Bestimmung der Masse und Breite des W-Bosons im semileptonischen Zerfallskanal mit dem OPAL Detektor bei LEP

Dissertation der Fakultät für Physik

Ludwig-Maximilians-Universität München

Cornelius Fritz Vollmer

München 2004

Bestimmung der Masse und Breite des W-Bosons im semileptonischen Zerfallskanal mit dem OPAL Detektor bei LEP

Dissertation der Fakultät für Physik
der
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Cornelius Fritz Vollmer
aus
Mannheim-Neckarau

München, den 15. Januar 2004

Erstgutachter: Prof. Dr. Dorothee Schaile

Zweitgutachter: Prof. Dr. Martin Faessler

Tag der mündlichen Prüfung: 20. April 2004

In der Wissenschaft gleichen wir alle nur den Kindern, die am Rande des Wissens hie und da einen Kiesel aufheben, während sich der weite Ozean des Unbekannten vor unseren Augen erstreckt.

Sir Isaac Newton

Zusammenfassung

Diese Arbeit ist eine Weiterentwicklung der beim OPAL-Experiment verwendeten Faltungsmethode zur Bestimmung der Masse des geladenen Eichbosons der schwachen Wechselwirkung. Die Methode wurde ausgeweitet auf eine gleichzeitige Bestimmung der Masse M_W und der Zerfallsbreite Γ_W des W-Boson genannten Eichbosons. Analysiert wurden dazu Daten, die mit dem OPAL-Experiment in den Jahren 1997 bis 2000 aufgezeichnet wurden. Von den möglichen Zerfällen der erzeugten W-Bosonpaare werden nur semileptonische betrachtet, bei denen ein W-Boson hadronisch in ein Quark-Antiquark-Paar zerfällt und das andere in ein geladenes Lepton und ein Neutrino.

In der Faltungsmethode werden die aus der Detektorauflösung resultierenden Fehler der einzelnen Ereignisse berücksichtigt. Dazu wird eine Funktion $P(m)$ für jedes Ereignis ermittelt, welche die Wahrscheinlichkeit angibt, daß die produzierten W-Bosonen eine mittlere Masse m haben. Diese sogenannte Ereigniswahrscheinlichkeitsdichte wird mit einer Physikfunktion $\mathrm{PF}(m; M_W, \Gamma_W)$ gefaltet, die von den Parametern Masse M_W und Zerfallsbreite Γ_W des W-Bosons abhängt. Sie beschreibt die Erzeugungswahrscheinlichkeit der W-Bosonpaare unter Berücksichtigung von Photonabstrahlung im Anfangszustand. Aus dieser Faltung erhält man eine von M_W und Γ_W abhängige Ereignis-Likelihoodfunktion, die ein Wahrscheinlichkeitsmaß dafür ist, daß dieses Ereignis von einem W-Boson mit den Parametern M_W und Γ_W herrührt.

Aus allen selektierten semileptonischen W-Bosonereignissen wird eine Gesamt-Likelihood-Funktion $\mathscr{L}(M_W, \Gamma_W)$ berechnet. Durch Maximierung dieser Funktion bezüglich M_W und Γ_W ist erstmals bei OPAL eine gleichzeitige Bestimmung der Masse und Breite des W-Bosons möglich.

Mit einer integrierten Gesamtluminosität von 683.84 pb^{-1}, die in den Jahren 1997 bis 2000 bei Schwerpunktsenergien von 183 bis 208 GeV vom OPAL-Experiment aufgezeichnet wurden, ergibt sich aus den semileptonischen Zerfällen von W-Bosonpaaren ein Wert für die Masse M_W und Breite Γ_W des W-Bosons zu:

$$\begin{aligned} M_W &= 80.424 \pm 0.077\,\mathrm{GeV}/c^2 \\ \Gamma_W &= 2.126 \pm 0.130\,\mathrm{GeV}/c^2 \end{aligned}$$

Die gemessenen Parameter befinden sich in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen des Standardmodells der Teilchenphysik.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Im Jahr 1989 wurde am Teilchenlabor CERN[1] der ringförmige Elektronen-Positronen Beschleuniger LEP[2] in Betrieb genommen. Dieser ist mit 26.7 km Umfang der bis heute größte Teilchenbeschleuniger weltweit. Ein Hauptziel der Experimente bei LEP ist eine möglichst exakte Bestimmung der Parameter des Standardmodells der Teilchenphysik. Zu diesem Zweck wurde der Beschleuniger sechs Jahre lang bei einer Schwerpunktsenergie von 91.2 GeV betrieben, das heißt bei der Masse des neutralen, massiven Eichbosons der schwachen Wechselwirkung, des Z^0-Bosons. Bei dieser Energie ist die resonante Produktion des Z^0-Bosons möglich, mit vielen Millionen von erzeugten Z^0-Bosonen, deren Zerfälle von den vier LEP-Experimenten, ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL aufgezeichnet wurden. Im Gegensatz zu den damals existierenden Hadron-Beschleunigern mit zum Teil höheren Energien, ermöglichen es die klaren kinematischen Bedingungen einer Elektron-Positron-Kollision, viele Parameter des Standardmodells mit hoher Präzision zu vermessen und dabei für einige Parameter sogar die Genauigkeiten der theoretischen Vorhersagen zu erreichen.

Ab dem Jahr 1996 wurde der LEP-Beschleuniger durch den Einbau neuer, teilweise auf Supraleitung beruhender Beschleunigungsanlagen in die Lage versetzt, von Jahr zu Jahr höhere Energien zu erreichen. Schon im ersten Jahr dieser LEP-2 genannten Phase wurden Energien erreicht, bei denen die geladenen Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung – die W-Bosonen – in Paaren erzeugt werden konnten. Da viele Parameter des Standardmodells indirekt aus den Parametern entweder des Z^0- oder des W-Bosons bestimmt werden können, war es nun möglich, diese durch unabhängige Messungen an W-Bosonen zu bestimmen und zu vergleichen. Im Ergebnis konnten viele Parameter des Standardmodells mit noch höherer Präzision bestimmt werden und die innere Konsistenz der zugrundeliegenden Theorie bestätigt werden.

Das LEP-Experiment wurde nach Erreichen einer maximalen Schwerpunktsenergie von 209 GeV im Jahr 2000 abgeschaltet, um dem Nachfolgebeschleuniger LHC, einem Proton-Proton-Beschleuniger, Platz zu machen. Das Erreichen dieser hohen Schwerpunktsenergien war wichtig für die Suche nach noch unbekannten Teilchen, die vom Standardmodell oder Erweiterungen desselben vorgeschlagen wurden. Besonders das Higgs-Boson des Standardmodells ist Gegenstand dieser Suchen, die das andere große Ziel der LEP-2-Phase waren. Nachdem diese erfolglos waren, lassen die immer präziseren Messungen der Standardmodellparameter nur noch wenig Raum für die erlaubten Masse des Higgs-Boson. Daher hofft man, daß die LHC-Experimente bei Schwerpunktsenergien von bis zu 14 TeV schon bald nach Anlaufen Hinweise auf

[1] **C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire. Gebräuchliche Abkürzung für das inzwischen „European Organization for Nuclear Research“ genannte europäische Teilchenlabor.

[2] **L**arge **E**lectron **P**ositron Collider

das letzte noch unentdeckte Teilchen des Standardmodells geben.

In der LEP-2-Phase wurden über 11000 Paare von W-Bosonen allein beim OPAL-Experiment detektiert. In gemeinsamen Analysen mit den anderen LEP-Experimenten wird versucht, die Masse des W-Bosons mit einer Präzision zu bestimmen, die an die Genauigkeit der theoretischen Vorhersagen heranreicht. Es ist zu erwarten, daß die abschließenden, kombinierten Analysen der vier Experimente eine Genauigkeit von besser als 40 MeV/c^2 bei der Bestimmung der Masse des W-Bosons erreichen. Damit wäre das gesetzte Ziel für diesen Parameter erfüllt.

Eine weitere Eigenschaft des W-Bosons ist seine natürliche Zerfallsbreite. Diese ist sehr schwierig zu bestimmen, da bei den meisten Experimenten die natürliche Breite des W-Bosons kleiner oder ungefähr gleich der intrinsischen Massenauflösung der Detektoren ist. In vielen Analysen wurde daher die Breite gar nicht oder nur am Rande behandelt. Dedizierte Analysen dieses Parameters sind bis heute selten, aber seitdem speziell bei den LEP-Experimenten die Detektorauflösungen besser verstanden sind, gewinnt dieser Parameter an Bedeutung.

Die meisten Analysen der Masse beruhen auf dem Vergleich von Massenverteilungen der Daten mit theoretischen Vorhersagen aus Simulationen. Bei der Messung der Masse wird dann in den Simulationen die Zerfallsbreite mit ihrem Standardmodell-Wert angenommen. Bei Messungen der Breite wird meist nur diese angepaßt und die Masse wiederum festgehalten. Bestimmung der Masse und Breite sind somit zwei getrennte Vorgänge.

In der hier vorliegenden Analyse werden beide Eigenschaften des W-Bosons gleichzeitig gemessen, und die Optimierung erfolgt dabei speziell im Hinblick auf die Bestimmung der Breite. Verwendet wird hierzu eine Faltungsmethode, die bereits sehr erfolgreich zur genauen Bestimmung der Masse des W-Bosons am OPAL-Experiment eingeführt wurde. Bei dieser Methode werden nicht nur die Verteilungen der rekonstruierten Massen der Ereignisse betrachtet, vielmehr wird der Fehler der kinematischen Massenrekonstruktion in den einzelnen Ereignissen berücksichtigt. Dazu wird für jedes Ereignis eine Ereigniswahrscheinlichkeitsdichte $P(m)$ errechnet, welche die Wahrscheinlichkeit angibt, daß die Kinematik des Ereignisses einem Zerfall eines W-Bosons der Masse m entspricht. Diese Wahrscheinlichkeitsdichte hat ihr Maximum bei der rekonstruierten W-Bosonmasse des Ereignisses und ihre Breite ist ein Maß für den Meßfehler in diesem Ereignis und damit für die Detektorauflösung.

Das zweite Element der Faltung ist die Physikfunktion $\mathrm{PF}(m;\mathrm{M_W},\Gamma_\mathrm{W})$, welche die Wahrscheinlichkeit der Erzeugung eines W-Bosons der Masse m angibt, wenn die Massen- und Breitenparameter $\mathrm{M_W}$ und Γ_W vorgegeben sind. Die Physikfunktion berücksichtigt dabei die Abstrahlung von Photonen in Anfangszustand auf einer gemittelten Basis. Diese Korrektur ist speziell für die Bestimmung der Breite entscheidend, da solche Photonabstrahlung zu einer Verbreiterung der Massenverteilung führt und somit die Messung der Zerfallsbreite verfälschen kann.

Die beiden Funktionen $P(m)$ und $\mathrm{PF}(m;\mathrm{M_W},\Gamma_\mathrm{W})$ werden nun zu einer Ereignis-Likelihoodfunktion $\mathscr{L}_i(\mathrm{M_W},\Gamma_\mathrm{W})$ gefaltet, die ein Wahrscheinlichkeitsmaß angibt, daß dieses Ereignis von einem W-Boson mit intrinsischer Masse und Breite $\mathrm{M_W}$ und Γ_W stammt. Da alle Ereignisse als unabhängig zu sehen sind, kann die Gesamtlikelihood-funktion als Produktsumme der Ereignis-Likelihoodfunktionen bestimmt werden, die dann gleichzeitig bezüglich der beiden Parameter des W-Bosons maximiert wird. Masse und Zerfallsbreite können bei dieser Maximierung unabhängig voneinander variiert werden, das heißt es fließen keine Annahmen über die Abhängigkeit beider Parameter ein.

Durch Analyse von Simulationen mit bekannten Parametern der Massen und Zerfallsbreite werden Abweichungen der nach der zuvor beschriebenen Methode bestimmten Parameter von den wahren Werten ermittelt. Aus diesen Abweichungen ergeben sich nicht zu vernachlässigende Korrekturfaktoren, die in den Endergebnissen berücksichtigt werden.

Die Berechnung der Physikfunktionen und Ereigniswahrscheinlichkeitsdichten ist numerisch sehr aufwendig. Daher wurde eine Methode zur Parallelisierung der Berechnungen entwickelt, die es einfach ermöglicht, die Analyse durch gleichzeitige Nutzung vieler Arbeitsplatzrechner zu beschleunigen.

Analysiert werden W-Boson-Ereignisse aus den Daten der Jahre 1997 bis 2000 bei Schwerpunktsenergien von 183 bis 208 GeV in denen ein W-Boson in ein Quark-Antiquark-Paar zerfällt und das andere in ein geladenes Lepton und ein Neutrino. Von diesen sogenannten semileptonischen W-Bosonpaar-Ereignissen werden ungefähr 4800 selektiert und analysiert.

Im ersten Kapitel dieser Arbeit wird ein kurzer Abriss über das Standardmodell der Elementarteilchenphysik gegeben, gefolgt von einem Kapitel mit einer Übersicht über den OPAL-Detektor. Danach folgt in Kapitel drei eine genauere Einführung in die theoretische Beschreibung der Physik der W-Bosonen. Die verwendeten Simulationen und ihre Erzeugung werden in Kapitel vier erläutert. In Kapitel fünf folgt eine Beschreibung der Selektion von Ereignissen mit W-Bosonpaaren am OPAL-Experiment zusammen mit der Rekonstruktion der Ereignisse. Die Faltungsmethode wird in Kapitel sechs beschrieben, gefolgt von einem Kapitel über eine Methode zur Parallelisierung der anfallenden Berechnungen auf einem Computernetzwerk. Die Analyse und die Ergebnisse der Kalibrationen werden in Kapitel acht beschrieben. Kapitel neun faßt kurz die Ergebnisse einer Studie mit einem modifizierten kinematischen Fit zusammen, bei dem die Zwangsbedingung gleicher W-Bosonmassen in einem Ereignis weggelassen wird. In Kapitel zehn werden schließlich die Resultate der Analyse vorgestellt und mit bereits veröffentlichen Ergebnissen verglichen.

Kapitel 1

Das Standardmodell

Die Welt, so wie wir sie heute kennen, wird von der Theorie durch zwei Sorten Teilchen beschrieben: Durch Teilchen mit halbzahligem Spin, sogenannten *Fermionen* und Teilchen mit ganzzahligem Spin sogenannten *Bosonen*. Die Materie, die wir aus unserem Alltag kennen, besteht ausschließlich aus Fermionen. Diese lassen sich unterteilen in drei *Familien* mit jeweils zwei Quarks und zwei Leptonen (Tab.1.1). Weiterhin gibt es vier fundamentale Wechselwirkungen, die das Verhalten der Teilchen untereinander beschreiben: die elektromagnetische, schwache und starke Wechselwirkung sowie die Gravitation. Diese Wechselwirkungen werden nach heutigem Verständnis durch Bosonen, Teilchen mit ganzzahligem Spin, übertragen.

1	2	3	I_3	Q	Y
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} +\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$	-1
$(e)_R$	$(\mu)_R$	$(\tau)_R$	0	-1	-2
$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} +\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +\frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3} \end{pmatrix}$	$+\frac{1}{3}$
$(u)_R$	$(c)_R$	$(t)_R$	0	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{4}{3}$
$(d)_R$	$(s)_R$	$(b)_R$	0	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$

Tabelle 1.1: *Die elementaren Fermionen im Standardmodell, angeordnet in 3 Familien. Weiterhin ist die 3. Komponente des schwachen Isospins I_3, die elektrische Ladung Q und die schwache Hyperladung Y angegeben.*

Die Gravitation wird durch die Allgemeine Relativitätstheorie beschrieben und ist durch ihre geringe relative Stärke auf atomarem Maßstab vernachlässigbar. Daher betrachten wir im weiteren nur die übrigen drei Wechselwirkungen, deren sogenannte Eichbosonen in Tabelle 1.2 aufgelistet sind.

Boson	Wechselwirkung	Masse (GeV)	el. Ladung
Photon (γ)	el.magn.	0	0
Z Boson	schwache	91.2	0
$W^{\pm}$ Boson	Wechselwirkung	80.4	± 1
Gluonen	starke Wechselwirkung	0	0

Tabelle 1.2: *Die fundamentalen Wechselwirkungen und ihre Eichbosonen*

Diese drei verbleibenden Wechselwirkungen werden durch das Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschrieben. Es geht aus der Vereinheitlichung der elektroschwachen Theorie mit der Farbtheorie der Quarks hervor. Das zugrundeliegende Prinzip dieser Theorie ist die lokale Eichfreiheit, die erstmals in der Quantenelektrodynamik (QED) zur Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung mit Erfolg angewandt wurde (siehe z.B. [1]).

In einer Eichtheorie bildet eine Symmetriegruppe U die Grundlage der Beschreibung der Wechselwirkung. In der QED ist dies die einfachste Gruppe, nämlich die $U_{\text{em}}(1)$, die zu einer erhaltenen Größe, der elektrischen Ladung, führt.

Der erste Versuch einer Eichtheorie über die QED hinaus war das Modell der elektroschwachen Wechselwirkung, wie es in den Arbeiten von Glashow [2], Salam [3] und Weinberg [4] in den Jahren 1961-68 entwickelt wurde. Im Jahre 1973 wurde dann unter anderem von Gell-Mann [5] die Gruppe SU(3) in der Quantenchromodynamik (QCD) zur Beschreibung der starken Wechselwirkung eingeführt.

1.1 Die Glashow-Salam-Weinberg Theorie

Die schwache Wechselwirkung ermöglicht den Übergang beispielsweise eines Elektrons zu einem Neutrino unter Mitwirkung eines geladenen W-Bosons. Um solche Teilchenübergänge beschreiben zu können, müssen die an der schwachen Wechselwirkung teilnehmenden Teilchen, die Fermionen, in Dubletts des sogenannte schwachen Isospins angeordnet werden. Da die schwache Wechselwirkung, wie unter Anderem im Experiment von Wu [6] gezeigt wurde, maximal paritätsverletzend ist, betrachtet man nur linkshändige Teilchendubletts. Die rechtshändigen Teilchen werden in Singuletts eingeordnet, siehe Tabelle 1.1.

Die schwache Wechselwirkung wird durch eine $SU(2)_L$ beschrieben, die auf die linkshändigen Dubletts wirkt. Da innerhalb der Dubletts unterschiedliche elektrische Ladungen auftreten, kann die schwache Wechselwirkung nicht mit der $U(1)_{\text{em}}$ vereinigt werden. Man führt daher die Gruppe $U(1)_Y$ ein, die eine Beschreibung der verei-

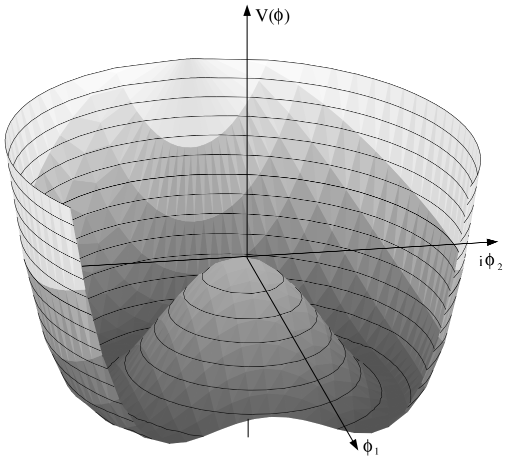


Abbildung 1.1: *Das Higgs-Potential mit nichttrivialem Minimum*

nigten elektroschwachen Wechselwirkung als

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \tag{1.1}$$

ermöglicht. Die schwache Hyperladung Y als Erhaltungsgröße der $U(1)_Y$ ist über die Gell-Mann-Nishijima Relation

$$Q = I_3 + Y \tag{1.2}$$

mit der elektrischen Ladung Q und der dritten Komponente des schwachen Isospins I_3 verknüpft. Die Kopplungskonstanten der beiden Symmetriegruppen sind g und g'.

Diese Theorie der $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ Symmetrie postuliert die Existenz von vier bosonischen Feldern, ein Vektorbosonen-Triplett $W_\mu^{1,2,3}$ der $SU(2)_L$ Gruppe und ein Singulett B_μ der $U(1)_Y$ Gruppe. Diese vier Bosonen sind in der ungebrochenenen Eichtheorie der schwachen Wechselwirkung masselos, was im Widerspruch zur Beobachtung der extrem kurzen Reichweite von weniger als 10^{-14} m der schwachen Wechselwirkung steht. Eine Möglichkeit den Bosonen Masse zu geben bietet der Higgs-Kibble-Mechanismus [7, 8].

1.1.1 Spontane Symmetriebrechung - Der Higgsmechanismus

Ein Mechanismus, um Bosonen der schwachen Wechselwirkung Masse zu geben und gleichzeitig die Symmetrie der Eichtheorie zu erhalten, ist die spontane Symmetriebrechung durch ein sogenanntes skalares Higgsfeld.

Im einfachsten Fall ist dieses Feld ein zweikomponentiges komplexes Feld,

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix} \tag{1.3}$$

welches die $SU(2)_L$-Symmetrie bricht. Das Higgsfeld hat eine schwache Hyperladung $Y = 1/2$ und ein Selbstwechselwirkungspotential

$$V(\Phi^\dagger\Phi) = -\mu^2\Phi^\dagger\Phi + \lambda^2(\Phi^\dagger\Phi)^2. \tag{1.4}$$

Für $\mu^2, \lambda^2 > 0$ erhält man ein Potential wie in Abb. 1.1 gezeigt, anderenfalls erhielte man ein quadratisches Potential mit einem trivialen Minimum bei Null. Im abgebildeten Fall liegt das Minimum des Potentials nicht bei $\Phi = 0$, sondern bei einem endlichen Wert des Feldes. Wie man sieht, gibt es unendlich viele Minima, die alle auf einem Kreis um den Ursprung liegen. Der Vorgang der Symmetriebrechung liegt nun in der Festlegung der Natur auf einen solchen Vakuumerwartungswert:

$$\langle\Phi\rangle_{\min} = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}\ ;\ v = \frac{\mu}{\lambda}, \tag{1.5}$$

der von Null verschieden ist. Die geladene Komponente des Feldes wird auf Null gesetzt, da das Vakuum nicht elektrisch geladen ist. Anregungen des Feldes um den Wert $\langle\Phi\rangle_{\min}$ resultieren in vier bosonischen Feldern. Allerdings lassen sich drei dieser Felder durch entsprechende Eichung zum Verschwinden bringen; die entsprechenden Freiheitsgrade tauchen dann als Masseterme der elektroschwachen Eichbosonen auf. Das verbleibende bosonische Feld ist das sogenannte *Higgs-Boson*, welches bis heute noch nicht entdeckt wurde und Gegenstand intensiver Suchen an den aktuellen und zukünftigen Beschleunigerexperimenten ist.

Nach Einführen von Massentermen aus der Wechselwirkung mit dem Higgs-Feld, zeigt sich, daß die physikalischen Manifestationen der Eichbosonen Mischungen zwischen den $W_\mu^{1,2,3}$ Bosonen und dem B_μ Boson sind. Man erhält so das masselose Photon A_μ und die massiven $W_\mu^\pm$ und Z_μ-Bosonen:

$$A_\mu = \sin\theta_W W_\mu^3 + \cos\theta_W B_\mu \tag{1.6}$$

$$Z_\mu = \cos\theta_W W_\mu^3 - \sin\theta_W B_\mu \tag{1.7}$$

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2), \tag{1.8}$$

mit dem Mischungswinkel θ_W, dem sogenannten *Weinbergwinkel*. Daraus ergeben sich die Massen zu

$$M_A = 0 \tag{1.9}$$

$$M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \tag{1.10}$$

$$M_{W^\pm} = \frac{1}{2}vg. \tag{1.11}$$

Man sieht leicht, daß das Verhältnis der Massen der W- und Z-Bosonen nur noch von den elektroschwachen Parametern abhängt

$$\cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g'^2 + g^2}} = \frac{\mathrm{M_W}}{\mathrm{M_Z}}. \tag{1.12}$$

Man kann somit ohne den Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes zu kennen direkte Beziehungen der Eichbosonmassen mit den bekannten Parametern des Standardmodells aufstellen.

Die Massen der Fermionen werden im Higgsmodell durch sogenannte *Yukawa-Kopplungen* des Higgs-Feldes an die Fermionen beschrieben und sind im Rahmen des Standardmodells weitere freie Parameter.

1.1.2 Die Quantenchromodynamik (QCD)

Die starke Wechselwirkung wird im Rahmen der QCD durch eine $SU(3)_C$-Symmetrie (C steht für ‚colour', engl. Farbe) beschrieben. Diese beschreibt Transformationen bezüglich dreier verschiedener Farbladungen (rot, grün und blau) der Quarks mit der Kopplungskonstante g_s. Die starken Kernkräfte werden durch acht bosonische *Gluonen* vermittelt, die selbst Farbladung tragen. Die daraus resultierende Selbstwechselwirkung wird zur Erklärung der kurzen Reichweite der Kernkräfte verwendet. Daher ist es nicht nötig, den Gluonen durch ein Higgs-Feld Masse zu geben. Im Rahmen des Standardmodells tragen die Higgsbosonen daher keine Farbladung.

Asymptotische Freiheit — Confinement

Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung $\alpha_S = g_S^2/(4\pi)$ ist keinesfalls eine Konstante; sie ist abhängig vom Impulsübertrag Q^2 der Reaktion. Bei nichtabelschen Theorien wird α_S kleiner für wachsendes Q^2 [9]. In der QCD gilt

$$\alpha_S \to 0 \quad \text{für} \quad Q^2 \to \infty. \tag{1.13}$$

Diese Erscheinung nennt man *asymptotische Freiheit*, da die Quarks bei kleinen Abständen (entspricht großem Q^2) im Hadron als annähernd frei angesehen werden können. Andererseits bedeutet dies, daß bei zunehmendem Abstand die Anziehung zwischen Quarks immer größer wird. Dies erklärt, warum keine freien Quarks beobachtet werden können, da sie durch die anwachsenden Bindungskräfte „eingesperrt" werden; dies nennt man auch *Confinement*. Das Verhalten von Quarks, die in Teilchenreaktionen immer paarweise erzeugt werden, kann im Rahmen dieses Modells näherungsweise durch String-Fragmentationsmodelle beschrieben werden. Man nimmt hierbei an, daß sich zwischen zwei voneinander entfernenden Quarks ein Feldschlauch ausbildet, dessen Potential linear mit dem Abstand r anwächst:

$$V(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_S}{r} + \sigma r. \tag{1.14}$$

In Analogie zu einer gespannten Saite bezeichnet man σ auch als Spannung des Feldschlauchs, die sehr groß ist. Aus sogenannten Charmonium- und Bottonium-Systemen hat man einen Wert von $\sigma \simeq 0.9\,\mathrm{GeV/fm}$ ermittelt. Ist die Feldstärke im Feld-Schlauch groß genug, wird ein neues Quark-Antiquark-Paar erzeugt (Fragmentation, siehe auch Abschnitt 4.2). Das anwachsende Potential hat zur Folge, daß die Methoden der quantenmechanischen Störungsrechnung nicht mehr auf diese Prozesse angewandt werden können. Allerdings existieren verschiedene Methoden zur Berechnung, die entweder auf diskreten Gitter-Berechnungen der QCD beruhen oder Näherungsmodelle verwenden (Lund-Modell).

Kapitel 2

Das Experiment: LEP und OPAL

Die Teilchenphysik beschäftigt sich mit der Analyse subatomarer Teilchen, von den viele nur extrem kurze Lebensdauern haben oder nicht als freie Teilchen existieren. Zu diesem Zweck benötigt man aufwendige Apparaturen, um diese Teilchen einerseits kontrolliert zu erzeugen und sie andererseits mit hoher Präzision zu detektieren. Eine Möglichkeit zur Erzeugung von Elementarteilchen ist die Annihilation von Teilchen und Antiteilchen hoher kinetischer Energie. Dabei entstehen typischerweise Endzustände, die aus einer Vielzahl von stabilen Teilchen bestehen, die mit ihren Eigenschaften wie z.B. Impuls, Energie und Ladung detektiert werden müssen, um sie bekannten oder neuen Elementarprozessen zuzuordnen.

In diesem Kapitel wird der Elektronen-Positronen-Speicherring LEP, als Anlage zur Erzeugung kontrollierter Elementarteilchenereignisse beschrieben, sowie der in dieser Analyse verwendetet Detektorapparat OPAL. Der LEP-Beschleuniger und die vier LEP-Experimente wurden im Jahr 2000 abgeschaltet und werden zur Zeit abgebaut. In den nächsten Jahren soll dort der Proton-Proton-Beschleuniger LHC[1] aufgebaut werden, der es ermöglichen wird völlig neue Energiebereiche zu erschließen.

2.1 Der Speicherring LEP

Eine Anlage zur kontrollierten Elementarteilchenproduktion ist der LEP-Speicherring. Dieser Ring ist die größte von mehreren Beschleunigeranlagen am europäischen Kernforschungszentrum CERN, das 1954 von zwölf europäischen Staaten gegründet wurde. Ein wichtiges Ziel dieses Zentrums ist es Experimente aufzubauen, die nur unter gemeinsamer europäischer Förderung möglich sind. Inzwischen hat das CERN 20 Mitgliedsstaaten und mehrere Beobachterstaaten, wie Beispielsweise die USA, Israel und Japan, die sich an aktuellen Projekten beteiligen. Die Zusammenarbeit vieler Physiker führte unter anderem 1983 zur Entdeckung der W- und Z-Bosonen an den Proton-Antiproton-Beschleunigern. Der Speicherring LEP ermöglichte es in den Jahren von 1989 bis 2000 neue Energiebereiche in Elektron-Positron-Kollisionen zu erschließen.

[1] **L**arge **H**adron **C**ollider

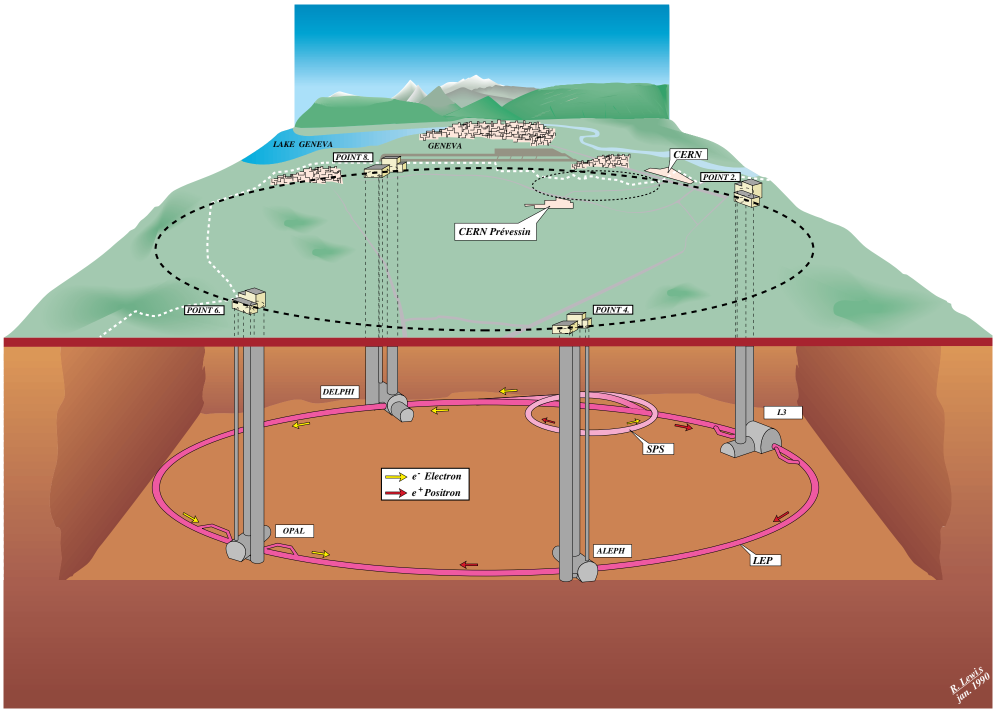


Abbildung 2.1: *Der Large-Electron-Positron Collider im unterirdischen Tunnel mit den vier LEP-Experimenten. Zu sehen sind die Zugangsschächte der einzelnen Experimente sowie der ebenfalls unterirdisch angelegte SPS-Beschleunigerring.*

Im Speicherring LEP werden wie der Name schon ausdrückt Elektronen und Positronen annihiliert, die vorher auf einer ringförmigen Strecke beschleunigt und gespeichert werden. Mit 26.7 km Umfang ist LEP der größte Beschleuniger seiner Art und ist wie in Abbildung 2.1 dargestellt, in einen 3.8 - 5.5 m durchmessenden Tunnel ca. 50-175 m unter der Erdoberfläche eingebaut. Dieser Tunnel verläuft Nahe der Grenze zwischen der Schweiz und Frankreich in der Nähe der Stadt Genf, zum Teil unterhalb des Jura (Abb. 2.2). Die Kontrolle und Versorgung geschieht durch ein Zentrum bei Meyrin auf der schweizerischen Seite, welches Stromversorgung, Experimentierhallen und sonstige Infrastruktur bereitstellt. Eine weitere Anlage existiert bei Prévessin auf der französischen Seite. Erbaut wurde LEP in den sechs Jahren zwischen September 1983 und August 1989 bei Gesamtkosten von umgerechnet ca. 780 Millionen Euro, die von den 14 Mitgliedsstaaten über einen Zeitraum von zehn Jahren finanziert wurden. Die Form des Beschleunigers folgt nicht exakt einem Ring, vielmehr besteht er aus acht geraden Strecken von 500 m Länge und acht Kreisbögen von ca. 2800 m Länge. In den geraden Strecken befinden sich die Wechselwirkungszonen, von denen vier mit den Detektoren ALEPH[2], DELPHI[3], L3[4] und OPAL besetzt sind. Weiterhin befinden sich in den geraden Abschnitten als Beschleunigungseinrichtungen die Hohlraumresonatoren (Kavitäten) zur Beschleunigung von Teilchen und Antiteilchen, die sich

[2] **A**pparatus for **LE**P **Ph**ysics
[3] **De**tector for **El**ectron, **P**hoton and **H**adron **I**dentification
[4] **L**EP proposal 3

in einem gemeinsamen Strahlohr bewegen; beschleunigt wird mittels hochfrequenter elektrischer Wechselfelder, die von Hochfrequenzgeneratoren erzeugt werden. In den Kreisbögen werden die Strahlen durch jeweils 421 Dipolmagnete abgelenkt und auf der Bahn gehalten. Die Fokussierung erfolgt durch Quadrupole, Sextupole und diverse Korrekturmagnete. Mittels Positionsdetektoren wird laufend die Strahlführung kontrolliert und geregelt. In den Wechselwirkungsbereichen verwendet man supraleitende Quadrupolmagnete, um den Strahlquerschnitt zu minimieren.

