



FACHBEREICH PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
GESAMTHOCHSCHULE WUPPERTAL

Bestimmung der W -Masse aus semileptonischen W -Zerfällen

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades

von

Frank Glege

WUB-DIS 2000 – 3
August 2000

Abstract

The W mass is a fundamental parameter of the Standard Model. In comparison with the indirect measurement from precise elektroweak results at lower energies, the W mass provides an important test of the Standard Model. In combination with the top mass a prediction for the Higgs boson mass is possible.

From data corresponding to an integrated luminosity of 153.8 pb^{-1} taken during the 189 GeV run in 1998 by the DELPHI experiment, the W mass from direct reconstruction has been determined using semileptonic W decays. The event selection is based on an iterative discriminant analysis and the mass was determined using a two dimensional likelihood method. The combined value obtained from all semileptonic decay channels is

$$m_W(WW \rightarrow l\bar{\nu}q\bar{q}) = 80.059 \text{ GeV} \pm 157 \text{ MeV}(\text{stat}) \pm 49 \text{ MeV}(\text{syst}) .$$

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das Standardmodell	2
2.1	Die starke Wechselwirkung	3
2.2	Die elektroschwache Wechselwirkung	4
2.3	Der Prozeß $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow f\bar{f}f\bar{f}$	5
2.4	Strahlungskorrekturen	7
2.4.1	Photon-Abstrahlung der initialen Leptonen	7
2.4.2	Die Coulomb-Singularität	9
3	Das Experiment	11
3.1	Der LEP-Beschleuniger	11
3.2	Der DELPHI-Detektor	12
3.2.1	Detektoren zur Spurmessung	14
3.2.2	Elektromagnetische Kalorimeter	15
3.2.3	Hadronkalorimeter	15
3.2.4	Die Myondetektoren	16
3.2.5	Detektoren für die Luminositätsmessung	16
3.2.6	Die ringabbildenden Cherenkovzähler	17
3.2.7	Szintillationszähler	17
3.3	Der DELPHI-Trigger	17
3.4	Aufbereitung der Rohdaten	18
3.4.1	Erstellen der Analysedaten	18
3.5	Die Simulation	19
4	Detektor-Steuerung	21
4.1	Struktur des Systems	21
4.1.1	Das G64	23
4.1.2	Der EP	23
4.1.3	SMI und DIM	24
4.1.4	Die Benutzerschnittstelle	25
4.2	Das WWW-SMI-Interface	26
4.2.1	Funktionsweise	27

4.2.2	Implementierung für die FCB	28
4.2.3	Implementierung für das DELPHI-Experiment	28
4.2.4	Steuerung über das WWW	28
4.2.5	Weitere Einsatzmöglichkeiten	29
4.3	Der SMI-Analyzer	29
4.3.1	Funktionsweise	29
4.3.2	Implementierung für die FCB	30
4.3.3	Implementierung für das DELPHI-Experiment	30
4.4	Fernwartung	31
4.5	Einfluß auf die FCB	31
5	Bestimmung der Masse des W-Bosons	33
5.1	Die Ereignisklassen	34
5.1.1	Der Tau-Kanal	35
5.2	Ereignisselektion	35
5.2.1	Spurselektion	36
5.2.2	Vorselektion	36
5.2.3	Der Untergrund	36
5.2.4	Identifikation der Ereignistopologie	37
5.2.5	Die iterative Diskriminanzanalyse	38
5.2.6	Der kinematische Fit	42
5.3	Die direkte Rekonstruktion	43
5.3.1	Bestimmung der „Likelihood“ pro Ereignis	44
5.3.2	Bestimmung der W-Masse	46
6	Resultate	52
6.1	Systematische Fehler	52
6.2	189 GeV Daten aus dem Jahr 1998	53
6.2.1	$WW \rightarrow e\bar{\nu}q\bar{q}$	57
6.2.2	$WW \rightarrow \mu\bar{\nu}q\bar{q}$	60
6.2.3	$WW \rightarrow \tau\bar{\nu}q\bar{q}$	63
7	Zusammenfassung und Ausblick	66

Kapitel 1

Einleitung

„Wenn aber jemand alles das im praktischen Versuch erproben wollte, so hätte er den Unterschied zwischen der menschlichen und der göttlichen Natur verkannt. Denn das Viele in eins zu mischen und wiederum aus dem Einen das Viele herauszulösen, das versteht allein Gott richtig, und er allein hat auch die Macht dazu; doch unter den Menschen ist auch nicht einer weder zu dem noch zu jenem imstande, heute nicht und nicht in aller Zukunft.“

(Plato über das Experiment)

Die Masse des W-Bosons ist ein fundamentaler Parameter des Standardmodells der Teilchenphysik. Bevor am Elektron-Positron-Speicherring LEP am CERN seit 1996 in der LEP2 genannten Phase diese Masse direkt bestimmt werden konnte, existierten nur Messungen von Proton-Antiproton-Experimenten [22] und indirekte Messungen durch Fits an die Daten aus elektroschwachen Prozessen. Letztere liefern eine Vorhersage für die W-Masse, welche im Vergleich mit der direkten Messung einen Test des Standardmodells darstellt. Des Weiteren kann aus der W- und der Top-Masse eine Vorhersage für die Higgs-Masse abgeleitet werden. Da die Higgs-Masse nur logarithmisch von den beiden anderen abhängt, ist eine möglichst genaue Kenntnis der beiden anderen Massen erwünscht.

In dieser Arbeit wird die W-Masse durch direkte Rekonstruktion von semileptonischen Zerfällen aus den Daten des DELPHI-Detektors des Jahres 1998 mit einer Schwerpunktenenergie von 189 GeV bestimmt.

Darüber hinaus wird die Entwicklung eines Detektorkontrollsystems bestehend aus einem Modul zur Visualisierung, einem Expertensystem ähnlichen Modul zur Fehlerüberwachung und einem Minicomputer-System zur Fernwartung, beschrieben.

Kapitel 2

Das Standardmodell

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschreibt die fundamentalen Teilchen und deren Wechselwirkungen. Das Modell beschreibt drei Wechselwirkungsarten (Starke-, Elektromagnetische- und Schwache-Kopplung), wobei die bekannteste (Gravitation) bisher nicht in dieses eingefügt werden konnte, welche aufgrund ihrer im Vergleich zu den anderen verschwindend kleinen Stärke in der heutigen Hochenergiephysik aber auch keinen Einfluß hat. Die Teilchen werden wie folgt klassifiziert.

Fermionen			Q	I	I_3	Y	
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	0 -1	1/2	1/2 -1/2	-1/2
	e_R	μ_R	τ_R	-1	0	0	-1
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	2/3 -1/3	1/2	1/2 -1/2	1/6
	u_R	c_R	t_R	2/3	0	0	2/3
	d_R	s_R	b_R	-1/3	0	0	-1/3

Die Kopplungen beruhen auf Eigenschaften der Teilchen, die, analog zur elektrischen, Ladung genannt werden. Die elektromagnetische Kopplung wirkt so auf die elektrische Ladung, die starke auf die Farbladung und die schwache auf die schwache Ladung. All dieses sind Veranschaulichungen der mathematischen Theorie „Standardmodell“, die im folgenden beschrieben werden soll.

2.1 Die starke Wechselwirkung

Die starke Wechselwirkung wird durch eine Quantenfeldtheorie mit lokaler SU(3) Eichsymmetrie bezüglich der Farbladung beschrieben und daher auch Quantenchromodynamik (QCD) genannt. Farbladung ist eine Eigenschaft der Quarks. Die Mediatoren der starken Kopplung sind acht masselose Gluonen, welche an die Farbladung koppeln. Sie tragen jeweils zwei der drei möglichen Farben und können daher auch mit anderen Gluonen wechselwirken.

Im Gegensatz zur Quantenelektrodynamik (QED) führen in der QCD Schleifenkorrekturen dazu, daß bei zunehmender Energie, d.h. geringerem Abstand, die Kopplungsstärke abnimmt. Freie, ungebundene Quarks gibt es daher nur bei sehr hohen Energien, wie z. B. kurz nach dem Urknall. Dieses Phänomen nennt man asymptotische Freiheit, bzw. bei niedrigen Energien Confinement, was bedeutet, daß dort Quarks nur in gebundenen, farbneutralen Zuständen vorkommen. Primäre Quarks aus der e^+e^- -Anihilation müssen sich daher zu Hadronen zusammenfinden. Die störungstheoretische Methode zur Berechnung der Kopplung ist aber nur für kleine Kopplungsstärken anwendbar, und man benutzt zur Beschreibung dieser Hadronisierungsphase phänomenologische Modelle in Form von Monte-Carlo-Simulationen. Die initialen Quarks, bzw. abgestrahlten Gluonen, (Phase I) erzeugen dabei Bündel (Jets) von Hadronen (Phase II), die dann in stabile Teilchen zerfallen (Phase III). Der gesamte Prozeß ist in Grafik 2.1 auf Seite 3 visualisiert.

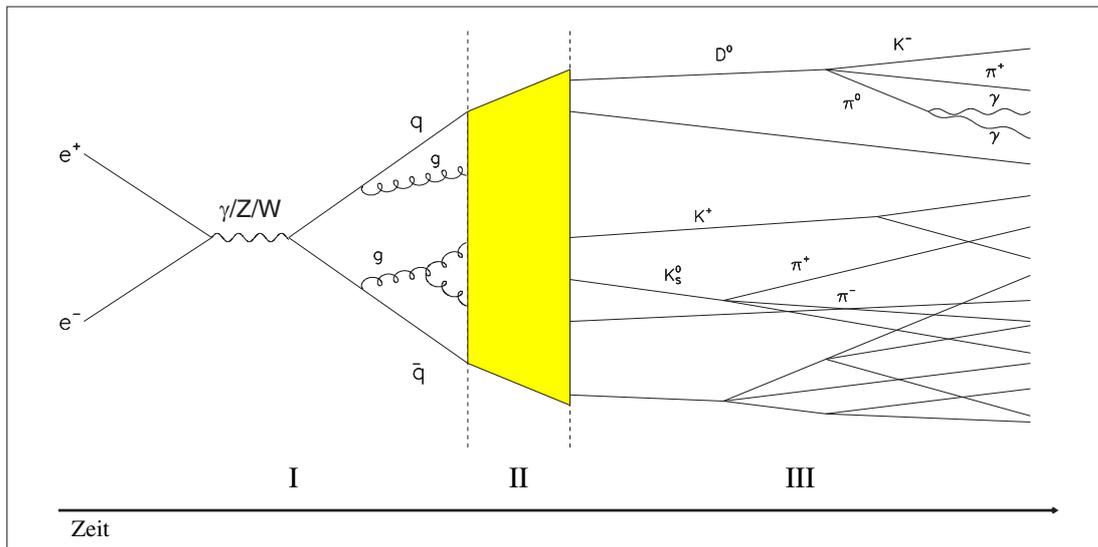


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung einer e^+e^- -Anihilation bis zur Hadronisierungsphase

2.2 Die elektroschwache Wechselwirkung

Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung sind nach der Theorie von Glashow[1], Salam[2] und Weinberg[3] (GWS) zu der elektroschwachen zusammengefaßt worden. Diese ist eine Quantenfeldtheorie mit lokaler $SU(2)_L \otimes U(1)$ Eichsymmetrie. Sie beschreibt die masselosen, neutralen Zustände W^3 aus dem schwachen Isotriplet des Vektor Bosons W mit der Kopplungskonstanten g , welche nur an die linkshändigen Komponenten der Fermionfelder koppeln und das Isosinglet des Vektor Bosons B mit der Kopplungskonstanten g' . Diese Eichbosonen beschreiben allerdings nicht die physikalischen Teilchen, und erst die Mischung dieser Zustände liefert dann das Photon, das neutrale Z^0 und die zwei geladenen W^\pm :

$$\begin{aligned} A &= \sin \Theta_W W^3 + \cos \Theta_W B \\ Z &= \cos \Theta_W W^3 - \sin \Theta_W B \\ W^\pm &= (W^1 \mp iW^2)/\sqrt{2} \quad . \end{aligned}$$

Hierbei ist der Schwache–Mischungswinkel Θ_W definiert als:

$$\tan \Theta_W = \frac{g'}{g} .$$

Der Higgs–Mechanismus erlaubt es nun durch Einführung des Higgs–Feldes

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi_1^+ + i\Phi_2^+ \\ \Phi_1^0 + i\Phi_2^0 \end{pmatrix} ,$$

unter Beibehaltung der lokalen Eichinvarianz, den Eichbosonen Z^0 und W^\pm eine Masse zuzuordnen. Die natürliche Symmetrie wird dadurch gebrochen und Φ der Vakuumerwartungswert

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

zugeordnet. Des weiteren erfordert dieses die Existenz eines massiven Higgs–Bosons, welches bis heute noch nicht nachgewiesen werden konnte. Für die Massen der W – und des Z –Bosons ergeben sich folgende Zusammenhänge:

$$M_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g'^2 + g^2} = \frac{M_W}{\cos \Theta_W} \quad \text{und} \quad M_W = \frac{gv}{2} .$$

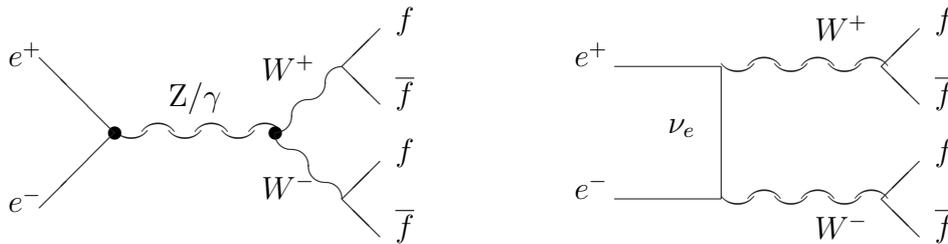
Es zeigt sich, daß die in der Natur beobachteten Quarks d , s und b nicht mit den entsprechenden Teilchenoperatoren d' , s' und b' der elektroschwachen Theorie übereinstimmen. Sie sind über die unitäre CKM¹-Matrix verknüpft.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = U \times \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Die CKM-Matrix ist durch drei Winkel und eine Phase eindeutig bestimmt.

2.3 Der Prozeß $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow f\bar{f}f\bar{f}$

Im Standardmodell beschreiben folgende Feynmangraphen den Prozeß $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow f\bar{f}f\bar{f}$ auf Born Niveau:



Der t -Kanal-Prozeß mit Neutrino Austausch kommt nur bei linkshändige Elektronen vor, während der s -Kanal Photon und Z -Austausch bei beiden Helizitäten vorkommt. Die Existenz des nicht-abelschen Drei-Eichboson-Vertex macht einen deutlichen Effekt im Wirkungsquerschnitt oberhalb der WW -Schwelle. Wie Diagramm 2.2 zeigt, ist dessen Existenz nach bisherigen Messungen bestätigt worden. In führender Ordnung stellt sich der zugehörige Wirkungsquerschnitt oberhalb der WW -Schwelle in folgender Form dar:

$$\sigma(s) = \int_0^s ds_1 \int_0^{(\sqrt{s}-\sqrt{s_1})^3} ds_2 \rho(s_1) \rho(s_2) \sigma_0(s, s_1, s_2)$$

mit

$$\rho(s) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_W}{M_W} \frac{s}{(s - M_W^2)^2 + s^2 \Gamma_W^2 / M_W^2}.$$

¹Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

Der Wirkungsquerschnitt σ_0 kann wie folgt durch die Anteile von ν , γ und Z -Austausch und deren Interferenzen beschrieben werden [17]:

$$\sigma_0(s_1, s_2, s_3) = \frac{g^4}{256\pi s^2 s_1 s_2} [a_{\gamma\gamma} + a_{ZZ} + a_{\gamma Z} + a_{\nu\nu} + a_{\nu Z} + a_{\nu\gamma}]$$

$$a_{\gamma\gamma} = -\frac{8e^4}{s^2 g^4} G_1(s, s_1, s_2)$$

$$a_{ZZ} = -\frac{a^2 + b^2}{2(s - M_Z^2)^2} G_1(s, s_1, s_2)$$

$$a_{\gamma Z} = -\frac{4e^2 a}{g^2 s(s - M_Z^2)} G_1(s, s_1, s_2)$$

$$a_{\nu\nu} = -1 G_2(s, s_1, s_2)$$

$$a_{\nu Z} = \frac{a-b}{s - M_Z^2} G_3(s, s_1, s_2)$$

$$a_{\nu\gamma} = \frac{4e^2}{g^2 s} G_3(s, s_1, s_2)$$

$$a = 1 - 4 \sin^2 \Theta_W, \quad b = -1$$

mit

$$G_1(s, s_1, s_2) = -\lambda^{3/2}(s, s_1, s_2) \left[\frac{\lambda(s, s_1, s_2)}{6} + 2\{s(s_1 + s_2) + s_1 s_2\} \right]$$

$$G_2(s, s_1, s_2) = -\sqrt{\lambda(s, s_1, s_2)} \left[\frac{\lambda(s, s_1, s_2)}{6} + 2\{s(s_1 + s_2) - 4s_1 s_2\} \right] \\ + 4s_1 s_2 (s - s_1 - s_2) \ln \{f(s, s_1, s_2)\}$$

$$G_3(s, s_1, s_2) = -\sqrt{\lambda(s, s_1, s_2)} \left[(s + 11s_1 + 11s_2) \frac{\lambda(s, s_1, s_2)}{6} \right. \\ \left. + 2(s_1^2 + 3s_1 s_2 + s_2^2)s - 2(s_1^3 + s_2^3) \right] \\ - 4s_1 s_2 \{(s_1 + s_2)s + s_1 s_2\} \ln \{f(s, s_1, s_2)\}$$

$$\lambda(s, s_1, s_2) = s^2 + s_1^2 + s_2^2 - 2(s_1 s + s_2 s + s_1 s_2)$$

$$f(s, s_1, s_2) = \frac{s - s_1 - s_2 - \sqrt{\lambda(s, s_1, s_2)}}{s - s_1 - s_2 + \sqrt{\lambda(s, s_1, s_2)}}.$$

Die Singularitäten in σ_0 bei $s_1 = 0$ und $s_2 = 0$ werden durch $\rho(s_x)$ an den entsprechenden Stellen kompensiert.

Einen quantitativen Vergleich des WW-Wirkungsquerschnittes zu anderen Prozessen der e^+e^- -Anihilation zeigt die Grafik 2.3.

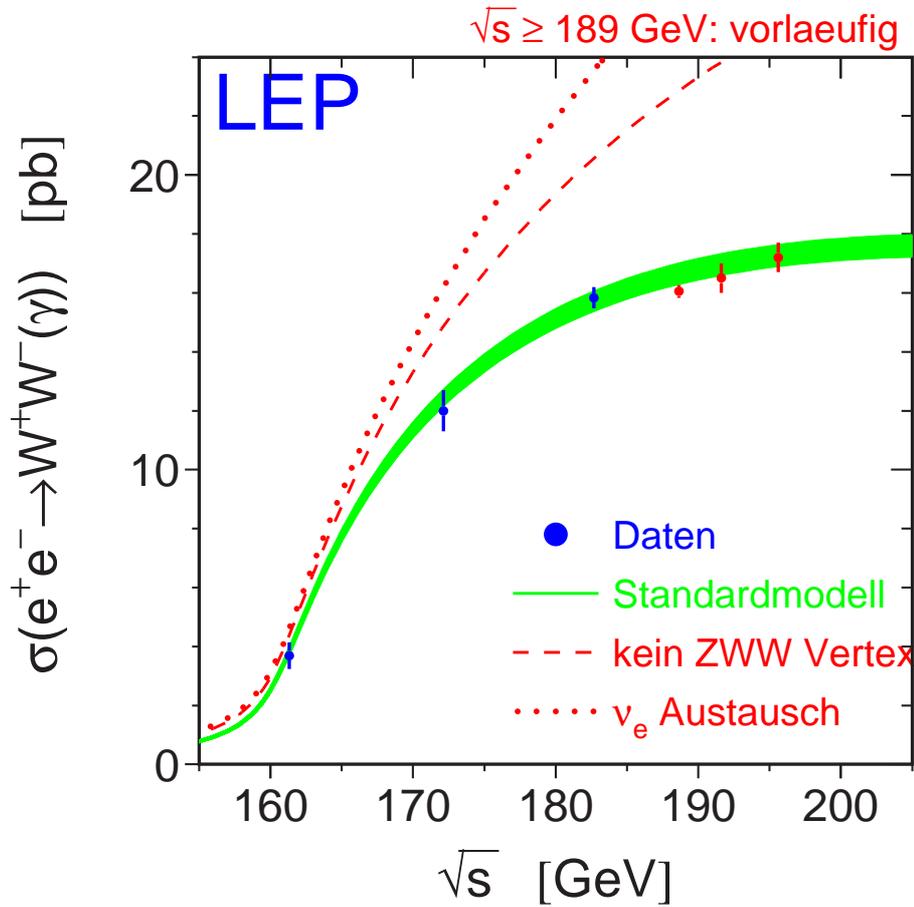


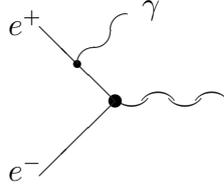
Abbildung 2.2: WW–Wirkungsquerschnitt für Energien oberhalb der WW–Schwelle unter dem Einfluß von Drei–Eichboson–Vertex und Neutrino–Austausch

2.4 Strahlungskorrekturen

In Born’scher Näherung werden nur die bereits gezeigten Feynmangraphen und deren Interferenzen berücksichtigt. Die Graphen höherer Ordnungen liefern zusätzliche Korrekturen, welche aufgrund ihres Umfangs hier aber nicht im Detail diskutiert werden sollen. Im folgenden werden nur einige Beispiele gegeben. Eine ausführliche Diskussion der Korrekturen findet sich in [6].

2.4.1 Photon–Abstrahlung der initialen Leptonen

Diese Korrekturen beschreiben die vom einlaufenden Lepton abgestrahlten Photonen, die zu einer Verkleinerung der Schwerpunktenergie führen.



Die Abstrahlung von virtuellen oder weichen realen Photonen mit einer Energie $E < \omega$ erhöht die doppelt logarithmischen Beiträge $\sim \alpha \ln(s/m_e^2) \ln(s/\omega^2)$ in allen Ordnungen der Störungstheorie. Die Infrarot-Logarithmen ($\ln \omega$) werden durch harte Photon-Abstrahlung kompensiert und die verbleibenden kollinearen Logarithmen ($\ln(s/m_e^2)$) können nach verschiedenen Modellen in den Wirkungsquerschnitt eingefügt werden.

