



KfK 4180
Februar 1987

Messung der elektroschwachen Asymmetrie von b-Quarks

J. Knapp
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

Kernforschungszentrum Karlsruhe
Institut für Kernphysik

KfK 4180

MESSUNG DER ELEKTROSCHWACHEN ASYMMETRIE VON B - QUARKS

Johannes Knapp

von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe
genehmigte Dissertation

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des
Bundesministeriums für Forschung und Technologie gefördert.

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

ZUSAMMENFASSUNG

MESSUNG DER ELEKTROSCHWACHEN ASYMMETRIE VON B - QUARKS

In hadronischen Ereignissen der e^+e^- -Annihilation bei Energien von $\sqrt{s} \approx 44$ GeV wurden mit dem CELLO - Detektor Elektronen und Myonen nachgewiesen. Durch einen Schnitt im Transversalimpuls der Leptonen wurden Ereignisse angereichert, die b-Quarks enthalten. Damit wurden die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse des b-Zerfalls und die elektroschwache Ladungsasymmetrie der $b\bar{b}$ Produktion bestimmt. Man erhält

$$\text{Br} (b \rightarrow e + \bar{\nu}_e + X) = 0.11 \pm 0.05 \pm 0.05$$

$$\text{Br} (b \rightarrow \mu + \bar{\nu}_\mu + X) = 0.03 \pm 0.04 \pm 0.04$$

$$A_b (e) = - 0.70 \pm 0.52 \pm 0.11$$

$$A_b (\mu) = - 0.55 \pm 0.59 \pm 0.17$$

Die Ergebnisse stimmen im Rahmen der Fehler mit den Erwartungen des Standardmodells überein.

ABSTRACT

MEASUREMENT OF THE ELECTROWEAK ASYMMETRY OF THE B - QUARKS

The prompt electron and muon yield was measured in hadronic events of e^+e^- annihilation at energies of $\sqrt{s} \approx 44$ GeV using the CELLO detector at PETRA. A cut in the transverse momentum of the lepton was used to enrich the lepton signals from b-quarks from which the semileptonic branching ratio of the b decay and the electroweak induced charge asymmetry of the $b\bar{b}$ production was measured. One finds

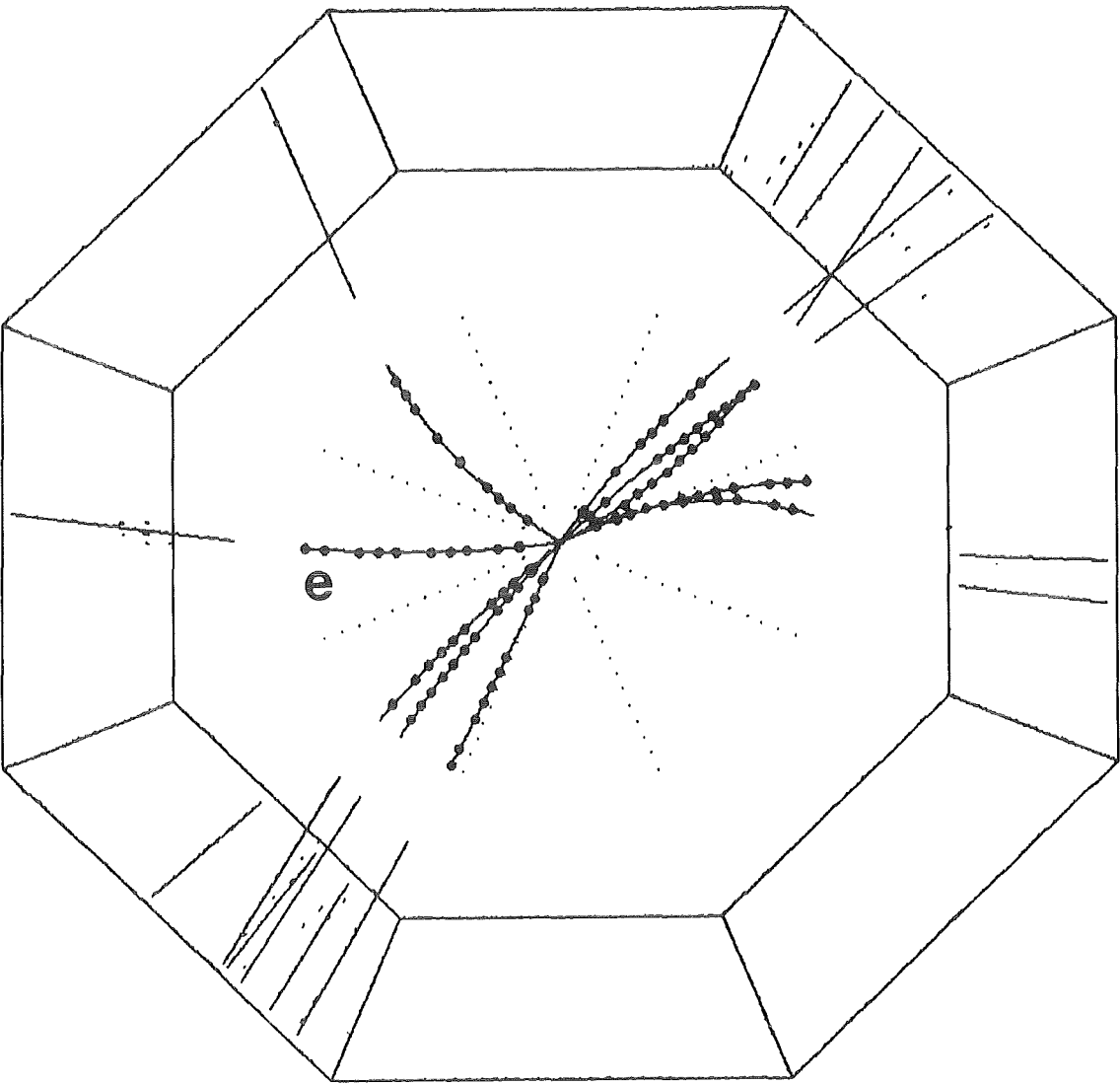
$$\text{Br} (b \rightarrow e + \bar{\nu}_e + X) = 0.11 \pm 0.05 \pm 0.05$$

$$\text{Br} (b \rightarrow \mu + \bar{\nu}_\mu + X) = 0.03 \pm 0.04 \pm 0.04$$

$$A_b (e) = - 0.70 \pm 0.52 \pm 0.11$$

$$A_b (\mu) = - 0.55 \pm 0.59 \pm 0.17$$

The results are found to be well compatible with the expectation of the standard model.



INHALTSVERZEICHNIS

1. Einleitung	1
THEORIEN UND MODELLE	3
2. Fundamentale Wechselwirkungen	5
2.1 Die starke Wechselwirkung	6
2.1.1 Das Quark - Parton - Modell	6
2.1.2 Die Quantenchromodynamik	9
2.1.3 Die Fragmentation	11
2.2 Das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung	14
2.2.1 Elektroschwache Interferenzen	15
2.2.1.1 Der R - Wert	16
2.2.1.2 Die Vorwärts - Rückwärts - Asymmetrie	17
2.2.2 Schwache Zerfälle von schweren Quarks	19
3. Zweiphotonreaktionen	23
4. Simulation des Experimentes	27
4.1 Der Ereignisgenerator Lund 5.2	27
4.2 Die Simulation von Zweiphotonereignissen	31
DAS EXPERIMENT	33
5. PETRA	35
6. CELLO	39
6.1 Die Magnetspule	41
6.2 Der Spurdetektor	41
6.3 Das flüssig Argon - Blei - Kalorimeter	45
6.4 Die Myonkammern	48
6.5 Das Triggersystem	49
6.6 Die Detektorauslese	51
6.7 Die Detektorsimulation	52
7. Datenaufbereitung	55
7.1 Der Filter	55
7.2 Die Rekonstruktion	55
7.3 Die Hadronselektion	57

DIE AUSWERTUNG	59
8. Vorbereitung	61
8.1 Die Bestimmung der integrierten Luminosität	61
8.2 Die Datenkorrektur	62
8.3 Die simulierten Ereignisse	63
8.4 Beschreibung der Daten durch Monte - Carlo - Ereignisse	64
8.4.1 Gesamtenergie, Teilchenimpuls und Multiplizität	64
8.4.2 Die Ereignisform	66
8.4.2.1 Thrust und Sphärizität	66
8.4.2.2 Der Clusteralgorithmus	69
9. Selektion von b - Quark - Ereignissen	73
9.1 Die Methode der Anreicherung	73
9.2 Die Wahl der Jetachse	74
9.3 Die Optimierung der b- Anreicherung	76
9.3.1 Der statistische Fehler des korrigierten Signals	76
9.3.2 Der Transversalimpulsschnitt	77
10. Elektronidentifikation	79
10.1 Die Kovarianzmethode	80
10.2 Die Extrapolation der Spur	84
10.3 Der Vergleich der Energie- und Impulsmessung	87
10.4 Die Kombination der Messungen	89
10.5 Die Resultate der Elektron - Hadron - Trennung	90
11. Myonidentifikation	95
11.1 Die Distanz	95
11.2 Die Qualität	97
11.3 Die Kalorimeterpulshöhen	99
11.4 Die Kombination der Messungen	100
11.5 Die Resultate der Myon - Hadron - Trennung	101
12. Unterdrückung von Zweiphotonereignissen	105
12.1 Die effektive Masse	106
12.2 Die projizierte Energie	107
12.3 Ergebnisse der Trennung	108
13. Die Selektion der Kandidaten	109
13.1 Elektronen	109
13.2 Myonen	113
14. Das semileptonische Verzweigungsverhältnis	119

14.1 Elektronen	119
14.2 Myonen	120
15. Die Asymmetrie	121
15.1 Elektronen	122
15.2 Myonen	123
15.3 Strahlungskorrekturen	124
16. Die systematischen Fehler	125
17. Zusammenfassung	129
Postskriptum	131
ANHANG	133
Literaturverzeichnis	135
Abbildungsverzeichnis	139
Tabellenverzeichnis	141
Autorenliste der CELLO - Kollaboration	143

1. EINLEITUNG

Seit Demokrit (200 v. Chr.) wissen wir von den Bemühungen des Menschen, zu ergründen, wie die Welt und die ihn umgebende Materie aufgebaut sind. Heute können wir auf diese Frage die Antwort geben, daß alle Materie aus elementaren, punktförmigen Fermionen (Spin halbzahlig) zu bestehen scheint. Es gibt zwei Arten von Fermionen, die Leptonen mit Ladung ± 1 oder 0 , wie Elektron und Neutrino, und die drittelzahlig geladenen Quarks, aus denen zum Beispiel das Proton und das Neutron bestehen. Diese Fermionen können miteinander wechselwirken durch Austausch verschiedener Bosonen (Spin ganzzahlig), den Feldquanten vier unterschiedlicher Wechselwirkungen.

Die Gravitation spielt bei den Größenordnungen von Massen und Abständen in der Elementarteilchenphysik praktisch keine Rolle. Die elektromagnetische Wechselwirkung hat unendliche Reichweite und ist verantwortlich für die Stabilität von Atomen und Molekülen. Ihr Feldquant ist das masselose Photon. Die schwache Wechselwirkung bewirkt zum Beispiel den radioaktiven β - Zerfall. Sie wird vermittelt durch den Austausch von geladenen und neutralen Bosonen (W^{\pm}, Z^0). Die starke Wechselwirkung schließlich hält die Quarks in den Hadronen zusammen und ist offenbar die Ursache für die Bindung der Kernbausteine untereinander. Ihre Austauschteilchen heißen Gluonen und tragen selbst eine 'starke' Ladung, die mit 'Farbe' bezeichnet wird.

Es gibt indes noch viele unverstandene Punkte in dieser Beschreibung. Man hat noch keine freien Quarks beobachten können und nimmt deshalb an, daß sie immer in farblosen Teilchen, den sogenannten Hadronen, zusammengeslossen sein müssen. Einen Ansatz zum Verständnis dieses Phänomens liefert die Selbstwechselwirkung der Gluonen. Auch die Tatsache, daß man verschiedene Typen von Quarks ($u, d, s, c, b, t?$) und Leptonen ($e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_{\mu}, \nu_{\tau}$) beobachtet, die sich in vieler Hinsicht ähneln, hat noch keine Erklärung gefunden. Die Welt um uns besteht nur aus zwei Arten von Quarks (u und d), einem geladenen (e) und einem neutralen Lepton (ν_e). Die anderen Quarks und Leptonen sind quasi schwerere Kopien dieser ersten Familie.

Auch in der Existenz der vier grundlegenden Wechselwirkungen zeigt sich eine solche Vielfältigkeit. Hier versucht man seit einiger Zeit, die Wechselwirkungen als verschiedene Erscheinungsformen ein und derselben vereinigten Wechselwirkung zu interpretieren.

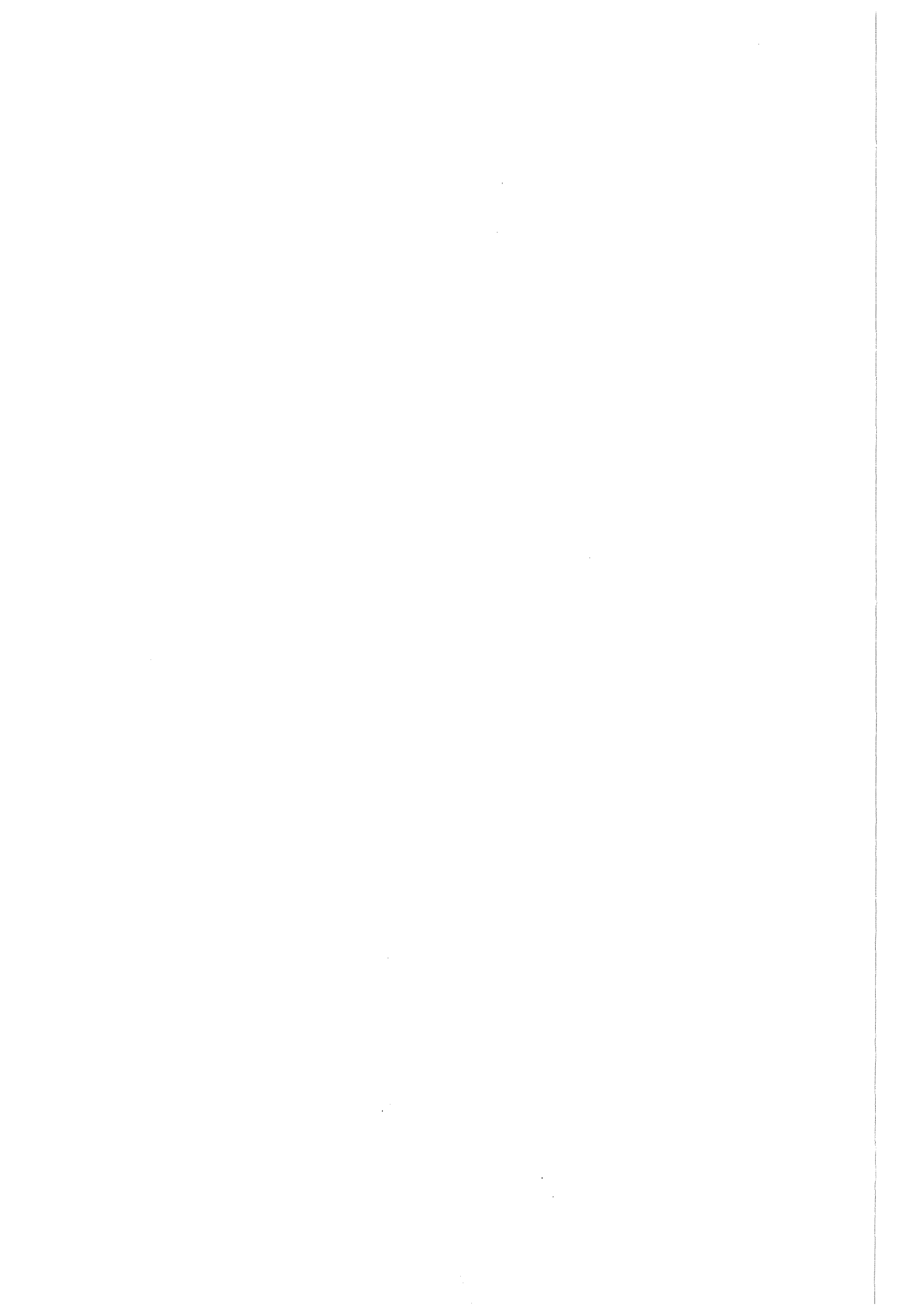
Die Vereinigung von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung im sogenannten Standardmodell ist den Theoretikern S. Weinberg und A. Salam im Jahre 1967 [1] nach Vorarbeiten von S. Glashow [2] gelungen. Diese elektroschwache Theorie machte Vorhersagen, deren Test die Experimentalphysiker bis heute beschäftigt. Eine glänzende Bestätigung erfuhr diese Theorie mit der Entdeckung der neutralen, schwachen Ströme im Jahr 1973 [3] und dem direkten Nachweis der vorhergesagten Feldquanten der schwachen Wechselwirkung, den W^{\pm} - und Z^0 -Bosonen, am Proton - Antiproton - Speicherring des CERN in Genf im Jahre 1983 [4].

Neben diesen spektakulären Entdeckungen gibt es noch viele andere, schwerer erkennbare Effekte, die man im Experiment nachweisen können sollte, wenn die Natur sich gemäß dieser Theorie verhält. Ein solcher Effekt, der sich besonders gut an e^+e^- -Speicherringen studieren läßt, wo die Fermionen paarweise von einem neutralen Strom erzeugt werden und die Anfangsbedingungen im Prinzip genau bekannt sind, ist die Abweichung der Winkelverteilung der erzeugten Fermionpaare von der Vorhersage der reinen Quantenelektrodynamik (QED). Nach dieser Theorie sollte man eine Ladungsasymmetrie im Polarwinkel der erzeugten Fermionen beobachten. Die Messung der Größe und Energieabhängigkeit dieser Asymmetrie für die verschiedenen Fermionen ist ein guter Test der elektroschwachen Theorie.

In dieser Arbeit soll die elektroschwache Asymmetrie von b - Quarks, den schwersten bisher bekannten Quarks, gemessen werden. Aufgrund der elektrischen Ladung des b - Quarks von einem Drittel der Elementarladung ist die vorhergesagte Asymmetrie, bis auf kleine Korrekturen, dreimal so groß wie die ganzzahlig geladener Fermionen wie zum Beispiel des Myons. Die Identifizierung von b - Quark Ereignissen gestaltet sich allerdings sehr viel schwieriger als zum Beispiel die Erkennung von $\mu^+\mu^-$ - Paaren, da b- Quarks nicht direkt beobachtet werden können. Quarks fragmentieren in der Regel in viele Hadronen, die dann im Detektor nachgewiesen werden können, und aus denen auf das ursprüngliche Quark geschlossen werden muß.

Für diese Untersuchung werden Daten verwendet, die mit dem Detektor CELLO am e^+e^- -Speicherring PETRA in Hamburg in den Jahren 1982 bis 1985 bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} \approx 44$ GeV genommen wurden. Das sind die momentan höchsten Energien, die weltweit an einem e^+e^- -Speicherring erreicht werden können.

THEORIEN UND MODELLE



2. FUNDAMENTALE WECHSELWIRKUNGEN

Das Ziel der Elementarteilchenphysik ist es, das Naturgesetz zu finden, das die Dynamik der Materie festlegt. Da dieses Naturgesetz Relativitätstheorie und Quantenmechanik vereint, könnte es die Form einer einheitlichen Feldtheorie der starken, elektromagnetischen, schwachen und Gravitationswechselwirkung haben. Ob wir diesem Ziel in den nächsten Jahren näher kommen werden, hängt davon ab, wie sich die Prinzipien der so erfolgreichen Quantenelektrodynamik (QED) auf die anderen Wechselwirkungen übertragen lassen.

Die Quantenelektrodynamik beschreibt die Wechselwirkung elektrisch geladener Teilchen mit den Photonen. Diese Quantenfeldtheorie des elektromagnetischen Feldes und des Elektronfeldes zeichnet sich dadurch aus, daß die Wechselwirkung der Felder durch das Prinzip der minimalen, eichinvarianten Ankopplung der elektrischen Ladung eindeutig festgelegt ist. Dieses Prinzip kann auf die Wechselwirkung komplizierter Ladungsstrukturen verallgemeinert werden. Man spricht dann von Yang - Mills - Feldtheorien oder von nichtabelschen Eichtheorien. Eine solche Theorie ist die Quantenchromodynamik (QCD), welche die Wechselwirkung von Hadronen durch die eichinvariante Kopplung von Gluon - Feldern an Quark - Felder beschreibt. Eine nichtabelsche Eichtheorie kann auch die Phänomene der schwachen Wechselwirkung beschreiben, wenn man die schwachen und die elektromagnetischen Felder in einer einheitlichen Feldtheorie, z.B. durch die Glashow - Salam - Weinberg - Theorie, vereint. Die Eichinvarianz ist also möglicherweise ein fundamentales, allgemeines Prinzip der Dynamik der Materie. Eine Einführung in die Theorie der Elementarteilchen gibt z.B. [5]. Im Folgenden werden nun die Theorien der starken und der verallgemeinerten, elektroschwachen Wechselwirkung genauer beschrieben.

2.1 DIE STARKE WECHSELWIRKUNG

2.1.1 Das Quark - Parton - Modell

Die Eichtheorien für die Wechselwirkung der Elementarteilchen wurden aus einfachen Modellen entwickelt, die eine phänomenologische Erklärung der experimentellen Ergebnisse liefern. Von besonderer Bedeutung ist dabei das naive Quark - Parton - Modell (QPM) [6], in dem verschiedene Aspekte des Quarkkonzepts eine wichtige Rolle spielen.

	I	I_3	S	C	B	Y	Q
u	1/2	+1/2	0	0	0	+1/3	+2/3
d	1/2	-1/2	0	0	0	+1/3	-1/3
s	0	0	-1	0	0	-2/3	-1/3
c	0	0	0	1	0	0	+2/3
b	0	0	0	0	-1	0	-1/3

I = Isospin
 I_3 = 3. Komponente des Isospins
S = Strangeness
C = Charm
B = Beauty
Y = Hyperladung
Q = elektrische Ladung

Tabelle 1 : Die Quantenzahlen der Quarks

Quarks als Konstituenten der stark wechselwirkenden Teilchen erklären das Spektrum der Mesonen und Baryonen und können als punktförmige Streuzentren (Partonen) in der tiefinelastischen Lepton - Nukleon - Streuung nachgewiesen werden [7]. Ein Hinweis auf Gluonen ist der Befund, daß die Summe der Quarkimpulse nur etwa 50 % des Impulses des Nukleons ausmacht.

Der Rest wird von neutralen Bestandteilen des Nukleons getragen. Die Vielfalt der Mesonen und Baryonen läßt sich durch die Hypothese erklären, daß Mesonen aus Quark und Antiquark und Baryonen aus drei Quarks bestehen. Dabei führt man 5 verschiedene Quarksorten (Flavours) u, d, s, c, b mit Quantenzahlen gemäß Tabelle 1 ein. Alle Quarks haben Spin 1/2 und Baryonenzahl 1/3. Um dem Pauli - Prinzip bei Baryonen zu genügen (antisymmetrische Wellenfunktion), erhielten die Quarks den zusätzlichen Freiheitsgrad 'Farbe', der einen der drei Werte 'rot', 'grün' und 'blau' annehmen kann. Die Quarks existieren demnach in dreifarbigiger Ausführung (siehe Tabelle 2).

u_r	d_r	s_r	c_r	b_r	...	
u_g	d_g	s_g	c_g	b_g	...	↓ 3 Farbfreiheitsgrade
u_b	d_b	s_b	c_b	b_b	...	
→ N_F Flavourfreiheitsgrade						
Tabelle 2 : Quarks und ihre Freiheitsgrade						

Offensichtlich werden alle Hadronen so aufgebaut, daß sie farblos sind. Bisher gibt es keinerlei experimentelle Hinweise auf Teilchen mit den Eigenschaften der Grundfelder der starken Wechselwirkung. Es gibt keine freien Quarks, keine freien Gluonen und keine offenen Farbladungen. Diesen Sachverhalt bezeichnet man als Quarkeinschluß (Confinement).

Das einfache Partonmodell erlaubt die phänomenologische Beschreibung vieler tiefinelastischer Prozesse. So läßt sich zum Beispiel der totale Wirkungsquerschnitt für die e^+e^- - Vernichtung in Hadronen aus dem Anihilationswirkungsquerschnitt für die Vernichtung in ein Fermion - Antifermion - Paar $f\bar{f}$ der QED in erster Ordnung der Kopplungskonstanten α und der Wahrscheinlichkeit für den Übergang von Quarks in Hadronen berechnen. Nach der Quarkeinschlußhypothese ist diese Wahrscheinlichkeit jedoch $\equiv 1$, weshalb

$$\sigma (e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) = \sigma (e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}) = \frac{4 \pi \alpha^2}{3 s} \sum_{N_F} Q_i^2$$

mit $s = E_{cm}^2$

ist. Die Summation der Ladungsquadrate Q_i^2 läuft über alle Flavourfreiheitsgrade. Der Faktor 3 repräsentiert die 3 möglichen Farbzustände der Quarks. Die Massen der Quarks sind hierbei vernachlässigt. Der Koeffizient

$$R = \frac{\sigma (e^+ e^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma (e^+ e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-)} \approx 3 \sum_i Q_i^2 N_F$$

mißt die Hadronproduktion im Verhältnis zur Myonpaarerzeugung der QED und ergibt sich im Quark - Parton - Modell als die Summe der Ladungsquadrate. Für 5 Quarks mit je 3 möglichen Farben erhält man ein Verhältnis von $R = 11 / 3$. Ein Vergleich mit dem Experiment [8] in Abbildung 1 zeigt, daß der Faktor 3, den der Farbfreiheitsgrad liefert, gebraucht wird.

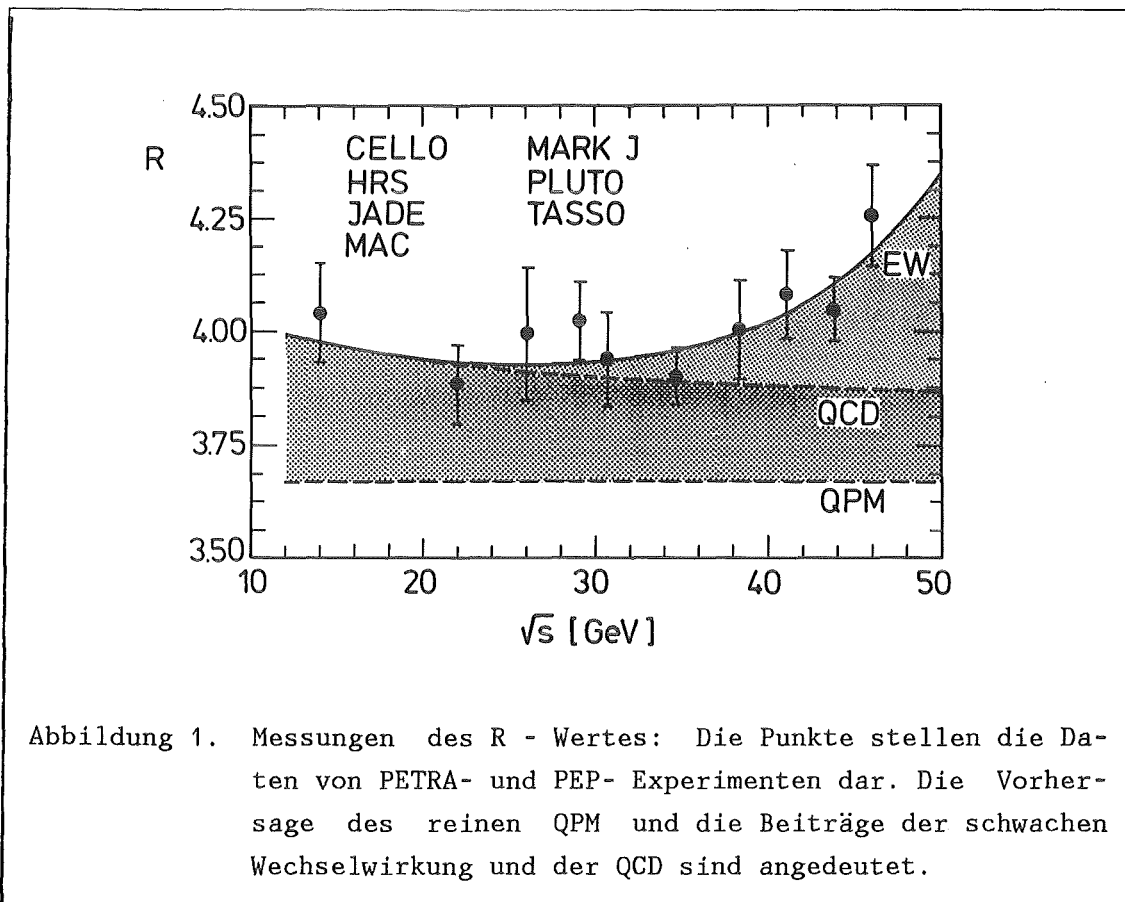


Abbildung 1. Messungen des R - Wertes: Die Punkte stellen die Daten von PETRA- und PEP- Experimenten dar. Die Vorhersage des reinen QPM und die Beiträge der schwachen Wechselwirkung und der QCD sind angedeutet.

Die primären Quarks fragmentieren in 2 kollimierte Teilchenbündel (Jets), deren Achsen dabei durch die Richtungen der primären Quarks bestimmt sind und die für Spin 1/2 Teilchen der Ladung Q_f charakteristische Winkelverteilung

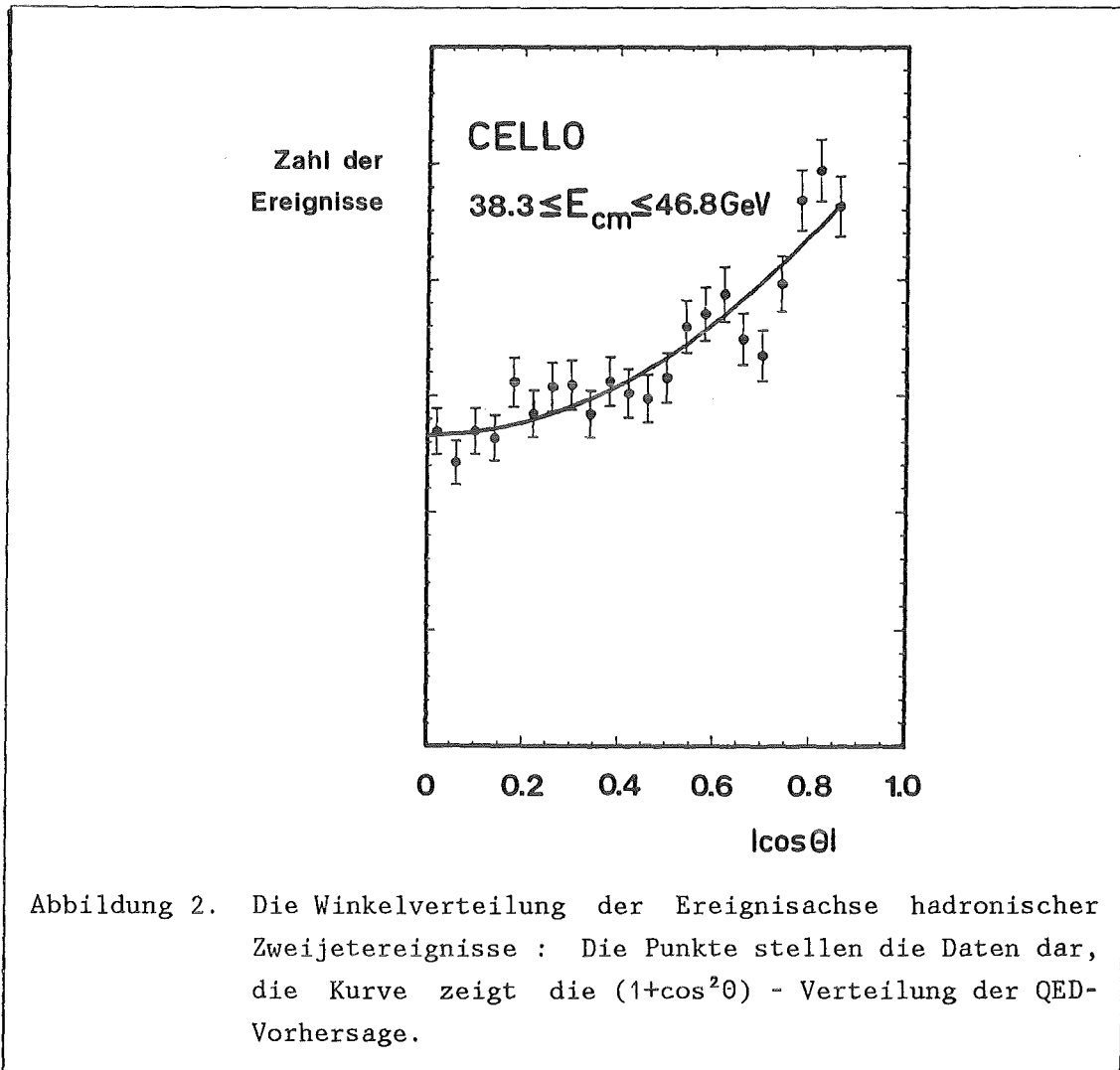


Abbildung 2. Die Winkelverteilung der Ereignisachse hadronischer Zweijetereignisse : Die Punkte stellen die Daten dar, die Kurve zeigt die $(1 + \cos^2\theta)$ - Verteilung der QED-Vorhersage.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (e^+e^- \rightarrow f\bar{f}) = \frac{\alpha^2}{4s} Q_f^2 \cdot (1 + \cos^2\theta)$$

zeigen sollten. Wie Abbildung 2 zeigt, ist diese Verteilung in hadronischen Zweijetereignissen tatsächlich zu beobachten.

2.1.2 Die Quantenchromodynamik

Die Quantenchromodynamik [9] ist eine renormierbare Yang - Mills - Theorie [10], der die Gruppe $SU(3)_c$ als Eichgruppe zugrunde liegt. Sie geht von Quarkfeldern mit dem Freiheitsgrad Farbe als den Teilchenfeldern aus. Die Farbladungen sind die Quellen der die Wechselwirkung vermittelnden Eich-

felder. Man erhält, entsprechend der Dimension der Gruppe $SU(3)_c$, 8 Eichfelder, die sogenannten Gluonfelder. Es läßt sich zeigen, daß Quarks und Gluonen im Grenzfall hoher Impulsüberträge als näherungsweise frei betrachtet werden können. Diesen Sachverhalt nennt man asymptotische Freiheit. Er beruht auf der in nichtabelschen Eichtheorien vorkommenden Selbstwechselwirkung der Gluonen und der Größe der starken Kopplungskonstanten α_s . Die asymptotische Freiheit der QCD erklärt, warum das Quark - Parton - Modell bei der Interpretation der Experimente zur tiefinelastischen Leptonstreuung so erfolgreich war. In Experimenten am PETRA - Speicherring gelang es 1979 Gluonen nachzuweisen [11]. So wie die Quarks sich durch Teilchenbündel bemerkbar machen, erscheinen die Gluonen als zusätzliche Gluonjets. Diese sind ein direkter Hinweis auf die Existenz harter Gluonbremsstrahlung der Quarks. Deren Häufigkeit ist ein Maß für die gleitende, starke Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$, für die man in zweiter Ordnung folgenden Ausdruck erhält.

$$\alpha_s (\Lambda, Q^2) = \frac{12 \pi}{a \log (Q^2 / \Lambda^2) + b \log (\log (Q^2 / \Lambda^2))}$$

$$a = 33 - 2 N_F$$

$$b = 6 (153 - 19 N_F) / a$$

$$\Lambda = \text{Skalenparameter der QCD}$$

Aus Experimenten bei Schwerpunktenenergien von $\sqrt{s} \geq 34$ GeV läßt sich die Kopplungskonstante zu $\alpha_s = 0.175 \pm 0.025$ bestimmen [8]. Die bei großen Impulsüberträgen kleiner werdende Kopplungskonstante erlaubt die Anwendung von Störungsrechnung bei harten Streuprozessen. Der exakte Wirkungsquerschnitt für eine Reaktion enthält unendlich viele Terme, die den verschiedenen Korrekturen entsprechen. Ordnet man die Terme nach Potenzen von α_s , so erhält man eine Reihenentwicklung des Wirkungsquerschnittes. Bei kleinem α_s werden die Terme mit hohen Potenzen sehr schnell vernachlässigbar klein. Üblicherweise berücksichtigt man alle Terme bis zu einer festen Ordnung in α_s , um den exakten Wirkungsquerschnitt anzunähern, und alle Ausdrücke der höheren Ordnungen werden vernachlässigt (fixed order QCD). In den höheren Ordnungen in α_s erweitert sich die Menge der zu berücksichtigenden Graphen sehr stark. Heute werden in der Regel Berechnungen verwendet, die alle Graphen bis zur 2. Ordnung in α_s enthalten und die auch dieser Arbeit zugrunde liegen.

Eine andere Methode summiert über die führenden Beiträge aller Ordnungen in α_s und vernachlässigt kleine Terme auf jeder Stufe (Leading - Log QCD: einen Überblick gibt [12]). Die Leading - Log Approximation geht davon aus, daß virtuelle Quarks und Gluonen durch Aussendung eines Tochterpar-

tons einen Teil ihres Impulses und ihrer Energie verlieren und sich damit ihrer Massenschale nähern können. Diese Partonstrahlung führt zur Entwicklung von Partonschauern, die erst dann abbrechen, wenn die Energie der Partonen den Skalenparameter Λ erreicht, an dem die Farbeinschlußkräfte die Oberhand gewinnen. Dieser Prozeß hat seine Entsprechung in der Bildung eines elektromagnetischen Schauers aus Elektronen oder Photonen. Mit der Leading - Log Approximation läßt sich die Entwicklung eines Partons beziehungsweise eines Partonsystems über die gesamte Zeitspanne beschreiben, in der die Störungsrechnung anwendbar ist. Das ist sehr viel länger, als es mit Störungsrechnung bis zu einer festen Ordnung möglich ist.

Mit der Störungsrechnung lassen sich die QCD - Korrekturen z.B. zum R - Wert der reinen QED berechnen. Der R - Wert ergibt sich aus der QCD unter Berücksichtigung aller Prozesse der zweiten Ordnung in α_s und Vernachlässigung der Quarkmassen zu

$$R = 3 \sum Q_i^2 \cdot (1 + \alpha_s/\pi + C_2 (\alpha_s/\pi)^2 + O(\alpha_s^3)) .$$
$$C_2 = 1.986 - 0.115 N_f \text{ im } \overline{MS}\text{- Renormalisierungsschema [13]}$$

Abbildung 1 zeigt die Größe der QCD- Korrektur zum R- Wert.

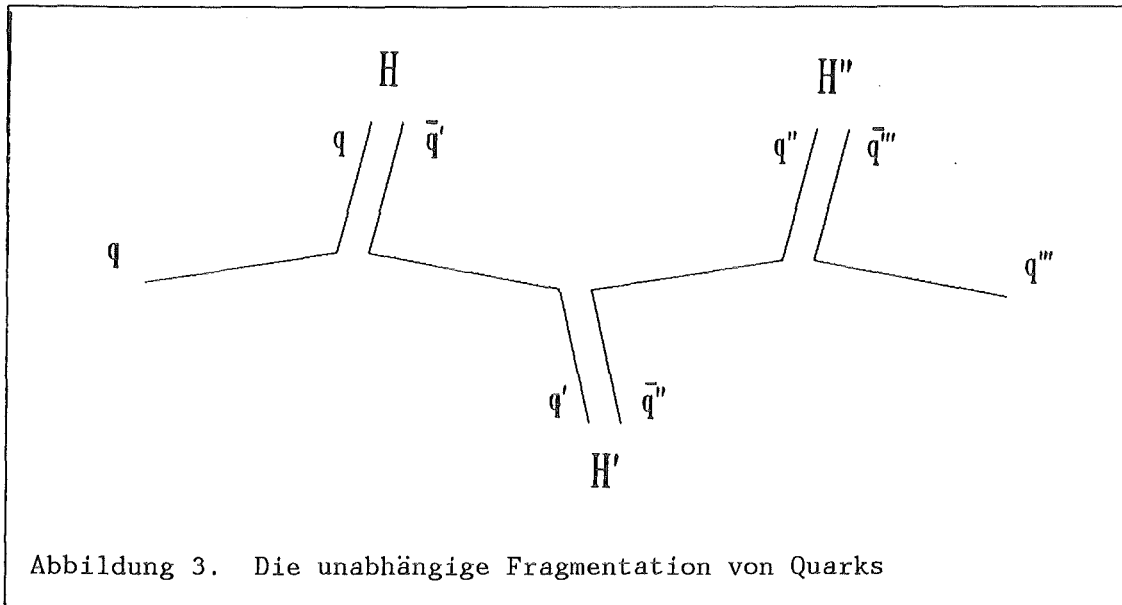
Da die Kopplungskonstante bei kleiner werdenden Impulsüberträgen jedoch immer größer wird, kann nicht die ganze Hadronisierung der Quarks perturbativ beschrieben werden. Man ist in den Bereichen, wo die Störungsrechnung versagt, auf Modelle angewiesen, welche die Fragmentation phänomenologisch richtig wiedergeben. Diese Tatsache erschwert den Test der Theorie, da sich im Experiment die Effekte der QCD und der Fragmentation nur schwer trennen lassen.

2.1.3 Die Fragmentation

Die Fragmentation, das heißt die Umwandlung von Quarks und Gluonen in farblose Hadronen, ist ein Vorgang, der nicht berechnet werden kann. Man bedient sich deshalb verschiedener Fragmentationsmodelle.

Eine Klasse von Modellen behandelt die beiden primären Quarks unabhängig voneinander. Die Modelle dieser Klasse gehen meist auf R.P. Feynman und R.D. Field zurück [14]. Quarks und Gluonen werden iterativ in Hadronen umgewandelt. Ein Quark q polarisiert das Vakuum und erzeugt ein Quark -

Antiquark - Paar. Mit einem der beiden bildet es ein Hadron H und das übrige Quark q' bildet in gleicher Weise ein Hadron H' und ein Quark q'' und so weiter (siehe Abbildung 3).



Dies wird solange fortgesetzt, bis die Energie der Quarks nicht mehr ausreicht, neue Quarkpaare zu erzeugen. Durch Erzeugung von Diquarkpaaren aus dem Vakuum können auch Baryonen gebildet werden. Die Fragmentation eines Gluons beginnt mit der Bildung eines Quarkpaares, das dann wie eben beschrieben weiter behandelt wird. Energie und Impuls sind in diesen Modellen nicht automatisch erhalten. Deshalb müssen die fehlenden Energie- und Impulsbeträge zum Schluß künstlich auf die erzeugten Teilchen verteilt werden.

Die zweite wichtige Klasse von Beschreibungen der Fragmentation sind die String - Modelle [15]. In diesen Modellen ist zwischen den Quarks ein eindimensionaler Farbstrang aufgespannt. Die Energie dieses Strangs ist proportional zu seiner Länge. Entfernen sich die Quarks voneinander, so wächst die Energie im Strang an, und er kann an einer beliebigen Stelle aufbrechen. Dies geschieht typisch bei Abständen der Quarks von etwa 2 - 5 fm, indem ein Quark - Antiquark - Paar erzeugt wird. Jeder der Teilstränge stellt nun ein unabhängiges $q\bar{q}$ - System dar, das seinerseits wieder in Teilstränge aufbrechen kann. Baryonen können erzeugt werden, indem neben $q\bar{q}$ - Paaren auch Diquark - Antidiquark - Paare aus dem Vakuum erzeugt werden. Energie, Impuls und alle Quantenzahlen bleiben bei der Aufspaltung der Stränge erhalten. Das führt automatisch zur Energie- und Impulserhaltung für das ganze Ereignis. Das Gluon wird im Stringmodell als eine transversale Ausbuchtung des Farbstranges zwischen zwei Quarks

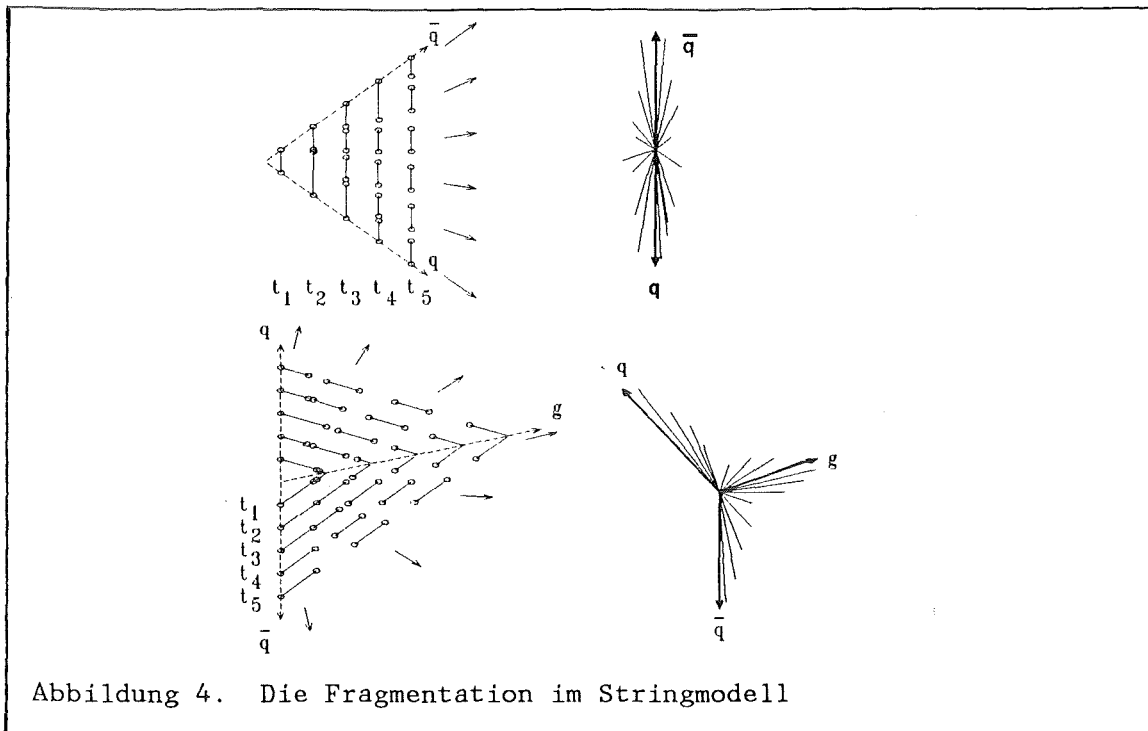


Abbildung 4. Die Fragmentation im Stringmodell

betrachtet, die Energie und Impuls trägt. Auch hier bricht der Strang bei zu großer Spannung auf und Hadronen entstehen entlang des Stranges. Abbildung 4 zeigt die Fragmentation eines qq - Paares und eines qqg - Systems im Stringmodell. Es ist sowohl die zeitliche Entwicklung der Fragmentation ($t_1 \dots t_5$), als auch die Form des resultierenden Ereignisses angedeutet. Im Gegensatz zu den unabhängigen Modellen, wo die Hadronen symmetrisch um die Partonrichtungen verteilt sind, liegen sie im Stringmodell hauptsächlich zwischen dem Gluon und den Quarks [16]. Diese Entvölkerung der dem Gluon abgewandten Seite ist eine Folge der Bewegung der Stringfragmente relativ zum Schwerpunkt des gesamten Ereignisses.

In allen Modellen wird der Anteil des Quarkimpulses, der in Quarkrichtung auf das Hadron übertragen wird, durch eine Fragmentationsfunktion bestimmt. Für Gluonen nimmt man in der Regel eine etwas weichere, für schwere Quarks eine härtere Fragmentationsfunktion als für leichte Quarks, was einerseits der Selbstkopplung des Gluons und andererseits dem beobachteten Impulsspektrum der Hadronen Rechnung tragen soll. Der Transversalimpuls p_T der Hadronen zur ursprünglichen Quarkrichtung ist in erster Näherung unabhängig von der Energie der Quarks, was sich in der zunehmenden Jetförmigkeit der beobachteten Ereignisse für steigende Energien ausdrückt. Die Häufigkeit für die Produktion von Baryonen sowie das Verhältnis der Vektor- zu Pseudoskalmesonen muß von außen, nach Maßgabe von Messungen oder theoretischen Überlegungen, eingegeben werden.

2.2 DAS STANDARDMODELL DER ELEKTROSCHWACHEN WECHSELWIRKUNG

Es gibt gute Gründe anzunehmen, daß auch die elektroschwache Wechselwirkung die Form einer nichtabelschen Eichtheorie hat. Die Notwendigkeit der Vereinigung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung zeigt sich, wenn man versucht massive Vektorbosonen einzuführen, was durch experimentelle Befunde nahegelegt wird. Man findet auch für die Kopplung eine Struktur, die der einer nichtabelschen Feldtheorie gleicht. Der Versuch, eine Eichtheorie für die elektroschwache Wechselwirkung zu formulieren, stößt auf die Schwierigkeit, daß die intermediären Bosonen im Gegensatz zu den Eichfeldern einer reinen Eichtheorie Masse besitzen. Eine Lösung des Problems liefert der Higgs - Mechanismus [17], der die Symmetrie spontan bricht und den Eichfeldern Masse gibt. Auf diese Weise erhalten wir die einzig bekannte Form einer renormierbaren Feldtheorie für die Wechselwirkung massiver Vektorbosonen.

Von S. Weinberg und A. Salam [1] wurde eine solche renormierbare, spontan gebrochene, nichtabelsche Eichtheorie als Beschreibung der elektroschwachen Wechselwirkung für die Leptonen vorgeschlagen und von S. Glashow, J. Iliopoulos und L. Maiani [18] auf zunächst 4 hadronische Freiheitsgrade erweitert. Nach der Entdeckung des b- Quarks wurden 2 weitere hadronische Freiheitsgrade hinzugefügt. Dieses sogenannte Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung ist minimal bezüglich der benötigten Anzahl von Feldern. Das Standardmodell beschreibt die Dynamik der elektroschwachen Wechselwirkung als Eichtheorie mit der Gruppe $SU(2)_L \times U(1)$ als spontan gebrochene, nichtabelsche Eichgruppe. Die Eichfelder sind 4 Vektorfelder. Die zur Gruppe $SU(2)_L$ gehörigen Eichfelder werden W^\pm und W^0 genannt, das Eichfeld B^0 gehört zur Gruppe $U(1)$. Die Fermionen werden in linkshändige Teilchenpaare und rechtshändige Teilchen geordnet.

$$\begin{array}{cccccc}
 (\nu_e, e^-)_L, & (\nu_\mu, \mu^-)_L, & (\nu_\tau, \tau^-)_L, & (u, d')_L, & (c, s')_L, & (t, b')_L \\
 e_R, & \mu_R, & \tau_R, & u_R, d'_R, & c_R, s'_R, & t_R, b'_R
 \end{array}$$

Das wird bei den Leptonen durch die separat erhaltene Leptonenzahl nahegelegt und kann bei den Quarks als Einteilung nach Massen betrachtet werden. Man nimmt in dieser Theorie die Existenz eines weiteren Quarks (Top, t) an, um diese Anordnung in Paare machen zu können. Die Striche an den Quarks d' , s' , b' deuten an, daß es sich hier um Mischungen der einzelnen Quarkflavors nach Maßgabe des Kobayashi - Maskawa - Schemas handelt [19]. Die beobachtbaren Zustände d' , s' , b' ergeben sich aus denen der Theorie durch Multiplikation mit der unitären Mischungsmatrix U .

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = U \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad \text{mit } U = \begin{pmatrix} c_1 & s_1 c_3 & s_1 s_3 \\ -s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ -s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix}$$

$$s_i = \sin\theta_i, \quad c_i = \cos\theta_i \quad i = 1, 2, 3$$

Diese sogenannte Kobayashi - Maskawa - Matrix enthält 4 freie Parameter, die aus dem Experiment bestimmt werden müssen, nämlich die Mischungswinkel θ_i und die Phase δ . Für $\theta_2 = \theta_3 = \delta = 0$ geht diese Matrix in die Mischungsmatrix des Glashow - Iliopoulos - Maiani - Modells über, und θ_1 wird der Cabibbo - Winkel. Die oben erwähnten Dubletts und Singletts sind die Objekte, die elektroschwach miteinander wechselwirken.

Der Higgs - Mechanismus zur spontanen Brechung der Symmetrie der Gruppe $SU(2)_L \times U(1)$ wird so verwendet, daß die elektromagnetische Eichgruppe $U(1)_{em}$ als Restsymmetrie erhalten bleibt. Man erhält dadurch zusätzlich ein massives, neutrales Higgs - Feld, das an die Fermionen proportional zu deren Masse koppelt, und 3 der 4 Vektorfelder bekommen Massen. Das vierte Boson bleibt wegen der ungebrochenen Symmetrie der Gruppe $U(1)_{em}$ masselos. Durch eine orthogonale Transformation erhält man die beobachtbaren Felder

$$\begin{aligned} Z^0 &= W^0 \cos\theta_W + B^0 \sin\theta_W \quad \text{und} \\ \gamma &= -W^0 \sin\theta_W + B^0 \cos\theta_W, \end{aligned}$$

die über den Weinbergwinkel θ_W mit den Vektorfeldern der Theorie verbunden sind.

Das Standardmodell machte Vorhersagen über die Existenz und die Massen der W^\pm - und Z^0 - Bosonen, die 1983 durch die Experimente UA1 und UA2 am CERN bestätigt werden konnten [4], [20]. Somit sind das t- Quark und das Higgs - Teilchen die einzigen Teilchen im Standardmodell, die noch nicht experimentell nachgewiesen wurden.

2.2.1 Elektroschwache Interferenzen

Für die e^+e^- - Annihilation in ein Fermion - Antifermion - Paar sagt das Standardmodell energieabhängige Interferenzen von γ - und Z^0 - Austausch voraus, die sich in verschiedenen Reaktionen beobachten lassen.

