

Dr. Weber

Interner Bericht
DESY F11-84/01
Mai 1984

UNTERSUCHUNG DER PHOTONPRODUKTION BEI ELEKTRON-POSITRON
ANNIHILATIONEN AM SPEICHERRING PETRA

von

Karlheinz Meier

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	Jan. 2009	
Keine Ausleihe Not for loan		

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“

UNTERSUCHUNG DER PHOTONPRODUKTION BEI ELEKTRON - POSITRON
ANNIHILATIONEN AM SPEICHERRING PETRA

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Karlheinz Meier
aus Hamburg

Hamburg
1984

Gutachter der Dissertation

Prof. Dr. E. Lohrmann
Prof. Dr. G. Weber

Gutachter der Disputation

Prof. Dr. V. Soergel
Prof. Dr. G. Weber

Datum der Disputation

21. Mai 1984

Vorsitzender des Promotionsausschusses
und Sprecher des Fachbereichs Physik

Prof. Dr. J. Appel

ABSTRACT

The production of photons, neutral pions and η - mesons in multihadronic events is investigated with the JADE detector at the electron - positron storage ring PETRA.

The production properties of photons are in good agreement with theoretical expectations from fragmentation models and quantum electrodynamics. The energy spectra scale with the centre of mass energy. Photon multiplicities as well as the photonic energy fraction are measured.

Neutral pions are reconstructed by their decay into two photons. The corresponding energy spectra show scaling and agree with those of charged pions in the covered range.

η - mesons are observed in the two photon mass spectrum. Their energy spectrum is softer than the spectra of other mesons. The study of η - meson production in special event - and jet - topologies suggests enhanced production rates in gluon fragmentation.

A comparison of all measured photon sources demonstrates the dominant production of inclusive photons from decays of neutral pions.

INHALT

1. EINLEITUNG	1	5.2 Untergrundquellen und systematische Fehler	46
2. HADRONPRODUKTION IN ELEKTRON - POSITRON KOLLISIONEN	2	5.2.1 Verluste an Photonen	46
2.1 Die QCD als Theorie der Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen	2	5.2.1.1 Geometrische Akzeptanz	47
2.2 Anwendung der QCD in Elektron - Positron Reaktionen	2	5.2.1.2 Energieakzeptanz	48
2.3 Fragmentation von Quarks und Gluonen	4	5.2.1.3 Überlappung mit geladenen Spuren	49
2.3.1 Fragmentationsmodelle	5	5.2.1.4 Überlappung mit anderen Photonen	51
2.3.1.1 Die Field - Feynman Fragmentation	5	5.2.1.5 Konversionen vor Erreichen der zentralen Driftkammer	51
2.3.1.2 Das LUND - Modell	6	5.2.1.6 Detektorfehler	52
2.3.1.3 Die Peterson - Walsh Fragmentation für Gluonen	6	5.2.2 Vorgetäuschte Photonen	52
2.4 Topologische Variable	7	5.2.2.1 Inelastische nukleare Wechselwirkungen	52
3. EXPERIMENT UND DATENSELEKTION	9	5.2.2.2 Cluster geladener Spuren ohne Zuordnung	53
3.1 Der PETRA Speicherring	9	5.2.2.3 Neutrale Hadronen	55
3.2 Das JADE Experiment	10	5.2.2.4 Detektorfehler	55
3.2.1 Das JADE Koordinatensystem	10	5.2.3 Zusammenfassung	55
3.2.2 Der Magnet	12	5.3 Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen	57
3.2.3 Strahlrohr- und Flugzeitähler	12	5.4 Das nicht strahlungskorrigierte Photonspektrum	60
3.2.4 Der Innendetektor	12	5.5 Das strahlungskorrigierte Photonspektrum	63
3.2.5 Der Myondetektor	13	5.6 Photon Multiplizitäten	69
3.2.6 Der Luminositätsmonitor	13	5.7 Photonischer Energieanteil	72
3.2.7 Der Bleiglas Schauerzähler	14	6. INKLUSIVE π^0 -PRODUKTION	75
3.2.7.1 Zentraler Schauerzähler	14	6.1 Konzept der Rekonstruktion von π^0 -Mesonen	75
3.2.7.2 Endkappen Schauerzähler	16	6.2 Statistische und systematische Fehler	77
3.2.7.3 Elektronik und Auslese	16	6.3 Nachweiswahrscheinlichkeiten für π^0 -Mesonen	77
3.2.8 Ereignistrigger und Datennahme	17	6.4 Inklusive π^0 -Spektren	80
3.2.9 Eichung	18	6.5 π^0 -Multiplizitäten	86
3.2.10 Datenselektion und hadronischer Wirkungsquerschnitt	20	7. INKLUSIVE η -PRODUKTION	87
3.2.10.1 Selektion multihadronischer Ereignisse	21	7.1 Konzept der Rekonstruktion von η -Mesonen	87
3.2.10.2 Bestimmung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts	23	7.2 Nachweiswahrscheinlichkeiten für η -Mesonen	91
4. ANALYSEVERFAHREN FÜR DIE BLEIGLAS SCHAUERZÄHLER	25	7.3 η -Multiplizität und Energiespektrum	93
4.1 Wechselwirkung geladener Teilchen im Bleiglas	25	7.4 Untersuchung der Produktionsmechanismen von η -Mesonen	95
4.2 Definition und Analyse von Photonen	33	7.4.1 η -Produktion in speziellen Ereignistopologien	96
4.2.1 Energiebestimmung	34	7.4.2 η -Produktion in speziellen Jet-Topologien	104
4.2.2 Positionsbestimmung	35	7.5 Ergebnisse anderer Experimente	108
4.2.3 Energie- und Winkelauflösung	42	8. VERGLEICHENDE ZUSAMMENSTELLUNG ALLER BEOBACHTETEN PHOTONQUELLEN	111
4.3 Simulation des Bleiglas Schauerzählers	43	9. ZUSAMMENFASSUNG	113
5. INKLUSIVE PHOTON PRODUKTION	46	A. TABELLEN DER INKLUSIVEN WIRKUNGSQUERSCHNITTE	115
5.1 Photondefinition für die Untersuchung inklusiver Spektren	46	A.1 Inklusive Photon - Spektren	115
		A.2 Inklusive π^0 - Spektren	118
		A.3 Inklusives η - Spektrum	121

LITERATURVERZEICHNIS	122
DANKSAGUNG	127
LEBENS LAUF	128

1. EINLEITUNG

Die theoretische Vorstellung vom Aufbau hadronischer Materie ist geprägt durch das Partonmodell, welches Hadronen als gebundene Zustände elementarer Konstituenten (Quarks) beschreibt. Experimentelle Bestätigung findet diese Annahme z.B. in der Messung der Nukleonstruktur mit Leptonen bei großen Impulsüberträgen sowie im beobachteten Spektrum der Hadronen, das beispielsweise für die drei leichten Quarks (u,d,s) die für eine SU(3)-Symmetrie erwartete Multiplettstruktur aufweist.

Die Beschreibung der Wechselwirkung zwischen den Hadronkonstituenten beruht auf dem im Falle der elektroschwachen Wechselwirkung bereits erfolgreich angewendeten Konzept der Eichtheorien. Die Quantenchromodynamik (QCD) als heute allgemein verwendete Theorie der starken Wechselwirkung faßt die SU(3)_c als exakte, lokale und nichtabelsche Symmetrie auf, deren 8 Generatoren als Eichbosonen (Gluonen) interpretiert werden. Neben indirekten Hinweisen aus der Impulsverteilung von Nukleonkonstituenten stammt die entscheidende Evidenz für die Existenz von Gluonen aus der Beobachtung der Gluonbremsstrahlung von Quarks aus der e⁺e⁻-Annihilation [1]. Diese Reaktion eignet sich wegen ihrer ausgezeichneten Signatur in besonderer Weise für die experimentelle Untersuchung der fundamentalen Teilchen der QCD sowie deren Wechselwirkung.

Da weder Quarks noch Gluonen direkt beobachtbar sind, bieten deren Fragmentationsprodukte die einzige Möglichkeit, Erkenntnisse über die primären Partonen zu erhalten.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Photonproduktion in multihadronischen Ereignissen aus der e⁺e⁻-Annihilation. Zunächst wird ein Verfahren zur Rekonstruktion von Photonen in einer großen Bleiglas Schauerzähler Anordnung entwickelt. Unter Verwendung der daraus erhaltenen Photonen werden Energiespektren und Multiplizitäten gemessen sowie die Quellen dieser Photonen ermittelt. Neutrale Pionen und η-Mesonen werden in ihrem 2-Photon Zerfallsmodus rekonstruiert und auf ihre Energiespektren sowie Produktionsraten untersucht. Ein möglicher Unterschied zwischen der Fragmentation von Quarks und Gluonen bildet den Schwerpunkt in der Analyse der η-Erzeugung. Zu diesem Zweck werden Produktionswahrscheinlichkeiten von η-Mesonen innerhalb verschiedener Ereignis- und Jet-Topologien untersucht.

2. HADRONPRODUKTION IN ELEKTRON - POSITRON KOLLISIONEN

Nach einer kurzen Darstellung der Quantenchromodynamik (QCD) und ihrer Anwendung bei der Beschreibung von e⁺e⁻-Reaktionen werden in diesem Kapitel Fragmentationsmodelle sowie topologische Variable zur Charakterisierung hadronischer Endzustände vorgestellt.

2.1 DIE QCD ALS THEORIE DER WECHSELWIRKUNG ZWISCHEN QUARKS UND GLUONEN

Die QCD [2],[3] ist eine Theorie der Wechselwirkung zwischen Quarks, beschrieben durch Diracsche Spinoren, und den 8 Vektorbosonen (Gluonen) der Farbsymmetriegruppe SU(3)_c. Die Kopplung zwischen diesen elementaren Teilchen ist wie im Falle der Quantenelektrodynamik (QED) vom Impulsübertrag Q² des stattfindenden Streuprozesses abhängig.

Bei der durch die QED beschriebenen Elektron-Photon Wechselwirkung nimmt die effektive Kopplungsstärke durch die nachlassende Abschirmwirkung virtueller Strahlungskorrekturen mit steigendem Q² zu.

Der grundlegende Unterschied im Falle der QCD liegt in der dort stattfindenden Gluon-Selbstwechselwirkung. Die dadurch bewirkte Ausschmierung der Farbladung z.B. bei der Quark-Gluon Streuung führt zu einer Verringerung der effektiven Kopplung bei hohem Q². Die Abhängigkeit der starken Kopplungskonstanten α_s vom Impulsübertrag kann in folgender Form parametrisiert werden.

$$\alpha_s(Q^2) = B / \ln(Q^2/\Lambda^2) \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \text{wobei } B &= 12 \cdot \pi / (33 - 2 \cdot N_f) \\ N_f &= \text{Anzahl der Quarktypen (Flavours)} \end{aligned}$$

Λ ist somit der einzige Parameter der Theorie. Die experimentelle Bestimmung ergab bisher Werte im Bereich von 50 MeV/c bis 800 MeV/c .

Das starke Anwachsen von α_s mit sinkendem Q² hat Konsequenzen für die Anwendungsmöglichkeiten störungstheoretischer Rechentechniken. Dieses Problem wird in den beiden folgenden Kapiteln erläutert.

2.2 ANWENDUNG DER QCD IN ELEKTRON - POSITRON REAKTIONEN

Die Hadronenerzeugung in e⁺e⁻-Annihilationsreaktionen erfolgt in niedrigster Ordnung durch die im Rahmen der QED (bzw. der elektroschwachen

Wechselwirkung) beschriebene Produktion punktförmiger Fermionen mit Ladung e_i (Abb. 1 b).

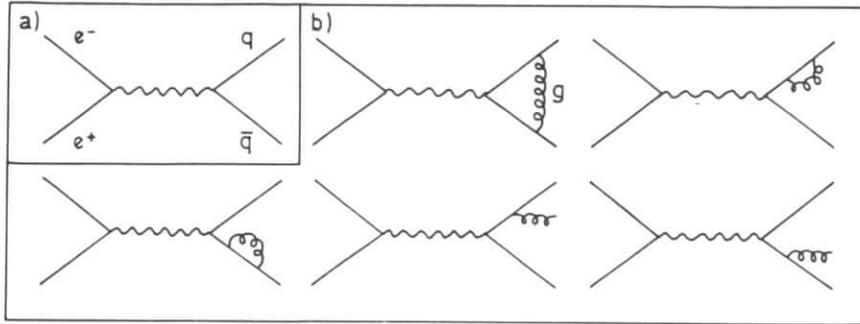


Abb. 1 e^+e^- -Annihilation in Quarks und Gluonen a) Quark-Parton Modell (QPM) b) 1. Ordnung QCD

Veränderungen des Wirkungsquerschnittes gegenüber der Erzeugung von Leptonpaaren treten durch die nicht ganzzahlige elektrische Ladung der Quarks sowie durch die drei zusätzlichen Farbfreiheitsgrade auf. Das Verhältnis beider Erzeugungsquerschnitte wird als R bezeichnet und ergibt sich im Rahmen des Quark-Parton Modells (QPM) gemäß Gl. (2.2)

$$\begin{aligned}
 R &= \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) \\
 &= 3 \cdot \sum e_i^2 = 3 \cdot (e_u^2 + e_d^2 + e_s^2 + e_c^2 + e_b^2) \\
 &= 3 \cdot 11/9 = 3.67
 \end{aligned}
 \tag{2.2}$$

Bei PETRA Energien werden Abweichungen vom QPM beobachtet. Der gemessene R Wert von 3.97 [4] (Abb. 9) liegt signifikant über der Vorhersage von Gl. (2.2). Dies wird im wesentlichen durch die in Abb. 1b dargestellten QCD Korrekturen verursacht. Wegen der großen Impulsüberträge von der Größenordnung der Strahlenergie ($Q^2 \gg \Lambda^2$) ist die effektive Kopplung für diese Prozesse klein (etwa 0.2), so daß für R eine Störungsentwicklung vollzogen werden kann.

$$R = R_0 \cdot [1 + a_1(\alpha_s/\pi) + a_2(\alpha_s/\pi)^2 + \dots]
 \tag{2.3}$$

wobei: R_0 = R aus dem QPM
 a_1, a_2 = Koeffizienten der Störungsreihe

R nähert sich also bei steigender Schwerpunktsenergie von oben dem Wert aus dem QPM an.

Die reellen QCD Korrekturen aus Abb. 1b erzeugen zusätzliche Partonen im Endzustand. Hierdurch bietet sich die Möglichkeit zur Untersuchung der Eigenschaften von Quarks und Gluonen. Weder Quarks noch Gluonen werden jedoch experimentell direkt beobachtet. In der QCD wird dies lediglich formal berücksichtigt, indem nur $SU(3)_c$ -Singlett Zustände als beobachtbare Hadronen zugelassen werden. Eine dynamische Erklärung dieses sog. 'Confinements' steht bisher noch aus.

2.3 FRAGMENTATION VON QUARKS UND GLUONEN

Der Übergang primärer Partonen in experimentell beobachtbare Hadronensysteme wird als Fragmentation bezeichnet.

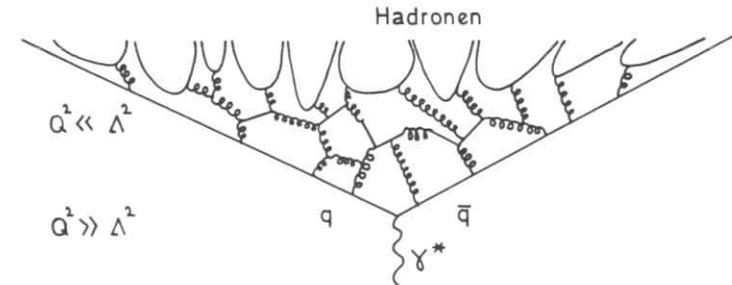


Abb. 2 Darstellung des Fragmentationsprozesses eines $q\bar{q}$ Paares

Der Fragmentationsprozeß kann wegen der wachsenden effektiven Kopplung bei großen Abständen der primären Hadronen nicht mehr perturbativ behandelt werden ($Q^2 \ll \Lambda^2$). Eine phänomenologische Vorstellung von der Fragmentation ist in Abb. 2 dargestellt. Im Farbkraftfeld zwischen den primären Partonen werden weitere Quarks und Gluonen erzeugt, die sich schließlich zu Farbsingletts formieren, welche entweder direkt oder durch ihren Zerfall experimentell nachgewiesen werden. Der Prozeß der Hadronisierung verläuft mit begrenzten Transversalimpulsen relativ

Solche Systeme sind zugleich auch Singletts unter der $SU(3)_F$ - Symmetrie (F = Flavour = Quarksorte), da Gluonen keine Flavour Quantenzahl tragen. Innerhalb dieser farblosen und flavourneutralen Systeme können sich gebundene Paare aus Gluonen oder Quarks formieren, die dann auch farblos und flavourneutral sind.

Die leichtesten flavourneutralen Hadronen sind die isoskalaren Mesonen η, η', ω und ϕ . Die QCD sagt darüber hinaus auch die Existenz gebundener Gluonpaare (Glueballs) voraus [10]. Solche Glueballs können in diesem Modell Bestandteile eines Gluonjets sein. Die Erwartungen für die Massen von Glueballs liegen im Bereich zwischen $1 \text{ GeV}/c^2$ und $2 \text{ GeV}/c^2$, so daß eine Unterdrückung verglichen mit der Produktion leichter isoskalarer Mesonen zu erwarten ist. Ein eindeutiger experimenteller Nachweis von Glueballs steht noch aus.

Die Produktion von η -Mesonen in Ereignissen mit Gluonjets wird in Kapitel 7 der vorliegenden Arbeit untersucht.

2.4 TOPOLOGISCHE VARIABLE

Topologische Variable werden bei der Analyse multihadronischer Ereignisse verwendet, um beobachtete Teilchenverteilungen zu quantifizieren und mit Vorhersagen von QCD und Fragmentationsmodellen zu vergleichen. Die einzige in dieser Arbeit verwendete topologisch Variable ist der Impuls- oder Sphärizitätstensor [11]. (Gl. (2.5))

$$S_{\alpha\beta} = \sum_i p_{i,\alpha} \cdot p_{i,\beta} / \sum_i |\vec{p}_i|^2 \quad (2.5)$$

i beschreibt die laufende Teilchennummer innerhalb eines Ereignisses und α, β sind die Indizes der Impulskomponenten ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$).

Es können drei Eigenwerte Q_1, Q_2 und Q_3 mit zugehörigen Hauptachsen \vec{n}_1, \vec{n}_2 und \vec{n}_3 bestimmt werden. Da die Summe aller drei Eigenwerte auf 1 normiert ist, lassen sich Ereignisse durch ihre Position in einem sog. Q-Diagramm charakterisieren. (Abb. 4)

Die Größe S , definiert durch Gleichung Gl. (2.6), bezeichnet man als Sphärizität eines Ereignisses.

$$S = \frac{2}{3} \cdot (Q_1 + Q_2) = \frac{2}{3} \cdot (1 - Q_3) \quad (2.6)$$

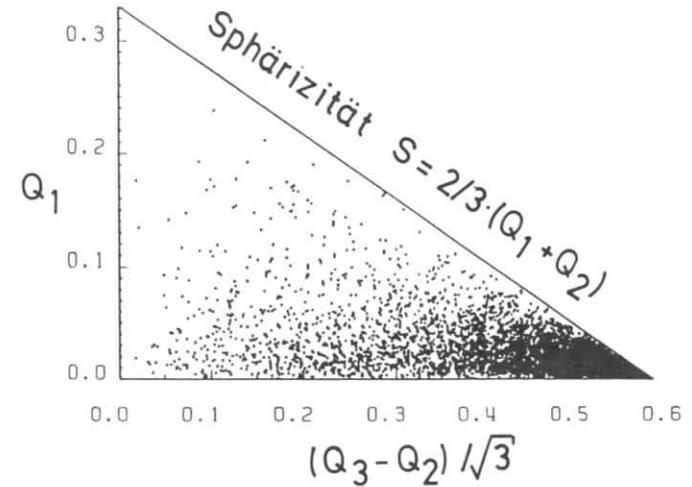


Abb. 4 Beispiel eines Q-Diagramms multihadronischer Ereignisse bei 34 GeV Schwerpunktsenergie

S verschwindet bei Ereignissen mit nur zwei kollinearen Teilchen und ist 1 bei einer isotropen Teilchenverteilung. Die S zugeordnete Richtung kann darüber hinaus als ausgezeichnete Achse im Ereignis verwendet werden.

Q_1 (Aplanarität) minimiert den Transversalimpuls aller Teilchen bezüglich einer Ebene. Ein kleiner Q_1 Wert beschreibt damit flache Ereignistopologien.

Zwei Parameter (beispielsweise S und Q_1) definieren die Position eines Ereignisses im Q-Diagramm eindeutig. Eine Anwendung der Q-Diagramme wird bei der Analyse inklusiver η Produktion in Kapitel 7.4.1 vorgestellt.

3. EXPERIMENT UND DATENSELEKTION

Das Experiment wurde mit dem JADE Detektor am e^+e^- - Speicherring PETRA in Hamburg durchgeführt. Die experimentellen Gegebenheiten sollen im folgenden kurz erläutert werden.

3.1 DER PETRA SPEICHERRING

PETRA [12] ist ein Elektron-Positron Speicherring mit einem Umfang vom 2.3 km. In dem Ring laufen jeweils zwei Teilchenpakete (Bunche) aus Elektronen und Positronen um. In 4 Wechselwirkungszonen durchdringen sich die Bunche mit einer maximalen e^+e^- Schwerpunktsenergie von 46 GeV (März 1984). Die beobachtbare Ereignisrate n bei einem physikalischen Wirkungsquerschnitt σ hängt von den Maschinenparametern wie Strahlquerschnitt, Teilchendichte in den Bunchen und Umlauffrequenz ab, welche üblicherweise im sogenannten Luminositätsparameter L des Speicherrings zusammengefaßt werden. Die besten bei PETRA erzielten Werte liegen etwa bei

$$L = 1 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (3.1)$$

Die über einen Zeitraum ΔT integrierte Luminosität L_{int} wird gemäß Gl. (3.2) definiert und gibt die zu erwartende Ereigniszahl für den Wirkungsquerschnitt σ (in der entsprechenden Einheit) an.

$$L_{\text{int}} = \int_0^T L \cdot dt \quad (3.2)$$

Die Anzahl der zu einem Wirkungsquerschnitt σ gehörigen Ereignisse ist damit

$$N = \sigma \cdot L_{\text{int}} \quad (3.3)$$

Ein typischer hadronischer Wirkungsquerschnitt von 0.3 nb entspricht etwa einer Rate von 11 Ereignissen/Stunde.

Die Messung der Luminositäten erfolgt unter Verwendung von im Rahmen der QED gut bekannten Monitorreaktionen wie der Bhabha-Streuung und der Photon Paarzeugung. Für das JADE Experiment ist die integrierte Luminosität bei verschiedenen e^+e^- Schwerpunktsenergien in Abb. 5 dargestellt.

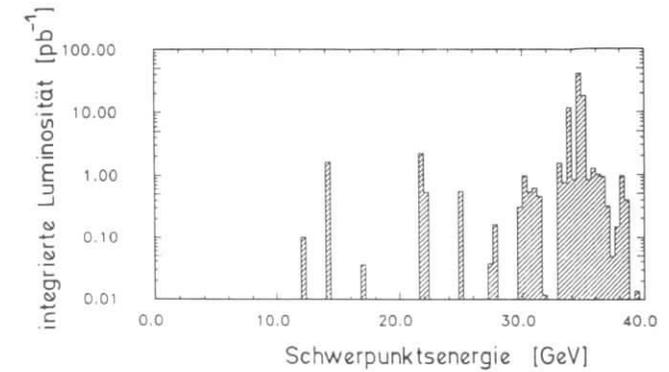


Abb. 5 Integrierte Luminositäten für alle in dieser Arbeit analysierten Schwerpunktsenergien

3.2 DAS JADE EXPERIMENT

JADE (Abb. 6) ist als magnetischer 4π Detektor zur Beobachtung und Analyse von Reaktionsprodukten aus der e^+e^- -Wechselwirkung konzipiert [13]. Zu diesem Zweck besteht die Möglichkeit, geladene Teilchen und Photonen zu erkennen und deren Impulse und Energien zu messen.

3.2.1 Das JADE Koordinatensystem

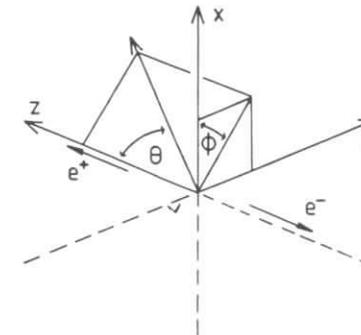


Abb. 7 Das JADE Koordinatensystem

MAGNETDETEKTOR JADE

MAGNET DETECTOR

- 1 Strahlrohrzähler BEAM PIPE COUNTERS
- 2 Endseitige Bleiglaszähler END PLUG LEAD GLASS COUNTERS
- 3 Drucktank PRESSURE TANK
- 4 Myon-Kammern MUON CHAMBERS
- 5 Jet-Kammern JET CHAMBERS
- 6 Flugzeit-Zähler TIME OF FLIGHT COUNTERS
- 7 Spule COIL
- 8 Zentrale Bleiglaszähler CENTRAL LEAD GLASS COUNTERS
- 9 Magnetloch MAGNET YOKE
- 10 Myon-Filter MUON FILTERS
- 11 Beweglicher Endstopfen REMOVABLE END PLUG
- 12 Strahlrohr BEAM PIPE
- 13 Vorwärts-Detektor FORWARD BETA QUADRUPOLE
- 14 Mini-Beta Quadrupol MINI BETA QUADRUPOLE
- 15 Fahrtwerk MOVING DEVICES

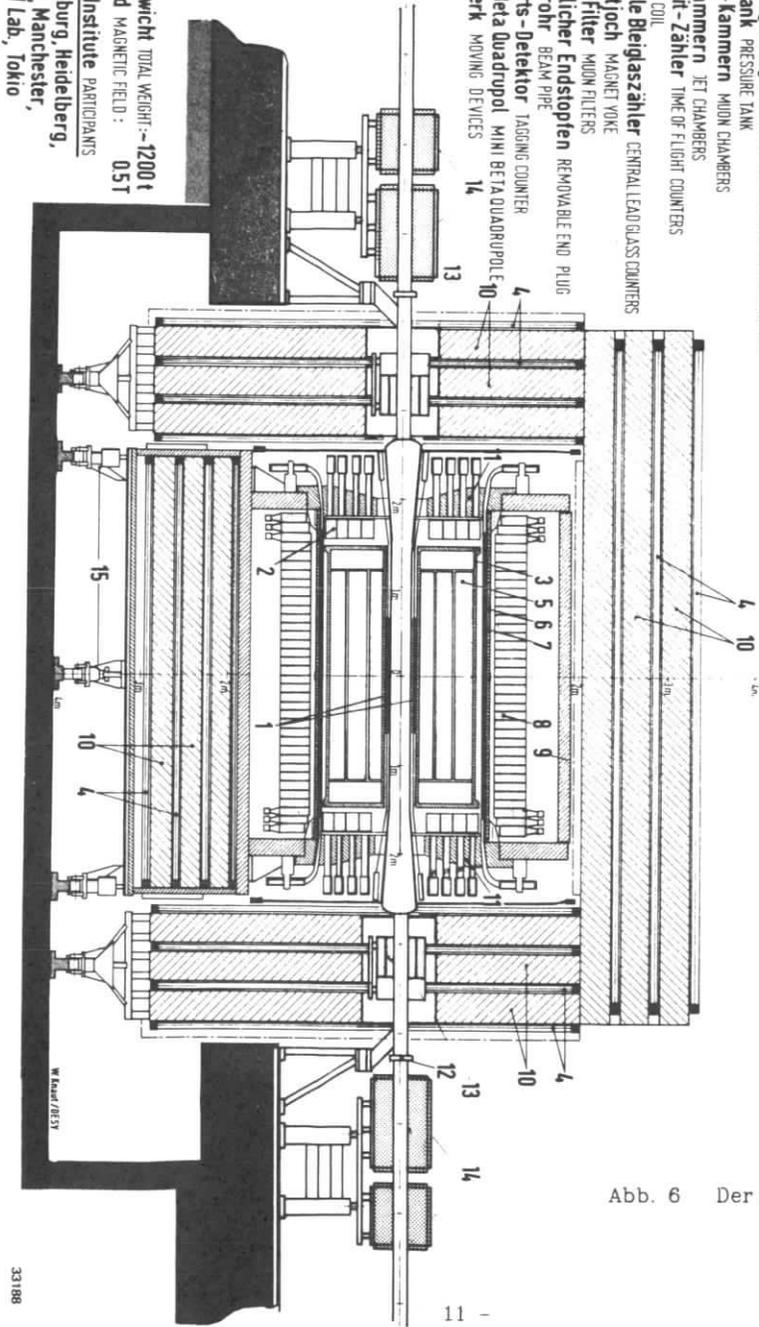


Abb. 6 Der JADE Detektor

3.2.2 Der Magnet

(Pos. 7 in Abb. 6)

Zur Bestimmung von Impulsen geladener Teilchen erzeugt eine 3.5 m lange Aluminiumspule von 1.9 m Durchmesser ein zur Strahlachse paralleles magnetisches Feld von etwa 5 kG. Die Abweichungen von der Homogenität betragen im Innenraum der Spule weniger als 0.7 %. Die Dicke der Spule entspricht einschließlich Hitzeschild 0.7 Strahlungslängen.

3.2.3 Strahlrohr- und Flugzeitzähler

(Pos. 1 + 7 in Abb. 6)

Zur schnellen Erkennung bestimmter Spurtopologien bei der Datennahme sowie zur Flugzeitmessung ist der JADE Detektor mit zwei Lagen Szintillationszählern versehen, die im Abstand von 0.15 m (Strahlrohrzähler) bzw. 0.92 m (Flugzeitzähler) parallel zur Strahlachse angeordnet sind.

Die Zähler bestehen aus 24 bzw. 42 einzelnen Segmenten von 3.5 m Länge, die über Lichtleiter an die außerhalb des Magnetfeldes befindlichen Photomultiplier angekoppelt sind.

Die Dicke der Strahlrohrzähler beträgt 0.02 Strahlungslängen, die der Flugzeitzähler 0.047 Strahlungslängen.

3.2.4 Der Innendetektor

(Pos. 3 in Abb. 6)

Der im Magnetfeld angeordnete Innendetektor (Jetkammer) dient zum Nachweis geladener Teilchen [14]. Er besteht aus einer 2.36 m langen zylindrischen Driftkammer, die in radialer Richtung einen Bereich von 0.21 m bis 0.79 m (gemessen von der Strahlachse) überdeckt. Der Detektor gliedert sich in 3 ringförmige Elemente, die in 24 bzw. im äusseren Ring in 48 Zellen mit jeweils 16 Signaldrähten unterteilt sind. In radialer Richtung gibt es demnach 48 Signaldrähte.

Die Driftkammer befindet sich in einem Aluminiumtank, der mit einer Mischung aus 88.7 % Argon, 8.5 % Methan und 2.8 % Isobutan unter einem Druck von 4 bar gefüllt ist. Die innere Wandung des Tanks hat eine Dicke

von 0.079 Strahlungslängen, die äußere Wandung von 0.135 Strahlungslängen.

Mit dem Innendetektor lassen sich die Trajektorien geladener Teilchen dreidimensional rekonstruieren.

Die Messung azimuthaler Teilchenkoordinaten erfolgt unter Verwendung der Driftzeit von Ionisationselektronen sowie der bekannten Drahtposition mit einer Genauigkeit von 150 μm pro Punkt. Dies führt zu einer Impulsauflösung von

$$\sigma_p/p = 1.8 \% \cdot p \text{ [GeV/c]} \text{ für } p > 2 \text{ GeV/c}$$

ohne Berücksichtigung des Ereignisvertex. Bei Impulsen von weniger als 2 GeV/c verschlechtert sich die Impulsauflösung durch Vielfachstreuung auf 4 % unabhängig von p.

Die Trennung nahe beieinander liegender Spuren (Doppelspurauflösung) ist in der x-y Ebene bis zu Abständen von 7 mm möglich.

z-Koordinate sowie Energieverlust der Spur durch Ionisation werden für jeden Punkt durch Messung der integrierten Ladung an beiden Drahtenden bestimmt. Die Unsicherheit bei der z-Messung beträgt $\sigma_z = 1.6 \text{ cm}$. Eine Messung des Energieverlustes ist bei Elektronen aus der Bhabha-Streuung mit einer Genauigkeit von 6 % möglich.

3.2.5 Der Myondetektor

(Pos. 4 + 10 in Abb. 6)

Zur Absorption von Hadronen sowie zum Nachweis von Myonen ist der JADE Detektor mit 4 Lagen aus Absorptionsmaterial und Driftkammern ausgestattet.

3.2.6 Der Luminositätsmonitor

(Pos. 13 in Abb. 6)

Zur schnellen Luminositätsmessung während der Datennahme dient ein Blei-Szintillator Schauerzähler mit BBQ Auslese, der unter Polarwinkeln von 35 mrad bis 75 mrad die Ereignisrate der elastischen Elektron-Positron Streuung mißt. Das Zählersystem besteht aus 2 Kompo-

nenten, von denen jede in 3 Ringe mit je 8 Sektoren unterteilt ist. Die Energieauflösung beträgt $\sigma_E/E = 6 \%$ bei Elektronenenergien von 20 GeV. Für die in Gl. (3.1) gegebene Luminosität wird bei der Bhabha Streuung eine Ereignisrate von etwa 1.5 Hz beobachtet.

3.2.7 Der Bleiglas Schauerzähler

Die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse benutzt insbesondere den Bleiglas Schauerzähler, dessen Eigenschaften deshalb detaillierter beschrieben werden sollen.

3.2.7.1 Zentraler Schauerzähler

(Pos. 8 in Abb. 6)

Der zylinderförmige zentrale Schauerzähler mit einem inneren Radius von 1100 mm ist aus 30 Ringen mit jeweils 84 Bleiglasblöcken zusammengesetzt. Die überdeckte Länge in z-Richtung beträgt 3392 mm, entsprechend einem Polarwinkelbereich von

$$- 0.839 < \cos\theta < 0.839$$

Die insgesamt 2520 Blöcke haben eine Tiefe von jeweils 300 mm (entsprechend 13.4 Strahlungslängen) und sind zur Formung einer geschlossenen Ringstruktur keilförmig geschliffen. Die Abmessungen der Vorderfläche betragen 82.82 mm x 106 mm, während die Rückfläche mit 106 mm x 106 mm eine quadratische Form aufweist. Jeder einzelne Block ist mit Aluminiumfolie und lichtdichter Kunststoffolie von zusammen etwa 2 mm Dicke umkleidet. Dadurch wird wegen der Ausrichtung der Blockgrenzen auf den Wechselwirkungspunkt in der x-y Ebene der überdeckte Raumwinkel um etwa 2 % reduziert. Die Vorderseiten der Glasblöcke sind durch ein Aluminiumblech entsprechend einer Dicke von 0.056 Strahlungslängen geschützt. Das gesamte zwischen dem sensitiven Volumen der Driftkammer und der Glasoberfläche befindliche Material entspricht 0.945 Strahlungslängen. (siehe Tabelle 3.1)

	X/X0
Stützstruktur des Innendetektors (Rohacell)	0.007
Wand des Drucktanks	0.135
Flugzeitzähler	0.047
Magnet + Hitzeschild	0.700
Glasschutz	0.056
total	0.945

Tabelle 3.1 Zusammenstellung des zwischen Innendetektor und Glasoberfläche der Bleiglas Schauerzähler befindlichen Materials

Die Glasblöcke bestehen aus SF5 Bleiglas der Firma Schott, dessen Spezifikationen in Tabelle 3.2 aufgelistet sind.

Bestandteil	Anteil (Gewichtsprozent)	Z
SiO ₂	38.5 %	30
PbO	55.0 %	90
Na ₂ O	2.0 %	30
K ₂ O	4.0 %	46
+ BaO		
Dichte	: $\rho = 4.08 \text{ g/cm}^3$	
Brechungsindex	: $n = 1.67$	
Strahlungslänge	: $X0 = 22.4 \text{ mm}$	
nukleare Absorptionslänge	: $\lambda = 280 \text{ mm}$	

Tabelle 3.2 Materialeigenschaften von SF5 Bleiglas

Die Photomultiplier des Typs HAMAMATSU R594 sind nicht direkt, sondern über einen 6 cm langen Lichtleiter (OHARA, BK7) mit jedem Bleiglasblock verbunden, um sie aus dem Streufeld der Spule hinreichend weit herauszuhalten. Der Durchmesser der Photomultiplier beträgt 3".

3.2.7.2 Endkappen Schauerzähler

(Pos. 2 in Abb. 6)

Die beiden Endkappen Schauerzähler befinden sich in einem Abstand von 1514 mm vom Wechselwirkungspunkt zwischen dem Zentraldetektor und dem Magnetjoch.