Der so korrigierte Wirkungsquerschnitt nach dem „flux function“-Modell ergibt sich zu:

$$\frac{d\sigma_{ISR}(s)}{ds_1 ds_2} = \int_{s_{min}}^s \frac{ds'}{s} \frac{d\sigma}{ds_1 ds_2 ds'}$$

$$\frac{d\sigma}{ds_1 ds_2 ds'} = F(x, s) [\sigma_{CCn}(s', s_1, s_2) + \delta_C \sigma_{CC3}(s', s_1, s_2)] + \sigma_{ISR}^{non-univ}$$

$$x = 1 - \frac{s'}{s} \quad F(x, s) = tx^{t-1}(1 + S) + H(s', s)$$

$$t = \frac{2\alpha}{\pi} \left[\ln \left(\frac{s}{m_e^2} \right) - 1 \right] .$$

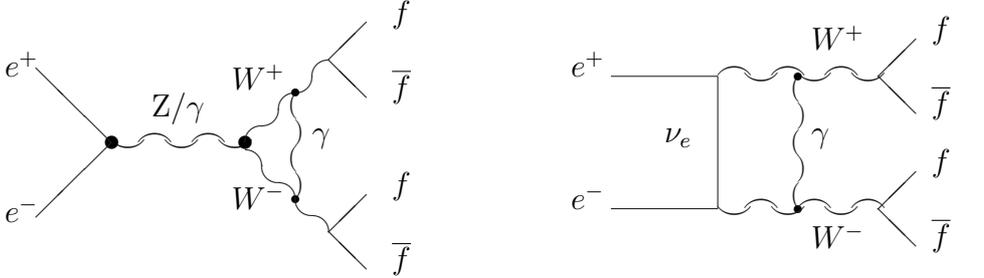
Hierbei kommt S aus der Abstrahlung von weichen und virtuellen Photonen und H von harten Photonen. Eine ausführliche Diskussion dieser beiden Parameter und $\sigma_{ISR}^{non-univ}$ findet sich in [16]. Die Coulomb-Korrektur ist in δ_C enthalten. Der doppelt resonante Born-Wirkungsquerschnitt ist σ_{CC3} und die Anteile des Untergrundes σ_{CCn} .

Die Änderung der invarianten Masse läßt sich dann wie folgt berechnen:

$$\langle m_\gamma \rangle = \frac{1}{\sigma} \int ds_1 ds_2 \int \frac{ds'}{s} \frac{\sqrt{s}}{2} \left(1 - \frac{s'}{s} \right) \frac{d\sigma}{ds_1 ds_2 ds'} .$$

2.4.2 Die Coulomb-Singularität

Die Coulomb-Singularität beruht auf der elektromagnetischen Wechselwirkung der beiden W-Bosonen. Die Diagramme, welche hierzu beitragen, sind die folgenden:



Dieses führt zu einem Korrekturfaktor

$$\sigma_{coul} = \sigma_{Born} \frac{\alpha\pi}{2\bar{\beta}} \left[1 - \frac{2}{\pi} \arctan \left(\frac{|\beta_M + \Delta|^2 - \bar{\beta}^2}{2\bar{\beta} \text{Im}\beta_M} \right) \right]$$

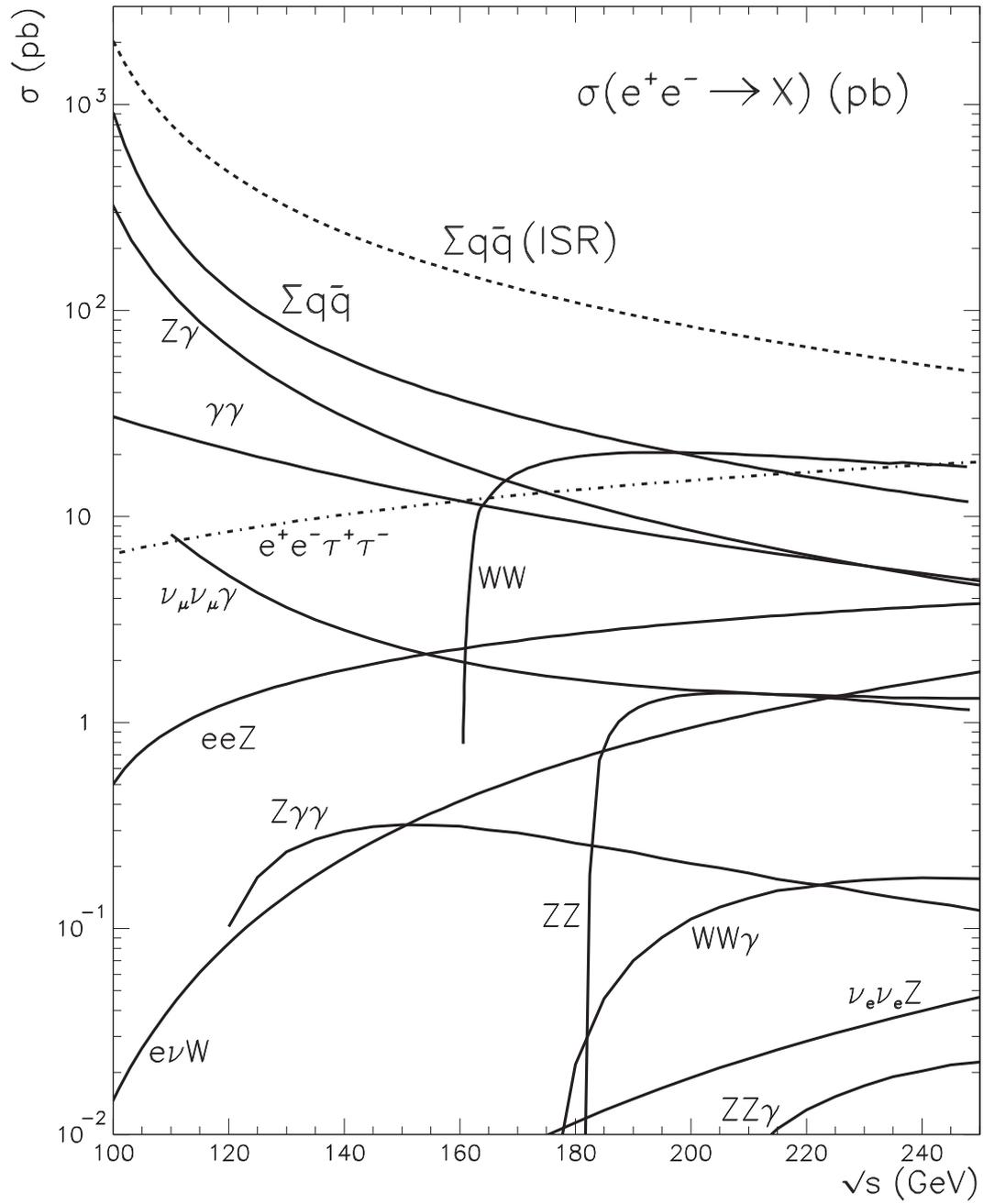
mit

$$\bar{\beta} = \frac{1}{s} \sqrt{s^2 - 2s(k_+^2 + k_-^2) + (k_+^2 - k_-^2)^2}$$

$$\beta_M = \sqrt{1 - 4M^2/s}, \quad M^2 = M_W^2 - iM_W\Gamma_W - i\epsilon,$$

$$\Delta = \frac{|k_+^2 - k_-^2|}{s}, \quad -\frac{\pi}{2} < \arctan y < \frac{\pi}{2}.$$

Hierbei ist $\bar{\beta}$ die mittlere Geschwindigkeit des W-Bosons im Schwerpunktsystem.

Abbildung 2.3: Wirkungsquerschnitte von Prozessen der e^+e^- -Anihilation

Kapitel 3

Das Experiment

3.1 Der LEP–Beschleuniger

Zur Überprüfung der Gültigkeit des Standardmodells der Teilchenphysik wurde in den achtziger Jahren am Europäischen Institut für Teilchenphysik CERN der Large Electron Positron Collider LEP gebaut. Dieser Speicherring hat einen Umfang von 27 km und liegt im Mittel 100 m unter der Erde. Die Leptonen werden in der Regel zu jeweils vier Paketen mit einer Energie von 22 GeV in diesen Ring eingespeist und dann mit größtenteils supraleitenden Resonatoren auf die Kollisionsenergie beschleunigt. Dazu werden sie von ca. 3300 Dipolmagneten auf ihrer Kreisbahn gehalten und von weiteren 2000 Quadrupol- und Sextupolmagneten fokussiert. Von den acht möglichen Wechselwirkungspunkten sind vier mit Detektoren ausgestattet (L3, ALEPH, OPAL, DELPHI), in denen die nach der Kollision entstehenden Teilchen nachgewiesen werden können. Seit 1995 ist die Schwerpunktennergie schrittweise von ca. 91 GeV bis auf heute 209 GeV erhöht worden. Damit ist die Schwelle für die W–Paar–Produktion (161 GeV) überschritten worden und deren Parameter können direkt vermessen werden.

In den Jahren 1989 bis 1995 wurde der LEP–Beschleuniger bei Schwerpunktenenergien im Bereich der Z–Resonanz betrieben. Aufgrund des großen Wirkungsquerschnittes der Elektron–Positron–Anihilation bei dieser Energie wurden in dieser Zeit pro Wechselwirkungspunkt etwa 4 Millionen Z–Ereignisse aufgezeichnet. Mit diesen konnten durch Präzisionsmessungen die Parameter des Standardmodells bestimmt und dessen Gültigkeit bewiesen werden.

Der für die Experimente neben der Strahlenergie wichtigste Parameter eines Beschleunigers ist die Luminosität. Aus der Luminosität L ergibt sich zusammen mit dem Wirkungsquerschnitt σ eines Prozesses direkt die Anzahl der produzierten Ereignisse N .

$$N = \int \sigma L dt$$

Die Luminosität L wird über die Geometrie und die Anzahl der beschleunigten Teilchenpakete definiert:

$$L = \frac{KfN^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} .$$

Dabei sind K die Anzahl der Teilchenpakete, f deren Umlauffrequenz, N die Anzahl von Teilchen pro Paket und σ_x, σ_y Parameter für die horizontale und vertikale Ausdehnung der Pakete.

Die Geometrieparameter σ_x und σ_y sind proportional zur sogenannten β -Funktion, in die noch die Änderung dieser Parameter pro zurückgelegten Weg eingeht. Sie beschreibt eine geometrische Hülle, in der sich die Teilchen bewegen. Da die β -Funktion mit zunehmender Strahlenergie kleiner wird, können bei höheren Energien kleinere Strahlausdehnungen und damit größere Luminositäten erzeugt werden.

In der Praxis ist die exakte Messung der Luminosität aus den Strahlparametern nicht unproblematisch. Es wird daher die Anzahl der in kleinem Winkel gestreuten Bhabha-Elektronen gemessen. Der große Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses bei kleinen Polarwinkeln ($d\sigma/d\Theta \simeq 1/\Theta^3$) führt zu einer hohen statistischen Genauigkeit und ist sehr exakt berechnet, da es sich um einen QED-Prozeß handelt. Die einfache Signatur dieses Prozesses minimiert systematische Ungenauigkeiten bei der Selektion der Ereignisse.

3.2 Der DELPHI-Detektor

Um einen möglichst großen Bereich der Teilchenphysik abzudecken, wurden die vier LEP-Experimente mit unterschiedlichen Analyseschwerpunkten entworfen und gebaut. So wurde beim DELPHI-Detektor [8] der Schwerpunkt auf die Teilchenidentifikation gelegt. Hierzu sind Subdetektoren verwandt worden, die eine gute dreidimensionale Spurauflösung und eine exakte Bestimmung der Vertices ermöglichen. Ferner verfügt der DELPHI-Detektor als einziger über ringabbildende Cherenkovzähler, welche die Teilchenidentifikation in weiten Impulsbereichen ermöglichen.

Der Detektor ist zylinderförmig mit einem Durchmesser von 10 m und einer Länge von ebenfalls 10 m (Siehe Abbildung 3.1 auf Seite 13). Der Zentralbereich (Barrel) wird an den Stirnseiten von zwei Endkappen abgeschlossen. Diese konstruktive Eigenschaft wird gleichzeitig als logische Unterteilung des Detektors benutzt. Im Zentralbereich befindet sich eine supraleitende Spule, die mit einem Strom von 5000 A betrieben wird und einen 1.2 T starken Magneten bildet. Die dadurch erzeugte Krümmung der geladenen Teilchenspuren ermöglicht deren Impulsmessung.

Das zur Spurbeschreibung verwendete Kugelkoordinatensystem zeigt mit seiner z -Achse in Flugrichtung des Elektronenstrahls. Der Radius r und der Azimutalwinkel Φ werden senkrecht zu dieser Achse angegeben, der Polarwinkel Θ wird

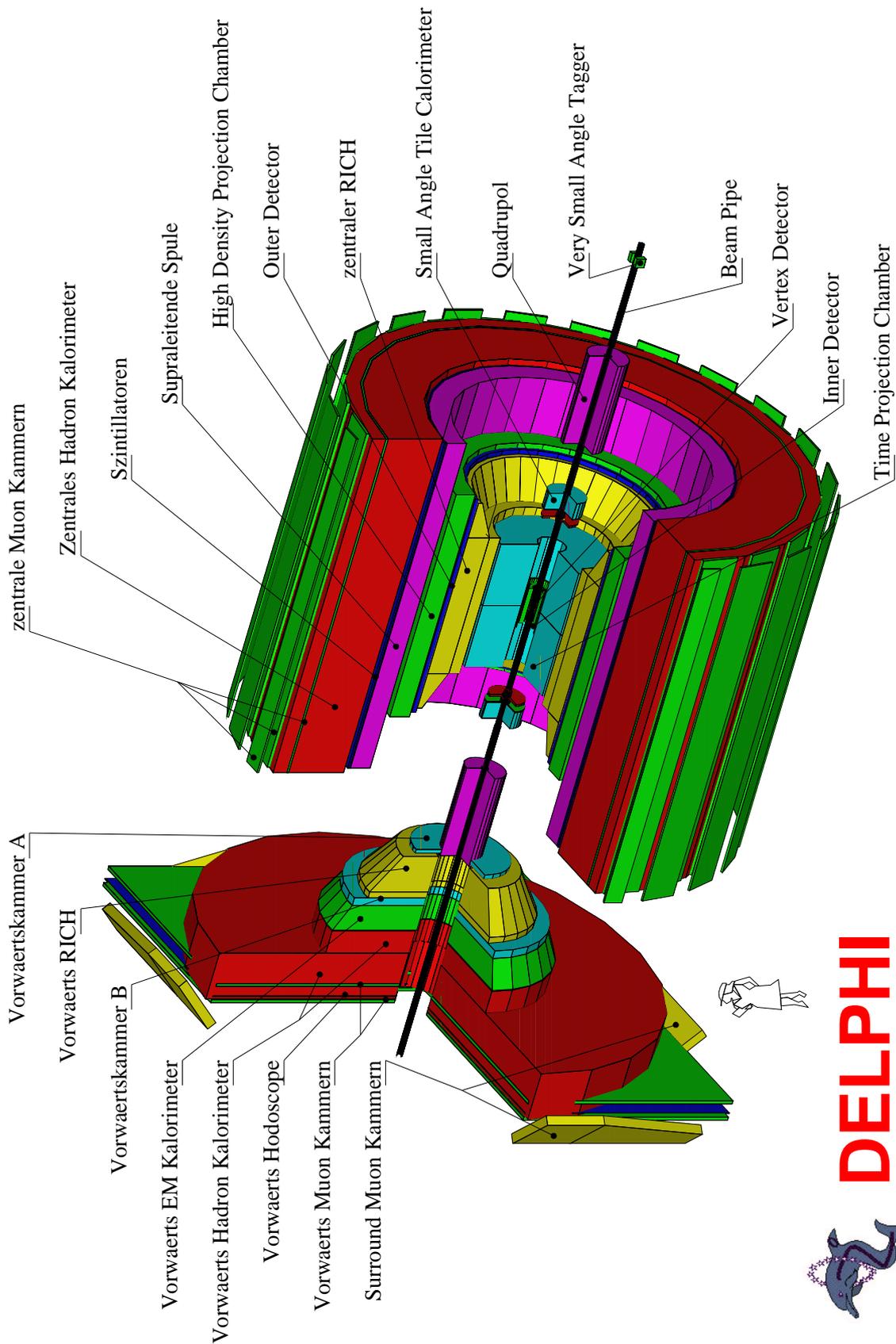


Abbildung 3.1: Der DELPHI-Detektor

zur Strahlachse gemessen und ist Null in Elektronenrichtung. Die einzelnen Detektorkomponenten sollen im Folgenden näher beschrieben werden.

3.2.1 Detektoren zur Spurmessung

Der VD¹ besteht aus drei konzentrischen Lagen Silizium–Streifen–Detektoren, die in den Abständen 6.5 cm (closer layer), 9 cm (inner layer) und 10.9 cm (outer layer) die Strahlachse komplett umschließen. Jede Lage besteht aus 24 Sektoren, wobei angrenzende sich gegenseitig überlappen. Alle drei Lagen überdecken einen Polarwinkel von 44° bis 136°, wobei der closer layer einen Polarwinkelbereich von 25° bis 155° abdeckt. Der closer und der outer layer sind beidseitig mit Streifen ausgerüstet, wodurch sowohl eine Messung der $R\Phi$ – als auch der z –Koordinate möglich ist. Die Spurauflösung in $R\Phi$ beträgt 7.6 μm in einer Lage. An beiden Enden des VD sind 1996 Kronen mit Silizium Pixel– und Ministripdetektoren (VFT²) angebracht worden. Diese umschließen kegelförmig das Strahlrohr und überdecken einen Polarwinkel bis hinunter zu 11°.

Der ID³ hat eine Jet–Kammer–Geometrie mit 24 azimuthalen Sektoren, die bis zu 24 $R\Phi$ –Punkte pro Spur zwischen den Radien 12 cm und 23 cm liefern. Im Polarwinkelbereich zwischen 15° und 165° wird eine Spur von mindestens 10 Drähten detektiert. Die Jet–Kammer wird von fünf Lagen mit jeweils 192 Driftröhren umgeben. Der Durchmesser der Röhren beträgt 8 mm und die Lagen sind jeweils gegeneinander versetzt.

Die TPC⁴ ist der wichtigste Detektor des DELPHI–Experiments. Der Innenradius des zylinderförmigen Detektors beträgt 28 cm, der Außenradius 120 cm und die Länge 3m, wobei eine Kathodenplatte die TPC in der Mitte teilt. Die im Driftfeld von 150 V/cm entlang der Teilchenspuren erzeugten Elektronen driften mit konstanter Geschwindigkeit zu den Endplatten, wo sie auf 6 azimuthale Segmente mit jeweils 192 Signaldrähten und 1680 konzentrisch in 16 Ringen angeordneten Kathodenpads treffen. Die TPC liefert bis zu 16 Raumpunkte pro Spur zwischen den Radien 40 cm und 110 cm und den Polarwinkeln 39° und 141°. Drei Kathodenpad–Reihen messen hinunter bis 20° bzw. 160°. Die zusätzliche Messung der Driftzeit ermöglicht eine dreidimensionale Rekonstruktion der Spuren. Weiterhin wird noch die spezifische Ionisation bestimmt, was z. B. für die Teilchenidentifikation im unteren Impulsbereich notwendig ist. In $R\Phi$ –Richtung wird eine Auflösung von 150 μm , in z –Richtung von 600 μm erreicht.

Der OD⁵ besteht aus 24 Modulen mit jeweils 5 Lagen Driftröhren, die im limited Streamermoden arbeiten. Er überdeckt die Radien von 197 cm bis 206 cm und einen Polarwinkelbereich von 42° bis 138°. Die Punktauflösung in $R\Phi$ beträgt

¹Vertex Detector

²Very Forward Tagger

³Inner Detector

⁴Time Projection Chamber

⁵Outer Detector

110 μm und in z 3.5 cm. Der OD liefert ein schnelles Triggersignal und verbessert durch den großen Abstand zum primären Vertex die Impulsmessung.

Die FCA⁶ und die FCB⁷ dienen der Spurmessung im Vorwärtsbereich. Die FCA ist eine im Streamermoden betriebene Driftkammer, die einen Polarwinkel von 11° bis 32° überdeckt. Sie besteht aus 3 Kammern mit jeweils zwei um 120° versetzten Driftröhrenlagen. Die rekonstruierten Spurelemente haben eine Genauigkeit von 290 μm in x - und 240 μm in y -Richtung.

Die FCB besteht auf jeder Seite aus zwei Kammern, welche die Form einer Halbkreisscheibe haben. Jede Kammer besteht aus 12 Ebenen, deren Drähte ebenfalls jeweils um 120° gegeneinander versetzt sind. Die Genauigkeit der Spurmessung beträgt in xy 120 μm .

3.2.2 Elektromagnetische Kalorimeter

Die HPC bildet eine Kombination aus einer Zeit-Projektions-Kammer und einem Kalorimeter. Sie liefert daher sowohl die deponierte Energie des Teilchens als auch eine für ein Kalorimeter recht genaue Ortsinformation. Die einlaufenden Teilchen passieren in den 144 Modulen aus Bleidrähten gebildete Ebenen, die als Absorbermaterial für die Kalorimetrie fungieren. Die 40 Bleidrahtlagen jeder Ebene erzeugen eine homogene Driftspannung und projizieren so die konvertierten Elektronen auf eine Vieldraht-Proportional-Kammer mit 128 Kathodenpads in 9 Lagen, die dann aus der Ortsinformation sowohl die Spurposition als auch die deponierte Energie bestimmen kann. Die Ortsauflösung in z beträgt 4 mm und in Φ -Richtung 1° , die relative Genauigkeit der Energiemessung $\sigma(E)/E = 0.043 \oplus 0.32/\sqrt{E6}$ (E in GeV).

Das FEMC⁸ dient zur Messung elektromagnetischer Schauer im Endkappenbereich. Es besteht aus 9064 Bleiglasblöcken mit einem Querschnitt von $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ und einer Tiefe von 20 Strahlungslängen. Die Energieauflösung des FEMC beträgt $\sigma(E)/E = 0.03 \oplus (0.12/\sqrt{E}) \oplus (0.11/E)$ (E in GeV).

3.2.3 Hadronkalorimeter

Das HCAL⁹ besteht aus 24 Sektoren mit je 20 Lagen Streamer-Rohren, zwischen denen jeweils 5 cm dicke Eisenplatten liegen. Der zentrale Bereich überdeckt einen Polarwinkel von 42° bis 137° , der Vorwärtsbereich besteht nur aus 19 Lagen und deckt einen Winkelbereich von 11° bis 48° ab. Es arbeitet nach dem Sampling-Prinzip und besitzt eine Energieauflösung von $\sigma(E)/E = 0.21 \oplus 1.12/\sqrt{E}$ (E in GeV). 1995 wurde eine Kathodenauslese installiert, welche die Unterscheidung zwischen neutralen und geladenen Spuren verbessert.

⁶Forward Chamber A

⁷Forward Chamber B

⁸Forward ElectroMagnetic Calorimeter

⁹Hadron CALorimeter

3.2.4 Die Myondetektoren

Zwei Schichten von Driftkammern dienen beim MUB¹⁰ und MUF¹¹ zum Nachweis von Myonen. Während die eine Schicht innerhalb eines Eisenjochs liegt, umgibt die andere den Detektor, wobei der MUB den Zentralbereich und der MUF die Endkappen umgibt. Die beim MUB verwendeten Rechteck–Aluminium–Profile mit den Maßen 3.65 m×20.8 cm×2.6 cm überdecken einen Polarwinkelbereich von 42° bis 138°. Die Auflösung in $R\Phi$ beträgt 4 mm und in z–Richtung 2.5 cm. Die MUFs bestehen jeweils aus einer $9 \times 9 m^2$ großen in 4 Quadranten unterteilten Detektorfläche. Jeder Quadrant besteht aus zwei orthogonal zueinander stehenden Lagen, die somit x– und y–Informationen mit einer Genauigkeit von 1 mm liefern können.

