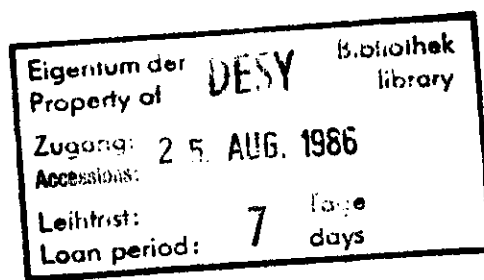


Interner Bericht  
DESY F1-86-01  
August 1986

INKLUSIVE ERZEUGUNG VON  $\pi^0$ -MESONEN IN DER  $e^+e^-$ -VERNICHTUNG  
FÜR SCHWERPUNKTSENERGIEN VON 34.6 GeV UND 43.8 GeV

von

Georg Tysarczyk



**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“**

Interner Bericht  
DESY F1-86-01  
August 1986

**INKLUSIVE ERZEUGUNG VON  $\pi^0$  - MESONEN  
IN DER  $e^+e^-$  - VERNICHTUNG  
FÜR SCHWERPUNKTSENERGIEN VON 34.6 GEV UND 43.8 GEV**

Diplomarbeit  
am II. Institut für Experimentalphysik  
der Universität Hamburg  
vorgelegt von  
Georg Tysarczyk

**Hamburg Juni 1986**

## ABSTRACT

Tysarczyk, Georg :

### **INCLUSIVE $\pi^0$ PRODUCTION BY $e^+e^-$ ANNIHILATION AT 34.6 GeV AND 43.8 GeV CENTER OF MASS ENERGY**

The cross section for the process  $e^+e^- \rightarrow \pi^0 + \text{anything}$  has been measured with the TASSO detector at a center of mass energies of 34.6 GeV and 43.8 GeV. The  $\pi^0$  energies were between 4.6 GeV and 17.0 GeV for  $\sqrt{s} = 34.6$  GeV and between 6.0 GeV and 22.0 GeV for  $\sqrt{s} = 43.8$  GeV.

It is possible to separate clusters in the TASSO liquid argon barrel counters originating from single  $\gamma$ 's or from the two photons from  $\pi^0$  decay. The fine granularity of the barrel counters offered by the strips of the calorimeter allows a separation of single  $\gamma$ 's and  $\pi^0$ 's up to the highest momenta at PETRA energies.

The method used for separation of  $\gamma$ 's and  $\pi^0$ 's is based on the different lateral energy distribution of the clusters caused by  $\pi^0$  or single  $\gamma$ . The lateral shower profile of clusters caused by the two photons from  $\pi^0$  decay is much broader than for clusters from a single  $\gamma$ . Using a EGS Monte Carlo simulation of these different showers and using data with clusters originating from single  $\gamma$ 's it was possible to define cuts for clusters, which optimize the correct identification of the particle (single  $\gamma$  or  $\pi^0$ ) which caused the cluster.

This method is evidently applicable both to the determination of the  $\pi^0$  fragmentation function and to the study of direct  $\gamma$ 's.

# INHALTSVERZEICHNIS

1.	<b>Einleitung</b>	1
2.	<b>Beschreibung des Experiments</b>	4
2.1	Der PETRA Speichering	4
2.2	Übersicht über den TASSO - Detektor	4
2.3	Der TASSO - Innendetektor	6
2.4	Der Bereich außerhalb der Spule	7
2.5	Flüssig-Argon-Kalorimeter	8
3.	<b>Energiemessung mit dem Flüssig-Argon Kalorimeter</b>	12
3.1	Die elektromagnetische Schauerentwicklung	12
3.2	Energieauflösung des Flüssig-Argon-Schalenkalorimeters	13
3.3	Ortsauflösung des Flüssig-Argon-Schalenkalorimeters	13
3.4	Schauerrekonstruktion	14
3.5	Schauerselektion	17
4.	<b>Datenanalyse</b>	18
4.1	Die Trigger	18
4.2	Die Datenreduktion	19
4.3	Ereignissimulation	20
5.	<b>Nachweis von <math>\pi^0</math>-Mesonen hoher Energie</b>	21
5.1	Zerfall des $\pi^0$ -Mesons	21
5.2	Beschreibung der Trenngrößen	23
5.3	Trennungskriterien und Nachweiswahrscheinlichkeit	26
5.4	Isolationskriterium für Schauer	41
6.	<b>Berechnung des inklusiven Wirkungsquerschnittes</b>	45
6.1	Die Ereignisauswahl bei 34.6 GeV Schwerpunktsenergie	45
6.2	Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit	45
6.3	Diskussion der systematischen Fehler	47
6.4	Der inklusive $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitt bei 34.6 GeV Schwerpunktsenergie	49
6.5	Der inklusive $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitt bei 43.8 GeV Schwerpunktsenergie	51
7.	<b>Zusammenfassung</b>	53
8.	<b>Die TASSO Kollaboration</b>	54
9.	<b>Literaturverzeichnis</b>	55
	<b>Danksagung</b>	57

## VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

Abbildung 1.	Quarkpaarerzeugung in der $e^+e^-$ -Annihilation .	1
Abbildung 2.	$\gamma$ -Abstrahlung im Endzustand bei hadronischen Prozessen .	3
Abbildung 3.	Der TASSO-Detektor senkrecht zur Strahlachse .	5
Abbildung 4.	Der TASSO-Detektor längs der Strahlachse .	5
Abbildung 5.	Das Koordinatensystem von TASSO .	6
Abbildung 6.	Der Aufbau einer aktiven Meßlage .	8
Abbildung 7.	Schematische Darstellung der Entwicklung eines e.m. Schauers.	9
Abbildung 8.	Schematischer Aufbau eines Submoduls.	9
Abbildung 9.	Ausrichtung der Türme auf den Wechselwirkungspunkt.	10
Abbildung 10.	Beispiele für Clusteranordnungen.	14
Abbildung 11.	Der Öffnungswinkel der beiden Photonen aus dem $\pi^0$ -Zerfall.	21
Abbildung 12.	Schematische Darstellung der Energieverteilung der Streifen.	23
Abbildung 13.	Beispiele für die Erkennung eines Tals.	24
Abbildung 14.	Ein Beispiel zur Benutzung der Streifeninformation.	25
Abbildung 15.	Dispersion der energiegewichteten Verteilung von Streifen.	29
Abbildung 16.	Wahrscheinlichkeit für die richtige Erkennung von $\pi^0$ -Clustern. (Methode 1)	31
Abbildung 17.	Viertes Moment der energiegewichteten Verteilung der Streifen.	32
Abbildung 18.	Wahrscheinlichkeit für die richtige Erkennung von $\pi^0$ -Clustern. (Methode 2)	34
Abbildung 19.	Wahrscheinlichkeit für die richtige Erkennung von $\pi^0$ -Clustern. (Methode 3)	35
Abbildung 20.	Wahrscheinlichkeit für die richtige Erkennung von $\pi^0$ -Clustern. (Methode 4)	35
Abbildung 21.	Verteilung von $R^2$ .	37
Abbildung 22.	Beispiele für Cluster, die das Isolationskriterium erfüllen.	41
Abbildung 23.	Der inklusive Wirkungsquerschnitt für $\pi^0$ -Mesonen. (verschiedene Methoden und Schnitte)	48
Abbildung 24.	Das Ergebnis des inklusiven Wirkungsquerschnitts für $\pi^0$ -Mesonen. $\sqrt{s}=34.6$ GeV	50
Abbildung 25.	Der Wirkungsquerschnitt $(s/\beta)d\sigma/dx$ für $e^+e^- \rightarrow \pi^0 + X$ . $\sqrt{s}=34.6$ GeV	50
Abbildung 26.	Das Ergebnis des inklusiven Wirkungsquerschnitts für $\pi^0$ -Mesonen. $\sqrt{s}=43.8$ GeV	52

## VERZEICHNIS DER TABELLEN

Tabelle 1.	Vergleich der mittleren Dispersion der energiegewichteten Verteilung der Streifen zwischen E.G.S. und Daten.	27
Tabelle 2.	Vergleich des vierten Moments der energiegewichteten Verteilung der Streifen zwischen E.G.S. und Daten.	28
Tabelle 3.	Die Ergebnisse des $\pi^0$ -Wirkungsquerschnittes für verschiedene Methoden und Schnitte.	39
Tabelle 4.	Auslösende Teilchen der einzelnen neutralen Cluster im FA-Schalenskalorimeter. Isolationsschnitt liegt bei 6 GeV.	42
Tabelle 5.	Auslösende Teilchen der einzelnen neutralen Cluster im FA-Schalenskalorimeter. Isolationsschnitt liegt bei 10 GeV.	43
Tabelle 6.	Vergleich der verschiedenen Isolationsschnitte.	44
Tabelle 7.	Streuung der Ergebnisse für den Wirkungsquerschnitt. $\sqrt{s}=34.6$ GeV	48
Tabelle 8.	Angabe der Werte, die in F.4 für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts von $\pi^0$ -Mesonen benutzt wurden $\sqrt{s}=34.6$ GeV.	49
Tabelle 9.	Die Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon$ zur Bestimmung der $\pi^0$ -Mesonenzahl für verschiedene Energiebereiche. $\sqrt{s}=34.6$ GeV.	51
Tabelle 10.	Angabe der Werte, die in F.4 für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts von $\pi^0$ -Mesonen benutzt wurden $\sqrt{s}=43.8$ GeV.	52

# 1. EINLEITUNG

Es ist das Ziel der Hochenergiephysik, die fundamentalen Gesetze zu entdecken, welche die Wechselwirkung und den Aufbau der Materie beschreiben. Die Ergebnisse der  $e^+e^-$ -Vernichtungsreaktionen haben das heutige Bild vom Aufbau der Materie aus Quarks und Leptonen stark geprägt [ KYO85, ITH83, BON81 ]. Die Erzeugung von Hadronen in der  $e^+e^-$ -Vernichtung wird durch das Quark-Parton-Modell gut beschrieben. Der Übergang von  $e^+e^-$  in Hadronen vollzieht sich in zwei Schritten. Zuerst vernichten sich das Elektron und das Positron und es entsteht in erster Näherung ein virtuelles Photon, welches anschließend, ohne Berücksichtigung der Gluonabstrahlung, in ein Quark-Antiquark-Paar ( $q\bar{q}$ ) übergeht (s. Abb 1). Im Farbfeld der auseinanderstrebenden Quarks entstehen dann hadronische Teilchen wie Mesonen und Baryonen (s. Abb 1b.).

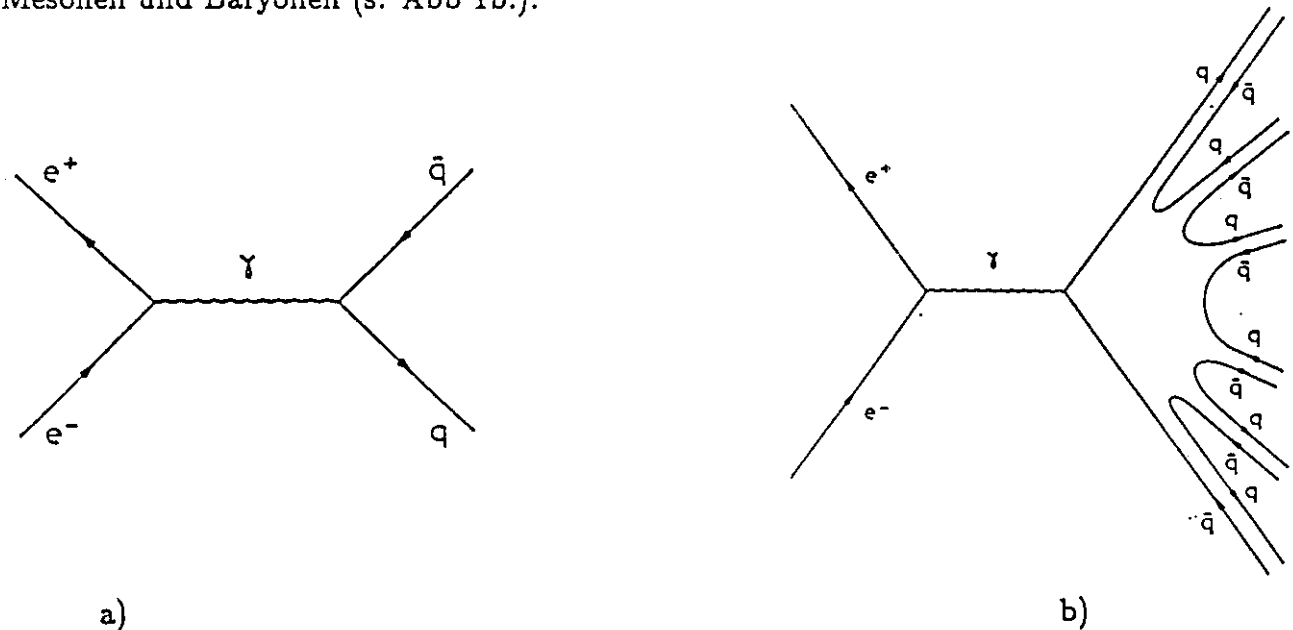


Abbildung 1. a) Quarkpaarerzeugung in der  $e^+e^-$  - Annihilation mittels eines virtuellen Photons. b) Einfaches Bild der Hadronerzeugung.

Die Quarkpaarerzeugung wird ebenso wie die Muonpaarerzeugung,  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ , durch die Quantenelektrodynamik in erster Näherung beschrieben. Das Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte von  $e^+e^- \rightarrow$  Hadronen zu  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  wird durch das Verhältnis der elektrischen Quarkladungen gegeben:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \cdot \sum e_i^2 = 3 \cdot (e_u^2 + e_d^2 + e_s^2 + e_c^2 + e_b^2) = 3 \cdot 11/9 = 11/3. \tag{Gl.1}$$

Der Faktor 3 ergibt sich aus den drei zusätzlichen Farbfreiheitsgraden der Quarks. Die  $e_i$  sind die elektrischen Ladungen der verschiedenen Quarks. Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$  für die elektromagnetischen Erzeugung von  $\mu$  - Paaren ohne Strahlungskorrekturen ist gegeben durch:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{\alpha^2}{s} = \frac{86.9}{s} \text{ nb} \cdot \text{GeV}^2$$



wobei  $\alpha =$  Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung  $\simeq 1/137$  ist und  $s$  das Quadrat der Schwerpunktsenergie in  $\text{GeV}^2$ .

Korrekturen aus der Quantenchromodynamik, die Gluonabstrahlung und andere Effekte berücksichtigen, sowie Korrekturen aus der schwachen Wechselwirkung modifizieren den Wert des totalen Wirkungsquerschnitts für die Hadronerzeugung in der  $e^+e^-$ -Annihilation (Gl.1). Hiernach wird der R-Wert aus der Störungsrechnung bestimmt:

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

mit  $R_0 = R$  aus dem Quark-Parton-Modell (Gl.1) und  $a_1 = 1$ ,  $a_2 = 1.39$  [ *DIN79* ] sind die Entwicklungskoeffizienten. Der Wert der Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung  $\alpha_s$  liegt zwischen 0.12 und 0.23 [ *TAS84C* ].

Der zweite Schritt, der die Quark-Antiquark-Paare in beobachtete Hadronen überführt, kann nicht im Rahmen der Störungsrechnung erklärt werden. Bei kleinen Abständen verhalten sich die Quarks als quasi freie Teilchen (asymptotische Freiheit). Wird der Abstand zwischen den Quarks groß, so wächst die Kopplung  $\alpha_s$  und damit die Kraft zwischen Quark und Antiquark. Im Rahmen der Quantenchromodynamik verhindert diese Anziehungskraft das Auftreten von freien Quarks (confinement). Durch die mit den starken Kräften bedingte hohe Energiedichte entstehen neue Quark-Antiquarkpaare. Diese Quarks und Antiquarks kombinieren zu normalen Hadronen, den Bestandteilen der Quark-Jets [ *HAN75* ]. Dieser Übergang von primären Partonen in experimentell beobachtbare Hadronensysteme wird als FRAGMENTATION bezeichnet. Da eine Beschreibung der FRAGMENTATION durch grundlegende Prinzipien der Q.C.D. bisher nicht möglich ist, wurden phänomenologische Modellvorstellungen entwickelt [ *FEY78, AND78, WEB84* ], die nach Anpassung theoretisch nicht bestimmbarer Parameter an die gemessenen Daten eine Beschreibung der meisten experimentellen Verteilungen liefern.

Diese Modelle sagen voraus, daß die meisten Hadronen in Kegeln um das führende Quark liegen, deren Öffnungswinkel mit zunehmender Energie abnehmen. Die beobachteten 2-Jet Ereignisse (erstmalig bei SLAC 1975 beobachtet [ *HAN75* ]) zeigen die mit der für Spin 1/2 Quarks übereinstimmende Polarwinkelabhängigkeit  $1 - \cos^2\theta$  ( $\theta$  ist der Winkel der Jetachse zur Strahlachse).

Bei Schwerpunktsenergien um 30 GeV, zeigte sich, daß etwa 5 - 10 % der Ereignisse einen isolierten dritten Jet haben [ *JAD80, MAR79, PLU79, TAS79* ]. Diese 3-Jet Ereignisse, die man sich als Ergebnis einer Gluonabstrahlung  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  vorstellt, sind ein eindrucksvoller Beweis für die Existenz der in Hadronen übergegangenen Gluonen.

Für ein besseres Verständnis der Fragmentationsprozesse ist es notwendig, die Teilchensorten und ihre Erzeugungsraten zu bestimmen. Ein erster Schritt dazu ist die Bestimmung der inklusiven Teilchenerzeugungsraten. Dabei werden die multihadronischen Endzustände als Prozesse der Form  $e^+e^- \rightarrow h + X$  betrachtet, wobei  $h$  das untersuchte Hadron bezeichnet und  $X$  den nicht weiter analysierten Rest des Endzustandes darstellt.

Mit dem TASSO-Innendetektor, sowie mit den Čerenkovzählern, Flüssig-Argon Zählern und Flugzeitzählern konnten die häufigsten Hadronen wie Pionen, Kaonen, Protonen und  $\Lambda$ -Hyperonen identifiziert und ihre Erzeugungswirkungsquerschnitte bestimmt werden.

Besonders interessant ist die Erzeugungsrate von  $\pi^0$ -Mesonen, da sie die größte Photonenquelle in den hadronischen Ereignissen darstellen. Es werden durchschnittlich 5  $\pi^0$ -Mesonen pro Ereignis erzeugt [ *ZEU84* ].

Für die inklusive  $\pi^0$ -Erzeugung wurden die  $\pi^0$ -Mesonen anhand des Zerfalls in zwei Photonen rekonstruiert und der inklusive Wirkungsquerschnitt bestimmt [TAS82]. Diese Messung wurde jedoch bisher nur mit kleiner Statistik und bis  $\pi^0$ -Energien von 6.0 GeV durchgeführt. Oberhalb von 6.0 GeV war die Rekonstruktion der invarianten Masse des neutralen Pions nicht möglich.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die Messung des  $\pi^0$ -Spektrums bis zu sehr viel höheren Energien auszudehnen.

Die entwickelte Methode, die in dieser Arbeit beschrieben wird, erlaubt dank der feinen Unterteilung des TASSO-Kalorimeters eine Trennung von Schauern, die von einzelnen Photonen oder neutralen Pionen stammen. Die von  $\pi^0$ -Mesonen erzeugten Schauer (Hintergrund) können nach der in dieser Arbeit entwickelten Methode von denen, die von einzelnen Photonen erzeugt wurden, unterschieden werden. Damit können auch Prozesse der direkten Photonerzeugung ( $e^+e^- \rightarrow \gamma + \text{Hadronen}$ ) in der  $e^+e^-$ -Vernichtung untersucht werden [LAE82, MAC84, RAL83] (Abb. 2).

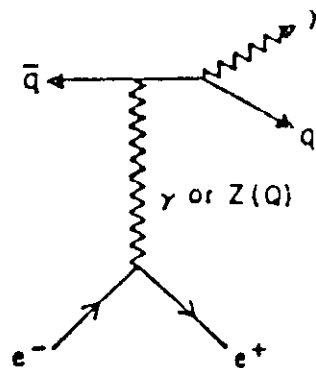


Abbildung 2.  $e^+e^- \rightarrow \gamma + 2 \text{ Jets}$ .  $\gamma$ -Abstrahlung im Endzustand bei hadronischen Prozessen.

#### AUFBAU DER ARBEIT

Das Ziel dieser Arbeit ist die Bestimmung des inklusiven Wirkungsquerschnittes von  $\pi^0$ -Mesonen in  $e^+e^-$ -Vernichtungsprozessen. Zuerst folgt die Beschreibung des Speicherringes PETRA und des Detektors (Kap.2). Im Abschnitt 2.5 wird das Kalorimeter des TASSO Detektors beschrieben, dessen Daten in der Analyse wesentlich verwendet wurden. Zur Bestimmung der Zahl der  $\pi^0$ -Mesonen werden Schauer im Kalorimeter benutzt, aus deren räumlichen Struktur die Schauer einzelnen Photonen oder Pionen zugeordnet werden. Nach der Beschreibung von elektromagnetischen Schauerentwicklungen und der Datenanalyse bei TASSO werden die Trennungsmethoden und deren Nachweiswahrscheinlichkeit zur Bestimmung der neutralen Pionenzahl beschrieben (Kap.5). Die Ergebnisse der Analyse und die anschließende Diskussion der systematischen Fehler werden in Abschnitt 6 näher erläutert.

## 2. BESCHREIBUNG DES EXPERIMENTS

### 2.1 Der PETRA Speicherring

Der  $e^-e^-$  - Speicherring PETRA (Positron Elektron Ring Anlage) hat einen Umfang von 2.3 km. Er hat die bei  $e^+e^-$ -Stößen bisher höchste Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 46.8$  GeV erreicht.

In vier Wechselwirkungszone werden zwei Elektron- und zwei Positronenteilchenpakete, die mit einer Frequenz von  $\sim 130$  kHz in entgegengesetzter Richtung im Ring umlaufen, zur Kollision gebracht. Die Teilchenpakete enthalten etwa  $10^{11}$  Teilchen, was einem Strom von 5 mA je Teilchenart entspricht. Die Pakete sind im Durchschnitt ca. 1 cm lang und haben in der Wechselwirkungszone einen Querschnitt von ungefähr  $500 \mu\text{m}$  in der Maschinenebene und  $10 \mu\text{m}$  senkrecht dazu. Dieser Querschnitt der Pakete ergibt sich aus der Maschinenoptik ( $\beta$  - Funktion) und der Emittanz.

In den vier Wechselwirkungszone sind vier große Detektoren aufgebaut : CELLO, JADE, MARK-J und TASSO.

### 2.2 Übersicht über den TASSO - Detektor

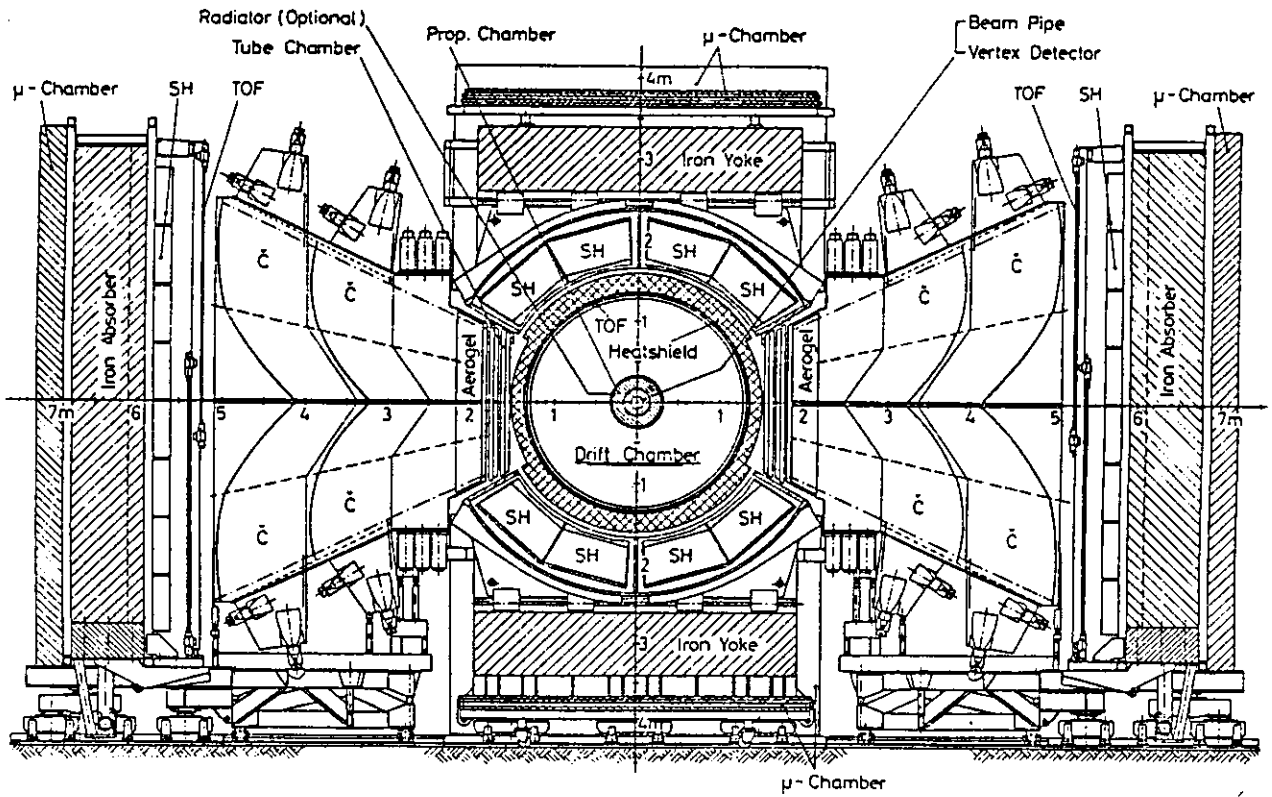
TASSO (Two Arm Spectrometer Solenoid) ist ein großer magnetischer Detektor, der von einer internationalen Kollaboration von Forschungsgruppen (s. Mitgliederverzeichnis der TASSO - Kollaboration im Abschnitt 8) entwickelt und gebaut wurde. Der Detektor wird im folgenden kurz beschrieben.