Um im Speicherring auf hohe Energien beschleunigt zu werden, müssen die Teilchen erzeugt, vorbeschleunigt und gespeichert werden, wobei die Speicherung speziell der erzeugten Positronen es ermöglicht hohe Strahlströme zu erhalten. Das Beschleunigungsprinzip umfaßt mehrere Stufen (siehe Abb. 2.3).

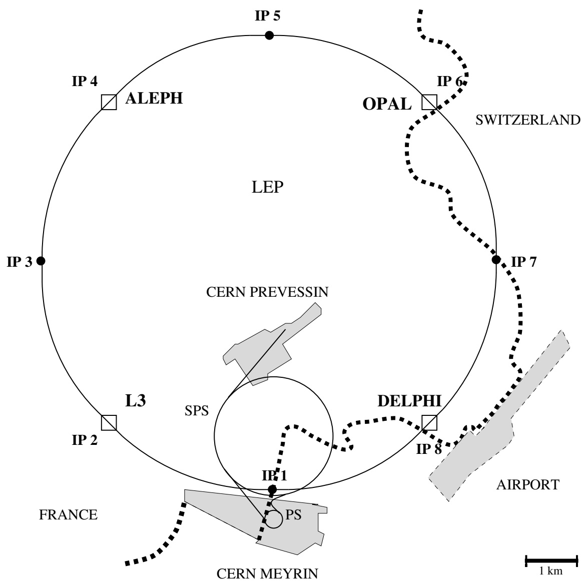


Abbildung 2.2: *Geographische Lage des* LEP *und der vier Experimente* ALEPH, DELPHI, L3 *und* OPAL. *Die dicke gepunktete Linie markiert die Grenze zwischen Frankreich und der Schweiz.* CERN PREVESSIN *und* CERN MEYRIN *sind die beiden zum* CERN *gehörigen Areale.*

Im ersten Abschnitt beschleunigt ein Linearbeschleunigers (LIL) Elektronen auf 200 MeV und schießt diese auf einen Konverter mit hoher Kernladungszahl. Die dabei entstehenden Positronen gelangen zum Teil in ein zweites Beschleunigungssystem, in dem sie auf 600 MeV beschleunigt werden. Diese Anlage übernimmt ebenfalls die Beschleunigung der Elektronen auf diese Energie. Zwecks Erzielung eines hohen Strahlstroms werden die Elektronen und Positronen zunächst in einem Akkumulator (EPA[5]) gespeichert. Stehen genug Teilchen zur Verfügung, beschleunigt man sie im Proton-Synchrotron (PS) auf 3.5 GeV und leitet sie schließlich weiter in das Super-Proton-Synchrotron (SPS), in dem sie eine Energie von 22 GeV erhalten. Mit dieser Energie werden die Teilchen in den LEP-Ring eingeleitet und dort auf ihre Endenergie beschleunigt.

Ein deutlicher Nachteil eines kreisförmigen Beschleunigers, ist der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung. Dieser Verlust ist proportional zur vierten Potenz des Verhältnisses von Strahlenergie zur Masse des beschleunigten Teilchens und umgekehrt proportional zum Radius des Beschleunigers. Obwohl der Krümmungsradius von LEP vergleichsweise groß ist, muß bei einer Schwerpunktsenergie von ca. 200 GeV eine Leistung von ungefähr 22 MW dauerhaft eingespeist werden, um die Strahlungsverluste auszugleichen. Diese Verluste beschränken im allgemeinen die maximal mögliche Strahlenergie.

[5]**E**lektronen-**P**ositronen-**A**kkumulator

In der ersten Ausbaustufe des Beschleunigers (LEP1, 1989 bis 1995) wurde das Experiment mit einer Strahlenenergie von 45.6 GeV betrieben. Damit lag die Schwerpunktsenergie genau bei der Masse des Z^0-Bosons und ermöglichte so eine resonante Produktion mit hoher Statistik. In dieser Phase wurden hauptsächlich Präzisionstests des Standard-Modells durchgeführt. Seit 1995 ist die Strahlenergie durch den Einbau heliumgekühlter, supraleitender Kavitäten schrittweise auf bis zu 206 GeV gesteigert worden (LEP2-Phase), siehe auch Tabelle 2.1. Mit Erreichen der W-Paar-Schwellenenergie von 161 GeV war erstmals die Erzeugung von W-Bosonen mit hoher Statistik in Elektron-Positron-Kollisionen möglich und eröffnete so das Feld der Präzisionsmessung an W-Bosonen. Mit Erreichen der Schwerpunktsenergie von 183 GeV konnte erstmals die paarweise Erzeugung von Z-Bosonen beobachtet werden.

Noch höhere Energien sind für die direkten Suchen nach dem Higgs-Boson von Bedeutung. Daher sind im letzten Jahr der Datennahme sogenannte *„mini-ramps“* eingeführt [10] worden. Dabei wird der Strahl zuerst auf eine Schwerpunktsenergie beschleunigt in der ein stabiler Lauf mit Reserven in den Beschleunigungskavitäten garantiert ist und die Datennahme wurde gestartet. Bei laufender Datennahme ist dann die Beschleunigungsspannung in kleinen Schritten weiter erhöht worden bis zu einer Maximalenergie bei der der Strahl instabil wurde. Die höchste Energie, die so erzielt werden kann beträgt ca. 209 GeV. Das Erreichen dieser hohen Energien ermöglicht unter anderem die Erhöhung der Higgsmassengrenze auf 114.4 GeV [11].

Jahr	$\sqrt{s}$ [GeV]	$\mathscr{L}$ [pb^{-1}](ca.)
1996	161 - 172	20
1997	183	57
1998	189	187
1999	192 - 202	224
2000	200 - 209	221

Tabelle 2.1: *LEP-Schwerpunktsenergien ($\sqrt{s}$) und integrierte Luminositäten ($\mathscr{L}$) des* OPAL*-Detektors in der LEP2-Phase [12].*

Ein wichtiger Parameter des Speicherrings ist die Luminosität L; diese wird definiert über:

$$\frac{dn}{dt} = \sigma \cdot L, \tag{2.1}$$

wobei n die Anzahl der Ereignisse pro Sekunde für einen bestimmten Prozeß ist und σ der zugehörige Wirkungsquerschnitt. Aus Maschinenparametern des Ringes, in dem die Teilchen in einzelnen Paketen gebündelt und beschleunigt werden, läßt sich die Luminosität wie folgt berechnen:

$$L = \frac{N^- N^+ \cdot k \cdot f}{4\pi\sigma_x\sigma_y}. \tag{2.2}$$

In dieser Formel sind $N^{\pm}$ die Anzahl der Positronen bzw. Elektronen in einem Paket, k die Anzahl der Pakete, f die Umlauffrequenz und $\sigma_{x,y}$ die Ausdehnung des Strahls senkrecht zur Strahlrichtung am Wechselwirkungspunkt in x,y-Richtung[6] unter An-

[6]das verwendete Koordinatensystem wird in Abschnitt 2.2 erläutert

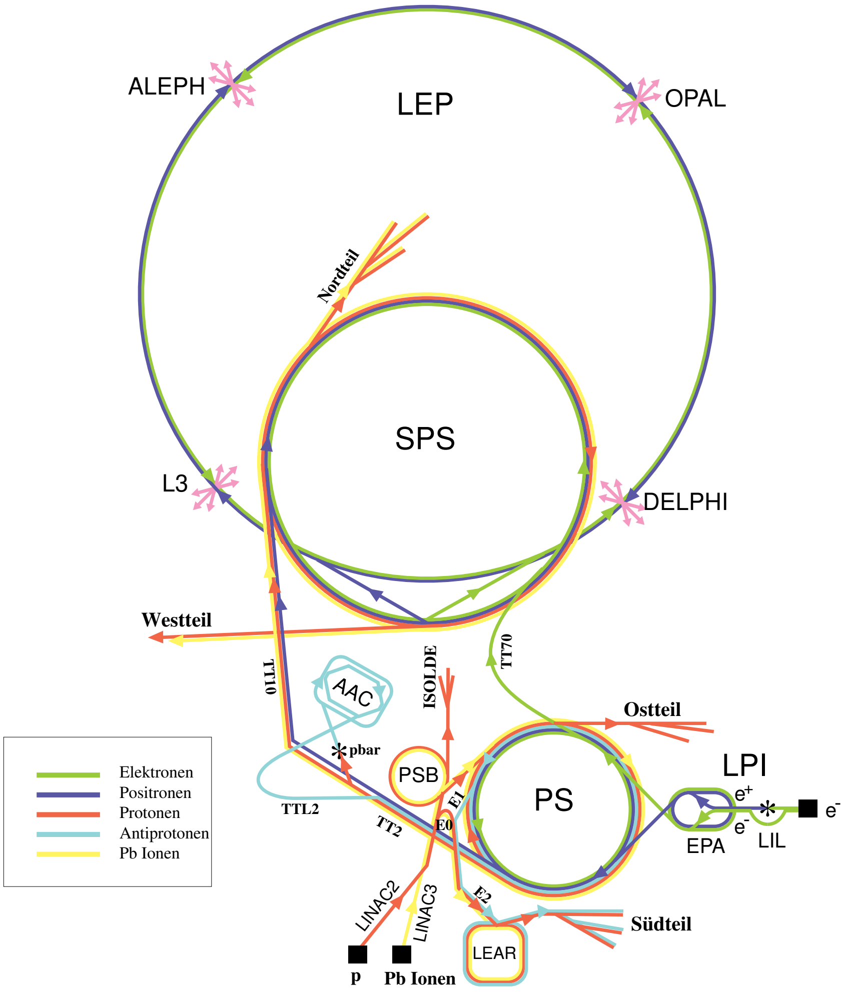


Abbildung 2.3: *Die verschiedenen Stufen der Vorbeschleunigung. Zu sehen ist der* LEP*-Ring, sowie im Wesentlichen die Vorbeschleuniger* PS *und* SPS*, die Positronenerzeugung und Speicherung im* EPA *sowie der Anfangsbeschleuniger* LIL*. Die Lage der Wechselwirkungszonen der Experimente ist schematisch in dieser nicht maßstabsgetreuen Abbildung dargestellt. Die übrigen Anlagen sind andere CERN-Experimente, die zum Teil nicht mehr betrieben werden.*

nahme einer Normalverteilung für die Teilchendichte. Die über die Zeit integrierte Luminosität $\mathscr{L}$ ist ein Maß für die Anzahl der erzeugten Ereignisse in einer Datennahme. In Tabelle 2.1 sind die mit dem OPAL-Detektor aufgezeichneten integrierten Luminositäten der verschiedenen Jahre aufgelistet.

2.2 Der OPAL Detektor

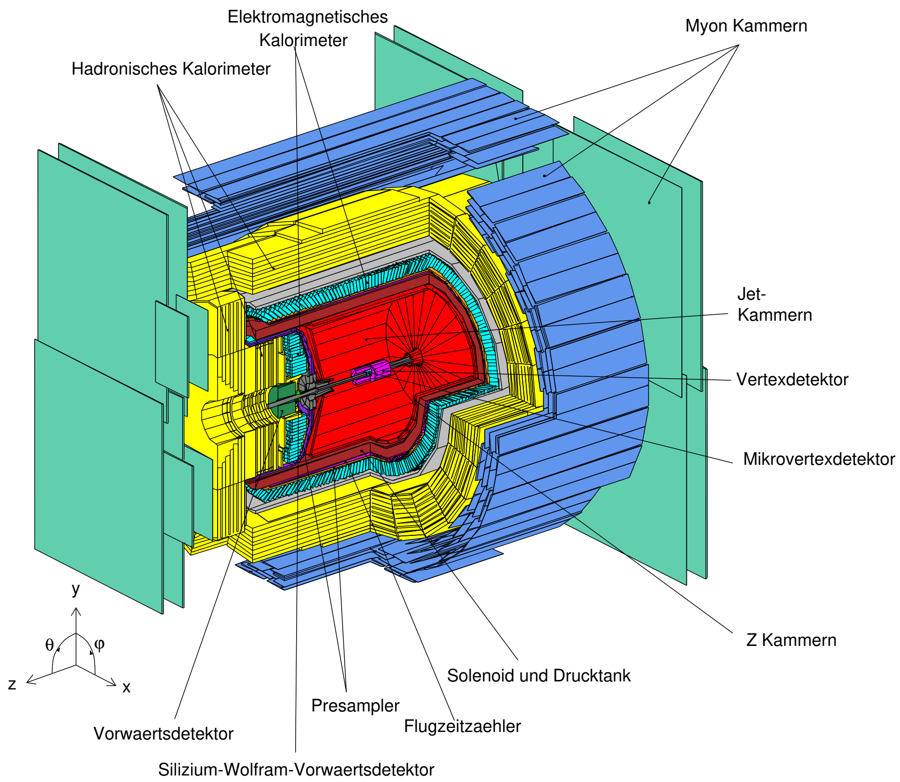


Abbildung 2.4: *Schematische Ansicht des* OPAL*-Detektors mit seinen einzelnen im Text erläuterten Komponenten.*

Wie bereits erwähnt gab es am LEP-Speicherring vier Experimente zur Aufnahme von Teilchenereignissen, die durch gezieltes Aufeinanderlenken des Elektron- und Positronstrahls mit einer Rate von ca. 45 kHz erzeugt wurden. Eines dieser Experimente ist der OPAL-Detektor, dessen Daten in dieser Analyse verwendet wurden. Im Folgenden wird kurz der Aufbau des Detektors beschrieben, für eine genauere Beschreibung siehe [13]. Wenn nicht anders angegeben sind alle Zahlenwerte für Genauigkeiten und Auflösungen ebenfalls aus [13].

Der OPAL-Detektor selbst ist ein 10 m langes und 10 m durchmessendes, zylindrisches Detektorsystem, das sich grob in drei Teile aufteilen läßt: einen zentralen, zylindrischen Teil den sogenannten „Barrel“ [7] und zwei „Kappen“, die den Detektor nach vorne und hinten abschließen und so eine annähernde 4π-Abdeckung ermöglichen. In Abbildung 2.4 des OPAL-Detektors lassen sich die konzentrisch das Strahlrohr umschließenden Teile der Vertexdetektoren, der inneren Spurkammern, der Kalorimeter und des Myon-Systems im Barrel-Teil erkennen. Die vergleichbar aufgebauten Endkappensysteme sind ebenfalls zu sehen.

[7] Da die Geometrie einem Faß – engl. barrel – ähnelt

Innerhalb des OPAL-Detektors wird ein rechtshändiges Koordinatensystem verwendet, um Positionen in den aufgezeichneten Daten zu beschreiben. Der Elektronenstrahl definiert die z-Achse, die x-Achse zeigt in das Innere des LEP-Ringes womit die y-Achse rechtwinklig zur x-z-Ebene nach oben zeigt. Allerdings wird meistens ein Polarkoordinatensystem zur Beschreibung von Spuren verwendet. Hier wird der Polarwinkel θ von der z-Achse aus gerechnet und der Winkel ϕ definiert sich als Winkel zur x-Achse.

2.2.1 Spursystem

Im innersten Bereich um das Strahlrohr befinden sich die Spursysteme. Diese Detektoren befinden sich vollständig in einem zur z-Achse parallelen Magnetfeld der Stärke 0.435 Tesla. Die Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen innerhalb des Magnetfeldes erlaubt durch die Spurkrümmung die Messung des Impulses und der Ladung der geladenen Teilchen. Das Magnetfeld wird von einem **Solenoid** erzeugt, der die Spurkammern umschließt.

Am nächsten am Strahlrohr befindet sich der 1991 nachträglich installierte **Silizium-Mikrovertex-Detektor** [14, 15, 16]. Er besteht aus Siliziumstreifendetektoren, deren hohe Ortsauflösung die Messung sekundärer Zerfallsvertizes ermöglichen.

Um den Mixrovertexdetektor herum ist der Zentraldetektor angeordnet, bestehend aus drei in einem Drucktank eingeschlossenen Driftkammern. Der **Vertexdetektor** ist das innerste Element, eine zylindrische Driftkammer, 100 cm lang mit einem Durchmesser von 47 cm. Der Vertexdetektor ermöglicht die Positionsbestimmung von Spurpunkten in der r-ϕ-Ebene über die Driftzeit zu den in z-Richtung aufgespannten Signaldrähten. Aus der Zeitdifferenz der Signale an beiden Enden der Drähte läßt sich die z-Position ermitteln.

Das wichtigste Element des Spursystems ist die **Jetkammer** [17], ebenfalls eine Driftkammer mit 3.7 m Durchmesse bei einer Länge von ca. 4 m. Sie ist aufgeteilt in 24 Sektoren mit je 159 Signaldrähten, gefüllt mit einem Argon/Methan/Isobutan-Gemisch bei einem Druck von 4 bar. Die Genauigkeit der Ortsbestimmung in der r-ϕ-Ebene beträgt 135 μm. Die Messung des spezifischen Energieverlusts dE/dx liefert einen wichtigen Parameter zur Identifikation von Teilchen [18].

Als letztes Element des Spursystems schließen sich die **Z-Kammern** an. Durch senkrecht zur Strahlachse gespannte Drähte, läßt sich durch Messung der Driftzeit die z-Komponente einer Spur mit einer Auflösung von 300 μm bestimmen.

Zusammengenommen erhält man mit dem Spursystem des OPAL-Detektors eine Impulsauflösung von [19]:

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p} = \sqrt{0.02^2 \ + \ (0.0015\, p_T/\mathrm{GeV})^2} \tag{2.3}$$

2.2.2 Kalorimeter

An das zentrale Spursystem schließt sich das kalorimetrische System zur Messung der Energie neutraler und geladener Teilchen an. Im Gegensatz zu den Spurkammern, die eine geringe Dichte aufweisen, sind die Kalorimeter so konstruiert, daß möglichst alle Teilchen in ihnen absorbiert werden und alle ihre Energie dort gemessen werden kann. Da die Absorptionslängen der Teilchen stark davon abhängt, ob sie an der starken Wechselwirkung teilnehmen oder nicht, teilt man das Kalorimetersystem in ein **hadronisches Kalorimeter** und in ein **elektromagnetisches Kalorimeter** auf.

Das **elektromagnetisches Kalorimeter** besteht aus 10'000 Bleiglasblöcken, die zur Energiemessung von Elektronen, Positronen und Photonen verwendet werden. Die Bleiglasblöcke haben die Form von Pyramidenstümpfen, mit einer Grundfläche von etwa $10 \times 10\ \mathrm{cm}^2$ und einer Höhe von 37 cm, was in etwa 25 Strahlungslängen entspricht. Im Barrelbereich sind die Grundflächen auf die Wechselwirkungszone ausgerichtet und ermöglichen so einen Abgleich mit den interpolierten Spuren aus dem inneren Spursystem. In den Endkappen sind die Glasblöcke parallel zur Strahlachse angeordnet. Eindringende Elektronen oder Photonen erzeugen Schauer von Elektronen, die wiederum Čerenkov-Licht emittieren. Dieses wird von Photomultipliern an den Enden der Bleiglasblöcke detektiert. Das gesamte elektromagnetische Kalorimeter deckt fast 99% des Raumwinkelbereiches ab.

Das Material, das von den Teilchen auf ihrem Weg nach außen vor Erreichen des elektromagnetischen Kalorimeter durchquert wird, entspricht ca. 2 Strahlungslängen. Dies führt zu elektromagnetischen Schauer schon vor den Bleiglasblöcken. Um diese zu detektieren, sind vor dem elektromagnetischen Kalorimeter **Presampler-Detektoren** angebracht, die die Position und Größe von solchen Schauern messen und entsprechende Korrekturen der Kalorimeterenergie ermöglichen. Im Barrelbereich werden Driftkammern und in den Endkappen Vieldraht-Proportionalkammern verwendet.

Das gesamte elektromagnetische Kalorimetersystem inklusive Presampler-Detektoren ermöglicht eine Energieauflösung von etwa

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq 0.2\% + \frac{6.3\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} \tag{2.4}$$

im Barrelbereich, während in den Endkappen für niedrige Teilchenenergien eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{5\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} \tag{2.5}$$

erzielt wird.

Das **Hadronkalorimeter** ist in drei Untersysteme aufgeteilt. Den Barrel-, Endkappen- und sogenannten Pole-Tip-Bereich, die zusammen etwa 97% des gesamten Raumwinkels mit mindestens vier hadronischen Absorptionslängen abdecken. Sie sind abwechselnd aus einer aktiven Detektorschicht, bestehend aus Streamerröhren [20], und einer passiven Absorberschicht aus 10 cm dicken Eisenplatten aufgebaut. Die Eisenplatten sind gleichzeitig die Magnetfeldrückführungen des Magnetsystems. Im Barrelbereich gibt es neun solcher Schichten, während im Endkappenbereich acht aktive mit sieben passiven Lagen abwechseln. Das Pole-Tip-Kalorimeter deckt den Winkelbereich zwischen $0.91 < |\cos\theta| < 0.98$ ab und besteht selbst wieder aus zehn aktiven Lagen. Als intrinsische Auflösung des hadronischen Kalorimeters ergibt sich

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{120\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}}. \tag{2.6}$$

Für eine genaue Energiemessung werden die Informationen des Hadronkalorimeters mit denen des elektromagnetischen Kalorimeters kombiniert.

2.2.3 Myondetektoren

Myonen verlieren auf ihrem Weg durch Materie bei den für OPAL typischen Energien nur wenig Energie. Somit sind sie neben Neutrinos die einzigen bekannten Teilchen, die nicht innerhalb des Detektors gestoppt werden. Daher beruht die Identifikation von Myonen einfach auf der Detektion einer geladenen Spur außerhalb des Hadronkalorimeters. Zu diesem Zweck wurden als äußerste Schicht des Detektors sogenannte **Myonkammern** installiert. Im Barrelbereich sind dies vierlagige Driftkammern im den Endkappen achtlagige sogenannte Iarocci-Röhren[8]. Dieses Myonsystem dient somit der Identifikation und Richtungsbestimmung der austretenden Myonen. Die Ortsauflösung der Myonkammern beträgt etwa 0.1-0.2 cm [21], der Impuls wird durch die Spurkammern bestimmt.

2.2.4 Vorwärtsdetektoren

Die Messung der Luminosität geschieht bei OPAL durch den Nachweis von Bhabha-Streuung ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) bei kleinen Winkeln. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ist aus der Theorie sehr genau bekannt. Da die gestreuten Elektronen unter sehr kleinen Winkeln austreten, benötigt man Detektoren die kleinste Winkel nahe des Strahlrohrs abdecken. Die Analyse solcher Daten ermöglicht die Luminositätsbestimmung mit einer Genauigkeit von weniger als 0.5% [22, 23]

Für den Polarwinkelbereich zwischen 2.7° und 8° ist der **Vorwärtsdetektor** [24], ein System aus Driftkammern, Proportionalzählern und einem Blei-Szintillator, installiert. Um den Winkelbereich bis hinunter auf 1.4° abzudecken, wurde 1993 in einem Abstand von 2.4 m zur Wechselwirkungszone ein **Silizium-Wolfram Kalorimeter** installiert [25, 23]. Dies ermöglichte es die Luminositätsbestimmung auf weniger als 0.04% genau durchzuführen.

2.3 Die Datennahme bei OPAL

Mit einer Rate von 45 kHz werden Elektronen auf Positronen gelenkt und zur Kollision gebracht. Da viele Detektorkomponenten zu träge sind, um so schnell hintereinander ausgelesen zu werden, kann nicht jedes Ereignis gespeichert werden. Daher wird versucht mittels der schnellen Detektoren interessante Ereignisse herauszufiltern und nur diese auf Band zu speichern. In Abbildung 2.5 ist dieser sogenannte On-Line-Datenfluß schematisch gezeigt.

[8] auch „Limited Streamerröhren“ genannt

Das wichtigste Element ist der sogenannte **Trigger**. Er verbindet alle Detektorkomponenten, die schnelle Signale liefern können. Der Trigger trifft seine Entscheidung anhand von Parametern wie zum Beispiel der Anzahl der Spuren oder der Kalorimetereinträge zusammen mit kombinierten Signalen wie beispielsweise aus einer groben Segmentierung des Detektors in θ- und ϕ-Richtung. Dies ermöglicht zusammen mit dem sogenannten „bunch-crossing“-Signal, das eine Kollision anzeigt, offensichtliche Untergrundereignisse wie kosmische Schauer, die in den Detektor eintreten oder Reaktionen mit Restgasmolekülen im Strahlrohr auszufiltern. Weitere Algorithmen ermöglichen eine Filterung der Ereignisse bis auf eine Ereignisrate von 3-10 Hz herunter. Diese Rate verhindert wirksam Ineffizienzen durch Detektortotzeiten.

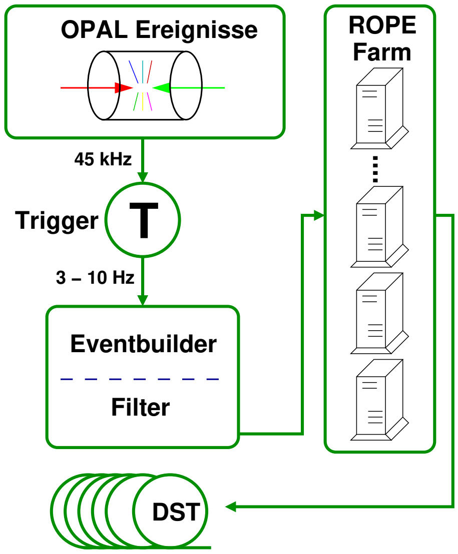


Abbildung 2.5: *Datenfluß bei* OPAL. *Beschreibung siehe Text.*

Ein durch den Trigger als Physik-Ereignis selektiertes Ereignis startet die Datennahme für alle Komponenten. Erst wenn alle Signale vollständig verarbeitet sind, wird der Trigger und damit alle Detektorkomponenten für weitere Ereignisse freigeschaltet. Die Verarbeitung der Signale erfolgt im sogenannten *Event-Builder*, der die Signale der einzelnen Detektorkomponenten zu einem Ereignis zusammenführt. Diese Daten werden nun nocheinmal gefiltert, um offensichtlich uninteressante Ereignisse zu verwerfen. Die verbleibenden sogenannten Rohdaten werden zusammen mit Kalibrationsdaten des Detektors an einen speziellen Cluster von Rechnern übergeben. Dort werden durch das ROPE-Programm [26] die Rohdaten der Detektorkomponenten analysiert und Spurdaten, Kalorimetertreffer, Vertizes berechnet, sowie aus diesen Daten Energie und Impuls der Teilchen berechnet.

Die rekonstruierten Ereignisse haben nun eine Größe von typischerweise 250 kByte an Daten, welche nun im DST[9]-Format [21] auf Magnetband geschrieben werden. Diese Bänder werden katalogisiert und zentral der Kollaboration zur Verfügung gestellt.

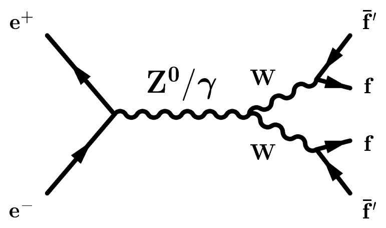
[9]**D**ata **S**ummary **T**ape: Magnetband, das eine Zusammenfassung der rekonstruierten Daten speichert

Kapitel 3

Die Physik der W-Bosonen bei LEP-2 Energien

3.1 Produktionsmechanismen der W-Boson-Paare

Ab einer Schwerpunktsenergie von 161 GeV (entsprechend der zweifachen Masse eines W-Bosons) ist bei LEP die Paarerzeugung reeller W-Bosonen möglich. Auf Born-Niveau lassen sich drei Feynman-Diagramme angeben, welche die Erzeugung von W-Bosonpaaren beschreiben. Diese drei Diagramme in Abbildung 3.1 werden auch CC03-Diagramme genannt[1]. Bei Energien nahe der Schwellenenergie von 161 GeV dominiert der t-Kanal Graph (Abb.3.1 rechts), bei dem ein Neutrino zwischen den eingehenden Leptonen ausgetauscht wird. Die anderen beiden Graphen beruhen auf dem Austausch eines Photons respektive eines neutralen Z-Bosons.



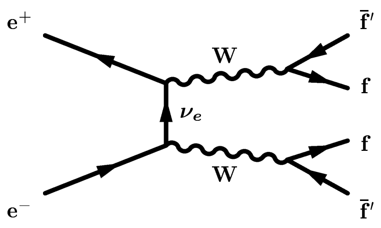


Abbildung 3.1: *Feynman Diagramme für W-Bosonpaar-Produktion und Zerfall bei Elektron-Positron Annihilationen, diese drei Diagramme werden auch als CC03 Diagramme bezeichnet.*

3.1.1 Vier-Fermionen-Prozesse

Vier-Fermion-Ereignisse sind e^+e^--Ereignissen, die im Endzustand vier Fermionen aufweisen. Die Erzeugung von W-Bosonpaaren ist nur ein Beitrag zu diesen Endzuständen.

[1]Die **3** Diagramme beschreiben einen geladenen Strom, engl.„**c**harged **c**urrent“.

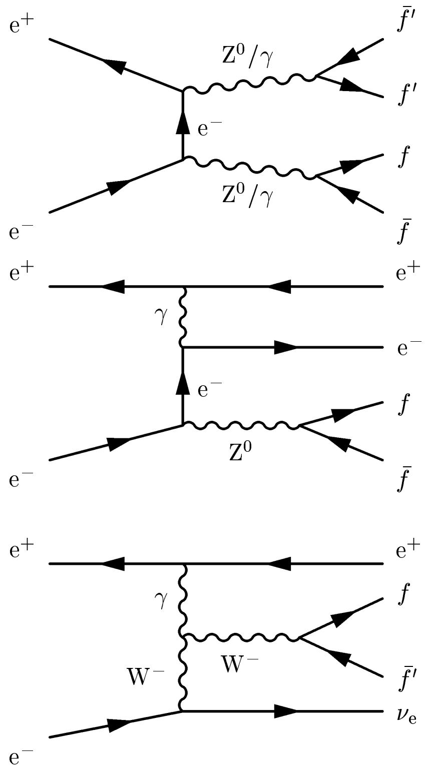


Abbildung 3.2: *Feynman Diagramme für die wichtigsten Vier-Fermion-Prozesse bei Elektron-Positron Annihilationen in der W-Boson Analyse. Dargestellt sind die* Z^0*-Bosonpaar Produktion (oben), die Produktion einzelner* Z^0*-Bosonen (mitte) und die Produktion einzelner W-Bosonen (unten).*

In Abbildung 3.2 sind einige andere aufgezeigt. Ereignisse mit identischen Endzuständen können interferieren und die Parameter des Prozesses entsprechend verändern. Bei der Messung der beiden Prozesse in Abbildung 3.1 müssen daher solche Interferenzeffekte in Betracht gezogen werden. Allerdings sind die Einflüsse der meisten dieser Prozesse sehr klein und in den betrachteten Selektionen vernachlässigbar. Die in dieser Analyse wichtigsten Vier-Fermion-Prozesse sind:

- $Z^0/\gamma*$ Paar-Produktion: Speziell im hadronischen Zerfallskanal ist dieser Prozeß ein wichtiger Untergrund. Aus Phasenraumgründen ist nur der Fall der Z^0 Z^0-Produktion von Interesse.
- Einzel-Z^0-Produktion: Dieser Prozeß hat einen großen Wirkungsquerschnitt und da ein Elektron oft unter kleinen Winkeln im Strahlrohr verschwindet, ist er ein wichtiger Untergrund im $W \to e\nu_e$ Kanal.
- Einzel-W-Produktion: Die Produktion einzelner W-Bosonen ist ein ununterscheidbarer Untergrund für den $W \to e\nu_e$ Kanal und führt auch zu Interferenztermen in der W-Boson-Paarproduktion.