Jeder Zähler besteht aus 96 Blöcken von SF5 Bleiglas mit einem Querschnitt von 140 mm x 140 mm und einer Tiefe von 226 mm entsprechend 10.1 Strahlungslängen. Der überdeckte Polarwinkelbereich beträgt

$$0.89 < |\cos\theta| < 0.97$$

Zur Übertragung des Lichtes durch das Magnetjoch zu den Photomultipliern dienen 510 mm lange Lichtleiter.

Zwischen dem empfindlichen Volumen der Kammer und der Glasoberfläche befinden sich die Seitenwand des Drucktanks, welche eine unregelmäßige Dickenstruktur aufweist sowie Komponenten der Kammerelektronik. Im günstigsten Fall entspricht das Material vor dem Schauerzähler 0.7 Strahlungslängen.

3.2.7.3 Elektronik und Auslese

Die an der letzten von 10 Dynoden der Photomultiplier auftretenden Pulse mit einer typischen Länge von 100 ns werden zunächst auf verschiedene Weisen zu analogen Summen kombiniert, um über eine schnelle Information für den Ereignistrigger (siehe Abschnitt 3.2.8) zu verfügen. Jeder einzelne Puls wird dann von 12-Bit Analog-Digital-Convertern (ADC's) des Typs LE CROY 2282A über eine Zeit von 800 ns integriert. Die gemessenen Ladungen betragen typischerweise 42 pC/GeV [15] bei einer ADC Auflösung von 4 Kanälen/pC. Die Linearität der ADC's ist besser als 1 % [16]

Ein Mikroprozessor übernimmt für jeweils 960 Kanäle die Subtraktion einer Integrationskonstanten (Pedestal) sowie das Anbringen einer digitalen Ausleseschwelle entsprechend etwa 28 MeV. Das so erhaltene komprimierte Datenformat wird für die CAMAC Auslese bereit gestellt.

3.2.8 Ereignistrigger und Datennahme

Prinzipiell steht nach Zeitintervallen von $3.7 \mu\text{s}$ die Detektorinformation für eine Auslese zur Verfügung. Da physikalisch interessante Streuprozesse jedoch mit erheblich geringeren Raten auftreten, ist eine schnelle Logik erforderlich, die möglichst in der Zeit zwischen zwei Bunchüberschneidungen ein Ereignis akzeptiert oder zurückweist und die Rate auf 1 - 5 Hz reduziert, um die Totzeit der Datennahme auf nicht mehr als 10 % ansteigen zu lassen.

Hierfür werden insgesamt 2278 binäre Signale verwendet, die in der Reihenfolge ihrer zeitlichen Verfügbarkeit in Tabelle 3.3 zusammengestellt sind.

nach 350 ns
<ul style="list-style-type: none"> 42 Flugzeitzählersignale 2 Signale aus den analogen Summen des Luminositätsmonitors 1 Signal aus der totalen analogen Summe aller Bleiglas Schauerzähler 1 Signal aus der totale Summe des zentralen Schauerzählers 2 Signale aus den analogen Summen der Endkappen Schauerzähler (die 4 Bleiglassignale werden mit 4 unterschiedlichen Energieschwellen erzeugt → 16 Signale) 12 Signale aus analogen Summen überlappender Segmente in der φ-Koordinate des zentralen Schauerzählers 42 Signale aus analogen Summen von Bleiglaszählern, welche von je einem Flugzeitzählersegment überdeckt sind 8 Signale von Endkappen Quadranten
nach 2500 ns
1536 Signale von angesprochenen Drähten des Zentraldetektors
nach 4000 ns
620 Signale von angesprochenen Drähten des Myondetektors

Tabelle 3.3 Liste der verfügbaren Triggersignale

Die logischen Verknüpfungen zwischen den verschiedenen Signalen bezeichnet man als 'Trigger'. Durch wechselnde Strahlenergie sowie unterschiedliche Untergrundbedingungen sind diese Trigger im Laufe der Zeit

Veränderungen unterworfen. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für multihadronische Ereignisse ist jedoch wegen deren klarer Signatur praktisch 100 %. Die beiden folgenden Trigger sind wesentlich für diese Ereignisklasse.

- totale Schauerenergie $> 4 \text{ GeV}$
(bzw. $> 2 \text{ GeV}$ bei Strahlenergien $< 10 \text{ GeV}$)

- totale Schauerenergie $> 1 \text{ GeV}$
(bzw. $> 0.5 \text{ GeV}$ bei Strahlenergien $< 10 \text{ GeV}$)
u n d
mindestens zwei angesprochene Flugzeitzähler
u n d
mindestens eine Spur von der schnellen Spurfindung
im Zentraldetektor

Für die vom Trigger akzeptierten Ereignisse wird die Information aus den Detektorkomponenten via CAMAC von einem 'Online'-Rechner (NORD 10) ausgelesen und zu Datenbanken zusammengestellt. Neben allgemeinen Informationen über Ereignisnummer, Datum, Strahlenergie u.s.w. enthalten die Datenbanken Signalhöhen, Zeitinformationen, sowie Adressen der angesprochenen Drähte oder Photomultiplier.

Der NORD 10 Rechner verfügt über einen gemeinsamen Speicher mit einem NORD 50 Rechner, so daß dieser für ausgewählte Ereignisse erste Analysen durchführen, sowie die Funktionsfähigkeit der einzelnen Detektorkomponenten überprüfen kann.

Vom 'Online'-Rechner werden die Daten zum DESY-Rechenzentrum übermittelt, wo sie zunächst auf einer Magnetplatte zwischengespeichert und anschließend auf Magnetbänder geschrieben werden. Diese Bänder stehen dann zur weiteren Analyse zur Verfügung.

3.2.9 Eichung

Die Umwandlung der digitalisierten Detektorinformation in physikalische Größeneinheiten bildet den ersten Schritt der 'Offline'-Datenanalyse. An dieser Stelle soll nur auf die Eichung der Bleiglas Schauerzähler eingegangen werden [17].

Die Eichung erfolgt in zwei Stufen.

- Ermittlung von Kalibrationskonstanten g_n in einem Elektronenstrahl mit Energien bis zu 6 GeV vor dem Einbau der Zähler
- Ermittlung eines Korrekturfaktors f_n für die Kalibrationskonstante g_n eines jeden Blockes n im Zentralschauerzähler. Hierfür werden Elektronen und Positronen aus der Bhabha-Streuung sowie Photonen aus der Photon-Paarzeugung verwendet.

Das Verfahren zur Bestimmung des Korrekturfaktors f_n für jeden einzelnen Block n beruht auf einem Vergleich der bekannten, erwarteten Schauerenergie mit der tatsächlich gemessenen Energie des Schauers i . Da sich ein elektromagnetischer Schauer i.a. über mehrere Blöcke erstreckt, wird der Vergleich unter Anwendung von Gewichtsfaktoren w durchgeführt, welche für jeden Block n innerhalb des Schauers i den Anteil des Blockes an der gesamten gemessenen Schauerenergie angeben. Gl. (3.4) definiert den Korrekturfaktor f_n .

$$f_n = \frac{\sum_i w_{n,i}}{\sum_i R_{obs,i} w_{n,i}} \quad (3.4)$$

wobei: i = 1, ... Schauernummer
 n = Blocknummer

$E_{obs,i}$ = beobachtete Energie des Schauers i

$E_{exp,i}$ = erwartete Energie des Schauers i

$R_{obs,i} = E_{obs,i}/E_{exp,i}$

$E_{n,i}$ = beobachtete Energie im Block n des Schauers i

$w_{n,i} = E_{n,i}/E_{obs,i}$

Zur Kompensation des Einflusses von Nachbarblöcken innerhalb eines Schauers auf den Korrekturfaktor f_n wird das Verfahren in bis zu 10 Iterationen durchgeführt. Dabei wird der in der Iteration j ermittelte Korrekturfaktor verwendet, um in der Iteration $j+1$ einen neuen zu erhalten. Der Iterationsprozeß wird abgebrochen, wenn die Änderungen in den Korrekturfaktoren geringer als 0.5 % sind.

Für die Eichung am Speicherring standen insgesamt 54800 Ereignisse bei Strahlenergien von 7, 11 und 17 GeV zur Verfügung.

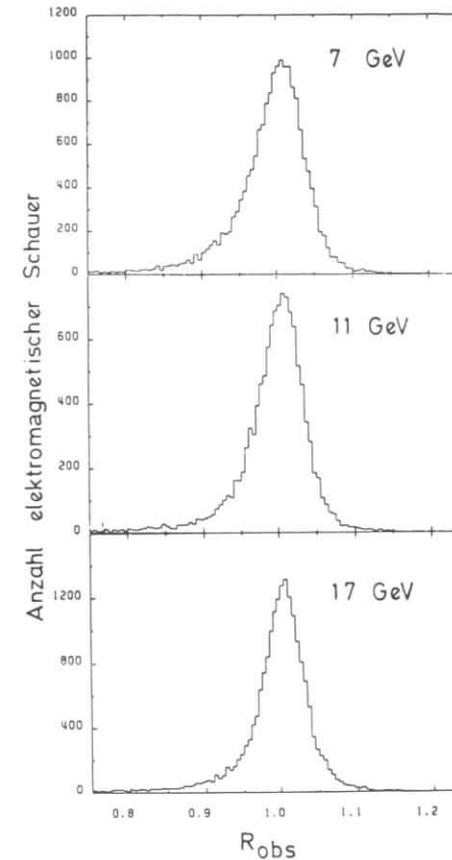


Abb. 8 Verhältnis von beobachteter zu erwarteter Schauerenergie für elektromagnetische Schauer aus der Bhabha-Streuung und aus der Photon Paarzeugung für 3 Schwerpunktsenergien [17]

Abb. 8 zeigt die nach der zweiten Kalibrationsstufe erhaltenen R_{obs} -Verteilungen.

3.2.10 Datenselektion und hadronischer Wirkungsquerschnitt

Im folgenden wird die Selektion multihadronischer Ereignisse, deren Teilchenkomposition Thema dieser Arbeit ist, beschrieben. Darüber hinaus wird das Ergebnis der Messung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes angegeben, der als Normierung aller inklusiver Produktionsquerschnitte dient.

3.2.10.1 Selektion multihadronischer Ereignisse

Die folgenden Schnitte werden zur Selektion multihadronischer Ereignisse angebracht [4].

- Schnitte in der Schauerenergie

(E_B = Energie im Zentralschauerzähler
 E_+, E_- = Energien in den Endkappen Schauerzählern)

$E_B > 3$ GeV für Schwerpunktsenergien > 24 GeV
 $E_B > 2$ GeV für Schwerpunktsenergien zwischen 16 GeV und 24 GeV
 $E_B > 1.2$ GeV für Schwerpunktsenergien < 16 GeV

o d e r

$E_+ > 0.4$ GeV und $E_- > 0.4$ GeV für Schwerpunktsenergien > 16 GeV
 $E_+ > 0.2$ GeV und $E_- > 0.2$ GeV für Schwerpunktsenergien < 16 GeV

- Schnitte auf geladene Spuren

mindestens 4 geladene Spuren vom Wechselwirkungspunkt, definiert durch einen Zylinder mit Radius 30 mm und Länge ± 350 mm um den geometrischen Wechselwirkungspunkt

davon mindestens 3 Spuren mit Transversalimpuls $p_T > 0.5$ GeV/c und mindestens 24 gemessenen Spurpunkten.

falls genau 4 Spuren gefunden werden, dürfen nicht 3 in der einen und 1 in der anderen Ereignishemisphäre liegen. Hierdurch wird der Untergrund von τ -Lepton Zerfällen reduziert.

- Schnitte in Ereignisgrößen

die sichtbare Energie, definiert durch Gl. (3.5)

$$E_{vis} = \sum_i E_{i, \text{geladen}} + E_{i, \text{neutral}} \quad (3.5)$$

muß größer als die halbe e^+e^- -Schwerpunktsenergie sein

das Impulsungleichgewicht, definiert durch Gl. (3.6)

$$p_{bal} = \sum_i (p_{i,z, \text{geladen}} + p_{i,z, \text{neutral}}) / E_{vis} \quad (3.6)$$

muß kleiner als 0.4 sein.

Diese beiden Schnitte beseitigen vorwiegend Untergrund aus 2 Photon Streuprozeessen

die z-Koordinate des rekonstruierten Ereignisvertex muß kleiner als ± 150 mm sein, um den Anteil eventuell noch vorhandener Ereignisse aus Strahl-Gas Reaktionen zu reduzieren.

Für die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse wurden die so erhaltenen Ereignisse in drei Klassen unterteilt.

Ereignisanzahl	Schwerpunktsenergie [GeV]	Bezeichnung
2968	$< 14.05 >$	14 GeV
2353	$< 22.49 >$	22 GeV
23926	$< 34.46 >$	34 GeV

Tabelle 3.4 Anzahl hadronischer Ereignisse

Speziell für die Untersuchung der inklusiven η -Produktion in Abschnitt 7 wurde die folgende Ereignismenge verwendet.

Ereignisanzahl	Schwerpunktsenergie [GeV]	Bezeichnung
18865	$< 34.33 >$	34 GeV

Tabelle 3.4 Anzahl hadronischer Ereignisse für die η -Analyse

Die durch die beschriebenen Schnitte definierte Ereignismenge wurde auf denkbare Untergrundprozesse untersucht. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.4 zusammengestellt.

Untergrundquelle	Anteil [%]
τ -Lepton Produktion	2.4 ± 1.5
2-Photon Streuung	1.2 ± 1.0
Strahl-Gas Wechselwirkung	< 0.1
Bhabha-Streuung	< 0.1
kosmische Strahlung	< 0.1

Tabelle 3.4 Untergrundquellen für multihadronische Ereignisse

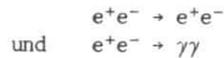
3.2.10.2 Bestimmung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts

Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt berechnet sich aus der gemessenen Anzahl multihadronischer Ereignisse, der integrierten Luminosität, der Detektorakzeptanz sowie Korrekturen gemäß Gl. (3.7)

$$\sigma_{\text{tot}} = (N - N_{\text{BG}}) / L_{\text{int}} \cdot \varepsilon \cdot (1 + \delta) \quad (3.7)$$

wobei: N = Anzahl beobachteter Ereignisse
 N_{BG} = Anzahl erwarteter Untergrundereignisse
 L_{int} = integrierte Luminosität
 ε = Detektorakzeptanz
 δ = Strahlungskorrekturen (siehe Abschnitt 5.3)

Die integrierte Luminosität L_{int} wurde durch Messung der Ereignisraten für die Reaktionen



bestimmt. Hierfür wurde der zentrale Bleiglas Schauerzähler in einem eingeschränkten Polarwinkelbereich von $|\cos \Theta| < 0.76$ verwendet. Die Detektorakzeptanz ε sowie die Strahlungskorrekturen δ wurden unter Verwendung eines Simulationsprogramms ermittelt, in dem sowohl Erzeugung und Fragmentation von Partonen bis zur ersten Ordnung der starken Kopplungskonstanten α_s als auch Effekte bis zur dritten Ordnung der elektromagnetischen Kopplungskonstanten berücksichtigt sind.

Für den von PETRA überstrichenen Bereich von Schwerpunktsenergien (12 GeV - 36.4 GeV bis einschließlich 1982) ist der gemäß Gl. (2.2) normierte hadronische Wirkungsquerschnitt innerhalb der Fehler konstant und ergibt sich zu

$$R = 3.97 \pm 0.05 \text{ (stat.)} \pm 0.10 \text{ (syst.)}$$

Die einzelnen Meßpunkte sind in Abb. 9 dargestellt

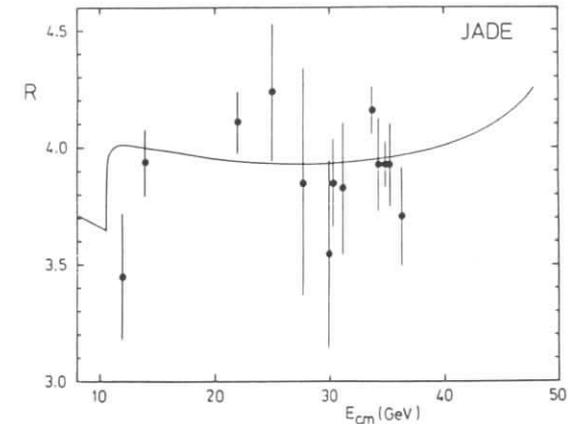


Abb. 9 Totaler hadronischer Wirkungsquerschnitt normiert auf den punktförmigen Querschnitt für Leptonen mit Ladung 1 (unterdrückter Nullpunkt) [4]. Die eingezeichnete Kurve beinhaltet Beiträge des QPM, der QCD in erster Ordnung α_s , sowie elektroschwache Effekte.

4. ANALYSEVERFAHREN FÜR DIE BLEIGLAS SCHAUERZÄHLER

Ein multihadronisches Ereignis enthält bei einer e^+e^- -Schwerpunktsenergie von 34 GeV im Mittel 14 geladene Teilchen [18] und 13 Photonen. Diese Endzustandsteilchen treten in Jetkonfigurationen auf, bei denen etwa 50 % aller Teilchen in Kegeln mit einem Öffnungswinkel von 20° enthalten sind. Dies entspricht bei einem Polarwinkel $\theta = 90^\circ$ einer Ausdehnung von etwa 1200 cm^2 auf der Oberfläche des zentralen Schauers. In einem 2-Jet Ereignis bedeutet dies bei einer Blockabmessung von $10.6 \text{ cm} \times 8.2 \text{ cm}$ eine typische Teilchendichte von 0.5 Teilchen/Block.

Inklination der Teilchen zur Bleiglasoberfläche, inelastische nukleare Wechselwirkungen im Glas sowie insbesondere elektromagnetische Kaskaden führen dazu, daß ein Teilchen im Mittel in mehr als einem Block Energie deponiert.

Zusammengenommen erzeugen all diese Effekte komplizierte Blocktopologien (siehe Abb. 10), aus denen in dieser Arbeit Photonen separiert werden sollen.

Im folgenden Abschnitt wird zunächst eine Betrachtung der Wechselwirkung verschiedener Teilchentypen im Bleiglas durchgeführt. Anschließend wird eine experimentelle Definition von Photonen gegeben und im letzten Teil die Simulation des Bleiglas Schauers für die Berechnung seiner Ansprechwahrscheinlichkeiten gegenüber unterschiedlichen Teilchentypen beschrieben.

4.1 WECHSELWIRKUNG GELADENER TEILCHEN IM BLEIGLAS

Das von den Photomultipliern des Schauers registrierte Čerenkovlicht rührt von drei verschiedenen Quellen her.

- direkter Durchgang eines außerhalb des Bleiglases erzeugten Teilchens
- sekundäre Hadronen erzeugt in inelastischen nuklearen Wechselwirkungen im Bleiglas (hadronische Schauer)
- sekundäre Elektronen und Positronen aus einer von einem Elektron oder Photon initiierten Kaskade (elektromagnetische Schauer)

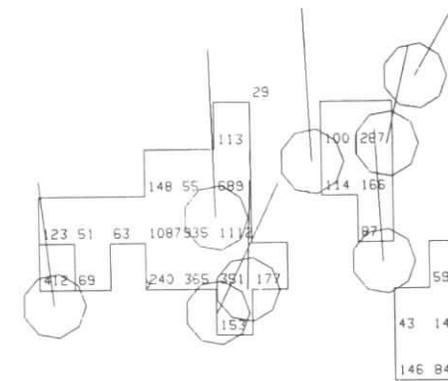


Abb. 10 Beispiel für einen hadronischen Jet im Bleiglas Schauers, die Zahlen geben gemessene Energien in MeV an, Kreise und Linien zeigen die erwarteten Trajektorien geladener Teilchen

Für die Emission von Čerenkovlicht muß die Bedingung $\beta > 1/n$ erfüllt sein. Dies entspricht für Teilchen der Masse m einem Impuls von

$$p > m/\sqrt{n^2 - 1} = m/1.34 \quad (\text{für SF5}) \quad (4.1)$$

einige numerische Werte

Elektronen	:	$p > 0.38 \text{ MeV/c}$
Pionen	:	$p > 104 \text{ MeV/c}$
Kaonen	:	$p > 368 \text{ MeV/c}$
Protonen	:	$p > 700 \text{ MeV/c}$

Die in Abschnitt 3.2.9 durchgeführte Eichung der Bleiglas Schauers erfolgte unter Verwendung elektromagnetischer Schauer. Alle gemessenen Bleiglas Energien nicht schauernder Teilchen, wie z.B. Myonen, sind unter Verwendung dieser Eichung erhalten worden und als 'äquivalente Photonenergien' zu interpretieren.

Abb. 11 zeigt die Energieverteilung für Myonen aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ bei einer Schwerpunktsenergie von 30 GeV. Die Werte sind auf eine effektive Spurlänge von 300 mm im Bleiglas normiert, um den Effekt von gegen die Glasoberfläche geneigten Spuren zu kompensieren. Da Myonen dieser Energie weder Kernwechselwirkungen noch elektromagnetische Schauer hervorrufen, zeigt die Verteilung das Verhalten eines Bleiglaszählers gegenüber einem einzelnen geladenen Teilchen oberhalb der Čerenkovschwelle. Die wahrscheinlichste äquivalente γ -Energie liegt bei etwa 300 MeV. Darüber hinaus beobachtet man einen Ausläufer bis zu

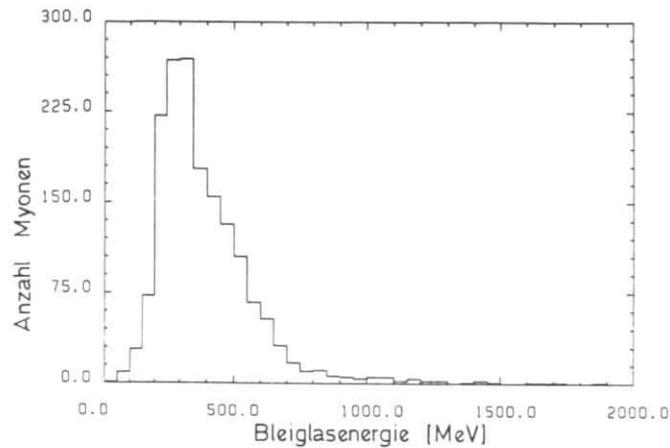


Abb. 11 Äquivalente γ -Energie für Myonen aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

1000 MeV. Der Grund für dieses Verhalten zeigt sich in Abb. 12, wo ausschließlich Myonen in einem Polarwinkelbereich $69^\circ < \theta < 111^\circ$ berücksichtigt wurden. Zusätzlich zu dem beobachteten Maximum von 300 MeV tritt ein zweites bei etwa 600 MeV auf, welches durch den auf den Glasblock aufgeklebten Lichtleiter verursacht wird. Nur Spuren, die einen relativ großen Teil ihres Weges im Lichtleiter zurücklegen, d.h. solche nahezu senkrecht zur Glasoberfläche zeigen diesen Effekt. Generell ist festzustellen, daß Myonen keine äquivalenten γ -Energien von mehr als 1000 MeV erzeugen.

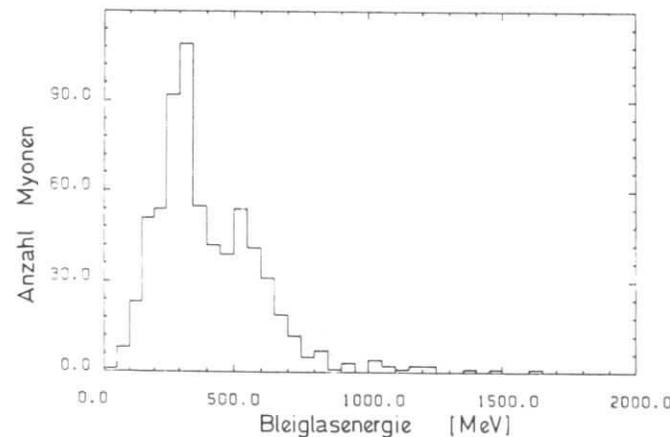


Abb. 12 Äquivalente γ -Energie für Myonen aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ im Polarwinkelbereich $69^\circ < \theta < 111^\circ$

Myonen sind bei der Behandlung von geladenen Spuren in der Gesamtheit aller multihadronischen Ereignisse zu vernachlässigen. (etwa 0.1/Ereignis, [8]) Pionen dagegen sind mit einem Anteil von etwa 80 % [35] an der geladenen Multiplizität dominierend, so daß ein Verständnis des Verhaltens im Bleiglas wesentlich ist.

Nicht wechselwirkende Pionen zeigen ein den Myonen identisches Verhalten, während nukleare Wechselwirkungen Anlaß zu unterschiedlichen Energiespektren als auch zu komplizierten Blocktopologien sind. Eine nukleare Absorptionslänge in SF5 Bleiglas beträgt etwa $\lambda = 280$ mm, was einer Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von

$$1 - N_x/N_0 = 1 - e^{(-x/\lambda)} \approx 66 \% \quad (4.2)$$

in 300 mm SF5 entspricht. Da jedoch der inelastische π -N-Wirkungsquerschnitt bei den hier interessierenden Energien bis zu etwa 3 GeV im π -N Schwerpunktsystem von Resonanzstrukturen durchsetzt ist, läßt sich eine theoretische Behandlung nur schwer durchführen. Aus diesem Grunde wurden an einem Pionenstrahl des KEK Protonensynchrotrons in Tsukuba/Japan mit einer Anordnung von 20 SF5 Bleiglasblöcken in der Art des JADE Zentralschauerzählers die charakteristischen Eigenschaften hadronischer Wechselwirkungen untersucht [19]. Der Einfluß des Materials vor dem Bleiglas (entsprechend 0.945 Strahlungslängen) wurde mit einem Aluminiumblock simuliert. Abb. 13 a zeigt die auf 300 mm effektive Spurlänge normierte Energieverteilung für einen auf ein Blockzentrum gerichteten 2 GeV π^- Strahl. Wegen der genau definierten Strahlposition dominiert hier die typische 600 MeV Energiedeposition in Bleiglas und Lichtleiter. Wird der Pionenstrahl hingegen zwischen zwei benachbarte Blöcke gerichtet, verschiebt sich das Maximum auf 300 MeV, weil fast ausschließlich der Bleiglasblock durchquert wird. (Abb. 13 b)

In beiden Fällen erkennt man einen deutlichen Ausläufer zu hohen Energien, wie er im Falle der Myonen nicht beobachtet wird. Dieser Ausläufer wird verursacht durch inelastische Pion-Nukleon Streuung mit Pionen und Nukleonen im Endzustand. Neutrale Pionen erzeugen durch ihren Zerfall in 2 Photonen elektromagnetische Schauer hoher Multiplizität und somit großen Bleiglas Energien.

Sekundärteilchen hadronischer Wechselwirkung besitzen einen typischen Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ von 300 MeV/c, so daß neben dem Energiespektrum auch das Verständnis der lateralen Energieverteilung von Bedeutung ist.

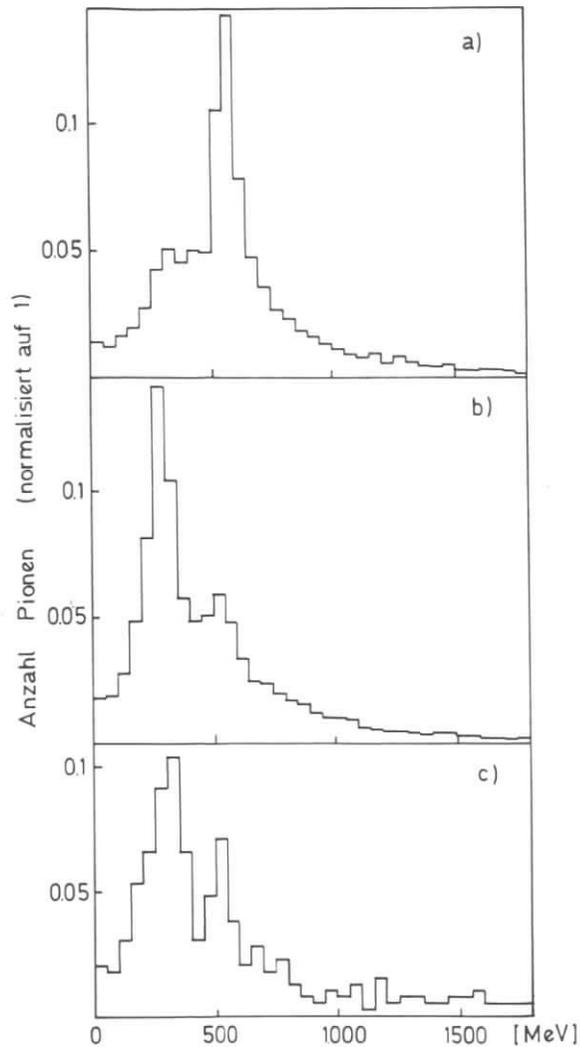


Abb. 13 Energiespektren von Pionen im Bleiglas a) Teststrahl (2 GeV) auf ein Blockzentrum gerichtet, b) Teststrahl (2 GeV) zwischen zwei Blöcke gerichtet, c) Spuren aus multihadronischen Ereignissen

Zu diesem Zweck wurde für den Fall des senkrechten Pioneinschusses auf ein Blockzentrum bei 3 Strahlenergien (500 MeV, 1000 MeV und 2000 MeV) eine detaillierte Untersuchung der beobachteten Blocktopologien vorgenommen.

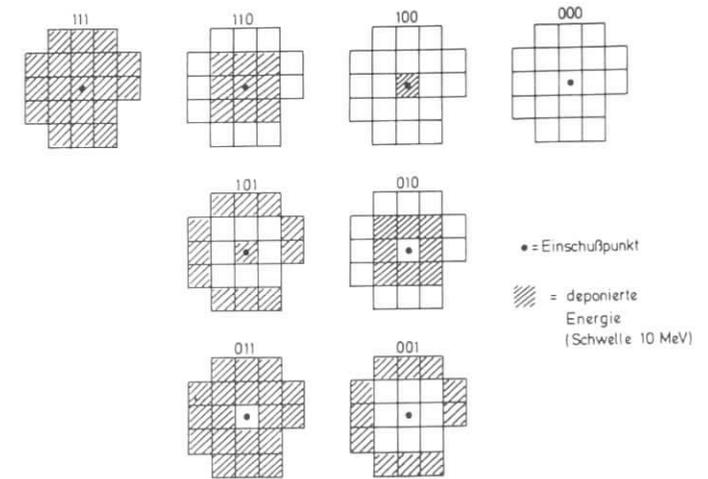


Abb. 14 Definition von Blocktopologien für hadronische Wechselwirkungen aus den Testmessungen

Abb. 14 zeigt die möglichen Klassifikationen der lateralen Energieverteilung in der Anordnung der 20 Bleiglasblöcke. Die schraffierten Regionen enthalten dabei jeweils die gesamte gemessene Energie bei einer Beobachtungsschwelle von 10 MeV/Block. Die relativen Häufigkeiten der einzelnen Topologien sind in Abb. 15 dargestellt. Es lassen sich folgende Schlußfolgerungen ziehen

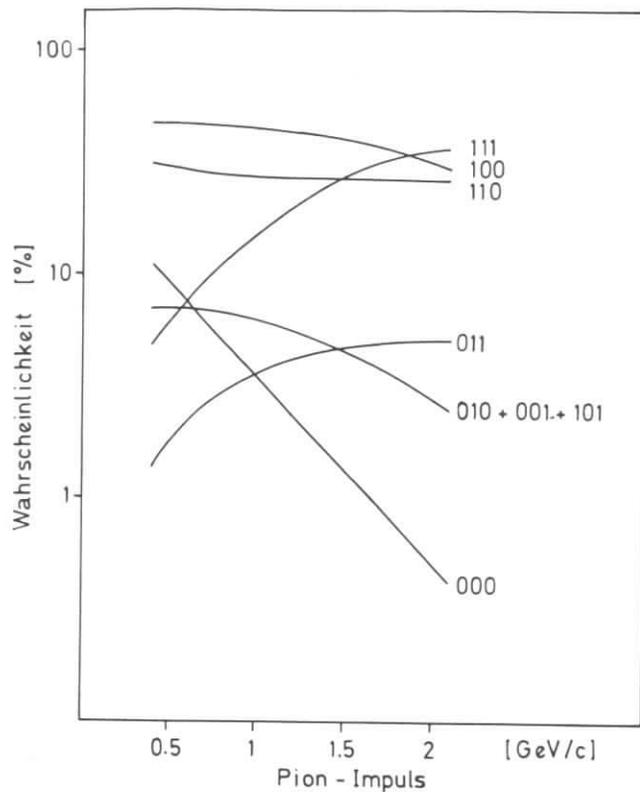


Abb. 15 Häufigkeit von Blocktopologien für hadronische Wechselwirkungen aus den Testmessungen

- die Wahrscheinlichkeit für totale Absorption im Material vor dem Detektor (000) fällt von 10 % bei 500 MeV auf 0.5 % bei 2000 MeV
- Die Wahrscheinlichkeit für hohe Blockmultiplizitäten (111) steigt mit der Energie an
- in 82 % (500 MeV), bzw. 86 % (1000 MeV), bzw. 92 % (2000 MeV) aller Fälle ist die Zuordnung von Spur und Bleiglas Signal durch Verfolgung der Spur durch die getroffenen Blöcke und Berücksichtigung der Spurumgebung möglich. (100,110,111)
- 'exotische' Blocktopologien (011,010,001,101) tragen zu weniger als 7 % bei.

Aufbauend auf den Ergebnissen der Testmessungen wurde ein Algorithmus zur Extrapolation geladener Spuren in den Bleiglas Schauerzähler entwickelt. Hierbei wird der folgende Ausdruck (Gl. (4.3)) unter Anwendung eines iterativen Verfahrens für jede geladene Spur minimiert.

$$f(z_0, \varphi_0) = \sum_i \{ [(\Delta E/\Delta x) - (\Delta E/\Delta x)_i] / (\Delta E/\Delta x) \}^2 = \min. \quad (4.3)$$

wobei: $\Delta E/\Delta x$ = gesamter gemessener Energieverlust im Bleiglas entlang der Spur
 $(\Delta E/\Delta x)_i$ = gemessener Energieverlust im Block i
 z_0, φ_0 = Auftreffkoordinaten der geladenen Spur auf der Bleiglasoberfläche (x_0, y_0) im Falle der Endkappen

Der Auftreffpunkt wird in einem von der Unsicherheit der Spuranpassung im Zentraldetektor definierten Bereich variiert. Als Qualitätskriterium für die geladenen Spuren werden mindestens 6 gemessene Punkte gefordert. Durch die Minimierung von f wird der der Energieverlust pro Spurlänge so konstant wie möglich gemacht.

Nach der Minimierung wird die Spurumgebung in Form eines Zylinders mit einem Radius von einer halben Blockbreite um die Spur definiert und alle davon berührten Blöcke markiert. Ziel dieser Prozedur ist dabei nicht die Messung der Bleiglasenergie geladener Spuren sondern die Definition von Regionen im Bleiglas Schauerzähler, die nicht zur Erkennung von Photonen benutzt werden können. Die Energieverteilung der den Spuren zugeordneten Blöcke zeigt dennoch gute Übereinstimmung mit den Messungen am Pionen Strahl (Abb. 13 c).

Die Zuordnungswahrscheinlichkeit, definiert durch Gl. (4.4) , ist in Abb. 16 dargestellt.

$$\varepsilon = \text{Spuren mit Bleiglassignal} / \text{Spuren mit erwartetem Signal} \quad (4.4)$$

Die geringere Zuordnungswahrscheinlichkeit von 70 % bei Impulsen von unter 1000 MeV/c wird im wesentlichen von zwei Effekten verursacht

- Absorption im Material vor dem Bleiglas Schauerzähler
- falsche Messung der Spurkoordinaten bei nahe beieinander liegenden Spuren

Das schraffiert eingezeichnete Band in Abb. 16 zeigt die Zuordnungswahrscheinlichkeit für Ereignisse, die mit dem in Abschnitt 4.3 dargestellten

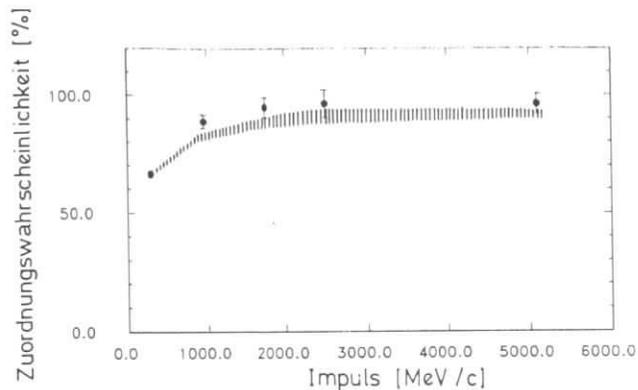


Abb. 16 Zuordnungswahrscheinlichkeit von Spuren und Bleiglas Signalen für multihadronische Ereignisse, die schraffierte Region zeigt die Vorhersage der Simulationsrechnung aus Abschnitt 4.3

Algorithmus simuliert wurden. Die Übereinstimmung zwischen Simulationsrechnung und Messung ist von Bedeutung für die spätere Photondefinition.

Für μ -Paare aus der e^+e^- -Annihilation beträgt die Zuordnungswahrscheinlichkeit praktisch 100 %.

