

Interner Bericht
F31-89-02
Februar 1989

INKLUSIVE CHARMONIUMPRODUKTION IN ZERFÄLLEN DER T-RESONANZEN

von

Walter Maschmann

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		library
Zugang:		
Accessions:	30. MRZ. 1989	
Leihfrist:	7	Tage
Loan period:		days

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

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

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

Interner Bericht
F31-89-02
Februar 1989

Inklusive Charmoniumproduktion in Zerfällen der Υ - Resonanzen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Walter Maschmann
aus Bad Segeberg

Hamburg

1988

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

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. U. Strohbusch
Prof. Dr. K. Wick

Datum der Disputation: 24. Januar 1989

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

Abstract

Using the CRYSTAL BALL detector at the e^-e^- storage ring DORIS II the production of J/ψ in hadronic decays of the $\Upsilon(4S)$ resonance has been measured. The $c\bar{c}$ states are identified in an inclusive analysis in their e^-e^- decay mode. The J/ψ momentum distribution implies substantial two body decays, but also a small contribution from other $c\bar{c}$ states decaying to J/ψ . The branching ratio for the above decay, as obtained by this analysis, is:

$$BR(B \longrightarrow J/\psi X) = (1.12 \pm 0.33 \pm 0.25) \%.$$

It is in good agreement with measurements by other experiments and with theories, which require color suppression. In addition upper limits for the production of charmonium states in $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ and continuum decays are obtained. The 90 % CL upper limits are:

$$BR_{UL}(\Upsilon(1S) \rightarrow J/\psi X) \leq 0.17 \% ,$$

$$BR_{UL}(\Upsilon(2S) \rightarrow J/\psi X) \leq 0.6 \% ,$$

$$R_\psi \leq 0.028 \quad \text{at } \sqrt{s} = 10.49 \text{ GeV} .$$

Zusammenfassung

Unter Benutzung des CRYSTAL BALL Detektors am e^+e^- -Speicherring DORIS II wurde die Erzeugung von J/ψ -Mesonen in hadronischen Zerfällen der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz gemessen. Die $c\bar{c}$ -Zustände werden in einer inklusiven Analyse über ihren Zerfall in e^-e^- nachgewiesen. Die Impulsverteilung der J/ψ -Mesonen deutet auf überwiegende Produktion in Zweikörperzerfällen hin, beinhaltet jedoch auch einen geringen Anteil an J/ψ -Mesonen, die über andere $c\bar{c}$ -Zustände erzeugt werden. Das in dieser Analyse bestimmte Verzweungsverhältnis des obigen Zerfalls ergibt sich zu:

$$BR(B \longrightarrow J/\psi X) = (1.12 \pm 0.33 \pm 0.25) \%.$$

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Experimente und mit den Vorhersagen theoretischer Modelle, in denen Farbunterdrückungseffekte mitberücksichtigt werden. Zusätzlich werden in dieser Arbeit obere Grenzen für die Erzeugung von Charmoniumzuständen in Zerfällen der $\Upsilon(1S)$ - und $\Upsilon(2S)$ -Resonanz sowie des Kontinuums bestimmt. Für ein Vertrauensintervall von 90 % ergeben sich folgende Werte:

$$BR_{UL}(\Upsilon(1S) \rightarrow J/\psi X) \leq 0.17 \% ,$$

$$BR_{UL}(\Upsilon(2S) \rightarrow J/\psi X) \leq 0.6 \% ,$$

$$R_\psi \leq 0.028 \quad \text{bei } \sqrt{s} = 10.49 \text{ GeV} .$$

Inhaltsverzeichnis

Abstract	i
Abbildungsverzeichnis	iv
Tabellenverzeichnis	vi
1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	2
2.1 Upsilon-System	2
2.2 Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung	5
2.3 B -Mesonenzerfall im Spektatormodell	6
2.4 ψ -Mesonenerzeugung in B -Zerfällen	10
2.5 Produktion von Charmoniumzuständen in der Gluonfragmentation	11
2.5.1 Upsilon(1S)	12
2.5.2 Upsilon(2S)	13
2.5.3 Kontinuum	14
3 Experimenteller Aufbau	16
3.1 DORIS II	16
3.2 CRYSTAL BALL Experiment	17
3.2.1 Energiedetektor	18
3.2.2 Spurendetektor	21
3.2.3 Flugzeitähler	22
3.2.4 Luminositätsmonitore	22
3.2.5 Flashersystem	23
3.2.6 Komponentenauslese	23
4 Datenreduktion	25
4.1 Datenaufbereitung	25
4.2 Hadronenselektion	27
4.3 Hadronischer Wirkungsquerschnitt im Bereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz	32
4.4 Datenmengen	33
5 Datenanalyse	36
5.1 $\Upsilon(4S)$ -Analyse	36
5.2 Akzeptanzbestimmung über Monte Carlo-Studien	42
5.3 Untersuchungen zum Signaluntergrund	44

5.4	Analyse der $\Upsilon(1S)$ -, $\Upsilon(2S)$ - und Kontinuumsdaten	48
6	Ergebnisse	52
6.1	Resultate der $\Upsilon(4S)$ -Analyse	52
6.1.1	Verzweigungsverhältnis	52
6.1.2	Impulsverteilung	55
6.2	Resultate der $\Upsilon(1S)$ -, $\Upsilon(2S)$ - und Kontinuumsanalysen	57
7	Zusammenfassung	60
A	Eichung des Energiedetektors	61
A.1	Eichprozedur	61
A.2	Energiekorrektur	65
B	Teilchenidentifizierung im Energiedetektor	66
B.1	Teilchensignaturen im Kalorimeter	66
B.2	Pattern Cuts	68
B.3	Richtungsbestimmung über Kristallinformation	71
C	Monte Carlo	72
D	Statistische Methoden	75
D.1	Maximum Likelihood-Methode	75
D.2	Berechnung von oberen Grenzen	76
	Danksagung	78
	CRYSTAL BALL Kollaboration	79
	Literaturverzeichnis	80

Abbildungsverzeichnis

2.1	Sichtbarer hadronischer Wirkungsquerschnitt in der Υ -Region	3
2.2	Das Massenspektrum von gebundenen $b\bar{b}$ -Zuständen	4
2.3	Produktion und Zerfall der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz	5
2.4	Quarks und Leptonen im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung	6
2.5	Zerfall des B -Mesons im Spektatormodell	7
2.6	QCD-Korrekturen zum Spektatordiagramm des B -Zerfalls	8
2.7	Der Zerfall $b \rightarrow c\bar{c}s$ im Spektatormodell	9
2.8	Impulsspektrum von primär und sekundär erzeugten J/ψ -Mesonen	12
2.9	Der Zerfall $\Upsilon \rightarrow J/\psi X$ im Quarkdiagramm	13
2.10	Impulsspektrum der ψ -Mesonen im Zerfall $\Upsilon \rightarrow gg J/\psi$	14
2.11	J/ψ -Erzeugung im Kontinuum	15
3.1	Die Peripherie von DORIS II	17
3.2	Komponenten des CRYSTAL BALL Experiments	18
3.3	Segmentation des CRYSTAL BALL Energiedetektors	19
3.4	Geometrie eines einzelnen NaJ -Kristalles	19
3.5	Maßstabsgetreuer geometrischer Aufbau des Vierkammersystems	21
3.6	Datenflußdiagramm	24
4.1	Summenkonventionen am CRYSTAL BALL	26
4.2	FLATTY eines hadronischen Ereignisses	28
4.3	Verteilung der Gesamtenergie aller getriggerten Ereignisse	29
4.4	E_{trans} vs β -Verteilungen	31
4.5	Verteilung der Gesamtenergie der hadronischen Ereignisse	32
4.6	Sichtbarer hadronischer Wirkungsquerschnitt im $\Upsilon(4S)$ -Bereich	33
5.1	Energiespektrum der Elektronenkandidaten	38
5.2	Häufigkeitsvtlg. der Anzahl der BUMP MODULE für unterschiedliche Prozesse	39
5.3	Häufigkeitsverteilung von $H2$ für unterschiedliche Prozesse	39
5.4	Invariantes Massenspektrum aus Elektronenkandidaten.	41
5.5	Invariantes Massenspektrum aus Elektronenkandidaten.	41
5.6	Effizienz der Elektronenanalyse	42
5.7	Invariantes Massenspektrum der Elektronen in Monte Carlo-Daten	43
5.8	Abhängigkeit der Akzeptanz vom Impuls des J/ψ	43
5.9	Invariantes Massenspektrum der Elektronenkandidaten	45
5.10	Invariantes Massenspektrum der Elektronen	47
5.11	Invariantes Massenspektrum der Elektronenkandidaten	47
5.12	Häufigkeitsverteilung der Anzahl der BUMP MODULE und des $H2$ -Wertes . .	48
5.13	Effizienz von Elektronen- und Gesamtanalyse für $\Upsilon(1S)$ -Daten	49

5.14	Invariantes Massenspektrum der Elektronenkandidaten	51
5.15	Invariantes Massenspektrum der Elektronenkandidaten	51
6.1	Fit an das invariante Massenspektrum der $\Upsilon(4S)$ -Daten	53
6.2	Invariante Massenverteilungen im e^+e^- -Kanal für andere Experimente	54
6.3	Experimentelle Ergebnisse für inklusive J/ψ -Produktion	54
6.4	Impulsspektrum der nachgewiesenen J/ψ -Mesonen	56
6.5	Akzeptanzkorrigiertes Impulsspektrum der nachgewiesenen J/ψ -Mesonen	56
6.6	Experimentelle J/ψ -Impulsspektren	57
6.7	Fit an das invariante Massenspektrum der $\Upsilon(1S)$ -Daten	58
A.1	Eichsequenz am CRYSTAL BALL Detektor	62
A.2	Summenspektren aller Kristalle für unterschiedliche Eichreaktionen	64
B.1	Energiedepositionsmuster für verschiedene Teilchen	67
B.2	Verteilung des Patterns E_4/E_{13} in Abhängigkeit von E_{13}	69
B.3	Verteilung des Patterns E_2/E_4 in Abhängigkeit von E_{13}	70
B.4	Vergleich der Winkelaufösungen in Abhängigkeit von der Energie	71
C.1	FLATY eines Monte Carlo generierten Ereignisses	74
D.1	Likelihood als Funktion eines gefitteten Signalinhaltes	77

Tabellenverzeichnis

2.1	Eigenschaften der im $\Upsilon(4S)$ -Bereich erzeugten B -Mesonen	3
3.1	Geometrische Größen des Vierkammersystems	22
4.1	Luminositäten, Bhabha- und Hadronenzahlen der einzelnen Energiebereiche .	34
5.1	Abschätzung des Untergrundes für die einzelnen Kanäle	46
6.1	Experimentelle Ergebnisse für inklusive J/ψ -Produktion	55
B.1	Akzeptanzen einzelner Teilchen in hadronischen Ereignissen	68
C.1	Verzweigungsverhältnisse im schwachen Zerfall des b -Quarks	73

Kapitel 1

Einleitung

Ein geeignetes Objekt zum Studium der starken als auch der schwachen Wechselwirkung bildet das Upsilon-System.

Die Upsilon-Resonanzen lassen sich in der e^+e^- -Annihilation mit hohen Produktionsquerschnitten erzeugen. Der Zerfall des gebundenen Grundzustandes $\Upsilon(1S)$ wird dominiert von der starken Wechselwirkung — er zerfällt überwiegend über einen 3-Gluon-Zwischenzustand in Hadronen. Die angeregten Zustände $\Upsilon(2S)$ und $\Upsilon(3S)$ bevölkern neben ihren direkten Zerfällen das $\Upsilon(1S)$ sowie die P-Zustände des Bottoniums über hadronische und radiative Übergänge.

Das $\Upsilon(4S)$ dagegen produziert in seinen Zerfällen B -Mesonenpaare, die neben dem schweren b -Quark ein Quark der ersten Generation enthalten. Der Zerfall der B -Mesonen wird bestimmt von der schwachen Wechselwirkung, durch die sich das b - überwiegend in ein c -Quark umwandelt. Die Berücksichtigung von QCD-Effekten führt zu Diagrammen, in denen ein c - und ein \bar{c} -Quark entstehen, die dann einen gebundenen Charmoniumzustand bilden können. Der Nachweis dieser $c\bar{c}$ -Zustände in B -Mesonzerfällen erlaubt Rückschlüsse auf die Größe des Einflusses der starken Wechselwirkung im schwachen Zerfall.

In dieser Arbeit wird eine Analyse der $\Upsilon(4S)$ -Daten, die mit dem CRYSTAL BALL Detektor am Speicherring DORIS II aufgenommen wurden, vorgestellt. Sie beschränkt sich dabei auf den Nachweis von e^+e^- -Paaren, da die Leptonenpaarerzeugung einen der Hauptzerfallskanäle der 3S_1 -Zustände des Charmoniumsystems darstellt.

Es wird ebenfalls eine Suche nach Dileptonereignissen in Zerfällen der $\Upsilon(1S)$ -, $\Upsilon(2S)$ - und Kontinuumsdaten durchgeführt. Eine eventuelle Identifikation von gebundenen $c\bar{c}$ -Niveaus gibt Hinweise auf die Form des Gluonenspektrums in den Zerfällen der Resonanzen sowie auf die Wahrscheinlichkeit von Farbunordnungsprozessen im Endzustand.

Im folgenden Kapitel werden dazu einige theoretische Grundlagen zur Diskussion der obigen Zerfälle erörtert. Insbesondere werden die theoretischen Vorhersagen zu den angesprochenen Kanälen vorgestellt. Im Kapitel 3 wird dann eine kurze Beschreibung des Beschleuniger-Rings DORIS II sowie des CRYSTAL BALL-Detektors folgen. Kapitel 4 beschäftigt sich mit den Methoden der Datenaufbereitung und gibt dann eine kurze Beschreibung der Herstellung des hadronischen Datensamples, welches die Ausgangsbasis dieser Analyse bildet.

Im Kapitel 5 werden dann jeweils die Analysen für das B -Mesonensample bzw. die $\Upsilon(1S)$ -, $\Upsilon(2S)$ - und Kontinuumsdaten vorgestellt. Insbesondere werden dazu Untergrundsuntersuchungen und Monte Carlo-Modelle zur Bestimmung der Akzeptanzen beschrieben. Kapitel 6 wird die Resultate dieser Analysen zusammenfassen und mit den theoretischen Vorhersagen, sowie schon durchgeführten Messungen anderer Experimentiergruppen vergleichen. Das letzte Kapitel schließlich gibt eine kurze Zusammenfassung dieser Arbeit.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel gibt zu Beginn eine kurze Einführung in die Physik des Upsilon-Systems. In den folgenden Abschnitten wird dann auf die Beschreibung des b -Quarkzerfalls im Standardmodell eingegangen, wobei insbesondere der farbunterdrückte schwache Zerfall des B -Mesons in Charmoniumzustände beschrieben wird. Daneben gibt es im Bereich der Upsilon-Resonanzen noch weitere Zerfallsmechanismen, die die Erzeugung von schweren gebundenen Quarkoniumzuständen erlauben. Diese werden im letzten Abschnitt unter besonderer Berücksichtigung der theoretischen Vorhersagen erörtert.

2.1 Upsilon-System

Nachdem 1977 bereits im Dimuon-Massenspektrum von $p - B\epsilon$ -Kollisionen am Fermilab ein breiter Massenpeak bei etwa $10 \text{ GeV}/c^2$ beobachtet worden war [1], konnten im darauf folgenden Jahr am e^+e^- -Speicherring DORIS die beiden Resonanzen Υ und Υ' als getrennte Zustände aufgelöst werden [2]. Sie wurden als gebundene Zustände eines neuen, fünften Quarks, des sogenannten *bottom*-Quarks mit seinem dazugehörigen Antiquark interpretiert. Diese gebundenen Quark-Antiquarkzustände tragen in Analogie zum Positronium- und zum schon 1974 entdeckten Charmoniumsystem [3] die Quantenzahlen des Spin 1-Triplettzustandes (1^3S_1 und 2^3S_1 in spektroskopischer Notation), können also in e^+e^- -Kollisionen über ein virtuelles Photon direkt erzeugt werden.

Erst 1979 wurden das Υ'' und das Υ''' von der CLEO- sowie der CUSB-Kollaboration am Speicherring CESR entdeckt [4]. Auch diese Zustände wurden als weitere Anregungen des $b\bar{b}$ -Grundzustandes eingeordnet. Abb. 2.1 zeigt den hadronischen Wirkungsquerschnitt im Bereich der Υ -Resonanzen, wie er von der CLEO-Gruppe gemessen wurde [5]. Man erkennt deutlich die S-Wellenzustände des $b\bar{b}$ -Systems, die in direkter e^+e^- -Vernichtung erzeugt werden können. In den nachfolgenden Jahren entwickelte sich im Bereich der gebundenen Upsilon-Resonanzen eine lebhafte Spektroskopie, die zur Vervollständigung des Bildes des $b\bar{b}$ -Systems beitrug. Einen Überblick über die bis heute bekannten Niveaus und gemessenen Übergänge zeigt Abb. 2.2 [6].

Im Vergleich mit den energetisch niedriger liegenden Zuständen hat das Υ''' eine um mehrere Größenordnungen höhere Breite. Sowohl diese Tatsache als auch der Nachweis von hochenergetischen Leptonen im Zerfall dieser Resonanz weisen darauf hin, daß das Υ''' als quasi-gebundener $b\bar{b}$ -Zustand zu interpretieren ist [7]. Das $\Upsilon(4S)$ liegt demnach energetisch über der Schwelle zur Erzeugung eines B -Mesonenpaares, welches in diesem Energiebereich ein B^-B^- - oder $B^0\bar{B}^0$ -Paar sein kann. Während die $\Upsilon(nS)$ -, ($n=1,2,3$) Resonanzen also nur durch An-

Hadronic cross section in nb

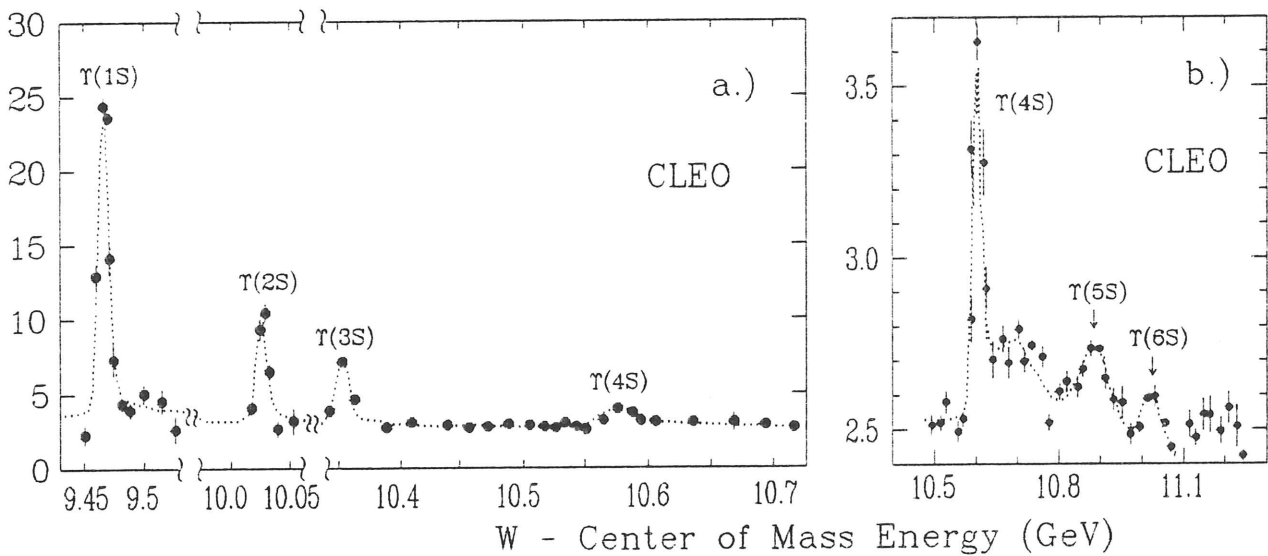


Abbildung 2.1: a.) Sichtbarer hadronischer Wirkungsquerschnitt in der Υ -Region (gemessen von der CLEO-Kollaboration). b.) Ebenfalls gezeigt ist eine CLEO-Messung des hadronischen Wirkungsquerschnittes oberhalb der $\Upsilon(4S)$ -Region mit den Hinweisen auf die Anregungen $\Upsilon(5S)$ und $\Upsilon(6S)$ [5].

Meson	Quarkinhalt	Masse [MeV/c^2]
B^-	$b\bar{u}$	$5277.2 \pm 0.8 \pm 2.5$
B^+	$\bar{b}u$	$5277.2 \pm 0.8 \pm 2.5$
\overline{B}^0	$b\bar{d}$	$5279.4 \pm 0.7 \pm 2.5$
B^0	$\bar{b}d$	$5279.4 \pm 0.7 \pm 2.5$

Tabelle 2.1: Eigenschaften der im $\Upsilon(4S)$ -Bereich erzeugten B -Mesonen [10].

nihilation des b -Quarks mit seinem Antipartner zerfallen können (*OZI-verbotener Zerfall*), zerfällt das $\Upsilon(4S)$ *OZI-erlaubt* (siehe Abb. 2.3) [8]. Spätere Messungen der CESR-Gruppen ergaben für die Massendifferenz $M_{\Upsilon(4S)} - 2M_B$ einen Wert von ungefähr $20 \text{ MeV}/c^2$ [9].

Einige Eigenschaften der im Bereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz erzeugten B -Mesonen sind in Tab. 2.1 zusammengefaßt [10]. Die Partner dieser Spin 0 tragenden B -Mesonen sind die Spin 1-Teilchen B^* gleichen Quarkinhalts. Durch den Nachweis des radiativen Übergangs $B^* \rightarrow B \gamma$ mit $E_\gamma = (52 \pm 2 \pm 4) \text{ MeV}$ konnte gezeigt werden, daß im Energiebereich des $\Upsilon(4S)$ nur $B^+ B^-$ - und $B^0 \overline{B}^0$ -Paare erzeugt werden können [11]. Neben diesen leichten B -Mesonen existieren auch die jeweils ein schweres Quark (s, c) enthaltenden B_s^- , bzw. B_c -Mesonen. Aufgrund der höheren Massen erwartet man aber das Einsetzen der Produktion von z.B. B_s -Mesonen erst bei $\Upsilon(5S)$ -Energien.

Für das Verhältnis der Erzeugungsraten $R_B = N(B^+ B^-) / N(B^0 \overline{B}^0)$ auf dem $\Upsilon(4S)$ gibt es unterschiedliche Vorhersagen. Folgt man einer Überlegung, nach der die Erzeugungsraten

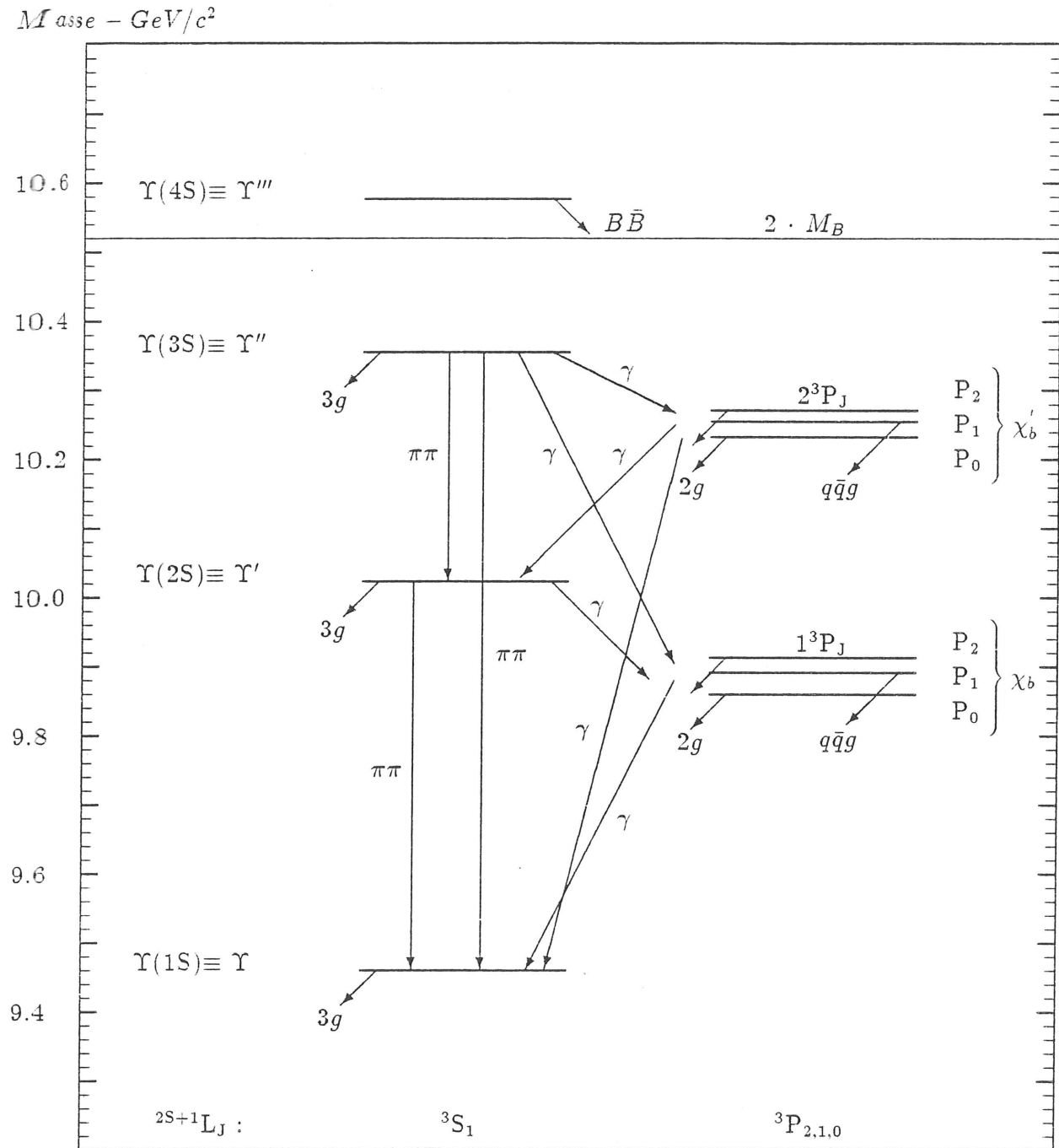


Abbildung 2.2: Das Massenspektrum von gebundenen $b\bar{b}$ -Zuständen. Gezeigt sind hier die Grundzustände des Υ -Systems sowie die Tripletzustände der Anregung mit $l = 1$. Daneben sind noch die gemessenen hadronischen und radiativen Übergänge sowie die dominanten Zerfallsmodi der einzelnen Niveaus eingetragen. Übersichtsartikel zu den experimentellen Ergebnissen der Upsilon-spektroskopie, sowie eine Diskussion der unterschiedlichen Potentialmodelle finden sich in den Referenzen [6].

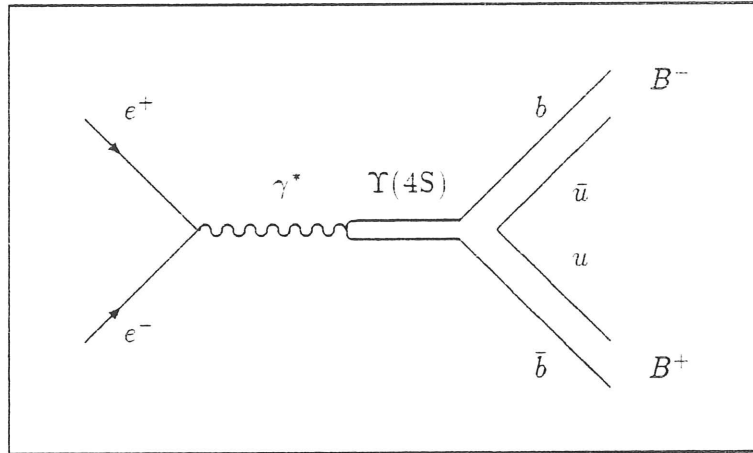


Abbildung 2.3: Produktion und Zerfall der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz, hier gezeigt am Beispiel der Erzeugung eines B^+B^- -Paares.

proportional zu $(p_B)^{2l+1}$ (p_B = Impuls des B -Mesons) ist, so erhält man mit $l = 1$ und aufgrund der Massendifferenz zwischen geladenen und neutralen B -Mesonen ein Verhältnis von ungefähr (60 / 40) % [12].

Von anderen Autoren wurde jedoch gezeigt, daß diese einfache Näherung mit Sicherheit nicht erfüllt ist [13]. Eine genaue Vorhersage des Verhältnisses ist vielmehr stark von Modellparametern abhängig, eine experimentelle Bestimmung des Wertes für R_B ist sehr schwierig. Für den Nichtzerfall des $\Upsilon(4S)$ in ein B -Mesonenpaar gibt es von der CLEO-Gruppe obere Grenzen [14].

Im $\Upsilon(4S)$ -Bereich werden B -Mesonen nahezu in Ruhe erzeugt. Man erhält für den Impuls der erzeugten Teilchen:

$$p_B c = \left[\left(\frac{1}{2} \cdot M_{\Upsilon(4S)} \right)^2 - M_B^2 \right]^{\frac{1}{2}} . \quad (2.1)$$

Setzt man hier Werte für die Massen ein, so ergeben sich Impulse von ungefähr 400 MeV/c für die erzeugten B -Mesonen. Daher ist diese Resonanz als B -Mesonenquelle ein ideales Objekt zum Studium der schwachen Wechselwirkung.

2.2 Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung

Das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung gruppiert die Quarks nach ihrem schwachen Isospin in drei linkshändige Dubletts und sechs rechtshändige Singuletts ein [15]. Die Leptonen bilden drei linkshändige Dubletts und die geladenen Leptonen drei rechtshändige Singuletts (Abb. 2.4). Übergänge zwischen den linkshändigen Dubletts werden durch die geladenen Vektorbosonen W^\pm vermittelt.

Die Übergänge zwischen den Quarkdubletts sind nur möglich, weil die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung nicht identisch sind mit den Masseneigenzuständen. Die Quarkzustände d', s' und b' sind Linearkombinationen der Zustände d, s und b , wobei die Verknüpfung über die Kobayashi-Maskawa-Matrix (KM-Matrix) erfolgt. Dieser Zusammenhang ist in Gl. 2.2 in Abb. 2.4 dargestellt [16]. Damit verknüpft jedes Element in der

$$\begin{array}{c}
u_R \quad d_R \quad c_R \quad s_R \quad t_R \quad b_R \\
\left(\begin{array}{c} u \\ d' \end{array} \right)_L \quad \left(\begin{array}{c} c \\ s' \end{array} \right)_L \quad \left(\begin{array}{c} t \\ b' \end{array} \right)_L \quad \updownarrow W^\pm \\
\epsilon_R^- \quad \mu_R^- \quad \tau_R^- \\
\left(\begin{array}{c} \nu_e \\ e^- \end{array} \right)_L \quad \left(\begin{array}{c} \nu_\mu \\ \mu^- \end{array} \right)_L \quad \left(\begin{array}{c} \nu_\tau \\ \tau^- \end{array} \right)_L \quad \updownarrow W^\pm \\
\left(\begin{array}{c} d' \\ s' \\ b' \end{array} \right) = \left(\begin{array}{ccc} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} d \\ s \\ b \end{array} \right)
\end{array} \tag{2.2}$$

Abbildung 2.4: Quarks und Leptonen im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung.

Mischungsmatrix einen Übergang zwischen einem Quark q der Ladung $2/3$ und einem Quark q' der Ladung $-1/3$. Die Übergangswahrscheinlichkeit selbst ist dann proportional zu $|V_{qq'}|^2$.

Die Unitarität der KM-Matrix führt zu einer Einschränkung der Anzahl der freien Parameter. So läßt sich die KM-Matrix für drei Generationen von Quarks durch die drei Winkel θ_i und die Phase δ in der Form

$$\left(\begin{array}{ccc} c_1 & s_1 c_3 & s_1 s_3 \\ -s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ -s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta} \end{array} \right)$$

mit $c_i = \cos \theta_i$ und $s_i = \sin \theta_i$ parametrisieren.

Der Winkel θ_1 ist dabei der sogenannte *Cabibbowinkel*, der den Unterschied zwischen den Zerfallsraten des W^- in ein $u\bar{d}$ -Quarkpaar und ein $u\bar{s}$ -Quarkpaar beschreibt. Man nennt letztere Zerfälle deshalb auch *Cabibbo-unterdrückt*. Die Phase δ , die erst bei einem Modell mit drei Generationen von Quarks eingeführt werden muß, erlaubt die Beschreibung der CP-Verletzung durch die schwache Wechselwirkung.

Die Bestimmung der Elemente der Mischungsmatrix kann nur experimentell erfolgen. Aus den β -Zerfällen der Nukleonen und aus Kaonzerfällen ist eine genaue Bestimmung der Matrixelemente, die die leichten Quarks verknüpfen, möglich. Da für die Zerfälle der b -Quarks im Rahmen dieses Modells lediglich die Matrixelemente V_{cb} und V_{ub} eine Rolle spielen, bieten die B -Mesonen die Möglichkeit, diese unbekannteten Matrixelemente zu bestimmen.

2.3 B -Mesonenzerfall im Spektatormodell

Das Modell des B -Mesonenzerfalls, in dem das leichte Quark (Antiquark) keine Rolle spielt, nennt man das Spektatormodell. Diagramme des hadronischen und semileptonischen B -

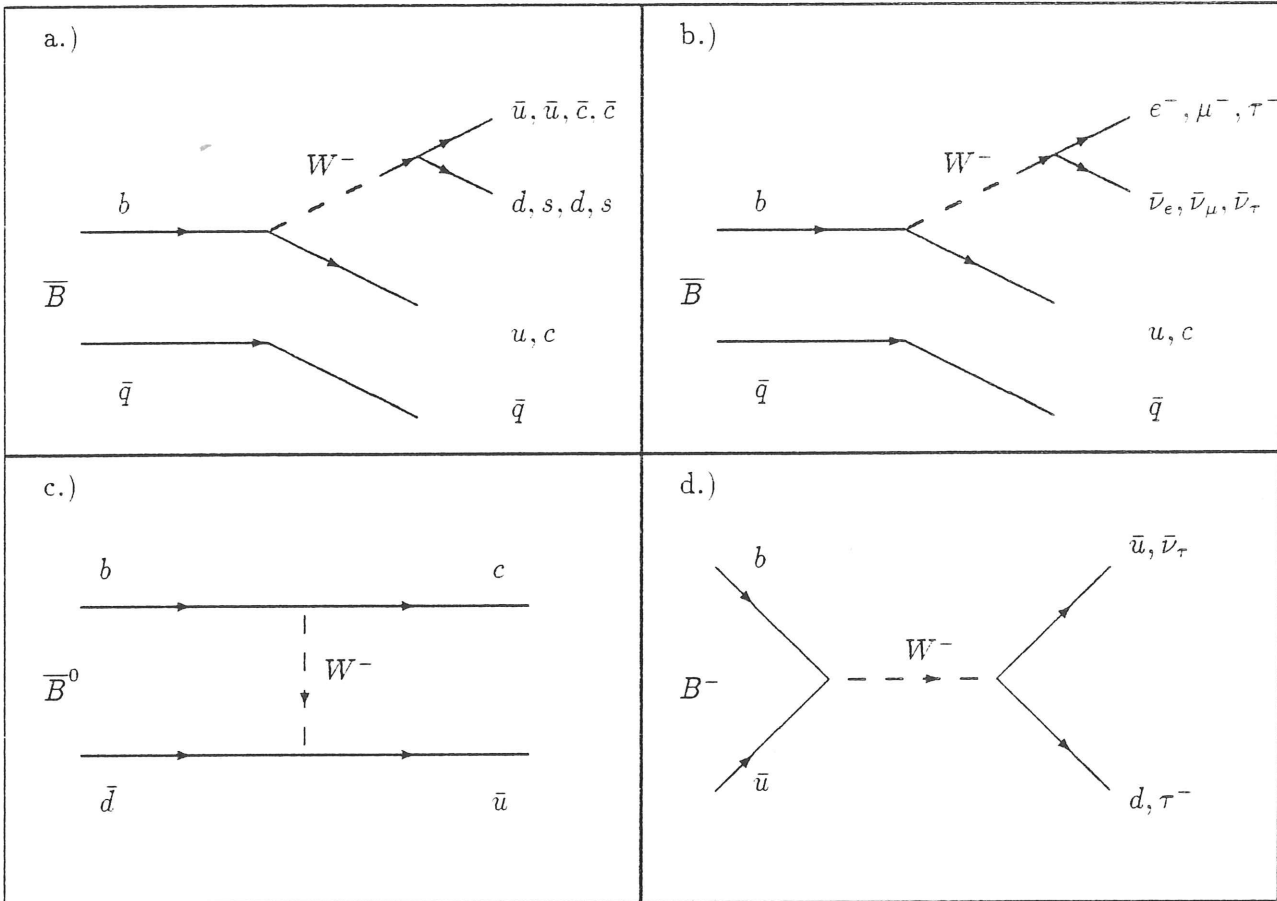


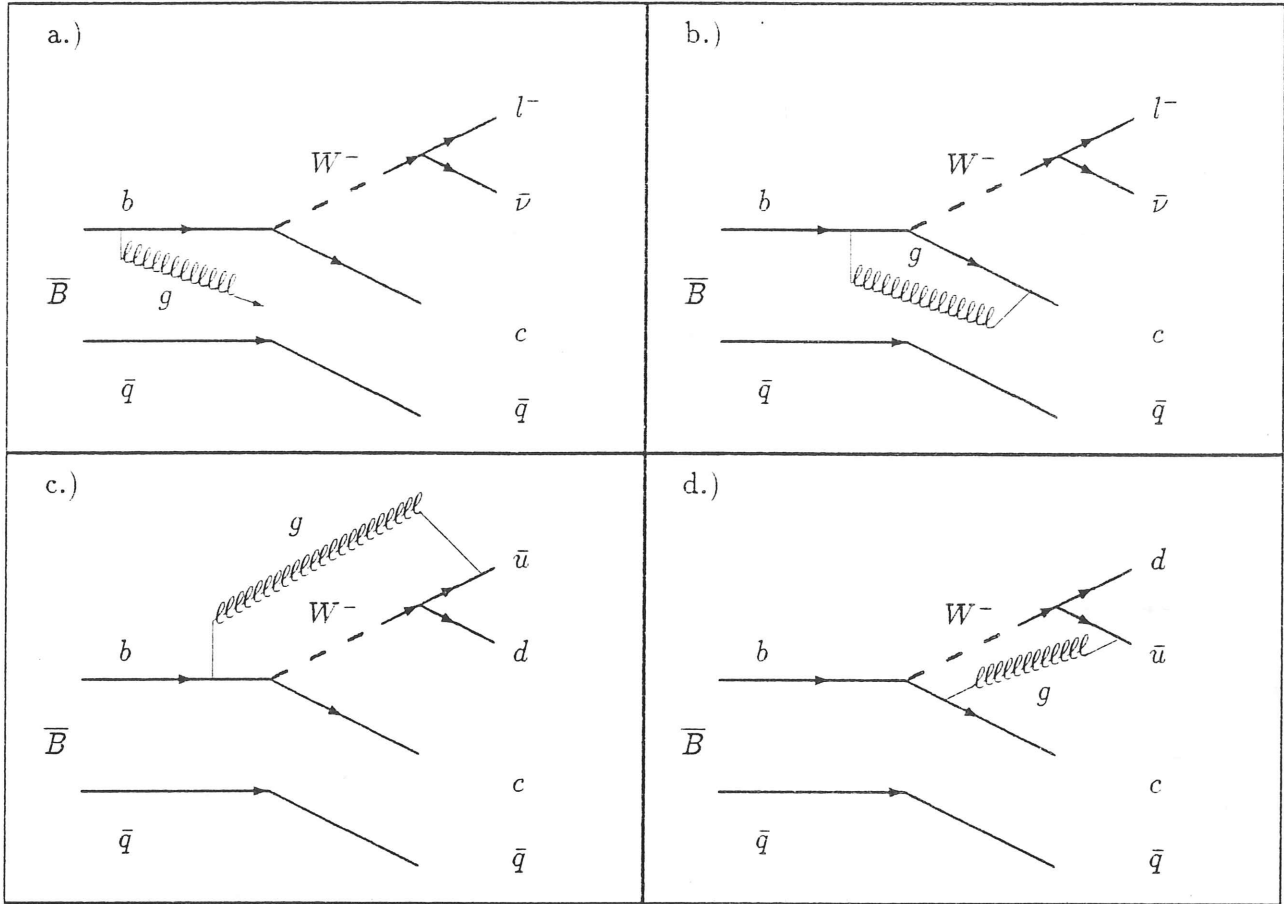
Abbildung 2.5: Zerfall des *B*-Mesons im Spektatormodell: a.) hadronisch b.) semileptonisch. Nichtspektatordiagramme, die zum Zerfall des *B*-Mesons beitragen können sind: c.) W^\pm -Austausch und d.) Annihilation. Es sind nicht alle möglichen Endzustände des W^\pm -Zerfalls gezeigt.

Zerfalls sind in Abb. 2.5 dargestellt.

Nichtspektatoranteile sind im *B*-Mesonenzerfall vernachlässigbar. Man erwartet hier bei einer Vernachlässigung von Gluonprozessen eine relative Unterdrückung der Zerfallsrate um $1/M_b^2$ (M_b = Masse des *b*-Quarks in GeV/c^2) im Vergleich zum Spektatordiagramm. Beispiele solcher Annihilations- oder Austauschgraphen sind in Abb. 2.5 gezeigt. Zu bemerken ist hier, daß bei der Beschreibung des *B*-Zerfalls über Austauschgraphen nur der Zerfall neutraler *B*-Mesonen erlaubt ist und nur hadronische Endzustände möglich sind.

Eine zusätzliche Modifikation des Spektatormodells ist nötig, sobald QCD-Effekte berücksichtigt werden [17]. Korrekturen aufgrund von Bremsstrahlung oder Vertexkorrekturen wie sie in Abb. 2.6 a, b dargestellt sind, ergeben Änderungen in den semileptonischen oder hadronischen Zerfallsbreiten von 10 bis 15 %.