Zusammengefaßt werden diese Untergrundprozesse als sogenannter Vier-Fermion-Untergrund bezeichnet, für den spezielle Simulationen vorhanden sind.

3.2 Zerfallsmoden der W-Bosonen

Das W-Boson hat im wesentlichen zwei Möglichkeiten des Zerfalls, entweder hadronisch in ein Quark-Antiquark-Paar oder leptonisch in ein Lepton und sein zugehöriges Neutrino. Daraus ergeben sich für den Zerfall eines Paares von W-Bosonen drei Möglichkeiten. Resultiert der Endzustand in zwei Paaren von einem Lepton und einem Neutrino, so spricht man von einem reinleptonischen oder auch leptonischen Ereignis. Ebenso spricht man von reinhadronischem oder hadronischem Ereignis für den Fall zweier Quark-Paare im Endzustand. Der in dieser Analyse betrachtete Kanal ist der semileptonische Zerfall, bei dem ein W-Boson in ein Lepton und ein Neutrino zerfällt während das andere in ein Quark-Antiquarkpaar übergeht, das sich durch Teilchenbündel, sogenannte „Jets“ im Endzustand manifestiert.

Ein Tau im Endzustand kann nicht direkt beobachtet werden, da es schnell weiter zerfällt. Seine Lebensdauer ist dabei so kurz, daß es bereits im Strahlrohr zerfällt und nur über seine Zerfallsprodukte detektiert werden kann. Auch das Tau kann leptonisch oder hadronisch zerfallen. Es gibt zwei leptonische Zerfallsmoden für das Tau, elektronisch oder myonisch:

$$\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau \tag{3.1}$$

$$\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau. \tag{3.2}$$

Hadronische Tauzerfälle bestehen aus einem oder drei geladenen Hadronen h, typischerweise geladene Pionen oder Kaonen, begleitet von einer Anzahl n von neutralen Pionen π^0 und einem Neutrino:

$$\tau \rightarrow h(n\pi^0)\nu_\tau \tag{3.3}$$

$$\tau \rightarrow 3h(n\pi^0)\nu_\tau. \tag{3.4}$$

Es läßt sich bereits erkennen, daß durch die zusätzlichen Neutrinos beim Tauzerfall die Energiebestimmung weiter erschwert wird. Daher haben die Kanäle mit Tauzerfällen typischerweise eine schlechtere Auflösung.

Die drei Zerfallsmoden der W-Bosonen werden hier kurz vorgestellt, wobei im folgenden nur der semileptonische Kanal für diese Analyse von Interesse ist.

3.2.1 Leptonischer Zerfall

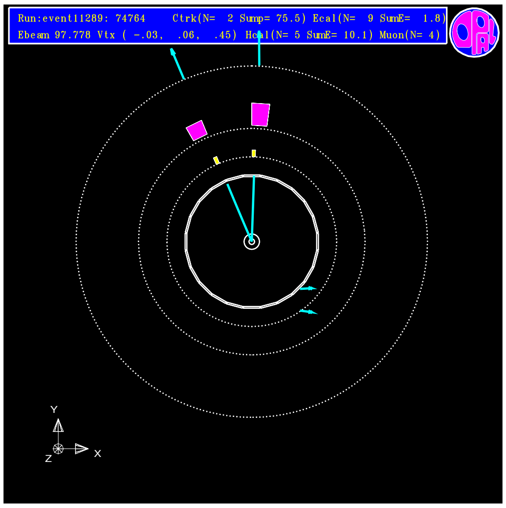


Abbildung 3.3: *Ein als leptonisch identifiziertes Ereignis im* OPAL*-Detektor. Der Detektor ist schematisch dargestellt. Die türkisfarbenen Linien am Vertexpunkt zeigen zwei Myonen in den zentralen Spurkammern. Die gelben respektive magentafarbenen Rechtecke stellen Einträge im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter dar. Die äußeren magentafarbenen Linien sind Treffer in den Myonkammern.*

Zerfallen beide W-Bosonen leptonisch, spricht man von einem leptonischen Ereignis. Ein leptonischer Zerfall bedeutet die Detektion eines primären Leptons in Form einer einzelnen Spur, beziehungsweise ein bis drei Spuren im Falle eines hadronischen zerfallenden Tau-Leptons. Das Neutrino verlässt undetektiert den Detektor. Durch den leptonischen Zerfall beider Bosonen werden diese Ereignisse durch wenige Spuren und einen hohen Anteil an fehlender Energie und Impuls charakterisiert, exemplarisch gezeigt in Abb. 3.3.

Die Vorteile des Kanals liegen in der klaren Signatur durch die zwei Leptonen, keine kombinatorischen Probleme der Zuordnung der Leptonen zu den entsprechenden W-Bosonen und kein Einfluß durch das Hadronisationsmodell[2].

Allerdings zerfallen nur 11% aller W-Bosonpaare in reinleptonische Ereignisse und die zwei nicht detektierten Neutrinos verhindern eine exakte kinematische Rekonstruktion [27].

3.2.2 Hadronischer Zerfall

Zerfallen beide W-Bosonen hadronisch, spricht man von einem hadronischen Ereignis, bei dem alle verfügbare Energie in Hadronen umgesetzt wird. Typischerweise entstehen so vier Teilchenbündel – sogenannte Jets. Durch Abstrahlung harter Gluonen sind allerdings auch fünf und mehr Jets möglich. Abgesehen von eventuellen undetektierten

[2]Erläuterungen zu verschiedenen Hadronisationsmodellen folgen in Abschnitt 4.2

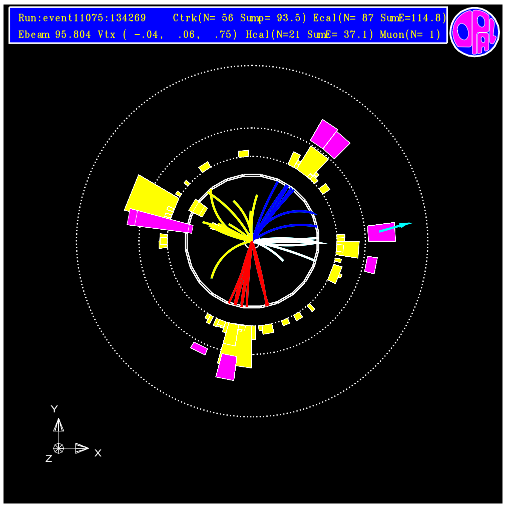


Abbildung 3.4: *Ein als hadronisch identifiziertes Ereignis im* OPAL*-Detektor. Der Detektor ist schematisch dargestellt. Die vom Vertex ausgehenden Spuren in Weiß, Gelb, Blau und Rot sind die Spuren der rekonstruierten Jets. Die anderen Farben sind wie in Abb. 3.3.*

Photonen in Richtung des Strahlrohrs, sind bei diesem Ereignistyp Energie- und Impulserhaltung erfüllt, was eine vollständige kinematische Rekonstruktion ermöglicht.

Problematisch bei der Rekonstruktion der Ereignisse sind vor allem Unsicherheiten bei der Hadronisation und Endzustandswechselwirkungen wie „Color-Reconnection“ [28] und Bose-Einstein-Kondensation [29]. Eine weitere Unsicherheit ist der sogenannte kombinatorische Untergrund. Damit wird dem Problem Rechnung getragen, daß es nicht eindeutig festgelegt ist, welchem W-Boson welche Jets entstammen, somit müssen verschiedene Paarungen berücksichtigt werden [30].

In Abb. 3.4 ist ein typisches hadronisches Ereignisse in der OPAL Ereignisanzeige dargestellt. Hadronische Zerfälle machen 45% aller möglichen Zerfälle eines W-Bosonpaars aus.

3.2.3 Semileptonischer Zerfall

In semileptonischen Ereignissen, zerfällt ein W-Boson hadronisch und das andere in ein Lepton und ein Neutrino. Charakteristisch sind somit zwei Jets aus dem Quark-Antiquarkpaar und ein isoliertes Lepton. Wobei das Lepton auch im Falle eines hadronisch zerfallenden Taus durch ein oder drei geladene Spuren repräsentiert werden kann.

In diesen Ereignissen erwartet man durch das entweichende Neutrino fehlende Energie und eine Impulsbilanz ungleich Null. Nennenswerte Untergrundreaktionen werden nur im $\mathrm{W} \rightarrow \tau\nu_\tau$-Kanal erwartet, in dem Zwei-Quark-Prozesse bis zu 10% Untergrundrate ausmachen können. In den anderen Kanälen erwartet man Untergrundraten von ungefähr einem Prozent.

Ein weiterer Vorteil der semileptonischen Zerfälle ist die hohe Ereignisstatistik: 44% aller WW-Ereignisse zerfallen semileptonisch. Durch einen kinematischen Fit ist ei-

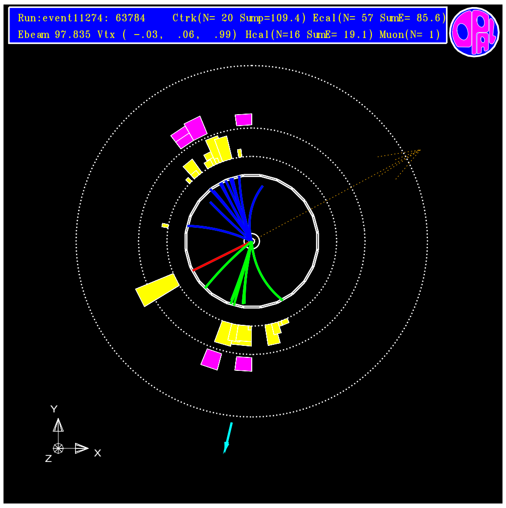


Abbildung 3.5: *Ein als semileptonisch identifiziertes Ereignis im* OPAL*-Detektor. Der Detektor ist schematisch Dargestellt. Die vom Vertex ausgehenden Spuren in Grün und Blau sind die Spuren der rekonstruierten Jets. Der große Pfeil symbolisiert den fehlenden Impuls des undetektierten Neutrinos. Die anderen Farben sind wie in Abb. 3.3.*

ne vollständige Rekonstruktion der Ereigniskinematik möglich. „Color-Reconnection“ und Bose-Einstein-Kondensation spielen für die Analyse der Masse und Breite keine Rolle, da nur ein W-Boson hadronisch zerfällt. Problematisch sind nur die Tau-Zerfälle, da diese wegen des neutrinobehafteten Zerfalls keine Bestimmung der ursprünglichen Tau-Energie ermöglichen. Auch besteht eine Problematik der Misidentifikation der primären Taurichtung, welche in Abschnitt 19 weitergehend erläutert wird.

3.3 Bestimmung der W-Boson Eigenschaften

Im Jahre 1996 wurden bei LEP2 erstmals Schwerpunktsenergien erreicht, welche die paarweise Erzeugung von W-Bosonpaaren ermöglichen. In den darauffolgenden Jahren wurde die Produktion von solchen Paaren bei immer höheren Schwerpunktsenergien untersucht und es konnten erstmals an einem Elektron-Positron Beschleuniger verschiedene Parameter genau vermessen werden.

3.3.1 Der Produktionswirkungsquerschnitt

Eine zentrale Größe ist der Wirkungsquerschnitt der Paarerzeugung. In niedrigster Ordnung, der sogenannten *Born-Approximation*, kann der Wirkungsquerschnitt folgendermaßen ausgedrückt werden [31]:

$$\sigma_{\mathrm{Born}} \approx \frac{\pi\alpha^2}{s}\frac{1}{4\sin{\theta_{\mathrm{W}}}^4}4\beta + \mathcal{O}(\beta^3), \tag{3.5}$$

mit der relativistischen Geschwindigkeit $\beta^2 = (\frac{v}{c})^2 = 1 - 4\mathrm{M}_\mathrm{W}^2/s$ des W-Bosons. In dieser Näherung sind allerdings die Breite des W-Bosons und radiative Korrekturen vernachlässigt. Weitere Betrachtungen zum Wirkungsquerschnitt finden sich in [31].

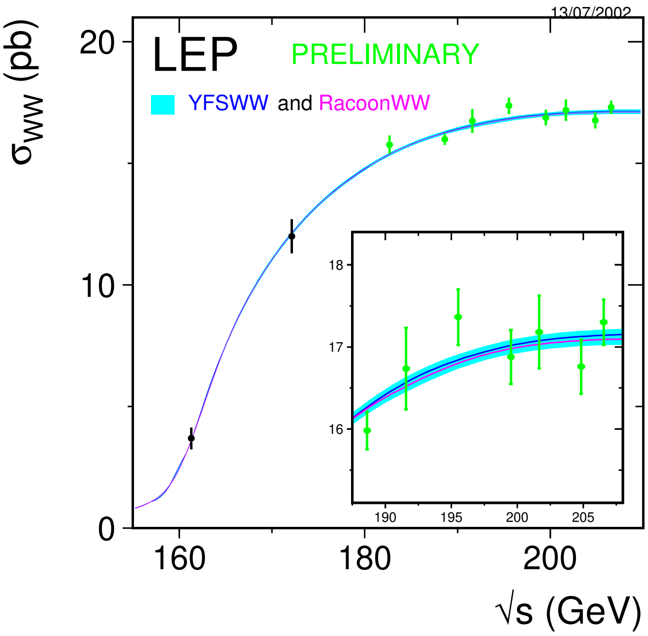


Abbildung 3.6: *Produktionswirkungsquerschnitt von W-Bosonpaaren gemessen bei LEP2-Energien. Die durchgezogene Linie ist die theoretische Vorhersage zweier Monte-Carlo-Generatoren (Ergebnis der LEP-4-Fermion Group, Sommer 2003).*

In Abbildung 3.6 ist das aktuelle Ergebnis der Messung des Wirkungsquerschnitts zu sehen. Die gemessenen Daten werden auch bei höheren Energien mit hoher Genauigkeit durch die Modelle aktueller Monte-Carlo Generatoren beschrieben. Zur Erläuterung der Eigenschaften der Generatoren siehe auch Abschnitt 4.1.

3.3.2 Die Masse des W-Bosons

Die Erhöhung der Schwerpunktsenergie bei LEP in der sogenannten LEP2-Phase ermöglichte erstmals die genaue Vermessung der Eigenschaften der W-Bosonen. Durch präzise Messungen der Standardmodell-Parameter wurde bereits bei LEP1 Energien das Standardmodell mit hoher Genauigkeit bestätigt. Die Messung weiterer Parameter, wie zum Beispiel die Masse und Zerfallsbreite des W-Bosons ermöglicht eine noch präzisere Vermessung des Standardmodells.

Die Masse des W-Bosons läßt sich in Abhängigkeit von den Standardmodell-Parametern Weinbergwinkel $\sin\theta_\mathrm{W}$, Fermikonstante $\mathrm{G_F}$, Feinstrukturkonstante α und einem Korrekturfaktor Δr ausdrücken als

$$\mathrm{M}_\mathrm{W}^2 = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}\mathrm{G_F}\sin\theta_W^2} \cdot \frac{1}{1-\Delta r}$$

Der Term Δr beinhaltet die Korrekturen durch Terme höherer störungstheoretischer Ordnung. In niedrigster störungstheoretischer Ordnung (auch Born-Niveau oder *tree-level* genannt) ist dieser Term gleich Null.

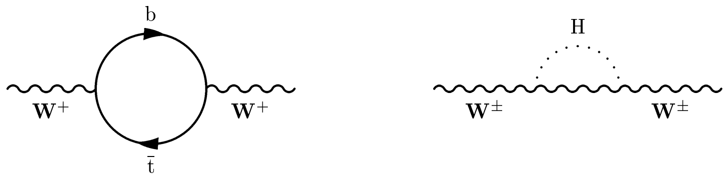


Abbildung 3.7: *Feynman Diagramme für Einschleifen-Korrekturen des W-Propagators durch das Topquark (links) oder ein Higgsboson (rechts)*

Für Korrekturen höherer Ordnung müssen entsprechende Feynman-Diagramme als Korrekturterme hinzugefügt werden. In Abb. 3.7 sind Beispiele für Einschleifen-Diagramme des W-Propagators gezeigt. Genaue Rechnungen zeigen, daß der Faktor Δr im wesentlich von den Masse des Topquarks und logarithmisch von der bislang unbekannten Masse des Higgs-Bosons abhängt. Daher kann nur eine sehr präzise Messung der W-Boson-Masse einen Hinweis auf die Masse des Higgsbosons ergeben.

Globale Parameteranpassungen an Resultate von Hochenergiemessungen ermöglichen eine genau Schätzung der W-Boson-Masse aus den gemessenen Standardmodellparametern. Aktuelle Anpassungen der Standardmodellparameter an LEP1- und SLD-Daten unter Berücksichtigung der gemessenen Top-Quarkmasse [32] ergeben einen Wert von

$$\mathrm{M_W} = 80.379 \pm 0.023\mathrm{GeV}$$

Die unabhängige, direkte Messung der W-Boson-Masse ist nicht nur ein wichtiger Test des Standardmodells, eventuelle Abweichungen können auch Hinweise auf Physik jenseits des Standardmodells sein. Das Ziel der abschließenden Analysen nach Einstellung des LEP-Experiments ist eine vergleichbare Präzision in der direkten Bestimmung der Masse des W-Bosons.

3.3.3 Die Breite des W-Bosons

Das W-Bosons ist kein stabiles Teilchen, es zerfällt in Quarks oder Leptonen. Die Kopplungen an diese Fermionen bestimmt seine Zerfallsbreite Γ_W. Mögliche Zerfälle sind leptonische Zerfälle $\mathrm{W} \to \mathrm{e}\nu_\mathrm{e}$, $\mathrm{W} \to \mu\nu_\mu$ und $\mathrm{W} \to \tau\nu_\tau$, sowie hadronische Zerfälle in ein up- und ein downartiges Quark, deren Mischung innerhalb der drei Generationen durch die CKM-Matrix beschrieben wird.

Die partielle Zerfallsbreite in Leptonen läßt sich in Abhängigkeit von der Masse $\mathrm{M_W}$ parametrisieren als [32]:

$$\Gamma(\mathrm{W} \to \mathrm{e}\nu_\mathrm{e}) = \frac{\mathrm{G_F M_W^3}}{6\pi\sqrt{2}}(1 + \delta^{\mathrm{SM}}),$$

wobei δ^{SM} die Korrekturen höherer Ordnungen umfaßt. Für hadronische Zerfälle gilt

$$\Gamma(\mathrm{W} \rightarrow \mathrm{q}_i \mathrm{q}_j) = f_{\mathrm{QCD}}\, |V_{ij}^2|\, \Gamma(\mathrm{W} \rightarrow \mathrm{e}\nu_{\mathrm{e}}),$$

mit dem CKM-Matrixelement V_{ij} und einem QCD Korrekturfaktor

$$f_{\mathrm{QCD}} = N_C(1 + \delta^{\mathrm{QCD}}) = N_C(1 + 2\alpha_{\mathrm{s}}/\pi + \ldots),$$

der in erster Näherung gleich der Anzahl der Farben $N_C = 3$ ist. Die totale Breite des W-Bosons ergibt sich nun aus den dominanten Zerfallsmoden $\mathrm{W} \rightarrow \mathrm{e}\nu_{\mathrm{e}}$, $\mathrm{W} \rightarrow \mu\nu_{\mu}$, $\mathrm{W} \rightarrow \tau\nu_{\tau}$, $\mathrm{W} \rightarrow \mathrm{ud}$, $\mathrm{W} \rightarrow \mathrm{us}$, $\mathrm{W} \rightarrow \mathrm{cd}$ und $\mathrm{W} \rightarrow \mathrm{cs}$ in erster Ordnung zu

$$\Gamma_{\mathrm{W}} \simeq (3 + 2 \cdot N_C)\, \Gamma(\mathrm{W} \rightarrow \mathrm{e}\nu_{\mathrm{e}}) = \frac{3\, \mathrm{G_F}\, \mathrm{M_W^3}}{2\sqrt{2}\, \pi} \cdot (1 + \delta^{\mathrm{QCD}}) \qquad (3.6)$$

Da die natürliche Breite des W-Bosons nur schwer von der aus der Detektorauflösung resultierenden Breite zu trennen ist, gestaltet sich die Messung der Breite Γ_{W} entsprechend schwierig. Da die Detektorauflösung auch in etwa die gleiche Größe wie der erwartete Wert für Γ_{W} hat, ist die Messung typischerweise nur mit im Vergleich zur Massenbestimmung deutlich verminderter Präzision möglich. Die aktuellste direkte Messung der Breite des W-Bosons aus einer Kombination der Ergebnisse der vier LEP Experimente ergibt sich zu [33]

$$\Gamma_{\mathrm{W}} = 2.150 \pm 0.091\,\mathrm{GeV}.$$

Eine unabhängige Bestimmung der Breite des W-Bosons ermöglicht einen weiteren direkten Test des Standardmodells. Die im Standardmodell vorgegebene Relation zwischen Breite und Masse des W-Bosons (Gleichung 3.6), wird bei den meisten bisherigen Analysen der W-Boson-Masse implizit vorausgesetzt. In dieser Analyse wird versucht, die Masse und Breite unabhängig voneinander zu bestimmen und so diese Vorhersage des Standardmodell einer weiteren unabhängigen Prüfung aus einer direkten Messung zu unterziehen.

Kapitel 4

Modellierung und Simulation

Ein wichtiger Aspekt in den meisten Analysen bei LEP ist die Simulation der Annihilations-Ereignisse. Zur Bestimmung der Effizienz und Genauigkeit verschiedener Analysemethoden werden diese zuerst mit simulierten Ereignissen getestet. So läßt sich auch beispielsweise der Einfluß von Untergrundereignissen feststellen oder die Effizienz für Suchen nach unbekannten Teilchen ermitteln. Weitere Informationen zu solchen sogenannten Monte-Carlo-Generatoren finden sich in [34].

Die Simulation von Ereignissen erfolgt in mehrerer Schritten. Zuerst werden abhängig von berechneten Matrixelementen der elektroschwache Prozeß des Ereignisses mithilfe von Zufallsgeneratoren erzeugt. Die Emission von Gluonen als Abstrahlprozess wird in einer QCD-Pertubationsphase berücksichtigt. Die so generierte Liste von Teilchen bezeichnet man als „Generator-level“. Danach werden die Methoden der Fragmentation und Hadronisation auf die entstandenen Teilchen angewandt, so daß man die im allgemeinen langlebigen Endzustände des Ereignisses erhält. Diese Liste von resultierenden Teilchen und Impulsen wird nun an eine Simulation des Detektors übergeben, in der die weiteren Wege und Zerfälle dieser Teilchen und die Antworten der einzelnen Detektorkomponenten simuliert werden und im gleichen Format wie die Daten abgespeichert werden.

In dieser Arbeit wurden Datensätze verwendet, die mit verschiedenen Monte-Carlo-Generatoren erzeugt wurden. Diese werden hier im kurzen vorgestellt. Auf die Modellierung der Hadronisierung und des Detektors wird im Anschluß eingegangen.

4.1 Monte-Carlo-Generatoren

4.1.1 Simulierte Prozesse

Für diese Analyse ist es notwendig, den Signalprozeß der W-Boson-Paarerzeugung (siehe Abschnitt 3.1) zu simulieren. Weiterhin sind folgende beiden Untergrundprozesse von Interesse:

- Der sogenannte Vier-Fermion Untergrund (siehe Abschnitt 3.1.1) aus Vier-Fermionen Ereignissen ohne direkte W-Boson-Paarerzeugung.

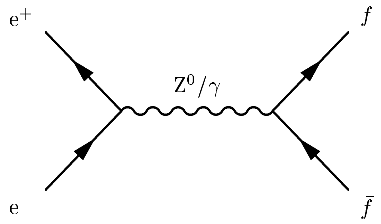


Abbildung 4.1: *Feynman Diagramm niedrigster Ordnung für Zwei-Fermion Prozesse*

- Der Zwei-Fermionen Untergrund aus der Reaktion $Z^0/\gamma* \rightarrow q\bar{q}$ (siehe Abbildung 4.1).

4.1.2 Verwendete Generatoren

KORALW **[35]** KoralW ist der Standardgenerator für Analysen des W-Bosons. Er ermöglicht die Generierung aller 4-Fermion Endzustände unter Berücksichtigung von Abstrahlung im Anfangs- und Endzustand. Ein Interface zur nachfolgend erklärten GRACE Bibliothek ist vorhanden und ermöglicht so die Berücksichtigung von Matrixelemente höherer Ordnung. Zur Hadronisierung wird standardmäßig das weiter unten beschriebene JETSET benutzt.

GRC4F **[36]** Ein Programm zur Berechnung aller 4-Fermionendiagramme mit der GRACE-Bibliothek, Interferenzeffekte und Abstrahlungen im Anfangszustand können Berücksichtigt werden. Die Diagramme können direkt in KORALW benutzt werden.

PYTHIA **[37]** Dieser sehr gut implementierte Vielzweck-Monte-Carlo-Generator ist ein leicht bedienbarer Monte-Carlo Generator für eine Vielzahl von Prozessen. Allerdings berücksichtigt er nur sehr eingeschränkt Interferenzeffekte zwischen verschiedenen Diagrammen. Für Untergrundreaktionen die nur aus einem Diagramm bestehen, wie zum Beispiel Z^0Z^0, oder auch die hier betrachteten Zwei-Fermionen Untergrundprozesse, kann er verwendet werden. Das weiter unten beschriebene Fragmentationsprogramm JETSET ist Teil des Pythia-Programmpakets und wird dort näher beschrieben.

KK2F **[38]** Ein Generator zur Modellierung von Zwei-Fermionendzuständen. Im Vergleich zu PYTHIA werden Abstrahlungsprozesse im Anfangs- und Endzustand bis zur zweiten Ordnung berücksichtigt. Auch sind verschiedene Interferenzdiagramme implementiert. Dieser Monte-Carlo-Generator ist der Standardgenerator des OPAL-Experiments für die Zwei-Fermion Untergrundreaktionen.

4.2 Fragmentation und Hadronisierung

Die Monte-Carlo-Generatoren erzeugen als Endzustände nur Fermionen und abgestrahlte Photonen. Die Bildung stabiler Teilchen muß in anderen Programmteilen modelliert werden. Wie in Abschnitt 1.1.2 erläutert, bildet sich zwischen einem auseinanderdriftenden Quark-Antiquark-Paar ein Feld steigender Energie aus, das die Erzeugung neuer Teilchen ermöglicht. Diese Teilchen folgen der ursprünglichen Richtung der Quarks und bilden sogenannte „Teilchen-Jets“ aus. Diese Jetbildung kann in drei Schritten beschrieben werden (siehe auch Abb. 4.2):

1. Die perturbative Partonenentwicklung.
2. Die Bildung von Hadronen, als nichtperturbativer Prozeß (Hadronisierung).
3. Der Zerfall in langlebige, beobachtbare[1] Teilchen.

Die Modellierung dieser Schritte erfolgt für die Signal- und Untergrundsimulationen mit dem Programm JETSET [37]. Für Untersuchungen des Einflusses des Hadronisationsmodells auf die Bestimmung der Masse und Breite des W-Bosons werden auch Simulationen mit anderen Fragmentationsmodellen verwendet (siehe auch Kapitel 8.6). Die ersten beiden Schritte der Jetbildung werden hier genauer beschrieben.

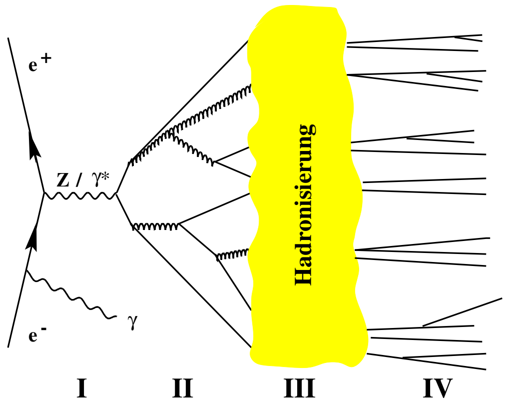


Abbildung 4.2: *Die Fragmentationskette am Beispiel eines* $q\bar{q}\gamma$*-Prozesses. Schritt I ist die Erzeugung des primären Quark-Antiquark-Paares. Schritt II beschreibt das Partonschauermodell, Schritt III die Hadronisierung. In Schritt IV wird der Verlauf und Zerfall der gebildeten gebunden Zustände beschrieben.*

Perturbative Partonenentwicklung

In diesem Schritt werden farbgeladene Partonen (Quarks und Gluonen) aus dem primären Quark-Antiquark Paar erzeugt. Dies könnte prinzipiell durch explizite Berechnung der Matrixelement höherer Ordnung geschehen. Zur Zeit existieren aber nur Programme, die die Berechnung von maximal vier Partonen im Endzustand ermöglichen. Daher verwendet man als Alternative die Beschreibung durch das Partonschauermodell.

[1] Ausnahme: Das Neutrino als stabiles aber unbeobachtbares Teilchen

Das Partonschauermodell

Im Partonschauermodell werden iterativ folgende Elementarprozesse angewendet:

$q \rightarrow qg$ Abstrahlung eines Gluons durch ein Quark

$g \rightarrow gg$ Aufspaltung eines Gluons in zwei Gluonen

$g \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}$ Aufspaltung eines Gluons in zwei Quarks.

Schematisch kann man diesen Schritt in Abb. 4.2, Teil II sehen. Diese Abfolge wird wiederholt angewandt, bis die beteiligten Teilchenenergien so klein werden, daß eine perturbative Entwicklung aufgrund der ansteigenden starken Kopplungskonstante nicht mehr möglich ist. In PYTHIA wird die sogenannte „Leading Log Approximation" angewendet, bei der nur die führenden Terme jeder Ordnung der Störungstheorie berücksichtigt werden.

Hadronisierung

Die nach dem Partonschauermodell erzeugten Partonen müssen nun im nachfolgenden Prozeß der Hadronisierung in gebundene Quark-Zustände überführt werden. Hierfür existieren nur phänomenologische Modelle. Das im Programm JETSET verwendete Modell der „String-Fragmentation"[37] hat sich dabei als erfolgreich erwiesen.

Die String-Fragmentation

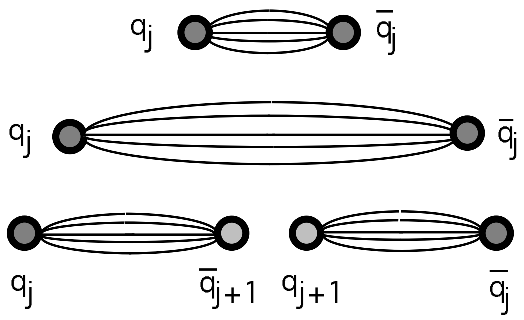


Abbildung 4.3: *Schematisches Bild der String-Fragmentation. Dieser im Text beschriebene Prozeß wiederholt sich, bis die Energie des Feldschlauches nicht mehr ausreicht, um ein neues Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen.*

Das Farbfeld zwischen einem Quark-Antiquark-Paar wird, wie in Abschnitt 1.1.2 erwähnt, als Farbschlauch mit dem Potential aus Gleichung 1.14 beschrieben. Wenn die Energie des Farbschlauches groß genug ist, wird ein neues Quark-Antiquark-Paar gebildet und der Prozeß wiederholt sich zwischen den neuen Paaren (Abb. 4.3).

Weitere Einzelheiten zum Fragmentationsprozess können der Dokumentation von JETSET/PYTHIA [37] und den darin enthaltenen Referenzen entnommen werden. Bei OPAL wird JETSET in einer optimierten Version [39, 40] verwendet, die mittels Vergleich von Z^0-Daten mit den Simulationen optimiert wurde.