4.2 DEFINITION UND ANALYSE VON PHOTONEN

Im folgenden Abschnitt werden Photonen experimentell als 'Cluster' von Bleiglasblöcken mit deponierter Energie und ohne zugeordnete geladene Spur definiert. Aus solchen Clustern sollen Energie und Richtung von Photonen rekonstruiert werden

Als 'Cluster' wird hier eine zusammenhängende Struktur benachbarter Blöcken bezeichnet. Benachbart sind zwei Blöcke dann, wenn sie eine Seite gemeinsam haben. Ein Cluster kann auch aus einem Block bestehen falls er keine Nachbarn besitzt in denen Energie deponiert wurde. Die Energie des Blockes mit der höchsten Energie innerhalb des Clusters muß größer sein als 45 MeV.

4.2.1 Energiebestimmung

Die Summe aller einzelnen Blockenergien bildet eine erste Näherung für die Photonenergie. Zur weiteren Behandlung wird für alle Cluster ein elektromagnetischer Schauer als Ursprung angenommen. In diesem Falle sind folgende Korrekturen erforderlich [20]

- Verlust an Schauerenergie für den Fall eines Schauerstarts in dem Material zwischen dem Zentraldetektor und dem Bleiglas mit einer Dicke von 0.945 Strahlungslängen. Da der Schauerstartpunkt nicht experimentell ermittelt werden kann, ist lediglich eine Korrektur im Mittel möglich. Diese Korrektur hängt vom Inklinationswinkel und von der Schauerenergie ab. Abb. 17 zeigt den Energieverlust in Abhängigkeit von diesen beiden Parametern.
- Korrektur für unterschiedliche Auftreffpunkte auf der Glasoberfläche. Dieser Effekt wird verursacht durch die Tatsache, daß der Photomultiplier nur einen kleinen Teil der rückseitigen Glasoberfläche überdeckt und somit Licht aus zentralen Regionen des Bleiglases bevorzugt empfängt. Diese Korrektur ist nur wichtig im Falle der Endkappen Schauerzähler.

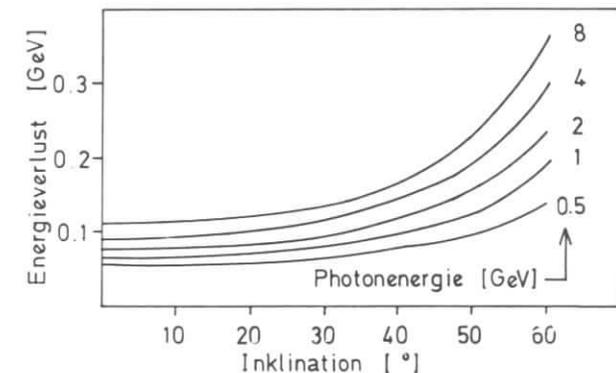


Abb. 17 Energieverlust im Material vor dem Bleiglas für Photonen unterschiedlicher Energien und Inklinationswinkel

4.2.2 Positionsbestimmung

Die Position des Schauers wird in einem ersten Schritt [21] als energiegewichtetes Mittel der Blockkoordinaten errechnet (Gl. (4.5))

$$x_i = \frac{\sum_j x_{i,j} \cdot E_j^{1/3}}{\sum_j E_j^{1/3}} \quad (4.5)$$

wobei: $i = 1,2$ Auftreffkoordinaten
 x, y im Falle der Endkappen
 φ, z im Falle des Zentral Schauerszählers
 $j = 1, n$ Blocknummer
 $x_{i,j}$ = i -Koordinate des Blockes j
 E_j = Energie im Block j

Die so erhaltene Positionsmessung wird im folgenden durch Anpassung einer theoretischen Schauerstruktur an die innerhalb eines Clusters beobachtete Energieverteilung korrigiert. Dieses Verfahren liefert darüber hinaus ein Qualitätskriterium zur Unterscheidung elektromagnetischer Schauer von möglichen Untergrundprozessen.

Ein Schauer ist eine von einem primären Teilchen initiierte Kaskade vieler Sekundärteilchen. Die Multiplizität der Sekundärteilchen steigt längs der Ausbreitungsrichtung des Schauers zunächst stark an, um nach Überschreiten des Maximums exponentiell abzuklingen. Die laterale Komponente ist bestimmt durch die mittleren Transversalimpulse bei der Erzeugung von Sekundärteilchen sowie durch Vielfachstreuung im Medium. Da der mittlere Transversalimpuls von Sekundärteilchen in einen elektromagnetischen Schauer verschwindet, ist die laterale Komponente relativ scharf um die Schauerachse kollimiert.

In der in dieser Arbeit verwendeten Schauerrechnung [22], die nur sekundäre Teilchen über der Čerenkovschwelle in SF5 Bleiglas berücksichtigt, werden folgende Prozesse für Aufbau und Zerfall der Kaskade in Betracht gezogen.

- Paarproduktion und Comptonstreuung für Photonen (Abb. 18)
- Bremsstrahlung und Moeller- bzw. Bhabha-Streuung (Abb. 19)
- Energieverlust durch Ionisation
- Coulomb-Streuung

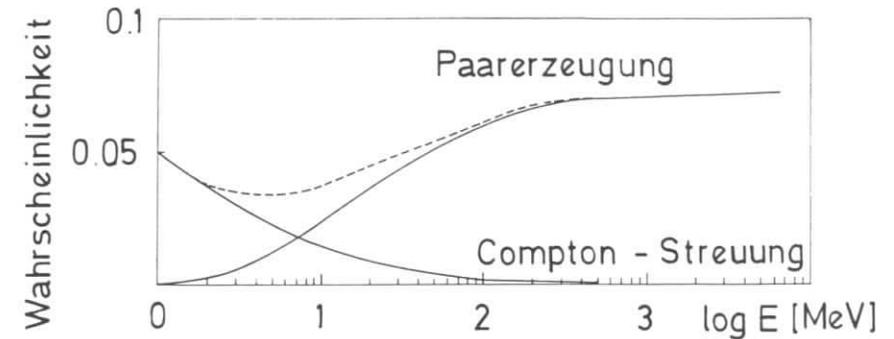


Abb. 18 Paarproduktion und Comptonstreuung in SF5 Abhängigkeit von der Photonenergie [22]

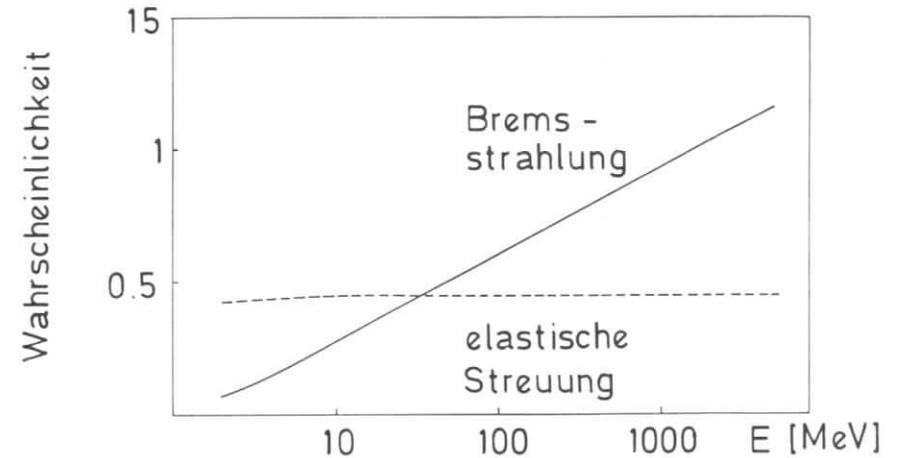


Abb. 19 Bremsstrahlung und Moeller- bzw. Bhabha-Streuung in SF5 Abhängigkeit von der Teilchenenergie [22]

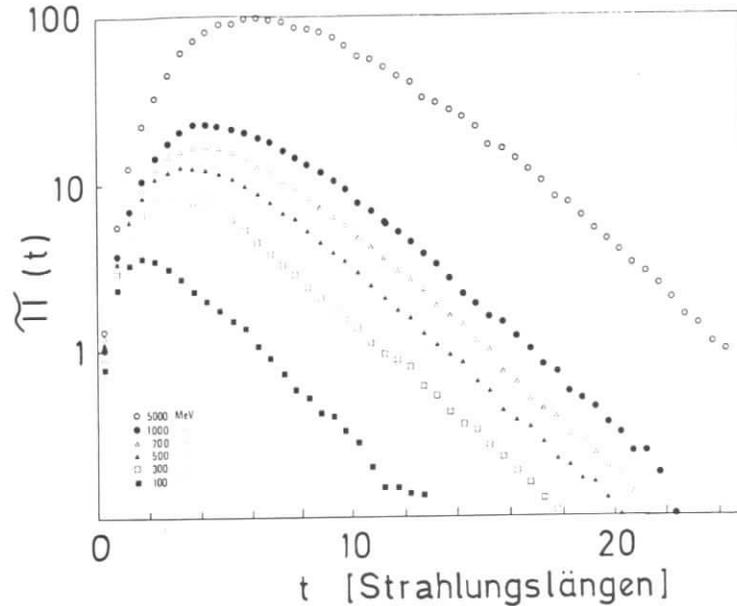


Abb. 20 Teilchenmultiplizität im elektromagnetischen Schauer für verschiedene Photonenergien [22]

Als Ergebnis für die longitudinale Entwicklung erhält man die Funktion Π , welche die Anzahl geladener Teilchen in der Kaskade in einem Abstand von t Strahlungslängen vom Schauerstartpunkt beschreibt (Abb. 20). Die Resultate können in guter Näherung durch eine Funktion gemäß Gl. (4.6) parametrisiert werden.

$$\Pi(E_\gamma, t) = A(E_\gamma) \cdot t^{\alpha(E_\gamma)} \cdot e^{-\beta(E_\gamma)t} \quad (4.6)$$

Die Photonenenergieabhängigkeit liegt im wesentlichen in den Parametern A und α , welche die totale Sekundärteilchenmultiplizität sowie den logarithmischen Anstieg der Lage des Schauermaximums bestimmen. Die Parameter für 6 Photonenergien sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

E_γ [GeV]	A	α	b	λ
0.1	4.54	1.00	0.515	0.32
0.3	7.18	1.45	0.493	0.31
0.5	8.24	1.65	0.476	0.31
0.7	8.32	1.84	0.470	0.31
1.0	8.58	2.03	0.468	0.30
5.0	10.88	2.74	0.454	0.27

Tabelle 4.1 Liste der 4 Schauerparameter für 6 Photonenergien

Die laterale Verteilung elektromagnetischer Schauer wird als von der Photonenergie unabhängige Summe zweier Exponentialverteilungen beschrieben. Sie besteht gemäß Gl. (4.7) aus einer scharf kollimierten zentralen Komponente und einem weiter auslaufenden peripheren Anteil.

$$Y(R, t) = a \cdot e^{-bR/R_0} + c \cdot e^{-dR/R_0} \quad (4.7)$$

(R = radialer Abstand von der Schauerachse)

Ein Zylinder mit dem Radius $2 \cdot R_0$ um die Schauerachse enthält 95 % der Schauerenergie. Die verwendeten Parameter für die laterale Ausbreitung zeigt Tabelle 4.2

a	b	c	d
2.023	2.604	0.170	0.761

Tabelle 4.2 Liste der lateralen Schauerparameter

Longitudinale und laterale Entwicklung werden zu einer Energiedichtefunktion $\tilde{\rho}(E_\gamma, R, T, \Phi)$ zusammengefaßt, wobei Φ der Azimutalwinkel um die Schauerachse T ist. Zwecks Vergleich mit einer gemessenen Blocktopologie wird diese Funktion aus dem Koordinatensystem des Schauers in das Koordinatensystem des Detektors transformiert Gl. (4.8)

$$\tilde{\rho}(E_\gamma, R, T, \Phi) \rightarrow \rho(E_\gamma, r, \varphi, z) \quad \text{Zentralschauerzähler}$$

$$\tilde{\rho}(E_\gamma, R, T, \Phi) \rightarrow \rho(E_\gamma, x, y, z) \quad \text{Endkappenschauerzähler} \quad (4.8)$$

Der Erwartungswert für den Energieanteil f_i im Block i eines Clusters ergibt sich in Gl. (4.9) durch Integration über die Blockgrenzen.

$$f_1 = \iiint \rho(E_\gamma, r, \varphi, z) \cdot dr \cdot d\varphi \cdot dz \quad (4.9)$$

(entsprechend für die Endkappen)

Die Schauerfunktion ρ kann nach ihrer Transformation nicht mehr analytisch integriert werden. Aus diesem Grunde wird eine numerische Integration mit dem Programm VEGAS [23] durchgeführt.

Unter Verwendung des Erwartungswertes f_1 sowie der Fehler aus der Energiemessung σ_{meas} und der numerischen Integration σ_{int} wird ein χ^2 -Test für die Hypothese eines einzelnen elektromagnetischen Schauers vorgenommen.

$$\chi^2 = \sum_i (E_\gamma \cdot f_i - E_i)^2 / (\sigma_{\text{meas}}^2 + \sigma_{\text{int}}^2) \quad (4.10)$$

Für einen Doppelschauer bestehend aus zwei Photonen mit Energien $E_{\gamma 1}$ und $E_{\gamma 2}$ (z.B. aus einem π^0 -Zerfall) ergibt sich ein χ^2 von

$$\chi^2 = \sum_i (E_{\gamma 1} \cdot f_{i1} + E_{\gamma 2} \cdot f_{i2} - E_i)^2 / (\sigma_{\text{meas}}^2 + \sigma_{\text{int}}^2) \quad (4.11)$$

Dieses χ^2 ist eine Funktion des Auftreffpunktes $\vec{a} = (z_0, \varphi_0)$ bzw. $= (x_0, y_0)$ sowie des Erzeugungspunktes $\vec{v} = (x_v, y_v, z_v)$ (Abb. 21)

$$\chi^2 = \chi^2(\vec{a}, \vec{v}) \quad (4.12)$$

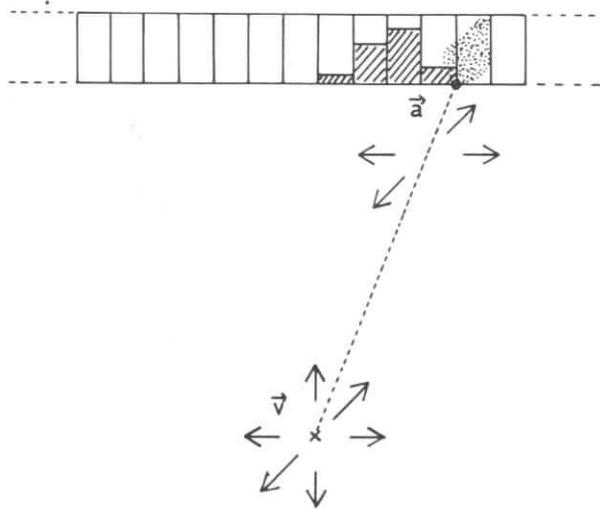


Abb. 21 χ^2 Variation durch Veränderung von Vertex oder Auftreffpunkt

Für einen Doppelschauer gilt analog

$$\chi^2 = \chi^2(\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{v}_1, \vec{v}_2, r_B) \quad \text{wobei } r_B = E_{\gamma 1} / E_{\gamma 2} \quad (4.13)$$

Mit Ausnahme des Zerfalls $K^0_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ ist \vec{v} identisch mit dem Ereignisvertex und kann daher fixiert werden. Für den Fall des Einzelschauers hängt χ^2 dann nur noch von den Auftreffkoordinaten \vec{a} ab und kann mit Hilfe des Anpassungsprogramms SIMPLEX [24] minimiert werden. Ein Beispiel für die Variation der χ^2 Wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt auf der Bleiglasoberfläche zeigt Abb. 22.

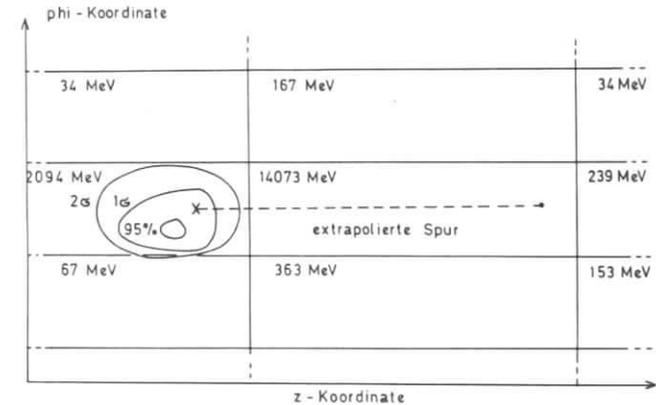


Abb. 22 Beispiel für die Variation der χ^2 Wahrscheinlichkeit am Beispiel eines elektromagnetischen Schauers aus der Bhabha Streuung. Die gestrichelte Linie kennzeichnet die erwartete Teilchentrjektorie.

Für Doppelschauer muß eine Anpassung an 5 Parameter durchgeführt werden. Dies wird jedoch in dieser Arbeit nicht weiter behandelt.

Die hier durchgeführte Photon-Analyse vollzieht sich in den folgenden Schritten

1. Gruppierung von Bleiglasblöcken zu Clustern.
2. markieren von Blöcken mit extrapolierte Spur gemäß Abschnitt 4.1.1.
3. Berechnung eines χ^2 für alle Cluster ohne einen markierten Block. Definition solcher Cluster als Photonen.
4. Optimierung der Position unter der Einzelphoton Hypothese für alle Cluster mit $\chi^2/\text{Anzahl der Blöcke} > 1$.
5. Abspeichern der Photoninformation zur weiteren Verwendung.

Darüber hinausgehende Schnitte werden für spezielle Analysen zur Anreicherung des jeweiligen Prozesses gemacht.

Die χ^2 -Verteilung für Photonen aus dem in Abschnitt 5 beschriebenen inklusiven Photonspektrum multihadronischer Ereignisse ist in Abb. 23 dargestellt. Der Vergleich mit der Simulationsrechnung (Abschnitt 4.3) zeigt eine gute Übereinstimmung, was einen Schnitt in der Wahrscheinlichkeit bei der späteren Photonanalyse ermöglicht.

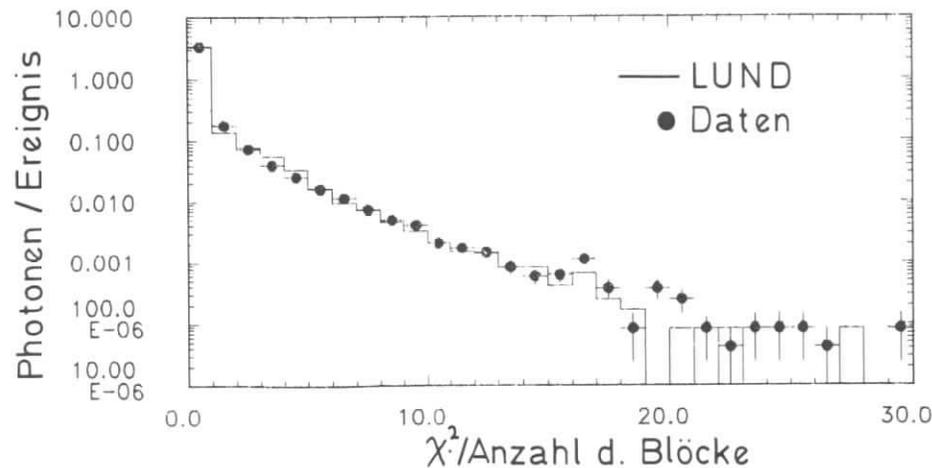


Abb. 23 χ^2 -Verteilung für Photonen multihadronischer Ereignisse im Vergleich mit der Simulationsrechnung

4.2.3 Energie- und Winkelauflösung

Die erzielte Energieauflösung für Photonen beträgt im Zentralschauerzähler [17]

$$\sigma_E/E = 0.04/\sqrt{E(\text{GeV})} + 0.015 \quad (4.14)$$

Der erste Term ist durch die Photoelektronenstatistik in den Photomultipliern bestimmt, welche zu einer charakteristischen $1/\sqrt{E}$ -Abhängigkeit führt. Der konstante Term wird im wesentlichen von Verlusten sekundärer Schauerteilchen durch die begrenzte Blocklänge hervorgerufen und dominiert bei hohen Schauerenergien. Weiterhin enthält dieser Term den Effekt der gemittelten Korrektur von Energieverlusten der in der Magnetspule konvertierten Photonen.

Die Winkelauflösung elektromagnetischer Schauer wurde aus dem Vergleich geladener Spuren mit der ermittelten Clusterposition bei Ereignissen aus der elastischen e^+e^- -Streuung bestimmt [25]. Für die Zentralschauerzähler ergeben sich folgende Werte

$$\begin{aligned} \sigma_\theta &= 10.5 \text{ mrad} \\ \sigma_\varphi &= 12.2 \text{ mrad} \end{aligned}$$

σ_θ ist trotz der größeren Ausdehnung der Bleiglasblöcke in θ kleiner als σ_φ , da die longitudinale Entwicklung des Schauers in θ -Richtung erfolgt.

Cluster hochenergetischer Teilchen bestehen je nach Polarwinkel typischerweise aus 8 - 12 angesprochenen Blöcken. Niederenergetische Schauer von weniger als etwa 1 GeV deponieren im ungünstigsten Falle nach Berücksichtigung der Ausleseschwelle ihre gesamte Energie in nur einem Block, woraus sich eine obere Grenze für die Winkelauflösung ableiten läßt.

$$\begin{aligned} \sigma_\theta &= 96.4 \text{ mrad} \\ \sigma_\varphi &= 74.8 \text{ mrad} \end{aligned}$$

Ein einzelner angesprochener Block weist jedoch mit hoher Wahrscheinlichkeit auf einen Auftreffpunkt des Photons nahe des Blockzentrums hin, so daß die wirkliche Winkelauflösung auch für Einzelblockphotonen besser ist. Diese Tatsache wird beim Prozeß der χ^2 -Minimierung ausgenutzt. Abb. 24 zeigt die Polarwinkelverteilung von Einzelblockphotonen in multihadronischen Ereignissen. Nach Anwendung eines Schnittes in der Wahrscheinlichkeit von $\chi^2 < 0.3$ konzentrieren sich die Einzelblockphotonen im zentralen Bereich des Schauerzählers sowie am äußeren Rand, wo solche Strukturen für elektromagnetische Schauer erwartet werden. Die

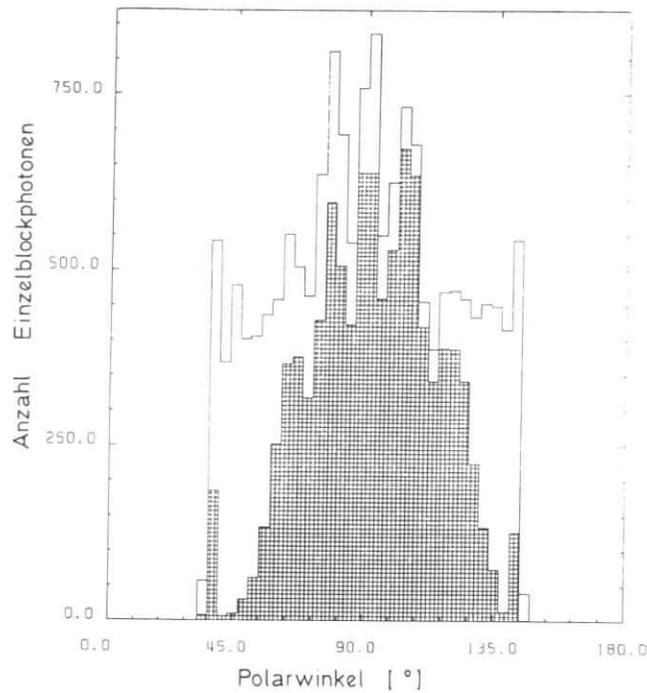


Abb. 24 Polarwinkelverteilung für Einzelblockphotonen, das schraffierte Gebiet enthält nur Photonen mit $\chi^2 < 0.3$

Differenz zwischen beiden Diagrammen rührt im wesentlichen von Blöcken her, die durch nukleare Wechselwirkungen geladener Spuren angesprochen haben und ohne zugeordnete Spur als Photon definiert wurden.

Eine experimentelle Methode zur Bestimmung der Winkelauflösung für Photonen mit Energien von etwa 800 MeV aus der gemessenen Massenauflösung für π^0 -Mesonen wird in Abschnitt 6.1 dargestellt. Hier ergibt sich ein über den gesamten Bleiglas Schauerzähler gemittelter Wert von

$$\sigma_\varphi \approx \sigma_\theta = 20 \text{ mrad}$$

4.3 SIMULATION DES BLEIGLAS SCHAUERZÄHLERS

Die Simulation der Energiedeposition im Bleiglas dient der Untersuchung von Ansprechwahrscheinlichkeiten des Detektors für Photonen in

multihadronischen Ereignissen. Zu diesem Zweck ist eine gute Simulation aller auftretenden Teilchentypen erforderlich.

Die hadronische Energiedeposition wird unter Verwendung der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Testmessungen simuliert [26]. Hierbei werden Lichtleitereffekte, hadronische Wechselwirkung sowie Energieverlust im Material zwischen Zentraldetektor und Schauerzähler berücksichtigt. Die laterale Ausbreitung hadronischer Schauer sowie die mögliche Energiedeposition neutraler Hadronen (K^0_L und n) im Falle einer Wechselwirkung werden nicht in Betracht gezogen. Da diese beiden Effekte Photonen vortäuschen können, müssen sie bei der Berechnung inklusiver Wirkungsquerschnitte (Abschnitt 5) in die systematischen Fehler eingeschlossen werden.

Bei Photonen werden sowohl laterale als auch longitudinale Schauerentwicklung mittels der in Abschnitt 4.2 diskutierten Schauerfunktion simuliert. Konversionen und somit mögliche Absorption im Material vor der Glasoberfläche, Energieauflösung und Schauerfluktuationen durch unterschiedliche Eindringtiefe der Photonen vor der ersten Reaktion werden berücksichtigt.

Nach Aufsummierung aller beitragenden Energieanteile in einem Ereignis wird ein Schnitt bei 28 MeV Blockenergie angebracht, der der digitalen Ausleseschwelle der ADC's bei der Datennahme entspricht. Simulierte Ereignisse können anschließend mit der gleichen Analyseketten wie richtige Daten verarbeitet werden.

Alle Akzeptanzberechnungen wurden, falls nicht anders erwähnt, mit dem LUND-Modell 4.3 [8] in erster Ordnung der starken Kopplungskonstanten α_s und unter Berücksichtigung elektromagnetischer Korrekturen bis zur dritten Ordnung der elektromagnetischen Kopplungskonstanten α durchgeführt [33]. Dieses Modell beschreibt nach Anpassung der Fragmentationsparameter gut alle globalen Eigenschaften multihadronischer Ereignisse. Nur solche globalen Eigenschaften wie z.B. Sphärizität und geladene Multiplizität sind für die Berechnung von Photonakzeptanzen von Bedeutung. Andere Fragmentationsmodelle, die in gleicher Weise die Daten beschreiben, können ebenso zur Akzeptanzberechnung herangezogen werden, selbst wenn sie keine oder eine geringere physikalische Motivation besitzen.

Zur Dokumentation der Funktionsfähigkeit von Ereignissimulation und Analyseketten wurde der Zerfall neutraler Pionen mit Energien bis zu 5 GeV in 2 Photonen simuliert und anschließend analysiert. Abb. 25 zeigt die in Abschnitt 4.2 definierte Größe χ^2 in Abhängigkeit von der Clusterenergie erkannter Photonen. Deutlich sind die Abhängigkeiten von mehr als etwa 2.5 GeV Cluster zu erkennen, die eine schlechte Übereinstimmung mit der

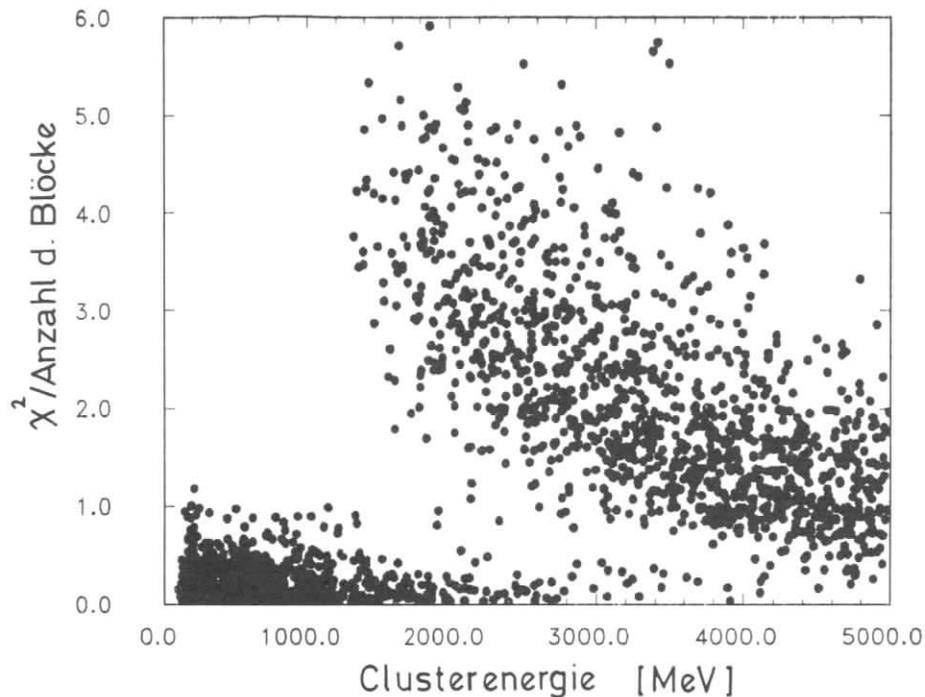


Abb. 25 χ^2 in Abhängigkeit von der Clusterenergie für einzeln generierte π^0 -Zerfälle

Hypothese eines einzelnen Photons aufweisen. Diese Cluster sind überlappende Photonen aus dem π^0 -Zerfall. Bei höheren Energien verringert sich der Abstand zwischen beiden Schauern und die Übereinstimmung mit der Einzelphoton Hypothese nimmt zu.

5. INKLUSIVE PHOTON PRODUKTION

Nach der Definition von Schnitten zur Analyse inklusiver Photonproduktion werden im folgenden zunächst mögliche Untergrundquellen und damit verbundene systematische Fehler für Photonen in multihadronischen Ereignissen untersucht.

Unter Verwendung einer Simulationsrechnung wird dann die Nachweiswahrscheinlichkeit für inklusive Photonen bestimmt, mit deren Hilfe Energiespektren bei drei verschiedenen Schwerpunktsenergien erstellt werden können. Diese Spektren erlauben Schlußfolgerungen über Produktionsmechanismen von Photonen sowie über Skalenverhalten, Multiplizitäten und den photonischen Energieanteil bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien.

5.1 PHOTONDEFINITION FÜR DIE UNTERSUCHUNG INKLUSIVER SPEKTREN

Die Klasse der in Abschnitt 4.2 definierten Photonen wird durch folgende Schnitte weiter eingeschränkt.

- Photonenergie $E_\gamma > 200$ MeV
- Polarwinkel des Photons $|\cos \theta| < 0.76$
- χ^2/Anzahl der Blöcke für die Einzelphotonhypothese < 3

Die Motivation für diese Schnitte sowie damit verbundene systematische Unsicherheiten werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

5.2 UNTERGRUNDQUELLEN UND SYSTEMATISCHE FEHLER

Die in Abschnitt 5.1 experimentell definierten Photonen müssen auf mögliche Detektoreinflüsse korrigiert werden, die sich generell in zwei Kategorien aufteilen lassen, nämlich in Verluste an Photonen und in zusätzliche, vorgetäuschte Photonen.

5.2.1 Verluste an Photonen

Verluste an Photonen treten durch folgende Effekte auf

- geometrische Akzeptanz
- Energieakzeptanz
- Überlappung mit geladenen Spuren
- Überlappung mit anderen Photonen
- Konversion vor Erreichen der zentralen Driftkammer
- Detektorfehler

Diese Punkte sollen im folgenden diskutiert werden.

5.2.1.1 Geometrische Akzeptanz

Die geometrische Akzeptanz wird im wesentlichen durch die Abmessungen des Bleiglas Schauerzählers festgelegt. Einbußen erleidet diese Akzeptanz zwischen zentralem Schauerzähler und Endkappen, zwischen Endkappen und Strahl sowie in den in Abschnitt 3.2.7.1 erwähnten Lücken zwischen den Bleiglasblöcken.

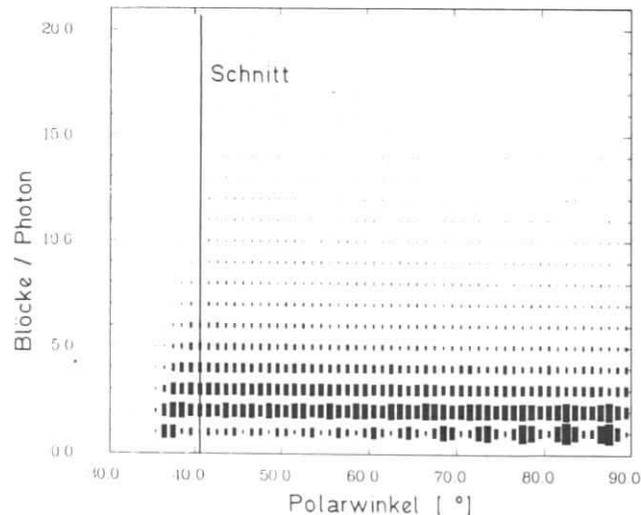


Abb. 26 Blockmultiplizität gegen Photon-Polarwinkel, die eingezeichnete Linie bezeichnet den Schnitt zur Begrenzung auf voll rekonstruierte Photonen. Die Dicke der Punkte repräsentiert die Anzahl der Eintragungen.

Abb. 26 zeigt für die 34 GeV Daten die Verteilung des Polarwinkels von Photonen im Detektorsystem in Abhängigkeit von der Blockmultiplizität. Erkennbar ist neben der ausgeprägten Blockstruktur bei Einzelblockphotonen (siehe auch Abb. 24) der Akzeptanzverlust am Rand des Zentralschauerzählers. Durch einen Schnitt bei $|\cos\theta| < 0.76$ werden Photonen selektiert, deren Schauer vollständig im Bleiglas enthalten sind. Die nicht vollständig im Bleiglas enthaltenen Photonen sind in Abb. 26 an der deutlich sichtbaren Anhäufung von Clustern mit niedriger Blockmultiplizität außerhalb des Schnittbereichs zu erkennen.

Die durch den Winkelschnitt definierte Akzeptanzregion läßt sich in der Simulationsrechnung nachvollziehen. Entstehende Verluste werden bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten korrigiert.

Die Lücken zwischen den Blöcken werden dagegen nicht in der Simulationsrechnung berücksichtigt und müssen bei der Bestimmung systematischer Fehler mit 2 % in Betracht gezogen werden [27].

5.2.1.2 Energieakzeptanz

Die Ansprechwahrscheinlichkeit für auf den Bleiglas Schauerzähler auftretende Photonen beträgt bei Photonenergien von mehr als 300 MeV praktisch 100 %. Unter 300 MeV können die beiden folgenden Effekte zum Verlust von Photonen führen.

- Konversion von Photonen im Material zwischen Zentraldetektor und Bleiglas Schauerzähler und anschließende Absorption der Sekundärteilchen in Magnetspule und Tank
- Verschwinden einer zusammenhängenden Blockstruktur durch laterale und longitudinale Ausbreitung des elektromagnetischen Schauers mit zusätzlicher Berücksichtigung der digitalen Ausleseschwelle der ADC's entsprechend etwa 28 MeV

Beide Effekte weisen eine starke Abhängigkeit vom Polarwinkel des Photons auf. Der zweite Effekt wird darüber hinaus für Photonen von unter 100 MeV entscheidend von der Lichtausbreitung im Bleiglasblock sowie der genauen Höhe der Ausleseschwelle beeinflusst.

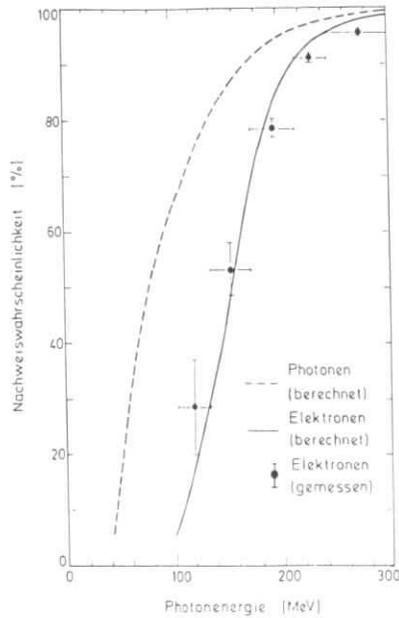


Abb. 27 Energieakzeptanz für Photonen und Elektronen, die eingezeichneten Linien sind Ergebnisse einer Simulationsrechnung (siehe Text)

Abb. 27 zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen und Photonen im Bleiglas in Abhängigkeit von deren Energie. Die Meßpunkte wurden für Elektronen aus Ereignissen der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ ermittelt [28]. Die generell kleinere Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen wird durch mögliche Absorption im Material zwischen Zentraldetektor und Bleiglas Schauerzähler hervorgerufen. Die berechneten Kurven für Elektronen und Photonen stammen aus einer detaillierten Simulationsrechnung, die sowohl Lichtausbreitung und Absorption im Glas als auch die Quantennachweiswahrscheinlichkeit der Photomultiplier in Betracht zieht [29]. Ein Vergleich mit der relativ einfachen Simulation, beschrieben in Abschnitt 4.3 liefert eine Übereinstimmung von besser als 5% bis hinunter zu Photonenergien von 100 MeV. Photonen unterhalb dieser Energie werden deshalb in keiner der folgenden Analysen untersucht.