Erheblich einschneidender ist jedoch die Berücksichtigung von Prozessen, in denen ein Gluonenaustausch zwischen der *b*-Quarklinie und den Quarks aus dem W^\pm -Zerfall stattfindet (Abb. 2.6 c, d). Man spricht hier von sogenannten "kurzreichweitigen Korrekturen" oder auch vom "short distance enhancement". Die Berücksichtigung dieser Korrekturen ändert die Form des effektiven Hamiltonoperators. Betrachtet man z.B. den Zerfall $b \rightarrow c\bar{c}s$, so muß

Abbildung 2.6: QCD-Korrekturen zum Spektatordiagramm des B -Zerfalls.

man folgende Modifikation machen. Aus dem Hamiltonoperator

$$H_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{cs}^* (\bar{c}b) (\bar{s}c) \quad (2.3)$$

mit

$$(\bar{c}b) = \bar{c} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b, \quad (\bar{s}c) = \bar{s} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) c, \quad G_F = \text{Fermi-Kopplungskonstante}$$

wird jetzt

$$H_{eff}^{QCD} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{cs}^* \left[\frac{c_+ + c_-}{2} (\bar{c}_a b_a) (\bar{s}_b c_b) + \frac{c_+ - c_-}{2} (\bar{c}_a c_a) (\bar{s}_b b_b) \right], \quad (2.4)$$

wobei mit $(\bar{c}_a b_a)$ die Farbsumme $\sum_a \bar{c}_a \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b_a$ gekennzeichnet wird und V_{cb} und V_{cs} die gleichnamigen Matrixelemente der KM-Matrix bezeichnen.

Die QCD-Renormierungskonstanten (Wilsonkoeffizienten) c_\pm , die in "leading log" und nächsthöherer Approximation durch $c_\pm = 1/\sqrt{c_-}$ verknüpft sind, haben folgende Definition:

$$c_- = \left[\frac{\alpha_s(m_b^2)}{\alpha_s(m_t^2)} \right]^{12/23} \left[\frac{\alpha_s(m_t^2)}{\alpha_s(m_W^2)} \right]^{12/21} \quad (2.5)$$

mit

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(q^2/\Lambda^2)}. \quad (2.6)$$

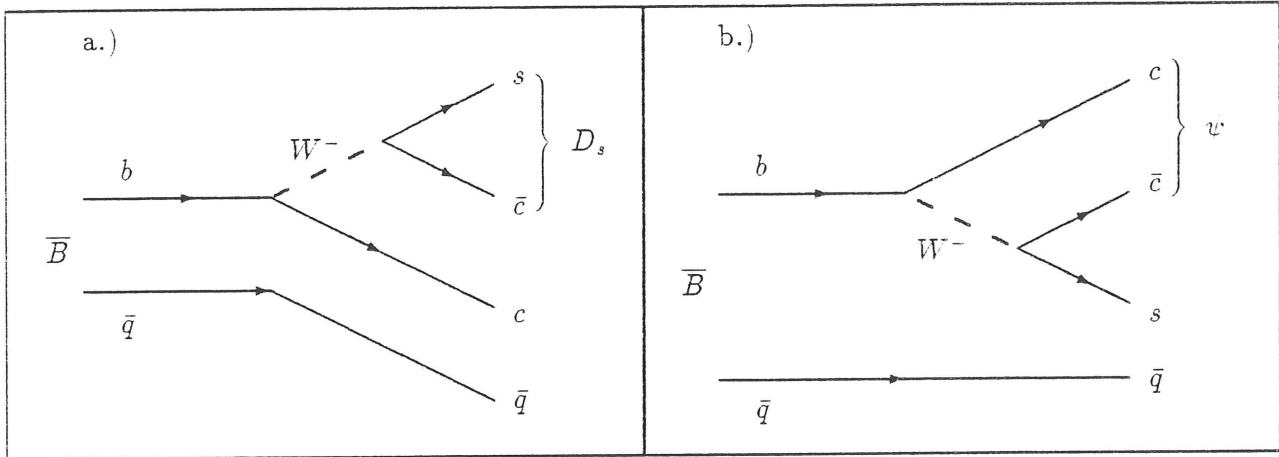


Abbildung 2.7: Der Zerfall $b \rightarrow c\bar{c}s$ im Spektatormodell. In a.) ergibt sich ein Endzustand ohne "color mixing", in b.) die "color mixed" Kombination, die zur Erzeugung von ψ -Mesonen führen kann.

Hierin bezeichnen $m_{b,t,W}$ die Massen der entsprechenden Quarks, bzw. Vektorbosonen, n_f die Anzahl der aktiven Quarkflavours und Λ den QCD-Parameter.

Für $q^2 \rightarrow \infty$ wird $c_+ = c_- = 1$ und damit wird der Hamiltonoperator bis auf die KM-Matrixelemente und den Farbfaktor 3 identisch mit dem des freien Quarkzerfalls. Werte für c_{\pm} sind im Rahmen dieses Ansatzes als Funktion von q^2 berechnet worden und liegen im Bereich der b -Quarkmassen bei:

$$c_+ \approx 0.8 \quad \text{und} \quad c_- \approx 1.5. \quad (2.7)$$

Die beiden Terme in der eckigen Klammer von Gl. 2.4 erlauben im Rahmen der QCD eine interessante physikalische Interpretation. Während der erste Term die $c\bar{q}$ - und $s\bar{c}$ -Kombinationen zu Farbsingulettzuständen macht, in denen die Farbe des b -Quarks an das c -Quark übergeht, stellt der zweite Term die farbgemischten ("color mixed") Zustände dar.

Damit beschreibt dieser Ausdruck anschaulich gesehen die beiden Quarkzerfallsdiagramme in Abb. 2.7. Im ersten Falle kombinieren die Quarks aus dem W^- -Zerfall, um ein D_s -Meson im Endzustand zu bilden. Wenn jedoch das \bar{c} -Quark aus dem W^- -Zerfall mit dem c -Quark aus dem b -Zerfall kombiniert, kann es zur Bildung von ψ -Mesonen kommen. Da aber das c - und das \bar{c} -Quark nicht automatisch ein Farbsingulett bilden — was die $(\bar{c}s)$ -Kombination im ersten Diagramm tut — nennt man diesen Prozeß auch farbunterdrückt ("color suppressed"). Während nämlich Quarks und Gluonen Farbe tragen, sind Mesonen und Baryonen farbneutral. Deshalb können ein Quark und ein Antiquark nur dann ein Meson produzieren, wenn sich ihre Farbladungen kompensieren.

Unter der einfachen Annahme, daß ein ψ -Meson immer dann produziert wird, wenn ein W^- in ein $\bar{c}s$ -Quarkpaar zerfällt ($\approx 15\%$), und unter Berücksichtigung des Faktors $1/9$ für die richtige Farbkombination, erhält man ein Verzweigungsverhältnis $BR(B \rightarrow J/\psi X)$ von etwa $(1 - 2)\%$. Der Einschluß von QCD-Korrekturen in den Berechnungen der Zerfallsraten kann diese Werte drastisch ändern. Auch können Gluonenaustauschprozesse, die die Farbe des abstrahlenden Objekts ändern, die Farbunterdrückung teilweise aufheben.

2.4 ψ -Mesonenerzeugung in B -Zerfällen

Der farbunterdrückte Zerfall

$$B \longrightarrow J/\psi X \quad (2.8)$$

wurde 1979 von H. Fritzsch als Nachweisreaktion für die Existenz von B -Mesonen vorgeschlagen [18]. Der Zerfall des J/ψ kann wegen seiner relativ einfachen Topologie und durch sein hohes Verzweigungsverhältnis in e^+e^- oder $\mu^+\mu^-$ nachgewiesen werden.

Berechnet man ausgehend von dem Hamiltonoperator in Gl. 2.4 unter Benutzung eines Faktorisierungsansatzes die totale Zerfallsrate, so erhält man:

$$\Gamma(B \rightarrow J/\psi X) \propto \Gamma_0 \cdot |V_{cb}|^2 \cdot \frac{1}{9} \cdot (2c_+ - c_-)^2 \quad (2.9)$$

mit

$$\Gamma_0 = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3}.$$

In Gl. 2.9 ist Γ_0 die Zerfallsbreite, die sich unter Vernachlässigung sämtlicher QCD-Korrekturen, d.h. für den Hamiltonoperator in Gl. 2.3 ergibt. Der Ausdruck $(2c_+ - c_-)^2$ beschreibt die kurzreichweitigen QCD-Korrekturen, die für $c_+ = c_- = 1$ ihren Einfluß verlieren. Der Faktor $(1/3)^2$ schließlich ist der Unterdrückungsfaktor, den man zur Erklärung der Tatsache einführen muß, daß sich nur eines von drei $c\bar{c}$ -Paaren im benötigten Farbsingulettzustand befindet.

Der Ausdruck $(2c_+ - c_-)^2$ geht für $c_- = 1.59$ ($c_+ = 0.79$) gegen Null, was zur Folge hat, daß das vorhergesagte Verzweigungsverhältnis stark abhängig von der genauen Kenntnis von c_{\pm} ist. Ein numerisches Beispiel soll dies verdeutlichen:

$$\left[\frac{2c_+ - c_-}{3} \right]^2 \approx \begin{cases} 1/40 & \text{für } c_- = 1.3, c_+ = 0.88 \\ 1/460 & \text{für } c_- = 1.5, c_+ = 0.82. \end{cases} \quad (2.10)$$

Anhand der Gl. 2.9 lassen sich die theoretischen Vorhersagen zu dem betrachteten Zerfall in drei Kategorien einordnen.

- Modelle, in denen keine Farbunterdrückung betrachtet wird (oder dieser Effekt durch Abstrahlung von Gluonen aufgehoben wird), sagen Verzweigungsverhältnisse im Bereich von $(3 - 5)\%$ vorher [18]. Der Unterschied zwischen dieser Zahl und der einfachen Erwartung von 15% , die aus Phasenraumüberlegungen resultiert, ergibt sich durch die Berücksichtigung der Wahrscheinlichkeit, mit der eine Bindung zwischen dem c - und dem \bar{c} -Quark erfolgt. Diese Wahrscheinlichkeit ist abhängig von der Wellenfunktion des ψ -Mesons am Ursprung.
- Eine weitere Gruppe von Modellen schließt die Farbunterdrückung zwar mit in die Rechnungen ein, vernachlässigt aber QCD-Korrekturen [19,20]. Die vorhergesagten Werte liegen zwischen 1.6% und 3% .
- Detaillierte QCD-Berechnungen schließlich ergeben Werte für das Verzweigungsverhältnis von $(0.3 - 0.5)\%$ [20,21].

Die Unterschiede innerhalb der einzelnen Modellklassen rühren von der unterschiedlichen Behandlung der QCD-Korrekturen, von der Mitberücksichtigung der Abstrahlung von niederenergetischen Gluonen sowie von den benutzten Quarkmassen her.

Der Zerfall $B \rightarrow J/\psi X$ kann nur durch das Spektordiagramm mit "color mixing" (Abb. 2.7 b.) beschrieben werden. Eine experimentelle Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses erlaubt es daher die Gültigkeit des Farbunterdrückungsfaktors $1/9$ zu verifizieren. Zusätzlich erhält man Informationen über den Einfluß der starken Wechselwirkung in schwachen Zerfällen schwerer Quarks.

Neben den Vorhersagen zur absoluten Zerfallsrate gibt es auch Berechnungen zur Erzeugung einzelner Charmoniumzustände in Zerfällen von B -Mesonen [20]. Für die relativen Produktionsraten von gebundenen $\bar{c}c$ -Zuständen erhält man unter Benutzung der Wellenfunktionen einzelner Zustände im Charmoniumsystem:

$$\eta_c : J/\psi : \chi_1 : \psi' \approx 0.57 : 1 : 0.27 : 0.31. \quad (2.11)$$

Die Werte der Wellenfunktionen am Ursprung werden dabei für die S-Niveaus aus den gemessenen partiellen Zerfallsbreiten in e^+e^- bestimmt. Für die P-Zustände werden Vorhersagen eines Charmoniummodells benutzt. Berücksichtigt man die Verzweigungsverhältnisse für die relevanten Charmoniumübergänge $\psi' \rightarrow J/\psi \pi \pi$ und $\chi_1 \rightarrow \gamma J/\psi$, so ergibt sich, daß ca. 80 % der inklusiven J/ψ 's direkt erzeugt werden und ca. 13 % (8 %) von den Kaskaden $B \rightarrow \psi'(\chi_1) \rightarrow J/\psi$ kommen.

Eine Unterscheidung zwischen primär (direkt) und sekundär (über radiative oder hadronische Übergänge von energetisch höherliegenden Niveaus des Charmoniumsystems) erzeugten J/ψ 's ist durch die Analyse des Impulsspektrums der nachgewiesenen Mesonen möglich. So erhält man für sekundär erzeugte J/ψ -Mesonen ein erheblich weiches Impulsspektrum verglichen mit direkt produzierten J/ψ 's.

In Abb. 2.8 ist die Impulsverteilung von primär und sekundär erzeugten J/ψ -Mesonen dargestellt. Diese Verteilung ist das Resultat einer Monte Carlo-Simulation, in der das b -Quark in ein ψ -Meson und ein s -Quark zerfällt. Das leichte Quark im B -Meson hat eine Spektatorfunktion. Die Quarks und Mesonen zerfallen entsprechend dem zur Verfügung stehenden Phasenraum. Für die Anteile einzelner $c\bar{c}$ -Niveaus wurden die theoretischen Raten aus Gl. 2.11 angesetzt. Die Verzweigungsverhältnisse der hadronischen und radiativen Übergänge wurden der Ref. [22] entnommen.

Da neben dem \bar{c} -Quark im W^- -Zerfall ein s -Quark erzeugt wird, erwartet man im exklusiven Kanal neben dem ψ -Meson ein Kaon und eventuell weitere leichte Mesonen. Die theoretischen Vorhersagen favorisieren niedermultiplizitäre Ereignisse [23], wie z.B.:

$$B \rightarrow J/\psi K \quad \text{oder} \quad B \rightarrow J/\psi K^*.$$

Neben der vollständigen Rekonstruktion solcher Ereignisse bietet sich hier die Möglichkeit der Unterscheidung zwischen Zerfällen mit hoher oder niedriger Multiplizität durch Analyse des Impulsspektrums der gemessenen ψ -Mesonen [24].

Durch eine experimentelle Bestimmung des Impulsspektrums der ψ -Teilchen lassen sich damit weitere Informationen über die relativen Erzeugungsraten einzelner Charmoniumzustände, sowie die Endzustände des inklusiv untersuchten Zerfalls gewinnen.

2.5 Produktion von Charmoniumzuständen in der Gluonfragmentation

Neben dem im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Produktionsmechanismus für ψ -Teilchen in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen, gibt es im Bereich der gebundenen Resonanzen und im Kontinuum die Möglichkeit der ψ -Erzeugung über die Gluonfragmentation.

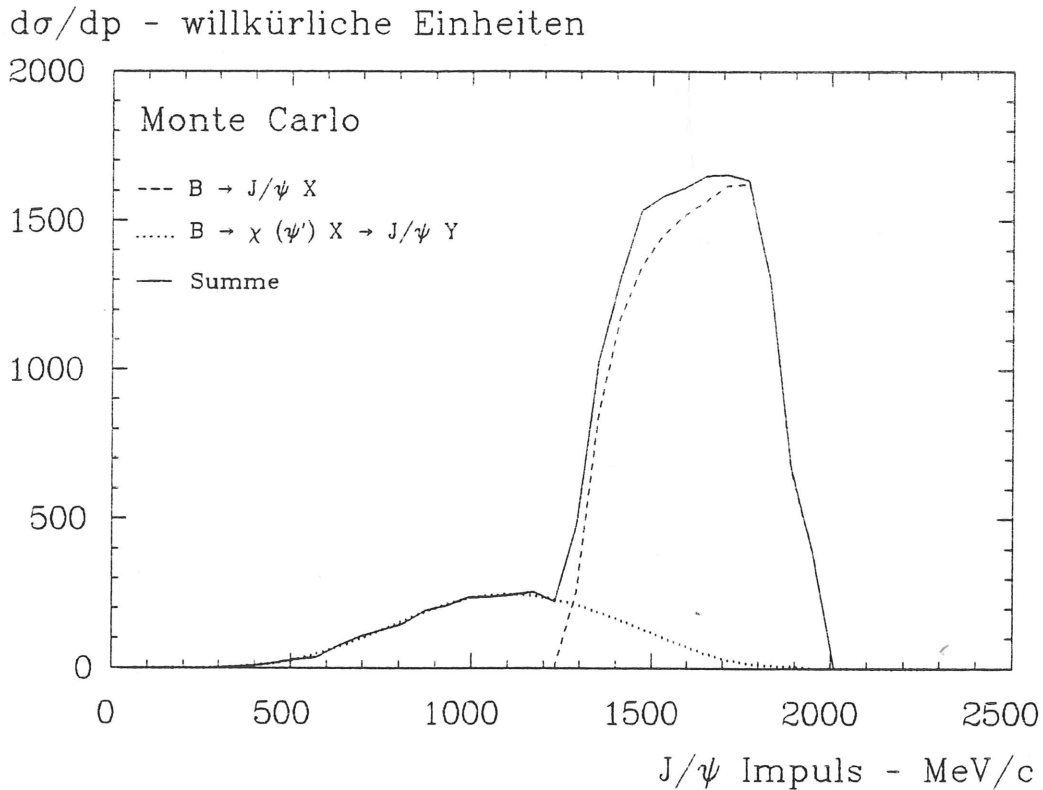


Abbildung 2.8: Impulsspektrum von primär und sekundär erzeugten J/ψ -Mesonen: (---) direkt erzeugte J/ψ -Mesonen, (.....) über radiative (χ_c), bzw. hadronische (ψ') Zerfälle erzeugte J/ψ -Mesonen, (—) Summe beider Beiträge.

2.5.1 Upsilon(1S)

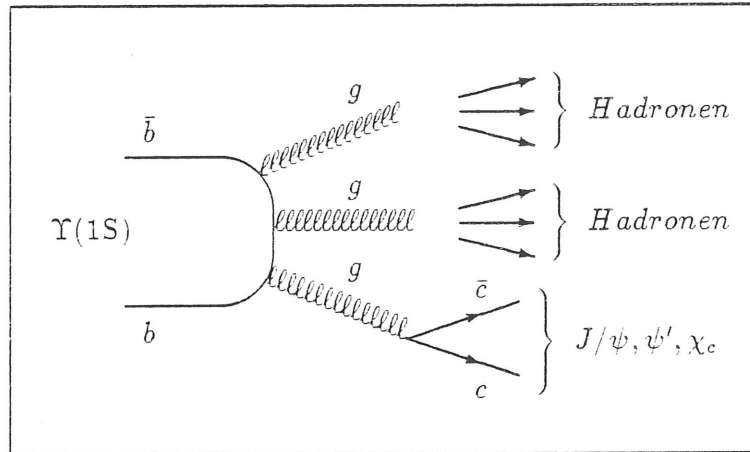
Der dominante Zerfallsmodus des Grundzustands $\Upsilon(1S)$ ist der $3g$ -Zerfall. Dieses erklärt sich aus dem Verbot des Zerfalls in ein Gluon (Erhaltung der Farbladung) und zwei Gluonen (Erhaltung der C-Parität in der starken Wechselwirkung) sowie einer Unterdrückung des Zerfalls in ein $q\bar{q}$ -Paar über ein virtuelles Gluon.

Die ersten Abschätzungen zum Zerfall der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz in Charmoniumzustände stammen von H. Fritzsch und K. H. Streng [25]. Das diesen Zerfall beschreibende Quarkdiagramm ist in Abb. 2.9 abgebildet. Obwohl die Produktionsrate eines bestimmten Charmoniumzustandes von unbekanntem Details der starken Wechselwirkung abhängt, läßt sich die totale Rate für die Erzeugung eines schweren Quark-Antiquarkpaares in der Gluonfragmentation berechnen [26]. Man erhält:

$$R_{c\bar{c}} = \frac{\Gamma(\Upsilon \rightarrow c\bar{c} X)}{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \text{Hadronen})} \approx 2.3\%.$$

Wenn das virtuelle Gluon, welches das Quark-Antiquarkpaar erzeugt, eine invariante Masse hat, die größer ist als $2M_D$ (M_D = Masse des D -Mesons), so wird es zur Erzeugung von Charm tragenden D -Mesonen kommen. Im anderen Falle kann ein $c\bar{c}$ -Meson erzeugt werden. Die Produktionsrate einzelner gebundener $c\bar{c}$ -Zustände ergibt sich aus der Wahrscheinlichkeit, mit der die Farboktettkonfiguration $c\bar{c}$ durch Abstrahlung von Gluonen zu einem Farbsingulett-Charmoniumzustand wird.

Bei der einfachsten Möglichkeit dieses Farbwechsels, nämlich der Abstrahlung eines Gluons, entsteht ein Charmoniumzustand mit gerader C-Parität. Dieser Zustand wird vorzugs-

Abbildung 2.9: Der Zerfall $\Upsilon \rightarrow J/\psi X$ im Quarkdiagramm.

weise ein P-Wellenzustand sein, da die Quarks in einem S-Wellenzustand erzeugt werden und das Gluon Drehimpuls 1 wegträgt. Man erwartet daher einen nicht unerheblichen Anteil an χ_c -Produktion in diesem Zerfall.

Unter Ausnutzung der Dualitätshypothese¹ erhält man für den Anteil der Zerfallsbreite, der die D -Mesonenpaarproduktion beschreibt, einen Wert von ungefähr 1.6%. Nimmt man an, daß alle Charmonium-Resonanzen ungefähr gleich stark erzeugt werden und berücksichtigt auch die χ_c -Zerfälle in J/ψ , so erwartet man:

$$\frac{\Gamma(\Upsilon \rightarrow J/\psi X)}{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \text{Hadronen})} \approx (0.2 - 0.4) \%$$

Eine interessante Konsequenz des obigen Zerfalls ist die resultierende Impulsverteilung der ψ -Mesonen (Abb. 2.10). Diese hat bei großen Impulsen ein Maximum, d.h. die häufigste Konfiguration ist jene, bei der das J/ψ (eventuell begleitet von einem Photon aus einem χ_c -Zerfall) mit maximalem Impuls ($\approx 4.2 \text{ GeV}/c$) in eine Richtung emittiert wird und die beiden Gluonen in einem gemeinsamen Jet in entgegengesetzter Richtung hadronisieren.

2.5.2 Upsilon(2S)

Über die $\Upsilon(2S)$ -Resonanz werden die P-Zustände χ_b ($^3P_{0,1,2}$) durch radiative Übergänge bevölkert. Die von mehreren Experimenten gemessenen Verzweigungsverhältnisse für diese Zerfälle liegen bei ca. (5 - 10)% für jeden der Kanäle. Neben den radiativen Zerfällen der χ_b -Niveaus in den Υ -Grundzustand, die auch für den experimentellen Nachweis der χ_b 's benutzt wurden, zerfallen die P-Zustände hadronisch.

Der 3P_1 -Zustand ($J^{PC} = 1^{++}$) zerfällt dominant in $gq\bar{q}$, kann also schon in niedrigster Ordnung als Produzent eines $gc\bar{c}$ -Systems angesehen werden. Die P-Zustände mit geradzahligem Spin ($0^{++}, 2^{++}$) zerfallen dagegen in zwei Gluonen, können also ähnlich dem $\Upsilon(1S)$ durch Quark-Antiquarkbildung der erzeugten Gluonen Charmoniumzustände produzieren. Da die Gluonen in diesem Prozeß verglichen mit dem $3g$ -Zerfall des Grundzustandes höherenergetisch

¹In der e^+e^- -Vernichtung stimmt der experimentelle Produktionsquerschnitt für einen bestimmten Quarktyp auch im Resonanzgebiet mit dem QCD-Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung des Quarkpaares überein, falls über die Resonanzkurven im gesamten Resonanzgebiet gemittelt wird. Experimentell ist diese Dualitätsannahme gut erfüllt. Es wird vermutet, daß sie auch für Gluonen gilt.

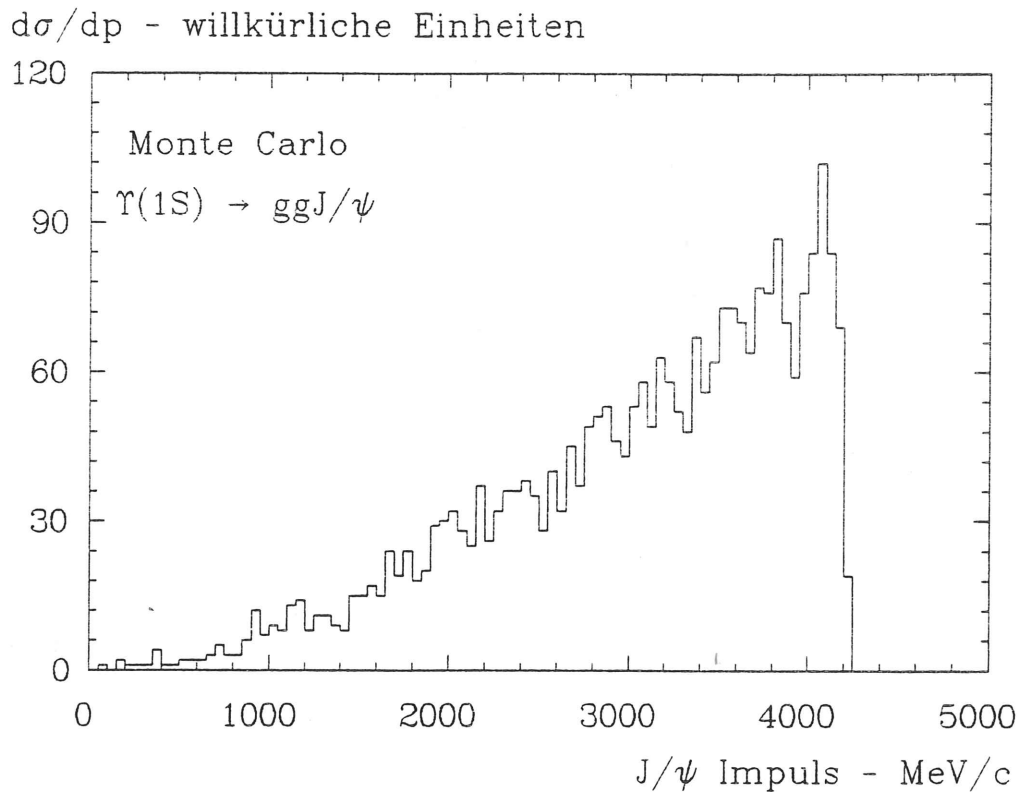


Abbildung 2.10: Impulsspektrum der ψ -Mesonen im Zerfall $\Upsilon \rightarrow gg J/\psi$.

sind, erwartet man auch eine höhere Zerfallswahrscheinlichkeit in $gc\bar{c}$. So berechnen die Autoren in Ref. [26] für das Verhältnis

$$R_{g\bar{c}c}(J^{PC}) = \frac{\Gamma(^3P_J \rightarrow g c\bar{c})}{\Gamma(^3P_J \rightarrow \text{Hadronen})}$$

Werte von

$$R(0^{++}) \approx 6\%, \quad R(1^{++}) \approx 25\%, \quad R(2^{++}) \approx 12\%.$$

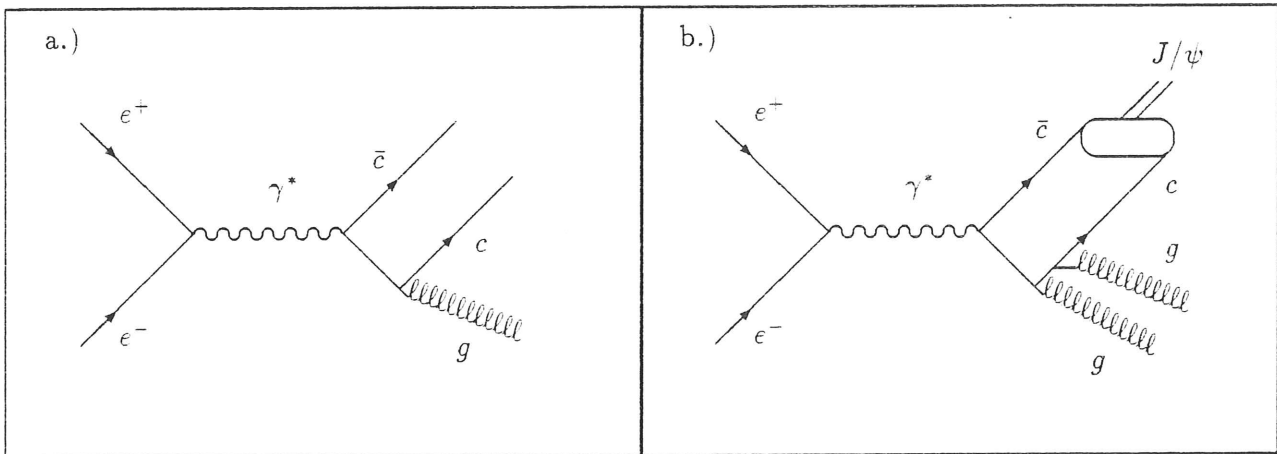
Um die Anteile der Erzeugung einzelner Charmoniumzustände zu bekommen, müssen die invarianten Massenverteilungen des $c\bar{c}$ -Systems bestimmt und Störungseffekte durch Umordnungsprozesse der Farbe berücksichtigt werden. In Ref. [25] wurde für den Prozentsatz der hadronischen Zerfälle der 0^{++} - und 2^{++} -Niveaus, die ein ψ -Meson enthalten, ein Wert von ca. 1% abgeschätzt.

Die Topologie solcher Ereignisse ist besonders auffällig, da sie aus zwei in entgegengesetzten Richtungen laufenden Jets bestehen. Der Gluonjet besitzt dabei einen Impuls von ≈ 4.4 GeV/c, während das J/ψ häufig von einem Photon aus dem radiativen Zerfall des erzeugten χ_c -Zustandes begleitet wird.

2.5.3 Kontinuum

Es gibt zwei konkurrierende Modelle, die die inklusive Erzeugung von ψ -Mesonen im e^+e^- -Kontinuum beschreiben.

Im "color evaporation model" (CEM) (Abb. 2.11 a.) berechnet man die Produktion eines $c\bar{c}$ -Paares mit einer invarianten Masse zwischen $2m_c$ und $2m_D$ (m_c = Masse des c -Quarks, m_D = Masse des D -Mesons) und nimmt dann an, daß etwa 1/8 bis 1/3 dieser Paare in

Abbildung 2.11: J/ψ -Erzeugung im Kontinuum: a.) im CEM, b.) im CSM.

ein J/ψ konvertieren [27]. Der Farbinhalt des Quarkpaares wird vernachlässigt, da man annimmt, daß das $c\bar{c}$ -Paar genügend Gluonen abstrahlen kann um als Farbsingulettzustand zu enden. Es gibt hier keine genauen Vorhersagen für die relativen Erzeugungsraten von einzelnen Charmoniumzuständen.

Im "color singulet model" (CSM) (Abb. 2.11 b.) wird dagegen im Rahmen der perturbativen QCD die Erzeugung eines Charmoniumsingulettzustandes berechnet [28]. Dieser Ansatz wurde auch benutzt, um die Erzeugungsraten von gebundenen $c\bar{c}$ -Zuständen in hadronischen Reaktionen und in der inelastischen Photoproduktion vorherzusagen. In der e^+e^- -Annihilation lassen sich nun beide Modelle durch ihre unterschiedlichen Vorhersagen prüfen.

Man erwartet im CEM für

$$R_\psi \equiv \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow J/\psi X)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \approx 10^{-3}$$

für $\sqrt{s} \approx 10$ GeV (\sqrt{s} = Schwerpunktsenergie), wenn man annimmt, daß der Konvertierungsfaktor $(c\bar{c}) \rightarrow J/\psi$ $1/8$ beträgt. Die Erzeugungsraten im CSM liegen dagegen in dieser Energieregion bei $R_\psi \approx (0.2 - 0.3) \cdot 10^{-3}$.

Während das CEM aufgrund des Zweikörperendzustandes $(c\bar{c}) + g$ zu einem sehr harten Energiespektrum mit $E_\psi \approx (s - M_\psi^2) / 2\sqrt{s}$ führt, ergibt sich im CSM durch die Abstrahlung der Gluonen, die die Farbneutralität des $c\bar{c}$ -Endzustandes herstellen, ein erheblich weiches Energie-, bzw. Impulsspektrum.

Die beiden Modelle unterscheiden sich ebenfalls in der Vorhersage für die Winkelverteilung der erzeugten ψ -Mesonen. Im CEM findet man $dN \propto (1 + \cos^2 \theta) d \cos \theta$ (θ = Winkel zwischen J/ψ -Flugrichtung und Strahlachse), da das $c\bar{c}$ -System für $M(c\bar{c}) \approx 2m_c$ einen relativ niedrigen Impuls hat und sich damit in einem S-Wellenzustand befindet. Die Erhaltung der Ladungspartität zwingt dann das $c\bar{c}$ in einen 1S_0 -Zustand. Relativ zum Gluon hat das $c\bar{c}$ also $l = 1$ und man erhält obige Winkelverteilung. Im CSM errechnet man im Gegensatz dazu eine flache Verteilung in θ .

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Im April 1982 wurde der CRYSTAL BALL Detektor vom e^+e^- -Speicherring SPEAR am SLAC¹ in Stanford, Kalifornien zum Deutschen ElektronenSYnchrotron (DESY) in Hamburg transportiert. Hier wurde der Detektor am DOppel-RIng-Speicher DORIS aufgebaut, um spektroskopische Untersuchungen im Bereich der Upsilonresonanzen auszuführen. Der CRYSTAL BALL war bereits am SPEAR erfolgreich in der Untersuchung des Charmoniumsystems benutzt worden, jedoch war eine Erhöhung der erreichbaren Schwerpunktsenergie zum Zugang des Υ -Systems mit vertretbarem Aufwand nicht möglich gewesen. Daher entschloß man sich das komplette Experiment an den Speicherring DORIS, der gerade zu diesem Zeitpunkt ausgerüstet worden war, zu verlegen.

3.1 DORIS II

Der Speicherring DORIS II war im Jahr 1974 ursprünglich als Multibunchsystem mit getrennten Elektron- und Positronringen in Betrieb genommen worden [29]. Nach dem Umbau zum Einbunchsystem und einer Erhöhung der erreichbaren Schwerpunktsenergie auf 10.2 GeV [30] wurde in den Jahren 1978 bis 1981 mit den Experimenten DESY-HEIDELBERG, DASP, PLUTO und LENA Spektroskopie im Bereich der Υ - und Υ' -Resonanzen betrieben. Der Umbau der Maschine auf noch höhere Energien und Luminositäten sowie der Einbau neuer energiesparender Komponenten wurde 1982 abgeschlossen [31].

Einen Überblick über die Beschleunigungsanlage mit seinen Injektionssystemen sowie den aufgebauten Experimenten gibt Abb. 3.1.

Elektronen werden im Linearbeschleuniger LINAC I vorbeschleunigt und nach einer weiteren Beschleunigung auf die Sollenergie in DESY in DORIS II eingespeist. Positronen werden durch Beschuß eines Wolframtargets mit Elektronen im LINAC II erzeugt und dann im Positronen-Intensitäts-Akkumulator gesammelt. Danach werden sie über einen ähnlichen Weg wie die Elektronen zu DORIS II transportiert. Hier werden Elektronen und Positronen in jeweils einem Bündel auf entgegelaufenden Bahnen in den beiden Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht.

Die Größe der Wechselwirkungszone beträgt ungefähr $1 \times 0.1 \times 17 \text{ mm}^3$, die Frequenz mit der die beiden Bündel aufeinandertreffen etwa 1 MHz. Der maximale Strom pro Strahl beträgt dabei ca. 50 mA und die maximal erreichbare Energie 5.6 GeV bei einer Auflösung von ca. 5 MeV. Die Luminosität \mathcal{L} , die als Maschinenparameter in erster Näherung von den Dimensionen der beschleunigten Teilchenpakete, deren Anzahl sowie deren Umlauffrequenz

¹Stanford Linear Accelerator Center

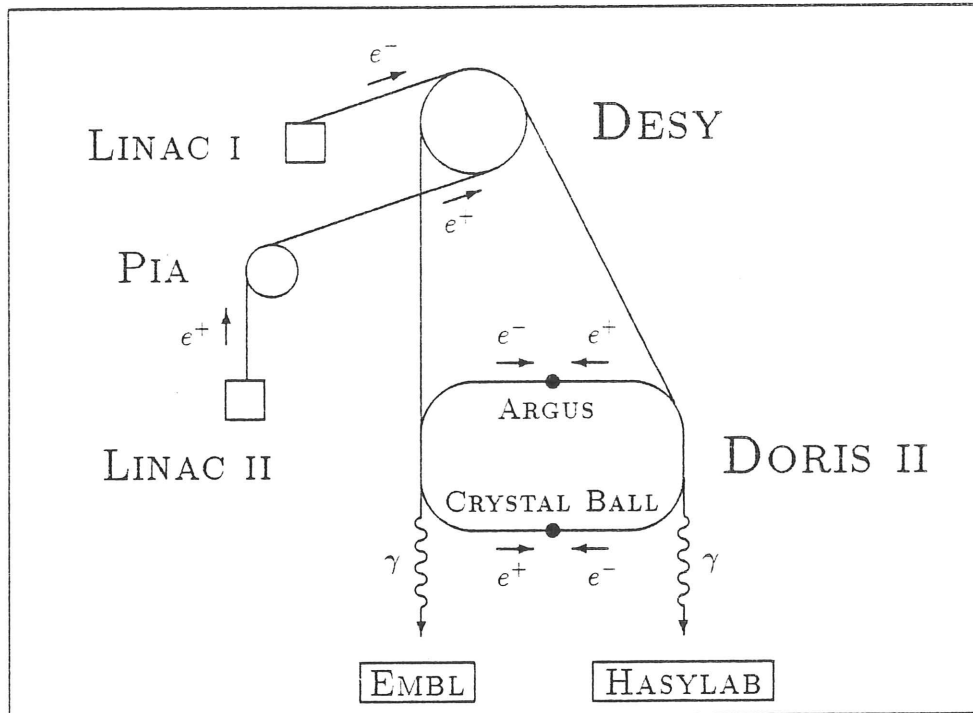


Abbildung 3.1: Die Peripherie von DORIS II.

abhängig ist, konnte durch den Umbau auf $\sim 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ bei 5 GeV Strahlenergie gesteigert werden. Dadurch erreicht man Spitzenluminositäten von mehr als 1000 nb^{-1} pro Tag bei durchschnittlichen Tageswerten von 600 nb^{-1} und typischen Strömen von (20 – 30) mA.

Die Synchrotronstrahlung, die in den Krümmungszonen von DORIS II entsteht, wird in den Experimenten des **H**Amburger **S**YNchrotronstrahlungs**L**ABors sowie im EMBL (Europäisches Laboratorium für Molekularbiologie) benutzt.

In den Wechselwirkungszone von DORIS II sind die Experimente für Hochenergiephysik ARGUS [32] und CRYSTAL BALL untergebracht. In der Zeit von 1982 bis 1986 wurden im Energiebereich der $\Upsilon(1S)$ -, $\Upsilon(2S)$ -, $\Upsilon(4S)$ -Resonanzen, sowie im Kontinuum nahe diesen Resonanzen Daten aufgenommen. Im Herbst 1987 wurde das CRYSTAL BALL Projekt mit dem Rücktransport des Detektors zum SLAC abgeschlossen.

Im folgenden Abschnitt dieses Kapitels soll das CRYSTAL BALL Detektorsystem, mit dem die in dieser Arbeit analysierten Daten aufgenommen wurden, beschrieben werden.

3.2 CRYSTAL BALL Experiment

Das Kernstück des CRYSTAL BALL Experiments ist das segmentierte hochauflösende Kalorimeter in Kugelgestalt. Der Energiedetektor wird von sogenannten Endkappenzählern erweitert, die den Hauptdetektor zum Strahlrohr hin ergänzen. Die Richtungsinformation von geladenen Teilchen erhält man über eine Anordnung von Driftröhren. Zur Trennung von kosmischen Myonen von denen aus e^+e^- -Reaktionen dient ein Flugzeitzählersystem. Vervollständigt wird das Experiment von den Luminositätsmonitoren und einigen Komponenten, die die Kontrolle einzelner Detektorelemente überwachen. Abb. 3.2 zeigt das CRYSTAL BALL Experiment mit Ausnahme des Flugzeitzählersystems.

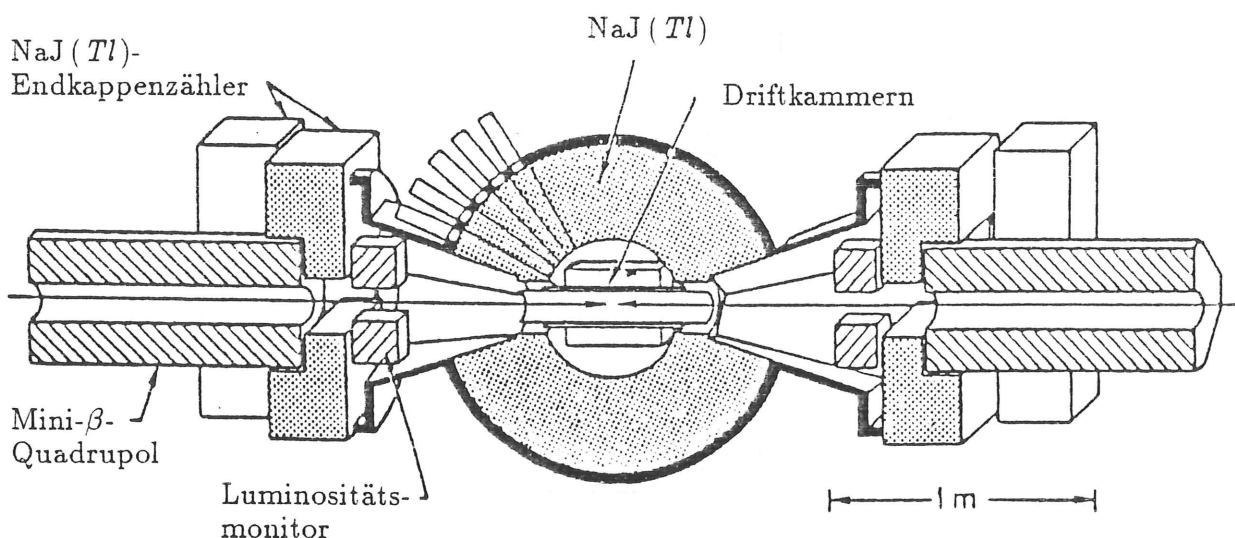


Abbildung 3.2: Komponenten des CRYSTAL BALL Experiments.

