische Klassifikation läßt sich auf physikalische Zustände, wie z.B. Mesonen anwenden. So ist das K^0 - Meson ein $J^P = 0^-$ - Zustand, also ein pseudoskalares Meson. Das K^{*+} - Meson hingegen ist ein $J^P = 1^-$ - Zustand, d.h. ein Vektormeson. Diese beiden Mesonen gehören daher verschiedenen Oktetts an.

Eine interessante Frage ist: Wie sieht das Verhältnis der Produktionsraten von Vektormesonen V zu pseudoskalaren Mesonen P aus? Unter den Annahmen gleicher Massen des pseudoskalaren und vektoriellen Mesons und exakter $SU(3)$ - Symmetrie ist der Parameter $V/(V + P)$ allein durch die Spinstatistik bestimmt. Man erwartet daher $V/(V + P) = 3/4$. Dazu ist anzumerken, daß weder die $SU(3)$ - Flavour - Symmetrie exakt ist, noch die Massen der 0^- und 1^- - Zustände identisch sind. Trotzdem erlaubt die Bestimmung des $V/(V + P)$ - Parameters einen Einblick in die Dynamik des Hadronisationsprozesses. Die relativen Unterschiede in der Masse des pseudoskalaren zur Masse des Vektor - Mesons werden von π/ρ über K/K^* bis D/D^* immer geringer. Falls es einen Einfluß der Masse auf den Wert von $V/(V + P)$ gibt, sollte er bei π/ρ deutlich, bei D/D^* hingegen gering sein.

Für die K^- - Mesonen K^+, K^0, \bar{K}^0 erwartet man wegen der Isospinvarianz der starken Wechselwirkung die gleiche Erzeugungsrate. Dies gilt ebenso für die K^* - Mesonen $K^{*+}, K^{*0}, \bar{K}^{*0}$. Daher läßt sich der Parameter $V/(V + P)$ auch aus den Raten der K^0 und der K^{*+} - Erzeugung berechnen, obwohl diese Mesonen eine unterschiedliche Quarkzusammensetzung haben. Dabei vernachlässigt man allerdings den sogenannten *leading particle*

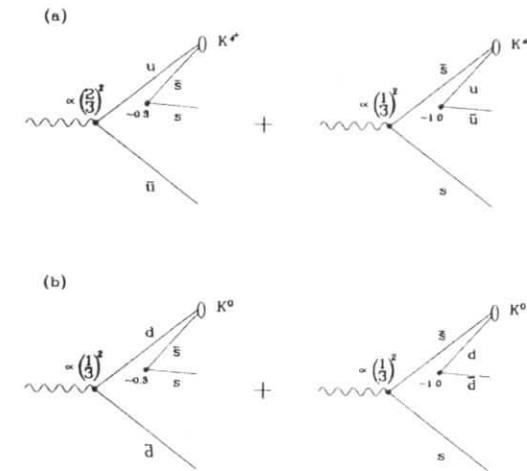


Abbildung 2.12: Diagramme für *leading* K^{*+} - Erzeugung (a) und *leading* K^0 - Erzeugung (b). Die Kopplungen am Vertex sind dem Quadrat der Quarkladungen proportional. Der Faktor 0.3 berücksichtigt die Unterdrückung der *strange* - Quark - Erzeugung in der Fragmentation.

effect, der durch die unterschiedliche Erzeugungsrate von Quarks am Vertex verursacht wird. Die dem Ladungsquadrat proportionale Kopplung des virtuellen Photons an die Quarks bedingt ein Verhältnis von 4:1 für primäre u zu primären d und s Quarks. Die Erzeugung von *strange* - Quarkpaaren in der Fragmentation ist um einen Faktor 0.3 gegenüber den u und d Quarks unterdrückt. In Abbildung 2.12 sind die Diagramme gezeigt, die zu *leading* K^{*+} - und *leading* K^0 - Mesonen führen. Man entnimmt daraus ein Verhältnis von ≈ 1.7 *leading* K^{*+} pro K^0 . Der größte Anteil der K^{*+} und K^0 - Mesonen stammt allerdings aus der Fragmentation oder dem Zerfall schwerer Resonanzen. Nur ca. 5% *leading particles* tragen zur Gesamtrate bei. Der *leading particle effect* kann daher in guter Näherung vernachlässigt werden.

Die LUND - Gruppe hat einen Ansatz entwickelt, in dem die Spin - Spin - Wechselwirkung der Quarks bei der Mesonbildung berücksichtigt wird [20]. Dieser Ansatz führt auf eine Unterdrückung der Vektor - Mesonen, die folgende Massenabhängigkeit aufweist:

$$\frac{P}{V} = \frac{1}{3} \cdot \left(\frac{M_V}{M_P} \right)^\alpha$$

Für $\alpha = 0$ erhält man das aus der Spinstatistik erwartete Resultat. Im LUND - Monte - Carlo wird der Parameter $V/(V + P)$ allerdings explizit für jeden Quark - Flavour angegeben (cf. Tabelle 5.1). Im WEBBER - Modell ergibt sich dieses Verhältnis aus dem Zerfall der Cluster. Dabei ist der für den Zerfall vorhandene Phasenraum sowie die Spinstatistik bestimmend für den Wert von $V/(V + P)$. Einen eigentlichen Parameter, wie im LUND - Modell, gibt es nicht.

In dieser Arbeit werden die inklusiven Erzeugungsraten für K_S^0 - und K^{*+} - Mesonen ge-

messen. Damit kann der Parameter $V/(V + P)$ bestimmt werden. Das dazu nötige Verfahren wird in Abschnitt 5.5 beschrieben.

2.6 Zusammenfassung

Zum Abschluß dieses Kapitels sollen die wichtigsten Ergebnisse stichwortartig aufgeführt werden:

- Die Eichgruppe der QED weist eine abelsche Symmetrie auf. Es gibt ein Eichboson; das *Photon*.
- Die QCD ist eine *nichtabelsche* Theorie. Die acht Eichbosonen der Theorie – die *Gluonen* – tragen Farbladungen.
- *Quarks* sind Farbtuplett – Zustände und tragen drittelzahlige elektrische Ladungen. Sie koppeln sowohl an Photonen als auch an Gluonen.
- Gebundene Systeme von Quarks sind stets *Farbsingulets*.
- Der Feldverlauf zwischen zwei Farbladungen ist quasi *eindimensional*.
- Durch die Renormierung erhält die *Kopplungskonstante* α_s der starken Wechselwirkung eine Abhängigkeit vom Impulsübertrag. Die Konsequenz sind *confinement* und *asymptotic freedom*.
- Die *Hadronisation* der Partonen erfolgt bei kleinen Impulsüberträgen. Die Störungstheorie ist hier nicht anwendbar.
- Inklusive Wirkungsquerschnitte für Hadron – Erzeugung zeigen *Skaleninvarianz*.
- *Mesonen* entstehen durch die Bildung virtueller $q\bar{q}$ – Paare im Farbfeld.
- Während der Fragmentation entstehen keine schweren Quarks.
- Die *Baryon* – Erzeugung erfolgt durch die Bildung *virtueller* Diquark – Antidiquark – Paare im Farbfeld.
- Die Teilchendichte in 3 Jet – Ereignissen ist zwischen zwei Quark – Jets geringer als zwischen Quark- und Gluon – Jet (*String – Effekt*).
- Die destruktive Gluoninterferenz, bzw. die Ordnung der Gluon – Emission nach abnehmenden Öffnungswinkeln reproduziert den *String – Effekt*.
- Für das Verhältnis $V/(V + P)$ erwartet man aufgrund der Spin – $SU(2)$ einen Wert von 0.75. Im LUND – Modell ist es durch einen Parameter bestimmt. Im WEBBER – Modell ergibt es sich aus Phasenraumeffekten und der Spinstatistik.

Kapitel 3

Das CELLO – Experiment

3.1 Der CELLO – Detektor

Der CELLO – Detektor war in der Zeit von März 1980 bis Oktober 1986 am e^+e^- – Speicherring PETRA (Positron – Elektron – Tandem – Ring – Anlage) am DESY in Hamburg installiert. Seine Aufgabe war es, e^+e^- – Reaktionen bei Schwerpunktsenergien bis zu 46.8 GeV zu messen. Die in dieser Arbeit analysierten Daten wurden in dem Zeitraum von Februar bis Oktober 1986 bei einer Strahlenergie von 17.5 GeV gewonnen. In diesem Abschnitt wird eine Übersicht der einzelnen Detektorkomponenten gegeben und ihre Funktionsweise beschrieben. In den folgenden Abschnitten wird auf die Datenreduktion und Ereignisrekonstruktion eingegangen, und zum Schluß die Ereignisrekonstruktion erläutert. Eine detaillierte Beschreibung des CELLO – Detektors ist in [21] gegeben.

Eine Skizze des CELLO – Detektors ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Man erkennt folgende Komponenten:

1. das **Strahlrohr** mit 10 cm Radius und einer Dicke, die 0.03 Strahlungslängen entspricht,
2. die zylindrischen **Proportionalkammern** (cf. Abb. 3.2),
3. die zylindrischen **Driftkammern** (cf. Abb. 3.2),
4. die **supraleitende Spule**,
5. das **Flüssig – Argon – Kalorimeter** mit seiner oktagonalen Struktur,
6. die **Hadronen – Absorber**,
7. die **Myonkammern**,
8. die **Endcap – Proportionalkammern**,
9. 10. 11. den **Vorwärts – Schauerzähler**, der aufgrund des Einbaus von Mikro – Beta Quadrupolmagneten im Speicherring PETRA umgebaut wurde.

Da für diese Analyse fast ausschließlich die Information des Innendetektors benutzt wird, soll dieser Teil in einiger Ausführlichkeit behandelt werden, die weiteren Komponenten werden dagegen nur kurz beschrieben.

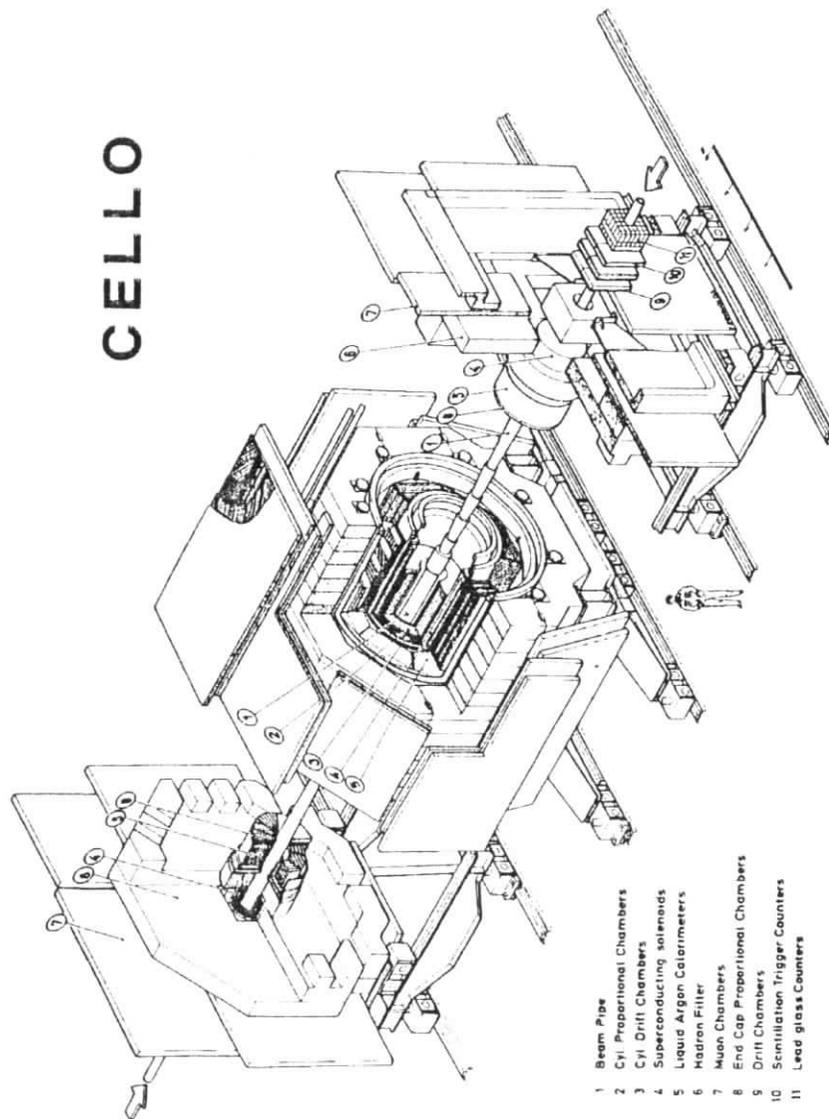


Abbildung 3.1: Der CELLO - Detektor; aus [22].

3.1.1 Innendetektor

Der Innendetektor dient dem Nachweis und der Impulsbestimmung elektrisch geladener Teilchen. In Abbildung 3.2 ist ein Aufriß des Innendetektors gezeigt. Er besteht aus zwei Strahlrohrkammern, fünf Proportionalkammern und sieben Driftkammern (siehe auch Tabelle 3.1). Das gesamte Instrument ist von einer supraleitenden Magnetspule umgeben, sie liefert ein weitgehend homogenes, zur Strahlachse paralleles magnetisches Feld von 1.32 T Stärke. Bei mindestens acht erreichten Kammern ergibt sich eine Raumwinkelakzeptanz von $0.91 \cdot 4\pi$.

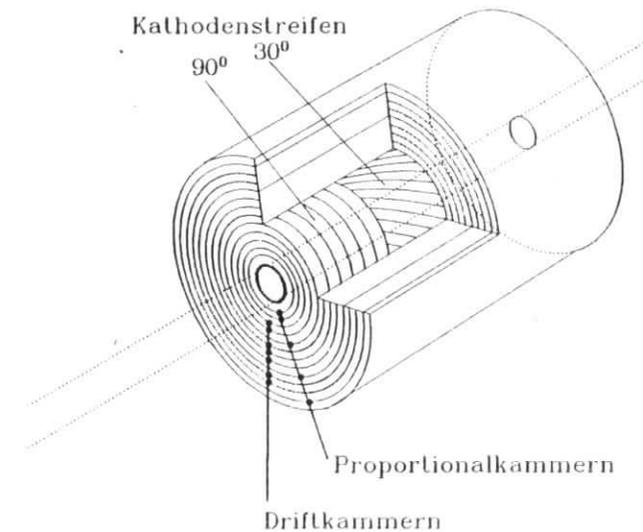


Abbildung 3.2: Der CELLO - Innendetektor.

- Die **Strahlrohrkammern** umgeben direkt das Strahlrohr, um so eine möglichst genaue Rekonstruktion des Vertex zu ermöglichen¹. Die Kammern bestehen aus Lagen von je 128 Driftrohren, die um einen Rohrradius gegeneinander versetzt sind. Jedes Driftrohr enthält einen Anodendraht und ist mit einem Gasgemisch von 50 % Argon und 50 % Äthan unter Atmosphärendruck gefüllt [23].
- Die **Driftkammern** liefern Informationen über die Spurparameter in der $r\varphi$ - Ebene des Detektors. In dieser Ebene wirkt auf die elektrischen Ladungen der Teilchen eine LORENTZ - Kraft, die sie auf Kreisbahnen zwingt. Eine Driftkammer besteht hier

¹In multihadronischen Ereignissen hat es sich gezeigt, daß die Strahlrohrkammern in 18% der Ereignisse eine so starke Aktivität zeigen, daß diese Ereignisse nicht für die Analyse benutzt werden konnten.

Kammer- nummer	Kammer- Typ	Radius [cm]	Zahl der Signaldrähte	Abstand der Drähte [mm]	# Kathoden	
					90°	30°
1	DR	10.90	128	5.35	—	—
2	DR	11.37	128	5.54	—	—
3	PC	17.0	512	2.09	252	256
4	PC	21.0	512	2.58	228	256
5	DC	25.5	104	15.41	—	—
6	DC	30.4	128	14.92	—	—
7	PC	35.7	1024	2.19	366	512
8	DC	40.2	168	15.03	—	—
9	DC	45.1	192	14.76	—	—
10	DC	50.0	208	15.10	—	—
11	PC	55.3	1536	2.26	420	768
12	DC	59.8	256	14.68	—	—
13	DC	64.7	256	15.88	—	—
14	PC	70.0	1536	2.86	494	768

Tabelle 3.1: Die Kammern des CELLO - Innendetektors: DR = Driftrohr, DC = Driftkammer, PC = Proportionalkammer.

aus mehreren Driftzellen gleicher Größe. Als Ionisationsmedium dient wie bei den Driftrohren ein Argon - Äthan - Gasgemisch bei Atmosphärendruck. Zum Nachweis der durch die Ionisation ausgelösten Elektronen enthält jede Zelle einen Signaldraht, der von sechs Potentialdrähten umgeben ist. In der Nähe des Signaldrahtes bildet sich aufgrund der hohen Feldstärke eine Elektronenlawine aus (Gasverstärkung), die dann zu einem meßbaren Signal führt. Aus der Zeitspanne zwischen dem *beam crossing* und dem Signal läßt sich, über eine Weg - Driftzeit - Beziehung, der Abstand des ionisierenden Teilchens von dem Signaldraht der Driftzelle bestimmen.

- Die wesentliche Aufgabe der **Proportionalkammern** ist eine Messung der Spurparameter in der r_z - Projektion des Detektors, dies ist zur dreidimensionalen Rekonstruktion einer Spur erforderlich. Dazu sind die parallel zur Strahlachse verlaufenden Anodendrähte von Kathodenstreifen unterschiedlicher Neigung (30° und 90°) umgeben. Durch Messung der Korrelation, der auf den 30° bzw. 90° - Streifen induzierten Ladung, läßt sich die Lage einer Spur bestimmen. Auch die r_φ - Koordinaten lassen sich mit den Proportionalkammern bestimmen. Der Fehler ist allerdings ca. viermal größer als bei den Driftkammern, wo er 200 μm beträgt.

Im Vorwärtsbereich wird der Spurdetektor durch *Endcap* - Proportionalkammern ergänzt. Durch diese Kammern erhöht sich die Raumwinkelakzeptanz auf $0.98 \cdot 4\pi$.

Im folgenden gebe ich eine Aufstellung der wichtigsten technischen Daten des Innendetektors:

- Die Auflösung in r_0 , i.e. der minimale Abstand einer Spur vom Primärvertex, wurde in multihadronischen Ereignissen bestimmt. Es zeigt sich eine gaußförmige Verteilung mit einer Breite von $\sigma \approx 8$ mm. Diese ist von einer Verteilung überlagert, die sich zu r_0 - Werten bis ca. 5 cm erstreckt und ihre Ursache in Sekundärvertex - Spuren

und "unphysikalischen" Spuren hat. Die letzteren werden durch die Spurrekonstruktion insbesondere in Ereignissen hoher Multiplizität erzeugt.

