

Interner Bericht  
DESY FCE-89-02  
March 1989

Eigentum der	<b>DESY</b>	Bibliothek
Property of		library
Zugang:	20. APR. 1989	
Accessions:		
Leihfrist:	<b>7</b>	Tage
Loan period:		days

INKLUSIVE  $\Lambda$  PRODUKTION IN  $e^+e^-$  ANNIHILATIONEN BEI 35 GeV

von

Wolfgang Brehm

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“

# INKLUSIVE $\Lambda$ PRODUKTION IN $e^+e^-$ - ANNIHILATIONEN BEI 35 GeV

WOLFGANG BREHM  
Diplomarbeit

Fachbereich Physik  
der  
Universität Hamburg

Hamburg  
1. Februar 1989

## INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung	5
2	Theorie	7
2.1	Einleitung	7
2.2	Fundamentale Wechselwirkungen	7
2.2.1	Gravitation	8
2.2.2	Quantenelektrodynamik	8
2.2.3	Quantenchromodynamik	9
2.2.4	Schwache Wechselwirkung	11
2.2.5	Übersicht	11
2.3	Phänomenologische Modelle	14
2.3.1	Hadronisation	14
2.3.2	FF-Modell	14
2.3.3	Lund-Modell	16
2.3.4	Weiber-Modell	17
2.4	$\Lambda$ -Hyperon	19
2.4.1	Wirkungsquerschnitt	19
2.4.2	Kinematik des $\Lambda$ -Zerfalls	21
3	Experiment	25
3.1	Der CELLO-Detektor	25
3.1.1	Innerdetektor	27
3.1.2	Blei-Flüssig-Argon-Kalorimeter	29
3.1.3	Myonkammern	29
3.2	Datennahme und Ereignisrekonstruktion	30
3.2.1	Trigger	30
3.2.2	Datennahme	30
3.3	Monte Carlo Simulation	31
4	Daten	33
4.1	Selektion multihadronischer Ereignisse	34
4.2	Spur-Rekonstruktion	35
4.3	Sekundärvertex-Rekonstruktion	36
4.3.1	Geometrie der $V^0$ -Zerfälle	36
4.3.2	Selektion der $V^0$ -Kandidaten	37
4.3.3	Sekundärvertex-Fit	39
4.4	Untergrundreduktion	40

4.4.1	Zerfall des $\Lambda$ Hyperons	40
4.4.2	$\Lambda_b^0 \rightarrow n^0 \pi^0$	41
4.4.3	$\gamma \rightarrow e^+ e^-$	42
4.4.4	Zufällige Überschneidungen	43
4.4.5	Falsche Massenhypothese	44
4.4.6	Mehrfach benutzte Spuren	45
4.5	Zusammenfassung	45
5	Auswertung	48
5.1	Bestimmung des Wirkungsquerschnitts	48
5.2	Strahlungskorrekturen	49
5.3	Hadronische Rate	50
5.4	Lebensdauer	54
6	Zusammenfassung	58
	Referenzen	59
	Danksagung	62

## ABBILDUNGSVERZEICHNIS

2.1	FEYNMAN Graph der $e^+e^-$ Wechselwirkungen in 1 Ordnung der QED	9
2.2	Topologie eines 3 Jet Ereignisses im FF Modell	10
2.3	Topologie eines 3 Jet Ereignisses im SF Modell	17
2.4	Schematische Darstellung einer Parton Schauer Entwicklung	18
2.5	Topologie eines 3 Jet Ereignisses im CF Modell	19
2.6	FEYNMAN Graph für die Vektormeson Produktion	20
2.7	FEYNMAN Graph für die Hadronisation	20
2.8	Impulssumme in der $xy$ Projektion	22
2.9	Der Lambda Impuls als Funktion des Proton Zerfallswinkels	24
3.1	Der CELLO Detektor	26
3.2	Der CELLO - Innendetektor	27
4.1	Ein typisches multihadronisches Ereignis	33
4.2	Spurdefinition	36
4.3	Invariantes $p\pi$ Massenspektrum aller Sekundärvertex Kandidaten	37
4.4	Konstellationen des $V^0$ Zerfalls	38
4.5	Geometrie des $V^0$ Zerfalls	39
4.6	Invariantes $p\pi$ Massenspektrum nach der $V^0$ Selektion	40
4.7	Simulierte $\Lambda$ und $K_S^0$ im invarianten $n^0 \pi^0$ Massenspektrum	42
4.8	Schnittgröße S: I. $P_\Lambda = 2.0 \text{ GeV}$ und II. $P_\Lambda = 2.0 \text{ GeV}$	44
4.9	Invariantes $p\pi$ Massenspektrum nach der Untergrundreduktion	46
5.1	Die strahlungskorrigierte Akzeptanz $\epsilon_0(x)$	51
5.2	Der skalierte Wirkungsquerschnitt im Vergleich mit der LUND Vorhersage	52
5.3	Der Wirkungsquerschnitt im Vergleich mit anderen Experimenten	53
5.4	Die strahlungskorrigierte Multiplizität des Lambdas	55
5.5	Die Lebensdauer des Lambdas	57

## TABELLENVERZEICHNIS

2.1	Eigenschaften der Quarks	12
2.2	Eigenschaften der Leptonen	12
2.3	Die Einteilung der fundamentalen Fermionen in Familien	13
2.4	Die Eigenschaften der Wechselwirkungen	13
2.5	Die Beziehung zwischen Erhaltungsgrößen und Wechselwirkungen	13
3.1	Die Kammern des CELLO - Innendetektors	28
3.2	Parameter im LUND - Modell	32
4.1	Schritte zur Untergrundreduzierung	47
5.1	Der $\Lambda$ - Wirkungsquerschnitt	51
5.2	Die $R_{A/\Lambda}$ Rate im Vergleich mit anderen Experimenten	56

## KAPITEL I

### EINLEITUNG

Nach heutiger Vorstellung besteht die uns umgebende Welt aus Quarks, Leptonen und einigen Wechselwirkungsteilchen für die vier verschiedenen Naturkräfte, die die Welt zusammenhalten. Ganz so klar und einfach ist das physikalische Weltbild natürlich nicht. Heute werden große Anstrengungen unternommen, die uns bekannten vier Wechselwirkungen als verschiedene Erscheinungsformen ein und derselben Ursache zu interpretieren und sie in einer einzigen Theorie zu vereinen, ähnlich wie Maxwell die Theorie der Elektrizität mit der des Magnetismus in der nach ihm benannten Theorie vereinigte. Bisher mißlingen alle Anstrengungen. Es ist eine offene Frage, ob es eine vereinheitlichte Beschreibung überhaupt geben kann.

Trotz allem hat die Physik in diesem Jahrhundert große Fortschritte gemacht, und es existieren heute umfassende und erfolgreiche theoretische Gebäude. Sie werden zusammenfassend als STANDARDMODELL bezeichnet. Es gibt in der Physik immer noch viele offene Fragen, welche uns weit hinter die Grenzen des heutigen Wissens führen und deren Beantwortung auch nicht auf eine Vereinheitlichung der bekannten Wechselwirkungen führen muß.

Theorien werden geschaffen, um die Natur zu beschreiben, ihr Prüfstein ist daher immer das Experiment.

Durch eine Vielzahl von Experimenten ist in den letzten Jahren das Standardmodell, d.h. die elektroschwache Theorie und die Quantenchromodynamik (QCD), in seinen Vorhersagen immer wieder bestätigt worden. Doch gibt es einige Probleme, die sich im Rahmen dieser Theorien nicht explizit berechnen lassen, obwohl die Grundgleichungen vermutlich bekannt sind. Eines dieser Probleme ist die Berechnung des Überganges von Quarks und Gluonen in Hadronen (FRAGMENTATION). Der Grund hierfür liegt in der Eigenschaft der QCD, die als CONFINEMENT (Einschließung) bezeichnet wird. Damit ist gemeint, daß Quarks und Gluonen nicht einzeln frei beobachtbar sind, die Quark-Quark-Wechselwirkung wird für große Abstände der Quarks so stark, daß sich störungstheoretische Methoden nicht mehr anwenden lassen. Die Fragmentation von Quarks und Gluonen in Hadronen kann also nicht explizit aus der Theorie berechnet werden. Hierfür müssen phänomenologische Modelle benutzt werden. Zum Verständnis der Fragmentation ist es u.a. wichtig, die Erzeugungswirkungsquerschnitte für neutrale und geladene Hadronen zu kennen.

Messungen in der Hochenergiephysik erfordern einen immensen Aufwand. Die dazu nötigen experimentellen Anlagen, wie Speicherringe und die dazugehörigen Detektoren, sind Großprojekte und kosten viele Millionen DM. An den Experimenten sind hunderte von Physikern beteiligt, und die Detektoren müssen über viele Jahre Daten aufzeich-

men, damit eine Messung Aussagekraft bekommt. Der CELLO-Detektor am  $e^+e^-$ -Speicherling PETRA ist ein solch großes Experiment, in dessen Rahmen diese Arbeit fällt.

An der CELLO-Kollaboration sind Wissenschaftler vom DESY, dem IHK Karlsruhe, dem MPI München, den Laboratorien Orsay und CERN Saclay (Frankreich) sowie der Universitäten Glasgow, Hamburg, Paris, Rom und Tel Aviv beteiligt.

Im Jahr 1986 wurden bei einer Schwerpunktsenergie von 35 GeV multihadronische Daten mit einer integrierten Luminosität von  $80\text{pb}^{-1}$  vom CELLO-Detektor aufgenommen. Mit den Daten wird in dieser Arbeit eine experimentelle Untersuchung der inklusiven Erzeugung des  $\Lambda$ -Teilchens in multihadronischen  $e^+e^-$ -Annihilationen vorgenommen. Die Resultate werden mit den Vorhersagen des LUND-Fragmentationsmodells verglichen.

## KAPITEL 2

### THEORIE

#### 2.1 EINLEITUNG

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der in dieser Arbeit durchgeführten Analyse dargestellt. Zuerst wird der theoretische Rahmen abgesteckt, in dem die speziellen Eigenschaften der einzelnen Theorien und einiger Fragmentationsmodelle zusammenfassend dargestellt werden. Desweiteren wird auf die Kinematik des  $\Lambda$ -Zerfalls und auf die Strahlungskorrekturen zum Wirkungsquerschnitt eingegangen.

#### 2.2 FUNDAMENTALE WECHSELWIRKUNGEN

Die drei Standpfeiler der heutigen Physik sind die klassische Physik, die Relativitätstheorie und die Quantenmechanik. Aus ihrer Verbindung gingen die Quantenfeldtheorien (QFT's) hervor. 1950 formulierte R.P.Feynman die heutige Form der QFT der Elektrodynamik, die Quantenelektrodynamik QED. Später wurde auch eine QFT für die schwache Wechselwirkung formuliert, deren Gültigkeit aber begrenzt ist. Die Vereinigung der Theorie der schwachen Wechselwirkung mit der QED zur elektroschwachen Theorie (Glashow - Salam - Weinberg - Modell, kurz GSW-Modell genannt) erwies sich dagegen als sehr fruchtbar und wurde bis heute laufend durch experimentelle Untersuchungen bestätigt. Die QFT der starken Wechselwirkung ist die Quantenchromodynamik QCD. Obwohl sie bisher experimentell nicht widerlegt werden konnte, ist sie als Theorie nicht so gefestigt wie z.B. die QED. All diese Quantenfeldtheorien werden auch als Eichtheorien bezeichnet, denn sie sind nach dem Eichprinzip aufgebaut. Das Eichprinzip ist ein weiterer Stützpfiler der heutigen Physik.

Die wichtigste Rechenmethode der QFT's ist die Störungstheorie. R.P.Feynman entwickelte eine sehr praktische graphisch-rechnerische Darstellungsmethode für die Störungstheorie einer beliebigen QFT, die FEYNMAN-GRAPHEN. Aber fehlende Voraussetzungen führen oft zur Unlösbarkeit von Problemen, so z.B. wenn die Störung zu groß wird. Nach einer Idee von K.Wilson, wonach die Integrale über die Raum-Zeit durch Summen über diskrete Raum- und Zeitpunkte (*Gitter*) ersetzt werden, wird versucht, solche Probleme numerisch zu lösen. Hier aber stößt man meist an die Grenzen der heutigen Computertechnik.

Nun zu den Theorien selbst. Zuerst ein paar Worte zur Gravitation, die im weiteren Verlauf dieser Arbeit nicht mehr berücksichtigt wird.

2.2.1 GRAVITATION

Die Gravitation wird erst bei extrem hohen Energien in ihrer Stärke mit den anderen Wechselwirkungen vergleichbar, dann allerdings werden die Quanteneffekte der Raum-Zeit-Struktur zunehmend wichtiger. Die Grenze hierfür ist die PLANCK-ENERGIE<sup>1</sup> ( $\approx 10^{19}$  GeV). Eine Quantisierung der allgemeinen Relativitätstheorie, so wie bei der QED, führt zu nicht *renormierbaren* Divergenzen. So würde z.B. eine quantisierte Raum-Zeit aufgrund der Unschärfe-Relation in ganz Kleinen virtuelle Schwarze Löcher bilden können. Auf der entgegengesetzten Skala, auf der Skala von Sternen und Galaxien, spielt nur die Gravitation für die globale Dynamik eine entscheidende Rolle. Dies liegt an ihrer unendlichen Reichweite und daran, daß nur die anziehende Gravitation existiert. Dagegen besitzen alle anderen Kräfte eine zu geringe Reichweite, oder aber die Kräfte kompensieren sich auf großen Skalen. Letztlich ist die Gravitation in den Energiebereichen der Elementarteilchenphysik (von MeV bis TeV) vernachlässigbar.

2.2.2 QUANTENELEKTRODYNAMIK

Die Quantenfeldtheorie der elektromagnetischen Wechselwirkung ist die Quantenelektrodynamik, kurz QED. Sie beschreibt die Wechselwirkung zwischen elektrisch geladenen Fermionen. Die Theorie besitzt folgende charakteristischen Eigenschaften:

- Die Wechselwirkung wird durch die abelsche Eichgruppe U(1) charakterisiert.
- Die Wechselwirkung wird durch das Feldquant der QED – dem Photon  $\gamma$  – vermittelt ( $J^P = 1^- ; Q = 0$ )
- Die Reichweite der elektromagnetischen Wechselwirkung ist unendlich, da das Photon keine Masse und keine Selbstwechselwirkung besitzt.
- Die Stärke der Wechselwirkung ist durch  $\alpha = e^2/4\pi = 1/137$  festgelegt. Der elektrischen Ladung  $e$  kommt die Rolle einer Kopplungskonstanten zu.
- Die Störungstheorie ist eine Entwicklung der Wechselwirkung in Potenzen von  $\alpha$ , da  $\alpha$  klein ist, konvergiert die Entwicklung sehr schnell.
- Die Elektron-Positron Wechselwirkungen in erster Ordnung von  $\alpha$ , siehe Abbildung 2.1, sind:

- Bhabha-Streuung ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ )
- Zwei-Photon-Erzeugung ( $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ )
- Paarbildung ( $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  oder  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  oder  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ )

- Der Wirkungsquerschnitt für Paarerzeugung von  $\mu$  und  $\tau$  ist bei hohen Energien gleich groß und lautet:

$$\sigma_0(s) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \tag{2.1}$$

<sup>1</sup>Die Planck-Masse ist definiert als die Masse eines Teilchens, dessen Compton-Wellenlänge gleich seinem Schwarzschild-Radius ist.  $M_{Planck} = (\hbar c/G)^{1/2} \Rightarrow E_{Planck} = (\hbar c/G)^{1/2} c^2 = 10^{19}$  GeV, wobei  $G = 6.67 \cdot 10^{-11} m^2 kg^{-1} s^{-2}$  die Gravitationskonstante ist.

wobei  $s = 4 E_{Streu}^2$  ist. Für Quarks lautet der Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_0(s) = 3 \cdot \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \cdot \sum_f q_f^2 \tag{2.2}$$

wobei  $q_f$  die elektrische Ladung der Quarksorte  $f$  ist und der Faktor drei die Farbzustände der Quarks berücksichtigt.

- Beiträge höherer Ordnung der Störungstheorie werden Strahlungskorrekturen genannt. Dies sind z.B. die Wechselwirkungen des Elektrons mit seinem eigenen Feld oder Vakuumpolarisationen. Sie erzeugen Divergenzen, welche mit der Umdefininition (RENORMIERUNG) der Masse und der Ladung wieder aufgehoben werden.

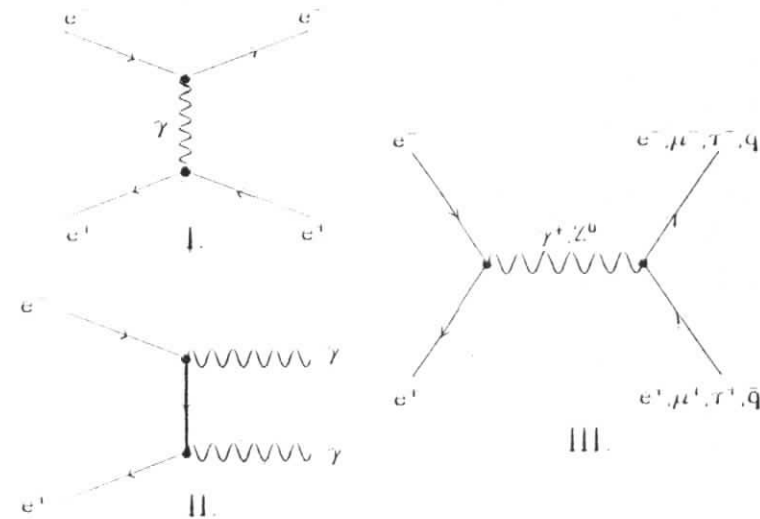


Abbildung 2.1: FEYNMAN Graph der  $e^+e^-$  Wechselwirkungen in 1. Ordnung der QED: I. BHABHA Streuung, II. Zwei-Photon-Erzeugung und III. Fermionen Paarbildung.

2.2.3 QUANTENCHROMODYNAMIK

Die ganz analog zur QED aufgebaute Quantenfeldtheorie der starken Wechselwirkung ist die Quantenchromodynamik, kurz QCD. Sie beschreibt die Wechselwirkung zwischen den *stark* geladenen Quarks mittels *stark* geladener Gluonen. Die starke Ladung ist die FARBE<sup>2</sup> (Farbe = gr. chromos). Es gibt drei verschiedene Farben (ROT, GRÜN

<sup>2</sup>Der Name Farbe hat nichts mit realen Farben zu tun, aber es werden die Ideen der Farblehre verwendet.

und BLAU) und drei verschiedene Antifarben bzw. Komplementär-Farben (CYAN, MAGENTA und GELB). Ein Quark (Antiquark) trägt immer eine Farbe (Antifarbe) und ist damit ein Farbtuplett. Die QCD ist durch folgende Eigenschaften charakterisiert:

- Die QCD ist eine renormierbare nicht-abelsche Eichtheorie. Die ihr zugrundeliegende Symmetriegruppe ist die  $SU(3)_{Color}$ .
- Die Feldquanten der QCD, die Gluonen, tragen eine Farb-Antifarbe-Kombination. Aufgrund der Kombinationsmöglichkeiten gibt es acht<sup>2</sup> verschiedene Gluonen. Sie sind masselos.
- Die Selbstwechselwirkung der geladenen Gluonen bewirkt eine völlig andere Charakteristik in bezug auf Prozesse höherer Ordnung (wie Vakuumpolarisation) als bei der QED. Die Renormierung der durch diese Prozesse hervorgerufenen Divergenzen führt zu einer  $Q^2$ -Abhängigkeit der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung  $\alpha_s$ , wobei  $Q^2$  der Impulsübertrag ist. Dies wird *running coupling constant* (laufende Kopplungskonstante) genannt:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (2.3)$$

wobei  $n_f$  die Anzahl der Quarksorten und  $\Lambda$  ein Skalenfaktor ist.

