

Interner Bericht
DESY F1-89-02
Juli 1989

**Bestimmung der Asymmetrie der b-Quark-Erzeugung
in der e^+e^- -Annihilation bei $\sqrt{s} = 34.8$ GeV**

von

P. Rehders

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		library
Zugang		
Accession	25. JULI 1989	
Leihfrist:	7	Tage
Loan period:		days

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

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

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

Bestimmung der Asymmetrie der b-Quark-Erzeugung
in der e^+e^- -Annihilation bei $\sqrt{s} = 34.8 \text{ GeV}$

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Peter Rehders

aus Tangstedt

Hamburg
1989

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. E. Lohrmann
Prof. Dr. G. Heinzlmann

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. E. Lohrmann
Prof. Dr. V. Blobel

Datum der Disputation: 7. 07. 1989

Sprecher des
Fachbereichs Physik
und Vorsitzender des
Promotionsausschusses: Prof. Dr. H. J. Wepdker

Abstract

Inclusive electron production in e^+e^- annihilation into hadrons has been studied at an average center of mass energy of 34.8 GeV with the TASSO detector at the PETRA storage ring. A total of 918 events with identified electrons have been selected from the approximately 52500 multihadronic events collected at center of mass energies between 33 GeV and 36 GeV. The fraction of events with prompt electrons from the semileptonic decay of B hadrons in this sample is about 27 %. The forward backward asymmetry of b quarks was measured to be

$$A_b^m = -0.20 \pm 0.11 \pm 0.04$$

where the first error is statistical and the second systematic. Taking the correction due to $B^0\bar{B}^0$ mixing into account leads to a corrected asymmetry of

$$A_b = -0.27 \pm 0.16$$

which can be compared to the Standard Model expectation of

$$A_b^{SM} = -0.221 \pm 0.031$$

The axial vector coupling constant of the b quark as calculated from the corrected asymmetry is therefore

$$a_b = -1.25 \pm 0.73$$

which is in good agreement with the Standard Model prediction of

$$a_b^{SM} = -1$$

Zusammenfassung

Mit dem TASSO-Detektor am Speicherring PETRA wurde die inklusive Elektron Erzeugung in der e^+e^- -Annihilation in Hadronen bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von etwa 34.8 GeV untersucht. Aus den etwa 52500 multihadronischen Ereignissen mit einer Schwerpunktsenergie zwischen 33 GeV und 36 GeV wurden 918 Ereignisse mit identifizierten Elektronen ausgewählt. Der Anteil an Ereignissen mit prompten Elektronen aus den semileptonischen Zerfällen von B-Hadronen beträgt etwa 27 %. Die Messung der vorwärts-rückwärts-Asymmetrie ergab für b Quarks einen Wert von :

$$A_b^m = -0.20 \pm 0.11 \pm 0.04$$

Der erste Fehler ist statistischer, der zweite systematischer Natur. Die Berücksichtigung der Oszillationen im $B^0\bar{B}^0$ -System führt auf eine korrigierte Asymmetrie von :

$$A_b = -0.27 \pm 0.16$$

Diese kann mit der Asymmetrie verglichen werden die sich aus dem Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung ergibt.

$$A_b^{SM} = -0.221 \pm 0.031$$

Für die Axialvektorkopplungskonstante des b-Quarks ergab sich aus der korrigierten Asymmetrie ein Wert von:

$$a_b = -1.25 \pm 0.73$$

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit der Vorhersage des Standardmodells.

$$a_b^{SM} = -1$$

Inhaltsverzeichnis

Abstract	III
Zusammenfassung	IV
1 Einleitung	1
2 Das Experiment	3
2.1 Der Speicherring Petra	4
2.2 Der TASSO-Detektor	5
2.2.1 Der Innendetektor	6
2.2.2 Der äußere Bereich	8
2.3 Das Flüssig-Argon-Schalenkalorimeter	10
2.3.1 Wirkungsweise eines Flüssig-Argon-Kalorimeters	10
2.3.2 Der Aufbau des Schalenkalorimeters	11
3 Trigger und Datenselektion	15
3.1 Der TASSO-Trigger	15
3.2 Die Datenauslese	16
3.3 Die Datenreduktion	16
3.4 Die Selektierung multihadronischer Ereignisse	19
3.5 Die Simulation multihadronischer Ereignisse	21
3.5.1 Die Ereignissimulation	21
3.5.2 Die Detektorsimulation	22
3.6 Die Selektion von Zwei-Spur-Ereignissen	23
4 Schauerrekonstruktion und Elektronidentifizierung	26
4.1 Die Schauerrekonstruktion	27
4.2 Das Auffinden von "heißen" Kanälen	29
4.3 Die Verfügbarkeit des Schalenkalorimeters	29
4.4 Die Energiekalibrierung	29
4.5 Die Identifizierung von prompten Elektronen	30
4.5.1 Die Auswahlkriterien	30
4.5.2 Die Erkennungswahrscheinlichkeit von Elektronen	39
5 Die Asymmetrie von b-Quarks	43
5.1 Die Vorhersage des Standardmodells	43
5.2 Die semileptonischen Zerfälle von B-Hadronen	48
5.3 Die Trennungsvariablen	50
5.4 Die Bestimmung der Anzahl von Ereignissen mit prompten Elektronen	58
5.5 Die Bestimmung der Asymmetrie von b-Quarks	62
5.5.1 Die $B^0 B^0$ -Mischung und die Bestimmung der Axialvektorkopplungskonstante	65

5.5.2 Vergleich mit anderen Experimenten	67
A Lebenslauf	69
B Die TASSO-Kollaboration	70
Literatur	71
Danksagung	78

Abbildungsverzeichnis

2.1	Beschleuniger und Speicherringanlagen bei DESY	3
2.2	Luminosität von PETRA gemessen am Ort des TASSO-Detektors	5
2.3	Das TASSO-Koordinatensystem im Schema des Magneten	6
2.4	Schnitt durch den TASSO-Detektor senkrecht zum Strahl	7
2.5	Schnitt durch den TASSO-Detektor entlang des Strahls	7
2.6	Elektromagnetischer Schauer im Schema des LABC	10
2.7	Ausschnitt aus einem Submodul	12
3.1	Datenauslese und Weiterverarbeitung bei TASSO	17
3.2	Die Selektion multihadronischer Ereignisse	20
3.3	Multihadronisches Ereignis beobachtet mit TASSO	21
4.1	Die getroffenen Türme und Streifen eines Submodules	26
4.2	Cluster aus Vordertürmen	28
4.3	Die χ^2 -Verteilung	31
4.4	Das Verhältnis der Hinterturm- zur Vorderturmenergie	32
4.5	Abweichung der Spurposition vom Clusterschwerpunkt	33
4.6	zentral in den z -Streifen deponierte Energie	34
4.7	zentral in den φ -Streifen deponierte Energie	34
4.8	Anzahl der z -Streifen mit Energieeintrag	36
4.9	Anzahl der φ -Streifen mit Energieeintrag	36
4.10	mittlere Anzahl der Streifen mit Energieeintrag	37
4.11	mittlerer zentraler Energieeintrag in den Streifen	37
4.12	z -Streifendispersion	38
4.13	φ -Streifendispersion	38
4.14	Erkennungswahrscheinlichkeit für Spuren aus dem Prozess $b \rightarrow c$	40
4.15	Erkennungswahrscheinlichkeit für Spuren aus dem Prozess $b \rightarrow c \rightarrow e$	40
4.16	Erkennungswahrscheinlichkeit für Spuren aus dem Prozess $c \rightarrow e$	41
4.17	Erkennungswahrscheinlichkeit für Spuren aus dem Prozess $\gamma \rightarrow e^+ e^-$	41
4.18	Erkennungswahrscheinlichkeit für Spuren aus dem Prozess $h \rightarrow b^d$	42
4.19	Vergleich der Erkennungswahrscheinlichkeiten für Elektronen	42
5.1	Feynman-Diagramme zum Photon- und Z_0 -Austausch	43
5.2	Definition des Polarwinkels	44
5.3	Asymmetrie als Funktion der Schwerpunktsenergie	45
5.4	Beiträge zur ersten Ordnung der QCD	46
5.5	Beiträge zur Bremsstrahlung	47
5.6	Die semileptonischen Zerfälle von b - und c -Quarks	49
5.7	Die p_t Verteilungen	51
5.8	Die M_T Verteilungen	52
5.9	Wahrscheinlichkeitsdichte für den Prozess $b \rightarrow c$	55

5.10	Wahrscheinlichkeitsdichte für den Prozess $b \rightarrow c \rightarrow e$	55
5.11	Wahrscheinlichkeitsdichte für den Prozess $c \rightarrow e$	56
5.12	Wahrscheinlichkeitsdichte für den Prozess $b \rightarrow x$	56
5.13	Wahrscheinlichkeitsdichte für den Prozess $c \rightarrow x$	57
5.14	Wahrscheinlichkeitsdichte für den Prozess $uds \rightarrow x$	57
5.15	Vergleich der M_T Verteilung mit der Simulation	60
5.16	Vergleich der p_t Verteilung mit der Simulation	61
5.17	Berechnung des Polarwinkels	62
5.18	Maximum-Likelihood-Schätzfunktion für die Bestimmung der b -Quark Asymmetrie	64
5.19	Box-Diagramme zur $B^d B^0$ -Mischung	66

Tabellenverzeichnis

2.1	Parameter des Speicherrings PETRA	4
3.1	Tabelle der verwendeten Simulationen	23
5.1	Parameter der fundamentalen Fermionen im Standardmodell	45
5.2	Trennschärfematrixelemente	54
5.3	Anzahlen und relative Häufigkeiten der beitragenden Prozesse	59
5.4	Die gemessenen c-Quark Asymmetrien bei etwa 35 GeV	63
5.5	Vergleich der gemessenen b-Quark Asymmetrien	67

Kapitel 1

Einleitung

Die Struktur der Materie wird mit großem Erfolg durch das Standardmodell beschrieben. Dieses Modell beruht auf der Annahme von elementaren Fermionen, den Leptonen und den Quarks sowie deren Antiteilchen. Bei den Leptonen handelt es sich um das Elektron (e), das Muon (μ) und das Tau (τ) mit einer negativen Elementarladung, und um die drei zugeordneten ladungsfreien Neutrinos ν_e, ν_μ und ν_τ . Bei den Quarks handelt es sich um das up ($+\frac{2}{3}$), down ($-\frac{1}{3}$), strange ($-\frac{1}{3}$), charm ($+\frac{2}{3}$), bottom ($-\frac{1}{3}$) und das top¹ ($+\frac{2}{3}$), deren Ladung in Einheiten der Elementarladung in Klammern angegeben ist und deren Kurzbezeichnung durch Fettdruck hervorgehoben ist.

Quarks und Leptonen werden zu Familien zusammengefaßt, indem zwei Leptonen zwei Quarks mit gleicher Ladungsdifferenz zugeordnet werden.

$$\begin{aligned}
 1. \text{ Familie} & \quad \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \longleftrightarrow \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \\
 2. \text{ Familie} & \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \longleftrightarrow \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \\
 3. \text{ Familie} & \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \longleftrightarrow \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

Bei den beobachtbaren Teilchen handelt es sich um Leptonen oder um gebundene Quarkzustände, die Hadronen. Diese werden unterteilt in Mesonen und Baryonen, welche aus einem Quark und einem Antiquark beziehungsweise aus drei Quarks aufgebaut sind. Die stabilen Teilchen werden von der ersten Familie gebildet.

Die elementaren Fermionen unterliegen drei verschiedenen Wechselwirkungen, der Gravitation, der elektroschwachen- und der starken Wechselwirkung, wobei die Gravitation in der Hochenergiephysik vernachlässigt wird. Die elektroschwache- und die starke Wechselwirkung, der nur die Quarks unterliegen, wird durch den Austausch virtueller Vektorbosonen vermittelt. Beide Wechselwirkungen werden durch eine eigenständige Theorie beschrieben.

- Die Quantenchromodynamik (QCD) [GEL 72, GRO 73, WEI 73A, WEI 73B] ist die Theorie der starken Wechselwirkung. Die Austauschteilchen sind die Gluonen, deren Existenz am Speicherring PETRA am DESY nachgewiesen wurde [JAD 80, MAR 79, PLU 79, TAS 79]. Quarks und Gluonen sind Träger einer Farbladung, welche drei diskrete Werte annehmen kann. Dieses führt zu einer Kraft zwischen den Quarks, welche mit zunehmendem Abstand anwächst und damit die Existenz freier Quarks verhindert (Confinement). Nur bei kleinen Abständen verhalten sich die

¹Noch nicht experimentell nachgewiesen

Quarks wie freie Teilchen (asymptotische Freiheit). Hadronen sind Farbsingulettzustände und können daher dem Farbfeld entweichen.

- Die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung wird als Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung [GLA 70, SAL 64, THO 71, WEI 67] bezeichnet und ist eine Vereinheitlichung der Quantenelektrodynamik QED und der Theorie der schwachen Wechselwirkung. Diese Theorie beschreibt die Wechselwirkung der Leptonen und der freien Quarks. Die Austauschteilchen sind das Photon und die intermediären Vektorbosonen W^+, W^- und Z_0 , welche am Speicherring SPS am CERN nachgewiesen wurden [UA1 83A, UA1 83B, UA2 83A, UA2 83B].

Experimente an e^+e^- -Speicherringen eignen sich besonders gut zur Untersuchung der schweren b- und c-Quarks, da die Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares in e^+e^- -Annihilationsereignissen oberhalb der Schwellenenergie zur Erzeugung von zwei massiven Quarks für alle Quarksorten die gleiche Größenordnung haben. Da die Erzeugung von b- und c-Quarks in der Fragmentation aufgrund ihrer großen Masse unterdrückt wird und bei den derzeitigen erreichten Energien keine top-Quarks erzeugt werden, handelt es sich bei den schweren Quarks in Hadronen mit b- oder c-Quark Anteil im wesentlichen um die ursprünglich erzeugten Quarks. Ein Ziel der TASSO-Kollaboration ist daher die Untersuchung dieser Hadronen [TAS 83, TAS 86A, TAS 87, TAS 88C, TAS 88D, TAS 89B].

Der Z_0 -Austausch im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung führt zu einer Modifikation des Wirkungsquerschnittes zur Erzeugung eines Fermion-Antifermion Paares in e^+e^- -Annihilationsereignissen gegenüber dem reinen Photon-Austausch der QED. Während die Veränderung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes bei den mit PETRA erreichten Energien in der gleichen Größenordnung liegt wie die Unsicherheiten in den Messungen, führt die Modifikation bei diesen Energien zu einer signifikanten Veränderung der Polarwinkelverteilung und damit zu einer deutlichen Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie. Die Messung dieser Asymmetrie ist daher ein wichtiger Test des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung. Im Rahmen der TASSO-Kollaboration wurden die Asymmetrien in den Prozessen $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ [TAS 88B], $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ [TAS 89A] und $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ [TAS 89B] untersucht.

Aus der Asymmetrie läßt sich die Axialvektorkopplungskonstante der elementaren Fermionen im Rahmen des Standardmodells berechnen. Während diese für die u-, d- und s-Quarks recht genau bekannt sind, wurden die Kopplungskonstanten für die c-Quarks und insbesondere für die b-Quarks bisher nur mit großen Unsicherheiten bestimmt. Nur der JADE-Kollaboration ist es bisher gelungen die Axialvektorkopplungskonstante des b-Quarks mit einer Genauigkeit zu bestimmen die mit der Messgenauigkeit der Axialvektorkopplungskonstante des c-Quarks vergleichbar ist [JAD 84].

Das Ziel dieser Arbeit ist die Bestimmung der Asymmetrie im Prozess $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ und daraus die Ermittlung der Axialvektorkopplungskonstanten der b-Quarks, welche aufgrund ihrer semileptonischen Zerfälle und allgemeiner Ereignisseigenschaften auf statistischer Basis identifiziert werden. Im Gegensatz zum Prozess $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ist aber der Polarwinkel nicht direkt zugänglich. Beobachtet werden nicht die Quarks, sondern die in der Fragmentation erzeugten Hadronen sowie deren Zerfallsprodukte. Aus diesen Teilchen wird lediglich die Ereignisachse rekonstruiert. Zur Festlegung des Ladungsvorzeichens ist es notwendig, die durch die Sphärizitätsachse definierten Hemisphären dem Quark und dem Antiquark zuzuordnen. Diese Zuordnung ergibt sich aus dem Ladungsvorzeichen der in dieser Arbeit verwendeten Elektronen aus den semileptonischen Zerfällen von B-Hadronen.

Kapitel 2

Das Experiment

Die in dieser Arbeit verwendeten Daten sind das Ergebnis von Messungen, die zwischen Mai 1983 und Juli 1985 mit dem TASSO-Detektor am Speicherring PETRA durchgeführt wurden. PETRA ist einer der Beschleuniger und Speicherringe, die auf dem Gelände des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY betrieben werden (Abbildung 2.1) und TASSO eines der dort aufgebauten Experimente.

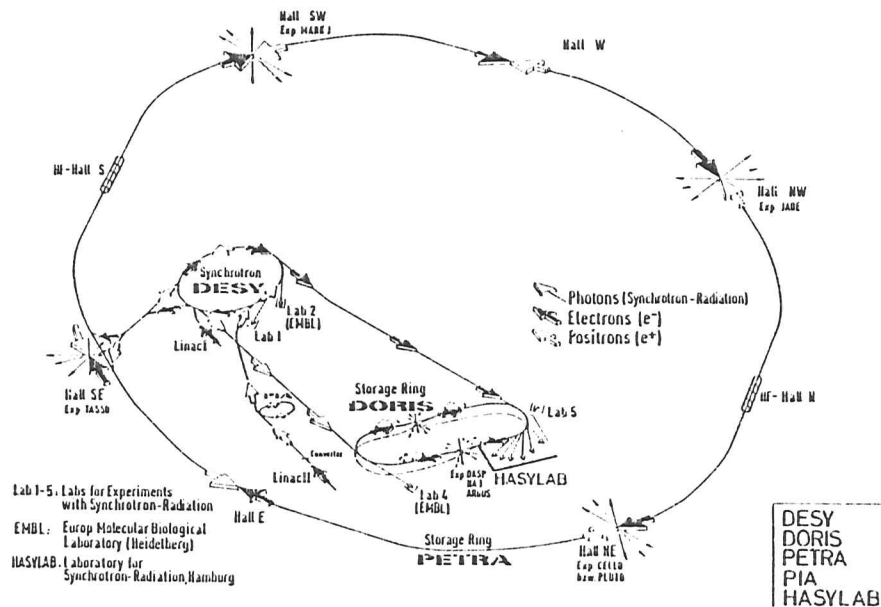


Abbildung 2.1: Beschleuniger und Speicherringanlagen bei DESY

2.1 Der Speicherring Petra

Die Positron-Elektron-Tandem-Ringanlage PETRA (Tabelle 2.1) ist ein e^+e^- -Speicherring von 2.3 km Umfang, welcher sich von 1978 bis 1986 in Betrieb befand. Zwei Elektronen- und zwei Positronenteilchenpakete (Bunche) wurden gegenläufig beschleunigt und an vier Wechselwirkungspunkten, an denen sich die Detektoren CELLO/PLUTO, JADE, MARK J und TASSO befanden, zur Kollision gebracht.

Umfang	2304 m
Ringdurchmesser	734 m
Magnet-Krümmungsradius	192 m
Anzahl der Wechselwirkungszonen	4
Anzahl der Klystrons	8
Hochfrequenz	500 MHz
HF-Leistung eines Klystrons	800 KW
Vakuum im Strahlrohr	10^{-9} mbar + 10^{-10} mbar/mA · l
Lebensdauer des Strahls	etwa 5 h
Strahlenergie	5 - 23 GeV
max. Strahlstrom	20 mA
Zahl der Teilchenpakete	2 + 2
Zahl der Teilchen pro Paket	10^{12}
Paketlänge	$\sigma_z \approx 11.4$ mm
Paketquerschnitt	$\sigma_x \sigma_y \approx 0.7 \cdot 0.06$ mm ²
Energieunschärfe	$0.023 \text{ MeV} \cdot E^2$ (E in GeV)
mittlere Luminosität bei 35 GeV	$1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$

Tabelle 2.1: Parameter des Speicherrings PETRA

Durch Glühemission gewonnene Elektronen wurden mit dem Linearbeschleuniger LINAC I auf 55 MeV vorbeschleunigt und als Pakete von etwa 50 cm Länge in das Elektronen-Synchrotron DESY injiziert. Dort wurden sie auf 7 GeV weiterbeschleunigt, um dann zur Beschleunigung auf die Endenergie mit einer Wiederholungsrate von 12.5 Hz in PETRA injiziert zu werden.

Positronen wurden dadurch erzeugt, daß Elektronen, die mit dem Linearbeschleuniger LINAC II auf 250 MeV beschleunigt worden waren auf ein 7 mm dickes Target aus Wolfram geschossen wurden. Die in dem entstehenden elektromagnetischen Schauer enthaltenen Positronen wurden auf 450 MeV beschleunigt und im Positron-Intensitäts-Akkumulator PIA gesammelt. Von dort wurden sie zur weiteren Beschleunigung auf 7 GeV als 25 cm lange Pakete mit einer Wiederholungsrate von 4.17 Hz in das Synchrotron und schließlich zur Beschleunigung auf die Endenergie in PETRA injiziert.

Eine wichtige Kenngröße eines Speicherringes ist die Luminosität L (Abbildung 2.2). Sie ist der Proportionalitätsfaktor zwischen der Anzahl der Ereignisse pro Zeit und dem totalen Wirkungsquerschnitt der betrachteten Reaktion. Die Luminosität ist mit den Parametern des Speicherrings verknüpft [LOH 81].

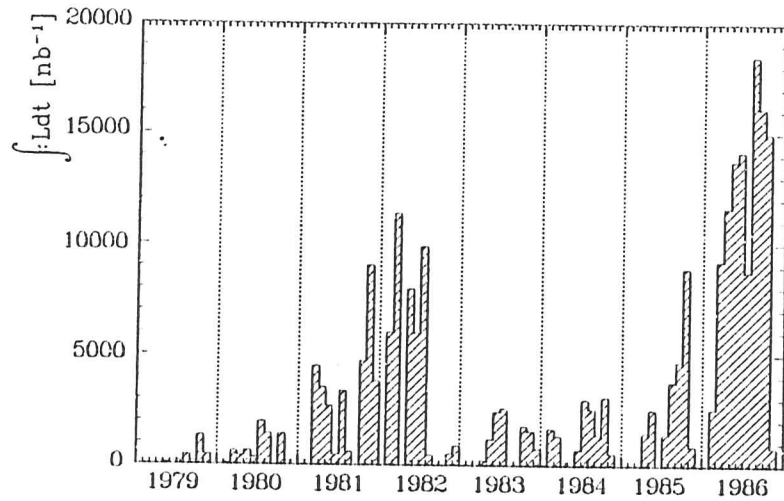


Abbildung 2.2: Luminosität von PETRA gemessen am Ort des TASSO-Detektors

$$L = \frac{1}{N_B} \cdot \frac{I_+ I_-}{4\pi \cdot e^2 \cdot \sigma_x \sigma_y} \cdot \frac{U}{c} \quad (2.1)$$

- N_B = Anzahl der Teilchenpakete pro Teilchensorte
- I_{\pm} = Strahlströme
- e = Elementarladung
- $\sigma_{x,y}$ = Strahlquerschnitt im Wechselwirkungspunkt
- U = Umfang des Speicherrings
- c = Lichtgeschwindigkeit

2.2 Der TASSO-Detektor

Der von einer internationalen Kollaboration (siehe Seite 70) betriebene magnetische Detektor TASSO (Two Arm Spectrometer Solenoid) war in der südöstlichen Wechselwirkungszone des PETRA-Speicherrings untergebracht (Abbildung 2.1).

Der Detektor besteht aus einer Anordnung unterschiedlicher Komponenten zur Messung von geladenen und neutralen Teilchen. Die Detektorkomponenten (Abbildung 2.4 und 2.5) bilden einen inneren und einen äußeren Bereich. Die Bereiche sind voneinander getrennt durch eine 4.40 m lange und 9.5 cm dicke normalleitende Spule aus Aluminium mit einem Innenradius von 1.35 m. Die Spule erzeugt in Kombination mit dem eisernen Rückflußjoch an den Stirnseiten, der Unter- und Oberseite, ein zum Positronenstrahl paralleles homogenes Magnetfeld von 0.5 Tesla.

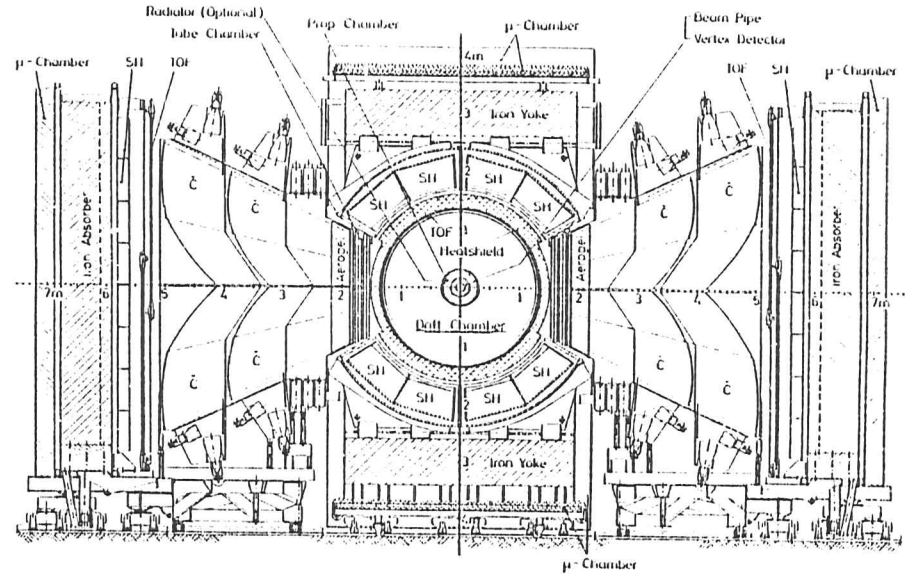


Abbildung 2.4: Schnitt durch den TASSO-Detektor senkrecht zum Strahl

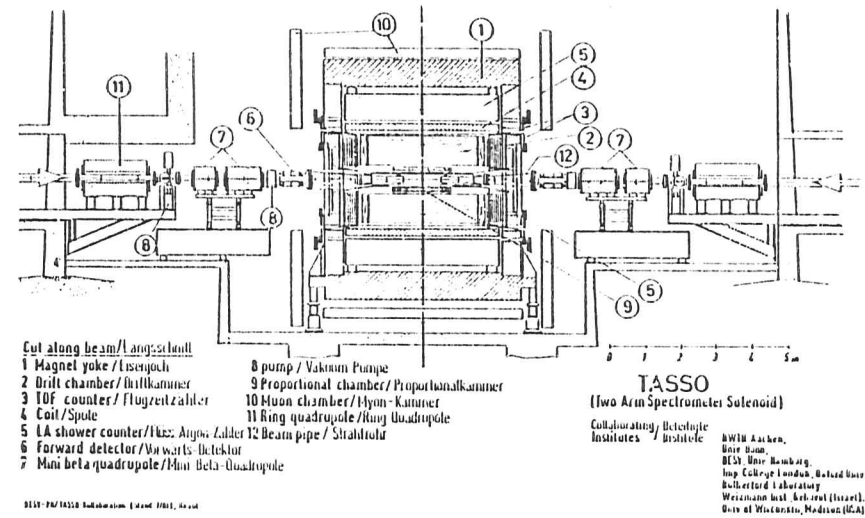


Abbildung 2.5: Schnitt durch den TASSO-Detektor entlang des Strahls

Die Proportionalkammer (CPC)

Die 1.45 m lange Central Proportional Chamber umschließt den Vertexdetektor. Sie besteht aus fünf parallel zur Strahlachse orientierten Kunststoffschalenschalen mit einem radialen Abstand von der Strahlachse zwischen 18 cm und 28.6 cm, auf denen jeweils 120 Kathodenstreifen helixförmig aufgebracht sind. Die Breite der Streifen nimmt mit größer werdendem Abstand von der Strahlachse von 6.5 mm auf 10 mm zu. Zwischen den Kunststoffschalen sind vier Lagen mit jeweils 480 Anodendrähten gespannt, deren Abstand von innen nach außen von 2.5 mm auf 3.7 mm zunimmt. Diese Anordnung der Kathodenstreifen und der Anodendrähte ermöglicht eine dreidimensionale Spurrekonstruktion. Die CPC ist ein wesentlicher Bestandteil des Triggersystems (Abschnitt 3.1). [YOU 80]

Die zentrale Driftkammer (DC)

Die CPC wird umschlossen von der wichtigsten Komponente des Detektors, der 3.23 m langen Drift Chamber. Sie enthält 15 Drahtlagen, von denen 9 parallel zur Strahlachse verlaufen und die anderen sechs dazwischenliegenden sogenannten Stereolagen unter einem Winkel von -4.5° bis $+4.5^\circ$. Die einzelnen Lagen haben einen radialen Abstand von der Strahlachse zwischen 36.7 cm und 122.2 cm und bilden insgesamt 2340 Driftzellen. Die Kammer wird mit einem Gasgemisch aus 50 % Äthan und 50 % Argon betrieben. Die Anordnung ihrer Drähte ermöglicht eine dreidimensionale Spurrekonstruktion und aus der Krümmung dieser Spur im Magnetfeld die Bestimmung des Impulses des durchgegangenen Teilchens.