- Die Residuen der Kammern wurden mit 2 Spur - Ereignissen gemessen. Für die Ortsauflösung in der r_φ - Ebene ergeben sich typische Werte von $\sigma = 200 \mu\text{m}$ bei den Driftkammern, und $\sigma = 800 \mu\text{m}$ bei den Proportionalkammern. Die z - Auflösung der Proportionalkammern wird mit $\sigma = 440 \mu\text{m}$ angegeben [21].
- Der Fehler der Impulsbestimmung wird mit

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 2\% \cdot p_T$$

angegeben, wobei p_T der Transversalimpuls in GeV/c ist [23]. Durch einen Vertexfit kann die Auflösung auf ca. 1.2% $\cdot p_T$ verbessert werden.

3.1.2 Blei - Flüssig - Argon - Kalorimeter

Außerhalb der Magnetspule befindet sich das CELLO - Kalorimeter. Dessen Zentralteil besteht aus 16 Modulen, die 86% des totalen Raumwinkels abdecken. Ergänzt wird es von vier *Endcap* - Modulen, so daß insgesamt 93% des Raumes abgedeckt werden. Das CELLO - Kalorimeter arbeitet nach dem *sampling* - Prinzip, dazu sind die einzelnen Module longitudinal und lateral segmentiert. Es wechseln sich Lagen von Bleiplatten (Kathoden) mit Bleistreifen (Anoden) unterschiedlicher Orientierung ab. Diese Struktur ist von flüssigem Argon durchströmt, welches als Ionisationsmedium dient. Durch die feine Segmentierung und die große Anzahl (576) elektronischer Kanäle pro Modul ergibt sich die Möglichkeit, Schauer dreidimensional mit hoher Präzision zu rekonstruieren. Die Energieauflösung des Kalorimeters wird mit

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx 10\% + \frac{5\%}{\sqrt{E}} \cdot E \text{ in GeV}$$

angegeben [24]. Anhand der gemessenen Richtung des Schauers ist eine Extrapolation des Teilchenursprungs möglich. Die Information des Kalorimeters kann auch zur Teilchen - Identifizierung benutzt werden. Bei dieser Methode macht man sich zunutze, daß Elektronen, Myonen und Pionen über einen weiten Energiebereich unterschiedliche Schauerprofile aufweisen [24].

3.1.3 Myonkammern

Myonen erscheinen aufgrund ihrer großen Masse als minimalionisierende Teilchen im CELLO - Kalorimeter. Um sie effektiv identifizieren zu können, nutzt man ihre geringe Absorptionswahrscheinlichkeit in Materie aus. Das Magneteisen ist mit seiner Tiefe von bis zu 80 cm² ein idealer Hadronabsorber. Myonen mit einer Mindestenergie von 1.2 GeV können das Eisen durchdringen. Dabei erfahren sie eine Vielfachstreuung an den Atomen des Eisens. Zum Nachweis befinden sich, außerhalb des Rückflußboches der Magnetspule, großflächige Proportionalkammern. Die 30 Kammern weisen eine Gesamtfläche von ca. 200 m² auf und decken ungefähr 90% des totalen Raumwinkels ab. Untergrundsignale in den Myonkammern

²Das entspricht ca. fünf bis acht Absorptionslängen

werden durch die kosmische Höhenstrahlung sowie von Pionen, die im Hadronabsorber reagieren oder zerfallen, hervorgerufen. Um diesen Untergrund zu unterdrücken, extrapoliert man die Spuren des Innendetektors in die Myonkammern. Unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung läßt sich ein Qualitätsmaß definieren und daraufhin entscheiden, ob ein Signal in einer Myonkammer tatsächlich einem Myon entspricht.

3.2 Datennahme und Ereignisrekonstruktion

3.2.1 Trigger

Die primäre Ereignisrate am Wechselwirkungspunkt ist von der Größenordnung 10 kHz. Um die Datenmenge in vernünftigen Grenzen zu halten, und um die Verfügbarkeit des Detektors möglichst groß zu halten, ist ein System erforderlich, das in etwa 2 μ s entscheiden kann, ob ein physikalisch interessantes Ereignis vorliegt. Dieser sogenannte Trigger bezieht seine Information aus drei Komponenten des CELLO – Detektors: dem Innendetektor, dem Flüssig – Argon – Kalorimeter, sowie den Schauer – Zählern im Vorwärtsbereich des Detektors.

Der Innendetektor ist in 64 azimutale und 37 polare Sektoren eingeteilt. Für jeden dieser Sektoren sind Masken aller erlaubten Spuren auf *random access memories* (RAM's) gespeichert. Das gemessene Hitmuster wird nun mit diesen Masken verglichen und auf die gestellte Triggerbedingung überprüft. Der Spurtrigger entscheidet innerhalb von 1.5 μ s, ob die gestellte Triggerbedingung erfüllt ist.

Der neutrale Trigger verwendet die im Kalorimeter deponierte Energie zur Entscheidung. Dabei wird die gemessene Energie über verschiedene topologische Konstellationen summiert und mit der relevanten Triggerbedingung verglichen. Mit Hilfe des Spurtriggers und des neutralen Triggers können verschiedene logische Kombinationen gebildet werden, die jeweils ein interessantes Ereignis versprechen.

3.2.2 Datennahme

Hat die Triggerelektronik ein Ereignis für interessant befunden, wird die Meßelektronik gestoppt und der Detektor von einem *online – computer* PDP 11/45 ausgelesen. Dieser Rechner stellt einen großen Zwischenspeicher zur Verfügung, um Spitzenraten während der Datennahme auszugleichen. Auf diesem Rechner läuft ein Programm zur Spurerkennung, welches eine erste Klassifizierung der Ereignisse ermöglicht. Die PDP 11/45 ist direkt mit dem DESY-IBM Rechenzentrum verbunden. Das IBM *online – system* besitzt einen großen Ringspeicher, auf dem die Daten zwischengespeichert werden, und von wo sie anschließend auf Magnetbänder geschrieben werden. Zur weiteren Reduzierung der Datenmenge werden diese Daten von Filterprogrammen auf vorhandene Spuren und Schauer im Flüssig – Argon – Kalorimeter untersucht. Anhand dieser genaueren Information wird versucht, die gestellten Triggerbedingungen zu verifizieren. Dabei werden etwa 85% der Ereignisse als Untergrund erkannt und verworfen. Die restlichen Daten durchlaufen anschließend das Programm OF-FRAM, in dem eine detaillierte Rekonstruktion der Ereignisse vorgenommen wird. Diese Information wird auf sogenannte *data summary tapes* (DST's) geschrieben. Der nachfolgende SELECT-Job sucht aus diesen Ereignissen die physikalisch interessanten heraus; z.B.

multihadronische Ereignisse, 2-Photon – Reaktionen, BHABHA – Ereignisse etc. BHABHA – Ereignisse werden dabei um einen Faktor zehn unterdrückt. Gleichzeitig wird der Untergrund z.B. aus *beam wall* – Ereignissen, wo Elektronen aus der Sollbahn geraten sind und mit dem Strahlrohr reagiert haben, reduziert. In einer weiteren Selektion werden die unterschiedlichen Ereignisklassen getrennt. Diese Daten stellen den Ausgangspunkt für fast alle anschließenden Analysen dar.

3.3 Selektion multihadronischer Ereignisse

Ein typisches multihadronisches Ereignis, das bei einer Schwerpunktsenergie von 35 GeV erzeugt wird, enthält im Mittel dreizehn geladene und etwa zehn neutrale Teilchen. Im CELLO – Detektor werden im Mittel ca. 70% der Gesamtenergie nachgewiesen. Die restliche Energie ist zum Teil in den geometrischen Akzeptanzlücken des Detektors verschwunden, oder konnte nicht rekonstruiert werden. Diese Charakteristiken der Annihilations – Ereignisse nutzt man aus um sie von anderen physikalischen Prozessen und Untergrundreaktionen abzusondern.

Es gibt mehrere physikalische Prozesse, die multihadronische Ereignisse vortäuschen können:

1. Die Tau – Paarerzeugung $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ liefert Ereignisse, die zwischen zwei und sechs geladene Spuren enthalten und einen großen Anteil der Gesamtenergie mit sich tragen. Mehr als vier geladene Teilchen kommen allerdings nur in ca. 2% aller Fälle vor.
2. QED – Ereignisse mit Leptonen und Photonen im Endzustand, z.B. "strahlende" BHABHA – Ereignisse $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$. Die Anzahl der geladenen Teilchen ist selten größer als zwei.
3. Der 2 – Photon Prozeß, der in Abbildung 3.3 gezeigt ist, erzeugt Ereignisse mit vorzugsweise geringer invarianter Masse und oft hohem Impuls in Richtung der Strahlachse.
4. Die Wechselwirkung des Strahls mit dem Restgas im Vakuumrohr führt zu Ereignissen, die einen hohen Impulsanteil in Richtung des Strahlrohres haben. Diese sogenannten *beam gas events* sind gleichförmig entlang der z – Achse des Detektors verteilt. Da sie auf der Reaktion mit Atomkernen beruhen, zeigen sie eine positive Nettoladung.
5. Aus der Bahn geratene Elektronen oder Positronen können mit dem Strahlrohr wechselwirken. Diese *beam wall* – Ereignisse zeigen ebenfalls eine positive Nettoladung und vorzugsweise viele Hits in den Strahlrohrkammern.

Ein weiteres Problem sind multihadronische Ereignisse, die nur unvollständig rekonstruiert wurden. Um diese verschiedenen Untergrundbeiträge zu reduzieren, müssen die multihadronischen Ereignisse bestimmte Kriterien erfüllen, die hier aufgelistet werden:

- Damit ein geladenes bzw. ein neutrales Teilchen akzeptiert wird, muß es folgende Bedingungen erfüllen:

S 1 $p_T > 150$ MeV/c für geladene Spuren

S 2 $E > 150$ MeV für Schauer im Kalorimeter

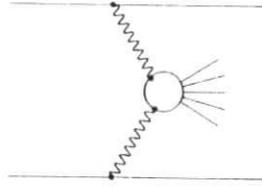


Abbildung 3.3: FEYNMAN - Graph der 2-Photon - Reaktion.

S-3 maximaler Abstand vom Wechselwirkungspunkt: in der $r\varphi$ - Ebene $r_0 < 5$ mm und $z_0 < 10$ cm in der rz - Ebene (für geladene Spuren)

S-4 $|\cos \theta| \leq 0.865$ (θ ist der Winkel zur Strahlachse)

• Anforderungen an das gesamte Ereignis:

H-1 Anzahl der geladenen Teilchen $N_{\pm} \geq 5$

H-2 Gesamtenergie der geladenen Teilchen $E_{\pm} > 0.22 \cdot \sqrt{s}$

H-3 Gesamtenergie der neutralen und geladenen Teilchen $E_{tot} > 0.33 \cdot \sqrt{s}$

H-4 Gesamtenergie im Kalorimeter $E_0 > 0.16 \cdot \sqrt{s}$

H-5 Nettoladung $|\sum Q_i/c| \geq 6$

Ein multihadronisches Ereignis muß die Bedingungen H-1, H-2, H-4 und H-5 oder H-1, H-3 und H-5 erfüllen, um akzeptiert zu werden. Die mit diesen Selektionskriterien erreichte Akzeptanz für multihadronische Ereignisse wurde mit einer Monte - Carlo - Simulation zu $\epsilon_{had} = 0.74$ bestimmt. Die Triggerakzeptanz für multihadronische Ereignisse, die durch diese Selektion gelangen, wird zu 96% bestimmt [25]. Die integrierte Luminosität in diesem Experiment beträgt 86 pb^{-1} , daraus konnten mit dieser Selektion 24166 multihadronische Ereignisse gewonnen werden. Wie oben erwähnt, ist in 18% dieser Ereignisse die Spurrekonstruktion aufgrund der "leuchtenden" Strahlrohrkammern nur bedingt möglich. Um Untergrund zu vermeiden, wurden deshalb Ereignisse mit mehr als 70 Hits in den Strahlrohrkammern verworfen. Die restlichen 19844 Ereignisse stehen der weiteren Analyse zur Verfügung.

Kapitel 4

Sekundärvertexrekonstruktion und K_S^0 - Identifikation

Die Rekonstruktion von Zerfallsvertices bietet die Möglichkeit, K_S^0 - Mesonen in einem weiten Impulsbereich zu identifizieren. Dies ist von entscheidender Bedeutung für diese Analyse - einerseits ermöglicht das signifikante Signal eine genaue Bestimmung des inklusiven Wirkungsquerschnitts - andererseits ist es der Ausgangspunkt zum Nachweis des durch die starke Wechselwirkung zerfallenden Vektormesons K^{*+} (892). In diesem Kapitel wird auf die Kinematik der sogenannten V^0 - Zerfälle sowie deren geometrische Konstellation eingegangen; anschließend wird die Rekonstruktion des Sekundärvertex, sowie der kinematisch - geometrische Fit an die V^0 - Hypothese erläutert, ehe dann zum Abschluß Verfahren zur Reduktion des Untergrundes angegeben werden und die Massenspektren gezeigt werden. Eine detailliertere Darstellung der V^0 - Rekonstruktion ist in [26,27] zu finden.

4.1 V^0 - die Signatur des schwachen Zerfalls $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$

Die Hadronisation des in der c^+c^- - Annihilation gebildeten Partonsystems wird durch die starke Wechselwirkung vermittelt. Ein Fragmentationsprodukt sind dabei die pseudoskalaren Mesonen K^0 und \bar{K}^0 , die Eigenzustände der starken Wechselwirkung sind und eine Masse von $497.72 \text{ MeV}/c^2$ haben. Die im Experiment beobachtbaren Teilchen sind hingegen Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung. Sie lassen sich als Überlagerungen der Zustände K^0 und \bar{K}^0 auffassen:

$$K_S^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K}^0), CP = +1$$

$$K_L^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K}^0), CP = -1$$

Das K_S^0 - Meson zerfällt als $CP = +1$ Zustand in zwei Pionen nach einer mittleren Lebensdauer von $\tau = 0.8923 \cdot 10^{-10} \text{ s}$, dies entspricht einer mittleren Weglänge von $\bar{s} = c\tau = 2.675 \text{ cm}$. Durch den Teilchenimpuls von einigen GeV/c kommen relativistische Effekte zum Tragen, und die mittlere im Detektor zurückgelegte Weglänge vergrößert sich auf $\bar{s} = \beta\gamma c\tau$. Die Wahrscheinlichkeit, daß der Zerfall des K_S^0 - Mesons im Innendetektor stattfindet, ist groß, während der Zerfall des K_L^0 - Mesons in drei Pionen durch Phasenraumeffekte stark unterdrückt ist und folglich eine so große Lebensdauer ($c\tau = 1554 \text{ cm}$) hat, daß er nicht im Detektor beobachtet werden kann.

Ein multihadronisches Ereignis bei 35 GeV Schwerpunktsenergie hinterläßt im Mittel zwölf geladene Spuren im Innendetektor; unter der Annahme, daß zwei dieser Spuren aus einem K_S^0 - Zerfall stammen, ergäben sich 36 mögliche neutrale Kombinationen, von denen nur eine richtig ist. Durch die endliche Wegstrecke, die ein K_S^0 - Meson zurücklegt, ehe es zerfällt, bietet sich die Möglichkeit, diese Kombinatorik drastisch zu reduzieren. Dazu ist es nötig, den Sekundärvertex zu rekonstruieren. Diese Methode wird im folgenden beschrieben, doch zuvor wird die Spurrekonstruktion im CELLO - Innendetektor erläutert, die der Ausgangspunkt des weiteren Vorgehens ist.

4.2 Spurrekonstruktion im Innendetektor

Die Trajektorie eines geladenen Teilchens, welches sich in einem Magnetfeld bewegt, läßt sich durch eine Helix beschreiben, sofern man COULOMB - Streuung, welche insbesondere im Strahlrohr auftritt, sowie Feldinhomogenitäten vernachlässigt. Da das Magnetfeld parallel zur Strahlachse gerichtet ist, wirkt die LORENTZ - Kraft nur in der Ebene senkrecht zur Strahlachse, der sogenannten $r\varphi$ - Ebene. Hier läßt sich die Bahn durch einen Kreis darstellen. In der sz - Ebene wird die Bahn durch eine Gerade parametrisiert, wobei s die Bogenlänge in der $r\varphi$ - Projektion ist. Zur Parametrisierung einer Spur sind daher fünf Spurparameter nötig; drei in der $r\varphi$ - Ebene und zwei in der sz - Ebene. Die Signale der Drift- und Proportionalkammern werden von einem Algorithmus (CELPAT) auf solche helixartigen Strukturen untersucht. Falls der Spurfit erfolgreich verläuft, ergeben sich hieraus die Spurparameter mit der dazugehörigen Kovarianzmatrix, sowie ein χ^2 , das Auskunft über die Güte des Fits liefert. Für die Sekundärvertexrekonstruktion werden die CELPAT - Spurparameter in das PLUTO - GEOM - Format gebracht:

- G-1 Der Krümmungsradius κ des Kreises.
- G-2 Der minimale Abstand r_{min} des Kreisbogens vom geometrischen Nullpunkt.
- G-3 Der Winkel φ vom Nullpunkt zum Kreismittelpunkt.
- G-4 Der z - Wert z_0 am Punkt (r_{min}, φ) .
- G-5 Die Steigung dz/ds der Geraden in der sz - Projektion.

Die auf diese Art definierten GEOM - Spuren sind der Ausgangspunkt der V^0 - Rekonstruktion. Es sei hier hervorgehoben, daß die GEOM - Spuren ohne explizite Hinzunahme des primären Ereignisvertex rekonstruiert werden, und somit der endlichen Zerfallslänge der V^0 's Rechnung tragen.

Eine weitere wichtige Größe ist der Ereignisvertex, das ist der Punkt, an dem sich die Elektron- und Positronpakete durchdringen. Dieser Vertex variiert mit der Strahlage im PETRA - Speicherring und kann folglich für jede PETRA - Füllung verschieden sein, deshalb wird er für jede Füllung aus den Meßdaten selbst bestimmt. Dazu werden kollineare BHABHA - Ereignisse einem Einspurfit unterworfen und der mittlere Kreuzungspunkt errechnet. In der $r\varphi$ - Ebene ist der BHABHA - Vertex gut lokalisiert ($\sigma = 150\mu\text{m}$), während die Ausdehnung in der rz - Ebene bis zu 2 cm betragen kann [26].

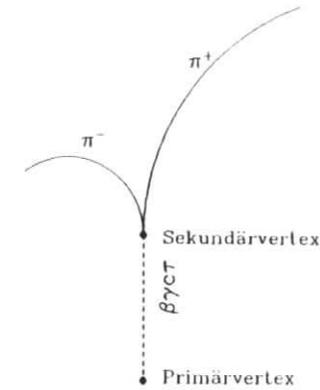


Abbildung 4.1: Zur Geometrie des V^0 - Zerfalls.