Die Lücke zwischen MUF und MUB wird durch die MUS¹² überdeckt, die im Polarwinkel von 43° bis 52° angebracht ist.

3.2.5 Detektoren für die Luminositätsmessung

Für die Luminositätsmessung sind um das Strahlrohr in den Vorwärtsbereichen zwei Detektoren angebracht. Der STIC¹³[7] ist ein Sampling–Blei–Szintillator–Kalorimeter und wird zur eigentlichen Bestimmung der Luminosität benutzt. Das blaue Licht, welches im Szintillator produziert wird, wird durch optische Fasern mit grün Wellenlängen–Schiebern (WLS¹⁴) zu den Photodetektoren auf der Rückseite geleitet. Der STIC besteht aus zwei zylindrischen Detektoren, die auf beiden Seiten des Wechselwirkungspunktes im Abstand von 220 cm das Strahlrohr umschließen. Diese überdecken einen Winkelbereich von 29 bis 185 mrad. Der STIC besteht aus 49 Lagen mit 3.4 mm dicken Bleiplatten, zwischen denen jeweils 3 mm dicke Szintillatorebenen liegen. Er ist unterteilt in zehn Ringe mit 16 Sektoren. Die Winkelauflösung liegt zwischen 1.2 mm am inneren Radius und 250 μm am äußeren.

Der VSAT¹⁵ ist ein Wolfram–Silizium–Kalorimeter und überdeckt einen Winkelbereich von 0.28° bis 0.40°. Aufgrund der hohen Statistik bei solch kleinen Winkeln ermöglicht der VSAT eine präzise Bestimmung der relativen Luminosität und wird daher zur Stabilitätskontrolle der Luminosität eingesetzt. Des weiteren liefert er die Information über die Menge der „off momentum“ Elektronen, welche ab einer bestimmten Menge die Qualität der Ereignismessung vermindern.

¹⁰MUon Barrel chamber

¹¹MUon Forward chamber

¹²MUon Surround chamber

¹³Small Angle Tile Calorimeter

¹⁴Wave Length Shifter

¹⁵Very Small Angel Tagger

3.2.6 Die ringabbildenden Cherenkovzähler

In beiden Endkappen und im Zentralbereich ist jeweils ein RICH¹⁶ untergebracht. Hier erzeugen die Teilchen, abhängig vom Impuls, entweder in einem Gas- oder in einem Flüssigkeits-Radiator Cherenkovlicht, welches dann in einer mit TMAE¹⁷ gefüllten Driftröhre wieder in Elektronen umgewandelt wird, die zu einer Vieldraht-Proportionalkammer driften und über die Driftzeit dreidimensional rekonstruiert werden können. Dieses erlaubt eine Teilchenidentifikation auch in hohen Impulsbereichen.

3.2.7 Szintillationszähler

Im Zentralbereich liefern der TOF¹⁸ und im Bereich der Endkappen der HOF Triggerinformationen für die erste Stufe. Zusätzlich hilft der HOF bei der Richtungsbestimmung der vom Strahl erzeugten parallelen Myonen, welche für die Kallibration der FCB und die Myonkammern in den Endkappen benutzt werden.

3.3 Der DELPHI-Trigger

Das DELPHI-Triggersystem ist in vier Stufen organisiert[9]. Die ersten zwei Stufen sind Hardware-Trigger, die mit dem BCO¹⁹-Signal synchronisiert werden. Die Stufen drei und vier laufen nach der Datennahme ab. In die erste Stufe gehen nur wenige, schnell verfügbare Informationen ein wie Überschreiten bestimmter Energien oder transversaler Impulse. Die T1-Entscheidung kann daher schon nach 4 μ s gefällt werden, wodurch der Detektor im negativen Fall zum nächsten BCO wieder zur Datenaufnahme bereit ist.²⁰ In der zweiten Stufe werden Kombinationen von Subdetektorsignalen ausgewertet. Hier können nun auch Daten von Detektoren mit langen Driftzeiten verwandt werden, die auf der ersten Stufe noch nicht zur Verfügung standen. Die T2-Entscheidung fällt daher erst nach 39 μ s, wodurch im negativen Fall ein BCO übersprungen wird. Im positiven Fall dauert nun die Auslese der Detektoren 4 ms.

Die zentrale Recheneinheit, die aufgrund einer programmierbaren Logik die Triggerentscheidungen fällt, wird PYTHIA genannt. Abhängig von der Triggerentscheidung steuert nun die zentrale Trigger-Steuereinheit ZEUS die weitere Datenaufnahme. Von PYTHIA aus verzweigen sich die TDLs²¹ baumartig zu den Subdetektoren und liefern deren Triggerinformationen. Durch Kombination können

¹⁶Ring Imaging Cherenkov counter

¹⁷Tetrakis Dimethylamino Ethylene

¹⁸Time Of Flight

¹⁹Bunch Cross Over

²⁰Die Zeit zwischen zwei BCO-Signalen beträgt 22 μ s.

²¹Trigger Data Lines

hiermit Multiplizitäten oder deponierte Energie kodiert werden, getrennt für folgende Winkelbereiche:

- Very Forward: VFW ($\Theta < 22^\circ$)
- Forward: FW ($22^\circ < \Theta < 43^\circ$)
- Barrel: BA ($43^\circ < \Theta < 137^\circ$)
- Backward: BW ($137^\circ < \Theta < 158^\circ$)
- Very Backward: VBW ($158^\circ < \Theta$).

In PYTHIA werden sowohl in der ersten als auch in der zweiten Stufe diese maximal 120 TDLs mit logischen ODER oder UND zu sogenannten Component Functions (CF) verknüpft. Hiervon können auf jeder Stufe maximal 640 gebildet werden. Diese CPs werden nun mit logischen UND zu den Term Functions (TF) verknüpft, wovon es jeweils maximal 64 gibt.

Zur weiteren Reduktion der Triggerinformation werden die Multiplizitätsinformation beinhaltenden TFs in unterschiedlichen Gruppen, abhängig von speziellen Detektorakzeptanzen (forward, barrel) oder physikalischen Ereignisformen ($\gamma\gamma$, single track usw.), zusammengefaßt. In jeder Gruppe werden dann Gleichzeitigkeiten bzw. Nicht-Gleichzeitigkeiten (masks) definiert, die durch ein logisches ODER zu sogenannten Majoritäten verknüpft werden. Diese werden nun wiederum durch logische ODER zu den Decision Functions (DF) verknüpft, von denen es auf jeder Stufe maximal 16 geben kann.

Auf der dritten Stufe werden dann die Kriterien der Stufe zwei noch einmal angewandt. Zu diesem Zeitpunkt sind dann allerdings die Daten der Subdetektoren bereits grundlegend bearbeitet und sind daher exakter. In der vierten Stufe sollen nun noch intensiver physikalisch uninteressante Ereignisse herausgefiltert werden.

3.4 Aufbereitung der Rohdaten

Um die Rohdaten in ein für die Physikanalyse einfach zu handhabendes Format zu bringen, verwendet man das Programmpaket DELANA. Dieses erhält sowohl die von den Detektoren gelieferten Meßdaten als auch die Informationen über die Geometrie der einzelnen Detektoren und deren relative Position zueinander, sowie Kallibrationsdaten, die in einer Datenbank gespeichert und ständig aktualisiert werden.

3.4.1 Erstellen der Analysedaten

Die Rohdaten werden auf die sogenannte DELPHI-Farm kopiert, ein UNIX-Cluster, wo sie dann vollständig mit DELANA prozessiert werden. Nach einer detektorspezifischen Kallibration werden die grundlegenden Detektordaten (TD),

dieses sind Raumpunkte, Driftzeiten oder Pulshöhen, zu Spurelementen (TE) assoziiert. Diese werden nun zu Spurstücken (TS) zusammengesetzt, und schließlich wird durch einen Helix-Fit die Teilchenspur (TK) rekonstruiert. Weiterhin werden noch die Spuren mit gleichem Ursprung zu Bündeln (TB) zusammengefaßt und deren Vertices (TV) bestimmt. Die Spurdaten, deren grundlegende Parameter, zugehörige Größen aus diversen Subdetektoren sowie allgemeine Informationen über die Umstände der Datennahme werden nun in einem DST genannten Datenformat gespeichert und auf Bändern gesichert. Durch weitere Analyse dieser Daten wird dann eine optimierte, datenreduzierte Version (SDST) erzeugt, was die Auswertung beschleunigt. Hierauf greifen dann die meisten Analyseprogramme zu, es sei denn, die reduzierte Datenmenge reicht nicht aus.

3.5 Die Simulation

Der ideale Detektor wäre masselos, so daß die zu detektierenden Teilchen nicht mit dem Detektormaterial wechselwirken würden. Auch wenn man sich beim Bau des DELPHI-Detektors bemüht hat, wenig Material zu verwenden und dann nur solches, mit dem die zu messenden Teilchen nur wenig wechselwirken, durchqueren die Teilchen Teilbereiche der 3000 t Masse des DELPHI-Detektors, werden dort auch absorbiert, gestreut oder erzeugen neue Spuren.

Die Subdetektoren sind des weiteren nicht überall gleich effizient, dieses auch noch abhängig von der Teilchenart, und überdecken nur einen Teil der möglichen Teilchenrichtungen.

Die Simulation der Ereignisse mit Monte Carlo Generatoren und deren Messung im Detektor liefert einen Erwartungswert, mit dem man die gemessenen Daten vergleichen kann. Deren sekundäre Wechselwirkungen werden durch eine Detektorsimulation berücksichtigt. In diese gehen folgende Prozesse ein:

- Energieverlust und Vielfachstreuung in Materie
- Erzeugung von δ -Elektronen
- Bremsstrahlung
- Paarproduktion
- Compton-Streuung
- Zerfälle kurzlebiger Teilchen
- Hadronische Wechselwirkungen
- Positronannihilation
- Photoeffekt.

Im Standard-DELPHI-Rohdatenformat abgelegt, werden die simulierten Daten nun wie die gemessenen weiter zu DSTs verarbeitet. Anhand der Erwartungswerte ist es nun möglich, Effizienzkorrekturen an die gemessenen Daten anzubringen. Ein weiterer Vorteil der Simulation ist die Möglichkeit, bestimmte Zerfallskanäle einzeln zu produzieren. Dieses hilft beim Studium ihrer Signaturen und bei der Bestimmung des Anteils dieser Prozesse an den Gesamtereignissen.

Kapitel 4

Detektor–Steuerung

Das DELPHI–Experiment ist ein hochkomplexes System, für dessen Betrieb eine Vielzahl an Meßgrößen überwacht und Parameter eingestellt werden müssen. Dieses birgt leider viele Fehlerquellen. Fehler, die eine Datennahme unmöglich machen, verringern die Menge der aufgezeichneten Daten und erhöhen damit die statistischen Fehler der Physik–Analysen. Fehler einzelner Detektoren verringern die Qualität der Rekonstruktion der Ereignisse und können so ebenfalls zur Erhöhung der Fehler der Analysen führen oder diese verkomplizieren. Dieses zeigt, daß eine kontinuierliche Überwachung des Experiments unabdingbar ist und Fehler so schnell wie möglich behoben werden müssen, wozu ein leistungsfähiges Überwachungs– und Steuerungssystem notwendig ist.

4.1 Struktur des Systems

Zum Betrieb des DELPHI–Experiments müssen mehrere tausend Parameter eingestellt oder überwacht werden. Dieses sind Spannungen, Temperaturen, Drücke, Zustände von Komponenten zur Datenauslese oder ähnliches. Der Soll–Zustand einiger dieser Parameter hängt vom aktuellen Zustand des LEP–Beschleunigers ab. Hochspannungen in den Driftkammern werden z. B. nur während der Datenauslese angeschaltet, während eine konstante Temperatur von 40° Celsius für den Barrel RICH ganzjährig eingehalten wird, um Alterungserscheinungen zu verhindern. Bei einer Änderung des LEP–Zustandes müssen diese Parameter ggf. angepaßt und deren wirkliche Änderung kontrolliert werden.

Die Detektor–Steuerung ist hierarchisch aufgebaut und skalierbar (Siehe Abb. 4.1). Das unterste Niveau bilden die Geräte zum Messen und Steuern der Parameter. Diese sind über Schnittstellen, die an ihre Funktion angepaßt sind, mit einem Mikrokontroller (G64) verbunden. Ein Programm, Elementarprozeß (EP) genannt, regelt den Datenaustausch mit dem G64 und bildet eine standardisierte Schnittstelle zur Kontrolle der Parameter. Es erhält zum einen die Werte

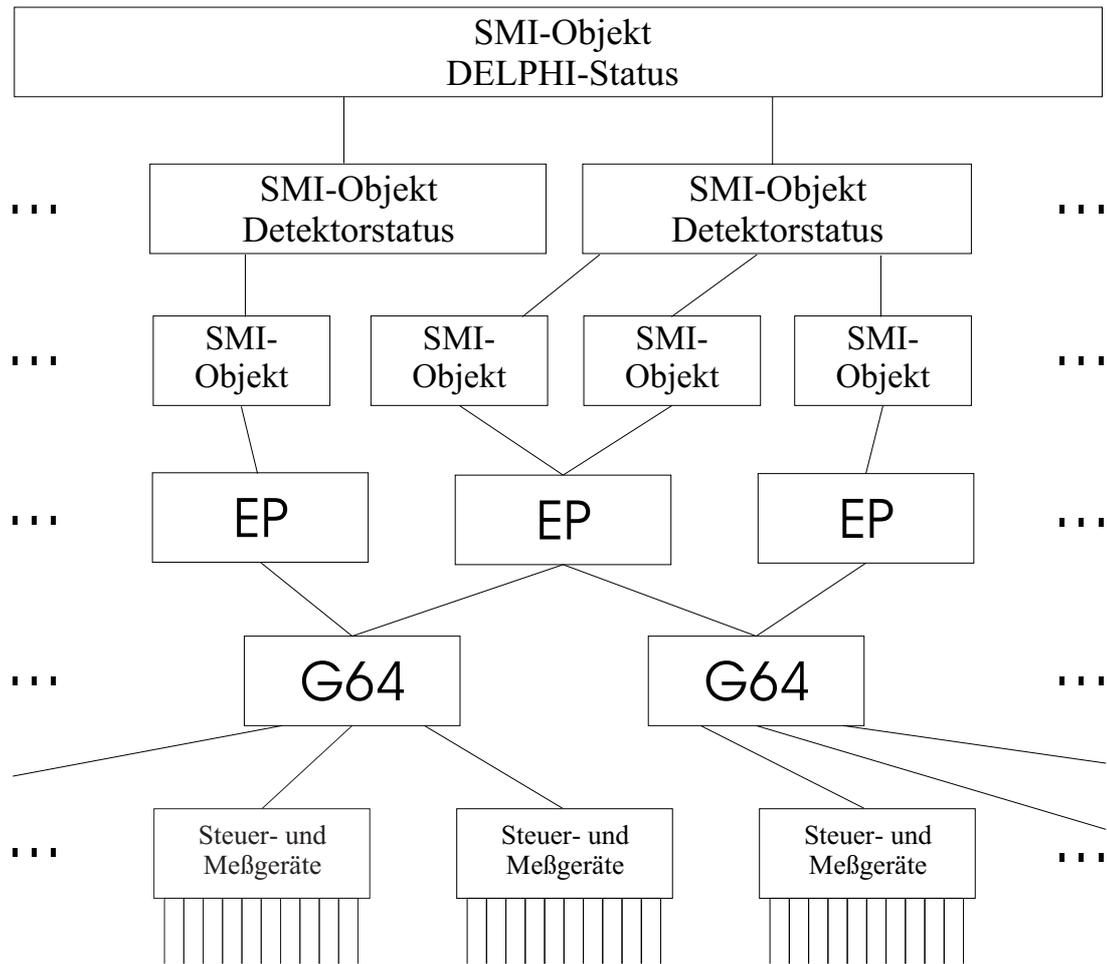


Abbildung 4.1: Struktur der Detektorsteuerung

der Parameter und faßt diese zu einem globalen Status zusammen, zum anderen empfängt es Benutzeranfragen zur Änderung dieser Werte und leitet diese an das G64 weiter. Funktionale Gruppen von Parametern, unter Berücksichtigung der Geometrie des Experiments, werden jeweils von einem EP verwaltet. Jeder EP ist mit mindestens einem SMI¹-Objekt verknüpft, dessen Zustand er steuert und von dem er Anweisungen zur Einstellung der Parameter erhält. Die zu einem Detektor gehörenden SMI-Objekte werden wiederum zu zwei bis drei Objekten zusammengefaßt, welche den jeweiligen Detektorstatus repräsentieren. Diese werden dann zu einem globalen Objekt zusammengefaßt, welches den Zustand des Experiments wiedergibt und über das die globale Steuerung desselben erfolgt.

¹State Management Interface

4.1.1 Das G64

G64 bezeichnet eigentlich den benutzten Datenbus, hat sich aber als Bezeichnung des gesamten Systems durchgesetzt. An diesen Bus sind ein Mikroprozessor, Speicher und Schnittstellenmodule angeschlossen. Die Schnittstellenmodule sind mit Überwachungs- und Kontrollkarten verbunden, die im gleichen Gehäuse physikalisch über dem G64 Bus liegend an einen MAC² Bus angebracht werden. Diese Karten sind dann mit den Kontroll- und Steuerungsgeräten verbunden.

Im Mikroprozessor läuft ein Programm in einer Endlosschleife, welches an die Schnittstellenmodule angepaßt ist. So wird diesem nur Art und Lage dieser Module in der Initialisierungsphase mitgeteilt und das Programm startet die Überwachung von Meßgrößen oder erwartet Steuerungsbefehle, um diese an die angeschlossenen Geräte weiterzuleiten. Überschreiten Meßgrößen vorgegebene Grenzen oder entsprechen Zustände nicht ihrem Sollwert, so sendet das G64 einen Alarm an den EP. Von Letztgenanntem erhält es Steuerungsbefehle in einer Hardware unabhängigen, nur an die Funktion angepaßten Form und setzt diese in eine für die Schnittstellenmodule verständliche Form um.

Die Kommunikation zwischen G64 und der VMS-Workstation, auf der die EPs laufen, geschieht über RPC³s basierend auf DECNET⁴.

Das G64 System ist nicht interrupt-gesteuert sondern arbeitet mit Polling⁵. Es ist daher keine Echtzeitverarbeitung möglich und die Geschwindigkeit der Abarbeitung ist umgekehrt proportional zur Menge der kontrollierten Kanäle, was Verzögerungen bei der Kontrolle der Detektor-Systeme induziert.

4.1.2 Der EP

Der EP ist ein FORTRAN Programm, welches auf DIGITAL VMS-Workstations läuft. Aus einer Datenbank liest der EP die Konfiguration des zu kontrollierenden Systems, initialisiert das(die) entsprechende(n) G64 und wartet dann auf Informationen des G64 oder auf Benutzereingaben. Ein EP kann mehrere Kanäle eines Systems überwachen und diese zu einem Gesamtzustand zusammenfassen. Der aktuelle Zustand des kontrollierten Systems wird in einem SMI-Objekt reflektiert und Zustandsänderungen ggf. in einer Datenbank abgelegt. Fehlfunktionen des zu kontrollierenden Systems werden an das EMU⁶-System weitergeleitet, welches dann über den SMI-Status hinausgehende Informationen über den Fehler anzeigt. Der EP ist ereignisgesteuert über VMS Ereignisflaggen. Diese werden von den Alarmmeldungen des G64 oder vom SMI bei einer Benutzereingabe gesetzt. Für zeitgesteuerte Aktionen, wie z. B. Trip⁷-Behandlung, stehen Timer-Ereignisflaggen

²Monitoring And Control

³Remote Procedure Call

⁴VMS spezifisches Netzwerk Protokoll

⁵Vom Programm gesteuerte Parameter Abfragen

⁶Error Message Utility

⁷Senkung der Beschleunigungsspannung bei zu hohen Strömen

zur Verfügung.

4.1.3 SMI und DIM

Im SMI System werden Objekte in sogenannten Domains organisiert, wobei ein Objekt durch seinen Namen und seine Domain identifiziert wird. Beim DELPHI-Experiment werden diese Domains zum einen von den Detektoren und zum anderen von diversen funktionellen Einheiten gebildet.

Das SMI System besitzt eine eigene Konfigurationssprache, mit der für jedes Objekt die möglichen Zustände, die akzeptierten Befehle pro Zustand und die pro Zustand sendbaren Befehle definiert werden. Befehle können von einem Objekt an mehrere andere gleichzeitig gesendet und der Zustand eines Objektes kann basierend auf dem mehrerer anderer definiert werden. Prozesse, welche an dieses System angeschlossen sind, können den Zustand eines jeden Objekts erhalten und Befehle an diese senden. Darüber hinaus können Objekte mit Prozessen assoziiert werden, so daß nur der Prozeß den Zustand des Objektes bestimmt und die an dieses gerichteten Befehle erhält. Diese Befehle sind in der Regel Anfragen auf eine Statusänderung des Objekts, die ggf. eine Aktion des assoziierten Prozesses erfordern.

SMI ist ein „finite state“ System. Das heißt, die SMI-Objekte können, wie schon erwähnt, nur vorher festgelegte Zustände annehmen. Dieses eignet sich jedoch nicht, um den Status eines Systems anzuzeigen, welches eine sehr große Anzahl von möglichen Zuständen annehmen kann, wie z. B. Spannungs- oder Strommessungen. Um diese in einem SMI-Objekt darzustellen, konvertiert der zugehörige EP bestimmte Wertebereiche in Zustände wie „an“ oder „aus“, welches aber z. B. bei der Angabe der Luminosität nicht möglich ist. Um solche Art von Informationen darzustellen, wird das System DIM⁸ verwendet, welches beliebige Informationen jedem Teilnehmer im Netzwerk zur Verfügung stellt. Es basiert auf einer Client-Server-Struktur. Ein Server bietet einen sog. Service an, welches eine beliebige Information ist, und registriert diesen beim DIM-DNS⁹. Ein Client kann dann beim DIM-DNS die Verfügbarkeit eines bestimmten Services erfragen und erfährt ggf., wo dieser Service verfügbar ist. Er abonniert dann diesen Service direkt beim anbietenden Server, entweder indem er eine Routine angibt, der die Information übergeben werden soll, oder einen Speicherbereich, der vom Server mit der aktuellen Information gefüllt wird. Die Frequenz der Aktualisierung kann dabei beim Abonnieren vom Client angegeben werden. Dieses System ist schematisch in Abbildung 4.2 auf Seite 25 dargestellt.

Die Zustände der SMI-Objekte werden über eine Benutzerschnittstelle angezeigt, die gleichzeitig die Möglichkeit bietet, Befehle an die SMI-Objekte zu senden. Es ist geplant, das DIM-System mit dem SMI-System für den Einsatz in zukünftigen Experimenten zu verschmelzen.

