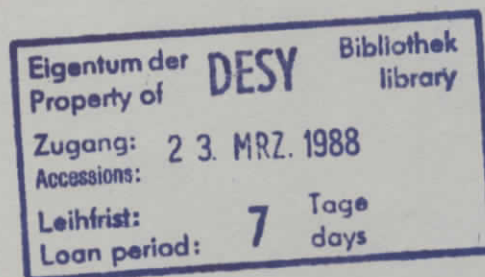


Interner Bericht
DESY F35D-88-01
Februar 1988

NACHWEIS VON QUARKBREMSSTRAHLUNG IN ELEKTRON-POSITRON
ANNIHILATIONEN

by

W. Zeuner



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"**

Nachweis von Quarkbremsstrahlung in Elektron-Positron Annihilationen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Wolfram Zeuner
aus Saarbrücken

Hamburg

1988

Gutachter der Dissertation : Prof. Dr. E. Lohrmann
Prof. Dr. P. Söding
Gutachter der Disputation : Prof. Dr. E. Lohrmann
Prof. Dr. V. Blobel
Datum der Disputation : 5. Februar 1988

Sprecher des
Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des
Promotionsausschusses : Prof. Dr. P. E. Toschek

Inhaltsverzeichnis

Abstract	6
Zusammenfassung	7
1 Einleitung	8
2 Das Experiment	10
2.1 Der Speicherring PETRA	10
2.2 Der TASSO Detektor	10
2.2.1 Überblick	10
2.2.2 Der Innendetektor	13
2.2.3 Das Flüssig-Argon Schalenkalorimeter	14
2.3 Die Datennahme	16
2.3.1 Der Trigger	16
2.3.2 Die Spurrekonstruktion	16
2.3.3 Die Datenreduktion	17
2.3.4 Die Schauerrekonstruktion im Kalorimeter	17
3 Die Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$	19
3.1 Übersicht	19
3.2 Berechnung des Wirkungsquerschnitts	22
3.3 QCD Korrekturen	26
3.4 Ladungsasymmetrie	28
3.5 Modelle mit ganzzahligen Quarkladungen	29
4 Bestimmung der Ladungsasymmetrie in hadronischen Ereignissen mit harter Bremsstrahlung	32
4.1 Ereignisauswahl	32
4.2 Definition eines Photons	33
4.3 Ereignissimulation	34
4.4 Bestimmung der Jetachsen	35
4.5 Jetladungen	39
4.6 Die Güte der Ladungsbestimmung	43
4.7 Untersuchung des Untergrundes	46
4.8 Bestimmung der Asymmetrie	52
4.8.1 Meßergebnis	52
4.8.2 Systematische Unsicherheiten	56
4.8.3 Vergleich mit anderen Experimenten	57
4.8.4 Vergleich mit Vorhersagen	57

5	Bestimmung der inklusiven elektroschwachen Ladungsasymmetrie	59
5.1	Vorhersage des Standardmodells	59
5.2	Meßergebnisse	62
6	Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$	66
	Literaturverzeichnis	70
	Danksagung	74
	Mitglieder der TASSO Kollaboration	75

Abbildungsverzeichnis

2.1	Der Speicherring PETRA	11
2.2	TASSO Detektor, Schnitt senkrecht zum Strahl	12
2.3	TASSO Detektor, Schnitt entlang des Strahles	13
2.4	Aufbau eines Submoduls des Flüssig-Argon Schalenkalorimeters	15
3.1	Quark Paarerzeugung in niedrigster Ordnung	20
3.2	Photon Abstrahlung vom Anfangs- und vom Endzustand	20
3.3	QED Vertexkorrekturen	20
3.4	Vakuum Polarisation	20
3.5	QED Boxdiagramme	21
3.6	Gemischte Boxdiagramme	21
3.7	Kinematik des Prozesses: $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$	22
3.8	Die Anteile der drei Summanden $\sigma^{q,e,\gamma}$ am Wirkungsquerschnitt [18]	25
3.9	Die Energiespektren der Bremsstrahlung; Vorhersage von MUSTRAAL	25
3.10	Born Term und QCD korrigierter Wirkungsquerschnitt [18]	27
3.11	Abhängigkeit der QCD Korrekturen vom Quark-Photon Winkel [18]	27
3.12	Ladungsasymmetrie als Funktion des Quark-Photon Winkels	29
3.13	u,d,s Quarks in der I_3 -Y Ebene für ganz- und drittelzahlige Quarkladungen	30
4.1	Veranschaulichung der Berechnung der Jetachsen im Laborsystem	37
4.2	Räumliche Winkeldifferenz zwischen der rekonstruierten und der wahren Quarkachse	38
4.3	Differenz des Polarwinkels $\Delta\Theta$ zwischen der rekonstruierten und der wahren Quarkachse	38
4.4	Produkt der Jetladungen	41
4.5	Differenz der Jetladungen	41
4.6	Produkt der Jetladungen nach Reduktion des Untergrundes	42
4.7	Differenz der Jetladungen nach Reduktion des Untergrundes	42
4.8	Wahrscheinlichkeit, den positiven Jet zu erkennen als Funktion des Wichtungsfaktors γ	44
4.9	Wahrscheinlichkeit, den positiven Jet zu erkennen als Funktion der Ladungsdifferenz der Jets	45
4.10	Wahrscheinlichkeit, den positiven Jet zu erkennen als Funktion seines Winkels zur Strahlachse	45
4.11	Vergleich der Streifendispersion einzelner Photonen und Cluster aus π^0 -Zerfällen [52]	47
4.12	Vergleich der Clusterspektren der Daten und MONSTER nach allen Schnitten	49
4.13	Die Clusterspektren der Daten und MONSTER in allen hadronischen Ereignissen	50
4.14	Die Impulsspektren der geladenen Teilchen in den Daten und MONSTER für alle hadronischen Ereignisse	51
4.15	Winkelverteilung der positiven Jets; Richtungen der Jets im $q\bar{q}$ -Schwerpunktsystem berechnet.	52
4.16	Winkelverteilung der positiven Jets; Richtungen der Jets im Laborsystem berechnet.	53
4.17	Winkelverteilungen der positiven Jets nach verschiedenen Schnitten; Richtungen der Jets im $q\bar{q}$ -Schwerpunktsystem berechnet.	54

4.18	Winkelverteilungen der positiven Jets nach verschiedenen Schnitten; Richtungen der Jets im Laborsystem berechnet.	55
5.1	Elektroschwache Asymmetrie als Funktion der Schwerpunktsenergie	61
5.2	Gemessene Winkelverteilung des positiven Jets hadronischer Ereignisse	63
5.3	Korrigierte Winkelverteilung des positiven Jets hadronischer Ereignisse	65
6.1	Vergleich der Clusterspektren von Daten und MONSTER	68
6.2	Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$ als Funktion der Photonenergie	69

Tabellenverzeichnis

4.1	Benutzte Ereignissimulationen	35
4.2	Vorhersage von MONSTER für die Winkeldifferenzen zwischen rekonstruierten und wahren Jetrichtungen	37
4.3	Vorhersage der Simulationsprogramme für die Wahrscheinlichkeit, den positiven Jet zu erkennen	44
4.4	Prozentsatz der die nacheinander gestellten Bedingungen erfüllenden Photonen und Ereignisse	48
4.5	Asymmetrie als Funktion der Polarwinkelgrenze der Jets Θ_J	56
5.1	Elektrische und schwache Ladungen der fundamentalen Fermionen des Standardmodells	60
5.2	Vorhersage des LUND4.3 Ereignisgenerators der wahren elektroschwachen Asymmetrie bei 34 GeV unter Berücksichtigung der Bremsstrahlung vom Anfangszustand	62
5.3	Vorhersage des LUND4.3 Ereignisgenerators der wahren elektroschwachen Asymmetrie und der Erkennungswahrscheinlichkeit des positiven Jets für akzeptierte hadronische Ereignisse bei 34 GeV.	64
6.1	Systematische Fehler des Wirkungsquerschnittes	67

Abstract

Hadronic events from e^+e^- -annihilations with a high energy isolated photon have been investigated at C.M. energies between 14 GeV and 44 GeV with the TASSO detector at the PETRA storage ring. A significant forward backward asymmetry A of the positively charged jet with respect to the incident positron direction has been found.

$$A = -0.32 \pm 0.07$$

This asymmetry comes about by the interference of two amplitudes, one for the emission of photons by the incoming beam leptons and one for bremsstrahlung from the quarks. The measured asymmetry is therefore evidence for quark bremsstrahlung.

The cross section for emission of high energy photons in the reaction $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$ has been measured. It is in agreement with theoretical predictions assuming fractional charged quarks if quark bremsstrahlung is included. Models with integer charged quarks overestimate the cross section. They are disfavoured by this measurement.

As a check of the charge identification algorithm the inclusive electroweak asymmetry of all hadronic events at C.M. energies between 30 GeV and 36 GeV has been measured and found to be compatible with theoretical expectations. The value, corrected for the limited polar angle acceptance of the detector, is:

$$A = +0.021 \pm 0.005$$

Zusammenfassung

Mit dem TASSO Detektor am Speicherring PETRA wurden hadronische Ereignisse aus e^+e^- -Anihilationen mit isolierten hochenergetischen Photonen bei Schwerpunktsenergien zwischen 14 GeV und 44 GeV untersucht. Es wurde eine signifikante vorwärts-rückwärts Asymmetrie A des positiv geladenen Jets relativ zum einlaufenden Positron gefunden.

$$A = -0.32 \pm 0.07$$

Diese Asymmetrie kommt durch die Interferenz der Amplitude der Photonabstrahlung von den einlaufenden Strahleptonen mit der der Photonabstrahlung von den Quarks zustande. Die Messung der Asymmetrie ist damit ein Nachweis von Quarkbremsstrahlung.

Darüber hinaus wurde der Wirkungsquerschnitt für die Emission hochenergetischer Photonen in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$ gemessen. Er stimmt mit den theoretischen Vorhersagen, die Quarkbremsstrahlung berücksichtigen und drittelzahlige Quarkladungen annehmen, überein. Modelle, die ganzzahlige Quarkladungen annehmen, überschätzen den Wirkungsquerschnitt. Diese Messung bevorzugt damit Modelle mit drittelzahligen Quarkladungen.

Als Test des Algorithmus zur Bestimmung der Richtung des positiven Jets wurde die inklusive elektroschwache Asymmetrie aller hadronischen Ereignisse bei Schwerpunktsenergien zwischen 30 GeV und 36 GeV gemessen. Der gemessene Wert stimmt mit den theoretischen Vorhersagen überein. Der auf die begrenzte Polarwinkel-Akzeptanz des Detektors korrigierte Wert der Asymmetrie beträgt:

$$A = +0.021 \pm 0.005$$

Kapitel 1

Einleitung

Die starke Wechselwirkung der Quarks beschreibt die Quantenchromodynamik (QCD) [9,10,11,12]. Die Quarks sind darin Träger einer ladungsartigen Quantenzahl, der sogenannten Farbladung, die drei verschiedene Werte annehmen kann. Das Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung ist das Gluon, das als Farboktett auftritt. Im Gegensatz zur elektromagnetischen Wechselwirkung hat die starke Wechselwirkung nur eine kurze Reichweite innerhalb der ihre Stärke mit zunehmendem Abstand der Quarks wächst. Dies führt dazu, daß eine störungstheoretische Behandlung von QCD-Prozessen nur bis zu Quarkabständen von etwa einem fm möglich ist, was die Berechenbarkeit solcher Prozesse bisher stark einschränkt. Insbesondere bei der Beschreibung der Bildung der Hadronen aus den primären Quarks und Gluonen ist man deshalb bisher auf heuristische Modelle angewiesen, deren meist große Zahl von Parametern so angepaßt wird, daß experimentell zugängliche Größen wie zum Beispiel das Impulsspektrum und die Anzahl der beobachteten Teilchen richtig wiedergegeben werden [15,16,17].

Die Vorstellung ist dabei, daß die Energie des Farbfeldes zweier sich voneinander entfernender Quarks so zunimmt, daß sie zur Erzeugung neuer Quarks aus dem Vakuum ausreicht, die dann sofort wieder gebundene Zustände bilden. Dies ist die Erklärung dafür, daß freie Quarks nicht beobachtbar sind. Sie treten immer als Farbsingulets in Kombinationen von Quark und Antiquark (Mesonen) oder als Tripel von Quarks (Baryonen) auf. Bei e^+e^- -Annihilationen in Quarks führt die wiederholte Erzeugung von neuen Quarkpaaren aus dem Vakuum dazu, daß die Hadronen in Jets genannten Kegeln um die Flugrichtung des primären Quarks und Antiquarks liegen. Das häufigste Hadron ist das aus u und d Quarks bestehende π -Meson.

Eine der wichtigsten experimentellen Bestätigungen der QCD ist die Entdeckung von Ereignissen in e^+e^- -Annihilationen, in denen die Teilchen in drei getrennten Kegeln (Jets) liegen [13]. Nach der Vorhersage der QCD entstehen solche Ereignisse durch Abstrahlung eines harten Gluons von den primären Quarks, das ebenso wie die Quarks immer einen Teilchenstrom (Jet) aus Hadronen bildet.

Da alle Hadronen aus Quarks aufgebaut sind, müssen die Quarks Fermionen sein und elektrische Ladung tragen. Das gebräuchlichste Modell nimmt an, daß die elektrische Ladung der Quarks drittelzahlig ist. Dabei ist die elektrische Ladung jedes Quarks in allen drei Farbzuständen gleich. Daneben gibt es auch Quarkmodelle, in denen die Quarks ganzzahlige elektrische Ladungen haben [14]. Ein experimenteller Ausschluß eines der Modelle ist sehr schwierig und bisher nicht eindeutig gelungen, da Quarks nie einzeln auftreten und die Vorhersagen beider Modelle sehr ähnlich sind.

Eine Möglichkeit, zu unterschiedlichen Vorhersagen beider Modelle zu gelangen, besteht darin, von den Quarks emittierte Bremsstrahlung zu untersuchen, da diese Photonen an die elektrische Ladung der Quarks koppeln.

Bisher gibt es weder eindeutige experimentelle Hinweise noch experimentell bewährte Theorien, die auf irgendwelche Interferenzen zwischen der elektromagnetischen und der starken Wechselwirkung hindeuten. Von einem System von Quarks emittierte Bremsstrahlung sollte deshalb ohne weitere Wechselwirkung verlassen. Damit ist Quarkbremsstrahlung geeignet, Quarksysteme sowohl bei sehr kleinen Abständen vor Einsetzen der Hadronisierung als auch bei größeren, nicht mehr perturbativ

beschreibbaren Quarkabständen zu studieren [18].

Diese Arbeit beschreibt den Nachweis von Quarkbremsstrahlung in e^+e^- -Annihilationen. Der Nachweis der Quarkbremsstrahlung wird durch Messung einer von der QED vorhergesagten Ladungsasymmetrie geführt. Die Interferenz von Bremsstrahlung der Strahlleptonen mit der der Quarks führt dazu, daß das positive primäre Quark häufiger in Richtung des einlaufenden Elektrons als in die des Positrons fliegt [18,20].

Kapitel 2

Das Experiment

2.1 Der Speicherring PETRA

Die Daten, die dieser Analyse zugrunde liegen, wurden in den Jahren 1981-1984 und 1986 mit dem TASSO Detektor am e^+e^- -Speicherring PETRA genommen.

Die 1978 in Betrieb gegangene Positron Elektron Tandem Ringanlage PETRA hat einen Umfang von 2.3 Km. Während seiner Betriebszeit wurde der Ring mehrfach umgebaut. Besonders erwähnenswert ist dabei der Ende 1981 erfolgte Einbau einer Mini- β Optik zur Erhöhung der Luminosität. In Abbildung 2.1 ist der Ring, der sich aus 8 gekrümmten Strecken mit einem Radius von 256.4 m, 4 geraden Beschleunigungsstrecken von je 108 m Länge und 4 geraden Strecken von je 64.8 m zusammensetzt, skizziert. Die in einem gemeinsamen Vakuumrohr umlaufenden Elektronen und Positronen werden an 4 Stellen zur Kollision gebracht. Die Teilchen werden in Paketen gebündelt mit einer Energie von 7 GeV in PETRA eingeschossen [23]. Das Injektionsverfahren über Linearbeschleuniger und den Ring DESY ist in Ref.[24] beschrieben. Jeder der beiden Strahlen besteht aus 2 Teilchenpaketen, die bei 17.5 GeV Strahlenergie am Wechselwirkungspunkt eine Breite in der Ringebene von $\sigma_x \sim 350 \mu\text{m}$ und eine Höhe von $\sigma_y \sim 0.60 \mu\text{m}$ haben. Die mittlere Lebensdauer der Strahlen ist begrenzt durch Strahl-Restgas und Strahl-Strahl Wechselwirkungen und beträgt typischerweise 4 Stunden. PETRA wurde mit Strahlenergien zwischen 7 und 23.3 GeV betrieben. Die Luminosität berechnet sich folgendermaßen aus den Strahlströmen I_+, I_- , den Strahlquerschnitten σ_x und σ_y am Wechselwirkungspunkt, der Umlauffrequenz der Teilchenpakete f und der Zahl der Pakete pro Strahl B :

$$L = \frac{I_+ I_-}{4\pi^2 f B \sigma_x \sigma_y} \quad (2.1)$$

Sie betrug bei Strahlenergien von 21.5 GeV: $L = 5 * 10^{-30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Im November 1986 wurden die Experimente stillgelegt, und PETRA wird jetzt als Injektionsanlage für den im Bau befindlichen Elektron-Proton Ring HERA umgebaut.

2.2 Der TASSO Detektor

2.2.1 Überblick

Abbildung 2.2 zeigt einen Schnitt senkrecht zur Strahlrichtung durch den Detektor und in Abbildung 2.3 ist er in einem Längsschnitt entlang des Strahls dargestellt.

Alle folgenden Ortsangaben werden im TASSO Koordinatensystem gemacht, das folgendermaßen definiert ist:

- Die x-Achse zeigt in Richtung der Ringmitte von PETRA.
- Die y-Achse zeigt nach oben.

Abbildung 2.1: Der Speicherring PETRA

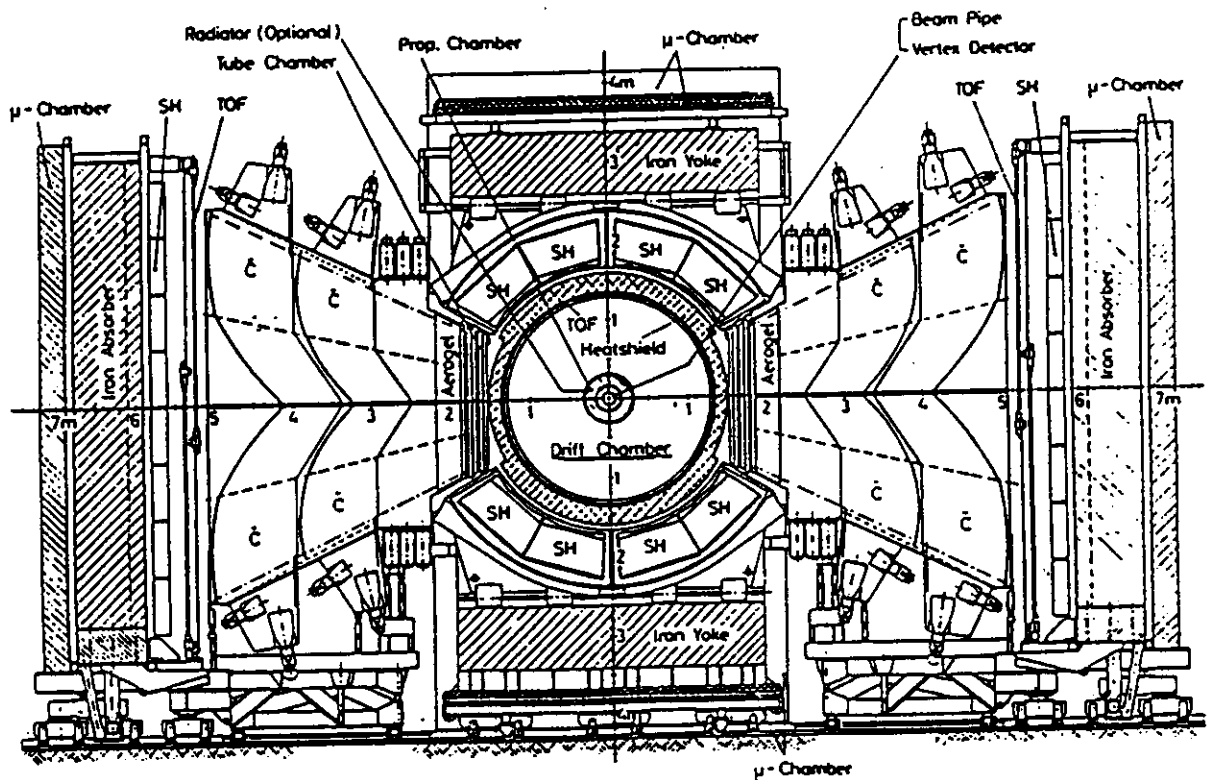
- Die z-Achse zeigt in Flugrichtung der Positronen.

Seinen Namen TASSO (Two Arm Spectrometer Solenoid) hat der Detektor von seinen beiden seitlich an der Spule montierten Hadronspektrometern.

Da für diese Analyse nur Daten verwendet wurden, die mit dem Innendetektor und dem Flüssig-Argon Schalenkalorimeter gewonnen wurden, sollen die übrigen Komponenten nur kurz aufgezählt werden. Ausführliche Beschreibungen finden sich in der Literatur [25,26,27].

Die Begrenzung des inneren zylindersymmetrischen Teils des Detektors bildet die 4.40 m lange und 1.01 Strahlungslängen dicke Spule aus Aluminium mit einem Innendurchmesser von 1.35 m. Sie ist normalleitend und erzeugt zusammen mit einem oberhalb und unterhalb sowie an den Stirnseiten montierten eisernen Rückflußjoch ein nahezu homogenes, zum Strahl paralleles Magnetfeld von 0.5 Tesla [28]. Die erwähnten Hadronarme überdecken 20% des Raumwinkels und bestehen von innen nach außen aus folgenden Komponenten:

- Einer flachen Driftkammer aus 8 Lagen einzelner Aluminiumröhren. Sie dient zur Ortsbestimmung der einlaufenden Teilchen. Ihre Auflösung beträgt $450 \mu\text{m}$ [29].
- Einem System aus drei Schwellen-Cherenkovzählern mit je 16 Zellen. Die Radiatoren sind Aero-gel ($n=1.024$), Freon ($n=1.0014$) und CO_2 ($n=1.00043$). Sie erlauben eine Trennung von Pionen, Kaonen und Protonen im Impulsbereich über 2.5 GeV [30,31,32].



TASSO

34853

Abbildung 2.2: TASSO Detektor, Schnitt senkrecht zum Strahl

- 48 Flugzeitzählern. Es sind Plastik-Szintillationszähler mit einer mittleren Zeitaufösung von $\sigma_t = 500\text{ps}$. Sie erlauben eine Teilchentrennung im Impulsbereich zwischen 1 und 2 GeV [32,33].
- 192 Modulen eines Blei-Szintillator Schauerzählers zur Energiemessung elektromagnetisch schauernder Teilchen. Die Energieaufösung für Teilchen mit einer Energie über 2 GeV beträgt $0.14/\sqrt{E}$ (E in GeV) [34].
- Eine 87 cm dicke Abschirmwand aus Eisen, die als Hadronabsorber dient.
- Eine vierlagige Proportionalkammer zum Nachweis von Muonen. Derartige Muonkammern befinden sich auch auf den Rückseiten des Eisenjoches [34].

Auf den Stirnseiten der Spule sind die Flüssig-Argon Endkappenkalorimeter montiert. Sie sind ringförmig, haben einen Innendurchmesser von 42 cm und einen Außendurchmesser von 112 cm. Ihr Abstand zum Wechselwirkungspunkt beträgt 193 cm. Damit überdecken sie relativ zur Strahlachse den Winkelbereich von 12 bis 30 Grad. Die Schauer entwickeln sich in 2 mm starken Bleiplatten. Die Auslese erfolgt durch eine Schicht von 5 mm flüssigem Argon. Die Segmentierung ist so gewählt, daß alle Teile vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen den gleichen Raumwinkel überdecken [35]. Die Endkappen wurden für diese Analyse nicht benutzt, weil der Untergrund an Photonen aus der Abstrahlung vom Anfangszustand wegen der Nähe zum Strahl zu groß ist und weil darüberhinaus nur in einem Teil dieses Kalorimeters eindeutig entschieden werden kann, ob ein Treffer von einem geladenen oder einem neutralen Teilchen stammt.

Teilchen, die unter einem Winkel zwischen 28 und 118 mrad zur Strahlachse erzeugt werden, treffen den Vorwärtsdetektor, der 3.40 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt ist. Er besteht in

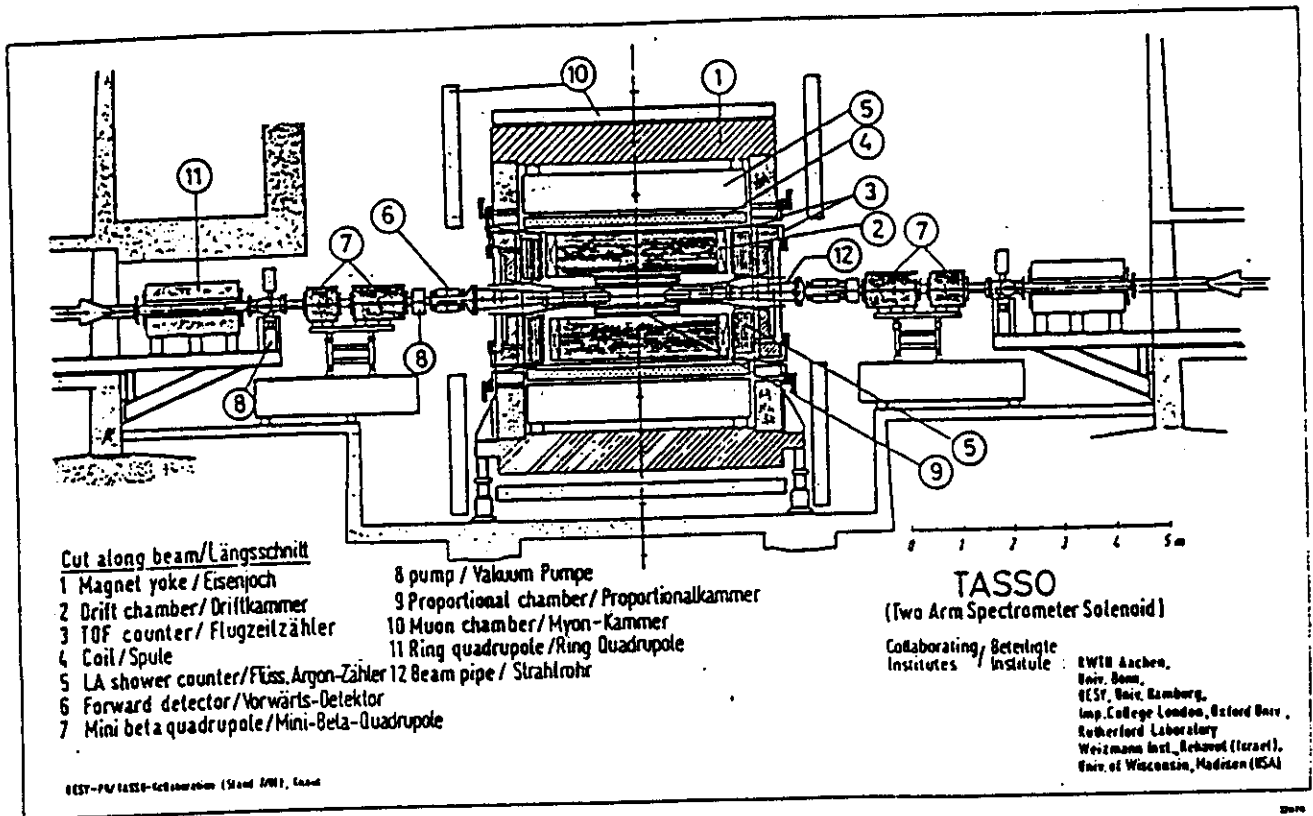


Abbildung 2.3: TASSO Detektor, Schnitt entlang des Strahles

Flugrichtung gesehen aus: Szintillationszähler, Hodoskop, einer fünflagigen Proportionalkammer und einem Blei-Szintillationszähler. Direkt vor dem Vorwärtsdetektor befinden sich noch dünne Szintillationszähler, deren Raumwinkelakzeptanz exakt vermessen wurde. Mit ihnen werden einander genau gegenüberliegende Elektronen aus der Bhabha-Streuung unter sehr kleinen Winkeln nachgewiesen. Diese Ereignisse werden zusammen mit in den Endkappen und im Innendetektor beobachteten Ereignissen der Bhabha-Streuung zur Luminositätsmessung verwendet [7,36]

2.2.2 Der Innendetektor

Der Innendetektor dient dem Nachweis geladener Teilchen. Er besteht aus 2 Driftkammern und einer Proportionalkammer sowie 48 Flugzeitzählern.

Der Vertexdetektor

Die dem Strahl zugewandte innere Wand des Vertexdetektors bildet das Strahlrohr. Es ist aus Beryllium, hat einen Radius von 6.3 cm und ist nur 0.0006 Strahlungslängen dick. Die Kammer enthält im Radiusbereich zwischen 6.5 und 14 cm 2×4 Lagen von Driftzellen. Jede Zelle besteht aus einem $20\mu\text{m}$ dicken Signaldraht und zwei $100\mu\text{m}$ dicken Kathodendrähten. Je zwei aufeinanderfolgende Zellagen sind um eine halbe Zellbreite in ϕ verschoben. Zwischen den beiden Gruppen von Driftzellen befindet sich eine Lage von Sicherungsdrähten zur elektrischen Isolation des inneren und äußeren Kammervolumens. Die aktive Länge der Kammer beträgt 57 cm. Das Kammergas ist eine Mischung aus 95% Argon und 5% CO_2 . Die Ortsauflösung beträgt $100\mu\text{m}$ [37].

Die Proportionalkammer

Die Proportionalkammer füllt den Radiusbereich zwischen 18.7 cm und 28 cm. Sie ist 1.45 m lang und hat 4 Drahtlagen mit je 480 Anodendrähten, die parallel zum Strahl laufen. Die Drahtebenen sind durch Kunststoffschalen getrennt, auf deren Oberfläche spiralförmig je 120 Kathodenstreifen liegen. Sie ergeben eine zusätzliche Stereoinformation zur dreidimensionalen Spurrekonstruktion. Die Kammer wird mit einem Gemisch aus 75% Argon und 25% Isobutan mit Beimischungen von Freon und Methylal betrieben. Neben der Spurrekonstruktion wird die Kammer auch im Ereignistrigger zum schnellen Erkennen geladener Teilchen eingesetzt [38].

Die zylindrische Driftkammer

Diese größte der drei zylindrischen Drahtkammern bei TASSO hat einen Innenradius von 36.5 cm, einen Außenradius von 122.2 cm und ist 3.50 m lang. Sie besteht aus 15 konzentrischen Drahtlagen, die 2340 Driftzellen bilden. Jede Zelle besteht aus einem $30\mu\text{m}$ dicken Signaldraht und drei $120\mu\text{m}$ dicken Potentialdrähten. Um eine dreidimensionale Spurrekonstruktion zu ermöglichen, sind 6 der 15 Drahtlagen unter Winkeln von etwa ± 4 Grad zur Strahlachse gespannt. Das Kammergas besteht zu 50% aus Argon und zu 50% aus Äthan mit kleinen Äthanolbeimischungen. Die Ortsauflösung der Kammer beträgt etwa $300\mu\text{m}$ [39,40].

Die Flugzeitähler

An der Innenseite der Spule liegen 48 Plastik-Szintillationszähler. Sie sind $390 \times 17 \times 2 \text{ cm}^3$ groß und überdecken 82% des Raumwinkels. Ihre Zeitauflösung beträgt im Mittel 380 ps und erlaubt eine Teilchentrennung im Impulsbereich zwischen 0.3 und 1.4 GeV. Die Flugzeitähler gehören auch zum Triggersystem, dabei wird aber nur die Information benutzt, ob ein Zähler angesprochen hat [32].

2.2.3 Das Flüssig-Argon Schalenkalorimeter

Oberhalb und unterhalb der Spule sind die 4 Module des Flüssig-Argon Schalenkalorimeters montiert [41,42,43,44,45]. Es sind $4.40 \times 2.40 \times 1.05 \text{ m}^3$ große Tanks, die mit flüssigem Argon gefüllt sind und in denen sich je 2 Absorberelemente, die sogenannten Submodule, befinden. Die Submodule sind 3.58 m lang und haben einen trapezförmigen Querschnitt.