Das Kernstück des Detektors ist die zentrale Driftkammer. Sie dient zur Spurerkennung und Impulsmessung geladener Teilchen. Die TASSO-Driftkammer ist umgeben von einem großen Solenoidmagneten, der 4.40 m lang ist und einen Durchmesser von 2.70 m hat. Die Dicke der Wicklung der Spule senkrecht zur Strahlachse entspricht insgesamt 9 cm Aluminium; zusammen mit Kühlwasser und Isolationsmaterial entspricht das einer Strahlungslänge. Die Spule erzeugt zusammen mit einem eisernen Rückflußjoch im Innern ein Magnetfeld (0.5 Tesla), das in Richtung der  $e^+e^-$  - Strahlen zeigt. Der Bereich außerhalb der Spule ist mit Flüssig-Argon-Schauerzählern für den Nachweis von Photonen und Elektronen umgeben [ PYR82 ].

Zu beiden Seiten des Zentraldetektors befinden sich die Hadronarme, bestehend aus einer ebenen Driftkammer, Čerenkovzählern, Flugzeitzählern, Bleiglasschauerzählern und Muonkammern. Die Hadronarme erlauben eine Teilchentrennung von Pionen, Kaonen und Protonen bis zu den höchsten PETRA - Impulsen. Der gesamte Detektor wird von acht großen Muonkammern umgeben. An der Stirnseite des Detektors befinden sich die Vorwärtsdetektoren.

In Abbildungen 3 und 4 sind die Ansicht senkrecht zur Strahlachse und die Ansicht längs der Strahlachse des TASSO - Detektors dargestellt.

Im folgenden Abschnitt werden die Komponenten des Detektors genauer beschrieben. In Abbildung 5 ist das TASSO - Koordinatensystem, das auch für diese Auswertung benutzt wurde, dargestellt.



TASSO

34853

Abbildung 3. Der TASSO - Detektor senkrecht zur Strahlachse

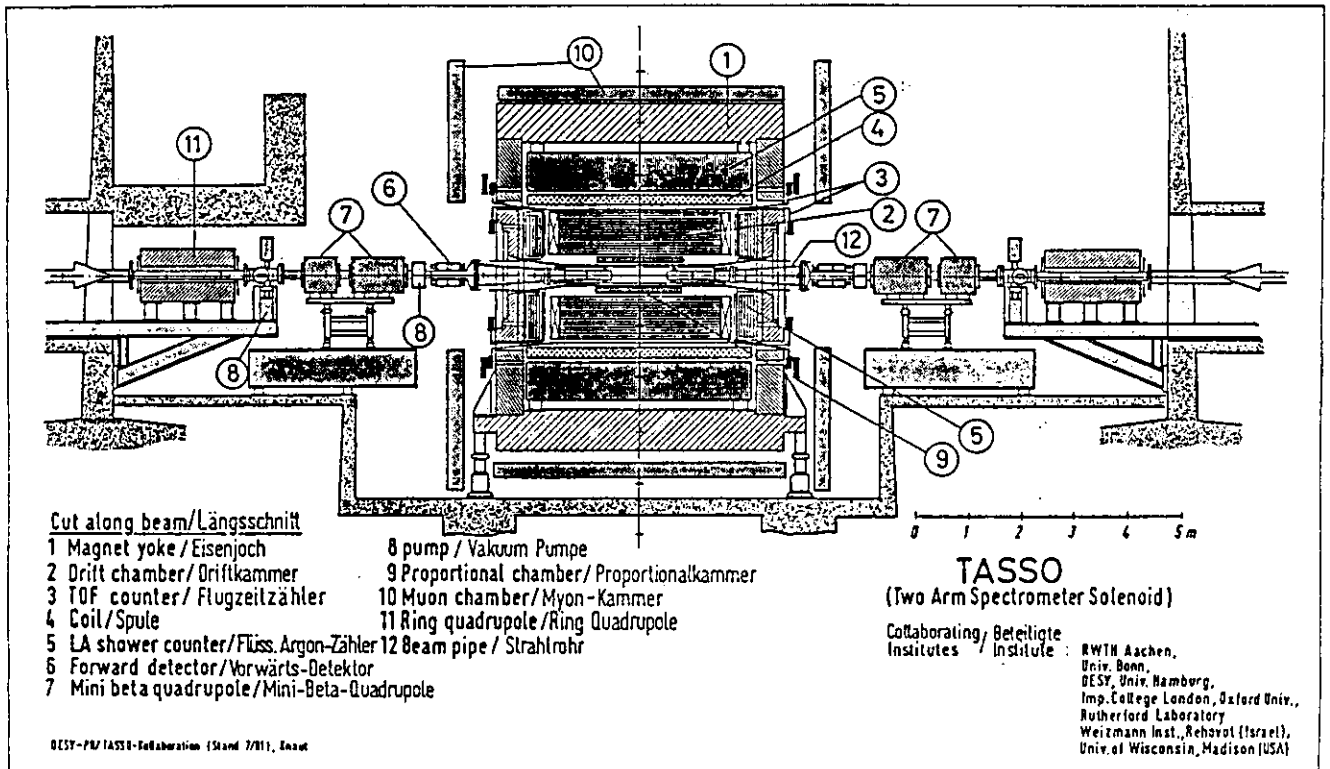


Abbildung 4. Der TASSO - Detektor längs der Strahlachse

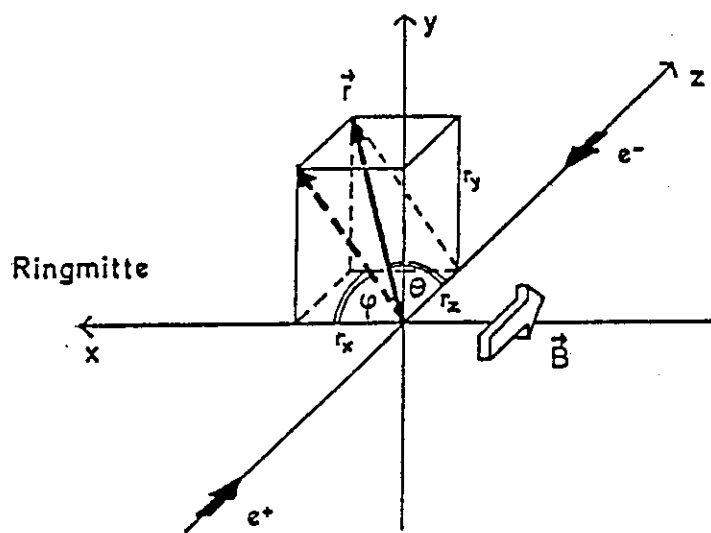


Abbildung 5. Das Koordinatensystem von TASSO

### 2.3 Der TASSO - Innendetektor

Der TASSO-Innendetektor, der aus dem Vertexdetektor, der Proportionalkammer, der Driftkammer und den Flugzeitzählern besteht, befindet sich innerhalb der Spule. Geladene Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, werden zuerst im Vertexdetektor nachgewiesen. Der VERTEXDETEKTOR ist eine zylindrische Präzisionsdriftkammer, die direkt um ein dünnes Strahlrohr gebaut wurde. Der Innenradius der Kammer beträgt 6.5 cm, der Außenradius 15.95 cm und die Länge 81.2 cm. Der Innenzylinder des Vertexdetektors ist zugleich das Strahlrohr. Es ist aus Beryllium gefertigt, mit einer Dicke von 1.8 mm, womit das Berylliumstrahlrohr nur 0.51 % einer Strahlungslänge  $X_0$  besitzt. Die Driftkammer enthält acht zylindrische Drahtlagen, deren radialer Abstand von der Strahlachse zwischen 8.1 und 14.9 cm beträgt, mit insgesamt 720 Driftzellen. Die Kammer wird mit einem Gasgemisch aus 95 % Argon und 5 % Kohlendioxid bei einem Druck von drei Bar ( $3 \cdot 10^5$  Pa) betrieben. Die erreichte Ortsauflösung liegt zwischen 80 und 100  $\mu\text{m}$ . Die Vertexkammer wurde im September 1982 eingebaut.

Die PROPORTIONALKAMMER wird für den schnellen Trigger und die Spurfindung im Zentral-Detektor benötigt. Sie besteht aus vier zylindersymmetrischen Meßlagen mit Radien zwischen 18.7 cm und 28 cm. Die Länge beträgt 1.40 m. Die vier Drahtlagen haben je 480 Anodendrähte (= Signaldrähte). Zwischen zwei Meßlagen befindet sich ein Styroporzylinder, auf dem beidseitig je 120 Kathodenstreifen aufgebracht sind. Sie sind helixförmig um den Zylinder gewickelt und ermöglichen zusammen mit der  $r - \varphi$  - Information aus den Anodendrähten die Bestimmung der  $z$  - Position eines durchlaufenden Teilchens.

Die große zylindrische DRIFTKAMMER ist die wichtigste Komponente des Innendetektors. Sie hat eine aktive Länge von 3.23 m und besteht aus 15 konzentrischen Drahtlagen, deren radialer Abstand von der Strahlachse zwischen 36.7 und 122.2 cm liegt. Neun Lagen sind parallel zum Strahl ( $0^\circ$  - Drähte), während bei sechs Lagen die Drähte unter einem Winkel vom  $-4.5^\circ$  bis  $+4.5^\circ$  zum Strahl ( $\alpha$  - Drähte) verlaufen. Insgesamt hat die Driftkammer 2340 Driftzellen.

Aus der Information der  $0^0$  - und der  $\alpha$  - Drähte werden die Spuren räumlich rekonstruiert. Die Driftkammer enthält ein Gasgemisch aus 50% Äthan und 50 % Argon und wird bei Normaldruck betrieben. Bei einer angelegten Spannung von  $\approx 2.5$  kV zwischen den Signal- und den Potentialdrähten beträgt die Driftgeschwindigkeit der Elektronen  $4.5$  mm/ $\mu$ sec.

Die gemittelte Ortsauflösung beträgt  $170$   $\mu$ m und der Impuls kann mit einer Genauigkeit von

$$\sigma(p) / p = 0.016 \cdot \sqrt{1 + p^2} \quad (p \text{ in GeV}/c)$$

gemessen werden.

Als letzte Komponente des Innendetektors folgen bei einem radialen Abstand von  $132$  cm die kreisförmig angeordneten 48 FLUGZEITZÄHLER.

Sie überdecken einen Raumwinkel von  $82$  % von  $4\pi$  und bestehen aus Plastikszintillatoren, die mit Photovervielfachern ausgelesen werden. Sie dienen zur Identifikation von Pionen, Kaonen und Protonen für Impulse bis zur  $1$  GeV/c und zur Erkennung von Teilchen der Höhenstrahlung.

## 2.4 Der Bereich außerhalb der Spule

Die folgenden Komponenten liegen außerhalb der Magnetspule:

das FLÜSSIG-ARGON-KALORIMETER (L.A.B.C.) zum Nachweis von elektromagnetischen Schauern. Die Wirkungsweise des Flüssig-Argon-Kalorimeters wird im folgenden Abschnitt genauer erläutert.

Zwischen den Endflanschen der Driftkammer und dem Eisenjoch befinden sich die FLÜSSIG-ARGON- ENDKAPPENKALORIMETER (L.A.E.C.). Die beiden symmetrisch angeordneten Hälften überdecken jeweils einen Winkel  $12^0 \leq \theta \leq 29^0$  und  $151^0 \leq \theta \leq 168^0$  in  $\theta$  und  $0^0 \leq \varphi \leq 360^0$  in  $\varphi$ .

Die HADRONARME sind symmetrisch zur Strahlachse, in zwei gegenüberliegenden Bereichen installiert. Sie bestehen aus je einer ebenen, 6 - lagigen Driftrohrkammer zur Ortsmessung und 3 hintereinanderliegenden Schwellenčerenkovzählern, die der Teilchengeschwindigkeitsmessung dienen. Hinter den Čerenkovzählern befinden sich 48 Flugzeitähler und Bleiszintillator-Schauerzähler. Mit dieser Anordnung ist die Trennung von Pionen, Kaonen und Protonen praktisch über den gesamten Impulsbereich gewährleistet.

Die MUONKAMMERN , die sich hinter einer  $50$  bis  $87$  cm dicken Eisenabschirmung befinden, bestehen jeweils aus vier Lagen Proportionalkammern von  $4 \times 4$  cm<sup>2</sup> Querschnitt und bis zu  $8$  m Länge, von denen jeweils 2 parallel und 2 senkrecht zur Strahlachse ausgerichtet sind. Muonen mit Impulsen oberhalb von  $1.2$  GeV/c durchdringen die Eisenabschirmung und werden nachgewiesen.

Zu beiden Seiten des Wechselwirkungspunkts befinden sich in  $3.40$  m Abstand die VORWÄRTSDETEKTOREN mit den Luminositätsmonitoren [HIL81]. Sie bestehen aus einer Proportionalkammer, Szintillatorzählern und Schauerzählern aus Blei und Szintillatoren. Sie ermöglichen den Nachweis von Elektronen, die unter sehr kleinen Winkeln ( $25$  mrad  $< \theta < 115$  mrad) erzeugt werden. Die Monitore bestimmen die Luminosität durch Messung der Bhabhastreueung.

## 2.5 FLÜSSIG-ARGON-SCHALENKALORIMETER

Im Flüssig-Argon-Schalenk calorimeter werden Photonen und Elektronen mit einer Mindestenergie von 50 MeV nachgewiesen. Als Schauer material enthält das Flüssig-Argon-Schalenk calorimeter Blei. Das Flüssig-Argon wird beim Durchqueren von den Teilchen des Schauers ionisiert, und die dabei entstehenden Ladungen werden mit einer zwischen den Bleiplatten bestehenden Hochspannung abgesaugt. Aus den erzeugten elektromagnetischen Schauern der Teilchen werden der Ort und die Energie bestimmt. Das Schalenk calorimeter ist für die Auswertung dieser Arbeit von besonderer Bedeutung. Daher wird es ausführlicher beschrieben.

Das Kalorimeter besteht aus acht identischen Zählersegmenten (s. Abb. 4), die im folgenden Submodule genannt werden. Sie überdecken die Spule in ihrer Gesamtlänge von 4.40 m. Die Winkelakzeptanz beträgt (s. Abb. 5):

$$42^{\circ} < \theta < 138^{\circ} \quad (\text{im Polarwinkel})$$

$$30^{\circ} < \varphi < 150^{\circ} \text{ und } 210^{\circ} < \varphi < 330^{\circ} \quad (\text{im Azimuthwinkel.})$$

Insgesamt werden  $\sim 46\%$  des vollen Raumwinkels überdeckt.

In jedem Submodul befinden sich 26 hintereinanderliegende, je 0.2 cm dicke Bleiplatten, die durch 0.5 cm dicke Zwischenräume, die mit Flüssig-Argon gefüllt sind, voneinander getrennt werden (siehe Abb. 6 und Abb. 8).

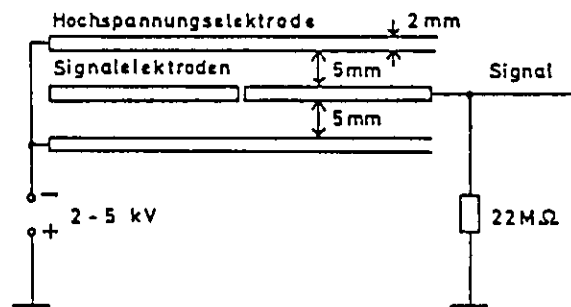


Abbildung 6. Der Aufbau einer aktiven Meßlage

Die negativ geladenen Lagen, Hochspannungselektroden genannt, bestehen aus großen, ungeteilten Bleiplatten. Die angelegte Spannung beträgt ungefähr 2 kV. Die geladenen Teilchen im Schauer ( $e^+$ ,  $e^-$ ) ionisieren das Argon. Die freiwerdende Ionisationsladung fließt auf die positiven und negativen Platten und kann mit einem ladungsempfindlichen Verstärker nachgewiesen werden. Eine Anordnung aus einer Signalelektrode und zwei Hochspannungselektroden heißt Meßlage (s. Abb. 6). Jede Signalelektrode ist über einen Erdungswiderstand von 22 M $\Omega$  an Masse gelegt und sammelt die in 1 cm Argon erzeugte Ionisationsladung. Im Gegensatz zu den Hochspannungselektroden sind die Signalelektroden in viele elektrisch voneinander isolierte Segmente aufgeteilt. Auf diese Weise ist es möglich, nicht nur die Gesamtladung, sondern auch deren longitudinale und laterale Verteilung zu messen. Die Abbildung 7 stellt schematisch die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers im FA-Schalenk calorimeter dar. Das ausgelesene elektrische Signal ist der Energie des schauernden Primärteilchens proportional.

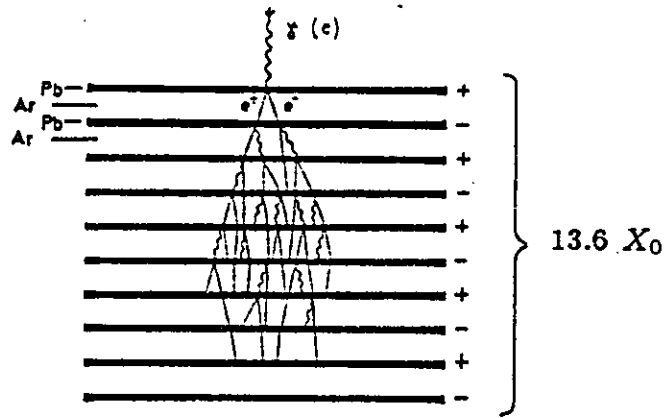


Abbildung 7. Schematische Darstellung der Entwicklung eines e.m. Schauers im FA-Kalorimeter

Der Absorberaufbau eines Submoduls hat einen trapezförmigen Querschnitt. Die Breite der Innenseite beträgt 81.4 cm und wächst auf 95.5 cm nach außen an. Die Tiefe beträgt 45 cm, die Länge 398 cm.

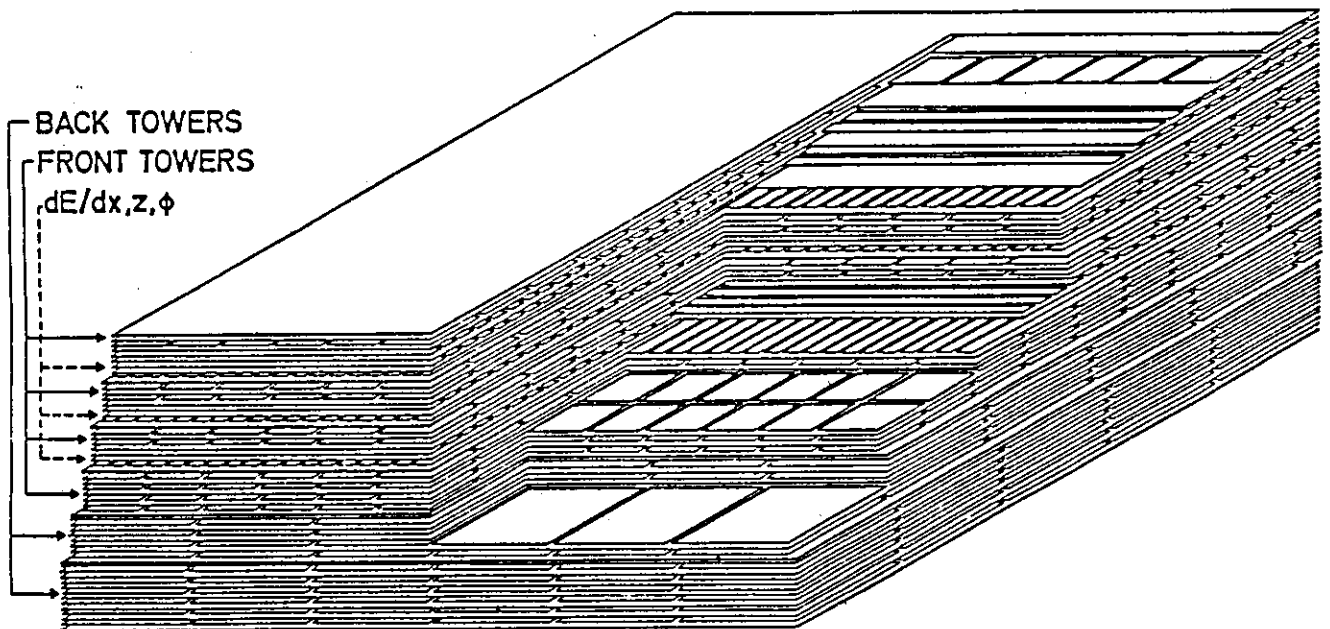


Abbildung 8. Schematischer Aufbau eines Submoduls



In Abb.8 ist die schematische Anordnung der Bleiplatten im Submodul des Flüssig-Argon-Schalenkalorimeters gezeigt. Die vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen im selben Raumwinkel zuerst liegenden,  $7 \times 7 \text{ cm}^2$  großen Segmente werden in ihrer Gesamtheit Vorderturm genannt und sie werden zusammen ausgelesen. Jeweils 4 Vordertürme werden von den dahinter liegenden  $14 \times 14 \text{ cm}^2$  großen Segmenten (Hintertürme), die ebenfalls integral ausgelesen werden, überdeckt. Die Segmentgrößen gelten für die Submodulmitte, denn zu den Rändern hin werden die Segmente größer, um dieselbe Raumüberdeckung zu gewährleisten (s. Abb.9).

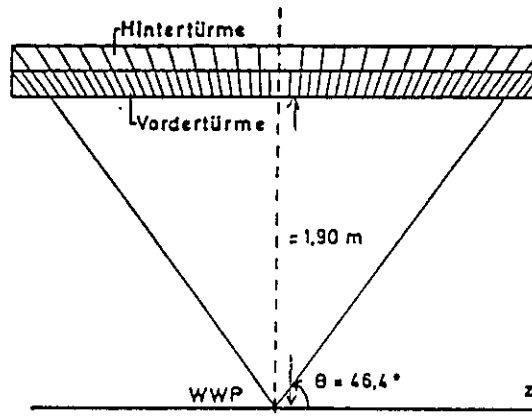


Abbildung 9. Ausrichtung der Türme auf den Wechselwirkungspunkt

Die Hintertürme und die Vordertürme dienen zur Energiemessung der schauernden Teilchen. Die Ortsbestimmung der Schauer wird durch Streifen erzielt, die in verschiedenen Tiefen senkrecht zueinander zwischen den Bleiplatten der Vordertürme eingefügt sind. Die Streifen parallel zur Strahlachse heißen  $\varphi$  - Streifen, die senkrecht dazu werden  $z$  - Streifen genannt. Die Streifen werden einzeln ausgelesen, so daß aus der Pulsverteilung der Schauer-schwerpunkt ermittelt werden kann.

Vom Wechselwirkungspunkt aus liegen die folgenden Meßlagen hintereinander

[PYR82, LEM84, ZEU84]:

- 1 Lage Vordertürme, um die Ladung der bereits vor dem Kalorimeter entstandenen Schauer zu sammeln. In der Modulmitte beträgt die Segmentgröße  $7 \times 7 \text{ cm}^2$ .
- 2 Lagen  $z$  - Streifen . Sie messen den spezifischen Energieverlust und werden deshalb  $dE/dx$  - Streifen genannt. Jeder Streifen ist ca. 2 cm breit und zwischen 81.4 und 95.5 cm lang.
- 1 Lage  $\varphi$  - Streifen zur Ortsmessung in  $\varphi$  - Richtung. Sie sind ca. 2 cm breit und 199 cm lang.
- 2 Lagen Vordertürme. Die Gesamtdicke einschließlich der Hochspannungselektroden beträgt  $1.4 X_0$ .
- 1 Lage  $z$  - Streifen und eine Lage  $\varphi$  - Streifen.
- 2 Lagen Vordertürme.
- 1 Lage  $z$  - Streifen und eine Lage  $\varphi$  - Streifen.
- 4 Lagen Vordertürme mit  $2.8 X_0$ .
- 10 Lagen Hintertürme, ( $14 \times 14 \text{ cm}^2$ ). Die Dicke beträgt  $7.6 X_0$ .

Damit enthält ein Submodul insgesamt 26 aktive Meßlagen mit einer gesamten Argon-  
dicke von 26 cm. Die Absorberdicke (in Blei und Flüssig - Argon) für die Vordertürme beträgt  
 $6.09 X_0$  und für die Hintertürme  $7.6 X_0$ . Vom Wechselwirkungspunkt bis zur ersten aktiven  
Meßlage beträgt die Materialdicke  $1.63 X_0$ .

Es folgt eine kurze Beschreibung der Auslesekanäle.

In jedem Submodul sind die Vordertürme in 12 Zeilen ( $r - \varphi$  - Ebene) und 52 Spalten ( $z$  -  
Richtung) angeordnet. Insgesamt sind es  $12 \times 52 = 624$  Auslesekanäle.

Die Hintertürme sind in  $6 \times 26$  Kanäle zusammengefaßt. Die  $2 \times 168$  Streifen zur Energie-  
verlustmessung werden einzeln ausgelesen. Die vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen im  
selben Raumwinkel hintereinanderliegenden Streifen der drei  $\varphi$  - Lagen werden zusammen  
ausgelesen. Sie sind aufgrund der großen Modullänge bei  $z = 0$  geteilt und werden für die  
beiden Modulhälften getrennt ausgelesen.