⁸Distributed Information Management system

⁹DIM-Domain Name Server

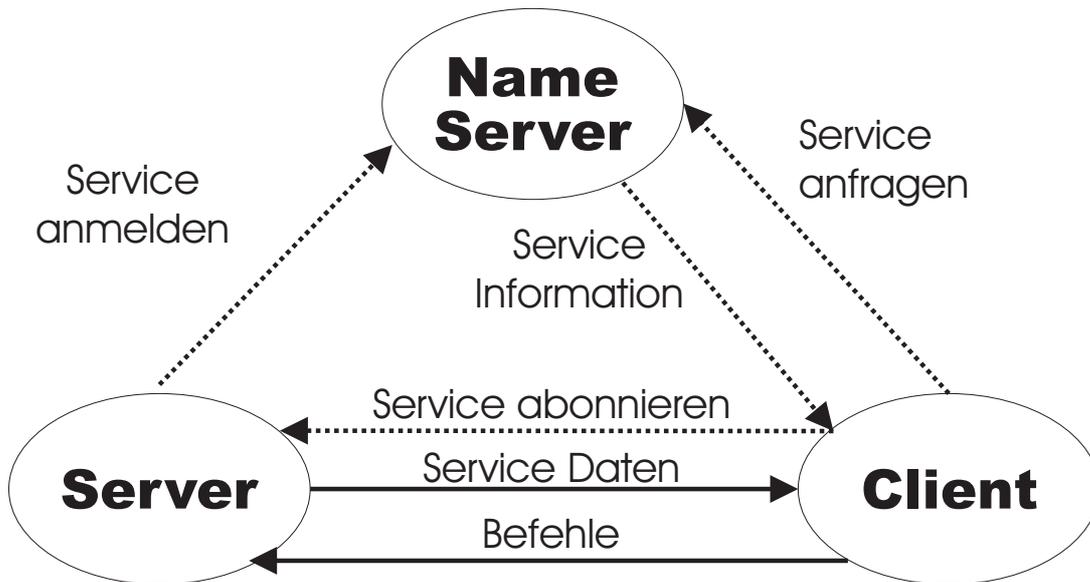


Abbildung 4.2: Struktur des DIM-Systems

4.1.4 Die Benutzerschnittstelle

Die Standard Benutzerschnittstelle DUI¹⁰ ist eine grafische Oberfläche unter Motif. Dieses begründet sich daher, daß die Detektorsteuerung auf DEC VMS Workstations läuft. DUI stellt SMI-Objekte oder DIM-Informationen dar und kann diese mit Farben unterlegen, die deren Zustand charakterisieren. Die Farben sind so ausgewählt, daß, wenn z. B. die Farbe Rot erscheint, ein Alarm aufgetreten ist bzw. bei Orange ein Fehler. Dieses macht es möglich, sehr schnell den Gesamtzustand zu überschauen und Fehler zu erkennen.

Im lokalen Netzwerk ist dieses eine gute Lösung, bei einem Zugriff auf die Detektor-Informationen von außerhalb zeigt es allerdings einige Nachteile. Zur Darstellung von DUI ist ein X-Server notwendig, welcher zwar in Betriebssystemen wie VMS oder Unix standardmäßig enthalten ist, nicht aber im auf PCs weitverbreiteten Betriebssystem Windows. Des weiteren müssen für die Darstellung von DUI große Datenmengen übertragen werden, was es nahezu unmöglich macht, dieses System mit einer Modem-Verbindung zu benutzen. Nun ist es aber notwendig, daß die Detektor-Informationen von möglichst vielen Computersystemen und vielerorts zugänglich sind, da die Detektor-Experten, welche im Falle eines Fehlers diesen möglichst schnell beheben müssen, nicht ständig am Experiment anwesend sind. In manchen Fällen reicht die Information im DUI zur Fehleranalyse nicht aus. Daher existieren viele detektorspezifische Hilfsprogramme, welche zusätzliche Informationen liefern. Nur die Gesamtheit all dieser Informationen zeigt den kompletten Status eines Detektorsystems.

Daher sollte eine alternative Benutzerschnittstelle erstellt werden, welche möglichst alle Informationen anzeigen kann, um die Fehleranalyse zu beschleunigen, und die

¹⁰DELPHI User Interface

eine vollständigere Überwachung ermöglicht, aber die Vorteile von DUI beibehält. Folgende Bedingungen sollten hierfür erfüllt werden:

- Darstellung der Informationen in gleicher Form wie bei DUI
- Möglichkeit zur Interaktion für den Benutzer
- Möglichst große Unabhängigkeit vom Betriebssystem
- Übertragung möglichst kleiner Datenmengen
- Darstellbarkeit von nicht Standard Informationen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein System entwickelt, welches diese Bedingungen erfüllt und im folgenden beschrieben werden soll. Mit diesem System ist es heute möglich, daß die Detektor-Experten den Detektor-Zustand kontinuierlich überwachen und daher Fehlfunktionen möglichst schnell feststellen können.

4.2 Das WWW-SMI-Interface

Die technischen Bedingungen der grafischen Darstellung, geringe Netzwerkbelastung und Systemunabhängigkeit, werden von einem WWW¹¹-Browser hervorragend erfüllt. Die grafische Darstellung ist Teil von HTML¹², der dort verwendeten Hypertext Sprache. Für nahezu jedes Betriebssystem existiert heutzutage ein WWW-Browser, und das HTTP¹³, welches zur Datenübertragung von und zum Browser benutzt wird, ist ohnehin unabhängig davon. Ein HTML-Text enthält außer dem darzustellenden Text im ASCII Format nur einige Formatierungshinweise. Die zu übertragende Datenmenge beträgt daher für die Darstellung der Detektorinformationen nur einige Kilobyte, was auch mit älteren Modems nur einige Sekunden in Anspruch nimmt. Detektor-Experten können sich so zum Beispiel nach einer Fehlermeldung von ihrem Hause aus mit ihrem PC zum Netzwerk verbinden, den Fehler analysieren und, wenn möglich, direkt beheben. Eine konstante Überwachung des Detektor-Zustandes von Instituten außerhalb CERN ist hiermit ohne große Netzwerkbelastung möglich.

In der Konzeption dieses Systems wurden neben den o. g. notwendigen Eigenschaften folgende Richtlinien berücksichtigt:

- Möglichst weitgehende Konfigurierbarkeit ohne spezielles Computerwissen
- Unabhängigkeit von der Struktur des DELPHI-Experiments.

¹¹World Wide Web

¹²HyperText Markup Language

¹³HyperText Transport Protocol

Die Konfiguration der darzustellenden Informationen geschieht über die Erstellung eines HTML-Textes. Dazu existieren heutzutage viele Hilfsprogramme, mit denen dieses einfach und in kurzer Zeit zu bewerkstelligen ist. Darüber hinaus ist die HTML-Sprache sehr einfach und somit das Erstellen eines solchen Textes auch ohne Hilfsmittel möglich. Dieses macht die einfache Konfigurierbarkeit aus. Da jegliche Art von Informationen an das System übergeben und dargestellt werden kann, ist sein Einsatz nicht auf das DELPHI-Experiment beschränkt.

4.2.1 Funktionsweise

Die darzustellende Information und deren Formatierung werden mit einem HTML-Text festgelegt. Hierbei werden HTML-Kommentare, welche die Informationen beschreiben, an den Stellen eingefügt, wo diese Informationen erscheinen sollen. Diese werden nachher mit dem SSI¹⁴-Verfahren bearbeitet.

Beim SSI sucht der WWW-Server nach ihm bekannten HTML-Kommentaren in einer HTML-Text-Schablone, ersetzt diese durch die gewünschte Information und sendet den Text zum WWW-Client. Hierzu ruft der WWW-Server ein CGI¹⁵-Script auf, welches die gewünschte HTML-Schablone auswählt, diese an das System zum Ersetzen der Kommentare übergibt und dann die fertige HTML-Seite zur Ausgabe an den WWW-Server zurücksendet.

Es können Zustände von SMI-Objekten, Daten vom DIM-System und Werte von Variablen, in denen unabhängige Programme beliebige Informationen ablegen können, dargestellt werden.

Folgende HTML-Kommentare können interpretiert werden:

SMI-DOM wählt eine SMI-Domain aus.

SMI-TABL erzeugt eine Tabelle mit allen SMI-Objekten einer SMI-Domain und ihren Zuständen.

SMI-OBJ fügt den Zustand eines SMI-Objektes ein.

DIC-INT fügt einen von DIM gelieferten ganzzahligen Wert ein.

DIC-REA fügt einen von DIM gelieferten reellen Wert ein.

SMI-SYM fügt den Wert einer Systemvariablen ein.

SMI-OCD definiert die Farbe, mit der ein Zustand eines SMI-Objektes verknüpft werden soll.

SMI-OCO fügt die mit dem SMI-Zustand verknüpfte Farbe ein.

SMI-DAT fügt das aktuelle Datum und die Uhrzeit ein.

¹⁴Server Side Include

¹⁵Common Gateway Interface

SMI-VER fügt die Versionsnummer des WWW-SMI-Interface ein.

Zur Verdeutlichung ist in Abb. 4.3 auf Seite 32 der Anfang der HTML-Text-Schablone gezeigt, die nach Bearbeitung durch das System die dort dargestellte HTML-Seite erzeugt.

4.2.2 Implementierung für die FCB

Das Ziel bei der Einrichtung des WWW-SMI-Interface für die FCB war es, auf einen Blick alle für die fehlerfreie Funktion des Detektors notwendigen Informationen zu erhalten. Hierzu gehören sowohl die im Standard-DUI nicht enthaltenen Informationen über Elementarsysteme als auch Informationen über die Funktion der Qualitätskontrollprogramme. Zusätzlich bieten Informationen über den Zustand des LEP-Beschleunigers und den Datennahme-Status des DELPHI-Experiments die Möglichkeit, den adäquaten Zustand des Detektors zu überprüfen. Die dargestellte Fehlerhäufigkeit kann bei einigen Systemen einen Hinweis auf ein baldiges Versagen geben, welches dann durch frühzeitige Intervention vermieden werden kann. Diese FCB-Control-Center (siehe Abb. 4.3) getaufte Informationssammlung bietet darüber hinaus einen schnellen Zugriff auf die meisten Informationen, die im Zusammenhang mit der FCB von Interesse sind.

4.2.3 Implementierung für das DELPHI-Experiment

Für jeden Detektor wurden als Basis die Standard-DUI-Informationen über die WWW-Schnittstelle verfügbar gemacht, welche dann detektorspezifisch erweitert wurden. Darüber hinaus ist der Gesamtzustand des DELPHI-Experiments über das WWW abrufbar.

4.2.4 Steuerung über das WWW

Das Senden von Befehlen über eine WWW-Benutzerschnittstelle bedarf besonderer Sicherheitsvorkehrungen. Millionen von Benutzern haben heutzutage Zugang zum Internet, und es muß daher sichergestellt werden, daß kein Unbefugter Befehle zur Detektorsteuerung geben kann. Zu diesem Zweck benutzt der Dialog zum Senden von Befehlen das HTTPS¹⁶-Protokoll, und jeder Detektor kann sein eigenes Schema für eine Zugriffsberechtigung definieren. Dieses ist eine Kombination aus Benutzernamen, Paßwort und Computeridentifikation. Das Paßwort wird dabei immer nur einmal übersandt und danach durch eine doppelt verschlüsselte Benutzeridentifikation ersetzt, welche 30 Minuten gültig ist. Dieses bewirkt, daß innerhalb von 30 Minuten ein Benutzer mehrere Befehle absenden kann, ohne sich erneut zu identifizieren, für einen Unbefugten aber die Kenntnis der Benutzeridentifikation nach den 30 Minuten nutzlos ist.

¹⁶HTTP mit SSL (Secure Socket Layer)

4.2.5 Weitere Einsatzmöglichkeiten

Das WWW-SMI-Interface ist unabhängig von der Architektur des DELPHI-Experiments und konnte daher auch im Januar 2000 im Babar-Experiment am SLAC¹⁷ installiert werden.

Es wird zur Zeit diskutiert, ob die Systeme SMI und DIM auch bei den zukünftigen LHC-Experimenten benutzt werden, dementsprechend dann auch das WWW-SMI-Interface. Die Schnittstellen zum SMI- oder DIM-System können aber auch leicht durch Schnittstellen zu anderen Systemen ersetzt werden. Es ist daher ein universelles Hilfsmittel zur Darstellung von Systemzuständen.

4.3 Der SMI-Analyzer

Das DELPHI-Experiment wird während ca. neun Monaten im Jahr rund um die Uhr betrieben. Während dieser Zeit muß jeder Detektor ständig einen Bereitschaftsdienst haben, der im Falle eines Fehlers diesen behebt. Für die ständig am CERN anwesenden Detektor-Experten würde dieses eine enorme Belastung darstellen. Bei vielen Detektoren übernehmen daher sogenannte „Shifter“ einen Bereitschaftsdienst während begrenzter Perioden, welche dann im Fehlerfalle zuerst gerufen werden. Sie versuchen dann anhand von Beschreibungen, die von den Experten erstellt wurden, den Fehler zu identifizieren und zu beheben. Es gibt Fehler, die doppeldeutig sind, was noch der Zeit einer eingehenderen Analyse bedarf und die Gefahr einer Mißdeutung beinhaltet.

Eine ähnliche Situation besteht für den „Slow Controls Maestro“, der den Betriebszustand des Experiments überwacht und für dessen Sicherheit verantwortlich ist. Diese Funktion wird im Schichtbetrieb rund um die Uhr von unterschiedlichen Personen besetzt. Diese haben eine Sammlung von Fehlerbeschreibungen, in der entweder eine Methode zur Fehlerbehebung angegeben ist oder der Hinweis, den Detektor-Experten zu benachrichtigen. Da es aber hunderte von möglichen Fehlern gibt und diese teilweise sehr komplex sind, ist die Zeit zum Finden der Beschreibung zur Fehlerbehebung nicht vernachlässigbar. Außerdem besteht hier ebenfalls die Gefahr, daß Fehler mißdeutet werden und somit nicht behoben werden können oder sogar neue erzeugt werden.

Es sollte daher ein Hilfsmittel erstellt werden, welches einen Fehler unabhängig von seiner Komplexität schnell analysieren kann und eine Beschreibung zur Fehlerbehebung angibt. Das „SMI-Analyzer“ getaufte System erfüllt diese Bedingungen und soll im folgenden beschrieben werden.

4.3.1 Funktionsweise

Das System ist universell einsetzbar, das heißt sowohl als Kommandozeilen-Hilfsmittel als auch als automatisch ablaufendes Programm oder zur Benutzung

¹⁷Stanford Linear Accelerator Center

über das WWW. Es kann viele verschiedene Informationen zur Fehleranalyse heranziehen und durch deren Verknüpfung auch komplexe Fehlersituationen erkennen. Es kann über die Ausgabe von Fehlerbeschreibungen und Methoden zur Fehlerbehebung hinaus Mails und Nachrichten an Mobiltelefone versenden und SMI-Befehle abschicken, die eventuell den Fehler direkt beheben. Die Konfiguration geschieht über eine Datei, welche die Fehlerbeschreibungen und die dazugehörigen Maßnahmen beinhaltet. Das Analyse-System sucht nach den beschriebenen Fehler-Situationen und führt ggf. die zugehörigen Maßnahmen aus. Weitere Möglichkeiten zur Konfiguration sind:

- Zur Fehlersituation gehörende Aktionen können nur zu einer bestimmten Zeit ausgeführt werden. Eine Nachricht zum Mobiltelefon kann man z. B. für nicht dringende Fehler nachts ausschließen.
- Manche Fehler erfordern nur eine Aktion, wenn sie länger andauern. Die Anzahl von aufeinanderfolgenden Programmaufrufen bis zur Fehlerbehandlung kann daher angegeben werden. Des weiteren kann damit eine sukzessive Abarbeitung von Fehlerbehandlungen definiert werden, wobei die nächste nur beim Scheitern der vorhergehenden ausgeführt wird.
- Fehlerbehandlungen können automatisch wiederholt werden.

4.3.2 Implementierung für die FCB

Der SMI-Analyzer wird bei der FCB in zwei verschiedenen Anwendungen benutzt. Zum einen überprüft er alle 10 Minuten, ob eine ihm bekannte Fehlersituation vorliegt, und versucht ggf. durch Senden eines SMI-Befehls diese selbständig zu beheben, schickt Mails an die Detektor-Experten oder alarmiert den Shifter mit einer Nachricht an dessen Telefon.

Zum anderen kann man ihn aus dem FCB-Control-Center heraus aufrufen, woraufhin er ebenfalls nach ihm bekannten Fehlersituationen sucht, in diesem Fall aber, wenn er fündig wird, eine Beschreibung des Fehlers mitsamt einer Anleitung zur Fehlerbehebung anzeigt.

4.3.3 Implementierung für das DELPHI-Experiment

Der SMI-Analyzer ist für jeden Detektor verfügbar und kann im Falle einer Fehlfunktion eine Fehlerbeschreibung und eine Anleitung zur Fehlerbehebung anzeigen. Des weiteren bietet er einen direkten Verweis auf die Detektordokumentation zu diesem Fehler. Der SC-Maestro kann so, wenn ein Fehler auftritt, diesen schnell und richtig analysieren und nach kurzer Zeit mit der Fehlerbehebung beginnen. Dieses System wurde seit 1999 von den meisten SC-Maestri benutzt. Der Zeitgewinn aufgrund des Wegfalls der Dokumentationssuche ist signifikant und eine Fehldeutung von Fehlern ist nahezu ausgeschlossen.

4.4 Fernwartung

Mit den bisher beschriebenen Mitteln ist eine Fernkontrolle des Detektors über das WWW sehr einfach möglich. Der Detektor-Experte hat dadurch meistens die Möglichkeit, sehr schnell in Fehlersituationen zu reagieren. Doch ist der Zugriff auf diese Information immer noch an einen Computer mit Netzwerkanschluß gekoppelt. Befindet sich der Detektor-Experte nicht in der Nähe eines solchen Computers, ist er weiterhin auf die Kommunikation mit einer am Experiment anwesenden Person angewiesen um den Fehler zu beheben. Dieses ist oft schwierig, da z. B. Eingriffe in ein Detektor-System oft eine gewisse Kenntnis desselben voraussetzen, oder es treten einfach nur Kommunikationsprobleme zwischen verschiedenensprachigen Personen auf.

Nach der Entwicklung der oben beschriebenen WWW basierten Systeme lag folgende Lösung dieses Problems nahe: Sogenannte Handheld PCs bieten eine grafische Oberfläche mit WWW-Browser und sind dabei klein genug um immer mitgeführt zu werden. Einige von ihnen bieten dazu die Möglichkeit, über ein Handy an das Netzwerk angeschlossen zu werden und durch ihr Betriebssystem Windows CE Telnet zu benutzen. Damit kann von überall, wo eine Verbindung mit einem Mobiltelefon möglich ist, dieser Computer mit dem Netzwerk verbunden werden, der Detektorstatus überprüft und ggf. Maßnahmen zur Fehlerbehebung durchgeführt werden, in gleicher Weise wie an einem Computer am Experiment.

4.5 Einfluß auf die FCB

Die Datennahme-Effizienz der FCB ist im Jahre 1998 um einige Prozent auf 99,3% angestiegen, im Jahre 1999 auf 99,8%, die aktuelle Effizienz (Stand August 2000) beträgt 99,9%. Neben vielen anderen Änderungen am FCB System haben auch die in diesem Kapitel beschriebenen Systeme zu dieser Erhöhung beigetragen.

FCB STATUS 1-JAN-2000 00:00

CL: CENTRAL	SC: READY	AUTO_FCBCHECK	SUBMITTED
LEP_RELATED	DISALLOW_CHANGE	LAST Z0-FILE PROC.	NONE
LEP-STATUS	PHYSICS	AUTO_FCBCHECK_PMU	SUBMITTED
DAS-STATUS	RUN_IN_PROGRESS	LAST PAMU-FILE PROC.	NONE
RUN-TYPE (-NR.)	PHYSICS(100000)	WATCHDOG	SUBMITTED
FCH IN READOUT	E:(DAS/SC) 100.00/ 100.00	ALARMS	
HV-A: ON	HV-C: ON	Detector: OK	GAS-Mixer: OK
#Trips A/C: 0-0/0-0	#No Control HV A/C: 0/0	GAS -Distributor A: OK	-Distributor C: OK
Low voltage: OK	#Error LV: 0	GSS-FCB: OK -Room A1: OK -Room C1: OK	
Side A: 340 (340±30)	Side C: 800 (800±80)	HV: OK -Side A: OK -Side C: OK	
Fastbus side A: OK	Fastbus side C: OK	FB_A: OK	FB_C: OK

DISK SPACE	DEVICE	AXDEFA\$DKA600	WSDEA4\$DKA100	WSDEA4\$DKA200
	FREE-BLOCKS	5718125 = 81%	593046 = 28%	1626096 = 77%

Show Logfiles	Pit-Meeting Minutes	DELPHI SC-Status	Error Analyzer	Show Comment
Cancel Authorisation		Help		

Anfang der zugehörigen HTML-Text Schablone:

```
<HTML><BODY><CENTER> <H1>FCB
STATUS<!--SMI-DAT:--></FONT></H1><TABLE><TR> <TD
BGCOLOR=(!--SMI-OCO:FCB_SC::CL--)>CL:<!--SMI-OBJ:--></TD> <TD
BGCOLOR=(!--SMI-OCO:SC--)>SC:<!--SMI-OBJ:--></TD></TR>
<TR><TD>LEP_RELATED</TD> <TD
BGCOLOR=(!--SMI-OCO:LEP_RELATED--)><!--SMI-OBJ:--></TD></TR>
<TR><TD>LEP-STATUS</TD> <TD
BGCOLOR=(!--SMI-OCO:LEP::LCP_VARIA.STATUS--)><!--SMI-OBJ:--> ...
RUN-TYPE (-NR.)</TD> <TD
BGCOLOR=(!--SMI-OCO:RUN_TYPE--)><!--SMI-OBJ:-->
(<!--DIC-INT:GES/RUN_NUMBER-->)</TD></TR> ...
<TD>E:(DAS/SC)<!--SMI-SYM:FCB_EFFI--></TD> ...
```

Abbildung 4.3: Das FCB-Control-Center

Kapitel 5

Bestimmung der Masse des W–Bosons

Es gibt im Prinzip drei Methoden, um die Masse des W–Bosons zu bestimmen:

- Bei Schwerpunktenenergien um die W–Schwelle (zweifache W–Masse) kann der stark steigende W–Paar–Produktions–Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)$ benutzt werden, um die W–Masse aus dem Vergleich des gemessenen Wirkungsquerschnittes zu der Standard–Modell–Vorhersage, welche in diesem Bereich besonders sensitiv auf die W–Masse ist, zu bestimmen.

Die theoretisch erwartete Genauigkeit dieser Methode bei einer Selektionseffizienz von 100% und ohne Untergrund beträgt:

$$\Delta M_W \geq 91 MeV \sqrt{\frac{100 pb^{-1}}{\mathcal{L}}}.$$

\mathcal{L} ist die totale integrierte Luminosität und das Minimum liegt bei einer Schwerpunktenenergie von 161 GeV.

Bei Energien oberhalb der W–Schwelle ändert sich der W–Paar–Produktions–Wirkungsquerschnitt nur noch wenig und die Sensitivität dieser Methode ist viel geringer.