Die Impulsauflösung für Teilchen senkrecht zur Strahlachse beträgt:

$$\frac{\sigma_p}{p} = 0.016 \cdot \sqrt{1.0 + p^2} \quad p \text{ in GeV}/c \quad (2.2)$$

Unter Berücksichtigung der mittleren Strahlposition bei der Spurrekonstruktion [TAS 83] ergibt sich die Impulsauflösung zu:

$$\frac{\sigma_p}{p} = 0.01 \cdot \sqrt{2.9 + p^2} \quad p \text{ in GeV}/c \quad (2.3)$$

[BOE 81]

Die inneren Flugzeitähler (ITOF)

In einem radialen Abstand von 1.32 m von der Strahlachse befinden sich zwischen der Driftkammer und der Spule 48 parallel zur Strahlachse orientierte Plastikszintillationszähler mit einer Länge von 3.90 m und einer Dicke von 2 cm. Sie dienen der Flugzeitmessung und haben eine mittlere Zeitauflösung von 0.38 ns. [KRA 85]

2.2.2 Der äußere Bereich

Die Komponenten außerhalb der Spule teilen sich auf in vier Komplexe.

Die Hadronarme

Sie schließen in zwei gegenüberliegenden Bereichen seitlich an die Spule an und bestehen jeweils aus den aufgeführten Komponenten.

2.2. Der TASSO Detektor

- Einer achtlagigen Driftrohrkammer zur Ortsbestimmung mit einer Abmessung von 3.20 m in z-Richtung, 87 cm in y-Richtung und etwa 25 cm in x-Richtung. Die Lagen bestehen aus Aluminiumrohren mit 3 cm Durchmesser. Jeweils zwei Lagen sind abwechselnd senkrecht bzw. waagrecht orientiert.
- Einem Schwellenčerenkovzähler-System zur Geschwindigkeitsmessung aus 16 dreistufigen Čerenkovzählern mit den Radiatoren Aerogel (Brechungsindex 1.021), Freon (Brechungsindex 1.0014) und Kohlendioxid (Brechungsindex 1.00057).
- Den 48 äußeren Flugzeitählern (HATOF).
- Den Blei-Szintillator-Schauerzählern zur Energiemessung von elektromagnetisch schauernden Teilchen.

Diese Anordnung ermöglicht eine Trennung von Pionen, Kaonen und Protonen im Impulsbereich von 0.3 GeV/c bis 22 GeV/c. [KRA 85]

Die Flüssig-Argon-Kalorimeter

Diese Komponenten weisen Elektronen, Positronen und Photonen durch elektromagnetische Schauerbildung nach.

Zwischen den Stirnseiten der Spule und dem Eisenjoch befinden sich die Flüssig-Argon-Endkappenkalorimeter (LAEC), die einen Bereich von $11^\circ \leq \theta \leq 29^\circ$ und $0^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$ überdecken.

Zwischen der Unter- und der Oberseite der Spule und dem Rückflußjoch befinden sich die Flüssig-Argon-Schalenskalorimeter (LABC), die einen Bereich von $42^\circ \leq \theta \leq 138^\circ$ und $30^\circ \leq \varphi \leq 150^\circ$ sowie $210^\circ \leq \varphi \leq 330^\circ$ überdecken. Der Aufbau und die Wirkungsweise dieser Kalorimeter wird in Abschnitt 2.3 genauer beschrieben. [HEY 81, PYR 82, WIC 84]

Die Myonkammern

An die Hadronarme schließt sich eine eiserne Abschirmwand mit einer Dicke von 90 cm an, hinter denen sich vierlagige Proportionalrohrkammern zur Myonidentifikation befinden. Derartige Kammer befinden sich auch auf allen Außenseiten des Rückflußjochs.

Die Vorwärtsdetektoren

Zur Luminositätsmessung mit Hilfe der Rhabha-Streuung ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) befinden sich zu beiden Seiten des Wechselwirkungspunktes, in 3.40 m Abstand, Proportionalkammern, Szintillationszähler und Blei-Szintillator-Schauerzähler. Diese überdecken einen Bereich von $25 \text{ mrad} \leq \theta \leq 115 \text{ mrad}$. [HIL 81]

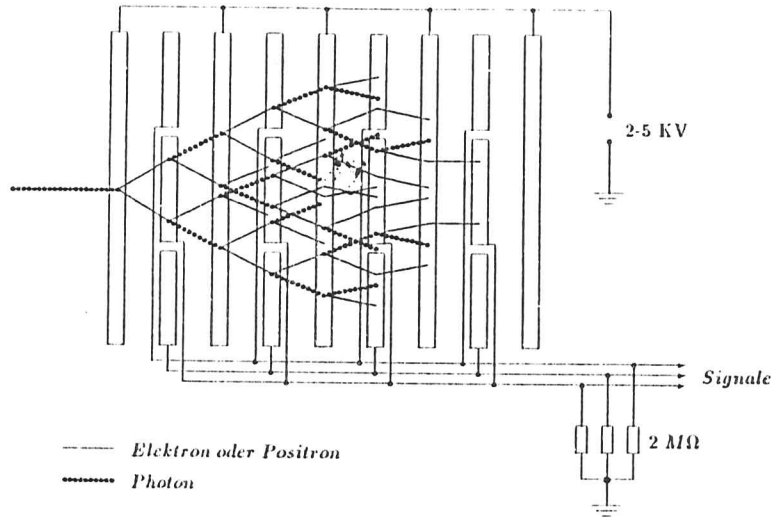


Abbildung 2.6: Elektromagnetischer Schauer im Schema des IABC

2.3 Das Flüssig-Argon-Schalengerätemeter

2.3.1 Wirkungsweise eines Flüssig-Argon-Kalorimeters

Oberhalb der kritischen Energie verlieren Elektronen und Positronen beim Durchgang durch Materie ihre Energie im wesentlichen durch Bremsstrahlung, wogegen die Wechselwirkung von Photonen ab einer Energie von etwa 100 MeV gegenüber Photo- und Comptoneffekt durch Paarerzeugung dominiert wird.

Dies führt beim Durchgang von hochenergetischen Elektronen, Positronen oder Photonen durch Materie über fortgesetzte Bremsstrahlung und Paarerzeugung zu einer rasch anwachsenden Teilchenkaskade aus Elektronen, Positronen und Photonen. Diese als elektromagnetischer Schauer bezeichnete Kaskade bricht ab, wenn die Energie der einzelnen Teilchen zur weiteren Erzeugung von hochenergetischen Photonen und von Elektron-Positron-Paaren nicht mehr ausreicht.

Flüssig-Argon-Kalorimeter bestehen aus abwechselnd positiv (Signalelektroden) und negativ (Hochspannungselektroden) geladenen Platten, welche sich in einem Bad aus flüssigem Argon befinden (Abbildung 2.6). Die geladenen Teilchen eines Schauers ionisieren beim Durchqueren das Argon, wobei die entstandene Ionsationsladung zur Signalelektrode fließt und mit einem ladungsempfindlichen Verstärker nachgewiesen werden kann. Flüssig-Argon-Kalorimeter lassen sich leicht longitudinal und transversal segmentieren. Dadurch sind sowohl mehrere Schauer als auch die Entwicklung der einzelnen Schauer beobachtbar.

Da die Anzahl der in einem Schauer entstandenen geladenen Teilchen proportional zur Energie des auslösenden Teilchens ist [PER 82] und diese sich aufgrund ihrer hohen Energie in der Nähe des Minimums der spezifischen Ionisation befinden, ist die Ionsationsladung des gesamten Schauers proportional zur Energie des auslösenden Teilchens.

Zur Abschätzung der erforderlichen Kalorimeterabmessungen werden Schauerentwicklungen simuliert. Aus solchen Simulationen ergibt sich, daß im Mittel 98 % der Schauerenergie in einem Zylinder mit dem dreifachen Molière Radius und mit einer Länge von der dreifachen Schauertiefe deponiert werden. Dabei sind die Schauertiefe l_s und der Molière Radius R_m gegeben durch:

$$l_s = X_0 \cdot \ln \left(\frac{E_0}{E_k} - 0.75 \right) \quad (2.4)$$

$$R_m = \frac{21 \text{ MeV}}{E_k} \cdot X_0 \quad (2.5)$$

E_0 = Energie des auslösenden Teilchens

E_k = kritische Energie

X_0 = Strahlungslänge

wobei die Strahlungslänge und die kritische Energie mit den Materialeigenschaften verknüpft sind durch:

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4 \cdot \alpha \cdot N_a}{A} \cdot Z(Z+1) \cdot \rho \cdot r_e^2 \cdot \ln \left(\frac{183}{\sqrt{Z}} \right) \quad (2.6)$$

$$E_k \approx \frac{550 \text{ MeV}}{Z} \quad (2.7)$$

α = Feinstrukturkonstante

r_e = klassischer Elektronenradius

N_a = Avogadrozahl

A = Massenzahl

Z = Kernladungszahl

ρ = Dichte

2.3.2 Der Aufbau des Schalengerätemeters

Das Schalengerätemeter ist in acht identische Submodule unterteilt. Die Submodule sind parallel zur Strahlachse angeordnet (Abbildung 2.4) und haben einen trapezförmigen Querschnitt mit einer zum Wechselwirkungspunkt zeigenden Vorderseite von 81.4 cm und einer Rückseite von 95.5 cm. Ihre Länge beträgt 3.89 m und ihre Tiefe 45 cm. Die Vorderflächen haben einen Abstand von 1.76 m von der Strahlachse. Die Submodule überdecken einen Winkelbereich von $42^\circ \leq \theta \leq 138^\circ$ und $30^\circ \leq \varphi \leq 150^\circ$ sowie $210^\circ \leq \varphi \leq 330^\circ$ und damit 46% des vollen Raumwinkels. Jeweils zwei der Submodule befinden sich in einem mit flüssigem Argon gefüllten Innentank, der zur Vakuumisolation von einem $4.40 \cdot 2.40 \cdot 1.05 \text{ m}^3$ großen Außentank umschlossen ist. Diese Anordnungen werden als Module bezeichnet.

Aufgebaut sind die Submodule aus einer abwechselnden Schichtung (siehe Abbildung 2.7) von ungeteilten (Hochspannungslagen) und segmentierten Platten (Signallagen). Die Hochspannungslagen haben eine Dicke von 2 mm, mit Ausnahme der Lagen 4,8,12,16 und 20 (gezählt mit zunehmendem radialem Abstand von der Strahlachse), die aus Stabilitätsgründen aus 4 mm dickem Aluminium bestehen. Der Abstand der Signallagen von den beiden Hochspannungslagen beträgt 5 mm. Die Signalelektroden sind über einen Widerstand von 22 MΩ auf Masse gelegt und die Hochspannungslagen auf 2.5 kV. Den Abschluß des Submoduls bildet die 1.5 mm dicke Rückwand aus Glasfaser-verstärktem Kunststoff (GFK).

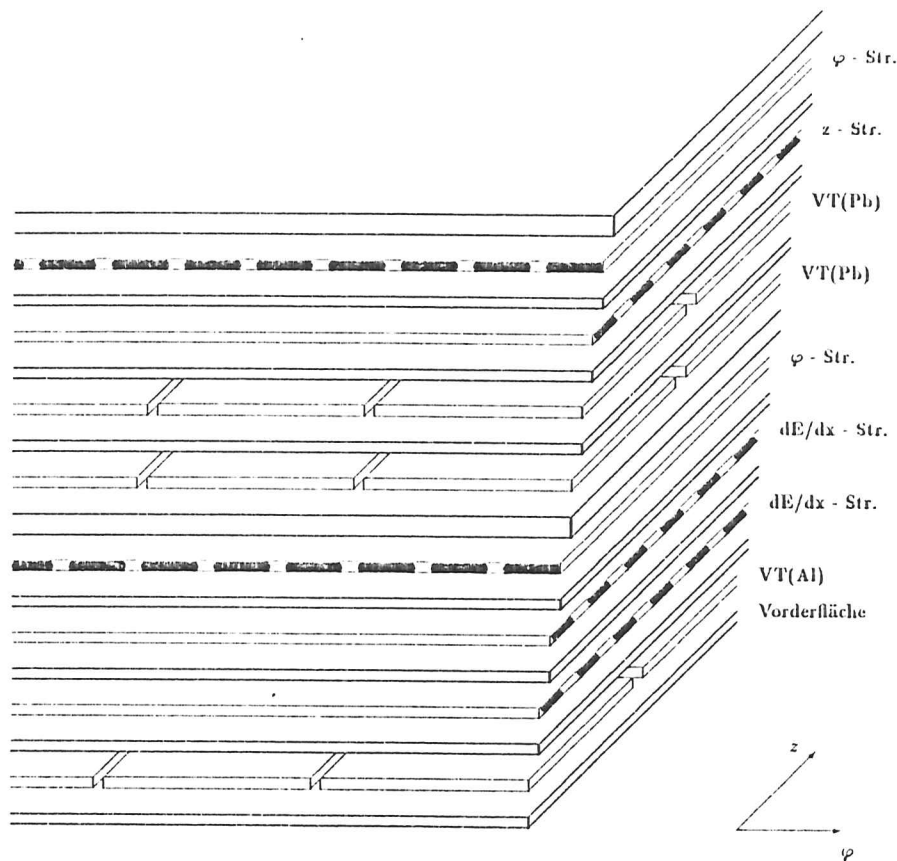


Abbildung 2.7: Ausschnitt aus einem Submodul

Die Submodule haben drei im nachfolgenden, ausgehend von der Vorderfläche, aufgeführte Bereiche (Abbildung 2.7):

1. Einen Bereich geringer Dichte mit Hochspannungslagen aus Aluminium. Die Signallagen bestehen aus:

- Einer Lage Vordertürme aus Aluminium zur Ladungssammlung von Schauern, die im Material vor dem Kalorimeter entstanden sind.
 - Vordertürme sind quadratische Platten mit einer Kantenlänge von 7.1 cm und einer Dicke von 2 mm, mit Ausnahme der Platten an den Schmalseiten. Diese haben eine Kantenlänge von 14.2 cm.

Eine Lage besteht aus $12 \cdot 52$ kleinen Vordertürmen und jeweils sechs großen Vordertürmen an den Schmalseiten.

- Zwei Lagen dE/dx -Streifen zur Ortsbestimmung und zur Messung des spezifischen Energieverlustes.
 - Die dE/dx -Streifen befinden sich auf einer beidseitig kupferkaschierten GFK-Platte, auf der durch Ätzen etwa 2.3 cm breite, senkrecht zur Strahlachse verlaufende, Streifen entstanden sind.
 - Eine Lage besteht aus 168 Streifen.
- Einer Lage φ -Streifen zur Ortsbestimmung.
 - Die φ -Streifen sind ausgelegt wie die dE/dx -Streifen, verlaufen aber parallel zur Strahlachse und sind in der Modulmitte unterbrochen.
 - Eine Lage besteht aus $2 \cdot 36$ Streifen.

2. Einen Bereich hoher Dichte mit Hochspannungslagen aus Blei und den aufgeführten Signallagen:

- Zwei Lagen Vordertürme aus Blei.
- Einer Lage z-Streifen.
 - Die Auslegung von z-Streifen und dE/dx -Streifen ist identisch.
- Einer Lage φ -Streifen.
- Zwei Lagen Vordertürme aus Blei.
- Einer Lage z-Streifen.
- Einer Lage φ -Streifen.
- Vier Lagen Vordertürme aus Blei.

3. Einen Bereich ohne Streifen und mit veränderten Turmabmessungen. Die Hochspannungslagen bestehen aus Blei, und die Signallagen werden gebildet durch:

- Zehn Lagen Hintertürme aus Blei.
 - Die Hintertürme haben die gleichen Abmessungen wie die großen Vordertürme.
 - Eine Lage besteht aus $6 \cdot 26$ Hintertürmen. Jeweils ein Hinterturm überdeckt vier Vordertürme, mit Ausnahme der großen Vordertürme, die nicht überdeckt werden.

Alle Türme und Streifen sind so angeordnet, daß sie aus der Sicht des Wechselwirkungspunktes hintereinander liegen.

Zur Verminderung der Anzahl der Auslesekanäle sind vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen alle hintereinander liegenden Vordertürme und alle Hintertürme sowie z- und φ -Streifen zusammengeschaltet. Das ergibt mit den einzeln ausgelesenen dE/dx -Streifen insgesamt 1368 Auslesekanäle [REH 87]. Der Name der Signalektroden steht dabei stellvertretend für die Gesamtheit aller zu einem Auslesekanal zusammengefaßten Signalektroden.

Energie- und Ortsauflösung

Die Energie und Ortsauflösung wird mit Ereignissen der Bhabha-Streuung und mit Ereignissen aus der Zwei-Photon-Elektron-Paarzeugung (siehe Abschnitt 3.6) bestimmt. Aus der gemessenen Energieverteilung ergibt sich die Energieauflösung für Elektronen aus den Zwei-Photon Ereignissen zu:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.136}{\sqrt{E}} + 0.03 \quad E \text{ in GeV} \quad (2.8)$$

und für Ereignisse der Bhabha-Streuung zu:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\left(0.11 + \frac{0.02}{E^{0.05}}\right)}{\sqrt{E}} \quad E \text{ in GeV} \quad (2.9)$$

[TAS 82B]

Zur geometrischen Beschreibung der Submodule wird ein Koordinatensystem benutzt, dessen Nullpunkt sich in der Mitte des jeweiligen Submodules in 190.1 cm Abstand vom Wechselwirkungspunkt befindet. Die Koordinatenachsen werden gebildet von der z-Koordinate und einer dazu senkrecht in der Submodulebene verlaufenden sogenannten w-Achse. Zur Bestimmung der Ortsauflösung werden die Driftkammerspuren auf die z-w-Ebene extrapoliert und deren Abweichung vom rekonstruierten Schauerswerpunkt (Abschnitt 4.1) ermittelt. Die Ortsauflösung in w und z ergibt sich aus der Verteilung der Abweichungen für Elektronen aus den Zwei-Photon-Ereignissen zu:

$$\sigma_w = \left(\frac{0.77}{p} + 0.53\right) \text{ cm} \quad p \text{ in GeV/c} \quad (2.10)$$

$$\sigma_z = \left(\frac{0.48}{p} + 1.27\right) \text{ cm} \quad p \text{ in GeV/c} \quad (2.11)$$

[WIC 84]

und für Ereignisse der Bhabha-Streuung zu:

$$\sigma_w = 0.55 \text{ cm} \quad (2.12)$$

$$\sigma_z = 1.31 \text{ cm} \quad (2.13)$$

[PYR 82]

Aufgrund der verwendeten Methode enthalten die Ortsauflösungen sowohl die Unsicherheiten die sich aus der Bestimmung des Schauerswerpunktes ergeben, als auch die Unsicherheiten aus der Spurextrapolation.

Kapitel 3

Trigger und Datenselektion

3.1 Der TASSO-Trigger

Beim Betrieb mit jeweils zwei umlaufenden Teilchenpaketen durchdringen sich die Elektron- und Positronenteilchenpakete alle 3.8 μs . Innerhalb dieser Zeit muß entschieden werden, ob eine interessante Reaktion wie Annihilation, Bhabha-Streuung oder Zwei-Photon-Prozeß stattgefunden hat. Zu diesem Zweck werden Teilinformationen der einzelnen Detektorkomponenten von Mikroprozessoren daraufhin untersucht, ob verschiedene vorgegebene Bedingungen erfüllt sind. Ist das der Fall, so wird ein entsprechender Trigger gesetzt.

Wurde von den Mikroprozessoren mindestens ein Trigger gesetzt, so wird das Ereignis ausgelesen und abgespeichert. Während dieses etwa 50 ms in Anspruch nehmenden Vorgangs ist der Detektor für eine weitere Datennahme gesperrt (Totzeit). Alle Trigger zusammen führen zu einer Ausleserate von etwa 3 Hz.

Die wichtigsten Prozessoren sind die Prozessoren im Innendetektor und der Prozessor des Schalenkalorimeters.

- **Der Proportionalkammer-Prozessor**

Die Drahtlagen der Kammer sind aufgeteilt in 48 radiale Segmente. Haben in einem Segment mindestens drei der vier Lagen angesprochen und liegen die Treffer innerhalb vorprogrammierter Krümmungsradien, so liefert der Prozessor nach 0.5 μs ein Startsignal (Pretrigger) für die anderen Prozessoren des Innendetektors. Der Vergleich der Treffer mit definierten Krümmungsradien, den sogenannten Masken, liefert eine Abschätzung für den Transversalimpuls des auslösenden Teilchens.

- **Der Kathoden-Prozessor**

Bei gesetztem Pretrigger berechnet er aus den getroffenen Kathodenstreifen die z-Position der Proportionalkammerspuren.

- **Der Driftkammer-Prozessor (PREPRO)**

Er versucht Spuren durch sechs vorgewählte 0° Drahtlagen zu rekonstruieren, vorausgesetzt es haben mehr als fünf dieser Drahtlagen angesprochen. Durch den Vergleich mit 15 verschiedenen Masken werden den Spuren Transversalimpulse zugeordnet.

- **Der Prozessor des Schalenkalorimeters**

Die Türme der Submodule werden aufgeteilt in Bereiche von aneinandergrenzenden Vordertürmen und den diese überdeckenden Hintertürmen. Der Prozessor ermittelt die Energiesummen der Vorder- und Hintertürme in den einzelnen Bereichen.

In Abhängigkeit der gewählten Triggerbedingungen werden von diesen Prozessoren die aufgeführten Trigger gesetzt.

- Der **Vier-Spur-Trigger** verlangt mindestens vier Driftkammerspuren mit einem jeweiligen Transversalimpuls p_T von mehr als 220 MeV/c.
- Der **Zwei-Spur-Koplanaritätstrigger** verlangt zwei gegenüberliegende Driftkammerspuren ($180^\circ \pm 22.5^\circ$) mit $p_T > 320$ MeV/c. Beide Spuren müssen den Pretrigger und die entsprechenden Flugzeitähler ausgelöst haben. Die Winkeltoleranz entspricht dabei gerade ± 3 Flugzeitähler.
- Der **Kathoden-Trigger** verlangt zwei beliebig orientierte Proportionalkammerspuren mit $p_T > 250$ MeV/c. Der Abstand der Spuren in z-Richtung darf 30 cm nicht überschreiten.
- Der **neutrale Trigger (FA-0)** verlangt, daß entweder für die Energiesumme aller Vorder- und Hintertürme eines Submodules gilt: $\sum VT > 2.68$ GeV und $\sum HT > 1.12$ GeV, oder es gilt für die Energiesumme über alle Vordertürme von mindestens zwei Submodulen: $\sum VT > 1.60$ GeV, oder aber es muß für die Energiesumme in mindestens zwei Bereichen gelten: $\sum VT > 1.34$ GeV und $\sum HT > 0.56$ GeV.
- Der **Einspurtrigger (FA-1)** verlangt genau eine Driftkammerspur und zusätzlich, daß entweder für die Energiesumme aller Vordertürme eines Submodules gilt: $\sum VT > 1.60$ GeV, oder es gilt für die Energiesumme in mindestens zwei Bereichen: $\sum VT > 0.80$ GeV.

Außer diesen aufgeführten Triggern gibt es noch fünf weitere. Der wichtigste ist der Luminositätstrigger, der auf Ereignisse der Kleinwinkel-Bhabha-Streuung reagiert.

3.2 Die Datenauslese

Ist einer der Trigger gesetzt, so werden die Daten aller Detektorkomponenten von einem Mikroprozessor MOTOROLA 68000 über ein CAMAC-Bus-System ausgelesen und komponentenweise zu sogenannten BOS-Banken [BLO 79] formatiert, um dann vom Experimentrechner VAX 11/750 ausgelesen zu werden. (Abbildung 3.1).

Die VAX überwacht die Datennahme, betreibt den Emulator¹ 370E und speichert die Daten bei Problemen mit der Datenweitergabe auf einer eigenen Magnetplatte ab. Wenn es der Datenfluß zuläßt, leitet die VAX die Daten über ein PADAC²-Bus-System zum Emulator, auf dem zur Rechenzeiteinsparung auf der zentralen Rechanlage ein Teil des ersten Datenrekonstruktionsschrittes (Abschnitt 3.3) vorweggenommen wird.

Im Anschluß an diesen Prozeß werden die Daten zum DESY-Großrechner IBM 3084Q weitergeleitet, welcher die Daten auf einer Magnetplatte (Online Disk) akkumuliert und dann auf ein Magnetband schreibt (Dump-Tape). Diese Dump-Tapes sind der Ausgangspunkt der Offline-Analyse und werden nach der Datenweiterverarbeitung gelöscht.

3.3 Die Datenreduktion

Ausgehend von den Dump-Tapes werden die Daten in einem ersten Analyseschritt rekonstruiert. Aus den Signaleinträgen werden die Energien sowie die Spuren und Impulse der geladenen Teilchen in den Driftkammern bestimmt. Von diesen Informationen ausgehend werden diejenigen Ereignisse ausgesondert, die nicht aus der Elektron-Positron-Wechselwirkung stammen. Aus diesen reduzierten Daten werden dann die interessierenden Daten selektiert. In jedem dieser Analyseschritte werden die Daten auf Magnetbänder geschrieben, die nach den einzelnen Schritten benannt sind.

Im ersten Analyseschritt, genannt PASS-1, werden für alle Ereignisse aus den angesprochenen Signaldrähten der zentralen Driftkammer durch das Programm FOREST Spuren rekonstruiert mit

¹Ein Emulator simuliert den Befehlsatz eines anderen Rechners, in diesem Fall den Befehlsatz einer IBM 3084 Q.

²Parallel Data Acquisition Crate

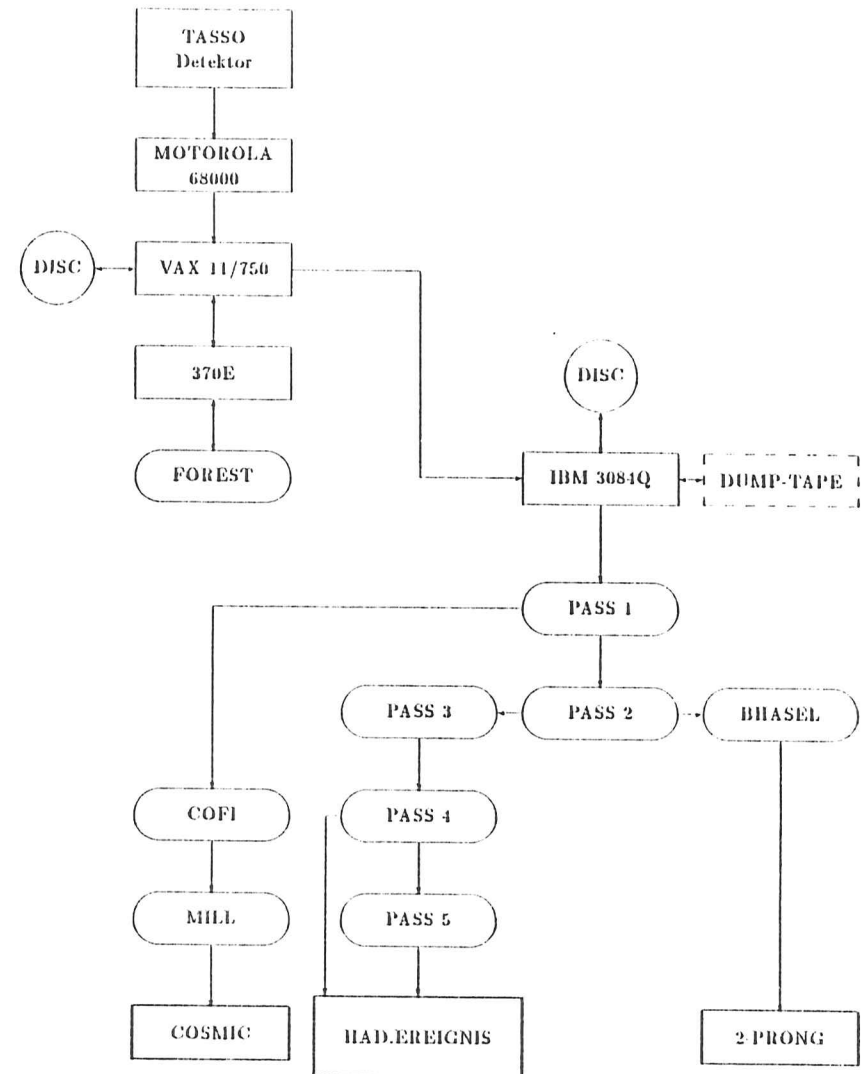


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Datenauslese und der Datenweiterverarbeitung bei TASSO

einem Zeitaufwand von etwa 60 ms pro Ereignis. Außerdem werden die Banken des Flüssig-Argon-Kalorimeters auf Unvollständigkeiten und Auslesefehler untersucht.

Erfüllen die Ereignisse eine der im folgenden genannten Bedingungen, so werden sie durch das anspruchsvollere Programm MILL (Zeitaufwand etwa 5 s pro Ereignis) nochmals rekonstruiert.

- FOREST hat mindestens drei Spuren in der r - φ -Projektion rekonstruiert, deren Extrapolation einen minimalen Abstand von der Strahlachse (d_0) von weniger als 2.5 cm betragen muß.
- FOREST hat mindestens zwei Spuren in allen drei Dimensionen rekonstruiert, deren Extrapolation einen minimalen Abstand vom Wechselwirkungspunkt in Strahlrichtung (z_0) von weniger als 8 cm haben muß.

