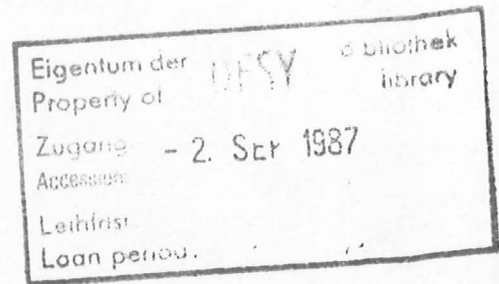


Interner Bericht  
DESY F31-87-06  
August 1987

Messung der Energie-Spektren  
neutraler Pionen ( $E_{\pi^0} > 600 \text{ MeV}$ )  
in der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$   
im Energiebereich der  
 $\Upsilon(1S)$ -Resonanz mit dem  
Crystal Ball Detektor



Diplomarbeit  
von  
Andreas Voigt

Universität Hamburg  
Juni 1987

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“

## Abstract

The Crystal Ball detector, sited at the DORIS II  $e^+e^-$ -storage ring at the DEUTSCHES ELEKTRONEN-SYNCHROTRON in Hamburg, was used to obtain  $\pi^0$ -energy spectra for the production of these particles in hadronic  $\Upsilon(1S)$ -resonance decays and in the continuum ( $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ ) at  $\sqrt{s} = 9.39 \text{ GeV}$ . The analysis is based on 220000 events on resonance and on 30500 continuum events, corresponding to integrated luminosities of  $17.5 \text{ pb}^{-1}$  and  $8.4 \text{ pb}^{-1}$  respectively.

This work deals with  $\pi^0$ s where the photons of their decay cannot be resolved separately by the Crystal Ball detector. It is possible to assign a showermass to energy-depositions seen with the calorimeter. The method works for  $\pi^0$ s with a total energy of more than 600 MeV. Spectra could be obtained up to  $\pi^0$ -energies of 2500 MeV.

The corresponding range of  $z = 2E_{\pi^0}/\sqrt{s}$  is 0.117-0.533. In this range the spectra can be described by a single exponential:

$$\frac{1}{\beta_{\pi^0} \cdot N_{\text{events}}} \cdot \frac{dn_{\pi^0}}{z} = A \cdot e^{-Bz}$$

The results are

- Continuum:  $A = 37.0 \pm 5.6$  ;  $B = 9.5 \pm 0.6$  ;
- $\Upsilon(1S)$ -direct:  $A = 54.4 \pm 8.4$  ;  $B = 11.5 \pm 0.5$  .

The error does not include the relatively large uncertainty in the efficiency of reconstructing  $\pi^0$ s in hadronic events, which is estimated to be about 20% over the whole energy-range.

## Inhaltsverzeichnis

<b>Abstract</b>	<b>i</b>
<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
1.1 Quantenelektrodynamik . . . . .	4
1.2 Quantenchromodynamik . . . . .	5
1.3 Teilchenerzeugung am $e^+e^-$ -Speicherring . . . . .	7
1.3.1 Erzeugung von Fermion-Paaren . . . . .	7
1.3.2 Erzeugung von Hadronen . . . . .	8
1.4 Die $\Upsilon(1S)$ -Resonanz . . . . .	11
1.5 Bhabhastrreuung und Paarvernichtung . . . . .	14
1.6 QED-Prozesse höherer Ordnung . . . . .	15
1.6.1 Radiative Korrekturen . . . . .	15
1.6.2 Zwei-Photon-Prozesse . . . . .	17
<b>2 Das Experiment</b>	<b>18</b>
2.1 Der Speicherring DORIS II . . . . .	18
2.2 Der Crystal Ball Detektor . . . . .	21
2.2.1 Der eigentliche Crystal Ball . . . . .	22
2.2.2 Der Innendetektor . . . . .	25
2.3 Die Datennahme . . . . .	26
2.3.1 Die Rohdaten . . . . .	26
2.3.2 Die Trigger . . . . .	28
2.4 Die Aufbereitung der Rohdaten . . . . .	28
<b>3 Der hadronische Datensatz</b>	<b>36</b>
3.1 Die Selektion hadronischer Ereignisse . . . . .	36
3.1.1 Der 'Hajo'-Selektor . . . . .	37
3.1.2 Der 'Billy'-Selektor . . . . .	40
3.2 Akzeptanzen der Hadronen Selektoren . . . . .	42
3.3 Die benutzten Datensätze . . . . .	43

<b>4 Die Monte Carlo Simulation</b>	<b>45</b>
4.1 Die Erzeugung von Monte Carlo Daten	45
4.1.1 STEP1 - Erzeugung von Vierervektoren	45
4.1.2 STEP2 - Simulation des Detektors	47
4.1.3 STEP3 - die 'Produktion'	49
4.2 Vergleich mit 'echten' Daten	50
<b>5 Der <math>\pi^0</math>-Zerfall</b>	<b>54</b>
5.1 Die Kinematik des Zerfalls	54
5.1.1 Winkelverteilung der Photonen	55
5.1.2 Die Energieverteilung der Photonen	56
5.1.3 Verteilung der Öffnungswinkel	57
5.2 Der Zerfall hochenergetischer $\pi^0$ im Crystal Ball Detektor	60
<b>6 Die Schauermasse</b>	<b>63</b>
6.1 NMOMT - Berechnung der Schauermasse	63
6.2 Anwendung von NMOMT	66
6.3 Schauermassen für Photonen und Pionen	66
6.4 Schauermassenverteilungen in hadronischen Ereignissen	67
<b>7 Die gesehenen Energiespektren neutraler Pionen</b>	<b>71</b>
7.1 Entwicklung von Schnitten	71
7.2 Fits an die Schauermassenverteilungen	82
7.2.1 Bestimmung der Fit-Funktionen	82
7.2.2 Die Anpassungsrechnungen	87
<b>8 Die Korrektur der Spektren</b>	<b>93</b>
8.1 Die Nachweiswahrscheinlichkeiten	93
8.2 Die Korrektur des Kontinuumsspektrums	98
8.3 Das Spektrum der direkten Resonanz-Zerfälle	101
8.3.1 Der Abzug des Kontinuums	101
8.3.2 Korrektur des gesehenen Spektrums	103
<b>9 Diskussion der Ergebnisse</b>	<b>106</b>
9.1 Parametrisierung der Spektren	106
9.2 Vergleich mit anderen Experimenten	108
<b>A Ergänzende Bemerkungen zu NMOMT</b>	<b>114</b>
<b>Literatur</b>	<b>124</b>
<b>Danksagung</b>	<b>127</b>

## Einleitung

Der  $e^+e^-$ -Speicherring DORIS II arbeitet seit seinem Umbau im Jahre 1977 bei Schwerpunktsenergien um die 10 GeV und kann deshalb für die Erzeugung und Untersuchung der  $\Upsilon$ -Resonanzen genutzt werden.

Da vom  $\Upsilon(1S)$  angenommen wird, daß es zu einem grossen Teil über drei Gluonen zerfällt, erhofft man sich vom Studium dieser Zerfälle unter anderem Einsichten über die Fragmentation dieser Teilchen.

Der Crystal Ball Detektor steht seit 1982 am DORIS II-Speicherring beim DESY in Hamburg, nachdem man zuvor am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) bei Energien der  $J/\Psi$ -Familie mit diesem Nachweisgerät gemessen hatte. Die bei DORIS II genommenen Daten sind Grundlage dieser Arbeit, welche sich mit der Erkennung von neutralen  $\pi$ -Mesonen in Ereignissen des Typs  $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$  befaßt.

Die Identifizierung dieser Teilchen ist aus mehreren Gründen wichtig: Zum einen möchte man beim Nachweis von  $\gamma$ -Quanten im Detektor möglichst sicher sein, bei welchem Prozeß sie entstanden sind. Beim hadronischen Zerfall des  $\Upsilon$  werden im Mittel um die 15 Teilchen erzeugt; der weitaus größte Teil sind Pionen, von denen die neutralen bekannterweise zu  $\sim 98\%$  in 2 Photonen zerfallen.

Zum anderen ist es bei der Untersuchung der Fragmentation von Quarks und Gluonen wichtig, daß man die entstandenen Teilchen identifizieren bzw. deren Zerfallsprodukte rekombinieren kann. Es werden sowohl  $\pi^0$ s direkt erzeugt, als auch durch den Zerfall anderer kurzlebiger Teilchen (z.B.  $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ ). Einige theoretische Modelle sagen nun eine unterschiedliche Häufigkeit des Entstehens bestimmter Teilchen bei der Hadronisation von Quarks und Gluonen voraus.

Die vorliegende Arbeit beschränkt sich auf die Untersuchung hochenergetischer  $\pi^0$ s ( $E \leq 600$  MeV), bei denen sich die beiden Photonen aufgrund der Kinematik des Zerfalls mit dem Crystal Ball Detektor oft nicht mehr einzeln auflösen lassen. Es werden Eigenschaften der Energiedepositionen dieser Teilchen im Nachweisgerät mit Hilfe von Monte Carlo-Methoden untersucht.

Die dabei gewonnenen Erfahrungen werden benutzt, um Energie-Spektren neutraler Pionen für den  $\Upsilon(1S)$ -Zerfall und die Hadronisation von Quarks zu erstellen.

Im ersten Kapitel wird kurz auf die theoretischen Grundlagen der Elementarteilchenphysik eingegangen, welche zum Verständnis dieser Arbeit notwendig sind, d.h. besonders auf die bei der Kollision von Elektronen mit Positronen möglichen Prozesse.

Kapitel 2 beschreibt den Aufbau des Experiments, die Datennahme und die Aufbereitung der Daten. Dabei werden auch immer wieder benutzte Begriffe (Crystal Ball Jargon) erläutert.

Das dritte Kapitel beschäftigt sich mit der Selektion sogenannter hadronischer Ereignisse, bevor Kapitel 4 auf die mittels Simulation durch Monte Carlo-Programme erzeugten Datensätze eingeht.

Der nächste Abschnitt befaßt sich mit der Kinematik des  $\pi^0$ -Zerfalls und seinem Nachweis mit dem Crystal Ball Detektor.

In Kapitel 6 wird das Konzept der Schauermasse vorgestellt, welches es ermöglicht, Energiedepositionen im Kalorimeter eine Masse zuzuordnen.

Die darauf folgenden Kapitel beschreiben den eigentlichen Gang der Analyse. Zunächst werden weitere Kriterien gesucht, mit denen sich Energiedepositionen von neutralen Pionen beschreiben lassen und daraus Schnitte zur Reduktion der Daten entwickelt. Es werden Anpassungsrechnungen an Schauermassenverteilungen durchgeführt, um die gesehene Anzahl von  $\pi^0$ s zu ermitteln. Die erhaltenen Energiespektren werden mit aus dem Monte Carlo bestimmten Nachweiswahrscheinlichkeiten korrigiert. Im Fall des Kontinuumspektrums werden der Untergrund an  $\tau^+\tau^-$ -Ereignissen und von Bremsstrahlungsprozessen herrührende Effekte berücksichtigt. Um ein  $\pi^0$ -Energiespektrum direkter  $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle zu erhalten muß der Untergrund an Kontinuumsprozessen statistisch abgezogen werden.

In Kapitel 9 werden die Ergebnisse diskutiert und mit denen anderer Experimente verglichen.

## Kapitel 1

# Theoretische Grundlagen

Nach dem heutigen Kenntnisstand ist die Materie aus zwei fundamentalen Gruppen von Fermionen aufgebaut: den Quarks und den Leptonen, die strukturlos und punktförmig auf einer Skala von  $10^{-16}$  m sind. Sie sind in Tabelle 1 aufgelistet. Zu jedem Teilchen existiert ein Antiteilchen der gleichen Masse, welches komplementäre Ladungen trägt.

Zu den Leptonen gehört das Elektron, von dem sich Myon und Tauon anscheinend nur durch ihre größeren Massen unterscheiden (Dies ist die sogenannte Lepton-Universalität). Allerdings sind letztere instabil, denn sie können durch Prozesse der schwachen Wechselwirkung zerfallen. Alle drei unterliegen neben der Gravitation und der schwachen Kraft natürlich der elektromagnetischen Wechselwirkung, welche ihre Partner, die sogenannten Neutrinos nicht spüren. Es gibt für jede Leptonenfamilie eine Erhaltung der Leptonenzahl, wobei 'Teilchen' positiv und 'Antiteilchen' negativ zählen.

Die Leptonen			Ladung
$e^-$	$\mu^-$	$\tau^-$	$- e $
$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0

Die Quarks			Ladung
<i>up</i>	<i>charm</i>	<i>top</i>	$+\frac{2}{3} e $
<i>down</i>	<i>strange</i>	<i>bottom</i>	$-\frac{1}{3} e $

Tabelle 1.1: Die fundamentalen Bausteine der Materie

Die Quarks tragen neben drittelzahligen elektrischen Ladungen sogenannte Farbladungen. Dies sind die Ladungen der Starken Kraft, von denen es drei verschiedene gibt, mit rot, grün und blau bezeichnet. (Antiquarks tragen Antifarben.) Die einzelnen Quarksorten unterscheiden sich durch ihren 'Flavour', also Charm, Strangeness usw., wobei wiederum 'Teilchen' positiv und 'Antiteilchen' negativ zählen. Bis auf die schwache erhalten alle

Wechselwirkungen den Flavour.

Bei den hier betrachteten Prozessen zwischen Elementarteilchen spielt die Gravitation aufgrund ihrer geringen Stärke überhaupt keine Rolle, und bei den von DORIS II erreichbaren Energien ist auch die direkte Produktion von Teilchen über die schwache Wechselwirkung vernachlässigbar. Deshalb wird im folgenden nur auf die Theorien der Quantenelektrodynamik (QED) und der Quantenchromodynamik (QCD; beschreibt die 'Farbkraft') eingegangen.

### 1.1 Quantenelektrodynamik

QED und QCD sind Quantenfeldtheorien, im Rahmen derer Kräfte durch einen Austausch von Teilchen beschrieben werden. So sind z.B. die wohlbekanntesten Photonen die Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung. Dieses Bild ergibt sich aus der Störungsrechnung, deren niedrigste Ordnung einem Ein-Teilchen-Austausch entspricht.

Wechselwirkungsprozesse lassen sich mit Hilfe von Feynman-Diagrammen beschreiben. Hier wird horizontal die Zeit und vertikal der Raum (1-dimensional) aufgetragen. Bild 1.1 zeigt die einfachsten Feynmandiagramme für die Reaktion von Elektron und Positron (Bhabha-Streuung). Graph a) zeigt die Streuung, Graph b) die Vernichtung und Wiedererzeugung.

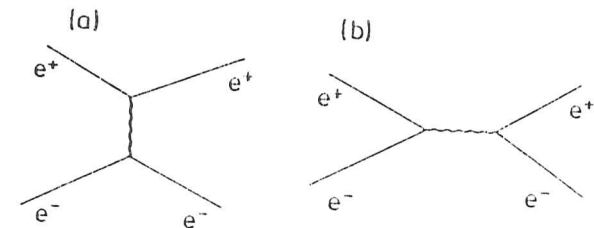


Abbildung 1.1: Streuung von Elektron und Positron in niedrigster Ordnung der QED

Jede Linie der Graphen stellt einen Teil der Formel dar, mit deren Hilfe man die Streuamplitude des dargestellten Prozesses berechnen kann. Insbesondere wird jeder Kreuzungspunkt (Vertex) mit der Wurzel einer für die Wechselwirkung charakteristischen Größe gewichtet, der sogenannten Kopplungskonstanten  $\alpha$ .

Will man die Wahrscheinlichkeit eines bestimmten Prozesses ausrechnen, so muß man im wesentlichen die den einzelnen beitragenden Graphen entsprechenden Amplituden wie in der Quantenmechanik üblich addieren

und das Quadrat der Summe bilden. Dies bedeutet in dem obigen Beispiel praktisch, daß kompliziertere Diagramme mit mehreren Vertizes mit einem Faktor  $\alpha$  pro Vertex in die Rechnung eingehen. Ist  $\alpha$  klein gegen eins, so trägt z.B. Vielteilchenaustausch zum Prozess nur wenig bei.

Die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung ist die Feinstrukturkonstante:

$$\alpha = \frac{e^2}{hc} \approx \frac{1}{137} \quad (1.1)$$

Dabei sind

$e$  = Ladung des Elektrons (= Elementarladung)

$h$  = Plank'sches Wirkungsquantum

$c$  = Lichtgeschwindigkeit

Die in den Feynman-Diagrammen durch Linien symbolisierten Teilchen sind, wenn sie nicht frei auslaufen, keine nachweisbaren, reellen Zustände, sondern sogenannte 'virtuelle' Teilchen. Anschaulich ausgedrückt verletzen sie kurzzeitig die Energie-Impuls-Beziehung, was durch die in der Quantenmechanik geltenden Unschärferelationen möglich ist. Für das in der  $e^+e^-$ -Vernichtung durch eine Schlangenlinie symbolisierte 'virtuelle' Photon gilt z.B. nicht  $E = pc$  ( $p$  = Betrag des Impulses).

## 1.2 Quantenchromodynamik

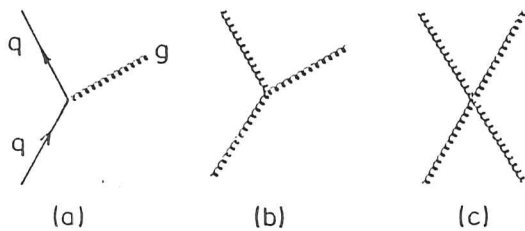


Abbildung 1.2: QCD-Vertizes

In der QCD, welche die Wechselwirkung zwischen den Quarks beschreibt, gibt es acht Austauschteilchen, die sogenannten Gluonen, welche selbst zugleich Farbe und Antifarbe tragen, und zwar derart, daß sich bei einer Wechselwirkung zwischen Quark und Gluon stets die Farbe des Quarks

ändert. Daraus folgt, daß auch die Feldquanten selbst miteinander wechselwirken können. Bild 1.2 zeigt die QCD-Vertizes.

Die Gluon-Selbstwechselwirkung ist auch dafür verantwortlich, daß die Kraft zwischen zwei Quarks nicht mit dem Abstand abnimmt, da die 'Feldlinien' zwischen den beiden zu einem Band ('String') mit konstanter Energiedichte zusammengepresst werden.

Aus diesem naiven Bild würde ein lineares Potential für große Abstände folgen. Tatsächlich kann so ein Potential, wenn es durch einen Coulomb-Term erweitert wird, der den Ein-Gluon-Austausch repräsentiert, die verschiedenen Anregungszustände des  $\bar{b}b$ -Systems recht gut beschreiben.

Die Starke Kopplungskonstante  $\alpha_s$  trägt ihren Namen zu Unrecht, denn sie ist energieabhängig. (Eine Diskussion dieses Sachverhalts findet man z.B. in [AIT82].) Sie läßt sich in 1.Näherung wie folgt berechnen:

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{33 - 2N_f} \cdot \frac{1}{\ln\left(\frac{|q^2|}{\Lambda^2}\right)} \quad (1.2)$$

mit

$|q|$  = Betrag des Vierimpuls-Übertrags

$\Lambda$  = fundamentaler, experimentell zu bestimmender Skalenparameter der QCD ( $\sim$  einige 100 MeV)

$N_f$  = Anzahl der 'aktiven' Quarkflavours bei  $q$

$\alpha_s$  wächst mit kleinerem Impuls-Übertrag, was auch größeren Abständen entspricht, d.h. Graphen höherer Ordnung sind nicht mehr vernachlässigbar und die Störungsrechnung bricht zusammen. Dies macht die Theorie mathematisch äußerst kompliziert. Es scheint, daß man, um zwei Quarks voneinander zu trennen, soviel Energie aufwenden muß, daß diese ausreicht, neue Quarks zu erzeugen. Dies ist im Einklang mit den experimentellen Befunden:

- Es sind niemals freie Quarks beobachtet worden. Diese Tatsache bezeichnet man auch als 'Confinement'.
- Es gibt in der Natur nur Quarkzustände, welche 'farblos' sind.

Man kennt heute zwei Arten von Quarkzuständen, die Baryonen und die Mesonen. Baryonen (Proton, Neutron, etc.) bestehen aus drei Quarks unterschiedlicher Farbe (*rot* + *blau* + *grün* = *farblos*) und tragen halbzahliges Spin. Mesonen bestehen aus Quark-Antiquark-Zuständen (*Farbe* + *Antifarbe* = *farblos*) und tragen ganzzahliges Spin.

Alle Teilchen, die aus Quarks aufgebaut sind, bezeichnet man auch als 'Hadronen'.

Betrachtet man nochmals die Formel 1.2, so sieht man, daß die Stärke der Wechselwirkung bei kleinen Abständen gegen Null geht. Man spricht auch von 'asymptotischer Freiheit'.

### 1.3 Teilchenerzeugung am $e^+e^-$ -Speicherring

Im folgenden wird die Teilchenerzeugung durch  $e^+e^-$ -Reaktionen anhand der QED niedrigster Ordnung diskutiert. Dabei werden durch die Elektronenmasse hervorgerufene Effekte vernachlässigt, und es wird von einem unpolarisierten Teilchenstrahl ausgegangen. Eine genauere Behandlung findet man z.B. in [RENS1].

#### 1.3.1 Erzeugung von Fermion-Paaren

Der Feynman-Graph für Myon-Paarzeugung durch ein einzelnes virtuelles Photon ist einer der einfachsten in der QED (Abb. 1.3). Er liefert im Schwerpunktsystem ( $\vec{p}(e^-) = -\vec{p}(e^+)$ ) folgenden differentiellen Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} \cdot \beta_\mu \left[ (1 + \cos^2 \theta) + (1 - \beta_\mu^2) \cdot \sin^2 \theta \right] \cdot h^2 c^2 \quad (1.3)$$

$s =$  Quadrat der Schwerpunktsenergie, hier  $s = 4 \cdot E_{\text{Strahl}}^2$   
 $\theta =$  Winkel des Impuls der erzeugten Myonen zur Strahlachse  
 $d\Omega =$  Raumwinkелеlement

Bei Energien um die 5 GeV kann man in guter Näherung  $\beta_\mu = 1$  setzen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} (1 + \cos^2 \theta) \cdot h^2 c^2 \quad (1.4)$$

Der Term in Klammern ist charakteristisch für die Erzeugung zweier Spin  $\frac{1}{2}$ -Teilchen aus einem virtuellen Vektorteilchen. Integration über den gesamten Raumwinkel ergibt für den totalen Wirkungsquerschnitt der  $\mu$ -Paar Produktion:

$$\sigma_{\mu\mu}^0 = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{s} \cdot h^2 c^2 = \frac{86,8}{s} \left[ \frac{\text{nb}}{(\text{GeV})^2} \right] \quad (1.5)$$

Obiger Fall läßt sich leicht verallgemeinern für die Erzeugung irgendeines Paares geladener Fermionen ( $f$ ) der Ladung  $Q_f$  mit Ausnahme von  $e^+e^-$ :

$$\frac{d\sigma_{ff}}{d\Omega} = Q_f^2 \cdot \frac{\alpha^2}{4s} \cdot \beta_f \left[ (1 + \cos^2 \theta) + (1 - \beta_f^2) \cdot \sin^2 \theta \right] \cdot h^2 c^2 \quad (1.6)$$

beziehungsweise integriert über den Raumwinkel:

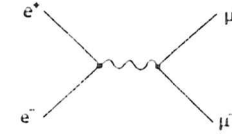


Abbildung 1.3: Feynman-Graph für die Erzeugung eines Myon-Paares

$$\sigma_{ff}^0 = \sigma_{\mu\mu}^0 \cdot Q_f^2 \cdot \left[ \frac{3\beta_f - \beta_f^3}{2} \right] \quad (1.7)$$

Dabei sind Wechselwirkungen der Endzustandsteilchen miteinander nicht berücksichtigt (s.u.). Vernachlässigt man Masseneffekte, nimmt der dritte Faktor den Wert eins an (da  $\beta_f = 1$ ).

#### 1.3.2 Erzeugung von Hadronen

Hierbei unterscheidet man zwischen sogenannter 'resonanter' Hadronenerzeugung und der Produktion von Hadronen im 'Kontinuum'. Letztere läßt sich folgendermaßen verstehen: Faßt man Quarks als punktförmige Fermionen auf, so können diese nach den Regeln der QED aufgrund ihrer elektrischen Ladung an das virtuelle Photon koppeln. Da es keine freien Quarks gibt, müssen sie nach ihrer Erzeugung mit der Wahrscheinlichkeit eins in Hadronen fragmentieren. Dabei spüren sie zunächst aufgrund der asymptotischen Freiheit wenig voneinander.

Nimmt man an, daß der Prozess der Fragmentation unabhängig ist von dem der Erzeugung, so folgt für den Wirkungsquerschnitt fern von Resonanzen und ohne Betrachtung der möglichen Endzustände:

$$\sigma_{Had}^0 = 3 \cdot \sigma_{\mu\mu}^0 \cdot \sum_i Q_i^2 \cdot \left[ \frac{3\beta_i - \beta_i^3}{2} \right], \quad (1.8)$$

wobei die Summe über alle energetisch erlaubten Flavours - in unserem Fall  $u, d, s, c$  - läuft. Der Faktor drei berücksichtigt die Tatsache, daß jedes Quark in drei verschiedenen, entarteten Ladungszuständen auftreten kann. In der Tat lieferten Messungen von  $\sigma_{Had}$  eine gute Bestätigung dieser Hypothese der QCD. Man definiert den sogenannten 'R-Wert' als

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (1.9)$$



also

$$R = 3 \cdot \sum_i Q_i^2 \cdot \left[ \frac{3\beta_i - \beta_i^3}{2} \right] \cdot \left[ 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + \dots \right] = R_0 \cdot (1 + \delta_{QCD}) \quad (1.10)$$

Der Faktor  $\delta_{QCD}$  berücksichtigt QCD-Korrekturen erster Ordnung in  $\alpha_s$  (Gluon-Bremsstrahlung), welche in unserem Fall bei ca. 6% liegen. Der Term zweiter Ordnung ist eine Größenordnung kleiner. Allerdings hängt die Größe der Korrektur vom Skalenparameter  $\Lambda$  ab, für den hier ein Wert von  $\sim 150$  MeV angenommen wurde und der experimentell nicht so genau bestimmt ist.

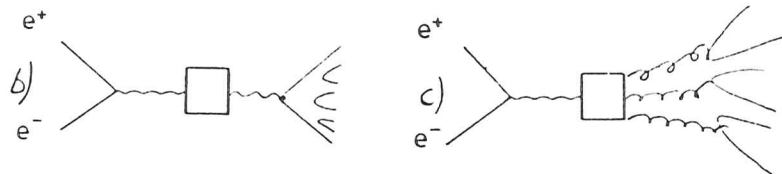
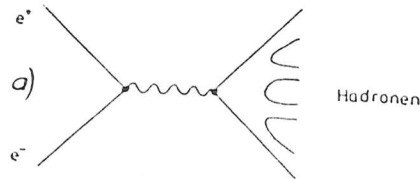


Abbildung 1.4: Hadronen-Erzeugung: a) im Kontinuum; b) + c) resonant

Vernachlässigt man Quarkmassen und QCD-Korrektur, so erwartet man für  $R$  einen Wert von  $10/3$  unterhalb der Schwelle für die Erzeugung von offenem Bottom, d.h. b-Quarks enthaltenden Teilchen. Mit dem Crystal Ball-Detektor wurde er auf der Energie der  $\Upsilon(1S)$ -Resonanz experimentell zu  $3,50 \pm 0,07 \pm 0,12$  bestimmt ([JAK87], vorläufiges Ergebnis). Der erste Fehler ist statistischen, der zweite systematischen Ursprungs.

Weiter unten wird auf QED-Prozesse höherer Ordnung, z.B. Bremsstrahlung, eingegangen. Da experimentell keine klare Trennung von solchen radiativen und nicht radiativen Ereignissen möglich und diese von der Auflösung

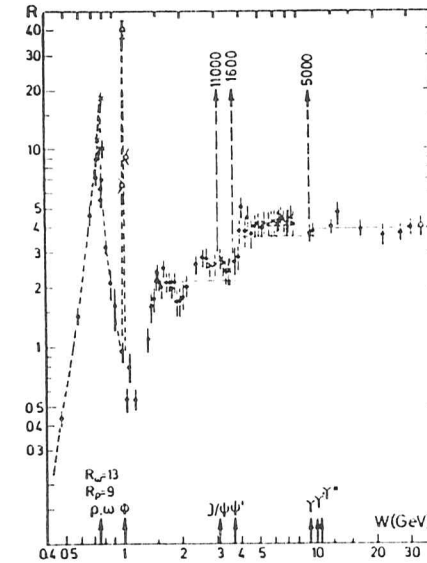


Abbildung 1.5: Verlauf des R-Wertes [LO1181]

Gestrichelt ist die Vorhersage des Quarkmodells mit  $\beta = 1$  unter Berücksichtigung von Gluon-Bremsstrahlung eingezeichnet.

des Nachweisgeräts abhängig ist, ist es üblich, gemessene Wirkungsquerschnitte derart zu korrigieren, daß sie praktisch QED-Prozessen erster Ordnung entsprechen. Bei der Benutzung des R-Wertes muß dies berücksichtigt werden.

Die bei der Fragmentation der Quarks entstehenden Hadronen, meist Pionen, haben einen durchschnittlichen Transversal-Impuls zur Flugrichtung der Quarks von einigen hundert MeV/c. Bei hohen Schwerpunktsenergien ist dieser klein gegen den Gesamtimpuls der Teilchen, so daß es zur Ausbildung sogenannter 'Jets' kommt, die bei DORIS II-Energien bereits erkennbar sind.

Resonante Hadronenerzeugung findet dann statt, wenn die im Schwerpunktsystem vorhandene Energie gerade der Masse eines neutralen Vektormesons ohne offenen Flavour entspricht. Da die Quantenzahlen des Photons ( $J^{PC} = 1^{--}$ ) mit denen dieses Teilchens übereinstimmen, kann es sehr leicht in so einen gebundenen  $q\bar{q}$ -Zustand übergehen. Der Zerfall des Mesons produziert dann den hadronischen Vielteilchen-Endzustand. Der Wirkungsquerschnitt läßt sich durch eine Breit-Wigner-Verteilung beschreiben:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow V \rightarrow \text{Hadrons}) = \frac{3\pi}{s} \cdot \frac{\Gamma^2 \cdot B_{ee} \cdot B_{Had}}{(Mc^2 - \sqrt{s})^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \cdot h^2 c^2 \quad (1.11)$$

$\Gamma$  = totale Breite des Vektor-Mesons

$M$  = seine Masse

$B_{ee}$  bzw.  $B_{Had}$  = seine Verzweigungsverhältnisse in  $e^+e^-$ -Paar bzw. Hadronen

Dieser Wirkungsquerschnitt kann den nichtresonanten um mehrere Größenordnungen übertreffen (siehe Abb. 1.5).

### 1.4 Die $\Upsilon(1S)$ -Resonanz

Gegenstand dieser Arbeit sind Zerfälle der  $\Upsilon(1S)$ -Resonanz, dem niedrigsten gebundenen  $b\bar{b}$ -Zustand mit parallelen Quark-Spins. Es handelt sich um eine sehr schmale Resonanz mit einer totalen Breite von nur etwa  $\Gamma = 43 \text{ keV}$  bei einer Masse von  $9460 \text{ MeV}$ . Man vergleiche dies z.B. mit der  $\Phi$ -Resonanz (Quarkgehalt  $s\bar{s}$ ) mit einer Breite von  $4,22 \text{ MeV}$  und einer Masse von  $1020 \text{ MeV}$  [PDG86]. Aufgrund der Zeit-Energie-Unschärfe impliziert eine schmale Breite eine relativ 'lange' Lebensdauer; im Fall des  $\Upsilon$  beträgt sie  $\sim 10^{-20} \text{ sek.}$

Dies ist ein Beispiel für die Gültigkeit der OZI (Okubo, Zweig, Iizuka) Regel, nach der Zerfälle, bei denen sich Quark und Antiquark erst vernichten müssen, stark unterdrückt sind gegenüber solchen, bei denen die Quarks erhalten bleiben und sich neu anlagern [OZI]. Ersteres ist beim  $\Upsilon(1S)$  der Fall, denn der Zerfall in Bottom tragende B-Mesonen ist energetisch verboten.

Einfache Potentialmodelle, wie das bereits erwähnte Coulomb-Potential mit linearem Anteil, beschreiben die Energie-Zustände der  $\Upsilon$ -Familie recht gut, und man kann folgern, daß es sich hier um nicht-relativistische Systeme handelt, mit  $\beta_b^2 \approx 0,08$ . Eine ausführliche Diskussion der Potentiale erfolgt z.B. in [COO85].

Bild 1.6 zeigt ein Niveau-Schema (unvollständig) der  $\Upsilon$ -Familie. Nur die Triplet-Zustände mit Bahndrehimpuls null lassen sich im  $e^+e^-$ -Speicherring, also über ein virtuelles Photon, erzeugen.

Figur 1.7 zeigt den Hadronischen Wirkungsquerschnitt, wie er mit dem Detektor CLEO am Speicherring CESR bestimmt wurde [PLU82]. Deutlich sieht man die  $\Upsilon\{(1S), (2S), (3S) \text{ und } (4S)\}$ -Resonanzen. Die sichtbare Breite der ersten drei entspricht der Energieauflösung des Speicherrings. Der 4S-Zustand ist breiter, da er knapp über der Schwelle für die Erzeugung von offenem Bottom liegt, d.h. er kann in zwei B-Mesonen übergehen. Dieser Prozess ist nicht OZI-unterdrückt.

Oberhalb einer Resonanz können Elektron und Positron durch Bremsstrahlung die Schwerpunktsenergie des  $e^+e^-$ -Systems derart erniedrigen, daß

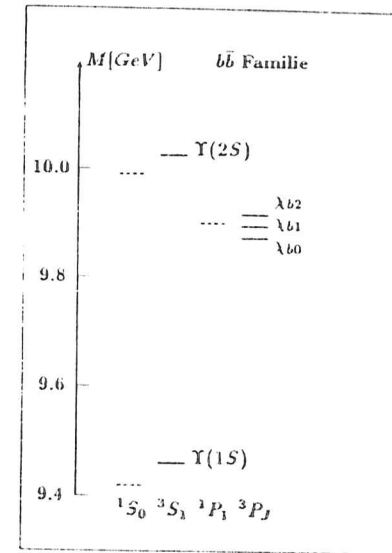


Abbildung 1.6: Niveau-Schema der  $\Upsilon$ -Familie

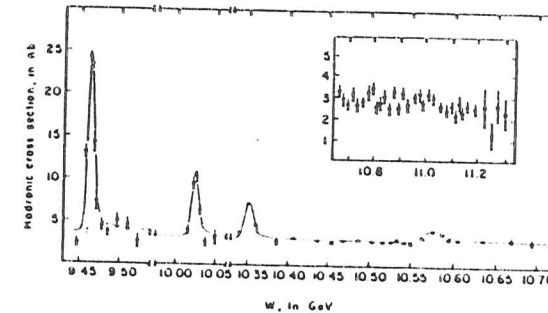


Abbildung 1.7: Hadronischer Wirkungsquerschnitt der  $e^+e^-$ -Reaktion in der Upsilon-Region

diese trotzdem gebildet werden kann. Dies ist um so wahrscheinlicher, je geringer die Energie des abgestrahlten Photons ist und führt zu 'Strahlungs-

schwänzen', welche in der eingezeichneten Fit-Funktion berücksichtigt sind.

Für den Zerfall des  $\Upsilon(1S)$  gelten folgende Auswahlregeln:

- OZI-erlaubte Zerfälle sind energetisch verboten.
- Der Zerfall über ein einzelnes Gluon ist verboten, da es kein Gluon-Farbsingulett gibt.
- Der Zerfall über zwei Gluonen würde die C-Parität verletzen.

Dies läßt folgende wichtige Kanäle übrig:

- $\Upsilon \rightarrow GGG$
- $\Upsilon \rightarrow \gamma GG$
- $\Upsilon \rightarrow \gamma^* \rightarrow q\bar{q}$

Letzteren Prozess bezeichnet man häufig auch nicht ganz richtig als 'Vakuumpolarisation' (Abb. 1.4b). Das Meson zerfällt hier -genau wie es erzeugt wurde- über ein virtuelles Photon; der Endzustand unterscheidet sich in erster Ordnung nicht von dem der Teilchenproduktion im Kontinuum. Bild 1.8 zeigt den 'Feynman-Graphen' für den 3-Gluon-Zerfall.

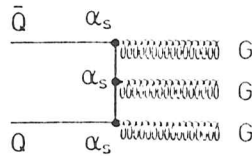


Abbildung 1.8: Der Zerfall des  $\Upsilon(1S)$  über drei Gluonen

Die Auswertung dieses Diagramms liefert folgendes Ergebnis ([KOL78], [KOL79a]):

$$\Gamma(\Upsilon \rightarrow GGG) = \frac{160}{81} \cdot \frac{\alpha_s^3 (\pi^2 - 9)}{M_\Upsilon} \cdot |\psi(0)|^2 \quad (1.12)$$

$|\psi(0)|^2 =$  die Quarkwellenfunktion am Ursprung

Die Potenz von  $\alpha_s$  spiegelt die Kopplung an den Vertices des Graphen wider. Der Faktor  $|\psi(0)|^2$  beschreibt die Wahrscheinlichkeit für ein Zusammentreffen der Quarks, welches anschaulich die Voraussetzung für ihre Vernichtung ist. Er hängt vom Verlauf des Potentials ab. Betrachtet man nur Verhältnisse von Zerfallsbreiten, so kürzt sich diese Größe heraus.

$$\frac{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \gamma GG)}{\Gamma(\Upsilon \rightarrow GGG)} = \frac{36}{5} \cdot \frac{Q_b^2 \alpha}{\alpha_s} \approx 0,032 \quad (1.13)$$

$$\frac{\Gamma(\Upsilon \rightarrow GGG)}{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = \frac{10}{81} \cdot \frac{(\pi^2 - 9) \alpha_s^3}{\pi \alpha^2 Q_b^2} \approx 22 \quad (1.14)$$

$Q_b =$  Ladung des  $b$ -Quarks

$\alpha_s$  wurde zu 0,18 angenommen (bzw.  $\Lambda \approx 150$  MeV).