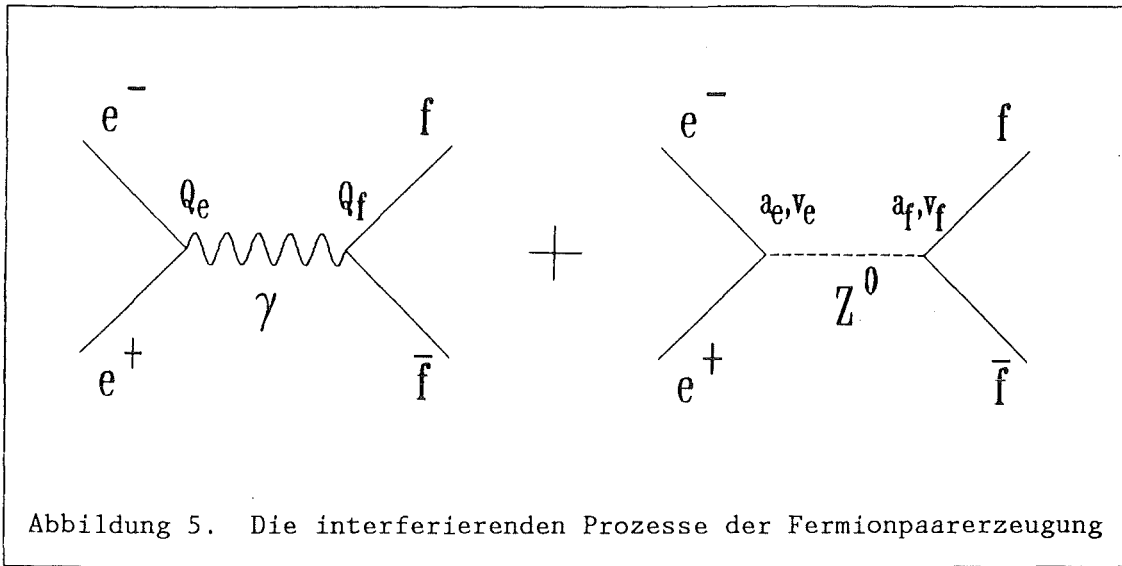


Abbildung 5 zeigt die Feynmangraphen der interferierenden Prozesse niedrigster Ordnung.

2.2.1.1 Der R - Wert

Das Verhältnis $R_{f\bar{f}}$ des totalen Wirkungsquerschnitts für die Erzeugung eines Fermionpaares $f\bar{f}$ ($f \neq e$) zum reinen QED Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ ist unter Vernachlässigung der Massen-, der QCD- und der höheren schwachen Effekte gegeben durch

$$R_{f\bar{f}} = \underbrace{\sum_c [Q_f^2]}_{\text{e.m.-}} - \underbrace{2 Q_f v_e v_f \text{Re}(\chi)}_{\text{Interferenz-}} + \underbrace{(v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2) |\chi|^2}_{\text{rein schwacher Term}}.$$

Dabei sind

$$\chi = \frac{1}{16 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \cdot \frac{s}{s - m_Z^2 + i m_Z \Gamma_Z}$$

m_Z = Masse des Z^0 - Bosons

Γ_Z = Breite des Z^0 - Bosons, hier klein gegenüber $(s - m_Z^2)$

v_f, a_f = Vektor- bzw. Axialvektorkopplungskonstanten für das Fermion f

$v_i = -1 + 4 \sin^2 \theta_W, a_i = -1$ für $i = e, \mu, \tau$

$= +1 - 8/3 \sin^2 \theta_W, a_i = +1$ für $i = u, c$

$= -1 + 4/3 \sin^2 \theta_W, a_i = -1$ für $i = d, s, b$

Diese Parametrisierung für χ wurde gewählt, weil sich da die rein schwachen Korrekturen und die QED - Korrekturen zum Z^0 - Austausch zufällig aufheben. In Abbildung 1 ist der Einfluß der elektroschwachen Wechselwirkung auf den R- Wert gezeigt. Die durchgezogene Linie ist die Anpassung einer Vorhersage, die elektroschwache und QCD- Korrekturen enthält und die Masse der Quarks berücksichtigt, an die Datenpunkte der PETRA- und PEP- Experimente [8].

2.2.1.2 Die Vorwärts - Rückwärts - Asymmetrie

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{f\bar{f}} / d\Omega$ ergibt sich mit

$$b_f = \frac{4 \operatorname{Re}(\chi) a_e a_f}{R_{f\bar{f}}} \cdot (-Q_f + 2 v_e v_f \operatorname{Re}(\chi))$$

zu

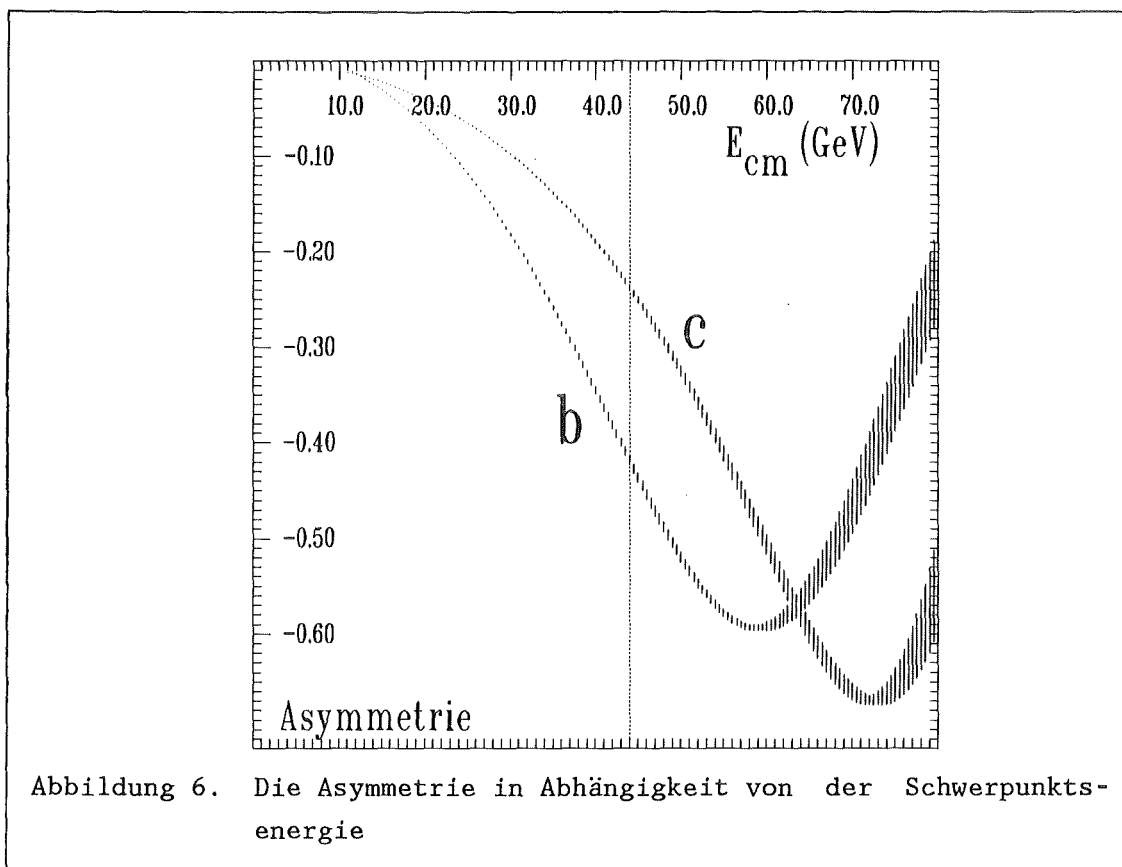
$$\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} R_{f\bar{f}} (1 + \cos^2\theta + b_f \cos\theta)$$

$$= \frac{\alpha^2}{4s} [(1 + \cos^2\theta) \cdot 3 (Q_f^2 - 2Q_f v_e v_f \operatorname{Re}(\chi) + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2) |\chi|^2) + \cos\theta \cdot (-4 \operatorname{Re}(\chi) a_e a_f Q_f + 8 v_e v_f a_e a_f |\chi|^2)]$$

$\cos\theta$ ist der Winkel zwischen einlaufendem Elektron und auslaufendem Fermion. Offensichtlich wird durch den rein schwachen und den Interferenzterm ein von $\cos\theta$ abhängiger Term in den differentiellen Wirkungsquerschnitt eingeführt. Das führt zu einer Asymmetrie in der Fermionpaarerzeugung im Winkel θ . Die integrierte Vorwärts - Rückwärts - Asymmetrie erhält man aus den Integralen des differentiellen Wirkungsquerschnitts über den gesamten Vorwärts- bzw. Rückwärtsbereich.

$$A_{FB} = \frac{V - R}{V + R} = \frac{\int^V d\sigma_{f\bar{f}}/d\Omega d\Omega - \int^R d\sigma_{f\bar{f}}/d\Omega d\Omega}{\int^{V+R} d\sigma_{f\bar{f}}/d\Omega d\Omega} = \frac{3}{8} b_f$$

Diese Gleichungen gelten nur unter Vernachlässigung der Quarkmassen und der QCD- Korrekturen. Die Unterschiede zu exakteren Berechnungen [21] sind bei $E_{cm} \approx 44$ GeV von der Größenordnung 5 %. Es zeigt sich, daß die



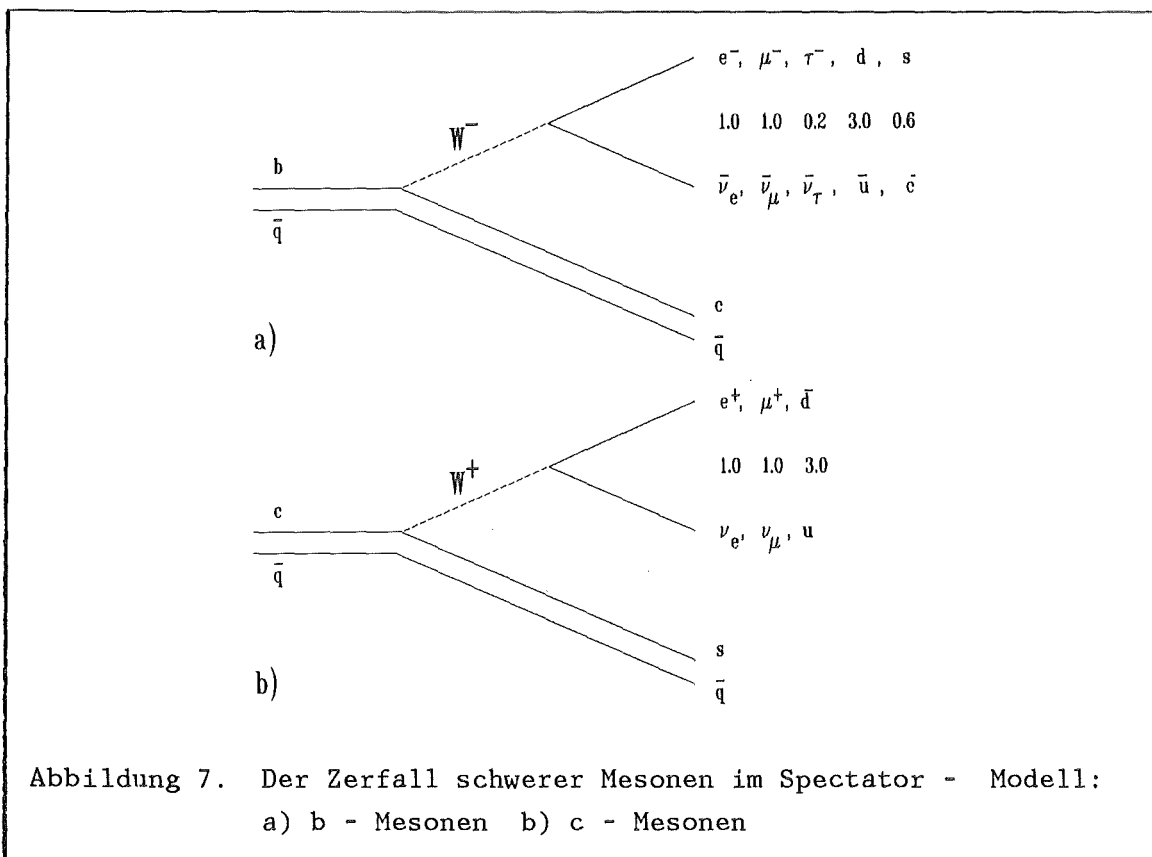
Asymmetrie im wesentlichen von der Ladung des erzeugten Fermions Q_f und der Schwerpunktsenergie bestimmt ist. Es gilt grob $A_{FB} \sim x / Q_f$. Abbildung 6 zeigt die theoretische Erwartung für die Asymmetrie der schweren Quarks c und b in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie E_{cm} . Der rein schwache Term, die Korrekturen aus der QCD (1. Ordnung) und die nicht-verschwindende Masse der Quarks wurden bei den Berechnungen mitberücksichtigt [21]. Für den schwachen Mischungswinkel und die Masse des Z^0 wurden $\sin^2\theta_W = 0.227 \pm 0.005$ und $m_{Z^0} = 93.0 \pm 2.0 \text{ GeV}/c^2$ verwendet [20], [22]. Γ_Z wurde vernachlässigt. Die Breite der Kurven entspricht der Variation dieser Parameter um ihre Fehler. Bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{cm} = 44 \text{ GeV}$ erwartet man also für die schweren Quarks Asymmetrien von

$$A_{FB}(b) = -0.413 \quad \text{und}$$

$$A_{FB}(c) = -0.237.$$

2.2.2 Schwache Zerfälle von schweren Quarks

Der schwache Zerfall von schweren Quarks kann nur mit Modellen beschrieben werden, da die Quarks in einem Hadron gebunden sind und man die Einflüsse dieser Bindung auf den Zerfall nicht exakt berechnen kann. Ein schweres Meson besteht aus einem schweren (b, c) und einem leichten (u, d, s) Quark. Das einfachste Modell zur Beschreibung von Zerfällen schwerer Mesonen ist das sogenannte Spectator- Modell, in dem das schwere Quark schwach zerfällt und das leichte Quark als Zuschauer nur passiv beteiligt ist. Das schwere Quark zerfällt in ein leichteres durch Aussenden eines W^- Bosons, das in Leptonen oder Quarks zerfällt. Entsteht aus dem W^- Boson ein Leptonpaar, so spricht man von einem semileptonischen, ansonsten von einem nichtleptonischen Zerfall des schweren Quarks. Abbildung 7 zeigt die möglichen Zerfälle eines b^- und eines c^- Mesons im Spectator - Modell.



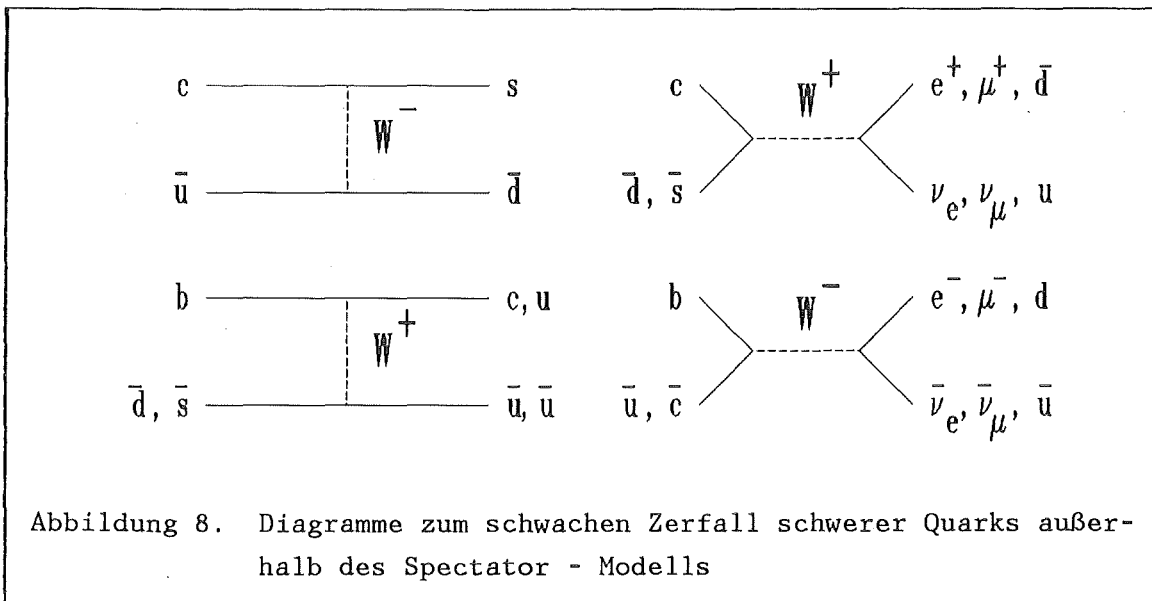
Diese Prozesse können in Analogie zum μ^- Zerfall berechnet werden, und man erhält relative Häufigkeiten für die einzelnen Zerfallskanäle, wie sie in der Abbildung zu sehen sind. Daraus lassen sich leicht die semileptonischen Verzweungsverhältnisse bestimmen.

$$\text{BR} (c \rightarrow l + \nu_l + X) \approx 1 / 5 = 20 \%$$

$$\text{BR} (b \rightarrow l + \nu_l + X) \approx 1 / 5.8 = 17 \%$$

$l = e \text{ oder } \mu$

Das Spectator - Modell ergibt gleiche Verzweungsverhältnisse für alle b- und für alle c- Mesonen, da das leichte Quark ja keine Rolle spielt. Diese Vorhersagen stimmen jedoch nicht mit den Experimenten überein. Tabelle 3 zeigt, daß es große Unterschiede in den Verzweungsverhältnissen zwischen verschiedenen Mesonen gibt, und daß die gemessenen Werte zum Teil stark von den Vorhersagen abweichen [23]. Offensichtlich ist also die Annahme eines freien Quarks im Hadron, das nicht mit seinen leichten Partnern wechselwirkt, ein zu einfacher Ansatz zur Erklärung der schwachen Zerfälle. Um das Modell zu verfeinern, müssen Effekte der starken Wechselwirkung in den Spectator - Diagrammen und Prozesse, in denen das leichte Quark aktiv teilnimmt, berücksichtigt werden. Zum einen kann das schwere Quark oder das daraus entstehende leichte Quark ein hochenergetisches Gluon abstrahlen [24]. Das ändert die Zerfallsbreite, und die nichtleptonischen Zerfälle werden häufiger. Zum anderen tritt auch Gluonaustausch zwischen diesen beiden Quarks auf [25]. So kann der Farbfluß im Zerfall geändert werden. Auch dieser Effekt führt zu einer Erhöhung des nichtleptonischen Anteils der Zerfälle (short distance enhancement). Diese Effekte zusammen mit dem Einfluß der Prozesse aus Abbildung 8 erlauben quantitativ die beobachteten Verzweungsverhältnisse zu erklären (z.B. [26]).



Reaktion	Verzweigungsverhältnis [%]	Detektor
$D^+ \rightarrow e \nu_e X$	17.0 ± 1.9	MARK III
$D^0 \rightarrow e \nu_e X$	7.5 ± 1.1	
$D^+ \rightarrow e \nu_e X$	16.8 ± 6.4	MARK II
$D^0 \rightarrow e \nu_e X$	5.5 ± 3.7	
$\Lambda_c^+ \rightarrow e \nu_e X$	4.5 ± 1.7	
$D^+ \rightarrow e \nu_e X$	22.0 ± 4.4	DELCO
$D^0 \rightarrow e \nu_e X$	< 4.0	
$b \rightarrow l \nu_l X$	11.7 ± 0.6	CLEO, CUSB
$b \rightarrow l \nu_l X$	12.2 ± 0.8	PEP, PETRA
$l = e, \mu$		Detektoren

Tabelle 3 : Semileptonische Verzweigungsverhältnisse



3. ZWEIFHOTONREAKTIONEN

Neben der Erzeugung von Fermionpaaren aus einer Annihilationsreaktion gibt es bei e^+e^- -Maschinen auch Zweiphotonereignisse aus dem Prozeß $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \gamma^* \gamma^* \rightarrow e^+e^- + X$. Die einlaufenden e^+ und e^- strahlen je ein Photon ab. In einer Photon - Photon - Kollision wechselwirken diese beiden mehr oder weniger virtuellen Photonen miteinander. X kann dabei ein Leptonpaar oder ein Quark - Antiquark - Paar sein, das in ein hadronisches System zerfällt. Im Gegensatz zu den Wirkungsquerschnitten der Vernichtung, die quadratisch mit der Energie fallen, steigt die Wahrscheinlichkeit für $\gamma\gamma$ -Ereignisse logarithmisch mit der Energie an. Die $\gamma\gamma$ -Reaktionen sind Streuprozesse, bei denen e^+ und e^- meist unter kleinen Winkeln gestreut werden und deshalb oft unentdeckt bleiben. Das Restsystem X hat aus diesem Grund Energien, die in der Regel deutlich unter der Schwerpunktsenergie der e^+e^- -Reaktion liegen. Zwei spezielle Typen von $\gamma\gamma$ -Ereignissen werden nun genauer betrachtet.

In der tiefinelastischen Elektron - Photon - Streuung (deep inelastic scattering, DIS) [27] wird eines der einlaufenden Elektronen an einem quasireellen Photon unter großen Winkeln gestreut (siehe Abbildung 9 a). Das andere ändert seine Richtung kaum und entgeht dem Nachweis im Detektor. Die beiden Photonen können ein hadronisches System X erzeugen. Der Wirkungsquerschnitt dafür kann mit den Photonstrukturfunktionen $F_i^\gamma(x, Q^2)$ ausgedrückt werden

$$\frac{d\sigma}{dx dy dE_\gamma d\phi} = \frac{2\alpha^2 (kp)}{Q^4} \cdot [1 + (1-y)^2] \cdot [2xF_1 + \varepsilon(y)(F_2^\gamma - 2xF_1^\gamma) + \varepsilon(\zeta)\varepsilon(y)\cos 2\phi F_3^\gamma] \cdot F_{WW}$$

Dabei sind

p, q, k = Viererimpulse des Elektrons und der Photonen

$Q^2 = -q^2$ Impulsübertrag von e_1

$x = Q^2 / 2(kq)$ Bjorken Skalenvariable

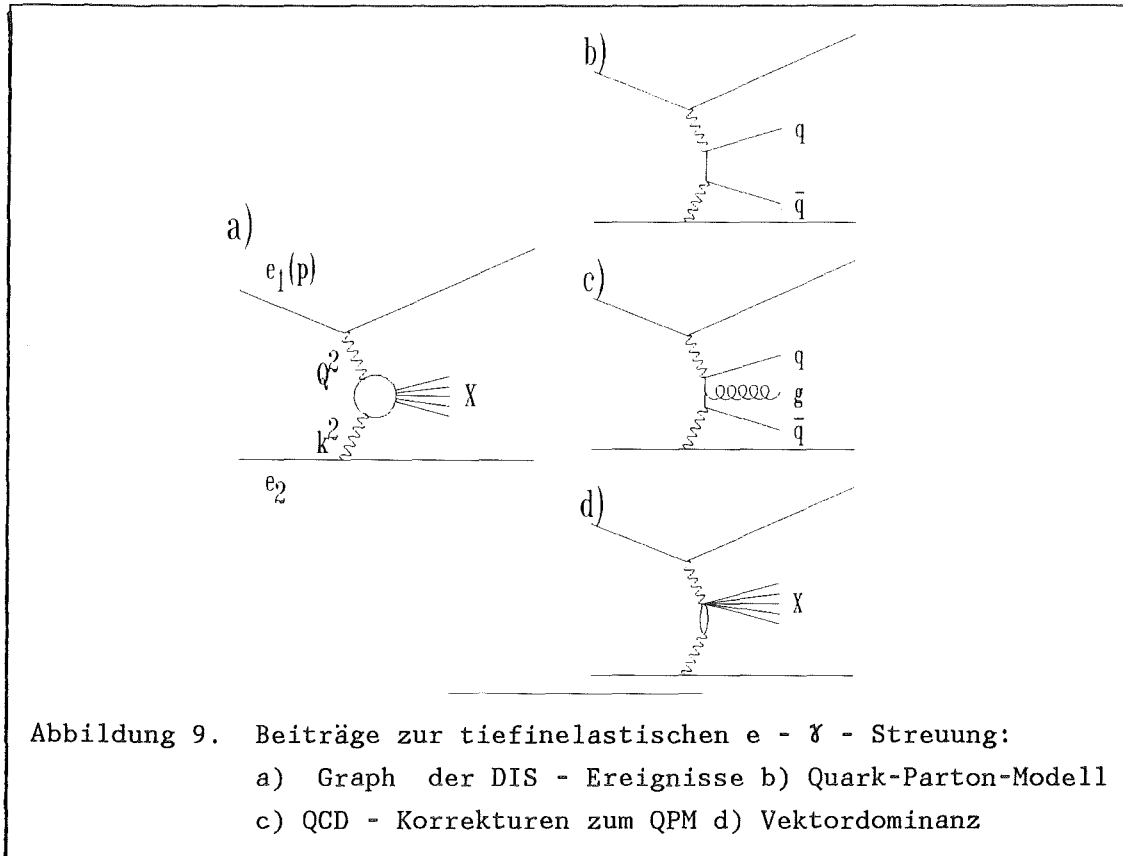
$y = (kq) / (kp)$

$\varepsilon(y) = 2(1-y) / [1+(1-y)^2]$

$\zeta = E_\gamma / E_{\text{Beam}}$

F_{WW} = Weizsäcker - Williams - Näherung für den Fluß der virtuellen Photonen, welche die logarithmische Energieabhängigkeit enthält

Im wesentlichen ist der Wirkungsquerschnitt proportional zu F_2^γ . Bei hohen Impulsüberträgen werden die Photonstrukturfunktionen von Beiträgen dominiert, die sich mit Störungsrechnung aus der QCD berechnen lassen. Bei kleiner werdenden Energien steigt der Anteil der Vektormesondominanz [28]. Abbildung 9 zeigt die Graphen der tiefinelastischen e - γ - Streuung.



Die zweite Reaktion ist die inelastische Comptonstreuung (IC) an einem Photon [27] (siehe Abbildung 10). Der Wirkungsquerschnitt dafür ist

$$\frac{d\sigma}{dx dy dE_\gamma} = \frac{\alpha}{2\pi} \cdot \sigma(M^2) y/(1-y) \cdot [1+(1-y)^2-2xy^2(1-x)] \cdot F_{WW}$$

M = invariante Masse des hadronischen Systems, $M^2 = s(1-x)y$
 $\sigma(M^2)$ = Annihilationswirkungsquerschnitt bei der Energie M

Diesen Prozeß kann man sich als radiative Bhabhastreuung vorstellen, bei der das reelle Bremsstrahlungsphoton durch ein virtuelles, massives Photon ersetzt wird, das in ein hadronisches System X zerfällt.

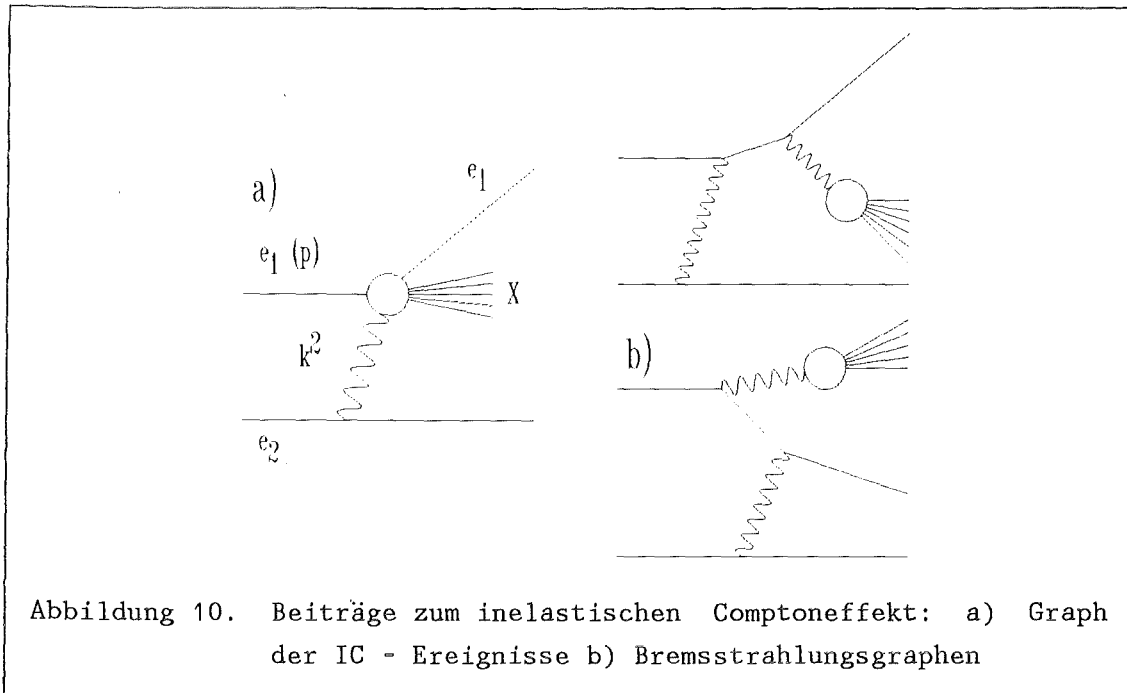


Abbildung 10. Beiträge zum inelastischen Comptoneffekt: a) Graph der IC - Ereignisse b) Bremsstrahlungsgraphen

Beide Reaktionen liefern einen kleinen Prozentsatz von Ereignissen, die den multihadronischen Annihilationsereignissen gleichen. Fast alle enthalten ein hochenergetisches Elektron, das fälschlich als Elektron aus dem semileptonischen Zerfall eines schweren Quarks gedeutet werden könnte. Da beide Reaktionen Streuprozesse sind, wird man die Elektronen in diesen Ereignissen im wesentlichen im Vorwärtsbereich, die Positronen vorwiegend im Rückwärtsbereich finden.

4. SIMULATION DES EXPERIMENTES

In den vorhergehenden Kapiteln wurden Theorien und Modelle besprochen, die mehr oder weniger detailliert die Natur im Bereich der Elementarteilchen bei hohen Energien beschreiben sollten. In den Experimenten der Hochenergiephysik beobachtet man jedoch meist Größen, die nur sehr indirekt mit den fundamentalen Eigenschaften der elementaren Teilchen und ihren Wechselwirkungen zusammenhängen und durch rivalisierende Prozesse oder apparative Effekte verfälscht oder überdeckt werden. Aus diesen Gründen gestaltet sich der Vergleich der theoretischen Vorhersagen mit den experimentellen Messungen recht schwierig. Man bedient sich deshalb großer Computer und simuliert rechnerisch das gesamte Experiment. Angefangen von der Erzeugung der Quarks und Gluonen aus der e^+e^- -Annihilation bei hohen Energien nach Vorgabe der Theorien, über die Fragmentation der Partonen in Hadronen, den Zerfall der primären Hadronen in stabile Teilchen, deren Wechselwirkung mit der Materie des Detektors, den Meßvorgang in den einzelnen Detektorkomponenten mit allen Unzulänglichkeiten der Elektronik, bis zur Erkennung und Auslese der Ereignisse werden alle Schritte durch große Programme so realistisch wie irgend möglich simuliert. Am Ende erhält man eine künstliche Datenmenge, die den echten Daten gleichen sollte und in der die Zusammenhänge zwischen Messung und Theorie genauso wiedergegeben sein sollten wie in der Natur. Kann die Simulation das Experiment nicht reproduzieren, so wird einer der Teilschritte nicht richtig simuliert. Auf diese Weise können, bei richtig beschriebenem Detektor, die freien Parameter von Theorie und Modellen an die Daten angepaßt oder gar neue Ansätze zur Beschreibung der physikalischen Vorgänge getestet werden. Mit einer gut angepaßten Simulation lassen sich andererseits auch unbekannte Auswirkungen einer Theorie in völlig anderen experimentellen Situationen im Detail vorhersagen. Da hier in großem Maße statistische Prozesse mit Hilfe von Zufallszahlen simuliert werden, nennt man solche Programme auch Monte - Carlo - Programme. Im Folgenden werden die für die Arbeit verwendeten Simulationsprogramme kurz beschrieben.

4.1 DER EREIGNISGENERATOR LUND 5.2

Das Programm LUND 5.2 [15] erzeugt multihadronische Ereignisse, wie sie bei der e^+e^- -Vernichtung in Quarks entstehen. Zunächst werden nach den

Regeln des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung und der Quantenchromodynamik Quarks und Gluonen mit bestimmten Winkeln und Energien generiert. Bremsstrahlung der einlaufenden Elektronen und Positronen und virtuelle Strahlungskorrekturen werden bis zur 3. Ordnung der Feinstrukturkonstante α mitberücksichtigt [29]. Bremsstrahlungsphotonen werden mit Energien von 0.5 % bis 99 % der Strahlenergie generiert. Es werden die QCD- Formeln bis zur 2. Ordnung in α_s verwendet [30]. Die Werte für die Massen der Quarks, der Z- und W- Bosonen sowie $\sin^2\theta_W$, $\Lambda_{\overline{MS}}$ und die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse der schweren Quarks bzw. Mesonen sind mit aktuellen, experimentell ermittelten Werten künstlich eingefügt. Die Zahlen sind in Tabelle 4 aufgeführt. Um Divergenzen in den Wirkungsquerschnitten für die Abstrahlung sehr niederenergetischer oder kollinearere Gluonen zu vermeiden, wird verlangt, daß die skalierte, invariante Masse $y_{ij} = m_{ij}^2 / s$ zwischen je zwei Partonen i und j über dem Wert $Y_{\text{Schnitt}} = 0.01$ liegt. Danach werden die Partonen mittels eines String - Fragmentationsmodells in farblose Hadronen umgewandelt. Die Impulse der Hadronen aus leichten Quarks werden durch die von Physikern in Lund vorgeschlagene Funktion

$$f(z) \sim \frac{1}{z} \cdot (1-z)^a \cdot \exp\left(\frac{-bm_T^2}{z}\right)$$

bestimmt, wobei z der auf den Quarkimpuls skalierte Impuls des Hadrons ist und die transversale Masse m_T die Masse und den Transversalimpuls des erzeugten Quarkpaares beinhalten. Diese Fragmentationsfunktion erfüllt als einzige die Bedingung, den Fragmentationsprozeß in gleicher Weise zu beschreiben, unabhängig davon, ob man sich in einem System befindet, in dem das Hadron, welches das primäre Quark enthält, als erstes oder als letztes gebildet wird. Wählt man für die freien Parameter a und b den Wert 0.77, so werden die Impulsverteilungen in den Daten durch die Simulation wiedergegeben. Bei der Fragmentation schwerer Quarks kommt die Funktion von Peterson et al. [31]

$$f(z) \sim \frac{1}{z \left(1 - 1/z - \epsilon_q/(1-z) \right)^2}$$

zur Anwendung. Dieser Ansatz entspringt einfachen quantenmechanischen und kinematischen Überlegungen zum Übergang von dem schweren Quark zu einem leichten Quark und einem Hadron. ϵ_q ist ein freier Parameter, der für jedes der Quarks separat festgelegt wird und der grob dem quadratischen Verhältnis der Massen des leichten und des schweren Quarks im schweren

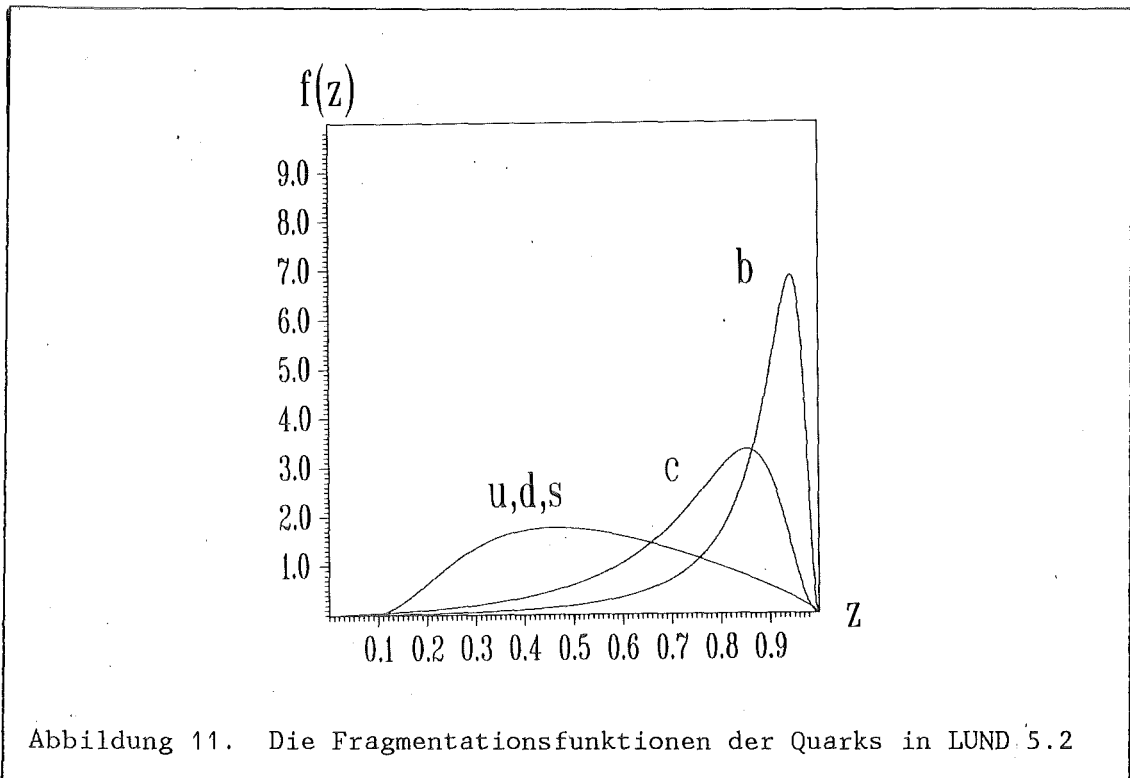


Abbildung 11. Die Fragmentationsfunktionen der Quarks in LUND 5.2

Hadron entspricht (siehe Tabelle 4). Abbildung 11 zeigt die Fragmentationsfunktionen für b- und c- Quarks nach Peterson und für u-, d- und s- Quarks mit einer transversalen Masse von $1 \text{ GeV}/c^2$ nach der Lund - Formel. Der Transversalimpuls der Hadronen zur Quarkflugrichtung läßt sich durch eine Exponentialverteilung mit der energieunabhängigen Breite σ_q beschreiben. σ_q ist ein freier Parameter und wurde durch Vergleich mit den Daten zu $0.27 \text{ GeV}/c$ gewählt. Das Verhältnis der Häufigkeiten für Diquark- und Quarkproduktion aus dem Vakuum, und damit der Häufigkeiten für Baryon- und Mesonerzeugung, wurden experimentell zu $qq : q = 0.09$ bestimmt. Das entspricht einer Masse von 420 MeV eines typischen Diquarks ohne s- Quark. Aus diesem Verhältnis, zusammen mit den erwarteten Massenunterschieden zwischen den verschiedenen Diquarks und den zur Verfügung stehenden Spinzuständen, werden die Produktionswahrscheinlichkeiten der einzelnen Diquarks berechnet. Aus Quarks und Antiquarks können entweder Vektor- oder Pseudoskalarmesonen gebildet werden. Durch Abzählen der Spinzustände würde man erwarten, daß dreimal so viele Vektor- wie Pseudoskalarmesonen gebildet werden. Der naive Faktor 3 sollte für leichte Quarks durch Berücksichtigung der Massenunterschiede der Mesonen aufgrund des Spins verringert werden (hier $2 : 3$ statt $3 : 1$). Nur für schwere Quarks geht das Verhältnis gegen 3. Nach der Fragmentation zerfallen die instabilen Teilchen entsprechend der gemessenen Zerfallswahrscheinlichkeiten in alle möglichen Kanäle. In Tabelle 4 sind die wichtigen Parameter des LUND - Monte - Carlos zusammengestellt.

Programmversion	LUND 5.2
Quarkmassen	$m_u = 0.3 \text{ GeV}/c^2$ $m_d = 0.3 \text{ GeV}/c^2$ $m_s = 0.5 \text{ GeV}/c^2$ $m_c = 1.6 \text{ GeV}/c^2$ $m_b = 5.0 \text{ GeV}/c^2$
QCD Rechnungen	bis $O(\alpha_s^2)$
Λ_{MS}	500 MeV
m_{Z^0}	94 GeV/c ²
Γ_{Z^0}	2.8 GeV/c ²
m_W	83 GeV/c ²
$\sin^2\theta_W$	0.214
Strahlungskorrekturen	bis $O(\alpha^3)$
e^+e^- Bremsstrahlung	$0.005 < E_\gamma/E_{\text{Beam}} < 0.99$
semileptonische Verzweigungsverhältnisse für	
- D^+	17 %
- D^0	7.5 %
- b	12 %
Fragmentationsmodell	String
Y_{Schnitt}	0.01
Fragmentationsfunktion u, d, s - Quarks	Lund
freie Parameter	$a = 1.0$ $b = 0.6$
Fragmentationsfunktion c, b - Quarks	Peterson
freie Parameter	$\epsilon_c = 0.025$ $\epsilon_b = 0.0035$
Breite der exp. p_T - Verteilung	$\sigma_q = 0.27$
Produktionswahrscheinlichkeit für	
- Seequarks	$p(u\bar{u}) = 10 / 23$ $p(d\bar{d}) = 10 / 23$ $p(s\bar{s}) = 3 / 23$ $p(c\bar{c}) = 0$ $p(b\bar{b}) = 0$
- Vektormesonen aus	
leichten Quarks	0.40
schweren Quarks	0.75
- Baryonen	0.09
zerfallende Teilchen	$\pi^0, K_S^0, \text{Hyperonen}$

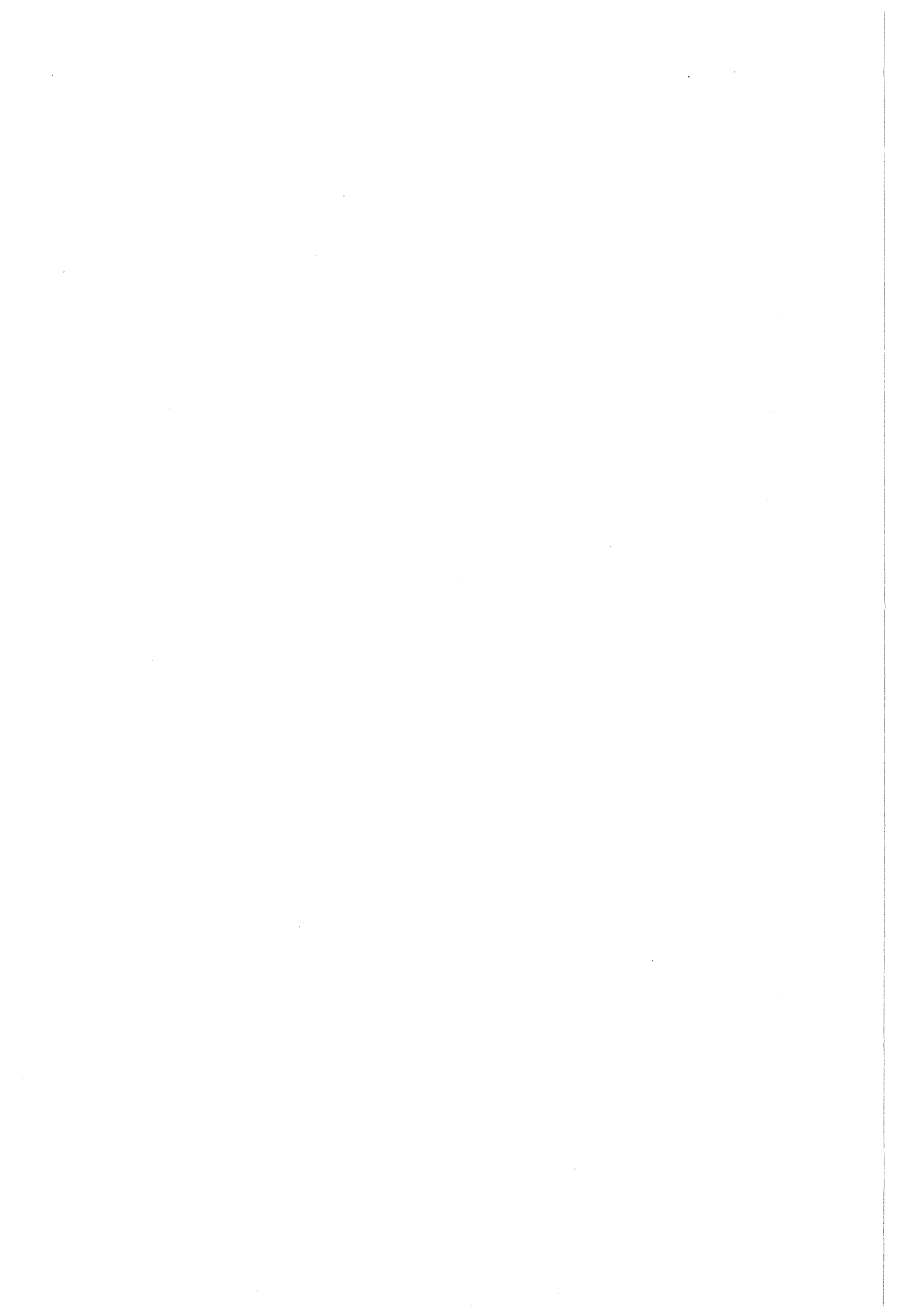
Tabelle 4 : Parameter des Ereignisgenerators LUND 5.2

4.2 DIE SIMULATION VON ZWEIPHOTONEREIGNISSEN

Zur Erzeugung von Ereignissen aus tiefinelastischer $e - \gamma$ - Streuung und inelastischem Comptoneffekt wurden die Wirkungsquerschnitte aus Kapitel "3. Zweiphotonreaktionen" verwendet. Für die Photonstrukturfunktion wurde eine Parametrisierung aus [27] angenommen, die Beiträge der Vektormesondominanz, des Quark - Parton - Modells und der QCD - Korrekturen zum Quark - Parton - Modell enthält. Es wurden Ereignisse erzeugt, deren gestreutes Elektron eine Energie größer 1.5 GeV hat und mit der Strahlachse einen Winkel zwischen 30° und 150° einschließt. Die invariante Masse des hadronischen Systems wird größer als $1.0 \text{ GeV}/c^2$ gefordert. Die verschiedenen Quarksorten werden im Verhältnis der vierten Potenz ihrer Ladungen erzeugt, sofern die Energie dafür ausreicht. Bei Schwerpunktsenergien von $E_{\text{cm}} \approx 44 \text{ GeV}$ ergeben sich für die eben erwähnten Einschränkungen folgende Wirkungsquerschnitte [32] :

$$\begin{aligned} \text{DIS} & : 4.19 \pm 0.70 \text{ pb} \\ \text{IC} & : 12.94 \pm 0.82 \text{ pb} \end{aligned}$$

Die Partonen wurden mit einem Lund - Monte - Carlo - Programm fragmentiert, wie es im vorigen Kapitel beschrieben wurde.



DAS EXPERIMENT

5. PETRA

Die Positron - Elektron - Tandem - Ringbeschleuniger - Anlage PETRA [33] ist der größte Speicherring des Deutschen Elektronen SYNchrotrons DESY in Hamburg. Nach knapp dreijähriger Bauzeit hat PETRA im Juli 1978 den ersten Elektronenstrahl gespeichert und auf 11 GeV beschleunigt. Noch im selben Jahr wurden mit den drei Detektoren MARK J, PLUTO und TASSO die ersten physikalischen Daten genommen. 1979 wurden zwei weitere Detektoren fertiggestellt. JADE besetzte die noch freie Wechselwirkungszone, und CELLO teilte sich zunächst mit PLUTO die Experimentierhalle im Nordosten des DESY - Geländes. Im Herbst 1982 wurde PLUTO zu Gunsten von CELLO endgültig aus dem Strahl genommen. Abbildung 12 zeigt das Beschleunigerzentrum DESY in Hamburg.

Die Luminosität ist definiert als das Verhältnis aus Zählrate und Wirkungsquerschnitt einer bestimmten Reaktion. Bei e^+e^- Beschleunigern wird in der Regel die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ als Normierungsreaktion verwendet. Man könnte somit die Luminosität L messen als Quotienten aus der Anzahl der erzeugten Myonpaare und dem Wirkungsquerschnitt für diese Erzeugung

$$L = \frac{N (e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\sigma (e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-)} .$$

Die Luminosität ist ein Maß für die Güte eines Speicherrings. Sie läßt sich in Abhängigkeit der Daten des Speicherrings ausdrücken.

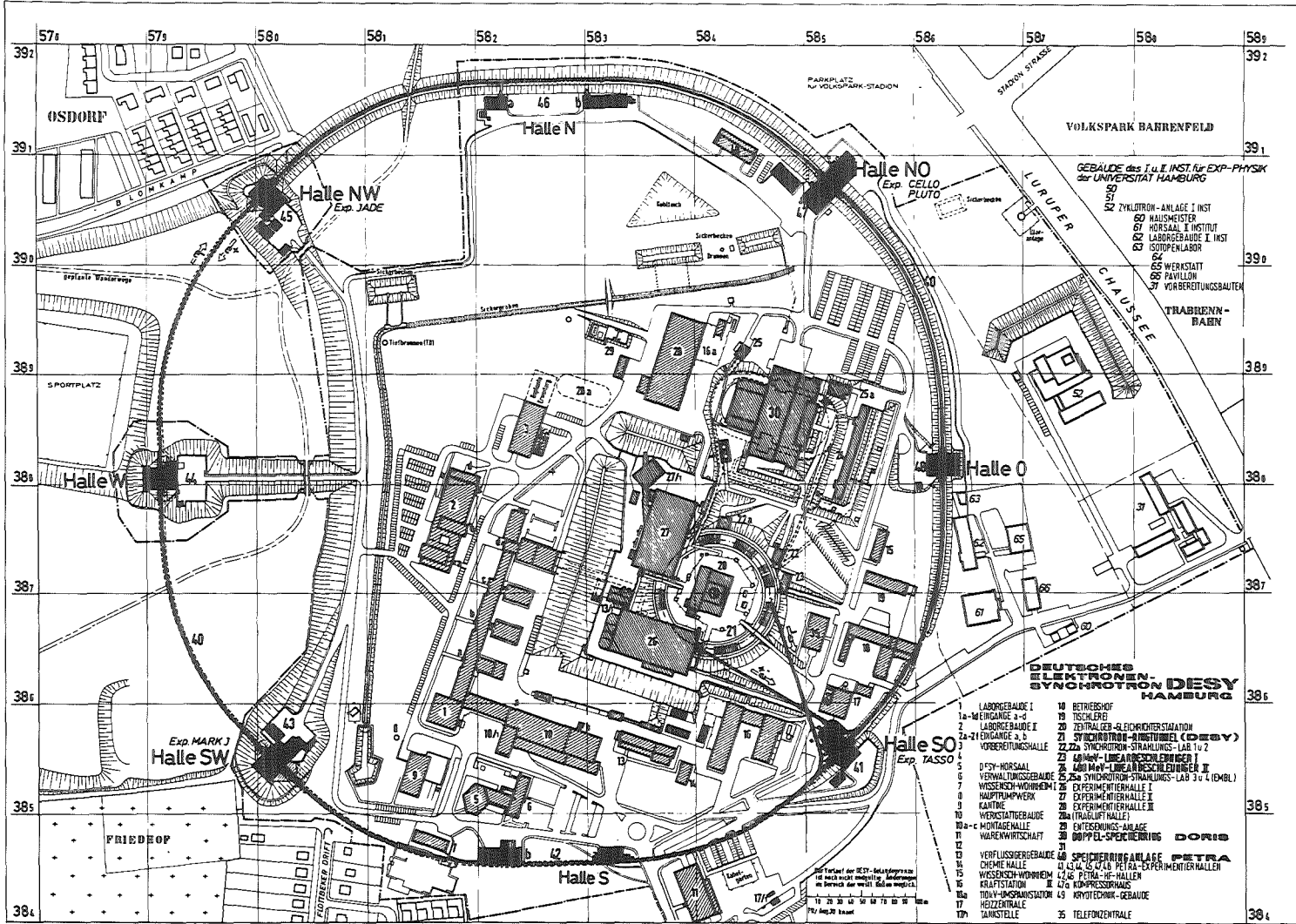
$$L = \frac{I^+ I^-}{4 \pi e^2 v N_B \sigma_x \sigma_y} .$$

Dabei sind

- I^\pm Teilchenströme für Positronen bzw. Elektronen
- e Elementarladung
- N_B Anzahl der Teilchenbündel
- v Umlauffrequenz der Teilchenbündel
- $\sigma_{x,y}$ Strahlausdehnung senkrecht zur Bewegungsrichtung

Offensichtlich läßt sich die Luminosität vergrößern, indem man die Ströme erhöht oder die Strahlen besser fokussiert. Die maximal erreichbare Strahlenergie wird begrenzt durch das Auftreten der Synchrotronstrahlung. Die abgestrahlte Leistung ist proportional der 4. Potenz der Energie und

Abbildung 12. DESY - Gelände in Hamburg



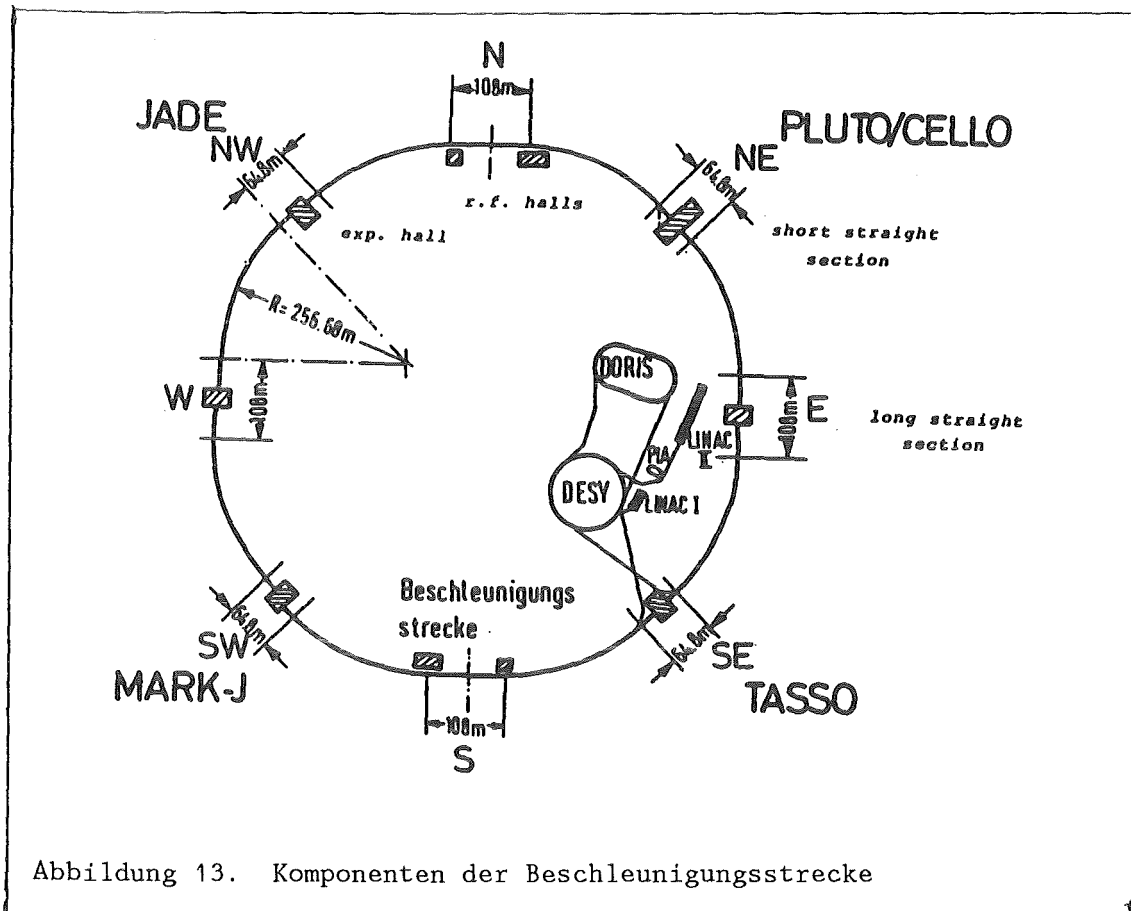


Abbildung 13. Komponenten der Beschleunigungsstrecke

umgekehrt proportional dem Krümmungsradius der Teilchenbahn in den Ablenkstrecken. Die maximale Energie ist erreicht, wenn die gesamte Beschleunigerleistung als Synchrotronstrahlung wieder abgestrahlt wird. Die Luminosität steigt zunächst $\sim E^2$ an, um dann in der Nähe der Maximalenergie sehr steil abzufallen. Durch die Synchrotronstrahlung wird auch die Energie der Teilchen verschmiert und damit die Qualität der Fokussierung begrenzt.