Die Ergebnisse dieses Analyseschrittes werden den Rohdaten entweder durch die Vervollständigung bestehender oder durch die Erzeugung neuer Banken hinzugefügt. In diesem Analyseschritt werden keine Ereignisse ausgesondert. Auf den PASS-1-Bändern sind noch alle auftretenden Ereignisse abgespeichert.

• Strahl-Strahlrohr-Ereignisse

Trifft ein Elektron oder ein Positron auf die Wandung des Strahlrohres, so entsteht ein Teilchenschauer, der vom Detektor nachgewiesen werden kann. Diese Ereignisse haben ihren Ursprung nicht im Wechselwirkungspunkt.

• Strahl-Restgas-Ereignisse

Die Elektronen und Positronen können mit Molekülen des Restgases im Vakuumrohr wechselwirken. Die dabei produzierten Spuren scheinen in der r - φ -Projektion von der Strahlachse zu kommen; aber in der Regel liegt die z -Koordinate des Ereignisursprungs nicht im Wechselwirkungspunkt.

• Annihilationsereignisse mit hadronischen Endzuständen

Diese Ereignisse haben mehrere Jets und eine hohe Multiplizität der Spuren. Der Ereignisursprung liegt im Wechselwirkungspunkt.

• Annihilationsereignisse mit leptonischen Endzuständen

$\mu^+ \mu^-$ -Paare treten als kollineare Spuren auf, die vom Wechselwirkungspunkt kommen und deren Energie der Strahlenergie entspricht, während $\tau^+ \tau^-$ -Paare zu multihadronischen Endzuständen führen können.

- Ereignisse aus der Bhabha-Streuung führen entweder zu zwei kollinearen Spuren oder durch Konvertierung der gestreuten Elektronen oder Positronen zu mehreren Spuren, die innerhalb von Kegeln mit kleinem Öffnungswinkel liegen.

• Ereignisse aus der Höhenstrahlung

Durchqueren Myonen der kosmischen Strahlung den Detektor und passieren dabei die Nähe des Wechselwirkungspunktes, so führen diese Ereignisse zu einer Topologie der Spuren, die ähnlich ist zur Spurtopologie von Myonen aus der Annihilation. Aber im Unterschied zu dieser führen sie zu keiner Koinzidenz der Flugzeitzählersignale.

• Zwei-Photon-Ereignisse

Diese Ereignisse haben eine kleine Energiesumme und die Spuren zeigen bevorzugt in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung zur Strahlachse.

Im PASS-2-Analyseschnitt wird der Anteil der Strahl-Strahlrohr und der Strahl-Restgas Ereignisse reduziert. Dabei gelangen auf ein PASS-2-Band nur Ereignisse, die eine der nachfolgenden Bedingungen erfüllen:

3.4. Die Selektierung multihadronischer Ereignisse

- MILL hat im PASS-1-Analyseschnitt das Ereignis erfolgreich rekonstruiert.
- Im Endkappenkalorimeter oder in den Hadronarschauerzählern wurden mindestens zwei Schauer oder ein Schauer mit einer dazugehörigen Innendetektorspur nachgewiesen.
- In allen Submodulen des Schalenkalorimeters ist insgesamt mehr als 4 GeV deponiert worden oder in mindestens zwei Submodulen mehr als jeweils 0.5 GeV.
- Der Luminositätstrigger des Vorwärtsdetektors ist gesetzt.

3.4 Die Selektierung multihadronischer Ereignisse

In dieser Arbeit werden die Daten von Ereignissen mit multihadronischen Endzuständen ausgewertet. Diese werden durch die PASS-3 und PASS-4 genannten Analyseschritte aus den PASS-2-Daten selektiert. Auf ein PASS-3-Band werden nur die Ereignisse geschrieben, die von MILL erfolgreich rekonstruiert wurden. Von diesen Daten ausgehend, werden nur Ereignisse auf die PASS-4-Bänder geschrieben, welche alle folgenden Kriterien erfüllen.

1. Das Ereignis besteht aus mindestens fünf akzeptierten Spuren. Durch diese Bedingung werden Ereignisse der Bhabha-Streuung, der Muon- und Tau Paarerzeugung sowie Zwei-Photon-Ereignisse abgetrennt. Akzeptiert werden dabei nur Spuren, die folgende Bedingungen erfüllen:
 - (a) Die Spur wurde in allen drei Dimensionen rekonstruiert.
 - (b) Das χ^2 pro Freiheitsgrad muß kleiner als 10 in der $r - \varphi$ Rekonstruktion und kleiner als 20 in der z Rekonstruktion sein.
 - (c) Der minimale Abstand von der Strahlachse d_0 muß kleiner als 5 cm sein.
 - (d) Aus allen Spuren, welche die vorangestellten Bedingungen erfüllen, wird die z -Koordinate des Ereignisursprungs (z) berechnet. Für alle Spuren wird dann verlangt, daß der minimale Abstand zum Ereignisursprung ($|z_0 - z|$) weniger als 20 cm beträgt.
 - (e) Der Transversalimpuls p_T muß größer sein als 100 MeV/c.
 - (f) Die Spur muß mindestens die sechste 0° Drahtlage in der zentralen Driftkammer erreicht haben ($|\cos \theta| < 0.87$).
2. Der Abstand des Ereignisursprungs vom Wechselwirkungspunkt ($|z|$) muß kleiner sein als 6 cm. Diese Bedingung verringert den Anteil der Strahl-Strahlrohr-Ereignisse und der Strahl-Restgas-Ereignisse.
3. Die Impulssumme aller akzeptierten Spuren muß größer sein als 53% des Strahlimpulses. Dadurch werden Zwei-Photon-Ereignisse ausgesondert.
4. Die invariante Masse aller Spuren in einer durch die Sphäritätsachse definierten Hemisphäre muß größer sein als die Masse des τ -Leptons.
5. Die Ereignisse müssen einer Sichtprüfung standhalten. Strahl-Strahlrohr-Ereignisse und Strahl-Restgas-Ereignisse, die alle vorstehenden Bedingungen erfüllen, werden hierbei entfernt.

Zur Verbesserung der Impulsauflösung unter Verwendung der Vertexdetektorinformation gibt es einen weiteren PASS 5 genannten Analyseschritt, der aber in dieser Arbeit nicht verwendet wurde.

Abbildung 3.2 stellt schematisch den Programmablauf zur Selektion multihadronischer Ereignisse dar, während Abbildung 3.3 die r - φ -Projektion eines solchen Ereignisses mit den Energieeinträgen im LABC und in den Čerenkovzählern zeigt.

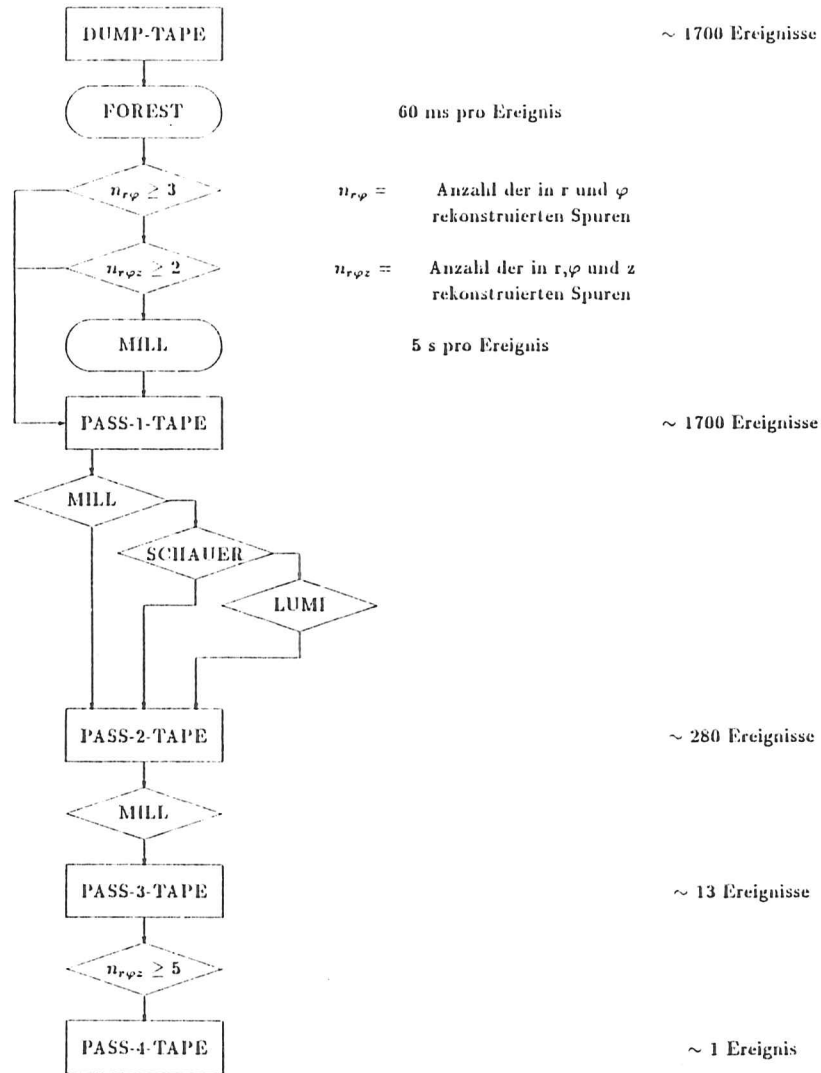


Abbildung 3.2: Die Selektion multihadronischer Ereignisse

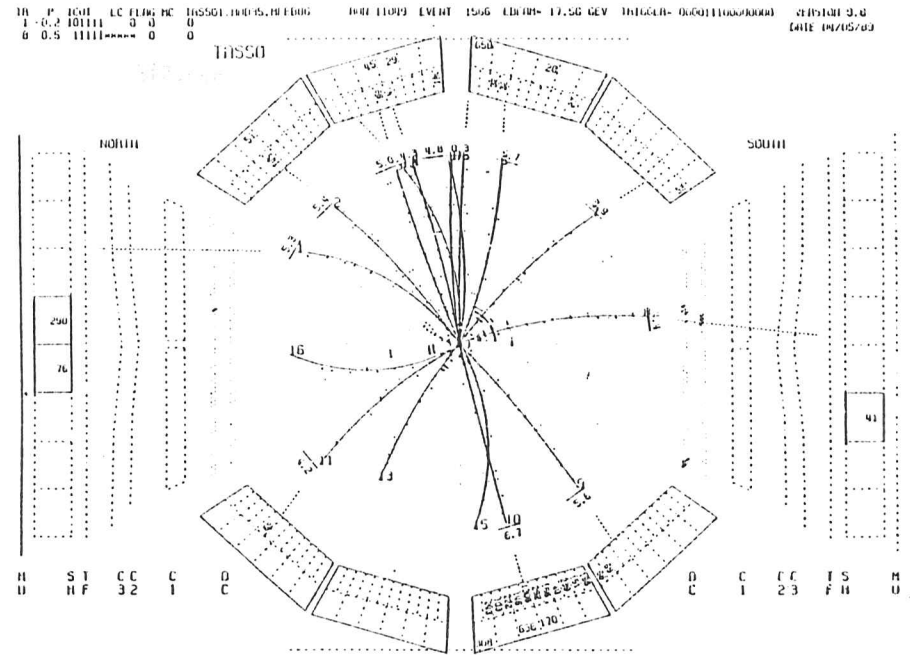


Abbildung 3.3: Multihadronisches Ereignis beobachtet mit TASSO

3.5 Die Simulation multihadronischer Ereignisse

Zur Untersuchung des Detektoreinflusses und der Auswirkungen der geometrischen Akzeptanz auf die betrachteten physikalischen Prozesse werden Simulationsprogramme verwendet. Diese Programme arbeiten typischerweise in zwei Schritten. Im ersten Schritt, der Ereignissimulation, werden die Viererimpulse der bei einer Wechselwirkung erzeugten Teilchen generiert. Im anschließenden zweiten Schritt wird dann der Durchgang der Teilchen durch den Detektor simuliert.

3.5.1 Die Ereignissimulation

Die Ereignissimulation ist ein mehrstufiger Prozess, welcher mit der Generierung der Partonen nach dem Standardmodell beginnt und fortgesetzt wird mit der Fragmentierung der Partonen in die beobachtbaren Teilchen. Die Fragmentation wird beschrieben durch phänomenologische Modelle. Der letzte Teilprozess beschreibt den Zerfall der Resonanzen, die im Fragmentationsprozess erzeugt worden sind. Dabei werden sowohl experimentelle Daten über die Zerfallskanäle und Zerfallsbreiten als auch phänomenologische Modelle verwendet.

In dieser Arbeit werden drei verschiedene Programme zur Ereignissimulation verwendet.

HOYER Die Partonen werden gemäß der QED bis zur Ordnung α und der QCD bis zur Ordnung α_s generiert. Elektroschwache Effekte werden nicht berücksichtigt. Die Fragmentation erfolgt nach dem Modell der unabhängigen Jetfragmentation von Field und Feynman, welches auf alle fünf Quarksorten sowie die Baryonerzeugung erweitert wurde [FIE 78, HOY 79, ALI 80, FIE 84]. Die Parameter des Modells werden so gewählt, daß die Daten möglichst gut wiedergegeben werden. Es wird angenommen, daß im Fragmentationsprozess nur Quark-Antiquark-Paare der leichten Quarks u , d und s im Verhältnis 1:1:0.4 erzeugt werden. Das Verhältnis der Anzahl pseudoskalarer Mesonen zur Gesamtanzahl der erzeugten Mesonen beträgt 0.42, und für die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung wird ein Wert von 0.19 eingesetzt. Der Querschnitt der erzeugten Teilchen wird als gaussverteilt angenommen mit einer Breite von 0.35 GeV/c. Die Fragmentation aller Quarks wird durch die Fragmentationsfunktion von Field und Feynman beschrieben mit dem Parameter $a_f = 0.56$ [TAS 82A, TAS 84B].

QCDF Die Partonen werden gemäß der niedrigsten Ordnung des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung generiert, wobei die Asymmetrie nicht berücksichtigt wird. Die QED-Korrekturen werden berücksichtigt bis zur Ordnung α^3 [BEH 81] und die QCD bis zur Ordnung α_s^2 . Die Fragmentation erfolgt wie bei HOYER nach dem Modell von Field und Feynman. Für die Parameter dieses Modells werden die gleichen Werte verwendet wie im HOYER-Modell, mit Ausnahme der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung für die ein Wert von 0.155 eingesetzt wird. Außerdem wird die Fragmentation der b - und c -Quarks durch die Peterson-Fragmentationsfunktion beschrieben [PET 83] mit den Parametern $\epsilon_b = 0.01$ und $\epsilon_c = 0.075$.

LUND Die Partonen werden wie bei QCDF gemäß der niedrigsten Ordnung des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung unter Berücksichtigung der Asymmetrie generiert. Die QED-Korrekturen werden bis zur Ordnung α^3 und die QCD bis zur Ordnung α_s^2 berücksichtigt. Die Fragmentation erfolgt nach dem LUND-String-Modell [SJO 82, SJO 83, SJO 86, SJO 87], mit einem Wert von $\Lambda_{QCD} = 0.55 \text{ GeV}$. Der Transversalimpuls der primären Hadronen wird als gaussverteilt angenommen mit einer Breite von 0.42 GeV/c. Die Fragmentation der Quarks wird mit der symmetrischen LUND-Fragmentationsfunktion beschrieben mit den Parametern $a = 0.96$ und $b = 0.70 \text{ GeV}^{-2}$ [GEN 89, PAW 88].

3.5.2 Die Detektorsimulation

Zur Simulation des Teilchendurchgangs durch den TASSO-Detektor wurden zwei verschiedene Programmpakete verwendet.

SIMPLE Dieses Programm simuliert den Durchgang der Teilchen durch den Innendetektor. Ausgehend vom Ereignisursprung, der als Gaussverteilt um den Wechselwirkungspunkt angenommen wird, werden die generierten Teilchen durch den Vertexdetektor, die Proportionalkammer und die Driftkammer verfolgt. Dabei wird die Konversion der Photonen, die Bremsstrahlung der Elektronen, die hadronische Wechselwirkung, sowie der Energieverlust, die Vielfachstreuung und der Zerfall der Teilchen im Detektor berücksichtigt. Die simulierten Signale der Kammerdrähte entlang der Teilchenbahnen werden wie reale Daten strukturiert und abgespeichert. Aus diesen Daten werden wie bei realen Daten mit dem Programm MILL Spuren rekonstruiert.

Ereignis-simulation	Fragmentation	Detektor-simulation	Name
QED bis zur Ordnung α ; keine elektroschwachen Effekte; QCD bis zur Ordnung α_s	Unabhängige Jetfragmentation nach Field und Feynman (HOYER)	MONSTER	MONSTER
Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung in niedrigster Ordnung unter Vernachlässigung der Asymmetrie; QED-Korrekturen bis zur Ordnung α^3 ; QCD bis zur Ordnung α_s^2	Unabhängige Jetfragmentation nach Field und Feynman (QCDF)	SIMPLE	QCDF
Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung in niedrigster Ordnung unter Berücksichtigung der Asymmetrie; QED-Korrekturen bis zur Ordnung α^3 ; QCD bis zur Ordnung α_s^2	Stringfragmentation nach dem LUND Modell	SIMPLE	LUND

Tabelle 3.1: Tabelle der verwendeten Simulationen

MONSTER Dieses Programm bietet die Möglichkeit, den Durchgang von Teilchen durch alle Detektorkomponenten mit Ausnahme des Vorwärtsdetektors zu simulieren. Die Simulation des Innendetektors ähnelt der von SIMPLE. Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial werden im Strahlrohr, in der Spule, im Kalorimeter und in der Eisenabschirmung berücksichtigt. Die Schauerentwicklung im Kalorimeter wird für elektromagnetisch schauernde Teilchen mit dem Programm EGS [FOR 78] und für Hadronen mit einem Programm von Grant [GRA 75] simuliert. Die simulierten Signale der getroffenen Türme und Streifen werden wie reale Daten strukturiert und abgespeichert. Aus diesen Daten werden wie bei realen Daten Schauer rekonstruiert (siehe Abschnitt 4.1).

In Tabelle 3.1 sind die in dieser Arbeit verwendeten Ereignisgeneratoren und Detektorsimulationen aufgeführt und Kurznamen definiert unter denen sie im folgenden zitiert werden.

3.6 Die Selektion von Zwei-Spur-Ereignissen

Zur Untersuchung der Energiedeposition von Elektronen im Schalenkalorimeter werden Ereignisse aus der Zwei-Photon-Elektron-Paarzeugung und Ereignisse aus der Bhabha-Streuung selektiert. Den Ausgangspunkt für die Selektion bilden die 2-PRONG-Ereignisse (Abbildung 3.1), die ausgehend von den PASS-2-Daten vom Programm BHASEL selektiert werden. Auf ein 2 PRONG-Band gelangen Ereignisse, welche die nachfolgenden Kriterien erfüllen.

1. Das Ereignis hat mindestens zwei aber höchstens vier Spuren.
2. Das Ereignis erfüllt eine der aufgeführten Bedingungen.
 - FOREST hat mindestens zwei Spuren in der r - φ -Projektion rekonstruiert, deren Extrapolation einen minimalen Abstand von der Strahlachse (d_0) von weniger als 2.5 cm betragen muß.

- FOREST hat mindestens eine Spur in allen drei Dimensionen rekonstruiert, deren Extrapolation einen minimalen Abstand vom Wechselwirkungspunkt in Strahlrichtung (z_0) von weniger als 15 cm haben muß.
3. Hat das Ereignis genau zwei Spuren, wobei beide Spuren einen Transversalimpuls p_T von weniger als 1 GeV/c haben, so wird für die Spuren eine entgegengesetzte Ladung verlangt. Bei drei oder vier Spuren müssen die r - φ -Projektionen innerhalb zweier Kegel mit einem Öffnungswinkel von 10° liegen.
 4. Das Ereignis ist von MILL erfolgreich rekonstruiert worden.

Von den 2-PRONG-Ereignissen werden im folgenden nur die sogenannten Zwei-Spur-Ereignisse mit genau zwei in allen drei Dimensionen rekonstruierten Spuren und entgegengesetzter Ladung verwendet. Bei diesen Ereignissen handelt es sich im wesentlichen um Annihilationsereignisse mit leptonischen Endzuständen, und um Zwei-Photon-Ereignisse mit vier Teilchen im Endzustand, von denen das Elektron und das Positron den Wechselwirkungsbereich unter kleinen Winkeln relativ zur Strahlachse verlassen und daher nicht im Innendetektor nachgewiesen werden.

1. Ereignisse aus der Bhabha-Streuung

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$$

2. Ereignisse aus der Muon-Paarzeugung

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$$

3. Ereignisse aus der Tau-Paarzeugung

$$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$$

$$\tau^+ \rightarrow e^+\bar{\nu}_e \text{ oder } \mu^+\bar{\nu}_\mu\nu_\tau \text{ oder } \pi^+\nu_\tau$$

$$\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e \text{ oder } \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau \text{ oder } \pi^-\bar{\nu}_\tau$$

4. Ereignisse aus der Zwei-Photon-Elektron-Paarzeugung

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$$

5. Ereignisse aus der Zwei-Photon-Muon-Paarzeugung

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$$

6. Ereignisse aus der Zwei-Photon-Pion-Paarzeugung

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-$$

Die Ereignisse aus der Zwei-Photon-Elektron-Paarzeugung werden durch die nachfolgend aufgeführten Bedingungen aus den Zwei-Spur-Ereignissen selektiert.

1. Der Impuls beider Spuren ist kleiner als der halbe Strahlimpuls. Dadurch werden die Ereignisse der Bhabha-Streuung und der Muon-Erzeugung unterdrückt.
2. Mindestens eine der Spuren muß das Schalenkalorimeter treffen und eine Energie von wenigstens 600 MeV deponieren. Dadurch werden Ereignisse mit minimal ionisierenden Teilchen abgetrennt.
3. Die Polarwinkel der beiden Spuren müssen beide kleiner oder beide größer sein als 90° .

Die Ereignisse der Bhabha-Streuung werden mit den folgenden Bedingungen aus den Zwei-Spur-Ereignissen selektiert.

1. Beide Spuren treffen auf das Schalenkalorimeter und deponieren eine Energie von mehr als der Strahlenergie, vermindert um vier Standardabweichungen nach Gleichung 2.8. Durch diese Forderung werden Ereignisse mit Muonen und Pionen im Endzustand unterdrückt.
2. Die Spuren erfüllen die Kollinearitätskriterien: für die Winkel θ und φ gilt $170^\circ < |\varphi_1 - \varphi_2| < 190^\circ$ und $170^\circ < \theta_1 + \theta_2 < 190^\circ$. Dadurch werden die Zwei-Photon-Ereignisse abgetrennt.

Kapitel 4

Schauerrekonstruktion und Elektronidentifizierung

Das Ziel der Datenanalyse des Schalenkalorimeters ist die Rekonstruktion der von den einfallenden Teilchen verursachten Schauer aus den Pulshöhen der einzelnen Türme und Streifen (Abbildung 4.1), und darauf aufbauend die Bestimmung der Energien und der Bewegungsrichtungen der einfallenden Teilchen.

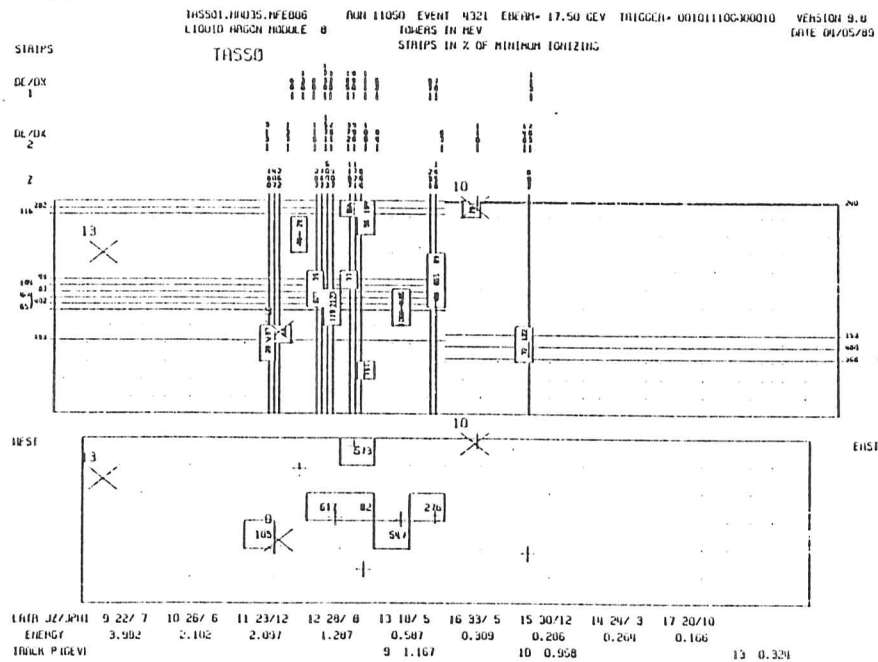


Abbildung 4.1: Die getroffenen Türme und Streifen eines Submoduls aus der Sicht des Wechselwirkungspunktes. Oben ist die Vorderturmebene, unten die Hinterturmebene (Einträge in MeV) abgebildet. Darunter ist die Clusterposition und Energie (in GeV) sowie der Teilchenimpuls (in GeV/c) der extrapolierten Driftkammerspur angegeben.

Unabhängig von der Schauerrekonstruktion werden Wartungsprogramme ausgeführt, welche die Kalibrationskonstanten der einzelnen Submodule bestimmen und sowohl nach zu oft als auch nach zu selten angesprochenen Auslesekanälen suchen. Die Ergebnisse dieser Programme werden auf speziellen Datensätzen abgespeichert und stehen daher bei der Schauerrekonstruktion bereits zur Verfügung.

4.1 Die Schauerrekonstruktion

Schauer können sich über mehrere Türme erstrecken (Abbildung 4.1). Um aus den einzelnen Einträgen in den Türmen und Streifen Schauer zu rekonstruieren, wird für jedes Ereignis einmal das Programm LARGON aufgerufen. Dieses Programm faßt submodulweise benachbarte Vordertürme, die sie überdeckenden Hintertürme und die Streifen mit Energieeintrag in dieser Region zu einem Cluster zusammen und speichert die Ergebnisse auf der LATR Bank (Liquid Argon TRack) ab. Das Programm geht dabei nach dem folgenden Algorithmus vor:

1. Das Programm beginnt mit den Vordertürmen. Im ersten Schritt werden dabei nur Türme berücksichtigt, deren Energieeinträge 100 MeV überschreiten.
2. Der Turm mit dem höchsten Energieeintrag wird gesucht und als Ausgangspunkt für die Clusterbildung genommen.
3. Alle über eine Kante an diesen Turm angrenzenden Türme werden hinzugenommen, während über Eck angrenzende Türme vorerst nicht betrachtet werden.
4. Die hinzugefügten Türme werden nacheinander als Ausgangspunkt für die Clusterbildung nach Schritt-3 genommen. Dieser Prozeß wird solange wiederholt, bis jeder Turm einmal als Ausgangspunkt für die Clusterbildung gedient hat.
5. Mit den Gleichungen 2.6 und 2.7 errechnet sich die Strahlungslänge und die kritische Energie von Blei zu $X_0(Pb) = 0.52 \text{ cm}$ und $E_k(Pb) = 6.7 \text{ MeV}$, wodurch sich der dreifache Molieré-Radius nach Gleichung 2.5 ergibt zu $3 \cdot R_m = 4.9 \text{ cm}$. Das bedeutet, daß der größte Teil eines Schauers auch im ungünstigsten Fall, wenn der Schauerschwerpunkt über einer Vorderturmecke liegt, nicht mehr als zwei mal zwei Vordertürme überdeckt. Hat das entstandene Cluster ein unzulässiges Muster, so wird von dem Cluster das größtmögliche Muster um den ersten Ausgangsturm abgetrennt (siehe Abbildung 4.2), wobei die verbleibenden Türme als nicht benutzt betrachtet werden.
6. Das herausgelöste Cluster wird als Ausgangspunkt zur weiteren Clusterbildung nach Schritt-3 und Schritt-4 genommen, unter Benutzung der Türme mit Energieeinträgen von weniger als 100 MeV.
7. Die Türme des auf diese Weise entstandenen Clusters werden als benutzt markiert und von der weiteren Betrachtung ausgeschlossen. Der Prozeß wird solange fortgesetzt, bis keine Türme von mehr als 100 MeV übrig sind.
8. Aus den verbleibenden Türmen mit weniger als 100 MeV werden nach Schritt-3 und Schritt-4 Cluster gebildet.
9. Die verbleibenden einzelnen über Eck angrenzenden Vordertürme werden den jeweiligen Clustern hinzugefügt.
10. Die Hintertürme werden denjenigen Vorderturmclustern zugeordnet, welche von diesen überdeckt werden. Werden mehrere Vorderturmcluster überdeckt, so wird der Hinterturm demjenigen mit dem höchsten Energieeintrag zugeordnet. Hintertürme, welche keine Vordertürme überdecken, werden auf Fehler in der Elektronik zurückgeführt und nicht weiter betrachtet.