Der Zerfall in drei Photonen spielt demnach keine Rolle, obwohl er natürlich möglich ist, da Photon und Gluon gleiche Quantenzahlen haben:

$$\frac{\Gamma(\Upsilon \rightarrow GGG)}{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \gamma\gamma\gamma)} = \frac{5}{54} \cdot \frac{\alpha_s^3}{\alpha^3 Q_b^6} \approx 10^6! \quad (1.15)$$

Zusammenfassend kann man folgende Abschätzungen der Verzweigungsverhältnisse des  $\Upsilon(1S)$ -Zerfalls angeben:

- $\Upsilon \rightarrow GGG \approx 76\%$
- $\Upsilon \rightarrow q\bar{q} \approx 11,5\%$
- $\Upsilon \rightarrow l\bar{l} \approx 3,5\%$  für  $l = \mu^+ \mu^-, e^+ e^-$  oder  $\tau^+ \tau^-$
- $\Upsilon \rightarrow \gamma GG \approx 2,5\%$

Diese Abschätzungen sollte man nicht zu genau nehmen, denn der Wert für  $\alpha_s$  ist nur sehr ungenau bekannt, und es sollten eigentlich auch Prozesse mit mehr als drei Gluonen möglich sein. Außerdem handelt es sich hier um ein gebundenes System, und für  $\alpha_s$  wurde der Kontinuumswert angenommen. Trotzdem hier zum Vergleich die gemessenen Werte [PDG86]:

- $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^- = 2,8\% \pm 0,2\%$
- $\Upsilon \rightarrow \tau^+ \tau^- = 3,2\% \pm 0,4\%$
- $\Upsilon \rightarrow e^+ e^- = 2,8\% \pm 0,3\%$

In dieser Arbeit werde ich die übliche Nomenklatur verwenden und alle hadronischen Zerfälle des  $\Upsilon$ , die nicht über ein virtuelles Photon ablaufen, als 'direkte' Zerfälle bezeichnen. Allerdings ist es nur statistisch möglich, die verschiedenen Prozesse zu unterscheiden.

### 1.5 Bhabhastreuung und Paarvernichtung

Der Vollständigkeit halber seien hier noch die Wirkungsquerschnitte der Bhabhastreuung (a) und der sogenannten Paarvernichtung (b) angegeben. Die Graphen der Bhabhastreuung wurden schon oben (Abb. 1.1), die der Paarvernichtung sind in Figur 1.9 gezeigt.

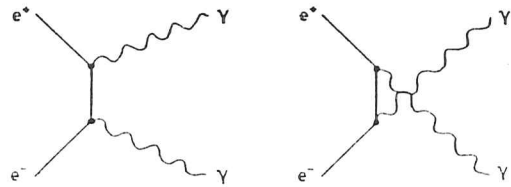


Abbildung 1.9: Paarvernichtung von Elektron und Positron in zwei Photonen

$$(a) \frac{d\sigma_{Bhabha}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2s} \left[ \frac{\cos^4 \frac{\theta}{2} + 1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} - \frac{2 \cos^4 \frac{\theta}{2}}{\sin^2 \frac{\theta}{2}} + \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta) \right] \cdot \hbar^2 c^2 \quad (1.16)$$

Der erste Term rührt von dem Streugraphen, der dritte von dem Vernichtungsgraphen her; der mittlere ist ein Interferenzterm.

$$(b) \frac{d\sigma_{Paar}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{s} \left[ \frac{1 + \cos^2 \theta}{1 - \cos^2 \theta} \right] \cdot \hbar^2 c^2 \quad (1.17)$$

Beide Prozesse werden beim Crystal Ball Experiment zur Bestimmung der Luminosität benutzt (s.u.).

### 1.6 QED-Prozesse höherer Ordnung

#### 1.6.1 Radiative Korrekturen

Die bisher betrachteten Graphen, welche die Erzeugung von Teilchen am Speicherring beschreiben, führen bei der Auswertung zu Wirkungsquerschnitten, die die Kopplungskonstante  $\alpha$  in Termen zweiter Ordnung enthalten. Hier soll kurz auf Terme der Ordnung  $\alpha^3$  hingewiesen werden. (Ausführlich behandelt wird dieses Gebiet in [KLE82].) Diese stammen von Graphen mit zwei verschiedenen Endzuständen, nämlich von Bremsstrahlungsprozessen und sogenannten 'virtuellen Korrekturen'. Abb. 1.10 zeigt die entsprechenden Diagramme für den Fall der Myon-Paarzeugung.

Die Bremsstrahlungsprozesse resultieren in Wirkungsquerschnitten, welche mit  $1/E$  divergieren. Die virtuellen Korrekturen umfassen die 'Vakuum-Polarisation', 'Vertex-Korrekturen' und zwei-Photon-Austausch. Interferenzen dieser Diagramme mit denen niedrigster Ordnung in  $\alpha$  führen auch zu Termen der Ordnung  $\alpha^3$  im Wirkungsquerschnitt. Sie enthalten ebenfalls Divergenzen, die sich exakt mit denen der Bremsstrahlungsprozesse aufheben. Der gesamte Wirkungsquerschnitt bleibt also endlich.

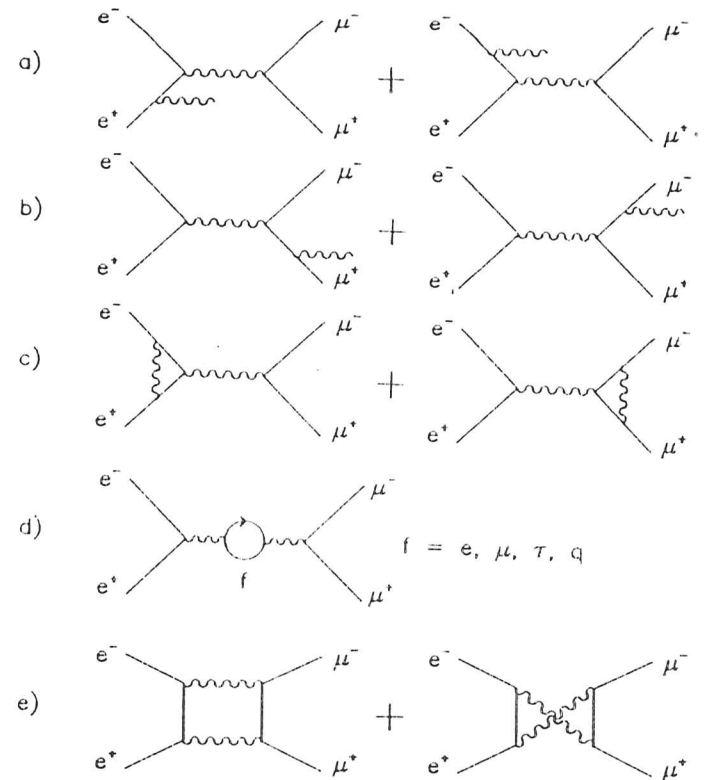


Abbildung 1.10: Feynman-Diagramme, die zu radiativen Korrekturen ( $O(\alpha^3)$ ) der Myon-Paarzeugung beitragen  
a)+b) Bremsstrahlung des Anfangs- bzw. Endzustands, c) 'Vertex-Korrekturen', d) 'Vakuum-Polarisation', e) Zwei-Photon-Austausch

Da Bremsstrahlungsphotonen unbemerkt bleiben können -z.B. unterhalb einer vom Nachweisgerät abhängenden Minimal-Energie-, gibt es experimentell keine klare Unterscheidung zwischen Ereignissen mit und ohne Photonen im Endzustand.

### 1.6.2 Zwei-Photon-Prozesse

Erzeugung von Teilchen kann auch stattfinden über die 'Kollision' zweier von Elektron und Positron abgestrahlter Photonen. Ein Beispiel für einen Graphen, der diesen Sachverhalt beschreibt, ist in Abb. 1.11 gegeben. Eine Einführung in dieses Gebiet findet man z.B. in [COO82].

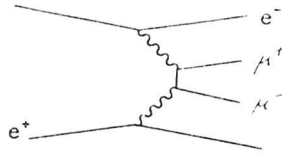


Abbildung 1.11: Beispiel für einen Zwei-Photon-Prozess

## Kapitel 2

### Das Experiment

In diesem Kapitel wird kurz der Speicherring beschrieben und anschließend auf den Crystal Ball Detektor eingegangen, von dem allerdings nur die für diese Analyse wichtigen Komponenten ausführlich erklärt werden. (Eine genaue Beschreibung des Crystal Ball findet sich in [GA182].)

In Abschnitt 2.3 wird die Datennahme erläutert, bevor in den darauf folgenden Seiten die Standardanalyse der Ereignisse und in Zusammenhang damit der Crystal Ball-Jargon, soweit er später verwendet wird, vorgestellt werden.

#### 2.1 Der Speicherring DORIS II

Nach der Entdeckung des  $\Upsilon$ -Mesons wurde DORIS im Jahre 1977 von einem Doppelring-Speicher zum Einfachring DORIS II umgebaut und arbeitet heute im Schwerpunktsenergiebereich um 10 GeV ([BOT79], [WIL81]). Die Maschine steht am Großforschungszentrum DESY in Hamburg.

Betrieben wird der Speicherring mit jeweils einem Bündel Elektronen und Positronen, welche in einem Vakuumrohr, das auf  $10^{-8} - 10^{-9}$  mbar evakuiert ist, umlaufen. Die Teilchenpakete haben eine Längenausdehnung von ca. 3 cm und einen Durchmesser von ca. 1 mm in horizontaler bzw. 0,1 mm in vertikaler Richtung. Genauer gesagt ist die Teilchendichte eine mehrdimensionale Gaußverteilung mit den entsprechenden Breiten.

DORIS II hat die Form eines Ovals mit 288 m Umfang. Die Experimente ARGUS und Crystal Ball sind an den beiden, auf geraden Strecken gelegenen, Wechselwirkungspunkten installiert.

Auf der Kreisbahn gehalten werden die Teilchenpakete durch Dipolmagnete, während ein System aus Quadrupol- und Sextupolmagneten für ihre fortwährende Fokussierung sorgt. Die geladenen Teilchen erfahren eine Radialbeschleunigung in den Dipolmagneten, was dazu führt, daß sie ständig Energie in Form elektromagnetischer Strahlung, der sogenannten Synchrotronstrahlung, verlieren. Die dabei abgegebene Leistung  $P$  läßt sich durch

folgende Formel beschreiben:

$$P \sim \left(\frac{E}{m}\right)^4 \cdot \frac{1}{R^2}, \quad (2.1)$$

wobei

$E$  = Energie der umlaufenden Teilchen

$m$  = Ruhemasse derselben

$R$  = Krümmungsradius des Speicherrings

Dieser Verlust muß ständig kompensiert werden, was in Hohlraumresonatoren geschieht, in denen durch hochfrequente elektromagnetische Anregung ( $\sim 500$  MHz) ein elektrisches Feld parallel zur Strahlrichtung schwingt. Da dieser Energiezufuhr Grenzen gesetzt sind, erreicht man mit DORIS II maximal 5,6 GeV pro Teilchen.

Abbildung 2.1 zeigt das Gesamtsystem der zum Betrieb des Speicherrings benutzten Beschleuniger.

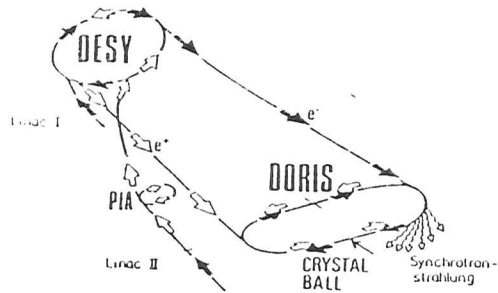


Abbildung 2.1: Speicherring DORIS II

Die Elektronen werden durch thermische Emission aus Glühkathoden gewonnen, mit dem Linearbeschleuniger LINAC I vorbeschleunigt und in das Synchrotron DESY eingeschossen. Dort bringt man sie auf die Endenergie und injiziert sie anschließend in DORIS II.

Die Positronen gewinnt man beim Aufprall von 300 MeV-Elektronen auf ein Wolframtarget im LINAC II. Die dort abgegebene Bremsstrahlung erzeugt Elektronen-Positronen-Paare, welche sich mittels elektrischer und magnetischer Felder trennen lassen. Die positiven Teilchen werden in einem

kleinen Speicherring namens PIA (Positronen-Intensitäts-Akkumulator) angesammelt, bevor sie ebenfalls in DESY und anschließend in Gegenrichtung zu den Elektronen in DORIS II eingeschossen werden.

Die Lebensdauer der umlaufenden Teilchenpakete ist durch Wechselwirkungen mit dem Restgas im Vakuumrohr und diesem selbst begrenzt. Die Zeit zwischen zwei Füllungen liegt typischerweise bei ca. einer Stunde (bei  $\sim 5$  GeV und Strahlströmen von  $\sim 30$  mA).

Eigenschaften von DORIS II	
Umfang	288 m
mittlerer Krümmungsradius	25,8 m
Maximalenergie	5,6 GeV
Energieschärfe beim $\Upsilon$	$\sim 10$ MeV
Anzahl der Bunche	max. 2 · 8
typische Luminosität	$2 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$

Tabelle 2.1: DORIS II

Jedesmal, wenn sich ein Elektron mit seinem Antiteilchen vernichtet oder die beiden aneinander streuen und die dabei entstehenden Partikel nachgewiesen werden, sprechen wir von einem 'Ereignis'. Um ein Maß für die Ausbeute von Ereignissen eines bestimmten Typs zu erhalten, definiert man die Luminosität  $L$  eines Speicherrings:

$$L = \frac{dN}{dt} \cdot \frac{1}{\sigma} \quad (2.2)$$

Es ist

$$N = \text{Zahl der Ereignisse einer bestimmten Reaktion und} \\ \sigma = \text{deren Wirkungsquerschnitt}$$

Sie wird gemessen durch die Bestimmung der Ereignisrate einer Eichreaktion, deren Wirkungsquerschnitt man sehr genau kennt. Bei unserem Experiment werden dazu die Bhabha-Streuung und die Paarvernichtung verwendet [WAX86b].

Die Luminosität ist eine rein maschinenabhängige Größe und praktisch ein Maß für die 'Güte' eines Speicherrings. Man kann sie deshalb im Prinzip auch aus Maschinenparametern berechnen:

$$L = \frac{n_1 n_2}{A} \cdot f \quad (2.3)$$

$n_1$  = Zahl der Teilchen pro Bündel

$A$  = Querschnittsfläche der Bündel

$$f = \text{Umlauffrequenz}$$

Ich benutze später die Integrierte Luminosität  $\mathcal{L} = N \cdot \sigma$ .

Tabelle 2.1 enthält einen Überblick über einige Maschinenparameter von DORIS II.

## 2.2 Der Crystal Ball Detektor

Der Crystal Ball ist ein Nachweisgerät, welches so konzipiert wurde, daß seine Stärke in der Messung von elektromagnetisch schauernden Teilchen liegt (s.u.), also Elektronen, Positronen und Photonen. Man war bei seiner Konstruktion darauf bedacht, eine möglichst gute Energie- und Ortsauflösung für diese Teilchen über einen möglichst großen Raumwinkelbereich zu erzielen.

Die Abbildungen 2.2 und 2.3 skizzieren den Aufbau des Detektors. Seine Hauptkomponenten sind

- der eigentliche Crystal Ball, bestehend aus 672 NaJ(Tl) Kristallen
- der Innendetektor aus 4 Proportionalkammern mit je einer Doppellage von Drähten
- die Endkappen aus NaJ(Tl) Kristallen

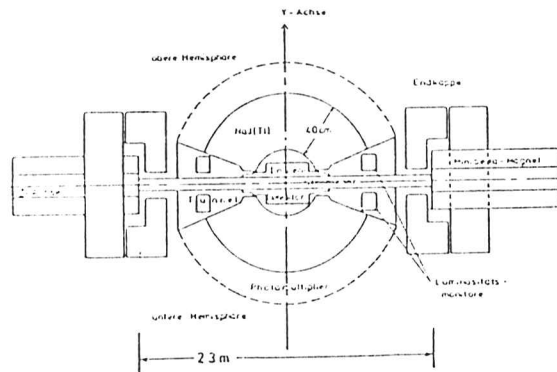


Abbildung 2.2: Vertikaler Schnitt durch den Detektor (Seitenansicht)

Zusätzlich gehören zum Nachweisgerät noch großflächige Plastik-Szintillatoren, welche um die obere Hemisphäre des Balls herum angebracht sind.

Sie können dazu benutzt werden, Myonen aus der kosmischen Strahlung, die in den Detektor eindringen, zu identifizieren. Dies geschieht mit Hilfe von 'Flugzeitmessungen'.

Innerhalb der Tunnelregion sind über bzw. unter dem Strahlrohr vier Luminositätsmonitore angebracht. Sie dienen zum Nachweis der oben genannten Eichreaktionen unter kleinen Winkeln, welche von diesen besonders bevorzugt werden. Diese Ereignisse werden über Koinzidenzen in einander gegenüberliegenden Zählern registriert.

Die mit diesen Zählern ermittelte 'Kleinwinkel-Lumi' wird benutzt zur schnellen Abschätzung der genommenen Datenmenge und hauptsächlich zur Kontrolle der aus den -mit dem Ball aufgezeichneten- sogenannten 'Großwinkel-Bhabha-Ereignissen' berechneten Luminosität.

Die Endkappen, bestehend aus je 20 Kristallen, weisen Teilchen unter kleinen Winkeln zum Strahlrohr nach. Aufgrund der Anordnung schwankt jedoch die von einem Teilchen durchquerte Strecke im NaJ abhängig vom Winkel sehr stark, so daß eine zuverlässige Energiemessung mit ihnen nicht möglich ist. Ihre Hauptaufgabe besteht in der Trennung von 'guten' Ereignissen und Untergrundereignissen (z.B. Strahl-Gas-Ereignissen, siehe Kapitel 3).

Am Detektor befinden sich auch zwei Minibetamagnete, spezielle Quadrupole, die aber eigentlich zum Speicherring gehören. Sie sollen die Teilchenbündel im Bereich der Wechselwirkungszone besonders gut fokussieren.

### 2.2.1 Der eigentliche Crystal Ball

Der eigentliche Crystal Ball ist aus 672 Modulen aufgebaut. Ein Modul besteht aus einem mit einem Photomultiplier versehenen, Thallium-dotierten Natriumjodid-Kristall. Die Kristalle haben die Form von 40 cm hohen Pyramidenstümpfen mit gleichseitigen Dreiecken als Grundflächen. Sie bilden eine Kugel mit 65 cm Radius, in deren Inneren sich ein ebenfalls kugelförmiger Hohlraum befindet, welcher den Innendetektor beherbergt.

Die Anordnung beruht auf der Symmetrie des Icosaeders (Abb. 2.4a), dessen Oberfläche aus 20 gleichseitigen Dreiecken besteht. (Der Icosaeder ist der reguläre Polyeder mit der größten Anzahl von Begrenzungsflächen.) Jedes dieser 'Major Triangles' ist in vier 'Minor Triangles' und diese wiederum in neun noch kleinere gleichseitige Dreiecke unterteilt. Projiziert man alle Eckpunkte jeweils auf eine Kugeloberfläche, so erhält man die Anordnung der Kristalle des Crystal Ball (Abb. 2.4b+c).

Die Figur ist nicht völlig kugelsymmetrisch: An den Eckpunkten des ursprünglichen 20 Flächners berühren sich jeweils fünf Kristalle, ansonsten sind es immer sechs, die sich eine Ecke teilen. Aus diesem Grunde haben einige Kristalle nur elf nächste Nachbarn, die anderen haben zwölf.

An zwei gegenüberliegenden Seiten wurden jeweils 24 Module weggelassen, um Platz für das Strahlrohr zu schaffen. Die mit einer Ecke oder Kante

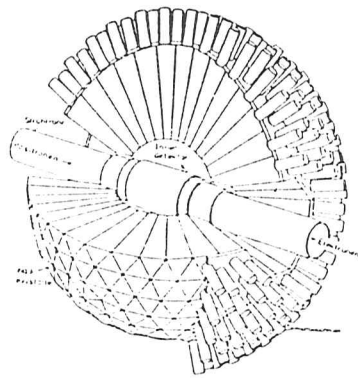


Abbildung 2.3: Das Kalorimeter

an diese Region grenzenden Kristalle werden auch 'Tunnelmoduln' genannt. Die gesamte Anordnung deckt 93% des gesamten Raumwinkels ab und wird als Kalorimeter benutzt.

Elektronen, Positronen und  $\gamma$ -Quanten erzeugen einen 'elektromagnetischen Schauer' in den Kristallen, eine Aufeinanderfolge von Bremsstrahlungs- und  $e^+e^-$ -Paarerzeugungs-Prozessen. Haben die durch den Schauer entstehenden Teilchen Energien von weniger als 10 MeV erreicht, dann spielen Paarvernichtung, Photoeffekt, Comptonstreuung und Anregung der Atome eine immer größere Rolle, was schließlich zur Emission von Licht führt. Durch reflektierende Folien wird es in den einzelnen Kristallen gefangen und erreicht meist nach mehreren Reflektionen den Photomultiplier, der einen der Lichtmenge proportionalen Strompuls erzeugt.

Die Oberflächen des NaJ sind teilweise behandelt (aufgeraut), um zu gewährleisten, daß das von einem Modul erzeugte Signal unabhängig vom Ort der Schauerentwicklung bzw. dem Eintrittsort eines Teilchens in den Kristall ist.

Das ganze System ist vor Feuchtigkeit geschützt (NaJ ist stark hygroskopisch) und wird auf einer konstanten Temperatur gehalten ( $20,0^\circ \pm 0,2^\circ$  Celsius), da die Lichterzeugung etwas von der Temperatur abhängt.

40 cm des Szintillatormaterials entsprechen 15,7 Strahlungslängen. Eine Strahlungslänge ist diejenige Strecke, nach der ein schauerndes Teilchen im Mittel nur noch ein  $e^-$  seiner Energie besitzt.

Die Energieauflösung des Crystal Ball beträgt

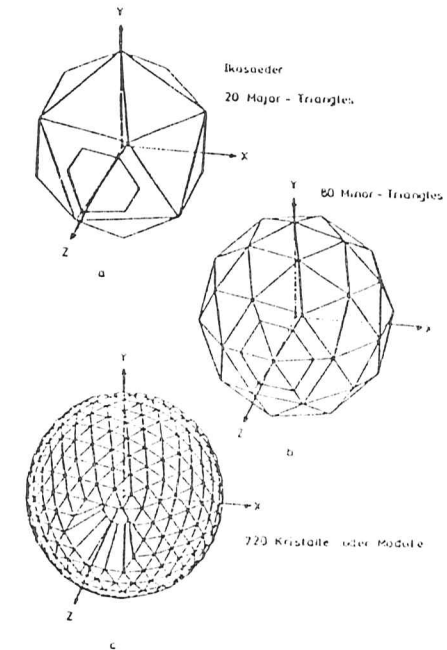


Abbildung 2.4: Die Geometrie des Crystal Ball

$$\frac{\sigma_E}{E} = 2,7\% \cdot \left( \frac{E}{\text{GeV}} \right)^{-1/4} \quad (2.4)$$

für isolierte schauernde Teilchen. Genauer betrachtet ist die Ansprechfunktion eine Gaußverteilung mit der Breite  $2 \cdot \sigma_E$ , die aber mit einem Schwanz zu niedrigeren Energien hin versehen ist, da manchmal Teile des Schauers oder des erzeugten Lichts nicht nachgewiesen werden.

Die große Anzahl der Kristalle erlaubt eine entsprechend genaue Ortsauflösung für einzelne Teilchen. Zur Abschätzung der für den Winkel  $\theta$  relativ zur Richtung des Positronenstrahls erreichten Meßgenauigkeit, kann



man die Kristalle abzählen, die am Äquator zusammen  $180^\circ$  ergäben. Es sind 30 Stück, was einer Auflösung von  $6^\circ$  in  $\theta$  entspricht. Meist erstreckt sich ein Schauer jedoch über mehrere Kristalle, und durch Berechnung des Schwerpunkts der Energiedeposition kann dieser Wert auf bis zu  $2^\circ$  verringert werden.

Die Auflösung in  $\varphi$ , dem Winkel in der Ebene senkrecht zur z-Achse (s. Abb. 2.4) ist proportional zu  $1/\sin\theta$ . Im günstigsten Fall kann man  $\varphi$  genauso gut bestimmen wie  $\theta$ . Direkt am Tunnel ergeben 30 Kristalle  $360^\circ$  in  $\varphi$ , was einer Genauigkeit von  $12^\circ$  bzw.  $4^\circ$  entspricht.

Für isolierte, schauernde Teilchen gelten obige Werte, aber die Vermessung von Teilchen größerer Masse, die nicht schauern, ist eher mangelhaft. Teilchen wie  $\mu$ ,  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  ... deponieren nur einen geringen Teil ihrer Energie durch Ionisation in den Kristallen. Z.B. entspricht die Energiedeposition relativistischer, geladener Myonen einer Landauverteilung mit einem Mittelwert von ca. 200 MeV.

Hadronische Teilchen können durch Stöße mit Atomkernen reflektiert werden oder neue Teilchen, meist Pionen, erzeugen. Dies kann dazu führen, daß Energie an anderen Stellen 'abgeladen' wird (= 'hadronische Debris'). Der Crystal Ball besitzt eine Dicke von ca. einer Absorptionslänge, d.h. die Wahrscheinlichkeit einer solchen Reaktion beträgt ungefähr 67%, während 33% der geladenen Hadronen als minimal ionisierende Teilchen registriert werden.

Die Energie-Eichung des Kalorimeters geschieht mit Hilfe von radioaktivem Cäsium, einem Van-der-Graaf und mit Hilfe von Bhabha-Ereignissen [MAS84].

### 2.2.2 Der Innendetektor

Der Innendetektor des Crystal Ball besteht aus vier Doppellagen von Proportionalröhren, die am Wechselwirkungspunkt um das Strahlrohr herum angeordnet wurden. In diesen Röhren sind parallel zur z-Richtung Anodendrahte gespannt, an denen eine Spannung von ca. 2000 Volt anliegt. Sie sind gefüllt mit einer Gasmischung aus Ar, CO<sub>2</sub> und CH<sub>4</sub> (79:20:1 bei 1 bar).

Geladene Teilchen, welche den Innendetektor durchqueren, ionisieren längs ihres Weges Gasmoleküle, und die dabei freigesetzten Elektronen wandern zum nächsten Anodendraht. Da das elektrische Feld in dessen Nähe um mehrere Größenordnungen zunimmt, bildet sich eine Elektronenkaskade aus. Der auf den Draht gelangende Strompuls durchläuft einen Vorverstärker, bevor das Signal zur elektronischen Weiterverarbeitung abgeführt wird. Jede Röhre wird an beiden Seiten ausgelesen, damit man aus dem Verhältnis der gemessenen Ladungsmengen mit Hilfe des Ohm'schen Gesetzes ermitteln kann, wo der Draht angesprochen hat. So erhält man die z-Koordinate des 'Hits'. Die Koordinate in  $\varphi$  ist durch die Lage des Drahtes gegeben.

Ein Programm versucht später herauszufinden, ob Hits auf einer von einem gemeinsamen Ursprung ausgehenden Geraden liegen. Ist dies der Fall, so wird dieser die Spur eines geladenen Teilchens zugeordnet, sofern sich in der gleichen Richtung auch eine Energiedeposition im Ball nachweisen läßt.

Geeicht wird der Innendetektor mit Hilfe von Bhabha-Ereignissen. Man erreicht folgende Auflösungen [WAX86]:

$$\Delta\varphi \approx 50 \text{ mrad}$$

$$\Delta z \approx 1 \text{ cm}$$

Die Nachweiswahrscheinlichkeit liegt in dem von allen Lagen abgedeckten Raumwinkelbereich (75% von  $4\pi$ ) bei nahezu 100%

Die Kammerinformation wird in dieser Arbeit nicht benutzt. Photonen können im Strahlrohr oder in der Kammer in  $e^+e^-$ -Paare konvertieren, welche bevorzugt einen Öffnungswinkel von Null Grad besitzen. Da sich die im Kalorimeter gefundene Energiemenge und ihre Verteilung über die Kristalle also nicht ändern, wird dann ein Photon als geladenes Teilchen eingestuft. Würde man nach der Kammerinformation neutrale Energiedepositionen verlangen, so verlöre man dadurch ca. 13% aller in zwei Photonen zerfallenden Pionen.

Trotzdem könnte so ein Schnitt nützlich sein. Eine genaue Untersuchung wird aber aus Zeitgründen nicht vorgenommen. Die Situation ist kompliziert, da die Effizienz und die Übereffizienz des Innendetektors von der jeweiligen Run-Periode abhängt. Vor 1984 war z.B. eine andere, nur aus drei Doppellagen bestehende Proportionalkammer installiert. Allgemein weist die Effizienz der Kammer von der Hardware abhängige zeitliche Schwankungen auf. Gleichzeitig spielt der Untergrund etwa von Strahl-Gas (Strahlrohr)-Ereignissen eine Rolle. Er führt zu Hits, besonders in der innersten Doppellage, welche zur Übereffizienz beitragen.

In dieser Arbeit wird deshalb versucht,  $\pi^0$ s ausschließlich aufgrund der Informationen, welche das Kalorimeter liefert, zu identifizieren.

## 2.3 Die Datennahme

### 2.3.1 Die Rohdaten

Der Detektor liefert eine Vielzahl von elektronischen Impulsen, z.B. die der in einem Kristall erzeugten Lichtmenge proportionalen Pulse der Photomultiplier. Diese werden in sogenannten 'Integrate and Hold' Modula auf Kondensatoren gespeichert. Soll das Ereignis ausgelesen werden, so werden diese der Reihe nach entladen und die Signale von einem 'Analog-to-Digital-Converter' digitalisiert. Dabei werden zwei verschiedene Kanäle benutzt ('High Channel' und 'Low Channel'), um in verschiedenen Energiebereichen eine gute Auflösung zu erzielen.

Die digitalisierte Information wird von einem Online-Rechner (PDP11) ausgelesen und zwischengespeichert. Ähnliches geschieht mit den Signalen der anderen Detektorkomponenten.

Die so gewonnenen Daten werden 'Rohdaten' genannt. Sie werden kontinuierlich an das DESY-Rechenzentrum übermittelt, wo sie auf eine dafür reservierte Magnetplatte geschrieben werden. Sind genügend Ereignisse (50-100000) auf dieser akkumuliert, so startet der sogenannte 'DUMP-Job', welcher sie auf Bänder kopiert und gleichzeitig weitere Programme startet, die z.B. dafür sorgen, daß Bhabha-Ereignisse noch einmal auf ein Extra-Band übertragen werden.

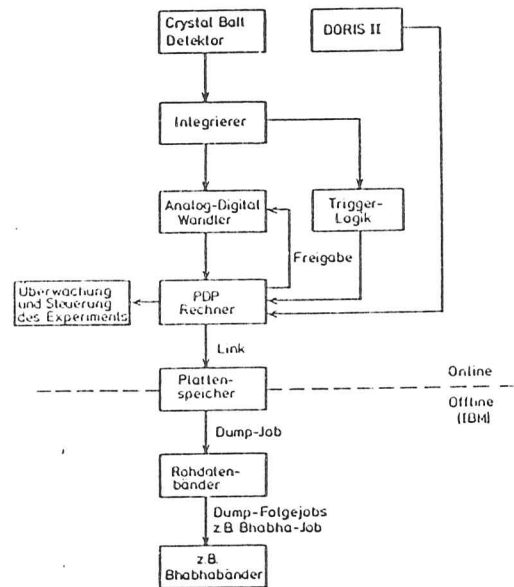


Abbildung 2.5: Diagramm des Datenflusses

Auf der PDP laufen parallel zur Datennahme eine Reihe von Monitor-Programmen, die eine Kontrolle des Experiments gewährleisten. Z.B. wird regelmäßig geprüft, ob die Hochspannungswerte sich innerhalb eines vorgegebenen, erlaubten Bereichs befinden. Es werden Ereignisse derart aufbereitet, daß man sie sich auf einem Bildschirm ansehen kann. Nach jedem 'Run' wird eine zusammenfassende Statistik ausgedruckt, die auch die Lumino-

sität, Totzeiten bedingt durch das Auslesen, Triggerraten (s.u.) und Informationen über die Funktion der einzelnen Detektorkomponenten enthält.

### 2.3.2 Die Trigger

Die Entscheidung, ob ein Ereignis ausgelesen werden soll, wird von zwei weitgehend redundanten Triggersystemen getroffen. 'Trigger' sind Auslösebedingungen, welche in Form von logischen Schaltungen elektronisch dargestellt sind. Sie sollen verhindern, daß eine Unzahl von Untergrundereignissen, z.B. Wechselwirkung der Strahlteilchen mit Restgas oder Strahlrohr, aufgezeichnet werden. Sie treffen ihre Entscheidung innerhalb von einigen hundert Nanosekunden.

Dabei spielt z.B. die Energieverteilung im Kalorimeter eine Rolle. Es gibt Trigger, welche den Computer veranlassen, Daten aufzuzeichnen, wenn eine gewisse Mindestenergiemenge in gegenüberliegenden Minor Triangles nachgewiesen wird. Andere teilen den Ball auf verschiedene Weisen in Hemisphären und verlangen dann jeweils in beiden mindestens eine bestimmte Energie. Dahinter steckt natürlich, daß bei einem  $e^+e^-$ -Ereignis der Gesamtimpuls der entstehenden Teilchen gleich Null ist.

Ein anderes Beispiel ist der DBM-Trigger (DBM= DORIS Bunch Marker). Er läßt ca. alle 10 Sekunden bei einer Kreuzung der Teilchenpakete im Speicherring registrieren und auslesen. Die so gewonnenen Ereignisse haben typischerweise sehr wenig Energie ( $\sim 35$  MeV), und diese bevorzugt in den Tunnelmodulen. Sie geben einen Hinweis darauf, wieviel 'Schmutz' in den anderen Ereignissen enthalten ist. Ständig werden auch Daten aufgezeichnet, bei denen Kammer- und Kristallelektronik durch Strom- bzw. Lichtpulse getestet werden.

Insgesamt liegt die Triggerrate typischerweise bei ca. 5 Hz; die Zeit, welche nötig ist, um ein Ereignis auszulesen, beträgt 35-55 msec und die Elektronen und Positronen begegnen sich am Wechselwirkungspunkt etwa jede Mikrosekunde.

Eine hadronische Reaktion wird auf der  $\Upsilon(1S)$  Resonanz, wo der gemessene R-Wert bei DORIS II etwa 3,5 mal größer ist, als im Kontinuum, ungefähr alle 17 Sekunden gefunden. Die Akzeptanz für diese Ereignisorte hängt nicht vom Triggersystem ab, da das Offline-Selektionsprogramm auf jeden Fall härtere Selektionskriterien beinhaltet als das Triggersystem.

## 2.4 Die Aufbereitung der Rohdaten

Um einfacher zu handhabende Daten zu bekommen, werden die Rohdaten von einem Analyseprogramm aufbereitet (produziert). Dabei werden die elektronischen Informationen in physikalische Größen (Energien, Richtungswinkel etc.) übersetzt. Dies geschieht in mehreren Schritten:

1. Zunächst werden die Ladungsmengen in den 'Integrate and Holds' mit Hilfe der Kalibrationskonstanten in Energiewerte umgewandelt. Dabei wird ein linearer Zusammenhang benutzt.
2. Anhäufungen von Kristallen, in denen mehr als 10 MeV deponiert wurden und die sich mit einer Ecke oder einer Kante berühren, werden gesucht. Diese Cluster nennt man 'CONNECTED REGIONS'.
3. Zur Abschätzung der Teilchenzahl innerhalb einer CONNECTED REGION wird nach Maxima in der Energiedeposition gesucht. Diese Kristalle bezeichnet man als 'BUMPS'.
4. Anschließend wird mit zwei verschiedenen Verfahren versucht, die Hits in den Kammern den Spuren geladener Teilchen zuzuordnen.

Die erste Methode heißt 'Tracking'. Sie kombiniert Hits oberhalb einer gewissen Pulshöhen-Schwelle zu Spuren und bestimmt die z-Koordinate des Wechselwirkungspunktes. Anschließend werden die Spuren noch in 'korrelierte' und 'unkorrelierte Tracks' eingeteilt, je nachdem ob sich in einem schmalen Winkelbereich um die Spur ein BUMP finden läßt oder nicht.

Die zweite Methode nennt man 'Tagging'. Sie zieht eine Verbindungsgerade zwischen jedem BUMP und  $z = 0$  und prüft, ob sich in einem Winkelbereich um diese Gerade ein Hit befindet.

Hat nur eine der beiden Methoden Erfolg bei ihrer Suche, so wird das jeweilige BUMP-Modul von der Standardanalyse als zu einer geladenen Spur gehörig gekennzeichnet.

5. Die Routine ESORT bestimmt die Energieverteilung um einen BUMP über mehrere Kristalle hinweg und vergleicht sie mit der theoretisch erwarteten Schauerfunktion für ein schauerndes Teilchen (Photon, Elektron oder Positron). Dafür wird das BUMP-Modul in 16 'Submoduln' geteilt und durch Minimalisierung des Abstandes zwischen experimentell ermittelter erwarteter Energieverteilung dasjenige Submodul, welches das Zentrum des Schauers ist, errechnet.

Bei CONNECTED REGIONS mit zwei BUMPS wird jedem BUMP ein Teil der Energie zugeordnet.

6. Im letzten Schritt werden die Informationen des Time-of-Flight Systems verwendet. Errechnet werden die Positionen der Hits in den Plastikszintillatoren und die Zeitdifferenz zwischen der Kreuzung der Elektronen- und Positronenpakete und deren Ansprechen. Selbiges wird auch für jedes Major-Triangle getan.

In dieser Arbeit werden zwei von der Standard Analyse abweichende Methoden benutzt:

1. Die Standard-BUMPS-Routine geht von der Hypothese eines isolierten, schauernden Teilchens aus und sucht zunächst den Kristall mit der höchsten Energie als BUMP. Alle anderen Maxima werden nur dann markiert, wenn sie nicht erklärbar sind als eine Schauerfluktuation. Um dies zu testen wird eine empirisch bestimmte Funktion  $f(E_{Bump}, \alpha)$  benutzt, welche abhängt von der Energie des BUMPS und dem Winkel  $\alpha$  zu den anderen Kristallen.

Eine visuelle Untersuchung der Verhältnisse in hadronischen Ereignissen, bei denen sich Energiedepositionen überlappen können, legt nahe, daß die Routine zuwenig BUMPS findet. Deshalb wird hier zusätzlich eine etwas simple Prozedur benutzt, die meist einfach verlangt, daß ein BUMP-Modul mehr Energie aufweist, als die 11 oder 12 nächsten Nachbarn.