Die Leistungsfähigkeit von PETRA wurde nach und nach erhöht. Durch Verbesserung der Fokussiereinrichtungen ließen sich die Strahlquerschnitte in den Wechselwirkungspunkten verkleinern. Durch den Einbau zusätzlicher Beschleunigungsstrecken konnte die maximal erreichbare Energie immer mehr erhöht werden. In den Jahren 1983 und 1984 wurden Schwerpunktsenergien bis zu 46.8 GeV erreicht. Dies ist der höchste Wert für e^+e^- -Beschleuniger bis zur Fertigstellung von SLC am SLAC in Kalifornien, TRISTAN am KEK in Japan und LEP am CERN in Genf. Im Vergleich dazu liegt die maximal erreichbare Energie des PEP-Speicherringes bei 29 GeV. Man hat intensiv nach neuen Teilchen in diesem Energiebereich gesucht.

Die Beschleunigung der Teilchen erfolgt in mehreren Stufen. Die Elektronen werden in einem Linearbeschleuniger (LINAC I) auf 50 MeV gebracht und dann im Synchrotron DESY auf 7 GeV vorbeschleunigt. Danach werden sie in PETRA gespeichert. Die Positronen werden erzeugt, indem man Elektronen auf ein Target schießt. Sie werden in LINAC II auf 400 MeV beschleunigt und in PIA akkumuliert. Danach werden sie, von DESY vorbeschleunigt, ebenfalls mit 7 GeV in entgegengesetzter Richtung in PETRA eingeschossen. Nun beschleunigt PETRA alle Teilchen gleichzeitig auf die Endenergie. Im PETRA - Strahlrohr laufen jetzt in je 2 Bündeln Elektronen und Positronen in entgegengesetzter Richtung um. Dabei treffen sie sich in 4 Wechselwirkungs-zonen. Die Lebensdauer dieser Teilchenbündel ist im wesentlichen durch Streuung am Restgas im Strahlrohr begrenzt. Sie beträgt bis zu 10 Stunden. Danach muß PETRA neu gefüllt werden. Abbildung 13 zeigt schematisch die einzelnen Komponenten der Beschleunigungsstrecke. Die technischen Daten von PETRA sind in Tabelle 5 aufgelistet.

Umfang	2304 m
mittl. Krümmungsradius	256.69 m
Dipolkrümmungsradius	192.05 m
Anzahl der Bündel	2 x 2
Maße der Bündel L x B x H	20 x 0.5 x 0.12 mm
Teilchenzahl pro Bündel	$\approx 2 \times 10^{11}$
Anzahl der Wechselwirkungs-zonen	4
Einschußenergie	7 GeV
Anzahl der Beschleunigungsstrecken	112 mit 500 MHz 24 mit 1 GHz
max. Hochfrequenzleistung	10 MW
max. Strahlenergie	23.4 GeV
Luminosität pro Experiment :	
Maximum pro Tag	$\leq 450 \text{ nb}^{-1}/\text{d}$
Summe von 1984 (214 d)	20600 nb^{-1}
Strahllagegenauigkeit	$\leq 1/10 \text{ mm}$
max. Strom pro Teilchenpaket bei max. Energien	3.5 mA
Vakuum im Strahlrohr	$2 \times 10^{-12} \text{ bar} + 10^{-13} \text{ bar}/\text{mA}$
Lebensdauer einer Füllung	$\leq 10 \text{ h}$

Tabelle 5 : Technische Daten des PETRA - Speicherrings

6. CELLO

Der Detektor CELLO [34] wurde zu Beginn des Jahres 1980 nach etwa 5 Jahren Planung und Bau von einer deutsch - französischen Kollaboration (siehe "Autorenliste der CELLO - Kollaboration") in Betrieb genommen. Sein Aufbau erlaubt besonders gut, Photonen zu erkennen und Elektronen von Hadronen zu unterscheiden. Er überdeckt fast den ganzen Raumwinkel und ist zylindersymmetrisch um Wechselwirkungspunkt und Strahlrohr angeordnet. Abbildung 14 zeigt eine Zeichnung des CELLO - Detektors in Front- und Seitenansicht.

Die wichtigsten Detektorkomponenten sind

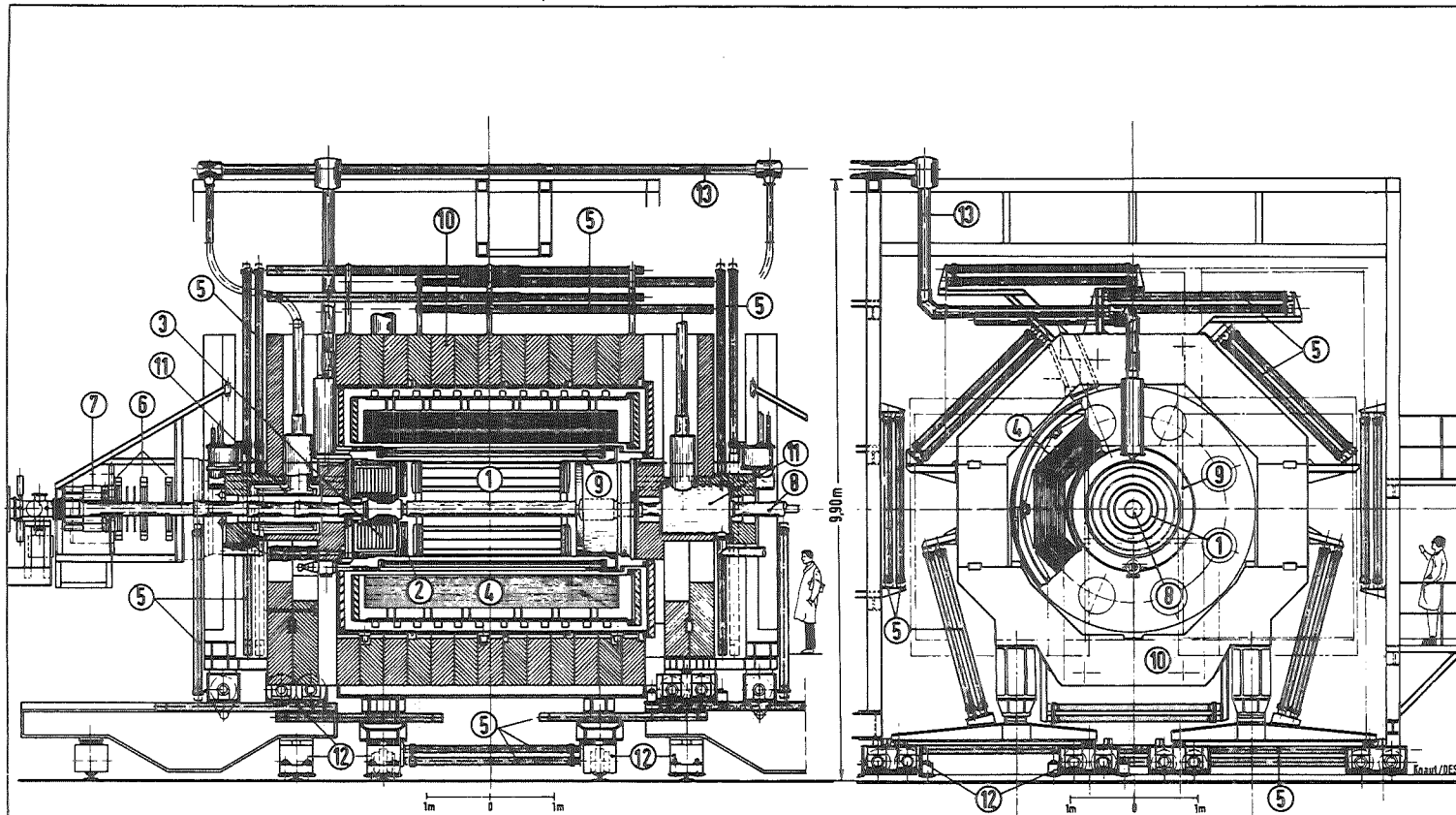
- der Vertexdetektor, bestehend aus 2 Lagen von Driftrohren,
- der Innendetektor, konzentrisch um das Strahlrohr aus 7 Lagen von Driftkammern und 5 Lagen von Proportionalkammern aufgebaut,
- die supraleitende Magnetspule, die den Innendetektor umgibt und ein Feld von 1.3 T erzeugt,
- das zentrale Blei - flüssig Argon - Kalorimeter, bestehend aus 16 fein segmentierten Bleistreifenpaketen in einem großen Kryostaten,
- das Eisen, das Hadronen absorbiert und als Rückflußjoch für das Magnetfeld dient,
- der Myondetektor, bestehend aus 30 ebenen Proportionalkammern, die den ganzen Detektor umgeben und geladene Teilchen nachweisen, die das Eisen durchdringen und
- die Detektoren unter kleinen Winkeln, die aus ebenen Driftkammern und je zwei Blei - flüssig Argon - Endkappenmodulen bestehen.

Mit diesen Komponenten werden insgesamt 97 % des vollen Raumwinkels überdeckt.

- Ein sehr flexibles Triggersystem kombiniert Informationen der einzelnen Detektorkomponenten und erkennt die Struktur guter e^+e^- - Ereignisse. Es startet
- die Detektorauslese, bestehend aus einem CAMAC - ROMULUS System, das von einem Computer des Typs PDP 11 gesteuert wird.

Im Folgenden werden die Komponenten etwas genauer beschrieben, die für diese Analyse besonders wichtig waren.

Abbildung 14. Der CELLO - Detektor bei PETRA



- | | |
|--|------------------------------------|
| 1 Central Drift-and Proportional Chambers | 8 Vacuum Beam Pipe |
| 2 Endcap Proportional Chambers | 9 Superconducting Coil of Detector |
| 3 Endcap Shower Counters (liquid Argon) | 10 Iron Yoke |
| 4 Cylindric Shower Counters (liquid Argon) | 11 Compensation Coils |
| 5 Proportional Chambers for Muon Detection | 12 Moving Devices |
| 6 Drift Chambers for Forward Detector | 13 Feed Lines for Liquid Helium |
| 7 Shower Counter for Forward Detector | |

Participants:
 Orsay
 Saclay
 University (III) of Paris
 MPI, München
 GfK, Karlsruhe
 DESY, Hamburg

DETECTOR CELLO
 Total Weight: ~ 1400 t
 Magnet Field: 15 kG

6.1 DIE MAGNETSPULE

Um die Impulse geladener Teilchen zu messen, ist der Spurdetektor von einer supraleitenden Spule umgeben, die ein homogenes Magnetfeld von 1.3 Tesla erzeugt. Die geladenen Teilchen werden durch die Lorentzkraft auf Schraubenlinien gezwungen, deren Achse parallel zum Strahl liegt. Die Krümmung ihrer Flugbahn ist ein Maß für den Impuls der Teilchen. Die Spule ist sehr dünn gebaut. Damit ist es möglich, hinter der Spule auch niederenergetische Photonen nachzuweisen und Elektronen an ihrer Schauerentwicklung zu erkennen. Außerdem bleibt eine gute Energieauflösung im Kalorimeter erhalten. Die technischen Daten der CELLO - Magnetspule sind in Tabelle 6 aufgeführt.

Volumen	6.15 m ³
Betriebsfeld	1.32 T
Betriebsstrom	2954 A
Dicke der Spule	0.49 X ₀
Material der Wicklung	Nb-Ti in Cu

Tabelle 6 : Technische Daten der CELLO - Magnetspule

6.2 DER SPURDETEKTOR

Der Spurdetektor besteht aus 2 Vertex-, 7 Drift- und 5 Proportionalkammern. Die geladenen Teilchen werden aufgrund der Ionisation des Kammergases entlang ihrer Flugbahn in den zylindrisch angeordneten, aufeinanderfolgenden Lagen von Vertex-, Drift- und Proportionalkammern nachgewiesen (siehe Tabelle 7).

Beim Durchgang geladener Teilchen durch die Kammern übt die bewegte Ladung eine Kraft auf die Atome des Materials aus und ionisiert die Atome. Der elementare Prozeß des Abbremsens von Teilchen in Materie wird durch die Bethe - Bloch - Formel beschrieben. Sie gibt den Energieverlust auf einer Wegstrecke dx an.

Lage	Kammer- typ	Abstand vom Vertex (mm)	Zahl der Anoden	Drahtabstand (mm)	Zahl der Kathoden	
					90°	30°
1	Vertex	109	128	5.35		
2	Vertex	114	128	5.60		
3	Prop	170	512	2.09	252	256
4	Prop	210	512	2.58	228	256
5	Drift	255	104	15.41		
6	Drift	304	128	14.92		
7	Prop	357	1024	2.19	366	512
8	Drift	402	168	15.03		
9	Drift	451	192	14.76		
10	Drift	500	208	15.10		
11	Prop	553	1536	2.26	420	768
12	Drift	598	256	14.68		
13	Drift	647	256	15.88		
14	Prop	700	1536	2.86	494	768

Tabelle 7 : Aufbau des Spurdetektors im CELLO - Detektor

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e c^2} \cdot \frac{N_0 Z}{A\beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1-\beta^2)I} - \beta^2 \right)$$

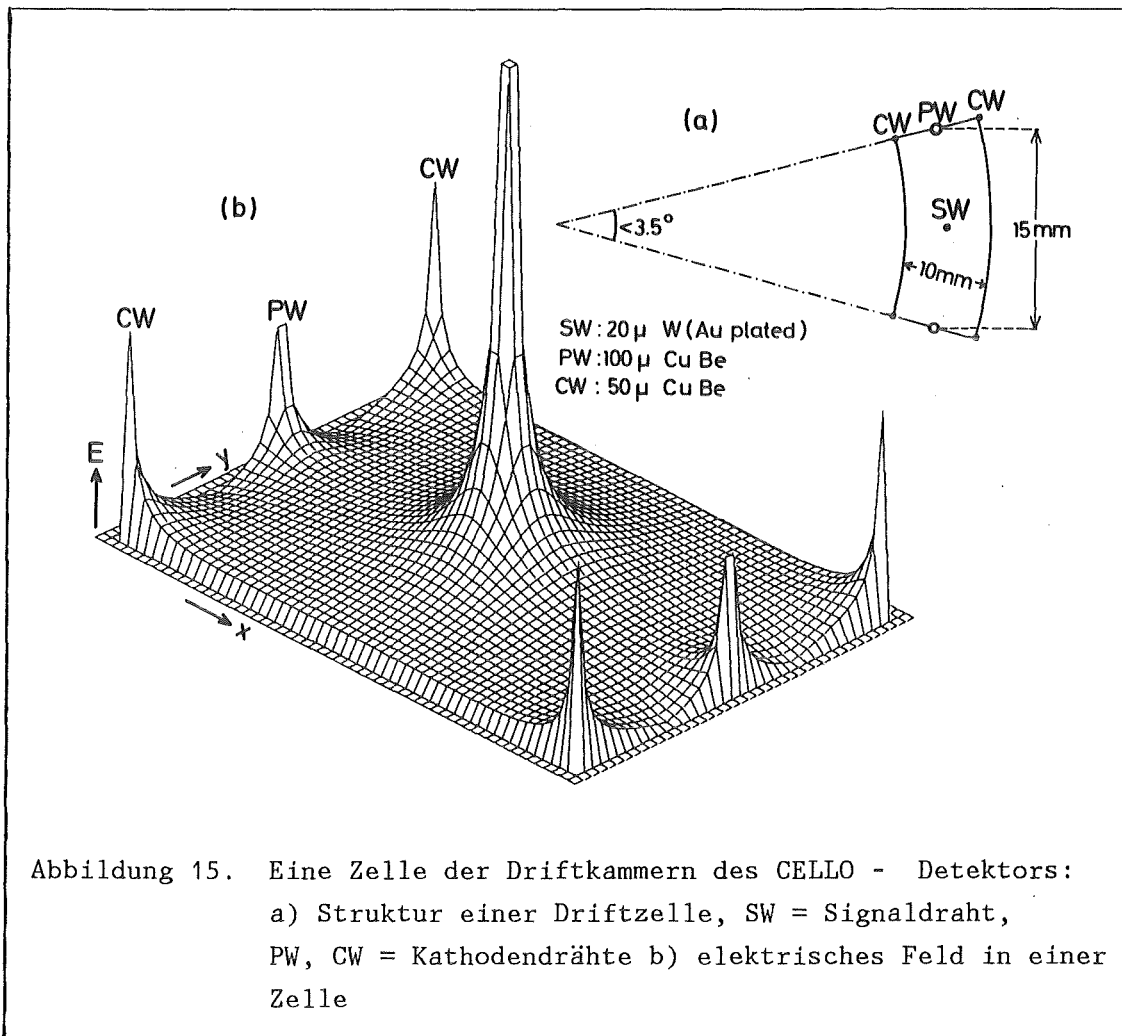
Dabei ist m_e die Elektronenmasse, e die Elementarladung, z und v sind die Ladungszahl und die Geschwindigkeit des Projektils, und β bezeichnet v/c . Z und A sind die Ladungs- und Massenzahl des Mediums, N_0 ist die Avogadrozahl, und I ist die typische Ionisierungsenergie der Atome. Die Energiedepositionen entlang der Flugbahn des Teilchens werden gemessen und zu einer Spur zusammengefaßt. Der Impuls und das Ladungsvorzeichen der Teilchen wird aus der Stärke und Richtung der Krümmung der Spur im Magnetfeld bestimmt. Insgesamt überdeckt der Spurdetektor etwa 91 % des vollen Raumwinkels. Der Spurdetektor ist nur etwa $0.022 X_0$ dick. Die Impulsauflösung beträgt $\sigma(p_{r\phi}) / p_{r\phi} = 1.2 \% \cdot p_{r\phi}$ und die Vertexpauflösung $\sigma(r) = 300 \mu\text{m}$.

Direkt um das Strahlrohr befinden sich zwei Lagen von je 128 Driftrohren, die die Vertex- und die Impulsauflösung verbessern [35]. Die beiden Lagen wurden deshalb auch um einen halben Rohrdurchmesser gegeneinander versetzt. Die Driftrohre bestehen aus sehr dünnen, gasgefüllten Aluminiumrohren, in denen, entlang ihrer Achse, ein Anodendraht gespannt ist. Hochenergetische, geladene Teilchen ionisieren beim Durchgang einige (≈ 100) Moleküle des Kammergases. Die frei werdenden Elektronen driften, durch das elektrische Feld beschleunigt, auf den Signaldraht zu. In der Nähe des Signaldrahtes ist die Beschleunigung so groß, daß die Elektronen ihrerseits weitere Moleküle ionisieren können. Diese sogenannte Gasverstärkung bewirkt, daß typischerweise etwa 10^6 Elektron - Ion - Paare entstehen. Am Signaldraht wird, hauptsächlich durch die Bewegung der positiven Ionen, ein Signal erzeugt. Die Zeit, die seit dem Teilchendurchgang bis dahin vergangen ist, heißt Driftzeit. Sie ist eine Funktion des Abstandes der Teilchenbahn vom Signaldraht. Die genaue Kenntnis dieser Beziehung erlaubt, den Ort des Teilchendurchganges sehr genau aus den Koordinaten des Drahtes und der gemessenen Driftzeit einzugrenzen. Die Koordinate entlang des Drahtes kann mit diesen Kammern nicht gemessen werden. Neutrale Teilchen können in solchen Detektoren nicht nachgewiesen werden. Die technischen Daten der Vertexkammern sind in Tabelle 8 aufgelistet.

Zahl der Driftrohre	2 x 128
Dicke der Aluminiumrohre	0.18 mm
Abstand vom Vertex Lage 1	10.90 cm
Lage 2	11.37 cm
Drahtlänge	1.0 m
Gasmischung	50 % Argon
	50 % Äthan
Strahlungsdicke	1.23 % X_0
Ortsauflösung	181 μm
Akzeptanz	$0 < \cos\theta < 0.96$

Tabelle 8 : Technische Daten des CELLO - Vertexdetektors

Die Driftkammern [36] erlauben eine sehr genaue Messung der Spurpunkte in der Ebene senkrecht zum Strahl ($r\phi$ - Ebene). Die Driftzellen haben eine sehr einfache Struktur, die in Abbildung 15 gezeigt ist. Sie bestehen aus einem Anodendraht, der von 4 Kathodendrähten und 2 Potentialdrähten umgeben ist. Benachbarte Driftzellen benützen gemeinsam die Kathoden- und Potentialdrähte entlang ihrer Berührungsfläche. Dadurch wird das Material



im Weg der Teilchen gering gehalten und damit die Zahl der sekundären Wechselwirkungen (wie z.B. Paarbildung) innerhalb der Drahtkammern. Die Funktionsweise der Driftkammern entspricht der der Vertexkammern. Tabelle 15 zeigt die technischen Daten der Driftkammern.

Jede der 5 Proportionalkammerlagen besteht aus einem inneren und einem äußeren Kathodenzylinder [37]. Dazwischen liegen die Anodendrähte. Die Kathodenzylinder bestehen aus Mylarfolien, die mit elektrisch leitenden Streifen beschichtet sind. Diese Streifen haben Winkel von 30° bzw. 90° zu den Anodendrähten. Das Prinzip der Proportionalkammern entspricht dem der Driftkammern. Auch hier werden Gasmoleküle ionisiert, Elektronen driften zum Signaldraht, wo Gasverstärkung stattfindet. Im Gegensatz zu den Driftkammern wird keine Driftzeit, sondern nur die Signalhöhe auf den Anoden- und Kathodenstreifen gemessen. Durch den Vergleich der Signale auf den Anoden und Kathoden lassen sich Punkte der Teilchenspuren dreidimensional rekonstruieren. Die technischen Daten der Proportionalkammern sind in Tabelle 10 aufgeführt.

Anodendrähte (20 μm , W)	1312
Potentialdrähte (100 μm , Cu-Be)	1312
Kathodendrähte (50 μm , Cu-Be)	2624
Drahtlänge	2.2 m
Gasmischung	50 % Argon 50 % Äthan
typ. Driftgeschwindigkeit	50 μm / ns
Ortsauflösung ($r\phi$ - Ebene)	130 μm
Winkelauflösung	3 mrad

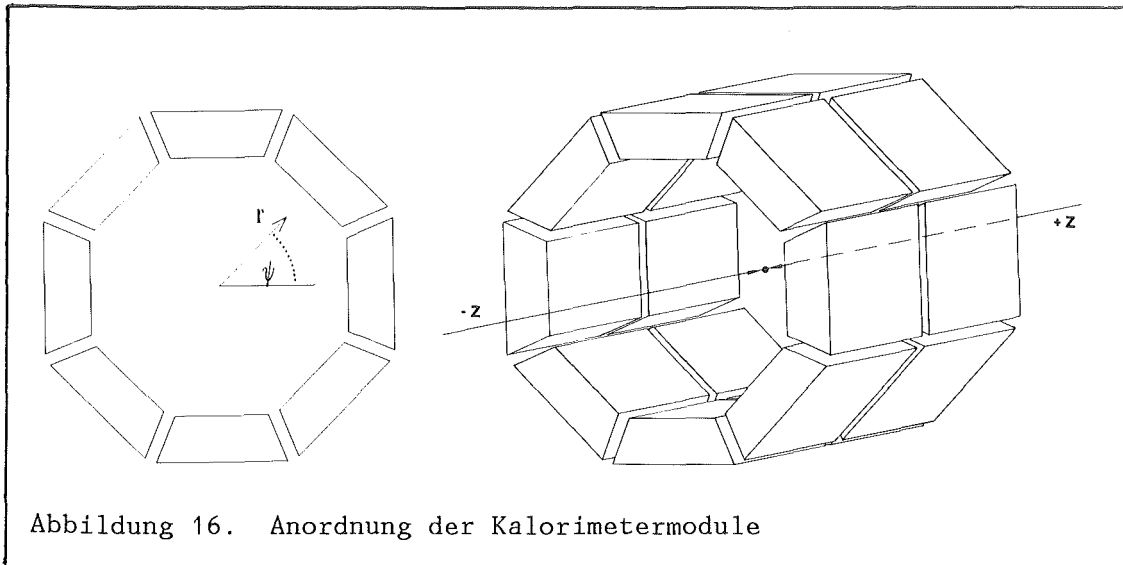
Tabelle 9 : Technische Daten der CELLO - Driftkammern

Anodendrähte (20 μm W)	5120
Drahtlänge	2.2 m
Gasmischung	80 % Argon 20 % Isobutan 0.18 % Freon
Kathodenstreifen 30°	2560
90°	1760
Ortsauflösung $r\phi$ - Ebene	Drahtabstand / $\sqrt{12}$
rz - Ebene	440 μm
Winkelauflösung	2 mrad

Tabelle 10 : Technische Daten der CELLO - Proportionalkammern

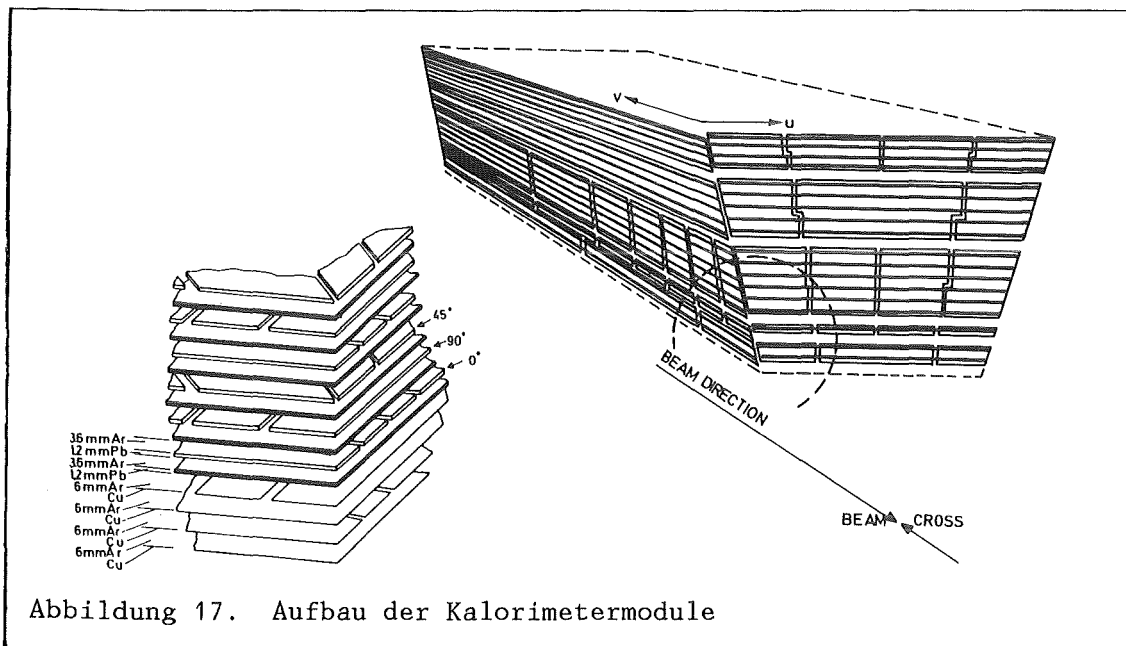
6.3 DAS FLÜSSIG ARGON - BLEI - KALORIMETER

Das CELLO - Kalorimeter ist ein Flüssigkeits - Ionisationszähler und befindet sich zwischen der Magnetspule und dem Eisenjoch. Es besteht aus dem großen Zentralkalorimeter und den beiden kleinen Endkappen. Das zentrale Kalorimeter besteht aus 16 Bleiplattenpaketen mit trapezförmigem Querschnitt, die in einem großen Kryostaten in 2 Achtecken hintereinander angeordnet sind (siehe Abbildung 16). Alle Module haben denselben Aufbau, der in Abbildung 17 dargestellt ist. Ganze Bleiplatten, die auf



Erdpotential liegen, trennen je zwei Ebenen von Bleistreifen unterschiedlicher Orientierung. Die Bleistreifen können um 0° , 45° oder 90° zur Strahlrichtung gedreht sein und liegen auf Hochspannung. Die Zwischenräume sind mit flüssigem Argon aufgefüllt.

Der Energieverlust von Elektronen wird bei hohen Energien und dichten Materialien durch das Auftreten von Bremsstrahlung dominiert. Dieser Energieverlust ist gegeben durch



$$- \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{Bremsstr.}} = 4 \alpha \frac{N_0}{A} \left(\frac{Ze^2}{mc^2} \right)^2 E \cdot \ln \frac{183}{Z^{1/3}} = \frac{E}{X_0}$$

X_0 heißt Strahlungslänge. Elektronen und Photonen hoher Energie erzeugen in nacheinander ablaufenden Prozessen Bremsstrahlung oder Elektron - Positron - Paare, die dann weiter abgebremst werden. Dadurch entsteht eine Lawine, in der die Teilchenzahl im Detektormaterial exponentiell anwächst. Wenn die Energie der Teilchen unter die kritische Energie fällt, unterhalb derer nur noch Energieverlust durch Ionisierung stattfinden kann, so bricht die Teilchenmultiplikation ab. Durch Coulombstreuung der geladenen Teilchen wird der Schauer lateral aufgeweitet. Alle anderen Teilchen sind zu schwer, um wesentlich Energie durch Bremsstrahlung zu verlieren. Sie erleiden, auch in dichten Medien, lediglich den Energieverlust durch Ionisation (Bethe - Bloch - Formel). Nur Hadronen haben eine weitere Möglichkeit, mit der Materie zu wechselwirken. Analog zur Teilchenmultiplikation im elektromagnetischen Schauer können in unelastischen Hadron- Streuereignissen weitere Hadronen gebildet werden, die einen ähnlichen Schauer bilden. Die Wirkungsquerschnitte dafür sind allerdings viel kleiner als für die Elektron- und Photonreaktionen mit Materie. Deshalb können Hadronen sehr viel mehr Material durchdringen als Elektronen, bevor sie mit dem Detektor wechselwirken.

Teilchen, die das Kalorimeter durchdringen, erzeugen im Blei viele Sekundärteilchen, die das Argon ionisieren. Die Ionisationsladung wird durch die Hochspannung auf den einzelnen Streifen gesammelt und mit einer sehr rauscharmen Elektronik gemessen. Die Streifenstruktur und deren unterschiedliche Orientierung erlauben die dreidimensionale Rekonstruktion von Schauern. Die Streifen wurden zum Teil elektronisch gekoppelt. Das geschah so, daß dünne Bereiche gleichen Raumwinkels auf einen elektronischen Kanal gelegt wurden. Insgesamt blieben 17 unabhängige Ebenen von Bleistreifen pro Modul übrig, die in 6 Lagen in der Tiefe gruppiert werden. Jede Lage enthält Ebenen der verschiedenen Orientierungen. Vor den Bleiplatten befinden sich noch zwei Ebenen von Kupferstreifen, die der dE / dx Messung dienen. Damit ist eine sehr detaillierte Messung der longitudinalen Schauerentwicklung möglich. Pro Modul können 576 elektronische Kanäle ausgelesen werden. Das Kalorimeter ist so dimensioniert, daß es von Hadronen meist durchdrungen wird, ohne daß es zu hadronischen Reaktionen kommt, wogegen auch sehr hochenergetische Elektronen und Photonen immer im Kalorimeter gestoppt werden. Neben der Messung der Ladung auf den einzelnen Streifen werden auch Kanäle ganzer Bereiche eines Moduls analog aufsummiert und als Signal für den neutralen Trigger verwendet. Tabelle 11 zeigt die Eigenschaften des Kalorimeters.

Material vor dem Kalorimeter	1.1 X ₀
Dicke des Kalorimeters	20 X ₀
	0.9 λ ₀
Dicke der Bleilagern	1.2 mm
Abstand der Bleilagern	3.6 mm
Breite der Bleistreifen 0° und 90°	2.3 cm
45°	3.25 cm
Anzahl der elektronischen Kanäle	9216
Hochspannung	2.5 - 5.0 kV
Akzeptanz	cosθ < 0.9
inaktiver Bereich zwischen den Modulen	≤ 3.5 %
Energieauflösung	σ(E) / E ≤ 0.13 / √E
Winkelauflösung	≤ 4 mrad

Tabelle 11 : Technische Daten des zentralen CELLO - Kalorimeters

6.4 DIE MYONKAMMERN

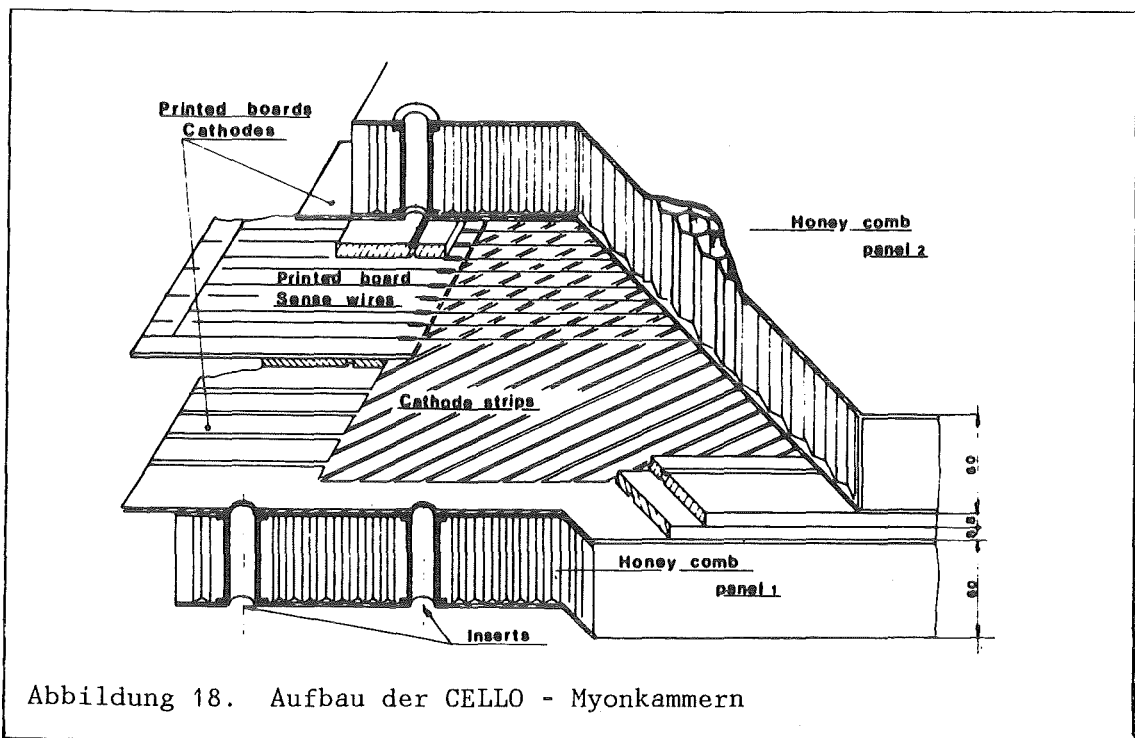


Abbildung 18. Aufbau der CELLO - Myonkammern

Außerhalb des Kalorimeters befindet sich der eiserne Hadronfilter von 5 - 8 Absorptionslängen (λ_0) Dicke, der gleichzeitig als Rückflußjoch für das Magnetfeld dient. Hier werden Hadronen zum großen Teil absorbiert, wogegen Myonen mit Energien über 1.6 GeV den Filter mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 85 % durchdringen [38]. Zu deren Nachweis befinden sich rund um den Detektor 30 große, ebene Proportionalkammern [39], die mit einer Fläche von etwa 200 m² 92 % des vollen Raumwinkels überdecken. Ihre Funktionsweise gleicht der der Proportionalkammern des zentralen Spurdetektors. Der Aufbau der Kammern ist in Abbildung 18 gezeigt. In der Ebene der Signaldrähte liegen Anoden und Potentialdrähte parallel. Diese Ebene wird umgeben von zwei Ebenen von Kathodenstreifen, die um 34° bzw. -34° gegen die Drahrichtung gedreht sind. Sowohl die Anoden als auch die Kathoden werden ausgelesen, und durch Vergleich der Signale können Raumpunkte rekonstruiert werden. Aufgrund der Vielfachstreuung der Myonen im Detektor und im Eisen ist in den Myonkammern eine Ortsauflösung von etwa 1 cm ausreichend. Die mechanische Stabilität erhalten die etwa 10 m² großen Kammern durch zwei Platten mit Wabenstruktur. Tabelle 12 listet die technischen Daten der Kammern.

Anzahl der Kammern	30
Abstand der Anodendrähte	12.7 mm
Breite der Kathodenstreifen	10.6 mm
überdeckter Raumwinkel	92 %
Ortsauflösung	6 mm

Tabelle 12 : Technische Daten der CELLO - Myonkammern

6.5 DAS TRIGGERSYSTEM

Während des Experimentierbetriebes treffen sich etwa 260000 mal pro Sekunde Elektronen und Positronen in der Wechselwirkungszone des Detektors. Meistens durchdringen sich jedoch die beiden Teilchenbündel, ohne daß eine der physikalisch interessanten Reaktionen stattfindet. Mit einem geeigneten Trigger versucht man nun, die wenigen guten Reaktionen zu erkennen, Untergrundereignisse wie Wechselwirkungen des Strahls mit dem Restgas oder der Wand des Vakuumrohrs und Trigger, die von elektronischen

Störungen ausgelöst wurden, zu verwerfen und die Auslese des Detektors zu initiieren, bevor sich die Strahlen zum nächsten Mal kreuzen. Der CELLO - Trigger verwertet Signale aller Detektorkomponenten, um diese Entscheidung zu treffen. Die wichtigsten Beiträge liefern jedoch auch hier der Spurdetektor und das Kalorimeter.

Der Spurtrigger [40] verwendet die Information von allen 5 Proportionalkammern und zwei Lagen von Driftkammern. Die Anodendrähte wurden in der $r\phi$ -Ebene in 64, die 90° -Kathodenstreifen in der rz-Projektion in 37 Sektoren eingeteilt. In einem großen, frei programmierbaren Speicher stehen alle möglichen Kombinationen von Sektoren (Masken), die von einer gültigen Spur in beiden Projektionen erzeugt werden können. Durch Vergleich mit diesen Masken können Spuren sehr schnell erkannt werden. Die Masken, und somit die Triggerbedingungen, können jederzeit vom Rechner modifiziert werden. In der Regel verlangt man Treffer in 5 von 7 Kammern, einen Mindestimpuls von etwa 350 MeV/c und einen Abstand vom Vertex, der kleiner ist als 1 cm, um eine $r\phi$ -Spur zu identifizieren. In der rz-Projektion müssen 4 von 5 Kammern angesprochen haben, und die Spur darf höchstens 15 cm am Wechselwirkungspunkt vorbeigehen. Der Spurtrigger erkennt gültige Spuren in mehr als 99 % aller Fälle.

Auch der neutrale Trigger [41] ist frei programmierbar und hat eine Logik, um Masken zu erkennen. Als Eingabe dienen ihm pro Modul des zentralen Kalorimeters zwei Summen ausgewählter Kanäle, die einmal im Bereich $1 - 17 X_0$ (Summe A), zum anderen zwischen 4 und $7 X_0$ (Summe B) liegen. Diese Summen werden mit sehr schnellen Analog - Digital Wandlern digitalisiert. Die Summe B wird sogar zweimal kurz hintereinander gemessen, um die zeitliche Lage des Signals genau messen zu können. Die insgesamt 3×16 digitalen Werte dienen als Adressen für eine mehrstufige Logik, bestehend aus frei programmierbaren Speichern, die in der Lage ist, recht komplizierte Muster im Kalorimeter zu erkennen und Untergrundereignisse (z.B. kosmische Strahlung und elektronische Störungen), die nicht exakt zum Zeitpunkt einer Strahlkreuzung im Detektor stattfinden, zu verwerfen.

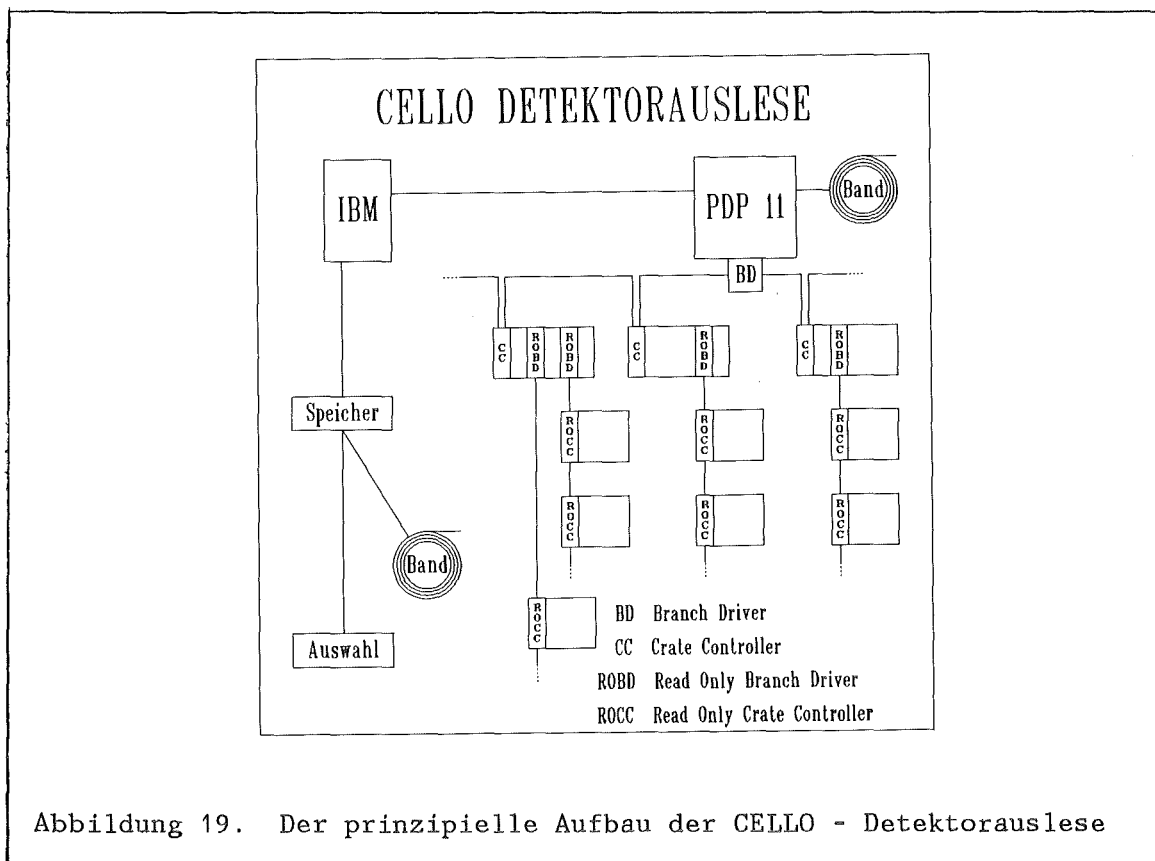
Parallel erzeugen die analogen Summen auch noch logische Signale, wenn sie die Schwellen von Diskriminatoren überschreiten. Diese Signale werden logisch kombiniert und liefern unabhängige Trigger. Dieser Trigger ergänzt den flexibleren Maskentrigger bei sehr hohen Energien und erlaubt Tests der Effektivitäten der einzelnen Trigger.

Den endgültigen Anstoß zur Detektorauslese gibt der CELLO - Mastertrigger. Er sammelt die Triggersignale der einzelnen Detektorkomponenten und vergleicht die Triggerbedingungen mit vorprogrammierten Signaturen. Die

wichtigsten Trigger verlangen entweder mehrere Spuren im Innendetektor oder eine Spur und Energiedeposition im Kalorimeter oder nur viel Energie im Kalorimeter. Die Entscheidung des Mastertriggers liegt etwa $2.5 \mu\text{s}$ nach der Strahlkollision im Detektor vor. Multihadronische Ereignisse in der Akzeptanz des Innendetektors, wie sie in dieser Arbeit untersucht werden, lösen mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 99 % einen Trigger aus. Typische Triggerraten betragen ungefähr 5 Hz, Annihilationen in Hadronen ereignen sich allerdings nur etwa alle 15 Minuten.

6.6 DIE DETEKTORAUSSLESE

Nachdem der Trigger ein Ereignis als gut klassifiziert hat, werden zunächst alle weiteren Strahlkreuzungen ignoriert, und der Experimentrechner (PDP) beginnt, die Daten auszulesen. Dies geschieht mit einem baumartig aufgebauten CAMAC - ROMULUS System (siehe Abbildung 19).



Jede Detektorkomponente hat ihren eigenen Ast, der mit einem Kleinrechner überwacht und gewartet werden kann. Der Stamm des Baumes mündet in den Experimentrechner. Der liest die einzelnen Äste nacheinander aus, bis alle Einheiten ihre Information abgegeben haben. Da die größeren Komponenten aufgrund der riesigen Anzahl von Kanälen nicht immer komplett ausgelesen werden können, geben nur die Kanäle ihre Information weiter, in denen ein deutlich vom Rauschen verschiedener Inhalt verzeichnet wird. Das hat zur Folge, daß die Länge des Ereignisses und damit die für die Auslese benötigte Zeit drastisch abnimmt. Der Auslesecomputer überprüft sofort, ob das Ereignis zurecht ausgelesen wurde, indem er die Triggerentscheidung nachvollzieht und verifiziert, und er versucht eine erste Klassifizierung des Ereignisses. Die Ereignisse werden zum Großrechner des DESY - Rechenzentrums übertragen und dort auf Band geschrieben. Der Experimentrechner überwacht die Datennahme, indem er, je nach Auslastung, Ereignisse aus dem Datenstrom nimmt und gründlich analysiert. Diese Monitorereignisse lassen praktisch sofort erkennen, ob der Detektor im großen und ganzen fehlerfrei arbeitet. Die komplette Auslese eines Ereignisses dauert etwa 0.05 s. Im Mittel ist es um die 4000 Worte lang.

6.7 DIE DETEKTORSIMULATION

Die von den Generatoren erzeugten Ereignisse können nicht mit den experimentellen Daten verglichen werden, da sie nicht durch einen realistischen Detektor gemessen und verändert wurden. Auch die besten Detektoren haben nur begrenzte Nachweismöglichkeiten. Die Messung von Energie, Impuls und Ort einzelner Teilchen ist immer mit Fehlern behaftet, die Teilchenidentifikation ist oft nur statistisch möglich, durch Lücken im Detektor gehen Teilchen verloren, oder sie können prinzipiell nicht mit großer Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden. Alle diese Prozesse verändern das Erscheinungsbild eines Ereignisses. Diese Effekte lassen sich korrigieren, wenn man die Wechselwirkung der Teilchen mit der Materie der Apparatur im Detail kennt und daraus die globalen Wirkungen auf das gesamte Ereignis berechnet.

Die Simulationsprogramme enthalten diese Prozesse. Sie sind sehr umfangreich, da sie in gewisser Weise den komplexen Aufbau der Detektoren widerspiegeln. Obwohl die Simulationen so unterschiedlich wie die Detektoren sind, lassen sich doch wichtige Teile der Programme universell verwenden.

So wird zur Beschreibung von elektromagnetischen Kaskadenschauern, wie sie beim Durchgang von Elektronen und Photonen durch Materie auftreten, in der Regel das Programm EGS [42] benutzt. Man kann damit Schauer in reinen, geschichteten oder gemischten Materialien erzeugen. Zu diesem Zweck werden Tabellen von Wirkungsquerschnitten für Photoeffekt, Compton-, Coulombstreuung und Paarbildung an den Elementen 1 bis 100 (H bis Fm) verwendet. Positronen können annihilieren, und die entstehenden Teilchen werden in der Kaskade weiterverfolgt. Elektronen und Positronen werden verschieden behandelt, wie es die exakten Formeln vorschreiben. Geladene Teilchen mit Energien ab 1.5 MeV und Photonen mit Energien ab 1 keV können simuliert werden. Schließlich enthält EGS einen Mechanismus, der für eine gegebene Geometrie die erzeugte Ladung in gewissen Bereichen aufsammelt.

HETC [43] ist ein Monte - Carlo - Transportprogramm für die Berechnung der Eigenschaften hochenergetischer Kern - Meson - Kaskaden in Materie. Es behandelt Proton-, Neutron-, Pion- und Myonreaktionen mit Kernen nach gängigen Modellen aus der Kernphysik. HETC berechnet Energie und Richtung der emittierten Kaskadennukleonen und -pionen, der abgedampften Nukleonen, Deuteronen, Tritonen, He³- und α - Teilchen und Masse, Ladung und Energie des verbleibenden Kerns. Für inelastische Reaktionen werden Modelle in Verbindung mit gemessenen Wirkungsquerschnitten verwendet, elastische Stöße berechnet HETC nur nach experimentellen Wirkungsquerschnitten.

Der Einfluß des CELLO - Detektors auf die Ereignisse wird mit einer Simulation der Apparatur erfaßt und korrigiert. Die Teilchen von Generatorereignissen werden mit Hilfe mehrerer Programme den verschiedensten Reaktionen im Detektor ausgesetzt [44].

Zunächst werden die Teilchen vom Programm PTRAK im Magnetfeld durch den Innendetektor transportiert. PTRAK berechnet die Krümmung der Spuren im Magnetfeld und die Ionisierung des Kammergases entlang der Spur, es konvertiert Photonen an der Materie des Detektor, erzeugt Protonen, Neutronen und Pionen durch Kernwechselwirkungen nach dem HETC - Kode [43] und läßt K_L^0 , π^\pm und neu erzeugte π^0 zerfallen. Elektronen und Photonen werden im Kalorimeter und im Eisen von dem Programm EGS simuliert [42]. Für alle anderen Teilchen wird der HETC - Kode verwendet, um die Wechselwirkungen mit Argon, Blei und Eisen zu bestimmen. Für jeden elektronischen Kanal wird die gesammelte Ladung berechnet.

Sind die Teilchen bis zum Ende des Hadronfilters verfolgt worden, so wird das Programm CELINT aufgerufen. Es simuliert die Driftzeiten der Gasionen

in den Driftkammern, berechnet die Signale in der Drift- und Proportional-kammerelektronik und digitalisiert die Pulse auf den Kalorimeterstreifen. Die Myonkammern werden komplett in CELINT simuliert. Man geht von der Extrapolation der Spur in PTRAK aus und bestimmt die getroffenen Drähte und Pulshöhen in den Myonkammern. CELINT simuliert für alle Kanäle der wichtigen Detektorteile das elektronische Rauschen und die endliche Nachweiswahrscheinlichkeit. Auch Untergrund von Photonen der Synchrotronstrahlung wird realistisch mitberücksichtigt. Danach werden die Energiesummen im Kalorimeter, die topologischen Muster im Innendetektor und die anderen Signale gebildet, mittels derer der Trigger seine Entscheidung fällt. Die Simulation des Triggers verwendet die Logik einer repräsentativen Periode der Datennahme.

Die Informationen über die Geometrie des Detektors, die Materialien der einzelnen Teile, das Magnetfeld und der Zustand der Elektronik zu bestimmten Zeiten stehen in Tabellen und werden von PTRAK, EGS, HETC und CELINT gelesen und verarbeitet. Diese Tabellen werden laufend aktualisiert und geben jeweils eine korrekte Beschreibung des momentanen Detektorzustandes. Zuletzt werden alle Informationen so formatiert, wie die Rohdaten des Experimentes ausgelesen werden. Im Prinzip sollten sich die Rohdaten von Experiment und Simulation nicht unterscheiden.

7. DATENAUFBEREITUNG

7.1 DER FILTER

Die Datenereignisse, die jetzt auf den Bändern stehen, sind immer noch zum großen Teil Untergrundereignisse. Um diesen Untergrund weitmöglichst loszuwerden, prüft ein Filterprogramm nun alle Rohdaten. Der Filter [45] rekonstruiert die $r\phi$ - Projektionen der geladenen Spuren aus den Koordinaten und Driftzeiten der getroffenen Drähte aller Kammern. In der rz- Projektion werden Spuren mit der Information der Proportionalkammern gefunden und daraus die z - Koordinate des Wechselwirkungspunktes bestimmt. Die Energiesummen des Kalorimeters, nun mit hochauflösenden Analog - Digital - Wandlern gemessen, ermöglichen auch die zeitliche Lage der Argonsignale sehr gut zu bestimmen. Aus den Signalen auf den einzelnen Kanälen werden erst in allen drei Projektionen und dann im dreidimensionalen Raum Schauer rekonstruiert. Mit diesen sehr viel zuverlässigeren Messungen muß mindestens ein Trigger verifiziert werden, um das Ereignis nicht zu verwerfen. Insgesamt werden vom Filter weniger als 3 % aller guten, physikalischen und weniger als 0.5 % der multihadronischen Ereignisse verworfen. Die Datenmenge wird jedoch um 90 % reduziert.