4.3 V^0 - Kinematik und Geometrie

Der Zerfall des K_S^0 - Mesons erzeugt im Ruhesystem des K_S^0 - Mesons ein π^+ und ein π^- - Meson, welche einen Winkel von 180° einschließen, und jeweils einen Impuls von 206 MeV/c tragen. Der dabei stattfindende Übergang eines s - Quarks in ein u - Quark ist CABIBBO unterdrückt und trägt somit zur großen Lebensdauer des K_S^0 - Mesons bei. In der Annihilation bei 35 GeV Schwerpunktsenergie entstehen K_S^0 - Mesonen, die Impulse bis zu einigen GeV/c tragen, so daß relativistische Effekte wie Zeitdilatation und Längenkontraktion berücksichtigt werden müssen. Die im Ruhesystem vorhandene Symmetrie wird durch die LORENTZ - Transformation in das Laborsystem aufgehoben. Gleichzeitig vergrößert sich die mittlere Zerfallslänge um einen Faktor $\beta\gamma = p/m$. Die daraus resultierende geometrische Konstellation im Laborsystem ist Abbildung 4.1 zu entnehmen. Aus der Kinematik der V^0 - Zerfälle folgt, daß der Impulsvektor des neutralen Teilchens senkrecht auf der Linie steht, die die Kreismittelpunkte der beiden Spuren verbindet [26]. Diese Eigenschaft macht man sich bei der Rekonstruktion des Sekundärvertex zunutze.

4.4 Sekundärvertex - Fit

Zur Rekonstruktion der V^0 - Kandidaten werden die GEOM - Spurparameter (G-1 bis G-5) vom geometrischen Detektornullpunkt auf den experimentell bestimmten BHABHA - Vertex transformiert. Damit wird der Variation des primären Vertex Rechnung getragen. Da ein V^0 - Kandidat aus zwei Spuren besteht, ergeben sich zehn Spurparameter. Mit dem als gemessenen Parameter behandelten mittleren z_0 des BHABHA - Vertex sind das elf Meßgrößen. Zusammen mit den Kovarianzmatrizen der Spurfits stellen sie den Ausgangspunkt des V^0 - Fits dar. Die durch die Parameter G-1 bis G-5 definierten GEOM - Spuren werden auf die V^0 - Hypothese überprüft. Diese Hypothese besagt, daß die beiden Spuren aus dem Zerfall eines neutralen Teilchens stammen und daher in einem gemeinsamen Punkt im Raum entstehen.

Zur Reduktion des Untergrundes werden an die Schnittpunkte folgende Bedingungen gestellt.

- V-1 $r_{CR} > 4$ mm (Zerfallslänge in der $r\varphi$ -Ebene).
- V-2 Kein Innendetektor-Hit mit Radius $r < 0.9 \cdot r_{CR}$. Dies gilt nicht für die Strahlrohrkammern, da auch "echten" sekundären Spuren fälschlicherweise Hits in den Strahlrohrkammern zugeordnet werden können.
- V-3 Die Differenz der φ -Werte der beiden Spuren am Radius r_{CR} ist kleiner als 1.1° .
- V-4 Der geometrische V^0 -Vektor und der kinematische V^0 -Vektor stimmen innerhalb von 17° überein.

Der erste Punkt V-1 verwirft viele Kombinationen, die durch zufällige Überschneidungen von Spuren entstehen. Da prinzipiell drei Schnittpunkte r_{CR} pro Spurpaar möglich sind, wählt man den mit der geringsten z -Differenz der beiden Spuren aus. Danach wird der Fit durchgeführt, mit folgenden vier Zwangsbedingungen:

1. Am Radius r_V müssen beide Spuren den selben Azimutwinkel φ haben.
2. Am Radius r_V haben beide Spuren dieselbe z -Koordinate.
3. Die Transversalimpulssumme der beiden Spuren zeigt in die gleiche Richtung wie die Verbindung vom BIBIHA -Vertex zum Sekundärvertex.
4. Der Polarwinkel θ des Impulssummenvektors am Sekundärvertex gleicht dem Winkel θ vom z_0 des Ereignisses zum z_V des Sekundärvertex.

Die r_V -Zerfallslänge ist eine nicht gemessene Größe und ergibt sich daher aus der Anpassung der beiden Spuren an die V^0 -Hypothese [26]. Die Zahl der Freiheitsgrade des Fits entspricht der Anzahl der Zwangsbedingungen (4) vermindert um die Zahl der nicht gemessenen Parameter (1), und beträgt in diesem Falle drei. Dies läßt sich auch auf folgende Weise einsehen: Ein Sekundär-Teilchen ist durch acht Größen eindeutig definiert: Drei Impulskomponenten, eine Ortskoordinate (z_0), die Zerfallslänge, die invariante $\pi^+\pi^-$ -Masse sowie zwei Winkel der Zerfallspionen im Ruhesystem des V^0 . Da dem Fit elf gemessene Parameter zur Verfügung stehen, bleiben drei Freiheitsgrade. Die Wahrscheinlichkeit der V^0 -Hypothese ist durch die Funktion $\text{Prob}(\chi^2, ndf = 3)$ gegeben. Trifft die Hypothese zu, i.e. handelt es sich tatsächlich um Sekundärzerfälle, dann zeigt die Wahrscheinlichkeit eine Gleichverteilung zwischen 0 und 1. Untergrundereignisse hingegen sollten generell eine kleine Wahrscheinlichkeit für die V^0 -Hypothese liefern. Diese Eigenschaft wird zur Reduktion des hohen kombinatorischen Untergrundes ausgenutzt, wie im folgenden Abschnitt dargelegt wird.

4.5 Massenspektren und Untergrundreduktion

Die hohe Multiplizität der Annihilationsereignisse zeigt sich häufig in einer großen Aktivität der Strahlrohrkammern (cf. Abschnitt 3.1.1). In 18% der Ereignisse zeigen diese Kammer korreliertes elektronisches Rauschen: die dadurch erschwerte Spurerkennung macht diese Ereignisse für die Analyse unbrauchbar. Der oben beschriebene V^0 -Algorithmus wurde auf

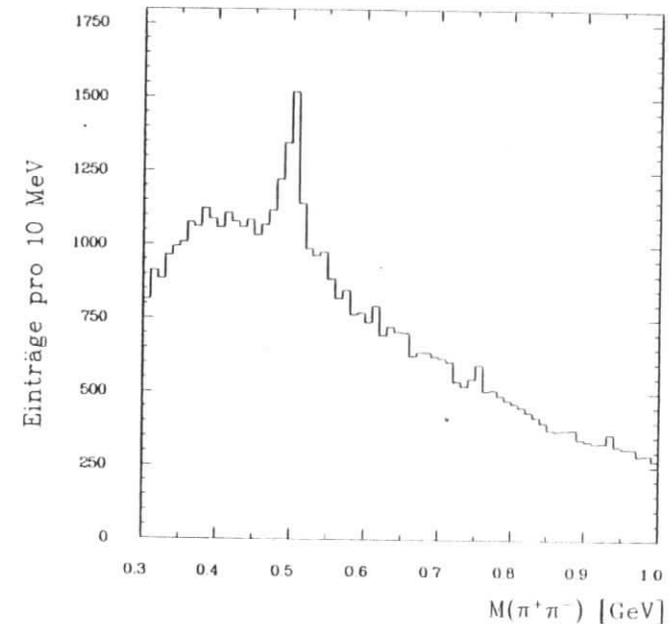


Abbildung 4.2: $\pi^+\pi^-$ Massenspektrum aller V^0 -Kandidaten.

alle multihadronischen Ereignisse, die die in Abschnitt 3.3 erläuterten Kriterien erfüllen, angewendet. Zusätzlich wurde verlangt, daß die beiden Strahlrohrkammern weniger als sieben Hits aufweisen. Das daraus resultierende invariante $\pi^+\pi^-$ Massenspektrum ist in Abbildung 4.2 gezeigt; bereits hier erkennt man ein deutliches K_S^0 -Signal, allerdings auf einem sehr hohen Untergrund. Das Verhältnis von Signal zu Untergrund und auch die Signifikanz des Signals lassen sich drastisch erhöhen, indem man geeignete Bedingungen an die V^0 -Kandidaten stellt. Die in dieser Analyse benutzten Kriterien sollen hier erläutert werden. Generell gibt es zwei verschiedene Arten von Untergrund, die Sekundärvertices hervorbringen:

- Zerfälle von Λ -Baryonen $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, sowie die Photonkonversion $\gamma \rightarrow e^+e^-$ in Materie. Für diese beiden Reaktionen trifft die V^0 -Hypothese prinzipiell zu.
- Der größte Anteil des Untergrundes wird durch zufällige Überschneidungen der Spuren hervorgerufen. Vielfachstreuung kann die Spurparameter so stark verändern, daß Sekundärvertices vorgetäuscht werden. Multihadronische Ereignisse erzeugen häufig Hit-Muster im Innendetektor, die insbesondere innerhalb von Teilchenjets nicht mehr von den Spurfindungs-Algorithmen aufgelöst werden können. Die Konsequenz sind "falsche" Spuren, die ebenfalls Sekundärvertices vortäuschen können.

Konvertierte Photonen zeigen sich im $\pi^+\pi^-$ Massenspektrum als Überhöhung an der kinematischen Schwelle. Diese Verteilung fällt mit zunehmender $\pi^+\pi^-$ Masse rasch ab, so

daß der Beitrag in der K_S^0 - Region relativ gering ist. Dennoch werden V^0 - Kandidaten, die konvertierten Photonen ähneln, von der weiteren Analyse ausgeschlossen. Zur Definition eines Photon - Kandidaten werden folgende Kriterien benutzt:

- Da das Photon keine Ruhemasse besitzt, folgt aus der Energie - Impuls Erhaltung, daß die Photonkonversion nur in Materie stattfinden kann. Eine weitere Konsequenz sind kleine Öffnungswinkel des entstehenden e^+e^- - Paares. Daher wird für einen Photon - Kandidaten verlangt, daß die gemessene r_{φ} - Zerfallslänge größer als der Strahlrohrradius ist, oder der gemessene Öffnungswinkel kleiner als 15° ist.
- Gleichzeitig wird verlangt, daß die invariante e^+e^- - Masse kleiner als $300 \text{ MeV}/c^2$ ist.

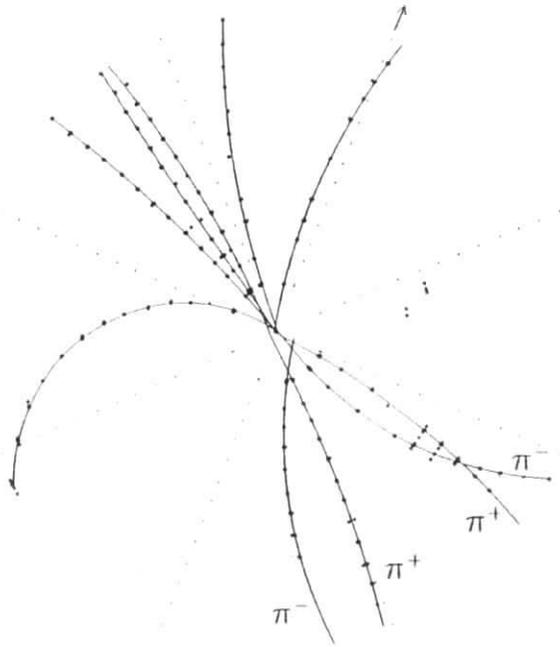


Abbildung 4.3: Ein Ereignis mit zwei rekonstruierten K_S^0 - Mesonen.

Zur Reduktion des hohen kombinatorischen Untergrundes wird eine Größe eingeführt, die im folgenden $Test2$ genannt wird. $Test2$ ist die Vertexseparation in Standardabweichungen, gewichtet mit der Wahrscheinlichkeit des Vertexfits [27].

$$Test2 = \frac{L_{r\varphi}}{\sigma} \cdot \text{Prob}(\chi^2, 3) \quad (4.1)$$

$L_{r\varphi}$ ist die r_{φ} - Zerfallslänge

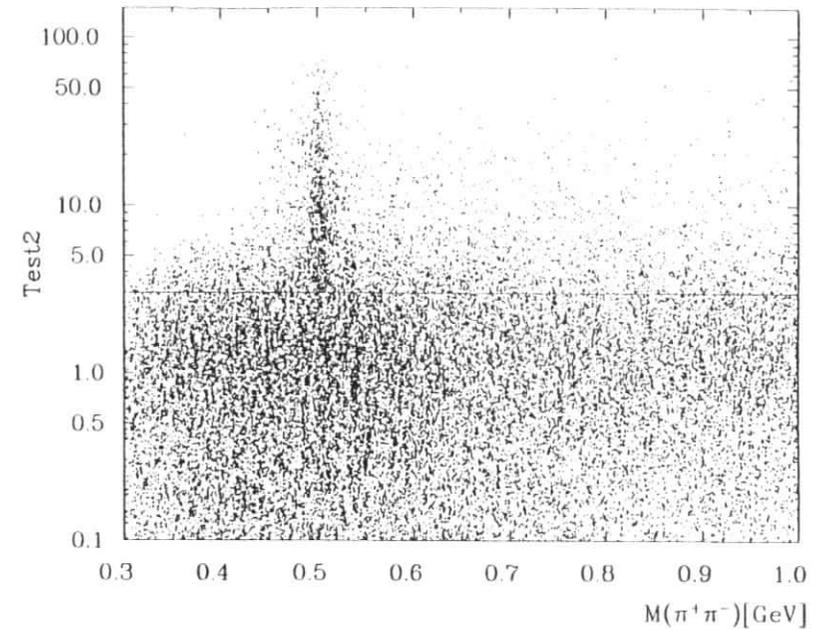


Abbildung 4.4: Korrelation der Schnittgröße $Test2$ mit der invarianten $\pi^+\pi^-$ - Masse; die Linie zeigt den verwendeten Schnitt an.

In Abbildung 4.4 ist die Korrelation der invarianten $\pi^+\pi^-$ - Masse mit der Schnittgröße $Test2$ gezeigt. Diese Graphik enthält alle V^0 - Kandidaten, außer denen, die mit der Photonhypothese verträglich sind. Anhand der Korrelation erkennt man, daß K_S^0 - Mesonen typischerweise hohe $Test2$ - Werte aufweisen, der Untergrund dagegen bei kleinen $Test2$ - Werten liegt. Daher kann das Verhältnis von Signal zu Untergrund durch verschiedene Schnitte in $Test2$ variiert werden. Es hat sich gezeigt, daß der Untergrund mit zunehmenden K_S^0 - Impulsen geringer wird. Dafür gibt es mehrere Gründe; erstens werden niederenergetische Spuren relativ stärker durch die COULOMB - Streuung abgelenkt, zweitens gibt es mehr "falsche" Spuren bei kleinen Impulsen als bei großen. Um diesem Verhalten des Untergrundes gerecht zu werden, bzw. um nicht unnötig viele K_S^0 - Mesonen durch die Selektionsschnitte zu verlieren, wurde der Schnitt in $Test2$ in Abhängigkeit vom K_S^0 - Impuls variiert. Bei Impulsen bis zu $1 \text{ GeV}/c$ wurde $Test2$ größer 3.3 verlangt. Dieses Kriterium konnte auf $Test2$ größer 2.0 bei den höchsten Impulsen gelockert werden. Das Massenspektrum nach den beschriebenen Schnitten ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Es wird durch eine polynomische Untergrundfunktion und eine Gaußfunktion für das K_S^0 - Signal beschrieben. Eine Anpassung an das Massenspektrum ergibt $1260 \pm 50 K_S^0$ - Mesonen. Die Breite σ der Gaußfunktion beträgt ca. $15 \text{ MeV}/c^2$, in Übereinstimmung mit der Detektorauflösung. In Abbildung 4.3 ist ein Anihilations - Ereignis mit zwei rekonstruierten K_S^0 - Mesonen im Endzustand gezeigt. Beide K_S^0 - Mesonen erfüllen die oben beschriebenen Kriterien. Insbesondere lassen sich die

Sekundärvertices deutlich erkennen.

Die weitere Analyse der K_S^0 - Erzeugung besteht aus der Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Das ist die Produktionsrate als Funktion einer kinematischen Variablen, z.B. der Teilchenenergie. Um aus der gemessenen K_S^0 - Rate einen Wirkungsquerschnitt zu errechnen, ist die Kenntnis der Detektor - Akzeptanz als Funktion der Teilchenenergie erforderlich. Im folgenden Kapitel soll daher die Methode zur Bestimmung der Detektor - Akzeptanz erläutert werden.

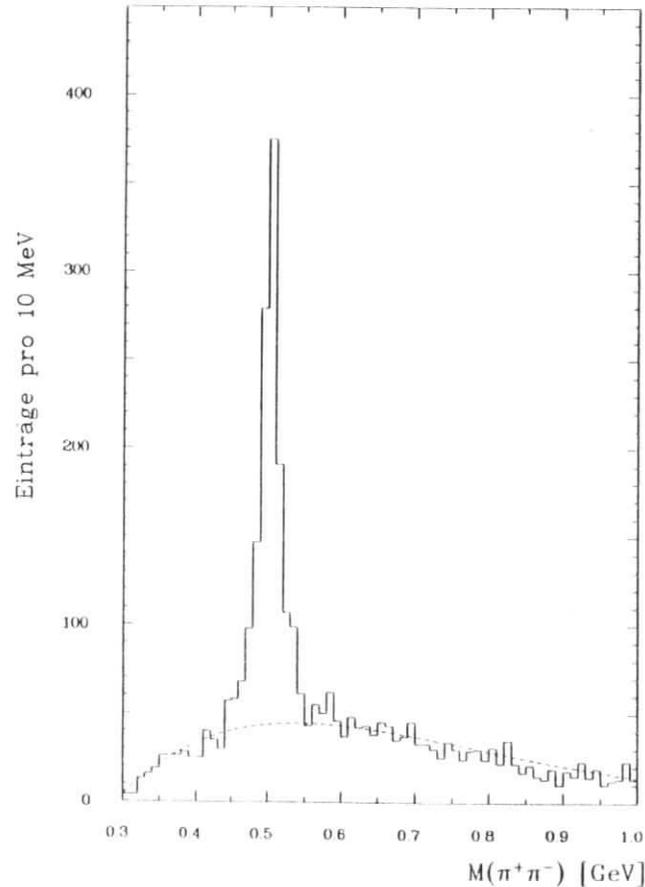


Abbildung 4.5: $\pi^+\pi^-$ Massenspektrum nach den Selektionsschritten: Die gestrichelte Kurve stellt das Ergebnis eines Fits der Untergrundfunktion an das Massenspektrum dar.