Ich nenne die von ihr markierten Kristalle 'Tomasz-BUMPS'. Man findet auch so für isolierte Photonen in einem Energiebereich von 50 MeV bis 5000 MeV nur in 0,15-1,5% aller Fälle zwei BUMPS in der Energiedeposition. (Dies gilt zumindest in der Simulation durch das Monte Carlo Programm. Sogenannte 'split-offs', d.h. die Erzeugung zweier CONNECTED REGIONS durch ein einziges schauerndes Teilchen, werden nicht berücksichtigt.)

Um dies zu unterdrücken, wird zusätzlich verlangt, daß ein zweiter BUMP-Kristall nicht zur gleichen Zeit zu nahe am ersten liegt und im Vergleich zu diesem wenig Energie beinhaltet. Details findet man in [SKW86].

Diese Routine findet im Vergleich mehr Maxima als die Standard-Prozedur.

2. Diejenigen Mitglieder der Crystal Ball Kollaboration, welche sich mit der Messung von Photonen und Elektronen bzw. Positronen befassen, wenden die Methode ENER13 an, um einer CONNECTED REGION eine Energie zuzuordnen. Hier werden nur die nächsten Nachbarn des BUMP-Moduls betrachtet und darauf korrigiert, daß Energie auch außerhalb dieser Gruppe von meist dreizehn Kristallen liegen kann. (Photonen verursachen sehr symmetrische Schauer.) Eine weitere Korrektur berücksichtigt, daß die gesehene Energie etwas davon abhängt, wie weit vom Schwerpunkt des die Grundfläche bildenden Dreiecks entfernt ein Photon in den Kristall eintritt.

Nachträglich wird meist auch noch beachtet, daß die Eichkurve keine exakte Gerade ist [GLA86]. Hier benutzt man aus der Betrachtung radiativer Bhabha-Ereignisse gewonnene Informationen.

Auch die oben erwähnte Routine ESORT liefert einen korrigierten Energiewert, der allerdings einem BUMP zugeordnet wird.

Da die zu untersuchenden  $\pi^0$ s asymmetrische CONNECTED REGIONS verursachen, die entweder ein oder zwei BUMPS besitzen, sind hier beide Methoden nicht anwendbar.

In dieser Arbeit wird deshalb eine aus dem Monte Carlo bestimmte Energiekorrektur benutzt, welche eine systematische Unterschätzung der Energie eines Clusters vermeiden soll. Diese ist optimiert für Energien von mehr als 2 GeV [BRO85]. Sie lässt sich schreiben als:

$$E_{\text{korr.}} = E_{CR}(1,243 - 0,024 \ln E_{CR}) \quad (2.5)$$

$E_{CR}$  = Summe der in den Kristallen einer CONNECTED REGION gefundenen Energien

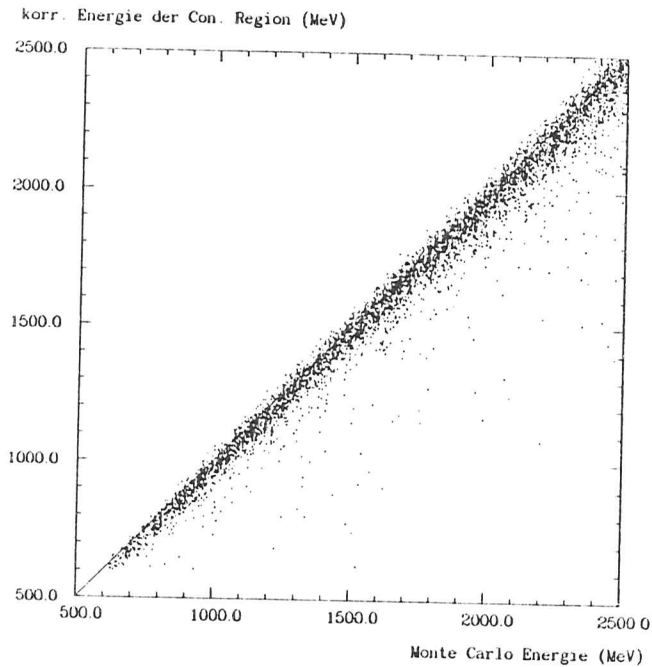


Abbildung 2.6: Die Energiekorrektur

Der Plot zeigt die Korrelation zwischen der im Monte Carlo vorgegebenen und der mit der Korrektur berechneten Energie der CONNECTED REGION.

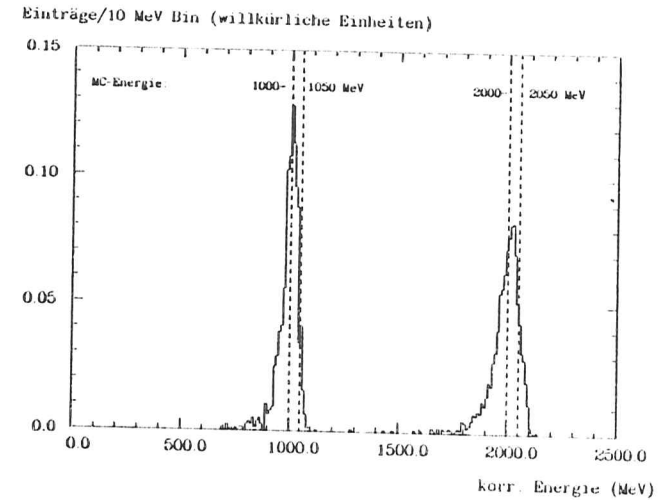


Abbildung 2.7: Die Energieauflösung

Die Abbildung zeigt die rekonstruierten Energien von in zwei engen Energiebereichen gleichverteilten neutralen Pionen (Monte Carlo).

$$E_{\text{korr.}} = \text{korrigierte Energie}$$

Die Energieauflösung ist für diese Studie kein Problem, da später die Daten in Energie-Bins eingeteilt werden, welche 100 MeV breit sind und es wesentlich größere Fehlerquellen gibt.

Bei der Erstellung der Korrektur wurden nur Pionen in einem ansonsten leeren Crystal Ball betrachtet. Der Plot 2.6 zeigt das Ergebnis der Korrektur. Abb. 2.7 zeigt für zwei enge Energiebereiche im Monte Carlo die rekonstruierte Energie der Pionen.

Auf den folgenden Seiten sind einige typische Ereignisse graphisch aufbereitet. Dabei ist das Kalorimeter ähnlich einer Orangenschale aufgefaltet dargestellt. Die CONNECTED REGIONS sind durch die Umrandungen der in MeV angegebenen Energiedepositionen angedeutet, die Dreiecke symbolisieren die Minor-Triangles.

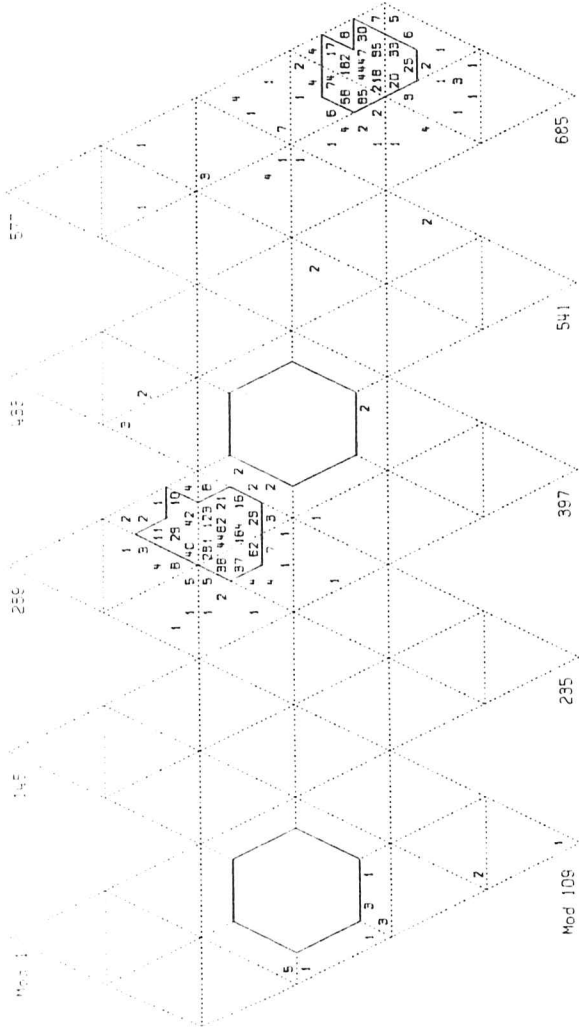


Abbildung 2.8: Ein typisches Bhabha-Ereignis

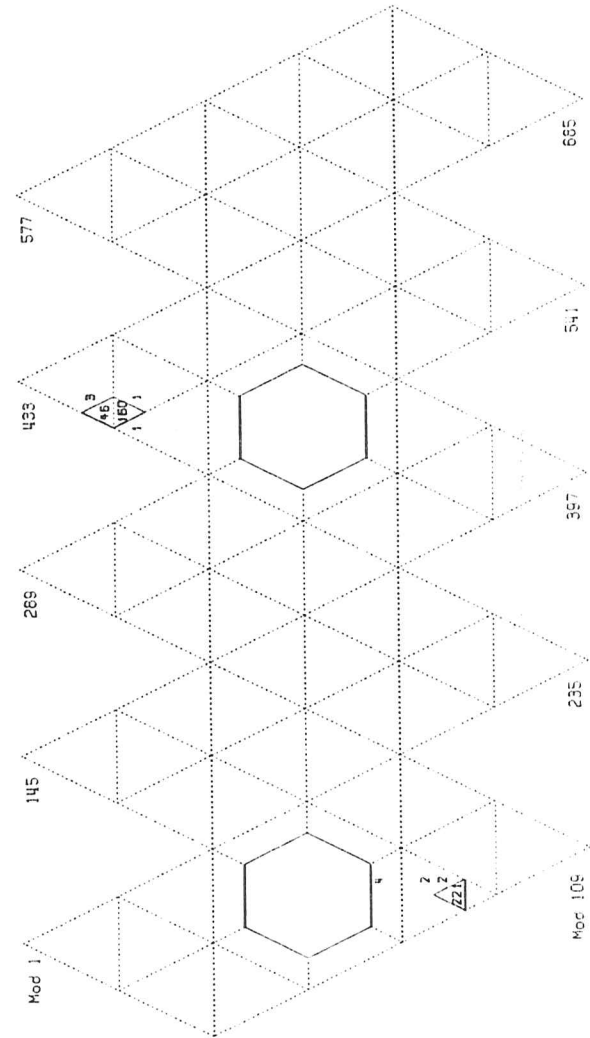


Abbildung 2.9: Ein typisches myonisches Ereignis

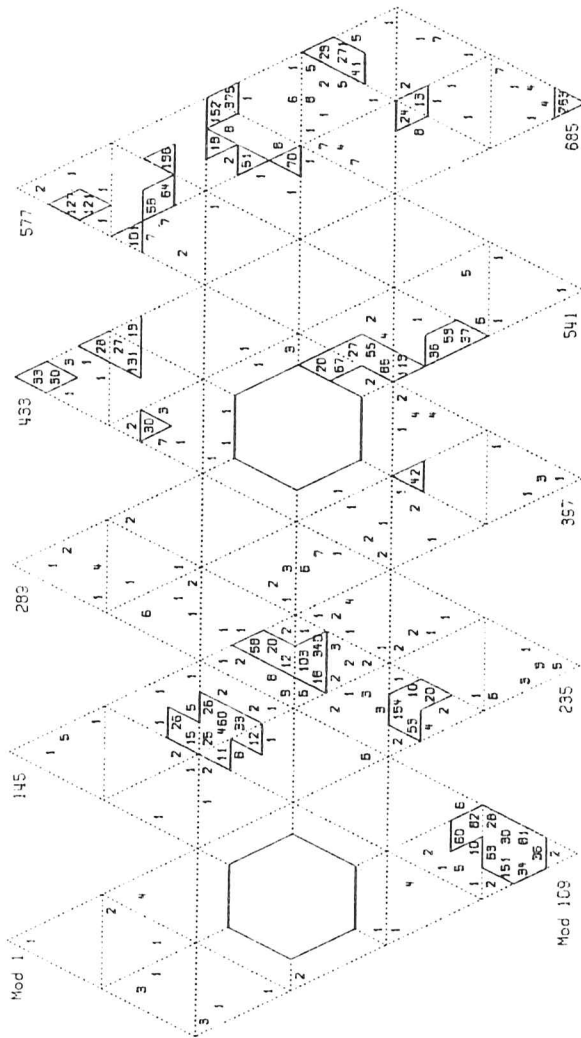


Abbildung 2.10: Ein typisches hadronisches Ereignis

## Kapitel 3

# Der hadronische Datensatz

### 3.1 Die Selektion hadronischer Ereignisse

Die Daten, die dieser Arbeit zugrunde liegen, wurden in den Jahren 1984-1986 genommen. Abbildung 3.1 zeigt die Verteilung der gesamten im Ball gesehenen Energie für die auf der  $Y(1S)$ -Resonanz aufgezeichneten Ereignisse eines Rohdatenbandes.

Deutlich erkennt man Anhäufungen bei sehr niedrigen und bei sehr hohen Energien. Die erstere wird im Wesentlichen verursacht durch kosmische Strahlung und durch Wechselwirkungen der Strahlteilchen mit dem Restgas oder dem Strahlrohr, die letztere durch Bhabha-Ereignisse, bei denen oft die gesamte zur Verfügung stehende Energie im Kalorimeter deponiert wird. Der Einschnitt wird durch die verschiedenen Energieschwellen der Trigger verursacht.

Die Wechselwirkungen, bei denen hadronische Teilchen erzeugt werden, liegen bei mittleren Energien und machen nur ca. 2% aller Ereignisse aus. Im folgenden soll ihre Selektion beschrieben werden.

Das Ziel ist, ein Sample hadronischer  $e^+e^-$ -Ereignisse zu erhalten, welches möglichst frei von Untergrund ist. Dieser kann herrühren von

- Ereignissen der Bhabha-Streuung und Paarvernichtung
- kosmischen Myonen und  $\mu$ -Paarerzeugung
- Strahl-Gas (Strahlrohr)-Wechselwirkungen
- Zwei-Photon-Ereignissen
- Produktion von  $\tau$ -Paaren

Die am Ende erhaltene Datenmenge enthält immer noch einen gewissen Anteil von hadronischen Zerfällen der  $\tau$ -Leptonen, da diese zum Teil allen unten beschriebenen Bedingungen genügen.

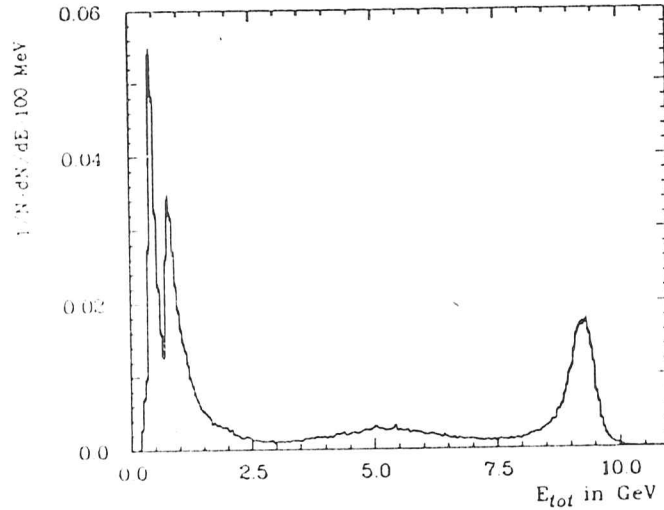


Abbildung 3.1: Gesehene Gesamtenergie

Benutzt wurde ein Rohdatenband mit 1986 auf dem T(1S) aufgezzeichneten Ereignissen (aus [FOL86]).

Beim Crystal Ball Experiment gibt es aus geschichtlichen Gründen zwei verschiedene Selektionsroutinen. Beide werden im folgenden vorgestellt. Wichtiger ist der sogenannte 'Hajo'-Selektor, welcher auf die Untergrund-Verhältnisse bei DORIS II zugeschnitten ist.

Der 'Billy'-Selektor ist hier mehr oder weniger der Vollständigkeit halber erwähnt, denn so gut wie jedes 'Hajo-Ereignis' ist auch ein 'Billy-Ereignis'. Allerdings reduziert die zusätzliche Verwendung der zweiten Prozedur die Anzahl der von der ersten durchgelassenen  $\tau$ -Ereignisse nochmals um ca. 20%.

Die Analyse verwendet ein logisches 'und' aus beiden Selektoren.

### 3.1.1 Der 'Hajo'-Selektor

Die mit dieser Routine erhaltenen Datensample enthalten nur wenig Untergrund an Strahl-Gas(Strahlrohr) Ereignissen oder solchen der kosmischen Höhenstrahlung. Dies wurde studiert anhand von Daten, welche man mit am Wechselwirkungspunkt räumlich voneinander separierten Teilchenpake-

ten genommen hat.

Der Selektor verwendet folgende Bedingungen:

1. Die gesamte im Ball gemessene Energie muß größer als 10% der Schwerpunktsenergie sein. Dies soll kosmische Myonen und  $\mu$  Paar-Ereignisse, welche typischerweise zwischen 200 und 500 MeV im Ball deponieren, unterdrücken.
2. Das Verhältnis der Energie in den Endkappen zur gesamten soll kleiner als 40% und das der Energie in den Tunnelmoduln zu der im Rest des eigentlichen Balls soll kleiner als 50% sein. Dies richtet sich gegen Strahl-Gas(Strahlrohr)-Ereignisse, die hauptsächlich in kleinen Winkeln zur Strahlachse Energie hinterlassen.
3. Der wichtigste Schnitt, der allein schon den Großteil aller Untergrundeignisse verwirft, ist ein zweidimensionaler. Er benutzt die normierte transversale Energie  $X_{trans}$  und den Betrag des Vektors der Energiesumme  $|\vec{\beta}|$ . Diese Größen sind wie folgt definiert:

$$\beta := \left| \sum_{i=1}^n \frac{E_i \vec{r}_i}{E_{Ball}} \right| \quad (3.1)$$

$i$  läuft über alle Kristalle mit Ausnahme der Endkappen,  $\vec{r}_i$  gibt die Richtung des jeweiligen Kristalls im Koordinatensystem des Crystal Ball (Ursprung bei  $z=0$ ).

$$X_{trans} := \sum_{i=1}^n \frac{E_i \sin \theta_i}{\sqrt{s}} \quad (3.2)$$

$\sqrt{s}$  ist dabei die Schwerpunktsenergie und  $\theta_i$  der Winkel von  $\vec{r}_i$  zur Strahlachse.

Der Vektor  $\vec{\beta}$  wurde eingeführt als ein Maß für den Gesamtimpuls. Entstanden bei einem  $e^+e^-$ -Ereignis nur Photonen und Elektronen bzw. Positronen, so sollte er der Nullvektor sein.  $X_{trans}$  ist die Summe der Werte der auf die x-y-Ebene projizierten Energievektoren, normiert auf die Schwerpunktsenergie. Der Schnitt ist dargestellt in Abb. 3.2, anhand derer man auch seine Nützlichkeit gegen Untergrund beurteilen kann. Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn das gemessene Paar  $(X_{trans}, \beta)$  innerhalb des ungrenzten Gebiets mit  $\beta < 0,7$  und  $X_{trans} > 0,2$  liegt.

Alle weiteren Schnitte unterdrücken Untergrund von QED Ereignissen.

4. Es sollen mehr als drei CONNECTED REGIONS vorhanden sein.

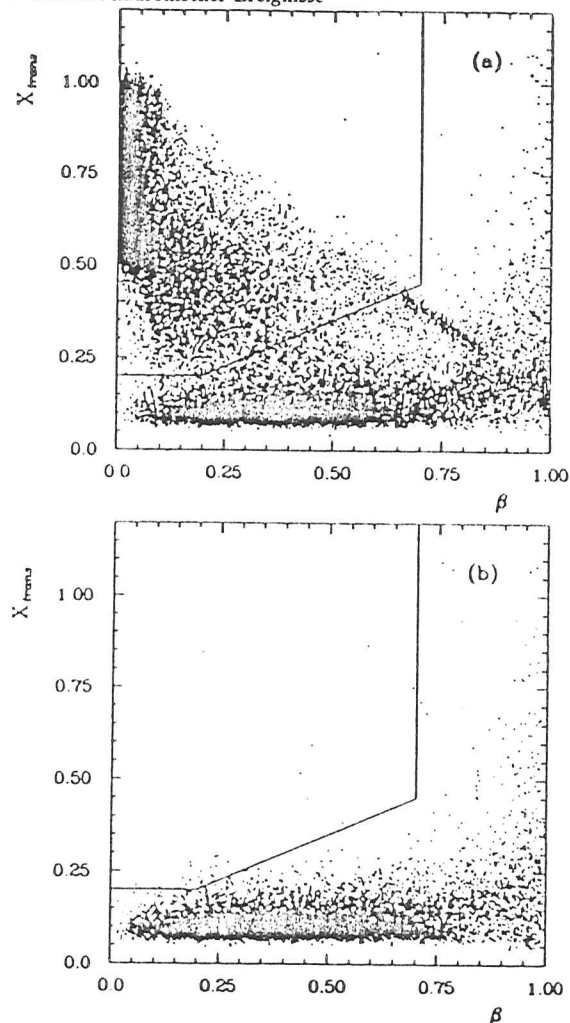


Abbildung 3.2: Der zweidimensionale Untergrundschnitt des 'Hajo'-Selektors

a) normale Datennahme auf der  $\Upsilon(1S)$ -Resonanz (1986), b) eine entsprechende Menge von mit separierten Teilchenstrahlen genommenen Daten (aus FOLS6).

5. Von diesen sollen mindestens drei mehr als 100 MeV beinhalten.

Höchstens eine darf mehr als 80% der Strahlenergie besitzen, und das nur, wenn die gesamte gesehene Energie kleiner als 75% der Schwerpunktsenergie ist. Endkappenkristalle werden hier nicht mitgezählt.

6. Mindestens drei CONNECTED REGIONS mit jeweils mehr als 100 MeV müssen je mindestens einen BUMP mit  $|\cos\theta| < 0,85$  enthalten.

Diese Schnitte wurden direkt aus dem Programm-Code herausgesucht, wie er zur Zeit beim Crystal Ball benutzt wird. Er wurde ursprünglich geschrieben von Hajo Trost.

Anzumerken ist, daß an keiner Stelle der Selektion Informationen des Innendetektors verwendet werden.

### 3.1.2 Der 'Billy'-Selektor

Diese Routine stammt aus der Zeit des Crystal Ball am SLAC, wurde von Bill Lockman geschrieben, und die Informationen wurden aus [EDW85] entnommen.

Die Endkappen werden hier nicht benutzt.

1. Höchstens ein Schauer mit ENER13 größer als 50% der Strahlenergie ist erlaubt.
2. Es dürfen keine Schauer mit ENER13 größer als 75% der Strahlenergie vorhanden sein, wenn es weniger als vier CONNECTED REGIONS mit mehr als 50 MeV gibt.
3. Kosmische Teilchen werden identifiziert aufgrund ihrer geringen und asymmetrischen Energiedeposition, ihrer niedrigen 'Multiplizität' (= wenige CONNECTED REGIONS) und der 'Jet-artigen' Topologie.

Die Richtung  $\vec{c}$  eines Teilchens der kosmischen Strahlung wird approximiert durch Minimierung der Quadratsumme der Transversalenergien:

$$\sum P_{t-jet}^2 := \sum_{i=1}^n E_i^2 - (E \vec{r}_i \cdot \vec{c})^2 \quad (3.3)$$

Dabei läuft die Summe wieder über alle Kristalle im Ball. Der Betrag des 'Energievektors'  $\vec{\beta}$  (s.o.) als Maß für die Asymmetrie eines Ereignisses wird ebenfalls verwendet. Für kosmische Myonen fand man eine strenge Korrelation der beiden Größen. Für hadronische Ereignisse soll gelten:

$$|\vec{\beta}| \leq \frac{\log_{10} \left( \sum P_{t-jet}^2 \right) + 2,8}{1,8} \quad (3.4)$$



4. Es muß mindestens einen BUMP geben, welcher durch die 'Tagging'-Methode als zu einer geladenen Spur gehörig klassifiziert wurde.
5. Es werden mindestens drei CONNECTED REGIONS mit mehr als 50 MeV verlangt.
6. Um Strahl-Gas(Strahlrohr)-Ereignisse zu verwerfen, benutzt der Selektor die Variablen  $X_{vis}$ , den Bruchteil gesehener Energie und den 'Energiefluß' transversal zur Strahlachse.

$$X_{vis} := \frac{E_{Ball}}{\sqrt{s}} \tag{3.5}$$

$$\sum P_{t-z}^2 := \sum_{i=1}^n E_i^2 \sin^2 \theta_i \tag{3.6}$$

Folgende Bedingung muß erfüllt sein:

$$\log_{10} \left( \sum P_{t-z}^2 \right) - \left( \eta_1(s) + |\beta| \cdot \eta_2(X_{vis}) \right) > 0 \tag{3.7}$$

wobei

$$\eta_1 = -1,0 + 0,1 \cdot (\sqrt{s} - 7,0)$$

und für

$$\begin{aligned} X_{vis} < 0,25 &: \eta_2 = 0,6 \\ 0,25 < X_{vis} < 0,50 &: \eta_2 = 2,4 \cdot (0,5 - X_{vis}) \\ X_{vis} > 0,50 &: \eta_2 = 0,0 \end{aligned}$$

Dieser Schnitt wurde empirisch bestimmt und so gestaltet, daß die Akzeptanz für hadronische Ereignisse nicht von der Schwerpunktsenergie abhängt.

Auch Zwei-Photon-Ereignisse werden von den bisherigen Schnitten gut unterdrückt.

7. Einige weitere schwache Bedingungen werden an die Symmetrie der Energiedeposition im Ball gestellt. Dazu wird das Kalorimeter auf drei verschiedene Arten in Hemisphären geteilt. Die Variable  $A$  bezeichnet den Betrag der Differenz der gefundenen Energien in jeweils beiden Hälften, normiert auf die gesamte gesehene Energie im Ball. Es soll sein

$$\begin{aligned} A_{links-rechts} &< 0,8 \\ A_{oben-unten} &< 0,8 \\ A_{oben-b unten} &< 0,8 \end{aligned} \tag{3.8}$$

### 3.2 Akzeptanzen der Hadronen-Selektoren

Abb. 3.3 zeigt die Verteilung der totalen gesehener Energie von auf dem  $\Upsilon(1S)$  aufgezeichneten Ereignissen nach der Reduktion der Daten durch beide Selektionsprogramme.

Einträge/100 MeV Bin

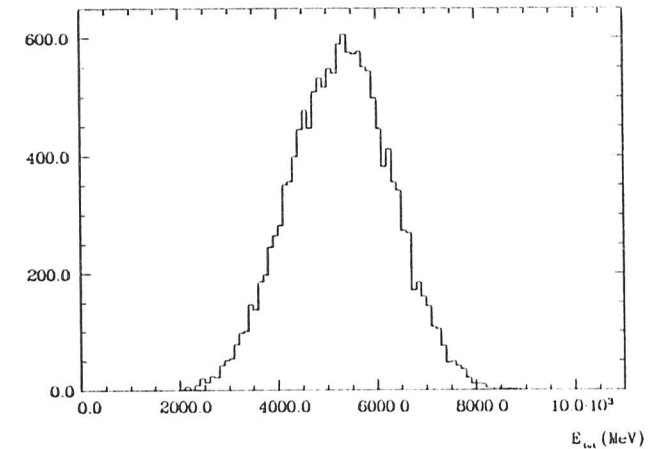


Abbildung 3.3: Gesehene Energie hadronischer Ereignisse  
Die Daten wurden auf der Energie des  $\Upsilon(1S)$  genommen. Es wurde ein logisches 'und' beider Selektoren verlangt.

Man sieht, daß Werte unter 2 GeV nicht vorkommen. Man kann sich deshalb sicher sein, daß die Akzeptanz für hadronische Ereignisse nicht beeinflusst wird durch das Triggersystem, da Ereignisse mit mehr als 1,8 GeV immer getriggert werden.

Auch der erste Schnitt des 'Hajo'-Selektors schneidet nicht an einer kritischen Stelle in die Energieverteilung hinein.

Die Datensätze, die man mit einer Kombination beider Selektoren erhält, beinhalten nur sehr wenig Untergrund. Im Kontinuum stammen von allen als 'hadronisch' deklarierten Ereignissen

- ca. 1,2% von Strahl-Gas(Strahlrohr)-Wechselwirkungen,
- ca. 1,5% von zwei-Photon-Prozessen,
- ca. 1,3% von radiativen Bhabha-Ereignissen.

Dies sind sehr konservative Abschätzungen. Es wurden die in [JAK87] für einen anderen Selektor gegebenen Werte verdoppelt. Dieser Untergrund wird im Folgenden vernachlässigt.

In Kapitel 4 wird das Monte Carlo Programm beschrieben, welches man zur Simulation der Teilchen und des Nachweisgeräts benutzt. Mit seiner Hilfe wurden die Akzeptanzen  $\eta_j$  der Selektoren für verschiedene Ereignistypen bestimmt [MET86]. Sie sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Der angegebene Fehler ist systematisch, der statistische ist vernachlässigbar. Er wurde bestimmt durch Verwendung von Monte Carlo-Datensätzen mit verschiedenem  $p_t$ -Parameter (s.u.) für die Hadronisation von Quarks und Gluonen (siehe Kapitel 4).

$\Upsilon \rightarrow GGG, \gamma GG$	$\eta_{dir} = (93,0 \pm 2,0)\%$
$\Upsilon \rightarrow q\bar{q}$	$\eta_{qq} = (81,1 \pm 2,0)\%$
$\Upsilon \rightarrow \tau^+\tau^-$	$\eta_{\tau\tau} = (13,6 \pm 2,0)\%$
$e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	$\eta_{qqc} = (75,0 \pm 2,0)\%$
$e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	$\eta_{\tau\tau c} = (13,1 \pm 2,0)\%$

Tabelle 3.1: Akzeptanzen der Hadronenselektion

Die Akzeptanz für Quark-Paar-Produktion im Kontinuum ist einiges kleiner als diejenige für Quark-Paar-Produktion beim Zerfall der Resonanz. Dies läßt sich dadurch erklären, daß bei dem ersten Prozeß Elektronen und Positronen Bremsstrahlung hoher Energie emittieren können.

Diese wird in den entsprechenden Monte Carlo Datensätzen in erster Ordnung berücksichtigt. Das erzeugte Photon verschwindet meist im Strahlrohr, und das Ereignis ähnelt dann sehr stark einem Strahl-Gas-Ereignis.

Abb 3.4 zeigt das Energiespektrum der Bremsstrahlung und die Akzeptanz der Hadronen-Selektion in Abhängigkeit von der Energie des Photons. Benutzt wurde für dieses Bild ein Datensatz mit einem  $p_t$  der Quark-Jets von 0,15 GeV, aber der entsprechende Plot für  $p_t = 0,40$  GeV sieht nicht signifikant anders aus.

Ca. 38% (33%) aller qq-Ereignisse (Monte Carlo) enthalten vor (nach) Anwendung der Selektionskriterien ein Bremsstrahlungsphoton. Dabei ist wegen der Divergenz des Wirkungsquerschnittes das Spektrum beschnitten bei 1% und 99% der halben Schwerpunktsenergie.

### 3.3 Die benutzten Datensätze

Diese Arbeit benutzt Daten, welche in den Jahren 1984 und 1986 genommen wurden.

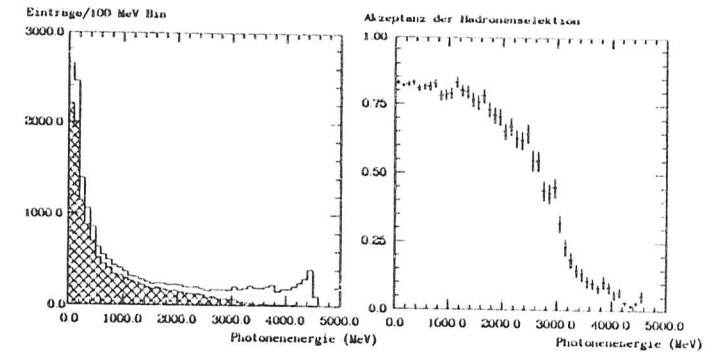


Abbildung 3.4: Bremsstrahlungsspektrum und Akzeptanz  
Links ist das Spektrum vor und nach der Selektion gezeigt, rechts die Akzeptanz in Abhängigkeit von der Energie der Bremsstrahlung.

Bezeichnung	$\sqrt{s}/2$ [MeV]	Run-Nr.	Lumin. $\mathcal{L}$ in $[\text{pb}^{-1}]$	Lumi- Ereignisse	hadronische Ereignisse
$\Upsilon(1S)(1986)$	4730	18037-18501	17,52	252136	218478
		18731-18732			
		18858-18865			
		19039-19170			
Kont.(1S)	4695	14935-14941 18889-19002 19171-19258	8,44	123809	30534

Tabelle 3.2: Die hadronischen Datensätze

Tabelle 3.2 gibt einen Überblick über die verschiedenen hadronischen Datensätze. Für den eventuellen Vergleich innerhalb der Crystal Ball-Gruppe sind auch die Runnummern angegeben.

## Kapitel 4

# Die Monte Carlo Simulation

Monte Carlo Programme spielen oft eine große Rolle in der Hochenergiephysik. Sie dienen zur Simulation von Ereignissen im Nachweisgerät und tragen ihren Namen, weil dies mit Hilfe von Zufallszahlengeneratoren geschieht. Eine Einführung in den Gebrauch dieser Generatoren, sowie eine Beschreibung der unten erwähnten Simulationsprogramme EGS und GHEISHA findet sich in [SAL85].

Ein Anwendungsbereich wurde im letzten Kapitel erwähnt, nämlich die Bestimmung von Akzeptanzen des Nachweisgeräts oder der Selektionsprogramme. Da es keine Prozesse gibt, bei denen man isolierte  $\pi^0$ s mit dem Crystal Ball sauber identifizieren kann, ist diese Arbeit bei der Untersuchung der Eigenschaften der von diesen Teilchen erzeugten CONNECTED REGIONS ebenfalls voll auf das Monte Carlo angewiesen.

Hinzu kommt, daß die Verhältnisse bei einem hadronischen Ereignis, also einem 'vollen' Ball, derart sind, daß Energiedepositionen sich überlappen können. Dies führt dazu, daß man nicht mehr alle  $\pi^0$ s wiederfinden kann, selbst wenn ihre CONNECTED REGIONS total im Ball liegen. Zum anderen vergrößert sich die Wahrscheinlichkeit einer Verwechslung solcher Überlappungen mit  $\pi^0$ s. Um diese Dinge zu studieren, braucht man ebenfalls das Monte Carlo, wobei man dann aber weiß, welches Teilchen was tut.

### 4.1 Die Erzeugung von Monte Carlo Daten

Die 'Herstellung' simulierter Ereignisse geschieht in drei Schritten, welche man STEP1, STEP2 UND STEP3 nennt.

#### 4.1.1 STEP1 - Erzeugung von Vierervektoren

In diesem ersten Schritt wird die eigentliche Physik festgelegt, d.h. hier wird entschieden, wie ein Ereignis aussehen soll.

Im einfachsten Fall kann man direkt den Teilchen-Endzustand angeben, z.B. ein einzelnes  $\pi^0$  einer bestimmten Energie im ansonsten leeren Ball.

Diese Arbeit benutzt unter anderem einen Satz von 65000 Ereignissen, die nur einzelne  $\pi^0$ s enthalten. Diese sind gleichverteilt bezüglich ihrer Impulse von 0-2500 MeV. Die Richtungen sind isotrop über den ganzen Raumwinkel verteilt. Hier, wie auch in den unten beschriebenen Datensätzen, ist die Verschmierung des Entstehungsorts der Teilchen um  $z=0$  herum aufgrund der endlichen Länge der Teilchenpakete im Speicherring implementiert.

Ein etwas komplizierteres Beispiel ist die Produktion radiativer  $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse. Hierzu benutzt man einen Generator von Viererimpulsen, der die Wirkungsquerschnitte dieses QED-Prozesses in höherer Ordnung enthält.

Es sind Einschränkungen für die Energie der radiativen Photonen vorgegeben, damit man endliche Wirkungsquerschnitte für  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$  und  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  erhält. Zunächst wird dementsprechend ausgewürfelt, ob ein Ereignis radiativ ist oder nicht. Anschließend werden nach den mit der QED errechneten Wahrscheinlichkeiten die Viererimpulse der Teilchen bestimmt.

Aus Experimenten kennt man die Zerfallskanäle der  $\tau$ -Leptonen und deren Übergangsraten und würfelt dementsprechend weiter.

Wichtig für die Arbeit ist die Simulation hadronischer Ereignisse. Folgende Datensätze wurden benutzt:

1. 100000 Zerfälle  $\Upsilon(1S) \rightarrow GGG$  mit einer Beimischung (ca. 2,5%) von  $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma GG$ .
2. 100000 Ereignisse  $\Upsilon(1S) \rightarrow q\bar{q}$ .
3. 10000 Ereignisse  $e^+e^- \rightarrow qq(\gamma)$
4. 9000 Ereignisse  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$

Die ersten beiden enthalten keine Bremsstrahlungspotonen. Harte Bremsstrahlung macht die Erzeugung der Resonanz unmöglich. (Abstrahlung durch die Quarks ist vernachlässigbar [BER81].) Radiative Photonen von einigen MeV sind natürlich aufgrund der Energieunschärfe ( $\sigma_E \approx 10$  MeV) der in DORIS II umlaufenden Teilchen in den reellen Daten vorhanden, spielen aber keine Rolle.

In ca. der Hälfte der MC-Ereignisse sind die natürlichen Breiten von erzeugten Resonanzen nicht berücksichtigt.

#### Die Fragmentation

Bis heute gibt es keine Verfahren, die Fragmentation der Quarks und Gluonen exakt auszurechnen. Man muß also Zuflucht nehmen zu mehr oder weniger ad hoc gewählten Modellen.

Die hadronischen Monte Carlos wurden produziert mit einem Programm der schwedischen Lund-Universität (Version 6.2, [MET86]). Darin inkorporiert ist ein 'String'-Modell, nach dem sich im Feld zwischen den Quarks

mit wachsendem Abstand Energie speichert, die irgendwann ausreicht, neue Teilchen zu erzeugen [SJO80].

Es steckt natürlich ein guter Teil theoretischen Wissens aus der QCD darin, aber es gibt auch freie Parameter, welche man von außen in das Modell hineinstecken muß. In unserem Fall sind dies z.B. der Impuls ( $p_T$ ) eines neu entstehenden Quarks transversal zur Richtung des ursprünglichen (Man benutzt eine Gaußverteilung deren Breite durch diesen Wert gegeben ist.) und das Verhältnis ( $R = V/P$ ) der Erzeugung von Vektormesonen (Spin 1) und Pseudoskalaren (Spin 0). Dabei stützt man sich auf die in einer Vielzahl von Experimenten bereits gesammelte Erfahrung.