Die zum Wechselwirkungspunkt zeigende Fläche ist 81.5 cm, die Rückseite 95.5 cm breit. Die Submodule bestehen aus 2 mm starken Bleiplatten, die abwechselnd als Hochspannungselektrode ($-2.. - 5 \text{ kV}$) und als Signalelektrode (auf Masse) dienen. Zwischen den Platten befindet sich jeweils 5 mm flüssiges Argon. Jede Signalelektrode sammelt die Ladungen aus beiden sie umgebenden Argonschichten. Neben den Bleielektroden gibt es noch in verschiedenen Tiefen des Kalorimeters Elektroden, die zur Lokalisierung des Schauers dienen und deren Material deshalb eine kleine Kernladungszahl haben muß. Die Signalelektroden sind in diesem Fall aus beidseitig kupferkaschiertem glasfaserverstärktem Kunststoff, während die Hochspannungselektroden aus Aluminium bestehen. Um Schauer von verschiedenen Teilchen trennen zu können, sind die Signalelektroden segmentiert. Vom Wechselwirkungspunkt kommend, trifft ein Teilchen folgende Signallagen, von denen mit Ausnahme der ersten und der Streifenlagen alle aus Blei sind (Abbildung 2.4).

1. Eine Vorderturmlage; sie besteht aus 52×12 Quadraten der Größe $7.1 \times 7.1 \text{ cm}^2$ und an den Schmalseiten je 6 Quadraten der vierfachen Größe. Diese Lage ist nicht aus Blei, da sie der Ladungssammlung von Schauern dient, die im Material vor dem Kalorimeter entstanden sind.
2. Zwei Lagen Koordinatenstreifen zur Bestimmung des spezifischen Energieverlustes (dE/dx -Streifen). Es handelt sich dabei um je 168 senkrecht zum Strahl laufende Streifen von 2 cm Breite.

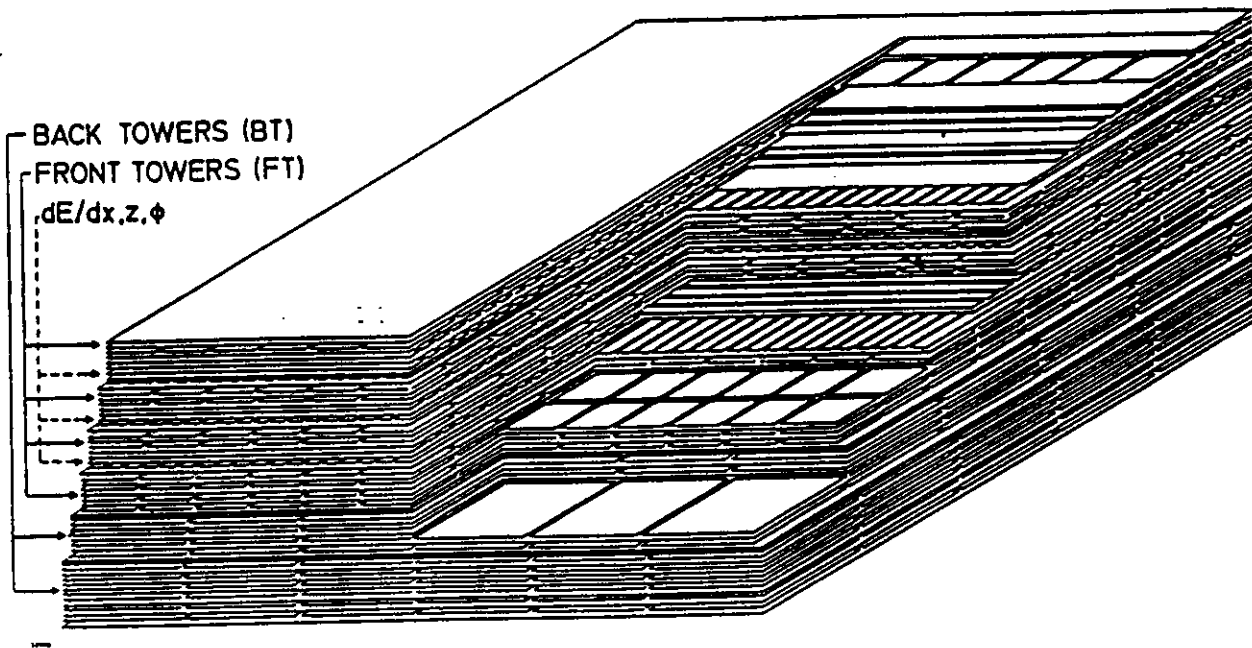


Abbildung 2.4: Aufbau eines Submoduls des Flüssig-Argon Schalenkalorimeters

3. Eine Lage ϕ -Streifen zur Lokalisierung des Schauers. Sie sind ebenfalls 2 cm breit und laufen parallel zum Strahl. Es liegen 36 in der Mitte des Submoduls unterbrochene Streifen nebeneinander.
4. Zwei Vorderturmlagen mit einer Dicke von 1.4 Strahlungslängen.
5. Zwei Lagen z-Streifen, sie haben die gleiche Geometrie wie die dE/dx- Streifen.
6. Eine Lage ϕ -Streifen, wie 3.
7. Zwei Lagen Vordertürme, wie 4.
8. Eine Lage z-Streifen, wie 5.
9. Eine Lage ϕ - Streifen, wie 3.
10. Vier Vorderturmlagen
11. Zehn Hinterturmlagen, deren Fläche $15 \times 15 \text{ cm}^2$ beträgt und die so liegen, daß sie je 4 Vordertürme überdecken. In jedem Submodul gibt es 6×26 Hintertürme.

Jedes Modul hat damit 26 Meßlagen bei einer Argondicke von 26 cm. Bei senkrechtem Teilcheneinfall entspricht diese Dicke 14 Strahlungslängen. Um die Zahl der Auslesekanäle zu begrenzen, werden alle hintereinanderliegenden Vordertürme, alle hintereinanderliegenden Hintertürme und die zusammengehörenden z- und ϕ - Streifen zusammen ausgelesen. Die Geometrie ist so gewählt, daß alle Türme vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen den gleichen Raumwinkel überdecken. Das führt dazu, daß die großen, an den Schmalseiten der Submodule befindlichen Vordertürme keine Hintertürme haben. Eine Beschreibung des Kühlsystems sowie der Elektronik zur Auslese und zum Triggern des Kalorimeters findet man in der Literatur [42,43,45]. Die Energieauflösung beträgt [41]:

$$\frac{\sigma_E}{E} \leq \frac{0.11 + \frac{0.02}{E^{0.5}}}{\sqrt{E}} \quad \text{für } E > 1 \text{ GeV, } E \text{ in GeV} \quad (2.2)$$

Die Ortsauflösung beträgt [42]:

- $\sigma_x \leq 8 \text{ mm}$ für nicht schauernde Teilchen.
- $\sigma_x \leq 3 \text{ mm}$ für schauernde Teilchen.

2.3 Die Datennahme

2.3.1 Der Trigger

Bei zwei Teilchenpaketen pro Strahl beträgt die Kollisionsfrequenz in jeder Wechselwirkungszone 260 kHz. Da aber nur ein kleiner Bruchteil der Kollisionen zu physikalisch interessanten Reaktionen führt, werden die Signale im Detektor in mehreren Schritten daraufhin untersucht, ob es sich um ein interessantes Ereignis gehandelt hat. Der erste Schritt der Datennahme ist die Entscheidung, ob ein Signal im Detektor ein Ereigniskandidat ist oder nicht. Diese Entscheidung sowie das Löschen aller Signale bei deren negativem Ausgang, muß innerhalb der $3.8 \mu\text{s}$ zwischen zwei aufeinanderfolgenden Kollisionen getroffen werden. Dazu stehen bei TASSO etwa 15 bis 20 Trigger zur Verfügung, die über ein logisches ODER verknüpft sind. Spricht einer der Trigger an, so wird die Datennahme unterbrochen und das Ereignis ausgelesen. Für die Dauer der Auslese (25-30 ms) ist der Detektor unempfindlich gegen erneute Trigger. Die Triggerbedingungen müssen deshalb so gewählt werden, daß die Trigger-rate etwa 4 Hz nicht übersteigt, um die Totzeit nicht zu groß werden zu lassen; gleichzeitig muß der Trigger aber so empfindlich sein, daß er möglichst alle interessanten Ereignisse bemerkt. In dieser Arbeit werden hadronische Ereignisse untersucht. Bei diesen Ereignissen hat immer der sogenannte Vielspurtrigger angesprochen, der im Folgenden kurz beschrieben werden soll. Der Trigger sucht nach Spurkandidaten in der Driftkammer. Um innerhalb der Zeit eine Entscheidung treffen zu können, ist die Spurfindungslogik fest im Driftkammerprozessor verdrahtet. Gestartet wird der Prozessor durch ein Signal des Proportionalkammer-Prozessors. Dieser sucht innerhalb von $0.5 \mu\text{s}$, ausgehend von der innersten Drahtlage, in allen 4 Lagen nach Treffern, die innerhalb programmierter Masken liegen und die Spuren mit Transversalimpulsen größer als 220 MeV entsprechen. Gibt es innerhalb einer Maske in wenigstens 3 der 4 Lagen Treffer, so wird die Information auf 48 den Flugzeitzählern entsprechende ϕ -Sektoren komprimiert und an den Driftkammerprozessor gegeben. Weitere Eingangsdaten des Driftkammerprozessors sind die Trefferinformation der Flugzeitzähler und die Treffer aus 6 der 9 parallel zum Strahl verlaufenden Drahtlagen der Driftkammer (Lage 1,3,5,7,10,13). Der Prozessor sucht nun auf 15 verschiedenen Masken, deren Krümmung verschiedenen Transversalimpulsen entspricht, nach Treffern. Die kleinsten Krümmungen entsprechen einem Querimpuls p_T von $\pm 100 \text{ MeV}$. Wenn innerhalb einer Maske in 5 der 6 Lagen Treffer liegen und sowohl der entsprechende Flugzeitzähler angesprochen hat, als auch die Extrapolation in die Proportionalkammer von den 48 Bits bestätigt wurde, gilt ein Spurkandidat als gefunden. Die Effizienz dieses Triggers für hadronische Ereignisse, die alle später beschriebenen Bedingungen erfüllen, ist etwa 99% [47]. Bei (je nach Untergrundbedingungen) 4 oder 5 erkannten Spurkandidaten wird das Ereignis ausgelesen und auf Magnetplatte aufgezeichnet.

2.3.2 Die Spurrekonstruktion

In den Fluß der Datennahme ist ein Emulator des Typs 370E integriert, der die sehr rechenzeitaufwendige Spurrekonstruktion übernimmt. In diesem Stadium der Datenanalyse werden zwei verschiedene Rekonstruktionsprogramme verwendet, die beide nur die Informationen der Proportional- und der Driftkammer bearbeiten [48,49]. Beiden Programmen liegt der gleiche Algorithmus zugrunde. Beim schnelleren Programm FOREST ist nur die Zahl der Versuche, eine Spur zu finden, gegenüber dem ausführlichen Rekonstruktionsprogramm MILL reduziert. Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für Spuren, deren Transversalimpuls 750 MeV unterschreitet, ist deshalb bei MILL größer als bei FOREST [27].

Zunächst werden in allen Ereignissen die Spuren mit dem Programm FOREST rekonstruiert. Wenn FOREST

- mindestens 3 Spuren in $r - \phi$ rekonstruiert hat, deren minimaler Abstand zum Strahl kleiner als 2.5 cm ist und
- mindestens 2 Spuren dreidimensional rekonstruiert hat, wobei der minimale Abstand der Spuren vom Wechselwirkungspunkt in Strahlrichtung 10 cm nicht übersteigen darf,

handelt es sich um einen Kandidaten für ein hadronisches Ereignis. Diese Ereignisse, sowie Zwei-Spur Ereignisse aus der Bhabha-Streuung, der μ -Paarerzeugung oder Zwei-Photon Prozessen werden dann mit MILL nochmals rekonstruiert. Nach der Spurrekonstruktion wird das Ereignis über eine Datenverbindung zum DESY-Rechenzentrum geschickt und dort auf Magnetband aufgezeichnet.

2.3.3 Die Datenreduktion

Auf dem IBM Großrechner des DESY-Rechenzentrums werden die Signale aller anderen Detektorkomponenten ausgewertet und den vorhandenen Informationen hinzugefügt. Auf diese Weise werden alle ausgelesenen Ereignisse behandelt und abgespeichert. Um nicht für jede Analyse alle Ereignisse lesen zu müssen, werden dann Kandidaten für bestimmte physikalische Prozesse herausgesucht und getrennt abgespeichert. Die in dieser Arbeit beschriebene Analyse geht von der Datengruppe der hadronischen Ereignisse aus, die nur einen kleinen Bruchteil aller genommenen Ereignisse ausmacht. Die Kriterien, die ein Ereignis erfüllen muß um als hadronisch bezeichnet zu werden, werden in Kapitel 4.1 genau beschrieben und begründet.

2.3.4 Die Schauerrekonstruktion im Kalorimeter

Um Photonen nachzuweisen, werden im Flüssig-Argon Kalorimeter Gruppen von getroffenen Türmen zu sogenannten Clustern zusammengefasst [43,44,45]. Dies soll hier kurz beschrieben werden. Ausgehend vom Vorderturm mit dem höchsten Energieeintrag, werden alle über eine Kante zusammenhängenden Vordertürme, deren Energieeintrag mehr als 100 MeV entspricht, zu einem Cluster zusammengefasst. Dies wird solange wiederholt, bis alle Vordertürme einem Cluster zugeordnet sind. Dann werden Cluster aus einzelnen Türmen, die über eine Ecke mit einem anderen zusammenhängen, diesem hinzugefügt. Zum Schluß werden noch die Vordertürme, deren Energieeintrag unter 100 MeV liegt, an sie berührende Cluster angehängt oder als Ausgangspunkt für eigene Cluster genommen.

Die Hintertürme werden den über ihnen liegenden Clustern der Vordertürme zugeordnet. Ist eine eindeutige Zuordnung unmöglich, wird der Hinterturm dem über ihm liegenden Vorderturmcluster mit der höchsten Energie zugeordnet. Bei den mit PETRA erreichbaren Energien kann sich ein elektromagnetischer Schauer i.A über maximal 2×2 Vordertürme ausbreiten [50]. Ein Cluster, bei dem in mehr als 2×2 zusammenhängenden Vordertürmen über 100 MeV deponiert wurde, wird geteilt, da angenommen werden kann, daß es sich um zwei eng beieinander liegende Teilchen gehandelt hat [51,52]. Diese Clusterteilung erhöht die Effizienz der Erkennung von Photonen aus Zerfällen von π^0 -Mesonen mit einer Energie um 4 GeV, hat aber auch zur Folge, daß bei einzelnen Photonen über 10 GeV wegen Schauerfluktuationen häufig einzelne Vordertürme vom Cluster abgespalten werden.

Die Position der Cluster wird mit den angesprochenen Streifen bestimmt, die ein ihrer Pulshöhe entsprechendes Gewicht bekommen. Haben keine Streifen angesprochen, wird die Position nur mit den Vordertürmen bestimmt. Ein Cluster wird als von einem geladenen Teilchen verursacht angesehen, wenn innerhalb einer Vorderturmbreite um das Cluster die Extrapolation einer geladenen Spur endet. Die Energie der Cluster wird durch Multiplikation der Pulshöhen mit einer Kalibrationskonstante berechnet, die mit Elektronen aus der Bhabha-Streuung bestimmt wurde. Energieverluste durch eine Energieschwelle der Türme von etwa 20 MeV sowie durch beginnendes Aufschauern im Material vor dem Kalorimeter und durch mögliches Austreten eines Teils des Schauers aus dem Zähler, werden

statistisch korrigiert. Die Korrekturfunktionen wurden mit dem Simulationsprogramm für elektromagnetische Schauer EGS bestimmt [53].

Kapitel 3

Die Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$

3.1 Übersicht

Bei PETRA Energien kommen die bei weitem meisten Photonen dieser Reaktion von der Abstrahlung durch die einlaufenden Strahleptonen [54]. Die Photonen werden im allgemeinen entlang der Strahlachse emittiert und liegen damit meist nicht innerhalb der Detektorakzeptanz.

Seltener aber sehr interessant sind Photonen, die von den Quarks emittiert werden [18,19,20,21,22].

Abhängig vom Transversalimpuls des Photons relativ zum Quark ist der Einfluß der starken Wechselwirkung auf diesen Prozeß sehr unterschiedlich. Wird das Photon mit einem sehr großen Transversalimpuls relativ zum Jet abgestrahlt, ist die Lebensdauer des Quarks vor der Emission von der Größenordnung $1/Q$. Dabei bezeichnet Q die zur Annihilation zur Verfügung stehende Energie. Das bedeutet, daß das Photon sehr dicht am Erzeugungspunkt des Quark-Antiquark Paares abgestrahlt wurde. Bei sehr kleinen Quark-Quark Abständen spielt die starke Wechselwirkung effektiv keine Rolle und das Quark-Parton Modell sollte eine gute Beschreibung liefern. Vertexkorrekturen und Gluonabstrahlung in der Ordnung α_s ergeben Korrekturen zum Quark-Parton Modell von der Größenordnung $1/\log(Q)$. Wird das Photon in einem engen Kegel um das Quark abgestrahlt, so bleibt genügend Zeit, vor der Photonemission noch eine Reihe von Gluonen zu emittieren. Diese Gluonemission läßt sich perturbativ beschreiben, wenn der Quark-Antiquark Abstand das Inverse des QCD-Skalenparameters Λ nicht wesentlich übersteigt. Zwischen diesen beiden Fällen bleibt ein Bereich, in dem nicht perturbativ beschreibbare QCD eine Rolle spielen kann.

Insgesamt bewirkt die starke Wechselwirkung, daß durch Gluonabstrahlung das Spektrum der direkten Photonen weicher wird als es von der Born-Approximation vorhergesagt wird.

Von den Spektren der Hadronen unterscheidet sich das Photonspektrum besonders in zwei Punkten:

1. Das Photonspektrum ist viel härter, und im Gegensatz zu den Hadronspektren gibt es Photonen, die fast Strahlenergie haben.
2. Das Photonspektrum wächst mit $\log(Q)$, während die Hadronspektren im hochenergetischen Teil mit Q abnehmen.

Um Wirkungsquerschnitte im Rahmen des Standardmodells auszurechnen, benutzt man die Störungstheorie und entwickelt sie als eine Reihe nach Potenzen der Kopplungskonstanten. Da die elektromagnetische Kopplung klein gegen eins ist, konvergiert die Reihe im allgemeinen schnell. In der Darstellung durch Feynman-Diagramme tragen in der niedrigsten Ordnung die in Abbildung 3.1 skizzierten Prozesse zum Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ bei.

Bremsstrahlung kommt erst in der nächsten Ordnung vor (Abbildung 3.2). Das Spektrum der Photonen ist proportional zu $1/k$, was zu einer Infrarotdivergenz führt.

In der gleichen Ordnung der Störungsreihe tragen u.a. auch noch Graphen bei, die Vertexkorrekturen durch virtuelle Photonen (Abbildung 3.3) sowie Vakuumpolarisation (Abbildung 3.4) beschreiben.

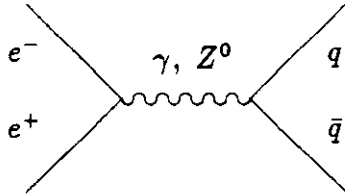


Abbildung 3.1: Quark Paarerzeugung in niedrigster Ordnung

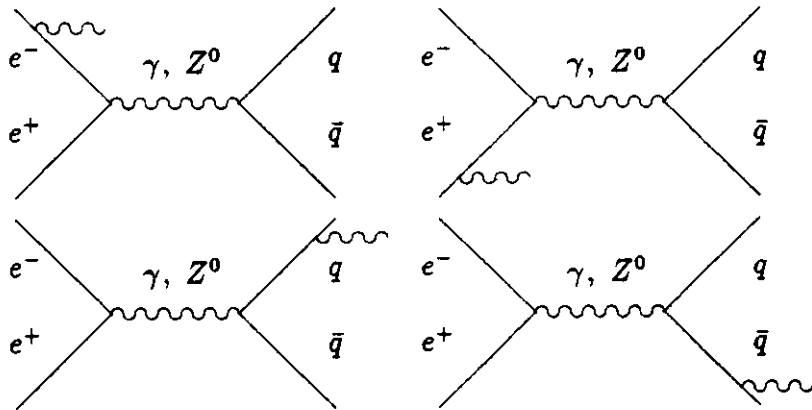


Abbildung 3.2: Photon Abstrahlung vom Anfangs- und vom Endzustand

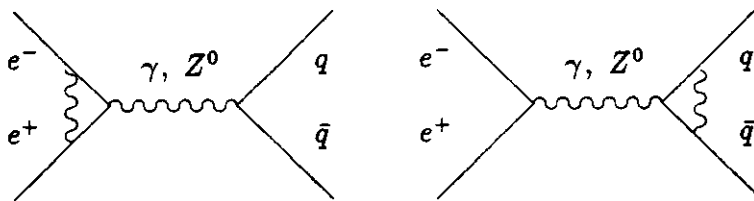


Abbildung 3.3: QED Vertexkorrekturen

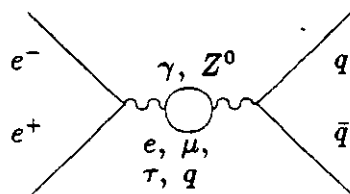


Abbildung 3.4: Vakuum Polarisation

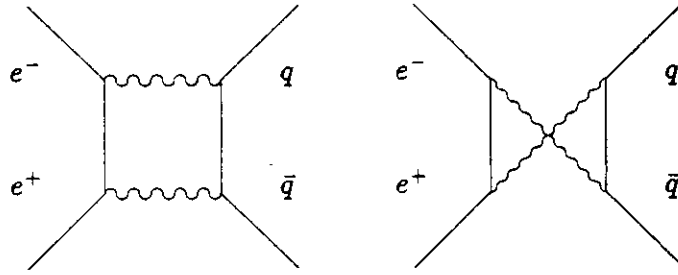


Abbildung 3.5: QED Boxdiagramme

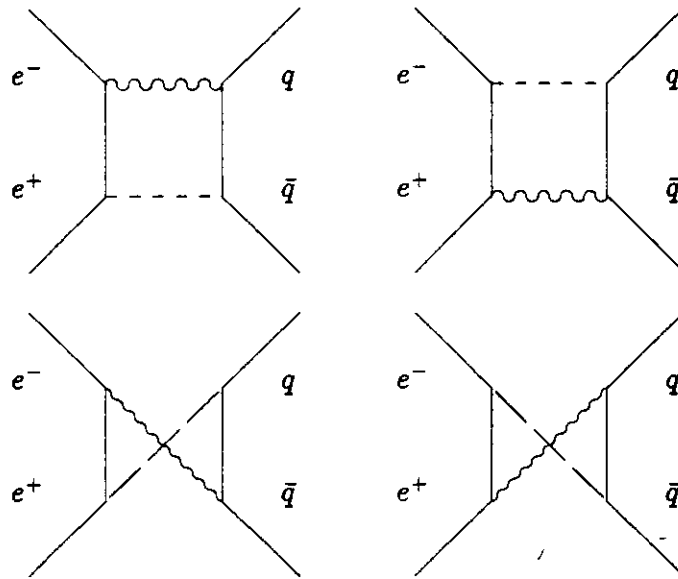


Abbildung 3.6: Gemischte Boxdiagramme

Eine weitere Korrektur des Wirkungsquerschnitts in der Ordnung α^3 ist die Interferenz von sogenannten Boxdiagrammen (Abbildung 3.5 und 3.6) mit den Diagrammen der niedrigsten Ordnung. Da als Austauscheteilchen sowohl das Photon als auch das Z^0 -Boson vorkommen, müssen sowohl die reinen QED Boxdiagramme als auch die gemischten Boxdiagramme berücksichtigt werden.

Die Beiträge der Vertexkorrekturen und der Boxdiagramme sind ebenfalls infrarot divergent. Diese Divergenzen können dadurch reguliert werden, daß man dem Photon eine kleine fiktive Masse gibt. Dabei stellt sich heraus, daß sich die regulierten Terme der weichen Photonabstrahlung exakt gegen die der Vertexkorrekturen und der Boxdiagramme aufheben. Damit ist der Wirkungsquerschnitt unabhängig von der eingesetzten Photonmasse [55].

Die hier aufgeführten Beiträge zum Wirkungsquerschnitt sind nur die QED-Beiträge, die aber eine gute Approximation für alle virtuellen Korrekturen sein sollten [56]. Detaillierte Berechnungen der schwachen Anteile findet man z.B. bei Passarino und Veltman [57].

3.2 Berechnung des Wirkungsquerschnitts

Im folgenden wird der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$ in der niedrigsten Ordnung der Störungsrechnung angegeben. Die schwache Wechselwirkung wird dabei durch den Z^0 -Austausch bei der Quarkerzeugung berücksichtigt.

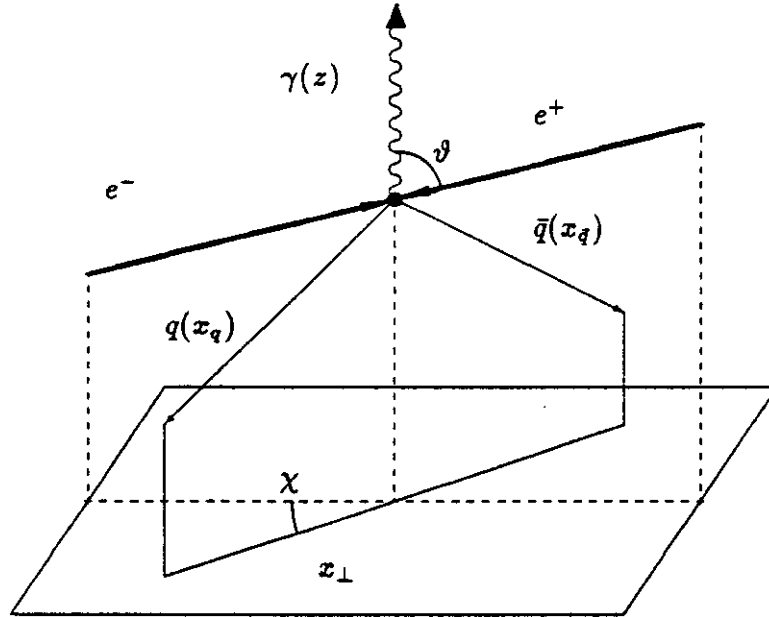


Abbildung 3.7: Kinematik des Prozesses: $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$

Nach einer Darstellung von Laermann et al.[18] werden folgende Parameter zur Charakterisierung der Quarks und des Photons benutzt (vgl. Abbildung 3.7):

- E_0 : Strahlenergie
- $z = E_\gamma/E_0$
- $x_{q,\bar{q}} = E_{q,\bar{q}}/E_0$
- ϑ : Polarwinkel des Photons relativ zum Positron
- χ : Azimutwinkel zwischen der $(e^+e^-\gamma)$ und der $(q\bar{q}\gamma)$ Ebene

Durch diese Wahl der Parameter ergibt sich für den Winkel zwischen Quark und Photon:

$$\cos \vartheta_q = 1 + 2(1 - x_q - z)/(x_q z) \quad (3.1)$$

Genau dieselbe Beziehung gilt für den Winkel zwischen Antiquark und Photon:

$$\cos \vartheta_{\bar{q}} = 1 + 2(1 - x_{\bar{q}} - z)/(x_{\bar{q}} z) \quad (3.2)$$

Ebenso ist der "normierte Transversalimpuls" des Quarks relativ zum Photon bestimmt.

$$x_\perp = 2[(1 - z)(1 - x_q)(1 - x_{\bar{q}})]^{1/2}/z \quad (3.3)$$

Der Vorteil dieser Parametrisierung ist, daß sich mit ihr leicht Korrekturen durch die starke Wechselwirkung berücksichtigen lassen.

Der Wirkungsquerschnitt für Photonabstrahlung von masselosen Quarks ohne Berücksichtigung der starken Wechselwirkung ist:

$$\frac{1}{\sigma_{\mu\mu}} \frac{d\sigma^q}{dz dx_q d\cos\vartheta d\chi} = \frac{3\alpha}{128\pi^2} e_q^2 \sum_{Hel.} R_q(Q^2) \frac{S + h_e h_q A}{(1-x_q)(1-x_{\bar{q}})} \quad (3.4)$$

$\sigma_{\mu\mu}$ steht dabei für den Wirkungsquerschnitt der Muonpaarerzeugung in der niedrigsten Ordnung der QED, und mit Q wird die Annihilationsenergie bezeichnet. Die Summe geht über alle Helizitäten von Quark und Elektron, $h_{e,q} = +1, -1$. Die Funktion S enthält Beiträge von longitudinalen und transversalen virtuellen Photonen und vom Z^0 .

$$S = [x_q^2 + x_{\bar{q}}^2](1 + \cos^2\vartheta) + 2x_{\perp}^2 \sin^2\vartheta + x_{\perp}^2 \sin^2\vartheta \cos 2\chi - x_{\perp}[x_q \cos\vartheta_q - x_{\bar{q}} \cos\vartheta_{\bar{q}}] \sin 2\vartheta \cos\chi \quad (3.5)$$

Der Term A führt wegen der Paritätsverletzung beim Z Austausch zu einer Asymmetrie des Photons relativ zum Elektron. Bei Vertauschung von Quark und Antiquark wechselt A das Vorzeichen. Deshalb hängt der Wirkungsquerschnitt nur dann von A ab, wenn man zwischen Quark und Antiquark unterscheidet. A hat folgende Form:

$$A = 2 \cos\vartheta [x_q^2 \cos\vartheta_q - x_{\bar{q}}^2 \cos\vartheta_{\bar{q}}] - 2x_{\perp}(x_q + x_{\bar{q}}) \sin\vartheta \cos\chi \quad (3.6)$$

Der Faktor R_q entspricht dem gebräuchlichen R bei festen Helizitäten des Anfangs- und des Endzustandes. Definiert man eine Art "schwache Ladung", die von Q^2 abhängt,

$$f_q(Q^2) = e_q - \frac{G_F Q^2}{8\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{(v_e - h_e a_e)(v_q - h_q a_q)}{(Q^2 - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z)/M_Z^2} \quad (3.7)$$

so ergibt sich

$$R_q(Q^2) = 3|f_q(Q^2)|^2 \quad (3.8)$$

Dabei ist:

- G_F : Fermi - Kopplungskonstante
- α : Feinstrukturkonstante
- M_Z : Masse des Z^0 - Bosons
- Γ_Z : Breite des Z^0 - Bosons
- e_q : elektrische Ladung des Quarks

Die Vektor und Axialvektorkopplungen sind $v_j = \mp 1 - 4Q_j \sin^2\vartheta_W$ und $a_j = \mp 1$ wobei das Vorzeichen entsprechend der elektrischen Ladung Q_j der Teilchen zu wählen ist. Bei niedrigen Energien weit unterhalb der Z -Resonanz vereinfacht sich die Ladungsabhängigkeit für den Wirkungsquerschnitt der Photonabstrahlung von den Quarks in niedrigster Ordnung zu

$$\sigma \propto \sum_{q_i} e_{q_i}^4 \quad (3.9)$$

Wie schon beschrieben ist der Wirkungsquerschnitt in dieser Form ohne Berücksichtigung von Vertex- und virtuellen Photonkorrekturen für weiche und kollinear abgestrahlte Photonen singulär.

Der Wirkungsquerschnitt für die Abstrahlung des Photons von den Strahlleptonen läßt sich analog zu Gleichung 3.4 mit den Funktionen S und A ausdrücken.

$$\frac{1}{\sigma_{\mu\mu}} \frac{d\sigma^e}{dz dx_q d\cos\vartheta d\chi} = \frac{3\alpha}{32\pi^2} \sum_{Hel.} R_q(Q'^2) \frac{S + h_e h_q A}{z^2(1-z) \sin^2\vartheta} \quad (3.10)$$

Dabei wird R_q bei der durch die Photonabstrahlung verringerten Annihilationsenergie Q' mit

$$Q'^2 = Q^2(1 - z) \quad (3.11)$$

berechnet. Auch diese Formel ist infrarot divergent. Wegen der Vernachlässigung aller Massen ist sie außerdem ultraviolett divergent.