- Mit abnehmendem Abstand der Quarks (zunehmendem  $Q^2$ ) wird die Kopplungsstärke der QCD kleiner, so daß sich die Quarks bei genügend kleinem Abstand ( $Q^2 \gg \Lambda^2 \Rightarrow \alpha_s \ll 1$ ) nahezu frei bewegen können, so z.B. bei hohen Energien in der primären  $qq$ -Paarzeugung. Dieses Verhalten wird als *asymptotische Freiheit* bezeichnet.
- Das starke Anwachsen der Wechselwirkungsstärke zwischen den Quarks mit zunehmendem Abstand legt die Vermutung nahe, daß es keine einzeln frei beobachtbaren Quarks geben kann. Dieser Effekt wird *Confinement* (Einschließung) genannt.
- Um dem *Confinement* Rechnung zu tragen, müssen alle beobachtbaren Hadronen Farbsingulets, also *weiß* sein. Solche Farbsingulets sind die MESONEN und BARYONEN. Die Mesonen sind gebundene Quark-Antiquark-Systeme mit einer Farb-Antifarbe-Kombination, die Baryonen sind gebundene Drei-Quark- oder Drei-Antiquark-Systeme mit einer *RGB*- oder einer *RGB*-Farbkombination.
- Bei größeren Quark-Abständen wird  $\alpha_s$  groß ( $\geq 1$ ) und eine störungstheoretische Behandlung ist nicht mehr sinnvoll. Da sich der Übergang der Quarks und Gluonen in die beobachtbaren Hadronen bei größer werdendem Abstand abspielt, ist man hier auf phänomenologische Modelle angewiesen.

<sup>2</sup>Die neutrale Kombination ist ein Farbsingulett (farbsingulett) und nimmt deshalb nicht an der Farb-Wechselwirkung teil.

## 2.2.4 SCHWACHE WECHSELWIRKUNG

Die schwache Wechselwirkung wird allgemein durch den Austausch intermediärer Vektorbosonen beschrieben, die Theorie wird *V-A-Theorie* genannt. Sie beschreibt die Wechselwirkung innerhalb der schwachen ISOSPIN-DUPLETTS, in welche sich alle fundamentalen Fermionen (die gesamten Bausteine der Natur) einordnen lassen (Siehe Tabelle 2.3). Die schwache Wechselwirkung besitzt folgende Merkmale:

- Ihre Eichtheorie ist nicht-abelsch und die ihr zugrundeliegende Symmetriegruppe ist  $SU(2) \times U(1)$ .
- Die Kräfte werden durch die drei intermediären Vektorbosonen  $W^+$  und  $Z^0$  vermittelt. Sie tragen elektrische Ladung:  $Q_{W^+} = +1, Q_{W^-} = -1, Q_{Z^0} = 0$ , und besitzen eine Masse von  $\sim 80 \sim 90 \text{ GeV}$ .
- Die schwache Wechselwirkung wirkt nur auf *linkshändige* Teilchen und erhält die *Handigkeit* (Helizität). Damit ist sie paritätsverletzend. Sie erhält aber die CP-Parität (außer bei  $K^0$ -Systemen).
- Die Wechselwirkung wird in leptonsche (Lepton-Lepton), semileptonsche (Lepton-Quark) und hadronische (Quark-Quark) Reaktionen unterschieden. Für die semileptonsche Reaktion gilt die Auswahlregel  $\Delta S = \Delta Q$  ( $\Delta B = \Delta C$ ) und für die hadronische Reaktion:  $\Delta S = 1$  und  $\Delta I = 1/2$ , wobei  $S$  die Strangness,  $Q$  die Ladung,  $C$  die Charm-Quantenzahl und  $I$  der Isospin ist.
- Die Leptonen sind Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung, die Quarks aber nicht, wenn mit Quarks die Eigenzustände der starken Wechselwirkung gemeint sind. Einige Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung sind Mischungen aus Eigenzuständen der starken Wechselwirkung. Diese Mischung läßt sich in einem System aus leichten Quarks ( $u, d$  und  $s$ ) mit nur einem Parameter, dem *CABIBBO-WINKEL* beschreiben. In einem System, welches alle Quarks (inklusive vermeintlichem  $t$ -Quark) enthält, wird die Mischung durch die *KOBAYASHI-MASKAWA-MATRIX* mit vier freien Parametern beschrieben. Die vier freien Parameter sind drei Winkel und eine Phase, mit der sich die CP-Verletzung beschreiben läßt.

$$\begin{pmatrix} y'_i \end{pmatrix}_{schwach} = (Matrix) (y_i)_{stark}$$

## 2.2.5 ÜBERSICHT

In folgenden soll als Zusammenfassung eine kleine Übersicht der fundamentalen Bausteine der Natur und ihrer Wechselwirkungen in tabellarischer Form gegeben werden. Die fundamentalen Fermionen (Spin-1/2) sind in Tabelle 2.1 und 2.2 aufgeführt. Für jedes Fermion existiert ein korrespondierendes Antiteilchen. Die Symmetrie zwischen den Quarks und den Leptonen wird in ihrer Aufteilung in *Familien* deutlich, wie sie in Tabelle 2.3 zu sehen ist. Dies ist gleichzeitig die Aufteilung in die Isospin-Dupletts der schwachen Wechselwirkung. Die Welt setzt sich hauptsächlich aus der ersten Familie zusammen. Die Wechselwirkung der fundamentalen Fermionen und deren Erhaltungsgroßen sind in den Tabellen 2.4 und 2.5 zusammengestellt.



$$\begin{matrix}
 \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}
 \end{matrix}
 \begin{matrix}
 \begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}
 \end{matrix}
 \begin{matrix}
 \begin{pmatrix} l \\ l' \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} \nu \\ \nu' \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} \nu \\ \nu' \end{pmatrix}
 \end{matrix}
 \begin{matrix}
 1 \\
 2 \\
 3
 \end{matrix}$$

Tabelle 2.3: Die Einteilung der fundamentalen Fermionen in Familien

QUARKS									
Name	flavour	B	I	$I_3$	S	C	$B^+$	Q	Masse
up	u		1/2	1/2	0	0	0	2/3	0.35 GeV
down	d		1/2	-1/2	0	0	0	-1/3	
strange	s	1/3	0	0	-1	0	0	-1/3	0.55 GeV
charm	c		0	0	0	1	0	2/3	1.8 GeV
bottom	b		0	0	0	0	1	-1/3	4.5 GeV
top	t								noch nicht gefunden

B = Baryonenzahl, S = Strangeness, C = Charm,  $B^+$  = Beauty, Q = Ladung  
 I = Isospin,  $I_3$  = 3. Komponente von I

Tabelle 2.1: Eigenschaften der Quarks

LEPTONEN							
Name		L	$L_e$	$L_\mu$	$L_\tau$	Q	Masse
Elektron	$e^-$		1	0	0	-1	0.51 MeV
" neutrino	$\nu_e$		1	0	0	0	18 eV
Myon	$\mu^-$	1	0	1	0	-1	105.66 MeV
" neutrino	$\nu_\mu$		0	1	0	0	0.25 MeV
Tauon	$\tau^-$		0	0	1	-1	1784.1 MeV
" neutrino	$\nu_\tau$		0	0	1	0	~ 35 MeV

L = Leptonenzahlen, Q = Ladung

Tabelle 2.2: Eigenschaften der Leptonen

Wechselwirkungen						
Name	Gruppe	Quant	$J^P$	Masse	$\alpha$	an
elektro	U(1)	Photon $\gamma$	1	0	1/137	elektrische Ladung
magnetisch	SU(2)	Intermediäre Bosonen $W^\pm, Z^0$	$1^-, 1^+$	80-90 GeV	$1.02 \cdot 10^{-5}$	Ladung
schwach						Isospin
stark	SU(3) <sub>c</sub>	8 Gluonen	1	0	$\alpha_s \approx 1$	Farbe

Tabelle 2.4: Die Eigenschaften der Wechselwirkungen

Erhaltende Größe		Erhaltungsgrößen		
		Wechselwirkung		
		stark	elektromagn.	schwach
E/P	Energie/Impuls	ja	ja	ja
Q	Ladung			
B	Baryonenzahl			
L	Leptonenzahl			
I	Isospin	ja	nein	nein
S	Strangeness		ja	nein
C	Charm		ja	nein
P	Parität		ja	nein
C	Ladungskonj.		ja	nein
CP	oder T		ja	ja (nicht bei $K^0$ )
CPT			ja	ja

Tabelle 2.5: Die Beziehung zwischen Erhaltungsgrößen und Wechselwirkungen

## 2.3 PHÄNOMENOLOGISCHE MODELLE

### 2.3.1 HADRONISATION

Aufgrund des *Confinement* ist die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow qq$  nicht direkt beobachtbar. Beobachtbar ist aber die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow$  Hadronen, wobei sich die Hadronen als gebündelte JETS<sup>4</sup> [15] in Richtung der primären Partonen (Quarks und Gluonen) bewegen. Für die Bildung von Hadronen aus Partonen (Fragmentation oder Hadronisation genannt) ist die starke Wechselwirkung verantwortlich, aber der Übergang ist nicht berechenbar, denn die Fragmentation spielt sich bei niedrigen Energien ab ( $\alpha_s \ll 1$ ), so daß deshalb störungstheoretische Rechnungen im Rahmen der Theorie der starken Wechselwirkung versagen. Die Fragmentation findet in der *Confinement-Region* der QCD statt.

Wenn der Übergang beschrieben werden soll, dann müssen phänomenologische Modelle (Fragmentationsmodelle) benutzt werden. Diese Modelle sind eine Parametrisierung des Vorganges der Hadronisation, mit ihnen sind Vorhersagen über die Entstehung von Hadronen möglich. Die drei wichtigsten Vertreter dieser Modelle sollen im folgenden beschrieben werden. Das Field-Feynman Modell (FF) [16] der unabhängigen Fragmentation (IF-Modell), das Lund Modell (LUND) [19] der String-Fragmentation (SF-Modell), welches in der Version 5.2 [25] für diese Arbeit benutzt wurde, und das Webber Modell [20] der Cluster-Fragmentation (CF-Modell).

### 2.3.2 FF-MODELL

Das FF-Modell hat heute nur noch eine *geschichtliche* Bedeutung, aber es war richtungsweisend für die folgenden Fragmentationsmodelle. In diesem Modell fragmentieren ein primäres Quark und ein Antiquark unabhängig voneinander (IF = independent fragmentation = unabhängige Fragmentation). Die Fragmentation eines Quarks ( $q_1$ ) mit der Energie  $E_1$  findet wie folgt statt: Für jedes primäre Quark ( $q_1$ ) tunnelt ein  $q_1q_2$ -Paar aus dem Vakuum. Das getunnelte Antiquark ( $q_2$ ) verbindet sich mit dem primären Quark ( $q_1$ ) zu einem Meson ( $q_1q_2$ ), dessen longitudinaler Impulsanteil

$$z = (E + p_L)_{\text{Meson}} / (E + p_L)_{\text{Quark}}$$

relativ zum Impuls des primären Quarks von einer FRAGMENTATIONSFUNKTION  $f(z)$  beschrieben wird.  $f(z)dz$  gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß das Meson einen Impulsanteil zwischen  $z$  und  $z + dz$  des primären Quarks besitzt. Für leichte Quarks ( $u, d$  und  $s$ ) lautet die Fragmentationsfunktion im Ansatz von Field-Feynman [16]:

$$f(z) = 1 + a + 3a(1-z)^2,$$

wobei der Standardwert  $a = 0.75$  ist. Es wird aber meist eine andere Form der Funktion verwendet,

$$f(z) = (1+c)(1-z)^c,$$

da sie die Daten besser zu beschreiben scheint [22]. In der Erweiterung des FF-Modells für schwere Quarks ( $c$  und  $b$ ) wird eine *härtere*, d.h. zu im Mittel höheren  $z$  Werten

<sup>4</sup>Mit JETS wird die Bildung hadronischer Endzustände in bestimmten Phasenraumgebieten bezeichnet. Diese Gebiete werden durch die primären Partonflugrichtungen vorgegeben.

führende, Fragmentationsfunktion verwendet. Die Standard-Parametrisierung ist die PETERSON-Fragmentationsfunktion [24]:

$$f(z) = \frac{1}{z(1-\frac{1}{2} - \frac{1}{3}z)^2}$$

wobei  $Q$  die Flavoursorte der schweren Quarks,  $\epsilon_Q = (m_q/m_Q)^2$  und  $q$  die verbleibende ungepaarte Quarksorte ist. Der transversale Impuls  $p_T$  (transversal zur ursprünglichen Quarkflugrichtung) des neuen Mesons ist Gauß-verteilt und nicht von der Energie des primären Quarks abhängig:

$$\frac{d\sigma}{dp_T} \propto \exp(-p_T^2/2\sigma_q^2), \quad \sigma_q = 330 \text{ MeV}.$$

Das verbleibende Quark besitzt die Energie  $E_1(1-z)$  und wird nun als primäres Quark betrachtet, welches mit dem eben beschriebenen Formalismus weiter fragmentiert. Dies ist ein rekursiver Prozeß, der abbricht, wenn die Energie des Quarks nicht mehr ausreicht, um ein  $qq$ -Paar zu erzeugen. Da in jedem Schritt nur die Ladung erhalten ist, müssen am Ende der Rekursion die Energie und der Impuls der Hadronen *reskaliert* werden, um der Impuls- und Energieerhaltung genüge zu tun.

Die Bildung von Baryonen ist eine simple Erweiterung der Mesonenerzeugung. Dazu benutzt man den sogenannten DIQUARK-MECHANISMUS. Dieser Mechanismus setzt voraus, daß es auch Bindungskräfte zwischen zwei Quarks (Diquark) unterschiedlicher Farbe gibt. Dieses System besitzt dann eine effektive Antifarbe:

$$\begin{aligned} \text{Farbe}_i + \text{Farbe}_j &= \text{Antifarbe}_k \\ \text{Antifarbe}_i + \text{Antifarbe}_j &= \text{Farbe}_k \end{aligned}$$

In dem Diquark-Mechanismus können nicht nur  $qq$ -Paare, sondern auch  $(qq)(qq)$ -Diquark-Paare aus dem Vakuum tunnelt. Da ein Diquark ( $qq$ ) eine effektive Antifarbe besitzt, kann es sich an ein Quark ( $q$ ) mit einer Farbe binden und ein  $(qqq)$ -System (ein Baryon) bilden.

$$\begin{aligned} (qq)\text{antifarbe} + (q)\text{farbe} &= (qqq)\text{weiß} \\ \text{Diquark} + \text{Quark} &= \text{Baryon} \end{aligned}$$

Genauso verbindet sich das Anti-Diquark mit einem Antiquark zu einem Anti-Baryon. Da in dem Mechanismus immer Baryon und Anti-Baryon gleichzeitig produziert werden, besteht zwischen ihnen eine kurzreichweitige Korrelation. Das Verhältnis der Produktion von Diquark-Paaren zu der von Quark-Paaren ist ein freier Parameter des Modells und muß aus Experimenten bestimmt werden, er liegt ungefähr bei 10%.

Die Bildung von massiven Quarks aus dem Vakuum ist ein quantenmechanischer Tunnelprozeß, der niedrige Massen bevorzugt. Das empirische Verhältnis der relativen Häufigkeiten der Quarksorten  $u, d, s$  und  $c$  ist  $1 : 1/3 : 10^{-11}$ , d.h. daß die Quarkflavour  $c$  ( $und b$ ) in der Fragmentation praktisch nicht erzeugt werden.

Die Fragmentation von Bremsstrahlungs-Gluonen in  $ggg$  (3-Jet Ereignis) oder in  $gggg$  (4-Jet Ereignis) wird so behandelt, als wenn das Gluon ein Quark ist oder das Gluon in ein  $qq$ -Paar übergeht, welches dann wie oben beschrieben fragmentiert. Multi-Jet-Ereignisse in IF-Modellen benötigen Reskaliertungsregeln, wie sie z.B. im ALI-MODELL [17] oder im HOYER-MODELL [18] eingeführt wurden.

Für den Übergang von Gluon/Antiquark in Quark wird der Impuls des Gluons durch die ALTARELLI-PARISI Verteilungsfunktion [38] auf das  $q\bar{q}$  Paar verteilt:

$$P_{g \rightarrow q\bar{q}}(z) = \frac{z^2 + (1-z)^2}{z} \quad (2.4)$$

Zusammenfassend ist zu sagen, daß das FF-Modell der unabhängigen Fragmentation 2-Jet-Ereignisse gut beschreiben kann, es aber nicht in der Lage ist, langreichweitige Korrelationen, die in den Daten existieren, zu reproduzieren. Ein Beispiel dafür ist der sogenannte STRING-EFFEKT. Als String-Effekt bezeichnet man die Tatsache, daß zwischen den Achsen der primären Quarks weniger Teilchen zu finden sind, als zwischen einer Quarkachse und einer Gluonachse.

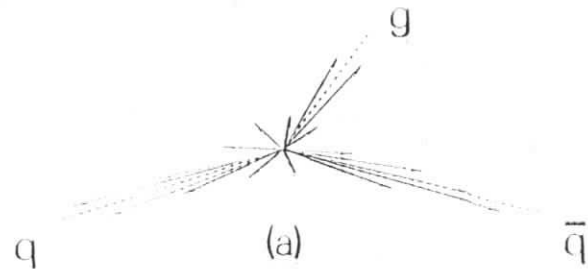


Abbildung 2.2: Topologie eines 3-Jet-Ereignisses im FF-Modell. Die Pfeile zeigen die Phasenraum-Verteilung der erzeugten Teilchen an. Die gestrichelten Linien repräsentieren die Parton-Flugrichtungen.

### 2.3.3 LUND-MODELL

Das Lund-String-Modell basiert auf der Vorstellung, daß zwischen dem Quark und dem Antiquark ein dünnes ( $1 \text{ fm}$ ) Farbbluffeld existiert, welches durch eine konstante Energiedichte  $\kappa \approx 1 \text{ GeV/fm}$  charakterisiert ist. Dies ist der masselose STRING, der zwischen den Farbblenden verläuft und als Einheit fragmentiert. Für 3-Jet-Ereignisse verläuft der String vom Quark über das Gluon zum Antiquark.