Alternative Hadronisierungsmodelle

Als alternative Möglichkeit der Hadronisation wird das sogenannte *Cluster-Modell* verwendet, implementiert im Programm HERWIG [41, 42], das auch ein anderes Parton-Schauer-Modell beinhaltet. HERWIG ist eigentlich ein voller Monte-Carlo-Generator, der aber auch als sogenannter Post-Generator verwendet werden kann. Das heißt, vorhandene Generator-Level-Daten werden durch den alternativen Algorithmus mit einer anderen Hadronisierung versehen, um Studien zur Abschätzung der systematischen Fehler aus der Hadronisierung zu betreiben.

Weiterhin wird für Studien der systematischen Fehler das Programm ARIADNE verwendet. Ein wie JETSET auf dem String-Modell basierendes Monte-Carlo-Programm, dessen Parton-Schauer allerdings auf dem Farb-Dipol-Modell beruht.

Tau-Zerfälle Zerfälle von entstehenden Tau-Leptonen werden gesondert behandelt. Das Programm TAUOLA [43] ermöglicht die Modellierung aller in Abschnitt 3.2 genannten Tau-Zerfälle.

4.3 Detektorsimulation

Die aus der Hadronisierung erhaltenen Teilchen sind entweder langlebig genug, um in den Detektor einzutreten oder zerfallen direkt oder über Kaskaden in solche Teilchen. Diese Zerfälle werden mit experimentell ermittelten Verzweigungsverhältnissen innerhalb des JETSET Programmes durchgeführt. Man erhält danach einen Satz von langlebigen Teilchen mit ihren Viererimpulsen als Ereignisbeschreibung. Diese Tabelle von Vierervektoren wird nun an die auf dem GEANT-Paket [44] basierende Detektorsimulation GOPAL [45] übergeben. Hier werden die Wechselwirkungen der Teilchen mit der Detektormaterie und ihre Zerfälle simuliert, und man erhält die physikalische Signatur des Ereignisse im Detektor. In dieser Simulation werden auch die Schauer und Spurstücke der Detektorkomponenten erzeugt, und unter Berücksichtigung der Parameter aller Detektoren mit ihrem Ansprechverhalten und ihrer elektronischen Umsetzung, in simulierte Detektorantworten umgesetzt.

Das Ereignis liegt nach dieser Detektorsimulation im gleichen Rohdatenformat vor wie es auch vom Detektor erzeugt wird und kann so dem gleichen Rekonstruktionsprozess (siehe Abschnitt 2.3) übergeben werden. Das Resultat dieser Simulation ist ein Datensatz von Monte-Carlo Ereignissen im DST-Format.

Kapitel 5

Selektion und Rekonstruktion von Ereignissen mit W-Bosonen

Der erste Schritt in der Analyse von W-Bosonereignissen ist die Selektion von Ereignissen, die W-Bosonen enthalten aus der Vielzahl von Ereignissen, die mit dem OPAL-Experiment aufgezeichnet wurden. Solch eine Selektionsmethode sollte eine hohe Effizienz und Reinheit der selektierten Ereignisse gewährleisten. Die Effizienz, als Anteil der selektierten Ereignisse im Verhältnis zu der Gesamtheit der produzierten Ereignisse, sowie die Reinheit als Anteil der selektierten Ereignisse die tatsächlich W-Bosonen entsprechen, lassen sich durch Monte-Carlo-Studien bestimmen und ermöglichen so eine Optimierung der Selektionsmethoden.

Zur Selektion der semileptonischen Ereignisse, die in dieser Analyse betrachtet werden, macht man sich ihre typischen Merkmale zu Nutze. Im wesentlichen sind sie durch ein – meist – isoliertes Lepton[1] und einen hadronischen Rest, der in zwei sogenannte Jets gruppiert wird, charakterisiert. Die hier verwendete Selektion ist die Standard Selektion der OPAL W-Analysen, implementiert in dem sogenannten `WW115`-Paket [46]. Dieses Paket wird sowohl für die Analysen des Wirkungsquerschnitts, der Verzweigungsverhältnisse wie auch bei der Analyse der Eigenschaften des W-Bosons verwendet. Verwendet wird die neueste und letzte Version der WW-Gruppe von OPAL, welche alle Optimierungen der Vorgängerpakete für verschieden Schwerpunktsenergien enthält. Für alle hier betrachteten Energien von $\sqrt{s} = 183$ GeV bis $\sqrt{s} = 208$ GeV kann somit das gleiche Programmpaket mit entsprechenden Parametern benutzt werden und es werden die jeweils auf $\sqrt{s}$ optimierten Werte für Kalibrationen, Spurselektion und Ereignisselektion verwendet. Im folgenden wird die Selektionsroutine kurz beschrieben.

5.1 Ereignisselektion

Die Selektionsroutinen des `WW115`-Paketes ermöglichen die Einteilung der Ereignisse in die drei in Abschnitt 3.2 genannten Klassen: leptonischer, semileptonischer und

[1] Oder im Falle eines Tau-Leptons durch seine Zerfallsprodukte

hadronischer Zerfall. Da ein leptonisches Ereignis die klarste Signatur in Form zweier Leptonen ohne weitere sichtbare Zerfallsprodukte hat, wird zuerst versucht, jedes Ereignis als leptonisch zu selektieren [47]. Nur die in diesem Schritt verworfenen Ereignisse, werden der dann folgenden semileptonischen Selektionsroutine übergeben [48]. Die Ereignisse, die dort verworfen werden, werden schließlich der hadronischen Selektion übergeben [49]. Sollte es schließlich in allen drei Selektionen verworfen werden, ist es mit hoher Wahrscheinlichkeit kein Ereignis mit zwei W-Bosonen.

5.1.1 Der DURHAM-Algorithmus

Ein wichtiges Instrument in der Selektion von Ereignissen mit hadronischem Anteil ist der sogenannte *Jetfinder*. In unserem Fall entstehen aus dem Quark-Antiquark-Paar durch Fragmentation (siehe Abschnitt 4.2) eine Vielzahl geladener Spuren und neutraler Teilchen. Der Jetfinder soll nun diese Spuren wieder in Gruppen von Teilchen – sogenannte Jets – bündeln, so daß diese den primären Quarks zugeordnet werden können. Es gibt viele Algorithmen für diesen Zweck, in dieser Analyse wurde der DURHAM-Algorithmus [50] verwendet.

Der DURHAM-Algorithmus beruht auf einem iterativen Verfahren. Man berechnet für jedes mögliche Teilchenpaar i, j eine Kenngrösse y_{ij}. Das Paar mit dem kleinsten Wert für y_{ij} wird zu einem neuen Pseudoteilchen zusammengefaßt. Bei diesem Algorithmus geschieht das durch einfache Addition der Vierervektoren. Den gesamten Vorgang kann man nun wiederholen bis entweder nur noch die gewünschte Anzahl Jets vorhanden ist oder der kleinste Wert für y_{ij} einen bestimmten Grenzwert überschreitet. In unserem Fall wird bis zum Erreichen von zwei Jets iteriert.

Der DURHAM-Algorithmus ist durch die Bestimmung von y_{ij} charakterisiert. Die Kenngrösse berechnet sich als:

$$y_{ij} = \frac{2\min(E_i^2, E_j^2)}{s}(1 - \cos\theta_{ij}), \tag{5.1}$$

mit E_i und E_j den Energien der beiden Teilchen, die den Winkel θ_{ij} einschließen und dem Quadrat der Schwerpunktsenergie s.

5.1.2 Die Selektion semileptonischer Ereignisse

Semileptonische Ereignisse zeichnen sich durch zwei Jets aus der Hadronisierung des Quark-Paars und eine geladene Spur des Leptons aus. Weiterhin charakteristisch ist fehlender Impuls und Energie durch das undetektierte Neutrino. Nachdem zuerst die Selektion eines leptonischen Ereignisses versucht wurde, wird nun eine semileptonische Selektion angewandt.

Die Selektion verläuft in mehrerer Schritten. Zuerst werden alle gemessenen Spuren und Kalorimetereinträge verschiedenen Qualitätsschnitten [48] unterworfen, um Fehleinträge oder Effekte durch Detektorrauschen zu minimieren. Die verbleibenden Einträge bilden eine Liste von Spuren mit Impuls und/oder Energieeinträgen des Ereignisses. Die verwendeten Schnitte sind in Anhang B.1 angegeben.

In einer *Vorselektion* werden Ereignisse mit kleiner Multiplizität oder sehr geringer sichtbarer Energie verworfen. Diese Vorselektion entfernt im wesentlichen Ereignisse aus Zwei-Photon-Reaktionen. Da bei der Fragmentation von einem Quarkpaar bei den betrachteten Schwerpunktsenergien eine Multiplizität von typischerweise 20 geladenen Spuren und mehr erwartet wird, werden Ereignisse geringerer Multiplizität verworfen. Diese Selektion ist sehr locker gehalten, um nur den offensichtlichsten Untergrund zu entfernen. Die verwendeten Schnitte sind in Anhang B.2 aufgeführt.

In einem nächsten Schritt wird der wahrscheinlichste Leptonkandidat ermittelt. Insgesamt gibt es sechs Möglichkeiten für einen Leptonkandidaten: Elektron, Myon oder Tau, letzteres kann wiederum in ein Elektron, ein Myon, in ein geladenes Hadron oder in drei geladene Hadronen zerfallen. Daher werden für jede geladene und selektierte Spur[2] des Ereignisses sechs Wahrscheinlichkeiten, eine für jeden Zerfallskanal, berechnet. Die Spur mit dem jeweils höchsten Wahrscheinlichkeitswert wird als Leptonkandidat des jeweiligen Kanals selektiert.

Nach diesem Schritt erfolgt eine weitere Vorselektion, um im wesentlichen den $Z^0/\gamma* \to q\bar{q}$-Untergrund um einen Faktor 10 zu reduzieren. Dazu wird wieder getrennt für jeden Leptonkanal die jeweilige identifizierte Leptonspur aus dem Ereignis entfernt und die restlichen Spuren mittels des DURHAM-Algorithmus in zwei Jets gebündelt. Danach wird die Spur des Leptons wieder hinzugefügt und eine globale Energiekorrektur der Jetenergien durchgeführt [51], um zu verhindern, daß Spuren doppelte Einträge aus dem Spursystem und den Kalorimetern erhalten. Aus dem so erhaltenen Ereignis mit einem Leptonkandidaten und zwei Jets lassen sich nun verschiedene kinematische Größen bestimmen auf die weitere Schnitte angewandt werden [48]. Im Kanal $W \to e\nu_e$ werden dabei zusätzliche Schnitte angewandt, um $Z^0/\gamma* \to q\bar{q}$ Ereignissen Rechnung zu tragen, bei denen ein hochenergetisches Photon entsteht, welches innerhalb des Detektors in ein e^+e^--Paar konvertiert. Die Selektion der Tau-Kanäle wird hierbei nur auf Ereignisse angewandt, die nicht von den $W \to e\nu_e$ und $W \to \mu\nu_\mu$ Schnitten selektiert wurden.

Der Untergrund aus $Z^0/\gamma* \to q\bar{q}$ Ereignissen kann um einen weiteren Faktor 100 reduziert werden. Dazu wird eine sogenannte „Relative Likelihood-Methode“ angewandt, bei der wiederum für jede Zerfallskette getrennt eine Likelihoodvariable aus verschiedenen Variablen konstruiert wird, die anhand von Simulationen optimiert wurde. Dabei werden Variablen wie die Isolation des Leptonkandidaten, seine Energie und Impuls, seine Identifikationswahrscheinlichkeit, sowie globale Ereignisvariablen wie Energie, Winkelbeziehungen der Jets und des Leptons etc. verwendet. Aus Monte-Carlo-Studien erhält man für diese Variablen Wahrscheinlichkeiten für Untergrund und Signal, die zu einem Likelihood-Wert kombiniert werden [48]. In jedem Zerfallskanal werden Ereignisse mit einem Likelihood größer als 0.5 selektiert, wobei wiederum nur die Ereignisse, die nicht von den $W \to e\nu_e$ und $W \to \mu\nu_\mu$ Likelihoods selektiert wurden, den drei $W \to \tau\nu_\tau$ Likelihood-Selektionen übergeben werden.

Die verbleibenden Ereignisse werden nun noch weiteren Schnitten unterzogen, um eine Reduzierung des 4-Fermionen-Untergrundes zu erreichen. In diesem Stadium sind folgende Untergrundquellen noch von Bedeutung:

[2] Im Falle des Zerfalls $\tau \to 3h(n\pi^0)\nu_\tau$ ist mit „Spur“ ein Dreierbündel von Spuren gemeint

- $q\bar{q}\mu^+\mu^-$ und $q\bar{q}\tau^+\tau^-$ Ereignisse, die als $W \to \mu\nu_\mu$ oder $W \to \tau\nu_\tau$ selektiert wurden
- $q\bar{q}e^+e^-$ Ereignisse aus Z^0Z^0-Zerfällen, die als $W \to e\nu_e$ selektiert wurden
- $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$ Ereignisse, die als $W \to \tau\nu_\tau$ selektiert wurden
- Ereignisse mit einem W-Boson im Endzustand.

Aus den kinematischen Eigenschaften dieser Ereignisklassen werden Schnitte ermittelt, die es ermöglichen diese Untergrundquellen signifikant zu reduzieren.

	Lepton-Identifikation [%]			
Zerfallskanal	$qqe\nu$	$qq\mu\nu$	$qqe\nu$ und $qq\mu\nu$	$qq\tau\nu$
$W \to e\nu_e$	86.0	4.2	3.8	2.9
$W \to \mu\nu_\mu$	4.4	87.6	3.8	2.9
$W \to \tau\nu_\tau$	18.8	16.0	1.2	46.6

Tabelle 5.1: *Zuordnung der Ereignisse nach der Untergrund-Likelihood Selektion. Die Zeilen sind die wahren Zerfallskanäle aus den Monte-Carlo Informationen, die Spalten geben die Anteile der Selektionszuordnung an. Die Zahlen stammen aus einer Monte-Carlo Studie bei $\sqrt{s}$ =189* GeV *[48]. Auffällig ist die hohe Misidentifikation von Tau-Ereignissen als Elektron- oder Myon-Ereignis.*

Nachdem alle Selektionen zur Untergrundunterdrückung angewandt wurden, wird die endgültige Ereignisklassifikation vorgenommen. In Tabelle 5.1 sind die Effizienzen der Selektion beschrieben, die für Elektronen und Myonen über 85% betragen. Bis zu diesem Punkt, wurde die Selektion für die verschiedenen Ereignisklassen parallel vorgenommen, mit Ausnahme der Tau-Selektionen, die nur bei Ereignissen angewandt wurden, die nicht als Elektron- oder Myonereignis selektiert wurden. Einige Ereignisse werden dadurch auch gleichzeitig als Elektron- und Myonereignis selektiert. Um diese Zweideutigkeiten zu beseitigen und vor allem die fehlidentifizierten Tauereignisse richtig zu klassifizieren, wird als letzter Schritt eine neue Likelihood Klassifizierung angewandt, die auf die in diesem Stadium verbleibenden Ereignisse optimiert ist. Diese Klassifizierung läuft in folgenden Schritten ab:

- Ereignisse die sowohl von der $qqe\nu$ als auch der $qq\mu\nu$ Selektion akzeptiert wurden, werden mittels Likelihood entweder als $W \to e\nu_e$ oder $W \to \mu\nu_\mu$ klassifiziert
- Ereignisse die als $qqe\nu$ selektiert wurden, werden den Likelihoodselektionen für $W \to e\nu_e$, $W \to \tau\nu_\tau \to e\nu_e\nu_\tau$ und $W \to \tau\nu_\tau \to h(n\pi^0)\nu_\tau$ unterworfen und entsprechend dem Likelihoodwert einer dieser Kategorien zugeteilt.
- Ereignisse die als $qq\mu\nu$ selektiert wurden, werden den Likelihoodselektionen für $W \to \mu\nu_\mu$, $W \to \tau\nu_\tau \to \mu\nu_\mu\nu_\tau$ und $W \to \tau\nu_\tau \to h(n\pi^0)\nu_\tau$ unterworfen und entsprechend dem Likelihoodwert einer dieser Kategorien zugeteilt.

- Ereignisse die eine der $qq\tau\nu$ Selektionen passiert haben, werden mittels der vier $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ Likelihood-Selektionen klassifiziert.

Nach Abschluß der Ereignis-Klassifizierung ergeben sich die Effizienzen aus Tabelle 5.2. Die Fehlklassifizierungen speziell im $qq\tau\nu$ Kanal sind deutlich reduziert und man erhält Effizienzen von ungefähr 85% für Elektronen und Myonen und über 70% für Tau-Leptonen.

	Lepton-Identifikation [%]		
Zerfallskanal	$qqe\nu$	$qq\mu\nu$	$qq\tau\nu$
$W \rightarrow e\nu_e$	84.1	0.2	5.1
$W \rightarrow \mu\nu_\mu$	0.1	85.5	5.5
$W \rightarrow \tau\nu_\tau$	4.1	3.9	72.2

Tabelle 5.2: *Zuordnung der Ereignisse nach der Klassifikation. Zur Anordnung und Quelle der Zahlen siehe Tab. 5.1 . Die Misidentifikation von Tau-Ereignissen ist deutlich reduziert.*

Ereignisse ohne geladene Leptonspur

Eine besondere Klasse von Ereignissen sind die Ereignisse, bei denen keine geladene Spur eines Leptons gefunden wurde. Dies sind hauptsächlich Leptonen die in Winkelbereiche außerhalb der Spurdetektoren entweichen oder bei denen aus anderen Gründen keine Spur rekonstruiert werden konnte. Es werden zwei Algorithmen zur nachträglichen Selektion solcher Ereignisse angewandt, eine $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}e\nu_e$ und eine $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\mu\nu_\mu$ *Trackless*[3]-Selektion.

Zur Selektion dieser Ereignisse werden Einträge im elektromagnetischen Kalorimeter untersucht, auf welche keine geladene, selektierte Spur zeigt. Diese Einträge werden auf spezifische Evidenzen für Elektronen oder Myonen untersucht. Mittels zusätzliche Schnitte auf andere Ereignisvariablen wir eine effiziente Unterdrückung des $Z^0/\gamma* \rightarrow q\bar{q}$-Unterrundes erreicht. Man erreicht so eine Reinheit der Selektion von 85% für Elektronen und 95% für Myonen.

In Tabelle 5.3 sind die Effizienzen der verschiedenen Kanälen am Ende aller Selektionsschritte inklusive der Selektion von Teilchen ohne geladene Leptonspur aufgelistet. Man sieht, daß durch die Selektion dieser Ereignisse ohne Leptonspur die Effizienzen der Elektron und Myon Selektionen nochmal angehoben werden. Weiterhin sind die systematischen Fehler auf die Selektionseffizienzen angegeben [48] sowie die erzielten Reinheiten der drei Selektionskanäle.

5.2 Rekonstruktion semileptonischer W-Boson-Zerfälle

Nachdem ein semileptonisches Ereignis selektiert wurde, wird eine Rekonstruktion des Zerfalls durchgeführt. Ziel ist es die Zerfallsprodukte den primären Teilchen zuzu-

[3]engl. für Teilchen ohne Spur

	Lepton-Identifikation [%]		
Generierter Zerfall	$qqe\nu$	$qq\mu\nu$	$qq\tau\nu$
$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}e\nu_e$	85.42 ± 0.84	0.15 ± 0.01	4.55 ± 0.50
$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\mu\nu_\mu$	0.12 ± 0.01	89.16 ± 0.80	4.41 ± 0.50
$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\tau\nu_e$	3.80 ± 0.50	4.30 ± 0.50	68.44 ± 1.44
Reinheiten	94.0	97.3	79.8

Tabelle 5.3: *Effizienzen und Reinheiten der endgültigen Selektionen bei $\sqrt{s}$ =189* GeV*. Die angegebenen Fehler sind systematische Fehler der Selektionseffizienzen.*

ordnen. Im Falle des semileptonischen Zerfalls heißt dies, die beiden Jets hoher Multiplizität den entstandenen Quarks zuzuordnen und das Lepton aus dem leptonischen Zerfall des anderen W-Bosons eindeutig zu identifizieren. Für $qq\tau\nu$-Zerfälle bedeutet dies natürlich die Zerfallsprodukte des Taus zu finden und einem zerfallenden Tau zuzuordnen.

5.2.1 Detektor Kalibration

Sowohl die Simulation von Ereignissen wie auch die Rekonstruktion realer Ereignisse hängt wesentlich von der exakten Beschreibung des Detektors ab. Es ist daher wichtig diese Eigenschaften regelmäßig zu überprüfen und die Simulationen entsprechend anzupassen. Zu diesem Zweck wird zu Beginn eines Jahres für alle LEP-Experimente eine kurze Zeit der Datennahme bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}$ = 91 GeV durchgeführt. Da diese Schwerpunktsenergie genau der Z^0-Resonanz entspricht, kann man Vergleiche mit exakt eingestellten Monte-Carlo-Simulationen durchführen. Diese Simulationen sind aufgrund der genau vermessenen Z^0-Parameter aus der LEP 1-Phase sehr genau in ihren Voraussagen.

Aus den Vergleichen dieser Kalibrationsdaten mit den Simulationen lassen sich winkelabhängige Unterschiede in den Parametern der Jets bestimmen. Diese Unterschiede werden durch angepaßte Monte-Carlo-Simulationen auf ein Minimum reduziert [52]. Somit werden die Daten unverändert belassen, nur die Simulationen werden soweit verändert, daß die Übereinstimmung mit den Referenzdaten möglichst hoch ist.

Die Routinen, die verwendet werden, um die Monte-Carlo-Daten zu kalibrieren, daß heißt zu verändern, können auch für systematische Studien verwendet werden. Sie erlauben es ausgewählte Parameter der Jets und Leptonen innerhalb ihrer Fehlergrenzen zu „verschmieren“; mit den so veränderten Simulationen läßt sich dann der Einfluß dieser Parameter auf die W-Masse ermitteln.

5.2.2 Rekonstruktion des Leptons

In der beschriebenen Selektionsroutine wurde bereits ein Leptonkandidat bestimmt. Im Falle eines Elektrons, Myons oder eines leptonisch zerfallenden Taus ist dies eine einzelne geladene Spur im Spursystem und die *assoziierten Cluster* im kalorimetrischen

System. Die assoziierten Cluster sind dabei die Einträge innerhalb des Kalorimeters, auf welche die Richtung der genannten Spur deutet.

Im Falle von hadronisch zerfallenden Tau-Leptonen besteht der Kandidat aus einer oder drei geladenen Spuren[4] zusammen mit den assoziierten Clustern sowie aus Kalorimetereinträgen, die von den Zerfallsprodukten der neutralen π^0-Teilchen herrühren[5].

Energie und Impulsrichtung von Myonen aus $\mathrm{W} \to \mu\nu_\mu$ oder $\mathrm{W} \to \tau\nu_\tau \to \mu\nu_\mu\nu_\tau$ Zerfällen wird aus dem Spursystem bestimmt. Aufgrund der schwach ionisierenden Eigenschaften des Myons sind nur geringe Einträge in den kalorimetrischen Systemen vorhanden. Die Energie von Elektronen aus $\mathrm{W} \to \mathrm{e}\nu_\mathrm{e}$ oder $\mathrm{W} \to \tau\nu_\tau \to e\nu_e\nu_\tau$ Zerfällen wird aus dem elektromagnetischen Kalorimeter bestimmt, da seine Energieauflösung für hochenergetische Elektronen deutlich besser ist, als die des Spursystems. Die Richtung des Impulses wird bei Elektronen aus dem Spursystem bestimmt.

Bei hadronischen Tau-Zerfällen läßt sich nur die Energie der Zerfallsprodukte bestimmen, indem man die Energien der geladenen Spuren addiert und dazu die Energien von unassoziierten Kalorimeterclustern addiert, die sich in einem gewissen Radius um die geladenen Spuren befinden. Diese Energie ist aber für die weitere Analyse nutzlos, da durch die entstehenden Neutrinos bei Tau-Zerfällen die Gesamtenergie nicht genau bestimmt werden kann. Die so ermittelte Energie ist daher nur in den Selektionsalgorithmen von Belang. Da aber die entstehenden Taus von hoher Energie sind, haben sie einen hohen Boost und man kann daher die Richtung der Zerfallsprodukte in sehr guter Näherung als die Richtung des primären Taus sehen. Zusammengefaßt bedeutet das, daß aufgrund der zusätzlichen Neutrinos bei Ereignissen mit Tau-Zerfällen eines W-Bosons, die Energie des leptonischen Teils unbestimmt bleibt, egal ob leptonische oder hadronische Zerfälle des Taus vorliegen. In diesem Fall geht nur die Richtung des Taus in die weitere Analyse ein.

Ereignisse mit Leptonen ohne zugehörige geladene Spur werden in der Analyse weiterverwendet. Spurlose Ereignisse aus $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to \mathrm{q\bar{q}e}\nu_\mathrm{e}$ Reaktionen werden der $\mathrm{qqe}\nu$-Klasse zugeordnet, wobei die Energie und Richtung des Elektrons allein aus der Information des elektromagnetischen Kalorimeters gewonnen wird. Spurlose Ereignisse aus $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to \mathrm{q\bar{q}}\mu\nu_\mu$ Reaktionen werden der $\mathrm{qq}\tau\nu$-Klasse zugeordnet, da in diesem Fall keinerlei Energieinformation der Myonen vorliegt. Die Einträge die das nur schwach aufschauernde Myon im kalorimetrischen und Myon-System hinterläßt reichen nur aus, eine Richtungsinformation zu gewinnen. Somit sind sie den Tau-Ereignissen ähnlich, die ebenfalls ohne Energieinformation verwendet werden.

Wie in der Dissertation von J.Dubbert [53, Abschnitt 7.2.3] gezeigt, enthalten auch die Ereignisse ohne Leptonspur genügend Information zur Bestimmung der W-Bosonmasse.

Misidentifizierte Tau-Zerfälle – „Evil Taus“

Eine problematische Besonderheit betrifft die Zerfälle mit einem Tau-Lepton im Endzustand. Das primäre Tau hat bei den hier betrachteten Energien eine Zerfallslänge von

[4] Üblicherweise bestehend aus $\pi^\pm$ oder $\mathrm{K}^\pm$

[5] Das π^0 zerfällt dominant in $\gamma\gamma$ (ca. 99%) oder $\mathrm{e^+e^-}\gamma$ (ca. 1%)

weniger als 3 mm, daher zerfällt dieses Lepton bereits im Strahlrohr. Weiterhin haben die entstehenden Zerfallsprodukte durch die zusätzlichen Neutrinos niedrigere Energien, wodurch ihre Messung erschwert wird. Dies kann zu zusätzlichen Problemen bei der Identifikation des Leptonkandidaten führen. Speziell auch im Fall des hadronischen Tau-Zerfalls, können in bestimmten Fällen die Zerfallsprodukte nicht mehr eindeutig von den anderen hadronischen Zerfallsprodukten – den Jets des hadronisch zerfallenden W-Bosons – getrennt werden.

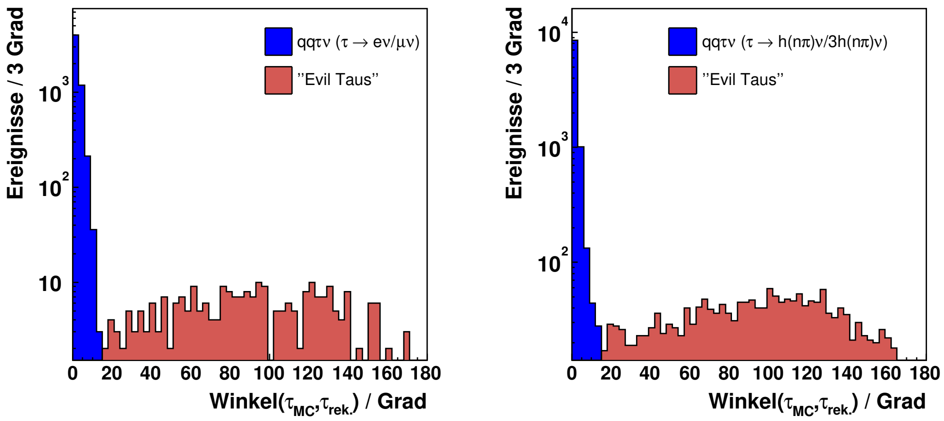


Abbildung 5.1: *Abweichung der rekonstruierten von der wahren Tau-Flugrichtung. Das linke Bild zeigt die Verteilung für leptonische Tau-Zerfälle, Abweichungen über 15° sind farblich abgegrenzt und stellen die „Evil-Taus" dar. Im rechten Bild ist die Situation für hadronische Ein- und Dreispurzerfälle des Taus dargestellt. Die Histogramme wurden mit Monte-Carlo WW-Daten bei* $\sqrt{s} = 200$ GeV *erstellt.*

Diese Probleme führen in vielen Fällen zu einer Misidentifikation des Tau-Kandidaten, in dem Sinne, daß die ermittelte Tau-Richtung deutlich von der wahren Richtung abweicht. Man spricht bei einer Abweichung von mehr als 15° von einem sogenannten „Evil-Tau", einem bösartigen Tau, daß keine Masseinformationen mehr enthält. In Abb. 5.1 ist die Abweichung des rekonstruierten Flugwinkels von wahren Flugwinkel des Taus dargestellt.

Um die hadronische Tau-Selektion zu verbessern, wurde eine zusätzliche Likelihood-Selektion eingeführt, um Evil-Taus zu verwerfen, bzw. einen besseren Tau-Kandidaten zu finden. In der Dissertation von J. Dubbert [53, Abschnitt 7.2.2] ist der Algorithmus und seinen Effizienz näher beschrieben.

5.2.3 Rekonstruktion des hadronisch zerfallenden W-Bosons

Der hadronischen Zerfall des W-Bosons resultiert in zwei Bündeln von fragmentierten Teilchen (siehe Abschnitt 4.2), welche mittels des in Abschnitt 5.1.1 beschriebenen DURHAM-Algorithmus in zwei sogenannte *Jets* gebündelt werden. Die wichtigste Meßgröße ist die Energie dieser Jets, die Energieauflösung der Jets beeinflußt direkt die Massenbestimmung des W-Bosons.

Die beste Energieauflösung von geladenen Teilchen, die ca. 2/3 der Jetenergie tragen, wird im Spursystem erzielt[6]. Die Energie der verbleibenden neutralen Teilchen kann nur im kalorimetrischen System gemessen werden. Somit sollte die Energie des Jets getrennt nach geladenen und ungeladenen Spuren ermittelt werden. Allerdings erzeugen auch geladene Teilchen Einträge in den Kalorimetern, es muß also verhindert werden, daß Energiebeiträge doppelt gezählt werden.

Bei OPAL existieren zwei Methoden um diese Energiekorrekturen vorzunehmen: der GCE[7] Algorithmus [51], der auf einer globalen Energiekorrektur der Jets beruht und der MT[8] Algorithmus [54, 55, 56].

In dieser Analyse wird der MT Algorithmus verwendet, der auf einer Anpassung der einzelnen Spuren beruht. Dazu werden die einzelnen geladenen Spuren in ihrem Weg bis in das kalorimetrische System extrapoliert. Dort werden sie einem kalorimetrischen Eintrag (Schauer) zugeordnet, abhängig von dessen Position und Ausdehnung. Weiterhin wird berechnet wie groß ein durch die geladene Spur erzeugter Kalorimeterschauer wäre. Trifft die geladene Spur keinen Kalorimeterschauer, so wird die Energie der geladenen Spur verwendet und umgekehrt. Ist ein Kalorimetereintrag im Bereich der extrapolierten Spur zu finden so wird dieser mit der Erwartung der geladenen Spur verglichen. Liegt des Kalorimetersignal innerhalb einer vorgegebenen Toleranz um diese Erwartung, so wird nur die Energie des Spursystems verwendet. Ist die Energie im Kalorimeter größer, so wird die Energie der geladenen Spur und die um diesen Betrag reduzierte Kalorimeterenergie verwendet.

Weiterhin werden Kompensationen für das elektromagnetische und hadronische Kalorimeter angewandt, welche die Energieauflösung weiter verbessern. Die so korrigierten Spuren neutraler und geladener Teilchen werden dann dem Jetfinder übergeben, der die Energie und den Impuls der Jets bestimmt.

[6]Ausgenommen Elektronen, die allerdings nur selten zu den Fragmentationsprodukten gehören.

[7]**G**lobal **C**orrected **E**nergy : Globale Energiekorrektur

[8]**M**atching **T**rack : Passende Spuren

Kapitel 6

Die Faltungsmethode zur Bestimmung der Masse und Breite des W-Bosons

In diesem Kapitel wird die in dieser Analyse verwendete *Faltungsmethode* beschrieben, die auf einer bereits bei OPAL verwendetenen Methode beruht [57]. Diese wurde allerdings nur zur Bestimmung der Masse verwendet. In der publizierten OPAL-Massenanalyse [58] wurde sie als Vergleichsmethode verwendet und wird in veränderter Form in der nächsten Publikation über die Bestimmung der Masse und Breite des W-Bosons mit dem OPAL-Experiment als Standardmethode verwendet.