Als letztes muß man noch die Interferenz zwischen der Abstrahlung vom Anfangs- und Endzustand betrachten.

$$\frac{1}{\sigma_{\mu\mu}} \frac{d\sigma^i}{dz dx_q d\cos\vartheta d\chi} = \frac{3\alpha}{64\pi^2} e_q \sum_{Hel.} Re \left[R'_q \frac{\bar{S} + h_e h_q \bar{A} + i(h_q \bar{T}_q + h_e \bar{T}_e)}{z^2 \sin\vartheta} \right] \quad (3.12)$$

Hierin bedeuten:

$$R'_q = 3f_q(Q^2)f_q^*(Q'^2) \quad (3.13)$$

$$\bar{S} = x_{\perp} \kappa_1 \frac{1 + (1 - z)^2}{1 - z} (1 + \cos^2\vartheta) \cos\chi + 2x_{\perp} \sin^2\vartheta [5 \cos\chi + \cos 3\chi] \quad (3.14)$$

$$+ 4(x_q - x_{\bar{q}}) \frac{2 - z}{z} \sin 2\vartheta \cos^2\chi \quad (3.15)$$

$$\bar{A} = 2x_{\perp} \kappa_2 \frac{1 + (1 - z)^2}{1 - z} \cos\vartheta \cos\chi - 8(2 - z) \sin\vartheta \cos^2\chi \quad (3.16)$$

Da der Imaginärteil von R' außerhalb der Z-Region sehr klein ist, tragen die die Funktionen \bar{T}_q und \bar{T}_e tragen nur in der Z-Region zum Interferenzterm bei.

$$\bar{T}_q = x_{\perp} \kappa_2 \frac{2 - z}{1 - z} (1 + \cos^2\vartheta) \sin\chi + 2z \sin 2\vartheta \sin 2\chi \quad (3.17)$$

$$\bar{T}_e = -2x_{\perp} \kappa_1 \frac{2 - z}{1 - z} \cos\vartheta \sin\chi - 4(x_q - x_{\bar{q}}) \sin\vartheta \sin 2\chi \quad (3.18)$$

Dabei stehen die κ 's für folgende Ausdrücke:

$$\kappa_{1,2} = \frac{1 - x_q}{1 - x_{\bar{q}}} \pm \frac{1 - x_{\bar{q}}}{1 - x_q} \quad (3.19)$$

Der komplizierte Interferenzterm führt bei Schwerpunktsenergien weit unterhalb der Z-Resonanz dazu, daß das positive Quark häufiger in die Richtung des einlaufenden Elektrons als in die des Positrons fliegt. Bei höheren Energien treten große Ladungsasymmetrien durch die Interferenz des Photon- und des Z-Austausches auf.

Abbildung 3.8 zeigt die relativen Beiträge der Abstrahlung vom Anfangs-, vom Endzustand und vom Interferenzterm als Funktion der Schwerpunktsenergie. Um die Gültigkeit der Born-Approximation zu gewährleisten, wurde der Polarwinkel des Photons auf den Bereich zwischen 35 und 145 Grad eingeschränkt, außerdem das Maximum von z , x_q und $x_{\bar{q}}$ auf 0.975 beschränkt. In diesem kinematischen Bereich liegen etwa 1% aller hadronischen Ereignisse.

Abbildung 3.9 zeigt das Spektrum beider Abstrahlungsbeiträge zwischen 1% und 99% der Strahlenergie ohne weitere Einschränkungen. Das Spektrum der Quarkbremsstrahlung hat keinen Wiederanstieg bei hohem z , und sie führt auch im Gegensatz zur Abstrahlung vom Anfangszustand zu keiner Erhöhung des Wirkungsquerschnittes. Die gleichen Ergebnisse liefern Rechnungen von Berends, Kleiss und Jadach [56,58] und das von ihnen geschriebene Monte Carlo Programm MUSTRAAL zur Erzeugung derartiger Ereignisse [59]. Das Programm simuliert die Quarkpaarerzeugung und enthält alle QED Korrekturen bis zur Ordnung α^3 . Es erlaubt damit auch die Erzeugung von Ereignissen mit sehr hoch- und sehr niederenergetischen Photonen, für die die zitierten Näherungen nicht mehr gelten.

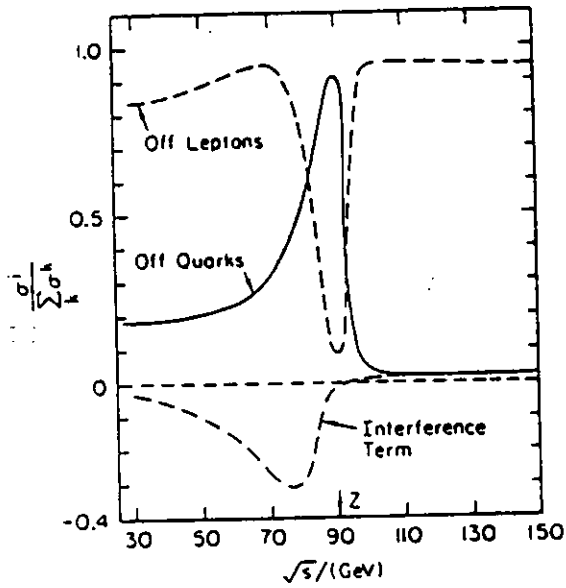


Abbildung 3.8: Die Anteile der drei Summanden $\sigma^{q,e,i}$ am Wirkungsquerschnitt [18]

$1/N_\gamma dn/dz$

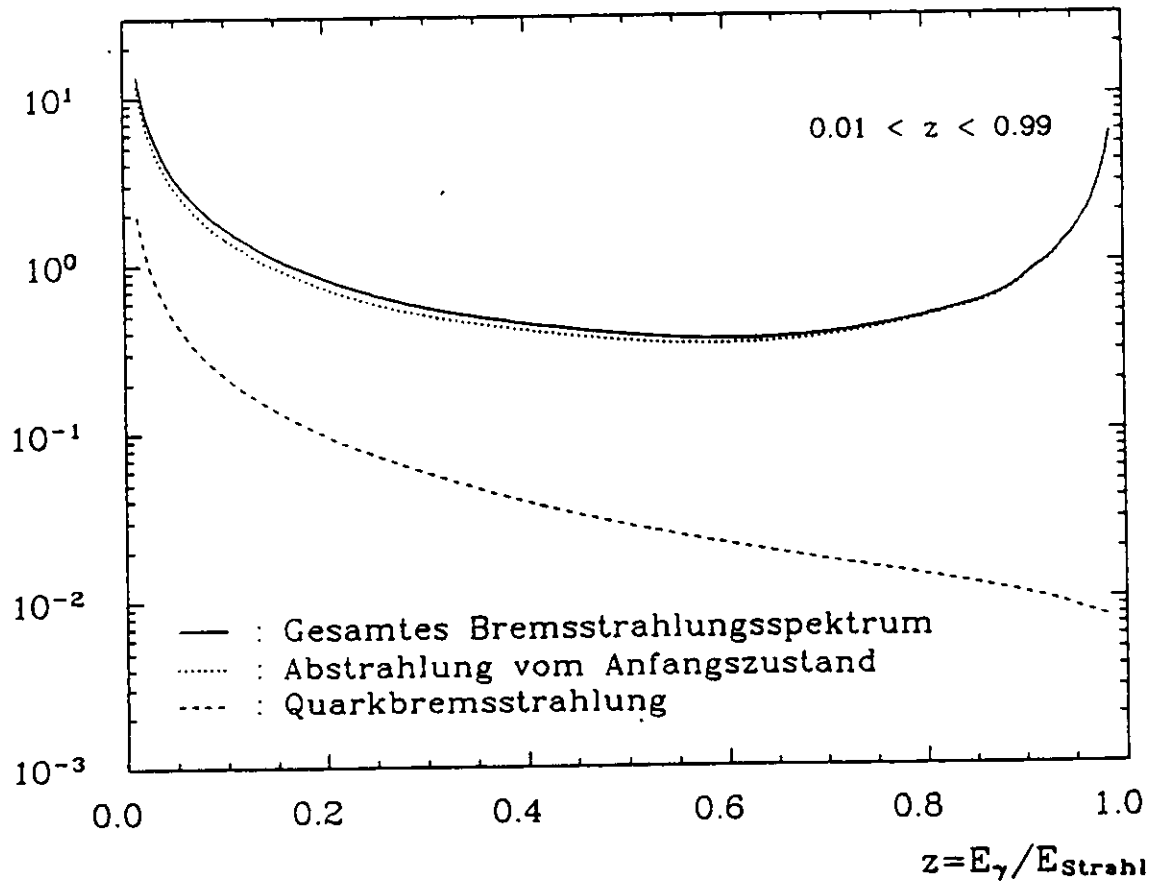


Abbildung 3.9: Die Energiespektren der Bremsstrahlung; Vorhersage von MUSTRAAL

3.3 QCD Korrekturen

Die Beschreibung der Bremsstrahlung ohne QCD Korrekturen ist nur unter der Annahme der asymptotischen Freiheit der Quarks gerechtfertigt und liefert nur bei Beschränkung auf Abstrahlung unter großen Winkeln richtige Resultate. Berechnet man die erste Ordnung der starken Wechselwirkung, muß man Gluonabstrahlung und Vertexkorrekturen berücksichtigen. Auch hier gibt es Infrarotdivergenzen, zum einem bei der Abstrahlung weicher Gluonen, zum anderen von der Interferenz zwischen Vertexkorrekturen mit dem Bornterm. Auch hier wie in der QED heben sich die beiden infrarotdivergenten Anteile gegenseitig auf. Laermann et al. [18] weisen aber auf einen entscheidenden physikalischen Unterschied hin. Im Fall der QCD können sich die infrarotdivergenten Teile nur aufheben, wenn die Partonen sich frei räumlich weit von einander entfernen können. Das widerspricht aber der QCD, nach der bei größer werdenden Partonabständen nicht perturbative Prozesse eine Rolle spielen. Laermann et al. schließen daraus, daß hinter den formalen Divergenzen nichtperturbative Prozesse stecken, die mit Hilfe direkter Photonen eventuell meßbar sein sollten.

Um die QCD korrigierten Wirkungsquerschnitte angeben zu können, muß man definieren, was unter einem Jet verstanden werden soll. Die hier referierten Berechnungen benutzen eine von Sterman und Weinberg eingeführte Definition [60]. Es wird der Wirkungsquerschnitt für solche Ereignisse berechnet, bei denen die gesamte Energie bis auf einen Anteil $1/2\epsilon$ auf zwei Kegel um die Quarkachse (Jets) mit vollem Öffnungswinkel δ und auf das Photon verteilt ist. Der angegebene Wirkungsquerschnitt ist über den Azimutwinkel χ integriert und über die Jetladungen summiert. Die Formeln für die Abstrahlung von den Leptonen, den Quarks sowie der Interferenzterm ändern sich damit folgendermaßen:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma_{\mu\mu}} \frac{d\sigma^q}{dz dx_q d\cos\vartheta} &= \frac{3\alpha}{32\pi} e_q^2 \sum_{Hel.} R_q(Q^2) \left\{ (1 + \cos^2\vartheta) \left[\frac{x_q^2 + x_{\bar{q}}^2 - x_{\perp}^2}{(1-x_q)(1-x_{\bar{q}})} - \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} s_T^q \right] \right. \\ &+ \left. 2 \sin^2\vartheta \left[\frac{x_{\perp}^2}{(1-x_q)(1-x_{\bar{q}})} - \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} s_L^q \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma_{\mu\mu}} \frac{d\sigma^e}{dz dx_q d\cos\vartheta} &= \frac{3\alpha}{8\pi} \sum_{Hel.} R_q(Q'^2) \left\{ (1 + \cos^2\vartheta) \left[\frac{x_q^2 + x_{\bar{q}}^2 - x_{\perp}^2}{z^2(1-z)\sin^2\vartheta} - \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} s_T^e \right] \right. \\ &+ \left. 2 \sin^2\vartheta \left[\frac{x_{\perp}^2}{z^2(1-z)\sin^2\vartheta} - \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} s_L^e \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.21)$$

$$\frac{1}{\sigma_{\mu\mu}} \frac{d\sigma^i}{dz dx_q d\cos\vartheta} = -\frac{3\alpha}{16\pi} e_q \sum_{Hel.} h_e h_q Re \left\{ R'_q \left[-4 \frac{2-z}{x_{\perp}^2} - \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} s_i \right] \right\} \quad (3.22)$$

Dabei bezeichnen x_q und $x_{\bar{q}}$ jetzt die Jetenergien. Die Funktionen S sind kompliziert und hängen von den kinematischen Variablen ab. Die Terme, die auch im Grenzfall $\epsilon, \delta \rightarrow 0$ nicht verschwinden, sind bei Laermann et al. zusammengestellt.

Aus Abbildung 3.10 wird deutlich, daß die QCD-Korrekturen bei $\epsilon = 0.2$ und $\delta = 45^\circ$ nicht vernachlässigbar sind und zu einer Erniedrigung des totalen Wirkungsquerschnittes von etwa 25% führen.

Abbildung 3.11 zeigt, daß die Korrekturen stark vom Winkel zwischen Quark und Photon abhängen und mit kleiner werdendem Winkelabstand stark anwachsen.

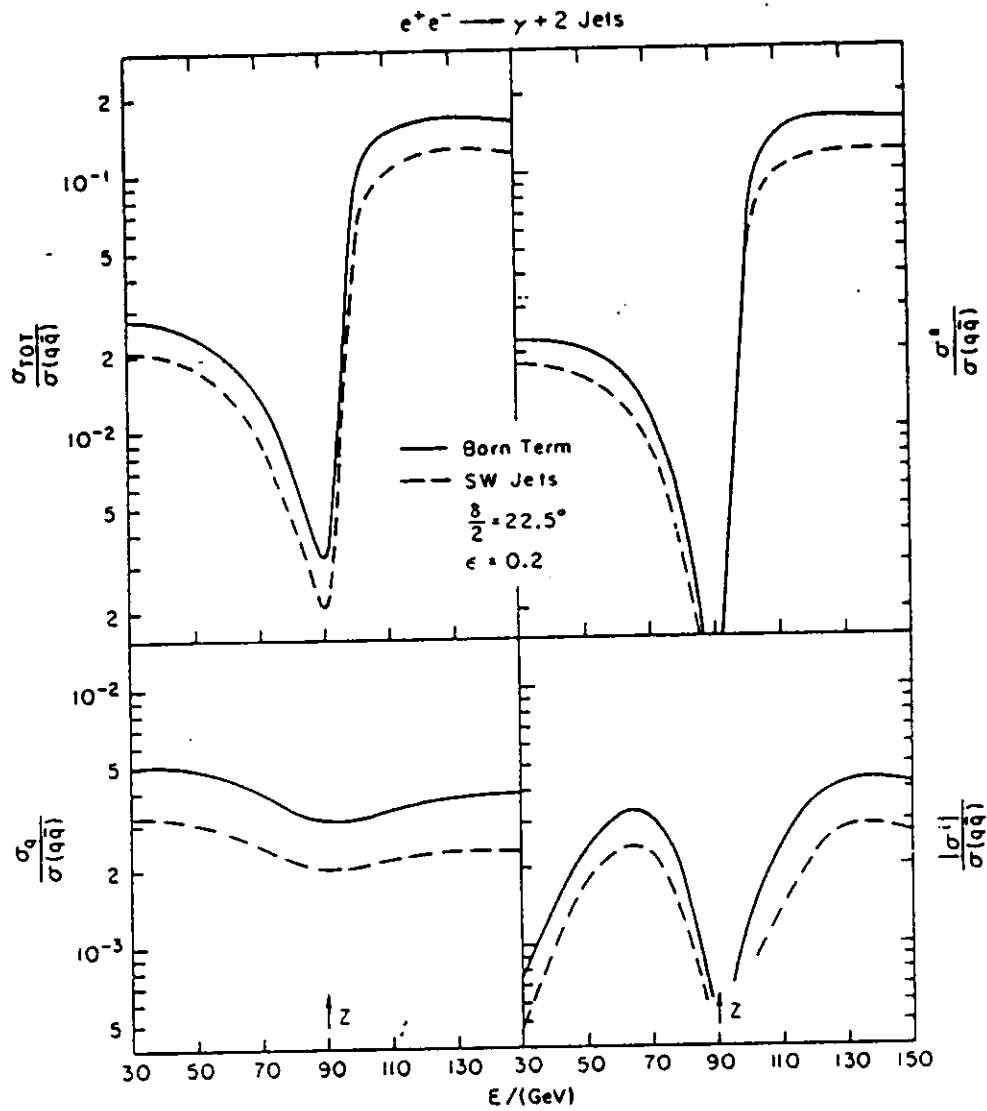


Abbildung 3.10: Born Term und QCD korrigierter Wirkungsquerschnitt [18]

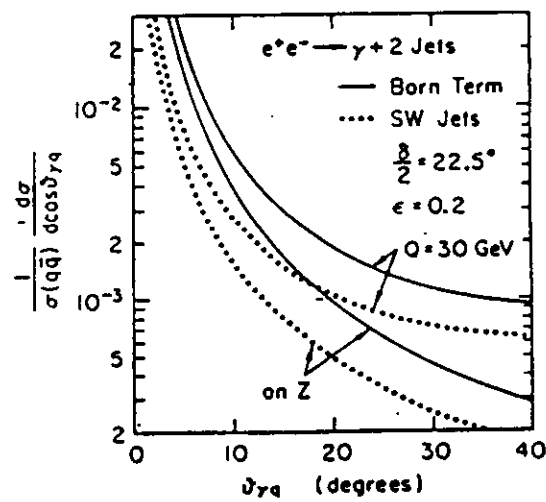


Abbildung 3.11: Abhängigkeit der QCD Korrekturen vom Quark-Photon Winkel [18]

3.4 Ladungsasymmetrie

Die QED ist invariant gegenüber der Ladungskonjugation. Das Photon ist ein Eigenzustand der C-Parität mit $C=-1$. Bei der Fermion Paarerzeugung in der e^+e^- -Annihilation durch ein virtuelles Photon sind die Quarks im Endzustand im Zustand $C=-1$, während eine Photonabstrahlung von den erzeugten Quarks zum Eigenzustand $C=+1$ der Fermionen führt. Putzolu hat 1961 darauf hingewiesen, daß die Interferenz von Zuständen entgegengesetzter C-Parität zu Asymmetrien in der Winkelverteilung des Endzustandes relativ zu den einlaufenden Teilchen führt [61]. Seine Argumentation, die sich auch in Ref. [62] findet, soll hier kurz dargestellt werden:

Der e^+e^- -Anfangszustand $|i\rangle$ bei der Fermionerzeugung ist kein Eigenzustand der C-Parität, läßt sich aber als Summe eines negativen und eines positiven Eigenzustandes schreiben:

$$\begin{aligned} |i\rangle &= |i_+\rangle + |i_-\rangle \quad \text{mit} & (3.23) \\ |i_+\rangle &= \frac{1}{2} [|i\rangle + C|i\rangle] \\ |i_-\rangle &= \frac{1}{2} [|i\rangle - C|i\rangle] \end{aligned}$$

Bezeichnet man mit $\langle f\gamma|$ den Endzustand aus Fermionen und Photon und kennzeichnet die Eigenzustände der C-Parität mit den Indizes + und -, so ergibt sich für die Amplitude der Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$:

$$\langle f\gamma|S|i\rangle = \langle f\gamma|S_I|i\rangle + \langle f\gamma|S_F|i\rangle \quad (3.24)$$

Dabei steht S_I für die Photonabstrahlung vom Anfangszustand und S_F für die Abstrahlung von den Quarks.

Aus den Feynmanregeln folgt dann:

$$\langle f\gamma|S|i\rangle = \langle f_-\gamma|S_I|i_+\rangle + \langle f_+\gamma|S_F|i_-\rangle \quad (3.25)$$

Eine Ladungsasymmetrie des Endzustandes ist proportional zur Differenz des Quadrates der Amplitude mit und ohne Anwendung der Ladungskonjugation:

$$A \propto |\langle f\gamma|S|i\rangle|^2 - |\langle f\gamma|C^{-1}S|i\rangle|^2 \quad (3.26)$$

Dabei ist:

$$|\langle f\gamma|S|i\rangle|^2 = |S_I|^2 + |S_F|^2 + 2\text{Re}[\langle f_+\gamma|S_F|i_-\rangle \langle i_+|S_I|f_-\gamma\rangle] \quad (3.27)$$

Beim zweiten Term der Gleichung 3.26 hat der Interferenzterm das umgekehrte Vorzeichen. Es ergibt sich:

$$A \propto \text{Re}[S_I S_F^*] \quad (3.28)$$

Aus dieser Formel wird auch deutlich, daß der Interferenzterm zu allen Größen, bei denen über die Ladungen des Endzustandes summiert wird, keinen Beitrag liefert.

Der Endzustand, der durch das Diagramm der niedrigsten Ordnung (Abbildung 3.1) beschrieben wird und der durch die QED-Boxdiagramme (Abbildung 3.5) beschriebene Endzustand, haben ebenfalls unterschiedliche C-Parität. Aus den oben beschriebenen Gründen führt ihre Interferenz auch zu einer Ladungsasymmetrie [58].

Abbildung 3.12 zeigt die Ladungsasymmetrie als Funktion des Winkels zwischen Photon und Quark. Sie bestätigt die anschauliche Vorstellung, daß die Asymmetrie dort besonders groß ist, wo die Amplituden der Bremsstrahlung vom Anfangs- und Endzustand etwa gleiche Beiträge liefern. Die Kinematik ist hier so gewählt, daß die Born-Approximation eine gute Näherung ist. Das Photon darf weder dicht am Jet liegen, wo die Abstrahlung von den Quarks dominiert, noch darf es zu dicht am Strahl liegen, wo fast nur Abstrahlung des Anfangszustandes auftritt. Die Abbildung 3.12 wurde mit dem Simulationsprogramm MUSTRAAL [59] erzeugt und stimmt gut mit der bei Laermann et al.

[18] gezeigten überein, sie wurde wie bei Laermann relativ zum Elektron gemessen und hat deshalb ein positives Vorzeichen.

Weiter zeigt Abbildung 3.9, daß oberhalb von etwa 80% der Strahlenergie das Energiespektrum fast vollständig von der Abstrahlung des Anfangszustandes bestimmt wird, auch hier wird die zu erwartende Asymmetrie klein.

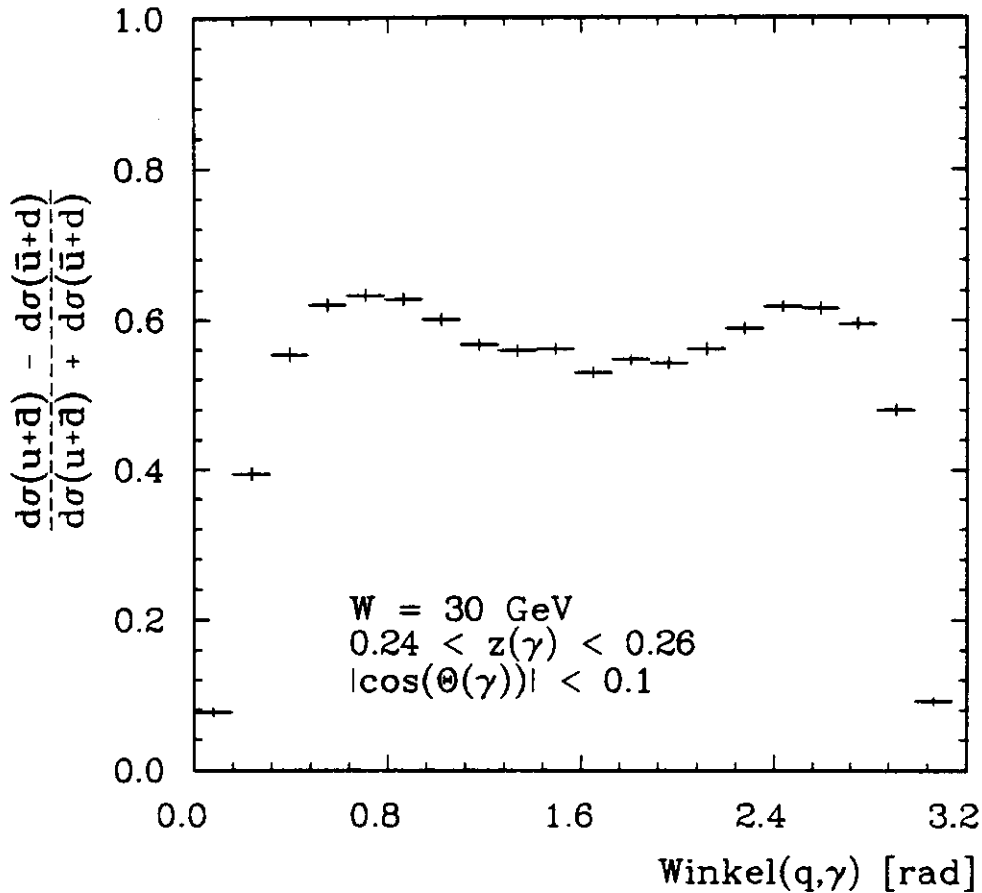


Abbildung 3.12: Ladungsasymmetrie als Funktion des Quark-Photon Winkels bei einer Schwerpunktsenergie von $W=30$ GeV. Vorhersage von MUSTRAAL

Da die QCD Korrekturen erst bei kleinen Quark-Photon Winkeln eine Rolle spielen (s. Abbildung 3.11), wo auch die erwarteten Asymmetrien klein sind, sollte eine Messung der Ladungsasymmetrie, bei der ein großer Quark-Photon Winkel verlangt wird, von diesen Korrekturen nur wenig berührt werden [18].

3.5 Modelle mit ganzzahligen Quarkladungen

Das gebräuchliche Quarkmodell geht von drittelzahligen Quarkladungen aus und ordnet jedem Quark eine Farbladung mit drei diskreten Zuständen zu. Mit diesem Modell läßt sich die Zusammensetzung aller bekannten Hadronen erklären. Diese Annahmen über die Quarks sind aber nicht die einzige Möglichkeit, ein konsistentes Bild von den Hadronen zu erhalten. Ein konkurrierendes Modell, das in den 60er Jahren von Han und Nambu zunächst nur für u, d und s Quarks entwickelt wurde, ist so erweitert worden, daß es ebenfalls die Zusammensetzung der bekannten Hadronen erklären kann [14]. Der Unterschied zum gewöhnlichen Quark Modell besteht darin, daß die Quarks je nach Farbe unterschiedliche elektrische Ladung haben. Die Gluonen müssen in diesem Modell geladen sein, um

als Austauscheteilchen bei Quark-Quark Wechselwirkungen dienen zu können. Abbildung 3.13 zeigt die Lage der u, d und s Quarks in der von der dritten Komponente des Isospins und der Hyperladung aufgespannten Ebene. Gemittelt über alle drei Farbzustände ist die Ladung in beiden Modellen gleich.

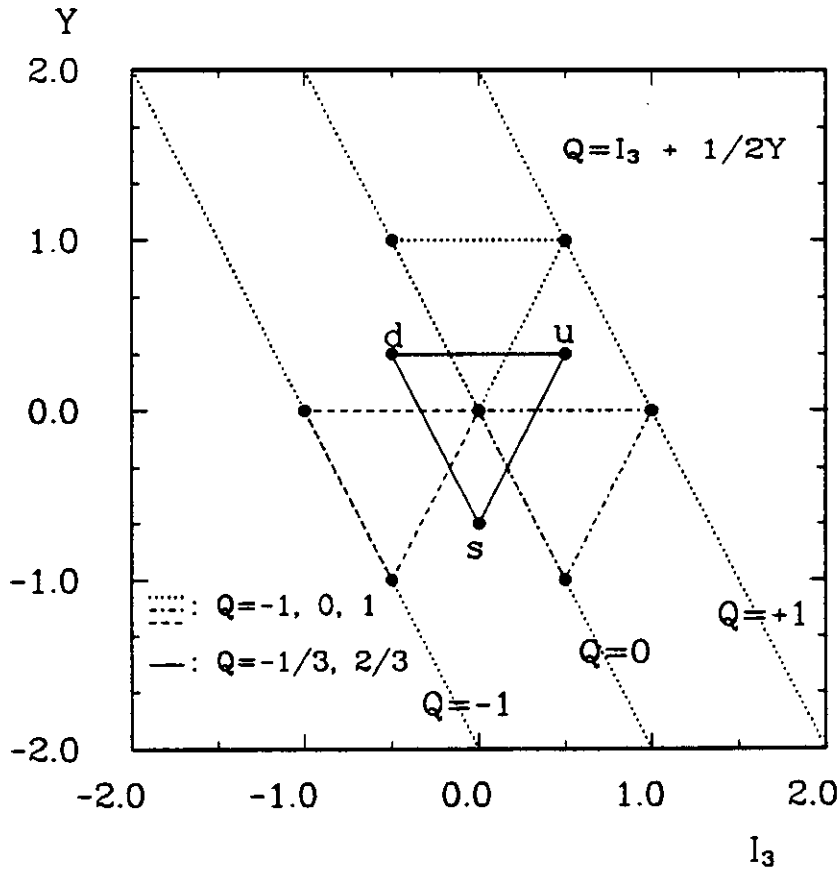


Abbildung 3.13: u, d, s Quarks in der I_3 -Y Ebene für ganz- und drittelzahlige Quarkladungen [14]. I_3 bezeichnet die dritte Komponente des Isospins und Y die Hyperladung

Das Han-Nambu Modell ist zwar erheblich komplizierter als das gewöhnliche Quarkmodell und alle bisherigen Messungen stehen im Einklang mit drittelzahligen Ladungen der Quarks, aber einen eindeutigen experimentellen Ausschluß eines der beiden Modelle gibt es bisher nicht. Die Tatsache, daß die Summe über die dritten Potenzen der Quarkladungen in beiden Modellen unterschiedlich ist, hat zu dem Vorschlag geführt, bei e^+e^- -Annihilationen in Hadronen die Messung der Ladungsasymmetrie durch Interferenz der Bremsstrahlung des Anfangs und des Endzustandes als Test der beiden Modelle zu benutzen. Denn das Verhältnis dieser Asymmetrien für $q\bar{q}\gamma$ Ereignisse zu $\mu\bar{\mu}\gamma$ ist proportional zur Summe über die dritten Potenzen der Quarkladungen [18]

$$\frac{d\sigma(q^+q^-\gamma) - d\sigma(q^-q^+\gamma)}{d\sigma(\mu^+\mu^-\gamma) - d\sigma(\mu^-\mu^+\gamma)} = 3 \sum_{i=1,5} e_{q_i}^3 = \frac{13}{9} \quad (3.29)$$

T. Jayaraman et al. [63] weisen jedoch daraufhin, daß in aktuellen Eichtheorien mit ganzzahligen Quarkladungen diese von folgender zusammengesetzter Form sind:

$$Q = Q_0 - Q_8 \frac{m_g^2}{q^2 - m_g^2} \quad (3.30)$$

Dabei bezeichnet Q_0 die normale drittelzahlige Ladung der Farbsingulets und Q_8 den Farboktett Anteil der Quarkladung; m_g bezeichnet einen Massenparameter des Gluons und q ist der Impulsübertrag.

Jayaraman et al. zeigen, daß sich bei dieser Definition der Quarkladungen die Modelle mit ganz- und drittelzahligen Quarkladungen erst bei Prozessen unterscheiden, in denen die Summe über die vierten Potenzen der Quarkladungen auftritt und die Energie hoch genug ist, um alle Quarksorten und Farben zu erzeugen. Der Wirkungsquerschnitt der Erzeugung von Quarkbremsstrahlung ist ein derartiger Prozeß (vgl. Gleichung 3.9). Nach Berechnungen von Jayaraman et al. [63] ist der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion bei Photonenergien zwischen 30% und 70% der Strahlenergie in Modellen mit ganzzahligen Quarkladungen um einen Faktor 1.7 bis 1.8 höher als in Modellen, die Quarks mit drittelzahliger Ladung annehmen.

In dem Experiment bei Schwerpunktsenergien um 35 GeV erwartet man, daß nur ein kleiner Teil (1-2%) der hadronischen Ereignisse harte direkte Photonen hat, die unter einem großen Winkel zur Strahlachse emittiert werden. Von diesen stammen die meisten aus der Abstrahlung von den einlaufenden Leptonen. Von den verbleibenden Photonen aus der Quarkbremsstrahlung liegen die weitaus meisten so dicht am Quark, daß sie von Photonen aus π^0 -Zerfällen nicht getrennt werden können. Mit einer Messung des Wirkungsquerschnittes ist es deshalb bei der derzeitigen Statistik sehr schwierig, eine eindeutige Aussage zugunsten eines der Modelle zu machen. Um eine endgültige Entscheidung zwischen beiden Modellen treffen zu können, muß deshalb auf Ergebnisse von Experimenten gewartet werden, deren Energie zur reellen Z^0 -Erzeugung ausreicht, da dann die Abstrahlung vom Anfangszustand keine Rolle spielt. Die Autoren von [63] weisen auch auf Reaktionen in Hadron-Hadron Kollisionen hin, die eventuell die Frage der Quarkladungen endgültig klären können.