7.2 DIE REKONSTRUKTION

Die Rohereignisse, ob Daten oder Simulation, liegen zunächst noch in einer Form vor, die für physikalische Analysen nicht geeignet ist. Aus den Signalen der einzelnen Kanäle müssen erst Größen wie Impuls, Energie, Richtung und Anzahl der Teilchen abgeleitet werden. Das findet im nächsten Schritt, der Rekonstruktion, in identischer Weise für Daten- und Monte - Carlo - Ereignisse statt. Dieser Schritt ist sehr rechenintensiv und kann deshalb nicht mehr zentral auf einer Rechenanlage allein bewältigt werden. Die Rohdaten werden also auf die am Experiment beteiligten Gruppen je nach der Kapazität ihrer Rechner verteilt und dort mit identischen Programmen rekonstruiert.

Das Rahmenprogramm OFFRAM steuert den Ablauf der Rekonstruktion und versorgt die verschiedenen Teilprogramme mit der benötigten Information über den aktuellen Zustand des Detektors (geometrische Konstanten, Eichungen, Zustand des Detektors usw.). Seine wichtigsten Teile werden im Folgenden kurz genannt.

Im Programm CELPAT werden mit Hilfe der Punkte, die bei den Proportionalkammern durch Vergleich der Pulse auf Anoden und Kathoden, bei den Driftkammern durch Kombination von Drahtkoordinaten und Driftzeiten gewonnen wurden, räumliche Spuren im Innendetektor gesucht. Mit einem iterativen Verfahren wird versucht, Schraubenlinien durch möglichst viele dieser Punkte zu finden, die gleichzeitig dem Wechselwirkungspunkt nahe kommen. Für eine Spur müssen mindestens 7 Punkte auf einer solchen Linie gefunden werden. Bei mangelnder Information in der rz - Ebene werden Spuren auch nur in der $r\phi$ - Ebene rekonstruiert. Zu jeder Spur wird ein Impuls aus ihrer Krümmung berechnet. Anschließend versucht das Programm CLGEOM die von CELPAT gefundene Anpassung zu verbessern, indem es Inhomogenitäten im Magnetfeld berücksichtigt und den Wechselwirkungspunkt als Spurpunkt mitbenutzt.

Für Impulse $p > 0.25 \text{ GeV}/c$ werden in multihadronischen Ereignissen 72 % aller Spuren auch gefunden, wobei etwa 7 % der rekonstruierten Spuren vom Programm durch Aufsammeln von Untergrund oder Punkten anderer Spuren erfunden werden.

LATRAK, das Rekonstruktionsprogramm für Schauer im Kalorimeter, ermittelt mit Hilfe der Korrelationen zwischen den Streifen unterschiedlicher Orientierung in jeder Lage der Module zweidimensionale Zellen, welche die beobachtete Pulsverteilung am besten wiedergeben. Innerhalb der Lage werden Zellen zu Ladungshaufen, und Ladungshaufen verschiedener Lagen zu Schauern zusammengefaßt. Einzelne Schauer können auch in Teilschauer aufgeteilt werden, wenn die Rekonstruktion auf den Überlapp zweier Schauer hinweist. Die Achse eines Schauers wird durch Anpassung einer Geraden an die Ladungsschwerpunkte in den einzelnen Lagen bestimmt, wobei entweder der Wechselwirkungspunkt oder der Endpunkt einer geladenen Spur, die auf den betreffenden Schauer zeigt, mitverwendet wird.

Die Rekonstruktion von Treffern in den Myonkammern und deren Kombination mit Spuren aus dem Innendetektor wird mit dem Programm MUCH gemacht. Dazu werden die Signale der Anoden und Kathoden miteinander verglichen, ähnlich wie bei den Treffern in den Proportionalkammern. Die Zuordnung der Treffer zu Spuren des Innendetektors erfordert eine Extrapolation der Spur durch Kalorimeter und Eisen unter Berücksichtigung der Ablenkung der

Teilchen durch das Magnetfeld im Eisen und ihres Energieverlustes im Material des Kalorimeters und des Hadronfilters. Der Durchstoßpunkt der Verlängerung durch die Ebene der Myonkammer wird mit den rekonstruierten Treffern verglichen. Der Fehler in der Lage des Durchstoßpunktes ergibt sich aus den Fehlern des Impulses und der Richtung der Spur sowie aus den Unsicherheiten der Extrapolation durch die Vielfachstreuung der Teilchen im Detektormaterial. Alle Kombinationen von Spuren und Treffern in den Myonkammern werden untersucht und die Paarungen mit den kleinsten, auf die Fehler normierten Abweichungen werden als zusammengehörig betrachtet.

Zu guter Letzt stellt das Programm LNKJOB sicher, daß ein Schauer im Kalorimeter nicht als eigenes, neutrales Teilchen gezählt wird, wenn er zu einer Spur im Innendetektor gehört.

Nun werden die fertigen Ereignisse auf Band geschrieben. Diese Bänder werden an alle Gruppen der Kollaboration verteilt und stehen in jedem Labor für Analysen zur Verfügung.

7.3 DIE HADRONSELEKTION

In dieser Arbeit sollen Ereignisse untersucht werden, bei denen aus der e^+e^- - Annihilation zunächst Quark und Antiquark und dann durch die Fragmentation viele Hadronen entstanden sind. Diese hadronischen Ereignisse gilt es nun von den anderen möglichen Kanälen der e^+e^- - Reaktion, wie $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ ($l = e, \mu, \tau$), $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ oder der Zweiphotonreaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{Hadronen}$ zu trennen. Außerdem enthalten die Daten noch immer viele Ereignisse, die nicht aus e^+e^- - Reaktionen kommen und trotzdem allen Säuberungen der Datenmenge entgehen konnten. Nach wie vor stellen Wechselwirkungen des Strahls mit Restgasmolekülen oder der Wand des Strahlrohres und kosmische Ereignisse den größten Teil dieses Untergrundes.

Um nun effektiv hadronische Ereignisse zu selektieren, wurden zunächst 'gute' Teilchen definiert. Ein Teilchen ist gut, wenn

- es geladen ist und sein Impuls größer als 0.25 GeV/c ist,
- es neutral ist und seine Energie größer als 0.50 GeV ist,
- es im Zentralteil des Detektors liegt, d.h. $|\cos\theta| < 0.865$ ist (θ = Winkel zwischen Teilchen und Strahl) und

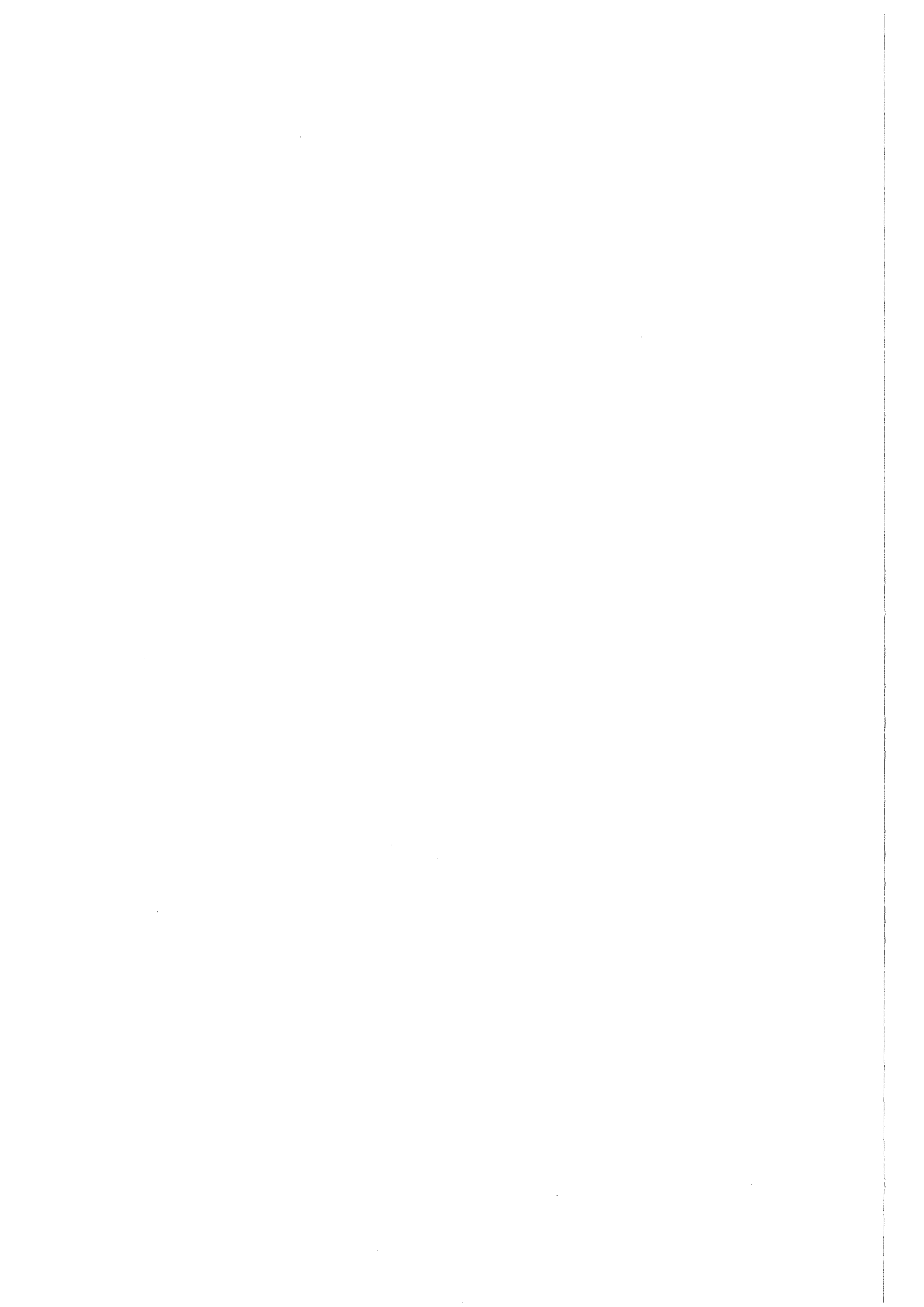
- seine Spur in der $r\phi$ - Projektion nicht weiter als 0.5 cm am Wechselwirkungspunkt vorbei geht (nur für geladene Teilchen).

Im weiteren werden nur noch Teilchen betrachtet, die als gut klassifiziert worden sind. Es wird geprüft, welche der folgenden Bedingungen (1 - 6) erfüllt sind.

1. Anzahl der geladenen Teilchen $n_{ch} > 4$
2. gesamte gemessene Energie $E_{vtot} > 0.33 \cdot E_{cm}$
3. gesamte geladene Energie $E_{vch} > 0.22 \cdot E_{cm}$
4. gesamte neutrale Energie $E_{vneu} > 1.0 \text{ GeV}$
5. Nettoladung des Ereignisses $N_{net} < 6$
6. mindestens ein geladenes Teilchen in jeder Detektorhälfte

Ein Ereignis muß die Punkte 1, 2, 4 und 5 oder 1, 3, 5 und 6 erfüllen, um als multihadronisch akzeptiert zu werden (Muha). Ereignisse aus Strahl - Gas - oder aus Strahl - Wand - Wechselwirkungen werden durch die Bedingungen 2, 3, 4, 5 und 6 wirksam unterdrückt. Zweiphotonereignisse haben normalerweise geringe sichtbare Energien, und ihr Gesamtimpuls ist nicht balanciert. Sie werden daher durch die Bedingungen 2, 3 und 6 reduziert. Die Forderungen 1, 2 und 3 verwerfen auch τ - Ereignisse, die nur wenige geladene Teilchen haben und, wegen der Neutrinos, auch oft nur eine geringe sichtbare Energie aufweisen. Bhabhaereignisse, die durch Paarbildung weitere geladene Teilchen erzeugen, werden durch Bedingung 1 unterdrückt. Eine repräsentative Auswahl der selektierten Ereignisse wurde auf einem graphischen Bildschirm in Augenschein genommen und auf Untergrundereignisse untersucht. Etwa 3 % der Ereignisse wurden als τ -, QED- oder sonstige Störereignisse erkannt.

DIE AUSWERTUNG



8. VORBEREITUNG

8.1 DIE BESTIMMUNG DER INTEGRIERTEN LUMINOSITÄT

In dieser Arbeit wurden die Ereignisse der Experimente 28, 30, 32, 34, 36 und 38 des CELLO - Detektors analysiert. Zur Bestimmung der integrierten Luminosität der Daten wurde die präzise Messung der Luminositäten der Experimente 28 bis 34 [46] verwendet (siehe Tabelle 13).

Exp	$\langle E_{cm} \rangle$ (GeV)	$\int Ldt$ (nb ⁻¹)	#Muhas
28	44.4	3665.2 ± 60.9	622
30	46.0	3342.4 ± 60.5	486
32	44.1	8998.7 ± 95.9	1666
34	46.3	947.6 ± 32.8	168
36	43.6	16155.6 ± 859.5	3060
38	43.0	1309.5 ± 128.1	255
Σ	≈ 44.0	34419.0 ± 879.1	6257

Tabelle 13 : Liste der Energien und Luminositäten

Die Zahl der multihadronischen Ereignisse ist proportional zur Luminosität und zum Kehrwert der quadratischen Schwerpunktsenergie s :

$$N_{\text{muha}} = \sigma_{\text{had}} \cdot \int Ldt \cdot F_{\text{korr.}} = K / s \cdot \int Ldt$$

Der Proportionalitätsfaktor K enthält auch Effekte der Akzeptanz, der Bremsstrahlung der einlaufenden Elektronen und Positronen und des verbleibenden Untergrundes ($F_{\text{korr.}}$), die in erster Näherung energieunabhängig sind. K wurde aus den Daten des Experiments 32 bestimmt. Man findet in dieser Datenmenge mit der oben beschriebenen Hadronselektion 1666 Ereignisse. Die integrierte Luminosität $\int Ldt$ des Experiments beträgt 8998.7 nb⁻¹ und mit $\sqrt{s} = 44.1$ GeV ergibt sich K zu 360.1. Damit wurden die Luminositäten der Experimente 36 und 38 aus der Zahl der selektierten

multihadronischen Ereignissen berechnet. Die statistischen Fehler wurden aus den Fehlern der Ereigniszahlen und der Luminosität von Experiment 32 bestimmt. Über alle Experimente summiert ergeben sich eine integrierte Luminosität von $34.42 \pm 0.88 \text{ pb}^{-1}$ und 6257 multihadronische Ereignisse.

8.2 DIE DATENKORREKTUR

Wie oben angedeutet enthalten diese Ereignisse zu einem geringen Prozentsatz jedoch noch Ereignisse aus anderen Quellen. So können zum Beispiel Ereignisse aus der QED (Bhabhas oder $\gamma\gamma$) durch Erzeugung von mehreren e^+e^- - Paaren im Detektor plötzlich mehr als 4 geladene Spuren haben und dann die Selektion für Multihadronen passieren. Auch τ - Ereignisse bilden einen Untergrund, weil ein τ in mehrere geladene Teilchen zerfallen und somit ein multihadronisches Ereignis vortäuschen kann. Einige Ereignisse von Strahl - Gas - Wechselwirkungen sind ebenfalls unter den selektierten Ereignissen. Alle diese Ereignisklassen lassen sich in einer graphischen Darstellung der Ereignisse gut erkennen. Etwa 3 % der Ereignisse entstammen diesen Quellen. Der Untergrund an Ereignissen aus der Zweiphotonphysik ist nicht so leicht zu identifizieren. Dieser Anteil wurde aus den Wirkungsquerschnitten und der Luminosität sowie der Wahrscheinlichkeit berechnet, mit der diese Ereignisse die Selektion multihadronischer Ereignisse überstehen. Nach Abzug allen Untergrundes bleiben also 6010.3 tatsächliche multihadronische Ereignisse übrig, wie in Tabelle 14 gezeigt.

6257	Muha Kandidaten
187.7	3 % QED-, τ -, Strahl-Gas - Wechselwirkung
43.2	DIS
15.8	IC
<hr/>	
6010.3	tatsächliche Multihadronen

Tabelle 14 : Untergründe in multihadronischen Ereignissen

8.3 DIE SIMULIERTEN EREIGNISSE

Dem gegenüber steht die Grundmenge der simulierten multihadronischen Ereignisse, die zum Vergleich der theoretischen Erwartungen mit den Daten zur Bestimmung von Nachweiswahrscheinlichkeiten, zur Optimierung von Selektionsmethoden und zur Abschätzung von apparativen Effekten verwendet werden. Sie enthalten Ereignisse in einer Mischung, wie man sie auch in der Natur beobachten würde. Es sind etwa 6 mal mehr Ereignisse als die Daten. Insgesamt wurden 38043 Ereignisse bei $E_{\text{cm}} = 44 \text{ GeV}$ generiert, die den Schnitten für Hadronen genügen. Sie wurden mit einer Detektorsimulation gerechnet, die den Zustand der Apparatur in einer typischen Phase des Experimentes 32 wiedergibt.

Zusätzlich wurden Ereignisse generiert, die einen der folgenden Prozesse enthalten :

$$\begin{array}{ll} b \rightarrow l, l = e, \mu & \text{je} \approx 10000 \\ b \rightarrow c \rightarrow l & \text{je} \approx 10000 \\ c \rightarrow l & \text{je} \approx 30000 \end{array}$$

Diese Ereignisse erlauben mit großer Genauigkeit die Anteile und Asymmetrien der Untergründe zu untersuchen. Da sie viele Leptonen enthalten, werden sie, zusammen mit der Grundmenge der simulierten Ereignisse, auch für die Optimierung der Lepton - Hadron - Trennung verwendet. Dafür wurden Leptonen aus dem b-, dem c- und aus dem b- Kaskadenzerfall in dem Verhältnis gemischt, wie diese Ereignisse in der Natur auftreten.

Neben den Monte - Carlo - simulierten Multihadronen wurden zur Untersuchung der Möglichkeiten einer Elektron - Hadron - Trennung bzw. Myon - Hadron - Trennung auch spezielle Ereignisse erzeugt. Sie bestehen lediglich aus einem einzigen Teilchen bestimmter Energie. Diese Ereignisse sind zufällig über den ganzen Detektor verteilt, so daß Winkelabhängigkeiten und Akzeptanzeffekte im Erscheinungsbild der Teilchen berücksichtigt werden können. Bei Energien von 1, 1.6, 2, 4 und 8 GeV stehen je etwa 6000 Elektronen, Myonen und Pionen diesen Typs zur Verfügung.

Zum Test von Methoden zur Unterdrückung von Zweiphotonuntergründereignissen wurden auch etwa 2500 DIS- und 8500 IC- Ereignisse generiert. Die meisten dieser Ereignisse wurden durch die Schnitte für multihadronische Ereignisse (siehe "7.3 Die Hadronselektion") bereits verworfen, die übrigen hatten jedoch in fast 10 % der Fälle letztendlich einen akzep-

tierten Elektronkandidaten. In Tabelle 9 sind die unterschiedlichen Reduktionsraten durch Multihadron- und Elektronselektion für DIS-, IC- und multihadronische Ereignisse aufgeführt. Die Zweiphotonereignisse überleben also etwa 20 mal häufiger die Elektronselektion.

(%)	DIS	IC	Annihilation
Ereignisse	100.0	100.0	100.0
Muha - Kand.	29.9	3.6	68.6
e - Kand.	2.7	0.3	0.3

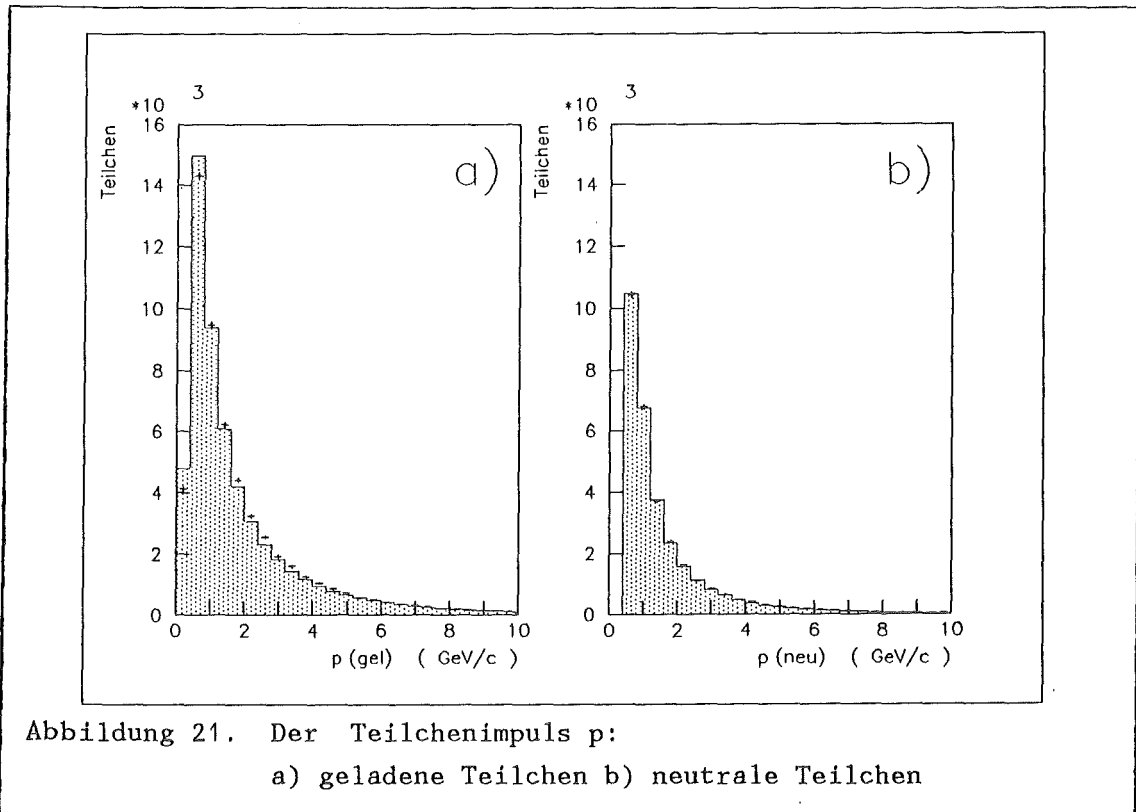
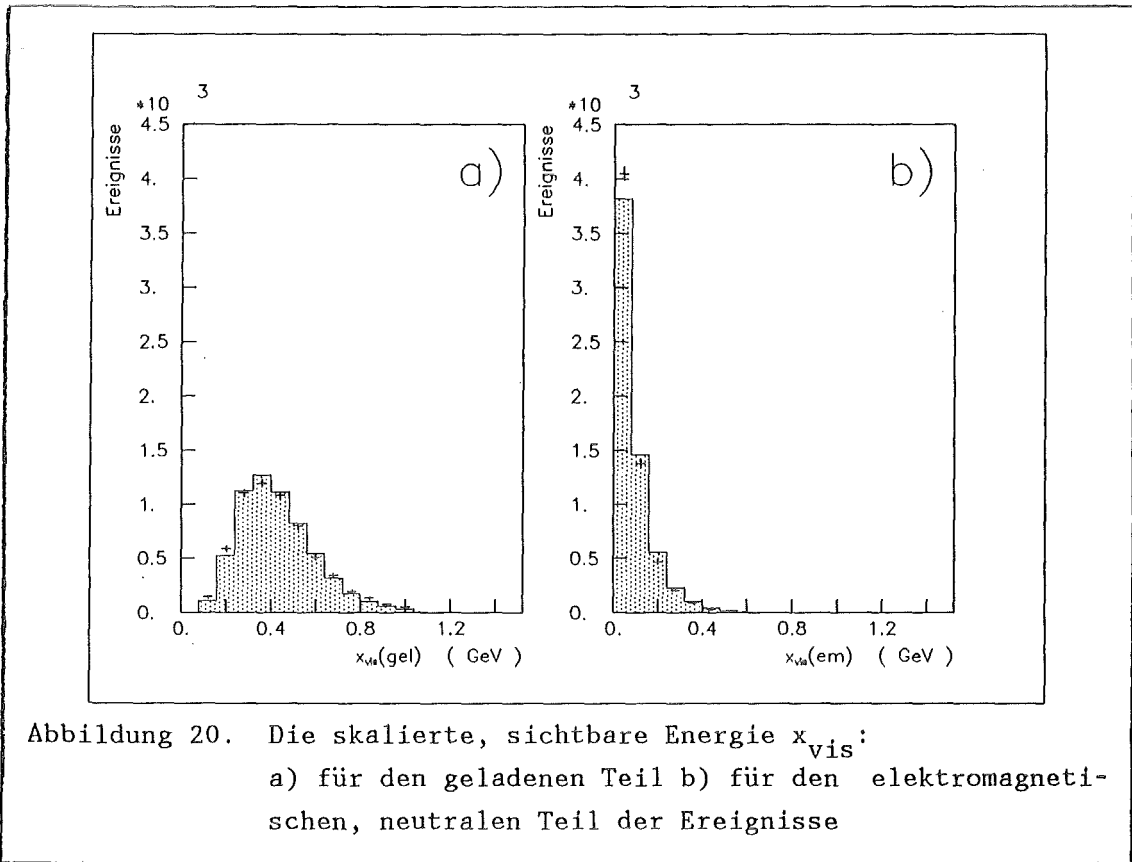
Tabelle 15 : Reduktion von DIS-, IC- und Annihilationsereignissen

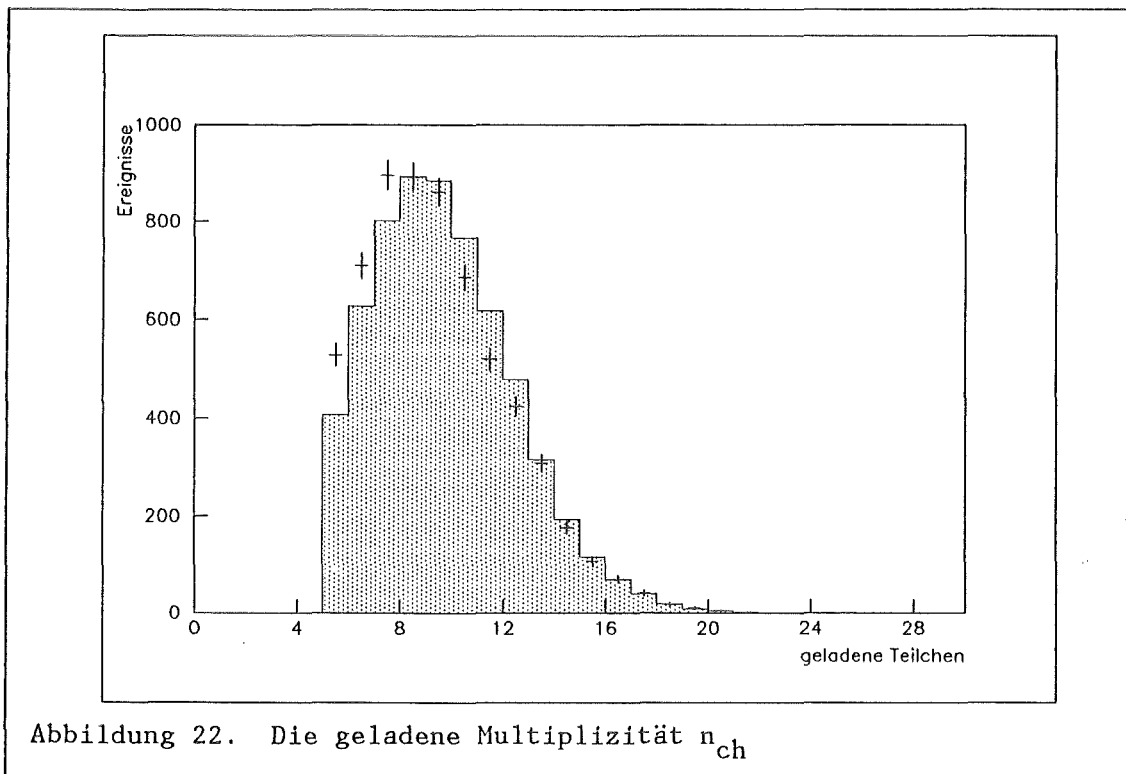
8.4 BESCHREIBUNG DER DATEN DURCH MONTE - CARLO - EREIGNISSE

In den vorangegangenen Abschnitten wurden Theorie und Experiment, sowie deren Simulation mit Monte - Carlo - Programmen erläutert. Bevor nun im Detail die Analysenmethode und die Ergebnisse berichtet werden, soll durch Vergleich einiger globaler Verteilungen der Daten und des Monte - Carlos gezeigt werden, daß die Beschreibung der Natur durch die oben erwähnten Theorien und Modelle recht gut ist. In den folgenden Abbildungen sind die Daten durch Punkte mit statistischen Fehlern und die Monte - Carlo - Verteilungen als durchgezogene Linien mit schattierten Flächen dargestellt.

8.4.1 Gesamtenergie, Teilchenimpuls und Multiplizität

Abbildung 20 zeigt die sichtbare, auf E_{cm} skalierte Energie der Ereignisse, einmal aus den geladenen Spuren berechnet, und einmal aus den Teilchen, deren Schauerenergie zu mindestens 20 % in den Lagen 2 und 3 deponiert wurde. Diese Bedingung sollten hauptsächlich elektromagnetische Teilchen erfüllen. Abbildung 21 zeigt die Impulsverteilungen der Teilchen, auch hier für geladene und neutrale Teilchen getrennt. Die Übereinstimmung der Monte - Carlo - Verteilungen mit denen der Daten ist sehr





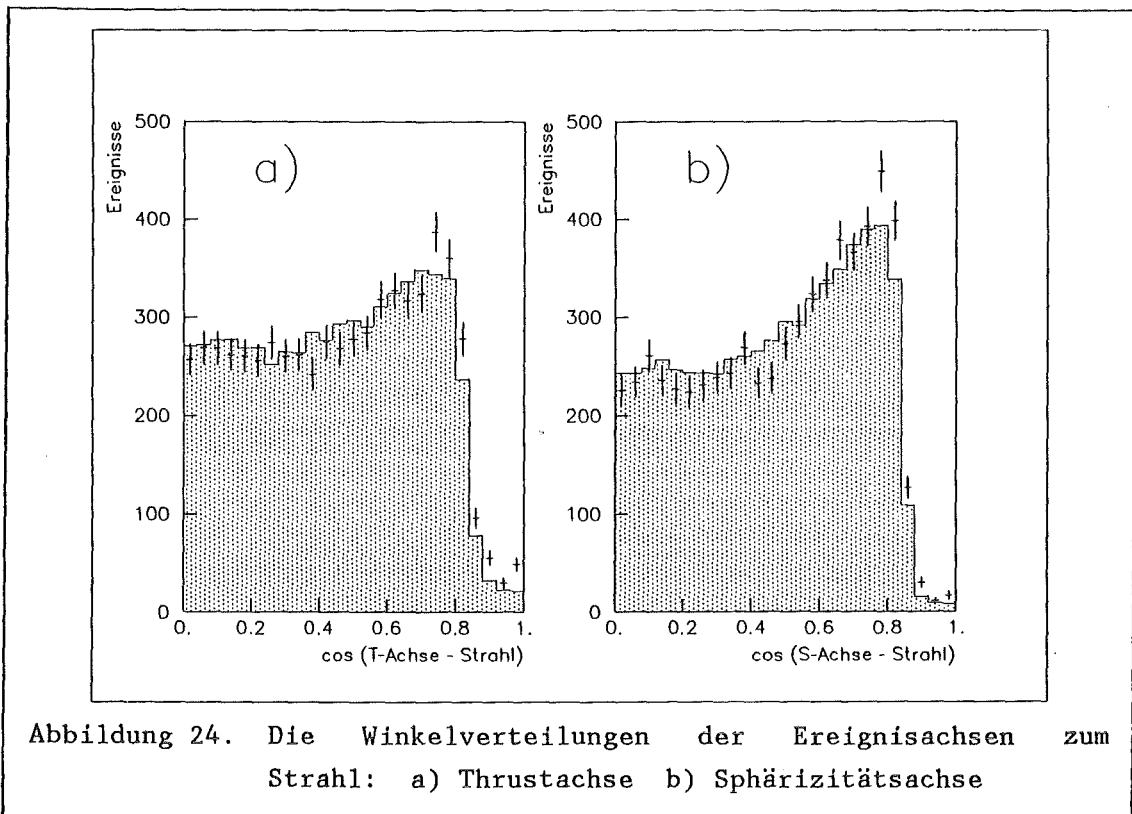
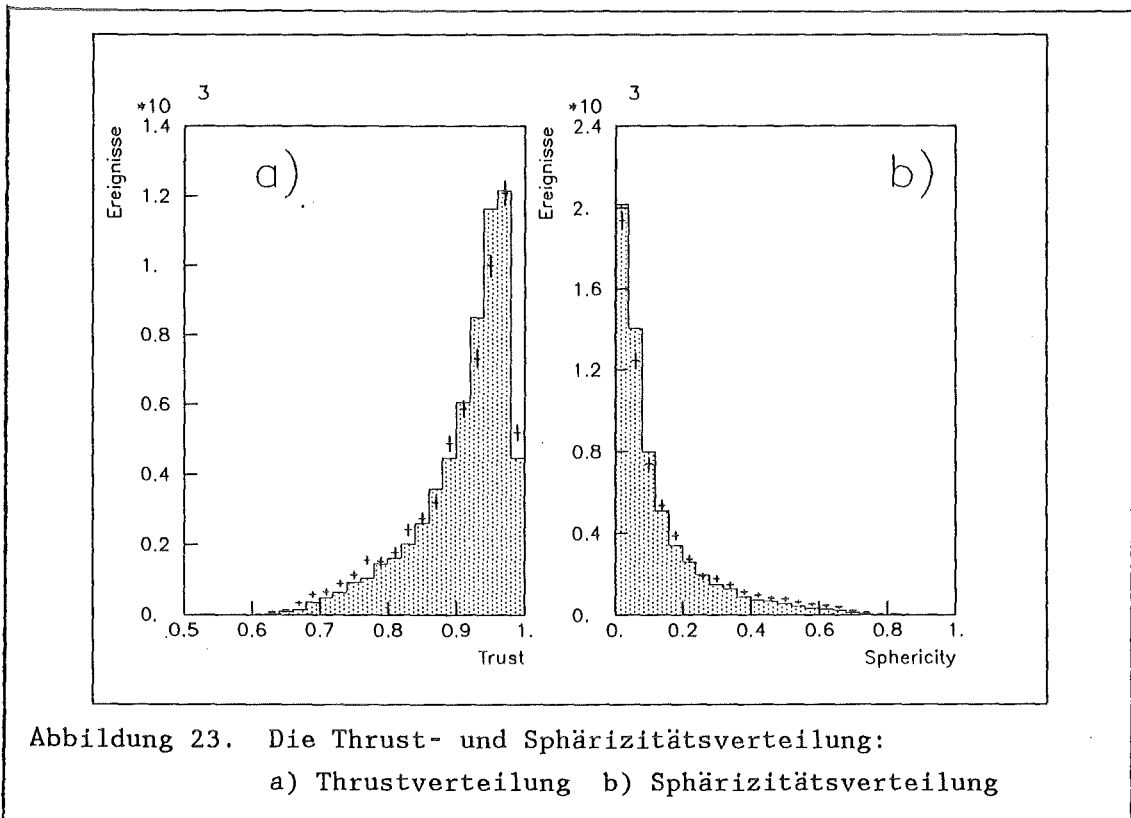
gut. Etwas schlechter wird die Multiplizität n_{ch} , also die Zahl der geladenen Spuren pro Ereignis (siehe Abbildung 22) von den Monte - Carlo - Programmen beschrieben.

8.4.2 Die Ereignisform

Neben den Verteilungen der gemessenen Energie der geladenen und neutralen Teilchen, der Teilchenzahl und der Teilchenimpulse ist die Jetförmigkeit eines Ereignisses eine wichtige Größe. Im wesentlichen wird dabei der Impuls transversal zu einer Ereignis- oder Jetachse bestimmt.

8.4.2.1 Thrust und Sphärizität

Als Ereignisachsen werden üblicherweise die Thrustachse, bzw. die Sphärizitätsachse verwendet. Sie ergeben sich aus der Forderung, daß die Summe der Longitudinalimpulse bezüglich dieser Richtung maximal, bzw. die Summe der Quadrate der Transversalimpulse minimal wird. Der Thrust T [47] eines



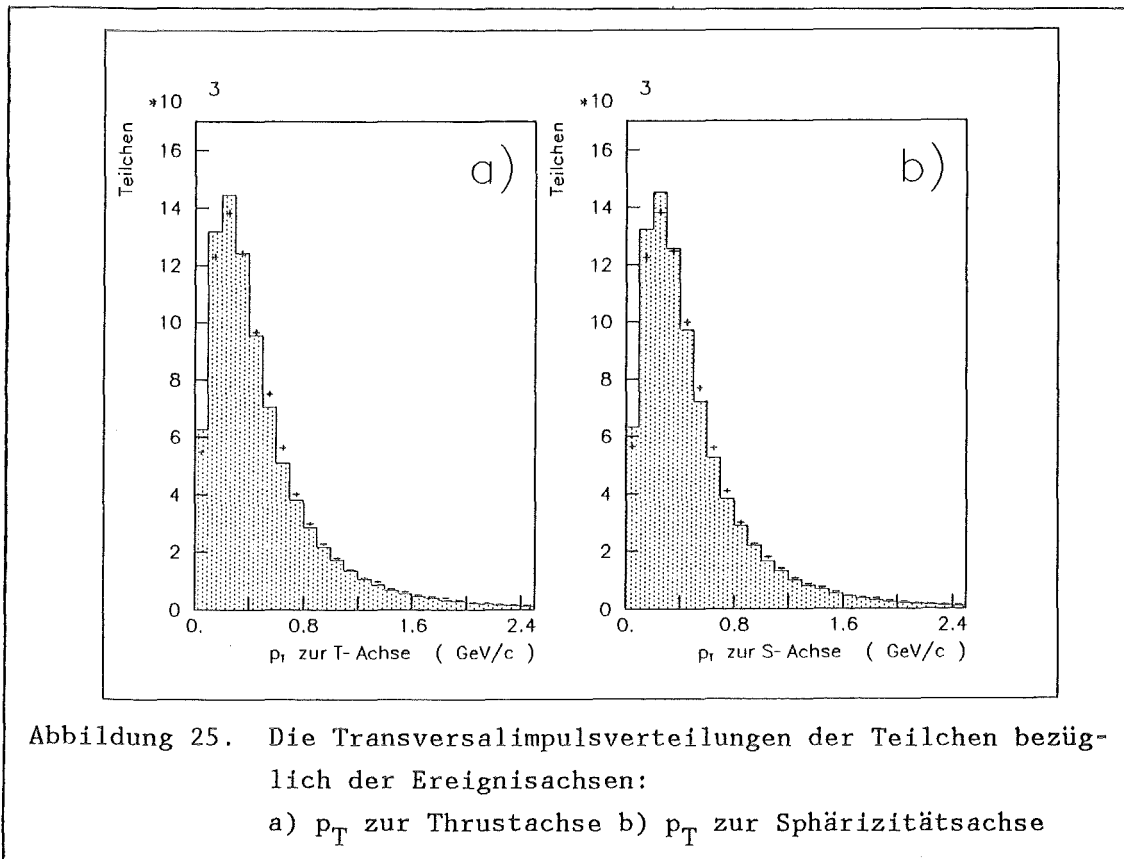


Abbildung 25. Die Transversalimpulsverteilungen der Teilchen bezüglich der Ereignisachsen:
 a) p_T zur Thrustachse b) p_T zur Sphärizitätsachse

Ereignisses ist dann also $T = \max (\Sigma |p_L| / \Sigma |p|)$, und die Sphärizität S [48] ist definiert als $S = 3/2 \cdot \min (\Sigma p_T^2 / \Sigma p^2)$. Für ideale Zweijetereignisse ist $T = 1$ und $S = 0$, für isotrope Ereignisse geht T gegen 0.5 und S gegen 1. In Abbildung 23 sind die Verteilungen der Thrust- und Sphärizitätswerte der Ereignisse aus Daten und Monte - Carlo gezeigt. Die Winkelverteilungen der Thrust- und Sphärizitätsachsen sind in Abbildung 24 zu sehen. In Abbildung 25 schließlich sind die Transversalimpulsverteilungen der Teilchen bezüglich der Thrust- bzw. Sphärizitätsachse aufgetragen. Alle diese Verteilungen zeigen gute Übereinstimmung zwischen den Daten und den Monte - Carlo - Ereignissen.

Sowohl die Thrust- als auch die Sphärizitätsachse zeigen im Falle eines Ereignisses mit zwei kollinearen Teilchenbündel relativ genau in die Richtung der primären Quarks. Aber alle Ereignisse mit Bremsstrahlung im Anfangszustand oder mehr als zwei Partonen sind im allgemeinen nicht mehr kollinear. Besser als durch die Thrust- und Sphärizitätsachsen kann die Flugrichtung der primären Partonen solcher Ereignisse mit einem Algorithmus bestimmt werden, der nicht nur eine Achse, sondern mehrere Jetrichtungen liefern kann.

8.4.2.2 Der Clusteralgorithmus

Ein solches Verfahren stellt der hier verwendete Clusteralgorithmus [49] dar. Er faßt in mehreren Schritten die Teilchen eines Ereignisses in Cluster oder Jets zusammen und bestimmt die Jetrichtungen. Zunächst werden mittels eines verallgemeinerten Energieflusses Startwerte für die Jetrichtungen ermittelt. Der Energiefluß S^{PW} in eine bestimmte Raumrichtung (θ, ϕ) ist gegeben durch

$$S^{PW}(\theta, \phi) = \frac{\sum_{i,k=1}^n (p_i^W \cdot p_k^W)}{\sum_{i=1}^n p_i^W}, \quad p_i^W = p_i \cdot \exp(-p_i \cdot \delta^2 / \delta_0^2)$$

mit

p_i = Impuls des Teilchens i in GeV/c

δ = Winkel zwischen dem Teilchen i und der Richtung (θ, ϕ)

δ_0 = 25° , freier Parameter

Die Faktoren p_i^W sind die Impulse der einzelnen Teilchen, gewichtet mit einer Exponentialfunktion des skalierten Winkels zwischen Teilchen und Richtung (θ, ϕ) und dem Teilchenimpuls selbst. Die lokalen Maxima von $S^{PW}(\theta, \phi)$ liefern die Startwerte für die einzelnen Jetachsen. Zur Bestimmung der Maxima wird der Energiefluß für feste Richtungen in jeweils 15°

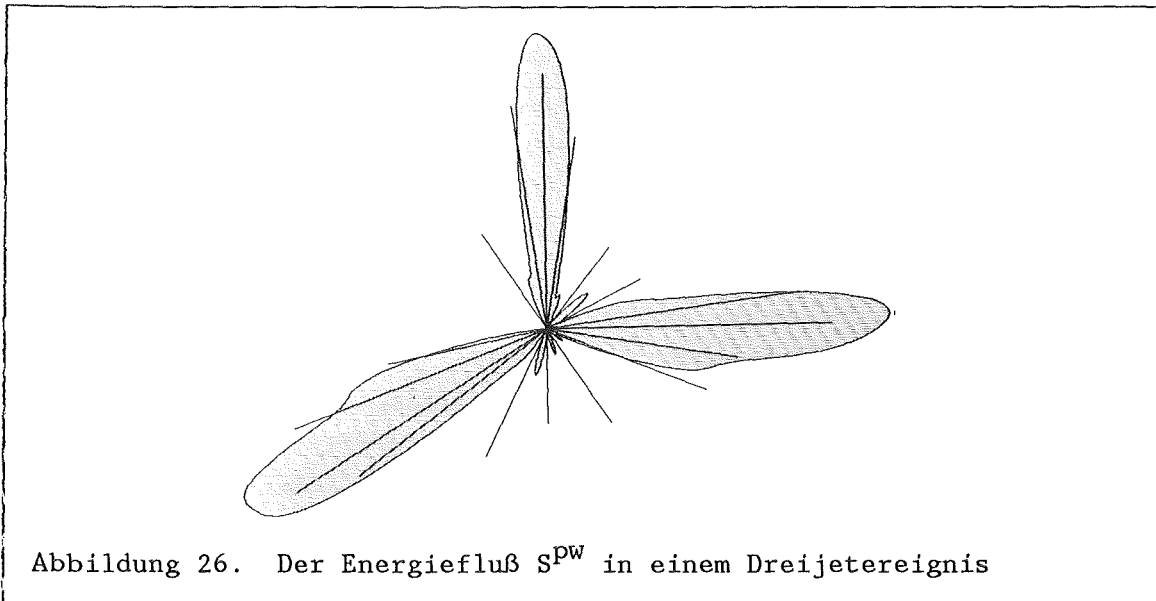


Abbildung 26. Der Energiefluß S^{PW} in einem Dreijetereignis

Abstand in θ und ϕ berechnet. Mit dieser Definition des Energieflusses sind mindestens zwei benachbarte Teilchen notwendig, um ein Maximum zu erzeugen. Um zu vermeiden, daß Photonen aus π^0 - Zerfällen ein solches Maximum bilden, werden benachbarte, neutrale Teilchen zu einem einzigen kombiniert, wenn ihre effektive Masse unter $270 \text{ MeV}/c^2$ liegt. Abbildung 26 zeigt den Energiefluß in einem zweidimensionalen Beispiel. Die gekrümmte Linie gibt die Größe des Energieflusses in Abhängigkeit von der Richtung an. Man erkennt deutlich die drei ausgeprägten Maxima von S^{PW} .

Nun werden alle Teilchen in einem Konus von 50° um diese primären Richtungen zu einem Jet zusammengefaßt, und die neue Jetrichtung wird als Vektorsumme der Impulse dieser Teilchen berechnet. Dieser Schritt wird solange wiederholt, bis sich die Jetrichtungen und die zum Jet gehörigen Teilchen stabil etabliert haben. Dann werden auch die Teilchen, die bisher zu keinem Cluster gehören, dem nächsten Jet zugeordnet, und die Jetachse wird entsprechend korrigiert. Ein Jet wird nur dann akzeptiert, wenn er mindestens 3 Teilchen enthält, von denen mindestens eines geladen sein muß, wenn seine Energie über 1.5 GeV beträgt und der Winkel zum nächsten Jet größer als 40° ist. Wird ein Jet verworfen, so wird die Iteration mit einer Jetrichtung weniger erneut in Gang gesetzt.

Benutzt man den Clusteralgorithmus so, daß jedes Teilchen am Ende einem Jet zugeordnet ist, so können weit außerhalb liegende Teilchen die Achse eines Jets verfälschen, wenn sie ursprünglich nicht zu diesem Teilchenbündel gehören. Für Ereignisse mit nur einem oder gar keinem akzeptierten Cluster lassen sich dann keine sinnvollen Achsen angeben. Es müssen also mindestens zwei gefundene Jets gefordert werden. Läßt man jedoch zu, daß Teilchen zu keinem Jet gehören, so werden unter Umständen vom Jet kommende Teilchen mit hohen Transversalimpulsen als solche Einzelgänger behandelt. Die Jetrichtung wäre falsch, und die Definition eines Transversalimpulses eines solchen Teilchens wäre problematisch. Da in dieser Arbeit genau solche Ereignisse mit Teilchen großen Transversalimpulses und deren Jetrichtungen untersucht werden sollen, ist die erste Art und Weise, den Clusteralgorithmus anzuwenden, die geeignetere. Es werden also schließlich alle Teilchen einem Cluster zugeordnet, und nur Ereignisse mit mindestens zwei akzeptierten Jets werden für die Analyse verwendet. In Abbildung 27 ist die Häufigkeit aufgetragen, mit welcher der Clusteralgorithmus 0, 1, 2, 3 oder 4 Jets findet. Die Transversalimpulse der Teilchen werden nun zu der Achse des Jets berechnet, dem das Teilchen angehört. Die Verteilungen des Transversalimpulses der Teilchen bezüglich der Clusterachsen sind in Abbildung 28 gezeigt. Die Monte - Carlo - Rechnungen beschreiben auch diese Verteilungen in den Daten gut. Zum Vergleich ist auch noch einmal die p_{T} - Verteilung bezüglich der Thrustachse angedeutet

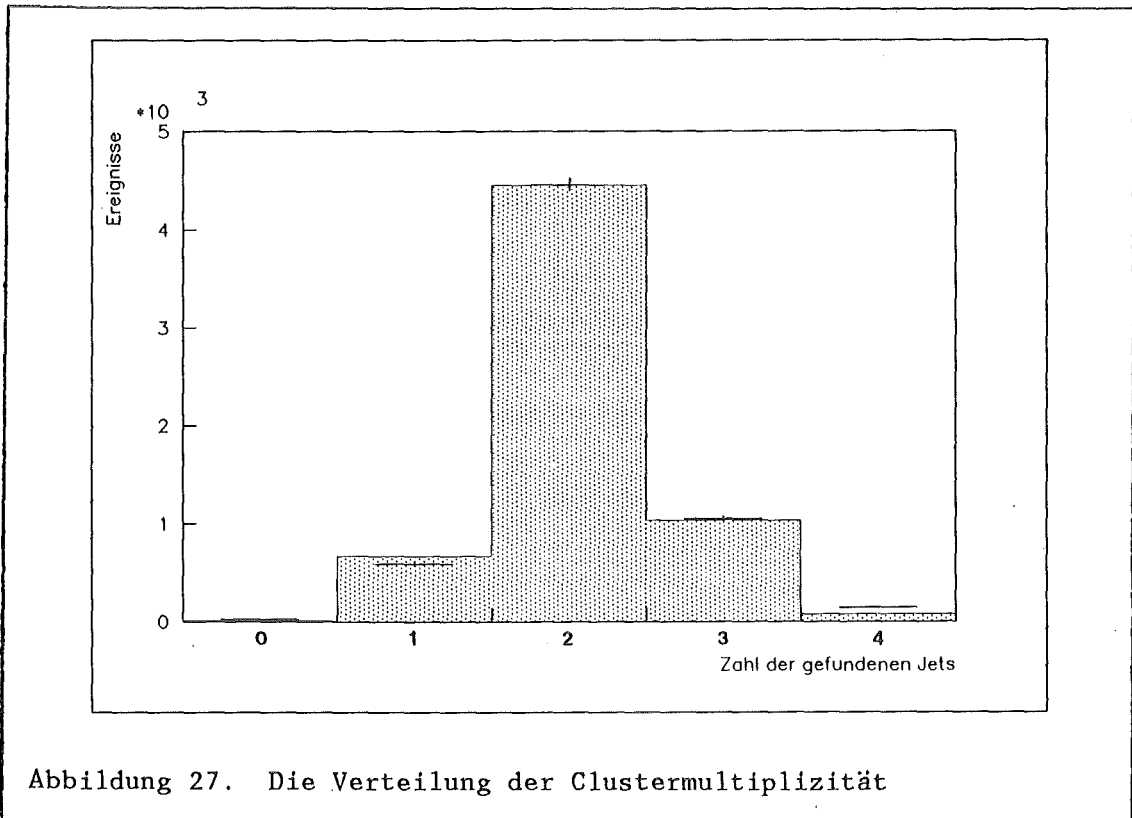


Abbildung 27. Die Verteilung der Clustermultiplizität

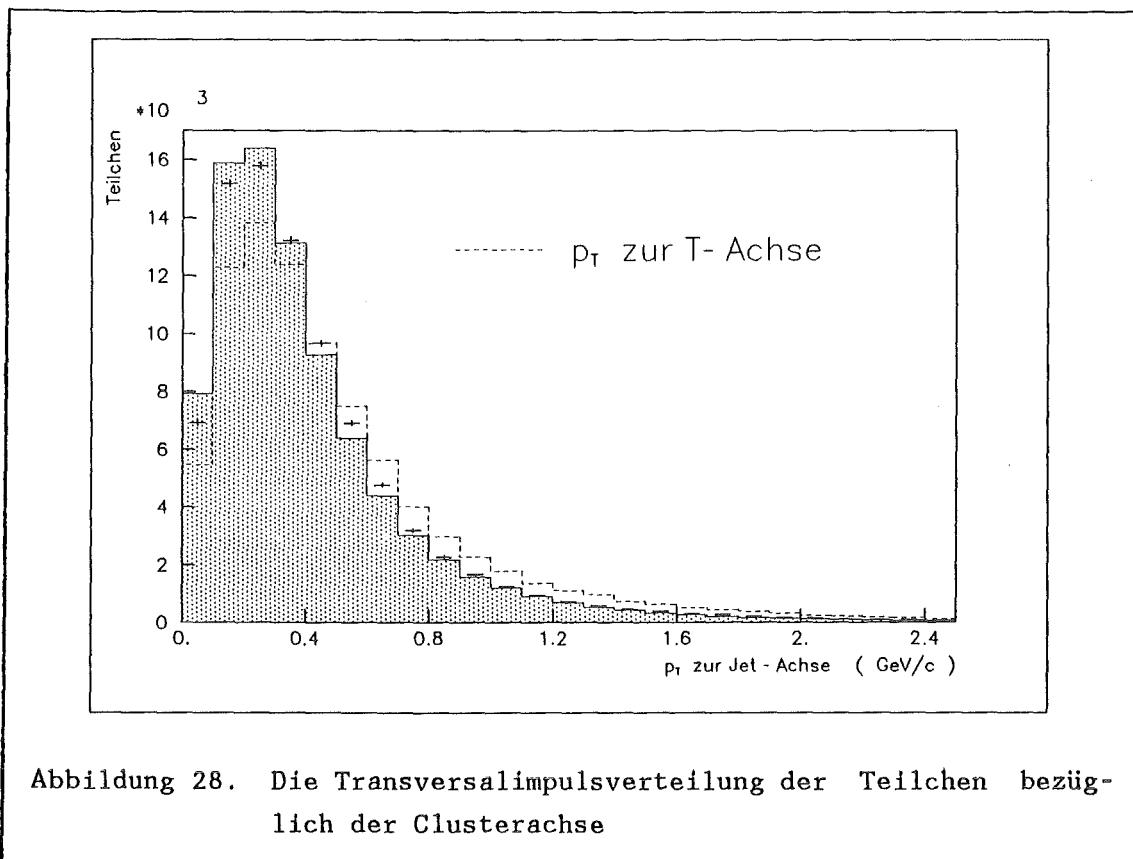


Abbildung 28. Die Transversalimpulsverteilung der Teilchen bezüglich der Clusterachse

(vgl. Abbildung 25). Die Transversalimpulse zur Clusterachse sind im Mittel um etwa 15 % kleiner als die zur Thrust- oder Sphärizitätsachse.