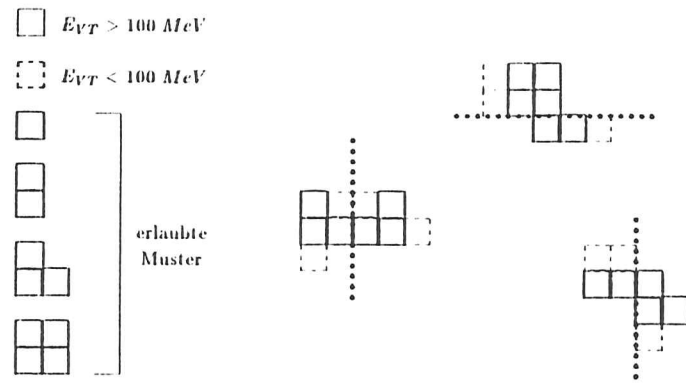


Abbildung 4.2: Cluster aus Vordertürmen. Bilden die Türme mit einer Energie deposition von mehr als 100 MeV kein erlaubtes Muster, so wird von dem bisher entstandenen Cluster das größtmögliche erlaubte Muster abgetrennt. Dies ist durch die gepunktete Linie angedeutet.

11. Überdecken die Vordertürme eines Clusters Streifen mit Energieeintrag, so werden die Streifen diesem Cluster zugeordnet.

Im Anschluß an die Clusterbildung wird mit der Kalibrationskonstanten (Abschnitt 4.4) die Energie des Clusters bestimmt. Die Position des Clusterschwerpunkts wird aus den mit den Pulshöhen gewichteten Streifen ermittelt. Haben in einem Cluster keine Streifen angesprochen, so wird die Position mit den Türmen bestimmt.

Der Zusammenhang zwischen der Pulshöhensumme aller Auslesekanäle eines Clusters und der Energie des auslösenden Teilchens ist nicht immer streng linear, da statistische Schauerfluktuationen aufgrund verschiedener Effekte Energieverluste des Schauers verursachen können:

- Der Schauer wird nicht vollständig rekonstruiert.
- Durch Aufweitung des Schauers können die Einträge der Türme unter die Ausleseschwelle von 18 MeV fallen.
- Nachgewiesen wird nur die im Argon deponierte Energie.
- Das auslösende Teilchen hat im Material vor dem Kalorimeter ($1.63 X_0$) Energie verloren.
- Das Schalenkalorimeter ist nur etwa 14 Strahlungslängen tief. Dadurch können hochenergetische Teilchen das Kalorimeter durchdringen, ohne absorbiert zu werden.

Diese Effekte wurden mit dem Programm EGS [FOR 78] simuliert, welches zwischen Elektronen, im Material vor dem Kalorimeter konvertierten Photonen und nicht konvertierten Photonen unterscheidet. Auf diese Weise sind phänomenologische Funktionen bestimmt worden, mit denen die Clusterenergie korrigiert wird.

4.2 Das Auffinden von "heißen" Kanälen

Ein komplexes elektronisches System liefert immer auch fälschlicherweise Signale, hervorgerufen durch Fehler in den Vorverstärkern, den ADC's oder durch Fehler in der Datenweitergabe. Um diejenigen Auslesekanäle zu identifizieren, welche diese Störpulse verursachen, wird im PASS-1-Analyseschritt für alle Ereignisse, ohne neutralen Trigger und ohne erkannte Fehler, die Anzahl der Einträge jedes Auslesekanals für jeweils etwa 50 Runs¹ bestimmt. Daraus wird dann für jede Kanalart (Vorder- und Hintertürme, dE/dx_1 , dE/dx_2 , z - und φ Streifen), unter Auslassung der Kanäle mit den höchsten und den niedrigsten Einträgen, die mittlere Eintragshäufigkeit $\bar{n} \pm \sigma_n$ errechnet und der im Mittel ausgelesene Energieeintrag \bar{E} . Weicht die individuelle Eintragshäufigkeit n_i um mehr als drei Standardabweichungen nach oben vom Mittelwert ab, was nur in weniger als 3 % der Fälle passiert [PYR 82], so wird eine Schwellenenergie E_i^S berechnet, die ein Richtwert für die im Mittel zuviel deponierte Energie ist.

$$n_i > \bar{n} + 3 \cdot \sigma_n \quad (4.1)$$

$$E_i^S = \frac{|\bar{n} \cdot \bar{E} - \sum E_i|}{n_i - \bar{n}} \quad (4.2)$$

- n_i = Eintragshäufigkeit für den Kanal i
- \bar{n} = mittlere Eintragshäufigkeit einer Art
- σ_n = Standardabweichung der Eintragshäufigkeit
- \bar{E} = im Mittel in einer Kanalart deponierte Energie

Die Schwellenenergie wird zusammen mit der Adresse des Auslesekanals abgespeichert.

Ein Kanal dessen Schwellenenergie 2 GeV überschreitet, wird als "heiß" bezeichnet und bei allen Energieberechnungen nicht berücksichtigt. Ist die Schwellenenergie kleiner als 2 GeV, so wird der Kanal als "warm" bezeichnet und bei Energieberechnungen nur dann berücksichtigt, wenn dessen aktuelle Energie größer als die Schwellenenergie ist.

4.3 Die Verfügbarkeit des Schalenkalorimeters

Aufgrund von Elektronikfehlern oder Problemen mit der Kühlung sind die Submodule nicht in allen Fällen funktionstüchtig. Insbesondere Fehler in der Elektronik können nicht nur "heiße" Kanäle verursachen, sondern auch die Ansprechwahrscheinlichkeit verringern. Um diese Submodule zu erkennen, werden ausgehend von den PASS-1-Daten mit dem Programm COFI Ereignisse der kosmischen Strahlung selektiert [WIN 86], deren Driftkammerspuren mit einer speziellen Version von MHL neu rekonstruiert werden (Abbildung 3.1). Für jeweils etwa 50 Runs wird die Ansprechwahrscheinlichkeit von jedem Submodul berechnet und nach den einzelnen Auslesekanalarten aufgeschlüsselt. Anhand dieser Informationen wird entschieden, ob das betrachtete Submodul in dieser Run-Periode einwandfrei gearbeitet hat.

4.4 Die Energiekalibrierung

Das Verhältnis der Energie eines schauernden Teilchens zur Summe der Pulshöhen eines Clusters, die Kalibrationskonstante, hängt ab von der Spannung zwischen den Bleiplatten und vom Grad der Verunreinigung des Argons.

Da sich auf diese Weise die Kalibrationskonstante ändert, wird sie in regelmäßigen Abständen neu bestimmt. Dazu werden ausgehend von den PASS-2-Daten Ereignisse aus der Blabla-Strahlung

¹Der PETRA-Speicherling wird etwa alle fünf Stunden neu gefüllt. Der Betrieb für die Dauer einer Füllung wird als ein Run bezeichnet.

selektiert (Abbildung 3.1). Mit der bei diesen Ereignissen bekannten Energie des auslösenden Teilchens wird für jedes Submodul eine Kalibrationskonstante bestimmt und abgespeichert.

4.5 Die Identifizierung von prompten Elektronen

4.5.1 Die Auswahlkriterien

Für diese Arbeit werden inklusive Elektron-Ereignisse verwendet. Bei Elektronen in multihadronischen Ereignissen handelt es sich hauptsächlich um Elektronen aus den semileptonischen Zerfällen von Hadronen, welche aus c - oder b -quarks aufgebaut sind (in diesen Fällen werden sie auch prompte Elektronen genannt), sowie aus konvertierten Photonen und um Elektronen aus den Zerfällen von π - und K -Mesonen. Interessant für diese Arbeit sind nur die prompten Elektronen.

Elektronen können mit dem Schalenkalorimeter nachgewiesen werden und unter Ausnutzung der Innendetektorinformation von den konvertierten Photonen unterschieden werden. Zur Untersuchung der Energiedeposition von Elektronen in den Türmen und Streifen des Schalenkalorimeters wurden Ereignisse der Zwei-Photon-Elektron-Paarzeugung bei einer Schwerpunktsenergie von etwa 34.4 GeV und Ereignisse der Bhabha-Streuung bei Schwerpunktsenergien von 14 GeV und 22 GeV verwendet (siehe Abschnitt 3.6). Mit diesen Ereignissen läßt sich die Energiedeposition von Elektronen im Schalenkalorimeter im Impulsintervall von 700 MeV/c bis 6 GeV/c und bei Impulsen von 7 GeV/c und 11 GeV/c untersuchen. Die Kriterien zur Elektronidentifizierung basieren auf diesen Daten. Um abzuschätzen wie gut diese Kriterien zur Abtrennung der Elektronen vom Untergrund in multihadronischen Ereignissen geeignet sind, und zur Bestimmung der Erkennungswahrscheinlichkeiten wurden MONSTER-Simulationsdaten verwendet (siehe Abschnitt 3.5).

Nachfolgend sind die Kriterien aufgeführt, die eine akzeptierte Innendetektorspur (Abschnitt 3.4) erfüllen muß, um als promptes Elektron bezeichnet zu werden.

1. Der Impuls der Spur muß größer sein als 1 GeV/c.
2. Die Spur ist nicht als konvertiertes Photon erkannt worden. Zur Erkennung konvertierter Photonen werden alle Spuren des Innendetektors daraufhin untersucht, ob sich Spurpaare mit entgegengesetzter Ladung und einem gemeinsamen Ursprung finden lassen. Spurpaare, deren gemeinsamer Ursprung einen radialen Abstand vom Ereignisursprung zwischen 6 cm und 35 cm hat, und deren invariante Masse kleiner als 300 MeV/c² ist, werden als konvertierte Photonen bezeichnet. Der gewählte radiale Bereich umschließt das Strahlrohr, die Proportionalkammer und die Innenwand der Driftkammer. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für konvertierte Photonen mit Impulsen von mehr als 1 GeV/c beträgt etwa 68% [WIC 84].
3. Die extrapolierte Spur trifft auf ein Submodul. Zur Vermeidung von Fehlern bei der Energiemessung wird verlangt, daß die Spur auf einen eingeschränkten Bereich in der z-w-Ebene (siehe Abschnitt 2.3.2) trifft. Es wird verlangt:

$$|w| < 37.987 \text{ cm} \quad (4.3)$$

$$|z| < 186.450 \text{ cm} \quad (4.4)$$

Diese Forderungen schränken den überdeckten Raumwinkel auf etwa 35 % ein.

4. Das Submodul muß einwandfrei gearbeitet haben.
5. Der Spur muß ein Cluster zugeordnet sein. Dieses ist der Fall, wenn innerhalb einer Vorderturmbreite um das Cluster eine extrapolierte Spur endet. Im Falle von Mehrdeutigkeiten wird der Spur das Cluster zugeordnet, dessen Schwerpunkt den kleinsten Abstand zur Spur hat.

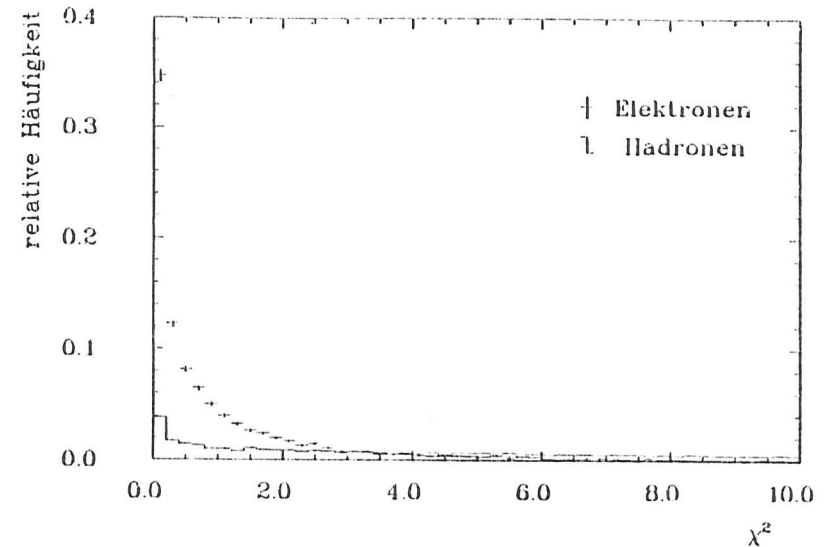


Abbildung 4.3: Die χ^2 -Verteilung

6. Prompte Elektronen liegen bevorzugt außerhalb des Jets (siehe Abschnitt 5.3). Es wird daher verlangt, daß ein Cluster genau einer Spur zugeordnet wird.
7. Für Elektronen ist die Energie des Clusters mit dem Impuls der Spur vergleichbar. Zur Prüfung der Übereinstimmung von Clusterenergie und Spurimpuls wird eine Größe χ^2 definiert. Der nachfolgend aufgeführte Ausdruck wird für $p_{J\mu}$ und $E_{J\mu}$, unter der Annahme minimiert, daß es sich bei der Spur um ein Elektron handelt.

$$\chi^2 = \text{MIN} \left[\left(\frac{p - p_{J\mu}}{\sigma_p(p_{J\mu})} \right)^2 + \left(\frac{E - E_{J\mu}}{\sigma_E(E_{J\mu})} \right)^2 \right]$$

$$\begin{aligned} p &= \text{Spurimpuls in GeV/c} \\ p_{J\mu} &= \text{Spurimpuls in der Anpassungsrechnung} \\ \sigma_p &= \text{Impulsauflösung nach Gleichung 2.2} \\ E &= \text{Clusterenergie in GeV} \\ E_{J\mu} &= \text{Clusterenergie in der Anpassungsrechnung} \\ \sigma_E &= \text{Energieauflösung nach Gleichung 2.8} \end{aligned}$$

Hadronen deponieren nur einen Teil ihrer Energie im Kalorimeter. Daher wird für Spuren, deren Impuls größer ist als die Clusterenergie ein $\chi^2 < 4.0$ verlangt (Abbildung 4.3), während an Spuren, deren Impuls kleiner als die Clusterenergie ist, keine Forderung an das χ^2 gestellt wird.

8. Die longitudinale Schauerentwicklung von Elektronen und Hadronen ist unterschiedlich. Elektronen deponieren im Gegensatz zu Hadronen im Mittel einen großen Teil ihrer Energie in den Vordertürmen (Abbildung 4.4). Das Verhältnis der Clusterenergie in den Hintertürmen zur

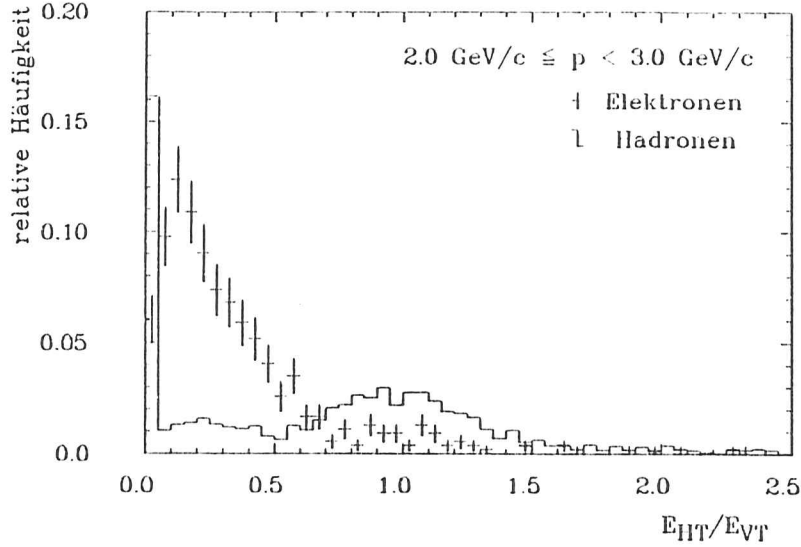


Abbildung 4.4: Das Verhältnis der Hinterturm- zur Vorderturmenergie

Clusterenergie in den Vordertürmen darf den angegebenen Grenzwert nicht überschreiten.

$$\frac{E_{HT}}{E_{VT}} < 0.8 + 0.1 \cdot p \quad (4.5)$$

p = Spurimpuls in GeV/c
 E_{VT} = Clusterenergie in den Vordertürmen
 E_{HT} = Clusterenergie in den Hintertürmen

9. Dem Cluster müssen Streifen mit Energie deposition aus allen Streifenlagen zugeordnet sein.

$$N_{dE/dx1} + N_{dE/dx2} \geq 1 \quad (4.6)$$

$$N_z \geq 1 \quad (4.7)$$

$$N_\varphi \geq 1 \quad (4.8)$$

$$N_z + N_\varphi \geq 3 \quad (4.9)$$

N = Anzahl der Streifen mit Energie deposition

Bei allen weiteren Betrachtungen werden die Informationen der Streifen zur Bestimmung der Ortsmessung in z-Richtung ($dE/dx1, dE/dx2, z$) nicht mehr getrennt betrachtet, sondern zusammengefaßt.

$$N_z^{all} = N_{dE/dx1} + N_{dE/dx2} + N_z$$

$$E_z^{all} = E_{dE/dx1} + E_{dE/dx2} + E_z$$

10. Der Auftreffpunkt der extrapolierten Spur auf die z-w-Ebene muß mit dem Clusterschwerpunkt verträglich sein. Die Abweichung des Clusterschwerpunktes vom Auftreffpunkt der extrapolierten Spur χ_d darf den angegebenen Grenzwert nicht überschreiten.

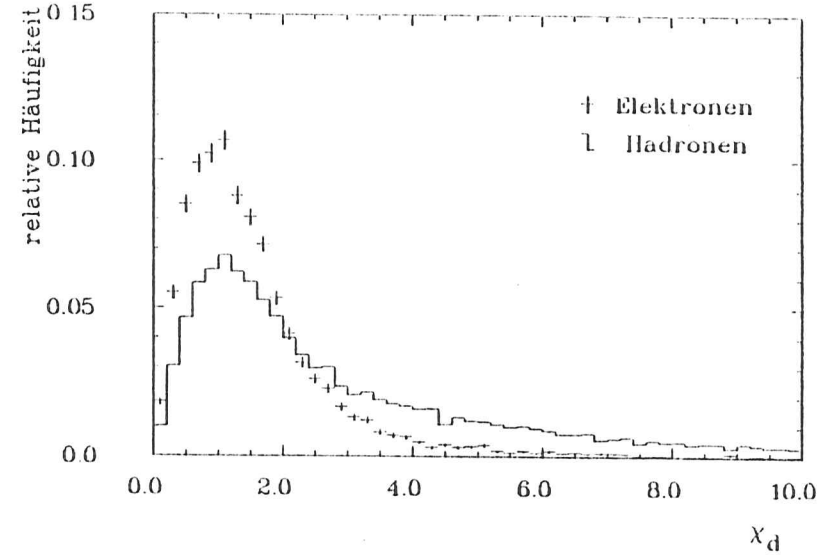


Abbildung 4.5: Abweichung der Spurposition vom Clusterschwerpunkt

$$\chi_d = \sqrt{\left(\frac{\Delta z}{\sigma_z(p)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta w}{\sigma_w(p)}\right)^2} < 5.0 \quad (4.10)$$

p = Spurimpuls in GeV/c
 $\Delta z, w$ = Abweichung der extrapolierten Spurposition vom Clusterschwerpunkt in z und w
 $\sigma_{z,w}$ = Ortsauflösung des Kalorimeters in z und w nach Gleichung 2.10 und 2.11

Durch diese Forderung werden Hadronen unterdrückt, deren extrapolierte Spur innerhalb einer Vorderturbreite auf ein von einem Photon verursachtes Cluster trifft (Abbildung 4.5).

11. Elektronen deponieren einen großen Teil ihrer Energie in der Nähe der extrapolierten Spur. Zur Messung der zentral deponierten Energie \tilde{E} wird die Energie der zwei am nächsten zur extrapolierten Spur liegenden Streifen aufsummiert (Abbildung 4.6 und 4.7). Die zentral deponierte Energie muß die beiden nachfolgenden Bedingungen erfüllen.

$$\frac{\tilde{E}_z^{all}}{E_{min}} > 2.0 \cdot (p - 0.7) - \frac{(p - 0.7)^2}{22.5} \quad (4.11)$$

$$\frac{\tilde{E}_\varphi}{E_{min}} > 1.35 \cdot (p - 0.7) - \frac{(p - 0.7)^2}{19.5} \quad (4.12)$$

p = Spurimpuls in GeV/c
 \tilde{E}_z^{all} = zentral in den z - Streifen deponierte Energie
 \tilde{E}_φ = zentral in den φ - Streifen deponierte Energie
 E_{min} = Energie deposition eines minimal ionisierenden Teilchens

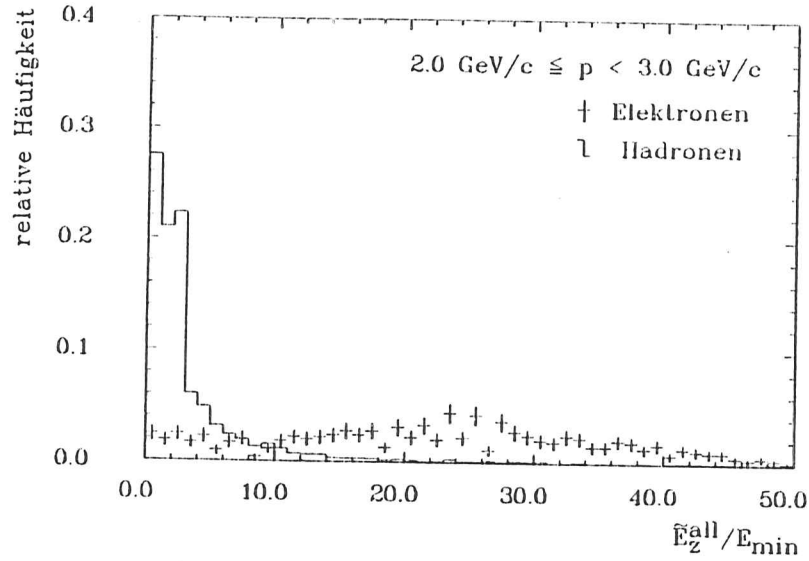


Abbildung 4.6: zentral in den z-Streifen deponierte Energie

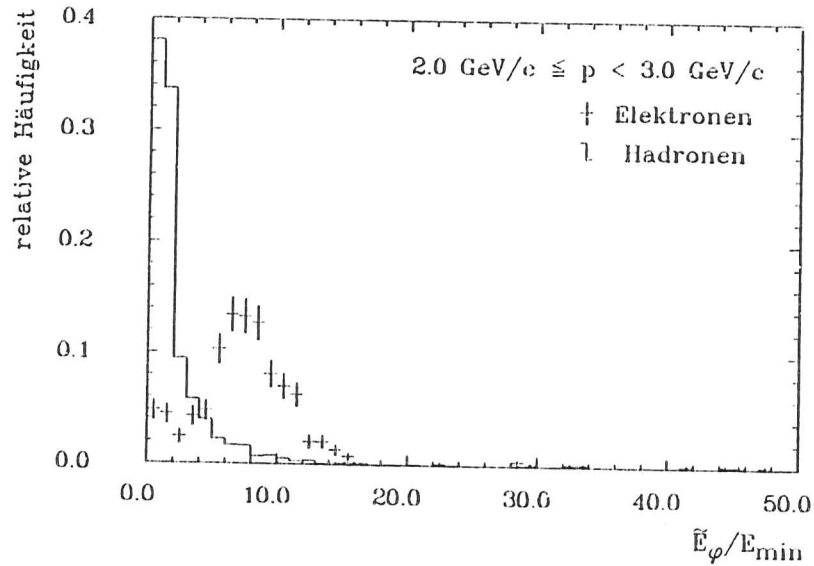


Abbildung 4.7: zentral in den phi-Streifen deponierte Energie

12. Die mit den Streifen gemessene laterale Energieverteilung in einem Cluster ist unterschiedlich für jene, welche nur von einem Teilchen verursacht worden sind, gegenüber denjenigen welche von mehreren Teilchen verursacht worden sind. Cluster, welche von einem Teilchen verursacht worden sind, weisen eine schmalere Energieverteilung auf [TAS 86], [TYS 86]. Die Wirksamkeit dieser Methode für die Identifizierung von Elektronen kann verbessert werden durch die Ausnutzung der unterschiedlichen Anzahl der Streifen mit Energie deposition und der zentral deponierten Energie von Elektronen und Hadronen (Abbildung 4.6 und 4.7 sowie 4.8 und 4.9). Für alle z- und phi-Streifen wurde die mittlere Anzahl der Streifen mit Energie deposition und die im Mittel zentral deponierte Energie in Abhängigkeit vom Impuls der Spur ermittelt. Die Impulsabhängigkeit wird durch die nachfolgend aufgeführten empirischen Funktionen beschrieben (Abbildung 4.10 und 4.11).

$$\langle N_z^{all} \rangle = 6.29 \cdot \tanh(0.72 \cdot p) + 2.5 \cdot p^{0.34}$$

$$\langle N_\varphi \rangle = 2.48 \cdot \tanh(0.47 \cdot p) + 1.6 \cdot p^{0.18}$$

$$\frac{\langle \tilde{E}_z^{all} \rangle}{E_{min}} = 11.3 \cdot p - \frac{p^{2.19}}{4.0}$$

$$\frac{\langle \tilde{E}_\varphi \rangle}{E_{min}} = 3.6 \cdot p - \frac{p^{2.28}}{24.7}$$

- p = Spurimpuls in GeV/c
 $\langle N_z^{all} \rangle$ = erwartete Anzahl von z - Streifen
 $\langle N_\varphi \rangle$ = erwartete Anzahl von phi - Streifen
 $\langle \tilde{E}_z^{all} \rangle$ = erwartete zentrale Energie deposition in den z - Streifen
 $\langle \tilde{E}_\varphi \rangle$ = erwartete zentrale Energie deposition in den phi - Streifen

Aus diesen Streifeninformationen werden die Streifendispersionen D_z und D_φ gebildet (Abbildung 4.12 und 4.13).

$$D_z = \frac{\langle N_z^{all} \rangle}{N_z^{all}} \cdot \frac{\langle \tilde{E}_z^{all} \rangle}{\tilde{E}_z^{all}} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_z^{all}} E_i \cdot (x_i - \langle x \rangle)^2}{\sum_{i=1}^{N_z^{all}} E_i}}$$

$$D_\varphi = \frac{\langle N_\varphi \rangle}{N_\varphi} \cdot \frac{\langle \tilde{E}_\varphi \rangle}{\tilde{E}_\varphi} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_\varphi} E_i \cdot (x_i - \langle x \rangle)^2}{\sum_{i=1}^{N_\varphi} E_i}}$$

- x_i = Position des i - ten Streifens
 $\langle x \rangle$ = Auftreffpunkt der extrapolierten Spur
 E_i = Energie deposition des i - ten Streifens

Die Dispersion der z- und der phi-Streifen muß innerhalb der nachfolgend aufgeführten Grenzen liegen.

$$0.1 \text{ cm} < D_z < (11.3 - 0.3 \cdot p) \text{ cm} \quad (4.13)$$

$$0.25 \text{ cm} < D_\varphi < (6.1 - 0.1 \cdot p) \text{ cm} \quad (4.14)$$

$$p = \text{Spurimpuls in GeV/c}$$

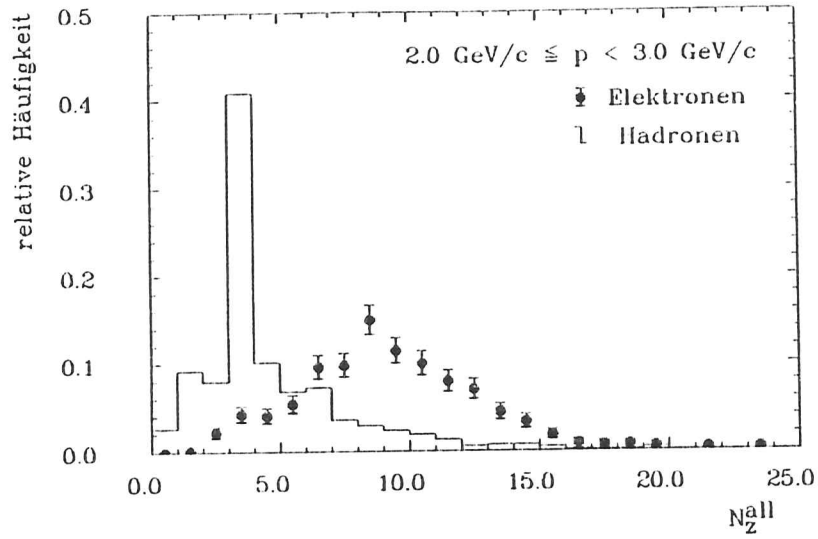


Abbildung 4.8: Anzahl der z-Streifen mit Energieeintrag

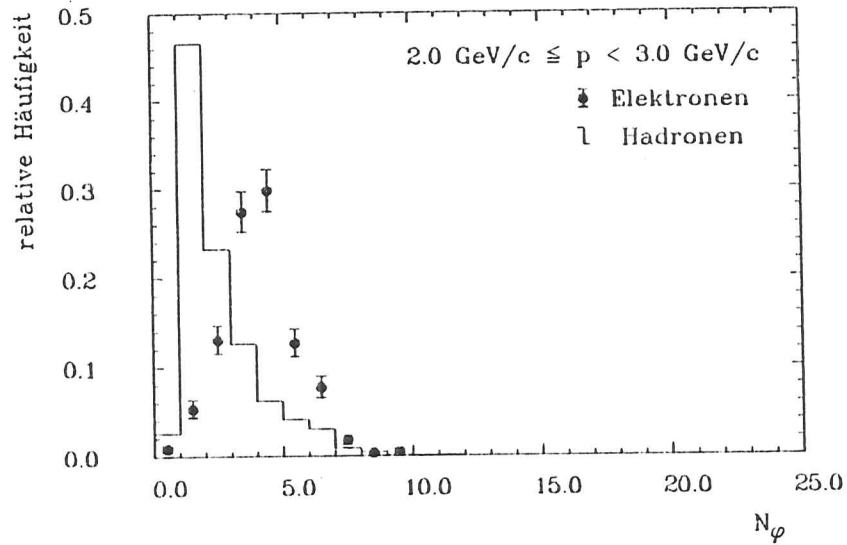
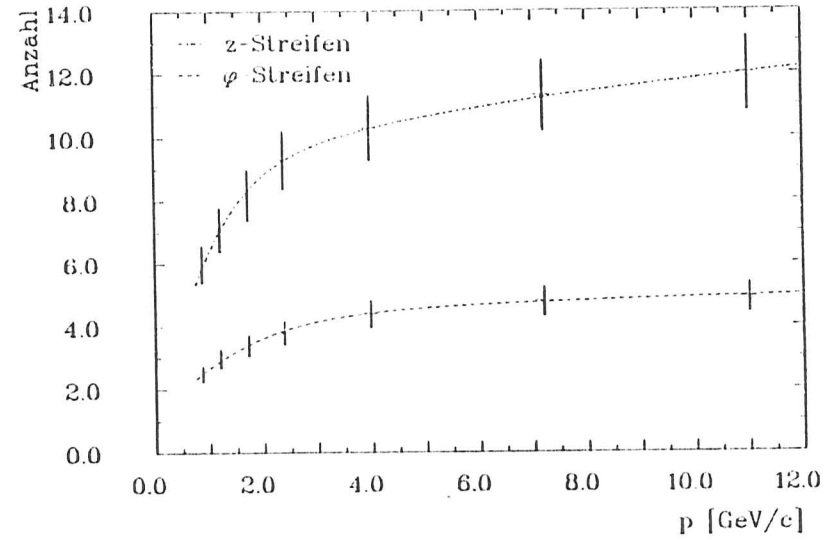
Abbildung 4.9: Anzahl der φ -Streifen mit Energieeintrag