Damit sich ergibt eine Gesamtanzahl von 10928 Kanälen für das gesamte Flüssig-  
Argon-Schalenkalorimeter.

### 3. ENERGIEMESSUNG MIT DEM FLÜSSIG-ARGON-KALORIMETER

#### 3.1 Die elektromagnetische Schauerentwicklung

In diesem Kapitel wird eine kurze Beschreibung der Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers gegeben. Anschließend werden die daraus gewonnenen Erkenntnisse speziell für die Energiemessung mit dem TASSO-Kalorimeter besprochen.

Die Schauerentwicklung für Elektronen und Photonen hoher Energie wird beim Durchgang durch Materie im wesentlichen durch Bremsstrahlung und Paarbildung bestimmt. Für Photonen sind Wechselwirkungen wie Compton- und Photoeffekt bei Energien oberhalb von 100 MeV im Vergleich zu der Paarbildung unbedeutend. Die erzeugten Elektronen und Positronen wechselwirken mit den Feldern der Atomkerne und geben einen Teil ihrer kinetische Energie in Form von Bremsstrahlungsphotonen ab.

Die Bremsstrahlung überwiegt oberhalb der materialspezifischen, kritischen Energie, wo der mittlere Energieverlust durch Ionisation und Bremsstrahlung gleich sind. Diese kritische Energie  $E_k$  ist ungefähr gegeben durch:

$$E_k \approx \frac{550 \text{ MeV}}{Z}, \quad (Z = \text{Kernladungszahl des Materials.})$$

Eine Aufeinanderfolge von Paarbildung und Bremsstrahlung führt zu einer Teilchenkaskade, die als SCHAUER bezeichnet wird.

Die Schauertiefe wird in STRAHLUNGSLÄNGEN  $X_0$  angegeben. Die Strahlungslänge hängt vom Material ab und kann berechnet werden entsprechend [LOH81]:

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4 \cdot \alpha \cdot N}{A} \cdot Z \cdot (Z + 1) \cdot r_e^2 \cdot \ln(183 \cdot Z^{-1/3})$$

Dabei sind  $N$  die Avogadrozahl,  $Z$  die Kernladungszahl,  $A$  die Massenzahl,  $r_e = 2.817 \cdot 10^{-13}$  cm der klassische Elektronenradius und  $\alpha_s \simeq 1/137$  die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante.

Für die Bestimmung der Energie eines Schauers sind die Fluktuationen in der Schauerentwicklung, die sich aus den statistischen Eigenschaften der Teilchenkaskade ableiten, von wesentlicher Bedeutung. Die Ergebnisse der Schauertheorie für die physikalischen Größen des Schauers sind daher als statistische Mittelwerte zu verstehen.

Die wesentlichen charakteristischen physikalischen Größen eines elektromagnetischen Schauers werden hier kurz aufgeführt. Ausführliche Erläuterungen der Prozesse bei der elektromagnetischen Schauerentwicklung findet man bei [AMA81, FAB82, PER82, ROS52].

Die MAXIMALZAHL  $N_{\max}$  von Elektronen, Positronen und Photonen eines Schauers wird erreicht, wenn die Energie der Teilchen im Mittel auf die kritische Energie abgesunken ist. Die Maximalzahl kann beschrieben werden durch:

$$N_{\max} \approx \frac{E}{E_k} \quad (E = \text{Energie des primären Teilchens.})$$

Die Tiefe des SCHAUERMAXIMUM  $t_{\max}$  hängt von der Energie ab gemäß :

$$\frac{t_{\max}}{X_0} \simeq \ln(E/E_k) - C$$

$C \simeq 1$  bei Elektronen,  $C \simeq 0.5$  bei Photonen.

Die integrierte Wegstrecke der Elektronen und Positronen im Schauer, die Spurlänge, ist proportional zu der Energie des schauernden Primärteilchens. Die mittlere Schauertiefe  $L_{\text{med}}$  ist der Ort, an dem die Hälfte der Spurlänge erreicht ist. Sie ist gegeben durch:

$$L_{\text{med}} \approx X_0 \cdot \ln(E/E_k) .$$

Die Tiefe  $L_{98\%}$ , in der bis zu 98 % der Energie im Mittel absorbiert wird, liegt bei :

$$L_{98\%} \approx 3 \cdot L_{\text{med}} .$$

Ein Maß für die LATERALE Ausdehnung des Schauers ist der MOLIÈRE-Radius  $R_M$ :

$$R_M = 21.2 \text{ MeV} \cdot \frac{X_0}{E_k} .$$

Ungefähr 98% der Schauerenergie wird in einem Zylinder mit dem Radius von  $3 \cdot R_M$  deponiert.

Diese Begrenzung gilt nicht für denjenigen Teil des Schauers, der die niederenergetischen (einige MeV) Photonen enthält [ AMA81 ]. Für das Flüssig-Argon-Kalorimeter ist:

$$R_M = 3.2 \text{ cm} [ WIC84 ] .$$

### 3.2 Energieauflösung des Flüssig-Argon-Schalenskalorimeters

Die Energieauflösung ist definiert als die Varianz ( $\sigma_E^2$ ) der Verteilung der gemessenen Energie  $E$ , die das Kalorimeter für einfallende Teilchen gleicher Energie mißt. Beim Kalorimeter wird die Energieauflösung im wesentlichen durch statistische Schwankungen in der Schauerentwicklung, die Zahl und die Dicke der Absorberplatten bestimmt. Das Kalorimeter hat eine Auflösung von:

$$\sigma_E/E = (0.11 - 0.02/(E - 0.5))/\sqrt{E} \quad (E \text{ in GeV})$$

für  $E > 1 \text{ GeV}$  [ HEY81 ].

### 3.3 Ortsauflösung des Flüssig-Argon-Schalenskalorimeters

Um die Ortsauflösung zu bestimmen werden Spuren von Elektronen im Innendetektor in das Schalenskalorimeter extrapoliert und mit dem vom Programm LARGON (siehe 3.4) berechneten Schauerschwerpunkt des zugehörigen Schauers verglichen.

Für die Ortsauflösung in  $\theta$  und  $\varphi$ , bei Benutzung der  $\varphi$ - und z-Streifen, ergibt sich [ PYR82 ]:

$$\sigma(\Delta\varphi) = 4.3 \text{ mrad} \quad \sigma(\Delta\theta) = 2.1 \text{ mrad} .$$

In diese Werte geht die Unsicherheit der Driftkammermessung mit ein. Die reine Auflösung des Flüssig-Argon-Schalenskalorimeters sollte für beide Koordinaten unter 2 mrad liegen.

### 3.4 Schauerrekonstruktion

Das physikalische Ziel bei der Benutzung des Kalorimeters ist die Rekonstruktion von Schauern. Dabei ist die Energieverteilung und die Winkelverteilung der rekonstruierten Schauer von wesentlicher Bedeutung. Das Programm LARGON versucht aus den einzelnen Einträgen der verschiedenen Kanäle des FA-Schalenkalorimeters einen Schauer zu bilden und dessen Daten in einer Liquid Argon Track Bank abzuspeichern. Im Idealfall erkennt das Programm die Gesamtheit der zu einem Teilchenschauer zugehörigen Türme und Streifen. Als CLUSTER wird im weiteren das Muster von Streifen und Türmen verstanden, die vom Programm LARGON zu einem elektromagnetischen Schauer zusammengefaßt werden. Dieses Programm wird pro Ereignis einmal gerufen. Im einzelnen kann man LARGON in folgende Schritte unterteilen, die kurz erläutert werden:

#### - Clusterbildung

Ein Teilchenschauer kann sich über mehrere Türme erstrecken. Bei dem CLUSTERALGORITHMUS beginnt man mit dem Vorderturm, der die größte Pulshöhe hat, und faßt alle angrenzenden Vordertürme sowie die von den Vordertürmen überdeckten Hintertürme zu einem CLUSTER zusammen.

Besteht ein CLUSTER aus mehreren Teilen mit mindestens zwei durch Kanten verbundenen Vordertürmen, die nur über einen Eckturm zusammenhängen, so wird es dort geteilt. Liegt der Teilungspunkt über der Mitte eines Hinterturms mit Energieeintrag, wird seine Energie dem höherenergetischen der entstehenden CLUSTER zugeordnet (s. Abbildung 10). Mit den verbleibenden Türmen wird derselbe Prozeß solange wiederholt, bis alle Türme mit Einträgen CLUSTERN zugeordnet sind [ZEU84, PYR82].

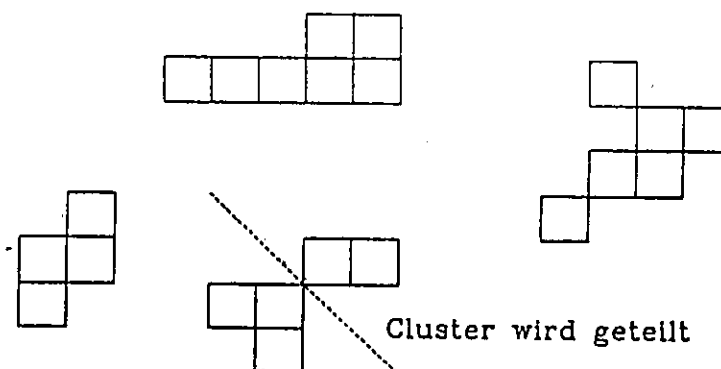


Abbildung 10 Beispiele für Clusteranordnungen

Bei hochenergetischen Clustern (ab 2.0 GeV) wird ein anderer CLUSTER-ALGORITHMUS benutzt, der mit E.G.S. getestet wurde [WIC84].

Dieser Algorithmus spaltet ein Cluster in zwei oder mehrere Cluster, falls beim Vergleich der Energieverteilung in den Vordertürmen mit der Energieverteilung, die von einem einzelnen Photon erzeugt wurde, große Unterschiede sichtbar werden.

Die Summe aller Pulshöhen der beteiligten Türme unter der Berücksichtigung der Kalibrationskonstanten ist die Energie des CLUSTERS.

Die genaue Clusterposition wird unter der Annahme, daß das zugehörige Teilchen vom Wechselwirkungspunkt kommt, durch die Wichtung der getroffenen Streifen mit ihren Pulshöhen bestimmt. Hat kein Streifen angesprochen, so wird die Position aus allen zum CLUSTER gehörigen Vordertürmen energiegewichtet bestimmt.

Die zugeordnete Ladung eines CLUSTERS wird durch Extrapolation der Spuren aus dem Innendetektor bestimmt. Trifft eine Spur innerhalb einer Turmbreite rund um das CLUSTER den Zähler, so wird das CLUSTER geladen genannt, andernfalls neutral.

Aus der Energie des CLUSTERS wird die Energie des auslösenden Teilchens bestimmt. Bei schauernden Teilchen wie Photonen und Elektronen müssen wegen der individuellen Schauerentwicklung einige statistische Korrekturen vorgenommen werden. Sie wurden mit dem Simulationsprogramm (EGS) gewonnen und sie unterscheiden zwischen Elektronen (geladene CLUSTER), nicht konvertierten Photonen und konvertierten Photonen.

Folgende Effekte, die sich aus dem spezifischen Kalorimetraufbau ergeben, wurden berücksichtigt [HEY81]:

- durch Schauerfluktuationen findet der CLUSTERALGORITHMUS nicht alle zu einem Schauer gehörenden Türme, bzw. ein Schauer wird in mehrere CLUSTER aufgespalten.

- Die Ausleseschwelle der Türme beträgt 20 MeV.

Verteilt sich die Schauerenergie auf viele Türme, so kann in einigen Türmen die Energie weniger als 20 MeV betragen. Dieser Teil der Energie geht dabei verloren.

- Es wird nur der Teil der Energie des Teilchens nachgewiesen, der durch Ionisation zu Ladung in Argon führt. Im Blei oder Stützmaterial abgelegte Energie geht verloren.

- Da das Material vor dem FA-SCHALENKALORIMETER bei senkrechtem Einfall etwa die Dicke von 1.17 Strahlungslängen hat, kann bereits vor dem Kalorimeter ein Teil der Energie absorbiert werden.

- Leckverluste

Bei spätschauernden und hochenergetischen Teilchen kann die Energie des Teilchens wegen der endlichen Absorberdicke des Kalorimeters von  $13.6 X_0$ , nicht vollständig deponiert werden.

Alle diese Effekte sind rein statistischer Natur, weil die individuelle Schauerentwicklung nicht vorhersagbar ist.

#### - Energieeichung

Wegen der endlichen Tiefe des Kalorimeters können hochenergetische Teilchen den Zähler durchdringen, ohne vollständig absorbiert zu werden. Durch Absorption im Material vor dem Kalorimeter wird die Linearität zwischen der Energie des schauernden Teilchens und der durch Ionisation im FA-Schalenskalorimeter erzeugten Ladung

verletzt. Die von den Vorverstärkern gemessene Ladung  $Q$  hängt von der Hochspannung zwischen den Bleiplatten, dem Abstand der Platten und der Verunreinigung des Argons mit elektronegativen Substanzen (hauptsächlich  $O_2$ ) ab.

Diese Effekte werden in einer Kalibrationskonstanten zusammengefaßt, die mit BHABHA - Ereignissen bekannter Energie ermittelt wird. So werden alle Pulshöhen mit der Kalibrationskonstanten des entsprechenden Submoduls multipliziert.

#### - Erkennung von "heißen Kanälen"

In einem elektronischen System mit über 10000 Kanälen gibt es immer solche, die Störimpulse liefern. So können Fehler in den Vorverstärkern, den ADC's, Störungen in der Eingangsstufe oder beim Datenfluß entstehen.

Im FA-SCHALENKALORIMETER ist ihr Prozentsatz kleiner als 3 % [ PYR82 ]. Diese Fehler werden folgendermaßen erkannt:

Im ersten Analyseschritt bei TASSO wird bei allen Ereignissen ohne neutralen Trigger und ohne erkannte Fehler die Zahl der Einträge  $n_i$  jedes Kanals gezählt und ihre Energie  $\sum E_i$  summiert. Für jede der 6 Kanalarten (Vorder-, Hinterturm,  $(dE/dx)_1$ ,  $(dE/dx)_2$ ,  $z$  - und  $\varphi$  - Streifen) wird unter Auslassung einiger Kanäle mit größten bzw. kleinsten Pulshöhen ein Mittelwert der Häufigkeiten  $\bar{n} \pm \sigma_n$  und der Energie  $\bar{E}$  gebildet.

Ein Kanal gilt als verdächtig, wenn er zu häufig anspricht; d. h.:

$$n_i > \bar{n} + 3 \cdot \sigma_n .$$

In diesem Fall wird seine Schwellenenergie  $\hat{E}_i$  berechnet:

$$\hat{E}_i = \frac{(\sum E_i - \bar{n} \cdot \bar{E})}{(n_i - \bar{n})} .$$

Diese Schwellenenergie wird zusammen mit der Kanaladresse gespeichert.

Überschreitet  $\hat{E}_i$  2.0 GeV, so wird der Kanal heiß genannt und bei allen weiteren Energieberechnungen nicht berücksichtigt.

### 3.5 Schauerselektion

Für die Auswahl der Schauer, die Kandidaten für Photonen aus dem  $\pi^0$ -Mesonzerfall sind, werden folgende Bedingungen verlangt:

- Innerhalb einer Vorderturmbreite rund um das Cluster darf keine Extrapolation einer geladenen Spur aus dem Innendetektor enden. Dadurch soll sichergestellt werden, daß das Cluster von einem neutralen Teilchen verursacht wurde.
- Es muß mindestens ein Streifen angesprochen haben. Damit wird der Schauer genauer lokalisiert, und die Wahrscheinlichkeit eines Fehlers durch elektronisches Rauschen wird wesentlich verringert.
- Um Energiemessungen nicht zu verfälschen, darf der Schwerpunkt des Clusters nicht am Rand eines Submoduls liegen, denn dort können Teile des Schauers das Kalorimeter seitlich verlassen [ *ZEU84, PYR82* ].

Zur Bestimmung des zulässigen Volumens, innerhalb dessen die Cluster liegen dürfen, wird für jedes Submodul ein Koordinatensystem benutzt, dessen Nullpunkt in der Mitte des Submoduls in 190.1 cm Entfernung vom TASSO-Koordinatenursprung liegt. Eine Achse bildet die z-Achse, die zweite ist die w-Achse senkrecht dazu.

Es wurden folgende Grenzen bestimmt [ *ZEU84* ]:

$$|w_{max}| = 36.0 \text{ cm}$$

$$|z_{max}| = 176.2 \text{ cm}$$

- $|\cos\theta| < 0.68$  [ *PYR82* ].
- Ein Cluster darf keinen Turm am Rand eines Submoduls umfassen, da dort die Energiemessung ebenfalls durch Randeffekte verfälscht werden kann.
- Der Energiebereich der Cluster wird zwischen 150 MeV und dem 1.5-fachen der Strahlenergie beschränkt, um Fehlmessungen zu vermeiden.
- Das Submodul, in dem sich das Cluster befindet, muß einwandfrei gearbeitet haben.



## 4. DATENANALYSE

### 4.1 Die Trigger

Beim PETRA - Speicherring kreuzen sich alle  $\sim 3.8 \mu\text{sec}$  an jedem Wechselwirkungspunkt die Teilchenpakete. Das Triggersystem muß daher innerhalb von  $3.8 \mu\text{sec}$  entscheiden, ob ein interessantes Ereignis vorliegt, um dann die Daten aller Komponenten des Detektors auszulesen. Eine Gesamtauslese benötigt eine Unterbrechung der Datennahme und führt zu 20 bis 30 msec Totzeit für den Detektor.

Die Triggerbedingungen müssen so gewählt werden, daß auf der einen Seite interessante Ereignisse nicht übergangen werden, auf der anderen Seite der Entscheidungsprozeß genügend schnell ist. Dazu sind die meisten Komponenten des Detektors an Prozessoren angeschlossen, die eine Vorauswahl treffen und gegebenenfalls Triggersignale erzeugen.

Die Triggerbedingungen werden hier kurz erläutert.

#### Der Driftkammer - PRE-PROZESSOR (PREPRO)

Dieser Prozessor erkennt Spuren aus der Driftkammer. Zusätzlich werden Informationen aus der Proportionalkammer und den Flugzeitählern berücksichtigt.

Die Proportionalkammer ist in 48 radiale Segmente unterteilt. Haben in einem Segment 3 der 4 Drahtlagen angesprochen und hat darüberhinaus mindestens 1 Flugzeitzähler angesprochen, so versucht der PREPRO durch die gesetzten Drähte der Driftkammerlagen Spuren zu legen. Ausgehend von jeder der innersten Driftkammerdrahtlagen werden die getroffenen Drähte mit vorprogrammierten Masken, die 15 Spuren verschiedener Krümmung darstellen und somit verschiedenen Teilchenimpulsen entsprechen, verglichen.

Falls der Proportionalkammerprozessor ein gesetztes Segment hat, die Driftkammer eine Spur mit Treffern in mindestens 5 der 6 Ebenen besitzt und der entsprechende Flugzeitzähler angesprochen hat, so gilt die Spur als erkannt.

Erfüllen die beobachteten Spuren eine der Triggerbedingung (z.B. mindestens 4 Spuren mit einem mittleren Transversalimpuls der größer als  $220 \text{ MeV}/c$  ist), so liefert der PREPRO ein Triggersignal.

#### FLÜSSIG-ARGON-TRIGGER { PYR82 }

Der Kalorimetertrigger spricht auf Energie, die im Kalorimeter deponiert ist, an. Für die Bildung des Triggers dienen Summenausgänge, in denen die Signale von mehreren Vorder- und Hintertürmen zusammenschaltet werden.

Es gibt zwei Arten von Triggerelementen:

- Ein **LOKALES TRIGGERELEMENT** besteht aus der Pulssumme von  $4 \times 8$  Vordertürmen und dem Summensignal der zugehörigen 8 Hintertürme. Am Rand eines Submoduls besteht es aus  $3 \times 8$  Vordertürmen, den dahinterliegenden 6 Hintertürmen, sowie den 6 großen Vordertürmen.
- Das  **Globale TriggerElement** besteht aus der Summe der Energien aus allen Vorder- und Hintertürmen eines Submoduls.

Die Aufteilung der Triggerelemente in lokale Triggerelemente sowie ein Blockschaltbild der gesamten Triggerelektronik ist in { PYR82 } sehr ausführlich beschrieben.

Für LOKALE und GLOBALE Triggerelemente steuern Vorder- und Hinterturmsignale die beiden Eingänge von je zwei SCHWELLENDISKRIMINATOREN A und B [ ZEU84 ]. Die Schwellen werden für jedes Submodul zentral gewählt. Zusätzlich kann für den Diskriminator A eine Koinzidenz von Vorder- und Hintertürmen verlangt werden. Beim Überschreiten der vorgewählten Schwelle liefert der Diskriminator ein Signal. Die Signale werden nach Trigger-element und Diskriminator getrennt aufsummiert. Damit werden zwei lokale und zwei globale Signale erzeugt.

Aus der Signalhöhe kann die Häufigkeit der Schwellenüberschreitung des Diskriminators bestimmt werden. Mittels eines zentralen Diskriminators werden folgende Trigger definiert:

#### 1. Der NEUTRALE TRIGGER (FA-0).

Er ist unabhängig von den Spurtriggern im Innendetektor. Es wird verlangt, daß mindestens eines der folgenden Triggerelemente die Schwellen überschritten hat :

- 1 GLOBALES Element des Diskriminators A,  
d. h. die Summe der Energien der Vordertürme muß größer als 1.2 GeV sein und die der Hintertürme 0.95 GeV übersteigen.
- 2 LOKALE Elemente des Diskriminators A.  
Das bedeutet, daß die Summe der Energien der Vordertürme 0.56 GeV und die der Hintertürme 0.95 GeV übersteigt.
- 2 lokale Elemente des Diskriminators B,  
was einer Überschreitung von 0.56 GeV für die Summe der Energien der Vordertürme entspricht.

#### 2. Der 1-SPUR TRIGGER (FA-1).

Er verlangt mindestens eine PREPRO-Spur und mindestens ein globales Triggerelement von Diskriminator B oder mindestens zwei lokale Triggerelemente von Diskriminator B.

### 4.2 Die Datenreduktion

Jede einzelne Detektorkomponente ist über CAMAC mit den Experimentrechnern verbunden. Hat ein Ereignis bestimmte Triggerbedingungen erfüllt, so werden die Signale sämtlicher Komponenten ausgelesen. Danach werden die Teilchenspuren im Innendetektor rekonstruiert. Diese Daten werden auf sogenannte DUMP - Bänder im DESY - Rechenzentrum gespeichert. Die einzelnen Analyseschritte werden PASS1 bis PASS4 genannt. Sie werden im folgenden kurz erläutert.

#### PASS1:

In diesem ersten Analyseschritt wird eine geometrische Rekonstruktion der Spuren im Raum erstellt. zusätzlich wird die Information aus dem FA - Kalorimeter auf Hardwarefehler untersucht. Die so entstandenen Bänder heißen PASS1 - Bänder.

#### PASS2:

Hier erfolgt der erste Schritt der Datenreduktion. Alle Ereignisse von PASS2 müssen mindestens eines der folgenden Kriterien erfüllen:

- mindestens 1 Spur im INNENDETEKTOR, die dreidimensional rekonstruiert wurde und deren Abstand vom Vertex in der x-y - Ebene kleiner als 2.5 cm und in z - Richtung kleiner als 15 cm ist.
- In dem ENDKAPPENKALORIMETER wurden 2 Schauer oder ein Schauer mit der zugehörigen Spur im Innendetektor nachgewiesen.
- Für die HADRONARME gilt die gleiche Bedingung wie für das Endkappenkalorimeter.

- Zwei oder mehr gegenüberliegende FLUGZEITZÄHLER, die angesprochen haben, mit mit einer maximalen Abweichung in  $\varphi$  von  $+/- 15^\circ$ .
- Ein Luminositätstrigger im Vorwärtsdetektor.
- mindestens 4 GeV für die Summe der Energie von allen 8 Submodulen, oder in mindestens 2 Submodulen muß mehr als 0.5 GeV je Submodul deponiert sein. Etwa 10 % aller Ereignisse erfüllen eine dieser Bedingungen.

#### PASS3:

Gegenüber PASS2 werden hier mindestens 2 dreidimensionale und 3 in x-y - Ebene rekonstruierte Spuren im Innendetektor verlangt. Längere Analyseprogramme der verschiedenen Komponenten des TASSO - Detektors werden hier gerechnet und die Ergebnisse in Banken abgelegt. Näheres ist in [ TAS173 ] beschrieben.

#### PASS4:

Die Auswahl von Kandidaten für hadronische Ereignisse wird hier vorgenommen. Die Auswahlkriterien für hadronische Ereignisse lauten:

- mindestens 5 dreidimensional rekonstruierte Spuren im Innendetektor, zur Unterdrückung von Ereignissen mit niedriger Multiplizität (Bhabha - Streuung,  $\mu$  - Paarzeugung, Zweiphotonvernichtung).
- Der Ereignisursprung darf in z - Richtung um nicht mehr als  $+/- 6$  cm vom TASSO - Koordinatenursprung abweichen. Damit wird der Untergrund aus Strahl-Restgas-Wechselwirkungen verringert.
- Die Impulssumme aller geladenen Teilchen muß größer als 53 % des Strahlimpulses sein, um die Photon-Photon-Prozesse auszusondern.
- Eine Sichtkontrolle am Bildschirm vermindert die Zahl von Untergrundereignissen, die durch fehlerhafte Rekonstruktion von Spuren bzw. durch Wechselwirkungen am Strahlrohr die Schnitte passiert haben. Genauer wird auf die PASS4 - Schnitte in [ TAS300, TAS228 ] eingegangen.