9. SELEKTION VON B - QUARK - EREIGNISSEN

9.1 DIE METHODE DER ANREICHERUNG

Ereignisse, die schwere Quarks enthalten, können im Prinzip auf mehrere Arten identifiziert werden. Zum einen kann der unter Umständen vielstufige Zerfall eines schweren Mesons in beobachtbare Teilchen wie π , K, e, μ und γ in allen Einzelheiten rekonstruiert werden, wenn man die Massen der auftretenden Zwischenprodukte kennt. Diese Methode setzt jedoch eine gute Teilchenidentifikation für die stabilen Teilchen und präzise Impuls-, Energie- und Ortsmessung voraus. Zum zweiten lassen sich an Hand genereller Merkmale der Ereignisse Unterschiede feststellen, welche auf die Identität der primären Quarks hindeuten. So sind, wegen der größeren Masse der schweren Quarks, solche Ereignisse etwas weniger jetförmig, die invariante Masse der Jets und der Impuls der Teilchen senkrecht zur Jet-Richtung ist jedoch etwas größer. Besonders deutlich werden diese Effekte in der Nähe der Energien, bei denen die Produktion einer neuen Quarkart gerade möglich wird. Diese Methode kann Ereignisse mit schweren Quarks jedoch nur statistisch anreichern.

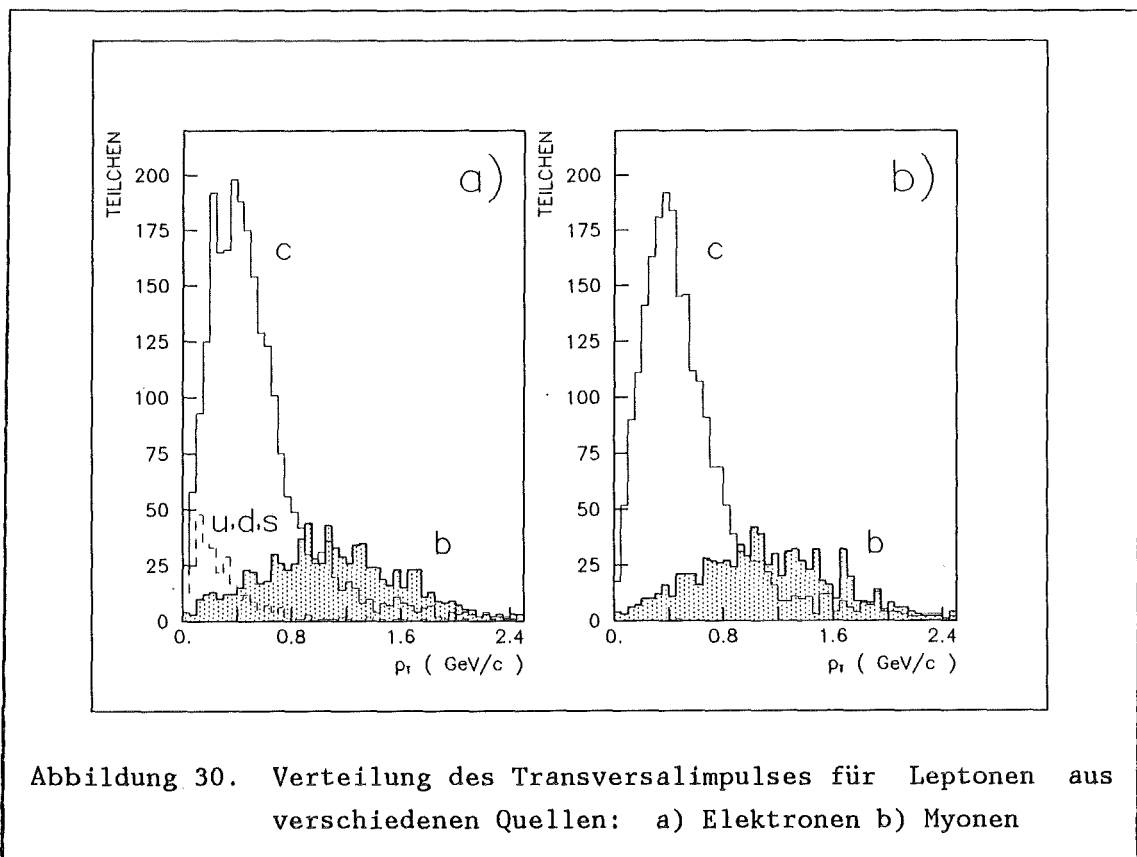
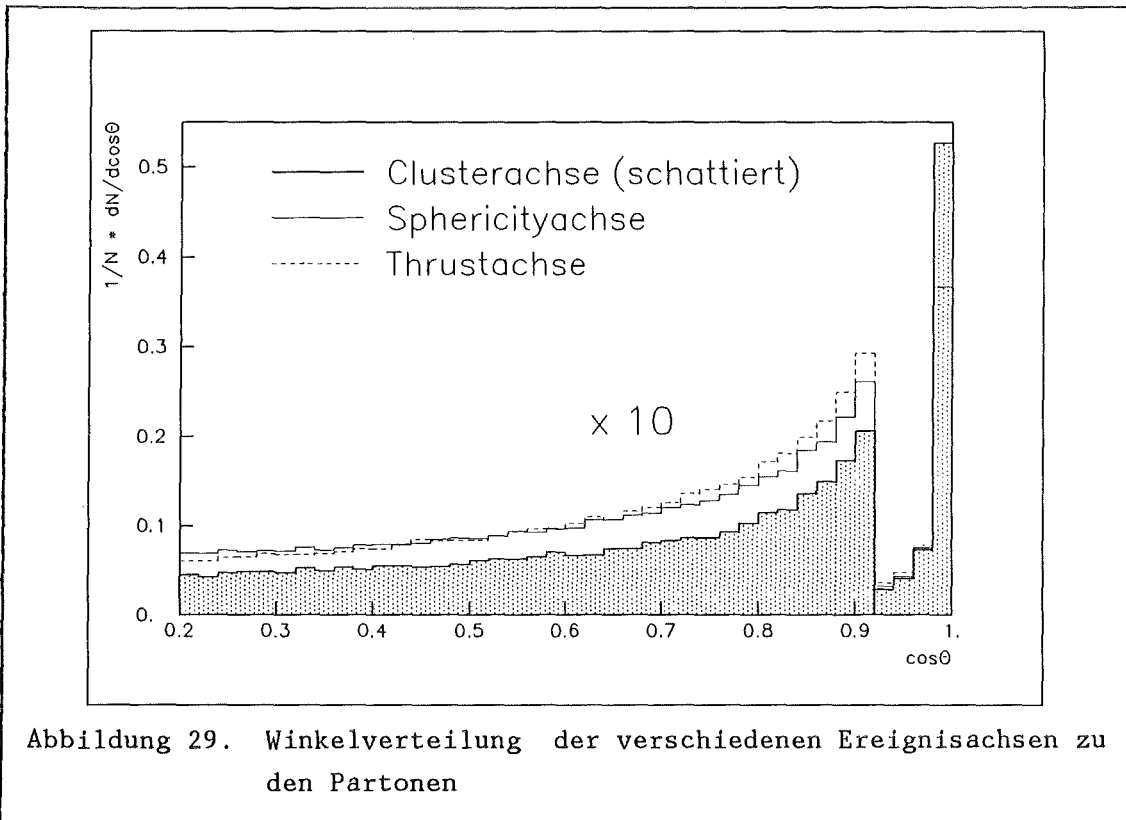
Keine der eben genannten Verfahren bietet sich für die Analyse der CELLO - Daten an. Die genaue Rekonstruktion der Zerfallskette schwerer Mesonen scheitert an der fehlenden Teilchenidentifikation (Flugzeit-, Cerenkov- oder Übergangsstrahlungsdetektoren) im CELLO - Experiment. Die Unterschiede der Quarkmassen im Vergleich zur gesamten Energie des Ereignisses, und damit die Unterschiede in der Ereignisform, sind bei Schwerpunktsenergien um 44 GeV so gering, daß die Auftrennung von Quarks nach der Form der Ereignisse nicht mehr möglich ist.

Als dritte Möglichkeit kann auch der semileptonische Zerfall als Indikator zur Anreicherung schwerer Quarks benutzt werden. Bei einem solchen Zerfall entsteht unter anderem ein stabiles, geladenes Teilchen (e, μ) aus dem schweren Quark. Wegen der großen Masse des Quarks kann das Lepton einen sehr großen Impuls, unter Umständen auch senkrecht zur Richtung des Hadronjets, erhalten. Da dieser Prozeß der einzige ist, der Leptonen mit großen Transversalimpulsen liefern kann, reichert die Selektion von solchen Ereignissen b- und c- Quarks an.

Diese Methode setzt die Erkennung von Elektronen und Myonen, bzw. deren Trennung von den Hadronen voraus. Mit dem CELLO - Detektor können Leptonen, auch ohne spezielle Teilchenidentifikation, aufgrund ihrer Signatur in Spurdetektor, Kalorimeter und Myonkammern erkannt werden. Dafür ist es jedoch notwendig, daß die Myonen das Eisenjoch des Detektors durchdringen können und die Elektronen einen großen Schauer im Kalorimeter entwickeln. Beide Bedingungen sind für Leptonenergien größer 1.6 GeV erfüllt. Bei $E_{\mu} = 1.6$ GeV beträgt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Myon den Eisenfilter durchdringt, etwa 85 %, darunter fällt sie sehr schnell ab ([38], "11.5 Die Resultate der Myon - Hadron - Trennung"). Und wie man in "10.5 Die Resultate der Elektron - Hadron - Trennung" sehen wird, verschlechtert sich auch die Möglichkeit, Elektronen zu erkennen, wenn die Teilchenenergien zu klein werden. Aus diesen Gründen, und um Elektronen und Myonen gleich zu behandeln, werden für diese Arbeit also Teilchen betrachtet, deren Impuls größer als 1.6 GeV/c ist. Ereignisse, die von b- Quarks stammen, werden angereichert durch Identifizierung von Leptonen aus dem semileptonischen Zerfall.

9.2 DIE WAHL DER JETACHSE

Die Anreicherung von b- Quark - Ereignissen kann aber nur dann gut funktionieren, wenn die Transversalimpulse der Leptonen bezüglich einer Achse berechnet werden, die etwa die Flugrichtung der primären Quarks wiedergibt. Wie oben schon erwähnt, sollte eine Clusterachse diese Flugrichtung im Mittel besser wiedergeben als eine Thrust- oder Sphärizitätsachse. Um das zu zeigen, sind in Abbildung 29 die Cosinuswerte der Winkel α zwischen den einzelnen Achsen und den primären Partonen aus Monte - Carlo - Ereignissen aufgezeigt. Die schattierte Fläche stellt die Verteilung der Clusterachse dar. Die durchgezogene Linie repräsentiert die Sphärizitätsachse, die gestrichelte die Thrustachse. Der Bereich mit $\cos \alpha < 0.92$ ist zehnfach überhöht dargestellt, um die Unterschiede deutlicher zu machen. Es zeigt sich, daß die Clusterachsen im Mittel nicht so weit von den Partonrichtungen abweichen wie die Thrust- und Sphärizitätsachsen. Die Breite der Winkelverteilung für Clusterereignisse ist etwa um 25 % kleiner. Aus diesem Grund werden für diese Analyse im Weiteren die Transversalimpulse bezüglich der Clusterachse verwendet. Dadurch daß man jedoch mindestens zwei gefundene Jets verlangt, verliert man ungefähr 10 % der Ereignisse.



Die erwarteten Transversalimpulsverteilungen für Leptonen aus den unterschiedlichen Quellen sind in Abbildung 30 gezeigt. Sie wurden aus Monte - Carlo - Ereignissen gewonnen. Man sieht deutlich, daß nur Leptonen aus b- und c- Zerfällen große Transversalimpulse haben, wogegen die anderen Leptonen nur für die Fragmentation typische Transversalimpulse aufweisen.

9.3 DIE OPTIMIERUNG DER B- ANREICHERUNG

Bei der Festlegung des p_T - Schnittes zur Anreicherung von b- Quark - Ereignissen muß man nun einen Kompromiß zwischen großer Statistik und starker Verunreinigung durch Untergrund (p_T - Schnitt niedrig) und starker Anreicherung der b- Quarkereignisse aber geringer Statistik (p_T - Schnitt hoch) schließen.

9.3.1 Der statistische Fehler des korrigierten Signals

Die Trennung von Ereignissen einer bestimmten Art und einem Untergrund ist ein Problem, das sich sehr oft stellt. Die Trennung wird in der Regel um so besser, je härter die Selektionsschnitte sind. Die Zahl der selektierten Ereignisse nimmt damit aber ab. Am Ende wird man jedoch meist ein Gemisch von erwünschten und unerwünschten Ereignissen erhalten. Der Anteil des Untergrundes in den selektierten Ereignissen muß nach Monte - Carlo - Rechnungen abgezogen, die endliche Nachweiswahrscheinlichkeit berücksichtigt, das Signal korrigiert werden. Der statistische Fehler des korrigierten Signals hängt sowohl von der Größe der Ereignismenge als auch von deren Verunreinigung durch Untergrundereignisse ab. Es ist wichtig, diesen Fehler so klein wie möglich zu halten. Sei N_S die Zahl aller gesuchten Ereignisse (Signal), N_U die Zahl der Untergrundereignisse, und seien ϵ_S bzw. ϵ_U die Wahrscheinlichkeiten dafür, daß die Ereignisse des Signals bzw. des Untergrundes die Selektion überstehen, so ist die Zahl der gemessenen Kandidaten

$$N_K = \epsilon_S N_S + \epsilon_U N_U .$$

Nach Abzug des Monte - Carlo - berechneten Untergrundes von den Kandidaten bleibt das korrigierte Signal

$$N_S^{\text{korr.}} = (N_K - \varepsilon_U N_U^{\text{MC}}) / \varepsilon_S$$

Der absolute statistische Fehler des korrigierten Signals ist

$$\Delta N_S^{\text{korr.}} = \sqrt{N_K} / \varepsilon_S ,$$

da ΔN_U^{MC} , $\Delta \varepsilon_U$ und $\Delta \varepsilon_S$ mit der Simulation im Prinzip sehr klein gemacht werden können. Der relative statistische Fehler des korrigierten Signals ist dann

$$\frac{\Delta N_S^{\text{korr.}}}{N_S^{\text{korr.}}} = \frac{\sqrt{N_K}}{\varepsilon_S} \cdot \frac{\varepsilon_S}{N_K - \varepsilon_U N_U^{\text{MC}}} = \frac{\sqrt{N_K}}{N_K - \varepsilon_U N_U^{\text{MC}}}$$

Kann der Untergrund also ganz unterdrückt werden ($\varepsilon_U = 0$), so ist der Fehler $1 / \sqrt{N_K}$. Addiert man zu einem reinen Signal die gleiche Menge an Untergrundereignissen, so wächst der relative Fehler um einen Faktor $\sqrt{2}$ an. Der Fehler wird groß, wenn bei konstantem Signal der Untergrund immer größer wird, oder wenn N_K sehr klein wird. Dazwischen liegt ein Minimum des Fehlers, das durch Anpassung der Selektionsparameter gefunden werden kann.

9.3.2 Der Transversalimpulsschnitt

Im Falle der b- Anreicherung besteht die Selektion aus einem einfachen Schnitt im Transversalimpuls des Leptons. Dieser Schnitt wird so gewählt, daß der Fehler des korrigierten Signals minimal wird. In Abbildung 31 ist die Variation des Fehlers des korrigierten b- Signals in Abhängigkeit von der Wahl des p_T -Schnittes für Elektronen und Myonen dargestellt (vgl. Abbildung 30). Für zu harte Schnitte wird der Fehler sehr schnell größer. Das Minimum ist nicht sehr ausgeprägt. Mit einem Schnitt bei $p_T = 0.8 \text{ GeV}/c$ befindet man sich sowohl bei den Elektronen, als auch bei den Myonen noch im Minimum des Fehlers. Eine optimale Lepton - Hadron - Trennung vorausgesetzt, kann man mit diesem Schnitt eine b- Anreicherung von 59.4 % bei Elektronen und 59.2 % bei Myonen erreichen.

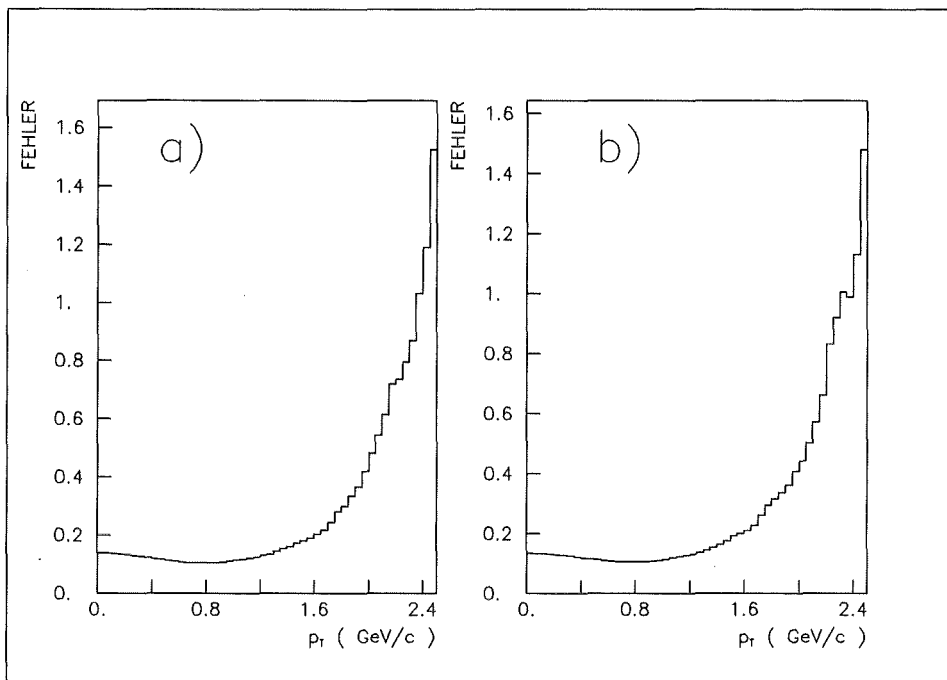


Abbildung 31. Fehler des korrigierten b- Signals in Abhängigkeit vom p_T - Schnitt für Elektronen und Myonen:
a) Elektronen b) Myonen

10. ELEKTRONIDENTIFIKATION

Im Kapitel "6. CELLO" wurden die Reaktionen der einzelnen Teilchensorten mit den verschiedenen Detektorkomponenten kurz erläutert. Hier soll nun das unterschiedliche Verhalten der Elektronen und Hadronen im Detektor ausgenutzt werden, um Elektronen zu identifizieren. Ein Elektron sollte eine gekrümmte Spur im Innendetektor erzeugen, in deren genauer Verlängerung im Kalorimeter sich ein elektromagnetischer Schauer befindet. Dadurch werden zufällige Kombinationen von geladenen Spuren mit neutralen Teilchen zu Elektronkandidaten möglichst vermieden. Der Schauer sollte eine Entwicklung in der Tiefe zeigen, die dem exponentiellen Anwachsen der Teilchenzahl im Schauer und dem schnellen Auslaufen der Elektron - Photon - Lawine entspricht. Die gemessene Gesamtenergie des Schauers sollte dem Impuls entsprechen, der aus der Krümmung der Spur berechnet werden kann. Im Gegensatz dazu sollten Hadronen im Mittel nur einen geringen Teil ihrer Energie im Kalorimeter deponieren. In den Fällen, wo durch hadronische Reaktionen viel Energie deponiert wird, sollte die Form des Schauers drastisch von der eines Elektronschauers abweichen.

Vor der eigentlichen Teilchenerkennung muß ein Teilchen jedoch zuerst einige Grundvoraussetzungen erfüllen, ohne die eine sinnvolle Analyse nicht möglich ist. Für einen Kandidaten muß gefordert werden, daß die Ereignisrekonstruktion eine Verbindung (Link) zwischen der Spur und einer Energiedeposition im Kalorimeter gefunden hat. Der Schauer muß ein Einzelschauer sein (Topologie = 1), das heißt die Pulshöhe auf den einzelnen Streifen darf nicht durch Überlagerung von zwei oder mehreren Schauern zustande gekommen sein. In diesem Falle wäre eine gute Energiemessung und Auswertung der Schauerform nur bedingt möglich. Geht ein Teilchen in einen unempfindlichen Bereich des Detektors, so kann es nicht zuverlässig identifiziert werden. Es muß daher auch sichergestellt werden, daß ein Teilchen vollständig und gut gemessen wird. Wegen der schlechter werdenden Impulsmessung unter kleinen Winkeln zum Strahl und dem Übergang vom zentralen zum Endkappenkalorimeter wurden die Bereiche mit Winkeln von weniger als 34.4° zum Strahl komplett ausgeschlossen. Da beim Nachweis von Elektronen das Kalorimeter eine wichtige Rolle spielt, werden solche Teilchen verworfen, die zu nahe am Rand eines Kalorimetermoduls liegen oder gar in den Spalt zwischen zwei Modulen fallen. Im Azimuth wurden jeweils 2.7° von der Kante der Module weg ausgespart. Ebenso der Bereich mit Polarwinkeln von mehr als 86.8° . In Abbildung 32 sind die verbleibenden aktiven Bereiche gezeigt. Damit sind auch breite Schauer noch ganz im empfindlichen Volumen des Kalorimeters. Mit diesen

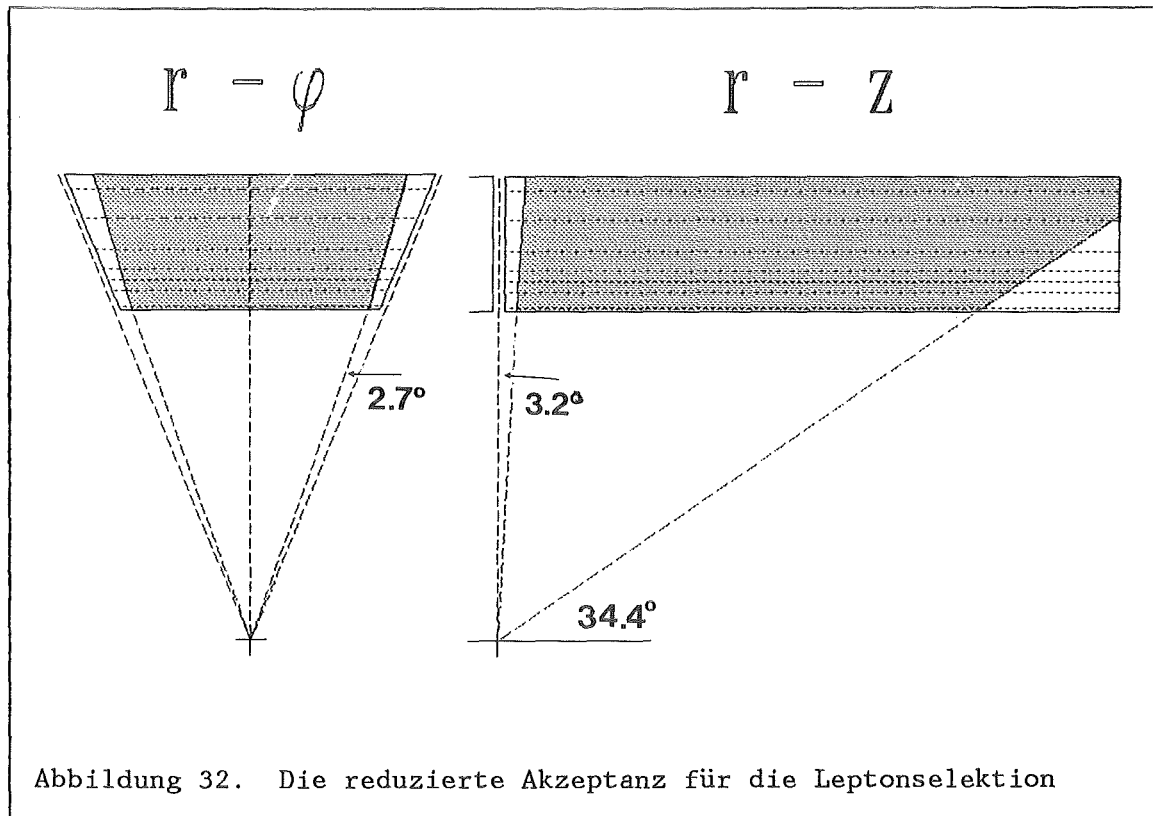


Abbildung 32. Die reduzierte Akzeptanz für die Leptonselektion

Schnitten wird der aktive Raumwinkel für die Elektronkandidaten auf 67.8 % von 4π reduziert. Zusätzlich wird verlangt, daß kein weiteres Teilchen mit mehr als 0.8 GeV Energie auf die u- und v- Streifen zeigt, auf oder neben denen der Kandidat Energie deponiert hat. Dieser Schnitt soll dafür sorgen, daß der Kandidat isoliert ist und die Messung der Energie und der Schauerform nicht durch benachbarte Teilchen beeinflusst wird. Schließlich wird verlangt, daß in den ersten beiden Bleilagern mindestens 20 % der gemessenen Energie des Kandidaten zu finden sind. Dies ist eine Grundforderung, die Teilchen mit elektromagnetischen Schauern leicht erfüllen.

Nun kann mit vier Maßen, die im folgenden beschrieben werden, die Signatur der Kandidaten untersucht werden.

10.1 DIE KOVARIANZMETHODE

Die longitudinale Entwicklung von Kandidatenschauern wird mit der eines simulierten Durchschnittsschauers eines Elektrons derselben Energie und

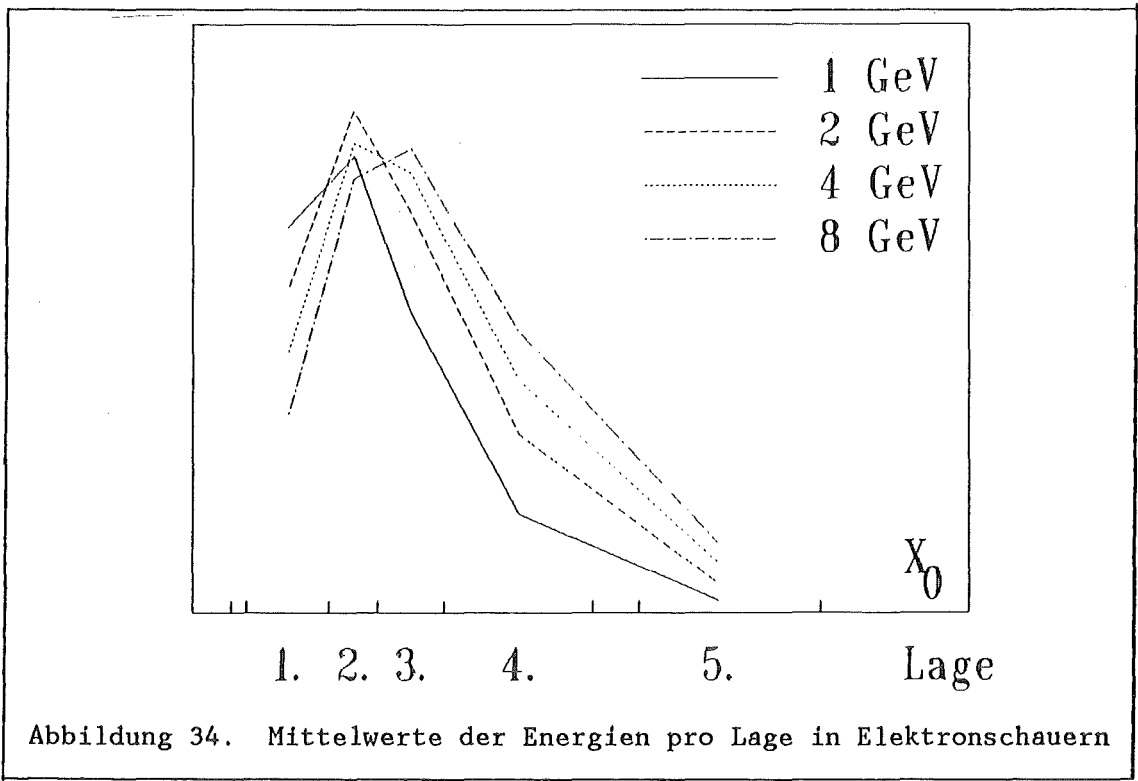
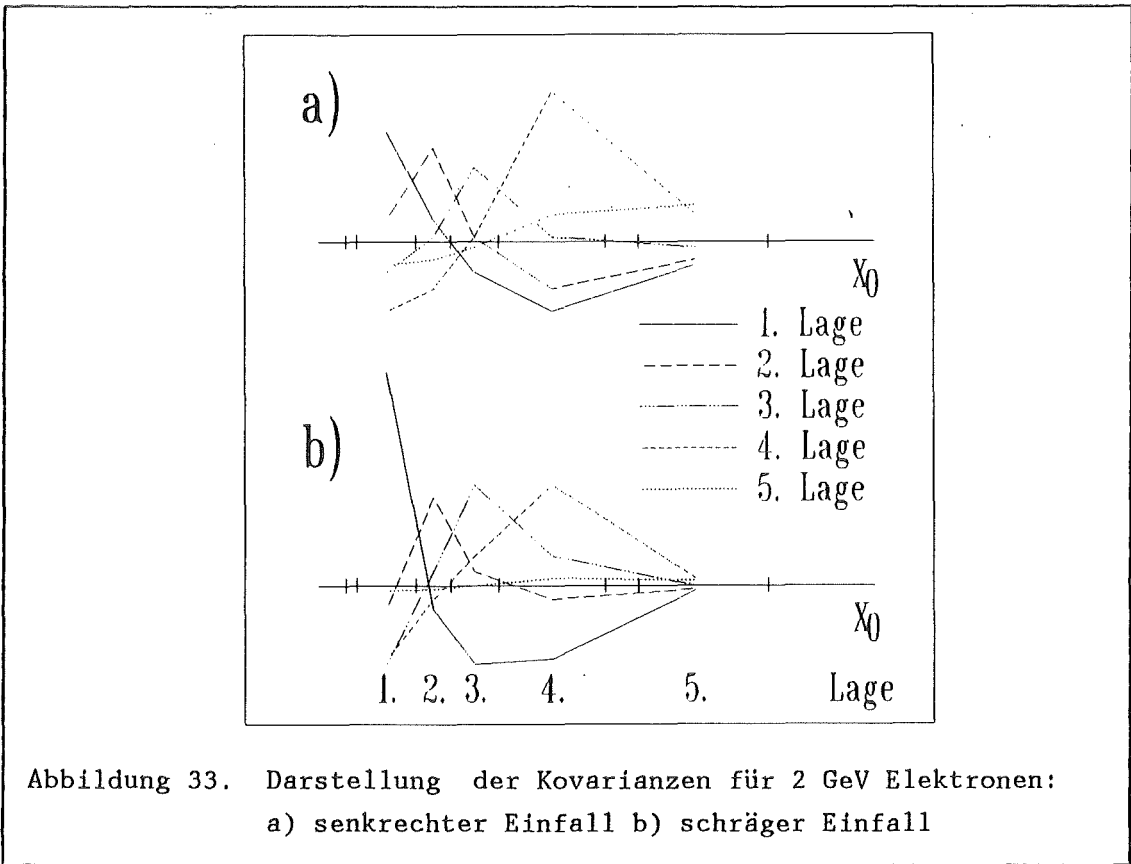
desselben Winkels zur Kalorimeteroberfläche verglichen. Dazu wird aus den simulierten Schauern der Einzelelektronen eine sogenannte Kovarianzmatrix C [51] mit den Elementen

$$c_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (E_i^k - \langle E_i \rangle) \cdot (E_j^k - \langle E_j \rangle) \quad i, j = 1, \dots, 5$$

mit

$$\langle E_i \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N E_i^k$$

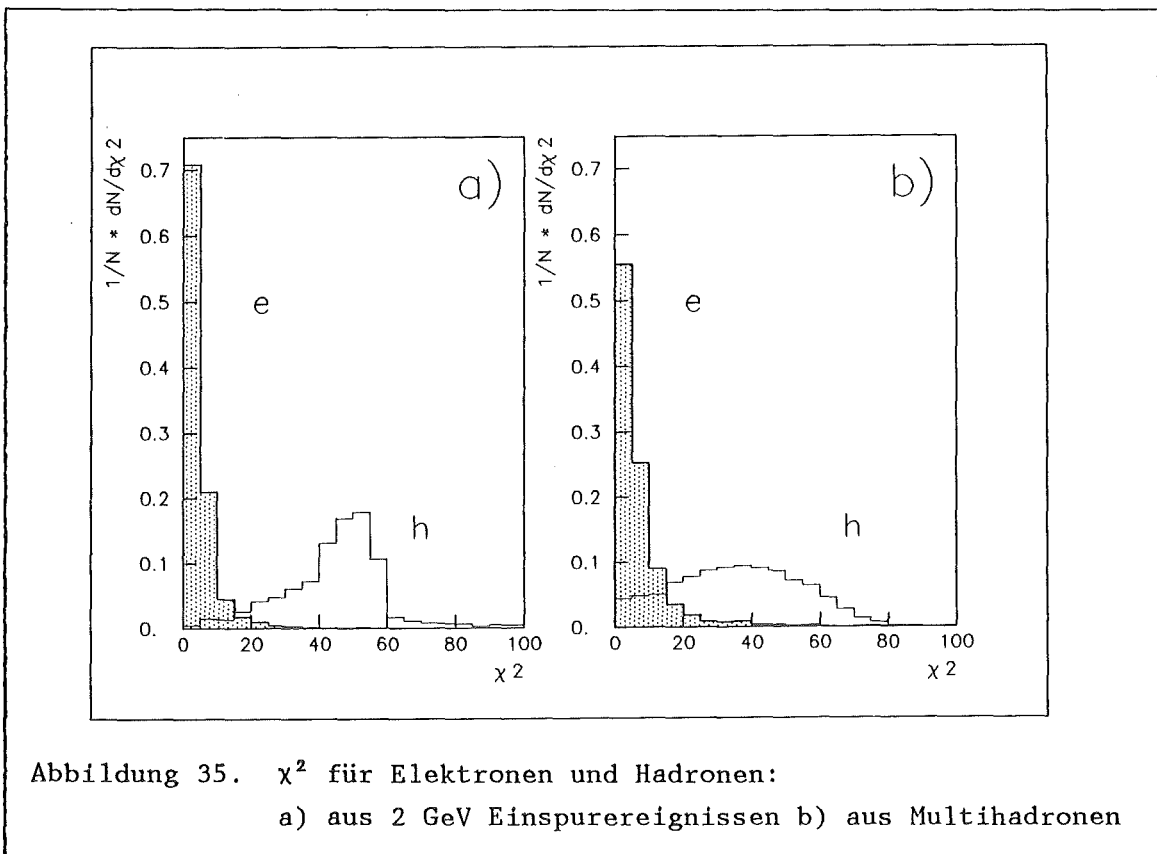
gebildet. E_i ist die auf den Impuls des Teilchens normierte Energie in der Bleilage i des Kalorimeters. N ist die Zahl der simulierten Muster-schauer. In den Diagonalen dieser Matrix stehen die Varianzen der Energien pro Lage. Die anderen Werte heißen Kovarianzen und geben die Korrelationen zwischen den Lagen an. Solche Kovarianzmatrizen wurden aus simulierten Einspurelektronereignissen mit Energien von 1, 2, 4 und 8 GeV für je 3 verschiedene Bereiche des Einfallswinkels auf die Oberfläche der Kalorimetermodule gewonnen. Es wurden nur die Energien der Bleilagen 1 - 5 verwendet. Die Energiedeposition der Kupferlage zu Beginn des Moduls wird durch die Simulation nicht sehr gut beschrieben, und auf die letzte Bleilage wurde verzichtet, da die normierte Energie der letzten Lage sich im Prinzip aus denen der ersten 5 Lagen ergibt und somit keine zusätzliche Messung darstellt. In Abbildung 33 sind als Beispiel 2 Kovarianzmatrizen für 2 GeV Elektronen graphisch dargestellt. Man erkennt die negativen Korrelationen zu etwas entfernter liegenden Lagen. Ist zum Beispiel die Pulshöhe in den ersten Lage groß, so wird wegen der negativen Korrelationen in den letzten Lagen wenig erwartet. Bei schrägem Einfall des Schauers ins Kalorimeter wird aufgrund der effektiv größeren Dicke der Lage diese Korrelationslänge verkürzt. Jetzt kann schon zur benachbarten Lage eine negative Korrelation bestehen. Die Kovarianzmatrix enthält also die Beschreibung eines Elektronschauers mit allen seinen Fluktuationen. Die Mittelwerte der Energien pro Lage sind für verschiedene Schauerenergien gegen die Strahlungslänge in Abbildung 34 aufgetragen. Hieraus kann man die longitudinale Entwicklung der Energiedeposition erkennen. Hochenergetische Schauer entwickeln sich später und sind länger als niederenergetische, liegen jedoch noch immer ganz im Kalorimeter. Eine ausführliche Beschreibung der Schauerform elektromagnetischer und hadronischer Schauer ist in [50] zu finden. Für die Bewertung einer Kandidatenspur wird nun eine Kovarianzmatrix aus den 12 Grundmatrizen (4 Energien, 3 Winkel) durch lineare Interpolation in Energie und Winkel gebildet.



Der Vergleich von Kandidat und Muster geschieht, indem die mittlere quadratische Abweichung χ^2 zwischen beiden berechnet wird.

$$\chi^2 = \sum_{ij} (E_i - \langle E_i \rangle) \cdot c^{-1}_{ij} \cdot (E_j - \langle E_j \rangle)$$

c^{-1}_{ij} sind dabei die Elemente der inversen Kovarianzmatrix C^{-1} , und $\langle E_i \rangle$ die Mittelwerte bestimmt aus den Musterschauern. In Abbildung 35 sind die χ^2 - Verteilungen für Einspurelektronen und -pionen mit Energien von 2 GeV einerseits, und Elektronen und Hadronen verschiedener Energien aus Monte - Carlo - simulierten multihadronischen Ereignissen andererseits, gezeigt.



Die 2 GeV Einspurereignisse sind deshalb zum Vergleich gewählt worden, weil mit steigendem Impuls das Impulsspektrum der geladenen Teilchen (vgl. Abbildung 21) und damit auch das der Elektronen sehr rasch abfällt. Die meisten Elektronen werden daher Impulse um die 2 GeV haben.

10.2 DIE EXTRAPOLATION DER SPUR

Hier wird die relativ enge, räumliche Lokalisierung des Schauermaximums eines elektromagnetischen Schauers ausgenutzt. Es werden die ersten drei Bleilagungen betrachtet, also 8 Ebenen, je 3 in u- und v- Richtung und 2 in w- Richtung orientiert, in denen das Maximum eines elektromagnetischen Schauers zu finden sein sollte. Die Innendetektorspur wird durch das Kalorimeter verlängert, und in jeder Ebene des Kalorimeters werden die auf den Gesamtimpuls normierten Pulshöhen der Kanäle bestimmt, die auf oder neben der Extrapolation liegen. In jeder Ebene werden also 3 Pulshöhen berechnet, von denen das Maximum Ph bestimmt wird. Für jede der 8 Ebenen wird ein Ausdruck der Form

$$Y_i = a_i + b_i \cdot Ph + c_i \cdot Ph^2 \quad i = 1, 2, \dots, 8$$

gebildet. Die Koeffizienten a_i , b_i und c_i wurden so gewählt, daß Y_i für simulierte Elektronen möglichst größer und für Hadronen kleiner 0 wird. Die Koeffizienten sind in Tabelle 16 aufgelistet [32].

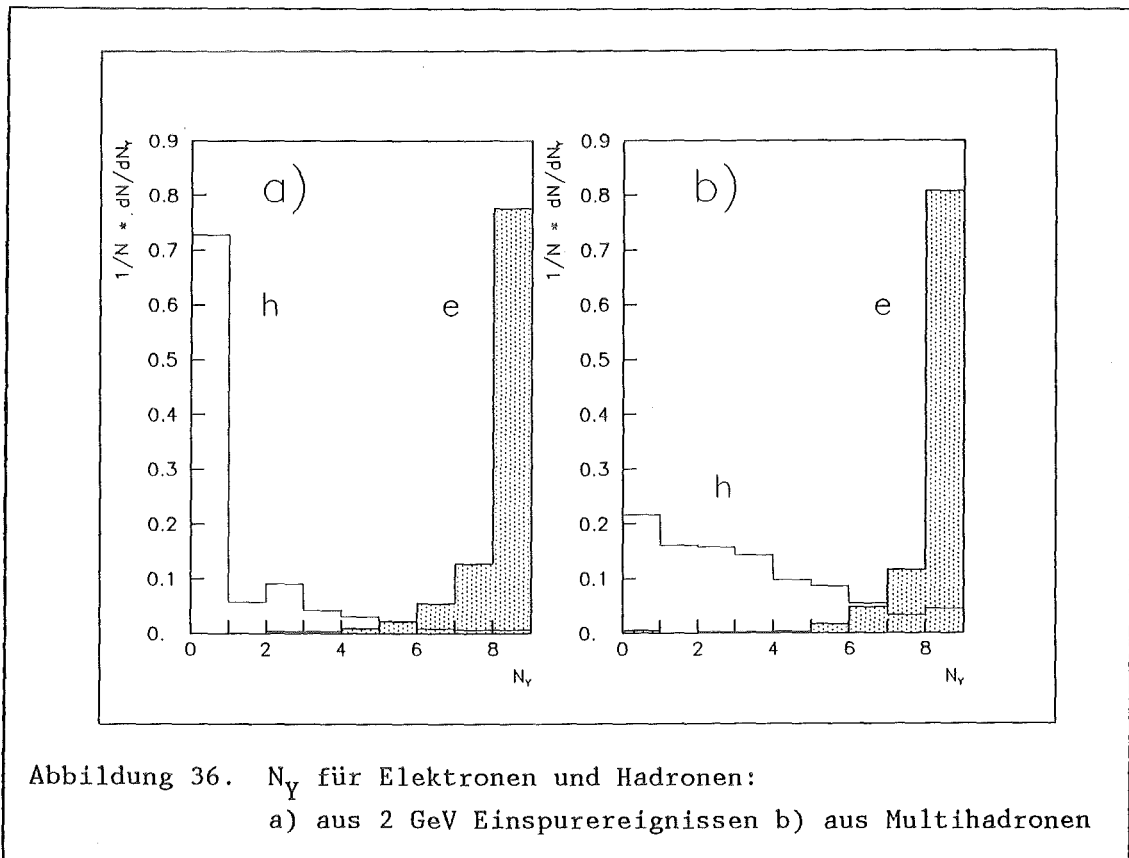
i	Ebene	a_i	b_i	c_i
1	u1	-0.025	0.975	$6.830 \cdot 10^{-4}$
2	v1	-0.025	1.001	$0.839 \cdot 10^{-4}$
3	w1	-0.015	1.000	$2.169 \cdot 10^{-4}$
4	u2	-0.015	0.996	$4.043 \cdot 10^{-4}$
5	v2	-0.015	0.997	$3.098 \cdot 10^{-4}$
6	w2	-0.015	0.994	$7.763 \cdot 10^{-4}$
7	u3	-0.015	0.989	$10.196 \cdot 10^{-4}$
8	v3	-0.015	0.993	$3.480 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 16 : Koeffizienten für den Pulshöhenvergleich längs der Spur

Im wesentlichen werden hier die normierten Pulshöhen pro Ebene mit vorgegebenen Werten (a_i) verglichen. Die Korrekturen (b_i) sind kleiner als 2.5 %. Die Koeffizienten c_i spielen praktisch keine Rolle. Liegen Spur und Schauer nicht exakt hintereinander, so sind die Pulshöhen entlang der Extrapolation sehr klein, und damit die Y_i -Werte. Nur im Zentrum eines elektromagnetischen Schauers besteht die Möglichkeit, die vorgegebenen

Werte für a_i zu erreichen. Damit lassen sich nun zwei verschiedene Maße bilden.

Zunächst kann man abzählen, in wievielen der Ebenen $Y_i > 0$ gilt. Man erhält die Anzahl N_Y . Für Elektronschauer würde man erwarten, daß in allen Ebenen diese Bedingung erfüllt ist, wogegen bei Hadronen sehr selten große Pulshöhen zu beobachten sein sollten. Dieses Maß ist hauptsächlich empfindlich auf die longitudinale Energiedeposition im Schauer. In Abbildung 36 sind die N_Y -Verteilungen für Einspurelektronen und -pionen mit Energien von 2 GeV und Teilchen aus multihadronischen Ereignissen dargestellt.



Zum zweiten kann man die Summe

$$Y_S = \sum Y_i \quad i = 1, 2..8$$

bilden. Mit dieser Variablen kann eine kleine Pulshöhe in einer Ebene durch eine entsprechend größere in einer anderen Ebene ausgeglichen werden. Hier wird also eher die gesamte Energie und die Lage des Schauers überprüft als die Struktur der Energiedeposition in der Tiefe. Im Vergleich zu Elektronschauern mit positiven Y_S , findet man bei Hadronen

negative Y_S . In Abbildung 37 sind die Y_S - Verteilungen für simulierte Einspurereignisse mit Energien von 2 GeV und Teilchen aus multihadronischen Ereignissen gezeigt.

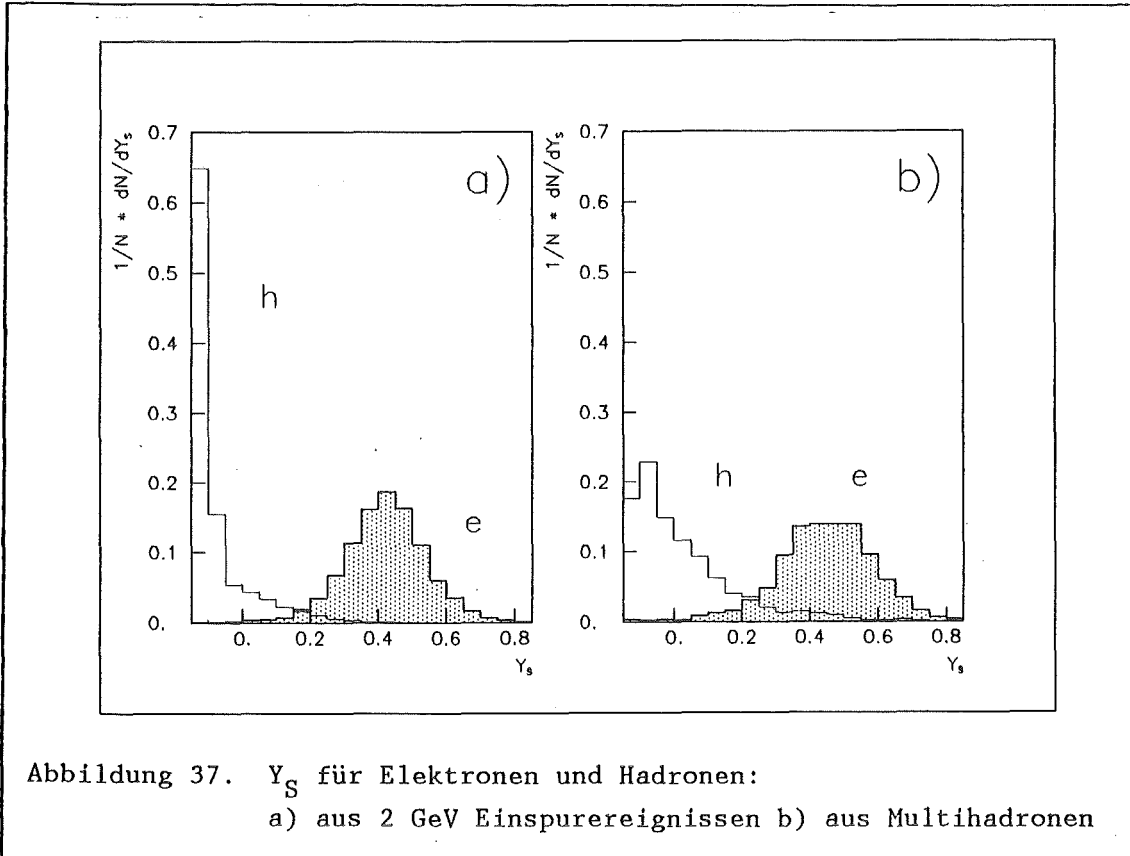


Abbildung 37. Y_S für Elektronen und Hadronen:
a) aus 2 GeV Einspurereignissen b) aus Multihadronen

10.3 DER VERGLEICH DER ENERGIE- UND IMPULSMESSUNG

Da Elektronen im Kalorimeter ganz gestoppt werden, sollte die gemessene Energie dem Impuls entsprechen, den man aus der Krümmung der Spur berechnet hat. Bei Hadronen sollte die Diskrepanz der Messungen in der Regel groß sein, da nur sehr wenige Hadronen ihre ganze Energie im Kalorimeter verlieren. Der Unterschied zwischen gemessener Energie und Impuls ermöglicht also, Elektronen und Hadronen voneinander zu unterscheiden. Man bildet die Differenz zwischen Energie und Impuls und normiert auf den gesamten Fehler der Messung. Das ergibt

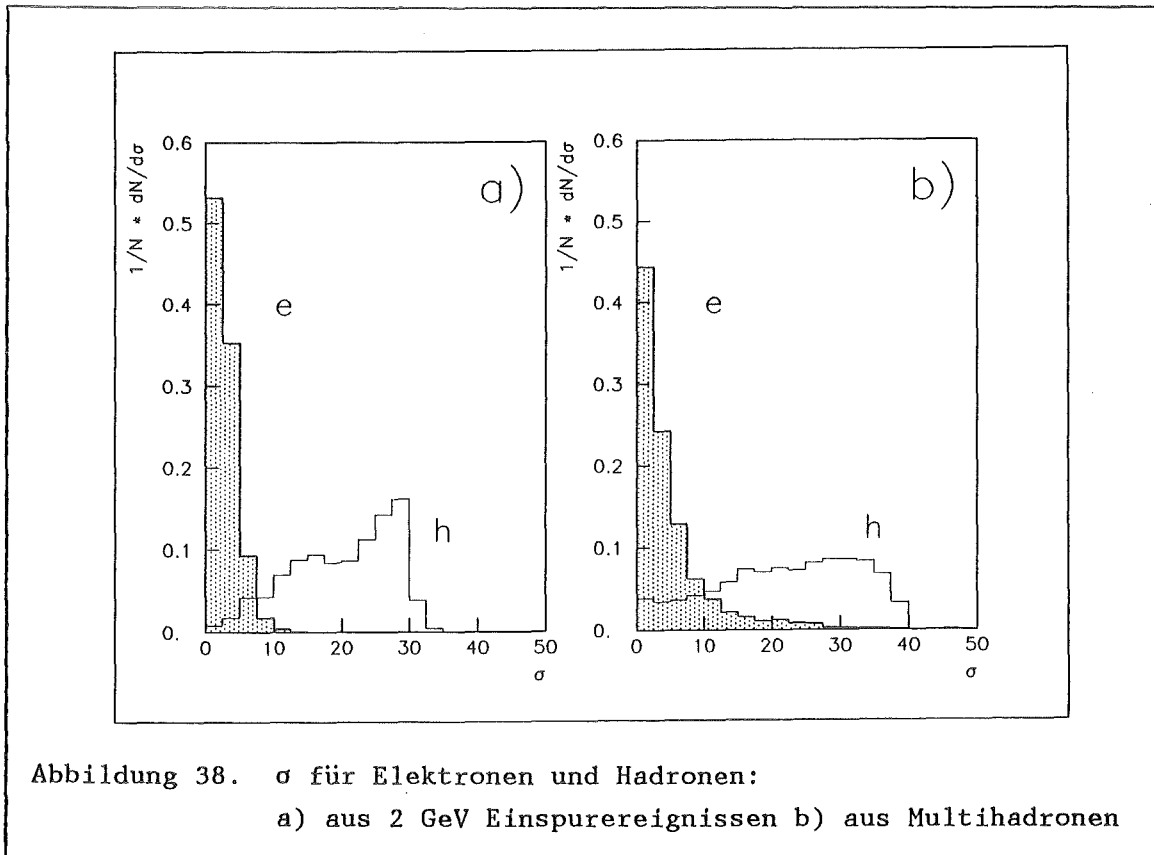
$$G = \frac{|E - p|}{\sqrt{\sigma_{\text{neu}}^2 + \sigma_{\text{ch}}^2}}$$

mit $\sigma_{\text{neu}}^2 = 0.13 \cdot \sqrt{E}$ und $\sigma_{\text{ch}}^2 = 0.025 \cdot p^2$ (realistischer Wert für Spuren in multihadronischen Ereignissen). Da der Fehler der Impulsmessung quadratisch mit dem Impuls steigt, der Fehler der Energiemessung aber nur mit der Wurzel der Energie, wird für Impulse über 2 GeV/c der Gesamtfehler von σ_{ch} dominiert. Aus Monte - Carlo - Rechnungen lassen sich die Mittelwerte der Energiedeposition von Pionen im Kalorimeter $\langle E_{\pi} \rangle$ bestimmen (siehe Tabelle 17). Damit können die mittleren Abweichungen G berechnet werden.

p_{π}	1	2	4	8	(GeV/c)
$\langle E_{\pi} \rangle$	0.4	0.6	1.1	1.9	(GeV)
σ_{neu}	0.08	0.1	0.14	0.18	
σ_{gel}	0.03	0.1	0.4	1.6	
G	6.7	10.0	6.9	3.8	
σ	6.7	20.0	27.6	30.4	

Tabelle 17 : Differenz der Energie- und Impulsmessung bei Pionen

Die größten Abweichungen der Hadronen werden demnach bei Teilchenenergien von etwa 2 GeV erwartet. Die Werte für die Elektronen sind wegen der annähernden Gleichheit der Energie- und Impulsmessung unabhängig von der



Energie sehr klein. Um den Zahlenwert der Abweichung für Hadronen oberhalb 1.6 GeV in etwa unabhängig vom Impuls zu halten, wurde im weiteren die Variable $\sigma = G \cdot p$ betrachtet. Die σ -Verteilungen für Monte - Carlo - Einspurelektronen und -pionen und für Teilchen aus multihadronischen Ereignissen sind in Abbildung 38 gezeigt.