Abbildung 4.10: mittlere Anzahl der Streifen mit Energieeintrag

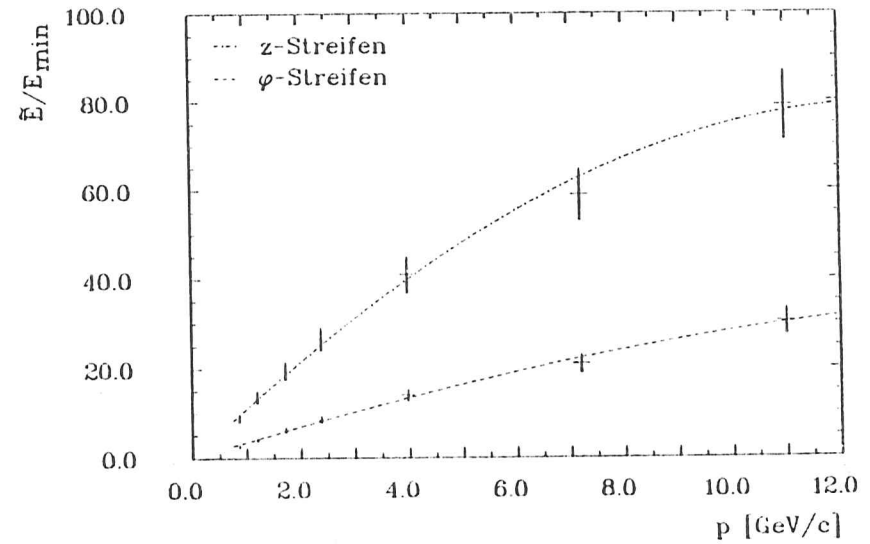


Abbildung 4.11: mittlerer zentraler Energieeintrag in den Streifen

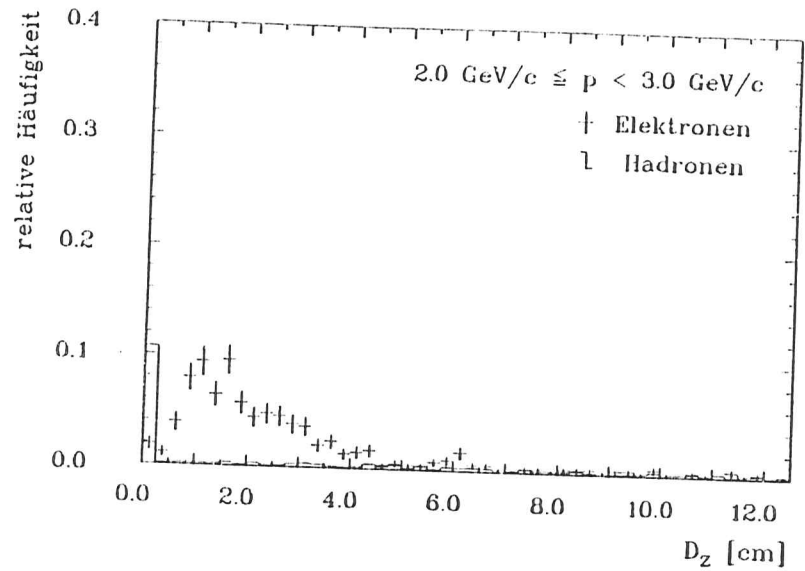


Abbildung 4.12: z-Streifendispersion

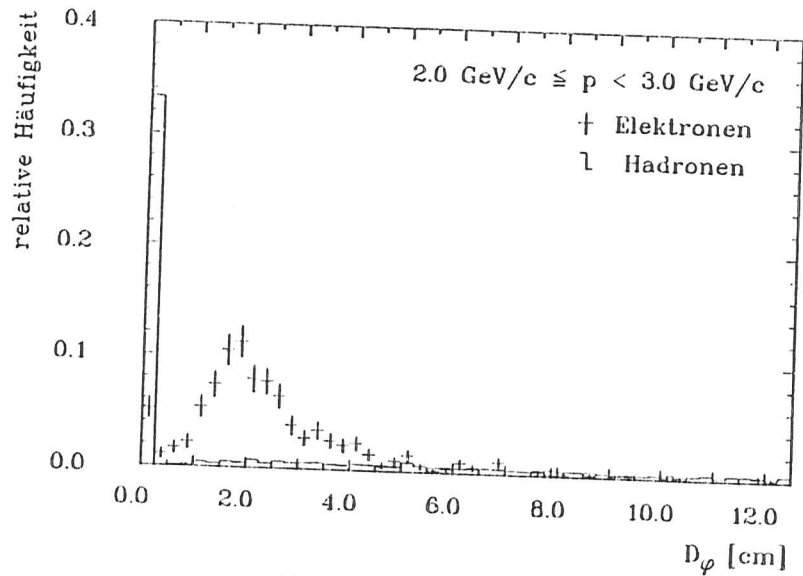


Abbildung 4.13: φ-Streifendispersion

4.5.2 Die Erkennungswahrscheinlichkeit von Elektronen

Eine akzeptierte Innendetektorspur (Abschnitt 3.4) wird als Elektron bezeichnet, wenn diese die in Abschnitt 4.5.1 aufgeführten Bedingungen 1 bis 12 und die Beziehungen 4.3 bis 4.14 erfüllt.

Bei als Elektronen identifizierten Spuren handelt es sich im wesentlichen um Spuren von prompten Elektronen, konvertierten Photonen ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) und von Hadronen, welche einen Schauer im Kalorimeter verursachen oder auf ein Photon-Cluster treffen ($h \rightarrow \ell'$). Spuren von Elektronen aus den Zerfällen von π oder K-Mesonen ($\pi, K \rightarrow e$) und Spuren, deren Signale in der Driftkammer durch fehlerhaft arbeitende Elektronik verursacht wurden, führen zu keinen nennenswerten Beiträgen. Die prompten Elektronen stammen aus Zerfällen von b-quarks ($b \rightarrow e$), aus Zerfällen von c-quarks ($c \rightarrow e$) oder aus Zerfällen von c-quarks, welche selber aus Zerfällen von b-quarks stammen ($b \rightarrow c \rightarrow e$).

Die Wahrscheinlichkeit, daß eine akzeptierte Innendetektorspur, die auf den eingeschränkten Bereich eines Submoduls (Bedingung 3 in Abschnitt 4.5.1) trifft, und nicht als konvertiertes Photon erkannt wurde, als Elektron identifiziert wird, wurde mit MONSTER-Simulationsdaten (Abschnitt 3.5) bestimmt. Die Erkennungswahrscheinlichkeit wurde für prompte Elektronen, konvertierte Photonen und für Hadronen ermittelt, wobei die Impulsabhängigkeit durch die aufgeführten empirischen Funktionen beschrieben wird (Abbildung 4.14 bis 4.19).

$$w_{b \rightarrow e} = 74.3 \cdot \tanh(1.20 \cdot p)$$

$$w_{b \rightarrow c \rightarrow e} = 71.8 \cdot \tanh(1.00 \cdot p)$$

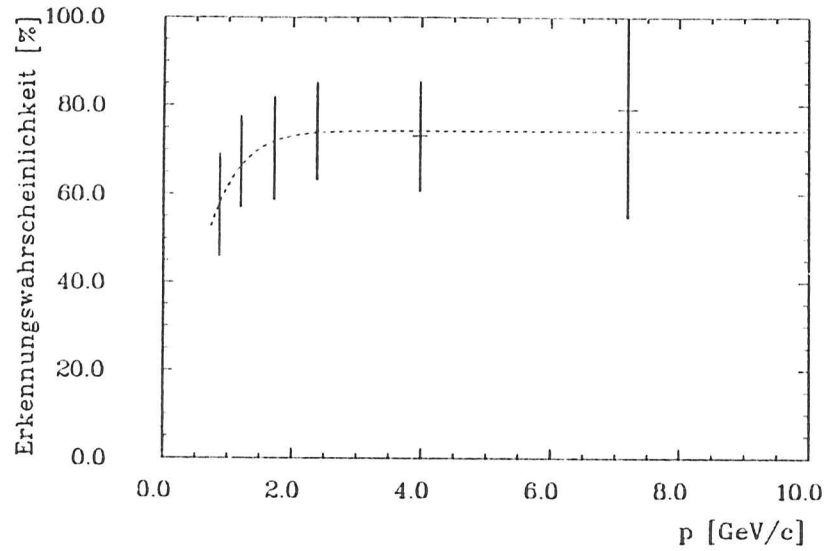
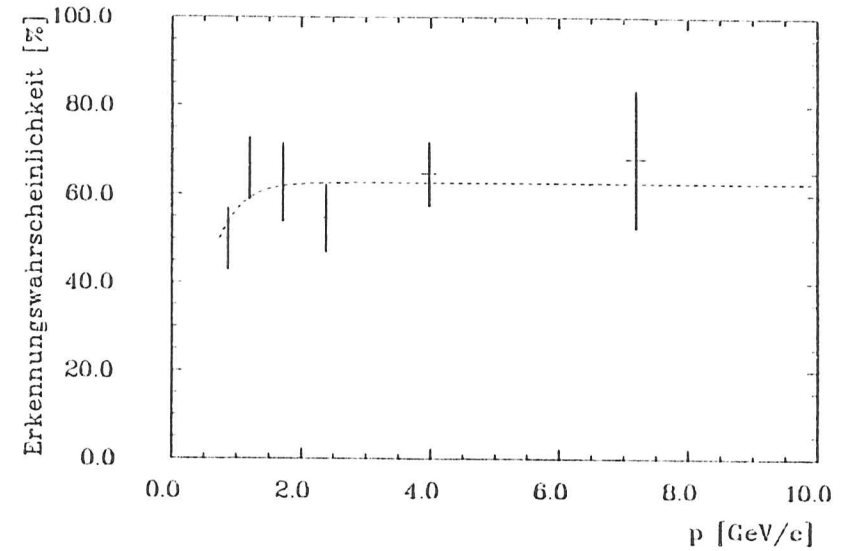
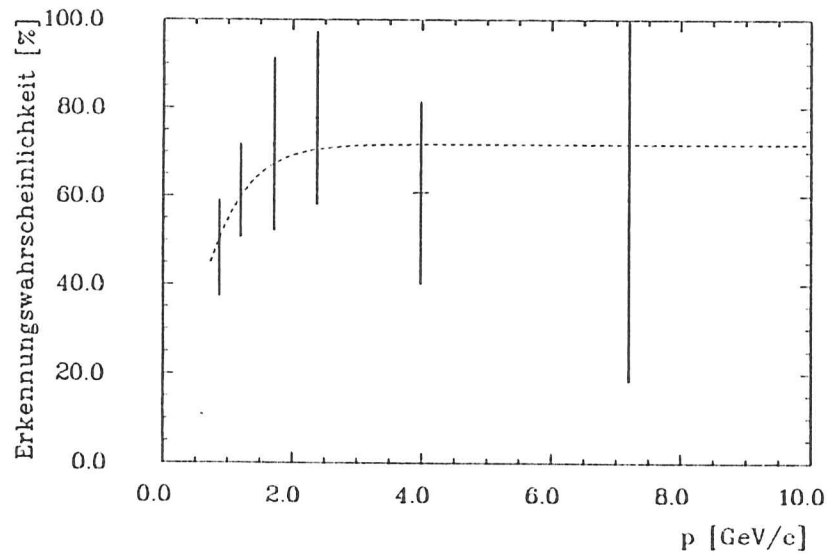
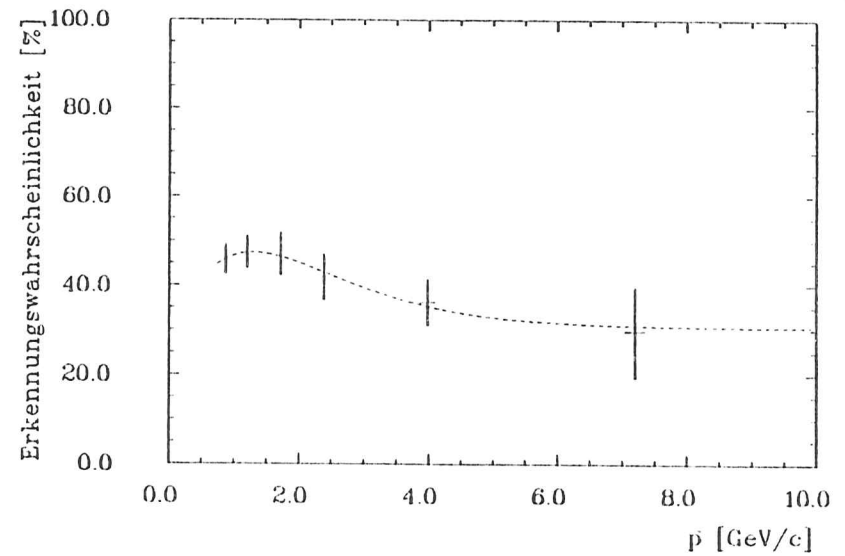
$$w_{c \rightarrow e} = 62.6 \cdot \tanh(1.48 \cdot p)$$

$$w_{\gamma \rightarrow e^+e^-} = 30.6 + 45.2 \cdot p^{1.33} \cdot e^{-1.03 \cdot p}$$

$$w_{h \rightarrow \ell'} = 0.2 + 150.6 \cdot p^{0.42} \cdot e^{-5.63 \cdot p}$$

w = Erkennungswahrscheinlichkeit

p = Spurimpuls in GeV/c

Abbildung 4.14: Erkennungswahrscheinlichkeit für Spuren aus dem Prozess $b \rightarrow e$ Abbildung 4.16: Erkennungswahrscheinlichkeit für Spuren aus dem Prozess $c \rightarrow e$ Abbildung 4.15: Erkennungswahrscheinlichkeit für Spuren aus dem Prozess $b \rightarrow c \rightarrow e$ Abbildung 4.17: Erkennungswahrscheinlichkeit für Spuren aus dem Prozess $\gamma \rightarrow e^+e^-$

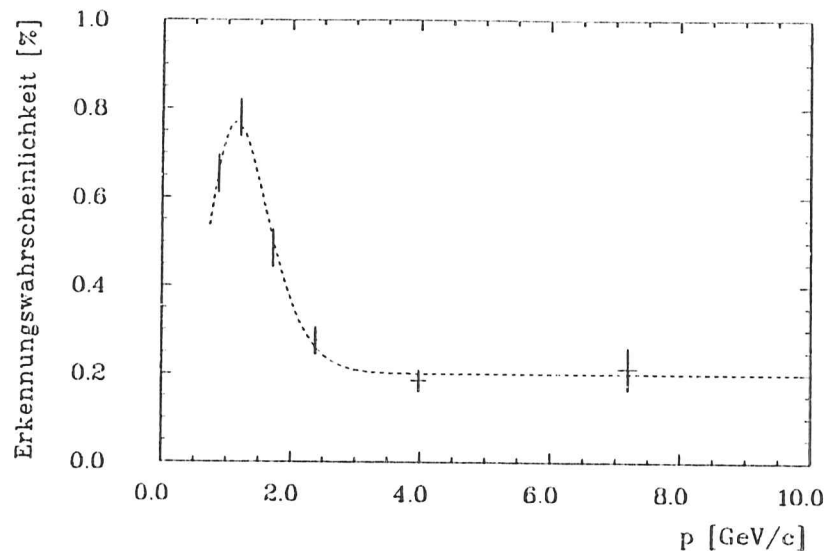
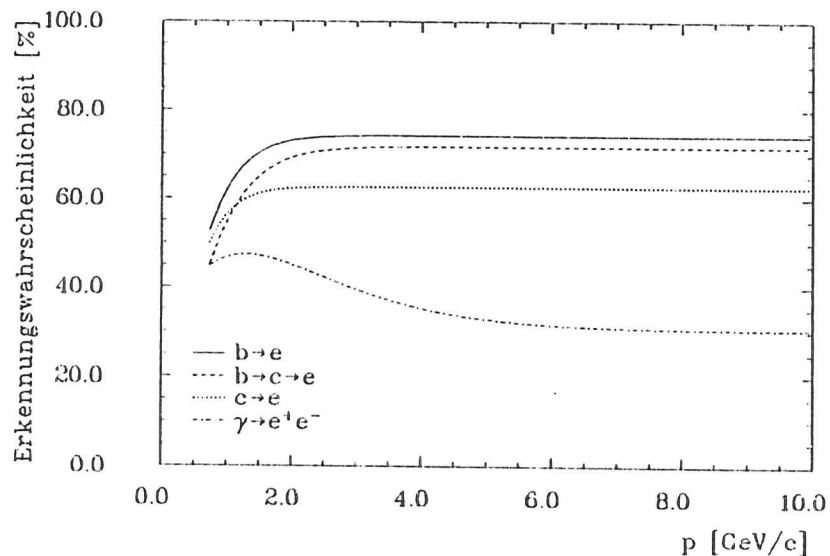
Abbildung 4.18: Erkennungswahrscheinlichkeit für Spuren aus dem Prozess $h \rightarrow e'$ 

Abbildung 4.19: Vergleich der Erkennungswahrscheinlichkeiten für Elektronen

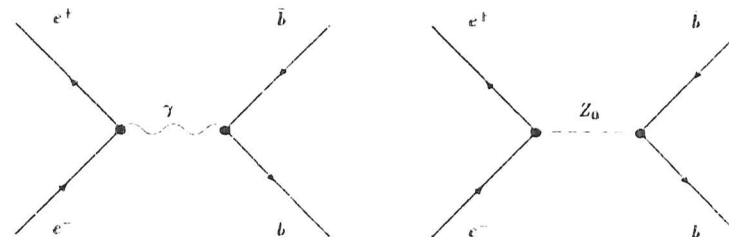
Kapitel 5

Die Asymmetrie von b-Quarks

Zur Bestimmung der Asymmetrie von b-Quarks werden inklusive Elektronereignisse verwendet. Aus den zwischen Februar 1980 und Juli 1982 sowie zwischen Februar und November 1986 gewonnenen Daten wurden 52584 multihadronische Ereignisse (Abschnitt 3.4) mit einer Strahlenergie zwischen 16.5 GeV und 18.0 GeV selektiert. Von diesen Daten, mit einer integrierten Gesamtluminosität von 168.3 pb^{-1} , wurden 918 Ereignisse mit mindestens einer als Elektron identifizierten Spur (Abschnitt 4.5.1) verwendet. Die mittlere Schwerpunktsenergie dieser Ereignisse beträgt etwa 34.8 GeV.

5.1 Die Vorhersage des Standardmodells

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Fermion-Antifermion-Paares in der e^+e^- -Annihilation ergibt sich in niedrigster Ordnung des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung aus den Feynman-Diagrammen zum Photon- und zum Z_0 -Austausch (Abbildung 5.1). Die Berechnung führt auf zwei Terme mit unterschiedlicher Abhängigkeit vom Polarwinkel θ zwischen dem erzeugten Fermion und dem einlaufenden Elektron (Abbildung 5.2). Der reine Photon- beziehungsweise Z_0 -Austausch führt auf einen Term proportional zu $1 + \cos^2 \theta$, wohingegen die Interferenz zwischen Photon- und Z_0 -Austausch auf einen Term proportional zu $\cos \theta$ führt.

Abbildung 5.1: Feynman-Diagramme zum Photon- und Z_0 -Austausch

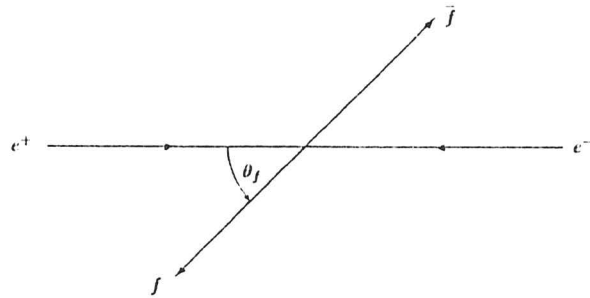


Abbildung 5.2: Definition des Polarwinkels

$$\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} = \frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow f\bar{f})}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4 \cdot s} \cdot [A \cdot (1 + \cos^2 \theta_f) + B \cdot \cos \theta_f] \quad (5.1)$$

mit

$$A = \beta \left[1 + \frac{1}{2} \cdot (1 - \beta^2) \right] \cdot [q_f^2 - 2q_f v_e v_f \mathcal{R}e(\chi)] + \beta \left[1 + \frac{1}{2} \cdot (1 - \beta^2) \right] \cdot [(v_e^2 + a_e^2) v_f^2 |\chi|^2] + \beta^3 (v_e^2 + a_e^2) a_f^2 |\chi|^2$$

$$B = \beta^2 (-4q_f a_e a_f \mathcal{R}e(\chi) + 8v_e v_f a_e a_f |\chi|^2)$$

und

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m_f^2 c^4}{s}}$$

$$v_f = a_f - 4q_f \cdot \sin^2 \theta_W$$

$$\chi = \frac{1}{16 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \cdot \left(\frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z} \right)$$

- α = Feinstrukturkonstante
- θ_f = Polarwinkel zwischen erzeugtem Fermion und einlaufendem Elektron
- q_f = Ladung
- m_f = Masse
- a_e, a_f = Axialvektorkopplungskonstanten
- v_e, v_f = Vektorkopplungskonstanten
- θ_W = Weinbergwinkel
- \sqrt{s} = Schwerpunktsenergie
- M_Z = Masse des Z_0
- Γ_Z = Zerfallsbreite des Z_0

Fermion	q	a
e, μ , τ	-1	-1
ν_e, ν_μ, ν_τ	0	+1
u, c, t	$+\frac{2}{3}$	+1
d, s, b	$-\frac{1}{3}$	-1

Tabelle 5.1: Parameter der fundamentalen Fermionen im Standardmodell

Der durch die Interferenz zwischen Photon- und Z_0 -Austausch verursachte Term proportional zu $\cos \theta$ führt zu einer Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie A_f .

$$A_f = \frac{\int_0^1 \frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} d(\cos \theta_f) - \int_{-1}^0 \frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} d(\cos \theta_f)}{\int_{-1}^1 \frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\Omega} d(\cos \theta_f)} = \frac{3}{8} \cdot \frac{B}{A} \quad (5.2)$$

Abbildung 5.3 zeigt die mit dieser Formel berechneten Asymmetrien von b- und c-Quarks sowie von Muonen als Funktion der Schwerpunktsenergie.

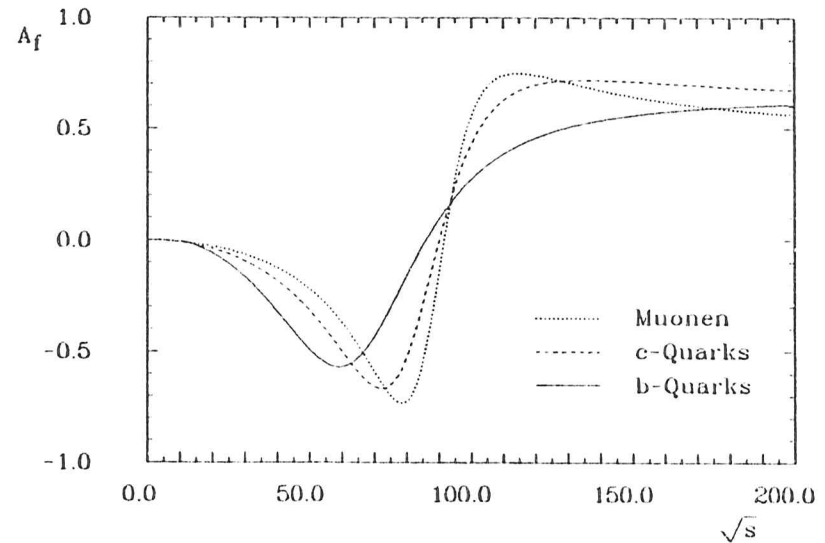


Abbildung 5.3: Asymmetrie als Funktion der Schwerpunktsenergie

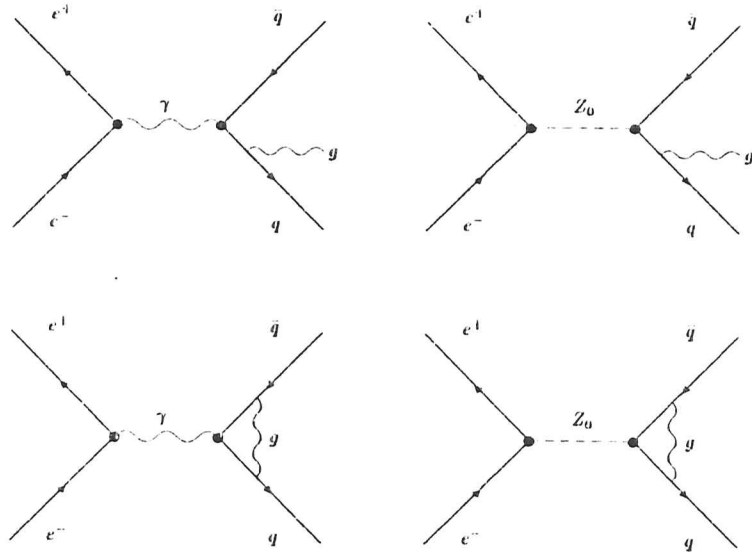


Abbildung 5.4: Beiträge zur ersten Ordnung der QCD

Die Ladungen und Axialvektorkopplungskonstanten wurden Tabelle 5.1 entnommen. Für die Masse der b -Quarks wurde ein Wert von 5.3 GeV und für die Masse der c -Quarks ein Wert von 1.35 GeV [FRI 86] eingesetzt. Die Werte für die Masse und die Zerfallbreite des Z_0 sowie der Wert für den Weinbergwinkel wurden den Messungen entnommen ($M_Z = 91.9 \pm 1.8$ GeV [UA1 86,UA2 87], $\Gamma_Z = 2.8$ GeV und $\sin^2 \theta_W = 0.226 \pm 0.007$ [AMA 87]). Mit diesen Werten ergibt sich die in niedrigster Ordnung berechnete Asymmetrie von b -Quarks A_b^0 bei einer Schwerpunktsenergie von 34.8 GeV zu:

$$A_b^0 = -0.235 \quad (5.3)$$

Diese Asymmetrie wird durch Prozesse höherer Ordnung der QED und der QCD verändert. Die Korrekturen der Asymmetrie von Quarks durch Prozesse erster Ordnung QCD (Abbildung 5.4) wurde von J.Jersák, E.Laerman und P.M.Zerwas untersucht [JER 81]. Die Berechnung für b -Quarks ergibt bei einer Schwerpunktsenergie von etwa 35 GeV keinen nennenswerten Beitrag [GRE 85,MAR 87]. Aus Untersuchungen zur Korrektur der Muon-Paar Asymmetrie von M.Böhm und W.Hollik [BOE 84] durch Prozesse der QED bis zur Ordnung α^3 folgt, daß der wesentliche Beitrag auf die Bremsstrahlung (Abbildung 5.5) zurückzuführen ist.