Kapitel 4

Bestimmung der Ladungsasymmetrie in hadronischen Ereignissen mit harter Bremsstrahlung

4.1 Ereignisauswahl

Der Analyse liegen die mit dem TASSO Detektor in den Jahren 1981-84 und 1986 genommenen hadronischen Ereignisse zugrunde. Die Strahlenergie variiert zwischen 7 GeV und 23.2 GeV und liegt im Mittel bei 17.1 GeV. Die integrierte Luminosität beträgt 205 pb^{-1} , wobei 175 pb^{-1} bei Strahlenergien um 17.5 GeV genommen wurden. Die akzeptierten Ereignisse erfüllen folgende Bedingungen:

1. Es müssen wenigstens fünf Spuren in allen drei Dimensionen rekonstruiert worden sein.
 - Auf diese Weise wird der Untergrund durch Ereignisse der Zwei-Photonstreuung, der Strahl-Restgas Wechselwirkung und der Bhabhastreuung mit mehrfacher Konversion stark reduziert, da diese Ereignisse meist eine niedrige Multiplizität haben.
2. Liegen in beiden z-Hemisphären des Detektors je drei geladene Spuren, so wird verlangt, daß ihre invariante Masse die des τ Leptons übersteigt.
3. Der Ereignisursprung muß in z-Richtung innerhalb von $\pm 6 \text{ cm}$ um den TASSO Koordinatenursprung liegen.
 - Auf diese Weise wird der Untergrund an Strahl-Restgas Wechselwirkungen weiter reduziert.
4. Die Summe der Impulsbeträge aller geladenen Teilchen muß 53% des Strahlimpulses überschreiten.
 - Diese Bedingung ist ein sehr wirksamer Schnitt gegen Ereignisse aus Zwei-Photon Reaktionen, da die Schwerpunktsenergie der beiden Photonen im allgemeinen wesentlich unter der Strahlenergie liegt.
5. Alle Ereignisse wurden einer Kontrolle am Bildschirm unterzogen, um eventuell noch vorhandene Untergrundereignisse auszusondern.
 - Etwa 3% der verbleibenden Ereignisse wurden am Bildschirm zurückgewiesen. Es handelte sich dabei entweder um Ereignisse der Bhabha-Streuung mit Mehrfachkonversionen oder um Ereignisse, bei denen Schwingungen in der Elektronik zu sovielen scheinbaren Treffern geführt haben, daß das Rekonstruktionsprogramm mehr als fünf Spuren "erfunden" hat. Die verbleibende Datenmenge besteht aus hadronischen Ereignissen mit einem Untergrund

von $1.5 \pm 0.5\%$ Ereignissen der Strahl-Restgas und Strahl-Strahlrohr Wechselwirkungen, $1.0 \pm 0.5\%$ aus Zwei-Photon Ereignissen und $0.5 \pm 0.4\%$ Ereignissen der τ -Paarerzeugung mit hadronischem Endzustand [47].

Darüber hinaus wird für diese Analyse noch verlangt:

6. Alle Ereignisse müssen mindestens ein Photon im Flüssig-Argon Zähler haben, dessen Energie zwischen 15% und 80% der Strahlenergie liegt (vgl. 4.2).
 - Damit wird niederenergetischer Untergrund im Kalorimeter unterdrückt. Die meisten neutralen Cluster, die von gestreuten geladenen Teilchen stammen oder durch sekundäre Wechselwirkung erzeugt, wurden erfüllen das Energiekriterium ebenfalls nicht.
 - Die Datenmenge enthält etwa 63000 hadronische Ereignisse, von denen 6438 ein hartes Photon im Flüssig-Argon Zähler haben.

An die Qualität der rekonstruierten Spuren werden folgende Anforderungen gestellt:

1. Die Spur muß in allen drei Dimensionen rekonstruiert sein.
2. Für die Güte der Spurrekonstruktion muß gelten
 - r- ϕ -Rekonstruktion: $\chi^2 < 10$
 - z-Rekonstruktion: $\chi^2 < 20$
3. Der minimale Abstand zwischen Spur und Strahlachse darf 5 cm nicht überschreiten.
4. Der Transversalimpuls relativ zum Strahl muß größer als 100 MeV sein.
5. Um sicherzustellen, daß die sechste 0° Drahtlage der Driftkammer erreicht wird, muß für den Winkel der Spur zum Strahl gelten: $|\cos \Theta| < 0.87$.
6. Mit den Spuren, die die Bedingungen 1-5 erfüllen, wird ein mittlerer Ereignisursprung \bar{z} auf der Strahlachse berechnet. Um akzeptiert zu werden, muß für eine Spur gelten: $|z - \bar{z}| < 20 \text{ cm}$.

4.2 Definition eines Photons

Ein Cluster im Flüssig-Argon Zähler wird in dieser Analyse als Photon bezeichnet, wenn es folgende Bedingungen erfüllt

- Innerhalb einer Vorderturbreite um das Cluster darf keine Extrapolation einer geladenen Spur enden, damit wird sichergestellt, daß das Cluster von einem neutralen Teilchen verursacht wurde.
- Die Energie muß zwischen 150 MeV und dem 1.3 fachen der Strahlenergie liegen.
- Um Fehlmessungen der Energie durch Leckverluste des Schauers zu verhindern wird verlangt, daß der Schauerschwerpunkt nicht am Rand des Moduls liegt. Dadurch ergibt sich eine Beschränkung des abgedeckten Polarwinkelbereichs auf $|\cos \theta| < 0.68$. Der überdeckte Azimutwinkelbereich wird auf 21.4° pro Submodul eingeschränkt.
- Es muß wenigstens eine Lage von Koordinatenstreifen angesprochen haben.

4.3 Ereignissimulation

Um aus den im Detektor nachgewiesenen Signalen auf die dahinter stehenden physikalischen Prozesse zu schließen, benutzt man Programme, die Ereignisse gemäß verschiedener Modellvorstellungen erzeugen und Signale im Detektor simulieren. Im folgenden sollen die in dieser Analyse benutzten Simulationen und die ihnen zugrunde liegenden Modellvorstellungen kurz vorgestellt werden. Die Programme lassen sich unterteilen in Ereignisgeneratoren, die die Vierervektoren von Quarks und Gluonen erzeugen mit daran angeschlossenen Hadronisierungsprogrammen, die die Erzeugung der Teilchen des Endzustandes aus den Partonen beschreiben und in Detektorsimulationen, die die von den Teilchen ausgelösten Signale im Detektor nachbilden.

Folgende Programme wurden für die Ereignissimulation benutzt:

- Ereignisgeneratoren

1. Ein Generator, der die Quarkpaare gemäß der niedrigsten Ordnung der QED erzeugt und Gluonabstrahlung in der Ordnung α , berücksichtigt. Es werden keine elektroschwachen Effekte simuliert. Die Photonabstrahlung von den einlaufenden Leptonen wird berücksichtigt [64]. Die Fragmentation geschieht nach dem Schema von Feynman und Field, das auf alle fünf Quarksorten sowie auf die Erzeugung von Baryonen erweitert wurde [15,65,66,67].
2. Ein Generator, der die Quarkproduktion gemäß dem Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung vornimmt und mit Ausnahme der Vertexkorrekturen QCD Effekte bis zur Ordnung $(\alpha_s)^2$ enthält. Insbesondere wird auch die Produktion von Ereignissen mit vier Jets simuliert. Bremsstrahlung wird auch hier nur vom Anfangszustand angenommen [64]. Die Hadronisierung wird hier nach dem Schema von LUND (Version 4.3 und 5.2) vorgenommen [16,68]
3. Ein Generator mit Namen MUSTRAAL, der die Quarks nach den Vorschriften des Standardmodells produziert und alle QED Korrekturen bis zur Ordnung α^3 enthält. Insbesondere wird hier auch die Photonabstrahlung vom Endzustand simuliert. QCD Effekte werden von diesem Programm nicht betrachtet [56,59]. Dieser Generator wird ebenfalls mit der Hadronisierung nach LUND (Version 5.2) betrieben.

- Detektorsimulationen:

- Das Programmpaket SIMPLE dient der detaillierten Simulation des Innendetektors von TASSO. Dabei werden die Teilchen vom Vertex je nach Version des Detektors durch alle drei Drahtkammern oder nur durch die Proportionalkammer und die Driftkammer verfolgt. Folgende Wechselwirkungen werden dabei berücksichtigt:

- * Energieverlust
- * Vielfachstreuung
- * Konversion von Photonen
- * Bremsstrahlung von Elektronen
- * Hadronische Wechselwirkung

Außerdem können die Teilchen gemäß der durch ihre Lebensdauer gegebenen Wahrscheinlichkeit im Detektor zerfallen. Entlang der Teilchenbahnen werden Treffer der Drähte in den Kammern gesetzt. Gehen mehrere Teilchen durch eine Driftzelle, wird entsprechend der Elektronik des Detektors nur dasjenige mit der kürzesten Driftzeit betrachtet. Beim Erzeugen der Kammersignale werden die Ansprechwahrscheinlichkeiten sowie gelegentliche Ausfälle einzelner Drahtlagen simuliert. Mit jedem Treffer wird auch der sogenannte Spiegeltreffer gespeichert. (Dabei handelt es sich um den Treffer auf der anderen Seite des Drahtes, der die gleiche Driftzeit hat wie der Signalauslösende. Im Experiment ist nicht entscheidbar, welcher der beiden der "wahre" Treffer ist.) Die in den Kammern erzeugten

Treffer werden dann zusammen mit den Spiegeltreffern demselben Programm zur Spurrekonstruktion unterworfen wie die Daten. Zur Einsparung von Rechenzeit besteht auch die Möglichkeit, aus der bekannten Zuordnung von Treffer und Teilchen die Spuren direkt zu berechnen. Dazu werden einige Spuren gemäß der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit von MILL verworfen und andere zufällig hinzugefügt.

- Das Simulationsprogramm MONSTER bietet die Möglichkeit, den Durchgang von Teilchen durch alle Komponenten von TASSO mit Ausnahme des Vorwärtsdetektors zu simulieren. Die Simulation des Innendetektors ähnelt der von SIMPLE. Beim Verfolgen des Teilchen durch den Detektor werden die sekundären Wechselwirkungen an vier Punkten berücksichtigt:

- * Strahlrohr,
- * Spule
- * Flüssig-Argon Zähler und
- * Eisenabschirmung

Nachdem die Teilchen durch die Spule verfolgt wurden, wird ihr Verhalten im Flüssig-Argon Zähler simuliert. Die Simulation basiert auf dem Programm EGS, das die Entwicklung elektromagnetischer Schauer bis ins Detail nachbildet [53]. Die Wechselwirkung von Hadronen im Material des Detektors wird mit einem Programm von G. Grant berücksichtigt [69]. In jeder getroffenen Meßlage des Kalorimeters wird ein Signal erzeugt, das proportional zur Energie des eingefallenen Teilchens ist. Die Clusterbildung wird mit demselben Analyseprogramm, das auch für die Daten benutzt wird, vorgenommen.

Da die Erzeugung von simulierten Ereignissen sehr rechenzeitaufwendig ist, wurde im wesentlichen auf bestehende Datensätze zurückgegriffen. Lediglich mit dem relativ neuen Generator MUSTRAAL wurden Ereignisse neu erzeugt. Die Spuren wurden aus den Treffern direkt berechnet. Alle anderen benutzten Ereignisse wurden mit MILL rekonstruiert. Tabelle 4.1 zeigt die benutzten Ereignisgeneratoren und Detektorsimulationen und definiert für die verschiedenen mit ihnen erzeugten Ereignisse Kurznamen, unter denen sie im folgenden zitiert werden.

GENERATOR	HADRONISIERUNG	DETEKTOR	NAME
QED erste Ordnung; Bremsstrahlung des Anfangszustandes; QCD bis zur Ordnung α_s	Unabhängige Jetfragmentation nach Feynman und Field	MONSTER	MONSTER
Standardmodell; QED-Korrekturen bis α^3 , aber nur Bremsstrahlung des Anfangszustandes; QCD bis zur Ordnung α_s^2 (LUND4.3 ohne Vertexkorrekturen)	Stringfragmentation nach LUND Modell	SIMPLE	SIMPLE
Standardmodell; QED-Korrekturen vollständig bis α^3 ; keine QCD, MUSTRAAL	Stringfragmentation nach LUND Modell	SIMPLE	MUSTRAAL

Tabelle 4.1: Benutzte Ereignissimulationen

4.4 Bestimmung der Jetachsen

Um eine Ladungsasymmetrie der Quarks zu messen, muß aus den im Detektor nachgewiesenen Teilchen die ursprüngliche Richtung der Quarks rekonstruiert werden. Für diese Analyse werden zwei

verschiedene Methoden zur Bestimmung der Quarkrichtungen benutzt, wobei beidesmal angenommen wird, daß es sich bei dem betrachteten Photon wirklich um Bremsstrahlung handelt und die Abstrahlung des Photons vor eventueller Gluonabstrahlung stattgefunden hat. Dann gilt:

$$E_q + E_{\bar{q}} + E_\gamma = \sqrt{s} \quad \sqrt{s} : \text{Schwerpunktenergie} \quad (4.1)$$

und

$$\vec{p}_q + \vec{p}_{\bar{q}} + \vec{p}_\gamma = 0 \quad (4.2)$$

Methode 1

Jetachsen im Schwerpunktsystem der Quarks Bei der ersten Methode werden alle geladenen Teilchen in das Schwerpunktsystem des Quark-Antiquark Paares transformiert, das durch den Impuls des Photons und Gleichung 4.2 bestimmt ist. Als Masse wird für alle Teilchen die Pionmasse benutzt. Mit diesen Teilchen wird die Sphärizitätsachse berechnet und als Flugrichtung der Quarks angenommen. Die Sphärizitätsachse ist die Achse, bezüglich der die Summe der Quadrate der Transversalimpulse minimal ist.

$$S = \frac{3}{2} \text{MIN} \left(\frac{\sum(p_{\perp i}^2)}{\sum(p_i^2)} \right) \quad 0 \leq S \leq 1 \quad (4.3)$$

Diese Achse liefert im Schwerpunktsystem der Quarks eine gute Vorraussage ihrer Flugrichtungen [73].

Nach der Bestimmung der Jetladungen (s. Kapitel 4.5) werden die Achsen unter der Annahme masseloser Quarks ins Laborsystem zurücktransformiert.

Methode 2

Bestimmung der Quarkrichtungen im Laborsystem Zur Kontrolle wurde noch eine zweite Methode benutzt, die im Laborsystem arbeitet. Zunächst werden ausgehend von dem geladenen Teilchen mit dem höchsten Impuls alle Spuren, die innerhalb eines Kegels mit einem halben Öffnungswinkel von 40 Grad liegen, vektoriell addiert. Der Summenvektor wird dann als Ausgangsrichtung für die Wiederholung dieser Prozedur benutzt, wobei der Kegel jetzt einen halben Öffnungswinkel von 50 Grad hat. Alle in diesem großen Kegel liegende Spuren werden als zu einem Jet gehörend betrachtet, und die Jetrichtung ist die Vektorsumme aller seiner Spuren.

Mit den übrigen Spuren wird das Verfahren solange wiederholt, bis alle Spuren mit einem Impuls über 1 GeV einem Jet zugeordnet sind. Für die weitere Analyse werden nur Ereignisse betrachtet, die mindestens zwei Jets haben.

Im zweiten Schritt wird versucht, mit Hilfe eines Fits die Jetrichtungen und die Energie des Photons so zu variieren, daß die Gleichungen 4.2 und 4.1 erfüllt sind. Die zu fittenden Parameter sind die Winkel $\alpha_{\gamma,j1}$ und $\alpha_{\gamma,j2}$ zwischen den Jets und dem Photon sowie die Photonenergie (vgl. Abbildung 4.1). Nimmt man die Quarks als masselos an, so lassen sich die beiden Randbedingungen zu folgender Bedingungsleichung zusammenfassen.

$$E_\gamma [\sin \alpha_{\gamma,j1} + \sin \alpha_{\gamma,j2} + \sin(2\pi - \alpha_{\gamma,j1} - \alpha_{\gamma,j2})] = \sqrt{s} \sin(2\pi - \alpha_{\gamma,j1} - \alpha_{\gamma,j2}) \quad (4.4)$$

Hat das Ereignis mehr als zwei Jets deren Impulssumme 6 GeV/c überschreitet, wird der Jet mit der höchsten Energie nacheinander mit allen übrigen kombiniert. Als endgültige Quarkachsen wird das Paar von gefitteten Jetachsen benutzt, dessen χ^2 minimal ist. Nach dem Fit der beiden Winkel und der Energie des Photons ist das System aus den Quarks und dem Photon bis auf eine Drehung um die Richtung des Photons bestimmt. Die Quarkachsen werden so gedreht, daß der Winkelabstand zwischen der vorläufigen und der endgültigen Richtung des Jets mit der höchsten Energie minimal ist.

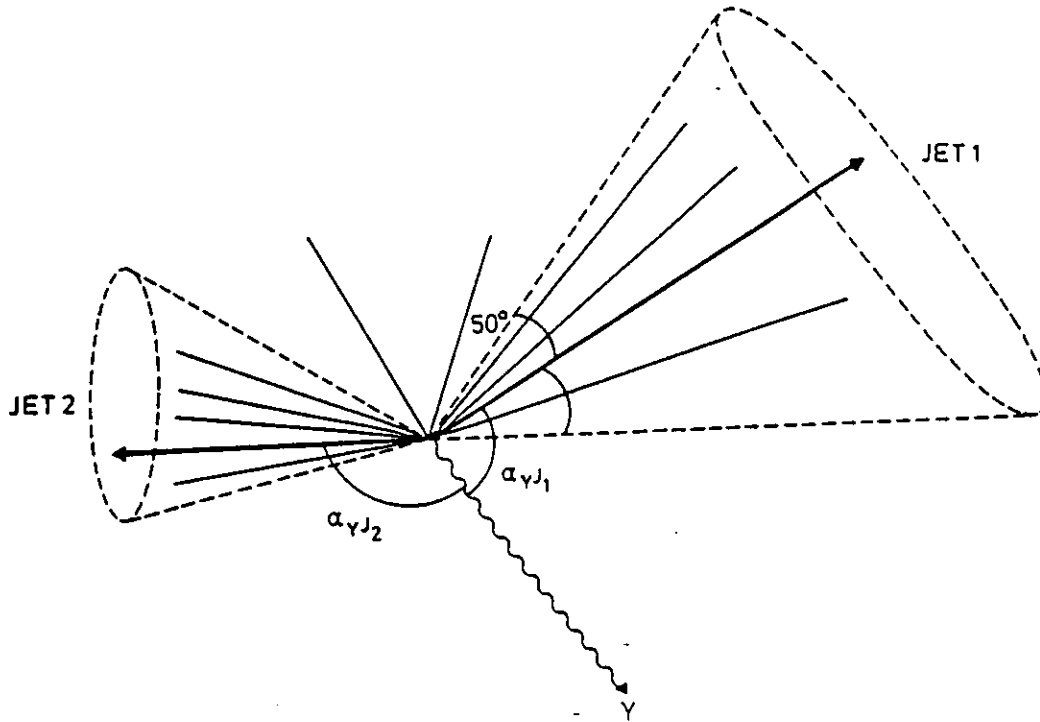
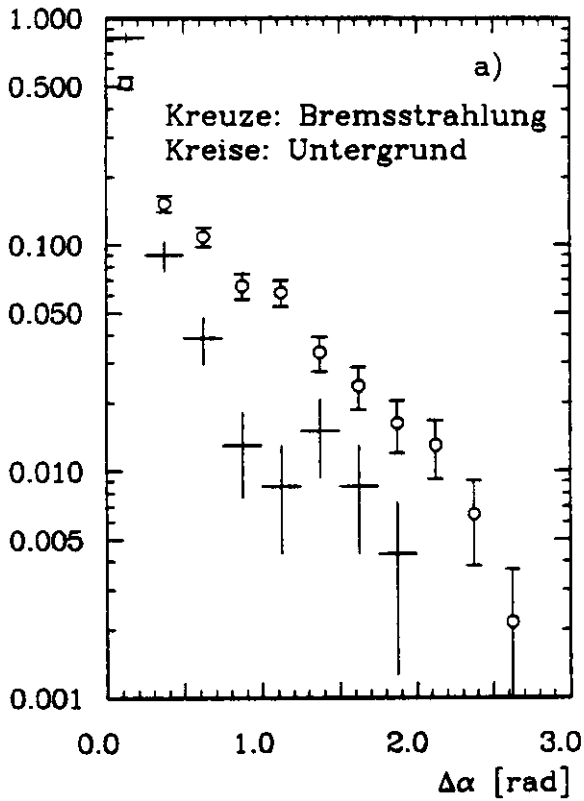


Abbildung 4.1: Veranschaulichung der Berechnung der Jetachsen im Laborsystem

JETS IM $q\bar{q}$ -SCHWERPUNKTSYSTEM BERECHNET				
$\Delta\alpha$: Räumliche Winkeldifferenz $\Delta\Theta$: Polarwinkeldifferenz	Bremsstrahlungsphotonen			
	Photon isoliert; $p_T > 2.0$ GeV		Alle Ereignisse	
	Mittelwert	R.M.S	Mittelwert	R.M.S.
$\Delta\alpha$ [rad]	0.191 ± 0.014	0.293	0.204 ± 0.012	0.311
$\Delta\Theta$ [rad]	0.127 ± 0.010	0.205	0.125 ± 0.008	0.195
Photonen nicht aus Bremsstrahlung				
	Photon isoliert; $p_T > 2.0$ GeV		Alle Ereignisse	
	Mittelwert	R.M.S	Mittelwert	R.M.S.
$\Delta\alpha$ [rad]	0.466 ± 0.017	0.523	0.207 ± 0.002	0.322
$\Delta\Theta$ [rad]	0.264 ± 0.010	0.316	0.132 ± 0.001	0.211
JETS IM LABORSYSTEM BERECHNET				
	Bremsstrahlungsphotonen			
	Photon isoliert; $p_T > 2.0$ GeV		Alle Ereignisse	
	Mittelwert	R.M.S	Mittelwert	R.M.S.
$\Delta\alpha$ [rad]	0.188 ± 0.013	0.281	0.225 ± 0.013	0.325
$\Delta\Theta$ [rad]	0.124 ± 0.010	0.206	0.138 ± 0.008	0.213
Photonen nicht aus Bremsstrahlung				
	Photon isoliert; $p_T > 2.0$ GeV		Alle Ereignisse	
	Mittelwert	R.M.S	Mittelwert	R.M.S.
$\Delta\alpha$ [rad]	0.417 ± 0.019	0.468	0.206 ± 0.002	0.306
$\Delta\Theta$ [rad]	0.257 ± 0.012	0.304	0.132 ± 0.001	0.201

Tabelle 4.2: Vorhersage von MONSTER für die Winkeldifferenzen zwischen rekonstruierten und wahren Jetrichtungen

Anteil der Jets



Anteil der Jets

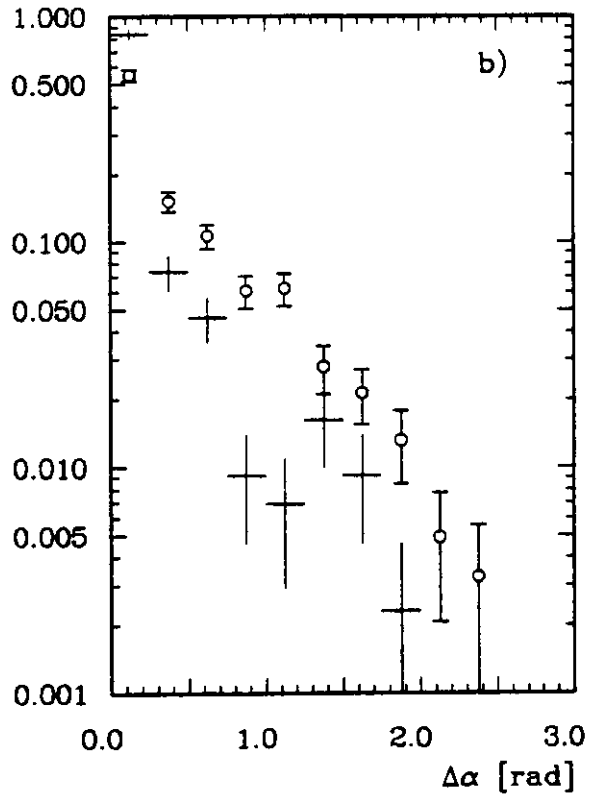
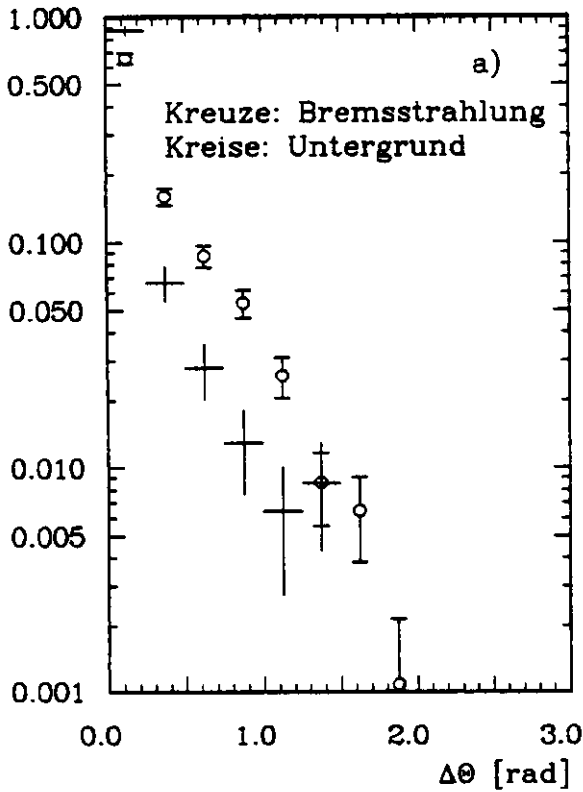


Abbildung 4.2: Räumliche Winkeldifferenz zwischen der rekonstruierten und der wahren Quarkachse, a) Jetrichtungen im $q\bar{q}$ -Schwerpunktsystem berechnet, b) Jetrichtungen im Laborsystem berechnet

Anteil der Jets



Anteil der Jets

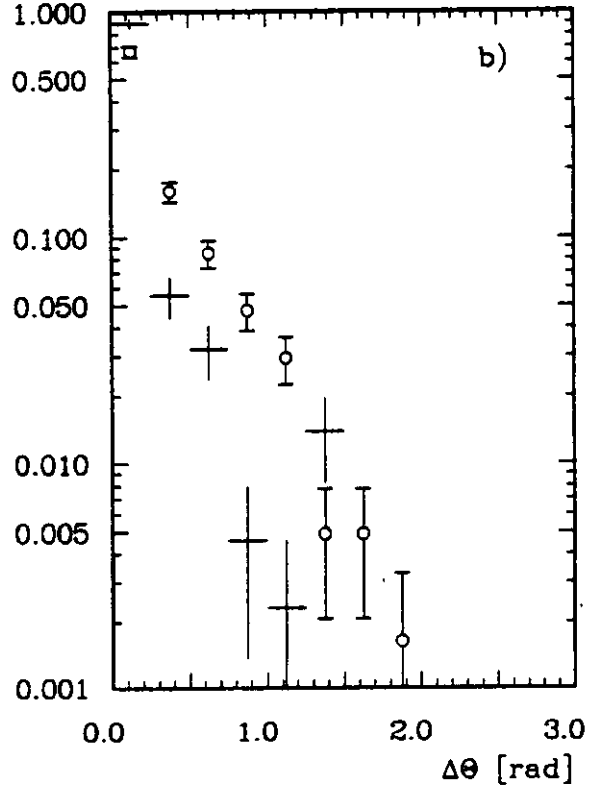


Abbildung 4.3: Differenz des Polarwinkels $\Delta\Theta$ zwischen der rekonstruierten und der wahren Quarkachse, a) Jetrichtungen im $q\bar{q}$ -Schwerpunktsystem berechnet, b) Jetrichtungen im Laborsystem berechnet

Vergleich der Methoden: Abbildung 4.2 zeigt für mit MONSTER simulierte Ereignisse die Differenz des räumlichen Winkels $\Delta\alpha$ zwischen wahrer und berechneter Jetrichtung für beide Methoden der Achsenberechnung. Die Zuordnung der beiden rekonstruierten Jetrichtungen zu den wahren Flugrichtungen der Quarks wurde so vorgenommen, daß die Summe der Winkeldifferenzen im Raum minimal ist. In den Abbildungen der Winkeldifferenzen sind die Ereignisse, bei denen das Photon aus Bremsstrahlung kommt und die Ereignisse, bei denen das Photon aus Zerfällen oder sekundären Wechselwirkungen stammt, getrennt eingetragen. Die Ereignisse, deren Photonen keine Bremsstrahlung sind, werden dabei abkürzend als Untergrund bezeichnet.

Da für die weitere Analyse nur Ereignisse interessant sind, in denen das Photon außerhalb des Jets liegt, hat das Photon in den gezeigten Ereignissen einen Transversalimpuls von mehr als 2.0 GeV relativ zum nächsten Jet. Außerdem ist die Impulssumme aller innerhalb eines Kegels mit einem halben Öffnungswinkel von 30° um das Photon liegenden geladenen Spuren kleiner als $500 \text{ MeV}/c^2$. Eine genaue Erläuterung dieser Bedingungen wird in Kapitel 4.7 gegeben. Etwa 6% aller Ereignisse erfüllen diese Bedingungen (vgl. Tabelle 4.4). Dabei ist der mittlere Winkelabstand, wie zu erwarten, bei Ereignissen mit direkten Photonen kleiner als bei den Untergrundeignissen. Liegt das Photon im Jet, sind die Winkelabstände zwischen wahrer und gemessener Jetrichtung für Bremsstrahlungs- und Untergrundeignisse gleich, da in diesem Fall die berechnete Jetrichtung für beide Methoden nur schwach von der Energie und Richtung des Photons abhängt. In Abbildung 4.3 sind die Winkeldifferenzen $\Delta\Theta$ zwischen wahrer und rekonstruierter Quarkrichtung relativ zur Strahlachse dargestellt.

Beide Methoden für die Bestimmung der Jetachsen liefern etwa gleich gute Resultate, die in Tabelle 4.2 zusammengestellt sind.

4.5 Jetladungen

Der Nachweis langreichweitiger Ladungskorrelationen [70] ist eine Bestätigung der Vorstellung, daß die Information über die Ladung der Partonen vornehmlich in den führenden geladenen Teilchen eines Jets steckt. Zur Bestimmung der Quarkladungen wird die schon bei Feynman und Field [15] beschriebene impulsgewichtete Ladungssumation benutzt. Jedem Jet wird dabei eine Jetladung Q_{Jet} zugewiesen, die sich als impulsgewichtete Summe über alle Ladungen eines Jets berechnet.

$$Q_{Jet} = \sum_i q_i x_i^\gamma \quad \text{mit } \gamma = 0.5 \quad (4.5)$$

Dabei bedeuten:

$$\begin{aligned} q_i &: \text{Ladung des } i\text{-ten Teilchens} \\ p_i &: \text{Impuls des } i\text{-ten Teilchens} \\ x_i &= \frac{p_i}{p_{Jet}} \\ \gamma &= 0.5 \quad (\text{Erklärung in Kapitel 4.6}) \end{aligned}$$

Um zu zeigen, daß MONSTER die Ladungsverteilung der Jets richtig reproduziert, sind in Abb. 4.4 und 4.5 die Differenz und das Produkt der beiden Jetladungen aller 6438 Ereignisse mit harten Photonen für beide Methoden der Jetachsenbestimmung dargestellt. Die Verteilungen werden innerhalb der statistischen Fehler von MONSTER reproduziert. Auffallend ist dabei, daß Absolutwerte der Jetladungen, die im Laborsystem bestimmt wurden, größer sind als die im $q\bar{q}$ -Schwerpunktsystem bestimmten, was an der unterschiedlichen Breite der Produkt- und Differenzverteilungen abgelesen werden kann.