Die Energie des Feldes ist eine lineare Funktion des Abstandes zwischen den Farbblenden. Ab einem bestimmten Abstand ist die Energie so groß, daß der String in ein  $q\bar{q}$ -Paar aufbricht. Dies passiert immer so, daß das primäre Quark mit dem neuen Quark ein farbneutrales  $q\bar{q}$ -System bildet. Das Meson besitzt einen longitudinalen Impulsanteil  $z$ , welcher durch die LUND-Fragmentationsfunktion gegeben ist:

$$J(z) = \frac{1}{z} z^{-a} \left( \frac{1-z}{z} \right)^{ap} e^{-bm_1^2/z} \quad (2.5)$$

wobei  $a$  und  $p$  Bezeichnungen für die Quarksorte,  $a$  und  $b$  Konstanten und  $m_1^2 = p_1^2 + m^2$  die transversale Masse des resultierenden Hadrons ist. Mit den Standardwerten (siehe

dazu Tabelle 3.2 [25]) bekommt die Fragmentationsfunktion folgende Form:

$$J(z) = \left( \frac{1-z}{z} \right) e^{-bm_1^2/z}$$

Diese Form der Fragmentationsfunktion stellt sicher, daß alle Hadronen automatisch auf der Massenschale liegen und die Rapiditätsverteilung symmetrisch ist. Der transversale Impuls ist hier genauso Gauß-verteilt wie im FF-Modell. In 3-Jet-Ereignissen liegen die Impulsvektoren der erzeugten Hadronen auf Hyperbeln zwischen Quark-Gluon-Quark, nicht aber zwischen den Quarks (String-Effekt).

Baryonen werden mit einer ähnlichen Erweiterung wie im FF-Modell eingeführt. Das Verhältnis von Diquark zu Quarkerzeugung ist das gleiche.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß das String-Modell mehr grundlegende Ideen der QCD und der Gluon-Quark-Wechselwirkung beinhaltet. Es erhält bei jedem Rekursionsschritt Energie und Impuls, was das FF-Modell nicht leisten kann. Es ist im Lund-Modell keine Reskalierung nötig. Das Lund-Modell beschreibt den String-Effekt, denn die Fragmentation berücksichtigt die "langreichweitigen" Farbkräfte.

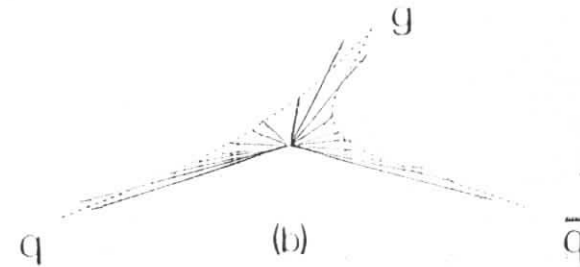


Abbildung 2.3: Topologie eines 3-Jet-Ereignisses im SF-Modell. Die Pfeile haben hier die gleiche Bedeutung wie in Abbildung 2.2. Die gestrichelten Linien geben den STRING-Verlauf zwischen den Partonen wieder.

### 2.3.4 WEBBER-MODELL

Das dritte und letzte hier beschriebene Modell ist das mit einer PARTON-SCHAUBER-ENTWICKLUNG ausgestattete Cluster-Fragmentationsmodell von Webber [20].

Fragmentationsmodelle beinhalten mehrere Stufen in der Entwicklung der Fragmentation, ihre Einteilung ist willkürlich und ihre Behandlung unterschiedlich. So kann die Parton-Entwicklung, nach der Erzeugung der quasi-freien Quarks, durch zwei wesentlich unterschiedliche Ansätze beschrieben werden. In den zuletzt beschriebenen FF- und SF-Modellen wird der sogenannte exakte Matrizen-Element-Ansatz benutzt. In diesem Ansatz ist die Wahrscheinlichkeit für die Abstrahlung von Gluonen durch die in 2. Ordnung der QCD exakt berechnete Übergangsmatrix gegeben. Die hierdurch bestimmte Parton-Verteilung fragmentiert dann dem Modell entsprechend. Im Webber-Modell wird für

die Parton-Entwicklung das sogenannte PARTON-SCHAUER-MODELL verwendet. Die Idee des Parton-Schauber-Modells ist in Abbildung 2.4 skizziert und lautet wie folgt:

Die in der primären  $q\bar{q}$ -Paarzeugung entstandenen Quarks sind stark virtuell, sie liegen nicht auf der Massenschale. Sie fallen *lokalenartig*, unter Abstrahlung virtueller Gluonen in Richtung der Massenschale. Die virtuellen Gluonen strahlen ihrerseits wieder virtuelle Gluonen<sup>5</sup> ab, wobei mit jeder Abstrahlung die Virtualität sinkt. In der Nähe der Massenschale wird die Schauber-Entwicklung abgebrochen. Der Abbruch-Parameter ist ein freier Parameter dieses Ansatzes. Die Wahrscheinlichkeiten für die Abstrahlung von Partonen sind durch die ALTARELLI-PARISI-GLEICHUNGEN [38] gegeben (siehe dazu Gleichung 2.4). Sie werden in der führend logarithmischen Näherung (LEADING-LOG-APPROXIMATION, kurz LLA) für die Schauber-Entwicklung angewandt. Mit LLA ist gemeint, daß in der störungstheoretischen Entwicklung keine Schleifen-Diagramme bzw. nur die führenden Terme der Entwicklung Berücksichtigung finden.

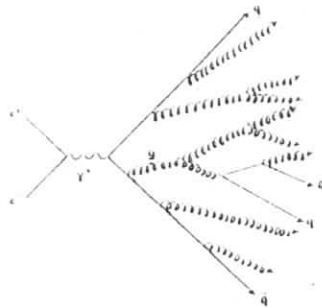


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung einer Parton-Schauber-Entwicklung

Berücksichtigung finden im Webber-Modell auch von LLA-Rechnungen vorhergesagte Interferenz-Effekte niederenergetischer Gluonen (KOHÄRENZEFFEKT). Die Vorhersage ist, daß mit abnehmender Virtualität der Emissionswinkel  $\theta$  streng monoton abnimmt:

$$\dots > \theta_{i+1} > \theta_i > \theta_{i-1} > \dots,$$

wenn das Gluon  $i$  später abgestrahlt wird als das Gluon  $i-1$  usw.

Aufgrund der starken Doppelladung der Gluonen ist es sehr kompliziert, dieses Parton-Plasma mit einem String-Algorithmus zu hadronisieren. Ein solches Programm ist z.B. CALTECH-II von Gottschalk und Morris [21]. Die Hadronisation des Parton-Plasmas wird im Webber-Modell durch einen CLUSTER-ALGORITHMUS parametrisiert. Die Idee dieses Algorithmus ist folgende:

Nach dem Abbruch der Schauber-Entwicklung zerfallen alle Gluonen in leichte  $q\bar{q}$ -Paare, die sich dann zu farblosen Clustern, aus je einem Quark und einem Antiquark,

<sup>5</sup>Es werden sowohl virtuelle Gluonen als auch virtuelle Quarks abgestrahlt, aber die Wahrscheinlichkeit für die Abstrahlung von Quarks ist sehr gering, so daß hier nur von Gluonen gesprochen wird.

zusammenschließen. Diese Cluster zerfallen isotrop in zwei Hadronen, wobei die Wahrscheinlichkeit für die Teilchenproduktion nur durch den zur Verfügung stehenden (2-Körper-) Phasenraum und durch die Spinstatistik gegeben ist. Der Cluster-Zerfall kommt also ohne zusätzliche freie Parameter aus.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß das Webber-Modell sehr wenige freie Parameter besitzt und trotzdem in der Lage ist, die Daten zu beschreiben. Es besitzt aber auch einige Probleme, eines ist z.B. die Notwendigkeit einer Rekohärenzung von Energien und Impulsen, wie sie auch das FF-Modell (siehe Absatz 2.3.2) benötigt. Der Parton-Schauber-Ansatz scheint die Parton-Entwicklung besser zu beschreiben als der Matrix-Ansatz, weil dieser nur für die Abstrahlung harter Gluonen richtig ist. In der Beschreibung der Daten scheint die Cluster-Fragmentation dagegen der String-Fragmentation unterlegen zu sein. Der aktuelle Stand der Forschung auf dem Gebiet der Fragmentationsmodelle ist z.B. in [22] nachzulesen.

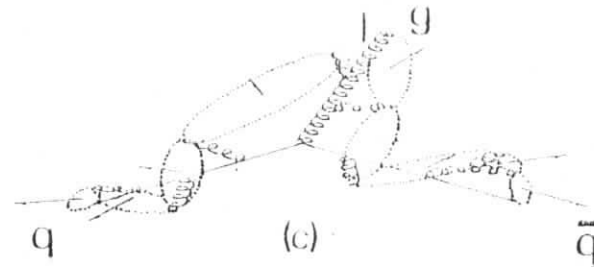


Abbildung 2.5: Topologie eines 3-Jet-Ereignisses im CF-Modell. Die Pfeile haben hier die gleiche Bedeutung wie Abbildung 2.2 und 2.3. Die gestrichelten Ellipsen stellen die CLUSTER und die Zykloiden stellen die Gluonen in der Parton-Schauber-Entwicklung dar.

## 2.4 $\Lambda$ -HYPERON

### 2.4.1 WIRKUNGSQUERSCHNITT

Die in diesem Experiment untersuchte Reaktion ist die Erzeugung von  $\Lambda$ -Baryonen in multihadronischen  $e^+e^-$ -Vernichtungs-Ereignissen. Dieser Prozeß läuft in niedrigster Ordnung der QED wie folgt ab:

Das  $e^+e^-$ -Paar vernichtet sich vollständig zu einem virtuellen Photon. Dies virtuelle Photon besitzt die vollständige Schwerpunktsenergie des  $e^+e^-$ -Systems, da an  $e^+e^-$ -Speicherungen das Labor-gleich dem Schwerpunktsystem ist. In dem hier interessierenden Vorgang bildet das Photon dann ein hadronisches  $q\bar{q}$ -System mit der Energie und den Quantenzahlen des Photons. In erster Ordnung sind prinzipiell zwei Prozesse der Quarks möglich.

Der erste Prozeß ist:

$$e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow (qq)_{\text{gebunden}} = \text{Vektormeson}$$

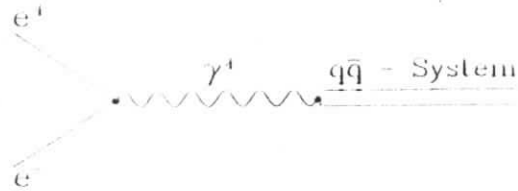


Abbildung 2.6: FEYNMAN-Graph für die Vektormeson-Produktion

Die Quarks können ein gebundenes  $qq$ -System bilden, dies sind die sogenannten hadronischen Resonanzen bzw. Vektormesonen, mit  $J^{PC} = 1^{--}$ . Der Resonanz-Wirkungsquerschnitt trägt aber nur merklich bei, wenn die Schwerpunktsenergie innerhalb weniger Resonanzbreiten  $\Gamma$  von der nominalen Masse des Vektormesons entfernt liegt. (Im Prinzip reichen die Ausläufer des Resonanz-Wirkungsquerschnitts unendlich weit.) Dieses Experiment liegt mit  $W = \sqrt{s} = 35 \text{ GeV}$  weit entfernt von den bekannten Resonanzen und damit im Kontinuum. Hier ist nur der zweite Prozeß möglich:

$$e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$$

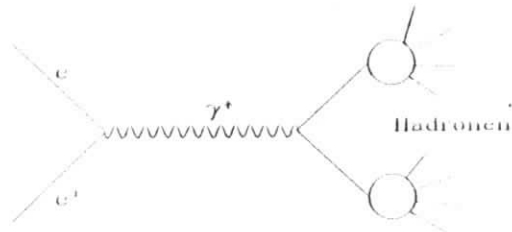


Abbildung 2.7: FEYNMAN-Graph für die Hadronisation

Aufgrund des *Confinement* ist die Wahrscheinlichkeit für die Bildung von Hadronen aus quasi-freien Quarks exakt eins. Deshalb besteht folgender Zusammenhang zwischen dem totalen Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Hadronen  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$  und dem Wirkungsquerschnitt für die  $qq$ -Paarbildung  $\sigma(e^+e^- \rightarrow qq)$ , wie er in 1. Ordnung in 2.2 definiert ist:

$$\begin{aligned} \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}) &= \sum_q \sigma(e^+e^- \rightarrow qq) = 3 \sum_q e_q^2 \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) \\ &\Rightarrow R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \sum_q e_q^2 = \frac{11}{3} \quad (\text{bei } 35 \text{ GeV}), \end{aligned}$$

wobei  $q$  die Quarksorte ist. Für  $W = 35 \text{ GeV}$  ist die Erzeugung von  $u, d, s, c$  und  $b$ -Quarks möglich. Mit der exakt berechenbaren elastischen  $e^+e^-$ -Streuung, der *BRANNA*-Reaktion, ist eine genaue Bestimmung der Luminosität möglich [27]:

$$L = \frac{N_{\text{BRANNA}}}{\sigma_{\text{BRANNA}}}$$

Diese Luminosität schafft die Möglichkeit, auch für andere Reaktionen absolute Wirkungsquerschnitte anzugeben. Ein Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  einer beliebigen Reaktion kann aus der Anzahl  $N$  der Reaktionen und der Luminosität  $L$  bestimmt werden:

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

In diesem Experiment soll der differentielle Wirkungsquerschnitt für die inklusive Erzeugung von  $\Lambda$  Baryonen

$$e^+e^- \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$$

als Funktion der Energie  $E$  des Lambdas bestimmt werden. In differentieller Form lautet dieser Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{dN(E)}{dE} \cdot L$$

In skaleninvarianter Form<sup>9</sup> lautet der Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{s}{\beta} \frac{d\sigma}{dx} = \frac{s}{\beta} \frac{dN(x)}{dx} \cdot L \quad (2.6)$$

wobei die Variablen folgende Bedeutung haben:

- $s = W^2 = 4 \cdot E_{\text{Schw}}^2$
- $\beta(x) = p(x)/E(x) = \sqrt{(x \cdot E_{\text{Schw}})^2 - M^2}/(x \cdot E_{\text{Schw}})$
- $x = E_{\text{Hadron}}/E_{\text{Schw}}$
- $dN(x)/dx$  ist die Anzahl der zwischen  $x$  und  $x + dx$  gefundenen Reaktionen

### 2.4.2 KINEMATIK DES $\Lambda$ -ZERFALLS

Da das Lambda durch seine gebildenen Zerfallsteilchen rekonstruiert wird, sind im folgenden einige Eigenschaften dieses Zerfalls zusammengetragen:

1. Masse:  
 $m_\Lambda = 1.1156 \text{ GeV}$
2. mittlere Lebensdauer:  
 $\tau = 2.6 \cdot 10^{-10} \text{ sec}$

<sup>9</sup>Die Skala ist hier die Schwerpunktsenergie  $W$ , der Wirkungsquerschnitt ist invariant gegenüber Änderungen dieser Skala.

3. mittlere Zerfallslänge:

$$c\tau = 7.89 \text{ cm}$$

4. Impulse des Protons und des Pions im Ruhesystem des Lambdas:

$$p_p^{cm} = p_\pi^{cm} = 101 \text{ MeV}$$

5. Verzweigungsverhältnis:

$$BR(\Lambda \rightarrow p\pi^0) = 61.1 \pm 0.5\%$$

Die invariante Masse des Lambdas berechnet sich aus den Impulsen der Zerfallsteilchen im Laborsystem:

$$m_\Lambda^2 = (P_p + P_\pi)^2 = m_p^2 + m_\pi^2 - 2|\vec{p}_p||\vec{p}_\pi| \cos\theta + 2\sqrt{(m_p^2 + p_p^2)(m_\pi^2 + p_\pi^2)} \quad (2.7)$$

wobei  $P_p$  und  $P_\pi$  die 4 Impulse<sup>1</sup>,  $\vec{p}_p$  und  $\vec{p}_\pi$  die 3 Impulse und  $m_p$  und  $m_\pi$  die Massen des Protons und des Pions sind. Der Winkel  $\theta$  ist der Öffnungswinkel zwischen  $\vec{p}_p$  und  $\vec{p}_\pi$  im Laborsystem (Siehe Abbildung 2.8).

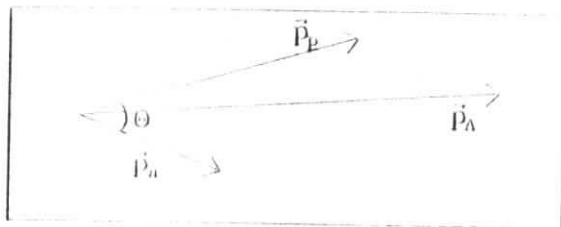


Abbildung 2.8: Impulssumme in der  $r\varphi$ -Projektion

Durch die Zuordnung einer falschen Masse für die Zerfallsteilchen wird die invariante Masse falsch berechnet, denn die Gleichung 2.7 ist nicht invariant unter der Vertauschung von  $m_p$  mit  $m_\pi$ . Eine solche falsche Zuordnung ist in diesem Experiment leicht möglich, da nur die Impulse der Zerfallsteilchen bekannt sind, nicht aber die Identität der Teilchen.

Um kombinatorischen Untergrund zu vermeiden, wird die Protonenmasse *immer* dem größeren Impuls zugeordnet. Im folgenden soll gezeigt werden, wie gut diese Hypothese ist.

Unpolarisierte Lambdas zerfallen isotrop in Proton und Pion, deren Impuls im Schwerpunktsystem jeweils  $p^* = 101 \text{ MeV}$  beträgt. Damit das Proton und das Pion im Laborsystem den gleichen Impuls besitzen, muß das Proton im Ruhesystem des Lambdas eine Impulskomponente entgegen der Lambda-Flugrichtung besitzen, um den unterschiedlichen Impulszuwachs auszugleichen. Das Maß hierfür ist der Winkel  $\theta$  zwischen der Lambda-Flugrichtung und dem Proton Impuls  $\vec{p}_p$  im Ruhesystem des Lambdas. Ab einem bestimmten Lambda Impuls ist dieser Ausgleich nicht mehr möglich, darüber hat das Proton immer den größeren Impuls.

$$\left[ \text{Ansatz: } p_p^{Lab} \stackrel{!}{=} p_\pi^{Lab} \right]$$

<sup>1</sup>  $P^\mu = (E, \vec{p})$ ,  $P_p = (E_p, \vec{p}_p)$ ,  $P_\pi = (E_\pi, \vec{p}_\pi)$ ,  $g_{\mu\nu} = g^{00} = g^{11} = g^{22} = g^{33} = -1$

$$\gamma = E/m = \gamma\beta = p/m = p_\Lambda/p_\Lambda = \beta$$

$$P^{Lab} = P_\pi^{Lab} + P_p^{Lab}, \text{ wobei: } p_\pi^{cm} = p^{cm} \cos\theta_{cm} \text{ und } p_p^{cm} = p^{cm} \sin\theta_{cm} \Rightarrow p_{\pi,x}^{cm} = p_{\pi,x}^{cm}$$

$$p_\pi^{Lab} = \gamma\lambda(p_\pi^{cm} - \beta_\Lambda E_\pi^{cm}) = \frac{E_\Lambda}{m_\Lambda} p_\pi^{cm} - \frac{p_\Lambda}{m_\Lambda} E_\pi^{cm}$$

$$\Rightarrow \left[ \left( \frac{E_\Lambda}{m_\Lambda} p_\pi^{cm} - \frac{p_\Lambda}{m_\Lambda} E_\pi^{cm} \right)^2 + (p_{\pi,y}^{cm})^2 \right]^{1/2} = \left[ \left( \frac{E_\Lambda}{m_\Lambda} p_p^{cm} - \frac{p_\Lambda}{m_\Lambda} E_p^{cm} \right)^2 + (p_{p,x}^{cm})^2 \right]^{1/2}$$

$$\Rightarrow E_\Lambda \cdot p_\pi^{cm} - p_\Lambda \cdot E_\pi^{cm} = E_\Lambda \cdot p_p^{cm} - p_\Lambda \cdot E_p^{cm}$$

$$\Rightarrow \frac{E_\Lambda}{p_\Lambda} = \frac{(E_\pi^{cm} - E_p^{cm})}{(p_\pi^{cm} - p_p^{cm})} = \frac{(E_\pi^{cm} - E_p^{cm})}{p_\pi^{cm} \cos(\theta) - p_p^{cm} \cos(\theta)}$$

$$p_\Lambda(\theta) = \sqrt{\frac{m_\Lambda^2}{4p^{cm \cos(\theta)}^2} - 1} \quad (2.8)$$

Diese Formel gibt die Relation zwischen dem Zerfallswinkel  $\theta$  des Protons und dem Lambda Impuls  $p_\Lambda$  an, unter der Annahme, daß im Laborsystem der Proton Impuls gleich dem Pion Impuls ist. Der Wertebereich des Lambda Impulses ist beschränkt, so daß es einen maximalen Lambda Impuls  $p_\Lambda^{max}$  gibt, für den die Annahme noch richtig ist. Dieser Maximalwert ergibt sich, wenn das Proton genau entgegengesetzt zur Lambda-Flugrichtung zerfällt, also für  $\theta = 180^\circ$ .

$$\left[ p_\Lambda^{max} = p_\Lambda(\theta = 180^\circ) = 302.7 \text{ MeV} \right]$$

D.h., daß wenn das Lambda einen größeren Impuls als  $303 \text{ MeV}$  besitzt, dann wird das Proton *immer* einen größeren Impuls als das Pion besitzen. Wie in Abbildung 2.9 zu sehen ist, ist schon für  $p_\Lambda = 0$  die Wahrscheinlichkeit für das Proton, den größeren Impuls zu besitzen, größer als für das Pion.