Kapitel 5

Inklusive Erzeugung der strange - Mesonen K_S^0 und $K^{*\pm}$

5.1 Akzeptanzbestimmung

Um Wirkungsquerschnitte der Form $(1/\beta\sigma_{tot})(d\sigma/dx)$ bestimmen zu können, ist es nötig, detektorspezifische Korrekturen anzubringen, die mehrere Effekte berücksichtigen:

- Akzeptanzverluste, Untergrundbeiträge, sowie endliche Detektorauflösung.
- Korrekturen für QED - Prozesse höherer Ordnung.
- Einflüsse der Ereignisselektion.

In den folgenden Abschnitten wird deshalb auf die Bestimmung der verschiedenen Korrekturen eingegangen. Die prinzipielle Methode ist eine Simulation des zugrundeliegenden physikalischen Prozesses durch ein Modell, mit einer anschließenden detaillierten Detektorsimulation.

5.1.1 Monte - Carlo - Methoden zur Akzeptanzbestimmung

Die Kenntnis der Detektor - Akzeptanz und ihres differentiellen Verlaufs ist erforderlich, um aus der gemessenen Produktionsrate einen differentiellen Wirkungsquerschnitt zu erhalten. Die hier benutzte Monte - Carlo - Methode zur Akzeptanzbestimmung läßt sich in zwei Schritte aufteilen:

1. Simulation der zugrundeliegenden physikalischen Reaktion durch ein phänomenologisches Modell.
2. Detaillierte Beschreibung des Detektors und der dort ablaufenden physikalischen Prozesse.

Der erste Punkt wird hier durch das JETSET 6.3 Monte - Carlo - Programm realisiert [13]. Dieses Programm stellt eine Computer - Version des in Abschnitt 2.4.3 erläuterten Fragmentationsmechanismus dar. Die verwendeten Werte der LUND - Parameter sind in Tabelle 5.1

zusammengestellt. Sie werden üblicherweise innerhalb der CELLO – Kollaboration benutzt, da sie globale Ereignis – Charakteristiken gut wiedergeben [28]. Der Matrixelement – Ansatz in zweiter Ordnung QCD wird zur Erzeugung der primären Partonkonfiguration benutzt. Dabei werden die Quarkflavour u, d, s, c und b nebst maximal zwei Gluonen erzeugt. Es tragen die folgenden Diagramme zum totalen Wirkungsquerschnitt bei; $e^+e^- \rightarrow qq, qqq, qqqq, qqqq$. Bei einer vorgegebenen Schwerpunktsenergie erzeugt das Programm Hadronen und Leptonen, die dann entsprechend den bekannten Verzweigungsverhältnissen zerfallen. Die resultierende Teilchenkonfiguration wird in Form von Vierervektoren und gegebenenfalls auch Ortsvektoren abgespeichert.

Im zweiten Schritt werden diese Teilchen durch den Detektor verfolgt. Dabei wird die Teilchenart berücksichtigt, um zu entscheiden, welche Wechselwirkungen das Teilchen bei seinem Durchgang durch den Detektor erfährt. Diese Teilchen bewegen sich wie reale Teilchen durch den Detektor. Dazu ist die gesamte Geometrie des Detektors und dessen Materialzusammensetzung in dem Programm abgespeichert. Treffen die geladenen Teilchen auf Materie, so wird die COULOMB – Streuung und der Energieverlust simuliert. Hadronische Wechselwirkungen wie z.B. Ladungsaustausch oder Anregung von Nukleonresonanzen werden von dem Programm HETC (*high – energy – transport – code*) übernommen. Die elektromagnetische Wechselwirkung der Elektronen und Photonen beim Durchgang durch Materie wird durch die EGS – Routinen (*electron – gamma – shower*) simuliert. Für Elektronen werden dabei MÖLLER – Streuung, Energieverlust (dE/dx), BIABIA – Streuung, sowie die COULOMB – Streuung berücksichtigt. Für Photonen simuliert das Programm den Photoeffekt, die Paar-erzeugung, sowie die COMPTON – Streuung. Zur Simulation der Driftkammer – Hits wird zuerst der Abstand eines Teilchens zu dem Draht, an dem es vorbeifliegt, berechnet. Die Weg – Driftzeit – Beziehung wird durch eine lineare Funktion angenähert, damit läßt sich aus dem Abstand eine Driftzeit gewinnen. Bei der Simulation wird auch der aktuelle Zustand des Detektors beim Experiment berücksichtigt, z.B. werden ineffiziente oder "tote" elektronische Kanäle von einer Datei gelesen und als solche simuliert. Die auf diese Art erzeugten Monte – Carlo – Daten werden in der gleichen Form wie die experimentellen Daten abgespeichert und anschließend von denselben Analyse – Programmen bearbeitet.

5.1.2 Strahlungskorrekturen

Üblicherweise werden gemessene Wirkungsquerschnitte für inklusive Teilchenerzeugung auf QED – Prozesse erster Ordnung bezogen. Da zum totalen Wirkungsquerschnitt auch Prozesse höherer Ordnung beitragen, wie in Abbildung 5.1 für die zweite Ordnung gezeigt ist, muß dies in der Akzeptanzberechnung berücksichtigt werden. Der Einfluß der "höheren Ordnungen" auf den Wirkungsquerschnitt beinhaltet zwei Effekte. Einerseits bewirken Vakuumpolarisations – Diagramme und "weiche" Bremsstrahlung eine Erhöhung des Gesamtwirkungsquerschnittes. Andererseits resultiert eine Veränderung des Impulsspektrums der erzeugten Teilchen aus der Bremsstrahlung des e^+e^- – Anfangszustandes. Der Einfluß der Bremsstrahlung auf die Impulsspektren der beobachteten Hadronen ist in Abbildung 5.2 am Beispiel der K_S^0 – Mesonen illustriert. Das Impulsspektrum der K_S^0 – Mesonen, das sämtliche Ereignisse umfaßt, also auch die mit beobachtbarem Photon im Endzustand, ist hier durch das Impulsspektrum geteilt, dem nur Ereignisse ohne Photon im Endzustand zugrundeliegen. Deutlich ist eine Tendenz zu erkennen, derzufolge die Region bei kleinen Impulsen durch die Bremsstrahlungseffekte überhöht ist, während die hohen Impulse unterdrückt sind. Mit Hilfe

Parameter	Wert	Erläuterung
$\Lambda_{\overline{MS}}$	450 MeV	QCD – Skalenparameter
Y_{min}	0.015	minimale, skalierte invariante Masse zweier Partonen
P_s	0.3	Wahrscheinlichkeit für <i>strange</i> – Quark – Erzeugung
σ_{pr}	248 MeV/c	mittlerer Transversalimpuls für q und qq
P_{qq}	0.10	Wahrscheinlichkeit für qq Erzeugung
P_{qq}	0.30	Unterdrückung für Diquarks mit <i>strangeness</i>
P_{qq}^1	0.05	Unterdrückung für Spin 1 Diquarks
P_V	0.5	u, d Vektor/Pseudoskalar Meson Rate
P_{sV}	0.6	s Vektor/Pseudoskalar Meson Rate
$P_{c,bV}$	0.75	c, b Vektor/Pseudoskalar Meson Rate
a	1.00	Parameter in der Funktion 2.2
b	0.60	Parameter in der Funktion 2.2
ϵ_c	0.025	Parameter in der Funktion 2.3
ϵ_b	0.0035	Parameter in der Funktion 2.3
$\sin^2 \theta_W$	0.23	Weinberg – Winkel (Z^0 – Interferenz)
Berends – Kleiss Bremsstrahlung		
k_{min}	0.5%	minimaler bzw. maximaler Anteil eines Bremsstrahlungsphotons an der Strahlenergie
k_{max}	99%	

Tabelle 5.1: Parameter im LUND – Modell.

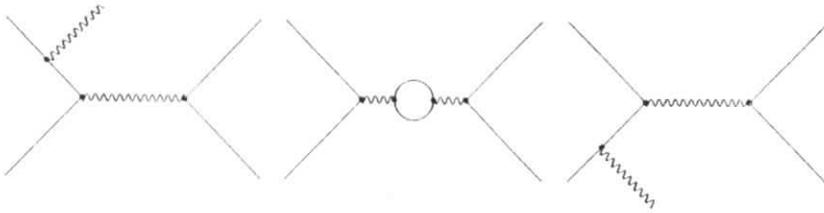


Abbildung 5.1: Beiträge in 2. Ordnung QED zum totalen Wirkungsquerschnitt.

von Strahlungskorrekturen versucht man, das Impulsspektrum in erster Ordnung QED bei der nominellen Strahlenergie von 17.5 GeV zu rekonstruieren.

Der totale Wirkungsquerschnitt für e^+e^- - Annihilation in Ordnung α^3 lautet [29]:

$$\sigma_{tot}(s) = \sigma_0(s) \left[1 + \delta + \frac{2\alpha}{\pi} \int_{k_{min}}^{k_{max}} \left(1 - \frac{k}{E} + \frac{k^2}{2E^2} \right) \frac{\sigma_0(4E(E-k))}{\sigma_0(4E^2)} \frac{dk}{k} \right]. \quad (5.1)$$

Dabei ist E die Strahlenergie und k die Energie des abgestrahlten Photons. Der Wirkungsquerschnitt σ_0 in Ordnung α^2 ist durch den folgenden Ausdruck gegeben:

$$\sigma_0 = R \cdot \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{s} = 86.6 \frac{R}{s} [\text{nb}]. \quad (5.2)$$

Bei 35 GeV Schwerpunktsenergie beträgt er 0.277 nb. Da der Wirkungsquerschnitt für Photonenstrahlung logarithmisch divergiert, führt man die Abschneideparameter k_{min} und k_{max} ein. Der δ - Term im Wirkungsquerschnitt enthält Beiträge höherer Ordnung ohne beobachtbares Photon im Endzustand. Außerdem berücksichtigt er Ereignisse, in denen das abgestrahlte Photon eine Energie unterhalb von k_{min} hat. Aus der Rate der erzeugten Monte - Carlo - Ereignisse mit und ohne Photon, sowie den bekannten Wirkungsquerschnitten 5.1 und 5.2, läßt sich der Parameter δ berechnen. Es ergibt sich $\delta = -0.335$ bei 35 GeV Schwerpunktsenergie und einem Wert von 0.5% der Strahlenergie für k_{min} .

Im folgenden soll die Akzeptanz berechnet werden, in multihadronischen Ereignissen ein Meson M zu finden; diese Methode beruht auf [30]. Diese Überlegungen gelten generell und sind daher auf das K_S^0 , K^{*4} sowie das D^{*4} anzuwenden. Als erster Ansatz ergibt sich:

$$\varepsilon(x) = \frac{D^M(x)}{G^M(x)}. \quad (5.3)$$

Hier ist $x = 2E_M/\sqrt{s}$ die skalierte Energie und steht stellvertretend für das Intervall $x_{min} \leq x < x_{max}$. $D^M(x)$ und $G^M(x)$ sind die Anzahl der im Intervall x gefundenen bzw. generierten Mesonen der Sorte M . Hier sind noch keine Strahlungskorrekturen berücksichtigt. Um diesen Effekten Rechnung zu tragen, ist eine weitere Korrekturfunktion $\varepsilon'(x)$ nötig, die wie folgt bestimmt wird. Im Monte - Carlo läßt sich der totale Wirkungsquerschnitt 5.1 in die beiden

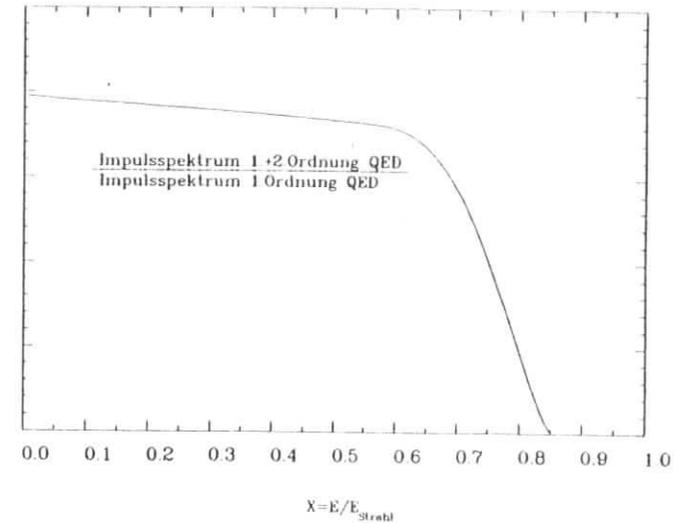


Abbildung 5.2: Verhältnis der Impulsspektren in 1.+2.Ordnung QED zu 1.Ordnung QED, vor der Multihadron - Selektion (in beliebigen Einheiten).

Anteile

$$\sigma_{nora} = \sigma_0(1 + \delta)$$

und

$$\sigma_{rad} = \sigma_0 \cdot \frac{2\alpha}{\pi} \cdot \text{Integral}$$

aufteilen. Der Anteil der Ereignisse ohne beobachtbares Photon im Endzustand wird durch σ_{nora} repräsentiert; σ_{rad} hingegen stellt die Ereignisse mit einem Photonimpuls oberhalb von k_{min} dar. Damit läßt sich die Strahlungskorrektur $\varepsilon'(x)$ wie folgt berechnen:

$$\begin{aligned} \varepsilon'(x) &= \frac{G^M(x)}{G_0^M(x)} = \frac{\sigma_{tot}(x)}{\sigma_0(x)} \\ &= \frac{G^M(x)}{G_0^M(x)} (1 + \delta). \end{aligned} \quad (5.4)$$

Die Variablen haben dabei die folgende Bedeutung:

- $D^M(x)$ bezeichnet die Anzahl der gefundenen Mesonen der Sorte M mit einem Anteil x der Strahlenergie.
- $G^M(x)$ ist die Zahl der generierten Mesonen der Sorte M .
- $G_0^M(x)$ ist die Anzahl der Mesonen M , die in Ereignissen ohne Photon im Endzustand erzeugt wurden.

- $G_1^M(x)$ bedeutet die Anzahl der Mesonen, die in QED Prozessen 1. Ordnung erzeugt wurden.

Die Formel 5.4 gilt für kleine Korrekturen. Durch die Multihadron - Selektion werden die meisten Ereignisse mit "harter" Bremsstrahlung verworfen (cf. Abschnitt 3.3). Die mittlere effektive Strahlenergie in den akzeptierten Ereignissen beträgt 16.72 GeV, die Korrektur ist also von der Größenordnung 4.5%. Somit ist der Ansatz gerechtfertigt. Hieraus ergibt sich die strahlungskorrigierte Akzeptanz zu:

$$\begin{aligned} \varepsilon_0(x) &= \varepsilon(x) \cdot \varepsilon'(x) \\ &= \frac{D^M(x)}{G_0^M(x)} (1 + \delta). \end{aligned} \quad (5.5)$$

Mit der Formel 5.5 läßt sich die strahlungskorrigierte Akzeptanz als Funktion der Teilchenenergie bestimmen. In dieser Gleichung ist die Effizienz der multihadronischen Selektion (cf. Abschnitt 3.3) implizit enthalten.

5.2 Wirkungsquerschnitt für K^0, \bar{K}^0 - Erzeugung

Aus der gemessenen Impulsverteilung der identifizierten K_S^0 - Mesonen läßt sich ein differentieller Wirkungsquerschnitt errechnen. Dazu wird das K_S^0 - Signal in elf Impulsintervalle aufgeteilt. Zur Bestimmung des K_S^0 - Signals in den einzelnen Impulsbereichen wird eine Anpassungsrechnung durchgeführt. Der Verlauf des Untergrundes wird dabei durch ein Polynom dargestellt, während für das Signal eine Gaußform angenommen wird. In Tabelle 5.2 sind die Ergebnisse des Fits aufgelistet. Zur Bestimmung der Detektorakzeptanz und der Verluste durch die Selektionskriterien werden die Monte - Carlo - Ereignisse in der gleichen Weise wie die Daten behandelt. Aus einem Vergleich zwischen dem in den Monte - Carlo - Ereignissen gemessenen Impulsspektrum und dem generierten Impulsspektrum, läßt sich die Akzeptanz als Funktion von x bestimmen. Die Werte von ε_0 (Gleichung 5.5) sind ebenfalls in die Tabelle 5.2 eingetragen. Unter Hinzunahme der bekannten Verzweigungsverhältnisse für den Prozeß:

$$\begin{aligned} K^0, \bar{K}^0 &\rightarrow K_S^0 \quad B = 50\% \\ K_S^0 &\rightarrow \pi^+ \pi^- \quad B = 68.61\% \end{aligned}$$

läßt sich der inklusive Wirkungsquerschnitt für die K_S^0 - Meson Erzeugung berechnen.¹

$$\frac{1}{\beta\sigma_{tot}} \frac{d\sigma}{dx}(x) = \frac{1}{\beta\sigma_{tot}} \frac{dN^K}{dx} \frac{B}{\varepsilon_0(x)\varepsilon_{bp}\mathcal{L}} \quad (5.6)$$

Die integrierte Luminosität \mathcal{L} beträgt hier 86 pb^{-1} [31]. dN^K/dx ist die Anzahl der in den Daten gefundenen K_S^0 - Mesonen mit einem Anteil von x an der Strahlenergie. Der Faktor ε_{bp} beträgt 0.79 und berücksichtigt die Ereignisse, die mehr als 70 Hits in den Strahlrohrkammer aufweisen und die Triggerakzeptanz von 96% für multihadronische Ereignisse. Um Messungen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien vergleichen zu können, wird der differentielle Wirkungsquerschnitt auf den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} normiert. Die wichtigsten Werte sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt. In Abbildung 5.3 ist der dif-

¹Alle in dieser Analyse benutzten Teilchen - Daten stammen, soweit nicht anders angegeben aus [52].