Im Fall unkorrelierter Jetladungen hängt die Wahrscheinlichkeit w , einem Jet das richtige Ladungsvorzeichen zuzuordnen, folgendermaßen mit dem mittleren Ladungsprodukt der Jets zusammen:

$$(2w - 1)^2 = -\langle Q_{J_1} Q_{J_2} \rangle \quad (4.6)$$

Dabei ist Q_J die normierte Jetladung

$$Q_J = \frac{Q_{Jet}}{|Q_{Jet}|} \quad (4.7)$$

Für das mittlere Ladungsprodukt gilt:

$$\langle Q_{J_1} Q_{J_2} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1, N} Q_{J_1}^i Q_{J_2}^i = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (4.8)$$

Mit

- N : Zahl der Ereignisse
- N_+ : Zahl der Ereignisse mit positivem Ladungsprodukt
- N_- : Zahl der Ereignisse mit negativem Ladungsprodukt

Für w ergeben sich für alle 6438 akzeptierten Ereignisse mit harten Photonen nach Gleichung 4.6 und 4.8 folgende Werte:

1. Jets im $q\bar{q}$ -Schwerpunktsystem berechnet:

$$\begin{aligned} \text{DATEN} & : w = 0.695 \pm 0.008 \\ \text{MONSTER} & : w = 0.710 \pm 0.006 \end{aligned} \quad (4.9)$$

2. Jets im Laborsystem berechnet:

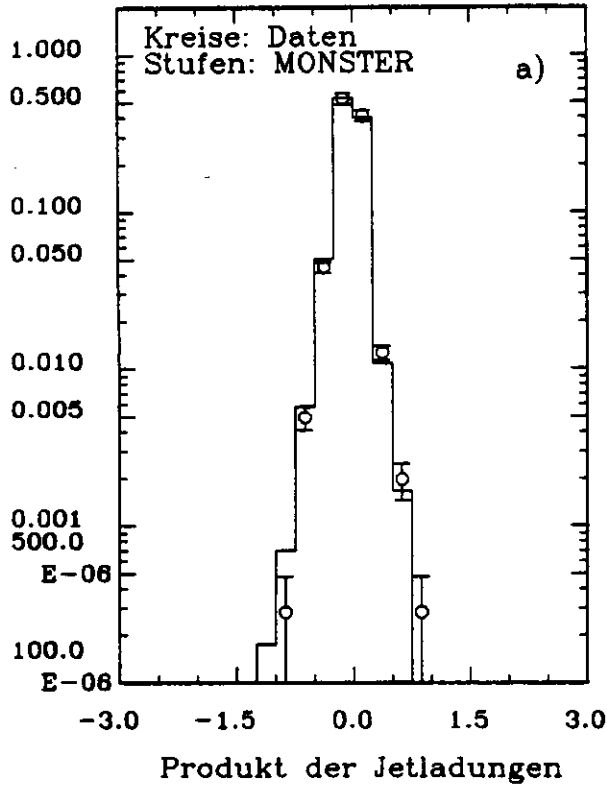
$$\begin{aligned} \text{DATEN} & : w = 0.701 \pm 0.008 \\ \text{MONSTER} & : w = 0.712 \pm 0.006 \end{aligned} \quad (4.10)$$

Die Übereinstimmung ist gut.

Wegen der Ladungserhaltung sind die gemessenen Jetladungen aber stark korreliert. Deshalb kann w nicht mehr als Wahrscheinlichkeit für die Ladungserkennung des Jets interpretiert werden.

Auch nach Anwendung aller Schnitte zur Reduktion des Untergrundes (vgl. Kapitel 4.7) ist die Übereinstimmung der Verteilungen der Daten mit denen von MONSTER noch befriedigend, wenn man berücksichtigt, daß der statistische Fehler von MONSTER von der gleichen Größenordnung wie der der Daten ist (Abbildung 4.6, 4.7).

Anteil der Jets



Anteil der Jets

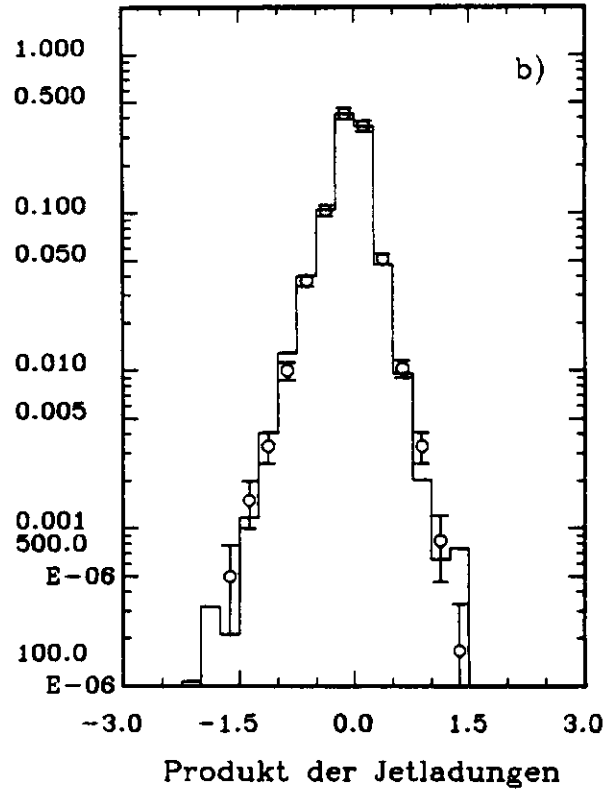
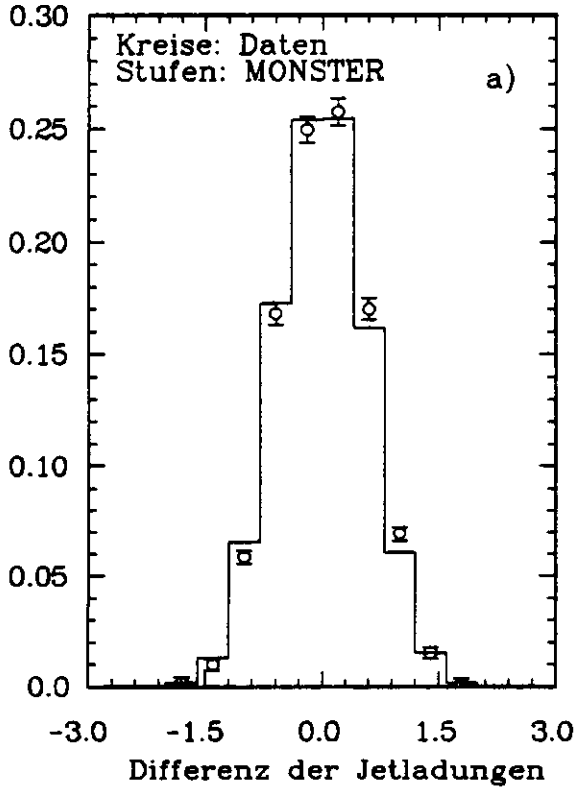


Abbildung 4.4: Produkt der Jetladungen aller Ereignisse mit harten Photonen, a) Jetrichtungen im $q\bar{q}$ -Schwerpunktsystem berechnet, b) Jetrichtungen im Laborsystem berechnet

Anteil der Jets



Anteil der Jets

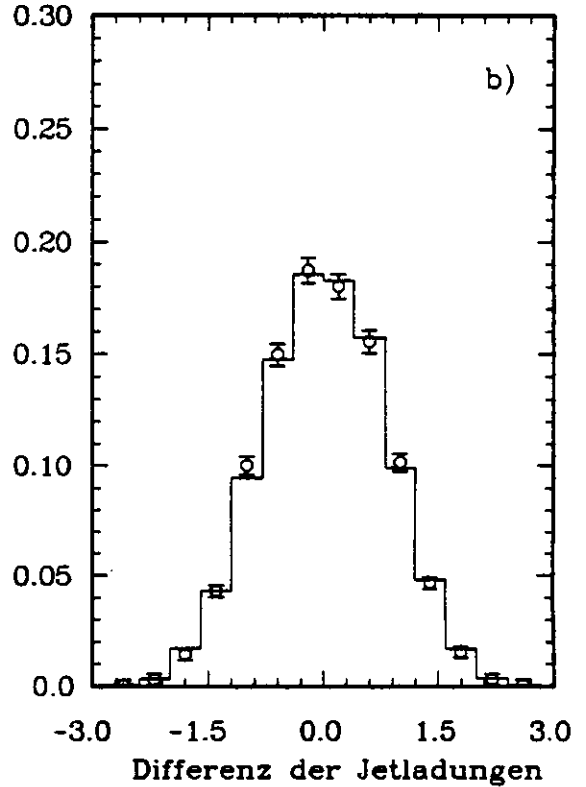
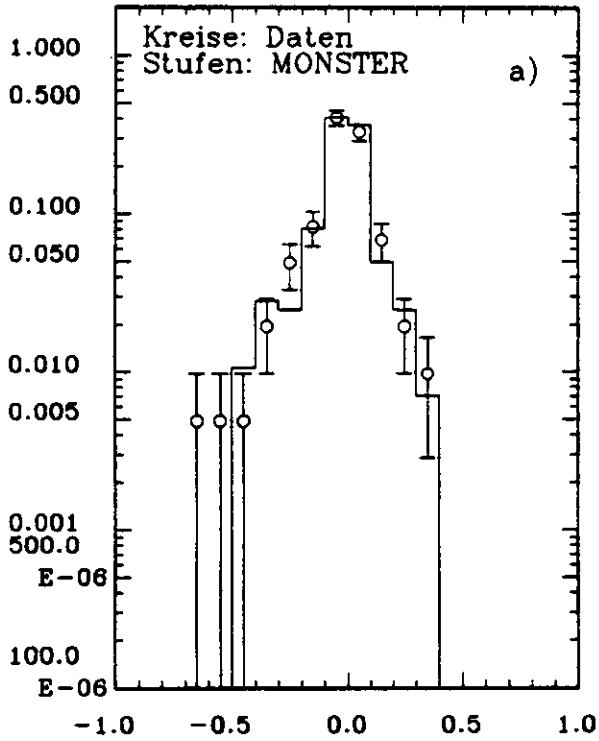


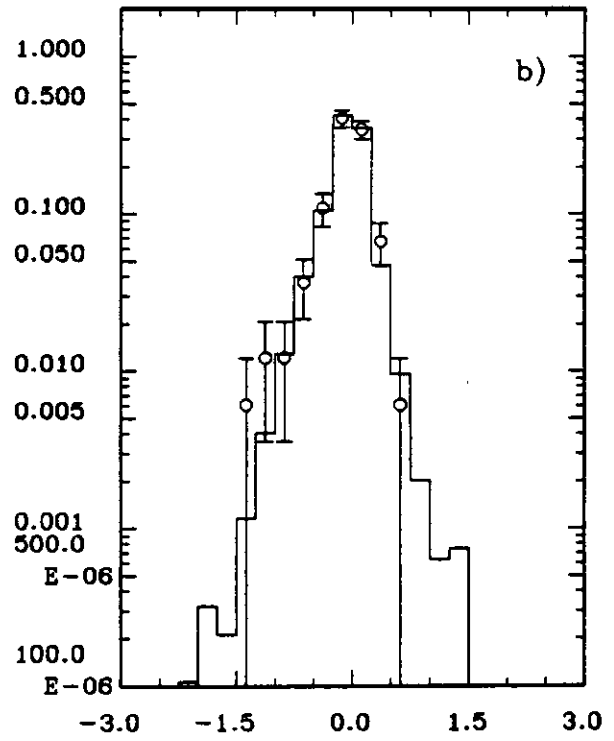
Abbildung 4.5: Differenz der Jetladungen aller Ereignisse mit harten Photonen, a) Jetrichtungen im $q\bar{q}$ -Schwerpunktsystem berechnet, b) Jetrichtungen im Laborsystem berechnet

Anteil der Jets



Produkt der Jetladungen

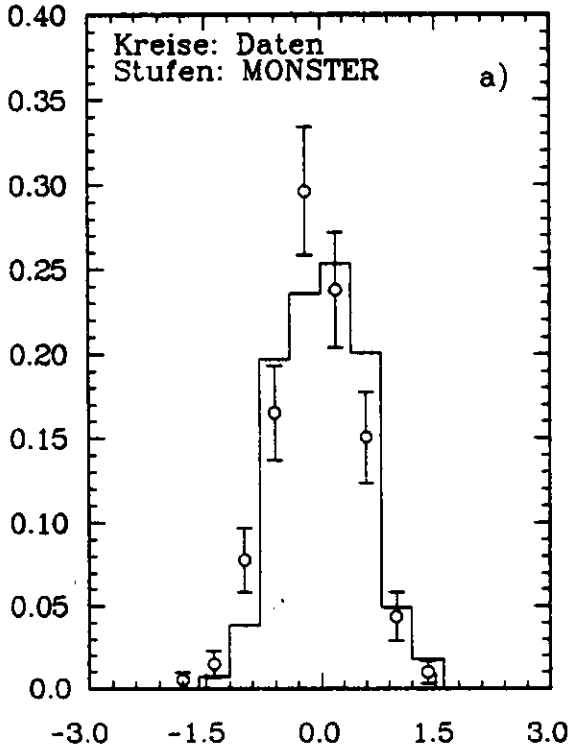
Anteil der Jets



Produkt der Jetladungen

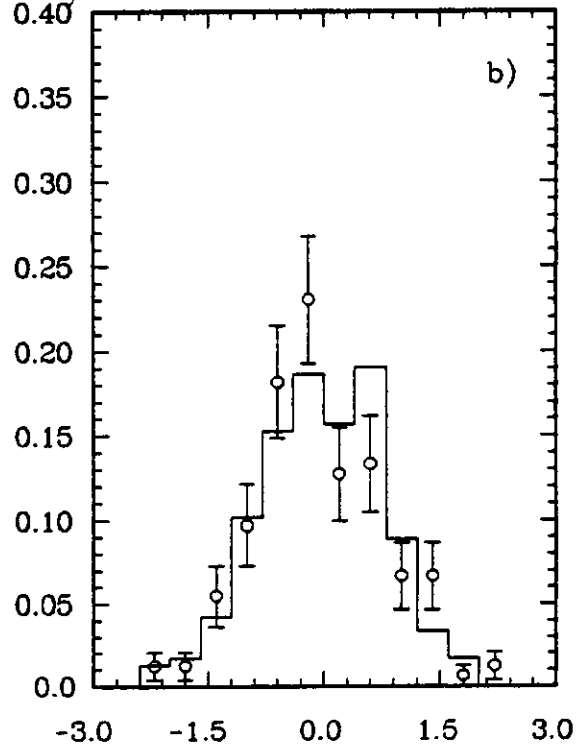
Abbildung 4.6: Produkt der Jetladungen nach Reduktion des Untergrundes (vgl. Kapitel 4.7),
a) Jetrichtungen im $q\bar{q}$ -Schwerpunktsystem berechnet, b) Jetrichtungen im Laborsystem berechnet

Anteil der Jets



Differenz der Jetladungen

Anteil der Jets



Differenz der Jetladungen

Abbildung 4.7: Differenz der Jetladungen nach Reduktion des Untergrundes (vgl. Kapitel 4.7),
a) Jetrichtungen im $q\bar{q}$ -Schwerpunktsystem berechnet, b) Jetrichtungen im Laborsystem berechnet

4.6 Die Güte der Ladungsbestimmung

Die Abbildungen 4.4 und 4.6 zeigen, daß bei einem großen Teil der Ereignisse beide Jetladungen das gleiche Vorzeichen haben. Untersuchungen mit simulierten Ereignissen ergaben, daß bei diesen Ereignissen der Jet mit der größeren Ladung häufiger der positive ist als derjenige mit der kleineren Ladung. Deshalb wird im folgenden derjenige der beiden Jets als positiv geladen definiert, der unabhängig vom Vorzeichen die größere Ladung hat.

Als Maße für die Güte eines Algorithmus dienen im allgemeinen der Bruchteil der Ereignisse, auf die er anwendbar ist

$$A = \frac{N_a}{N_E} \quad (4.11)$$

und die Zuverlässigkeit Z , die folgendermaßen definiert ist:

$$Z = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = 2p - 1 \quad (4.12)$$

Dabei bedeuten:

- N_E = Zahl aller Ereignisse
- N_a = Zahl der Ereignisse, auf die der Algorithmus anwendbar ist
- N_+ = Zahl der richtig bestimmten positiven Jets
- N_- = Zahl der falsch bestimmten positiven Jets
- p = Wahrscheinlichkeit, den positiven Jet zu erkennen

Durch die beschriebene Bestimmung des positiven Jets ist der Algorithmus auf alle Ereignisse anwendbar.

Mit Hilfe von mit MONSTER simulierten Ereignissen wurde der Wichtungsfaktor γ für die Jetladung so optimiert, daß die Zuverlässigkeit maximal wird. Abbildung 4.8 zeigt, daß die Wahrscheinlichkeit den positiven Jet in seiner Hemisphäre richtig zu erkennen bei $\gamma \sim 0.5$ ein flaches Maximum hat. Das gleiche Ergebnis ergibt sich auch mit Ereignissen, die mit SIMPLE simuliert wurden. Auch MARKII [62] hat festgestellt, daß bei einem ähnlichen Algorithmus ein Gewicht kleiner als 1 zur höchsten Erkennungswahrscheinlichkeit führt. In Abbildung 4.9 ist die Erkennungswahrscheinlichkeit als Funktion der Ladungsdifferenz beider Jets dargestellt. Für Ereignisse, bei denen das Photon nicht aus der Bremsstrahlung stammt, ergibt sich eine starke Abhängigkeit der Erkennungswahrscheinlichkeit von der gemessenen Ladungsdifferenz. Bei Bremsstrahlungseignissen ist diese Abhängigkeit viel schwächer. Die Forderung einer minimalen gemessenen Ladungsdifferenz erhöht die Signifikanz der Asymmetrie nicht. Mit einer derartigen Forderung wird im wesentlichen die Wahrscheinlichkeit, den positiven Jet zu erkennen für solche Ereignisse erhöht, deren Winkelverteilung ohnehin symmetrisch ist und die für diese Analyse Untergrund sind. Bei Bremsstrahlungseignissen wird die nur wenig erhöhte Wahrscheinlichkeit den positiven Jet zu erkennen mit einem großen Verlust an Statistik erkauft. Die mittlere Wahrscheinlichkeit, den positiven Jet in seiner Hemisphäre zu erkennen, liegt für Bremsstrahlungseignisse, die alle im nächsten Abschnitt diskutierten Bedingungen erfüllen, bei 70%, was einer Zuverlässigkeit von 0.4 entspricht. Die Erkennungswahrscheinlichkeit ist dabei für die verschiedenen Quarksorten unterschiedlich und unabhängig von dem benutzten Fragmentationsmodell. Aus Tabelle 4.3 kann man entnehmen, daß in Ereignissen mit u-Quarks als primären Partonen der positive Jet am häufigsten erkannt wird. Weil die Statistik der vorhandenen simulierten Ereignisse keine Untersuchung der Abhängigkeit der Erkennungswahrscheinlichkeit des positiven Jets von der Quarksorte erlaubt, wurden Ereignisse mit SIMPLE erzeugt, wobei aus Rechenzeitgründen die Spuren aus den Treffern berechnet und nicht mit MILL rekonstruiert wurden.

Erkennungswahrscheinlichkeit

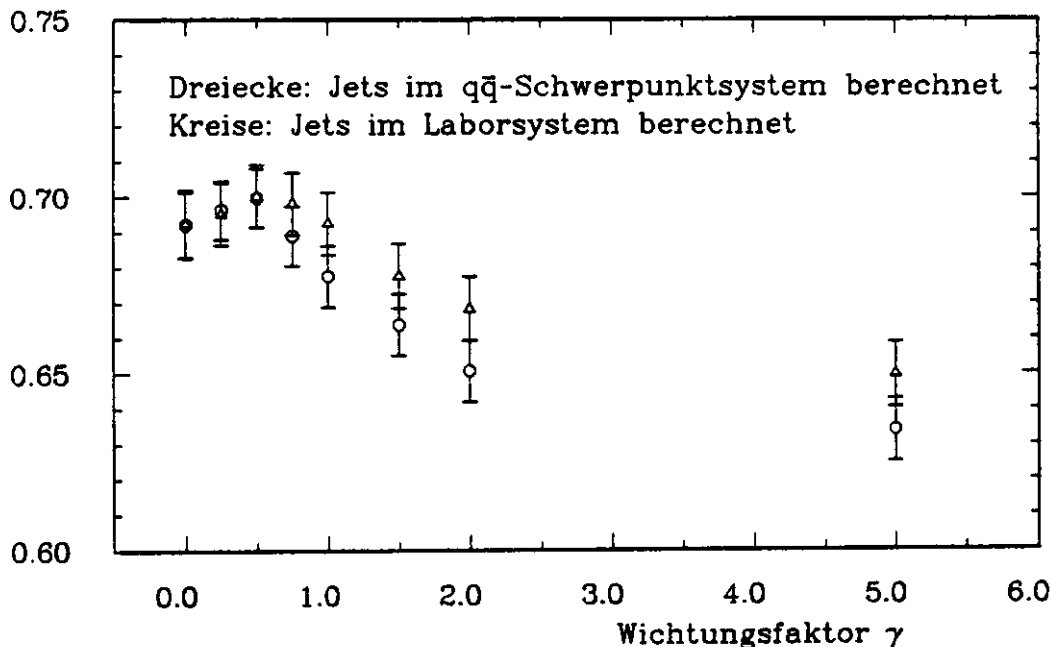


Abbildung 4.8: Wahrscheinlichkeit, den positiven Jet zu erkennen als Funktion des Wichtungsfaktors γ

Bei Ereignissen, in denen das Photon nicht aus der Bremsstrahlung stammt, ist die Wahrscheinlichkeit, den positiven Jet zu erkennen, stark von den Schnitten abhängig, denen die Ereignisse unterworfen werden. Sie sinkt von 66% in allen Ereignissen auf $(51 \pm 5)\%$ in der endgültigen Datenmenge, wenn die Jetachse im $q\bar{q}$ -Schwerpunktsystem bestimmt wird. Sehr ähnlich sind die Werte bei den im Laborsystem berechneten Jetachsen. Die Wahrscheinlichkeit geht hier von 67% auf $(54 \pm 6)\%$ zurück.

Weiter ist die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit vom Winkel des Jets zur Strahlachse abhängig (Abb. 4.10). Für kleine Winkel sinkt die Wahrscheinlichkeit wegen des Verlustes von Teilchen, die außerhalb der Akzeptanz der Driftkammer liegen. Bei fast senkrecht zur Strahlachse laufenden Jets kann die Ungenauigkeit in der Rekonstruktion der Richtung den Jet der falschen Hemisphäre zuordnen.

SIMULATION	WAHRSCHEINLICHKEIT [%]					MITTELWERT [%]
	u	d	s	c	b	
SIMPLE Jets im $q\bar{q}$ -Schwerpunkt- system berechnet	74.3 ± 1.3	65.4 ± 3.2	67.5 ± 2.8	68.5 ± 1.4	66.1 ± 2.7	70.0 ± 0.8
SIMPLE Jets im Laborsystem berechnet	72.2 ± 1.4	65.3 ± 3.2	73.1 ± 2.8	68.5 ± 1.4	68.7 ± 2.7	70.0 ± 0.9
MONSTER Jets im $q\bar{q}$ -Schwerpunkt- system berechnet	-	-	-	-	-	67.8 ± 3.6
MONSTER Jets im Laborsystem berechnet	-	-	-	-	-	70.0 ± 3.7

Tabelle 4.3: Vorhersage der Simulationsprogramme für die Wahrscheinlichkeit, den positiven Jet in Bremsstrahlungsereignissen mit isolierten Photonen (vgl. Kapitel 4.7) zu erkennen

Erkennungswahrscheinlichkeit

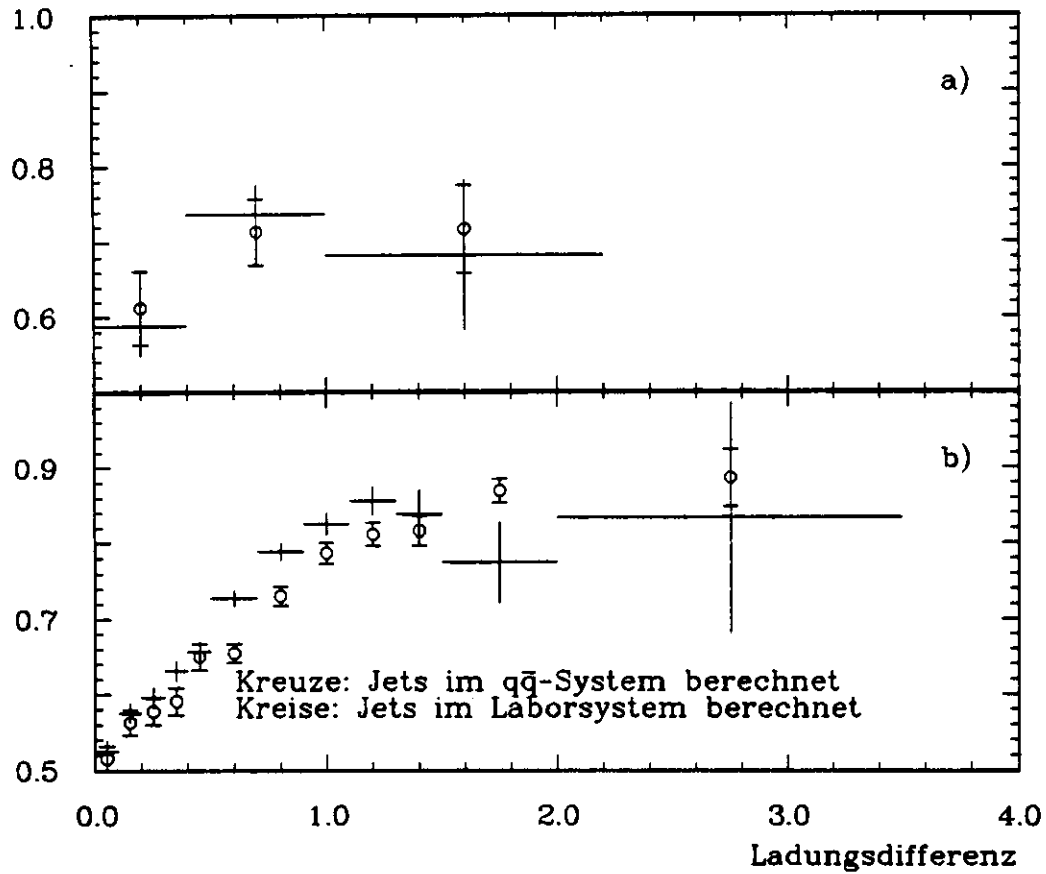


Abbildung 4.9: Wahrscheinlichkeit, den positiven Jet zu erkennen als Funktion der Ladungsdifferenz der Jets, a) Ereignisse, bei denen das Photon aus Bremsstrahlung stammt, b) das Photon ist kein Bremsstrahlung photon

Erkennungswahrscheinlichkeit

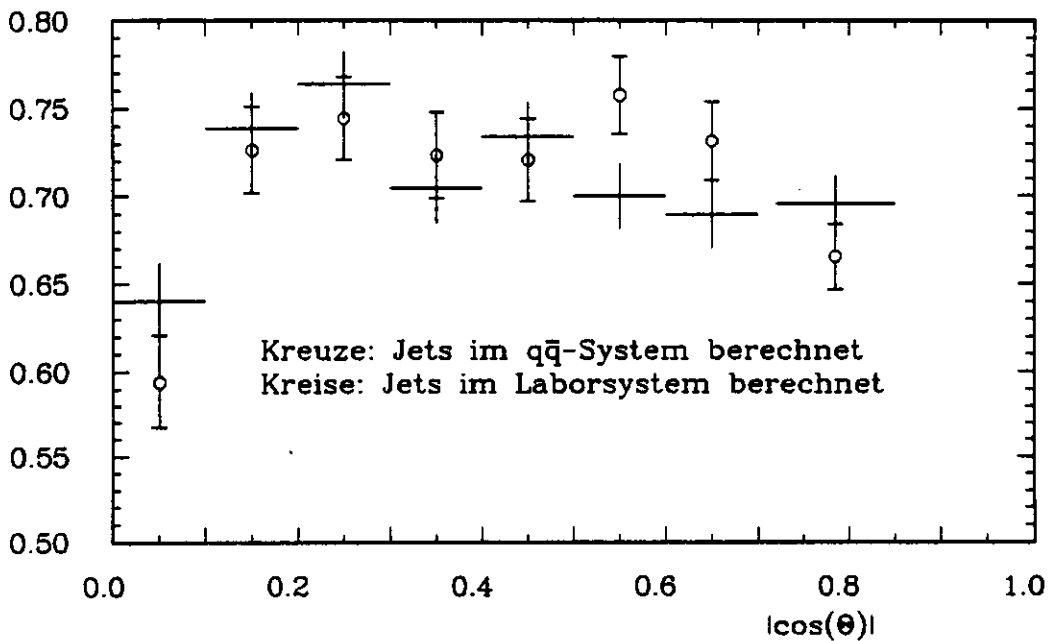


Abbildung 4.10: Wahrscheinlichkeit, den positiven Jet zu erkennen als Funktion seines Winkels zur Strahlachse

4.7 Untersuchung des Untergrundes

Nur ein kleiner Teil der neutralen Cluster eines Ereignisses wird von Bremsstrahlung verursacht. Die weitaus meisten neutralen Cluster kommen von Photonen aus π^0 -Zerfällen und von geladenen Teilchen, die im Material vor dem Kalorimeter gestreut wurden, so daß die Zuordnung zwischen Cluster und Spur zerstört wurde. Weiter gibt es auch neutrale Cluster von Teilchen, die durch sekundäre Wechselwirkungen im Detektor (meist in der Spule) erzeugt wurden [45].

Die Reduktion des Untergrundes geht in zwei Schritten vor sich. Zunächst werden einige Anforderungen an die Ereignistopologie gestellt, und dann werden die Photonkandidaten der verbleibenden Ereignisse einzeln daraufhin untersucht, ob sie mit der Annahme verträglich sind, daß es sich bei ihnen um einzelne Photonen handelt.

Ereignistopologie

1. Für den Winkel zwischen berechneten Jetachsen und der Strahlachse muß gelten:

$$|\cos \Theta| < 0.87$$

Für den Fit der nach Methode 2 im Laborsystem bestimmten Jetachsen muß gelten:

$$\chi^2 < 4$$

2. Der Transversalimpuls des Photons relativ zur nächsten Partonachse muß mindestens 2.0 GeV betragen.

- Diese Bedingung ist für die Meßbarkeit der Asymmetrie entscheidend. Weil die Photonen aus Zerfällen neutraler Pionen fast immer den kleinsten kinematisch erlaubten Öffnungswinkel haben und π^0 's sehr selten weit außerhalb der Jets liegen, werden mit diesem Schnitt die meisten derartigen Photonen zurückgewiesen. Außerdem ist die Asymmetrie für Photonen mit hohem Transversalimpuls maximal (vgl. Kap.3.4)[18].

3. In einem Kegel mit 30° halbem Öffnungswinkel um den Photonkandidaten dürfen nur geladene Spuren liegen, deren Impulssumme $500 \text{ MeV}/c^2$ nicht übersteigt.

- Dieser Schnitt wirkt ähnlich wie der auf den Transversalimpuls des Photons. Er sorgt dafür, daß das Photon nicht im Jet liegt. Außerdem werden Photonen zurückgewiesen, die in einem dritten Jet liegen.

Photonerkennung Alle Photonkandidaten in den Ereignissen, die die Schnitte 1-3 überstanden haben, werden jetzt daraufhin untersucht, ob ihr laterales Schauerprofil mit demjenigen eines einzelnen Photons übereinstimmt. Dies stützt sich auf eine Methode am Schauerprofil zu erkennen, ob an einem Cluster nur ein Photon oder mehrere Teilchen beteiligt sind. Sie wurde entwickelt, um π^0 Mesonen nachzuweisen deren Energie so hoch ist, daß beide Photonen aus ihrem Zerfall denselben Vorderturm im Kalorimeter treffen. Die Idee ist, daß die laterale Energieverteilung in einem Schauer von einem einzelnen Photon schmaler ist als in einem Schauer, der von mehreren Teilchen ausgelöst wurde [51,52].

Als Maß für die Schauerbreite wird die Dispersion der Verteilung der energiegewichteten Koordinatenstreifen benutzt. Die Dispersion wird getrennt für ϕ - und z - Streifen ausgerechnet. Abbildung 4.11 zeigt deutlich den Unterschied der Dispersion für einzelne Photonen und für Photonen aus hochenergetischen π_0 -Zerfällen.

$$D_{z,\phi} = \left[\sum E_i (x_i - \bar{x})^2 / \sum E_i \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.13)$$

und

$$\bar{x} = \frac{\sum x_i E_i}{\sum E_i}$$

Dabei bezeichnet E_i die Energie und z_i die Position des i -ten Streifens.

Bei Schauern, die sich teilweise überlappen und zu getrennten Clustern führen, wird die Breite der Streifenverteilung verfälscht. Deshalb werden bei Clusterenergien unter 10 GeV nur solche Cluster akzeptiert, die keinen über eine Turmkante oder Ecke direkt angrenzenden Nachbarn haben. Bei Energien über 10 GeV wird dies Kriterium nicht mehr angewendet, da hier durch Fluktuationen häufig Cluster von einzelnen Photonen so groß werden, daß der Clusteralgorithmus einzelne Türme am Rand abspaltet.