### 4.3 Ereignissimulation

Zur Berechnung der Akzeptanz einzelner Detektorkomponenten sowie von Effekten, die durch Wechselwirkung der Teilchen im Detektor hervorgerufen werden können, dient ein Simulationsprogramm mit den Namen MONSTER. Mit diesem Monte Carlo Programm werden hadronische Ereignisse erzeugt. Dazu werden mit einem Ereignisgenerator Quark-Antiquarkpaare erzeugt, deren Wirkungsquerschnitt in den höheren Ordnungen durch Strahlungskorrekturen modifiziert wird. Der Fragmentation (s. Abschnitt 1) der Quarks schließt sich die Detektorsimulation an. Dort werden die Teilchen durch den Detektor verfolgt und der Zerfall der Primärteilchen sowie die Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektormaterial berücksichtigt. Dazu wird für jeden Detektorteil eine Information, die ein Teilchen wie das simulierte in ihm hinterließ, erzeugt. Die Schauersimulation im Flüssig-Argon-Schalenskalorimeter erfolgt durch das E.G.S.-Programm [ FOR78 ]. Die Struktur der Ausgabendatensätze der simulierten Ereignisse stimmt mit der der gemessenen Daten überein, so daß die gleichen Analyseprogramme für Daten und Monte Carlo Ereignisse benutzt werden können.

## 5. NACHWEIS VON $\pi^0$ -MESONEN HOHER ENERGIE

### 5.1 Zerfall des $\pi^0$ -Mesons

Übliche Methoden zum Nachweis des  $\pi^0$ -Mesons bestehen in der Rekonstruktion der invarianten Masse des  $\pi^0$ -Mesons aus den durch die beiden Zerfallsphotonen erzeugten Clustern [TAS82]. Der Öffnungswinkel dieser Photonen hat seinen wahrscheinlichsten Wert bei dem kleinsten Winkel  $\alpha_{min}$ :

$$\tan(\alpha_{min}/2) = \frac{m_{\pi^0}}{\sqrt{E_{\pi^0}^2 - m_{\pi^0}^2}}.$$

Dabei ist  $m_{\pi^0}$  die Masse (135 MeV) und  $E_{\pi^0}$  die Energie des  $\pi^0$ -Mesons.

In Abbildung 11 ist anhand einer Monte Carlo Rechnung der Öffnungswinkel der beiden Photonen in Abhängigkeit von der Energie des  $\pi^0$ -Mesons gezeigt.

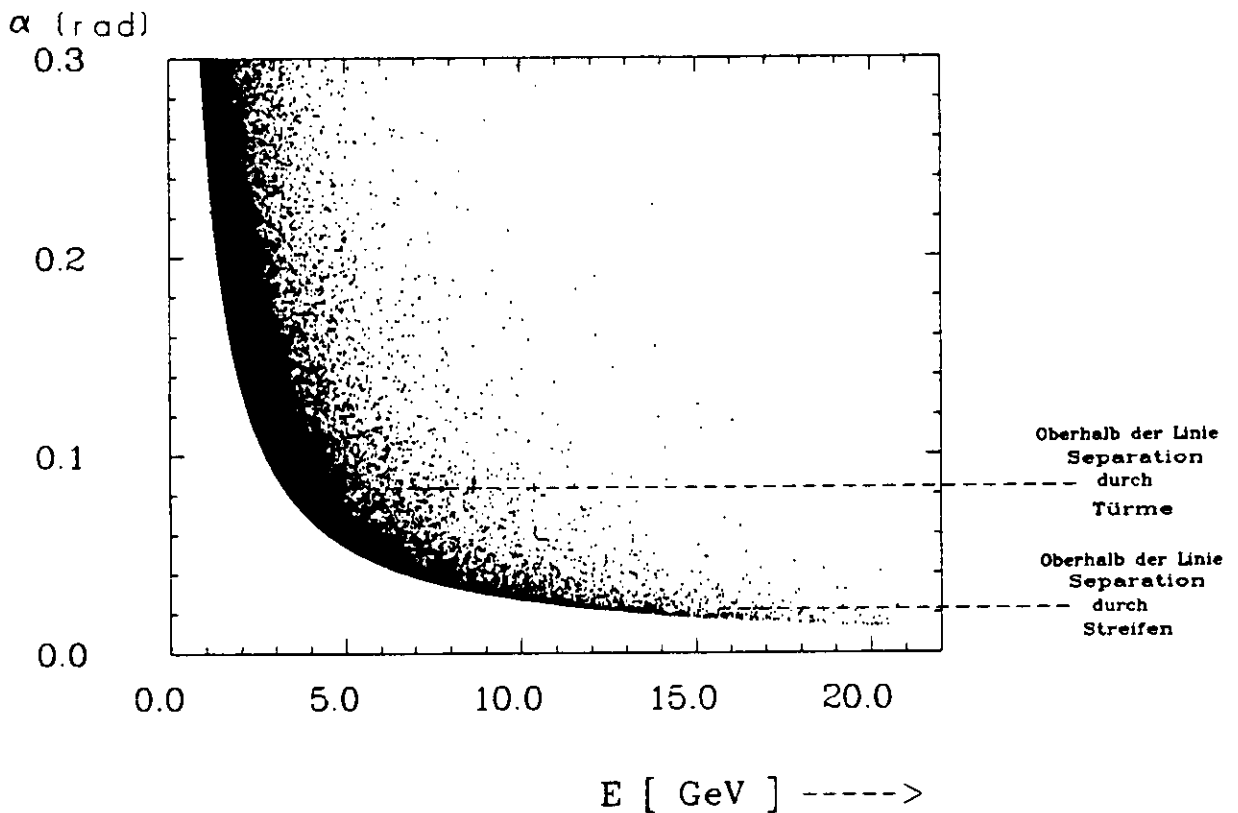


Abbildung 11. Der Öffnungswinkel  $\alpha$  der beiden Photonen aus dem  $\pi^0$ -Zerfall in Abhängigkeit von der Energie  $E$  des  $\pi^0$ -Mesons.

Der Zerfallswinkel im  $\pi^0$  - Ruhesystem relativ zur  $\pi^0$  - Richtung im Laborsystem, die Breite des elektromagnetischen Schauers (Molière - Radius), die verfügbare Granularität des Kalorimeters sowie der Clusteralgorithmus entscheiden darüber, ob die beiden Photonen zu zwei getrennten oder zu einem einzigen Cluster führen.

Eine grobe Abschätzung zeigt, daß die beiden Photonen in zwei benachbarte Vordertürme fallen, falls ihr Öffnungswinkel  $\alpha$  kleiner ist als:

$$\alpha \approx \frac{2 * \text{Vorderturmbreite}}{\text{Abstand vom Wechselwirkungspunkt}} \approx 80 \text{ mrad} .$$

Das entspricht einer Energie des  $\pi^0$  - Mesons von  $\sim 3.5$  GeV.

Folglich wird es für  $\pi^0$ -Energien oberhalb 3.5 GeV schwierig anhand der Vordertürme allein die  $\pi^0$ -Mesonen nachzuweisen, da man nur unterhalb 3.5 GeV immer zwei getrennte Cluster im Kalorimeter erwartet, die zur Rekonstruktion der invarianten Masse herangezogen werden können.

Oberhalb dieser Energie erzeugen die neutralen Pionen zunehmend nur ein einzelnes Cluster im Kalorimeter. Eine Rekonstruktion der invarianten Masse des neutralen Pions ist dann nicht mehr möglich. Das bedeutet, daß man andere Möglichkeiten zur Trennung einzelner Photonen und  $\pi^0$ -Mesonen mit dem TASSO Flüssig-Argon-Schalenkalorimeter entwickeln muß.

Bei gleicher Energie vom  $\pi^0$ -Meson und einzelner Photon erwartet man verschiedene longitudinale Tiefenentwicklung der Schauer im Kalorimeter. Das wurde anhand des Schauersimulationsprogramms E.G.S. untersucht.

Zur Betrachtung der longitudinalen Schauerentwicklung wurden die z-Streifen, Vordertürme und Hintertürme benutzt. Es ergaben sich keine eindeutigen Unterschiede, die zu einer Trennung von  $\pi^0$  und einzelnen Photonen hätten führen können.

Dagegen ergab die Betrachtung der lateralen Entwicklung von einzelnen Photonenschauern und von zwei sich überlagernden Photonenschauern aus dem  $\pi^0$ -Zerfall ein gutes Trennungskriterium für einzelne Photonen und neutrale Pionen.

Die entwickelten Verfahren ziehen die vorteilhaft hohe Granularität, gegeben durch das Streifensystem des Kalorimeters, zur detaillierten Analyse der lateralen Schauerentwicklung heran. Sie ermöglichen den Nachweis der neutralen Pionen bei Energien oberhalb 4.0 GeV.

## 5.2 Beschreibung der Trennungsgrößen

Es werden drei statistische Kenngrößen zur Unterscheidung zwischen Clustern, die von einzelnen Photonen oder neutralen Pionen erzeugt wurden, näher erläutert.

Alle Verfahren beruhen auf dem gleichen Grundgedanken, daß die Energieverteilung in den zum Cluster zugehörigen Streifen für ein neutrales Pion ein breiteres laterales Profil (Abb. 12) als für ein einzelnes Photon hat.

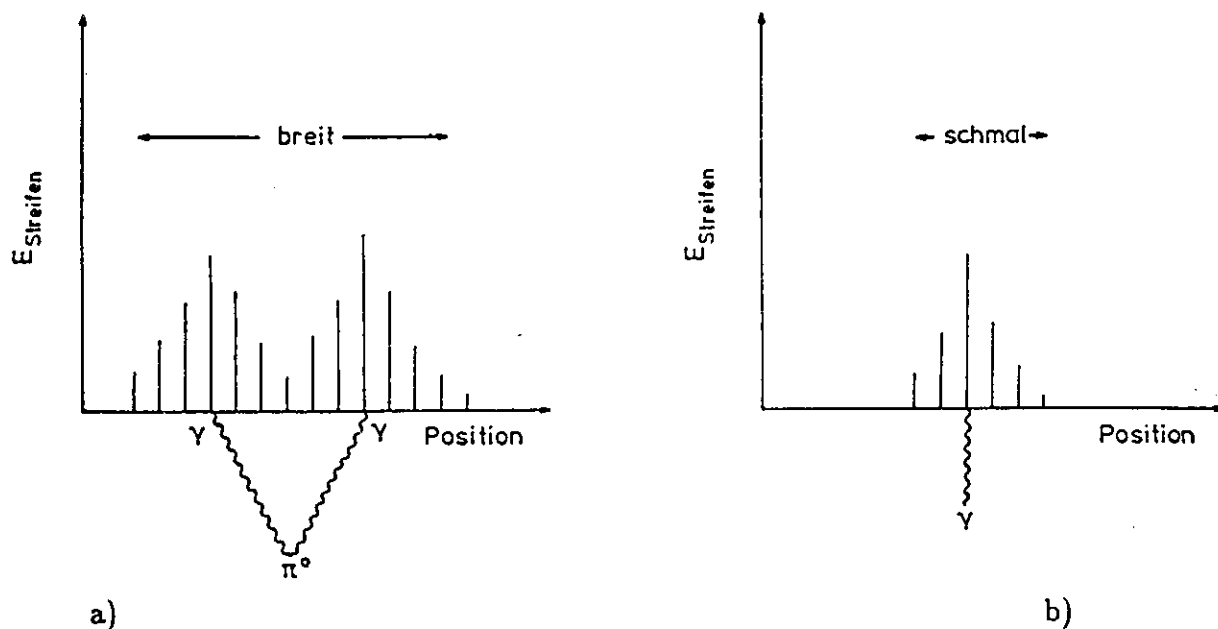


Abbildung 12. Schematische Darstellung der Energieverteilung in den Streifen, wie man es von Clustern, die von neutralen Pionen (a) und einzelnen Photonen (b) erzeugt wurden, erwartet. Aufgetragen ist die Position des Streifens gegen die Energie des Streifens in willkürlichen Einheiten.

Bei einem Cluster, welches von einem  $\pi^0$  erzeugt wurde, überlagern sich die Schauer der aus dem  $\pi^0$ -Zerfall stammenden Photonen, und man erwartet eine breitere Verteilung der Energie auf die Streifen, wie sie in Abbildung 12 angedeutet wird.

### KENNGRÖSSE 1

Die erste statistische Kenngröße berücksichtigt die DISPERSION der lateralen energiegewichteten Verteilung der Streifen der neutralen Cluster, wie sie durch  $\varphi$ - und  $z$ -Streifen gemessen wird:

$$D_{\varphi, z} := \sqrt{\frac{\sum_i E(x_i)(x_i - \bar{x})^2}{\sum_i E(x_i)}} \quad (\text{F.1})$$

mit

$$\bar{x} := \frac{\sum_i x_i E(x_i)}{\sum_i E(x_i)}$$

$E(x_i)$  ist die Energie des Streifens  $i$ ,  $x_i$  ist die Position des Streifens  $i$  im Submodul des Flüssig-Argon-Schalengerätekalorimeters.

Die Summe wird über alle Streifen, die zu einem Cluster gehören, (in  $\varphi$  und  $(z + (dE/dx)_1 + (dE/dx)_2)$  getrennt) ausgeführt.

### KENNGRÖSSE 2

Die zweite statistische Kenngröße benutzt die VIERTEN MOMENTE der lateralen energiegewichteten Verteilung der Streifen (in  $\varphi$  und  $(z + (dE/dx)_1 + (dE/dx)_2)$  getrennt).

$$M_{4,\varphi} := \frac{\sum_i E(x_i)(x_i - \bar{x})^4}{\sum_i E(x_i)} \quad (\text{F.2})$$

Dabei bedeutet  $\varphi$ , daß sich das vierte Moment auf die  $\varphi$ -Streifen bezieht. Analog ist die Definition des vierten Moments  $M_{4,z}$  für die z-Streifen.

### KENNGRÖSSE 3

Diese statistische Kenngröße beruht auf einem Verfahren, das von Wicklund [WIC84] entwickelt worden ist. Man sucht in der Verteilung der  $\varphi$  und z-Streifen nach einem Tal (Abb.13). Dieses Verfahren wurde abgewandelt. Es werden im folgenden die Bedingungen für ein Tal, welches gleichbedeutend mit einem  $\pi^0$ -Meson ist, aufgeführt. Das örtliche Minimum der Energieverteilung der Streifen muß um 40 MeV niedriger sein als für die benachbarten Streifen. Falls das örtliche Minimum (der Streifen) selbst 0 MeV hat, so wird für die Energiedifferenz zwischen den benachbarten Streifen mindestens 150 MeV verlangt, um möglichen Fluktuationen vorzubeugen.

In Abbildung 13 sind verschiedene Beispiele zur Erläuterung gezeichnet.

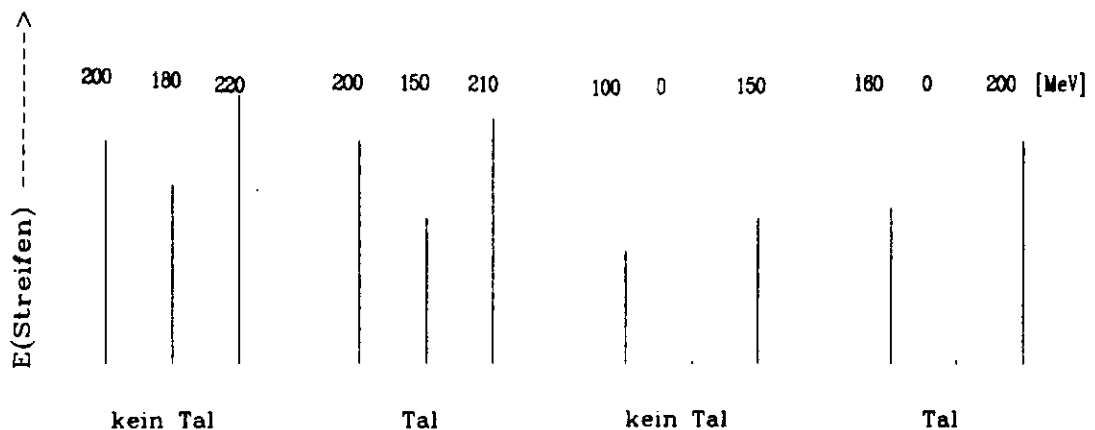


Abbildung 13. Beispiele für die Erkennung eines Tals

## BENUTZUNG DER STREIFENINFORMATION

Um die Gesamteffizienz der Analyse zu erhöhen, werden auch Streifen benutzt, die zu mehreren Clustern gehören, falls die Energie des Vorderturms, der zu diesem Streifen und zum Cluster des betrachteten (z.B.  $\gamma$ -Kandidats) gehört, wesentlich höher ist als die der konkurrierenden anderen Cluster. Dies wurde bei allen Verfahren berücksichtigt, aber im Falle der dritten Methode war es die wesentliche Modifikation.

Beim ursprünglichen Verfahren wurde die Energie der Streifen, die zu mehreren Clustern gehören, auf 0 MeV gesetzt, wodurch die Anzahl der  $\pi^0$ -Cluster zu groß wurde.

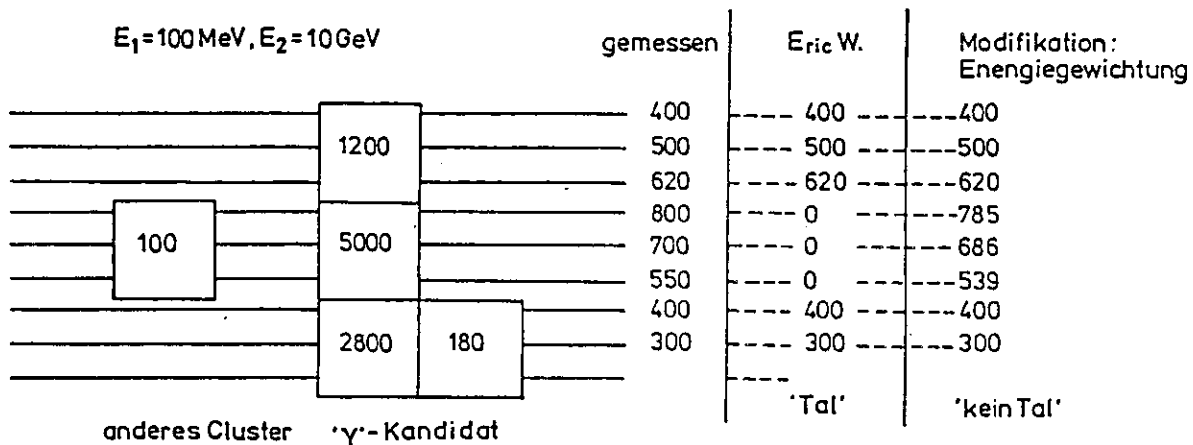


Abbildung 14. Ein Beispiel zur Benutzung der Streifeninformation, wenn die Streifen zu mehreren Clustern gehören.

Falls das Verhältnis:

$$R_{\text{tow}} = \frac{\sum E_{\text{Turm}}^{\gamma\text{-Kandidat}}}{\sum E_{\text{Turm}}^{\gamma\text{-Kandidat}} + \sum E_{\text{Turm}}^{\text{andere Cluster}}} \quad (\text{F.3})$$

größer als 0.8 war, wurde die Energie des Streifens mit  $R_{\text{tow}}$  multipliziert und die Streifeninformation benutzt. Andernfalls wurde der Streifen überhaupt nicht benutzt.



### 5.3 Trennungskriterien und Nachweiswahrscheinlichkeit

Zur Bestimmung der Trennungskriterien und der Erfolgsquote bzgl. der  $\pi^0$ -Meson Erkennung, wurden folgende Ereignistypen untersucht:

a) Cluster, die durch das E.G.S. in den erzeugten Monte Carlo Ereignissen simuliert werden. Es werden sowohl Schauer, die von einzelnen Photonen erzeugt wurden, als auch Schauer, die von den beiden Photonen aus dem Zerfall eines neutralen Pions stammen, betrachtet. Zusätzlich wurde der Untergrund aus zufälligen Überlappungen von unkorrelierten Quellen untersucht.

b) Cluster aus Daten, die von einzelnen Photonen der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  kommen [TAS214].

Durch die Benutzung von experimentellen Daten ist man frei von möglichen Ungenauigkeiten in der Simulation und hat zusätzlich die Möglichkeit, die Ergebnisse der Monte Carlo Rechnung zu überprüfen. Die Photonenergien der Daten sind größer als 7 GeV, liegen also in einem Energiebereich, an dem man am meisten interessiert ist.

Es wurde für einzelne Photonen die energiegewichtete Verteilung der Streifen zwischen der aus echten Daten und der aus E.G.S.-Rechnungen verglichen.

In Tabelle 1 wird die mittlere Dispersion der energiegewichteten Verteilung der Streifen von einzelnen Photonen-Clustern für Daten mit der Dispersion der mit E.G.S. simulierten Schauer verglichen. Der Vergleich erfolgt für verschiedene Energieintervalle der Cluster. Wie man sehen kann, ist die Übereinstimmung zwischen Daten und E.G.S. gut.

Zusätzlich kann man in der Tabelle 1 sehen, daß die Schauer-zu-Schauer-Fluktuationen in der Dispersion ebenfalls in Daten und E.G.S. übereinstimmen. Als Vergleich ist auch die Dispersion und die Streuung der Dispersion der energiegewichteten Verteilung der Streifen von simulierten Schauern, die von den beiden Photonen aus dem neutralen Pionzerfall erzeugt wurden, in Tabelle 1 eingetragen. Der Unterschied zwischen der Dispersion der Cluster von einzelnen Photonen und denen, die von  $\pi^0$  erzeugt wurden, ist groß genug für eine saubere Trennung.

In der Tabelle 2 ist das mittlere vierte Moment der energiegewichteten Verteilung der Streifen aufgeführt. Die Werte sind ebenfalls in verschiedene Energieintervalle unterteilt.

	$\langle D_\varphi \rangle$ [ cm ]	$\sigma(D_\varphi)$	$\langle D_z \rangle$ [ cm ]	$\sigma(D_z)$
<i>E<sub>Bereich</sub> 6.0 – 10.0 GeV</i>				
einzelne $\gamma$ (Daten)	1.23	0.47	1.56	0.73
einzelne $\gamma$ (E.G.S.)	1.25	0.49	1.30	0.66
$\pi^0$ (E.G.S.)	2.25	1.04	2.27	1.07
<i>E<sub>Bereich</sub> 10. – 15.0 GeV</i>				
einzelne $\gamma$ (Daten)	1.28	0.57	1.59	0.66
einzelne $\gamma$ (E.G.S.)	1.46	0.50	1.61	0.62
$\pi^0$ (E.G.S.)	2.15	0.75	2.27	0.90
<i>E<sub>Bereich</sub> 15. – 1.5 · E<sub>Strahl</sub></i>				
einzelne $\gamma$ (Data)	1.28	0.47	1.61	0.59
einzelne $\gamma$ (E.G.S.)	1.56	0.50	1.61	0.69
$\pi^0$ (E.G.S.)	2.22	0.57	2.04	0.71

**Tabelle 1.** Vergleich der mittleren Dispersion der energiegewichteten Verteilung der Streifen zwischen E.G.S. und Daten für Cluster, die von einzelnen Photonen erzeugt wurden.  $\langle D_\varphi \rangle$ ,  $\langle D_z \rangle$  ist die mittlere Dispersion für  $\varphi$ - bzw. z-Streifen.  $\sigma(D_\varphi)$  und  $\sigma(D_z)$  ist die Streuung der Dispersion, die gegeben ist durch:

$$\sigma(D_{\varphi,z}) = (\langle (D_{\varphi,z,i} - \bar{D}_{\varphi,z})^2 \rangle)^{1/2}.$$

$D_i$  ist die Dispersion des i – ten Schauers.

Es ist ebenfalls die mittlere Dispersion und deren Streuung von simulierten Schauern, die von  $\pi^0$ -Mesonen erzeugt wurden, eingetragen.

	$\langle M_{4,z} \rangle [cm^4]$	$\sigma(M_{4,z})$	$\langle M_{4,\varphi} \rangle [cm^4]$	$\sigma(M_{4,\varphi})$
<i>E<sub>Bereich</sub> 6.0 – 10.0 GeV</i>				
einzelne $\gamma$ (Daten)	230.4	637.6	86.7	243.0
einzelne $\gamma$ (E.G.S.)	130.9	419.0	107.9	265.0
$\pi^0$ (E.G.S.)	573.9	904.6	507.5	1254.0
<i>E<sub>Bereich</sub> 10. – 15.0 GeV</i>				
einzelne $\gamma$ (Daten)	193.8	342.6	107.1	278.8
einzelne $\gamma$ (E.G.S.)	197.2	363.8	201.5	419.4
$\pi^0$ (E.G.S.)	492.3	704.8	361.3	433.5
<i>E<sub>Bereich</sub> 15. – 1.5 · E<sub>Strahl</sub></i>				
einzelne $\gamma$ (Daten)	222.8	380.9	98.6	239.8
einzelne $\gamma$ (E.G.S.)	261.0	405.5	281.4	511.8
$\pi^0$ (E.G.S.)	637.6	1326.3	388.5	434.4

**Tabelle 2.** Vergleich des vierten Moments der energiegewichteten Verteilung der Streifen zwischen E.G.S. und Daten für Cluster, die von einzelnen Photonen erzeugt werden.  $\sigma(M_{4,\varphi})$ ,  $\sigma(M_{4,z})$  ist die Streuung des vierten Moments für  $\varphi$ - und z-Streifen. Zusätzlich ist das vierte Moment und dessen Streuung für simulierte Schauer, die von neutralen Pionen erzeugt wurden, eingetragen.