Aufgrund der Abhängigkeit der Korrekturen von der Akzeptanz des Detektors wurde der Einfluß der höheren Ordnungen der QED und der QCD auf die b -Quark Asymmetrie mit simulierten Ereignissen untersucht. Es wurden LUND-Simulationsdaten verwendet (Abschnitt 3.5). Die b -Quark Asymmetrie in Ereignissen mit identifizierten prompten Elektronen (Abschnitt 5.3), welche in der Akzeptanz des Schalenkalorimeters liegen, wird mit der Maximum-Likelihood-Methode [BRA 81,KRE 85] ermittelt und mit der Asymmetrie verglichen, wie sie sich in niedrigster Ordnung aus dem Standardmodell

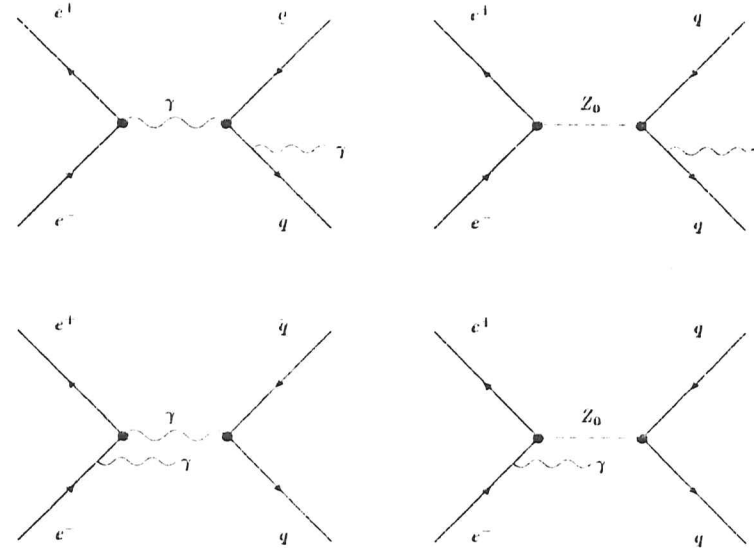


Abbildung 5.5: Beiträge zur Bremsstrahlung

ergibt. Die Wahrscheinlichkeitsdichte des Polarwinkels zwischen dem Quark und dem einlaufenden Elektron (Abbildung 5.2) für den Prozess $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ergibt sich aus dem normierten Wirkungsquerschnitt nach Gleichung 5.1 unter Ausnutzung von Gleichung 5.2.

$$\rho(\cos \theta_q) = \frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{d \cos \theta_q} = \frac{3}{8} \cdot (1 + \cos^2 \theta_q) + A_q \cdot \cos \theta_q \quad (5.4)$$

- ρ = Wahrscheinlichkeitsdichte
- θ_q = Polarwinkel zwischen Quark und einlaufendem Elektron
- N = Anzahl der betrachteten Ereignisse
- A_q = Quark Asymmetrie

Aus der angegebenen Wahrscheinlichkeitsdichte ergibt sich die Maximum-Likelihood-Schätzfunktion L mit der Quark Asymmetrie als freien Parameter.

$$\ln L = \sum_{i=1}^N \ln \rho(\cos \theta'_i) \quad (5.5)$$

N = Anzahl der betrachteten Ereignisse

Zur Maximierung der Schätzfunktion wurde das Programmpaket MINUIT [JAM 75] verwendet. Daraus ergibt sich das Verhältnis C_b der ermittelten Asymmetrie im Standardmodell A_b^{SM} zur in niedrigster Ordnung berechneten Asymmetrie A_b^0 .

$$C_b = \frac{A_b^{SM}}{A_b^0} = 0.94 \pm 0.12 \quad (5.6)$$

Mit diesem Korrekturfaktor ergibt sich für die im Standardmodell erwartete b-Quark Asymmetrie der angegebene Wert:

$$A_b^{SM} = -0.221 \pm 0.028 \pm 0.015 \quad (5.7)$$

Der erste Fehler beruht auf der statistischen Unsicherheit, die sich aus der begrenzten Anzahl der simulierten Ereignisse ergibt, der zweite Fehler ist eine grobe Abschätzung der Unsicherheiten in den Parametern des Standardmodells.

5.2 Die semileptonischen Zerfälle von B-Hadronen

Wie in Abschnitt 5.1 gezeigt, ist es notwendig zur Messung der Asymmetrie von b-Quarks den Polarwinkel (Abbildung 5.2) zu bestimmen. Im Gegensatz zu Muonen ist dieser aber für Quarks nicht direkt zugänglich. Beobachtet werden nicht die Quarks, sondern die in der Fragmentation erzeugten Hadronen sowie deren Zerfallsprodukte.

Die vom Quark-Antiquark-Paar gebildete Ereignisachse und Ereignisebene kann mit dem Sphäritätstensor aus [BJO 70,WOL 80] aus den beobachteten Teilchen rekonstruiert werden. Werden zur Berechnung des Sphäritätstensors alle geladenen Spuren verwendet, so beträgt die über alle Ereignisse gemittelte Abweichung der Sphäritätssachse von der Ereignisachse etwa 8° [TAS 84A]. Ereignisse mit einem Teilchen, welches einen hohen Transversalimpuls relativ zur quark-Flugrichtung aufweist, können zu deutlich größeren Abweichungen führen, da in diesen Ereignissen die Sphäritätssachse in Richtung des Teilchens mit hohem Transversalimpuls verschoben wird [TAS 84A]. Da Elektronen aus semileptonischen Zerfällen einen hohen Transversalimpuls relativ zur quark-Flugrichtung aufweisen können, wurde für diese Analyse der Sphäritätstensor nur aus den geladenen Spuren berechnet, welche nicht als Elektron identifiziert wurden.

Der Sphäritätstensor rekonstruiert lediglich die Ereignisachse und damit den Betrag vom cosinus des Polarwinkels. Zur Festlegung des Vorzeichens ist es notwendig, die durch die Sphäritätssachse definierten Hemisphären dem Quark und dem Antiquark zuzuordnen. Die Ladungen von Zerfallsprodukten sind mit der Ladung des zerfallenden Teilchens korreliert. Da die Erzeugung von Hadronen mit b- oder c-Quark Anteil aufgrund ihrer großen Masse in der Fragmentation unterdrückt wird, enthalten diese Hadronen das ursprünglich erzeugte Quark. Somit sind die Ladungen ihrer Zerfallsprodukte korreliert mit der Ladung des ursprünglich erzeugten Quarks. Wird ein bestimmter Zerfallsprozess mit einem definierten Teilchen im Endzustand betrachtet, so legt die Ladung dieses in einer Hemisphäre nachgewiesenen Teilchens fest, ob in dieser Hemisphäre ursprünglich ein Quark oder ein Antiquark erzeugt wurde.

Zur Hemisphärenzuordnung der b- oder \bar{b} -Quarks wurden für diese Arbeit die Elektronen aus den semileptonischen Zerfällen von B-Hadronen verwendet (etwa 12% der B-Hadronen weisen ein Elektron im Endzustand auf [PAR 88]). Hadronen mit b-Quark Anteil, welche direkt semileptonisch zerfallen, führen zu einem Elektron im Endzustand, wohingegen Hadronen mit \bar{b} -Quark Anteil zu einem Positron im Endzustand führen (Abbildung 5.6).

Die sogenannten Kaskadenprozesse führen zu einer Mehrdeutigkeit in der Zuordnung der Leptonladung zum erzeugten b-Quark beziehungsweise \bar{b} -Quark. Bei diesen Prozessen zerfallen die B-Hadronen rein hadronisch in Hadronen mit c-Quark Anteil, welche dann semileptonisch zerfallen (etwa 10% der Hadronen mit c-Quark Anteil weisen ein Elektron im Endzustand auf [PAR 88]). Für diese Prozesse gibt es die zwei in Abbildung 5.6 gezeigten Möglichkeiten. Je nach Prozess führt der Zerfall eines b Quarks auf ein Positron oder ein Elektron, wobei der Prozess mit einem Positron im Endzustand der wahrscheinlichere ist. Das Verzweigungsverhältnis der Kaskadenprozesse beträgt etwa $6.5 : 1$ [LEV 82].

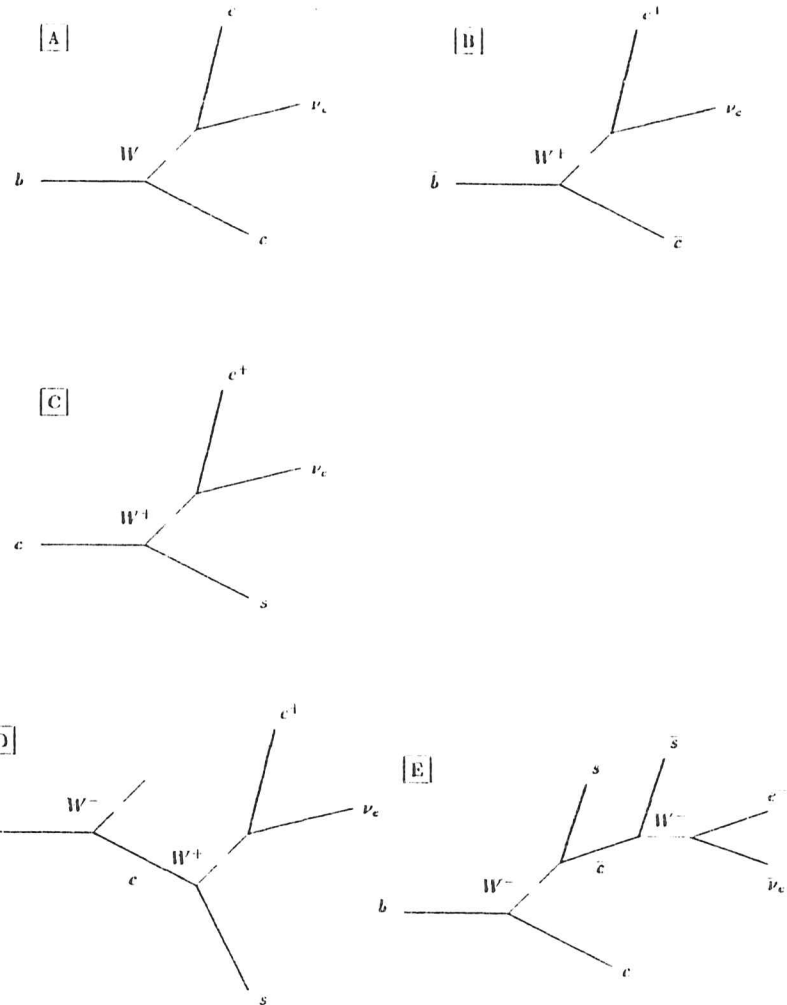


Abbildung 5.6: Die semileptonischen Zerfälle von b- und c-Quarks.
 A - B = Zerfall eines b- und eines \bar{b} -Quarks
 C = Zerfall eines c-Quarks
 D - E = Kaskadenprozesse

Multihadronische Ereignisse bestehen aus einer Mischung aller fünf Quarksorten. Es werden daher auch Elektronen aus den direkten semileptonischen Zerfällen von ursprünglich erzeugten c-Quarks beobachtet. Diese Zerfälle führen auf Leptonen im Endzustand, welche eine entgegengesetzte Ladung wie die Leptonen aus direkten Zerfällen von b-Quarks aufweisen (Abbildung 5.6).

Elektronen aus den direkten Zerfällen von von b- oder c-Quarks werden auch als prompte Elektronen bezeichnet.

5.3 Die Trennungsvariablen

Zur Bestimmung der Asymmetrie von b-Quarks über die semileptonischen Zerfälle ist es notwendig, die verschiedenen Prozesse, welche zu als Elektron identifizierten Spuren führen, voneinander zu unterscheiden. Diese Elektronkandidaten werden benutzt, um die betrachteten Ereignisse zu klassifizieren. Die Mehrzahl der Ereignisse hat genau eine als Elektron identifizierte Spur. Nur in etwa 1% der Ereignisse wurde mehr als eine Spur als Elektron identifiziert. Bei diesen Ereignissen wird zur Klassifizierung der Elektronkandidat mit dem größten Transversalimpuls relativ zur Sphärizitätsachse verwendet. Die zur Klassifizierung ausgewählte Spur wird im folgenden als prompter Elektronkandidat bezeichnet.

Die Ereignisse werden in sechs verschiedene Prozesse aufgeteilt. Handelt es sich bei dem prompten Elektronkandidaten um ein promptes Elektron, so werden die Prozesse danach unterschieden, ob das Elektron aus einem Zerfall eines b-Quarks ($b \rightarrow e$), aus einem Zerfall eines c-Quarks ($c \rightarrow e$) oder aus einem Kaskadenzerfall ($b \rightarrow c \rightarrow e$) stammt. Alle anderen Ereignissen werden nach dem ursprünglich erzeugten Quark unterschieden, je nachdem, ob es sich dabei um ein b-Quark ($b \rightarrow x$), ein c-Quark ($c \rightarrow x$) oder um ein u-, d-, oder s-Quark ($uds \rightarrow x$) handelt.

Zur Unterscheidung der verschiedenen Prozesse werden mit Simulationsdaten zweidimensionale Wahrscheinlichkeitsdichten des Transversalimpulses p_t des prompten Elektronkandidaten und der sogenannten transversalen Masse M_t erstellt. Der Transversalimpuls wird relativ zur Sphärizitätsachse bestimmt. Die transversale Masse wird aus den Transversalimpulsen relativ zur Ereignisebene berechnet.

$$M_t = \frac{\sqrt{s}}{\sum_{i=1}^{N_s} E_i} \cdot \sum_{i=1}^{N_s} |p_i^t| \quad i \neq i_p \quad (5.8)$$

\sqrt{s} = Schwerpunktsenergie

N_s = Anzahl der geladenen Spuren

E_i = Energie der Spur

p_i^t = Transversalimpuls relativ zur Ereignisebene

i_p = prompter Elektronkandidat

Die Summation erfolgt über alle akzeptierten Spuren 3.4 mit Ausnahme des prompten Elektronkandidaten, wodurch die transversale Masse statistisch unabhängig wird vom Transversalimpuls. Der Vorfaktor sorgt für eine Vergleichbarkeit bei verschiedenen Schwerpunktsenergien und gleicht Teilchenverluste aus [MAR 84B].

Die Verwendbarkeit des Transversalimpulses und der transversalen Masse beruht auf der größeren freiwerdenden Energie bei Zerfällen von Hadronen mit c- oder b-Quark Anteil gegenüber, Hadronen welche nur aus u-, d- oder s-Quarks aufgebaut sind. Die größere freiwerdende Energie führt zu größeren Transversalimpulsen der Zerfallsprodukte relativ zur Flugrichtung des ursprünglich erzeugten Quarks. Dieses führt zu deutlich unterschiedlichen p_t -Verteilungen von prompten Elektronkandidaten aus den semileptonischen Zerfällen von schweren Quarks gegenüber den prompten Elektronkandidaten aus den anderen Prozessen (Abbildung 5.7). Die transversale Masse ist korreliert mit der Masse

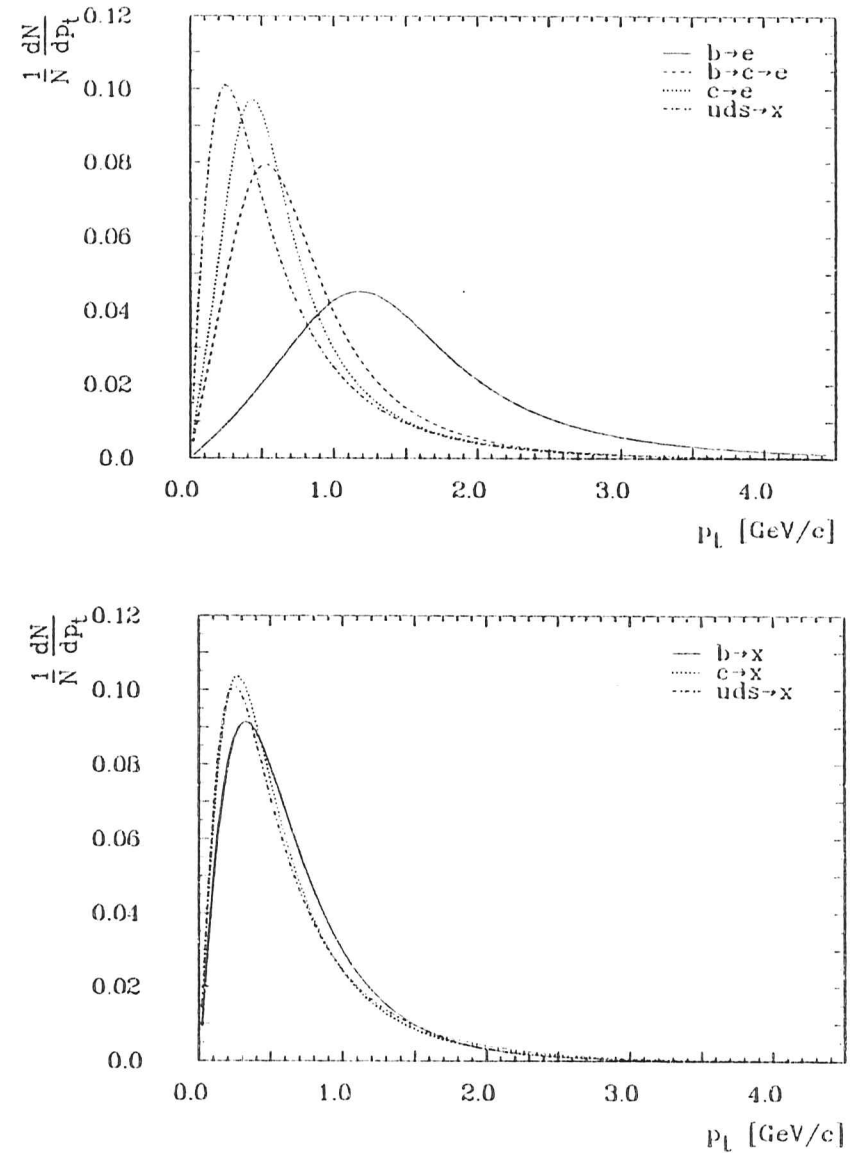
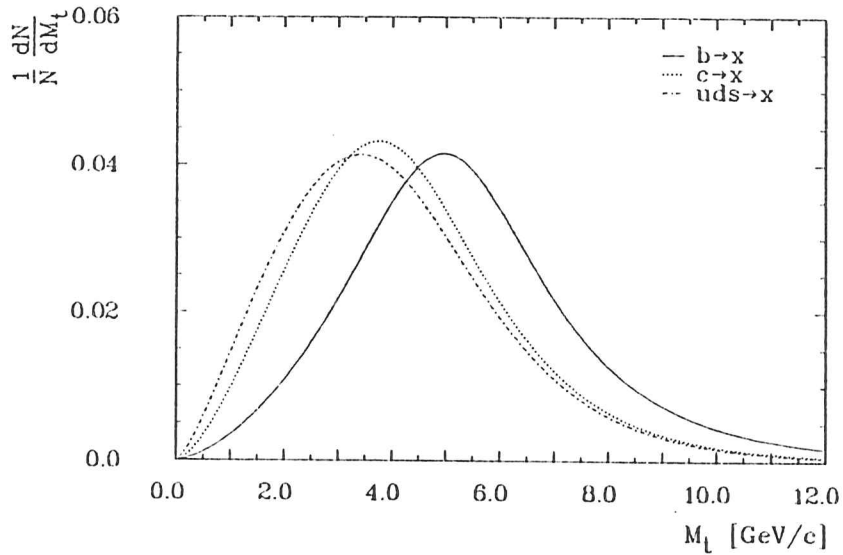
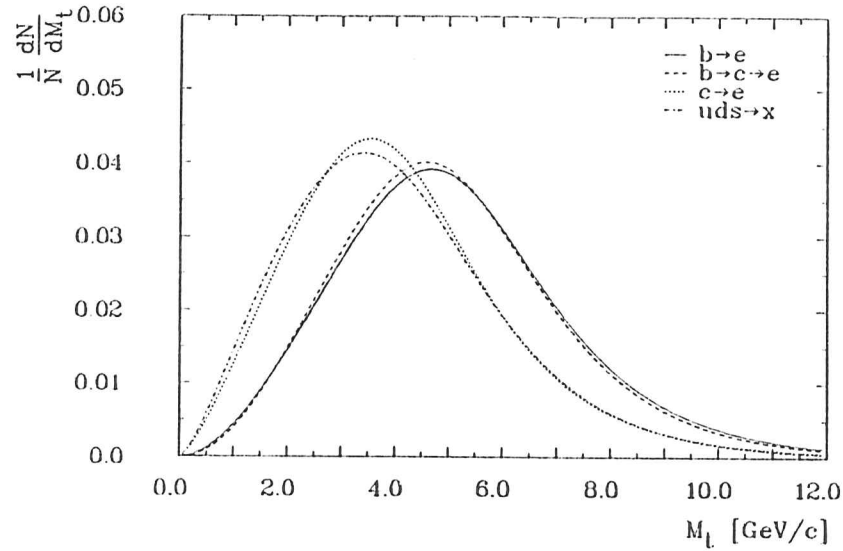


Abbildung 5.7: Die p_t Verteilungen

Abbildung 5.8: Die M_t Verteilungen

des ursprünglich erzeugten Quarks [MAR 84B] und verbessert daher insbesondere die Unterscheidung der Prozesse mit prompten Elektronen aus Zerfällen von c -Quarks gegenüber den Kaskadenprozessen (Abbildung 5.8). QCD-Prozesse höherer Ordnung führen ebenfalls zu Teilchen mit größeren Transversalimpulsen. Da zur Berechnung der transversalen Masse aber die Transversalimpulse relativ zur Ereignisebene betrachtet werden, ist der Einfluß dieser Prozesse auf die transversale Masse vernachlässigbar [MAR 84B]. Der Einfluß der Fragmentation auf die transversale Masse ist unabhängig vom ursprünglich erzeugten Quark [MAR 84B].

Die Wahrscheinlichkeitsdichten wurden mit Simulationsdaten erstellt. Da die Anzahl der Ereignisse mit identifizierten Elektronen in den MONSTER-Simulationsdaten nicht ausreichte, um zweidimensionale Verteilungen zu erstellen, wurden QCDFF- und LUND Simulationsdaten (Abschnitt 3.5) verwendet. Aufgrund der fehlenden Simulation des Teilchendurchgangs durch den äußeren Bereich des Detektors wurde die Elektronidentifizierung simuliert. Prompte Elektronen, konvertierte Photonen und Hadronen wurden mit einer aus MONSTER-Ereignissen ermittelten Wahrscheinlichkeit (Abschnitt 4.5.2) identifiziert, wenn deren Spuren im Akzeptanzbereich des Schalenkalorimeters lagen.

Für alle betrachteten Prozesse wurden zweidimensionale Häufigkeitsverteilungen erstellt. Der betrachtete Bereich der transversalen Masse und des Transversalimpulses wurde auf Werte zwischen $0 \text{ GeV}/c < M_t < 12 \text{ GeV}/c$ und $0 \text{ GeV}/c < p_t < 4.5 \text{ GeV}/c$ eingeschränkt und in beiden Dimensionen in 60 äquidistante Intervalle unterteilt. Zur Glättung wurden an diese Verteilungen phenomenologische Funktionen $h(M_t, p_t)$ angepaßt. Die Parameter dieser Funktionen wurden mit der Maximum-Likelihood-Methode [BRA 81, KRE 85] unter der Annahme einer Poissonverteilung der Einträge in den Intervallen bestimmt.

$$\ln L = \sum_{i=1}^{N_M} \sum_{j=1}^{N_p} \ln \left(\frac{h(M_t^i, p_t^j)}{n_i!} \cdot e^{-h(M_t^i, p_t^j)} \right) \quad (5.9)$$

mit

$$h(M_t, p_t) = \frac{C_1}{\Delta M_t \cdot \Delta p_t} \cdot \frac{1}{(M_t - C_2)^2 + C_3} \cdot M_t^{C_4} \cdot e^{-C_5 \cdot M_t} \cdot \frac{1}{(p_t - C_6)^2 + C_7} \cdot p_t^{C_8} \cdot e^{-C_9 \cdot p_t} \cdot e^{C_{10} \cdot M_t \cdot p_t}$$

und

$$M_t^i = -\frac{\Delta M_t}{2} + i \cdot \Delta M_t$$

$$p_t^j = -\frac{\Delta p_t}{2} + j \cdot \Delta p_t$$

L = Maximum-Likelihood-Schätzfunktion

N_M = Anzahl der Intervalle in M_t

N_p = Anzahl der Intervalle in p_t

n_i = Anzahl der Einträge im Intervall i

ΔM_t = Intervallbreite in M_t

Δp_t = Intervallbreite in p_t

$C_1 - C_{10}$ = anzupassende Parameter

Bei Intervallen mit mehr als einem Eintrag wurde die Fakultät in Gleichung 5.9 mit der Stirlingschen Näherungsformel berechnet, welche bereits bei nur zwei Einträgen zu Abweichungen von weniger als 6% führt.

$$\ln(n_i!) \approx (n_i + \frac{1}{2}) \cdot \ln(n_i) + \frac{1}{2} \cdot \ln(2\pi) \quad (5.10)$$

T_{ij}	$b \rightarrow c$	$b \rightarrow c \rightarrow e$	$c \rightarrow c$	$b \rightarrow x$	$c \rightarrow e$	$uds \rightarrow x$
$b \rightarrow c$	1	0.69	0.53	0.56	0.46	0.45
$b \rightarrow c \rightarrow e$		1	0.90	0.95	0.85	0.81
$c \rightarrow c$			1	0.86	0.94	0.94
$b \rightarrow x$				1	0.90	0.85
$c \rightarrow x$					1	0.99
$uds \rightarrow x$						1

Tabelle 5.2: Trennschärfematrixelemente

Zur Maximierung der Schätzfunktion wurde das Programmpaket MINUIT [JAM 75] verwendet. Die Wahrscheinlichkeitsdichten $\rho(M_i, p_i)$ ergeben sich aus den an die Häufigkeitsverteilungen angepaßten Funktionen $h(M_i, p_i)$ durch Normierung.

$$\rho_i(M_i, p_i) = \frac{h_i(M_i, p_i)}{\int_0^\infty \int_0^\infty h_i(M_i, p_i) dM_i dp_i} \quad (5.11)$$

mit

$$i = bc, bce, ce, bx, cx, udsx$$

Die Wahrscheinlichkeitsdichten für alle betrachteten Prozesse sind in den Abbildungen 5.9 bis 5.14 aufgeführt.