$p[\text{GeV}]$	$\langle x \rangle$	K_S^0 - Signal	Akzeptanz	$\frac{1}{\beta\sigma_h} \frac{d\sigma}{dx}$	$\frac{1}{\beta} \frac{d\sigma}{dx} [\text{nb} \cdot \text{GeV}^2]$
0.2 - 0.4	0.034	42 ± 7	0.103 ± 0.016	19.7 ± 4.6	6681 ± 1565
0.4 - 0.8	0.045	207 ± 18	0.161 ± 0.010	14.7 ± 1.6	4996 ± 537
0.8 - 1.2	0.064	251 ± 20	0.209 ± 0.012	10.2 ± 1.0	3460 ± 340
1.2 - 1.6	0.085	178 ± 17	0.200 ± 0.014	6.82 ± 0.80	2309 ± 270
1.6 - 2.0	0.106	158 ± 17	0.217 ± 0.015	5.33 ± 0.69	1804 ± 232
2.0 - 2.4	0.129	118 ± 15	0.194 ± 0.016	4.34 ± 0.66	1471 ± 224
2.4 - 3.2	0.156	130 ± 15	0.136 ± 0.011	3.35 ± 0.47	1133 ± 159
3.2 - 4.0	0.204	62 ± 12	0.075 ± 0.010	2.86 ± 0.67	968 ± 226
4.0 - 5.0	0.256	54 ± 9	0.094 ± 0.013	1.57 ± 0.34	532 ± 115
5.0 - 7.0	0.337	49 ± 14	0.070 ± 0.010	0.95 ± 0.30	323 ± 102
7.0 - 17.5	0.547	13 ± 7	0.021 ± 0.007	0.16 ± 0.10	55 ± 35
0.2 - 17.5		$\Sigma = 1262 \pm 48$			$f = 0.378 \pm 0.025\text{nb}$

Tabelle 5.2: Daten zum K_S^0 - Wirkungsquerschnitt.

ferentielle K_S^0 Wirkungsquerschnitt als Funktion der SkalenvARIABLEN $x = 2E/\sqrt{s}$ gezeigt. Er zeigt das für die Fragmentation leichter Quarks erwartete Verhalten. Der Wirkungsquerschnitt fällt um zwei Zehnerpotenzen von niedrigen zu hohen Energien ab. Zum Vergleich sind die Messungen von TPC [34], TASSO [35] und MARK II [36] eingetragen. Innerhalb der statistischen Meßfehler ist eine gute Übereinstimmung zu erkennen. Die durchgezogene Kurve stellt die LUND - Modell - Erwartung dar, die die Meßdaten gut beschreibt. Durch Integration des gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitts läßt sich die mittlere K^0 - Rate pro multihadronischem Ereignis angeben:

$$N_{K^0, \bar{K}^0} = \frac{\sigma_{K^0, \bar{K}^0}}{\sigma_{tot}} = \frac{1}{\sigma_{tot}} \cdot \sum_i \frac{d\sigma_{K^0, \bar{K}^0}}{dx} \Delta x_i. \quad (5.7)$$

Dabei ist die Integration durch eine Summation über diskrete Intervalle (x_i) ersetzt worden. Zur Korrektur des nicht gemessenen Impulsbereichs ($p(K_S^0) < 200 \text{ MeV}/c$) wird das LUND - Modell benutzt. Es zeigt an, daß ca. 1% aller K_S^0 - Mesonen in diesem kinematischen Bereich erzeugt werden.

5.2.1 Systematische Fehler

In einer Messung wie dieser gibt es viele systematische Fehlerquellen:

- Das Detektor Monte - Carlo simuliert die Daten nicht vollständig. Unsicherheiten in der Spurrekonstruktion sind die Folge. Für das K_S^0 - Meson wird diese Unsicherheit auf 10% abgeschätzt.
- Die Luminosität weist eine Unsicherheit von 3% auf.
- Die Strahlungskorrekturen sowie Unsicherheiten in der Multihadron - Akzeptanz tragen weitere 5% bei.
- Untergrund - Ereignisse und Unsicherheiten in der Effizienz der Trigger ergeben Fehler von 5%.
- Die Variation der Selektionskriterien, sowie der Fitmethode und des Fitbereichs ergibt einen Fehler von ca. 5%.

Der gesamte systematische Fehler der Produktionsrate wird daher durch quadratische Addition auf 13% abgeschätzt, so daß die mittlere K^0, \bar{K}^0 - Rate mit

$$N_{K^0} = 1.38 \pm 0.09(\text{stat.}) \pm 0.18(\text{syst.})$$

angegeben werden kann. Zum Vergleich sind in Tabelle 5.3 die gemessenen Raten anderer Experimente bei vergleichbaren Schwerpunktsenergien, nebst den Vorhersagen des LUND- und WEBBER - Modells eingetragen. Zum Vergleich der Experimente bei 30 und 35 GeV sei angemerkt, daß die inklusiven Raten logarithmisch mit der Schwerpunktsenergie zunehmen. Bei 35 GeV erwartet man eine um 5 - 10% höhere Rate als bei 30 GeV. Bei den PETRA - Experimenten liegen die statistischen Fehler um 5%. Die PEP - Experimente zeichnen

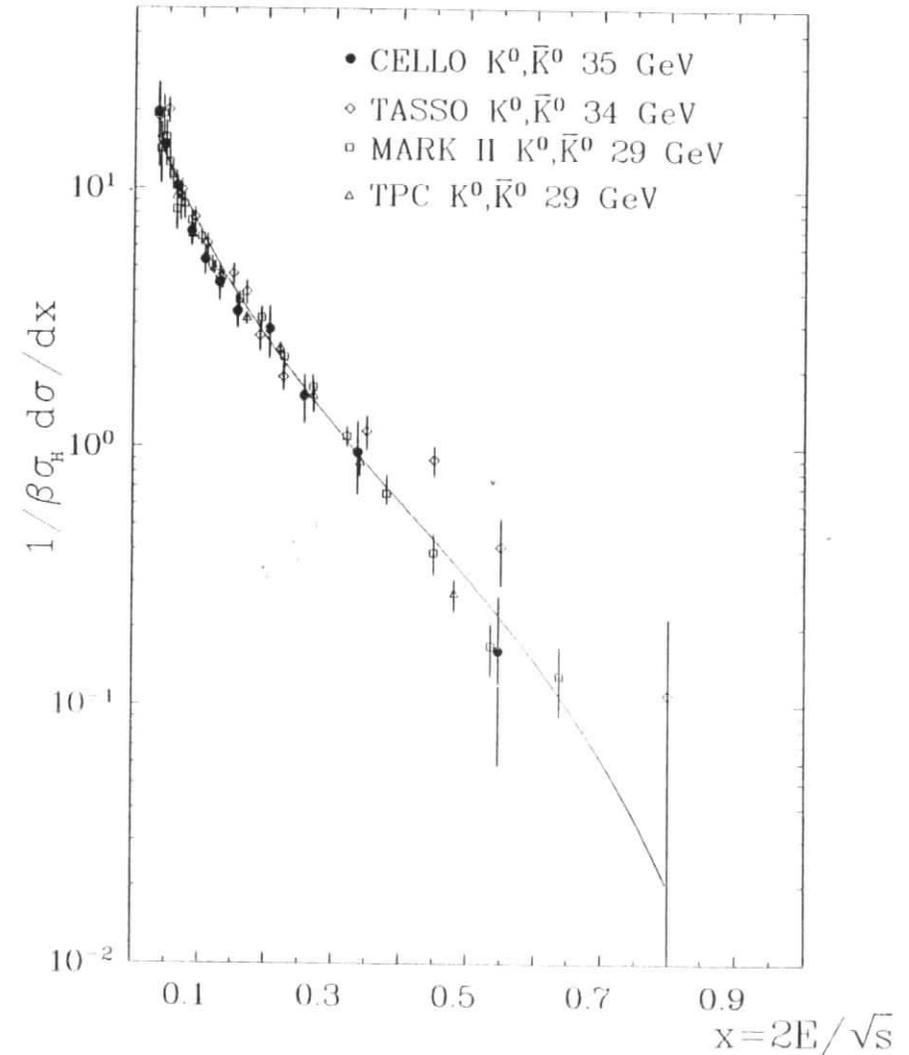


Abbildung 5.3: Differentielle K_S^0 Wirkungsquerschnitte verschiedener Experimente; die durchgezogene Linie ist die LUND - Modellvorhersage.

Experiment	Referenz	Jahr	Energie[GeV]	N_{K^0} pro Ereignis
TPC	[34]	1984	29	$1.22 \pm 0.03 \pm 0.15$
MARK II	[36]	1985	29	$1.27 \pm 0.03 \pm 0.15$
HRS	[37]	1987	29	$1.58 \pm 0.03 \pm 0.08$
PLUTO	[32]	1981	30	1.40 ± 0.3
JADE	[33]	1983	35	$1.45 \pm 0.08 \pm 0.15$
TASSO	[35]	1985	34	$1.48 \pm 0.05 \pm 0.22$
CELLO	diese Arbeit	1988	35	$1.38 \pm 0.09 \pm 0.18$
Modellvorhersagen				
LUND	[12]	1987	29	1.40
WEBBER	[12]	1987	29	1.21

Tabelle 5.3: Vergleich der K^0 - Rate mit anderen Experimenten.

sich durch höhere Statistik aus; die statistischen Fehler liegen hier um 2.5%. Die wesentliche Unsicherheit in den gemessenen Raten ist dabei durch systematische Fehler gegeben, die zwischen 10 und 15 % liegen. Sowohl das LUND - Modell, als auch das WEBBER - Modell geben die experimentellen Werte im wesentlichen richtig wieder.

5.3 Lebensdauer des K_S^0 - Mesons

Der Zerfall des K_S^0 - Mesons erfolgt in der für die schwache Wechselwirkung typischen Zeit von $\tau \approx 10^{-10}$ s. Im Labor beobachtet man eine um den Faktor $\beta\gamma = p/m$ gedehnte Zerfallszeit, die von der LORENTZ - Transformation in das Laborsystem herrührt. Die zurückgelegten Wegstrecken liegen dabei in der Größenordnung von einigen Zentimetern. Die Berechnung der Lebensdauer des K_S^0 - Mesons aus der beobachteten Zerfallslängen - Verteilung erfordert die Kenntnis der Detektor - Akzeptanz als Funktion von ct . Die Korrekturfunktion läßt sich aus der Monte - Carlo - Simulation bestimmen, die auch zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts benutzt wurde. Der Vergleich des mit Hilfe dieser Korrektur gewonnenen Wertes und der sehr genau bekannten K_S^0 - Lebensdauer gibt einen Anhaltspunkt für die Genauigkeit der Monte - Carlo - Simulation.

Die Anzahl $N(t)$ der zu einem Zeitpunkt t zerfallenen K_S^0 - Mesonen ist durch das radioaktive Zerfallsgesetz gegeben:

$$N(t) = N_0 \cdot (1 - e^{-t/\tau}). \quad (5.8)$$

Dabei ist τ die mittlere Lebensdauer. Die Zahl der zum Zeitpunkt t noch vorhandenen K_S^0 - Mesonen ist $N_0 \cdot \exp(-t/\tau)$. Die Lebensdauer t steht mit der beobachteten Zerfallslänge im Raum in direktem Zusammenhang:

$$ct = \frac{L_{\text{Raum}}}{\beta\gamma} = \frac{m_{K_S^0} L_{\text{Raum}}}{p_{K_S^0}}$$

Die Zerfallslänge im Raum L_{Raum} und der K_S^0 - Impuls sind gemessene Größen. Für jedes

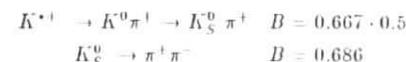
durch die Selektionskriterien akzeptierte K_S^0 - Meson wird das entsprechende ct berechnet. Das invariante $\pi^+\pi^-$ - Massenspektrum wird in zehn ct - Intervalle eingeteilt und in jedem Intervall die Anzahl der K_S^0 - Mesonen durch einen Fit bestimmt. Diese Prozedur ist der Bestimmung des inklusiven Wirkungsquerschnitts völlig analog. Die Detektor - Akzeptanz nebst den Verlusten durch die Analyseketten werden mit einer Monte - Carlo - Simulation bestimmt. Mit Hilfe der auf diese Art gewonnenen Akzeptanzfunktion läßt sich die Anzahl der in einem bestimmten ct - Intervall zerfallenen K_S^0 - Mesonen angeben. Diese Verteilung ist in Abbildung 5.4 als Funktion von ct aufgetragen. Aufgrund des Zerfallsgesetzes Gleichung 5.8 erwartet man einen exponentiellen Abfall der Form $\sim \exp(-1/c\tau)$. Die Anpassung einer Exponentialfunktion an die gemessene Verteilung ergibt die mittlere Wegstrecke $c\tau$ und ein χ^2 , das die Wahrscheinlichkeit für den angenommenen exponentiellen Abfall der Verteilung angibt. Die Anpassung liefert einen Wert von

$$c\tau = 23.1 \pm 1.5(\text{stat.}) \text{ mm}$$

mit einem χ^2 von 6.8 bei acht Freiheitsgraden. Das Ergebnis des Fits ist in Abbildung 5.4 als durchgezogene Linie zu erkennen. Dieser Wert ist um zwei Standardabweichungen kleiner als der PDG - Wert von 26.75 mm. Diese Abweichung von ca. 13% gibt einen Anhaltspunkt für die Genauigkeit der Monte - Carlo - Simulation.

5.4 Analyse der $K^{*\pm}$ - Erzeugung

Das K^{*+} - Meson ist aus den Valenzquarks ($u\bar{s}$) zusammengesetzt und hat eine Masse von 892 MeV/ c^2 . Im folgenden ist mit K^{*+} der Kürze wegen implizit auch das Antiteilchen K^{*-} gemeint. Das K^{*+} zerfällt durch die starke Wechselwirkung zu ca. 67% in $K^0\pi^+$. Durch die Stärke der Wechselwirkung ergibt sich eine relativ große natürliche Zerfallsbreite. Sie beträgt $\Gamma = 51.1$ MeV/ c^2 . In Abbildung 5.5 ist das Quarkbild der hier untersuchten Zerfallskette gezeigt.



Im Unterschied zu den pseudoskalaren K_S^0 - Mesonen ist das K^{*+} - Meson ein Vektormeson mit Spin - Parität $J^P = 1^-$. Seine Erzeugung während der Hadronisation ist daher besonders interessant.

5.4.1 Selektion der K^{*+} - Kandidaten

Die Erzeugung des K^{*+} - Mesons wurde in dem Zerfallskanal $K^{*+} \rightarrow K_S^0\pi^+$ untersucht. Der Ausgangspunkt ist die Rekonstruktion des K_S^0 - Mesons durch seinen Sekundärvertex (cf. Kapitel 4). Bei der Kombination der K_S^0 - Mesonen mit den weiteren Spuren des Ereignisses ist ein hoher kombinatorischer Untergrund unvermeidlich. Dieser ist durch die hohe Multiplizität der Annihilations - Ereignisse bedingt und läßt sich nicht wesentlich reduzieren. Es ist daher von besonderer Wichtigkeit, ein möglichst untergrundfreies K_S^0 - Signal zu benutzen.

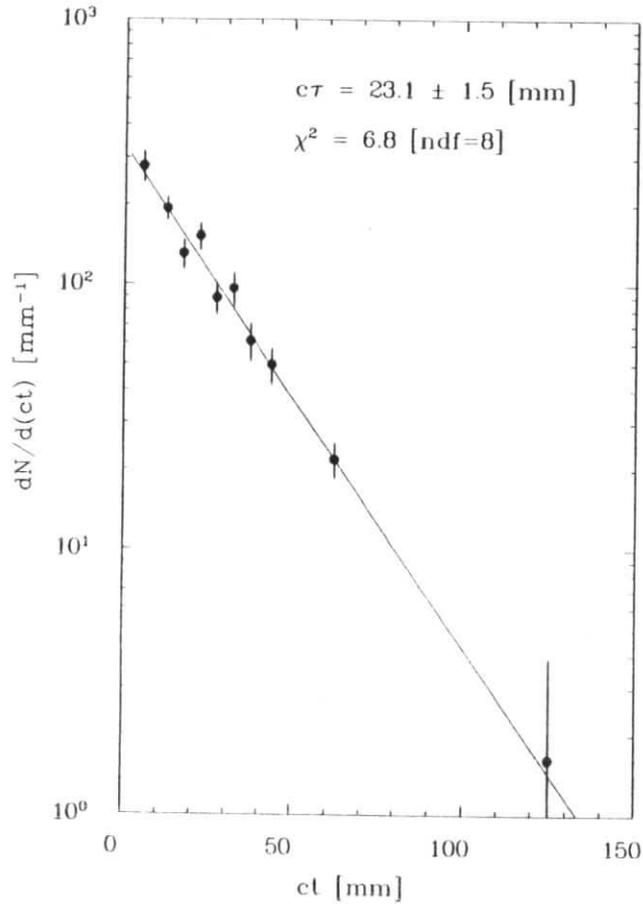


Abbildung 5.4: Korrigierte K_S^0 - Zerfallslängenverteilung. Die durchgezogene Linie ist die Erwartung für eine mittlere Zerfallslänge von $c\tau = 23.1$ mm.

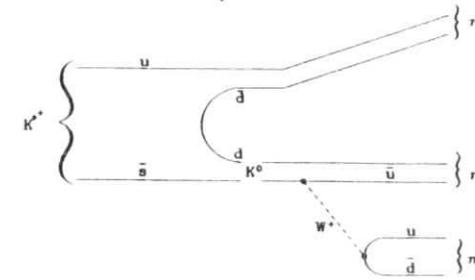


Abbildung 5.5: Zerfall eines $K^{*±}$ - Mesons im Quarkbild.

Für die V^0 - Kandidaten wurde daher $Test2$ größer 3.5 verlangt (cf. Gleichung 4.1). Die Breite des K_S^0 - Signals ist eine steigende Funktion des Teilchenimpulses. Sie wird daher in Abhängigkeit vom K_S^0 - Impuls gewählt:

$$\begin{aligned} |m_{\pi^+\pi^-} - m_{K_S^0}| &< 30 \text{ MeV}/c^2 \text{ für Impulse } p < 2.5 \text{ GeV}/c \\ |m_{\pi^+\pi^-} - m_{K_S^0}| &< 40 \text{ MeV}/c^2 \text{ für Impulse } p > 2.5 \text{ GeV}/c \end{aligned}$$

und entspricht jeweils zwei Standardabweichungen der $\pi^+\pi^-$ - Massenauffösung. Den K_S^0 - Kandidaten, die diese Kriterien erfüllen, wird die nominelle K_S^0 - Masse von $497.7 \text{ MeV}/c^2$ zugeschrieben. Alle übrigen Spuren im Ereignis werden als Pionen angesehen, ihnen wird die nominelle Pionmasse von $139.6 \text{ MeV}/c^2$ zugeordnet. Jedes K_S^0 - Meson wird nun mit den übrigen Spuren im Ereignis zu $K^{*±}$ - Kandidaten kombiniert. An die Spuren werden dabei einige Bedingungen gestellt, die eine hohe Spurqualität gewährleisten:

- $|\cos \theta| \leq 0.9$, θ ist der Winkel zur Strahlachse.
- ≥ 6 Innendetektor - Hits pro Spur.
- $r_0 \leq 5$ mm, r_0 ist der minimale Abstand der Spur vom BHABHA - Vertex.
- $p > 200 \text{ MeV}/c$.

