

Interner Bericht  
DESY F31-87-01  
Januar 1987

SUCHE NACH RADIATIVEN ZERFÄLLEN DER T(4S)-RESONANZ

von

J. Schütte

Eigentum der Property of	<b>DESY</b>	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	19. FEB. 1987	
Leihfrist: Loan period:	<b>7</b>	Tage days

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

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

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

Interner Bericht  
DESY F31-87-01  
Januar 1987

# Suche nach radiativen Zerfällen der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz

DIPLOMARBEIT  
VON  
JÖRG SCHÜTTE

PHYSIKALISCHES INSTITUT  
DER  
FRIEDRICH-ALEXANDER-UNIVERSITÄT  
ERLANGEN-NÜRNBERG

AUGUST 1986

## ABSTRACT

THE CRYSTAL BALL DETECTOR WAS USED TO SEARCH FOR RADIATIVE DECAYS OF THE  $\Upsilon(4S)$ -RESONANCE.

DURING 1984 AND 1985 THE CRYSTAL BALL DETECTOR OPERATING AT DORIS II AT THE DEUTSCHES ELEKTRONEN SYNCHROTRON COLLECTED  $189 \cdot 10^3$  HADRONIC EVENTS AT  $\Upsilon(4S)$  RESONANCE-ENERGY CORRESPONDING TO AN INTEGRATED LUMINOSITY OF  $\int L dt = 55.5 pb^{-1}$ . THESE DATA CONTAIN  $38 \cdot 10^3$   $\Upsilon(4S)$ -RESONANCE DECAYS.

THE DATA SAMPLE WAS USED TO ANALYZE THE INCLUSIVE PHOTON SPECTRUM AND SEARCH FOR RADIATIVE TRANSITIONS  $\Upsilon(4S) \rightarrow \gamma + X$  IN A PHOTON ENERGY RANGE FROM 12 MEV TO 2500 MEV.

NO SIGNAL WITH A STATISTICAL SIGNIFICANCE OF MORE THAN 2.2 STANDARD DEVIATIONS WAS FOUND.

THE CORRESPONDING UPPER LIMITS ON THE BRANCHING RATIOS OF THE RADIATIVE TRANSITIONS  $\Upsilon(4S) \rightarrow \gamma + X$  WERE DETERMINED. THE UPPER LIMITS RANGE FROM 0.5% TO 11.5% FOR ENERGIES ABOVE 100 MEV.

# Inhalt

<b>Abstract</b>	<b>i</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Physikalische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1 Quarks . . . . .	3
2.1.1 Quarkmodell . . . . .	3
2.1.2 QCD und Potentialansätze . . . . .	4
2.2 Quarkonia . . . . .	8
2.2.1 Kontinuumserzeugung der Hadronen . . . . .	8
2.2.2 Gebundene Zustände von Quark und Antiquark . . . . .	10
<b>3 Beschreibung des Experiments</b>	<b>14</b>
3.1 Der Speicherring DORIS II . . . . .	14
3.2 Detektorbeschreibung . . . . .	17
3.2.1 Energiedetektor . . . . .	19
3.2.2 Innendetektor . . . . .	22
3.2.3 Luminositätsmonitor . . . . .	23
3.2.4 Flugzeitmeßsystem (Time-of-Flight system) . . . . .	23
<b>4 Datenaufzeichnung und Standardanalyse</b>	<b>26</b>
4.1 Datenaufzeichnung . . . . .	26
4.2 Standardanalyse . . . . .	28
<b>5 Hadronenselektion</b>	<b>32</b>
5.1 Selektion der Hadronen . . . . .	32

5.2	Bestimmung der Anzahl der $\Upsilon(4S)$ -Resonanzen . . . . .	37
<b>6</b>	<b>Photonenselektion . . . . .</b>	<b>39</b>
6.1	Selektion der Photonen . . . . .	39
6.2	Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Selektors für Photonen . . . . .	52
<b>7</b>	<b>Signifikanz möglicher Strukturen im inklusiven Photonen- spektrum . . . . .</b>	<b>58</b>
<b>8</b>	<b>Obere Grenzen der Verzweigungsverhältnisse . . . . .</b>	<b>63</b>
8.2	Systematische Fehler . . . . .	66
8.3	Ergebnis . . . . .	69
<b>A</b>	<b>Statistische Methoden . . . . .</b>	<b>70</b>
A.1	Fitten eines Histogramms . . . . .	70
A.2	Bestimmung der oberen Grenzen . . . . .	71
<b>B</b>	<b>Überprüfung der Photonenselektion . . . . .</b>	<b>74</b>
	<b>Danksagung . . . . .</b>	<b>76</b>
	<b>Literatur . . . . .</b>	<b>77</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Mit der Entdeckung der gebundenen Zustände  $c\bar{c}$  (Charmonium) und  $b\bar{b}$  (Bottonium) der schweren Quarks  $c$  und  $b$  wurden der Hochenergiephysik ideale Laboratorien zur Untersuchung der zwischen den Quarks wirkenden elektromagnetischen, schwachen und starken Wechselwirkung zugänglich. Insbesondere das  $b$ -Quark ist schwer genug, um den gebundenen Zustand zwischen ihm und seinem Antiteilchen durch eine Schrödingergleichung mit nichtrelativistischem Potentialansatz zu beschreiben. Aus der Schrödingergleichung kann man, ähnlich dem Positronium, ein Termschema ableiten, das von dem Ansatz für das unbekannte Potential abhängt. Da unterhalb der Erzeugungsschwelle für B-Mesonen die  $b\bar{b}$ -Resonanzen  $\Upsilon(2S)$  und  $\Upsilon(3S)$  durch radiative Zerfälle in tieferliegende Zustände des  $b\bar{b}$ -Systems zerfallen können, sind die inklusiven und exklusiven Photonenspektren dieser Resonanzen geeignet, das Termschema zu vermessen und so die Potentialansätze zu prüfen.

In der vorliegenden Arbeit wird das inklusive Photonenspektrum der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz untersucht. Nach einer kurzen Darstellung des theoretischen Hintergrundes (Kapitel 2) und einer Experimentbeschreibung (Kapitel 3) wird in Kapitel 4 die Gewinnung der Rohdaten und die Ereignisrekonstruktion beschrieben. Kapitel 5 geht auf die Selektion der Hadronen ein und Kapitel 6 schildert die Auswahlkriterien, nach denen in den hadronischen Ereignissen die Photonen gefunden werden. Eine Überprüfung der Photonenselektion findet sich in Anhang B. In Kapitel 7 wird besprochen, wie aus den inklusiven Photonenspektrum die Signifikanzkurve gefunden wird; weitere

Einzelheiten dazu werden im Anhang A gegeben. Im letzten Kapitel 8 werden schließlich nach einer ausführlichen Diskussion der systematischen Fehler die oberen Grenzen der Verzweungsverhältnisse ermittelt. Weil die  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz durch einen Prozess der starken Wechselwirkung zerfallen kann, werden praktisch keine radiativen Zerfälle in tieferliegende Zustände mehr erwartet. Tatsächlich konnten in dieser Arbeit keine signifikanten, monochromatischen Photonenlinien gefunden werden.

Die vorliegende Arbeit entstand am Deutschen Elektronensynchrotron in Hamburg. Hier werden am Speicherring DORIS II mit dem aus Stanford stammenden Crystal Ball Detektor seit 1982  $\Upsilon(1S)$ -,  $\Upsilon(2S)$ - und  $\Upsilon(4S)$ -Daten gesammelt.

Die Crystal Ball Collaboration ist international zusammengesetzt, die Fachsprache ist Englisch. Deshalb werden in dieser Arbeit einige englische Fachausdrücke verwendet, die an gegebener Stelle erklärt werden.



# Kapitel 2

## Physikalische Grundlagen

### 2.1 Quarks

#### 2.1.1 Quarkmodell

Die gewaltige Zunahme an neuen Mesonen und Baryonen mit der Entwicklung leistungsfähigerer Beschleuniger, aber auch experimentelle Ergebnisse bei der tiefinelastischen Neutrinostreuung an Hadronen oder die Deutung des magnetischen Momentes des Neutrons ließen in den letzten Dekaden Zweifel am elementaren Charakter dieser 'Elementarteilchen' aufkommen. Deshalb schlugen bald unabhängig voneinander Gell-Mann [GELL64] und Zweig sogenannte 'Quarks' als elementare Konstituenten der Hadronen vor. Da bislang keine experimentellen Befunde dem Quarkmodell widersprechen, genießt dieses Modell vor allem wegen seiner übersichtlichen Struktur große Popularität.

In diesem Modell stellt man sich Mesonen als gebundene Zustände eines Quarks und eines Antiquarks vor, Baryonen sollen aus drei Quarks bzw. Antiquarks aufgebaut sein. Daraus wird sofort ersichtlich, daß Quarks Fermionen sein müssen und ihre Baryonenzahl  $1/3$  beträgt. Um ohne Widerspruch alle Hadronen aus wenigen Quarks aufbauen zu können, muß ihre Ladung drittelzahlig sein und es muß ein Quarkisospindublett und Isospinsingulets mit Strangeness, Charm und Bottom geben. Da zum Aufbau einiger Baryonen mehrere Quarks benötigt werden, die sich in keiner der bekannten Quantenzahlen unterscheiden, erzwingt das Pauliprinzip die

Einführung einer neuen Quantenzahl: der Farbe. Ein Baryon kann maximal drei ansonsten identische Quarks zum Inhalt haben, sodaß man drei Farbzustände unterscheidet: rot, grün und blau. Dadurch kann stets die Baryonenwellenfunktion aus den einzelnen Wellenfunktionen der Quarks so zusammengesetzt werden, daß sie antisymmetrisch ist. Man postuliert, daß alle beobachtbaren Teilchen Farbsingulets sind, d. h. keine Farbladung mehr tragen. Ein Hinweis auf die Existenz der Farbe liefert der noch zu betrachtende hadronische Gesamtwirkungsquerschnitt. In Tabelle 2.1.1 sind die bisher bekannten Quarks zusammengefaßt:

Quark	Spin	Baryonenzahl	Strangeness	Charme	Bottom	Ladung
u 'up'	1/2	1/3	0	0	0	2/3
d 'down'	1/2	1/3	0	0	0	-1/3
s 'strange'	1/2	1/3	-1	0	0	-1/3
c 'charm'	1/2	1/3	0	+1	0	2/3
b 'bottom'	1/2	1/3	0	0	-1	-1/3

Tabelle 2.1: Quarks

Aus Symmetrieüberlegungen sollte es ein weiteres, schweres Quark (t 'top') geben, das bislang jedoch noch nicht gefunden werden konnte.

## 2.1.2 QCD und Potentialansätze

Als vielversprechendste Theorie der Quarkdynamik bzw. starken Wechselwirkung wird heute die Quantenchromodynamik (QCD) gesehen. Die QCD ist eine Eichfeldtheorie, in der die Wechselwirkung zwischen Quarks durch acht masselose Vektorbosonen, den Gluonen, vermittelt wird. Die zur Eichinvarianz der Quarkfelder korrespondierende erhaltene Ladung ist die Farbe. Während aber die Feldquanten der Quantenelektrodynamik (QED) selbst nicht (elektrisch) geladen sind, tragen die Gluonen Farbe, d. h. sie wechselwirken untereinander (Gluon-Gluon-Kopplung). Dies ist der Grund, warum die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung eine mit dem Logarithmus des Betragsquadrats des Viererimpulsübertrages

monoton fallende Funktion ist. Im Impulsraum lautet diese 'Konstante'  $\alpha_s$ :

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{33 - 2N_f} \cdot \frac{1}{\ln\left(\frac{|q^2|}{\Lambda^2}\right)} \quad (2.1)$$

- $|q^2|$  Betragsquadrat des Viererimpulsübertrages
- $\Lambda$  Konstante (einige 100 MeV)
- $N_f$  Anzahl der Quarksorten ('flavour')

Wegen der Unschärferelation gehört zu einem großen Wert für  $q^2$  ein kleiner Abstand  $r$ . In diesem Fall wird jedoch die Kopplungskonstante klein, d. h. die Quarks bewegen sich voneinander unabhängig ('asymptotisch frei'). Für kleine Werte von  $\alpha_s$  ist außerdem die Störungsrechnung niedrigster Ordnung anwendbar und die Wechselwirkung zwischen zwei Quarks wird gut durch den Ein-Gluonenaustausch beschreibbar. Die Wechselwirkung zwischen den Gluonen spielt beim Ein-Gluonenaustausch keine Rolle mehr, weshalb wegen der zunehmend guten Analogie zwischen QCD und QED auf einen coulombartigen Potentialanteil geschlossen werden kann. Überschreitet der Abstand zwischen zwei Quarks etwa 0.5 fm, so bricht die Störungsrechnung zusammen. Die Vorstellung ist, daß die sich anziehenden Gluonen zwischen den auseinanderstrebenden Quarks ein Gluonenband ('String') konstanter Energiedichte ausbilden. Man hofft mit dem daraus resultierenden in  $r$  linearen Potentialterm die offensichtlich prinzipielle Nichtbeobachtbarkeit freier Quarks ('Confinement') erklären zu können. Wird nämlich der Abstand zwischen den beiden Quarks so groß daß die Stringenergie die Masse eines leichten Quark-Antiquarkpaares übersteigt, so soll der String unter Entstehung dieser beiden leichten Quarks reißen. Die in diesem 'Fragmentation' genannten Prozeß entstehenden Quarks bilden mit den ursprünglichen neue Mesonen.

### Potentialansätze

Um bei der Suche nach dem Potential überhaupt von einem nichtrelativistischen Hamiltonoperator ausgehen zu können,

$$H = 2m_Q + \frac{p^2}{m_Q} + V(r) \quad (2.2)$$

- $m_Q$  Masse des b-Quarks
- $p$  zum Quark-Antiquarkabstandsvektor kanonisch konjugierter Impuls

müssen Quark und Antiquark ein nichtrelativistisches System bilden. Da hierzu die Quarks u,d und s zu leicht sind, war die Freude groß als im Herbst 1974 das erste Mitglied der von dem neuen Quark c und seinem Antiteilchen aufgebauten Mesonenfamilie  $J/\psi, \psi(2S), \psi(3S)$  entdeckt wurde [AUB74], [AUG74], [ABR74]. In den Jahren 1977-1979 entdeckte man schließlich die noch schwerere Mesonenfamilie  $\Upsilon(1S), \Upsilon(2S), \Upsilon(3S), \Upsilon(4S)$  des b-Quarks und seines Antiteilchens [HERB77], [INN77], [UENO79].

Um zu einem Modell für das unbekannte Potential zu gelangen, wird eine einfache Kombination aus den Grenzwerten für große und kleine Abstände als nichtrelativistischer "Standardpotentialansatz" [EICHT78] gewählt:

$$V_{n.r.}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + k \cdot r \quad (2.3)$$

- $\frac{4}{3}$  aus der Farbalgebra stammender Faktor
- $k$  'Stringkonstante'

Aus diesem Potentialansatz kann man ein Termschema ableiten, in dem allerdings die spinabhängigen Kräfte noch nicht berücksichtigt sind. Um aber auch die Fein- und Hyperfeinstruktur einzuführen, müssen dem Standardpotential relativistische Korrekturen angefügt werden [BUCH84].

$$V(r) = V_{n.r.} + V_{SL} + V_T + V_{SS} \quad (2.4)$$

Der Term  $V_{SL}$  beschreibt die Spin-Bahnkopplung,  $V_T$  den tensoriellen Potentialanteil und  $V_{SS}$  die Spin-Spin-Wechselwirkung. Die Feinaufspaltung der P-Niveaus wird durch  $V_{SL}$  und  $V_T$  bewirkt, die Hyperfeinaufspaltung der S-Niveaus von  $V_{SS}$ . Der spinabhängige Teil des Energieerwartungswertes lautet:

$$\langle V_{LS} + V_T + V_{SS} \rangle = a\langle \vec{L} \cdot \vec{S} \rangle + b(3\langle \vec{S}_1 \cdot \vec{n} \rangle \langle \vec{S}_2 \cdot \vec{n} \rangle - \langle \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \rangle) + c\langle \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \rangle \quad (2.5)$$

–  $\vec{S}_i, i = 1, 2$  Spin des i-ten Quarks

–  $\vec{n}$  Einheitsvektor in Richtung von  $\vec{r}$

Die darin auftauchenden Größen a, b und c hängen mit den Ableitungen der zwei Anteile  $-\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r}$  und  $kr$  des Standardpotentials zusammen [BUCH84]. Gelingt es nun, z. B. die Energieunterschiede zwischen den einzelnen  $^3P_J, (J = 0, 1, 2)$  zu messen, so können dadurch Aussagen über das Standardpotential gewonnen werden. Diese Energieunterschiede können durch Untersuchung der monochromatischen Photonen aus radiativen Übergängen zwischen S-Zuständen und darunterliegenden P-Zuständen ermittelt werden. Durch solche Überlegungen wird die Untersuchung der inklusiven Photonenspektren der  $b\bar{b}$ -Resonanzen motiviert.

Neben dem QCD-inspirierten Standardpotential werden auch andere, rein phänomenologische Potentialansätze eingeführt. Einer dieser phänomenologischen Ansätze wird motiviert durch die Beobachtung, daß die Massenunterschiede  $\Upsilon(2^1S_0) - \Upsilon(1^1S_0)$  und  $\psi(2^1S_0) - \psi(1^1S_0)$  annähernd gleich sind. Die Bedingung der quarkmassenunabhängigen Massenunterschiede zwischen den verschiedenen Anregungstermen führt zum logarithmischen Potentialansatz [QUIG79]:

$$V(r) = C \cdot \ln\left(\frac{r}{r_0}\right) \quad (2.6)$$

– C,  $r_0$  Konstanten

Ein anderer, ebenfalls rein phänomenologischer Ansatz lautet [MART81]:

$$V(r) = A \cdot r^\nu + B \quad (2.7)$$

– A, B,  $\nu$  Konstanten

Wird von diesem Ansatz ausgegangen, so kann man wegen seiner mathematischen Struktur und aufgrund des Skalenverhaltens bestimmter, experimentell bestimmbarer Größen relativ einfach auf die Potenz  $\nu$  schließen.

Betrachtet man verschiedene Potentialansätze und zeichnet die mittleren Abstände  $r$  der Anregungszustände des  $c\bar{c}$  und  $b\bar{b}$  ein (Bild 2.1), so sieht man, daß sie gerade den Bereich großer Ähnlichkeit zwischen den verschiedenen Potentialmodellen abdecken; das Bild wurde [BUCH81] entnommen. Zur Erforschung des interessanten Bereichs kleinerer Abstände hofft man, das noch schwerere t-Quark zu entdecken.

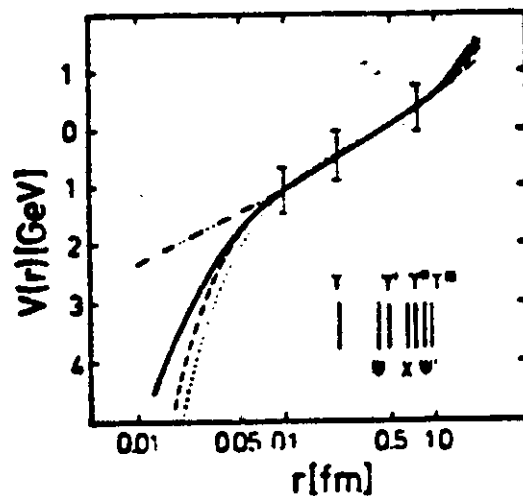


Abbildung 2.1: Potentialmodelle

## 2.2 Quarkonia

### 2.2.1 Kontinuumserzeugung der Hadronen

Bei der  $e^+e^-$ -Vernichtung können analog zur Lepton-Antilepton- Erzeugung auch Quark-Antiquarkpaare erzeugt werden. Bild 2.2 zeigt die Feynmangraphen niedrigster Ordnung für diese Prozesse. Ist die Gesamtenergie groß gegen die Massen der beteiligten Teilchen, so unterscheiden sich die Wirkungsquerschnitte nur noch durch die Ladung der entstehenden Teilchen. Fliegen die entstandenen Quarks mit großer Energie auseinander, so entstehen durch Fragmentation Hadronenjets, wodurch die Entstehung eines Quark-Antiquarkpaares im Detektor nachgewiesen werden

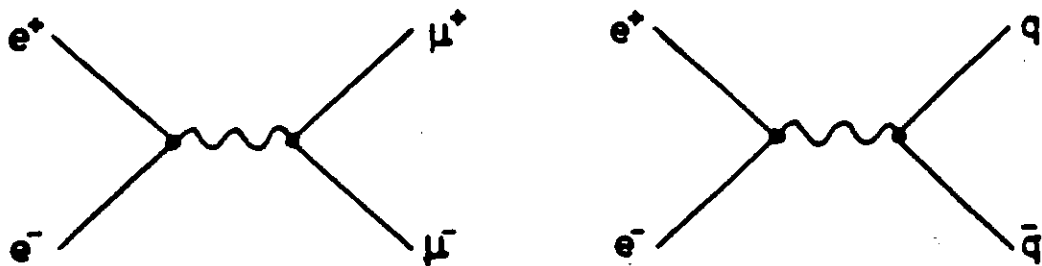


Abbildung 2.2: Kontinuumsprozesse

kann. Wegen der Ähnlichkeit der Wirkungsquerschnitte für Leptonen- und Quarkpaarerzeugung normiert man den hadronischen Wirkungsquerschnitt  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$  auf den Wirkungsquerschnitt für Muonenerzeugung  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ ; das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte bezeichnet man als R-Wert.

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = N_f \cdot \sum_{\text{Quarksorten}} Q_q^2 \cdot \left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi}\right) \quad (2.8)$$

- $N_f$  Farbfreiheitsgrade
- $Q_q$  drittelzahlige Ladung der Quarks
- $\frac{\alpha_s}{\pi}$  QCD-Strahlungskorrektur

Summiert wird in obenstehender Formel über alle Quarksorten, zu deren Erzeugung die Schwerpunktsenergie ausreicht. Durch die Messung konnte z. B. die Vorstellung bestätigt werden daß Quarks Farbe tragen, da ohne die Farbfreiheitsgrade der Wirkungsquerschnitt um einen Faktor  $N_f = 3$  kleiner sein müßte. Trägt man den hadronischen Wirkungsquerschnitt gegen die Schwerpunktsenergie auf (Bild 2.3, aus [PDG86]) , so tritt jeweils

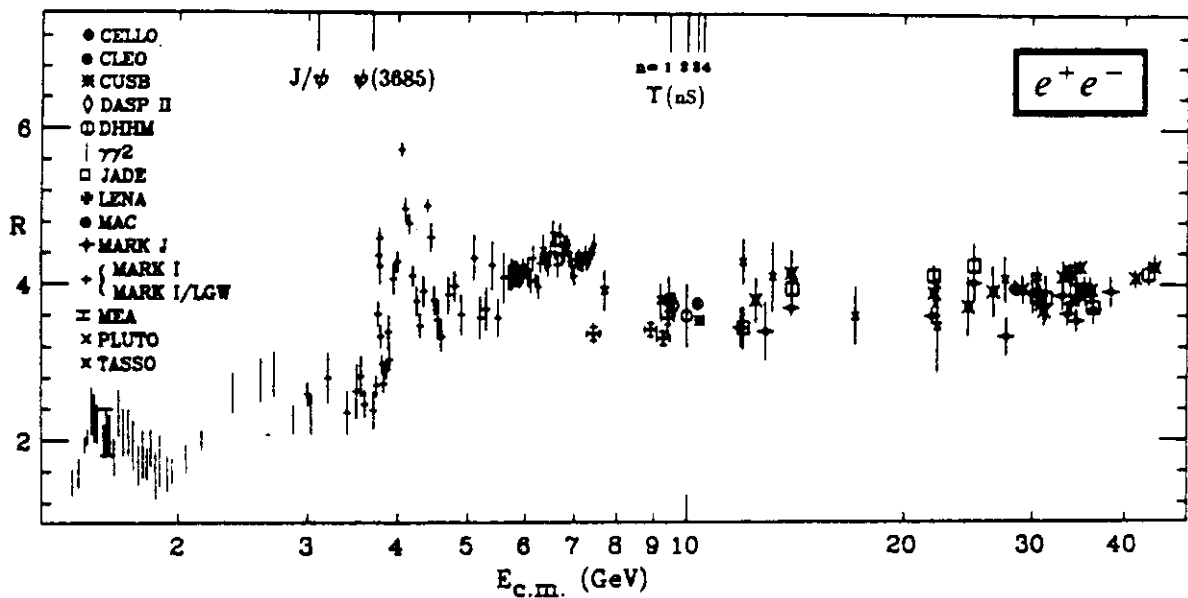


Abbildung 2.3: Hadronischer Gesamtwirkungsquerschnitt  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$  normiert auf den Wirkungsquerschnitt für Muonenerzeugung  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$  (R-Wert)

bei der Masse einer neuen Quarksorte eine Stufe auf. Zusätzlich zu diesen Stufen fallen scharfe Resonanzen bei bestimmten Energien auf.