Die Übereinstimmung zwischen Daten und Monster ist hier nicht so gut. Die Unterschiede zwischen  $\pi^0$  - Clustern und einzelnen Photonen-Clustern sind dennoch groß genug, um sinnvolle Schnitte zu definieren. Die energiegewichtete Verteilung der Streifen, die von einzelnen Photonen stammen, ist in den Daten und Monte Carlo innerhalb der Fehler symmetrisch. Damit kann man davon ausgehen, daß die E.G.S. - Schauersimulation die tatsächliche Ausbreitung von Schauern im Flüssig-Argon-Schalenskalorimeter gut beschreibt. Folglich muß auch die Überlagerung der beiden Photonen-schauer aus dem neutralen Pionzerfall gut beschrieben werden.

Diese Daten und Monte Carlo Ereignisse werden zur Bestimmung der korrekten / inkorrekten Zuweisung der  $\pi^0$  gegen die Photon-Hypothese benutzt.

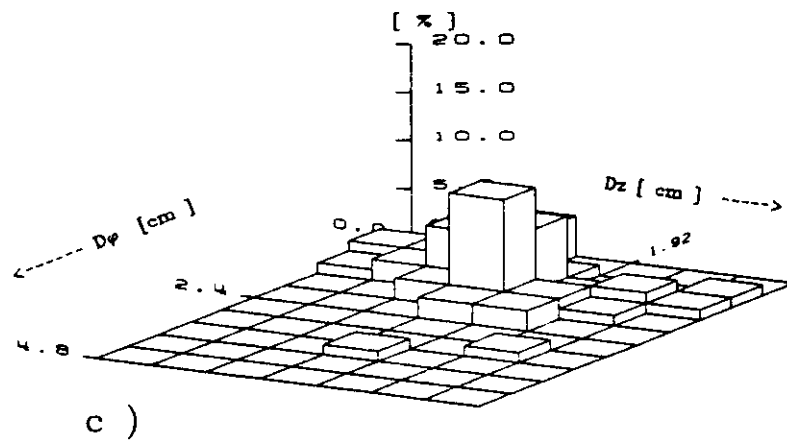
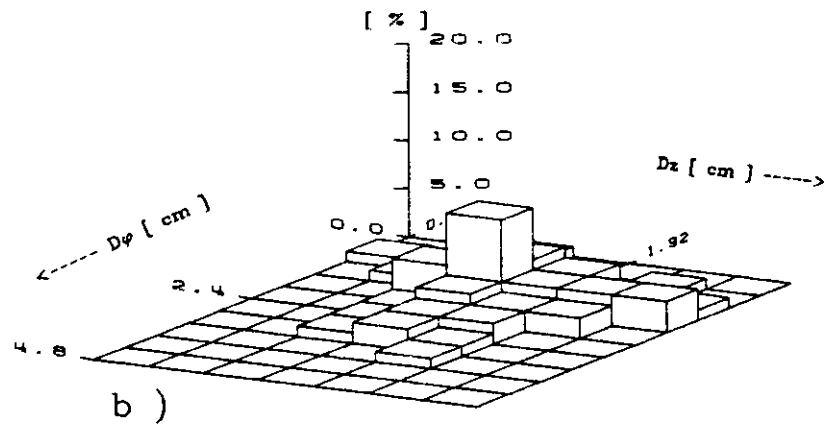
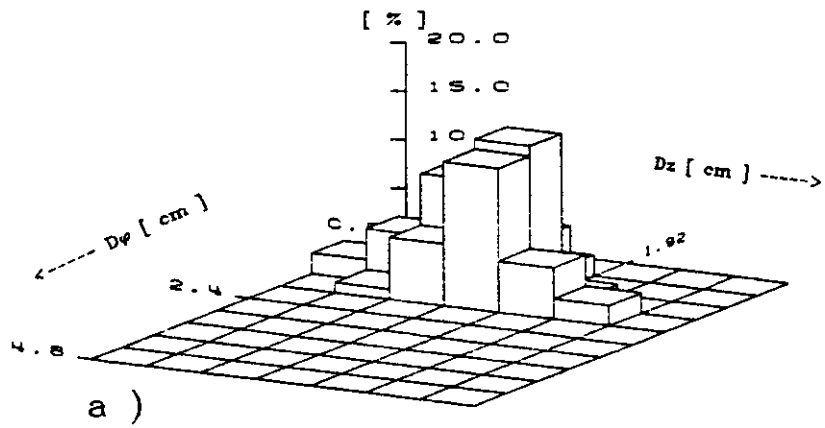


Abbildung 15. Dispersion der energiegewichteten Verteilung von Streifen für  $6 \text{ GeV} < E_{\text{Cluster}} < 10 \text{ GeV}$ . a) Cluster von einzelnen Photonen (Daten), b) Cluster, die von den beiden Photonen aus dem  $\pi^0$ -Zerfall erzeugt wurden (M.C.), c) Cluster aus hadronischen Annihilationsereignissen.

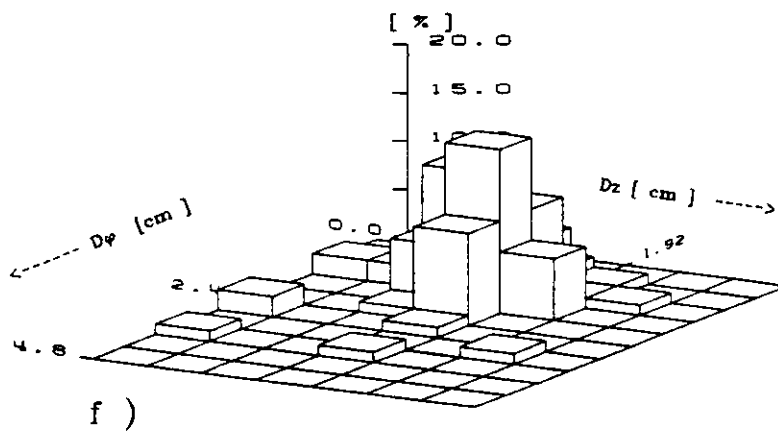
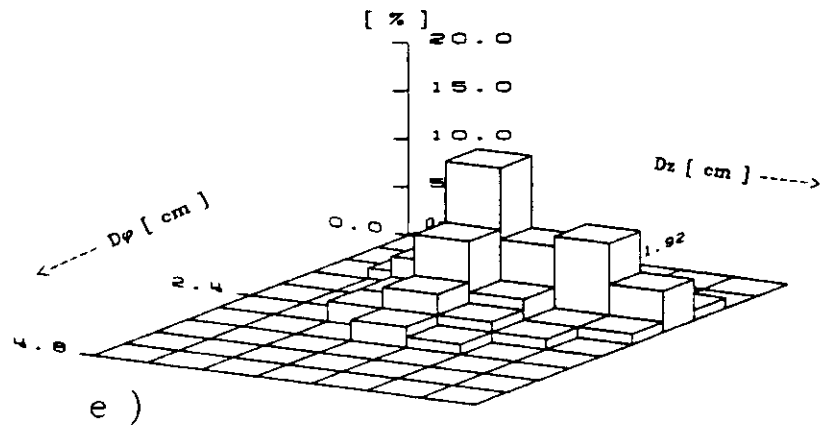
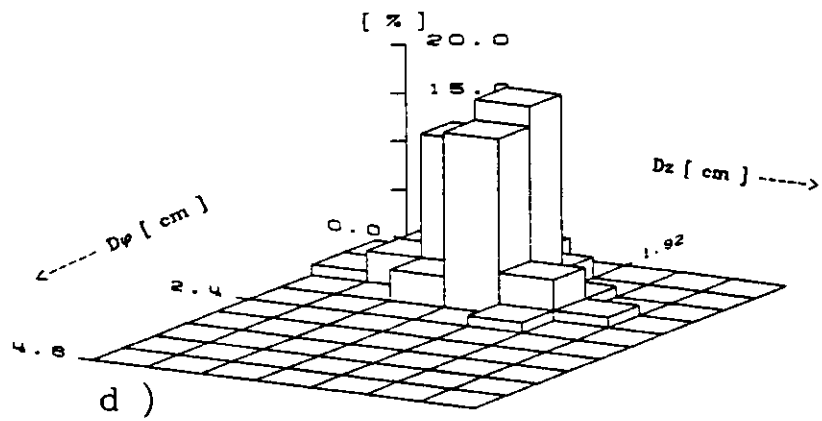


Abbildung 15.(Forts.) Dispersion der energiegewichteten Verteilung von Streifen für  $10 \text{ GeV} < E_{\text{Cluster}} < 15 \text{ GeV}$ . d) Cluster von einzelnen Photonen (Daten), e) Cluster, die von den beiden Photonen aus dem  $\pi^0$ -Zerfall erzeugt wurden (M.C.), f) Cluster aus hadronischen Annihilationsereignissen.

Unter der Benutzung der drei verschiedenen statistischen Kenngrößen (s Abschnitt 5.2), wurden Methoden zur Trennung von Clustern, die von den beiden Photonen aus dem  $\pi^0$ -Mesonzerfall oder von einzelnen Photonen erzeugt wurden, entwickelt.

#### METHODE 1 : Dispersion

Die Abbildung 15 zeigt die Korrelation von  $D_z$  und  $D_\varphi$ , entsprechend der Definition in (F.1), für zwei Energieintervalle der untersuchten Cluster. Es ist jeweils die prozentuale Verteilung der Dispersion der energiegewichteten Streifenverteilung für einzelne Photonenschauer,  $\pi^0$ -Cluster und Cluster aus hadronischen Vernichtungsereignissen gezeigt.

Der  $\pi^0$  - (E.G.S.)-Datensatz zeigt eine signifikant höhere Dispersion als die einzelnen Photonen (Daten).

Die Energieabhängigkeit der Dispersion ist sowohl für einzelne Photonen als auch für  $\pi^0$ -Mesonen schwach. Man muß dabei beachten, daß nur  $\pi^0$ -Mesonen betrachtet wurden, die ein einziges Cluster im Flüssig-Argon-Schalencalorimeter erzeugt haben. Neutrale Pionen, die einen großen Öffnungswinkel zwischen den Photonen besitzen, werden in zwei getrennte Cluster gespalten und tragen zu dieser Verteilung nicht bei.

Da die Energieabhängigkeit schwach ist, können die Schnitte energieunabhängig gewählt werden. Cluster, deren Dispersion der energiegewichteten Verteilung der Streifen  $D_z < 2.49$  cm und  $D_\varphi < 2.13$  cm war, wurden als Cluster, die von einzelnen Photonen erzeugt wurden, betrachtet. Hatte ein Cluster eine Dispersion, die einen dieser Werte überschritt, so wurde der Schauer als von den beiden Photonen aus dem  $\pi^0$ -Zerfall stammend betrachtet.

Dieser Schnitt optimiert die Trennung von Photonen und neutralen Pionen.

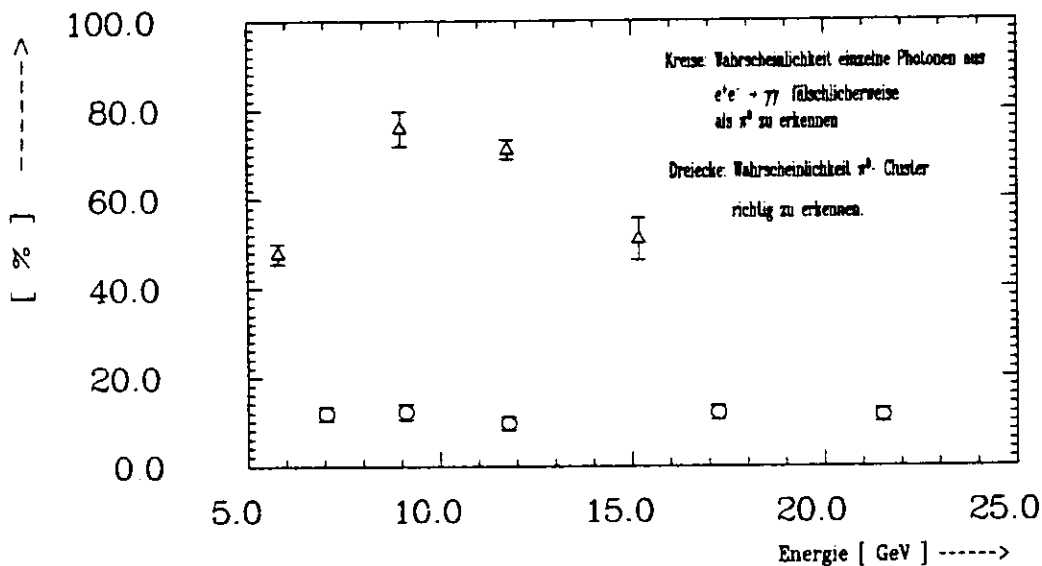
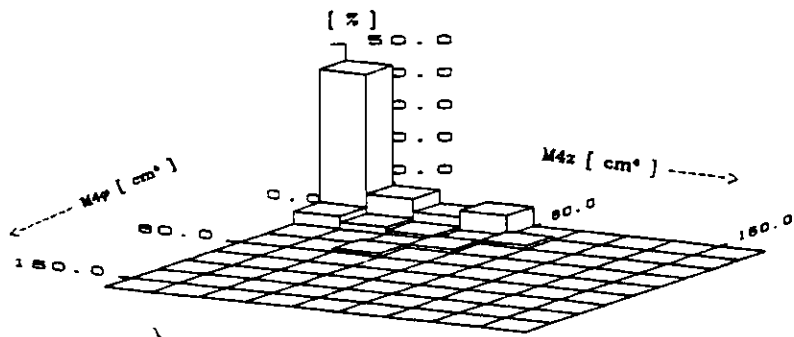
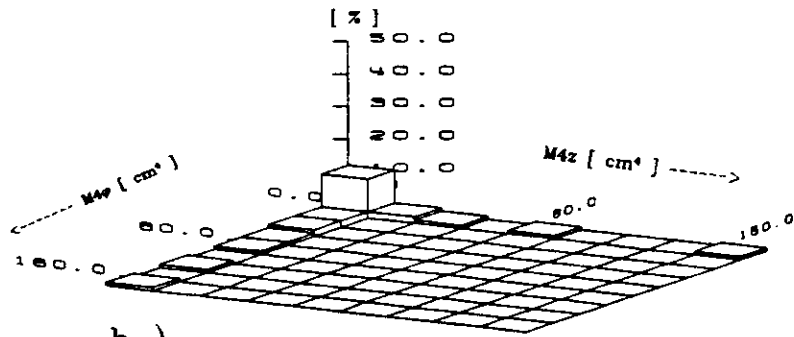


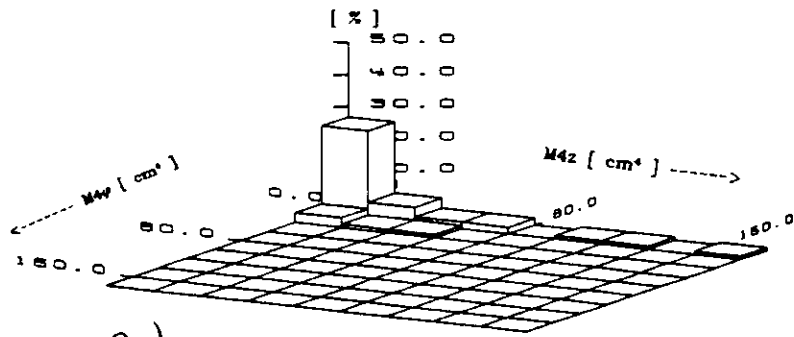
Abbildung 16. Wahrscheinlichkeit für die richtige Erkennung von  $\pi^0$ -Clustern und die falsche Zuordnung der Cluster, die von einzelnen Photonen erzeugt wurden, in Abhängigkeit von der Energie der Schauer (Methode 1).



a )



b )



c )

**Abbildung 17.** Viertes Moment der energiegewichteten Verteilung von Streifen für  $6 \text{ GeV} < E_{\text{Cluster}} < 10 \text{ GeV}$ . a) Cluster von einzelnen Photonen (Daten), b) Cluster, die von den beiden Photonen aus dem  $\pi^0$ -Zerfall erzeugt wurden (M.C.), c) Cluster aus hadronischen Annihilationsereignissen.

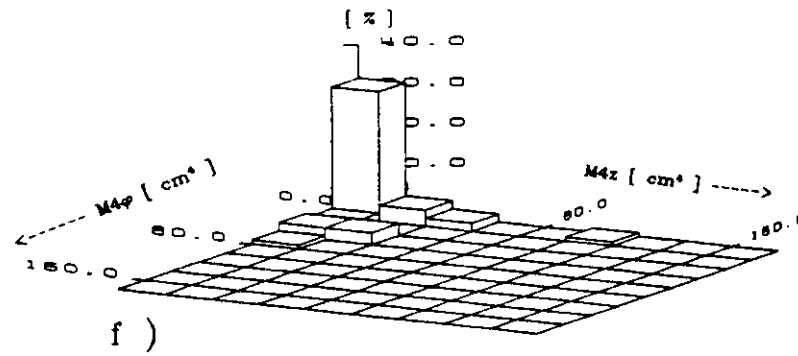
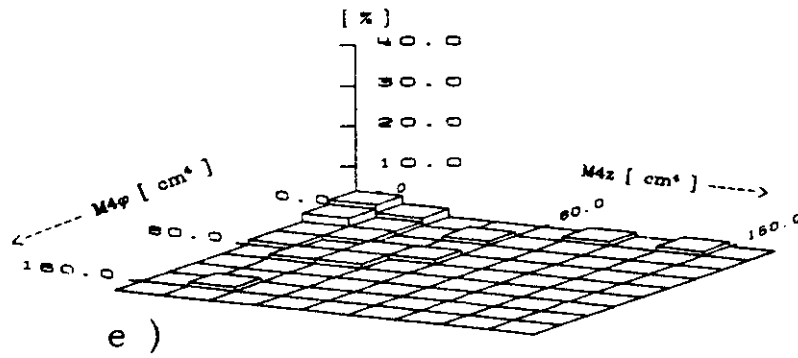
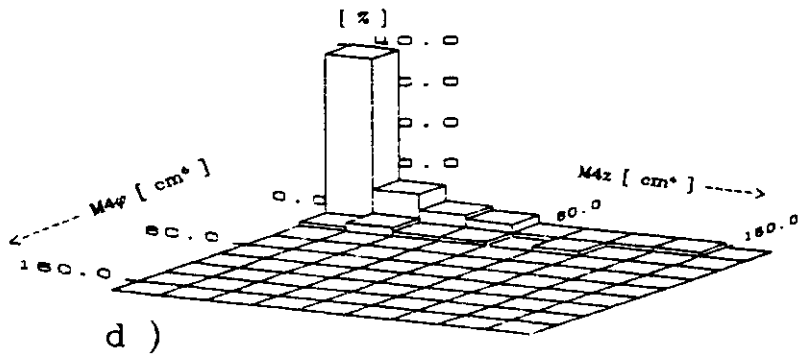


Abbildung 17.(Forts.) Viertes Moment der energiegewichteten Verteilung von Streifen für  $10 \text{ GeV} < E_{\text{Cluster}} < 17 \text{ GeV}$ . d) Cluster von einzelnen Photonen (Daten), e) Cluster, die von den beiden Photonen aus dem  $\pi^0$ -Zerfall erzeugt wurden (M.C.) , f) Cluster aus hadronischen Annihilationsereignissen.



Die Abbildung 16 zeigt die Wahrscheinlichkeit für die richtige Erkennung von  $\pi^0$ -Mesonen und die Wahrscheinlichkeit für falsche Zuweisung von einzelnen Photonen zu den  $\pi^0$ -Clustern in Abhängigkeit von der Energie. Die Wahrscheinlichkeit, die  $\pi^0$ -Mesonen richtig zu erkennen, ist deutlich über 50 %, während die Falschzuweisung etwa 15% beträgt.

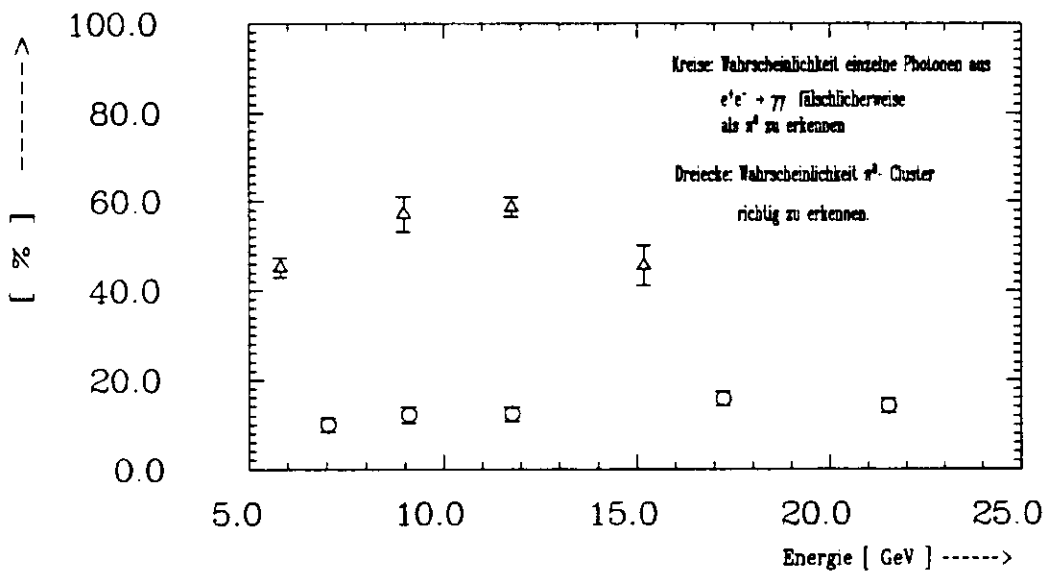
**METHODE 2: Viertes Moment**

In Abbildung 17 ist die Korrelation der vierten Momente, wie sie in (F.2) definiert wurden, für zwei Energieintervalle gezeigt. Es wird auch hier zwischen einzelnen Photonen-Clustern,  $\pi^0$ -Clustern und Clustern aus den hadronischen Daten unterschieden.

Der  $\pi^0$ -Datensatz zeigt ein wesentlich höheres viertes Moment als die von einzelnen Photonen erzeugten Cluster.

Cluster mit  $M_{4,z} < 226 \text{ cm}^4$  und mit  $M_{4,\varphi} < 94 \text{ cm}^4$  wurden als einzelne Photonen betrachtet, während Cluster, die einen dieser Werte überschritten, als von  $\pi^0$ - Mesonen erzeugt betrachtet wurden.

In Abbildung 18 ist die Wahrscheinlichkeit für die richtige Erkennung von  $\pi^0$  und die falsche Zuordnung von einzelnen Photonen Clustern in Abhängigkeit von der Energie aufgezeigt.



**Abbildung 18.** Wahrscheinlichkeit für die richtige Erkennung von  $\pi^0$ -Clustern und die falsche Zuordnung der einzelnen Photonen - Cluster in Abhängigkeit von der Energie der Cluster (Methode 2).

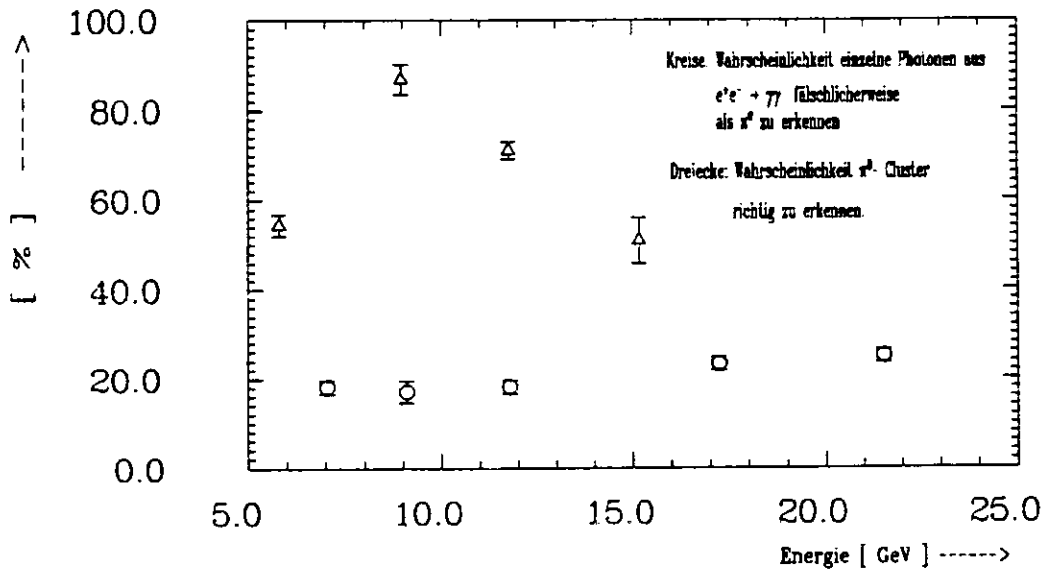


Abbildung 19. Wahrscheinlichkeit für die richtige Erkennung von  $\pi^0$ -Clustern und die falsche Zuordnung der einzelnen Photonencluster in Abhängigkeit von der Energie der Cluster (Methode 3).