Ein zusammenfassender Bericht über die verschiedenen Fragmentationsmodelle und Vergleiche mit Experimenten findet man z.B. in [SAX85].

#### 4.1.2 STEP2 - Simulation des Detektors

Nachdem im STEP1 entschieden wurde, welche Teilchen mit welcher Energie und Richtung erzeugt worden sind, geht es im zweiten Schritt darum, zu bestimmen, wieviel Energie sie in den Kristallen des Detektors deponieren.

Dies geschieht für jedes Teilchen getrennt, und die jeweiligen Energiedepositionen samt den dazugehörigen Kristallen werden gespeichert. Am Ende werden sie überlagert und in den Energieblock des Ereignisses geladen.

Dabei wird durch eine empirische Korrektur (EMCCOR) das Verhalten der Lichtausbreitung, der Photomultiplier und der übrigen Elektronik berücksichtigt. (Sie wird nur angewandt für schauernde Teilchen und ist bestimmt durch Vergleich mit reellen Elektronen und Photonen.)

Es werden sowohl Auflösung als auch absoluter Wert einer Energiedeposition korrigiert. (Größenordnung der Korrekturen: 1 - 2%, siehe [WAX86b].)

Außerdem werden DBM-Ereignisse zur Berücksichtigung des Maschinenuntergrunds überlagert.

Im Monte Carlo enthalten ist die Geometrie des Crystal Ball, also die Form der Kristalle, ihre Umhüllung und der Spalt am Äquator. Letzterer ist allerdings in Wirklichkeit nicht wie im Simulationsprogramm überall gleich groß.

Nicht mitsimuliert werden Effekte, die durch die Kalibration zustande kommen. z.B. werden die Kristalle auch am Äquator mit Bhabhas kalibriert, obwohl dort Energie durch den Spalt verloren geht.

Das Material des Strahlrohrs und der Kammern, welches insgesamt ca. 10% einer Strahlungslänge ausmacht, fehlt im Monte Carlo bis zu diesem Zeitpunkt gänzlich. Hits in den Kammern werden einfach entsprechend einer angenommenen Effizienz ausgewürfelt.

Die Energiedeposition wird simuliert durch die Programme EGS und GHEISHA.

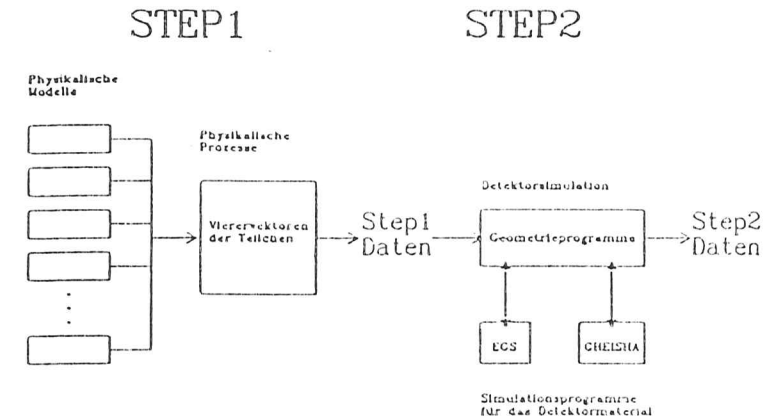


Abbildung 4.1: Die Erzeugung von Monte Carlo Ereignissen

#### EGS

EGS steht für Elektron-Gamma-Simulation. Diese Routine "transportiert" Elektronen, Positronen und Photonen durch das "Material" des Nachweisgeräts, und zwar nicht nur die primären, sondern auch die durch Wechselwirkungen entstandenen sekundären Teilchen. Dabei werden freie Weglängen und Prozesse wie Paarerzeugung, Comptonstreuung und Photoeffekt für Photonen und Coulombstreuung an den Atomkernen, inelastische Streuung an den Elektronen der Atome und Bremsstrahlungsprozesse für die geladenen Teilchen behandelt. Ebenfalls simuliert wird die Paarvernichtung von Positronen. Benutzt wird zur Zeit die Version EGS3 [FORD78]. Die Simulation sauberer  $\pi^0$  CONNECTED REGIONS hängt allein von EGS ab. Die Routine wird in der Hochenergiephysik seit langer Zeit benutzt und beschreibt sicherlich inzwischen die Wirklichkeit recht gut.

#### GHEISHA

Diese Routine simuliert den Transport hadronischer Teilchen und deren Energiedeposition im Nachweisgerät. Installiert ist die Version GHEISHA6 [FES85]. Details der Implementierung werden beschrieben in [JAK85].

Berücksichtigt werden Ionisationsverluste, Mehrfachstreuung und die Wechselwirkung mit den Atomkernen. Wichtig sind sowohl elastische und inelastische Streuung von Hadronen an den Kernen (kohärent und inkohärent!). Auch Evaporation von Nukleonen, Einfang von Teilchen und Spaltung von Kernen werden beachtet.

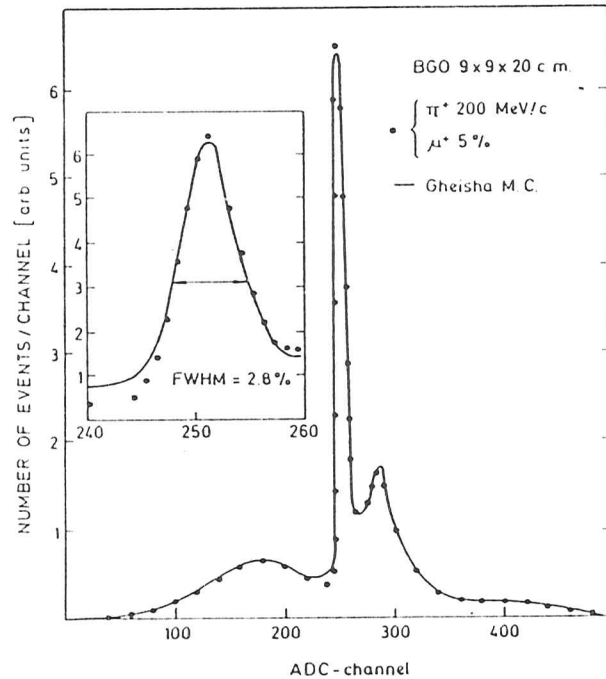


Abbildung 4.2: Pulshöhenverteilung, Vergleich von Monte Carlo und Daten (aus [SAL85])

Abb. 4.2 ist aus [SAL85] entnommen und zeigt, wie gut das Monte Carlo bei optimaler Einstellung aller Parameter und Simulation von Details sein kann. (Z.B. können die Wirkungsquerschnitte innerhalb der Fehler variiert werden.) Verglichen wird mit Daten, die mit einem BGO-Kristall am CERN genommen wurden.

#### 4.1.3 STEP3 - die 'Produktion'

Die nach dem STEP2 erhaltenen Daten werden im STEP3 so behandelt wie ganz normale Rohdaten, mit einem Unterschied: Der Energieblock ist bereits gefüllt, und es gibt keinen Block, in dem Informationen über den Output der Elektronikkanäle enthalten sind.

Mit Ausnahme des ersten Schritts durchlaufen die Monte Carlo Ereignis-

nisse die gleiche Prozedur wie 'normale' Daten. Die Informationen über die im STEP1 erzeugten Teilchen und über deren im STEP2 berechneten Energiedepositionen bleiben erhalten. Sie sind in einem extra Datenblock gespeichert.

## 4.2 Vergleich mit 'echten' Daten

Im folgenden werden einige Plots gezeigt, anhand derer versucht wird, die Qualität des Monte Carlos abzuschätzen. (Weitere Verteilungen zeigt [MET86].)

Für den Vergleich werden Kontinuumsereignisse, welche auf Energien knapp unterhalb der  $\Upsilon(1S)$ -Resonanz genommen wurden, und eine entsprechenden Mischung aus radiativen  $\tau^+\tau^-$ - und  $q\bar{q}$ -Monte Carlo Daten, für welche man die  $\Upsilon(1S)$ -Energie als Schwerpunktsenergie festgelegt hat, benutzt. Alle betrachteten Ereignisse mußten den Hadronenselektor passieren.

Verteilungen einiger Größen, welche mit der Breite eines 'Jets' zusammenhängen, deuteten darauf hin, daß die genommenen Daten einen kleineren Wert des  $p_T$ -Parameters zu bevorzugen scheinen als im Standard Monte Carlo ( $p_T = 0.40$  GeV) implementiert. Deshalb wurde die gleiche Menge von Ereignissen mit einem sehr niedrigen Wert von  $p_T = 0.15$  GeV produziert und stand ebenfalls für diese Arbeit zur Verfügung.

Diese zweite Datenmenge entspricht in der Tat in Bezug auf manche Verteilungen den 'echten' Daten besser, es ist aber sehr schwer, daraus Schlussfolgerungen zu ziehen. Verschiedene Effekte können sich hier überlagern:

1. fehlerhafte Simulation der Energiedepositionen
2. falscher  $p_T$ -Parameter
3. Erzeugung der Teilchen im STEP1

Ändert man  $p_T$ , so ändern sich gleichzeitig die Energiespektren der in der Fragmentation erzeugten Teilchen (Abb. 4.3), die Punkte 2) und 3) sind also verknüpft und auch 1) könnte dazu führen, daß ein falsches  $p_T$  im Monte Carlo besser mit den Daten übereinstimmt.

Es sei also davor gewarnt, aus den gezeigten Verteilungen voreilige Schlüsse zu ziehen. In dieser Arbeit wird deswegen im folgenden meist das Standard Monte Carlo benutzt und das andere nur zum Vergleich herangezogen.

Abb. 4.4 zeigt die Anzahl der CONNECTED REGIONS und der BUMPS in hadronischen Ereignissen.

Abb. 4.5 zeigt die im Ball gesehene Energie (ohne Endkappen) für verschiedene Mindestenergien der Kristalle.

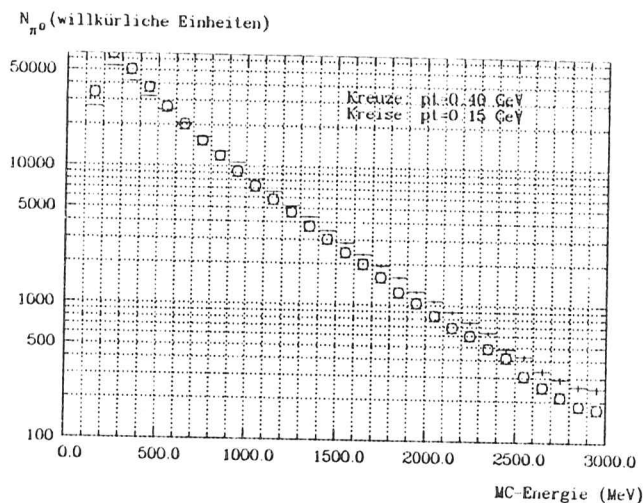


Abbildung 4.3: Energiespektren neutraler Pionen im Monte Carlo. Der Plot zeigt den Unterschied im Spektrum, welcher durch eine Veränderung des  $p_t$ -Parameters verursacht wird.

Abb. 4.6 zeigt die Verteilung der in den einzelnen Kristallen gesehenen Energie (ebenfalls ohne Endkappen).

Abb. 4.7 zeigt die Verteilung der korrigierten Energie der CONNECTED REGIONS, welche keinen Endkappen-Kristall enthalten, keinen Tomasz-Bump in einem Tunnelmodul besitzen und deren Energieschwerpunkt im eigentlichen Ball liegt.

Das Standard-Monte Carlo reproduziert die gesehene Zahl der minimal ionisierenden Teilchen und das hochenergetische Ende des Energiespektrums, wo Energiedepositionen wohl im wesentlichen durch schauernde Teilchen hervorgerufen werden, recht gut. Wenn die Energiespektren der Teilchen richtig simuliert werden, so bedeutet dies, daß das Monte Carlo trotz seiner Mängel doch den Überlapp von Energiedepositionen richtig wiedergibt.

In allen Abbildungen geben die mit Fehlerbalken versehenen Symbole die Verteilung der 'echten' Daten, das Histogramm und die gestrichelte Linie jeweils die Verteilungen der Monte Carlo-Daten mit  $p_t = 0.40$  GeV bzw.  $0.15$  GeV wieder.

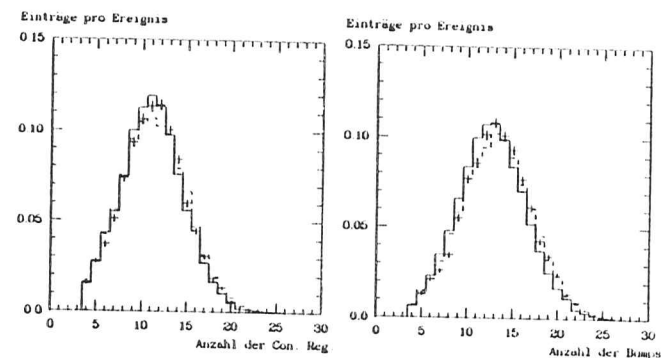


Abbildung 4.4: Anzahl der CONNECTED REGIONS und BUMPS pro Ereignis. A) Anzahl der CONNECTED REGIONS. B) Anzahl der BUMPS. Kreuz: Kontinuum unterhalb des  $\Upsilon(1S)$ , Linie:  $p_t = 0.40$  GeV, Strich:  $p_t = 0.15$  GeV

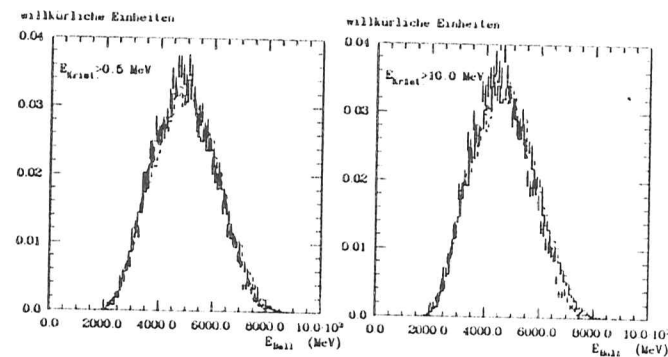


Abbildung 4.5: Gesehene Energie im Ball. Bei der Summation wurden nur Kristalle mit der angegebenen Mindestenergie berücksichtigt, a) wegen eines 'Cut-Offs' im Monte Carlo, b) um nur CONNECTED REGIONS zu berücksichtigen.

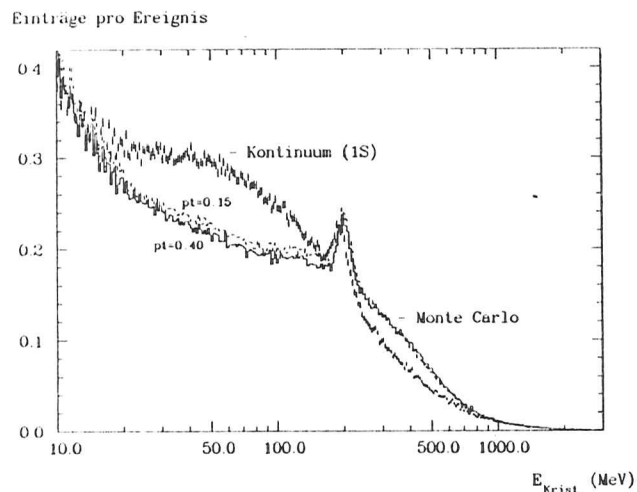


Abbildung 4.6: In den einzelnen Kristallen gesehene Energie

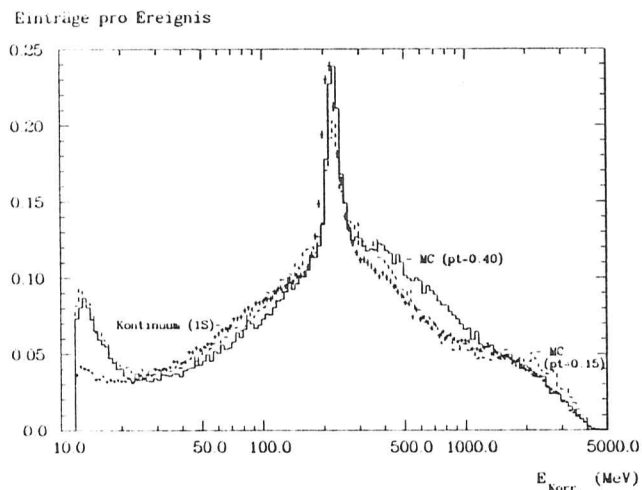


Abbildung 4.7: Energieverteilung der CONNECTED REGIONS  
Das Binning ist logarithmisch. Die Spitzen stammen von minimal ionisierenden Teilchen.

## Kapitel 5

### Der $\pi^0$ -Zerfall

Das Thema dieses Kapitels ist der Zerfall des neutralen Pions in zwei Photonen. Dieser Zerfallskanal macht 98,8% aus. Es wird kurz die Kinematik des Zerfalls berechnet und anschliessend gezeigt, wie er sich für hochenergetische  $\pi^0$  im Crystal Ball Detektor darstellt. An dieser Stelle wird nur benutzt, daß das Meson den Spin 0, die Masse  $m_{\pi^0} = (134,9642 \pm 0,0038)$  MeV und eine Lebensdauer von  $\tau = (0,87 \pm 0,04) \cdot 10^{-16}$  sec besitzt [PDG86].

#### 5.1 Die Kinematik des Zerfalls

Aus der Lebensdauer läßt sich die mittlere Wegstrecke  $\lambda$  berechnen, die ein  $\pi^0$  zurücklegt, bevor es zerfällt:

$$\lambda = \gamma \beta c \tau = \frac{c \tau p}{m_{\pi^0} c} \quad (5.1)$$

$p$  = Impuls des  $\pi^0$

$c$  = Lichtgeschwindigkeit

$\beta = v/c$

$\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$

Setzt man z.B. für den Impuls 5 GeV/c ein, so ist  $\lambda$  immer noch in der Größenordnung von 1  $\mu\text{m}$ . Die im Detektor beobachteten Photonen kommen also praktisch genau vom Wechselwirkungspunkt.

Im Folgenden werden natürliche Einheiten benutzt, also  $c = 1$  und  $p = E$  für Photonen. Da das Pion keinen Spin trägt, gibt es keine ausgezeichneten Richtungen des Raumes. Deshalb ist der Zerfall isotrop in seinem Ruhesystem (=Schwerpunktssystem des Zerfalls). In diesem werden die Größen bezeichnet wie in der Abb. 5.1 eingetragen. Es sei

$E^* = m_{\pi^0}/2$  = Energie der Photonen

$p^*$  = deren Impuls

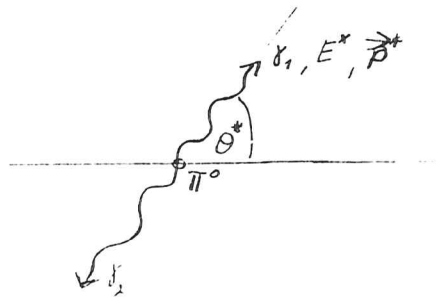


Abbildung 5.1: Der Zerfall im Ruhesystem des  $\pi^0$

$\theta^*$  = Winkel eines Photons zur Bewegungsrichtung des  $\pi^0$ -Systems gegenüber dem Laborsystem

Die entsprechenden Größen im Laborsystem tragen keinen  $*$ . Man erhält sie, wenn man eine Lorentztransformation mit  $-\vec{v}$  des Pions vornimmt:

$$\begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \gamma\beta & 0 & 0 \\ \gamma\beta & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^* \\ p_x^* \\ p_y^* \\ p_z^* \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

### 5.1.1 Winkelverteilung der Photonen

Isotropie im Ruhesystem des  $\pi^0$  bedeutet, daß die Wahrscheinlichkeit  $dw$ , mit welcher ein Photon in den Raumwinkel  $d\Omega^*$  emittiert wird, konstant ist.

$$\frac{dw}{d\Omega^*} = K \quad (5.3)$$

Daraus ergibt sich die normierte Verteilung des Winkels  $\theta^*$  zu

$$\frac{dw}{d\theta^*} = \frac{1}{2} \sin \theta^* \quad (5.4)$$

Die entsprechende Verteilung des Winkels  $\theta$  im Laborsystem erhält man aus folgendem Ansatz:

$$\frac{dw}{d\theta} = \frac{dw}{d\theta^*} \frac{d\theta^*}{d \cos \theta} = \frac{d \cos \theta}{d\theta} \quad (5.5)$$

Man benötigt noch

$$\cos \theta = \frac{p_x}{E} = \frac{\gamma(\beta E^* + p_x^*)}{\gamma(E^* + \beta p_x^*)} = \frac{\beta + \cos \theta^*}{1 + \beta \cos \theta^*} \quad (5.6)$$

Nach Einsetzen und differenzieren ersetzt man  $\theta^*$  durch  $\theta$  mit

$$\cos \theta^* = \frac{p_x^*}{E^*} = \frac{\beta + \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} \quad (5.7)$$

Die Rechnung ergibt für die Verteilung des Winkels  $\theta$  eines Photons relativ zur Bewegungsrichtung des  $\pi^0$ :

$$\frac{dw}{d\theta} = \frac{1}{2} \sin \theta \cdot \frac{1 - \beta^2}{(1 - \beta \cos \theta)^2} \quad (5.8)$$

Diese Verteilung ist in Abb. 5.2 für verschiedene  $\pi^0$ -Energien ( $E = \sqrt{m^2 + p^2}$ ) aufgetragen. Man erkennt, wie die Winkelverteilung sich mit wachsender Energie zu kleinen Werten hin verschiebt.

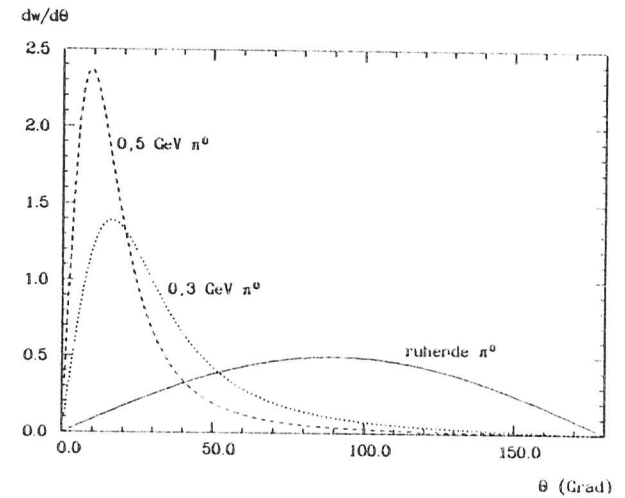


Abbildung 5.2: Winkelverteilung der Photonen  $\theta$  bezeichnet den Winkel zwischen Photon- und  $\pi^0$ -Impuls. Gezeigt sind Verteilungen für verschiedene  $\pi^0$ -Energien.

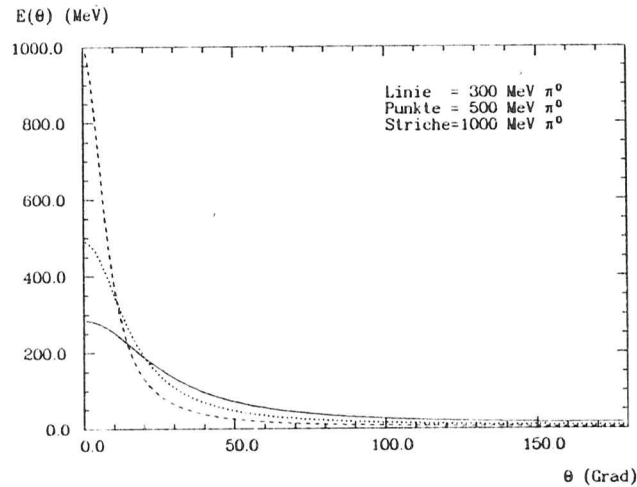
### 5.1.2 Die Energieverteilung der Photonen

Während im Ruhesystem des  $\pi^0$  die Energie der Photonen festgelegt ist zu  $E = m_{\pi^0}/2$  ist sie im Laborsystem gleichverteilt zwischen einem minimalen und einem maximalen Wert. Dies folgt aus dem Ansatz:

$$\frac{dw}{dE} = \frac{dw}{d\theta^*} \frac{d\theta^*}{dE} \quad (5.9)$$

und



Abbildung 5.3: Photonenenergie als Funktion des Winkels  $\theta$ 

$$E = \gamma E^*(1 + \beta \cos \theta^*) \quad (5.10)$$

Werden die Photonen parallel zur Bewegungsrichtung des  $\pi^0$  erzeugt werden haben sie maximale bzw. minimale Energie.

$$E_{max} = \frac{\gamma m_{\pi^0}}{2} (1 + \beta); \theta^* = 0^\circ \quad (5.11)$$

$$E_{min} = \frac{\gamma m_{\pi^0}}{2} (1 - \beta); \theta^* = 180^\circ \quad (5.12)$$

Zwischen  $E$  und  $\theta$  ergibt sich aus (5.10) und (5.7) der Zusammenhang

$$E(\theta) = \frac{m_{\pi^0}}{2\gamma(1 - \beta \cos \theta)} \quad (5.13)$$

welcher in Abb. 5.3 dargestellt ist.

### 5.1.3 Verteilung der Öffnungswinkel

Es wurde bereits erwähnt, daß beim Zerfall hochenergetischer Pionen die beiden Photonen oft nicht mehr vom Detektor aufgelöst werden können. Dies zu veranschaulichen, ist Ziel dieses Abschnitts.

Aus Energie- und Impulserhaltung folgt die Existenz eines minimalen Öffnungswinkels:

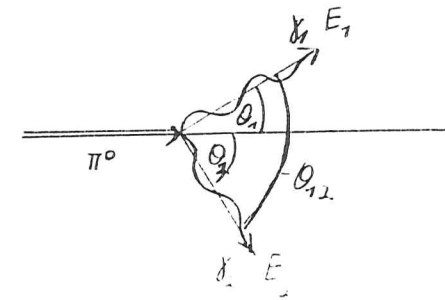


Abbildung 5.4: Zur Definition des Öffnungswinkels

$$m_{\pi^0}^2 = (E_1 + E_2, \vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 = 2E_1E_2(1 - \cos \theta_{12}) \quad (5.14)$$

Wobei die Indizes sich auf die Photonen beziehen. Also

$$\cos \theta_{12} = 1 - \frac{m_{\pi^0}^2}{2E_1E_2} \quad (5.15)$$

woraus folgt

$$\theta_{12}^{min} = \arccos \left( 1 - \frac{2m_{\pi^0}^2}{E_{\pi^0}^2} \right) \quad (5.16)$$

Der Verlauf dieser Funktion ist in Abb. 5.5 zu sehen. Der nächste Plot (Abb. 5.6) zeigt numerisch erstellte integrierte Verteilungen von  $\theta_{12} - \theta_1 + \theta_2$ , an denen man erkennen kann, wie stark bei gegebener Energie des  $\pi^0$  Öffnungswinkel nahe des minimalen bevorzugt sind.

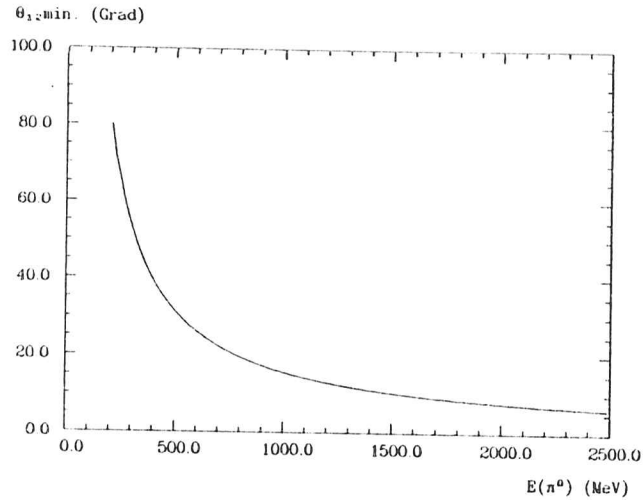


Abbildung 5.5: Der minimale Öffnungswinkel als Funktion der Energie des  $\pi^0$

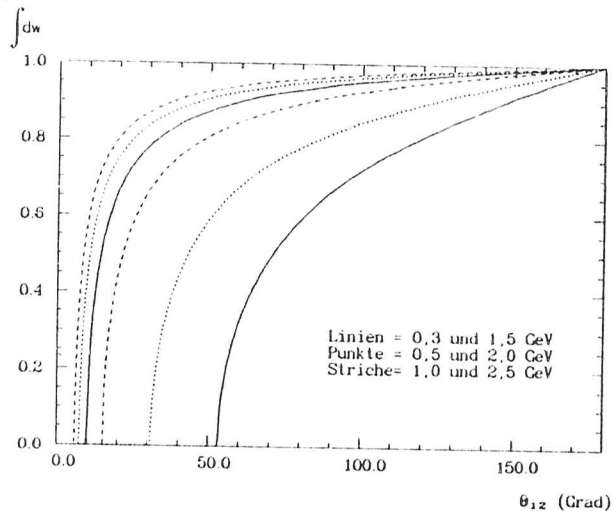


Abbildung 5.6: Integrierte Verteilungen des Öffnungswinkels  $\theta_{12}$   
Diese werden gezeigt für verschiedene  $\pi^0$ -Energien.

## 5.2 Der Zerfall hochenergetischer $\pi^0$ im Crystal Ball Detektor

Es wurde schon erwähnt, daß ein schauerndes Photon in der Regel in mehreren Kristallen Energie deponiert, und wir haben gesehen, daß der Winkel zwischen den Photonen des Zerfalls des  $\pi^0$  häufig nahe des minimal erlaubten liegt. Dies führt dazu, daß sich abhängig von der Energie des Mesons die CONNECTED REGIONS überlappen, was sogar soweit geht, daß man oft auch nur noch einen BUMP beobachten kann.

Mit Hilfe von Monte Carlo-Daten wurden die unten gezeigten Plots erstellt. Es wurden durch das Programm EGS neutrale Pionen in einem ansonsten leeren Crystal Ball simuliert, welche ihre Energie ganz innerhalb des Balles deponieren. Abb. 5.7 gibt die Wahrscheinlichkeit, daß beide CONNECTED REGIONS zu einer einzigen Verschmelzen, in Abhängigkeit von der Monte Carlo-Energie des Mesons. Abb. 5.8 zeigt die Wahrscheinlichkeit auch nur noch einen einzigen BUMP zu finden, allerdings diesmal als Funktion der korrigierten Energie der CONNECTED REGION, da dies die eigentliche Meßgröße ist.

Die eingezeichneten Kurven sind Glättungen der Histogramme.

Zum Schluß folgen Abbildungen von typischen Energiepositionen (Monte Carlo-Simulation), wie sie durch Photonen bzw. neutrale  $\pi$  Mesonen mit ca. 1 bzw. ca. 2 GeV Energie verursacht werden.

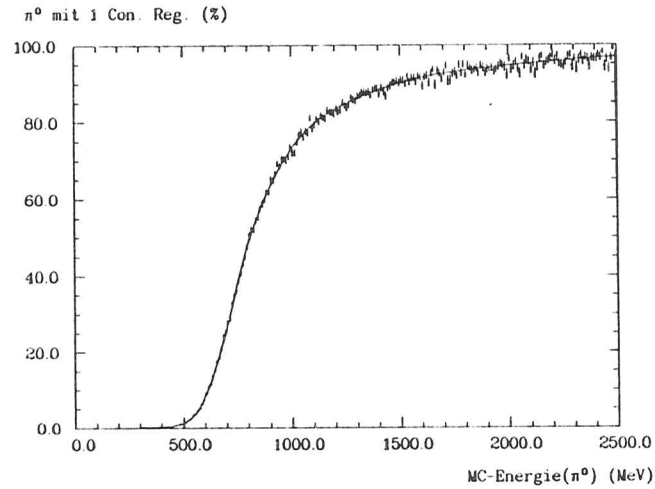


Abbildung 5.7: Häufigkeit eines Überlapps der Energiedepositionen

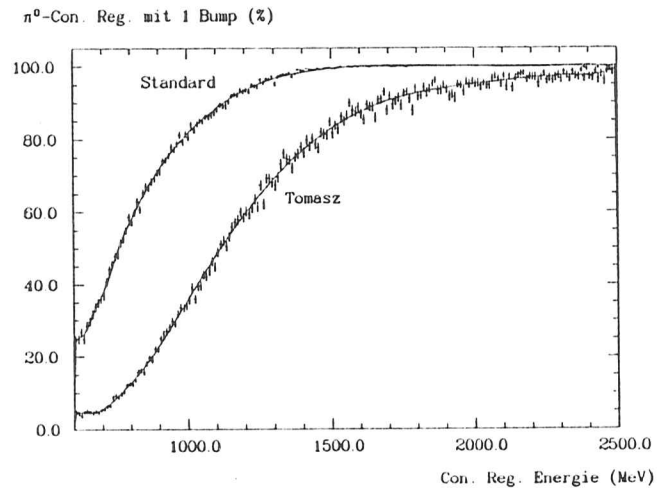


Abbildung 5.8: Häufigkeiten von BUMPS in  $\pi^0$ -CONNECTED REGIONS. Mehr als zwei BUMPS treten in weniger als 0,2% aller Fälle auf.

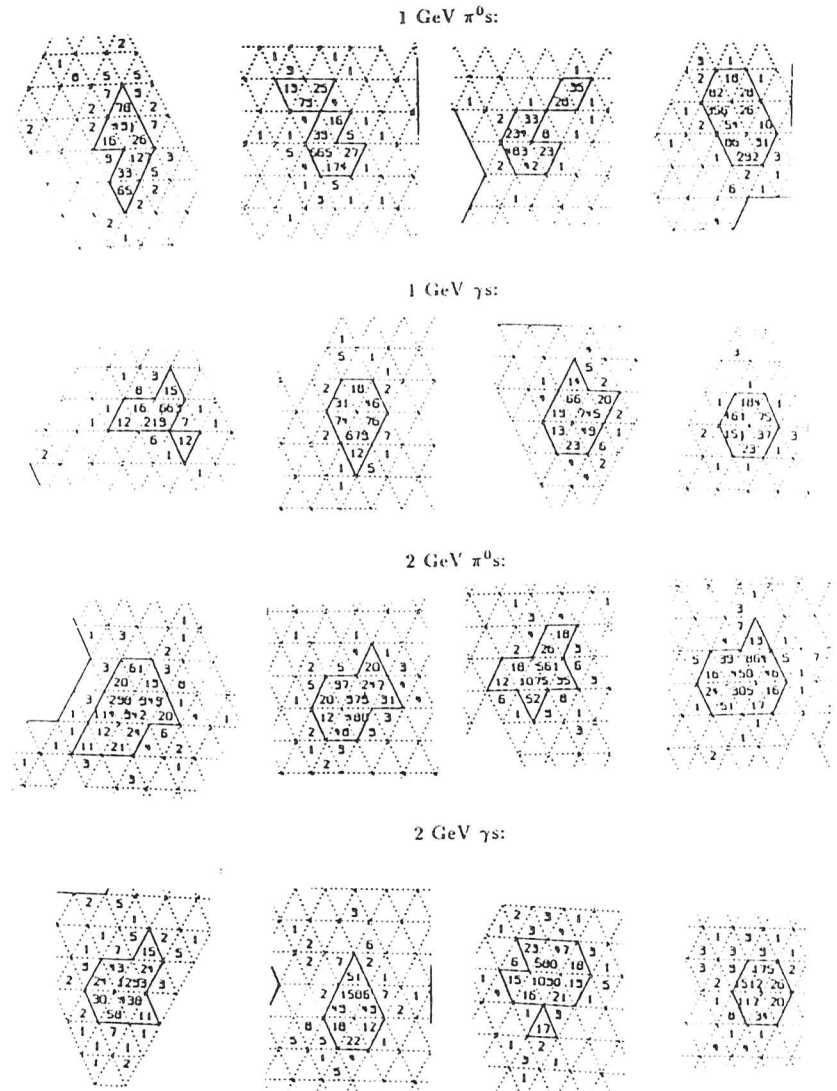


Abbildung 5.9: Typische Energiedepositionen von Photonen und  $\pi^0$

## Kapitel 6

# Die Schauermasse

Die in der Form einer Energiedeposition enthaltene Information kann man dazu benutzen, ihr eine Masse zuzuordnen. Dies tut z.B. die Routine NMOMT (Second Moment), welche in diesem Kapitel beschrieben wird. Damit ist z.B. eine Trennung zwischen CONNECTED REGIONS möglich, die von einem einzelnen oder von den Photonen des  $\pi^0$ -Zerfalls erzeugt wurden (im Energiebereich bis knapp über 2 GeV).

Die Routine basiert auf einer Idee von Karl Wachs und wurde im Rahmen der Diplomarbeit mit ihm zusammen entwickelt und getestet.

Ziel war es, eine Methode zu erhalten, die ebenso schnell ist wie eine bereits existierende (SMOMT = Second Moment, siehe [ANT83]), aber mehr Informationen aus der Form einer CONNECTED REGION herauszieht. Resultate beider Methoden und ergänzende Anmerkungen finden sich im Anhang.

### 6.1 NMOMT - Berechnung der Schauermasse

Das Programm geht von einer Idealisierung der Energiedepositionen der Photonen aus. Sie seien radialsymmetrisch, besitzen also keine Schauerschwankungen, so daß man eine zweidimensionale Energiedichte  $e(x, y)$  einführen kann:

$$e(x, y) = E_1 \cdot f(x, y) \quad (6.1)$$

wobei

$E_i$  = Energie des Photons

$f(x, y)$  = normierte Verteilung, radialsymmetrisch bez. des Schwerpunkts der Energiedeposition, unten beschriebene Momente müssen existieren

Weiterhin wird (wie in SMOMT) angenommen, daß  $f(x, y)$  für alle Photonen gleich breit, die 'Ausdehnung' eines Schauers also energieunabhängig

ist (s.u.). Über die genaue Form muß man keine Annahmen machen, da sie nicht in die Rechnungen eingeht.

NMOMT geht davon aus, daß eine CONNECTED REGION von höchstens zwei Photonen erzeugt wurde, deren Energiedeposition sich schreiben läßt als:

$$e(x, y) = E_1 \cdot f(x - x_1, y - y_1) + E_2 \cdot f(x - x_2, y - y_2) \quad (6.2)$$

Dabei bezeichnen die  $x_i$  und  $y_i$  die Positionen der Energieschwerpunkte der beiden einzelnen Photonen.