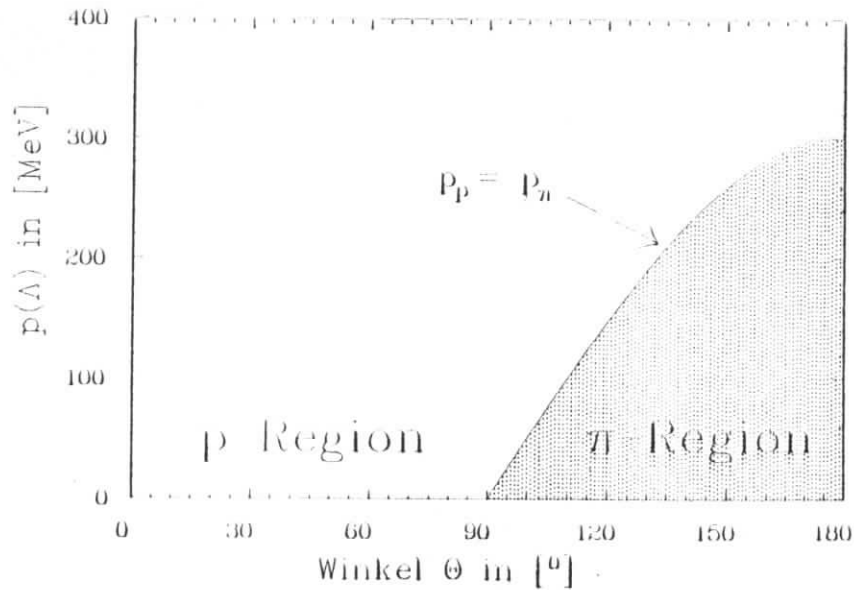


Abbildung 2.9: Der Lambda Impuls als Funktion des Proton Zerfallswinkels. Die Linie gilt für einen gleichen Proton und Pion-Impuls im Laborsystem. In der "p Region" besitzt das Proton einen größeren Impuls als das Pion und in der "π Region" (gepunktet) umgekehrt.

## KAPITEL 3

### 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 im 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 Ereignis Selektion erläutert. Eine detaillierte Beschreibung des CELLO - Detektors ist in [33] 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.

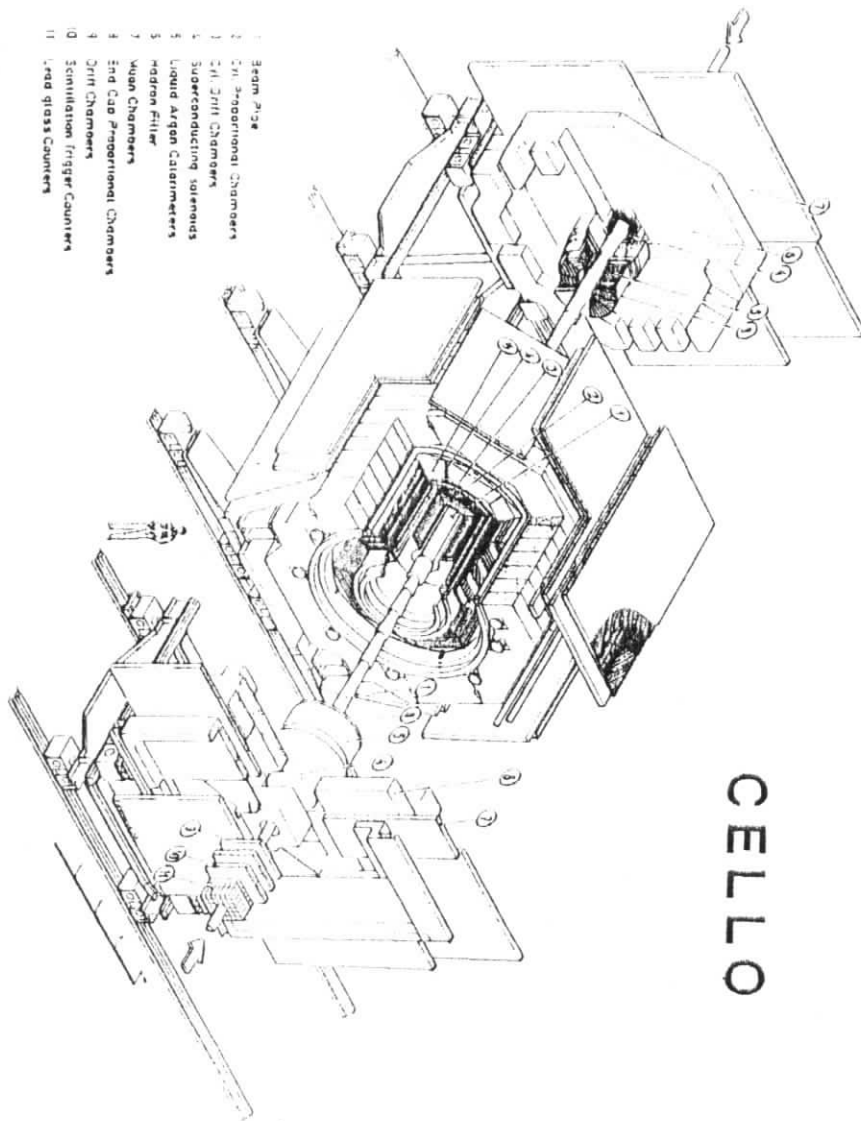


Abbildung 3.1: Der CELLO-Detektor, aus [34].

## 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 der Forderung, daß eine Spur mindestens acht Kammern durchlaufen muß, ergibt sich eine Raumwinkelakzeptanz von  $0,91 - 4\pi$ .

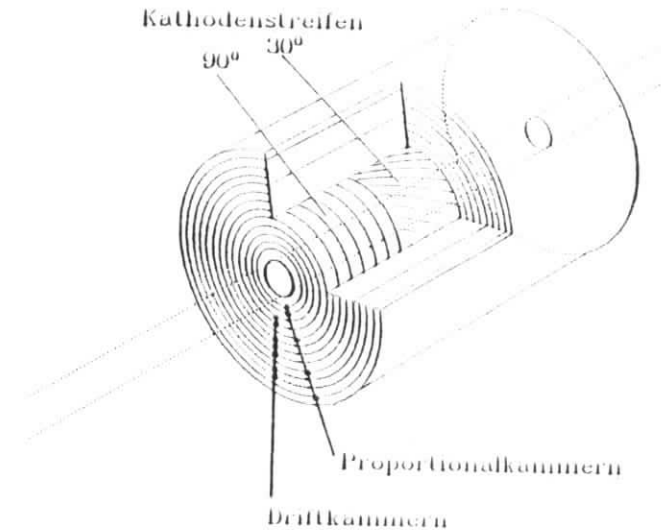


Abbildung 3.2: Der CELLO-Innendetektor.

- Die Strahlrohrkammern umgeben direkt das Strahlrohr, um so eine möglichst genaue Rekonstruktion des Vertex zu ermöglichen<sup>1</sup>. Die Kammern bestehen aus Lagen von je 126 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 [35].
- Die Driftkammern liefern Informationen über die Spurparameter in der  $xy$ -Ebene des Detektors. In dieser Ebene wirkt auf die elektrischen Ladungen der

<sup>1</sup>In 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.



Kammernummer	Kammer Typ	Radius [cm]	Zahl der Signaldrähte	Abstand der Drähte [mm]	// Kathoden	
					30°	90°
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	226	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.

Teilchen eine LORENTZ - Kraft, die sie auf Kreisbahnen zwingt. Eine Driftkammer besteht hier 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 vom Signaldraht der Driftzelle bestimmen.

- Die wesentliche Aufgabe der Proportionalkammern ist eine Messung der Spurparameter in der  $r\phi$  - 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  $r\phi$  - Koordinaten lassen sich mit den Proportionalkammern bestimmen. Der Fehler ist allerdings ca. viermal größer als bei den Driftkammern, wo er 200µm beträgt.

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

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 Multiplicität erzeugt.

- Die Residuen der Kammern wurden mit 2 Spur - Ereignissen gemessen. Für die Ortsauflösung in der  $r\phi$  - 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 [33].
- 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 [35]. Durch einen Vertextit 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

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

angegeben [30]. 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 [30].

### 3.1.3 MYONKAMMERN

Myonen erscheinen aufgrund ihrer großen Masse als minimallyonierende 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 cm<sup>2</sup> ein idealer Hadronabsorber. Myonen mit einer Mindestenergie von 1.2 GeV können das Eisen durchdringen. Dabei erfahren sie eine Vielfachstreuung an

<sup>3</sup>Das entspricht ca. fünf bis acht Absorptionslangen.

den Atomen des Eisens. Zum Nachweis befinden sich, außerhalb des Rückstoßjoches der Magnetspule, großflächige Proportionalkammern. Die 50 Kammern weisen eine Gesamtfläche von ca. 200 m<sup>2</sup> auf und decken ungefähr 90% des totalen Raumwinkels ab. Untergrundsignale in den Myonkammern 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 Myonkammer. 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  $\mu$ 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 Schauerzählern im Vorwärtsbereich des Detektors.

Der Innendetektor ist in 64 azimuthale 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  $\mu$ 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 Ringpuffer, 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 gemessenen 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 OFFRAM [29], 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 interessantesten heraus; z.B. multihadronische Ereignisse, 2-Photon-Reaktionen, BRAHMA-Ereignisse etc. BRAHMA-Ereignisse werden dabei um einen Faktor zehn unterdrückt. Gleichzeitig wird der Untergrund z.B. aus *beam wall*-Ereignissen, wo Elektronen aus der Solbbahn 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 MONTE CARLO SIMULATION

Die gemessenen Daten beinhalten nur einen Teil der wirklich erzeugten Ereignisse bzw. Teilchen. Das Verhältnis von rekonstruierten zu wirklich erzeugten Teilchen wird Akzeptanz genannt. Es ist nicht möglich, die Akzeptanz aus den gemessenen Daten zu bestimmen, aber sie wird für die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten benötigt. Eine Akzeptanzbestimmung wird üblicherweise durch eine MONTE CARLO-Simulation des Experiments realisiert. Die Simulation von Ereignissen läßt sich in zwei grundsätzlich verschiedene Schritte unterteilen:

1. Der erste Schritt ist die Simulation der physikalischen Reaktionen.
2. Der zweite Schritt ist die Simulation der Teilchen und ihrer Wechselwirkungen im Detektor, sowie die Simulation des anschließenden Meßvorgangs.

Der erste Schritt ist die Teilchenerzeugung mit Hilfe von phänomenologischen Modellen, wie sie z.B. durch den JETSET 5.2 *Generator* realisiert ist. Dieses ist die mathematisch-numerische Umsetzung des Lund-Fragmentationsmodells, wie es im Kapitel 2.3 beschrieben worden ist. Desweiteren werden auch QED- und QCD-Prozesse höherer Ordnung simuliert. Dadurch wird eine Strahlungskorrektur des Wirkungsquerschnitts möglich.

- Die Parton-Entwicklung ist im JETSET 5.2 durch den exakten Matrixelement-Ansatz gegeben, wobei 2-Jet-, 3-Jet- und 4-Jet-Ereignisse möglich sind.
- Die für diese Arbeit benutzte Parametrisierung des Lund-Modells ist in Tabelle 3.2 angegeben.
- Die von JETSET 5.2 erzeugten 4-Vektoren der Teilchen und die Teilchentypen werden als Eingabewerte für die Detektor-Simulation benutzt.

Im zweiten Schritt werden Weg und Wechselwirkung eines Teilchens in dem Detektor simuliert. Dazu ist der CELLO-Detektor in seiner Geometrie, in seiner Materialzusammensetzung und in vielen anderen Eigenschaften als numerisches Modell abgespeichert.

- Das Programm PTRAK führt die Teilchen durch den Detektor und bestimmt jeweils die freie Weglänge bis zur nächsten Wechselwirkung. Die Wechselwirkungen bestehen aus Vielfachstreuung, Ionisation, Bremsstrahlung, Zerfall kurzlebiger Teilchen, Energieverlust und anderen Reaktionen.

- Die hadronischen und die elektromagnetischen Wechselwirkungen in Materie werden durch den HETC (*high energy transport code*) und durch den EGS (*electron gamma shower*) Processor simuliert.
- Nach der Teilchen-Simulation durch PTRAK wird der eigentliche Meßvorgang des Detektors mit dem CELINT-Programm simuliert.

Die so erzeugten "Daten" werden den gleichen Selektions- und Rekonstruktionsprogrammen unterworfen wie die wirklichen Daten. Am Ende der Monte Carlo Simulation wird das Ergebnis als DST Datensatz abgespeichert. Das Format ist exakt das gleiche wie für die gemessenen Daten, aber mit dem Unterschied, daß jedes Ereignis noch einen zusätzlichen Datenblock mit den Generator-Informationen enthält. Diese Monte Carlo DSTs werden dann der gleichen Analyse zugeführt wie die Daten DSTs.

Parameter	Wert	Erläuterung
$\Lambda_{MS}$	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
$\sigma_{PT}$	248 MeV/c	mittlerer Transversalimpuls für $q$ und $q\bar{q}$
$P_{q\bar{q}}$	0.40	Wahrscheinlichkeit für $q\bar{q}$ Erzeugung
$P_{q\bar{q}}$	0.30	Unterdrückung für Diquarks mit <i>strangeness</i>
$P_{q\bar{q}}^1$	0.05	Unterdrückung für Spin 1 Diquarks
$a$	1.00	Parameter in der Funktion 2.5
$b$	0.60	Parameter in der Funktion 2.5
$\sin^2 \theta_W$	0.23	Weinberg-Winkel ( $Z^0$ -Interferenz)
Berends-Kleiss Bremsstrahlung		
$k_{min}$	0.5%	minimale bzw. maximaler Anteil eines Bremsstrahlungsphotons an der Strahlenergie
$k_{max}$	99%	

Tabelle 3.2: Parameter im LUND-Modell.

## KAPITEL 4

### DATEN

In diesem Kapitel wird zuerst die Selektion der multihadronischen Ereignisse erläutert. Danach wird die Sekundärvertex-Rekonstruktion mit dem Fit an die  $V^0$ -Hypothese dargestellt und anschließend wird der Zerfall des  $\Lambda$ -Hyperons im allgemeinen beschrieben. Weiterhin wird der Untergrund charakterisiert und schließlich wird angegeben, wie er reduziert wurde.

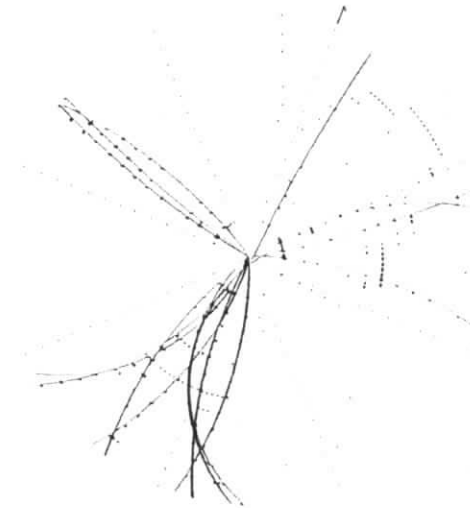


Abbildung 4.1: Ein typisches multihadronisches Ereignis in der  $rz$ -Projektion des CELLO-Detektors.

## 4.1 SELEKTION MULTIHADRONISCHER EREIGNISSE

Ein typisches multihadronische 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 nicht nachgewiesene Energie konnte entweder nicht rekonstruiert werden oder sie lag in die Akzeptanzlücke des Detektors. Die charakteristischen Merkmale der Annihilations-Ereignisse werden benutzt, um sie von anderen physikalischen Prozessen zu trennen.

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

1. Die Tau-Paarzeugung  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  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" BHABIA-Ereignisse  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ . Die Anzahl der geladenen Teilchen ist selten größer als zwei.
3. Der 2-Photon-Prozess 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 Strahlrohrs 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 getratene 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 aufgezählt werden:

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

T 1  $p_T > 150 \text{ MeV}/c$  für geladene Spuren

T 2  $E > 150 \text{ MeV}$  für Schauer im Kalorimeter

T 3 maximaler Abstand vom Wechselwirkungspunkt: in der  $r\varphi$ -Ebene  $r_0 = 5 \text{ mm}$  und  $z_0 = 10 \text{ cm}$  in der  $r_z$ -Ebene (für geladene Spuren)

T 4  $|\cos\theta| < 0.865$  ( $\theta$  ist der Winkel zur Strahlachse)

- Anforderungen an das gesamte Ereignis (E):

E 1 Anzahl der geladenen Teilchen  $N_c \geq 5$

## 4.2 Spur-Rekonstruktion

E 2 Gesamtenergie der geladenen Teilchen  $E_c = 0.22 \sqrt{s}$

E 3 Gesamtenergie der neutralen und geladenen Teilchen  $E_{tot} = 0.33 \sqrt{s}$

E 4 Gesamtenergie im Kalorimeter  $E_0 = 0.16 \sqrt{s}$

E 5 Nettoladung  $|\sum Q_i/e| = 6$

Ein multihadronisches Ereignis muß die Bedingungen E 1, E 2, E 4 und E 5 oder E 1, E 3 und E 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 [32]. Die integrierte Luminosität in diesem Experiment beträgt  $86 \text{ pb}^{-1}$ , daraus konnten mit dieser Selektion 24166 multihadronische Ereignisse gewonnen werden. In 18% dieser Ereignisse ist die Spur- und insbesondere eine Sekundärvertex-Rekonstruktion aufgrund der "leuchtenden" Strahlrohrkammern (siehe oben) nur bedingt möglich. Um Untergrund zu vermeiden, wurden deshalb Ereignisse mit mehr als 70 Hits in den Strahlrohrkammern verworfen. Da dieser Effekt in der Monte Carlo-Simulation nicht implementiert ist, muß die Akzeptanz dieses Schnittes  $\epsilon_{dr} = 0.823$  in der weiteren Analyse explizit Berücksichtigung finden. Die restlichen 19884 Ereignisse stehen der weiteren Analyse zur Verfügung.