In allen vier Messungen sind die Verteilungen der Einspurereignisse deutlicher getrennt als die der Teilchen aus hadronischen Ereignissen. Der Grund dafür ist einmal die Tatsache, daß in multihadronischen Ereignissen die zu trennenden Leptonen und Hadronen nicht eine feste Energie (1, 2, 4 oder 8 GeV) haben, sondern einen weiten Bereich von niedrigen bis zu allerhöchsten Energien abdecken. Außerdem kann aufgrund der vielen anderen Teilchen in einem solchen Ereignis die Messung nicht so genau wie bei Einzelteilchen sein. Auch nach allen Schnitten zur Isolierung eines Kandidaten vom Rest des Ereignisses gibt es Überlagerungen von Teilchen mit anderen Teilchen, elektronischen Störungen oder Synchrotronstrahlung. Spuren können falsch rekonstruiert werden, wenn benachbarte Kammertreffer fälschlicherweise in der Rekonstruktion mitberücksichtigt werden. Kurz, die Ausgangssituation für die Elektron - Hadron - Trennung ist sehr viel sauberer bei Einspurereignissen.

10.4 DIE KOMBINATION DER MESSUNGEN

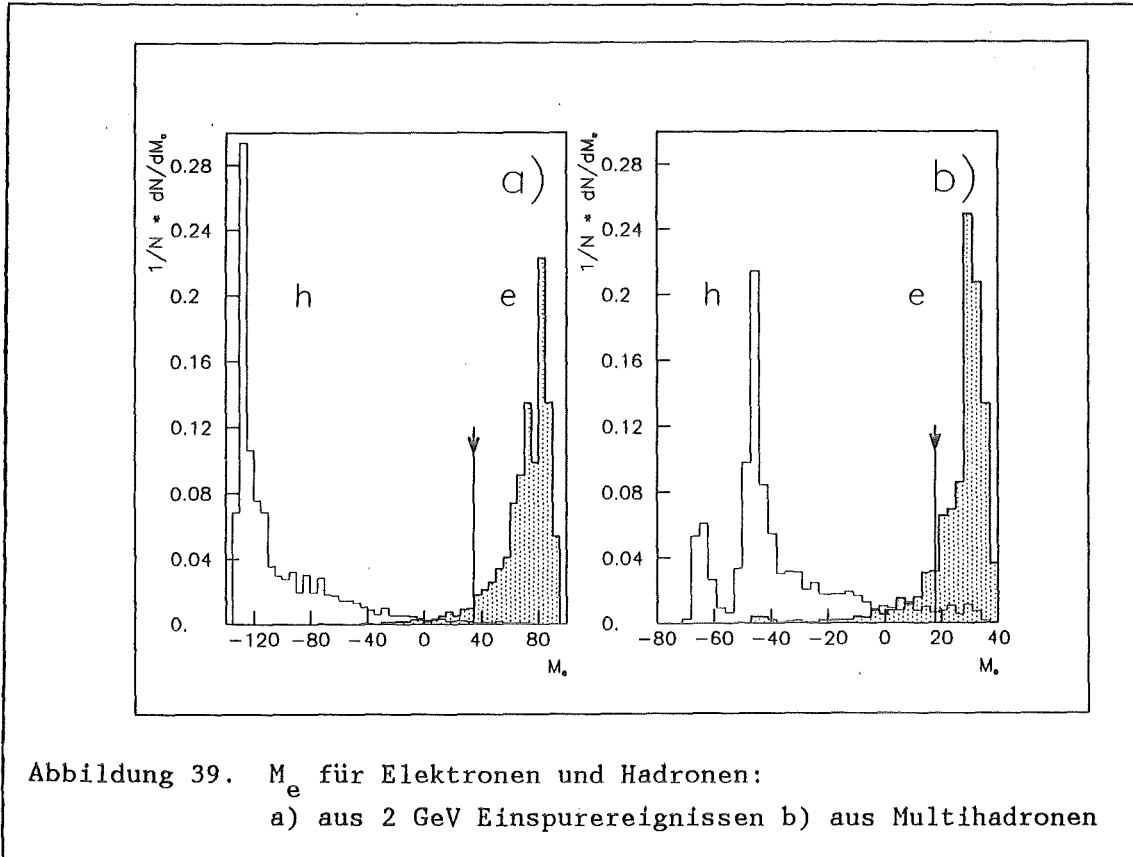
Die Elektronerkennung kann nun darin bestehen, daß in jeder der Meßgrößen ein Schnitt festgelegt wird, den Kandidaten passieren müssen, um als Elektronen akzeptiert zu werden. Diese Methode ist relativ grob. Sie grenzt im 4-dimensionalen χ^2 , Y_S , N_Y , σ -Raum ein rechteckiges, nach einer Seite offenes Gebiet ein (4-dimensionale Raumecke), in dem hauptsächlich Elektronen zu finden sein sollten. Die Identifikation kann verbessert werden, indem für jeden Punkt in diesem 4-dimensionalen Raum bestimmt wird, mit welcher Wahrscheinlichkeit Elektronen und Hadronen dort erscheinen. Man kann dann beliebig geformte Bereiche definieren, in denen eine Teilchenart überwiegt. Diese Methode benötigt jedoch eine riesige Zahl von simulierten Ereignissen, um auch in wenig bevölkerten Raumgebieten ausreichende statistische Signifikanz zu erhalten. Einen Kompromiß zwischen den beiden Möglichkeiten zur Elektronerkennung stellt die Kombination der Messungen mit einer Maximum - Likelihood - Methode dar, die im folgenden beschrieben wird [51].

Jeder Elektronkandidat liefert also 4 Meßwerte χ^2 , Y_S , N_Y und σ . Für jede dieser Messungen lassen sich die Wahrscheinlichkeiten p_e und p_h angeben, mit denen ein Elektron bzw. ein Hadron bei dem bestimmten Meßwert zu finden ist. Diese Wahrscheinlichkeiten lassen sich aus den Histogrammen in Abbildung 35, Abbildung 36, Abbildung 37 und Abbildung 38 ablesen. Man erhält insgesamt 8 Wahrscheinlichkeiten : $p_e(i)$, $p_h(i)$ $i = \chi^2, Y_S, N_Y, \sigma$. Die Quotienten $p_e(i) / p_h(i)$ geben für je ein Maß an, um wieviel wahrscheinlicher der Kandidat ein Elektron bzw. ein Hadron ist. Man kombiniert die Messungen, indem man diese Maximum - Likelihood - Quotienten multipliziert. Dieses Produkt ist ein Maß für die Ähnlichkeit zwischen Kandidat und simulierten Elektronen in der Kombination der 4 Einzelmessungen. Jede der Methoden wird noch mit einem Gewicht g_i versehen, über das sich ihr relativer Beitrag zur Elektronerkennung regeln läßt. Schließlich wird zur Elektron - Hadron - Trennung also die Größe

$$M_e = \ln \left[\frac{p_e(\chi^2)^{g_{\chi^2}}}{p_h(\chi^2)} \cdot \frac{p_e(Y_S)^{g_Y}}{p_h(Y_S)} \cdot \frac{p_e(N_Y)^{g_N}}{p_h(N_Y)} \cdot \frac{p_e(\sigma)^{g_\sigma}}{p_h(\sigma)} \right]$$

verwendet. Diese Variable sollte zuverlässig Auskunft über die Natur eines Teilchens geben. Ist M_e groß (>0), so ist die Wahrscheinlichkeit

groß, daß es sich bei dem Kandidaten um ein Elektron handelt. Für kleine M_e (< 0) hat man es eher mit einem Hadron zu tun. Abbildung 39 zeigt die Verteilung der M_e -Werte für Elektronen und Hadronen aus simulierten 2 GeV Einspurereignissen und multihadronischen Ereignissen.

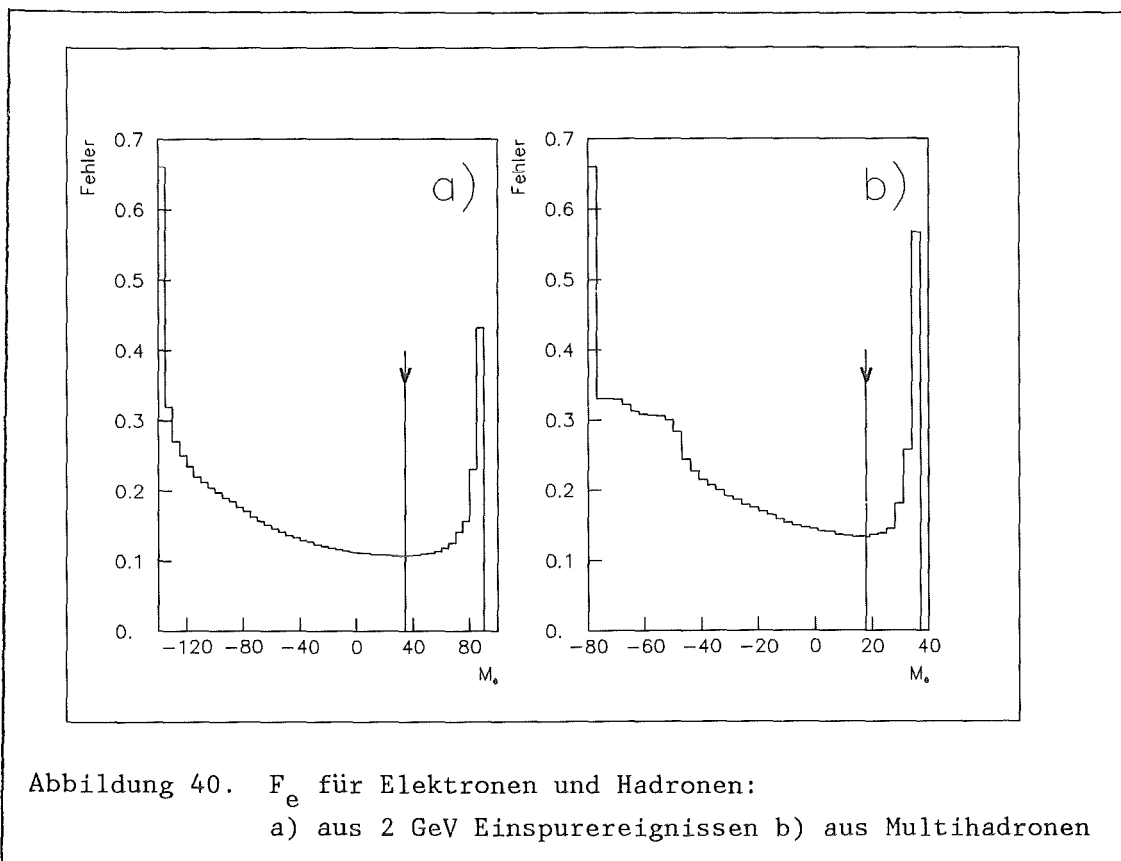


Man beachte die unterschiedlichen Maßstäbe der beiden Abszissen. Die Einspurereignisse sind viel weiter voneinander getrennt und überlappen weniger als die Elektronen und Hadronen aus den multihadronischen Ereignissen.

10.5 DIE RESULTATE DER ELEKTRON - HADRON - TRENNUNG

Nachfolgend werden die Resultate der Elektron - Hadron - Trennung einmal für Teilchen aus multihadronischen Ereignissen und einmal für die Einspurereignisse der verschiedenen Energien aufgeführt. Zur Optimierung der e - h - Trennung wurde der Schnitt in M_e und die Gewichte $g(i)$ variiert und der statistische Fehler F_e des korrigierten Elektronensignals betrach-

tet (vgl. "9.3.1 Der statistische Fehler des korrigierten Signals"). In Abbildung 40 ist dieser Fehler in Abhängigkeit vom Schnitt in M_e dargestellt.



Die angegebenen Nachweiswahrscheinlichkeiten ε_e und ε_h beziehen sich auf die Teilchen ($N_S + N_U$), die alle Schnitte passiert haben, die zu Beginn des Kapitels "10. Elektronidentifikation" erwähnt wurden. Es sind somit reine Erkennungswahrscheinlichkeiten, die keinerlei Akzeptanzeffekte oder Linkwahrscheinlichkeiten enthalten. Es wurde für die Optimierung der Trennung bei Einspurereignissen ein Verhältnis von angebotenen Elektronen (N_S) zu Pionen (N_U) von 0.101 angenommen, wie es sich aus den simulierten multihadronischen Ereignissen ergibt. Die Lage des Minimums des Fehlers des korrigierten Elektronensignals hängt stark von der Größe dieses Verhältnisses ab. Ändert man dieses Verhältnis, so wird sich in der Regel die Güte einer gewählten Selektion ändern. Die absolute Anzahl von Elektronen und Hadronen ist jedoch nur für den Zahlenwert des Fehlers, nicht aber für die Güte der Selektion von Belang. Die jeweils genannten Zahlenwerte für den statistischen Fehler des korrigierten Elektronensignals beziehen sich immer auf ein Angebot von $N_S = 100$ Elektronen und $N_U = 100 / 0.101 = 990.1$ Hadronen. In Tabelle 18 sind sowohl für die Einspur-

ereignisse als auch für die multihadronischen Ereignisse die optimalen Selektionsparameter und die Ergebnisse gezeigt.

	Einspurereignisse					Muhas
	1.0	1.6	2.0	4.0	8.0	> 1.6
Energie (GeV)	1.0	1.6	2.0	4.0	8.0	> 1.6
M_e -Schnitt	11.0	10.3	34.4	28.5	17.7	17.7
ϵ_e (%)	89.5	94.4	94.8	95.9	92.5	86.3
ϵ_h (%)	1.8	0.9	0.8	0.8	1.0	4.5
F_e (%)	11.6	10.8	10.7	10.6	11.0	13.25

Tabelle 18 : Ergebnisse der e - h - Trennung

Die Optimierung mit der Maximum - Likelihood - Methode liefert eine Erkennungswahrscheinlichkeit für Elektronen in Multihadronen von $\epsilon_e = 86.3 \%$ und eine Wahrscheinlichkeit für Hadronmisidentifikation von $\epsilon_h = 4.5 \%$. Der relative statistische Fehler des korrigierten Elektronsignals beträgt $F_e = 13.25 \%$. Zum Vergleich sei das Ergebnis für eine e - h - Trennung mit einfachen Schnitten in den Variablen χ^2 , Y_S , N_Y und σ genannt. Mit Schnitten bei $\chi^2 = 20$, $Y_S = 0.25$, $N_Y = 7$ und $\sigma = 12$ (siehe Abbildung 35, Abbildung 36, Abbildung 37 und Abbildung 38) erhält man $\epsilon_e = 80.8 \%$, $\epsilon_h = 4.5 \%$ und $F_e = 13.86 \%$. Die Maximum - Likelihood - Methode liefert eine um etwa 5 % bessere Elektron - Hadron - Trennung.

Die Trennung der Einspurereignisse funktioniert besser als die Trennung der Teilchen aus multihadronischen Ereignissen, da schon die einzelnen Verteilung für Elektronen und Pionen besser getrennt waren. Der Unterschied im Fehler des korrigierten Signals beträgt etwa 20 %. Betrachtet man die Entwicklung der Trennung bei Einspurereignissen mit der Energie der Teilchen, so stellt man fest, daß die Fehler bei niedrigen (<1.6 GeV) und hohen (>4 GeV) Energien rasch ansteigen. Bei kleinen Energien lassen sich Hadronen und Elektronen nicht mehr gut unterscheiden, da dann auch Hadronen im Kalorimeter gestoppt werden, und bei hohen Energien werden die Fehler in der Impulsmessung, und damit die Fehler aller Größen, die auf den Impuls normiert werden, sehr groß. Die entsprechende Beobachtung läßt sich auch bei multihadronischen Ereignissen machen. In Abbildung 41 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen über ihrem Impuls aufgetragen. Die statistischen Fehler werden sehr

schnell größer, da mit steigendem Impuls die Zahl der vorhandenen Elektronen rapide sinkt. Demnach läßt sich ein Maximum der Elektronen nachwahrscheinlichkeit bei Impulsen zwischen 2 und 6 GeV/c erkennen. Im nachhinein ist also der Impulsschnitt von 1.6 GeV, den Kandidaten überstehen müssen, gerechtfertigt (siehe "9.1 Die Methode der Anreicherung").

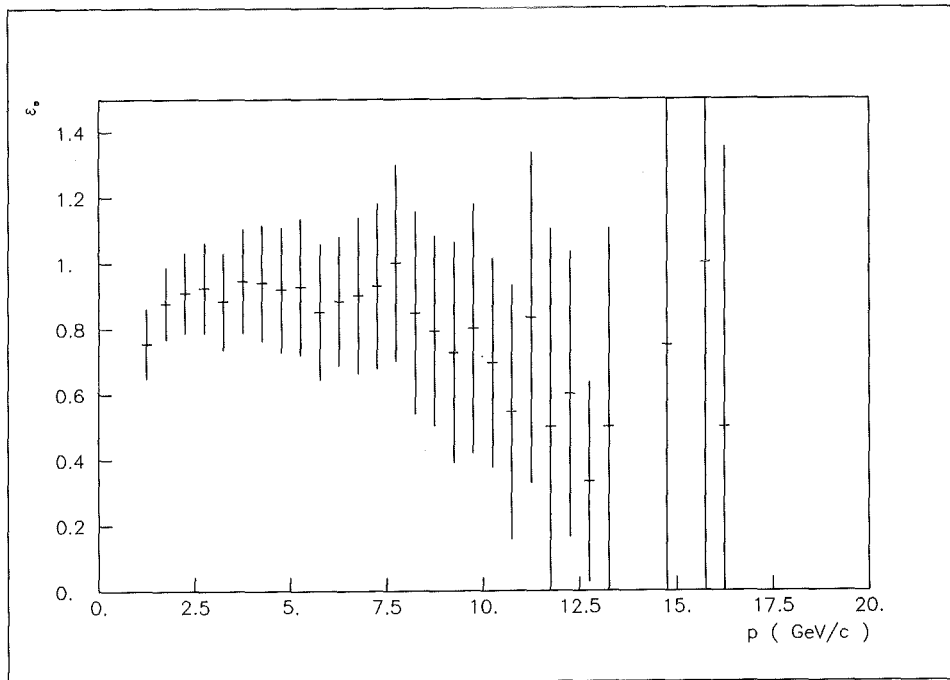
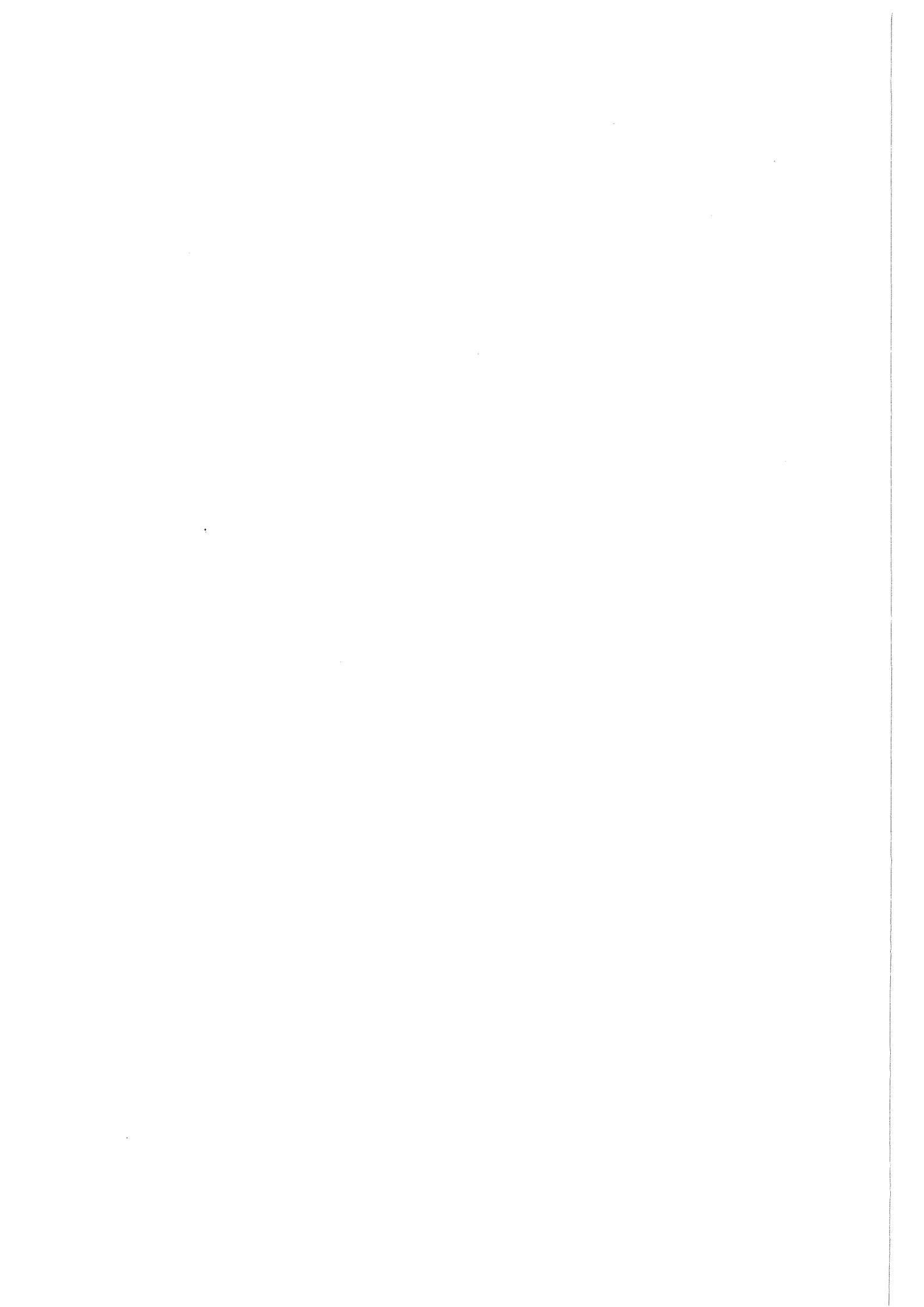


Abbildung 41. ϵ_e in Multihadronen gegen den Impuls

Die Anpaßung der Gewichte g_i bewirkt, daß bei der Trennung in multihadronischen Ereignissen die Maße Y_S und N_Y dominieren ($g_{\chi^2} : g_Y : g_N : g_{\sigma} = 1.1 : 3.3 : 3.7 : 1.0$), während bei den 2 GeV Einzelspurereignissen alle vier Maße etwa gleichen Anteil an der Trennung haben ($g_{\chi^2} : g_Y : g_N : g_{\sigma} = 1 : 1.6 : 1.5 : 1.4$). Das zeigt, daß die Kovarianzmethode und der Energie - Impuls - Vergleich stärker unter dem Einfluß der anderen Teilchen in hadronischen Ereignissen leiden als N_Y und Y_S .



11. MYONIDENTIFIKATION

Auch um Myonen von Hadronen zu trennen, muß deren unterschiedliches Erscheinungsbild im Detektor ausgenutzt werden. Ein Myon sollte eine gekrümmte Spur im Innendetektor erzeugen, in deren genauer Verlängerung im Kalorimeter eine Energiedeposition zu beobachten ist, die dem Ionisationsverlust eines Myons entspricht. Sind dort zu große Signale zu finden, so können sie nur von einer hadronischen Reaktion oder einem elektromagnetischen Schauer stammen und nicht von einem Myon. Weiterhin sollte in Verlängerung der Spur ein Treffer in den Myonkammern zu verzeichnen sein. Solche Treffer können außer von Myonen auch von dem Bruchteil der das Eisen durchdringenden Hadronen, elektronischen Störungen oder Strahlungsuntergrund in der Experimentierhalle erzeugt werden.

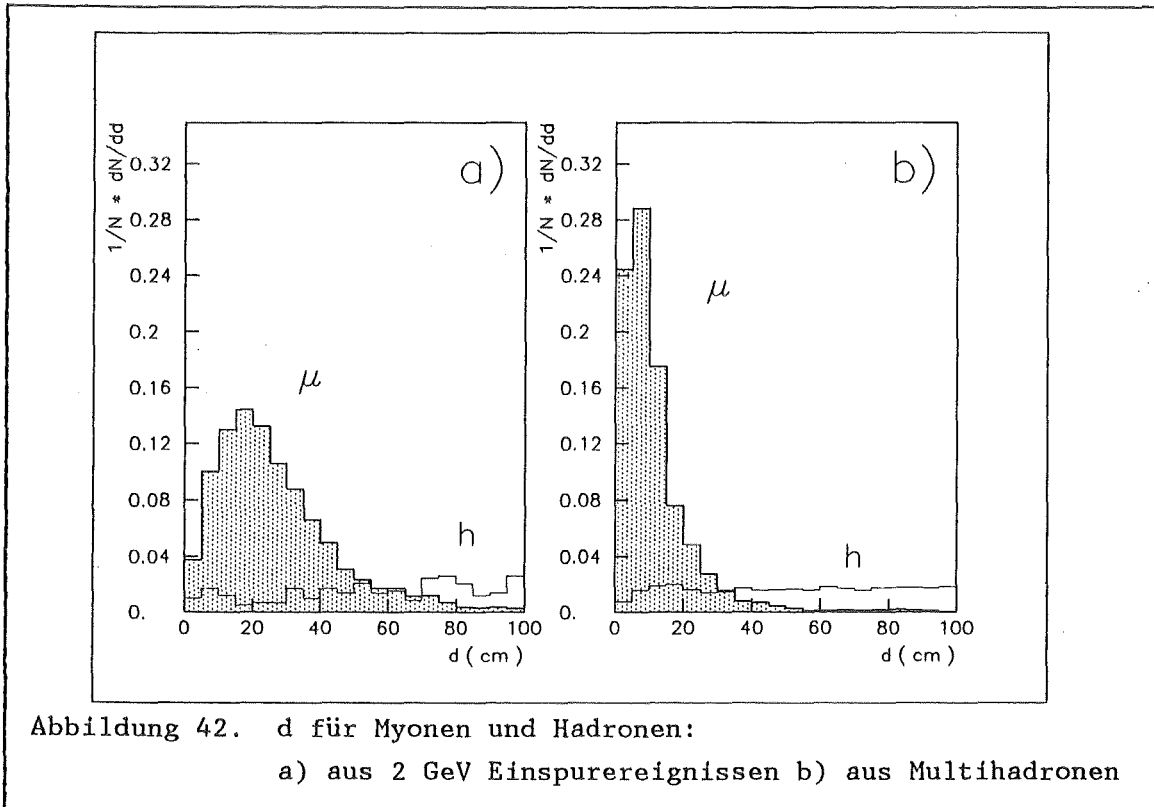
Auch hier muß eine Spur zunächst vor der eigentlichen Teilchenidentifikation einige generelle Bedingungen erfüllen. Es muß eine Verbindung zwischen Spur und Schauer von LATRAK gefunden worden sein. Der Schauer darf maximal eine Topologie von 2 haben, das heißt, es darf höchstens ein weiteres Teilchen auf den selben Streifen des Kalorimeters geben. Natürlich müssen die Kanten der Kalorimetermodule, die Lücken zwischen ihnen und der Vorwärtsbereich ausgenommen werden, was mit den gleichen Schnitten wie bei der Elektronselektion geschieht (vgl. "10. Elektronidentifikation"). Es muß eine Verbindung zwischen der Spur und einem Myonkammertreffer hergestellt worden sein, und der Treffer in den Kammern muß ein Signal sowohl auf der Anode als auch auf beiden Kathoden produziert haben. Die mittlere Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Myon einen dreifachen Treffer erzeugt, lag für die Zeit der Datennahme bei 84 % [52]. Das Rauschen, und damit auch zufällige Zuordnungen von Spuren und Rauschsignalen in der Myonkammer, werden durch diese Forderung stark unterdrückt.

Mit Hilfe dreier Messungen wird nun versucht, Myonen von Hadronen zu unterscheiden.

11.1 DIE DISTANZ

Wie schon erwähnt, wird die Spur aus dem Innendetektor durch Kalorimeter und Eisen bis in die Myonkammern extrapoliert. Dabei werden das Magnetfeld

im Eisen und der Energieverlust der Myonen durch Ionisation berücksichtigt. Nun wird der Durchstoßpunkt D der Extrapolation durch die an jeder Seite um 1 m erweiterte Myonkammerebene berechnet. Der Abstand des Punktes D zu einem rekonstruierten Treffer R in den Kammern heißt Distanz d. Die Verteilungen in d für Einspurmyonen und -hadronen sowie Teilchen aus multihadronischen Ereignissen sind in Abbildung 42 zu sehen.



Es ist nur der Teil des Spektrums zu sehen, der den Großteil der Myonen enthält. Sowohl viele Hadronen als auch ein kleiner Teil der Myonen ist bei großen Distanzen zu finden. Etwa 66.7 % der Hadronen und 8.9 % der Myonen aus multihadronischen Ereignissen haben zwischen Extrapolation und rekonstruiertem Treffer Abstände von über 1 m. Die Verteilung dort ist für beide Teilchenarten flach und weist keine ausgeprägten Strukturen auf. Die Größe der mittleren Distanz d von Myonen ist sehr stark impulsabhängig. Für Impulse über 4 GeV/c wird diese Verteilung sehr schmal. Dies ist ein Grund dafür, daß die d-Verteilung für multihadronische Ereignisse schmäler als die der 2 GeV Einspurmyonen ist. Sie enthalten auch Teilchen mit größeren Impulsen. Zum zweiten wird ein Teil der Myonspuren mit einem Rauschsignal in den Myonkammern zu einer Kombination mit kleinerer Distanz zusammengefügt, während der wahre Treffer des Myons unberücksichtigt bleibt. Die Forderung nach einer kleinen Distanz verwirft haupt-

sächlich solche zufälligen Assoziationen, deren Häufigkeit mit dem Quadrat der Distanz wächst.

11.2 DIE QUALITÄT

Der Vergleich des extrapolierten Punktes D mit den tatsächlichen Treffern muß gewisse Fehler in der Position des Punktes D in Rechnung stellen. Die Quellen dieser Unsicherheiten sind die Fehler in der Rekonstruktion der Spur im Innendetektor, die sich bis zu den Myonkammern fortpflanzen, die Ablenkung durch das Magnetfeld, kombiniert mit der Unsicherheit der Impulsmessung und die Coulombstreuung der Myonen im Detektormaterial. Außerdem gibt es Fehler durch die Auflösung der Kammern und die Unsicherheit ihrer absoluten Position im Raum. Die Berechnung der Fehler geht von der Fehlermatrix der Innendetektorspur aus. Sie enthält die Einzelfehler der Größen, die eine Spur charakterisieren. Das sind die Koordinaten des Startpunktes, der Impuls, bzw. die Krümmung der Spur und die Raumrichtung, in die sie zeigt. Nun werden die Fehler für die θ - und ϕ - Koordinaten der Innendetektors getrennt bis in die Myonkammern fortgerechnet, wobei schrittweise der Effekt der Coulombstreuung in die Fehler einbezogen wird. Dieses Vorgehen wird den verschiedenen durchquerten Materialien des Detektors gerecht. Schließlich werden die Myonkammern im Punkt D erreicht, und die Fehler in θ - und ϕ - Richtung werden in Fehler der kartesischen Koordinaten u und v in der Myonkammerebene transformiert. In diesem Koordinatensystem mit Ursprung D, das nicht dem durch die Kammerdrähte aufgespannten Koordinatensystem entspricht, bilden die Fehler der Extrapolation σ_u und σ_v eine Fehlerellipse. Der Treffer R erhält in diesem System die Koordinaten U und V . Jetzt läßt sich die Qualität q einer Zuordnung Spur - Kammertreffer definieren durch

$$q = \sqrt{U^2/\sigma_u^2 + V^2/\sigma_v^2}.$$

Zur Verdeutlichung der Definition ist in Abbildung 43 das u,v - Koordinatensystem mit einer Fehlerellipse gezeigt. Eine ausführlichere Beschreibung der Berechnungen der Qualität ist in [38] zu finden. Abbildung 44 enthält die q - Verteilungen für 2 GeV Einspurereignisse und Myonen und Hadronen aus multihadronischen Ereignissen. Auch hier liegt ein großer Teil der Hadronen außerhalb des dargestellten Bereiches. Ungefähr 7.4 % der Myonen und 57.3 % der Hadronen aus multihadronischen Ereignissen weisen q - Werte über 10 auf. Wieder sind diese Bereiche ohne ausgeprägte

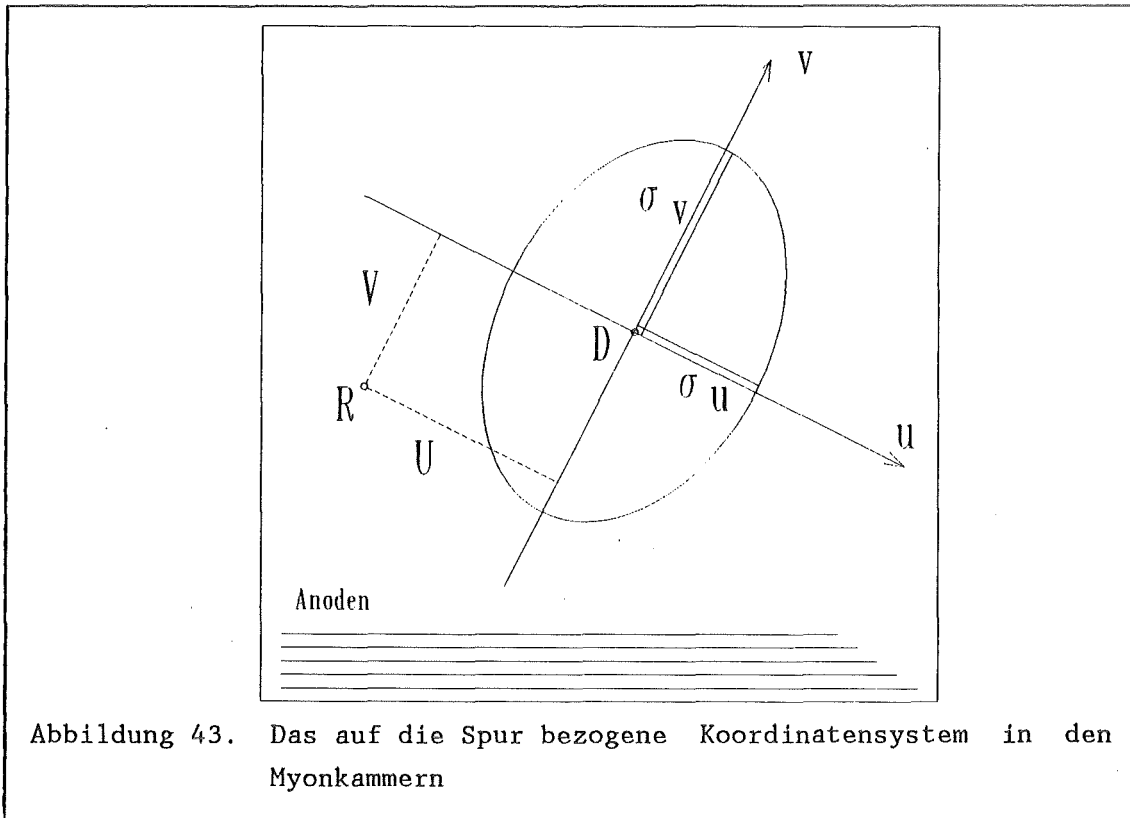


Abbildung 43. Das auf die Spur bezogene Koordinatensystem in den Myonkammern

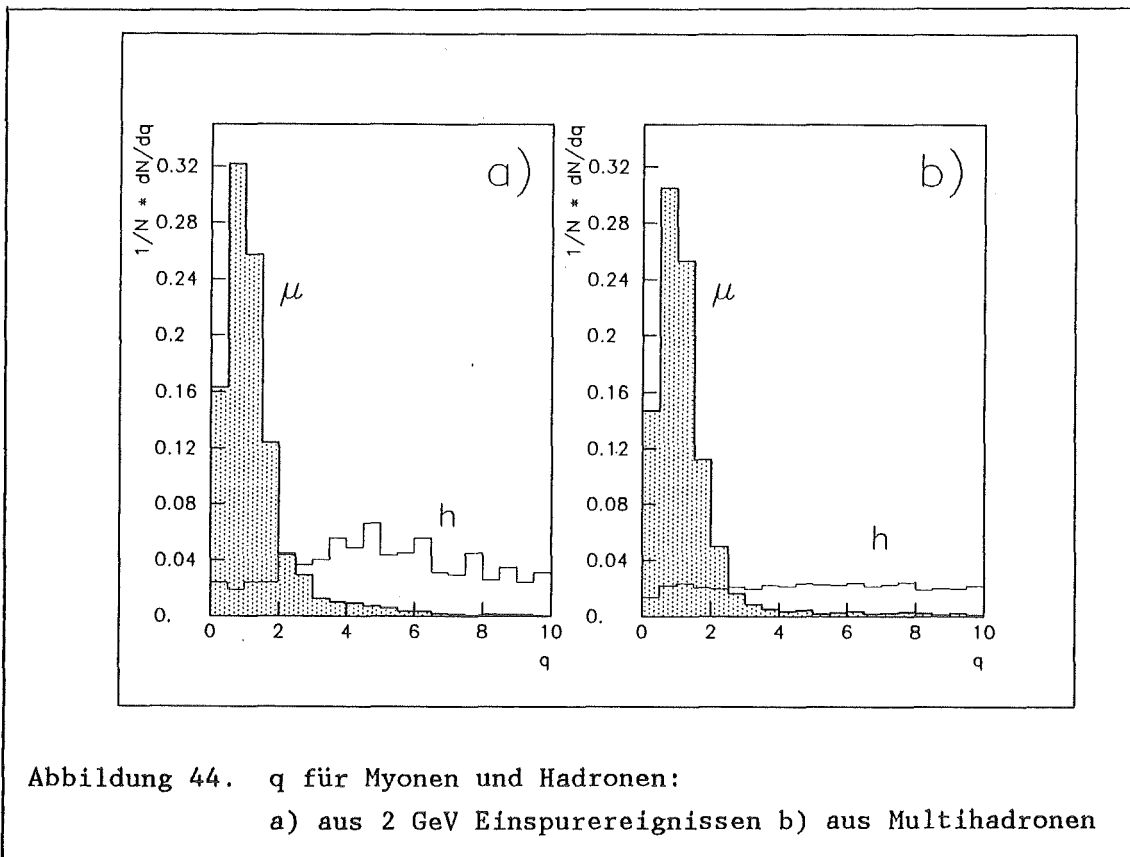
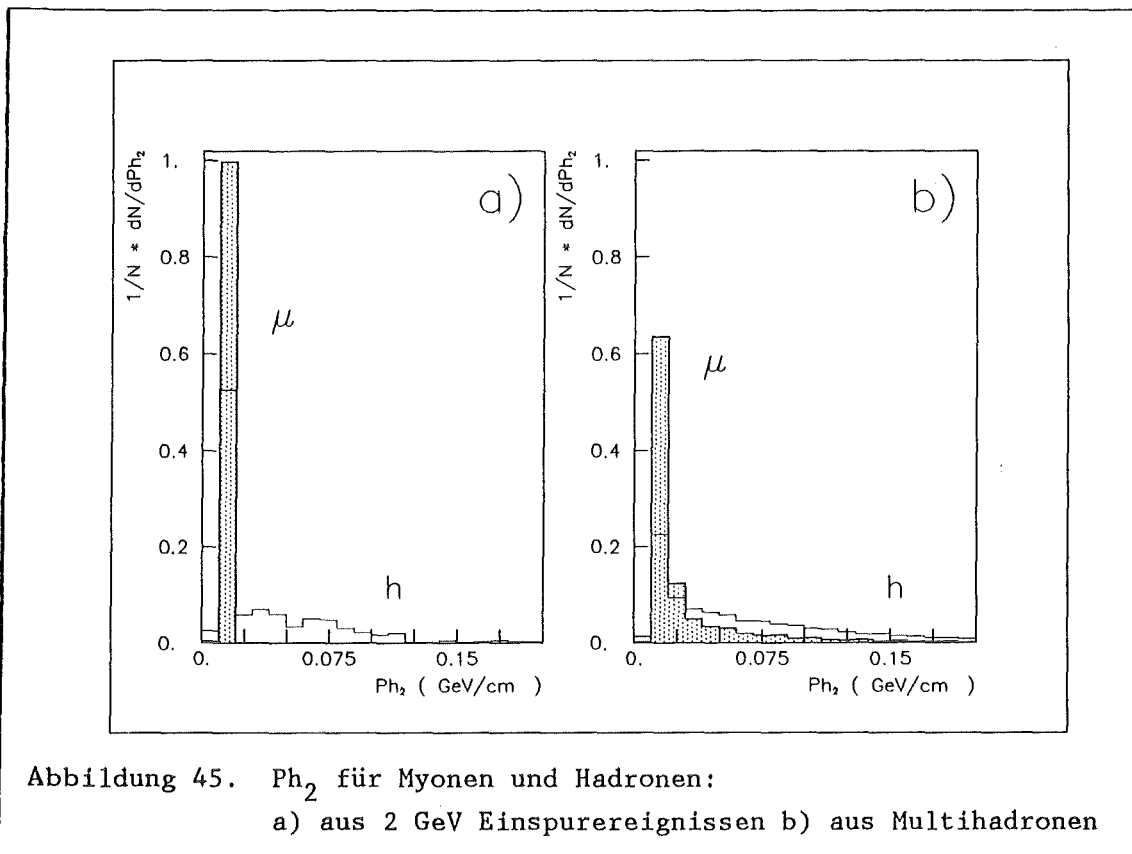


Abbildung 44. q für Myonen und Hadronen:
a) aus 2 GeV Einspurereignissen b) aus Multihadronen

Struktur und erstrecken sich sehr weit zu großen Werten für q hin. Die Breite der q - Verteilung ist nahezu energieunabhängig, weshalb auch die Verteilung der Myonen aus multihadronischen Ereignissen in etwa der der 2 GeV Teilchen gleicht. Durch die Forderung nach kleinen q - Werten werden Hadronen, die das Eisen durchdringen können, effektiv unterdrückt.

11.3 DIE KALORIMETERPULSHÖHEN

Als drittes Maß werden die absoluten, auf die Dicke des vom Teilchen durchquerten Argons normierten Pulshöhen im flüssig Argon - Blei Kalorimeter entlang der Extrapolation der Spur betrachtet. Wie in "10.2 Die Extrapolation der Spur" wird auch hier von den drei Kanälen in einer Ebene, die auf oder neben der Extrapolation liegen, die größte Pulshöhe ausgewählt. Man erhält also 17 Pulshöhen, die alle klein sein sollten, da Myonen ja lediglich minimalionisierend Energie verlieren. Die Hadronen, die im Kalorimeter eine hadronische Wechselwirkung erleiden, erzeugen dagegen sehr große Pulshöhen. Deshalb wird die Forderung nach nied-



rigen Signalen in allen Ebenen stark wechselwirkende Hadronen verwerfen. Aber auch Myonen können durch Fluktuationen ab und zu große Pulse erzeugen. In einer der 17 Ebenen wird eine solche Ausnahme erlaubt. Als Meßgröße Ph_2 dient daher das zweithöchste der 17 Signale [52]. In Abbildung 45 sind die Ph_2 -Verteilungen für 2 GeV Einspurereignisse und Myonen und Hadronen aus multihadronischen Ereignissen dargestellt. Auch die Hadronen haben oft nur sehr geringe Pulshöhen im Kalorimeter. Ihre Verteilung hat jedoch einen langen Schwanz nach großen Energien hin, wogegen die Verteilung der Myonen rasch abbricht. Die Verteilung der Einspurmyonen konzentriert sich sogar auf einen Kanal des Histogramms. In Multihadronen wird diese Verteilung durch die Anwesenheit anderer Teilchen in der Nachbarschaft des Kandidaten verschmiert.

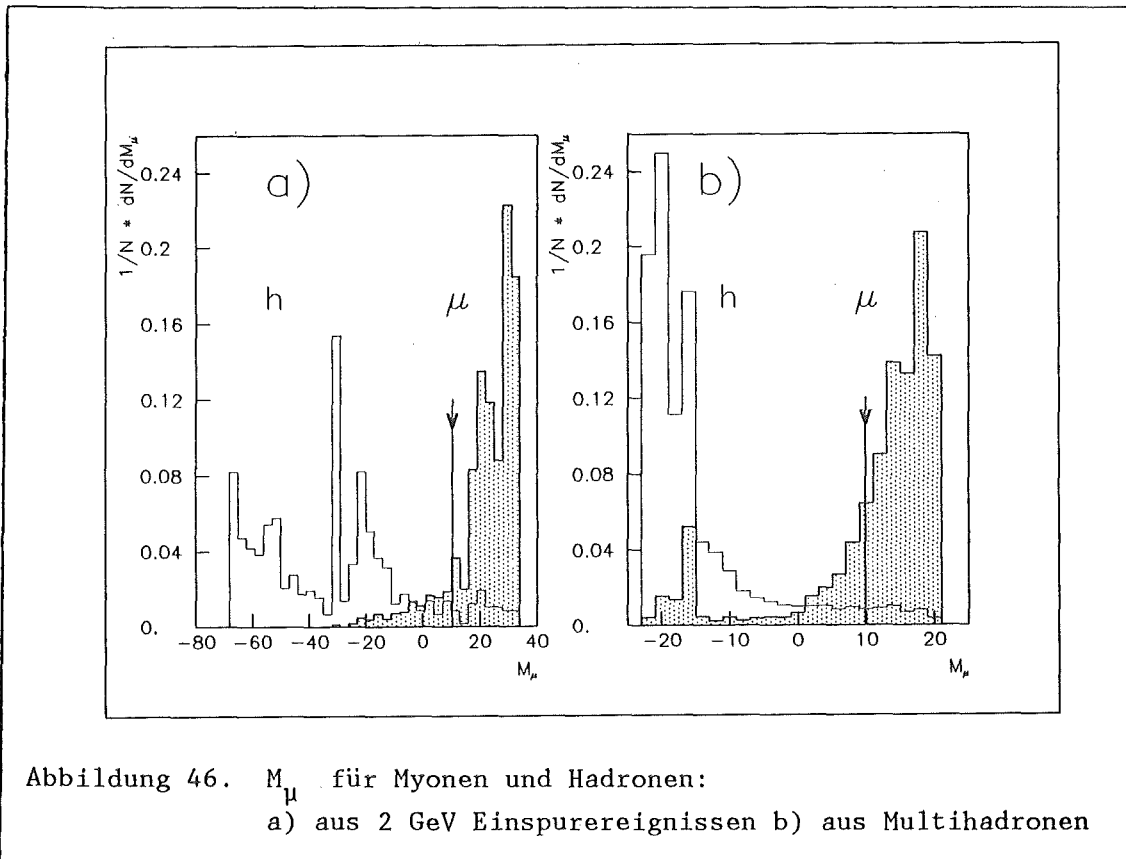
In allen Verteilungen ist die Überlappung von Myonen und Hadronen stärker als bei den Elektronen. In fast allen Bereichen der Verteilungen sind sowohl Myonen als auch Hadronen zu finden. Daraus läßt sich schließen, daß die Verteilungen der 2 GeV Einspurereignisse keine drastisch bessere Trennung erlauben werden als die Verteilungen der multihadronischen Ereignisse.

11.4 DIE KOMBINATION DER MESSUNGEN

Die Kombination der drei Einzelmessungen zu einer wirksamen Myon - Hadron - Trennung wird in Analogie zur e - h Trennung ebenfalls mit der dort beschriebenen Methode der Maximum - Likelihood - Quotienten gemacht. Es werden aus den Verteilungen in d, q und Ph_2 die Wahrscheinlichkeiten $p_\mu(i)$, $p_h(i)$ ($i = d, q, Ph_2$) und die Quotienten $p_\mu(i) / p_h(i)$ gebildet. Zur Trennung werden die Quotienten multipliziert und logarithmiert, und man erhält

$$M_\mu = \ln \left[\frac{p_\mu(d)^{g_d}}{p_h(d)} \cdot \frac{p_\mu(q)^{g_q}}{p_h(q)} \cdot \frac{p_\mu(Ph_2)^{g_{Ph}}}{p_h(Ph_2)} \right]$$

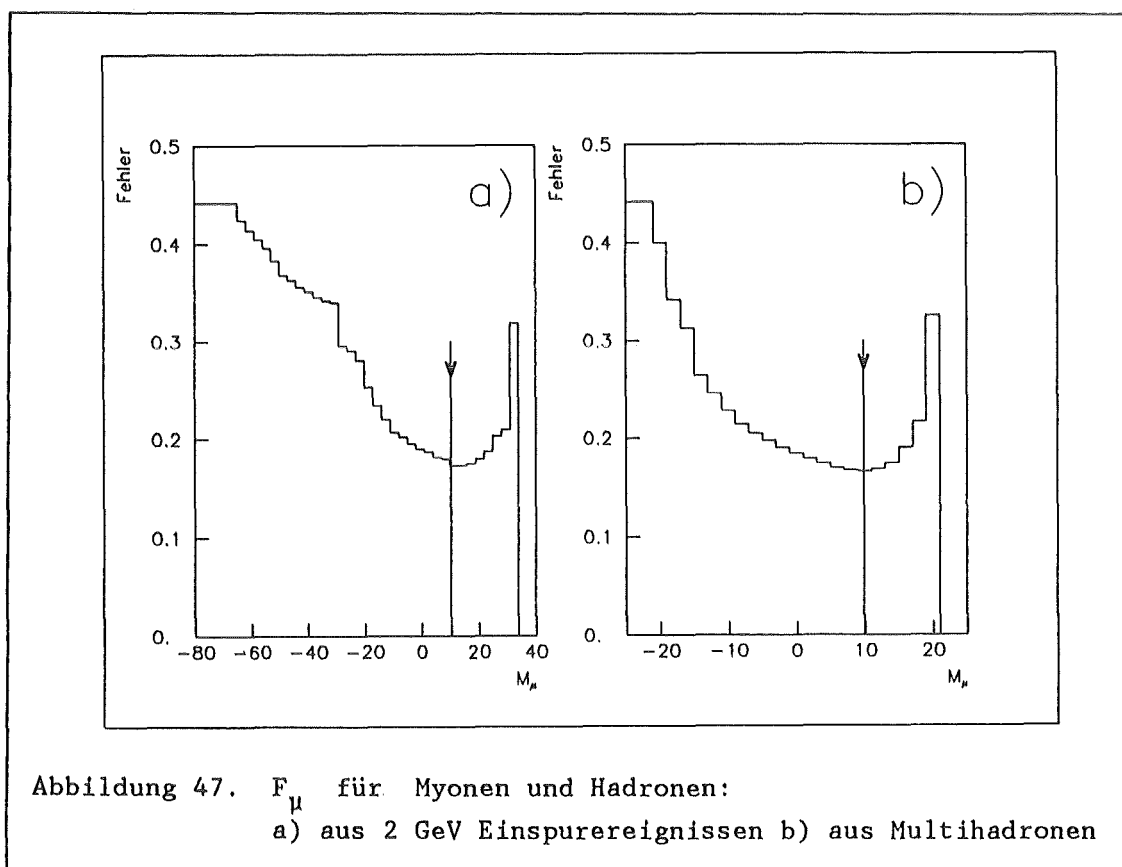
Die Exponenten g_i sind wieder Gewichtungsfaktoren, die durch Optimierung bestimmt werden. In Abbildung 46 sind die M_μ - Verteilungen für Myonen und Hadronen aus Einspurereignissen und multihadronischen Ereignissen



gezeigt. Es fällt auf, daß ein Teil der Myonen aus multihadronischen Ereignissen bei negativen M_μ - Werten auftauchen. Das sind die Myonen aus den langen Schwänzen der d - und q - Verteilungen. Alles, was außerhalb des Bereiches $d < 100$ cm oder $q < 10$ liegt, erhält denselben Maximum - Likelihood - Quotienten für diese Variable. Deshalb sammeln sich alle Ereignisse aus diesen Ausläufern der Verteilungen in einem relativ schmalen Bereich, der zwischen den gut gemessenen Myonen und den klar erkannten Hadronen liegt.

11.5 DIE RESULTATE DER MYON - HADRON - TRENNUNG

Zur Optimierung wurden, wie zuvor bei den Elektronen, der Schnitt in M_μ und die Gewichte g_i so variiert, daß der relative Fehler des korrigierten Myonsignals minimal wurde. Die Fehler des korrigierten Signals sind für Einspur- und multihadronische Ereignisse in Abbildung 47 in Abhängigkeit vom Schnitt in M_μ zu sehen. Wie bei den Elektronen enthalten die angegebenen Nachweiswahrscheinlichkeiten keine Akzeptanzfaktoren und Linkwahr-



scheinlichkeiten. Sie beziehen sich auf die Teilchen, welche die Vorselektion überstanden haben, die zu Beginn dieses Kapitels beschrieben wurde. Das Verhältnis von angebotenen Myonen zu Hadronen wurde aus multihadronischen Monte - Carlo - Ereignissen zu $N_S / N_U = 0.054$ bestimmt. Dieses Verhältnis ist kleiner als das entsprechende bei den Elektronen, weil dort vorab verlangt wird, daß 20 % der Schauerenergie in den ersten beiden Bleilagen deponiert ist. Mit diesem Verhältnis wurde auch die Trennung der Einspurereignisse optimiert. Die angegebenen Fehler beziehen sich auf eine Datenmenge, die $N_S = 100$ Myonen und $N_U = 100 / 0.054 = 1846.6$ Hadronen enthält. Die Optimierung mit der Maximum - Likelihood - Methode führt zu einer Erkennungswahrscheinlichkeit für Myonen in multihadronischen Ereignissen von $\epsilon_\mu = 75.7 \%$ und einer Hadronmisidentifikation von $\epsilon_h = 4.4 \%$. Der Fehler des korrigierten μ - Signals wäre damit $F_\mu = 16.59 \%$. Mit einfachen Schnitten in d , q und Ph_2 bei $d = 22$ cm, $q = 2.6$ und $Ph_2 = 80$ MeV/cm (vgl. Abbildung 42, Abbildung 44 und Abbildung 45) erhalte man $\epsilon_\mu = 71.4 \%$, $\epsilon_h = 4.5 \%$ und $F_\mu = 17.39 \%$. Die Trennung mit der Maximum - Likelihood - Methode ist um etwa 5 % besser.