Man kann jetzt verschiedene, auf die Energie normierte Momente der Verteilung berechnen:

$$\langle x^n y^m \rangle = \frac{1}{E_1 + E_2} \cdot \int x^n y^m e(x, y) \cdot dx dy \quad (6.3)$$

Die Energieverteilung läßt sich genauso betrachten wie eine zweidimensionale Massenverteilung. Analog dazu kann man mit Hilfe der Eigenvektoren des Trägheitstensors eine Hauptachsentransformation vornehmen, so daß die  $x$ -Achse in Richtung des kleinsten Trägheitsmoments und der größten Ausdehnung der Energiedeposition liegt.

Die  $y$ -Achse zeigt in Richtung des größten Trägheitsmoments und kleinster Ausdehnung. Dies ist leicht zu verstehen, da man sich für zwei radialsymmetrische Massendichteverteilungen die Massen im jeweiligen Schwerpunkt vereinigt denken kann und die Achse dann senkrecht auf deren Verbindungslinie stehen muß.

Nach der Drehung gilt  $\langle xy \rangle = 0$ . NMOMT benutzt folgende in diesem System berechnete Momente:

$$\langle 1 \rangle = \frac{E_1 + E_2}{E} = 1 \quad (6.4)$$

wobei  $E$  die Gesamtenergie ist.

$$\langle x \rangle = \frac{E_1 x_1 + E_2 x_2}{E} = 0 \quad (6.5)$$

im Schwerpunktsystem.

$$\langle x^2 \rangle = \frac{E_1 x_1^2 + E_2 x_2^2}{E} + \sigma_x^2 \quad (6.6)$$

Dabei ist  $\sigma_x$  die Breite der Verteilung  $f(x, y)$  bezüglich  $x$ .

$$\sigma_x^2 = \int x^2 f(x, y) \cdot dx dy \quad (6.7)$$

Es wird außerdem das dritte Moment benötigt:

$$\langle x^3 \rangle = \frac{E_1 x_1^3 + E_2 x_2^3}{E} + \frac{3\sigma_x^2}{E} \cdot \underbrace{(E_1 x_1 + E_2 x_2)}_{=0} \quad (6.8)$$

So erhält man ein Gleichungssystem für die zu bestimmenden Größen  $E_1, E_2, x_1, x_2$ . Diese legen Energie und Richtung der Photonen fest, da  $y_1 = y_2 = 0$  in dem gewählten Koordinatensystem. Es ist

$$x_{1,2} = \frac{\langle x^3 \rangle}{2((x^2) - \sigma_x^2)} \pm \sqrt{\frac{\langle x^3 \rangle^2}{4((x^2) - \sigma_x^2)^2} + \frac{\langle x^2 \rangle - \sigma_x^2}{E}} \quad (6.9)$$

und

$$E_1 = \frac{((x^2) - \sigma_x^2) \cdot E}{x_1^2 + ((x^2) - \sigma_x^2)} \quad (6.10)$$

Die Momente der Energiedeposition werden im Experiment 'gemessen', und ein mittleres  $\sigma_x^2$  wird bestimmt an einer großen Menge Monte-Carlo-generierter Photonen (s.u.).

Tatsächlich wird hier dafür die Größe  $\langle (x^2 + y^2)/\sqrt{2} \rangle$  eingesetzt. Sie ist im Bereich von 500-2000 MeV nur schwach von der Energie abhängig. Der benutzte Mittelwert ist 0,003.

Hier liegt eine der Beschränkungen der Methode. Einem Photon, welches so wenig Energie trägt, daß es nur in einem Kristall mehr als 10 MeV deponiert, hat wegen der Granularität und der Definition der CONNECTED REGION, ein  $\sigma_x^2 = 0$  (s.u.). Es liegt also eigentlich doch eine Energieabhängigkeit vor, die nur bei Energiedepositionen der Pionen ein Rolle spielt.

Andererseits überlappen bei einer  $\pi^0$ -CONNECTED REGION zwei Photonschauer, so daß ein Teilchen auch weniger als 10 MeV in einen Kristall deponieren kann, ohne daß diese unbeachtet bleibt.

In der Praxis werden die verschiedenen Momente angenähert durch Summen über die in einer CONNECTED REGION enthaltenen Kristalle, wobei die in einem Kristall geschehene Energie räumlich dessen Mittelpunkt zugeordnet wird.

$$\langle x^n y^m \rangle = \frac{1}{E} \cdot \sum_i x_i^n y_i^m E_i \quad (6.11)$$

$E$  = unkorrigierte Energie einer CONNECTED REGION

$x_i, y_i$  = Koordinaten des Mittelpunktes des  $i$ ten Kristalls

$E_i$  = die im  $i$ ten Kristall geschehene Energie

Das hier benutzte Koordinatensystem hat seinen Ursprung im Zentrum des Crystal Ball. Die  $z$ -Achse zeigt in Richtung des Energieschwerpunktes (= 'Center of Gravity' = COG, mit  $x = y = 0, z = 1$ ), die  $x, y$ -Achsen in die oben beschriebene Richtungen.

Die  $x_i$  ( $y_i$ ) sind dann die ersten (zweiten) Komponenten der auf die Kristallmittelpunkte zeigenden Einheitsvektoren  $\vec{e}_i$ . An dieser Stelle geht die

Krümmung des Kalorimeters ein. Die Abstände zur  $z$ -Achse werden quasi in Einheiten des Sinus des Winkelabstandes gemessen. Die CONNECTED REGIONS haben kleine Ausdehnungen, so daß dies gleich dem Winkelabstand (gemessen in Radian) selbst, die Skala also näherungsweise linear ist.

Die Position des COG wird im 'normalen' Koordinatensystem des Crystal Ball berechnet, als der zu  $\vec{e}$  gehörende Einheitsvektor  $\vec{e}_{COG}$ :

$$\vec{e} = \frac{1}{E} \cdot \sum_i \vec{r}_i E_i; \vec{e}_{COG} = \frac{\vec{e}}{|\vec{e}|} \quad (6.12)$$

Im nächsten Schritt werden nach Lösung des Gleichungssystems die Richtungen der Vektoren ermittelt, welche auf die  $x_1, x_2$  weisen. Mit diesen und den gefundenen Photonenenergien wird das Quadrat der Masse des hypothetischen Teilchens berechnet, dessen Zerfall in zwei nicht separierte Photonen die CONNECTED REGION erzeugt haben könnte.

## 6.2 Anwendung von NMOMT

Im Anhang wird dargestellt, wie gut NMOMT im Vergleich mit SMOMT ist. Es läßt sich zusammenfassend sagen, daß die Transformation auf die Hauptachsen und die Benutzung eines weiteren Moments (SMOMT ist im wesentlichen  $\langle x^2 \rangle E^2$ ) es nicht gestattet, wesentlich mehr Informationen aus der Form der Energiedeposition herauszuholen. Beide Methoden sind wohl im Wesentlichen beschränkt durch die Granularität des Detektors, die Existenz von Schauerfluktuationen und oben genannte Annahmen.

Es zeigt sich, daß schon  $\langle x^2 \rangle E^2$  ein gutes Maß für die Schauermasse ist.

NMOMT wird in dieser Arbeit zur Berechnung der Schauermasse benutzt, wobei es aber nicht darum gehen wird,  $\pi^0$ s möglichst gut von  $\gamma$ s zu trennen, sondern von Untergrund, welcher durch Überlappung von Energiedepositionen zustande kommt.

Einige weitere Momente der CONNECTED REGIONS werden dazu benutzt werden, diesen Untergrund zu verringern.

## 6.3 Schauermassen für Photonen und Pionen

Die Abbildung 6.1 soll kurz darstellen, wie mit dem Programm erhaltene Schauermassenverteilungen für isoliert schauernde Photonen und Pionen aussehen und wie sie sich mit der Energie der CONNECTED REGION verändern. Genauer gesagt, werden die berechneten Quadrate der Schauermassen betrachtet. Alle benutzten Schauer liegen ganz innerhalb des Crystal Ball.

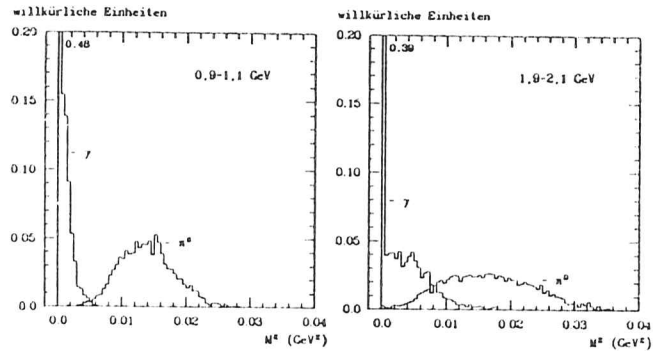


Abbildung 6.1: Quadrate der Schauermassen für Photonen und  $\pi^0$ s. Die Verteilungen sind für den Vergleich derart normiert, daß die Fläche unter jeder Kurve eins ist.

Aus Gründen der Statistik wurden Teilchen mit Energien aus einem Intervall von 200 MeV benutzt, was sich auf gemessene ( $E_{\text{kor}}$ ) und nicht auf im Monte Carlo vorgegebene Energien bezieht.

Die  $\pi^0$ s wurden genommen aus einem Datensatz mit flacher Verteilung der Monte Carlo Energien, die Photonen wurden aus den bestehenden hadronischen Monte Carlos herausgesucht.

Man sieht, daß sich klar zwischen Photonen und neutralen Pionen unterscheiden läßt. Für Energien um ein GeV hat man eine sehr kleine Verwechslungswahrscheinlichkeit. Diese wächst aber mit zunehmender CONNECTED REGION-Energie, da die Verteilungen breiter werden und sich dabei in zunehmendem Maße überlappen.

## 6.4 Schauermassenverteilungen in hadronischen Ereignissen

Abbildung 6.2 zeigt die gleichen Verteilungen für CONNECTED REGIONS verschiedener Energien, wie man sie erhält, wenn man NMOMT anwendet auf die Energiedepositionen in hadronischen Ereignissen. Die mit Fehlerbalken versehenen Symbole geben die Verteilung für die 1986 auf der  $\Upsilon(1S)$ -Resonanz genommenen Daten wieder, das Histogramm die entsprechend dem Verhältnis der integrierten Luminositäten gewichtete Kontinuums-Verteilung.

Die ausgewählten CONNECTED REGIONS, mußten folgenden Anforderungen entsprechen, um zu gewährleisten, daß sie voll im eigentlichen Ball liegen:

- Die CONNECTED REGION darf keinen Endkappenkristall enthalten. Dies verlangt schon NMOMT aus geometrischen Gründen.
- Das 'Center of Gravity' muß innerhalb des Balls liegen.
- Es darf kein Tomasz-BUMP in einem Tunnelmodul liegen.

Weiterhin wird gefordert

- Die CONNECTED REGION darf höchstens zwei BUMPS enthalten (nach beiden Methoden).

Abbildung 6.3 gibt die entsprechenden Verteilungen für Monte Carlo Daten wieder, wobei 3-Gluon-Ereignisse ( $p_t = 0.40$  GeV) benutzt wurden.

Hier wurden die CONNECTED REGIONS in vier Klassen eingeteilt, die in dem Plot durch verschiedene Schraffierungen voneinander abgehoben sind:

1. CONNECTED REGIONS die von nicht aufgelösten Photonen eines  $\pi^0$ -Zerfalls erzeugt wurden und weniger als 30 MeV Energie von Energiedepositionen anderer Teilchen enthalten (= 'saubere'  $\pi^0$ ). In den Darstellungen entspricht ihr Anteil den weißen Flächen.
2. 'saubere' Photonen, dargestellt durch die dunklen Flächen bei niedrigen Schauermassen.
3. Den gepunkteten Flächen entsprechen alle CONNECTED REGIONS, welche nicht den Bedingungen 1) und 2) genügen.
4. Für den schraffierten Untergrund gilt das Gleiche, aber CONNECTED REGIONS, die genau ein  $\pi^0$  enthalten -ohne Rücksicht auf zusätzliche Energiedepositionen- wurden nicht berücksichtigt.

Der Verlauf des Untergrunds unter den  $\pi^0$ -Signalen ist, wie man den Abbildungen entnehmen kann, nicht eben. Der teilweise recht starke Anstieg läßt sich erklären durch die Existenz von Überlappungen der Energiedepositionen von Pionen mit denen anderer Teilchen. Der nicht mit einzelnen Pionen zusammenhängende Untergrund verläuft relativ glatt.

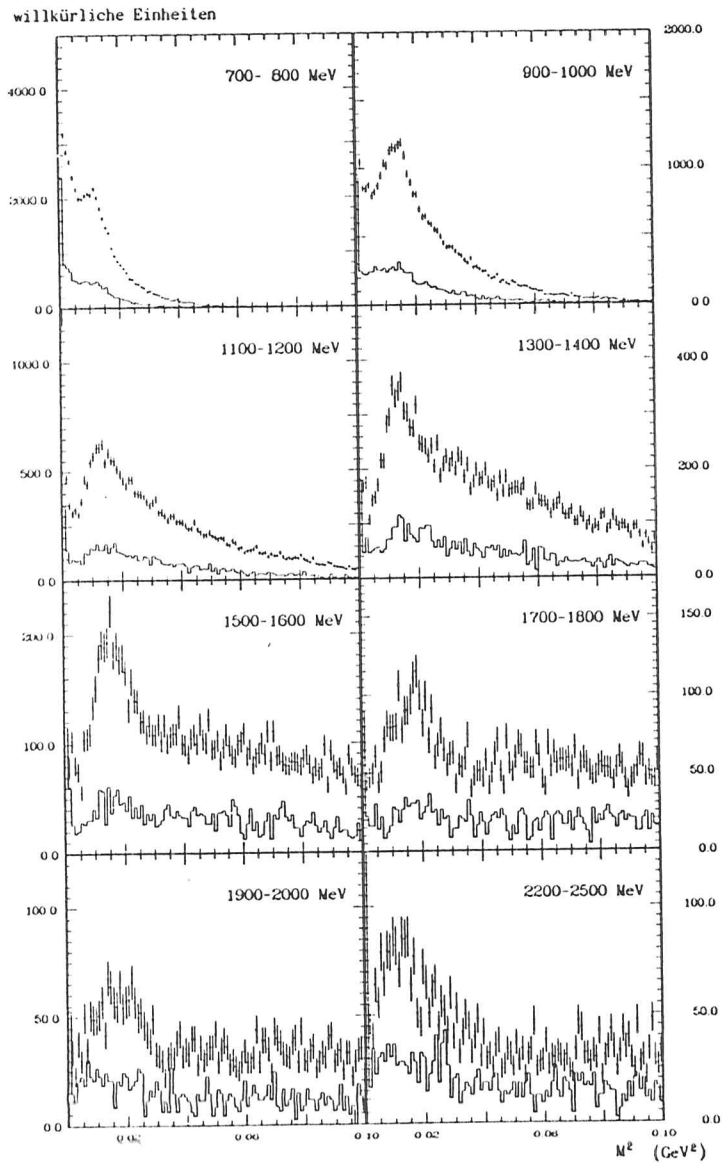


Abbildung 6.2: Schauer Massen in hadronischen Ereignissen  
Gezeigt sind die Verteilungen für verschiedene Bereiche der korrigierten Energie der CONNECTED REGIONS. Die untere Kurve stellt das skalierte Kontinuum dar.

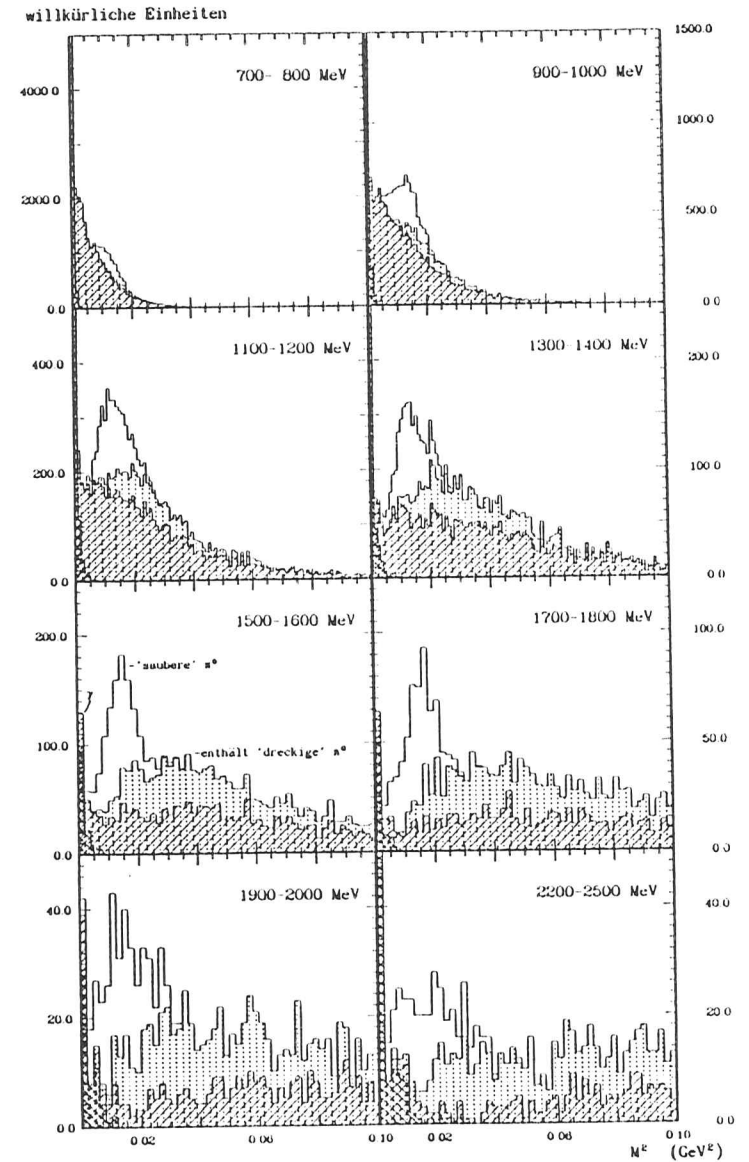


Abbildung 6.3: Schauer Massen in 3 Gluon-MC-Ereignissen  
Die verschiedenen Schraffierungen sind im Text erläutert.

## Kapitel 7

# Die gesehenen Energiespektren neutraler Pionen

Im vorhergehenden Kapitel konnte man sehen, daß die Schauermasse ein gutes Werkzeug ist, um im leeren Ball z.B. zwischen Photonen und  $\pi^0$ s mit nicht aufgelösten  $\gamma$ s zu unterscheiden. Bei einem hadronischen Ereignis ist die Situation erheblich komplizierter.

In diesem Kapitel werden einige Größen vorgestellt, mit denen man die Schauern neutraler Pionen im Crystal Ball genauer beschreiben kann.

Es sollen weiter inklusive  $\pi^0$ -Spektren erstellt werden, und zwar sowohl für Kontinuumsereignisse ( $qq(\gamma)$ ) als auch für direkte  $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle (im Wesentlichen über drei Gluonen). Dazu müssen aus den erwähnten Größen Schnitte entwickelt werden, die das Signal in den Schauermassen-Verteilungen besser hervortreten lassen, beziehungsweise den Untergrund verkleinern (Abschnitt 7.1).

Die Zahl der  $\pi^0$ s in einem gegebenen Energiebereich wird durch Anpassungsrechnungen an die Schauermassen-Spektren bestimmt. Die dabei verwendeten Funktionen, welche Signal und Untergrund beschreiben, werden aus dem Monte Carlo ermittelt (Abschnitt 7.2).

### 7.1 Entwicklung von Schnitten

Energiedepositionen neutraler Pionen besitzen in weniger als 0,2% aller Fälle mehr als zwei BUMPS. Der daraus resultierende Schnitt wurde bei allen folgenden Darstellungen immer bereits angewandt.

Zu Beginn der Arbeit bestand die Hoffnung, die von zwei überlappenden Photonen herrührenden Energiedepositionen so genau identifizieren zu können, daß der Untergrund unter dem Signal in der Schauermassen-Verteilung effektiv durch Schnitte unterdrückt wird, ohne dabei allzuvielen Pionen zu

verlieren. Dies gelang jedoch nicht.

Wünschenswert ist auf jeden Fall, den Untergrund soweit zu verringern, daß der Fehler an der Zahl der gesehenen Pionen minimal wird, und gleichzeitig 'unsaubere' Pionen zu beseitigen, um einen möglichst ebenen Verlauf des Untergrunds zu erhalten.

Allerdings soll später eine Anpassungsrechnung ('Fit') ausgeführt werden. Die einzige Möglichkeit, eine Funktion zur Beschreibung des Untergrunds zu erhalten, die physikalisch motiviert ist, bietet jedoch das Monte Carlo. Dafür darf aber die Anzahl der Energiedepositionen, die die Schnitte passieren, nicht zu gering werden (s.u.).

Da z.B. die Nachweiswahrscheinlichkeit einen sehr großen systematischen Fehler enthält, wurde auf jede Optimierung der Schnitte verzichtet. Sie wurden allesamt einfach so konstruiert, daß jeder für sich genommen eine sehr hohe Durchlässigkeit (ca. 98 %) für 'saubere' Pionen besitzt. Werte und vorhandene Energieabhängigkeiten wurden bestimmt mittels des Monte Carlos für Pionen im ansonsten leeren Ball. Die Schnitte liegen so, daß die Wahrscheinlichkeit, daß ein  $\pi^0$  durch sie akzeptiert wird, nicht von Feinheiten der EGS-Simulation abhängt.

Zunächst wurden Eigenschaften von Energiedepositionen untersucht, die durch das Betrachten CONNECTED REGIONS motiviert waren. Dies sind:

1. Die Anzahl der Kristalle in einer CONNECTED REGION
2. Die Energie einer eventuell vorhandenen 'Nase': Als 'Nase' wurde ein Kristall einer CONNECTED REGION bezeichnet, welcher nur über eine Ecke mit den anderen verbunden ist. Minimal ionisierende Teilchen deponieren oft nur in einem Kristall eine wesentliche Menge an Energie. Tun sie dies so, daß dabei ein Energiecluster sozusagen 'gestreift' wird, so kann dies zur Ausbildung einer 'Nase' führen. 'Saubere' Pionen besitzen nur selten eine Nase mit mehr als 50 MeV.
3. Die Anzahl sogenannter 'verdächtiger Ecken': Hier wird die Anordnung der Kristalle in einer CONNECTED REGION genauer betrachtet.

All diese Kriterien werden aber im folgenden nicht benutzt. Dies hat folgende Gründe: Aus der Anzahl der Kristalle läßt sich kein kontinuierlich von der Energie abhängiger Schnitt konstruieren. Die Anzahl der CONNECTED REGIONS mit  $E_{\text{Korr.}} > 600$  MeV mit 'Nasen' beträgt im Monte Carlo ca. 20% in den 'echten' Daten nur rund 10%. Man bewegt sich hier in einem Bereich, wo ein MeV mehr oder weniger in einem Kristall entscheidend ist. Hier ist das Monte Carlo nicht exakt genug. Da später Funktionen für Anpassungsrechnungen aus simulierten Ereignissen gewonnen werden sollen, wurde auf die Anwendungen von so empfindlichen Schnitten verzichtet.



Die zweite Gruppe betrachteter Eigenschaften ist an NMOMT angelehnt. Es handelt sich hierbei um verschiedene Momente einer Energiedeposition. Letztendlich wurden nur diejenigen zur Selektion von Pionen benutzt, welche nicht stark mit der Schauermasse korreliert sind und gleichzeitig den Untergrund unter dem Signal verringern. (Z.B.  $\langle x^4 \rangle$  ist stark mit der Schauermasse korreliert.)

Es sind dies die Momente  $\langle y^2 \rangle$ ,  $\langle y^3 \rangle$ ,  $\langle xy^2 \rangle$  und  $\langle x^2y \rangle$ . Energiedepositionen, die folgenden Anforderungen genügen, wurden selektiert:

$$\langle y^2 \rangle < 0.005$$

$$|\langle y^3 \rangle| < 0.0005$$

$$|\langle xy^2 \rangle| < 1,44 \cdot 10^{-4} \cdot E_{Korr.}^2 - 6,87 \cdot 10^{-4} \cdot E_{Korr.} + 1,13 \cdot 10^{-3}$$

$$|\langle x^2y \rangle| < 1,19 \cdot 10^{-4} \cdot E_{Korr.}^2 - 6,06 \cdot 10^{-4} \cdot E_{Korr.} + 1,09 \cdot 10^{-3}$$

$E_{Korr.}$  ist zu nehmen in GeV!

Bei der Selektion einzelner Photonen (oder Elektronen) verwendet man oft Verhältnisse der in den Kristallen deponierten Energie. Dies ist motiviert durch die Form eines elektromagnetischen Schauers. Beispiele sind  $E1/E4$  oder  $E4/E13$ , d.h. das Verhältnis der Energie eines BUMPS zur Energie der zentralen Gruppe aus vier Kristallen oder aus letzterer und der der 13er-Gruppe um den BUMP. Im betrachteten Fall handelt es sich immer um zwei nicht aufgelöste Photonen, deshalb wurde hier die Variable  $ERATIO$  definiert:

1. Falls die CONNECTED REGION zwei Tomasz-BUMPS besitzt, gilt:

$$ERATIO := \frac{E_{b1} + E_{b2}}{E_{CR}}$$

Dies ist die Summe der Energien der BUMP-Kristalle durch die (unkorrigierte) Energie der gesamten CONNECTED REGION.

2. CONNECTED REGIONS mit nur einem BUMP wird zugeordnet:

$$ERATIO := \frac{E_1 + E_2}{E_{CR}}$$

Jetzt steht im Zähler die Summe der beiden höchsten Kristallenergien.

Selektiert wird eine CONNECTED REGION, wenn

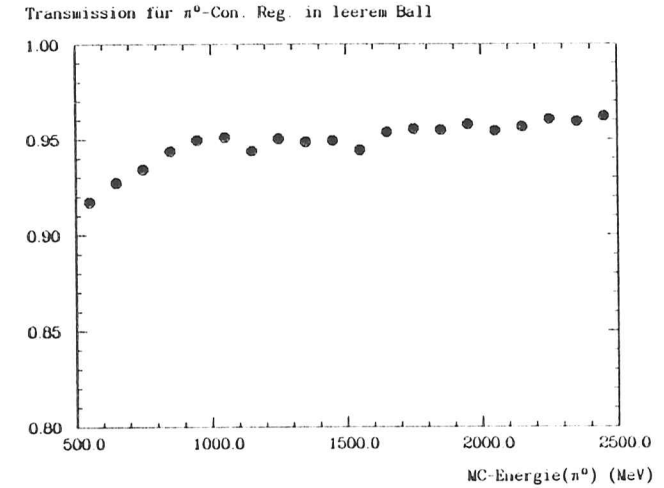


Abbildung 7.1: Transmission für  $\pi^0$ -CONNECTED REGIONS  
Gezeigt ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein von einem  $\pi^0$  erzeugter Cluster durch die Schnitte nicht verworfen wird.

$$0,45 < ERATIO < 0,95$$

Abb. 7.1 zeigt die Wahrscheinlichkeit, daß eine CONNECTED REGION, welche von einem neutralen Pion im leeren Ball erzeugt wurde, auch als  $\pi^0$ -Kandidat akzeptiert wird, also durch die Schnitte nicht verworfen wird. Diese hängt nur sehr schwach von der Energie ab.

Die Wirksamkeit der Schnitte läßt sich am Besten beurteilen anhand von Korrelationsplots, wie sie auf den folgenden Seiten exemplarisch für einen mittleren Energiebereich wiedergegeben sind. Dargestellt sind Monte Carlo-Daten, man sieht hier aber keinen Unterschied zu 'echten' Daten. Verglichen wird mit den entsprechenden Darstellungen für 'saubere'  $\pi^0$ s.

Für jede Größe ist auch ein Vergleich von Monte Carlo und Kontinuums-Verteilungen vorgenommen worden. Bei höheren Energien der CONNECTED REGIONS gibt es eine gute Übereinstimmung, bei niedrigeren zum Teil eine sehr schlechte. (Die Darstellungen wurden auf gleiche Anzahl von CONNECTED REGIONS normiert.)

Die weiteren Bilder zeigen die Wirkung der Schnitte auf die Daten.

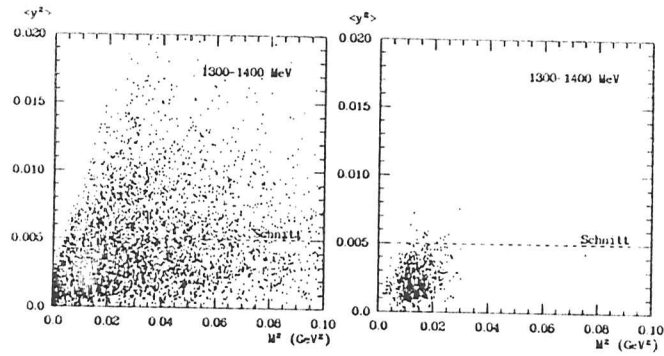


Abbildung 7.2: Korrelation von  $\langle y^2 \rangle$  mit der Schauermasse  
 Links: hadronische Monte Carlo-Ereignisse, rechts: 'saubere' Pion-Cluster

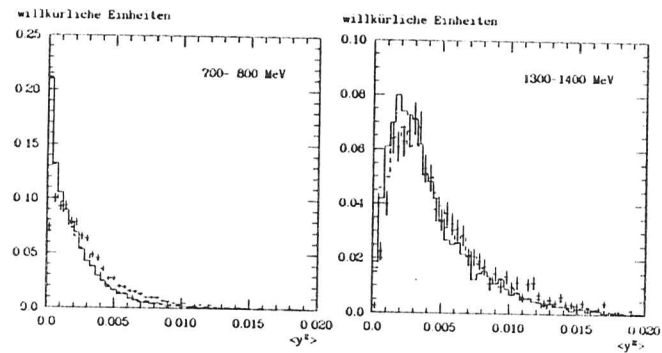


Abbildung 7.3: Verteilungen von  $\langle y^2 \rangle$   
 Die Symbole mit Fehlerbalken stehen für Kontinuums-Daten, die durchgezogene (unterbrochene) Linie für Monte Carlo-Daten mit  $p_T = 0.40 \text{ GeV}$  ( $p_T = 0.15 \text{ GeV}$ ).

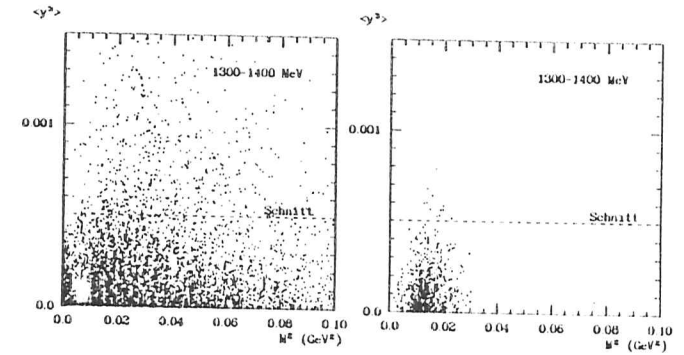


Abbildung 7.4: Korrelation von  $|\langle y^3 \rangle|$  mit der Schauermasse  
 Links: hadronische Monte Carlo-Ereignisse, rechts: 'saubere' Pion-Cluster

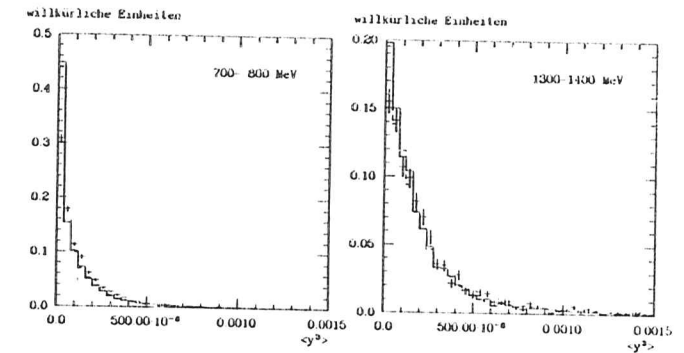


Abbildung 7.5: Verteilungen von  $|\langle y^3 \rangle|$   
 Die Symbole mit Fehlerbalken stehen für Kontinuums-Daten, die durchgezogene (unterbrochene) Linie für Monte Carlo-Daten mit  $p_T = 0.40 \text{ GeV}$  ( $p_T = 0.15 \text{ GeV}$ ).

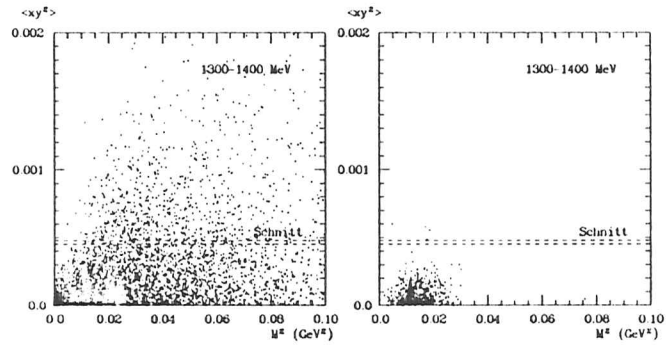


Abbildung 7.6: Korrelation von  $\langle xy^2 \rangle$  mit der Schauermasse  
 Links: hadronische Monte Carlo-Ereignisse, rechts: 'saubere' Pion-Cluster

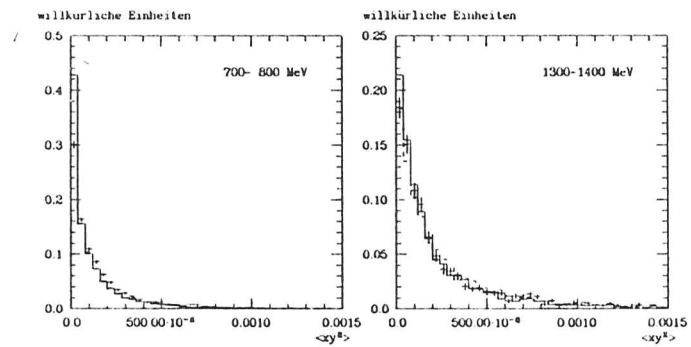


Abbildung 7.7: Verteilungen von  $\langle xy^2 \rangle$   
 Die Symbole mit Fehlerbalken stehen für Kontinuums-Daten, die durchgezogene (unterbrochene) Linie für Monte Carlo-Daten mit  $p_t = 0.40 \text{ GeV}$  ( $p_t = 0.15 \text{ GeV}$ ).

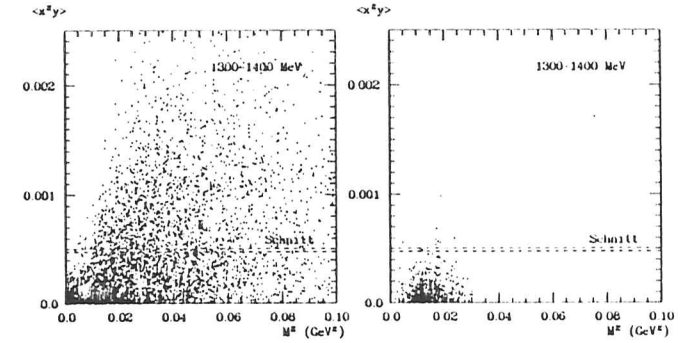


Abbildung 7.8: Korrelation von  $\langle x^2 y \rangle$  mit der Schauermasse  
 Links: hadronische Monte Carlo-Ereignisse, rechts: 'saubere' Pion-Cluster

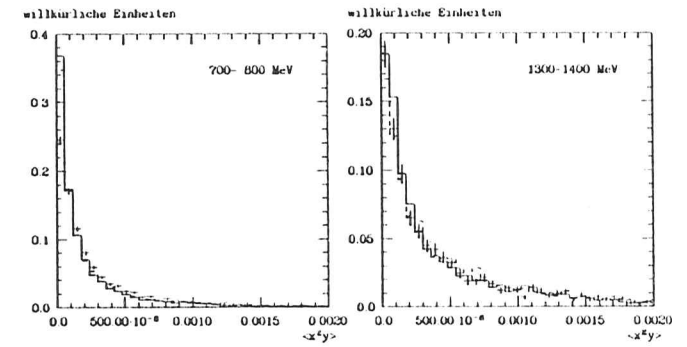


Abbildung 7.9: Verteilungen von  $\langle x^2 y \rangle$   
 Die Symbole mit Fehlerbalken stehen für Kontinuums-Daten, die durchgezogene (unterbrochene) Linie für Monte Carlo-Daten mit  $p_t = 0.40 \text{ GeV}$  ( $p_t = 0.15 \text{ GeV}$ ).

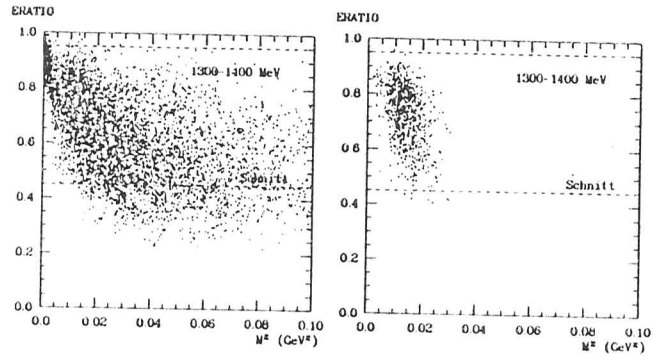


Abbildung 7.10: Korrelation von  $\langle ERATIO \rangle$  mit der Schauermasse  
 Links: hadronische Monte Carlo-Ereignisse, rechts: 'sauber' Pion-Cluster

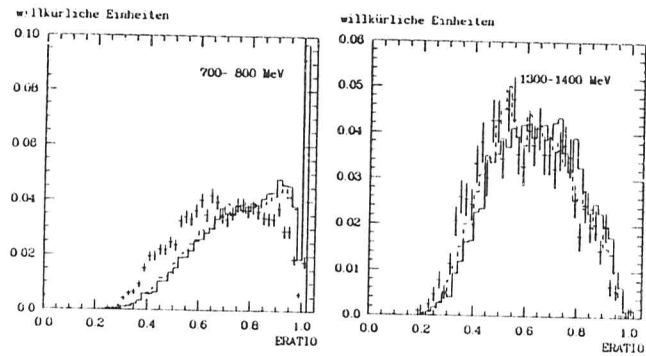


Abbildung 7.11: Verteilungen von  $\langle ERATIO \rangle$   
 Die Symbole mit Fehlerbalken stehen für Kontinuums-Daten, die durchgezogene (unterbrochene) Linie für Monte Carlo-Daten mit  $p_T = 0.30 \text{ GeV}$  ( $p_T = 0.15 \text{ GeV}$ ).