Zur weiteren Reduktion des Untergrundes wurden an die $K^{*±}$ - Kandidaten zwei weitere Bedingungen gestellt. Durch die große Anzahl niederenergetischer Spuren ergibt sich ein enormer Untergrund bei kleinen $K^{*±}$ - Impulsen. Der Impulsbereich $p(K^{*±}) < 875 \text{ MeV}/c$ wurde daher von der Analyse ausgeschlossen. Ein weiteres Kriterium ist $\cos \theta^* \geq -0.8$. Dabei ist θ^* der Zerfallswinkel des Pions im Ruhesystem des $K^{*±}$ - Mesons, relativ zur Flugrichtung des $K^{*±}$ - Mesons im Detektor. Für "echte" unpolarisierte $K^{*±}$ - Mesonen zeigt θ^* eine Gleichverteilung in $\cos \theta^*$. Bedingt durch die Jetstruktur der Annullations - Ereignisse liegt ein großer Anteil des kombinatorischen Untergrundes bei kleinen Werten von $\cos \theta^*$. Die Bedingung $\cos \theta^* \geq -0.8$ verhindert im wesentlichen Kombinationen von K_S^0 - Mesonen mit π^+ - Mesonen aus dem gegenüberliegenden Jet. In Abbildung 5.6 ist das invariante $K_S^0\pi^+$ - Massenspektrum gezeigt. Man erkennt ein deutliches $K^{*±}$ - Signal oberhalb der

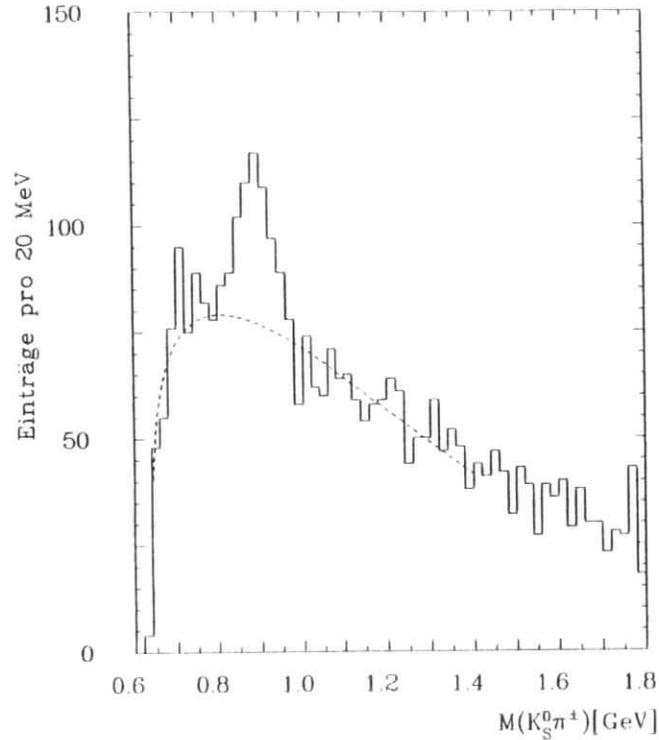


Abbildung 5.6: Invariantes $K_S^0 \pi^+$ - Massenspektrum nach den im Text beschriebenen Schritten. Die gestrichelte Linie stellt das Ergebnis einer Anpassung der Untergrundfunktion an das Massenspektrum dar.

kinematischen Schwelle. Eine Anpassung einer polynomischen Untergrundfunktion sowie einer Gaußfunktion für das Signal ergab eine Masse von $890 \pm 7 \text{ MeV}/c^2$ und eine Breite von $\sigma = 37 \pm 8 \text{ MeV}/c^2$. Die gemessene Breite beinhaltet die natürliche Breite des $K^{*±}$ - Mesons, die einem Sigma von $21.6 \text{ MeV}/c^2$ entspricht sowie die Detektoraufösung. Sie ist in guter Übereinstimmung mit der durch eine Monte - Carlo - Simulation bestimmten Breite. Die Bestimmung des inklusiven Wirkungsquerschnitts aus der gemessenen Impulsverteilung wird im folgenden Abschnitt erläutert.

5.4.2 Bestimmung des inklusiven $K^{*±}$ - Wirkungsquerschnitts

Die Berechnung des $K^{*±}$ - Wirkungsquerschnitts erfolgt nach der gleichen Methode wie die Bestimmung des K^0 - Wirkungsquerschnitts. Das $K_S^0 \pi^+$ - Massenspektrum wird in vier Impulsbereiche aufgeteilt und in jedem Intervall die Detektorakzeptanz sowie die Verluste durch Selektionsschnitte bestimmt. In Tabelle 5.4 sind die Werte der Akzeptanz (Gleichung

5.5) multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis für den Prozeß $K^{*±} \rightarrow K_S^0 \pi^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$ eingetragen. Zur Bestimmung der Anzahl, der in den einzelnen Impulsbereichen erzeugten $K^{*±}$ - Mesonen wird eine Anpassungsrechnung an die Massenspektren durchgeführt. Dabei wurden $K_S^0 \pi^+$ - Massen von $640 \text{ MeV}/c^2$ bis $1400 \text{ MeV}/c^2$ berücksichtigt. Zur Beschreibung des Untergrundverlaufs wird eine polynomische Funktion benutzt und das $K^{*±}$ - Signal durch eine Gaußfunktion angenähert. Eine BREIT - WIGNER Form des $K^{*±}$ - Signals scheint hier unangebracht, da die gemessene Breite des $K^{*±}$ - Mesons ($37 \pm 8 \text{ MeV}/c^2$) von der Detektoraufösung dominiert ist. Die Ergebnisse des Fits an die Massenspektren in

$p[\text{GeV}]$	$\langle x \rangle$	$K^{*±}$ -Signal	Akzeptanz $\cdot B$	$\frac{1}{\beta \sigma_A} \frac{d\sigma}{dx}$	$\frac{4}{\beta} \frac{d\sigma}{dx} [\text{nb} \cdot \text{GeV}^2]$
0.875 - 3.5	0.125	144 ± 30	0.020 ± 0.004	3.07 ± 0.87	1041 ± 296
3.5 - 6.125	0.265	64 ± 17	0.017 ± 0.005	1.38 ± 0.56	466 ± 188
6.125 - 10.5	0.436	15 ± 8	0.014 ± 0.006	0.23 ± 0.16	78 ± 53
10.5 - 15.75	0.71	5 ± 3.5	0.02 ± 0.01	0.044 ± 0.039	15 ± 13
0.875 - 15.75		$\Sigma = 228 \pm 36$			$f = 0.179 \pm 0.039 \text{nb}$

Tabelle 5.4: Daten zur $K^{*±}$ - Erzeugung.

den vier Impulsbereichen sind ebenfalls in Tabelle 5.4 zu finden. Mit Hilfe der Formel 5.6 und den bekannten Verzweigungsverhältnissen kann der differentielle Wirkungsquerschnitt berechnet werden. Zum Vergleich mit anderen e^+e^- - Experimenten sind in Abbildung 5.7 die Wirkungsquerschnitte der JADE, MARK II, TASSO und HRS - Kollaborationen eingezeichnet [38,39,40,41]. Der Vergleich mit dem LUND - Modell zeigt eine gute quantitative Übereinstimmung, obwohl die Daten einen stärkeren Abfall des Wirkungsquerschnitts bei großen x - Werten andeuten.

Analog zum K^0 läßt sich auch für das $K^{*±}$ - Meson eine mittlere Erzeugungsrate pro Ereignis angeben. Unter Benutzung der Formel 5.7 ergibt sich $N_{K^{*±}} = 0.65 \pm 0.14$ in dem untersuchten Impulsintervall. Zur Extrapolation zu kleinen Impulsen wird das LUND - Modell benutzt. Es zeigt, daß ca. 14% der $K^{*±}$ - Mesonen mit Impulsen unter $875 \text{ MeV}/c$ erzeugt werden. Damit ergibt sich die Rate pro Ereignis zu:

$$N_{K^{*±}} = 0.75 \pm 0.16(\text{stat.}) \pm 0.14(\text{sys.})$$

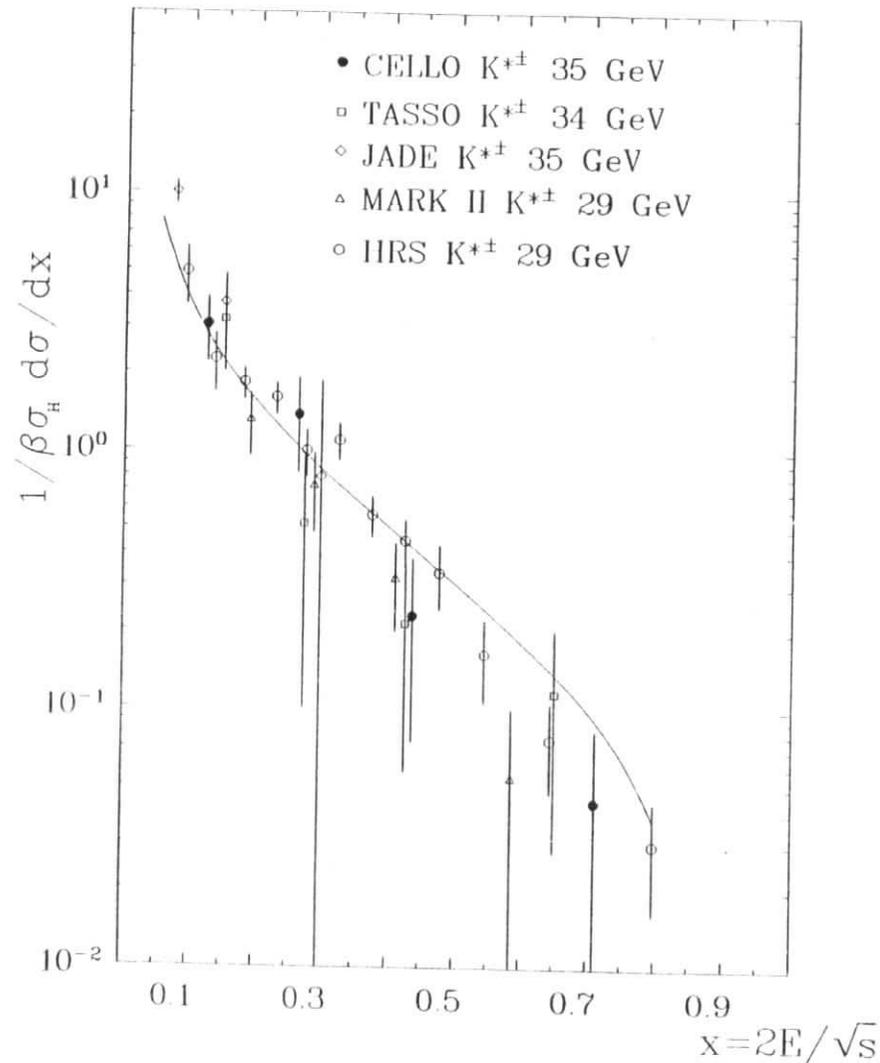


Abbildung 5.7: $K^{*\pm}$ - Wirkungsquerschnitte verschiedener Experimente; die durchgezogene Linie zeigt die LUND - Erwartung.

Der systematische Fehler dieser Rate setzt sich im wesentlichen aus den in Abschnitt 5.2.1 dargelegten Beiträgen zusammen.

- Unsicherheit der $K^{*\pm}$ - Rekonstruktion 15%.
- Luminosität 3% .
- Strahlungskorrekturen und Multihadron - Akzeptanz 5%.
- Untergrund - Ereignisse und Trigger - Akzeptanz 5%.
- Der durch die Wahl des Fitbereichs und der Fitmethode resultierende Fehler ist von der Größe 5%.

Die einzelnen Beiträge werden quadratisch addiert und ergeben einen Gesamtfehler von 18%. Der Vergleich mit den Messungen von JADE, MARK II, TASSO und IIRS läßt eine gute Übereinstimmung erkennen. Die statistischen und systematischen Fehler liegen hier um 20%. In Tabelle 5.5 sind auch die LUND und WEBBER - Modellvorhersagen zu finden. Auch hier sind Experiment und Modell in guter Übereinstimmung. Zum Vergleich mit dem WEBBER - Modell sei angemerkt, daß alle Experimente das LUND - Modell zur Extrapolation der nicht beobachteten kinematischen Region benutzen.

Experiment	Referenz	Jahr	Energie[GeV]	$N_{K^{*+}}$ pro Ereignis
MARK II ¹⁾	[39]	1984	29	$0.51 \pm 0.09 \pm 0.11$
IIRS	[41]	1987	29	0.62 ± 0.06
JADE	[38]	1984	35	$0.87 \pm 0.16 \pm 0.08$
TASSO	[40]	1987	34	$0.59 \pm 0.18 \pm 0.13$
CELLO	diese Arbeit	1988	35	$0.75 \pm 0.16 \pm 0.14$
Modellvorhersagen				
LUND	[12]	1987	29	0.76
WEBBER	[12]	1987	29	0.52

¹⁾ Das LUND - Modell wurde benutzt, um die für $p = 2$ GeV/c angegebene Rate von $0.26 \pm 0.047 \pm 0.055$ über den nicht gemessenen Bereich zu extrapolieren.

Tabelle 5.5: Vergleich der K^{*+} - Rate mit anderen Experimenten.

5.5 Erzeugung von Vektormesonen

Die Erzeugung von Vektormesonen und der Vergleich ihrer Erzeugungsrate mit derjenigen ihrer pseudoskalaren Partner kann Aufschluß über die Dynamik des Fragmentationsprozesses liefern. Der Parameter $V/(V+P)$ hat innerhalb des LUND - Modells eine wohl definierte

Bedeutung. Hier sind die beiden Quellen für Mesonen (Fragmentation der Quarks und Zerfall von Resonanzen) voneinander getrennt. Durch diese Trennung werden die Zerfälle der primär gebildeten Hadronen unabhängig von der Fragmentation der Quarks. Man muß allerdings beachten, daß dies nur eine Näherung der tatsächlich ablaufenden Prozesse sein kann. Ein qualitatives Argument mag dies verdeutlichen: Sowohl die Fragmentation der Quarks, als auch der Zerfall der Hadronen findet auf einer für die starke Wechselwirkung typischen Zeitskala von ca. 10^{-23} s statt. Es ist daher anzunehmen, daß Interferenzeffekte auftreten und die Unterteilung des Fragmentationsprozesses nur bedingt gerechtfertigt ist.

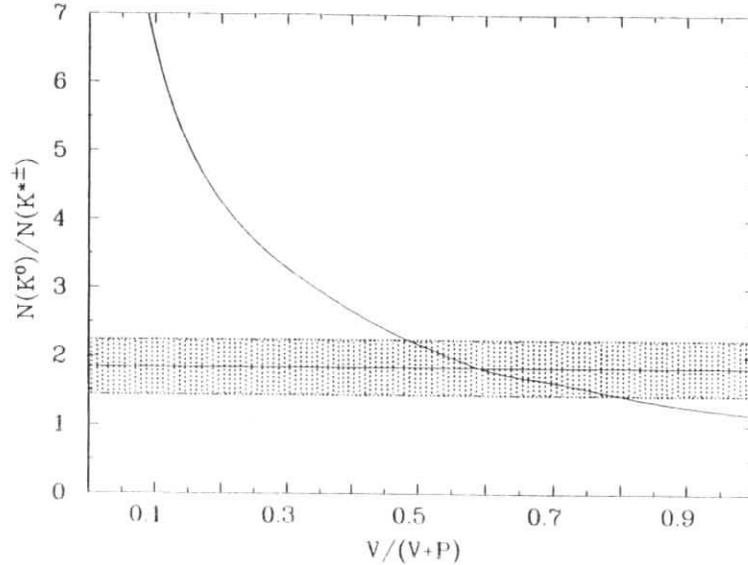


Abbildung 5.8: Das Verhältnis $N_{K^0}/N_{K^{*\pm}}$ als Funktion des Parameters $V/(V+P)$; die durchgezogene Linie zeigt die LUND - Modell - Vorhersage, die gepunktete Fläche entspricht dem 1σ - Fehler des Meßwerts.

Die experimentell bestimmten Raten beinhalten sowohl die direkt durch die Fragmentation der Quarks entstandenen Mesonen als auch die durch den Hadronzerfall erzeugten Teilchen. Zur Bestimmung des $V/(V+P)$ - Parameters benötigt man aber nur direkt in der Fragmentation entstehende pseudoskalare - und Vektor - Mesonen. Prinzipiell könnte man diese aus den gemessenen Raten ermitteln. Dazu müßten allerdings die inklusiven Raten aller Hadronen, die in K^0 oder $K^{*\pm}$ zerfallen, nebst ihren exklusiven Verzweungsverhältnissen bekannt sein. Dies ist zur Zeit nur teilweise der Fall. In dieser Analyse wird daher das LUND - Modell benutzt, um den Parameter $V/(V+P)$ zu ermitteln. Zu diesem Zweck wurden Anihilationsereignisse mit dem LUND 6.3 Monte - Carlo - Programm bei einer Schwerpunktsenergie von 35 GeV erzeugt. Alle Parameter des LUND - Modells wurden auf ihre Standardwerte fixiert, nur der Parameter $V/(V+P)$ für strange - Meson - Erzeugung wurde variiert. In Abbildung 5.8 zeigt die durchgezogene Linie die Variation des Verhältnisses $r = N_{K^0}/N_{K^{*\pm}}$ mit dem Parameter $V/(V+P)$. Bei $V/(V+P) = 0$ werden keine primären strange - Vektormesonen erzeugt, das Verhältnis r wird daher sehr groß. Bei $V/(V+P) = 1$ entstehen

hingegen keine primären pseudoskalare Mesonen und r wird infolgedessen klein. Der Parameter $V/(V+P)$ hat einen direkten Einfluß auf die $K^{*\pm}$ - Rate; die K^0 - Rate bleibt dagegen nahezu über den gesamten $V/(V+P)$ - Bereich konstant. Der Partonschauer - Ansatz und der Matrixelement - Ansatz liefern identische Relationen zwischen r und $V/(V+P)$ und reflektieren damit die Trennung der Quark - Fragmentation von der Meson - Bildung. Aus Abbildung 5.8 entnimmt man auch den experimentellen r - Wert von $r = 1.84 \pm 0.40 \pm 0.18$. Fehler in der Normierung und Unsicherheiten in der K_S^0 - Rekonstruktion heben sich in dem Verhältnis r weitgehend auf. Der systematische Fehler wird daher auf 10% abgeschätzt. Dies entspricht einem $V/(V+P)$ - Wert von:

$$\frac{V}{V+P} = 0.59^{+0.2}_{-0.1}(\text{stat.})^{+0.10}_{-0.05}(\text{syst.})$$

Mit diesem $V/(V+P)$ - Wert reproduziert das LUND - Modell nicht nur das experimentelle r - Verhältnis, sondern auch die einzelnen Raten mit guter Genauigkeit. Der Vergleich von $V/(V+P) = 0.59$ mit dem bei exakter Spin - $SU(2)$ - Symmetrie erwarteten Wert von $V/(V+P) = 0.75$ zeigt eine Unterdrückung der Vektormesonen an. Allerdings ist dies einzelne Ergebnis nicht sonderlich signifikant. Im folgenden soll daher ein Vergleich mit den Ergebnissen anderer Experimente durchgeführt werden.