3.2.1 Energiedetektor

Das Kalorimeter besteht aus zwei Halbkugeln von je 336 mit Thallium dotierten NaJ -Kristallen, wobei eine Hälfte über der anderen, das Strahlrohr von DORIS II umgebend liegt. Vor der normalen Datennahme werden beide Hälften unter Benutzung einer ferngesteuerten Hydraulik zusammengefahren.

Die eigentliche Geometrie der Kristallkugel wird deutlich anhand der Zeichnungen in Abb. 3.3. Ausgehend von einem Ikosaheder, dessen zwanzig Flächen aus ebenen Dreiecken der gleichen Größe, sogenannten MAJOR TRIANGLES, besteht, erhält man durch weitere Segmentierung die endgültige Struktur des Balles. Jedes dieser MAJOR TRIANGLES wird dabei in vier kleinere, ebenfalls gleichgroße Dreiecke (MINOR TRIANGLES) eingeteilt. Diese wiederum werden unterteilt in neun einzelne Dreiecke, die die äußeren Endflächen der eigentlichen Kristalle ("Module") repräsentieren. Ihre Vertizes werden dabei auf die Oberfläche der sie umgebenden Kugel projiziert. Durch diesen Segmentationsprozeß erhält man 720 Einzelkristalle, die das gesamte Volumen ausfüllen.

Zwei Tunnelregionen auf gegenüberliegenden Seiten des Balles, an denen $2 \cdot 24 = 48$ Kristalle entfernt wurden, erlauben den Eintritt der e^+ - und e^- -Strahlen. Man erhält so als endgültige Konfiguration eine Kugelschale mit einem inneren Radius von 10 Inch (≈ 25.4 cm) und einem äußeren Radius von 26 Inch (≈ 66.0 cm). Die Ausrichtung des CRYSTAL BALL in dem dazugehörigen sphärischen Koordinatensystem ist ebenfalls in Abb. 3.3 zu sehen. Dabei ist zu berücksichtigen, daß sich die Positronen in $+z$ -Richtung bewegen und die positive z -Achse zum Mittelpunkt von DORIS II gerichtet ist.

In Abb. 3.4 ist ein einzelner Kristall gezeigt. Aufgrund der Konstruktionstechnik gibt es 11 verschiedene Formen von Kristallen. Die Länge des Kristalls beträgt 16 Inch (≈ 40.6 cm) — das entspricht ungefähr 16 Strahlungslängen².

Jeder Kristall ist eingewickelt in eine Schicht reflektierenden Papiers zur optischen Isolation und in eine Lage Aluminiumfolie. Das aus dem Kristall austretende Szintillatorlicht durchläuft zwei Luftspalte von einem, bzw. zwei Inch, getrennt durch ein Glasfenster, bevor

²Eine Strahlungslänge kennzeichnet die Strecke in einem bestimmten Material, nach der die Einfallsenergie E eines elektromagnetisch schauernden Teilchens im Mittel auf $1/e$ von E zurückgegangen ist.

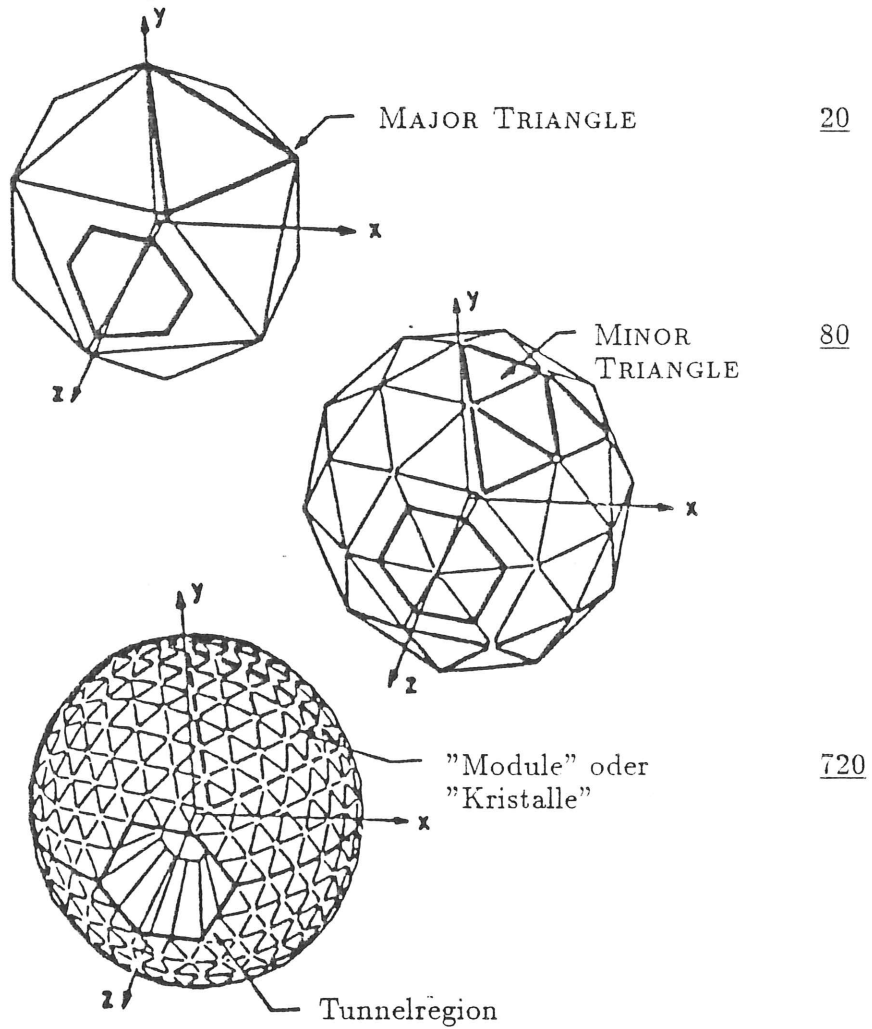


Abbildung 3.3: Segmentation des CRYSTAL BALL Energiedetektors.

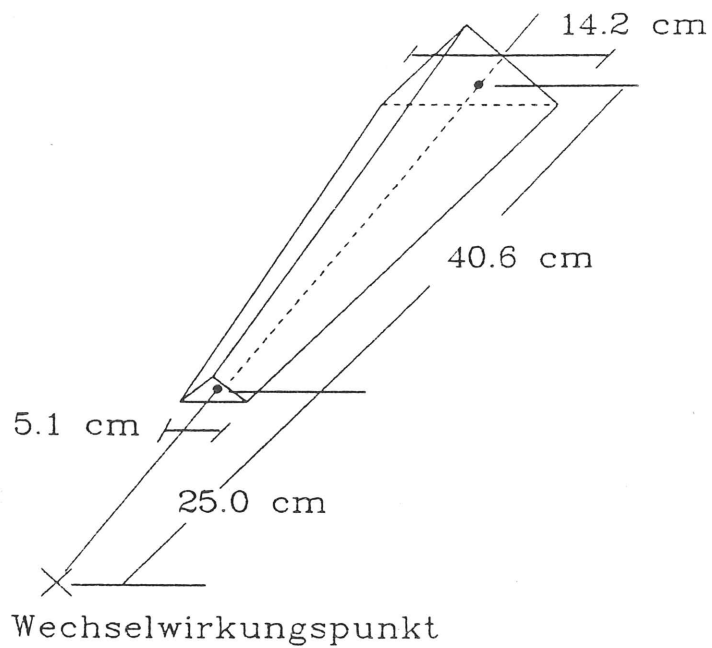


Abbildung 3.4: Geometrie eines einzelnen NaI -Kristalles.

es in den Sekundärelektronenvervielfacher ("PMT") eintritt.

Um die Ausbreitung des Szintillatorlichts innerhalb des Kristalls zu kontrollieren, wurden die Kristalloberflächen aller Module nach der Fabrikation in der herstellenden Fabrik [33] geschliffen und poliert. Durch diese Behandlung versucht man die Abhängigkeit der resultierenden Ausgangspulshöhe der PMT vom Ort der Lichtentstehung in der Tiefe des Kristalls zu minimieren. In Ref. [34] findet sich eine ausführliche Beschreibung des Fertigungsprozesses der Kristalle, bzw. der Kristallkugel.

Aus den Eigenschaften des benutzten NaJ -Materials ergeben sich einige Forderungen an die Aufstellung und Aufbewahrung des Detektors. Da Natriumjodid ein stark hygroskopisches Material ist, wird der gesamte in Abb. 3.2 gezeigte Aufbau in einem Trockenhaus untergebracht. Leistungsstarke Klimageräte mit entsprechenden Ersatzeinheiten sowie eine ganze Kette von Alarmsystemen sorgen dafür, daß sich das Material unter konstanten Temperatur- und Luftfeuchtigkeitsbedingungen befindet. Ein spannungs- und erschütterungsfreier Einbau der einzelnen Kristalle in die sie umgebende Metallhülle wird durch ein kompliziertes System von Drähten und den in der Hülle herrschenden Unterdruck gewährleistet.

Ein Hauptproblem bei NaJ -Schauerdetektoren stellt die sich auf die Energieauflösung negativ auswirkende Strahlenbelastung des Kristallmaterials dar. Eine Kombination von Stabdosisimetern, Thermolumineszenzdosisimetern, Kleindetektoren u.ä. erlaubt die sofortige als auch die längerfristige Kontrolle der anfallenden Strahlendosis. Neben diesem "passiven" Strahlenschutz kann der CRYSTAL BALL auch durch das ferngesteuerte Auseinanderfahren der Hemisphären oder durch den schnellen Einbau zweier im Wirkungsgrad unterschiedlicher Bleiabschirmungen geschützt werden. Ausführliche Untersuchungen zum Strahlungsuntergrund am CRYSTAL BALL finden sich in der Ref. [35].

Die Anordnung der Endkappen, die bei geschlossenem Ball einen Teil des Raumwinkels im Tunnelbereich abdecken, wurde speziell für DORIS II neu konstruiert, da die alte SPEAR-Konfiguration nicht mit den an DORIS II neu installierten Mini- β -Magneten verträglich war.

Sie besteht aus je 20 hexagonalen Kristallen vor beiden Tunnelregionen des Balles, den MAJOR TRIANGLES #21 und #22. Diese lassen sich unterteilen in je zwei Gruppen mit sechs, bzw. vier einzelnen Modulen. Die sechs parallel zur Äquatorebene des Balles liegenden Kristalle sind drei bis sechs Strahlungslängen dick, während die vier vertikal stehenden Kristalle neun Strahlungslängen aufweisen. Aufgrund dieser variablen Dimensionen eignen sie sich nicht zur Energiebestimmung von Teilchen, können jedoch als Vetoähler benutzt werden. Damit vergrößern sie den vom Detektor erfaßten Raumwinkel von 93 % auf 98 % von 4π .

Der CRYSTAL BALL zeichnet sich nicht nur durch eine hohe geometrische Akzeptanz, sondern auch durch eine sehr gute Energie-, bzw. Winkelauflösung aus. Der Betrieb des CRYSTAL BALL Detektors an SPEAR und DORIS II hat gezeigt, daß die Energieauflösung des Detektors der empirischen Formel

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.027 \pm 0.002}{\sqrt[4]{E}}, \quad E \text{ in GeV} \quad (3.1)$$

gehört [36]. Die Winkelauflösung des Detektors, die durch den hohen Segmentationsgrad begünstigt wird, beträgt in Abhängigkeit von der Energie:

$$\sigma_\vartheta = (1 - 2)^\circ \quad \sigma_\varphi = \sigma_\vartheta / \sin \vartheta.$$

Die Winkel ϑ und φ sind dabei Polar- und Azimutwinkel im sphärischen Koordinatensystem des Detektors.

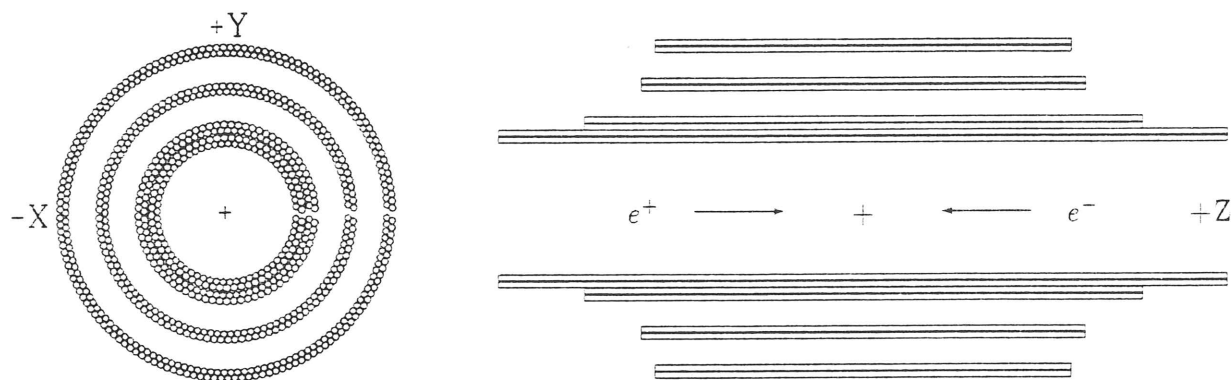


Abbildung 3.5: Maßstabsgetreuer geometrischer Aufbau des Vierkammersystems.

3.2.2 Spurendetektor

Während der Datenaufnahmezeit des CRYSTAL BALL an DORIS II wurden drei unterschiedliche Ausführungen des Innendetektorsystems benutzt. Die ursprüngliche Konfiguration bestand aus drei Doppellagen von Driftröhren, die mit einer Gasmischung aus Argon, Isobutan, Methylal und Freon ("magic gas") betrieben wurden. Die inneren beiden Doppellagen bestanden aus $2 \cdot 2 \cdot 80 = 320$ Röhren, einen Raumwinkel von $(95 - 98) \%$ von 4π überdeckend. Die Lagen hatten dabei einen Radius von 6.36 cm, bzw. 7.40 cm bei einer aktiven Länge von 65.8 cm, bzw. 50.6 cm. Die äußeren Kammern beinhalteten $2 \cdot 160 = 320$ Röhren mit einem Radius von 14.5 cm und einer Länge von 32.5 cm (74 % von 4π).

Aufgrund der starken Strahlung im Bereich der Kammern bildeten sich organische Ablagerungen auf den Drähten, die zur vorzeitigen Alterung der Driftröhren führten. Im Juni 1983 wurden die beiden inneren Kammern gegen eine geometrisch leicht veränderte Version ausgetauscht. Sie wiesen jetzt eine höhere Anzahl von Driftröhren ($2 \cdot 64$ Röhren in der inneren, bzw. $2 \cdot 76$ Röhren in der mittleren Kammer) auf und waren geringfügig kürzer dimensioniert. Diese beiden neuen Doppellagen wurden mit einem $Ar-CO_2-CH_4$ -Gasgemisch im Proportionalbereich benutzt.

Im April 1984 wurde der komplette Spurendetektor erneuert. Eine Übersicht über die geometrische Anordnung und die relevanten Größen des neuen Vierkammersystems geben die Abb. 3.5 und die Tab. 3.1.

Die Aluminiumröhrchen der neuen Kammern besitzen einen Durchmesser von ca. 5 mm und eine Wandstärke von ungefähr 0.08 mm. Der Anodendraht, der aus Edelstahl besteht, hat eine Dicke von $\approx 40 \mu m$. Alle vier Doppellagen werden jetzt mit dem neuen Gasgemisch betrieben. Durch Vergleich der Pulshöhen an den Enden der Röhrchen wird die z -Koordinate von Teilchen entlang der Kammerdrähte bestimmt. Die Auflösung in z beträgt etwa $\sigma_z \approx 1$ cm, d.h. etwa $(1 - 2) \%$ der Länge. In φ erreicht man eine Auflösung von ca. 50 mrad. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen liegt bei $(98.5 \pm 0.5) \%$, für ein 5 GeV Muon bei $(97 \pm 1) \%$. Die Konversionswahrscheinlichkeit, d.h. die Wahrscheinlichkeit mit der sich ein Photon im Material der Kammern in ein e^+e^- -Paar umwandelt, liegt bei $(6 \pm 1) \%$.

Eine Untersuchung der zeitlichen Abhängigkeit der z - und φ -Auflösungen sowie der Nachweiswahrscheinlichkeiten für einzelne Teilchen ist in Ref. [37] aufgestellt.

Kammer	Lage	Anzahl	Länge in cm	Abstand von der z -Achse in cm	$ \cos \vartheta $
1	1	64	64.77	6.23	0.98
	2	64	64.77	6.73	0.98
2	3	76	49.53	7.40	0.96
	4	76	49.53	7.92	0.95
3	5	112	39.37	10.86	0.88
	6	112	39.37	11.38	0.87
4	7	148	36.83	14.32	0.79
	8	148	36.83	14.84	0.78

Tabelle 3.1: Geometrische Größen des Vierkammersystems.

3.2.3 Flugzeitähler

Das Flugzeitählersystem am CRYSTAL BALL ist außerhalb des Trockenhauses untergebracht. Die 94 Plastikszintillatoren überdecken bei einer Länge von 320 cm bzw. 170 cm einen Raumwinkel von 50 % von 2π , weisen jedoch aufgrund der Vorzugseinfallsrichtung der kosmischen Teilchen $\approx 80\%$ des kosmischen Untergrundes nach. Die Auslese erfolgt über PMT, die an beiden Enden der Szintillatoren montiert sind und somit neben der Impulshöheninformation auch eine Ortsinformation liefern. Die zeitliche Auflösung beträgt dabei etwa 0.5 nsec, der Durchgangspunkt des Teilchens kann auf ca. $20 \times 25 \text{ cm}^2$ genau bestimmt werden.

Ergänzt werden diese Messungen durch die Flugzeitinformation, die die NaJ -Kristalle liefern. Diese werden für jedes der MAJOR TRIANGLES, die beiden Hälften des Balles, sowie für den gesamten Ball berechnet. Man erreicht hier eine Zeitauflösung von 0.3 nsec für hochenergetische Schauer bis zu 0.8 nsec für minimalionisierende Teilchen.

3.2.4 Luminositätsmonitore

Zur Bestimmung der Luminosität \mathcal{L} benutzt man Reaktionen, deren Wirkungsquerschnitte über einen großen Energiebereich bekannt sind, typischerweise an e^+e^- -Speicherringen die Streuung von Elektronen an Positronen (Bhabhastreuung).

Man unterscheidet dabei zwischen der Großwinkelbhabhastreuung, bei der die gestreuten Elektronen, bzw. Positronen unter größeren Winkeln zur Strahlachse im Hauptdetektor nachgewiesen werden können und die Kleinwinkelbhabhastreuung, bei der die unter kleinen Winkeln gestreuten Teilchen mithilfe von speziellen Kleindetektoren, den Luminositätsmonitoren nachgewiesen werden.

Am CRYSTAL BALL wurden dazu nahe des Strahlrohres Schauerzähler in Sandwichtechnik mit Doppellagen aus Blei und Szintillatormaterial benutzt. Während des experimentellen Betriebes diente die aus den Zählraten gewonnene Luminosität zur Strahloptimierung von DORIS II. Die für die Analyse benutzte Luminosität wurde dagegen aufgrund der besser bekannten Akzeptanz aus der Großwinkelbhabhastreuung berechnet.

3.2.5 Flashersystem

Die Stabilität und Linearität der PMT und der nachfolgenden Elektronik wurde am CRYSTAL BALL mit dem fest installierten Lichtpulsersystem überwacht [38]. Dieses ermöglicht es, einen Lichtpuls beliebiger Amplitude, der im zeitlichen Verlauf dem NaJ -Signal ähnlich ist, zu erzeugen. Die Herstellung dieses Pulses geschieht dabei entweder über eine in jede PMT integrierte Lumineszenzdiode (LED) oder durch Lichtblitze einer Xenonröhre, die durch eine Kombination von Filtern abgeschwächt werden können. Die Lichtblitze werden dann über Glasfaserkabel in alle PMT eingespeist und durchlaufen den üblichen Signalweg. Beide Möglichkeiten werden auch während der normalen Datennahme mit einer Frequenz von 0.1 Hz benutzt.

3.2.6 Komponentenauslese

Die von den PMT kommenden Signale werden auf abgeschirmten Kabeln den sogenannten "Integrate and Hold-Modulen" ("I&H") zugeführt. Dabei speisen jeweils die neun PMT (bzw. fünf in den Tunnelregionen) eines MINOR TRIANGLES ein I&H. Die Funktionsweise eines I&H kann in vereinfachter Weise folgendermaßen skizziert werden:

Zur Erhöhung des dynamischen Bereiches werden für jeden Kristall zwei RC-Glieder, der sogenannte "Low Energy Channel" [LEC : 0 \rightarrow 330 MeV] und der "High Energy Channel" [HEC : 0 \rightarrow 6500 MeV] angesteuert. Wenn ein Haltesignal von der Triggerbox erzeugt wird, können die beiden Kondensatoren der RC-Elemente mithilfe eines elektrischen Schalters vom Eingangskreis abgekoppelt werden. Die sich zu diesem Zeitpunkt auf den Kondensatoren befindlichen Ladungen stellen ein Maß für die im Kristall abgegebene Energie dar.

Dem Triggermodul kommt die Aufgabe zu, eine schnelle Entscheidung darüber zu treffen, ob ein Ereignis aufgezeichnet werden soll. Triggerbedingungen sind z.B. eine minimale Energiedeposition im Hauptdetektor oder die räumliche Balance einer Energieverteilung. Ein besonderer Trigger ist der DBM (DORIS Bunch Marker) Trigger, der zur Untersuchung des von den Teilchenstrahlen produzierten Untergrundes dient. Dazu wird bei jedem 10^7 ten Aufeinandertreffen der Strahlenbündel der Energiedetektor ohne andere Anforderungen ausgelesen.

Das sogenannte NEMO-Modul steuert das Auslesen der in den I&H gespeicherten Information. Kurze Zeit nachdem das Experiment getriggert wurde, adressiert NEMO mithilfe seines Adreßspeichers einen der neun Kristalle im I&H und verbindet die beiden Kondensatoren mit dem 13 bit ADC (Analog-Digital-Wandler mit 8192 Kanälen). Die nun in digitaler Form vorliegende Impulshöhe wird dem Datenspeicher des NEMO übergeben und der nächste I&H-Kanal wird ausgelesen. Sobald dieses Ausleseverfahren abgeschlossen ist, gibt NEMO ein Signal an den Computer und überträgt die Information aus seinem Datenspeicher in den Datenpuffer des Computers, einer PDP 11/55. Der vollständige Aufzeichnungszyklus eines akzeptierten Ereignisses bedarf einer Zeit von (35 - 50) msec, in der keine Datenaufnahme möglich ist.

Parallel zur Auswertung der Kristallinformation läuft die Verarbeitung der Driftkammer-signale. Diese werden in einem ähnlichen Verfahren mittels eines zweiten ADC's digitalisiert und an den Rechner übertragen. Die Informationen von Flugzeitähler und Luminitätsmonitor schließlich werden ebenfalls aufbereitet und auf einem Plattenspeicher aufgezeichnet.

Der Experimentrechner erzeugt zur Überwachung des Experiments z.B. interaktive Darstellungen von Ereignissen auf einem Kontrollschirm. Monitorprogramme, z.B. zur Strah-

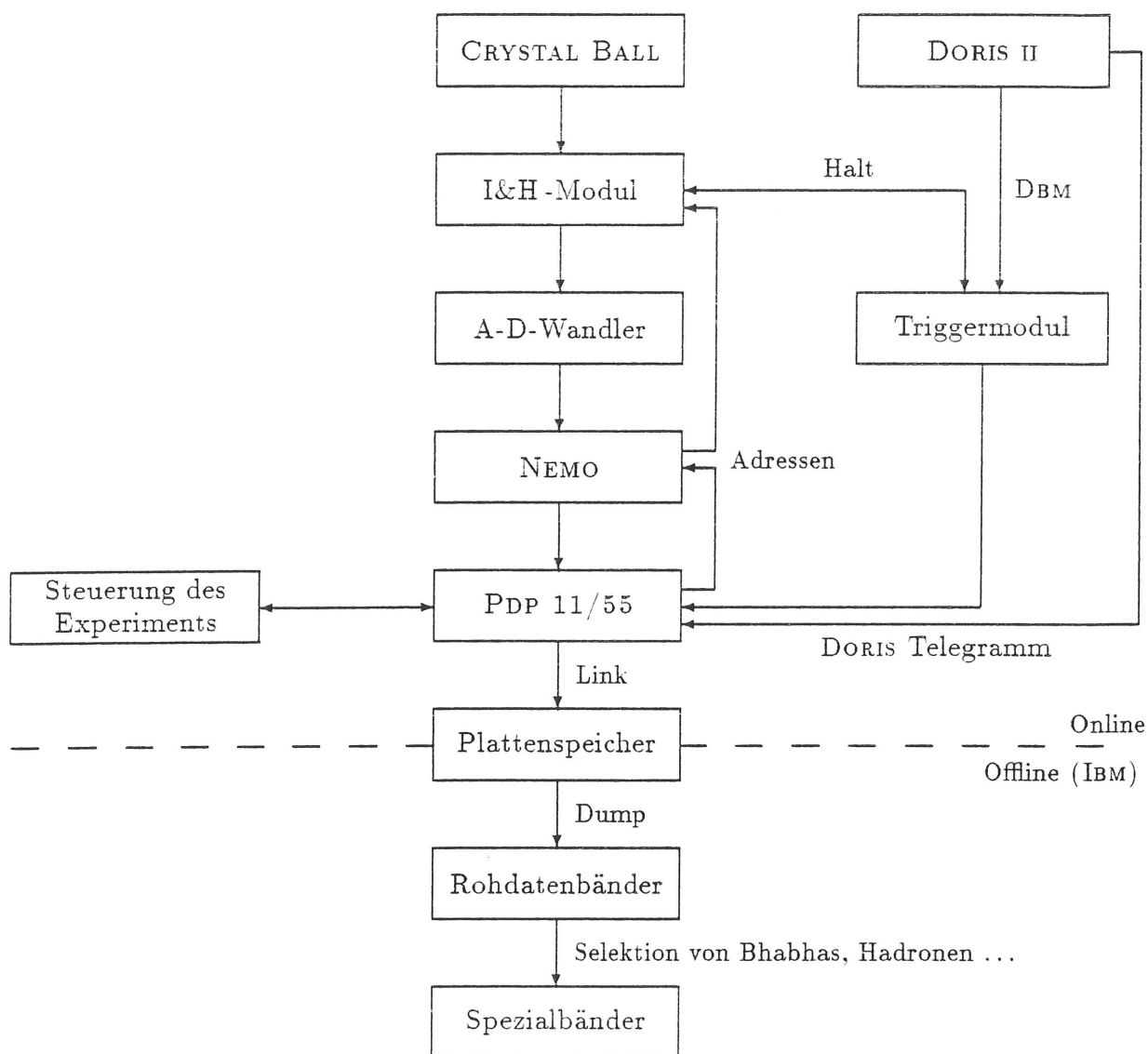


Abbildung 3.6: Datenflußdiagramm.

lenschutzüberwachung der Kristalle, zur Kontrolle der DORIS II-Strahlenergie oder der die Detektorkomponenten versorgenden Hochspannungen erlauben die ständige Kontrolle des Experiments.

Über die Verbindung zum Großrechner des Rechenzentrums werden die Daten auf eine IBM-Platte übertragen und von dort auf Magnetband geschrieben. Hier gibt es für bestimmte Ereignistypen, wie z.B. Bhabha- oder DBM-Ereignisse eine Vorselektion. Daneben wird mit Hilfe von Kontrollprogrammen die Funktionstüchtigkeit der einzelnen Detektorkomponenten geprüft. In Abb. 3.6 ist der hier beschriebene Datenfluß in einem Diagramm dargestellt.

Eine Kopie des Rohdatenbandes wird zum SLAC geschickt, wo zur Erleichterung der Analysearbeit die Einarbeitung der Eichkonstanten sowie eine erste Standardanalyse erfolgt. Im folgenden Kapitel soll eine Beschreibung dieser als "Production" bezeichneten Prozedur vorgestellt werden.

Kapitel 4

Datenreduktion

In der Standardanalyse werden unter Benutzung der aktuellen Eichkonstanten aus den gemessenen Impulshöhen der einzelnen Detektorkomponenten physikalisch interessante Größen wie Energien, Ortskoordinaten oder Flugzeiten berechnet. Zusätzlich wird für jedes Ereignis eine Vorselektion mit einer Minimalkonfiguration von Schnitten durchgeführt, die es ermöglicht die Ereignisse in bestimmte Klassen einzuordnen. Diese Verfahren sollen in diesem Kapitel mit schwerpunktmäßiger Berücksichtigung der Vorauswahl der hadronischen Ereignisse, die die Ausgangsbasis dieser Analyse bilden, beschrieben werden.

4.1 Datenaufbereitung

Die Bereitstellung der physikalisch relevanten Größen ist eine rechenzeitintensive Prozedur, die an einem speziell für diesen Zweck betriebenen Rechner am SLAC durchgeführt wird. Dieses als "Production" bezeichnete Verfahren gliedert sich in mehrere Abschnitte:

- Im ENERGY-Step werden die in der mehrstufigen Eichprozedur bestimmten Eichkoeffizienten dazu benutzt, um die gemessenen ADC-Kanalinhalt in Energien zu konvertieren. Resultierende Kristallenergien unterhalb von 0.3 MeV werden dabei vernachlässigt. In Kapitel A.1 des Anhangs findet sich eine ausführliche Beschreibung der Gewinnung der einzelnen Eichkonstanten.
- Der CONNECTED REGIONS-Step dient zur Festlegung von Energieanhäufungen im Zentraldetektor. Alle zusammenhängenden Kristalle mit einer Mindestenergie von 10 MeV werden zu einer CONNECTED REGION zusammengefaßt. Kristalle gelten dabei als zusammenhängend, wenn sie sich mit einer Kante oder Spitze berühren. In Kapitel B.1 des Anhangs sind Beispiele solcher Regionen für unterschiedlich wechselwirkende Teilchen dargestellt.
- Die Suche nach lokalen Energiemaxima erfolgt im BUMPS-Step. Der Kristall mit der höchsten Energie innerhalb einer CONNECTED REGION wird als BUMP MODUL bezeichnet, die Energiesumme aus seiner Energie und die seiner drei nächsten Nachbarn als E_4 . Diese und ähnliche Summenkonventionen am CRYSTAL BALL sind in Abb. 4.1 dargestellt. Mittels eines aus Monte Carlo Studien entwickelten Algorithmus wird nun entschieden, ob die anderen Kristalle innerhalb der betrachteten CONNECTED REGION zu diesem BUMP MODUL gehören oder eigenständige BUMP MODULE darstellen. Ein

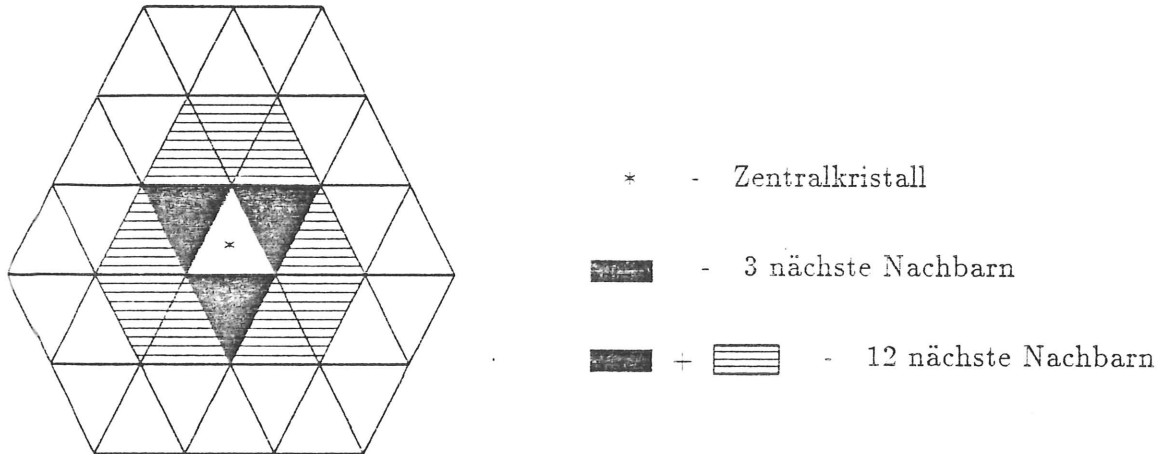


Abbildung 4.1: Summenkonventionen am CRYSTAL BALL.

Kristall wird dem BUMP zugeordnet, wenn:

$$\theta < 15^\circ \quad \text{oder} \quad (4.1)$$

$$15^\circ < \theta < 45^\circ \quad \text{und} \quad E_{\text{Kristall}} < E_4 \cdot 0.72 \cdot \exp(-9.4(1 - \cos \theta)).$$

Hierin ist θ der Winkel zwischen den Zentren des BUMP-Kristalles und dem zu untersuchenden Kristall. Dieses Verfahren wird für alle Kristalle der CONNECTED REGION durchgeführt bis alle einem BUMP MODUL zugeordnet sind. Die physikalische Deutung dieser Einteilung ist die, daß die BUMP MODULE als Eintrittspunkte von Teilchen in den Energiedetektor interpretiert werden können und somit die Flugrichtung dieser Teilchen vorläufig definiert werden kann.

- Im CHGTKS-Step werden die Informationen, die der Richtungsdetektor liefert, verarbeitet. Zunächst werden die Impulshöhendaten in φ - und z -Koordinaten umgerechnet. Dann wird versucht durch die Treffer in den Kammern Geraden zu legen und aus dem Schnittpunkt der Geraden den Wechselwirkungspunkt zu bestimmen. Für Spuren, die auf diese Art gefunden werden, wird eine Korrelation zwischen dieser und eventuellen BUMPS, die in der gleichen Richtung liegen, hergestellt. Als Richtung für diese geladenen Teilchen wird fortan die Kammerinformation benutzt. In einem zweiten Verfahren werden alle nicht verwendeten Treffer dazu benutzt, um BUMPS im Zentraldetektor als geladen zu verifizieren.
- Die Zuordnung der Energien zu den einzelnen Spuren und die Richtungsbestimmung für neutrale Spuren sowie Teilchen, die mittels des zweiten Verfahrens in CHGTKS als geladen erkannt wurden, geschieht im ESORT-Step. Die Standardmethode der Zuordnung der Energie zu einem BUMP basiert auf dem E_{13} -Algorithmus. Die einem einfallenden Teilchen zugeordnete Energie ist die Summe der Energien aus dem BUMP MODUL und seinen 12 Nachbarkristallen (siehe Abb. 4.1).

Diese Energiesumme muß aufgrund zweier Effekte korrigiert werden. Zunächst tritt ein Teil der den elektromagnetischen Schauer tragenden Teilchen außerhalb des Raumvolumens der 13 Kristalle auf. Diesem "energy leakage" wird im CRYSTAL BALL durch eine energieunabhängige Korrektur von 2.25 % von E_{13} Rechnung getragen. Die zweite Korrektur wird notwendig aufgrund der Tatsache, daß die deponierte Energie eines Schauers

vom Eintrittspunkt des ursprünglichen Teilchens auf der Kristallstirnfläche abhängig ist. Teilchen, die nahe der Kante eines Kristalles auftreffen, verlieren im Hüllmaterial des Kristalles mehr Energie als solche, die ihn zentral treffen. Diese Positionskorrektur wurde durch Studien mit Elektronen aus Bhabhaereignissen bestimmt:

$$PCORR(x) = \begin{cases} 1.055 & x < 0.40 \\ \frac{1}{0.898+0.125x} & \text{für } 0.4 \leq x \leq 0.82 \\ 1 & x > 0.82. \end{cases} \quad (4.2)$$

Damit ergibt sich für E_{13} folgende Berechnung:

$$E_{13} = \sum_{i=1}^{13} E_i \cdot 1.0225 \cdot PCORR(E_{Bump}/E_{13}). \quad (4.3)$$

Für CONNECTED REGIONS, in denen mehr als ein BUMP MODUL gefunden wurde, ist die Wahrscheinlichkeit groß, daß sich die Schauerverteilungen mehrerer Teilchen überlappt haben. Darum gibt es einen zweiten Ansatz zur Bestimmung der Teilchenenergie, der auf dem Vergleich des gemessenen Schauers mit dem aus Monte Carlo-Studien bekannten für einzelne elektromagnetisch schauernde Teilchen basiert. Jedes BUMP MODUL wird dazu in 16 imaginäre Submodule unterteilt. Das Zentrum des Submoduls wird zur Richtungsbestimmung benutzt, dessen berechnete Schauerverteilung in den 13 Kristallen am besten mit der erwarteten übereinstimmt. Für Teilchen, die nicht in den Driftkammern nachgewiesen worden sind, wird die endgültige Richtungsbestimmung über dieses Verfahren durchgeführt.

- Die letzte Stufe der Produktion ist die Flugzeitanalyse (TOF). Durch Bestimmung der Zeit zwischen Triggersignal und Stoppsignal der Flugzeitähler sowie der Berechnung des Durchgangsortes des Teilchens durch die Zähler kann eine Diskriminierung zwischen kosmischen Myonen und solchen aus der e^+e^- -Wechselwirkung erfolgen. Auf diese Information wird in dieser Analyse nicht zugegriffen werden.

Ein Ereignis, welches durch die oben beschriebene Analyse gegangen ist, kann in einem sogenannten FLATTY dargestellt werden. Hierbei handelt es sich um eine zweidimensionale Darstellung des Energiedetektors ähnlich der einer Mercatorprojektion. Die einzelnen Kristalle werden als Dreiecke mit der in ihnen deponierten Energie als Zahlenangaben in MeV dargestellt. Die Driftkammern werden in unterschiedlichen Projektionen mit den gemessenen Treffern und den rekonstruierten Spuren gezeigt. Ein typisches hadronisches Ereignis, das im Energiebereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz aufgenommen wurde, ist in Abb. 4.2 dargestellt.

Während der eben beschriebenen Produktion der Rohdaten geschieht bereits eine erste Voranalyse der Ereignisse nach ihrer physikalischen Herkunft. Die Ereignisse werden aufgrund einfacher Energie- und Topologiekriterien in ca. 20 unterschiedliche Klassen eingeteilt, wobei ein Ereignis in mehreren Klassen vertreten sein kann [39]. Typische Ereigniskategorien sind z.B. Bhabhaereignisse, Zwei-Photon-Ereignisse oder hadronische Ereignisse. Für die Selektion von hadronischen Ereignissen gibt es zwei unterschiedliche Analysen, die im folgenden Abschnitt ausführlicher betrachtet werden sollen.

4.2 Hadronenselektion

Aus der Gesamtheit aller getriggerten Ereignisse sollen mit wenigen einfachen Schnitten die hadronischen Ereignisse herausgefiltert werden. Dazu sind Schnitte entwickelt worden, die

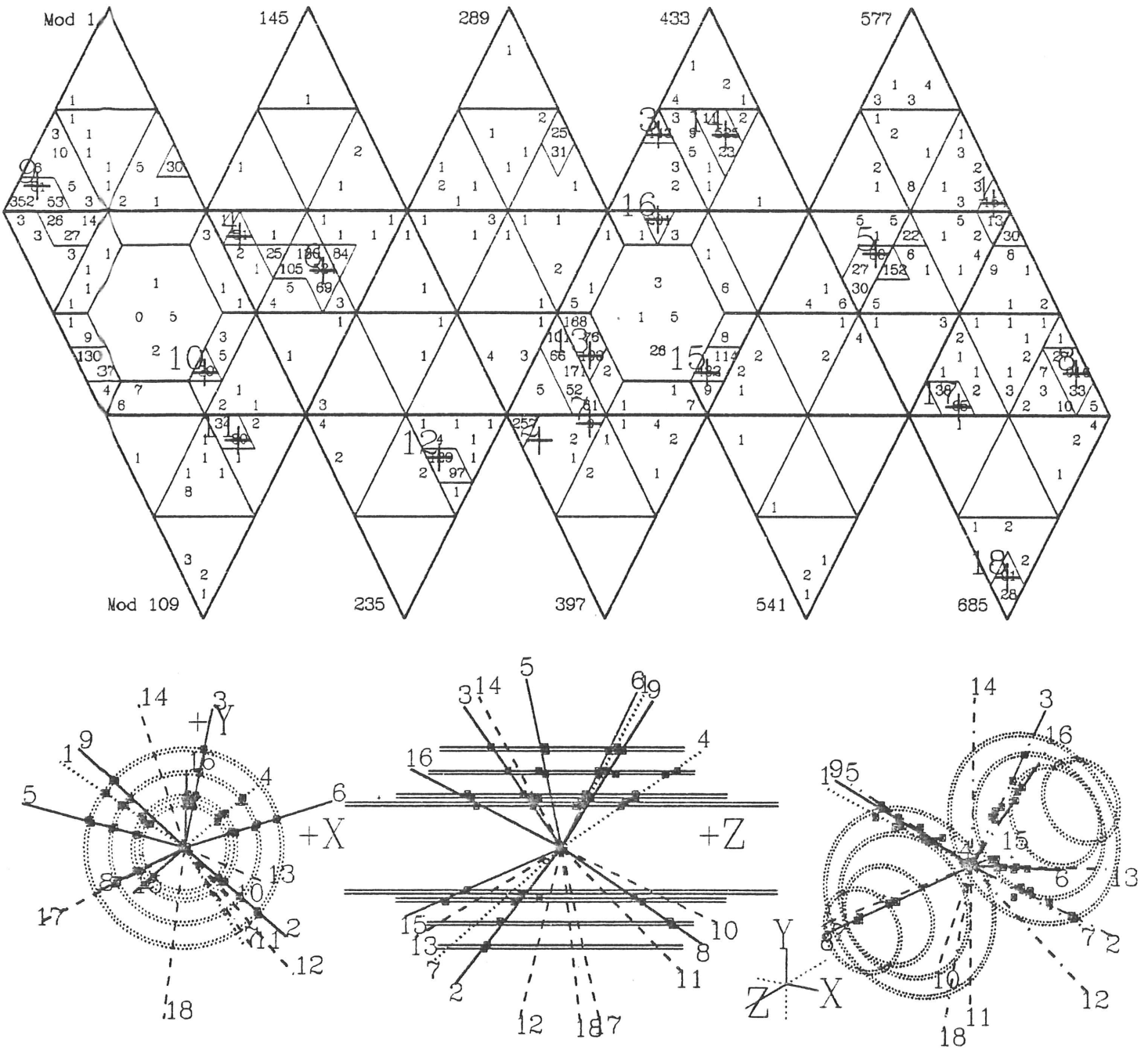


Abbildung 4.2: FLATY eines hadronischen Ereignisses. Es sind nur die Umrise der MINOR TRIANGLES eingezeichnet. Die Zahlen im FLATY repräsentieren die in den jeweiligen Kristallen deponierten Energien in MeV. Die CONNECTED REGIONS sind als zusammenhängende Gebiete gekennzeichnet. Die Kreuze geben die von der Produktion bestimmten Spurrichtungen wieder. Die großen Zahlen sind die Spurnumerierungen der Driftkammern.

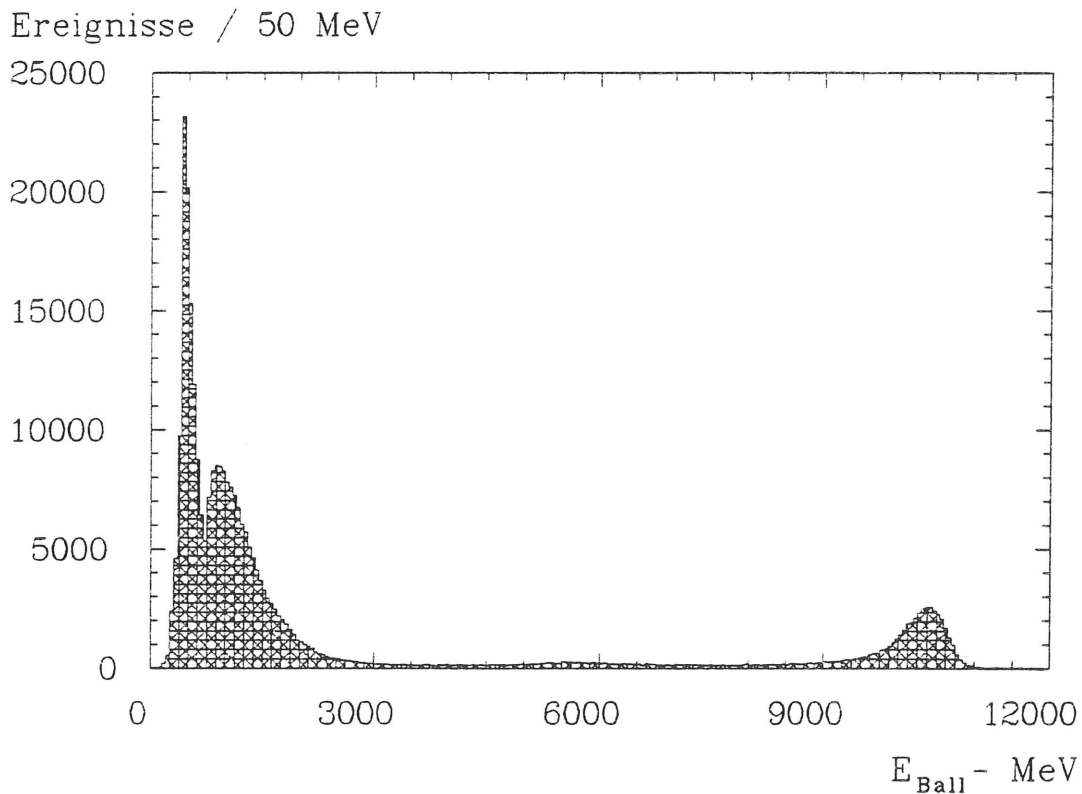


Abbildung 4.3: Verteilung der Gesamtenergie aller getriggerten Ereignisse.

die wesentlichen Untergrundreaktionen zuverlässig erkennen und entfernen. Am Beispiel der im Energiedetektor gemessenen Gesamtenergie lassen sich solche Untergrundreaktionen am deutlichsten erkennen. Abb. 4.3 zeigt die Verteilung der Energiesumme der 672 Kristalle des Hauptdetektors, im folgenden auch mit E_{Ball} bezeichnet.

Im Bereich der Schwerpunktsenergie finden sich die QED-Reaktionen vom Typ:

$$e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma) \gamma\gamma \quad \text{und} \quad e^-e^- \rightarrow (n \cdot \gamma) e^+e^- \quad , \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (4.4)$$

Der mittlere Energiebereich wird bevölkert von den gesuchten hadronischen Ereignissen sowie aus der Erzeugung von schweren Leptonenpaaren:

$$e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma) \tau^+\tau^- \quad , \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (4.5)$$

Unterhalb von ca. 2.5 GeV finden sich mehrere Reaktionen, die zum Untergrund beitragen. Zum einen sind dies Ereignisse aus der Zwei-Photon-Vernichtung:

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma e^+e^- \rightarrow X e^+e^- \quad (4.6)$$

Auch QED-Reaktionen vom Typ

$$e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma) \mu^+\mu^- \quad , \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (4.7)$$

sind hier zu finden. Weiterhin löst kosmische Strahlung, d.h. im wesentlichen Myonen, den Trigger aus, der zur Aufnahme dieser Ereignisse führt. Wechselwirkungen der beschleunigten Teilchen mit Restgasmolekülen oder dem Strahlrohrmaterial schließlich erzeugen ebenfalls Ereignisse, die in dieser Region der Verteilung wiedergefunden werden.

Die beiden Hadronenselektoren, die für die Auswahl der hadronischen Ereignisse, die in dieser Analyse betrachtet wurden, benutzt worden sind, wurden für unterschiedliche Arbeitsbedingungen entwickelt. Der sogenannte BILLY-Selektor wurde zur Zeit des Betriebes des CRYSTAL BALL an SPEAR, d.h. für Schwerpunktsenergien im Bereich der Charmoniumresonanzen geschrieben. Der HAJO-Selektor wurde dagegen für den Upsilonbereich und andere Untergrundsbedingungen des Beschleunigers entwickelt.

Für die Auswahl der hadronischen Ereignisse wird das gleichzeitige Ansprechen beider Selektoren verlangt. Da für die in dieser Arbeit gesuchten Zerfälle weniger als ein Prozent der Ereignisse, die den Anforderungen des BILLY-Selektors genügen, vom HAJO-Selektor nicht erkannt werden, soll im folgenden nur eine kurze Beschreibung der Schnitte des HAJO-Selektors folgen. Eine Beschreibung der Auswahlkriterien des BILLY-Selektors findet sich u.a. in der Ref. [40], eine ausführliche Dokumentation zum HAJO-Selektor in Ref. [41].

In folgenden seien mit E_{EC} die gemessene Energiesumme in den Endkappenkristallen und mit E_{Tunnel} die Energiesumme der 60 Kristalle, die mit einer Kante oder Spitze an die Tunnelregion angrenzen, definiert. Die Forderungen des HAJO-Selektors sind dann:

- $E_{Ball} + E_{EC} > 0.1 \cdot \sqrt{s}$, \sqrt{s} = Schwerpunktsenergie ,
- $E_{Tunnel} / (E_{Ball} - E_{Tunnel}) < 0.5$,
- $E_{EC} / (E_{Ball} + E_{EC}) < 0.4$.

Der erste Schnitt soll im wesentlichen Ereignisse mit Myonen, die nur eine geringe Energie im Detektor deponieren, verwerfen. Die beiden folgenden Anforderungen unterdrücken dagegen hauptsächlich Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Reaktionen, sowie Ereignisse aus der Zwei-Photon-Vernichtung, in denen viel Energie unter kleinen Winkeln zur Strahlachse nachgewiesen wird.

Wenn man eine normierte transversale Energiesumme der Form

$$E_{trans} := \frac{\sum_{i=1}^{672} E_i \cdot \sin \vartheta_i}{\sqrt{s}} \quad \text{mit} \quad (4.8)$$

ϑ_i = Winkel zwischen Kristall i und der Strahlachse

definiert, so stellt man durch Vergleich dieser Größe für Daten mit kollidierenden Strahlen und Einzelstrahlen (e^+ oder e^-) fest, daß mithilfe eines Schnittes in dieser Größe eine sehr effiziente Unterscheidung hadronischer Ereignissen von denen aus Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen gemacht werden kann. In Abb. 4.4 ist die transversale Energie gegen die Größe β für kollidierende und Einzelstrahlen aufgetragen. Dabei ist:

$$\beta := \frac{|\sum_{i=1}^{672} E_i \cdot \vec{n}_i|}{\sum_{i=1}^{672} E_i} \quad \text{mit} \quad (4.9)$$

\vec{n}_i = Einheitsvektor vom Wechselwirkungspunkt zu dem Kristall i .

Ein Schnitt mit

- $E_{trans} > 0.2$, $\beta < 0.7$ und $E_{trans} < 0.5 \cdot \beta + 0.1$

erlaubt eine scharfe Diskriminierung zwischen hadronischen Ereignissen und dem Untergrund.

Die abschließenden Schnitte dienen zur Reduktion der Bhabhastreu- und Photonpaar-erzeugungereignisse. Sie werden nach der zweiten, bzw. dritten Stufe der Datenreduktion durchgeführt, d.h. es wird keinerlei Information vom Spurendetektor für diese Voranalyse benötigt. Man verlangt:

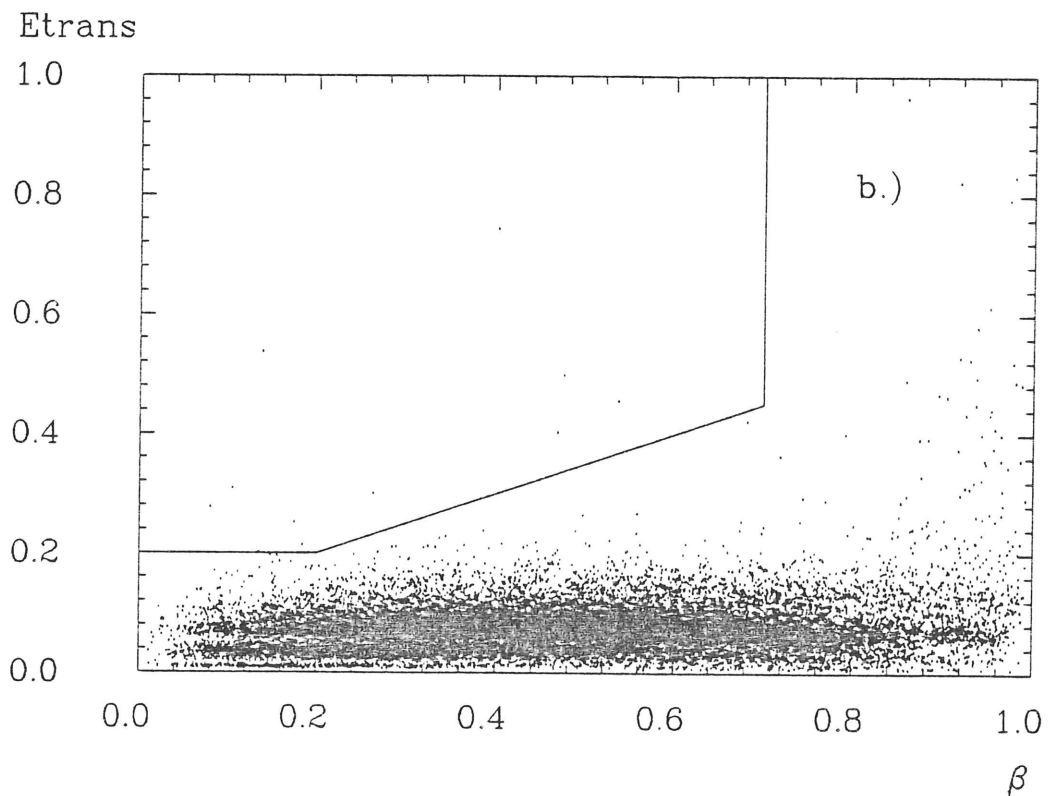
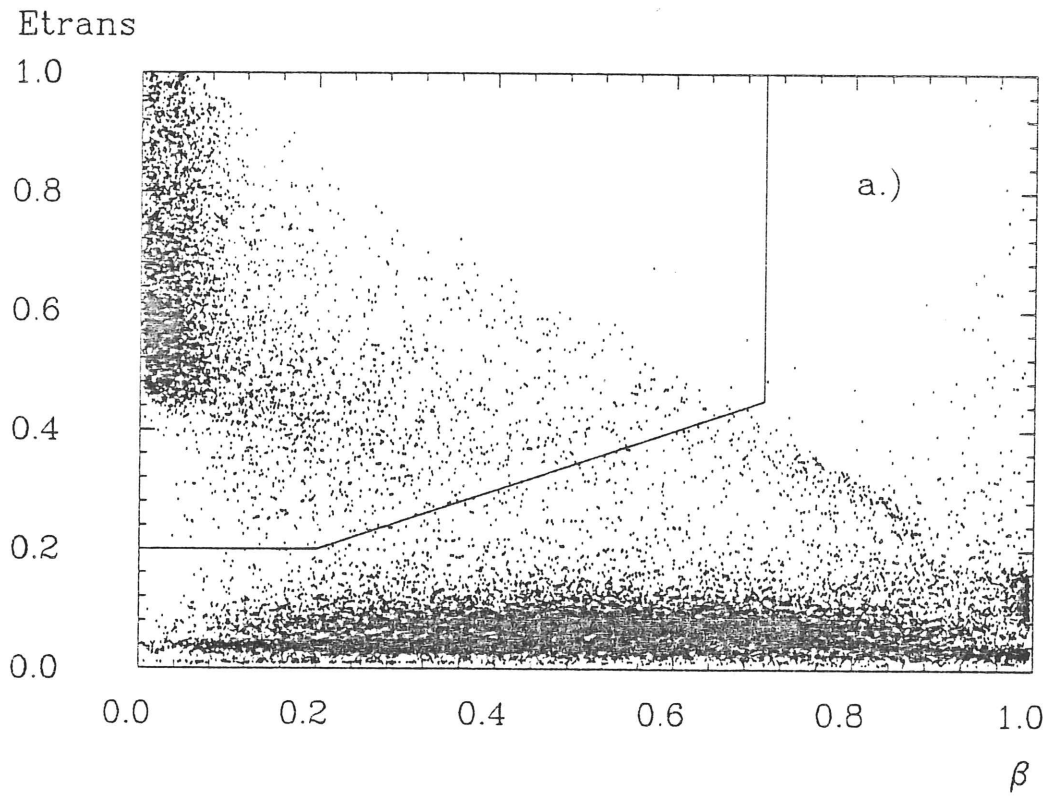


Abbildung 4.4: E_{trans} vs β für kollidierende (a.) und Einzelstrahlen (b.). Die Daten wurden im Energiebereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz aufgenommen. Die eingezeichneten Linien geben die Schnittgrenzen an.

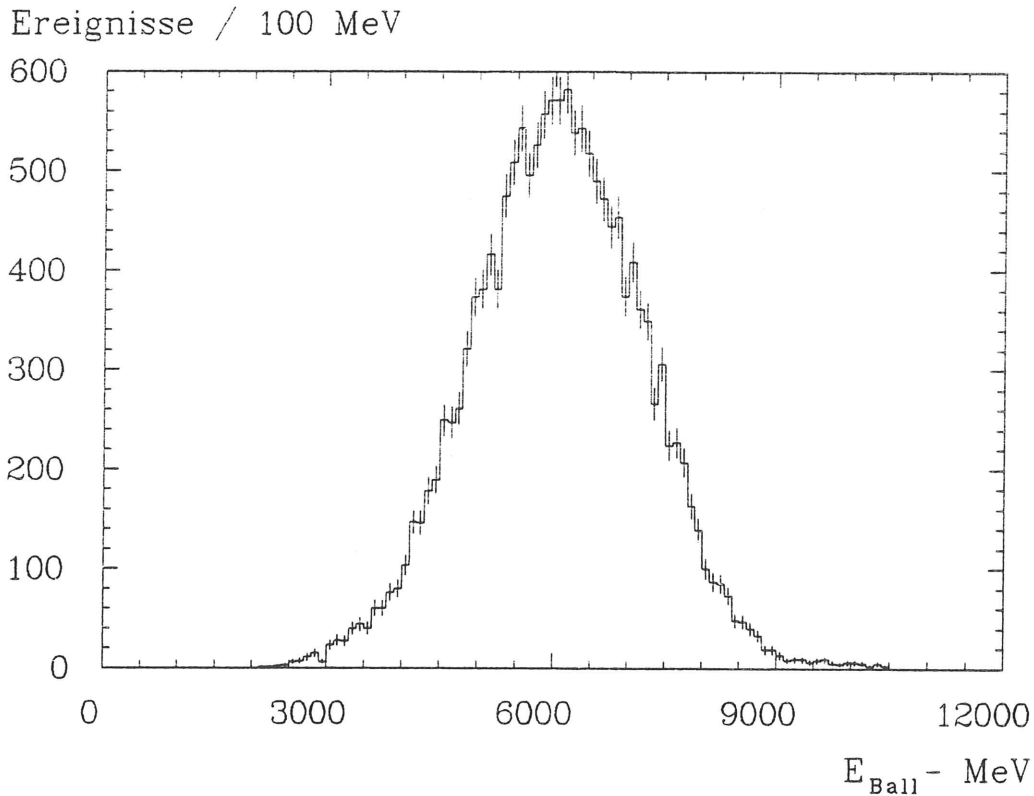


Abbildung 4.5: Verteilung der Gesamtenergie der hadronischen Ereignisse.

- Mindestens drei CONNECTED REGIONS mit jeweils mehr als 100 MeV und einem BUMP MODUL mit $|\cos \vartheta| < 0.85$.
- Höchstens eine CONNECTED REGION mit mehr als $0.4 \cdot \sqrt{s}$.
- Keine CONNECTED REGION mit mehr als $0.4 \cdot \sqrt{s}$, wenn $E_{Ball} + E_{EC} > 0.75 \cdot \sqrt{s}$.

Von allen getriggerten Ereignissen werden nur ungefähr zwei Prozent als hadronische Ereignisse klassifiziert. Die Gesamtenergieverteilung der als hadronisch akzeptierten Ereignisse ist in Abb. 4.5 dargestellt.

4.3 Hadronischer Wirkungsquerschnitt im Bereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz

Da mit den Maschinen- und Betriebsparametern von DORIS II keine Bestimmung der tatsächlichen Schwerpunktsenergie möglich ist, muß vor den Datennahmeperioden ein sogenannter Energiescan erfolgen. Dabei wird die auf die Luminosität normierte Anzahl der hadronischen Ereignisse für unterschiedliche Schwerpunktsenergien gemessen. Ein solcher Energiescan ist in Abb. 4.6 dargestellt. Es ist die Größe

$$\sigma_{had}^{vis} = \left(\frac{N_{had}^{vis}}{\mathcal{L}} \right)$$

gegen die Schwerpunktsenergie aufgetragen.

In der Abb. 4.6 erscheint die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz als breite Überhöhung bei 10.58 GeV mit einer Breite von ca. 25 MeV (FWHM). Der gemessene σ_{had}^{vis} -Wert für das Kontinuum unterhalb

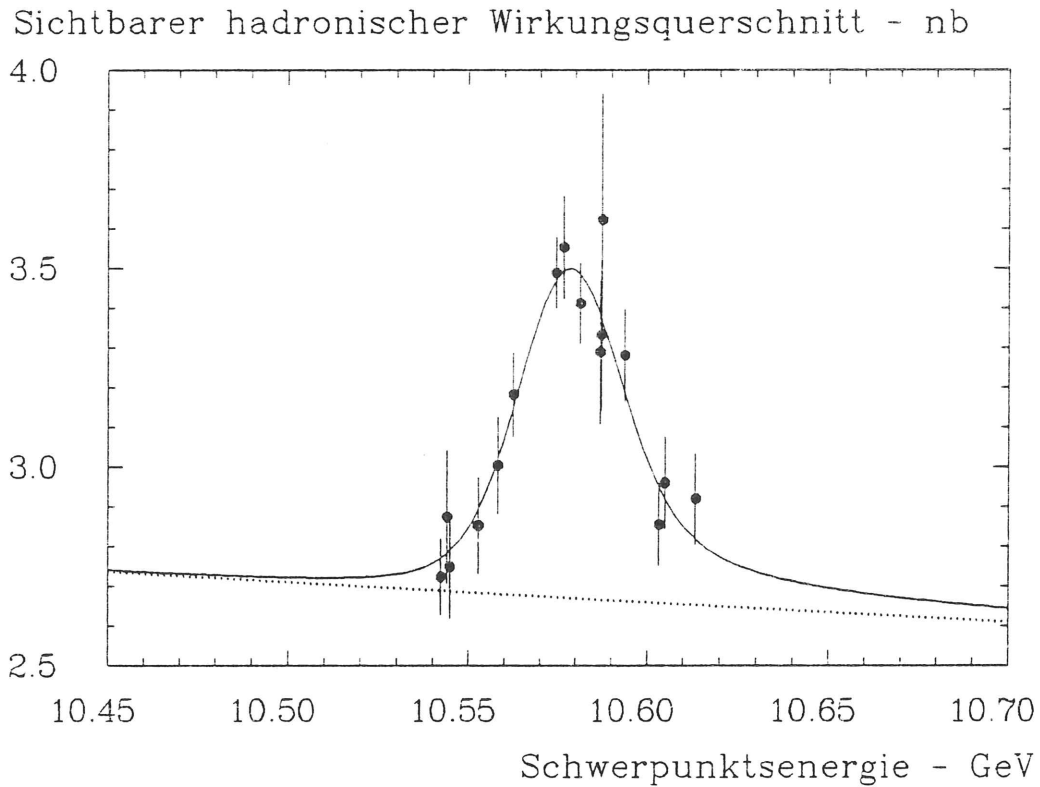


Abbildung 4.6: Sichtbarer hadronischer Wirkungsquerschnitt im $\Upsilon(4S)$ -Bereich. (Der Nullpunkt der Ordinatenachse ist aus Darstellungsgründen unterdrückt.)

der Resonanz liegt bei etwa 2.6 nb. Auf der Resonanz muß man daher bei Berücksichtigung der unterschiedlichen Akzeptanzen der hadronischen Ereigniseselektion auf bzw. unterhalb der Resonanz mit einem Verhältnis von ungefähr 1 : 4 zwischen Resonanz- und Kontinuumszerfällen rechnen.

4.4 Datenmengen

Die in dieser Arbeit benutzten Daten wurden bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien aufgenommen. Die integrierten Luminositäten, die zur Analyse herangezogen werden, sind aus Tab. 4.1 ersichtlich. Ebenfalls eingetragen in die Tabelle sind die Anzahlen der Ereignisse, die von der Bhabha- bzw. Hadronenselektion akzeptiert werden.

Das Gesamtsample an Kontinuumsdaten, das unterhalb der Schwelle zur Erzeugung von B -Mesonenpaaren aufgenommen wurde, wird zu Untergrundabschätzungen benötigt. In der Analyse nach den gesuchten Zerfällen werden nur die Kontinuumsdaten unterhalb der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz, die bei einer festen Schwerpunktsenergie genommen wurden, benutzt. Weiterhin läßt sich mit Hilfe dieses Samples die Anzahl der direkten $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle und damit die Zahl der erzeugten B -Mesonen bestimmen. Die Zahl der produzierten $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle ist:

$$N_{\Upsilon(4S)}^{prod} = \frac{1}{\epsilon_{had}^{4S}} \cdot \left[N_{had}^{vis}(\Upsilon(4S)) - N_{had}^{vis}(\text{Kont.}) \cdot \frac{\mathcal{L}(\Upsilon(4S))}{\mathcal{L}(\text{Kont.})} \cdot \left(\frac{E_{Strahl}(\text{Kont.})}{E_{Strahl}(\Upsilon(4S))} \right)^2 \right]. \quad (4.10)$$

Hierin ist ϵ_{had}^{4S} die Akzeptanz des Hadronenselektors, die aus Monte-Carlo-Untersuchungen zu

$$\epsilon_{had}^{4S} = (92.0 \pm 0.9)\%$$

Energiebereich	Luminosität [pb^{-1}]	N_{Bhabha} [Bhab.]	N_{had} [Had.]
$\Upsilon(4S)$	88.7	1021000	324000
$\Upsilon(2S)$	55.6	715000	351000
$\Upsilon(1S)$	46.3	662000	575000
Kontinuum unterhalb $\Upsilon(4S)$	25.9	302000	76000
Kontinuum gesamt	38.0	473000	119000

Tabelle 4.1: Luminositäten, Bhabha- und Hadronenzahlen der einzelnen Energiebereiche.

bestimmt worden ist. N_{had}^{vis} kennzeichnet die Anzahl der gefundenen Hadronen auf der Resonanz, bzw. im Kontinuum unterhalb der Resonanz. \mathcal{L} ist dabei die gemessene Luminosität in den entsprechenden Datensamples.

Unter der Annahme, daß die Kontinuumsbeiträge zum hadronischen Wirkungsquerschnitt die gleiche Abhängigkeit von der Strahlenergie haben wie die Bhabhaereignisse, die zur Berechnung der Luminosität benutzt werden, vereinfacht sich Gl. 4.10 zu:

$$N_{\Upsilon(4S)}^{prod} = \frac{1}{\epsilon_{had}^{4S}} \cdot \left[N_{had}^{vis}(\Upsilon(4S)) - N_{had}^{vis}(\text{Kont.}) \cdot \frac{N_{Bhabha}(\Upsilon(4S))}{N_{Bhabha}(\text{Kont.})} \right]. \quad (4.11)$$

In dieser Gleichung ist die Abhängigkeit von der genauen Kenntnis der Strahlenergie entfallen. N_{Bhabha} bezeichnet die Anzahl der Ereignisse, die von dem Luminositätsprogramm als Bhabhaereignisse erkannt worden sind.

Nimmt man an, daß die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz zu 100% in $B\bar{B}$ -Paare zerfällt, läßt sich die Anzahl der erzeugten B -Mesonen mit den Zahlen aus Tab. 4.1 berechnen:

$$N_B^{prod} = (141200 \pm 3000 \pm 5600) \text{ } B\text{-Mesonen.}$$

Hierin ist der erste Fehler der statistische, der im wesentlichen auf der vorhandenen Statistik zur Bestimmung der Akzeptanz der Hadronenselektion basiert. Der relative systematische Fehler von 4% ergibt sich aus der Unsicherheit der Luminositätsmessung, aus unterschiedlichen Untergrundbedingungen während der Datennahme auf bzw. unterhalb der Resonanz, sowie aus der Abhängigkeit der Bestimmung von ϵ_{had} von der Monte-Carlo-Simulation.

Unter Anwendung der Gl. 4.11 kann auch die Zahl der erzeugten $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle berechnet werden. Die Akzeptanz des Hadronenselektors ergibt sich dabei aus:

$$\epsilon_{had}^{1S} = \epsilon_{3g} \cdot (1 - (R + 3) \cdot B_{\mu\mu}) + \epsilon_{q\bar{q}} \cdot R \cdot B_{\mu\mu} + \epsilon_{\tau\tau} \cdot B_{\mu\mu}. \quad (4.12)$$

$\epsilon_{3g, q\bar{q}, \tau\tau}$ sind die Akzeptanzen des Hadronenselektors für die Zerfälle der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz in die entsprechenden Kanäle. $B_{\mu\mu}$ bezeichnet den Quotienten aus partieller Zerfallsbreite des $\Upsilon(1S)$ in $\mu^+\mu^-$ und totaler Zerfallsbreite und R ist das Verhältnis $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$. Aus Monte-Carlo-Simulationen erhält man für die Akzeptanzen Werte von:

$$\epsilon_{3g} = (91.0 \pm 0.1)\%, \quad \epsilon_{q\bar{q}} = (78.9 \pm 0.4)\%, \quad \epsilon_{\tau\tau} = (15.8 \pm 0.5)\%.$$

Für die anderen beiden Größen wurden die Werte aus einer früheren Analyse des CRYSTAL BALL benutzt:

$$B_{\mu\mu} = (2.58 \pm 0.13) \% , \quad R = 3.37 \pm 0.24 .$$

Setzt man diese Werte in Gl. 4.12 ein, so ergibt sich unter Berücksichtigung nur des statistischen Fehlers:

$$\epsilon_{had}^{1S} = (83.3 \pm 0.2) \% .$$

Für die Zahl der erzeugten $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle erhält man:

$$N_{\Upsilon(1S)}^{prod} = (496900 \pm 2000 \pm 19800) \text{ Zerfälle.}$$

Für die Anzahl der direkt erzeugten $\Upsilon(2S)$ -Zerfälle bekommt man mit $\epsilon_{had}^{2S} = (86 \pm 7) \% :$

$$N_{\Upsilon(2S)}^{prod} = (197300 \pm 16100) \text{ Zerfälle.}$$

Hierin wird der kombinierte statistische und systematische Fehler vollständig von der Unsicherheit in ϵ_{had} dominiert.

Kapitel 5

Datenanalyse

Ziel dieser Arbeit ist es, in den Zerfällen der Υ -Resonanzen Charmoniumzustände, und zwar insbesondere den Grundzustand des $c\bar{c}$ -Systems J/ψ nachzuweisen. Da dieser Zustand ein hohes Verzweigungsverhältnis in Lepton-Antilepton-Paare hat, jedoch eine Energiebestimmung von Myonen im CRYSTAL BALL nicht möglich ist, erfolgt der Nachweis über den e^+e^- -Kanal.

Ziel der Analyseschritte ist es also zunächst, Ereignisse mit mindestens zwei separierten zuverlässig definierten Elektronen¹ zu identifizieren. Zunächst werden deshalb die einzelnen Analyseschritte bis zur Gewinnung des invarianten Massenspektrums der Elektronenkandidaten beschrieben.

Im zweiten Abschnitt wird die Akzeptanz dieser Analyse mittels Monte Carlo-Methoden bestimmt. Auch die Form und Größe des Untergrundes werden mittels dieser Methoden analysiert. Im letzten Teil wird dann kurz auf die Variation der Schnitte in den Analysen der unterschiedlichen Datensamples eingegangen. Ziel ist es hier ebenfalls das invariante Massenspektrum aus Elektronenpaaren zu untersuchen.

5.1 $\Upsilon(4S)$ -Analyse

Die im folgenden beschriebenen Schnitte beziehen sich alle auf die Analyse der Spuren der Elektronenkandidaten. Um zu gewährleisten, daß die gesuchten Spuren von den Driftkammern zuverlässig erkannt werden, verlangt man:

- $|\cos \vartheta| \leq 0.85$.
- Die Spur muß durch die Kammern als geladen erkannt worden sein.

ϑ entspricht dem Polarwinkel im sphärischen Koordinatensystem des Detektors, d.h. es ist der Winkel zwischen Spurrichtung und Strahlachse. Die Festlegung der Spurrichtung erfolgt dabei nach den Methoden der Produktion. Ein Blick auf die Tabelle 3.1 auf Seite 22 zeigt, daß dieser Wert implizit verlangt, daß die Spur mindestens drei Doppellagen des Innendetektors durchquert hat.

Ein zu der ersten Forderung größtenteils redundanter Schnitt ist:

- Das einer Spur zugeordnete BUMP MODUL darf nicht gleichzeitig Tunnelmodul sein.

¹Im folgenden sind in dem Begriff "Elektronen" stets auch deren Antiteilchen eingeschlossen, da mithilfe des Innendetektors keine Ladungsbestimmung möglich ist.

Ein Tunnelmodul ist definiert als Kristall nahe der Tunnelregion, dessen Kante oder Spitze die Tunnelgrenze berührt. Bei ausgedehnten elektromagnetischen Schauern nahe der Tunnelregion erwartet man einen Teil der deponierten Energie in den Endkappenkristallen. Da diese jedoch unterschiedliche Strahlungslängen besitzen, verschlechtert sich bei Berücksichtigung solcher Ereignisse die Energieauflösung erheblich.

Ein wesentliches Kriterium zur Separation von zuverlässigen Elektronenkandidaten im Energiedetektor kann unter dem Begriff PATTERN CUTS zusammengefaßt werden. Darunter versteht man beim CRYSTAL BALL einen Satz von Schnittparametern, der über die Segmentation des Detektors in Einzelkristalle eingeführt werden kann. Da unterschiedlich wechselwirkende Teilchen im NaJ -Material unterschiedliche Prozesse auslösen, die sich in verschiedenen Energiedepositionsmustern manifestieren, erlaubt dieses Verfahren die Identifikation dieser Teilchen. Eine Beschreibung der Energiedepositionsmuster unterschiedlicher Teilchen im Kalorimeter, sowie eine Einführung in das Prinzip der PATTERN CUTS geben die Anhangkapitel B.1 und B.2.

Im folgenden wird für die gesuchten Spuren verlangt:

- $0.85 \leq E_4/E_{13} \leq 0.97$.
- $0.90 \leq E_2/E_4 \leq 0.98$.

Ein Blick auf die in Abb. 4.2 dargestellte Energieverteilung im Kalorimeter für ein hadronisches Ereignis zeigt, daß es durch hohe Multiplizitäten häufig zu Überlagerungen der Schauerverteilungen für nahe beieinanderliegende Teilchen kommt. Als Resultat findet die Produktion zwei oder mehr BUMP MODULE innerhalb einer CONNECTED REGION. Nicht alle dieser Ereignisse werden durch die PATTERN CUTS verworfen. Man fordert daher:

- Es darf nur ein BUMP MODUL in der der Spur zugeordneten CONNECTED REGION sein.

Alle Spuren, die die bis hier geforderten Schnitte passiert haben, sind akzeptierte Elektronenkandidaten.

Das Spektrum der Elektronen für Ereignisse mit mindestens zwei guten Kandidaten ist in Abb. 5.1 zu sehen. Die Darstellung erfolgt im logarithmischen Maßstab, sodaß über den gesamten Energiebereich eine nahezu konstante Energieauflösung pro Intervall vorhanden ist. Als Energie des Elektrons wird dabei die Schauerenergie E_{13} benutzt. Zusätzlich haben die Energien der Elektronen noch eine Energiekorrektur von ein bis zwei Prozent erfahren. Die Begründung und Form dieser Korrektur wird im Anhangkapitel A.2 diskutiert.

Das in Abb. 5.1 dargestellte Spektrum zeigt auch oberhalb der für Elektronen aus B -Mesonenzerfällen zugänglichen kinematischen Region Einträge. Diese resultieren im wesentlichen aus Ereignissen mit zufällig überlappenden Schauern, die nicht von der Analyse verworfen worden sind. Aus diesem Grunde werden für die Bildung von invarianten Massen aus Elektronenkandidaten nur solche benutzt, für die gilt:

- $E_{13}^{corr} \leq 2.7 \text{ GeV}$.

Außerdem ergibt sich für die invarianten Massenkombinationen aufgrund der Zerfallskinetik für den inklusiven Zerfall eines B -Mesons in ein J/ψ folgende Einschränkung:

- $P_{ee} \equiv P_{J/\psi} \leq 2.0 \text{ GeV}/c$.

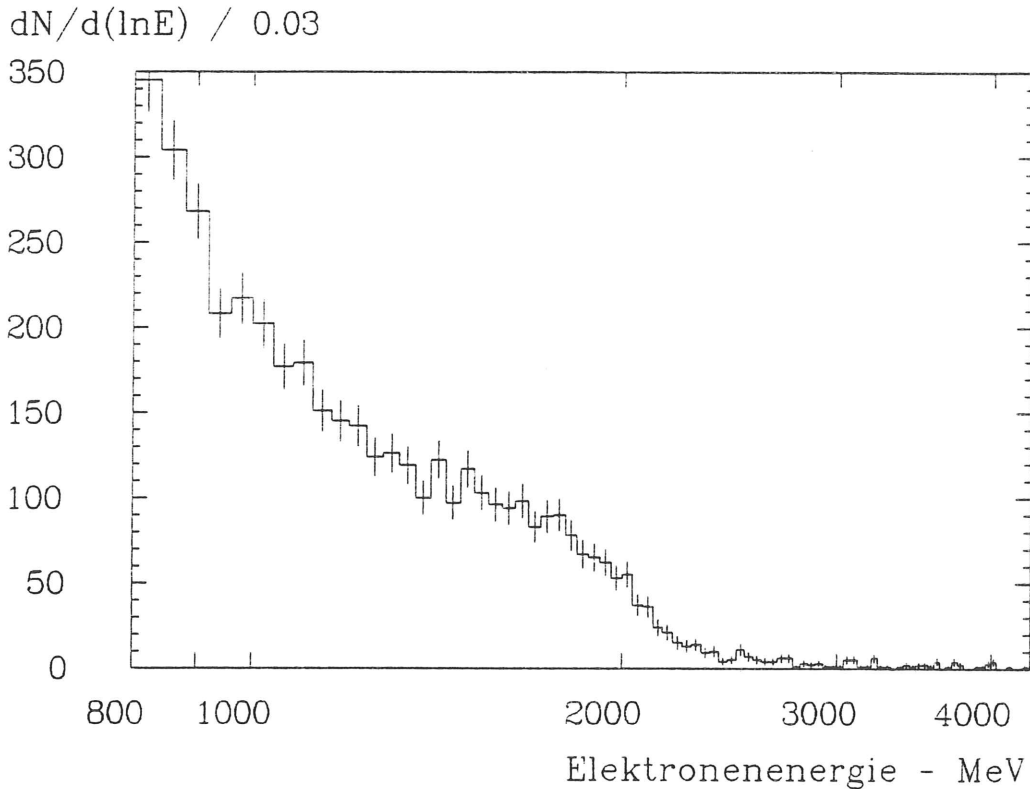


Abbildung 5.1: Energiespektrum der Elektronen für Ereignisse mit mehr als zwei Kandidaten.

Das invariante Massenspektrum nach den letzten beiden Schritten ist in Abb. 5.4 dargestellt. Zur Berechnung der invarianten Massen werden die Energien E_{13}^{corr} und die Richtungen aus der Routine SHOWER benutzt. Diese benutzt nur die Energieinformation aus den Kristallen und erlaubt eine bessere Richtungsbestimmung. Näheres zu SHOWER findet sich im Anhangkapitel B.3.

Im Bereich der nominellen J/ψ -Masse ist die Andeutung einer Überhöhung zu beobachten. Im folgenden soll deshalb versucht werden den kombinatorischen Untergrund durch geeignete Schnitte in der Multiplizität und Topologie der Ereignisse zu unterdrücken.

Ein Blick auf die Gesamtenergieverteilung aller akzeptierten hadronischen Ereignisse in Abb. 4.5 zeigt im Bereich der Schwerpunktsenergie immer noch eine Anhäufung von Ereignissen. Hierbei handelt es sich um radiative Bhabhaereignisse, in denen ein Elektron im Material zwischen Wechselwirkungspunkt und Energiedetektor (z.B. Strahlrohr, Driftröhren etc.) Bremsstrahlungsprozesse auslöst, die zur Erhöhung der Multiplizität und damit zur Annahme des Ereignisses in der Hadronenselektion führt.

Trägt man die Anzahl der BUMP MODULE im Energiedetektor für Ereignisse mit mindestens zwei Elektronenkandidaten im Energiebereich $700 \text{ MeV} \leq E \leq 2700 \text{ MeV}$ auf, so erkennt man in Abb. 5.2 a.) deutlich den Rest der radiativen Bhabhaereignisse.

Ein weiterer nichtresonanter Prozeß, der zur Erzeugung von Elektronen beitragen kann, ist die τ -Paarerzeugung im Kontinuum, da ein hoher Prozentsatz der τ -Zerfälle Elektronen im Endzustand erhält. Eine Abschätzung für den Untergrund an nichtresonanten Elektronen aus diesem Prozeß, bietet Abb. 5.2 b.). Es ist die Häufigkeitsverteilung der Anzahl der BUMP MODULE für ein Monte Carlo τ -Paarsample, das auf die Anzahl der auf der Resonanz erzeugten τ -Zerfälle normiert ist, aufgetragen. Aus dieser Verteilung wird deutlich, daß aus τ -Zerfällen bei den benutzten Schnitten kaum ein Beitrag zu erwarten ist. Ebenfalls abgebildet

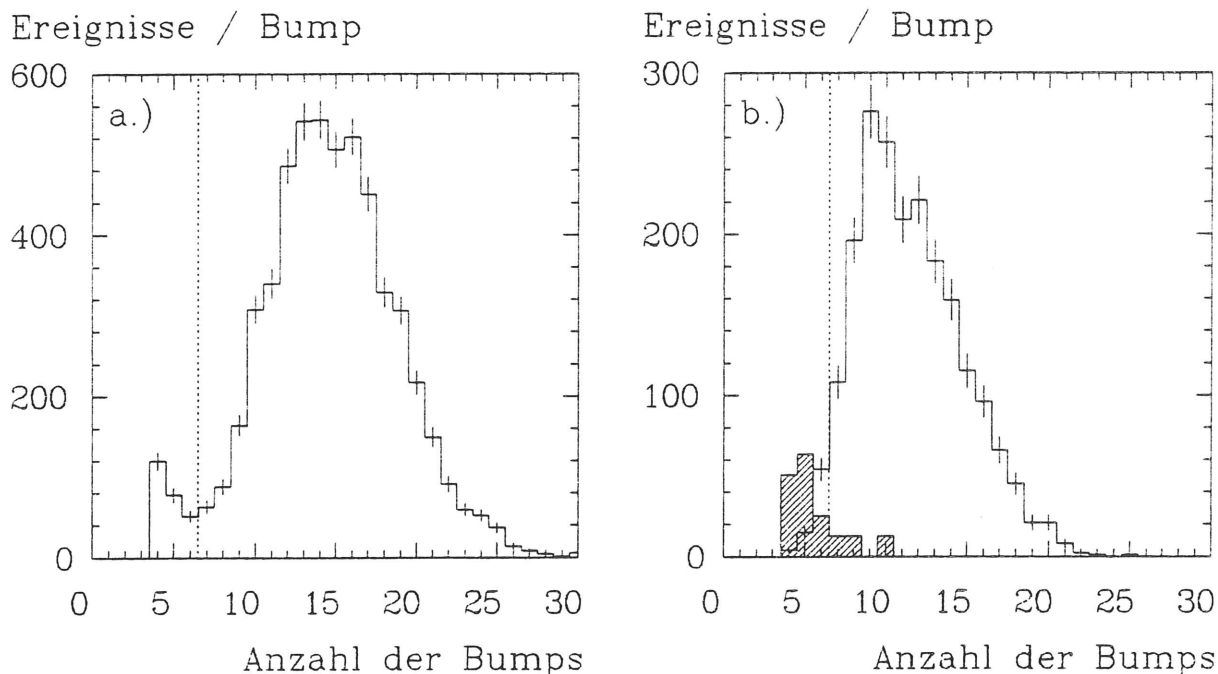


Abbildung 5.2: Häufigkeitsverteilungen der Anzahl der BUMP MODULE für unterschiedliche Prozesse. In a.) ist die Verteilung für $\Upsilon(4S)$ -Daten, in b.) für die Monte Carlo-Simulationen aus Gl. 5.1 (—) sowie ein auf die Anzahl der auf dem $\Upsilon(4S)$ erzeugten $\tau\tau$ -Ereignisse (////) normiertes Sample dargestellt. Es sind nur Ereignisse berücksichtigt, in denen mindestens zwei Elektronenkandidaten mit $700 \leq E \leq 2700$ MeV gefunden wurden. Die gepunkteten vertikalen Linien geben die Schnittgrenze an.

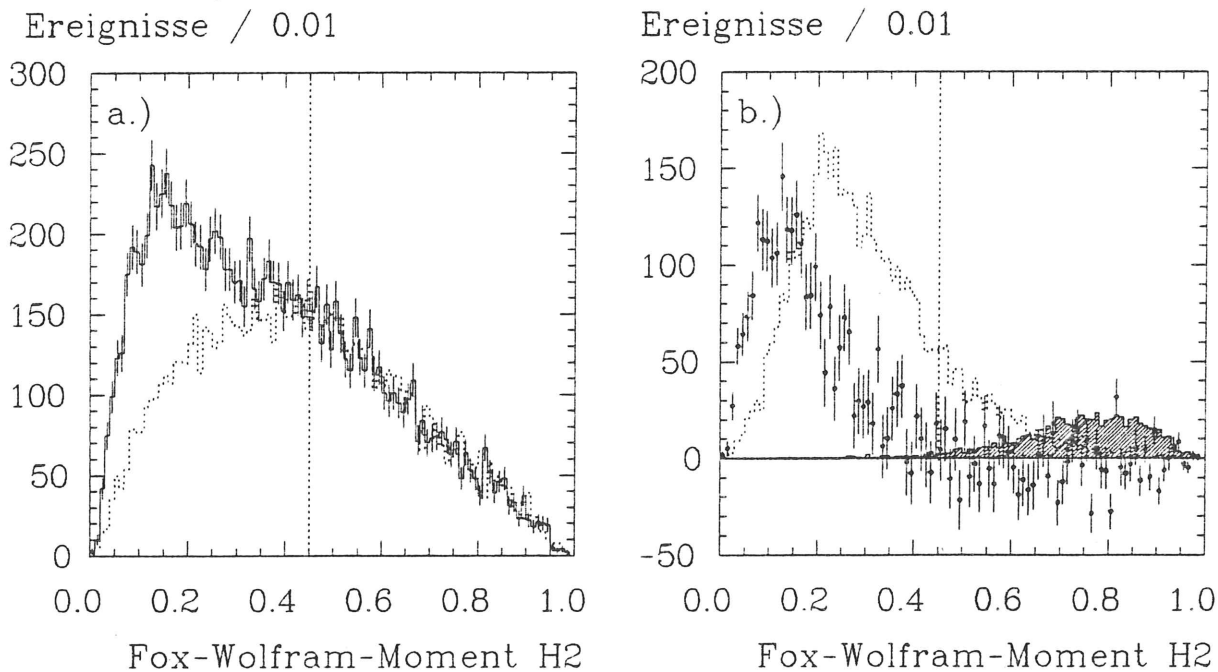


Abbildung 5.3: Häufigkeitsverteilungen von H_2 für unterschiedliche Prozesse. In a.) sind die Verteilungen für $\Upsilon(4S)$ -Daten (—) sowie für auf gleiche Luminosität normierte Kontinuumsdaten (.....) dargestellt. In b.) ist die Differenz beider Verteilungen (\bullet) im Vergleich zu den Monte Carlo-Simulationen aus Gl. 5.1 (.....) sowie ein τ -Paarsample (////) abgebildet. Die gepunkteten vertikalen Linien geben die Schnittgrenze an. Eine Diskussion der Unterschiede in den Verteilungen findet sich im Text.

ist die Verteilung der BUMP MODULE für eine Monte Carlo-Simulation des Zerfalls:

$$\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B} \quad B_1 \rightarrow J/\psi X \rightarrow e^+e^-X, \quad B_2 \rightarrow \text{alle Kanäle.} \quad (5.1)$$

Eine ausführliche Beschreibung der Monte Carlo-Techniken findet sich im Anhang C dieser Arbeit.

Eine Reduktion dieses Untergrundes ist möglich durch Schnitte in der Multiplizität und Topologie der Ereignisse. Man verlangt:

- Anzahl der BUMP MODULE im Zentraldetektor ≥ 7 .
- Fox-Wolfram-Moment 2. Ordnung $H2 \leq 0.45$.

Die Fox-Wolfram-Momente sind ein Parametersatz, der die Gestalt eines Ereignisses beschreibt. Die hier benutzte Definition des Fox-Wolfram-Momentes 2. Ordnung ist dabei:

$$H2 := \frac{\sum_{i,j} E_i E_j (3 \cos^2 \alpha_{i,j} - 1)}{2(\sum_i E_i)^2} . \quad (5.2)$$

Hier bezeichnen E_i die Energien der i -ten CONNECTED REGION und α den Winkel zwischen den Richtungen zu den entsprechenden CONNECTED REGIONS. Die Summation geht über alle CONNECTED REGIONS des Balles mit Ausnahme der Endkappen.

In der hier benutzten Definition von $H2$ sind gegenüber der ursprünglichen Definition [42] die Impulse der Teilchen gegen die gemessenen Energien ausgetauscht, da im CRYSTAL BALL keine Impulsbestimmung möglich ist. Die Skala dieses (Pseudo)-Fox-Wolfram-Momentes $H2$ läuft von 0 bis 1, wobei nahezu kugelförmige Ereignisse niedrige Werte besitzen. Man erwartet also z.B. für $\tau\tau$ -Ereignisse Werte von $H2$ nahe 1.

Das Fox-Wolfram-Moment $H2$ bildet ein sehr wirkungsvolles Mittel zur Trennung von Kontinuumszerfällen auf dem $\Upsilon(4S)$ von $B\bar{B}$ -Zerfällen, da erstere, die über die $q\bar{q}$ -Fragmentation ablaufen, eine stärkere Zwei-Jet-Artigkeit zeigen. Dieses verdeutlichen auch die Darstellungen in Abb. 5.3.

In Abb. 5.3 a.) ist die Fox-Wolfram-Verteilung sowohl für Daten auf der Resonanz als auch unterhalb der Resonanz im Kontinuum gezeigt. Dabei wurden beide Datensätze auf gleiche Luminositäten normiert. In Abb. 5.3 b.) sind die Differenz beider Verteilungen sowie die Monte Carlo-Vorhersagen aus dem τ -Paarsample und aus der Simulation in Gl. 5.1 aufgetragen. Gegenüber der Datenverteilung, von der das Kontinuum subtrahiert wurde, stellt man eine Verschiebung der gleichen Verteilung für die Monte Carlo-Reaktion aus Gl. 5.1 fest. Dies erklärt sich jedoch aus der Tatsache, daß in jedem Ereignis ein B -Meson über ein J/ψ in ein hochenergetisches e^+e^- -Paar zerfällt, das vorzugsweise in entgegengesetzte Richtungen fliegt.

Das invariante Massenspektrum aus den Elektronenkandidaten nach dem Schnitt in der Anzahl der BUMP MODULE ist in Abb. 5.4 abgebildet. In Abb. 5.5 ist die endgültige invariante Massenverteilung zu sehen.

Das Massenspektrum zeigt bei der Nominalmasse des J/ψ von $3097 \text{ MeV}/c^2$ eine deutliche Überhöhung. Weitere Strukturen, z.B. in der Nähe des angeregten Zustandes $\psi(3685)$ sind nicht erkennbar. Um das Verzweigungsverhältnis für den nachgewiesenen Übergang zu bestimmen, benötigt man die Akzeptanz der Analyse. Dieses wird im nächsten Abschnitt unter Benutzung von Monte Carlo-Methoden bestimmt werden.

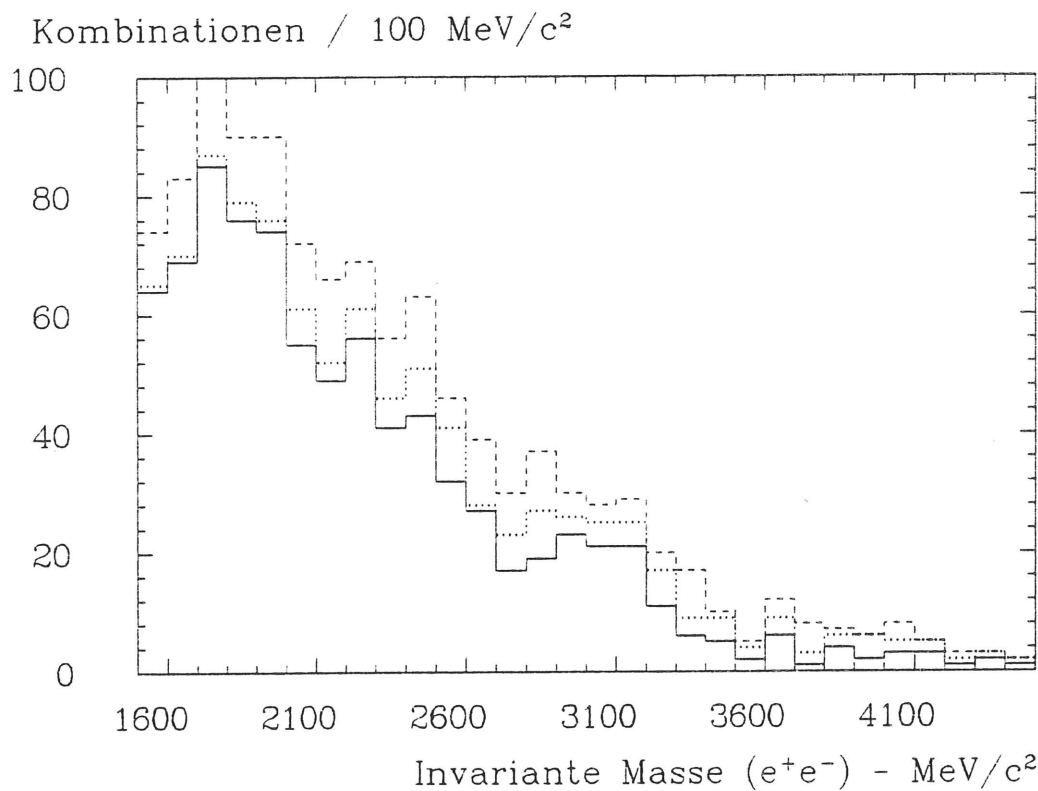


Abbildung 5.4: Invariantes Massenspektrum aus Elektronenkandidaten. Die Verteilung ist nach den Schnitten in E_{13}^{corr} (---), P_{ee} (·····) und in der Anzahl der BUMP MODULE (—) aufgetragen.

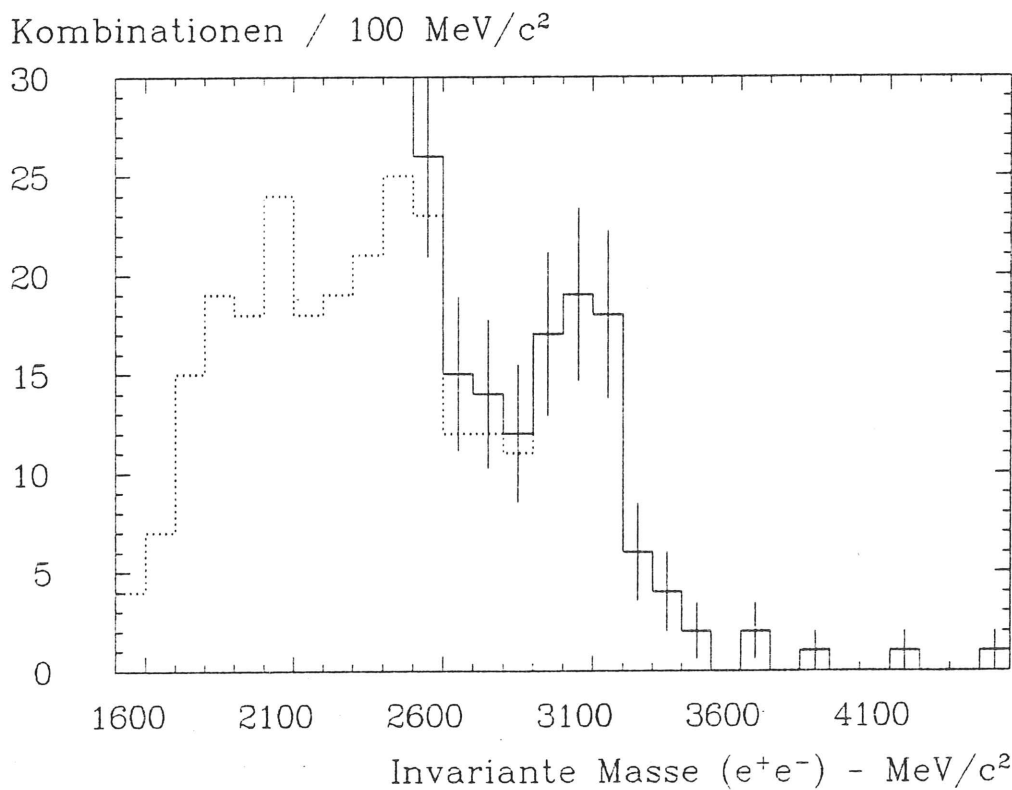


Abbildung 5.5: Endgültiges Massenspektrum aus Elektronenkandidaten (—). Die Linie (·····) stellt das Spektrum nach einem zusätzlichen Schnitt mit $E_{13}^{corr} \geq 0.9$ GeV, der sich aus der Zerfallskinetik als untere Elektronenenergie ergibt, dar.

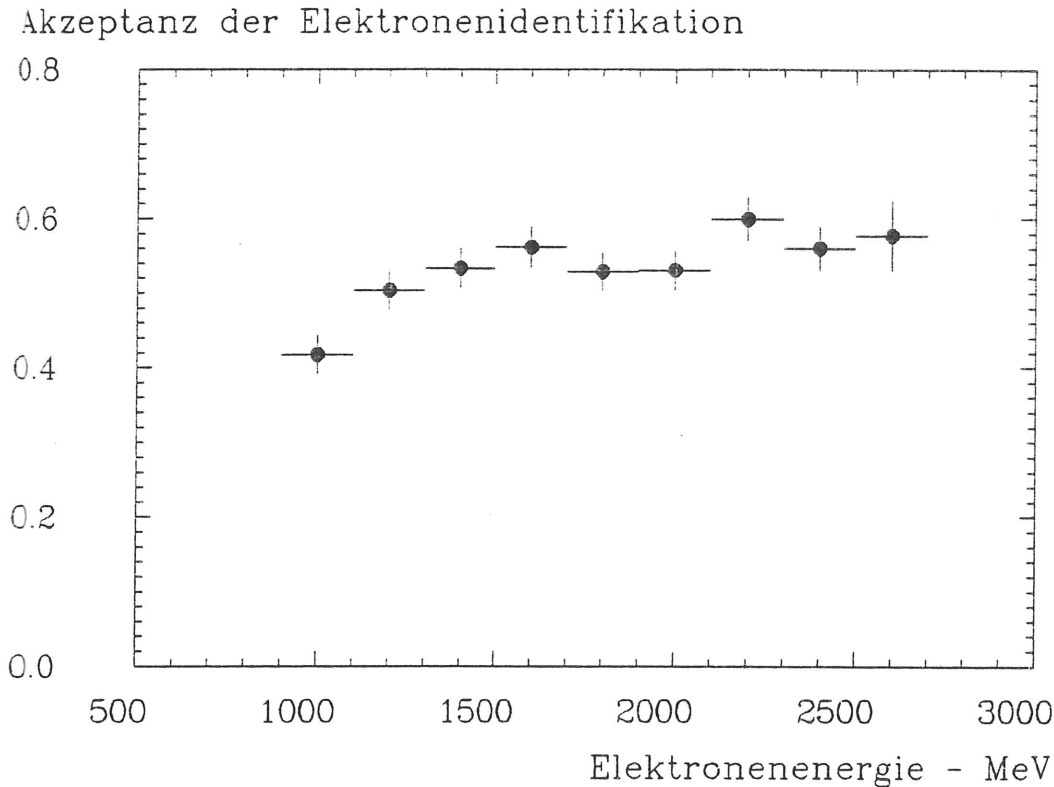


Abbildung 5.6: Effizienz der Elektronenanalyse in hadronischen Ereignissen für Elektronen aus dem Zerfall in Gl. 5.1. Es sind nur statistische Fehler eingetragen.

5.2 Akzeptanzbestimmung über Monte Carlo-Studien

Die Bestimmung der Akzeptanz der Analyse wird unter Benutzung des Monte Carlo-Datensamples, welches die Reaktion in Gl. 5.1 beschreibt, durchgeführt. Die Methoden der Monte Carlo-Produktion werden im Anhangkapitel C ausführlich beschrieben. Die Gesamtakzeptanz der Analyse kann in drei Komponenten zerlegt werden:

$$\epsilon_{MC} = \epsilon_{had} \cdot \epsilon_e^2 \cdot \epsilon_{event}. \quad (5.3)$$

Hierin ist ϵ_{had} die Nachweiswahrscheinlichkeit des Hadronensektors für das spezielle Monte Carlo-Sample, in dem eines der beiden B -Mesonen in ein J/ψ zerfällt. Diese wurde bestimmt zu:

$$\epsilon_{had} = (93.4 \pm 0.4)\%.$$

Der angegebene statistische Fehler wird limitiert durch die Größe des Monte Carlo-Samples von 5000 Ereignissen.

ϵ_e bezeichnet die Effizienz der Elektronenanalyse, beinhaltet also im wesentlichen die Schnitte zur geometrischen Akzeptanz, zur Ladungserkennung und zu den PATTERN CUTS. In Abb. 5.6 ist diese Größe für Elektronen in hadronischen Ereignissen gegen die Elektronenenergie aufgetragen.

ϵ_{event} schließlich kennzeichnet die Effizienz der Schnitte zur Multiplizität und Topologie der Ereignisse. Die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit erhält man durch einen Fit an das invariante Massenspektrum der Monte Carlo-Ereignisse nach der kompletten Analyse. Dieses ist in Abb. 5.7 gezeigt. Die Größe ϵ_{MC} ist dann der Quotient aus der Anzahl der nachgewiesenen Kombinationen im Monte Carlo-Massensignal und der Zahl der ursprünglich generierten

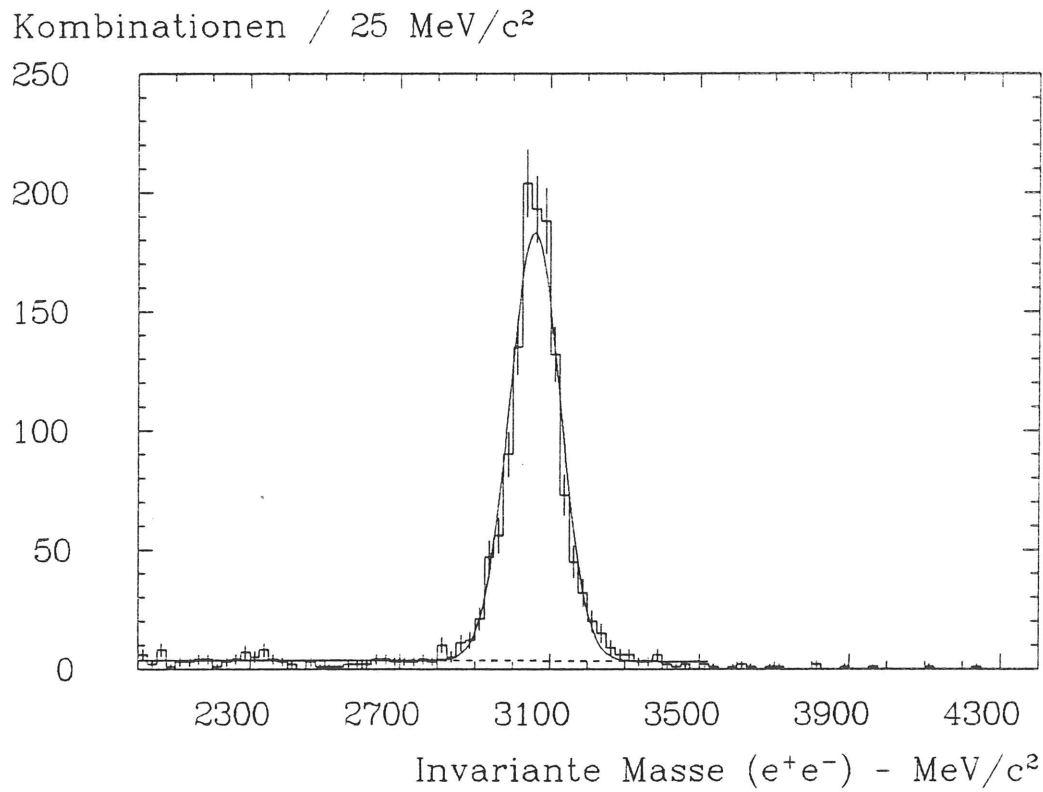


Abbildung 5.7: Invariantes Massenspektrum der Elektronen für Monte Carlo-Daten. Der Fit ist eine Anpassung einer Gaußfunktion an die Verteilung mit einem Untergrund, der durch ein Legendrepolynom 2. Ordnung beschrieben wird.

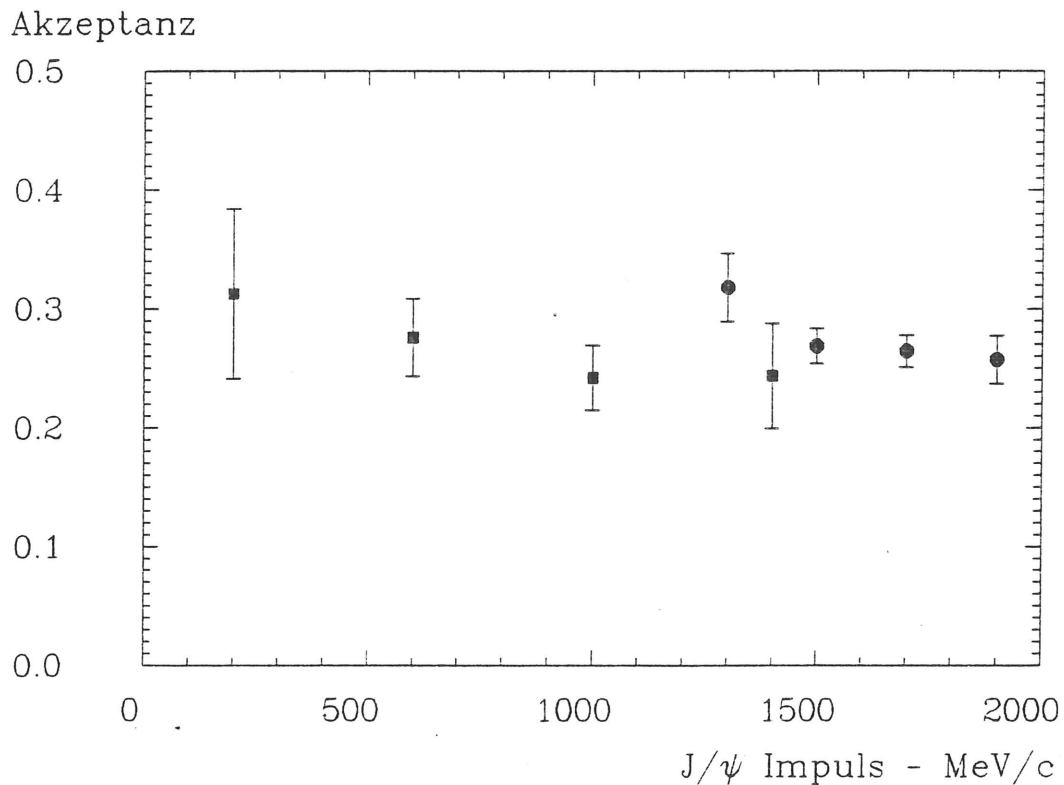


Abbildung 5.8: Abhängigkeit der Akzeptanz (ohne Nachweiswahrscheinlichkeit des Hadronenselektors) vom Impuls des J/ψ . Die Werte stammen aus einer Monte Carlo-Simulation der Zerfälle: $\langle \bullet \rangle$: $B \rightarrow J/\psi X \rightarrow e^+e^- X$. $\langle \blacksquare \rangle$: $B \rightarrow \chi_b X \rightarrow J/\psi \gamma X \rightarrow e^+e^- \gamma X$.

Ereignisse. Für die Gesamtakzeptanz ergibt sich ein über den Impulsbereich der erzeugten ψ -Mesonen gemittelter Wert von:

$$\epsilon_{MC}^{4S} = (24.5 \pm 0.6 \pm 3.7)\%.$$

Der relative systematische Fehler, der als dritter Wert genannt wird, wird zu 15 % abgeschätzt. Dieser Fehler setzt sich zusammen aus:

- der Abhängigkeit vom Monte Carlo-Modell für die Schnittgrößen, die die Topologie und Multiplizität der Ereignisse beschreiben,
- der Unsicherheit in der korrekten Simulation der Driftkammern zur Ladungserkennung
- und der Abhängigkeit von den Selektionskriterien der Elektronenidentifikation.

Die Bestimmung des Fehlers erfolgt durch Untersuchungen mit variierenden Schnittwerten.

Eine gesonderte Behandlung der Effizienz der Trigger ist nicht notwendig. In allen hadronischen Ereignissen, die in dieser Analyse benutzt werden, hat der Trigger angesprochen, der eine Mindestenergie von ≈ 1.9 GeV im Ball verlangt. Ein Blick auf Abb. 4.5 auf Seite 32 zeigt, daß es keine Einträge in diesem Bereich der Verteilung gibt. Ein zusätzlicher Anteil systematischer Unsicherheit ist also aus dieser Quelle nicht zu erwarten.

In der Abb. 5.8 ist die Akzeptanz der Analyse für unterschiedliche J/ψ -Impulse dargestellt. Die Werte bei niedrigen Impulsen stammen aus einer Monte Carlo-Simulation des Zerfalls aus Gl. 5.1, wobei das J/ψ durch ein χ_b mit nachfolgendem radiativem Übergang zum Grundzustand ersetzt wurde. Aufgrund dieser sekundären Produktion von J/ψ -Mesonen ergibt sich ein erheblich weicherer Impulsspektrum und die Akzeptanz kann zu niedrigeren Impulswerten hin bestimmt werden. Da die Statistik dieses Samples stark limitiert ist, werden die Werte für größere Intervalle berechnet.

5.3 Untersuchungen zum Signaluntergrund

In diesem Abschnitt werden die Form des invarianten Massenspektrums sowie die quantitative Größe des Untergrundes im Signalbereich bestimmt. Als Signalbereich ist hier der invariante Massenbereich um die gemessene J/ψ -Masse mit einer Breite von drei Standardabweichungen der Massenauflösung zu jeder Seite definiert. Aus einem Fit an die gemessene invariante Massenverteilung in Abb. 5.5 auf Seite 41 erhält man die Lage des J/ψ -Signals. Die Breite des Signals wird auf den aus dem Fit an das Monte Carlo-Signal in Abb. 5.7 gewonnenen Wert festgelegt. Das Signalband ergibt sich damit zu:

$$m_{J/\psi}^{fit} \pm 3 \cdot \sigma_m = (3090 \pm 200) \text{ MeV}/c^2. \quad (5.4)$$

Da eine genaue Studie der Form, bzw. der Größe des Untergrundes mithilfe produzierter Monte Carlo-Daten aus Rechenzeitgründen unmöglich ist, werden im folgenden die auf bzw. unterhalb der Resonanz genommenen Daten zur Abschätzung benutzt. Ergänzt werden diese Studien durch die Analyse von Monte Carlo-Daten auf einem Niveau, auf dem nur die generierten Teilchen mit ihren Vierervektoren entsprechend dem jeweiligen Modell vorhanden sind.

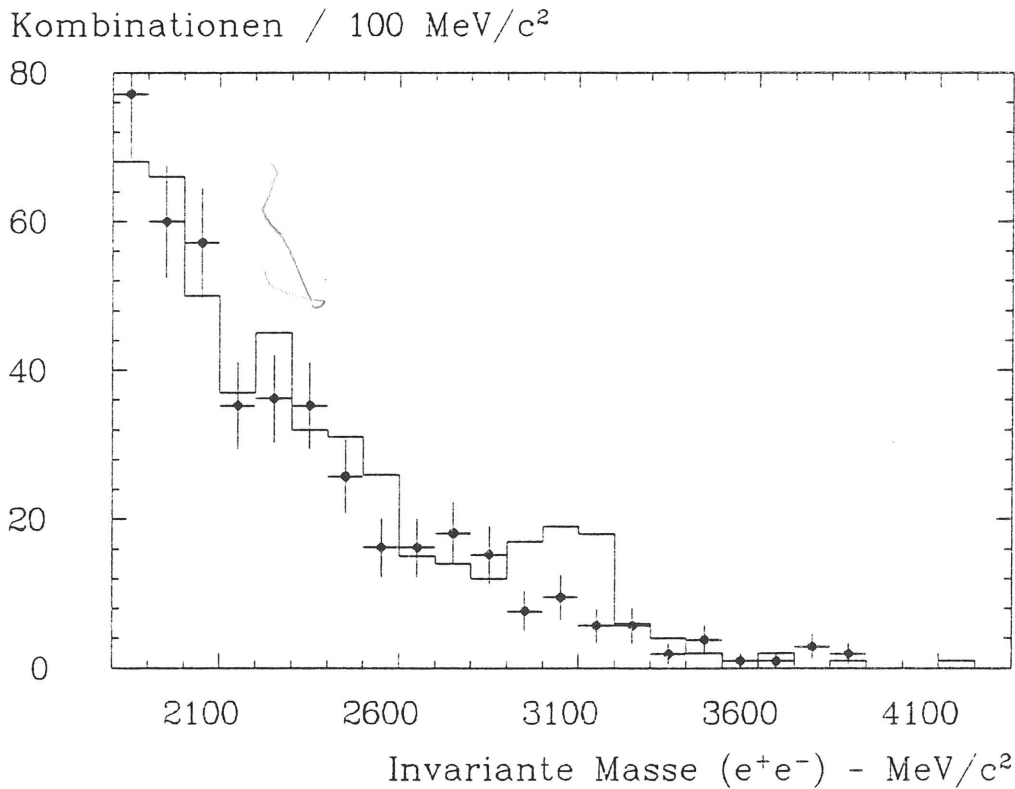


Abbildung 5.9: Invariantes Massenspektrum der Elektronenkandidaten für Elektronen aus dem gleichen Ereignis (—) und unterschiedlichen Ereignissen (•).

Die Form des invarianten Massenspektrums kann durch die Analyse von Kombinationen, in denen die Elektronen aus unterschiedlichen Ereignissen stammen, studiert werden. Wendet man die gleichen Schnitte wie in der $\Upsilon(4S)$ -Analyse an, so erhält man nach der Normierung beider Sample auf die gleiche Anzahl von Einträgen die Verteilungen in Abb. 5.9. Zwischen beiden Verteilungen besteht eine gute Übereinstimmung mit Ausnahme der Signalregion.

Der Versuch, den Untergrund quantitativ zu bestimmen, geht aus von einer Auflistung der möglichen Reaktionsmechanismen auf dem $\Upsilon(4S)$, die in der Lage sind, Dileptonereignisse mit einer invarianten Masse im J/ψ -Massenbereich zu produzieren, bzw. vorzutäuschen. Diese sind:

1. Gleichzeitiger leptonischer Zerfall beider B -Mesonen:

$$B \rightarrow e^+ \nu_e X_1, \quad \bar{B} \rightarrow e^- \bar{\nu}_e X_2.$$

2. Leptonischer Zerfall eines B - und eines D -Mesons:

$$B \rightarrow \bar{D} e^+ \nu_e X_1 \quad \text{oder:} \quad B \rightarrow e^+ \nu_e X_1, \quad \bar{B} \rightarrow D X_2 \\ \searrow e^- \bar{\nu}_e X_2 \qquad \qquad \qquad \searrow e^+ \nu_e X_3.$$

3. $D\bar{D}$ -Erzeugung bei $\Upsilon(4S)$ -Energien:

$$e^+e^- \rightarrow D\bar{D} X_1, \quad D \rightarrow e^+ \nu_e X_2, \quad \bar{D} \rightarrow e^- \bar{\nu}_e X_3.$$

4. Vortäuschung eines Elektrons durch ein Hadron in Verbindung mit einem semileptonischen Zerfall.

5. Vortäuschung beider Elektronen durch Hadronen.

6. Kontinuumsproduktion von J/ψ -Mesonen.

Reaktion	Ereignisse im Signalband	Relativer Anteil [%]
1	15.0 ± 1.2	44
2	5.7 ± 0.6	17
3	3.0 ± 0.9	9
4	9.3 ± 1.0	28
5	0.8 ± 0.1	2
6	—	—
Σ	33.8 ± 1.9	100

Tabelle 5.1: Abschätzung des Untergrundes für die einzelnen Kanäle.

Um den Anteil der Reaktionen 1 und 2 zum Massenspektrum zu bestimmen, wird folgendes Verfahren benutzt:

Mit dem Ereignisgenerator zur Produktion von B -Mesonenpaaren auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz wird eine hohe Zahl an B -Zerfällen erzeugt. Ohne die folgende Detektorsimulation durchzuführen werden auf diesem Niveau Elektron-Elektron-Kombinationen für die beiden zu untersuchenden Zerfälle gebildet. Das auf die Anzahl der in den Resonanzdaten erzeugten B -Mesonen normierte invariante Massenspektrum dieser Kombinationen ist in Abb. 5.10 zu sehen. Die Breite des ebenfalls eingetragenen J/ψ -Signals ergibt sich durch die fehlende Simulation der Detektorauflösung.

Das gleiche Verfahren wird für die Reaktion 3 in einer Monte Carlo-Simulation von Kontinuumszerfällen durchgeführt. Diese Verteilung ist bei entsprechender Normierung ebenfalls in Abb. 5.10 wiedergegeben.

Innerhalb des Signalbandes wird die Anzahl der Kombinationen ausgezählt und mit einem über die Elektronenenergie gemittelten Akzeptanzwert multipliziert. Die Werte entstammen dabei der Monte Carlo-Simulation aus Gl. 5.1, d.h. sie gelten für Elektronen in hadronischen Ereignissen.

Zur Abschätzung der Reaktionen 4 und 5 werden alle möglichen Kombinationen aus Elektronen, Pionen und Kaonen gebildet und in deren Massenverteilung nach der obigen Methode die Zahl der Kombinationen im Signalband bestimmt. Aus der Elektronenanalyse für Pionen und Kaonen in hadronischen Ereignissen werden die Akzeptanzen berechnet.

Die letzte Untergrundquelle kann in zuverlässiger Weise durch die Analyse von Kontinuumsdaten mit den $\Upsilon(4S)$ -Analyseschnitten abgeschätzt werden. Das resultierende Spektrum im Vergleich zum Resonanzspektrum ist in Abb. 5.11 dargestellt. Es ist deutlich, daß im Spektrum bei der durchgeführten Analyse kein Anteil aus Kontinuumsproduktion von Resonanzen vorhanden ist.

Der Beitrag aus Kontinuumsreaktionen zum kombinatorischen Untergrund unterhalb des Signals wird durch den Fit eines Legendrepolynoms an die Verteilung in Abb. 5.11 bestimmt. Die Fläche unterhalb der angepaßten Kurve im Signalband entspricht (12.2 ± 3.5) Kombinationen. Dieser Untergrund muß im wesentlichen aus Ereignissen der Reaktion 3 sowie aus Kombinationen mit Teilchen, die ein Elektron vortäuschen, stammen.

Für die Untergrundreaktionen berechnet man damit die in Tab. 5.1 eingetragenen Zahlen

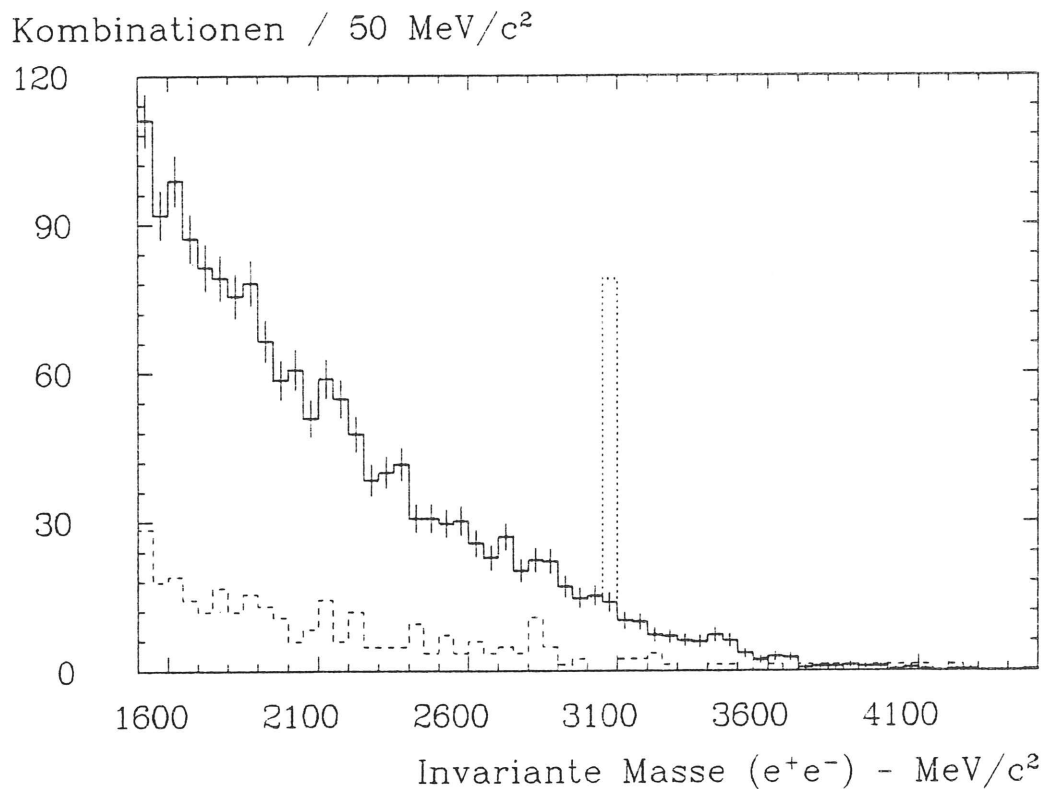


Abbildung 5.10: Invariantes Massenspektrum der Elektronen aus einer Monte Carlo-Rechnung ohne Detektorsimulation für die Reaktionen 1 + 2 : $\langle \text{---} \rangle$ und 3: $\langle \text{---} \rangle$. Die Normierung erfolgt auf das $\Upsilon(4S)$ -Datensample. Das Signal entspricht einem inklusiven Verzweigungsverhältnis von ca. 0.6 %.

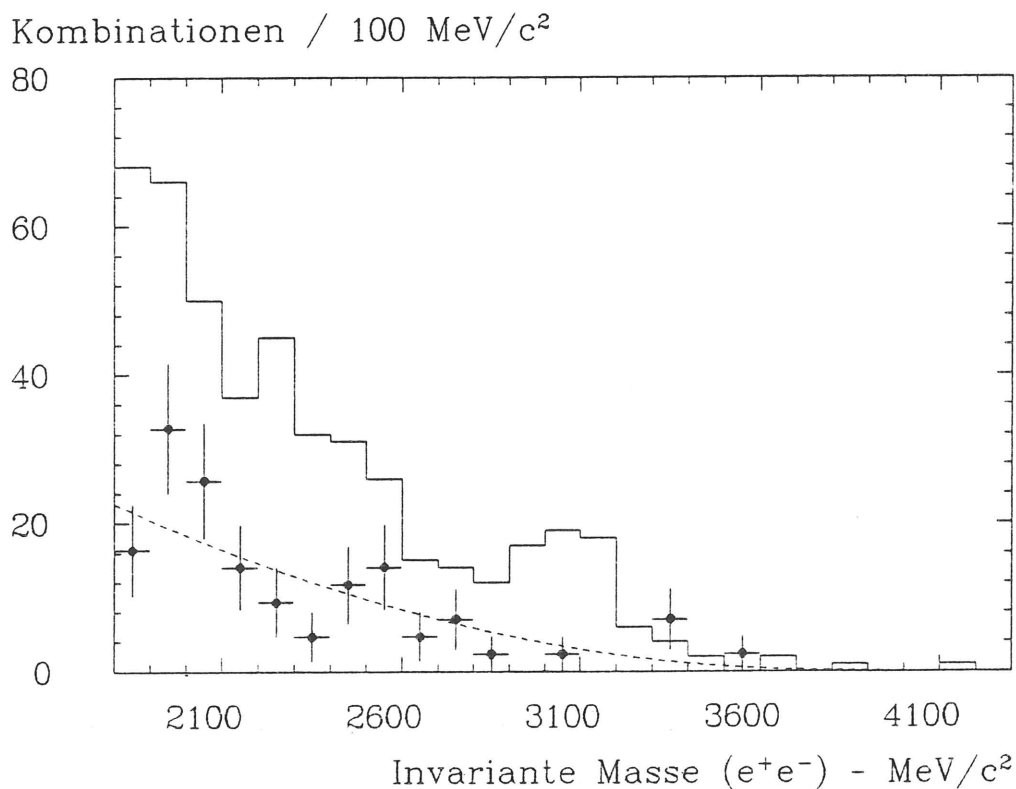


Abbildung 5.11: Invariantes Massenspektrum der Elektronenkandidaten für Resonanzdaten $\langle \text{---} \rangle$ und die gesamten Kontinuumsdaten $\langle \text{---} \rangle$ bei identischer Analyse. Die Verteilungen sind auf die gleiche Luminosität normiert.

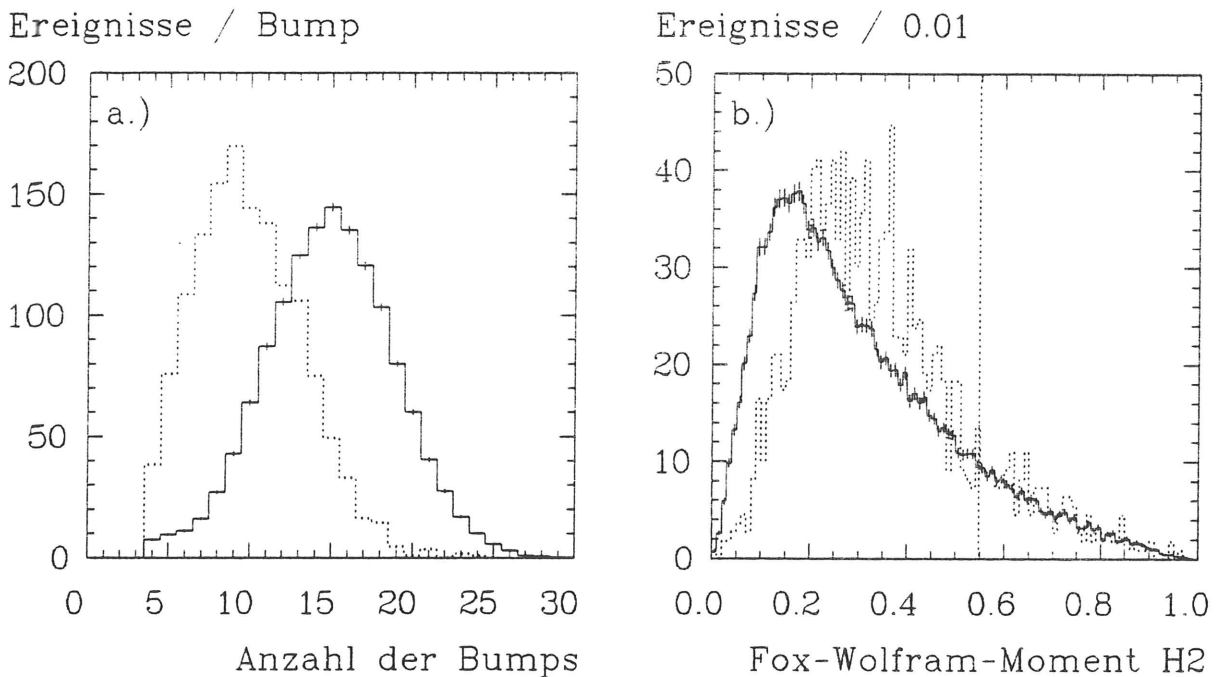


Abbildung 5.12: Häufigkeitsverteilungen der Anzahl der BUMP MODULE (a.) und des Fox-Wolfram-Parameters H_2 (b.) für $\Upsilon(1S)$ -Daten (—) und die Monte Carlo-Simulation aus Gl. 5.5 (·····). Die gepunktete vertikale Linie gibt die Schnittgrenze an.

für die im Signalband zu erwartenden Ereignisanzahlen. Die angegebenen statistischen Fehler ergeben sich aus der Zahl der zur Akzeptanzberechnung produzierten Ereignisse. Die Summe aller hier betrachteten Anteile wird in der letzten Spalte auf 1 normiert.

Aus dem Datensignalband in Abb. 5.5 erhält man durch einen Fit an das Signal eine Anzahl von

$$N_{bg}^{vis} = (33.2 \pm 9.7) \text{ Untergrundereignissen}$$

im Bereich unterhalb des Signals. Trotz des einfachen Verfahrens und der Abhängigkeit vom Monte Carlo-Modell sind beide bestimmten Werte in guter Übereinstimmung miteinander, sodaß davon ausgegangen werden kann, daß sowohl die Form des Spektrums (Abb. 5.9) als auch der Signaluntergrund (Tab. 5.1) ausreichend verstanden worden sind.

5.4 Analyse der $\Upsilon(1S)$ -, $\Upsilon(2S)$ - und Kontinuumsdaten

Die Analyse der anderen Datensamples erfordert Änderungen in den benutzten Werten für die Schnitte. Ein Blick auf die Verteilungen in Abb. 5.12 verdeutlicht dieses. Es sind Vergleiche der Verteilungen der Anzahl der BUMP MODULE und des Fox-Wolfram-Parameters H_2 für $\Upsilon(1S)$ -Daten und eine Monte Carlo-Simulation des Zerfalls

$$\Upsilon(1S) \rightarrow gg J/\psi, \quad J/\psi \rightarrow e^+e^- \quad (5.5)$$

dargestellt. Aufgrund der Bevorzugung hoher J/ψ -Impulse in dieser Reaktion erwartet man eine stärker ausgeprägte Zwei-Jet-Artigkeit solcher Ereignisse, die zur Verschiebung der H_2 -Verteilung zu höheren Werten führt. Die deutlich niedrigere mittlere Multiplizität solcher

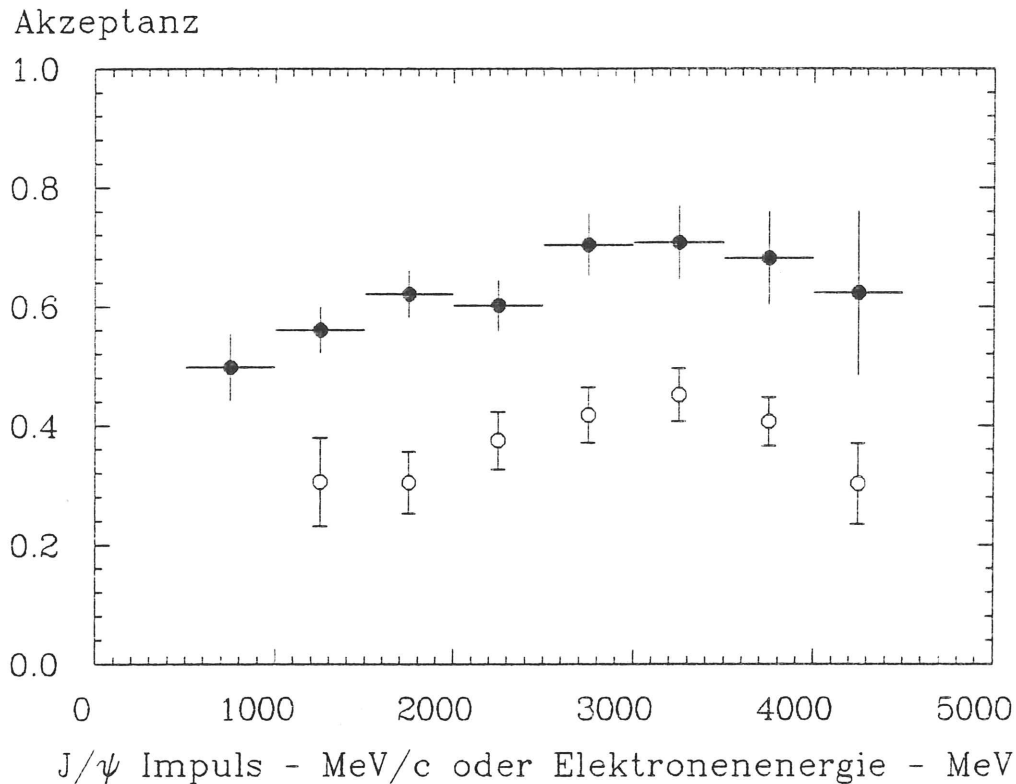


Abbildung 5.13: Effizienz von Elektronen- (\blacklozenge) und Gesamtanalyse (\circ) für $\Upsilon(1S)$ -Daten.

Ereignisse erklärt sich aus dem gleichen Grunde, denn die den Gluonen zur Verfügung stehende Energie zur Teilchenproduktion nimmt bei steigenden J/ψ -Impulsen ab.

Für die Analyse der $\Upsilon(1S)$ -Daten wurden deshalb folgende Änderungen durchgeführt:

- Keine Schnitte in der Energie der Elektronenkandidaten.
- $P_{ee} \equiv P_{J/\psi} \leq 4.2 \text{ GeV}/c$.
- Kein Schnitt in der Anzahl der BUMP MODULE im Zentraldetektor.
- Fox-Wolfram-Moment 2. Ordnung $H2 \leq 0.55$.

Aufgrund der in $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen niedrigeren Multiplizität erhöht sich die Akzeptanz der Elektronenanalyse gegenüber dem $\Upsilon(4S)$. In Abb. 5.13 ist die Abhängigkeit dieser Größe als auch der Gesamtakzeptanz vom J/ψ -Impuls wiedergegeben. Der Abfall der Gesamtakzeptanzkurve bei hohen Impulsen ist sowohl eine Auswirkung des Schnittes im Fox-Wolfram-Moment als auch eine Folge der zunehmenden Überlappungen der Elektronen mit anderen Teilchen im Energiedetektor. Die mittlere Effizienz der $\Upsilon(1S)$ -Analyse ergibt sich durch einen Fit an das J/ψ -Signal in Monte Carlo-Daten zu:

$$\epsilon_{MC}^{1S} = (28.5 \pm 1.3 \pm 4.3)\%$$

Für die Kontinuumsdaten unterhalb der $4S$ -Resonanz und die $\Upsilon(2S)$ -Daten wird gegenüber obiger Analyse eine weitere Öffnung der Schnitte durchgeführt. Hier werden sowohl der Schnitt in P_{ee} als auch der Schnitt im Fox-Wolfram-Moment $H2$ verworfen. Es wird

kein gesondertes Modell zur Berechnung der Akzeptanzen erzeugt, sondern die Reaktion aus Gl. 5.5 mit den veränderten Schnittwerten benutzt. Dieser vereinfachten Annahme wird durch Berücksichtigung eines zusätzlichen systematischen Fehlers Rechnung getragen. Man erhält so:

$$\epsilon_{MC}^{2S.Cont.} = (30.7 \pm 1.4 \pm 6.1) \%$$

Das invariante Massenspektrum der Elektronenkandidaten für $\Upsilon(1S)$ -Daten ist in Abb. 5.14 abgebildet. Im gleichen Bild befindet sich die Verteilung für die gesamten Kontinuumsdaten, die die obige Analyse durchlaufen haben. Das Spektrum kann oberhalb von ca. $2.7 \text{ GeV}/c^2$ vollständig durch diese Daten erklärt werden, d.h. die Einträge oberhalb dieses Wertes stammen aus im Sample verbliebenen Kontinuumsreaktionen, bzw. aus Kombinationen, in denen einer oder beide der Elektronenkandidaten von hadronischen Teilchen vorgetäuscht worden sind. Die Spektren der $\Upsilon(2S)$ - und Kontinuumsdatensamples sind in Abb. 5.15 gezeigt.

Weder im invarianten Massenspektrum der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz, noch in denen der $\Upsilon(2S)$ - und Kontinuumsdaten ist ein Anzeichen eines Signales festzustellen. Im folgenden Kapitel werden deshalb neben der Berechnung des Verzweigungsverhältnisses für das B -Mesonensample auch obere Grenzen für die Erzeugung von J/ψ -Mesonen in den anderen Fällen berechnet.

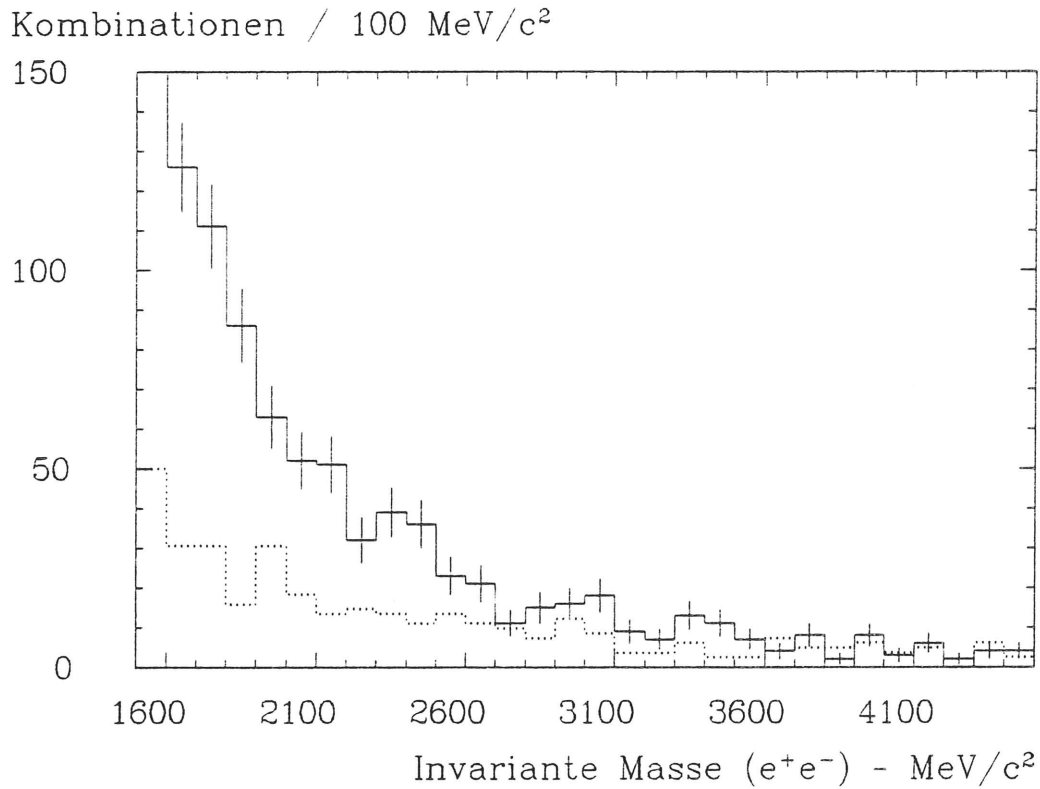


Abbildung 5.14: Invariantes Massenspektrum der Elektronenkandidaten für $\Upsilon(1S)$ -Daten (—) und die gesamten Kontinuumsdaten (\cdots) bei identischer Analyse. Die Verteilungen sind auf die gleiche Luminosität normiert.

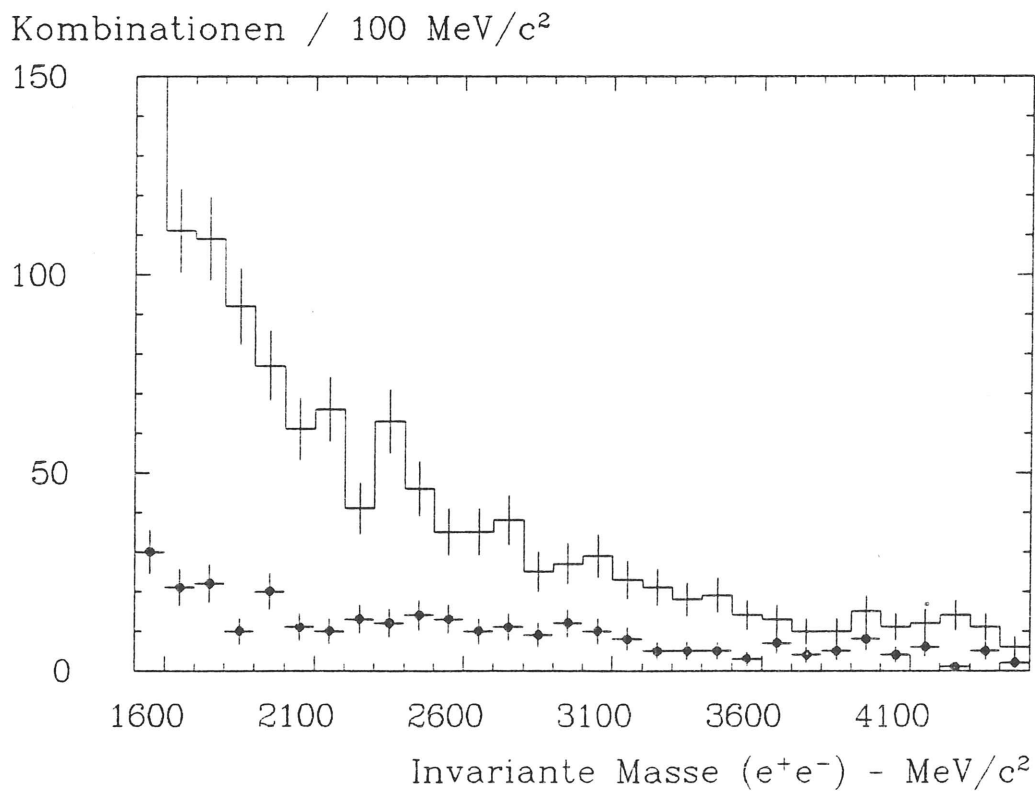


Abbildung 5.15: Invariantes Massenspektrum der Elektronenkandidaten für $\Upsilon(2S)$ -Daten (—) und Kontinuumsdaten unterhalb der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz (\cdots).

Kapitel 6

Ergebnisse

Nachdem in den vorangegangenen Kapiteln alle notwendigen Größen zur Berechnung der Verzweigungsverhältnisse bzw. der oberen Grenzen bereitgestellt worden sind, werden in diesem Abschnitt die ermittelten Resultate mit den theoretischen Vorhersagen und Ergebnissen anderer Experimente verglichen. Dieses wird sowohl für die berechneten Verzweigungsverhältnisse als auch für die Impulsverteilungen der nachgewiesenen ψ -Mesonen durchgeführt werden.

6.1 Resultate der $\Upsilon(4S)$ -Analyse

6.1.1 Verzweigungsverhältnis

Das Verzweigungsverhältnis für den in den $\Upsilon(4S)$ -Daten beobachteten Zerfall der B -Mesonen in J/ψ -Mesonen kann folgendermaßen berechnet werden:

$$BR(B \rightarrow J/\psi X) = \frac{N^{vis}}{BR(J/\psi \rightarrow e^+e^-) \cdot \epsilon_{MC}^{4S} \cdot N_B^{prod}}. \quad (6.1)$$

Die Größen N_B^{prod} und ϵ_{MC}^{4S} sind in den vorangegangenen Kapiteln unter Einschluß einer Fehleranalyse bestimmt worden. Das Verzweigungsverhältnis für den leptonenischen Zerfall des ψ -Mesons wird den Veröffentlichungen der PARTICLE DATA Gruppe entnommen zu [22]:

$$BR(J/\psi \rightarrow e^+e^-) = (6.9 \pm 0.9)\%.$$

Die Bestimmung des beobachteten Signalinhaltes wird durch einen Fit an die invariante Massenverteilung durchgeführt. Eine Beschreibung der Fitmethoden befindet sich im Anhangkapitel D.1. Das Resultat der Anpassung ist in Abb. 6.1 dargestellt. Die beobachtete Ereignisanzahl ergibt sich aus der oben beschriebenen Prozedur zu:

$$N^{vis} = (26.8 \pm 7.8 \pm 2.7) \text{ Ereignisse.}$$

Der relative systematische Fehler wird durch Variation der Fitgrenzen und unterschiedliche Beschreibungen des Untergrundes untersucht und auf 10 % bestimmt. Damit ergibt sich für das nach Gl. 6.1 bestimmte Verzweigungsverhältnis:

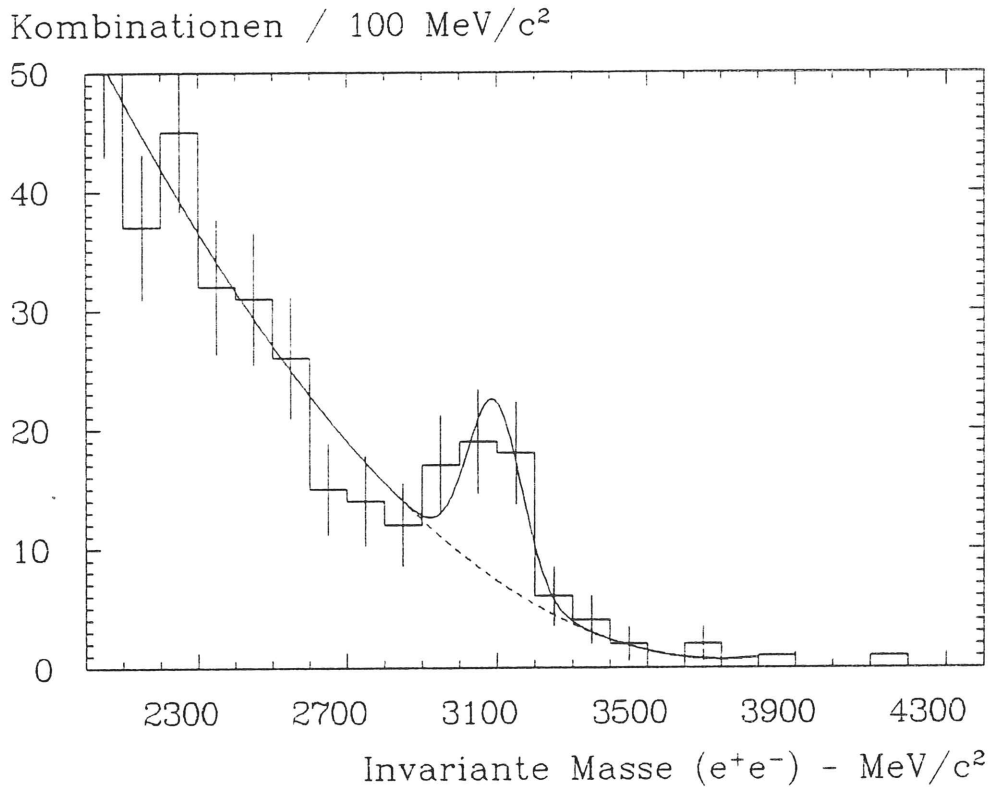


Abbildung 6.1: Fit an das invariante Massenspektrum der $\Upsilon(4S)$ -Daten. Die Fitfunktion ist eine Gaußverteilung mit einem Untergrund, der durch ein Legendrepolynom 2. Ordnung beschrieben wird. Die Breite des Signales wird auf den aus Monte Carlo-Simulationen bestimmten Wert festgelegt. Der Fit ergibt eine J/ψ -Masse von $3090 \text{ MeV}/c^2$.

$$BR(B \rightarrow J/\psi X) = (1.12 \pm 0.33 \pm 0.25) \%$$

Die statistischen und systematischen Fehler wurden jeweils quadratisch aufsummiert. Dabei wird der statistische Fehler dominiert durch die statistische Signifikanz des Signals, der systematische durch die Unsicherheit in der Bestimmung der Akzeptanz mittels Monte Carlo-Methoden und in dem für das Verzweigungsverhältnis in e^+e^- benutzten Wert.

Sowohl das CLEO-Experiment als auch ARGUS haben J/ψ -Produktion in B -Mesonzerfällen beobachtet [43,44]. Beiden Experimenten steht neben dem hier genutzten Kanal jedoch auch noch der Nachweis des ψ -Mesons über seinen Zerfall in $\mu^+\mu^-$ zur Verfügung. Die invarianten Massenspektren im e^+e^- -Kanal sind zum Vergleich in Abb. 6.2 gezeigt. Eine graphische und tabellarische Zusammenfassung der Resultate findet sich in Abb. 6.3, bzw. in Tab. 6.1.

Zur Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses in direkt produzierte J/ψ -Mesonen kann ein Ergebnis der ARGUS-Gruppe benutzt werden. Diese konnte sowohl in einer inklusiven als auch exklusiven Analyse die Erzeugung von $\psi(3685)$ in B -Mesonzerfällen nachweisen. Benutzt man ihr gemessenes Verzweigungsverhältnis von $(0.46 \pm 0.17 \pm 0.11) \%$ für diesen Kanal sowie einen Wert von $(55.2 \pm 6.9) \%$ für die Summe aller hadronischen Übergänge vom $\psi(3685)$ zum J/ψ [22], so erhält man mit dem gemessenen Wert der CRYSTAL BALL-Gruppe für die direkte Produktion von J/ψ in B -Mesonzerfällen:

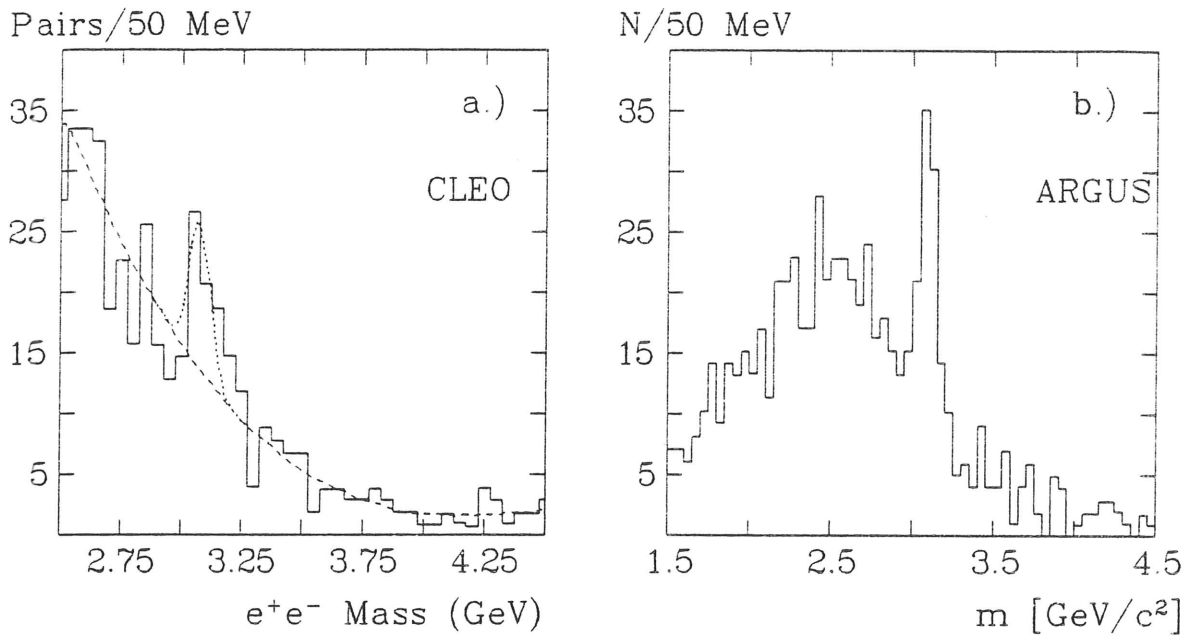
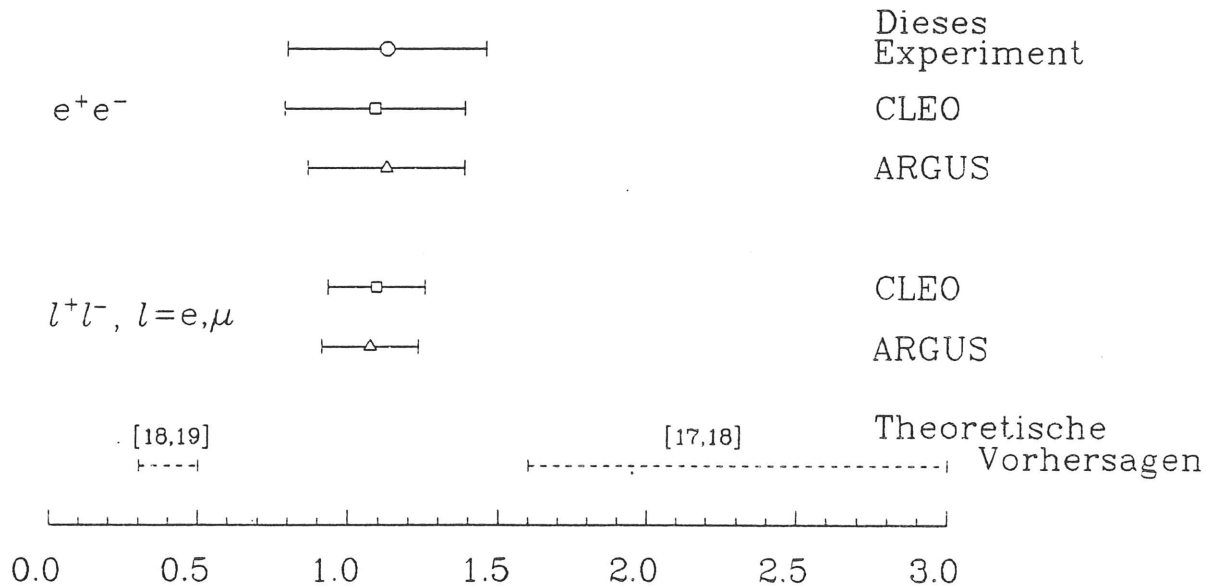


Abbildung 6.2: Invariante Massenverteilungen im e^+e^- -Kanal für CLEO (a.) mit einer Datenmenge von $78 \text{ pb}^{-1} \simeq 164 \text{ k } B$ -Mesonen und ARGUS (b.) mit $103 \text{ pb}^{-1} \simeq 176 \text{ k } B$ -Mesonen.



Verzweigungsverhältnis ($B \rightarrow J/\psi X \rightarrow l^+l^- X$) - %

Abbildung 6.3: Experimentelle Ergebnisse für inklusive J/ψ -Produktion in Zerfällen von B -Mesonen. Es sind nur die statistischen Fehler eingetragen. Die Zahlen der CLEO-Analysen wurden mit einem Verzweigungsverhältnis von 7.4% für den leptonenischen J/ψ -Zerfall berechnet. Ergänzt ist ein Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen verschiedener Modellgruppen angestellt.

Experiment	Nachweiskanal	Ereignisse	Verzweigungsverhältnis für $B \rightarrow J/\psi X$ [%]
CLEO	e^-e^-	29.7 ± 8.4	$1.08 \pm 0.30 \pm 0.30$
	l^-l^-	82.2 ± 12.4	$1.09 \pm 0.16 \pm 0.21$
ARGUS	e^-e^-	63 ± 15	$1.12 \pm 0.26 \pm 0.21$
	l^-l^-	120 ± 19	$1.07 \pm 0.16 \pm 0.22$
Dieses Experiment	e^-e^-	26.8 ± 7.8	$1.12 \pm 0.33 \pm 0.25$

Tabelle 6.1: Experimentelle Ergebnisse für inklusive J/ψ -Produktion in B -Mesonenzerfällen. Die Zahlen der CLEO-Analysen wurden mit einem Verzweigungsverhältnis von 7.4% für den leptonicen J/ψ -Zerfall berechnet.

$$BR(B \rightarrow J/\psi X)^{dir} = (0.87 \pm 0.34 \pm 0.26)\%$$

Wie schon zu Beginn dieser Arbeit gezeigt wurde, ist der analysierte Kanal sehr gut zur Untersuchung von QCD-Unterdrückungsfaktoren geeignet. Ein Vergleich des Ergebnisses mit den unterschiedlichen theoretischen Modellvorhersagen zeigt, daß der Farbrunterdrückungsfaktor $1/9$ zur Beschreibung dieses Zerfallskanals notwendig ist. Die Berücksichtigung von QCD-Korrekturen ($c_+, c_- \neq 1$) führt zu einem theoretischen Verzweigungsverhältnis, dessen Wert unterhalb des gemessenen liegt. Dieses deutet darauf hin, daß entweder die theoretische Behandlung der QCD-Korrekturen mit Unsicherheiten behaftet ist, oder ein Teil der Farbrunterdrückung durch Emission von niederenergetischen Gluonen aufgehoben wird.

Eine genauere Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses ist von den neuen Daten der CLEO- und ARGUS-Kollaborationen zu erwarten. Es muß jedoch betont werden, daß der systematische Fehler dieser Messungen durch die ungenaue Kenntnis der Verzweigungsverhältnisse für die leptonicen J/ψ -Zerfälle begrenzt sein wird.

6.1.2 Impulsverteilung

Das Impulsspektrum der erzeugten ψ -Mesonen wird über zwei unterschiedliche Methoden bestimmt. In Abb. 6.4 ist das Impulsspektrum aller Einträge des in Gl. 5.4 definierten Signalbandes abgebildet. Aus den Seitenbändern unterhalb und oberhalb des Signalbandes werden diese Verteilungen ebenfalls bestimmt und aufsummiert. In Abb. 6.5 ist die Differenz von Signalband und Seitenbändern mit einer gleichzeitigen Korrektur der Intervallinhalte auf die leichte Impulsabhängigkeit der Akzeptanz (siehe Abb. 5.8) wiedergegeben.

Für die zweite Methode werden die invarianten Massenspektren in Intervallen des J/ψ -Impulses gefittet. Die Lage des Massensignals wird dabei auf den gefitteten Wert der Gesamtverteilung fixiert. Die resultierende Impulsverteilung ist ebenfalls in Abb. 6.5 eingetragen.

Beide Methoden ergeben innerhalb des statistischen Fehlers gut übereinstimmende Resultate. Es dominieren in den bereinigten Impulsspektren die Einträge bei hohen Werten. Dieser Bereich des Spektrums wird bevölkert von den direkten Zweikörperzerfällen des B -Mesons in ein J/ψ . Eine Trennung der Anteile direkter, bzw. indirekter (über höher angeregte

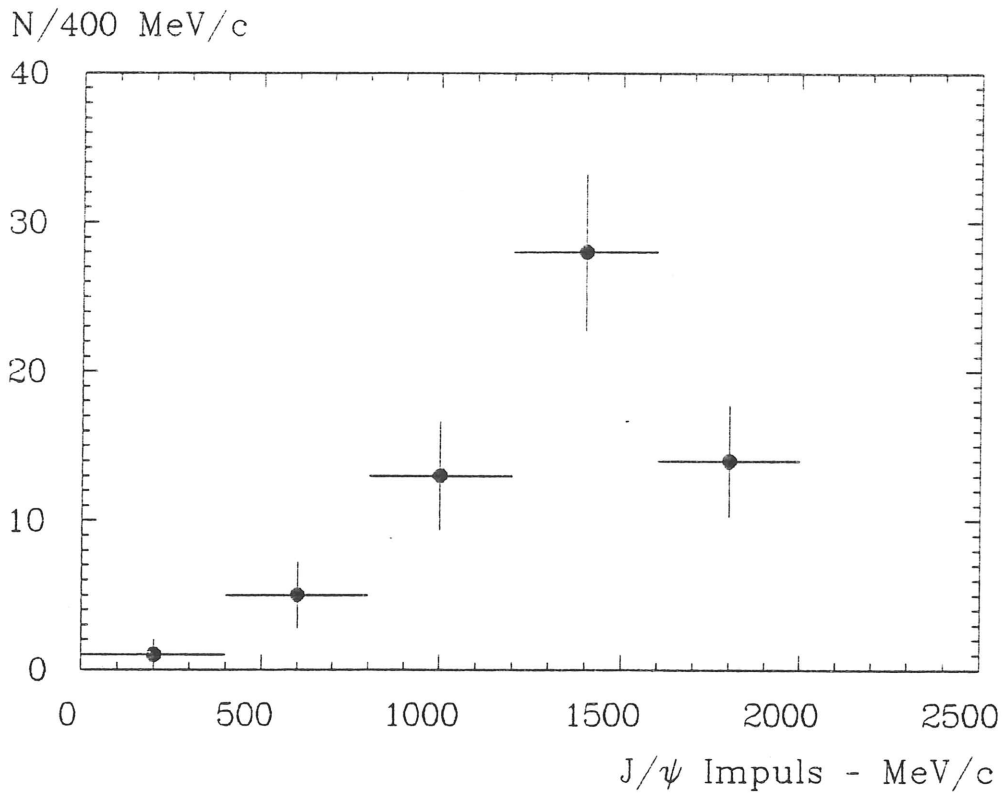


Abbildung 6.4: Impulsspektrum der nachgewiesenen J/ψ -Mesonen (nicht auf Signaluntergrund und Akzeptanzabhängigkeit korrigiert).

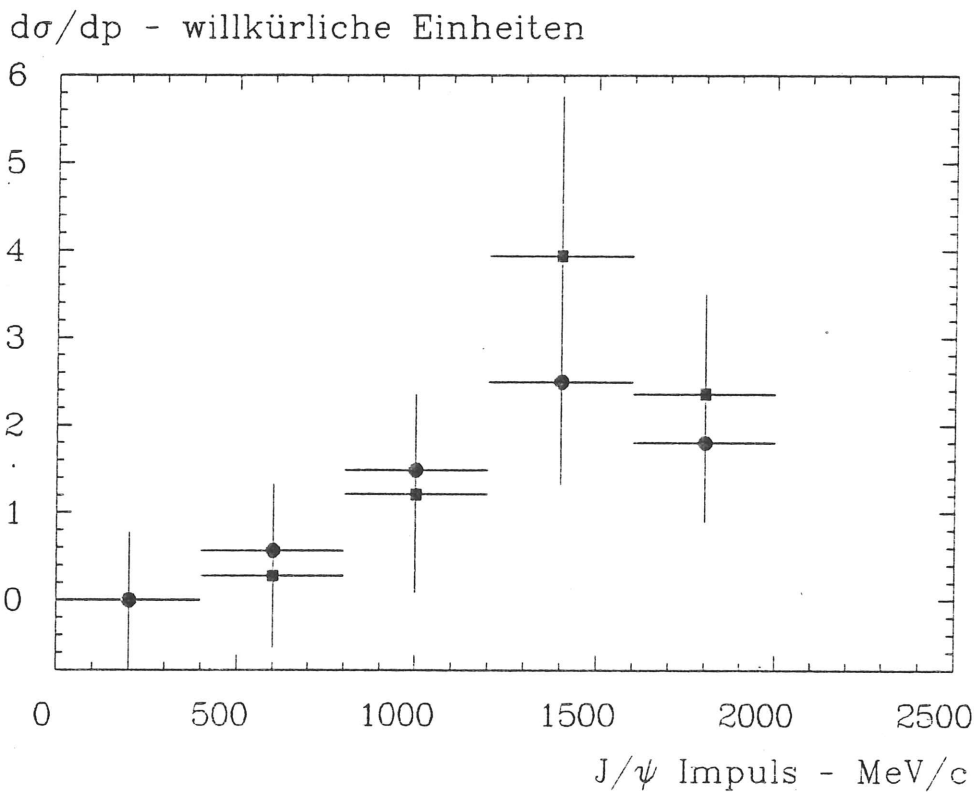


Abbildung 6.5: Akzeptanzkorrigiertes Impulsspektrum der nachgewiesenen J/ψ -Mesonen. Der Untergrundabzug wird durch Subtraktion der Seitenbänder (\blacksquare) oder durch Fits an das in Impulsintervalle aufgeteilte invariante Massenspektrum (\bullet) durchgeführt.

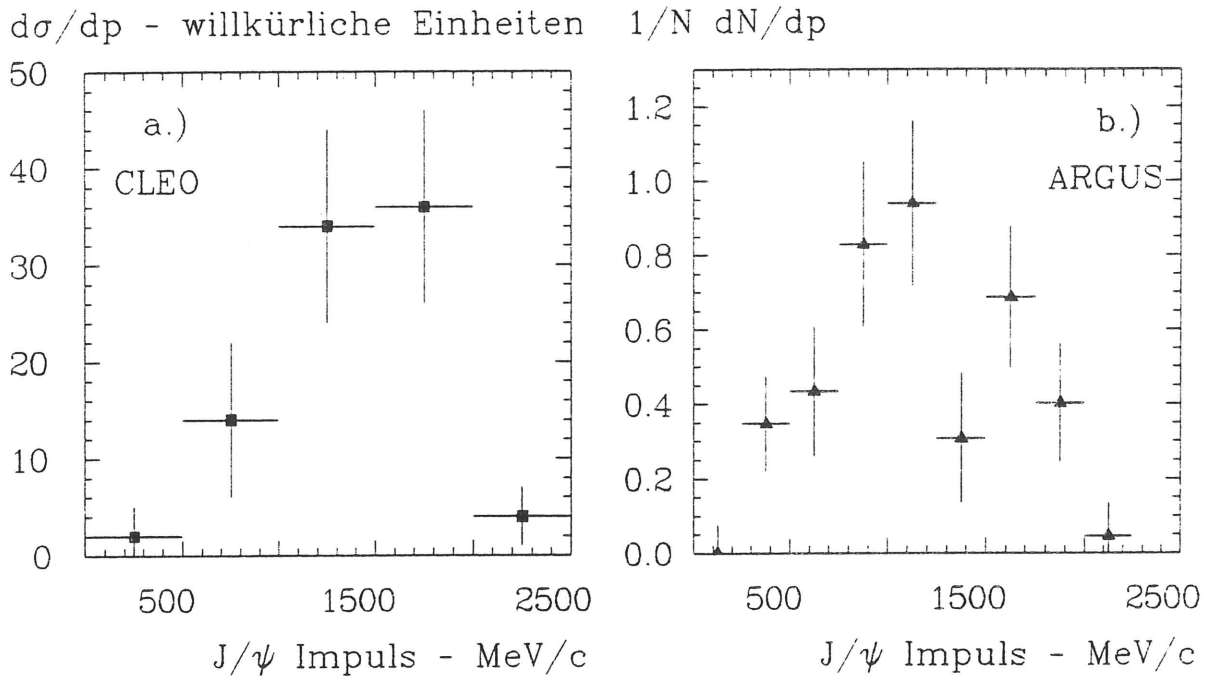


Abbildung 6.6: J/ψ -Impulsspektrum der CLEO- (a.) und ARGUS-Gruppe (b.). Die Spektren sind für beide leptonenischen Nachweiskanäle summiert.

$c\bar{c}$ -Zustände erfolgende) J/ψ -Produktion ist aufgrund der mangelhaften Statistik und der fehlenden Möglichkeit des Nachweises exklusiver Kanäle schwierig.

In der Abb. 6.6 sind die Impulsverteilungen der Experimente CLEO und ARGUS dargestellt. Während das CLEO-Spektrum in guter Übereinstimmung mit dem gemessenen CRYSTAL BALL-Resultat ist, zeigt das ARGUS-Spektrum einen nicht vernachlässigbaren Anteil von Einträgen bei niedrigen J/ψ -Impulsen. Die Unterschiede zwischen den Verteilungen werden voraussichtlich durch die neuen Daten der CLEO- und ARGUS-Gruppen geklärt werden können.

6.2 Resultate der $\Upsilon(1S)$ -, $\Upsilon(2S)$ - und Kontinuumsanalysen

Da in den anderen Datensamples keine Anzeichen für J/ψ -Produktion gefunden worden sind, werden hier obere Grenzen für die untersuchten Kanäle berechnet. Die Prozedur der Bestimmung von oberen Grenzen für die Ereigniszahlen wird im Anhangkapitel D.2 vorgestellt.

Für die $\Upsilon(1S)$ -Daten wird über diese Methode ein Wert von $N_{90}^{UL} = 12.8$ Ereignissen für eine Vertrauensgrenze von 90 % bestimmt. Ein exemplarischer Fit an das Spektrum ist in Abb. 6.7 gezeigt. Unter Anwendung der Gl. 6.1 und Austausch von $N^{vis} \rightarrow N_{90}^{UL}$ und $N_B^{prod} \rightarrow N_{\Upsilon(1S)}^{prod}$ erhält man:

$$BR_{UL}(\Upsilon(1S) \rightarrow J/\psi X) \leq 0.17\% \quad (90\% \text{ Vertrauensgrenze}).$$

Diese obere Grenze beinhaltet sowohl den statistischen als auch den systematischen Gesamt-

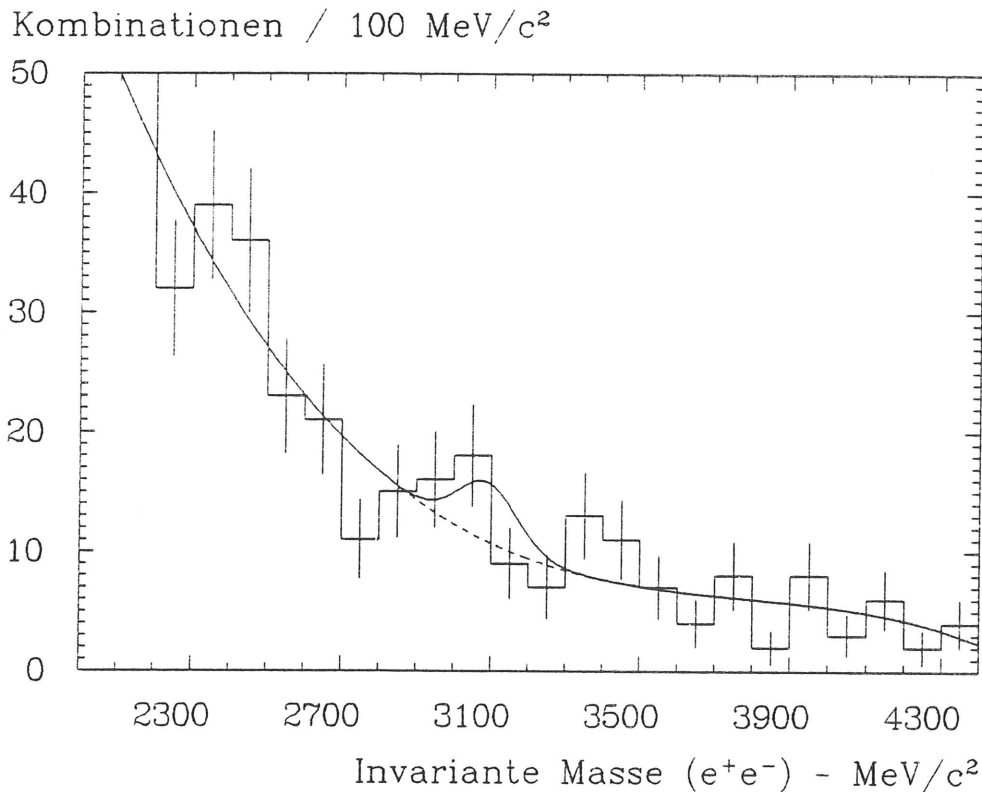


Abbildung 6.7: Fit an das invariante Massenspektrum der $\Upsilon(1S)$ -Daten. Die Anpassung ist ein Beispiel für die Methode der Bestimmung der oberen Grenze bei festgehaltenem Signalinhalt. Die Fitfunktion ist eine Gaußverteilung mit einem Untergrund, der durch ein Legendrepolynom 3. Ordnung beschrieben wird. Die Breite des Signales sowie die Position des Massensignals werden fixiert.

fehler.

Für das $\Upsilon(2S)$ ergibt sich in analoger Weise mit $N_{90}^{UL} = 18.4$ Ereignissen eine obere Grenze von:

$$BR_{UL}(\Upsilon(2S) \rightarrow J/\psi X) \leq 0.6\% \quad (90\% \text{ Vertrauensgrenze}).$$

Mit $N_{90}^{UL} = 9.2$ Ereignissen berechnet man für die Kontinuumsproduktion von J/ψ -Mesonen folgende obere Grenze:

$$R_{\psi} \leq 0.028 \quad \text{für } \sqrt{s} = 10.49 \text{ GeV} \quad (90\% \text{ Vertrauensgrenze}).$$

Das entspricht einem Wert von:

$$N_{\psi} \leq 6 \cdot 10^{-3} / \text{Kontinuumszerfall für } \sqrt{s} = 10.49 \text{ GeV} \quad (90\% \text{ Vertrauensgrenze}).$$

Diese Resultate können verglichen werden mit Ergebnissen früherer Experimente. Die erste Suche nach J/ψ -Produktion in $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen wurde von der LENA-Gruppe durchgeführt [45]. Deren obere Grenze von 2% wurde von CLEO im $\mu^+\mu^-$ -Kanal auf 0.09% [43] verbessert.

Unter der Annahme, daß der $\Upsilon(1S)$ -Zustand nahezu ausschließlich in Hadronen zerfällt, kann die in dieser Arbeit bestimmte obere Grenze direkt mit den theoretischen Vorhersagen zur Zerfallsrate verglichen werden. Die für das Verzweungsverhältnis bestimmte Einschränkung liegt an der unteren Grenze des Bereiches, der theoretisch vorhergesagt wird und erfordert damit neue Ansätze zur Berechnung der Zerfallsraten für diesen Kanal.

Die berechnete obere Grenze für die J/ψ -Produktionsrate in $\Upsilon(2S)$ -Zerfällen kann mit den vom CRYSTAL BALL gemessenen Verzweungsverhältnissen für die radiativen Übergänge zu den P-Zuständen modifiziert werden. Man berechnet daraus obere Grenzen von (10 - 15) % für den Zerfall jedes der χ_b -Niveaus in J/ψ -Mesonen. Damit liegen diese Grenzen noch weit über den erwarteten Werten von ca. 1 %.

J/ψ -Produktion im Kontinuumsbereich wurde zuerst von der PLUTO-Kollaboration bei Schwerpunktsenergien von ≈ 4.5 GeV untersucht [46]. Im Bereich der Υ -Resonanzen gibt es ebenfalls von CLEO eine obere Grenze für R_ψ von $4.2 \cdot 10^{-3}$ bzw. von $1.1 \cdot 10^{-3}$ ψ 's pro Kontinuumsereignis [43]. Diese Grenzen liegen in der Größenordnung der erwarteten Verzweungsverhältnisse, können jedoch noch keine Entscheidung über die richtige Beschreibung durch ein bestimmtes Modell machen.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Gegenstand der Analyse war die Suche nach Charmoniumzuständen in den Zerfällen der Υ -Resonanzen. Insbesondere sollte der Grundzustand J/ψ über dessen Zerfall in e^+e^- nachgewiesen werden. Das Resultat dieser Arbeit kann wie folgt zusammengefaßt werden:

- ◇ In den Zerfällen der auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz erzeugten B -Mesonen wurde die inklusive J/ψ -Erzeugung mit einem Verzweigungsverhältnis von

$$BR(B \rightarrow J/\psi X) = (1.12 \pm 0.33 \pm 0.25) \%$$

beobachtet.

- ◇ Das ermittelte Verzweigungsverhältnis zeigt die Notwendigkeit der Einführung eines Farbunterdrückungsfaktors in der theoretischen Beschreibung dieses Zerfalls. Eine teilweise Aufhebung dieses Effektes durch Emission von niederenergetischen Gluonen kann die Ergebnisse QCD-modifizierter Ansätze mit dem experimentellen Wert in Einklang bringen. Die Unsicherheiten in der Behandlung der QCD-Korrekturen erlauben hier jedoch keine endgültige Aussage.
- ◇ Das gemessene Impulsspektrum der ψ -Mesonen deutet auf eine dominante Produktion von J/ψ 's in direkten Zweikörperzerfällen hin.
- ◇ In den Zerfällen der $\Upsilon(1S)$ - und $\Upsilon(2S)$ -Resonanzen sowie im Kontinuumsbereich konnte keine J/ψ -Produktion beobachtet werden. Für diese untersuchten Kanäle erhält man für ein Vertrauensintervall von 90 % folgende obere Grenzen:

$$BR_{UL}(\Upsilon(1S) \rightarrow J/\psi X) \leq 0.17 \%,$$

$$BR_{UL}(\Upsilon(2S) \rightarrow J/\psi X) \leq 0.6 \%,$$

$$R_\psi \leq 0.028 \quad \text{bei } \sqrt{s} = 10.49 \text{ GeV}.$$

- ◇ Für das $\Upsilon(1S)$ liegt dieser Wert an der unteren Grenze der theoretischen Vorhersagen zu diesem Zerfall. In den anderen beiden Fällen ergeben sich Grenzwerte, für die es nicht möglich ist zwischen den theoretischen Modellen zu unterscheiden.

Anhang A

Eichung des Energiedetektors

Die Eichung des Energiedetektors beinhaltet eine Bestimmung der Umrechnungsfaktoren, die man benötigt um die gemessene analoge Impulshöhe jedes I&H-Kanals eines Kristalles in Energieeinheiten umzurechnen. Da das vom Kristall kommende Signal sowohl die PMT als auch die darauf folgenden elektronischen Komponenten durchläuft, bevor es im ADC digitalisiert wird, stellt diese Prozedur eine Eichung der gesamten Datenaufnahmekette dar. Die möglichst genaue Bestimmung der Eichkonstanten optimiert die Energieauflösung. Daneben gibt eine Kontrolle der Eichkonstanten, bzw. der gemessenen Auflösungswerte einen Überblick über eventuelle mechanische, hygroskopische oder Strahlenschäden an einzelnen Kristallen und über die Funktion der elektronischen Datenauslesekomponenten.

Hier soll deshalb zuerst die Prozedur der Energieeichung am CRYSTAL BALL Detektor beschrieben werden. Daran wird sich ein kurzer Abschnitt über die Einführung einer Energiekorrekturformel anschließen. Diese ist notwendig um die gemessene π^0 -Masse im invarianten Massenspektrum von $\gamma\gamma$ -Paaren auf ihren Nominalwert festzulegen.

A.1 Eichprozedur

Unter der Annahme des linearen Verhaltens der gesamten Datenaufnahmekette kann folgender Ansatz gemacht werden:

$$E_i = \alpha_i \cdot (A_i - P_i) , \text{ mit} \quad (\text{A.1})$$

α_i = "Slope" des i-ten Kristalles ,

P_i = "Pedestal" des i-ten Kristalles ,

A_i = Zahl der Kanäle im ADC für den i-ten Kristall .

Sowohl die *Slope* eines Kristalles, die als Umrechnungsfaktor vom ADC-Kanalinhalt in absolute Energien (Einheit: MeV/Kanal) angesehen werden kann, als auch die *Pedestals*, die den Effekt des Systemrauschens beschreiben, können für beide Kanäle, d.h. LEC ("Low Energy Channel") und HEC ("High Energy Channel") angegeben werden.

Wenn man ein sogenanntes "Ratio" definiert, welches das einheitenlose Verhältnis der *Slopes* von LEC und HEC für einen bestimmten Kristall angibt, d.h.

$$\text{Ratio} = \alpha_{i,\text{high}} / \alpha_{i,\text{low}} , \quad \alpha_{i,\text{low}(\text{high})} = \text{Slope des i-ten Kristalles im LEC (HEC)} , \quad (\text{A.2})$$

so erhält man vier Parameter für jeden Kristall, die durch die Eichung bestimmt werden müssen:

- $Pedestal_{low}$
- $Pedestal_{high}$
- $Slope$
- $Ratio$

Einen Überblick über den Weg zur Gewinnung der endgültigen Eichkonstanten gibt Abb. A.1. In den Ref. [47,48] findet sich eine ausführliche Beschreibung der gesamten Eichprozedur.

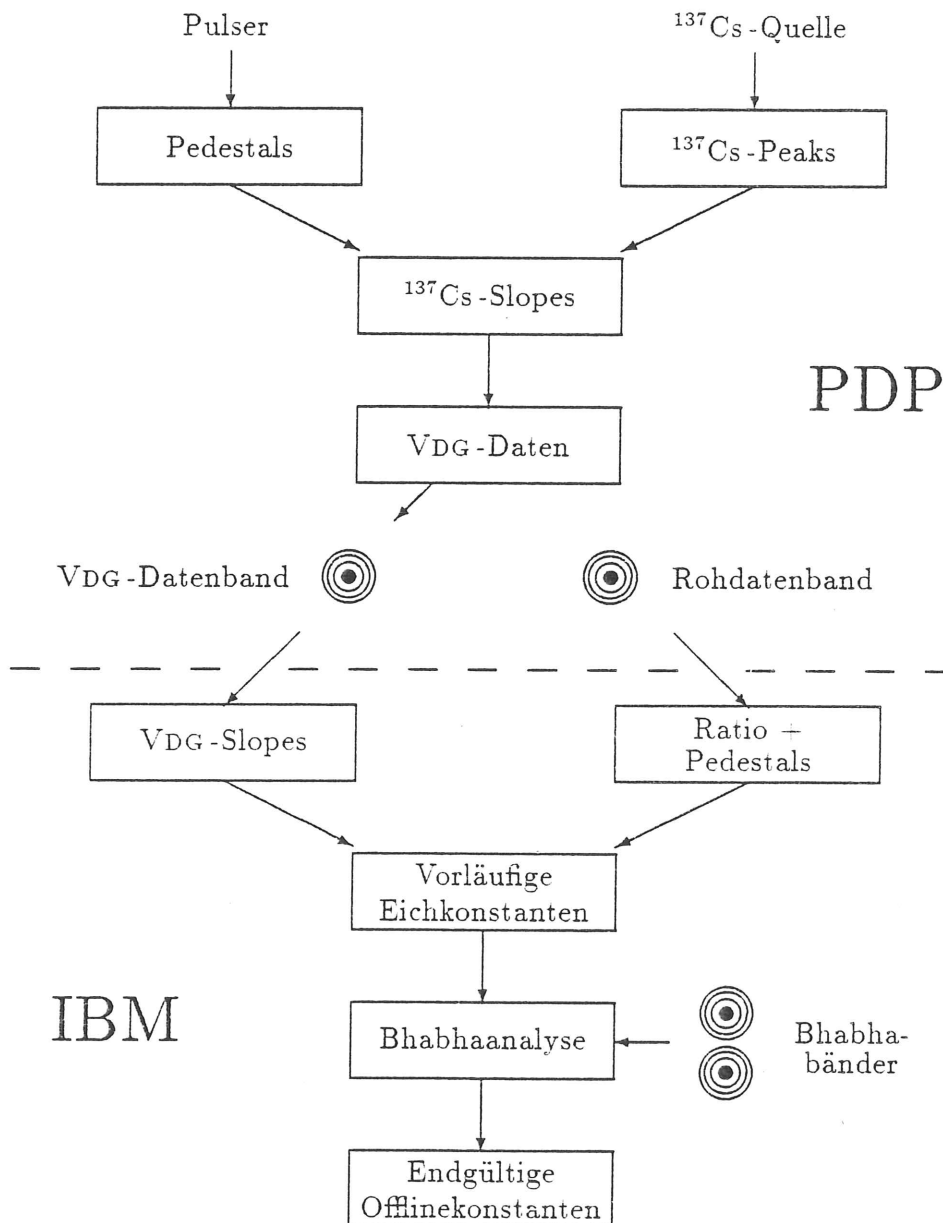


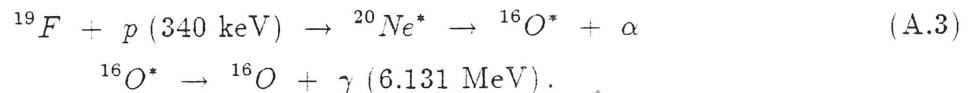
Abbildung A.1: Eichsequenz am CRYSTAL BALL Detektor.

Die Eichung des Energiedetektors wird während der Datennahmezeit in einem Zyklus von ungefähr 14 Tagen durchgeführt. Dazu wird die normale Datennahme gestoppt und die Eichung durch Installation eines komprimierten Datenaufnahmesystems und eines speziellen

Triggers vorbereitet. Hierbei handelt es sich um den GROUP OF NINE-Trigger, der dann ausgelöst wird, wenn eine bestimmte Energiesumme in einem MINOR TRIANGLE deponiert wird.

Zuerst werden unter Benutzung eines Pulsers als Trigger vorläufige Werte für die *Pedestals* beider Kanäle bestimmt. Dann werden in der Nähe der Kristalle radioaktive Präparate befestigt und Spektren für jeden einzelnen Kristall aufgenommen. Üblicherweise benutzt man hier ^{137}Cs -Quellen, die monoenergetische Photonen mit einer Energie von 661 keV erzeugen. Die Spektren werden gefittet und unter Benutzung der vorher bestimmten *Pedestals* erhält man einen ersten Näherungswert für die *Slope* jedes Kristalles.

In der zweiten Stufe der Eichprozedur werden mit Hilfe eines kleinen kompakten Van de Graaff-Generators Kernreaktionen ausgelöst. Dazu wird das Strahlrohr des Kleinbeschleunigers so zwischen den beiden Hemisphären positioniert, daß sich das Target am Ende des Strahlrohres im Krümmungsmittelpunkt des Balles befindet. Die in dem Beschleuniger produzierten Protonen werden mit einer Energie von ca. 450 keV auf das *LiF*-Target geschossen und leiten folgende Reaktion ein:

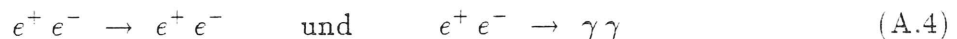


Da die Energie der 6.13 MeV γ 's hier nicht mehr in einem Kristall deponiert wird, werden bei diesem Verfahren volle Ereignisse aufgezeichnet. Dabei wird der Reihe nach jedes MINOR TRIANGLE adressiert und solche Ereignisse, die bestimmten Schnitten genügen, werden auf Band geschrieben. Pro Kristall erhält man so ca. 400 Ereignisse, bei denen in diesem mindestens 70 % der nominellen Photonenergie abgegeben worden sind. Die Auswertung selbst besteht aus einer iterativen Prozedur, bei der die *Slope* des zentralen Kristalles so lange variiert wird, bis die gemessene Gesamtenergie gleich der Nominalenergie ist. Dieses Verfahren wird für jeden Kristall als Zentralkristall bis zur Konvergenz durchgeführt. In Abb. A.2 a.) ist ein Summenspektrum aller Kristalle nach Adjustierung der Eichkonstanten für die Eichreaktion in Gl. A.3 dargestellt.

Die endgültigen Werte für die Eichkonstanten $\text{Pedestal}_{\text{low,high}}$ und *Ratio* werden aus Rohdatenbändern gewonnen. Das *Ratio*, das durch das Verhältnis zweier Widerstände im I&H festgelegt und damit sehr stabil ist, wird durch Vergleich der Impulshöhen von LEC und HEC in Ereignissen mit ungesättigtem LEC bestimmt. Die *Pedestals* für beide Kanäle werden aus Ereignissen, die keinen Energieschnitt bei der Datenaufzeichnung erfahren haben, extrahiert.

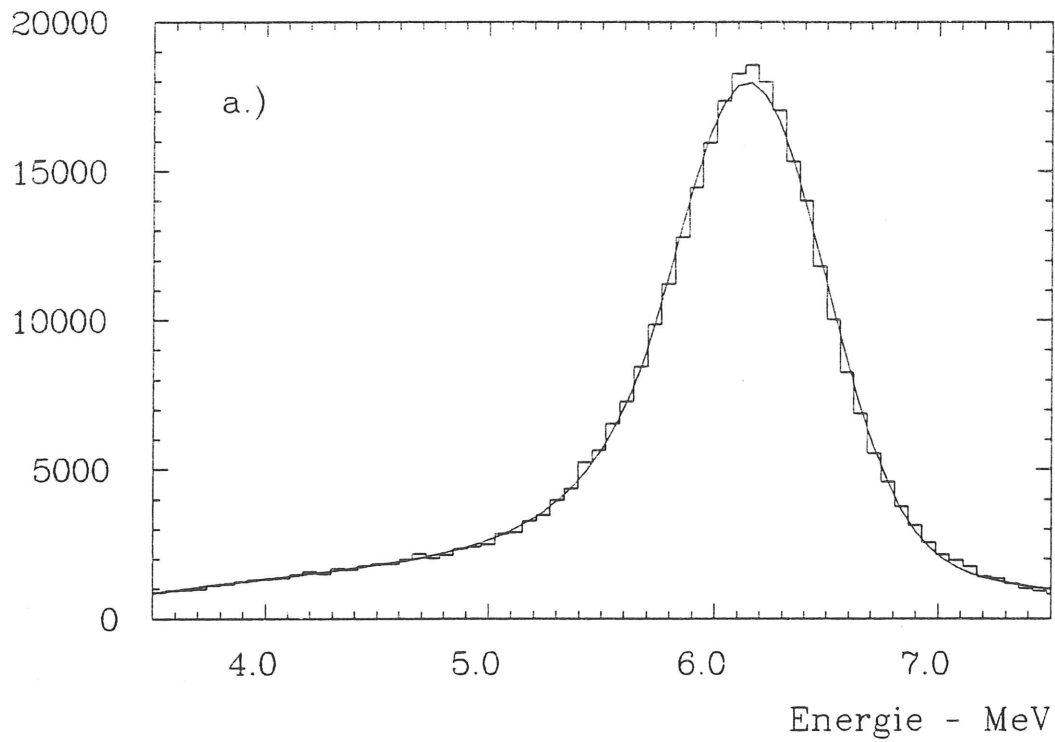
Zusammen mit dem Konstantensatz aus der Van de Graaff-Eichung bilden diese Werte die vorläufigen Eichkonstanten, die zur Überprüfung von Systemkomponenten, zur Einstellung der Triggerschwellen und als Startpunkte für die abschließende Bhabhaeichung dienen.

In der Bhabhaeichung werden die Reaktionen



benutzt, um die endgültigen Werte für die *Slopes* zu bekommen. In einem ähnlichen Verfahren wie bei der Van de Graaff-Eichung werden nach einer Vorselektion die Konstanten des BUMP MODULES so lange variiert, bis die Gesamtenergie des Bhabhaschauers mit der Strahlenergie identisch ist. Zur Durchführung dieses Verfahrens werden ca. 100000 Ereignisse der genannten Reaktionen benötigt. Für die Endkappenkristalle und für Kristalle mit ungenügender Statistik aufgrund der Vorzugsrichtung der Bhabhaereignisse werden die Van de Graaff-Konstanten benutzt. Ein Bhabhaspektrum nach erfolgter Korrektur der Eichkonstanten ist in Abb. A.2 b.) zu sehen. Die Energieauflösung beträgt ca. 4.5 % (FWHM) bei einer Schwerpunktsenergie von 10.58 GeV.

Zahl der Ereignisse / Intervall



Zahl der Ereignisse / 0.005

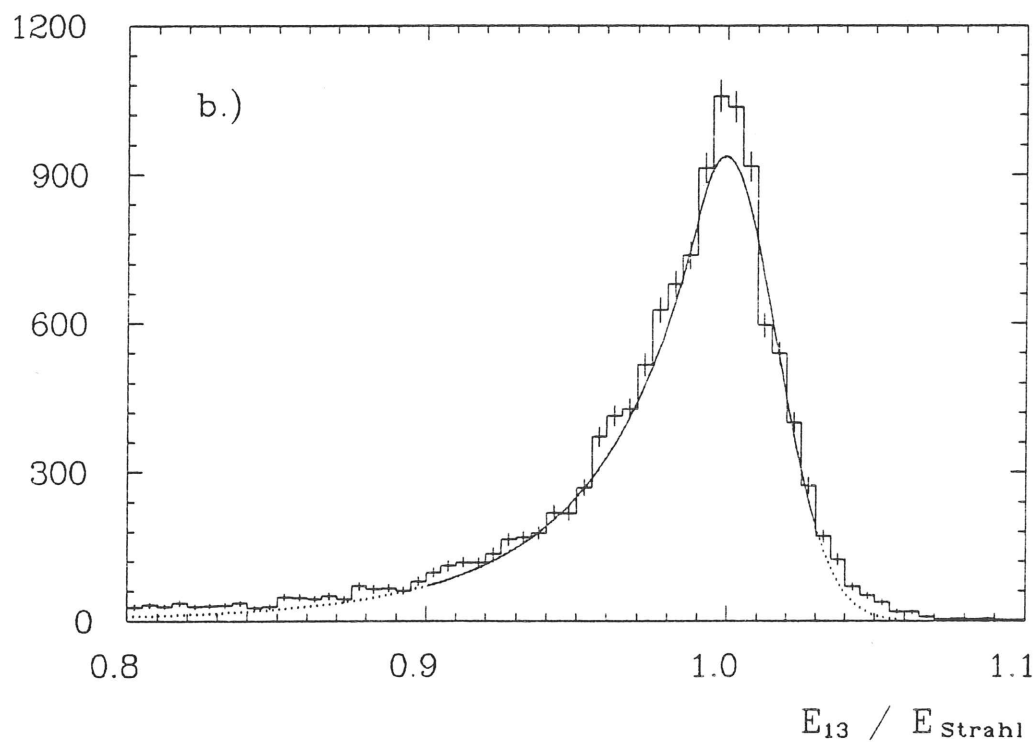
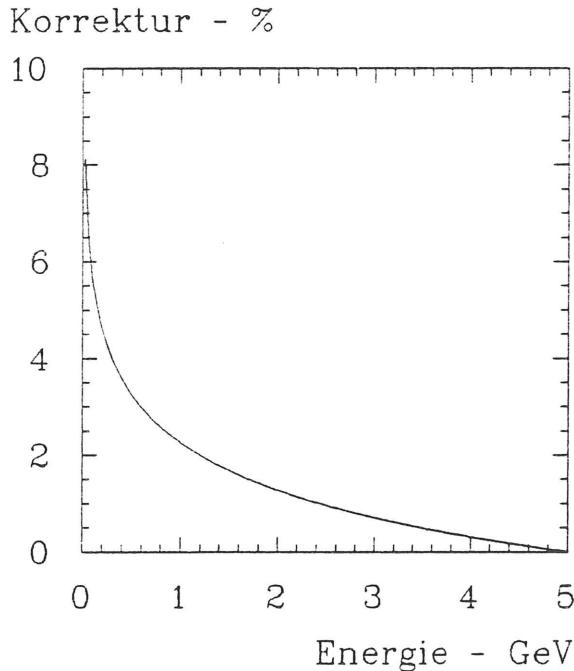
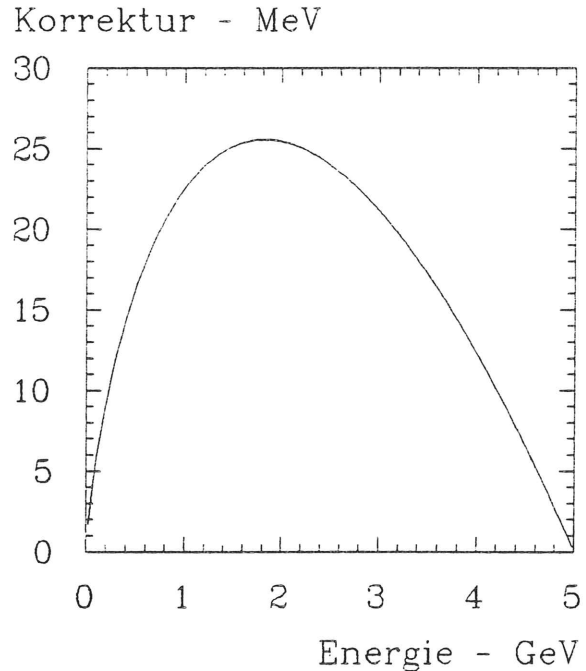


Abbildung A.2: Summenspektren aller Kristalle (mit Ausnahme der Endkappenkristalle) für die Eichreaktion mit 6.13 MeV Photonen (a.) und für Bhabhaereignisse bei einer Schwerpunktsenergie von 10.58 GeV (b.). In beiden Fällen erfolgt eine Anpassung der Daten an die Auflösungsfunktion des Detektors, die im Anhangkapitel D.2 in Gl. D.5 gegeben ist.

Abbildung A.3: Energiekorrektur in Prozent für $\sqrt{s} = 10$ GeV.Abbildung A.4: Energiekorrektur in MeV für $\sqrt{s} = 10$ GeV.

A.2 Energiekorrektur

Die Energie eines elektromagnetisch schauernden Teilchens wird bei genau bekannten Eichkonstanten durch den E_{13} -Algorithmus (siehe Kapitel 4.1) sehr gut bestimmt. Bei der Analyse der neutralen hadronischen Übergänge $\Upsilon(2S) \rightarrow \pi^0 \pi^0 \Upsilon(1S)$ mit dem CRYSTAL BALL wurde jedoch bemerkt, daß die Energiekalibration für Photonen mit Energien in der Größenordnung von einigen hundert MeV nicht ganz korrekt war. So lag das Maximum der invarianten Zweiphotonenmassen nicht wie erwartet bei $m_{\pi^0} \approx 135$ MeV/ c^2 , sondern ca. 4 % niedriger. Für die Massendifferenz zwischen $\Upsilon(1S)$ und $\Upsilon(2S)$, die aus der invarianten Masse der vier gemessenen Photonen bestimmt wurde, erhielt man eine ähnliche Abweichung.

Aus diesem Grunde wurde eine empirisch gefundene Energiekorrektur eingeführt, die für Teilchen mit Bhabhaenergien verschwindet [49]:

$$E_{13}^{corr} = \frac{E_{13}^{vis}}{1 + a \cdot \ln(E_{13}^{vis}/E_{Strahl})} \quad \text{mit} \quad a = 0.0137 \pm 0.0009. \quad (\text{A.5})$$

Diese Energiekorrektur wurde in der Folge auch in anderen Analysen, z.B. $\Upsilon(2S) \rightarrow \gamma \chi_b \rightarrow \gamma \gamma \Upsilon(1S)$ oder in Untersuchungen zur Erzeugung von leichten Mesonen in Photon-Photon-Kollisionen benutzt und verifiziert. Die Form der Energiekorrektur ist in Abb. A.3 und Abb. A.4 ersichtlich. In dieser Analyse wird die Energiekorrektur in Gl. A.5 auch für die nachgewiesenen Elektronen benutzt. Man erhält so für den Energiebereich der in den hier untersuchten Reaktionen erzeugten Elektronen Korrekturen von ein bis zwei Prozent.

Anhang B

Teilchenidentifizierung im Energiedetektor

Die Identifikation von Teilchen am CRYSTAL BALL Detektor erfolgt in dieser Analyse hauptsächlich über das *NaJ*-Kalorimeter. Von dem Driftkammersystem wird lediglich die Ladungsinformation genutzt, die jedoch keine Auskunft über das Vorzeichen der Ladung liefert. Auch die Richtungsvektoren für die in dieser Arbeit untersuchten e^+e^- -Paare werden aus der Kristallinformation gewonnen. In diesem Kapitel wird daher zuerst das Energiedepositionsmuster unterschiedlicher Teilchen qualitativ erläutert. Im zweiten Teil dieses Kapitels wird dann die Methode der PATTERN CUTS, die für die Erkennung von Teilchen im Detektor eine wesentliche Rolle spielt, besprochen. Zum Schluß wird dann noch kurz auf die Möglichkeit der Richtungsbestimmung von Elektronen unter Benutzung der Kristallinformation eingegangen.

B.1 Teilchensignaturen im Kalorimeter

Die unterschiedliche Wechselwirkung von Teilchen im *NaJ*-Material erlaubt es diese in drei Kategorien einzuteilen:

- elektromagnetisch schauernd — $e^\pm, \gamma, (\pi^0) \rightarrow \gamma\gamma$.
- minimal ionisierend — μ^\pm .
- minimal ionisierend oder hadronisch schauernd — π^\pm .

Elektromagnetisch schauernde Teilchen deponieren aufgrund der knapp 16 Strahlungslängen der *NaJ*-Kristalle nahezu ihre gesamte Energie im Szintillatormaterial. Die Energieverteilung um den Zentralkristall, d.h. den Kristall, in den das Teilchen eintritt, ist bei hoher Kompaktheit äußerst symmetrisch (Abb. B.1 a.).

Neutrale Pionen und andere leichte Mesonen zerfallen zu einem hohen Prozentsatz in $\gamma\gamma$ -Paare. Aufgrund des geringen Abstandes des Kalorimeters vom Wechselwirkungspunkt ergeben sich bei der Rekonstruktion von π^0 's mit Energien oberhalb von ungefähr 600 MeV Probleme. Da der Öffnungswinkel der beiden aus dem π^0 -Zerfall stammenden Photonen mit zunehmender Energie der Pionen abnimmt, kommt es oberhalb der genannten Energieschwelle zur Überlappung der Schauerverteilungen im Energiedetektor (Abb. B.1 b.).

Myonen deponieren nahezu unabhängig von ihrer Eingangsenergie einen festen Energiebetrag von ≈ 210 MeV im *NaJ*-Material. Dieses begründet sich in der stark verringerten

B.2 Pattern Cuts

Die unterschiedlichen Energiedepositionsmuster können dazu benutzt werden, um die Teilchen im Energiedetektor zu identifizieren. Ausgehend von den Konventionen, die in Abb. 4.1 auf Seite 26 festgelegt worden sind, kann man die Verhältnisse von Energiesummen betrachten. So lassen sich z.B. die Quotienten aus folgenden Energien betrachten:

$$E_{Bump}/E_2, \quad E_{Bump}/E_4, \quad E_{Bump}/E_{13}, \quad E_2/E_4, \quad E_4/E_{13} \text{ etc.}$$

Dabei beschreibt die Energie E_2 die Summe aus den Energien im BUMP MODUL und im höchstenergetischen Kristall innerhalb der zwölf direkten Nachbarkristalle. Für die Erkennung der Elektronen in hadronischen Ereignissen werden in dieser Analyse die Verhältnisse E_4/E_{13} und E_2/E_4 benutzt.

Die Bestimmung der Schnittgrenzen muß einen ausgewogenen Kompromiß zwischen Akzeptanz der PATTERN CUTS und der Zurückweisung anderer nicht gesuchter Teilchen darstellen. Die Festlegung der Grenzen erfolgt durch Vergleich der betrachteten Verteilungen von Elektronenkandidaten in $\Upsilon(4S)$ -Daten und Elektronen aus der Monte Carlo-Simulation des Zerfalls in Gl. 5.1. Diese Verteilungen sind in den Abb.B.2 und B.3 abgebildet, und zwar als Korrelationsdiagramme zwischen untersuchter Größe und der gemessenen Energie E_{13}^{corr} des Teilchens. Die Größe E_2/E_4 kann Werte über 1 annehmen, da E_4 auf die drei direkten Nachbarn beschränkt ist, während E_2 aus der gesamten Gruppe der 13 Kristalle berechnet wird. Es werden keine energieabhängigen Schnitte durchgeführt, sondern die Grenzen wie angedeutet konstant über den gesamten Energiebereich angesetzt. Eine Studie zur Einführung von energieabhängigen Schnitten unter Ausnutzung der Segmentation des CRYSTAL BALL findet sich in Ref. [50].

Unter Benutzung des Monte Carlo-Samples aus Gl.5.1 ergeben sich für diese Schnittwerte die in Tab.B.1 ermittelten Akzeptanzwerte für Teilchen mit einer nominellen Eingangsenergie oberhalb von 900 MeV.

Teilchen	Akzeptanz[%]
e^\pm	54.7 ± 0.7
π^\pm	2.4 ± 0.3
π^0	0.2 ± 0.1
K^\pm	0.7 ± 0.2
K^0	0.2 ± 0.1

Tabelle B.1: Akzeptanzen einzelner Teilchen in hadronischen Ereignissen. Die Werte beinhalten die geometrische Akzeptanz, die Forderung nach höchstens einem BUMP MODUL pro CONNECTED REGION und die PATTERN CUTS. Die angegebenen Fehler sind bedingt durch die Statistik des Samples.

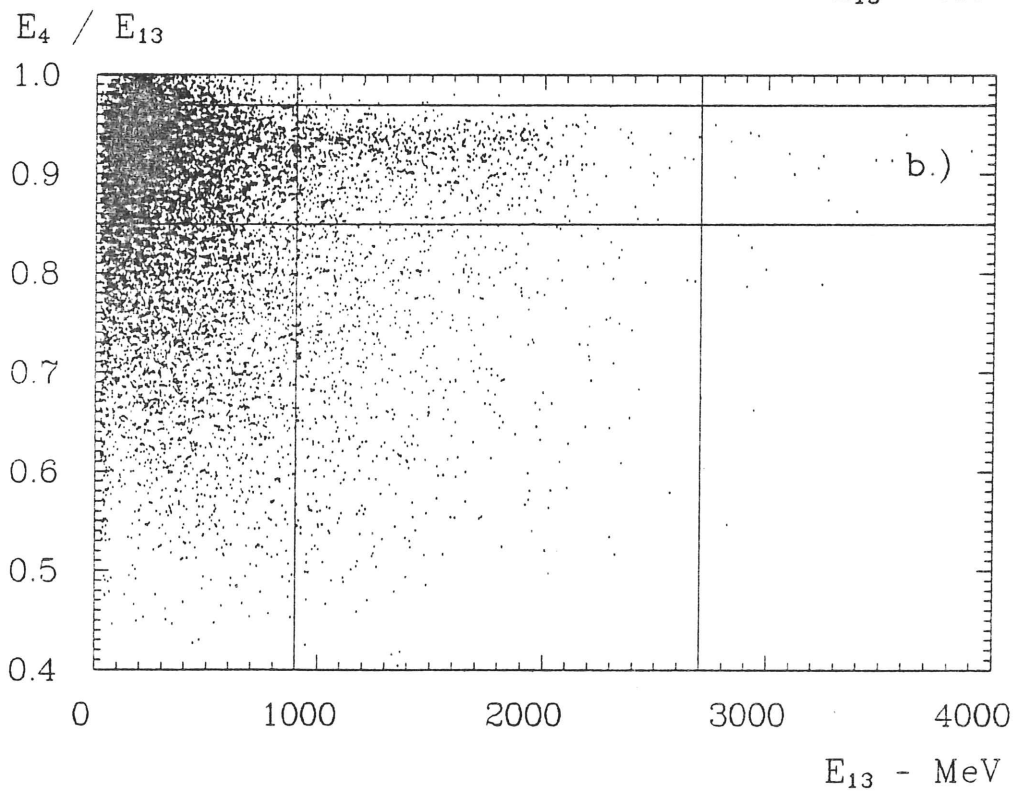
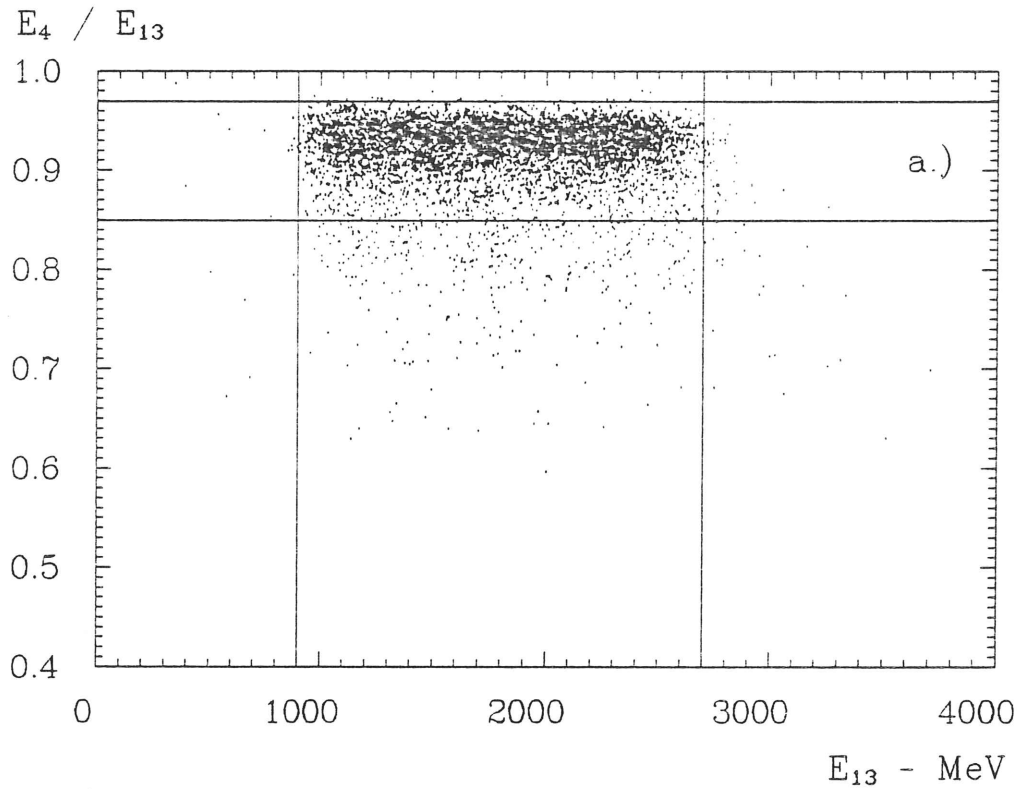


Abbildung B.2: Verteilung des Patterns E_4/E_{13} in Abhängigkeit von E_{13} für Elektronen aus dem Zerfall in Gl. 5.1 (a.) und $\Upsilon(4S)$ -Daten (b.). Die Darstellung erfolgt nach dem Schnitt in E_2/E_4 . Die Schnittgrenzen sind als horizontale Linien angedeutet. Die vertikalen Linien geben den kinematisch erlaubten Bereich der Elektronenenergien an.

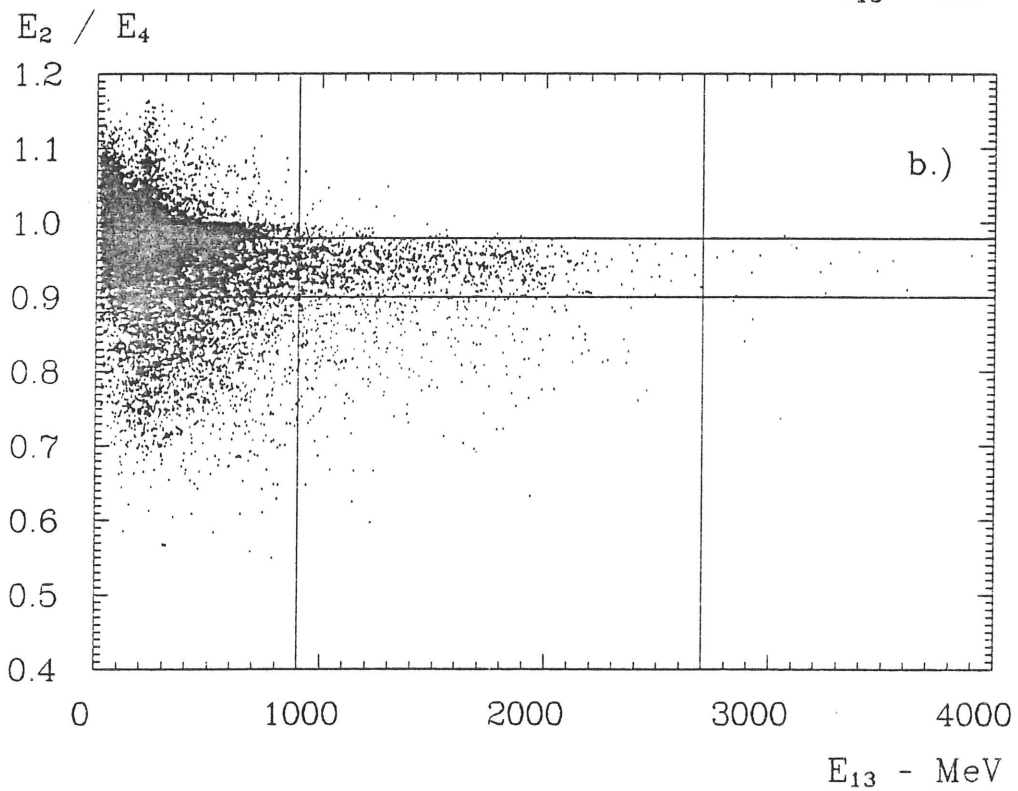
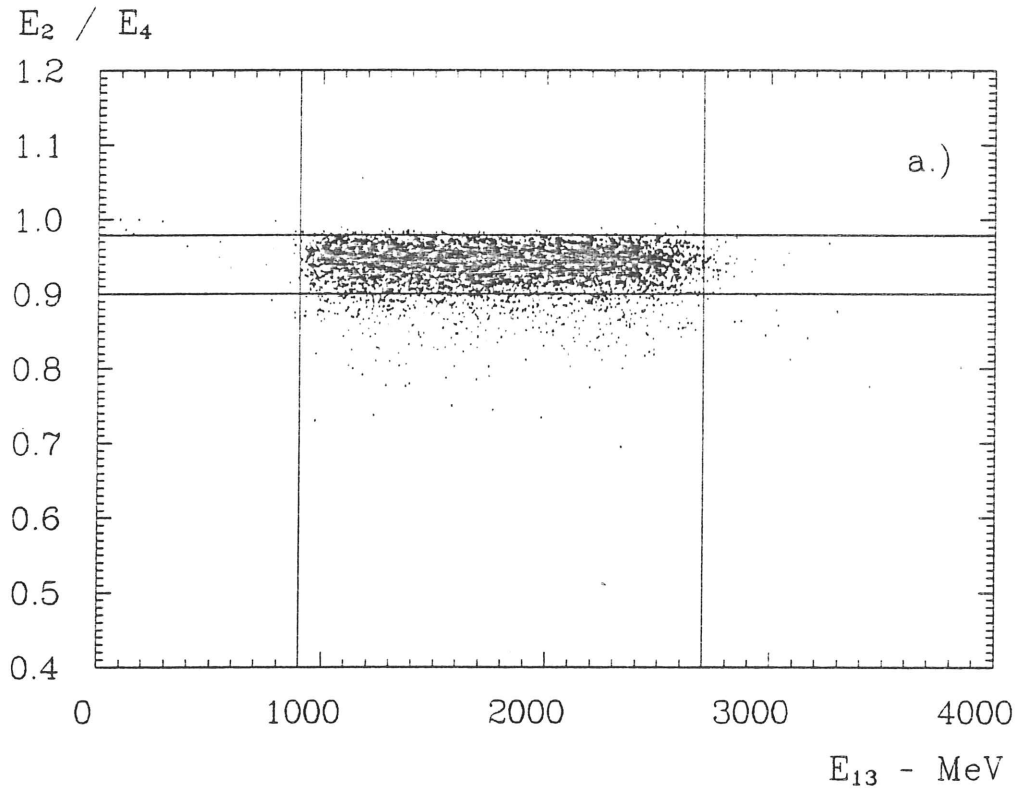


Abbildung B.3: Verteilung des Patterns E_2/E_4 in Abhängigkeit von E_{13} für Elektronen aus dem Zerfall in Gl. 5.1 (a.) und $\Upsilon(4S)$ -Daten (b.). Die Darstellung erfolgt nach dem Schnitt in E_4/E_{13} . Die Schnittgrenzen sind als horizontale Linien angedeutet. Die vertikalen Linien geben den kinematisch erlaubten Bereich der Elektronenenergien an.

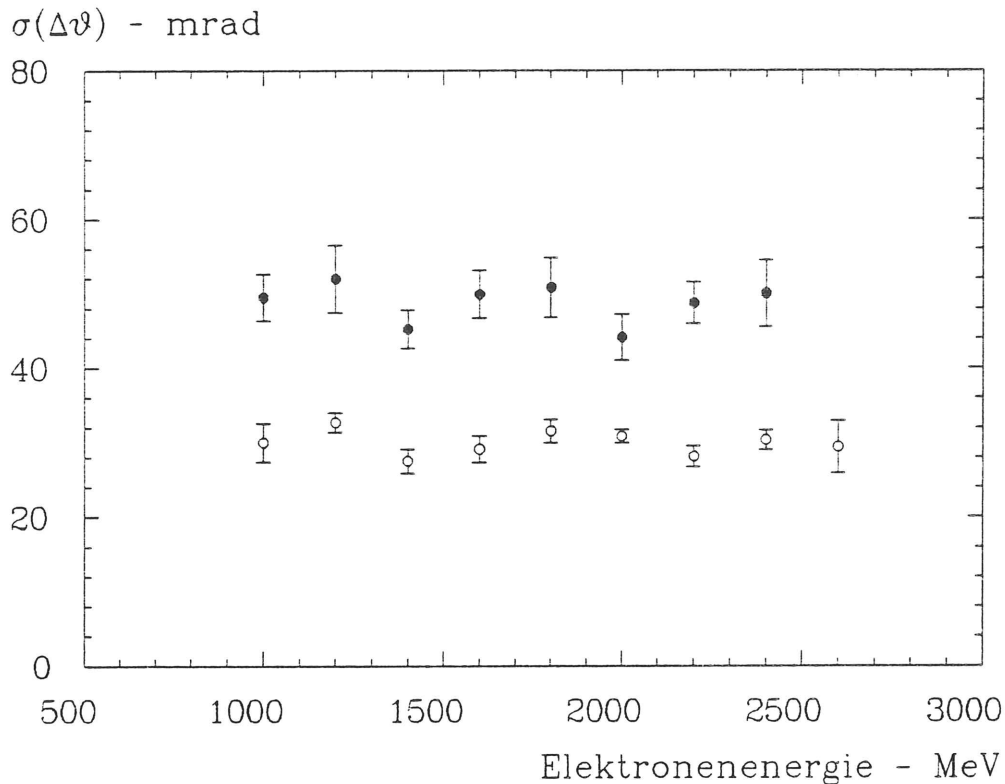


Abbildung B.4: Vergleich der gemessenen Winkelaufösungen in Abhängigkeit von der Energie für Monte Carlo-Elektronen in hadronischer Umgebung: $\langle \bullet \rangle$ - Standardanalyse (Driftkammerinformation), $\langle \circ \rangle$ - SHOWER-Routine. Es ist nur der statistische Fehler eingetragen.

B.3 Richtungsbestimmung über Kristallinformation

Die Richtungsbestimmung für Teilchen, die im Detektor Energie deponiert haben, erfolgt in der Standardanalyse über das Driftkammersystem. Man kann jedoch auch ohne Benutzung des Innendetektors nur unter Ausnutzung der Information, die von den Kristallen geliefert wird, die Richtung von elektromagnetisch schauernden Teilchen (e^\pm, γ) bestimmen.

Dazu wird aus den Zentren der direkten Nachbarkristalle des BUMP MODULES ein mit den deponierten Energien gewichteter Richtungsvektor des einfallenden Teilchens bestimmt. Von Monte Carlo-Studien weiß man jedoch, daß diese Näherung den berechneten Eintrittspunkt des Teilchens zum Zentralkristall hin verschiebt. Deshalb wird dieser Eintrittspunkt parallel zur nächsten Kristallkante, und zwar in Richtung auf den nächstliegenden Eckpunkt dieses Kristalles verschoben. Dieser empirische Algorithmus (Routine SHOWER) wurde am SPEAR entwickelt und für Monte Carlo-Photonen unterschiedlicher Energien in realen J/ψ -Daten getestet und optimiert.

Ein Vergleich der gemessenen Winkelaufösung für Monte Carlo-Elektronen und Positronen aus J/ψ -Zerfällen ist in Abb. B.4 gezeigt. Hierzu werden Monte Carlo-Ereignisse, die den Zerfall $B \rightarrow J/\psi X \rightarrow e^+e^- X$ simulieren, benutzt. Die erzeugte e^\pm -Winkelrichtung aus dem Monte Carlo-Generator wird mit der gemessenen Winkelrichtung mittels beider Methoden verglichen. Es ist deutlich, daß unter Benutzung der Kristallinformation eine erheblich bessere Winkelaufösung erreicht werden kann. In dieser Arbeit werden deshalb die Richtungsvektoren der gesuchten Elektronen über eine Analyse mit der Routine SHOWER bestimmt.

Anhang C

Monte Carlo

Die Akzeptanzbestimmungen in dieser Analyse als auch die Untersuchungen zum Signaluntergrund werden mit Hilfe von Monte Carlo-Samples durchgeführt. In diesem Kapitel werden deshalb die Methoden der Monte Carlo-Simulation in der besonderen Form, wie sie am CRYSTAL BALL benutzt werden, beschrieben. Die gesamte Prozedur kann unterteilt werden in drei verschiedene Stufen:

- ★ STEP 1 — Erzeugung der Vierervektoren, d.h. von Impulsen und Energien der Teilchen entsprechend dem physikalischen Modell.
- ★ STEP 2 — Transport der Teilchen durch alle Detektorkomponenten durch Beschreibung der unterschiedlichen Wechselwirkungen dieser mit den Detektormaterialien.
- ★ STEP 3 — Produktion der STEP 2-Ausgabedaten nach den Methoden der Standardanalyse.

Im folgenden werden die Schritte bis zur Produktion des Monte Carlo-Samples anhand der $\Upsilon(4S)$ -Simulation erläutert. Für das $\Upsilon(1S)$ wird dieses Verfahren in STEP 2 und 3 in gleicher Weise angewendet. Für die Simulation der $\Upsilon(4S)$ - und $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle wird das LUND-Modell JETSET Version 6.1 benutzt [51].

Über den Zerfall des $\Upsilon(4S)$ werden B -Mesonenpaare im Verhältnis $N(B^+ B^-)/N(B^0 \bar{B}^0) = (60/40)\%$ in Ruhe erzeugt. Der Zerfall der B -Mesonen wird vollständig durch den Übergang $b \rightarrow c$ im Spektatoransatz beschrieben. Die dabei benutzten Verzweigungsverhältnisse sind in Tab. C.1 zusammengefaßt. Der in der letzten Zeile der Tabelle aufgeführte Kanal ist verantwortlich für die Produktion von gebundenen Charmoniumzuständen im Rahmen dieses Modells. Vorgesehen ist hier jedoch nur die Erzeugung von J/ψ - und η_c -Mesonen im Verhältnis $1 : 0.35$. Im weiteren werden nur solche Ereignisse weiterverarbeitet, in denen mindestens ein J/ψ -Meson generiert wurde. Für das Verzweigungsverhältnis des ψ -Mesons in $e^+ e^-$ wird ein Wert von 100% benutzt.

Als Ausgangsergebnis dieses STEP 1 erhält man vollständige Ereignisse, in denen die Typen, Massen, Impulse, Richtungen und Energien der einzelnen Teilchen bekannt sind. Zusätzlich wird auch noch der z -Vertex, d.h. der Entstehungsort des Ereignisses entlang der Strahlachse innerhalb eines bestimmten Bereiches, der von den Strahlparametern des Beschleunigers abhängig ist, von einem Zufallsgenerator bestimmt.

Im STEP 2 werden alle so erzeugten Teilchen durch die Detektorkomponenten transportiert. Für die Simulation der Wechselwirkungsprozesse von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen steht das Programmpaket EGS (Elektron Gamma Simulation) [52] zur

Zerfall im Spektatormodell	Verzweigungsverhältnis [%]
$b \rightarrow \bar{\nu}_e e^- c$	11.2
$b \rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu^- c$	11.2
$b \rightarrow \bar{\nu}_\tau \tau^- c$	5.0
$b \rightarrow \bar{u} d c$	49.6
$b \rightarrow \bar{u} c d$	8.0
$b \rightarrow \bar{c} s c$	14.0
$b \rightarrow \bar{c} c s$	1.0

Tabelle C.1: Verzweigungsverhältnisse im schwachen Zerfall des b -Quarks im LUND-Modell. Es werden nur $b \rightarrow c$ -Übergänge mit den dominanten Zerfällen berücksichtigt. In den hadronischen Kanälen wird zwischen farbunterdrückten und nicht unterdrückten Kombinationen unterschieden.

Verfügung. Die Übereinstimmung zwischen realen Schauern im NaJ -Material und den Monte Carlo-Simulationen ist ausgezeichnet [53].

Der Durchgang von Hadronen durch das Detektormaterial wird mit GHEISHA (Gamma Hadron Electron Interaction SH(A)ower code) [54] simuliert. Aufgrund der Vielzahl der möglichen Prozesse, die teilweise nur mit Hilfe von experimentell bestimmten Parametern beschreibbar sind, ist eine zuverlässige Simulation sehr schwierig und rechenzeitaufwendig. Die gesamte STEP 2-Simulation von 1000 $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen benötigt ca. 100 Minuten CPU-Zeit auf einer IBM 3081K.

Das Ergebnis einer solchen Simulation ist den Rohdaten, die mit dem Detektor genommen wurden, sehr ähnlich. Die Ereignisse werden nun im STEP 3 analog zu den realen Daten der Standardanalyse unterzogen. Vorher jedoch werden reale Ereignisse, in denen der DBM-Trigger (siehe Kapitel 3.2.6) angesprochen hat, mit einer bestimmten Luminositätsgewichtung den Monte Carlo-Ereignissen überlagert. Dieses soll der Tatsache Rechnung tragen, daß in letzteren keine Simulation von maschinenbedingten Untergrundreaktionen stattfindet.

Ein nach oben beschriebener Methode generiertes Ereignis aus dem Sample der Reaktion in Gl. 5.1 ist in einer FLATTY-Darstellung in Abb. C.1 dargestellt.

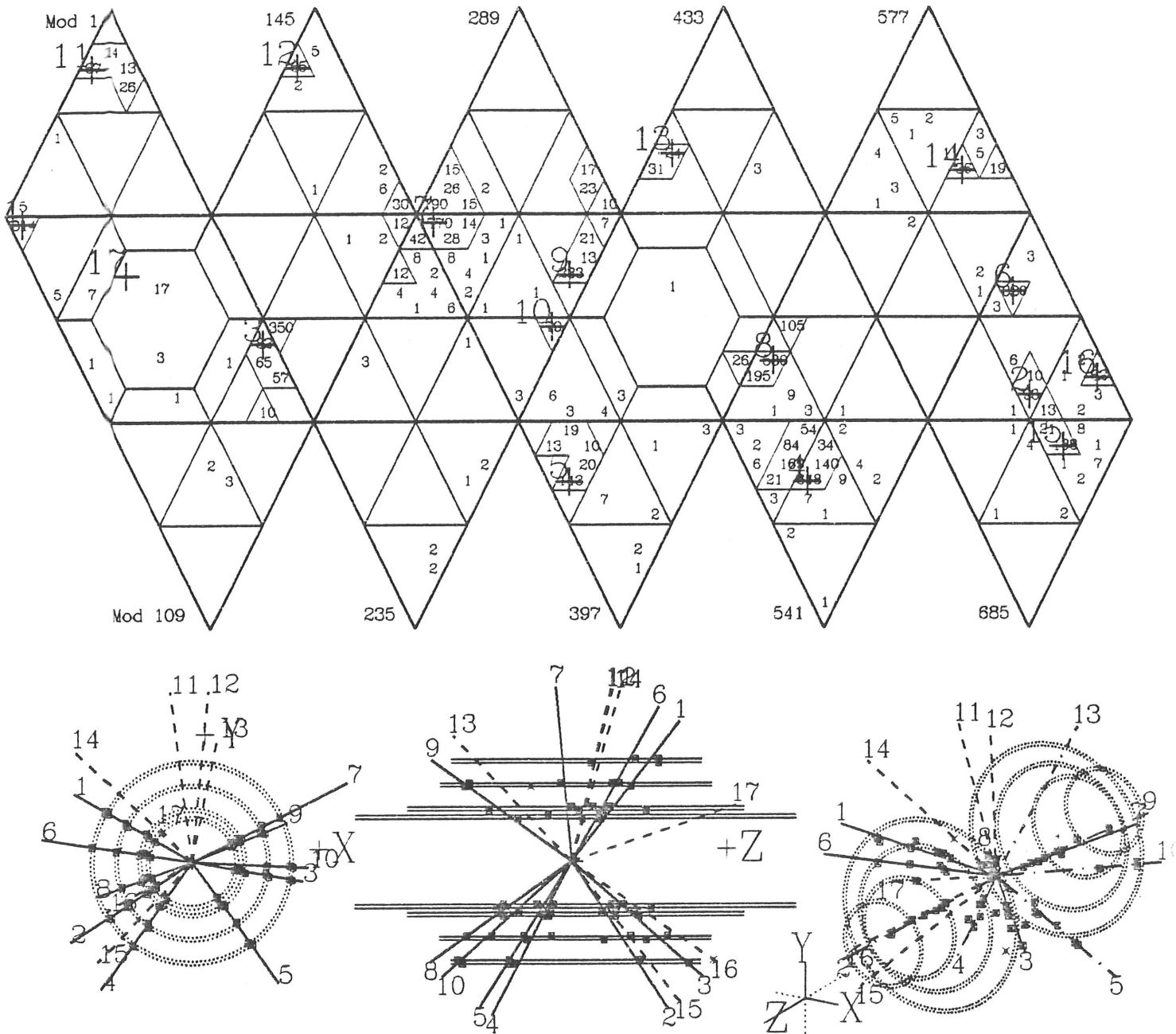


Abbildung C.1: FLATY eines Monte Carlo generierten Ereignisses des Typs:
 $\Upsilon(4S) \rightarrow B^+ B^-$, $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} \pi^+ \pi^0 \pi^- \rho$ $B^- \rightarrow J/\psi K^- \rightarrow e^+ e^- K^-$ und nachfolgenden
 Zerfällen. Die Elektronen aus dem J/ψ -Zerfall sind die geladenen Spuren mit den Nummern
 4 und 7. Die gemessenen Elektronenenergien betragen 1.23 GeV und 2.26 GeV.

Anhang D

Statistische Methoden

In einem Teil der Analyse dieser Arbeit werden Daten in Form von gebinneten Histogrammen, d.h. Verteilungen mit einer fest vorgegebenen Intervallbreite dargestellt. Ziel der Auswertung ist es dann, aus diesen Verteilungen den wahrscheinlichsten Wert eines Parameters und seinen Fehler zu bestimmen. Im folgenden werden die Methoden zur Anpassung einer Parametrisierung an die gemessenen Daten erläutert. Insbesondere wird die Vorgehensweise bei der Bestimmung von oberen Grenzen vorgestellt werden.

D.1 Maximum Likelihood-Methode

Die Bestimmung der Signalinhalte in den invarianten Massenverteilungen erfordert nicht nur eine Parametrisierung des Signales, sondern auch eine Beschreibung des Untergrundes. Hierfür wird als geeigneter Ansatz ein Polynom n -ter Ordnung gewählt:

$$B(x_i, a_0, a_1, \dots, a_n) = \sum_{i=1, n} a_i \cdot x^i. \quad (\text{D.1})$$

Zur Signalbeschreibung wird in den Anpassungen eine Gaußverteilung der Form

$$G(x_i, \sigma, m_0, N) = N \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x_i - m_0}{\sigma}\right)^2} \quad (\text{D.2})$$

benutzt. N ist die Anzahl der Ereignisse im Signal, σ ist die Breite und m_0 ist der Zentralwert der Gaußverteilung.

Die Verteilung, die an die Daten angepaßt wird, kann also üblicherweise durch die Summe zweier Anteile beschrieben werden:

$$F(x_i, \dots) = B(x_i, a_0, a_1, \dots, a_n) + G(x_i, \sigma, m_0, N). \quad (\text{D.3})$$

In den Fits an die Verteilungen auf Seite 64 im Anhangkapitel A.1 wird die Auflösungs-funktion des Energiedetektors in der Form

$$L(x_i, \sigma, m_0, N_0, \kappa, \nu) = N_0 e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x_i - m_0}{\sigma}\right)^2}, \quad \text{für } x_i \geq m_0 - \kappa\sigma \quad (\text{D.4})$$

$$= \left(\frac{A}{m_0 - x_i - B}\right)^\nu, \quad \text{für } x_i \leq m_0 - \kappa\sigma \quad (\text{D.5})$$

angenähert. Diese Funktion stellt oberhalb einer bestimmten Schwelle eine Gaußverteilung dar. Im anderen Falle wird sie beschrieben durch ein Gesetz, das mit dem Exponenten ν

abfällt, wobei die Konstanten A und B dafür sorgen, daß beide Anteile stetig ineinander übergehen. Die Größe κ gibt den Wert der Verteilung in Einheiten von σ an, an dem der Übergang zwischen beiden Funktionen stattfindet.

Die Form der Auflösungsfunktion ist ein Effekt des NaJ -Szintillationsmaterials und kann mittels Monte Carlo-Methoden simuliert werden. In vielen Analysen, z.B. [34,36] ist diese Form erfolgreich bestätigt und benutzt worden.

Ziel der Maximum-Likelihood-Methode ist es nun, die Wahrscheinlichkeit zu maximieren, daß ein gemessener Wert f_i der Verteilung $F(x_i)$ entstammt. Die Wahrscheinlichkeit eine Größe f_i zu messen ist im Rahmen der Gaußstatistik gegeben durch

$$P_i = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{f_i - F(x_i)}{\sigma_i}\right)^2}, \quad (\text{D.6})$$

bzw. für eine Poissonstatistik durch:

$$P_i = \frac{[F(x_i)]^{f_i}}{f_i!} e^{-F(x_i)}. \quad (\text{D.7})$$

Die Wahrscheinlichkeit P in N Messungen die Werte f_i zu messen, ist dann gegeben durch das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten:

$$P = \prod_{i=1..N} P_i. \quad (\text{D.8})$$

Anstatt die Wahrscheinlichkeit zu maximieren, ist es auch äquivalent $\log P$ zu maximieren. Man kann also für den zu maximierenden Ausdruck schreiben:

$$\log P = \sum_{i=1..N} \log P_i. \quad (\text{D.9})$$

Wenn man hierin P_i einsetzt, erhält man für die zu maximierenden Terme für die beiden Statistiken:

$$\underline{\text{Gaußstatistik:}} \quad -\frac{1}{2} \sum_{i=1..N} \left(\frac{f_i - F(x_i)}{\sigma} \right)^2 \quad (\text{D.10})$$

$$\underline{\text{Poissonstatistik:}} \quad \sum_{i=1..N} f_i \log F(x_i) - \sum_{i=1..N} F(x_i). \quad (\text{D.11})$$

Hierin sind die Summen über die konstanten Terme, die in der Maximierung nicht berücksichtigt werden brauchen, nicht aufgeführt. Man sieht aus obigem Ausdruck, daß im Falle der Gaußstatistik die Maximierung des Likelihood identisch ist mit der Minimierung des χ^2 . Die numerische Durchführung wird mit Hilfe des Fitprogrammpaketes MINUIT [55] durchgeführt, und zwar durch Minimierung des negativen Ausdrucks in den Gl. D.10, bzw. D.11.

D.2 Berechnung von oberen Grenzen

Die Bestimmung von oberen Grenzen wird in folgender Weise durchgeführt:

Es werden an die invarianten Massenverteilungen Funktionen in der Form von Gl. D.3 angepaßt. Dabei werden die Breite des zu erwartenden Signales auf den aus den Monte Carlo-Simulationen bestimmten Wert und die Lage des Maximums auf die in den $\Upsilon(4S)$ -Daten gemessene Position festgelegt. Die Parameter der Untergrundfunktion werden als freie

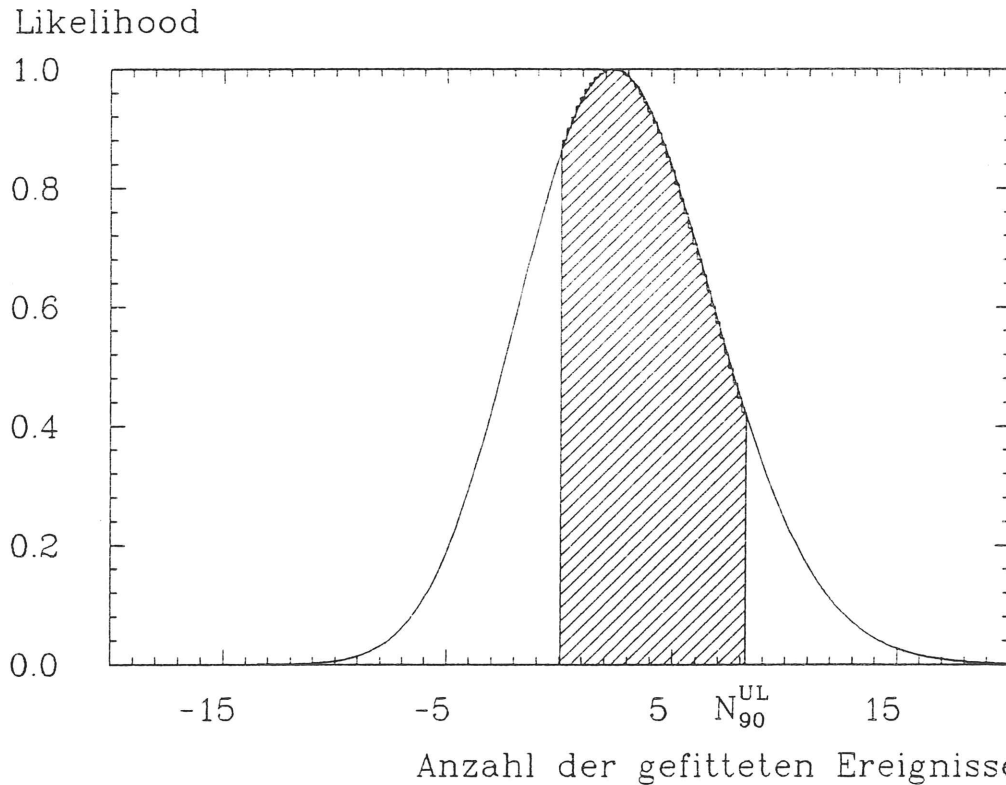


Abbildung D.1: Likelihood als Funktion eines gefitteten Signalinhaltes. Die Fläche $\langle \text{////} \rangle$ stellt 90 % der Gesamtfläche unterhalb der Kurve für positive Signalinhalte dar.

Werte behandelt und der Signalinhalt wird in einer Reihe von Fits mit steigenden Werten fest vorgegeben.

Trägt man das Likelihood dieser Fitsequenz für die unterschiedlichen Signalinhalte auf, so erhält man eine Verteilung in der Form der Abb. D.1. Man kann nun eine obere Grenze für jede beliebige Vertrauensgrenze berechnen durch Integration dieser Kurve vom Wert 0 — nur positive Signalinhalte sind physikalisch sinnvoll — bis zu dem Wert, an dem der prozentuale Flächeninhalt der Kurve für positive Werte die gewünschte Vertrauensgrenze erreicht hat.

Für eine Vertrauensgrenze von z.B. 90 % kann man also schreiben:

$$\int_0^{N^{UL}} P(N) dN = 0.90 \cdot \int_0^{\infty} P(N) dN. \quad (\text{D.12})$$

In der Abb. D.1 ist die auf diese Weise bestimmte Fläche schraffiert gekennzeichnet.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen Mitgliedern der CRYSTAL BALL Kollaboration, die am Aufbau des Experiments beteiligt waren und die zur Durchführung der Messungen beigetragen haben, danken.

Besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. U. Strohbusch, der sich als Doktorvater zur Verfügung stellte und meine Arbeit hilfreich begleitete.

Die Gruppenmitglieder des I. Institutes für Experimentalphysik der Universität Hamburg standen mir ständig als Ansprechpartner zur Verfügung. Insbesondere seien hier Reinhardt Lekebusch und Detlef Sievers erwähnt, mit denen ich jederzeit über physikalische Aspekte dieser Arbeit diskutieren konnte. Die kameradschaftliche Atmosphäre innerhalb dieser Gruppe hat viel dazu beigetragen, daß ich diese Arbeit abgeschlossen habe.

Beim DESY bedanke ich mich für die Benutzung der Dienste des Rechenzentrums, ohne die die Auswertung der Messungen unmöglich gewesen wäre.

Die finanzielle Unterstützung während dieser Arbeit wurde vom Bundesministerium für Forschung und Technologie (BMFT) gewährt.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meinen Eltern, die mich während meines gesamten Studiums unterstützt haben, und bei meiner Ehefrau Barbara, die mich immer wieder motiviert hat, bedanken.

CRYSTAL BALL Kollaboration

C. Edwards, C. Peck, F. C. Porter, P. Ratoff
California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA

D. Ashman
University of Cape Town, South Africa

I. Brock, R. Cowan, A. Engler, R. W. Kraemer, D. Marlow, F. Messing, C. Newman-Holmes,
D. Prindle, B. Renger, C. Rippich, H. Vogel
Carnegie-Mellon University, Pittsburgh, PA 15213, USA

M. Cavalli-Sforza, D. Coyne
University of California at Santa Cruz, Santa Cruz, CA 95064, USA

Z. Jakubowski, B. Muryn, G. Nowak
Cracow Institute of Nuclear Physics, PL-30055 Cracow, Poland

H. W. Bartels, J. K. Bienlein, K. Brockmüller, G. Drews, T. Kloiber, W. Koch, H. Marsiske,
H. Meyer, M. Schmitz, F. Selonke, T. Skwarnicki, H. J. Trost, A. Voigt, K. Wachs
P. Zschorsch

Deutsches Elektronen Synchrotron DESY, D-2000 Hamburg, Germany

G. Folger, G. Glaser, M. Kobel, B. Lurz, J. Schütte, U. Volland, H. Wegener
Universität Erlangen-Nürnberg, D-8520 Erlangen, Germany

A. Bizzeti, A. Cartacci, A. Compagnucci, G. Conforto, G. Landi, B. Monteleoni, P. G. Pelfer
INFN and University of Firenze, I-50100 Firenze, Italy

Ch. Bieler, K. Graaf, F. H. Heimlich, F. H. Heinsius, T. Kiel, S. Krüger, R. Lekebusch, P. Lezoch,
W. Maschmann, R. Nernst, C. Pegel, D. Sievers, V. Stock, U. Strohbusch
Universität Hamburg, I. Institut für Experimentalphysik, D-2000 Hamburg, Germany

D. Antreasyan, J. Irion, P. McBride, K. Strauch, D. Williams
Harvard University, Cambridge, MA 02138, USA

B. Janssen, A. C. König, W. J. Metzger, C. Pols, M. Reidenbach, J. Schotanus, R. T. Van de Walle,
W. Walk

University of Nijmegen and NIKHEF NL-6525 ED Nijmegen, The Netherlands

D. Besset, E. D. Bloom, R. Cabenda, R. Clare, S. Cooper, K. Fairfield, A. Fridman, J. Gaiser,
D. Gelphman, G. Godfrey, R. Hofstadter, I. Kirkbride, R. Lee, S. Leffler, A. M. Litke, W. Lockman,
S. Lowe, T. Matsui, B. Niczyporuk, B. Pollock, A. Schwarz, J. Tompkins, B. van Uitert, K. Wacker
Department of Physics, HEPL, and Stanford Linear Accelerator Center, Stanford
University, Stanford, CA 94305, USA

K. Karch, S. Keh, H. Kilian, K. Königsmann, M. Scheer, P. Schmitt
Universität Würzburg, D-8700 Würzburg, Germany

Literaturverzeichnis

- [1] S. W. Herb et al., *Phys. Rev. Lett.* **39**, 252 (1977).
W. R. Innes et al., *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1240 (1977).
- [2] PLUTO Kollaboration, Ch. Berger et al., *Phys. Lett.* **76B**, 243 (1978).
DASP Kollaboration, C. W. Darden et al., *Phys. Lett.* **76B**, 246 (1978).
DASP Kollaboration, R. Brandelik et al., *Phys. Lett.* **76B**, 364 (1978).
- [3] J. J. Aubert et al., *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1404 (1974).
J. -E. Augustin et al., *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1406 (1974).
- [4] CLEO Kollaboration, D. Andrews et al., *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1108 (1980).
CUSB Kollaboration, T. Bohringer et al., *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1111 (1980).
CLEO Kollaboration, D. Andrews et al., *Phys. Rev. Lett.* **45**, 219 (1980).
CUSB Kollaboration, G. Finocchiaro et al., *Phys. Rev. Lett.* **45**, 222 (1980).
- [5] CLEO Kollaboration, R. D. Giles et al., *Phys. Rev.* **D29**, 1285 (1984).
CLEO Kollaboration, D. Besson et al., *Phys. Rev. Lett.* **54**, 381 (1985).
- [6] W. Buchmüller, S. Cooper in "High Energy Electron Positron Physics",
Hrsg. A. Ali, P. Söding (1988).
J. Lee-Franzini, 1987 *Int. Symp. on Lepton and Photon Interact. at High Energies, Hamburg*, Hrsg. W. Bartel, R. Rückl, 139 (1987).
- [7] E. H. Thorndike, *High Energy Physics — 1980, Proc. 20th Int. Conf., Madison, Wisc.*,
Hrsg. L. Durand, L. G. Pondrom, 705 (1981).
- [8] S. Okubo, *Phys. Lett.* **5**, 105 (1963).
G. Zweig, *CERN report TH-401*, 412 (1964).
J. Iizuka, K. Okada, O. Shito, *Prog. Theor. Phys.* **35**, 1061 (1966).
- [9] CLEO Kollaboration, C. Bebek et al., *Phys. Rev.* **D36**, 1289 (1987).
- [10] Die Massen der *B*-Mesonen sind Mittelwerte der CLEO- und ARGUS-Messungen aus den
Ref. [9] und:
ARGUS Kollaboration, H. Albrecht et al., *Phys. Lett.* **185B**, 218 (1987).
- [11] CUSB Kollaboration, R. D. Schamberger et al., *Phys. Rev.* **D26**, 720 (1982).
CUSB Kollaboration, K. Han et al., *Phys. Rev. Lett.* **55**, 36 (1985).
- [12] CLEO Kollaboration, S. Behrends et al., *Phys. Rev. Lett.* **50**, 881 (1983).
- [13] E. Eichten, *Phys. Rev.* **D22**, 1819 (1980).
S. Ono, *Acta Phys. Pol.* **B15**, 201 (1984).

- [14] CLEO Kollaboration. M. G. D. Gilchriese, *Proc. of the XXIII Int. Conf. on High Energy Physics, Berkeley, CA*, Hrsg. S. C. Loken, 140 (1986).
- [15] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22**, 579 (1961).
A. Salam, J. C. Ward, *Phys. Lett.* **13**, 168 (1964).
S. Weinberg *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967).
S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, *Phys. Rev.* **D2**, 1285 (1970).
- [16] M. Kobayashi, T. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49**, 652 (1973).
- [17] Eine ausführliche Beschreibung der Berücksichtigung von QCD-Effekten in schwachen Zerfällen von schweren Mesonen findet sich in:
R. Rückl, "Weak Decays of Heavy Flavors", Habilitationsschrift, Universität München, CERN preprint (1983).
- [18] H. Fritzsche, *Phys. Lett.* **86B**, 343 (1979).
I. Bigi, A. Sanda, *Nucl. Phys.* **B193**, 98 (1981).
- [19] T. de Grand, D. Toussaint, *Phys. Lett.* **89B**, 256 (1980).
M. B. Wise, *Phys. Lett.* **89B**, 229 (1980).
- [20] J. H. Kühn, S. Nussinov, R. Rückl, *Z. f. Phys.* **C5**, 117 (1980).
J. H. Kühn, R. Rückl, *Phys. Lett.* **135B**, 477 (1984).
- [21] P. H. Cox, S. Hovater, S. T. Jones, L. Clavelli, *Phys. Rev.* **D32**, 1157 (1985).
S. T. Jones, P. H. Cox *Phys. Rev.* **D35**, 1064 (1987).
- [22] Particle Data Group, *Phys. Lett.* **170B**, 1 (1986).
- [23] M. Bauer, B. Stech, M. Wirbel, *Z. f. Phys.* **C34**, 103 (1987).
- [24] V. Barger, W. Y. Keung, J. P. Leveille, R. J. N. Phillips, *Phys. Rev.* **D24**, 2016 (1981).
- [25] H. Fritzsche, K.-H. Streng, *Phys. Lett.* **77B**, 299 (1978).
K.-H. Streng, "Die Überprüfung des Standardmodells mit Systemen schwerer Fermionen", Habilitationsschrift, Universität München (1986).
- [26] R. Barbieri, M. Caffo, E. Remiddi, *Phys. Lett.* **83B**, 345 (1979).
G. Köpp, J. H. Kühn, P. M. Zerwas, *Phys. Lett.* **153B**, 315 (1985).
- [27] H. Fritzsche, *Phys. Lett.* **67B**, 217 (1977).
G. L. Kane, J. P. Leveille, D. M. Scott, *Phys. Lett.* **85B**, 115 (1979).
H. Fritzsche, J. H. Kühn, *Phys. Lett.* **90B**, 164 (1980).
- [28] W. Keung, *Phys. Rev.* **D23**, 2072 (1981).
J. H. Kühn, H. Schneider, *Phys. Rev.* **D24**, 2996 (1981).
J. H. Kühn, H. Schneider, *Z. f. Phys.* **C11**, 263 (1981).
- [29] DESY Storage Ring Group, *Proc. of the IXth Int. Conf. on High Energy Acc., Stanford*, 43 (1974).
- [30] DORIS Storage Ring Group, *DESY report 79/08* (1981).

- [31] H. Nesemann, K. Wille, *EEE Trans. of Nucl. Sci.* **NS30**, 1998 (1983).
- [32] Eine eingehende Beschreibung des ARGUS Experiments findet sich in:
ARGUS Kollaboration, M. Danilov et al., *Nucl. Instr. Meth.* **217**, 153 (1983).
ARGUS Kollaboration, H. Albrecht et al., *Phys. Lett.* **134B**, 137 (1984).
- [33] Harshaw Chemical Company, Solon, Ohio.
- [34] M. Oreglia, Ph.D. Thesis, Stanford University, *SLAC report SLAC-236* (1980).
- [35] P. Schmitt, Diplomarbeit, Universität Würzburg, unveröffentlicht (1983).
- [36] J. E. Gaiser, Ph.D. Thesis, Stanford University, *SLAC report SLAC-255* (1982).
- [37] K. O. Wachs, Dissertation, Universität Hamburg, *DESY report F31-88-01* (1988).
- [38] T. Kiel, Diplomarbeit, Universität Hamburg, unveröffentlicht (1988).
- [39] J. E. Gaiser, J. Irion, "Spring Ups' Production Selection", interne CRYSTAL BALL Mitteilung (1983).
- [40] K. Brockmüller, Diplomarbeit, Universität Hamburg, *DESY Bericht F31-87-05* (1987).
- [41] H. J. Trost, interne CRYSTAL BALL Mitteilung (1983).
- [42] G. C. Fox, S. Wolfram, *Nucl. Phys.* **B149**, 413 (1979).
- [43] CLEO Kollaboration, P. Haas et al., *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1248 (1985).
CLEO Kollaboration, M. S. Alam et al., *Phys. Rev.* **D34**, 3279 (1986).
- [44] ARGUS Kollaboration, H. Albrecht et al., *Phys. Lett.* **162B**, 395 (1985).
ARGUS Kollaboration, H. Albrecht et al., *Phys. Lett.* **199B**, 451 (1987).
- [45] LENA Kollaboration, B. Niczyporuk et al., *Z. f. Phys.* **C17**, 197 (1983).
- [46] PLUTO Kollaboration, J. Burmester et al., *Phys. Lett.* **68B**, 283 (1977).
- [47] D. Sievers, Diplomarbeit, Universität Hamburg, unveröffentlicht (1985).
- [48] W. Maschmann, Diplomarbeit, Universität Hamburg, unveröffentlicht (1984).
- [49] CRYSTAL BALL Kollaboration, D. Gelphman et al., *Phys. Rev.* **D32**, 2893 (1985).
D. Gelphman, Ph.D. Thesis, Stanford University, *SLAC report SLAC-286* (1985).
- [50] F. H. Heinsius, Diplomarbeit, Universität Hamburg, unveröffentlicht (1987).
- [51] B. Andersson, G. Gustafson, B. Soderberg, *Z. f. Phys.* **C20**, 317 (1983).
B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjöstrand, *Phys. Rep.* **97**, 33 (1983).
CERN program library, CERN long writeup W5035 (1985).
- [52] W. Nelson, H. Hirayama, D. W. O. Rogers, *SLAC report SLAC-265 UC-32* (1985).
- [53] R. L. Ford et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-24**, 264 (1977).
- [54] H. Fesefeldt, *report PITHA 85-02*, Universität Aachen (1985).
- [55] F. James, M. Roos, *Comp. Phys. Com.* **10**, 343 (1975).
CERN program library, CERN long writeup D506 (1977).