Innerhalb der OPAL-Kollaboration existieren noch zwei weitere komplementäre Methoden zur Bestimmung der Masse des W-Bosons, die *Reweighting Methode* [59, 60], die auch die Bestimmung der Breite ermöglicht, und den direkten *Breit-Wigner-Fit* [61, 62]. In dieser Analyse wird die Faltung erstmals auch für die Messung der Breite des W-Bosons verwendet.

Nach einer Motivation der Methode werden die Grundlagen des kinematischen Fits erklärt, der die Berechnung ereignisbezogener Wahrscheinlichkeitsdichten erlaubt. Diese Ereigniswahrscheinlichkeiten zusammen mit einer Physikfunktion bilden die Grundlage der Faltungsmethode, die im Anschluß motiviert und erklärt wird.

6.1 Motivation

Wie bereits in Kapitel 3 erläutert, bietet der semileptonische Kanal Vorteile für die Massenbestimmung der W-Bosonen, unter anderem eine klare Ereignis-Signatur, hohe Statistik und vollständige kinematische Rekonstruktion. Ein deutlicher Nachteil ist allerdings das unbeobachtbare Neutrino. Obwohl seine kinematische Information durch Energie- und Impulserhaltung im Rahmen eines kinematischen Fits bestimmt werden kann (vergleiche folgenden Abschnitt), resultiert dies aber in einer im Vergleich zum hadronischen Kanal ungenaueren Bestimmung der W-Massenparameter eines Ereignisses. Dies bedeutet, daß der Fehler auf die rekonstruierte W-Masse innerhalb eines

Ereignisses typischerweise größer ist, als im Fall eines hadronischen Ereignisses. In Abbildung 6.1 ist die Verteilung der Fehler auf die rekonstruierte Masse pro Ereignis gezeigt. Man sieht deutlich, daß im hadronischen Falle die Fehler vergleichsweise symmetrisch verteilt sind und ein relativ scharfes Maximum ausbilden. In diesem Falle kann eine Analyse verwendet werden, in der die einzelnen Ereignisse ungewichtet verwendet werden. Im semileptonischen Fall sind die Fehler der Einzelmessungen deutlich asymmetrisch zu höheren Werten verlagert. Die Verwendung ungewichteter Ereignisse mit einem mittleren Fehler würde den ungenügend rekonstruierten Ereignissen ein zu hohes Gewicht einräumen und die Messung verschlechtern.

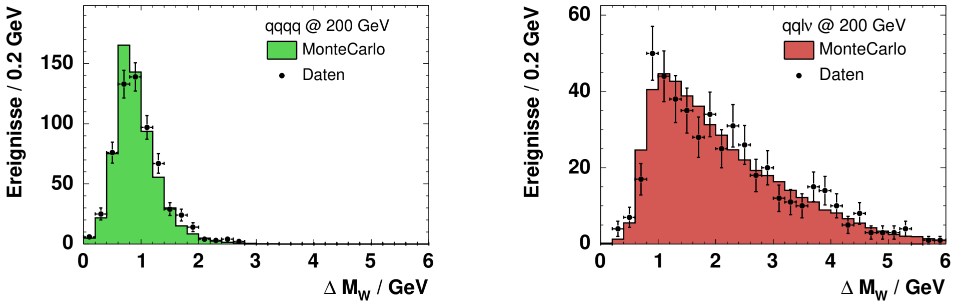


Abbildung 6.1: *Fehler auf die Bestimmung der Ereignismasse im hadronischen (links) und semileptonischen (rechts) Kanal bei einer Schwerpunktsenergie von 200* GeV. *Die Punkte sind* OPAL-*Daten, das gefüllte Histogramm zeigt die Erwartung aus dem Monte-Carlo.*

Die Faltungsmethode erlaubt es den Fehler der Einzelmessung pro Ereignis in Betracht zu ziehen, in dem eine Wahrscheinlichkeitsdichte abhängig von der rekonstruierten Masse für jedes Ereignis konstruiert wird. Diese beinhaltet eine Darstellung der Detektorauflösung bei dieser Einzelmessung. Ereignisse mit einem schlecht rekonstruierten Neutrino, oder mit Impulsen in die schlechter auflösende Vorwärtsrichtung ergeben typischerweise breite, flache Verteilungen, während gut aufgelöste Ereignisse im Barrel-Bereich eher schmale Wahrscheinlichkeitsdichten ergeben. Als weitere Größe wird eine *Physikfunktion* benötigt, welche die physikalische Wahrscheinlichkeit der Erzeugung eines W-Bosons einer bestimmten rekonstruierten Masse abhängig von den Standardmodell-Parametern M_W und Γ_W – Masse und Breite des W-Bosons – beschreibt. Die Faltung der Ereigniswahrscheinlichkeitsdichte mit der Physikfunktion ergibt den Likelihoodwert des einzelnen Ereignisses abhängig von den Parametern M_W und Γ_W. Da alle Ereignisse als unabhängig angesehen werden können, erhält man durch Multiplikation der einzelnen Likelihood-Werte einen gesamten Likelihoodwert, der dann nach den Parametern Masse und Breite des W-Bosons maximiert werden kann.

Im folgenden Abschnitt wird der kinematische Fit als Grundlage aller folgenden Schritte beschrieben, danach die Berechnung der Ereigniswahrscheinlichkeitsdichten und die verwendete Physikfunktion, welche auch eine statistische Beschreibung der Photonabstrahlung im Anfangszustand enthält. Abschließend wird die Behandlung der Untergrundzustände in dieser Analyse erläutert.

6.2 Der kinematische Fit

Aus einem rekonstruierten Ereignis läßt sich im hadronischen Fall bereits die Masse des W-Bosons aus der invarianten Masse der beiden Vierervektoren der Jets bestimmen. Im semileptonischen Fall fehlt allerdings die Information des entweichenden Neutrinos. Bei einem Elektron-Positron Beschleuniger kann allerdings die Energie- und Impulserhaltung verwendet werden, um die Messung präziser zu gestalten.

Möglich ist dies in einem kinematischen Fit, in dem die Impulse der gemessenen Teilchen mit ihren Fehlern zusammen mit den Bedingungen der Energie- und Impulserhaltung einer Minimierung der kleinsten Quadrate unterworfen werden. Die folgenden Abschnitte beschreiben diesen Ansatz.

In einer kinematischen Anpassung werden die Abweichungen der angepaßten von den gemessenen Parametern minimiert, äußere Zwangsbedingungen können dabei berücksichtigt werden. Als Maß für die Abweichung dient eine χ^2-Funktion, welche die Abweichung der Schätzwerte von den Meßgrößen gewichtet mit ihren Fehlern summiert. Unter Vernachlässigung eventueller Korrelationen[1] erhält man als χ^2-Funktion für N_{mess} gemessene Variablen und N_{zb} Zwangsbedingungen:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{mess}}} \frac{(p_i - \hat{p}_i)^2}{\sigma_i^2} + \sum_{k=1}^{N_{\text{zb}}} f_k(\hat{\mathbf{p}}, \xi), \tag{6.1}$$

mit den geschätzten Parametern $\hat{p}_i$, den Meßwerten p_i und ihren Meßfehlern σ_i und den von den Parametern $\hat{\mathbf{p}}$ und externen Parametern ξ abhängenden Zwangsbedingungen f_k.

Die Minimierung dieser Funktion ergibt einen Parameter-Satz $\hat{\mathbf{p}}$, der eine beste Schätzung der Meßgrößen unter gleichzeitiger Erfüllung der Zwangsbedingungen darstellt. Der resultierende χ^2-Wert gibt dabei gleichzeitig ein Maß für die Güte des Fits an. Stellen die angepaßten Parameter eine gute Schätzung der Messung unter Berücksichtigung der Zwangsbedingungen dar, so ist das resultierende χ^2 in etwa so groß wie die Anzahl der Freiheitsgrade des anzupassenden Systems. Die Anzahl der Freiheitsgrade N_{fg} ergibt sich aus der Anzahl der gemessen Parameter N_{mess}, der Zahl N_{par} der anzupassenden Parameter und der Zahl N_{zb} der Zwangsbedingungen als:

$$N_{\text{fg}} = N_{\text{mess}} - N_{\text{par}} + N_{\text{zb}}. \tag{6.2}$$

Ein χ^2-Wert, der deutlich größer ist, als die Anzahl der Freiheitsgrade, deutet auf eine nicht genau bestimmte Anpassung hin. Ursache kann eine schlechte kinematische Anpassung sein oder auch Fehlerschätzungen der Parameter, die nicht gaussisch verteilt sind.

Die Wahrscheinlichkeit $P_{\chi^2}(N_{\text{fg}})$, einen χ^2-Wert größer als den beobachteten zu erhalten, ergibt sich abhängig von der Anzahl der Freiheitsgrade zu:

$$P_{\chi^2}(N_{\text{fg}}) = \int_{\chi^2}^{\infty} \frac{x^{(N_{\text{fg}}-2)} \exp(x/2)}{\sqrt{2^{N_{\text{fg}}}}\, \Gamma(N_{\text{fg}}/2)} \,\mathrm{d}x. \tag{6.3}$$

[1]Die Impulsvariablen der Endzustandsteilchen lassen sich so darstellen, daß sie in guter Näherung unkorreliert sind, siehe auch Abschnitt 8.1.1.

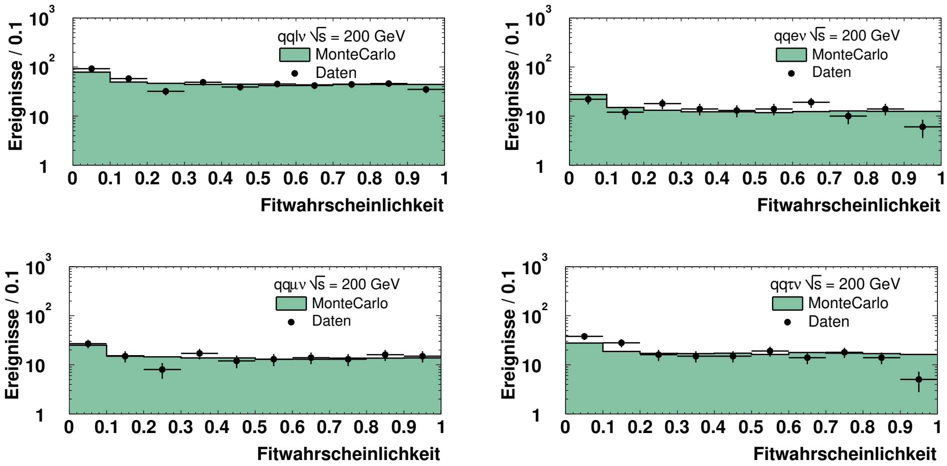


Abbildung 6.2: *Verteilung der Wahrscheinlichkeitswerte für den Massenfit für semileptonische Ereignisse in den verschiedenen Lepton-Kanälen. Die Punkte sind* OPAL*-Daten, das gefüllte Histogramm zeigt die Erwartung aus dem Monte-Carlo, beides bei einer Schwerpunktsenergie von 200* GeV.

Im Falle korrekter und gaussverteilter Fehlerparametrisierungen sollte die resultierende Verteilung von Wahrscheinlichkeitswerten $P_{\chi^2}(N_{\mathrm{fg}})$ eine flache Verteilung zwischen 0 und 1 darstellen (siehe Abb. 6.2).

6.2.1 Zwangsbedingungen

Als äußere Bedingungen des Systems gelten Energie- und Impulserhaltung, die sich folgendermassen ausdrücken lassen:

$$\sum_{i=1}^{4} (E_i, \vec{p}_i) = (\sqrt{s}, \vec{0}). \tag{6.4}$$

Die Impulsbeziehung wird direkt verwendet, um den Impuls des unbeobachteten Neutrinos zu errechnen:

$$\vec{p}_\nu = -\vec{p}_{\mathrm{jet1}} - \vec{p}_{\mathrm{jet2}} - \vec{p}_{\mathrm{lepton}} \tag{6.5}$$

Es wurde gezeigt [63], daß die Forderung nach gleichen W-Bosonmassen im Ereignis

$$m_{\mathrm{W}^+} = m_{\mathrm{W}^-}, \tag{6.6}$$

eine Verbesserung der Massenauflösung ergibt. In einer Studie, die in Kapitel 9 vorgestellt wird, wurde versucht, diese Analyse ohne diese zusätzliche Zwangsbedingung durchzuführen. Es zeigt sich, daß dies in einem enormen Berechnungsaufwand mündet, bei nicht zufriedenstellenden Ergebnissen. Innerhalb der OPAL-Kollaboration wird zur Zeit eine Faltungsmethode entwickelt, die auf die Zwangsbedingung gleicher Massen verzichtet, aber bestimmte Bedingungen an die Kinematik des Ereignisses stellt [64], um so die Rechenzeit deutlich zu reduzieren.

Aus diesen Zwangsbedingungen lassen sich nach Gleichung (6.2) die Anzahl der Freiheitsgrade bestimmen. Im semileptonischen Fall muß man zwischen Elektronen und Myonen einerseits und Tau-Leptonen andererseits unterscheiden. Bei Elektronen oder Myonen werden drei Impulse mit Betrag und Richtung gemessen, die der beiden Jets und der Impuls des Leptons; man erhält so neun gemessene Parameter ($N_{\text{mess}} = 9$). Im Falle der Tau-Leptonen ist nur die Richtung des Leptons hinreichend bekannt, die Energie kann aufgrund der zusätzlichen Neutrinos nicht gemessen werden. Daher reduziert sich in diesem Fall die Anzahl der gemessenen Parameter auf acht. Angepaßt werden im Fit jeweils alle vier Impulse des Systems, inklusive dem Neutrinoimpuls, daher beträgt die Anzahl der anzupassenden Parameter (N_{par}) zwölf. Man erhält so die in Tabelle 6.1 genannten Freiheitsgrade für die verschiedenen Fits. Im Falle der Zwangsbedingung gleicher Massen spricht man daher auch von 2C-Fit bei Elektronen und Myonen bzw. 1C-Fit bei Taus.

Lepton	$m_{\mathrm{W}^+} = m_{\mathrm{W}^-}$	unabhängige Massen
Elektron/Myon	2	1
Tau	1	0

Tabelle 6.1: *Anzahl der Freiheitsgrade für verschiedene Fittypen*

Die Implementation der Zwangsbedingungen in die χ^2-Funktion erfolgt mittels sogenannter **„Penalty"-Faktoren**, welche eine robuste Berechnung des Minimums der χ^2-Funktion ermöglichen [53].

Da die drei Zwangsbedingungen des Impulses schon direkt zur Berechnung des Neutrinoimpulses (Gleichung 6.5) verwendet werden, bleiben zwei Bedingungen, die als Penalty-Terme eingefügt werden:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{mess}}} \frac{(p_i - \hat{p}_i)^2}{\sigma_i^2} + \frac{(\sum_i \hat{E}_i - \sqrt{s})^2}{\delta_E^2} + \frac{(\hat{m}_{12} - \hat{m}_{34})^2}{\delta_m^2}. \tag{6.7}$$

Die Energieerhaltung steht als erster Penalty-Term mit den Energien der Jets und des Leptons:

$$\hat{E}_i^2 = \sqrt{\hat{m}_i^2 + \hat{\vec{p}}_i^{\,2}}. \tag{6.8}$$

Die Massen m_i der Jets ergeben sich aus den Werten die der DURHAM-Algorithmus errechnet, für die Leptonmassen werden die Werte aus [65] verwendet. Die Massen des hadronischen Systems $\hat{m}_{12}$ und des leptonischen Systems $\hat{m}_{34}$ berechnen sich zu:

$$\hat{m}_{ij} = \sqrt{(\hat{E}_i + \hat{E}_j)^2 - (\hat{\vec{p}}_i + \hat{\vec{p}}_j)^2}. \tag{6.9}$$

Als freie Parameter verbleiben die sogenannten Penalty-Faktoren δ_m und δ_E. Diese werden für Elektronen und Myonen auf den Wert 0.01 und für Tau-Leptonen auf den Wert 0.03 gesetzt. Die Werte ergeben eine gute Übereinstimmung des Fits mit den Werten des Standard-Fits des `WW115`-Pakets. Es wurde getestet, daß das Resultat des Fits nicht nennenswert von einer Veränderung dieser Penalty-Faktoren um einen Faktor 10 abhängt.

Für die in den folgenden Abschnitten beschriebene Ereigniswahrscheinlichkeitsdichte ist es notwendig, den χ^2-Wert abhängig von einer vorgegebenen Masse m des

W-Bosons zu berechnen. Für die aus dem eigentlichen Fit berechnete Masse sollte dann diese χ^2-Kurve ein Minimum haben. Zu diesem Zweck wird der Penalty-Term für die gleichen Massen in Gleichung (6.7) modifiziert:

$$\chi^2(m) = \sum_{i=1}^{N_{\text{mess}}} \frac{(p_i - \hat{p}_i)^2}{\sigma_i^2} + \frac{(\sum_i \hat{E}_i - \sqrt{s})^2}{\delta_E^2} + \frac{(\hat{m}_{12} - m)^2}{\delta_m^2} + \frac{(\hat{m}_{34} - m)^2}{\delta_m^2}. \quad (6.10)$$

Diese von m abhängige χ^2-Funktion erlaubt es, für ein gegebenes Ereignis den χ^2-Wert unter der Annahme einer bestimmten Masse des W-Bosons zu berechnen. Aus diesen Werten für verschiedene Massen m kann eine Wahrscheinlichkeitsdichte $P(m)$ berechnet werden, was im Folgenden noch weiter erläutert wird.

6.3 Ereigniswahrscheinlichkeitsdichten

Am Anfang der Ereignisanalyse steht der bereits in Abschnitt 6.2 beschriebene kinematische Fit. Durch diesen werden die vorher rekonstruierten Jets und das Lepton an die Zwangsbedingungen der Impuls- und Energieerhaltung angepaßt und man erhält die verbesserten Impulse dieser drei Teilchen. Diese kinematischen Daten werden nun dazu verwendet, um eine Ereigniswahrscheinlichkeitsdichte $P(m)$ zu berechnen.

Die Funktion $P(m)\mathrm{d}m$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß zwei W-Bosonen mit mittlerer Masse zwischen m und $m + \mathrm{d}m$ dieses Ereignis erzeugt haben. Die gemessene Masse m_i des Ereignisses i ist der wahrscheinlichste Wert von m, also das Maximum der Kurve $P(m)$. Der Fehler von m_i ergibt sich ebenfalls aus der Wahrscheinlichkeitsdichte, als das kleinste Intervall $[m_i - \Delta m_i^-, m_i + \Delta m_i^+]$ welches das Konfidenzintegral für 68% erfüllt [66]:

$$CL_{68\%} = \int_{m_i - \Delta m_i^-}^{m_i + \Delta m_i^+} P(m)\mathrm{d}m \quad (6.11)$$

Wie in Abschnitt 6.2 gezeigt wurde, erhält man zu jedem W-Boson-Massenfit einen Wert der χ^2-Funktion, der dem Wert im Minimum einer $\chi^2(m)$-Funktion entspricht. Diese von der Masse des rekonstruierten W-Bosons abhängige Funktion wird numerisch aus der Minimierung von Gleichung (6.10) für feste Werte von m berechnet. Dabei variiert m in vorgegebenen Schritten auf einem Massenintervall und man erhält eine Funktion vergleichbar der in Abbildung 6.3 links. Daraus läßt sich für das Ereignis Nummer i die Ereigniswahrscheinlichkeitsdichte aus der Formel

$$P_i(m) = \frac{1}{I_P} e^{-\frac{1}{2}(\chi_i^2(m) - \chi_i^2(m_i))} \quad (6.12)$$

berechnen. Dabei ist $\chi_i^2(m)$ die Minimierungsfunktion aus Gleichung (6.10) für das Ereignis i und m_i der zugehörige gemessene Massenwert des Ereignisses, das heißt das Minimum der $\chi^2(m)$-Kurve. Die Wahrscheinlichkeitsdichte $P(m)$ ist mittels des Normierungsfaktors

$$I_P = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}(\chi_i^2(m) - \chi_i^2(m_i))}\mathrm{d}m \quad (6.13)$$

auf Eins normiert.

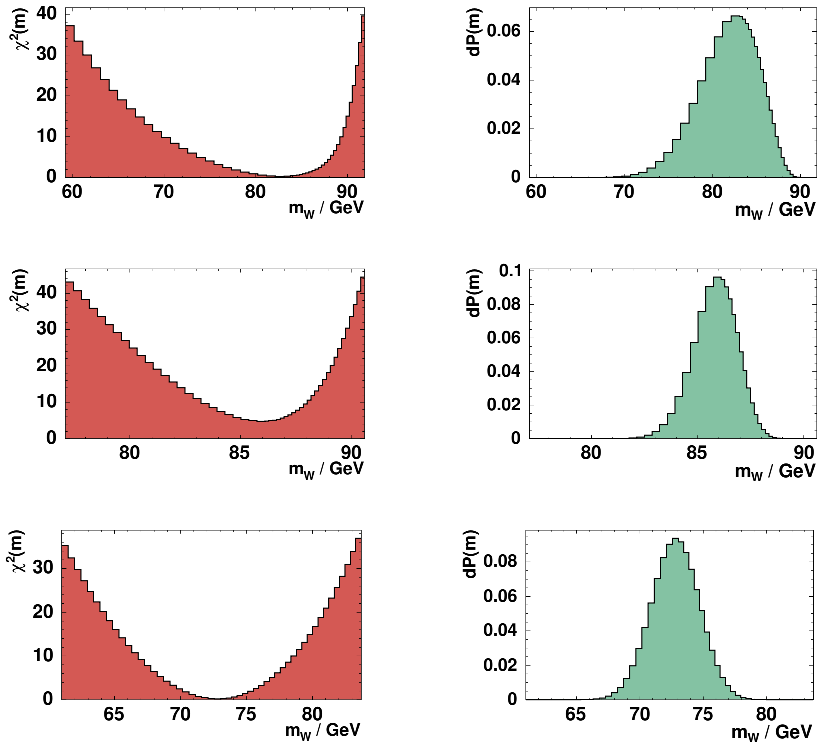


Abbildung 6.3: *Beispiele für $\chi_i^2(m)$ (links) und zugehörige $P_i(m)$ (rechts) Verteilungen aus Monte-Carlo-Ereignissen bei $\sqrt{s} = 200$ GeV. Man sieht hier auch die verwendete asymmetrische Form des Massenrasters, das in Abschnitt 8.1.2 erklärt wird.*

Die so erhaltenen Wahrscheinlichkeitsdichten sind exemplarisch in Abbildung 6.3 rechts gezeigt. Wie bereits angedeutet, sind diese nur auf einem diskreten Raster definiert, das aber nicht notwendigerweise äquidistant sein muß. In Abschnitt 8.1.2 wird erläutert, wie das konkrete Raster für diese Analyse gebildet wird. Diese Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen repräsentieren die aus der Detektorauflösung resultierende Signifikanz des einzelnen Ereignisses. Die Berechnung mittels Gleichung (6.12) stellt sicher, daß Massenintervalle mit Änderungen des χ^2-Wertes um ein $\Delta\chi^2$ von 1, 4 oder 9 entsprechende aufintegrierte Wahrscheinlichkeiten von 68%, 96% oder 99.5% ergeben.

Die im allgemeinen asymmetrische Form der χ^2-Kurven ergibt sich aus der Abhängigkeit der resultierenden Masse von der Jetenergie und der Verteilung der Jetenergien. Dieser Sachverhalt ist genauer in [53, Abschnitt 8.2.1] erläutert.

Nicht unerwähnt bleiben soll an dieser Stelle die Tatsache, daß Effekte durch Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand (ISR[2]) nicht kinematisch berücksichtigt werden. Im semileptonischen Kanal ist das System zu unterbestimmt, um durch einen zusätzlichen Fitparameter ein eventuell abgestrahltes Photon zu ermitteln. Daher wird der Effekt des ISR auf einer statistischen Basis in der Physikfunktion berücksichtigt,

[2]**I**nitial **S**tate **R**adiation: Strahlungskorrekturen durch Photonen-Abstrahlungsprozesse im Anfangszustand. Diese führen zu einer reduzierten Schwerpunktsenergie $\sqrt{s'}$ für den eigentlichen Prozeß der W-Boson Paarerzeugung

wie im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

6.4 Die Physikfunktion

Für die Faltung der Wahrscheinlichkeitsdichte benötigt man eine Funktion, welche die zugrundeliegende Physik beschreibt und abhängig von den zu messenden Parametern – in unserem Falle $\mathrm{M_W}$ und Γ_W – ist. Diese sogenannte *Physikfunktion* $\mathrm{PF}(m; \mathrm{M_W}, \Gamma_\mathrm{W}, \sqrt{s})$ ermöglicht die Bildung eines Likelihoodwertes aus der Ereigniswahrscheinlichkeit. Die Physikfunktion hat einen Signalanteil, der die Breit-Wignerverteilung der W-Bosonpaar-Produktion beschreibt und einen Untergrundanteil, der die Verteilungen der Untergrundprozesse berücksichtigt. Der Untergrundanteil wird in Abschnitt 6.4.3 beschrieben.

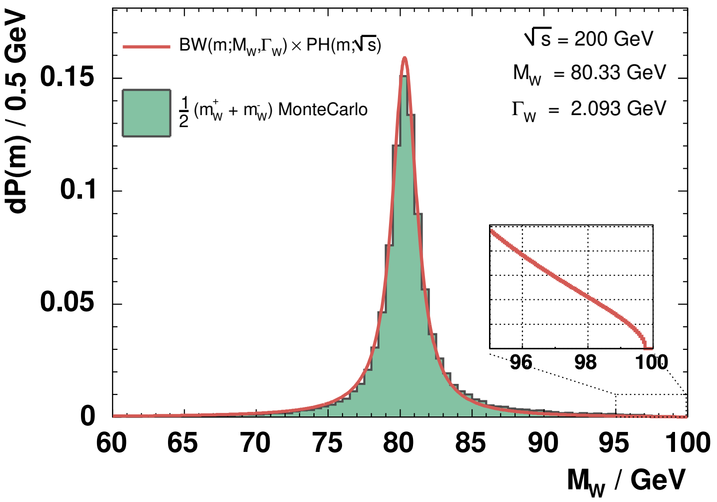


Abbildung 6.4: *Breit-Wigner-Verteilung mit einem Phasenraumfaktor. Als Histogramm ist die Monte-Carlo-Verteilung der produzierten mittleren W-Boson-Masse auf Generator-Niveau gezeigt. An dem Inset wird die Wirkung des Phasenraumfaktors am kinematischen Limit (hier für* $\sqrt{s} = 200\,\mathrm{GeV}$*) gezeigt.*

Die Grundlage der Physikfunktion bildet die bereits erwähnte Breit-Wigner-Funktion

$$\mathrm{BW}(m; \mathrm{M_W}, \Gamma_\mathrm{W}, \sqrt{s}) \propto \frac{m^2}{(m^2 - \mathrm{M_W^2})^2 + m^2\,\Gamma_\mathrm{W}^2}, \tag{6.14}$$

welche die Wahrscheinlichkeit der Erzeugung eines W-Bosons der tatsächlichen Masse m abhängig von den Parametern Masse $\mathrm{M_W}$ und Breite Γ_W des W-Bosons beschreibt. Die Breit-Wigner-Funktion ist unabhängig von der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$, allerdings ist durch die Schwerpunktsenergie eine kinematische Grenze vorgegeben, welche die Energie der beiden erzeugten W-Bosonen nicht überschreiten darf. Wie in

Anhang A erläutert, entspricht dies bei Anwendung der Zwangsbedingung gleicher Massen der Bedingung, daß die Energie jedes einzelnen W-Bosons die Strahlenergie $\sqrt{s}/2$ nicht überschreiten darf. Zu diesem Zweck wird der Physikfunktion ein sogenannter *Phasenraumfaktor* $\mathrm{PH}(m;\sqrt{s})$

$$\mathrm{PH}(m;\sqrt{s}) = \frac{\sqrt{s/4 - m^2}}{\sqrt{s}/2}, \tag{6.15}$$

beigefügt, der ein kinematisches Abschneiden der Breit-Wigner-Funktion bewirkt. Man erhält die modifizierte Breit-Wigner-Funktion

$$\begin{aligned} \mathrm{BW}'(m;\mathrm{M_W},\Gamma_\mathrm{W},\sqrt{s}) &\propto \frac{m^2}{(m^2 - \mathrm{M_W^2})^2 + m^2\,\Gamma_\mathrm{W}^2} \cdot \mathrm{PH}(m;\sqrt{s}) \\ &= \frac{m^2}{(m^2 - \mathrm{M_W^2})^2 + m^2\,\Gamma_\mathrm{W}^2} \cdot \frac{\sqrt{s/4 - m^2}}{\sqrt{s}/2}. \end{aligned} \tag{6.16}$$

6.4.1 Korrektur von Photonabstrahlung im Anfangszustand (ISR)

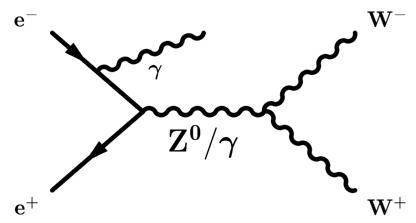


Abbildung 6.5: *Feynman-Diagramm für Photonabstrahlung im Anfangszustand (ISR). Das abgestrahlte ISR-Photon trägt die Energie E_ISR mit sich, welche die zur Produktion des W-Bosonpaares verfügbare Energie von $\sqrt{s}$ auf $\sqrt{s'} = \sqrt{s} - E_\mathrm{ISR}$ reduziert.*

Die Erhaltung der Energie wird in den χ^2-Funktionen aus Gleichung (6.7) und Gleichung (6.10) direkt als Erhaltung der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ eingeführt. Diese Betrachtung ist allerdings nicht korrekt, da die Effekte der Photonenabstrahlung im Anfangszustand nicht berücksichtigt werden, die die verfügbare Schwerpunktsenergie zur Erzeugung von W-Bosonpaaren reduzieren. In Abbildung 6.5 ist dies im Beispiel des s-Kanal Feynman-Diagramms dargestellt. Abbildung 6.6 zeigt die typische Verteilung der Photonenergie E_ISR bei $\sqrt{s} = 200$ GeV. Man sieht, daß die Abstrahlung bevorzugt bei niedrigen Photonenergien erfolgt. Über 80% der abgestrahlten Quanten haben eine Energie von weniger als 5 GeV, und fast die Hälfte der abgestrahlten Photonen tragen eine vernachlässigbare Energie mit sich.

Die reduzierte Schwerpunktsenergie $\sqrt{s'}$, die noch für die W-Bosonpaarproduktion zur Verfügung steht, kann den Fit nach Gleichung (6.7) oder (6.10) verfälschen, da dort das entstehende ISR-Photon nicht berücksichtigt wird. Diese Photonen explizit zu detektieren, ist meist sehr schwierig, da diese typischerweise unter sehr kleinen Winkeln erzeugt werden und somit unentdeckt im Strahlrohr entweichen. Da bei semileptonischen Ereignissen auch ein undetektiertes Neutrino entweicht, kann man auch nicht von der Gesamtenergie der sichtbaren Teilchen auf die Energie des abgestrahlten Photons schließen.