Die Überlappung der Wahrscheinlichkeitsdichten ist ein Maß für die Unterscheidbarkeit der Prozesse. Zur Untersuchung der Unterscheidbarkeit wird eine Trennschärfematrix T_{ij} definiert.

$$T_{ij} = \frac{1}{N_i} \cdot \frac{1}{N_j} \int_0^\infty \int_0^\infty h_i(M_i, p_i) h_j(M_i, p_i) dM_i dp_i \quad (5.12)$$

mit

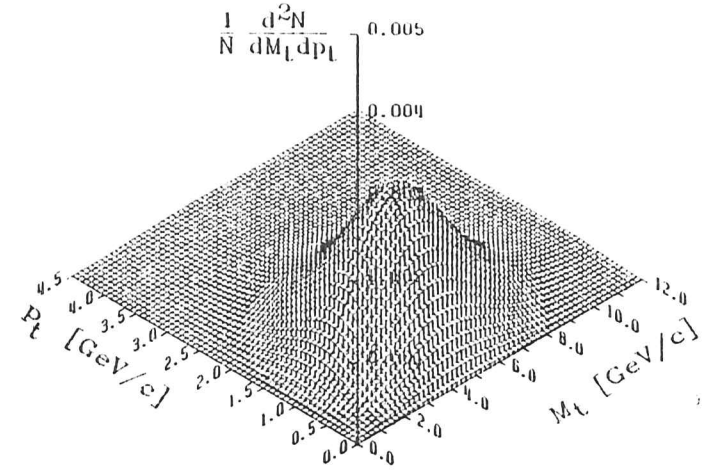
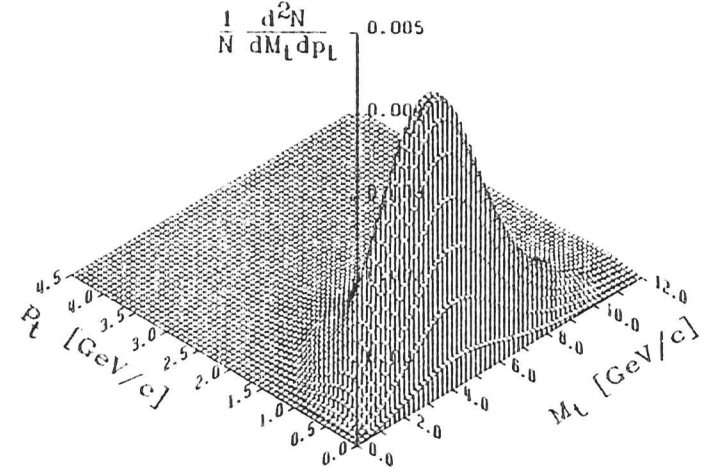
$$N_i^2 = \int_0^\infty \int_0^\infty h_i^2(M_i, p_i) dM_i dp_i$$

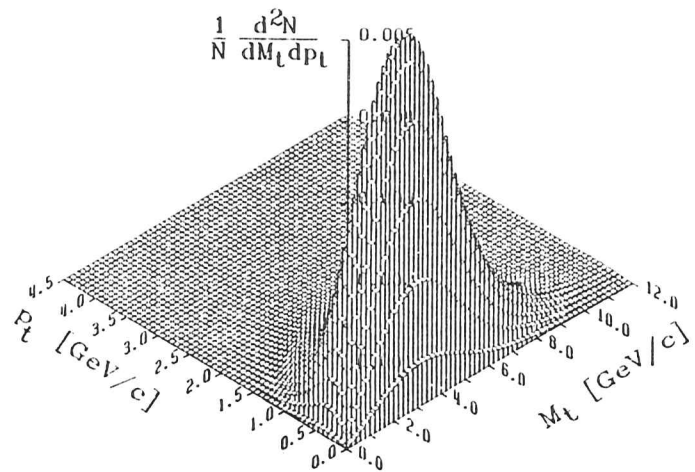
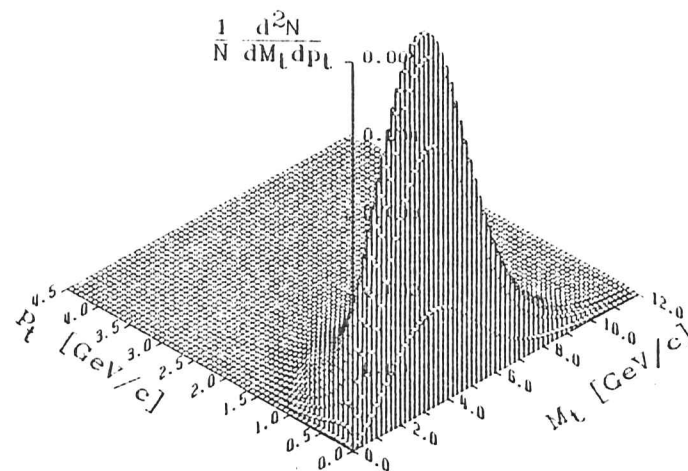
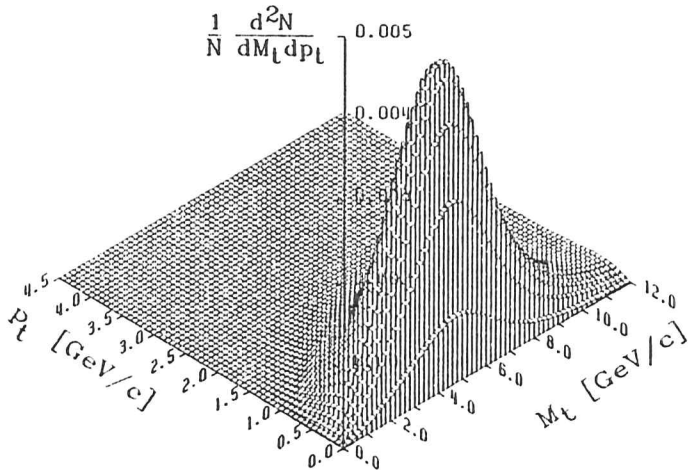
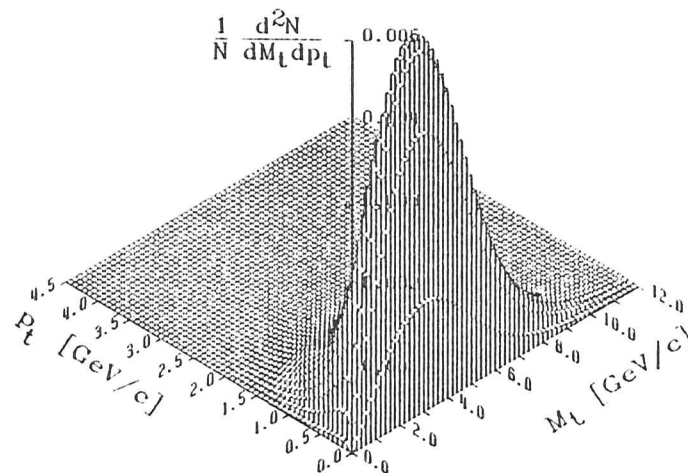
$$N_j^2 = \int_0^\infty \int_0^\infty h_j^2(M_i, p_i) dM_i dp_i$$

und

$$i = bc, bce, ce, bx, cx, udsx$$

Die Matrixelemente nehmen Werte zwischen $T_{ij} = 0$ und $T_{ij} = 1$ an. Für $T_{ij} = 1$ sind die Prozesse i und j ununterscheidbar und bei $T_{ij} = 0$ vollständig separiert. Die Matrixelemente sind in Tabelle 5.2 aufgeführt. Der Tabelle ist zu entnehmen, daß Prozesse mit Elektronen aus den semileptonischen Zerfällen von b -Quarks deutlich von den anderen betrachteten Prozessen zu unterscheiden sind. Die anderen Prozesse sind dagegen nur schwer voneinander zu unterscheiden.

Abbildung 5.9: Wahrscheinlichkeitsdichte für den Prozess $b \rightarrow c$ Abbildung 5.10: Wahrscheinlichkeitsdichte für den Prozess $b \rightarrow c \rightarrow e$

Abbildung 5.11: Wahrscheinlichkeitsdichte für den Prozess $c \rightarrow e$ Abbildung 5.13: Wahrscheinlichkeitsdichte für den Prozess $c \rightarrow x$ Abbildung 5.12: Wahrscheinlichkeitsdichte für den Prozess $b \rightarrow x$ Abbildung 5.14: Wahrscheinlichkeitsdichte für den Prozess $u/s \rightarrow x$

5.4 Die Bestimmung der Anzahl von Ereignissen mit prompten Elektronen

Die Anzahl von Ereignissen mit prompten Elektronen wurde mit der Maximum-Likelihood Methode [BRA 81, KRE 85] bestimmt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt von M_t und p_t wird ausgedrückt durch die in Abschnitt 5.3 ermittelten Wahrscheinlichkeitsdichten.

$$\begin{aligned} \frac{d^2 N}{dM_t dp_t} &= N_p \cdot f_p^{bc} \cdot \rho_{bc}(p_t, M_t) \\ &+ N_p \cdot f_p^{bce} \cdot \rho_{bce}(p_t, M_t) \\ &+ N_p \cdot f_p^{ce} \cdot \rho_{ce}(p_t, M_t) \\ &+ (N - N_p) \cdot f_x^{bx} \cdot \rho_{bx}(p_t, M_t) \\ &+ (N - N_p) \cdot f_x^{cx} \cdot \rho_{cx}(p_t, M_t) \\ &+ (N - N_p) \cdot f_x^{udsx} \cdot \rho_{udsx}(p_t, M_t) \end{aligned}$$

mit den relativen Häufigkeiten

$$\begin{aligned} f_p^{bc} &= \frac{N_{bc}}{N_p} = 0.330 \\ f_p^{bce} &= \frac{N_{bce}}{N_p} = 0.135 \\ f_p^{ce} &= \frac{N_{ce}}{N_p} = 0.535 \\ f_x^{bx} &= \frac{N_{bx}}{N - N_p} = 0.071 \\ f_x^{cx} &= \frac{N_{cx}}{N - N_p} = 0.384 \\ f_x^{udsx} &= \frac{N_{udsx}}{N - N_p} = 0.515 \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned} N_p &= N_{bc} + N_{bce} + N_{ce} \\ N - N_p &= N_{bx} + N_{cx} + N_{udsx} \\ N_{bc} &= \text{Anzahl der Ereignisse aus dem Prozess } b \rightarrow c \\ N_{bce} &= \text{Anzahl der Ereignisse aus dem Prozess } b \rightarrow c \rightarrow e \\ N_{ce} &= \text{Anzahl der Ereignisse aus dem Prozess } c \rightarrow e \\ N_{bx} &= \text{Anzahl der Ereignisse aus dem Prozess } b \rightarrow x \\ N_{cx} &= \text{Anzahl der Ereignisse aus dem Prozess } c \rightarrow x \\ N_{udsx} &= \text{Anzahl der Ereignisse aus dem Prozess } uds \rightarrow x \\ N_p &= \text{Anzahl der Ereignisse mit prompten Elektronen} \\ N &= \text{Anzahl der betrachteten Ereignisse} \end{aligned}$$

Prozess	Anzahl	relative Häufigkeit
$b \rightarrow c$	173 ± 14	18.9 ± 1.5 %
$b \rightarrow c \rightarrow e$	71 ± 6	7.7 ± 0.6 %
$c \rightarrow e$	281 ± 22	30.6 ± 2.4 %
$b \rightarrow x$	28 ± 3	3.0 ± 0.3 %
$c \rightarrow x$	151 ± 16	16.5 ± 1.7 %
$uds \rightarrow x$	214 ± 22	23.3 ± 2.4 %

Tabelle 5.3: *Anzahlen und relative Häufigkeiten der beitragenden Prozesse*

Die angegebenen Werte für die relativen Häufigkeiten wurden mit MONSTER-Simulationsergebnissen bestimmt. Aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt ergibt sich die zu maximierende Maximum-Likelihood Schätzfunktion L mit der Anzahl prompter Elektronenereignisse N_p als freien Parameter.

$$\ln L = \sum_{i=1}^N \ln \left(\frac{d^2 N}{dM_t dp_t} \right) \quad (5.13)$$

$$N = \text{Anzahl der betrachteten Ereignisse}$$

Zur Maximierung der Schätzfunktion wurde das Programmpaket MINUIT [JAM 75] verwendet. Für die Anzahl der Ereignisse mit prompten Elektronen ergibt sich ein Wert von:

$$N_p = 525 \pm 41 \quad (5.14)$$

Mit diesem Wert ergeben sich die in Tabelle 5.3 angegebenen Werte für die Anzahlen und die relativen Häufigkeiten, mit denen die betrachteten Prozesse in der Gesamtheit der verwendeten Ereignisse vertreten sind.

Die angegebenen Anzahlen wurden zum Vergleich der Daten mit den Simulationsdaten verwendet. Dazu wurden für M_t und p_t getrennt die differentiellen Wirkungsquerschnitte berechnet durch Integration der zweidimensionalen Wahrscheinlichkeitsdichten über p_t beziehungsweise M_t und Gewichtung mit den ermittelten Anzahlen.

$$\frac{dN}{dM_t} = \sum_{i=1}^6 N_i \int_0^\infty \rho_i(M_t, p_t) dp_t \quad (5.15)$$

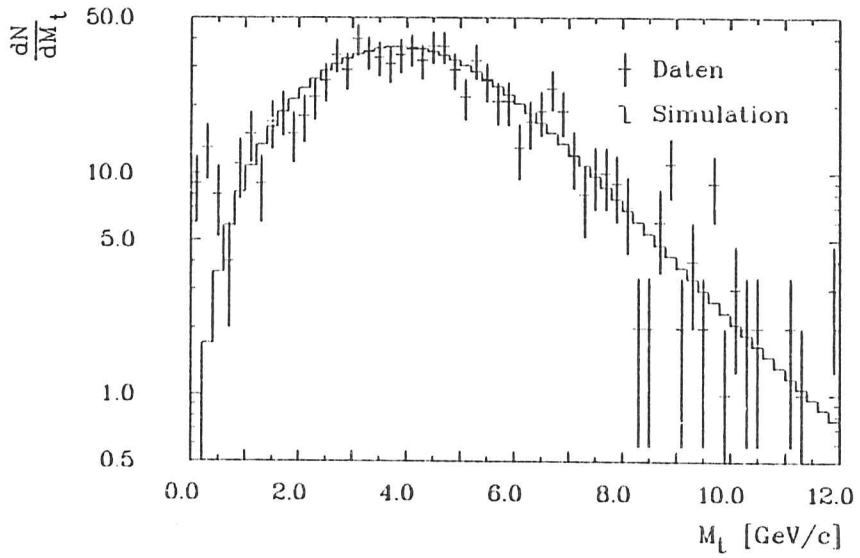
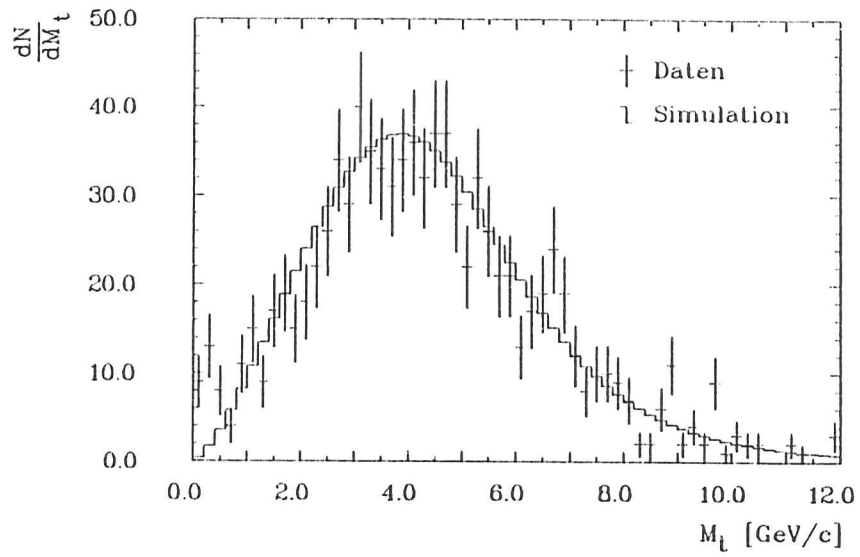
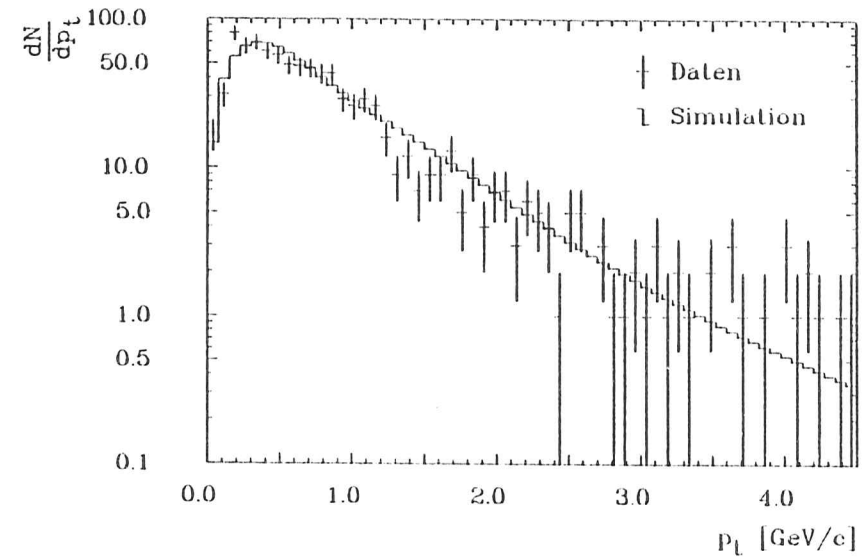
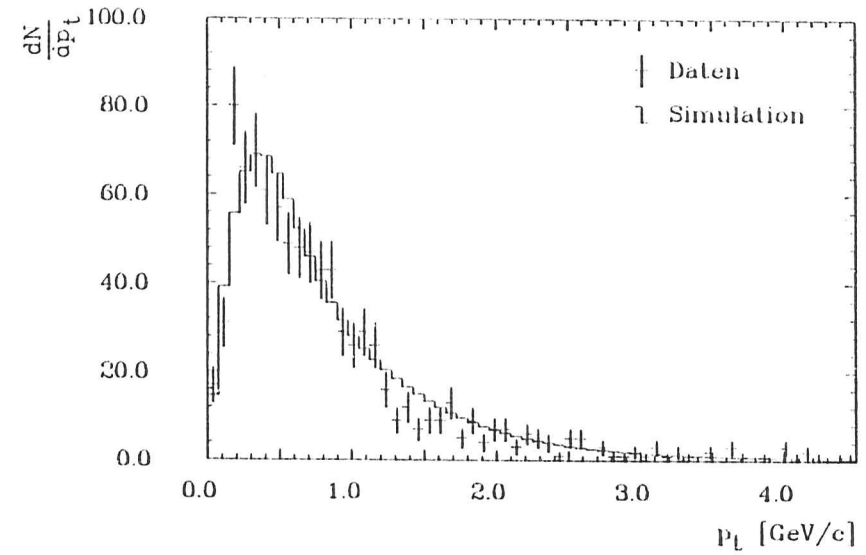
und

$$\frac{dN}{dp_t} = \sum_{i=1}^6 N_i \int_0^\infty \rho_i(M_t, p_t) dM_t \quad (5.16)$$

mit

$$i = bc, bce, ce, bx, cx, udsx$$

In den Abbildungen 5.15 und 5.16 sind die auf diese Weise ermittelten differentiellen Wirkungsquerschnitte mit den Daten verglichen. Wie den Abbildungen zu entnehmen ist, ist die Übereinstimmung sehr befriedigend.

Abbildung 5.15: Vergleich der M_t Verteilung mit der SimulationAbbildung 5.16: Vergleich der p_t Verteilung mit der Simulation

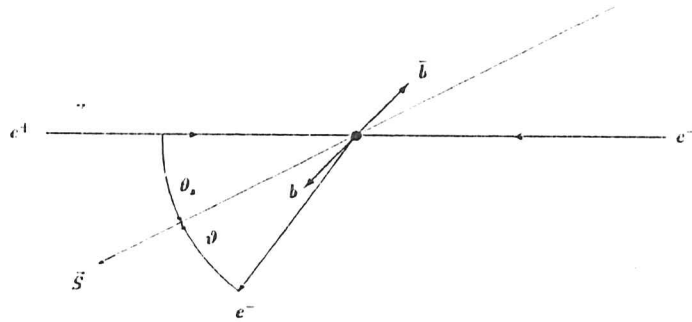


Abbildung 5.17: Berechnung des Polarwinkels

5.5 Die Bestimmung der Asymmetrie von b-Quarks

Die Asymmetrie von b-Quarks wird mit der Maximum-Likelihood-Methode [BRA 81, KRE 85] bestimmt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von M_i , p_i und dem Polarwinkel θ wird ausgedrückt durch die in Abschnitt 5.3 ermittelten Wahrscheinlichkeitsdichten $\rho(M_i, p_i)$ und die Wahrscheinlichkeitsdichte $\rho(\cos \theta)$ nach Gleichung 5.4 sowie die in Tabelle 5.3 angegebenen relativen Häufigkeiten für die betrachteten Prozesse.

$$\begin{aligned} \frac{1}{N} \cdot \frac{d^3 N}{dM_i dp_i d(\cos \theta)} &= f_{bc} \cdot \rho_{bc}(P_T, M_T) \cdot \left[\frac{3}{8}(1 + \cos^2 \theta) + A_b \cos \theta \right] \\ &+ f_{bce} \cdot f_{kaa}^+ \cdot \rho_{bce}(P_T, M_T) \cdot \left[\frac{3}{8}(1 + \cos^2 \theta) - A_b \cos \theta \right] \\ &+ f_{bce} \cdot f_{kaa}^- \cdot \rho_{bce}(P_T, M_T) \cdot \left[\frac{3}{8}(1 + \cos^2 \theta) + A_b \cos \theta \right] \\ &+ f_{bx} \cdot \rho_{bx}(P_T, M_T) \cdot \left[\frac{3}{8}(1 + \cos^2 \theta) \right] \\ &+ f_{ce} \cdot \rho_{ce}(P_T, M_T) \cdot \left[\frac{3}{8}(1 + \cos^2 \theta) - A_c \cos \theta \right] \\ &+ f_{cx} \cdot \rho_{cx}(P_T, M_T) \cdot \left[\frac{3}{8}(1 + \cos^2 \theta) \right] \\ &+ f_{udsx} \cdot \rho_{udsx}(P_T, M_T) \cdot \left[\frac{3}{8}(1 + \cos^2 \theta) \right] \end{aligned}$$

Der cosinus des Polarwinkels ergibt sich aus dem Betrag des cosinus des Polarwinkels θ_* , der Sphärisitätsachse \vec{S} mit dem einlaufenden Elektron und der Ladung des prompten Elektronkandidaten. Bei den Prozessen $b \rightarrow e$, $b \rightarrow c \rightarrow e$ und $c \rightarrow e$ ist die Ladung des prompten Elektronkandidaten korreliert mit der Ladung des ursprünglich erzeugten Quarks (Abschnitt 5.2). Zur Festlegung des Vor-

Experiment	\sqrt{s} [GeV]	A_c
CELLO	35.0	-0.086 ± 0.11
JADE	35.0	-0.149 ± 0.067
MARK J	35.3	-0.160 ± 0.090
PLUTO	34.8	-0.16 ± 0.16
TASSO	35.8	-0.166 ± 0.075
Mittelwert	35.2	-0.151 ± 0.039

Tabelle 5.4: Die gemessenen c-Quark Asymmetrien bei einer Schwerpunktsenergie von etwa 35 GeV

zeichens wird die Sphärisitätsachse so orientiert, daß sie in die Richtung des einlaufenden Elektrons zeigt (Abbildung 5.17). Das Vorzeichen errechnet sich aus der Ladung des prompten Elektronkandidaten und dem Winkel ϑ , den dieser mit der so orientierten Sphärisitätsachse einschließt. Ein prompter Elektronkandidat mit negativer Ladung, welcher mit der Sphärisitätsachse einen Winkel von kleiner als 90° bildet, beziehungsweise ein prompter Elektronkandidat mit positiver Ladung, welcher mit der Sphärisitätsachse einen Winkel von größer als 90° bildet, bewirkt ein positives Vorzeichen für den cosinus des Polarwinkels. Hat der prompte Elektronkandidat dagegen eine positive Ladung und bildet mit der Sphärisitätsachse einen Winkel von kleiner als 90° , beziehungsweise hat der prompte Elektronkandidat eine negative Ladung und bildet mit der Sphärisitätsachse einen Winkel von größer als 90° , so ergibt sich für den cosinus des Polarwinkels ein negatives Vorzeichen.

$$\cos \theta = - \frac{q_c \cdot \cos \vartheta}{|q_c \cdot \cos \vartheta|} \cdot |\cos \theta_*| \quad (5.17)$$

q_c = Ladung des prompten Elektronkandidaten

ϑ = Winkel zwischen dem prompten Elektronkandidaten und der Sphärisitätsachse

θ_* = Polarwinkel zwischen Sphärisitätsachse und einlaufendem Elektron

Aufgrund dieser Definition wird die Winkelverteilung und damit auch das Vorzeichen der Asymmetrie für Ereignisse aus dem Prozess $b \rightarrow e$ korrekt wiedergegeben. Für Ereignisse aus dem Prozess $c \rightarrow e$ ergibt sich dagegen das falsche Vorzeichen für die Asymmetrie. Für die Kaskadenprozesse ergibt sich eine Komplikation aus den beiden in Abbildung 5.6 aufgeführten Zerfallsmöglichkeiten. Je nach Zerfall ergibt sich für die Asymmetrie das richtige oder das falsche Vorzeichen. Da beide Kaskadenprozesse zu sehr ähnlichen p_i -Verteilungen führen [HEL 87], wird für beide Prozesse die gleiche Wahrscheinlichkeitsdichte $\rho(M_i, p_i)$ verwendet. Die relative Häufigkeit für den Prozess $b \rightarrow c \rightarrow e$ ergibt sich aus dem in Abschnitt 5.2 angegebenen Verzweungsverhältnis zu $f_{kaa}^+ = 0.87$ und die relative Häufigkeit für den Prozess $b \rightarrow c \rightarrow e^-$ zu $f_{kaa}^- = 0.13$. Da bei den Prozessen $b \rightarrow x$, $c \rightarrow x$ und $uds \rightarrow x$ die Ladung des prompten Elektronkandidaten nicht mit der Ladung des ursprünglich erzeugten Quarks korreliert ist, ergibt sich für diese Prozesse eine symmetrische Winkelverteilung.

Aus dem differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt sich die zu maximierende Maximum-Likelihood Schätzfunktion L mit der b-Quark Asymmetrie als freien Parameter.

$$\ln L = \sum_{i=1}^N \ln \left(\frac{1}{N} \frac{d^3 N}{dM_i dp_i d(\cos \theta)} \right) \quad (5.18)$$

N = Anzahl der betrachteten Ereignisse

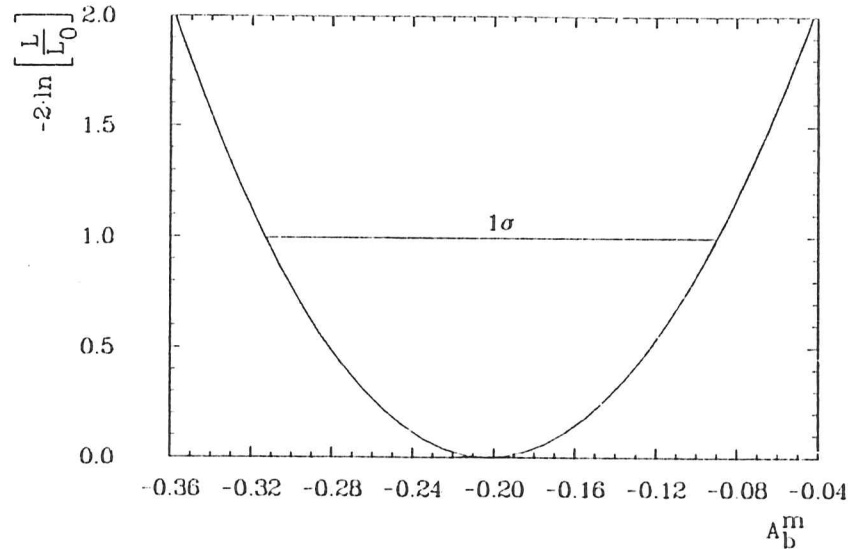


Abbildung 5.18: Die Maximum-Likelihood-Schätzfunktion für die Bestimmung der b-Quark Asymmetrie. Aufgetragen ist der negative Logarithmus des Verhältnisses der Schätzfunktion L zum Maximalwert der Schätzfunktion L_0 . Die negative Schätzfunktion ist aufgetragen, weil das Programm MINUIT nach Minima einer gegebenen Funktion sucht, und die Multiplikation mit dem Faktor zwei erlaubt die Definition eines χ^2 -äquivalenten Fehlers. Das Verhältnis der Schätzfunktionen, welches einer Standardabweichung entspricht, ist als horizontale Linie eingezeichnet.

Zur Maximierung der Schätzfunktion wurde das Programmpaket MINUIT [JAM 75] verwendet. Für die c-Quark Asymmetrie wurde der in Tabelle 5.4 angegebene Mittelwert eingesetzt. Dieser ergibt sich aus Messungen der verschiedenen Experimente am Speicherring PETRA bei einer Schwerpunktsenergie von etwa 35 GeV. Für die Asymmetrie der c-Quarks ergibt sich in niedrigster Ordnung des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung nach Gleichung 5.2 bei der in Tabelle 5.4 angegebenen mittleren Schwerpunktsenergie von 35.2 GeV ein Wert von:

$$A_c^0 = -0.136 \quad (5.19)$$

Dieser Wert ist innerhalb der Fehler gut mit dem eingesetzten Wert für die Asymmetrie der c-Quarks verträglich. Die in Tabelle 5.4 aufgeführten Ergebnisse wurden einer Zusammenstellung von F.Ould-Saada [OUL 88] entnommen. Damit ergibt sich für die Asymmetrie der b-Quarks ein Wert von:

$$A_b^m = -0.20 \pm 0.11 \pm 0.04 \quad (5.20)$$

Durch den hochgestellten Index wird hervorgehoben, daß es sich hier bei um einen Meßwert handelt. Der erste Fehler ergibt sich aus der Maximum-Likelihood Schätzfunktion (Abbildung 5.18) unter der Annahme eines parabolförmigen Funktionsverlaufs in der Nähe des Maximums. Bei vollständiger Separation der betrachteten Prozesse würde sich der Fehler der Asymmetrie aus der aufgeführten

Abschätzung [MAR 84A] ergeben.

$$\sigma_A^2 = \frac{1}{N} \cdot \left(\frac{7}{8} - \frac{1}{3} \cdot A^2 \right) \quad (5.21)$$

$$\begin{aligned} \sigma_A &= \text{Fehler der Asymmetrie} \\ N &= \text{Anzahl der Ereignisse} \\ A &= \text{Asymmetrie} \end{aligned}$$

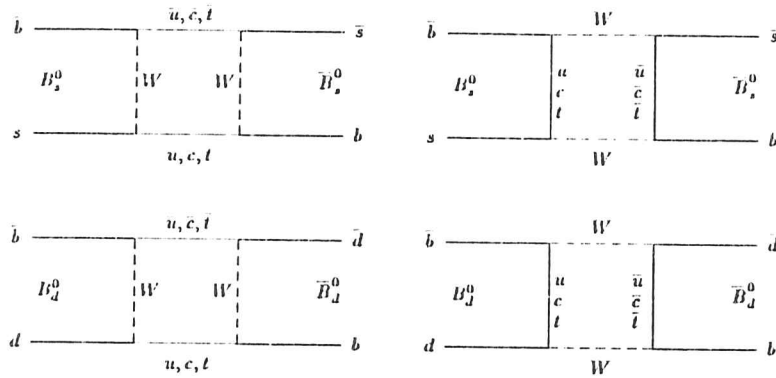
Mit den in der Tabelle 5.3 angegebenen Ereignisanzahlen der Prozesse $b \rightarrow c$ und $b \rightarrow c \rightarrow e$ ergibt sich für die gemessene Asymmetrie ein Fehler von $\sigma_A = 0.058$. Durch die unvollständige Separation wird der Fehler also etwa verdoppelt. Der zweite Fehler in Gleichung 5.20 ist systematischer Natur. Die betrachteten Quellen für systematische Fehler sind nachfolgend aufgeführt.