5.2.1.3 Überlappung mit geladenen Spuren

Ein Verständnis des Akzeptanzverlustes durch Überlappung mit geladenen Spuren ist insbesondere bei der ausgeprägten Jetstruktur

multihadronischer Ereignisse von Bedeutung. Abb. 28 zeigt für drei Schwerpunktsenergien den Öffnungswinkel zwischen Photon und Sphärizitätsachse des Ereignisses. Zum Vergleich sind Kurven aus dem LUND Modell mit und ohne Detektorsimulation eingezeichnet. Die Simulation des Detektors, und das ist in diesem Falle im wesentlichen die Simulation der Überlappung mit geladenen Spuren und anderen Photonen, liefert eine sehr gute Beschreibung des Verlustes.

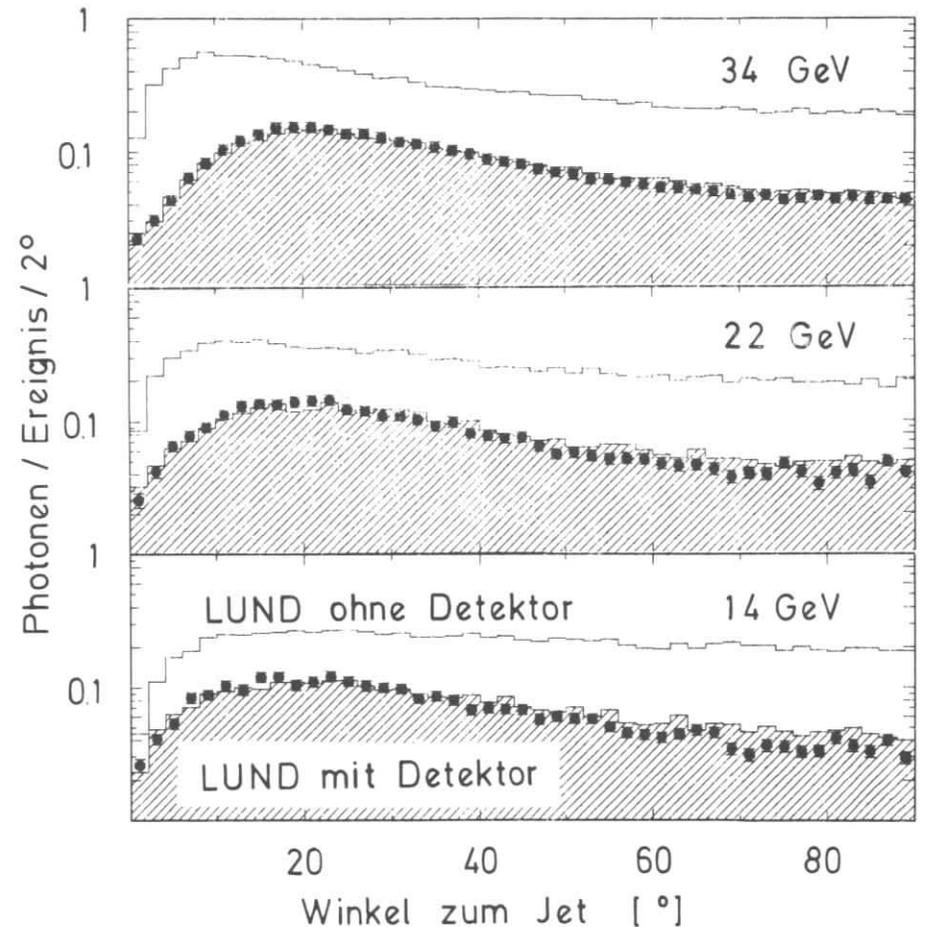


Abb. 28 Winkel zwischen Photon und Jetachse bei drei Strahlenergien, zum Vergleich ist die Vorhersage des LUND Modells mit und ohne Detektorsimulation eingezeichnet

5.2.1.4 Überlappung mit anderen Photonen

Überlappung mit Photonen kann entweder korreliert oder unkorreliert auftreten. Die unkorrelierte Überlappung ist bereits in Abschnitt 5.2.1.3 als von der Detektorsimulation gut beschrieben abgehandelt worden. (Abb. 28) Korrelierte Überlappung wird durch den Zerfall hochenergetischer π^0 -Mesonen in zwei Photonen verursacht. Dieses Problem wird in Abschnitt 6 im Detail diskutiert. Die Auswirkungen auf das inklusive Photonspektrum zeigt Abb. 29. Ein vom Bleiglas Schauerzähler nicht separiertes Photonpaar, welches darüber hinaus das Qualitätskriterium eines Einzelphotons erfüllt, führt zum Verlust zweier Photonen mit $E_\gamma < E_{\pi^0}$ sowie zu einem zusätzlichen (experimentellen) Photon bei $E_\gamma = E_{\pi^0}$. Die gute Beschreibung des beobachteten π^0 Spektrums in Abschnitt 6 durch das LUND Modell sowie die Übereinstimmung mit dem Spektrum geladener Pionen erlaubt den Schluss, daß eine Korrektur der korrelierten Überlappung unter Verwendung des π^0 Energiespektrums aus dem LUND Modell zusammen mit der in Abschnitt 4.2 beschriebenen Detektorsimulation möglich ist. Die Unsicherheit dieser Korrektur wird dabei für Photonenergien von mehr als 2.5 GeV auf 8 % geschätzt.

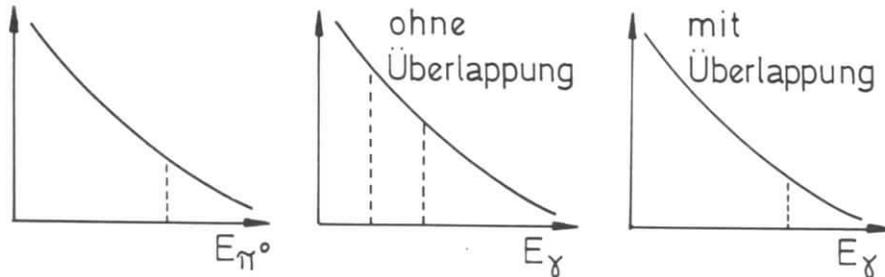


Abb. 29 Effekt überlappender Photonen aus π^0 Mesonen auf das inklusive Photonspektrum

5.2.1.5 Konversionen vor Erreichen der zentralen Driftkammer

Im Material vor dem ersten sensitiven Draht der zentralen Driftkammer, entsprechend 0.14 Strahlungslängen konvertieren bei senkrechtem Einschub etwa 13 % aller Photonen in ein e^+e^- -Paar. Dieser Verlust wird in der Simulationsrechnung erfaßt [30].

5.2.1.6 Detektorfehler

Die Rate nicht betriebsfähiger Bleiglaszähler (verursacht z.B. durch nicht funktionsfähige Photomultiplier oder Ausfälle der Elektronik) lag typischerweise bei weniger als 5 %. Da ein experimentell definiertes Photon i.a. aus mehr als einem Block zusammengesetzt ist, führt ein fehlender Block nicht notwendigerweise zum totalen Verlust des Photons. Die Akzeptanzeinbuße wird daher auf 3 % geschätzt.

5.2.2 Vorgetäuschte Photonen

Experimentell definierte Photonen können durch folgende Effekte vorgetäuscht werden.

- inelastische nukleare Wechselwirkungen geladener Spuren im Bleiglas
- Cluster geladener Spuren, bei denen keine Zuordnung möglich war
- inelastische nukleare Wechselwirkungen neutraler Hadronen (K^0_L, n) im Bleiglas
- Detektorfehler

Die ersten drei Effekte liefern grundsätzlich vorgetäuschte Photonen im typischen Energiebereich hadronischer Wechselwirkungen, d.h. von unter 1000 MeV. Im folgenden werden alle Punkte einzeln betrachtet.

5.2.2.1 Inelastische nukleare Wechselwirkungen

Der Prozeß der nuklearen Wechselwirkungen von Hadronen im Glas wurde in Abschnitt 4.1 diskutiert. Da dieser Effekt in seiner Auswirkung auf die laterale Verteilung hadronischer Schauer nicht in der Detektorsimulation berücksichtigt wird, muß er in den systematischen Fehler der Photonwirkungsquerschnitte eingehen.

Gemäß Abb. 15 erzeugen i.a. weniger als 7 % aller geladenen Spuren Blocktopologien, die von dem in Abschnitt 4.1 beschriebenen Algorithmus zur Verbindung von geladenen Spuren mit Bleiglasclustern nicht erkannt werden. Die Ergebnisse der Testmessungen aus Abschnitt 4.1 zeigen, daß die deponierten Energien solcher hadronischer Wechselwirkungen in großer Entfernung von der geladenen Spur klein sind. Im einzelnen sind die mitt-

leren Energien unter Verwendung der in Abschnitt 4.1 definierten Nomenklatur in Tabelle 5.1 dargestellt.

Topologie	p [MeV/c]	< E > [MeV]
0 0 1	500	52
0 0 1	1000	84
0 0 1	2000	90
0 1 1	500	176
0 1 1	1000	246
0 1 1	2000	398
0 1 0	500	146
0 1 0	1000	89
0 1 1	2000	119

Tabelle 5.1
Liste von Blocktopologien
und zugehörigen Bleiglas-
Energien bei 3 verschiedenen
Pionimpulsen

Bei einem Energieschnitt von 200 MeV ist also ausschließlich die Topologie 011 entscheidend, deren Anteil bei Pionimpulsen von mehr als 1 GeV/c etwa 5 % beträgt.

Unter Verwendung der gemessenen geladenen Multiplizitäten sowie der gemessenen inklusiven Spektren geladener Teilchen [18] ergeben sich 0.13 bzw. 0.16 bzw. 0.19 vorgetäuschte Photonen pro Ereignis bei Schwerpunktsenergien von 14 GeV bzw. 22 GeV bzw. 34 GeV.

5.2.2.2 Cluster geladener Spuren ohne Zuordnung

Die Möglichkeit, daß eine geladene Spur einen Bleiglascluster erzeugt, der dann aber als Photon erkannt wird, besteht durch die folgenden Prozesse.

- schlecht rekonstruierte Spuren im Zentraldetektor (z.B. weniger als 6 rekonstruierte Spurpunkte in der x-y Ebene sowie in z-Richtung)
- nicht erkannte Spuren im Zentraldetektor (z.B. von der Magnetspule oder dem Bleiglas rückgestreute Teilchen, die trotzdem den Schauerzähler erreichen oder kosmische Myonen, die während eines multihadronischen Ereignisses den Detektor durchqueren und wegen der langen Integrationszeit der Bleiglas ADC's ein Photon vortäuschen)

Die Effektivität des Spurerkennungsprogramms beträgt 97 % für von der e^+e^- -Reaktion erzeugte Teilchen [31]. Abb. 16 zeigt darüberhinaus, daß

alle Verluste in der Zuordnung von Spuren zu Bleiglassignalen von der Simulationsrechnung beschrieben werden.

Der Anteil rückgestreuter Teilchen wurde durch visuelle Inspektion einiger hundert multihadronischer Ereignisse bei 34 GeV Schwerpunktsenergie zu 0.3 pro Ereignis bestimmt. In dieser Zahl sind nur solche Teilchen enthalten, die nach ihrer Rückstreuung das Bleiglas erreichen und nicht vom Spurrekonstruktionsprogramm erkannt wurden.

Abb. 30 zeigt ein typisches Beispiel.

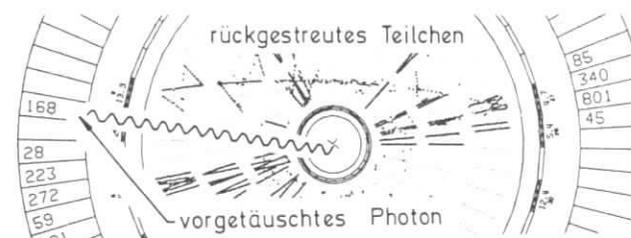


Abb. 30 Beispiel für ein rückgestreutes Teilchen in einem multihadronischen Ereignis, das vorgetäuschte Photon ist markiert

Rückgestreute Teilchen deponieren allerdings häufig keine oder nur geringe Energie im Bleiglas, weil einer der folgenden Effekte auftritt.

- das Teilchen ist unterhalb der Cerenkovschwelle (dies trifft insbesondere auf Protonen zu)
- das Teilchen wird wegen der großen Inklination in der Tankwand bzw. der Magnetspule absorbiert
- die im Bleiglas deponierte Energie wird wegen der großen Inklination zur Glasoberfläche über viele Blöcke verteilt, was nach Anwendung von Ausleseschwelle und Clustersuchschwelle zum Verschwinden des 'Photons' führt

Der tatsächlich als Photon mit einer Energie von mehr als 200 MeV erkannte Anteil dieser Reaktion wird deshalb auf 0.15 pro Ereignis geschätzt. Für die niedrigeren Schwerpunktsenergien ergeben sich gemäß der niedrigeren geladenen Multiplizität Werte von 0.12 pro Ereignis für 22 GeV und 0.10 pro Ereignis für 14 GeV.

Der Anteil kosmischer Myonen ist zu vernachlässigen.

5.2.2.3 Neutrale Hadronen

Unter der Annahme gleicher Erzeugungswahrscheinlichkeiten von K^0_s und K^0_L bzw. p und n ist der Anteil neutraler Hadronen pro Ereignis aus der Messung von K^0_s und p Multiplizitäten bekannt. [18] und [32] liefern folgende Angaben für die hier betrachteten Schwerpunktsenergien (Tabelle 5.2)

Schwerpunktsenergie	Anzahl K^0_s	Anzahl $p\bar{p}$
14	0.5	0.4
22	0.6	0.6
34	0.7	0.6

Tabelle 5.2 Beobachtete K^0_s und $p\bar{p}$ Multiplizitäten

Zieht man die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für Kaonen und Neutronen, den Effekt der Ausleseschwelle sowie einen Energieschnitt bei 200 MeV in Betracht, erhält man als obere Grenze für die Anzahl vorgetäuschter Photonen pro Ereignis 0.6 bei 34 GeV, 0.4 bei 22 GeV und 0.3 bei 14 GeV.

5.2.2.4 Detektorfehler

Ein Nachweis angesprochener Photomultiplier ohne Vorhandensein von Čerenkovlicht im Glasblock kann durch Effekte wie fluktuierende Pedestals (siehe Abschnitt 3.2.7.3) oder defekte Photomultiplier erfolgen. Diese Effekte sind zeitabhängig, können jedoch durch Überwachung von Blockmultiplizitäten in Ereignissen ohne geladene Spuren eliminiert werden. Ein Beitrag zu den inklusiven Photonen in multihadronischen Ereignissen ist nicht zu erwarten.

5.2.3 Zusammenfassung

Tabelle 5.3 faßt die in den beiden vorhergehenden Abschnitten erkannten Quellen systematischer Fehler zusammen.

Quelle	Anteil	Photon - Energiebereich
Lücken zwischen Blöcken	- 2 %	alle Photonen
Energieakzeptanz	± 5 %	100 MeV - 300 MeV
π^0 -Überlapp	± 8 %	> 2500 MeV
Detektorfehler	- 3 %	alle Photonen
Inelastische Wechselwirkungen	+ 0.19/Ereignis (34 GeV) + 0.16/Ereignis (22 GeV) + 0.13/Ereignis (14 GeV)	200 MeV - 1000 MeV
nicht zugeordnete Cluster	+ 0.15/Ereignis (34 GeV) + 0.12/Ereignis (22 GeV) + 0.10/Ereignis (14 GeV)	200 MeV - 1000 MeV
neutrale Hadronen	+ 0.6/Ereignis (34 GeV) + 0.4/Ereignis (22 GeV) + 0.3/Ereignis (14 GeV)	200 MeV - 1000 MeV

Tabelle 5.3 Quellen systematischer Fehler bei der Photon Rekonstruktion

Die mit einem eindeutigen Vorzeichen versehenen Effekte könnten verwendet werden, um die gemessenen Daten zu korrigieren. Dies setzt jedoch eine genaue Kenntnis der Energiespektren hadronischer Wechselwirkungen voraus, was z.B. für Kaonen und Protonen (Neutronen) nicht gegeben ist. Aus diesem Grunde werden alle Effekte zu einem totalen systematischen Fehler zusammengefaßt. Dieser Fehler ist i.a. asymmetrisch und abhängig von der Photonenenergie.

5.3 NACHWEISWAHRSCHEINLICHKEIT FÜR PHOTONEN

Im folgenden Kapitel werden die zur Bestimmung strahlungs- und detektor-korrigierter Wirkungsquerschnitte erforderlichen Korrekturen erläutert. Die beobachtete Rate für eine bestimmte Teilchensorte (z.B. Photonen) muß auf drei Effekte korrigiert werden. (siehe Tabelle 5.4)

- begrenzte Nachweiswahrscheinlichkeit für eine Teilchensorte in einem akzeptierten Ereignis
- Änderung der Teilchenmultiplizität durch Ereignisselektion und Ereignistrigger
- Änderung der Teilchenmultiplizität durch elektromagnetische Strahlungskorrekturen, die die effektive Schwerpunktsenergie herabsetzen

Ereigniszahl	Teilchenzahl	Bemerkung
N_1	n_1	ideales Ereignis ohne elektromagnetische Korrekturen
N_1^γ	n_1^γ	Ereignis mit elektromagnetischen Korrekturen
N_2^γ	n_2^γ	von Ereignistrigger und Datenselektion akzeptiertes Ereignis
N_2^γ	n_3^γ	Teilchennachweis

Tabelle 5.4 Bezeichnungen von Ereignis- und Teilchenzahlen für die verschiedenen Korrekturen

Die Messung liefert die beiden Größen n_3^γ und N_2^γ . Hieraus soll der strahlungskorrigierte Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_r = \sigma_{tot} \cdot n_1/N_1 \quad (5.1)$$

abgeleitet werden.

Bei Photonen ist auch der zwar detektor- aber nicht strahlungskorrigierte Wirkungsquerschnitt gemäß Gl. (5.2) von Interesse, da hiermit die Strahlungskorrekturen selbst durch Vergleich von Daten mit theoretischen Vorhersagen überprüft werden können. (siehe Abschnitt 5.3)

$$\sigma_{nr} = \sigma_{tot} \cdot n_1^\gamma/N_1^\gamma \quad (5.2)$$

Generell müssen zur Berechnung der korrigierten Wirkungsquerschnitte drei Korrekturfaktoren analog den drei Korrekturschritten in Tabelle 5.4 mit Hilfe von Simulationsrechnungen bestimmt werden.

- die unkorrigierte Teilchennachweiswahrscheinlichkeit

$$\epsilon_u = n_3^\gamma / n_2^\gamma \quad (5.3)$$

Diese Zahl gibt die Wahrscheinlichkeit an, ein in einem akzeptierten Ereignis produziertes Teilchen nachzuweisen. ϵ_u enthält sämtliche in Abschnitt 5.2 diskutierten positiven und negativen Akzeptanzverluste, soweit sie in der Detektorsimulation berücksichtigt werden. Wird das entsprechende Teilchen nur in einem Zerfallskanal beobachtet, ist auch das Verzweigungsverhältnis enthalten. Die Bestimmung von ϵ_u erfolgt durch Vergleich der erzeugten mit den rekonstruierten Teilchenraten in simulierten multihadronischen Ereignissen.

- der Faktor α zur Korrektur des Effektes von Ereignistrigger und Ereignisselektion

$$n_1^\gamma/N_1^\gamma = \alpha \cdot n_2^\gamma/N_2^\gamma \quad (5.4)$$

- der Faktor γ zur Korrektur von Detektoreffekt und elektromagnetischer Abstrahlung

$$n_1/N_1 = \gamma \cdot n_2^\gamma/N_2^\gamma \quad (5.5)$$

Die Faktoren α und γ können unter Verwendung simulierter multihadronischer Ereignisse mit und ohne Ereignisselektion bzw. elektromagnetischer Abstrahlung bestimmt werden.

Für den strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitt ergibt sich damit

$$\sigma_r = \sigma_{tot} \cdot (n_3^\gamma/N_2^\gamma) \cdot (\gamma/\epsilon_u) \quad (5.6)$$

Der nur detektor- aber nicht strahlungskorrigierte Wirkungsquerschnitt wird gemäß Gl. (5.2) berechnet.

$$\sigma_{nr} = \sigma_{tot} \cdot (n_3^7/N_2^7) \cdot (\alpha/\epsilon_u) \quad (5.7)$$

ϵ_u wurde für Photonen mit Hilfe der Detektorsimulation und des LUND-Modells bei den 3 betrachteten Schwerpunktsenergien errechnet.

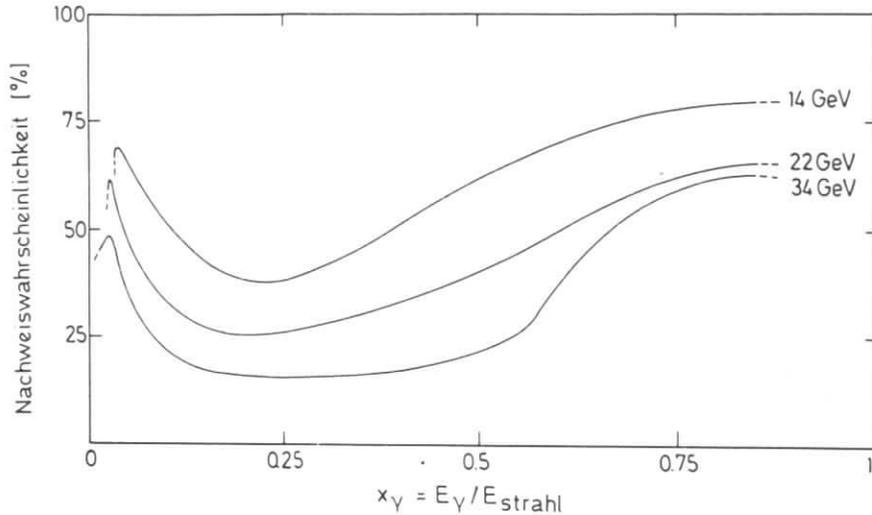


Abb. 31 Photon Nachweiswahrscheinlichkeit für drei Schwerpunktsenergien innerhalb der beschriebenen Schnitte

Abb. 31 zeigt die erhaltenen Werte in Abhängigkeit von der x-Variablen des Photons.

$$x = E_\gamma / E_{\text{Strahl}} \quad (5.8)$$

Der generelle Anstieg der Nachweiswahrscheinlichkeit mit fallender Schwerpunktsenergie wird durch die geringere geladene Multiplizität sowie die weniger ausgeprägte Jetstruktur verursacht.

Der Abfall von ϵ_u im Bereich $x = 0.05$ bis $x = 0.25$ ist durch die steigende Blockmultiplizität und die damit größere Überlappungswahrscheinlichkeit erklärbar. Bei großem x ($x > 0.5$) ist das Photon zumeist das dominierende Teilchen in einer Hemisphäre (z.B. radiatives Photon) und damit nur von einer geringeren Anzahl niederenergetischer geladener Spuren begleitet. Dies führt zu dem in Abb. 31 erkennbaren Anstieg von ϵ_u .

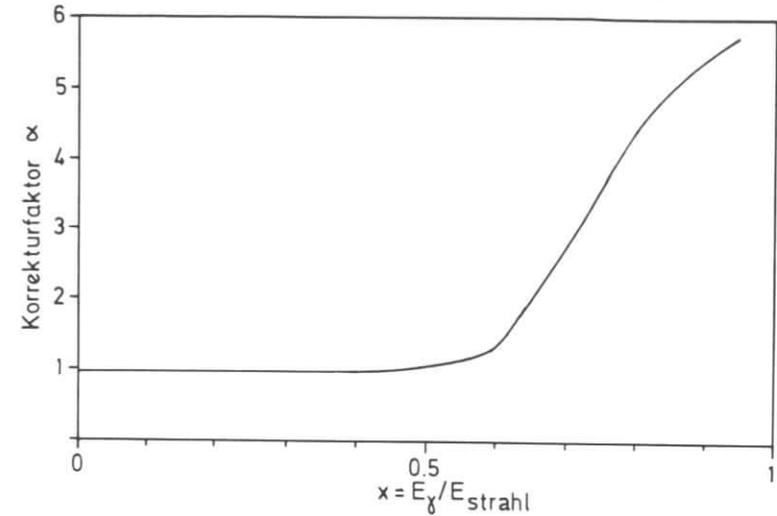


Abb. 32 Korrekturfaktor α in Abhängigkeit von x (34 GeV)

Die Abhängigkeit des Faktors α von x ist für 34 GeV Schwerpunktsenergie in Abb. 32 dargestellt. α ist bei großen x Werten deutlich größer als 1, da Ereignistrigger und Ereignisselektion dazu tendieren, Ereignisse mit hochenergetischen radiativen Photonen zu unterdrücken.

5.4 DAS NICHT STRAHLUNGSKORRIGIERTE PHOTONSPEKTRUM

Gemäß Gl. (5.7) läßt sich unter Verwendung der Korrekturfaktoren ϵ_u und α das nicht strahlungskorrigierte Photonspektrum erstellen.

Die Analyse wird nur mit den 34 GeV Daten durchgeführt, da hier eine ausreichende Statistik zum Nachweis radiativer Effekte zur Verfügung steht.

Abb. 33 zeigt den für alle Detektoreffekte korrigierten inklusiven Wirkungsquerschnitt

$$s \cdot (d\sigma/dx) \quad \text{wobei } s = 4 \cdot E_{\text{Strahl}}^2 \quad (5.9)$$

Die Multiplikation mit s wurde vorgenommen, um die Abhängigkeit des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes von s zu kompensieren.

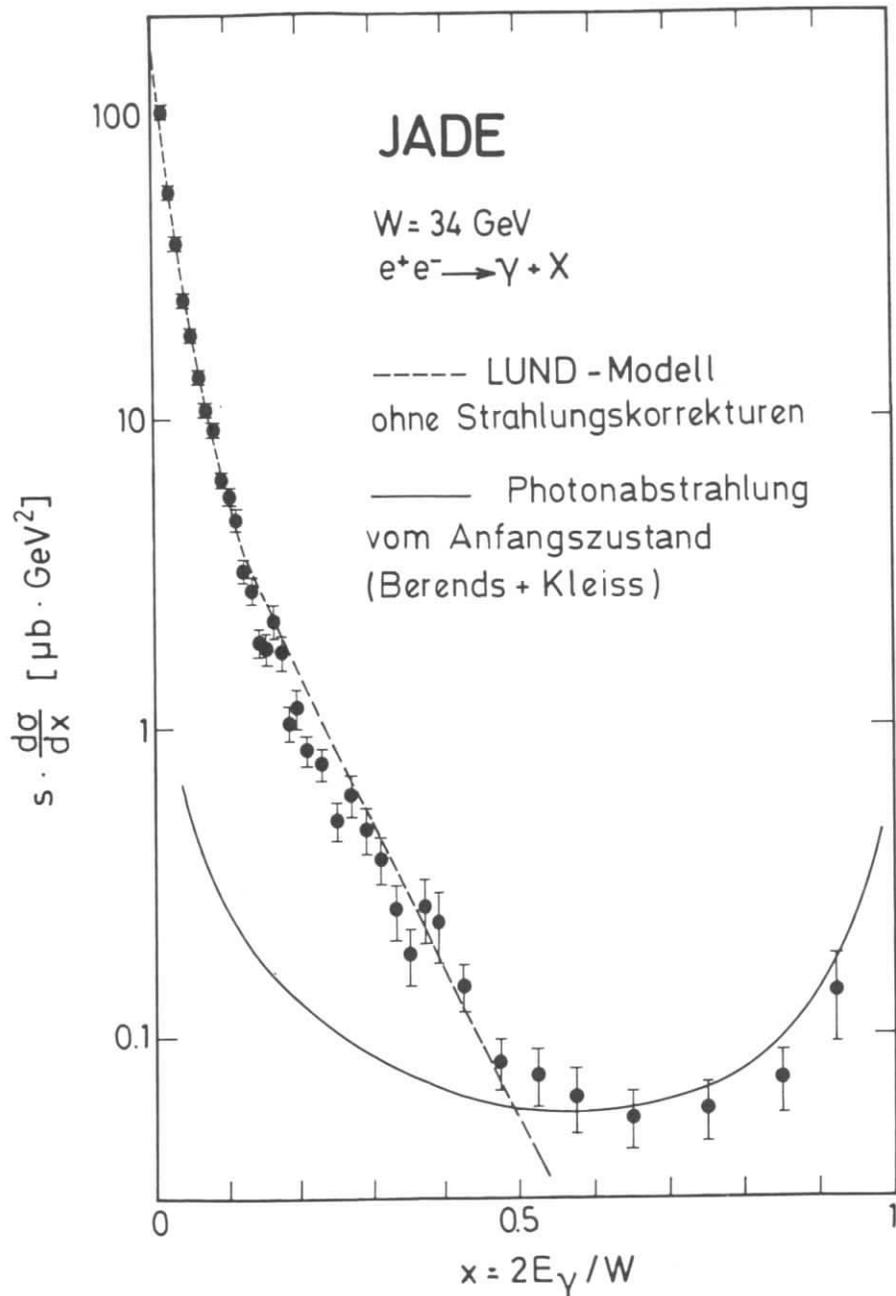


Abb. 33 nicht strahlungskorrigiertes Photonspektrum (34 GeV)

$$\sigma_{\text{tot}} = R \cdot \sigma_{\mu\mu} \propto 1/s \quad (5.10)$$

Die Fehler der Datenpunkte in Abb. 33 enthalten lediglich den statistischen Fehler der Daten sowie den Beitrag aus der Unsicherheit der Simulationsrechnung. Die einzelnen Meßwerte mit Angabe statistischer und aller systematischer Fehler sind im Anhang zusammengestellt.

Neben den Daten sind in Abb. 33 die absoluten Vorhersagen des LUND-Modells ohne QED Strahlungskorrekturen sowie der erwartete Anteil der vom e^+e^- -Paar im Anfangszustand abgestrahlten reellen Photonen eingezeichnet.

Abb. 33 zeigt, daß die beobachteten Photonen aus multihadronischen Ereignissen sich zwei deutlich unterscheidbaren Klassen zuordnen lassen.

Unterhalb von $x = 0.5$ dominieren Photonen aus der hadronischen Fragmentationskette, deren Produktion bei der Behandlung der strahlungskorrigierten Spektren in Abschnitt 5.5 näher betrachtet wird.

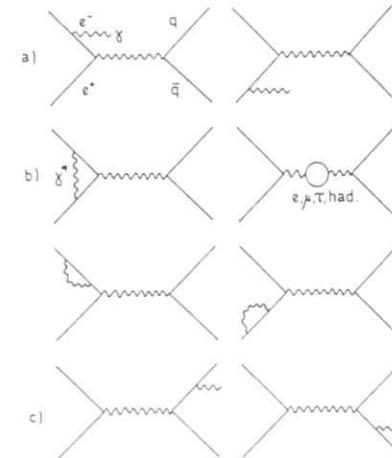


Abb. 34 Strahlungskorrekturen a) Bremsstrahlung vom e^+e^- - Anfangszustand, b) virtuelle Korrekturen bis zur 3. Ordnung in α , c) Bremsstrahlung vom Endzustand (direkte Photonen)

Bei $x > 0.5$ gibt es dagegen kaum noch Beiträge aus der Hadronproduktion und die elektromagnetischen Strahlungskorrekturen überwiegen. Im Detektor werden nur reelle Photonen, d.h. solche aus Bremsstrahlungsprozessen (Abb. 34a,c) nachgewiesen. Die in Abb. 33 eingezeichnete Simulationsrechnung [33] berücksichtigt Photonabstrahlung vom einlaufenden e^+e^- -Paar sowie die virtuellen Korrekturen gemäß Abb. 34b. Die virtuellen Korrekturen sind zur Beseitigung von Infrarotdivergenzen der Feynmandiagramme in Abb. 34a erforderlich. Dabei wird der totale hadronische Wirkungsquerschnitt σ^0 gemäß Gl. (5.11) verändert.

$$d\sigma^1 = d\sigma^0 \cdot (1 + \delta_A + \delta_\mu + \delta_\tau + \delta_{had}) \quad (5.11)$$

Die δ - Faktoren beinhalten die Abstrahlung weicher Photonen, die Vertexkorrektur und die Vakuumpolarisationen wie in Abb. 34b dargestellt. Das Bremsstrahlungsspektrum unter Berücksichtigung der virtuellen Korrekturen wird durch Gl. (5.12) beschrieben.

$$d\sigma^1/dk = (\alpha/\pi) \cdot \sigma^0(s') \cdot [\ln(s/m_e^2) - 1] \cdot [1 + (s'/s)^2] \cdot (1/k) \quad (5.12)$$

- wobei :
- s = Quadrat der e^+e^- -Schwerpunktsenergie
 - s' = Quadrat der durch Photonabstrahlung reduzierten Schwerpunktsenergie
 - k = Photonenergie
 - α = elektromagnetische Kopplungskonstante
 - m_e = Elektronenmasse

In dieser Gleichung ist eine Integration über den vollen Raumwinkel des Photons bereits durchgeführt worden.

Die Kurve aus Abb. 33 beinhaltet einen Energieschnitt für die abgestrahlten Photonen bei $x = 0.98$.

Abb. 33 zeigt, daß die Abstrahlung vom e^+e^- -Paar allein ausreicht, um die Daten zu erklären. Ein Beitrag direkter Photonen von den Quarks gemäß Abb. 34c kann auf diese Weise nicht nachgewiesen werden.

5.5 DAS STRAHLUNGSKORRIGIERTE PHOTONSPEKTRUM

Der in Abb. 33 deutlich erkennbare Einfluß radiativer Photonen wird durch die Quantenelektrodynamik in der 3. Ordnung der elektromagnetischen Kopplungskonstanten gut beschrieben und kann daher gemäß Gl. (5.6) aus dem gesamten Photonspektrum herausgefaltet werden.