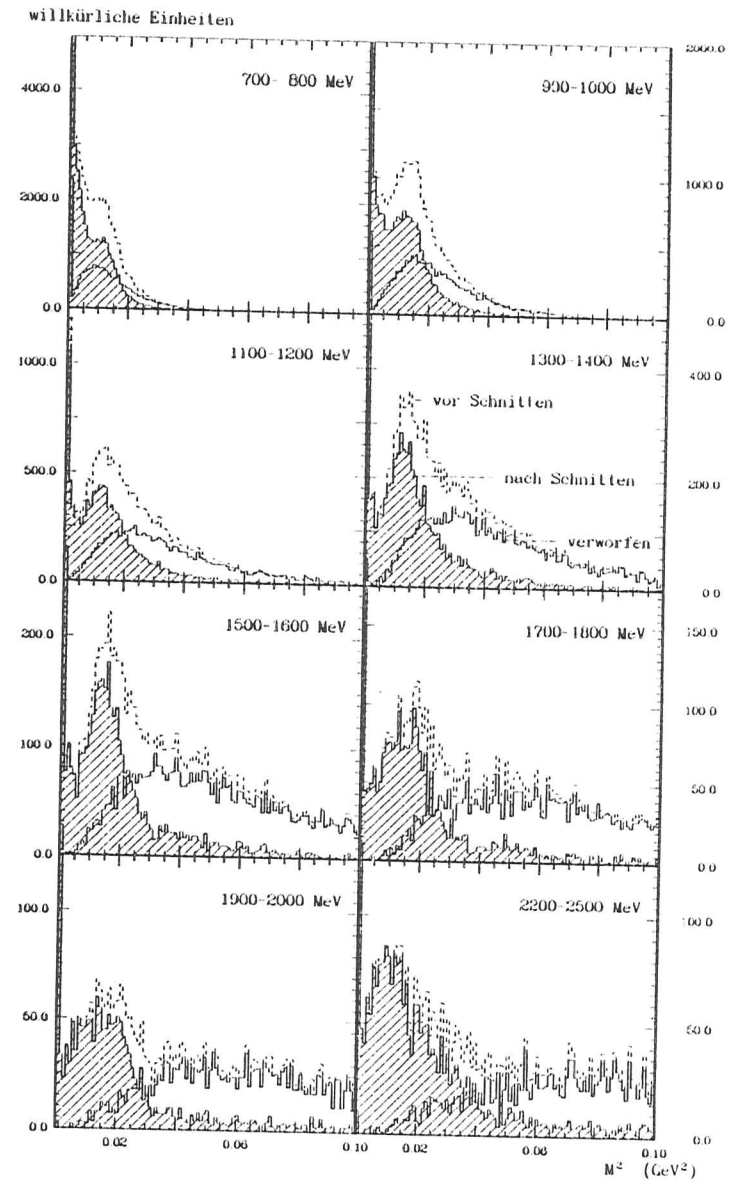


Abbildung 7.12: Schauermassen für Ereignisse auf der Resonanz  
 Gezeigt sind die Verteilungen vor und nach den Schnitten. Die Zahl der BUMPS ist bei beiden Darstellungen bereits begrenzt.

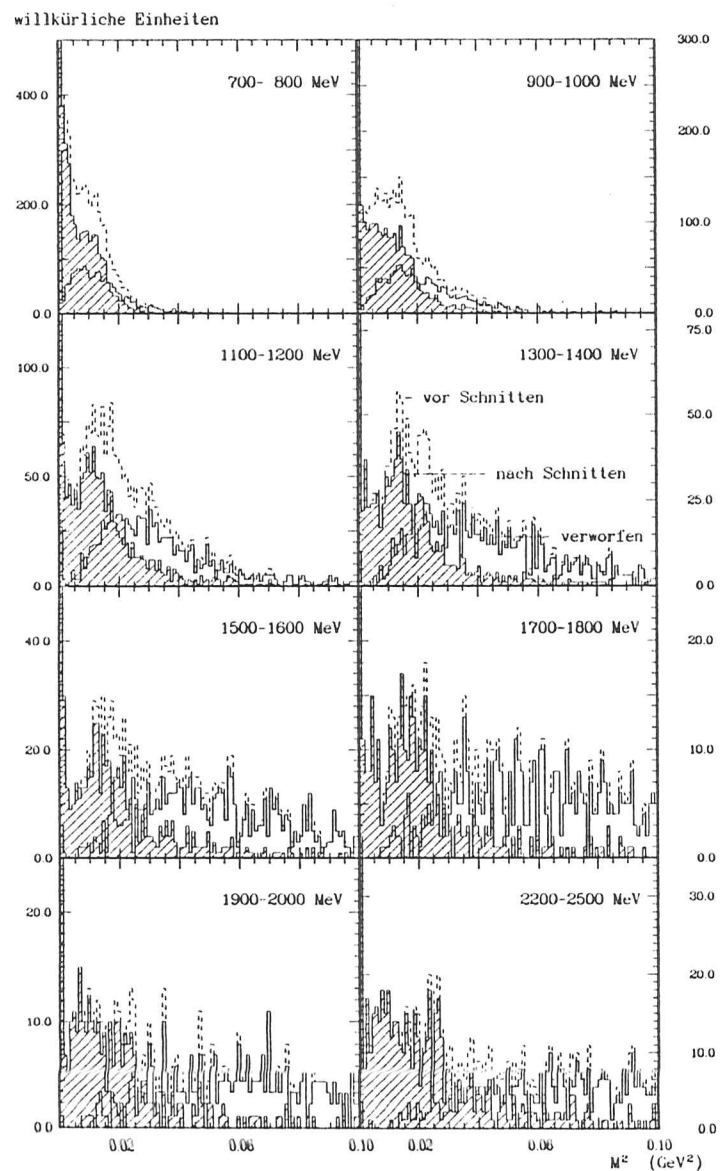


Abbildung 7.13: Schauer Massen für Ereignisse im Kontinuum  
Gezeigt sind die Verteilungen vor und nach den Schnitten. Die Zahl der  
BUMPS ist bei beiden Darstellungen bereits begrenzt.

## 7.2 Fits an die Schauer Massenverteilungen

### 7.2.1 Bestimmung der Fit-Funktionen

Die für die Anpassungsrechnungen benötigten Funktionen wurden aus dem Monte Carlo bestimmt. Für  $\pi^0$ s und Photonen wurden dazu das  $\pi^0$ -Monte Carlo für den ansonsten leeren Ball benutzt, sowie die im hadronischen Monte Carlo vorhandenen Teilchen gesucht und die in den Modul-Banken vorhandene Information dazu benutzt, deren Energiedeposition zu betrachten wie im leeren Ball. So erhält man eine hohe Statistik, ohne Pionen und Photonen neu zu simulieren, was sehr viel Rechenzeit kosten würde.

Die dadurch erhaltenen Schauer Massenverteilungen wurden mit Hilfe der Routine SMOOTH ([BLO85],[BAS85]) des Graphical Editor Programms (GEP) geglättet und die erhaltenen Histogramme (Abb. 7.15) als numerisch gegebene Fit-Funktionen verwendet.

Genauso wurden die Funktionen bestimmt, die den Untergrund beschreiben. Hierzu muß allerdings genauer definiert werden, was 'Untergrund' bedeutet: Es wurden die Schauer Massen aller Energiedepositionen betrachtet, welche nicht von einzelnen Photonen oder neutralen Pionen mit weniger als 30 MeV zusätzlicher Energie (von anderen Teilchen) herrühren. Die Analyse wurde wiederholt mit einer Grenze von 100 MeV, um den aus der Definition entstehenden Fehler zu untersuchen.

An Abb. 7.14 kann man ablesen, daß eine solche Trennung zwischen 'sauberen' (Signal) und 'dreckigen' (zum Untergrund) Pionen überhaupt Sinn macht. Meist sind zusätzliche Energiebeiträge von anderen Teilchen entweder sehr klein oder sehr groß, so daß man erwarten kann, daß dieser Punkt die Analyse nicht sehr beeinflußt, solange der Überlapp im Monte Carlo halbwegs richtig beschrieben wird. Die Abbildung enthält zwar alle CONNECTED REGIONS mit mehr als 600 MeV, welche exakt ein  $\pi^0$  enthalten, aber die Situation ist die gleiche, wenn man kleinere Energiebereiche betrachtet.

Auch Abb. 7.17 zeigt, daß dieser Punkt nicht so kritisch ist. Der Vergleich der verschiedenen Untergrund-Funktionen ergibt, daß der Unterschied kleiner ist, als der zwischen den aus den beiden verschiedenen Monte Carlos bestimmten Funktionen. (Sogar diese stimmen aber besser überein, als man nach Betrachtung der Schauer Massenverteilungen aller CONNECTED REGIONS erwarten könnte.)

Zudem findet man mit veränderter Definition eine leicht veränderte Nachweiswahrscheinlichkeit, so daß die Abweichungen in den korrigierten Spektren relativ gering sind.

Um zu verhindern, daß die Glättungsroutine auf zu große statistische Fluktuationen hereinfällt, wurde die Breite der Bins in den Schauer Massen

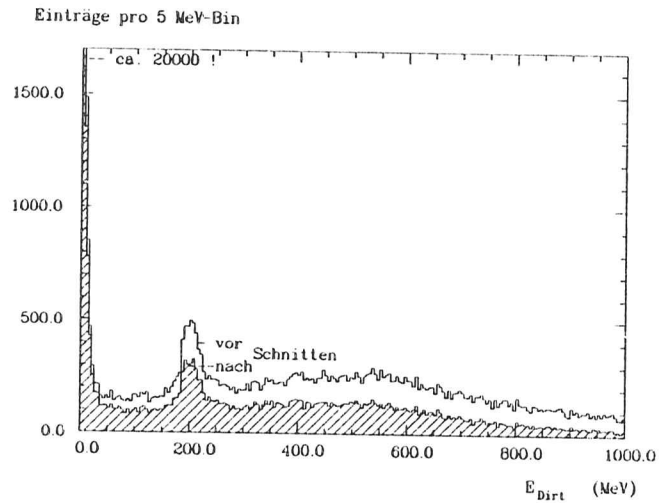


Abbildung 7.14: Zusätzliche Energie in  $\pi^0$ -CONNECTED REGIONS  
 $E_{Dirt}$  ist die von anderen Teilchen herrührende Energie in einem Cluster,  
 der exakt ein  $\pi^0$  enthält.

Histogrammen für die Energiebereiche oberhalb von 1400 MeV für das Kontinuums-Monte Carlo verdoppelt. Dies erleichtert auch die visuelle Überprüfung der Fits.

Zur Behandlung der Daten, die auf der  $\Upsilon(1S)$ -Resonanz genommen wurden, wurden die den Untergrund beschreibenden Histogramme von  $\tau^+\tau^-$ ,  $q\bar{q}$ ,  $q\bar{q}(\gamma)$  und 3-Gluon-Monte Carlos entsprechend gewichtet addiert und anschließend geglättet.

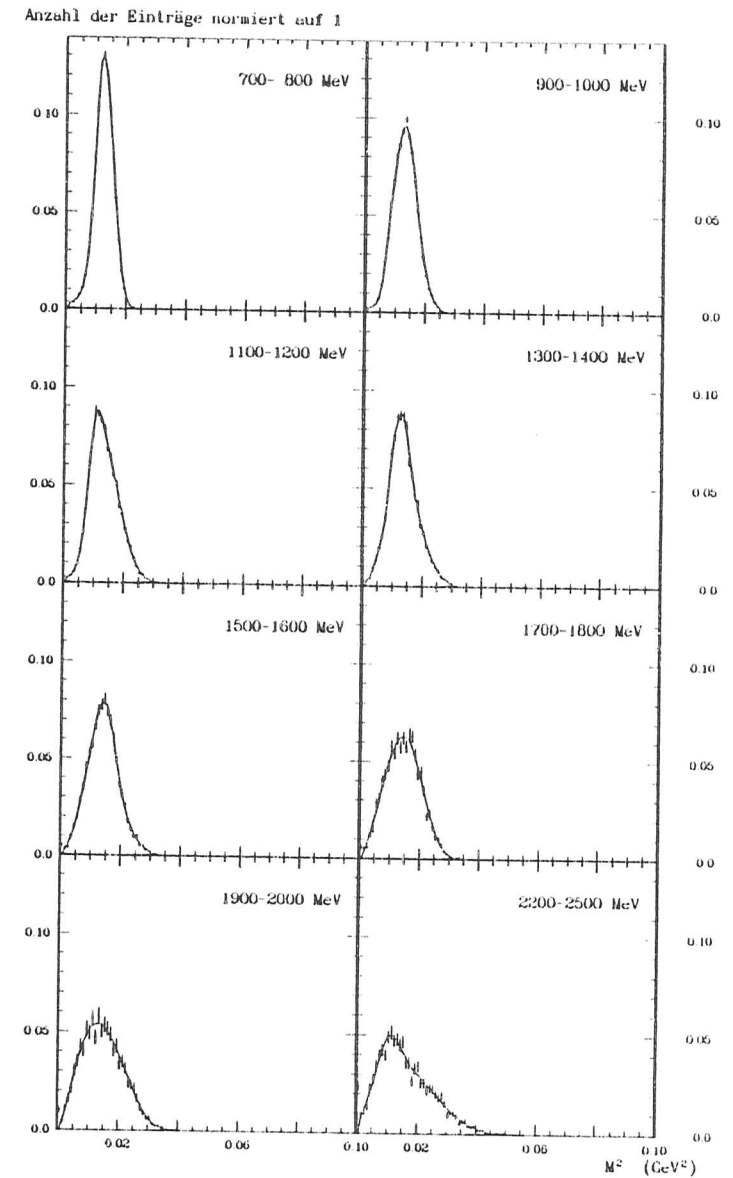


Abbildung 7.15: Geglättete Schauer Massenverteilungen für  $\pi^0$ s  
 Die durchgezogenen Kurven stellen die geglätteten Histogramme dar. Es  
 wurden die beschriebenen Schnitte angewendet.

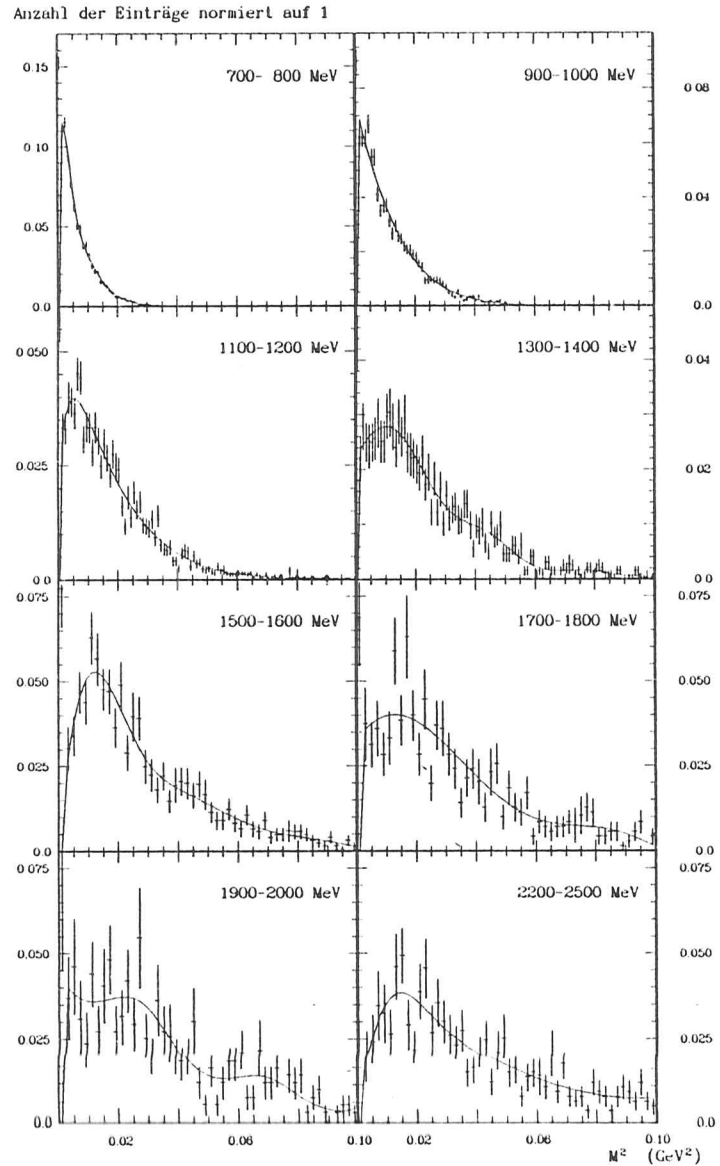


Abbildung 7.16: Geglättete Verteilungen für den Untergrund im Kontinuum. Die durchgezogenen Kurven stellen die geglätteten Histogramme dar. Es wurden die beschriebenen Schnitte angewendet.

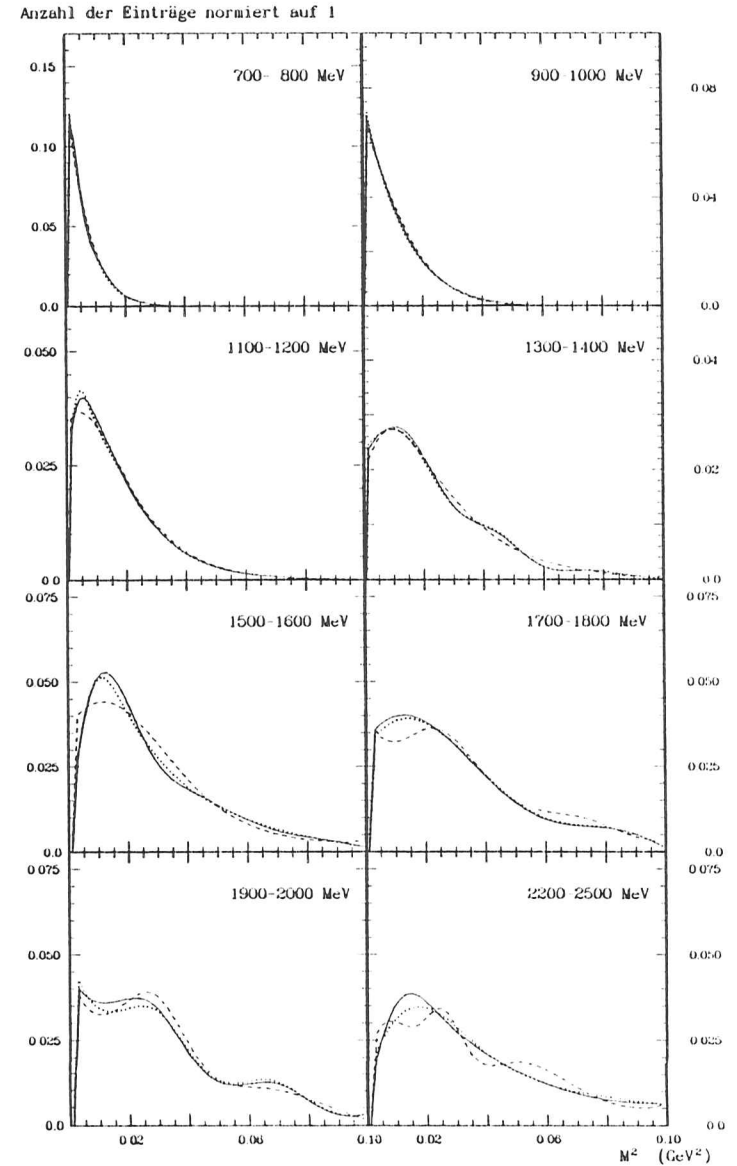


Abbildung 7.17: Vergleich von Untergrund-Funktionen. Durchgezogen (gestrichelt): Untergrund-Funktion für das Kontinuum aus Monte Carlo mit  $p_t = 0,40$  GeV ( $p_t = 0,15$  GeV). Gepunktet: Kriterium für 'sauberes'  $\pi^0$ : 100 MeV zus. Energie

### 7.2.2 Die Anpassungsrechnungen

Die nach oben beschriebenen Rezept gewonnenen numerischen Funktionen wurden an die Daten angepaßt. Es wurde eine Maximum Likelihood-Methode für die gebinneten Verteilungen benutzt, die die Poisson-Statistik der Einträge berücksichtigt. (Hat man viele Einträge pro Bin ( $>10$ ), so geht die Poisson-Statistik allmählich über in die Gauß-Statistik, und die Likelihood-Methode geht über in die Methode der kleinsten Quadrate.)

Zur Durchführung der Rechnungen wurde das Programm-Paket MINUIT benutzt. Die darin vorhandene Routine MINOS berechnet den Fehler an dem gefundenen  $\pi^0$ -Signal unter Berücksichtigung der Korrelationen mit den Untergrund-Funktionen [JAM75]. Dies führt in den vorliegenden Fällen zu fast symmetrischen statistischen Fehlern. Um die Rechnungen zu vereinfachen wird deshalb oft der Mittelwert von positivem und negativem Fehler benutzt.

Die Fits wurden durchgeführt mit Untergrundfunktionen aus dem Standard-Monte Carlo mit  $p_t = 0,40$  GeV, von welchem angenommen wird, daß es die Wirklichkeit am Besten beschreibt. Auf den folgenden Seiten sind alle diese Fits und deren Ergebnisse, die gesehenen Spektren, dargestellt.

Die Prozedur wurde wiederholt mit den aus dem zweiten Monte Carlo gewonnenen Untergrundfunktionen und mit der zweiten Definition für eine 'saubere' Photon- oder  $\pi^0$ -CONNECTED REGION.

Außerdem wurde der Untergrund in weiteren Fits beschrieben durch Exponential-Funktionen bzw. Geraden, um extreme Werte zu finden. Im letzten Fall wurde dabei, um überhaupt vernünftige Resultate zu erhalten, die Anpassungsrechnung auf einen kleinen Bereich um das Signal herum begrenzt.

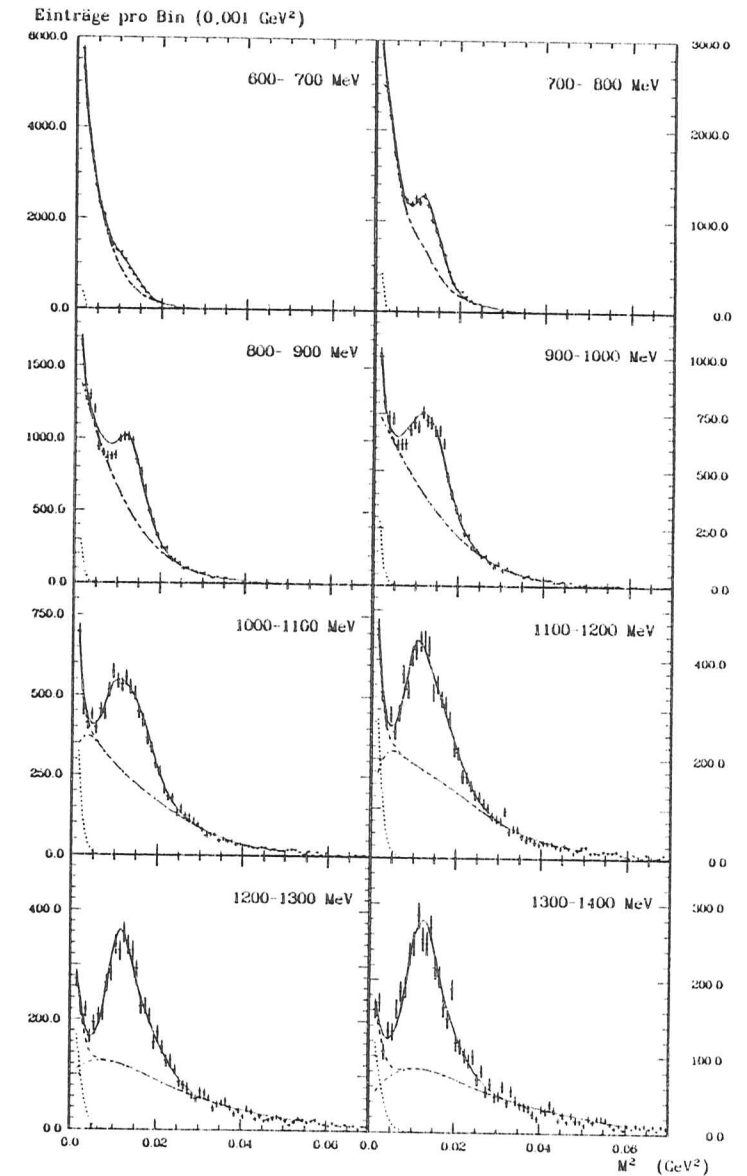


Abbildung 7.18: Fits an Resonanz Daten  
Gezeigt sind Fits mit den aus dem Standard-Monte Carlo gewonnenen Funktionen. Der Untergrund ist sowohl insgesamt, als auch getrennt in Photonen und andere eingezeichnet.



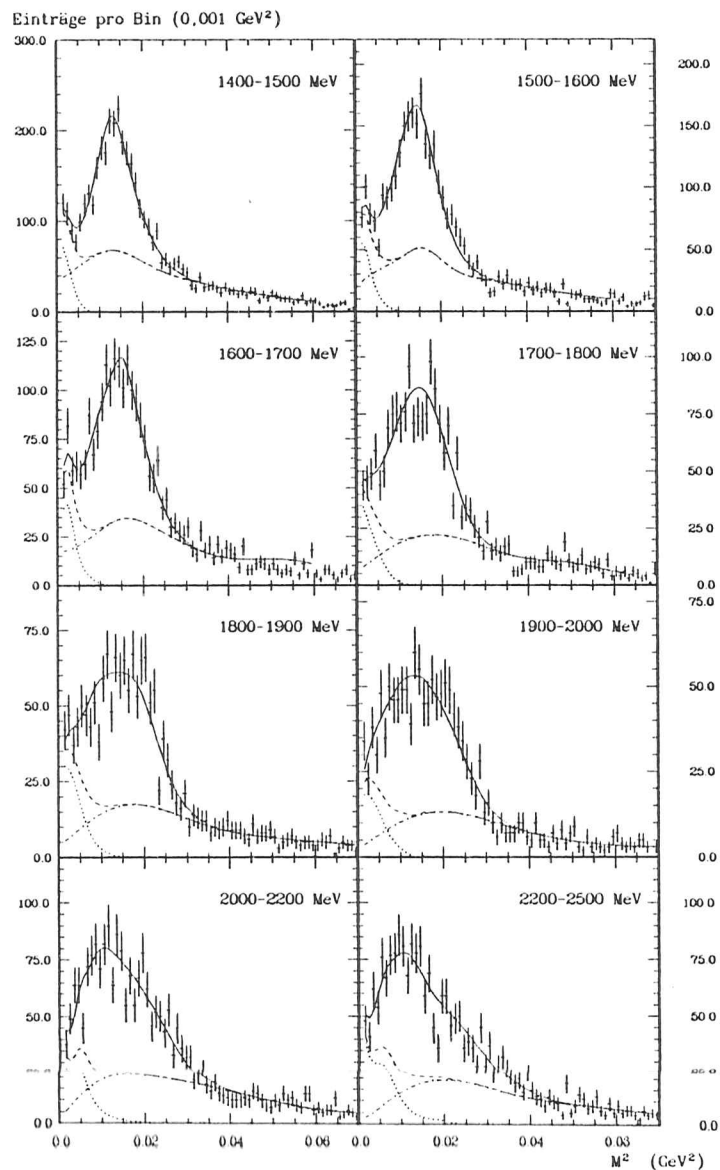


Abbildung 7.19: Fits an Resonanz-Daten  
Gezeigt sind Fits mit den aus dem Standard-Monte Carlo gewonnenen Funktionen. Der Untergrund ist sowohl insgesamt, als auch getrennt in Photonen und andere eingezeichnet.

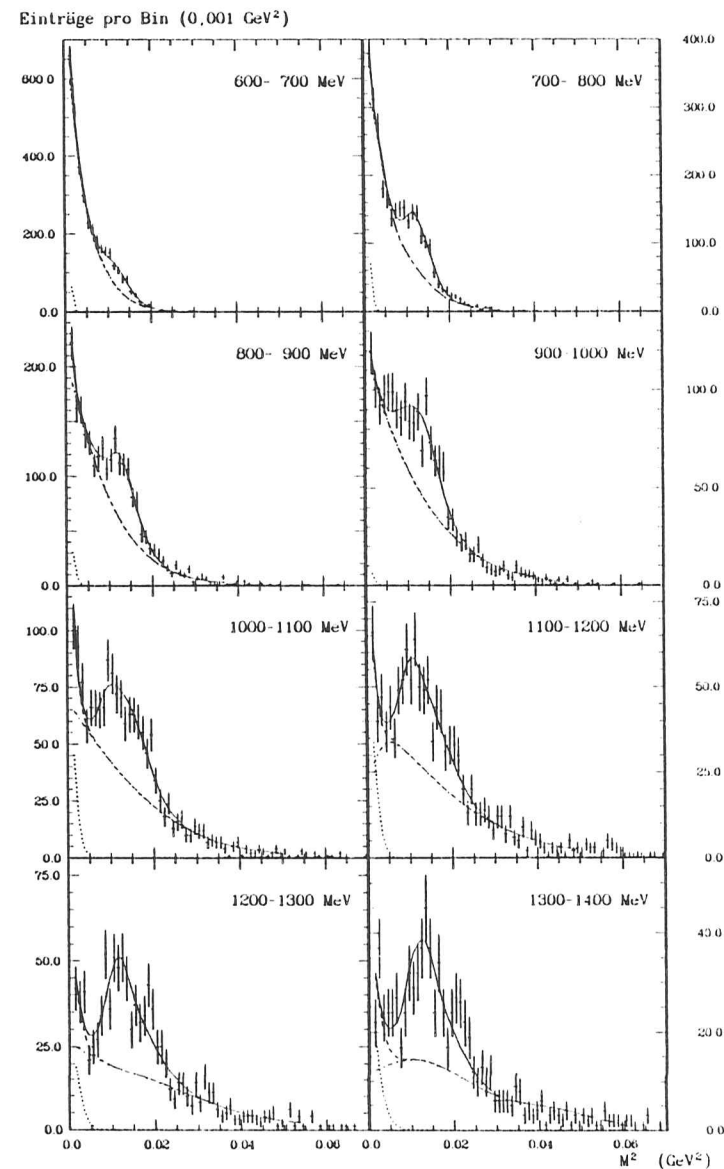


Abbildung 7.20: Fits an Kontinuum-Daten  
Gezeigt sind Fits mit den aus dem Standard-Monte Carlo gewonnenen Funktionen. Der Untergrund ist sowohl insgesamt, als auch getrennt in Photonen und andere eingezeichnet.

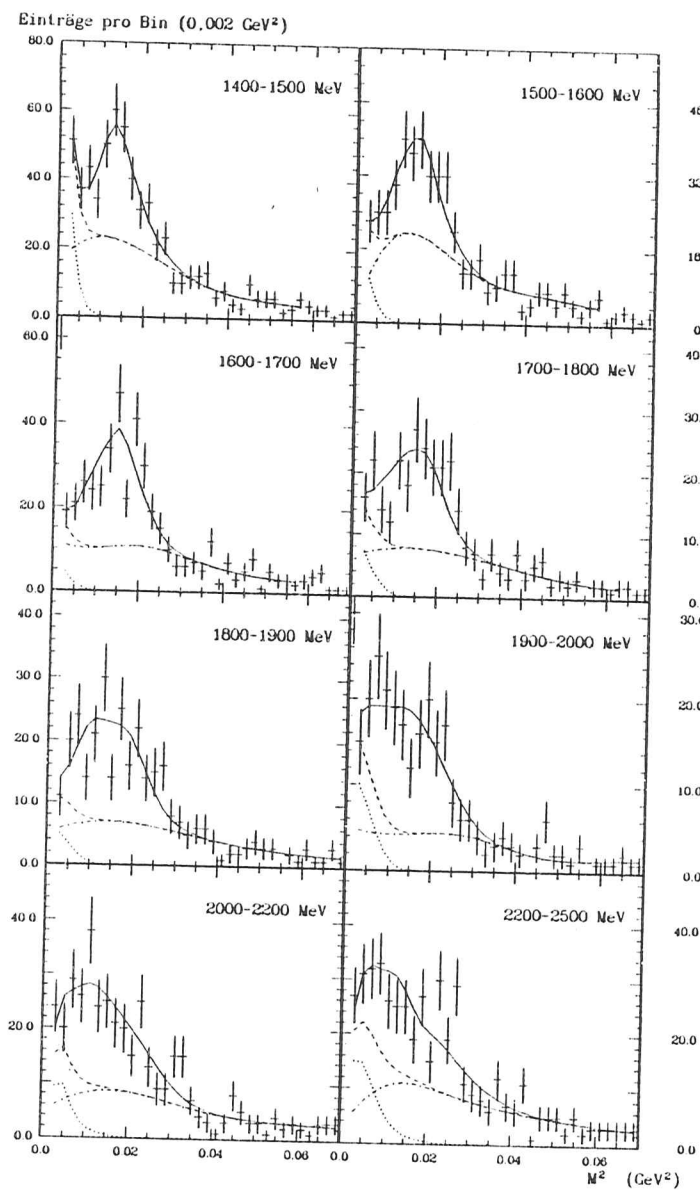


Abbildung 7.21: Fits an Kontinuums-Daten  
Gezeigt sind Fits mit den aus dem Standard-Monte Carlo gewonnenen Funktionen. Der Untergrund ist sowohl insgesamt, als auch getrennt in Photonen und andere eingezeichnet.

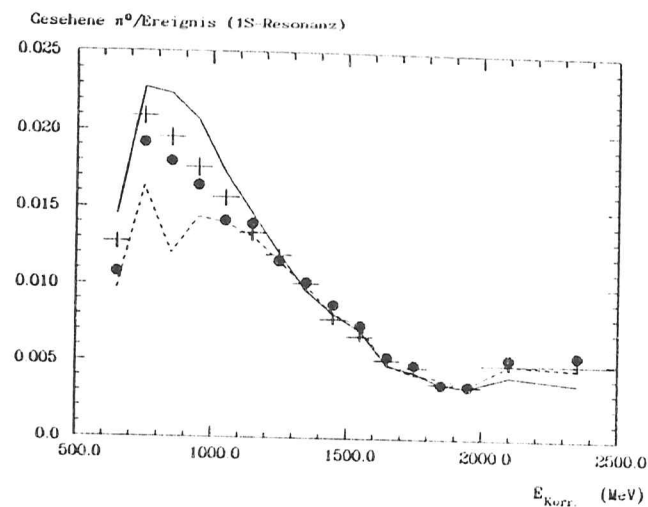


Abbildung 7.22: Gesehenes  $\pi^0$ -Spektrum auf der  $\Upsilon(1S)$ -Resonanz

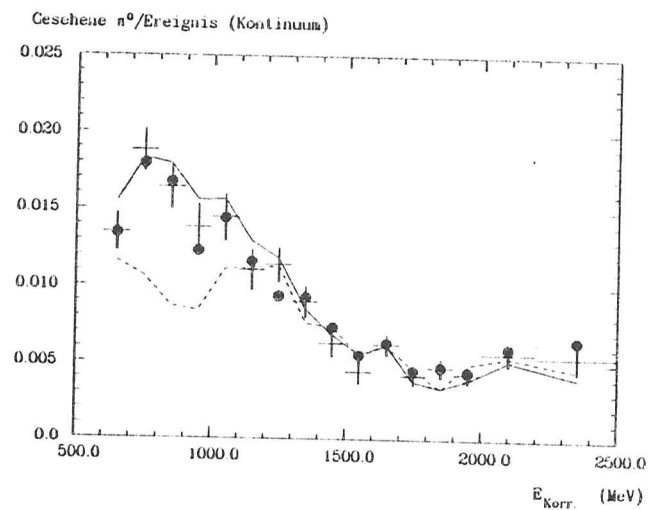


Abbildung 7.23: Gesehenes  $\pi^0$ -Spektrum im Kontinuum  
Symbole mit Fehlerbalken (Kreise) stellen Fit-Resultate mit aus dem Standard-Monte Carlo ( $p_t = 0.15$  GeV-Monte Carlo) gewonnenen Untergrundfunktionen dar. Die durchgezogenen (unterbrochenen) Linien zeigen extreme Ergebnisse mit Exponential-Funktionen (Gerraden)

## Kapitel 8

# Die Korrektur der Spektren

Um Detektor- und Analyse-unabhängige Spektren zu erhalten, müssen die gesehenen Spektren korrigiert werden.

Die wichtigste Korrektur ist die Hochrechnung auf die Zahl der wirklich erzeugten Pionen. Dafür müssen die Nachweiswahrscheinlichkeiten dieser Teilchen für die verschiedenen Ereignistypen bestimmt werden. Auch durch Bremsstrahlung oder den  $\tau^+\tau^-$ -Untergrund hervorgerufene Effekte sind zu berücksichtigen.

Aus den auf der  $\Upsilon(1S)$ -Resonanz genommenen Daten wird ein  $\pi^0$ -Spektrum der direkten Zerfälle berechnet. Der Beitrag der  $qq$ -Zerfälle des  $\Upsilon(1S)$  und des Untergrunds an Kontinuums-Ereignissen muß abgezogen werden.

### 8.1 Die Nachweiswahrscheinlichkeiten

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten hängen natürlich ab von dem beobachteten Raumwinkel, den Schnitten etc. Der wirklich kritische Punkt ist jedoch die Abhängigkeit dieser Größen von der Topologie der Ereignisse bzw. dem Überlapp der Energiedepositionen.

Der in dieser Analyse eingeschlagene Weg ist der, die Nachweiswahrscheinlichkeiten  $\epsilon_i$  aus den Monte Carlos zu bestimmen. (Der Index  $i$  steht für die verschiedenen Ereignistypen.) Sie wurden wie folgt definiert:

$$\epsilon_i = \frac{n_{\pi^0}^{seen,i}}{n_{\pi^0}^{prod,i}} \quad (8.1)$$

Dabei ist

$n_{\pi^0}^{seen,i}$  = Die Anzahl der erkannten Pionen

$n_{\pi^0}^{prod,i}$  = Die Anzahl der im STEPI erzeugten Pionen

Dabei wird die Anzahl der im STEPI bei der Monte Carlo-Energie  $E_{MC}$  erzeugten Pionen verglichen mit der im Monte Carlo nach den Schnitten

gesehenen Anzahl bei der gleichen Energie, wobei jetzt aber die gemessene Größe  $E_{Korr}$  benutzt wird. Da das Spektrum der Mesonen im Monte Carlo in erster Näherung richtig gegeben ist, wird so gleichzeitig das Ansprechverhalten des Detektors berücksichtigt. Dies spielt eine Rolle, wo sich die Nachweiswahrscheinlichkeit stark mit der Energie ändert, also im Bereich um die 700 MeV, wo sich die Photonenschauer mehr und mehr überlappen und  $\pi^0$ -CONNECTED REGIONS bilden.