## 4.2 SPUR-REKONSTRUKTION

Die Bahn eines geladenen Teilchens läßt sich in guter Näherung in der  $r\varphi$ -Projektion (senkrecht zum Magnetfeld) durch Kreissegmente beschreiben. Die Bogenlänge des Segments in der  $r\varphi$ -Projektion wird mit  $s$  bezeichnet. In der  $rz$ -Projektion beschreibt die Bahn eines geladenen Teilchens eine Gerade. Eine Spur benötigt also fünf Parameter zur Beschreibung:

- Der das Kreissegment beschreibende Kreis wird durch die zwei Koordinaten des Mittelpunktes  $(R, \varphi)$  in der  $r\varphi$ -Ebene und durch den Krümmungsradius ( $\rho$ ) beschrieben.
- Die Gerade wird durch den Schnittpunkt mit der  $z$ -Achse  $z_0$  und durch die Steigung  $ds/dz$  beschrieben.

Eine Wiedergabe der Definitionen ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Der Abstand einer Spur vom Primärvertex<sup>1</sup> läßt sich durch

$$r_{min} \equiv R - \rho$$

angeben, wobei zu beachten ist, daß  $r_{min}$  sowohl positive als auch negative Werte annehmen kann. Diese Parameter und die zugehörige Kovarianzmatrix werden mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate (Fit) für jede Spur bestimmt (GELPAT-Spur). Danach wird, diesmal mit Hinzuahme des Primärvertex, erneut ein Fit dieser Parameter durchgeführt (GEOM-Spur). Hierdurch wird eine Verbesserung der Impulsauflösung erreicht. Für Sekundärvertex-Zerfälle ist die Hypothese, daß die Spuren

<sup>1</sup>Die Lage des Primärvertexes wird bei CELLO, für jede neue Füllung des Speicherringes erneut, aus den Kreuzungspunkten der Spuren in BHABIA-Ereignissen bestimmt.

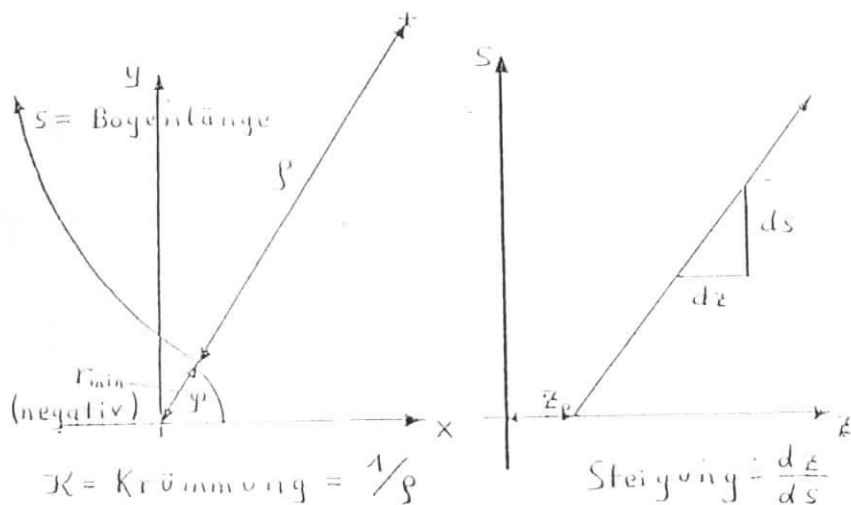


Abbildung 4.2: Spurendefinition

aus dem Primärvertex stammen, aber falsch. Der Fit verschlechtert für diese Zerfälle die Impulsausslösung und vernichtet Informationen über einen möglichen Sekundärvertex. Deshalb werden für die Sekundärvertex-Rekonstruktion die CELPAT<sup>2</sup>-Spuren benutzt.

### 4.3 SEKUNDÄRVERTEX-REKONSTRUKTION

Die Rekonstruktion des  $\Lambda$ -Hyperons findet durch seine Zerfallsstüchchen statt. In einem Ereignis stellt jede Überschneidung von positiven mit negativen Spuren einen Zerfallskandidaten dar. In den untersuchten Daten gibt es hiervon mehr als 1 Million, wobei die wenigsten von Teilchenzerfällen herrühren. Das  $p\pi$ -Massenspektrum aller Kandidaten ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

Die Rekonstruktion der Sekundärvertices der  $\Lambda$ -Hyperonen ermöglicht eine drastische Reduzierung der Anzahl der Zerfalls-Kandidaten.

#### 4.3.1 GEOMETRIE DER $V^0$ -ZERFÄLLE

Der Zerfall eines neutralen Teilchens in zwei geladene Teilchen wird als  $V^0$ -Zerfall bezeichnet. Die Ladungserhaltung läßt zwei Konstellationen des Zerfalls zu, konkav und konvex.

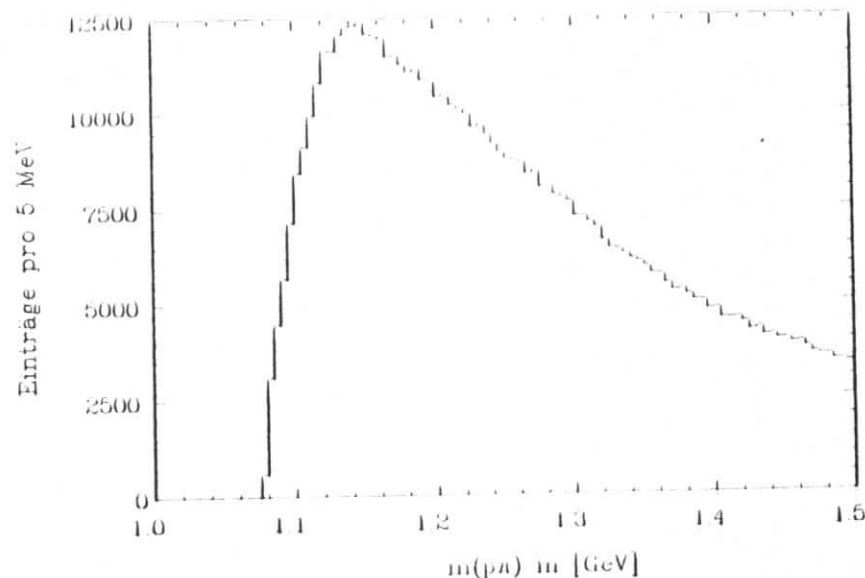


Abbildung 4.3: Invariantes  $p\pi$ -Massenspektrum aller Sekundärvertex-Kandidaten

Die Geometrie des  $V^0$ -Zerfalles ist durch die Impulserhaltung gegeben: Wie in der Darstellung 4.4 zu sehen ist, haben beide Spuren jeweils das gleiche Vorzeichen von  $r_{min}$ . Dies wird, wie später noch beschrieben wird, zur Untergrundreduktion genutzt.

$$\vec{P}_{V^0} = \vec{P}_1 + \vec{P}_2$$

Aus ihr folgt, daß die durch den Impuls  $\vec{P}_{V^0}$  gegebene Gerade sowohl durch den Primär- als auch durch den Sekundärvertex verlaufen muß und daß  $\vec{P}_{V^0}$  in der  $xy$ -Projektion senkrecht auf der Verbindungsline der beiden Krümmungskreismitelpunkte  $\vec{M}_1, \vec{M}_2$  steht. Eine genaue Beschreibung der Geometrie ist in [28] und [29] zu finden.

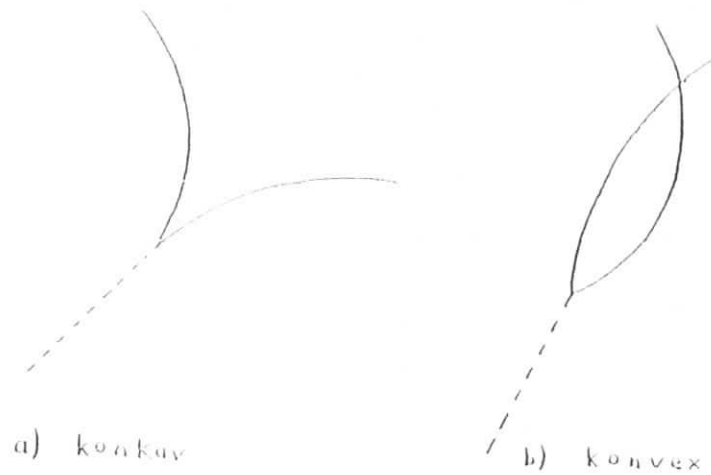
Im Prinzip haben zwei Spuren entweder zwei oder gar keinen Schnittpunkt miteinander. Aufgrund der Meßungenauigkeiten und Fehler werden nicht nur die Punkte A und B als Kandidaten betrachtet, sondern auch der Punkt C<sup>2</sup> (siehe Abbildung 4.5).

#### 4.3.2 SELEKTION DER $V^0$ -KANDIDATEN

Ein Schnittpunkt wird als  $V^0$ -Kandidat akzeptiert, wenn er:

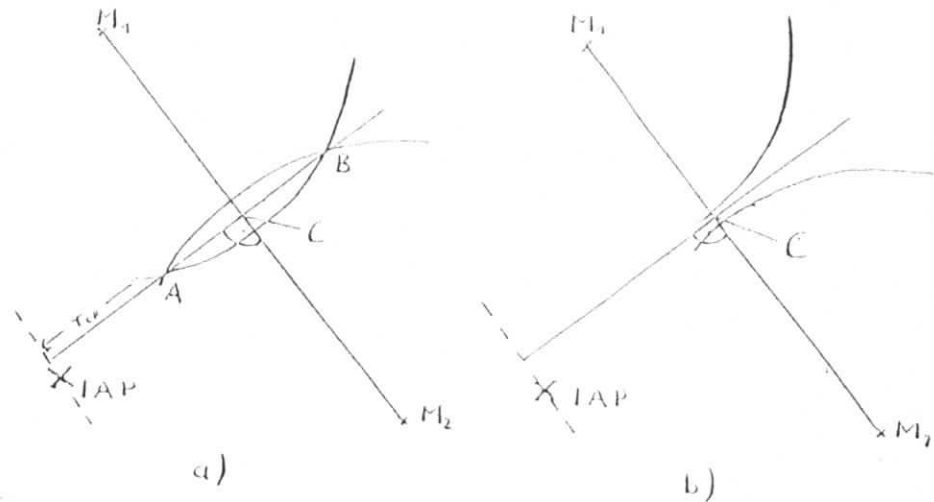
- V0 1 einen positiven Abstand  $r_{\perp}$  vom Primärvertex zum Sekundärvertex hat und
- V0 2 keine gemessenen Punkte im Abstand  $R = 0.9 r_{\perp}$  vom Primärvertex aufweist und

<sup>2</sup>C ist der Schnittpunkt von  $\vec{P}_{V^0}$  in  $xy$  mit  $\vec{M}_1, \vec{M}_2$

Abbildung 4.4: Konstellationen des  $\Lambda$  Zerfalls

- V0-3 eine  $z$  Differenz am Schnittpunkt von weniger als  $50\text{ mm}$  besitzt
- V0-4 Wenn mehrere Schnittpunkte pro Spur-Paar diese Kriterien erfüllen, wird nur der Schnittpunkt mit dem kleinsten  $\Delta z_i = |z_{\text{spur } i} - z_{\text{spur } j}|$  (wobei  $i=A,B,C$ ) akzeptiert.
- Weiterhin wird für einen Kandidaten mit  $r_{\text{cr}} < 15\text{ mm}$  gefordert, daß er
  - V01-1 ein  $\chi^2 < 12$  für die Hypothese besitzt, daß die Gerade, die vom Primärvertex mit Richtung der Impulssumme beider Zerfallsteilchen ausgeht, durch den Sekundärvertex verläuft und
  - V01-2 ein  $\chi^2 > 1$  für die Hypothese besitzt, daß beide Spuren vom Primärvertex stammen.
- für einen Kandidaten mit  $r_{\text{cr}} > 15\text{ mm}$  wird gefordert, daß er
  - V02-1 am Schnittpunkt der beiden Spuren eine  $\varphi$  Differenz von weniger als  $0.02\text{ rad}$  ( $\sim 1.1^\circ$ ) besitzt und
  - V02-2 einen Winkel  $\Theta$ , welcher durch die Senkrechte  $P_{V^0}$  in  $r_{\varphi}$  auf der Verbindungslinie der Krümmungsmittelpunkte  $M_1, M_2$  und durch die Verbindungslinie von Primär- zu Sekundärvertex  $r_{\text{cr}}$  aufgespannt wird<sup>2</sup>, von weniger als  $0.3\text{ rad}$  ( $\sim 17.2^\circ$ ) besitzt.

<sup>2</sup>In Abbildung 4.2 ist die Definition des Winkels  $\Theta$  skizziert.

Abbildung 4.5: Geometrie des  $V^0$  Zerfalls

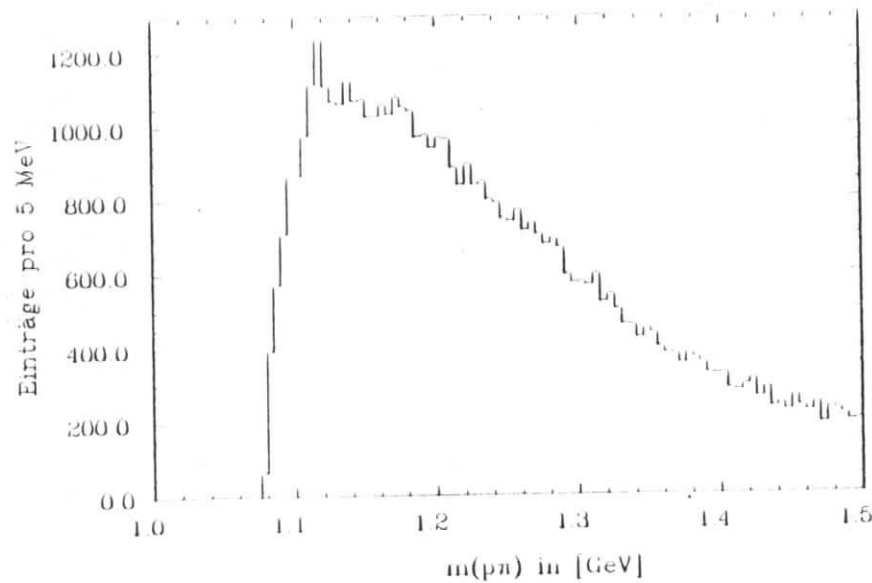
Im invarianten  $p_T$ -Massenspektrum aller Sekundärvertex Kandidaten ist nach der  $V^0$  Selektion eine signifikante Erhöhung bei der  $\Lambda$ -Masse zu sehen.

### 4.3.3 SEKUNDÄRVERTEX-FIT

Für alle akzeptierten  $V^0$ -Kandidaten wird eine Anpassungsrechnung (FIT)[26] an die  $V^0$ -Hypothese durchgeführt, d.h. an die Hypothese, daß die Spuren aus dem Zerfall eines neutralen Teilchens stammen.

Wie schon in Abbildung 4.2 dargestellt wurde, wird eine Spur in der  $r_{\varphi}$ -Projektion von drei Parametern:  $\alpha_i, r_{\text{min}}$  und  $\varphi$  (plus Kovarianzmatrix) und in der  $z$ -Projektion von zwei Parametern:  $z_0$  und  $\frac{dz}{ds}$  (plus Kovarianzmatrix) beschrieben. Hinzu kommt noch die mittlere  $z$ -Position  $z_0$  und der Fehler  $\sigma_{z_0}$  des BHAHHA-Vertex.

Dies ergibt insgesamt 11 gemessene Parameter für einen Sekundärvertex-Kandidaten. Ein  $V^0$ -Zerfall ist jedoch schon durch 8 Parameter vollständig beschrieben. Der Fit hat also 3 Freiheitsgrade. Er benötigt keine Massenhypothese! Als Ergebnis des Fits erhält man das  $\chi^2$  als ein Maß für die Qualität des Fits und daraus die Wahrscheinlichkeit  $\text{Prob}(\chi^2, n, d, f = 3)$ , daß ein  $V^0$ -Kandidat wirklich von einem  $V^0$ -Zerfall herrührt. Für reale Lambdas ist die Wahrscheinlichkeit gleichmäßig zwischen Null und Eins verteilt. Weiter erhält man die beiden 3 Impulse der Zerfallsteilchen und die Koordinaten des Sekundärvertices. Die Ergebnisse haben aber nur Aussagekraft, wenn das Fehlermodell und die Abschätzung des Fehler richtig waren.

Abbildung 4.6: Invariantes  $p\pi$  Massenspektrum nach der  $V^0$  Selektion

## 4.4 UNTERGRUNDREDUKTION

### 4.4.1 ZERFALL DES $\Lambda$ HYPERONS

Da das  $\Lambda$  das leichteste Baryon ( $B = 1$ ) mit *Strangeness* ( $S = -1$ ) ist, kann der Zerfall des Lambdas nur mit  $\Delta S = 1$  stattfinden. Da die starke wie auch die elektromagnetische Wechselwirkung diese Quantenzahlen erhalten, ist dieser Zerfall schwach. Darum besitzen  $\Lambda$ -Hyperonen im Vergleich zu hadronischen Resonanzen eine sehr große Lebensdauer (Faktor  $\sim 10^{13}$ ). Die Lebensdauer beträgt  $\tau = 2,63 \times 10^{-10}$  sec, dies entspricht einer mittleren Zerfallslänge von  $7,89$  cm. Die hadronischen Zerfallskanäle lauten:

$$\begin{aligned} \Lambda &\rightarrow p\pi^- & BR &= 64,2 \pm 0,5\% \\ \Lambda &\rightarrow n\pi^0 & BR &= 35,8 \pm 0,5\% \end{aligned}$$

Gesucht werden  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  und  $\Lambda \rightarrow n\pi^0$ -Zerfälle, wobei die  $\Lambda$ -Hyperonen durch die Spuren ihrer geladenen Zerfallsteilchen im Inwendetektor rekonstruiert werden. Die Spuren sind aufgrund ihrer mittleren Zerfallslänge von  $7,89$  cm im Rahmen der Meßgenauigkeit im Mittel<sup>4</sup> nicht mit dem Primärvertex verträglich. Sehr niedereenergetische  $\Lambda$ -Hyperonen legen bis zu ihrem Zerfall vorwiegend nur sehr kleine Strecken zurück, so daß die Spuren scheinbar vom Primärvertex stammen. Solche Kandidaten können nur durch eine Überhöhung im invarianten  $p\pi$ -Massenspektrum nachgewiesen werden.