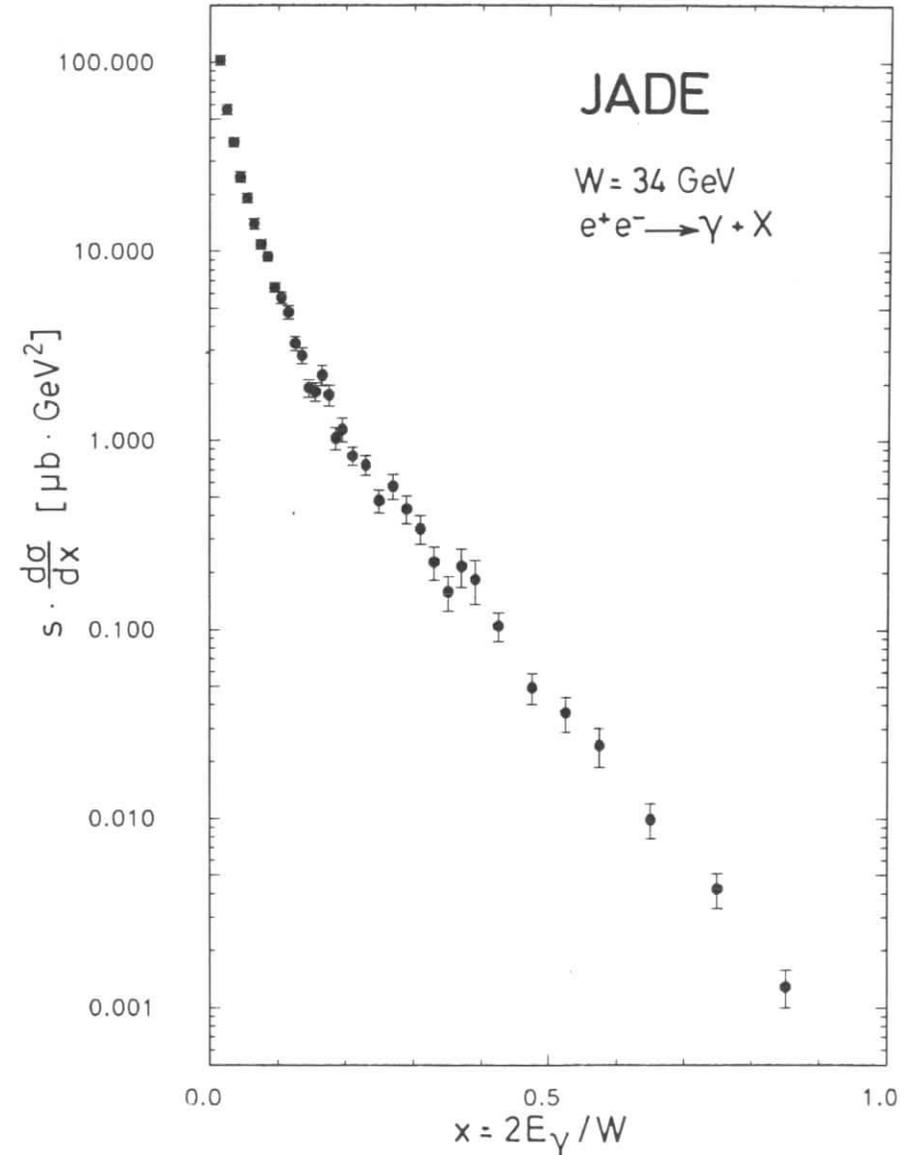


Abb. 35 strahlungskorrigiertes Photonspektrum (34 GeV)

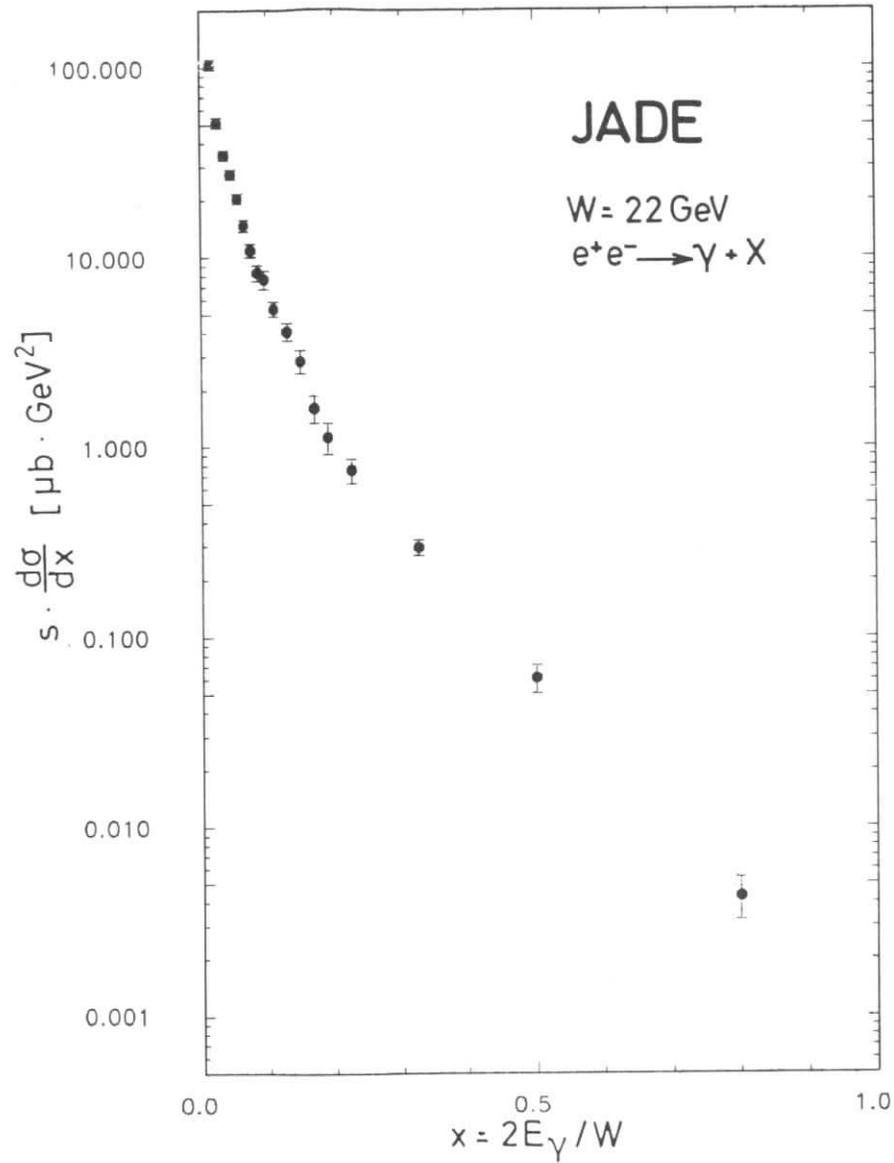


Abb. 36 strahlungskorrigiertes Photonspektrum (22 GeV)

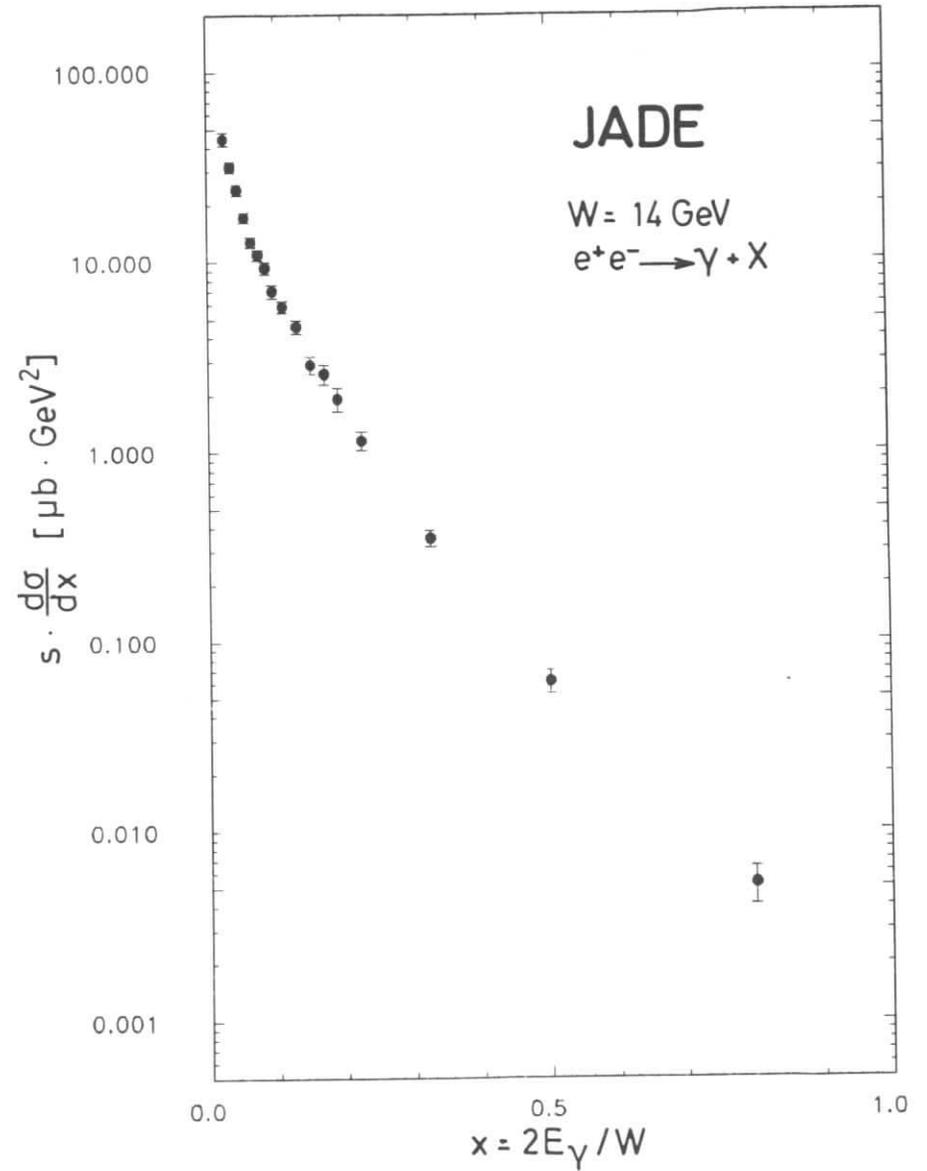


Abb. 37 strahlungskorrigiertes Photonspektrum (14 GeV)

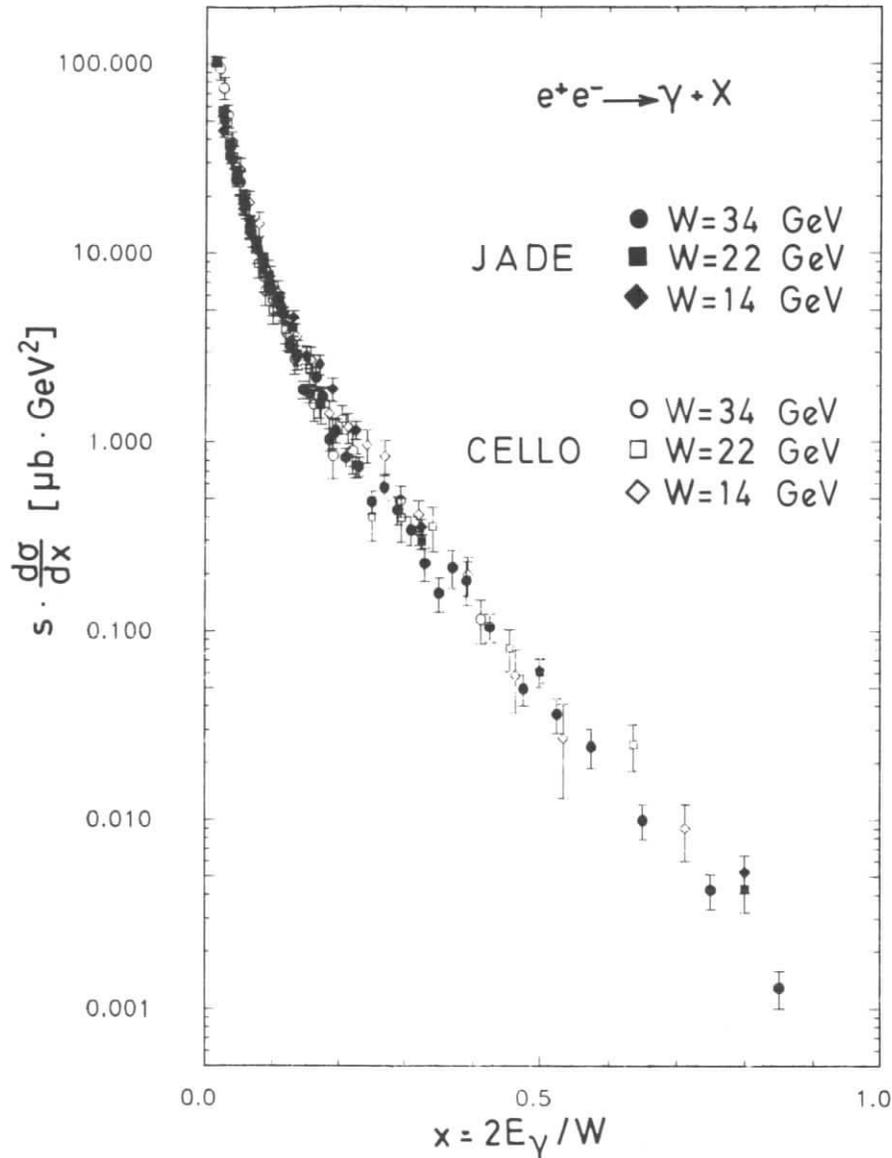


Abb. 38 gemeinsame Darstellung aller Photonspektren sowie Vergleich mit CELLO Ergebnissen

Abb. 35, Abb. 36 und Abb. 37 zeigen die mit s skalierten strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitte für die drei Schwerpunktsenergien von 34 GeV, 22 GeV und 14 GeV. In Abb. 38 sind alle drei Verteilungen gemeinsam dargestellt. Generell ist eine Übereinstimmung aller Spektren festzustellen, wenn auch die 14 GeV Daten bei großen x einen etwas höheren Wirkungsquerschnitt aufweisen. Abb. 38 zeigt darüberhinaus bei allen drei Schwerpunktsenergien eine gute Übereinstimmung mit Messungen der CELLO Kollaboration [34]. Tabellen aller gemessenen Spektren finden sich im Anhang.

Zur Untersuchung einer möglichen Abhängigkeit der inklusiven Wirkungsquerschnitte von der Schwerpunktsenergie wird der über einen x Bereich von 0.2 bis 1 integrierte Wirkungsquerschnitt $s \cdot \bar{\sigma}$ (Gl. (5.13)) definiert.

$$s \cdot \bar{\sigma} = \int_{0.1}^1 (d\sigma/dx) \cdot dx \quad (5.13)$$

Bei Berücksichtigung statistischer und systematischer Fehler (Abb. 39) ergibt sich keine signifikante Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Ein Anstieg derart integrierter Wirkungsquerschnitte zu niedrigen Schwerpunktsenergien wurde für geladene Pionen von der TASSO - Kollaboration [35] beobachtet (Abb. 39). Dies wird als Brechung des in Abschnitt 6.4 erläuterten Skalenverhaltens interpretiert. Während energiereiche geladene Pionen vorwiegend direkt aus der Fragmentationskette stammen, entstehen Photonen ausschließlich beim Zerfall von Mesonen oder Baryonen. Wie in Abschnitt 8 gezeigt werden wird, bildet der Zerfall neutraler Pionen in zwei Photonen die bei weitem dominierende Photonenquelle. Bei diesem Zerfall wird ein inklusives Photonspektrum gemäß Gl. (5.14) erzeugt.

$$s \cdot (d\sigma/dx_\gamma) = \int 1/x_\pi \cdot [s \cdot (d\sigma/dx_\pi)] \cdot dx_\pi \quad (5.14)$$

(für $E_\pi \gg m_\pi$)

Ein Skalenverhalten im π^0 -Spektrum, d.h.

$$s \cdot (d\sigma/dx_\pi) \propto f(x_\pi) \quad (5.15)$$

impliziert damit auch eine Skaleninvarianz des inklusiven Wirkungsquerschnittes von Photonen (Gl. (5.16))

$$s \cdot (d\sigma/dx_\gamma) \propto g(x_\gamma) \quad (5.16)$$

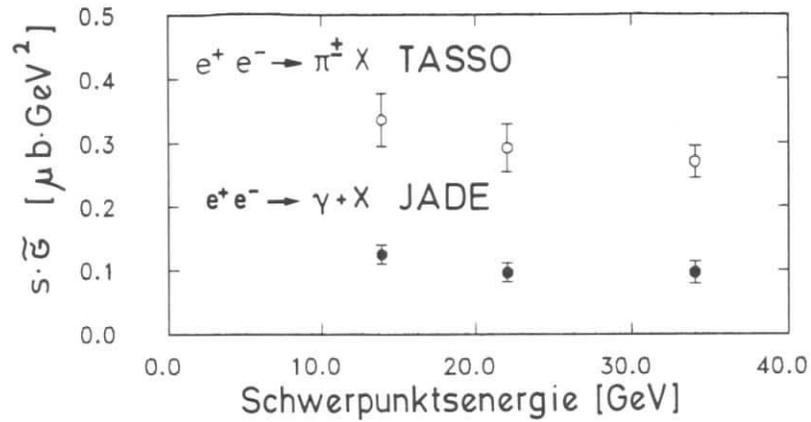


Abb. 39 Integrierter Photon-Wirkungsquerschnitt für $x > 0.2$ (zum Vergleich ist der integrierte Wirkungsquerschnitt geladener Pionen [35] eingezeichnet)

Umgekehrt bewirkt eine Verletzung des Skalenverhaltens im π^0 -Zerfall auch eine Skalenbrechung im Photonspektrum. Durch den Nachweis der Zerfallsteilchen wird dieser Effekt jedoch abgeschwächt, da hochenergetische neutrale Pionen bei unsymmetrischen Zerfällen auch zum niederenenergetischen Ende des Photonspektrums beitragen.

5.6 PHOTON MULTIPLIZITÄTEN

Die mittlere Photonmultiplizität kann aus den inklusiven Energiespektren durch Integration und Normalisierung auf den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt ermittelt werden. (Gl. (5.17))

$$\langle n_\gamma \rangle = 1/\sigma_{\text{tot}} \cdot \int_0^1 (d\sigma/dx_\gamma) \cdot dx_\gamma \quad (5.17)$$

Die Integration muß über den gesamten Energiebereich, d.h. von 0 bis 1 durchgeführt werden. Da Photonen bei dieser Analyse erst ab 0.2 GeV gemessen werden, ist eine Korrektur erforderlich, die unter Verwendung des LUND - Modells durchgeführt wird. Die Tabellen 5.5 und 5.6 beschreiben die

gemessenen Photon Multiplizitäten ohne, bzw. mit der Korrektur für den nicht beobachteten Energiebereich.

Schwerpunktsenergie [GeV]	$\langle n_\gamma \rangle$
34	9.2 ± 0.3 + 0.5 - 0.8
22	9.3 ± 0.6 + 0.5 - 0.6
14	6.0 ± 0.4 + 0.3 - 0.4

Tabelle 5.5 mittlere Photon Multiplizität für $E_\gamma > 0.2$ GeV

Schwerpunktsenergie [GeV]	$\langle n_\gamma \rangle$
34	13.2 ± 0.4 + 0.7 - 1.1
22	11.7 ± 0.7 + 0.7 - 0.8
14	8.8 ± 0.6 + 0.5 - 0.6

Tabelle 5.6 korrigierte mittlere Photon Multiplizität

Abb. 40 zeigt die korrigierten mittleren Photon Multiplizitäten in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie zusammen mit Messungen des LGW - Experimentes [36] bei niedrigen Energien, sowie die Vorhersage des LUND-Modells.

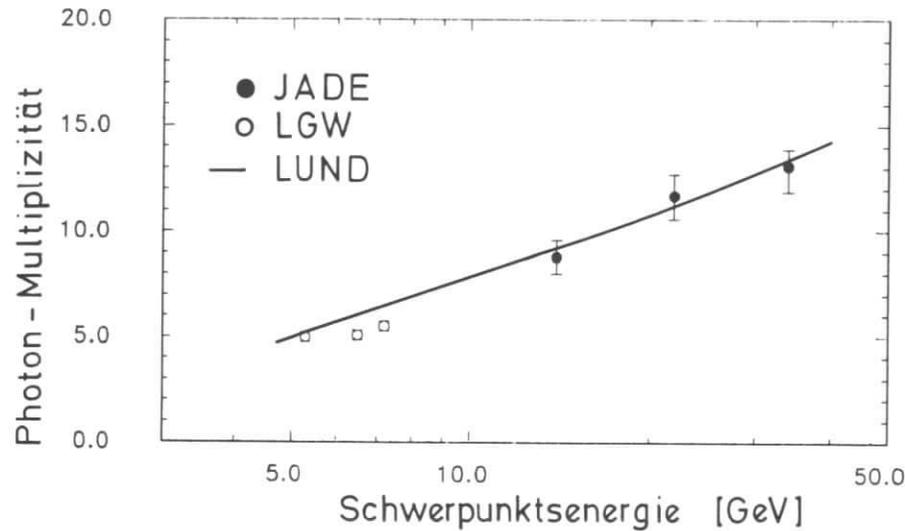


Abb. 40 Photonmultiplizitäten , zum Vergleich Messungen des LGW [36] sowie die Vorhersage des LUND-Modells

Die Fehlerbalken enthalten sowohl statistische als auch systematische Fehler. Die Photon Multiplizität folgt also dem erwarteten Anstieg mit der Schwerpunktsenergie und ist vergleichbar mit der geladenen Multiplizität [18], wie Abb. 41 zeigt. Dieses Verhalten wird erwartet, da aufgrund der Isospin - Erhaltung in der Fragmentation etwa halb so viele neutrale wie geladene Pionen erzeugt werden und nahezu jedes π^0 in zwei Photonen zerfällt.

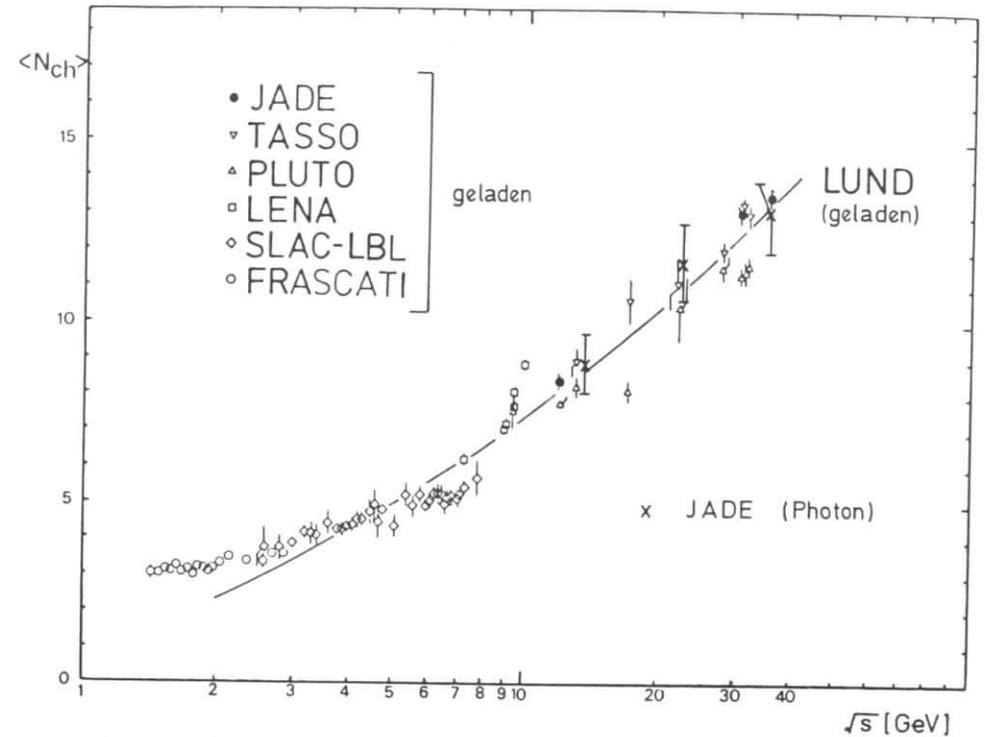


Abb. 41 Photon- und geladene Multiplizitäten [18]

5.7 PHOTONISCHER ENERGIEANTEIL

Eine weitere Schlußfolgerung aus den inklusiven Energiespektren von Photonen ist der Anteil photonischer Energie an der gesamten verfügbaren Schwerpunktsenergie. (Gl. (5.18))

$$\langle \rho_\gamma \rangle = \langle E_\gamma / \sqrt{s} \rangle = 1 / (2 \cdot \sigma_{\text{tot}}) \cdot \int_0^1 x \cdot (d\sigma / dx_\gamma) \cdot dx_\gamma \quad (5.18)$$

Auch hier muß wie im Falle der Multiplizitätsmessung auf den nicht beobachteten Bereich $E_\gamma < 0.2 \text{ GeV}$ unter Verwendung des LUND - Modells korrigiert werden. Wie die Tabellen 5.7 und 5.8 zeigen, ist diese Korrektur jedoch wesentlich kleiner als im Falle der Multiplizitäten, da $\langle \rho_\gamma \rangle$ nicht wie $\langle n_\gamma \rangle$ vom niederenergetischen Anteil des Photonenspektrums dominiert wird.

Schwerpunktsenergie [GeV]	ρ_γ [%]
34	23.3 ± 1.6 + 1.4 - 1.6
22	24.3 ± 2.1 + 1.4 - 1.5
14	23.4 ± 1.9 + 1.2 - 1.4

Tabelle 5.7 photonischer Energieanteil ohne Korrektur für $E < 0.2$ GeV

Schwerpunktsenergie [GeV]	ρ_γ [%]
34	24.3 ± 1.7 + 1.5 - 1.7
22	24.9 ± 2.2 + 1.4 - 1.5
14	25.1 ± 2.1 + 1.3 - 1.5

Tabelle 5.8 korrigierter photonischer Energieanteil

Ein in Abb. 42 durchgeführter Vergleich mit anderen Experimenten [36],[37],[38] zeigt ein konstantes $\langle \rho_\gamma \rangle$ von der Charm - Schwelle bis hinauf zu PETRA - Energien. Eine von einigen Theorien [9] erwartete Veränderung des photonischen Energieanteils durch Unterschiede in der

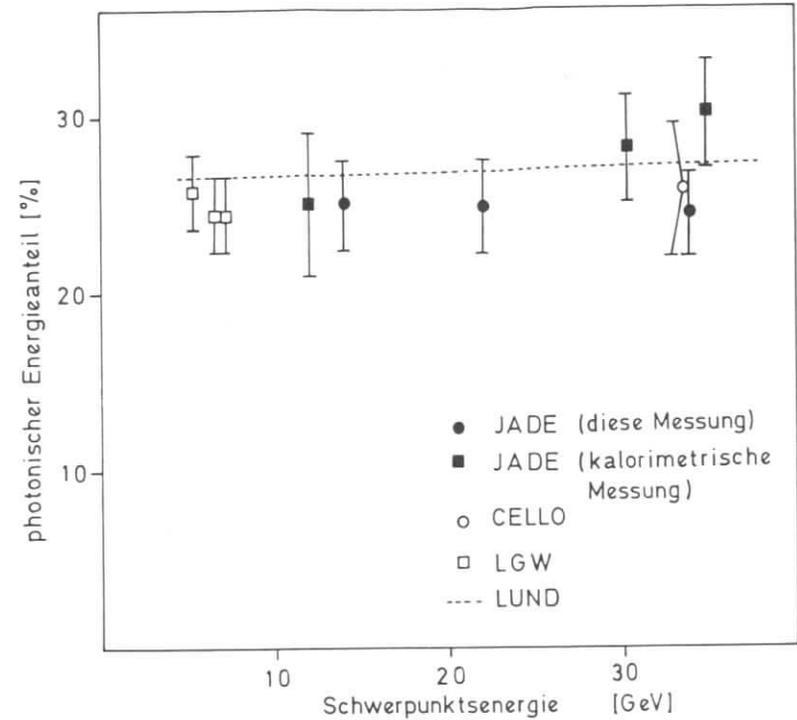


Abb. 42 Abhängigkeit des photonischen Energieanteils von der Schwerpunktsenergie. Zum Vergleich die Messungen anderer Experimente [36],[37],[38] sowie die Vorhersage des LUND - Modells [8]

Quark- und Gluonfragmentation (z.B. durch verstärkte Produktion von η -Mesonen) kann auf diese Weise nicht nachgewiesen werden. Diese Untersuchungen können nur durch explizite Rekonstruktion von η -Mesonen, wie in Abschnitt 7 dieser Arbeit beschrieben, durchgeführt werden.

Ein von der Schwerpunktsenergie nahezu unabhängiges ρ_γ wird auch vom in Abb. 42 eingezeichneten LUND-Modell vorhergesagt.

6. INKLUSIVE π^0 -PRODUKTION

Im folgenden wird die Rekonstruktion inklusiver π^0 -Mesonen in multihadronischen Ereignissen beschrieben. Nach der Diskussion statistischer und systematischer Fehler werden inklusive Energiespektren sowie Multiplizitäten für drei e^+e^- -Schwerpunktenergien ermittelt.

6.1 KONZEPT DER REKONSTRUKTION VON π^0 -MESONEN

Bei der Erstellung inklusiver Photonspektren wurden ausschließlich Photonen mit Energien von über 0.2 GeV verwendet. Der Grund hierfür liegt in dem mit fallender Photonenergie stark ansteigenden Untergrund aus nuklearen Wechselwirkungen geladener und neutraler Hadronen im Bleiglas. Neutrale Pionen werden hingegen experimentell nicht als Energiecluster im Bleiglas sondern als Paare solcher Cluster mit einer invarianten Masse (Gl. (6.1)) im Bereich der π^0 -Masse definiert.

$$m_{\gamma\gamma}^2 = \left(\sum_i E_{\gamma,i} \right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_{\gamma,i} \right)^2 \quad (6.1)$$

$i = 1,2$

Abb. 43 zeigt die Massenverteilung unter Verwendung der in Abschnitt 5.1 definierten Photonen.

Über dem kombinatorischen Untergrund hebt sich ein deutlicher, durch den Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ verursachter Überschuss ab. Die Anzahl beobachteter neutraler Pionen ist durch die Anzahl von $\gamma\gamma$ -Kombinationen in diesem Bereich gegeben. Vorgetäuschte Photonen, die bei der Einzelphotonanalyse den dominierenden Anteil zum systematischen Fehler liefern, tragen nicht zum π^0 -Signal, sondern nur zum kombinatorischen Untergrund bei. Damit ist es möglich, auch Photonen zwischen 0.1 GeV und 0.2 GeV in die π^0 -Analyse mit einzubeziehen und das inklusive Energiespektrum neutraler Pionen bei gleichem x -Wert wie das Photonspektrum zu beginnen. Unterhalb von 0.1 GeV bereitet die Beschreibung der Energieakzeptanz Schwierigkeiten, obwohl auch dort ein π^0 -Signal beobachtet wird.

Das in Abb. 43 dargestellte $\gamma\gamma$ -Massenspektrum kann zur Überprüfung der Energiekalibration und der Massen- bzw. Winkelauflösung des Bleiglas Schauerzählers verwendet werden. Zu diesem Zweck wird an die gemessenen Datenpunkte ein Polynom 2. Ordnung sowie eine Gaußfunktion mit 3 variablen Parametern angepaßt. Die durchgezogene Linie in Abb. 43 zeigt das Ergebnis. Im unteren Teil der Abbildung ist das nach der Subtraktion des Untergrundes verbleibende Signal zusammen mit der optimierten Gaußfunktion dargestellt. Der erhaltene Massenwert von

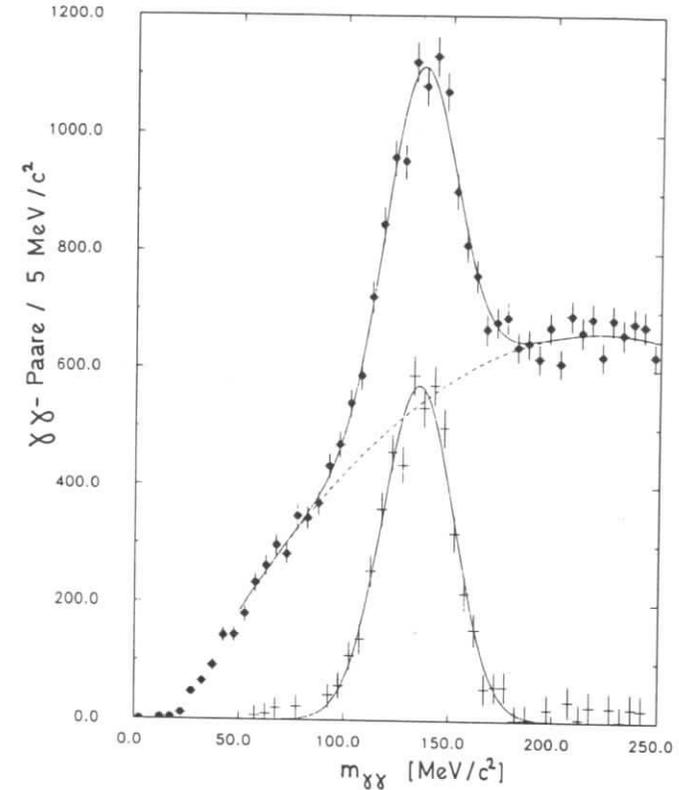


Abb. 43 $\gamma\gamma$ -Massenverteilung, die durchgezogene Linie ist das Ergebnis einer Anpassung, weiterhin ist das Signal nach Untergrundsubtraktion eingezeichnet

$$m_{\pi} = 135.0 \pm 0.5 \text{ MeV}/c^2 \quad (\text{gemessen})$$

ist sehr gut mit dem Tabellenwert von

$$m_{\pi} = 134.9360 \pm 0.0038 \text{ MeV}/c^2 \quad [39]$$

verträglich und beweist die richtige Energieeichung der Bleiglas Schauerzähler.

Die Massenauflösung für π^0 -Mesonen gemittelt über alle Clusterenergien und Positionen ergibt sich aus der Anpassungsrechnung zu

$$\sigma_{\gamma\gamma} = 17.1 \pm 0.6 \text{ MeV}/c^2$$

Dies entspricht einer relativen Massenauflösung von

$$\Delta m/m = 12.7 \%$$

Die erwartete Massenauflösung ist gegeben durch die Energie- sowie die Winkelauflösung des Photodetektors.

$$(\Delta m/m)^2 = (2 \cdot E_1 \cdot E_2 / m_{\pi^0}^2 - 0.5) \cdot \Delta\theta_{\gamma\gamma}^2 + (\Delta E/E)^2 \quad (6.2)$$

Unter Verwendung der in Gleichung Gl. (4.14) gegebenen Energieauflösung sowie der gemessenen Massenauflösung erhält man als über alle Photonenergien und Positionen gemittelte Winkelauflösung

$$\Delta\theta = 20 \text{ mrad}$$

Dies ist aus den in Abschnitt 4.2 dargestellten Gründen etwas schlechter als der aus Elektronen der Bhabha-Streuung ermittelte Wert.

6.2 STATISTISCHE UND SYSTEMATISCHE FEHLER

Der statistische Fehler ist durch die Quadratwurzel aus der Anzahl aller $\gamma\gamma$ -Kombinationen im Massenbereich zwischen $90 \text{ MeV}/c^2$ und $180 \text{ MeV}/c^2$ gegeben. Dieser Wert beschreibt die Wahrscheinlichkeit einer statistischen Fluktuation des Untergrundes in der Größe des beobachteten Signals.

Der systematische Fehler wird durch die Unsicherheiten bei der Trennung des Signals vom kombinatorischen Untergrund bestimmt. Diese Trennung wurde mit zwei unterschiedlichen Methoden vorgenommen. Neben dem bereits in Abschnitt 6.1 dargestellten Anpassungsverfahren läßt sich das deutlich abgehobene π^0 -Signal auch durch Abzählen der in ihm enthaltenen $\gamma\gamma$ -Kombinationen bestimmen. Die Übereinstimmung zwischen beiden Methoden ist ein Maß für die Unsicherheit der Subtraktion und geht als systematischer Fehler in alle π^0 -Wirkungsquerschnitte ein.

6.3 NACHWEISWAHRSCHEINLICHKEITEN FÜR π^0 -MESONEN

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für neutrale Pionen in ihrem $\gamma\gamma$ -Zerfall ist im Prinzip durch das Produkt der Einzelphotonakzeptanzen gegeben.

Während die Nachweiswahrscheinlichkeit für diese Einzelphotonen jedoch durch unkorrelierte Überlappung mit geladenen Spuren sowie anderen Photonen bestimmt ist, tritt bei Photonpaaren aus π^0 -Zerfällen die Blockstruktur des Bleiglas Schauerzählers in Erscheinung.

Für den Öffnungswinkel zwischen beiden Photonen existiert der durch Gl. (6.3) definierte Minimalwert, der zugleich auch den wahrscheinlichsten Wert repräsentiert.

$$\theta_{\gamma\gamma} \geq 2 \cdot \arcsin(p/E) \quad (6.3)$$

Abb. 44 zeigt für den Fall des JADE Bleiglas Schauerzählers den gemäß Gl. (6.3) errechneten Minimalabstand zwischen beiden Photonen auf der Glasoberfläche bei senkrechtem Einfall neutraler Pionen mit verschiedenen Energien.

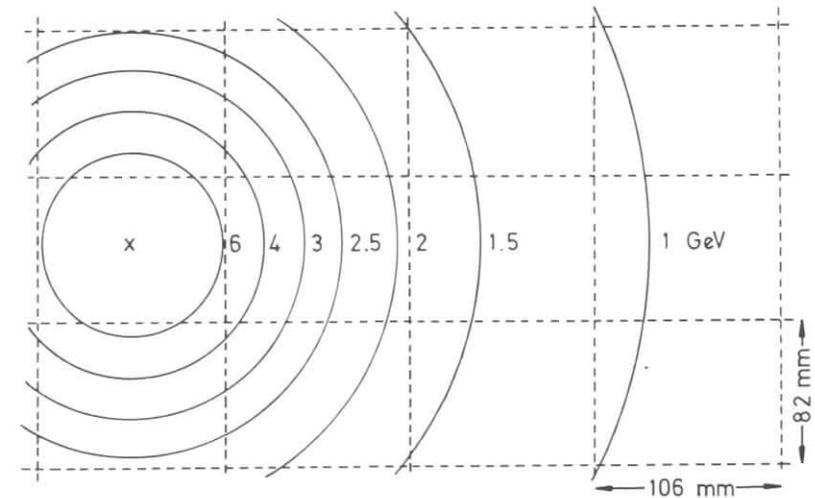


Abb. 44 Minimaler Photonabstand bei π^0 -Zerfällen auf der Oberfläche des zentralen Schauerzählers

Eine zusätzliche Berücksichtigung der lateralen Schauerausbreitung über mehrere Blöcke läßt einen deutlichen Akzeptanzverlust bei π^0 Energien von mehr als 2 GeV erwarten.