- Der funktionale Verlauf der verwendeten zweidimensionalen Wahrscheinlichkeitsdichten hängt vom verwendeten Fragmentationsmodell und vom Glättungsalgorithmus ab. Bei der Verwendung anderer phänomenologischer Funktionen zur Glättung veränderte sich der Wert Asymmetrie um weniger als 1 %. Die Verwendung von LUND zusammen mit QCDF-Simulationsereignissen veränderte eine Abschätzung der Auswirkung der Fragmentationsmodelle. Der systematische Fehler, der sich aus den Unsicherheiten der Wahrscheinlichkeitsdichten ergibt, wurde daher auf 2 % festgesetzt.
- Die ermittelte Asymmetrie hängt von den verwendeten relativen Häufigkeiten ab. Die Änderung dieser Häufigkeiten in ihren Fehlergrenzen (Tabelle 5.3) verändert den Wert der beobachteten Asymmetrie um weniger als 2 %. Diese Unsicherheit ergibt sich dabei im wesentlichen aus den Prozessen mit prompten Elektronen.
- Um die Auswirkung der Unsicherheiten im Verzweigungsverhältnis der Kaskadenprozesse abzuschätzen, wurden für die relativen Häufigkeiten Werte von $f_{ka_2}^l = 1.0$ und $f_{ka_2} = 0.0$ eingesetzt. Dabei änderte sich der Wert der Asymmetrie um weniger als 0.5 %.
- Der Algorithmus zur Bestimmung des Polarwinkels kann insbesondere für Polarwinkel von etwa 90° zu einer falschen Bestimmung des Vorzeichens führen. Dieser Einfluß wurde mit LUND-Simulationsdaten untersucht. In Ereignissen mit identifizierten prompten Elektronen, welche in der Akzeptanz des Schalenkalorimeters liegen, wurde die Asymmetrie, wie in Abschnitt 5.1 beschrieben, mit dem berechneten Polarwinkel ermittelt und mit der Asymmetrie verglichen, die sich bei Verwendung des wahren Polarwinkels ergab. Der Wert der Asymmetrie veränderte sich dabei um weniger als 1 %.
- Die beobachtete Asymmetrie des b-Quarks hängt vom eingesetzten Wert für die Asymmetrie des c-Quarks ab. Um die Auswirkung auf das Ergebnis zu untersuchen, wurde dieser Wert in den Fehlergrenzen (Tabelle 5.4) variiert. Dabei veränderte sich der Wert der Asymmetrie des b-Quarks um weniger als 2 %.

Durch quadratische Addition der angegebenen Unsicherheiten ergibt sich ein systematischer Fehler von etwa 4%.

5.5.1 Die $D^0\bar{B}^0$ -Mischung und die Bestimmung der Axialvektorkopplungskonstante

Die beobachtete Asymmetrie ist aufgrund der Oszillationen zwischen Teilchen und Antiteilchen im $B^0\bar{B}^0$ -System (Abbildung 5.19) gegenüber der Asymmetrie der ursprünglich erzeugten b-Quarks vermindert. Dies $D^0\bar{B}^0$ -Mixing wurde experimentell nachgewiesen [ARG 87, JAW 88, UA1 87]. Um abzuschätzen, wie groß die Korrektur der gemessenen Asymmetrie aufgrund dieses Effektes ist, wurden

Abbildung 5.19: Boz-Diagramme zur $B^0\bar{B}^0$ -Mischung

ähnliche Annahmen wie von S.L.Wu gemacht [WU 87]. Die Erzeugung von Baryonen mit b-Quark Anteil wird vernachlässigt, und es wird vorausgesetzt, daß im Fragmentationsprozess nur Quark-Antiquark-Paare der leichten Quarks u, d und s im Verhältnis 1:1:0.4 [TAS 84B] erzeugt werden. Es handelt sich dann bei den zu betrachtenden B-Hadronen um die Mesonen B^+ ($\bar{b}u$), B^- ($b\bar{u}$), B_d^0 ($\bar{b}d$), \bar{B}_d^0 ($b\bar{d}$), B_s^0 ($\bar{b}s$) und \bar{B}_s^0 ($b\bar{s}$), deren Quark-Zusammensetzung in Klammern angegeben ist. Unter der Voraussetzung, daß die B-Mesonen mit u, d und s Anteil in der Fragmentation im gleichen Verhältnis erzeugt werden wie die Quark-Antiquark-Paare, ergeben sich die relativen Häufigkeiten der B-Mesonen aus dem oben angeführten Verhältnis zu $f_u = f_d = 0.42$ und $f_s = 0.16$.

Die Oszillationen von B-Mesonen werden durch Mischungsparameter χ_u , χ_d und χ_s beschrieben. Diese sind als die Verhältnisse der Zerfallsbreiten $\Gamma(B \rightarrow \bar{B} \rightarrow \bar{X})$ der Zerfälle von B-Mesonen mit vorangegangenen Übergängen in ihre Antiteilchen zur gesamten Zerfallsbreite $\Gamma(B \rightarrow X \text{ oder } \bar{X})$ definiert.

$$\chi_u = \frac{\Gamma(B^+ \rightarrow B^- \rightarrow \bar{X})}{\Gamma(B^+ \rightarrow X \text{ oder } \bar{X})} \quad (5.22)$$

$$\chi_d = \frac{\Gamma(B_d^0 \rightarrow \bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{X})}{\Gamma(B_d^0 \rightarrow X \text{ oder } \bar{X})} \quad (5.23)$$

$$\chi_s = \frac{\Gamma(B_s^0 \rightarrow \bar{B}_s^0 \rightarrow \bar{X})}{\Gamma(B_s^0 \rightarrow X \text{ oder } \bar{X})} \quad (5.24)$$

Für den Mischungsparameter χ_u ergibt sich aufgrund der Ladungserhaltung ein Wert von $\chi_u = 0$. Der Mischungsparameter χ_d ergibt sich aus Messungen der ARGUS- und der CLEO-Kollaborationen [ARG 87, JAW 88] zu $\chi_d = 0.164 \pm 0.039$. Theoretische Abschätzungen [ALI 84] für den Mischungsparameter χ_s ergeben in Übereinstimmung mit Messungen der UA1-Kollaboration [UA1 87] einen Wert zwischen 0.28 und 0.46. Nimmt man für diesen Mischungsparameter einen Wert von 0.37 ± 0.09 an,

Experiment	Methode	\sqrt{s} [GeV]	A_b
TPC	e	29.0	-0.34 \pm 0.33
TPC	μ	29.0	-0.15 \pm 0.20
JADE	μ	34.6	-0.228 \pm 0.065
MARK J	μ	37.0	-0.21 \pm 0.19
PLUTO	μ	34.8	-0.36 \pm 0.25
TASSO	μ	34.5	-0.375 \pm 0.275
TASSO	e	34.8	-0.20 \pm 0.12

Tabelle 5.5: Vergleich der gemessenen b-Quark Asymmetrien

so ergibt sich für den mittleren Mischungsparameter χ der angegebene Wert.

$$\chi = f_u \cdot \chi_u + f_d \cdot \chi_d + f_s \cdot \chi_s = 0.128 \pm 0.022 \quad (5.25)$$

Aus diesem mittleren Mischungsparameter ergibt sich der Korrekturfaktor für die gemessene b-Quark Asymmetrie [WU 87].

$$\frac{A_b}{A_b^{\text{m}}} = \frac{1}{1 - 2 \cdot \chi} = 1.34 \pm 0.06 \quad (5.26)$$

Mit diesem Korrekturfaktor ergibt sich für die Asymmetrie der b-Quarks der nachfolgend angegebene Wert, wobei sich der Fehler aus dem Fehlerfortpflanzungsgesetz ergibt. Der Fehler der Asymmetrie ergibt sich dabei durch quadratische Addition des statistischen und des systematischen Fehlers aus Gleichung 5.20.

$$A_b = -0.27 \pm 0.16 \quad (5.27)$$

Die Axialvektorkopplungskonstante a_b errechnet sich aus Gleichung 5.2 unter Berücksichtigung der Korrekturen höherer Ordnung nach Gleichung 5.6 durch Anpassung an die b-Quark Asymmetrie in Gleichung 5.27. Damit ergibt sich der für die Axialvektorkopplungskonstante des b-Quarks ein Wert von:

$$a_b = -1.25 \pm 0.73 \quad (5.28)$$

5.5.2 Vergleich mit anderen Experimenten

Die Asymmetrie der b-Quarks ist von vielen Experimenten gemessen worden. Alle Experimente wurden an den e^+e^- -Speicherringen PEP und PETRA durchgeführt und verwenden prompte Leptonen zur Bestimmung des Polarwinkels. Beim Vergleich dieser Ergebnisse mit dem Ergebnis dieser Arbeit ist aber zu beachten, daß das bei allen bisher veröffentlichten Ergebnissen der Einfluß der $B_u\bar{B}_u$ -Mischung nicht berücksichtigt wurde.

In Tabelle 5.5 sind die bisher veröffentlichten Ergebnisse für die Asymmetrie der b-Quarks zusammen mit dem unkorrigierten Ergebnis dieser Arbeit aus Gleichung 5.20 aufgeführt. Diese Ergebnisse wurden einer Zusammenstellung von F.Ould-Saada entnommen [OUL 88]. Wie der Tabelle zu entnehmen, ist das Ergebnis dieser Arbeit in guter Übereinstimmung mit den anderen Messungen. Zu beachten ist insbesondere die Übereinstimmung mit der derzeitigen genauesten Messung der JADE-Kollaboration.

Für den Mittelwert der gemessenen b-Quark Asymmetrie aus den Messungen bei Schwerpunktsenergien zwischen 34.4 GeV und 37 GeV ergibt sich ein Wert von:

$$A_b^{\text{m}} = -0.236 \pm 0.052 \quad \text{bei } \sqrt{s} = 35.1 \text{ GeV} \quad (5.29)$$

Daraus ergibt sich mit dem Korrekturfaktor aus Gleichung 5.26 für die auf den Effekt der $B_0\bar{B}_0$ -Mischung korrigierte b -Quark Asymmetrie der folgende Wert:

$$\bar{A}_b = -0.316 \pm 0.072 \quad (5.30)$$

Anhang A

Lebenslauf

13. April 1960		geboren als Sohn des Arbeiters Werner Rehders und der Hausfrau Käthe Rehders, geborene Lohmann
Dezember 66 -	Juli 69	Besuch der Grundschule in Wilstedt (jetzt Gemeinde Tangstedt)
August 69 -	Juli 70	Besuch der Grundschule in Tangstedt
August 70 -	Juli 71	Besuch der Hauptschule am Falkenberg in Norderstedt
August 71 -	Juli 77	Besuch der Realschule im Schulzentrum Süd in Norderstedt
	Juli 1977	Mittlere Reife
August 77 -	Juni 80	Besuch des technischen Zweiges des Fachgymnasiums in Norderstedt
	Juni 1980	Allgemeine Hochschulreife
Oktober 80 -	Juli 87	Studium der Physik mit dem Nebenfach Informatik an der Universität Hamburg
	Mai 1983	Vordiplom
Januar 86 -	Mai 87	Diplomarbeit am H. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg
	Juli 1987	Diplom in Physik
August 1987 -	September 87	Anstellung als Softwareentwickler in einer Unternehmensberatung
Oktober 87 -	heute	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am H. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg

Anhang B

Die TASSO-Kollaboration

W.Braunschweig, R.Gerhards, F.J.Kirschfink, H.U.Martyn

I. Physikalisches Institut der RWTH Aachen, Bundesrepublik Deutschland

H.M.Fischer, H.Hartmann, J.Hartmann, E.Hilger, A.Joks, R.Wedemeyer
Physikalisches Institut der Universität Bonn, Bundesrepublik Deutschland

B.Foster, A.J.Martin

H.H.Wills Physics Laboratory, University of Bristol, Großbritannien

E.Bernardi, J.Chwastowski, K.Gather, K.Genser, H.Kowalski, B.Löhr, D.Lüke

D.Notz, J.M.Pawlak, K.-U.Pösnecker, E.Ros, R.Walczak, G.Wolf

Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg, Bundesrepublik Deutschland

H.Kolanoski

Institut für Physik, Universität Dortmund, Bundesrepublik Deutschland

J.Krüger, E.Lohrmann, G.Poelz, W.Zeumer

II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, Bundesrepublik Deutschland

J.Hassard, J.Shulman, D.Su, I.R.Tomalin

Department of Physics, Imperial College London, Großbritannien

F.Barreiro, A.Leites, J. del Peso, M.Traseira

Universidad Autonoma de Madrid, Spanien

C.Balkwill, M.G.Bowler, P.N.Burrows, R.J.Cashmore, G.P.Heath, P.N.Ratoff

I.M.Silvester, M.E.Veitch

Department of Nuclear Physics, Oxford University, Großbritannien

J.C.Hart, D.H.Saxon

Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Didcot, Großbritannien

S.Brandt, M.Holder

Fachbereich Physik der Universität-Gesamthochschule Siegen, Bundesrepublik Deutschland

Y.Eisenberg, U.Karshon, G.Mikenberg, A.Montag, D.Revel, E.Ronat, A.N.Wainer, G.Yekutieli
Weizmann Institute, Rehovot, Israel

D.Müller, S.Ritz, M.Takahima, Sau Lan Wu, G.Zobernig

Department of Physics, University of Wisconsin, Madison, USA

Literaturverzeichnis

- [ALI 80] A.Ali et al.
A Monte Carlo Program for e^+e^- Annihilation
DESY interner Bericht, T80-01(1980)
- [ALI 84] A.Ali, C.Jarlskog
Signatures of $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ Mixings in $p\bar{p}$ and e^+e^- Collisions
Phys.Lett. 144B(1984)266
- [AMA 87] U.Amaldi et al.
Comprehensive analysis of data pertaining to the weak neutral current and the intermediate vector boson masses
Phys.Rev. D36(1987)1385
- [ARG 87] ARGUS-Kollaboration, H.Albrecht et al.
Observation of $B^0 - \bar{B}^0$ Mixing
Phys.Lett. 162E(1987)215
- [BEH 81] F.A.Behrens, R.Kleiss
Initial State Radiation for e^+e^- Annihilation
Nucl.Phys. B178(1981)141
- [BIN 84] D.Binnie et al.
The TASSO-Vertex Detector
DESY interner Bericht, 84-060(1980)
- [BJO 70] D.J.Bjorken, S.J.Brodsky
Statistical Model for Electron-Positron Annihilation into Hadrons
Phys.Rev. D1(1970)1416
- [BLO 79] V.Blobel
Bank Organisation System
DESY interner Bericht, F14-79/02(1979)
- [BOE 81] H.Börner
Die zylindrische Driftkammer des TASSO-Experimentes am Speicherring PETRA
Dissertation, Universität Bonn, 1980
- [BOE 84] M.Böhm, W.Hollik
Elektroweak Radiative Corrections to the $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ Asymmetry
Phys.Lett. 139B(1984)213
- [BRA 81] S.Brandt
Datenanalyse
Bibliographisches Institut, 1981

- [FIE 78] R.D.Field u. R.P.Feynman
A Parametrization of the Properties of Quark Jets
Nucl.Phys. **B136**(1978)1
- [FIE 84] R.D.Field
Baryon Production in e^+e^- Annihilations
Phys.Lett. **B134**(1984)203
- [FOR 78] R.L.Ford, W.R.Nelson
Computer Programs for the Monte Carlo Simulation of electromagnetic Cascade Showers
SLAC-210(1978)
- [FRI 86] H.Fritzsch
Flavour Mixing and the internal Structure of the Quark Mass Matrix
Phys.Lett. **B166**(1986)423
- [GEL 72] M.Gell-Mann
Quarks
Acta Phys. Austriaca Suppl. **9**(1972)733
- [GEN 89] K.Genser
Jet Properties in e^+e^- -Annihilation at the Center of Mass Energies between 14 and 44 GeV
Ph.D.-Thesis, University of Warsaw, 1989
- [GLA 61] S.L.Glashow
Partial-Symmetries of Weak Interactions
Nucl.Phys. **22**(1961)579
- [GLA 70] S.L.Glashow, J.Iliopoulos, L.Maiani
Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry
Phys.Rev. **D2**(1970)1285
- [GRA 75] G.Grant
A Monte Carlo Calculation of High Energy hadronic Cascade in Matter
Nucl.Inst.Meth. **131**(1975)167
- [GRE 85] T.J.Greenshaw
A Measurement of the c and b Quark Asymmetries in Elektron Positron Annihilation
Ph.D.-Thesis, Victoria University, Manchester 1985
- [GRO 73] D.J.Gross, F.Wilczek
Asymptotically Free Gauge Theories
Phys.Rev. **D8**(1973)3633
- [HEL 87] K.H.Hellenbrand
Nachweis von Elektronen aus semileptonischen Zerfällen von charm- und bottom-Quarks, produziert durch e^+e^- -Vernichtung bei Schwerpunktsenergien von 35 GeV
Dissertation, Universität Heidelberg, 1987
- [HEY 81] D.Heyland
Messung der elastischen Streuung und der inklusiven Photonenerzeugung mit dem Flüssig-Argon-Kalorimeter in hochenergetischen e^+e^- -Stößen
Dissertation, Universität Hamburg, August 1981
DESY interner Bericht, F1-81-01(1981)

- [HIL 81] W.Hillen
Photon-Photon-Reaktionen im TASSO-Detektor
Dissertation, Universität Bonn, 1981
- [HOY 79] P.Hoyer et al.
Quantum Chromodynamics and Jets in e^+e^-
Nucl.Phys. **B161**(1979)319
- [JAD 80] JADE-Kollaboration, W.Bartel et al.
Observation of Planar Three-Jet Events in e^+e^- Annihilation and Evidence for Gluon Bremsstrahlung
Phys.Lett. **91B**(1980)142
- [JAD 84] JADE-Kollaboration, W.Bartel et al.
A Measurement of the Electroweak induced charge Asymmetry in $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$
Phys.Lett. **146B**(1984)437
- [JAM 75] F.James, M.Roos
A System for Function Minimization and Analysis of the Parameter Errors and Correlations
Computer Physics Communications **10**(1975)343
- [JAW 88] A.Jawahery
 $B^0 \bar{B}^0$ Mixing and rare Decays of B Mesons
Vortrag gehalten auf der 24 International Conference on High Energy Physics, München, 4.8 - 10.8 1988
DESY interner Bericht, 87-164(1987)
- [JER 81] J.Jersák, E.Laermann, P.M.Zerwas
QCD Corrected Forward-Backward Asymmetry of Quark Jets in e^+e^- Annihilation
Phys.Lett. **B98**(1981)363
- [KRA 85] H.L.Krasemann
Teilchenverhältnisse und Protonenkorrelationen in Positron-Elektron-Annihilationsereignissen
Dissertation, Universität Hamburg, 1985
DESY interner Bericht, F35-85-02(1985)
- [KRE 85] E.Kreyszig
Statistische Methoden und ihre Anwendungen
Vandenhoeck & Ruprecht, 1985
- [LEV 82] J.P.Levicelle
B-Mesons: Decays and Lifetimes
Proceedings of the 2nd Moriond Workshop
- [LOH 81] E.Lohrmann
Hochenergiephysik
Teubner(1981)
- [MAR 79] MARK J-Kollaboration, D.P.Barber et al.
Discovery of Three-Jet Events and a Test of Quantum Chromodynamics at Petra
Phys.Rev.Lett. **43**(1979)830

- [MAR 84A] R.Marshall
The Statistics of Electroweak induced Asymmetry Measurements
RAL-84-003(1981)
- [MAR 84B] R.Marshall
The Separation of Quark Flavours in e^+e^- Annihilation and its Applications
Z.Phys. **C26**(1984)291
- [MAR 87] R.Marshall
The Strong and Electroweak Properties of Quarks
RAL
- [OUL 88] F.Ould-Saada
Recent Results from Petra
DESY interner Bericht, 88-177(1985)
- [PAR 88] Particle Data Group
Particle Properties Data Booklet
CERN, April 1988
- [PAW 88] J.M.Pawlak
Analysis of B-Jets in Electron-Positron Annihilation at 35 GeV CM Energy
Ph.D.-Thesis, University of Warsaw, 1988
- [PER 82] D.H.Perkins
Introduction to High Energy Physics
Addison-Wesley Publishing Company, 1982
- [PET 83] C.Peterson et. al.
Scaling violations in inclusive e^+e^- annihilation spectra
Phys.Rev. **D27**(1983)105
- [PLU 79] PLUTO-Kollaboration, C.Berger et al.
Evidence for Gluon Bremsstrahlung in e^+e^- Annihilation at high Energies
Phys.Lett. **86B**(1979)418
- [PYR 82] J.Pyrlik
Messung der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ mit dem Flüssig-Argon-Kalorimeter im Experiment TASSO
Dissertation, Universität Hamburg, Dezember 1982
DESY interner Bericht, F1-82-02(1982)
- [REH 87] P.Rehders
Der inklusive Wirkungsquerschnitt neutraler Pionen in e^+e^- -Annihilationsereignissen bei einer Schwerpunktsenergie von 43.7 GeV
Diplomarbeit, Universität Hamburg, September 1987
DESY interner Bericht, F35-87-02(1986)
- [SAL 64] A.Salam, J.C.Ward
Electromagnetic and Weak Interactions
Phys.Lett. **13**(1964)168
- [SJO 82] T.Sjöstrand
The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation
Computer Physics Communications **27**(1982)243

- [SJO 83] T.Sjöstrand
The Lund Monte Carlo e^+e^- Jet Physics
Computer Physics Communications **28**(1983)229
- [SJO 86] T.Sjöstrand
The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e^+e^- Physics Jetset Version 6.2
Computer Physics Communications **30**(1986)347
- [SJO 87] T.Sjöstrand
The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e^+e^- Physics Jetset Version 6.3
Computer Physics Communications **43**(1987)367
- [TAS 79] TASSO-Kollaboration, R.Brandelik et al.
Evidence for Planar Events in e^+e^- Annihilation at high Energies
Phys.Lett. **86B**(1979)243
- [TAS 82A] TASSO-Kollaboration, R.Brandelik et al.
Inclusive ρ^0 Production in e^+e^- Annihilation at high Energy
Phys.Lett. **117B**(1982)135
- [TAS 82B] TASSO-Kollaboration, R.Brandelik et al.
 π^0 Production by e^+e^- Annihilation at 14 and 34 GeV c.m. Energy
Phys.Lett. **108B**(1982)71
- [TAS 83] TASSO-Kollaboration, M.Althoff et al.
 D^{+} Production by e^+e^- Annihilation near 34.4 GeV CM Energy*
Phys.Lett. **126B**(1983)493
- [TAS 84A] TASSO-Kollaboration, M.Althoff et al.
Jet Production and Fragmentation in e^+e^- Annihilation at 12 - 43 GeV
Z.Phys. **C22**(1984)307
- [TAS 84B] TASSO-Kollaboration, M.Althoff et al.
Determination of α_s in first and second Order QCD from e^+e^- Annihilation into Hadrons
Z.Phys. **C20**(1984)157
- [TAS 86A] TASSO-Kollaboration, M.Althoff et al.
A Measurement of the D^0 Lifetime
Z.Phys. **C32**(1986)343
- [TAS 86B] TASSO-Kollaboration, W.Braunschweig et al.
Inclusive π^0 Production by e^+e^- Annihilation at 34.6 GeV Center of Mass
Z.Phys. **C33**(1986)13
- [TAS 87] TASSO-Kollaboration, W.Braunschweig et al.
A Measurement of the D_s Lifetime
Z.Phys. **C35**(1987)317
- [TAS 88A] TASSO-Kollaboration, W.Braunschweig et al.
A Study of Dhadra Scattering at PETRA Energies
Z.Phys. **C37**(1988)171
- [TAS 88B] TASSO-Kollaboration, W.Braunschweig et al.
A Measurement of Muon Pair Production in e^+e^- Annihilation at Centre of Mass Energies $35.0 < \sqrt{s} < 46.8$ GeV
Z.Phys. **C40**(1988)163

- [TAS 88C] TASSO-Kollaboration, W.Braunschweig et al.
A Study of Jets from b Quarks produced in e^+e^- Annihilation at $\sqrt{s} = 35 - 46$ GeV
DESY interner Bericht, 88-112(1988)
- [TAS 88D] TASSO-Kollaboration, W.Braunschweig et al.
Measurement of the Average Lifetime of B Hadrons
DESY interner Bericht, 88-159(1989)
- [TAS 89A] TASSO-Kollaboration, W.Braunschweig et al.
A Measurement of Elektroweak Effects in the Reaction $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ at 35.0 and 42.4 GeV
DESY interner Bericht, 89-035(1989)
- [TAS 89B] TASSO-Kollaboration, W.Braunschweig et al.
Production and decay of charmed mesons in e^+e^- annihilation at $\sqrt{s} > 28$ GeV
DESY interner Bericht, 89-053(1989)
- [THO 71] G.'tHooft
Renormalizable Lagrangians for Massive Yang-Mills-Fields
Nucl.Phys. bf B35(1971)167
- [TYS 86] G.Tysarczyk
Inklusive Erzeugung von π^0 -Mesonen in der e^+e^- -Vernichtung für Schwerpunktsenergien von 34.6 und 43.8 GeV
Diplomarbeit, Universität Hamburg, August 1986
DESY interner Bericht, F1-86-01(1986)
- [UA1 83A] UA1-Kollaboration, G.Arnison et al.
Experimentel Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV
Phys.Lett. 122B(1983)103
- [UA1 83B] UA1-Kollaboration, G.Arnison et al.
Experimentel Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around $95\text{GeV}/c^2$ at the CERN SPS Collider
Phys.Lett. 126B(1983)398
- [UA1 86] UA1-Kollaboration, G.Arnison et al.
Recent Results on the intermediate vector boson Properties at the CERN Super Proton Synchrotron Collider
Phys.Lett. 166B(1986)484
- [UA1 87] UA1-Kollaboration, C.Albajar et al.
Search for $B^0 - \bar{B}^0$ oscillations at the CERN Proton-Antiproton Collider
Phys.Lett. 186B(1987)247
- [UA2 83A] UA2-Kollaboration, M.Banner et al.
Observation of Single Isolated Electrons of High Transverse Momentum in Events with Missing Transverse Energy at the CERN pp Collider
Phys.Lett. 122B(1983)476
- [UA2 83B] UA2-Kollaboration, P.Bagnaia et al.
Evidence for $Z_0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN pp Collider
Phys.Lett. 120B(1983)130

- [UA2 87] UA2-Kollaboration, R.Ansari et al.
Measurement of the Standard Model Parameters from a Study of W and Z Bosons
Phys.Lett. 186B(1987)440
- [WEI 67] S.Weinberg
A Model of Leptons
Phys.Rev.Lett. 19(1967)1264
- [WEI 73A] S.Weinberg
Current Algebra and Gauge Theories. Non-Abelian Gluons
Phys.Rev. D8(1973)4482
- [WEI 73B] S.Weinberg
Non-Abelian Gauge Theories of the Strong Interactions
Phys.Rev.Lett. 31(1973)191
- [WIC 84] E.J.Wicklind
Inclusive Electron Production from Heavy Quarks with the TASSO Lead Liquid Argon Calorimeters in e^+e^- Annihilation at Petra
Ph.D.-Thesis, University of Wisconsin, Madison 1984
- [WIN 86] C.Winand
Teilchenverhältnisse für geladene Pionen, Kaonen und Protonen in e^+e^- -Annihilationsereignissen bei einer Schwerpunktsenergie von 44 GeV
Diplomarbeit, Universität Hamburg, September 1986
DESY interner Bericht, F35-86-01(1986)
- [WOL 80] G.Wolf
Jets in e^+e^- Annihilation at High Energies
DESY interner Bericht, 80-85(1980)
- [WU 87] Sau Lan Wu
 e^+e^- Interactions at High Energies
Vortrag gehalten auf dem 1987 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg, 27.7 - 3.8 1987
DESY interner Bericht, 87-164(1987)
- [YOU 80] C.Youngman
Heavy Lepton Production in e^+e^- Annihilation
Ph.D.-Thesis, Imperial College, London, 1980

Danksagung

An Experimenten in der Hochenergiephysik sind aufgrund der Komplexität eine Vielzahl von Personen beteiligt. Ich möchte daher allen Mitgliedern der TASSO-Kollaboration sowie den Forschungsgruppen F35 und F1 an dieser Stelle für das angenehme Arbeitsklima und die stetige Hilfsbereitschaft danken. Hervorheben möchte ich dabei aber:

- Herrn Prof. Dr. Erich Lohmann für die Themenstellung, die Durchsicht des Manuskriptes und für sein Interesse an der schnellen Bewältigung des Themas. Darüberhinaus möchte ich ihm besonders für seinen persönlichen Einsatz in der Anfangsphase danken. Ohne dieses Engagement wäre es für mich unmöglich gewesen, diese Arbeit erfolgreich zu beenden.
- In diesem Zusammenhang möchte ich auch Herrn Sven Thomas Bonath, Herrn Prof. Dr. Friedrich Wilhelm Büßer, Herrn Immo Gallasch und Herrn Detlef Gottschalk danken.
- Frau Katrin Martens, die sich die Zeit zur orthographischen Durchsicht des Manuskriptes nahm.

Abschließend möchte ich Herrn Dr. Edgar Bernardi, Frau Dr. Evelin Tscheslog und Herrn Dr. Wolfram Zeuner erwähnen, mit denen ich zeitweilig ein Büro geteilt habe. Erwähnen möchte ich auch alle anderen "Botaniker": Herrn Dr. Peter Erhard, Herrn Dr. Karl Gathcr, Herrn Dr. Kai-Uwe Pösnecker und Herrn Dr. Rudolf Salomon. Sie alle hatten einen großen Einfluß auf das angenehme Arbeitsklima, und waren darüberhinaus, obwohl mit ZEUS beschäftigt, immer bereit, alte TASSO Probleme zu diskutieren.