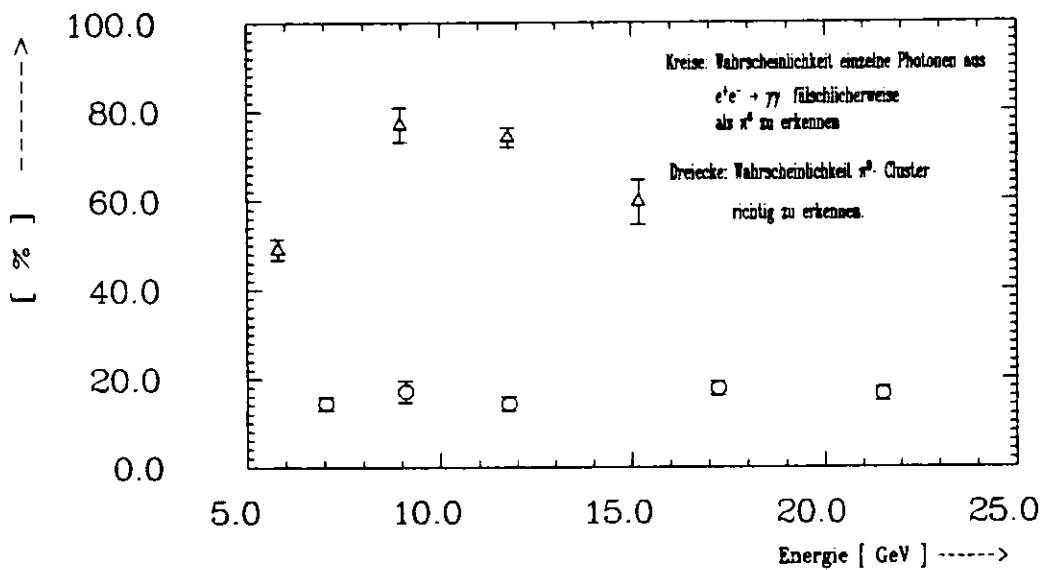


Abbildung 20. Wahrscheinlichkeit für die richtige Erkennung von  $\pi^0$ -Clustern und die falsche Zuordnung der einzelnen Photonen-Cluster in Abhängigkeit von der Energie der Cluster (Methode 4).

### METHODE 3: Tal-Methode zusammen mit der Methode 1

Es wurde eine Kombination aus der ersten und der Tal-Methode verwendet.

Hatte ein Cluster eine große Dispersion (s. Schritte Methode 1) der energiegewichteten Verteilung der Streifen, oder hatte das Cluster eine Talstruktur, so wurde das Cluster als vom  $\pi^0$ - Meson stammend betrachtet. Andernfalls galt es als ein einzelnes Photon.

In Abbildung 19 ist die Wahrscheinlichkeit für die richtige Identifikation von  $\pi^0$ - Clustern und falsche Zuordnung der Photonen-Cluster in Abhängigkeit von der Energie gezeigt. Man sieht, daß die Kombination der Methoden die Wahrscheinlichkeit für die richtige Erkennung verbessert.

### METHODE 4 : Methode 1 zusammen mit der Methode 2

Eine Kombination der ersten und zweiten Methode wurde ebenfalls betrachtet, d. h. falls eine der beiden Methoden ein Cluster als  $\pi^0$  erkannte, so wurde dieses Cluster als vom  $\pi^0$  stammend betrachtet. In Abbildung 20 ist die Wahrscheinlichkeit der richtigen Zuordnung der Cluster zu ihren Quellen für die Kombination der beiden Methoden als Funktion der Energie gezeigt.

Die wahre Anzahl der  $\pi^0$  - Mesonen, korrigiert auf die Effizienz der Schritte  $D_{\varphi,z}$  und den Untergrund der einzelnen Photonen, wurde durch Vergleich mit einem Monte Carlo Datensatz von hadronischen Ereignissen, auf den die gleichen Schritte angewendet wurden, berechnet. Für Schauerenergien unter 10 GeV ist das Verhältnis von einzelnen Photonen-Clustern zu  $\pi^0$ -Clustern das gleiche in den Daten wie in Monte Carlo Ereignissen. Dies bedeutet, daß der Photonen-Untergrund richtig abgezogen worden ist. Bei Energien oberhalb von 10 GeV ist das Verhältnis von einzelnen Photonen-Clustern zu  $\pi^0$ -Clustern in den Daten höher als in Monte Carlo Ereignissen. Dies kann man vermutlich auf die Bremsstrahlung der Quarks zurückführen, die in MONSTER nicht simuliert wird. Es wurde deshalb ein zusätzlicher Untergrund von 13 % abgezogen, entsprechend dem höheren Anteil des Photonenuntergrundes.

### METHODE 5: Zweidimensionale Dispersionsanpassung

In einem weiteren Schritt wurde die zweidimensionale  $D_{\varphi}$  vs.  $D_z$  Verteilung der neutralen Cluster aus den hadronischen Daten an die Überlagerung der Verteilungen der einzelnen Photonen-Cluster, aus den ( $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ ) Daten, und der von  $\pi^0$ -Mesonen erzeugten Cluster ( Monte Carlo Ereignisse ) angepaßt.

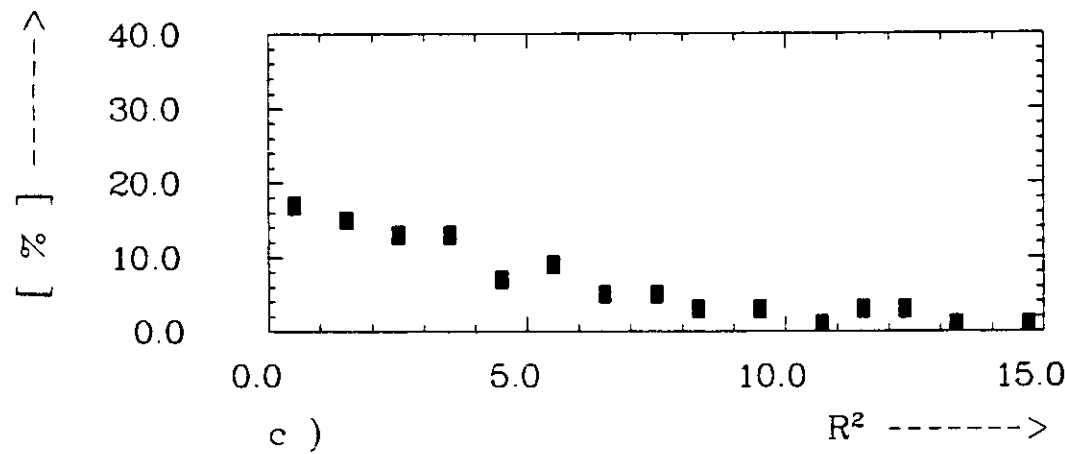
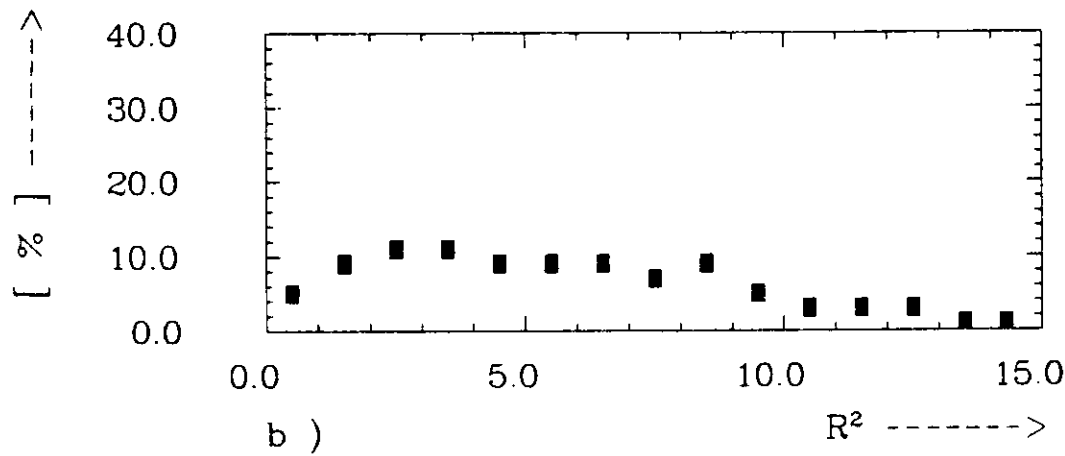
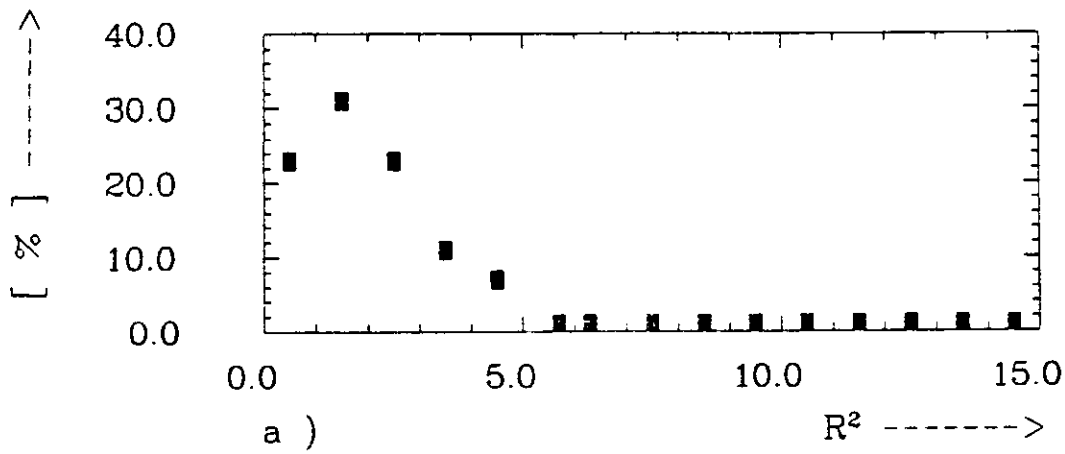
### METHODE 6: Eindimensionale Anpassung

Desweiteren wurde die eindimensionale Verteilung

$$R^2 = \left( \frac{D_{\varphi}}{\langle D_{s,\varphi} \rangle} \right)^2 + \left( \frac{D_z}{\langle D_{s,z} \rangle} \right)^2$$

an die Summe der Verteilungen der einzelnen  $\gamma$ -Cluster und der Cluster, die von  $\pi^0$  erzeugt wurden, angepaßt.  $\langle D_{s,z} \rangle$  und  $\langle D_{s,\varphi} \rangle$  sind die mittleren Dispersionen der energiegewichteten Verteilung der Streifen von Clustern, die von einzelnen Photonen stammen, die man aus den experimentellen Daten erhält.

Die eindimensionalen Verteilungen sind in Abbildung 21 für zwei Energieintervalle, jeweils für Photonen, neutrale Pionen und Cluster aus hadronischen Daten, gezeigt.



**Abbildung 21.** Verteilung von  $R^2$  für  $6 \text{ GeV} < E_{\text{Cluster}} < 10 \text{ GeV}$ . a) Cluster von einzelnen Photonen (Daten), b) Cluster, die von den beiden Photonen aus dem  $\pi^0$ -Zerfall erzeugt wurden (M.C.); c) Cluster aus hadronischen Annihilationsereignissen.

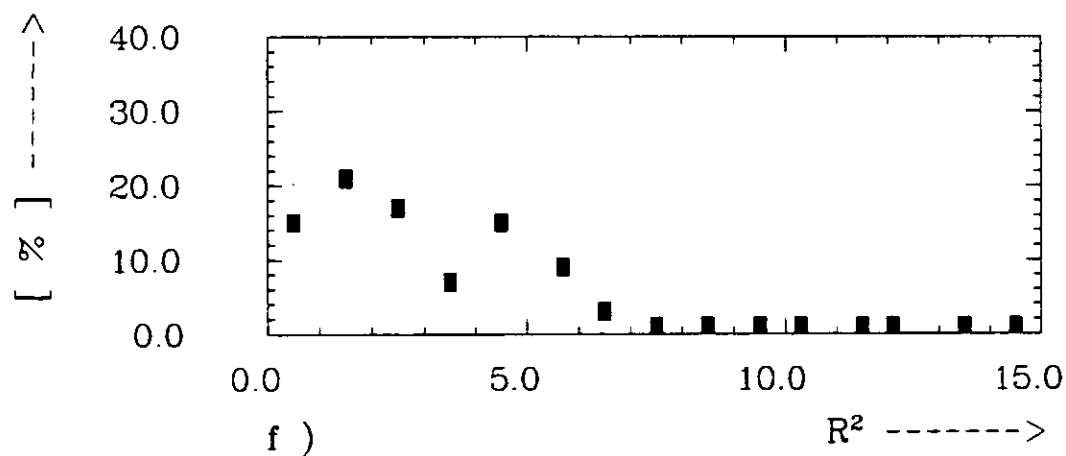
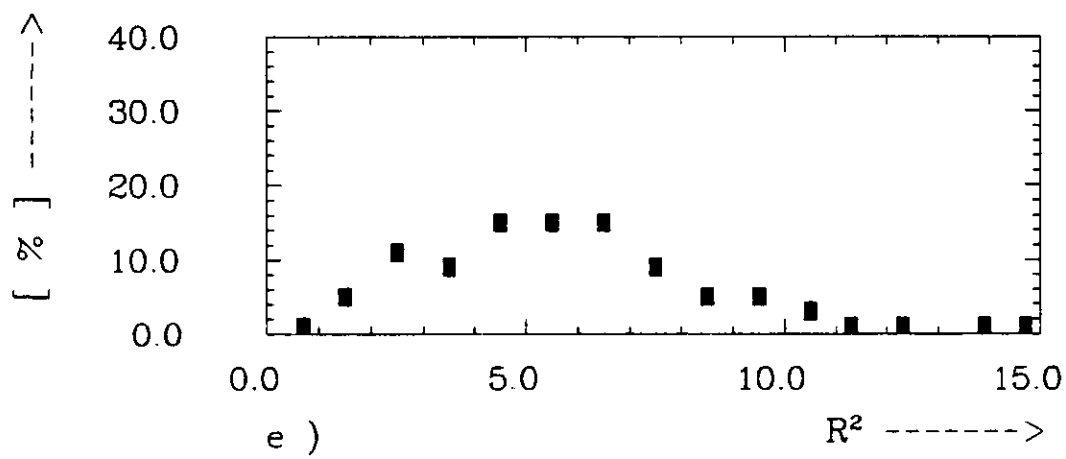
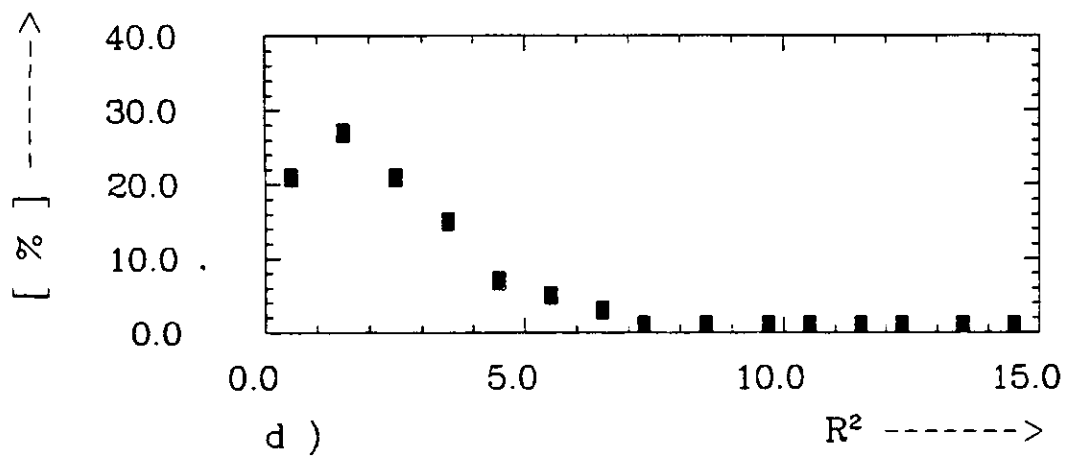


Abbildung 21. (Forts.) Verteilung von  $R^2$  für  $10 \text{ GeV} < E_{\text{Cluster}} < 17 \text{ GeV}$ . d) Cluster von einzelnen Photonen (Daten), e) Cluster, die von den beiden Photonen aus dem  $\pi^0$ -Zerfall erzeugt wurden (M.C.), f) Cluster aus hadronischen Annihilationsereignissen.

Die Ergebnisse aus den Anpassungs-Methoden stimmen mit denjenigen aus den Schnitt-Methoden gut überein.

Die Anpassungs-Methode ist wesentlich vorteilhafter als die Schnitt-Methode, da sie automatisch den statistischen Fehler und den Untergrund von Schauern, die von einzelnen Photonen stammen, wiedergibt .

Die Ergebnisse der verschiedenen Methoden und der verschiedenen Schnitte für den inklusiven  $\pi_0$ -Wirkungsquerschnitt sind in den Tabellen 3a und 3b aufgeführt. Die Ergebnisse stimmen oberhalb 4.6 GeV gut überein. Die statistischen Fehler sind nur für die Anpassungs-Methoden aufgeführt, da sie ungefähr die gleiche Größenordnung wie die der Schnittmethoden haben.

$E_{\text{Bereich}} [ \text{GeV} ]$	4 - 4.6		4.6 - 6.		6.- 10.		10.- 17.	
	$\langle E \rangle$	$d\sigma/dE$	$\langle E \rangle$	$d\sigma/dE$	$\langle E \rangle$	$d\sigma/dE$	$\langle E \rangle$	$d\sigma/dE$
Methode 1								
$D_{s\varphi} = 2.13 \text{ cm}$								
$D_{sz} = 2.49 \text{ cm}$	4.40	0.0285	5.25	0.0221	7.52	0.0058	12.61	0.00066
$D_{s\varphi} = 2.37 \text{ cm}$								
$D_{sz} = 2.49 \text{ cm}$	4.41	0.0310	5.28	0.0226	7.46	0.0059	12.62	0.00066
$D_{s\varphi} = 1.89 \text{ cm}$								
$D_{sz} = 2.49 \text{ cm}$	4.40	0.0288	5.24	0.0215	7.46	0.0059	12.53	0.00060
$D_{s\varphi} = 2.13 \text{ cm}$								
$D_{sz} = 2.60 \text{ cm}$	4.42	0.0215	5.25	0.0236	7.49	0.0058	12.54	0.00060
$D_{s\varphi} = 2.13 \text{ cm}$								
$D_{sz} = 2.36 \text{ cm}$	4.39	0.0302	5.26	0.0220	7.48	0.0057	12.6	0.00060
Methode 5								
Fit 2.dim	4.40	0.0658	5.25	0.0213	7.52	0.00551	12.61	0.00056
Fehler +/-		0.0561		0.0090		0.00061		0.00013
Methode 6								
Fit 1.dim( $R^2$ )	-	-	5.25	0.0274	7.47	0.0051	12.61	0.00024
Methode 3	4.34	0.0359	5.21	0.0235	7.62	0.0053	12.51	0.00065

**Tabelle 3a.** Die Ergebnisse des  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnittes  $d\sigma/dE [ \text{nb/GeV} ]$  für verschiedene Methoden und Schnitte bei der Schwerpunktsenergie von 34.6 GeV. Die einzelnen Schnitte für z- und  $\varphi$ -Streifen werden mit  $D_{s\varphi}, D_{sz}$  bezeichnet.

$E_{\text{Bereich}} [ \text{GeV} ]$	4 - 4.6		4.6 - 6.		6.- 10.		10.- 17.	
	$\langle E \rangle$	$d\sigma/dE$	$\langle E \rangle$	$d\sigma/dE$	$\langle E \rangle$	$d\sigma/dE$	$\langle E \rangle$	$d\sigma/dE$
Methode 2								
$M_{4s\varphi} = 94.1 \text{ cm}^4$								
$M_{4sz} = 225.8 \text{ cm}^4$	4.39	0.0258	5.27	0.0221	7.55	0.0055	12.70	0.00050
$M_{4s\varphi} = 109.8 \text{ cm}^4$								
$M_{4sz} = 225.8 \text{ cm}^4$	4.40	0.0225	5.28	0.0218	7.54	0.0055	12.76	0.00050
$M_{4s\varphi} = 94.1 \text{ cm}^4$								
$M_{4sz} = 210.2 \text{ cm}^4$	4.36	0.0266	5.26	0.0225	7.53	0.0055	12.81	0.00050
$M_{4s\varphi} = 94.1 \text{ cm}^4$								
$M_{4sz} = 241.6 \text{ cm}^4$	4.39	0.0232	5.27	0.0229	7.56	0.0054	12.57	0.00050
$M_{4s\varphi} = 78.4 \text{ cm}^4$								
$M_{4sz} = 225.8 \text{ cm}^4$	4.39	0.0246	5.25	0.0224	7.55	0.0056	12.55	0.00050
Fit 2.dim	4.39	0.0367	5.27	0.0187	7.55	0.0049	12.55	0.00032
Fehler +/-		0.0381		0.0102		0.0013		0.00015
Methode 4	4.38	0.0324	5.28	0.0206	7.52	0.0058	12.57	0.00064

**Tabelle 3b.** Die Ergebnisse des  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnittes  $d\sigma/dE$  [ nb/GeV ] für verschiedene Methoden und Schnitte bei der Schwerpunktsenergie von 34.6 GeV. Die einzelnen Schnitte für die z- und  $\varphi$ - Streifen werden mit  $M_{4sz}$  und  $M_{4s\varphi}$  bezeichnet.

## 5.4 Isolationskriterium für Schauer

Es werden für Energien unterhalb 6 GeV nur Cluster betrachtet, die isoliert sind, d. h. keiner der zum Cluster gehörenden Türme berührt mit einer Kante oder Ecke andere Türme, die zu einem anderen Cluster gehören (siehe Abb. 22).

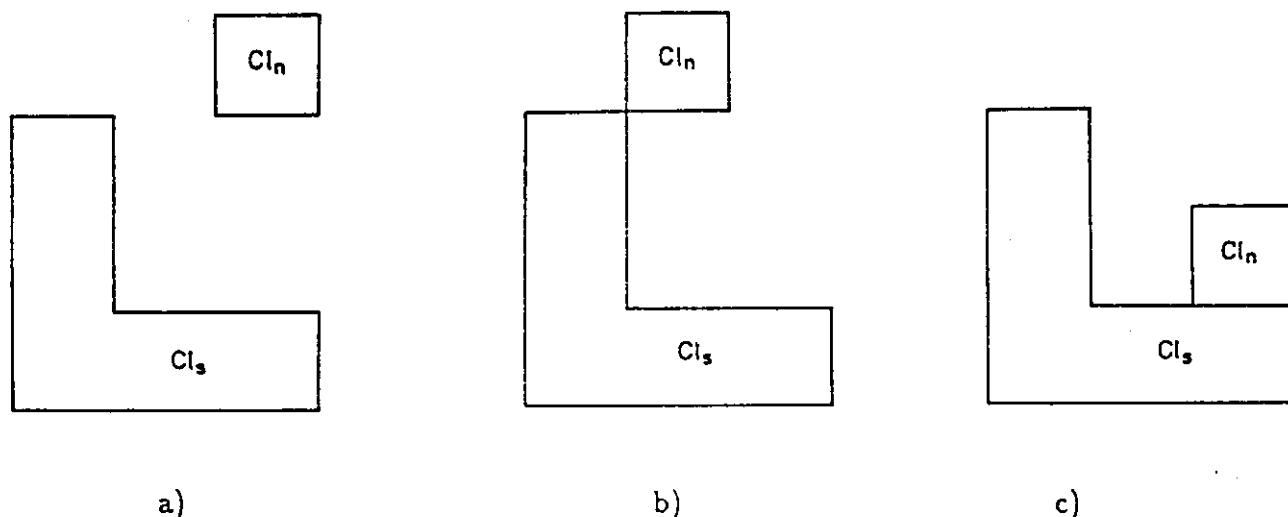
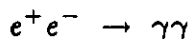


Abbildung 22. Beispiele für die Cluster, die das Isolationskriterium erfüllen (a) und solche, die nicht weiter betrachtet wurden (b, c). Dabei ist  $Cl_s :=$  das untersuchte Cluster und  $Cl_n :=$  das benachbarte Cluster.

Ausgangspunkt für die Einführung von Isolationsschnitten war die Untersuchung von Ereignissen der Art :



die J. Pyrlík durchgeführt hat [TAS214].

Es wurde festgestellt, daß elektromagnetische Schauer, die von einzelnen Photonen erzeugt wurden, erst ab 10 GeV durch das Clusterprogramm öfter in ein niederenergetisches und ein hochenergetisches Cluster gespalten wurden. Zum Beispiel wurden bei  $E_\gamma \sim 11$  GeV ungefähr 15 % der Schauer in zwei Cluster getrennt.

Im folgenden wird die Wirkung des Isolationskriteriums auf die Erkennung von  $\pi^0$  und  $\gamma$  Schauern, sowie auf die Untergrundreduktion untersucht.

In den Tabellen 4 und 5 sind die auslösenden Teilchen der neutralen Cluster im Flüssig-Argon-Kalorimeter, die im MONSTER (Monte Carlo) simuliert wurden, aufgezeigt. Es wurde unterschieden zwischen Clustern, die vom Photon aus  $\pi^0$  oder  $\eta$  - Zerfall erzeugt wurden (1), Clustern, die von den beiden Photonen aus dem  $\pi^0$  - Zerfall stammen (2), Clustern, die von zwei oder mehr beliebigen Teilchen (mit mindestens 50 MeV Energie) erzeugt wurden (3), und Clustern, die vom einzelnen Photon aus anderen Zerfällen und aus der Bremsstrahlung (4) erzeugt wurden. In der letzten Zeile wurde die Summe aller neutralen Cluster zusammengefaßt (5).

Die Cluster wurden unterteilt in verschiedene Energiebereiche.