Die Trennung bei 2 GeV Einzelteilchen ist um etwa 3 % schlechter als bei multihadronischen Ereignissen. In Tabelle 19 sind die Ergebnisse der Myon - Hadron - Trennung zusammengefaßt.

	Einspurereignisse				Muhas
	1.6	2.0	4.0	8.0	> 1.6
Energie (GeV)	1.6	2.0	4.0	8.0	> 1.6
M_μ -Schnitt	5.4	10.3	10.9	10.2	9.8
ϵ_μ (%)	79.7	88.3	83.3	80.8	75.3
ϵ_h (%)	16.4	7.5	3.8	2.4	4.4
F_μ (%)	16.6	11.53	10.1	9.4	11.2

Tabelle 19 : Ergebnisse der μ - h - Trennung

Aus dieser Tabelle kann man erkennen, daß die Myon - Hadron Trennung bei kleinen Energien sehr schlecht wird. Teilchen mit Energien unter 1.6 GeV können das Eisen nur schwerlich durchdringen, wie in Abbildung 48 zu sehen ist [38].

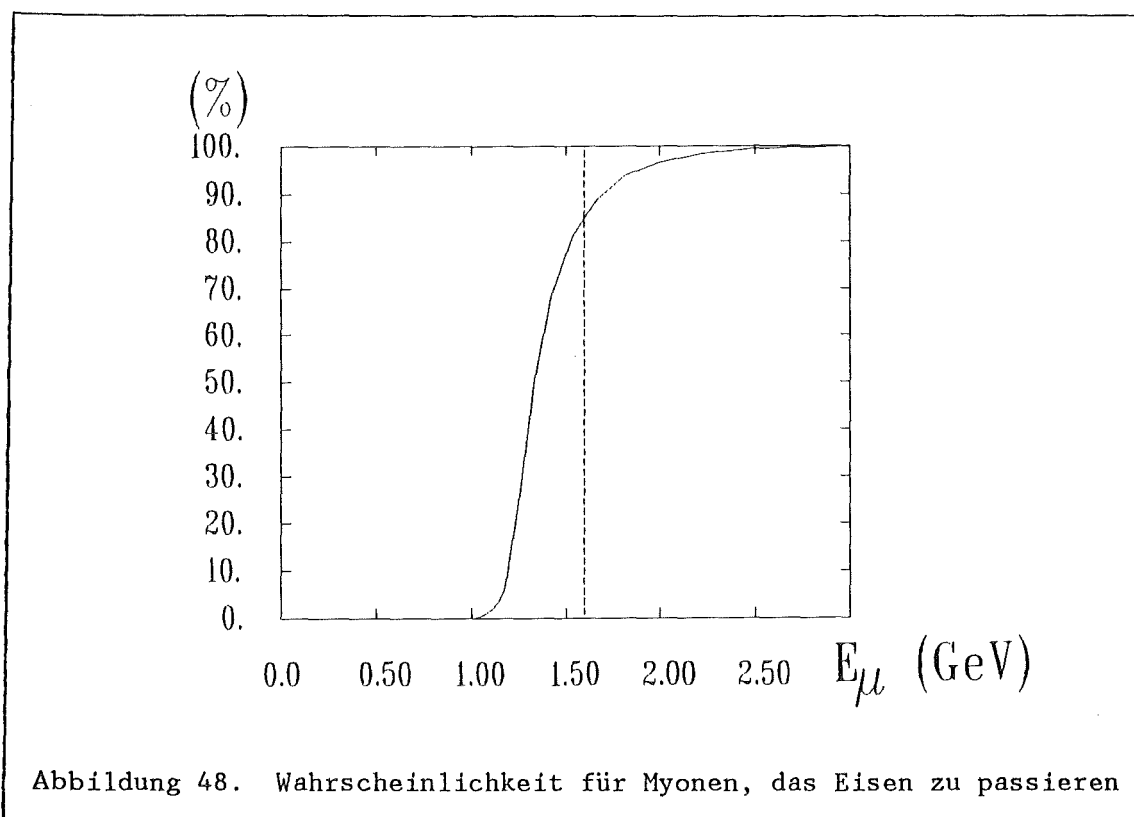


Abbildung 48. Wahrscheinlichkeit für Myonen, das Eisen zu passieren

Auch in Multihadronen ist dieser Effekt zu sehen. In Abbildung 49 ist die Erkennungswahrscheinlichkeit für Myonen in multihadronischen Ereignissen

gegen den Impuls der Myonen aufgetragen. Die Fehler sind statistisch und werden sehr schnell größer mit steigendem Impuls, da die Zahl der vorhandenen Myonen rasch abnimmt.

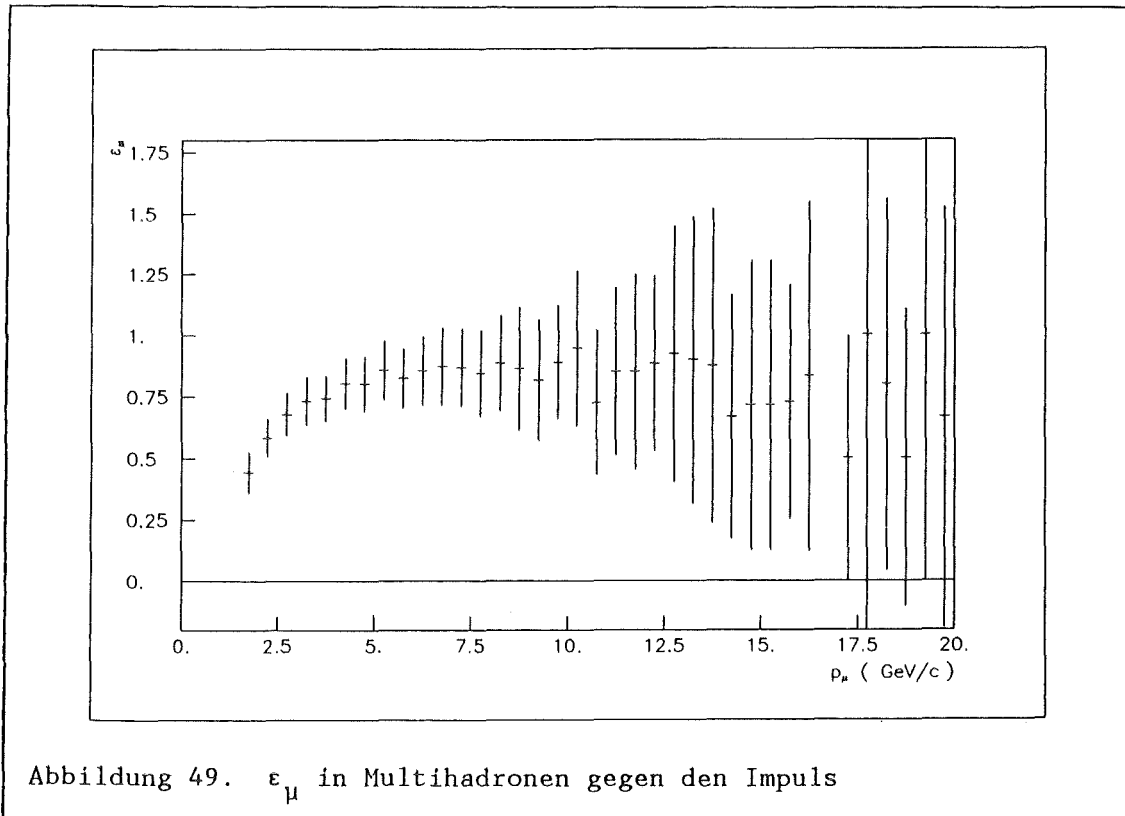


Abbildung 49. ϵ_μ in Multihadronen gegen den Impuls

Die Trennung wird jedoch mit zunehmendem Impuls immer besser. Die Güte der Trennung bei Teilchen aus multihadronischen Ereignissen liegt zwischen der von 2 GeV und 4 GeV Einzelteilchen. Das entspricht auch in etwa dem Mittelwert der Teilchenimpulse oberhalb des Impulsschnittes bei 1.6 GeV/c.

Bei den multihadronischen Ereignissen wird die Trennung klar durch die Messung der Distanz d dominiert ($g_d : g_q : g_{Ph} = 2.7 : 1.0 : 1.3$), wogegen bei den 2 GeV Einspurereignissen die drei Messungen q , d und Ph_2 von gleichem Gewicht waren ($g_d : g_q : g_{Ph} = 1.0 : 1.0 : 1.0$). Diese Anpassung zeigt, daß durch die Einflüsse der Umgebung in Multihadronen Qualität und Pulshöhe relativ an Bedeutung verlieren.

12. UNTERDRÜCKUNG VON ZWEIPHOTONEREIGNISSEN

In Kapitel "3. Zweiphotonreaktionen" und "8.3 Die simulierten Ereignisse" wurde auf den Untergrund von Zweiphotonereignissen in den Elektronkandidaten hingewiesen. Die Elektronen aus diesen Ereignissen zeigen eine sehr starke Vorwärtsasymmetrie, da sie lediglich gestreut werden. Aus diesem Grund ist der Untergrund äußerst störend für die Analyse der b -Asymmetrie, denn schon kleine Fehler in der Abschätzung des Untergrundes können große Auswirkungen auf den Zahlenwert der Asymmetrie haben. In Abbildung 50 ist ein Beispiel eines Zweiphotonereignisses in einer graphischen Darstellung gezeigt.

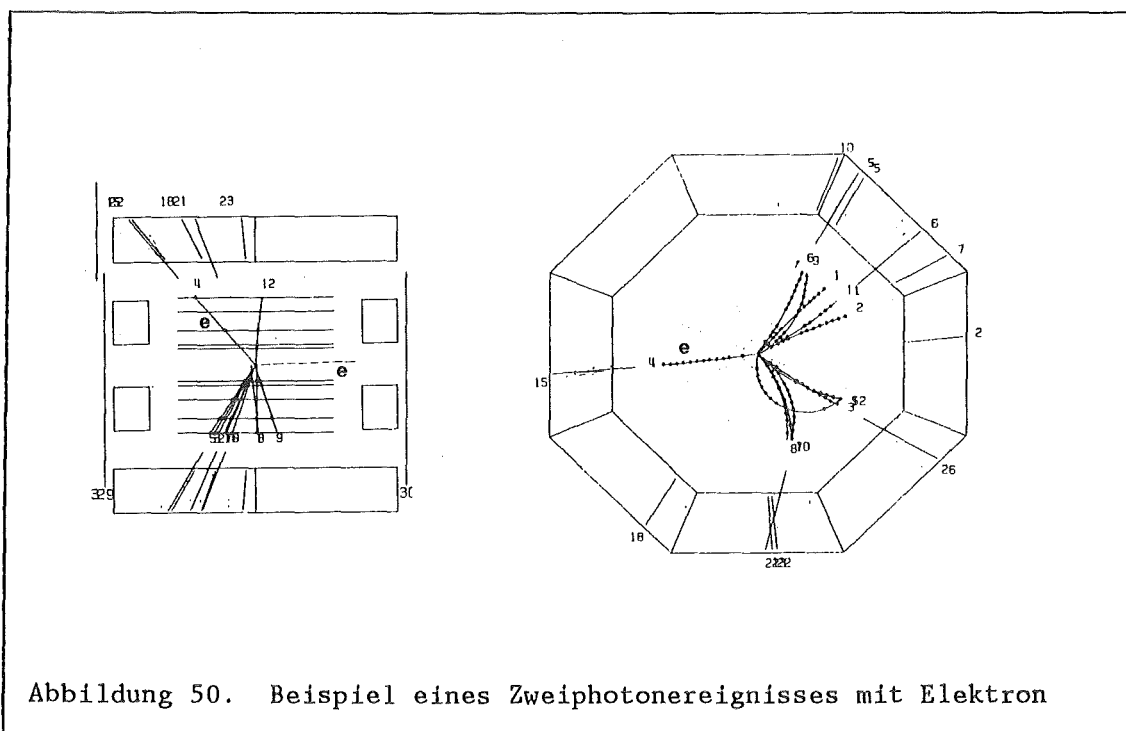


Abbildung 50. Beispiel eines Zweiphotonereignisses mit Elektron

Eines der streuenden Elektronen ist im Detektor zu sehen. Seine Energie beträgt etwa 7 GeV. Ihm gegenüber liegen die Spuren des hadronischen Systems. Man kann hier sogar zwei Jets unterscheiden, die um etwa 90° getrennt liegen. In der $r - z$ -Projektion erkennt man, daß die vektorielle Summe aller Teilchenimpulse nicht verschwindet, wie man es bei einem vollständig erfaßten Ereignis erwarten würde. Das ist ein Hinweis auf das zweite, unter kleinen Winkeln gestreute Elektron, welches den Detektor ungesehen verläßt (im Bild gestrichelt eingezeichnet). Hier soll nun versucht werden, diesen Untergrund möglichst gut zu unterdrücken.

12.1 DIE EFFEKTIVE MASSE

Zunächst nutzt man die Tatsache aus, daß bei diesen Ereignissen Hadronen nur von einem Bruchteil der ursprünglich zur Verfügung stehenden Energie produziert werden, während Elektron und Positron den Rest der Energie wegtragen. Bei multihadronischen Ereignissen werden aus der gesamten Schwerpunktsenergie Hadronen erzeugt, und das Lepton aus dem semileptonischen Zerfall eines b -Quarks hat nur einen kleinen Anteil an der effektiven Masse des Systems. Berechnet man daher die effektive Masse m_h der beobachteten Hadronen ohne den Elektronkandidaten, so wird man im Mittel bei Annihilationsereignissen einen größeren Wert finden als bei DIS- und IC- Ereignissen. In Abbildung 51 sind die Verteilungen der effektiven Massen m_h des Hadronensystems für simulierte DIS-, IC- und Annihilationsereignisse gezeigt.

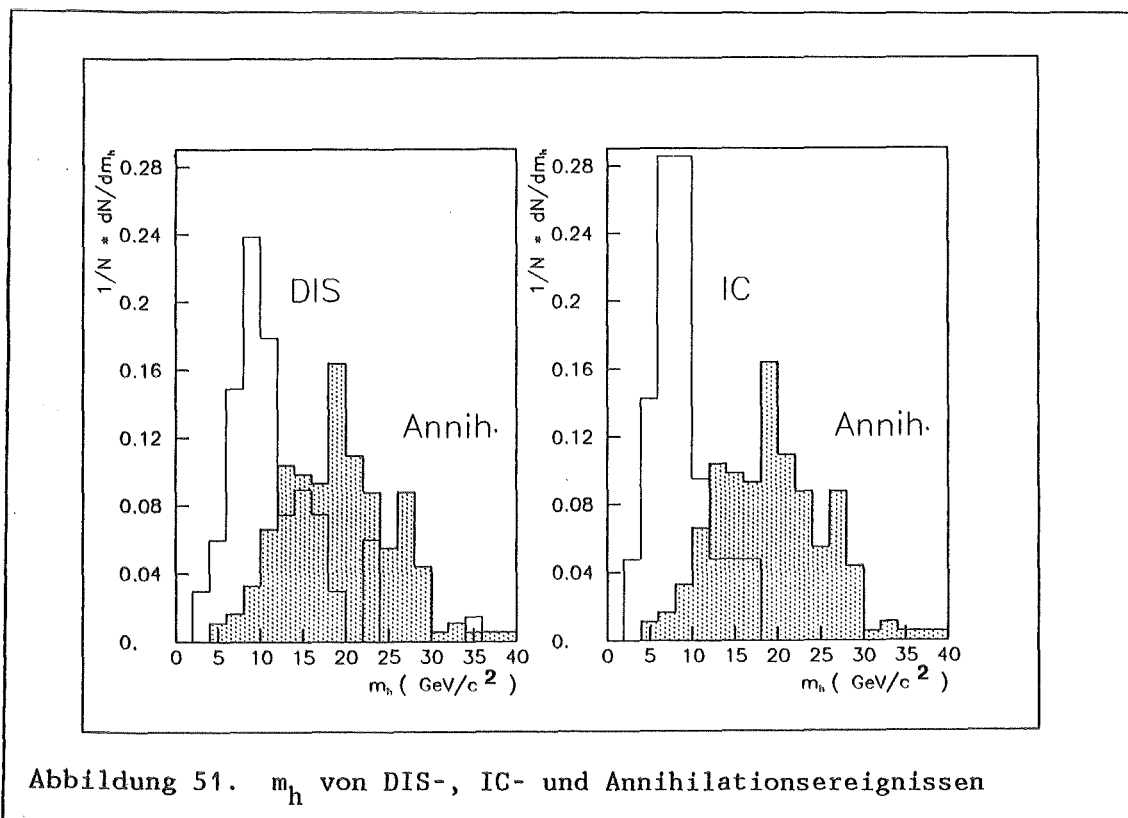


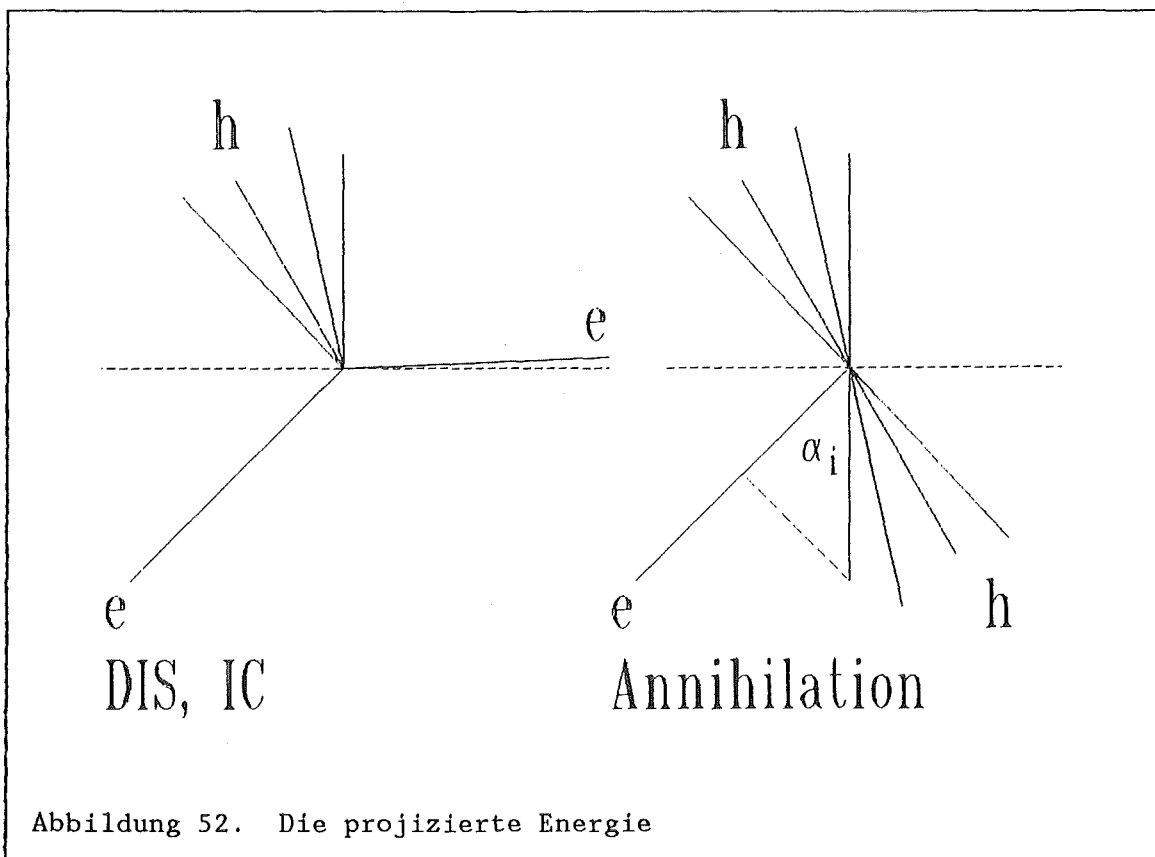
Abbildung 51. m_h von DIS-, IC- und Annihilationsereignissen

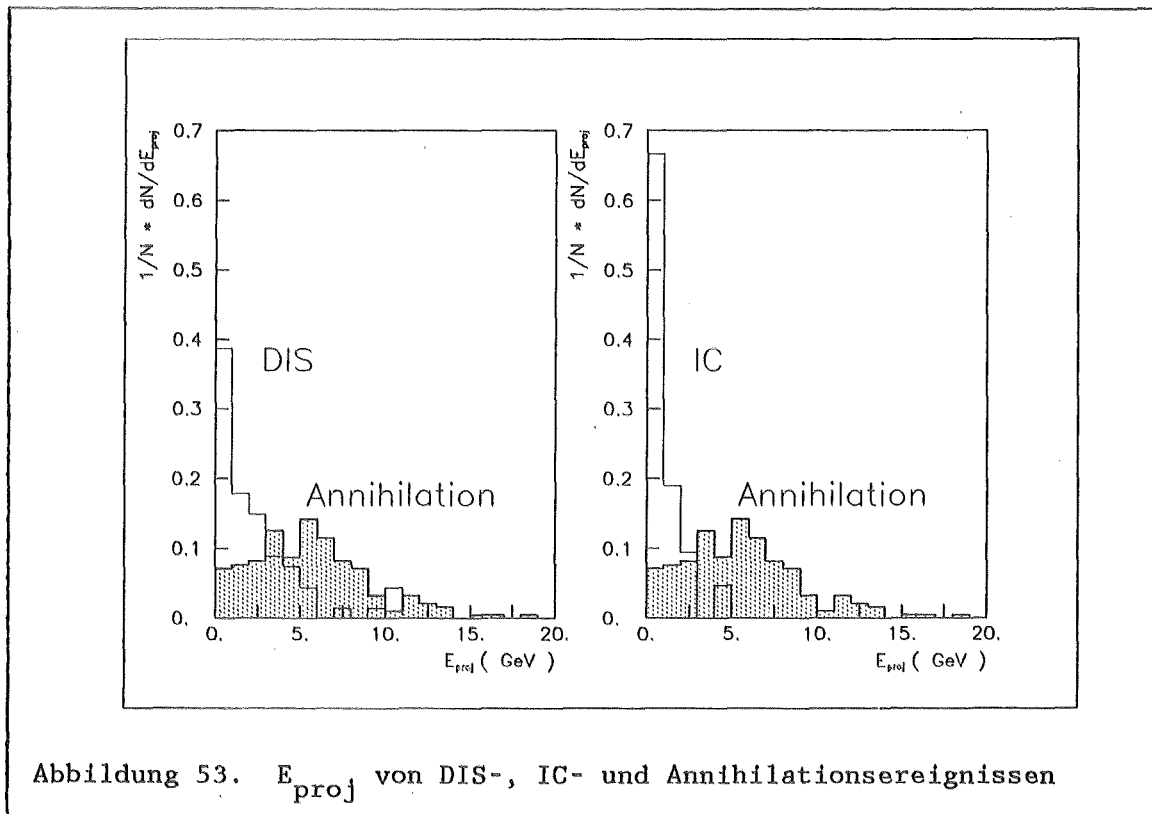
12.2 DIE PROJIZIERTE ENERGIE

Zusätzlich läßt sich ein Zweiphotonereignis an seiner Struktur erkennen. Das in den Detektor gestreute Elektron und das hadronische System neigen dazu, sich gegenüber zu liegen, und nur selten zeigen die Hadronen eine Zweijetstruktur wie in Annihilationsereignissen. Man betrachtet daher die Energiesumme E_{proj} in der Halbkugel um den Elektronkandidaten, projiziert auf dessen Richtung.

$$E_{\text{proj}} = \sum E_i \cdot \cos \alpha_i$$

Dabei ist E_i die Energie eines Teilchens und α_i der Winkel zwischen Teilchen und Elektron. Das Elektron selbst wird nicht in die Summe aufgenommen. Nur über solche Teilchen mit $\alpha_i < 90^\circ$ wird summiert. In Abbildung 52 ist vereinfacht dargestellt, wie sich die Struktur der Ereignisse unterscheidet. Die projizierte Energie für DIS- und IC- Ereignisse ist im Mittel kleiner als die multihadronischer Ereignisse. In Abbildung 53 sind die Verteilungen der projizierten Energie für Zweiphoton- und Annihilationsereignisse aufgetragen.





12.3 ERGEBNISSE DER TRENNUNG

Leider sind die Wirkungsquerschnitte der DIS- und IC- Reaktionen nicht so genau bekannt, wie man sich das wünschen würde. Es gibt relativ große Unsicherheiten in der Photonstrukturfunktion, die aus Experimenten bestimmt werden muß. Die Variationsbreite der Ergebnisse ist sehr groß. Aus diesem Grund, und weil der Zweiphotonuntergrund so unangenehm ist, wird die Analyse mit sehr harten Schnitten gegen DIS- und IC- Ereignisse ausgeführt. Das Verhältnis von Elektronen aus Annihilations- (N_S) und aus DIS- und IC- Ereignissen (N_{U1} , N_{U2}) wurde aus der gesamten, integrierten Luminosität und den in "3. Zweiphotonreaktionen" angegebenen Wirkungsquerschnitten mit Hilfe der Reduktionsfaktoren für die Schnitte der Elektronselektion zu $N_S : N_{U1} : N_{U2} = 30 : 4.0 : 1.1$ bestimmt. Mit Schnitten bei $m_h = 12.0 \text{ GeV}/c^2$ und $E_{\text{proj}} = 4.0 \text{ GeV}$ werden 86.6 % der DIS-, 100.0 % der IC-, aber nur 37.2 % der Annihilationsereignisse verworfen. Mit diesen harten Schnitten wird der Einfluß von Zweiphotonereignissen in den Elektronkandidaten möglichst klein gehalten.

13. DIE SELEKTION DER KANDIDATEN

13.1 ELEKTRONEN

Mit den in "10. Elektronidentifikation" beschriebenen Selektionskriterien werden nun aus den Mehrjetereignissen der Daten die Elektronkandidaten extrahiert. In Tabelle 20 sind die Reduktionen durch die einzelnen Schnitte aufgeführt. Es wurde auf die Gesamtzahl der hadronischen Ereignisse normiert.

	Daten absolut	normiert (%)	Simulation normiert (%)
Muhas	6257	100.0	100.0
Mehrjetereignisse	5643	90.2	89.0
gute Spuren mit el.mag. Schauer	12036	192.4	142.6
$p > 1.6 \text{ GeV}/c$	4220	67.4	65.0
$p_T > 0.8 \text{ GeV}/c$	1126	18.0	15.2
Topologie = 1	531	8.5	7.2
red. Akzeptanz	379	6.1	4.9
Isolation	301	4.8	3.7
e - Erkennung	26	0.4	0.4

Tabelle 20 : Die Schnitte der e - Selektion

Man findet 26 Spuren, die alle Schnitte überleben. Der Effekt der einzelnen Schnitte auf die Daten wird von den simulierten Ereignissen gut wiedergegeben.

In Abbildung 54 ist ein Vertreter der Elektronkandidaten gezeigt. Die beiden Teilchenbündel liegen sich gegenüber, wie man es erwartet. Mit einem Impuls von $0.9 \text{ GeV}/c$ transversal zur Jetachse und einem Gesamtimpuls von $1.6 \text{ GeV}/c$ liegt der Kandidat deutlich außerhalb des Jets.

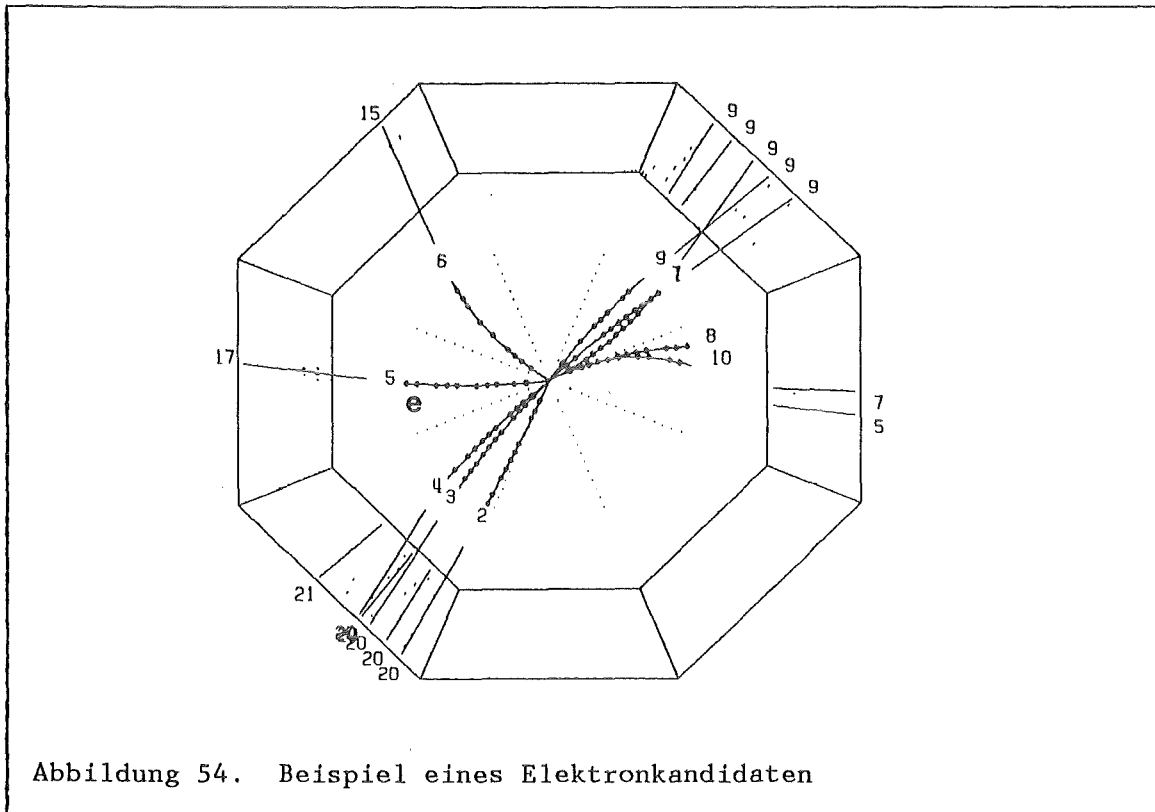
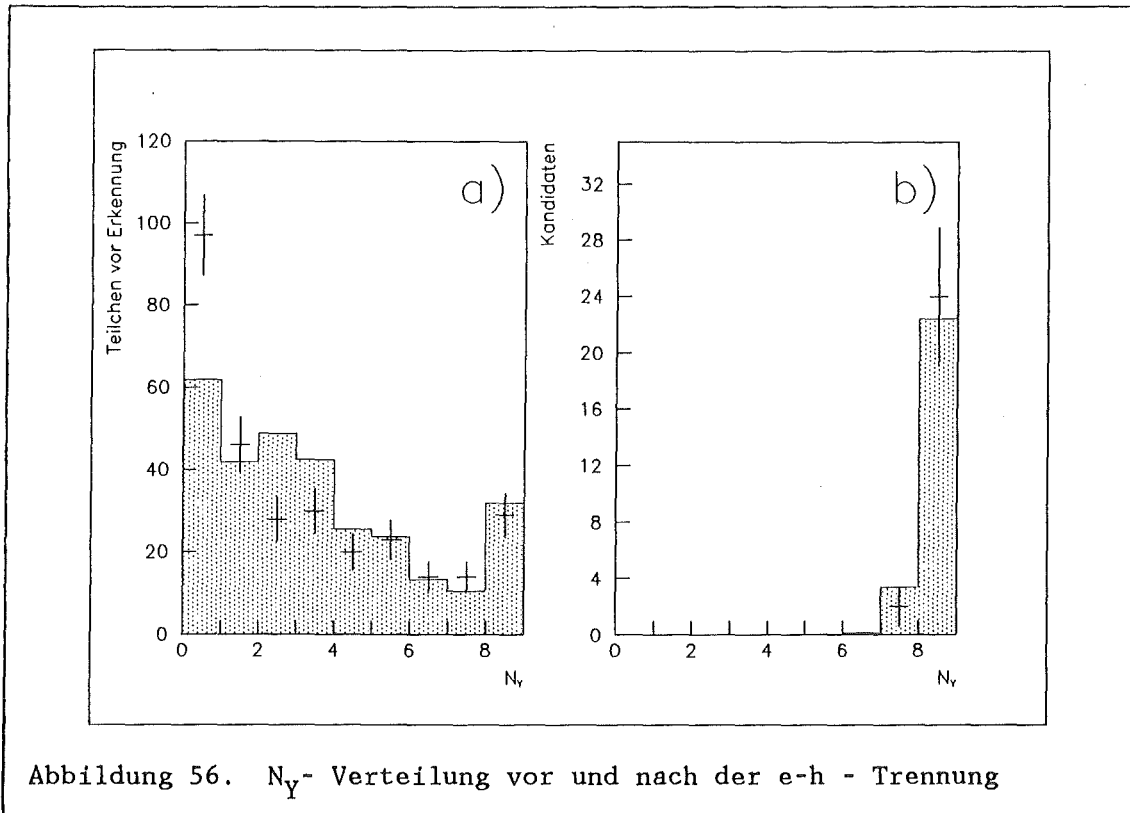
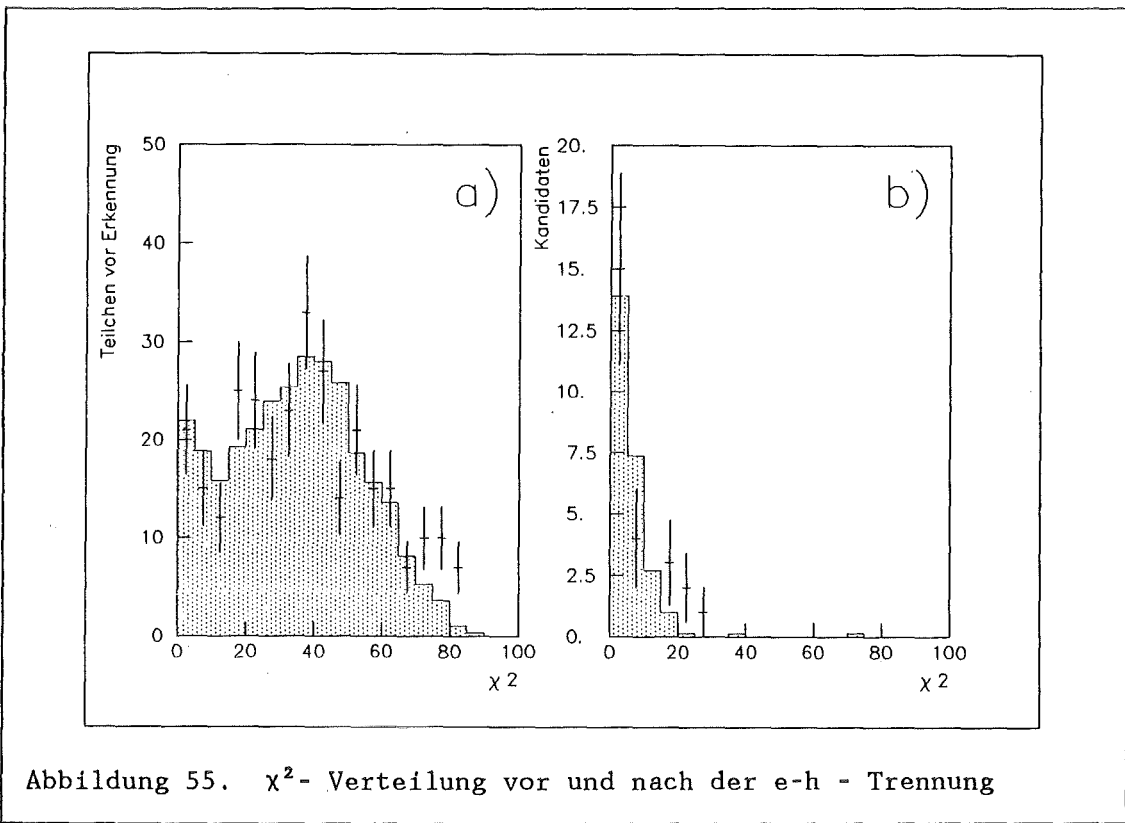
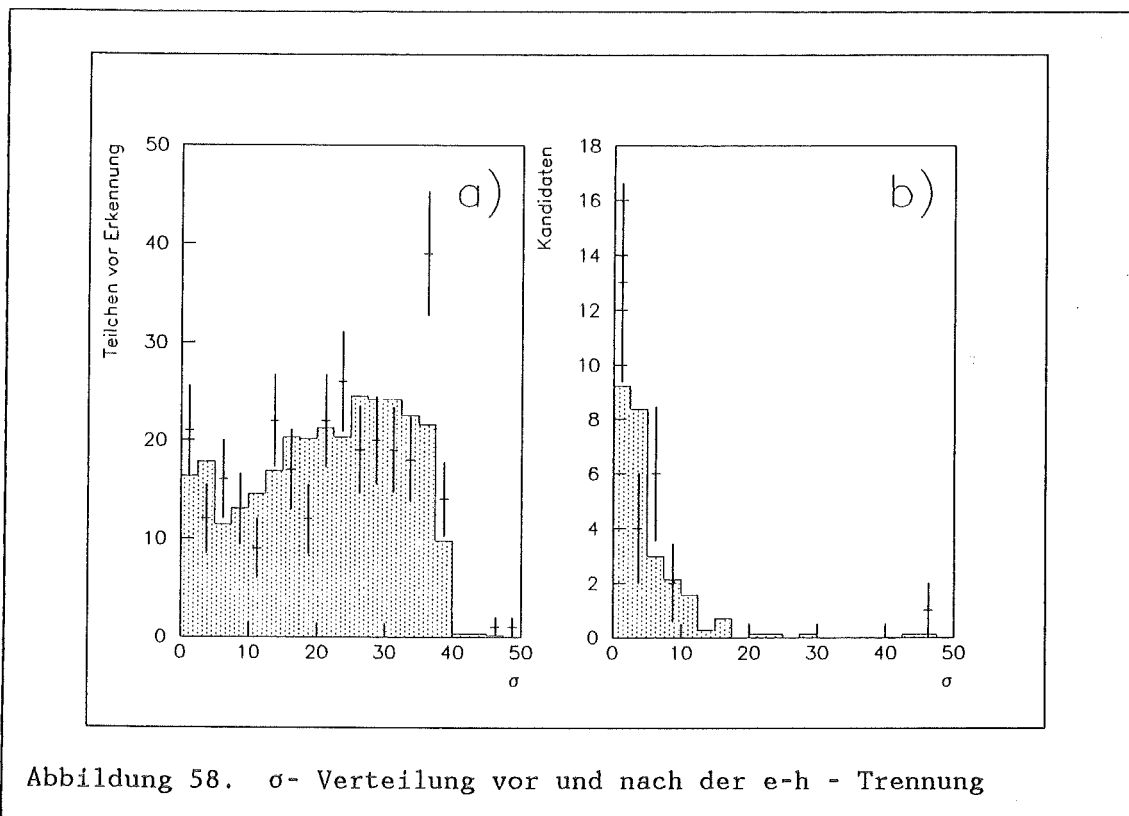
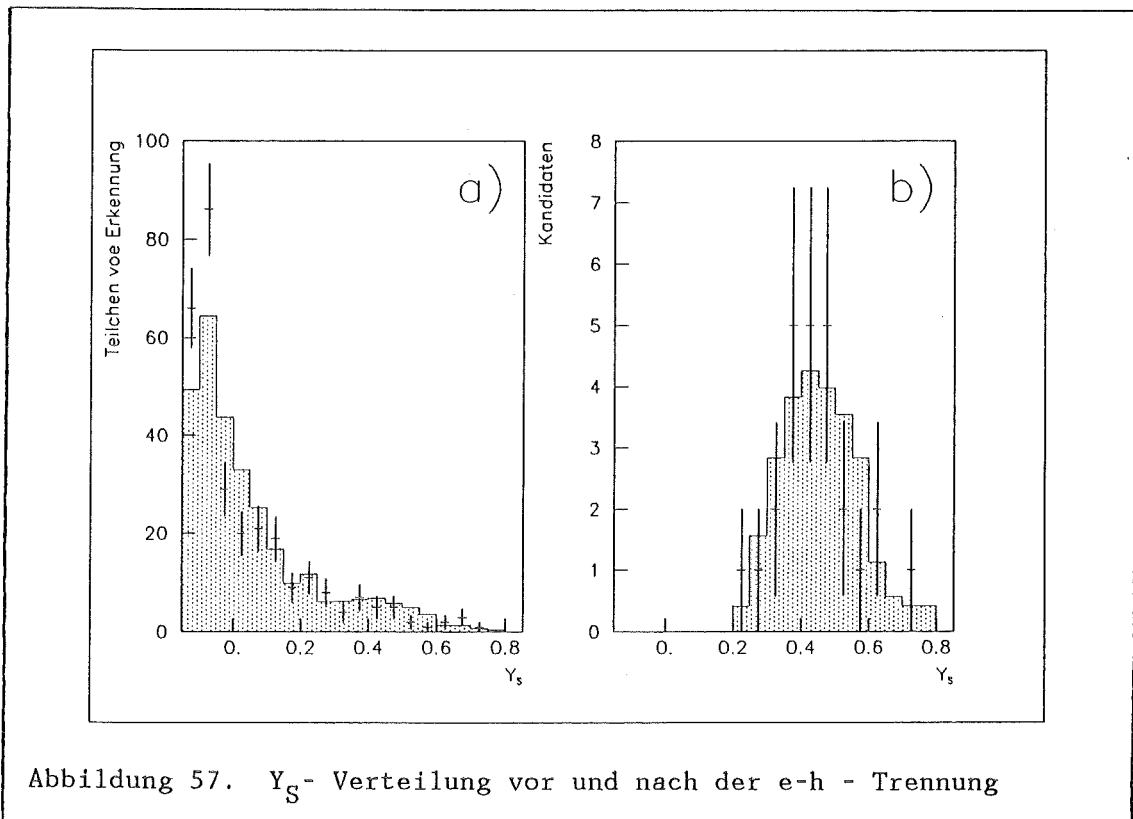


Abbildung 54. Beispiel eines Elektronkandidaten

Im folgenden werden die wesentlichen Verteilungen für die Elektron - Hadron - Trennung einmal für die Teilchen vor der Elektronerkennung und dann für die als Elektronen akzeptierten Kandidaten gezeigt. Die Punkte mit Fehlerbalken stellen die Daten dar, die schattierten Histogramme repräsentieren die Monte - Carlo - Ereignisse. In Abbildung 59 ist die Lage des Schnittes eingezeichnet, durch den die akzeptierten Elektronkandidaten definiert werden. In allen Verteilungen lassen sich die Elektronen als kleine Erhebungen über dem großen Hadronuntergrund erkennen. Die Elektronerkennung reichert diese Teilchen sehr schön an.

Durch die harten Schnitte gegen die Zweiphotonereignisse werden die Kandidaten auf 16 Ereignisse reduziert. Nach der Simulation setzen sie sich aus Teilchen der verschiedenen Quellen zusammen, wie es in Tabelle 21 gezeigt ist.





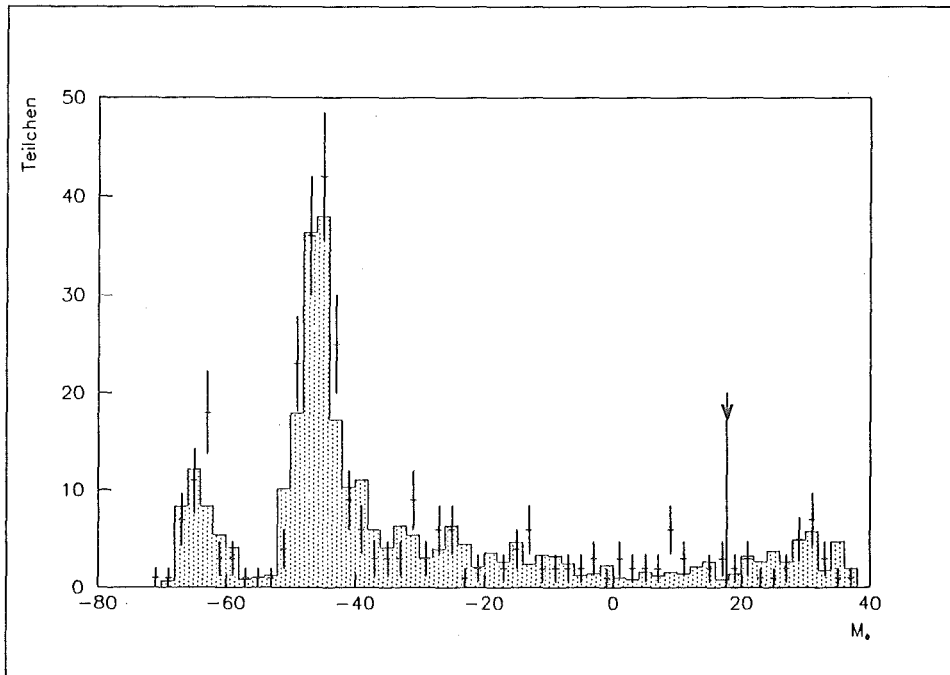


Abbildung 59. M_e - Verteilung vor der e-h - Trennung

Quelle	Anteil
b → e	53.3 %
b → c → e	10.1 %
c → e	16.1 %
DIS	2.6 %
IC	0.0 %
misid. h	17.9 %

Tabelle 21 : Die Aufteilung der Elektronkandidaten

13.2 MYONEN

Wie in "11. Myonidentifikation" beschrieben, werden auch die Myonen durch verschiedene Selektionsbedingungen aus der Menge der Teilchen in multi-hadronischen Mehrjetereignissen herausgefiltert. In Tabelle 22 sind die

Wirkungen der einzelnen Schnitte auf die Daten aufgelistet. Auch hier wurde wieder auf die Gesamtzahl der hadronischen Ereignisse normiert.

	Daten		Simulation
	absolut	normiert (%)	normiert (%)
Muhas	6257	100.0	100.0
Mehrjetereignisse	5643	90.2	89.0
gute Spuren	52301	835.9	848.7
$p > 1.6 \text{ GeV/c}$	20495	327.6	314.5
$p_T > 0.8 \text{ GeV/c}$	5065	81.1	74.3
Link zum Kalorimeter	3367	53.8	51.1
Topologie = 1 oder 2	2468	39.4	37.5
red. Akzeptanz	1904	30.4	29.2
Link zur Myonkammer	573	9.2	8.9
Dreifachtreffer	456	7.3	8.0
μ - Erkennung	23	0.4	0.5

Tabelle 22 : Die Schnitte der μ - Selektion

Der Effekt der einzelnen Schnitte auf die Daten wird von den simulierten Ereignissen gut wiedergegeben. Man findet 23 Spuren, die alle Selektionen überleben. In Abbildung 60 ist ein Ereignis mit einem Myonkandidaten gezeigt. Man erkennt deutlich die beiden Jets und etwas außerhalb des einen den Kandidaten mit einem Impuls von 6.2 GeV/c . Sein Transversalimpuls beträgt 1.3 GeV/c .