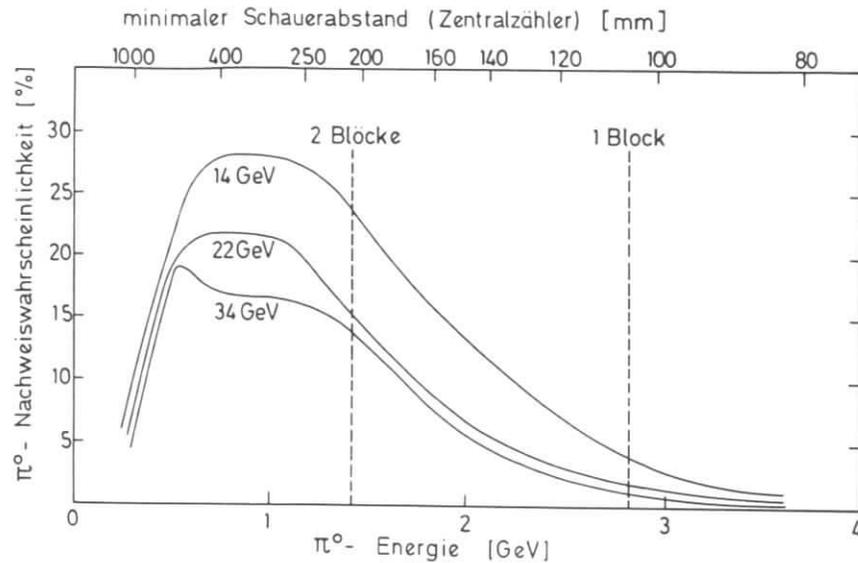


Abb. 45 Nachweiswahrscheinlichkeit für π^0 -Mesonen in Abhängigkeit von der π^0 -Energie

Abb. 45 zeigt die unter Verwendung des LUND-Modells ermittelten unkorrigierten Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ_u (siehe Abschnitt 5.3) für π^0 -Mesonen innerhalb multihadronischer Ereignisse bei allen drei betrachteten Schwerpunktsenergien. Wie im Falle der Einzelphotonen ist auch hier der durch die geringere geladene Multiplizität verursachte Anstieg von ϵ_u mit fallender Schwerpunktsenergie erkennbar. Die durch die Blockstruktur verursachte Akzeptanzeinbuße ist durch die beiden in Abb. 45 eingezeichneten Markierungen verdeutlicht. Sie entsprechen minimalen Schauerabständen von einer bzw. zwei Blockbreiten auf der Oberfläche des zentralen Schauerzählers. Oberhalb von 3 GeV π^0 -Energie ist ein Nachweis neutraler Pionen im $\gamma\gamma$ -Zerfallsmodus also nur noch bei den seltenen Zerfällen mit großen Öffnungswinkeln möglich.

Die im Bereich vom 0.5 GeV bis 1.2 GeV erkennbaren Plateaus in den Akzeptanzverteilungen repräsentieren die Wahrscheinlichkeit, ein π^0 innerhalb eines hadronischen Jets zu rekonstruieren. Der Anstieg der Nachweiswahrscheinlichkeit unterhalb von 0.8 GeV bei 34 GeV Schwerpunktsenergie wird durch die stark kollimierten Jetstrukturen bei diesen Energien verursacht, bei denen die Zerfallsphotonen aus dem Jetbereich herausragen.

6.4 INKLUSIVE π^0 -SPEKTREN

Zur Erstellung inklusiver Energiespektren wird der π^0 -Energiebereich in 13 (bei 34 GeV) bzw. in 7 (bei 22 GeV und 14 GeV) Abschnitte aufgeteilt. Die Anzahl beobachteter π^0 -Mesonen innerhalb jedes Bereiches ergibt gemäß Gl. (5.6) die detektor- und strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitte.

Der inklusive Produktionsquerschnitt für Hadronen der Masse m hängt nach [40] von dem x -Wert, der Geschwindigkeit β sowie zwei Strukturfunktionen W_1 und W_2 ab.

$$d\sigma/dx = (\pi \cdot \alpha^2 \cdot \beta \cdot x) / (2 \cdot s) \cdot [8 \cdot m \cdot W_1 + \beta^2 \cdot x \cdot \nu \cdot W_2] \quad (6.4)$$

$$\text{wobei } \nu = E/m \cdot \sqrt{s}$$

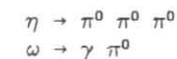
Skaleninvarianz bedeutet, daß die beiden Strukturfunktionen W_1 und W_2 nur von x abhängen. Damit ist der Ausdruck

$$(s/\beta) \cdot (d\sigma/dx)$$

unabhängig von der Schwerpunktsenergie.

Abb. 46, Abb. 47 und Abb. 48 zeigen die so definierten inklusiven Wirkungsquerschnitte bei 34 GeV, 22 GeV und 14 GeV Schwerpunktsenergie. Die eingezeichneten Fehler beinhalten statistische Fluktuationen der Daten sowie die Unsicherheiten der Simulationsrechnung. Listen aller gemessenen Werte mit statistischen und systematischen Fehlern finden sich im Anhang. In Abb. 49 sind die Ergebnisse aller drei Schwerpunktsenergien gemeinsam mit den Ergebnissen der CELLO Kollaboration [34] dargestellt. Wegen der akzeptanzbedingt eingeschränkten x -Bereiche ist eine Beobachtung von Skalenverletzung nicht möglich. Die gute Übereinstimmung aller Spektren zeigt dafür die erwartete Unabhängigkeit von der Schwerpunktsenergie.

Die Mehrzahl aller hadronischen Zerfälle in Pionen wie auch die Fragmentation selbst sind Phänomene der starken Wechselwirkung. Da der Isospin eine unter der starken Wechselwirkung erhaltene Quantenzahl ist, erwartet man unter den Fragmentationsprodukten ein Verhältnis von nahezu 1:2 zwischen neutralen und geladenen Pionen. Abweichungen von diesem Verhältnis werden durch elektromagnetische Zerfälle folgender Art erwartet



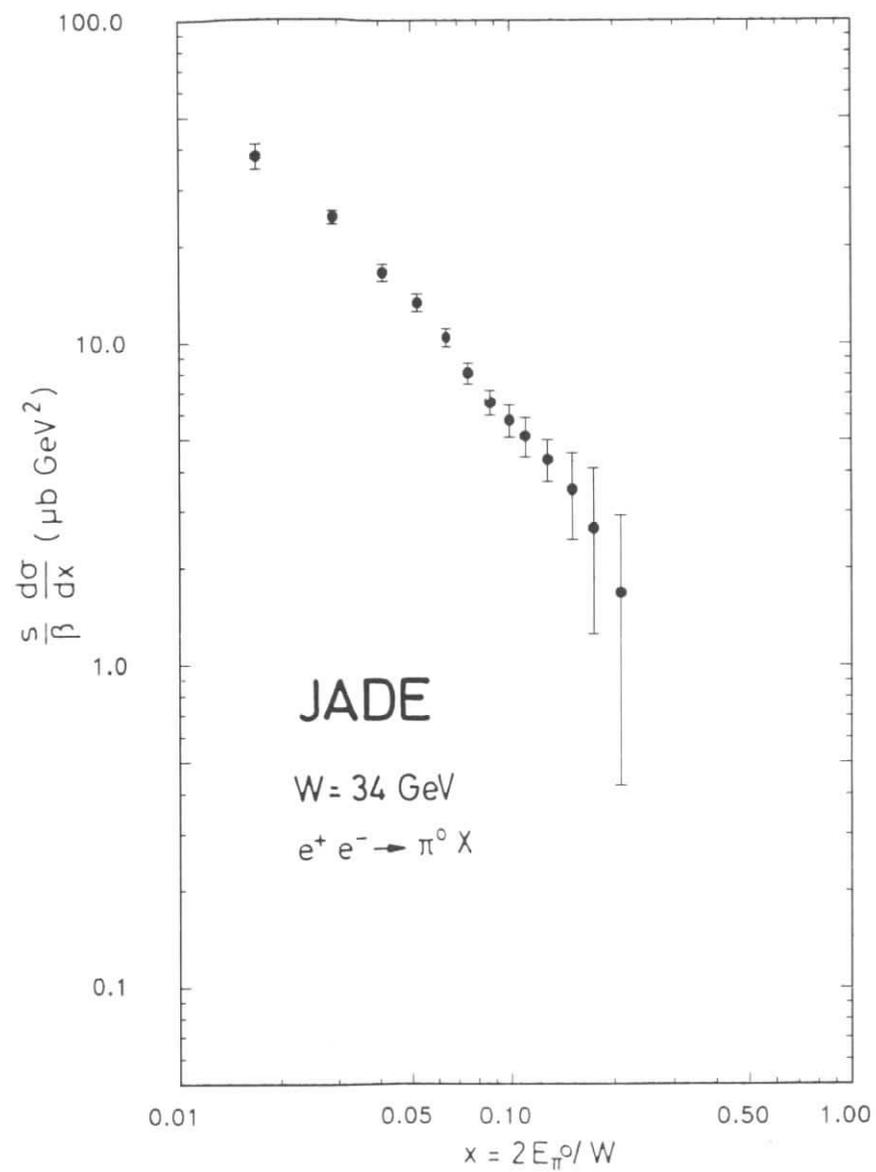


Abb. 46 strahlungskorrigiertes π^0 -Spektrum (34 GeV)

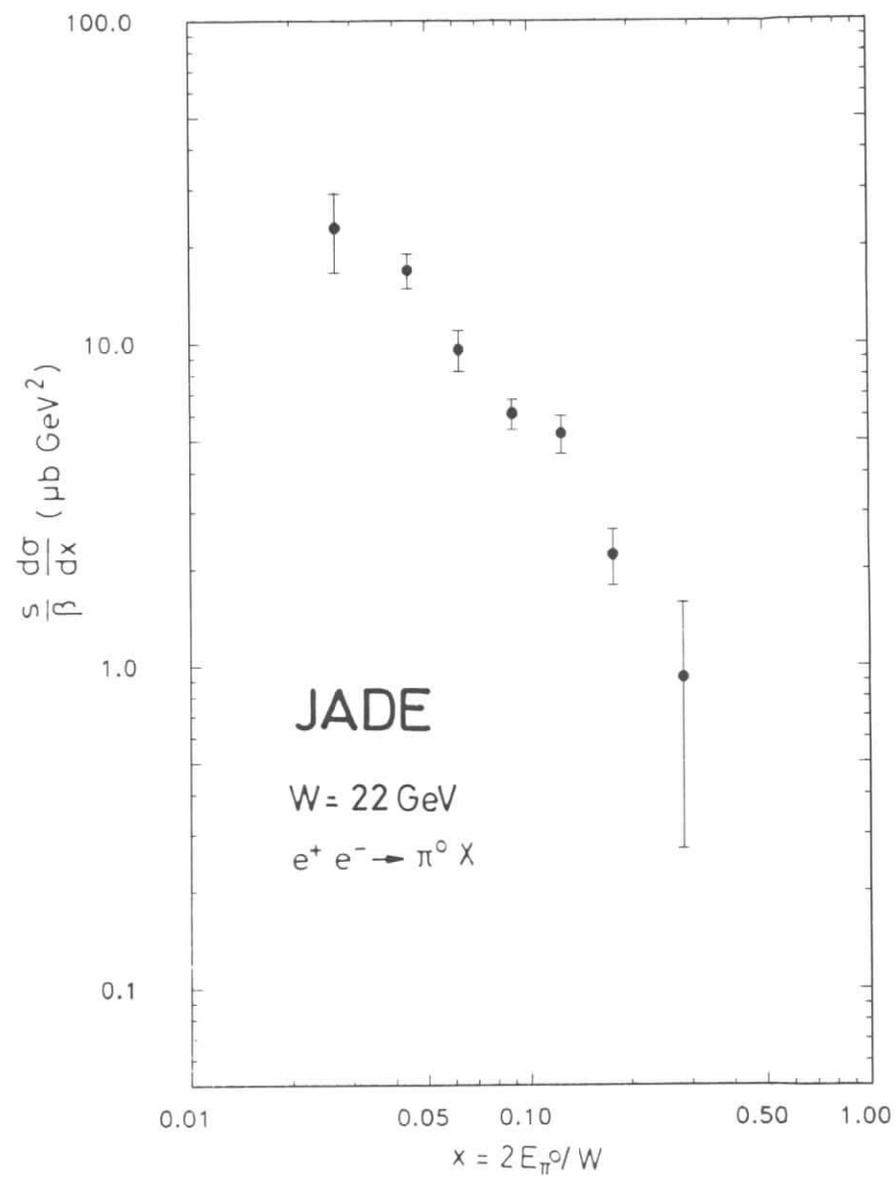


Abb. 47 strahlungskorrigiertes π^0 -Spektrum (22 GeV)

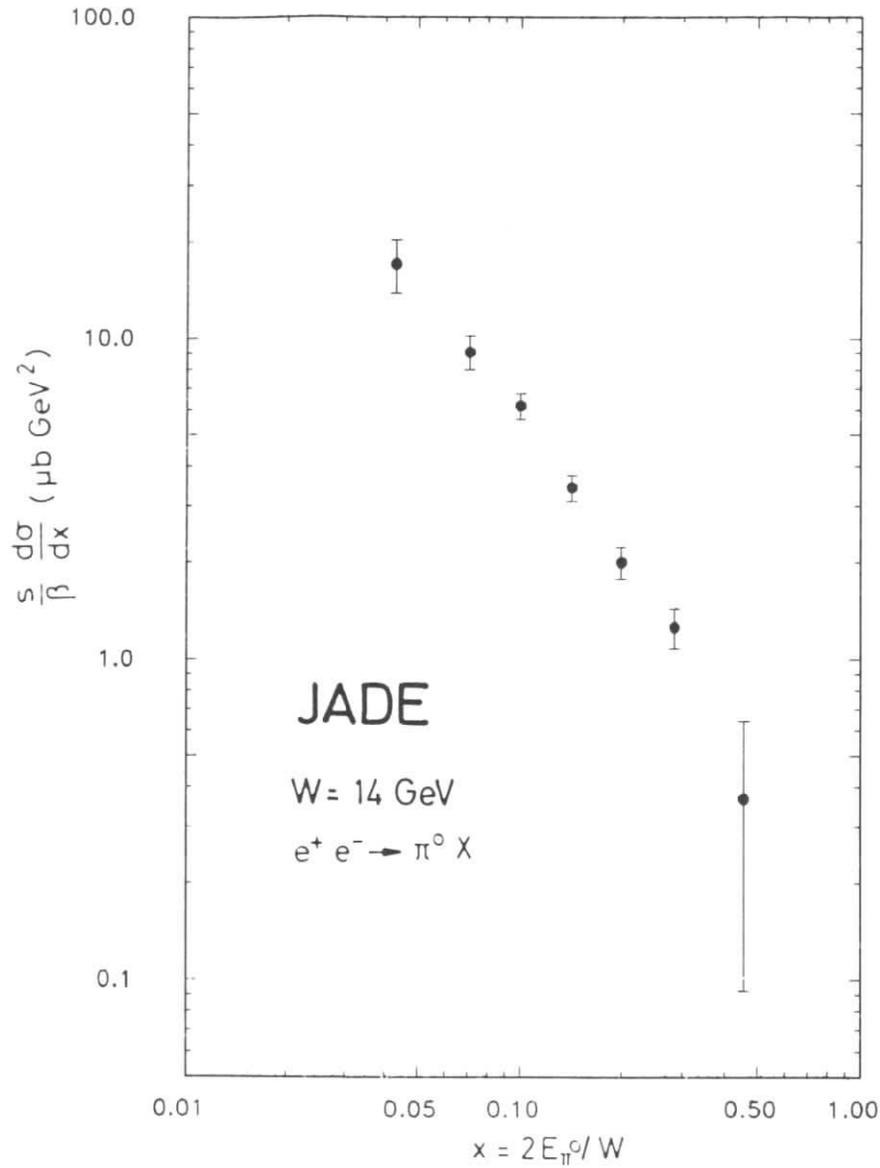


Abb. 48 strahlungskorrigiertes π^0 -Spektrum (14 GeV)

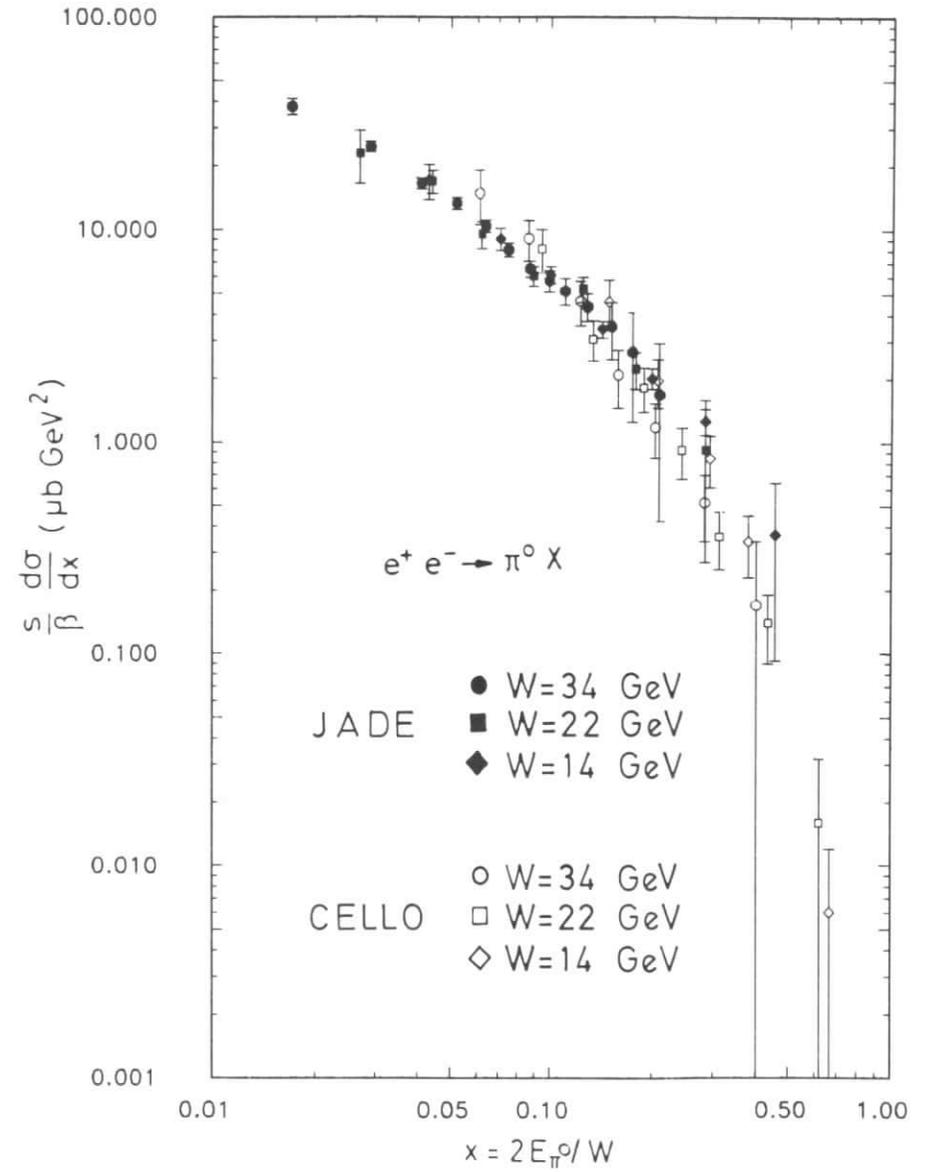


Abb. 49 gemeinsame Darstellung aller π^0 -Spektren sowie Vergleich mit CELLO Ergebnissen [34]

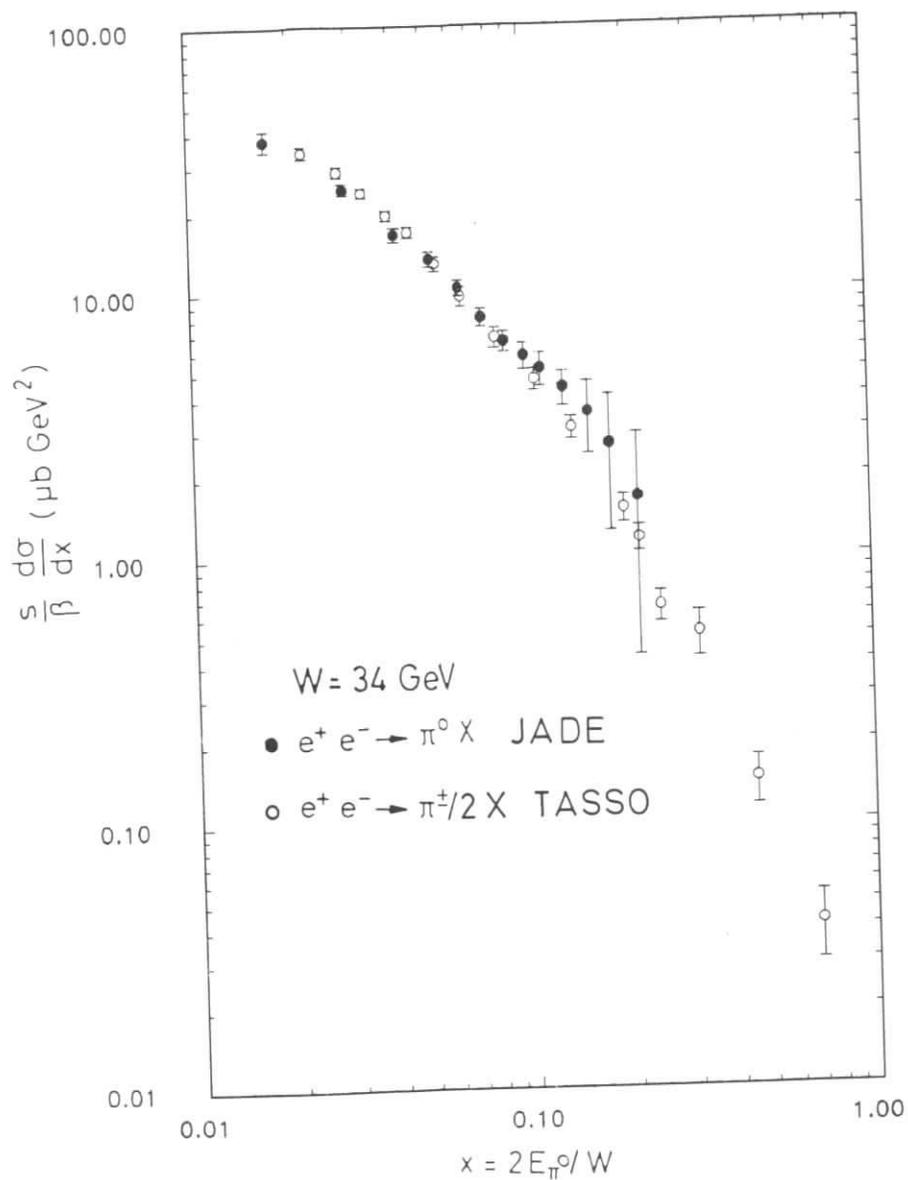


Abb. 50 Vergleich der Spektren von π^0 und π^+, π^- [35]

Im einzelnen sollten darüberhinaus auch die inklusiven Energiespektren neutraler und geladener Pionen ein bis auf einen Faktor 2 ähnliches Verhalten zeigen. Dies wird in Abb. 50 durch einen Vergleich mit Ergebnissen der TASSO Kollaboration [35] für den überlappenden Bereich beider Spektren bestätigt.

6.5 π^0 -MULTIPLIZITÄTEN

Die totalen π^0 Multiplizitäten werden aus dem beobachteten π^0 -Signal des gesamten $\gamma\gamma$ Massenspektrums ermittelt. Eine Integration des inklusiven Energiespektrums ist hier nicht sinnvoll, da die systematischen Unsicherheiten bei der Subtraktion des kombinatorischen Untergrundes mehrfach eingehen würden. Ohne Korrektur für den nicht beobachteten Bereich

$$m_\pi c^2 < E_{\pi^0} < 0.2 \text{ GeV}$$

ergeben sich die in Tabelle 6.1 zusammengestellten Multiplizitäten.

Schwerpunktsenergie [GeV]	$\langle \pi^0 \rangle$
34	$5.7 \pm 0.1 \pm 0.3$
22	$5.2 \pm 0.3 \pm 0.3$
14	$4.3 \pm 0.2 \pm 0.2$

Tabelle 6.1 mittlere π^0 Multiplizitäten für $E > 0.2 \text{ GeV}$

Die Korrekturfaktoren für die nicht beobachtete Region sind wegen der minimalen π^0 -Energie von $m_\pi c^2$ wesentlich kleiner als im Falle der Photonmultiplizitäten, und ändern die gemessenen Raten nur geringfügig. (Tabelle 6.2)

Schwerpunktsenergie [GeV]	$\langle \pi^0 \rangle$
34	$6.1 \pm 0.1 \pm 0.3$
22	$5.5 \pm 0.4 \pm 0.3$
14	$4.7 \pm 0.2 \pm 0.2$

Tabelle 6.2 korrigierte mittlere π^0 Multiplizitäten

7. INKLUSIVE η -PRODUKTION

Der Nachweis von η -Mesonen erfordert besondere Analyseverfahren, die im folgenden beschrieben werden [41].

Die Erzeugung isoskalarer Mesonen (wie z.B. η 's) in der Gluonfragmentation ist von besonderem Interesse und bildet den Schwerpunkt der physikalischen Interpretation der gemessenen Wirkungsquerschnitte.

7.1 KONZEPT DER REKONSTRUKTION VON η -MESONEN

Die Probleme bei der Rekonstruktion von η -Mesonen sind grundsätzlich verschieden von denen der π^0 -Analyse. Verluste durch überlappende Photonen spielen wegen der großen Ruhemasse von $548.8 \text{ MeV}/c^2$ keine Rolle. Stattdessen sind folgende Punkte von Belang

- niedrige Produktionsrate
- Verzweigungsverhältnis $BR(\eta \rightarrow \gamma\gamma) = 39.1 \% [39]$
- Dominanz von Photonen aus π^0 -Zerfällen
- Verluste durch geometrische Akzeptanz (große Öffnungswinkel zwischen den Zerfallsphotonen)
- komplizierter Verlauf des kombinatorischen Untergrundes verursacht durch die Jetstruktur multihadronischer Ereignisse
- große absolute Breite im $\gamma\gamma$ -Massenspektrum

Aufgrund der niedrigen Produktionsrate sowie des relativ kleinen Verzweigungsverhältnisses in zwei Photonen ist eine Analyse inklusiver η -Produktion nur mit hoher Statistik, d.h. unter Verwendung der 34 GeV Daten durchführbar. (siehe Abschnitt 3.2.10.1)

Die Zerfallsphotonen werden mit einer minimalen Gesamtenergie von $m_\eta \cdot c^2$ erzeugt. Zusätzlich zu den in Abschnitt 5.1 beschriebenen Schnitten wird aus diesem Grunde ein minimaler Wert für die Summe beider Photonenergien gefordert.

$$E_{\gamma,1} + E_{\gamma,2} > 0.7 \text{ GeV}$$

π^0 -Mesonen werden explizit beobachtet, so daß die zum Signal in der Massenverteilung beitragenden Photonen eliminiert werden können. Da die

π^0 -Region jedoch kombinatorischen Untergrund einschließt (Abb. 43), wird auch die η -Nachweiswahrscheinlichkeit durch einen Schnitt in der $\gamma\gamma$ -Massenverteilung beeinträchtigt. Das herausgeschnittene π^0 -Massenband sollte also zum einen möglichst wenig kombinatorischen Untergrund, zum anderen jedoch möglichst viele Photonen aus π^0 -Zerfällen enthalten. Dies wurde unter Verwendung folgender Schnitte erreicht.

$$E_\gamma > 0.3 \text{ GeV} \\ 95 \text{ MeV}/c^2 < m_{\gamma\gamma} < 175 \text{ MeV}/c^2$$

Ansonsten wurde die in Abschnitt 5.1 gegebene Photondefinition verwendet. Zu beachten ist, daß der Schnitt auf die einzelnen Photonenergien hier höher als im gesamten $\gamma\gamma$ -Spektrum ist. Dies bewirkt, daß die π^0 -Region nicht vollständig aus dem Massenspektrum entfernt wird.

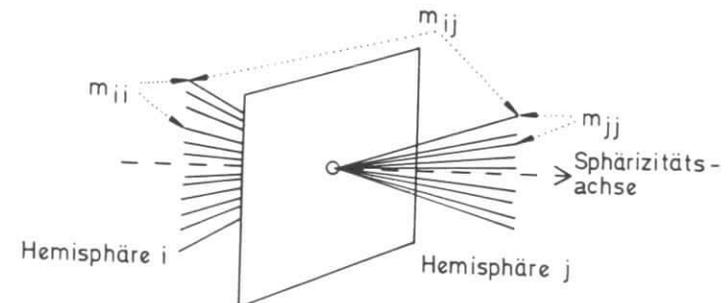


Abb. 51 Einteilung eines Jet-Ereignisses in Hemisphären

Abb. 51 zeigt die typische Topologie eines multihadronischen Ereignisses bei 34 GeV Strahlenergie. Die ausgeprägte Jetstruktur definiert zwei Klassen von Photonpaaren. Kombinationen aus einem Jet ($m_{H(j)}$) bilden im Mittel Massen von $0.3 \text{ GeV}/c^2$. Gegenüberliegende Photonen (m_{ij}) besitzen wegen ihres großen Öffnungswinkels Massen von typischerweise $0.7 \text{ GeV}/c^2$.

Das erwartete η -Signal liegt etwa im Minimum zwischen beiden Verteilungen, was eine Beobachtung erschwert. Aus diesem Grunde wird jedes Ereignis gemäß Abb. 51 in zwei, durch eine Ebene senkrecht zur

Sphärizitätsachse definierte Hemisphären aufgeteilt. Nur $\gamma\gamma$ -Kombinationen aus einer Hemisphäre (d.h. $m_{H(U)}$) werden zur Untersuchung des η -Signals verwendet. Das $m_{\gamma\gamma}$ -Spektrum (Abb. 52) zeigt wegen des steilen Anstiegs im Massenbereich um $0.6 \text{ GeV}/c^2$ kein η -Signal.

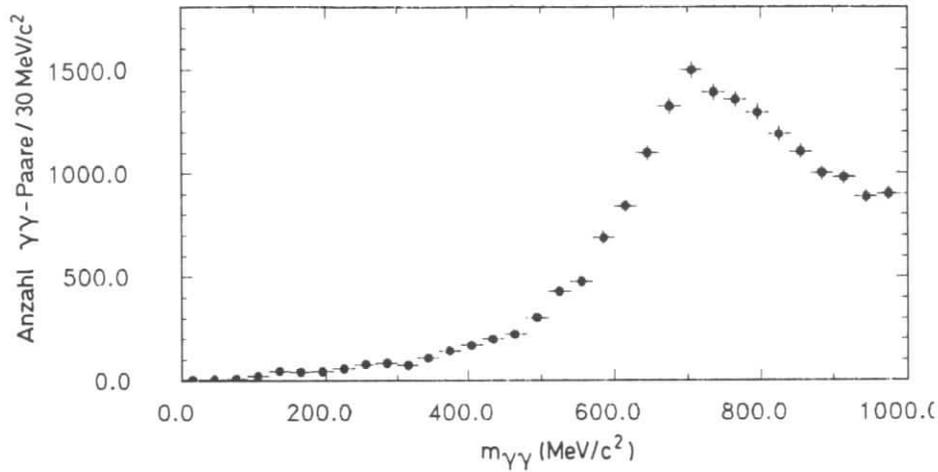


Abb. 52 Massenspektrum für Photonen unterschiedlicher Hemisphären nach Anwendung aller im Text beschriebenen Schnitte

Der durch diesen Schnitt hervorgerufene Akzeptanzverlust für die Rekonstruktion von η -Mesonen wurde aus der in Abschnitt 7.2 beschriebenen Simulationsrechnung zu

$$\Delta\varepsilon_u/\varepsilon_u = 11.5 \%$$

bestimmt. Nahezu 90 % aller experimentell beobachteten η -Mesonen können also innerhalb einer Ereignishemisphäre rekonstruiert werden.

Die Entstehung des η -Signals mit allen hier beschriebenen Schnitten ist in Abb. 53 dargestellt.

Abb. 53 a zeigt das $\gamma\gamma$ -Massenspektrum vor der Entfernung des π^0 -Signals. Die Massenauflösung des π^0 's von $18.8 \pm 0.6 \text{ MeV}/c^2$, entsprechend $\Delta m/m = 13.9 \%$ ist etwas schlechter als in Abb. 43. Dies hängt mit den im Mittel

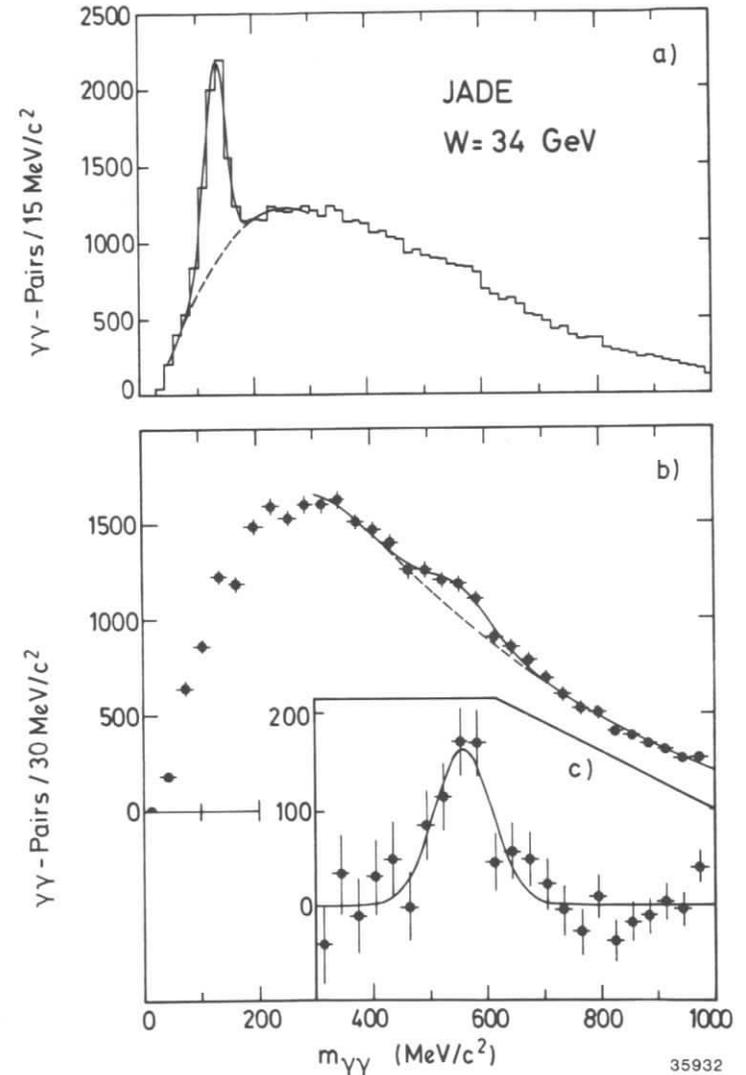


Abb. 53 Entwicklung des η -Signals wie im Text beschrieben: a) ohne Entfernung des π^0 's, b) π^0 entfernt, c) Signal nach Subtraktion des Untergrundes

höheren Photonenergien zusammen, bei denen die Winkelauflösung des Bleiglas Schauerzählers eine größere Rolle spielt. (Gl. (6.2))

Nach Entfernung des π^0 -Signals tritt ein deutliches η -Signal hervor (Abb. 53 b). Die Bestimmung der Anzahl beobachteter $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ Zerfälle geschieht hier durch Anpassung einer Funktion gemäß Gleichung Gl. (7.1)

$$f(m_{\gamma\gamma}) = (a + b \cdot m_{\gamma\gamma} + c \cdot m_{\gamma\gamma}^2) / m_{\gamma\gamma}^2 + N_{\eta} \cdot e^{-(m_{\gamma\gamma} - m_{\eta})/2\sigma} \quad (7.1)$$

Die Anpassung im Massenbereich von 0.3 GeV/c² bis 1 GeV/c² liefert für das η -Signal die folgenden Parameter.

$$\begin{aligned} N_{\eta} &= 694 \pm 93 \quad (\text{statistischer Fehler}) \\ m_{\eta} &= 559 \pm 9 \text{ MeV}/c^2 \\ \sigma &= 51 \pm 11 \text{ MeV}/c^2 \end{aligned}$$

Das η -Signal besitzt eine Signifikanz von 7.2 Standardabweichungen.

Die gemessene η -Masse ist innerhalb von 1.1 Standardabweichungen mit dem Tabellenwert [39] verträglich.

Die relative Massenauflösung $\Delta m/m$ von 9.3 % ist besser als die für π^0 -Mesonen unter gleichen kinematischen Bedingungen (13.8 %). Dies ist aus Gl. (6.2) mit der höheren Masse der η 's und dem damit geringeren Einfluß der Winkelauflösung erklärbar.

Abb. 53 c zeigt die gemessenen Datenpunkte nach Subtraktion des kombinatorischen Untergrundes.

Die systematischen Fehler bei der Bestimmung der beobachteten η -Raten werden unter Berücksichtigung möglicher Unsicherheiten in den Parametern der Untergrundfunktion aus der Anpassungsrechnung ermittelt. Statistische Fehler sind wie im Falle der π^0 -Mesonen durch die Wahrscheinlichkeit einer Fluktuation des Untergrundes vom Umfang des beobachteten Signals bestimmt.

7.2 NACHWEISWAHRSCHEINLICHKEITEN FÜR η -MESONEN

Die Bestimmung der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für η -Mesonen erfolgt prinzipiell auf die gleiche Weise wie bei den π^0 -Mesonen. Das Problem der geringeren Produktionsrate tritt jedoch bei simulierten Ereignissen genau wie bei gemessenen Daten in Erscheinung. Um die erforderliche Statistik innerhalb einer angemessenen Rechenzeit für die

Detektorsimulation zu erreichen, wurden folgende Modifikationen am LUND-Modell vorgenommen.