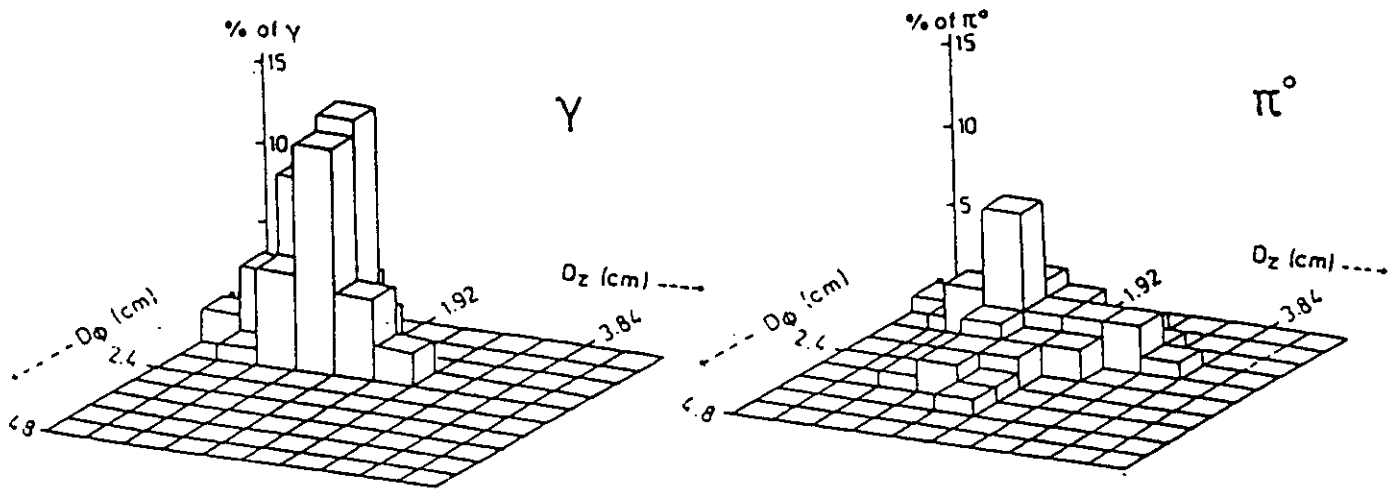


Abbildung 4.11: Vergleich der Streifendispersion einzelner Photonen und Cluster aus π^0 -Zerfällen [52]

Um möglichst viele Cluster zurückzuweisen, die von einem hochenergetischen π^0 -Meson erzeugt wurden, werden als Photonkandidaten nur Cluster akzeptiert, für die gilt:

$$D_z < 1.05 \text{ cm}$$

und

$$D_\phi < 0.90 \text{ cm}$$

Zum Schluß werden noch alle invarianten Massenkombinationen der verbliebenen Bremsstrahlungskandidaten mit allen anderen neutralen Clustern desselben Ereignisses gebildet. Gibt es eine Kombination im Bereich zwischen $100 \text{ MeV}/c^2$ und $180 \text{ MeV}/c^2$, so wird der Kandidat zurückgewiesen. Tabelle 4.4 zeigt, wie die nacheinander gestellten Bedingungen die Daten und die mit MONSTER simulierten Ereignisse reduzieren, die Übereinstimmung ist befriedigend.

Werden die Jetachsen im $q\bar{q}$ -Schwerpunktssystem bestimmt, so erfüllen 205 Ereignisse mit 206 Photonkandidaten diese Bedingungen. Beim Fit der Achsenrichtung im Laborsystem verbleiben 165 Ereignisse, die je genau einen Photonkandidaten haben. MONSTER sagt, normiert auf die Luminosität der Daten, im Falle der im $q\bar{q}$ -Schwerpunktssystem bestimmten Jetachsen 4.5 Ereignisse mit zwei Kandidaten und im anderen Fall 0.75 Ereignisse mit zwei Photonkandidaten vorher. Damit gibt es in der endgültigen Datenmenge keinen Hinweis auf Ereignisse des Typs $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma\gamma$, der bei Berechnung von QED-Prozessen der Ordnung α^4 auftritt [71].

Die einzelnen Bedingungen wurden mit Ereignissen optimiert, die mit MONSTER simuliert wurden. Abbildung 4.12 zeigt die aufeinander normierten Spektren der endgültigen Photonkandidaten in den Daten und von mit MONSTER erzeugten Ereignissen. Die Abweichung bei hohen Photonenergien

BEDINGUNG	Jets im $q\bar{q}$ -Schwerpunkt-system berechnet				Jets im Laborsystem berechnet			
	DATEN		MONSTER		DATEN		MONSTER	
	γ	Ereig.	γ [%]	Ereig[%].	γ [%]	Ereig[%].	γ [%]	Ereig[%].
Jetachsen: $ \cos \Theta < 0.87$	98.8	98.8	98.6	98.6	93.8	94.1	92.4	93.0
$\chi^2 < 4$	-	-	-	-	83.6	84.1	81.2	82.0
$p_T > 2.0 \text{ GeV}$	18.3	19.9	18.4	20.5	13.2	14.1	13.1	14.9
Isolation des Photons	5.7	6.2	6.1	6.8	4.2	4.7	4.5	5.2
Streifendispersion ; $m_{\gamma\gamma}$	2.9	3.2	2.4	2.8	2.3	2.6	2.0	2.3

Tabelle 4.4: Prozentsatz der die nacheinander gestellten Bedingungen erfüllenden Photonen und Ereignisse

beruhen nicht auf statistischen Fluktuationen, sondern zeigen einen systematischen Unterschied zwischen den Daten und ihrer Simulation. In Abbildung 4.13¹ und 4.14 sind die aufeinander normierten Photonspektren und die Impulsspektren aller geladenen Teilchen in allen hadronischen Ereignissen zusammen mit den Vorhersagen von MONSTER dargestellt. Auch hier zeigt sich, daß MONSTER oberhalb von 50% der Strahlenergie systematisch mehr Teilchen vorhersagt als in den Daten gemessen wird. Der Grund für diese Diskrepanz ist, daß die Fragmentationsfunktion in der Simulation zu hart angenommen wird. Um trotzdem eine quantitative Aussage über den verbleibenden Untergrund in den Daten zu machen, wird folgendermaßen verfahren: Ausgehend von den Ereignissen, die alle Anforderungen an die Ereignistopologie erfüllen, wird mit MONSTER Ereignissen die Wahrscheinlichkeit p dafür bestimmt, daß ein Cluster, das von einem einzelnen Photon stammt, von der Analyse des Schauerprofils auch als solches erkannt wird. Ebenso wird die Wahrscheinlichkeit q dafür berechnet, daß ein Cluster, das nicht von einem einzelnen Photon verursacht wurde, verworfen wird. Aus der Zahl der gemessenen einzelnen Photonen γ_m und des gemessenen und verworfenen Untergrundes B_m lassen sich die wahre Zahl der einzelnen Photonen γ_t und der wahre Untergrund B_t mit folgendem Gleichungssystem bestimmen:

$$\begin{aligned}\gamma_m &= p\gamma_t + (1-q)B_t \\ B_m &= qB_t + (1-p)\gamma_t\end{aligned}\quad (4.14)$$

Da nur Cluster akzeptiert werden, die als einzelnes Photon erkannt wurden, sind in der endgültigen Datenmenge $N_\gamma = p\gamma_t$ einzelne Photonen enthalten.

$$N_\gamma = p\gamma_t = p \frac{q(B_m + \gamma_m) - B_m}{p + q - 1}\quad (4.15)$$

Bei den Daten ergibt diese Rechnung, daß 90.4% (90.2%)² der Cluster von einzelnen Photonen stammen. In Ereignissen, die mit MONSTER simuliert wurden, kommen nur 78.8% (83.1%) der Cluster von einzelnen Photonen. Dieser Unterschied ist ein erstes Indiz dafür, daß die Daten zusätzlich zur Bremsstrahlung des Anfangszustandes auch Photonen aus Quarkbremsstrahlung enthalten.

Der Anteil des verbliebenen Untergrundes wird durch folgende Überlegung abgeschätzt: MONSTER sagt vorher, daß 76.3% (80.0%) der "wahren" einzelnen Photonen Bremsstrahlungsphotonen des Anfangszustandes sind. Der Rest kommt zur Hälfte von neutralen Pionen, bei denen ein Photon außerhalb der geometrischen Akzeptanz des Detektors liegt, die andere Hälfte teilen sich Photonen aus η -Zerfällen, von neutralen Kaonen erzeugte Cluster und gestreute geladene Teilchen. Da die Daten auch Abstrahlung des Endzustandes enthalten, ist dieser Wert eine untere Grenze für den Anteil aller

¹Daß das Spektrum keinen Wiederanstieg durch Bremsstrahlung vom Anfangszustand zeigt, liegt daran, daß wenigstens 53% der Strahlenergie in geladene Spuren gegangen sein muß und daran, daß der Polarwinkel der Photonen größer als 44 Grad ist.

²Die Werte in Klammern ergeben sich bei im Laborsystem berechneten Quarkachsen

direkten Photonen. Der andere Extremfall ist, daß man annimmt alle "wahren" einzelnen Photonen seien direkte Photonen. Für die weiteren Betrachtungen wird mit $(90 \pm 5)\%$ bzw. $(88 \pm 6)\%$ ein Mittelwert zwischen beiden Extremfällen angenommen. Der Fehler ist dabei so abgeschätzt, daß beide Extremfälle innerhalb der doppelten Fehlerbreite liegen. Der Anteil der direkten Photonen an allen akzeptierten Clustern beträgt damit: $(81 \pm 3.3(stat.) \pm 6.6(syst.))\%$ wobei über beide Methoden die Richtungen der Jets zu bestimmen gemittelt wurde.

Der systematische Fehler hat drei Beiträge.

1. Die oben diskutierte Abschätzung, wieviele der einzelnen Photonen aus Bremsstrahlung kommen.
2. Die in Gleichung 4.15 auftretende Wahrscheinlichkeit p , ein einzelnes Photon als solches zu erkennen
3. Die in Gleichung 4.15 auftretende Wahrscheinlichkeit q , ein von mehreren Teilchen verursachtes Cluster zu erkennen.

Da die Wahrscheinlichkeiten p und q im wesentlichen von der Simulation der elektromagnetischen Schauer im Kalorimeter und kaum von dem verwendeten Ereignisgenerator abhängen, wird ihr Fehler durch quadratische Addition ihrer statistischen Unsicherheit und einer mit 5% des Wertes angenommenen systematischen Unsicherheit ermittelt.

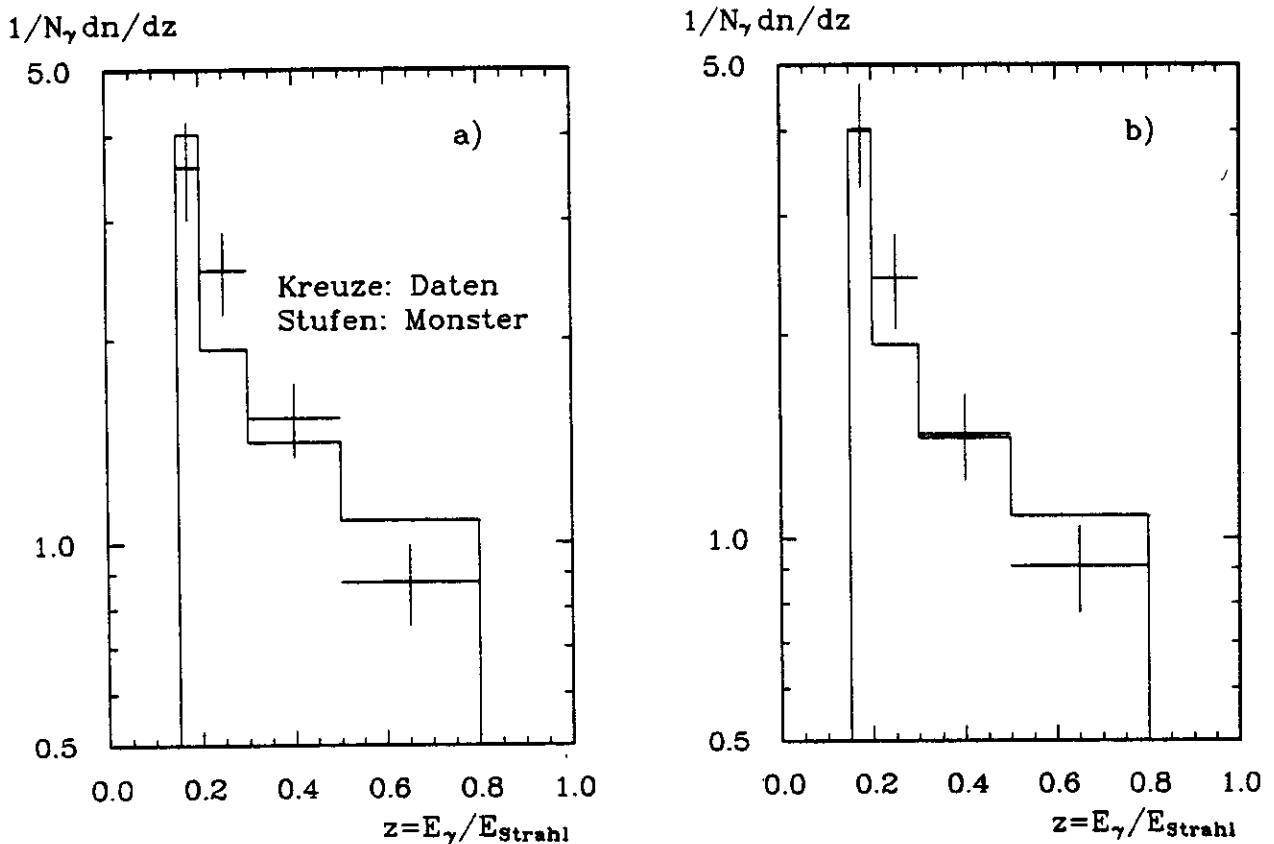


Abbildung 4.12: Vergleich der Clusterspektren der Daten und MONSTER nach allen Schnitten, a) Jetrichtungen im $q\bar{q}$ -Schwerpunktsystem berechnet, b) Jetrichtungen im Laborsystem berechnet

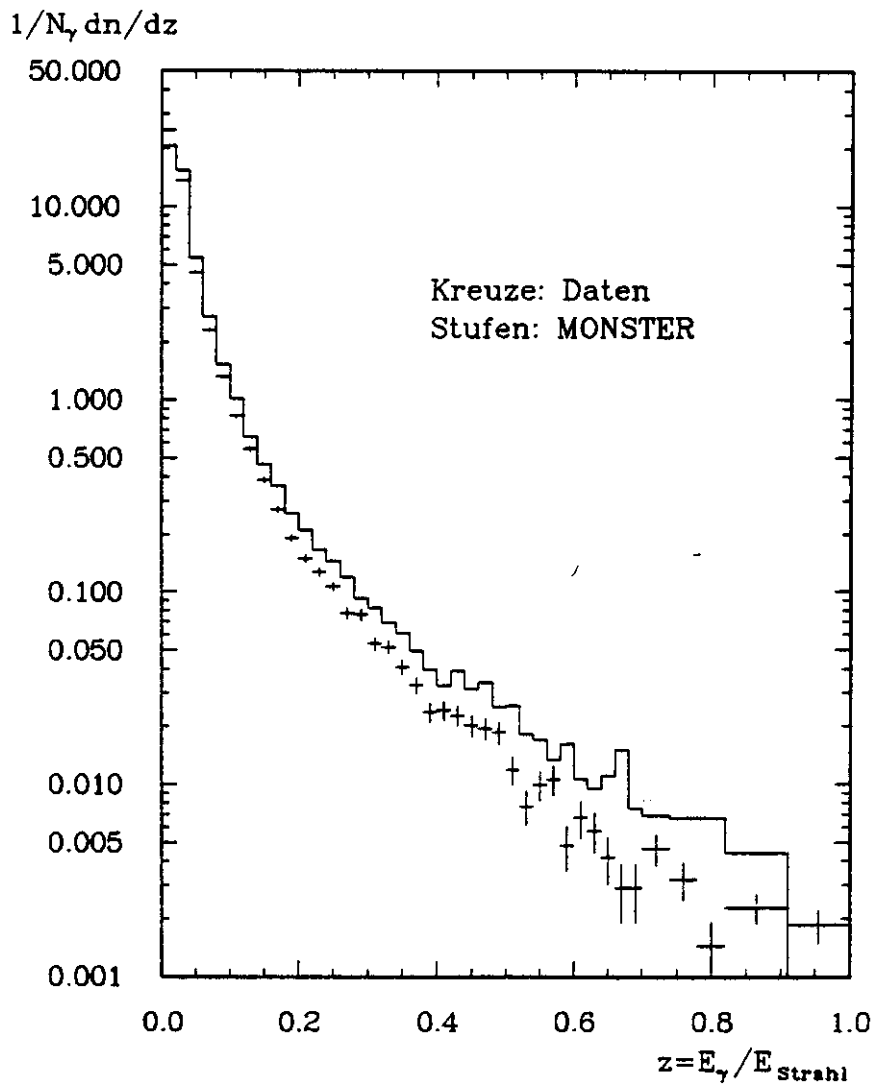


Abbildung 4.13: Die Clusterspektren der Daten und MONSTER in allen hadronischen Ereignissen.

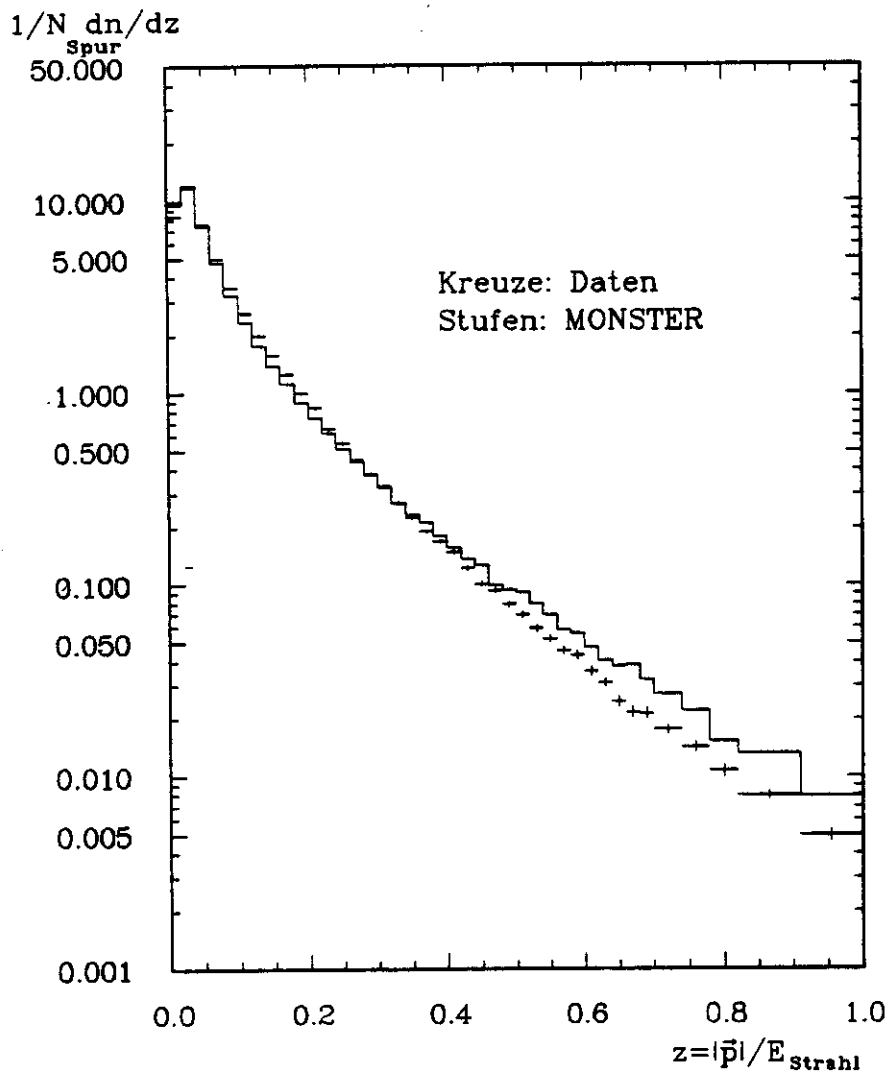


Abbildung 4.14: Die Impulsspektren der geladenen Teilchen in den Daten und MONSTER für alle hadronischen Ereignisse

4.8 Bestimmung der Asymmetrie

4.8.1 Meßergebnis

Die Vorwärts- Rückwärtsasymmetrie des positiven Jets wird folgendermaßen berechnet:

$$A = \frac{N_V - N_R}{N_V + N_R} \quad (4.16)$$

mit : N_V : Zahl der positiven Jets in e^+ - Richtung

N_R : Zahl der positiven Jets in e^- - Richtung

Die Daten zeigen folgende Asymmetrie:

$$A = -0.301 \pm 0.067 \quad (4.17)$$

206 Ereignisse, Jetachsen im $q\bar{q}$ - Schwerpunktsystem berechnet

$$A = -0.333 \pm 0.073 \quad (4.18)$$

165 Ereignisse, Jetachsen im Laborsystem berechnet

Daraus ergibt sich ein mittlerer Wert von

$$A_m^{DATEN} = -0.32 \pm 0.07(\text{stat.}) \quad (4.19)$$

Abbildung 4.15 und 4.16 zeigen die gemessenen Winkelverteilungen im Vergleich mit den symmetrischen Vorhersagen von MONSTER.

Anteil der positiven Jets

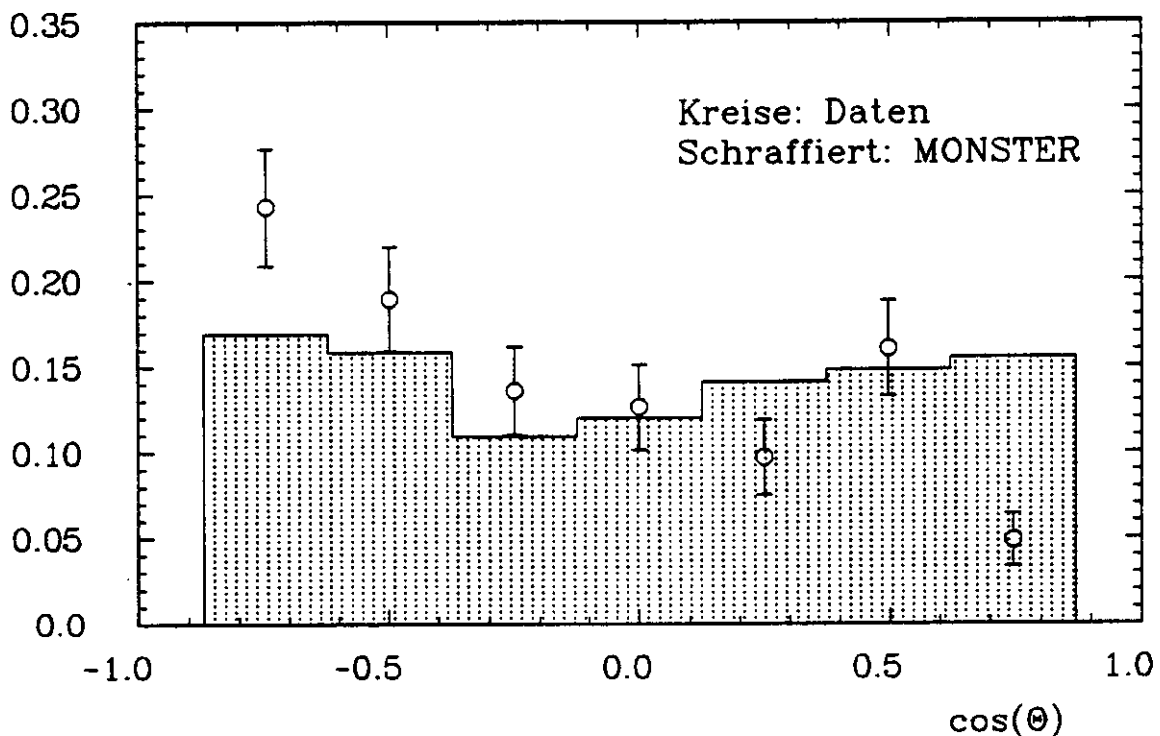


Abbildung 4.15: Winkelverteilung der positiven Jets; Richtungen der Jets im $q\bar{q}$ -Schwerpunktsystem berechnet.

Anteil der positiven Jets

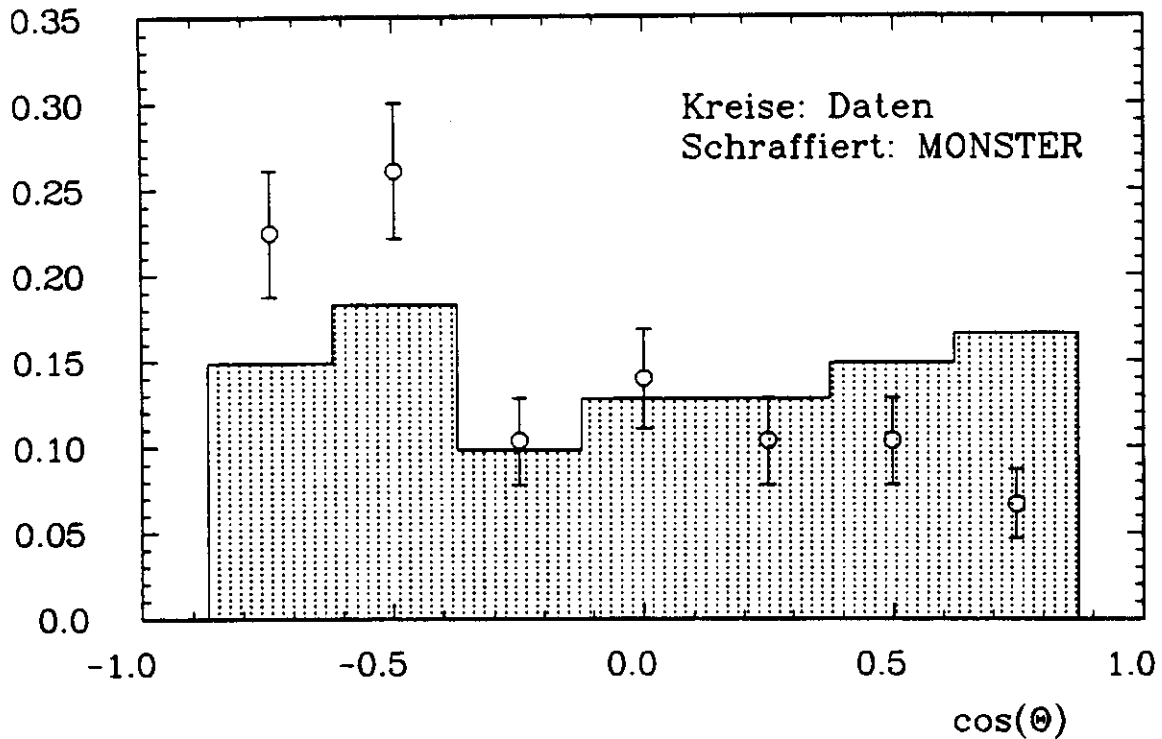


Abbildung 4.16: Winkelverteilung der positiven Jets; Richtungen der Jets im Laborpunktsystem berechnet.

Zieht man von der gemessenen Asymmetrie den als symmetrisch angenommenen Untergrund ab, erhöht sich die Asymmetrie auf:

$$A_{q\bar{q}\gamma}^{DATEN} = -0.39 \pm 0.09(stat.) \pm 0.03(syst.) \quad (4.20)$$

In Abbildung 4.17 und 4.18 ist die Reduktion der Ereignisse und die Entwicklung der Asymmetrie durch die verschiedenen Bedingungen dargestellt. Es wird deutlich, daß - wie zu erwarten - die Verteilung asymmetrisch wird, sobald man ein Photon mit hohem Transversalimpuls relativ zum nächsten Jet verlangt.

Positive Jets

DATEN

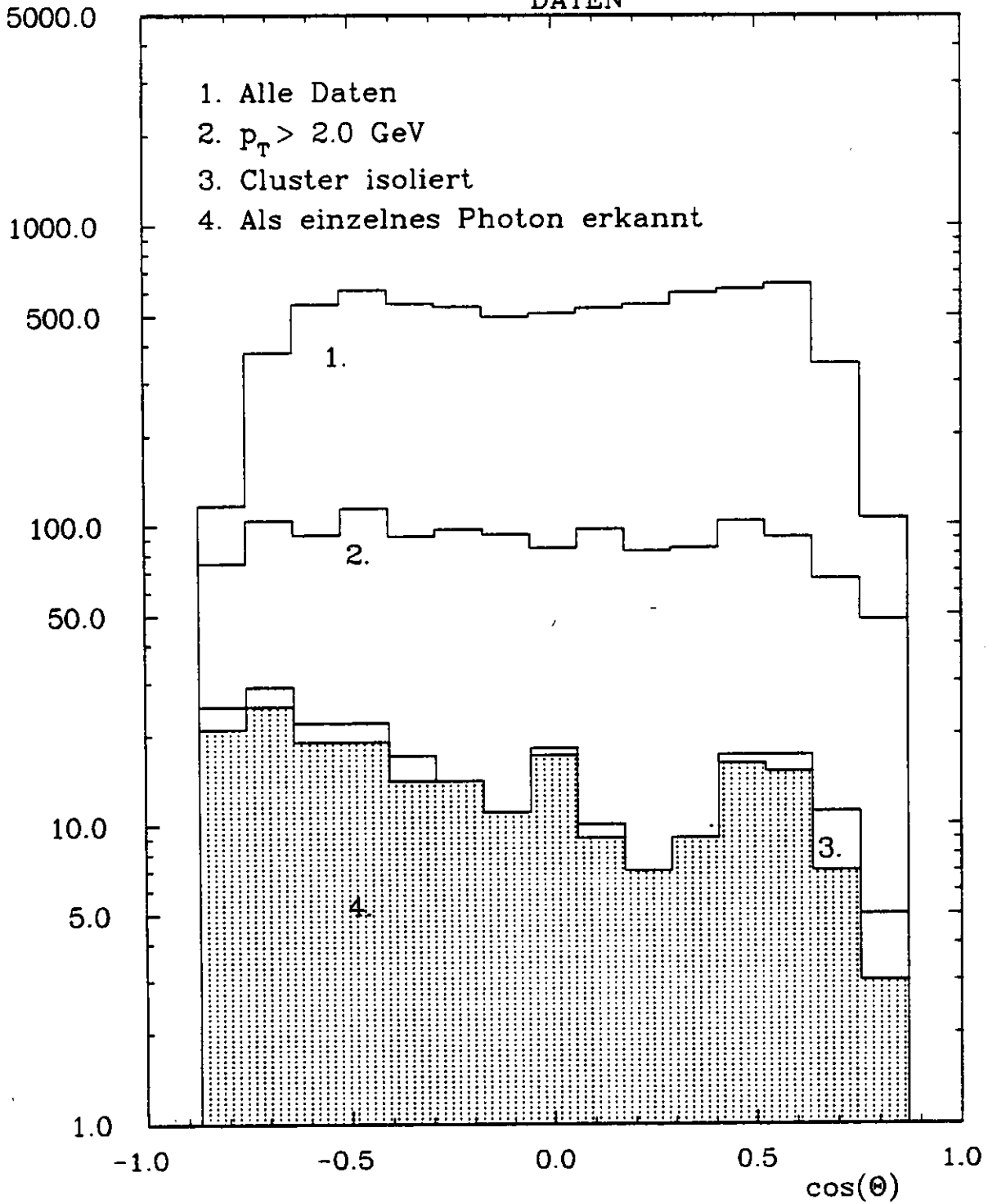


Abbildung 4.17: Winkelverteilungen der positiven Jets nach verschiedenen Schnitten; Richtungen der Jets im $q\bar{q}$ -Schwerpunktsystem berechnet.