Die in Abschnitt 5.3 beschriebene Methode 1 weist Clustern mit großer Dispersion der energiegewichteten Verteilung der Streifen als auslösendes Teilchen die beiden Photonen aus dem  $\pi^0$ -Zerfall zu.



Energiebereich $E_{cluster}$ [ GeV ]	4 - 5	5 - 6	6 - 10	10 - 15	15 - $1.5 \cdot E_{Strahl}$
Auslösendes Teilchen für ein neutrales Cluster:					
<b>1. Photon aus dem <math>\pi^0</math> oder <math>\eta</math> -Zerfall <math>\rightarrow</math> Cluster :</b>					
Gesamtanzahl:	183	81	132	35	1
als einz. $\gamma$ erkannt:	161	74	118	26	1
als $\pi^0$ -Cluster erkannt:	22	7	14	9	0
<b>2. Beide Photonen aus dem <math>\pi^0</math>-Zerfall <math>\rightarrow</math> Cluster :</b>					
Gesamtanzahl:	76	57	943	340	22
als einz. $\gamma$ erkannt:	55	31	320	104	12
als $\pi^0$ -Cluster erkannt:	21	26	623	236	10
<b>3. zwei oder mehr beliebige Teilchen (min. 50 MeV) <math>\rightarrow</math> Cluster :</b>					
Gesamtanzahl:	251	103	533	95	1
als einz. $\gamma$ erkannt:	186	73	296	57	0
als $\pi^0$ -Cluster erkannt:	65	30	237	38	1
<b>4. Einzelne Photonen aus anderen Zerfällen und aus der Bremsstrahlung <math>\rightarrow</math> Cluster:</b>					
Gesamtanzahl:	73	50	131	98	42
als einz. $\gamma$ erkannt:	66	46	117	86	35
als $\pi^0$ -Cluster erkannt:	7	4	14	12	7
<b>5. Summe der neutralen Cluster:</b>					
Gesamtanzahl:	583	291	1739	568	66
als einz. $\gamma$ erkannt:	468	224	851	273	48
als $\pi^0$ -Cluster erkannt:	115	67	888	295	18

**Tabelle 4.** Auslösende Teilchen der einzelnen neutralen Cluster im FA-Kalorimeter, die in Monster simuliert werden. Isolationsschnitt liegt bei 6.0 GeV .

Energiebereich $E_{cluster}$ [ GeV ]	4 - 5	5 - 6	6 - 10	10 - 15	15 - $1.5 \cdot E_{Strahl}$
Auslösendes Teilchen für ein neutrales Cluster:					
1. Photon aus dem $\pi^0$ oder $\eta$ -Zerfall $\rightarrow$ Cluster :					
Gesamtanzahl:	183	81	86	35	1
als einz. $\gamma$ erkannt:	161	74	83	26	1
als $\pi^0$ -Cluster erkannt:	22	7	3	9	0
2. Beide Photonen aus dem $\pi^0$ -Zerfall $\rightarrow$ Cluster :					
Gesamtanzahl:	76	57	186	340	22
als einz. $\gamma$ erkannt:	55	31	55	104	12
als $\pi^0$ -Cluster erkannt:	21	26	131	236	10
3. zwei oder mehr beliebige Teilchen (min. 50 MeV) $\rightarrow$ Cluster :					
Gesamtanzahl:	251	103	111	95	1
als einz. $\gamma$ erkannt:	186	73	81	57	0
als $\pi^0$ -Cluster erkannt:	65	30	30	38	1
4. Einzelne Photonen aus anderen Zerfällen und aus der Bremsstrahlung $\rightarrow$ Cluster:					
Gesamtanzahl:	73	50	106	98	42
als einz. $\gamma$ erkannt:	66	46	98	86	35
als $\pi^0$ -Cluster erkannt:	7	4	8	12	7
5. Summe der neutralen Cluster:					
Gesamtanzahl:	583	291	489	568	66
als einz. $\gamma$ erkannt:	468	224	317	273	48
als $\pi^0$ -Cluster erkannt:	115	67	172	295	18

**Tabelle 5.** Auslösende Teilchen der einzelnen neutralen Cluster im FA-Kalorimeter, die in Monster simuliert werden. Isolationsschnitt liegt bei 10.0 GeV .

$E_{\text{Bereich}}$ $E_{\text{Cluster}} \{ \text{GeV} \}$	4 - 5	5 - 6	6 - 10	10 - 15	$15 - 1.5 \cdot E_{\text{Strahl}}$
Prozentsatz der Cluster, die richtig als von $\pi^0$ stammend erkannt wurden. Isolationsschnitt = 6.0 GeV:	18.3	38.8	70.2	80.0	55.5
Prozentsatz der Cluster, die richtig als von $\pi^0$ stammend erkannt wurden. Isolationsschnitt = 10.0 GeV:	18.3	38.8	76.2	80.0	55.5

**Tabelle 6.** Vergleich der verschiedenen Isolationsschnitte bzgl. der Reduktion des Untergrundes.

Cluster mit kleiner Dispersion werden als einzelne Photonen betrachtet. Mit der Methode 1 wurde also festgestellt, wieviele der Cluster aus jeder Zeile als von  $\pi^0$  - Mesonen erzeugte Cluster erkannt wurden. Es ist jeweils die Gesamtzahl der Cluster und ihre Aufteilung auf Photonen und neutrale Pionen aufgezeigt. In Tabelle 4 ist die Isolationsgrenze, d. h. die Grenze ab welcher Energie die Cluster nicht mehr getrennt sein müssen, bei 6 GeV, während sie in der Tabelle 5 bei 10 GeV liegt.

Tabelle 6 zeigt die Verminderung des Untergrundes für die beiden Isolationsgrenzen. Als Untergrund ist die Zahl der Cluster zu verstehen, die von der Methode fälschlicherweise als Schauer, die von einem  $\pi^0$  stammen, erkannt wurden.

Diese Tabelle zeigt, wieviel Prozent der als  $\pi^0$  erkannten Cluster tatsächlich von einzelnen neutralen Pionen (auslösendes Teilchen 2 aus den Tabellen 4 und 5) stammen. Dies wird jeweils für den Isolationsschnitt 6.0 und 10.0 GeV aufgeführt.

Man sieht beim Isolationsschnitt 10.0 GeV, daß im Energiebereich 6 - 10 GeV der Untergrund um 6 Prozent abnimmt. Die absolute Zahl der  $\pi^0$  - Cluster nimmt aber von 623 auf 131 ab. Somit haben wir bei 6 GeV zwar einen um 6 Prozent erhöhten Untergrund, aber wir haben eine fünffach größere Anzahl bei nur 30 Prozent Untergrund.

Den Isolationsschnitt niedriger zu setzen, ist nicht zweckmäßig, da dann der Untergrund rasch anwächst. Er liegt bei 5-6 GeV bereits über 60% und bei 4-5 GeV über 80%.

Falls man aber nach Schauern sucht, die von einzelnen Photonen erzeugt wurden, so ist der Isolationsschnitt bei 10.0 GeV wesentlich besser, denn er vermindert erheblich den Untergrund aus anderen Quellen (siehe z. B. Quelle 3 in Tab. 4 und 5).

Für die weitere Analyse wurde ein Isolationsschnitt (s. Abb. 22) von 6 GeV benutzt.

## 6. BERECHNUNG DES INKLUSIVEN WIRKUNGSQUERSCHNITTS

### 6.1 Die Ereignisauswahl bei 34.6 GeV Schwerpunktsenergie

Zur Bestimmung des inklusiven  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnittes wurden Ereignisse aus den Daten folgenderweise ausgewählt.

Den Ausgangspunkt bilden Ereignisse, die den PASS3 (siehe Abschnitt 4.2) Anforderungen genügen. Auf diese Ereignisse wurden die PASS4-Schnitte mit zwei Veränderungen angewandt:

- anstatt der üblichen  $\sum |\vec{p}_i|$ -Bedingung mußten die Ereignisse die Forderung:

$$\sum |\vec{p}_i| + \sum E_{n.C.} > 0.5 E_{Strahl}$$

erfüllen. Dabei bedeutet  $\sum E_{n.C.}$  die Summe der Energien aller neutralen Cluster im Flüssig-Argon-Schalengeräte, wobei die Mindestenergie jedes einzelnen Clusters 150 MeV betragen muß.

Diese Modifizierung der PASS4-Schnitte hatte zum Ziel, hadronische Ereignisse, die eine hohe neutrale Energie (z.B. ein hochenergetisches  $\pi^0$ -Meson) haben, nicht zu verlieren.

- Es wurde zusätzlich verlangt, daß ein neutrales Cluster mit einer Mindestenergie von 1.5 GeV im Flüssig-Argon-Schalengeräte gefunden wurde.

Die zweite Änderung vermindert die Anzahl der ausgewählten Ereignisse. Sie erhöht zwar damit den statistischen Fehler, aber sie erleichtert die Durchführung der Analyse, da die Anzahl der Ereignisse, die am Sichtgerät auf mögliche Fehler untersucht wurden, erheblich kleiner wurde.

Cluster mit einer Energie kleiner als 6 GeV mußten zusätzlich das Isolationskriterium, das in Abschnitt 5.4 erläutert wurde, erfüllen.

Eine Fehlersuche am Sichtgerät erfolgte, um den Untergrund aus Bhabha-Ereignissen, elektronisches Rauschen usw. kleiner zu machen. Ungefähr 3% der Ereignisse hatten solche Fehler und wurden zurückgewiesen.

Insgesamt 3178 Ereignisse erfüllten alle Anforderungen. Sie enthielten 668 neutrale Schauer mit einer Energie, die 4 GeV überschritt.

Die energiegewichtete Verteilung der Streifen dieser Cluster ist in Form von  $D_\varphi$ ,  $D_z$  und  $M_{4,z}$ ,  $M_{4,\varphi}$  in Abbildungen 15c, 17c und 15f, 17f gezeigt.

### 6.2 Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit

Der inklusive  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitt bei der Pionenergie  $E_{\pi^0}$  im Energieintervall  $dE_{\pi^0}$ , ist gegeben durch:

$$d\sigma(E_{\pi^0}) = \sigma_{tot} \cdot \frac{n_{meas}(E_{\pi^0})}{N_{meas}} \cdot C(E_{\pi^0}) \cdot dE_{\pi^0} \quad (F.4)$$

$\sigma_{tot}$  ist der gesamthadronische Wirkungsquerschnitt [ *TAS84, TAS84B* ] :

$$\sigma_{tot} = R \cdot \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$$

$$\text{mit } \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{86.9 \text{ GeV}^2}{s} \text{ nb.}$$

$s$  ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie in  $\text{GeV}^2$ .

$n_{meas}(E_{\pi^0})$  ist die Zahl der  $\pi^0$ -Mesonen, die mit der Erkennungsmethode in den hadronischen Daten bestimmt wurde, bei einer Pionenenergie  $E_{\pi^0}$  im Energieintervall  $dE_{\pi^0}$ .  $N_{meas}$  die Anzahl der hadronischen Ereignisse, die die Schnitte (Abschnitt 6.1) passiert haben.

Der KORREKTURFAKTOR  $C(E_{\pi^0})$  wird mit Hilfe der E.G.S.-MONSTER Rechnung berechnet gemäß :

$$C(E_{\pi^0}) = \left\{ \frac{\frac{n_{gen}(E_{\pi^0})}{N_{gen}}}{\frac{n_{det}(E_{\pi^0})}{N_{det}}} \right\}.$$

Als erstes wurde eine Anzahl  $N_{gen}$  von Monte Carlo Ereignissen, bei fester Schwerpunktsenergie und ohne Q.E.D. - Abstrahlung erzeugt. Diese Ereignisse liefern die Verteilung  $n_{gen}(E_{\pi^0})$ , also die Anzahl der  $\pi^0$ -Mesonen in Abhängigkeit von der Pionenenergie  $E_{\pi^0}$ .

Die Zahl  $n_{gen}$  enthält auch neutrale Pionen aus den Zerfällen von Teilchen mit einer mittleren Lebensdauer von  $< 3 \cdot 10^{-10}$  sec.

Als zweites wurde eine Anzahl  $N_{det}$  von Monte Carlo Ereignissen unter Berücksichtigung der Q.E.D.- Abstrahlung erzeugt. Sie müssen genau denselben Auswahlbedingungen (siehe Abschnitt 6.1 ) wie die Daten genügen.

Die Monte Carlo Rechnung liefert eine Anzahl  $n_{det}(E_{\pi^0})$ . Das ist die Zahl der neutralen Pionen, die im Kalorimeter mit den oben beschriebenen Erkennungsmethoden registriert wurden.

Der Korrekturfaktor  $C(E_{\pi^0})$  beinhaltet nicht nur die Korrektur für die geometrische Akzeptanz des Kalorimeters, sondern berücksichtigt auch Schwankungen in der Schauerentwicklung, Überlappung von zwei Schauern, falsche Erkennung der Ladung des Clusters, Mängel in der Clustersuche und Strahlungskorrekturen.

Unter der Benutzung des Korrekturfaktors  $C(E_{\pi^0})$  und des Ausdrucks F.4 wurde der inklusive Wirkungsquerschnitt der neutralen Pionen aus den gemessenen Werten errechnet.

### 6.3 Diskussion der systematischen Fehler

Der systematische Fehler für den Untergrund aus Bhabha-Ereignissen usw. wurde im Abschnitt 6.1 bereits diskutiert. Er wurde auf 3 % abgeschätzt.

Zusätzlich wurden folgende Fehlerquellen betrachtet:

- Fehlidentifizierung von Schauern aus  $\eta$ -Zerfällen ( $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ ).

Es ist sehr wenig über  $\eta$ -Erzeugung bekannt. Die bisher einzige Messung kommt von der JADE-Kollaboration und ist beschränkt auf Energien  $E_\eta < 6.5$  GeV [JAD85]. Sie liefert

$$d\sigma_{(\eta)}/d\sigma_{(\pi^0)} \sim 1/9.$$

Die  $\eta$ -Erzeugung trägt kaum zu der Zahl der  $\pi^0$ -Kandidaten bei, da das Verhältnis der Öffnungswinkel

$$\alpha_{min}^\eta / \alpha_{min}^{\pi^0} = \frac{m_\eta}{m_{\pi^0}} \sim 4 \text{ beträgt.}$$

Deshalb bilden erst oberhalb  $E_\eta = 24$  GeV die Photonen ein einzelnes Cluster im Flüssig-Argon-Schalenskalorimeter.

- Zwei Photonen, die aus zwei verschiedenen Quellen stammen (z. B. von zwei verschiedenen  $\pi^0$ -Mesonen), können zufällig in ein Cluster fallen, bzw. ein Photonschauer überlagert sich mit dem eines geladenen Teilchens.

Die entsprechenden Raten hängen sehr von den Fragmentationsprozessen ab. Für ihre Abschätzung muß man sich völlig auf die Monte Carlo Rechnungen verlassen.

Dieser Untergrund beträgt 56% bei Energien zwischen 4 - 5 GeV und 17% bei 6 - 10 GeV. Für die höchsten Energien nimmt er auf etwa 13% ab (siehe Tabelle 4).

- Akzeptanz des Kalorimeters

Dieser Fehler wird auf 5% geschätzt [ZEU84].

- $\sigma_{tot}$

Die Fehler in der Luminositätsmessung, Akzeptanz der hadronischen Ereignisse usw. werden in der TASSO-Veröffentlichung [TAS82B] analysiert und auf 5% geschätzt.

- Die systematischen Fehler, die durch die verschiedenen Methoden verursacht werden, entstehen durch den möglichen Untergrund, der nicht in der Monte Carlo Rechnung berücksichtigt wurde, den Unsicherheiten in der lateralen Schauerentwicklung der Cluster und dem Verhältnis der  $\pi^0$  zu  $\gamma$  Wirkungsquerschnitte. Um Fehler durch diese Effekte abzuschätzen, wurde der Einfluß der Schnitte auf die Ergebnisse untersucht. In Abbildung 23 sind diese verschiedenen Werte dargestellt und in den Tabellen 3a und 3b aufgeführt. Die statistischen Fehler sind nur für die 2 dimensionale Dispersionsanpassung eingetragen, da die anderen Fehler in der gleichen Größenordnung liegen.

Die Tabelle 7 zeigt die Streuung der Wirkungsquerschnitte für die Schwerpunktsenergie 34.6 GeV, die aus den verschiedenen Methoden und Schnitten errechnet wurde (siehe Tab. 3a,b). Die Streuung variiert zwischen 5% und 22% für die verschiedenen Energieintervalle ab 6 GeV. Die systematische Unsicherheit der entwickelten Methode wurde auf 20% abgeschätzt.

Der GESAMTE SYSTEMATISCHE FEHLER, der die oben aufgeführten Fehlerquellen berücksichtigt, wird für die Ergebnisse aus den Daten mit der Schwerpunktsenergie von 34.6 GeV auf 25 % geschätzt.

Für die Daten mit der Schwerpunktsenergie 43.8 GeV wird er auf 30% geschätzt.

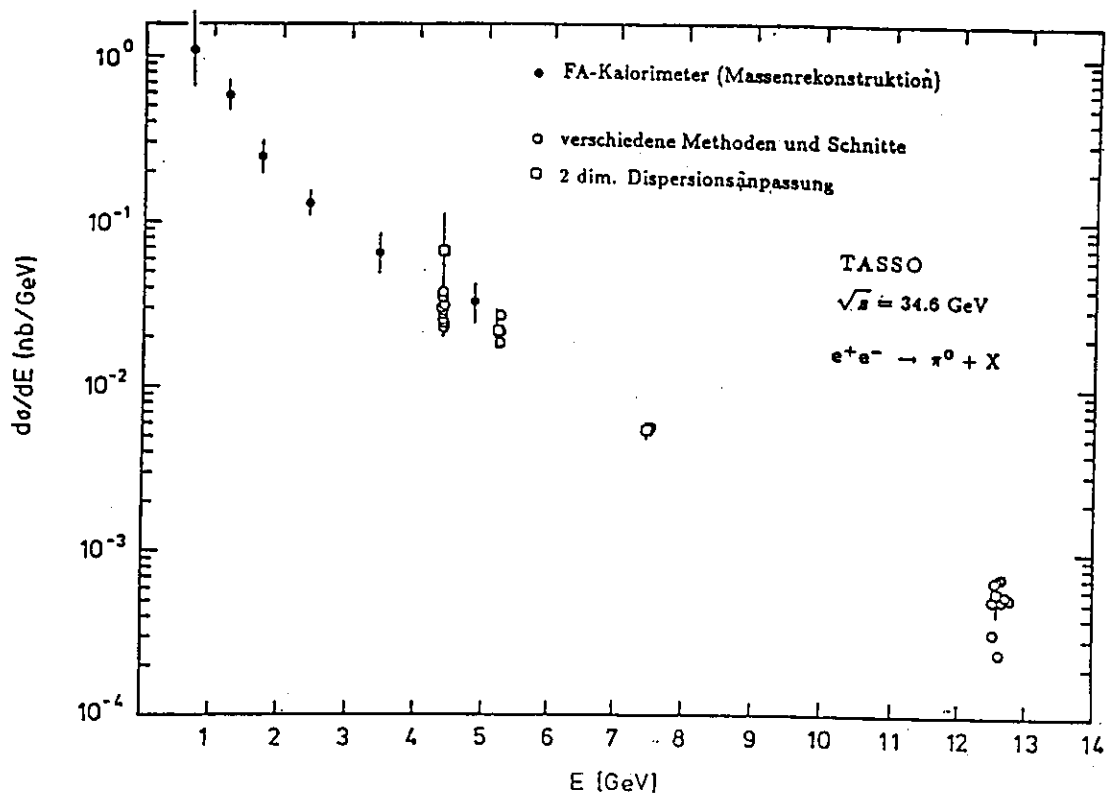


Abbildung 23. Der inklusive Wirkungsquerschnitt für  $\pi^0$ -Mesonen. Es sind die Ergebnisse der verschiedenen Methoden und Schnitte eingezeichnet. ( $\sqrt{s} = 34.6 \text{ GeV}$ )

STREUUNG DES WIRKUNGSQUERSCHNITTS			
$E_{\text{Bereich}} [ \text{GeV} ]$	$\langle d\sigma/dE \rangle$ [ nb/GeV ]	Fehler von $(d\sigma/dE)$ [ nb/GeV ]	relative Fehler [ % ]
4.0 - 4.6	0.031	0.011	34.4
4.6 - 6.0	0.022	0.0018	8.0
6.0 - 10.0	0.0055	0.00028	5.0
10.0 - 17.0	0.00054	0.00012	22.0

Tabelle 7. Streuung der Ergebnisse für den Wirkungsquerschnitt aus verschiedenen Methoden und Schnitten bei  $34.6 \text{ GeV}$  Schwerpunktsenergie.

## 6.4 Der inklusive $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitt bei 34.6 GeV Schwerpunktsenergie

Als Endergebnis wurden die Werte aus der zweidimensionalen Dispersionsanpassung benutzt, da diese Größe im Gegensatz zum vierten Moment im E.G.S. besser simuliert wird (siehe Tabellen 1 und 2) und die statistischen Fehler durch die Anpassung besser berechnet werden.

In Abbildung 24 ist das Endergebnis für den inklusiven Wirkungsquerschnitt der  $\pi^0$ -Mesonen graphisch dargestellt. Die zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts benutzten Werte sind in Tabelle 8 aufgeführt. Die Werte für den  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitt aus der  $\pi^0$ -Massenrekonstruktion, die ebenfalls mit dem TASSO-Kalorimeter berechnet wurden, sind auch in der Abbildung 24 aufgezeigt [TAS86]. Die Ergebnisse stimmen in der Region, wo sich die übliche Methode der invarianten Massenrekonstruktion mit den hier vorgestellten Methoden überschneidet, gut überein.

Die Verfahren die hier entwickelt wurden, eignen sich am besten für sehr hochenergetische neutrale Schauer. Für Clusterenergien oberhalb 6 GeV haben die Ergebnisse kleine statistische Fehler. Die Mehrzahl der Photonen aus dem Pionzerfall haben einen kleinen Öffnungswinkel und erzeugen meistens ein einziges Cluster. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Dispersionsmethode zur Bestimmung der Zahl der  $\pi^0$ -Mesonen in hadronischen Ereignissen ist in der Tabelle 9 für verschiedene Energieintervalle der Pionen aufgeführt. Unterhalb 6 GeV hat die Methode der invarianten Massenrekonstruktion eine höhere Effizienz [WIC84].

$N_{meas} = 3178$ , $N_{gen} = 63537$ , $N_{det} = 12600$ , $\sigma_{tot} = 0.296 + / - 0.015 nb$				
$E_{Bereich}$ $E_{Cluster} [ GeV ]$	4 - 4.6	4.6 - 6.	6. - 10.	10. - 17.
$\langle E \rangle$	4.40	5.25	7.52	12.61
$n_{gen}$	5029	7237	7658	2503
$n_{det}$	96	139	1223	507
$n_{meas}$	41 +/- 27	31 +/- 12	191 +/- 19	42 +/- 10
einzelne $\gamma$ gemessen $n_{meas}^\gamma$	69 +/- 27	85 +/- 14	117 +/- 17	64 +/- 11
Zahl der $\pi^0$ /Ereignis	0.1335	0.1008	0.0745	0.0132
$dn/dE [(GeV)^{-1}]$	0.2225	0.0720	0.0186	0.0019
$\frac{dn}{dE} \cdot \sigma_{tot} [nb/GeV]$	0.0658	0.0213	0.00551	0.00056
Fehler +/-	0.0561	0.0090	0.00061	0.00013

**Tabelle 8.** Angabe der Werte, die in F.4 für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes von  $\pi^0$ -Mesonen aus der 2 dimensional Dispersionsanpassung benutzt wurden. ( $\sqrt{s} = 34.6 GeV$ ) Die Zahl  $n_{meas}^\gamma$  ist die Zahl der Cluster, die als einzelne Photonen in den Daten bestimmt wurden. Die Werte  $n_{gen}$ ,  $n_{meas}$  und  $n_{det}$  sind in Abschnitt 6.2 erklärt.