In dieser Analyse wird daher ein statistisch gemittelter Einfluß der ISR-Photonen ermittelt und in die Physikfunktion eingefügt. Der Einfluß der reduzierten Schwerpunktsenergie $\sqrt{s'}$ auf die gemessene Masse wird am einfachsten anhand der skalierten

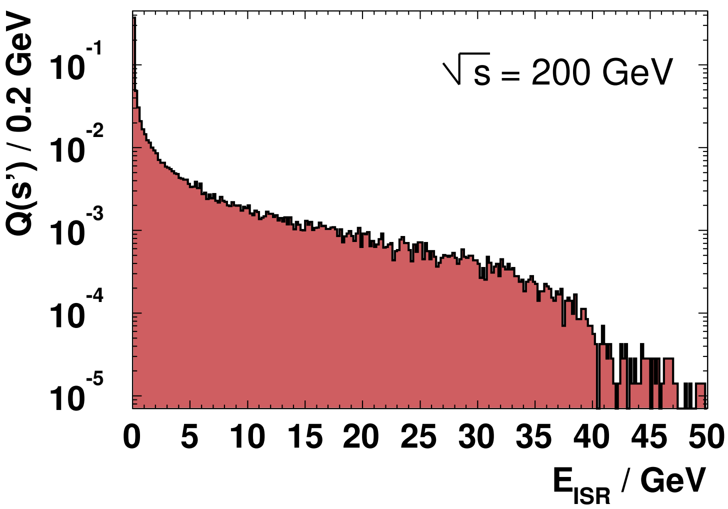


Abbildung 6.6: *Die Wahrscheinlichkeit Q für Abstrahlung eines oder mehrerer Photonen im Anfangszustand abhängig von der gesamten abgestrahlten Energie E_{ISR}. Die Verteilung wurde aus Monte-Carlo-Ereignissen bei einer Schwerpunktsenergie von 200* GeV *erzeugt.*

hadronischen Masse aus Anhang A beschrieben. Da die skalierte hadronische Masse hochkorreliert mit der gemessenen Masse aus dem kinematischen Fit ist, erlaubt uns diese Methode eine einfache Abschätzung des Einflusses auf die gemessene Masse. Betrachtet man mit den Bezeichnungen aus Gleichung (A.4) die skalierte hadronische Masse eines Ereignisses mit der reduzierten Schwerpunktsenergie $\sqrt{s'}$

$$m_{\mathrm{s}}(\sqrt{s'}) = \sqrt{2\,E_1\,E_2\,\left(\frac{\sqrt{s'}/2}{E_1+E_2}\right)^2 (1-\cos\theta)}, \tag{6.17}$$

so erhält man die Abschätzung der gemessenen Masse, unter der Bedingung, daß die abgestrahlte Energie bekannt ist. Da diese nicht bekannt ist, geht man von der vollen Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ aus und erhält so Masse

$$m_{\mathrm{s}}(\sqrt{s}) = \sqrt{2\,E_1\,E_2\,\left(\frac{\sqrt{s}/2}{E_1+E_2}\right)^2 (1-\cos\theta)}, \tag{6.18}$$

die sich von der „wahren“ Masse $m_{\mathrm{s}}(\sqrt{s'})$ um den Faktor

$$\rho = \sqrt{\frac{s'}{s}}\,;\; m_{\mathrm{s}}(\sqrt{s'}) = \rho\, m_{\mathrm{s}}(\sqrt{s}) \tag{6.19}$$

unterscheidet. Man sieht, daß die unter der Annahme der vollen Schwerpunktsenergie gewonnene Masse immer einen zu hohen Wert liefert und der ISR-Einfluß eine Verschiebung zu höheren Massen bewirkt. In der eigentlichen Physikfunktion wird dieser Verschiebung Rechnung getragen, indem eine gewichtete Korrektur der gefitteten Masse eingeführt wird, wie im nächsten Unterabschnitt beschrieben.

6.4.2 Die Physikfunktion als gewichtete Summe von Breit-Wigner-Funktionen

Die eigentliche Physikfunktion setzt sich mehreren Funktionen zusammen. Grundlage bildet die modifizierte Breit-Wigner-Funktion $\mathrm{BW}'(m; \mathrm{M_W}, \Gamma_\mathrm{W}, \sqrt{s})$ aus Gleichung (6.16). Da diese aber nur bei bekannter zur Verfügung stehender Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ gilt, wird eine gewichtete Summe aller möglicher $\sqrt{s'}$, unter Berücksichtigung der im vorigen Abschnitt beschriebenen Massenverschiebung ρ, gebildet:

$$\mathrm{PF_{Signal}}(m; \mathrm{M_W}, \Gamma_\mathrm{W}, \sqrt{s}) = \frac{1}{I_\mathrm{PF}} \int_0^s \mathrm{BW}'(\rho\, m; \mathrm{M_W}, \Gamma_\mathrm{W}, \sqrt{s'}) \times Q(s', s) \mathrm{d}s', \quad (6.20)$$

mit dem Normierungsfaktor $1/I_\mathrm{PF}$, der die Funktion auf Eins normiert und der Wahrscheinlichkeit $Q(s', s)$, daß bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}$ ein oder mehrere ISR-Photonen abgestrahlt werden mit der Gesamtenergie $(\sqrt{s} - \sqrt{s'})$. Die Größe Q wird aus Monte-Carlo Studien der entsprechenden Schwerpunktsenergie bestimmt.

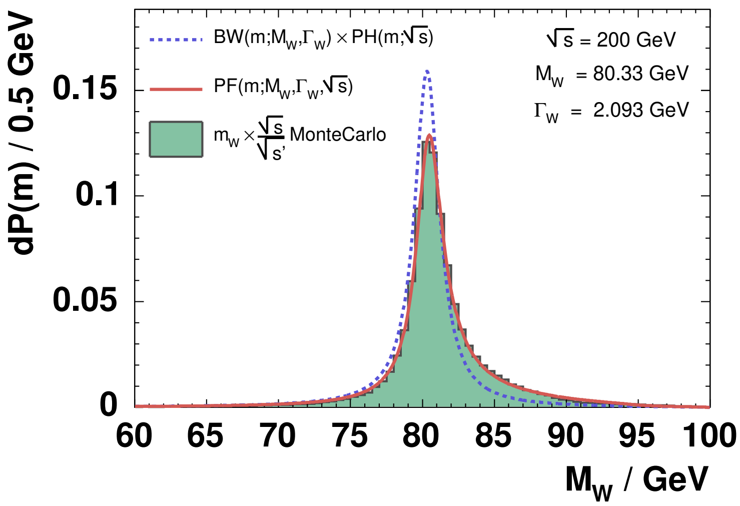
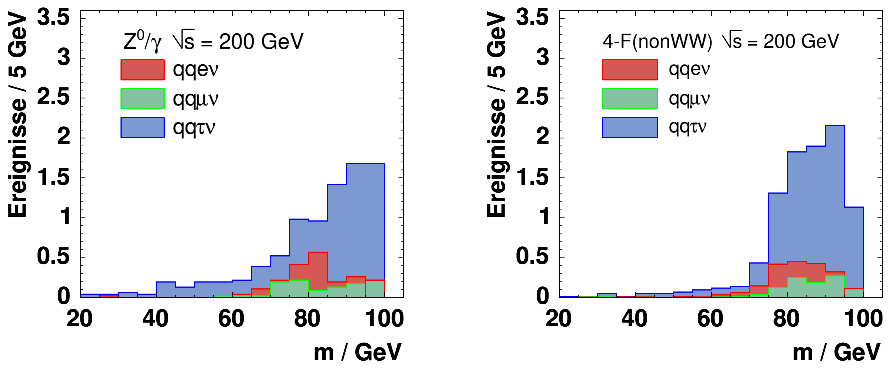


Abbildung 6.7: *Die Physikfunktion als Summe gewichteter Breit-Wigner-Funktionen mit Phasenraumfaktor (rot) und die Breit-Wigner-Funktion aus Abb. 6.4 (blau). Zum Vergleich ist als Histogramm die Monte-Carlo-Verteilung der produzierten mittleren W-Boson-Masse bei* $\sqrt{s} = 200$ GeV *auf Generator-Niveau gezeigt, skaliert mit dem im Text erläuterten Faktor* ρ.

Abbildung 6.7 zeigt die so gewonnene Physikfunktion im Vergleich zu einer Breit-Wigner-Funktion mit Phasenraumfaktor. Zusätzlich wird die in Monte-Carlo Ereignissen produzierte mittlere W-Boson-Masse gezeigt, die mit dem Faktor ρ gewichtet wurde, um den erläuterten Meßfehler aus der Photonabstrahlung anzudeuten. Die so konstruierte Physikfunktion zeigt die erwartete Verschiebung zu höheren Massen.

6.4.3 Berücksichtigung des Untergrundes



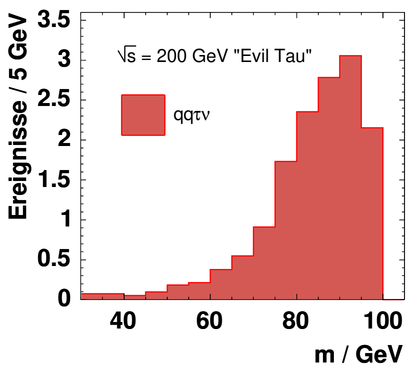


Abbildung 6.8: *Massenverteilung der drei Untergrundkanäle. Links oben für den Zwei-Fermionen Untergrund, rechts oben für den Vier-Fermionen Untergrund (ohne WW-Endzustände). Links unten ist die Verteilung des Evil-Tau Untergrundes gezeigt, die anderen Verteilungen sind einzeln für die drei Leptonkanäle dargestellt. Die Histogramme wurden mit Monte-Carlo Daten bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 200$ GeV erstellt.*

Wie in bei der Beschreibung der Selektion (Abschnitt 5.1) erklärt, sind die selektierten Daten nur zu einem gewissen Prozentsatz „rein“. Ereignisse aus Untergrundkanälen (siehe Abschnitt 3.1.1 und 4.1.1) werden auch selektiert; da sie keine W-Boson-Masseninformation enthalten, ist ihre Massenverteilung nicht mit der W-Masse korreliert. Es ist wichtig, daß solche Prozesse in der Physikfunktion berücksichtigt werden, damit eine möglichst korrekte Modellierung der physikalischen Ausgangsprozesse gewährleistet ist.

Zu diesem Zweck setzt sich die die endgültige Physikfunktion aus einem Signalanteil, der im vorigen Abschnitt beschrieben wurde und Untergrundanteilen zusammen. Diese werden gewichtet mit den Erwartungen der selektierten Signal- und Untergrundereignisse aus Monte-Carlo-Studien:

$$
\begin{aligned}
\mathrm{PF}(m; \mathrm{M_W}, \Gamma_\mathrm{W}, \sqrt{s}) &= \left(1 - \sum_i \frac{\langle N_{\mathrm{UG},i}\rangle}{N_\mathrm{signal}}\right) \mathrm{PF}_\mathrm{signal}(m; \mathrm{M_W}, \Gamma_\mathrm{W}, \sqrt{s}) \\
&\quad + \sum_i \frac{\langle N_{\mathrm{UG},i}\rangle}{N_\mathrm{signal}} \mathrm{PF}_{\mathrm{UG},i}(m),
\end{aligned}
\tag{6.21}
$$

mit der erwarteten Anzahl von Signalereignissen N_signal und Untergrundereignissen des i-ten Untergrundkanals $N_{\mathrm{UG},i}$. Die Physikfunktion des Untergrundes $\mathrm{PF}_{\mathrm{UG},i}$ wird aus der Verteilung der Massen aus dem 2C bzw. 1C-Fit der Untergrund-Monte-Carlos gebildet. Einige solcher Massenverteilungen sind in Abbildung 6.8 gezeigt. Diese werden aufgrund der kleinen Statistik in Histogramme mit großer Binbreite gefüllt. Die Breite der Bins wird dabei automatisch so bestimmt, daß innerhalb eines kinematisch sinnvollen Bereichs und einer Mindestbreite der Bins keine leeren Einträge mehr vorhanden sind. Als Startwert der Bingröße wird dabei ein Wert von 5 GeV gewählt, der die typische intrinsische Detektormassenauflösung darstellt.

Berücksichtigt werden folgende Untergrundprozesse:

- $e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma* \rightarrow q\bar{q}$
- $e^+e^- \rightarrow 4f$ (Prozesse ohne W-Bosonpaare)
- „Evil Tau"-Ereignisse

Die Anzahl der selektierten Signal und Untergrundereignisse ist für die verschiedenen Schwerpunktsenergien in den Tabellen 8.2, 8.3 und 8.4 angegeben.

6.5 Die Maximum-Likelihood Methode

Zur Bestimmung der Modellparameter M_W und Γ_W wird eine Maximum-Likelihood Methode verwendet. Dabei werden die Datenereignisse mit einer von den Parametern abhängigen Ausgangsverteilung verglichen und daraus ein sogenannter Likelihood errechnet, der eine Art Wahrscheinlichkeitsmaß angibt, mit der dieses Ereignis aus der Ausgangsverteilung stammt. Allerdings ist dieser Wert keine echte Wahrscheinlichkeit und somit kein Maß für die Qualität der Anpassung. Daher muß die Ausgangsverteilung sorgfältig gewählt werden, um sinnvolle Ergebnisse zu erhalten.

Da die Likelihoods der einzelnen Ereignisse als unabhängig betrachtet werden können, kann man durch Multiplikation der einzelnen Werte einen Gesamt-Likelihood bestimmen, der nur von den Parametern M_W und Γ_W abhängt. Man maximiert nun diesen Gesamtlikelihood bezüglich dieser Parameter und erhält so die beste Schätzung für die gesuchten Parameter. Variiert man die Parameter so, daß der Likelihood-Wert sich vom Maximalwert $\mathscr{L}_{\max}$ um einen Faktor $e^{-1/2}$ reduziert, erhält man das 68%-Konfidenzintervall der gemessenen Parameter. Im Falle von gaussischen Fehlern entspricht dies dem 1-Sigma Fehler-Intervall.

In der Faltungsmethode wird der Ereignislikelihood aus der Faltung der Physikfunktion und der Ereigniswahrscheinlichkeitsdichte gebildet:

$$\mathscr{L}_i(M_W;\Gamma_W) = \int PF(\tilde{m}; M_W, \Gamma_W, \sqrt{s}) \cdot P(\tilde{m}) d\tilde{m}, \tag{6.22}$$

wobei sich das Integral über das definierte Raster der Ereigniswahrscheinlichkeitsdichte (siehe Abschnitt 8.1.2) erstreckt. Die einzelnen Ereignisse können als unabhängig betrachtet werden, somit ergibt sich der zu maximierende Gesamt-Likelihood zu:

$$\mathscr{L}(M_W;\Gamma_W) = \prod_{i=1}^{N} \mathscr{L}_i(M_W;\Gamma_W). \tag{6.23}$$

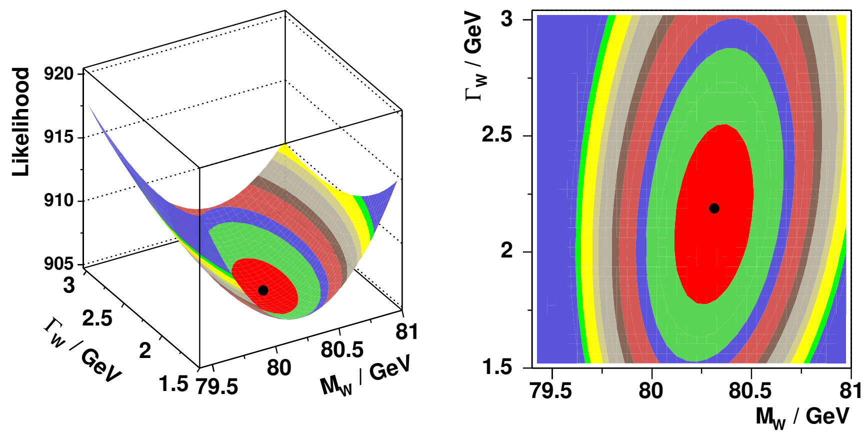


Abbildung 6.9: *Typische Log-Likelihood-Verteilung, abhängig von* $\mathrm{M_W}$ *und* Γ_W*, erstellt aus einem Ensemble mit 319 Elektron/Myon Ereignissen für* $\sqrt{s}$ *= 200* GeV*. Links ist die 3-dimensionale Ansicht zu sehen, rechts eine Aufsicht. Die Farben kennzeichnen Log-Likelihood Intervalle von 0.5, die rote Ellipse stellt somit das* 1σ*-Intervall dar. Der eingezeichnete Punkt markiert das Minimum der Verteilung.*

Aus Gründen der numerischen Stabilität betrachtet man nicht den eigentlichen Likelihood sondern den negativen Logarithmus desselben, dadurch lassen sich die Ereignislikelihoods einfach addieren,

$$-\log \mathscr{L}(\mathrm{M_W};\Gamma_\mathrm{W}) = \sum_{i=1}^{N} -\log \mathscr{L}_i(\mathrm{M_W};\Gamma_\mathrm{W}), \tag{6.24}$$

und der Logarithmus des Gesamt-Likelihoods wird unter Verwendung des MINUIT-Pakets [67] minimiert und die Fehlerintervalle der Parameter bestimmt. In Abbildung 6.9 ist eine typische Log-Likelihood-Verteilung gezeigt; die Fehlerintervalle sind durch Farben angedeutet.

Kapitel 7

Parallelisierung rechenintensiver Prozesse

Die Methode dieser Analyse wie sie im vorigen Kapitel dargestellt wurde, enthält sehr zeitaufwendige Berechnungen. Besonders die Berechnung der χ^2-Kurven ist ein langwieriger Prozeß. Nimmt man an, daß die Analyse der Daten einer Schwerpunktsenergie typischerweise die Berechnung von ca. $3 \cdot 10^5$ Ereignissen erfordert[1], ergibt sich bei einer Rechenzeit von ca. 500 ms pro Ereignis ein Aufwand von ca. 40h. Wendet man den im folgenden Kapitel beschriebenen 2D-Fit an, erhöht sich die Rechenzeit ca. um einen Faktor 30. Eine komplette Analyse würde so auf einem Standard-PC ungefähr 100 Tage rechnen. Nur bei Ausnutzung aller Rechnerkapazitäten unseres Instituts von 22 Standard-PCs würde eine Analyse in vernünftiger Zeit zum Ende kommen. Allerdings ist zu berücksichtigen, daß die Rechner für die jeweiligen Anwender weiterhin zur Verfügung stehen müssen und somit nicht alle Ressourcen[2] belegt werden dürfen. Der für diese Analyse verwendete Rechnercluster ist in Anhang C beschrieben. Alle diese Rechner können über ein netzwerkorientiertes Dateisystem (NFS[3]) auf die gleichen Festplatten und Datensätze zugreifen.

Im diesem Kapitel soll eine Methode zur Parallelisierung ereignisbezogener Datenanalysen vorgestellt werden. Zuerst wird die „klassische“ Methode beschrieben, bei welcher die Analyse gleichzeitig auf mehreren Rechnern gestartet wird. Die daraus resultierenden Nachteile werden durch echte Parallelisierung des Programms umgangen. Möglich wird dies durch ein Interface zum Datenaustausch zwischen verschiedenen Rechnern, das im folgenden beschrieben und dessen Anwendung auf diese Analyse erklärt wird.

---

[1] Die Berechnung der systematischen Fehler aus der Hadronisierung erfordert für bestimmte Schwerpunktsenergien die Berechnung von weiteren $\sim 5 \cdot 10^5$ Ereignissen

[2] Ressourcen sind hier als Maß für den Hauptspeicher und die CPU-Leistung eines einzelnen Rechners zu verstehen.

[3] **N**etwork **F**ile**s**ystem: Dateisystem, das es erlaubt Festplatten über das Netzwerk anzusprechen, so daß sie auf den Nutzer wirken wie lokale Festplatten.

7.1 „Klassische“ Verteilung der Analyseprogramme

Die übliche Methode zur Pseudo-Parallelisierung bei der Analyse von Teilchendaten ist das Ausführen des Analyseprogramms auf mehreren Rechnern mit unterschiedlichen Datensätzen (Abb. 7.1). Da die Algorithmen ereignisorientiert arbeiten, können die Resultate der jeweiligen Datensätze am Ende wieder zusammengeführt werden. Diese Methode hat verschiedene Nachteile. Unter anderem muß das Aufteilen der Daten sehr sorgfältig vorgenommen werden und der Anwender ist selbst dafür verantwortlich die Datensätze sinnvoll an die einzelnen Rechner zu verteilen. Man kann die Größe der Datensätze meist nicht an die Ressourcen der jeweiligen Rechner anpassen, da die Datensätze (sogenannte Ntuple) eine festvorgegebene Größe haben. Das bedeutet im Extremfall, daß bei gleich großen Datensätzen ein Programm auf einem schnellen Rechner viel früher beendet ist, aber man trotzdem auf die Bearbeitung der langsamen Rechner warten muß, bis man einen kompletten Datensatz zur Verfügung hat.

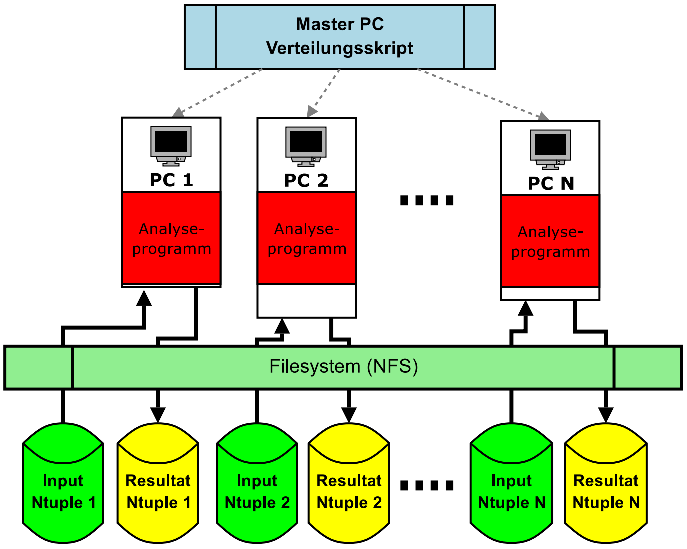


Abbildung 7.1: *„Klassische“ Parallelisierung ereignisbezogener Datenanalysen durch Verteilen des Analyseprogramms auf verschiedene Rechner. Jedes Programm bearbeitet seinen eigenen Datensatz (Ntuple) und schreibt eine eigene Datei mit Resultaten. Diese liegen auf einem gemeinsamen Datensystem im Netzwerk. Der Ressourcenverbrauch ist gleich hoch auf jedem Rechner, unabhängig von vorhandenen Ressourcen.*

Ein weiterer Nachteil ist der Bedarf von Rechnerressourcen auf den einzelnen Arbeitsplatzrechnern. Da bei dieser Methode auf jedem Rechner das komplette Analyseprogramm gestartet wird, das viele Ressourcen an sich bindet,[4] wird typischerweise das Arbeiten der jeweiligen Anwender an ihrem Rechner deutlich erschwert. Man kann daher nur die Nachtzeiten nutzen oder beschränkt sich auf die sehr leistungs- bzw. speicherstarken Rechner.

[4]Das Programm zur Berechnung der χ^2-Kurven belegt bis zu ca. 200 MB Speicher auf dem ausführenden Rechner.

7.2 Master-Slave Verteilung der Analyse

Eine Möglichkeit die einzelnen Rechner zu entlasten, ist sie nur mit der eigentlichen Rechnung zu beschäftigen. Die Hauptlast des Analyseprogramms ist ein großer Speicherbedarf durch die Verwaltung der einzulesenden Daten und der Umsetzung der Ergebnisse in einen Datensatz, der auf Festplatte abgespeichert wird. Da der hohe Speicherbedarf größtenteils auf die interne Speicherverwaltung des ROOT-Pakets zurückzuführen ist, läßt sich dieser auch nicht ohne weiteres reduzieren (siehe auch Abschnitt 7.3.2 zur Beschreibung des ROOT-Pakets und seiner Probleme).

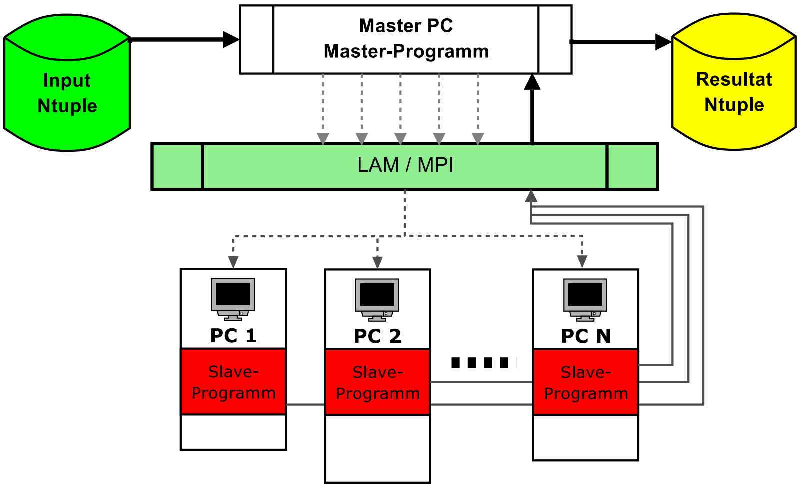


Abbildung 7.2: *Parallelisierung ereignisbezogener Datenanalysen durch Verteilen eines reduzierten Analyseprogramms auf verschiedene Rechner und Versenden der benötigen Daten Ereignis für Ereignis mittels* MPI *(siehe Text). Datensätze werden nur vom Masterprogramm gelesen bzw. geschrieben. Der Ressourcenverbrauch ist ebenfalls gleich hoch auf jedem Rechner aber wesentlich geringer im Vergleich zur „klassischen“ Methode.*

Die Lösung besteht also darin, ein Hauptprogramm – den sogenannten Master – einmal zu starten, welches das Einlesen der einzelnen Ereignisse übernimmt und die aufbereiteten Resultate auf Festplatte schreibt. Die eigentlichen zeitaufwendigen Berechnungen werden von kleinen sogenannten Slave-Programmen (kurz Slaves) durchgeführt. Die Slaves sind Programme, die auf den zur Verfügung stehenden Rechnern gestartet werden und über spezielle Routinen in Verbindung zum Master stehen. Dies ist schematisch in Abbildung 7.2 dargestellt. Das zur Kommunikation zwischen den Knoten verwendete Softwarepaket (MPI) wird in den folgenden Abschnitten beschrieben.

Die Berechnungsdaten der Ereignisse werden an die „freien“ Slaves gesendet. Frei bedeutet in diesem Zusammenhang, daß er keine Berechnung mehr durchführt und auf neue Daten wartet. Wenn der Slave seine Berechnungen beendet hat, sendet er das Ergebnis an den Master und wartet auf neue Daten. Slaves die auf schnellen Rechnern ausgeführt werden, sind schneller wieder empfangsbereit und bekommen so schneller wieder neue Ereignisdaten zugesendet. Somit wird automatisch eine auf die Rechnergeschwindigkeiten angepaßte Datenverteilung vorgenommen. Die Resultate werden so wie sie von den Slaves zurückgesendet werden, nacheinander auf Festplatte geschrieben. Dabei weicht im allgemeinen die Reihenfolge in den Resultatsntuplen von den Ausgangsdaten ab. Da die Analyse aber auf weitgehend unabhängigen Ereignissen beruht ist dies nicht weiter störend.

7.3 Verwendete Programmpakete

Das gesamte in dieser Arbeit aufgesetzte Analyseprogramm beruht im wesentlichen auf zwei Programmpaketen. Dem Analyse-Framework ROOT [68] und der Multicomputerumgebung LAM[5][69, 70] zusammen mit der MPI-Bibliothek[6][71, 72]. Ersteres ist eine in der Teilchenphysik entwickelte Umgebung aus C++ - Bibliotheken und einem C++ - Interpreter, die es ermöglicht eine große Zahl von ereignisorientierten Daten zu speichern, verarbeiten und visualisieren. Die LAM/MPI Bibliotheken sind ein Werkzeug zur Parallelisierung von Programmen. Sie „verwandeln" ein Rechnernetzwerk[7] in einen Multiprozessorcomputer und ermöglichen mittels einfacher Routinen den Austausch von Daten zwischen Prozessen auf verschiedenen Knoten[8].

7.3.1 Die Programmpakete LAM und MPI

Die oben beschriebene Methode der Master-Slave-Prozesse erfordert eine Schnittstelle zum Verschicken verschiedener Datenpakete an eine Anzahl von Slave-Prozessen auf verschiedenen Rechnern. Die MPI-Bibliothek stellt Routinen zur Verfügung, die es ermöglichen in einer Multiprozessorumgebung Daten an verschiedene Prozesse zu senden. Da ein Cluster von normalen Linux-PCs, wie er in diesem Fall Verwendung findet, nicht direkt eine Multiprozessorumgebung darstellt, muß diese in gewisser Weise simuliert werden. Dies übernimmt das Programm LAM, welches auf einer Anzahl von im Netzwerk verbundenen Rechnern gestartet wird und es den MPI-Routinen ermöglicht diese wie einen Multiprozessor-Computer anzusprechen.

Auf einem Master-Rechner wird das LAM-Startskript gestartet, welches daraufhin eine Liste mit Rechnern abarbeitet und auf jedem dieser Rechner einen sogenannte LAM-Dämon[9] startet. Danach wird mittels des Skripts `mpirun` aus dem Lieferumfang der MPI-Bibliothek ein Master-Prozeß gestartet und auf allen anderen per LAM verbundenen Rechnern ein oder mehrere Slave-Prozesse gestartet.

Die Routinen aus der MPI-Bibliothek stellen Funktionen zur Initialisierung der Slave-Prozesse bereit sowie verschiedene Funktionen zum Datenaustausch zwischen

[5] **L**ocal **A**rea **M**ulticomputer: Programmpaket zur Simulation eines Großrechners im lokalen Netzwerk

[6] **M**essage **P**assing **I**nterface: Interface-Bibliothek zur Kommunikation zwischen einzelnen Prozessen auf verschiedenen Rechnern

[7] Im folgenden auch Rechnercluster oder nur Cluster genannt

[8] Knoten sind im allgemeinen ausführende Einheiten des Multiprozessor-Computers, also die einzelnen realen oder virtuellen CPUs. In unserem Fall sind es die CPUs der einzelnen Rechner des Netzwerks

[9] Dämon (engl. demon): Programm, das im Hintergrund auf Ereignisse wartet und diese dann auswertet.

Master und Slaves. Allerdings sind diese an einfache Datentypen gebunden und ermöglichen nicht das direkte Versenden von komplexeren Datenstrukturen wie zum Beispiel Objekten. Da aber das gesamte Analyseprogramm Objektorientiert aufgebaut ist, wäre es ein eleganter Weg Objekte direkt zu versenden. Die für die Berechnung wichtigen Eingabedaten könnten dann in ein spezielles Datenobjekt geschrieben werden und dieses an ein abstrakt definiertes Berechnungsobjekt übergeben. Dieses kann dann zwei Implementierungen besitzen, einmal die konkrete Berechnung eines Ergebnisses aus den Daten des Eingabeobjekts, sowie eine Implementation, die dieses Eingabeobjekt an einen Slave versendet und als Ergebnis den Rückgabewert dieses Slaves zurückgibt. Diese abstrakte Implementation ermöglicht es die konkrete Implementation zu Testzwecken direkt in einem Einzelprozeß zu verwenden oder identisch in dem Slave ausführen zu lassen. Um beliebige Objekte über MPI-Routinen zu versenden werden spezielle Funktionen des ROOT-Paketes verwendet, welche im folgenden beschrieben werden.

7.3.2 Das Analysepaket ROOT

In der Teilchenphysik bestehen die Ergebnisse von Experimenten fast immer aus einer großen Anzahl von Einzelereignissen, welche wiederum aus einer Anzahl verschiedener, gemessener Variablen bestehen. Es wurden daher schon frühzeitig Datenformate entwickelt, die solche ereignisbasierten Daten in großer Zahl verwalten können. Gleichzeitig wurden auch Programme entwickelt, um diese Daten weiter zu bearbeiten und zu analysieren. Dies war im wesentlichen das Programm PAW mit der zugehörigen HBOOK-Bibliothek, welche die Daten in sogenannten Ntuplen verwaltete. Dieses über 15 Jahre alte, auf FORTRAN77 basierende Programmpaket wurde in den letzten Jahren mehr und mehr durch ROOT [68], ein neues, auf C++ basierendes Paket ersetzt. Es besteht im wesentlichen aus einer großen C++ - Bibliothek sowie einem C++ - Interpreter (CINT). Eine genauere Beschreibung findet sich auf der Internetseite der Entwickler [68], auf der auch die neuste Version des Paketes zum Herunterladen bereitsteht. Hauptanwendungsgebiet von ROOT ist das effiziente Speichern, Einlesen und Verarbeiten großer ereignisbasierter Daten, die in Listen beliebig komplexer Objekte angeordnet sind. Weiterhin bietet ROOT eine Vielzahl von Funktionen zur graphischen Repräsentation verschiedenster Daten. Die Verarbeitung der Daten in dieser Analyse basiert auf der Verwendung von ROOT.

Das ROOT-Paket besteht aus einer großen Anzahl von C++ - Klassen, die es ermöglichen Ereignisse aus Hochenergieexperimenten als C++ - Objekte darzustellen, welche dann simuliert, gespeichert, selektiert und in zahllosen Varianten visualisiert werden können. Auch andere Meßdaten oder beliebige Werte können in ein- oder zweidimensionalen Histogrammen mit einer Vielzahl von Optionen graphisch dargestellt werden. Inzwischen existieren auch unzählige zusätzliche Klassen die beispielsweise mathematische Funktionen bereitstellen oder die Programmierung graphischer Benutzeroberflächen ermöglichen.

Weiterhin beinhaltet das Paket einen C++ - Interpreter – CINT – und einem weiter unten beschriebenen sogenannten Dictionarygenerator ROOTCINT. Der Interpreter ermöglicht es auf einfachem Wege Histogrammdarstellungen oder einfache Analysen interaktiv, mittels C++ - Makros auszuführen.