Die Zahl der gefundenen Kandidaten in den Daten liegt unter der Erwartung aus den simulierten Ereignissen. Um zu zeigen, daß diese Abweichung eine Fluktuation ist, werden die wesentlichen Verteilungen für die Myon - Hadron - Trennung von Daten und Simulation verglichen. Es sind Verteilungen für die Teilchen vor und nach der Myonerkennung abgebildet. Die Punkte mit Fehlerbalken stellen wiederum die Daten dar und die schattierten Histogramme die Monte - Carlo - Ereignisse. In Abbildung 64 ist die Lage des Schnittes eingezeichnet, den Myonkandidaten passieren müssen. Die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation ist im Rahmen der geringen Statistik gut. Systematische Abweichungen sind nicht zu erkennen. In den Verteilungen der Qualität und der Distanz läßt sich das

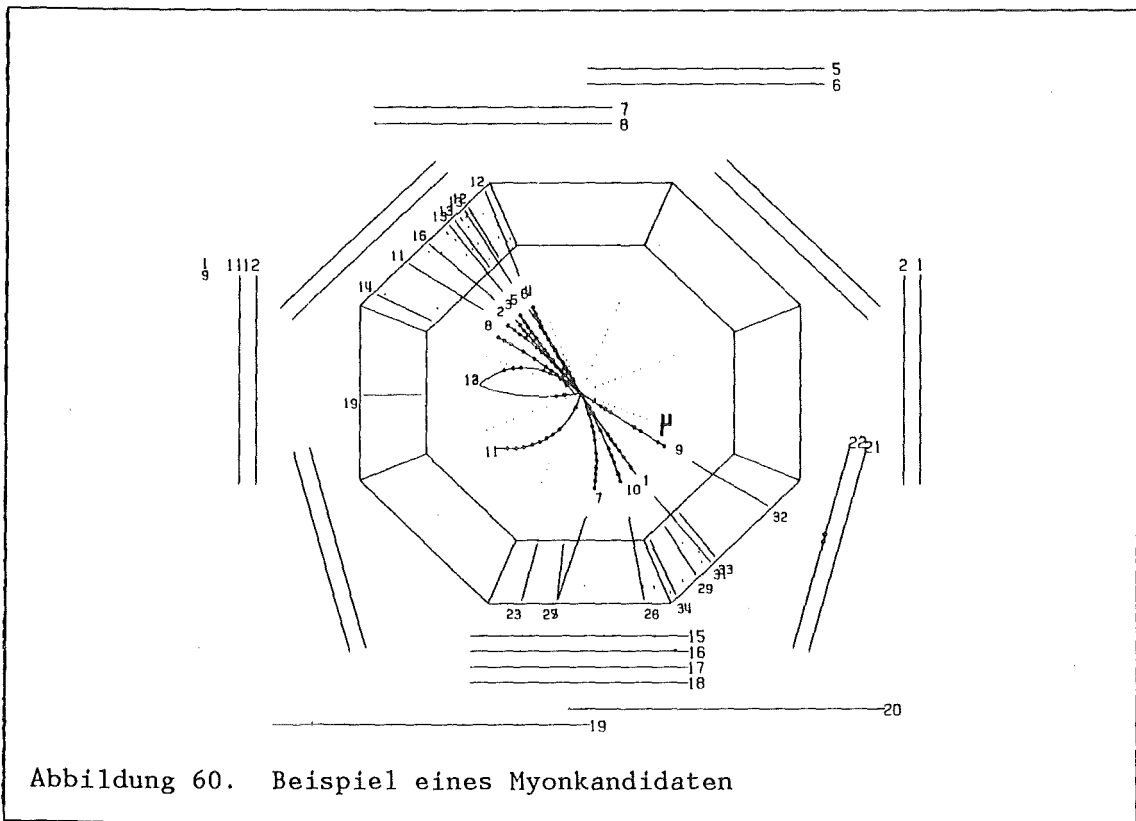


Abbildung 60. Beispiel eines Myonkandidaten

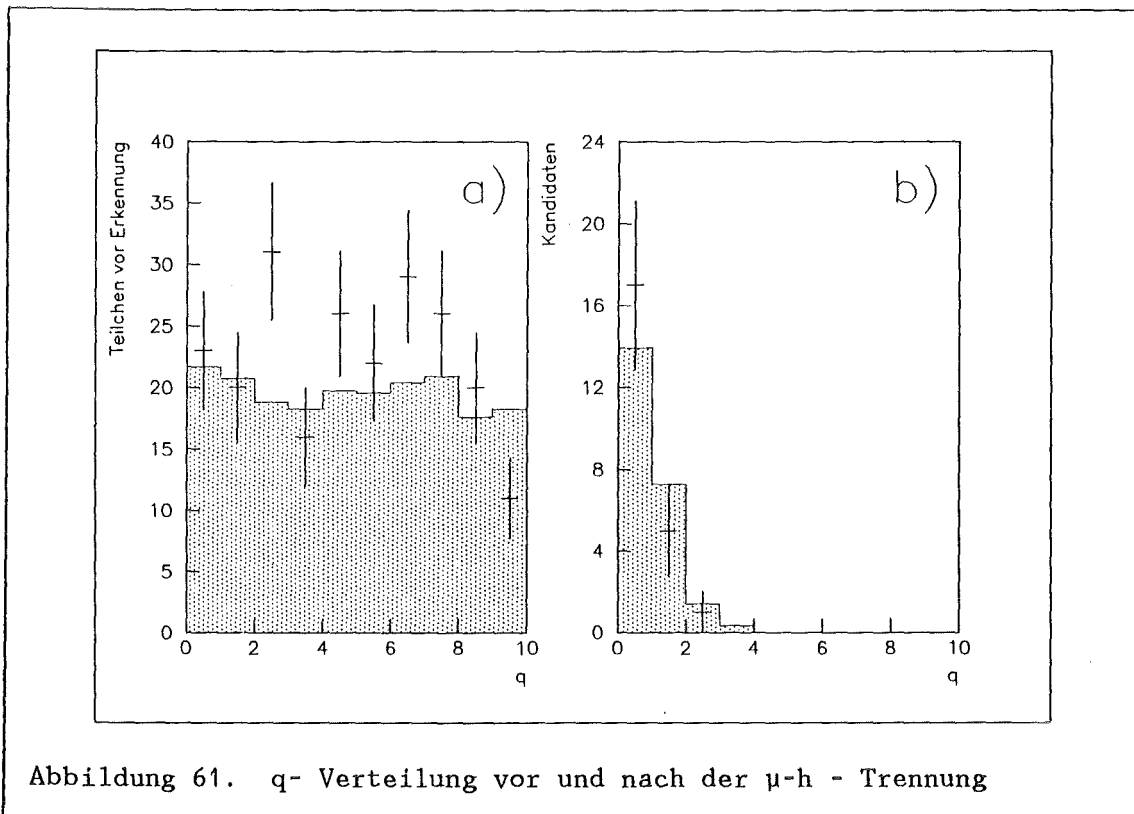
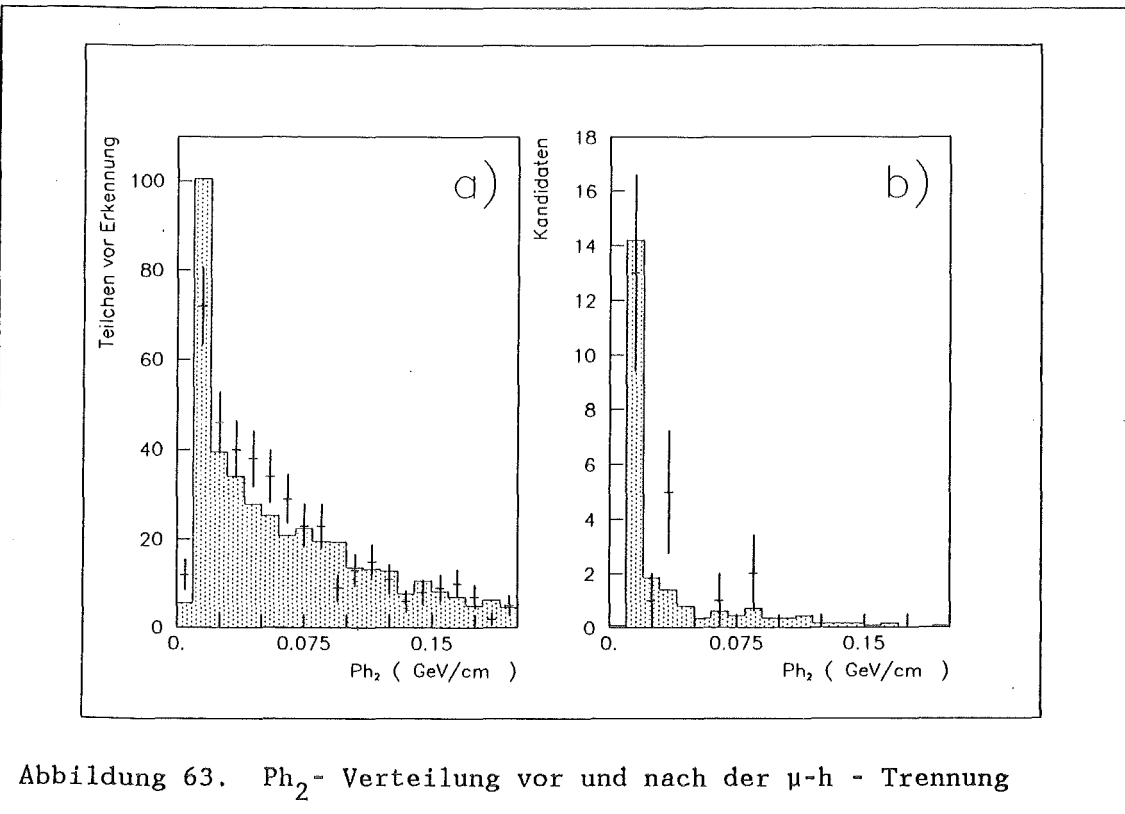
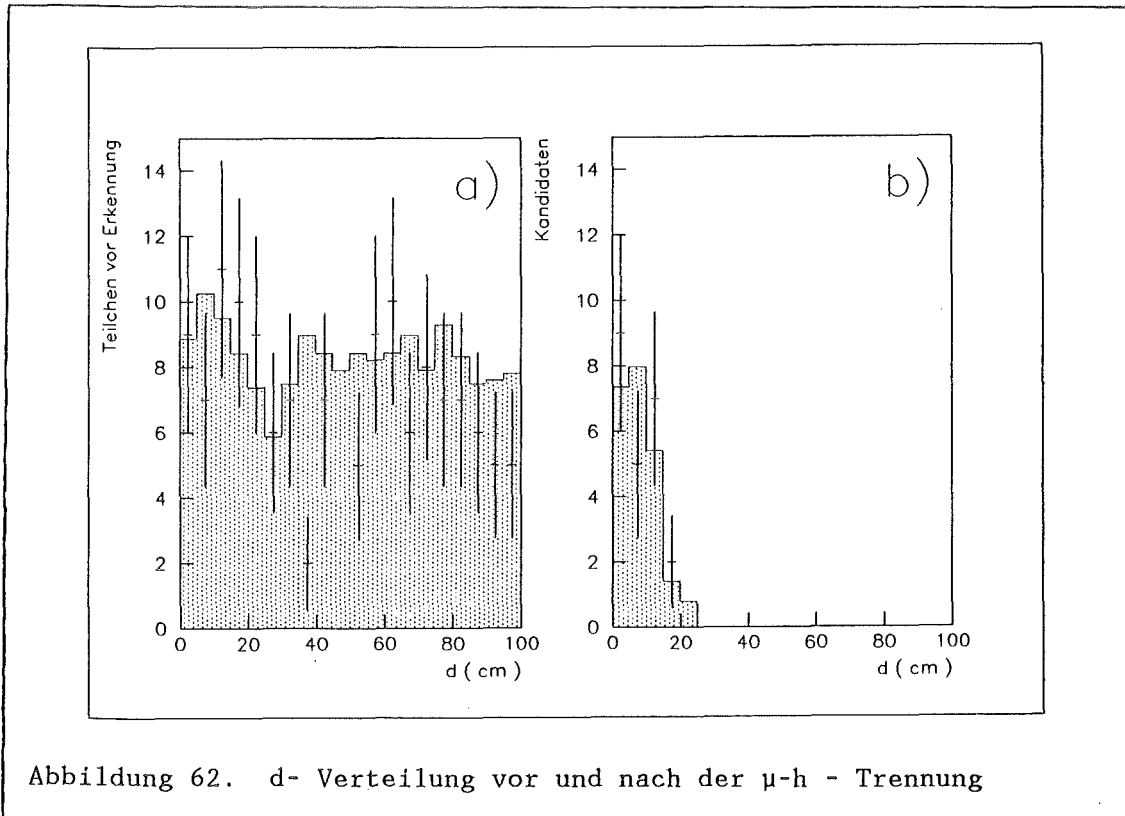


Abbildung 61. q -Verteilung vor und nach der μ - h - Trennung



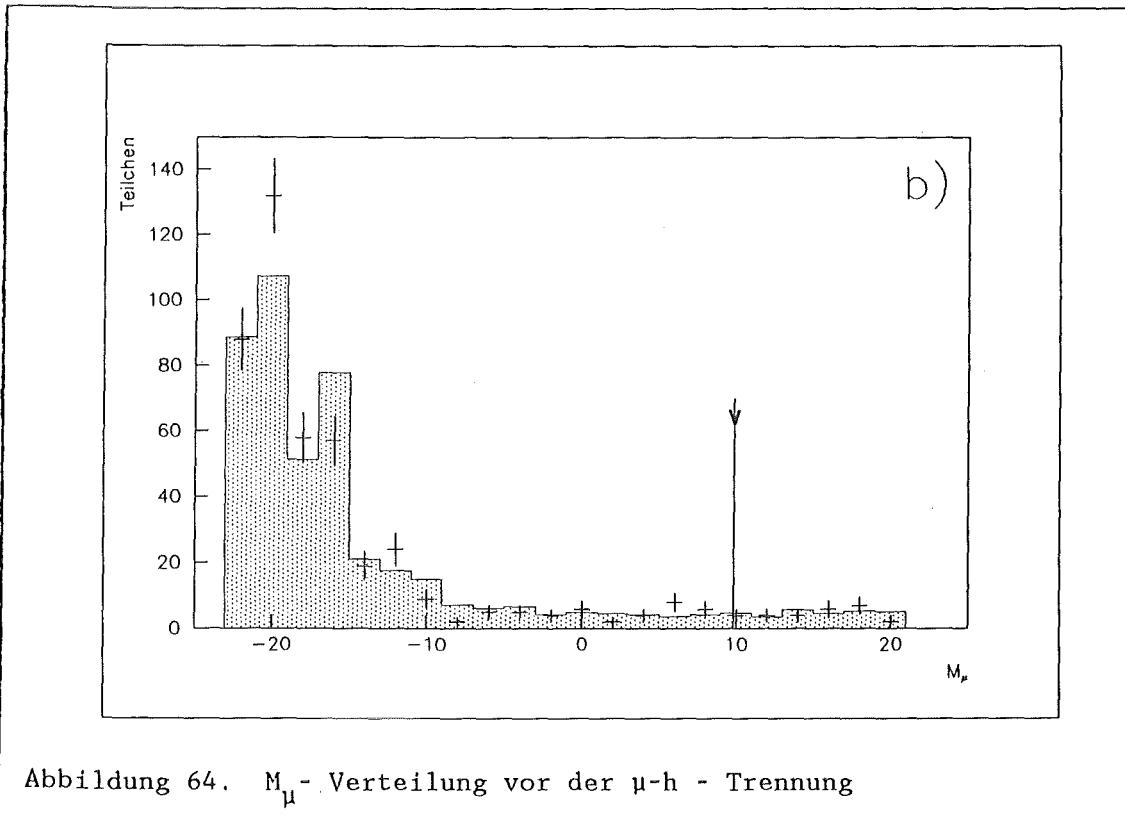


Abbildung 64. M_μ -Verteilung vor der μ -h - Trennung

Myonsignal als Erhebung bei kleinen Werten erkennen. Nach der Identifikation sind die Hadronen zum größten Teil verschwunden. Die Verteilung der Pulshöhe zeigt kein separates Myonsignal, büßt aber durch die Myonerkenkung ihren langen Schwanz zu großen Werten ein, der hauptsächlich Kernreaktionen der Hadronen im Kalorimeter zuzuschreiben ist. Da die Zahl der Kandidaten klein ist, sind die statistischen Fehler in diesen Verteilungen sehr groß. Bei einem Verzweigungsverhältnis von $Br(b \rightarrow \mu) = 0.12$ ist die Zusammensetzung der Kandidaten in Tabelle 23 gezeigt.

Quelle	Anteil
$b \rightarrow \mu$	41.6 %
$b \rightarrow c \rightarrow \mu$	4.3 %
$c \rightarrow \mu$	22.4 %
misid. h	31.7 %

Tabelle 23 : Die Aufteilung der Myonkandidaten

Zuletzt werden noch die p - und p_T - Verteilungen aller Leptonkandidaten gegen die Jetachse für Daten und Simulation gezeigt (Abbildung 65). Als

dunkel schattiertes Gebiet in b) ist die Verteilung der Leptonen aus dem b- Zerfall zu sehen. Die Simulation gibt auch hier die Verteilung der Daten gut wieder.

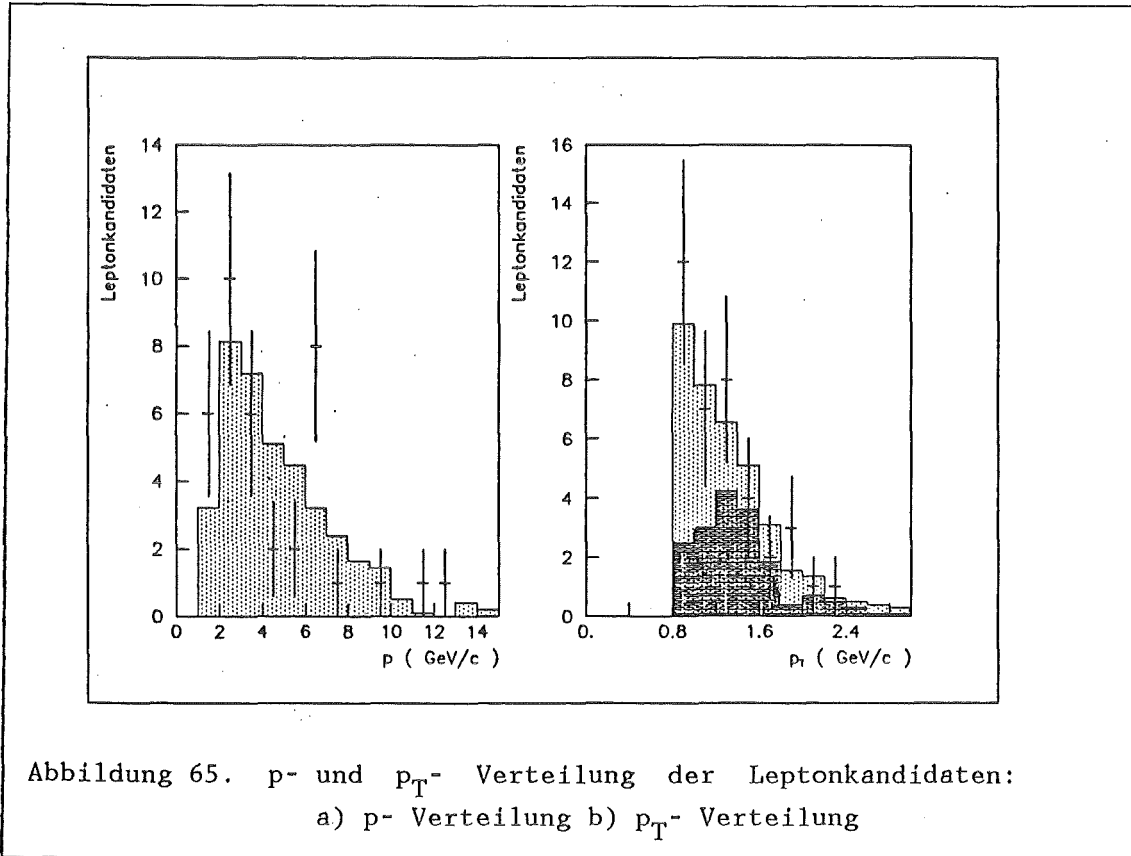


Abbildung 65. p^- und p_T^- Verteilung der Leptonkandidaten:
a) p^- Verteilung b) p_T^- Verteilung

14. DAS SEMILEPTONISCHE VERZWEIGUNGSVERHÄLTNIS

Aus den Leptonkandidaten lassen sich nun die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse bestimmen. Dazu werden aus der Zahl der multihadronischen Ereignisse in den Daten mit entsprechenden Verhältnissen aus der Simulation die erwarteten Untergründe für die Kandidaten bestimmt.

14.1 ELEKTRONEN

In Tabelle 24 sind die erwarteten, absoluten Untergründe für die Elektronkandidaten aufgeführt.

e Kandidaten	16
<hr/>	
$b \rightarrow c \rightarrow e$	1.7
$c \rightarrow e$	2.7
DIS	0.4
IC	0.0
misidentifizierte h	3.0
<hr/>	
$b \rightarrow e$ (korrigiert)	8.2

Tabelle 24 : Die erwarteten Untergründe in den Elektronkandidaten

Das korrigierte $b \rightarrow e$ Signal enthält also 8.2 Ereignisse. Mit einem Verzweigungsverhältnis von $Br (b \rightarrow e) = 0.12$ würde man 8.9 Ereignisse erwarten. Diese Messung liefert demnach ein Verzweigungsverhältnis von

$$Br (b \rightarrow e) = 0.11 \pm 0.05$$

Der statistische Fehler des Verzweigungsverhältnisses kommt von der Schwankung der Zahl der Kandidaten, die sich voll auf das korrigierte Signal fortpflanzt.

14.2 MYONEN

Für die Myonen sind die erwarteten, absoluten Untergründe in Tabelle 25 aufgeführt.

μ Kandidaten	23
<hr/>	
$b \rightarrow c \rightarrow \mu$	1.4
$c \rightarrow \mu$	7.4
misidentifizierte h	10.4
<hr/>	
$b \rightarrow \mu$ (korrigiert)	3.8

Tabelle 25 : Die erwarteten Untergründe in den Myonkandidaten

Die Korrektur des $b \rightarrow \mu$ Signals führt auf 3.8 Ereignisse. 13.7 Kandidaten aus dem semileptonischen b- Zerfall würde man erwarten, wenn das Verzweigungsverhältnis einen Wert von $Br (b \rightarrow \mu) = 0.12$ hätte. Diese Messung ergibt also ein Verzweigungsverhältnis von

$$Br (b \rightarrow \mu) = 0.03 \pm 0.04$$

Der statistische Fehler des Verzweigungsverhältnisses kommt wieder vom Fehler der Zahl der Kandidaten, der ungemindert die Schwankung des korrigierten Signals ausmacht.

Die große Abweichung dieser Messung von den Ergebnissen anderer Experimente (vgl. Tabelle 3) ist auf die Fluktuation der Zahl der Myonkandidaten zurückzuführen.

15. DIE ASYMMETRIE

Zur Bestimmung der b- Asymmetrie aus den Elektron- und Myonkandidaten verwendet man die strenge Korrelation zwischen den Ladungsvorzeichen von b- Quark und daraus entstehendem Lepton.

$$\begin{aligned} b &\rightarrow l^- \\ \bar{b} &\rightarrow l^+ \end{aligned}$$

Identifiziert man also ein negatives Lepton, so schließt man auf ein b- Quark als das ursprüngliche Parton, und analog kommt man von einem positiven Lepton auf ein b- Antiquark. Mit dieser strikten Regel ordnet man jedoch die Leptonen aus den Untergrundreaktionen $b \rightarrow c \rightarrow l$ und $c \rightarrow l$ falsch zu. Hier gilt

$$\begin{aligned} b &\rightarrow c \rightarrow l^+, & c &\rightarrow l^+ \\ \bar{b} &\rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-, & \bar{c} &\rightarrow l^- \end{aligned}$$

Für misidentifizierte Hadronen gibt es schließlich gar keine Korrelation zwischen der Ladung des Kandidaten und einem ursprünglichen Quark.

Je nach der Ladung der Kandidaten wird nun der Winkel des vermeintlichen b- Jets mit der e^- - Richtung, bzw. des \bar{b} - Jets mit der e^+ - Richtung berechnet und in ein Histogramm eingetragen. Die Ereignisse mit Leptonen direkt aus dem b- Quark liefern dabei die zu bestimmende Asymmetrie A_b . Die b- Kaskadenereignisse zeigen dieselbe Asymmetrie, aber mit umgekehrtem Vorzeichen. Die c- Ereignisse tragen mit der etwas kleineren c- Asymmetrie, ebenfalls mit umgekehrtem Vorzeichen, bei. Der Hadronuntergrund erzeugt keine Asymmetrie. Die meßbare Asymmetrie A_g setzt sich also wie folgt zusammen

$$\begin{aligned} A_g &= f_b A_b - (f_{\text{Kask.}} A_{\text{Kask.}} + f_c A_c + f_h A_h) \\ &= f_b A_b - f_U A_U , \end{aligned}$$

wobei die f_i die Anteile der einzelnen Quellen und A_i ihre Asymmetrien darstellen.

Unter Verwendung der genau gemessenen Verzweigungsverhältnisse aus Tabelle 3 kann jetzt die Asymmetrie der b- Quarks berechnet werden. Dazu wird eine Funktion der Form $f(\cos\theta) \sim (1 + \cos^2\theta + x \cos\theta)$ an die Datenpunkte angepaßt. Man erhält die Asymmetrie A_g der Verteilung als

$A = 3 / 8 \cdot x$, wenn $f(\cos\theta)$ eine Wahrscheinlichkeitsdichte ist, das heißt ihr Integral über den ganzen zulässigen Bereich 1 ergibt. Der Anteil des Untergrundes ($f_U = 1 - f_b$), der noch in diesen Verteilungen enthalten ist, muß jetzt mit seiner Asymmetrie A_U abgezogen werden. Man berechnet die b- Asymmetrie nach

$$A_b = \frac{A_g - f_U A_U}{f_b},$$

wobei f_b , f_U und A_U aus der Simulation gut bekannt sind. Aus den Eigenschaften einer Binomialverteilung läßt sich der statistische Fehler der Asymmetrie A_g ableiten [53]. Die Standardabweichung ergibt sich nach

$$\Delta A_g = \sqrt{(1 - A_g^2) / N}.$$

Der Fehler der Asymmetrie des b- Quarks wird dann

$$\Delta A_b = 1 / f_b \cdot \sqrt{(1 - A_g^2) / N}.$$

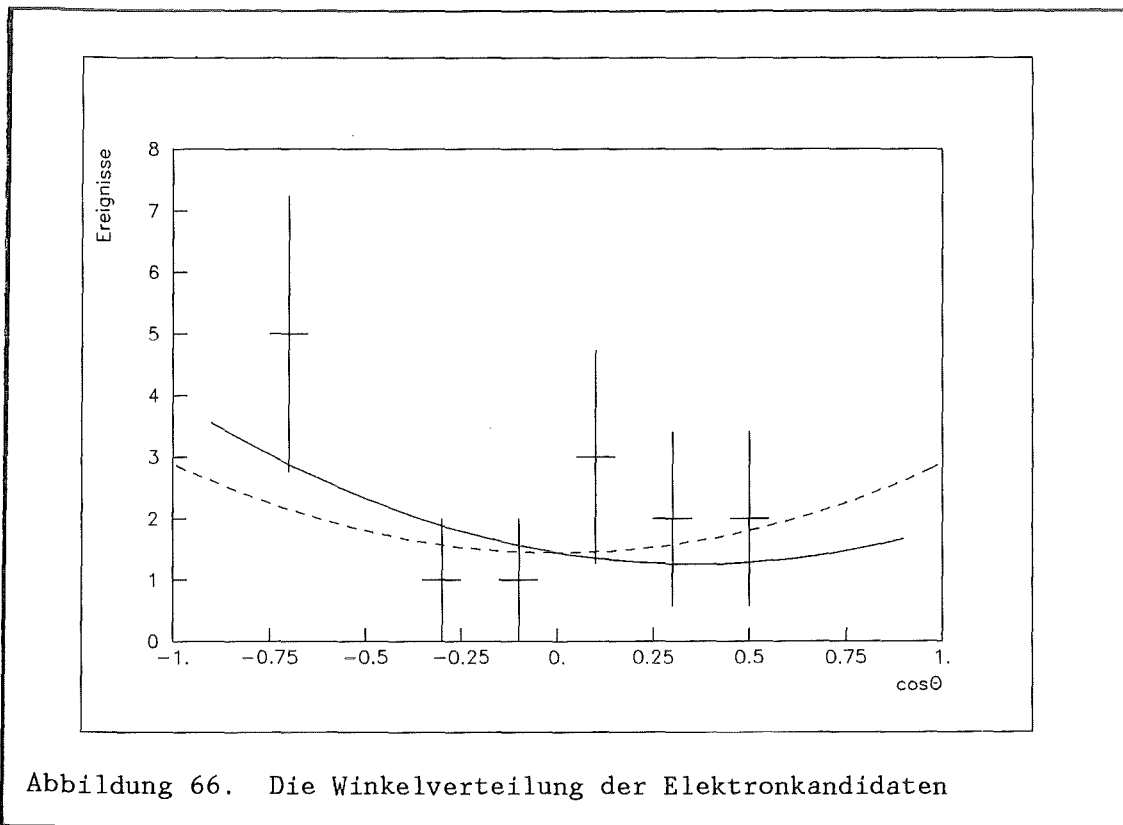
15.1 ELEKTRONEN

In Abbildung 66 ist die Winkelverteilung der Elektronkandidaten mit $|\cos\theta| < 0.8$ gezeigt. Außerhalb dieses Bereiches treten Akzeptanzverluste auf, wie in Abbildung 24 zu sehen ist. Die durchgezogene Linie stellt die Anpassung der Funktion $f(\cos\theta)$ an die Datenpunkte dar. Die gestrichelte Linie gibt die entsprechende symmetrische Verteilung. Die Analyse der Elektronkandidaten ergibt folgende Werte

$$\begin{aligned} A_g &= -0.27, & A_U &= +0.11 \\ f_b &= 0.53, & f_U &= 0.47 \end{aligned}$$

Damit erhält man eine Asymmetrie für b- Quarks von

$$A_b(e) = -0.60 \pm 0.45$$



15.2 MYONEN

In Abbildung 67 ist die Winkelverteilung der Myonkandidaten mit $|\cos\theta| < 0.8$ zu sehen. Die durchgezogene Linie stellt wieder die Anpassung von $f(\cos\theta)$ an die Datenpunkte dar, die gestrichelte Linie gibt die symmetrische Verteilung wieder. Man findet folgende Werte

$$\begin{aligned} A_g &= -0.16, & A_U &= +0.06 \\ f_b &= 0.42, & f_U &= 0.58, \end{aligned}$$

und erhält eine b- Quark - Asymmetrie von

$$A_D(\mu) = -0.47 \pm 0.51$$

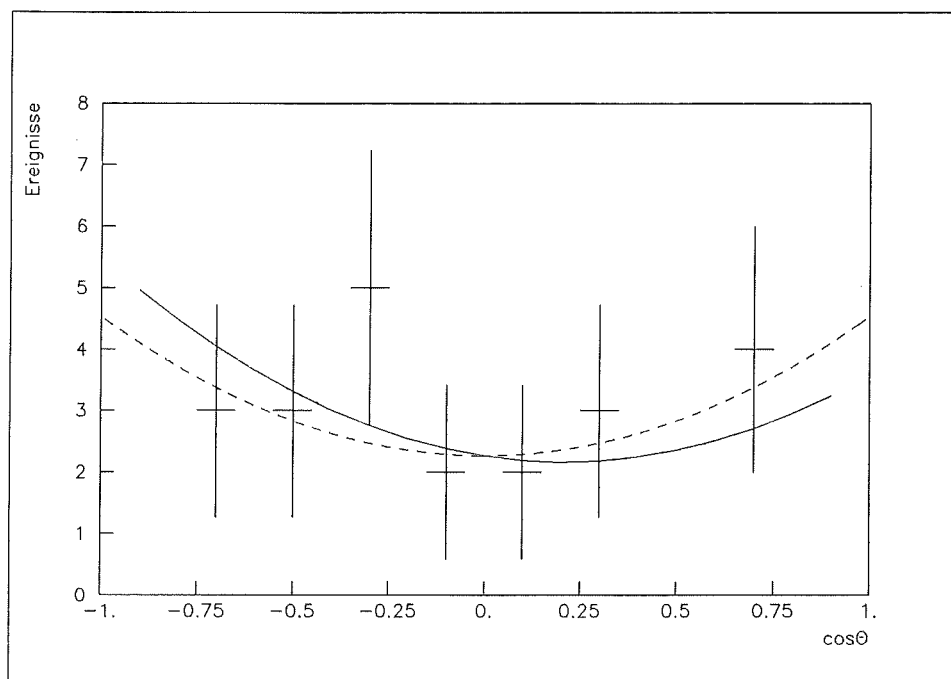


Abbildung 67. Die Winkelverteilung der Myonkandidaten

15.3 STRAHLUNGSKORREKTUREN

Die theoretische Erwartung für die Asymmetrie berücksichtigt keine QED - Strahlungseffekte. Bremsstrahlung der einlaufenden Teilchen oder Photon-austausch verringern die meßbare Asymmetrie in den Daten. Auf diesen Effekt müssen die Ergebnisse korrigiert werden. Zu diesem Zweck wurden Ereignisse mit und ohne Strahlung generiert und die Unterschiede in der Asymmetrie in einem globalen Korrekturfaktor zusammengefaßt. Die Korrektur beträgt 17 %. Die entgültigen Werte für die Asymmetrien sind dann also

$$A_b(e) = -0.70 \pm 0.52$$
$$A_b(\mu) = -0.55 \pm 0.59 ,$$

was mit der theoretischen Erwartung von $A_b(\text{theo.}) = -0.413$ im Rahmen der Fehler übereinstimmt.

16. DIE SYSTEMATISCHEN FEHLER

Zuletzt werden nun noch die systematischen Unsicherheiten der Ergebnisse betrachtet. Man schätzt die systematischen Fehler der einzelnen Schritte der Analyse und der gemachten Annahmen ab und versucht daraus eine Aussage über die gesamte Unsicherheit der Ergebnisse zu gewinnen. Die größten Unsicherheiten stecken dabei in den Annahmen über die Physik, die in der Simulation der Ereignisse benutzt werden. Deshalb wurden die wichtigsten Parameter des LUND - Generators variiert und die Auswirkung der Änderung auf die Zahl der Leptonen aus den verschiedenen Quellen im empfindlichen Detektorvolumen betrachtet. In Tabelle 26 sind die Parameter und ihre Variationen genannt.

Parameter	Standardwert	Variation
Y_{Schnitt}	0.01	0.01 - 0.05
Λ	0.5	0.3 - 1.0
σ_q (exp.)	0.27	0.1 - 0.7
LUND Fr. b	0.6	0.5 - 0.8
Peterson Fr. ϵ_c	0.025	0.01 - 0.1
ϵ_b	0.0035	0.002 - 0.01
V/P (u,d,s)	0.4	0.3 - 0.6
V/P (c,b)	0.75	0.6 - 0.9

Tabelle 26 : Systematische Fehler aus LUND 5.2

Die Zahl direkter Leptonen aus dem b- Zerfall ist am stärksten von ϵ_b abhängig. Die Zahl der Kaskadenleptonen wird von Variationen in ϵ_c am meisten beeinflusst, und die Zahl der Leptonen aus dem c- Zerfall ist empfindlich auf Änderungen in σ_q und ϵ_c . Die Schwankungen aufgrund dieser Unsicherheiten betragen [54]

b \rightarrow l : +15 % -22 %
 b \rightarrow c \rightarrow l : +20 % -20 %
 c \rightarrow l : +20 % -33 % .

Die Verzweigungsverhältnisse sind nur in Grenzen bekannt. Die Fehler, die sich voll auf die Zahl der Leptonenkandidaten niederschlagen, liegen bei (siehe Tabelle 3)

$b \rightarrow l$: ± 10 %
 $c \rightarrow l$: ± 15 % .

Die systematischen Unsicherheiten der Leptonerkennung werden sowohl bei Elektronen als auch bei Myonen auf etwa 10 % geschätzt, was durch die Ergebnisse mit verschiedenen Selektionsverfahren nahegelegt wird (vgl. "10.5 Die Resultate der Elektron - Hadron - Trennung" und "11.5 Die Resultate der Myon - Hadron - Trennung"). Der Fehler der Hadronmisidentifikation wurde ebenfalls als 10 % angenommen.

Daraus lassen sich die kombinierten systematischen Fehler für die Zahl der Leptonen aus den einzelnen Quellen errechnen, die in Tabelle 27 aufgelistet sind.

	$b \rightarrow l$	$b \rightarrow c \rightarrow l$	$c \rightarrow l$
LUND	+15 %	+20 %	+20 %
	-22 %	-20 %	-33 %
BR ($b \rightarrow l$)	± 10 %		
BR ($c \rightarrow l$)		± 15 %	± 15 %
e/ μ Erkennung	± 10 %	± 10 %	± 10 %
total	+21 %	+27 %	+27 %
	-26 %	-27 %	-38 %

Tabelle 27 : Kombination der systematischen Fehler

Die Unsicherheiten der Unterdrückung von Zweiphotonereignissen ist groß (siehe "12.3 Ergebnisse der Trennung"), weshalb als systematische Unsicherheit für diese Ereignisse 50 % angenommen werden.

In einer Simulation werden nun die Fehler durch den Ereignisgenerator, die Verzweigungsverhältnisse, die Teilchenerkennung, die Zweiphotonunterdrückung und die endliche Monte - Carlo - Statistik unabhängig voneinander variiert und zu einer Schwankung der Zahl der Leptonkandidaten kombiniert. Dies geschieht getrennt für die Kandidaten aus den verschiedenen Quellen. Das Verzweigungsverhältnis wird für viele solcher Variationen berechnet, und die Breite seiner Verteilung gibt den gesamten systematischen Fehler an.

Analog wird bei der Bestimmung des systematischen Fehlers der Asymmetrie verfahren. Hier werden aus den oben genannten Einzelfehlern Schwankungen der Zahl der Leptonkandidaten im Vorwärts- und Rückwärtsbereich bestimmt. Die Asymmetrie wird für viele Variationen berechnet und der Gesamtfehler ergibt sich als Breite der resultierenden Asymmetrieverteilung.

17. ZUSAMMENFASSUNG

Zusammenfassend seien die Ergebnisse der Arbeit noch einmal genannt. In hadronischen Ereignissen der e^+e^- - Annihilation bei Energien von $\sqrt{s} \approx 44$ GeV wurden mit dem CELLO - Detektor Elektronen und Myonen nachgewiesen. Die Erkennungs- bzw. Misidentifikationswahrscheinlichkeiten betragen

$$\begin{aligned}\varepsilon_e &= 86.3 \% \\ \varepsilon_h &= 4.5 \% \quad (\text{Elektronen})\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\varepsilon_\mu &= 75.7 \% \\ \varepsilon_h &= 4.4 \% \quad (\text{Myonen})\end{aligned}$$

Durch den Schnitt im Transversalimpuls der Leptonen zur Jetachse wurden Ereignisse angereichert, die b- Quarks enthalten. 53.3 % der Elektronkandidaten und 41.6 % der Myonkandidaten waren direkte Leptonen aus dem b- Zerfall. Damit konnten die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse des b- Zerfalls bestimmt werden.

$$\begin{aligned}\text{Br} (b \rightarrow e + \bar{\nu}_e + X) &= 0.11 \pm 0.05 \pm 0.05 \\ \text{Br} (b \rightarrow \mu + \bar{\nu}_\mu + X) &= 0.03 \pm 0.04 \pm 0.04\end{aligned}$$

Mittelwert aus PETRA- und PEP- Experimenten :

$$\text{Br} (b \rightarrow l + \bar{\nu}_l + X) = 0.123 \pm 0.009$$

Die elektroschwache Ladungsasymmetrie der $b\bar{b}$ Produktion wurde gemessen.

$$\begin{aligned}A_b(e) &= - 0.70 \pm 0.52 \pm 0.11 \\ A_b(\mu) &= - 0.55 \pm 0.59 \pm 0.17\end{aligned}$$

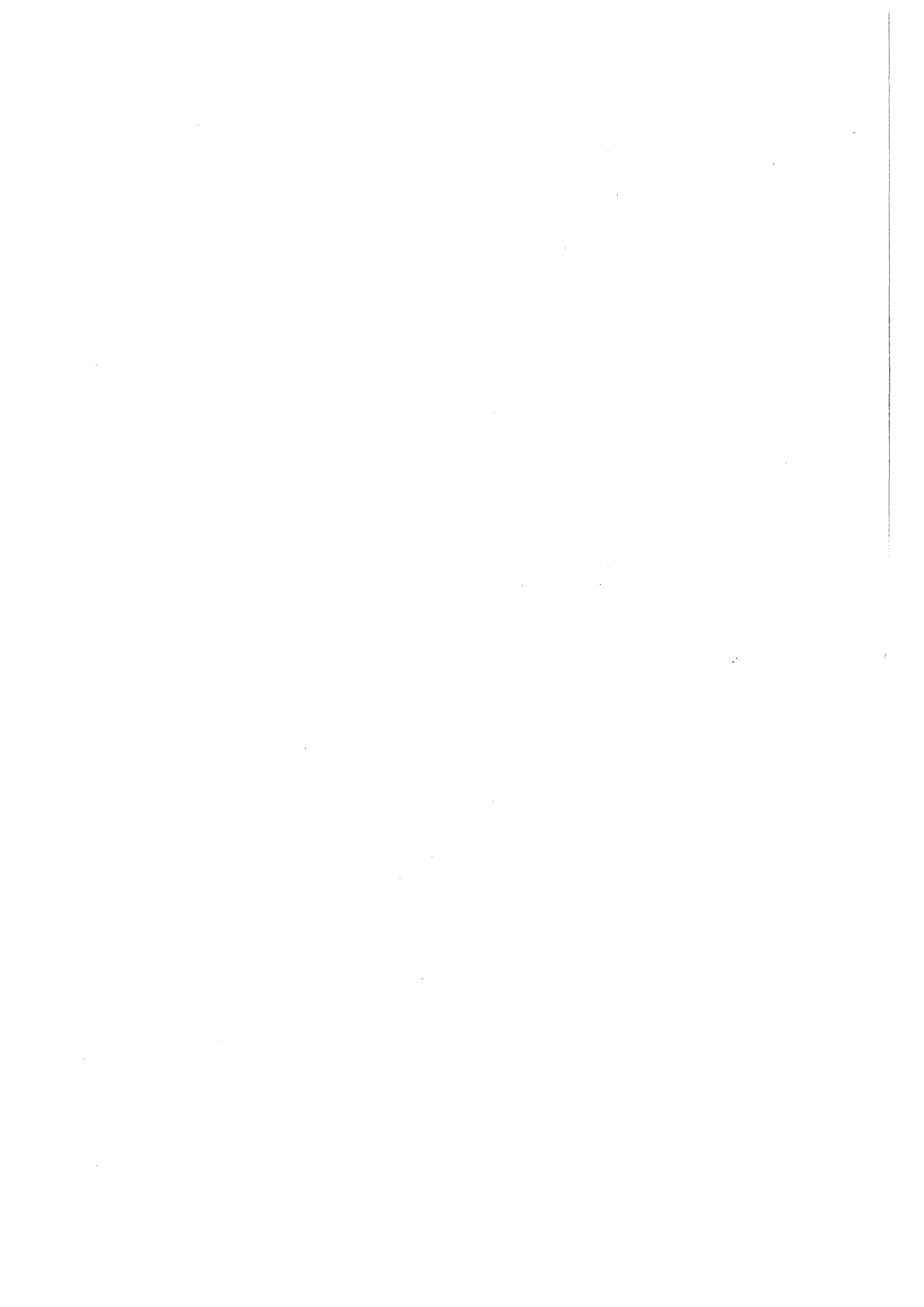
$$A_b(\text{th.}) = - 0.413$$

Die Ergebnisse stimmen im Rahmen der Fehler mit den Erwartungen des Standardmodells überein. Die Fehler der Asymmetrie werden noch klar von den statistischen Fehlern dominiert.

POSTSKRIPTUM

Nach Fertigstellung dieser Analyse wurde ein Fehler in der Simulation der Myonkammern entdeckt. Er hat zur Folge, daß die Zahl der Teilchen, die den Hadronfilter durchdringen können, unterschätzt wird. Die quantitativen Auswirkungen auf das Ergebnis der Myonanalyse sind noch nicht geklärt. Es wird daran gearbeitet. Die Ergebnisse der Elektronanalyse ist davon nicht beeinflußt.

ANHANG



LITERATURVERZEICHNIS

- [1] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
A. Salam, Proc. 8th Nobel Symposium Stockholm (1968) 367
- [2] S. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579
- [3] F.J. Hasert et al. Phys. Lett. 46B (1973) 121
- [4] UA1 Collaboration, Phys. Lett. 122B, (1983) 103
Phys. Lett. 126B, (1983) 398
UA2 Collaboration, Phys. Lett. 122B, (1983) 476
Phys. Lett. 129B, (1983) 130
- [5] P. Becher, M. Böhm, H. Joos, Eichtheorien, Teubner Verlag (1981)
- [6] R.P. Feynman, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415
J.D. Bjorken, E.A. Paschos, Phys. Rev. 185 (1969) 1975
- [7] D.H. Perkins, Proc. XVIth Int. Conf. on
High Energy Physics, Chicago-Batavia (1972) 189
- [8] CELLO Collaboration, DESY 86-133 (1986)
- [9] H. Fritzsche, M. Gell-Mann, H. Leutwyler, Phys. Lett. 47B (1973) 365
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 494
Phys. Rev. D8 (1973) 4482
D.J. Gross, F. Wilczek Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 1343
- [10] C.N. Yang, R.L. Mills, Phys. Rev. 96 (1954) 191
- [11] CELLO Collaboration, Phys. Lett. 110B (1982) 329
JADE Collaboration, Phys. Lett. 91B (1980) 142
MARK J Collaboration, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 830
PLUTO Collaboration, Phys. Lett. 86B (1979) 418
TASSO Collaboration, Phys. Lett. 86B (1979) 243
- [12] E. Reya, Phys. Rep. 69 (1981) 195
- [13] W.A. Bardeen et al., Phys. Rev. D18 (1978) 3998
- [14] R.P. Feynman, R.D. Field, Nucl. Phys. B136 (1978)
- [15] B. Anderson et al., Phys. Rep. 97 (1983) 33
T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 27 (1982) 243
Phys. Lett. 142B (1984) 420
Nucl. Phys. B248 (1984) 469
University of Lund, LU TP 85-10 (1985)
- [16] JADE - Collaboration, Phys. Lett. 101B (1981) 129
Z. Phys. C21 (1983) 37
- [17] P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508
- [18] S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. D2 (1970) 1285
- [19] M. Kobayashi, T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. Suppl. 49 (1973) 652
- [20] E. Radermacher, CERN-EP / 84-41 (1984)
- [21] Jersak et al., Phys. Lett. 98B (1981) 363

- [22] CDHS-Collaboration, CERN-EP / 86-38 (1986)
- [23] E.H. Thorndike, Proc. 1985 Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions, Kyoto (1985) 406
MARK II Collaboration, Phys. Rev. D24 (1981) 78
Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1515
DELCO Collaboration, Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 329
- [24] N. Cabibbo, L. Maiani, Phys. Lett. 79B (1978) 109
N. Cabibbo, G. Corbo, L. Maiani, Nucl. Phys. B155 (1979) 93
- [25] M. K. Gaillard, B. W. Lee, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 108
G. Altarelli, L. Maiani, Phys. Lett. 52B (1974) 351
- [26] B. Stech, HD-THEP-85-8 (1985)
- [27] C. Peterson et al., Nucl. Phys. B174 (1980) 424
Nucl. Phys. B229 (1983) 301
- [28] J.J. Sakurai, Ann. Phys. 11 (1960) 1
H. Joos, Acta Physica Austriae/Suppl. IV (1967)
D. Schildknecht, Springer Tracts in Mod. Phys. 63 (1973) 57
- [29] F.A. Berends, R. Kleiss, S. Jadach, Nucl. Phys. B202 (1982) 63
Comp. Phys. Comm. 29 (1983) 185
- [30] F. Gutbrod, G. Kramer, G. Schierholz, Z. Phys. C21 (1984) 235
- [31] C. Peterson et al., Phys. Rev. D27 (1983) 105
- [32] P. Schacht, private Mitteilung
- [33] DESY Wissenschaftlicher Jahresbericht (1979)
DESY Wissenschaftlicher Jahresbericht (1980)
DESY Wissenschaftlicher Jahresbericht (1984)
- [34] CELLO Collaboration, Phys. Scripta 23 (1981) 610
- [35] B. Sack, MPI-PAE / Exp. El. 133 (1984)
- [36] W. de Boer et al., Nucl. Instr. and Meth. 156 (1978) 249
Nucl. Instr. and Meth. 176 (1980) 167
- [37] M. Cohen, LAL-80/10 (1980)
- [38] J. Pamela, CEA-N-2400 (1984)
- [39] R. Aleksan et al., Nucl. Instr. and Meth. 185 (1981) 95
- [40] H.J. Behrend, Comp. Phys. Comm. 22 (1981) 365
- [41] J. Knapp, CELLO Note K-81, nicht publiziert
K. Gamerdinger et al., CELLO Note K-101, nicht publiziert
- [42] R.L. Ford, W.R. Nelson, SLAC-210 (1978)
- [43] RSIC Computer Code Collection, Oak Ridge Nat. Lab., CCC-178
- [44] H. Oberlack, CELLO Note M-40, nicht publiziert
CELLO Note M-41, nicht publiziert
H.J. Grossegeesse, CELLO Note M-42, nicht publiziert
CELLO Note M-43, nicht publiziert
C. von Gagern, CELLO Note M-48, nicht publiziert
C. Kiesling, CELLO Note M-123, nicht publiziert
CELLO Note M-136, nicht publiziert

- K.H. Ranitzsch, CELLO Note K-84, nicht publiziert
CELLO Note K-112, nicht publiziert
CELLO Note K-116, nicht publiziert
- [45] G. Franke CELLO Note D-35, nicht publiziert
- [46] Y. Lavagne, private Mitteilung
- [47] A. de Rujula et al., Nucl. Phys. B138 (1978) 387
- [48] J.D. Bjorken, S.J. Brodsky, Phys. Rev. D1 (1970) 1416
- [49] H. Müller, private Mitteilung
- [50] K. Gamerdinger, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1983)
- [51] S. Brandt, Stat. Methoden der Datenanalyse, BI 816a (1968)
- [52] J. Wolf, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1986)
- [53] W.T. Eadie et al., Statistical Methods in Experimental Physics,
North - Holland (1971)
- [54] W.D. Apel, private Mitteilung

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1.	Messungen des R - Wertes	8
Abbildung 2.	Die Winkelverteilung der Ereignisachse hadronischer Zweijetereignisse	9
Abbildung 3.	Die unabhängige Fragmentation von Quarks	12
Abbildung 4.	Die Fragmentation im Stringmodell	13
Abbildung 5.	Die interferierenden Prozesse der Fermionpaarerzeugung	16
Abbildung 6.	Die Asymmetrie in Abhängigkeit von der Schwerpunkts- energie	18
Abbildung 7.	Der Zerfall schwerer Mesonen im Spectator - Modell .	19
Abbildung 8.	Diagramme zum schwachen Zerfall schwerer Quarks . .	20
Abbildung 9.	Beiträge zur tiefinelastischen e - γ - Streuung . .	24
Abbildung 10.	Beiträge zum inelastischen Comptoneffekt	25
Abbildung 11.	Die Fragmentationsfunktionen der Quarks in LUND 5.2	29
Abbildung 12.	DESY - Gelände in Hamburg	36
Abbildung 13.	Komponenten der Beschleunigungsstrecke	37
Abbildung 14.	Der CELLO - Detektor bei PETRA	40
Abbildung 15.	Eine Zelle der Driftkammern des CELLO - Detektors .	44
Abbildung 16.	Anordnung der Kalorimetermodule	46
Abbildung 17.	Aufbau der Kalorimetermodule	46
Abbildung 18.	Aufbau der CELLO - Myonkammern	48
Abbildung 19.	Der prinzipielle Aufbau der CELLO - Detektorauslese	51
Abbildung 20.	Die skalierte, sichtbare Energie x_{vis}	65
Abbildung 21.	Der Teilchenimpuls p	65
Abbildung 22.	Die geladene Multiplizität n_{ch}	66
Abbildung 23.	Die Thrust- und Sphärizitätsverteilung	67
Abbildung 24.	Die Winkelverteilungen der Ereignisachsen zum Strahl	67
Abbildung 25.	Die Transversalimpulsverteilungen der Teilchen bezüg- lich der Ereignisachsen	68
Abbildung 26.	Der Energiefluß S^{PW} in einem Dreijetereignis	69
Abbildung 27.	Die Verteilung der Clustermultiplizität	71
Abbildung 28.	Die Transversalimpulsverteilung der Teilchen bezüglich der Clusterachse	71
Abbildung 29.	Winkelverteilung der verschiedenen Ereignisachsen zu den Partonen	75
Abbildung 30.	Verteilung des Transversalimpulses für Leptonen aus verschiedenen Quellen	75
Abbildung 31.	Fehler des korrigierten b- Signals in Abhängigkeit vom p_T - Schnitt für Elektronen und Myonen	78
Abbildung 32.	Die reduzierte Akzeptanz für die Leptonselektion . .	80

Abbildung 33. Darstellung der Kovarianzen für 2 GeV Elektronen . . .	82
Abbildung 34. Mittelwerte der Energien pro Lage in Elektronschauern	82
Abbildung 35. χ^2 für Elektronen und Hadronen	83
Abbildung 36. N_Y für Elektronen und Hadronen	85
Abbildung 37. Y_S für Elektronen und Hadronen	86
Abbildung 38. σ für Elektronen und Hadronen	88
Abbildung 39. M_e für Elektronen und Hadronen	90
Abbildung 40. F_e für Elektronen und Hadronen	91
Abbildung 41. ε_e in Multihadronen gegen den Impuls	93
Abbildung 42. d für Myonen und Hadronen	96
Abbildung 43. Das auf die Spur bezogene Koordinatensystem in den Myonkammern	98
Abbildung 44. q für Myonen und Hadronen	98
Abbildung 45. Ph_2 für Myonen und Hadronen	99
Abbildung 46. M_μ für Myonen und Hadronen	101
Abbildung 47. F_μ für Myonen und Hadronen	102
Abbildung 48. Wahrscheinlichkeit für Myonen, das Eisen zu passieren	103
Abbildung 49. ε_μ in Multihadronen gegen den Impuls	104
Abbildung 50. Beispiel eines Zweiphotonereignisses mit Elektron	105
Abbildung 51. m_h von DIS-, IC- und Annihilationsereignissen . . .	106
Abbildung 52. Die projizierte Energie	107
Abbildung 53. E_{proj} von DIS-, IC- und Annihilationsereignissen . .	108
Abbildung 54. Beispiel eines Elektronkandidaten	110
Abbildung 55. χ^2 - Verteilung vor und nach der e-h - Trennung . . .	111
Abbildung 56. N_Y - Verteilung vor und nach der e-h - Trennung . . .	111
Abbildung 57. Y_S - Verteilung vor und nach der e-h - Trennung . . .	112
Abbildung 58. σ - Verteilung vor und nach der e-h - Trennung . . .	112
Abbildung 59. M_e - Verteilung vor der e-h - Trennung	113
Abbildung 60. Beispiel eines Myonkandidaten	115
Abbildung 61. q - Verteilung vor und nach der μ -h - Trennung . . .	115
Abbildung 62. d - Verteilung vor und nach der μ -h - Trennung . . .	116
Abbildung 63. Ph_2 - Verteilung vor und nach der μ -h - Trennung . .	116
Abbildung 64. M_μ - Verteilung vor der μ -h - Trennung	117
Abbildung 65. p^- und p_T^- - Verteilung der Leptonkandidaten	118
Abbildung 66. Die Winkelverteilung der Elektronkandidaten	123
Abbildung 67. Die Winkelverteilung der Myonkandidaten	124

TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 1.	Die Quantenzahlen der Quarks	6
Tabelle 2.	Quarks und ihre Freiheitsgrade	7
Tabelle 3.	Semileptonische Verzweigungsverhältnisse	21
Tabelle 4.	Parameter des Ereignisgenerators LUND 5.2	30
Tabelle 5.	Technische Daten des PETRA - Speicherrings	38
Tabelle 6.	Technische Daten der CELLO - Magnetspule	41
Tabelle 7.	Aufbau des Spurdetektors im CELLO - Detektor	42
Tabelle 8.	Technische Daten des CELLO - Vertexdetektors	43
Tabelle 9.	Technische Daten der CELLO - Driftkammern	45
Tabelle 10.	Technische Daten der CELLO - Proportionalkammern	45
Tabelle 11.	Technische Daten des zentralen CELLO - Kalorimeters	48
Tabelle 12.	Technische Daten der CELLO - Myonkammern	49
Tabelle 13.	Liste der Energien und Luminositäten	61
Tabelle 14.	Untergründe in multihadronischen Ereignissen	62
Tabelle 15.	Reduktion von DIS-, IC- und Annihilationsereignissen	64
Tabelle 16.	Koeffizienten für den Pulshöhenvergleich längs der Spur	84
Tabelle 17.	Differenz der Energie- und Impulsmessung bei Pionen	87
Tabelle 18.	Ergebnisse der e - h - Trennung	92
Tabelle 19.	Ergebnisse der μ - h - Trennung	103
Tabelle 20.	Die Schnitte der e - Selektion	109
Tabelle 21.	Die Aufteilung der Elektronkandidaten	113
Tabelle 22.	Die Schnitte der μ - Selektion	114
Tabelle 23.	Die Aufteilung der Myonkandidaten	117
Tabelle 24.	Die erwarteten Untergründe in den Elektronkandidaten	119
Tabelle 25.	Die erwarteten Untergründe in den Myonkandidaten	120
Tabelle 26.	Systematische Fehler aus LUND 5.2	125
Tabelle 27.	Kombination der systematischen Fehler	126

AUTORENLISTE DER CELLO - KOLLABORATION

H.-J. Behrend, J. Bürger, L. Criegee, J.B. Dainton¹, H. Fenner,
J.H. Field, G. Franke, J. Fuster², Y. Holler, J. Meyer, V. Schröder,
H. Sindt, U. Timm, G.G. Winter, W. Zimmermann
Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY, Hamburg, Deutschland

P.J. Bussey, C. Buttar, A.J. Campbell, D. Hendry, G. McCurrach,
J.M. Scarr, I.O. Skillicorn, K.M. Smith
University of Glasgow, Großbritannien

J. Ahme, V. Blobel, M. Feindt, J. Harjes, M. Poppe, H. Spitzer
II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Deutschland

W.-D. Apel, A. Böhrer, J. Engler, G. Flüge³, D.C. Fries, W. Fues,
K. Gamerding, P. Grosse-Wiesmann⁴, J. Hansmeyer, G. Hopp, H. Jung,
J. Knapp, M. Krüger, H. Küster, P. Mayer, H. Müller, K.H. Ranitzsch,
H. Schneider, J. Wolf
Kernforschungszentrum und Universität Karlsruhe, Deutschland

W. de Boer, G. Buschhorn, G. Grindhammer, B. Gunderson, C. Kiesling,
R. Kotthaus, H. Kroha, D. Lüers, H. Oberlack, B. Sack, P. Schacht,
G. Shooshtari, W. Wiedenmann
Max - Planck - Institut für Physik und Astrophysik, München, Deutschland

A. Cordier, M. Davier, D. Fournier, M. Gaillard⁴, J.F. Grivaz, J. Hais-
sinski, P. Janot, V. Journe, F. le Diberder, E. Ros⁵, A. Spadafora,
J.-J. Veillet
Laboratoire de l'Accelérateur Lineaire, Orsay, Frankreich

B. Fatah⁶, R. George, M. Goldberg, O. Hammon, F. Kapusta, F. Kovacs,
L. Poggioli, M. Rivoal
Laboratoire de Physique Nucleaire et Hautes Energies, Université de Pa-
ris, Frankreich

R. Aleksan, G. Cozzika, Y. Ducros, Y. Lavagne, F. Ould Saada, J. Pamela,
F. Pierre, J. Zacek⁷
Centres d'Etudes Nucleaires, Saclay, Frankreich

G. d'Agostini, F. Ferrarotto, M. Gaspero, B. Stella
University of Rome and INFN, Italien

G. Alexander, G. Bella, Y. Gnat, J. Grunhaus, A. Levy
Tel Aviv University, Israel

- ¹ ständige Adresse : University of Liverpool, Großbritannien
- ² freigestellt vom Inst. de Fisica Corpuscular, Universidad de Valencia, Spanien
- ³ jetzt am III. Physikalischen Institut der RWTH Aachen
- ⁴ jetzt am Stanford Linear Accelerator Center, USA
- ⁵ jetzt an der Universidad Autonoma de Madrid, Spanien
- ⁶ jetzt an der Univerty of Sebha, Physics Departement, Libyen
- ⁷ jetzt am Nuclear Center, Charles University, Prag, Tschechoslowakei