Positive Jets

DATEN

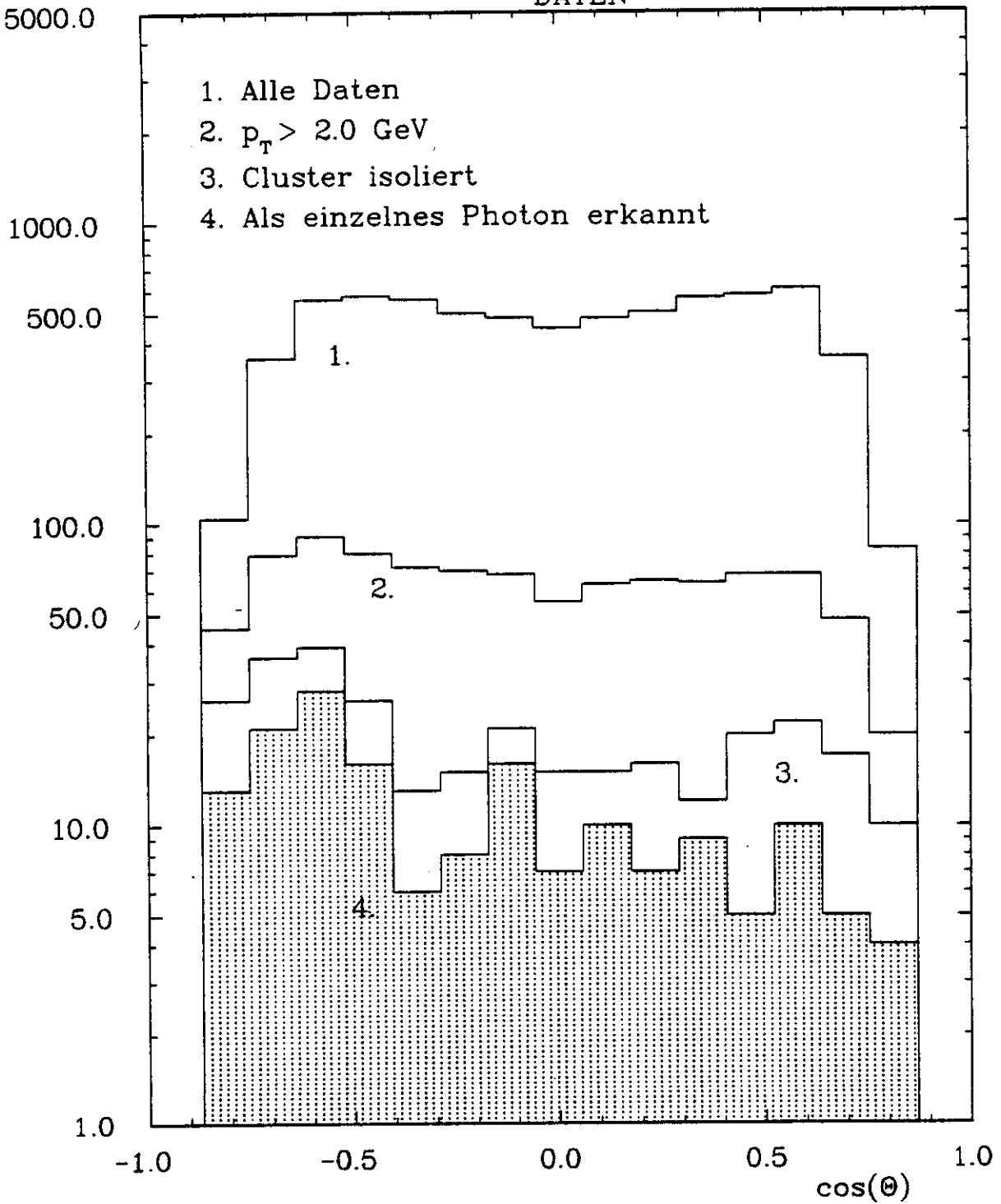


Abbildung 4.18: Winkelverteilungen der positiven Jets nach verschiedenen Schnitten; Richtungen der Jets im Laborsystem berechnet.

Polarwinkelgrenze	Asymmetrie			
	Jets im $q\bar{q}$ -Schwerpunkt-system berechnet		Jets im Laborsystem berechnet	
	DATEN	MONSTER	DATEN	MONSTER
$ \cos \Theta_J < 0.870$	-0.301 ± 0.067	$+0.014 \pm 0.059$	-0.333 ± 0.073	$+0.021 \pm 0.065$
$ \cos \Theta_J < 0.800$	-0.275 ± 0.069	$+0.015 \pm 0.061$	-0.316 ± 0.075	$+0.032 \pm 0.067$
$ \cos \Theta_J < 0.754$	-0.241 ± 0.072	-0.020 ± 0.064	-0.311 ± 0.078	$+0.010 \pm 0.070$
$ \cos \Theta_J < 0.700$	-0.222 ± 0.075	$+0.004 \pm 0.067$	-0.293 ± 0.083	$+0.027 \pm 0.073$

Tabelle 4.5: Asymmetrie als Funktion der Polarwinkelgrenze der Jets Θ_J

4.8.2 Systematische Unsicherheiten

Die gemessene Asymmetrie der Daten A_m^{DATEN} ist im Prinzip frei von systematischen Fehlern. Folgende Fehlermöglichkeiten, die eine symmetrische Winkelverteilung systematisch asymmetrisch machen, wurden untersucht:

- Der Algorithmus, der die Richtung des positiven Jets berechnet oder das Programm, das die Spuren rekonstruiert, produziert eine systematische Asymmetrie.
 - Hierzu werden Ereignisse betrachtet, die mit MONSTER simuliert wurden. Da MONSTER weder elektromagnetische noch elektroschwache Interferenzen enthält, ist die von diesem Programm gelieferte Jetverteilung symmetrisch. Alle Ereignisse sind wie die Daten mit MILL rekonstruiert worden und die Richtung des positiven Jets der Daten und der simulierten Ereignisse wurde ebenfalls mit dem gleichen Programm wie die Daten bestimmt. Die berechnete Asymmetrie beträgt bei MONSTER $A_m^{MONSTER} = +0.018 \pm 0.065$ und ist damit mit null verträglich.
- Durch Verdrehungen der Drahtlagen oder sonstige Defekte am Detektor könnte es passieren, daß in einer Hemisphäre eines der beiden Ladungsvorzeichen mit höherer Wahrscheinlichkeit rekonstruiert wird als in der anderen.
 - Untersuchungen von Ereignissen der μ - Paarerzeugung und niederenergetischer Spuren in Ereignissen aus Zwei-Photon Reaktionen haben keinerlei Hinweis auf derartige systematische Effekte gegeben [72]. Dagegen, daß die Asymmetrie vom Detektor erzeugt wird, spricht auch, daß die kleine inklusive elektroschwache Asymmetrie, die ein positives Vorzeichen hat, mit der gleichen Methode meßbar ist (s. Kap. 5).

Damit ist gezeigt, daß diese Asymmetrie eine Eigenschaft der Daten ist und nicht vom Detektor oder den Rekonstruktionsprogrammen erzeugt wurde.

Daß die Asymmetrie nicht durch eine Fluktuation der an der Akzeptanzgrenze im Polarwinkel liegenden Jets verursacht wird, ist aus Tabelle 4.5 ersichtlich. In ihr sind die gemessenen Asymmetrien für verschiedene Grenzwerte des Polarwinkels der Jets Θ_J zusammengestellt.

Bevor die Asymmetrie der Interferenz von Bremsstrahlung des Anfangs- und des Endzustandes zugeschrieben wird, muß noch der Beitrag von elektroschwachen Effekten abgeschätzt werden. Bei Schwerpunktsenergien unterhalb der Schwelle zur Z^0 -Erzeugung sagt das Standardmodell für die Winkelverteilungen zwischen dem Elektron und dem Quark negative Asymmetrien voraus. Der Beitrag elektroschwacher Effekte zur gemessenen Ladungsasymmetrie ist klein, da zum einen bei vielen Ereignissen die zur Annihilation zur Verfügung stehende Energie durch Abstrahlung eines Photons vom Anfangszustand stark verringert ist und zum anderen die Beiträge der Quarks mit Ladung $+2/3$ und die der Quarks mit Ladung $-1/3$ entgegengesetzte Vorzeichen haben. Da es keine Hinweise darauf gibt, daß die benutzten Auswahlkriterien Ereignisse mit bestimmten primären Quarks bevorzugen, kann, wie im nächsten Kapitel gezeigt wird, der resultierende Beitrag der elektroschwachen Asymmetrien

zur gemessenen Ladungsasymmetrie mit $< +3\%$ abgeschätzt und damit für weitere Überlegungen vernachlässigt werden.

4.8.3 Vergleich mit anderen Experimenten

Ähnliche Messungen haben die MAC- [74], JADE- [71] und MARKII [62] Kollaborationen veröffentlicht. Da bei allen Analysen die Schnitte und die Algorithmen zur Jetachsen und Jetladungsbestimmung unterschiedlich sind, sind die Zahlenwerte der gemessenen Asymmetrie nur bedingt vergleichbar. Weil die Wahrscheinlichkeit, den positiven Jet in seiner Hemisphäre zu erkennen, von der Quarksorte und vom Polarwinkel des Quarks abhängt und weil wegen der elektroschwachen Korrekturen die Asymmetrien der verschiedenen Quarksorten nicht exakt gleich sind, läßt sich von der gemessenen Asymmetrie auf die dahinterstehende "wahre" Asymmetrie der Daten nur mit Hilfe von simulierten Ereignissen schließen.

Bei MAC wurde eine Asymmetrie von:

$$A^{MAC} = -0.123 \pm 0.035 \quad (4.21)$$

gemessen. Bei JADE, wo die Analyse in sehr enger Anlehnung an die von MAC durchgeführt wurde, konnte keine signifikante Asymmetrie festgestellt werden. Allerdings ist die Statistik der Ereignisse auch erheblich kleiner als bei MAC.

$$A^{JADE} = -0.06 \pm 0.07 \quad (4.22)$$

Bei MARKII, deren Analyse der hier beschriebenen am ähnlichsten ist, ergab sich:

$$A^{MARKII} = -0.246 \pm 0.055 \quad (4.23)$$

Sowohl bei MAC wie bei MARKII ist die Übereinstimmung des Meßergebnisses mit den Vorhersagen von MUSTRAAL in Verbindung mit der jeweiligen Hadronisierung und Detektorsimulation gut. In der Analyse der MAC Kollaboration beträgt die von MUSTRAAL vorhergesagte Asymmetrie -0.117 ± 0.026 und MARKII gibt -0.231 ± 0.06 als Vorhersage an.

4.8.4 Vergleich mit Vorhersagen

Zum Vergleich mit der Theorie werden die Daten mit Ereignissen verglichen, die mit MUSTRAAL erzeugt wurden. Bei diesen Ereignissen wurde nur der Innendetektor simuliert (vgl. Kapitel 4.3). Alle Photonen mit einer Energie über 150 MeV, die in die geometrische Akzeptanz des Flüssig-Argon Kalorimeters fallen werden so behandelt, als hätten sie ein neutrales Cluster erzeugt. Die Clusterenergie wird durch eine Verschmierung der Photonenergie mit der Auflösung des Kalorimeters berechnet. Da zur Bestimmung des positiven Jets nur die Spuren in der Driftkammer benutzt werden, ist diese vereinfachte Behandlung der Photonen gerechtfertigt. Die fehlende Simulation von Spule und Kalorimeter führt allerdings dazu, daß die absolute Anzahl der die verschiedenen Bedingungen erfüllenden Photonen bei MUSTRAAL nicht mit der der Daten übereinstimmt. Damit sind diese Ereignisse nicht zum Studium des Untergrundes geeignet.

Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit des positiven Jets ist für Drei-Jet Ereignisse kleiner als für Zwei-Jet Ereignisse. Da MUSTRAAL wegen der fehlenden QCD Korrekturen nur Zwei-Jet Ereignisse erzeugt, ist die mittlere Erkennungswahrscheinlichkeit für den positiven Jet etwa 5% höher als bei mit MONSTER oder SIMPLE simulierten Ereignissen.

Die Asymmetrie der Daten $A_{q\bar{q}\gamma}^{DATEN}$ wird wegen der ungenauen Simulation des Untergrundes mit MUSTRAAL Ereignissen verglichen, in denen das Photon wirklich von Bremsstrahlung stammt. Die mit diesen Ereignissen gemessene Asymmetrie beträgt:

$$A_m^{MUSTRAAL} = -0.153 \pm 0.011(stat.) \quad (4.24)$$

während die Asymmetrie der Daten

$$A_{q\bar{q}\gamma}^{DATEN} = -0.39 \pm 0.09(stat.) \pm 0.03(syst.)$$

beträgt. Die Differenz der beiden Asymmetrien beträgt 0.237 ± 0.095 , was einer Signifikanz von etwa 2.5 Standardabweichungen entspricht. Der Grund für die Differenz kann neben einer Fluktuation der Asymmetrie auch nur in einer Fluktuation der Wahrscheinlichkeit, den positiven Jet zu erkennen, liegen. Außerdem gibt es keine Simulation, die eine quantitative Abschätzung des Einflusses der QCD-Korrekturen auf die Asymmetrie erlaubt. Die wahre Asymmetrie des positiven Quarks relativ zur Richtung des einlaufenden Positrons beträgt bei den mit MUSTRAAL erzeugten Ereignissen:

$$A_{wahr}^{MUSTRAAL} = -0.357 \pm 0.010(stat.) \tag{4.25}$$

Kapitel 5

Bestimmung der inklusiven elektroschwachen Ladungsasymmetrie

Um den Algorithmus zur Bestimmung der Jetladungen zu testen und um zu zeigen, daß der Beitrag der elektroschwachen Effekte zur beschriebenen Ladungsasymmetrie klein ist, wurde die resultierende Ladungsasymmetrie aller hadronischen Ereignisse gemessen.

5.1 Vorhersage des Standardmodells

Da jedes Quark in drei verschiedenen Farbladungszuständen auftritt, muß die Formel für die Fermionpaarerzeugung im Standardmodell mit einem Faktor drei multipliziert werden. Der totale Wirkungsquerschnitt der Quarkpaarerzeugung ergibt sich durch Addition der Wirkungsquerschnitte für alle fünf Quarksorten. Der Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung einer Sorte von Fermionen hat im Standardmodell folgende Form [75,76,77,78] :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{\alpha^2}{4s} [A(1 + \cos^2\Theta) + B \cos\Theta] \\ \text{mit } A &= Q_f^2 - 2Q_f v v_f \operatorname{Re}(\chi) + (v^2 + a^2)(v_f^2 + a_f^2)|\chi|^2 \\ \text{und } B &= 4(-Q_f a a_f \operatorname{Re}(\chi) + 2v a v_f a_f |\chi|^2) \end{aligned} \quad (5.1)$$

Für χ sind zwei verschiedene Parametrisierungen gebräuchlich:

$$\chi = \frac{G_F M_Z^2}{8\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z} \quad (5.2)$$

und

$$\chi = \frac{1}{4 \sin^2 2\Theta_W} \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z} \quad (5.3)$$

Der Index f bezeichnet immer die Fermionen des Endzustandes. Im einzelnen bedeuten:

- Θ : Winkel zwischen einlaufendem Elektron und auslaufendem Fermion
- a : Schwache Axialladung
- v : Schwache Vektorladung
- Q : Elektrische Ladung

Fermion	Q	a	v
u,c,t	+2/3	1	$1 - 8/3 \sin^2 \Theta_W$
d,s,b	-1/3	-1	$-1 + 4/3 \sin^2 \Theta_W$
e, μ , τ	-1	-1	$-1 + 4 \sin^2 \Theta_W$
ν_e, ν_μ, ν_τ	0	1	1

Tabelle 5.1: Elektrische und schwache Ladungen der fundamentalen Fermionen des Standardmodells

M_Z, Γ_Z : Masse und Breite des Z-Bosons:
 $M_Z = 92.6 \text{ GeV}/c^2$ [79]
 $\Gamma_Z = 2.23 \text{ GeV}/c^2$

G_F : Fermi-Kopplungskonstante:
 $G_F = 1.14 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$

Θ_W : Weinberg-Winkel:
 $\sin^2 \Theta_W = 0.23$

α : Feinstrukturkonstante
 $\alpha = 1/137.06$

\sqrt{s} : Schwerpunktsenergie

Die elektrischen und schwachen Ladungen der fundamentalen Fermionen sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt.

Der erste Term von A beschreibt die Fermionerzeugung über ein virtuelles Photon und der erste Summand von B den Beitrag der Interferenz zwischen Photon und Z^0 -Austausch. Die anderen Terme kommen vom Quadrat des reinen Z^0 -Austausches und spielen erst bei Schwerpunktsenergien in der Nähe der Z^0 -Erzeugungsschwelle eine Rolle. Bei den mit PETRA erreichten Energien kommt die Asymmetrie der Winkelverteilung durch die Interferenz von Photon und Z^0 als intermediärem Boson zustande. Auch diese Asymmetrie ist durch die Interferenz von Prozessen verschiedener C-Parität verursacht, nämlich der Axialvektorkomponente des Z^0 , die zu einer positiven C-Parität des Endzustandes führt und vom 1-Photon Austausch, der einen bezüglich der C-Parität negativen Endzustand liefert.

Durch Integration von Gleichung 5.1 über Θ erhält man die Vorhersage der Winkelasymmetrie für jede Quarksorte. Abbildung 5.1 zeigt die vorhergesagten Winkelasymmetrien für Quarks mit Ladung +2/3 und -1/3 sowie für Muonen. Dabei ist die Asymmetrie des jeweiligen Teilchens gegen die Richtung des Elektrons aufgetragen.

Die wichtigsten Korrekturen zur Asymmetrie, die bei einer Messung eine Rolle spielen können, sind:

1. Harte Photonabstrahlung vom Anfangszustand. Sie führt zu einer Verringerung der Annihilationsenergie und damit zu einer Verringerung des Betrages der Asymmetrie für alle Fermionen.
2. Bei Ereignissen mit sehr weicher Bremsstrahlung führt die Interferenz des Boxdiagrammes mit dem des 1-Photon Austausches sowie die Interferenz der Abstrahlung vom Anfangs- und Endzustand zu einer Korrektur der Asymmetrie. Diese Korrektur ist von der Ladung der Teilchen abhängig und führt dazu, daß für Muonen und -1/3 ladige Quarks der Betrag der Asymmetrie kleiner wird, während er für die Quarks mit Ladung 2/3 größer wird. Wegen der sich gegenseitig aufhebenden Infrarotdivergenzen der Bremsstrahlung und des Boxdiagramms, sind die beiden Interferenzen nicht einzeln zu behandeln.

Asymmetrie

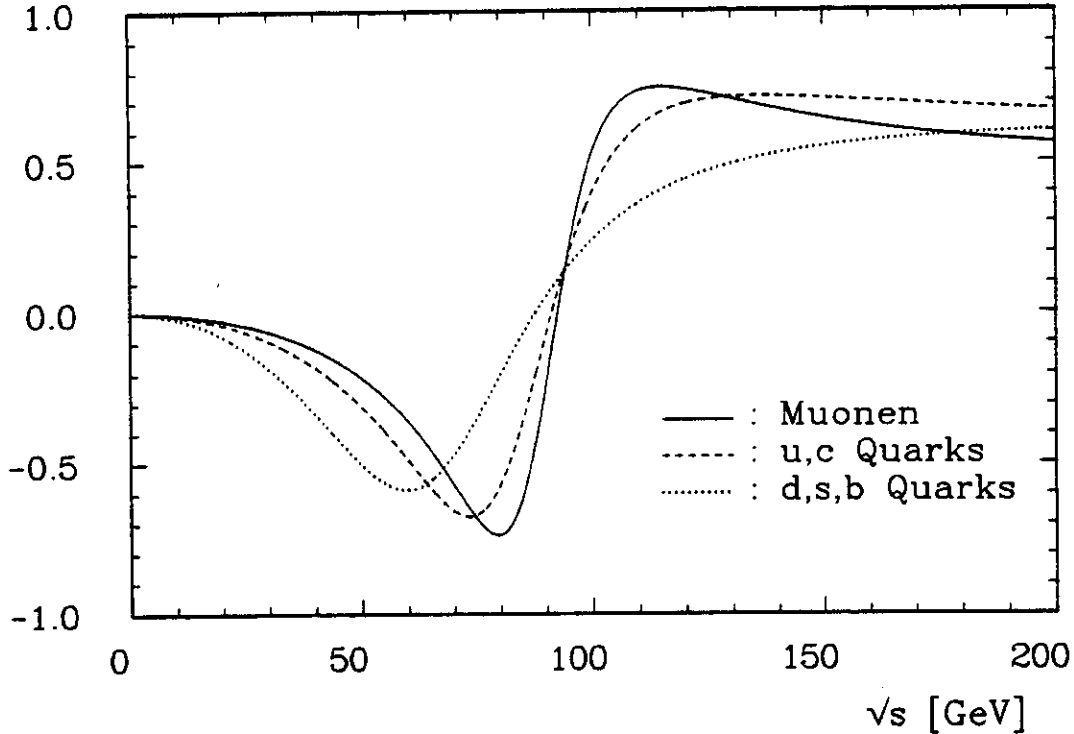


Abbildung 5.1: Elektroschwache Asymmetrie als Funktion der Schwerpunktsenergie

3. In Ereignissen mit harter reeller Bremsstrahlung, die unter großem Winkel zum Jet und zur Strahlachse emittiert wird, führt die Interferenz zwischen Abstrahlung vom Anfangs- und vom Endzustand zu einer negativen Ladungsasymmetrie (vgl. Kapitel 4.1).
4. Die Korrektur der Asymmetrie durch die Berücksichtigung der Z^0 -Selbstenergie hängt von der gewählten Parametrisierung von χ ab. Beschreibt man χ durch den Weinberg-Winkel, so ergibt sich im Energiebereich unterhalb der Z^0 -Resonanz eine Erhöhung des Betrages der Asymmetrie für alle Fermionen um etwa 7.5% ihres Wertes [80]. Bei Benutzung der Fermi-Kopplungskonstante G_F ist die Korrektur durch die Selbstenergie des Z^0 sehr klein. In diesem Fall ist die Vorhersage für die Asymmetrie in niedrigster Ordnung entsprechend höher.

In allen benutzten Simulationen wird der Wirkungsquerschnitt mit Hilfe des Weinberg-Winkels parametrisiert.

Bei einer Messung der Asymmetrie hängt die Größe der einzelnen QED Korrekturen stark von den Bedingungen ab, denen die Ereignisse genügen müssen. Der LUND4.3 Ereignisgenerator von SIMPLE berücksichtigt nur die Abstrahlung vom Anfangszustand. Der Einfluß der Korrekturen 2 und 3 kann mit MUSTRAAL studiert werden. Es ergibt sich, daß bei Betrachtung aller Ereignisse ohne zusätzliche Schnitte von den QED Korrekturen nur die harte Abstrahlung vom Anfangszustand eine Rolle spielt. Die wahren Asymmetrien der verschiedenen Quarksorten unter Berücksichtigung der Bremsstrahlung vom Anfangszustand und ihr Mittelwert bei Annahme der normalen $4 : 1 : 1 : 4 : 1$ Mischung sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt. Die Vorhersage stammt vom LUND4.3 Ereignisgenerator. Für die Quarkmassen wurden dabei folgende Annahmen gemacht:

$$m_u = m_d = 0.3 \text{ GeV}/c^2, m_s = 0.5 \text{ GeV}/c^2, m_c = 1.5 \text{ GeV}/c^2, m_b = 5.0 \text{ GeV}/c^2$$

Bei der Messung dieser Asymmetrie muß man berücksichtigen, daß die Akzeptanz des Detektors, die Auswahlkriterien für die Ereignisse und die verschiedenen Erkennungswahrscheinlichkeiten diesen Wert verändern können. Diese Effekte wurden mit SIMPLE studiert.

Quarksorte	wahre Asymmetrie
u	$+0.091 \pm 0.005$
d	-0.171 ± 0.009
s	-0.172 ± 0.009
c	$+0.093 \pm 0.005$
b	-0.197 ± 0.010
Mittel	$+0.018 \pm 0.003$

Tabelle 5.2: Vorhersage des LUND4.3 Ereignisgenerators der wahren elektroschwachen Asymmetrie bei 34 GeV unter Berücksichtigung der Abstrahlung vom Anfangszustand

5.2 Meßergebnisse

Die Messung wurde mit hadronischen Ereignissen durchgeführt, die die in Kapitel 4.1 beschriebenen Anforderungen erfüllen. Es wurden nur Ereignisse mit Strahlenergien zwischen 15 und 18 GeV benutzt. Die mittlere Strahlenergie ist 17.4 GeV. Die integrierte Luminosität dieser Datenmenge beträgt 175 pb^{-1} . Als Quarkachse wurde die Sphärizitätsachse angenommen und der positive Jet wurde genauso bestimmt, wie in Kapitel 4.5 beschrieben. Darüberhinaus wurden folgende Bedingungen an das Ereignis gestellt:

- Um den Anteil der Dreijet Ereignisse klein zu halten, bei denen die Wahrscheinlichkeit den positiven Jet zu erkennen kleiner ist als bei Zweijet Ereignissen, muß für die Sphärizität S gelten:
 $S < 0.25$.
- Um Mißidentifizierungen des positiven Jets wegen außerhalb der geometrischen Akzeptanz der Driftkammer liegender Teilchen zu minimieren, wurde für den Winkel Θ_{Sp} zwischen Sphärizitäts- und Strahlachse verlangt:
 $|\cos \Theta_{Sp}| < 0.7$

Diese Bedingungen werden von 33458 Ereignissen erfüllt.

Die Erkennungswahrscheinlichkeiten für den positiven Jet zeigen die gleichen Abhängigkeiten, wie bei der Messung der Bremsstrahlungsasymmetrie. Die Wahrscheinlichkeiten sind nach Quarksorten getrennt in Tabelle 5.3 zusammengestellt.

Die Winkelverteilung der gemessenen positiven Jets ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Durch Auszählen der positiven Jets in beiden Hemisphären ergibt sich ohne Akzeptanzkorrektur für die Asymmetrie:

$$A^D = +0.019 \pm 0.0055 \quad (5.4)$$

Bei der Verteilung der gemessenen positiven Jetachsen handelt es sich um eine Überlagerung der durch Formel 5.1 beschriebenen Parabel mit dem Winkelabstand zwischen wahrer Quarkachse und Sphärizitätsachse. Außerdem hängt die Akzeptanz der Ereignisse vom Winkel der Sphärizitätsachse zur Strahlachse ab. Durch einen Maximum Likelihood Fit [81] erhält man einen von der Akzeptanz unabhängigen Wert der Asymmetrie, der unempfindlich gegen die Verzerrung der Kurve ist, die durch die Annahme der Sphärizitätsachse als Quarkachse entsteht. Es wird dabei angenommen, daß die Daten einer Verteilung der Form:

$$f(\cos \Theta) = C \left(\frac{3}{8} (1 + \cos^2 \Theta) + A \cos \Theta \right) \quad (5.5)$$

mit C : Normierungsfaktor
und A : Asymmetrie

genügen. Als Ergebnis des Fits ergibt sich:

$$A_{Fit}^D = +0.021 \pm 0.005 \quad (5.6)$$

Anteil der Jets

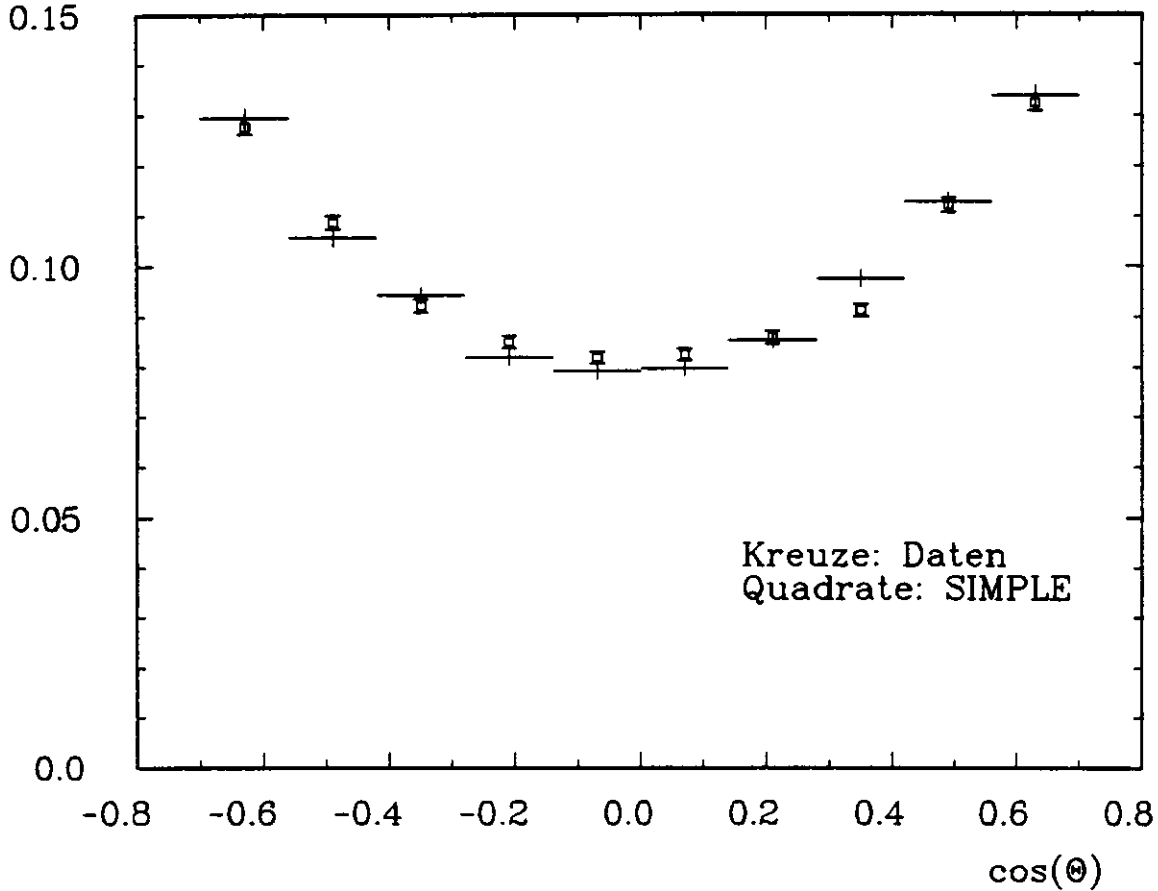


Abbildung 5.2: Gemessene Winkelverteilung des positiven Jets hadronischer Ereignisse

Vergleich mit der Vorhersage Die Auswahlkriterien für hadronische Ereignisse lassen ein breites Bremsstrahlungsspektrum zu. Lediglich die Bedingung, daß 53% des Strahlimpulses in geladenen Teilchen nachgewiesen werden muß, führt dazu, daß Ereignisse mit sehr harter Abstrahlung unterdrückt werden. Deshalb ist auch hier die Abstrahlung vom Anfangszustand die einzige signifikante Korrektur zur elektroschwachen Asymmetrie. Die Messungen werden deshalb mit Ereignissen verglichen, die mit SIMPLE simuliert wurden. Durch die Unterdrückung des obersten Teils des Bremsstrahlungsspektrums ist der Betrag der Asymmetrien für alle Quarksorten in den akzeptierten Ereignissen etwas höher als bei Betrachtung aller Ereignisse. Dieser Effekt der Auswahlkriterien wird von SIMPLE wiedergegeben (Tabelle 5.2 und 5.3).

SIMPLE liefert für die gemessene Asymmetrie bei einer Strahlenergie von 17.0 GeV kleinere Werte als die Daten:

$$A^{MC} = +0.0085 \pm 0.004 \quad (5.7)$$

und

$$A_{Fit}^{MC} = +0.011 \pm 0.004 \quad (5.8)$$

Quarksorte	wahre Asymmetrie	Erkennungswahrscheinlichkeit
u	+0.098 ± 0.006	0.677 ± 0.003
d	-0.172 ± 0.013	0.633 ± 0.006
s	-0.178 ± 0.013	0.643 ± 0.006
c	+0.101 ± 0.006	0.624 ± 0.003
b	-0.210 ± 0.015	0.637 ± 0.007
Mittel	+0.024 ± 0.004	0.647 ± 0.002

Tabelle 5.3: Vorhersage des LUND4.3 Ereignisgenerators der wahren elektroschwachen Asymmetrie und der Erkennungswahrscheinlichkeit des positiven Jets für akzeptierte hadronische Ereignisse bei 34 GeV.

Die Sphärizitätsachse hat eine systematisch steilere Winkelverteilung als sie vom Standardmodell vorhergesagt wird. Paßt man an sie eine Parabel der allgemeinen Form:

$$f(\cos \Theta) = A \cos^2 \Theta + B \cos \Theta + C \quad (5.9)$$

an, so ergibt sich bei den Daten

$$A/C = 1.69 \pm 0.05$$

Dieses Verhalten der Sphärizitätsachse wird von SIMPLE wiedergegeben. Hier erhält man:

$$A/C = 1.55 \pm 0.04$$

Im folgenden soll nun die Verzerrung entfaltet werden, die durch die Annahme der Sphärizitätsachse als Quarkachse entsteht. Dazu wird zuerst mit SIMPLE das Verhältnis $F(\cos \Theta)$ aller wahren positiven Jetrichtungen, die Gleichung 5.1 genügen, zu den gemessenen positiven Jetrichtungen der akzeptierten Ereignisse gebildet. Da die wahre und die gemessene Asymmetrie in SIMPLE nicht gleich sind, hat dieses Verhältnis eine, wenn auch kleine, Asymmetrie. Um die Asymmetrie der Daten bei der Entfaltung nicht zu verändern wird F symmetrisiert.

$$\tilde{F}(\cos \Theta) = \frac{F(\cos \Theta) - F(-\cos \Theta)}{2}$$

Nach Multiplikation der Daten mit \tilde{F} sollte ihre Winkelverteilung mit der des Standardmodells übereinstimmen. Die Anpassung einer Parabel der Form 5.9 ergibt jetzt:

$$A/C = 1.09 \pm 0.06 \quad \text{DATEN}$$

$$A/C = 0.98 \pm 0.05 \quad \text{SIMPLE}$$

Für die Anpassung ergibt sich bei 7 Freiheitsgraden ein χ^2 von etwa 12. Damit läßt sich die Verteilung durch eine Parabel beschreiben.

Abbildung 5.3 zeigt die entfaltete Winkelverteilung der Daten zusammen mit der Maximum Likelihood Anpassung gemäß Gleichung 5.6 sowie mit der Vorhersage von SIMPLE und der symmetrischen reinen QED Vorhersage.