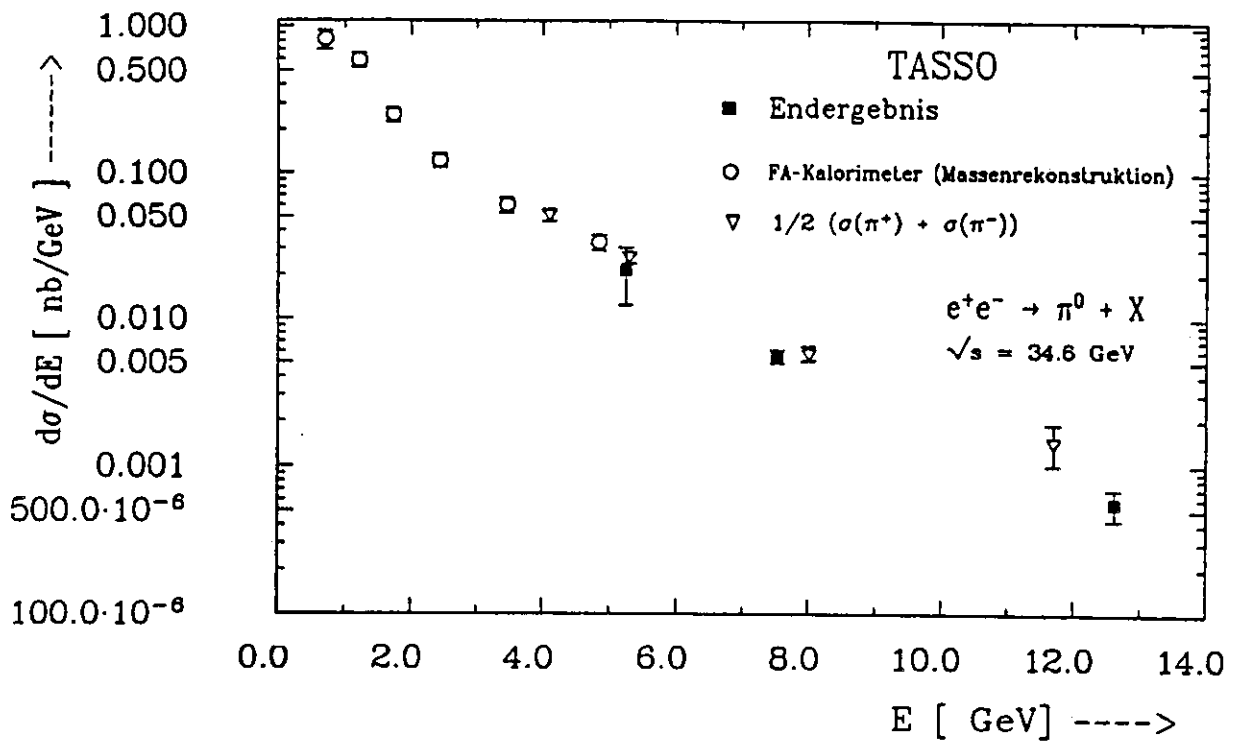


Abbildung 24. Das Ergebnis des inklusiven Wirkungsquerschnitts für  $\pi^0$ -Mesonen. Im Vergleich dazu sind die Werte von  $1/2 (\sigma(\pi^+) + \sigma(\pi^-))$  eingezeichnet. ( $\sqrt{s} = 34.6 \text{ GeV}$ )

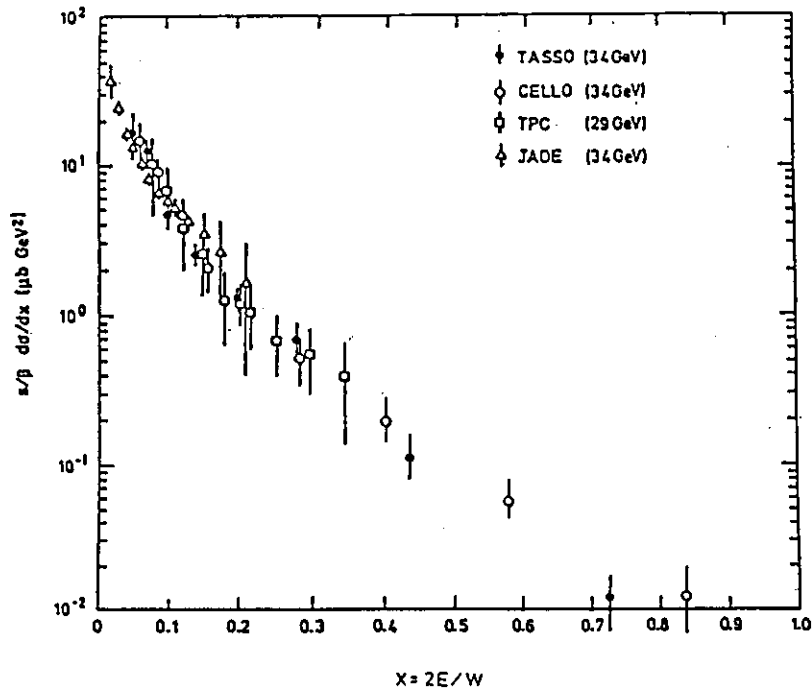


Abbildung 25. Der Wirkungsquerschnitt  $(s/\beta)d\sigma/dx$  für  $e^+e^- \rightarrow \pi^0 + X$  [ $\mu\text{b GeV}^2$ ] bei 34.6 GeV Schwerpunktsenergie im Vergleich mit Ergebnissen von CELLO, PEP-4 TPC, und JADE.

$N_{gen} = 63537, N^{M.C.} = 104548$			
$E_{Bereich} [ GeV ]$	$n_{gen}$	$n_{det}$	$\epsilon [ \% ]$
4.0 - 4.6	5029	96	1.16
4.6 - 6.0	7237	139	1.17
6.0 - 10.0	7658	1223	9.71
10.0 - 17.0	2503	507	12.31

**Tabelle 9.** Die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon$  zur Bestimmung der  $\pi^0$ -Zahl für verschiedene Energiebereiche. ( $\sqrt{s} = 34.6 GeV$ )

$\epsilon = \frac{n_{det} / N^{M.C.}}{n_{gen} / N_{gen}} \cdot N^{M.C.}$  ist die Anzahl aller erzeugten Monster Ereignisse ohne Anwendung jeglicher Schnitte.

Die einzelnen Werte, die für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes mittels der Gleichung F.4 benutzt wurden, die Endresultate und der Untergrund von den einzelnen Photonenschauern in unserem Datensatz sind in der Tabelle 8 aufgeführt. Der Wert für den Energiebereich 4.0 - 4.6 GeV wurde wegen des großen statistischen Fehlers nicht in Abbildung 24 dargestellt. Zum direkten Vergleich sind die Werte des  $1/2 \sigma(\pi^+ \pi^-)$ - Wirkungsquerschnitts, die ebenfalls von der TASSO-Kollaboration gemessen worden sind, eingezeichnet [KRA85]. Als Ergebnis sieht man, daß die Werte des halben Wirkungsquerschnitts der geladenen Pionen denen der neutralen Pionen nahezu gleichen. In Abbildung 25 ist der Wirkungsquerschnitt  $(s/\beta)d\sigma/dx$  für  $e^+e^- \rightarrow \pi^0 + X$  [ $\mu b GeV^2$ ] bei 34.6 GeV Schwerpunktsenergie im Vergleich mit Ergebnissen von anderen Experimenten [TAS86, CEL82, CEL83, JAD85, PEP85] dargestellt. Die eingezeichneten Fehler sind statistische und systematische Fehler, die quadratisch addiert wurden. Wie man sieht reichen die Werte, die mit der hier vorgestellten Methode gemessen wurden, nahezu bis  $x=1$  ( $x = \frac{2 \cdot E(\pi^0)}{\sqrt{s}}$ ).

### 6.5 Der inklusive $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitt bei 43.8 GeV Schwerpunktsenergie

Zusätzlich zu den Daten mit 34.6 GeV Schwerpunktsenergie wurden Daten mit der bis jetzt höchsten Schwerpunktsenergie von 43.8 GeV für  $e^+e^-$ -Vernichtungsreaktionen ausgewertet. Es wurde auf die gleiche Weise wie bei den Daten mit 34.6 GeV Schwerpunktsenergie vorgegangen. Die systematischen Fehler wurden in der gleichen Größenordnung angenommen wie bei den Daten mit 34.6 GeV Schwerpunktsenergie. Lediglich ist der Untergrund mit 10 % etwas höher eingeschätzt worden.

Die Anzahl der durch die Schnitte ausgewählten Ereignisse betrug 890. Sie enthielten 297 neutrale Cluster mit einer Clusterenergie, die 4.0 GeV überstieg. Der Wirkungsquerschnitt wurde mit der Methode der zweidimensionalen Anpassung bestimmt. Die Resultate sind graphisch in der Abbildung 26 und die in F.4 benutzten Werte in Tabelle 10 aufgeführt. Der Wert im Energiebereich 4-6 GeV wurde wegen des großen statistischen Fehlers nicht eingezeichnet.

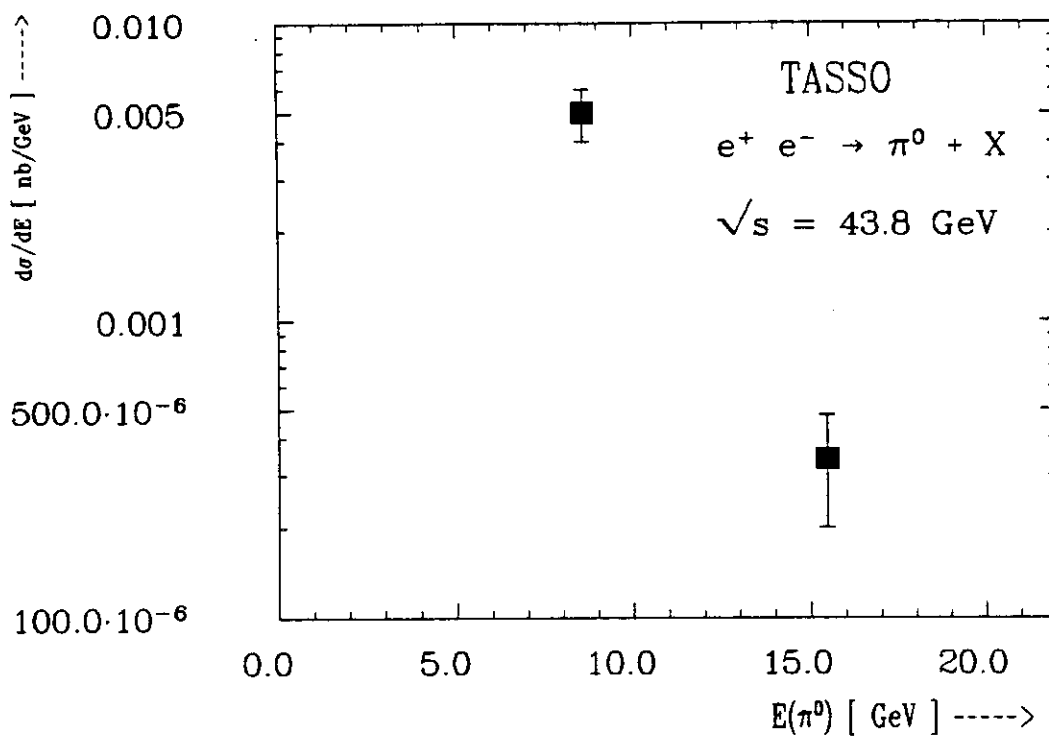


Abbildung 26. Das Ergebnis des inklusiven Wirkungsquerschnitts für  $\pi^0$ -Mesonen. ( $\sqrt{s} = 43.8 \text{ GeV}$ )

$N_{meas} = 890, N_{gen} = 5938, N_{det} = 1306, \sigma_{tot} = 0.192 + / - 0.0073 \text{ nb}$			
$E_{\text{Bereich}}$ $E_{\text{Cluster}} [ \text{GeV} ]$	4 - 6.0	6.0 - 12.	12.- 22.
$\langle E \rangle$	4.78	8.59	15.47
$n_{gen}$	1548	1205	239
$n_{det}$	23	174	53
$n_{meas}$	23 +/- 11	92 +/- 15	16
einzelne $\gamma$ gemessen $n_{meas}^\gamma$	34 +/- 12	63 +/- 14	21
Zahl der $\pi^0$ /Ereignis	0.382	0.157	0.018
$dn/dE [ (\text{GeV})^{-1} ]$	0.191	0.0262	0.0018
$\frac{dn}{dE} \cdot \sigma_{tot} [ \text{nb/GeV} ]$	0.0366	0.0050	0.00034
Fehler +/-	0.027	0.001	0.00014

Tabelle.10. Angabe der Werte, die in F.4 für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes von  $\pi^0$ -Mesonen aus der 2 dimensional Dispersionsanpssung benutzt wurden. Die Werte  $n_{gen}, n_{meas}, n_{det}$  sind in Abschnitt 6.2 erklärt. ( $\sqrt{s} = 43.8 \text{ GeV}$ ) Die Zahl  $n_{meas}^\gamma$  ist die Zahl der Schauer, die als einzelne Photonen in den Daten erkannt wurden.

## 7. ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit werden Methoden beschrieben, mit denen man neutrale Schauer, die im Flüssig-Argon-Schalengeräte des TASSO Detektors entweder durch neutrale Pionen oder durch einzelne Photonen entstehen, für Energien oberhalb von 4 GeV voneinander trennen kann.

Diese Verfahren beruhen auf der unterschiedlichen lateralen Verteilungsfunktion von elektromagnetischen Schauern für einzelne Photonen bzw. für Schauer aus dem Zerfall eines neutralen Pions. Das laterale Profil von Clustern, die von zwei Photonen eines  $\pi^0$ -Mesons erzeugt wurden, ist wesentlich breiter als das, welches von einem einzelnen Photon erzeugt wird.

Für die Information über die Schauerentwicklung werden die Energieeinträge aus dem Streifen-system des Flüssig-Argon-Schalengerätes benutzt. Als Maße für die Breite der Schauer wurde die Dispersion und das vierte Moment der energiegewichteten Verteilung der Streifen eines Clusters benutzt.

Unter Ausnutzung einer Monte Carlo Simulation der verschiedenen Schauer ist man in der Lage, Clusterschnitte zu definieren, die die Cluster bestmöglich den erzeugenden einzelnen Photonen oder den neutralen Pionen zuordnen. Die einzelnen Methoden wurden auf ihre Effizienz in der Erkennung der  $\pi^0$  und Photon-Cluster untersucht. Das Endergebnis wurde mit Hilfe der Dispersionsanpassung (Methode 5) bestimmt.

Mit der entwickelten Methode ist man in der Lage, aus den neutralen Clustern im Flüssig-Argon-Kalorimeter die Zahl der  $\pi^0$ -Mesonen in Annihilationsereignissen zu bestimmen. Aus den hadronischen Daten wurde der inklusive Wirkungsquerschnitt der  $\pi^0$ -Mesonen oberhalb  $\pi^0$ -Energien von 4.6 GeV bestimmt, und zwar bei Schwerpunktenergien von 34.6 GeV und 43.8 GeV.

Der systematische Fehler der Methode wird auf 25% bei  $\sqrt{s} = 34.6$  GeV und 30% bei  $\sqrt{s} = 43.8$  GeV geschätzt.

Der Vergleich des Wirkungsquerschnitts der neutralen Pionen mit  $1/2 (\sigma(\pi^+) + \sigma(\pi^-))$  zeigt, daß für Pionenergien bis  $\approx 17$  GeV alle drei Ladungszustände der  $\pi$ -Mesonen innerhalb der statistischen Fehler mit derselben Häufigkeit erzeugt werden.

Die entwickelte Methode eignet sich sowohl zur Erkennung von Schauern von beiden Zerfallsphotonen des neutralen Pions, als auch zur Identifizierung von Schauern, die von einzelnen Photonen erzeugt wurden.

## 8. DIE TASSO KOLLABORATION

M.Althoff<sup>1</sup>, W.Braunschweig, R.Gerhards, F.J.Kirschfink, H.-U.Martyn,  
P.Roskamp, W.Wallraff  
I. Physikalisches Institut der RWTH Aachen, Germany<sup>11</sup>

B.Bock, J.Eisenmann, H.M.Fischer, H.Hartmann, A.Jocksch, H.Kolanoski,  
V.Mertens, R.Wedemeyer  
Physikalisches Institut der Universität Bonn, Germany<sup>11</sup>

B.Foster  
H.H. Wills Physics Laboratory, University of Bristol, Bristol, UK<sup>12</sup>

E.Bernardi, Y. Eisenberg<sup>2</sup>, A.Eskreys<sup>3</sup>, K.Gather, H.Hultschig, P.Joos,  
B.Klima, H.Kowalski, A.Ladage, B.Löhr, D.Lüke, P.Mättig<sup>4</sup>, D.Notz, D.Revel<sup>5</sup>,  
E.Ronat<sup>6</sup>, D.Trines, T.Tymieniecka<sup>7</sup>, R.Walczak<sup>8</sup>, G.Tysarczyk, G.Wolf, W.Zeuner  
Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY, Hamburg, Germany<sup>11</sup>

E.Hilger, T.Kracht, H.L.Krasemann<sup>9</sup>, J.Krüger, E.Lohrmann, G.Poelz,  
K.-U.Pösnecker  
II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, Germany<sup>11</sup>

D.M.Binnie, P.J.Dornan, D.A.Garbutt, C.Jenkins, W.G.Jones, J.K.Sedgbeer,  
D.Su, J.Thomas<sup>10</sup>, W.A.T.Wan Abdullah<sup>10</sup>  
Department of Physics, Imperial College London, England<sup>11</sup>

F.Barreiro, E.Ros  
Universidad Autonoma de Madrid, Madrid, Spain<sup>11</sup>

M.G.Bowler, P.Bull, R.J.Cashmore, P.Dauncey, R.Devenish, G.Heath,  
D.J.Mellor, P.Ratoff, J.M.Yelton  
Department of Nuclear Physics, Oxford University, England<sup>11</sup>

S.L.Lloyd  
Department of Physics, Queen Mary College, London, England<sup>11</sup>

G.E.Forden, J.C.Hart, D.K.Hasell, D.H.Saxon  
Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, England<sup>11</sup>

S.Brandt, M.Holder, L.Labarga<sup>13</sup>, B.Neumann  
Fachbereich Physik der Universität-Gesamthochschule Siegen, Germany<sup>11</sup>

U.Karshon, G.Mikenberg, R.Mir, A.Montag, G.Yekutieli, A.Shapira  
Weizmann Institute, Rehovot, Israel<sup>11</sup>

G.Baranko, A.Caldwell, M.Cherney<sup>14</sup>, D.DeMille, J.M.Izen<sup>15</sup>, J.Messersmith,  
S.Ritz, D.Strom, M.Takashima, E.Wicklund<sup>16</sup>, Sau Lan Wu, G.Zobernig  
Department of Physics, University of Wisconsin, Madison, Wisconsin, USA<sup>11</sup>

<sup>1</sup> Now at Siemens, Munich, Germany

<sup>2</sup> On leave from Weizmann Institute, Rehovot, Israel

<sup>3</sup> On leave from Institute of Nuclear Physics, Cracow, Poland

<sup>4</sup> Now at IPP Canada, Carleton University, Ottawa, Canada

<sup>5</sup> Now at Warsaw University, Warsaw, Poland

<sup>6</sup> On leave from Warsaw University, Warsaw, Poland

<sup>7</sup> Now at GKSS, Geesthacht, Germany

<sup>8</sup> Now at CERN, Geneva, Switzerland

<sup>9</sup> Now at Universiti Maylaya, Kuala Lumpur

<sup>10</sup> On leave from Universidad Autonoma de Madrid, Madrid, Spain.

<sup>11</sup> Now at Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, CA, USA

<sup>12</sup> Now at University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, IL, USA

<sup>13</sup> Now at California Institute of Technology, Pasadena, Ca, USA

<sup>14</sup> Supported by the Deutsches Bundesministerium für Forschung und Technologie

<sup>15</sup> Supported by the UK Science and Engineering Research Council

<sup>16</sup> Supported by CAICYT

<sup>17</sup> Supported by the Minerva Gesellschaft für Forschung mbH

<sup>18</sup> Supported by the US Department of Energy contract DE-AC02-76ER00881 and the US National Science foundation grant number INT-8313994 for travel

## 9. LITERATURVERZEICHNIS

- [ *AMA81* ] U. Amaldi, *Physica Scripta*, **23**, 1981, 409.
- [ *AND78* ] B. Andersen, G. Gustafson und C. Peterson, *Nucl.Phys.* **B135**,(1978),273.
- [ *BON81* ] Proceedings International Symposium on Lepton and Photon Interaction at High Energies,Bonn,August 1981.
- [ *CEL82* ] CELLO Collaboration, H.J. Behrend et al., *Z. Phys.* **C14** (1982),189.
- [ *CEL83* ] CELLO Collaboration, H.J. Behrend et al., *Z. Phys.***C20** (1983),207.
- [ *DIN79* ] M. Dine and J. Sapirstein,*Phys.Rev.Lett.* **43** (1979).668;  
K.G. Chertykrin,A.L. Kataev and F.V. Tkachov,*Phys.Lett.* **85B** (1979)227;  
W.Celmaster and R.J. Gonsalves,*Phys.Rev.Lett.* **44** (1979)S.560.
- [ *FAB82* ] C.W. Fabjan, T. Lundlam, 'Calorimetry in High - Energy Physics',  
*Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*,**32** (1982).
- [ *FEY78* ] R.P. Feynmann and R.D. Fields,*Nucl.Phys.* **136** (1978)1.
- [ *FOR78* ] R.L. Ford and W.R. Nelson, ' The EGS Code System', SLAC-210(1978).
- [ *HAN75* ] G.G. Hanson et al., *Phys.Rev.Lett.* **35** (1975) 1609.
- [ *HEY81* ] D.Heyland, Dissertation, Hamburg, DESY Interner Bericht F1-81/01, August 1981.
- [ *HIL81* ] W.Hillen, Dissertation, Bonn, Ir-81-7,1981.
- [ *ITH83* ] Proceedings, International Symposium on Lepton and Photon Interaction at High Energies,Ithaca USA,August 1983
- [ *JAD80* ] JADE.Coll. ,W.Bartel et al., *Phys.Lett.***91B**(1980),142.
- [ *JAD85* ] JADE.Coll. ,W.Bartel et al., *Z.Phys.C* **28**, (1985)343.
- [ *KRA85* ] H.J. Krasemann. Dissertation, Hamburg, DESY Interner Bericht F35-85-02, November 1985.
- [ *KYO85* ] Proceedings of the International Symposium on Lepton and Photon Interaction High Energies,Kyoto.Japan, August 1985.
- [ *LAE82* ] E. Laermann, T.F. Walsh, I. Schmitt, P.M. Zerwas, *Nuclear Physics*, **B207** (1982), 204.
- [ *LEM84* ] I. Lembke, Diplomarbeit, Hamburg, DESY Interner Bericht F1-84/01, Dezember 1984.
- [ *LOH81* ] E. Lohrmann,' Hochenergiephysik', Teubner Studienbücher, Stuttgart 1981.
- [ *MAC84* ] MAC Coll., E Fernandez et al., SLAC-PUB-3410, September 1984.
- [ *MAR79* ] MARK-J. Coll. D.P. Barber et al., *Phys.Rev.Lett.***43**(1979)830.

- [ *PAR84* ] Review of Particle Properties, Reviews of Modern Physics, Vol.56, No.2, Part II, April 1984.
- [ *PEP85* ] PEP-4 TPC Collaboration, H. Aihara et al., Z. Phys. **C27** (1985) 187.
- [ *PER82* ] D.H. Perkins, 'Introduction to High Energy Physics', Addison - Wesley Publishing Comp., 1982.
- [ *PLU79* ] PLUTO-Coll., C. Berger et al., Phys.Lett.**86B** (1979)418.
- [ *PYR82* ] J.Pyrlik, Dissertation, Hamburg, DESY Interner Bericht F1-82-02, Dezember 1982.
- [ *RAL83* ] J.P. Ralston and B. Pire, ANL-HEP-PR-83-30, June 1983.
- [ *ROS52* ] B.Rossi, High Energy Particles, Prentice Hall Inc., New York 1952.
- [ *TAS79* ] TASSO Collaboration, R. Brandelik et al., Phys.Lett.**86B**(1979)243.
- [ *TAS82* ] TASSO Collaboration, Phys. Lett.,**108B** ,(1982)1.
- [ *TAS82B* ] TASSO.Coll., R.Brandelik et al., Phys.Lett.**113B**(1982) 499.
- [ *TAS84* ] TASSO Coll., Phys. Lett.**138B**, (1984) 441.
- [ *TAS84B* ] TASSO Coll., Z. Phys.**C 22** (1984)307.
- [ *TAS84C* ] TASSO Coll., Z. Phys. **C26**, (1984),157.
- [ *TAS86* ] TASSO Coll., Inclusive  $\pi^0$  Production by  $e^+e^-$  Annihilation at 34.6 GeV Center of Mass Energy, in Vorbereitung.
- [ *TAS173* ] D. Lüke, TASSO Note Nr. 173, Jun. 1982.
- [ *TAS214* ] J. Pyrlik TASSO Note Nr. 214, Juni 1982.
- [ *TAS228* ] P. Mättig, TASSO Note Nr. 214, Aug. 1982.
- [ *TAS300* ] D. Lüke, TASSO Note Nr. 300, Feb. 1984.
- [ *WEB84* ] B. R. Webber.Nucl. Phys. **B238**(1984), 492.
- [ *WIC84* ] E.J. Wicklund, PhD-Thesis, Wisconsin, 1984.
- [ *ZEU84* ] W. Zeuner, Diplomarbeit, Hamburg, Februar 1984.

## DANKSAGUNG

Herrn Dr. G. Wolf danke ich für die Themenstellung, Diskussion und kritische Durchsicht dieser Arbeit.

Herrn Dr. Peter Mättig und Herrn Prof. Dr. E. Lohrmann, sage ich herzlichen Dank für die intensive Betreuung, die vielen ausführlichen Diskussionen und Anregungen, die zum Erfolg dieser Arbeit wesentlich beigetragen haben.

Herrn Dipl. phys. Wolfram Zeuner danke ich für die Ermutigungen und hilfreichen Erörterungen. Bei Frau Dr. T. Tymienicka und Herrn Dr. E. Wicklund bedanke ich mich für zahlreiche Hilfestellungen.

Allen Mitgliedern der F1-Gruppe und der TASSO-Kollaboration, sage ich Dank für die Hilfe und freundliche Atmosphäre, insbesondere danke ich Herrn Dr. D. Lüke für die Dokumentation der Programme und die praktischen Programmierhinweise.

Ich danke Frau Siegner für die Anfertigung der Zeichnungen und ich möchte Frau Hell für ihre stete Hilfsbereitschaft danken.

Ich möchte auch meiner Familie danken, die mir durch ihre materielle und ideelle Hilfe mein Studium ermöglicht hat.

Ich danke auch Jutta Niemeyer sehr für die Hilfe bei der schriftlichen Darstellung dieser Arbeit.

Hiermit versichere ich, diese vorliegende Arbeit selbständig unter Angabe aller benutzten Hilfsmittel verfaßt zu haben.