- BR($\eta \rightarrow \gamma\gamma$) = 100 %
- nur Ereignisse mit mindestens einem η werden generiert

Diese Änderungen haben auf die globalen, akzeptanzbestimmenden Eigenschafteneigenschaften wie Sphärizität und Multiplizitäten nur geringen Einfluß. Diese Eigenschaften werden im wesentlichen durch neutrale und geladene Pionen bestimmt.

Die totale, unkorrigierte Akzeptanz ϵ_u (siehe Abschnitt 5.3) unter Berücksichtigung des nicht überdeckten η -Energiebereiches beträgt 5.1 %.

Die Energieabhängigkeit der Akzeptanz wurde für die drei η -Energien ermittelt, die in das inklusive Spektrum des folgenden Abschnittes eingehen. Die Werte sind in Tabelle 7.1 zusammengefaßt. Zusätzlich ist der minimale Öffnungswinkel θ zwischen beiden Zerfallsphotonen angegeben.

< E >	ϵ_u	θ
0.80 GeV	7.3 %	87 °
1.21 GeV	7.8 %	54 °
3.10 GeV	3.8 %	20 °

Tabelle 7.1 η -Nachweiswahrscheinlichkeiten

Bestimmende Faktoren für ϵ_u sind bei den beiden Niederenergiewerten die geometrische Akzeptanz des Bleiglas Schauerzählers und bei der dritten Energie die beginnende Überlappung mit geladenen Spuren von Jets. Korrelierte Überlappung wie im Falle der π^0 -Mesonen ist bis hinauf zu Energien von 12 GeV zu vernachlässigen.

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten für spezielle Ereignis-Topologien werden in Abschnitt 7.4 diskutiert.

Da das gemessene η -Signal nicht so eindeutig erkennbar ist wie das π^0 -Signal, ist ein Vergleich der experimentellen Breiten zwischen Daten und Simulationsrechnung von Interesse. Die aus der Simulationsrechnung erhaltene Breite von $54 \pm 4 \text{ MeV}/c^2$ befindet sich in hervorragender Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert.

7.3 η -MULTIPLIZITÄT UND ENERGIESPEKTRUM

Die Multiplizität von η -Mesonen ergibt sich gemäß Gl. (5.6) aus der gemessenen Rate, der unkorrigierten Akzeptanz ϵ_u unter Berücksichtigung des Verzweungsverhältnisses sowie Strahlungskorrekturen. Unter Verwendung des η -Signals aus Abb. 53 sowie der in Abschnitt 7.2 angegebenen Nachweiswahrscheinlichkeit erhält man den folgenden Wert für die mittlere Multiplizität $\langle n_\eta \rangle$.

$$\langle n_\eta \rangle = 0.72 \pm 0.10 \pm 0.18$$

Dieser Wert enthält eine Korrektur von 9.5 % für den nicht beobachteten Energiebereich unterhalb 0.7 GeV. Der systematische Fehler beinhaltet die im vorhergehenden Kapitel erwähnten Unsicherheiten der Anpassungsrechnung sowie die Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_u .

Messungen von η -Multiplizitäten in e^+e^- -Kollisionen existieren bisher nur im Bereich der Ψ -Resonanzen, d.h. bei Schwerpunktsenergien um 4 GeV [42].

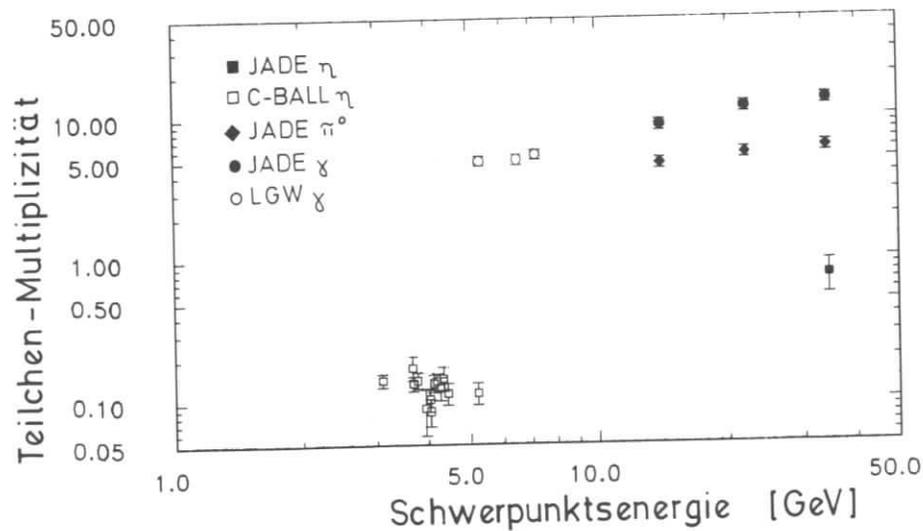


Abb. 54 Vergleich der η -Multiplizität mit anderen Messungen

Abb. 54 zeigt diese Werte zusammen mit der in diesem Experiment gemessenen Rate. Ein Anstieg um etwa einen Faktor 5 ist zu beobachten. Zum Vergleich sind die in der vorliegenden Arbeit bestimmten Multiplizitäten von Photonen und π^0 -Mesonen sowie Messungen des LGW [36] eingetragen. Der beobachtete Multiplizitätsanstieg ist bei diesen Teilchen etwas geringer als im Falle der η -Mesonen.

Zur Erstellung des inklusiven Energiespektrums werden drei Energieintervalle auf ihre η -Produktionsrate untersucht. Unter Verwendung von Gl. (5.6) läßt sich dann das strahlungskorrigierte Spektrum bestimmen. Die erhaltenen Werte sind Mittelungen über die folgenden Energiebereiche.

$$\begin{aligned} 0.7 \text{ GeV} < E < 0.9 \text{ GeV} \\ 0.9 \text{ GeV} < E < 1.7 \text{ GeV} \\ 1.7 \text{ GeV} < E < 12.0 \text{ GeV} \end{aligned}$$

Wegen der großen Ruhemasse des η -Mesons unterscheidet sich der bei der Produktion zur Verfügung stehende Phasenraum von dem leichterer Teilchen. Zur Entfaltung dieser Phasenraumeffekte wird der dreifach differentielle, lorentzinvariante Wirkungsquerschnitt definiert.

$$E \cdot d^3\sigma / (dp_x \cdot dp_y \cdot dp_z)$$

Unter der Annahme einer isotropen Winkelverteilung kann die Integration über alle Richtungen ausgeführt werden.

$$E \cdot d^3\sigma / (dp_x \cdot dp_y \cdot dp_z) \approx E / (4 \cdot \pi \cdot p^2) \cdot (d\sigma / dp) \quad (7.2)$$

Die Gleichverteilung gilt in guter Näherung für niederenergetische Teilchen, während führende Teilchen der Fragmentation der Winkelverteilung primärer Partonen folgen. Da η -Mesonen jedoch vorwiegend bei niedrigen Energien beobachtet werden, ist diese Art der Darstellung gut für den Vergleich mit anderen Teilchen geeignet.

Abb. 55 zeigt die drei gemessenen Punkte des η -Spektrums mit statistischen Fehlern zusammen mit Spektren von K_S^0 - und π -Mesonen [18],[35]. Eine Tabelle mit statistischen und systematischen Fehlern findet sich im Anhang.

Das weichere Energiespektrum deutet auf mögliche Unterschiede im Produktionsmechanismus zwischen η -Mesonen und anderen Teilchen hin. Eine nähere Untersuchung der Erzeugung von η -Mesonen ist daher erforderlich und wird im nächsten Kapitel durchgeführt.

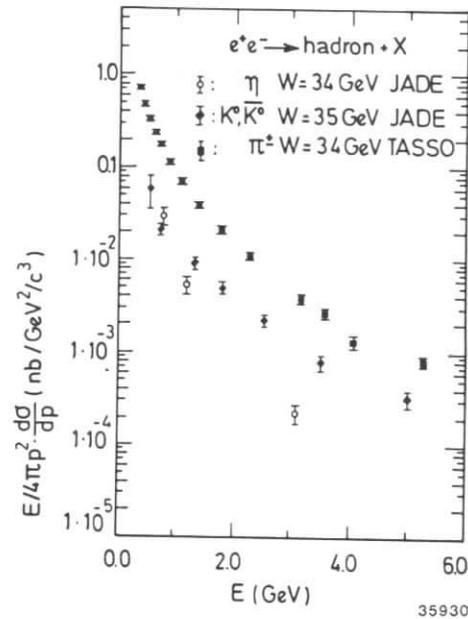


Abb. 55 Inklusives Energiespektrum der η -Mesonen, zum Vergleich Spektren von Kaonen [18] und Pionen [35]

7.4 UNTERSUCHUNG DER PRODUKTIONSMECHANISMEN VON η -MESONEN

Das in Abschnitt 2.3.1.3 vorgestellte Fragmentationsmodell von Peterson und Walsh [9] sagt für Gluonjets eine gegenüber Quarkjets erhöhte Erzeugungsrate isoskalarer Mesonen wie $\eta, \eta', \omega, \phi$ u.s.w voraus. Die führenden Teilchen der Fragmentation sind dabei genau wie die primären Gluonen isoskalare Teilchen.

Gluonabstrahlung äußert sich in multihadronischen Ereignissen bei PETRA-Energien durch Verbreiterung der beobachteten Jets, wobei teilweise 3 einzelne Jets separiert werden können. Eine Untersuchung der Gluonfragmentation kann also sowohl durch Betrachtung spezieller Ereignistopologien als auch einzelner Jets geschehen.

7.4.1 η -Produktion in speziellen Ereignistopologien

Eine Möglichkeit zur Anreicherung von Ereignissen mit Gluonen besteht in der Anwendung von Schnitten in der Ereignissphärizität. Die vom LUND-Modell in erster Ordnung α_s vorhergesagte Gluonmultiplizität bei einer minimalen Energie von 5 GeV pro Gluon ist nach Anwendung verschiedener Schnitte in der Ereignissphärizität S in Abb. 56 dargestellt.

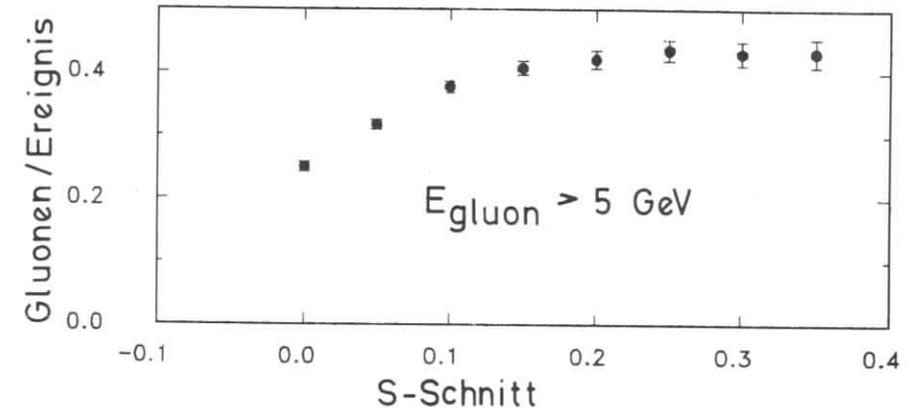


Abb. 56 Gluonmultiplizität bei verschiedenen Schnitten in S

Eine Anreicherung bis zu 0.43 hochenergetischer Gluonen pro Ereignis ist möglich. Die Entwicklung des gemessenen η -Signals bei Anwendung der gleichen Sphärizitätsschnitte zeigt Abb. 57. Trotz stark fallender Ereignisstatistik tritt das η -Signal deutlicher über dem Untergrund hervor.

Dies demonstriert der in Abb. 58 sichtbare Anstieg des Verhältnisses von Signal zu Untergrund in dem durch $458 \text{ MeV}/c^2 < m_{\gamma\gamma} < 662 \text{ MeV}/c^2$ definierten η -Massenband.

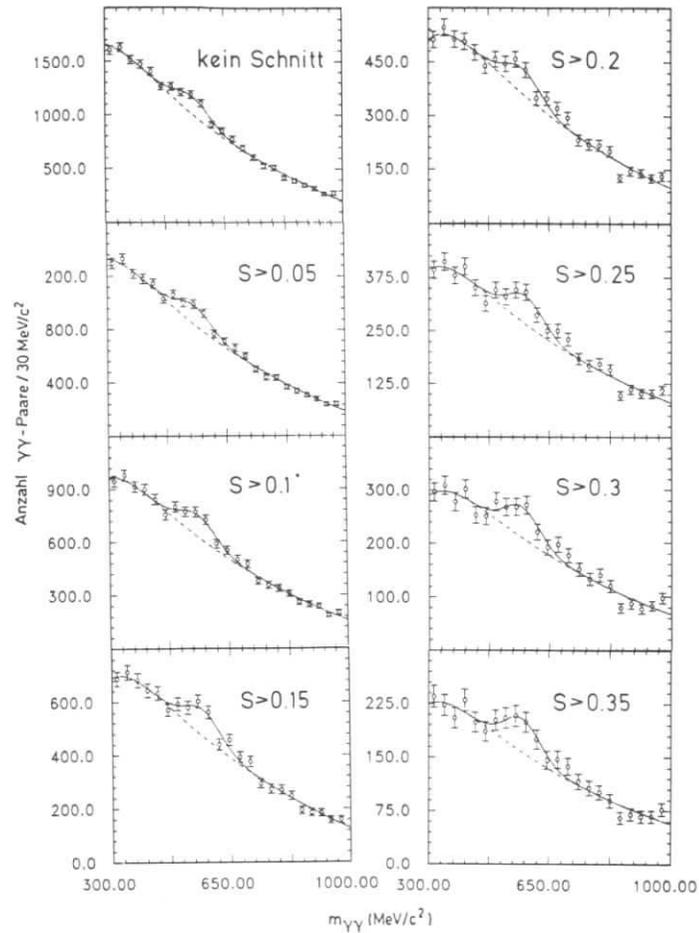


Abb. 57 Entwicklung des η -Signals unter Schnitten in S

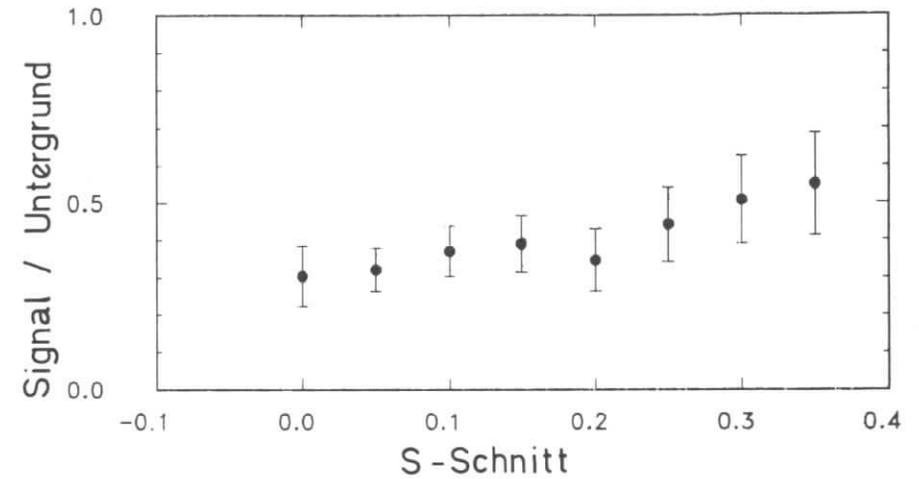


Abb. 58 Verhältnis von Signal zu Untergrund im η -Band

Zur Erstellung akzeptanz- und strahlungskorrigierter Multiplizitäten werden 3 Sphäritätsbereiche gemäß Tabelle 7.2 definiert. Die Tabelle gibt zusätzlich die Anzahl untersuchter Ereignisse, die Anzahl rekonstruierter η -Mesonen sowie die unkorrigierten Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ_u an.

S - Bereich	Ereignisanzahl	η -Mesonen	ϵ_u
0.0 - 0.15	12737	329	5.2 %
0.15 - 0.30	3600	167	5.0 %
0.30 - 1.0	2528	230	6.0 %

Tabelle 7.1 Sphäritätsbereiche und zugehörige Ereigniszahlen sowie Nachweiswahrscheinlichkeiten

Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist nahezu unabhängig von der Ereignissphärität. Dies wird durch den großen Öffnungswinkel der Zerfallsphotonen verursacht, die dadurch unbeeinflusst von direkten Teilchen im Jet sind.

Zwischen der Sphärität und der Multiplizität eines Ereignisses besteht ein enger Zusammenhang. Mit steigender Sphärität nimmt die Multiplizität aller Teilchentypen im Ereignis zu. Um den Anstieg der η -Multiplizität mit der anderer Teilchen zu vergleichen, wurde eine Analyse für π^0 -Mesonen mit identischen Schnitten durchgeführt. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten wurden unter Verwendung des in Abschnitt 7.2 modifizierten

LUND-Modells bestimmt, um systematische Effekte, verursacht durch dieses veränderte Fragmentationsmodell zu kompensieren.

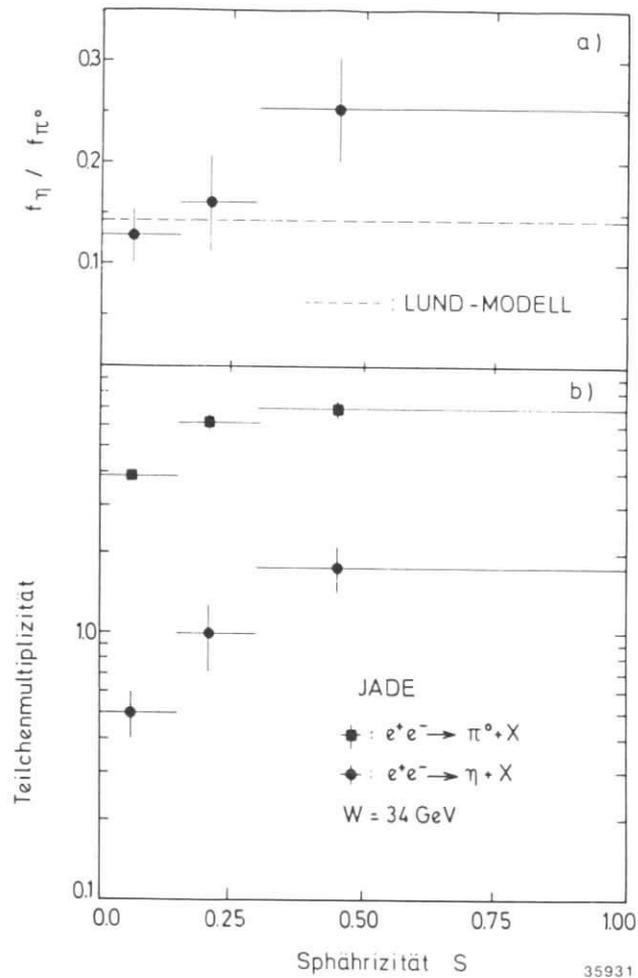


Abb. 59 Darstellung gemessener Multiplizitäten a) η/π^0 Verhältnis, b) Einzelmultiplizitäten

Abb. 59 b zeigt die korrigierten Multiplizitäten für η und π^0 Mesonen. Erwartungsgemäß steigen beide Raten an. Berechnet man das Verhältnis beider Werte für die drei Sphärizitätsbereiche, ergibt sich etwa eine Verdoppelung vom ersten bis zum letzten Punkt (Abb. 59 a). Alle Werte in Abb. 59 sind nur mit einem statistischen Fehler versehen. Zur Feststellung der Signifikanz des Anstiegs wird eine Analyse unter Berücksichtigung statistischer Fehler als auch systematischer Punkt zu Punkt Fluktuationen durchgeführt. Unsicherheiten in der totalen Normalisierung spielen für das η/π^0 -Verhältnis keine Rolle. Tabelle 7.3 zeigt die Ergebnisse mit allen berechneten Fehlern.

S - Bereich	η/π^0 -Verhältnis	stat. Fehler	syst. Fehler	stat. Fehler & syst. Punkt zu Punkt Flukt.
0.0 - 0.15	0.129	0.026	0.037	0.027
0.15 - 0.30	0.161	0.046	0.067	0.059
0.30 - 1.0	0.253	0.051	0.089	0.074

Tabelle 7.3 η/π^0 -Verhältnisse mit allen Fehlern

Es wurden χ^2 -Tests für die Hypothesen eines konstanten η/π^0 -Verhältnisses sowie für einen linearen Anstieg mit der Ereignissphärizität durchgeführt.

Die Annahme eines konstanten η/π^0 -Verhältnisses liefert einen Mittelwert von 0.146 in Übereinstimmung mit dem LUND-Modell, in dem ein Wert von 0.143 verwendet wird. Das χ^2 für diese Hypothese von 2.56 bei 2 Freiheitsgraden entspricht einer Wahrscheinlichkeit von 27.8 %.

Die Annahme eines linearen Anstiegs des η/π^0 -Verhältnisses (Gl. (7.3)) mit S liefert eine Steigung $m = 0.3$ und einen konstanten Term $S_0 = 0.11$.

$$f_{\eta}/f_{\pi^0}(S) = S_0 + m \cdot S \quad (7.3)$$

Die Konturen für eine bzw. zwei Standardabweichungen von den gemessenen Werten zeigt Abb. 60. Die gestrichelte Linie bedeutet ein konstantes η/π^0 -Verhältnis, das Kreuz bezeichnet speziell die Annahme des LUND-Modells. Damit läßt sich die Hypothese eines konstanten η/π^0 -Verhältnisses nicht ausschließen, obwohl ein Anstieg mit der Ereignissphärizität bevorzugt ist.

Eine differenziertere Betrachtung von Ereignistopologien ist unter Verwendung des in Abschnitt 2.2.1 erwähnten Q-Diagramms möglich, in dem die gemessenen Eigenwerte des Sphärizitätstensors in einer dem Dalitz-Diagramm analogen Weise dargestellt werden. Für die Analyse der

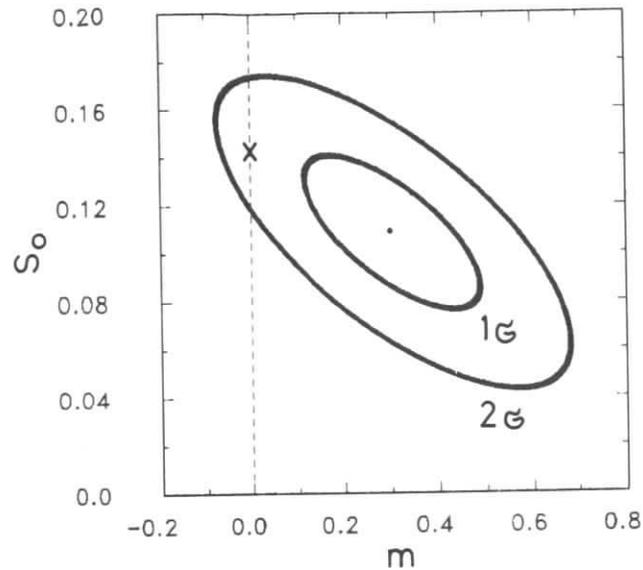


Abb. 60 Fehlerellipsen für die Parameter einer linearen Abhängigkeit zwischen η/π^0 -Verhältnis und S

η -Produktion werden Ereignisse in drei Gebieten des Q-Diagramms untersucht.

- Sphärizität $S < 0.15$ (Bezeichnung QP1)

Diese Region enthält Ereignisse kleiner Sphärizität, die eine typische 2-Jet Struktur aufweisen. Der zugrunde liegende physikalische Produktionsprozeß ist die Erzeugung zweier primärer Quarks mit anschließender Fragmentation. Energiereiche Gluonen spielen nur eine geringe Rolle. Weiche Gluonen können allerdings auch hier abgestrahlt werden, ohne die Ereignistopologie zu verändern.

- Sphärizität $S > 0.15$, Aplanarität $Q_1 < 0.06$ (Bezeichnung QP2)

Die Ereignisse dieser Region zeichnen sich durch ihre geringe Aplanarität aus. Solche flachen Ereignisse werden durch drei primäre Teilchen erzeugt, bei denen es sich neben den beiden Quarks um ein Gluon oder um ein Bremsstrahlungsphoton handeln kann. Elektromagnetische Strahlungskorrekturen spielen in dieser Region eine relativ große Rolle.

- Aplanarität $Q_1 > 0.06$ (Bezeichnung QP3)

Ereignisse dieses Bereiches sind sphärisch und werden im wesentlichen durch Fragmentation schwerer Quarks oder durch Erzeugung von 4 und mehr primären Partonen erzeugt. Einige der möglichen Prozesse in 2. Ordnung der starken Kopplungskonstanten α_s sind in Abb. 61 zusammengestellt [43].

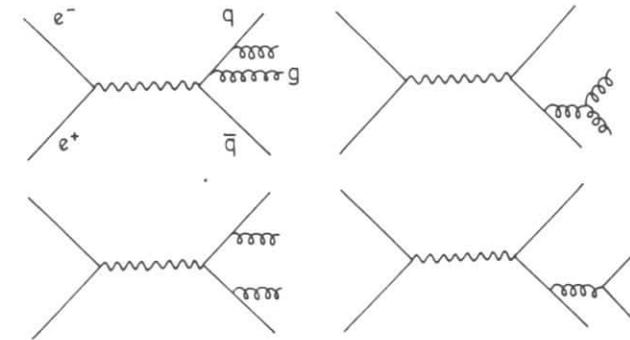


Abb. 61 Mögliche Prozesse zur Erzeugung 4 primärer Partonen

Diese Region ist damit für die Untersuchung der Gluonfragmentation von besonderem Interesse.

Die Zuordnung physikalischer Prozesse zu den einzelnen Bereichen im Q-Diagramm ist nicht eindeutig, da auch statistische Fluktuationen alle Arten von Ereignistopologien hervorrufen können.

Tabelle 7.4 zeigt die Anzahl untersuchter Ereignisse, die Anzahl rekonstruierter η -Mesonen sowie die unkorrigierten Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ_u in den einzelnen Regionen.

Bereich	Ereignisanzahl	η -Mesonen	ϵ_u
QP1	12737	329	5.2 %
QP2	4905	294	4.7 %
QP3	1223	143	7.9 %

Tabelle 7.4 Q-Diagramm Bereiche und zugehörige Ereigniszahlen sowie Nachweiswahrscheinlichkeiten

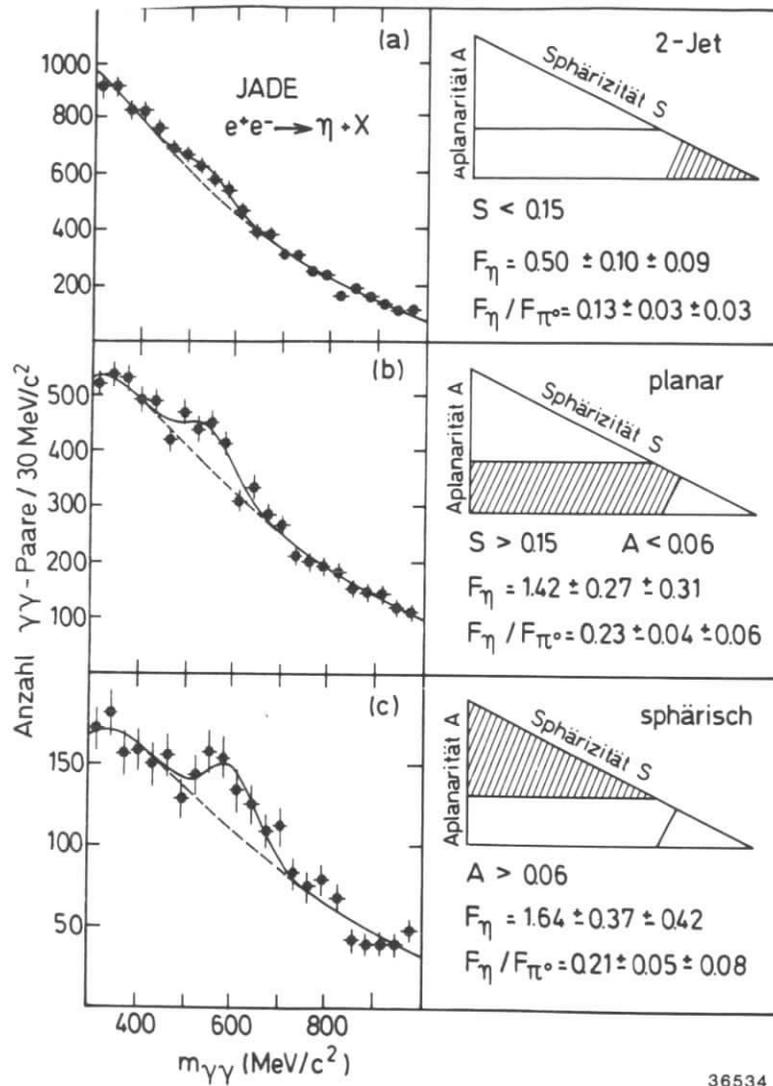


Abb. 62 η -Signale für drei Bereiche im Q-Diagramm sowie korrigierte Multiplizitäten

Die beobachteten Massenspektren sowie die korrigierten Multiplizitäten für alle 3 Q-Diagramm Bereiche sind in Abb. 62 zusammengefaßt. Wie im Falle der Sphärizitätsschnitte ist auch hier ein trotz geringerer Ereigniszahlen wesentlich deutlicheres η -Signal in den Bereichen QP2 und QP3 zu beobachten. Der starke Anstieg der korrigierten Multiplizität wird allerdings nach Normalisierung auf die π^0 -Rate wesentlich gedämpft. Die Hypothese eines konstanten η/π^0 -Verhältnisses ergibt dann auch hier noch ein χ^2 von 3.15 bei 2 Freiheitsgraden entsprechend einer Wahrscheinlichkeit von 20.7 %.

7.4.2 η -Produktion in speziellen Jet-Topologien

Im vorhergehenden Abschnitt wurde ein Anstieg der η -Multiplizität von 2-Jet Ereignissen zu allen nicht 2-Jet Topologien festgestellt. Zur Lokalisierung dieses Anstiegs wurden multihadronische Ereignisse der Beschreibung in Abschnitt 7.1 folgend in je zwei Hemisphären aufgeteilt. Unter Verwendung der Sphärizitäten \bar{S} einzelner Hemisphären läßt sich für jedes Ereignis ein breiter Jet und ein enger Jet definieren. Bei 2-Jet Ereignissen ist diese Definition von statistischen Fluktuationen bestimmt, während im Falle der nicht 2-Jet Topologien der breite Jet bevorzugt ein oder mehrere abgestrahlte Gluonen enthält.

Zunächst wurde eine Untersuchung der η -Produktion in Abhängigkeit von individuellen Jet-Sphärizitäten vorgenommen. Dies gestattet einen unmittelbaren Vergleich äquivalenter Jets verschiedener Ereignisse. Breite Jets können die gleiche absolute Sphärizität besitzen wie enge Jets, da 'breit' und 'eng' lediglich relative Klassifizierungen innerhalb eines Ereignisses repräsentieren. Jets gleicher absoluter Sphärizität sollten jedoch im Mittel die gleiche Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für η -Mesonen besitzen, so daß die Möglichkeit besteht, Aussagen über das Verhältnis von Multiplizitäten anhand der beobachteten Rate ohne Verwendung von Fragmentationsmodellen zur Akzeptanzberechnung zu machen.

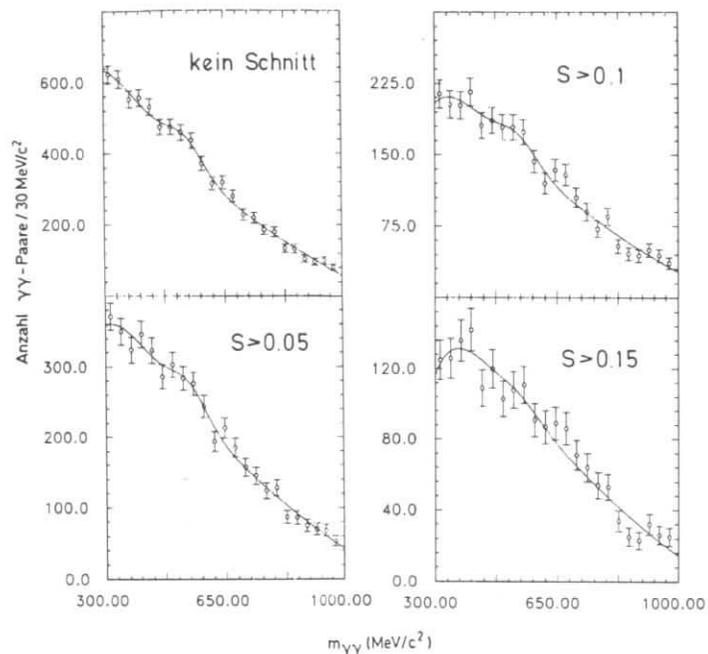


Abb. 63 η -Signale für den engen Jet unter Anwendung verschiedener Schnitte in ξ

Abb. 63 und Abb. 64 zeigen die $\gamma\gamma$ -Massenspektren in der η -Region für enge bzw. breite Jets in Abhängigkeit von Schnitten in der individuellen Jet-Sphärizität. Zunächst ist festzustellen, daß es wenige enge Jets mit $\xi > 0.15$ gibt, so daß der höchste Schnitt hier bei $S = 0.15$ liegt. Bemerkenswert ist jedoch, daß im Falle des engen Jets das η -Signal mit wachsendem Sphärizitätsschnitt verschwindet, während im breiten Jet die beobachtete η -Multiplizität ansteigt. Abb. 65 zeigt die die beobachtete Anzahl η -Mesonen pro Jet für beide Jetklassen. Die Fehlerangaben umfassen sowohl statistische als auch systematische Fehler. Eine triviale Korrelation zwischen Jet-Sphärizität und Multiplizität ließe einen Anstieg beider Vertei-

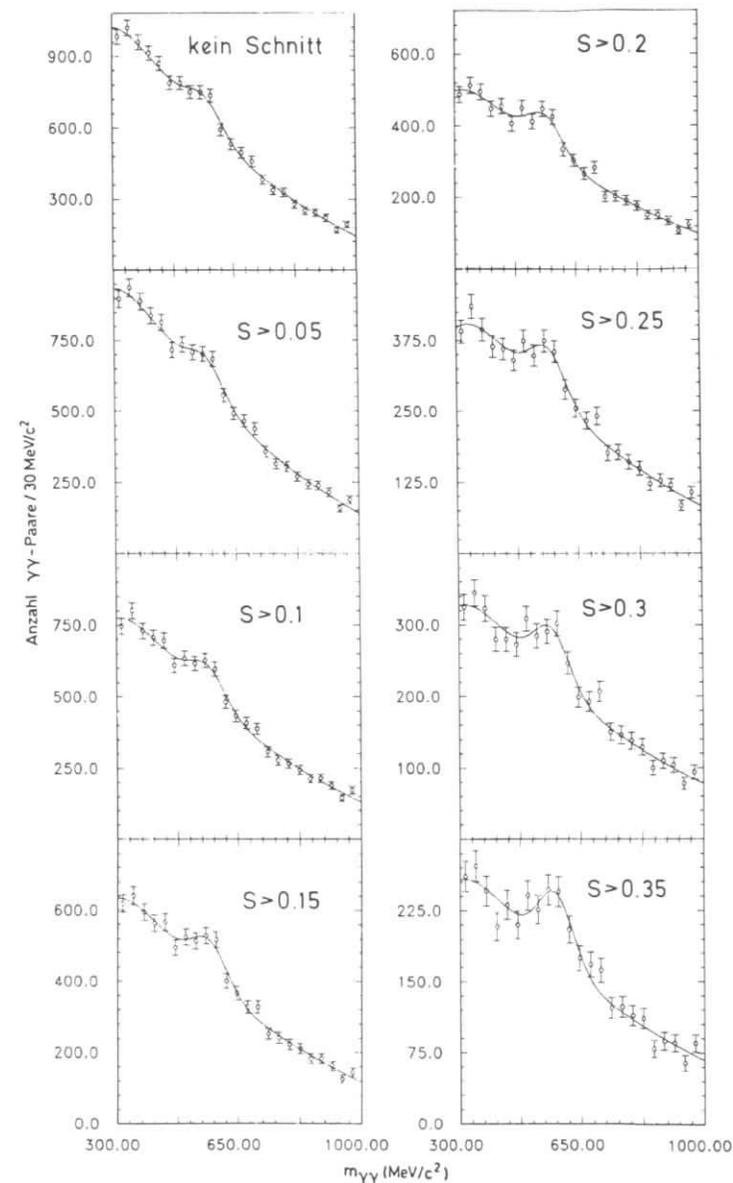


Abb. 64 η -Signale für den breiten Jet unter Anwendung verschiedener Schnitte in ξ

lungen erwarten. Beobachtet wird jedoch ein Unterschied im Verhalten von engem und breitem Jet.