Vergleich mit anderen Messungen Ähnliche Messungen wurden von der MAC-Kollaboration durchgeführt. Sie ergaben für die gefittete Asymmetrie [82]:

$$A_{\text{Fit}}^{MAC} = +0.028 \pm 0.005 \quad (5.10)$$

in guter Übereinstimmung mit der Vorhersage ihrer Simulationen von +0.022. Alle angegebenen Fehler sind rein statistisch.

Auch die JADE-Kollaboration hat ähnliche Ergebnisse, da sie aber bisher nicht die Daten des Jahres 1986 enthalten, ist ihr Fehler größer. Die Ergebnisse wurden mit simulierten Ereignissen verglichen, die mit dem LUND5.2 Ereignisgenerator erzeugt wurden. Mit verschiedenen Methoden, den positiven Jet zu bestimmen, ergaben sich durch eine Anpassungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate folgende Asymmetrien [83]:

$$\begin{aligned}
 A_1^{JADE} &= +0.031 \pm 0.014 \\
 A_2^{JADE} &= +0.038 \pm 0.015
 \end{aligned}
 \tag{5.11}$$

Die Vorhersagen ihrer Simulation sind mit $+0.014 \pm 0.009$ und $+0.036 \pm 0.009$ etwas kleiner.

Diese Ergebnisse zeigen, daß die Winkelverteilung der Daten mit ihrer Asymmetrie gut durch die Vorhersage des Standardmodells beschrieben werden.

Damit sind sie eine eindeutige Bestätigung dafür, daß die gemessene negative Asymmetrie bei hadronischen Ereignissen mit einem harten, mit großem Transversalimpuls emittierten Photon, durch die von QED vorhergesagte Interferenz von Bremsstrahlung des Anfangs- und des Endzustandes zustandekommt.

Anteil der Jets

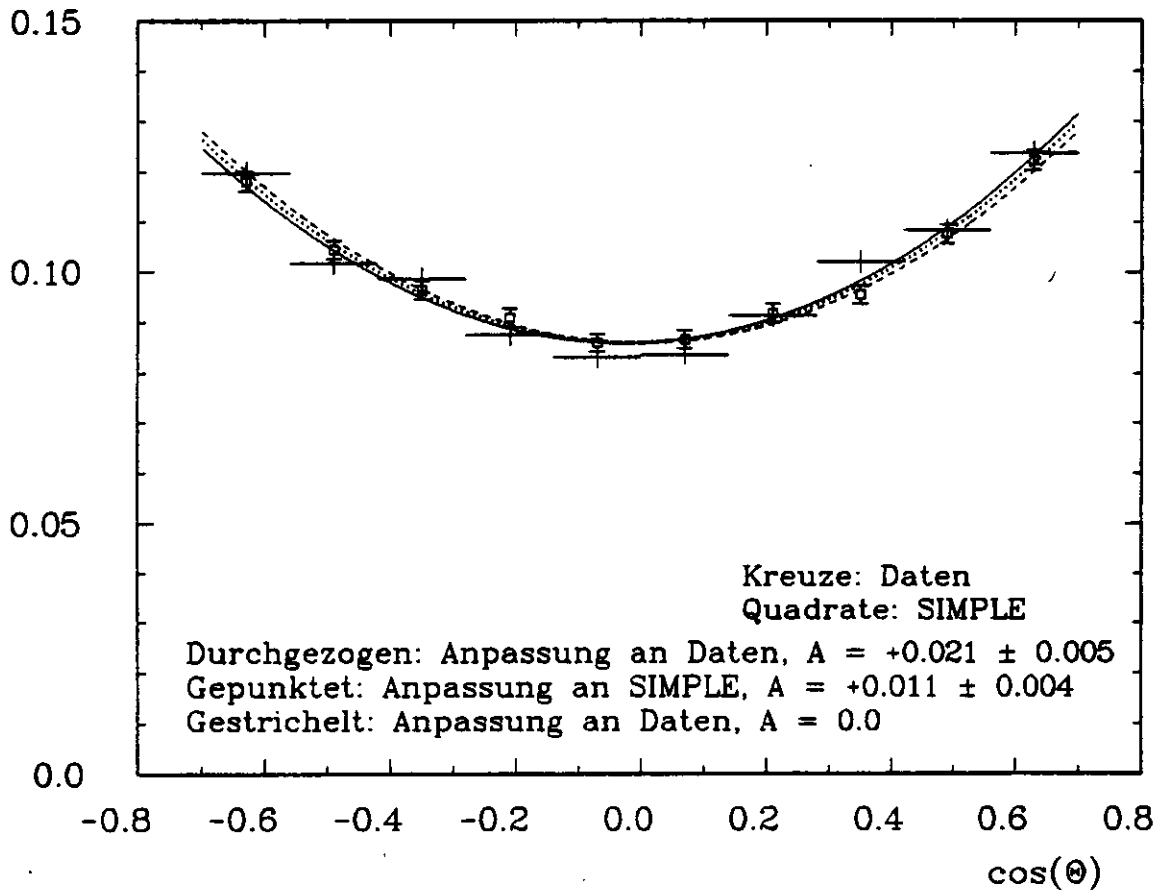


Abbildung 5.3: Korrigierte Winkelverteilung des positiven Jets hadronischer Ereignisse

Kapitel 6

Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$

In diesem Kapitel wird der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$ als Funktion der skalierten Photonenergie berechnet. Die Daten müssen dabei den gleichen Bedingungen genügen wie für die Asymmetrieberechnung. In den gezeigten und diskutierten Abbildungen wurden die Jetachsen im $q\bar{q}$ -Schwerpunktsystem berechnet. Darüberhinaus werden nur Daten verwendet, deren Strahlenergien im Bereich zwischen 15 und 18 GeV liegen, was die Datenmenge auf 175pb^{-1} einschränkt.

Da nur mit MONSTER erzeugte Ereignisse über eine detaillierte Simulation der Spule und des Flüssig-Argon Zählers verfügen, wurden diese Ereignisse zur Bestimmung des Untergrundes verwendet. Das in Kapitel 4.7 geschilderte Problem der zu harten Fragmentation tritt hier wieder auf. Das dort beschriebene Verfahren, die Zahl der Bremsstrahlungsphotonen zu berechnen, wird hier wieder in jedem Intervall der Verteilungen durchgeführt. Die Zahl der MONSTER Ereignisse wird auf die integrierte Luminosität der Daten normiert. Die integrierte Luminosität der simulierten Ereignisse wird einmal mit Hilfe des gemessenen und publizierten R-Wertes bestimmt [84] und aus der bei TASSO gemessenen Luminosität pro akzeptiertem hadronischem Ereignis. Die Werte stimmen innerhalb der Fehler überein und ergeben gemittelt 273.5pb^{-1} . Dieser Wert ist nicht sehr viel größer als der der Daten, so daß der statistische Fehler der Vorhersage berücksichtigt werden muß. Um die Ergebnisse vergleichbar zu machen, geschieht dies im systematischen Fehler. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Energieanteil des Photons an der Strahlenergie z wird für jedes Intervall Δz nach folgender Formel berechnet:

$$\frac{d\sigma}{dz} \sim \frac{\Delta\sigma}{\Delta z} = \frac{N_\gamma \eta A^{-1} \Delta\phi L^{-1}}{\Delta z} \quad (6.1)$$

Dabei bedeuten:

- N_γ : Zahl der berechneten Bremsstrahlungsphotonen der Daten im Intervall Δz .
- η : Korrekturfaktor für ausgefallene Module während der Datennahme. $\eta = 1.05 \pm 0.03$
- A : Korrekturfaktor für die Akzeptanz, berechnet mit MONSTER. Er ist das Verhältnis der in den akzeptierten Ereignissen nachgewiesenen direkten Photonen zur Zahl aller in allen Ereignissen in Richtung des Kalorimeters emittierten direkten Photonen.
- $\Delta\phi$: Korrektur für die eingeschränkte geometrische Akzeptanz in ϕ ; $\Delta\phi = 2.1$

$z = E_\gamma / E_{Strahl}$	0.15 - 0.20	0.20 - 0.3	0.3 - 0.5	0.5 - 0.8
Fehlerquelle	$\Delta\sigma/\sigma$ [%]			
Nachweiswahrscheinlichkeit	5.0	5.0	5.0	5.0
Zahl d. direkten Photonen	16.8	11.0	6.3	7.4
Akzeptanz	20.0	20.0	20.0	20.0
Luminosität	5.0	5.0	5.0	5.0
$\sqrt{\sum \left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right)^2}$	27.1	23.9	22.1	22.5

Tabelle 6.1: Systematische Fehler des Wirkungsquerschnittes

L : Luminosität; $L = 1.75 \cdot 10^5 \text{ nb}^{-1}$

Abbildung 6.1 zeigt das Energiespektrum der Daten im Vergleich zur Vorhersage des Modells, das nur Abstrahlung im Anfangszustand simuliert. Die Kreuze stellen die Daten dar, und die Stufen enthalten die Summe der Photonen aus der Abstrahlung vom Anfangszustand und dem berechneten Untergrund, der auch noch gepunktet dargestellt ist. Der gemessene Überschuss an Photonen in den Daten wird der Quarkbremsstrahlung zugeschrieben. Er beträgt:

$$38.6 \pm 13.1(\text{stat.}) \pm 11.5(\text{syst.})$$

Photonen. In den Fehlern sind nur Beiträge enthalten, die bei der Berechnung der absoluten Zahl der Photonen in den Daten auftreten. Bei der Berechnung der Differenz der Photonen in den Daten und bei MONSTER sind die Werte von MONSTER als fehlerfrei angenommen worden.

In Abbildung 6.2 ist der Wirkungsquerschnitt als Funktion der Photonenergie aufgetragen. Die Vorhersagen von MONSTER und MUSTRAAL ohne Quarkbremsstrahlung sind ebenfalls eingezeichnet. Sie unterschätzen die Daten. Die durchgezogene Kurve stellt die Vorhersage von MUSTRAAL mit Quarkbremsstrahlung dar. Da MUSTRAAL keine QCD Korrekturen enthält, überschätzt es, wie zu erwarten, die Daten etwas. Laermann et al. [18] geben an, daß die Berücksichtigung der QCD in niedrigster Ordnung zu einer Verringerung des Wirkungsquerschnitts um insgesamt etwa 25% führt. Der gegenüber der MUSTRAAL Vorhersage um 25% verringerte Wirkungsquerschnitt beschreibt die Daten recht gut. Es muß allerdings berücksichtigt werden, daß die systematischen Fehler, die in Abbildung 6.2 nicht eingezeichnet sind, ebenfalls in der Größenordnung von 25% liegen (s. Tabelle 6.1).

Für Modelle mit ganzzahligen Quarkladungen sagen Jayaraman et al. [63] eine Erhöhung des Wirkungsquerschnitts gegenüber Modellen mit drittelzahligen Quarkladungen um einen Faktor 1.7 bis 1.8 voraus. Der von MUSTRAAL ohne weitere Korrekturen vorhergesagte Wirkungsquerschnitt multipliziert mit einem Faktor 1.75, überschätzt die Daten deutlich. Dennoch können wegen des relativ großen systematischen Fehlers der Messung und der fehlenden QCD Korrekturen in MUSTRAAL Modelle mit ganzzahligen Quarkladungen nach dieser Analyse nicht endgültig ausgeschlossen werden.

Die beiden Hauptquellen des systematischen Fehlers sind die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Zahl der direkten Photonen aus den Clustern, die alle gestellten Bedingungen erfüllen, und die Unsicherheit bei Berechnung der Akzeptanz. Die Fehler, die bei der Berechnung der direkten Photonen berücksichtigt werden müssen, wurden in jedem Intervall so bestimmt, wie es in Kapitel 4.7 beschrieben ist. Die Fehler in der Luminositätsmessung und der Nachweiswahrscheinlichkeit der Photonen spielen dagegen eine untergeordnete Rolle. Alle systematischen Fehler werden als unabhängig angenommen und quadratisch addiert. Sie sind in Tabelle 6.1 für jedes Intervall Δz zusammengestellt.

dn/dz [nb]

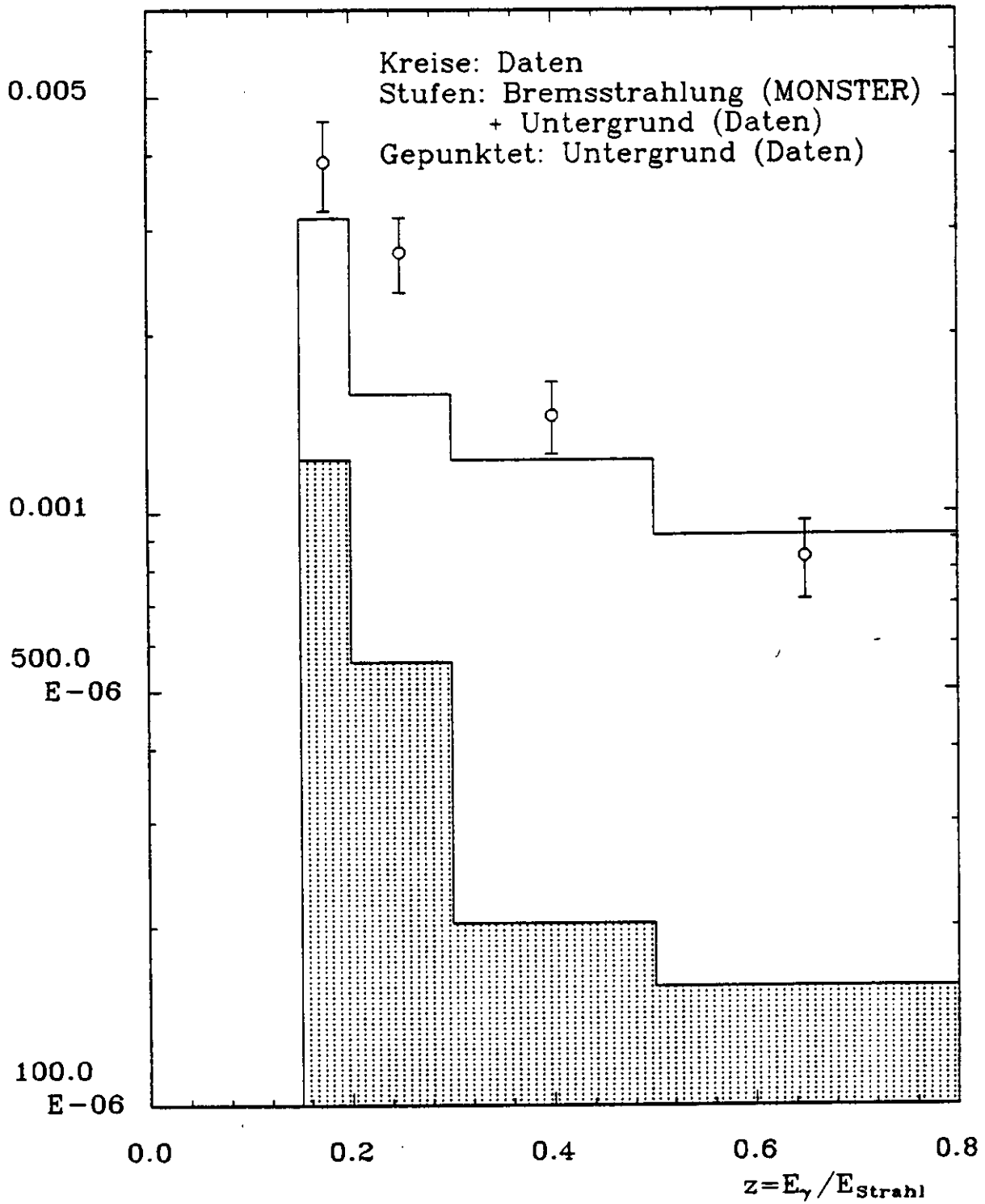


Abbildung 6.1: Vergleich der Clusterspektren von Daten und MONSTER

$d\sigma/dz$ [nb]

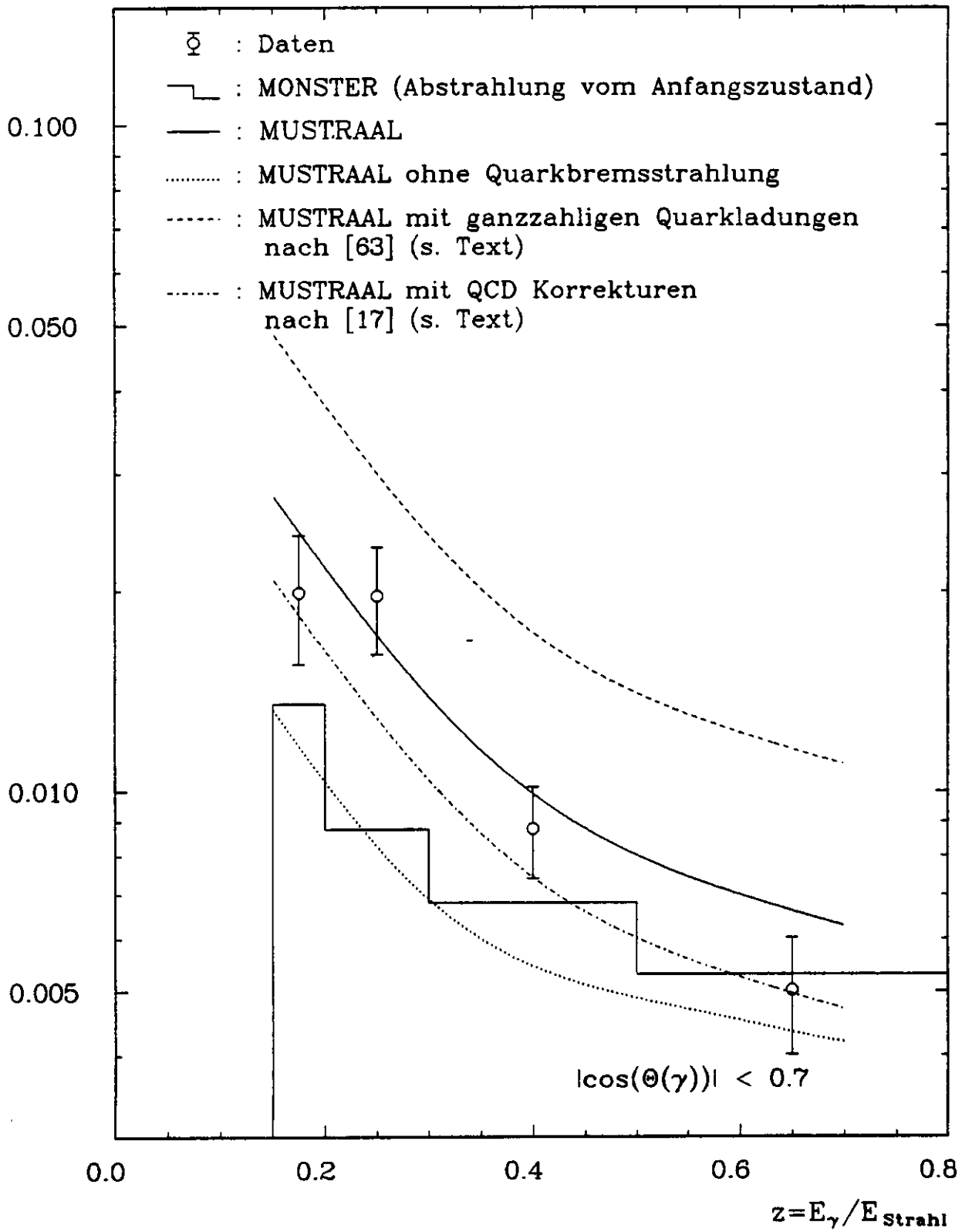


Abbildung 6.2: Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$ als Funktion der Photonenergie

Literaturverzeichnis

- [1] S.L. Glashow, Phys. Rev. D8 (1973) 4482
- [2] A. Salam, J.C. Ward Phys. Lett. 13 (1964) 168
- [3] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1976) 1264
- [4] G. Arnison et al., Phys. Lett. 122B (1983) 103
- [5] G. Arnison et al., Phys. Lett. 126B (1983) 398
- [6] P. Bagnaia et al., Phys. Lett. 129B (1983) 130
- [7] TASSO Collaboration, M. Althoff et al. Phys. Lett. 138B (1984) 441
- [8] M. Kobayashi, K. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 652
- [9] D.J. Gross, F. Wilczek, Phys. Rev. D8 (1973) 3633
- [10] M. Gell-Mann, Acta Phys. Austriaca Suppl. 9 (1972) 733
- [11] S. Weinberg, Phys. Rev. D8 (1973) 4482
- [12] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 494
- [13] TASSO Collaboration, R. Brandelik et al. , Phys. Lett. 86B (1979) 243
MARK-J Collaboration, D.P. Barber et al. , Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 830
PLUTO Collaboration, Ch. Berger et al. , Phys. Lett. 86B (1979) 418
JADE Collaboration, W. Bartel et al. , Phys. Lett. 91B (1980) 142
- [14] M.Y. Han, Y. Nambu, Phys. Rev. 139 (1965) 1006
- [15] R.D. Field, R.P. Feynman, Nucl. Phys. B136 (1978) 1
- [16] T. Sjöstrand, Computer Physics Communications 27 (1982) 243
T. Sjöstrand, Computer Physics Communications 28 (1983) 229
- [17] B.R. Webber, Nucl. Phys. B238 (1984) 492
- [18] E. Laermann, T.F. Walsh, I. Schmitt and P.M. Zerwas, Nucl. Phys. B207 (1982) 205
- [19] T.F. Walsh and P.M. Zerwas, Phys. Lett. 44B (1973) 195
- [20] S.J. Brodsky, C.E. Carlson and R. Suaya, Phys. Rev. D14 (1976) 2264
- [21] K. Sasaki, Phys. Rev. D24 (1981) 1177

- [22] J.R. Cudell, F. Halzen, F. Herzog, Phys. Lett. 140B (1984) 83
- [23] A. Febel, G. Hemmi, IEEE Trans. NS-26 (1979) 3244
- [24] D. Degéle et al., DESY M-83-20 (1983)
- [25] TASSO Collaboration, R. Brandelik et al. , Phys. Lett. 83B (1979) 261
- [26] S.L. Wu, Phys. Rep. 107 (1984) 59
- [27] R. Fohrmann, Dissertation, Hamburg 1982 und DESY-F35-82/02 (1982)
- [28] H.M. Fischer, N. Wermes, DESY F12-80/01 (1980) interner Bericht
- [29] H. Siebke, W. Braunschweig, TASSO-Notiz Nr.277 (1983), unveröffentlicht
- [30] H. Burkhardt et al., Nucl. Instr. Meth. 184 (1981) 319
- [31] TASSO Collaboration, R. Brandelik et al. , Phys. Lett. 113B (1982) 98
- [32] H.L. Krasemann, Dissertation, Hamburg 1985 und DESY F35-85-02
- [33] K.W. Bell et al., Nucl. Instr. Meth. 179 (1981) 27
- [34] TASSO Collaboration, R. Brandelik et al. , Phys. Lett. 92B (1980) 199
- [35] V. Kadansky et al., Physica Scripta 23 (1981) 680
- [36] A. Joksch et al., TASSO-Notiz Nr.298 (1984), unveröffentlicht
- [37] D.M. Binnie et al., DESY 84-060 (1984)
- [38] S. Jaroslawski, Nucl. Instr. Meth. 176 (1980) 263
- [39] H. Boerner et al., Nucl. Instr. Meth. 176 (1980) 151
- [40] H. Boerner et al., Dissertation, BONN-IR 81-27
- [41] TASSO Collaboration, R. Brandelik et al. , Phys. Lett. 108B (1982) 71
- [42] D. Heyland, Dissertation, Hamburg 1981 und DESY-F1-81-01 (1981)
- [43] J. Pyrlík, Dissertation, Hamburg 1982 und DESY-F1-82-01 (1982)
- [44] E.J. Wicklund, Ph.D. Thesis, Wisconsin (1984)
- [45] W. Zeuner, Diplomarbeit, Hamburg (1984)
- [46] TASSO Collaboration, M. Althoff et al. , Phys. Lett. 146B (1984) 443
- [47] TASSO Collaboration, R. Brandelik et al. , Phys. Lett. 113B (1982) 499
- [48] D.G. Cassel, H. Kowalski, Nucl. Instr. Meth. 185 (1981) 235
- [49] H. Kowalski, DESY 80-072 (1980)
- [50] B. Rossi, High Energy Particles, Prentice Hall Inc., New York 1952
U. Amaldi, Physica Scripta 23 (1981) 409
- [51] G. Tysarczyk, Diplomarbeit, Hamburg 1986

- [52] TASSO Collaboration, W. Braunschweig et al. , Z. Phys. C, Particles and Fields 33 (1986) 13
- [53] R.L. Ford, W.R. Nelson, SLAC-210 (1978)
- [54] F.A. Berends, K.J.F. Gaemers, R. Gastmans, Nucl. Phys. B57 (1973) 381
- [55] F.A. Berends, R. Kleiss, S. Jadach, Nucl. Phys. B202 (1982) 63
- [56] F.A. Berends, K.J.F. Gaemers, R. Gastmans, Nucl. Phys. B63 (1973) 381
- [57] G. Passarino, M. Veltman, Nucl. Phys. B160 (1979) 151
- [58] F.A. Berends, R. Kleiss, Nucl. Phys. B177 (1980) 237
- [59] F.A. Berends, R. Kleiss, S. Jadach, Computer Physics Communication 29 (1983) 185
- [60] G. Sterman, S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1436
- [61] G. Putzolu, Il Nuovo Cimento XX (1961) 542
- [62] S. Gold, Ph.D. Thesis, Stanford 1986
- [63] T. Jayaraman, G.Rajasekaran, S.D. Rindani, Phys. Rev. D32 (1985) 1262
(Rapid Communications)
- [64] F.A. Berends, R. Kleiss, Nucl. Phys. B178 (1981) 141
- [65] P. Hoyer et al., Nucl. Phys. B161 (1979) 349
- [66] A. Ali et al., Phys. Lett. 93B (1980) 155
- [67] T. Meyer, Z. Phys. C, Particles and Fields C12 (1982) 577
- [68] C. Peterson et al., Phys. Rev. D27 (1983) 105
- [69] G. Grant, Nucl. Instr. Meth. 131 (1975) 167
- [70] TASSO Collaboration, R. Brandelik et al. , Phys. Lett. 100B (1981) 357
- [71] JADE Collaboration, W. Bartel et al. , Z. Phys. C, Particles and Fields C28 (1985) 343
- [72] TASSO Collaboration, R. Brandelik et al. , Phys. Lett. 110B (1982) 173
- [73] TASSO Collaboration, M. Althoff et al. , Z. Phys. C, Particles and Fields C22 (1984) 307
- [74] MAC Collaboration, E. Fernandez et al., Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 95
- [75] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
- [76] A. Salam, Proceedings of the 8th Nobel Symposium, ed. by N. Svartholm (Almqvist & Wiksells, Stockholm 1968), p.367
- [77] R. Budny, Phys. Lett. 55B (1975), 227
- [78] Proceedings of the 1975 PEP summer study, LBL-4800/SLAC-190, p.31
- [79] Particle Data Group, Phys. Lett. 170B(1986) 1-350
- [80] W. Hollik, DESY 86-049
- [81] R. Marshall, RAL-84-003 (1984)

- [82] MAC Collaboration, W.W. Ash et al., Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1080
- [83] P. Warming, Dissertation, Hamburg 1987
- [84] CELLO Collaboration, H.-J. Behrend et al. , Phys. Lett. 183B (1987) 400

Danksagung

Diese Arbeit entstand im Rahmen der TASSO Kollaboration, deren derzeitige Mitglieder umseitig genannt sind. Bei allen Mitgliedern bedanke ich mich für ihre Hilfs- und Diskussionsbereitschaft, die ein sehr angenehmes Arbeitsklima geschaffen hat.

Mein besonderer Dank gilt:

Professor Dr. E. Lohrmann für die Themenstellung, viele anregende Gespräche und die Durchsicht des Manuskripts.

Professor Dr. P. Mättig für viele hilfreiche und weiterführende Diskussionen.

Dr. T. Tymienicka, die die Identifizierung der Jetladungen ausführlich studiert und den Algorithmus zu ihrer Bestimmung im Laborsystem entwickelt hat.

Dr. W. Hollik für die hilfreiche Beantwortung vieler theoretischer Fragen.

Dr. D. Lüke für seine große Hilfsbereitschaft in allen die Benutzung des Computers betreffenden Fragen.

Dipl. Phys. G. Tysarzyck, der im Rahmen seiner Diplomarbeit die Trennung hochenergetischer Photonen von π^0 -Mesonen untersucht hat.

Dem DESY Direktorium für die gewährte finanzielle Unterstützung insbesondere für die Teilnahme an interessanten und anregenden Konferenzen und Schulen.

Mitglieder der TASSO Kollaboration

The TASSO Collaboration

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

I. Physikalisches Institut der RWTH Aachen, Federal Republic of Germany^a

B. Bock, J. Eisenmann, H.M. Fischer, H. Hartmann, E. Hilger, A. Jocksch, V. Mertens¹, R. Wedemeyer
Physikalisches Institut der Universität Bonn, Federal Republic of Germany^a

B. Foster, A.J. Martin, A.J. Sephton

H.H. Wills Physics Laboratory, University of Bristol, Bristol, UK^b

E. Bernardi, J. Chwastowski², Y. Eisenberg³, A. Eskreys⁴, K. Gather, H. Hultschig, K. Genser⁵, P. Joos,
H. Kowalski, A. Ladage, B. Lühr, D. Lüke, P. Mättig⁶, A. Montag³, D. Notz, J. Pawlak⁵, E. Ronat³,
D. Trines, T. Tymieniecka⁷, R. Walczak⁷, G. Wolf, W. Zeuner
Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg, Federal Republic of Germany

H. Kolanoski

Physikalisches Institut, Universität Dortmund, Federal Republic of Germany^a

T. Kracht, J. Krüger, E. Lohrmann, G. Poelz, K.-U. Pösnecker

II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, Federal Republic of Germany^a

D.M. Binnie, J.K. Sedgbeer, J. Shulman, D. Su, A.T. Watson

Dept. of Physics, Imperial College, London, UK^b

F. Barreiro, A. Leites, J. del Peso, E. Ros

Universidad Autonoma de Madrid, Madrid, Spain^c

C. Balkwill, M.G. Bowler, P.N. Burrows, R.J. Cashmore, P. Dauncey⁸, G.P. Heath, D.J. Mellor⁹,
P. Ratoff, I. Tomalin, J.M. Yelton

Dept. of Nuclear Physics, Oxford University, Oxford, UK^b

S.L. Lloyd

Dept. of Physics, Queen Mary College, London, UK^b

G.E. Forden¹⁰, J.C. Hart, D.H. Saxon

Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Didcot, UK^b

S. Brandt, M. Holder, L. Labarga¹¹

Fachbereich Physik der Universität-Gesamthochschule Siegen, Federal Republic of Germany^a

U. Karshon, G. Mikenberg, D. Revel, A. Shapira, N. Wainer, G. Yekutieli

Weizmann Institute, Rehovot, Israel^d

G. Baranko¹², A. Caldwell¹³, M. Cherney¹⁴, J.M. Izen⁹, D. Muller, S. Ritz, D. Strom, M. Takashima,
E. Wicklund¹⁵, Sau Lan Wu, G. Zobernig

Dept. of Physics, University of Wisconsin, Madison, WI, U.S.A.^e

¹ Now at CERN, Geneva, Switzerland

² On leave from Inst. of Nuclear Physics, Cracow, Poland

³ On leave from Weizmann Institute, Rehovot, Israel

⁴ Now at Inst. of Nuclear Physics, Cracow, Poland

- ⁵ On leave from Warsaw University, Poland
- ⁶ Now at IPP Canada, Carleton University, Ottawa, Canada
- ⁷ Now at Warsaw University, Poland
- ⁸ Now at Johns Hopkins University, Baltimore, MD, U.S.A.
- ⁹ Now at Univ. of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, IL, U.S.A
- ¹⁰ Now at SUNY Stony Brook, Stony Brook, NY, U.S.A.
- ¹¹ On leave from Universidad Autonomia de Madrid, Madrid, Spain
- ¹² Now at University of Colorado, Colorado, U.S.A.
- ¹³ Now at Columbia University, New York, U.S.A.
- ¹⁴ Now at Lawrence Berkeley Lab., Berkeley, CA, U.S.A.
- ¹⁵ Now at California Inst. of Technology, Pasadena, CA, U.S.A.
- ^a Supported by Bundesministerium fuer Forschung und Technologie
- ^b Supported by UK Science and Engineering Research Council
- ^c Supported by CAICYT
- ^d Supported by the Minerva Gesellschaft fur Forschung GmbH.
- ^e Supported by US Dept of Energy, contract DE-AC02-76ER000881 and by US Nat. Sci. Foundation Grant no INT-8313994 for travel.