<sup>4</sup>Siehe auch Kapitel 5.1

Für die weitere Analyse soll die Signifikanz dieser Erhöhung verbessert werden. Deshalb ist es nötig und auch möglich, den Untergrund zu reduzieren. Um eine geeignete Strategie zur Untergrundreduktion zu finden, sollen hier zunächst die möglichen Beiträge zusammengestellt werden:

- Dies können z.B. Sekundärvertices aus anderen Reaktionen sein, wie aus:
  - $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$
  - $\gamma \rightarrow e^+e^-$  (Nur in Materie, also  $\tau_{\text{eff}} \neq \tau_{\text{theoretisch}}$ )
- oder auch zufällige Überschneidungen, die  $V^0$ -Zerfälle vortäuschen.
- Des weiteren kann Untergrund durch eine falsche Massenhypothese hervorgerufen werden. Hierdurch wird die invariante  $p\pi$ -Masse falsch berechnet und der  $\Lambda$ -Kandidat, real oder nicht, wird dadurch meist zum Untergrund gezählt (siehe dazu Kapitel 2.4.2).

Zusätzlich gibt es auch ganze Ereignisse, die nicht aus multihadronischen Annihilationsreaktionen stammen, wie z.B.:

- Zwei-Photon-Ereignisse
- Bhabha-Ereignisse
- Strahlgas und Strahlrohr-Wand-Ereignisse

Die meisten dieser Ereignisse werden schon bei der Multihadron-Selektion verworfen. Es bleibt aber noch ein Rest von ungefähr 2% an Untergrund, der nicht, ohne einen zu großen Verlust an Statistik, weiter reduziert werden kann.

Im folgenden wird die weitere Reduktion des Untergrundes beschrieben.

### 4.4.2 $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Die Topologie des Zerfalls des  $K_S^0$ -Mesons ist der des Zerfalls des  $\Lambda$ -Baryons sehr ähnlich. Dadurch, daß sich das  $\Lambda$  mit dem  $K_S^0$  in dem invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum sehr stark überlappt (siehe Abbildung 4.7), würde ein expliziter Schnitt in der invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Masse gegen das  $K_S^0$  auch immer "reale" Lambdas mit herauscheiden.

Um trotzdem einen Teil der  $K_S^0$  herauszuselektieren, bedient man sich der Tatsache, daß der Zerfall des  $K_S^0$  in der Regel symmetrisch und der Zerfall des  $\Lambda$  in der Regel asymmetrisch ist. Das  $K_S^0$  zerfällt in zwei gleich schwere Pionen, d.h. die Impulse der beiden Teilchen sind sich im Laborsystem ähnlich. Je größer der Impuls des  $K_S^0$ , desto weniger werden sich die Impulse der Pionen unterscheiden. Das  $\Lambda$  zerfällt in zwei unterschiedlich schwere Teilchen. Die Annahme ist, daß das Proton im Laborsystem einen größeren Impuls als das Pion besitzt (siehe Kapitel 2.4.2). Je größer der Impuls des Lambdas ist, desto größer wird die Asymmetrie in der Impulsverteilung. Dadurch ist der Unterschied bei hohen Impulsen besonders ausgeprägt. Deshalb werden nur Kandidaten akzeptiert, welche folgende Forderung erfüllen:

$$F1: P_{\Lambda} > 2,0 \text{ GeV} \text{ oder } \frac{P_{\text{Proton}} - P_{\text{Pion}}}{P_{\text{Lambda}}} > 0,5$$

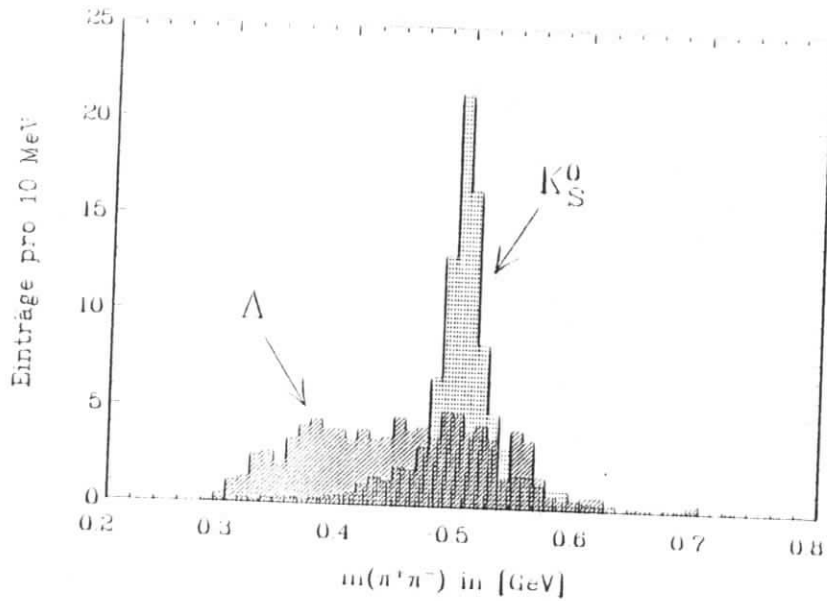


Abbildung 4.7. Simulierte  $\Lambda$  und  $K_S^0$  im invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum

#### 4.4.3 $\gamma \rightarrow e^+e^-$

Paarbildungen stellen ein größeres Problem bei der Untergrundreduktion dar, denn sie sind nicht wie  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  gleichmäßig im invarianten  $p\pi$ -Massenspektrum verteilt. Sie liegen hauptsächlich bei niedrigen  $p\pi$ -Massen, so daß das  $\Lambda$ -Signal an der abfallenden Flanke der konvertierten Photonen in der  $p\pi$ -Masse liegt. Ohne Schritte gegen diesen Untergrund ist die Signifikanz des Lambda-Signals in einigen Energie- bzw. Zerfallsintervallen für weitergehende Analysen ungenügend. Da Paarbildungsreaktionen nur in Materie, nämlich in der Nähe von Kernpotentialen, stattfinden, ist der Entstehungsort der Elektronenpaare das Strahlrohr oder der Innendetektor. Wechselwirkungen mit dem Restgas innerhalb des Strahlrohres sind vernachlässigbar. Wenn ein  $\Lambda$ -Kandidat eine Zerfallslänge  $R_{\gamma}$  in der  $r\varphi$ -Projektion hat, die größer oder gleich dem Strahlrohrradius  $R_{\text{Strahlrohr}}$  ist und eine kleine invariante  $e^+e^-$ -Masse besitzt, dann ist es sehr wahrscheinlich, daß es sich hierbei um ein konvertiertes Photon handelt. Ein Kandidat wird als *Photon* interpretiert und deshalb verworfen, wenn er folgende Forderung erfüllt:  $(R_{\gamma} - R_{\text{Strahlrohr}})/\sigma_{R_{\gamma}} > 0,5$  und invariante  $M_{e^+e^-} < 200 \text{ MeV}$ . Ein guter  $\Lambda$ -Kandidat muß also die Bedingung erfüllen:

$$F2: \frac{R_{\gamma} - R_{\text{Strahlrohr}}}{\sigma_{R_{\gamma}}} > 0,5 \text{ oder } M_{e^+e^-} < 200 \text{ MeV}$$

## 4.4. Untergrundreduktion

### 4.4.1 ZUFÄLLIGE ÜBERSCHNEIDUNGEN

Den größten Anteil am Untergrund stellen die vertauschten Sekundärvertices aus zufälligen Überschneidungen dar<sup>5</sup>. Durch die begrenzte Auflösung des Innendetektors, eine begrenzte Effizienz der Spurlängungsalgorithmen bzw. der Spurrekonstruktion und durch Vielfachstreuung und Ionisation der geladenen Teilchen im Strahlrohr ( $0,045 X_0$ ), können die Spurparameter so verändert werden, daß ein Sekundärvertex-Kandidat vertauscht wird. Mit Hilfe von Größen, die durch die spezifische Kinematik des  $\Lambda$ -Zerfalls definiert werden, wird eine weitere Signal-Untergrund-Trennung vorgenommen.

Wie schon in Absatz 4.3.1 erwähnt, ist der Quotient von  $R_{\text{min}}(p)/R_{\text{min}}(\pi)$  für  $\Lambda$ -Zerfälle immer positiv. Dies ist für den Untergrund nicht der Fall. Der Untergrund, der durch Vielfachstreuung hervorgerufen wurde, weist in der Größe  $R_{\text{min}}(p)/R_{\text{min}}(\pi)$  eine um Null symmetrische Verteilung auf, denn die Größe  $R_{\text{min}}$  einer Spur ist proportional zum um Null verteilten Streuwinkel. Es werden nur Kandidaten akzeptiert, welche folgende Forderung erfüllen:

$$F3: R_{\text{min}}(p)/R_{\text{min}}(\pi) > 0,05$$

Aufgrund der hohen Masse des Protons, die ungefähr siebenmal so groß ist wie die des Pions und die ähnlich groß ist wie die des Lambdas, wird sich die Flugrichtung des Protons nicht wesentlich von der des Lambdas unterscheiden. Wenn das Lambda nur vom Primärvertex stammt<sup>6</sup>, dann wird die Proton-Spur nahe am Primärvertex verlaufen. Deshalb müßte dann ein FIT (innerhalb der Fehler) an die Hypothese, daß die Protonen-Spur vom Primärvertex stammt, erfolgreich sein<sup>7</sup>. Es werden nur Kandidaten akzeptiert, die die folgende Forderung erfüllen:

$$F4: \text{Fit(Proton-Spur auf Primärvertex)} \text{ erfolgreich.}$$

Mit der umgekehrten Argumentation muß ein Fit der Pion-Spur auf den Primärvertex mißlingen. Für große Lambda-Impulse gilt dies allerdings nicht mehr, denn dann sind die Spuren aus relativistischen Effekten stark in Lambda-Flugrichtung gebündelt und auch die Pion-Spur liegt in der Nähe des Primärvertex. Es werden nur Kandidaten akzeptiert, die die folgende Forderung erfüllen:

$$F5: P_A > 2 \text{ GeV} \text{ oder Fit(Pion-Spur auf Primärvertex)} \text{ erfolglos.}$$

Eine weitere Reduktion des Untergrundes ist zu erreichen, wenn man von dem Kandidaten fordert, daß

- die  $r\varphi$ -Zerfallslänge mindestens eine Standardabweichung von Null abweicht.
- die Wahrscheinlichkeit (Prob) für den Fit der beiden Spuren auf einen gemeinsamen Sekundärvertex groß sein soll.

<sup>5</sup>Durch die  $V^0$ -Selektion wurde ihre Anzahl schon um mehr als 90% reduziert.

<sup>6</sup>Es stammen zwar  $\sim 68\%$  aller Kandidaten aus dem Zerfall schwerer Teilchen (haupteilweise  $\Lambda$  und  $\Sigma$ -Generatoren), aber nur die langlebigen Hyperonen haben eine bedeutend mittlere Zerfallslänge, so daß nur für Lambdas aus  $\Xi^-$ - und  $\Omega^-$ -Zerfällen die Hypothese nicht stimmt. Aufgrund des eben genannten Arguments ist auch hier die  $\Xi^-$ -Richtung im wesentlichen identisch mit der  $\Lambda$ - und der  $p$ -Flugrichtung.

<sup>7</sup>D.h. es muß eine GEOM-Spur existieren.



- die normierte Zerfallslänge  $R_{\nu\pi}^*$  groß sein soll. ( $R_{\nu\pi}^*$  ist die Zerfallslänge im Raum dividiert durch die mittlere Zerfallslänge  $\{c \times \tau \times p/m\}$ .)

Das Produkt dieser drei Größen wird  $S$  genannt.

$$S = \frac{R_{\nu\pi}^*}{\sigma_{\Lambda, \Lambda}} \times Prob(Vertex = Fit) \times R_{\nu\pi}^* \quad (4.1)$$

$S$  ist eine impulsabhängige Schnittgröße und ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Es werden nur Kandidaten akzeptiert, welche folgende Forderung erfüllen:

$$F6: \quad \begin{aligned} P_{\Lambda} > 2.0 \text{ GeV} &\Rightarrow S > 0.5 \\ P_{\Lambda} \leq 2.0 \text{ GeV} &\Rightarrow S > 0.2 \end{aligned}$$

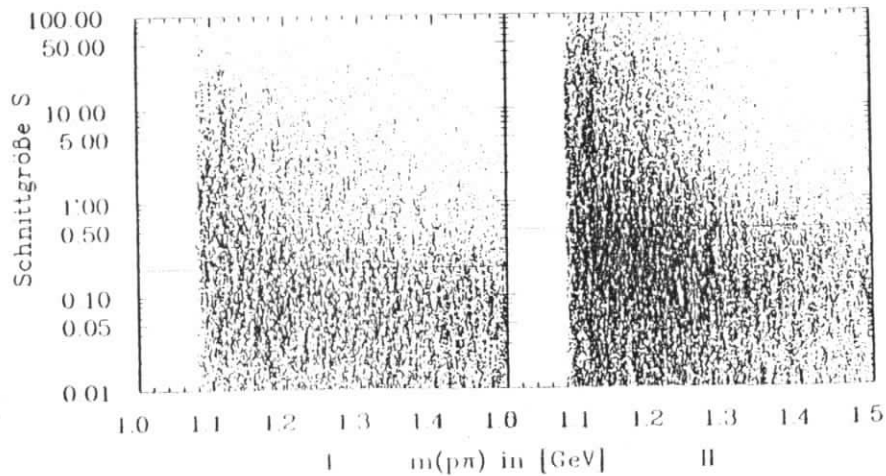


Abbildung 4.8: Schnittgröße  $S$ : I.  $P_{\Lambda} > 2.0 \text{ GeV}$  und II.  $P_{\Lambda} \leq 2.0 \text{ GeV}$

#### 4.4.5 FALSCHER MASSENHYPOTHESE

In multihadronischen Ereignissen wird eine Vielzahl geladener Teilchen erzeugt. Die meisten Spuren stammen von geladenen Pionen, einige von Protonen und Kaonen und sehr wenige von Elektronen und Myonen. Die zur Teilchenidentifikation zur Verfügung stehenden Mittel des CELLO Detektors [30] erlauben keine Unterscheidung dieser Teilchen. D.h., alle Spuren müssen für die Analyse in Betracht gezogen werden. Eine falsche Massen Hypothese für eine Spur führt zu einer falschen invarianten Masse. Es wird angenommen, daß das Proton immer das Teilchen ist, welches den größeren Impuls besitzt. In Kapitel 2.4.2 wurde gezeigt, daß diese Hypothese nur bei  $\Lambda$  Impulsen unter  $303 \text{ MeV}$  zur falschen Annahmen führen kann.

Aufgrund dessen und der geringen Akzeptanz bei niedrigen Impulsen werden nur  $\Lambda$  Kandidaten akzeptiert, die einen Impuls größer als  $300 \text{ MeV}$  aufweisen.

$$F7: P_{\Lambda} > 300 \text{ MeV}$$

#### 4.4.6 MEHRFACH BENUTZTE SPUREN

Die Mehrfachbenutzung (zumeist doppelt) von gleichen Spuren für verschiedene  $\Lambda$  Kandidaten ist aufgrund der Jet Struktur bei  $E_{cm} = 35 \text{ GeV}$  leicht möglich. Bei der Selektion der  $V^0$  Kandidaten wurde dies nicht mit berücksichtigt, so daß dies eine weitere Untergrundquelle darstellt. Wenn eine Spur mehrfach für verschiedene Kandidaten benutzt wurde, so kann maximal nur ein Kandidat einem realen Lambda entsprechen. Es wird der Kandidat mit der größte Zerfallslänge akzeptiert; alle anderen beteiligten Kandidaten werden für die weitere Analyse verworfen.

F8: Bei mehrfach benutzten Spuren wird der Kandidat mit der größten Zerfallslänge akzeptiert.

### 4.5 ZUSAMMENFASSUNG

Nach der multihadronischen Selektion der Daten standen noch 19884 Ereignisse für die weitere Analyse zur Verfügung. Diese Ereignisse wurden nach Sekundärvertex Zerfällen durchsucht und für die Spuren der guten Kandidaten wurde ein Fit an die  $V^0$  Hypothese durchgeführt. Erst durch die drastische Reduzierung der  $V^0$  Kandidaten durch die Sekundärvertex-Rekonstruktion wurde eine Überhöhung in der  $p\pi$  Masse sichtbar. Zur Verbesserung der Signifikanz dieser Überhöhung wurde der Untergrund durch eine Reihe von Schnitten wesentlich vermindert. Die Liste der Schnitte ist in Tabelle 4.1 angegeben. Das Ergebnis ist ein  $\Lambda$ -Signal von  $221 \pm 24 \Lambda, \bar{\Lambda}$  mit einer Masse von  $m_{\Lambda} = (1.1162 \pm 0.0005) \text{ GeV}/c^2$  und einer Breite  $\sigma_{\Lambda, \bar{\Lambda}} = (3.46 \pm 0.42) \text{ MeV}/c^2$ . Mit dem so verbesserten  $\Lambda$ -Signal, das in Abbildung 4.9 dargestellt ist, wird die weitere Analyse durchgeführt.