### 2.2.2 Gebundene Zustände von Quark und Antiquark

Reicht die kinetische Energie eines Quark-Antiquarkpaares nicht aus, durch Fragmentation neue Quarks zu erzeugen, so treten zwischen Quark und Antiquark gebundene Zustände auf. Es sind diese gebundenen Zustände des als Quarkonium bezeichneten  $q\bar{q}$ -Systems, die bei der  $e^+e^-$ -Vernichtung als scharfe Resonanzen in Erscheinung treten. Aus dem Standardpotential und seinen relativistischen Erweiterungen kann man (ähnlich wie beim Positronium) das in Bild 2.4 wiedergegebene Termschema entwickeln. Die verschiedenen Resonanzen werden durch vier Quantenzahlen klassifiziert:

$n$  = Radialquantenzahl

$J$  = Gesamtdrehimpulsquantenzahl

$L$  = Bahndrehimpulsquantenzahl



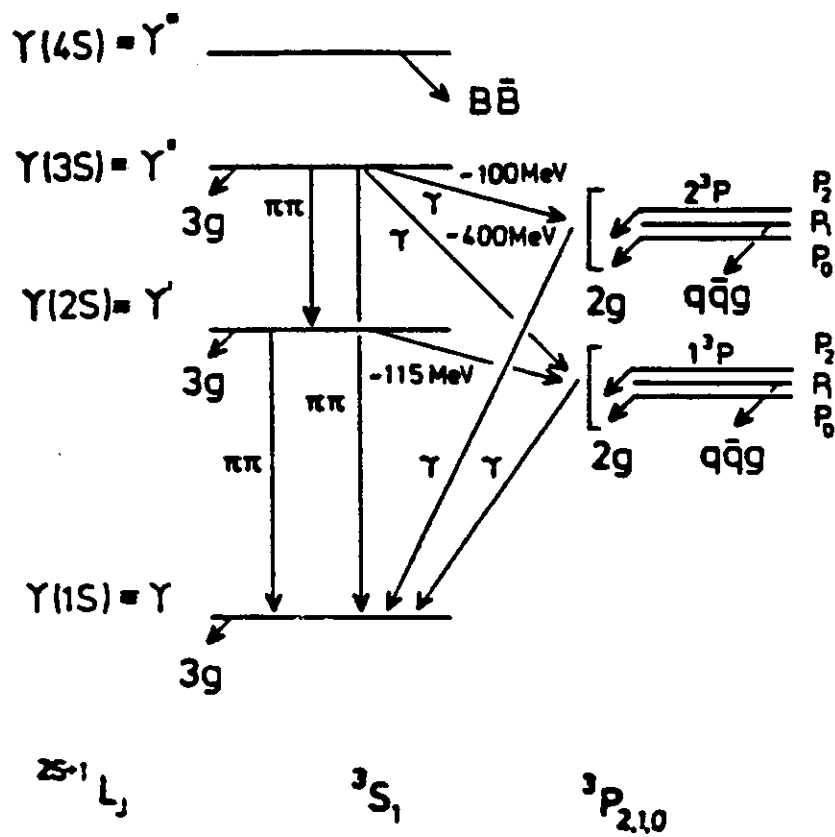


Abbildung 2.4: Termschema des  $b\bar{b}$ -Systems

S = Gesamtspinquantenzahl.

Der Gesamtdrehimpuls  $\vec{J}$  eines Zustandes ist

$$\vec{J} = \vec{S} + \vec{L},$$

die Parität P

$$P = (-1)^{L+1}$$

und die Ladungskonjugationszahl

$$C = (-1)^{L+S}.$$

In Bild 2.4 sind die Terme in der üblichen spektroskopischen Notation bezeichnet:

$$n^{2S+1}L_J$$

Ein Blick auf die Quantenzahlen des virtuellen Photons  $J^{PC} = 1^{--}$  macht klar, daß in der  $e^+e^-$ -Annihilation direkt nur die  $n^3S_1^{--}$ -Zustände ( $\Upsilon(nS)$ ) erreicht werden können. Durch radiative Übergänge können allerdings auch andere Terme bevölkert werden. Die Quantenzahlen der beiden Zustände, zwischen denen der radiative Übergang stattfindet, müssen sich dabei um die Quantenzahlen des emittierten Photons  $J^{PC}$  unterscheiden, wobei  $J=1$  und  $C=-1$  ist. P hängt von der Multipolarität der emittierten Strahlung ab. Der Grundzustand schließlich zerfällt im wesentlichen über drei Gluonen, aber auch z. B. über  $q\bar{q}$ -Zerfall.

Trotz dieser Zerfallsmöglichkeiten ist die Zerfallsbreite  $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$  ziemlich schmal. Der Grund für die hohe Lebensdauer  $\tau$  liegt in der empirisch gefundenen OZI-Regel (Okubo, Zweig, Iizuka) [OKU63], derzufolge Zerfälle von Vektormesonen, bei denen sich Quark und Antiquark erst vernichten müssen, stark unterdrückt sind gegen Zerfälle, bei denen Quark und Antiquark erhalten bleiben und mit durch Fragmentation erzeugten neuen Quarks Mesonen bilden.

## Experimentelle Ergebnisse

Tatsächlich wurden eine Reihe von Photonennlinien aus radiativen Zerfällen beobachtet. So konnten etwa die drei Photonennlinien, die beim Zerfall  $\Upsilon(2S) \rightarrow \gamma + \chi_b(1^3P_J), (J = 0, 1, 2)$  auftreten, am Crystal-Ball-Experiment im inklusiven Photonenspektrum des  $\Upsilon(2S)$  nachgewiesen werden [NER85], [PHRD2S]. Deutlich sind in dem inklusiven Photonenspektrum des  $\Upsilon(2S)$  die drei Photonennlinien bei den Energien  $E=110$  MeV,  $E=131$  MeV und  $E=163$  MeV zu sehen (siehe auch Anhang). Auch Übergänge vom  $\Upsilon(3S)$  zu tieferliegenden P-Zuständen wurden von [CUSB86] gemessen. Neben den Energien der radiativen Übergänge wurden auch deren Verzweigungsverhältnisse bestimmt. Analoge Messungen wurden beim  $c\bar{c}$ -System ebenfalls durchgeführt, sodaß auch ein Vergleich der Verzweigungsverhältnisse der sich entsprechenden Übergänge möglich ist. Zusätzlich zu den inklusiven Photonenspektren sind auch exklusive Photonenspektren und hadronische Übergänge untersucht worden.

### $\Upsilon(4S)$ -Resonanz

Wird zunächst bei der  $e^+e^-$ -Vernichtung die  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz erzeugt, so werden keine radiativen Übergänge zu tieferliegenden Termen mehr erwartet, da die Masse des  $\Upsilon(4S)$  bereits die Masse zweier B-Mesonen übersteigt. Da außerdem die Erzeugung der B-Mesonen ein nach der OZI-Regel erlaubter Prozeß der starken Wechselwirkung ist, werden elektromagnetische Prozesse (radiativer Übergang) praktisch völlig unterdrückt; die  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz wird also zu annähernd 100% in B-Mesonen zerfallen. Weil aber auch in der weiteren Zerfallskette der B-Mesonen keine radiativen Zerfälle nennenswerter Verzweigungsverhältnisse bekannt sind, wird keine Photonennlinie größerer Signifikanz (siehe Kapitel 6) im inklusiven Photonenspektrum der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz erwartet. Die Überprüfung dieses Sachverhalts ist Aufgabe dieser Arbeit.

# Kapitel 3

## Beschreibung des Experiments

### 3.1 Der Speicherring DORIS II

Der Crystal Ball Detektor befindet sich an einem der zwei Wechselwirkungspunkte des Speicherrings DORIS II [WILLE83]. Die in DORIS II gespeicherten Elektronen treten aus einer Glühkathode aus und werden zunächst in Bündeln von etwa  $10^9$  Teilchen, sogenannten Bunche, im Linearbeschleuniger LINAC I auf 62 MeV vorbeschleunigt. Nach der Weiterbeschleunigung auf die Endenergie im Synchrotron (DESY) werden mehrere solche Bunche zu einem mit etwa  $10^{11}$  Teilchen zusammengefaßt und dieser in DORIS II injiziert. Ein solcher Bunch hat in vertikaler Richtung eine Ausdehnung von 1 mm, in horizontaler Richtung 0.1 mm, seine Länge beträgt ungefähr 3 cm. Die Positronenbunche werden hergestellt, indem man Elektronen im LINAC II nach einer Vorbeschleunigung auf 300 MeV auf ein Wolframtarget schießt. Die Elektronen erzeugen durch harte Bremsstrahlung an den Wolframkernen Photonen, welche in den elektrischen Feldern der Kerne in Elektron-Positronpaare konvertieren können. Die bei der Paarerzeugung entstehenden Positronen trennt man von den Elektronen, indem man die Polarität der anschließenden Beschleunigungsstrecke so wählt, daß Positronen beschleunigt und Elektronen abgebremst werden. Nach Sammlung der Positronen im Positronenakkumulator PIA werden die Positronenbunche im Synchrotron ebenfalls auf die Endenergie beschleunigt und anschließend in DORIS II injiziert. Im Speicherring, den man sich im Prinzip als ein hochevakuiertes ( $10^{-9}$  mbar) Aluminium-

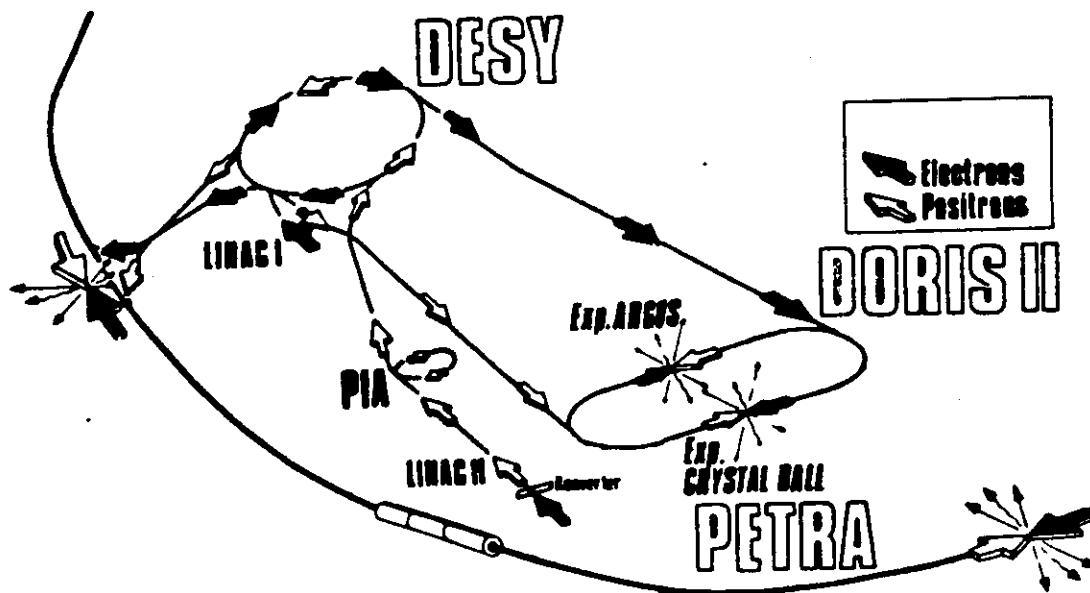


Abbildung 3.1: Speicherring DORIS II

rohr vorstellen kann, laufen Elektronen- und Positronenbunche gegensinnig um und durchdringen sich an den Wechselwirkungszone. Bei der Anihilation eines Elektrons und Positrons steht bei diesem Beschleunigertyp die doppelte Strahlenergie zur Erzeugung neuer Teilchen zur Verfügung, während im Gegensatz dazu bei Festtargetexperimenten an Linearbeschleunigern ein erheblicher Teil der Strahlenergie für die Bewegung des Schwerpunkts verbraucht wird. Ein Nachteil des Speicherrings gegenüber Linearbeschleunigern liegt jedoch im Auftreten von Synchrotronstrahlung bei Radialbeschleunigung. Dieser Energieverlust wird durch Hohlraumresonatoren ausgeglichen, bei denen ein elektrisches Feld mit einem Vielfachen der Umlauffrequenz der Teilchen in Strahlachse schwingt und so jeweils im richtigen Zeitpunkt nachbeschleunigt. Betrachtet man jedoch die Abhängigkeit der mittleren abgegebenen Leistung

$$P \sim \left(\frac{E}{m}\right)^4 \cdot \frac{1}{R^2} \quad (3.9)$$

- E Energie der beschleunigten Teilchen
- m Ruhemasse der beschleunigten Teilchen
- R magnetischer Krümmungsradius

so wird klar, daß bei vorgegebenem Radius und fester Masse eine energetische Obergrenze dadurch erreicht wird, daß alle verfügbare Energie in Synchrotronstrahlung verwandelt wird. Bei DORIS II liegt diese Obergrenze bei 5,6 GeV. Allerdings gibt die Formel auch die Lösungsmöglichkeiten für dieses Problem an :

- Vergrößerung des Radius', wie dies z. B. bei LEP (CERN), z. Z. im Bau, versucht wird (Umfang=26,6k km,  $E_{max}=100$  GeV /Teilchen).
- Verwendung von Teilchen mit größerer Ruhemasse. Am SPS (CERN) werden in Proton-Antiproton-Annihilationsexperimenten 450 GeV/Teilchen erreicht. Allerdings schießt man hierbei strukturierte Gebilde aufeinander, was die Analyse ziemlich schwierig gestaltet.

Ein weiterer Nachteil gegenüber Festtargetexperimenten liegt in der geringen Trefferwahrscheinlichkeit zweier Teilchen beim Durchdringen der Bunche. Die maßgebliche Größe hierbei ist die Luminosität, die durch folgende Beziehung definiert ist:

$$N = L \cdot \sigma \quad (3.10)$$

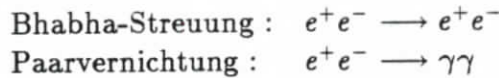
- N Ereignisrate für eine bestimmte Reaktion
- L Luminosität
- $\sigma$  Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion

Betrachtet man die Luminosität näher, so zeigt sich, daß es sich dabei um eine rein maschinenabhängige Größe handelt :

$$L = \frac{n_+ n_-}{F} \cdot f \quad (3.11)$$

- $n_{\pm}$  Anzahl der Teilchen pro Bunch
- F Querschnittsfläche der Bunche
- f Umlauffrequenz der Bunche

Zwar könnte man die Luminosität aus diesen angegebenen Größen ermitteln, würde dabei jedoch wegen der unbekanntenen Dichteverteilung der Elektronen und Positronen in den Bunchen einen zu ungenauen Wert erhalten. Tatsächlich wird die Luminosität durch Reaktionen mit gut bekanntem und großem Wirkungsquerschnitt bestimmt. Am Crystal Ball Detektor verwendet man zu diesem Zweck die Reaktionen [KLOI84]:



Bei typischen Strahlenergien von 5 GeV und Strömen von 30 mA liefert DORIS II eine mittlere integrierte Luminosität pro Tag von  $600 \text{ nb}^{-1}$ , Spitzenwerte liegen bei  $1000 \text{ nb}^{-1}$ . Einige Eigenschaften von DORIS II sind in folgender Tabelle zusammengestellt.

<b>Eigenschaften von DORIS II</b>	
Umfang	288 m
mittlerer Krümmungsradius	25,8 m
Maximalenergie	5,6 GeV
Energieunschärfe beim $\Upsilon(4S)$	10,0 MeV
Anzahl der Bunche	2
typische Luminosität	$10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Tabelle 3.1: DORIS II

## 3.2 Detektorbeschreibung

Der Crystal Ball Detektor ist im Prinzip ein kugelförmiges Natriumjodidkalorimeter. Seine herausragende Eigenschaft ist die sehr gute, empirisch ermittelte Energieauflösung für elektromagnetisch schauernde Teilchen von

$$\frac{\sigma(E)}{E} = (2.7 \pm 0.2)\% \cdot E^{-\frac{1}{4}} \quad (3.12)$$

- E Energie des Teilchens in GeV
- $\sigma$  Auflösung

Als nichtmagnetischer Detektor ist er nicht in der Lage, den Impuls geladener Teilchen zu messen, abgesehen von Elektronen und Positronen die als schauernde Teilchen ihre gesamte Energie im Ball deponieren. Bei der Bestimmung der Energie von Photonen spielt dies jedoch keine Rolle, sodaß der Detektor ursprünglich zur Untersuchung der  $\gamma$ -Übergänge zwischen den gebundenen Zuständen des  $c\bar{c}$ -Systems am Speicherring SPEAR am SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) verwendet wurde. 1982 wurde der Crystal Ball in die BRD transportiert, um am leistungsfähigeren Speicherring DORIS II am DESY auch die Photonenübergänge zwischen den  $b\bar{b}$ -Resonanzen beobachten zu können. In Bild 3.2 sind die wesentlichen

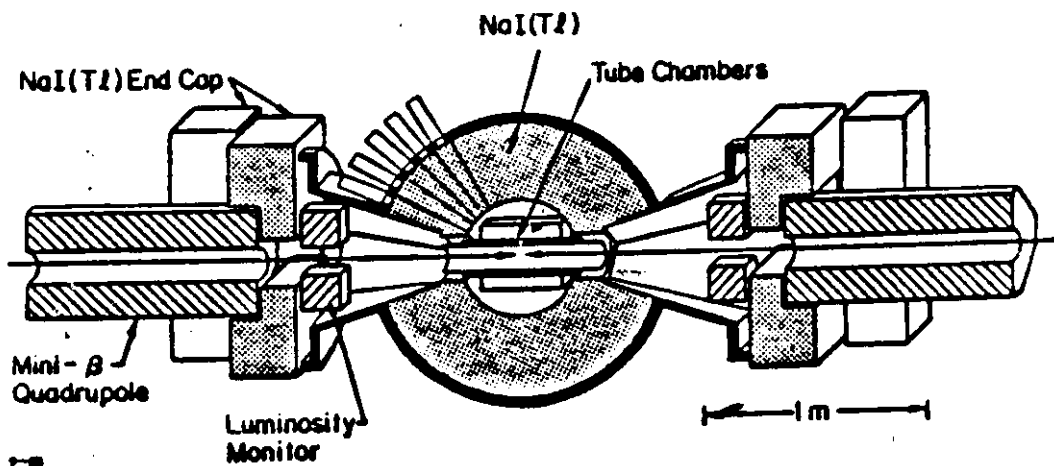


Abbildung 3.2: Crystal Ball Detektor

Bestandteile des Detektors dargestellt. Die für diese Analyse wichtigen Bestandteile werden noch näher beschrieben. Die aus 672 NaJ(Tl)-Kristallen zusammengesetzte, etwa 4 Tonnen schwere Kugel dient als Energiedetektor. Im sphärischen Hohlraum der Kugel machen 4 Proportionalkammern die Erkennung geladener Teilchen möglich. Das Strahlrohr wird in einem Tunnel durch die Kugelmitte geführt. Damit auch in den Tunnelregionen Teilchen nachgewiesen werden können, wurden Endkappen installiert, die aus jeweils 20 NaJ(Tl)-Kristallen bestehen. Allerdings führt eine



verhältnismäßig große Schwankung der Dicke des aktiven Materials und als besonders groß anzunehmende Strahlenschäden durch Untergrundstrahlung dazu, daß die Endkappen nicht zur Energiemessung sondern lediglich zur Diskriminierung von Untergrundereignissen verwendet werden.

Unter kleinen Winkeln zur Strahlachse sind 4 Luminositätsmonitore zur Detektierung von Bhabhaereignissen angebracht.

Zwei Minibetamagnete (Quadrupolmagnete, die eigentlich Bestandteil des Speicherrings sind), sorgen für eine besonders gute Fokussierung des Strahls auf den Wechselwirkungspunkt.

Nicht sichtbar auf Bild 3.2 sind die auf dem Dach des Trockenhauses, das den Detektor umschließt, angebrachten Flugzeitähler. Dabei handelt es sich um Szintillationszähler zur Identifizierung kosmischer Strahlen.

Eine tiefere Detektorbeschreibung geben [GAIS82] und [PRIN85].

### 3.2.1 Energiedetektor

Der Energiedetektor hat die Gestalt einer segmentierten Kugelschale mit einem inneren Radius von ca. 25 cm und einem äußeren Radius von ca. 66 cm. Erreicht wird diese Gestalt durch eine ikosaedrische Grundstruktur, deren 20 Flächen 'major triangles' genannt werden (s. Bild 3.3). Die major triangles sind in 4 'minor triangles' unterteilt, wobei jedes minor triangle wiederum aus 9 Kristallen zusammengesetzt ist. Die 672 optisch isolierten Einkristalle haben die Form eines Pyramidenstumpfes mit dreieckiger Grundfläche; die Anzahl 672 erhält man, wenn man die für das Strahlrohr ausgesparten 48 Kristalle von den sich eigentlich ergebenden 720 abzieht. Dennoch decken die Kristalle 94% des vollen Raumwinkels von  $4\pi$  ab. Fixiert werden die Kristalle in 2 Halbkugeln durch einen Metallmantel, in dem an jedem Kristall eine Öffnung den Austritt der durch Photomultiplier gemessenen Lichtmenge gestattet. Um den Energiedetektor vor Strahlenschäden zu schützen, werden bei jeder Injektion (bei der die Strahlenbelastung üblicherweise besonders hoch ist), die beiden Hemisphären auseinandergefahren und der Wechselwirkungspunkt von einem Bleischild eingeschlossen. Bei längeren Pausen oder Maschinenstudien wird um den Wechselwirkungspunkt sogar eine Mauer aus Bleiziegeln errich-

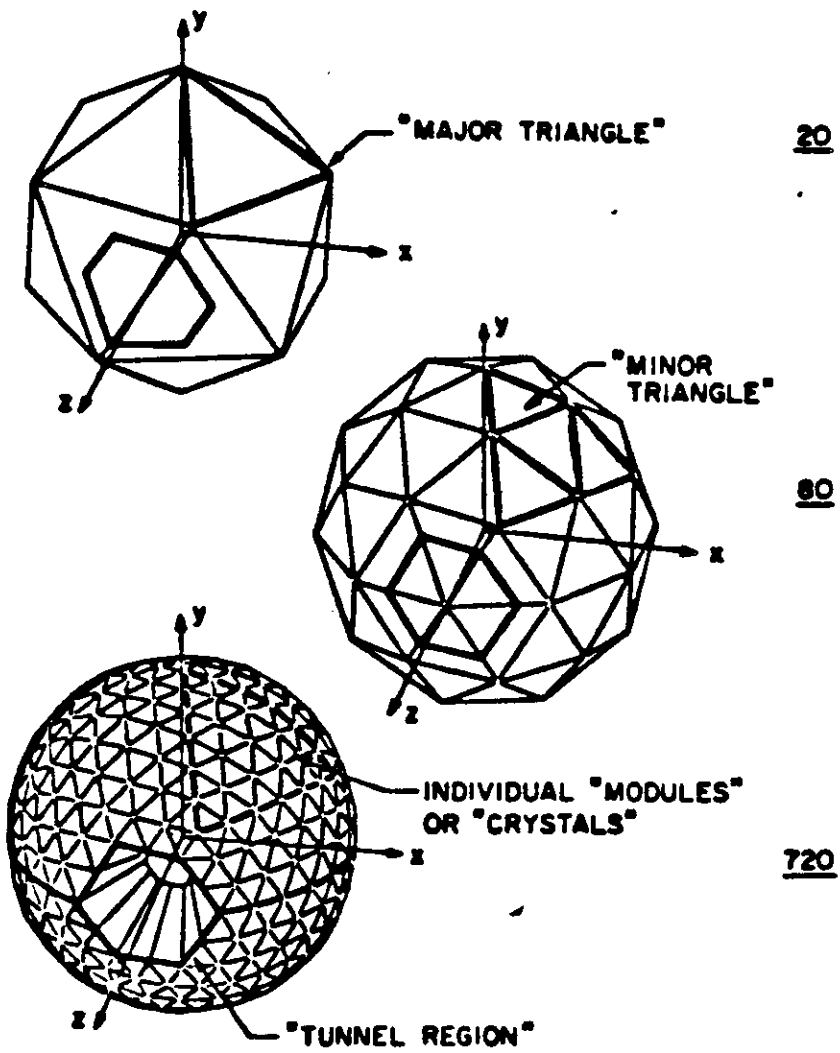


Abbildung 3.3: Geometrie des Crystal Ball Detektors

tet. Außerdem ist um den Ball ein dichtes Trockenhaus errichtet worden, daß das sehr hygroskopische, thalliumdotierte Natriumjodid durch ständige Trocknung vor irreparablen Schäden bewahrt.

Das rechtshändige Koordinatensystem des Crystal Balls wird festgelegt durch x- und z-Achse; die z-Achse wird dabei durch die Positronenflugrichtung angegeben, die x-Achse weist zum Mittelpunkt des Speicherrings. Wie üblich werden der Polarwinkel mit  $\theta$  und der Azimutalwinkel mit  $\phi$  bezeichnet. Die hohe Segmentierung des Crystal Ball gewährleistet eine entsprechend hohe Ortsauflösung. Um die  $\theta$ -Auflösung abzuschätzen, werden die  $180^\circ$  durch die halbe Anzahl der Äquatorkristalle (30) dividiert; man erhält so  $\Delta\theta = 6^\circ$ . Erstreckt sich ein von einem Photon oder Elektron ausgelöster Schauer über mehrere Kristalle, so kann man durch Kenntnis der Schauerform sogar eine Auflösung von  $2^\circ$  erreichen. Bei festem Winkel  $\theta$  ist die Anzahl der Kristalle in der Projektion auf die x-y-Ebene proportional zu  $1/\sin\theta$ . Daraus errechnet man die  $\phi$ -Auflösung; sie schwankt zwischen  $12^\circ$  und  $6^\circ$ .

Bei einer Länge von ungefähr 40 cm besitzen die Kristalle für elektromagnetisch schauernde Teilchen  $15,7$  Strahlungslängen, wobei die Energie eines schauernden Teilchen bei einer Strahlungslänge auf den  $1/e$ -ten Teil abfällt; d. h. schauernde Teilchen lassen praktisch ihre gesamte Energie in den Kristallen des Balls.

Anders verhält sich dies bei Teilchen, die aufgrund ihrer hohen Masse nicht mehr in der Lage sind, elektromagnetisch zu schauern, sondern nur noch minimal ionisieren. Außerdem können diese Teilchen mit den Kernen des Detektormaterials wechselwirken (hadronisch Schauern). Die hierbei wichtige Absorptionslänge beträgt beim vorliegenden Detektor etwa  $1$ , d. h. die Wahrscheinlichkeit für einen hadronischen Schauer ist  $67\%$ . Geladene Teilchen, die nicht hadronisch wechselwirken, geben ihre Energie durch minimale Ionisation ab. Die Energieabgabe folgt dabei einer Landauverteilung mit einem Maximum bei  $210$  MeV.

### 3.2.2 Innendetektor

In der inneren Hohlkugel des Energiedetektors befinden sich 4 Proportionalkammern zur Detektierung geladener Teilchen. Die mit einem Gasgemisch von  $Ar/CO_2/CH_4$  gefüllten Kammern bestehen aus je zwei Doppellagen von Anodendrähten, die an beiden Enden ausgelesen werden können. Tritt ein Teilchen durch die Gasatmosphäre einer Kammer, so ionisiert es zunächst einige Gasmoleküle. Durch die große Zunahme der Feldstärke in der Nähe der Anodendrähte kommt es zur Gasverstärkung, sodaß meßbare Strompulse in beide Richtungen des Anodendrahtes fließen und schließlich an den Enden gemessen werden. Durch Vergleich der beiden Ladungsmengen wird die z-Position des 'hits' bestimmt, wobei eine Auflösung von  $\Delta z \approx 1\text{cm}$  erreicht wird. Diese Auflösung entspricht je nach Drahtlänge

Kammer N	Anzahl der Drähte	Länge der Drähte (cm)	Konversions- wahrschein- lichkeit nach Kammer N (%)
1	2 · 64	65	2.8
2	2 · 76	50	4.1
3	2 · 112	40	5.7
4	2 · 148	37	7.2

Table 3.2: Eigenschaften des Innendetektors

(siehe Tabelle 3.2) etwa 1-2%. Die  $\phi$ -Auflösung ist durch die Anzahl der Drähte festgelegt und wird mit 50 mrad angegeben. Tabelle 3.2 faßt die wichtigsten Eigenschaften des Innendetektors zusammen.

Wegen der begrenzten Länge der Kammern muß bei der Analyse darauf geachtet werden, daß der Innendetektor nur ungefähr 75% von  $4\pi$  abdeckt. Für die Suche nach Photonen spielen außerdem zwei weitere Größen eine Rolle:

- die Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammern (=die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein geladenes Teilchen auch als geladen erkannt wird).

Bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit von etwa 0.9 pro Kammer ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein geladenes Teilchen wenigstens einen Hit in einer der vier Kammern bewirkt, nahezu 1.

- die Konversionswahrscheinlichkeit (=die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Photon auf seinem Weg durch Strahlrohr und Kammern in ein  $e^+e^-$ -Paar konvertiert). Diese mit der Näherungsformel 8.24 errechneten Werte entnimmt man der Tabelle 3.2.

### 3.2.3 Luminositätsmonitor

Um die Luminosität bestimmen zu können, werden beim vorliegenden Detektor die Bhabhaereignisse pro Zeit gezählt:

- Kleinwinkelbhabhastreuung (SAB). Um das starke Anwachsen des Wirkungsquerschnittes für Bhabhas zu kleinen Winkeln hin ausnützen zu können, wurden direkt oberhalb und unterhalb der Strahlachse 4 Luminositätsmonitore symmetrisch zum Wechselwirkungspunkt aufgestellt (siehe Abbildung 3.2). Ein Luminositätsmonitor besteht aus einem Szintillationszähler und zwei winkeldefinierenden Zählern. Die Szintillationszähler bestehen abwechselnd aus Bleiplatten und Szintillationsmaterial; ein Bhabha wird dadurch erkannt, daß gleichzeitig zwei gegenüberliegende Zähler angesprochen haben. Teilt man die Anzahl an gefundenen Ereignissen durch den gut bekannten QED-Wirkungsquerschnitt (integriert über die geometrische Akzeptanz der Zähler), so erhält man die Luminosität.
- Großwinkelbhabhastreuung (LAB). Hierbei werden die Bhabhaereignisse verwendet, die durch Analyseprogramme im Energiedetektor (also unter großen Winkeln) gefunden werden [KLO184]

Beim Vergleich beider Messungen findet sich gute Übereinstimmung.

### 3.2.4 Flugzeitmeßsystem (Time-of-Flight system)

Auf dem Dach des Trockenhauses (3.2 m über dem Strahlrohr) und seitlich an den Wänden (bis 0.9 m über dem Strahlrohr) sind 94 große, rechteckige



Platten aus Szintillationsmaterial zur Flugzeitbestimmung der im Detektor registrierten Teilchen angebracht (siehe Bild 3.4 ). Obwohl sie nur 50% des

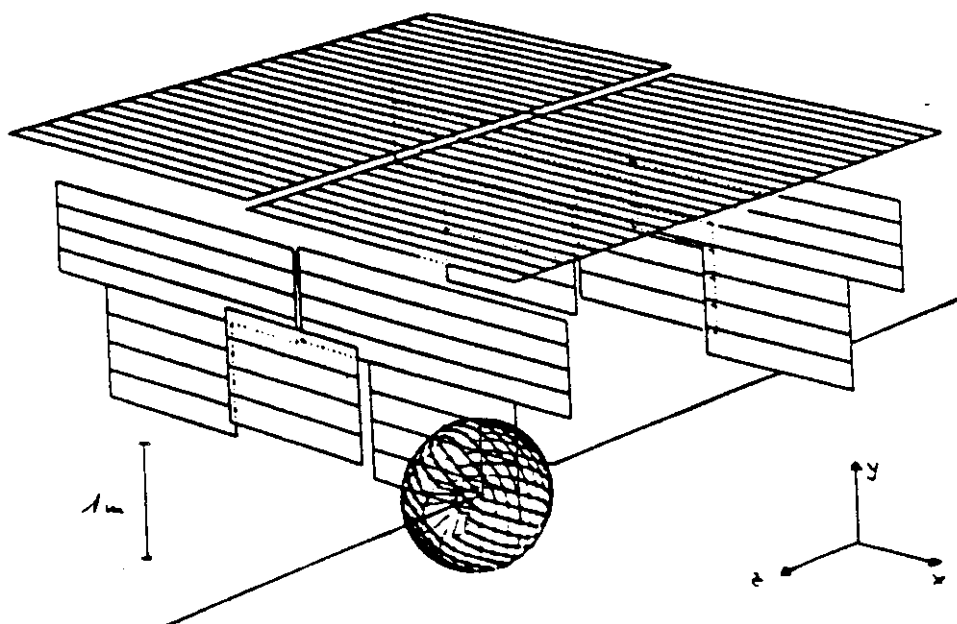


Abbildung 3.4: Flugzeitzähler über dem Detektor

Gesamtwinkels von  $2\pi$  abdecken, erfassen sie rund 80% der bevorzugt von oben kommenden kosmischen Teilchen.

An den Szintillationszählern befinden sich Photomultiplier, deren Ausgangssignale über lange Verzögerungskabel und Diskriminatoren zu den TDCs (Time-To-Digital converter) geführt werden. Die TDCs werden durch das 'hold'-signal (siehe Datenaufzeichnung) gestartet und durch das aus den Verzögerungskabeln kommende Signal gestoppt. Wird die Zeitskala so geeicht, daß vom Wechselwirkungspunkt kommende Teilchen zur Zeit  $T=0$  das Dach erreichen, so lassen sich kosmische Teilchen durch negative Zeiten erkennen.

Neben dem Flugzeitzählersystems auf dem Dach des Trockenhauses verfügt der Crystal Ball auch über ein 'Ball-timing', mit dessen Hilfe die Flugzeit der Teilchen innerhalb des Balls bestimmt wird. Das Ball-timing besteht aus zwei TDCs für den gesamten Ball und jeweils einen für die beiden Hemisphären und die 20 major triangles. Auch diese TDCs werden durch das hold-signal gestartet und durch Signale aus Verzögerungskabeln, die

von den in den Ball einschlagenden Teilchen ausgelöst werden, gestoppt.  
Hierbei wird die Zeitskala so geeicht, daß Bhabhas zur Zeit  $T=0$  den Ball  
erreichen.

# Kapitel 4

## Datenaufzeichnung und Standardanalyse

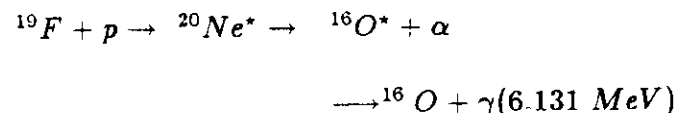
### 4.1 Datenaufzeichnung

Die wichtigen aufzuzeichnenden Größen am Experiment sind die Strompulse der Photomultiplier. Diese Impulse sind proportional zur Lichtmenge die aus den Kristallen tritt, welche wiederum proportional zur deponierten Energie ist.

#### Energiekalibration und Energiekorrektur

Kalibriert wird die Energiemessung etwa alle zwei Wochen mit drei verschiedenen Energien.

- einen niederen Energiepunkt erhält man durch 0.66 MeV Photonen aus einer radioaktiven  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle.
- die sogenannte Van-de-Graaff-Kalibration verwendet Photonen der Energie  $E_\gamma=6.13$  MeV, die von dem angeregten  $^{16}\text{O}^*$  aus der Reaktion



stammen. Die zur Reaktion benötigten 340 keV-Protonen werden durch einen Van-de-Graaff-Generator beschleunigt.



- einen hochenergetischen Kalibrationspunkt gewinnt man durch die Bhabhas, da deren Energie der bekannten Strahlenergie von DORIS entspricht.

Zunächst werden die Energiewerte bestimmt, die gemessen werden ohne daß überhaupt ein Signal vorhanden ist. Danach wird durch einen iterativen Prozess die Steigung der Eichkurve im niederenergetischen Bereich mittels der 6.13 MeV Photonen bestimmt; als Startwert für diese Iteration wird die Eichung durch die 0.66 MeV Photonen aus der Cäsiumquelle verwendet. Schließlich wird die Eichkurve durch den hochenergetischen Bhabhapunkt fertiggestellt. Einzelheiten der Energiekalibration finden sich in [MASC84]. Trotz dieser Kalibration zeigen die Verteilungen der invarianten  $\gamma\gamma$ -Massen, daß die Massen des  $\pi^0$  und  $\eta$  systematisch zu tief liegen. Dasselbe Verhalten zeigt auch die aus  $\Upsilon(2S) \rightarrow \pi^0\pi^0\Upsilon(1S)$  Ereignissen bestimmte Massendifferenz  $\Upsilon(2S) - \Upsilon(1S)$  auf. Dies wird als Folge eines nicht streng linearen Verhaltens der Eichkurve gedeutet. Zur Korrektur dieses Effektes wird die lineare Eichkurve durch

$$E_{real} = \left( 1 + A \cdot \left( \ln \frac{E_{Strahl}}{E_{gemessen}} \right)^B \right) \cdot E_{gemessen} \quad (4.13)$$

- $A = 0,033 \pm 0,001 \pm 0,003$

- $B = 0,33 \pm 0,02 \pm 0,06$

ersetzt [GLA86].

### Triggersystem und Datenaufzeichnung

Die von der im Ball deponierten Energie ausgelösten Strompulse laden Kondensatoren in sogenannten 'Integrate-and-hold-modules' auf. Um den Untergrund (herrührend von Wechselwirkungen zwischen Strahl und Restgas oder Strahl und Strahlrohr) reduzieren zu können, entscheidet eine sehr schnell arbeitende, festverdrahtete Triggerlogik, ob ein Ereignis aufgezeichnet werden soll. Triggerbedingungen sind z. B. eine minimale Energiesumme im Ball oder Energieverteilung im räumlichen Gleichgewicht (Im-

pulserhaltung). Falls das Ereignis aufzeichnungswürdig ist, gibt die Triggerlogik ein 'hold'-Signal an die Integrate-and-holds, um die natürliche Entladung der Kondensatoren zu stoppen. Gleichzeitig startet das hold-Signal die TDCs. Nun werden die Ladungsmengen von einem 13-bit ADC (Analog-to-Digital-Converter mit 8192 Kanälen) digitalisiert, von einem Onlinerechner (PDP 11/55) ausgelesen und auf Platte gespeichert. Ein vollständiger Aufzeichnungszyklus dauert 35-50 ms. Von der Platte erfolgt ein kontinuierlicher Datentransfer zur IBM-Großrechenanlage. Außerdem dient der Onlinerechner zur ständigen Überwachung und Steuerung des Experiments. So stellt er etwa dem Experimentator permanent eine Reihe wichtiger Informationen zur Verfügung, z. B. Meldungen, falls etwa bestimmte Hochspannungen außerhalb vorgegebener Toleranzintervalle liegen, oder bildliche Darstellungen bestimmter Ereignisse. Am Ende eines jeden Runs gibt er eine Zusammenfassung aktueller Werte wie vorläufige Luminosität oder Anzahl der Ereignisse.

Hat die IBM etwa 50000-100000 Ereignisse auf Platte gesammelt, werden sie von einem 'Dumpjob' auf Band geschrieben. Zusätzlich erstellen vom Dumpjob ausgelöste Programme eine kleine Dokumentation der geschriebenen Daten und führen bereits an dieser Stelle einige wichtige Analysen durch, z. B. die zu Kalibrationszwecken nötige Selektion von Bhabhas. Eine graphische Darstellung des Datenflusses ist auf Bild 4.1 zu sehen.

## 4.2 Standardanalyse

Nachdem nun für jedes Ereignis Grunddaten wie die ADC-Werte der einzelnen Kristalle, Pulshöhen der Driftkammern oder TDC-Werte auf Band stehen, könnte der Experimentator bereits mit der Analyse beginnen. Um die weitere Analyse jedoch (erheblich) zu erleichtern, werden die Daten vorher noch 'produziert', d. h. es werden in einer Standardanalyse von jedem Datenbenutzer benötigte allgemeine Analyseschritte ausgeführt, die bereits ein ziemlich geschlossenes Bild des Ereignisses liefern [GAIS82],[OREG80].

### 1. ENERGY-Step:

In diesem ersten Analyseschritt werden den ADC-Werten der Kri-

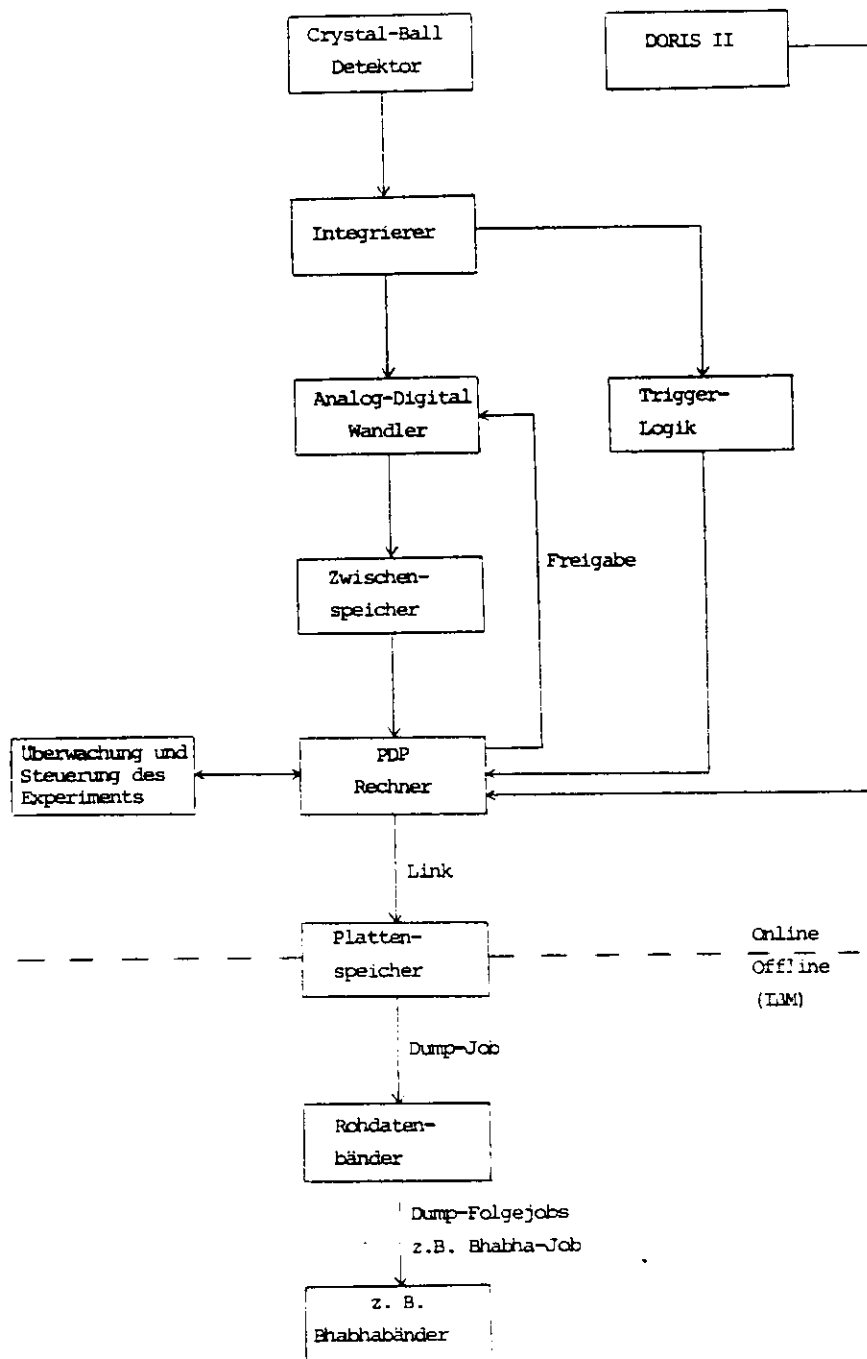


Abbildung 4.1: Datenfluß

stalle durch Multiplikation mit Kalibrationskonstanten Energien zugeordnet.

## 2. CONREG-Step:

In diesem Schritt werden Kristalle, die durch wenigstens eine Ecke aneinandergrenzen und deren Energieinhalt 10 MeV übersteigt, zusammengefasst. Ein solcher Energiecluster wird 'Connected Region' genannt.

## 3. BUMPS-Step:

Um die Anzahl der Teilchen innerhalb einer Connected Region herauszufinden, werden in diesem Schritt die Maxima lokaler Energiedepositionen aufgesucht; diese bezeichnet man als 'Bumps'. Dazu wird zunächst der energiereichste Kristall der gesamten Connected Region bestimmt und versucht, die Energie in den anderen Kristallen als Schauerfluktuationen jenes 'Bumps' zu erklären. Bleiben Kristalle übrig, so wird unter diesen wiederum der mit maximalem Energieinhalt aufgesucht, usw.. Dieses Verfahren wird solange wiederholt, bis sämtliche Kristalle einer Connected Region als Schauerkristalle einer Anzahl von Bumps interpretiert werden können.

## 4. CHGTKS-Step:

Hier wird in zwei verschiedenen Verfahren die Information der Tube chambers dazu verwendet, die Hits in den Kammern den Spuren geladener Teilchen zuzuordnen. Dazu gibt es zwei Verfahren: 'Tracking' und 'Tagging'.

Beim Tracking werden Hits oberhalb einer gewissen Schwelle zu Spuren unter der Bedingung kombiniert, daß der sich aus ihr ergebende z-Vertex der Spur in einem gewissen Fenster um den Wechselwirkungspunkt liegt. Anschließend werden die Spuren noch in 'correlated-' und 'uncorrelated Tracks' eingeteilt, je nachdem ob sich in einem schmalen Winkelbereich um die Spur ein Bump finden läßt oder nicht.

Beim Tagging wird eine Verbindungsgerade zwischen z-Vertex=0 und den Bumps gebildet und dann überprüft, ob sich in einem Winkelfenster um diese Gerade ein Hit befindet.

Hat eine der beiden Methoden Erfolg bei ihrer Suche, so wird das Bumpmodule von der Standardanalyse als zu einer geladenen Spur gehörig bezeichnet. Wie sich jedoch bei der Suche nach neutralen Teilchen (Photonen) zeigt, sind viele der von der Standardanalyse als neutral bezeichneten Teilchen tatsächlich geladen und erzeugen wegen ihrer Eigenschaft, minimal zu ionisieren, einen Peak bei 210 MeV ('Punchthrough'). Deshalb wird in der vorliegenden Untersuchung auf die Standardinformationen verzichtet und stattdessen mit der Routine CONTAG eine 'charged-probability', d. h. die Wahrscheinlichkeit für den geladenen Charakter eines Bumpmodules errechnet (siehe Photoselektion).

5. ESORT-Step:

Die Routine ESORT bestimmt die Energieverteilung eines neutralen Schauers über mehrere Kristalle hinweg und vergleicht sie mit der theoretisch erwarteten Schauerfunktion. Das Bumpmodule wird in 16 'Submodules' geteilt und durch Minimierung des Abstandes zwischen experimentell ermittelter und erwarteter Schauerfunktion das Submodule mit maximaler Energiedeposition als Zentrum des Schauers errechnet. Auf diese Weise erreicht Crystal Ball Winkelauflösungen von  $\sigma=30-50$  mrad [GAIS82].

6. TFANAL-Step:

In diesem letzten Schritt werden die Informationen des Time of Flight Systems verwendet. Errechnet werden die Position der Hits in den Flugzeitählern und Zeit zwischen Aufeinandertreffen der Elektronen- und Positronenbunche und Einschlag im Flugzeitähler.

# Kapitel 5

## Hadronenselektion

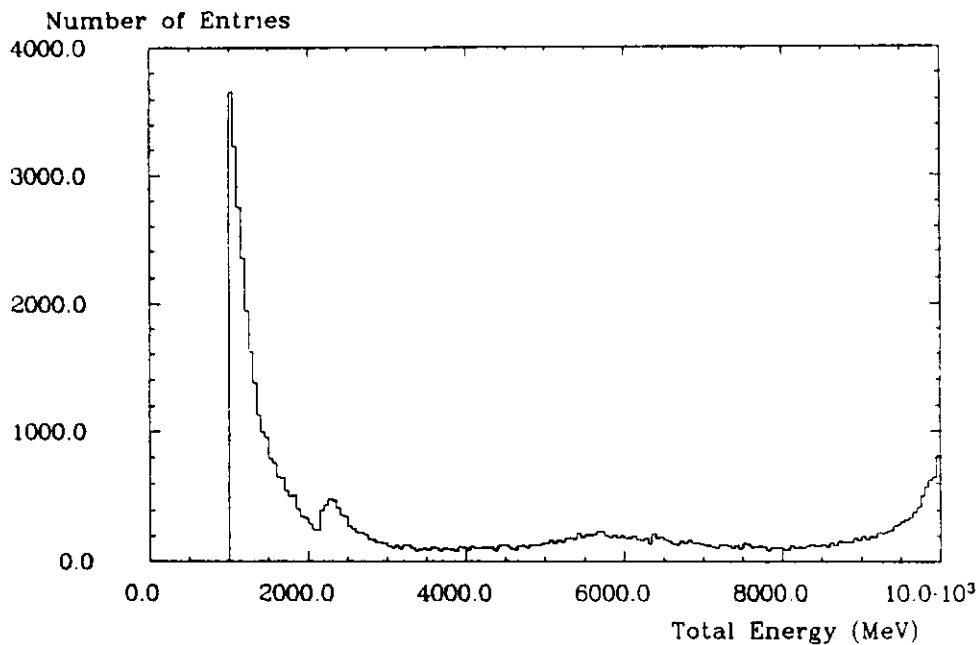
### 5.1 Selektion der Hadronen

In der vorliegenden Arbeit wurden  $\Upsilon(4S)$ -Daten verwendet, die 1984 und 1985 genommen wurden. Außerdem wurde zur Überprüfung der Photonenselektion ein hadronischer  $\Upsilon(2S)$ -Datensatz verwendet. In Tabelle 5.1 sind

Verwendete Datensätze				
Resonanz	Schwerpunktsenergie (MeV)	Datum der Datennahme	Anzahl der Hadronen /1000	Luminosität ( $pb^{-1}$ )
$\Upsilon(2S)$	10023	1982	338.6	60.6
$\Upsilon(4S)$	10606	1984	61.9	18.0
$\Upsilon(4S)$	10606	1985	126.9	37.5
<i>Kontinuum</i> (4S)	10462	1985	22.8	7.9
<i>Kontinuum</i> (4S)	10490	1985	22.2	8.3

Tabelle 5.1: Zusammenstellung der verwendeten Daten

die Anzahl der Hadronen, die den Selektor passierten und die dazu korrespondierende integrierte Luminosität aufgelistet. Eine erste Reduktion der Daten erfolgt durch die Selektion der Hadronen aus der Vielzahl der Ereignisse. Betrachtet man die Häufigkeitsverteilung der beobachteten Gesamtenergien sämtlicher Ereignisse auf die während der Datennahme getriggert wurde (Abbildung 5.1), so findet man den Großteil bei ziemlich niedrigen Energien (Strahl-Strahlrohr- bzw. Strahl-Restgaswechselwirkungen)



GESAMTENERGIEVERTEILUNG

Abbildung 5.1: Häufigkeitsverteilung aller produzierten Ereignisse

und bei der Schwerpunktsenergie (Bhabhas); lediglich unter den im mittleren Energiebereich liegenden Ereignissen finden sich Hadronen. Die Stufe bei 2.2 GeV wird dadurch bewirkt, daß ab dieser Energie zusätzliche, gesamtenergieabhängige Triggerbedingungen erfüllt werden. Durch Energie-, Multiplizitäts- und Symmetriebedingungen gelingt es dem im folgenden beschriebenen Hadronenselektor, die meisten der Untergrundereignisse zu erkennen. Es verbleibt allerdings bei der  $\Upsilon(4S)$ -Analyse ein hadronischer Untergrund durch Kontinuumsprozesse. Außerdem verbleibt ein Teil der Hadronen sehr ähnlich sehenden  $\tau\tau$ -Ereignisse. Um zu testen, wieviele der Untergrundereignisse den Selektor passieren, wurde er auf 'Seperated Beam'-Daten angewendet. Bei solchen Daten, die bei sich nicht durchdringenden Elektronen- und Positronenstrahl genommen werden, wird praktisch nur noch Untergrund durch kosmische Strahlung und Strahl- Strahlrohr- bzw. Strahl-Restgas-Wechselwirkung erwartet. Aus solchen Untersuchungen ergibt sich, daß der Untergrund bis auf weniger als 3% erkannt wird. Die Selektion findet in 7 Stufen statt [HAJO83] :

1. Der Untergrund aus minimal ionisierenden Teilchen (Kosmische Strahlen und  $\mu$ -Paarereignisse) liegt meistens zwischen 180 und 500 MeV. Um ihn zu reduzieren wird verlangt, daß die totale Energie des Ereignisses 10% der Schwerpunktsenergie übersteigt.
2. Die Energie der in der Tunnelregion gelegenen Kristalle soll 50% der Gesamtenergie nicht übersteigen; die Energie in den Endkappen darf höchstens 40% der Gesamtenergie betragen.  
Durch diesen Schnitt werden viele der Strahl-Restgas- bzw. Strahl-Strahlrohrwechselwirkungen eliminiert. Da nämlich nur einer der Strahlen mit dem Strahlrohr oder mit dem Restgas wechselwirkt, haben die entstehenden Teilchen einen großen Impuls in Vorwärtsrichtung. Außerdem ist die Energiemessung in den Endkappen wegen der geringen Strahlungslänge nicht sehr verläßlich; deshalb sind Ereignisse mit zuviel Energie in den Endkappen nicht brauchbar.
3. Ebenfalls anhand dieser Eigenschaft, eine anisotrope Energieverteilung zu bewirken, kann der nachfolgende, zweidimensionale Schnitt den größten Teil der Ereignisse aus Strahl-Restgas-Wechselwirkungen erkennen. Auf der x-Achse wird hierbei der Betrag des Vektors der Energiesumme  $\vec{\beta}$  aufgetragen.

$$\vec{\beta} = \sum_n \frac{E_n \cdot \vec{r}_n}{E_{Ball}} \quad (5.14)$$

- $E_n$  Energie des n-ten Kristalls
- $\vec{r}_n$  Einheitsvektor in Richtung des n-ten Kristalls
- $E_{Ball}$  Gesamtenergie im Ball

Diese Größe gibt wieder, wie gerichtet die Energieverteilung ist. Eine isotrope Energieverteilung eines Ereignisses gibt einen Betrag des Vektors  $\vec{\beta}$  von Null; ist die ganze Energie in einem einzigen Kristall deponiert, hat der Vektor die Länge eins. Auf der y-Achse wird die Größe  $E_{trans}$  aufgetragen:

$$E_{trans} = \sum_n \frac{E_n \cdot \sin \theta_n}{\sqrt{s}} \quad (5.15)$$



- $E_{trans}$  transversale Energieprojektion
- $\theta_n$  Winkel des n-ten Kristalls zur z-Achse
- $\sqrt{s}$  Schwerpunktsenergie

$E_{trans}$  gibt die Summe der Projektionen der einzelnen Energievektoren auf die x-y-Ebene (transversal zum Strahlrohr) an. Abbildung 5.2

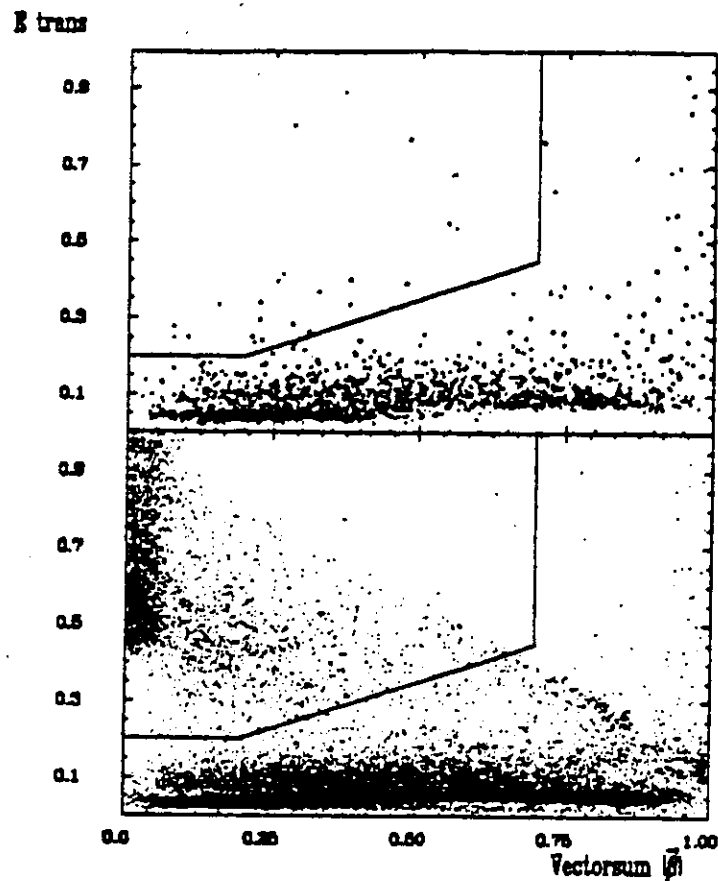


Abbildung 5.2: Schnitt auf Strahl-Strahlrohrwechselwirkungsuntergrund

zeigt die Verteilung von  $|\vec{\beta}|$  und  $E_{trans}$  zweidimensional dargestellt; der Schnitt ist eingezeichnet. Im oberen Teil, in dem Separated Beam-Daten eingetragen sind, ist der wegzuschneidende Bereich deutlich zu erkennen. Diese Einträge sammeln sich entlang der  $|\vec{\beta}|$ -Achse bei kleinen  $E_{trans}$ -Werten, da ihre Energieverteilung sowohl gerichtet sein kann, als auch in der Nähe der Strahlachse maximal ist. Ereignisse aus

Colliding Beam-Daten dagegen sammeln sich in der unteren Abbildung bei  $|\vec{\beta}|=0$  (isotrope Energieverteilung) und  $E_{trans} > 0.5$  (d. h. nicht zu viel Energie in der Nähe des Strahlrohrs). Ereignisse, die zu Einträgen oberhalb der Linie führen, überleben die Selektionsstufe.

Um auch den hochenergetischen QED-Untergrund wie Bhabhas und  $\gamma\gamma$ -Ereignisse dezimieren zu können, werden an Hadronenkandidaten die verbleibenden vier Forderungen gestellt.

4. Da Bhabhas meistens als 2-3 Connected Regions im Ball erscheinen (die selten auftretenden doppelt-radiativen Bhabhas erzeugen 4 Connected Regions), werden mehr als vier Connected Regions verlangt.
5. Um auch radiative Bhabhas weitgehend eliminieren zu können, werden mehr als drei Connected Regions mit jeweils mehr als 100 MeV gefordert.
6. Es darf höchstens eine Connected Region 80% der Strahlenergie haben; in diesem Fall soll außerdem die Gesamtenergie 75% der Schwerpunktsenergie nicht übersteigen. Bhabhas erzeugen zwar immer Connected Regions mit mehr als 80% der Strahlenergie, jedoch immer zwei, sodaß ihre Gesamtenergie ungefähr gleich der Schwerpunktsenergie ist.
7. Schließlich müssen Hadronenkandidaten mehr als drei Bumps innerhalb des Winkelbereichs  $|\cos \theta| < 0.85$  besitzen, da die Endkappen ( $|\cos \theta| > 0.85$ ) zu kleine Energiewerte vortäuschen könnten.

Nur etwa 2% aller Ereignisse passieren den Hadronenselektor. In Abbildung 5.3 ist die Energieverteilung der Hadronen wiedergegeben.

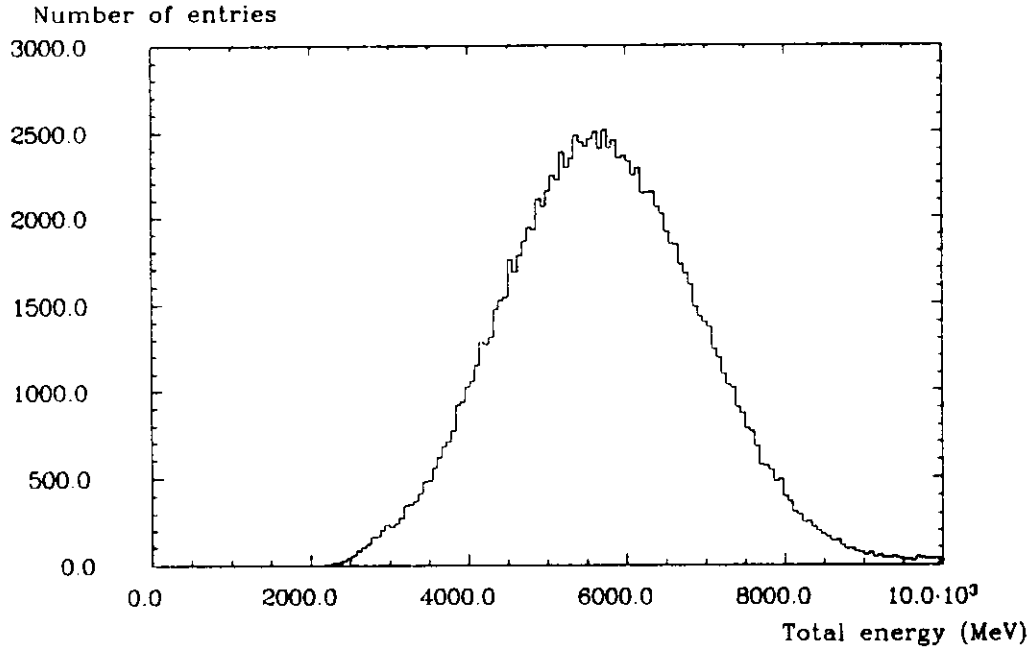


Abbildung 5.3: Gesamtenergieverteilung hadronischer Ereignisse

## 5.2 Bestimmung der Anzahl der $\Upsilon(4S)$ -Resonanzen

Ein großer Teil der bei Resonanzenergie gefundenen Hadronen  $N_{had}^{obs}$  stammt nicht aus Resonanzzerfällen sondern aus der Hadronenproduktion über den Kontinuumsprozeß. Um die Anzahl der Resonanzereignisse  $N_{res}^{obs}$  zu bestimmen, muß der Untergrundanteil von  $N_{had}^{obs}$  subtrahiert werden. Die Anzahl der Hadronen  $N_{cont}^{obs}$  wird mittels Kontinuumsdaten gefunden. Weil der Kontinuumswirkungsquerschnitt zu  $1/E^2$  proportional ist, gilt:

$$N_{res}^{obs} = N_{had}^{obs} - N_{cont}^{obs} \frac{L_{res}}{L_{cont}} \frac{E_{cont}^2}{E_{res}^2} \quad (5.16)$$

- $E_{res}$  Resonanzenergie
- $E_{cont}$  Kontinuumsenergie
- $L_{res}$  Integrierte Luminosität der Resonanzdaten
- $L_{cont}$  Integrierte Luminosität der Kontinuumsdaten

Die Anzahl der Resonanzen wurde so zu  $N_{res}^{obs} = 38200$  bestimmt. Legt man der obigen Berechnung Kontinuumsdaten, genommen bei verschiedenen Energien, zugrunde, so stellt man Abweichungen der sich ergebenden Resonanzanzahlen fest. Bestimmt man den systematische Fehler aus den Abweichungen der beiden Resonanzanzahlen von ihrem Mittelwert, so ergibt sich  $\frac{\Delta N_{res}^{obs}}{N_{res}^{obs}} = 15\%$ . Die Ursache der ungewöhnlich hohen Abweichung der beiden Resonanzanzahlen voneinander ist noch nicht geklärt und Gegenstand bereits laufender Untersuchungen.

# Kapitel 6

## Photonenselektion

### 6.1 Selektion der Photonen

Aus der Vielzahl der Zerfallsteilchen eines hadronischen Ereignisses werden die Photonen durch eine Reihe geeigneter Auswahlkriterien selektiert. Bei der vorliegenden Analyse muß ein Photonenkandidat im wesentlichen folgende Bedingungen erfüllen:

Er muß neutral sein, darf sich nicht zu nahe an einer anderen Spur befinden, muß die typische Schauerform eines Photons besitzen und sollte nicht aus dem Zerfall eines  $\pi^0$  stammen.

Um die Photonenselektion zu überprüfen, wurde das inklusive Photonenpektrum der  $\Upsilon(2S)$ -Daten reproduziert und mit dem bereits veröffentlichten Spektrum verglichen (siehe Anhang B).

Die Schnitte werden im einzelnen diskutiert.

1. Trägt man die Energien aller Teilchen in ein Histogramm ein, erkennt man eine Überhöhung bei etwa 210 MeV, die durch geladene, minimalisierende Teilchen verursacht wird ( s. Bild 6.1). Die Darstellungen der  $\gamma$ -Spektren sind mit einer logarithmischen Energieskala versehen, wobei als Binweite  $\Delta(\ln(E))=3\%$  gewählt wurde. Als 'Bins' bezeichnet man die Kanäle des Histogramms. Durch die logarithmische Darstellung wird erreicht, daß die Anzahl an Bins innerhalb der Breite der Energieauflösung nur noch schwach energieabhängig ist. Die Erkennung geladener Teilchen ist eine der wichtigsten Aufgaben der Analyse. Deshalb wird wie bereits erwähnt statt der Information der

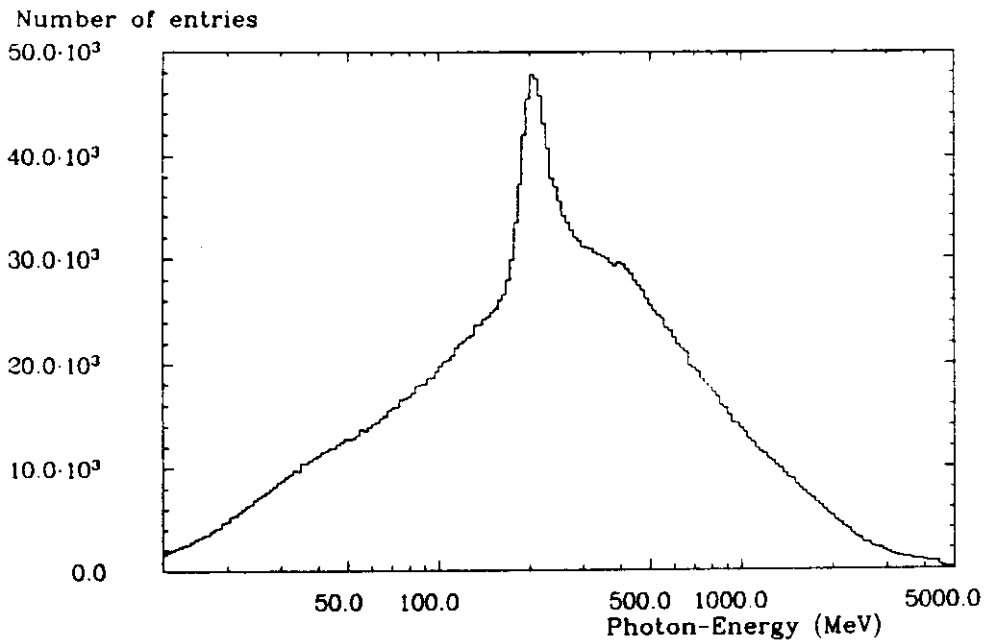


Abbildung 6.1: Spektrum aller Spuren

Standardanalyse in dieser Arbeit ein besonderer Algorithmus (CONTAG) verwendet um möglichst viele geladene Teilchen zu erkennen. Weil geladene Teilchen nur aufgrund der Kammerinformationen erkannt werden, muß zusätzlich verlangt werden, daß sich die Photonen in dem von den Kammern abgedeckten Winkel ( $|\cos \theta| < 0.75$ ) befinden. Das Programm CONTAG bestimmt zunächst eine Verbindungsgerade zwischen einem Bumpmodule und dem zu Null angenommenen Vertex des Ereignisses. Danach wird zu jedem Hit in den Kammern der kürzeste Abstand zur Verbindungsgeraden bestimmt und daraus eine  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit errechnet. Die totale Wahrscheinlichkeit dafür, ob der Bump von einem geladenen Teilchen stammt, wird gegeben durch das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten, umgerechnet in einen Confidence Level; sie wird als Charge Probability bezeichnet. Gibt also CONTAG für ein bestimmtes Bumpmodule den Wert Null, so wird dieses Teilchen als höchstwahrscheinlich neutral angenommen. Ist die Charge Probability Eins, so wird dieses Teilchen in der weiteren Analyse als höchstwahrscheinlich geladenes Teilchen angesehen. In Bild 6.2 ist die Charge Probability-Verteilung aller Spu-

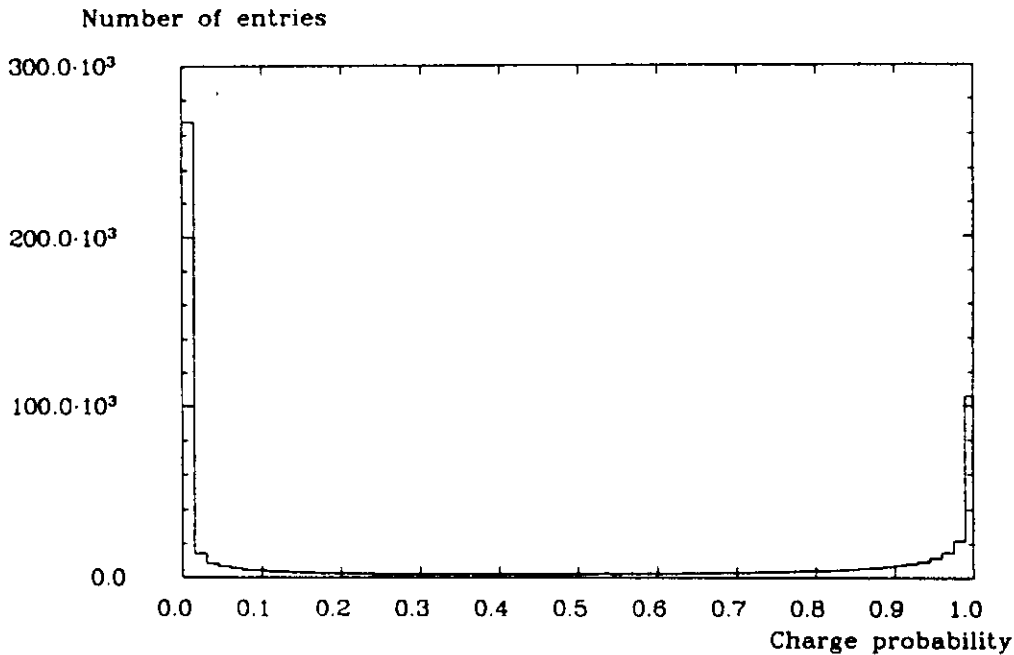


Abbildung 6.2: Charge Probability der Bumps aller Spuren

ren wiedergegeben; deutlich erkennt man den Anstieg bei Null bzw. Eins. Um zu entscheiden, unterhalb welchen Wertes im wesentlichen nur noch neutrale Teilchen gefunden werden, wird die Entwicklung des Anteils an minimalionisierenden Teilchen ('Punchthrough-Peak') in inklusiven Photonenspektren, deren Einträge innerhalb gewisser Charge-Probability-Fenster liegen, beobachtet. Aus solchen Untersuchungen ergab sich für neutrale Spuren eine obere Grenze der Charge Probability von 2%. Der Vergleich von Abbildung 6.1 und Abbildung 6.3 zeigt die Wirkung eines solchen Schnittes. Da jedoch immer noch ein sichtbarer Punchthrough übrigbleibt, verwendet man zusätzlich die Charge Probability einer Connected Region. Diese Größe gibt die Wahrscheinlichkeit einer Connected Region an, geladen zu sein und wird analog zur Charge Probability eines Bumps von CONTAG ermittelt. Wird verlangt, daß auch die Charge Probability einer Connected Region 2% nicht übersteigt, so erhält man Spektrum 6.4. Um die Wirkung beider Schnitte zu illustrieren, wurden in Bild 6.5 das ursprüngliche Spektrum, das nach dem Schnitt übrigbleibende und das Differenzspektrum (schraffiert) eingetragen. Dividiert man das Spek-

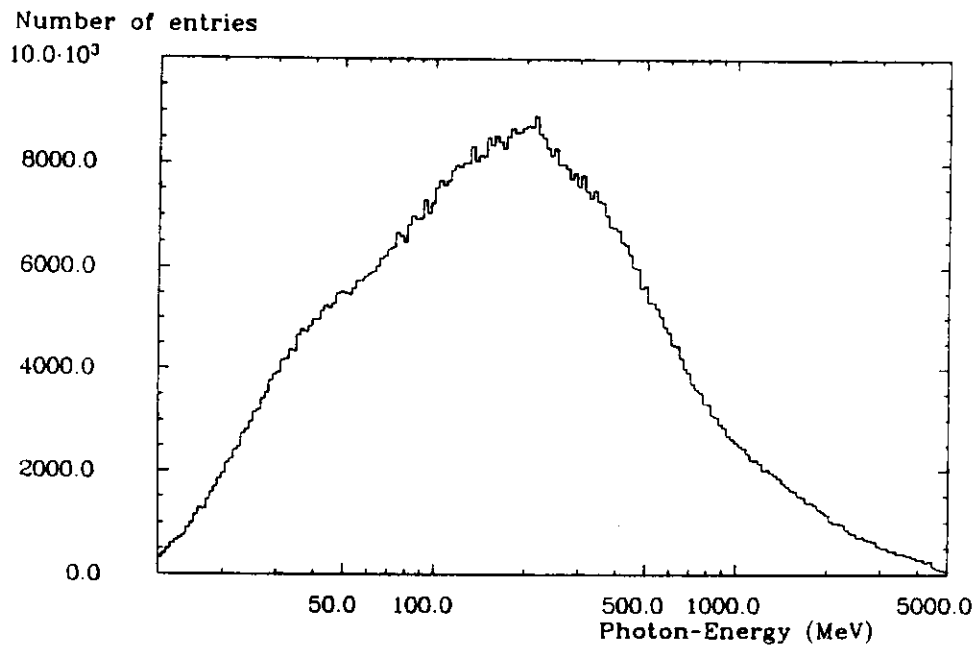


Abbildung 6.3: Charge Probability der Bumps kleiner 2%

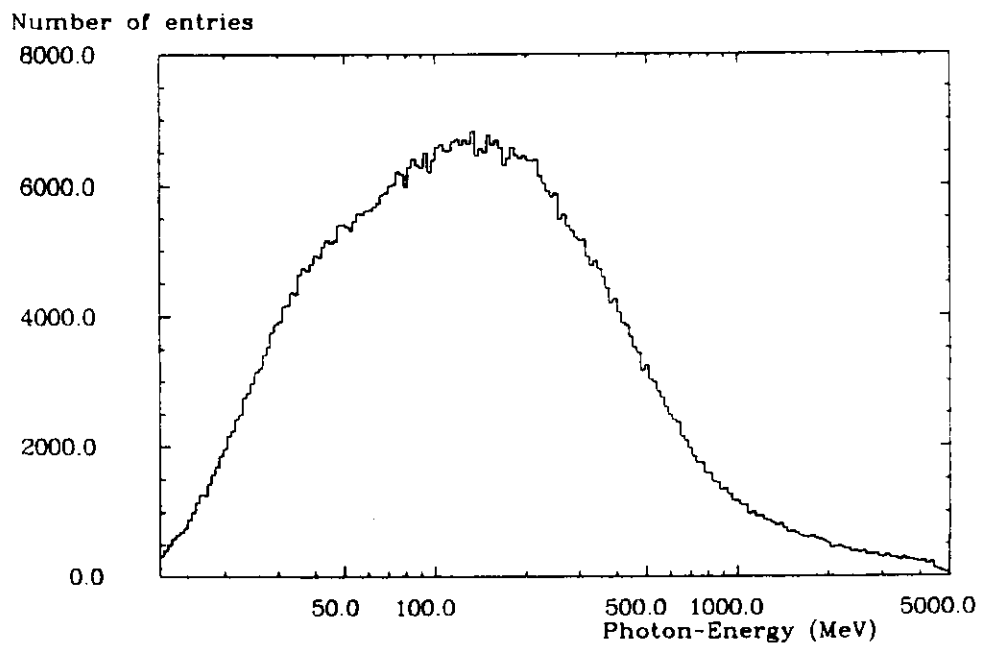


Abbildung 6.4: Charge Probability der Connected Region kleiner 2%



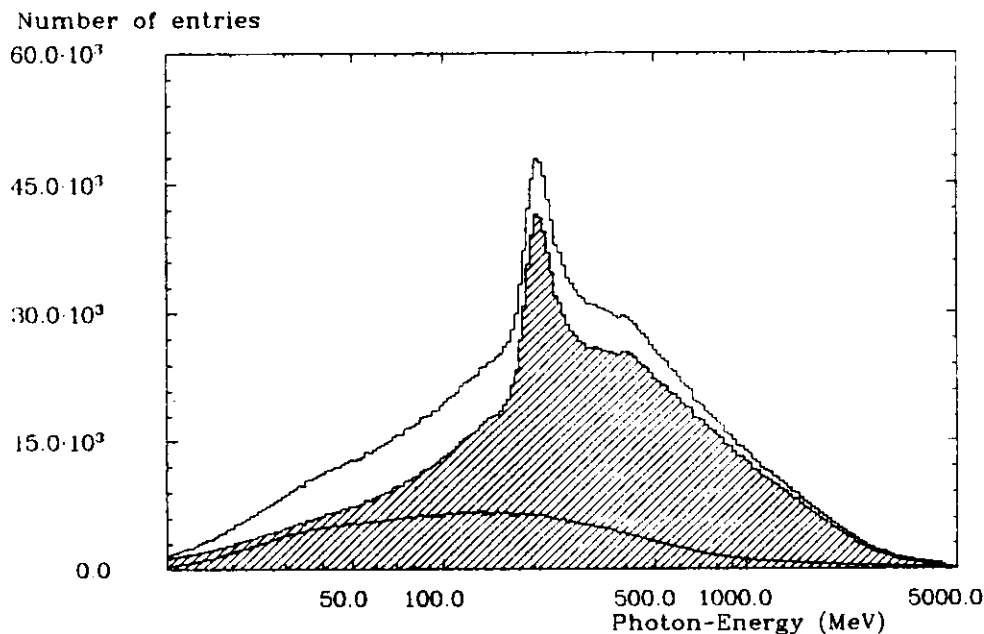


Abbildung 6.5: Wirkung der Neutralitätsbedingung

trum nach dem Schnitt durch das vor dem Schnitt, erhält man eine Transmissionskurve 6.6 ; deutlich sieht man in diesem Bild das Absinken der Transmissionseffizienz bei etwa 210 MeV; d. h. geladene Teilchen werden bevorzugt unterdrückt.

2. Ein wichtiges Kriterium zur Unterscheidung zwischen Photonen und dem unerwünschten Untergrund von hadronisch schauernden oder geladenen Teilchen ist die Gestalt der Energiedeposition. Dazu wird der Energieinhalt des Bumpmodules und einer gewissen Anzahl von symmetrisch um das Bumpmodule herum angeordneten Kristallen zusammengezählt; es wird z. B. die Summe des Bumpmodules und der drei angrenzenden Nachbarkristalle ('E4') oder die Summe des Bumpmodules und seiner 12 nächsten Nachbarkristalle ('E13') gebildet (siehe Abbildung 6.7). Durch Division der verschiedenen Summen kann man Aussagen über die Schauerform gewinnen und daraus auf den ihn verursachenden Teilchentyp schließen. Geschnitten wird auf die Verhältnisse  $E1/E4$  und  $E4/E13$  dieser Größen ('Pattern Cut'). Es zeigt sich, daß geladene Teilchen ihre Energie üblicherweise in ein bis zwei Kristallen abgeben (Bild 6.8), während Photonen eine gleichmäßigere

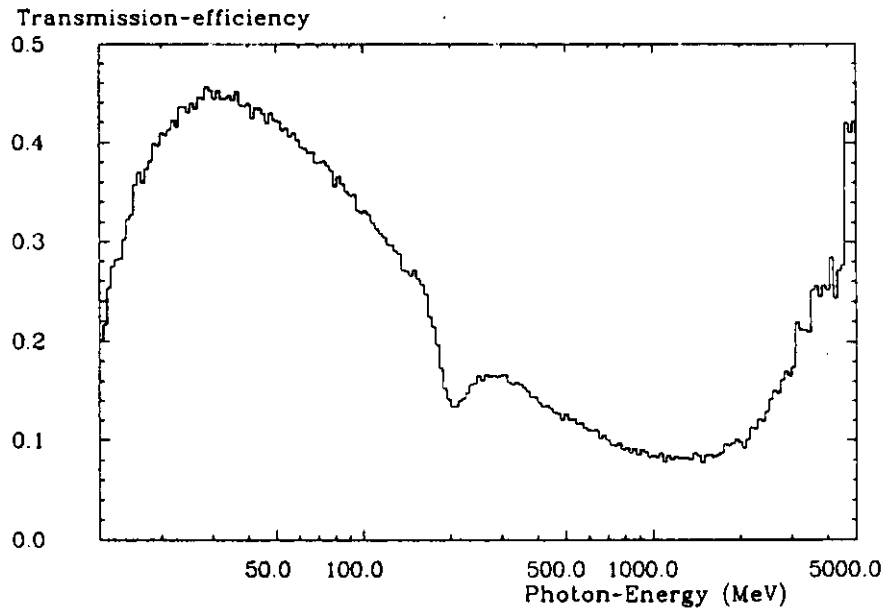


Abbildung 6.6: Transmissionsefficiency des Neutralitätsschnittes

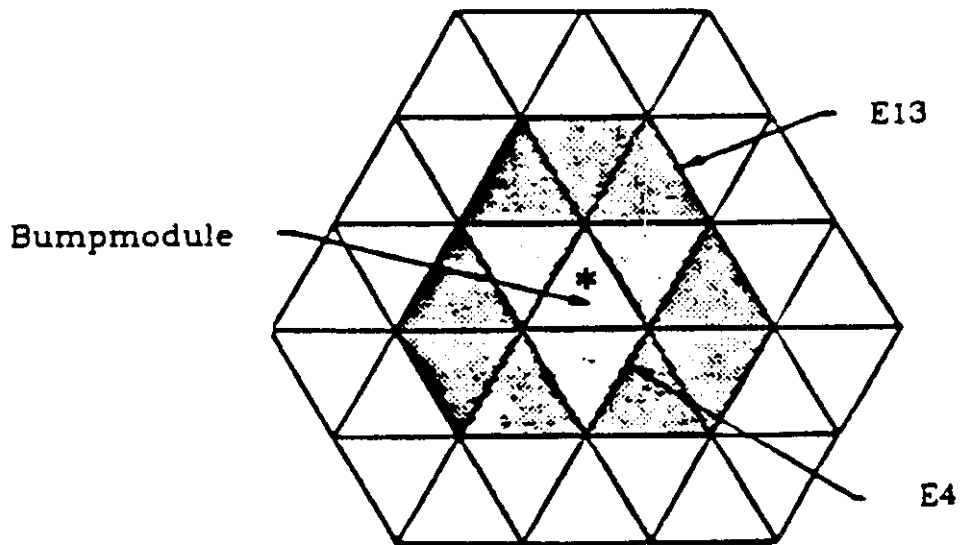


Abbildung 6.7: Summation der Energien der Kristalle zu E1, E4 und E13

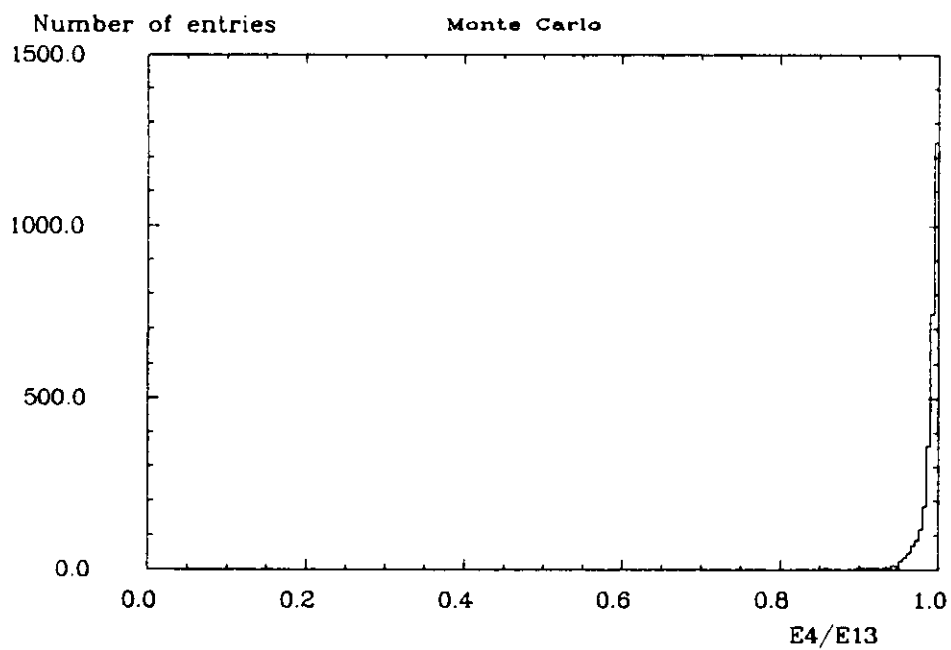
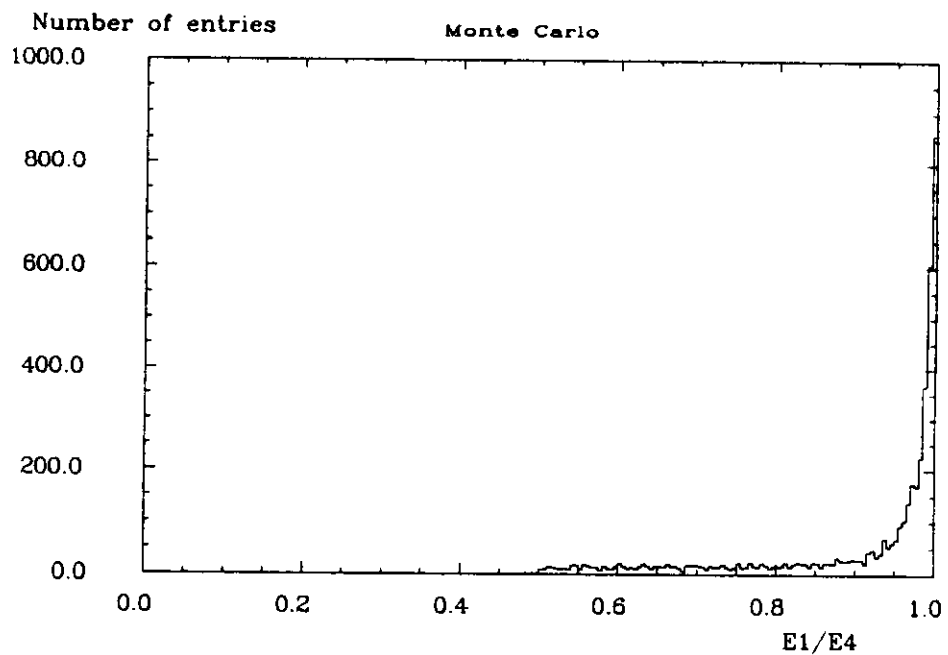


Abbildung 6.8: Muonen-Pattern. Oben: E1/E4 Unten: E4/E13

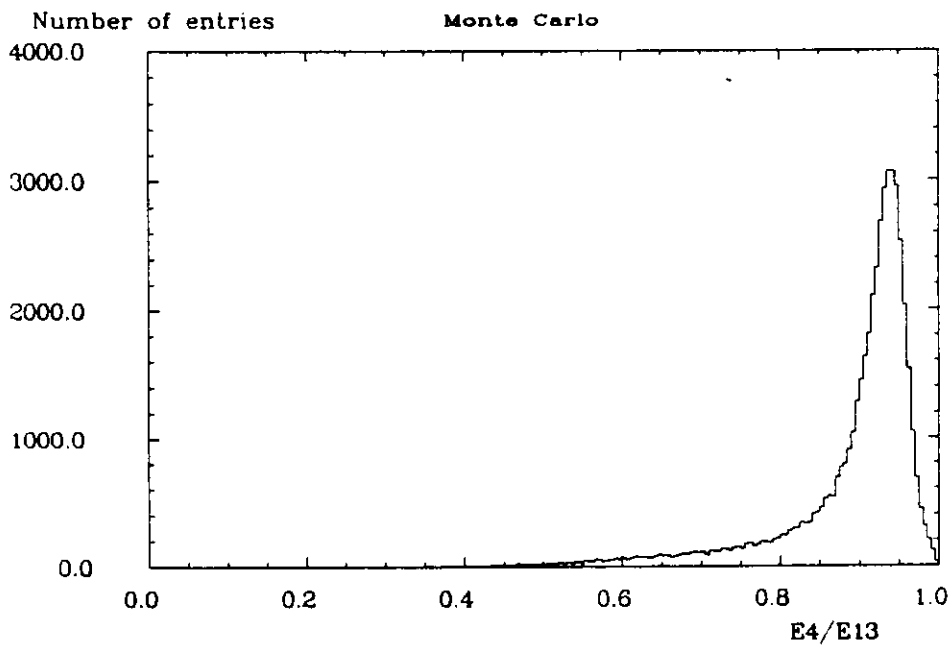
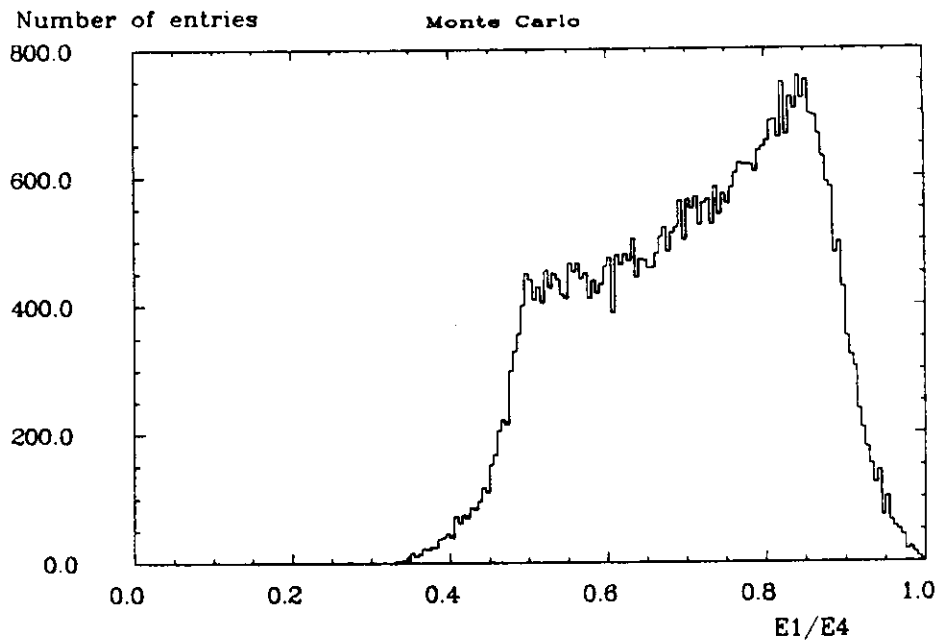


Abbildung 6.9: Photonen-Pattern. Oben:  $E1/E4$  Unten:  $E4/E13$

Energieverteilung über einen größeren Bereich bewirken ;  $E1/E4$  und  $E4/E13$  von Monte Carlo Photonen und Monte Carlo Muonen sind in den Abbildungen 6.8 und 6.9 dargestellt. Aus solchen Untersuchungen wurde der für diese Analyse verwendete Schnitt:

$$0.45 < \frac{E1}{E4} < 0.95 \quad (6.17)$$

$$0.75 < \frac{E4}{E13} < 0.985 \quad (6.18)$$

ermittelt (siehe auch [OFFL83]). Neben den Teilchen mit räumlich sehr konzentrierter Energieabgabe werden vor allem auch Teilchen mit unsymmetrischen Pattern erkannt. Es handelt sich dabei um hadronisch schauernde Teilchen und Photonen, die aus dem Zerfall eines hochenergetischen  $\pi^0$ -Mesons stammen; da diese zwei Zerfallsphotonen bei schnellem  $\pi^0$  einen sehr geringen Zwischenwinkel einschließen, können sie oft nicht mehr als zwei Teilchen aufgelöst werden und erscheinen deshalb als ein neutrales Teilchen, aber eben mit unsymmetrischem Pattern. Der Effekt den beide beschriebenen

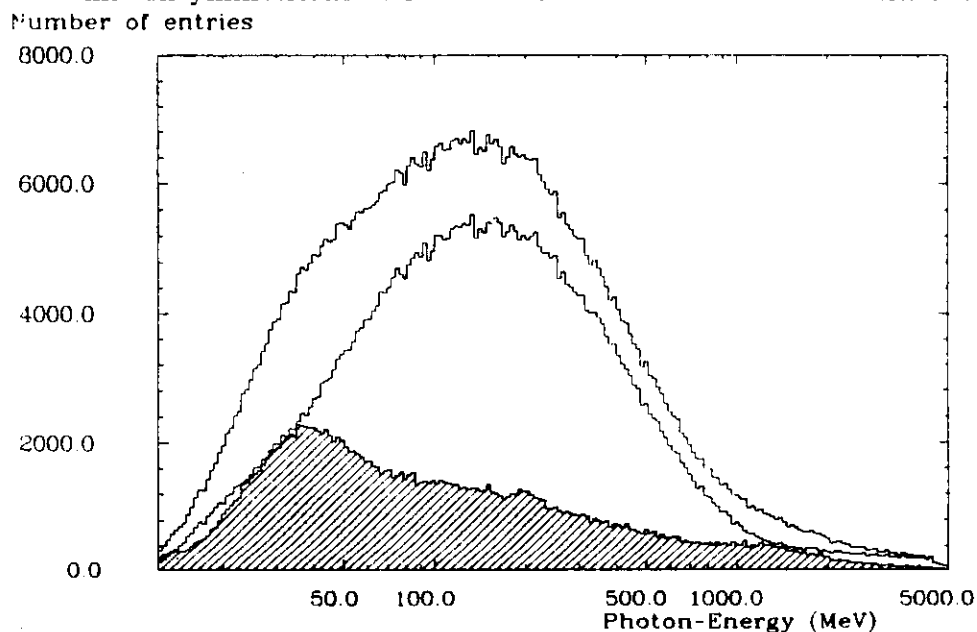


Abbildung 6.10: Wirkung der Pattern Cuts

Teilchensorten in der Transmissionskurve bewirken, ist in Abbildung

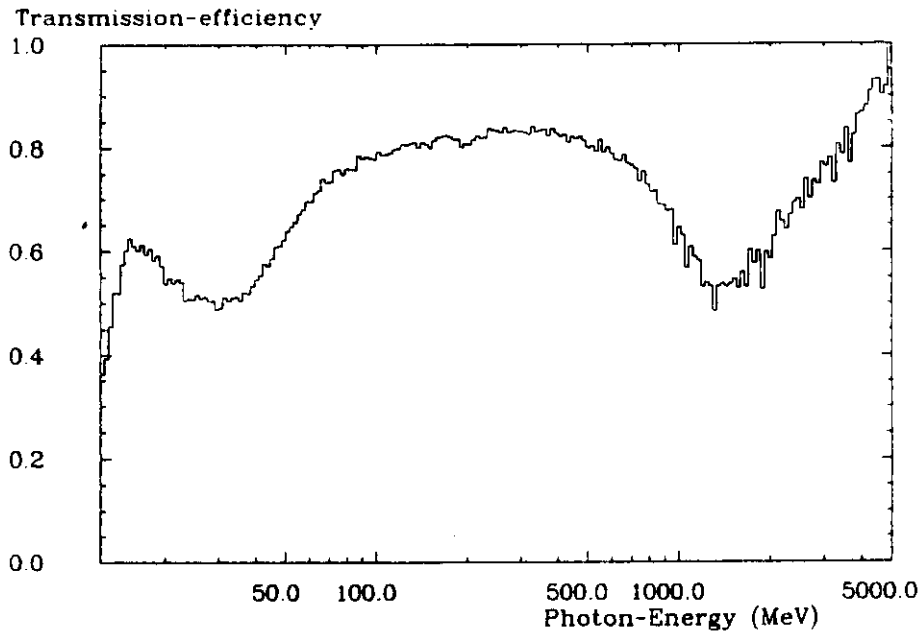


Abbildung 6.11: Transmissionsefficiency des Pattern Cuts

6.11 zu sehen; die hadronisch schauernden Teilchen im unteren, die sich überlagernden Photonen im oberen Energiebereich. Dazwischen deutet sich bei 210 MeV eine leichte Absenkung der Transmission bei den geladenen Teilchen an; der Effekt bei 210 MeV ist nur noch schwach erkennbar, da bereits Neutralität der Teilchen im vorhergehenden Schnitt verlangt wurde. Bild 6.10 zeigt wieder das Spektrum vor dem Schnitt, das nach dem Schnitt und schraffiert den weggeschnittenen Teil.

3. Eine weitere Bedingung an Photonen ist, daß ihre Energiedepositionen sich nicht mit denen anderer Teilchen überlagern. In diesem Fall würde die Energie des Überlapps doppelt gezählt. Außerdem kann die Überlagerung der Schauer zweier Photonen ein Merkmal dafür sein, daß die Photonen aus dem Zerfall eines langsameren  $\pi^0$  stammen. Um isolierte Teilchen zu selektieren, wird verlangt, daß in jeder Connected Region nur ein Bumpmodule zu finden ist. Da E13 als die Energie der Photonen verwendet wird, muß die gesamte Energie der

Connected Region ( $E_{con.Reg.}$ ) innerhalb des E13-Bereichs konzentriert sein:

$$\frac{E_{con.Reg.}}{E13} \leq 1 \quad (6.19)$$

Schließlich darf sich in einem Winkelfenster von  $30^\circ$  um ein Bumpmodule kein zweites befinden. Diese Forderung bewirkt, daß sich in den an den Kristallen des E13-Bereichs angrenzenden Kristallen kein weiteres Bumpmodule befindet. Die Transmissionseffizienz dieses Schnittes ist in Abbildung 6.13 dargestellt; die leichte Abnahme bis etwa 500 MeV beruht auf den in diesem Bereich auftauchenden, sich teilweise überlappenden Zerfallsphotonen. Abbildung 6.12 zeigt

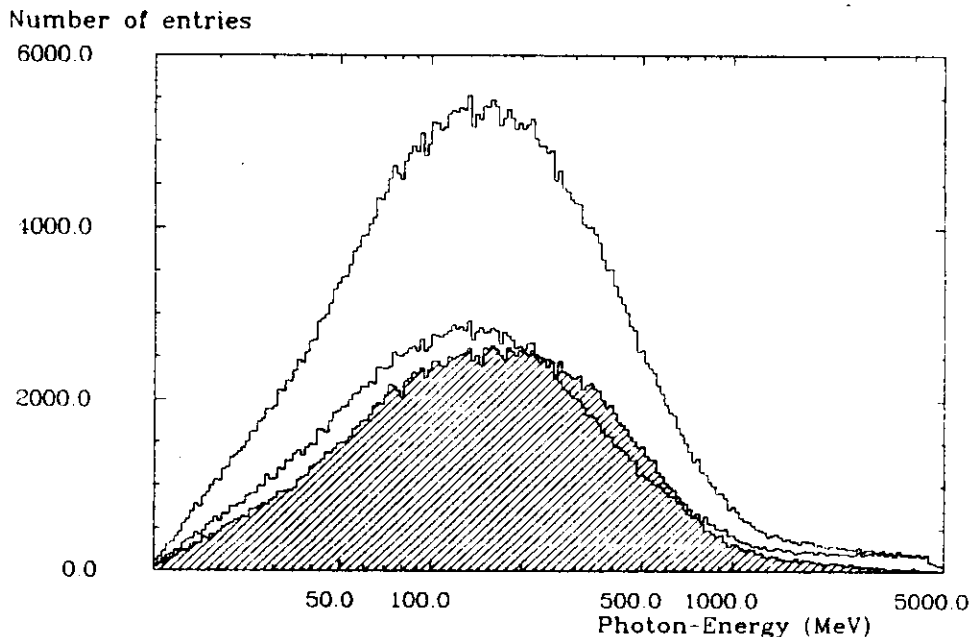


Abbildung 6.12: Wirkung der Isolation Cuts

die Wirkung der in diesem Absatz besprochenen Isolation-Cuts.

4. Der letzte Selektionsschritt dient zur Eliminierung jener Photonen, die aus dem Zerfall eines  $\pi^0$  stammen, das so langsam war, daß sich die Schauer der Zerfallsphotonen nicht mehr überlagern. Dazu wird zunächst die invariante Masse aller möglichen Photonenpaare eines Ereignisses aus deren Richtung und Energie gebildet. Nun wird jeder

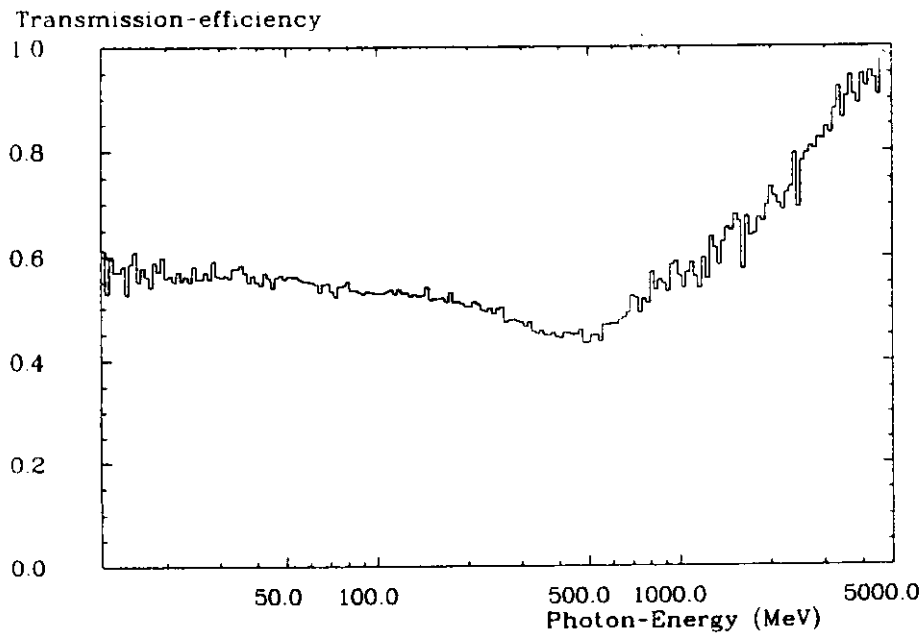


Abbildung 6.13: Transmissionsefficiency der Isolation Cuts

invarianten Masse aus ihrem Abstand zur  $\pi^0$ -Masse und den Fehler der Richtungen und Energien der Photonen ein  $\chi^2$  zugeordnet. Aus den invarianten Massen, deren  $\chi^2$ -Wert 2,7 unterschreitet, wird die Kombination ausgewählt, die die meisten  $\pi^0$  ergibt, wobei jedes Photon nur einmal verwendet werden darf. Das totale  $\chi^2$  dieser Kombination wird in einen Confidence Level überführt, wobei dieser 10% überschreiten muß damit diese Kombination akzeptiert wird. Falls die Kombination, die die meisten  $\pi^0$  ergibt, diesen Confidence Level von 10% unterschreitet, wird die Kombination mit der nächstgrößten Anzahl an  $\pi^0$  auf ihren Confidence Level hin untersucht. Den Bildern 6.15 und 6.14 entnimmt man, daß dieser Schnitt verhältnismäßig wenig und energetisch ziemlich flach verteilt Photonen eliminiert.



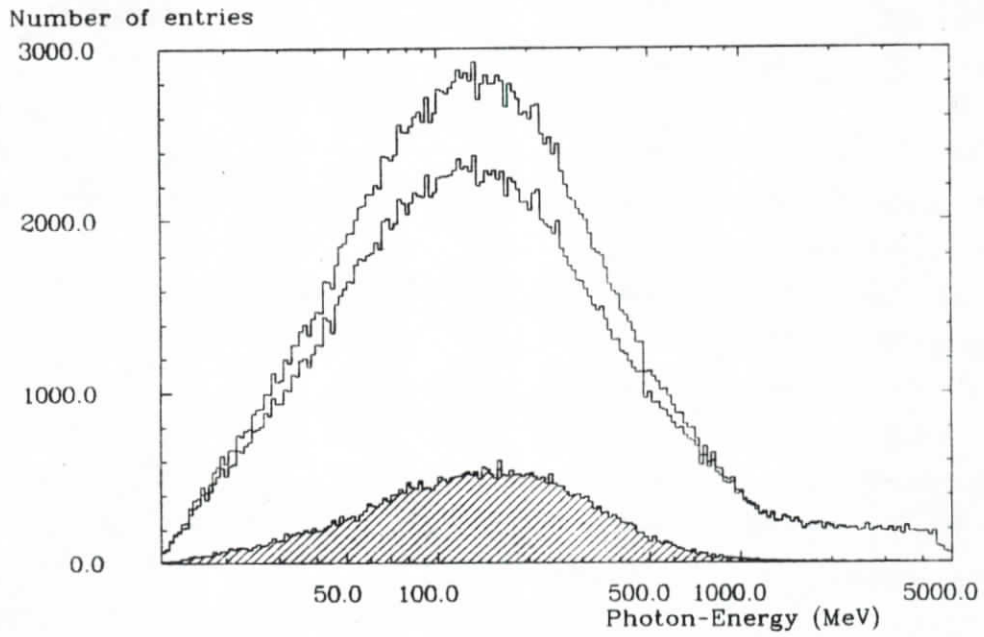


Abbildung 6.14: Wirkung des  $\pi^0$  Schnitts

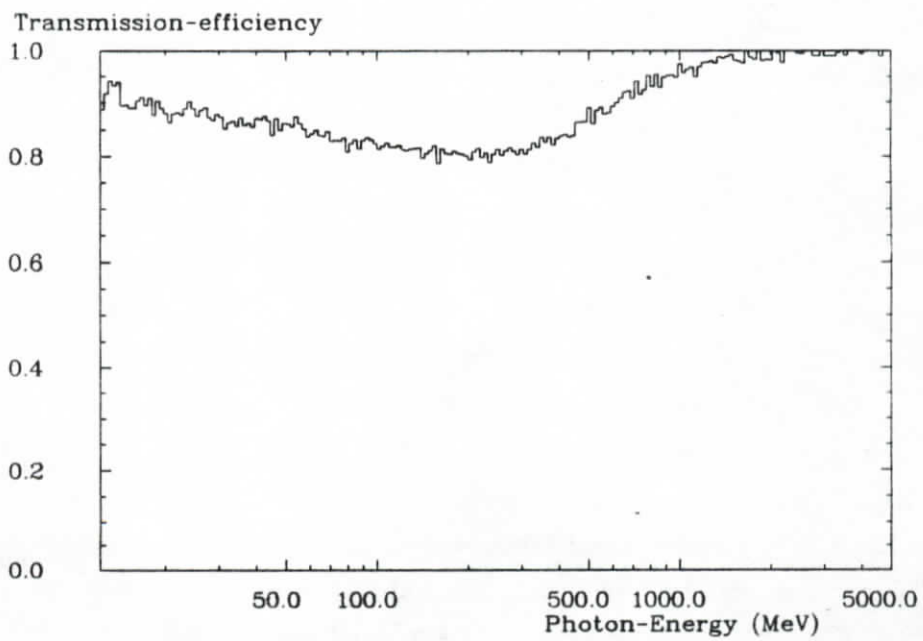


Abbildung 6.15: Transmissionsefficiency des  $\pi^0$  Schnitts

## 6.2 Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Selektors für Photonen

Im Hinblick auf die spätere Berechnung der Verzweigungsverhältnisse bzw. deren obere Grenzen stellt sich die Frage, welchen Bruchteil  $\epsilon_{\gamma}^{MC}$  der wirklich auf der Resonanz erzeugten Photonen von dem Selektionsprogramm erkannt werden. Daß Photonen möglicherweise vom Selektor nicht erkannt werden können, liegt z. B. daran, daß ihre Energiedepositionen in der komplizierten Umgebung eines hadronischen Ereignisses mit denen anderer Teilchen überlappen kann. Außerdem kann dem Photonenbump ein zufälliger Hit in den Kammern zugeordnet werden, sodaß es geladen erscheint. Bei der Berechnung der Verzweigungsverhältnisse wird die Anzahl der Photonen bei einer bestimmten Energie durch einen Fit ermittelt (siehe Anhang "Statistische Methoden"). Ein Fitprogramm wählt die Parameter einer theoretischen Kurve so, daß die zu fittenden Messpunkte durch die theoretische Kurve am besten repräsentiert werden. Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_{\gamma}^{MC}$  wird folgendes Verfahren verwendet:

Zunächst werden nach der Monte-Carlo-Methode sogenannte monochromatische "Monte-Carlo-Photonen" für sieben verschiedene Energien zwischen 90 MeV und 2000 MeV isotrop erzeugt. Bei Monte-Carlo-Ereignissen wird aufgrund des Wissens über die Geometrie des Detektors, seinen Materialeigenschaften, den Teilcheneigenschaften und ihrer Wirkung auf die Detektorbestandteile errechnet, wie dem Experimentator das Ereignis theoretisch erscheinen müßte; dies geschieht mit dem EGS-Code [FORD78]. Beim Crystal Ball wird also z. B. berechnet, welche Energiedepositionen in den Kristallen oder welche Hits in den Kammern ein Teilchen theoretisch bewirken müssten. Die simulierten Photonen entsprechen jedoch noch nicht einem Photon in einem komplizierten hadronischen Ereignis. Deshalb wurden die Energiedepositionen der Monte-Carlo-Photonen zu denen wirklicher 4S-Ereignisse addiert. Zwar entsprechen auch diese Ereignisse nicht exakt den  $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen, jedoch ist wegen der hohen Multiplizität und Masse der hadronischen Ereignisse für Photonen mit  $E_{\gamma} < 1\text{GeV}$  die zusätzliche Energiedeposition vernachlässigbar. Bei Photonen mit  $E_{\gamma} > 1\text{GeV}$  werden

die Monte-Carlo-Photonen eher seltener wiedergefunden als reale Photonen, da diese aus Impulserhaltungsgründen isolierter auftreten als Photonen niedrigerer Energie. Das bedeutet, daß in diesem Fall die Nachweiswahrscheinlichkeit eher unterschätzt wird. Um die Nachweiswahrscheinlichkeit zu finden, wurden diese gemischten Ereignisse mit genau denselben Programmen wie die richtigen  $\Upsilon(4S)$ -Daten analysiert und in den resultierenden Spektren nach jedem Selektionsschritt die monochromatischen Linien gefittet. Die ermittelte Anzahl dividiert durch die bekannte Anzahl der hineingemischten Photonen liefert schließlich  $\epsilon_{\gamma}^{MC}$ . Da die Nachweiswahrscheinlichkeit nach jedem Selektionsschritt bekannt ist, können mögliche Verzweigungsverhältnisse nach jedem Selektionsschritt bestimmt und auf ihre Konsistenz überprüft werden. Um realistische Photonenlinien auf ihre Nachweiswahrscheinlichkeit hin untersuchen zu können, müssten Photonenlinien mit geringem Verzweigungsverhältnis (z. B. 5%) gefittet werden. Solche Spektren mit bekannter Photonenanzahl und bekanntem Verzweigungsverhältnis erhält man, indem zu dem Spektrum mit 100% Verzweigungsverhältnis (d. h. jedes Ereignis enthält ein hineingemischtes Photon) ein Spektrum mit 20 mal soviel Ereignissen ohne hineingemischte Photonen hinzuaddiert. Bild 6.16 zeigt jeweils ein Spektrum mit 5%, 10% und 100% Verzweigungsverhältnis (von oben nach unten). Es zeigt sich jedoch, daß die Photonenanzahlen wegen des hohen Untergrundes bei geringem Verzweigungsverhältnis mit hohen statistischen Fehlern behaftet sind. Deshalb wurden zur Bestimmung der Selektionseffizienz die Spektren mit 100% Verzweigungsverhältnis verwendet. Dabei gerät man jedoch in Schwierigkeiten mit der Form der Linie: Es wurde bereits erwähnt, daß Hadronen mit dem Detektormaterial wechselwirken können. Häufig werden dabei neutrale Bruchstücke ('hadronischer Debris') aus dem Wechselwirkungsgebiet geschleudert, die an anderer Stelle ihre Energie deponieren. Befindet sich dort gerade das Bumpmodule eines Photons, so wird die Energie des hadronischen Debris' zu der des Photons addiert. Auf diese Weise wird der Mittelwert der Gaußkurve einer Photonenlinie nach rechts verschoben. Außerdem verändert sich ihre Form. Beschrieben wird eine solche Kurve durch eine Gaußkurve, an dessen niederenergetischer Flanke ein

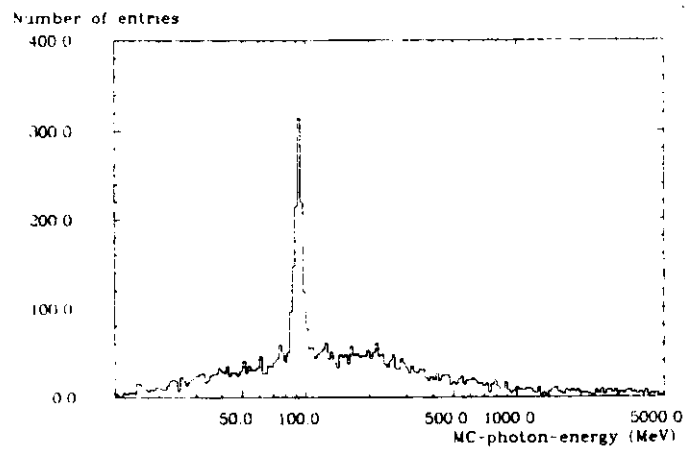
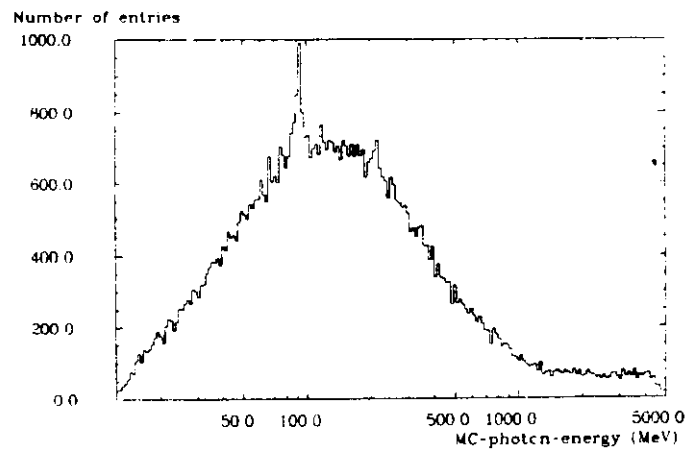
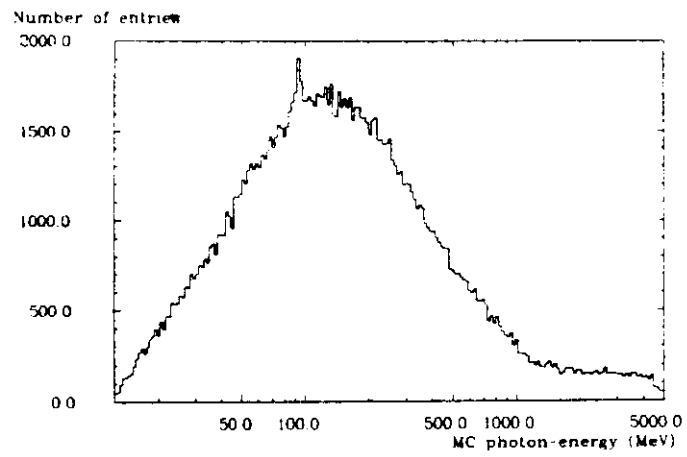


Abbildung 6.16: MC-Photonen mit 5,10 und 100% Verzweungsverhältnis

Potenzansatz  $r^n$  ( $n \approx 15$ ) angefügt wird. Während bei geringem Verzweigungsverhältnis sowieso ein großer Untergrund zu der Linie addiert wird und so der Effekt des hadronischen Debris' vernachlässigbar wird, ist die Änderung der Linienform bei 100% Verzweigungsverhältnis sichtbar und muß berücksichtigt werden. Daß die tatsächliche Formänderung durch hadronischen Debris nicht bekannt ist, schlägt sich im systematischen Fehler nieder. Um den systematischen Fehler zu ermitteln, wurden die Linien mit verschiedenen theoretischen Linienformen gefittet und die Abweichungen der insgesamt guten Fitergebnisse vom vertrauenswürdigsten Fit studiert. So ergab sich ein systematischer Fehler für  $\epsilon_7^{MC}$  von  $\Delta\epsilon_7^{MC} = 10\%$ . In Bild 6.17 sind einige Fitergebnisse abgebildet. Das obere Bild zeigt einen Fit der 90 MeV-Photonenlinie bei 5% Verzweigungsverhältnis, der statistische Fehler beträgt 15%. Der mittlere Fit der 90 MeV Monte-Carlo-Linie wurde bei 10% Verzweigungsverhältnis durchgeführt; der statistische Fehler sinkt hier auf 10% ab. Der letzte Fit derselben Linie bei 100% Verzweigungsverhältnis liefert einen statistischen Fehler von nur noch 4%.

In Bild 6.18 sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten über den Energiebereich von 90 MeV bis 2000 MeV nach jedem Analyseschritt eingezeichnet. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten nehmen nach jedem Analyseschritt systematisch ab. Insgesamt zeichnet sich eine Zunahme von  $\epsilon_7^{MC}$  mit wachsender Energie ab. Die unterste Linie ist das endgültige  $\epsilon_7^{MC}$  nach allen Schnitten. Bei der weiteren Verwendung zur Berechnung der oberen Grenzen der Verzweigungsverhältnisse wurden die bekannten Nachweiswahrscheinlichkeiten an den verschiedenen Energiepunkten wie in Abbildung 6.18 gezeigt durch Geradenstücke verbunden. Der Wert für  $\epsilon_7^{MC}$  bei 210 MeV wurde dabei nicht berücksichtigt, da er wegen des verbleibenden Anteils an minimalionisierenden Teilchen bei dieser Energie als nicht zuverlässig angesehen wurde.

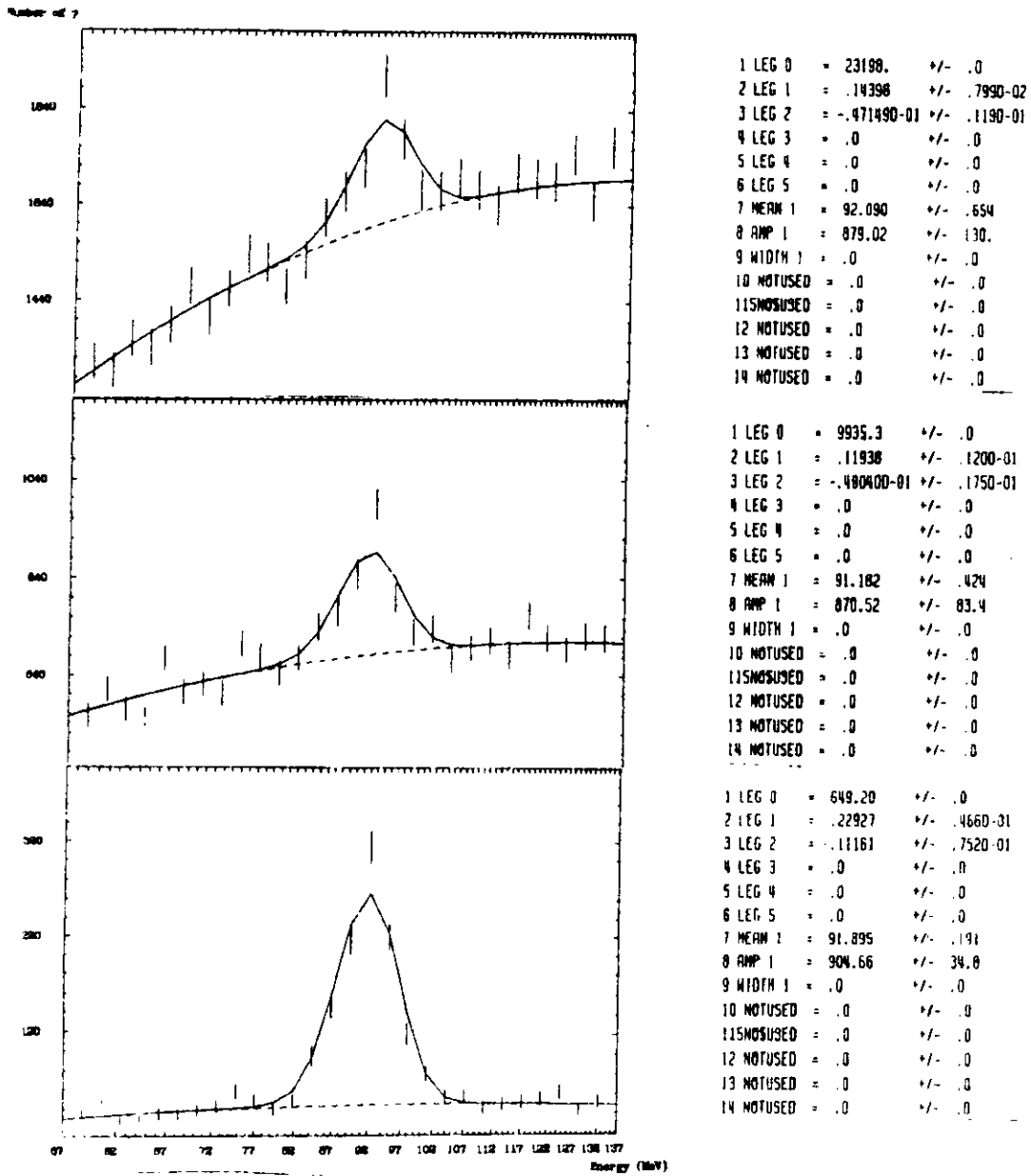


Abbildung 6.17: Beispiele für Fits der MC-Photonen

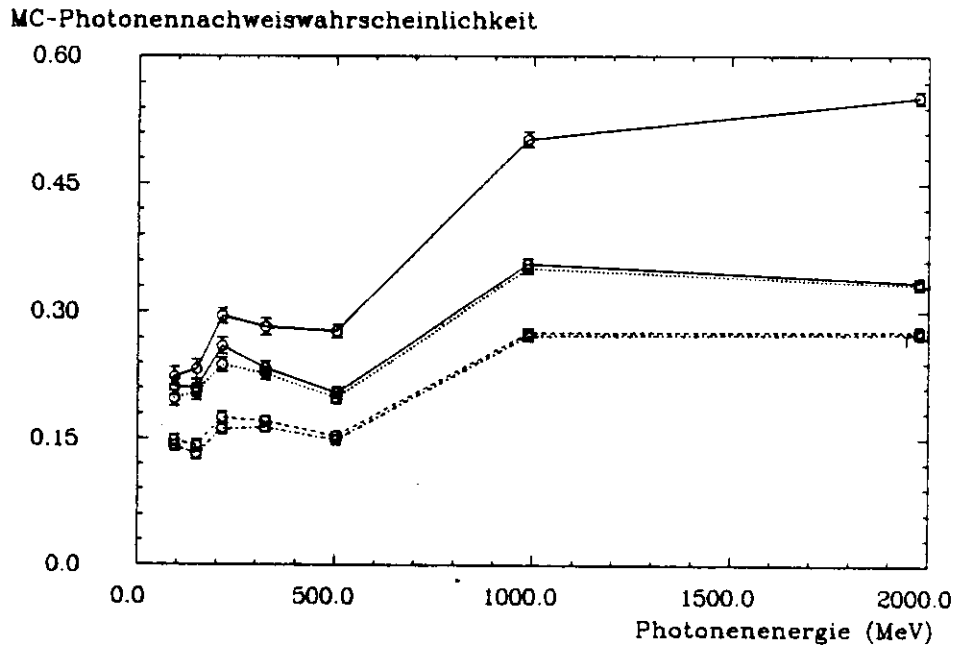


Abbildung 6.18: Nachweiswahrscheinlichkeiten des Selektors

- Charge probability der Bumps  $\le 2\%$  (obere Linie)
- Charge probability der Con. Reg.s  $\le 2\%$  (untere Linie)
- ..... Pattern cut
- - - Isolation cut
- · - · -  $\pi^0$ -Subtraktion

# Kapitel 7

## Signifikanz möglicher Strukturen im inklusiven Photonenspektrum

Das nach allen Selektionsschnitten gefundene Spektrum ist in Bild 7.1 dar-

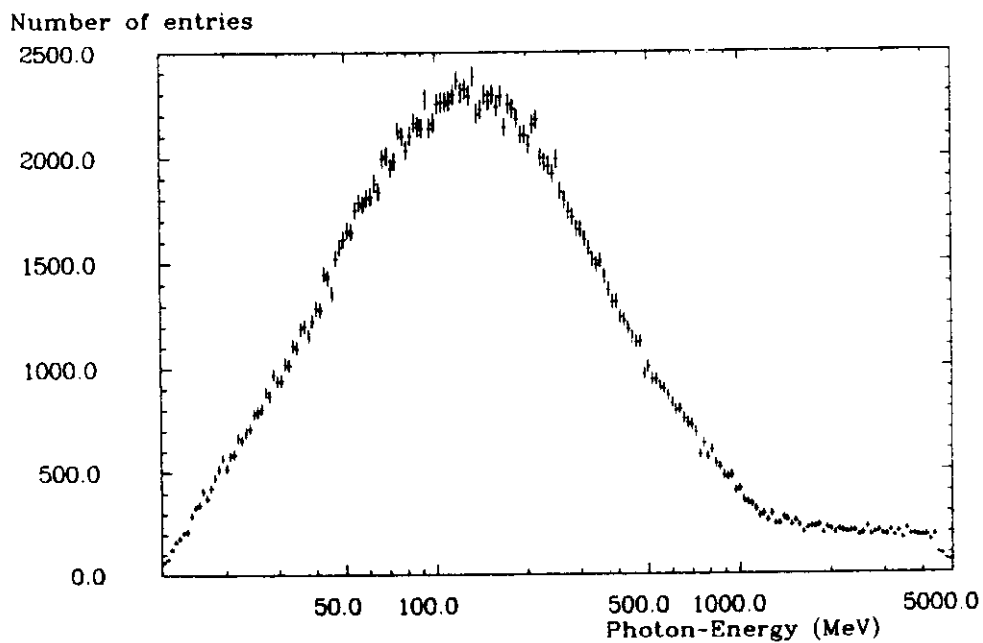


Abbildung 7.1: Spektrum nach allen Schnitten



gestellt. Obwohl die Kurve relativ glatt erscheint, muß ermittelt werden, ob mögliche Strukturen lediglich statistische Fluktuationen des Untergrundes sind oder von monochromatischen Photonen stammen. Um diese Frage quantitativ beantworten zu können, wird das Spektrum schrittweise bei verschiedenen Energien bis 3 GeV gefittet (s. Anhang). Um sicherzustellen, daß jede mögliche Linie entdeckt werden kann, wird als Energieschrittweite zwischen jeweils zwei Fits die halbe Energieauflösung verwendet. Bei den festen Energiewerten wird lokal eine Gaußkurve für eine mögliche Linie gefittet; als Fitfenster des lokalen Fits wurden 30 Bins gewählt. Zur lokalen Beschreibung des Untergrundes wird ein Legendrepolynom zweiter Ordnung verwendet. Die Parameter, die das Fitprogramm frei wählen kann, sind die Amplitude der Gaußkurve und die Koeffizienten des Legendrepolynoms. Die statistischen Fehler der freien Parameter werden mit ausgegeben. Wäre nun bei einer bestimmten Energie ein Signal vorhanden, so würde der statistische Fehler der Amplitude relativ zur Amplitude selbst klein sein. Handelt es sich aber um einen glatten Bereich des Spektrums, reicht der Untergrund zur Beschreibung des lokalen Bereichs aus und der statistische Fehler der Amplitude verglichen mit der Amplitude nimmt einen großen Wert an (s. Anhang). Dies gilt auch für kleinere statistische Fluktuationen, da diese bereits im statistischen Fehler der Untergrundparameter berücksichtigt sind. Um ein Maß dafür zu erhalten, wie wahrscheinlich eine Struktur einem echten Signal entspricht, wird die Signifikanz  $S$  definiert:

$$S = \frac{\textit{Amplitude}}{\textit{Statistischer Fehler der Amplitude}} \quad (7.20)$$

Die Signifikanz kann auch negative Werte annehmen, da die statistischen Fluktuationen sowohl über als auch unter der Untergrundkurve liegen, also positive und negative Amplituden möglich sind. Bild 7.2 zeigt drei typische Fitbeispiele (keine Fluktuation, eine positive und eine negative Fluktuation). In Bild 7.3 sind die beim Fitten erhaltenen Signifikanzen in einem Energiebereich von 20 MeV bis 3000 MeV dargestellt. Man entnimmt diesem Bild, daß die größten vorkommenden Signifikanzen bei etwa 2 liegen. Diese Signifikanzen sind jedoch zu klein, um aus ihnen auf das Vorhandensein einer monochromatischen Linie aus dem Zerfall des  $\Upsilon(4S)$

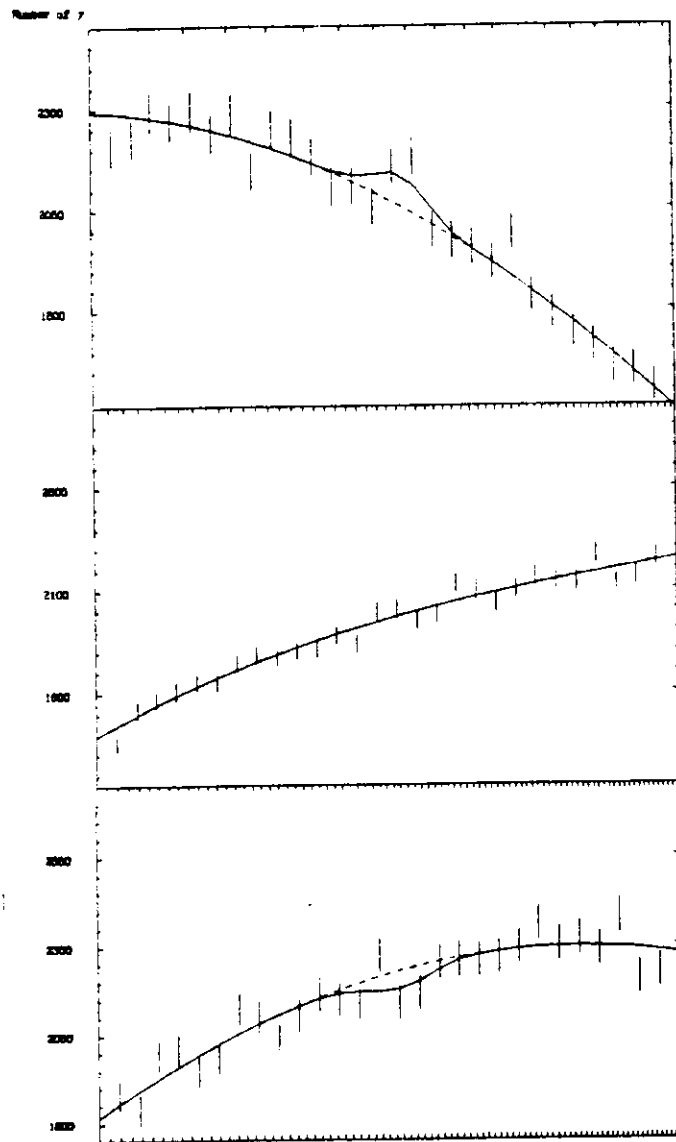
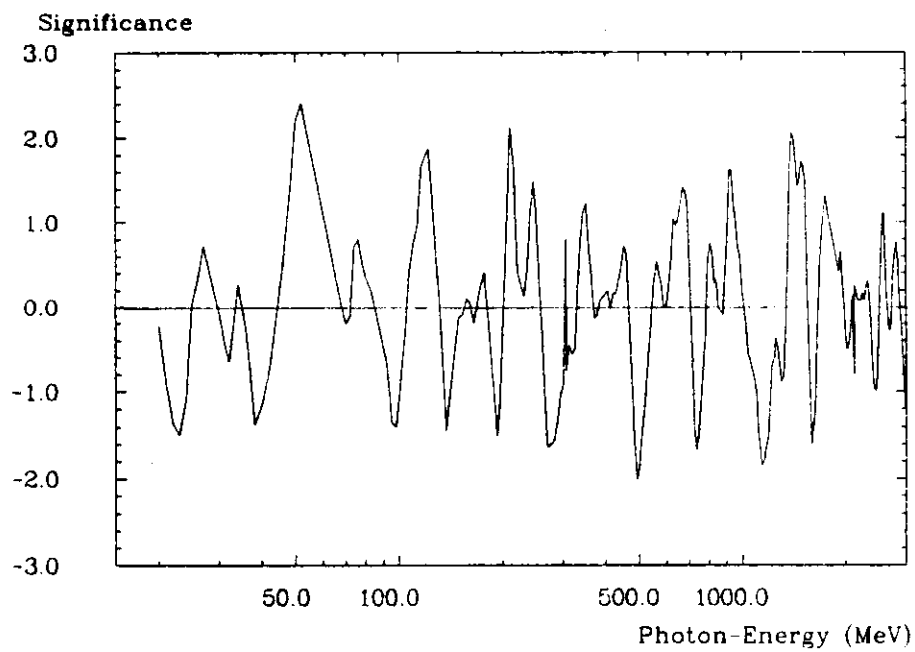


Abbildung 7.2: Fitbeispiele (Gauß+ Legendrepolynom 2. Ordnung)



SIGNIFICANCE PLOT

Abbildung 7.3: Signifikanzen möglicher Signale im Photonenspektrum

schließen zu können. Sind die Signifikanzen lediglich das Ergebnis statistischer Fluktuationen, so sollte ihre Häufigkeitsverteilung einer Gaußkurve mit  $\sigma=1$  folgen. Dies ist nach Abbildung 7.4 im Rahmen der vorliegenden

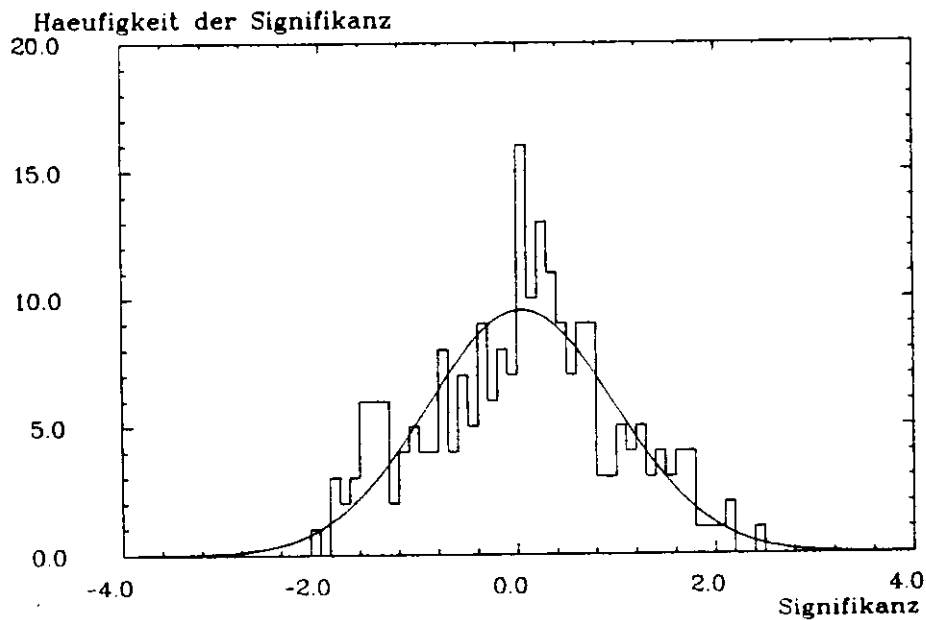


Abbildung 7.4: Häufigkeitsverteilung der Signifikanzen

Statistik gut erfüllt (Confidence-Level 90%).

# Kapitel 8

## Obere Grenzen der Verzweigungsverhältnisse

### 8.1 Obere Grenzen und Verzweigungsverhältnisse

Findet z. B. der Zerfall:  $\Upsilon(4S) \longrightarrow \gamma + \chi_b(2^3P_J)$  statt, so gibt das Verzweigungsverhältnis BR dieses Prozesses an, wie wahrscheinlich es ist, daß die Resonanz über diesen Kanal zerfällt. Da an diesem radiativen Zerfall nur ein monochromatisches Photon beteiligt ist, wird BR berechnet durch:

$$BR = \frac{N_{\gamma}^{prod}}{N_{res}^{prod}} \quad (8.21)$$

- $N_{res}^{prod}$  Anzahl der produzierten Resonanzen
- $N_{\gamma}^{prod}$  Anzahl der produzierten Zerfallsphotonen

Sowohl eine produzierte Resonanz als auch ein Zerfallsphoton wird aber nur mit einer gewissen Nachweiswahrscheinlichkeit erkannt, d. h. gemessen wird eigentlich:

$$BR^{obs} = \frac{N_{\gamma}^{obs}}{N_{res}^{obs}} \quad (8.22)$$

- $N_{res}^{obs}$  Anzahl der erkannten Resonanzen
- $N_{\gamma}^{obs}$  Anzahl der erkannten Zerfallsphotonen

Um BR berechnen zu können, muß untersucht werden, wie groß der Anteil an nichterkannten Photonen bzw. Resonanzen ist. Sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten bekannt, läßt sich aus der beobachteten Anzahl der Photonen bzw. Resonanzen die produzierte Anzahl errechnen.

Die Erkennung eines Zerfallsphotons kann im wesentlichen durch drei Faktoren verhindert werden:

- Zunächst muß der Endzustand  $\gamma + \chi_b(2^3P_J)$  detektiert werden. In dieser Arbeit wird angenommen, daß der Endzustand  $\gamma + \chi_b(2^3P_J)$  ähnlich weiterzerfällt wie der Zustand  $\gamma + \chi_b(1^3P_J)$ . Für diese Reaktion wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit bereits mittels eines Lund-Monte-Carlo zu  $\epsilon_{fs} = 0.90$  bestimmt [NER85].

$$\epsilon_{fs}(\Upsilon(4S) \longrightarrow \gamma + \chi_b(2^3P_J)) = 0.90. \quad (8.23)$$

Die modellabhängige Unsicherheit wird durch den im folgenden Kapitel gegebenen systematischen Fehler berücksichtigt.

- Das Selektorprogramm mit seinen harten Schnitten reduziert die Möglichkeit der Erkennung eines Zerfallsphotons am stärksten. Die energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_{\gamma}^{MC}$  wurde bereits in Abbildung 6.18 gegeben.
- Schließlich können Photonen in dem Strahlrohr und den Kammern mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in Elektron-Positronpaare konvertieren und so als Photonen verlorengehen, da sie nach der Konversion als geladene Teilchen erkannt werden. Konvertiert ein Photon erst in der vierten Kammer, so wird es trotzdem als Photon nachgewiesen, da mit diesem Bump kein Hit in den Kammern korreliert werden kann und die Schauerform des Elektron-Positron-Paares wegen ihres geringen Öffnungswinkels der eines Photons entspricht. Die Konversionswahrscheinlichkeit für Photonen der Energie  $E_{\gamma} \geq 1\text{GeV}$  innerhalb der Schichtdicke  $dx$  bei einer Strahlungslänge  $X_0$  ist proportional zu  $1 - \exp(-7dx/9X_0)$  [PDG86]. Da sich bei der Berechnung der Konversion in Kammern und Strahlrohr ein Exponent ergibt, der klein gegen 1 ist, kann die Exponentialfunktion entwickelt werden.

Man gelangt so zu der für die betrachteten Photonen bis auf einige Prozent gültigen Näherungsformel:

$$\epsilon_{conv} = \frac{dx}{X_0} \cdot \frac{7}{9} \quad (8.24)$$

- dx Dicke des durchquerten Materials
- $X_0$  Strahlungslänge des Materials

Durch Addition der Dicken der Materialien (gemessen in Einheiten der entsprechenden Strahlungslängen) des Strahlrohrs und der ersten drei Kammern erhält man mittels Formel 8.24 für die Wahrscheinlichkeit  $(1 - \epsilon_{conv})$ , daß ein Photon unkonvertiert Strahlrohr und Kammern durchquert:  $(1 - \epsilon_{conv}) = 0.94$ .

Dabei wurden mittlere Dicken verwendet, da die von den Photonen durchquerten Schichtdicken von der Flugrichtung der Photonen abhängen.

Für die Anzahl der produzierten Photonen erhält man unter Berücksichtigung der Nachweiswahrscheinlichkeiten:

$$N_{\gamma}^{prod} = \frac{N_{\gamma}^{obs}}{\epsilon_{\gamma}^{MC} \cdot \epsilon_{fs} \cdot (1 - \epsilon_{conv})} \quad (8.25)$$

- $N_{\gamma}^{obs}$  Anzahl der erkannten Zerfallsphotonen

- Auch eine  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz wird nicht mit einer 100%-igen Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon_{res}$  erkannt. Diese Nachweiswahrscheinlichkeit wurde bestimmt durch die Anwendung des Hadronenselektionsprogrammes auf eine bekannte Anzahl von Monte-Carlo- $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen. Dabei ergibt sich der Wert  $\epsilon_{res} = 0.89 \pm 0.09$  [MASCH86].

Das Verzweigungsverhältnis wird mit allen besprochenen Nachweiswahrscheinlichkeiten:

$$BR = \frac{N_{\gamma}^{obs} \cdot \epsilon_{res}}{N_{res}^{obs} \cdot \epsilon_{\gamma}^{MC} \cdot \epsilon_{fs} \cdot (1 - \epsilon_{conv})} \quad (8.26)$$

–  $N_{res}^{obs}$  Anzahl der beobachteten Resonanzen

Da die Signifikanzen zu klein sind um auf echte Photonenlinien schließen zu können, werden nach der im Anhang "Statistische Methoden" beschriebenen Methode obere Grenzen für die Verzweigungsverhältnisse bei allen Fitpunkten mit 90% Confidence-Level bestimmt. Die obere Grenze  $N_{\gamma}^{UL}$  für die Amplitude  $N_{\gamma}^{obs}$  mit 90% Confidence-Level bedeutet, daß die gefittete Amplitude mit 90% Wahrscheinlichkeit von einem Signal stammt, dessen Amplitude kleiner als  $N_{\gamma}^{UL}$  ist. Entsprechend bedeutet die obere Grenze des Verzweigungsverhältnisses mit 90% Confidence-Level,

$$BR^{UL} = \frac{N_{\gamma}^{UL} \cdot \epsilon_{res}}{N_{res}^{obs} \cdot \epsilon_{\gamma}^{MC} \cdot \epsilon_{fs} \cdot (1 - \epsilon_{conv})} \quad (8.27)$$

daß ein mögliches Verzweigungsverhältnis mit 90% Wahrscheinlichkeit kleiner ist als  $BR^{UL}$ .

## 8.2 Systematische Fehler

Sämtliche in der Formel für  $BR^{UL}$  auftauchende Größen sind mit systematischen Fehlern behaftet.

In der Folge werden die relativen systematischen Fehler ausführlich diskutiert, wobei die angegebenen Werte konservative Abschätzungen darstellen.

- Die systematischen Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit des Photonenselektionsprogrammes  $\Delta\epsilon_{\gamma}^{MC}/\epsilon_{\gamma}^{MC}$  und der oberen Grenze der Amplitude  $\Delta N_{\gamma}^{UL}/N_{\gamma}^{UL}$  sind nicht unabhängig voneinander. Der systematische Fehler  $\Delta N_{\gamma}^{UL}/N_{\gamma}^{UL}$  rührt nämlich von der Modellabhängigkeit der im Anhang "Statistische Methoden" beschriebenen Fitprozedur her und wird analog zu  $\Delta\epsilon_{\gamma}^{MC}/\epsilon_{\gamma}^{MC}$  ermittelt. Unterschätzt etwa der Fit die Anzahl der Photonen bei der Bestimmung der Photonennachweiswahrscheinlichkeit, so wird er dies auch beim Fitten des Spektrums tun, d. h. da  $N_{\gamma}^{UL}$  und  $\epsilon_{\gamma}^{MC}$  als Quotient in  $BR^{UL}$  eingehen, wird der Gesamtfehler beider Größen eher kleiner sein als die Einzelfehler. Dennoch wurden in dieser Arbeit beide Einzelfehler von



jeweils 10% quadratisch addiert und so als obere Abschätzung für den vom Fitten herrührenden Gesamtfehler

$$\frac{\Delta\epsilon_{Fit}}{\epsilon_{Fit}} = 15\% \quad (8.28)$$

gewählt.

- Der mögliche Endzustand X eines radiativen Zerfalls  $\Upsilon(4S) \rightarrow \gamma + X$  ist nicht bekannt. In dieser Arbeit wurde zunächst von einem Endzustand  $\gamma + \chi_b(2^3P_J)$  ausgegangen mit  $\epsilon_{fs} = 0.90$  [NER85]. Die Unsicherheit des Endzustandes spiegelt sich im systematischen Fehler  $\Delta\epsilon_{fs}/\epsilon_{fs}$  wieder. Zur Bestimmung des systematischen Fehlers werden die Abweichungen des Wertes  $\epsilon_{fs} = 0.90$  von anderen bekannten Nachweiswahrscheinlichkeiten für hadronische Endzustände verwendet. Als untere Grenze wird  $\epsilon_{fs} = 0.80$  für den Zerfall  $\Upsilon(4S) \rightarrow q\bar{q} + \gamma$  genommen [METZS86]. Dies ist die kleinste bekannte Nachweiswahrscheinlichkeit für einen möglichen hadronischen Zerfallskanal überhaupt. Als obere Grenze wird  $\epsilon_{fs} = 1.00$  genommen, da maximal alle Endzustände nachgewiesen werden können. Aus diesen Werten erhält man

$$\frac{\Delta\epsilon_{fs}}{\epsilon_{fs}} = \pm 10\% \quad (8.29)$$

Da auch  $\epsilon_{res}$  den Wert 1.00 nicht übersteigen kann, wurde als systematischer Fehler für die Nachweiswahrscheinlichkeit der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz

$$\frac{\Delta\epsilon_{res}}{\epsilon_{res}} = \pm 11\%. \quad (8.30)$$

gewählt. Auch die systematischen Fehler  $\Delta\epsilon_{fs}/\epsilon_{fs}$  und  $\Delta\epsilon_{res}/\epsilon_{res}$  sind nicht voneinander unabhängig, da sie mittels Monte-Carlo-Hadronen bestimmt wurden, die von demselben Monte-Carlo-Generator (Lund) erzeugt wurden und bei denen die gleiche Detektorsimulation verwendet wurde. Das bedeutet, daß etwa eine systematische Unterschätzung der Nachweiswahrscheinlichkeit für einen gewissen Prozeß auch eine Unterschätzung der Nachweiswahrscheinlichkeit für andere Prozesse mit sich bringt, sodaß sich in dem Verzweungsverhältnis diese Effekte aufheben können. Trotzdem wurde auch hier der Gesamtfehler

$\Delta\epsilon_{had}/\epsilon_{had}$  durch Addition der Quadrate der Einzelfehler gebildet, um so zu der oberen Abschätzung

$$\frac{\Delta\epsilon_{had}}{\epsilon_{had}} = \pm 15\% \quad (8.31)$$

zu gelangen.

- Der systematische Fehler der Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon unkonvertiert den Energiedetektor erreicht, wurde zu

$$\frac{\Delta\epsilon_{conv}}{\epsilon_{conv}} = \pm 2\%. \quad (8.32)$$

abgeschätzt [CLARE85]

- Bei der Bestimmung der Anzahl der Resonanzen in Kapitel 4 wurde der systematische Fehler  $\Delta N_{res}^{obs}/N_{res}^{obs}$  bereits abgeschätzt:

$$\frac{\Delta N_{res}^{obs}}{N_{res}^{obs}} = 15\% \quad (8.33)$$

Der gesamte systematische Fehler  $\frac{\Delta BR^{UL}}{BR^{UL}}$  der oberen Grenzen der Verzweungsverhältnisse wird durch Fehlerfortpflanzung der unabhängigen Fehler gebildet:

$$\left(\frac{\Delta BR^{UL}}{BR^{UL}}\right)^2 = \left(\frac{\Delta\epsilon_{Fit}}{\epsilon_{Fit}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\epsilon_{had}}{\epsilon_{had}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\epsilon_{conv}}{\epsilon_{conv}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{res}^{obs}}{N_{res}^{obs}}\right)^2 \quad (8.34)$$

Das Einsetzen der Zahlen liefert:

$$\frac{\Delta BR^{UL}}{BR^{UL}} = 25\% \quad (8.35)$$

Da  $BR^{UL}$  eine obere Grenze des Verzweungsverhältnisses darstellen soll, ist nur die Addition des systematischen Fehlers  $\Delta BR^{UL}$  zu  $BR^{UL}$  sinnvoll.

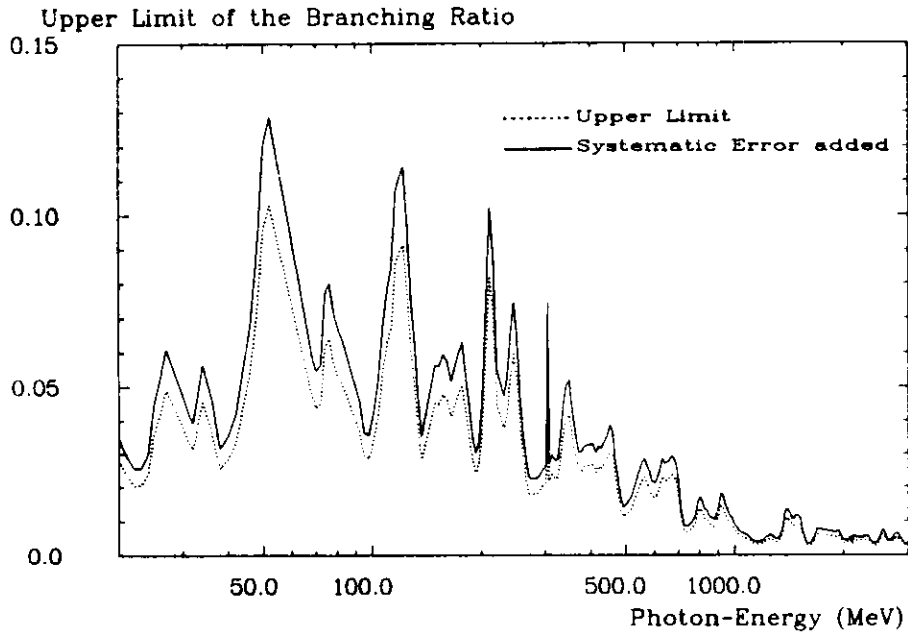


Abbildung 8.1: Obere Grenzen der Verzweungsverhältnisse

### 8.3 Ergebnis

Bild 8.1 zeigt die oberen Grenzen der Verzweungsverhältnisse in Abhängigkeit der Energie bis 3 GeV. Die gepunktete Linie stellt die oberen Grenzen ohne systematischen Fehler dar. Bei der durchgezogenen Linie ist der systematische Fehler hinzuaddiert. Der größte Wert liegt bei 50 MeV und beträgt 13.5%. Zur Beurteilung der Möglichkeit eines radiativen Übergangs  $\Upsilon(4S) \rightarrow \gamma + \chi_b(2^3P_J)$  ist allerdings die Signifikanzkurve vorzuziehen, da bei der Berechnung der oberen Grenzen der Verzweungsverhältnisse bereits davon ausgegangen wurde, daß keine radiativen Übergänge erkennbar sind.

# Anhang A

## Statistische Methoden

### A.1 Fitten eines Histogramms

Im Folgenden soll kurz behandelt werden, wie in dem Fitprogramm vorgegangen wird, um eine vorgegebene Kurve durch Variation der Parameter dieser Kurve an eine Reihe von Meßpunkten anzupassen.

Da dem Fitprogramm statt jedes einzelnen Wertes ein Histogramm übergeben wird, wird von den Bingealten dieses Histogramms ausgegangen werden. Es wird wegen der hohen Statistik der zu fittenden Histogramme davon ausgegangen, daß die statistischen Fluktuationen innerhalb eines Kanals gaußverteilt sind. Dann läßt sich die Wahrscheinlichkeit für das Abweichen der tatsächlichen Bininhalt  $N_i, i=1, \dots, n$  von theoretisch vorherbestimmten Mittelwerten  $\bar{N}_i, i=1, \dots, n$  schreiben als:

$$P_i = \frac{1}{\sqrt{2\pi \cdot \bar{N}_i}} \exp \frac{-(N_i - \bar{N}_i)^2}{2\bar{N}_i}, i = 1, \dots, n \quad (A.36)$$

Wo dieser Mittelwert  $\bar{N}_i$  liegt, hängt von der theoretischen Verteilungskurve ab, welche durch eine Reihe von Parametern  $\alpha_j, j=1, \dots, m$  bestimmt sei. Damit ist auch  $\bar{N}_i$  durch diese Parameter festgelegt:  $\bar{N}_i = \bar{N}_i(\alpha_j), j = 1, \dots, m$ . Die Likelihood ist nun definiert als die Wahrscheinlichkeit, bei einer vorgegebenen Mittelwertverteilung die gemessene Bininhaltverteilung  $N_i$  zu erhalten:

$$L = \prod_{i=1}^n \frac{1}{\sqrt{2\pi \cdot \bar{N}_i}} \exp \frac{-(N_i - \bar{N}_i)^2}{2\bar{N}_i}, i = 1, \dots, n \quad (A.37)$$

Selbst bei bekannten Parametern  $\alpha_j$  wird die Likelihood aufgrund der statistischen Fluktuationen nicht den Wert 1 annehmen, jedoch ihren maximalen Wert erreichen. Verfügt man nun über ein Spektrum tatsächlich unbekannter Verteilung, so muß beim Fitten dem Programm zunächst eine theoretische Kurve angegeben werden. Eine monochromatische Linie wird z. B. in der vorliegenden Arbeit durch eine Gaußverteilung und der Untergrund durch eine Anzahl von Legendrepolyomen zu beschreiben versucht. Nun wird versucht, die unbekannt Parameter der theoretischen Kurve so anzupassen, daß die Likelihood ein Maximum erreicht. Das verwendete Programm, das diese Maximierung der Likelihood in dem vielparametrischen Raum durchführt, heißt MINUIT [JAME75]. Als Ergebnis liefert MINUIT die Parameter der Kurve, ihren statistischen Fehler, die Wahrscheinlichkeit  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad und den aus dem totalen  $\chi^2$  errechneten Confidence Level. Verlangt man z. B., daß MINUIT an eine bestimmte Stelle eine Gaußkurve in das Spektrum fittet, so wird der statistische Fehler wie folgt bestimmt:

Zuerst ermittelt MINUIT einen Parametersatz, für den die Likelihood ihren maximalen Wert erreicht. Danach wird die Amplitude über einen weiten Bereich geändert und jene Amplituden, für die die ebenfalls gaußverteilte Likelihood auf 68% ihres Maximalwertes abgesunken ist behalten. Die Abweichung dieser Amplituden von  $A_0$  stellen den statistischen Fehler  $\sigma$  dar. Rührt z. B. das Signal lediglich von statistischen Fluktuationen des Untergrundes her, so wird die wahrscheinlichste Amplitude einen geringen Wert annehmen. Der Fehler dagegen wird verglichen mit der Amplitude selbst groß sein, da bereits der Untergrund mit seinen statistischen Fehlern ein so gutes Fitergebnis erzielt, daß die Variation der Amplitude die totale Likelihood nur unwesentlich verändert.

## A.2 Bestimmung der oberen Grenzen

Zur Bestimmung der oberen Grenzen der Amplitude der gefitteten Gaußkurve bei einer bestimmten Energie mit einem Confidence-Level von 90% wird das folgende übliche Verfahren angewendet. Bild A.1 zeigt die totale Likelihood

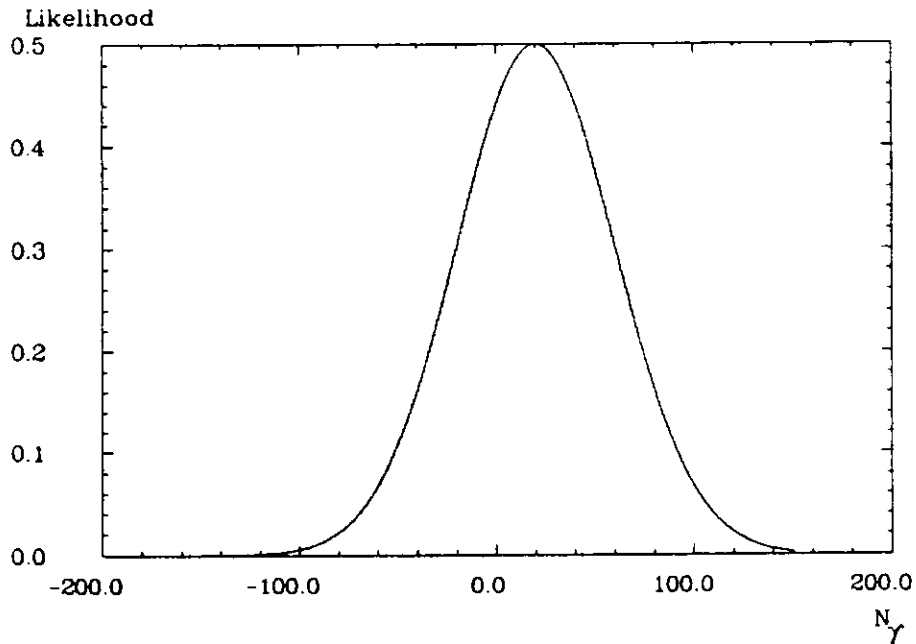


Abbildung A.1: Likelihood als Funktion der Amplitude einer Fitfunktion

als Funktion der Amplitude  $N_\gamma$  mit dem statistischen Fehler  $\sigma$ . Die Frage ist nun, bei welcher Amplitude  $N_\gamma^{UL}$  die Amplitude des möglichen Signals mit 90% Wahrscheinlichkeit kleiner ist als  $N_\gamma^{UL}$ . Dazu wird zunächst die Fläche unterhalb der Likelihoodkurve für positive Werte von  $N_\gamma$  berechnet, da physikalische Signale nur positive Amplituden haben können. Nun wird der Punkt  $N_\gamma^{UL}$  aufgesucht, bis zu dem die Fläche 90% der vorher berechneten Gesamtfläche erreicht, also:

$$\int_0^{N_\gamma^{UL}} L(N_\gamma) dN_\gamma = 0.90 \cdot \int_0^\infty L(N_\gamma) dN_\gamma \quad (A.38)$$

Der schraffierte Bereich in Bild A.2 stellt die 90% der Gesamtfläche für  $N_\gamma \geq 0$  dar.

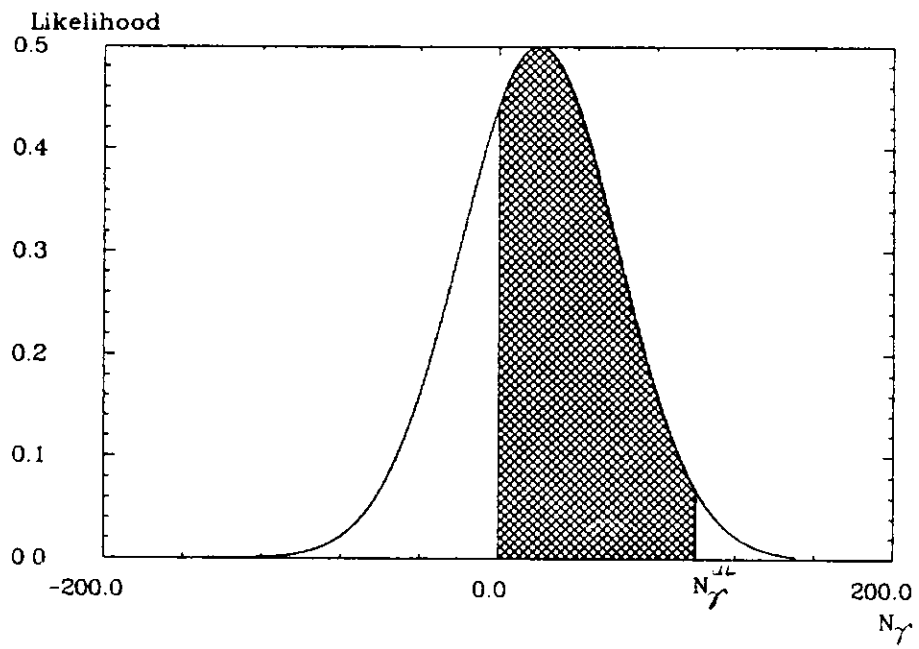


Abbildung A.2: Integration bis 90%-Confidence-Level

## Anhang B

# Überprüfung der Photonenselektion

Um die Photonenselektion zu überprüfen wurde das inklusive Photonspektrum der  $\Upsilon(2S)$ -Resonanz reproduziert.

Dabei wurde der gleiche Datensatz verwendet, der auch früheren Untersuchungen zugrunde lag [NER85]. Bild B.1 zeigt das gefundene inklusive

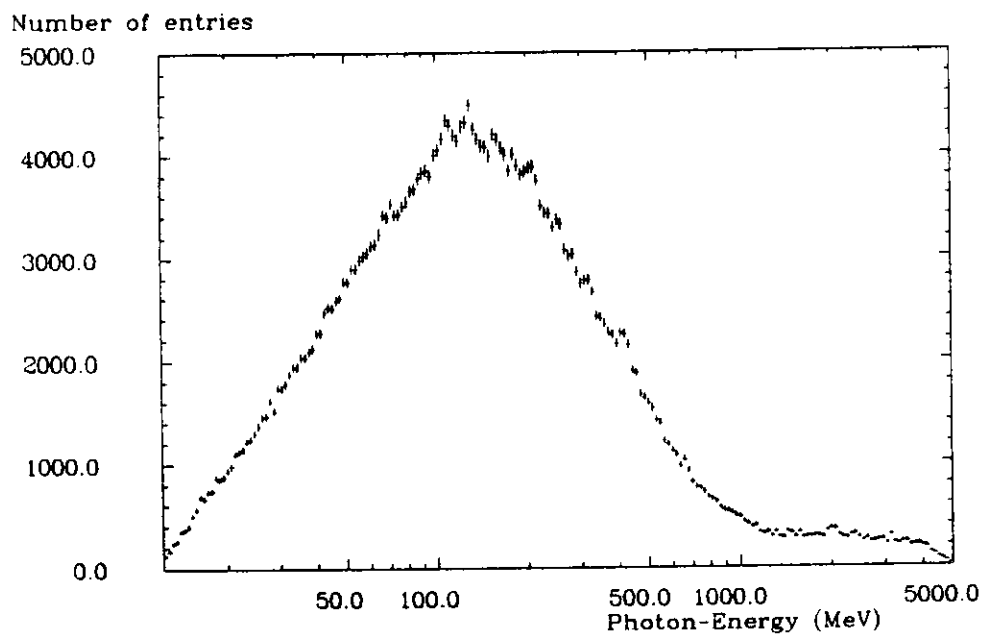


Abbildung B.1: Inklusives Photonspektrum der  $\Upsilon(2S)$ -Resonanz



Spektrum nach allen Schnitten.

Deutlich sind die drei Photonenlinien von den Übergängen  $\Upsilon(1^3P_J)$ ,  $J=0,1,2$  bei den Energien  $E_1 \approx 110\text{MeV}$ ,  $E_2 \approx 130\text{MeV}$ ,  $E_3 \approx 160\text{MeV}$  zu erkennen.

Ein Vergleich mit dem inklusiven Photonenspektrum in [NER85] zeigt völlige Übereinstimmung der beiden Spektren. Diese Überprüfung gewährleistet, daß eventuell vorhandene Linien nicht vom Selektionsprogramm unterschlagen werden.

## Danksagung

Ich möchte meinem Diplomvater Herrn Prof. Dr. H. Wegener und allen Mitgliedern der Kollaboration für ihre Unterstützung bei der Entstehung der vorliegenden Arbeit danken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. J. Irion für die außerordentlich intensive Betreuung.

Die Reisekosten wurden von DESY getragen.

Im folgenden sind die Mitglieder der Crystal-Ball Kollaboration aufgeführt: C. Peck, F. Porter, P. Ratoff (California Institute of Technology, Pasadena, USA); I. Brock, A. Engler, B. Kraemer, D. Marlow, D. Prindle, B. Renger, C. Rippich, H. Vogel (Carnegie-Mellon University, Pittsburgh, USA); Z. Jakubowski, G. Nowak (Cracow Institute of Nuclear Physics, Cracow, Poland); H.-W. Bartels, J.K. Bienlein, K. Brockmüller, T. Kloiber, W. Koch, T. Skwarnicki, H.-J. Trost, A. Voigt, K. Wachs (DESY, Hamburg, Germany); D. Antreasyan, J. Irion, K. Strauch, D. Williams (Harvard University, Cambridge, USA); D. Besset, R. Cabenda, M. Cavalli-Sforza, R. Cowan, D. Coyne, C. Newman-Holmes, (Princeton University, Princeton, USA); E. D. Eloom, R. Clare, S. Cooper, J. Gaiser, G. Godfrey, S. Leffler, W. Lockman, S. Lowe, B. Niczyporuk, A. Schwarz, K. Wacker, J. Yeager (SLAC, Stanford University, Stanford); D. Gelphman, R. Hofstadter, I. Kirkbride, R. Lee, A. M. Litke, B. Pollock, J. Tompkins (Stanford University, Departement of Physics and HEPL, Stanford, USA); G. Folger, G. Glaser, M. Kobel, B. Lurz, J. Schütte, U. Volland, H. Wegener (Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen, Germany); A. Bizetti, A. Cartacci, A. Companuggi, G. Conforto, B. Monteleoni, P. G. Pelfer (INFN and University of Firenze, Italy); A. Fridman, F. Heimlich, R. Lekebusch, P. Lezoch, W. Maschman, R. Nernst, D. Sievers, U. Strohmusch (Universität Hamburg, I. Institut für Experimentalphysik, Hamburg, Germany); A. König,

W. Metzger, J. Schotanus, R. T. Van de Walle, W. Walk, (University of Nijmegen, The Netherlands); K.-H. Karch, S. Keh, H. Kilian, K. Königsmann, M. Scheer, P. Schmitt (Universität Würzburg, Germany); D. Aschman (University of Cape Town, South Africa).

# Literatur

- [ABR74] G. E. ABRAMS ET AL.  
Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1453
- [AUB74] J.J. AUBERT et al.  
Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404
- [AUG74] J. E. AUGUSTIN ET AL.  
Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406
- [BUCH81] W. BUCHMÜLLER, S.H.H. TYE, Phys. Rev. D24, 132 (1981)
- [BUCH84] W. BUCHMÜLLER  
CERN-TH. 3938/84 (June 1984)
- [CLARE85] R. CLARE, A. IRION  
"Systematic errors in the  $\Upsilon$  inclusive analysis"  
Crystal Ball internal note, Jan.85
- [CUSB86] CUSB-II-COLLABORATION  
Contributed Paper No. 7501  
to the XXIII International Conference on  
High Energy Physics, 16-23 July 1986,  
Berkeley, California, USA
- [EICHT78] E. EICHTEN, K. GOTTFRIED, T. KINOSHITA, K. D. LANE,  
T. M. YAN  
Phys. Rev. D17:3090 (1978), 21:203 (1980)
- [FORD78] R. L. FORD, W. R. NELSON  
SLAC Report Nr.210 (1978)

- [GAIS82] J. E. GAISER, PhD Thesis (unveröffentlicht)  
SLAC 255(1982)
- [GELL64] M. GELL-MANN  
Phys. Lett. 8 (1964) 214
- [GELP85] D.M.GELPHMAN  
Ph.D.thesis, Stanford University,  
SLAC 286, 1985 (unveröffentlicht)
- [GLA86] G. GLASER  
Diplomarbeit, Universität Erlangen 1986
- [HAJO83] H.J. TROST  
Report at Crystal Ball meeting, April 29. 1983
- [HERB77] S.W. HERB et al.  
Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 252
- [INN77] W.R. INNES et al.  
Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1240
- [JAME75] F. JAMES , M. ROSS  
Comp. Phys. Comm. 10 (1975) 343
- [KLOI84] T.KLOIBER  
Diplomarbeit, Universität Erlangen 1984
- [KRAM79] M. KRAMMER, H. KRASEMANN  
DESY-Ber. 79-20
- [MART81] A. MARTIN  
Phys. Lett. 100B: 511 (1981)
- [MASC84] W.MASCHMANN  
Diplomarbeit, Universität Hamburg, April 1984,  
unveröffentlicht

- [MASCH86] W. MASCHMANN  
persönliche Mitteilung, 1986
- [METZS86] V.METZGER  
persönliche Mitteilung, 1986
- [NER85] R.NERNST  
DESY, F31-85-01 (April 1985)
- [OFFL83] Notes from the  
CRYSTAL BALL OFFLINE WORKSHOP  
SLAC, Stanford Univ., 1983  
Seite 320
- [OKU63] S. OKUBO, Phys. Lett. 5, 165 (1963)  
G. ZWEIG, CERN TH 401,412 (1964)  
J. HIZUKU, Progr. Theor.,Phys. Suppl. 37-38, 21 (1966)
- [OREG80] M.J.OREGLIA  
Ph.D. thesis,Stanford University  
(unveröffentlicht), SLAC 236 (1980)
- [PDG86] The Particle Data Group  
"Review of Particle Properties"  
Reviews of Modern Physics 56, No.2, Part II, 1986
- [PHRD2S] Observation of three P-States in the radiative decay of  $\Upsilon(2S)$   
Phys. Rev. D20:2195 (1985)
- [PRIN85] D. J. PRINDLE  
"Measurement of the resonance parameters of the  $\Upsilon$  and  $\Upsilon$ mesons"  
Ph.D. thesis, Carnegie Mellon University 1985
- [QUIG79] C. QUIGG and J.L. ROSNER  
Phys. Rep. 56, number 4, 168 (1979)
- [SIEV85] D.SIEVERS  
"Energieeichung des Crystal Ball mit radioaktiven Quellen"

Diplomarbeit, Universität Hamburg, Jan. 1985,  
unveröffentlicht

- [UENO79] K. UENO ET AL.  
Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 486
- [WIJK78] B.H.WIJK and G. WOLF  
DESY, 78/23 (Mai 1978)
- [WILLE83] K.WILLE  
DESY-M-83-16 (June 1983)