Ein Nachteil von ROOT ist die sehr komplexe Struktur seiner Datentypen und Klassenhierarchien. Zum Teil sind die Verbindung zwischen Klassen nicht immer ganz klar dokumentiert und erschweren das Auffinden von sogenannten *„Memory-Leaks“*[10]. Ein Memory-Leak bedeutet im Allgemeinen, daß Objekte im Speicher angelegt werden, aber nach Gebrauch diesen Speicherbereich nicht mehr freigeben. Somit steigt der Speicherbedarf des Programms. Geschieht dies in einer Schleife, wie zum Beispiel der sogenannten „Event-Loop“, der Schleife über die zu analysierenden Ereignisse, wächst der Speicherbedarf des Programms stetig an. Leider lassen sich diese Memory-Leaks meist nur schwer auffinden, da sie zum Teil in der sehr komplexen Verwaltung der ROOT-Objekte verwurzelt sind. Einige Probleme ließen sich durch korrekte Anwendung der entsprechenden ROOT-Objekte beseitigen, dennoch ist eine Eigenart der ROOT Objektverwaltung die Speicherung und Indizierung aller allozierten Objekte innerhalb des Programms, was kein Fehler des Programmes ist, aber in einem entsprechenden Speicherbedarf mündet.

Der ROOT-Tree

Zur Verwaltung der ereignisorientierten Daten benutzt ROOT das Konzept der sogenannten *Trees*. Diese ermöglichen das Abspeichern beliebiger auch komplexer Datentypen Ereignis für Ereignis in einem Objekt vom Typ `TTree`, welchem die zu speichernden Objekte zugeordnet werden. Wenn diese Objekte nun mit den entsprechenden Daten für ein Ereignis gesetzt worden sind, wir das Ereignis mit `TTree::Fill()` in das `TTree`-Objekt geschrieben. Von dort können sie mittels der `TTRee::Write()` auf einen externen Datenspeicher geschrieben. Dazu wird für jedes Objekt des Trees die zugehörige `Write`-Methode aufgerufen, elementare Datentypen werden direkt herausgeschrieben.

Die Daten eines `TTree`-Objekts können mittels vielfältiger Selektions- und Zeichenmethoden einfach graphisch dargestellt werden.

Der ROOT-Dictionary

Ein wichtiges Konzept von ROOT ist die Verwendung ausführlicher Klassenbeschreibungen, die allen von `TObject` abgeleiteten Objekten innewohnen. Dies ermöglicht zur Laufzeit die Abfrage von RTTI-Informationen[11]. Ein weiterer Teil dieser Klassenbeschreibungen sind Methoden zum Laden und Speichern des Dateninhalts des Objektes. Wie oben beschrieben, benutzt beispielsweise die `TTree`-Klasse die `Write` Methode der Objekte, um diese abzuspeichern. In dieser Methode werden die abzuspeichernden Datenelemente des Objektes definiert und in einen Puffer geschrieben.

Damit ROOT die Struktur des zu speichernden Objekte erkennen und einheitlich abspeichern kann existiert ein sogenannter *Dictionary*. Dieser stellt Methoden zur Abfrage von RTTI bereit, sowie eine sogenannte `TObject::Streamer()`-Methode,

[10]engl. Speicher Lecks

[11]**R**un **T**ime **T**ype **I**nformation: Informationen über Typ, Art und Status des Objektes die zur Laufzeit abgefragt werden können.

die es ermöglicht den Inhalt des Objektes abzuspeichern. Dieser Dictionary läßt sich mittels des `rootcint` Programms automatisch für beliebige Objekte die von dem ROOT-Basisobjekt `TObject` abgeleitet sind generieren. Dieser Dictionary ermöglicht es unter anderem auch, automatische HTML-Dokumentationen der Klassen zu erstellen, so basiert auch die vollständige Dokumentation der ROOT-Bibliotheken im Internet auf diesen HTML-Dokumentationen.

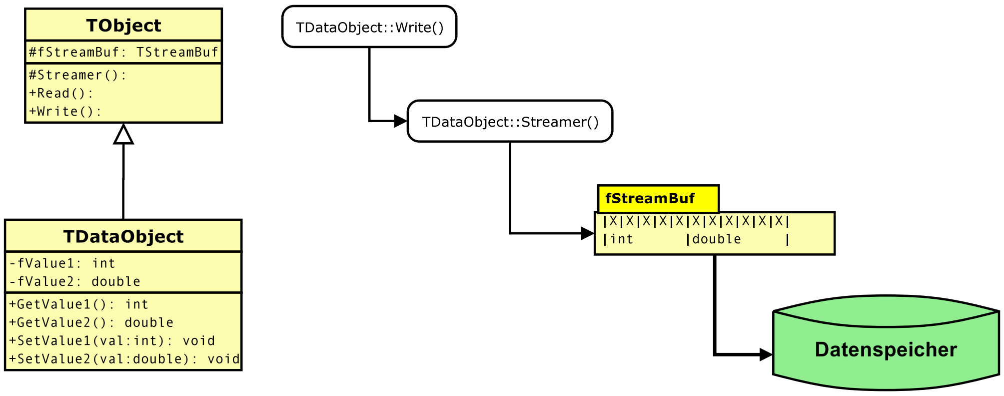


Abbildung 7.3: *Funktionsweise der `TObject::Streamer()` Methode. Der Dictionary stellt für die abgeleitete `TDataObject`-Klasse einen angepaßten Streamer zur Verfügung. Der Aufruf von `TObject::Write()`, schreibt den Inhalt der Datenmember `fValue1` und `fValue2` in einen Streamerpuffer, welcher dann auf Festplatte geschrieben werden kann.*

Das Abspeichern der einzelnen Objekte beruht auf der `TObject::Streamer()`-Methode. Diese schreibt den Inhalt byteweise nacheinander in einen linearen Puffer, vergleiche Abb. 7.3. Dort ist zu sehen wie der Aufruf der `Write` Methode den Streamer aufruft, welcher dann die Daten der Klasse in einer Puffer schreibt. Dieser Puffer kann dann auf einen externen Datenspeicher geschrieben werden. Zum Einlesen der Daten, wird eine entsprechende `Read` Methode aufgerufen, welche den Datensatz von der Festplatte wieder in einen Puffer schreibt und mittels der `TObject::Streamer()`-Methode die Objekt-Daten entsprechend füllt. Somit existiert ein flexibler Mechanismus, um beliebige Daten eines Ereignisses in Objekte zu gruppieren und diese dann Ereignis für Ereignis in einem `TTree` zu verwalten.

7.4 Objektorientierte Implementierung des Nachrichtenaustauschs

Die MPI-Bibliothek erlaubt im wesentlichen nur das Versenden von Feldern oder einzelner Elemente elementarer Datentypen. Es gibt Pakete [73], die es unterstützen beliebige Objekte in elementare Datentypen zu zerlegen und diese dann als Nachricht zu versenden. Allerdings muß der Programmierer selbst die Zerlegung des Objektes in einem halbautomatischen Prozeß veranlassen. Da aber die im vorigen Abschnitt beschriebene `Streamer`-Methode ein „streamen“ beliebiger Objekte erlaubt, wurde

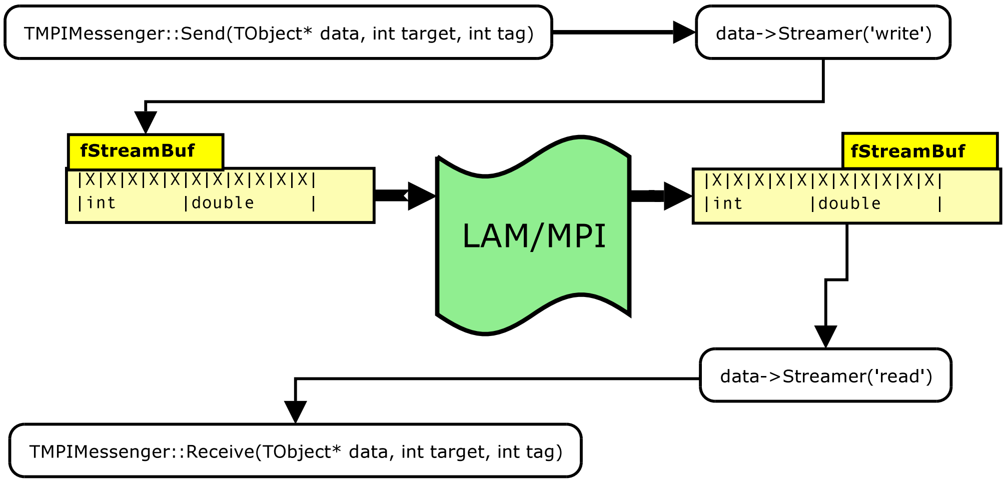


Abbildung 7.4: *Prinzipdarstellung der TMPIMessenger-Klasse. Die Send-Methode benutzt die von* `TObject` *definierte* `Streamer`*-Methode, um die Datenelemente des übergebenen Objektes byteweise in einem Puffer abzuspeichern. Dieser wird dann als Feld vom Typ* `char` *an die MPI-Bibliothek übergeben und an den Empfänger gesendet. Die* `Receive`*-Methode des Empfängers setzt das Bytefeld als Puffer für die* `Streamer`*-Methode im 'read'(=lesen) Modus. Diese setzt die Datenelemente des übergebenen Datenobjektes mit den empfangenen Werten.*

versucht dies zusammen mit den MPI-Routinen in einer neuen Klasse zu verwenden.

MPI erlaubt das versenden einfacher Datentypen wie `int` oder `double` und beliebiger Vektoren einfacher Datentypen. Zu diesem Zweck muß ein sogenanntes *Intracomm* Objekt initialisiert werden, das im Zusammenhang mit LAM sozusagen die Infrastruktur des Nachrichtenaustausch bereitstellt und die zur Verfügung stehende Sender- und Empfänger-„Welt“ festlegt. Danach können mittels einfacher Sende- und Empfangsfunktionen Daten an bestimmte oder alle Empfänger versendet werden. Am Ende aller Nachrichtenübermittlungen sollte die MPI-Welt durch den Aufruf einer `Finalize`-Funktion geschlossen werden.

Mittels der `TObject::Streamer()` Methode erzeugte lineare Puffer sind prinzipiell einfache Bytefelder, also Arrays des elementaren Datentyps `char`. Daher können die Routinen des MPI-Pakets zum Versenden beliebiger Zeichenfolgen verwendet werden, um diesen Puffer zu senden, siehe auch Abbildung 7.4. Es wird eine Klasse `TMPIMessenger` definiert, die eine `Send` Methode für ein von `TObject` abgeleitetes Objekt enthält. Diese Methode benutzt den Streamer um einen seriellen Puffer zu erzeugen, der als Byte-Array mittels MPI über die LAM-Umgebung versendet wird. Der Empfänger liest wiederum dieses Zeichenfolge mittels einer `Read` Methode ein welche das Byte-Array empfängt und einem Puffer der `TObject::Streamer()`-Methode zuweist. Der Streamer kann dann die Datenelemente des Objektes entsprechend der empfangenen Daten füllen.

Um dies allgemein zu ermöglichen wurden die Klassen `TMPI` und `TMPIMessenger` entworfen, siehe Abbildung 7.5. Die Klasse `TMPI` ist eine Singletonklasse[12] die sicherstellt, daß nur eine Instanz des eigentlichen Intracomm-

[12]Klasse, die durch einen privaten Konstruktor nur eine Instanzierung zur Laufzeit zuläßt. Siehe

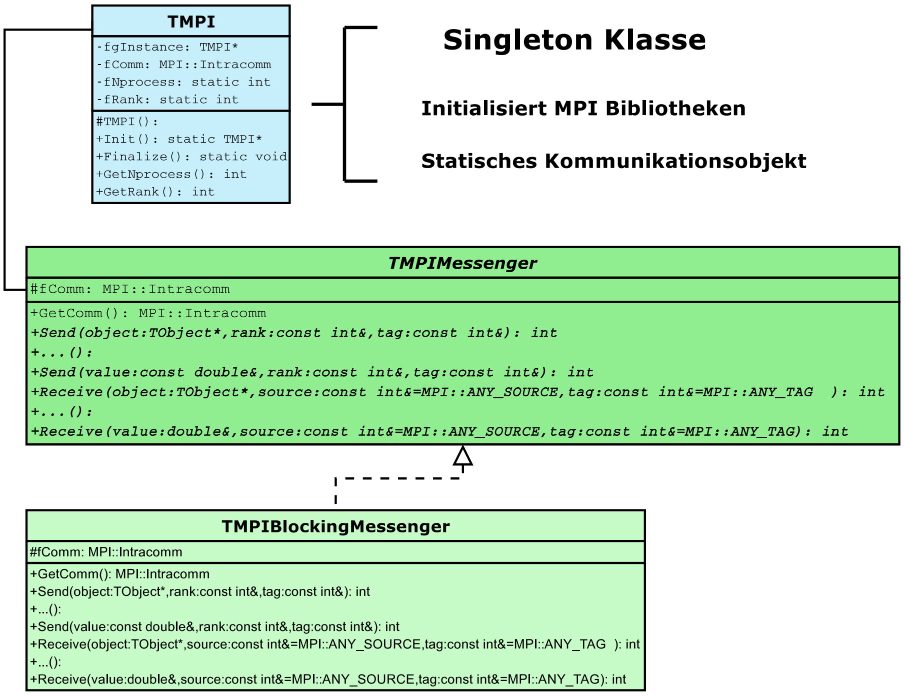


Abbildung 7.5: `TMPI` *und* `TMPIMessenger` *zur Versendung beliebiger Objekte mittels* MPI*-Routinen. Die Singleton-Klasse* `TMPI` *stellt die statische Kommunikationsumgebung von* MPI *zur Verfügung. Die abstrakte Schnittstellenklasse* `TMPIMessenger` *stellt die* `Send()` *und* `Receive()` *Methoden zur Verfügung. In der konkreten Realisierung als* `TMPIBlockingMessenger` *werden diese Methoden mittels den entsprechenden* MPI*-Funktionen implementiert.*

Objektes `MPI::Intracomm` zur Verfügung gestellt wird. Diese Singletonklasse muß einmal zu Beginn instanziiert werden und sollte spätestens beim Programmende mit `TMPI::Finalize()` beendet werden. Die Klasse `TMPIMessenger` ist eine abstrakte Klasse, die die Definitionen für das Versenden verschiedener Datentypen zur Verfügung stellt. Es existieren `Send()` und `Receive()` Methoden um von `TObject` abgeleitete Objekte zu senden und zu empfangen, sowie für verschiedene einfache Datentypen. Die konkrete Implementation kann auf verschiedene Weise erfolgen, da MPI verschiedene Methoden der Nachrichtenversendung ermöglicht [72]. Für diese Analyse wurde nur eine konkrete Implementation realisiert, die auf der Verwendung sogenannter „*Blocking Messenger*“ beruht. Dabei wird beim Versenden der Nachricht der Rechner solange blockiert, bis die Nachricht empfangen ist und umgekehrt. Andere Arten des Nachrichtentransfers können leicht implementiert werden.

Desweiteren enthält die `TMPIMessenger`-Klasse noch Methoden zur Ermittlung der Anzahl von erreichbaren Prozessen und die Nummer des Prozesses in dem man sich befindet (`GetNprocess()` und `GetRank()` in Abb. 7.5), sowie weitere Methoden für Statusabfragen die hier nicht näher beschrieben werden.

---

auch [74]

7.5 Parallelisierte χ^2-Kurven Berechnung

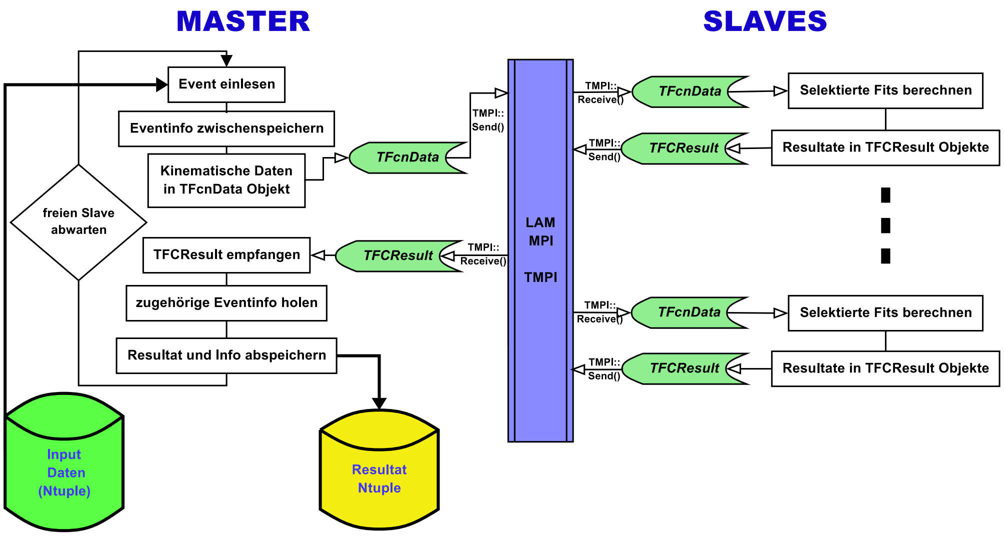


Abbildung 7.6: *Master-Slave Schema in dieser Analyse. Der im Text beschriebene ereignisbezogene Ablauf innerhalb des Masterprogramms und die Verteilung der Berechnung an die Slaves ist schematisch dargestellt. Links ist der Ablauf des Masterprozesses zu sehen, der unabhängig von den eigentlichen Berechnungen der Slave-Prozesse rechts abläuft. In der Mitte ist die LAM/MPI-Umgebung als Schnittstelle beider Prozesse zu sehen. Immer wenn ein Slave seine Resultate sendet, kann der Master nachdem er sie empfangen hat eine neue Berechnung an diesen Slave versenden.*

In dieser Analyse ist der zeitaufwendige Teil die Berechnung der χ^2-Kurven für jedes selektierte Ereignis. Um dies mittels der oben geschilderten Werkzeuge zu parallelisieren, wurde die Aufgabe in einen Master und Slave Prozesse geteilt. Die eigentliche Aufgabe des Masters besteht im Öffnen der Eingabedateien, die das `TTree`-Objekt mit den selektierten Daten des `WW`-Pakets enthalten (siehe auch Kapitel 5). In einer Schleife werden die Ereignisse einzeln eingelesen. Aus jedem selektierten semileptonischen Ereignis werden die für die weitere Analyse wichtigen Daten zwischengespeichert. Danach werden die für die einzelnen Fits benötigten kinematischen Daten des Ereignisses in ein Objekt geschrieben, welches dann an einen wartenden Slave-Prozeß mittels `TMPI` gesendet wird. Dies ist schematisch in Abbildung 7.6 in der linken Hälfte abgebildet.

Die rechte Hälfte des Bildes zeigt den Ablauf auf der Seite der empfangenden Slave-Prozesse. Dort wird das Objekt mit den kinematischen Daten von einem wartenden Slave eingelesen und die ausgewählten Fits werden berechnet. Auch die 1D- oder 2D-χ^2-Kurve wird hier berechnet. Nach Beendigung der Berechnungen werden die Resultate ihrerseits in ein spezielles Objekt geschrieben, das mittels `TMPI` an den Master-Prozeß gesandt wird. Danach ist der Slave wieder „frei“ und kann auf einen neues Objekt warten, um eine weitere Berechnung zu starten.

Der Master sammelt nun die eintreffenden Resultat-Objekte und schreibt diese zusammen mit den zugehörigen relevanten Ereignisdaten aus der Zwischenspeicherung in einen Ergebnistree auf die Festplatte. Die komplette und speicherintensive Verwaltung des Eingabe- und Ausgabe-Trees obliegt somit dem Master-Programm. Durch die blau eingezeichnete LAM-Umgebung ist sind die Slaves vollkommen unabhängig von dem Master-Prozeß, der sofort nach Empfang eines Ergebnisses ein neues Ereignis an den gerade fertig gewordenen Slave schicken kann. Schnelle Rechner bekommen dadurch im Schnitt mehr Ereignisse zur Berechnung zugesandt, wodurch die Rechnerleistung der einzelnen Knoten optimal ausgenutzt wird, man spricht auch von einer dynamischen Lastverteilung zur Laufzeit.

Kapitel 8

Bestimmung der Masse und Breite des W-Bosons

In Kapitel 6 wurden die Grundlagen der Faltungsmethode zur Bestimmung der Masse und Breite des W-Bosons vorgestellt. In diesem Kapitel wird die konkrete Implementierung dieser Methode für die vorliegende Analyse beschrieben. Die verwendete Endselektion, die Parametrisierung der Impulse sowie verwendete technische Details werden erläutert. Die Methode der Ensemble-Tests zur Bestimmung der erwarteten statistischen Fehler wird vorgestellt.

Da die Physikfunktion keine perfekte Modellierung der Wirklichkeit darstellt, unter anderem durch die Problematik der Photonabstrahlung im Anfangszustand (Vergleiche Abschnitt 6.4.1) und Monte-Carlo Abhängigkeiten der Untergrunddarstellung, muß das Ergebnis *kalibriert* werden. Die verwendete Kalibrationsmethode und ihre Ergebnisse werden vorgestellt. Abschließend werden die erwarteten statistischen und systematischen Fehler untersucht.

8.1 Details der verwendeten Faltungsmethode

8.1.1 Impuls-Parametrisierung

Die Ausgangsvariablen des kinematischen Fits sind die gemessenen Impulsvektoren der beiden Jets und des Leptons. Um die vereinfachte Form der χ^2-Funktion aus Gleichung (6.1) unter Vernachlässigung der Korrelationen benutzen zu können, müssen die verwendeten Variablen unkorreliert sein. Eine weitere Bedingung an die Eingangsvariablen ist eine gaussische Verteilung ihrer Fehler, damit die Berechnung der Fit-Wahrscheinlichkeiten nach Gleichung (6.3) möglich ist.

Die kartesischen Impulse der drei Teilchen sind zu stark korreliert, um diese Bedingungen zu erfüllen. Um die Variablen möglichst unkorreliert zu machen, wird eine Parametrisierung der Impulskoordinaten abhängig von der Art der Teilchen verwendet; diese auf den Polarkoordinaten r, ϕ und θ basierende Parametrisierung der Impulsvektoren ist in Tabelle 8.1 aufgezeigt.

	Parametrisierung		
Teilchenart	Impuls	Polarwinkel	Azimutwinkel
Jet	$\log p$	θ	ϕ
Elektron	p	$\cot \theta$	ϕ
Myon	$1/p_T$	$\cot \theta$	ϕ
Tau-Lepton	(p)	θ	ϕ

Tabelle 8.1: *Parametrisierung der verschiedenen Teilchenarten für die Eingabevariablen des kinematischen Fits. Ausgangsparameter der jeweiligen Impulsvektoren sind der Betrag p, der Betrag der Impulskomponenten transversal zur Strahlrichtung p_T und die Polarkoordinaten θ und ϕ der Richtung des Impulses. Im Falle des Tau-Leptons wird nur die Richtung des Impulses verwendet.*

8.1.2 Verwendetes Massenraster

Die Berechnung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $P(m)$ erfolgt numerisch auf einem vorgegebenen Raster von Massenpunkten. Es hat sich gezeigt, daß es für die Präzision der Methode wichtig ist, daß das Fitergebnis m_0 des Ereignisses – das Minimum $\chi^2_{\min}$ der χ^2-Kurve – explizit Bestandteil dieses Rasters ist. Eine weitere Bedingung an das Massenintervall ist, daß die χ^2-Funktion an den Randpunkten mindestens ein vorgegebenes $\Delta\chi^2 = \mathrm{abs}(\chi^2(m) - \chi^2_{\min})$ erreicht.

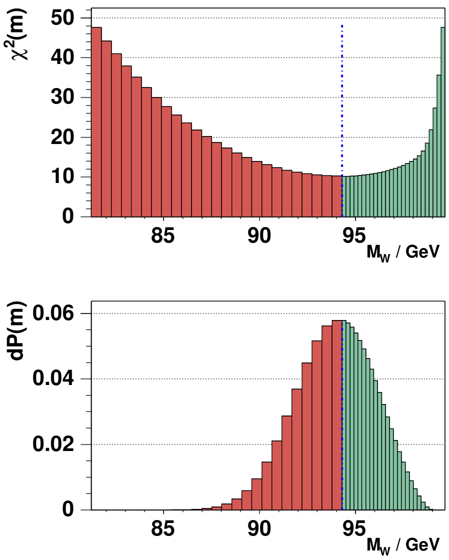


Abbildung 8.1: *Darstellung des verwendeten Massenrasters. Deutlich ist die asymmetrische Form und Binbreite zu erkennen. In der oberen Abbildung ist die χ^2-Kurve zu sehen, darunter die dazugehörige Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion.*

Das Massenraster wird spezifisch für jedes Ereignis berechnet, um die genannten Bedingungen zu erfüllen. Mittels eines schnellen iterativen Verfahrens wird das Massenintervall $[m_l, m_r]$ bestimmt, welches dem gewünschten $\Delta\chi^2$ entspricht. Ausgehend von m_0 wird zuerst ein Raster mit 26 äquidistanten Abständen ΔM_l zum linken Rand m_l aufgebaut. In derselben Weise verfährt man mit der rechten Intervallhälfte und baut ein ebenfalls 26 Punkte umfassendes äquidistantes Massenraster der Binbreite ΔM_r von $m_0 + \Delta M_r$ bis m_r auf, siehe Abbildung 8.1.

Ein wichtiger Punkt bei der Faltung der Funktionen nach Gleichung (6.22) ist die korrekte Normierung sowohl der Wahrscheinlichkeitsdichte als auch der Physikfunktion. Numerisch liegt der Fall vor, daß die Physikfunktionen auf einem sehr feinen Massenraster berechnet werden und Zwischenwerte numerisch interpoliert werden.

Das Faltungsintegral wird in eine Summe über das Massenraster der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion umgewandelt. Dabei ist es sehr wichtig, daß die Physikfunktion ebenso wie die Ereigniswahrscheinlichkeitsdichte für jedes Ereignis korrekt auf dem jeweils vorliegenden Massenraster normiert werden. Dazu betrachtet man den kinematisch sinnvollen Bereich $[m_a, m_b]$ auf dem die Physikfunktion berechnet wurde, welcher von $m_a = 20$ GeV bis zu $m_b = \sqrt{s}/2$ reicht. Zuerst wird die Integralsumme der Physikfunktion auf den $N_1 = 52$ Punkten des Massenrasters der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion von m_l bis m_r berechnet

$$\begin{aligned} I_1 &= \sum_{i=1}^{N_1/2} PF(m_i; \mathrm{M_W}, \Gamma_\mathrm{W}, \sqrt{s}) \cdot \Delta M_l \\ &+ \sum_{i=N_1/2+1}^{N_1/2} PF(m_i; \mathrm{M_W}, \Gamma_\mathrm{W}, \sqrt{s}) \cdot \Delta M_r. \end{aligned} \tag{8.1}$$

Danach werden die Integralsummen der Randbereiche $[m_a, m_l[$ und $]m_r, m_b]$ bis zu den kinematischen Grenzen unter Verwendung eines konstanten ΔM gebildet, wobei für den Teil zum kinematischen Limit hin $\Delta M = \Delta M_r$ gilt und für den anderen entsprechend $\Delta M = \Delta M_l$:

$$I_0 = \sum_{i=1}^{N_0} PF(m_i; \mathrm{M_W}, \Gamma_\mathrm{W}, \sqrt{s}) \cdot \Delta M_l; \tag{8.2}$$

$$N_0 = \mathrm{int}\left(\frac{m_a - m_l}{\Delta M_l}\right), m_i = \{m_a, m_a + \Delta M_l, \ldots\}$$

$$I_2 = \sum_{i=1}^{N_2} PF(m_i; \mathrm{M_W}, \Gamma_\mathrm{W}, \sqrt{s}) \cdot \Delta M_r; \tag{8.3}$$

$$N_2 = \mathrm{int}\left(\frac{m_b - m_r}{\Delta M_r}\right), m_i = \{m_r, m_r + \Delta M_r, \ldots\}.$$

Die Normierungskonstante $1/I_\mathrm{PF}$ aus Gleichung (6.20) ergibt sich dann aus

$$I_\mathrm{PF} = I_0 + I_1 + I_2 \tag{8.4}$$

und ist für jedes Ereignis mit dem zugehörigen Massenraster neu zu berechnen.

Für die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion wird die Annahme getroffen, daß sie gleich Null für alle Werte außerhalb des Massenrasters ist und die Normierung wird aus der Integralsumme über dem Raster gebildet:

$$\begin{aligned} P(m) &= 0 \quad \forall\, m \notin [m_l, m_r] \\ I_\mathrm{P} &= \sum_{i=1}^{N_1/2} P(m_i) \cdot \Delta M_l \\ &+ \sum_{i=N_1/2+1}^{N_1} P(m_i) \cdot \Delta M_r \end{aligned} \tag{8.5}$$

Für das Faltungsintegral ergibt sich dann eine Umwandlung in eine Integralsumme:

$$\begin{aligned}\mathscr{L}_i(\mathrm{M_W};\Gamma_\mathrm{W}) &= \int \mathrm{PF}(\tilde{m};\mathrm{M_W},\Gamma_\mathrm{W},\sqrt{s})\cdot \mathrm{P}(\tilde{m})\mathrm{d}\tilde{m} \\ &\to \sum_{i=1}^{N_1/2} \mathrm{PF}(m_i;\mathrm{M_W},\Gamma_\mathrm{W},\sqrt{s})\cdot \mathrm{P}(m_i)\,\Delta M_l \\ &\quad + \sum_{i=N_1/2}^{N_1} \mathrm{PF}(m_i;\mathrm{M_W},\Gamma_\mathrm{W},\sqrt{s})\cdot \mathrm{P}(m_i)\,\Delta M_r. \end{aligned} \tag{8.6}$$

Wobei zur genaueren Bestimmung des Integrals der Mittelwert aus Ober- und Untersumme gebildet wird.

8.1.3 Endselektion

Die beschrieben Faltungsmethode wird nicht auf alle Ereignisse der `WW115`-Selektion angewandt, da in diesen auch pathologische Ereignisse enthalten sein könnten, die den Likelihood empfindlich stören. Dies können beispielsweise Ereignisse sein, bei denen der kinematische Fit fehlgeschlagen ist, oder deren Fit-Masse so nahe am kinematischen Limit liegt, daß die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion abgeschnitten ist und nicht korrekt normiert werden kann. Auch offensichtliche Untergrundereignisse, die eine geringe Wahrscheinlichkeit haben in die geforderte Kinematik zu passen, sollten aussortiert werden.

Zu diesem Zweck werden in einer Endselektion zusätzliche Qualitätsanforderungen gestellt, um solche Ereignisse auszusortieren. Für diese Selektion werden drei Größen betrachtet:

- Die Wahrscheinlichkeit $P(m_0)$ des eigentlichen 2C/1C-Fits aus Gleichung (6.3).
- Das χ^2-Intervall $\Delta\chi^2$ zwischen dem χ^2-Wert am Minimum und dem kleineren der beiden Werte an den Rändern des definierten Rasters.
- Ein Stetigkeitsmaß β der χ^2-Kurve, welches berechnet wird als Maximum der für jeden Punkt auf dem definierten Raster berechneten Steigungsdreiecke der χ^2-Kurve:
$$\beta = \max_i \frac{\chi^2(m_{i+1}) - \chi^2(m_i)}{m_{i+i} - m_i}. \tag{8.7}$$

An diese drei Größen werden folgende Bedingungen gestellt:

- $P(m_0) > 0.001$,
um fehlgeschlagene Fits und offensichtliche Untergrundereignisse auszuschließen,
- $\Delta\chi^2 > 4$,
um eine korrekte Normierung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion zu gewährleisten,
- $\beta < 40$,
um unstetige χ^2-Funktionen auszuschließen.

Vor dem letzten Schnitt gegen unstetige Funktionen wird eine einfache Glättungsfunktion angewandt, um einzelne Massenpunkte auf dem Raster mit fehlgeschlagenem Fit durch Interpolation wieder in die χ^2-Kurve zu integrieren. Dazu werden die χ^2-Werte der Massenpunkte, deren Fit fehlgeschlagen ist, durch einen χ^2-Wert ersetzt, der aus den beiden Nachbarwerten gemittelt wird. Voraussetzung ist, daß maximal ein Fehlwert auf dem Raster auftritt, ansonsten wird das Ereignis verworfen.