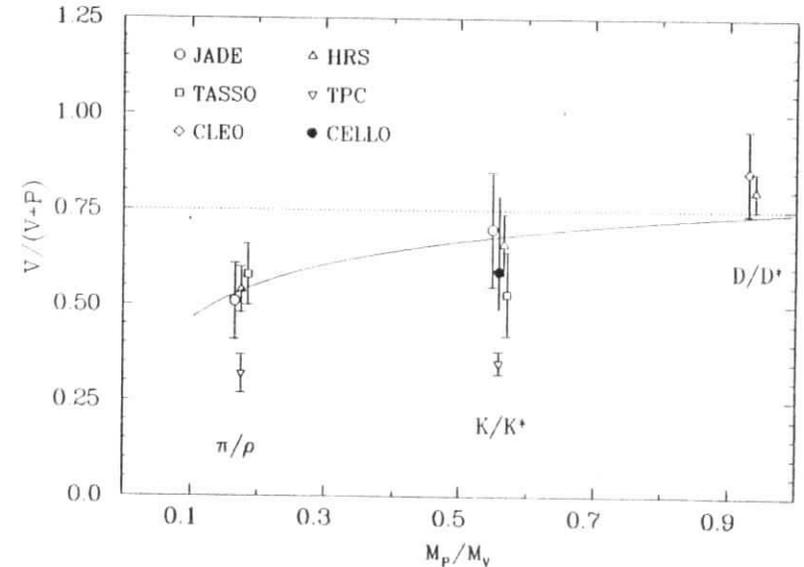


Abbildung 5.9: Die Abhängigkeit des $V/(V+P)$ - Parameters vom Massenverhältnis M_P/M_V , die durchgezogene Linie ist das Ergebnis einer Anpassungsrechnung.

In Abbildung 5.9 sind experimentell bestimmte $V/(V+P)$ - Werte als Funktion des Massenverhältnisses M_P/M_V aufgetragen. Die Daten sind von JADE [38], TASSO [40,42], CLEO [43], HRS [37,45] und TPC [44]. Die gepunktete Linie entspricht dem Spin - Statistik -

Resultat von $V/(V + P) = 3/4$. Der Vergleich zeigt, daß bei den leichten Vektormesonen eine starke Unterdrückung vorliegt, die schweren D^* - Vektormesonen dagegen entsprechend der Spin - Statistik erzeugt werden. Die LUND - Gruppe hat eine Massenabhängigkeit des $V/(V + P)$ - Parameters in der Form $P/V = 1/3 \cdot (M_V/M_P)^\alpha$ vorgeschlagen (cf. Abschnitt 2.5). Das Ergebnis einer Anpassung dieser Funktion an die experimentellen Werte liefert $\alpha = 0.53 \pm 0.16$. Das Ergebnis des Fits ist als durchgezogene Kurve in Abbildung 5.9 zu erkennen. Bei diesem Fit wurden die Ergebnisse der TPC - Kollaboration nicht benutzt, da sie systematisch verschoben sind. Zusammenfassend kann man sagen, daß das Verhältnis $V/(V + P)$ eine Massenabhängigkeit aufweist. Der Ansatz der LUND - Gruppe, der auf einer Spin - Spin - Wechselwirkung basiert, kann dieses Verhalten gut beschreiben.

Kapitel 6

Inklusive charm - Meson - Erzeugung

6.1 Beobachtung der $D^{*\pm}$ - Erzeugung

Die Fragmentation der *charm* - Quarks ist von besonderem Interesse, da sie im Gegensatz zu den leichten Quarks u , d und s einen großen Anteil ihres ursprünglichen Impulses in das zu bildende Meson einbringen (cf. Abschnitt 2.4.3). Desweiteren entstehen während der Fragmentation keine zusätzlichen *charm* - Quarks, so daß ein direkter Einblick in den Fragmentationsmechanismus möglich ist. Der Kürze halber wird im folgenden nur von D^{*+} die Rede sein, damit ist implizit auch das Antiteilchen gemeint.

Das D^{*+} ist ein Vektormeson ($J^P = 1^-$) mit einer Masse von $2.010 \text{ GeV}/c^2$, es ist aus den Quarks c und d aufgebaut und zerfällt durch die starke Wechselwirkung bevorzugt in den Endzustand $D^0 \pi^+$ mit einem Verzweungsverhältnis von ca. 49%. Da das D^0 - Meson eine Masse von $1.869 \text{ GeV}/c^2$ hat, steht dem Zerfallspion im Ruhesystem des D^{*+} - Mesons (im folgenden π^+ genannt) ein Impuls von nur $39 \text{ MeV}/c$ zur Verfügung. Diese besondere Kinematik macht es erst möglich, den Zerfall zu beobachten. Im invarianten $K^- \pi^+ \pi^+$

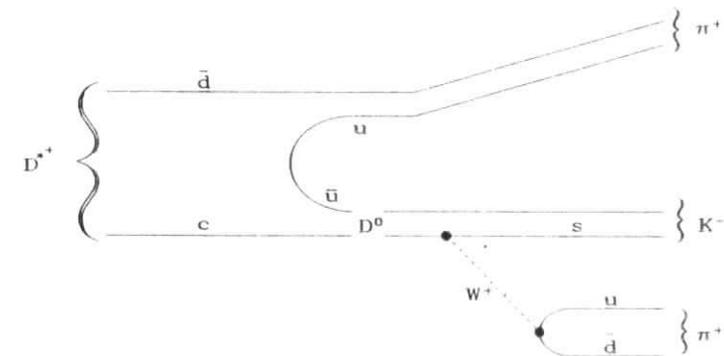


Abbildung 6.1: Zerfall eines D^{*+} - Mesons im Quarkbild.

Massenspektrum ist das D^{*+} - Meson nicht zu beobachten, da die Massenaufösung des Innendetektors für die hochenergetischen D^{*+} - Mesonen ca. 10% beträgt. Der Zerfall des D^0 - Mesons erfolgt durch die schwache Wechselwirkung. Die mittlere Lebensdauer dieses Zerfalls entspricht einer mittleren Weglänge $c\tau$ von nur 0.013 cm. Der hier untersuchte Zerfallskanal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ tritt mit einer Häufigkeit von ca. 5.7% auf. Die Lebensdauer des D^0 - Mesons ist aufgrund des großen Phasenraums so klein, daß der Zerfall nicht als Sekundärvertex beobachtet werden kann. In Abbildung 6.1 ist der hier beschriebene Zerfallskanal des D^{*+} - Mesons skizziert, wie er sich im Quarkbild darstellt.

6.1.1 Selektion der D^{*+} - Kandidaten

Das Auflösungsvermögen des CELLO - Detektors reicht nicht aus, um die Erzeugung von D^{*+} - Mesonen als Überhöhung im invarianten $K^- \pi^+ \pi^+$ Massenspektrum zu beobachten. Wie im vorangehenden Abschnitt erläutert, zeichnet sich der starke Zerfall des D^{*+} - Mesons jedoch durch den geringen Q - Wert von nur $5.8 \text{ MeV}/c^2$ aus. Daher erwartet man in der Massendifferenz $\Delta M = M(K^- \pi^+ \pi^+) - M(K^- \pi^+)$ eine schmale Resonanz bei $0.1455 \text{ GeV}/c^2$. Um das D^{*+} - Meson nachzuweisen, werden alle geladenen Spuren eines Ereignisses unter Pion - oder Kaonhypothese zu den entsprechenden Teilchenkonfigurationen kombiniert. Für D^{*+} - Kandidaten wird einem negativen Teilchen die Kaonmasse zugeordnet, zwei weitere positive Teilchen werden als Pionen angesehen. Durch die große Anzahl geladener Teilchen pro Ereignis sowie die Unkenntnis der Teilchenidentität ergibt sich ein hoher kombinatorischer Untergrund. Daher ist es von entscheidender Bedeutung, Bedingungen an die D^{*+} - Kandidaten und die einzelnen Spuren zu stellen, die den Untergrund reduzieren. Die einzelnen Kriterien sind:

- D-1 $|\cos \theta| < 0.9$, θ ist der Winkel einer Spur zur Strahlachse.
- D-2 $|r_0| < 5 \text{ mm}$, r_0 ist der minimale Abstand einer Spur vom BHABHA - Vertex.
- D-3 $p > 1.5 \text{ GeV}/c$ für das Kaon und das Pion aus dem D^0 - Zerfall.
- D-4 $0.5 < p < 1.2 \text{ GeV}/c$ für das Pion (π^+) aus dem D^{*+} - Zerfall.
- D-5 $0.65 < \cos \alpha < 1$, α ist der Winkel des π^+ im Ruhesystem des D^{*+} , relativ zur Flugrichtung des D^{*+} im Detektor.
- D-6 $x = E_{D^{*+}}/E_{\text{Strahl}} > 0.45$.

Die Bedingungen D-1 und D-2 garantieren eine hohe Spurqualität. Durch die besondere Kinematik des D^{*+} - Zerfalls - dem π^+ steht nur sehr wenig Impuls zur Verfügung, Kaon und Pion aus dem D^0 - Zerfall tragen hohen Impuls - ergeben sich die Bedingungen D-3 und D-4. Die Größe $\cos \alpha$ zeigt für "echte" D^{*+} - Mesonen eine Gleichverteilung, während ein großer Teil des kombinatorischen Untergrundes, bedingt durch die Jetstruktur der Ereignisse, bei großen negativen Werten von $\cos \alpha$ liegt. Die bekanntermaßen harte Fragmentation der D^{*+} - Mesonen, sowie der hohe Untergrund bei kleinen x - Werten, erfordern die Bedingung D-6. In Abbildung 6.2(a) ist die Massendifferenz ΔM nach den beschriebenen Schnitten gezeigt, die invariante $K^- \pi^+$ Masse liegt hier zwischen 1.7 und $2.1 \text{ GeV}/c^2$, also im Massenbereich des D^0 - Mesons. Ein *maximum likelihood fit* an das Massenspektrum mit einem konstanten

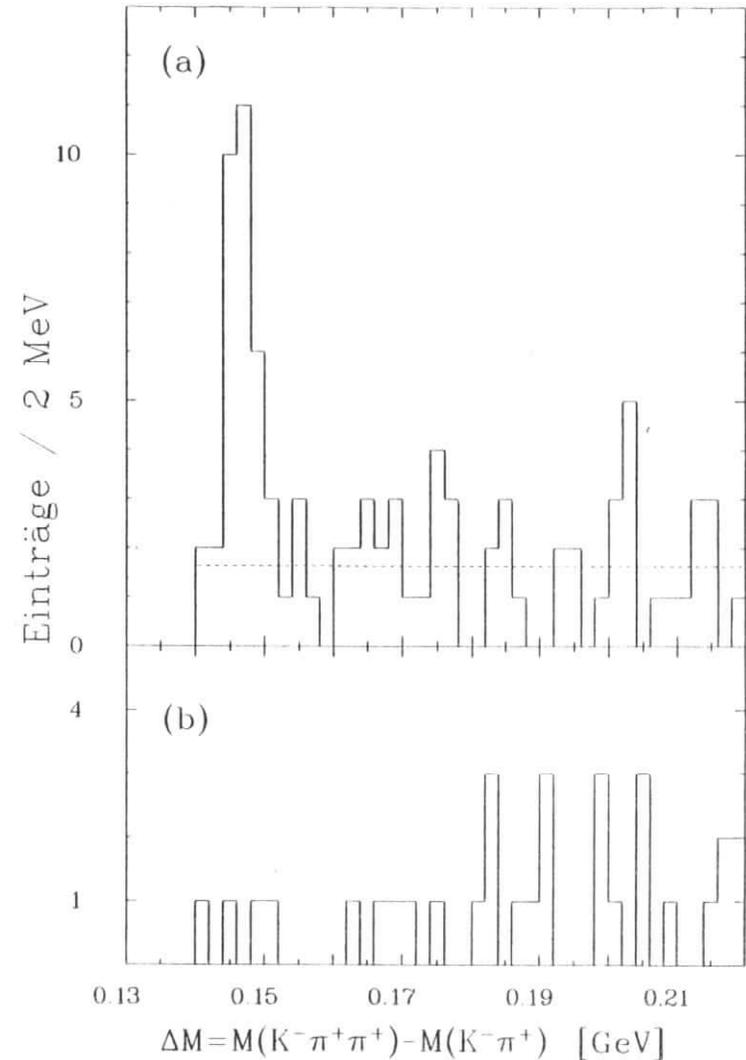


Abbildung 6.2: (a) Die Massendifferenz ΔM für D^0 - Kandidaten im Massenintervall von $1.7 - 2.1 \text{ GeV}/c^2$, die die im Text erläuterten Bedingungen erfüllen, (b) wie (a), die $K^- \pi^+$ - Masse liegt jedoch im Intervall von $2.1 - 2.5 \text{ GeV}/c^2$.

Untergrund und einem gaußförmigen Signal ergibt 24 ± 6 D^{*+} - Mesonen mit einer Breite von $\sigma = 1.8$ MeV/c^2 , bei einer Massendifferenz von 0.1467 GeV/c^2 . Die beobachtete Breite des Signals stimmt mit der Monte - Carlo - Simulation der Detektorauflösung überein. In Abbildung 6.2(b) ist der Kontrollbereich gezeigt, d.h. die $K^- \pi^+$ Masse liegt zwischen 2.1 und 2.5 GeV/c^2 , außerhalb des D^0 - Massenbereichs. Dort werden keine D^0 - Mesonen erwartet, und es wird auch kein Signal beobachtet. Zur Illustration der Ereignistopologie ist in Abbildung 6.3 ein rekonstruiertes D^{*+} - Meson mit einem Impuls von 15 GeV/c gezeigt.

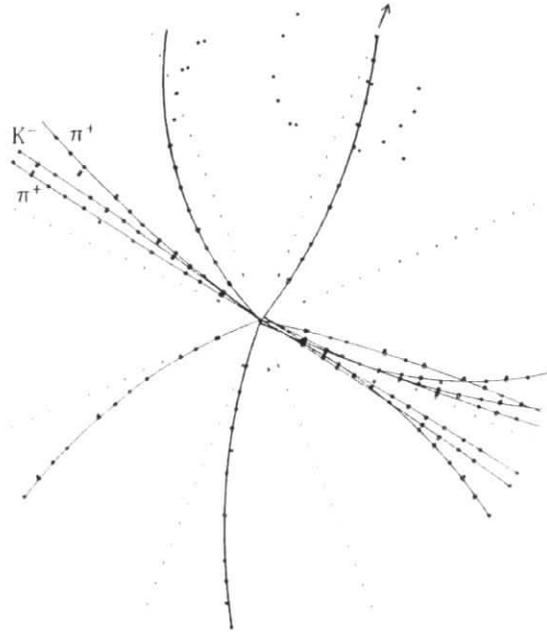


Abbildung 6.3: Zerfallsteilchen eines D^{*+} - Mesons in der $r\varphi$ - Projektion des CELLO - Detektors; das rekonstruierte D^{*+} - Meson hat einen Impuls von 15 GeV/c .

Der Zerfall des D^0 - Mesons in $K^- \pi^+ \pi^0$ ist mit ca. 17% weitaus häufiger als der oben behandelte Zerfall in $K^- \pi^+$. Wie in [46] dargelegt, erwartet man in der Massendifferenz ΔM auch Beiträge zum D^{*+} - Signal aus dem Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$. Aufgrund des nicht explizit berücksichtigten π^0 - Mesons ergibt sich eine sogenannte Satelliten - Resonanz S^0 bei 1.62 GeV/c^2 in der $K^- \pi^+$ - Masse. Daher wurde der $K^- \pi^+$ - Massenbereich auf 1.4 bis 2.1 GeV/c^2 ausgedehnt. Zur Reduktion des Untergrundes werden die oben erläuterten Kriterien D-1 bis D-6 verwendet. In Abbildung 6.4 ist das resultierende Massenspektrum gezeigt. Zur Bestimmung des D^{*+} - Signals wird wieder ein konstanter Untergrund angesetzt und eine gauß'sche Verteilung für das Signal angenommen. Der *maximum likelihood fit* an das Massenspektrum ergibt 35 ± 7 D^{*+} - Mesonen. Die gemessene Breite σ von 1.8 MeV/c^2 gibt

die Auflösung des CELLO - Detektors wieder. Dieses Ergebnis zeigt, daß elf D^{*+} - Mesonen der Satelliten - Resonanz S^0 zuzuschreiben sind.

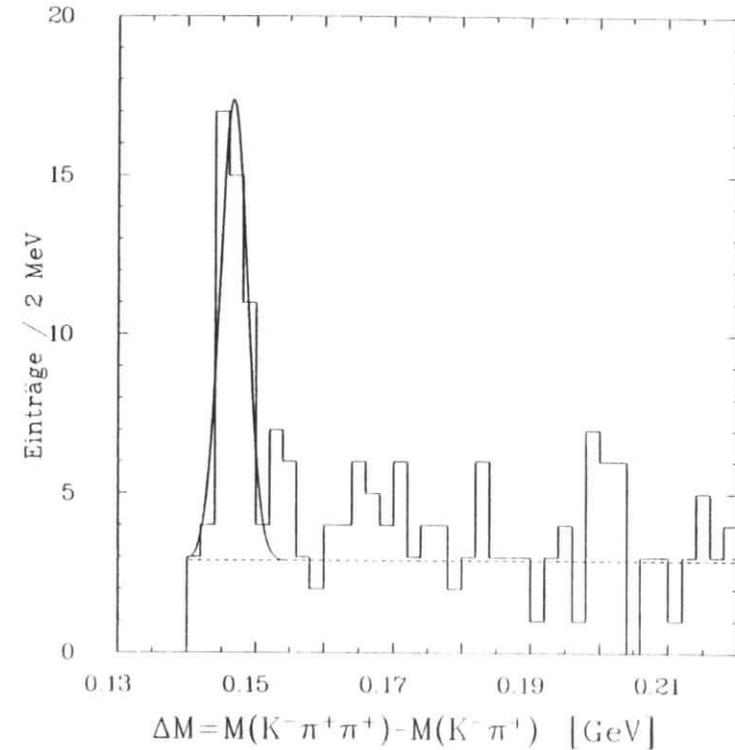


Abbildung 6.4: Die Massendifferenz ΔM für D^0 - Kandidaten im Massenintervall von 1.4 - 2.1 GeV/c^2 .