Da im Experiment nur Ereignisse, die den Hadronensektor passieren, betrachtet werden können, werden die  $\epsilon_i$  bestimmt für Monte Carlo-Ereignisse, für die das Gleiche gilt. Mit diesen Nachweiswahrscheinlichkeiten kann man dann hochrechnen auf die wahre Anzahl der in den betrachteten Ereignissen produzierten Pionen.

$n_{\pi^0}^{seen,i}$  ist im Prinzip eine binomialverteilte Größe. Folgende Näherungsformel für die Berechnung der Fehler an den  $\epsilon_i$  berücksichtigt dies. (Sie ergibt aber symmetrische Fehler.)

$$\Delta(\epsilon_i) = \sqrt{\frac{\epsilon_i \cdot (1 - \epsilon_i)}{n_{\pi^0}^{prod,i}}} \quad (8.2)$$

Die Anzahl der gesehenen  $\pi^0$ s im Monte Carlo läßt sich auf zwei Weisen bestimmen:

1. Durchführen der Anpassungsrechnungen wie bei den 'echten' Daten
2. Zählen der 'sauberen', die Schnitte passierenden  $\pi^0$ s

Abb. 8.1 zeigt die Ergebnisse beider Methoden für das Kontinuums-Monte Carlo. Die Übereinstimmung ist sehr gut. Es wird die zweite Methode angewandt, denn sie hat nicht den durch die Fit-Prozedur erhaltenen, größeren Fehler. (Dieser berücksichtigt Korrelationen zwischen Signalhöhe und Fluktuationen des Untergrunds.) Abb. 8.2 zeigt  $\epsilon_{qq}$  für die beiden verschiedenen Kontinuums-Monte Carlos ( $qq(\gamma)$ ). Hieran wird deutlich wie empfindlich die Abhängigkeit von der Monte Carlo-Simulation ist. (Die beiden Kurven unterscheiden sich um einen Faktor  $\approx 2!!!$ )

In Kapitel 4 wurde bereits argumentiert, daß das Standard-Monte Carlo den Überlapp von Energiedepositionen besser beschreibt. Die mit ihm erhaltenen Nachweiswahrscheinlichkeiten werden im folgenden benutzt. Angenommen wird ein systematischer Fehler von 20% über den gesamten Energiebereich!

Das Monte Carlo mit dem niedrigen  $p_t$  von 0,15 GeV ist nicht mit den Daten verträglich. Dies zeigt Abb. 8.3, wo die gesehenen Spektren der 'echten' Daten zum Vergleich herangezogen werden. (Hierbei wurde wieder der  $\tau^+\tau^-$ -Untergrund im Monte Carlo berücksichtigt und die Anzahl der gesehenen Pionen durch zählen bestimmt.)

Den systematischen Fehler genauer zu bestimmen, erfordert weitere Arbeit am Monte Carlo. Denkbar wäre auch die Entwicklung einer alternativen Methode der Bestimmung der  $\epsilon_i$ , etwa durch gezieltes 'Mischen' von Monte Carlo-generierten Pionen in 'echte' Ereignisse unter Beachtung der Topologie. Dafür blieb jedoch leider im Rahmen dieser Arbeit keine Zeit.

Abb. 8.4 zeigt die  $\epsilon_i$  für radiative  $q\bar{q}$ -Ereignisse und für direkte Zerfälle des  $\Upsilon(1S)$ . Erkennbar ist auch hier der Einfluß der Topologie der Ereignisse. Der Anstieg der Nachweiswahrscheinlichkeiten bei Energien über 2 GeV läßt sich mit der Impulserhaltung erklären, die dafür sorgt daß hochenergetische Teilchen tendenziell räumlich isolierter nachgewiesen werden.

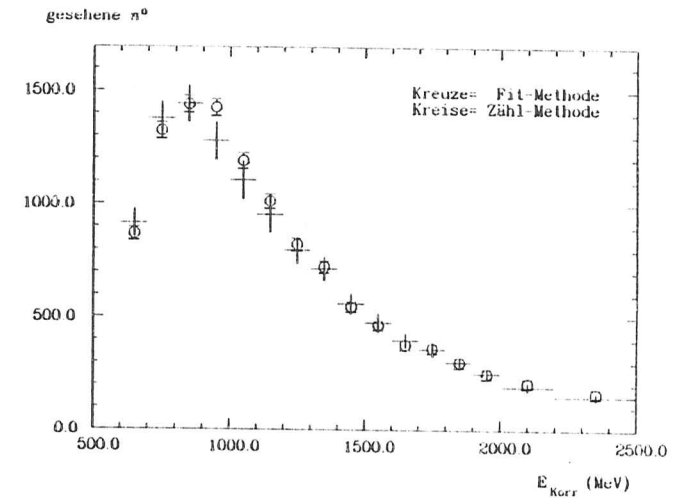


Abbildung 8.1: Anzahl der wiedererkannten  $\pi^0$ -CONNECTED REGIONS im Monte Carlo

Die Bestimmung erfolgte durch die Fit-Methode und durch einfaches Abzählen. Benutzt wurde hier das Standard-Monte Carlo für rad.  $q\bar{q}$ -Ereignisse. Die beiden letzten Bins sind breiter und wurden aus optischen Gründen entsprechend herunterskaliert (Faktor 2 bzw. 3).

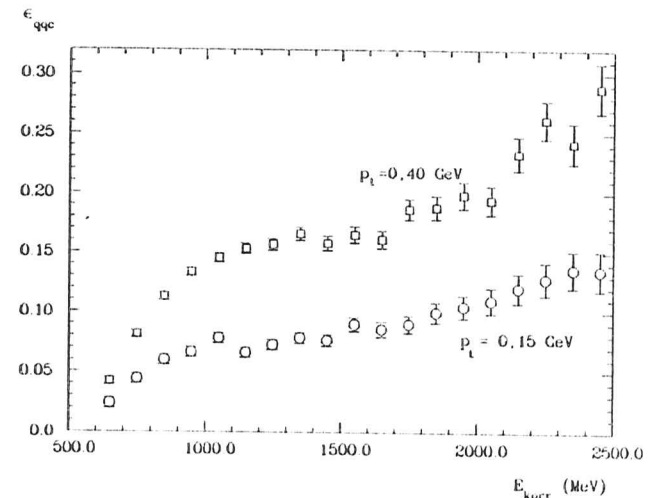


Abbildung 8.2: Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit vom Monte Carlo

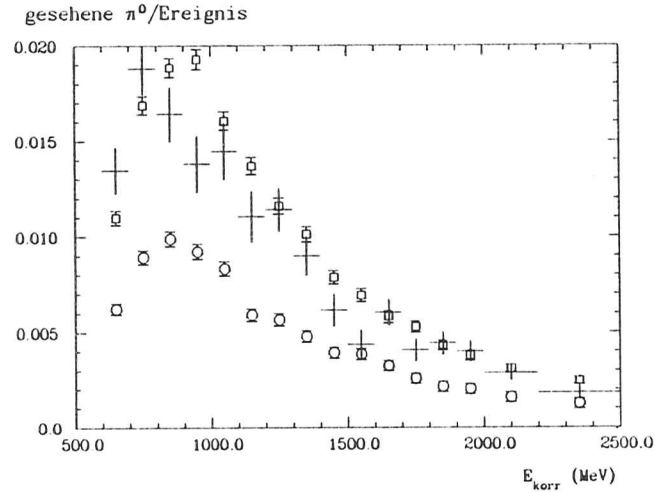


Abbildung 8.3: Gesehene  $\pi^0$ s in den Daten und im Monte Carlo *Monte Carlos*: Quadrate ( $p_t=0,40$  GeV) und Kreise ( $p_t=0,15$  GeV); die Kreuze sind Fit-Ergebnisse für die Kontinuums-Daten. Die beiden letzten Bins wurden herunterskaliert (entsprechend ihrer Breite um einen Faktor eins bzw. zwei).

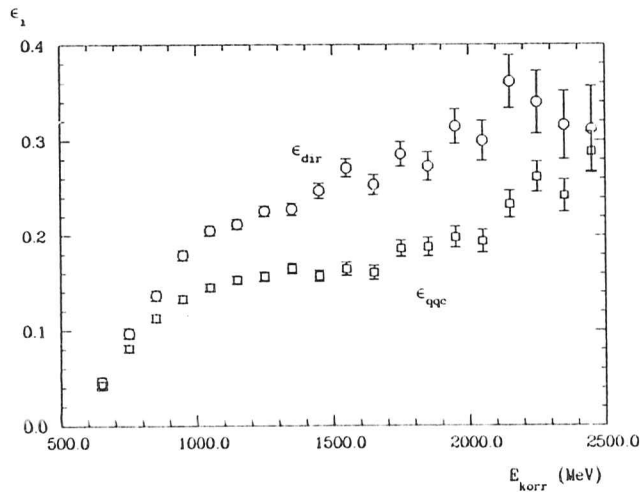


Abbildung 8.4: Die Nachweiswahrscheinlichkeiten  
Kreise:  $\epsilon_{dir}$  für direkte  $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle;  
Quadrate:  $\epsilon_{qqc}$  für Kontinuums-Ereignisse.

## 8.2 Die Korrektur des Kontinuumspektrums

Der Anteil der  $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse an den Kontinuums-Daten beträgt ca. 5%. Dies folgt aus:

$$\frac{N_{\tau\tau c}^{seen}}{N_{qqc}^{seen}} = \frac{\eta_{\tau\tau c}}{\eta_{qqc}} \cdot \frac{1}{R} = \frac{13,1\%}{74\%} \cdot \frac{1}{3,5} = 5,1\% \quad (8.3)$$

Der Untergrund an anderen Ereignissen ist dagegen vernachlässigbar.

Zunächst werden auch der  $\tau^+\tau^-$ -Beitrag vernachlässigt und die Daten wie reine  $q\bar{q}(\gamma)$ -Ereignisse behandelt. Abb. 8.5 zeigt das entsprechende Spektrum. Dabei ist jetzt die Abhängigkeit von der Bin-Breite beseitigt (durch Division) und statt der Energie die Variable  $z$ , der Bruchteil der maximal zur Verfügung stehenden Energie, benutzt worden. Aufgetragen ist die 'differentielle Multiplizität' für die Erzeugung von  $\pi^0$ s in hadronischen Ereignissen:

$$X^i := \frac{1}{\sigma_{had}^i} \cdot \frac{d\sigma_{\pi^0}^i}{dz} = \frac{1}{N_{had}^i} \cdot \frac{dn_{\pi^0}^i}{dz} = \frac{1}{N_{had}^i \epsilon_i} \cdot \frac{dn_{\pi^0}^{seen,i}}{dz} \quad (8.4)$$

Die Korrektur mit der Nachweiswahrscheinlichkeit wurde Bin für Bin durchgeführt.

Zum Vergleich dargestellt sind das mit der Untergrundfunktion aus dem  $p_t=0,15$  GeV-Monte Carlo erstellte und das mit einer anderen Definition von 'sauberen' Photonen,  $\pi^0$ s und Untergrund erhaltene Spektrum. Die Abstände zu diesen beiden werden als Maß für die systematischen Fehler der Fit-Prozedur betrachtet.

Die  $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse enthalten ebenfalls  $\pi^0$ s. Aufgrund der geringeren Multiplizität wird man diese sogar mit größerer Wahrscheinlichkeit wiederfinden.

Ein im Monte Carlo gefundenes gesehenes  $\pi^0$ -Spektrum dieser Ereignisse wurde nach entsprechender Skalierung von den Fit-Ergebnissen für das Kontinuum abgezogen. Der Vergleich mit dem so erhaltenen Spektrum liefert Korrekturfaktoren für die einzelnen Bins (siehe Abb. 8.6).

Für gewöhnlich werden die gemessenen Wirkungsquerschnitte so korrigiert, daß sie den Feynman-Graphen erster Ordnung entsprechen. Die nötigen Korrekturfaktoren erhält man im vorliegenden Fall aus dem Monte Carlo durch den Vergleich der inklusiven Spektren in radiativen und nicht radiativen  $q\bar{q}$ -Ereignissen (STEP1). Gleichzeitig wird an dieser Stelle der Einfluß des Hadronensektors berücksichtigt. Der Korrekturfaktor ist

$$k(z) = \frac{X^{qq}(z)}{X_h^{qqc}(z)} \quad (8.5)$$

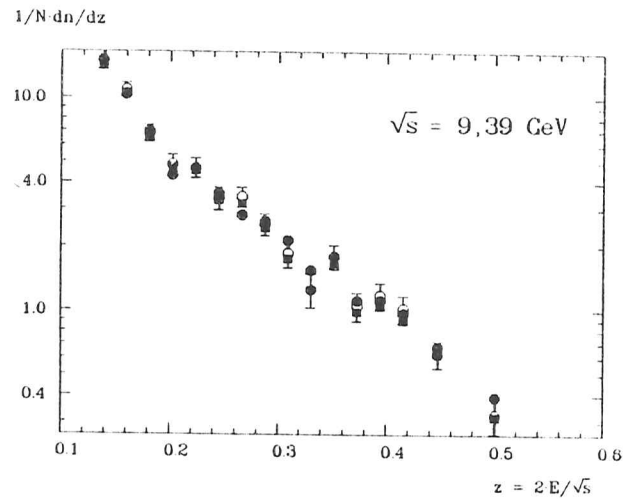


Abbildung 8.5: Mit  $\epsilon_{qq}$  korrigiertes Spektrum  
 Die vollen Kreise stellen die mit den Untergrundfunktionen aus dem zweiten Kontinuums-Monte Carlo erhaltenen Resultate dar. Die vollen Quadrate erhält man mit einer anderen Unterscheidung (100 MeV) zwischen 'sauberen' Pionen und Untergrund.  $n$  = Anzahl der  $\pi^0$ ;  $N$  = Anzahl der Ereignisse.

$X^{qq}(z)$  = Verteilung der  $\pi^0$  in nicht radiativen Ereignissen vor Passieren des Hadronensektors

$X_h^{qq}(z)$  = Verteilung der  $\pi^0$  in radiativen Ereignissen nach Passieren des Hadronensektors

Mit diesen Faktoren wird das Spektrum noch einmal korrigiert. Beide heben sich gegenseitig teilweise auf. Die Größe der Gesamt-Korrektur ist maximal ca. 10%. Zum systematischen Fehler wird ein Betrag von der Hälfte der Korrektur quadratisch hinzuaddiert.

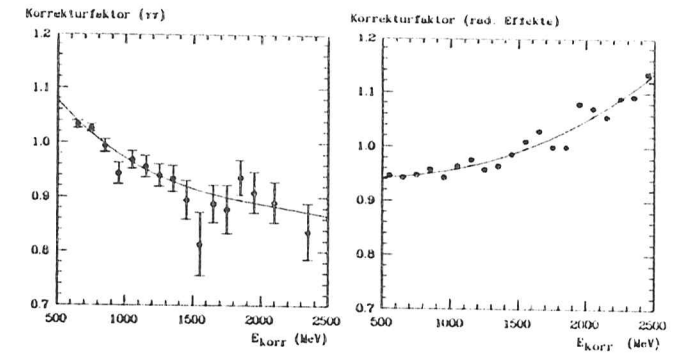


Abbildung 8.6: Korrekturfaktoren für das Kontinuumspektrum  
 Das linke Bild zeigt die Korrektur für den Untergrund an  $\tau^+\tau^-$ -Ereignissen, das rechte die für radiative Effekte. Die Kurven stellen angepaßte Polynome dritter Ordnung dar.

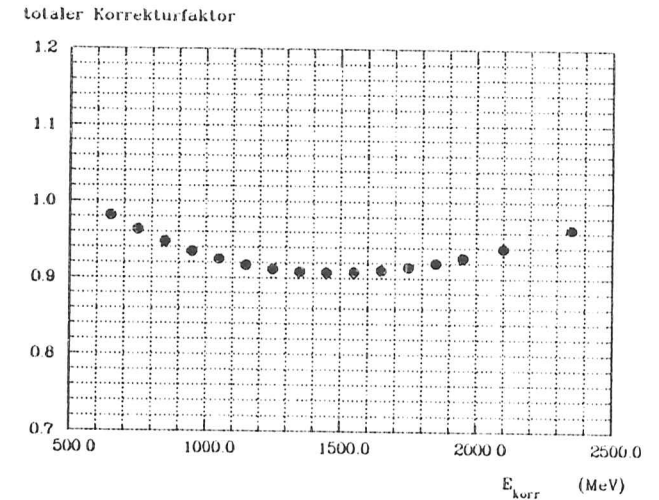


Abbildung 8.7: Der totale Korrekturfaktor für das Kontinuumspektrum  
 Der totale Korrekturfaktor ergibt sich durch Multiplikation der beiden oben dargestellten Kurven.

### 8.3 Das Spektrum der direkten Resonanz-Zerfälle

#### 8.3.1 Der Abzug des Kontinuums

Die auf der Resonanz genommenen Daten enthalten natürlich auch Kontinuums-Ereignisse. Dies wird berücksichtigt, indem das im Kontinuum unterhalb der Resonanz gesehene Spektrum - nach Skalierung auf die entsprechende Zahl von Ereignissen - von dem auf der Resonanz gesehenen abgezogen wird. Es gilt:

$$N_{cont}^{seen} = N_{off}^{seen} \cdot \frac{\mathcal{L}_{on}}{\mathcal{L}_{off}} \cdot \frac{s_{off}}{s_{on}} = N_{off}^{seen} \cdot \frac{N_{on}^{Lumi}}{N_{off}^{Lumi}} \quad (8.6)$$

mit

$N_{cont}^{seen}$  = Anzahl der gesehenen Kontinuumsereignisse auf der Resonanz

$N_{off}^{seen}$  = Anzahl der gesehenen Ereignisse im Kontinuum auf einer Energie unterhalb derer der Resonanz.

$\mathcal{L}_i$  = die integrierten Luminositäten

$s_i$  = die Quadrate der Schwerpunktsenergien

$N_i^{Lumi}$  = die Anzahlen der Luminositätsereignisse

Nun kann auch das  $\Upsilon(1S)$  selbst wieder in Quark- bzw.  $\tau^+\tau^-$ -Paare zerfallen. Die in diesen Ereignissen gesehenen Pionen werden abgezogen, indem das Kontinuumspektrum nochmals mit einem Faktor  $\alpha$  skaliert wird. Dies ist möglich, da sich die gesehenen Spektren radiativer und nicht radiativer Ereignisse kaum unterscheiden, wie Abb. 8.8 für Monte Carlo-Ereignisse zeigt. Außerdem handelt es sich um einen relativ geringen Anteil der Ereignisse. Der Fehler ist hier auf jeden Fall klein. Genauso vernachlässigt werden können Abweichungen durch die leicht unterschiedlichen Schwerpunktsenergien.

$$\alpha = \frac{N_{cont}^{seen} + N_{qq}^{seen} + N_{\tau\tau}^{seen}}{N_{cont}^{seen}} = \frac{\frac{N_{on}^{Lumi}}{N_{off}^{Lumi}} N_{off}^{seen} + \eta_{qq} N_{qq} + \eta_{\tau\tau} \frac{N_{qq}}{R}}{\frac{N_{on}^{Lumi}}{N_{off}^{Lumi}} N_{off}^{seen}} \quad (8.7)$$

Dabei sind die  $\eta_i$  die Akzeptanzen des Hadronenselektors (siehe Kapitel 3) und  $R$  der im ersten Kapitel eingeführte R-Wert. Die einzige nicht gemessene Größe in dieser Gleichung ist  $N_{qq}$ . Sie wird im folgenden berechnet. Die Anzahl der erzeugten  $\Upsilon$ -Mesonen ist:

$$N_{\Upsilon} = N_{dir} + N_{qq} + 3 \cdot N_{\tau\tau} \quad (8.8)$$

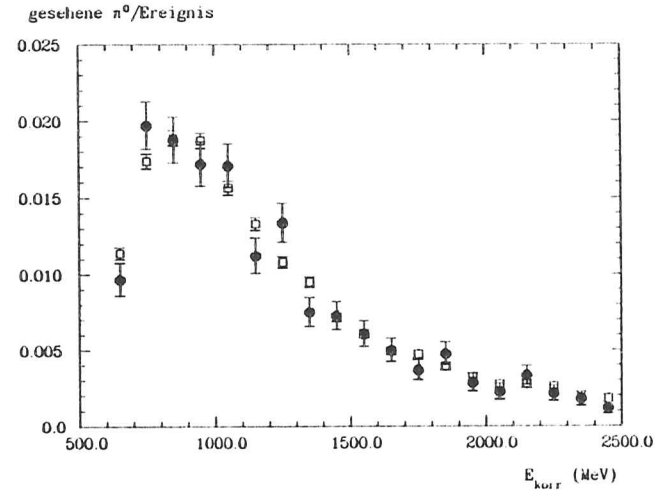


Abbildung 8.8: Gesehene  $\pi^0$ s in  $qq$ - und  $qq(\gamma)$ -Ereignissen. Benutzt wurde hier das Standard-Monte Carlo. Die Übereinstimmung der gesehenen Spektren ist gut. (Kreise:  $qq$ , Quadrate:  $qq(\gamma)$ )

Dabei ist

$$N_{\tau\tau} = B_{\mu\mu} \cdot N_{\Upsilon} \quad (8.9)$$

und

$$N_{qq} = R \cdot B_{\mu\mu} \cdot N_{\Upsilon} \quad (8.10)$$

$B_{\mu\mu}$  = Verzweigungsverhältnis des  $\Upsilon(1S)$  in Myonen

Daraus folgt

$$N_{dir} = N_{qq} \cdot \left( \frac{1 - B_{\mu\mu} (R + 3)}{R \cdot B_{\mu\mu}} \right) \quad (8.11)$$

Die gesehenen hadronischen  $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle setzen sich wie folgt zusammen:

$$N_{\Upsilon}^{seen} = N_{on}^{seen} - \frac{N_{on}^{Lumi}}{N_{off}^{Lumi}} N_{off}^{seen} - \eta_{qq} N_{qq} + \eta_{\tau\tau} \frac{N_{qq}}{R} + \eta_{dir} N_{dir} \quad (8.12)$$

Einsetzen von (8.12) und Umformen ergibt

$$N_{qq} = \frac{N_{on}^{seen} - \frac{N_{on}^{Lwm}}{N_{off}^{Lwm}} N_{off}^{seen}}{\eta_{qq} + \eta_{dir} \left( \frac{1 - B_{\mu\mu}(R+3)}{R \cdot B_{\mu\mu}} \right) + \frac{\eta_{\pi\pi}}{R}} \quad (8.13)$$

Damit erhält man für  $\alpha$  (Gleichung (8.7)):

$$\alpha = 1,25 \pm 0,03$$

Die damit errechnete Zahl von gesehenen direkten  $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen ist

$$N_{dir}^{seen} = 140875$$

### 8.3.2 Korrektur des gesehenen Spektrums

Abb. 8.9 zeigt das mit der Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_{dir}$  korrigierte  $\pi^0$ -Spektrum der direkten  $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers der Fit-Prozedur sind auch hier die mit dem aus dem zweiten Monte

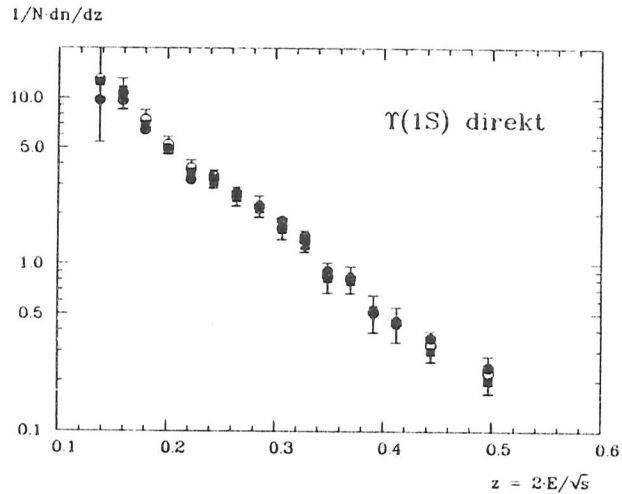


Abbildung 8.9: Mit  $\epsilon_{dir}$  korrigiertes Spektrum direkter Zerfälle. Die vollen Kreise stellen die mit den Untergrundfunktionen aus dem zweiten ( $p_t = 0,15 \text{ GeV}$ ) Monte Carlo erhaltenen Resultate dar. Die vollen Quadrate erhält man mit einer anderen Unterscheidung (100 MeV) zwischen 'sauberen' Pionen und Untergrund.  $n$ : Anzahl der  $\pi^0$ ;  $N$ : Anzahl der Ereignisse.

Carlo-Datensatz gewonnenen Untergrundfunktionen bzw. der zweiten Definition von 'sauberen' Energiedepositionen erhaltenen Ergebnisse mit abgebildet.

Der Effekt der Hadronenselektion ist klein. Abbildung 8.10 zeigt den Quotienten der STEP1-Spektren der Monte Carlos für 3-Gluon-Zerfälle und der direkten  $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle (GGG u.  $\gamma GG$ ) vor bzw. nach Hadronenselektion. Die Korrektur wird nicht durchgeführt, sondern die Abweichung von 'eins' wird einfach als systematischer Fehler angenommen.

Die Tabellen am Ende des Kapitels enthalten beide Spektren.

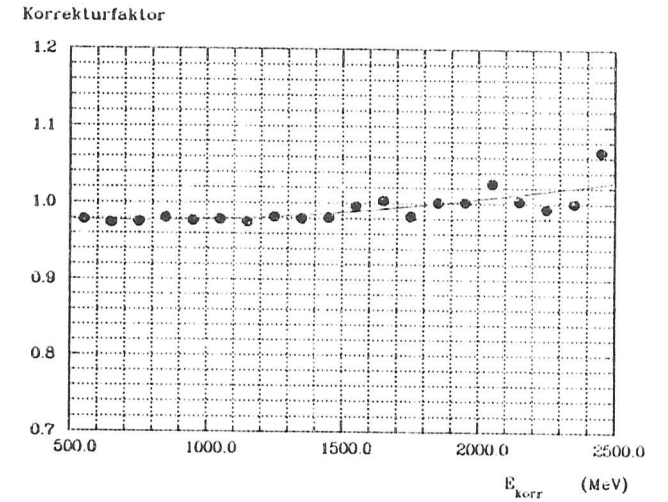


Abbildung 8.10: Der Korrekturfaktor für das Spektrum direkter  $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle

Der Korrekturfaktor ergibt sich durch Vergleich der MC-STEP1-Spektren vor (3-Gluon) und nach (GGG u.  $\gamma GG$ ) Passieren des Hadronenselektors.



$E_{\pi^0}$ [MeV]	$q\bar{q} \rightarrow \pi^0 + X$ $\frac{1}{N} \cdot \frac{dn}{dz}$	$GGG/\gamma GG \rightarrow \pi^0 + X$ $\frac{1}{N} \cdot \frac{dn}{dz}$
600 - 700	14,8 ± 1,5 ± 0,5	12,9 ± 7,4 ± 3,1
700 - 800	10,5 ± 0,9 ± 0,6	10,7 ± 2,2 ± 1,2
800 - 900	6,48 ± 0,63 ± 0,43	7,36 ± 1,10 ± 0,98
900 - 1000	4,55 ± 0,54 ± 0,55	5,21 ± 0,64 ± 0,40
1000 - 1100	4,33 ± 0,50 ± 0,21	3,76 ± 0,45 ± 0,56
1100 - 1200	3,11 ± 0,42 ± 0,24	3,37 ± 0,42 ± 0,24
1200 - 1300	3,12 ± 0,36 ± 0,66	2,57 ± 0,34 ± 0,15
1300 - 1400	2,32 ± 0,30 ± 0,18	2,22 ± 0,32 ± 0,10
1400 - 1500	1,69 ± 0,27 ± 0,32	1,65 ± 0,25 ± 0,18
1500 - 1600	1,15 ± 0,23 ± 0,30	1,38 ± 0,21 ± 0,13
1600 - 1700	1,65 ± 0,22 ± 0,19	0,843 ± 0,17 ± 0,06
1700 - 1800	0,962 ± 0,16 ± 0,10	0,815 ± 0,15 ± 0,03
1800 - 1900	1,09 ± 0,17 ± 0,15	0,518 ± 0,13 ± 0,02
1900 - 2000	0,948 ± 0,15 ± 0,14	0,443 ± 0,10 ± 0,01
2000 - 2200	0,952 ± 0,09 ± 0,05	0,327 ± 0,07 ± 0,04
2200 - 2500	0,324 ± 0,06 ± 0,07	0,224 ± 0,06 ± 0,03

Tabelle 8.1: Die korrigierten Spektren

Der erste Fehler ist der statistische, der zweite der systematische. Der systematische Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit ist hier nicht berücksichtigt.

## Kapitel 9

### Diskussion der Ergebnisse

Bei allen Abbildungen des Kapitels sind die Ergebnisse dieser Arbeit mit zwei verschiedenen Fehlerbalken versehen. Der kleinere stellt die quadratische Summe aus statistischen und systematischen Fehlern dar, ohne die systematischen Unsicherheit der Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Pionen zu berücksichtigen. Für letztere wird ein Wert von 20 % angenommen und der daraus resultierende Fehler am Spektrum ist linear in den grösseren Balken enthalten. Für alle anderen Experimente wurden die angegebenen Fehler quadratisch addiert.

#### 9.1 Parametrisierung der Spektren

Der Verlauf der inklusiven  $\pi^0$ -Spektren läßt sich durch eine Überlagerung zweier Exponentialfunktionen folgendermaßen parametrisieren:

$$\frac{1}{N_{had}} \cdot \frac{dn_{\pi^0}}{dz} = \beta_{\pi^0} \cdot (Ae^{-Bz} + Ce^{-Dz}) \quad (9.1)$$

Dies liegt daran, daß Pionen verschiedenen Ursprungs beitragen. Die direkt bei der Fragmentation der Quarks bzw. Gluonen entstehenden  $\pi^0$ s besitzen härtere Spektren als die sekundär durch den Zerfall von schwereren Teilchen entstehenden. (In den folgenden Darstellungen wird zur besseren optischen Beurteilung die Größe  $1/(\beta_{\pi^0} N_{had}) \cdot dn_{\pi^0}/dz$  logarithmisch aufgetragen.)

Die vermessenen Teile der Spektren reichen jedoch nicht aus, um jeweils beide Exponentialfunktionen zu bestimmen, zumal die Fits recht empfindlich reagieren. Sie lassen sich jedoch sehr gut durch einzelne Exponentialfunktionen beschreiben ( $C=0$ , siehe Abb. 9.1 und 9.2 sowie Tabelle 9.1). Dies erschwert aber den Vergleich mit den Ergebnissen anderer Experimente. Deshalb wurde auch eine Anpassungsrechnung an die vom ARGUS-Experiment an DORIS II gemessenen Spektren ([DRE87]) über den gleichen  $z$  Bereich durchgeführt:

- $\Upsilon(1S)$ -direkt (ARGUS):  $A = 74,9 \pm 14,3$ ;  $B = 12,7 \pm 0,8$

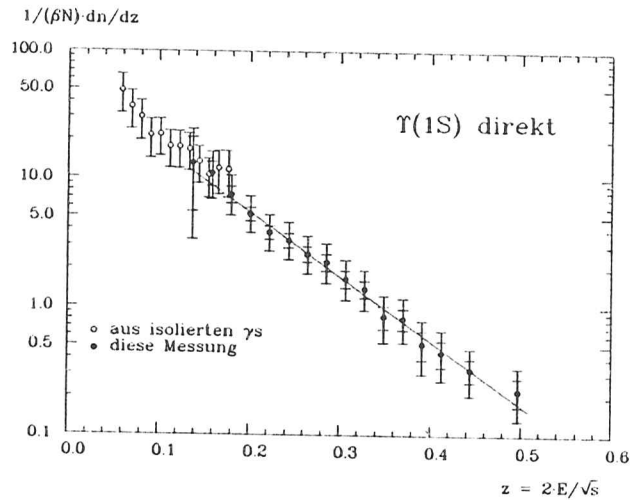
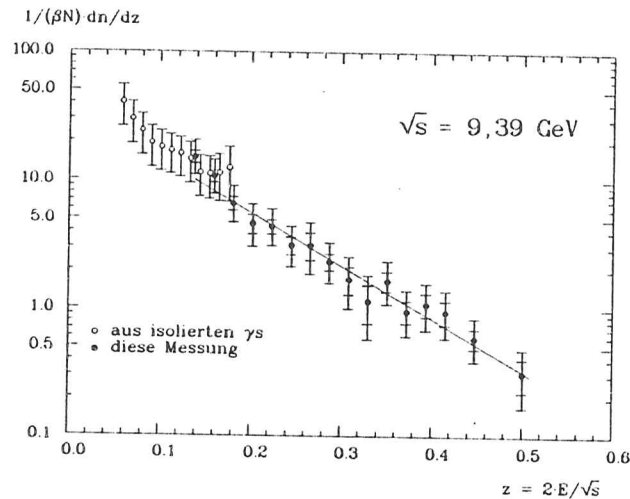
Abbildung 9.1: Inklusives  $\pi^0$ -Spektrum direkter  $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle

Abbildung 9.2: Inklusives  $\pi^0$ -Spektrum im Kontinuum  
Gezeigt sind auch die angepassten Exponentialfunktionen und die durch  
Rekombination einzelner Photonen erhaltenen Resultate für Pionen  
niedrigerer Energie. Die größeren Fehlerbalken enthalten den  
systematischen Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit.

	A	B
$\Upsilon(1S)$ direkt	$54,4 \pm 8,4$	$11,5 \pm 0,5$
Kontinuum	$37,0 \pm 5,6$	$9,5 \pm 0,6$

Tabelle 9.1: Resultate der Anpassungsrechnung an die Spektren  
Es wurde die Funktion  $Ae^{-Bz}$  angepasst

- Kontinuum (ARGUS):  $A = 49,9 \pm 4,5$ ;  $B = 10,4 \pm 0,4$

Die Übereinstimmung ist gut, obwohl der große systematische Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeiten bei den Fits nicht berücksichtigt wurde!

Das  $\pi^0$ -Spektrum der  $\Upsilon(1S)$  Zerfälle ist weicher. Dies ist eine Folge der Topologie, denn die zur Verfügung stehende Energie wird hier auf drei fragmentierende Partonen verteilt.

Abb. 9.1 und 9.2 enthalten auch die mit dem Crystal Ball über die Rekombination der Photonen des Zerfalls neutraler Pionen niedrigerer Energie erhaltenen Spektren [BROC87].

## 9.2 Vergleich mit anderen Experimenten

Abb. 9.3 und 9.4 zeigen Vergleiche der Ergebnisse dieser Arbeit mit denen der Experimente CLEO und ARGUS ([BEH85], [DRE87]), die ebenfalls bei Schwerpunktsenergien um 10 GeV arbeiten. Sie stimmen schon innerhalb der kleineren gezeigten Fehler überein.

Verglichen mit dem ARGUS-Experiment benutzte diese Arbeit etwa 1,5mal so viele Ereignisse auf der Resonanz, aber nur 0,5mal so viele im Kontinuum. Die kleineren Fehlerbalken auf der Resonanz sind vergleichbar mit denen des ARGUS-Experiments, im Kontinuum sind sie wesentlich größer, wobei aber im betrachteten  $z$ -Bereich die doppelte Anzahl von Meßpunkten bestimmt wurde. Mit einer genaueren Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten, einer dann lohnenden Optimierung der Schnitte, eventuell unter Benutzung der Kammerinformationen zur stärkeren Reduktion des Untergrunds unter den  $\pi^0$ -Signalen (zu dessen Bestimmung dann allerdings mehr Monte Carlo-Daten notwendig wären) wäre wahrscheinlich eine der genauesten Messungen des  $\pi^0$ -Spektrums mit dem Crystal Ball möglich. Im Kontinuum unterhalb der  $4S$ -Resonanz stehen zudem 2,5mal soviel Daten zur Verfügung wie hier für das  $1S$ -Kontinuum benutzt wurden.

Die beiden folgenden Abbildungen (9.5 und 9.6) stellen die erhaltenen Resultate den Ergebnissen einiger anderer Experimente bei vergleichbaren ([BAR85], [SCH78], [BEH83]) und höheren Schwerpunktsenergien ([BAR85], [AHL85]) gegenüber. Dazu wird eine logarithmische Auftragung

der Größe  $s/\beta_{\pi^0} \cdot d\sigma_{\pi^0}/dz$  benutzt, welche den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Pionenerzeugung explizit enthält. Für diesen gilt:

$$\frac{d\sigma_{\pi^0}}{dz} = \sigma_{Had} \cdot \frac{1}{N_{Had}} \frac{dn_{\pi^0}}{dz} \quad (9.2)$$

$\sigma_{Had}$  enthält den Faktor  $1/s$  (siehe Kap. 1), welcher alle anderen Abhängigkeiten von der Schwerpunktsenergie bei weitem dominiert. Diese Abhängigkeit wird durch Multiplizieren des differentiellen Wirkungsquerschnitts mit  $s$  ausgeschaltet. Die Division mit  $\beta_{\pi^0}$  geschieht aus dem selben Grunde wie oben:

$$\frac{s}{\beta_{\pi^0}} \frac{d\sigma_{\pi^0}}{dz} = s \cdot \sigma_{Had} \cdot \frac{1}{\beta_{\pi^0} \cdot N_{Had}} \frac{dn_{\pi^0}}{dz} \quad (9.3)$$

Mit der Definition der R-Wertes ist aber

$$s \cdot \sigma_{Had} = s \cdot R \cdot \sigma_{\mu\mu} = R \cdot 86,8 \text{ nb } GeV^2 = 0,3038 \text{ } \mu b \text{ } GeV^2, \quad (9.4)$$

d.h. die Umformung besteht einfach aus der Multiplikation mit einer Zahl deren Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie die des R-Wertes ist.