- Bei ausreichender Statistik kann die W–Masse aus der Breit–Wigner–Verteilung der Massen der Zerfallsprodukte des W–Bosons bestimmt werden. Die theoretisch erwartete Genauigkeit dieser Methode bei einer Selektionseffizienz von 100%, ohne Untergrund und bei perfekter Messung der Ereignisse beträgt bei einer Schwerpunktenenergie von ca. 200 GeV:

$$\Delta M_W \sim \frac{\Gamma_W}{\sqrt{N}} \approx 50 MeV \sqrt{\frac{100 pb^{-1}}{\mathcal{L}}},$$

nahezu unabhängig von der Schwerpunktenenergie. Hierbei sind Γ_W die Halbwertsbreite des W-Bosons, N die Anzahl der Ereignisse und \mathcal{L} die integrierte Luminosität.

- Die Endpunkte des Leptonenergie-Spektrums aus Prozessen $W^+W^- \rightarrow l\bar{\nu}q\bar{q}$ hängen von der W-Masse ab. Für W-Bosonen auf der Massenschale gilt:

$$E_- \leq E_l \leq E_+ \quad E_{\pm} = \frac{\sqrt{s}}{4} \left(1 \pm \sqrt{1 - 4M_W^2/s} \right) .$$

E_+ und E_- sind die maximale bzw. minimale Energie der Leptonen. In diesem Fall wird der statistische Fehler der W-Masse durch den statistischen Fehler der Messung des Leptonenergie-Endpunktes bestimmt:

$$\Delta M_W = \frac{\sqrt{s - 4M_W^2}}{m_W} \Delta E_{\pm} .$$

Die Endpunkte dieser Spektren sind stark verschmiert, z. B. durch Abstrahlung initialer Photonen und Meßfehler, und der zu erwartende statistische Fehler ist somit relativ hoch.

Da die in dieser Analyse verwendeten Daten bei Energien oberhalb der W-Schwelle gemessen wurden, wird nur die Methode der direkten Rekonstruktion benutzt.

5.1 Die Ereignisklassen

Die beim Prozeß $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ entstehenden W-Bosonen können jeweils in Quarks oder Leptonen zerfallen. Es ergeben sich demnach drei verschiedene Zerfallsmodi, welche die unterschiedlichen Kombinationen beschreiben:

Hadronisch: $WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ – BR: $\sim 46\%$

Semileptonisch: $WW \rightarrow l\bar{\nu}q\bar{q}$ – BR: $\sim 44\%$

Voll leptonisch: $WW \rightarrow l\bar{\nu}l\bar{\nu}$ – BR: $\sim 10\%$.

(BR: Branching Ratios – Zerfallsverhältnisse)

Es gibt wesentliche Unterschiede zwischen den Selektionskriterien und der Analyseverfahren der drei Modi, weswegen sie in getrennten Analysen behandelt werden. Ein Problem bei der Analyse des rein hadronischen Kanals ist z. B., daß die Jetpaare, welche aus einem W-Boson stammen, nicht eindeutig einander zugeordnet werden können. Dieses stellt in der semi- und voll-leptonischen Analyse kein

Problem dar, da bei der semileptonischen das Quark- und das Lepton-System identifizierbar sind und bei der voll leptonischen ohnehin nur die zwei nicht Neutrino Jets sichtbar sind, welche jeweils aus einem W stammen. Das (mindestens eins) nicht detektierte Neutrino führt zu einem Informationsverlust im semileptonischen Zerfall. Im voll leptonischen Kanal kann durch die mindestens zwei fehlenden Neutrinos die Richtung der W -Bosonen nicht mehr rekonstruiert werden.

In dieser Arbeit wird nur der semileptonische Zerfallskanal analysiert.

5.1.1 Der Tau-Kanal

Die Besonderheit des Tau-Kanals besteht darin, daß vom kurzlebigen Tau (Halbwertszeit: $\tau = 290 \times 10^{-15} \text{s}$, $\tau c = 86.93 \mu\text{m}$) nur die Zerfallsprodukte im Detektor nachweisbar sind. Hierbei zerfällt das Tau zu 85% in sogenannte „1-Prong“-Ereignisse mit einem geladenen Teilchen:

$\tau^- \rightarrow$	BR (%)
$e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	17.81
$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	17.37
$h^- + \text{neutrale}$	49.52

Eine Identifikation des Tau über die direkte Rekonstruktion der invarianten Masse ist mit dem DELPHI-Detektor nicht möglich. Der Zerfall eines Tau in ein Myon oder Elektron unterscheidet sich von den direkten Zerfällen $W \rightarrow e \bar{\nu}_e$ und $W \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu$ nur durch die beiden zusätzlich abgestrahlten Neutrinos, welche nicht detektiert werden können. Da sich aber die Energiebereiche der Leptonen aus W - und Tau-Zerfall überlappen, ist eine eindeutige Unterscheidung nur in Extrembereichen möglich. Weiterhin kann ein hadronischer Tau-Jet mit dem Jet aus einem harten Gluon verwechselt werden. Man erwartet daher im Tau-Kanal eine geringere Selektionseffizienz und einen größeren Fehler relativ zu den tatsächlichen Ereigniszahlen verglichen mit den beiden anderen Zerfallsmodi.

5.2 Ereignisselektion

Bei der Selektion der für die Analyse benutzten Ereignisse wird zunächst verlangt, daß der Detektor ausreichend gut funktioniert hat. Bei den so ausgewählten Ereignissen wurden dann grundlegende Schnitte auf die Spuren gemacht, um eine Übereinstimmung von gemessenen und simulierten Daten zu gewährleisten und nicht zum Ereignis gehörende Spuren auszuschließen. Danach wurden die Ereignisse nach Zerfallskanälen klassifiziert.

5.2.1 Spurselektion

Teilchenspuren in einem Ereignis wurden in der Analyse verwandt, wenn sie die folgenden Selektionskriterien erfüllten.

Für geladene Spuren:

- Impuls größer als 0.2 GeV
- Impaktparameter in longitudinaler Richtung kleiner als 10 cm und in transversaler kleiner als 4 cm.

Hiermit wurde sichergestellt, daß die Spuren wirklich aus der Anihilation stammen und nicht etwa aus sekundären Wechselwirkungen im Detektor.

Für neutrale Spuren:

- mehr als 0.2 GeV im elektromagnetischen Kalorimeter deponiert
- mehr als 0.5 GeV im hadronischen Kalorimeter deponiert.

5.2.2 Vorselektion

Vor der Klassifizierung der Ereignisse wurden einige grundlegende Schnitte angebracht, um den Untergrund zu reduzieren.

- Mehr als 5 geladene Spuren im Ereignis:
Hiermit wird ein großer Teil der rein leptonischen Ereignisse verworfen, da darin keine Jets mit hoher Multiplizität vorkommen.
- Die geladene Energie im Ereignis muß mehr als 10% der Schwerpunktenenergie betragen:
Ereignisse, die nicht aus der e^+e^- -Anihilation stammen, haben selten deren recht hohe Schwerpunktenenergie. Hiermit werden hauptsächlich Zwei-Photon-Ereignisse aussortiert.
- $\sqrt{E_{EMFA}^2 + E_{EMFC}^2} < 0.9 \cdot E_{Beam}$:
Bhabhas, die eine klare 2-Spur-Signatur besitzen, werden durch den Multiplizitätsschnitt verworfen. Die, welche im Detektor durch sekundäre Wechselwirkung mit Detektormaterial aufschauern, deponieren den größten Teil ihrer Energie, bzw. der Energie ihrer Zerfallsprodukte, in den elektromagnetischen Kalorimetern und werden so mit diesem Schnitt verworfen.

5.2.3 Der Untergrund

Als Untergrund von Ereignissen, die in der Analyse selektiert wurden, aber nicht Signalereignisse waren, wurden nach den o. g. Schnitten die Prozesse $e^+e^- \rightarrow Z\gamma$, $e^+e^- \rightarrow ZZ$ und $e^+e^- \rightarrow Ze + X$ als signifikant gefunden und berücksichtigt. Da

die Massenspektren der Zerfallsprodukte dieser Prozesse aus dem Zerfall eines Z -Bosons stammen, können deren bei der Analyse der Daten mitselektierten Anteile die rekonstruierte Masse verschieben. Daher wurden die Likelihood-Funktionen der Ereignisse, gewichtet mit der Reinheit, aus Signal und Untergrund zusammengesetzt. Des Weiteren wurden simulierte Untergrundereignisse gleich den Daten- und Signalereignissen analysiert und die selektierten Ereignisse normiert auf die Luminosität zu den Signalereignissen gemischt. Hiermit wurde dann die Verschiebung der rekonstruierten von der generierten Masse bestimmt und als Korrektur an die rekonstruierte Masse der Daten angebracht.

5.2.4 Identifikation der Ereignistopologie

Vor der Klassifikation der Ereignisse müssen die darin enthaltenen Leptonen und Jets identifiziert werden.

Hierzu wurde zuerst in den Ereignissen nach Elektronen, Myonen, separierten Spuren und Tau ähnlichen Jets gesucht. Wurden eines oder mehrere dieser Objekte gefunden, wurden die übrigen Spuren mit dem Clustering-Algorithmus DURHAM [21] ($d_{\text{join}} = 0.001$) in zwei oder drei Jets aufgeteilt.

Die Kriterien für die Identifikation waren folgende:

Elektronen und Myonen:

- Impuls größer als 5 GeV
- Energie in einem Kegel von 10° um das Lepton kleiner als 30 GeV

Taus:

- Impuls größer als 5 GeV
- weniger als 10 Spuren im Taujet
- weniger als 5 geladene Spuren im Taujet
- schmalster Jet, der diese Bedingungen erfüllt

1-Prong:

- Impuls größer als 5 GeV
- das Produkt aus Impuls und Winkel zur nächstgelegenen Spur mit mehr als 1 GeV ist größer als $5 \cdot 10 \text{ GeV} \cdot \text{Grad}$.

5.2.5 Die iterative Diskriminanzanalyse

Zur Selektion der Ereignisse der Daten wurde die Methode mit iterativen Diskriminanten benutzt. Diese ist ein Mittelweg zwischen der klassischen Methode mit linearen Schnitten auf Observablen und einem neuronalen Netz, wobei sie bezüglich des Produktes aus Selektionseffizienz und Reinheit der klassischen überlegen ist.

Diese Methode wurde für jeden Zerfallskanal in der Reihenfolge Myon \rightarrow Elektron \rightarrow 1-Prong \rightarrow Taujet angewandt. Sobald die Methode ein Ereignis positiv identifizierte, wurde dieses dem aktuell getesteten Zerfallskanal zugeordnet und kein weiterer Zerfallskanal mehr getestet.

Bei jedem Test einer Lepton-Hypothese wurden zuerst grundlegende, teilweise für den Zerfallskanal spezifische Voraussetzungen gefordert:

- Jeder Quark-Jet besteht aus mehr als drei Spuren
- In jedem Quark-Jet ist mindestens eine geladene Spur
- Elektron:
 - Mindestens ein Elektron wurde identifiziert
 - Der Cosinus des Polarwinkels des Elektrons ist kleiner 0.92
 - Die transversale Energie ist größer als 50 GeV
- Myon:
 - Mindestens ein Myon wurde identifiziert
 - Die transversale Energie ist größer als 40 GeV
 - Die gesamte gemessene Energie des Ereignisses ist größer als 60 GeV
- 1-Prong:
 - Mindestens eine separierte Spur wurde identifiziert
 - Der Impuls der separierten Spur ist kleiner als 45 GeV
 - Die transversale Energie ist größer als 40 GeV
 - Die gesamte gemessene Energie des Ereignisses ist kleiner als 175 GeV
- Taujet:
 - Mindestens ein Tau ähnlicher Jet wurde identifiziert
 - Die transversale Energie ist größer als 60 GeV

Bei der iterativen Diskriminanzanalyse geht man davon aus, daß ein mehrdimensionaler Raum, aufgespannt aus Observablen, existiert, in dem die Mengen von Signal- und Untergrundereignissen mit einer gewünschten Qualität getrennt werden können.

Sei die Menge der N Variablen $\mathbf{x} = x_{i=1,N}$, so wird eine Hyperebene beschrieben durch

$$D = \sum_{i=1}^N a_i x_i = \mathbf{a}^T \mathbf{x} .$$

D ist ein Maß für die Selektionseffizienz. Die Variablen können hierbei im einfachsten Fall die Observablen sein, womit sich eine „ebene“ Hyperebene ergäbe oder auch Kombinationen der Variablen einschließlich höherer Ordnungen, wodurch sich eine „gekrümmte“ Hyperebene ergäbe. Erst eine höhere Ordnung von Observablen Termen bildet eine Erweiterung der klassischen Methode mit linearen Schnitten und kann eine bessere Trennung ergeben. Es ist hierbei zu beachten, daß eine zu hohe Ordnung der Observablen zwar zu einer guten Trennung auf der Datenmenge führt, welche zum Trainieren der Methode benutzt wird, auf anderen Datenmengen aber dann eine geringere Selektionseffizienz liefert.

Für jede der Mengen kann man den Vektor der Mittelwerte μ und die Varianzmatrix \mathbf{V} bestimmen. Sind die Mengen normalverteilt und haben die gleiche Varianzmatrix, so reduziert sich das Problem auf das Maximieren von

$$R = \frac{(\mathbf{a}^T \Delta\mu)^2}{\mathbf{a}^T \mathbf{V} \mathbf{a}} .$$

Hierbei ist $\Delta\mu$ die Differenz der beiden Mittelwertvektoren der Mengen, und man erhält

$$\mathbf{a} = \mathbf{V}^{-1} \Delta\mu .$$

Die gemeinsame Varianzmatrix ist gegeben durch

$$\mathbf{V} = \beta \mathbf{V}_{\text{sig}} + (1 - \beta) \mathbf{V}_{\text{Unt}}$$

mit der Varianzmatrix der Menge der Signalereignisse \mathbf{V}_{sig} , deren Reinheit β und der gemittelten Untergrund Varianzmatrix

$$\mathbf{V}_{\text{Unt}} = \frac{\sum_i \sigma_i \mathbf{V}_{i,\text{Unt}}}{\sum_i \sigma_i} .$$

Hierbei ist σ_i der Wirkungsquerschnitt des i -ten Untergrundes.

Man wendet nun diese Methode mehrfach auf die Mengen an, wobei man die Effizienz schrittweise erniedrigt. Man schneidet somit zuerst „grob“ einen großen Teil des Untergrundes weg und danach durch immer „feinere“ Schnitte verbleibende kleinere Mengen, bis man die gewünschte Reinheit erreicht.

Die Ordnung der Observablen Terme und die Anzahl der Iterationsschritte wurde pro Energie und Zerfallskanal optimiert und betrug für beide Größen zwei oder drei. Abbildung 5.1 zeigt die Reinheit der Selektion für verschiedene Kombinationen von Ordnung der Observablen Terme und Anzahl der Iterationsschritte aus einer Analyse von Daniel Jeans, Universität Oxford (nicht veröffentlicht).

Für die verschiedenen Zerfallskanäle wurden jeweils die folgenden Observablen als Variablen gewählt:

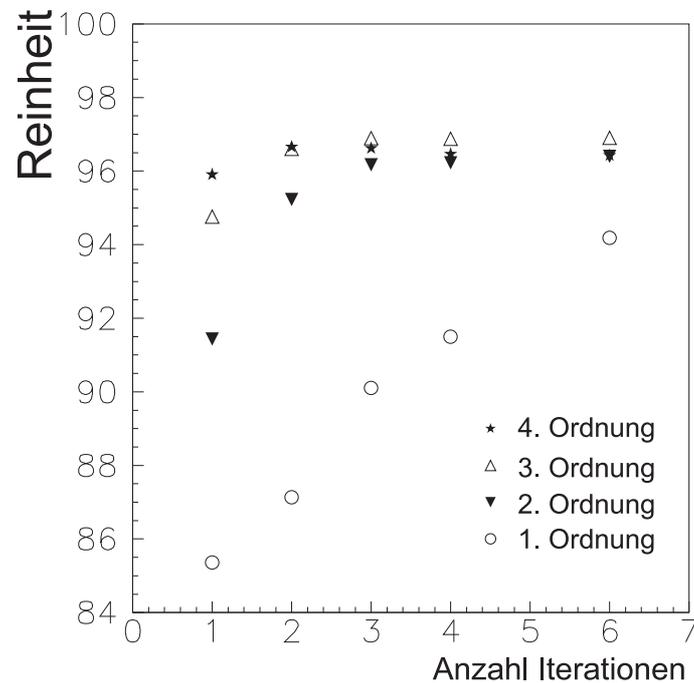


Abbildung 5.1: Reinheit der Selektion für verschiedene Kombinationen von Ordnung der Observablen Terme und Anzahl der Iterationsschritte

$WW \rightarrow e\bar{\nu}q\bar{q}$

- Fehlender Impulsbetrag
- Polarwinkel des fehlenden Impulsvektors
- Gemessene Gesamtenergie des Ereignisses
- Gefittete Masse des Ereignisses
- Verhältnis aus rekonstruierter¹ und nominaler Schwerpunktennergie
- Winkel zwischen den beiden Quarkjets
- Energie des Elektronkandidats
- Winkel zwischen dem Elektronkandidat und der nächstgelegenen geladenen Spur

¹Die rekonstruierte Schwerpunktennergie wird mit dem DELPHI SPRIME [20] Programm bestimmt. Dieses gruppiert das Ereignis in 2 Jets und bestimmt dann aus Energie- und Impulserhaltung die Energie eines möglichen Photons in Strahlrichtung.

- Winkel zwischen dem Elektronkandidat und dem nächstgelegenen Quarkjet
- Winkel zwischen dem Elektronkandidat und dem Fehlenden Impulsvektor

$WW \rightarrow \mu\bar{\nu}q\bar{q}$

- Fehlender Impulsbetrag
- Polarwinkel des fehlenden Impulsvektors
- Gefittete Masse des Ereignisses
- Verhältnis aus rekonstruierter und nominaler Schwerpunktenergie
- Transversalenergie
- Impuls des Myons
- Winkel zwischen dem Myonkandidat und der nächstgelegenen geladenen Spur
- Winkel zwischen dem Myonkandidat und dem nächstgelegenen Quarkjet
- Winkel zwischen dem Myonkandidat und dem Fehlenden Impulsvektor

$WW \rightarrow \text{Taujet } \bar{\nu}q\bar{q}$

- Fehlender Impulsbetrag
- Polarwinkel des fehlenden Impulsvektors
- Gemessene Gesamtenergie des Ereignisses
- Gefittete Masse des Ereignisses
- Verhältnis aus rekonstruierter und nominaler Schwerpunktenergie
- Anzahl der Spuren im Ereignis
- Winkel zwischen den beiden Quarkjets
- Impuls des Taujets
- Elektromagnetische Energie des Taujets
- Hadronische Energie des Taujets
- Anzahl der Spuren im Taujet

- Winkel zwischen dem Taujet und dem nächstgelegenen Quarkjet

$WW \rightarrow 1\text{-Prong} + \text{Neutrale} + \bar{\nu}q\bar{q}$

- Fehlender Impulsbetrag
- Polarwinkel des fehlenden Impulsvektors
- Gemessene Gesamtenergie des Ereignisses
- Verhältnis aus rekonstruierter und nominaler Schwerpunktennergie
- Transversalenergie
- Anzahl der Spuren im Ereignis
- Sphärizität
- Thrust
- Winkel zwischen den beiden Quarkjets
- Winkel zwischen dem isolierten Teilchen und der nächstgelegenen Spur
- Polarwinkel des isolierten Teilchens.

Abbildung 5.2 auf Seite 47 zeigt einige Observablen, die in der Diskriminanzanalyse benutzt wurden, nach den grundlegenden Schnitten. Die Abbildungen 5.3 auf Seite 48 und 5.4 auf Seite 49 zeigen die Diskriminanten 1 und 2 (Diskriminanten der ersten bzw. zweiten Iteration) von den Ereignissen, welche die spezifischen Voraussetzungen pro Zerfallskanal erfüllten, und deren Schwellenwert, über welchem die Ereignisse akzeptiert wurden. Die Diskriminante 2 ist nur für Ereignisse gezeigt, welche mit der Diskriminanten 1 selektiert wurden.

5.2.6 Der kinematische Fit

Die W-Massen der Ereignisse wurden mit dem „constrained fit“ Algorithmus PUFITC+ [19] von Niels Kjaer rekonstruiert. Jedes gefittete Element (Lepton, Jet oder Neutrino) wird hierbei durch drei Parameter beschrieben:

- Bei Elektronen wird ihre gemessene Energie und ihre Position in den elektromagnetischen Kalorimetern benutzt. Die Meßfehler werden aus der Parametrisierung des Ansprechverhaltens der elektromagnetischen Kalorimeter abgeleitet. Die Winkelfehler wurden aus der Detektor Granularität bestimmt und waren nur für die Vorwärts-Kalorimeter nicht vernachlässigbar.

- Bei Myonen werden ihre gemessenen Impulse und ihre Polar- und Azimutwinkel angegeben. Die gemessenen Fehler wurden direkt vom Spurfit übernommen.
- Bei Neutrinos werden die Impulskoordinaten im Fit als Parameter benutzt. Ihr Fehler wird als unendlich groß angenommen ($10^8 GeV$).
- Bei Jets und Taus werden die Impulse in einer Basis in Richtung und transversal zum gemessenen Impuls angegeben. Die longitudinale Komponente wird durch einen Skalierungsfaktor beschrieben. Die transversalen Fehler der Jets werden durch ihre Aufweitung in der entsprechenden Richtung skaliert mit der fehlenden Jet-Energie beschrieben, welche in einem ersten Fit des Ereignisses ohne Berücksichtigung derselben aus der Differenz der gefitteten und der gemessenen Jet-Energie bestimmt wird. Die longitudinalen Fehler werden mit dem Polarwinkel parametrisiert. Da bei Taus durch die mindestens zwei fehlenden Neutrinos deren Richtung nicht bestimmt werden kann, werden die Fehler genügend groß angenommen, so daß das leptonische System das Fitresultat nicht beeinflusst.

Der Fit-Algorithmus minimiert dann unter Berücksichtigung der Vorgaben:

$$\chi^2 = \sum_{L=1}^{3N} \frac{(Y(L) - Y_0(L))^2}{\sigma_Y^2(L)} .$$

$Y(L)$ sind hierbei die $3N$ Parameter der N Elemente, $Y_0(L)$ deren Erwartungswerte und $\sigma_Y^2(L)$ deren Fehlerquadrate. Der Impuls des Neutrinos ist unbekannt, wodurch nur die Energieerhaltung als Mindestvorgabe in den Fit eingeht.

5.3 Die direkte Rekonstruktion

Bei der direkten Rekonstruktion wird pro Ereignis eine „Likelihood“-Verteilung berechnet, welche die Wahrscheinlichkeit charakterisiert, daß die W -Bosonen in diesem Ereignis eine bestimmte mittlere Masse hatten. Hierzu werden die Massen der W -Bosonen durch einen kinematischen Fit bestimmt, in den Energie- und Impulserhaltung als Vorgaben eingehen.

In dieser Arbeit wurde die 2D-Ideogramm Methode [18] benutzt. Im Gegensatz zur üblichen Methode der direkten Rekonstruktion, wird nicht die Gleichheit der beiden W -Massen als Voraussetzung in den Fit hineingegeben. Man erhält somit einen neuen Freiheitsgrad und zwei Werte für die Massen der beiden W s.

Die Likelihood-Verteilungen der Ereignisse werden zu einer Gesamt-Likelihood kombiniert, woraus dann die W -Masse bestimmt wird.