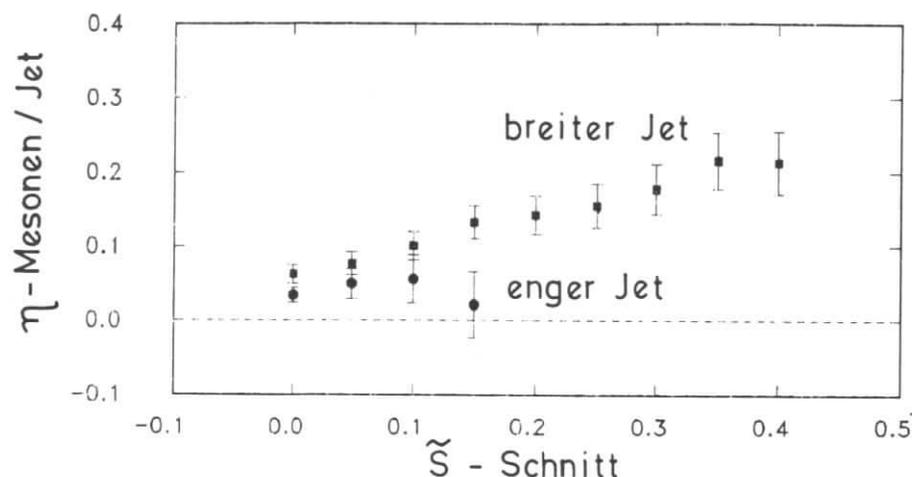


Abb. 65 Vergleich der beobachteten Multiplizitäten von breitem Jet und engem Jet unter Anwendung verschiedener Schnitte in \tilde{S}

Neben der Untersuchung der η -Rate in Abhängigkeit von der individuellen Jet-Sphärizität wurden darüber hinaus die η -Multiplizitäten beider Jetklassen innerhalb zweier Bereiche in der Ereignissphärizität ermittelt.

$$\begin{aligned} S < 0.15 & \quad (2\text{-Jet Ereignisse}) \\ S > 0.15 & \quad (\text{nicht } 2\text{-Jet Ereignisse}) \end{aligned}$$

Die erhaltenen Werte müssen in diesem Falle akzeptanz- und strahlungskorrigiert werden, da ein unmittelbarer Vergleich wie im Falle der individuellen Jet-Sphärizitäten nicht möglich ist. Breite Jets in Ereignissen mit einer bestimmten Sphärizität weisen i.a. andere Akzeptanzen als die engen Jets auf. Die Entwicklung der η -Raten für verschiedene Ereignis- und Jetklassen zeigt Abb. 66.

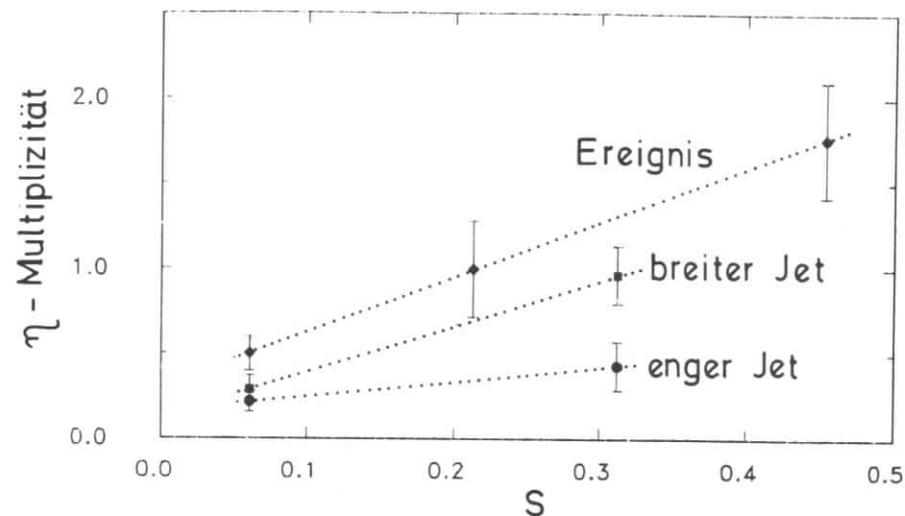


Abb. 66 totale η -Rate sowie die Raten in einzelnen Jets

Für die 2-Jet Ereignisse ($S < 0.15$) ergeben sich Multiplizitäten von

$$\begin{aligned} \langle n_\eta \rangle &= 0.22 \pm 0.06 \pm 0.06 \quad (\text{enger Jet}) \\ \langle n_\eta \rangle &= 0.29 \pm 0.08 \pm 0.07 \quad (\text{breiter Jet}) \end{aligned}$$

Die Ergebnisse bei nicht 2-Jet Ereignissen ($S > 0.15$) lauten

$$\begin{aligned} \langle n_\eta \rangle &= 0.43 \pm 0.14 \pm 0.15 \quad (\text{enger Jet}) \\ \langle n_\eta \rangle &= 0.96 \pm 0.17 \pm 0.21 \quad (\text{breiter Jet}) \end{aligned}$$

Dies demonstriert, daß der in Abb. 59 b dargestellte Anstieg der η -Rate mit der Ereignissphärizität im wesentlichen dem breiten Jet zugeschrieben werden kann.

7.5 ERGEBNISSE ANDERER EXPERIMENTE

Die Vermutung einer unterschiedlichen Teilchenkomposition von Gluonfragmenten im Vergleich zu Quarkfragmenten läßt sich auch anhand anderer Reaktionen untersuchen. Hier ist insbesondere der Zerfall schwerer Vektormesonen Ψ, Y u.s.w. in Hadronen von Interesse. Dieser Zerfall verläuft zum Teil über einen intermediären Zustand dreier Gluonen

(Abb. 67), die anschließend fragmentieren und somit eine Untersuchung der Gluonfragmentation ermöglichen.

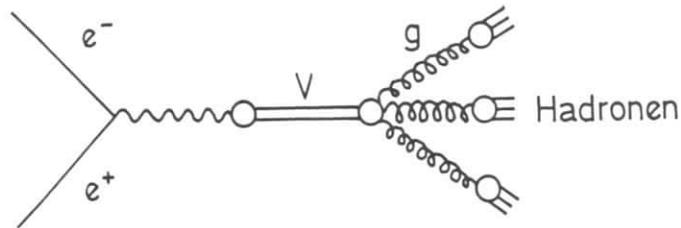


Abb. 67 Der 3-Gluon Zerfall von Vektormesonen

Eine direkte Messung der η -Produktion existiert bisher nur im Bereich der Ψ -Resonanzen [42]. Die Ergebnisse wurden bereits in Abb. 54 verwendet.

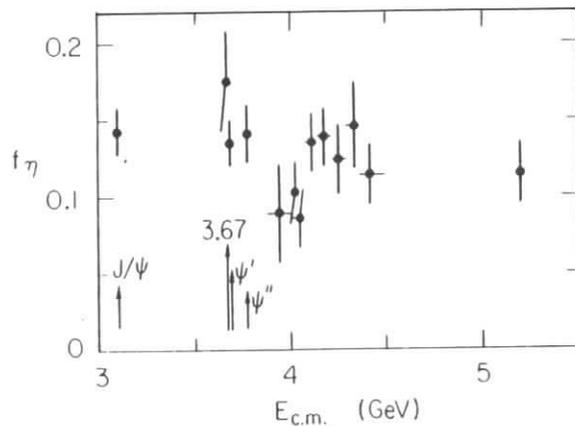


Abb. 68 Messungen von η -Raten im Bereich der Ψ -Resonanzen

Abb. 68 zeigt in einem vergrößerten Ausschnitt die η -Multiplizitäten der Ψ -Resonanzen sowie im umliegenden Kontinuum. Signifikante Abweichungen von einem konstanten Verhalten sind nicht zu erkennen. Die Gluonjets aus dem Zerfall des Ψ -Mesons sind allerdings im Mittel sehr niederenergetisch (1 GeV), so daß die Erzeugung von η -Mesonen

phasenraumunterdrückt ist. Eine Untersuchung auf der Y-Resonanz erscheint deshalb aussichtsreicher.

Eine direkte Messung wurde beim Y bisher nicht durchgeführt. Die LENA-Kollaboration [44] leitet jedoch aus der Analyse von Ereignis-Topologien eine Übereinstimmung mit dem Fragmentationsmodell von Peterson und Walsh für die führenden Teilchen der Fragmentation ab. Speziell für η -Mesonen wird die doppelte Multiplizität im Vergleich zur Feynman-Field Fragmentation angenommen.

8. VERGLEICHENDE ZUSAMMENSTELLUNG ALLER BEOBACHTETEN PHOTONQUELLEN

Zur genauen Untersuchung der Erzeugungsmechanismen von Photonen in multihadronischen Ereignissen können die Photonen aus π^0 -Zerfällen (Abschnitt 6) von der gesamten Photonmultiplizität (Abschnitt 5) subtrahiert werden.

Unter Berücksichtigung statistischer und systematischer Fehler beider voneinander zu subtrahierender Zahlen ergeben sich die in Tabelle 8.1 angegebenen Werte für die Anzahl von Photonen in einem multihadronischen Ereignis nach Subtraktion radiativer Photonen sowie π^0 -Zerfällen.

Schwerpunktsenergie [GeV]	Anzahl Photonen nicht aus π^0 -Zerfällen
34	+ 0.90 1.15 - 1.20
22	+ 1.10 0.85 - 1.16
14	+ 0.83 - 0.47 - 0.90

Tabelle 8.1 Gemessene Photon Anzahlen nach Subtraktion radiativer Photonen sowie π^0 -Zerfällen

Erwartungsgemäß kann praktisch die gesamte Photonrate durch π^0 -Zerfälle erklärt werden. Abb. 69 zeigt die Beiträge anderer Quellen von Photonen aus dem LUND-Modell zusammen mit den gemessenen Werten. Eine signifikante Aussage über die Existenz solch anderer Quellen kann aufgrund dieser Messung nicht getroffen werden. Derartige Prozesse müssen explizit nachgewiesen werden, was für den Fall der η -Mesonen im Abschnitt 7 dieser Arbeit beschrieben wurde. Der Photonanteil aus der in Abschnitt 7 ermittelten η -Multiplizität bei einer Schwerpunktsenergie von 34 GeV ist in Abb. 69 eingezeichnet und gut mit den Meßwerten verträglich.

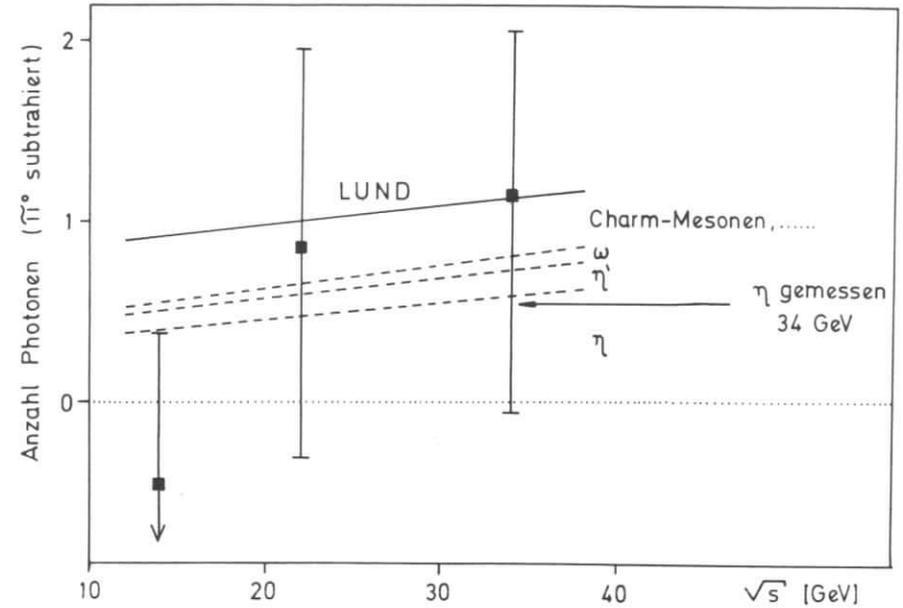


Abb. 69 Photonen aus anderen Quellen als radiativen Prozessen und π^0 -Zerfällen. Eingezeichnet sind Erwartungen aus dem LUND-Modell sowie der Beitrag der in dieser Arbeit gemessenen η -Produktion

9. ZUSAMMENFASSUNG

Die wichtigsten Resultate der vorliegenden Arbeit sind im folgenden zusammengefaßt.

- Es wurde ein Algorithmus zur Erkennung von Photonen in multihadronischen Ereignissen mit einem großen Bleiglas Schauerzähler entwickelt.
- Photonproduktion aus der Fragmentationskaskade sowie durch elektromagnetische Abstrahlung vom e^+e^- -Anfangszustand wurde explizit nachgewiesen und befindet sich in guter Übereinstimmung mit dem LUND-Modell zur Hadronproduktion bzw. mit der Vorhersage der Quantenelektrodynamik in dritter Ordnung der elektromagnetischen Kopplungskonstanten.
- Die inklusiven Energiespektren von Photonen aus der hadronischen Kaskade skalieren mit der e^+e^- -Schwerpunktsenergie.
- Die Photonmultiplizität steigt in Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen mit der Schwerpunktsenergie an. Sowohl der Anstieg als auch die absoluten Multiplizitäten verhalten sich wie die Gesamtheit aller geladenen Teilchen.
- Der Anteil von Photonen an der Gesamtenergie eines multihadronischen Ereignisses ist konstant von der Charm-Schwelle bis hinauf zu PETRA Energien von 34 GeV. Der Mittelwert beträgt etwa 25 %.
- π^0 -Mesonen wurden durch ihren Zerfall in 2 Photonen bei drei Schwerpunktsenergien rekonstruiert. Die Massenauflösung beträgt 17 MeV/c² (12.7 %).
- Die Energiespektren geladener und neutraler Pionen stimmen in ihrem überlappenden Bereich bis auf einen Faktor 2 überein. Dies wird bei einer Erhaltung des Isospins im Fragmentationsprozeß erwartet.
- Die totalen Multiplizitäten von π^0 -Mesonen wurden über den gesamten Energiebereich mit kleinen modellabhängigen Korrekturen (6 % - 7 %) gemessen. Ein Vergleich der totalen Multiplizitäten geladener und neutraler Pionen deutet auf einen Überschuß neutraler Pionen aus isospinverletzenden elektromagnetischen Zerfällen hin.
- η -Mesonen wurden durch ihren Zerfall in 2 Photonen mit einer Massenauflösung von 51 MeV/c² (9.3 %) rekonstruiert.

- Die Multiplizität von η -Mesonen bei 34 GeV Schwerpunktsenergie beträgt $0.72 \pm 0.10 \pm 0.18$.
- Das inklusive Energiespektrum von η -Mesonen ist weicher als das von K_S^0 - oder π -Mesonen.
- Die η -Multiplizität steigt über den gesamten Bereich von Ereignissphärizitäten um einen Faktor 3.5. Nach Normalisierung auf den entsprechenden Anstieg der Multiplizität neutraler Pionen ergibt sich ein η/π^0 -Verhältnis, das innerhalb von zwei Standardabweichungen mit dem vom LUND-Modell angenommenen konstanten Wert verträglich ist.
- Die η -Multiplizität steigt von 2-Jet Topologien zu flachen bzw. sphärischen Ereignissen um Faktoren von 2.8 bzw. 3.3. Auch hier verbleibt für das η/π^0 -Verhältnis kein signifikanter Anstieg.
- Bei Unterteilung multihadronischer Ereignisse in einen breiten und einen engen Jet steigt die η -Multiplizität im breiten Jet mit wachsenden Schnitten in der Jet-Sphärizität während die entsprechende Rate in engen Jets nahezu konstant bleibt.
- Der beobachtete η -Multiplizitätsanstieg zu flachen bzw. sphärischen Ereignissen kann vorwiegend dem breiten Jet in einem Ereignis zugeordnet werden.
- Ein zusammenfassender Vergleich aller gemessenen Photon-, π^0 - und η -Multiplizitäten zeigt, daß nahezu alle Photonen in einem multihadronischen Ereignis aus π^0 -Zerfällen kommen.

A. TABELLEN DER INKLUSIVEN WIRKUNGSQUERSCHNITTE

A.1 INKLUSIVE PHOTON - SPEKTREN

nicht strahlungskorrigiertes Photonspektrum 34 GeV (Einheit [$\mu\text{b} \cdot \text{GeV}^2$])

$\langle x \rangle$	$s \cdot da/dx$	stat. Fehler	syst. Fehler	
0.015	99.2	± 1.1	+ 6.8	- 10.7
0.025	54.5	± 0.8	+ 2.5	- 5.2
0.035	36.6	± 0.7	+ 1.7	- 3.5
0.045	24.1	± 0.6	+ 1.1	- 2.3
0.055	18.7	± 0.6	+ 0.9	- 1.8
0.065	13.7	± 0.5	+ 0.6	- 0.4
0.075	10.7	± 0.5	+ 0.5	- 0.3
0.085	9.23	± 0.48	+ 0.42	- 0.26
0.095	6.36	± 0.39	+ 0.29	- 0.18
0.105	5.62	± 0.40	+ 0.26	- 0.16
0.115	4.71	± 0.38	+ 0.22	- 0.13
0.125	3.24	± 0.27	+ 0.15	- 0.09
0.135	2.80	± 0.27	+ 0.13	- 0.08
0.145	1.90	± 0.20	+ 0.09	- 0.05
0.155	1.82	± 0.20	+ 0.17	- 0.15
0.165	2.23	± 0.27	+ 0.21	- 0.19
0.175	1.76	± 0.22	+ 0.16	- 0.15
0.185	1.05	± 0.14	+ 0.10	- 0.09
0.195	1.17	± 0.17	+ 0.11	- 0.10
0.21	0.851	± 0.093	+ 0.078	- 0.072
0.23	0.768	± 0.091	+ 0.071	- 0.065
0.25	0.503	± 0.071	+ 0.046	- 0.043
0.27	0.608	± 0.091	+ 0.056	- 0.052
0.29	0.469	± 0.079	+ 0.043	- 0.040
0.31	0.376	± 0.065	+ 0.034	- 0.032
0.33	0.257	± 0.051	+ 0.024	- 0.022
0.35	0.185	± 0.038	+ 0.017	- 0.016
0.37	0.262	± 0.061	+ 0.024	- 0.022
0.39	0.233	± 0.060	+ 0.021	- 0.020
0.425	0.146	± 0.025	+ 0.013	- 0.012
0.475	0.083	± 0.016	+ 0.008	- 0.007
0.525	0.075	± 0.016	+ 0.007	- 0.006
0.575	0.064	± 0.015	+ 0.006	- 0.005
0.65	0.055	± 0.012	+ 0.005	- 0.005
0.75	0.059	± 0.012	+ 0.005	- 0.005
0.85	0.074	± 0.017	+ 0.007	- 0.006
0.925	0.139	± 0.044	+ 0.013	- 0.012

strahlungskorrigiertes Photonspektrum 34 GeV (Einheit [$\mu\text{b} \cdot \text{GeV}^2$])

$\langle x \rangle$	$s \cdot da/dx$	stat. Fehler	syst. Fehler	
0.015	102.8	± 1.1	+ 7.0	- 11.1
0.025	56.3	± 0.8	+ 2.6	- 5.4
0.035	37.7	± 0.7	+ 1.7	- 3.6
0.045	24.7	± 0.6	+ 1.1	- 2.4
0.055	19.2	± 0.6	+ 0.9	- 1.8
0.065	14.0	± 0.5	+ 0.6	- 0.4
0.075	10.9	± 0.5	+ 0.5	- 0.3
0.085	9.39	± 0.49	+ 0.43	- 0.26
0.095	6.45	± 0.39	+ 0.30	- 0.18
0.105	5.70	± 0.40	+ 0.26	- 0.16
0.115	4.76	± 0.38	+ 0.22	- 0.13
0.125	3.26	± 0.27	+ 0.15	- 0.09
0.135	2.81	± 0.27	+ 0.13	- 0.08
0.145	1.90	± 0.20	+ 0.09	- 0.05
0.155	1.81	± 0.20	+ 0.17	- 0.15
0.165	2.22	± 0.27	+ 0.20	- 0.19
0.175	1.75	± 0.22	+ 0.16	- 0.15
0.185	1.03	± 0.14	+ 0.10	- 0.09
0.195	1.15	± 0.16	+ 0.11	- 0.10
0.21	0.832	± 0.091	+ 0.077	- 0.071
0.23	0.744	± 0.088	+ 0.068	- 0.063
0.25	0.482	± 0.068	+ 0.044	- 0.041
0.27	0.574	± 0.086	+ 0.053	- 0.049
0.29	0.435	± 0.073	+ 0.040	- 0.037
0.31	0.341	± 0.059	+ 0.031	- 0.029
0.33	0.228	± 0.045	+ 0.021	- 0.019
0.35	0.158	± 0.033	+ 0.015	- 0.014
0.37	0.217	± 0.050	+ 0.020	- 0.018
0.39	0.184	± 0.048	+ 0.017	- 0.016
0.425	0.105	± 0.018	+ 0.010	- 0.009
0.475	0.0494	± 0.0092	+ 0.0045	- 0.0042
0.525	0.0364	± 0.0076	+ 0.0034	- 0.0031
0.575	0.0244	± 0.0057	+ 0.0023	- 0.0021
0.65	0.00992	± 0.00208	+ 0.00091	- 0.00084
0.75	0.00425	± 0.00090	+ 0.00039	- 0.00036
0.85	0.00129	± 0.00029	+ 0.00012	- 0.00011

strahlungskorrigiertes Photonspektrum 22 GeV (Einheit [$\mu\text{b} \cdot \text{GeV}^2$])

$\langle x \rangle$	$s \cdot d\sigma/dx$	stat. Fehler	syst. Fehler	
0.015	103.8	± 5.7	+ 7.1	- 8.3
0.025	51.3	± 1.6	+ 3.5	- 4.1
0.035	34.5	± 1.4	+ 1.6	- 2.2
0.045	27.5	± 1.3	+ 1.3	- 1.7
0.055	20.5	± 1.2	+ 0.9	- 1.3
0.065	14.7	± 1.0	+ 0.7	- 0.9
0.075	10.9	± 0.9	+ 0.5	- 0.7
0.085	8.33	± 0.77	+ 0.38	- 0.53
0.095	7.69	± 0.85	+ 0.35	- 0.22
0.11	5.35	± 0.48	+ 0.25	- 0.15
0.13	4.06	± 0.44	+ 0.19	- 0.11
0.15	2.84	± 0.39	+ 0.13	- 0.08
0.17	1.61	± 0.26	+ 0.07	- 0.04
0.19	1.13	± 0.21	+ 0.05	- 0.03
0.225	0.756	± 0.112	+ 0.070	- 0.064
0.325	0.297	± 0.028	+ 0.027	- 0.025
0.5	0.0609	± 0.0102	+ 0.0056	- 0.0052
0.8	0.00429	± 0.00108	+ 0.00040	- 0.00037

strahlungskorrigiertes Photonspektrum 14 GeV (Einheit [$\mu\text{b} \cdot \text{GeV}^2$])

$\langle x \rangle$	$s \cdot d\sigma/dx$	stat. Fehler	syst. Fehler	
0.025	44.6	± 3.7	+ 3.0	- 3.8
0.035	31.7	± 1.2	+ 2.2	- 2.7
0.045	24.0	± 0.9	+ 1.0	- 1.7
0.055	17.2	± 0.9	+ 0.8	- 1.2
0.065	12.8	± 0.7	+ 0.6	- 0.9
0.075	11.0	± 0.7	+ 0.5	- 0.8
0.085	9.35	± 0.67	+ 0.43	- 0.66
0.095	7.04	± 0.57	+ 0.32	- 0.49
0.11	5.83	± 0.39	+ 0.27	- 0.41
0.13	4.59	± 0.38	+ 0.21	- 0.32
0.15	2.89	± 0.29	+ 0.13	- 0.08
0.17	2.59	± 0.30	+ 0.12	- 0.07
0.19	1.91	± 0.27	+ 0.09	- 0.05
0.225	1.15	± 0.13	+ 0.05	- 0.03
0.325	0.354	± 0.035	+ 0.016	- 0.010
0.5	0.0618	± 0.0088	+ 0.0057	- 0.0053
0.8	0.00528	± 0.00119	+ 0.00049	- 0.00045

A.2 INKLUSIVE π^0 - SPEKTREN

strahlungskorrigierte π^0 - Spektren 34 GeV
(Einheit [nb/GeV/c] bzw. [$\mu\text{b} \cdot \text{GeV}^2$])

$\langle E \rangle$	$d\sigma/dp$	stat. Fehler	syst. Fehler
0.3	1.48	± 0.13	± 0.35
0.5	1.11	± 0.05	± 0.10
0.7	0.779	± 0.047	± 0.056
0.9	0.638	± 0.040	± 0.029
1.1	0.502	± 0.033	± 0.022
1.3	0.391	± 0.029	± 0.016
1.5	0.318	± 0.028	± 0.019
1.7	0.280	± 0.032	± 0.013
1.9	0.251	± 0.035	± 0.009
2.2	0.212	± 0.031	± 0.015
2.6	0.171	± 0.052	± 0.007
3.0	0.130	± 0.069	± 0.015
3.6	0.082	± 0.061	± 0.015

$\langle x \rangle$	$(s/\beta)(d\sigma/dx)$	stat. Fehler	syst. Fehler
0.017	37.8	± 3.4	± 8.9
0.029	24.6	± 1.2	± 2.1
0.041	16.5	± 1.0	± 1.2
0.052	13.4	± 0.8	± 0.6
0.064	10.4	± 0.7	± 0.5
0.075	8.09	± 0.61	± 0.34
0.087	6.56	± 0.57	± 0.39
0.099	5.77	± 0.66	± 0.26
0.110	5.16	± 0.73	± 0.18
0.128	4.35	± 0.65	± 0.32
0.151	3.51	± 1.06	± 0.15
0.174	2.66	± 1.42	± 0.30
0.209	1.67	± 1.25	± 0.30

strahlungskorrigierte π^0 - Spektren 22 GeV
 (Einheit [nb/GeV/c] bzw. [$\mu\text{b} \cdot \text{GeV}^2$])

$\langle E \rangle$	$d\sigma/dp$	stat. Fehler	syst. Fehler
0.3	3.21	± 0.89	± 0.75
0.5	2.75	± 0.34	± 0.30
0.7	1.62	± 0.23	± 0.14
1.0	1.05	± 0.11	± 0.07
1.4	0.918	± 0.122	± 0.039
2.0	0.389	± 0.077	± 0.019
3.2	0.162	± 0.115	± 0.065

$\langle x \rangle$	$(s/\beta)(d\sigma/dx)$	stat. Fehler	syst. Fehler
0.027	22.9	± 6.3	± 5.4
0.044	16.9	± 2.1	± 1.8
0.062	9.59	± 1.38	± 0.83
0.089	6.08	± 0.65	± 0.39
0.124	5.28	± 0.70	± 0.22
0.178	2.22	± 0.44	± 0.11
0.285	0.925	± 0.654	± 0.370

strahlungskorrigierte π^0 - Spektren 14 GeV
 (Einheit [nb/GeV/c] bzw. [$\mu\text{b} \cdot \text{GeV}^2$])

$\langle E \rangle$	$d\sigma/dp$	stat. Fehler	syst. Fehler
0.3	9.84	± 1.84	± 1.31
0.5	6.06	± 0.73	± 0.61
0.7	4.29	± 0.40	± 0.20
1.0	2.42	± 0.22	± 0.11
1.4	1.43	± 0.16	± 0.05
2.0	0.903	± 0.129	± 0.022
3.2	0.264	± 0.198	± 0.076

$\langle x \rangle$	$(s/\beta)(d\sigma/dx)$	stat. Fehler	syst. Fehler
0.043	17.1	± 3.2	± 2.3
0.071	9.08	± 1.10	± 0.91
0.100	6.16	± 0.57	± 0.29
0.142	3.42	± 0.31	± 0.16
0.199	2.00	± 0.22	± 0.07
0.285	1.26	± 0.18	± 0.03
0.456	0.367	± 0.274	± 0.105

A.3 INKLUSIVES η - SPEKTRUM

strahlungskorrigierte η - Spektren 34 GeV
(Einheit [nb/GeV²/c³] bzw. [μ b · GeV²])

$\langle E \rangle$	$E/(4\pi p^2) \cdot d\sigma/dp$	stat. Fehler	syst. Fehler
0.80	0.0296	± 0.0065	± 0.0078
1.21	0.0053	± 0.0012	± 0.0011
3.10	0.000221	± 0.000049	± 0.000055

$\langle x \rangle$	$(s/\beta)(d\sigma/dx)$	stat. Fehler	syst. Fehler
0.047	6.02	± 1.32	± 1.58
0.071	1.63	± 0.36	± 0.33
0.181	0.174	± 0.039	± 0.043

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] P. Söding und G. Wolf
Ann. Rev. Nucl. and Part. Science
Vol. 31(1981),231
- [2] P. Becher, M. Böhm und H. Joos
Eichtheorien der starken und elektroschwachen Wechselwirkung
Teubner 1981
- [3] E. Reya
DESY 79/80
- [4] JADE Kollaboration, W. Bartel et. al.
Phys. Lett. 129B(1983),145
- [5] G. Sterman und S. Weinberg
Phys. Rev. Lett. 39(1977),1436
- [6] R. P. Feynman und R. D. Field
Nucl. Phys. B136(1978),1
- [7] T. Kobayashi
Ph. D. Thesis, University of Tokyo, UTLICEPP-81-01(1981)
unveröffentlicht
- [8] B. Anderson, G. Gustafson und T. Sjöstrand
Phys. Lett. 94B(1980),711
- [9] C. Peterson und T. F. Walsh
Phys. Lett. 91B(1980),455
- [10] E. D. Bloom
SLAC-PUB-3005(1982) und
Proceedings of the 21st International Conference on
High Energy Physics, Paris 1982
- [11] J. B. Bjorken und S. Brodsky
Phys. Rev. D1(1970),1416
- [12] G. A. Voss
DESY M-76/16 (1976)

- [13] R. Felst et. al.
 JADE, Proposal for a Compact Magnetic Detector at PETRA
- Die Mitglieder der JADE Kollaboration (März 1984)
- W. Bartel, L. Becker, C. Bowdery, D. Cords, R. Felst, D. Haidt,
 J. Huttunen, H. Junge, G. Knies, H. Krehbiel, P. Laurikainen,
 R. Meinke, B. Naroska, J. Olsson, E. Pietarinen, D. Schmidt,
 P. Steffen, P. Warming, M. Zachara
- Deutsches Elektronen Synchrotron DESY, Hamburg, Deutschland
- G. Dietrich, E. Elsen, G. Heinzelmann, H. Kado, K. Meier,
 A. Petersen, U. Schneekloth, G. Weber
- II. Institut für Experimentalphysik,
 Universität Hamburg, Deutschland
- K. Ambrus, S. Bethke, A. Dieckmann, J. Heintze,
 K.H. Hellenbrand, R.D. Heuer, S. Komamiya, J. von Krogh,
 P. Lennert, H. Matsumura, H. Rieseberg, J. Spitzer, A. Wagner
- Physikalisches Institut der Universität Heidelberg,
 Deutschland *
- A. Finch, F. Foster, G. Hughes, T. Nozaki, J. Nye
- University of Lancaster, England
- J. Allison, J. Baines, A.H. Ball, R.J. Barlow, J. Chrin,
 I.P. Duerdoth, I. Glendinning, F.K. Loebinger, A.A. Macbeth,
 H. McCann, H.E. Mills, P.G. Murphy, P. Rowe, K. Stephens
- University of Manchester, England
- R.G. Glasser, J.A. Skard, S. Wagner, G.T. Zorn
- University of Maryland, USA
- D. Clarke, R. Marshall, G.F. Pearce, J.B. Whittaker
- Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, England
- J. Kanzaki, T. Kawamoto, T. Kobayashi, M. Koshihara, M. Minowa,
 M. Nozaki, S. Orito, A. Sato, H. Takeda, T. Takeshita,
 Y. Totsuka, S. Yamada
- Lab. of Int. Coll. on Elementary Particle Physics and
 Department of Physics, University of Tokyo, Japan
- [14] H. Drumm et. al.
 Nucl. Instr. and Meth. 176(1980),333
- [15] H. Takeda
 private Mitteilung
- [16] Le CROY Technical Information Manual
 Model 2280 High Density ADC
 Spring Valley, New York (1979)
- [17] S. Odaka
 JADE Note 86 (1982)
- [18] JADE Kollaboration, W. Bartel et. al.
 Z. f. Phys. C 20(1983),187
- [19] Die Testmessungen wurden von J. Kanzaki und S. Odaka
 durchgeführt
- [20] H. Takeda und Y. Watanabe
 JADE Computer Note 35 (1980)
- [21] Y. Watanabe
 JADE Computer Note 14 C (1980)
- [22] E. Longo und I. Sestilli
 Nucl. Instr. and Meth. 128(1975),283
- [23] G.P. Lepage
 Cornell University, CLNS-80/447 (1980)
- [24] F. Jansen, M. Roos
 CERN Program Library D506,D516
- [25] JADE Kollaboration, W. Bartel et. al.
 Phys. Lett. 92B(1980),206

- [26] J. Kanzaki
private Mitteilung
- [27] H. Takeda
private Mitteilung
- [28] JADE Kollaboration, W. Bartel et. al.
Phys. Lett. 113B(1982),190
- [29] A. Sato
Master Thesis, University of Tokyo (1978), unveröffentlicht
- [30] M. Kuhlen
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1984),
unveröffentlicht
- [31] J. Olsson et. al.
Nucl. Instr. and Meth. 176(1980),403
- [32] K.S. Gather
Dissertation, RWTH Aachen (1983), PITHA 83/12,
unveröffentlicht
- [33] F.A. Berends und R. Kleiss
Nucl. Phys. B178(1981),141
- [34] CELLO Kollaboration, H.J. Behrend et. al.
DESY 66/83
- [35] TASSO Kollaboration, R. Brandelik et. al.
Phys. Lett. 113b(1982),98
- [36] A. Fong
Ph. D. Thesis, Lawrence Berkely Laboratory (1980), LBL-10389
- [37] JADE Kollaboration, W. Bartel et. al.
Z. f. Phys. C 9(1981),315
- [38] CELLO Kollaboration, H.J. Behrend et. al.
Z. f. Phys. C 14(1982),189
- [39] Particle Data Group, M. Roos et. al.
Phys. Lett. 111B(1982),1
- [40] S.D. Drell, D.J. Levy und T.M. Yan
Phys. Rev. 187(1969),159
- [41] JADE Kollaboration, W. Bartel et. al.
Phys. Lett. 130B(1983),454
- [42] Crystal Ball Kollaboration, R. Partridge et. al.
Phys. Rev. Lett. 47(1981),760
- [43] A. Ali et. al.
Phys. Lett. 82B(1979),285
- [44] R. Graumann
Dissertation, Universität Hamburg (1982), DESY LENA 82-01,
unveröffentlicht

DANKSAGUNG

Eine Doktorarbeit an einem modernen Großexperiment der Hochenergiephysik ist ohne Zusammenarbeit mit allen beteiligten Personen undenkbar. Allen Mitgliedern der JADE Kollaboration gilt deshalb mein herzlichster Dank für die mir zuteil gewordene Unterstützung.

Die Durchführung der Arbeit wurde durch die Mitarbeit in der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. G. Weber ermöglicht, dem ich dafür meinen Dank aussprechen möchte.

Für die Motivation zur Beschäftigung mit dem Thema, die intensive Betreuung sowie für unzählige Hinweise und Diskussionen bin ich Herrn Dr. W. Bartel zu besonderem Dank verpflichtet.

Entscheidende Voraussetzung zum Gelingen dieser Arbeit waren die ausgezeichneten apparativen Möglichkeiten am JADE Experiment, wobei ich besonders den von der Gruppe der Universität Tokyo gebauten Bleiglas Schauerzähler hervorheben möchte. Die sehr gute Zusammenarbeit mit meinen japanischen Freunden wird mir stets in angenehmer Erinnerung bleiben.

Der größter Dank an dieser Stelle gebührt jedoch meinen Eltern, die mir durch ihre vielfältige Unterstützung das Erreichen dieses Zieles erst möglich gemacht haben.

LEBENS LAUF

Tabellarischer Lebenslauf von Karlheinz M e i e r

4. 5. 1955	geboren in Hamburg
1962 - 1966	Besuch der Volksschule in Hamburg - Neugraben
1966 - 1974	Besuch des Gymnasiums in Hamburg - Neugraben
10. 6. 1974	Abitur
1. 7. 1974 bis 30. 9. 1975	Ableistung des Grundwehrdienstes in Heide / Holstein
1. 10. 1975	Beginn des Physikstudiums an der Universität Hamburg im Wintersemester 1975/76
13. 2. 1978	Diplomvorprüfung in Physik an der Universität Hamburg
1. 11. 1979 bis 31. 3. 1981	Diplomarbeit : 'Leptonpaarerzeugung durch markierte Photon-Photon Streuung am Speicherring PETRA' , in der Gruppe F11 am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg
1. 6. 1981	Diplomhauptprüfung in Physik an der Universität Hamburg
1. 7. 1981 bis 31. 12. 1982	Wissenschaftlicher Angestellter zum Zwecke der Promotion am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg
ab 1. 1. 1983	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg