

Interner Bericht
F31-89-01
Februar 1989

MESSUNG DER INKLUSIVEN ENERGIESPEKTREN UND MULTIPLIZITÄTEN
VON π^0 - UND η -MESONEN IM ENERGIEBEREICH DER $T(1S)$ -RESONANZ

von

Christian Bieler

Eigentum der Property of	DESY	il-liothek library
Zugang: Accessions:	30. MRZ. 1989	
Leihfrist: Loan period:	7	Tag e days

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

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

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

Interner Bericht
F31-89-01
Februar 1989

Messung der inklusiven Energiespektren und Multiplizitäten von π^0 - und η -Mesonen im Energiebereich der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Christian Bieler
aus Hamburg

Hamburg

1989

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. U. Strohbusch
Prof. Dr. J. K. Bienlein

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. U. Strohbusch
Prof. Dr. W. Scobel

Datum der Disputation: 24.01.1989

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

Abstract

Using the CRYSTAL BALL detector at the e^+e^- -storage ring DORIS II the production of π^0 - and η -mesons in the $\Upsilon(1S)$ energy region was measured. These mesons are reconstructed via their two photon decay channel. The analysis is based on 573000 hadronic events on $\Upsilon(1S)$ resonance and 130000 hadronic events from three different continuum energies nearby, corresponding to integrated luminosities of $46.2pb^{-1}$ and $42.1pb^{-1}$ respectively. The inclusive π^0 - and η -spectra for direct decays ($\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$) and the continuum ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$) are compared. For the particle multiplicities $\langle n \rangle$ the following results were obtained:

$$\begin{aligned} \text{Continuum : } \langle n_{\pi^0} \rangle &= 3.74 \pm 0.19 \pm 0.49 & \langle n_{\eta} \rangle &= 0.27 \pm 0.11 \pm 0.04 \\ \Upsilon(1S) \rightarrow 3g: \langle n_{\pi^0} \rangle &= 3.60 \pm 0.10 \pm 0.40 & \langle n_{\eta} \rangle &= 0.40 \pm 0.10 \pm 0.05 \end{aligned}$$

Zusammenfassung

Mit dem CRYSTAL BALL Detektor am e^+e^- -Speicherring DORIS II wurde die Produktion von π^0 und η -Mesonen im Energiebereich der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz untersucht. Diese Mesonen werden über ihren Zerfall in zwei Photonen rekonstruiert. Die Analyse basiert auf 573000 hadronischen Ereignissen bei $\Upsilon(1S)$ -Energie und 130000 hadronischen Ereignissen von drei verschiedenen Kontinuums-Energiebereichen. Dies entspricht integrierten Luminositäten von $46.2pb^{-1}$ bzw. $42.1pb^{-1}$. Die inklusiven π^0 - und η -Spektren für direkte Zerfälle ($\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$) und das Kontinuum ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$) werden verglichen. Es wurden folgende mittlere Teilchenproduktionsraten $\langle n \rangle$ ermittelt:

$$\begin{aligned} \text{Kontinuum : } \langle n_{\pi^0} \rangle &= 3.74 \pm 0.19 \pm 0.49 & \langle n_{\eta} \rangle &= 0.27 \pm 0.11 \pm 0.04 \\ \Upsilon(1S) \rightarrow 3g: \langle n_{\pi^0} \rangle &= 3.60 \pm 0.10 \pm 0.40 & \langle n_{\eta} \rangle &= 0.40 \pm 0.10 \pm 0.05 \end{aligned}$$



Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Das Quarkmodell	3
2.2	Elektron-Positron-Reaktionen	4
2.2.1	Kontinuumsreaktionen	4
2.2.2	Erzeugung und Zerfall schwerer Vektormesonen - Die Υ -Resonanzen	8
2.3	Fragmentationsmodelle	12
2.3.1	Unabhängige Jet-Fragmentation	12
2.3.2	Colour-String-Modell (LUND)	13
2.3.3	Peterson-Walsh-Modell	14
2.3.4	Parton-Schauer-Modell	14
3	Das CRYSTAL BALL Experiment	16
3.1	Der DORIS Speicherring	16
3.2	Der CRYSTAL BALL Detektor	18
3.2.1	Der Energiedetektor	19
3.2.2	Die Driftröhren	21
3.2.3	Der Luminositätsmonitor	22
3.2.4	Die Signalverarbeitung des Kalorimeters	22
3.3	Eichung des Kalorimeters	23
3.4	Trigger und Datennahme	24
3.5	Die Produktion der Daten	25
4	Datenselektion und die Auswahl von Photonen	28
4.1	Auswahl hadronischer Ereignisse	28
4.1.1	Nachweiswahrscheinlichkeit für hadronische Daten	33
4.2	Die analysierten Daten	34
4.3	Bestimmung der Zahl der direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle	35
4.4	Auswahl von Photonen in hadronischen Ereignissen	36
5	Analyse der Energiespektren von π^0- und η-Mesonen	41
5.1	Rekonstruktion von π^0 - und η -Mesonen	41
5.2	Die gemessenen π^0 -Energiespektren	44
5.2.1	π^0 -Energiespektren bis $z = 0.2$	44
5.2.2	π^0 -Energiespektren für höhere Energien	50
5.3	Die gemessenen η -Energiespektren	54
5.4	Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten	58

5.5	Der systematische Fehler	63
6	Ergebnisse	66
6.1	Die inklusiven Energiespektren	66
6.2	Bestimmung der Teilchen-Multiplizitäten	70
6.3	Vergleich mit Fragmentationsmodellen	75
6.3.1	Vergleich mit dem Colour-String- und dem Parton-Schauer-Modell	75
6.3.2	Vergleich der η -Produktion mit dem Peterson-Walsh-Modell	77
6.4	Vergleich mit anderen experimentellen Ergebnissen	78
7	Zusammenfassung	82
A	Inklusive Spektren in tabellarischer Form	84
B	Prinzip des elektromagnetischen Kalorimeters	87
C	Das SMOMT-Verfahren	89
D	Die Crystal Ball Kollaboration	92
	Literaturverzeichnis	92
	Danksagung	96

Abbildungsverzeichnis

2.1	Feynmangraph der Leptonpaarproduktion	5
2.2	Feynmangraphen der Bhabhastreueung	6
2.3	Feynmangraphen der e^+e^- -Vernichtung in zwei Photonen	7
2.4	Feynmangraph für Zwei-Photon-Ereignisse	8
2.5	Hadronischer Wirkungsquerschnitt im Υ -Energiebereich	9
2.6	Das Massenspektrum von gebundenen $b\bar{b}$ -Zuständen	11
3.1	Der Speicherring DORIS und die Injektionswege	17
3.2	Der CRYSTAL BALL Detektor	18
3.3	Die Geometrie des Detektors	20
3.4	CONTAG-Wahrscheinlichkeit für Teilchen aus hadronischen Ereignissen	26
3.5	Energiesummen bei CRYSTAL BALL	27
4.1	Verteilung der totalen deponierten Energie	29
4.2	Korrelationsdarstellung der transversalen Energie E_{trans} gegen β	31
4.3	FLATTY eines hadronischen Ereignisses	32
4.4	Vergleich der Energiespektren	37
4.5	Energiedepositionen im CRYSTAL BALL	38
4.6	Schauermasse XMM für CONNECTED REGIONS hadronischer Ereignisse	39
4.7	Verteilung der Anzahl von Photonkandidaten in hadronischen Ereignissen	40
5.1	Verteilung der invarianten Masse $M_{\pi\pi}$	42
5.2	Verteilung der invarianten Masse $M_{\pi\pi}$ nach π^0 -Abzug	43
5.3	Breite σ des π^0 -Signals	45
5.4	Kontinuum: $M_{\pi\pi}$ -Spektren	46
5.5	$\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$: $M_{\pi\pi}$ -Spektren in verschiedenen z -Intervallen	48
5.6	Unkorrigierte π^0 -Energiespektren	49
5.7	Kontinuum: Invariante Schauermasse	51
5.8	$\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$: Invariante Schauermasse in verschiedenen z -Intervallen	52
5.9	Unkorrigierte π^0 -Energiespektren für höhere Energien	53
5.10	Kontinuum: $M_{\pi\pi}$ -Spektren nach π^0 -Abzug	55
5.11	$\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$: $M_{\pi\pi}$ -Spektren nach π^0 -Abzug	56
5.12	Unkorrigierte η -Energiespektren	57
5.13	π^0 -Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ_{π^0} für $q\bar{q}$ - und $3g$ -MONTE CARLO	60
5.14	π^0 -Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ_{XMM} für das SMOMT-Verfahren	61
5.15	η -Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ_η für $q\bar{q}$ - und $3g$ -MONTE CARLO	62
6.1	Die Funktion $\beta(z)$ für π^0 und η	67
6.2	Inklusive π^0 -Energiespektren	68

6.3	Inklusive η -Energiespektren	69
6.4	Extrapolation der π^0 -Spektren	71
6.5	Extrapolation der η -Spektren	72
6.6	$M_{\pi\pi}$ -Verteilungen zur Bestimmung der η -Multiplizitäten	73
6.7	Inklusive π^0 -Spektren: Vergleich mit Modellaussagen	75
6.8	Inklusive η -Spektren: Vergleich mit Modellaussagen	76
6.9	Vergleich der inklusiven π^0 -Spektren für direkte $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle mit den Ergebnissen der Experimente CLEO und ARGUS	78
6.10	Vergleich des skalierten differentiellen π^0 -Wirkungsquerschnittes bei ähnlichen Schwerpunktsenergie	79
6.11	Vergleich des skalierten differentiellen π^0 -Wirkungsquerschnittes mit Ergebnissen bei höheren Schwerpunktsenergien	80
6.12	Vergleich des skalierten differentiellen η -Wirkungsquerschnittes mit anderen Ergebnissen	81

Tabellenverzeichnis

2.1	Die drei Generationen von Quarks und Leptonen	4
2.2	Die Υ -Zustände	10
3.1	Eigenschaften des e^+e^- -Speicherringes DORIS II	17
3.2	Eigenschaften der Driftröhren	21
4.1	Effizienzen der Hadronenselektoren	34
4.2	Die verwendeten hadronischen Daten	34
4.3	Zahlenwerte zur Berechnung von N_{3g}^{ges}	36
5.1	Daten der Anpassungsrechnung an die π^0 -Spektren	47
5.2	Daten der Anpassungsrechnung an die π^0 -Spektren höherer Energien	50
5.3	Daten der Anpassungsrechnung an die η -Spektren	54
5.4	Zahl hadronischer MONTE CARLO-Ereignisse	58
6.1	Parameter der Exponentialfunktion zur Beschreibung der Spektren	67
6.2	Multiplizitäten für π^0 - und η -Mesonen	70
6.3	Rekonstruierte η -Mesonen und Nachweiswahrscheinlichkeiten	74
6.4	η -Multiplizitäten aus den $M_{\gamma\gamma}$ -Verteilungen	74
6.5	Vergleich der π^0 - und η -Multiplizitäten	76
6.6	Vergleich der Multiplizitäten mit ARGUS-Ergebnissen	80
6.7	η -Multiplizitäten anderer Experimente	81
A.1	Inklusive π^0 -Energiespektren bis $z = 0.2$	84
A.2	Inklusive π^0 -Energiespektren für höhere Energien	85
A.3	Kontinuum: Inklusive η -Energiespektren	86
A.4	$\Upsilon(1S)$: Inklusive η -Energiespektren	86

Kapitel 1

Einleitung

In dieser Arbeit wird die Erzeugung von π^0 - und η -Mesonen in hadronischen Ereignissen bei $\Upsilon(1S)$ -Energien untersucht. Beide Teilchen werden über ihren Zerfall in zwei Photonen nachgewiesen. Die inklusiven Energiespektren und die mittleren Teilchen-Produktionsraten (Multiplizitäten) werden bestimmt.

Die Untersuchungen der inklusiven Energiespektren und Multiplizitäten von Hadronen liefern wichtige Beiträge zum Verständnis des Fragmentationsprozesses. Dieser Übergang von bei der e^+e^- -Vernichtung entstandenen Partonen in beobachtbare Hadronen kann nur durch phänomenologische Modelle beschrieben werden. Zu jedem dieser Modelle gehören einige charakteristische Parameter. Die Meßergebnisse dienen zur Überprüfung der verschiedenen Modelle und zur Anpassung der Parameter.

Der Energiebereich der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz eignet sich besonders für Untersuchungen dieser Art. Die $\Upsilon(1S)$ -Resonanz zerfällt fast vollständig in 3 Gluonen, die dann zu Hadronen fragmentieren. Im Unterschied dazu entsteht im Kontinuum ein Quarkpaar, bevor die Fragmentation zu Hadronen einsetzt. D.h. in diesem Energiebereich können Quark- und Gluonfragmentation direkt miteinander verglichen werden.

Die Erzeugung von η -Mesonen ist dabei von besonderem Interesse. Beim η handelt es sich um den leichtesten der Isospin-Singulett-Zustände, für die einige Modelle eine überhöhte Produktion in Ereignissen der Gluonfragmentation voraussagen. Außerdem entsteht das η nur selten beim Zerfall anderer Teilchen. Es stammt deshalb überwiegend aus dem primären Fragmentationsprozeß. Das π^0 -Meson hat einen ähnlichen Quarkinhalt, es befindet sich allerdings in einem isovektoriellen Zustand. Das π^0 stammt häufig aus dem Zerfall anderer Teilchen und wird außerdem wegen seiner geringeren Masse später in der Fragmentationskette erzeugt als das η . Die Ergebnisse für das π^0 werden zum Vergleich herangezogen.

Die Daten für die vorliegende Arbeit wurden mit dem Experiment CRYSTAL BALL am e^+e^- -Speicherring DORIS II beim Forschungszentrum DESY in Hamburg im Zeitraum 1982 bis 1986 aufgenommen. Der Detektor eignet sich wegen des guten elektromagnetischen Kalorimeters aus 672 NaJ(Tl)-Kristallen hervorragend zum Nachweis von Photonen.

Das erste Kapitel dieser Arbeit gibt einen Überblick über die theoretischen Grundlagen. Das Quarkmodell und die Reaktionen an einem e^+e^- -Speicherring werden vorgestellt. Dann folgt eine Beschreibung verschiedener Fragmentationsmodelle. Im anschließenden Kapitel werden der Detektor CRYSTAL BALL sowie die Aufzeichnung und Produktion der Daten beschrieben. Da π^0 und η -Mesonen über ihren Zerfall in zwei Photonen nachgewiesen werden, beschäftigt sich das Kapitel 4 mit der Auswahl von Photonen in hadronischen Ereignissen.

Die Rekonstruktion dieser Mesonen wird im folgenden Kapitel beschrieben. Das Ergebnis sind die unkorrigierten inklusiven Energiespektren. Außerdem befaßt sich dieses Kapitel mit der Bestimmung der Rekonstruktions-Effizienzen der vorgestellten Methode und mit der Diskussion der systematischen Fehler. Das abschließende Kapitel zeigt die korrigierten inklusiven π^0 - und η -Spektren und gibt die entsprechenden Multiplizitäten an. Diese Ergebnisse werden mit denen anderer Experimente und den Vorhersagen von Fragmentationsmodellen verglichen.

Die inklusiven π^0 - und η -Energiespektren in tabellarischer Form befinden sich im Anhang A. Für die Rekonstruktion und Energiebestimmung von Photonen ist ein gutes elektromagnetisches Kalorimeter erforderlich. Im Anhang B wird deshalb das Prinzip dieses Detektortyps vorgestellt. Anhang C erläutert die Erkennung überlappender Photonschauer durch Berechnung des zweiten Moments der Energieverteilung.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel bringt einen Überblick über die theoretischen Grundlagen. Am Anfang steht ein kurzer Abschnitt über das Quarkmodell. Dann folgt eine ausführlichere Behandlung der an e^+e^- -Speicherringen im Υ -Energiebereich auftretenden Reaktionen. Der letzte Teil befaßt sich dann mit Fragmentationsmodellen.

2.1 Das Quarkmodell

Nach heutiger Vorstellung gibt es zwei Sorten von fundamentalen punktförmigen Grundbausteinen ($r < 10^{-17}\text{m}$) der Materie, je sechs Quarks und Leptonen und ihre jeweiligen Antiteilchen. Träger der Kräfte zwischen diesen Fermionen sind die Bosonen (γ, g, W^\pm, Z^0). Die Fermionen sind in drei Generationen aufgeteilt. Bis jetzt ist keine interne Substruktur der Fermionen gefunden worden. Auf die Bosonen und die sechs Leptonen ($e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$) soll hier nicht weiter eingegangen werden. Die Quarks als Bausteine der hadronischen Materie sollen etwas näher betrachtet werden.

Das Quarkmodell wurde von Gell-Mann und Zweig entwickelt [1]. Um den Aufbau aller bis heute nachgewiesenen Hadronen zu beschreiben, braucht man fünf unterschiedliche Quarks, diese sind up (u)-, down (d)-, strange (s)-, charm (c)- und bottom (b)-Quark. Die Theorie fordert aus Symmetriegründen die Existenz eines sechsten Quarks, des top (t), das bisher aber nicht nachgewiesen werden konnte. Freie Quarks wurden bisher nicht beobachtet, nachweisbar sind nur Hadronen, d.h. Mesonen und Baryonen. Mesonen bestehen aus einer Quark(q) - Antiquark(\bar{q})-Kombination, Baryonen sind aus drei Quarks zusammengesetzt. Beispiele sind das π^+ (u, \bar{d}) und das Neutron (d, d, u).

Die Quarkladung ist ein drittelzahliges ($1/3$ bzw. $2/3$) Vielfaches der Elementarladung. Quarks tragen außerdem die Farbladung der starken Wechselwirkung, die drei möglichen Zustände sind rot, blau und grün. Die Antiquarks tragen eine von drei Antifarben. Quarks treten als Farbtupletts auf. Die beobachtbaren Hadronen sind immer farbneutral (Singulett-Zustände), d.h. Mesonen bestehen aus einem Quarkpaar gleicher Farbe, und in Baryonen treten alle drei Farben auf. In Tabelle 2.1 sind einige Eigenschaften der Fermionen zusammengefaßt.

Die starke Wechselwirkung zwischen Quarks kann analog zur elektromagnetischen Wechselwirkung beschrieben werden. Bei der elektromagnetischen Wechselwirkung werden Photonen ausgetauscht. Bei der starken Wechselwirkung heißen diese Austauscheteilchen Gluonen. Es gibt acht verschiedene Gluonen. Sie tragen eine Farb-Antifarb-Kombination. Die Austausch-Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik QCD beschrieben. Im

Fermionen					
Teilchen			Eigenschaften		
Generation			elektr.	Farb-	
1	2	3	Ladung	Ladung	
u	c	t	$+2/3$	r b g	Quarks
d	s	b	$-1/3$	r b g	Quarks
ν_e	ν_μ	ν_τ	0	0	Leptonen
e	μ	τ	-1	0	Leptonen

Tabelle 2.1: Die drei Generationen von Quarks und Leptonen. Die Generationen sind nach der Masse der Fermionen geordnet. Die elektrische Ladung ist in Einheiten der Elementarladung e angegeben [2].

Unterschied zu Photonen, die selber keine Ladung tragen, können Gluonen auch miteinander wechselwirken. Diese Selbstwechselwirkung bewirkt, daß die Kopplungsstärke α , mit kleiner werdendem Quarkabstand abnimmt und die Quarks sich quasi frei bewegen können. Nur bei kleinen Abständen ($\alpha \ll 1$) ist es möglich, störungstheoretische Berechnungen innerhalb der QCD durchzuführen. Bei größer werdenden Abständen ist dies wegen des ansteigenden Wertes von α , nicht mehr möglich.

2.2 Elektron-Positron-Reaktionen

Zuerst werden die Reaktionen beschrieben, die unabhängig von der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} sind (Kontinuumsreaktionen). Dann wird die Erzeugung von schweren Vektormesonen behandelt.

2.2.1 Kontinuumsreaktionen

Die auftretenden Reaktionen lassen sich in vier Gruppen aufteilen:

- Erzeugung von schweren Leptonpaaren
- Bhabhastreueung
- Hadronproduktion
- QED-Prozesse höherer Ordnung und Prozesse der Zwei-Photon-Wechselwirkung

Bhabhastreueung und Leptonproduktion werden durch die Quantenelektrodynamik QED beschrieben, Korrekturen aufgrund der schwachen Wechselwirkung können bei den vorliegenden Schwerpunktsenergien von 10 GeV vernachlässigt werden. Die QED beschreibt die Wechselwirkung geladener Fermionen durch den Austausch von Photonen. Die Stärke der Kopplung wird dabei durch die Ladung der Fermionen bestimmt.

Kopplungskonstante ist die Feinstrukturkonstante α :

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} = \frac{1}{137} \quad (2.1)$$

e : Elementarladung
 $\hbar = \frac{h}{2\pi}$: Plancksches Wirkungsquantum
 ϵ_0 : Dielektrizitätskonstante des Vakuums

Die Erzeugung eines schweren Leptonpaares (μ, τ) ist ein einfacher QED-Prozeß. Bild 2.1 zeigt den entsprechenden Feynmangraphen.

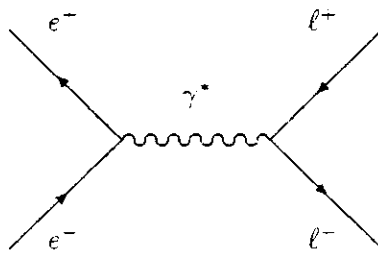


Abbildung 2.1: Feynmangraph der Leptonpaarproduktion

Im Schwerpunktsystem erhält man für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ in niedrigster Ordnung Störungsrechnung (Ordnung α^2):

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-)}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} 3 \left\{ (1 - \cos^2 \theta) + (1 - \beta^2) \sin^2 \theta \right\} \quad (2.2)$$

\sqrt{s} : Gesamtenergie im Schwerpunktsystem = $2 \cdot E_{Strahl}$
 $d\Omega$: Raumwinkelelement
 θ : Winkel zwischen einlaufendem Elektron und auslaufendem Lepton

Bei Strahlenergien von 5 GeV ist die Gesamtenergie wesentlich größer als die Ruhemasse der erzeugten Leptonen, also vereinfacht sich Gleichung 2.2 wegen $\beta \approx 1$. Integration über den gesamten Raumwinkelbereich ergibt den totalen Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-) = \sigma_{\mu\mu} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} = 86.8 \frac{nb \cdot GeV^2}{s} \quad (2.3)$$

Ein weiterer Prozeß ist die Bhabhastreuung $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$. Bild 2.2 zeigt die entsprechenden Feynmangraphen. Der erste beschreibt die Streuung durch Austausch eines Photons, der zweite ist identisch zu dem der Leptonproduktion.

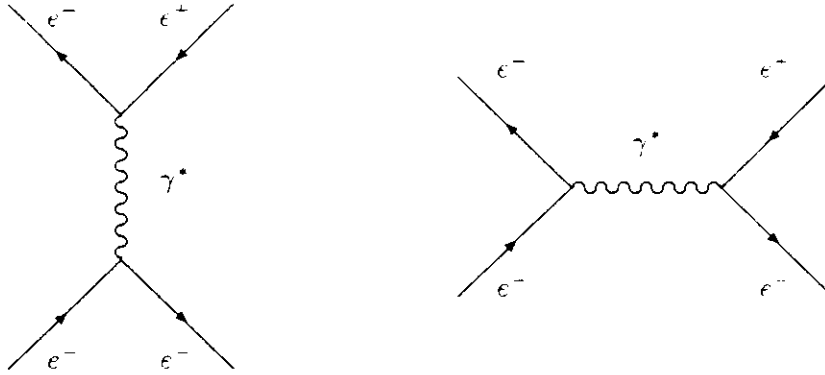


Abbildung 2.2: Feynmangraphen der Bhabhastreuung

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt erhält man:

$$\frac{d\sigma(e^-e^- \rightarrow e^-e^-)}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2s} \left(\frac{q'^4 - s^2}{q^4} + \frac{2q'^4}{q^2s} - \frac{q'^4 - q^4}{s^2} \right) \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} q^2 &= -s \cdot \sin^2 \theta \\ q'^2 &= -s \cdot \cos^2 \theta \\ \theta &: \text{Streuwinkel des Photons} \end{aligned}$$

Die Gleichung setzt sich aus den Streu-, Annihilations- und Interferenzgraphen zusammen. Da der Wirkungsquerschnitt sehr groß ist, wird die Bhabhastreuung zur Bestimmung der Luminosität verwendet (siehe Abschnitt 3.2.3). Da es sich um leicht zu identifizierende Ereignisse mit zwei elektromagnetisch schauernden Teilchen bekannter Energie handelt, werden sie auch zur Eichung elektromagnetischer Kalorimeter verwendet (siehe Abschnitt 3.3).

Auch die Erzeugung zweier Photonen in der e^-e^- -Vernichtung wird zur Luminositätsbestimmung und Detektoreichung verwendet. Bild 2.3 zeigt die die beiden Feynmangraphen. In diesem Fall beträgt der differentielle Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma)}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{s} \left(\frac{1 + \cos^2 \theta}{1 - \cos^2 \theta} \right) \quad (2.5)$$

Die Beschreibung der Erzeugung von Hadronen in der e^-e^- -Vernichtung ist eine der ersten Anwendungen des Quarkmodells. Die Erzeugung läuft in zwei Stufen ab, die hier kurz beschrieben werden. In der ersten Stufe wird ein Quark-Antiquark-Paar erzeugt. Dieser

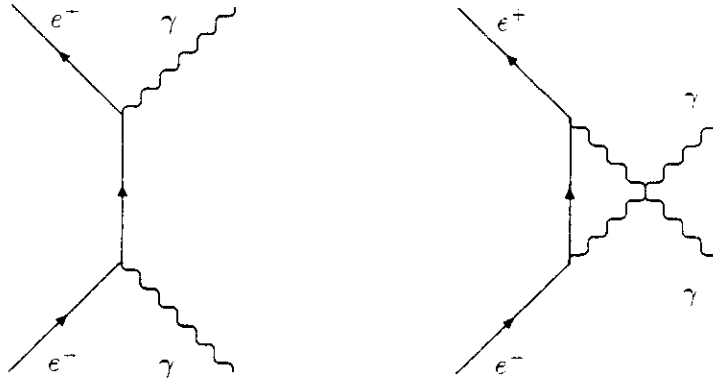


Abbildung 2.3: Feynmangraphen der e^+e^- -Vernichtung in zwei Photonen

Prozeß wird analog zur Leptonpaarerzeugung beschrieben. Nach Gleichung 2.3 ergibt sich der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Quarkpaares der Ladung Q_q (drittelzahlig) unter Vernachlässigung der Ruhemasse zu:

$$\sigma_{q\bar{q}} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \cdot Q_q^2 = Q_q^2 \cdot \sigma_{\mu\mu} \quad (2.6)$$

Wegen der Nichtbeobachtbarkeit freier Quarks kann das erzeugte $q\bar{q}$ -Paar nur entweder ein Meson bilden oder fragmentieren. Die bei der Fragmentation entstandenen weiteren Quarkpaare bilden zusammen mit dem ursprünglichen $q\bar{q}$ -Paar farbneutrale Hadronen, darunter bevorzugt π -Mesonen. Auf die Fragmentation wird im Abschnitt 2.3 dieses Kapitels näher eingegangen. Der Wirkungsquerschnitt für die Hadronproduktion in der e^+e^- -Vernichtung ergibt sich aus der Summation der energetisch möglichen Quarkflavour q_f multipliziert mit der Zahl der Farbfreiheitsgrade N_c .

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}) = N_c \sum_{q_f} \sigma(e^+e^- \rightarrow q_f\bar{q}_f) = N_c \sigma_{\mu\mu} \sum_{q_f} Q_{q_f}^2 \quad (2.7)$$

Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Hadronen und μ -Paaren wird als R -Wert bezeichnet:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (2.8)$$

Wie man aus den obigen Formeln erkennt, ist R ein Maß für die Zahl der erzeugbaren Quarksorten, daher kann die Bestimmung von R zur Suche nach neuen Quarks bei steigenden Speicherringenergien verwendet werden. R steigt an, sobald die Energieschwelle zur Erzeugung einer neuen Quarksorte überschritten ist.

Bei Schwerpunktsenergien unter 9.4 GeV können nur u -, d -, s - und c -Quarkpaare erzeugt werden. Die Zahl der Farbfreiheitsgrade N_c beträgt drei. Man erhält:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}) = 3\sigma_{\mu\mu} \cdot \frac{10}{9} = \frac{10}{3} \cdot \sigma_{\mu\mu} \quad (2.9)$$

Der mit CRYSTAL BALL gemessene R -Wert im Kontinuum beträgt $(3.48 \pm 0.04 = 0.16)$ [3] bei $\sqrt{s} = 9.46$ GeV.

Alle bisher beschriebenen Prozesse enthalten in ihren Wirkungsquerschnitten die Kopplungskonstante α in zweiter Ordnung, daneben spielen aber auch Prozesse höherer Ordnung eine Rolle. Die Ursachen sind sowohl elektromagnetische (γ -Abstrahlung, Vertexkorrekturen) als auch starke Prozesse (Gluon-Bremsstrahlung). Diese Strahlungskorrekturen führen zu Veränderungen der oben beschriebenen Wirkungsquerschnitte. So wird z.B. durch die Abstrahlung eines Photons der Wirkungsquerschnitt höher, weil die Schwerpunktsenergie sich erniedrigt ($\propto 1/s$). Experimentell sind die Ereignisse mit Bremsstrahlungsphotonen niedriger Energie schwer zu erkennen.

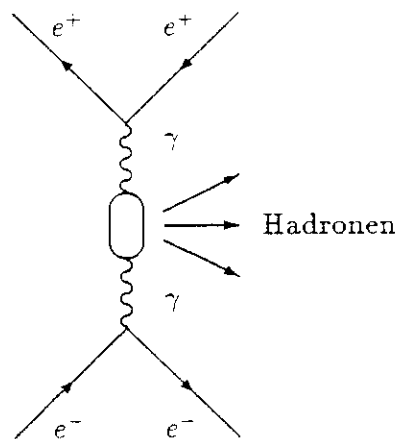


Abbildung 2.4: Feynmangraph für Zwei-Photon-Ereignisse

Ein weiterer wichtiger Prozess an e^+e^- -Speicherringen ist die Zwei-Photon-Wechselwirkung. Abbildung 2.4 zeigt den Feynmangraphen. Elektron und Positron strahlen beide ein Photon ab. Diese beiden Photonen bilden einen Zwischenzustand, der im Gegensatz zur e^+e^- -Vernichtung, wo nur Endzustände mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ direkt erzeugt werden können, auch andere Quantenzahlen haben kann. Der Wirkungsquerschnitt für Zwei-Photon-Prozesse steigt mit wachsender Schwerpunktsenergie ($\propto \ln(\sqrt{s})$), während die Wirkungsquerschnitte der e^+e^- -Vernichtung abnehmen ($\propto 1/s$).

2.2.2 Erzeugung und Zerfall schwerer Vektormesonen - Die Υ -Resonanzen

Entspricht die e^+e^- -Schwerpunktsenergie der Masse M eines neutralen Vektormesons V mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$, so bilden sich bevorzugt gebundene Quark-Antiquark-Zustände, die sogenannten Quarkonia und ihre radialen Anregungszustände. Diese Quarkonia sind $\rho^0(769$ MeV), $\omega(783$ MeV), $\phi(1020$ MeV), $J/\psi(3097$ MeV) und $\Upsilon(9460$ MeV). Die Wirkungsquerschnitte für alle möglichen Endzustände zeigen bei Erreichen der entsprechenden

Energien resonanzartiges Verhalten.

Der Wirkungsquerschnitt für den Zerfall der Quarkonia in Hadronen ist energieabhängig und wird durch die Breit-Wigner-Resonanzkurve beschrieben:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow V \rightarrow \text{Hadronen}) = \frac{3\pi}{s} \cdot \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{had}}{(\sqrt{s} - M)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_{tot}^2} \quad (2.10)$$

- Γ_{ee} : Zerfallsbreite für den Zerfall in e^+e^-
- Γ_{had} : Zerfallsbreite für den Zerfall in Hadronen
- Γ_{tot} : totale Zerfallsbreite des Vektormesons, d.h. Summe über alle Zerfallsbreiten

Der erste Hinweis auf die Existenz der Υ -Resonanzen stammt von Target-Experimenten mit einem Protonenstrahl am Fermilab im Jahre 1977 [4]. Man entdeckte eine Überhöhung in der Verteilung der invarianten Massen von $\mu^+\mu^-$ -Endzuständen, mit einem Mittelwert von 10 GeV. Das Signal wurde wenig später interpretiert als die Produktion von Zuständen eines neuen schweren Quarks, des b-Quarks, mit einer Masse um 5 GeV. Angeregt durch diese Entwicklung wurde die Strahlenergie des e^+e^- -Speicherrings DORIS, die ursprünglich nur 3.5 GeV betragen hatte, erhöht. Kurze Zeit später wurde die Existenz des Grundzustands $\Upsilon(1S)$ von den Experimenten DASP II und PLUTO bestätigt. Der erste angeregte Zustand $\Upsilon(2S)$ des Bottoniums wurde dann von den Experimenten DESY-Heidelberg und DASP II gefunden. Einige seiner Eigenschaften wurden gemessen [5]. Erst 1979 wurden das $\Upsilon(3S)$ und das $\Upsilon(4S)$ von der CLEO- sowie der CUSB-Kollaboration am Speicherring CESR entdeckt [6,7].

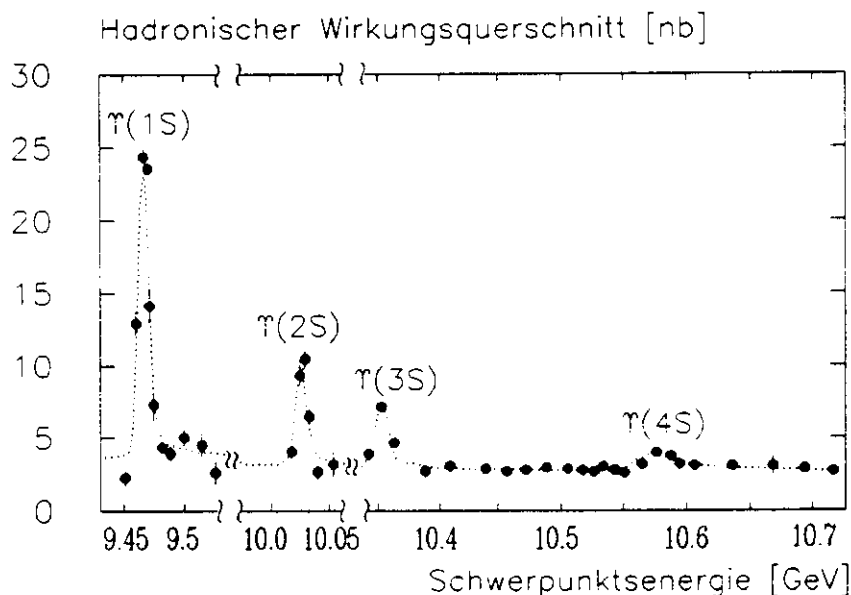


Abbildung 2.5: Sichtbarer hadronischer Wirkungsquerschnitt im Υ -Energiebereich, gemessen von der CLEO-Kollaboration [7].

Bild 2.5 zeigt den sichtbaren hadronischen Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Hadronen $\sigma_v(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$ im Energiebereich von 9.45 und 11.2 GeV, gemessen vom

Experiment CLEO. Man erkennt deutlich die vier Resonanzen des Υ -Systems. In der Tabelle 2.2 sind die Eigenschaften dieser vier Resonanzen angegeben.

	$\Upsilon(1S)$	$\Upsilon(2S)$	$\Upsilon(3S)$	$\Upsilon(4S)$
Masse [MeV]	9460 ± 0.2	10023 ± 0.3	10355 ± 0.5	10577 ± 4
$\Gamma_{e^+e^-}$ [keV]	1.22 ± 0.05	0.54 ± 0.03	0.40 ± 0.03	0.24 ± 0.05
Γ_{tot} [MeV]	0.043 ± 0.003	0.030 ± 0.007	$0.012^{+0.010}_{-0.004}$	24 ± 2

Tabelle 2.2: Die Υ -Zustände [2]

Die vier Υ -Zustände sind Vektormesonen mit den Quantenzahlen des Photons. Das $\Upsilon(1S)$ ist der Spin-1-Grundzustand dieser Teilchenfamilie. Bild 2.6 zeigt das Anregungsspektrum des Bottoniums. Für die spektroskopische Bezeichnung wird die Notation $n^{2S+1}L_J$ verwendet mit der Radialquantenzahl n , dem Spin S , dem Bahndrehimpuls L und dem Gesamtdrehimpuls J . Der Bahndrehimpuls L wird analog zur Atomphysik mit S, P, D, \dots für $L = 0, 1, 2, \dots$ angegeben. Zur Bestätigung, daß es sich um gebundene Zustände des $b\bar{b}$ -Systems handelt, wurden elektromagnetische und hadronische Übergänge zwischen den verschiedenen Niveaus beobachtet. Das Spektrum zeigt die über e^+e^- -Reaktionen erzeugbaren Zustände n^3S_1 und die durch Übergänge aus höheren Niveaus nachweisbaren 3P Zustände.

Einige wichtige Konsequenzen der Entdeckung der Υ -Resonanzen seien hier kurz zusammengefaßt [8]:

- Das Υ -System erfordert die Existenz des fünften Quarks, des b -Quarks
- Υ -Zustände sind gebundene $b\bar{b}$ -Zustände.
- Die ersten drei Υ -Mesonen zerfallen dominant durch $b\bar{b}$ -Vernichtung in drei Gluonen, die in Hadronen fragmentieren. Deshalb eignet sich die Υ -Energierregion gut zum Vergleich von Quark- und der Gluonfragmentation.
- $\Upsilon(4S)$ liegt über der Energieschwelle zur Produktion von B-Mesonen, die aus einem b - und einem leichten Quark bestehen. Es zerfällt daher überwiegend in B-Mesonen.

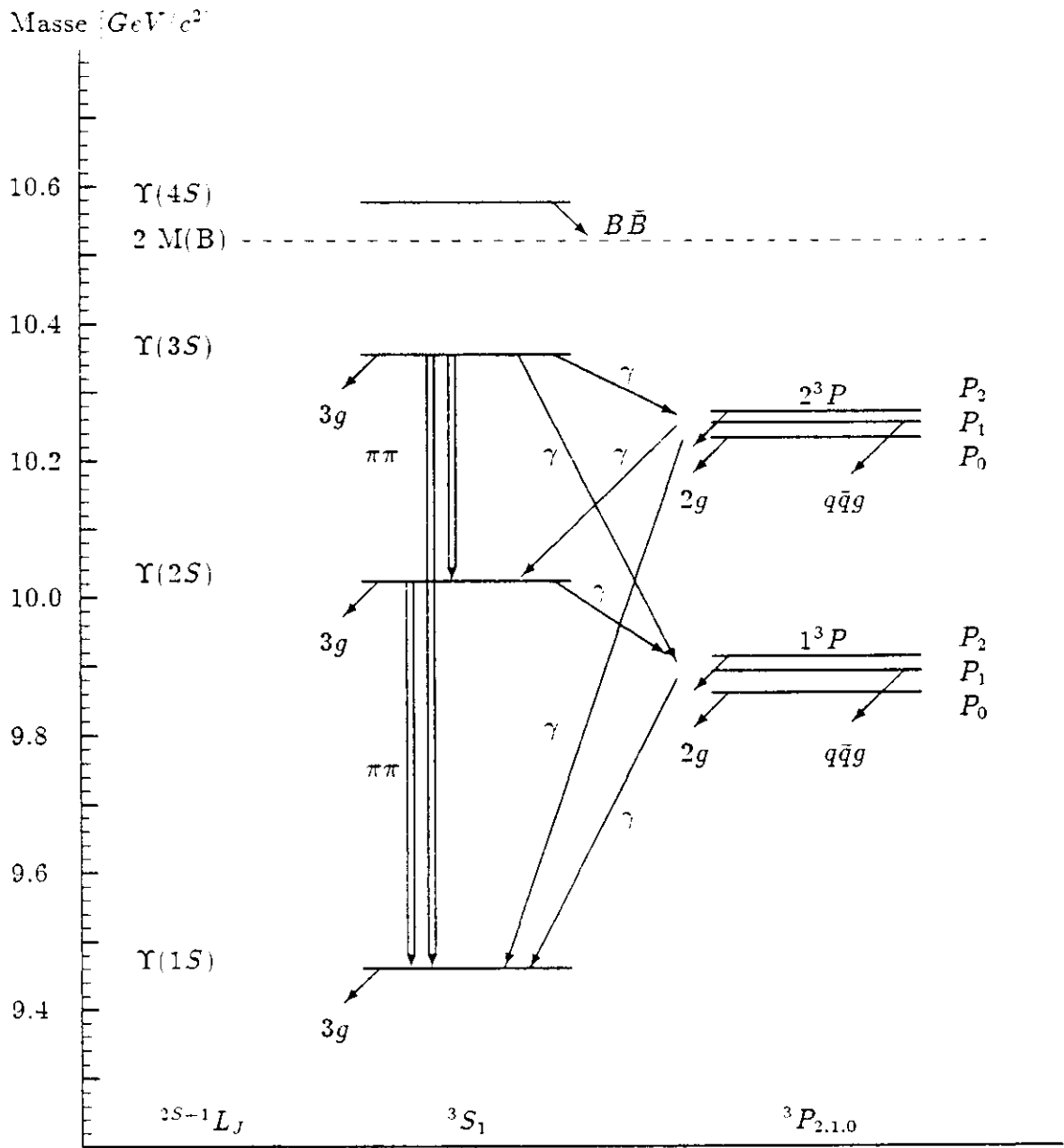


Abbildung 2.6: Das Massenspektrum von gebundenen $b\bar{b}$ -Zuständen. Gezeigt sind hier die Grundzustände des Υ -Systems sowie die Tripletzustände der Anregung $L = 1$. Daneben sind noch die gemessenen hadronischen und radiativen Übergänge sowie die dominanten Zerfallsmodi der einzelnen Niveaus eingetragen. Übersichtsartikel zur Spektroskopie des Υ -Systems finden sich in den Referenzen [8.9].

2.3 Fragmentationsmodelle

Die Entstehung von beobachtbaren Hadronen aus den ursprünglich entstandenen Partonen (Quarks oder Gluonen) wird durch Fragmentationsmodelle beschrieben.

Die Erzeugung eines primären Quark-Antiquark-Paares aus der e^+e^- -Vernichtung kann analog zur Leptonpaarerzeugung von der Quantenelektrodynamik QED beschrieben werden. Bei Schwerpunktsenergien um 10 GeV spielen die unterschiedlichen Quarkmassen keine Rolle, der Wirkungsquerschnitt hängt nur von der Quarkladung ab (siehe Gleichung 2.6). Daraus ergeben sich Erzeugungsverhältnisse $u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} : c\bar{c}$ von 4 : 1 : 1 : 4. Das erzeugte Quarkpaar kann nicht frei auftreten. Es unterliegt der starken Wechselwirkung, deren Stärke mit wachsendem Abstand zunimmt. Es kommt zur Entstehung weiterer Partonen, aus denen sich schließlich beobachtbare Hadronen bilden. Prozesse der starken Wechselwirkung können mit der Quantenchromodynamik QCD beschrieben werden. Durch störungstheoretische Ansätze sind Prozesse mit kleiner Kopplungskonstante α_s beschreibbar. Da sich die Fragmentation aber bei größer werdenden Abständen, d.h. steigendem α_s , abspielt, ist eine störungstheoretische Berechnung nicht möglich.

Daher werden phänomenologische Modelle verwendet, von denen einige hier vorgestellt werden. Beim Vergleich mit experimentellen Ergebnissen sind die Energiespektren und die Produktionsraten der entstandenen Hadronen besonders interessant. Wichtig sind auch mögliche Unterschiede zwischen Quark- und Gluon-Fragmentation. Experimentelle Ergebnisse aus dem Bereich der Υ -Resonanzen können hier Beiträge zum Test der Modellvorhersagen liefern.

Es wird auf vier Modelle eingegangen :

- Unabhängige Jet-Fragmentation
- Colour-String-Modell (LUND)
- Peterson-Walsh-Modell
- Parton-Schauer-Modell

Im Kapitel 6 werden die experimentellen Ergebnisse zur Produktion von π^0 - und η -Mesonen mit Modell-Vorhersagen verglichen.

2.3.1 Unabhängige Jet-Fragmentation

In Ereignissen der e^+e^- -Wechselwirkung wurde beobachtet, daß die Impulsrichtungen der erzeugten Hadronen häufig gebündelt um eine Achse durch den Wechselwirkungspunkt liegen. Zur Erklärung dieser sogenannten 2-Jet-Struktur wurde von R. D. Field und R. P. Feynman das Modell der unabhängigen Jet-Fragmentation [10] entwickelt, das später u.a. von T. Meyer [11] erweitert wurde.

Zwischen dem aus der e^+e^- -Vernichtung entstandenen primären Quark-Antiquark-Paar bildet sich das Farbfeld der starken Wechselwirkung. Die Feldenergie steigt mit wachsendem Abstand der Quarks. Nach der Vorstellung von Field und Feynman bricht das Feld schließlich auf, und ein weiteres $q\bar{q}$ -Paar wird aus dem Vakuum erzeugt. Dieser Prozess wird als Tunnel-effekt im Modell beschrieben. Das primäre Quark bildet dann mit dem dabei entstandenen Antiquark das erste Meson. Das verbleibende Quark setzt diesen Prozeß fort. Die gleichen Überlegungen gelten auch für das Antiquark. Es entstehen zwei Kaskaden, deren Entwicklung abbricht, wenn die verbleibende Energie nicht mehr ausreicht, um ein neues $q\bar{q}$ -Paar zu

erzeugen. Bei der Fragmentation entstehen entweder stabile Mesonen oder Resonanzen, die wieder zerfallen.

Die Impulsverteilung der entstandenen Mesonen wird durch die Funktion $f(\eta)$ beschrieben. Als kinematische Variable wird dabei $(E - p_{\parallel})$ verwendet, d.h. die Summe aus der Energie E und der Impulskomponente p_{\parallel} parallel zur Jetrichtung. $f(\eta)_i$ beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß das erste Meson (Rang $i = 1$) den Bruchteil η_i der Summe $(E - p_{\parallel})$ des primären Quarks trägt. Der weiteren Fragmentationskette steht nur noch der Anteil $(1 - \eta_i)$ zur Verfügung.

$$\eta_i = \frac{(E - p_{\parallel})_{Meson_i}}{(E - p_{\parallel})_{Quark_i}} \quad (2.11)$$

Mit dieser Verteilungsfunktion kann mit der jeweiligen reduzierten Summe $(E - p_{\parallel})$ iterativ für jedes sich weiter bildende Meson der entsprechende Impulsanteil berechnet werden. Nach dem gleichen Verfahren wird unabhängig davon die Impulsverteilung in der zweiten, vom Antiquark ausgehenden Fragmentationskette berechnet. Die Verteilungsfunktion $f(\eta)$ wird in der Form

$$f(\eta) = 1 - \alpha_F + 3\alpha_F \cdot (1 - \eta)^2 \quad (2.12)$$

beschrieben, mit $\alpha_F \approx 0.6$ aus der Anpassung gemessener Werte.

Experimentell kann der Rang eines Mesons in der Fragmentationskette nicht bestimmt werden. Außerdem ist es nicht möglich, Mesonen, die direkt entstanden sind, von solchen zu unterscheiden, die aus dem Zerfall primärer Mesonen entstanden sind. Die Fragmentationsfunktion, die diese Effekte berücksichtigt, wird mit D_p^h (h : Mesonsorte, p : Quark q oder Gluon g) bezeichnet.

Die Ergebnisse des Field-Feynman-Modells hängen von der Wahl einiger Parameter ab. Neben α_F in der Fragmentationsfunktion und der Breite der Transversalimpulsverteilung der Mesonen sind dies das Verhältnis der Quarkflavour (typisch $u : d : s : c : b = 1 : 1 : 0.33 : 0 : 0$) und das Verhältnis der Erzeugung von Vektor- und pseudoskalaren Mesonen ($1 : 1$ für leichte und $3 : 1$ für schwere Mesonen).

Ursprünglich behandelt das Modell nur die Produktion von Mesonen. Die Erzeugung von Baryonen wurde später eingefügt durch primäre oder aus dem Vakuum erzeugte Diquark-Systeme. Auch die Gluonfragmentation wird ursprünglich von diesem Modell nicht behandelt. Ausgehend von der Vorstellung, daß die Gluonen in $q\bar{q}$ -Paare zerfallen, die dann wie oben beschrieben weiter fragmentieren, wurde das Modell entsprechend erweitert.

2.3.2 Colour-String-Modell (LUND)

X. Artru und G. Mennessier haben dieses Modell vorgeschlagen [12]. Eine Gruppe der Universität Lund entwickelte daraus eine Reihe von Computerroutinen zur Simulation von Fragmentationsprozessen [13,14].

Man geht von der Vorstellung aus, daß das primäre $q\bar{q}$ -Paar durch einen "Colour-String" verbunden ist, d.h. durch Feldlinien der starken Wechselwirkung. Mit zunehmendem Abstand der beiden Quarks steigt die Kraft zwischen ihnen an, ihre kinetische Energie wandelt sich um in Feldenergie des Farbfeldes. Wenn diese Feldenergie groß genug ist, brechen die Feldlinien auf, und an den Enden bildet sich jeweils ein Quark bzw. Antiquark. So entstehen zwei unabhängige $q\bar{q}$ -Paare. Der Fragmentationsprozeß setzt sich wiederum so lange fort, bis die vorhandene Energie nicht mehr zur Erzeugung neuer Quarkpaare ausreicht.

Analog zu Field und Feynmann wird das Aufbrechen des Farbfeldes als quantenmechanischer Tunnelprozeß beschrieben. Ein virtuelles Quarkpaar aus dem Farbfeld materialisiert

sich, wenn die Feldenergie groß genug geworden ist. Da beim Tunneleffekt die Wahrscheinlichkeit proportional zu e^{-m^2} ist, sind schwere Quarks bei der Fragmentation automatisch unterdrückt.

Quark und Antiquark, die beim Aufbrechen des Farbfeldes entstehen, tragen einen betragsmäßig gleichen, aber entgegengesetzten Transversalimpuls p_{\perp} . Die Wahrscheinlichkeitsverteilung dieses Transversalimpulses wird durch eine Gaußverteilung mit wählbarer Breite σ_q beschrieben. Diese Variable wird durch Anpassung an die Meßdaten bestimmt. In der Simulationsrechnung hadronischer Ereignisse bei CRYSTAL BALL wurde $\sigma_q = 400 \text{ MeV} \cdot c$ gewählt.

Die Fragmentationsfunktion $f(\eta)$ wird durch den folgenden Ausdruck beschrieben:

$$f(\eta) = \frac{(1 - \eta)^2}{\eta} \cdot e^{-\frac{\eta m^2 - p^2}{\sigma}} \quad (2.13)$$

Im Unterschied zu Modellen der unabhängigen Fragmentation, in denen die primären Partonen als Ausgangspunkt der Fragmentationskette eine Sonderstellung einnehmen, ist im LUND-Modell kein Punkt des Kraftfeldes besonders hervorgehoben. Der Fragmentationsprozeß folgt nicht der ursprünglichen Partonrichtung, sondern dem Verlauf des "Colour-String". Dadurch ist das Modell von vornherein in der Lage, auch die Gluonfragmentation zu beschreiben.

Ebenso wie das vorherige Modell benötigt auch das LUND-Modell einige freie Parameter, die angepaßt an experimentelle Ergebnisse gewählt werden.

2.3.3 Peterson-Walsh-Modell

Dieses Modell wurde von C. Peterson und T. F. Walsh vorgeschlagen [15] und befaßt sich speziell mit der Fragmentation von Gluonen.

Da das $\Upsilon(1S)$ -Meson überwiegend in drei Gluonen zerfällt, eignen sich die hadronischen Daten dieses Energiebereiches besonders gut zum Vergleich zwischen Experiment und diesem Modell.

Das Prinzip entspricht dem der bereits vorgestellten Modelle. Die drei primären Gluonen entfernen sich voneinander, und zwischen ihnen bildet sich ein Farbfeld aus. Mit zunehmendem Abstand steigt die Feldenergie an, die Feldlinien brechen auf, und es bilden sich farblose flavourneutrale $SU(3)_{\text{Colour}}$ -Singulett-Zustände, also $q\bar{q}$ - oder $g\bar{g}$ -Paare. Die Quarkpaare bilden bevorzugt isoskalare, flavourneutrale Mesonen (η, η', ϕ, \dots). Die Gluonpaare fragmentieren entweder weiter oder sie bilden gebundene Zustände (Glueballs).

Nach dieser Vorstellung erwartet man also eine überhöhte Produktion von η -Mesonen in Ereignissen der Gluonfragmentation ($\Upsilon(1S)$ -Zerfälle) im Vergleich zur Quarkfragmentation (Kontinuum). Diese Vorhersage soll in der vorliegenden Arbeit überprüft werden.

2.3.4 Parton-Schauer-Modell

Das letzte hier vorgestellte Modell wurde von B. R. Webber und mehreren anderen Autoren entwickelt [16,17]. Die grundlegenden Überlegungen unterscheiden sich deutlich von den "Colour-String"-Vorstellungen der anderen Modelle.

Die Autoren beschreiben den Beginn des Fragmentationsprozesses als Abstrahlung virtueller Gluonen durch die primären Partonen. Dieser Prozeß ähnelt der elektromagnetischen Bremsstrahlung. Die abgestrahlten Gluonen zerfallen nun entweder zu einem $q\bar{q}$ - oder einem Gluon-Paar. Analog zum elektromagnetischen Schauer in Kalorimetern (siehe Anhang B)

entsteht so ein Schauer aus Partonen, dessen Entwicklung bei Erreichen einer Energiegrenze abbricht. Aus den Partonen bilden sich farbneutrale Gruppen (Preconfinement), aus denen beobachtbare Hadronen entstehen.

Alle bei der Parton-Schauerbildung auftretenden QCD-Vertices, auch höherer Ordnung, werden näherungsweise berechnet. Es werden dabei nur die führenden logarithmischen Terme der Reihenentwicklung berücksichtigt ("Leading-Log"-Näherung). Einziger freier Parameter ist dabei die QCD-Skalenvariable Λ .

Im Unterschied zu anderen Fragmentationsmodellen wird keine Fragmentationsfunktion zur Beschreibung benötigt. Allerdings wird eine Vorschrift zu Bildung und Zerfall der farbneutralen Partoncluster benötigt. Die Masse dieser Cluster, d. h. die Grenze für die Erzeugung weiterer Partonen, muß vorgegeben werden. Die Masse liegt typischerweise bei $M_{CL} = 3.5 \text{ GeV}/c^2$. Die weiteren Merkmale des Fragmentationsprozesses (Teilchenverhältnisse usw.) werden allein durch den Phasenraum-Zerfall der erzeugten farbneutralen Partongruppen festgelegt.

Kapitel 3

Das CRYSTAL BALL Experiment

In diesem Kapitel werden der Speicherring DORIS und der Detektor CRYSTAL BALL beschrieben. Die einzelnen Komponenten des Detektors werden vorgestellt. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [18,19,20]. Zum Abschluß werden die Triggerbedingungen, die Aufzeichnung und die Produktion der Daten beschrieben.

3.1 Der DORIS Speicherring

Der e^+e^- Speicherring DORIS wurde 1974 auf dem Gelände des Deutschen Elektronen Synchrotron in Hamburg erbaut. Er bestand ursprünglich aus zwei getrennten übereinanderliegenden Speicherringen für Elektronen und Positronen, die sich an den zwei Wechselwirkungspunkten kreuzten, daher auch der Name DORIS für DOPPEL-RING-Speicher. Es konnten Schwerpunktsenergien bis zu 6 GeV erreicht werden [21].

Bild 3.1 zeigt schematisch den Aufbau des Speicherrings und die Injektionswege. Elektronen- und Positronenpakete werden aus den Linearbeschleunigern in das Synchrotron DESY¹ injiziert und dort auf ihre endgültige Energie beschleunigt, bevor sie zu DORIS übergeben werden. Der kleine Speicherring PIA² dient zur Akkumulation von Positronen.

Nach der Entdeckung der Υ -Resonanzen (siehe Abschnitt 2.2.2) sollte die maximal erreichbare Schwerpunktsenergie von DORIS erhöht werden. Die Maschine wurde zu einem Einzelspeicherring umgebaut. Nach dem Einbau zusätzlicher Beschleunigungsstrecken und Modifikationen an den Ablenkmagneten kann der neue Speicherring DORIS II Schwerpunktsenergien bis zu 11.2 GeV erreichen, d.h. es können Daten auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz (10.57 GeV) genommen werden. Durch den Einbau von Mini- β -Quadrupolmagneten zur Fokussierung an den beiden Wechselwirkungspunkten konnte zusätzlich die Luminosität wesentlich erhöht werden [22]. In Tabelle 3.1 sind einige Eigenschaften von DORIS II zusammengefaßt.

Das Experiment CRYSTAL BALL, von dem die Daten für die vorliegende Arbeit stammen, wurde von 1982 bis 1986 an dem einen Wechselwirkungspunkt betrieben. Am zweiten Wechselwirkungspunkt ist das Experiment ARGUS installiert.

¹DESY=Deutsches Elektronen SYNchrotron

²PIA =Positronen Intensitäts Akkumulator

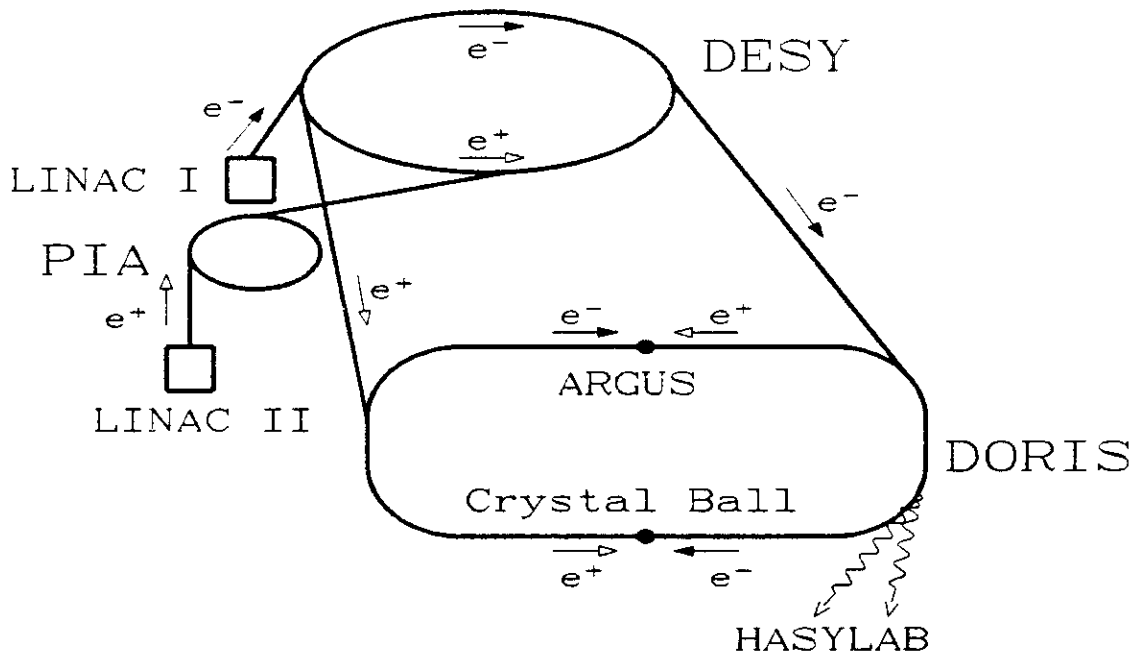


Abbildung 3.1: Der Speicherring DORIS und die Injektionswege

Maximale Strahlenergie	5.6	GeV
Energieunschärfe	≈ 5	MeV
Umfang	288	m
Typische Luminosität	$\approx 10^{31}$	$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Teilchen pro Paket	$2-3 \cdot 10^{11}$	
Umlauffrequenz	1	MHz
Paketquerschnitt ($\sigma_x \cdot \sigma_y$)	$1 \cdot 0.1$	mm^2
Paketlänge (σ_z)	17	mm
Lebensdauer einer e^+e^- -Füllung	1-2	h

Tabelle 3.1: Eigenschaften des e^+e^- -Speicherringes DORIS II

3.2 Der CRYSTAL BALL Detektor

Der CRYSTAL BALL ist ein kompakter Detektor ohne Magnetfeld mit einer sehr guten Energieauflösung für elektromagnetisch schauernde Teilchen.

Um das Strahlrohr am Wechselwirkungspunkt liegen mehrere Lagen von Driftröhren zur Unterscheidung geladener und neutraler Teilchen. Eine Bestimmung des Ladungsvorzeichens und eine Impulsmessung sind wegen des fehlenden Magnetfeldes allerdings nicht möglich. Anschließend folgt der eigentliche Ball aus Natriumjodid - Kristallen. Dieser Energiedetektor ist spezialisiert auf den Nachweis und die Energiebestimmung elektromagnetisch schauernder Teilchen. Elektronen, die mit CRYSTAL BALL nicht unterscheidbaren Positronen und Photonen im Energiebereich von wenigen MeV bis zu einigen GeV werden nachgewiesen. Unter kleinen Winkeln direkt um das Strahlrohr herum befinden sich Luminositätsmonitore und Endkappen - Schauerzähler. In einigen Metern Entfernung vom Wechselwirkungspunkt befinden sich oberhalb und seitlich vom Detektor 94 großflächige Szintillationszähler zur Flugzeitmessung. Sie dienen zur Unterscheidung kosmischer Teilchen von Teilchen aus einer e^+e^- Wechselwirkung (z.B. μ Paare). Mit Ausnahme dieses sogenannten TOF³ - Systems gibt Bild 3.2 einen Überblick über den gesamten CRYSTAL BALL Detektor.

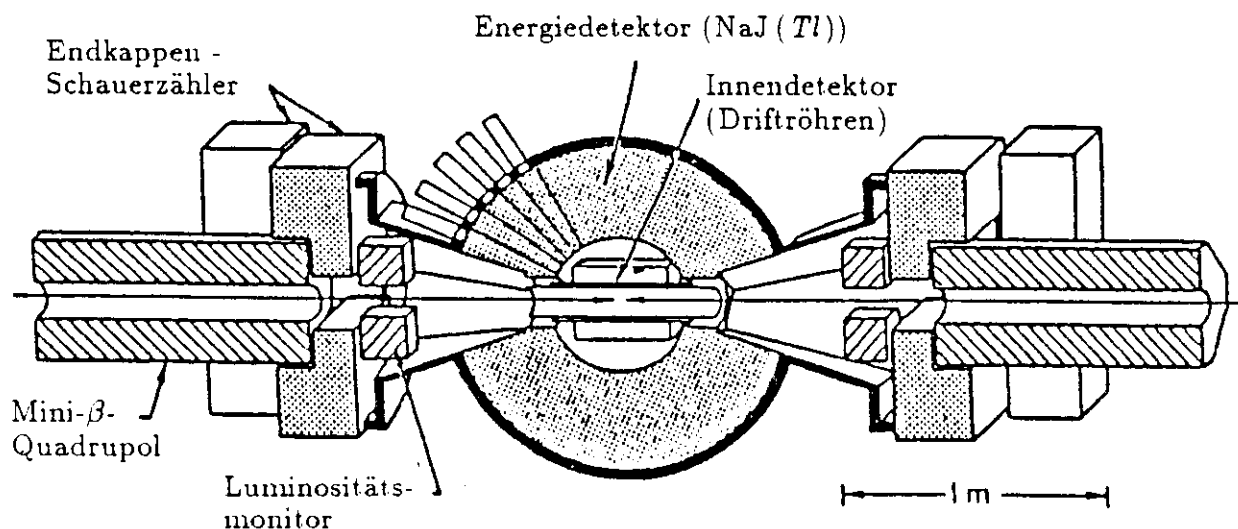


Abbildung 3.2: Der CRYSTAL BALL Detektor

³TOF = Time Of Flight

Zur Beschreibung des Detektors wird ein rechtshändiges kartesisches Koordinatensystem verwendet. Sein Ursprung liegt im Wechselwirkungspunkt, die $+z$ -Achse liegt in Richtung der Positronen im Strahlrohr. Die $+x$ -Achse zeigt zum Mittelpunkt des Speicherrings, die $-y$ -Achse senkrecht nach oben. Wie üblich werden ferner der Polarwinkel mit θ und der Azimutwinkel mit ϕ bezeichnet.

3.2.1 Der Energiedetektor

Der Energiedetektor des CRYSTAL BALLS ist ein homogenes, modulares System, dessen Konstruktion vom Ikosaeder⁴ ausgeht. Jedes der zwanzig gleichseitigen Dreiecke, der sogenannten Major Triangles, ist in vier gleichseitige Dreiecke, die Minor Triangles unterteilt. Jedes der 80 Dreiecke ist wiederum in neun gleichseitige Dreiecke, die Einzelkristalle, unterteilt. Da um den Wechselwirkungspunkt Platz für Strahlrohr, Driftröhren und andere Komponenten frei bleibt, entsteht ein annähernd kugelförmiger Detektor aus 720 pyramidenstumpfförmigen Kristallen. Bild 3.3 zeigt die Geometrie des Detektors.

Um Platz für das Strahlrohr zu schaffen, wurden an zwei gegenüberliegenden Seiten je 24 Kristalle entfernt. Die verbleibenden 672 Kristalle, die sich auf zwei Halbkugeln (Hemisphären) aufteilen, überdecken 93 % des gesamten Raumwinkels. Die 60 Kristalle, die direkt an der Strahlrohröffnung liegen, haben eine etwas abweichende Form. Diese sogenannten Tunnelkristalle überdecken den Winkelbereich von $0.85 < |\cos \theta| < 0.93$.

Die aus mit Thallium dotiertem Natriumjodid bestehenden Kristalle haben eine Länge von 40.6 cm. Dies entspricht 15.7 Strahlungslängen (siehe Anhang B), d.h. elektromagnetisch schauernde Teilchen deponieren nahezu ihre gesamte Energie im Detektor. Für Elektronen und Photonen beträgt die Energieauflösung:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(2.7 \pm 0.2)\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \quad (3.1)$$

Wegen der Granularität des Detektors wird eine Winkelauflösung von 1 bis 2° erreicht, abhängig von der Energie des Teilchens. Minimalionisierende Teilchen deponieren im Mittel etwa 210 MeV im Detektor. Die Länge der Kristalle entspricht etwa einer nuklearen Wechselwirkungslänge, d.h. 2/3 aller Hadronen wechselwirken im Ball hadronisch, für eine kalorimetrische Energiemessung reicht das aber nicht aus.

Durch die ebenfalls aus thalliumdotiertem Natriumjodid bestehenden Endkappen an den Strahlrohröffnungen des Balls erweitert sich der überdeckte Raumwinkel auf 98 %. Wegen der geringen Länge von zwei bis fünf Strahlungslängen können Energien von Elektronen und Photonen nur ungenau gemessen werden.

Die einzelnen Kristalle sind optisch isoliert verpackt und werden von Photomultipliern des Typs SRC L50 B01 einzeln ausgelesen. Die Hemisphären befinden sich in evakuierten Behältern, die vertikal bewegbar sind, um den Innendetektor erreichen zu können. Da Natriumjodidkristalle stark hygroskopisch sind und die Lichtausbeute temperaturabhängig ist, befindet sich der gesamte Detektor in einem hermetisch verschlossenen Klimahaus.

⁴Ikosaeder = griechisch für Zwanzigflächler

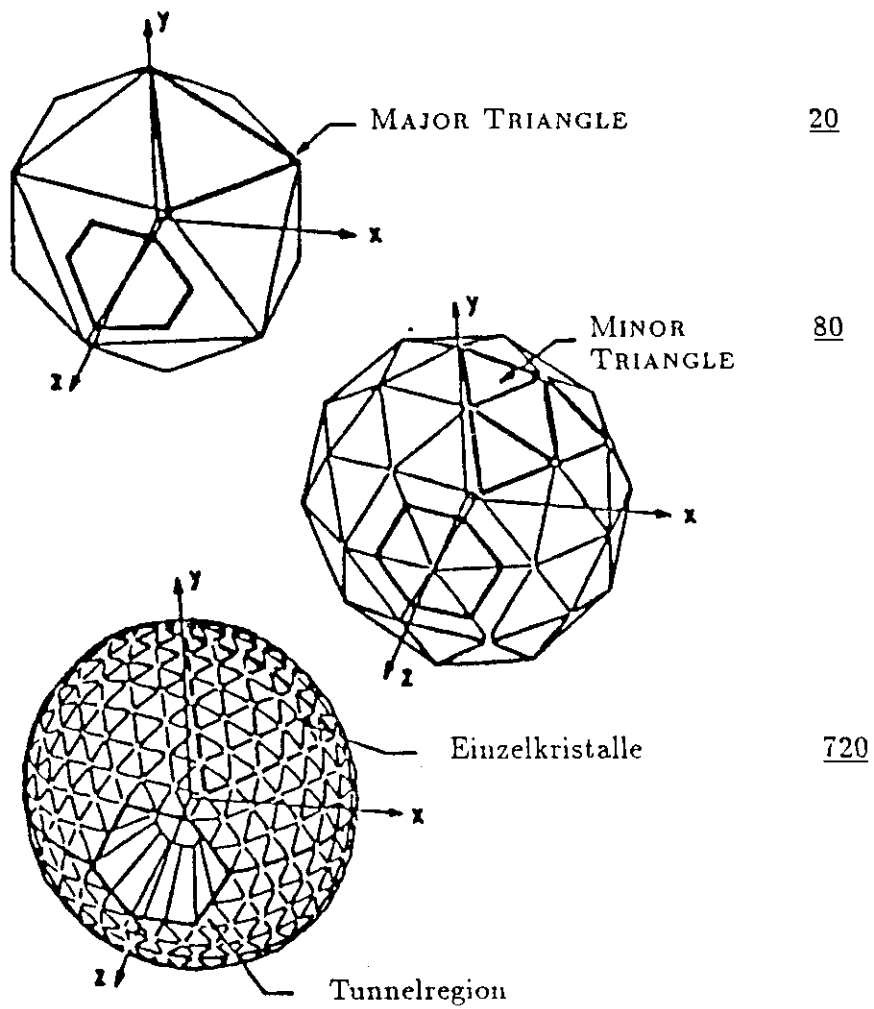


Abbildung 3.3: Die Geometrie des Detektors

3.2.2 Die Driftröhren

Die Driftröhren dienen zur Unterscheidung geladener und neutraler Teilchen und messen die Flugrichtung geladener Teilchen. Da bei CRYSTAL BALL kein Magnetfeld vorhanden ist, reicht es aus, die Flugbahn geladener Teilchen nur an einigen Punkten der Bahn zu messen. Das Nachweissystem besteht deshalb nur aus drei, bzw. ab 1984 vier, Doppellagen von Driftröhren, die zylinderförmig um das Strahlrohr angeordnet sind. Eine Lage besteht aus 64 bis 160 Driftröhren. In jeder der parallel zum Strahlrohr liegenden Röhren befindet sich ein Anodendraht, ihre Hülle dient als Kathode.

Alle Driftröhren des Detektors haben einen Durchmesser von etwa 6 mm, aber je nach Lage unterschiedliche Längen. Die Wände bestehen aus 0.076 mm starkem Aluminium, der Signaldraht hat einen Durchmesser von 40 μm . Durch Vergleich der an den beiden Drahtenden gemessenen Ladungen kann die z-Koordinate bestimmt werden, die Auflösung beträgt $\sigma_z = 1 \text{ cm}$. Aus der Lage des angesprochenen Drahtes ergibt sich der Azimutwinkel ϕ der Flugbahn des geladenen Teilchens.

Im Sommer 1984 wurde das Kammerssystem erneuert und durch Ergänzung einer weiteren Doppellage verbessert. Durch den hohen Untergrund und die Verwendung eines organischen Gasgemisches ("magic gas" : Argon mit 20% Isobutan, 4% Methylal und 0.25% Freon) bei hoher Gasverstärkung hatten sich Ablagerungen auf den Anodendrähten gebildet. Dies führte zu einer Abnahme der Effizienz. Die neuen Kammern werden mit einem anderen Gasgemisch betrieben (Argon mit 20% CO_2 und 1% Methan).

Eine genaue Beschreibung des Kammerystems findet man in [23]. In Tabelle 3.2 sind die wichtigsten Eigenschaften der verschiedenen Kammerkonfigurationen zusammengefaßt.

Zeitraum	Kammer	Anzahl Drähte	Abgedeckter Raumwinkel (% von 4π)	Gasgemisch
Juni 1982	1	2 · 80	98	"magic gas"
bis	2	2 · 80	95	"magic gas"
Juni 1983	3	2 · 160	78	"magic gas"
Juni 1983	1	2 · 64	98	ArCO_2CH_4
bis	2	2 · 76	95	ArCO_2CH_4
April 1984	3	2 · 160	78	"magic gas"
April 1984	1	2 · 64	98	ArCO_2CH_4
bis	2	2 · 76	95	ArCO_2CH_4
September	3	2 · 112	87	ArCO_2CH_4
1986	4	2 · 148	78	ArCO_2CH_4

Tabelle 3.2: Eigenschaften der Driftröhren

Elektronen, die alle 8 Kammerlagen des neuen Systems passieren, werden mit einer Wahrscheinlichkeit von $98 \pm 1\%$ als geladen erkannt. Für geladene minimalionisierende Teilchen beträgt diese Wahrscheinlichkeit $96 \pm 1\%$. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon in der Strahlrohrwand oder in den Kammern in ein e^+e^- -Paar konvertiert und dadurch als geladen markiert wird, beträgt $6 \pm 1\%$.

3.2.3 Der Luminositätsmonitor

Für die Experimente der Hochenergiephysik ist die integrierte Luminosität \mathcal{L} eine wichtige Kenngröße. Durch sie wird die für eine bestimmte Reaktion beobachtete Ereignisrate mit dem zugehörigen Wirkungsquerschnitt verknüpft:

$$N = \sigma \cdot \mathcal{L} = \sigma \cdot \int L dt \quad (3.2)$$

Für die Luminosität bei einem e^+e^- Speicherring gilt:

$$L = f \cdot N_B \cdot \frac{n_+ \cdot n_-}{A} \quad (3.3)$$

n_+	=	Zahl der Positronen pro Paket
n_-	=	Zahl der Elektronen pro Paket
A	=	Wechselwirkungsfläche der beiden Strahlen
N_B	=	Zahl der Pakete (Bunche) pro Strahl
f	=	Umlauffrequenz

Die in dieser Gleichung vorkommenden Parameter sind schwer zu messen. Die Luminosität wird deshalb aus der Messung der Bhabba-Streuung mit Gleichung (3.2) bestimmt.

Am CRYSTAL BALL Detektor wird die Bhabba-Streuung in zwei Winkelbereichen gemessen. Zum einen wird mit dem gesamten Ball die Streuung unter großen Winkeln und zum anderen mit dem Luminositätsmonitor die Streuung bei Winkeln zwischen 8° und 13° gemessen.

Dieser Luminositätsmonitor besteht aus vier Teleskopen, die bei $z = \pm 75$ cm direkt oberhalb und unterhalb des Strahlrohrs angebracht sind. Jedes der Teleskope besteht aus zwei Szintillatoren zur Raumwinkelbestimmung und einem Blei-Szintillator-Sandwich-Schauerzähler. Wegen des großen Wirkungsquerschnitts der Bhabba-Streuung für kleine Winkel ist die Ereignisrate relativ hoch. Bei DORIS II liegt sie bei etwa 1 Hz. Daher eignet sich der Luminositätsmonitor sehr gut für eine schnelle Kontrolle des Speicherrings. Da sich aber vor den Schauerzählern des Monitors viel Materie befindet, ist die Energiemessung der gestreuten Elektronen sehr ungenau. Daher wird für die genaue Bestimmung der Luminosität die mit dem Ball unter großen Winkel gemessene Bhabbastreuung verwendet. Eine ausführliche Beschreibung der Luminositätsbestimmung findet man bei [23].

3.2.4 Die Signalverarbeitung des Kalorimeters

Jeder Natriumjodidkristall wird von einem Photoelektronenvervielfacher ausgelesen. Dieser wandelt den durch Szintillation entstandenen Lichtblitz in einen Strompuls um. Diese Ladung ist proportional zur Lichtmenge und damit zur im Kristall deponierten Energie. Um eine größere Genauigkeit im unteren Energiebereich zu erhalten, wird das Signal aufgeteilt. Im unteren Kanal ("low energy channel") für Energien bis etwa 300 MeV wird das Signal zehnfach verstärkt. Der andere Kanal ("high energy channel") deckt den gesamten Energiebereich von 0 bis 6 GeV ab. Dazu muß das Signal abgeschwächt werden. Aufteilung, Verstärkung und Integration der Signale erfolgen in speziellen Integriergliedern. Diese sogenannten "Integrate and Hold" - Module speichern die Signale bis zur Auslese. Es gibt zwei Module pro Kristall.

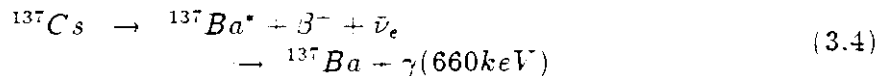
Die auf den Kondensatoren gespeicherte Ladung wird von einem gemeinsamen Analog-Digitalwandler (ADC) digitalisiert. Die einzelnen Module werden nacheinander, beginnend mit dem unteren Kanal von Kristall Nummer 1, ausgelesen und digitalisiert.

3.3 Eichung des Kalorimeters

Um eine genaue Energiemessung zu ermöglichen, ist es unbedingt notwendig, die Kristalle des Detektors und die Ausleseelektronik zu eichen. Dies geschieht bei CRYSTAL BALL regelmäßig, um Veränderungen sofort zu erkennen und durch Angleichung der Eichkonstanten zu kompensieren [24,25].

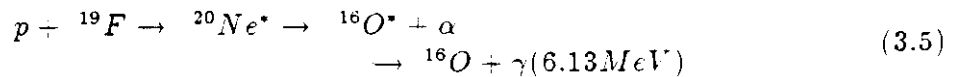
Für jeden Kanal, d.h. für jedes Integrierglied (2 pro Kristall), wird der Nullpunkt, das sogenannte Pedestal, bestimmt. Dies ist die Pulshöhe ohne deponierte Energie im Kristall. Außerdem muß das Verhältnis zwischen deponierter Energie und Pulshöhe bestimmt werden. Dazu stehen die folgenden drei Verfahren zur Verfügung:

- Im Inneren des Energiedetektors werden mehrere ^{137}Cs -Quellen angebracht. Die bei der Reaktion



entstandenen Photonen deponieren ihre Energie von 660 keV in den Kristallen. Die jeweilige Lage der Gammalinie dient als Startwert für das zweite Verfahren.

- Mit Hilfe eines Van de Graaff-Beschleunigers werden Photonen der Energie 6.13 MeV erzeugt. Man bedient sich dabei der Reaktion



Da ein Photon von 6.13 MeV Energie bereits einen Schauer auslöst, der sich über mehrere Kristalle ausbreitet, können die Eichkonstanten erst mit Hilfe eines iterativen Verfahrens errechnet werden.

Zur Durchführung der beiden beschriebenen Eichverfahren wird die Datennahme etwa alle zwei Wochen unterbrochen. Die aus diesen Verfahren gewonnen Eichkonstanten dienen als Startwerte für die dritte Eichmethode.

- Um einen weiteren Eichpunkt am oberen Ende der Energieskala zu bekommen, wird die Bhabha-Streuung und die e^-e^- Vernichtung in zwei Photonen verwendet. Die Energie der beiden Teilchen im Endzustand entspricht dabei jeweils der im Speicherring eingestellten Strahlenergie.

Mit Hilfe der letzten Methode werden die endgültigen Eichkonstanten bestimmt. Mit diesen Konstanten erreicht man eine Energieauflösung von $(4.2 \pm 1.0)\%$ FWHM bei 5 GeV Strahlenergie.

Um die Stabilität der Auslekette Photoelektronenvervielfacher, Integrierglied und ADC zu überwachen, ist der CRYSTAL BALL mit einem Lichtpulsersystem ("Flasher") ausgerüstet. Das Licht von zwei Xenon-Blitzlampen (je eine in der oberen und unteren Hemisphäre) wird über Lichtleiter auf die einzelnen Photoelektronenvervielfacher verteilt. Die Intensität läßt

sich durch verschiedene Filter oder durch Variation des Abstandes zwischen Lampe und Lichtleiterbündel verändern.

Während der Datennahme wird etwa alle 10 Sekunden ein Pulser-Ereignis aufgezeichnet, um die Stabilität zu kontrollieren. Dabei wird eine feste Einstellung von Filter und Abstand gewählt. Bei Unterbrechung der Datennahme wird regelmäßig die Linearität der Auslekette durch Variation der Lichtintensität überprüft. Eine genaue Beschreibung des Flasher-Systems findet man bei [26].

3.4 Trigger und Datennahme

Am Wechselwirkungspunkt treffen Elektronen- und Positronenpaket etwa 10^6 mal in der Sekunde aufeinander. Zu einer Paarvernichtung, d.h. zu einem Ereignis, kommt es aber nur ein paarmal pro Sekunde. Die Entscheidung, ob ein Ereignis ausgelesen werden soll, wird von zwei weitgehend redundanten Triggersystemen getroffen. Diese logischen Schaltungen sollen verhindern, daß zu viele Untergrundereignisse aufgezeichnet werden und physikalische interessante Ereignisse wegen der Totzeit des Detektors nicht aufgezeichnet werden können. Die Entscheidung wird in einigen hundert Nanosekunden getroffen. Mit Hilfe vorläufiger Eichkonstanten werden Energiewerte aus den Pulshöhen berechnet. Die Trigger bilden vorgegebene Energiesummen und untersuchen die Symmetrie der Energieverteilung (Impulserhaltung) und andere spezielle Bedingungen (z.B. für Zwei-Photon-Ereignisse). Der für diese Analyse wichtige Trigger bildet die Energiesumme im Detektor ohne Berücksichtigung der Endkappen- und Tunnelkristalle. Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn für diese Energiesumme gilt:

$$E_{\text{Detektor}} > 1.8 \text{ GeV} \quad (3.6)$$

Um Untergrundereignisse untersuchen zu können, liest der DBM-Trigger (DORIS-Bunch-Marker) etwa alle 10 Sekunden ein Ereignis aus. Diese Ereignisse weisen oft nur kleine Energiedepositionen (typisch etwa 35 MeV) in den Tunnelkristallen auf.

Wenn ein Ereignis bestimmte Triggerbedingungen erfüllt, setzt die Auslese und Aufzeichnung der Detektorinformationen ein. Alle Integrierglieder werden in bestimmter Reihenfolge von einem ADC ausgelesen. Dieser 13bit ADC kann 8192 verschiedene Werte ausgeben. Dies entspricht einer Genauigkeit von 0.036 MeV im unteren bzw. 0.7 MeV im oberen Kanal. Die digitalisierten Meßwerte werden zusammen mit den Informationen der anderen Detektor-komponenten von einem PDP 11/55 Rechner ausgelesen und gespeichert. Um Speicherplatz zu sparen, erfolgt dort eine Kompression der Daten. Nur Pulshöhen, die eine vorgegebene Schwelle überschreiten, werden gespeichert. Diese Pulshöhe entspricht etwa einer Energie von 0.5 MeV pro Kristall. Bei jedem 128. Ereignis unterbleibt diese Kompression, u.a. weil die jeweiligen Nullpunkte (Pedestal) zur Eichung verwendet werden (siehe Abschnitt 3.3).

Über eine feste Verbindung werden die Daten dann zum IBM Großrechner von DESY übertragen. Dort werden sie zwischengespeichert und schließlich auf Rohdatenbänder geschrieben. Mit diesen Rohdaten werden erste Analysen durchgeführt. Dazu gehören die Selektion von Bhabha-Ereignissen (diese werden für die Eichung benötigt) und die Auswahl hadronischer Ereignisse. Mit diesen hadronischen Ereignissen wird ein vorläufiger hadronischer Wirkungsquerschnitt bestimmt. Vor Datennahme auf einer der Υ -Resonanzen wird durch stufenweise Erhöhung der Speicherringenergie das Maximum des hadronischen Wirkungsquerschnittes gesucht. Während der Datennahme wird dieser Wert ständig überwacht.

Die endgültige Produktion der Daten erfolgt beim Stanford Linear Accelerator Center

(SLAC) in Kalifornien auf einer VAX-750. Eine Kopie der produzierten Daten gelangt wieder zum DESY.

3.5 Die Produktion der Daten

Aus den gemessenen Pulshöhen der einzelnen Detektorkomponenten sollen Spuren und Eigenschaften der entstandenen Teilchen rekonstruiert werden. Die Daten werden einer allgemeinen Auswertung unterzogen, die die nachfolgenden speziellen Analysen vereinfacht. Sie besteht aus sechs Schritten, die hier beschrieben werden. Genaue Beschreibungen der Produktion finden sich z.B. in [18,23,27].

1. Im ENERGY-Schritt werden die Kristallenergien bestimmt. Mit Hilfe der einzelnen Eichkonstanten werden die gemessenen ADC-Pulshöhen in Energiewerte umgewandelt.
2. Mit dem CONREG-Schritt beginnt die Suche nach Teilchenspuren im Detektor. Es werden zusammenhängende Gebiete (CONNECTED REGIONS) von Kristallen gesucht, in denen jeder Kristall mehr als 10 MeV deponierte Energie aufweist. Zusammenhängend heißt dabei: Die Kristalle haben gemeinsame Seitenflächen oder Ecken (siehe auch Abb. 4.5).
3. In den CONNECTED REGIONS wird nach Energiemaxima gesucht (BUMP-Schritt), um festzustellen, ob die Energiedeposition durch ein oder mehrere Teilchen hervorgerufen worden ist. Der Kristall mit der höchsten Energie wird als BUMP-Kristall markiert. Für alle anderen Kristalle der CONNECTED REGION wird mit Hilfe einer empirischen Formel zur Ausbreitung elektromagnetischer Schauer untersucht, ob sie zur Energiedeposition im ersten BUMP-Kristall gehören oder nicht. Die zugehörigen Kristalle werden markiert. Unter den verbleibenden Kristallen wird nach weiteren Schauermaxima und zugehörigen Energiedepositionen gesucht. Dies Verfahren wird solange fortgesetzt, bis alle Kristalle einer CONNECTED REGION markiert sind. Im Folgenden wird jeder BUMP als die Energiedeposition eines Teilchens angesehen.
4. Da in dieser Analyse nach Photonen gesucht wird, ist die Unterscheidung geladener und neutraler Teilchen sehr wichtig. Ihre Trennung geschieht im CHGTKS-Schritt mit Hilfe der Kammerinformationen. Zunächst werden für die angesprochenen Kammerdrähte die Koordinaten der jeweiligen "Hits" aus den gemessenen Pulshöhen errechnet. Der Azimuthwinkel ergibt sich dabei aus der Drahtnummer, die z-Koordinate aus dem Pulshöhenverhältnis an den Drahtenden.
 - Mit Hilfe dieser einzelnen Koordinaten wird im TRACKING-Schritt versucht, Spuren geladener Teilchen zu rekonstruieren. Dazu müssen mindestens 3 Hits auf einer Geraden liegen. Weist die Spur in Richtung eines BUMP-Kristalls, wird sie als korreliert bezeichnet.
 - Für die unkorrelierten Hits wird ein zweiter Schritt (TAGGING) durchgeführt. Dazu wird für jeden BUMP eine Gerade zum Wechselwirkungspunkt gezogen. Befinden sich in einem engen Winkelbereich um diese Gerade mindestens ein (3 Kammerlagen) bzw. zwei (4 Kammerlagen) Hits, so wird der BUMP (das Teilchen) als geladen bezeichnet.

Da sich gezeigt hat, daß mit diesen beiden Methoden nicht alle geladenen Teilchen sicher erkannt werden, wurde eine dritte Methode (CONTAG) eingeführt. Für jeden Kammerhit wird der kürzeste Abstand zur nächsten Verbindungsgeraden BUMP-Nullpunkt bestimmt. Daraus wird eine χ^2 Wahrscheinlichkeit errechnet. Für jeden BUMP wird dann aus dem Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten eine Gesamtwahrscheinlichkeit errechnet. Sie liegt zwischen Null und Eins, wobei 1 für geladen und 0 für neutral steht. Bild 3.4 zeigt eine Wahrscheinlichkeitsverteilung für Teilchen aus hadronischen Ereignissen. In dieser Analyse werden nur Teilchen mit einer CONTAG-Wahrscheinlichkeit kleiner als 0.02 als neutral bezeichnet.

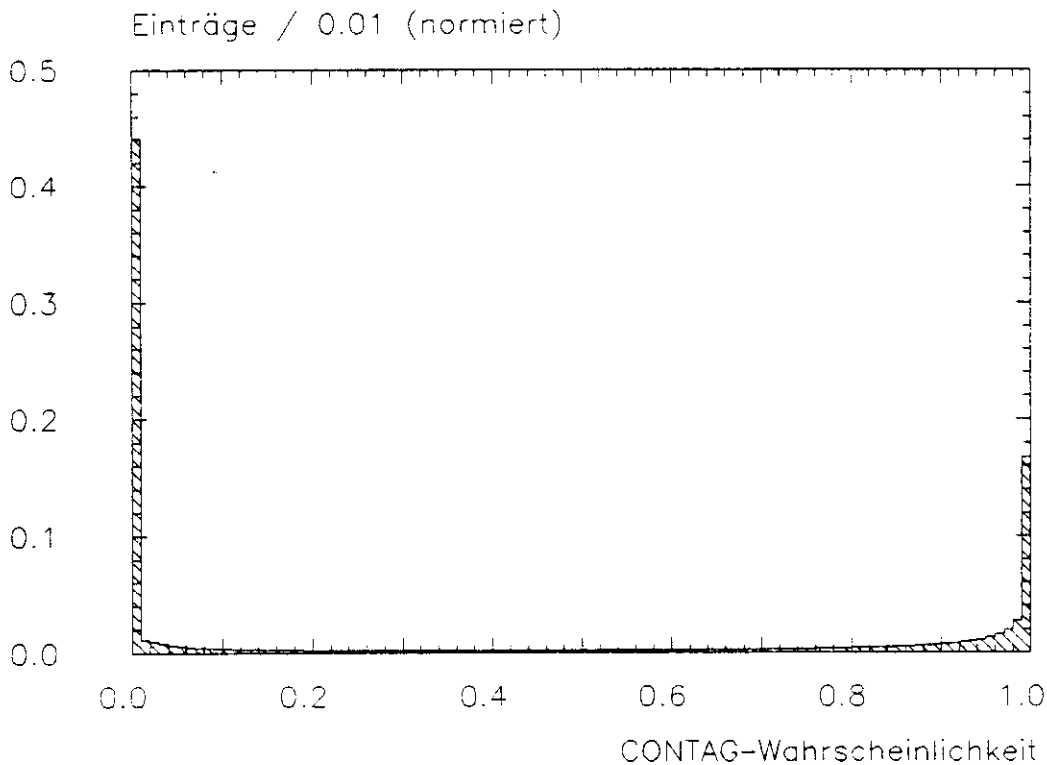


Abbildung 3.4: CONTAG-Wahrscheinlichkeit für Teilchen aus hadronischen Ereignissen

5. Im folgenden Schritt (ESORT) werden die Teilchenrichtungen und Energien für die einzelnen BUMPS bestimmt. Jeder Zentralkristall wird dazu in 16 Untermodule unterteilt, die Teilchenrichtung ergibt sich aus der jeweiligen Verbindungslinie zum Nullpunkt. Für jedes der Untermodule wurden radiale Schauerverteilungen mit Hilfe von Funktionen berechnet, die die Ausbreitung elektromagnetischer Schauer beschreiben. Die gemessenen Schauerverteilungen in den Nachbarkristallen werden mit diesen empirischen Verteilungen für jedes Untermodul verglichen. Das Untermodul mit der größten Übereinstimmung wird ausgewählt. Aus der jeweiligen Verbindungsgeraden ergibt sich die Teilchenrichtung [27].

Für die Energiebestimmung werden die Energien des Zentralkristalls und seiner 12 direkten Nachbarn (siehe Bild 3.5) zur Energiesumme E_{13} aufaddiert. Diese Energiesumme wird aus zwei Gründen noch korrigiert:

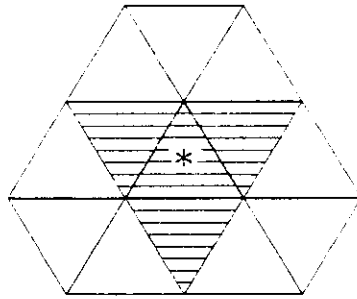


Abbildung 3.5: Energiesummen bei CRYSTAL BALL : Die im Zentralkristall (*) deponierte Energie wird mit E_1 bezeichnet. Die schraffierte Fläche repräsentiert die Energiesumme E_4 . E_{13} ist die Energiesumme über alle gezeigten Kristalle [28].

- Aus EGS-Schauersimulationen ist bekannt, daß innerhalb der 13 Kristalle im Mittel nur 97.8 % der Gesamtenergie deponiert werden. Daher wird E_{13} mit einem Faktor 1.0225 korrigiert.
- Die Energieverteilung hängt davon ab, ob das primäre Teilchen den BUMP-Kristall zentral oder am Rand getroffen hat. Die Energiesumme E_{13} ist kleiner, wenn der Auftreffpunkt am Rand liegt. Dieser Effekt wird durch die Funktion PCORR korrigiert, die aus den Ereignissen der Bhabha-Streuung ermittelt wird.

In Gleichung (3.7) sind beide Korrekturen zusammengefaßt. Die so erhaltene korrigierte Energie E_{13} , hier E_{BUMP} genannt, wird dem Teilchen zugeordnet. Mit dieser Methode erreicht man bei CRYSTAL BALL eine Energieauflösung von $\sigma_E/E = 0.027/\sqrt{E [GeV]}$ für Photonen.

$$E_{BUMP} = E_{13} \cdot PCORR \cdot 1.0225 \quad (3.7)$$

$$PCORR = \begin{cases} 1/0.948 & E_1/E_{13} < 0.4 \\ 1/(0.898 + 0.125 \cdot E_1/E_{13}) & 0.4 \leq E_1/E_{13} \leq 0.82 \\ 1 & 0.82 < E_1/E_{13} \end{cases}$$

6. Im letzten Schritt der Datenproduktion werden die Informationen der Flugzeitähler ausgewertet. In dieser Analyse wurden diese Daten nicht verwendet.

Die auf die beschriebene Weise produzierten Daten stehen als Ausgangspunkt für die verschiedenen Analysen zur Verfügung.

Kapitel 4

Datenselektion und die Auswahl von Photonen

In dieser Arbeit wird die Erzeugung von π^0 - und η - Mesonen in hadronischen Ereignissen bei Kontinuums- und Υ -Resonanz-Energien untersucht. Diese Mesonen sollen über ihren Zerfall in zwei Photonen nachgewiesen werden.

Im ersten Teil dieses Kapitels wird die Auswahl hadronischer Ereignisse bei CRYSTAL BALL beschrieben und die Nachweiswahrscheinlichkeit hierfür angegeben. Dann folgt eine Auflistung der verwendeten Daten. Im zweiten Teil folgt die Bestimmung der Zahl der direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle in drei Gluonen. Zum Abschluß wird die Auswahl von Photonen in hadronischen Ereignissen beschrieben.

4.1 Auswahl hadronischer Ereignisse

Der Anteil von hadronischen Ereignissen $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ in den auf Bändern gespeicherten Daten beträgt nur etwa 2 %. Bild 4.1 zeigt die Verteilung der gesamten deponierten Energie für Ereignisse eines Datenbandes bei $\Upsilon(1S)$ -Energien.

Man erkennt eine große Zahl hochenergetischer Ereignisse bei der Schwerpunktsenergie. Es handelt sich um Bhabha-Streuung und die Vernichtung von e^+e^- in zwei oder drei Photonen. Diese Ereignisse zeichnen sich nicht nur durch eine hohe Gesamtenergie, sondern auch durch eine niedrige Multiplizität aus.

Die wesentlichen Quellen für weitere Untergrundereignisse sind :

- Wechselwirkung eines Myons aus der kosmischen Höhenstrahlung mit dem Detektormaterial.
- Wechselwirkung der Elektronen\Positronen im Speicherring mit Restgasatomen oder der Strahlrohrwand.
- QED-Ereignisse, wie $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ und $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$.
- Zwei-Photon-Ereignisse

Diese Untergrundereignisse zeichnen sich durch niedrige Gesamtenergie (der hohe Anteil von Ereignissen in Bild 4.1), kleine Multiplizität und unsymmetrische Energieverteilung im Kalorimeter aus. Sie können mit einem entsprechenden Auswahlverfahren (siehe unten) verworfen

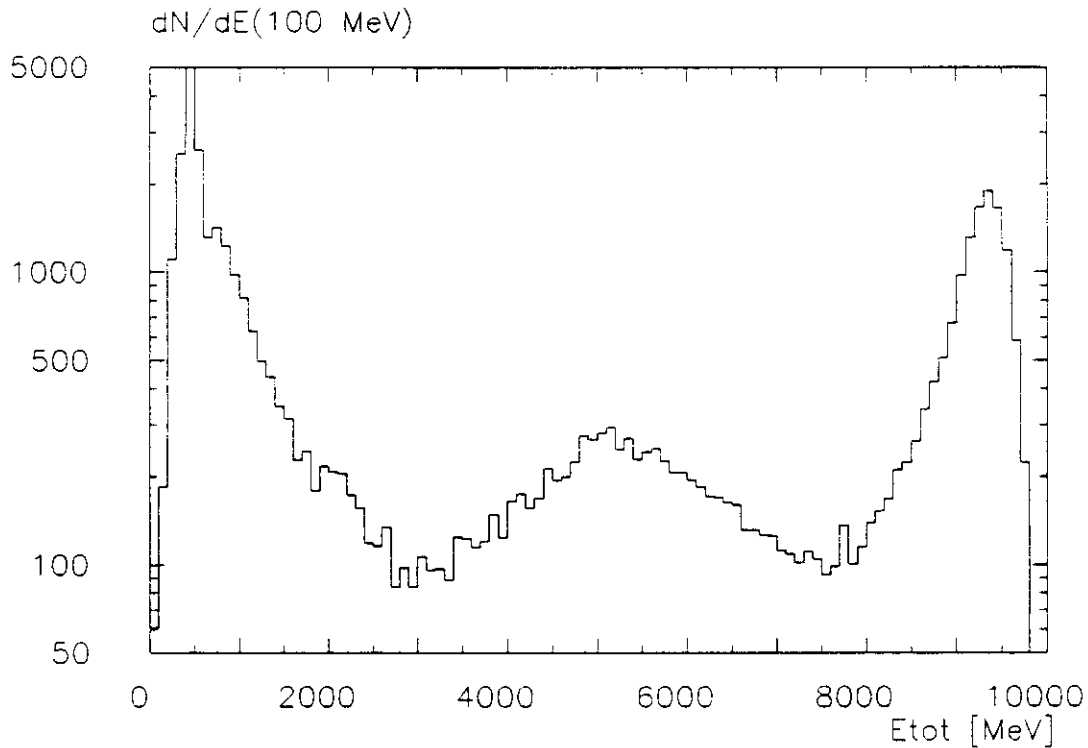


Abbildung 4.1: Verteilung der totalen deponierten Energie für alle Ereignisse eines Datenbandes ($\Upsilon(1S)$ -Daten)

werden. Ein kleiner Teil der $\tau\tau$ Ereignisse mit hoher Multiplizität ist nicht von den hadronischen Ereignissen zu unterscheiden. Dieser Anteil muß aus MONTE CARLO-Studien bestimmt werden.

Nur der kleine Teil von Ereignissen zwischen den beiden dominanten Anhäufungen in Bild 4.1 wird als hadronisch bezeichnet. Hadronische Ereignisse aus Kontinuumsreaktionen ($e^-e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$) lassen sich nicht von den direkten Zerfällen der Υ -Resonanzen unterscheiden.

Auswahlkriterien für hadronische Ereignisse sollen möglichst viele der beschriebenen Untergrundereignisse verwerfen. Gleichzeitig muß die Akzeptanz für hadronische Ereignisse möglichst groß sein. Bei CRYSTAL BALL werden zwei Selektionsverfahren verwendet. Das erste Verfahren wurde für Schwerpunktsenergien von 3 GeV entwickelt und später an die Bedingungen bei DORIS II mit bis zu 10 GeV Schwerpunktsenergien angepaßt. Wegen schlechterer Untergrundbedingungen wurde ein zweites Auswahlverfahren entwickelt. Es hat eine etwas niedrigere Akzeptanz, selektiert aber hadronische Ereignisse nahezu untergrundfrei. In dieser Analyse werden Ereignisse nur dann als hadronisch bezeichnet, wenn sie von beiden Selektionsverfahren als solche erkannt werden. Eine Beschreibung des ersten Verfahrens findet man bei [29,30]. Hier soll nur das zweite neuentwickelte Verfahren [31] beschrieben werden.

Ein Ereignis wird als hadronisch akzeptiert, wenn es die folgenden Bedingungen erfüllt:

- Im Energiedetektor einschließlich der Endkappenzähler müssen mindestens 10% der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} deponiert worden sein.

Dieser Schnitt verwirft speziell kosmische und μ -Paar Ereignisse, die typischerweise nur

200 - 500 MeV im Ball deponieren, und $\gamma\gamma$ -Ereignisse.

- In den Endkappenzählern darf höchstens 40% der in den Kristallen deponierten Energie nachgewiesen worden sein. Die Energie in den Tunnelkristallen darf höchstens 50% der Gesamtenergie betragen. Dieser Schnitt berücksichtigt die schlechtere Energieauflösung der Endkappen und der am Strahlrohr liegenden Tunnelkristalle. Mit diesem Schnitt werden viele Ereignisse verworfen, die durch Wechselwirkungen der gespeicherten Teilchen mit Restgas und Strahlrohrwand entstehen, und Bhabha-Ereignisse.
- Zur weiteren Reduktion des Untergrundes, der nicht aus der e^+e^- Wechselwirkung stammt, wird ein zweidimensionaler Schnitt in den Verteilungen des Energievektors $\vec{\beta}$ und der totalen transversalen Energie E_{trans} angewandt. Die Größe $\vec{\beta}$ ist ein Maß für die Balance der Teilchenimpulse. Sie ist definiert als:

$$\vec{\beta} = \frac{\sum_{i=1}^{672} E_i \cdot \vec{r}_i}{E_{Ball}} \quad (4.1)$$

Da mit dem CRYSTAL BALL keine Impulsbestimmung der Teilchen aus Driftkammerinformationen möglich ist, werden Energievektoren benutzt. Man summiert über alle Energien E_i in den Kristallen, multipliziert mit dem Einheitsvektor \vec{r}_i des Kristalls. Diese Summe wird mit der gesamten im Ball deponierten Energie E_{Ball} normiert. Wenn alle Teilchen eines Ereignisses elektromagnetisch schauernde Teilchen sind und die Gesamtenergie im Ball deponiert wird, muß $|\vec{\beta}|$, wegen der Energie- und Impulserhaltung, Null ergeben.

Die totale transversale Energie ist definiert als:

$$E_{trans} = \frac{\sum_{i=1}^{672} E_i \cdot \sin \theta_i}{\sqrt{s}} \quad (4.2)$$

$$\begin{aligned} E_i &= \text{im Kristall } i \text{ deponierte Energie (ohne Endkappen)} \\ \theta_i &= \text{Polarwinkel des Kristalls } i \end{aligned}$$

Bild 4.2 zeigt die Korrelationsdarstellung der beiden Größen. Es werden nur die Ereignisse akzeptiert, für die das Tupel (E_{trans}, β) innerhalb des Gebietes $E_{trans} > 0.2$ und $\beta < 0.7$ liegt.

Um diese Grenzen zu bestimmen, wurden die Teilchenpakete in DORIS II am Wechselwirkungspunkt nicht zur Kollision gebracht, sondern in geringem Abstand aneinander vorbeigeführt. Die bei diesen Bedingungen im CRYSTAL BALL registrierten Ereignisse können nur von kosmischen Teilchen oder Wechselwirkungen zwischen den gespeicherten Teilchen und Restgas bzw. Strahlrohr stammen (siehe Bild 4.2b).

Die nach den drei beschriebenen Auswahlritten verbleibenden Ereignisse enthalten noch viele Untergrundereignisse aus der Bhabha-Streuung und aus der Vernichtung von e^+e^- in zwei oder drei Photonen. Diese Ereignisse werden durch die nachfolgenden Schnitte verworfen:

- Die Zahl der CONNECTED REGIONS im Energiedetektor muß mindestens vier betragen.

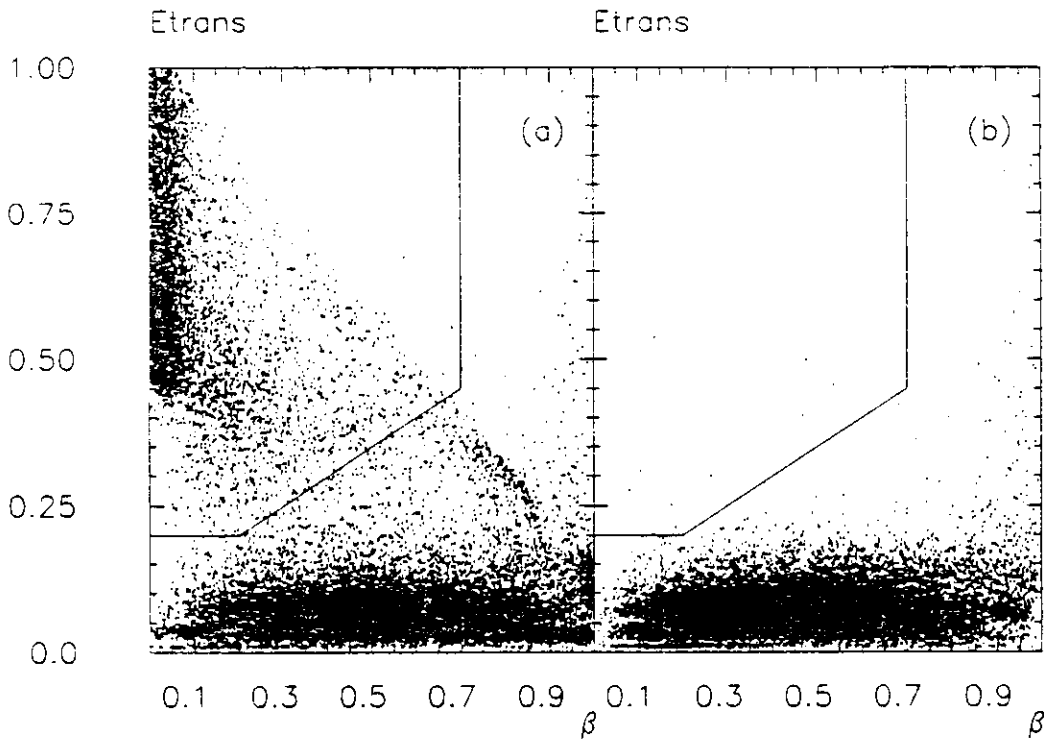


Abbildung 4.2: Korrelationsdarstellung der transversalen Energie E_{trans} gegen β ,
a): e^+e^- -Daten, b): Daten bei getrennten Teilchenpaketen

- Die deponierte Energie in mindestens drei dieser CONNECTED REGIONS muß größer sein als 100 MeV.
- Mindestens drei CONNECTED REGIONS müssen außerhalb des Bereiches von 31.8° um das Strahlrohr liegen ($\cos \theta < 0.85$).
- Maximal eine CONNECTED REGION darf mehr als 80% der Strahlenergie enthalten. Dies ist aber nur dann zulässig, wenn die Gesamtenergie des Ereignisses weniger als 75% der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} beträgt.

Die nach diesen Schnitten verbleibenden Ereignisse werden als hadronisch bezeichnet. Bild 4.3 zeigt ein solches Ereignis. Für diese Darstellung, die FLATTY genannt wird, wurde der Energiedetektor an den Polen aufgeschnitten und in die Ebene abgewickelt. Jedes Dreieck entspricht einem Kristall. Die Zahlen geben die in den jeweiligen Kristallen gemessenen Energien in MeV an. Energien unter 10 MeV werden nicht gezeigt. Unter dem Bild des Energiedetektors befinden sich drei Ansichten des Innendetektors mit den Teilchenspuren. Durchgezogene Linien zeigen geladene Spuren. Man erkennt die hohe Multiplizität dieses $\Upsilon(1S)$ -Ereignisses.

Zur Auswahl hadronischer Ereignisse werden nur die Informationen aus dem Kalorimeter verwendet. Die Kammersignale werden für diese Selektion nicht verwendet.

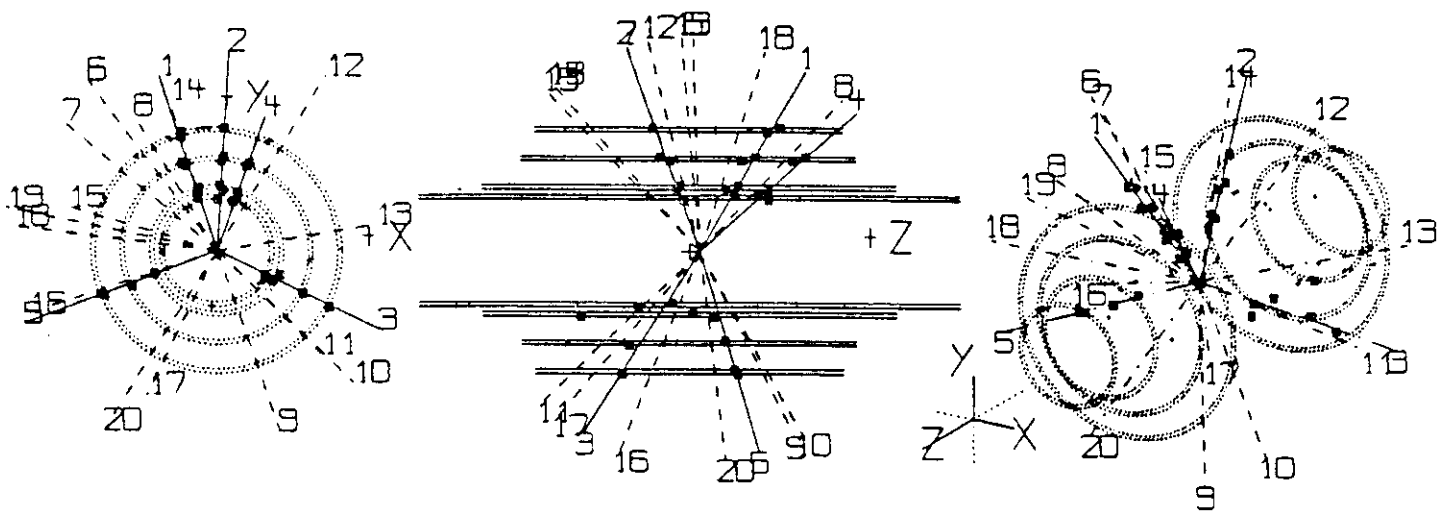
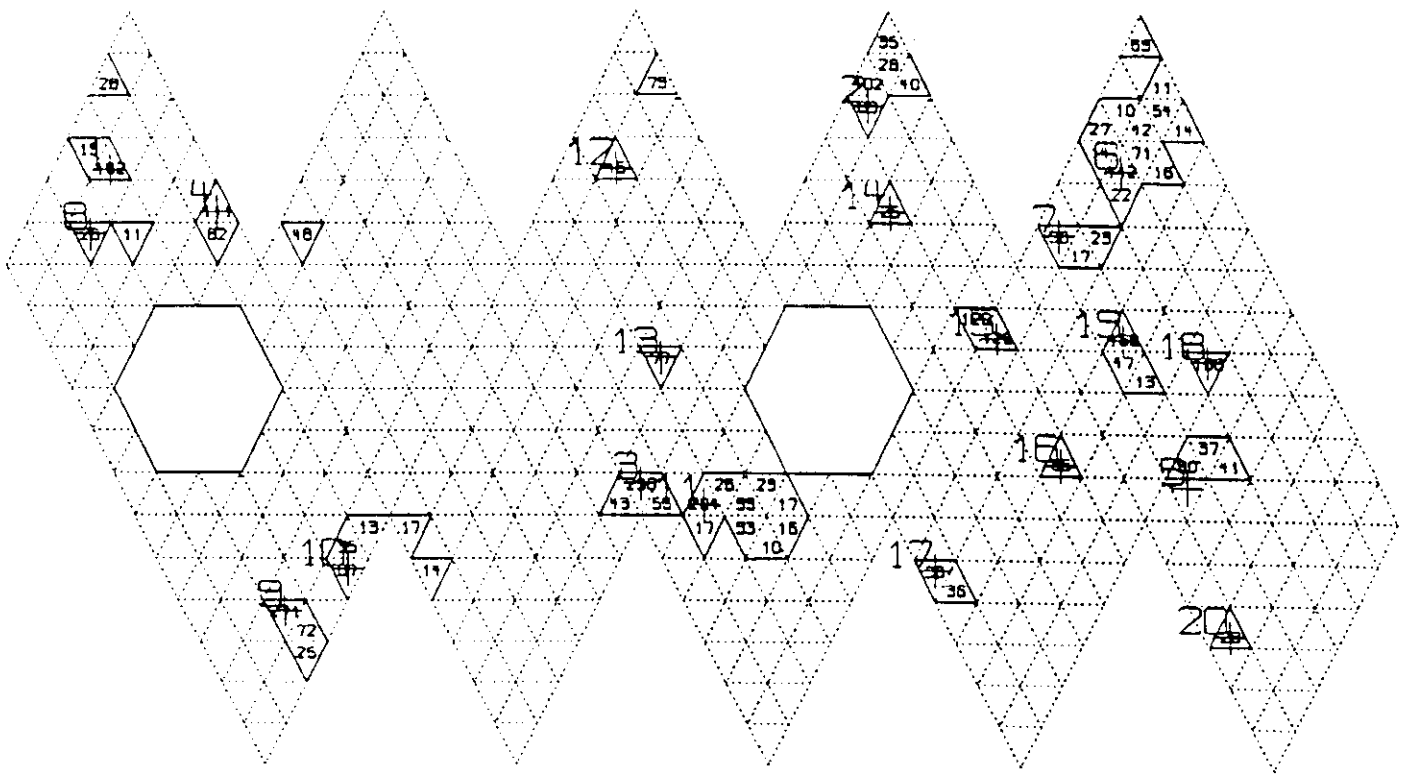
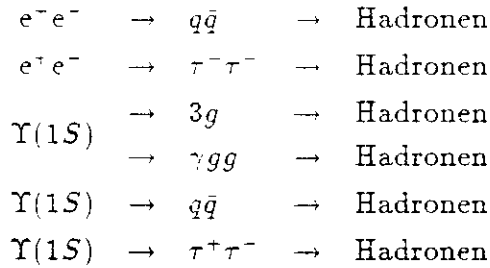


Abbildung 4.3: FLATTY eines hadronischen Ereignisses. Die CONNECTED REGIONS sind als zusammenhängende Gebiete gekennzeichnet. Die Kreuze geben die Spurrichtungen wieder, die großen Ziffern geben die Spurnummerierung an.

4.1.1 Nachweiswahrscheinlichkeit für hadronische Daten

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für hadronische Daten wird durch das beschriebene Auswahlverfahren begrenzt. Die Effizienz der Selektion wurde mit simulierten hadronischen Daten bestimmt.

Mit Hilfe von MONTE CARLO-Simulationsprogrammen wurden Ereignisse der folgenden Reaktionen generiert:



Benutzt wurde das LUND-Stringfragmentationsprogramm (Version 6.2) [14]. Alternativ wurde die Fragmentation auch nach dem Parton-Schauer-Modell simuliert. Für die QED-Prozesse wurden Programme von Berends et al. verwendet. [32,33].

Die generierten Ereignisse passieren eine komplette Detektorsimulation, die die folgenden Schritte beinhaltet:

- das Verhalten elektromagnetisch schauernder Teilchen wird mit dem Schauerentwicklungsprogramm EGS [34] simuliert
- die Wechselwirkungen von Hadronen und Myonen werden mit GEISHA 6 [35] simuliert
- um zusätzliche Energiedepositionen aus Untergrundereignissen zu simulieren, werden DBM-Ereignisse (siehe Abschnitt 3.4) den MC-Ereignissen beigemischt

Anschließend werden diese MC-Ereignisse wie echte Daten produziert und analysiert (siehe Abschnitt 3.5), d.h. es wird auch die beschriebene Hadronselektion durchgeführt. Anhand bekannter Verteilungen (Energieverteilung im Detektor, Multiplizität usw.) wurden Daten und MONTE CARLO-Ereignisse verglichen. Die jeweilige Effizienz der Hadronselektion für den Prozeß i bestimmt sich aus:

$$\epsilon_{had}^i = \frac{N_{had}^{ges,i}}{N_{had}^i} \quad (4.3)$$

N_{had}^i = Zahl der simulierten Ereignisse vom Typ i

$N_{had}^{ges,i}$ = Zahl der Ereignisse vom Typ i , die die Hadronselektionskriterien erfüllen

Wegen der endlichen Zahl simulierter Ereignisse ist die Effizienz mit einem statistischen Fehler behaftet. Viel bedeutender ist aber der systematische Fehler, der darauf beruht, daß einige Parameter in der Simulation nur ungenau bestimmt sind. Dies gilt sowohl für die Generierung der hadronischen Daten unter Verwendung von Fragmentationsmodellen, als auch für die Detektorsimulation. Der Vergleich der Nachweiswahrscheinlichkeiten, die mit den beiden verschiedenen Fragmentationsmodellen bestimmt wurden, ergab im Mittel eine Abweichung von 1.4 %. Der systematische Fehler durch die andere Unsicherheiten des Verfahrens beträgt 2.5 % [3]. Die ermittelten Selektionseffizienzen sind in Tabelle 4.1 angegeben.

Prozess			Bezeichnung der Effizienz	Effizienz
e^-e^-	$\rightarrow q\bar{q}$	\rightarrow Hadronen	$\epsilon_K^{q\bar{q}}$	$0.774 \pm 0.006 \pm 0.022$
e^+e^-	$\rightarrow \tau^+\tau^-$	\rightarrow Hadronen	$\epsilon_K^{\tau^+\tau^-}$	$0.133 \pm 0.005 \pm 0.003$
$\Upsilon(1S)$	$\rightarrow 3g$	\rightarrow Hadronen	ϵ^{3g}	$0.924 \pm 0.004 \pm 0.026$
	$\rightarrow \gamma gg$	\rightarrow Hadronen		
$\Upsilon(1S)$	$\rightarrow q\bar{q}$	\rightarrow Hadronen	$\epsilon^{q\bar{q}}$	$0.847 \pm 0.005 \pm 0.024$
$\Upsilon(1S)$	$\rightarrow \tau^+\tau^-$	\rightarrow Hadronen	$\epsilon^{\tau^+\tau^-}$	$0.120 \pm 0.005 \pm 0.003$

Tabelle 4.1: Effizienzen der Hadronenselektoren [36]

4.2 Die analysierten Daten

Mit dem CRYSTAL BALL-Detektor wurden im Zeitraum 1982 bis 1986 Daten am e^-e^- -Speicherring DORIS II genommen. Für diese Analyse wurden die Daten verwendet, die auf der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz, im benachbarten Kontinuum oberhalb und unterhalb der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz und im Kontinuum unterhalb der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz genommen wurden.

In Tabelle 4.2 werden die jeweilige mittlere Schwerpunktsenergie, die Zahl der Bhabhaereignisse N_L , die integrierte Luminosität \mathcal{L} und die Zahl der hadronischen Ereignisse N_{hads} angegeben. Die Resonanz-Daten werden getrennt für die drei großen Datennahmeperioden angegeben, die Angaben zu den Kontinuumsdaten sind nach Schwerpunktsenergien zusammengefaßt.

		Schwerpunktsenergie \sqrt{s} [GeV]	N_L 10^3	\mathcal{L} pb^{-1}	N_{hads} 10^3
$\Upsilon(1S)$	1983	9.46	133	9.18	107
	1984		275	19.47	248
	1986		252	17.52	218
			660	46.17	573
$\Upsilon(1S)$ Kontinuum		9.39	124	8.44	30
		9.98	53	4.08	13
			177	12.52	43
$\Upsilon(4S)$ Kontinuum		10.52	344	29.58	87

Tabelle 4.2: Die verwendeten hadronischen Daten

4.3 Bestimmung der Zahl der direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle

Um Teilchenmultiplizitäten und -spektren für $q\bar{q}$ - und $3g$ -Ereignisse vergleichen zu können, muß die Zahl der gemessenen Zerfälle $\Upsilon(1S) \rightarrow 3$ Gluonen bestimmt werden. Die bei Resonanzenergie genommenen Daten enthalten auch andere Anteile. Ein Teil davon sind die Kontinuumsereignisse, deren Zahl bestimmt werden kann aus:

$$N_{Kont}^{ges} = N_{off}^{ges} \cdot \frac{L_{on}}{L_{off}} \cdot \frac{s_{off}}{s_{on}} = N_{off}^{ges} \cdot \frac{N_{on}^{Lumi}}{N_{off}^{Lumi}} \quad (4.4)$$

- N_{off}^{ges} = Anzahl der gesehenen Ereignisse bei Kontinuumsenergien
- L_i = integrierte Luminosität
- s_i = Quadrat der Schwerpunktsenergie
- N_i^{Lumi} = Zahl der Luminositätsereignisse

Neben dem Zerfall in 3 Gluonen kann das $\Upsilon(1S)$ auch über ein virtuelles Photon in Quark- oder Taupaare zerfallen. Um dies zu berücksichtigen, wird der Kontinuumsanteil mit einem Faktor α gewichtet. Radiative Effekte und die etwas unterschiedlichen Schwerpunktsenergien können dabei vernachlässigt werden.

$$\alpha = \frac{N_{Kont}^{ges} + N_{q\bar{q}}^{ges} + N_{\tau\tau}^{ges}}{N_{Kont}^{ges}} = \frac{\frac{N_{on}^{Lumi}}{N_{off}^{Lumi}} \cdot N_{off}^{ges} + \epsilon_{q\bar{q}} \cdot N_{q\bar{q}} + \epsilon_{\tau\tau} \cdot \frac{N_{q\bar{q}}}{R}}{\frac{N_{on}^{Lumi}}{N_{off}^{Lumi}} \cdot N_{off}^{ges}} \quad (4.5)$$

ϵ_i sind die jeweiligen Effizienzen des Hadronsektors für die verschiedenen Prozesse (siehe Tabelle 4.1), R siehe Gleichung 2.8. Einzige unbekannte Größe ist $N_{q\bar{q}}$, sie soll im folgenden bestimmt werden. Für die Anzahl der erzeugten $\Upsilon(1S)$ -Mesonen gilt:

$$N_{\Upsilon} = N_{3g} + N_{q\bar{q}} - 3 \cdot N_{l+l-} \quad (4.6)$$

Unter Verwendung des Verzweigungsverhältnisses $B_{\mu\mu}$ des $\Upsilon(1S)$ in Myonen erhält man:

$$\begin{aligned} N_{l+l-} &= B_{\mu\mu} \cdot N_{\Upsilon} \\ N_{q\bar{q}} &= R \cdot B_{\mu\mu} \cdot N_{\Upsilon} \end{aligned} \quad (4.7)$$

Durch Einsetzen kommt man zu:

$$N_{3g} = N_{q\bar{q}} \cdot \left(\frac{1 - B_{\mu\mu}(R - 3)}{R \cdot B_{\mu\mu}} \right) \quad (4.8)$$

Die gesehenen $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle erhält man aus:

$$N_{\Upsilon}^{ges} = \epsilon_{q\bar{q}} N_{q\bar{q}} + \epsilon_{\tau\tau} \frac{N_{q\bar{q}}}{R} + \epsilon_{3g} N_{3g} \quad (4.9)$$

Nach Verknüpfung der letzten beiden Gleichungen erhält man:

$$N_{q\bar{q}} = \frac{N_{on}^{ges} - \frac{N_{on}^{Lumi}}{N_{off}^{Lumi}} \cdot N_{off}^{ges}}{\epsilon_{q\bar{q}} + \epsilon_{3g} \left(\frac{1 - B_{\mu\mu}(R+3)}{R \cdot B_{\mu\mu}} \right) + \frac{\epsilon_{\tau\tau}}{R}} \quad (4.10)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung kann nun der Wichtungsfaktor α aus Gleichung 4.5 berechnet werden, ebenso wie die Zahl N_{3g}^{ges} der gesehenen Zerfälle $\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$:

$$N_{3g}^{ges} = N_{on}^{ges} - \alpha \cdot N_{off}^{ges} \quad (4.11)$$

Die zur Berechnung notwendigen Zahlenwerte finden sich in den Tabellen 4.1 und 4.2, sie sind in der nachfolgenden Tabelle 4.3 zur Übersicht nochmals angeben:

ϵ_{3g}	=	$0.924 \pm 0.004 \pm 0.026$	$\epsilon_{q\bar{q}}$	=	$0.847 \pm 0.005 \pm 0.024$
N_{on}^{Lumi}	=	659975	N_{off}^{Lumi}	=	176782
N_{on}^{ges}	=	573475	N_{off}^{ges}	=	43990
		$B_{\mu\mu}$	=	0.028 ± 0.002	
		R	=	$3.48 \pm 0.04 \pm 0.16$	

Tabelle 4.3: Zahlenwerte zur Berechnung von N_{3g}^{ges} ($B_{\mu\mu}$ aus [2], R aus [3]).

Mit diesen Werten erhält man:

$$\begin{aligned} \alpha &= 4.64 \pm 0.02 \\ N_{3g}^{ges} &= 369000 \pm 1500 \end{aligned} \quad (4.12)$$

4.4 Auswahl von Photonen in hadronischen Ereignissen

In diesem Abschnitt werden die einzelnen Selektionsschritte für Photonen nacheinander vorgestellt:

1. Um sicher zu gehen, daß die Teilchen die Driftröhren des Innendetektors durchqueren, wird im Öffnungswinkel θ zwischen Strahlachse und Teilchenspur geschnitten. Es muß gelten:

$$|\cos \theta| \leq 0.85 \quad (4.13)$$

Mit diesem Schnitt soll erreicht werden, daß geladene Teilchen durch die Driftröhren-Information auch als solche erkannt werden. Die Effizienz für die Erkennung geladener Teilchen nimmt außerhalb des gewählten Winkelbereichs stark ab. Außerdem stellt dieser Schnitt sicher, daß die Energie im zentralen Bereich des Energiedetektors und nicht in Tunnel- oder Endkappenkristallen deponiert wird.

2. Das Teilchen wird mit Hilfe der Information des Driftröhrensystems als neutral erkannt. In dieser Analyse wird hierzu die CONTAG-Wahrscheinlichkeit W zur Erkennung neutraler Teilchen benutzt (siehe Abschnitt 3.5). Teilchen werden dann als neutral bezeichnet, wenn gilt:

$$W_{CONTAG} < 0.02 \quad (4.14)$$

Bild 4.4 zeigt einen Vergleich zwischen dem Energiespektrum aller Teilchen und dem der als neutral bezeichneten Teilchen. Man erkennt deutlich die Reduktion minimal

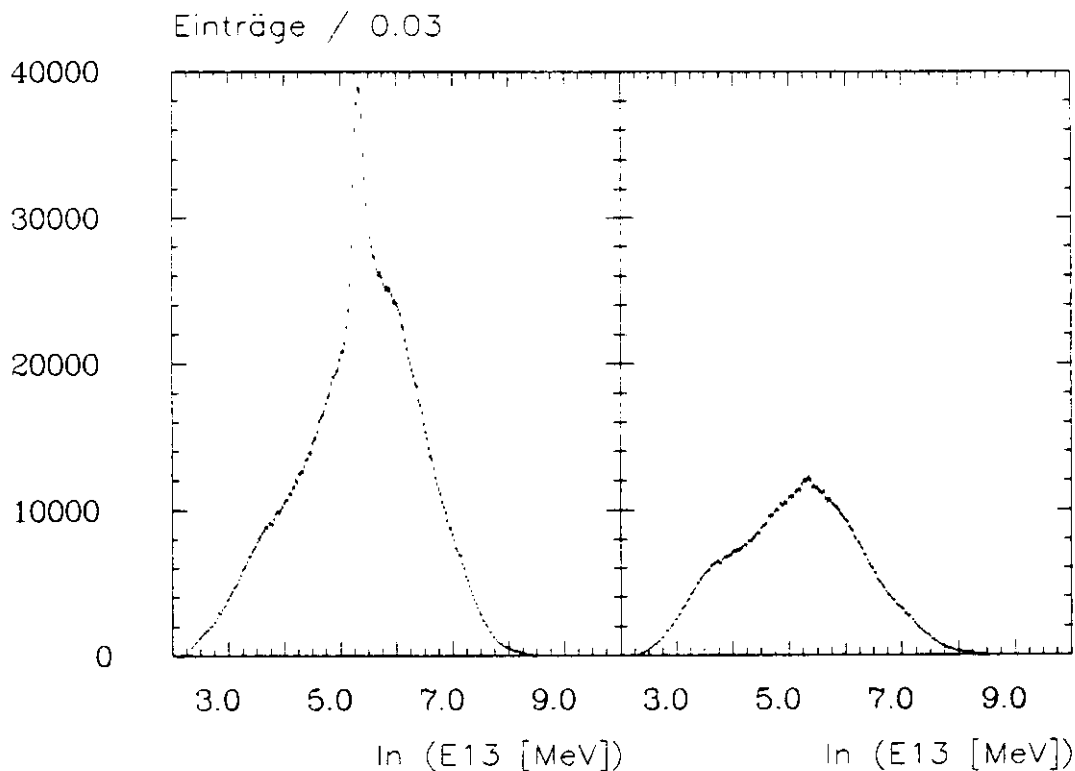


Abbildung 4.4: Vergleich der Energiespektren aller Teilchen (links) und der als neutral erkannten Teilchen (rechts)

ionisierender Teilchen, die typisch etwa 200 MeV ($\ln 200 = 5.3$) im Energiedetektor deponieren.

Durch diesen Schnitt werden nicht alle geladenen Teilchen erkannt und verworfen. Gründe dafür sind:

- Die Driftröhren hatten zeitweise eine schlechte Effizienz.
- Die mit den Röhren ermittelte Spur kann so stark von der zugehörigen Energiedeposition im Ball abweichen, daß diese vom Analyseprogramm nicht richtig zugeordnet wird.
- In hadronischen Ereignissen kann es durch Überlagerung zweier Hits an einem Draht zu einem falschen z-Wert kommen.
- Es gibt immer eine Zahl von zufälligen Hits, die das Ergebnis verfälschen können.

Diese Effekte müssen bei der Akzeptanzberechnung berücksichtigt werden. Ein kleiner Teil der Photonen konvertiert im Strahlrohr oder in der ersten Lage der Driftröhren in ein e^+e^- -Paar. Diese Photonen werden von dem Ladungsschnitt verworfen. Auch diese Konversion muß bei der Akzeptanzbestimmung berücksichtigt werden.

3. Bei den nun folgenden beiden Schnitten spielt die Form der Energiedeposition im Kalorimeter die entscheidene Rolle.

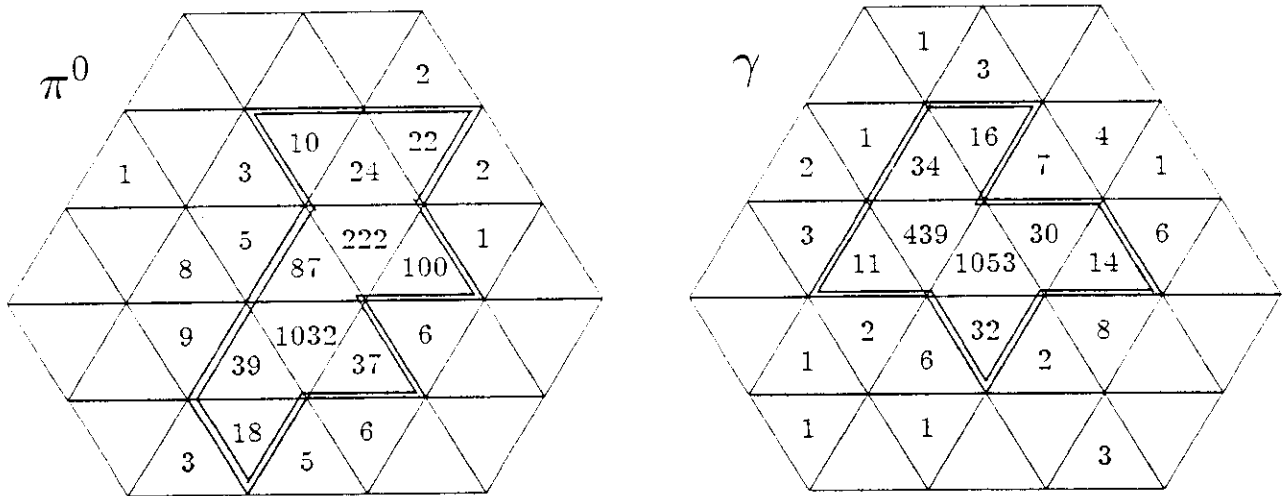


Abbildung 4.5: Energiedepositionen im CRYSTAL BALL: gezeigt sind Beispiele für Energiedepositionen für ein π^0 (links) und ein γ (rechts) von 1500 MeV, simuliert mit dem Detektor-MC. Die Energien sind in MeV angegeben, die Doppellinie zeigt die Grenzen der CONNECTED REGIONS.

Der erste dieser Schnitte dient dazu, überlappende elektromagnetische Schauer zu erkennen. Aus zwei Gründen ist dies wichtig für die weitere Analyse. Zum einen sollen separierte Energiedepositionen von Photonen erkannt werden. Zum anderen sollen solche Energiedepositionen erkannt werden, die bei der Überlagerung der beiden Photonschauer aus dem π^0 -Zerfall entstehen. Oberhalb einer π^0 -Energie von 500 MeV nimmt die Wahrscheinlichkeit für solche Überlagerungen zu, und damit steigt die Wahrscheinlichkeit, daß die Produktions-Analyse die beiden Photonen nicht trennen kann (siehe Abschnitt 3.5). Abbildung 4.5 zeigt zum Vergleich die durch ein π^0 und ein Photon von 1500 MeV hervorgerufenen Energiedepositionen. Man erkennt deutlich die unterschiedlichen Formen, die überlagerten π^0 -Photonschauer bilden eine eher längliche "connected region".

Dieser Unterschied wird im SMOMT-Verfahren ausgenutzt, das für jede neutrale CONNECTED REGION mit bis zu zwei BUMP-Kristallen angewendet wird. Dabei wird ein zweites Moment der Energieverteilung berechnet. Mit Hilfe dieses zweiten Moments und der Energie in der CONNECTED REGION erhält man eine Schauertermmasse XMM, vergleichbar einer invarianten Masse. Dieses Verfahren wird im Anhang C genauer beschrieben.

Bild 4.6 zeigt die Verteilung der Schauertermmasse für alle CONNECTED REGIONS hadronischer Ereignisse. Man erkennt deutlich eine Anhäufung bei 0 MeV, ein lokales Minimum bei 90 MeV und das π^0 -Signal. Als gute Photonkandidaten werden nur Teilchen akzeptiert, deren CONNECTED REGION neutral ist und nicht mehr als zwei BUMP-Kristalle

enthält, und für deren Schaueremasse gilt:

$$XMM_{SMOMT} \approx 90 \text{ MeV} \quad (4.15)$$

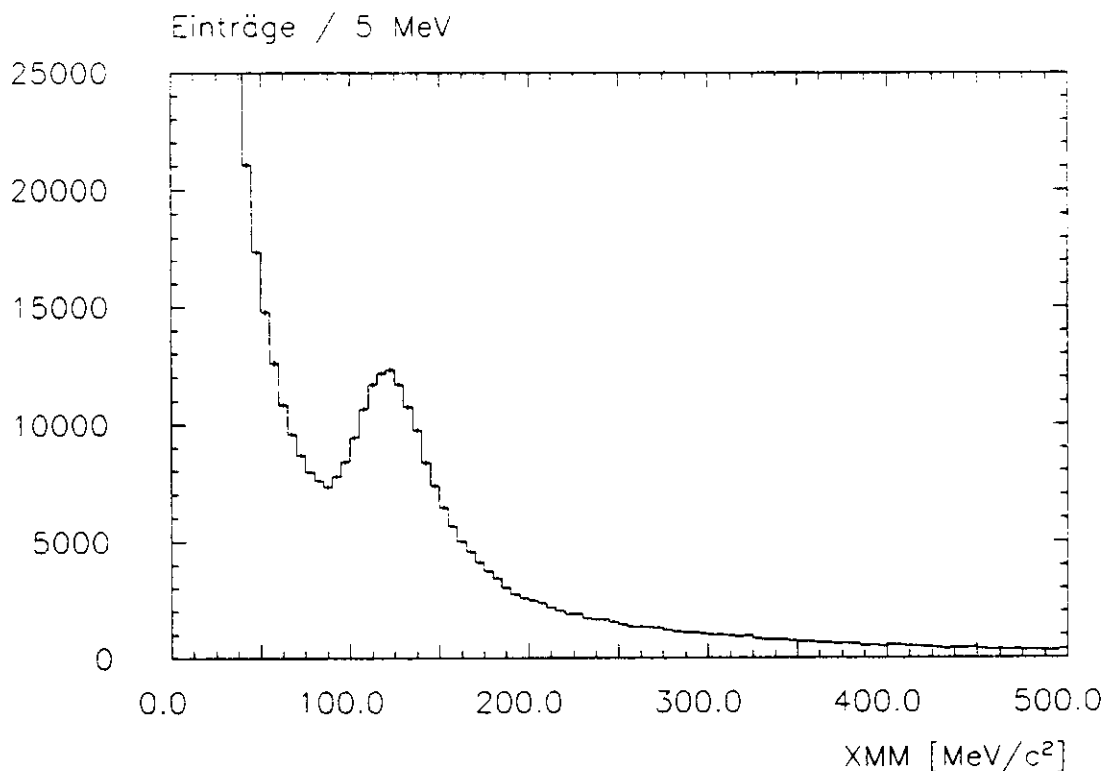


Abbildung 4.6: Schaueremasse XMM für CONNECTED REGIONS hadronischer Ereignisse

4. Auch für diesen Schnitt wird die Form der Schauerverteilung als Kriterium herangezogen. Elektromagnetische Schauer von Photonen besitzen wegen der großen Zahl produzierter Sekundärteilchen eine regelmäßige Form. Schauer hadronisch wechselwirkender Teilchen unterliegen dagegen wegen der geringen Zahl von Sekundärteilchen starken Fluktuationen der Schauerverteilung. Diese Unterschiede in der Regelmäßigkeit der Schauerform werden benutzt, um Photonkandidaten zu selektieren. Schauerverteilungen, die nicht mit der Annahme elektromagnetischer Schauer verträglich sind, werden verworfen.

Es werden mit E_1, E_4 und E_{13} bezeichnete Energiesummen gebildet (siehe Bild 3.5). Um die Symmetrie der Schauerverteilungen zu bestimmen, werden bestimmte Verhältnisse dieser Energiesummen gebildet. Ein Teilchen wird als Photon akzeptiert, wenn die folgenden Bedingungen erfüllt sind:

$$\begin{aligned} 0.5 &\leq \frac{E_1}{E_4} \leq 0.96 \\ 0.78 &\leq \frac{E_4}{E_{13}} \leq 0.985 \end{aligned} \quad (4.16)$$

Diese als "standard pattern cuts" bezeichneten Schnitte wurden mit Hilfe von simulierten Ereignissen optimiert. Im Energiebereich von 500-2000 MeV werden über 90 %

der Photonen akzeptiert. Etwa $2/3$ der Energiedepositionen von geladenen Hadronen werden durch diese Schnitte verworfen. D.h. dieser Schnitt reduziert auch den Anteil geladener Hadronen, die nicht durch den CONTAG-Schnitt verworfen wurden. Der Schnitt verwirft auch überlappende Energiedepositionen aus dem Zerfall hochenergetischer π^0 -Mesonen, die nicht von SMOMT erkannt wurden.

Die nach den vier beschriebenen Schnitten verbleibenden Teilchen werden als Photonen akzeptiert. Bild 4.7 zeigt eine Verteilung der Zahl selektierter Photonen für hadronische Ereignisse bei $\Upsilon(1S)$ -Energie.

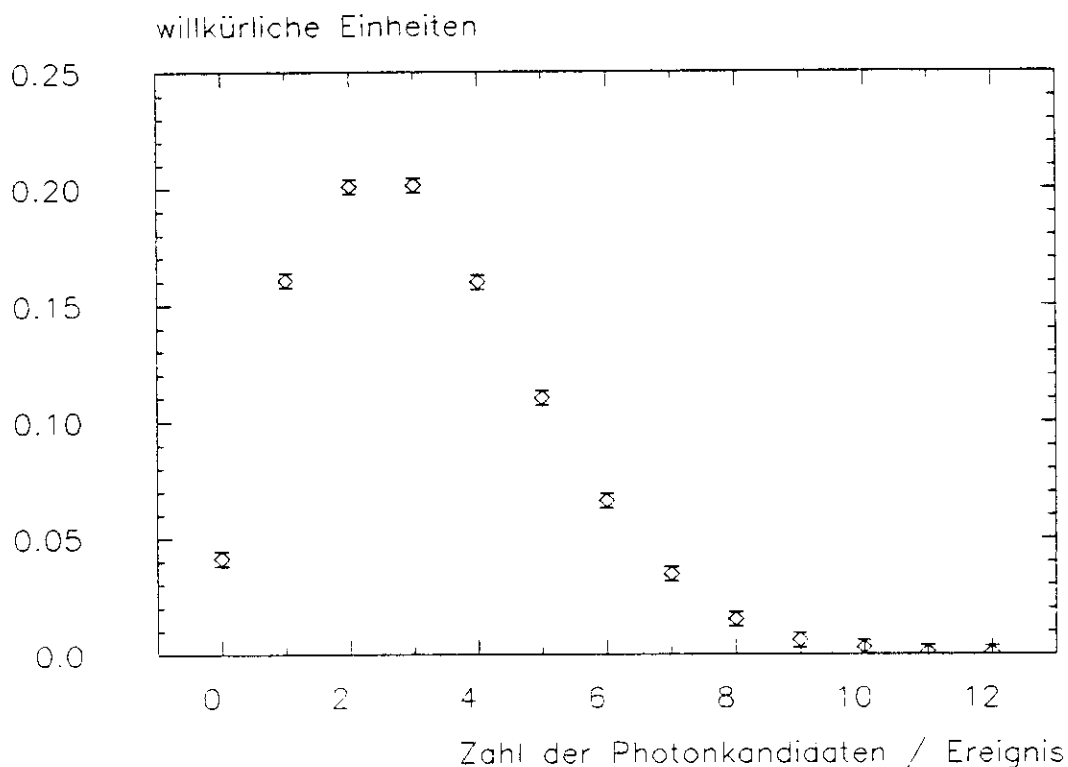


Abbildung 4.7: Verteilung der Anzahl von Photonkandidaten in hadronischen Ereignissen

Kapitel 5

Analyse der Energiespektren von π^0 - und η -Mesonen

Der erste Abschnitt dieses Kapitels beschreibt die Verfahren zur Rekonstruktion von π^0 - und η -Mesonen. Die beiden folgenden Teile zeigen dann die gemessenen Energiespektren dieser Mesonen. Im vierten Abschnitt werden die Methoden zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten beschrieben. Zum Schluß wird der systematische Fehler diskutiert.

5.1 Rekonstruktion von π^0 - und η -Mesonen

Das π^0 -Meson zerfällt zu fast 100 % in zwei Photonen, das η -Meson zu fast 39 %. Wegen seiner guten Nachweis-Eigenschaften für Photonen ist der CRYSTAL BALL-Detektor zur Rekonstruktion dieser Mesonen gut geeignet. Massen und Verzweigungsverhältnisse für den Zerfall in zwei Photonen sind in der folgenden Tabelle angeführt [2]:

$$\begin{array}{lcl} \pi^0 : & M & = 134.964 \pm 0.004 \text{ MeV} \\ & BR (\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) & = 98.799 \pm 0.030 \% \\ \eta : & M & = 548.8 \pm 0.6 \text{ MeV} \\ & BR (\eta \rightarrow \gamma\gamma) & = 38.9 \pm 0.4 \% \end{array} \quad (5.1)$$

Im ersten Schritt der Analyse werden Photonen in hadronischen Ereignissen ausgewählt, wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben. Innerhalb jedes Ereignisses werden dann alle möglichen Photon-Photon-Kombinationen gebildet. Die Anzahl der Kombinationen von n Photonen beträgt:

$$N_{Komb} = \binom{n}{2} = \frac{n!}{(n-2)! \cdot 2!} \quad (5.2)$$

Die invariante Masse M berechnet sich beim Zerfall in zwei Teilchen aus:

$$M_{12} = (E_1^2 + E_2^2 - 2 \cdot E_1 \cdot E_2 - p_1^2 - p_2^2 - 2 \cdot \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2)^{\frac{1}{2}} \quad (5.3)$$

Für Photonen vereinfacht sich diese Formel zu:

$$M_{\gamma\gamma} = (2 \cdot E_{\gamma 1} \cdot E_{\gamma 2} \cdot (1 - \cos \alpha))^{\frac{1}{2}} \quad (5.4)$$

$M_{\gamma\gamma}$ wird für jede mögliche Photon-Photon-Kombination gebildet. Bild 5.1 zeigt die Verteilung dieser invarianten Masse für alle hadronischen $\Upsilon(1S)$ -Daten. Man erkennt deutlich das π^0 -Signal über einem großen kombinatorischen Untergrund. Daneben ist in dieser Verteilung auch das η -Signal bereits zu erkennen.

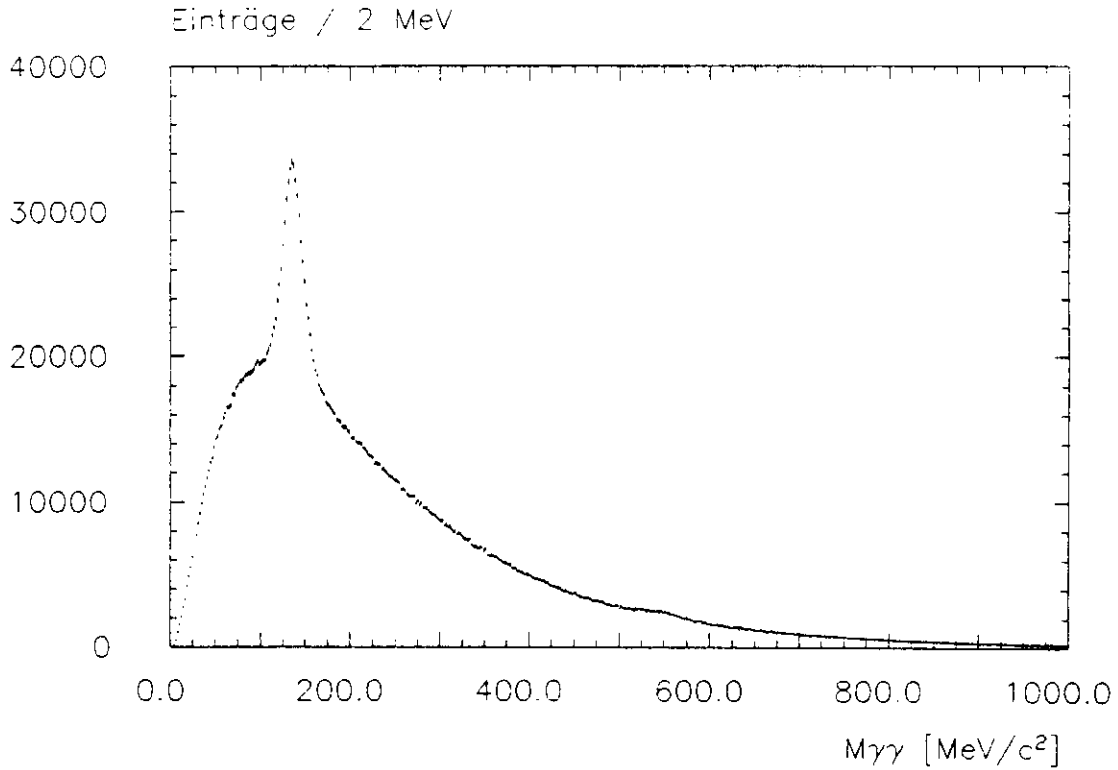


Abbildung 5.1: Verteilung der invarianten Masse $M_{\gamma\gamma}$.

Um den kombinatorischen Untergrund im Bereich des η -Signals zu reduzieren, wird ein Verfahren zur Subtraktion von Photonen aus dem π^0 -Zerfall angewendet. Verwirft man alle Photonen, die in einer Kombination einen Eintrag im π^0 -Massenbereich liefern, so verliert man wegen des großen kombinatorischen Untergrunds eine hohe Zahl von Photonen, die nicht aus dem π^0 -Zerfall stammen. Deshalb wird ein anderes Verfahren verwendet, das hier beschrieben werden soll. Die invariante Masse jeder Photon-Photon-Kombination wird mit der π^0 -Ruhemasse verglichen. Dazu wird berechnet:

$$\chi_{\pi^0}^2 = \left(\frac{M_{\gamma\gamma} - M_{\pi^0}}{\Delta M_{exp}} \right)^2 \quad (5.5)$$

$$\begin{aligned} M_{\pi^0} &= \text{nominelle } \pi^0\text{-Masse} \\ \Delta M_{exp} &= \text{experimenteller Fehler von } M_{\gamma\gamma} \end{aligned}$$

Alle Kombinationen mit $\chi_{\pi^0}^2 < 5.0$ werden notiert. In der Gesamtkonfiguration des Ereignisses darf jedes Photon nur einmal vorkommen. Es wird nun die Gesamtkonfiguration mit der höchsten Zahl an π^0 -Mesonen gesucht, die Gesamtwahrscheinlichkeit muß mindestens

2.5% betragen. Gibt es mehrere Konfigurationen mit gleicher π^0 -Zahl, wird die mit der größten Wahrscheinlichkeit ausgewählt. Alle Photonen, die so einem π^0 -Zerfall zugeordnet wurden, werden markiert.

Nach diesem π^0 -Abzug werden nur noch solche Photonen zur η -Rekonstruktion herangezogen, die nicht markiert sind. Histogramm 5.2 zeigt die Verteilung der invarianten Masse, man erkennt deutlich das η -Signal über einem reduzierten kombinatorischen Untergrund.

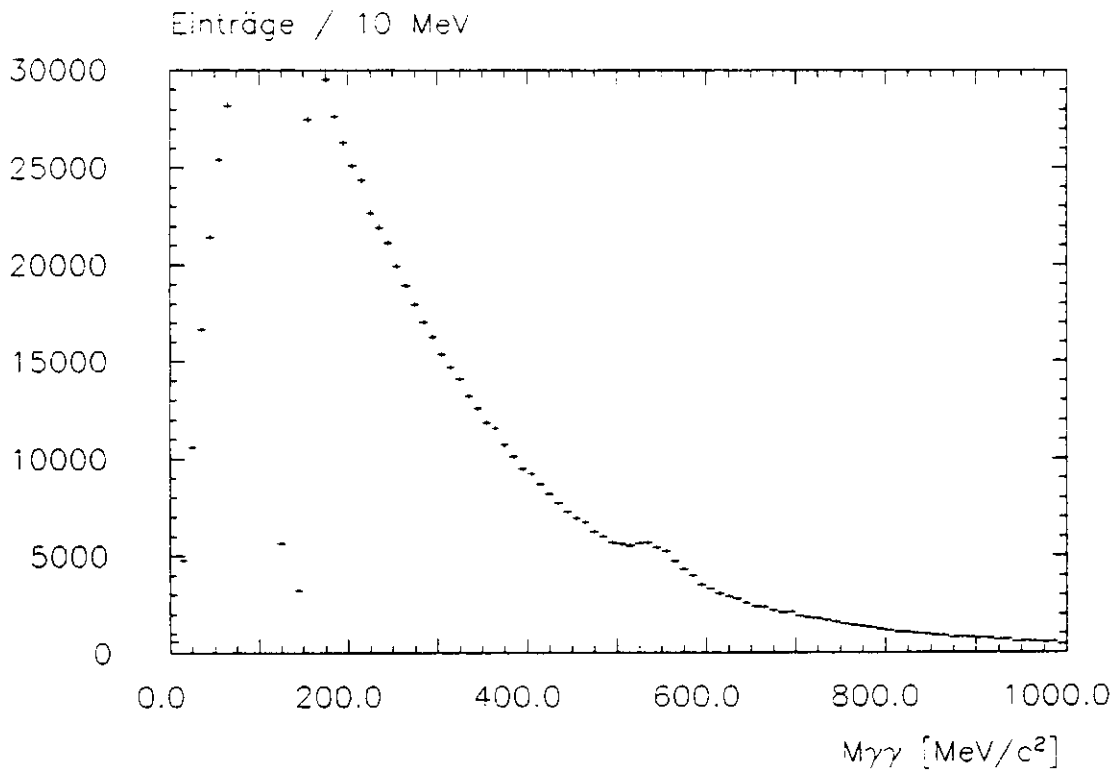


Abbildung 5.2: Verteilung der invarianten Masse $M_{\gamma\gamma}$ nach π^0 -Abzug

Um Energiespektren für π^0 - und η -Mesonen zu erhalten, wird für jede Photon-Photon-Kombination die skalierte Energie z berechnet:

$$z = \frac{2 \cdot E_{part}}{\sqrt{s}} = \frac{E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}}{E_{Beam}} \quad (5.6)$$

Der z -Bereich (0 bis 1) wird in Intervalle unterteilt und für jedes dieser Intervalle wird dann eine Verteilung der invarianten Masse $M_{\gamma\gamma}$ erstellt.

5.2 Die gemessenen π^0 -Energiespektren

Wie bereits bei der Vorstellung der Photonselektion (siehe Abschnitt 4.4) beschrieben, nimmt oberhalb einer π^0 -Energie von 500 MeV die Wahrscheinlichkeit zu, daß sich die Schauer der beiden Zerfallsphotonen überlagern. Deshalb werden für das π^0 -Meson zwei unterschiedliche Verfahren angewendet.

Können die beiden Photonen aus dem π^0 -Zerfall mit dem beschriebenen Verfahren zur Photonselektion separiert werden, wird das im Abschnitt 5.1 dieses Kapitels beschriebene Rekonstruktionsverfahren der Photon-Photon-Kombination verwendet. Dies ist möglich für π^0 -Energien bis 950 MeV, d.h. z -Werte bis 0.2. Im ersten Teil werden die entsprechenden $M_{\gamma\gamma}$ -Verteilungen und die Anpassungsrechnungen für Kontinuumsereignisse und direkte $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle vorgestellt.

Überlagern sich die Photonschauer, wird das SMOMT-Verfahren verwendet, mit dem ebenfalls π^0 -Mesonen rekonstruiert werden können (siehe Bild 4.6). Im zweiten Teil werden die Verteilungen der invarianten Schauer Masse M_{MM} in verschiedenen z -Intervallen gezeigt und diskutiert.

5.2.1 π^0 -Energiespektren bis $z = 0.2$

Die hohe Statistik erlaubt es, für das π^0 -Spektrum kleine z -Intervalle zu benutzen. Es wird $\Delta z = 0.02$ gewählt. bei einer Strahlenergie von $E_{Beam} \approx 4730$ MeV entspricht das $\Delta E_{\pi^0} \approx 95$ MeV. Der kleinste mögliche z -Wert z_0 beträgt bei $\Upsilon(1S)$ -Energie:

$$z_0 = \frac{m_{\pi^0}}{E_{Beam}} = \frac{135}{4730} = 0.0285 \quad (5.7)$$

Dieser Wert liegt im zweiten der gewählten z -Intervalle.

Als Kontinuumsdaten werden die in Tabelle 4.2 aufgeführten Daten mit Schwerpunktsenergien von 9.39 und 9.98 GeV unterhalb und oberhalb der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz verwendet. Es handelt sich um 43990 hadronische Ereignisse. Abbildung 5.4 zeigt die $M_{\gamma\gamma}$ -Verteilungen in verschiedenen z -Intervallen für diese Kontinuumsdaten. Man erkennt deutlich das π^0 -Signal über einem kombinatorischen Untergrund.

Aus den gezeigten Verteilungen wird die Zahl der rekonstruierten π^0 -Mesonen bestimmt. Dazu wird eine Funktion an die Daten angepaßt. Zur Beschreibung des Untergrundes wird ein Legendrepolynom vierter Ordnung benutzt. Das π^0 -Signal wird durch eine Gaußfunktion mit fixierter Breite σ beschrieben. Die z -Abhängigkeit von σ wurde an MONTE CARLO-Ereignissen und Daten untersucht. Bild 5.3 zeigt das Ergebnis. In guter Übereinstimmung zwischen Daten und MONTE CARLO steigt die Breite des π^0 -Signals mit steigendem z an. Dieser Anstieg wurde durch einen Geradenfit parametrisiert und damit $\sigma(z)$ für jedes Intervall bestimmt. Die Fixierung der Breite ist notwendig, um insbesondere in hohen z -Intervallen eine Anpassungsrechnung bei geringer Statistik durchführen zu können.

Die Linien in den $M_{\gamma\gamma}$ -Verteilungen (Bilder 5.4 und 5.5) zeigen den Verlauf der angepaßten Funktionen. In der Tabelle 5.1 sind die Daten der Anpassungsrechnung für jedes z -Intervall angegeben, d.h. der Bereich der Anpassungsrechnung, $\sigma(z)$ und die Zahl der rekonstruierten π^0 -Mesonen.

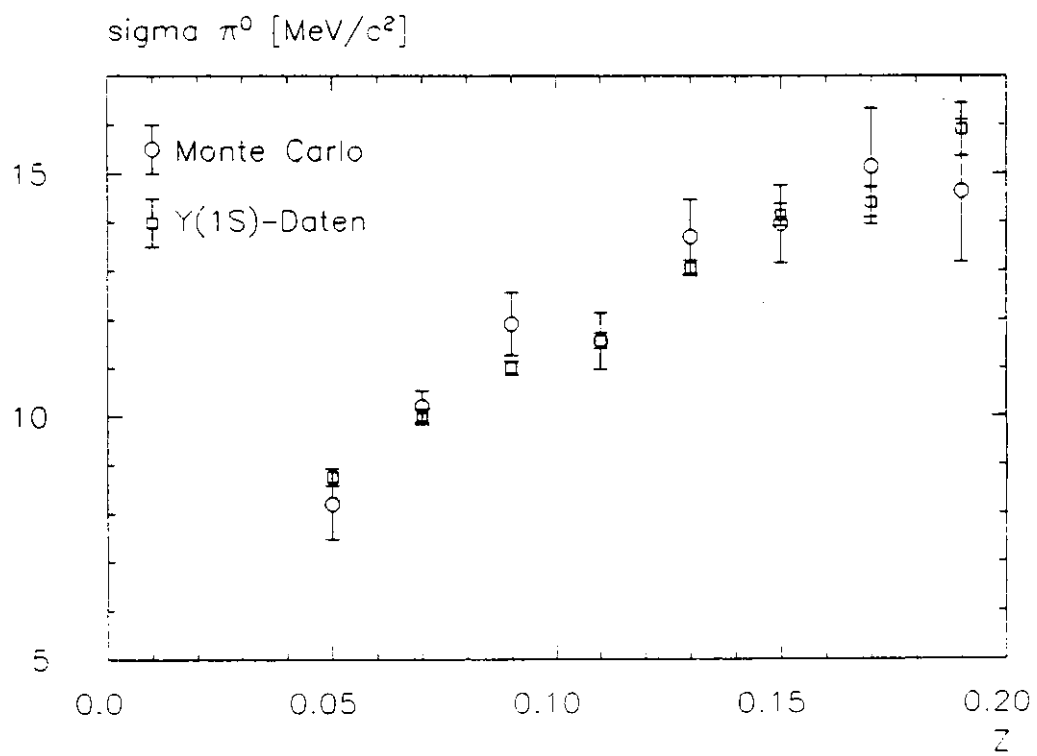


Abbildung 5.3: Breite σ des π^0 -Signals in Abhängigkeit von z für Y(1S)-Daten und MONTE CARLO-Ereignisse

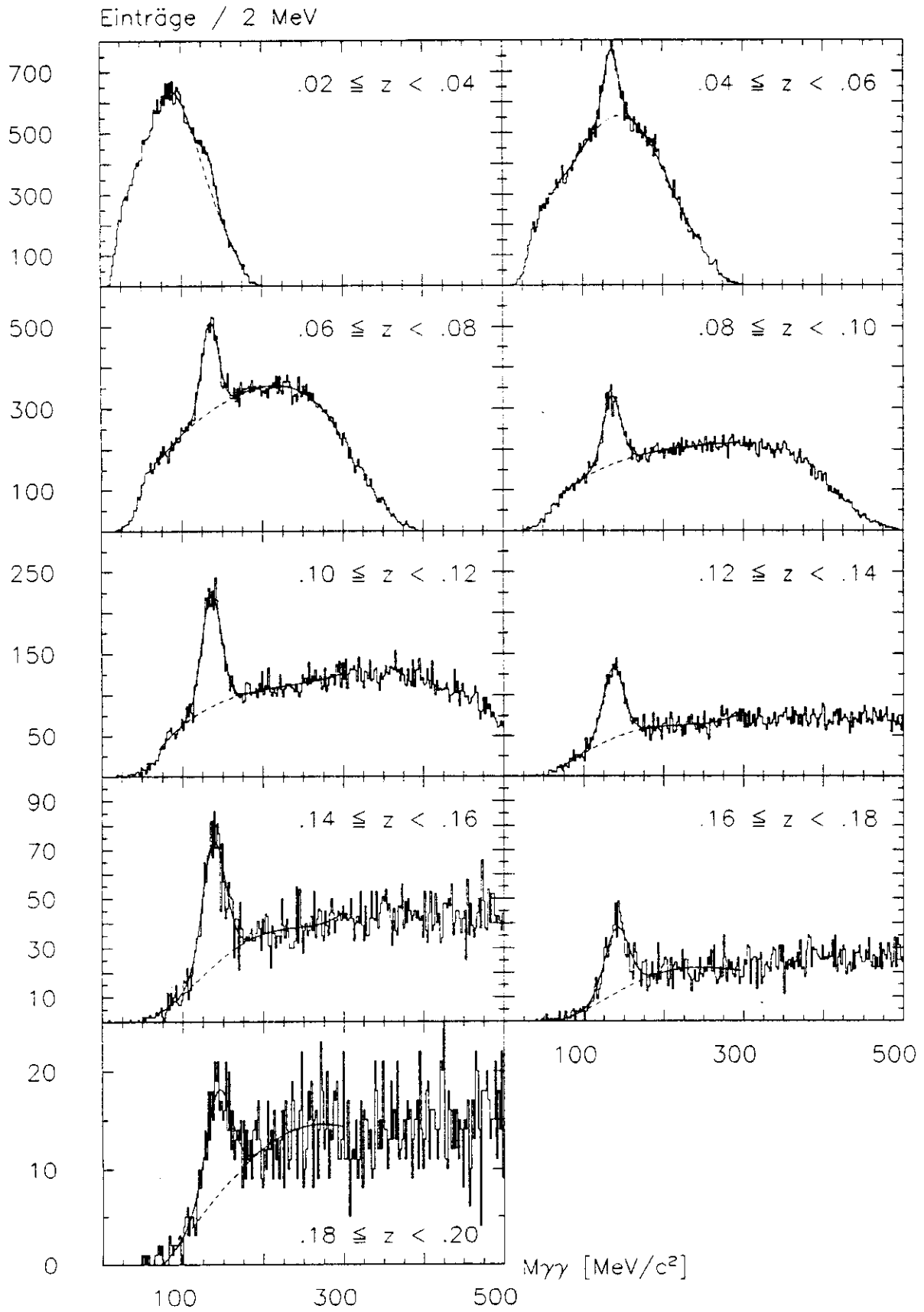


Abbildung 5.4: Kontinuum: $M_{\gamma\gamma}$ -Spektren in verschiedenen z -Intervallen. Die Linien zeigen die Ergebnisse der Anpassungsrechnung.

Wie im Abschnitt 4.3 bereits beschrieben, setzen sich die bei $\Upsilon(1S)$ -Energien gemessenen hadronischen Daten aus mehreren Anteilen zusammen. Für diese Analyse interessant ist der Anteil von Ereignissen $\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$. Mit Hilfe des Wichtungsfaktors α (siehe Gleichung 4.12) kann der Anteil der Gluonfragmentation in den M_{π^0} -Spektren durch Subtraktion von Kontinuumsdaten bestimmt werden. Dabei gibt es zwei Möglichkeiten:

- Man führt die Anpassungsrechnung der Massenverteilungen für $\Upsilon(1S)$ - und Kontinuumsdaten getrennt durch und ermittelt so die jeweiligen Zahlen gesehener Mesonen. Anschließend werden die Ergebnisse dann gewichtet und abgezogen.
- Von jeder Massenverteilung für die $\Upsilon(1S)$ -Daten wird die entsprechende Verteilung aus dem Kontinuum gewichtet abgezogen. Dann erst wird die Anpassungsrechnung durchgeführt.

Hier wird die zweite Methode verwendet. Sie wird bevorzugt, weil so der systematische Fehler der Anpassungsrechnung im Kontinuum nicht mit in den Fehler der Rechnung bei der Gluonfragmentation eingeht. Außerdem kann die Effizienz so direkt aus MONTE CARLO-Rechnungen der Gluon- und Quarkfragmentation bestimmt werden.

Bild 5.5 zeigt die M_{π^0} -Spektren für hadronische Ereignisse $\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$. Diese Spektren wurden durch den gewichteten Kontinuumsabzug erstellt. Die Anpassungsrechnung wurde wie oben beschrieben durchgeführt. Die angepaßten Funktionen sind ebenfalls in Bild 5.5 zu sehen.

In der folgenden Tabelle 5.1 sind die Daten der Anpassungsrechnungen für die einzelnen z -Intervalle für beide Datengruppen angegeben. Abbildung 5.6 zeigt die unkorrigierten π^0 -Spektren bis $z = 0.2$ für Kontinuumsereignisse und direkte $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle.

z Intervall	Fitbereich [MeV/c ²]	σ [MeV/c ²]	N_{π^0} Kontinuum	N_{π^0} $\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$
[0.02, 0.04[75 – 175	8.2	970 ± 164	7506 ± 421
[0.04, 0.06[70 – 250	9.2	2547 ± 143	19620 ± 411
[0.06, 0.08[70 – 300	10.2	2800 ± 120	25480 ± 448
[0.08, 0.10[70 – 300	11.2	2343 ± 101	23020 ± 293
[0.10, 0.12[70 – 300	12.2	2083 ± 85	18120 ± 243
[0.12, 0.14[70 – 300	13.2	1433 ± 68	13760 ± 199
[0.14, 0.16[70 – 300	14.2	900 ± 51	9491 ± 159
[0.16, 0.18[70 – 300	15.2	504 ± 40	4982 ± 124
[0.18, 0.20[70 – 300	16.2	219 ± 31	2766 ± 94

Tabelle 5.1: Daten der Anpassungsrechnung an die π^0 -Spektren

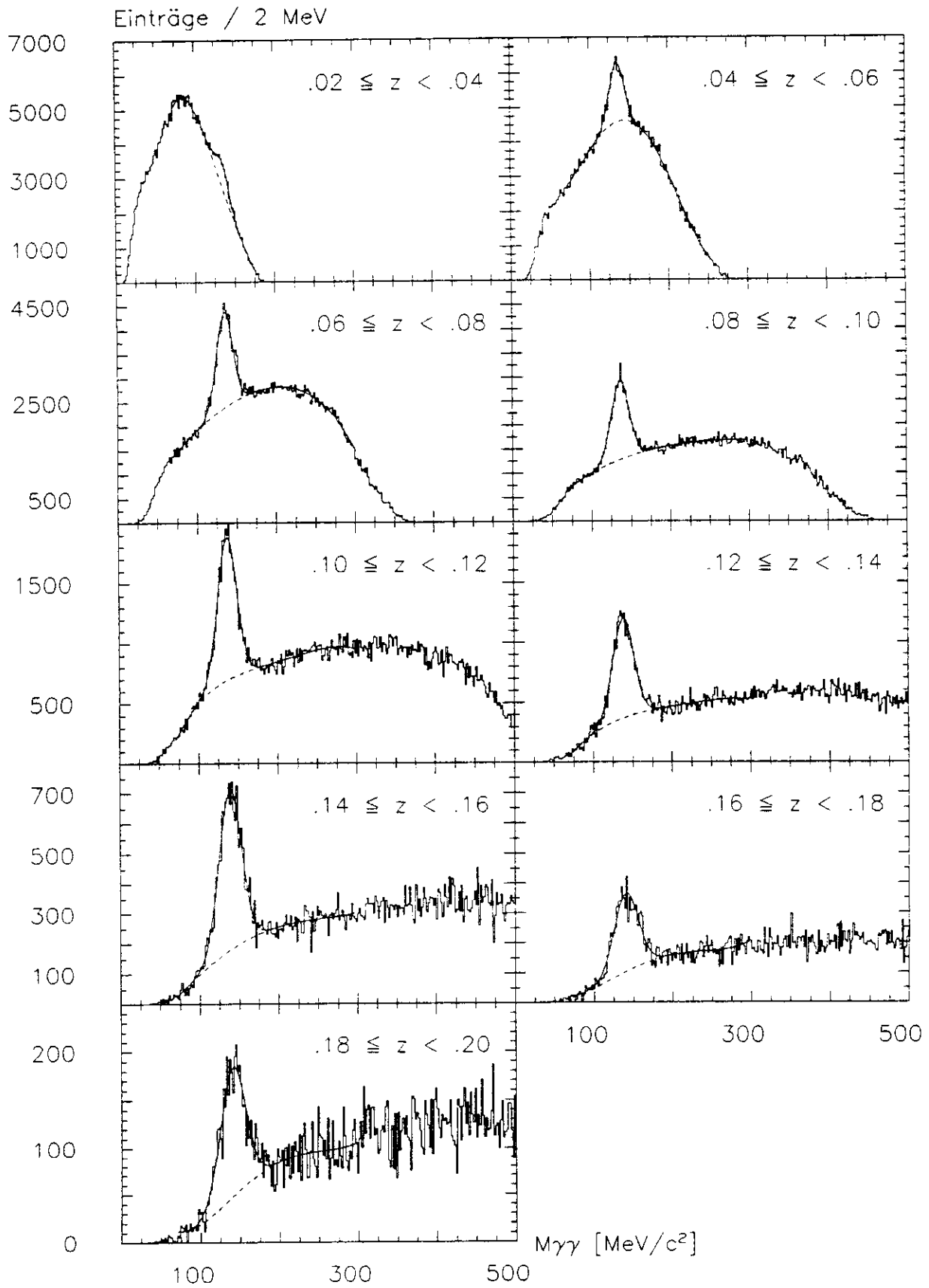


Abbildung 5.5: $\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$: $M_{\gamma\gamma}$ -Spektren in verschiedenen z -Intervallen

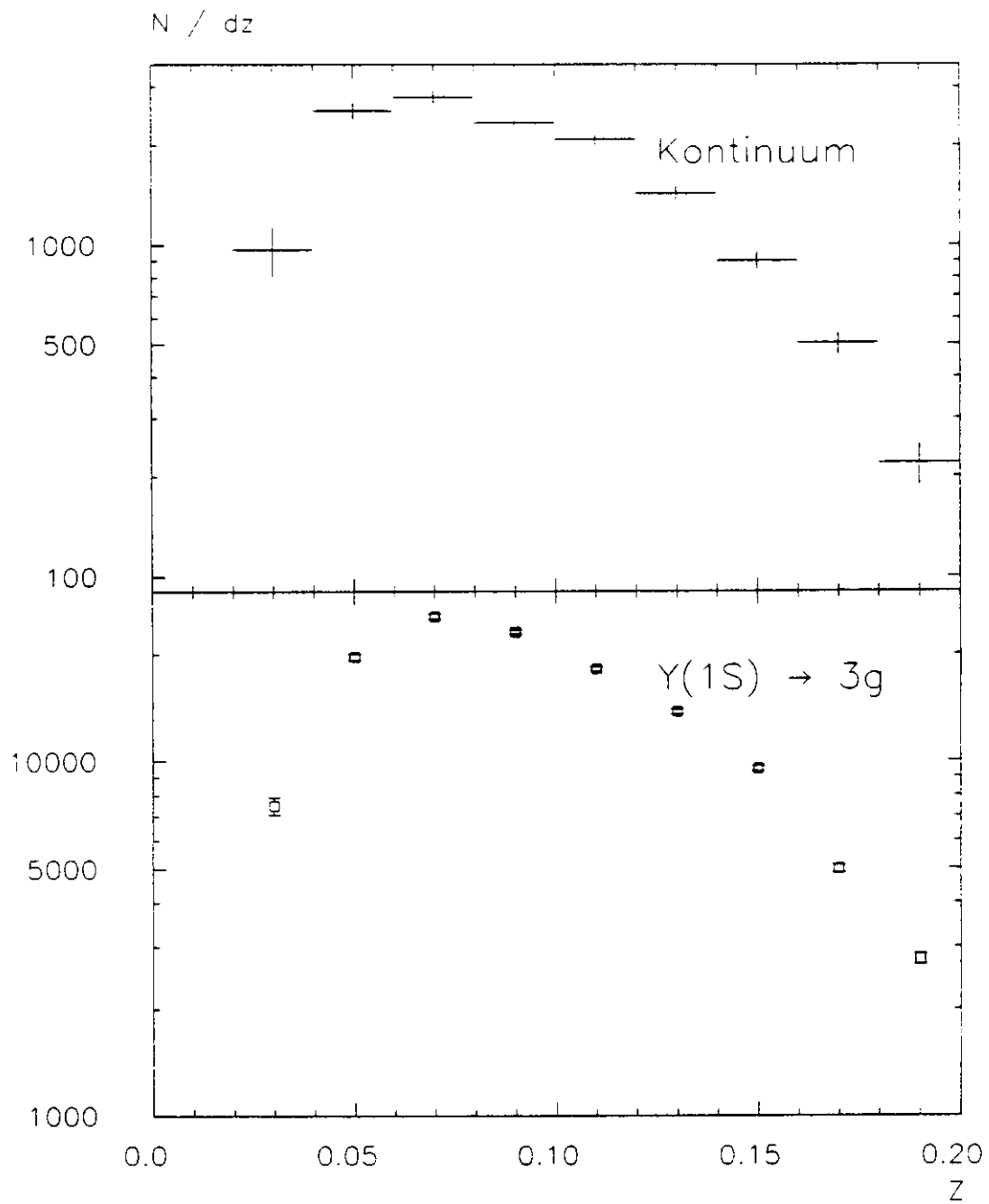


Abbildung 5.6: Unkorrigierte π^0 -Energiespektren

5.2.2 π^0 -Energiespektren für höhere Energien

In diesem Teil werden die π^0 -Energiespektren bei höheren Energien vorgestellt. Zur Rekonstruktion von π^0 -Mesonen aus überlappenden Photonschauern wird das zweite Moment der Schauerverteilungen berechnet. Daraus wird die invariante Schauermasse XMM bestimmt. Das Verfahren wird ausführlich im Anhang C beschrieben.

Die untersuchten Intervalle haben eine Breite von $\Delta z = 0.02$. Untersucht werden die zehn Intervalle zwischen 0.14 und 0.34.

Abbildung 5.7 zeigt die XMM-Verteilungen in verschiedenen z -Intervallen für Kontinuumsdaten. Man erkennt deutlich das π^0 -Signal.

Aus den gezeigten Verteilungen wird die Zahl der rekonstruierten π^0 -Mesonen durch Anpassung einer Funktion im Bereich $50 < XMM < 250 \text{ MeV}/c^2$ bestimmt. Zur Beschreibung des Untergrundes wird ein Legendrepolynom zweiter Ordnung verwendet. Das π^0 -Signal wird durch eine Gaußfunktion mit fixierter Breite σ beschrieben. Diese Breite steigt wie bei den niederenergetischen π^0 -Mesonen mit steigender Energie an. Durch Anpassung an Verteilungen aus Daten und MONTE CARLO wurde $\sigma(z)$ bestimmt und dann fixiert. Die Werte finden sich in der Tabelle 5.2 zusammen mit den Ergebnissen der Anpassungsrechnungen.

Für die $\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$ -Spektren wird der bereits beschriebene statistische Kontinuumsabzug durchgeführt. Abbildung 5.8 zeigt die entsprechenden XMM-Spektren.

In der folgenden Tabelle 5.2 sind die Daten der Anpassungsrechnungen für die einzelnen z -Intervalle für beide Datengruppen angegeben. Abbildung 5.9 zeigt die unkorrigierten π^0 -Spektren im Bereich $0.14 \leq z < 0.34$ für Kontinuumsereignisse und direkte $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle.

z Intervall	σ [MeV/c ²]	N_{π^0} Kontinuum	N_{π^0} $\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$
[0.14, 0.16[14.0	991 ± 48	5610 ± 265
[0.16, 0.18[14.5	821 ± 47	6928 ± 256
[0.18, 0.20[15.5	587 ± 46	5986 ± 250
[0.20, 0.22[16.5	415 ± 46	5035 ± 231
[0.22, 0.24[17.5	330 ± 44	3907 ± 195
[0.24, 0.26[18.5	300 ± 42	2749 ± 188
[0.26, 0.28[19.0	276 ± 38	2301 ± 185
[0.28, 0.30[19.0	166 ± 34	2353 ± 178
[0.30, 0.32[19.0	189 ± 30	1903 ± 174
[0.32, 0.34[19.5	150 ± 29	1526 ± 165

Tabelle 5.2: Daten der Anpassungsrechnung an die π^0 -Spektren höherer Energien

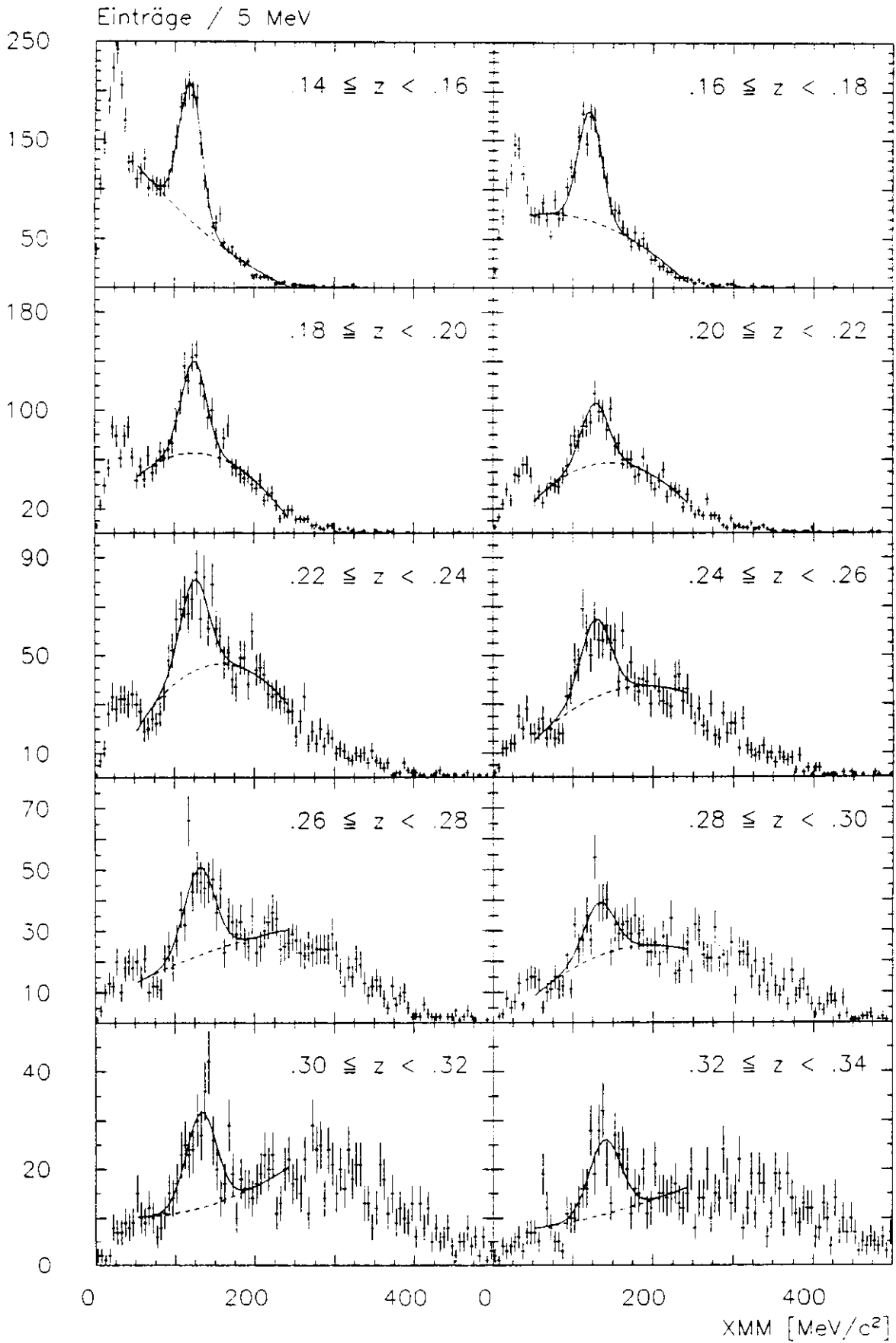


Abbildung 5.7: Kontinuum: Invariante Schauermasse XMM in verschiedenen z -Intervallen. Die Linien zeigen die Ergebnisse der Anpassungsrechnung.

Einträge / 5 MeV

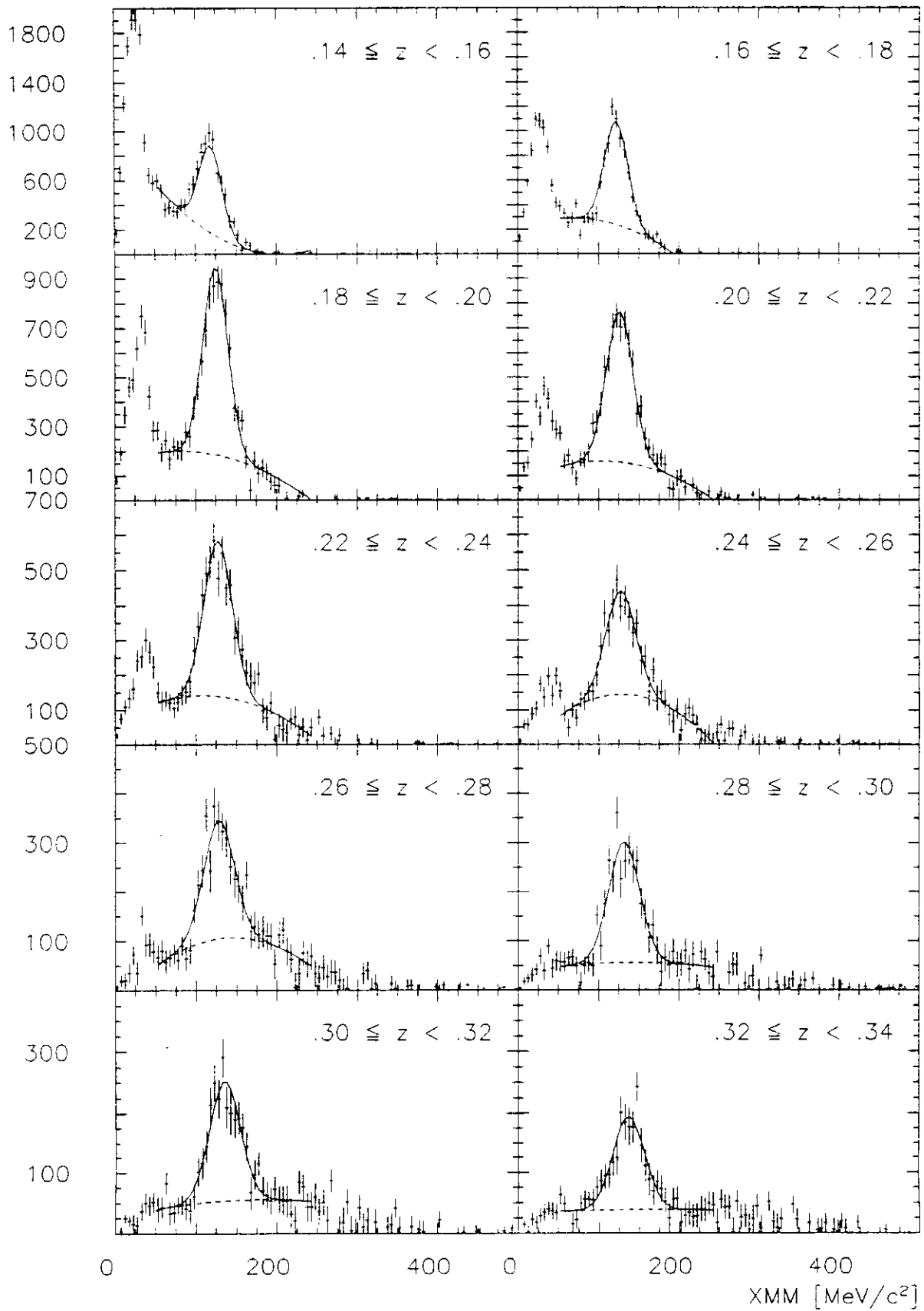


Abbildung 5.8: $\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$: Invariante Schauermasse in verschiedenen z -Intervallen

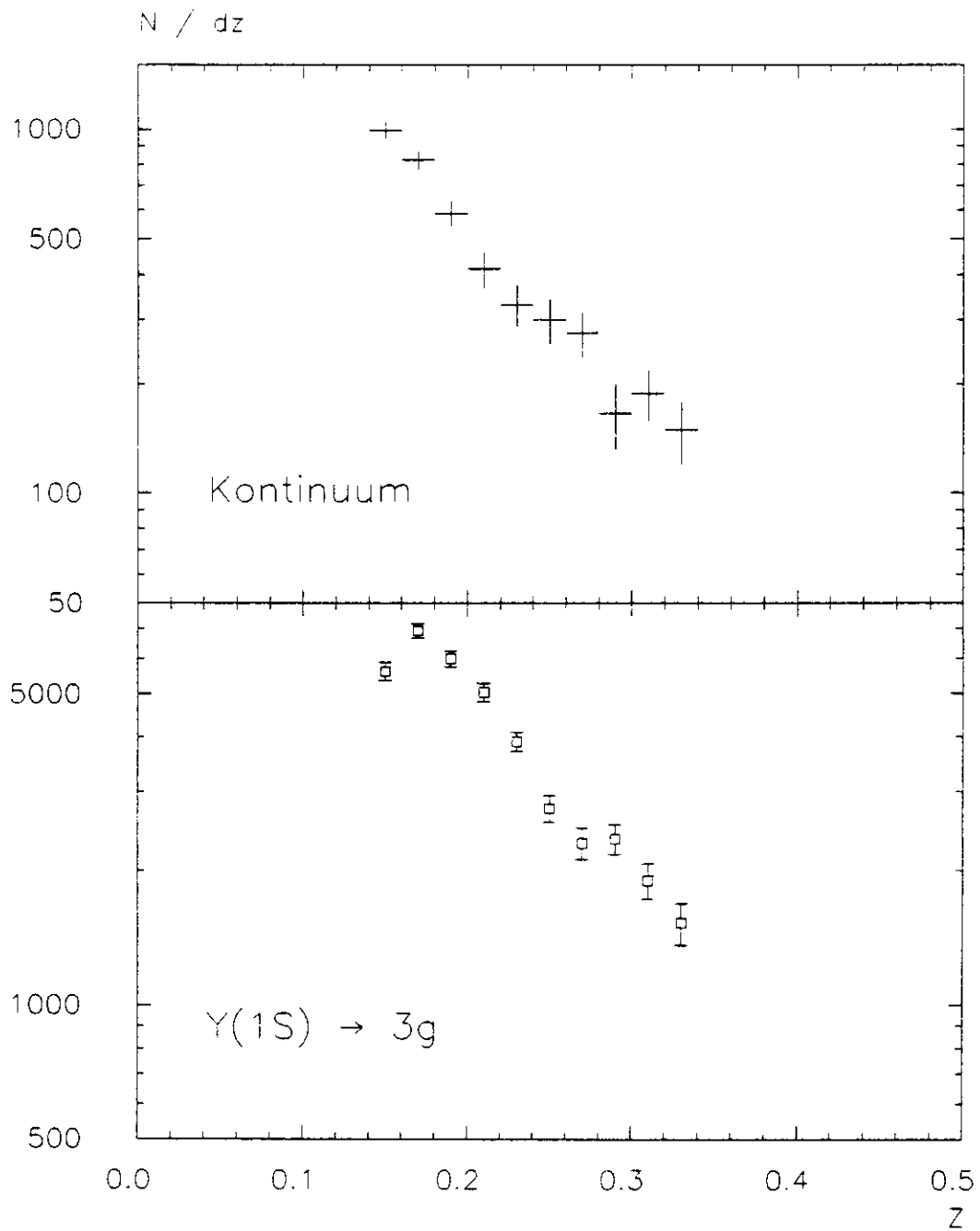


Abbildung 5.9: Unkorrigierte π^0 -Energiespektren für höhere Energien

5.3 Die gemessenen η -Energiespektren

Wegen der geringeren Statistik wurden für das η größere z -Intervalle gewählt: $\Delta z = 0.04$. Das entspricht einem ΔE_η von 189 MeV . Der kleinste mögliche z -Wert ist $z_0 = 0.116$.

Im Unterschied zum π^0 wurde beim η in den M_{π^0} -Spektren keine Veränderung des Mittelwertes oder der Breite des Signals mit wachsendem z festgestellt.

Um die Statistik der Kontinuumsdaten zu erhöhen, werden für das η zusätzlich zu den Daten oberhalb und unterhalb der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz auch Kontinuumsdaten mit einer Schwerpunktsenergie von 10.52 GeV verwendet (siehe Tabelle 4.2). So stehen 130000 hadronische Ereignisse zur Verfügung. Die Abbildung 5.10 zeigt die M_{π^0} -Spektren nach π^0 -Abzug für die Kontinuumsdaten. Gezeigt sind die acht z -Intervalle zwischen 0.12 und 0.44.

Für die $\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$ -Spektren wird der bereits beschriebene statistische Kontinuumsabzug durchgeführt. Abbildung 5.11 zeigt die entsprechenden M_{π^0} -Spektren.

Für die Anpassungsrechnung wurden eine Gaußverteilung mit fester Breite ($\sigma = 25 \text{ MeV}$) und ein Legendrepolynom dritter Ordnung zur Beschreibung des kombinatorischen Untergrunds verwendet. In der folgenden Tabelle 5.3 sind die Grenzen und die Ergebnisse der Anpassungsrechnungen für die einzelnen z -Intervalle angegeben.

z Intervall	Fitbereich [MeV/c^2]	σ [MeV/c^2]	N_{π^0} Kontinuum	N_{π^0} $\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$
[0.12, 0.16[300 – 650	25	441 \pm 200	2824 \pm 175
[0.16, 0.20[300 – 800	25	121 \pm 67	1461 \pm 104
[0.20, 0.24[300 – 800	25	187 \pm 46	957 \pm 73
[0.24, 0.28[300 – 800	25	126 \pm 32	636 \pm 51
[0.28, 0.32[300 – 800	25	65 \pm 23	372 \pm 36
[0.32, 0.36[300 – 800	25	38 \pm 17	346 \pm 30
[0.36, 0.40[300 – 800	25	53 \pm 14	149 \pm 21
[0.40, 0.44[300 – 800	25	17 \pm 9	159 \pm 20

Tabelle 5.3: Daten der Anpassungsrechnung an die η -Spektren

Abbildung 5.12 zeigt die unkorrigierten η -Energiespektren für Kontinuumsereignisse und direkte $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle.

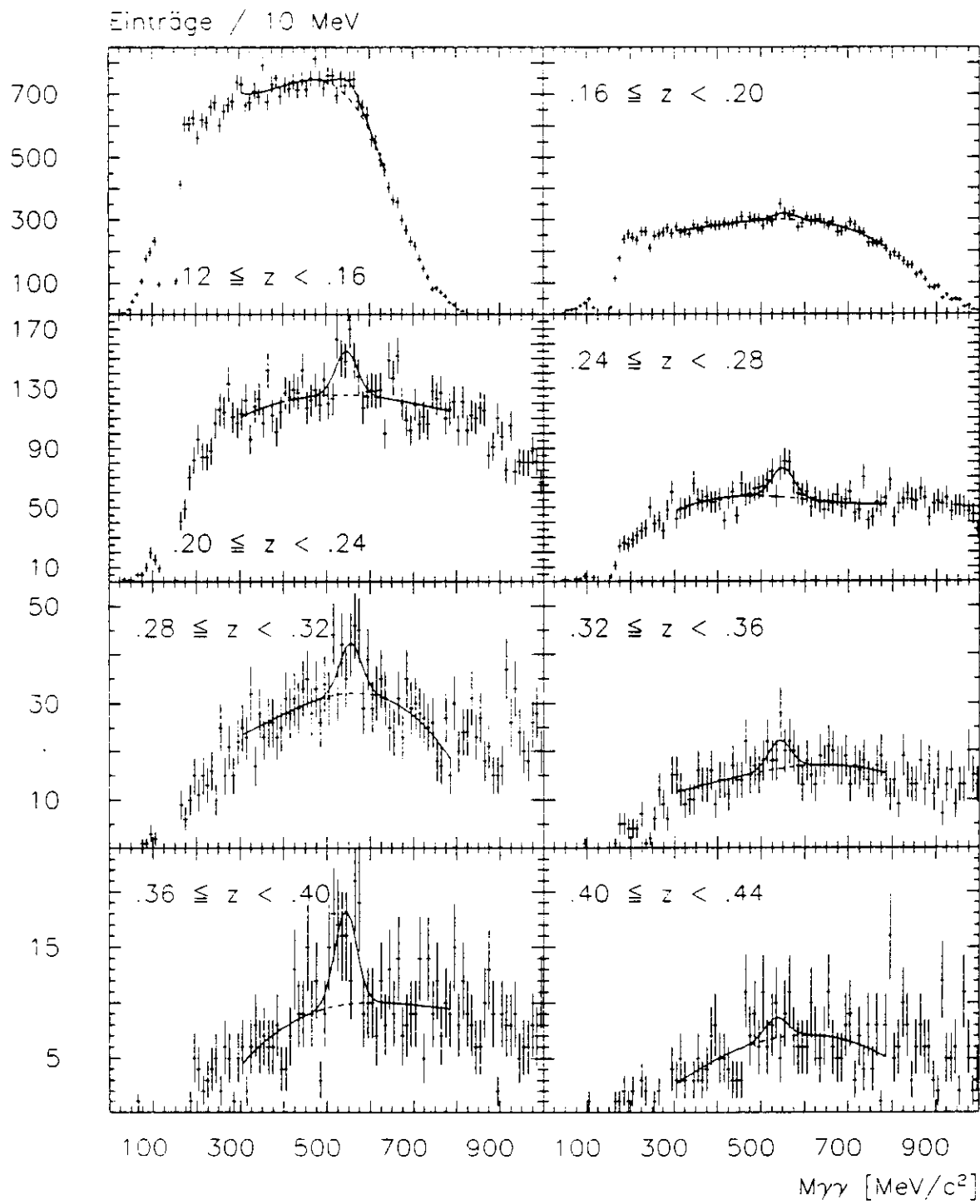


Abbildung 5.10: Kontinuum: $M_{\nu\nu}$ -Spektren nach π^0 -Abzug in verschiedenen z -Intervallen. Die Linien zeigen die Ergebnisse der Anpassungsrechnung.

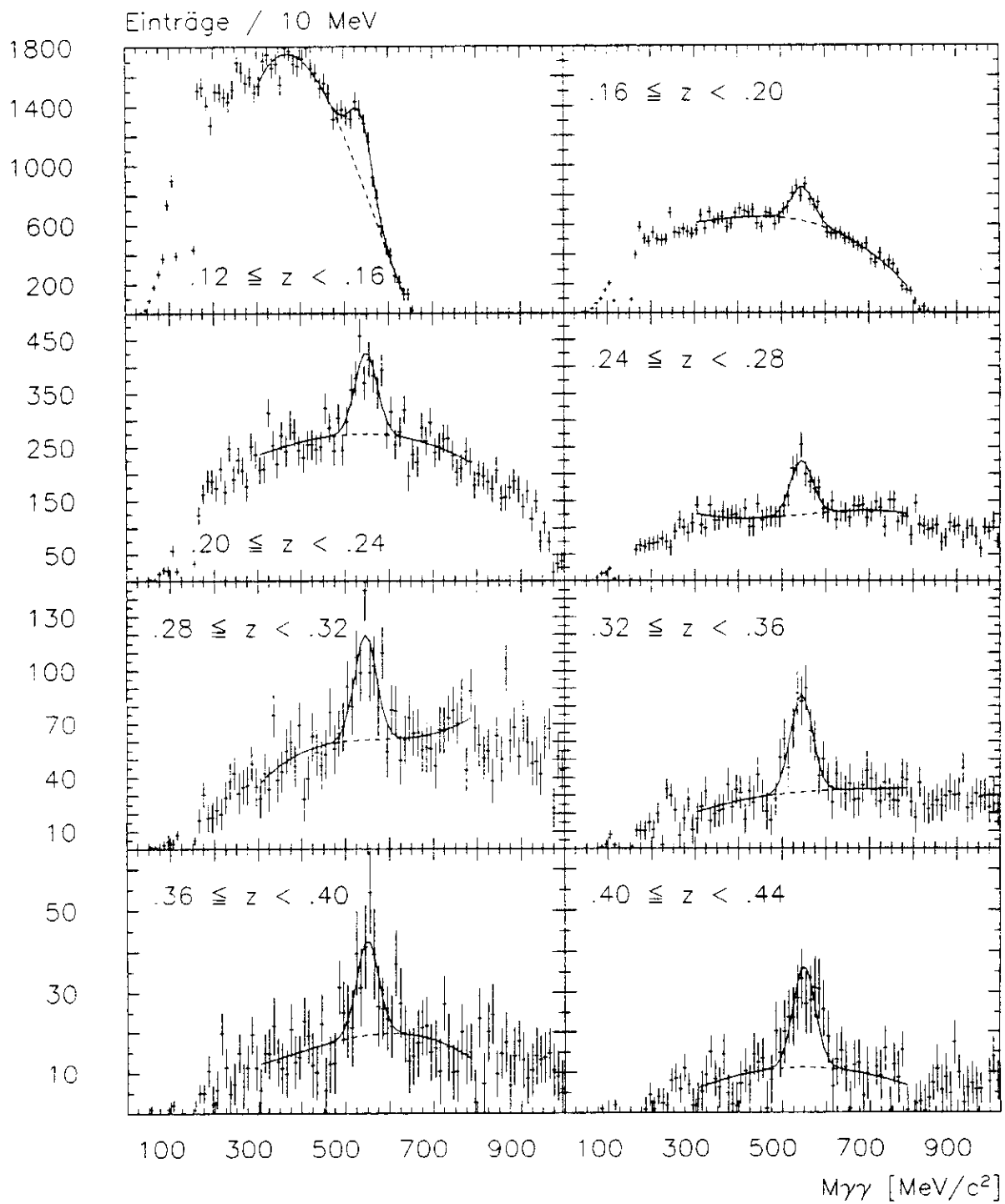


Abbildung 5.11: $\Upsilon(1S) \rightarrow 3\gamma$: $M_{\gamma\gamma}$ -Spektren nach π^0 -Abzug

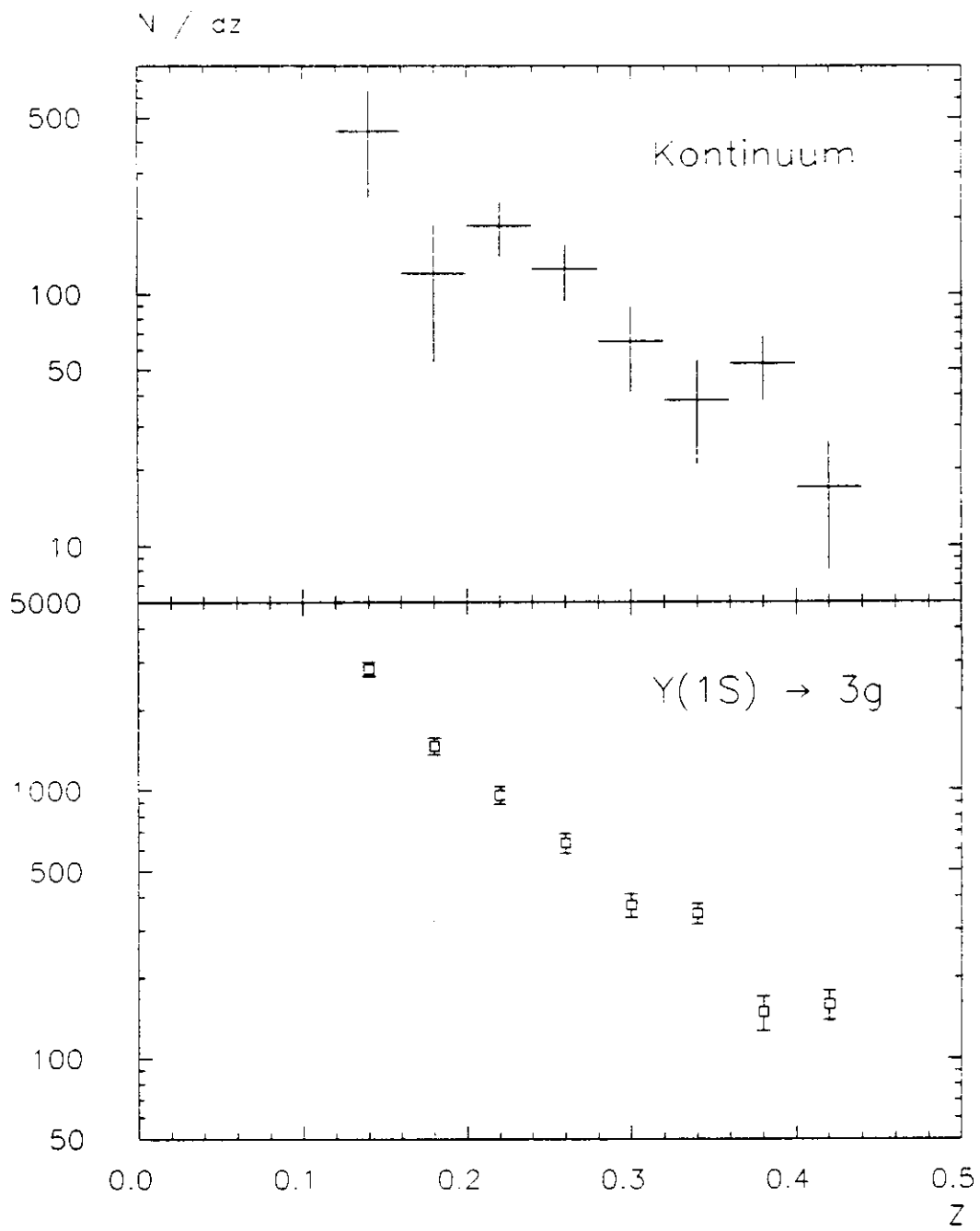


Abbildung 5.12: Unkorrigierte η -Energiespektren

5.4 Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten

Zur Bestimmung der Effizienz der beschriebenen Rekonstruktionsverfahren für π^0 - und η -Mesonen wurden simulierte Daten verwendet. Die Simulation hadronischer Daten ist im Abschnitt 4.1.1 des Kapitels über die Datenselektion bereits beschrieben worden. Verwendet wurden die mit dem LUND-Stringfragmentationsprogramm (Version 6.2) [14] mit einer Transversalimpulsverteilung von 400 MeV generierten Ereignisse. Diese simulierten Daten durchlaufen Produktion und Analyse wie echte Daten. Da nur hadronische Daten verwendet werden, müssen die simulierten MONTE CARLO-Ereignisse auch das Hadronen-Selektionsverfahren passieren.

Die Tabelle 5.4 gibt einen Überblick über die verwendeten Simulationsdaten. Für diese Analyse wurden zwei verschiedene Prozesse simuliert, nämlich $\Upsilon(1S) \rightarrow 3g \rightarrow$ Hadronen und $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow$ Hadronen. Für die Simulation des Detektorverhaltens wird wegen der hohen Teilchenzahlen in hadronischen Ereignissen sehr viel Rechenzeit benötigt. Deshalb ist es schwierig, eine ausreichende Statistik von MONTE CARLO-Daten zu bekommen.

Nach dem Erstellen großer hadronischer MONTE CARLO-Datensätze für die gesamte Kollaboration wurden Fehler in der Simulation des Detektorverhaltens entdeckt. Diese Fehler betrafen Energiedepositionen in Tunnel- und Endkappenkristallen. Dadurch wurden die Schnitte zur Rekonstruktion von Photonen beeinflusst, insbesondere die sogenannten "pattern cuts" (siehe Gleichung 4.16). Dieser Fehler führte bei der π^0 -Rekonstruktion bis $z = 0.1$ zu häufigem Nichterkennen. Deshalb wurden diese MONTE CARLO-Daten nicht zur Ermittlung der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit verwendet. Neue Datensätze wurden erstellt, allerdings mit geringerer Statistik. Für das η konnte kein Einfluß festgestellt werden, deshalb wurden alte und neue Datensätze zusammen verwendet. Wegen der um einen Faktor 9 bis 10 höheren π^0 -Produktionsrate im Vergleich zu η -Mesonen spielt der Unterschied in der Statistik keine große Rolle.

Teilchen	Zahl hadronischer MC-Ereignisse $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow$ Hadronen	Zahl hadronischer MC-Ereignisse $\Upsilon(1S) \rightarrow 3g \rightarrow$ Hadronen
π^0	15.000	28.000
η	55.000	76.000

Tabelle 5.4: Zahl hadronischer MONTE CARLO-Ereignisse. Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten standen unterschiedliche Mengen an Ereignissen für π^0 und η zur Verfügung

Die simulierten hadronischen Daten wurden dann mit den beschriebenen Verfahren analysiert. Durch Anpassungsrechnung wurden die Zahlen rekonstruierter π^0 - und η -Mesonen $N(z)$ in den einzelnen z -Intervallen bestimmt. In den simulierten Daten ist die Zahl der Mesonen pro z -Intervall $N_0(z)$ bekannt. Die Effizienz des Rekonstruktionsverfahrens ergibt sich aus dem Verhältnis dieser beiden Zahlen:

$$\epsilon = \frac{N(z)}{N_0(z)} \quad (5.8)$$

Die Abbildungen 5.13, 5.14 und 5.15 zeigen die Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ_{π^0} , ϵ_{XMM} und ϵ_{η} in den untersuchten z -Intervallen. Mit diesen Effizienzen werden die gezeigten Energiespektren korrigiert. Die Ergebnisse werden im nächsten Kapitel vorgestellt und diskutiert.

Für das η -Meson wurde auch eine andere Methode der Effizienzbestimmung ausprobiert. Mit Hilfe von MONTE CARLO-Programmen wurden η -Mesonen mit verschiedenen Energien erzeugt, die in zwei Photonen zerfallen. Die Energiedepositionen dieser Photonen im Detektor wurden simuliert und abgespeichert. Für 10000 hadronische $\Upsilon(1S)$ -Ereignisse wurde mit der beschriebenen Analyse die Zahl der rekonstruierten η -Mesonen $N_1(z)$ bestimmt. Anschließend wurde den Ereignissen jeweils ein simuliertes η beigemischt. Diese Ereignisse mit einem zusätzlichen η wurden produziert und analysiert. Die Zahl der rekonstruierten η -Mesonen $N_2(z)$ wurde mit der beschriebenen Methode ermittelt. Nach Abzug der Zahl rekonstruierter Mesonen vor der Beimischung wurde die Effizienz berechnet:

$$\epsilon(\eta) = \frac{N_2(z) - N_1(z)}{10000}$$

Die Ergebnisse lagen systematisch unter denen der ersten Methode.

Dieses Beimischungsverfahren zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten wurde aus folgenden Gründen verworfen:

- Die Teilchenzahl und die Energie- und Impulsbilanz der Ereignisse werden willkürlich verändert. Die Zahl der BUMPS (siehe Abschnitt 3.5) kann sich um bis zu zwei erhöhen.
- Die zusätzlichen beiden Photonen wurden zufällig dem Ereignis hinzugefügt. Es wurde nicht berücksichtigt, ob die vorher vorhandenen Teilchen isotrop verteilt waren, oder ob es ausgeprägte Jetachsen gab.
- Da die Methode nur mit geringer Statistik durchgeführt werden konnte, konnte die Zahl der η -Mesonen vor Beimischung $N_1(z)$ nur mit großer statistischer Unsicherheit bestimmt werden. Die ermittelten Effizienzen hatten einen großen statistischen Fehler.
- Durch Überlagerung der beigemischten Photonschauer mit vorhandenen Energiedepositionen werden vorher symmetrische Energieverteilungen verfälscht. $N_1(z)$ kann sich dadurch ändern.

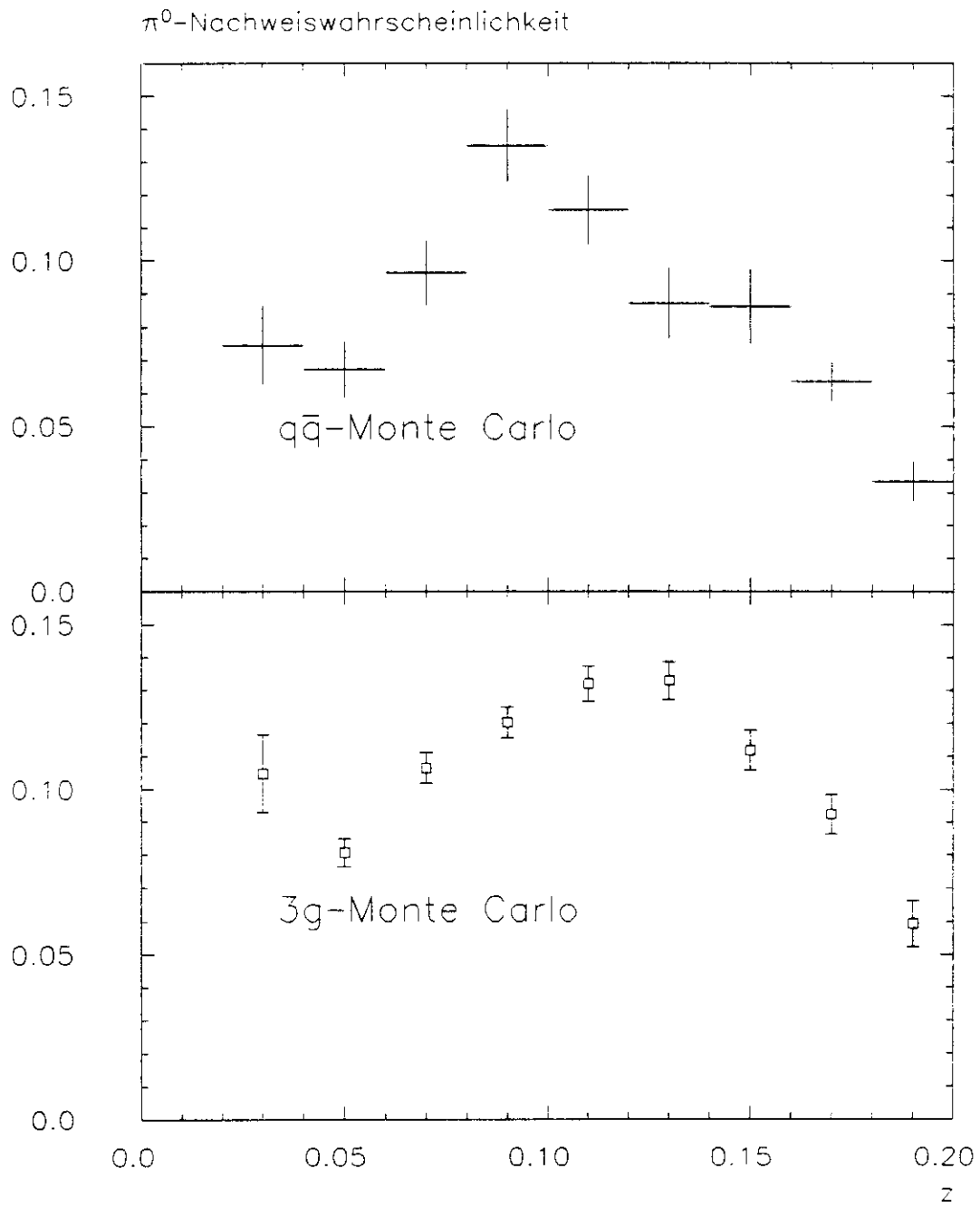


Abbildung 5.13: π^0 -Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ_{π^0} für $q\bar{q}$ - und $3g$ -MONTE CARLO

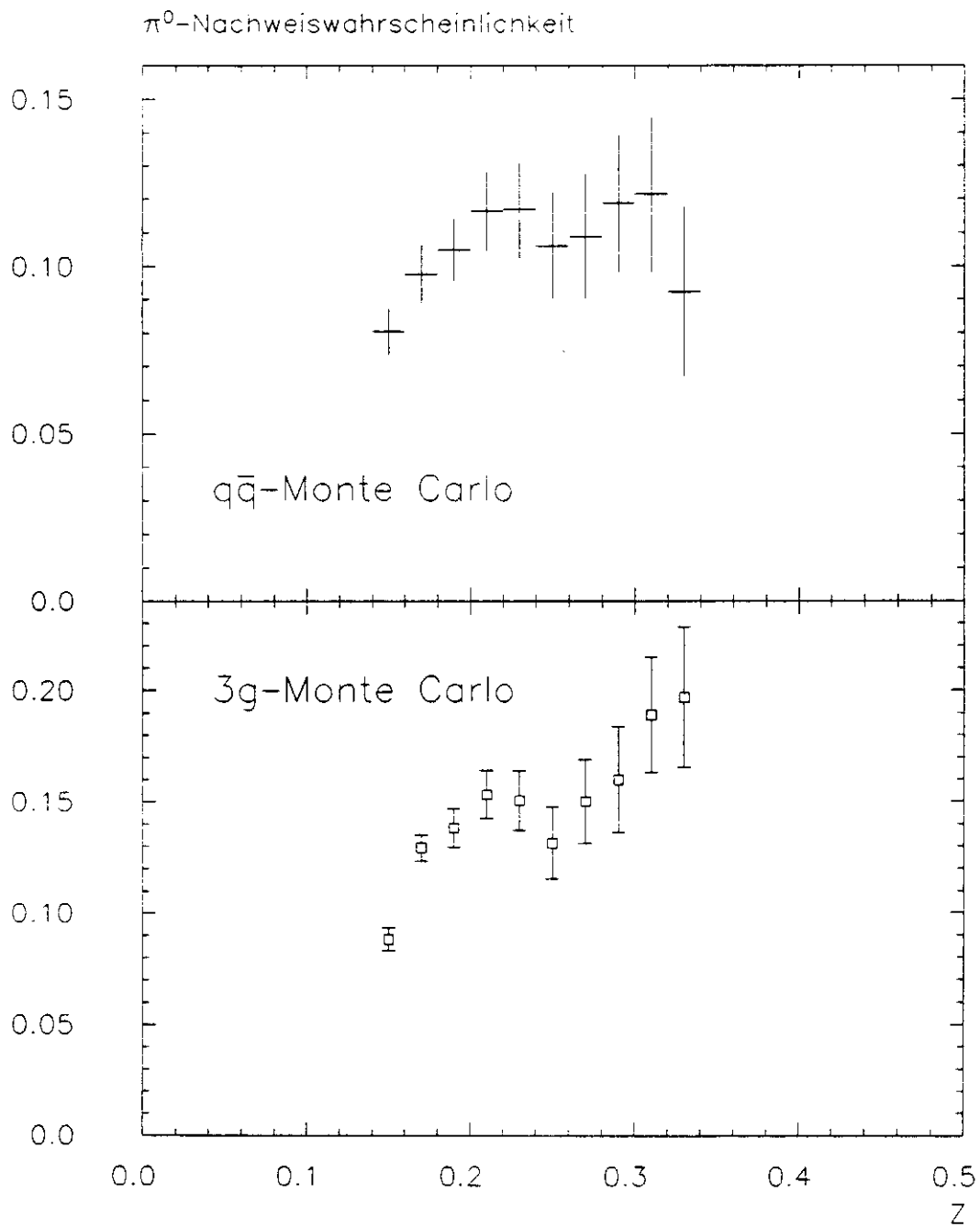


Abbildung 5.14: π^0 -Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ_{XMM} für das SMOMT-Verfahren für $q\bar{q}$ - und $3g$ -MONTE CARLO

η -Nachweiswahrscheinlichkeit

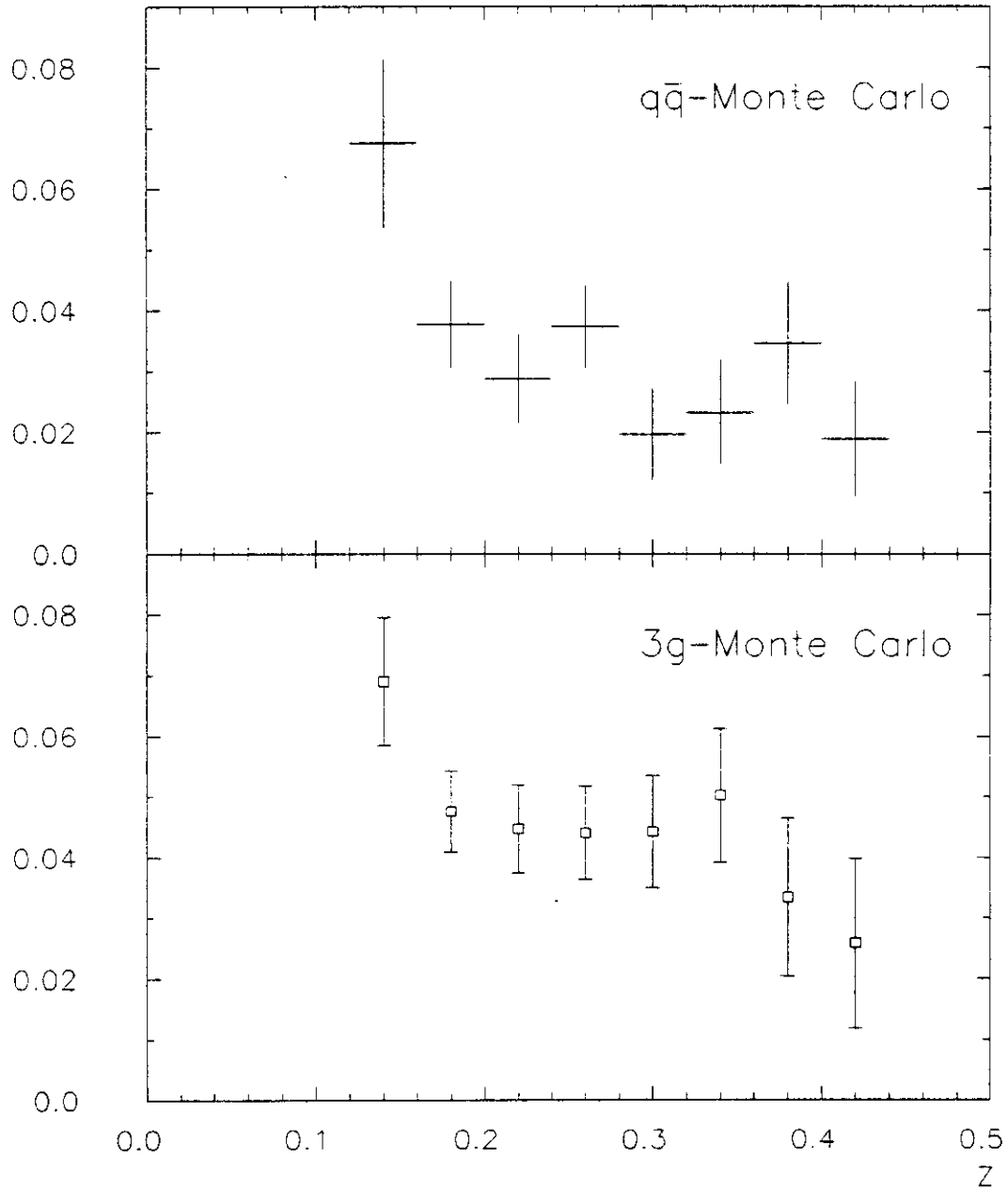


Abbildung 5.15: η -Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ_η für $q\bar{q}$ - und $3g$ -MONTE CARLO

5.5 Der systematische Fehler

In diesem Abschnitt erfolgt eine Abschätzung des systematischen Fehlers der einzelnen Meßpunkte in den π^0 - und η -Spektren. Die möglichen Quellen für systematische Unsicherheiten werden aufgezählt und beschrieben, zusammen mit einer Abschätzung über die Größe des jeweiligen Beitrags zum systematischen Fehlern:

- MONTE CARLO-Simulation:

Ein Teil der Fehlerquellen bei der Datensimulation wurde bereits bei der Beschreibung der Effizienz des Hadronselektors diskutiert (siehe 4.1.1). Für die Generierung hadronischer Ereignisse standen zwei verschiedene Fragmentationsmodelle zur Verfügung, nämlich das Colour-String-Modell und das Parton-Schauer-Modell. Außerdem wurden drei verschiedene Breiten σ_q der Verteilung des Transversalimpuls p_\perp der erzeugten Hadronen verwendet. Für alle diese verschiedenen MONTE CARLO-Versionen wurden die Nachweiswahrscheinlichkeiten für π^0 - und η -Mesonen mit der im vorherigen Abschnitt vorgestellten Methode bestimmt. Die unterschiedlichen Ergebnisse wurden zur Abschätzung des systematischen Fehlers verwendet.

Die vorliegende Analyse hängt stark von einer guten Rekonstruktion von Photonen ab. Deshalb ist die richtige Simulation des Detektorverhaltens wichtig, insbesondere die richtige Kalorimeter- und Kammersimulation. Es standen im Laufe der Analyse unterschiedliche Versionen von Detektorsimulationsprogrammen zur Verfügung, deren Einfluß auf die Ergebnisse untersucht wurde.

Die Summe all dieser Simulationseffekte führt zu folgender Abschätzung des systematischen Fehlers:

$$\Delta_{syst}^{MC} = 10 \%$$

In diesem systematischen Fehler ist die Unsicherheit bei der Kontinuumssubtraktion (siehe 4.12) enthalten. Dabei wird auch der systematische Fehler der Luminositätsbestimmung berücksichtigt. Er beträgt 2.5 % [3].

- Photonselektion:

Die im Abschnitt 4.4 beschriebenen Schnitte zur Selektion von Photonen wurden variiert. Anschließend wurde die komplette Analyse durchgeführt. Daraus wird der systematische Fehler, verursacht durch die verwendeten Schnitte abgeschätzt zu:

$$\Delta_{syst}^\gamma = 3 \%$$

- Anpassungsrechnung:

Die Zahl der rekonstruierten π^0 - bzw. η -Mesonen wird durch Anpassungsrechnung bestimmt, wie in diesem Kapitel beschrieben. Um den systematischen Fehler dieser Methode zu bestimmen, wurden die Parameter verändert. Variiert wurden die Fitbereiche und die vorgegebene Breite (siehe Tabellen 5.1 und 5.3), ebenso wie der Grad der Polynome zur Untergrundbeschreibung. Daraus ergibt sich ein systematischer Fehler von:

$$\Delta_{syst}^{Fit}(\pi^0) = 3 \%$$

$$\Delta_{syst}^{Fit}(\eta) = 5 \%$$

- Untergrund aus $\tau\tau$ -Ereignissen:

Wie bei der Beschreibung der Selektion hadronischer Ereignisse angegeben, gibt es einen Untergrund von Ereignissen $e^+e^- \rightarrow \tau\tau \rightarrow$ Hadronen in den hadronischen Kontinuumsereignissen. Mit den Werten aus Tabelle 4.1 und Abschnitt 4.3 kann dieser Anteil an den gesehenen hadronischen Daten bestimmt werden. Durch Wichtung der Zahl rekonstruierter Mesonen in $\tau\tau$ MONTE CARLO-Daten kann der Anteil von π^0 -Mesonen aus solchen Ereignissen in den Kontinuumsdaten abgeschätzt werden [30]:

$$\Delta_{syst}^{\tau\tau}(\pi^0) = 5 \%$$

- Strahlungskorrekturen

Bei Kontinuumsereignissen $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ kann ein Photon abgestrahlt werden. Man unterscheidet dabei harte und weiche Bremsstrahlung. Durch diesen Prozeß verringert sich die Schwerpunktsenergie. Dies hat Einfluß auf die inklusiven π^0 - und η -Spektren. Die verwendete Simulation hadronischer Kontinuumsereignisse berücksichtigt Bremsstrahlungseffekte erster Ordnung. Durch Analyse der MONTE CARLO-Ereignisse mit Bremsstrahlungspotonen wurde der Einfluß auf die Spektren untersucht. Für das η stand dabei nur eine sehr geringe Statistik zur Verfügung (siehe letzter Abschnitt). Aus diesem Grund, und wegen der schon angesprochenen Unsicherheiten der Simulation und der möglichen Modellabhängigkeit wurde auf eine Korrektur der inklusiven Spektren verzichtet. Ein weiterer Grund für dieses Vorgehen war die Verwendung von Kontinuumsdaten mit unterschiedlichen Schwerpunktsenergien. Die Bremsstrahlungseffekte werden in den systematischen Fehler mit aufgenommen:

$$\Delta_{syst}^{Kont} = 5 \%$$

- Nichtlinearitäten:

Aufgrund von Unregelmäßigkeiten wurde im Frühjahr 1985 mit Hilfe des Lichtpulser-systems und anderer Messungen die Linearität der Ausleseelektronik des Kalorimeters untersucht. Dabei wurden Nichtlinearitäten in der 1984 verwendeten Elektronik festgestellt [37]. Ein Teil der hier verwendeten $\Upsilon(1S)$ -Daten stammt aus der Datennahmeperiode dieses Jahres. Mit Hilfe einer Simulation der Nichtlinearitäten wurde der Einfluß auf diese Analyse ermittelt. Bezogen auf die gesamte Datenmenge wurden folgende systematische Fehler bestimmt ($\Upsilon(1S)$ -Daten):

$$\Delta_{syst}^{Linear}(\pi^0) = 3 \%$$

$$\Delta_{syst}^{Linear}(\eta) = 1 \%$$

- π^0 -Subtraktion:

Bei der Rekonstruktion von η -Mesonen wird ein Verfahren zur Subtraktion von Photonen aus dem π^0 -Zerfall verwendet. Die vorgegebene π^0 -Masse und das vorgegebene $\chi_{\pi^0}^2$ (siehe 5.5) wurden variiert. Durch MONTE CARLO-Studien wurde untersucht, wieviele π^0 -Photonen durch das Verfahren nicht markiert wurden, bzw. wieviele Photonen, die nicht aus dem π^0 -Zerfall stammen, falsch abgezogen wurden. Daraus ergibt sich für die η -Rekonstruktion ein zusätzlicher systematischer Fehler:

$$\Delta_{syst}^{\pi^0}(\eta) = 5 \%$$

Durch quadratische Addition der einzelnen oben aufgeführten systematischen Fehler wurde der gesamte systematische Fehler jeweils für die π^0 - und η -Rekonstruktion in $\Upsilon(1S)$ - und Kontinuumsdaten berechnet. Die Ergebnisse sind:

$$\begin{aligned}
 \Delta_{\text{sys}}^{\Upsilon(1S)}(\pi^0) &= 11 \% & \Delta_{\text{sys}}^{\text{Kont}}(\pi^0) &= 13 \% \\
 \Delta_{\text{sys}}^{\Upsilon(1S)}(\eta) &= 13 \% & \Delta_{\text{sys}}^{\text{Kont}}(\eta) &= 14 \%
 \end{aligned}
 \tag{5.9}$$

Kapitel 6

Ergebnisse

Im ersten Teil dieses Kapitels werden die aus den $M_{\gamma\gamma}$ -Verteilungen gewonnenen inklusiven Energiespektren gezeigt und diskutiert. Der zweite Abschnitt beschäftigt sich mit der Bestimmung der Teilchen-Multiplizitäten. Diese Ergebnisse werden dann am Schluß mit den Vorhersagen der Fragmentationsmodelle und den Ergebnissen anderer Experimente verglichen.

6.1 Die inklusiven Energiespektren

Bild 6.2 zeigt die inklusiven π^0 -Energiespektren für Kontinuumsreaktionen und Zerfälle der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz, Bild 6.3 die entsprechenden Spektren des η -Mesons, jeweils mit dem statistischen Fehler. Die einzelnen Ergebnisse werden im Anhang A angegeben. Die Ordinate der Spektren wurde so umskaliert, daß sie die Zahl der π^0 -Mesonen pro hadronischem Ereignis, dividiert durch Δz angibt. Diese Zahl ist unabhängig von der gewählten Intervallgröße. Außerdem wird durch die Funktion $\beta(z)$ dividiert, deren Verlauf Bild 6.1 wiedergibt:

$$\begin{aligned}\beta(z) &= \frac{p}{E} = \frac{\sqrt{E^2 - M^2 c^2}}{E} \\ &= \frac{\sqrt{z^2 \cdot E_{Beam}^2 - M^2 c^2}}{z \cdot E_{Beam}}\end{aligned}\tag{6.1}$$

Die in die Spektren eingezeichnete durchgehende Linie ist das Ergebnis der Anpassung einer Exponentialfunktion. Diese Funktion hat die Form

$$\frac{1}{\beta \cdot N_{Had}} \cdot \frac{dn}{dz} = A \cdot e^{-bz}\tag{6.2}$$

mit den freien Parametern A und b .

Bei den π^0 -Spektren wird die Funktion im Bereich $0.04 \leq z < 0.34$ angepaßt. Das erste z -Intervall wird bei der Anpassung nicht berücksichtigt, da die kinematische Grenze in diesem Intervall liegt. Für den Bereich $0.14 \leq z < 0.20$ wurden die Ergebnisse der beiden π^0 -Rekonstruktionsverfahren, gewichtet mit ihrem Fehler, gemittelt.

Beim η wird die Funktion im Bereich $0.12 \leq z < 0.44$ angepaßt. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 6.1 angegeben.

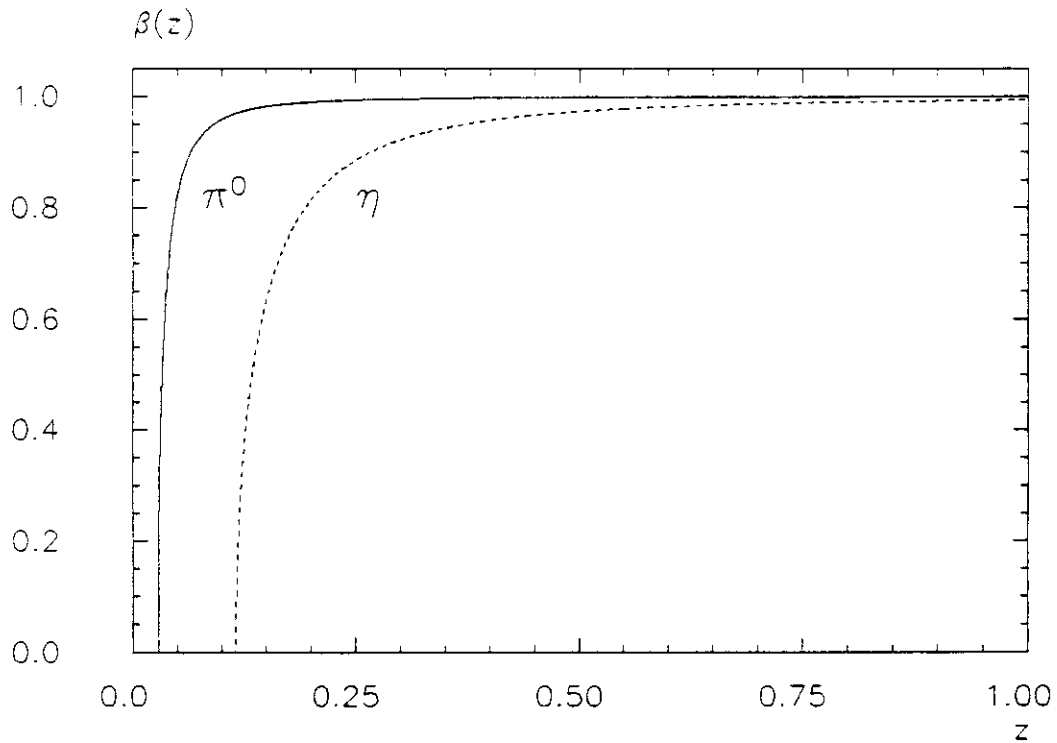


Abbildung 6.1: Die Funktion $\beta(z)$ für π^0 (durchgezogene Linie) und η (gestrichelte Linie)

$F(z) = A \cdot e^{-b \cdot z}$	A	b	
π^0 :	Kontinuum	86.8 ± 7.4	13.6 ± 0.5
	$\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$	86.7 ± 3.6	14.0 ± 0.3
η :	Kontinuum	9.3 ± 4.0	9.6 ± 1.7
	$\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$	22 ± 6.0	12 ± 1.1

Tabelle 6.1: Parameter der Exponentialfunktion zur Beschreibung der Spektren. Angegeben sind die statistischen Fehler.

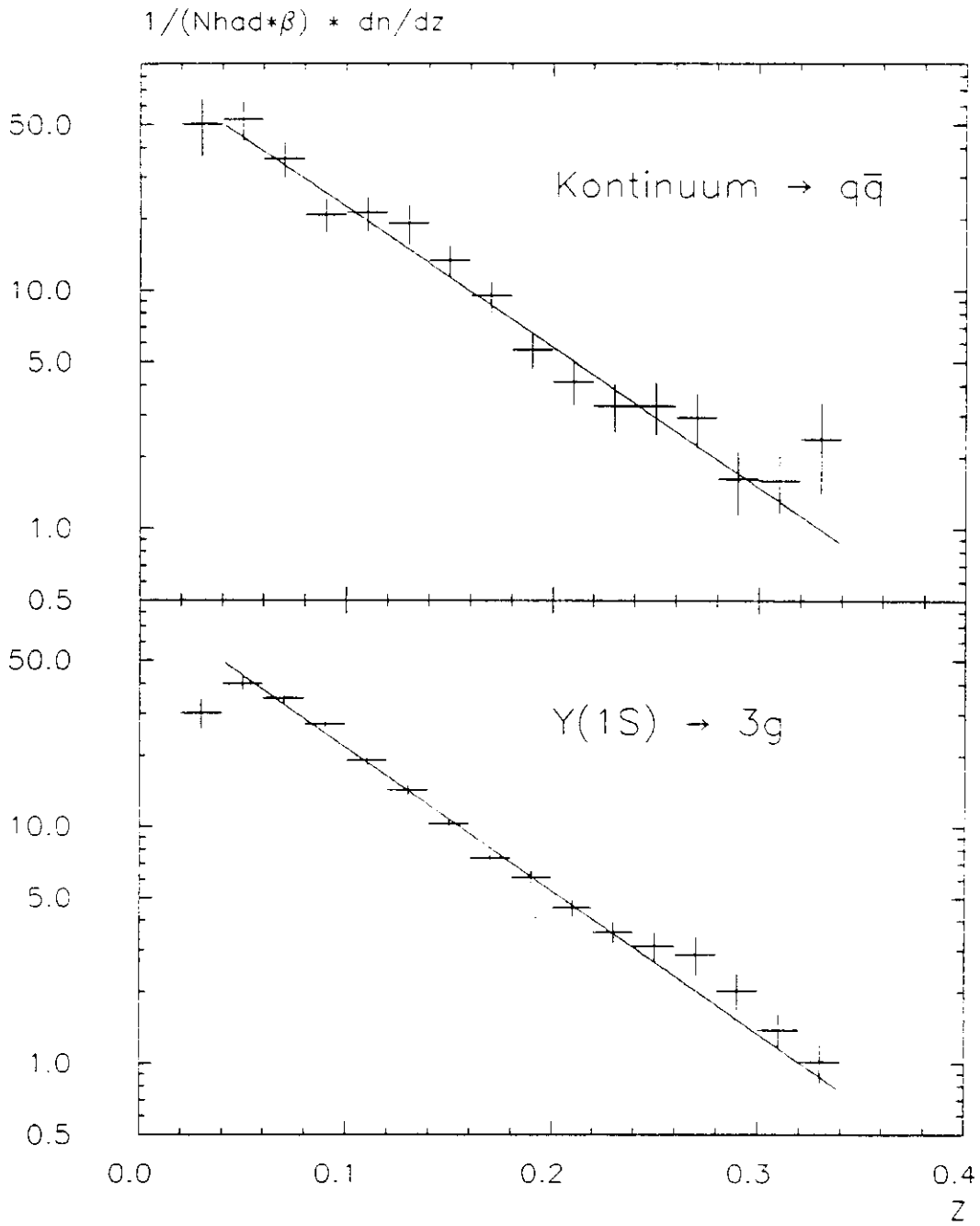


Abbildung 6.2: Inklusive π^0 -Energiespektren mit statistischen Fehlern

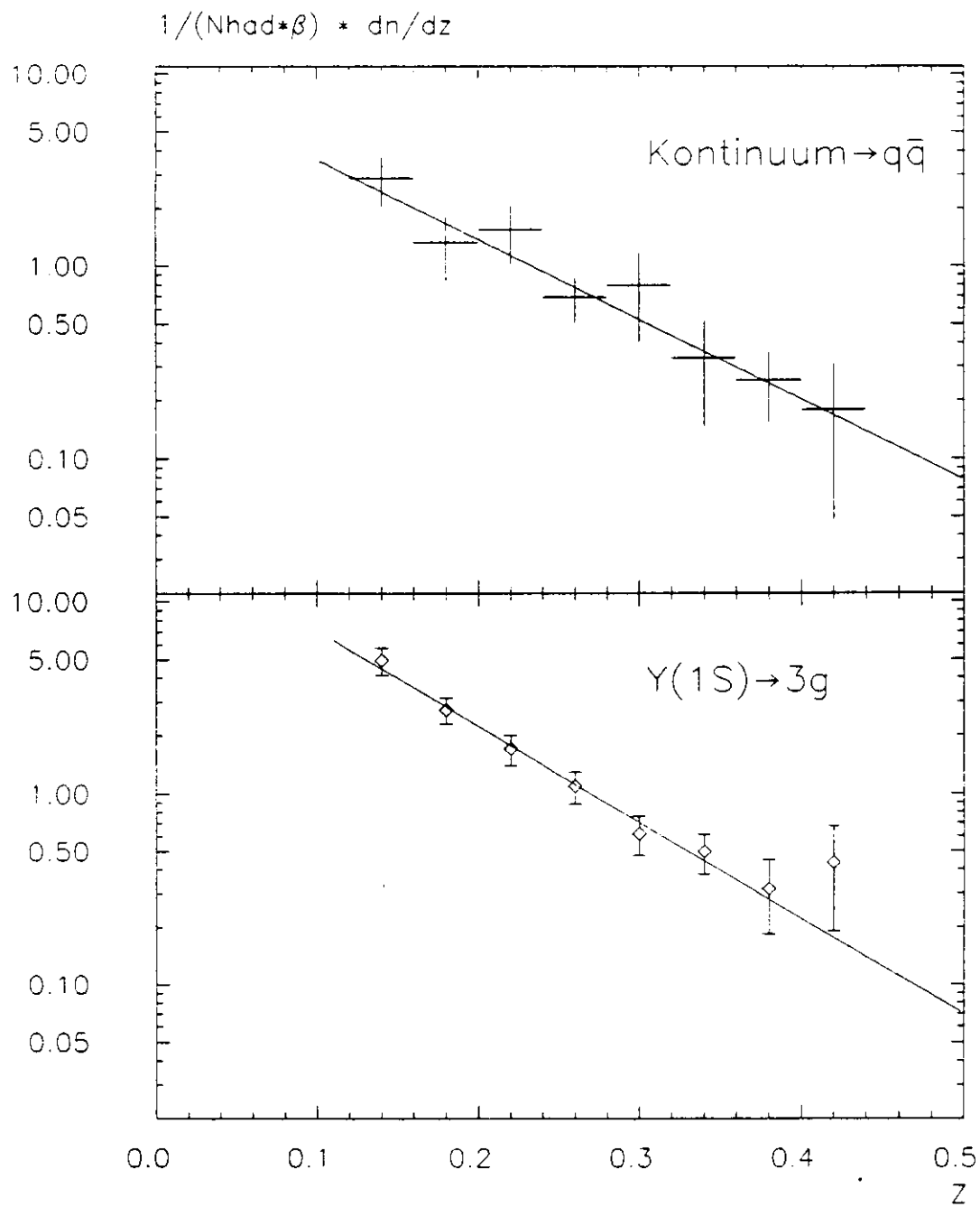


Abbildung 6.3: Inklusive η -Energiespektren mit statistischen Fehlern

6.2 Bestimmung der Teilchen-Multiplizitäten

Die mittlere Produktionsrate $\langle n \rangle$, d.h. die mittlere Zahl von π^0 - bzw. η -Mesonen, die pro hadronischem Ereignis erzeugt werden, wird Multiplizität genannt. Sie wird durch Integration über die Verteilungen $\frac{1}{N_{Had}} \frac{dn}{dz}$ ermittelt:

$$\langle n \rangle = \int_{z_0}^1 \frac{1}{N_{Had}} \cdot \frac{dn}{dz} \cdot dz \quad (6.3)$$

Da die Spektren aber weder bis zur unteren Grenze z_0 (siehe Gleichung 5.7) noch bis $z = 1$ gemessen wurden, müssen die Ergebnisse der Anpassungsrechnungen (siehe Tab.6.1) extrapoliert werden. Dazu wird folgende Funktion benutzt:

$$\frac{1}{N_{Had}} \cdot \frac{dn}{dz} = \beta \cdot A \cdot e^{-bz} \quad (6.4)$$

Die Abbildungen 6.4 und 6.5 zeigen die Extrapolationen. Die daraus durch Integration bestimmten Multiplizitäten werden in der Tabelle 6.2 angegeben.

		$\langle n \rangle$		
π^0 :	Kontinuum	3.74	± 0.19	± 0.49
	$\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$	3.60	± 0.10	± 0.40
η :	Kontinuum	0.27	± 0.11	± 0.04
	$\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$	0.40	± 0.10	± 0.05

Tabelle 6.2: Multiplizitäten für π^0 - und η -Mesonen. Angegeben sind die statistischen und systematischen Fehler.

Gleichung 6.6 gibt die Verhältnisse der Multiplizitäten an. Systematischer und statistischer Fehler wurden quadratisch addiert.

$$\frac{\langle n_{\pi^0} \rangle (\Upsilon(1S))}{\langle n_{\pi^0} \rangle (Kontinuum)} = 0.96 \pm 0.06 \pm 0.12 \quad (6.5)$$

$$\frac{\langle n_{\eta} \rangle (\Upsilon(1S))}{\langle n_{\eta} \rangle (Kontinuum)} = 1.48 \pm 0.70 \pm 0.21$$

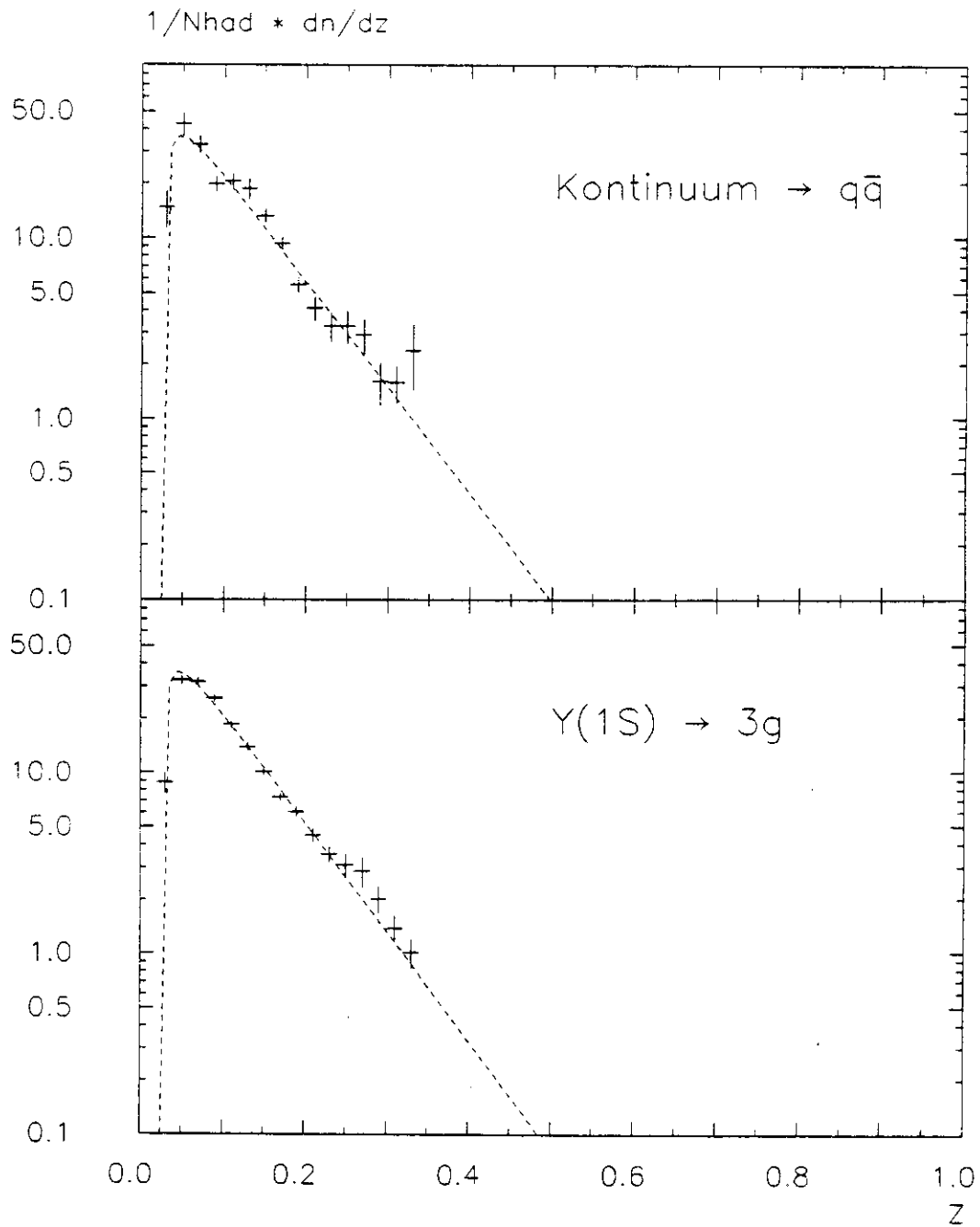


Abbildung 6.4: Extrapolation der π^0 -Spektren zur Ermittlung der Multiplizitäten

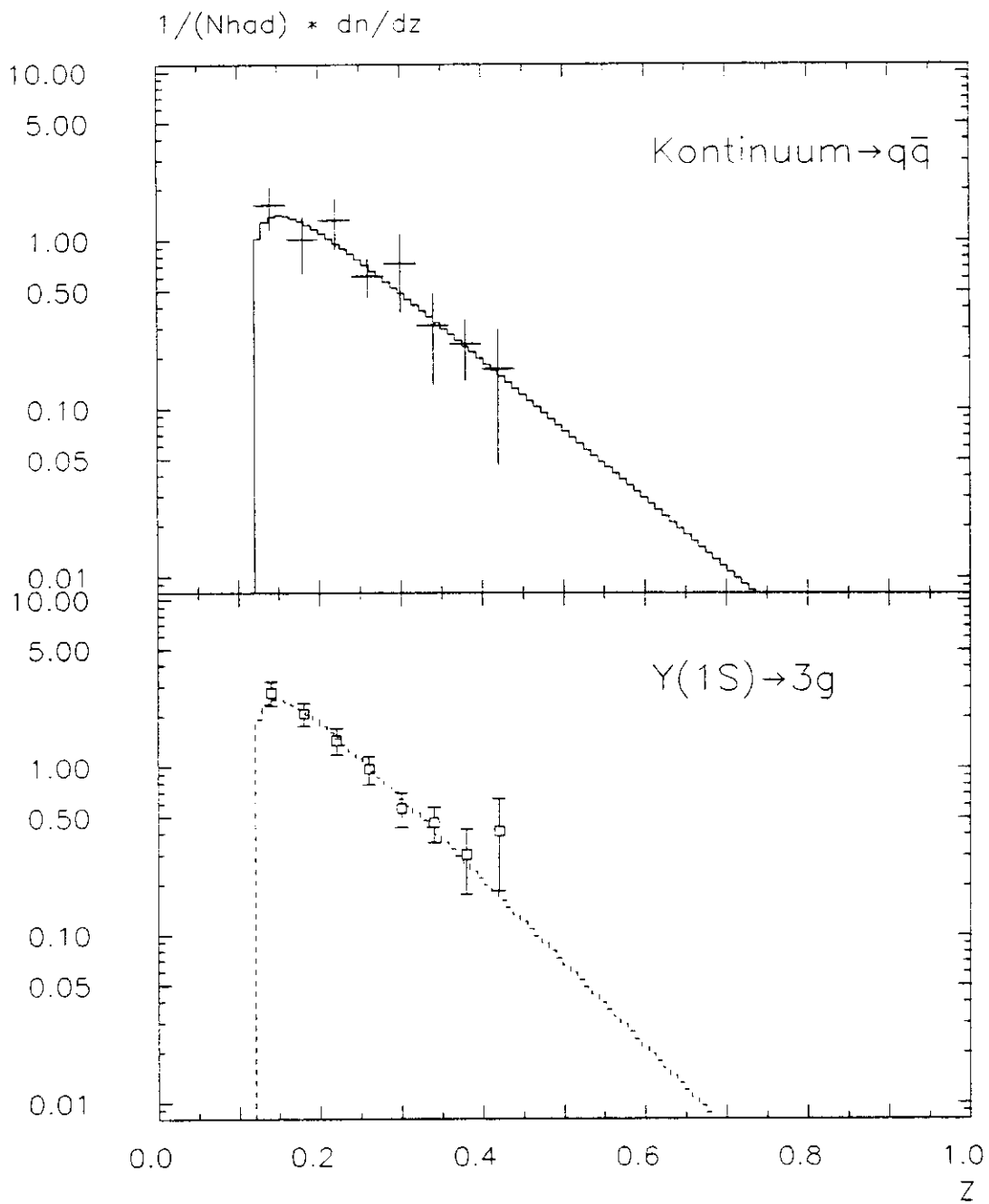


Abbildung 6.5: Extrapolation der η -Spektren zur Ermittlung der Multiplizitäten

Die Breite σ und der Mittelwert des η -Signals hängen im Unterschied zum π^0 nicht von der skalierten Energie z ab. Die Breite beträgt 25 MeV , siehe Tabelle 5.3. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_η hängt mit Ausnahme des ersten z -Intervalls nicht sehr stark von z ab (siehe Abbildung 5.15). Aus diesen Gründen wird für die Bestimmung der η -Multiplizität eine weitere Methode verwendet, die unabhängig von der Extrapolation der Spektren ist.

In Abbildung 5.2 wurde bereits die Verteilung der invarianten Masse $M_{\gamma\gamma}$ für alle Photon-Photon-Kombinationen nach π^0 -Abzug gezeigt. Für diese Verteilung wird die schon beschriebene Anpassungsrechnung im $M_{\gamma\gamma}$ -Bereich $300 - 800 \text{ MeV}/c^2$ durchgeführt. Verwendet werden eine Gaußverteilung mit der Breite $\sigma = 25 \text{ MeV}$ und ein Legendrepolynom dritter Ordnung zur Beschreibung des kombinatorischen Untergrunds. Die Abbildung 6.6 zeigt Ausschnitte der $M_{\gamma\gamma}$ -Verteilungen für Kontinuumsereignisse und direkte $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle mit den Ergebnissen der Anpassungsrechnung. Für die $\Upsilon(1S)$ -Verteilung wurde der beschriebene statistische Kontinuumsabzug durchgeführt.

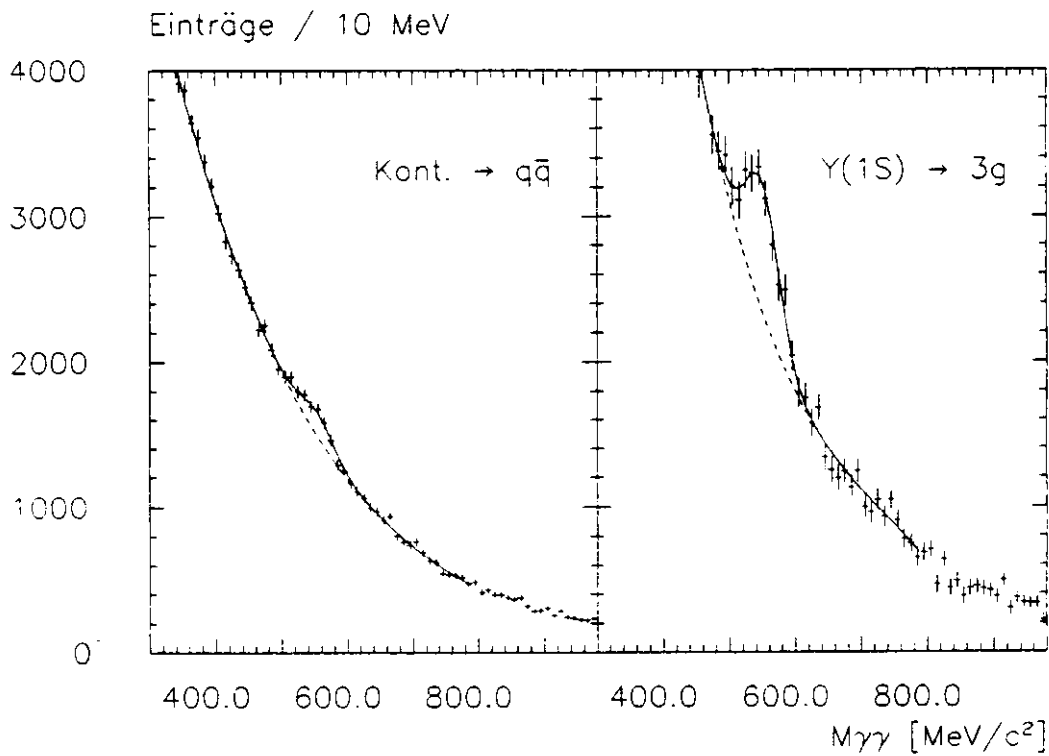


Abbildung 6.6: $M_{\gamma\gamma}$ -Verteilungen für alle Photon-Photon-Kombinationen nach π^0 -Abzug zur Bestimmung der η -Multiplizitäten. Die Linien zeigen die Ergebnisse der Anpassungsrechnungen.

Die Zahl der rekonstruierten η -Mesonen in MONTE CARLO-Ereignissen wird mit der gleichen Methode bestimmt und daraus die Nachweiswahrscheinlichkeit errechnet. Dieses Verfahren wurde bereits in Abschnitt 5.4 beschrieben. In Tabelle 6.3 sind die Anzahlen rekonstruierter η -Mesonen in den Daten und die Nachweiswahrscheinlichkeiten angegeben.

Die mit dieser Methode berechneten η -Multiplizitäten befinden sich in Tabelle 6.4. Die Ergebnisse stimmen sehr gut mit denen aus der Extrapolation der inklusiven Energiespektren überein. Da die Photon-Photon-Kombinationen nicht auf mehrere z -Intervalle verteilt

	N_η		ϵ	
Kontinuum	1040	± 154	0.033	± 0.003
$\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$	5702	± 212	0.038	± 0.003

Tabelle 6.3: Rekonstruierte η -Mesonen und Nachweiswahrscheinlichkeiten. Angegeben sind die statistischen Fehler.

sind, ist der statistische Fehler kleiner. Der systematische Fehler wird auf 20 % abgeschätzt. Zusätzliche Fehlerquellen sind die Vernachlässigung der Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit und die dadurch bewirkte stärkere Abhängigkeit von der Form der η -Energiespektren, die in der MONTE CARLO-Simulation verwendet werden.

	$\langle n_\eta \rangle$		
Kontinuum	0.24	± 0.04	± 0.05
$\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$	0.39	± 0.03	± 0.08

Tabelle 6.4: η -Multiplizitäten aus den $M_{\gamma\gamma}$ -Verteilungen. Angegeben sind die statistischen und systematischen Fehler.

Das hier beschriebene zusätzliche Verfahren zur Bestimmung der η -Multiplizitäten dient als Test für die Ergebnisse aus der Extrapolation der Energiespektren. Die Resultate stimmen sehr gut überein. Für das π^0 -Meson ist dieses Verfahren wegen der z -abhängigen Signalbreite nicht anwendbar. Um ein einheitliches Verfahren zu benutzen, werden für die folgenden Vergleiche mit Fragmentationsmodellen und den Ergebnissen anderer Experimente die Multiplizitäten aus Tabelle 6.2 verwendet.

6.3 Vergleich mit Fragmentationsmodellen

Die Ergebnisse werden mit den Vorhersagen einiger Fragmentationsmodelle verglichen, die im Abschnitt 2.3 vorgestellt wurden. Die Aussagen des Colour-String-Modells und des Parton-Schauer-Modells für die π^0 - und η -Produktion werden mit den Ergebnissen dieser Analyse verglichen. Im letzten Teil wird die vom Peterson-Walsh-Modell vorhergesagte η -Produktionsrate mit den gemessenen Multiplizitäten verglichen.

6.3.1 Vergleich mit dem Colour-String- und dem Parton-Schauer-Modell

Für das Colour-String-Modell (LUND) und das Parton-Schauer-Modell (Webber) standen Programme zur Generierung von hadronischen Ereignissen zur Verfügung (siehe Abschnitt 4.1.1). Die Abbildungen 6.7 und 6.8 zeigen die inklusiven Spektren dieser Modelle im Vergleich zu den gemessenen Spektren. Die angegebenen Fehler ergeben sich durch quadratische Addition der statistischen und systematischen Fehler.

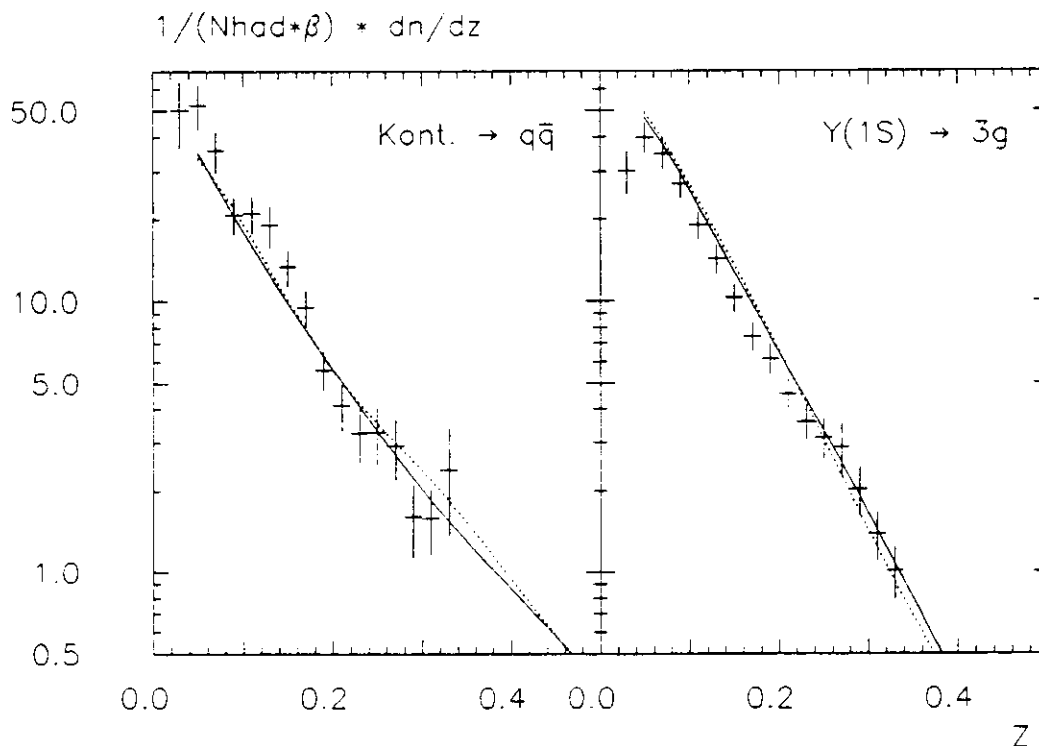


Abbildung 6.7: Inklusive π^0 -Spektren: Vergleich der Ergebnisse mit den Spektren des LUND-Modells (—) und des Webber-Modells (---)

Für die inklusiven π^0 -Spektren in Bild 6.7 erkennt man keine signifikanten Unterschiede zwischen den beiden Modellaussagen. Beide Modelle beschreiben sehr gut die Form der gemessenen Spektren, nur in der Amplitude gibt es leichte Unterschiede.

Die gemessenen η -Spektren in Bild 6.8 unterscheiden sich deutlicher von den Modellaussagen. Die Kontinuumswerte liegen alle unterhalb der Modellkurven. Hier gibt es auch Un-

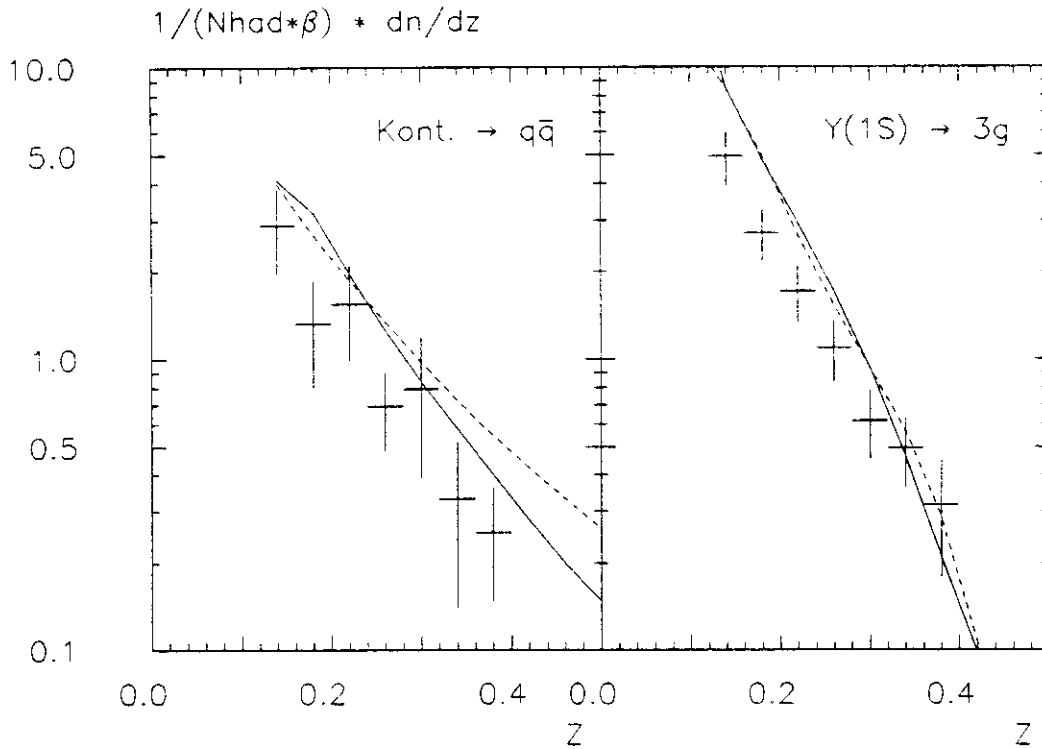


Abbildung 6.8: Inklusive η -Spektren: Vergleich der Ergebnisse mit den Spektren des LUND-Modells (—) und des Webber-Modells (---)

terschiede zwischen LUND- und Webbermodell in der Steigung der Spektren. Die Meßwerte sprechen hier eher für das LUND-Modell. Die Modellaussagen zur Gluonfragmentation unterscheiden sich nicht so stark voneinander. Die Spektren verlaufen steiler als das gemessene Spektrum, mit einer höheren Amplitude bei kleinen z -Werten.

Multiplizitäten $\langle n \rangle$		Daten	LUND	Webber
π^0 :	Kontinuum	3.74 ± 0.54	3.6	3.6
	$\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$	3.60 ± 0.41	4.2	4.3
η :	Kontinuum	0.27 ± 0.12	0.44	0.45
	$\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$	0.40 ± 0.11	0.58	0.56

Tabelle 6.5: Vergleich der π^0 - und η -Multiplizitäten mit den Aussagen der LUND- und Webber-Fragmentationsmodelle

In der Tabelle 6.5 werden die in dieser Analyse ermittelten Multiplizitäten aus Tabelle 6.2 mit den Aussagen der LUND- und Webber-Fragmentationsmodelle verglichen. Für die angegebenen Fehler wurden statistische und systematische Fehler quadratisch addiert. Die schon beschriebenen Unterschiede spiegeln sich auch in den angegebenen Multiplizitäten wider. Für das π^0 -Meson stimmt der Wert für das Kontinuum sehr gut überein, der Wert für den direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfall liegt etwas unter den Modellwerten. Wie auch aus den Spektren ersichtlich, sind die gemessenen η -Multiplizitäten niedriger als die Modellvorhersagen.

Aufgrund des großen Fehlers der Meßwerte und der geringen Unterschiede zu den Modell-

aussagen kann keines der beiden Fragmentationsmodelle favorisiert werden. Beide Modelle beschreiben die gemessenen Spektren gut. Für das η -Meson liegen die Multiplizitäten allerdings deutlich unter den Werten beider Modelle.

6.3.2 Vergleich der η -Produktion mit dem Peterson-Walsh-Modell

Für die Gluonfragmentation, also für den direkten Zerfall des $\Upsilon(1S)$ -Mesons, macht das Modell [15] die folgenden Vorhersagen für die Produktion von η -Mesonen:

- das Verhältnis $\langle n_\eta \rangle / \langle n_{\pi^0} \rangle$ der η - zu π^0 -Multiplizitäten ist bei der Gluonfragmentation höher als bei der Quarkfragmentation. Quantitative Angaben werden nicht gemacht.
- die Zahl der η -Mesonen mit einer skalierten Energie $z \geq 0.3$ beträgt pro Gluon-Jet $0.11 - 0.31$, pro Quark-Jet dagegen nur 0.05 . Diese Vorhersagen werden für Jets mit einer Energie von 10 GeV gemacht. Die Autoren erwarten aber diese Verhältnisse auch für den $\Upsilon(1S)$ -Energiebereich. Es wird also eine η -Multiplizität von $0.33 - 0.93$ für Ereignisse der Gluonfragmentation und von 0.1 für Kontinuumsereignisse erwartet.

Mit den in Tabelle 6.5 angegebenen Multiplizitäten werden die Verhältnisse $\langle n_\eta \rangle / \langle n_{\pi^0} \rangle$ bestimmt:

$$\begin{aligned} \frac{\langle n_\eta \rangle}{\langle n_{\pi^0} \rangle} &= 0.07 \pm 0.03 && (\text{Kontinuum}) \\ \frac{\langle n_\eta \rangle}{\langle n_{\pi^0} \rangle} &= 0.11 \pm 0.03 && (\Upsilon(1S)) \end{aligned} \tag{6.6}$$

Das Peterson-Walsh-Modell macht über diese Verhältnisse keine quantitative Aussage. Die Ergebnisse zeigen nur einen Trend zu einer im Vergleich zum π^0 erhöhten η -Produktion in der Gluonfragmentation. Wegen der Unsicherheiten ist das Ergebnis allerdings nicht eindeutig.

Die Multiplizitäten ab $z = 0.3$ werden durch Integration der angepaßten Exponentialfunktion (siehe Gleichungen 6.2 und 6.3) bestimmt. Wie man aus dem Bild 6.5 sieht, ist das Ergebnis sehr stark von der Extrapolation abhängig. Nur drei Meßwerte liegen oberhalb von $z = 0.3$, und diese haben zudem wegen der geringen Statistik in diesem Energiebereich einen sehr großen statistischen Fehler. Die Ergebnisse der Integration sind:

$$\begin{aligned} \langle n_\eta \rangle (z \geq 0.3) &= 0.077 \pm 0.035 && (\text{Kontinuum}) \\ \langle n_\eta \rangle (z \geq 0.3) &= 0.086 \pm 0.024 && (\Upsilon(1S)) \end{aligned} \tag{6.7}$$

Das Kontinuumsergebnis stimmt gut mit der Modellvorhersage überein. Die η -Multiplizität für die direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle weicht allerdings sehr stark von der Modellaussage ab. Eine deutlich höhere η -Produktion kann nicht bestätigt werden.

6.4 Vergleich mit anderen experimentellen Ergebnissen

Die Ergebnisse dieser Analyse werden mit denen anderer Experimente verglichen. Statistischer und systematischer Fehler wurden wiederum quadratisch addiert.

Bild 6.9 zeigt den Vergleich des inklusiven π^0 -Spektrums für direkte $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle mit den entsprechenden Ergebnissen der Experimente CLEO [38] und ARGUS [39]. Die Spektren stimmen gut überein. Die Werte von CLEO liegen allerdings alle systematisch über denen von ARGUS und dieser Analyse. Die angegebene π^0 -Multiplizität ist daher höher, sie beträgt 5.2 ± 1.8 .

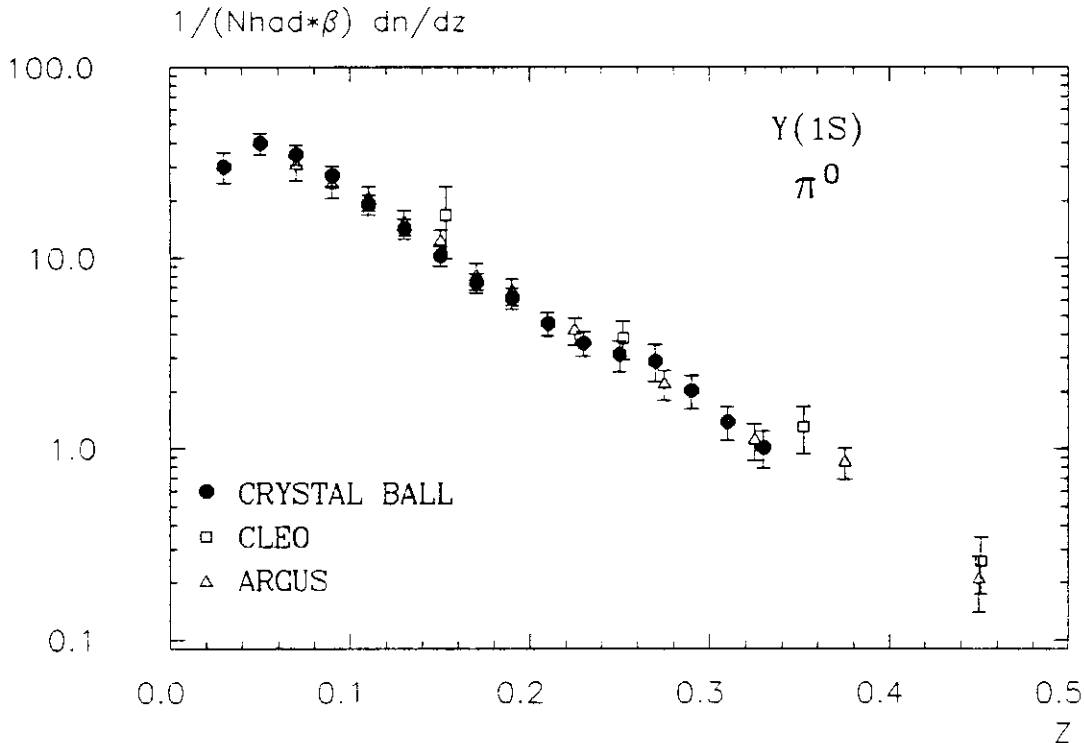


Abbildung 6.9: Vergleich der inklusiven π^0 -Spektren für direkte $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle mit den Ergebnissen der Experimente CLEO [38] und ARGUS [39].

Um auch mit Ergebnissen bei anderen Schwerpunktsenergien vergleichen zu können, muß die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Schwerpunktsenergie berücksichtigt werden. Dieser Wirkungsquerschnitt ist proportional zu $1/s$ (siehe Gleichung 2.3). Durch Änderung der Ordinate der Spektren in $\frac{s}{\beta} \frac{d\sigma}{dz}$ wird diese Abhängigkeit berücksichtigt. Dies wird erreicht durch Multiplikation der bisher gezeigten Spektren mit einem Faktor:

$$\frac{s}{\beta} \frac{d\sigma}{dz} = s \cdot \sigma_{Had} \cdot \frac{1}{\beta \cdot N_{Had}} \cdot \frac{dn}{dz} \quad (6.8)$$

Nach der Definition von R (siehe Gleichung 2.8) gilt:

$$\sigma_{Had} = R \cdot \sigma_{\mu\mu} \quad (6.9)$$

Mit Gleichung 2.3 für $\sigma_{\mu\mu}$ und den Werten aus den Tabellen 4.2 und 4.3 kann der Faktor in Gleichung 6.8 berechnet werden. Man erhält:

$$s \cdot \sigma_{Had} = 0.302 \mu b \cdot GeV^2 \quad (6.10)$$

Die Abbildungen 6.10 und 6.11 zeigen den skalierten differentiellen π^0 -Wirkungsquerschnitt im Vergleich mit anderen experimentellen Ergebnissen. Bild 6.10 zeigt den Vergleich mit experimentellen Ergebnissen bei ähnlichen Schwerpunktsenergien [39,40,41,42]. Die Ergebnisse stimmen innerhalb der Fehler sehr gut überein.

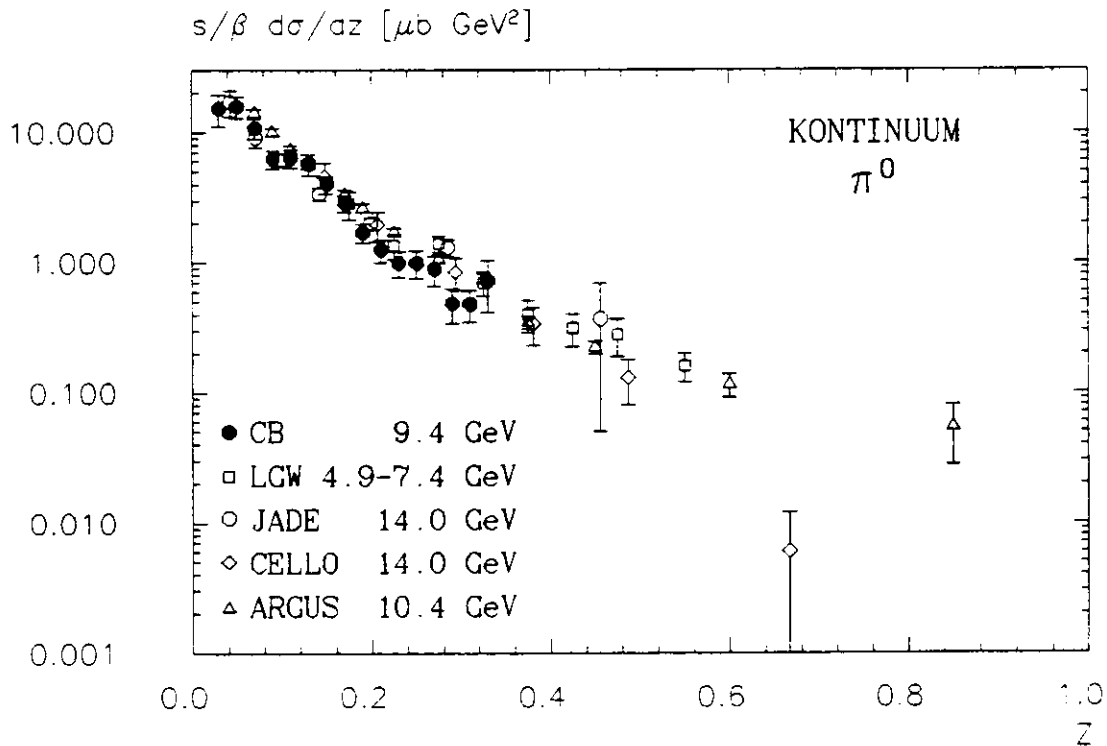


Abbildung 6.10: Vergleich des skalierten differentiellen π^0 -Wirkungsquerschnittes mit anderen Ergebnissen bei ähnlichen Schwerpunktsenergien [39,40,41,42].

In Bild 6.11 werden die π^0 -Spektren dieser Analyse mit den Spektren von Experimenten bei $\sqrt{s} = 29 \text{ GeV}$ und $\sqrt{s} = 34.4 \text{ GeV}$ verglichen [40,43]. Innerhalb der Fehler stimmen die Spektren überein.

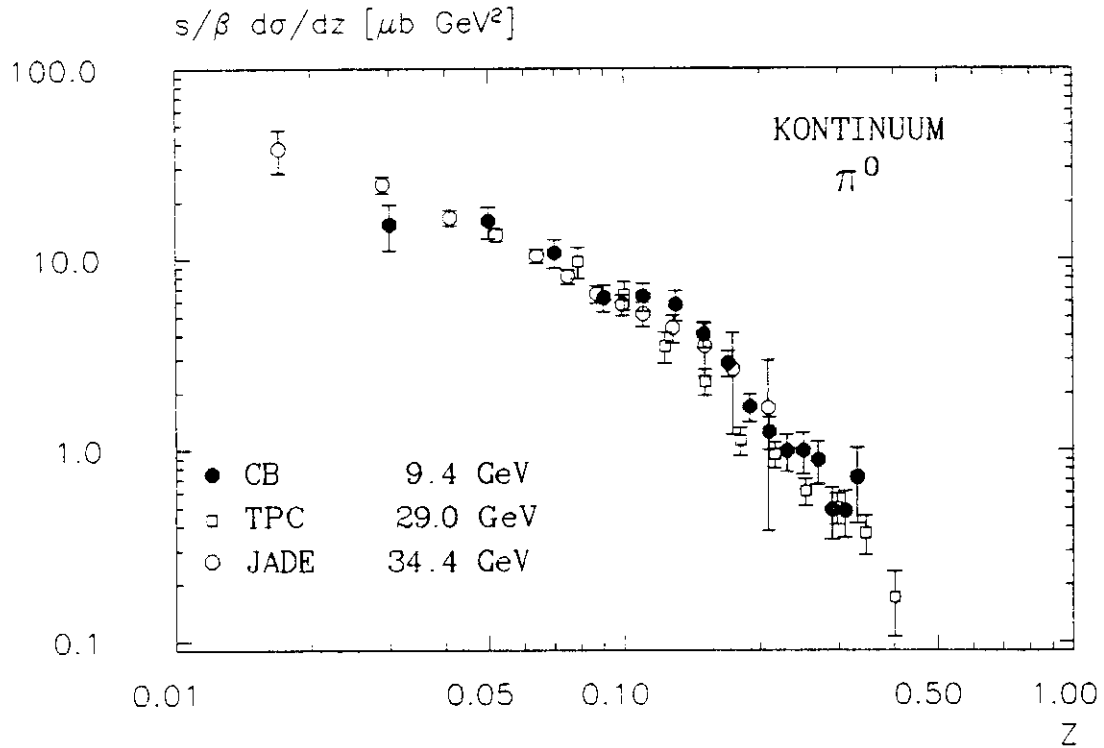


Abbildung 6.11: Vergleich des skalierten differentiellen π^0 -Wirkungsquerschnittes mit anderen Ergebnissen bei höheren Schwerpunktsenergien [40,43].

In Abbildung 6.12 wird der hier gemessene skalierte differentielle η -Wirkungsquerschnitt mit den Ergebnissen von drei anderen Experimenten verglichen [40,44,45]. Die Spektren stimmen gut überein.

Neben der Form der Spektren werden auch die ermittelten π^0 - und η -Multiplizitäten mit den Ergebnissen anderer Experimente verglichen. Tabelle 6.6 zeigt den Vergleich mit den neuesten, noch unveröffentlichten Ergebnissen des Experiments ARGUS [46]. Alle vier angegebenen Multiplizitäten sind in guter Übereinstimmung mit den CRYSTAL BALL-Ergebnissen. Die Unterschiede der Multiplizitäten zwischen $q\bar{q}$ - und $3g$ -Fragmentation sind allerdings bei ARGUS sowohl für das π^0 als auch das η größer.

Multiplizitäten $\langle n \rangle$		CRYSTAL BALL			ARGUS		
π^0 :	Kontinuum	3.74	\pm 0.19	\pm 0.49	3.22	\pm 0.10	\pm 0.31
	$\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$	3.60	\pm 0.10	\pm 0.40	3.97	\pm 0.23	\pm 0.38
η :	Kontinuum	0.27	\pm 0.11	\pm 0.04	0.19	\pm 0.04	\pm 0.05
	$\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$	0.40	\pm 0.10	\pm 0.05	0.40	\pm 0.14	\pm 0.09

Tabelle 6.6: Vergleich der Multiplizitäten mit ARGUS-Ergebnissen [46].

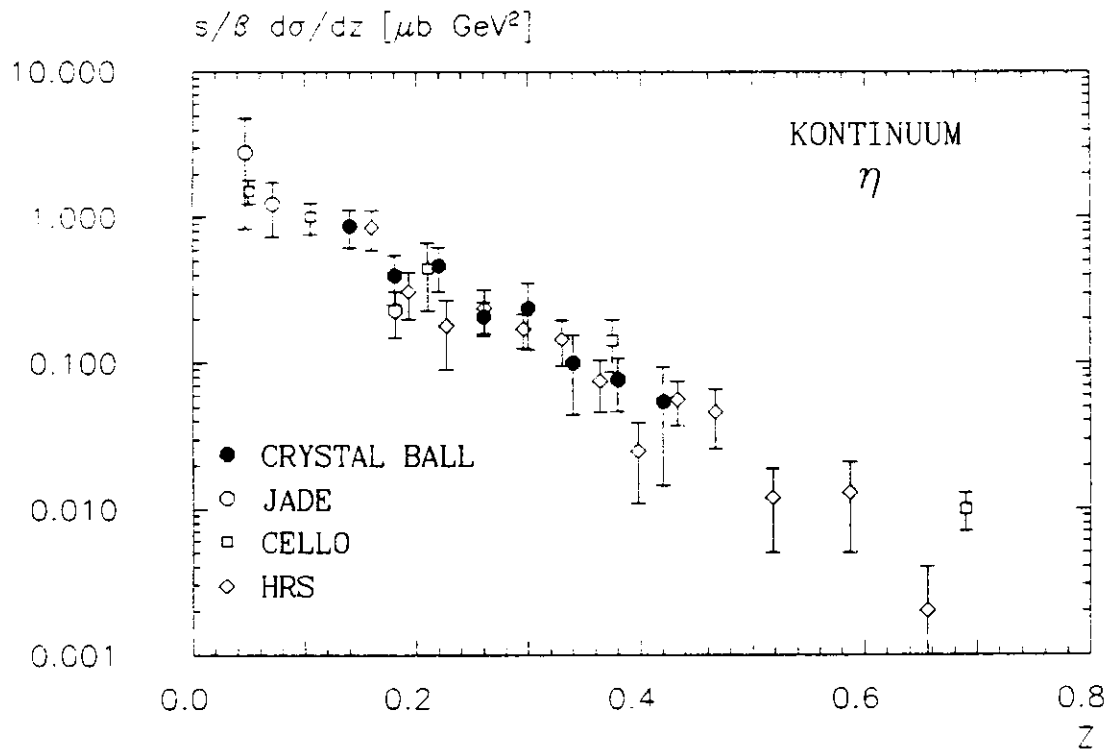


Abbildung 6.12: Vergleich des skalierten differentiellen η -Wirkungsquerschnittes mit anderen Ergebnissen [40,44,45].

In Tabelle 6.7 sind zum Vergleich η -Multiplizitäten bei höheren Schwerpunktsenergien angegeben.

Experiment	\sqrt{s} [GeV]	$\langle n_\eta \rangle$
HRS [45]	29	0.37 ± 0.08
MARK II [47]	29	0.62 ± 0.23
JADE [40]	34	0.64 ± 0.15
CELLO [44]	35	0.62 ± 0.09

Tabelle 6.7: η -Multiplizitäten anderer Experimente

Kapitel 7

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Produktion von π^0 - und η -Mesonen in hadronischen Ereignissen untersucht. Gemessen wurden die inklusiven Energiespektren dieser Mesonen sowohl für direkte $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle, als auch für e^+e^- -Ereignisse im benachbarten Kontinuum.

Das π^0 -Spektrum wurde im Bereich 0.02 – 0.34 der skalierten Energie z in Intervallen von 0.02 gemessen. Die Ergebnisse stimmen im Rahmen der Meßfehler gut mit den entsprechenden Aussagen des Colour-String-Modells (LUND) und des Parton-Schauer-Modells (Webber) zur Fragmentation überein. Dies gilt für direkte Zerfälle ($\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$) und Kontinuumsergebnisse ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$).

Das gemessene π^0 -Spektrum für direkte $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle stimmt sehr gut mit den Ergebnissen von ARGUS überein. Beide Spektren liegen unter dem von CLEO. Der differentielle π^0 -Wirkungsquerschnitt $\frac{z}{\beta} \frac{d\sigma}{dz}$ bei Kontinuumsenergien zeigt gute Übereinstimmung mit Spektren anderer Experimente bei ähnlichen und höheren Schwerpunktsenergien.

Im Bereich 0.12 – 0.40 der skalierten Energie z konnte das inklusive η -Spektrum in Intervallen von 0.04 gemessen werden. Die Ergebnisse stimmen gut mit den Spektren der LUND- und Webber-Modelle überein, wobei das erste Modell etwas bevorzugt wird. Die gemessenen differentiellen η -Spektren weichen nicht von den Ergebnissen anderer Experimente ab.

Durch Extrapolation der gemessenen Spektren wurden die folgenden π^0 - und η -Produktionsraten $\langle n \rangle$ in hadronischen Ereignissen bestimmt:

π^0 :	Kontinuum	$\langle n \rangle = 3.74 \pm 0.19 \pm 0.49$
	$\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$	$\langle n \rangle = 3.60 \pm 0.10 \pm 0.40$
η :	Kontinuum	$\langle n \rangle = 0.27 \pm 0.11 \pm 0.04$
	$\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$	$\langle n \rangle = 0.40 \pm 0.10 \pm 0.05$

Da man bei η -Mesonen mit hohen Impulsen davon ausgehen kann, daß sie direkt aus den primären Partonen des Fragmentationsprozesses stammen, können durch die Untersuchung der η -Produktion Unterschiede zwischen Quark- und Gluonfragmentation studiert werden.

Wie aus den angegebenen Multiplizitäten ersichtlich, ergibt sich für das Verhältnis der η -Multiplizität in gluonischen $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen zu der in Kontinuumsergebnissen ein Wert von 1.48 ± 0.73 . Das Ergebnis ergibt also eine Tendenz zu einer erhöhten η -Produktion in der Gluonfragmentation. Das Verhältnis ist aber auch mit 1 verträglich. Für die π^0 -Mesonen ergibt sich kein Unterschied zwischen $q\bar{q}$ - und $3g$ -Fragmentation. Wegen ihrer leichteren Masse werden sie später im Entstehungsprozeß der Hadronen erzeugt. Außerdem entstehen sie oft beim Zerfall eines schweren Hadrons. Deshalb eignen sie sich nur als Vergleichsobjekt.

Die gemessenen Multiplizitäten für das η -Meson stehen im deutlichen Widerspruch zu den Aussagen des Fragmentationsmodells von Peterson und Walsh. Es sagt eine stark überhöhte Produktion von isoskalaren neutralen Teilchen in der Gluonfragmentation voraus. Für das η , dem leichtesten Teilchen dieser Art, wurde diese Aussage im Bereich der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz widerlegt.

Anhang A

Inklusive Spektren in tabellarischer Form

In diesem Anhang befinden sich die gemessenen inklusiven Energiespektren für π^0 - und η -Mesonen in tabellarischer Form. Für Kontinuumspektren sind auch die mit Gleichung 6.10 umgerechneten Spektren $\frac{s}{\beta} \cdot \frac{d\sigma}{dz}$ angegeben. Angegeben sind statistische und systematische Fehler.

Z	<i>Kontinuum</i>				$\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$	
	$\frac{1}{\beta \cdot N_{Had}} \cdot \frac{dn_{\pi^0}}{dz}$		$\frac{s}{\beta} \cdot \frac{d\sigma}{dz} [\mu b GeV^2]$		$\frac{1}{\beta \cdot N_{Had}} \cdot \frac{dn_{\pi^0}}{dz}$	
[0.02, 0.04]	50.34 ± 12.02 ± 6.54	15.20 ± 3.63 ± 1.98	30.10 ± 4.28 ± 3.31			
[0.04, 0.06]	52.48 ± 7.24 ± 6.82	15.84 ± 2.19 ± 2.06	39.89 ± 2.25 ± 4.39			
[0.06, 0.08]	35.80 ± 3.96 ± 4.65	10.81 ± 1.20 ± 1.40	34.75 ± 1.57 ± 3.82			
[0.08, 0.10]	20.79 ± 1.91 ± 2.70	6.28 ± 0.58 ± 0.82	27.08 ± 1.14 ± 2.98			
[0.10, 0.12]	21.18 ± 2.11 ± 2.75	6.40 ± 0.64 ± 0.83	19.06 ± 0.81 ± 2.10			
[0.12, 0.14]	19.11 ± 2.47 ± 2.48	5.77 ± 0.75 ± 0.75	14.24 ± 0.65 ± 1.57			
[0.14, 0.16]	12.08 ± 1.73 ± 1.57	3.65 ± 0.52 ± 0.47	11.60 ± 0.66 ± 1.28			
[0.16, 0.18]	9.13 ± 1.12 ± 1.19	2.76 ± 0.34 ± 0.36	7.34 ± 0.52 ± 0.81			
[0.18, 0.20]	7.54 ± 1.72 ± 0.98	2.28 ± 0.52 ± 0.30	6.34 ± 0.77 ± 0.70			

Tabelle A.1: Inklusive π^0 -Energiespektren bis $z = 0.2$

Z	<i>Kontinuum</i>		$\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$
	$\frac{1}{\beta \cdot N_{Had}} \cdot \frac{dn_{\pi^0}}{dz}$	$\frac{s}{\beta} \cdot \frac{d\sigma}{dz} [\mu b GeV^{-2}]$	$\frac{1}{\beta \cdot N_{Had}} \cdot \frac{dn_{\pi^0}}{dz}$
[0.14, 0.16[14.46 \pm 1.40 \pm 1.88	4.37 \pm 0.42 \pm 0.57	8.88 \pm 0.66 \pm 0.98
[0.16, 0.18[9.80 \pm 1.04 \pm 1.27	2.96 \pm 0.31 \pm 0.38	7.43 \pm 0.43 \pm 0.82
[0.18, 0.20[5.02 \pm 0.52 \pm 0.65	1.52 \pm 0.16 \pm 0.20	5.99 \pm 0.45 \pm 0.66
[0.20, 0.22[4.13 \pm 0.62 \pm 0.53	1.25 \pm 0.19 \pm 0.16	4.54 \pm 0.38 \pm 0.50
[0.22, 0.24[3.27 \pm 0.59 \pm 0.43	0.99 \pm 0.18 \pm 0.13	3.57 \pm 0.36 \pm 0.39
[0.24, 0.26[3.28 \pm 0.67 \pm 0.43	0.99 \pm 0.20 \pm 0.13	3.12 \pm 0.46 \pm 0.34
[0.26, 0.28[2.93 \pm 0.64 \pm 0.38	0.88 \pm 0.19 \pm 0.11	2.88 \pm 0.54 \pm 0.32
[0.28, 0.30[1.62 \pm 0.43 \pm 0.21	0.49 \pm 0.13 \pm 0.06	2.02 \pm 0.34 \pm 0.22
[0.30, 0.32[1.59 \pm 0.37 \pm 0.21	0.48 \pm 0.11 \pm 0.06	1.38 \pm 0.23 \pm 0.15
[0.32, 0.34[2.39 \pm 0.96 \pm 0.31	0.72 \pm 0.29 \pm 0.09	1.01 \pm 0.19 \pm 0.11

Tabelle A.2: Inklusive π^0 -Energiespektren für höhere Energien

Z	<i>Kontinuum</i>					
	$\frac{1}{\beta \cdot N_{Had}} \cdot \frac{dn_\eta}{dz}$			$\frac{s}{3} \cdot \frac{d\sigma}{dz} [\mu b \text{ GeV}^{-2}]$		
[0.12,0.16]	2.878	\pm 0.835	\pm 0.403	0.869	\pm 0.252	\pm 0.122
[0.16,0.20]	1.325	\pm 0.486	\pm 0.186	0.400	\pm 0.147	\pm 0.056
[0.20,0.24]	1.543	\pm 0.515	\pm 0.216	0.466	\pm 0.155	\pm 0.065
[0.24,0.28]	0.690	\pm 0.181	\pm 0.097	0.208	\pm 0.055	\pm 0.029
[0.28,0.32]	0.791	\pm 0.384	\pm 0.111	0.239	\pm 0.116	\pm 0.033
[0.32,0.36]	0.255	\pm 0.101	\pm 0.036	0.077	\pm 0.031	\pm 0.011
[0.36,0.40]	0.179	\pm 0.131	\pm 0.025	0.054	\pm 0.040	\pm 0.008

Tabelle A.3: Kontinuum: Inklusive η -Energiespektren

Z	$\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$		
	$\frac{1}{\beta \cdot N_{Had}} \cdot \frac{dn_\eta}{dz}$		
[0.12,0.16]	4.936	\pm 0.815	\pm 0.642
[0.16,0.20]	2.714	\pm 0.426	\pm 0.353
[0.20,0.24]	1.702	\pm 0.304	\pm 0.221
[0.24,0.28]	1.090	\pm 0.210	\pm 0.142
[0.28,0.32]	0.616	\pm 0.143	\pm 0.080
[0.32,0.36]	0.495	\pm 0.117	\pm 0.064
[0.36,0.40]	0.316	\pm 0.131	\pm 0.041

Tabelle A.4: $\Upsilon(1S)$: Inklusive η -Energiespektren

Anhang B

Prinzip des elektromagnetischen Kalorimeters

Der Energiedetektor des CRYSTAL BALL Detektors ist spezialisiert auf den Nachweis und die Energiebestimmung von Photonen und Elektronen. Die Energiemessung dieser Teilchen beruht auf dem Prinzip der elektromagnetischen Kalorimetrie.

Die in das Absorbermaterial eintretenden Photonen konvertieren im elektrischen Feld der Atome in ein e^-e^- -Paar. Ihre mittlere freie Weglänge beträgt dabei:

$$\lambda_r = \frac{9}{7} \cdot X_0 \quad (\text{B.1})$$

Die Größe X_0 ist die Materialkonstante Strahlungslänge. Sie wird in Gleichung (B.3) definiert. Die bei der Paarbildung entstandenen e^+e^- -Paare verlieren ihre Energie dann überwiegend durch Bremsstrahlung. Dies gilt auch für direkt einfallende hochenergetische Elektronen. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung beträgt:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{Brems}} = \frac{E}{X_0} \quad (\text{B.2})$$

Da die hierbei abgestrahlten Photonen wiederum in e^+e^- -Paare konvertieren, entsteht durch Bremsstrahlung und Paarbildung eine ständig steigende Zahl von Sekundärteilchen. Es bildet sich ein sogenannter elektromagnetischer Schauer. Dieser Prozeß setzt sich solange fort, bis die Energie der Sekundärteilchen so klein ist, daß der Energieverlust durch Anregung und Ionisation der Absorberatome überwiegt. Diese Energie wird kritische Energie E_C genannt, für Natriumjodid gilt $E_C = 12.5$ MeV. Für Photonen nimmt bei niedrigen Energien der Energieverlust durch Comptonstreuung und Photoeffekt zu.

Zur Beschreibung des Schauers wird eine Materialkonstante, die Strahlungslänge X_0 , eingeführt. Es ist die mittlere Strecke, die ein Elektron im Kalorimeter zurücklegt, bevor seine Energie E_0 auf den Wert E_0/e abgefallen ist.

Sie ist gegeben durch:

$$\bar{X}_0^{-1} = N \cdot 4 \cdot \alpha \cdot Z^2 \cdot r_0^2 \cdot \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \quad (\text{B.3})$$

- N = Elektronendichte des Absorbers
- Z = Ordnungszahl des Absorbers
- α = Feinstrukturkonstante
- r_0 = klassischer Elektronenradius

Für Natriumjodid ist $\bar{X}_0 = 9.49 \text{ g/cm}^2$. Nach Division durch die Dichte ergibt sich $X_0 = 2.59 \text{ cm}$. Die Kristalle des Energiedetektors haben eine Länge von $15.7 \cdot X_0$. Nach Gleichung (B.2) ist der Erwartungswert der Elektronenenergie nach Passieren der gesamten Kristalllänge $\langle E_E \rangle = 10^{-7} \cdot E_0$. D.h. Elektronen wie auch Photonen mit einer Energie von bis zu 5 GeV deponieren nahezu ihre gesamte Energie im Detektor.

Die laterale Ausdehnung des Schauers wird durch die Vielfachstreuung niederenergetischer Sekundärteilchen bestimmt. Als Maß für die seitliche Ausdehnung gilt der Moliere-Radius:

$$R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_C} \cdot X_0 \quad (\text{B.4})$$

Für Natriumjodid beträgt $R_M = 4.35 \text{ cm}$. Messungen haben ergeben, daß in einem Zylinder vom Radius 2 bzw. $3 \cdot R_M$ 95 bzw. 99% der lateralen Schauerausbreitung liegen. Aus der Geometrie des CRYSTAL BALL Detektors ergibt sich, daß die Energiesumme über 13 Kristalle um den Auftreffpunkt eines Teilchens den Bereich von $3 \cdot R_M$ sicher abdeckt.

Myonen und Hadronen verlieren wegen ihrer großen Masse kaum Energie durch Bremsstrahlung. Myonen verlieren ihre Energie nur durch Anregung und Ionisation des Absorbermaterials. Sie deponieren dabei nur in ein oder zwei Kristallen Energie, der typische Energieverlust hochenergetischer Myonen im CRYSTAL BALL Detektor beträgt etwa 210 MeV. Hadronen können zusätzlich hadronisch mit dem Absorbermaterial wechselwirken. Die Wahrscheinlichkeit für so eine Wechselwirkung ist:

$$W_{had}(x) = 1 - \exp\left(-\frac{x}{\Lambda_0}\right) \quad (\text{B.5})$$

Λ_0 ist die nukleare Wechselwirkungslänge, ebenfalls eine Materialkonstante. Sie beträgt für Natriumjodid $\Lambda_0 = 152 \text{ g/cm}^2$ oder 41 cm. Da dies etwa der Kristalllänge entspricht, wechselwirken etwa 2/3 aller Hadronen. Dabei entstehen vorwiegend Pionen. Bei einer hadronischen Wechselwirkung wird ein stark variierender Teil der Energie deponiert. Daher reicht eine hadronische Wechselwirkungslänge für eine kalorimetrische Energiemessung nicht aus.

Anhang C

Das SMOMT-Verfahren

Oberhalb einer Energie von 500 MeV liegt der Öffnungswinkel der Photonen im Laborsystem häufig unter 30° , d.h. die Energiedepositionen der Photonen aus dem π^0 -Zerfall überlappen immer häufiger. Die Wahrscheinlichkeit, daß sie von der Standardanalyse nicht mehr als zwei Teilchen erkannt werden, nimmt mit steigender Energie zu. Bei 1.5 GeV zum Beispiel werden 90 % der π^0 -Photonenpaare als einzelnes Teilchen identifiziert. Bild 4.5 im Abschnitt 4.4 über die Photonrekonstruktion zeigt die Form der CONNECTED REGION, d.h die Form der Energiedeposition für ein π^0 und ein Photon von 1.5 GeV Energie, bestimmt mit dem Detektor-MONTE CARLO.

Mit dem SMOMT-Verfahren besteht die Möglichkeit, Energiedepositionen von π^0 -Zerfällen und Photonen bis zu einer Energie von 2 GeV zu unterscheiden. Die Methode wird hier vorgestellt, eine ausführliche Beschreibung findet sich in [48].

In einem modularen Kalorimeter deponieren elektromagnetisch schauernde Teilchen ihre Energie in mehreren Kristallen. Jedem dieser Kristalle wird eine Energie E_i und ein Richtungsvektor \vec{p}_i vom Wechselwirkungspunkt zum Kristallmittelpunkt zugeordnet. Wegen der Kugelsymmetrie sind die Richtungsvektoren Einheitsvektoren \hat{p}_i , zugehörig zum Richtungskosinus des Kristalls. Das nullte Moment entspricht der totalen deponierten Energie, d.h. der Summe aller Kristallenergien E_i , einer CONNECTED REGION:

$$E_{CR} = \sum_i^N E_i \quad (C.1)$$

E_i beträgt dabei immer mindestens 10 MeV wegen eines entsprechenden Schnittes bei der Produktion der Daten (siehe Abschnitt 3.5 dieser Arbeit). Das erste Moment gibt den Schauerschwerpunkt an. Es bestimmt auch die Richtung des einfallenden Teilchens:

$$\langle p \rangle = \frac{1}{E_{CR}} \cdot \sum_i^N E_i \cdot \hat{p}_i \quad (C.2)$$

Das zweite Moment S errechnet sich aus:

$$S = \frac{1}{E_{CR}} \cdot \sum_i^N E_i \cdot (\hat{p}_i - \langle p \rangle)^2 \quad (C.3)$$

S ist ein Maß für die transversale Schauerausbreitung und kann als invariante Schauermasse interpretiert werden.

Die invariante Masse ist definiert als:

$$M^2 = E^2 - \vec{p}^2 \quad (\text{C.4})$$

Energie und Impuls berechnet man aus der Summe der einzelnen Kristallbeiträge, so als repräsentiere jeder Kristall ein masseloses Teilchen mit dem Impuls $\vec{p}_i = E_i \cdot \hat{p}_i$:

$$M^2 = \left(\sum_i E_i \right)^2 - \left(\sum_i E_i \hat{p}_i \right)^2 \quad (\text{C.5})$$

Durch Umformungen erhält man:

$$\begin{aligned} M^2 &= E_{CR} \cdot \sum_i^N E_i (\hat{p}_i - \langle p \rangle)^2 \\ &= E_{CR}^2 \cdot S \end{aligned} \quad (\text{C.6})$$

Nun betrachtet man speziell den Fall zweier überlappender Photonschauer aus dem π^0 -Zerfall. Die Verteilung der Energie E_1 eines Photons mit der Richtung \hat{p}_1 über die einzelnen Kristalle ist eine Funktion $f_1(\hat{p}_i)$, so daß gilt:

$$\begin{aligned} E_1 &= \sum_i f_1(\hat{p}_i) \\ \langle p_1 \rangle &= \frac{1}{E_1} \sum_i \hat{p}_i \cdot f_1(\hat{p}_i) \end{aligned} \quad (\text{C.7})$$

Dann kann das zweite Moment für die CONNECTED REGION der beiden überlappenden Photonschauer geschrieben werden als:

$$S = \frac{1}{E_1 - E_2} \cdot \sum_i (\hat{p}_i - \langle p \rangle)^2 [f_1(\hat{p}_i) - f_2(\hat{p}_i)] \quad (\text{C.8})$$

Nach Umformungen und unter Benutzung der obigen Ausdrücke für einzelne Photonen erhält man für das zweite Moment:

$$\begin{aligned} S &= S_\gamma + 2 \cdot \left(1 - \frac{p_\pi}{E_\pi} \right) \\ &\approx S_\gamma + \left(\frac{m_\pi}{E_\pi} \right)^2 \quad (m_\pi \ll E_\pi) \end{aligned} \quad (\text{C.9})$$

S_γ steht dabei für:

$$S_\gamma = \frac{E_1 S_1 + E_2 S_2}{E_1 + E_2} \quad (\text{C.10})$$

S_1 und S_2 sind die zweiten Momente der beiden Photonschauer, sie sind nahezu unabhängig von der jeweiligen Photonenergie. Umformung von Gleichung C.10 führt zur Schaueremasse M:

$$M^2 = E^2 \cdot S_\gamma + m_\pi^2 \quad (\text{C.11})$$

Im Grenzfall $S_\gamma = 0$ entspricht die Schaueremasse also der π^0 -Masse oder jeder anderen Masse eines in zwei Photonen zerfallenden Teilchens. S_γ verschwindet allerdings nicht und liefert einen Beitrag zur Schaueremasse.

Gleichung C.3 kann umgeformt werden zu:

$$S = \frac{2}{E_{CR}} \cdot \sum_i^N (1 - \cos \theta_i) \cdot E_i \quad (\text{C.12})$$

wobei θ_i der Winkel zwischen Photonflugrichtung und Kristallrichtung ist. Für $\theta_i \ll 1$ vereinfacht sich der Ausdruck zu:

$$S = \frac{2}{E_{CR}} \cdot \sum_i^N \frac{\theta_i^2}{2} \cdot E_i \quad \equiv \quad \langle \theta^2 \rangle \quad (\text{C.13})$$

Das zweite Moment hängt also von der mittleren Winkelausdehnung des Schauers ab. Für Photonschauer hängt diese Ausdehnung nur leicht von der Energie ab. Bei CRYSTAL BALL beträgt sie im Mittel:

$$S_\gamma \approx 4 \cdot 10^{-3} \quad (\text{rad})^2 \quad (\text{C.14})$$

Mit Gleichung C.10 führt das zu einer oberen Grenze für die Rekonstruktion von π^0 -Mesonen:

$$\left(\frac{m}{E}\right)_\pi^2 \geq 0.004 \quad (\text{C.15})$$

$$E_\pi \leq \frac{0.135}{\sqrt{0.004}} \approx 2.1 \text{ GeV}$$

Zur Bestimmung der Masse mit Hilfe des zweiten Moments muß der mittlere Beitrag einzelner Photonen S_γ abgezogen werden. Die korrigierte Schaueremasse XMM ist dann:

$$XMM^2 = (S - S_\gamma) \cdot E_{CR}^2 \quad (\text{C.16})$$

Mit Hilfe des zweiten Moments S und der Energie E_{CR} einer Schauerverteilung kann also eine invariante Masse berechnet werden. Das Bild 4.6 zeigt, daß mit dieser Methode π^0 -Mesonen nachgewiesen werden können. Auf der Abzisse ist XMM aufgetragen, also die Quadratwurzel aus obigem Ausdruck.

Für die Energie E_{CR} wird eine aus MONTE CARLO-Studien bestimmte Energiekorrektur verwendet:

$$E_{Korr} = E_{CR} \cdot (1.243 - 0.024 \cdot \ln(E_{CR})) \quad (\text{C.17})$$

Anhang D

Die Crystal Ball Kollaboration

Mitglieder der CRYSTAL BALL Kollaboration:

D. Antreasyan⁸, H.W. Bartels⁴, Ch. Bieler⁷, J.K. Bienlein⁴, A. Bizzeti⁶, E.D. Bloom¹⁰, K. Brockmüller⁴, A. Cartacci⁶, M. Cavalli-Sforza², R. Clare¹⁰, A. Compagnucci⁶, G. Conforto⁶, S. Cooper¹⁰, D. Coyne², G. Drews⁴, K. Fairfield¹⁰, G. Folger⁵, A. Fridman¹¹, D. Gelphman¹⁰, G. Glaser⁵, G. Godfrey¹⁰, K. Graaf⁷, F.H. Heimlich⁷, F.H. Heinsius⁷, R. Hofstadter¹⁰, J. Irion⁸, Z. Jakubowski³, K. Karch¹¹, S. Keh¹¹, T. Kiel⁷, H. Kilian¹¹, I. Kirkbride¹⁰, M. Kobel⁵, W. Koch⁴, A.C. König⁹, K. Königsmann¹¹, S. Krüger⁷, G. Landi⁶, S. Leffler¹⁰, R. Lekebusch⁷, A.M. Litke¹⁰, S. Lowe¹⁰, B. Lurz⁵, H. Marsiske⁴, W. Maschmann⁷, P. McBride⁸, H. Meyer⁴, B. Muryn³, W.J. Metzger⁹, B. Monteleoni⁶, B. Niczyporuk¹⁰, G. Nowak³, C. Peck¹, C. Pegel⁷, P.G. Pelfer⁶, M. Reidenbach⁹, M. Scheer¹¹, P. Schmitt¹¹, J. Schotanus⁹, J. Schütte⁵, A. Schwarz¹⁰, F. Selonke⁴, D. Sievers⁷, T. Skwarnicki⁴, V. Stock⁷, K. Strauch⁸, U. Strohbusch⁷, J. Tompkins¹⁰, B. van Uiter¹⁰, R.T. Van de Walle⁹, A. Voigt⁴, U. Volland⁵, K. Wachs⁴, K. Wacker¹⁰, W. Walk⁹, H. Wegener⁵, D. Williams⁸

Beteiligte Institute:

- ¹ *California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA*
- ² *University of California at Santa Cruz, Santa Cruz, CA 95064, USA*
- ³ *Cracow Institute of Nuclear Physics, PL-30055 Cracow, Poland*
- ⁴ *Deutsches Elektronen Synchrotron DESY, D-2000 Hamburg, Germany*
- ⁵ *Universität Erlangen-Nürnberg, D-8520 Erlangen, Germany*
- ⁶ *INFN and University of Firenze, I-50100 Firenze, Italy*
- ⁷ *Universität Hamburg, I. Institut für Experimentalphysik, D-2000 Hamburg, Germany*
- ⁸ *Harvard University, Cambridge, MA 02138, USA*
- ⁹ *University of Nijmegen and NIKHEF NL-6525 ED Nijmegen, The Netherlands*
- ¹⁰ *Department of Physics, HEPL, and Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, Stanford, CA 94305, USA*
- ¹¹ *Universität Würzburg, D-8700 Würzburg, Germany*

Literaturverzeichnis

- [1] M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8 (1964) 214.
- [2] Particle Data Group, *Review of Particle properties*, Phys. Lett. 170B (1986).
- [3] Z. Jakubowski et al., *Determination of Γ_{ee} of the $\Upsilon(1S)$ and $\Upsilon(2S)$ Resonances and Measurement of R at $W = 9.39$ GeV*, Z. Phys. C 40 (1988) 49.
- [4] S. W. Herb et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 252;
W. R. Innes et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1240.
- [5] C. Berger et al., Phys. Lett. B 76 (1978) 243;
C. W. Darden et al., Phys. Lett. B 76 (1978) 246;
J. K. Bienlein et al., Phys. Lett. B 78 (1978) 360;
C. W. Darden et al., Phys. Lett. B 78 (1978) 364.
- [6] D. Andrews et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1108;
T. Bohringer et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1111;
G. Finocchiaro et al., Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 222.
- [7] D. Andrews et al., Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 219.
- [8] P. Franzini und J. Lee-Franzini, *Upsilon Resonances*,
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 33 (1983) 1.
- [9] W. Buchmüller, S. Cooper in "High Energy Electron Positron Physics",
Hrsg. A. Ali, P. Söding (1988).
- [10] R. D. Field und R. P. Feynman, Nucl. Phys. B 136 (1978) 1.
- [11] T. Meyer, Z. Phys. C 12 (1982) 77.
- [12] X. Artru und G. Mennessier, Nucl. Phys. B 70 (1974) 93.
X. Artru, Phys. Rep. 97 (1983) 147.
- [13] B. Andersson et al., Phys. Rep. 97 (1983) 33.
- [14] T. Sjöstrand, *The Lund Monte Carlo for e^+e^- -Jet Physics (JETSET Version 6.2)*,
Lund TP 85-10. (1985).
- [15] C. Peterson und T. F. Walsh, Phys. Lett. B 91 (1980) 455.
- [16] B. R. Webber, Nucl. Phys. B 238 (1984) 492.

- [17] G. Marchesini und B. R. Webber, Nucl. Phys. B 238 (1984) 1;
A. Bassetto et al., Phys. Rep. 100 (1983) 201;
A. Bassetto et al., Nucl. Phys. B 163 (1983) 477;
R. D. Field und S. Wolfram, Nucl. Phys. B 213 (1983) 65;
T. D. Gottschalk, Nucl. Phys. B 214 (1983) 201.
- [18] M. J. Oreglia, *A study of the reactions $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$* , SLAC Report 236 (1980).
- [19] E. D. Bloom und C. W. Peck, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 33 (1983) 143.
- [20] M. J. Oreglia et al., Phys. Rev. D 25 (1985) 2259.
- [21] DESY Storage Ring Group, Proc. of the IXth Int. Conf. on High Energy Acc., Stanford (1974) 43.
- [22] H. Nesemann, K. Wille, IEEE Trans. of Nucl. Sci. NS30 (1983) 1998.
- [23] K. O. Wachs, *The electron spectrum from B meson decays*, Dissertation, DESY F31-88-01.
- [24] W. Maschmann, *Energieeichung des CRYSTAL BALL Detektors unter Benutzung eines Van de Graaff-Generators*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1984).
- [25] D. Sievers, *Energieeichung des CRYSTAL BALL Detektors mit radioaktiven Quellen*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1985).
- [26] T. Kiel, *Überwachung des CRYSTAL BALL Detektors mit einem Lichtpulsersystem*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1987).
- [27] J. E. Gaiser, *Charmonium Spectroscopy from radiative Decays of the J/ψ and ψ'* , SLAC Report 255 (1982)
- [28] F.-H. Heinsius, *Untersuchungen zur Selektion elektromagnetisch schauernder Teilchen an einem segmentierten Kalorimeter*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1987).
- [29] C. Edwards et al., SLAC-PUB 3030 (1984).
- [30] K. Brockmüller, Diplomarbeit, interner DESY Bericht F31-87-05, Universität Hamburg (1987).
- [31] H. J. Trost, interne CRYSTAL BALL Mitteilung (1983).
- [32] F. A. Berends, R. Kleiss, Nucl. Phys. B 228 (1983) 537 ; Nucl. Phys. B 186 (1981) 22.
- [33] F. A. Berends, R. Kleiss, S. Jadach, Z. Was. Acta Phys. Pol. B 14 (1983) 413.
- [34] R. L. Ford und W. R. Nelson, *The EGS Code System: Computer programs for the Monte Carlo simulation of electromagnetic cascade showers (Version 3)*, SLAC Report 210 (1978).
- [35] H. Fesefeldt, *The Simulation of Hadronic Showers - Physics and Applications*, III. Physikal. Inst. RWTH Aachen, PITHA 85/02 (1985).
- [36] W. Metzger, Interner Bericht, Universität Nijmegen, HEN294 (1988).

- [37] G. Folger. *Suche nach monochromatischen Linien im Energiespektrum inklusiver Photonen in hadronischen Zerfällen der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz mit dem Crystal Ball Detektor bei DORIS*, Dissertation. DESY F31-86-04.
- [38] S. Behrends et al., Phys. Rev. D 31 (1985) 2161.
- [39] A. Drescher. *Messung der inklusiven Spektren von π^0 - und η -Mesonen im Energiebereich der Υ -Resonanzen mit dem ARGUS-Detektor*, Dissertation, Universität Dortmund, 1987.
- [40] W. Bartel et al., Z. Phys C 28 (1985) 343.
- [41] D. L. Scharre et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1005.
- [42] H. J. Behrend et al., Z. Phys. C 14 (1982) 189 und Z. Phys. C 20 (1983) 207.
- [43] H. Aihara et al., Z. Phys. C 27 (1985) 187.
- [44] H. J. Behrend et al., Contributed paper, XXIV Int. Conference on High Energy Physics, München 8/1988.
- [45] S. Abachi et al., ANL-HEP-CP-87-60. (1987).
- [46] A. Drescher, private Kommunikation, Veröffentlichung in Vorbereitung, Dezember 1988.
- [47] G. Wormser et al., SLAC-PUB-4554, (1988).
- [48] D. Antreasyan. *An Algorithm for Tagging Photon and Merged π^0 Showers in the CRYSTAL BALL*, CB Note 321 (1983).

Danksagung

Diese Arbeit entstand im Rahmen der Beteiligung des I. Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg am CRYSTAL BALL Experiment. Mein Dank gilt allen an diesem Experiment beteiligten Mitgliedern der CRYSTAL BALL Kollaboration für die sehr gute Zusammenarbeit.

Besonders bedanken möchte ich mich bei:

- Herrn Prof. Dr. U. Strohbusch für die Ermöglichung der Arbeit, die Betreuung in vielen Gesprächen und Meetings und die finanzielle Unterstützung durch eine Doktorandenstelle der Universität Hamburg.
- allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe für die zahlreichen hilfreichen Diskussionen und vor allem für die hervorragende Arbeitsatmosphäre. Es hat Spaß gemacht, hier zu arbeiten.
- Herrn Reinhardt Lekebusch für die vielen Hilfestellungen gerade in der Einarbeitungszeit und die sehr freundschaftliche Zusammenarbeit.
- Herrn Dr. F. H. Heimlich, der die Anregung zur Beschäftigung mit diesem Thema gab, und auf dessen Untersuchungen diese Analyse aufbaut.
- Frau Dr. Birgit Lewendel für die kritische Durchsicht der Arbeit und zahlreiche Anregungen.
- Herrn Dr. Kay Königsmann für einige sehr hilfreiche Diskussionen.
- Herrn Dr. Andreas Drescher für die gute Zusammenarbeit.
- meinen Eltern und meiner Frau Annette für ihre moralische und finanzielle Unterstützung.