5.3.1 Bestimmung der „Likelihood“ pro Ereignis

Die erwartete Wahrscheinlichkeitsdichte-Verteilung der beiden W-Massen m_1 , m_2 pro Ereignis kann man wie folgt beschreiben:

$$P(m_1, m_2) \propto BW(m_1|m_W)BW(m_2|m_W) ,$$

wobei die Breit-Wigner-Verteilung folgende Form hat:

$$BW(m_x|m_W) \propto \frac{1}{\pi} \frac{\frac{\Gamma_b}{m_W} m_x^2}{(m_x^2 - m_W^2)^2 + (\frac{\Gamma_b}{m_W} m_x^2)^2} .$$

Da die Gesamtenergie im Ereignis durch die Schwerpunktenergie begrenzt ist, muß noch ein zusätzlicher Phasenraum-Faktor angebracht werden. Des weiteren wird das Integral über den erlaubten Phasenraum auf eins normiert.

$$\int_{M_{min}}^{\sqrt{s}} dm_1 BW(m_1|m_W) \int_{M_{min}}^{\sqrt{s}-m_1} dm_2 BW(m_2|m_W) PS(m_1, m_2, s) = 1$$

mit

$$PS(m_1, m_2, s) \propto \frac{\sqrt{(s - m_1^2 - m_2^2)^2 - 4m_1^2 m_2^2}}{s} .$$

Somit erhält man als theoretische Wahrscheinlichkeitsdichte, daß eine W-Massenkombination (m_1, m_2) in einem 4-Fermion-Ereignis mit den W-Parametern m_W und Γ_W bei einer Schwerpunktenergie von \sqrt{s} erzeugt wird:

$$S(m_1, m_2, m_W, \Gamma_W, s) = BW(m_1|m_W)BW(m_2|m_W)PS(m_1, m_2, s) .$$

Unter der Vorgabe der beiden Massen m_1 und m_2 der W-Bosonen erhält man so aus dem oben beschriebenen „constrained fit“ für jede Massenkombination einen Wert

$$P_{fit}(m_1, m_2) \propto e^{-\frac{1}{2}\Delta\chi^2(m_1, m_2)}$$

mit

$$\Delta\chi^2(m_1, m_2) = \chi^2(m_1, m_2) - \chi_{min}^2 .$$

Diese Verteilung kann als gemessene Wahrscheinlichkeit einer bestimmten Massenkombination interpretiert werden. Die 2–dimensionale Darstellung der Kontur dieses Skalarfeldes wird als 2D–Ideogramm bezeichnet. Als Beispiel hierzu ist in Abbildung 5.5 auf Seite 50 das 2D–Ideogramm eines simulierten Tau–Ereignisses bei 189 GeV zu sehen.

Die Wahrscheinlichkeit, daß in einem gemessenen Ereignis eine bestimmte Massenkombination (m_1, m_2) bei einer mittleren W–Masse m_W vorkommt, ist die Summe aus dem Produkt der theoretischen und der gemessenen Wahrscheinlichkeit und der Wahrscheinlichkeitsdichte–Verteilung des Untergrundes $U(m_1, m_2)$, wobei die beiden Anteile mit der Reinheit P des Ereignisses gewichtet werden. Die Likelihood–Verteilung für ein gemessenes Ereignis ergibt sich demnach wie folgt:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(m_W, \Gamma_W) = \int_{M_{min}}^{\sqrt{s}} dm_1 \int_{M_{min}}^{\sqrt{s}-m_1} dm_2 e^{-\frac{1}{2}\Delta\chi^2(m_1, m_2)} \{ P \cdot S(m_1, m_2, m_W, \Gamma_W, s) \\ + (1 - P)U(m_1, m_2) \} . \end{aligned}$$

Die Reinheit P eines Ereignisses ist hierbei

$$P = \frac{L(S)}{L(S) + L(U)} = \frac{L(S/U)}{L(S/U) + 1} .$$

$L(S)$ und $L(U)$ sind die Likelihoods der Wahrscheinlichkeitsdichten der Diskriminanten pro Ereignis für Signal und Untergrund und sind definiert als

$$L(S/U) = \frac{\sigma_{akzeptiert}^{Signal}}{\sigma_{akzeptiert}^{Untergrund}} \prod_i \frac{S_i(x)}{U_i(x)} ,$$

wobei $\sigma_{akzeptiert}^{Signal}$ und $\sigma_{akzeptiert}^{Untergrund}$ die akzeptierten Wirkungsquerschnitte von Signal und Untergrund sind. $S_i(x)$ und $U_i(x)$ sind die Wahrscheinlichkeitsdichten bezüglich der Diskriminanten i für deren Wert x im Ereignis von Signal und Untergrund.

Abbildung 5.6 auf Seite 51 zeigt als Beispiel die Likelihood-Verteilung des schon erwähnten Tau-Ereignisses.

5.3.2 Bestimmung der W-Masse

Aus dem Produkt der Likelihood Funktionen der einzelnen Ereignisse ergibt sich folgende $\Delta\chi^2$ -Verteilung für eine Gesamtheit von k Ereignissen:

$$\Delta\chi^2(m_W) = \sum_k -2 \ln \mathcal{L}_k(m_W) - \sum_k -2 \ln \mathcal{L}_k(m_{W \max}) .$$

Hierbei ist $\mathcal{L}_k(m_W)$ die Likelihood-Verteilung des Ereignisses k und $\mathcal{L}_k(m_{W \max})$ der Maximalwert dessen Likelihood-Verteilung.

Das Minimum von $\Delta\chi^2(m_W)$ liefert den Wert der W-Masse.

Da die Abstrahlung von Photonen der initialen Leptonen nicht entsprechend im kinematischen Fit berücksichtigt wird, ergibt sich eine Verschiebung zwischen der gemessenen und der wirklichen Masse. Diese Verschiebung wird mit simulierten Ereignissen quantitativ bestimmt und dann die Masse der realen Ereignisse damit korrigiert.

Zur Bestimmung dieser Verschiebung können entweder simulierte Daten mit verschiedenen Energien um die gemessene herum benutzt werden oder simulierte Daten bei einer Energie durch Rewichtung auf andere Energien extrapoliert werden. Da nicht genügend simulierte Daten bei verschiedenen Energien zur Verfügung standen, wurde in dieser Arbeit die zweite Methode benutzt.

Hierzu wurden Stichproben der simulierten Daten in 100 MeV Schritten von 78 GeV bis 82 GeV rewichtet.

Die Beziehung zwischen simulierter und gemessener Masse hat sich hierbei im betrachteten Bereich als linear herausgestellt und wurde daher mit einem Geraden-Fit parametrisiert.

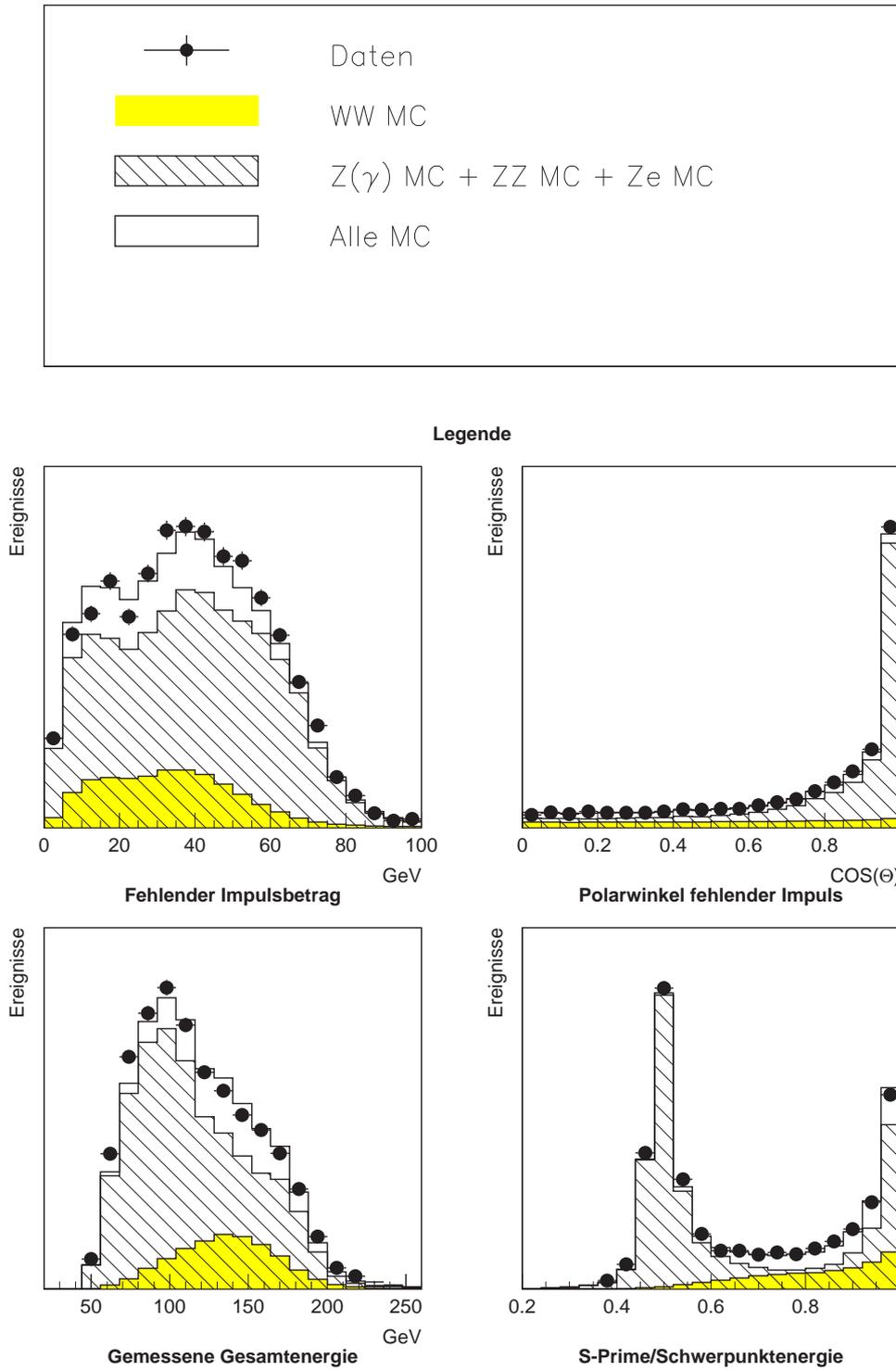


Abbildung 5.2: Observablen nach grundlegenden Schnitten (Links additiv, rechts absolut)

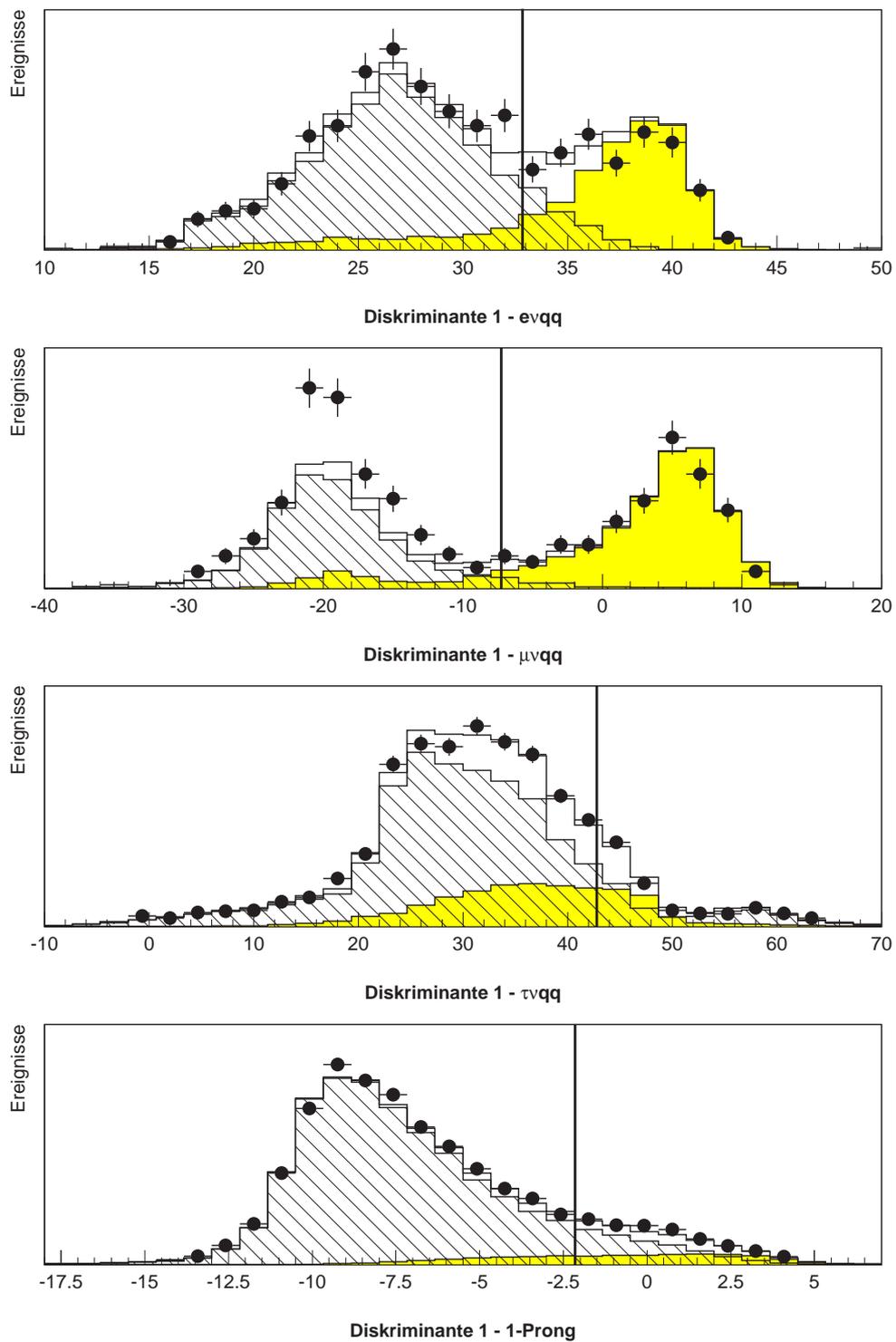


Abbildung 5.3: Diskriminante 1 nach Vorselektion pro Zerfallskanal mit Selektionsgrenze (Ereignisse mit einem Diskriminantenwert größer als die Selektionsgrenze werden selektiert.)

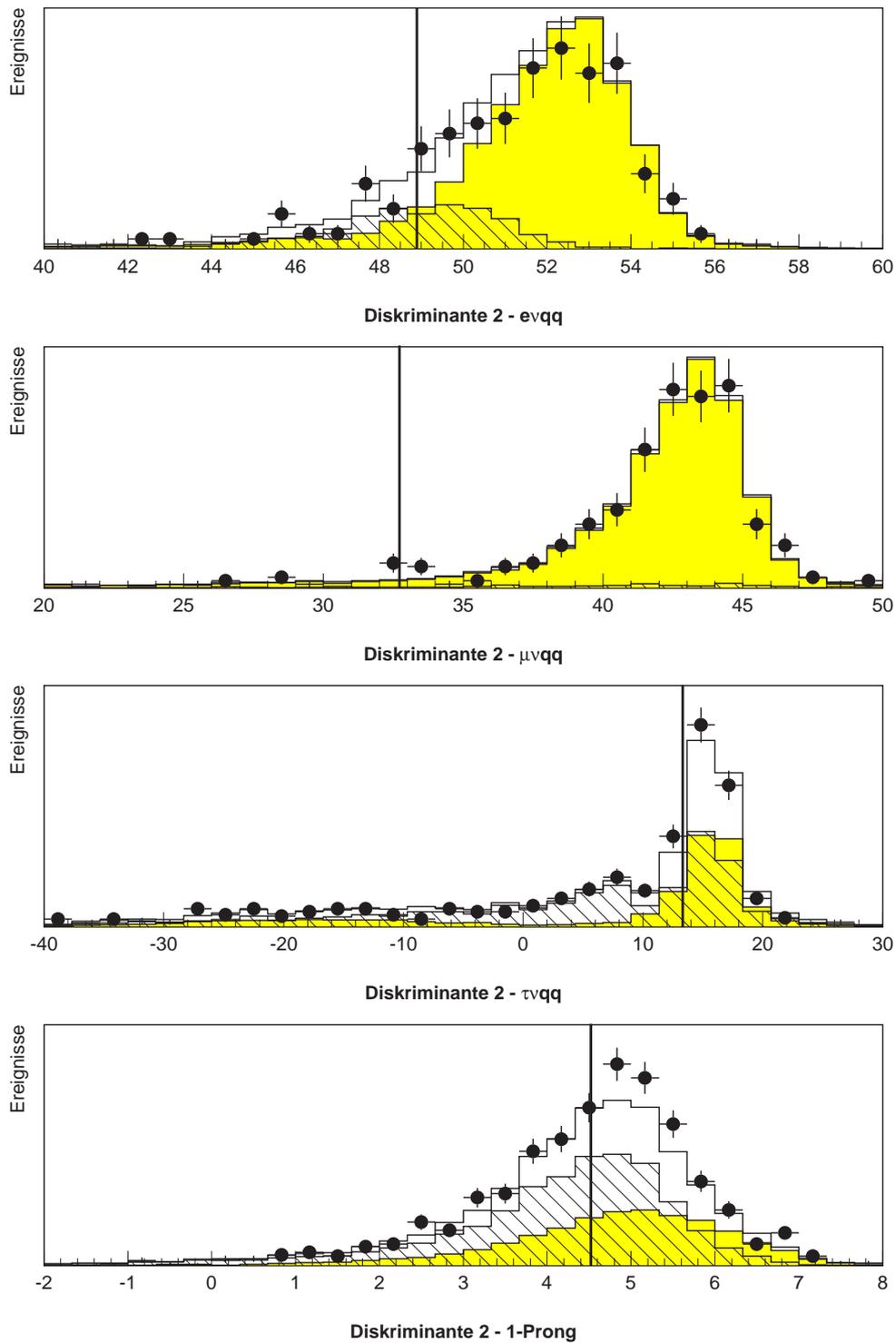


Abbildung 5.4: Diskriminante 2 nach Vorselektion pro Zerfallskanal und Selektion durch Diskriminante 1 mit Selektionsgrenze (Ereignisse mit einem Diskriminantenwert größer als die Selektionsgrenze werden selektiert.)

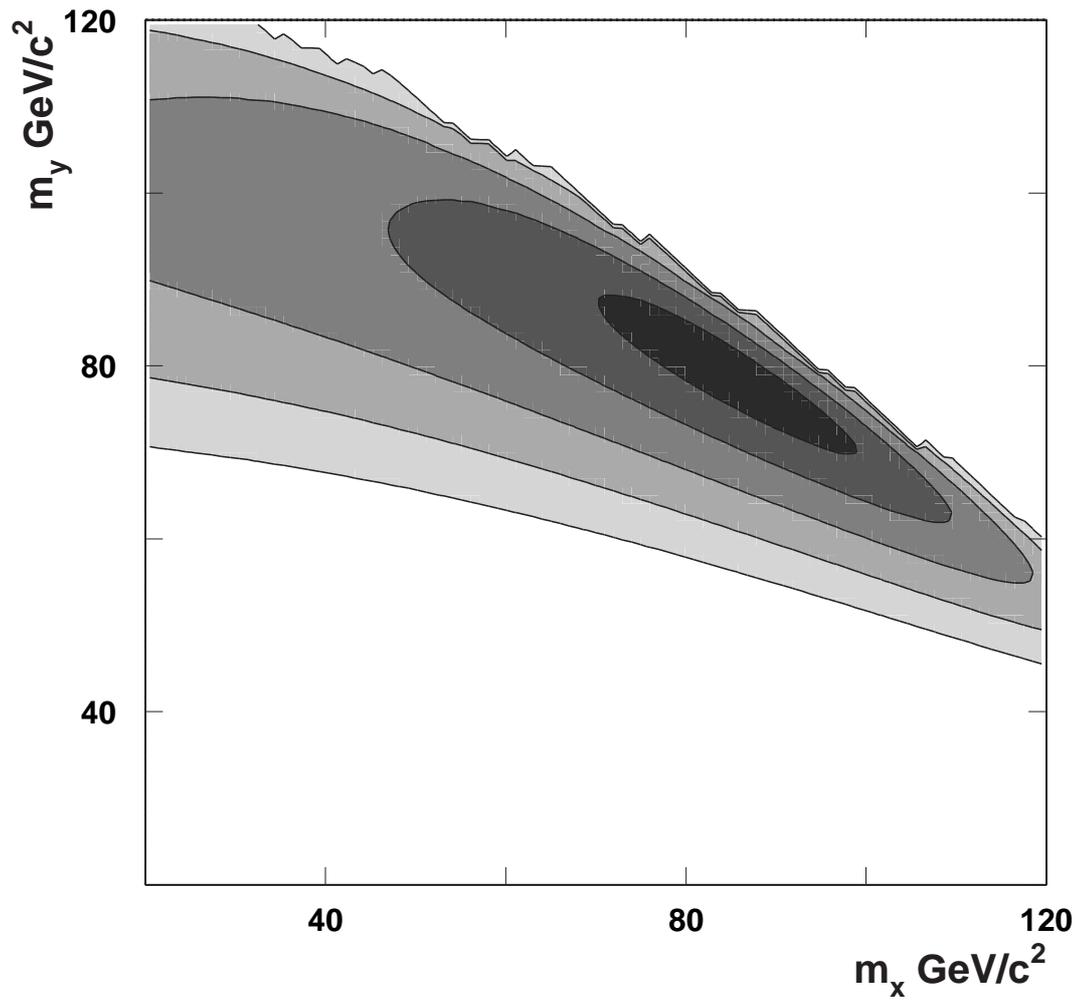


Abbildung 5.5: 2D-Ideogramm eines simulierten Tau-Ereignisses bei 189 GeV

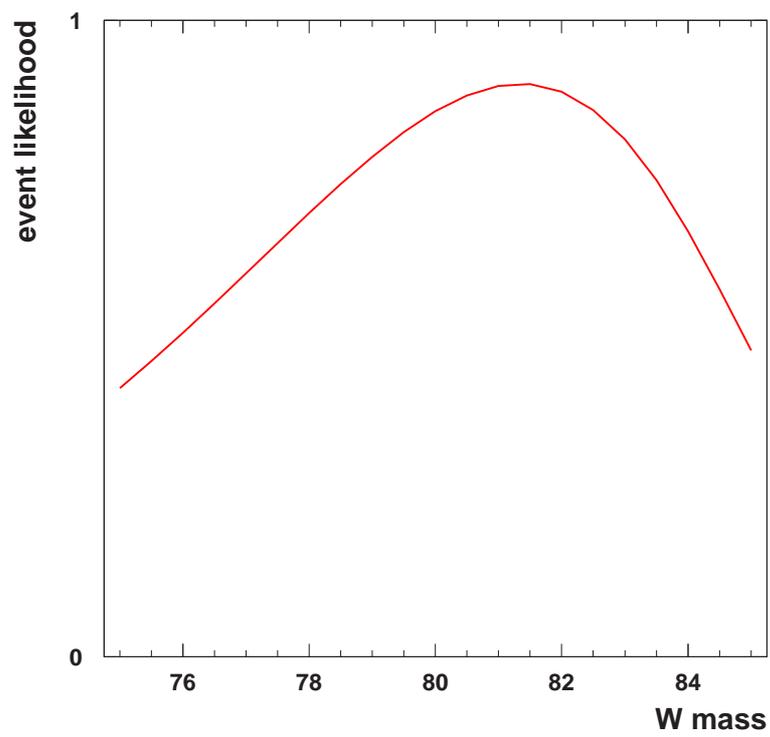


Abbildung 5.6: Likelihood-Verteilung eines simulierten Tau-Ereignisses bei 189 GeV

Kapitel 6

Resultate

6.1 Systematische Fehler

Folgende systematische Fehler wurden in der Analyse berücksichtigt:

- Kallibration: Die Methode zur Korrektur der Massenverschiebung aufgrund der initialen Photon-Abstrahlung ist bezüglich der Menge an zur Verfügung stehenden simulierten Daten begrenzt und trägt daher ihren statistischen Fehler bei. Dieser liegt bei 10%.
- Lepton-Korrektur: Aus Myon-Ereignissen von Z -Zerfällen wurden die systematischen Fehler aufgrund der Fehler in der Impulsmessung bestimmt.
Von Bhabha-Ereignissen, ebenfalls aus Z -Zerfällen, wurde der systematische Fehler aufgrund der Energie-Reskalierung von Elektronen bestimmt.
- Jet-Korrektur: Aus $Z \rightarrow q\bar{q}$ -Ereignissen wurde der Fehler der Jetenergie bestimmt.
- Untergrund: Der Fehler aufgrund der Menge des selektierten Untergrundes wurde durch eine Variation des Untergrundanteils um 10% bestimmt.
- Fragmentierung: Der Fehler aus der Fragmentierung wurde durch die Variation von λ_{QCD} und Σ_Q in simulierten JETSET-Ereignissen um das zweifache ihres Fehlers bestimmt.
- LEP-Energie: Der Fehler der LEP-Energie geht über den kinematischen Fit ein. Dieser beträgt 20 MeV im Jahre 1998 [25].
- ISR: Der Fehler des Modells für die Abstrahlung im initialen Zustand wurde durch einen Vergleich auf Generatorniveau von KORELW und EXCALIBUR bestimmt.

Die so erhaltenen Fehler sind in folgender Tabelle aufgeführt:

Fehlerquelle	$e\bar{\nu}q\bar{q}$	$\mu\bar{\nu}q\bar{q}$	$\tau\bar{\nu}q\bar{q}$	$l\bar{\nu}q\bar{q}$
Kalibration	15	12	41	10
Lepton-Korrektur	29	11	–	10
Jet-Korrektur	39	27	48	35
Untergrund	10	3	22	3
Fragmentierung	20	20	20	20
LEP-Energie	17	17	17	17
ISR	16	16	16	16
Gesamt	61	44	74	49

6.2 189 GeV Daten aus dem Jahr 1998

Im Jahre 1998 hat das DELPHI-Experiment Daten bei einer Schwerpunktenenergie von 189 GeV mit einer integrierten Luminosität von $157.6pb^{-1}$ aufgenommen. Von diesen erfüllten $153.8pb^{-1}$ die grundlegenden Anforderungen an die Detektorfunktion.

Davon wurden selektiert bzw. nach der Simulation erwartet:

Zerfallskanal	$e\bar{\nu}q\bar{q}$	$\mu\bar{\nu}q\bar{q}$	1-Prong	$\tau\bar{\nu}q\bar{q}$
Anzahl Ereignisse erwartet	304	340	181	298
Anzahl Ereignisse selektiert	265	318	209	308
Selektionseffizienz	65.07%	85.26%	30.80%	22.14%
Reinheit	85.17%	93.31%	37.76%	44.35%

Aus der Analyse von 63712 EXCALIBUR WW-Ereignissen ergaben sich die nachfolgend aufgeführten Selektionseffizienzen in Prozent, wobei die Spalten den wahren Zerfallskanal beinhalten und die Zeilen den von der Analyse ermittelten:

	$q\bar{q}q\bar{q}$	$e\bar{\nu}q\bar{q}$	$\mu\bar{\nu}q\bar{q}$	$\tau\bar{\nu}q\bar{q}$
$e\bar{\nu}q\bar{q}$	0.04 ± 0.01	65.07 ± 0.50	0.18 ± 0.05	2.94 ± 0.19
$\mu\bar{\nu}q\bar{q}$	0.04 ± 0.01	0.28 ± 0.06	85.26 ± 0.39	2.63 ± 0.18
1-Prong	0.39 ± 0.04	2.51 ± 0.17	1.57 ± 0.14	30.80 ± 0.52
$\tau\bar{\nu}q\bar{q}$	3.83 ± 0.12	2.57 ± 0.17	0.93 ± 0.11	22.14 ± 0.46

Als Untergrund wurden 79006 Pythia $Z\gamma$ Ereignisse, 25291 Pythia Ze Ereignisse und 13118 Pythia ZZ Ereignisse analysiert. Hiervon wurden folgende selektiert:

	$Z\gamma$ [fb]	Ze [fb]	ZZ [fb]
$e\bar{\nu} q\bar{q}$	119.04 ± 12.21	87.77 ± 5.29	11.25 ± 1.16
$\mu\bar{\nu} q\bar{q}$	51.38 ± 8.02	1.29 ± 0.65	23.11 ± 1.66
1-Prong	254.37 ± 17.83	27.75 ± 2.99	38.59 ± 2.13
$\tau\bar{\nu} q\bar{q}$	834.20 ± 32.20	118.43 ± 6.14	60.97 ± 2.66

Aus diesen Daten ergeben sich die im Folgenden aufgeführten Werte für die Masse des W-Bosons in den jeweiligen semileptonischen Zerfallskanälen. Da die selektierten 1-Prong-Ereignisse aus dem Tau-Zerfall stammen, wurden diese für die Massenbestimmung mit den Tau-Ereignissen zusammengefaßt.

Elektronen:

$$M_W(WW \rightarrow e\bar{\nu}q\bar{q}) = 80.013\text{GeV} \pm 295\text{MeV}(\text{stat.}) \pm 61\text{MeV}(\text{syst.})$$

Myonen:

$$M_W(WW \rightarrow \mu\bar{\nu}q\bar{q}) = 79.996\text{GeV} \pm 205\text{MeV}(\text{stat.}) \pm 44\text{MeV}(\text{syst.})$$

Taus:

$$M_W(WW \rightarrow \tau\bar{\nu}q\bar{q}) = 80.446\text{GeV} \pm 436\text{MeV}(\text{stat.}) \pm 74\text{MeV}(\text{syst.})$$

Aus allen drei Zerfallskanälen ergibt sich eine kombinierte W-Masse von:

$$M_W(WW \rightarrow l\bar{\nu}q\bar{q}) = 80.059\text{GeV} \pm 157\text{MeV}(\text{stat.}) \pm 49\text{MeV}(\text{syst.}) .$$

Kombiniert mit der W-Masse aus hadronischen Zerfällen [26]

$$M_W(WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}) = 80.466\text{GeV} \pm 106\text{MeV}(\text{stat.}) .$$

ergibt sich:

$$M_W(WW \rightarrow (q\bar{q}q\bar{q} + l\bar{\nu}q\bar{q})) = 80.339\text{GeV} \pm 88\text{MeV}(\text{stat.}) .$$

Das erhaltene Ergebnis stimmt mit den DELPHI-Werten [26], [28] überein. Wie erwartet ist der Fehler im Tau Zerfallskanal am größten, wobei hier die Fehler der Tau-Jet-Ereignisse am meisten beitragen. Die falsche Identifikation des Tau-Jets (es wurde bereits erwähnt, daß der Tau-Jet mit einem Gluon-Jet verwechselt werden kann) verschmiert die gemessene Masse und führt somit zu größeren Fehlern. Dennoch ist der Beitrag dieses Zerfallskanals nicht zu vernachlässigen und zeigt, daß mit dem DELPHI-Detektor eine solche Messung mit signifikantem Beitrag möglich ist.

Die einfache Signatur der Myon-Ereignisse führt zu der hohen Selektionseffizienz und Reinheit in diesem Kanal. Daraus resultierend sind die Fehler dieser Messung die kleinsten von allen Zerfallskanälen.

Die Energieauflösung bei Elektronen ist Gegenstand ständiger Verbesserung. Zur Zeit bleiben die Fehler in diesem Kanal aber größer als die der Myonen. Das Defizit an gemessenen Ereignissen im Vergleich mit der Simulation im Bereich von 80 GeV bis 83 GeV ist in allen DELPHI-Analysen zu sehen. Bisher wurde keine Erklärung für diesen Effekt gefunden.

Diese Analyse ist eine von mehreren DELPHI-Analysen [28] zur Bestimmung der Masse des W-Bosons. Desgleichen wird die W-Masse bei den anderen LEP-Experimenten bestimmt. Um einen möglichst kleinen Fehler zu erhalten, werden die Ergebnisse der LEP-Experimente [29] aus allen Jahren kombiniert. Abbildung 6.1 auf Seite 55 zeigt den kombinierten Wert aus allen direkten Messungen der jeweiligen LEP-Experimente und den daraus kombinierten Wert für die W-Masse. Aus dieser kombinierten Masse läßt sich nun ein Vergleich mit den Vorhersagen aus indirekten Messungen als Test des Standardmodells durchführen. Des weiteren läßt sich hieraus eine Vorhersage für die Masse eines möglichen Higgs-Bosons ableiten. In Abbildung 6.2 auf Seite 56 sind diese Daten zusammengestellt, und man sieht, daß die Ergebnisse der aktuellen Messungen mit den Vorhersagen innerhalb der Fehler übereinstimmen. Des weiteren sprechen diese Messungen für ein leichtes Higgs.

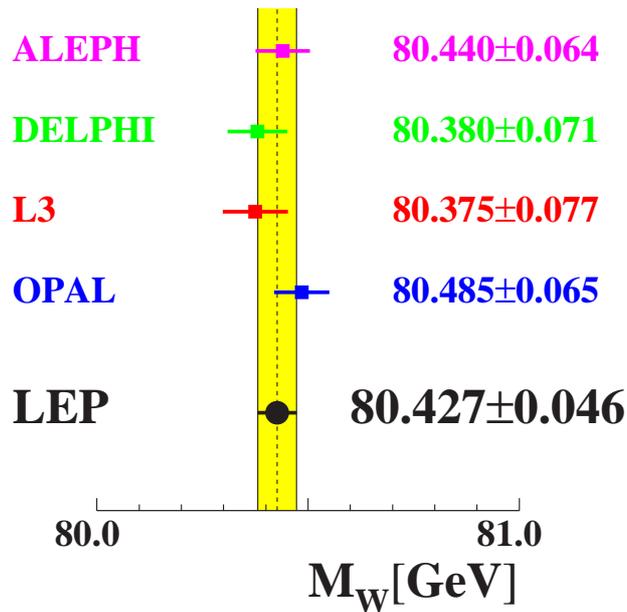


Abbildung 6.1: Messungen der Masse des W-Bosons der LEP-Experimente [29]

Im Folgenden sind für jeden Zerfallskanal jeweils Histogramme der Massenspektren, der Pull-Verteilung¹, der $\Delta\chi^2$ -Verteilung und der Korrekturkurve für die Massenverschiebung aufgeführt.

¹Differenz aus der Masse der Gesamtheit aller Ereignisse und der Masse pro Ereignis normiert auf den Fehler der Masse des Ereignisses

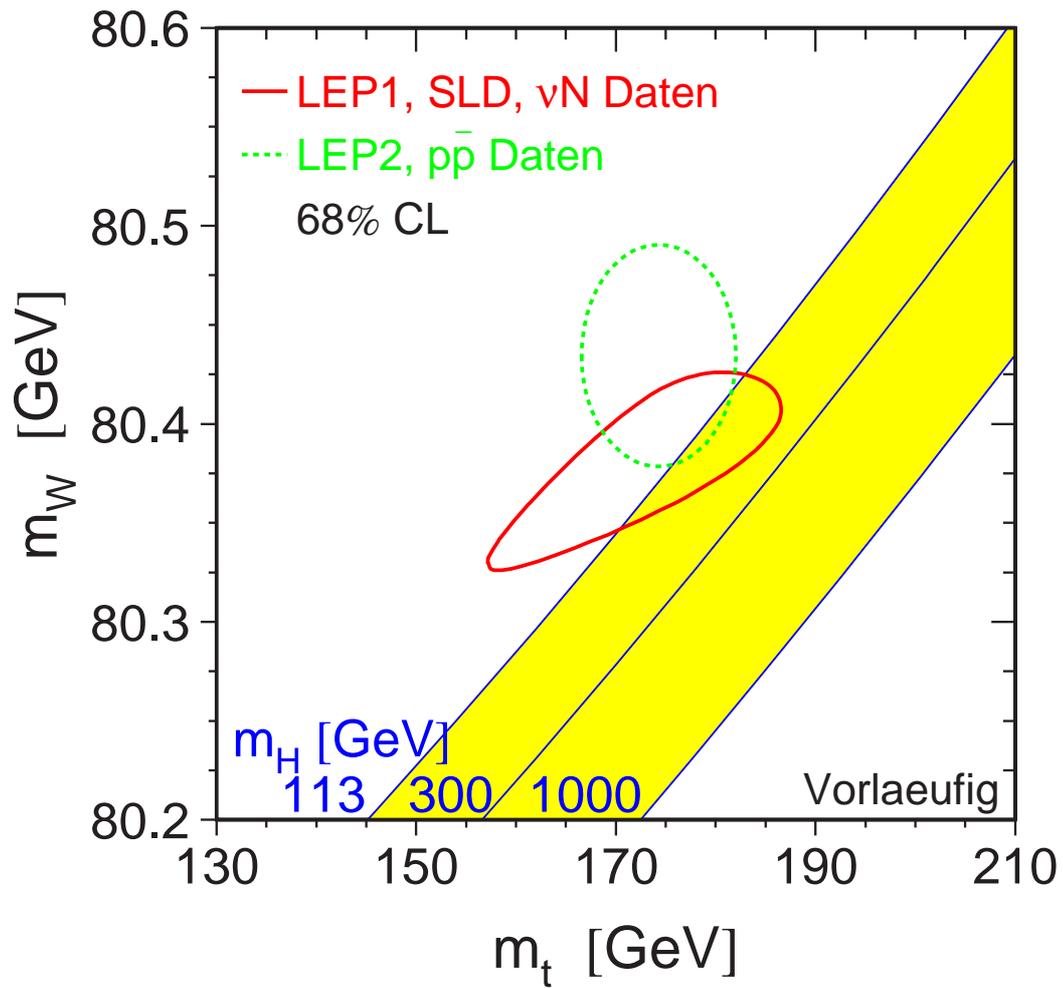


Abbildung 6.2: Masse des W-Bosons gegen Masse des Top-Quarks mit Vorhersage für die Higgs-Masse (Stand Osaka Konferenz, Juli 2000)

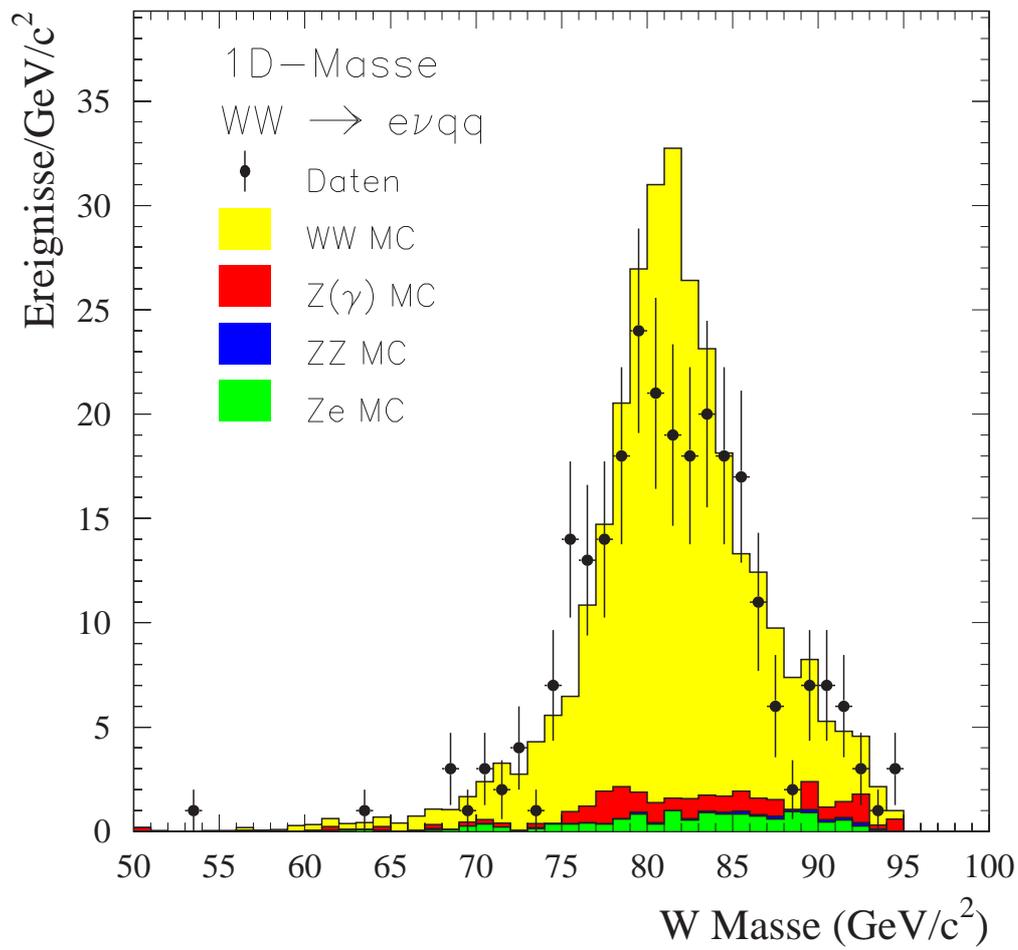
6.2.1 $WW \rightarrow e\nu q\bar{q}$ 

Abbildung 6.3: Massenspektrum der Elektronen bei 189 GeV

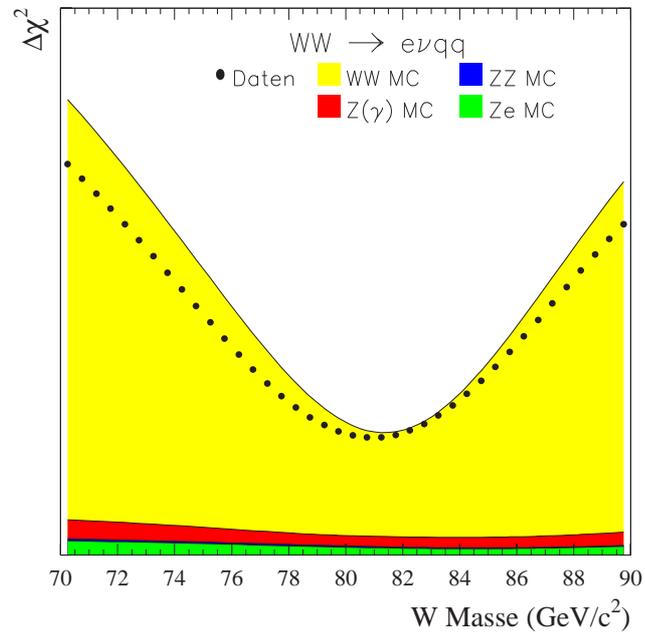
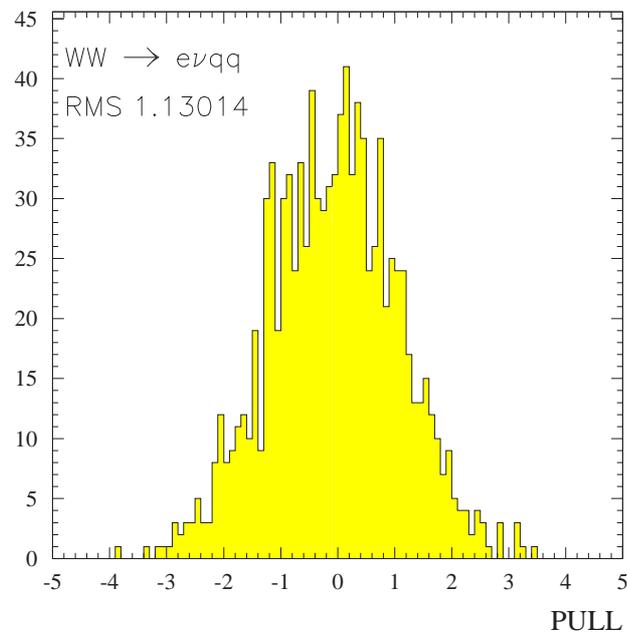
Abbildung 6.4: $\Delta\chi^2$ -Verteilung der Elektronen bei 189 GeV