Im Rahmen der Fehler stimmen die in dieser Arbeit erhaltenen Resultate mit allen anderen Messungen überein. Die Genauigkeit (-auch die der meisten anderen Experimente-) erlaubt keine Aussagen über eine Abhängigkeit der dargestellten Verteilung von der Schwerpunktsenergie.

$$1/(N_{dir} \beta_{\pi^0}) \cdot dn_{\pi^0}/dz$$

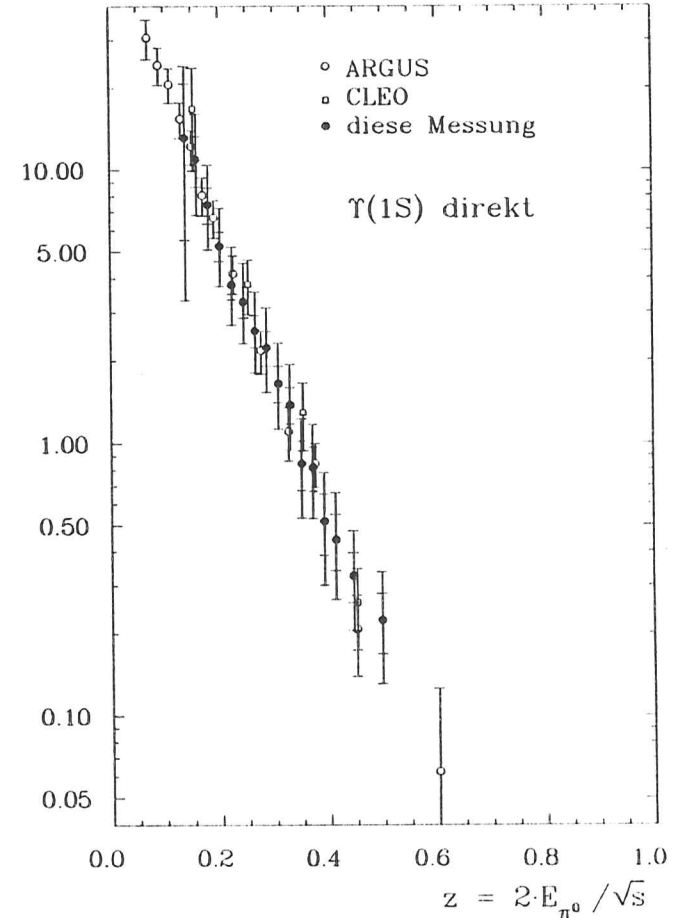


Abbildung 9.3: Vergleich des inklusiven Spektrums direkter Zerfälle mit Messungen der Experimente ARGUS und CLEO

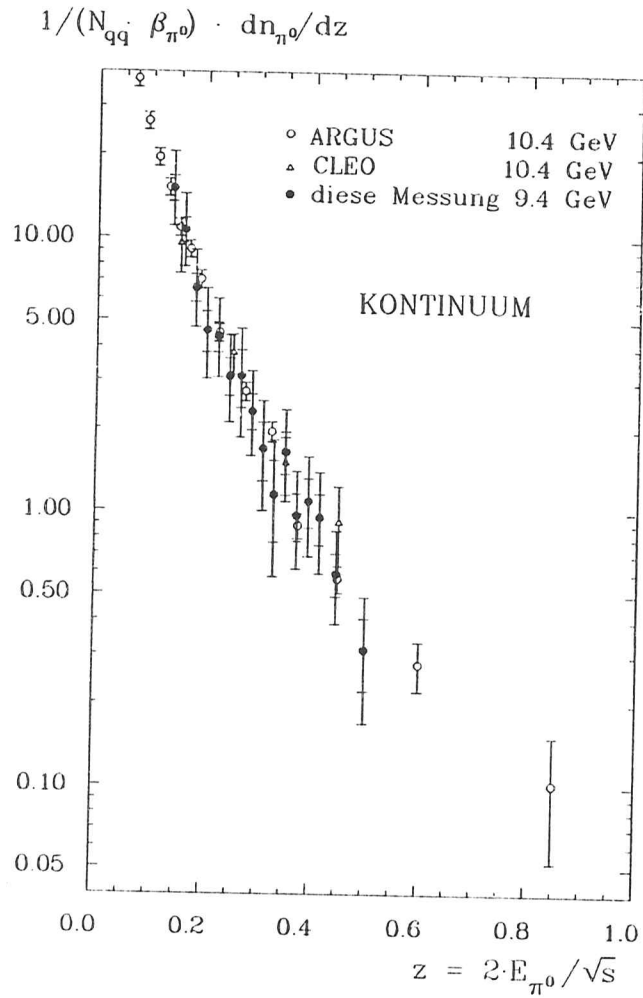


Abbildung 9.4: Vergleich des inklusiven Kontinuums-Spektrums mit Messungen der Experimente ARGUS und CLEO

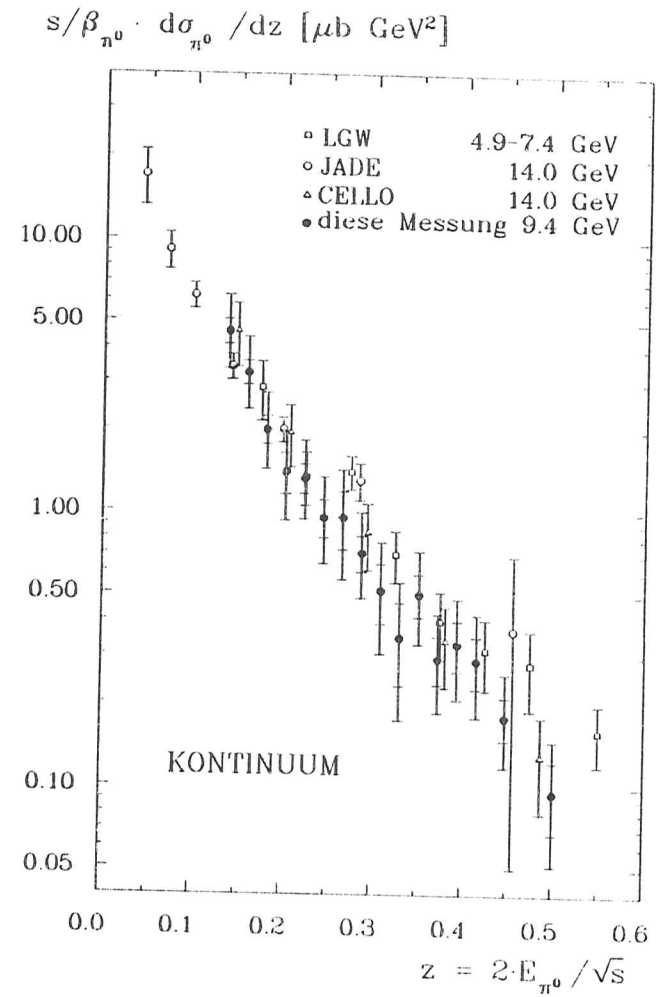


Abbildung 9.5: Vergleich des skalierten differentiellen Wirkungsquerschnitts für die Pion-Produktion im Kontinuum mit anderen Resultaten bei vergleichbaren Schwerpunktsenergien.

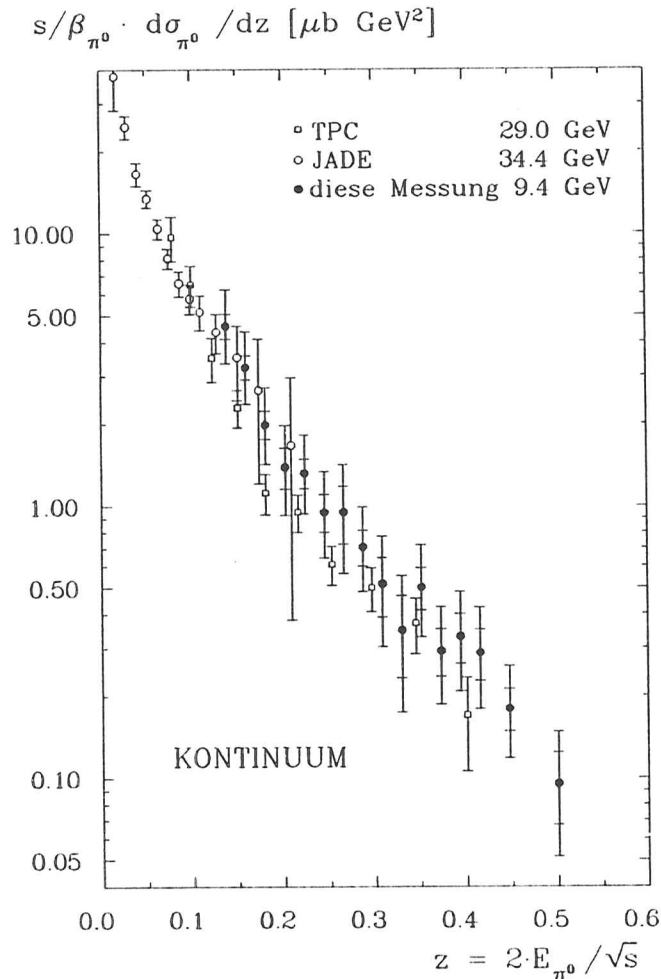


Abbildung 9.6: Vergleich des skalierten differentiellen Wirkungsquerschnitts für die Pion-Produktion im Kontinuum mit anderen Resultaten bei höheren Schwerpunktsenergien.

## Anhang A

### Ergänzende Bemerkungen zu NMOMT

Die Arbeitsweise von NMOMT wurde in Kapitel 6 bereits ausführlich erläutert. An dieser Stelle soll nun auf Eigenschaften einiger benutzter Größen eingegangen und ein Vergleich mit der Routine SMOMT (= second Moment) angestellt werden.

SMOMT errechnet das zweite Moment einer CONNECTED REGION, ohne die Hauptachsen der CONNECTED REGION zu suchen:

$$M_{SMOMT}^2 := (\langle r^2 \rangle - 0,004) \cdot E_{CR}^2 \quad (\text{A.1})$$

mit

$$\langle r^2 \rangle := \frac{1}{E_{CR}} \cdot \sum_i \vec{r}_i^2 E_i \quad (\text{A.2})$$

Dabei sind die  $\vec{r}_i$  die Einheitsvektoren, die vom Zentrum des Crystal Ball auf die Schwerpunkte der Kristalle der CONNECTED REGION zeigen. Es wird über alle Module summiert und von dem Ergebnis der mittlere Wert von  $\langle r^2 \rangle$  für Photonen abgezogen. In [ANT83] wird gezeigt, daß man nach Multiplikation mit  $E^2$  eine vernünftige Definition einer Schauermasse erhält.

Bei der Herleitung wird allerdings die Energiedeposition in jedem Kristall einem Photon zugeschrieben. (Soviele Photonen wie Kristalle.) Die Methode arbeitet auch zufriedenstellend für Energiedepositionen, die durch Überlapp von mehr als zwei Photonschauern entstehen.

Der 'Schwerpunkt' (COG) einer Energiedeposition (Definition siehe Gleichung 6.12) wird von NMOMT und SMOMT verwendet, um einer CONNECTED REGION eine Richtung zuzuordnen. ( $\vec{c}_{COG}$  ist der Einheitsvektor, der vom Mittelpunkt des Crystal Ball auf das COG zeigt.) Man erhält so ein relativ grobes Maß.

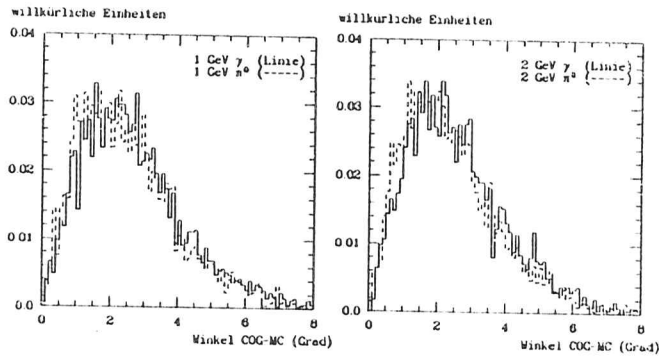


Abbildung A.1: Winkelauflösung des COG

Histogrammiert ist der Winkel zwischen Monte Carlo-Impuls und der durch das COG gegebenen Richtung für Photonen und neutrale Pionen.

In Abbildung A.1 werden die im Monte Carlo vorgegebenen Richtungen verglichen mit denen der  $\tilde{c}_{COG}$ . Es sind die eingeschlossenen Winkel histogrammiert.

Betrachtet man die Abbildungen A.2 und A.3, so wird deutlich, daß  $\tilde{c}_{COG}$  aufgrund der Granularität des Kalorimeters systematisch von der wahren Richtung abweicht. Für CONNECTED REGIONS isolierter Photonen ist es im Mittel zum Zentrum eines Kristalls hin verschoben. (Siehe auch [ANT83].)

Für Monte Carlo-generierte neutrale Pionen von ca. 1 GeV kann man keine entsprechende Tendenz feststellen. Mit wachsender Energie ähneln dann aber Pion-Energiedepositionen immer mehr denen einzelner Photonen, weshalb es dann auch in diesem Fall wieder zu einer Verschiebung des COG kommt.

Plottet man die Größen, welche in NMOMT benutzt werden, um eine Schauermasse zu errechnen, gegen den Abstand des COG vom Kristallschwerpunkt (Abb. A.4 bis A.7), so erkennt man eine deutliche Korrelation zumindest für die Schauer isolierter Photonen (Monte Carlo). Die Schauermasse hängt folglich ab von der gemessenen Richtung des Teilchens in bezug auf den Kristallmittelpunkt.

Berücksichtigt man durch empirische Korrekturen diese Korrelationen, so bringt eine derart veränderte Version von NMOMT aber keine bessere Trennung von Pionen und Photonen. Man erhält folgende Resultate:

- Das Photonensignal verbreitert sich nur noch schwach mit wachsender Energie, aber
- das  $\pi^0$ -Signal wird zu kleineren Massen hin verschoben.

Qualitativ wird nichts gewonnen.

$\langle x^2 \rangle$  und  $\langle x^3 \rangle$  sind in gewissen Grenzen statistisch unabhängig voneinander (Abb. A.8). Trotzdem ist der Einfluß des dritten Moments auf die Schauermasse nur sehr klein. Dies zeigt Abb. A.9, wo für Energiedepositionen in hadronischen Ereignissen (mit weniger als 2 BUMPS und keinem Tunnel-BUMP) die Größe

$$M_{x^2}^2 := (\langle x^2 \rangle - 0,003) \cdot E_{CR}^2 \quad (\text{A.3})$$

über die mit NMOMT berechnete Schauermasse aufgetragen ist. Man findet eine strenge Korrelation.

Dies bedeutet, daß die mit den verschiedenen Momenten aus der Form der CONNECTED REGION extrahierte Information nicht ausreicht, um wirklich die Richtungen und Energien der Photonen des  $\pi^0$ -Zerfalls zu rekonstruieren, sondern man erhält wie bei SMOMT wieder ein vom zweiten Moment, also der 'Breite' einer CONNECTED REGION, abhängiges Maß.

Es gibt im Energiebereich bis 2,5 GeV auch keinen großen Unterschied zwischen NMOMT und SMOMT, was die Unterscheidung zwischen Photonen und Pionen angeht. Bei 1 GeV ist die Trennung sowieso für beide Methoden noch sehr gut, weshalb in Abb. A.12 und A.13 Schauermassenverteilungen für beide Methoden und ca. 2 GeV-CONNECTED REGION-Energie gezeigt sind. (Statt  $M_{NMOMT}^2$  wurde aus optischen Gründen  $M_{x^2}^2$  für den Vergleich abgebildet.) Die letzte Abbildung dieses Kapitels zeigt Kurven, welche durch die Integration dieser Verteilungen gewonnen worden. Diese Darstellung erleichtert die Beurteilung der Trennschärfe der beiden Methoden.

Abb. A.10 und A.11 zeigen die Korrelation zwischen  $M_{SMOMT}^2$  und  $M_{NMOMT}^2$ , die nicht so streng ist wie die zwischen  $M_{x^2}^2$  und  $M_{NMOMT}^2$ . Dies gilt auch, wenn man nur Photonen oder Pionen betrachtet.

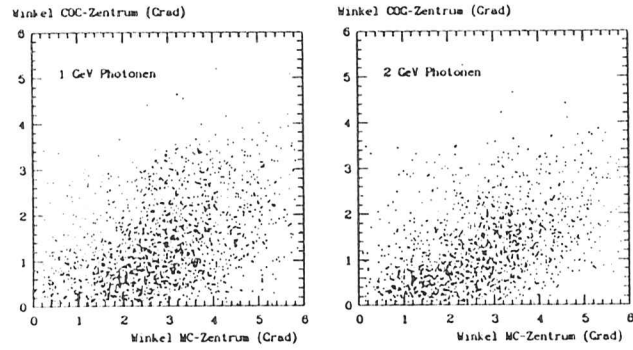


Abbildung A.2: Verschiebung des COG für Photonen

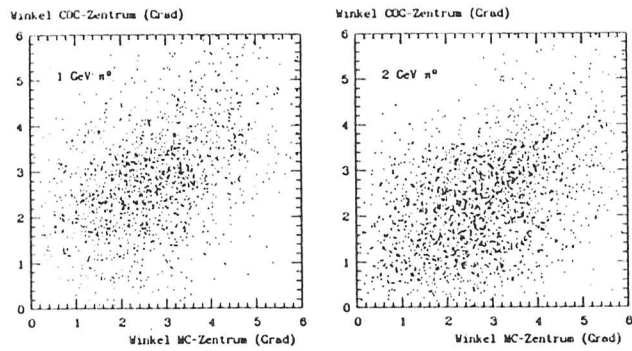
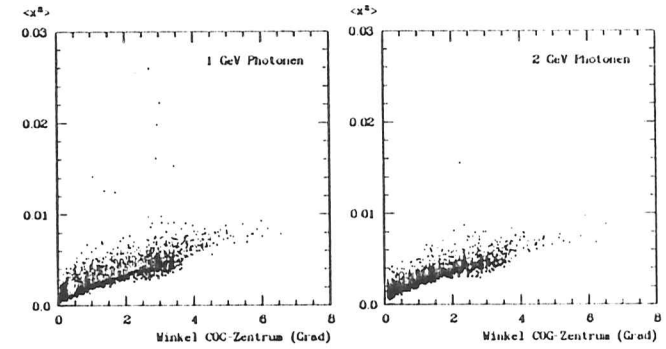
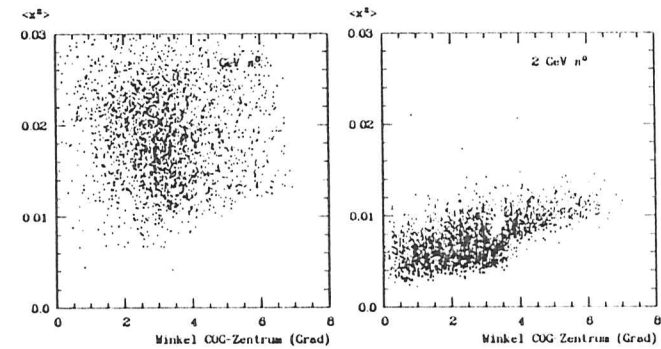


Abbildung A.3: Verschiebung des COG für neutrale Pionen  
 Geplottet ist jeweils der Winkelabstand des  $\tilde{c}_{COG}$  vom Mittelpunkt des Kristalls gegen den Winkelabstand der Monte Carlo-Richtung vom Mittelpunkt des Kristalls, sofern beide in den gleichen Modul zeigen.

Abbildung A.4: Korrelation von  $\langle x^2 \rangle$  mit dem Winkel zwischen COG und Kristallmittelpunkt für PhotonenAbbildung A.5: Korrelation von  $\langle x^2 \rangle$  mit dem Winkel zwischen COG und Kristallmittelpunkt für neutrale Pionen mit nicht aufgelösten Photonen

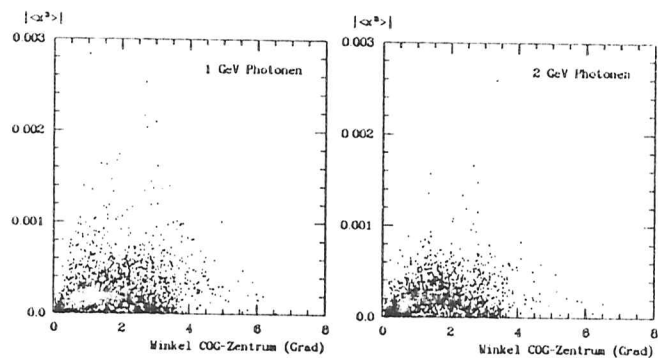


Abbildung A.6: Korrelation von  $\langle x^3 \rangle$  mit dem Winkel zwischen COG und Kristallmittelpunkt für Photonen

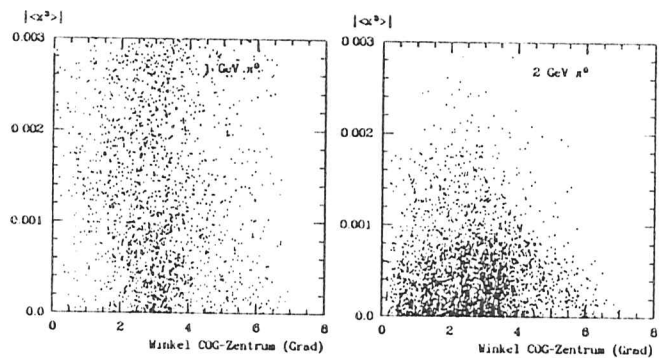


Abbildung A.7: Korrelation von  $\langle x^3 \rangle$  mit dem Winkel zwischen COG und Kristallmittelpunkt für neutrale Pionen mit nicht aufgelösten Photonen

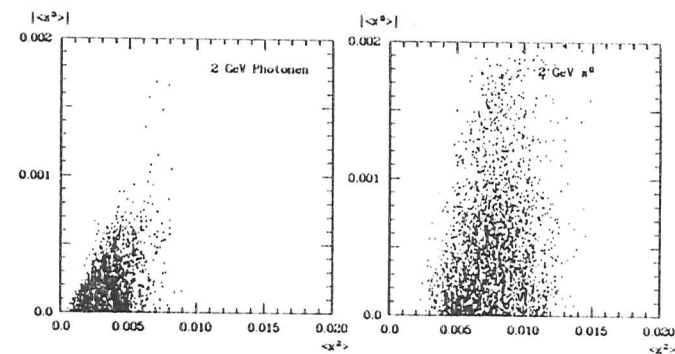


Abbildung A.8: Korrelation von  $\langle x^2 \rangle$  und  $\langle x^3 \rangle$   
Die Korrelationen sind gezeigt für Photonen und neutrale Pionen mit nicht aufgelösten  $\gamma$ s.

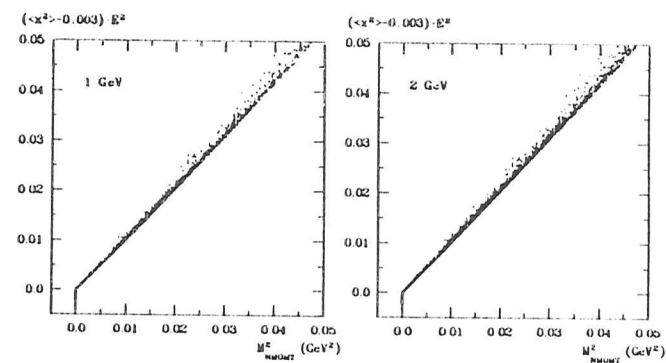


Abbildung A.9: Korrelation von  $M_x^2$  und  $M_{NMOMT}^2$   
Die Korrelationen sind gezeigt für Energiecluster in hadronischen Ereignissen. (Schnitte:  $\geq 2$  BUMPS, kein BUMP in Tunnelmodul)



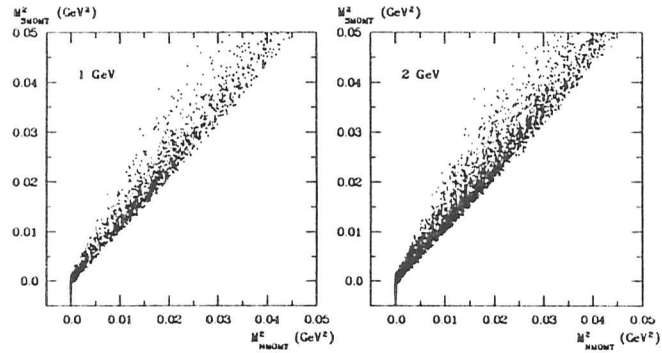


Abbildung A.10: Korrelation von  $M_{SMOMT}^2$  und  $M_{NMOMT}^2$  für CONNECTED REGIONS in hadronischen Ereignissen  
Schnitte:  $\leq 2$  BUMPS, kein BUMP in Tunnelmodul

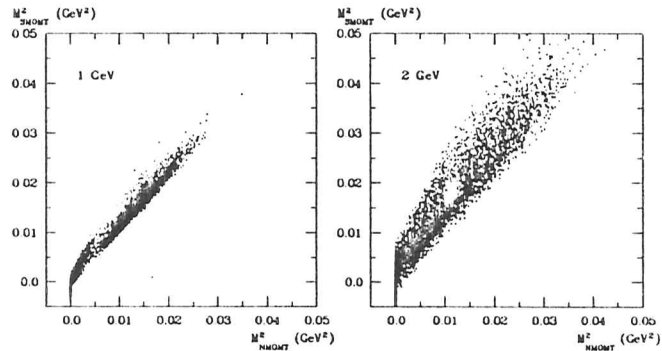


Abbildung A.11: Korrelation von  $M_{SMOMT}^2$  und  $M_{NMOMT}^2$  für  $\pi^0$ - und  $\gamma$ -CONNECTED REGIONS

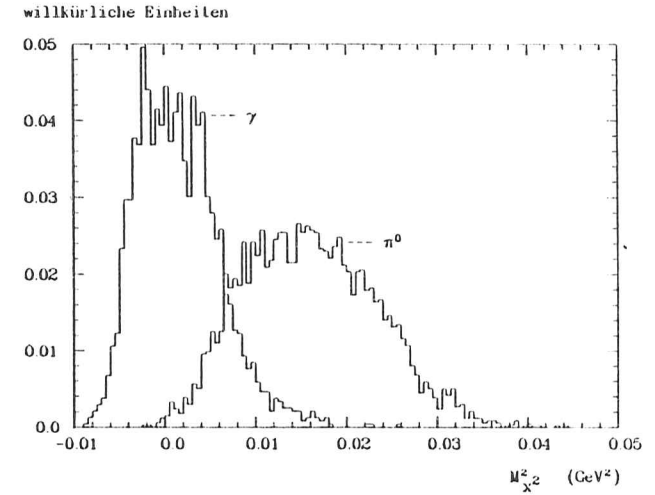


Abbildung A.12: Verteilung von  $M_{x,2}^2$  für Photon- und  $\pi^0$ -CONNECTED REGIONS von 2 GeV

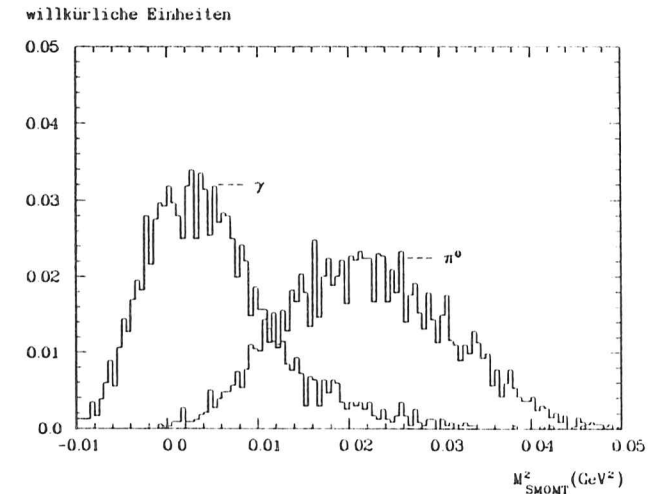


Abbildung A.13: Verteilung von  $M_{SMOMT}^2$  für Photon- und  $\pi^0$ -CONNECTED REGIONS von 2 GeV  
Die Histogramme auf dieser Seite sind alle auf die gleiche Fläche normiert.

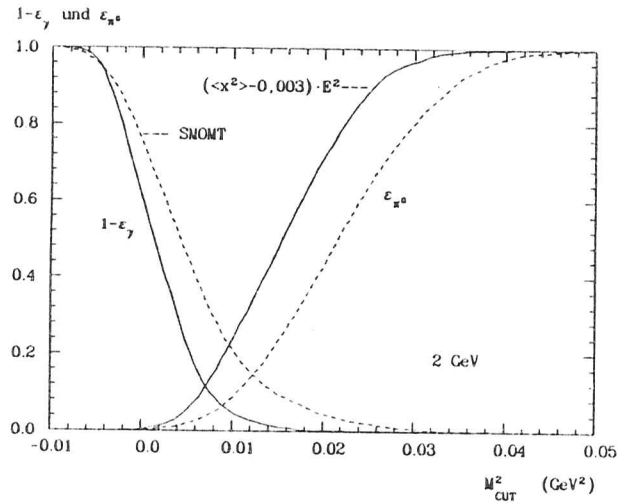


Abbildung A.14:  $1-\epsilon_\gamma$  und  $\epsilon_{\pi^0}$  in Abhängigkeit von einem Schnitt in der Schauermassenverteilung bei  $M_{\text{CUT}}^2$

Die linken Kurven sind gewonnen durch Integration der normierten Schauermassenverteilungen für Photonen von rechts nach links, die rechten durch Integration der Verteilungen der Pionen von links nach rechts.

## Literaturverzeichnis

- [AIH85] H. AIHARA et al., Z. Phys. C27 (1985) 187
- [ANT83] D. ANTREASYAN, "An Algorithm for Tagging Photons and Merged  $\pi^0$ -Showers in the Crystal Ball", CB Note 321 (1983)
- [AIT82] I.J.R. AITCHISON and A.J.G. HEY, "Gauge Theories in Particle Physics", Adam Hilger Ltd, Bristol (1982)
- [BAR85] W. BARTEL et al., Z. Phys. C28 (1985) 343
- [BAS85] E. BASSLER, Internal Report DESY R02-81/02, revised version (1985)
- [BEH85] S. BEHREND et al., Phys. Rev. D31 (1985) 2161
- [BER81] F.A. BERENDS and R.KLEISS, "Distributions in the Process  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ ", Nuclear Physics B177 (1981) 237-262
- [BEHR83] H.J. BEHREND et al., Z. Phys. C20 (1983) 207
- [BLO85] V. BLOBEL, Internes Memo der DESY-Gruppe F14 (1985)
- [BOT79] DORIS-Speicherringgruppe, W. BOTHE et al., DESY 79-08 (1979)
- [BRO85] I. BROCK, private Mitteilung
- [BROC87] K. BROCKMÜLLER, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1987)
- [COO82] S. COOPER, Proc. of the International Conference On Physics In Collision 2, Stockholm, Schweden, 1982; eds. P. Carlson, P.W. Trower (Plenum Press, 1983)
- [COO85] S. COOPER, SLAC-Pub-Nr. 3819 (1985)
- [DRE87] A. DRESCHER, Dissertation, Universität Dortmund (1987)
- [EDW85] C. EDWARDS et al., SLAC-Pub-Nr. 3030 (1985)

- [FES85] H. FESEFELDT, RWTH Aachen, PITHA-Report 85-02
- [FOL86] G. FOLGER, Univ. Erlangen-Nürnberg, Dissertation(1986)
- [FORD78] R.L. FORD and N.R. NELSON, SLAC-Pub.-Nr. 210 (1978)
- [GAI82] J. E. GAISER, PhD Thesis, SLAC 255-(1982)
- [GLA86] G. GLASER, Diplomarbeit, Universität Erlangen (1986)
- [JAK85] Z. JAKUBOWSKI und S. KEH, "CB Monte Carlo Progress Report", Interne Notiz (1985)
- [JAK87] Z. JAKUBOWSKI und M.REIDENBACH, "Determination of  $\Gamma_e$  of  $\Upsilon(1S)$  and  $\Upsilon(2S)$  Resonances and Measurement of  $R$  at  $\sqrt{s}=9.46$  GeV", (1987, Entwurf für Papier)
- [JAM75] F. JAMES, M. ROOS, "MINUIT", Computer Physics Communications 10 (1975)
- [KLE82] R.H.P. KLEISS, Ph. D. Thesis, Universität Leiden, Niederlande (1982)
- [KOL78] K. KOLLER et al., Nucl. Phys. B140 (1978) 449
- [KOL79a] K. KOLLER et al., Z. Physik C1 (1979) 71
- [LOHR81] E. LOHRMANN, "Hochenergiephysik", Teubner Studienbücher, Stuttgart (1981)
- [MAS84] W. MASCHIMANN, Diplomarbeit, Universität Hamburg (April 1984)
- [MET86] W. METZGER, Monte Carlo Studies, Minutes of CB-Plenary Meetings in 1986
- [OZI] S. OKUBO, Phys. Lett. 5 (1963) 165, G. ZWEIG, CERN Preprints CERN-TH-401, 402, 412 (1964), J. HIZUKA Prog. Phys. Suppl. 37- 38 (1966) 21
- [PDG86] The Particle Data Group, "Review of Particle Properties", Reviews of Modern Physics 56, No.2, Part II, 1986
- [PLU82] R. PLUNKETT, (CLEO), Cornell Univ., Thesis, 1982
- [REN81] F.M. RENARD, "Basics of Electron Positron Collisions", Editions Eyrolles, Gif sur Yvette, France (1981)
- [SAL85] J. SALICIO, "Monte Carlo Techniques", Proc. of 1984 CERN School of Computing, CERN 85-09 S.149ff (1985)

- [SAX85] D.H. Saxon, "Jet Fragmentation", Rutherford Appleton Lab., RAL-85-077 (1985)
- [SCH78] D. L. SCHIARRE et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1005
- [SJO80] T. SJÖSTRAND, "A Monte Carlo Program for Quark and Gluon Jet Generation", University of Lund (1980)
- [SKW86] T. SKWARNICKI, Doktorarbeit, Krakau (1986), veröffentlicht als DESY F31-86-02 (1986)
- [WAX86] K. WACHS, Private Mitteilung.
- [WAX86b] K. WACHS, "Luminosity Report", Interne Notiz der Crystal Ball Kollaboration (1986)
- [WIL81] K. WILLE, DESY 81-047 (1981)

## Danksagung

Allen Mitgliedern der Crystal Ball Kollaboration (s.u.) möchte ich für ihre Bemühungen danken, die zum Gelingen des Experimentes und dem Vorankommen dieser Analyse beigetragen haben. Schon durch die Arbeit bei den Meß-Schichten ist jeder einzelne an ihr beteiligt.

Mein besondere Dank gebührt Herrn Prof. Dr. J. K. Bienen, der diese Arbeit betreut hat. Wichtiger vielleicht noch als sein Rat in Fragen physikalischer Natur ist die Art des Vorgehens und der Arbeitsweise, die man durch sein Beispiel erlernen kann.

Karl O. Wachs möchte ich für seine ständige Hilfsbereitschaft danken. Er hat mir die Einarbeitung und das Kennenlernen des Computers sehr erleichtert und war oft zu anregenden Diskussionen bereit. Viele seiner kleineren und größeren für die gesamte Kollaboration nützlichen Programme und Command-Listen haben auch mir das Leben erleichtert.

Mit Kay Brockmüller, der sich mit den Pionen niedrigerer Energie befaßte, konnte ich jederzeit physikalische und technische Aspekte dieser Diplomarbeit ausführlich besprechen.

Ebenfalls für viele motivierende Diskussionen danke ich Hans-Werner Bartels und Jörg Schütte.

Wes Metzger hat sehr viel Arbeit mit der Erzeugung der Monte Carlo-Ereignisse gehabt.

Prof. Strohbusch danke ich dafür, daß er sich als Gutachter dieser Arbeit zur Verfügung stellte.

Beim Korrigieren dieser Arbeit haben mir Karl O. Wachs, Kay Brockmüller, Frauke Ohlmann und Peter Sauber geholfen.

Andreas Drescher von ARGUS überließ mir freundlicherweise einige von ihm preparierte Datensätze, die die  $\pi^0$ -Spektren mehrerer Experimente enthielten. Dies ersparte mir beim Vergleich der Ergebnisse eine Menge Arbeit.

Nicht zuletzt möchte ich meinen Eltern für deren stetige und großzügige finanzielle Hilfe danken, ohne die mein Studium kaum möglich gewesen wäre.

Dem DESY danke ich für die erstklassigen Arbeitsbedingungen und die vielen Stunden Rechenzeit, die diese Arbeit gekostet hat. Die Arbeit bei der PR-Abteilung war sehr motivierend, lehrreich und stellte ebenfalls eine große finanzielle Hilfe dar.

# Die Crystal Ball Kollaboration

D. Antreasyan, H.W. Bartels, D. Besset, Ch. Bieler, J.K. Bienlein, A. Bizzeti, E.D. Bloom, I. Brock, K. Brockmüller, R. Cabenda, A. Cartacci, M. Cavalli-Sforza, R. Clare, A. Compagnucci, G. Conforto, S. Cooper, R. Cowan, D. Coyne, G. Drews, A. Engler, G. Folger, A. Fridman, D. Gelphman, G. Glaser, G. Godfrey, K. Graaf, F.H. Heimlich, F.H. Heinsius, R. Hofstadter, J. Irion, B. Janssen, Z. Jakubowski, K. Karch, K. Kees, S. Keh, T. Kiel, H. Kilian, I. Kirkbride, T. Kloiber, M. Kobel, W. Koch, A.C. König, K. Königsmann, R.W. Kraemer, S. Krüger, G. Landi, S. Leffler, R. Lekebusch, A.M. Litke, W. Lockman, S. Lowe, B. Lurz, H. Marsiske, W. Maschmann, P. McBride, H. Meyer, B. Muryn, W.J. Metzger, B. Monteleoni, R. Nernst, B. Niczyporuk, G. Nowak, C. Peck, C. Pegel, P.G. Pfeffer, B. Pollock, F.C. Porter, D. Prindle, P. Ratoff, M. Reidenbach, B. Renger, C. Rippich, M. Scheer, P. Schmitt, J. Schotanus, J. Schütte, A. Schwarz, D. Sievers, T. Skwarnicki, V. Stock, K. Strauch, U. Strohbush, J. Tompkins, H.J. Trost, B. van Utert, R.T. Van de Walle, H. Vogel, A. Voigt, U. Volland, K. Wachs, K. Wacker, W. Walk, H. Wegener, D. Williams, P. Zschorsch.

## Die kollaborierenden Institutionen

*California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA; Carnegie-Mellon University, Pittsburgh, PA 15213, USA; Cracow Institute of Nuclear Physics, Cracow, Polen; Deutsches Elektronen Synchrotron DESY, Hamburg, Deutschland; Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen, Deutschland; INFN and University of Firenze, Italien; Universität Hamburg, I. Institut für Experimentalphysik, Hamburg, Deutschland; Harvard University, Cambridge, MA 02138, USA; University of Nijmegen and NIKHEF-Nijmegen, Die Niederlande; Princeton University, Princeton, NJ 08544, USA; Department of Physics, HEPL, and Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, Stanford, CA 94305, USA; Universität Würzburg, Würzburg, Deutschland.*

Ich versichere, diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel selbständig angefertigt zu haben.