6.1.2 Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow D^{*+} + \text{Hadronen}$

Die beobachtete Erzeugung des D^{*+} - Mesons im Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ läßt die Bestimmung eines differentiellen Wirkungsquerschnitts zu. Zur Ermittlung der Detektorakzeptanz werden multihadronische Ereignisse mit dem JETSET 6.3 - Programm erzeugt und durch eine vollständige Detektor - Simulation geleitet. Anschließend werden die D^{*+} - Mesonen analog zu den Daten rekonstruiert. Um Bremsstrahlungseffekte des e^+e^- - Anfangszustandes zu korrigieren, wird das in Abschnitt 5.1.2 beschriebene Verfahren angewendet. Zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts werden die neuesten MARK III - Verzweigungverhältnisse benutzt [50]:

$$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \quad B = 57.0 \pm 4.0 \pm 4.0\%$$

$$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \quad B = 4.2 \pm 0.4 \pm 0.4\%$$

Die Resultate des *maximum likelihood fits* an einen konstanten Untergrund und ein gaußförmiges Signal sind Tabelle 6.1 zu entnehmen. Hier finden sich auch die entsprechenden Werte für die mit den Verzweigungsverhältnissen multiplizierte Akzeptanz und der Wirkungsquerschnitt. Zum Vergleich mit den Ergebnissen der JADE und TASSO Kollaborationen [47, 48] wurden diese auf die neuesten MARK III - Verzweigungsverhältnisse korrigiert. In Abbildung 6.5 ist der skalierte Wirkungsquerschnitt als Funktion der Variablen $x = E_{D^*}/E_{\text{Strahl}}$ eingetragen. Die drei Messungen sind in guter Übereinstimmung und zeigen das für die Fragmentation des charm - Quarks übliche harte Spektrum. Durch Integration des differentiellen Wirkungsquerschnitts über den analysierten x - Bereich, läßt sich der Gesamtwirkungsquerschnitt für $x > 0.45$ angeben.

$$\sigma = 0.08 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.02(\text{syst.}) \text{ nb für } x > 0.45$$

Der systematische Fehler ist hier im wesentlichen durch die begrenzte Monte - Carlo - Statistik ($\approx 20\%$) und die Unsicherheit der von der MARK III - Kollaboration angegebenen Verzweigungsverhältnisse dominiert. Die statistischen und systematischen Fehler der Verzweigungsverhältnisse wurden quadratisch addiert und ergeben eine Unsicherheit von 17%. Daraus ergibt sich ein gesamter systematischer Fehler von 26%. In Anbetracht des erwarteten Gesamtwirkungsquerschnitts von 0.22 nb für die charm - Erzeugung und der Annahme gleicher Erzeugungsraten für D^{*+} und D^{*0} zeigt sich, daß der größte Teil der charm - Produktion zur Bildung von D^* - Mesonen führt.

$p[\text{GeV}]$	x	D^{*+} Signal	Akzeptanz $\cdot B$	$\frac{1}{\sigma_A} \frac{d\sigma}{dx}$	$\frac{1}{\beta} \frac{d\sigma}{dx} [\text{nb} \cdot \text{GeV}^2]$
7.6 - 9.4	0.5	6.9 ± 3.4	0.006 ± 0.001	0.87 ± 0.49	295 ± 164
9.4 - 12.1	0.625	10.8 ± 3.7	0.006 ± 0.001	0.82 ± 0.34	275 ± 116
12.1 - 17.5	0.85	5.5 ± 2.8	0.004 ± 0.001	0.29 ± 0.16	98 ± 55
	> 0.45	$\Sigma = 23.2 \pm 5.7$			$f = 0.08 \pm 0.02 \text{ nb}$

Tabelle 6.1: Daten zum D^{*+} Wirkungsquerschnitt.

6.1.3 Fragmentation des charm - Quarks

Die gängigen Fragmentationsmodelle lassen die Entstehung von $c\bar{c}$ - Paaren während der Hadronisation nicht zu. Der gemessene D^{*+} - Wirkungsquerschnitt ist daher direkt mit der Fragmentationsfunktion für charm - Quarks zu vergleichen, sofern man Beiträge von B - Meson - Zerfällen zur D^{*+} - Rate vernachlässigt. Diese Annahme ist sicherlich gut erfüllt, da die Entstehung der *bottom* - Quarks am Primärvertex um einen Faktor vier gegenüber den charm - Quarks unterdrückt ist. Desweiteren weisen die durch B - Meson - Zerfälle entstehenden D^{*+} - Mesonen typischerweise niedrige Impulse auf [49]. Die PETERSON - Fragmentationsfunktion 2.3 wurde an den gemessenen Wirkungsquerschnitt angepaßt, daraus ergibt sich der Parameter ϵ_c zu 0.26 ± 0.17 . Um einen statistisch signifikanteren Wert für ϵ_c zu erhalten, wird ein gleichzeitiger Fit der PETERSON - Funktion an die Messungen von TASSO, JADE und CELLO durchgeführt. Daraus ergibt sich:

$$\epsilon_c = 0.22 \pm 0.06(\text{stat.})$$

mit einem χ^2 von 17.9 bei 14 Freiheitsgraden. Man muß beachten, daß die Gluon - Bremsstrahlung der primären Quarks die Energie vermindert, die den D^{*+} - Mesonen zur Verfügung steht [51]. Daher ist die beobachtete Fragmentationsfunktion zu niedrigeren Energien verschoben und der hier bestimmte Parameter ϵ_c läßt sich nicht direkt mit dem in der Monte - Carlo - Simulation benutzten Wert vergleichen (cf. Tabelle 5.1). Das Ergebnis des Fits

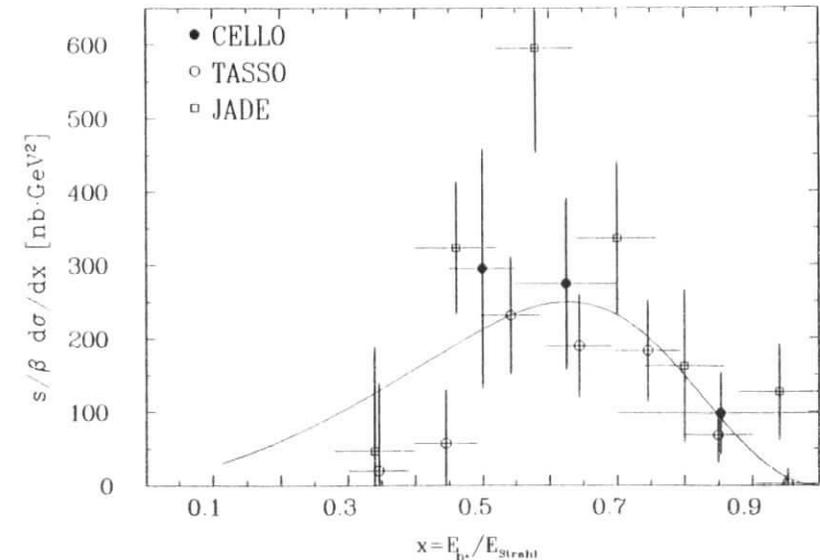


Abbildung 6.5: Der skalierte Wirkungsquerschnitt für D^{*+} - Erzeugung; die Kurve ist ein kombinierter Fit der PETERSON - Fragmentationsfunktion an die Meßwerte.

ist in Abbildung 6.5 als durchgezogene Kurve zu erkennen. Diese "harte" Fragmentationsfunktion des $D^{*\pm}$ - Mesons drückt aus, daß ein charm - Quark nur wenig Impuls auf das bei der Bildung des $D^{*\pm}$ - Mesons zurückbleibende Quark überträgt. Diese Tatsache wird der großen Masse des charm - Quarks von ca. 1.8 GeV/c² zugeschrieben. Die Annahme, daß keine charm - Quarks während der Hadronisation entstehen, findet hier ihre Bestätigung.

Zusammenfassung und Diskussion

In der e^+e^- - Annihilation wurde die Erzeugung von strange - und charm - Mesonen nachgewiesen. Die Daten wurden mit dem CELLO - Detektor bei einer Schwerpunktsenergie von 35 GeV genommen. Durch einen kinematisch - geometrischen Sekundärvertex - Fit konnte in der invarianten $\pi^+\pi^-$ - Masse ein deutliches K_S^0 - Signal beobachtet werden. Die inklusive K^0 - Erzeugung zeigt dabei die für die Fragmentation leichter Quarks typische Abhängigkeit von der Skalenvariable $x = E_{K^0}/E_{Strahl}$, d.h. einen exponentiellen Abfall mit zunehmender Energie. Der Vergleich mit anderen PETRA - und PEP - Experimenten zeigt gute quantitative Übereinstimmung. Aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt wird die mittlere Erzeugungsrate zu $N_{K^0, \bar{K}^0} = 1.38 \pm 0.09(\text{stat.}) \pm 0.18(\text{syst.})$ pro Ereignis bestimmt.

Das K^{*+} - Meson wurde in der invarianten $K_S^0 \pi^+$ - Masse nachgewiesen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt zeigt, wie bei der K^0 - Erzeugung, einen starken Abfall mit zunehmenden Teilchenenergien. Die mittlere Rate pro Ereignis wird zu $N_{K^{*+}} = 0.75 \pm 0.16(\text{stat.}) \pm 0.14(\text{syst.})$ bestimmt. Der Vergleich mit anderen PETRA - und PEP - Experimenten zeigt eine recht gute Übereinstimmung, obwohl die Meßwerte hier stärker fluktuieren als bei der K^0 - Rate.

Der Vergleich der gemessenen Raten mit den Vorhersagen des LUND- und WEBBER Modells fällt zugunsten des LUND - Modells aus. Dies ist allerdings nicht verwunderlich, da das LUND - Modell mehr freie Parameter enthält, die direkten Einfluß auf die Teilchenraten haben und keine simultane Anpassung der Modellparameter an die experimentellen Daten durchgeführt wurde.

Ein interessanter Aspekt der Hadronisation ist der Einfluß des Spins auf die Teilchenraten. Aus den gemessenen Raten des pseudoskalaren K^0 - Mesons und des Vektormesons K^{*+} wird der Parameter $V/(V+P) = 0.59_{-0.1}^{+0.2}(\text{stat.})_{-0.05}^{+0.10}(\text{syst.})$ bestimmt. Dieser Wert deutet eine Unterdrückung der Vektormesonen an. Der Vergleich mit up, down und charm - Mesonen zeigt eine Abhängigkeit des $V/(V+P)$ - Parameters von dem Massenverhältnis M_V/M_P . Der von der LUND - Gruppe gemachte theoretische Ansatz kann dieses Verhalten gut beschreiben.

Das D^{*+} - Meson wurde in der Massendifferenz $\Delta M = M(D^{*+}) - M(D^0)$ nachgewiesen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für D^{*+} - Erzeugung wird zu $\sigma_{D^{*+}} = 0.08 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.02(\text{syst.})$ nb für x - Werte größer als 0.45 bestimmt. Der Wirkungsquerschnitt hat sein Maximum bei großen Teilchenenergien. Die Ursache liegt in der Fragmentation der charm - Quarks, die sich stark von der Fragmentation der leichten Quarks unterscheidet. Die Erklärung für dieses Verhalten liegt in der großen Masse des charm - Quarks begründet. Durch eine Anpassung der PETERSON - Funktion an die Wirkungsquerschnitte der TASSO, JADE und CELLO - Kollaborationen wird der PETERSON - Parameter zu $\epsilon_c = 0.22 \pm 0.06(\text{stat.})$ bestimmt.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben ein Dankeschön sagen. Mein größter Dank gilt Prof. Dr. Spitzer, der es mir ermöglicht hat, diese Arbeit in der anregenden Atmosphäre des DESY durchzuführen. Dieser Vertrauensbeweis war für mich immer eine Herausforderung und Ansporn. Die DPG – Tagung in Freiburg, wo ich erste Ergebnisse meiner Arbeit vorstellen konnte und die Teilnahme an der Rochester Konferenz in München waren zwei Höhepunkte meiner einjährigen Arbeit.

Ein herzlicher Dank gilt der F14 – Analyse – Gruppe (Johannes Ahme, Wolfgang Brehm, Michael Feindt, Hartmut Fenner, Jens Harjes, Jobst Köhne und Jan Hendrik Peters) für die freundliche Aufnahme in die Gruppe und die stete Hilfsbereitschaft jedes einzelnen. Die Stimmung in dieser Gruppe war immer von intensiver Arbeit geprägt, aber dennoch blieb genug Zeit für Diskussionen und freundschaftliche Gespräche. Vor allen möchte ich Michael Feindt danken, der mein offizieller Betreuer während meiner Diplomzeit war. Michael ließ mir immer die Freiheit, das zu tun, was ich für richtig hielt. Diese liberale Einstellung war mir sehr wertvoll und hat wesentlich auf mein Interesse eingewirkt. Durch die unzähligen Diskussionen mit ihm und seine kritischen Bemerkungen zu meiner Arbeit blieben mir viele unnötige Versuche erspart. Ein besonderer Dank gilt auch Johannes Ahme und Jan Hendrik Peters; Johannes Wissen über die CELLO – Software und seine nie ermüdende Geduld und Hilfsbereitschaft haben mir die Arbeit sehr erleichtert. Jan Hendriks Erfahrung mit dem DESY – Computer und seine Bereitschaft, mir auch jedes noch so kleine Detail zu erklären, haben es mir ermöglicht, physikalische Analysen durchzuführen anstatt Manuals zu lesen.

Ebenfalls möchte ich der CELLO – Kollaboration danken, mit deren Mitgliedern ich viele Gespräche über *physics with CELLO* geführt habe.

Last but not least möchte ich meinen Eltern, meiner Schwester und all meinen Freunden danken. Ihre Unterstützung und Zuneigung haben es mir erlaubt, mich während meiner Arbeit wohlfühlen.

Ich versichere, daß ich diese Arbeit unter Angabe aller verwendeten Quellen und Hilfsmittel selbstständig angefertigt habe.

Hamburg, den 1. Dezember 1988

Literaturverzeichnis

- [1] SPEAR – G. Hanson et al., Phys. Rev. Lett., **35**, 1609 (1975)
- [2] M. Gell-Mann, Y. Ne'eman, *The Eightfold Way*, Benjamin, New York 1966
- [3] CELLO – O. Podobrin, Inklusive Erzeugung von K_S^0 – Mesonen in e^+e^- – Reaktionen, DPG – Tagung Freiburg, März 1988
- [4] I.J.R. Aitchison, A.J.G. Hey, *Gauge Theories in Particle Physics*, Adam Hilger LTD, Bristol 1982
- [5] CELLO – H.J. Behrend et al., Phys. Lett. **183B**, 400 (1987)
- [6] H. Georgi, *Lie Algebras in Particle Physics*, Benjamin, New York 1982
- [7] S.L. Glashow et al., Phys. Rev. **D2**, 1285 (1970)
- [8] F. Halzen, A.D. Martin, *Quarks & Leptons*, John Wiley & Sons, New York 1984
- [9] R.D. Field, R.P. Feynman, Nucl. Phys. **B136**, 1 (1978)
- [10] Eine ausgezeichnete Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse zur Fragmentation findet man in folgenden Artikeln:
W. Hoffmann, Lawrence Berkely Laboratory, University of California CA 94720 (1988)
M. Derrick, S. Abachi, Argonne National Laboratory, ANL-HEP-PR-88-21 (1988)
- [11] T. Sjöstrand, Preprint LU TP 85-10, University of Lund, October 1985
- [12] T. Sjöstrand, LU TP 87-18, University of Lund, November 1987
- [13] T. Sjöstrand, M. Bengtsson, Comp. Phys. Comm. **43**, 367 (1987)
- [14] JADE – W. Bartel et al., Phys. Lett. **101B**, 129 (1981)
- [15] G. Marchesini, B.R. Webber, Nucl. Phys. **B238**, 1 (1984)
- [16] T.D. Gottschalk, Nucl. Phys. **B214**, 201 (1983)
- [17] B.R. Webber, Nucl. Phys. **B238**, 492 (1984)
- [18] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. **B126**, 298 (1977)
- [19] C. Peterson et al., Phys. Rev. **D27**, 105 (1983)
- [20] B. Anderson, G. Gustafson, G. Ingelmann, T. Sjöstrand, Phys. Lett. **97C**, 31 (1983)

- [21] CELLO – M.J. Schachter, DESY Preprint 80-128, December 1980
- [22] DESY – Wissenschaftlicher Jahresbericht 1983
Ich danke J.H. Peters für sein schönes TeX-Macro.
- [23] B. Sack, Universität Hamburg, Diplomarbeit, Juni 1984
- [24] J. Harjes, DESY internal Report F14-87-06, September 1987
- [25] K. Gammerdinger, Dissertation, Kernforschungszentrum Karlsruhe KfK 4421, November 1988
- [26] M. Feindt, Dissertation, Universität Hamburg, DESY internal Report F14-88-02, Dezember 1988
- [27] J. Ahme, Dissertation, Universität Hamburg, Dezember 1988
- [28] G. Grindhammer, private Mitteilung
- [29] F.A. Berends, R. Kleiss, Nucl. Phys. **B177**, 141 (1981)
- [30] H.M. Schellman, Ph.D. Thesis, Lawrence Berkely Laboratory Report LBL-18699, November 1984
- [31] W. de Boer, M. Iacovacci, CELLO – note R-02 unpublished, January 1988
- [32] PLUTO – Ch. Berger et al., Phys. Lett. **104B**, 79 (1981)
- [33] JADE – W. Bartel et al., Z. Phys. **C20**, 187 (1983)
- [34] TPC – H. Aihara et al., Phys. Rev. Lett. **53**, 2378 (1984)
- [35] TASSO – M. Althoff et al., Z. Phys. **C27**, 27 (1985)
- [36] MARK II – H. Schellman et al., Phys. Rev. **D31**, 3013 (1985)
- [37] HRS – M. Derrick et al., Phys. Rev. **D35**, 2639 (1987)
- [38] JADE – W. Bartel et al., Phys. Lett. **145B**, 441 (1984)
- [39] MARK II – H. Schellman et al., SLAC PUB 3448 (1984)
- [40] J. Hartmann, Dissertation, Universität Bonn BONN-IR-87-42, November 1987
- [41] HRS – S. Abachi et al., Phys. Lett. **199B**, 151 (1987)
- [42] TASSO – R. Brandelik et al., Phys. Lett. **117B**, 135 (1982)
- [43] CLEO – D. Bortoletto et al., CLNS 87/105 (1987)
- [44] H. Yamamoto, QCD and Beyond, Proceedings of the Twentieth Rencontre de Moriond (1985)
- [45] M. Derrick, ANL-HEP-CP-88-60, Invited talk at the XXIV International Conference on High Energy Physics, Munich, W. Germany (August 4-10, 1988)

- [46] S.L. Wu, Phys. Rep. **107**, 59 (1984)
- [47] JADE – B. Naroska, DESY Preprint 86-113, September 1986
- [48] TASSO – M. Althoff et al., Phys. Lett. **126B**, 493 (1983)
- [49] S. Bethke, Universität Heidelberg, Z. Phys. **C29**, 175 (1985)
- [50] MARK III – D.G. Hitlin, California Institute of Technology, CALT-68-1472
- [51] W. de Boer, private Mitteilung
- [52] Review of Particle Properties, Particle Data Group, Phys. Lett. **170B** (1986)