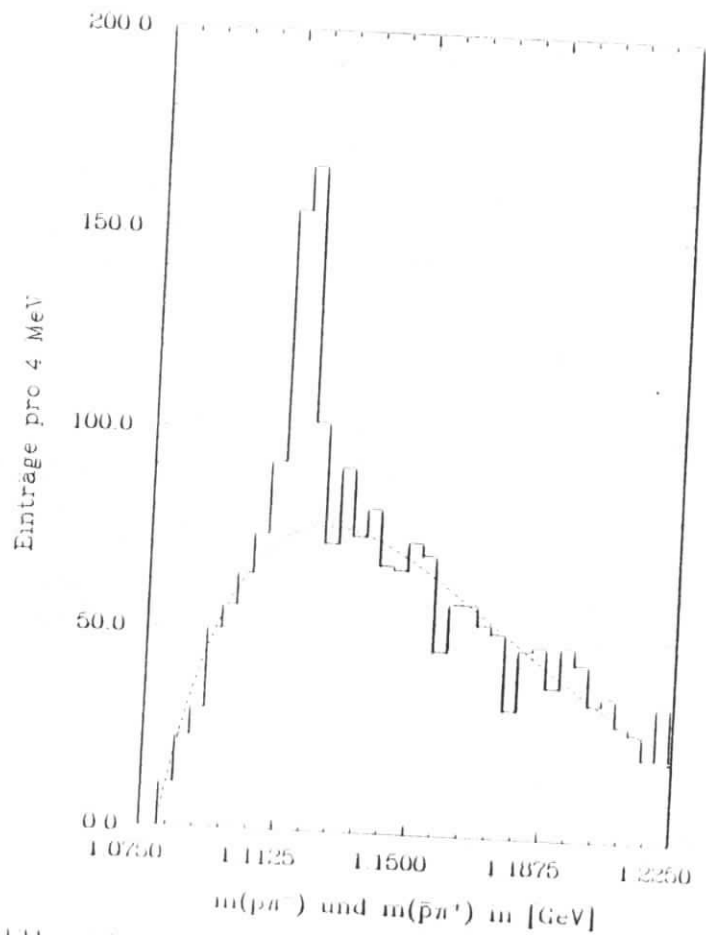


Abbildung 4.9: Invariantes  $p\pi$  Massenspektrum nach der Untergrundreduktion

F 1	$(P_p - P_*)/P_A > 0.5$ wenn $P_A > 2.0 \text{ GeV}$
F 2	$(R_{i,p} - R_{2,0,0,0,0,0})/\sigma_{R_{i,p}} > 0.5$ oder $M_{i,p} > 200 \text{ MeV}$
F 3	$R_{\text{min}}(p)/R_{\text{min}}(\pi) > 0.05$
F 4	Fit(Proton Spur auf Primärvertex) erfolgreich
F 5	Fit(Pion Spur auf Primärvertex) erfolgreich wenn $P_A > 2 \text{ GeV}$
F 6	$S > 0.5$ wenn $P_A > 2.0 \text{ GeV}$
	$S > 0.2$ wenn $P_A < 2.0 \text{ GeV}$
F 7	$0.3 \text{ GeV} < P_A < 10.0 \text{ GeV}$
F 8	Bei mehrfacher benutzten Spuren wird der Kandidat mit der größten Zerfallslänge akzeptiert

Tabelle 4.1: Schritte zur Untergrundreduktion

# KAPITEL 5

## AUSWEITUNG

### 5.1 BESTIMMUNG DES WIRKUNGSQUERSCHNITTS

In den Daten des Experiments sind nicht alle erzeugten  $\Lambda$ -Teilchen sichtbar bzw. rekonstruierbar. Zum einen ist nur der geladene Zerfallskanal des Lambdas in Proton-Pion sichtbar, und zum anderen besitzt der Detektor eine begrenzte Akzeptanz. Deshalb muß die Anzahl der in den Daten gesehenen (*seen*) Lambdas  $N_{seen}^{Daten}$  noch mit der Akzeptanz  $\epsilon^{MC}$  korrigiert werden. Weiterhin muß noch die Akzeptanz der multihadronischen Selektion  $\epsilon^{BH}$  und die des Schnittes gegen die leuchtende Strahlrohrröhre  $\epsilon^{BP}$  Berücksichtigung finden.

$$\sigma = \frac{N}{L} = \frac{N_{seen}^{Daten}}{L \cdot \epsilon^{BH} \cdot \epsilon^{MC} \cdot \epsilon^{BP}} \quad (5.1)$$

Desweiteren ist es aufgrund der begrenzten Statistik notwendig, das Energiespektrum in Intervalle  $\Delta x$  aufzuteilen und für diese jeweils die Akzeptanz  $\epsilon^{MC}(x)$  (wobei  $x \in [x - \Delta x/2, x + \Delta x/2]$ ) zu bestimmen. Die Reaktionen bilden einen Schwerpunkt  $x$  im jeweiligen Intervall  $\Delta x$ , in dem  $\beta(x)$  bestimmt wird. Die Akzeptanz  $\epsilon^{MC}(x)$  wird mit der Monte Carlo Simulation bestimmt, sie ist definiert als der Quotient aus Anzahl der im Monte Carlo nach dem Detektor gesehenen Lambdas  $N_{seen}^{MC}(x)$  zu der Anzahl der insgesamt produzierten Lambdas  $N_{prod}^{MC}(x)$ :

$$\epsilon^{MC}(x) = \frac{N_{seen}^{MC}(x)}{N_{prod}^{MC}(x)} \quad (5.2)$$

So lautet der nicht strahlungskorrigierte differentielle Wirkungsquerschnitt in der skaleninvarianten Formulierung:

$$\frac{s}{\beta(x)} \frac{d\sigma}{dx}(x) = \frac{s}{\beta(x) \Delta x \epsilon^{BH} \cdot \epsilon^{BP} L} \frac{N_{seen}^{Daten}(x) N_{prod}^{MC}(x)}{N_{seen}^{MC}(x)} \quad (5.3)$$

Die gewünschte Darstellung des Wirkungsquerschnitts ist skaleninvariant, d.h. unabhängig von der Strahlenergie und damit vergleichbar mit anderen Experimenten. Üblicherweise wird der Wirkungsquerschnitt in der 1. Ordnung der QED angegeben, dazu muß der Wirkungsquerschnitt *strahlungskorrigiert* werden. Die Strahlungskorrektur wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

### 5.2 STRAHLUNGSKORREKTUREN

Der gemessene Wirkungsquerschnitt 5.3 beinhaltet QED- und QCD-Prozesse aller Ordnungen, wie Vertexkorrekturen  $\delta_{1, \dots, n}$ , weiche Bremsstrahlungs-Photonen  $\delta_{weicht}$  und harte Bremsstrahlungs-Photonen  $\delta_{hart}$ :

$$\sigma = \sigma_0 [\delta_{Vertex} + \delta_{weicht} + \delta_{hart}]$$

Der Wirkungsquerschnitt in 2. Ordnung der QED läßt sich in guter Näherung wie folgt parametrisieren:

$$\sigma(s) = \underbrace{\sigma_0(s)}_{1. \text{ Ordnung}} + \underbrace{\sigma_1(s, k_0)}_{\text{weiche Photonen}} + \underbrace{\int_{k_0}^{E_{Schnitt}} \frac{\sigma_2(s')}{dk}}_{\text{harte Photonen}} dk, \quad (5.4)$$

wobei  $k$  die Energie des abgestrahlten realen Photons,  $s' = (1 - 2k_0)/\sqrt{s}$  und  $k_0 = 0.5\% E_{Schnitt}$  ist. Die Variable  $k_0$  dient als Abschneideparameter, der den Phasenraum für die abgestrahlten Photonen nach unten, zu niedrigen Energien hin, begrenzt, denn das Integral für die *harten Photonen* ist für  $k_0 \rightarrow 0$  divergent (INFRAROTKATASTROPHE). Aufgrund dessen werden in den MC-Generatoren, wie dem Lund 5.2, keine Bremsstrahlungsphotonen mit Energien unter  $k_0$  erzeugt, so daß nur eine Unterscheidung zwischen Ereignissen mit abgestrahltem Photon (*rad*) und Ereignissen ohne abgestrahltem Photon (*norad*) möglich ist. Die Gleichung 5.4 wird deshalb in folgende Form gebracht:

$$\begin{aligned} \sigma(s) &= \sigma_{norad}(s, k_0) + \sigma_{rad}(s, k_0) \\ \sigma_{norad}(s, k_0) &= \sigma_0(s) + \sigma_1(s, k_0) \\ &= \left[ \sigma_{norad}(s, k_0) - \sigma_0(s) \right] [1 + \delta(s, k_0)] \end{aligned} \quad (5.5)$$

Die Strahlungskorrekturen des in Gleichung 2.6 angegebenen Wirkungsquerschnitts erfolgen durch eine Korrektur der energieabhängigen Akzeptanz, wobei auch die Korrekturen mit der Monte Carlo Simulation bestimmt werden:

$$\Rightarrow \frac{\sigma_{norad}(s, k_0)}{\sigma_0} = [1 + \delta(s, k_0)]$$

wobei  $E_{Schnitt} = 17.5 \text{ GeV}$  und  $k_0 = 0.5\% E_{Schnitt}$  ist. Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt in 1. Ordnung der QED  $\sigma_0$  ist wie folgt gegeben [1]:

$$\begin{aligned} \sigma_0(s) &= R \cdot \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{s} = 86.6 \frac{R}{s} \text{ [nb]} \\ s &= (35 \text{ GeV})^2 \\ \left[ \sigma_0(s) - 0.277 \text{ nb} \right] \end{aligned} \quad (5.6)$$

Um den Zusammenhang zwischen dem *norad* Wirkungsquerschnitt und  $\sigma_0$  herzustellen, muß  $\delta(s, k_0)$  bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{N}{L} = \sigma_{norad} \frac{N_{norad}}{L^{tot}} \\ &= \frac{\sigma_{norad}(s)}{\sigma_0(s)} = \frac{N_{norad}}{L^{tot} \cdot \sigma_0(s)} [1 + \delta(s, k_0)] \end{aligned} \quad (5.7)$$

Größe	Wert	Kommentar
$\sigma_0^{MC}(s)$	0.2167 nb	siehe 5.6 in allen Ordnungen, aus MC Generator
$\sigma_{tot}^{MC}$	0.3151 nb	
$N_{tot}^{MC}$	34929	
$N_{prod,unrad}^{MC}$	14135	
$N_{unrad}^{MC}$	14191	

$N_{MC}$  gibt die Anzahl der Ereignisse vor jeglicher Selektion an.

$$L_{tot}^{MC} = \frac{N_{tot}^{MC}}{\sigma_{tot}^{MC}} = 93.12 \mu b^{-1}$$

$$(1 + \delta(s, k_0)) = \frac{N_{prod,unrad}^{MC}}{L_{tot}^{MC} \cdot \sigma_0^{MC}} = 0.665 \quad (5.8)$$

Der Parameter  $\delta$  ergibt sich zu  $\delta(s, k_0) = -0.335$  bei einer Schwerpunktsenergie von 35 GeV und einem Abschneideparameter  $k_0$  von 0.5%  $E_{Strahl}$ . Um die Strahlungskorrektur in den Wirkungsquerschnitt einzuführen, wird die Akzeptanz  $\epsilon^{MC}(x)$  durch  $\epsilon_0(x)$  ersetzt. Die gemessene Verteilung von  $\epsilon_0(x)$  ist in Abbildung 5.1 dargestellt.

$$\epsilon^{MC}(x) = \frac{N_{unrad}^{MC}(x)}{N_{prod,unrad}^{MC}(x)} \Rightarrow \epsilon_0(x) = \frac{N_{unrad}^{MC}(x)}{N_{prod,unrad}^{MC}(x)} \cdot (1 + \delta)$$

Durch die Ersetzung von  $N_{unrad}^{MC}(x)$  durch  $N_{prod,unrad}^{MC}(x)/(1 + \delta)$  wird aus dem Wirkungsquerschnitt, in allen Ordnungen der QED und QCD, ein strahlungskorrigierter differentieller Wirkungsquerschnitt in 1 Ordnung der QED.

$$\frac{d^2 \sigma_{unrad}}{\beta dx}(x) = \frac{d^2 \sigma_{prod,unrad}}{\beta dx}(x) \cdot \frac{N_{unrad}^{MC}(x) \cdot N_{prod,unrad}^{MC}(x)}{N_{prod,unrad}^{MC}(x) \cdot (1 + \delta)} \quad (5.9)$$

Da nur die Anzahl der *geschienenen*  $\Lambda$  Teilchen ( $N_{seen}$ ) mit einem bedeutenden Fehler behaftet ist, ergibt sich der relative statistische Fehler aus:

$$\frac{\delta(\frac{d^2 \sigma_{unrad}}{\beta dx}(x))}{\frac{d^2 \sigma_{unrad}}{\beta dx}(x)} = \sqrt{\left(\frac{\delta N_{seen}^{Data}(x)}{N_{seen}^{Data}(x)}\right)^2 + \left(\frac{\delta N_{unrad}^{MC}(x)}{N_{unrad}^{MC}(x)}\right)^2}$$

Daraus ergibt sich der absolute statistische Fehler des Wirkungsquerschnitts:

$$\delta\left(\frac{d^2 \sigma_{unrad}}{\beta dx}(x)\right) = \sqrt{\left(\frac{\delta N_{seen}^{Data}(x)}{N_{seen}^{Data}(x)}\right)^2 + \left(\frac{\delta N_{unrad}^{MC}(x)}{N_{unrad}^{MC}(x)}\right)^2} \cdot \frac{d^2 \sigma_{unrad}}{\beta dx}(x) \quad (5.10)$$

### 5.3 HADRONISCHE RATE

Die hadronische Rate  $R_{\Lambda/\Lambda}$  gibt die Anzahl der im Mittel pro multihadronischem Ereignis erzeugten  $\Lambda/\Lambda$  Teilchen an.

$$R_{\Lambda/\Lambda} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Lambda/\Lambda X)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow Hadronen)}$$

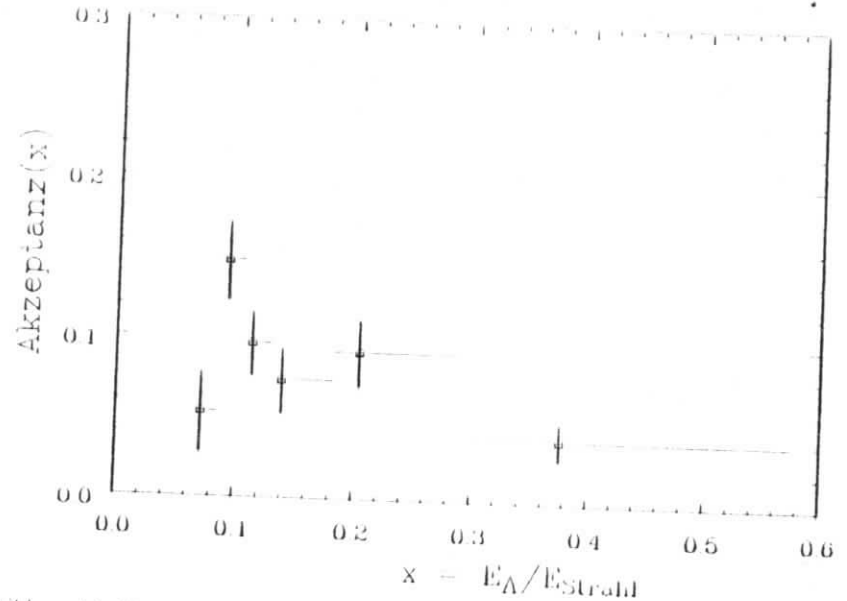


Abbildung 5.1: Die strahlungskorrigierte Akzeptanz  $\epsilon_0(x)$  in Abhängigkeit von der skalierten Energie  $x$ .

$$R_{\Lambda/\Lambda} = \frac{N_{\Lambda}}{N_{Had}} = \frac{N_{\Lambda,seen}}{\epsilon_{\Lambda}^{MC}} = \frac{N_{unrad}^{MC}}{N_{Had,seen}} \cdot \frac{1}{\epsilon_{Had}^{MC}}$$

wobei die Akzeptanzen wie folgt gegeben sind:

$$\epsilon_{\Lambda}^{MC} = \frac{N_{\Lambda,unrad}^{MC}}{N_{\Lambda,prod}^{MC}}; \quad \epsilon_{Had}^{MC} = \frac{N_{Had,unrad}^{MC}}{N_{Had,prod}^{MC}}$$

Die hadronische Rate wird üblicherweise, wie der differentielle Wirkungsquerschnitt, auch in 1 Ordnung der QED angegeben, d.h. es müssen Strahlungskorrekturen berücksichtigt werden. Dazu findet folgende Ersetzung statt:

Bin	$p$ [GeV]	$x$	$\Lambda$ Signal	$\epsilon_0^{MC}$	$\frac{d^2 \sigma_{unrad}}{\beta dx}(x)$ [ $\mu b \cdot (GeV)^2$ ]
1	0.3 - 1.0	0.0715	27110	0.054	1.513 ± 0.906
2	1.0 - 1.5	0.0928	54111	0.148	0.630 ± 0.166
3	1.5 - 2.0	0.1136	3718	0.097	0.512 ± 0.154
4	2.0 - 3.0	0.1389	39110	0.074	0.304 ± 0.116
5	3.0 - 5.0	0.2039	48110	0.092	0.133 ± 0.041
6	5.0 - 10.0	0.3763	1416	0.010	0.034 ± 0.018

Tabelle 5.1: Der  $\Lambda$  Wirkungsquerschnitt

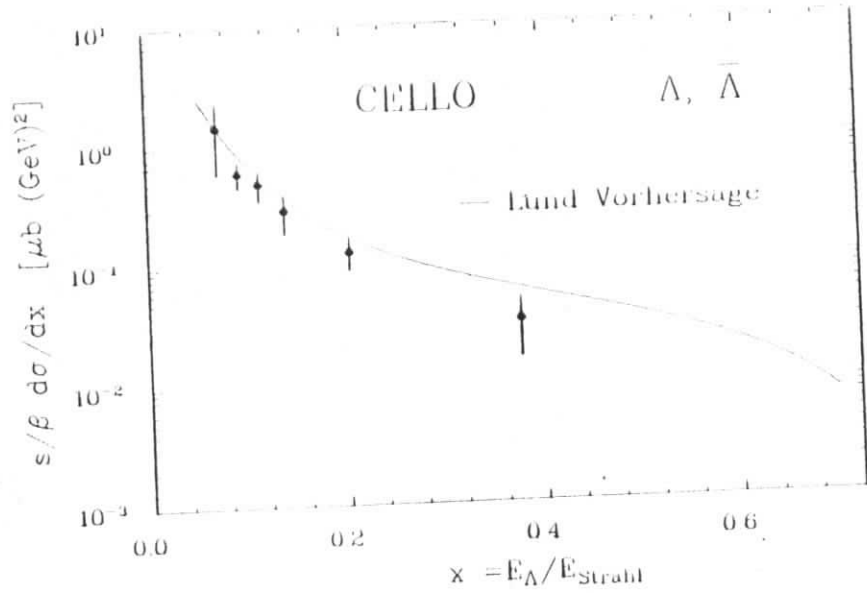


Abbildung 5.2: Der skalierte Wirkungsquerschnitt im Vergleich mit der LUND Vorhersage

$$\epsilon_{\Lambda}^{MC} \text{ wird durch } \epsilon_{\Lambda}^{MC,0} = \epsilon_{\Lambda}^{MC,nrad} / (1 + b) \quad \text{und}$$

$$\epsilon_{Had}^{MC} \text{ wird durch } \epsilon_{Had}^{MC,0} = \epsilon_{Had}^{MC,nrad} / (1 + b) \quad \text{ersetzt.}$$

wobei  $\epsilon^{nrad} = N_{nrad}^{MC} / N_{prod}^{MC}$  ist. Die strahlungskorrigierte hadronische Rate  $R_{\Lambda/\Lambda}$  ist gegeben durch:

$$R_{\Lambda/\Lambda} = \frac{N_{\Lambda,seen}^{Daten} \cdot N_{\Lambda,prod}^{MC,nrad}}{N_{\Lambda,seen}^{MC} \cdot N_{Had,seen}^{Daten} \cdot N_{Had,prod}^{MC,nrad}} \cdot \frac{1}{\epsilon^{DH}} \quad (5.11)$$

Der relative statistische Fehler ist in guter Näherung

$$\frac{\delta(R_{\Lambda/\Lambda})}{R_{\Lambda/\Lambda}} = \sqrt{\left(\frac{\delta N_{\Lambda,seen}^{Daten}}{N_{\Lambda,seen}^{Daten}}\right)^2 + \left(\frac{\delta N_{\Lambda,seen}^{MC}}{N_{\Lambda,seen}^{MC}}\right)^2} \quad (5.12)$$

weil hier nur  $N_{\Lambda,seen}^{Daten}$  und  $N_{\Lambda,seen}^{MC}$  in bedeutendem Maße fehlerbehaftet sind. Es ist zu beachten, daß  $N_{\Lambda,seen}^{MC}$  von jeglicher Selektion bestimmt wurde, so daß alle Effekte, welche durch die Selektion verursacht werden, automatisch mit berücksichtigt werden.