Abbildung 6.5: Pullverteilung der Elektronen bei 189 GeV

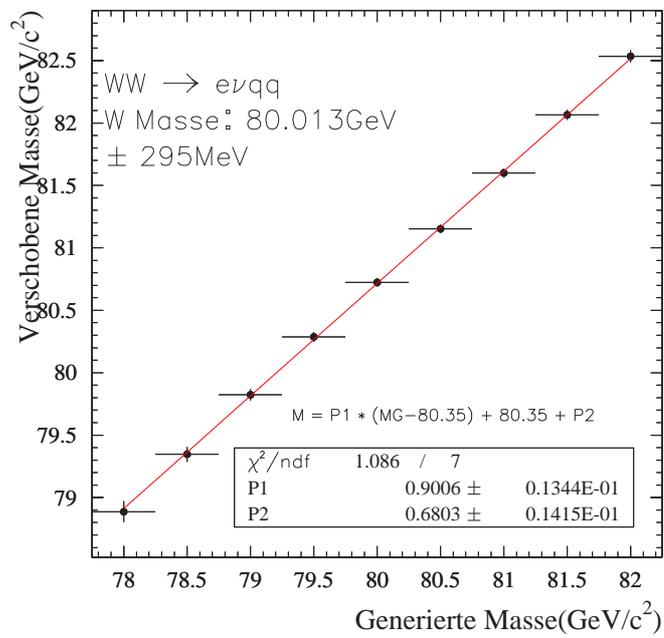


Abbildung 6.6: Massenbias der Elektronen bei 189 GeV

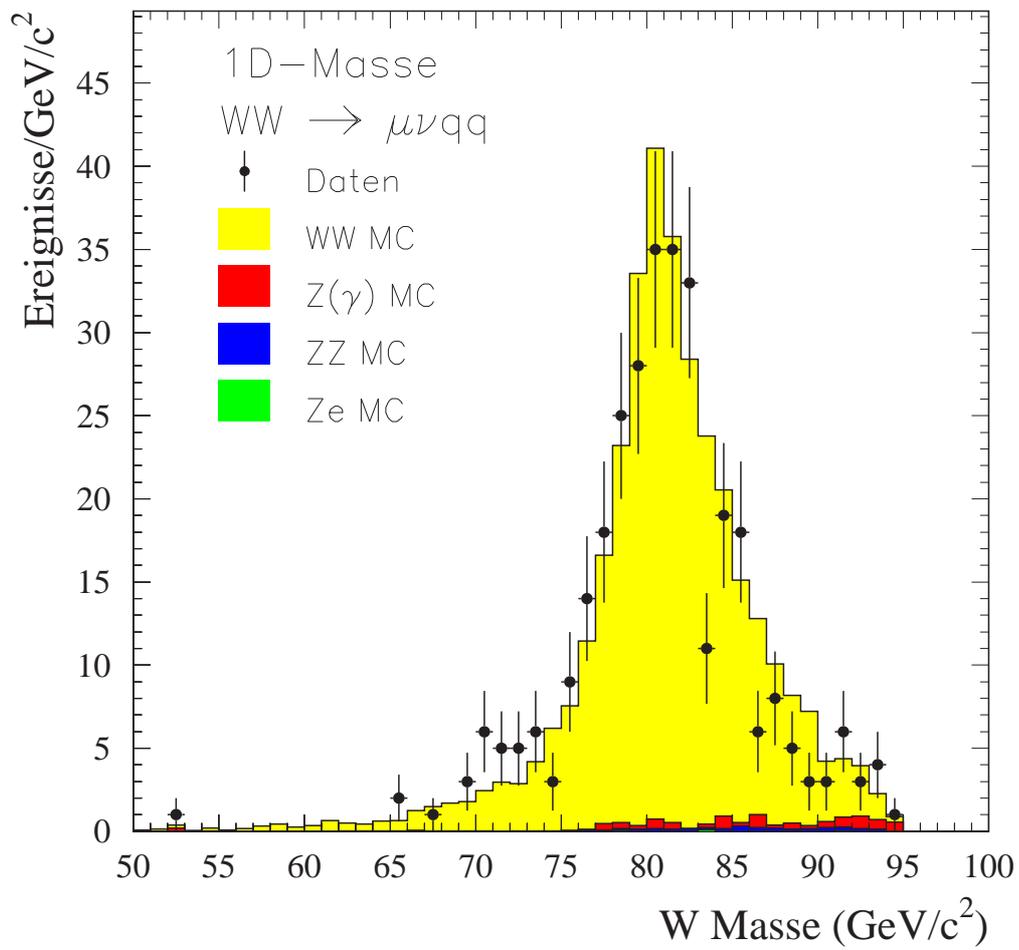
6.2.2 $WW \rightarrow \mu\nu q\bar{q}$ 

Abbildung 6.7: Massenspektrum der Myonen bei 189 GeV

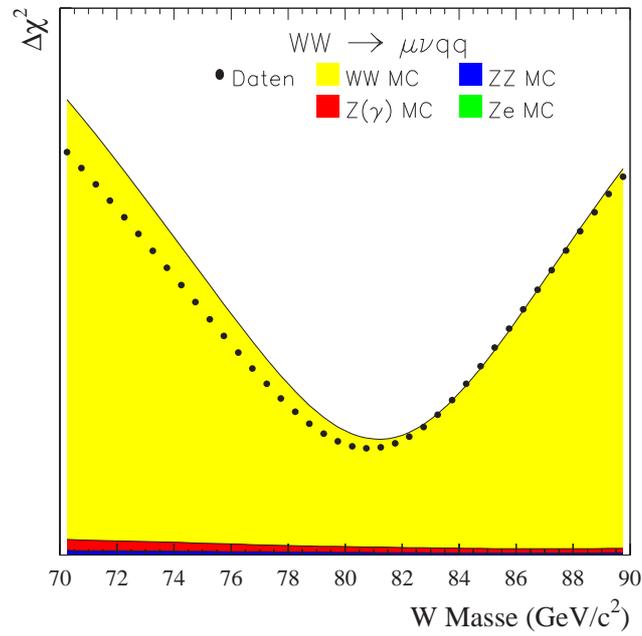
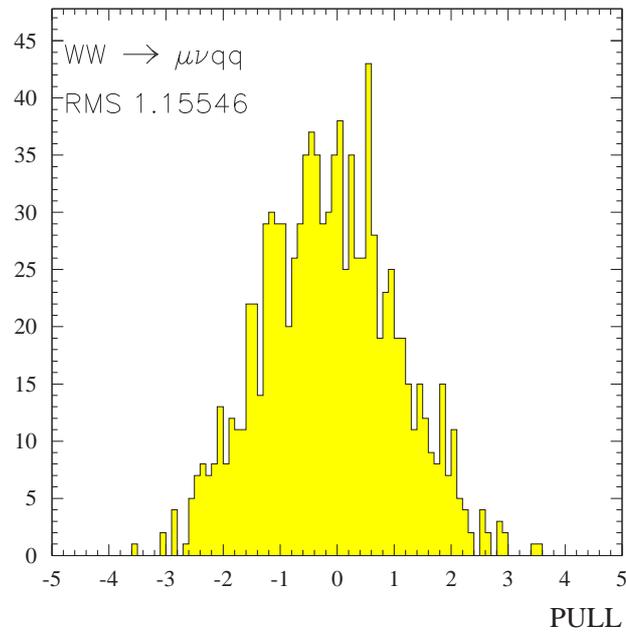
Abbildung 6.8: $\Delta\chi^2$ -Verteilung der Myonen bei 189 GeV

Abbildung 6.9: Pullverteilung der Myonen bei 189 GeV

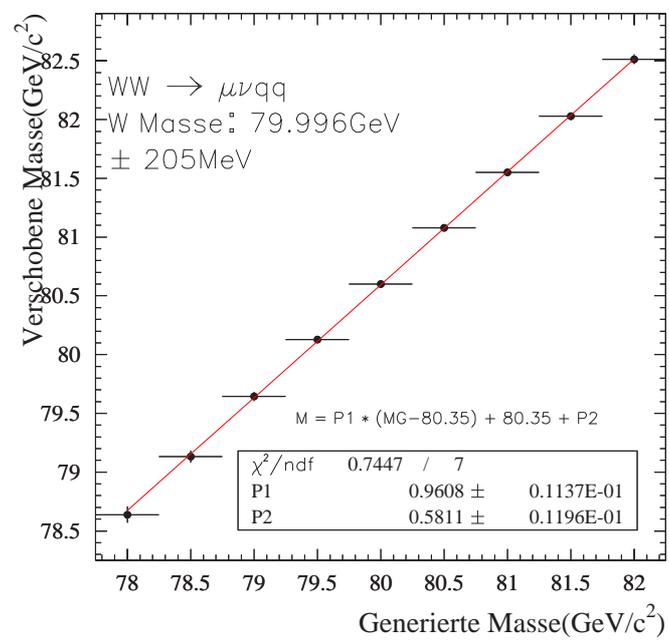


Abbildung 6.10: Massenbias der Myonen bei 189 GeV

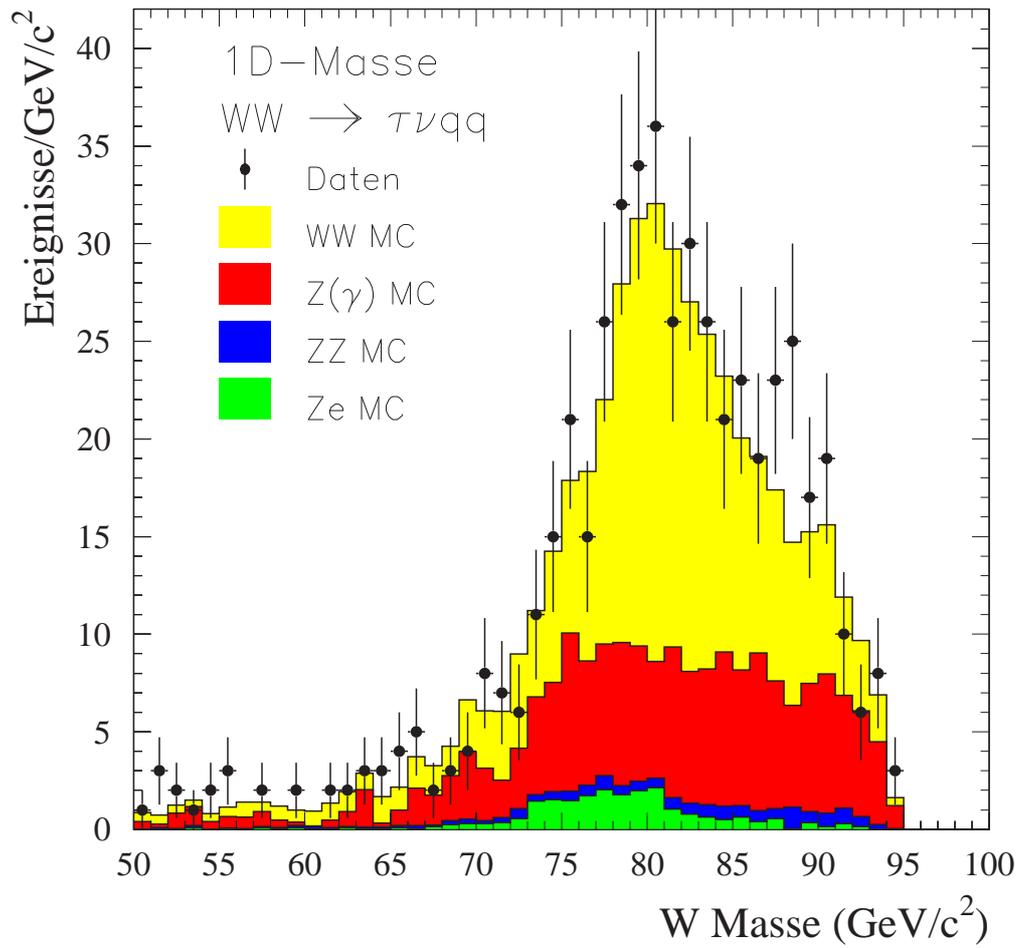
6.2.3 $WW \rightarrow \tau\nu q\bar{q}$ 

Abbildung 6.11: Massenspektrum der Taus bei 189 GeV

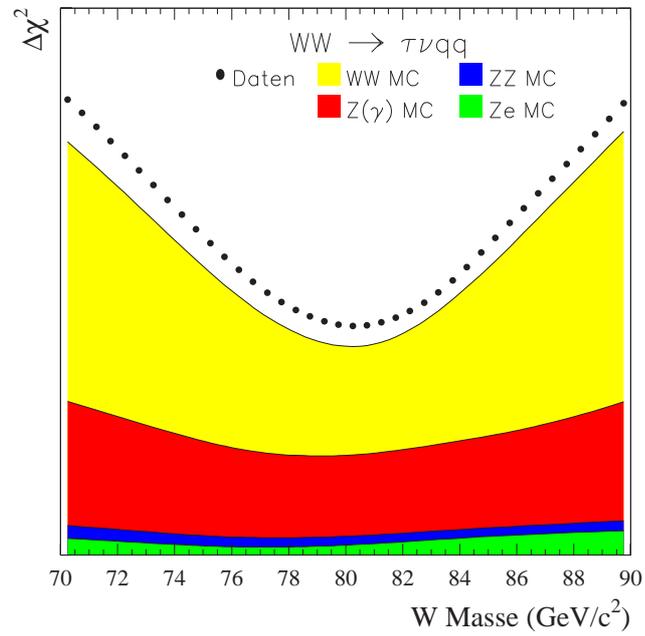
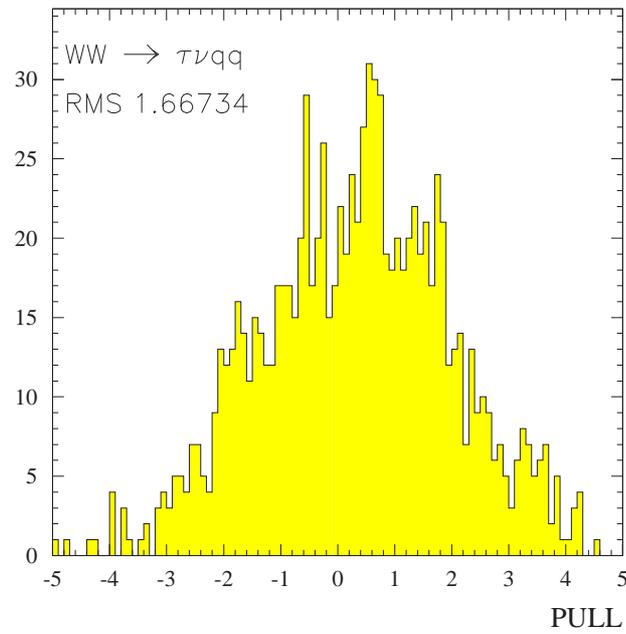
Abbildung 6.12: $\Delta\chi^2$ -Verteilung der Taus bei 189 GeV

Abbildung 6.13: Pullverteilung der Taus bei 189 GeV

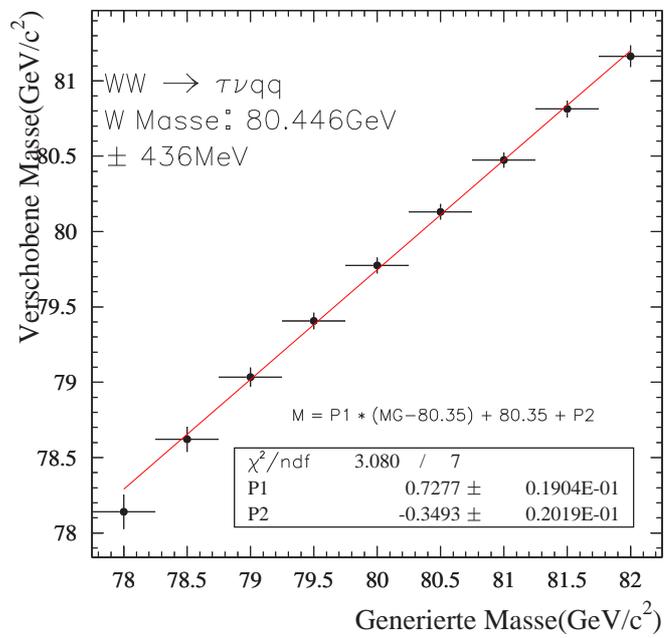


Abbildung 6.14: Massenbias der Taus bei 189 GeV

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Analyse wurde aus den Daten des DELPHI–Detektors, gemessen im Jahr 1998 bei einer Schwerpunktenenergie von 189 GeV, die Masse des W–Bosons aus semileptonischen Zerfällen bestimmt. Die Menge der analysierten Daten entspricht einer integrierten Luminosität von 153.8 pb^{-1} . Von diesen Daten wurden 265 Ereignisse mit einer Effizienz von 69.41% und einer Reinheit von 85.17% als Elektronen, 318 Ereignisse mit einer Effizienz von 85.28% und einer Reinheit von 93.31% als Myonen und 517 Ereignisse mit einer Effizienz von 52.96% und einer Reinheit 40.26% als Taus identifiziert. Als signifikante Untergrundereignisse wurden $Z\gamma$, $Z\tau$ und ZZ Ereignisse berücksichtigt.

Die Messung lieferte folgende Werte für die W–Masse in den drei semileptonischen Zerfallskanälen:

$$M_W(WW \rightarrow e\bar{\nu}q\bar{q}) = 80.013\text{GeV} \pm 295\text{MeV}(\text{stat.}) \pm 61\text{MeV}(\text{syst.})$$

$$M_W(WW \rightarrow \mu\bar{\nu}q\bar{q}) = 79.996\text{GeV} \pm 205\text{MeV}(\text{stat.}) \pm 44\text{MeV}(\text{syst.})$$

$$M_W(WW \rightarrow \tau\bar{\nu}q\bar{q}) = 80.446\text{GeV} \pm 446\text{MeV}(\text{stat.}) \pm 74\text{MeV}(\text{syst.}) .$$

Die Kombination der Zerfallskanäle ergibt:

$$M_W(WW \rightarrow l\bar{\nu}q\bar{q}) = 80.059\text{GeV} \pm 157\text{MeV}(\text{stat.}) \pm 49\text{MeV}(\text{syst.}) .$$

Diese Ergebnisse stimmen innerhalb der Fehler mit denen anderer DELPHI Analysen überein. Des weiteren zeigt die Kombination der DELPHI Ergebnisse mit denen der anderen LEP–Experimente eine Übereinstimmung innerhalb der Fehler mit den Vorhersagen aus indirekten Messungen und widerspricht somit nicht dem Standardmodell der Teilchenphysik.

In den Jahren 1999 und 2000 sind weitere WW–Ereignisse mit Schwerpunktenenergien bis zu 208 GeV mit dem DELPHI–Detektor aufgenommen worden, bzw.

werden noch aufgenommen. Diese werden zu einer weiteren Verringerung des statistischen Fehlers führen. Im Moment ist jedoch der statistische Fehler bereits kleiner als der systematische (statistisch: 27 MeV und systematisch: 31 MeV, ohne LEP und FSI-Fehler [27]) und man versucht daher zur Zeit die systematischen Fehler besser zu verstehen und zu verringern.

Die hier beschriebene Analyse wird in DELPHI weitergeführt und mit den Daten der folgenden Jahre benutzt werden. Als mögliche Verbesserung bleibt hier noch die Ereignisselektion mit der Diskriminanz-Analyse unter Ausnutzung der Wahrscheinlichkeitsinformation. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis Signal oder Untergrund ist, kann, wie bei der Bestimmung der Reinheit berechnet, als Gewicht bei der Bestimmung des Zerfallskanals benutzt werden. Hierdurch sollten Selektionseffizienz und Reinheit weiter erhöht werden können.

Literaturverzeichnis

- [1] S.L. Glashow
Nucl. Phys. 22 (1961) 579
- [2] A. Salam
Phys. Rev. Lett. 19 (1962) 331
- [3] S. Weinberg
Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
- [4] David Griffiths
Introduction to elementary particles
Wiley
- [5] B. Foster
Electron–Positron Annihilation Physics
Adam Hilger
- [6] Physics at LEP2,
Editors: G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner,
CERN 96-01
- [7] DELPHI Collaboration
Performance of the new high precision luminosity monitor of DELPHI at LEP
DELPHI 95-68 PHYS 503
- [8] DELPHI Collaboration
The DELPHI Detector at LEP
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A303 (1991) 233-276
- [9] J.A. Fuster, C. Lacasta, G. Valenti, J.A. Valls
The Online Software for the First and Second Level Trigger of DELPHI
DELPHI 91–112 DAS 115
- [10] J.A. Fuster, C. Lacasta, G. Valenti, J.A. Valls
The 1st and 2nd level Trigger User manual; Summary of the 1992 Trigger Performance
DELPHI 93–42 DAS 144

- [11] W.T.Eadie, D.Drijard, F.E.James, M.Roos, B.Sadoulet
Statistical Methods in experimental Physics
North-Holland
- [12] W.H. Press, B.P. Flannery, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling
Numerical Recipes
Cambridge University Press
- [13] F. Halzen, A.D. Martin
Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics
John Wiley & Sons
- [14] W.R. Leo
Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments
Springer Verlag
- [15] R.K. Bock, H. Grote, D. Notz, M. Regler
Data analysis techniques for high-energy physics experiments
Cambridge University Press 1990
- [16] D. Bardin, M. Bilenky, A. Olchevski, T. Riemann,
Phys. Lett. B 308 (1993) 403, Phys. Lett. B 357 (1995) 725
- [17] T. Muta, R. Najima and S. Wakaizumi, Mod. Phys. Lett. A1 (1986) 203.
- [18] I. van Vulpen, N. Kjaer
An ideogram based analysis for studying 4 quark final states
DELPHI 99-169 PHYS 839
- [19] N. Kjaer, M. Mulders
The ideogram technique for LEP2 analysis.
DELPHI 97-55 PHYS 705
- [20] P. Abreu, D. Fassouliotis, A. Grefrath, R. P. Henriques, L. Vitale
SPRIME, a package for estimating the effective $\sqrt{s'}$ centre of mass energy
in $q\bar{q}\gamma$ events
DELPHI 96-124 PHYS 632
- [21] S. Ctani, Yu.L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock, B.R. Webber
New clustering algorithm for multi-jet cross-sections in e^+e^- annihilation,
Phys. Lett. B269(1991) 432
- [22] CDF Collaboration, A measurement of the W boson mass,
Phys. Rev. D52(1995)4784
D0 Collaboration, Measurement of the W boson mass at Fermilab $p\bar{p}$ collider,
Phys. Rev. Lett.80(1998)3008

- [23] F.A. Berends, R. Pittau, R. Kleiss,
EXCALIBUR: A monte carlo program to evaluate all four fermion processes
at LEP-200 and beyond,
Comput. Phys. Commun.85(1995)437
- [24] S. Jadach, W. Placzek, M. Skrzypek, B.F.L. Ward, Z. Was
Monte Carlo program KoralW 1.42 for all four-fermion final states in e^+e^-
collisions
Comput. Phys. Commun.119(1999) 272
- [25] LEP Energy Working Group,
Evaluation of the LEP centre-of-mass energy above the W pair production
threshold,
EUR. Phys. J. C11(1999) 573

LEP Energy Working Group,
Evaluation of the LEP centre-of-mass energy for data taken in 1998,
LEP Energy Working Group note 99/01
- [26] D.Bloch et al.,
Measurement of the mass and width of the W Boson in e^+e^- Collisions at
 $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$,
DELPHI 2000-144 CONF 443, 14 July, 2000
- [27] The LEP WW working group,
LEP W-pair cross section and W mass and width for winter 2000 confe-
rences,
LEPEWWG/WW/00-01
- [28] DELPHI Collaboration,
Measurement and interpretation of the W-pair cross-section in e^+e^- inter-
actions at 161 GeV,
Phys. Lett. B397(1997) 158

DELPHI Collaboration,
Measurement of the W-pair cross-section and of the W mass in e^+e^- inter-
actions at 172 GeV,
Eur. Phys. Lett. B397(1997) 158

DELPHI Collaboration,
Measurement of the mass of the W boson using direct reconstruction at
 $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$,
Phys. Lett. B462(1999) 410

D.Bloch et al.,
Measurement of the W mass and width at cms energies from 192 to 202
GeV,
DELPHI 2000-149 CONF 446, 14 July, 2000

- [29] Atul Gurtu,
Precision Tests of the Electroweak Gauge Theory (W, Z, Top, etc),
Plenary Session, ICHEP 2000, XXXth International Conference on High
Energy Physics, July 27 - August 2, 2000, Osaka, Japan

Danksagung

Eine Physikanalyse in einem LEP Experiment basiert auf der Arbeit einer Vielzahl der Kollaborationsmitglieder. Dieses beginnt beim Design und Bau des Detektors und setzt sich bis zur Aufbereitung der Daten für die Analyse fort. Ich möchte daher meinen Kollegen der DELPHI Kollaboration für ihre Unterstützung danken. Mein besonderer Dank gilt allerdings Herrn Prof. Jürgen Drees, welcher mir die Durchführung meiner Arbeit und meinen mehrjährigen Aufenthalt am CERN ermöglicht hat. Dieses war sicherlich die Motivation für meine aktuelle Arbeit am CERN. Herrn Dr. Helmut Wahlen möchte ich besonders für seine Unterstützung bei der Durchführung meiner Analyse danken und für die gute Zusammenarbeit bei dem Betrieb der Vorwärtskammer B von DELPHI. Nicht zuletzt geht mein Dank an meine Kollegen der Gruppe Drees aus dem Fachbereich Physik der Universität Wuppertal für Ihre fachliche Unterstützung und ihr vorbildliches Bemühen meinen Aufenthalt am CERN angenehm zu gestalten.