Es gibt eine weitere Methode, um  $R_{\Lambda/\Lambda}$  zu bestimmen. Dieses ist die Integration des differentiellen Wirkungsquerschnitts, sprich die Summation über alle Energie Intervalle

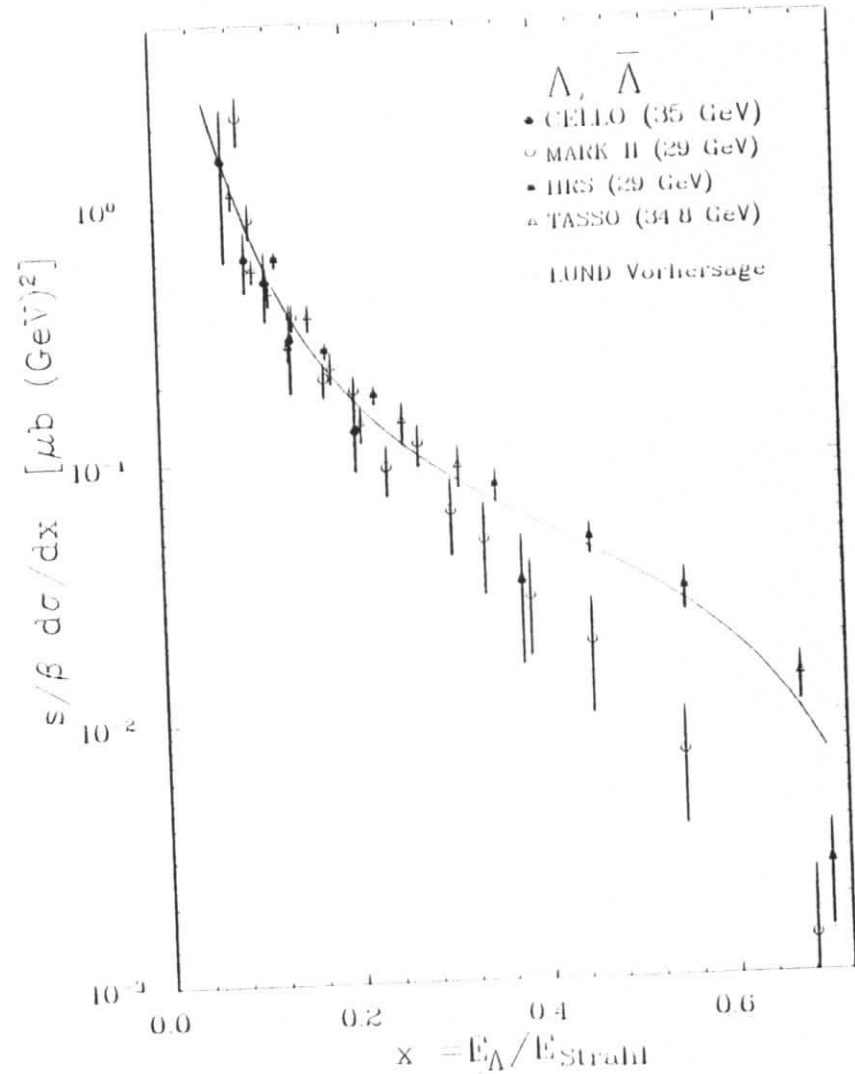


Abbildung 5.3: Der Wirkungsquerschnitt im Vergleich mit anderen Experimenten

(Bias)

$$N_{\Lambda\Lambda} = \frac{\sigma_{\Lambda\Lambda}}{\sigma_{tot}} \cdot \frac{1}{\epsilon^{had}} \sum_i \frac{d\sigma_{\Lambda\Lambda}}{ds}(\sqrt{s}_i) \cdot (1 + \epsilon^{had}) \quad (5.13)$$

Hierbei müssen aber Selektionseffekte beachtet werden. Die Schritte im Input des Lambdas verfälschen das Ergebnis. Um dies zu berücksichtigen, werden alle (mit dem MC) produzierten  $\Lambda$  Teilchen, welche außerhalb des Definitionsbereiches des Wirkungsquerschnitts liegen, in Relation zu Gesamtanzahl der  $\Lambda$  Teilchen gesetzt. Mit dieser Relation  $\epsilon^{had}$  wird die hadronische Rate korrigiert. Das Ergebnis ist im Vergleich zu anderen Experimenten in Tabelle 5.2 und in Abbildung 5.4 dargestellt.

Der SYSTEMATISCHE FEHLER der Messung hat viele Ursachen und ist schwer zu bestimmen. Eine Abschätzung ist wie folgt gegeben:

- Die Detektor-Simulation ist nicht vollständig, so daß dies Unsicherheiten in der Spurkonstruktion zur Folge hat. Für das Lambda 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. 15%.

Der gesamte systematische Fehler der Produktionsrate wird durch quadratische Addition auf 20% abgeschätzt, so daß die mittlere Erzeugungsrates für die  $\Lambda$ -Produktion mit

$$R_{\Lambda/\Delta} = 0.218 \pm 0.03(\text{stat.}) \pm 0.04(\text{syst.})$$

angegeben wird.

### 5.4 LEBENSDAUER

Die Lebensdauer ist eines der charakteristischen Merkmale für ein Teilchen und für das  $\Lambda$  sehr genau bekannt. Die Messung der Lebensdauer ist somit ein guter Prüfstein des Experimentes bzw. des systematischen Fehlers.

Die Lebensdauer des  $\Lambda$  Teilchens läßt sich über seine Zerfallslängen-Verteilung bestimmen. Das Zerfallsgesetz lautet:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-t/\tau} \quad (5.14)$$

wobei  $N(t)$ , bei  $N_0$  ursprünglichen Teilchen, die Anzahl der nach der Zeit  $t$  noch nicht zerfallenen Teilchen und  $\tau$  die mittlere Lebensdauer ist. Um die relativistische Zeitdilatation zu berücksichtigen und die Abhängigkeit von der meßbaren Zerfallslänge  $l$  aufzuzogen, wird das Zerfallsgesetz in folgende Form gebracht:

$$l = \beta\gamma c\tau \Rightarrow c\tau = l \cdot m/\beta p$$

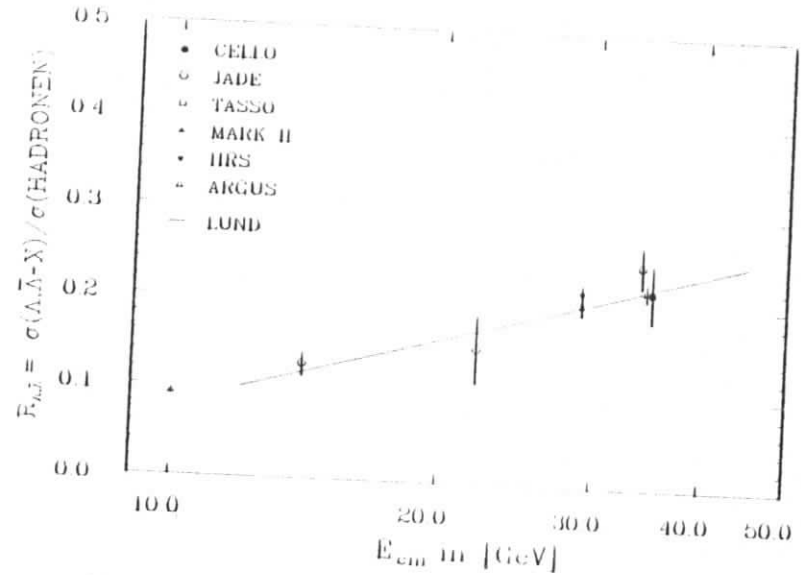


Abbildung 5.4: Die strahlungskorrigierte Multiplizität des Lambdas

$$N(t) = N_0 \cdot \exp(-t/\tau)$$

wobei  $\tau$  die mittlere Zerfallslänge des Lambdas ist. In differentieller Form lautet dies Gesetz:

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\frac{N_0}{\tau} \exp(-t/\tau)$$

Die Bestimmung der mittleren Lebensdauer  $\tau$  ist der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts sehr ähnlich. Die Zerfallslängen-Verteilung der in den Daten gefundenen Lambdas wird in Intervalle aufgeteilt. Die Anzahl der sich jeweils im Intervall befindlichen Lambdas wird akzeptanz-korrigiert. Die Akzeptanz wird auf die gleiche Weise bestimmt wie beim Wirkungsquerschnitt, nur in Zerfallslängen-Intervallen und nicht in Energie-Intervallen. Die gegen  $ct$  aufgetragene korrigierte Verteilung besitzt einen exponentiellen Abfall von der Form  $N \sim a \cdot \exp(-ct/b)$ . Die Verteilung ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Die Anpassung einer Exponentialfunktion an die korrigierte Verteilung ergibt die mittlere Zerfallslänge  $b = c\tau$ .

$$\tau = (2.6 \pm 0.86) \cdot 10^{-10} \text{ sec}$$

Das Ergebnis ist also in sehr guter Übereinstimmung mit dem PDG-Wert von  $\tau = 2.69 \cdot 10^{-10} \text{ sec}$ .

Abbildung 5.2: Die  $K_{AV}$  Rate im Vergleich mit anderen Experimenten

Kollid.	Referenz	Jahr	$E_{cm}$ [GeV]	$K_{AV}$ stat.	$K_{AV}$ syst.
CELEO	Aubert	1989	35	$0.218 \pm 0.033$	$\pm 0.043$
		1988	31.8	$0.220 \pm 0.011$	$\pm 0.022$
JADE	[4]	1985	34	$0.247 \pm 0.014$	$\pm 0.030$
FASSO	Arb.	22	$0.150 \pm 0.038$	$\pm 0.056$	
		14	$0.127 \pm 0.023$	$\pm 0.038$	
ARGUS	[11]	1987	10	$0.092 \pm 0.001$	$\pm 0.008$
		1986	29	$0.202 \pm 0.011$	$\pm 0.020$
MARK II	[3]	1987	29	$0.217 \pm 0.009$	$\pm 0.022$
		1985	29	$0.197 \pm 0.012$	$\pm 0.080$
Fragmentationsmodelle					
LUND	[23]	1987	29	0.22	
WEHNER	[22]	1987	29	0.23	
GÄRICH II	[22]	1987	29	0.24	

Abbildung 5.2: Die  $K_{AV}$  Rate im Vergleich mit anderen Experimenten

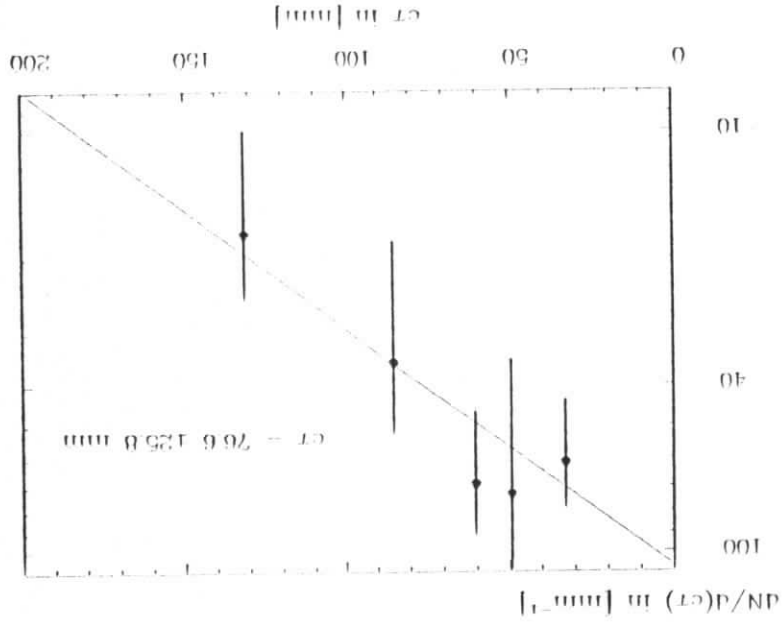


Abbildung 5.5: Die Lebensdauer des Lambdas

## KAPITEL 6

### ZUSAMMENFASSUNG

Die Daten wurden mit dem CELLO - Detektor im Zeitraum von Februar bis Oktober 1986 am  $e^+e^-$  -Speicherling PETRA bei einer Strahlenergie von 17.5 GeV gewonnen. Die integrierte Luminosität in diesem Experiment beträgt  $86 \text{ pb}^{-1}$ , daraus konnten mit einer multihadronischen Selektion 24166 multihadronische Ereignisse gewonnen werden. 18% dieser Ereignisse werden aufgrund "leuchtender", d.h. mehr als 70 Hits aufweisender, Strahlrohkkammer verworfen. Danach standen noch 19884 Ereignisse für die weitere Analyse zur Verfügung. Eine Sekundärvertex Rekonstruktion reduzierte den Untergrund um 90%, so daß eine Überhöhung in der  $p_{\perp}$  Masse sichtbar wurde. Zur Verbesserung der Signifikanz dieser Überhöhung wurde der Untergrund durch eine Reihe von Schritten wesentlich vermindert. Das Ergebnis ist ein  $\Lambda$  Signal von  $221 \pm 24 \Lambda/\Lambda$  mit einer Masse von  $m_{\Lambda} = (1.1162 \pm 0.0005) \text{ GeV}/c^2$  und einer Breite  $\sigma_{\Lambda,\Lambda} = (3.46 \pm 0.42) \text{ MeV}/c^2$ . Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die inklusive  $\Lambda$ -Erzeugung zeigt den erwarteten exponentiellen Abfall mit zunehmender Energie. Das Ergebnis dieses Experimente liegt in qualitativ guter Übereinstimmung mit den Messungen von HRS und TASSO und in besonders guter Übereinstimmung mit der Messung von MARK II. Aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt wurde die mittlere Erzeugungsrate von  $\Lambda, \bar{\Lambda}$  bestimmt. Sie lautet:

$$R_{\Lambda/\bar{\Lambda}} = 0.218 \pm 0.03(\text{stat.}) \pm 0.04(\text{syst.})$$

Diese Rate stimmt mit anderen Experimenten innerhalb der Fehler überein. Die theoretischen Vorhersagen des Lund Modells geben diese Rate gut wieder. Im Vergleich dazu geben das Webber - und das Caltech II Modell zu hohe Raten an. Die Lebensdauer von

$$\tau = (2.5 \pm 0.9) \cdot 10^{-10} \text{ sec}$$

zeigte eine gute Übereinstimmung mit der PDG-Wert und gibt Vertrauen in die Ergebnisse dieser Analyse.

## LITERATURVERZEICHNIS

- [1] Review of Particle Properties, Particle Data Group, Phys.Lett. B204 (1988)

Literatur zum Thema der  $\Lambda$ -Produktion in  $e^+e^-$  -Annihilationen :

- [2] S.L. Wu, Phys.Rep. 107, (1984) 59  
[3] MARK II - A.R. Baden, Ph.D.Thesis, University of California, Berkeley, LBL-22016, 1986  
[4] JADE - G. Dietrich, Dissertation, Universität Hamburg 1988  
[5] ARGUS - H. Schieck, Dissertation, Universität Dortmund 1988  
[6] HRS - P. Baringer et al., Phys.Rev.Lett. 50, (1986) 1316  
[7] HRS - S. Abachi et al., Beitrag zum 'International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies', Hamburg 1987.  
[8] HRS - S. Abachi et al., Phys.Rev.D 35, (1987) 2639.  
[9] MARK II - C.de la Vaissiere et al., Phys.Rev.Lett. 54, (1985) 2071.  
[10] TPC - H. Aihara et al., Phys.Rev.Lett. 54, (1985) 274  
[11] ARGUS - H. Albrecht et al., Hamburg, DESY Preprint 87/141, (1987).  
[12] TASSO - I.R. Tomalin, Ph.D. Thesis, University of Oxford, Chilton Rutherford Lab, RALT-069,(1988)

Literatur zur Theorie :

- [13] W. Hofmann, Nucl.Phys. A470, (1988) 337c.  
[14] F.A. Berends and R. Kleiss, Nucl.Phys. B178, (1981) 141.  
[15] P. Müttig, DESY Preprint 88/125, (1988)

Literatur speziell zum Thema der Fragmentationsmodelle.

- [16] R.D. Field and R.P. Feynman, Nucl.Phys. B136, (1978) 1.



- [17] A. Ali et al., Phys.Lett. B93, (1980) 155.
- [18] P. Hoyer et al., Nucl.Phys. B161, (1979) 349.
- [19] T. Sjöstrand, Comp.Phys.Comm. 27, (1982) 243.
- [20] B.R. Webber, Nucl.Phys. B283, (1984) 492.
- [21] T.D. Gottschalk and D.A. Morris, Nucl.Phys. B288, (1987) 729.
- [22] T. Sjöstrand, Int.J.Mod.Phys.A 4, (1988) 751.
- [23] A. Petersen, Phys.Bf. 14, (1988) 203.
- [24] C. Peterson et al., Phys.Rev. D27, (1983) 105.

#### Literatur zum Experiment und zur Auswertung:

- [25] Beschreibung des LUND Monte Carlo für  $e^+e^-$ -Jet-Physik:  
T. Sjöstrand, Comp.Phys.Comm. 28, (1983) 229.
- [26] Das Programm CPTFIT, welches den dreidimensionalen FIT durchführt, wurde von V. Blobel geschrieben. Es arbeitet mit der Methode des CONLES (CONSTRAINT LEAST SQUARE FIT).
- [27] W. de Boer, M. Iacovacci, CELLO - note R 02 unpublished, Januar 1988  
S. Scholz, CELLO - note MR 185 unpublished, Juli 1988
- [28] M. Feindt, Dissertation, Hamburg, DESY Interner Bericht F14 88 02, 1988
- [29] J. Alane, Dissertation, Hamburg, DESY Interner Bericht FCE 89 01, 1989
- [30] J. Harjes, Diplomarbeit, Hamburg, DESY Interner Bericht F14 87 06, 1987
- [31] O. Podobrin, Diplomarbeit, Hamburg, DESY Interner Bericht F14 88 04, 1988
- [32] K. Gammendinger, Dissertation, Kernforschungszentrum Karlsruhe KfK 4421, 1988
- [33] CELLO - M.L. Schachter, DESY Preprint 80-128, 1980
- [34] DESY - Wissenschaftlicher Jahresbericht 1983
- [35] B. Sack, Universität Hamburg, Diplomarbeit, 1984
- [36] G.P. Yost, *Lectures on Probability and Statistics*, Berkley Preprint LBL 16993 Rev., 1985

#### Lehrbücher:

- [37] F.J.R. Aitchison, A.J.G. Hey, *Gauge Theories in Particle Physics*, Adam Hilger, Bristol 1982
- [38] F. Halzen, A.D. Martin, *Quarks & Leptons*, John Wiley & Sons, New York 1984
- [39] P. Schanzer, *Feynman Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*, Springer Verlag, Berlin Heidelberg 1988
- [40] E. Lohmann, *Hochenergiephysik*, Teubner Verlag, Stuttgart 1986
- [41] K. Bethge, U.E. Schröder, *Elementarteilchen*, Wissenschaftliche Buchgesellschaft Darmstadt, Darmstadt 1986

## DANKSAGUNG

Danken möchte ich allen, die zur Entstehung dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Spitzer, der es mir ermöglichte, diese Diplomarbeit durchzuführen. Auch meinen Eltern gilt mein besonderer Dank, denn erst ihre Unterstützung ermöglichte es mir, diese Arbeit anzufertigen.

Danken möchte ich der F14 Gruppe (Johannes Ahne, Michael Fendt, Hartmut Fenner, Jens Harjes, Asker Isatchko, Jobst Köhne, Jan Hendrik Peters und Oliver Podoban), wo jeder Einzelne mir mit Rat und Tat zur Seite stand. Ganz besonders möchte ich meinem offiziellen Betreuer Dr. Michael Fendt danken, der wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen hat. Die arbeitsintensive wie angenehme Atmosphäre in der F14 Gruppe und die vierteljährlichen CELLO-Kollaborations-Treffen waren für mich immer wieder ein Ansporn. Herausragende Ereignisse in der Zeit meiner Diplomarbeit waren die *DPG Tagung* und das *CELLO Ringberg Meeting*, bei denen ich selbst vorläufige Ergebnisse meiner Arbeit präsentieren durfte.

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

Hamburg, den 1. FEBRUAR 1989