Kanal	N_0	$P(m)$	$\Delta\chi^2$	stetig	MC	MC_{Sig}	MC_{2-F}	MC_{4-F}	(MC_{ET})
$\sqrt{s}$ = 183 GeV (Jahr 1997)									
qqlν	369	340	333	333	387.48	370.97	8.03	8.48	12.94
qqeν	134	124	123	123	130.37	127.07	1.40	1.89	0.00
qquν	115	112	108	108	126.65	125.68	0.24	0.73	0.00
qqtν	120	104	102	102	130.46	118.22	6.38	5.86	12.94
$\sqrt{s}$ = 189 GeV (Jahr 1998)									
qqlν	1254	1149	1126	1123	1173.68	1109.42	35.51	28.75	33.86
qqeν	388	358	352	349	388.18	377.85	5.33	5.00	0.00
qquν	404	374	364	364	375.98	371.79	1.94	2.26	0.00
qqtν	462	417	410	410	409.51	359.78	28.24	21.49	33.86

Tabelle 8.2: *Ergebnisse der Endselektion für die Daten der Jahre 1997 ($\sqrt{s}$ = 183 GeV) und 1998 ($\sqrt{s}$ = 189 GeV). Angegeben ist die Anzahl der selektierten Datenereignisse nach den im Text beschriebenen Schnitten. Zum Vergleich sind die erwarteten Ergebnisse aus der skalierten Anzahl der selektierten Monte-Carlo-Ereignisse aus Signal und Zwei-Fermion und Vier-Fermion Untergrund angegeben. Die Zahl der selektierten Evil-Tau Ereignisse (MC_{ET}) wird nur in der Berechnung der Physikfunktion verwendet.*

Das Ergebnis dieser Endselektion ist in den Tabellen 8.2, 8.3 und 8.4 aufgelistet. Für alle Schwerpunktsenergien sind die Anzahlen der selektierten Ereignisse nach den drei Schnitten angegeben. Zum Vergleich ist die erwartete Anzahl Ereignisse aus Monte-Carlo-Studien angegeben, die sich addiert aus den Signalsimulationen und den selektierten Ereignissen der Zwei- und Vier-Fermionen Untergrundsimulationen

8.2 Ensemble Tests

Die Ergebnisse der Faltungsmethode angewandt auf die Daten ergeben noch keine vollständige Analyse der Parameter des W-Bosons, vielmehr müssen verschiedene Studien zur Kalibration, für systematische Fehler sowie zur Berechnung der erwarteten statistischen Fehler durchgeführt werden. Ein wichtiges Werkzeug solcher Studien ist der sogenannte *Ensemble-Test*.

Beim Ensemble-Test werden Ensembles aus simulierten Monte-Carlo Daten gebildet und auf diese die Faltungsmethode angewandt. Daraus resultiert eine Anzahl von M_W und Γ_W Ergebnissen die weiter statistisch untersucht werden können. Diese Ensemble-Test werden für die kompletten semileptonischen Log-Likelihood Summen durchgeführt, können aber auch für die drei Leptonenkanäle einzeln berechnet werden. Die Größe der Ensembles wird in dieser Analyse durch die Anzahl der selektier-

Kanal	N_0	$P(m)$	$\Delta\chi^2$	stetig	MC	MC_{Sig}	MC_{2-F}	MC_{4-F}	(MC_{ET})
$\sqrt{s}$ = 192 GeV									
qqlv	190	173	172	172	191.62	181.27	5.52	4.83	5.35
qqev	57	52	52	52	63.08	61.48	0.77	0.84	0.00
qquv	59	53	52	52	60.98	60.26	0.36	0.36	0.00
qqtv	74	68	68	68	67.56	59.54	4.40	3.63	5.35
$\sqrt{s}$ = 196 GeV									
qqlv	588	531	519	517	521.29	493.28	14.25	13.76	15.58
qqev	201	180	179	178	173.72	168.48	2.92	2.32	0.00
qquv	174	161	155	155	166.73	164.64	0.89	1.20	0.00
qqtv	213	190	185	184	180.85	160.16	10.44	10.24	15.58
$\sqrt{s}$ = 200 GeV									
qqlv	524	477	475	474	479.69	455.23	11.97	12.49	14.59
qqev	163	144	143	142	158.53	154.44	2.05	2.04	0.00
qquv	153	144	143	143	152.98	150.84	1.09	1.05	0.00
qqtv	208	189	189	189	168.17	149.95	8.82	9.40	14.59
$\sqrt{s}$ = 202 GeV									
qqlv	269	254	251	251	247.74	235.11	6.03	6.60	6.78
qqev	103	96	95	95	82.23	79.90	1.29	1.03	0.00
qquv	74	71	69	69	78.73	77.95	0.35	0.43	0.00
qqtv	92	87	87	87	86.78	77.26	4.38	5.13	6.78
$\sqrt{s}$ = 192-202 GeV (Jahr 1999)									
qqlv	1571	1435	1417	1414	1440.34	1364.90	37.77	37.68	42.31
qqev	524	472	469	467	477.56	464.30	7.03	6.23	0.00
qquv	460	429	419	419	459.42	453.69	2.69	3.04	0.00
qqtv	587	534	529	528	503.37	446.91	28.05	28.41	42.31

Tabelle 8.3: *Ergebnisse der Endselektion für die Energien aus dem Jahr 1999. Zur Erläuterung der Spalten siehe Tabelle 8.2*

ten Ereignisse der OPAL-Daten bestimmt. Man unterwirft hierzu die OPAL-Daten der Selektion der betrachteten Schwerpunktsenergie für die drei Leptonkanäle inklusive der Endselektion der Analyse und erhält so für jede Schwerpunktsenergie und jeden Leptontyp die Ensemblegrößen wie in Tabelle 8.2, 8.3 und 8.4 angegeben.

Im Normalfall möchte man Ensembles haben, deren Zusammensetzung den realen OPAL-Daten entsprechen, daher muß man entsprechende Untergrundereignisse berücksichtigen. Nur bei Studien systematischer Fehler, die nicht mit dem Untergrund zusammenhängen, werden reine Signal-Ensembles verwendet. Zur Mischung der Ensembles mit Signal- und Untergrundereignissen wird zuerst die Endselektion auf die Untergrundsimulationen angewandt, die Ergebnisse stehen in den letzten Spalten von Tabelle 8.2, 8.3 und 8.4 und bilden die Anzahl erwarteter Untergrundereignisse für das jeweilige Ensemble. Für die tatsächliche Anzahl von Untergrundereignissen im Ensemble wird eine Poissonverteilte Zufallszahl mit dem Mittelwert der erwarteten Untergrundereignisse ermittelt und diese Anzahl Ereignisse aus den entsprechenden

Kanal	N_0	$P(m)$	$\Delta\chi^2$	stetig	MC	MC_{Sig}	MC_{2-F}	MC_{4-F}	(MC_{ET})
$\sqrt{s}$ = 205 GeV									
qqlv	566	503	493	493	546.12	518.01	12.52	15.58	16.70
qqev	184	161	159	159	178.88	174.11	1.92	2.85	0.00
qquv	173	159	155	155	171.98	170.07	0.88	1.03	0.00
qqtv	209	183	179	179	195.26	173.83	9.72	11.70	16.70
$\sqrt{s}$ = 207 GeV									
qqlv	948	854	838	836	866.98	821.81	20.67	24.49	25.78
qqev	290	260	256	255	286.53	278.50	3.91	4.13	0.00
qquv	305	275	271	271	273.54	270.60	1.08	1.86	0.00
qqtv	353	319	311	310	306.90	272.71	15.69	18.51	25.78
$\sqrt{s}$ = 208 GeV									
qqlv	74	64	63	63	50.40	47.70	1.10	1.60	1.62
qqev	30	23	22	22	16.47	15.94	0.25	0.28	0.00
qquv	22	20	20	20	15.92	15.77	0.05	0.10	0.00
qqtv	22	21	21	21	18.01	15.99	0.80	1.22	1.62
$\sqrt{s}$ = 205 - 208 GeV (Jahr 2000)									
qqlv	1588	1421	1394	1392	1463.50	1387.53	34.30	41.68	44.10
qqev	504	444	437	436	481.89	468.55	6.07	7.26	0.00
qquv	500	454	446	446	461.44	456.45	2.01	2.98	0.00
qqtv	584	523	511	510	520.17	462.53	26.21	31.43	44.10

Tabelle 8.4: *Ergebnisse der Endselektion für die Energien aus dem Jahr 2000. Zur Erläuterung der Spalten siehe Tabelle 8.2*

Monte-Carlo Daten genommen und in das Ensemble gefüllt[1]. Dies wird für den Zwei-Fermionen und den Vier-Fermion Untergrund durchgeführt, der Evil-Tau Untergrund wird nicht berücksichtigt, da er bereits im normalen Signal Monte-Carlo enthalten ist. In der Bildung der Physikfunktion nach Gleichung (6.21) wird er berücksichtigt und anhand der angegebenen Erwartungen gewichtet. Nachdem die Untergrundereignisse in das Ensemble gefüllt wurden, wird es mit Ereignissen aus dem Signal Monte-Carlo aufgefüllt, bis die gewünschte Größe erreicht ist.

Auf die so gebildeten Ensembles wird nun die Faltungmethode angewandt und nach Minimieren des Log-Likelihoods erhält man als Resultat die Masse M_W und Breite Γ_W des jeweiligen Ensembles. Die Resultate werden in ein Histogramm gefüllt, an welches eine Gauß-Funktion gefittet wird. Der Mittelwert der Gauß-Funktion ergibt den Parametermittelwert des Ensembles und das Sigma der Verteilung den statistischen Fehler auf den Parameter.

Die Ereignisse aus den Signal-Monte-Carlos werden nur einmal verwendet. Somit ist die erreichbare Anzahl von Ensembles beschränkt, da in den Signal Monte-Carlos maximal $2 \cdot 10^5$ Ereignisse zur Verfügung stehen[2]. Damit lassen sich je nach Anzahl von selektierten Datenereignissen maximal ca. 200 Ensembles bilden. In [75]

[1]Dabei werden die Ereignisse aus den Monte-Carlo Daten nur einmal verwendet. Falls die Monte-Carlo Statistik hierfür nicht ausreicht werden weitere Ereignisse wieder von Beginn an entnommen.

[2]Nur für das Standardmodell Monte-Carlo bei 189 GeV stehen $4 \cdot 10^5$ Ereignisse zur Verfügung

wurde gezeigt, daß die maximale Anzahl der gebildeten Ensembles quadriert werden kann, wenn die Ereignisse mehrfach verwendet werden, indem sie zufällig aus den Monte-Carlo Daten gewählt werden. Auf diesem Wege kann die Anzahl der gebildeten Ensembles deutlich erhöht werden, ohne daß die Breite der resultierenden Verteilung beeinflußt wird. Allerdings kann der Mittelwert der Verteilung systematische Verschiebungen erfahren, so daß dieser keine sinnvollen Aussagen mehr erlaubt. Der statistische Fehler, der sich aus der Breite der Verteilung ergibt, kann so mit eine Genauigkeit von einigen Prozent bestimmt werden.

8.3 Zusammenfassung der Datenereignisse nach Jahren

In dieser Analyse werden Daten verwendet, die der OPAL-Detektor in den Jahren 1997 bis 2000 aufgezeichnet hat. In den Jahren 1997 und 1998 wurde LEP jeweils konstant bei einer Schwerpunktsenergie von 183 respektive 189 GeV betrieben[3]. In den beiden darauffolgenden Jahren wurde die Strahlenergie bei LEP mehrmals erhöht, so daß verschiedene Schwerpunktsenergien auftreten, siehe auch Abbildung 8.2. Die Daten die während den sogenannten „mini-ramps“ aufgezeichnet wurden (siehe Abschnitt 2.1) werden in dieser Analyse nicht berücksichtigt.

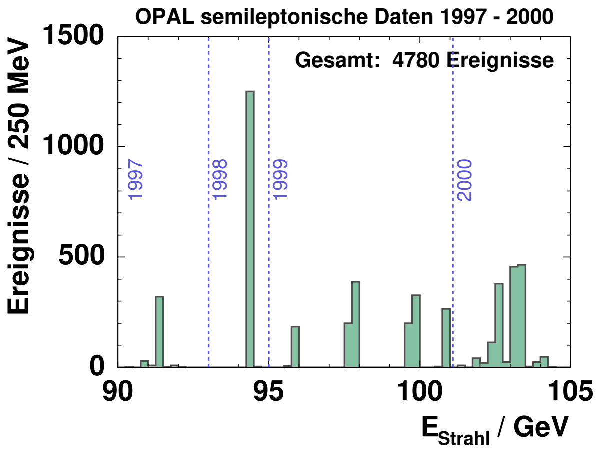


Abbildung 8.2: *Anzahlen der bei verschiedenen Strahlenergien von* OPAL *gesammelten semileptonischen Ereignisse, die in dieser Analyse verwendet werden. Die verschiedenen Jahre sind durch die blauen, gestrichelten Linien abgetrennt, die Datennahme im Jahr 2000 bei Strahlenergien von 100 und 101* GeV *wurden in dieser Analyse nicht berücksichtigt, da diese nur aus ca. fünf semileptonischen WW-Ereignissen bestehen.*

Im Jahr 1999 sind deutlich drei voneinander abgetrennte Bereiche der Schwerpunktsenergien zu erkennen, bei einem $\sqrt{s}$ von ungefähr 192, 196, 200 und 202 GeV. Die Ereignisse aus diesem Jahr bekommen bei der Faltung jeweils eine Physikfunktion der entsprechenden mittleren Schwerpunktsenergie von 191.6, 195.5,

[3] Ausgenommen die Kalibrationsläufe bei $\sqrt{s}$ =91 GeV

199.5 und 201.6 GeV zugewiesen[4] und werden aufaddiert in eine einzige Log-Likelihoodfunktion für alle Daten des Jahres. Somit ist auch gewährleistet, daß die Ensembles in den Daten nicht zu klein sind, da dies zu einem instabilen Fit führen kann. Ebenso wird bei der Berechnung der erwarteten Fehler und der Pull-Verteilungen (siehe Abschnitt 8.5) verfahren.

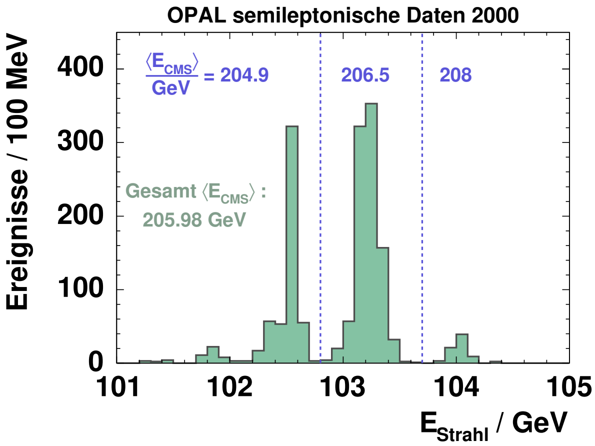


Abbildung 8.3: *Anzahlen der bei verschiedenen Strahlenergien von* OPAL *gesammelten semileptonischen Ereignisse im Jahr 2000, die bei dieser Analyse Verwendung finden. Diese werden in drei Klassen verschiedener mittlerer Schwerpunktsenergie aufgeteilt, in der Abbildung gezeigt durch die gestrichelten, blauen Linien und die mittleren Schwerpunktsenergien der drei Bereiche (siehe Text). Die gesamte mittlere Schwerpunktsenergie, die für die Kalibration der Daten aus diesem Jahr verwendet wird, ist 205.98* GeV.

Für das Jahr 2000 ist die Verteilung der Schwerpunktsenergien, die in Abbildung 8.3 dargestellt ist, noch vielfältiger als im Jahr 1999. Die Datennahmen bei einem $\sqrt{s}$ von 200 und 202 GeV im Jahr 2000 werden nicht berücksichtigt, da sie nur ungefähr fünf selektierten WW-Ereignissen entsprechen[5]. Die verbleibenden Daten werden in drei Energiebereiche aufgeteilt, deren mittlere Energien den vorhandenen Monte-Carlo-Simulationen entsprechen:

1. $\langle E_{\mathrm{CMS}} \rangle = 204.9$ GeV ; $\quad 100.0$ GeV $< E_{\mathrm{Strahl}} < 102.8$GeV
2. $\langle E_{\mathrm{CMS}} \rangle = 206.5$ GeV ; $\quad 102.8$ GeV $< E_{\mathrm{Strahl}} < 103.8$GeV
3. $\langle E_{\mathrm{CMS}} \rangle = 208.0$ GeV ; $\quad 103.8$ GeV $< E_{\mathrm{Strahl}}$.

Diese werden wie die Daten des Jahres 1999 zu einer Log-Likelihood-Funktion addiert, wobei jedes Ereignis aus den drei Bereichen mit der entsprechenden Physikfunktion gefaltet wird.

Die integrierten Luminositäten und die mittlere Schwerpunktsenergie der einzelnen OPAL-Datennahmen sind in Tabelle 8.5 aufgelistet.

[4]Im Folgenden wird von der üblichen Notation der gerundeten Schwerpunktsenergien Gebrauch gemacht, wenn auf die jeweiligen Energiebereiche Bezug genommen wird.

[5]Die Bereitstellung zweier zusätzlicher Physikfunktionen erfordert wesentlich mehr Rechner-Ressourcen, so daß davon Abstand genommen wurde

$\sqrt{s}$ (GeV)	183 (**1997**)	189 (**1998**)
$\mathscr{L}(\mathrm{pb}^{-1})$	**57.393**	**183.04**
$\langle E_{\mathrm{CMS}}\rangle$ (GeV)	**182.7**	**188.6**

$\sqrt{s}$ (GeV)	192	196	200	202	$\sum$ **1999**
$\mathscr{L}(\mathrm{pb}^{-1})$	29.327	79.396	76.566	37.680	**222.97**
$\langle E_{\mathrm{CMS}}\rangle$	191.6	195.66	199.5	201.6	**197.44**

$\sqrt{s}$ (GeV)	205	207	208	$\sum$ **2000**
$\mathscr{L}(\mathrm{pb}^{-1})$	81.912	130.22	8.31	**220.44**
$\langle E_{\mathrm{CMS}}\rangle$	205.0	206.4	208.0	**205.98**

Tabelle 8.5: *Integrierte Luminositäten ($\mathscr{L}$) und mittlere Schwerpunktsenergien ($\langle E_{\mathrm{CMS}}\rangle$) der* OPAL-*Daten für die einzelnen $\sqrt{s}$-Klassen der Jahre 1997-2000 [76, 77], sowie die Summen für die Jahre 1999 und 2000.*

8.4 Kalibration der Methode

Wie in Abschnitt 6.4 bereits erwähnt, stellt die verwendete Physikfunktion keine perfekte Beschreibung der zugrundeliegenden Physik dar, die Beschreibung der Photonabstrahlung im Anfangszustand stellt zum Beispiel nur eine gute Näherung dar. Daher kann man nicht erwarten, daß die Faltung den realen physikalischen Prozeß aus den Ereigniswahrscheinlichkeiten vollständig extrahiert. Effekte aus der Selektion der semileptonischen Ereignisse werden nicht berücksichtigt und die Beschreibung des Untergrundes beruht auf Monte-Carlo-Simulationen, die die physikalische Realität nur bis zu einem bestimmten Grad beschreiben. All dies mündet in der Tatsache, daß die Physikfunktion keine vollständige Beschreibung der physikalischen Prozesse darstellt. Daher müssen die Endergebnisse kalibriert werden, um eine Beziehung zu finden zwischen ermittelten Parametern und den wahren Parametern des zugrundeliegenden physikalischen Prozesses.

Die Parameter Masse und Breite des W-Bosons lassen sich kalibrieren, indem man Monte-Carlo Daten verwendet, die bei verschiedenen Werten für die Masse $\mathrm{M_W}$ oder die Breite Γ_W des W-Bosons erzeugt wurden. Zu diesem Zweck existieren Monte-Carlo-Simulationen der Erzeugung von W-Bosonpaaren für sechs (acht bei $\sqrt{s}$ = 189 GeV) weitere Werte von $\mathrm{M_W}$ mit den nach dem Standardmodell berechneten Werten für die Breite. Für die Schwerpunktsenergien 189, 200 und 207 GeV existieren vier zusätzliche Simulationen mit unterschiedlichen Breiten und konstanter Masse von $\mathrm{M_W}$ = 80.33 GeV. Eine Übersicht dieser Kalibrationssimulationen gibt Tabelle 8.6.

Aus diesen Simulationen mit verschiedenen Einstellungen für $\mathrm{M_W}$ und Γ_W wird mittels der im vorigen Abschnitt beschriebenen Ensemble-Methode jeweils ein Wert für die gemessenen Parameter $\mathrm{M_W}$ und Γ_W ermittelt. Da für die Masse entsprechende Simulationen für alle Schwerpunktsenergien bis 207 GeV vorliegen, werden die Kalibrationen für die Jahre 1997 und 1998 jeweils mit den Simulationen bei $\sqrt{s}$ = 183 GeV

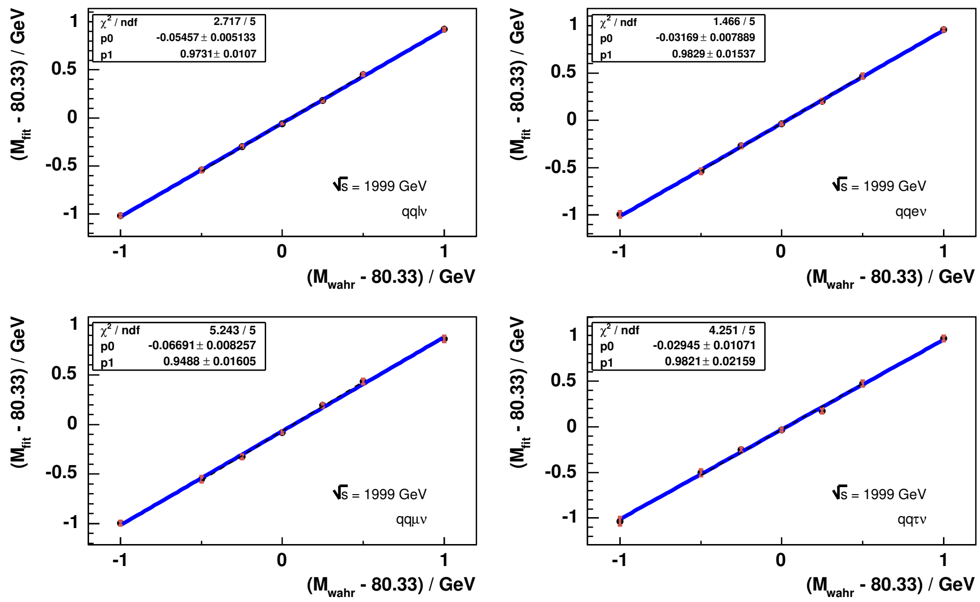


Abbildung 8.4: *Kalibrationskurven für* $\mathrm{M_W}$, *links oben für alle semileptonischen Ereignisse kombiniert, die drei anderen Abbildungen zeigen die Kalibration der drei Leptontypen einzeln. Die Kurven wurden aus Monte-Carlo Daten der kombinierten Schwerpunktsenergien des Jahres 1999 gewonnen.*

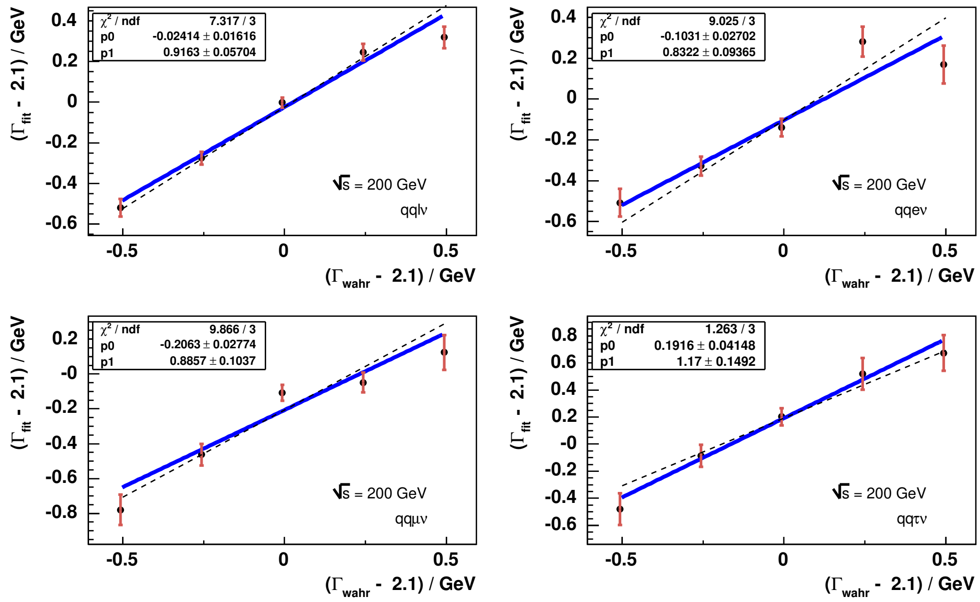


Abbildung 8.5: *Kalibrationskurven für* Γ_W, *links oben für alle semileptonischen Ereignisse kombiniert, die drei anderen Abbildungen zeigen die Kalibration der drei Leptontypen einzeln. Die Kurven wurden aus Monte-Carlo Daten bei einer Schwerpunktsenergie von 200* GeV *gewonnen.*

M_W	79.33	79.83	80.08	*80.23*	*80.43*	80.58	80.83	81.33
Γ_W	2.02	2.05	2.07	*2.08*	*2.09*	2.11	2.13	2.17
M_W			80.33	80.33	80.33	80.33		
Γ_W			1.593	1.843	2.343	2.593		

Tabelle 8.6: *Zusätzlich zur Referenz-Simulation mit* M_W = *80.33* GeV *und* Γ_W = *2.09* GeV *simulierte Daten mit den Werten für die Masse und Breite in* GeV. *In der oberen Hälfte sind die Simulationen für verschiedene Massenwerte mit zugehöriger Breite nach dem Standardmodell angegeben, die kursiven Werte wurden nur für* $\sqrt{s}$ = *189* GeV *generiert. Die untere Hälfte beschreibt die Simulationen für die Breitenkalibration, welche nur für* $\sqrt{s}$ = *189, 200 und 207* GeV *vorhanden sind.*

und 189 GeV erstellt. Für die beiden folgenden Jahre werden wieder die entsprechenden Mixturen verschiedener Schwerpunktsenergien verwendet. Für das Jahr 1999 werden die Simulationen der entsprechenden vier Schwerpunktsenergien zusammen verwendet. Im Jahr 2000 existieren Kalibrationssimulationen für die Masse nur für die Schwerpunktsenergien 205 und 207 GeV, die zusammen verwendet werden. Für die Breite werden die drei vorhandenen Energien einzeln berechnet.

Da die Korrelation zwischen Masse und Breite nicht allzu groß ist, kann die Kalibration getrennt für die beiden Parameter durchgeführt werden. In Abbildung 8.4 ist solch eine Kalibration am Beispiel der Masse gezeigt, in Abbildung 8.5 am Beispiel der Breite. Die ermittelten Größen M_{fit} und Γ_{fit} sind über den wahren Werten der Simulationen aufgetragen. Der Zusammenhang zwischen wahren und gemessenen Parametern ist in sehr guter Näherung linear. Es läßt sich folgende Beziehung aufstellen:

$$\begin{aligned} \mathrm{A}^{\text{fit}} - \mathrm{A}^0 &= \alpha_{\mathrm{A}} \cdot (\mathrm{A}^{\text{wahr}} - \mathrm{A}^0) + \delta_{\mathrm{A}} \qquad (8.8) \\ A &\hat{=} \mathrm{M_W} \text{ oder } \Gamma_{\mathrm{W}}; \\ A^0 &= 80.33 \text{ oder } 2.1 \text{ GeV}. \end{aligned}$$

Die Massen- und Breitenwerte wurden um den Wert der zentralen Simulation verschoben, so daß der Achsenabschnittsparameter δ gerade die Verschiebung des zentralen Wertes angibt. Der Steigungsparameter α und die Verschiebung δ werden aus einem linearen Fit an die gemessenen Werte ermittelt. In Anhang E sind die entsprechenden Meßpunkte und die linearen Fits für alle Jahre und Leptonkanäle aufgelistet.

Die Kalibrationsparameter der Masse werden für jedes Jahr ermittelt und sind in Tabelle 8.8 für die Masse und in Tabelle 8.9 für die Breite aufgelistet.

Für die Breite erfolgt die Bestimmung des Verschiebeparameters δ aus der Abweichung des Ensemble-Wertes der zentralen Simulationen der entsprechenden Jahre vom wahren Wert. Da aber die Steigung α nur für die Schwerpunktsenergien 189, 200 und 207 GeV berechnet werden kann wurde für diesen Parameter eine Anpassungsfunktion abhängig von $\sqrt{s}$ ermittelt. Dazu werden die Steigungen der Kalibrationen gegen die Schwerpunktsenergien aufgetragen, wie in Abbildung 8.6 gezeigt. Die drei Steigungsparameter sind in guter Näherung innerhalb ihrer Fehler konstant, daher wurde für die Steigung bei allen Energien der in Abbildung 8.6 eingezeichneten Mittelwert von

$$\alpha^{\Gamma} = 0.8727 \pm 0.0351 \tag{8.9}$$

verwendet.

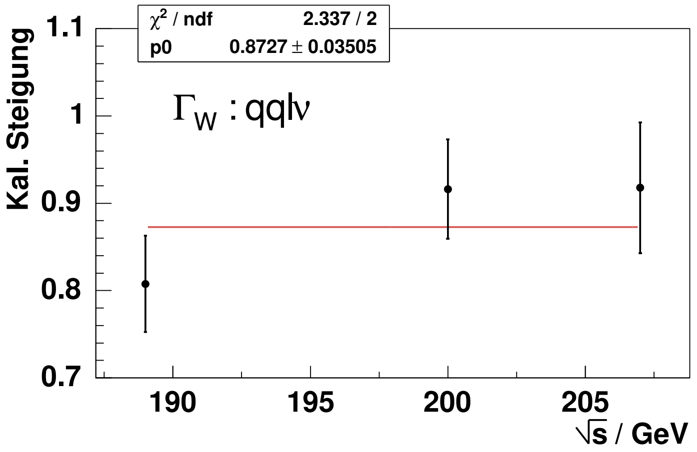


Abbildung 8.6: *Schwerpunktsenergieabhängige Werte der Steigung der Breiten-Kalibration zusammen mit der verwendeten Anpassungsfunktion.*

Die Kalibration der Masse erfolgt nach folgender Formel:

$$\mathrm{M_W^{wahr}} = \frac{1}{\alpha_i^{\mathrm{M}}}(\mathrm{M_W^{fit}} - \delta_i^{\mathrm{M}} - 80.33) + 80.33\,\mathrm{GeV}, \tag{8.10}$$

mit den Kalibrationsparametern α_i^{M} und δ_i^{M} der entsprechenden Jahre aus Tabelle 8.8.

Die Kalibration der Breite erfolgt analog, nur daß der Steigungsparameter aus der Anpassungsfunktion konstant gesetzt ist:

$$\Gamma_{\mathrm{W}}^{\mathrm{wahr}} = \frac{1}{\alpha^{\Gamma}}(\Gamma_{\mathrm{W}}^{\mathrm{fit}} - \delta_i^{\Gamma} - 2.1) + 2.1\,\mathrm{GeV}, \tag{8.11}$$

mit den Verschiebeparametern δ_i^{Γ}, die aus den Abweichungen der zentralen Ensemble-Werte für die einzelnen Jahre gewonnen werden, siehe Tabelle 8.9.

Weiterhin müssen nicht nur die Ergebnisse für $\mathrm{M_W}$ und Γ_{W} angepaßt werden sondern auch die erwarteten und gemessenen statistischen Fehler σ_{M} und σ_{Γ}. Da der Fehler ein ein-σ Intervall des Parameters angibt, muß auch dieses entsprechend skaliert werden und der erhaltenen Fehler $\sigma_{\mathrm{A}}^{\mathrm{fit}}$ wird mit dem inversen Steigungsparameter multipliziert:

$$\sigma_{\mathrm{A}}^{\mathrm{wahr}} = \frac{1}{\alpha^{A}}\,\sigma_{\mathrm{A}}^{\mathrm{fit}} \tag{8.12}$$

Eine weitere wichtige Größe ist der sogenannte Pull der Ergebnisvariablen. Diesen erhält man, indem man aus einem Ensembletest den Pull-Wert der einzelnen Ensembles in ein Histogramm füllt. Der Pull-Wert eines Ensembles ist definiert als

$$P = \frac{\mathrm{A^{fit}} - \mathrm{A^{wahr}}}{\sigma_{\mathrm{A}}^{\mathrm{fit}}}. \tag{8.13}$$

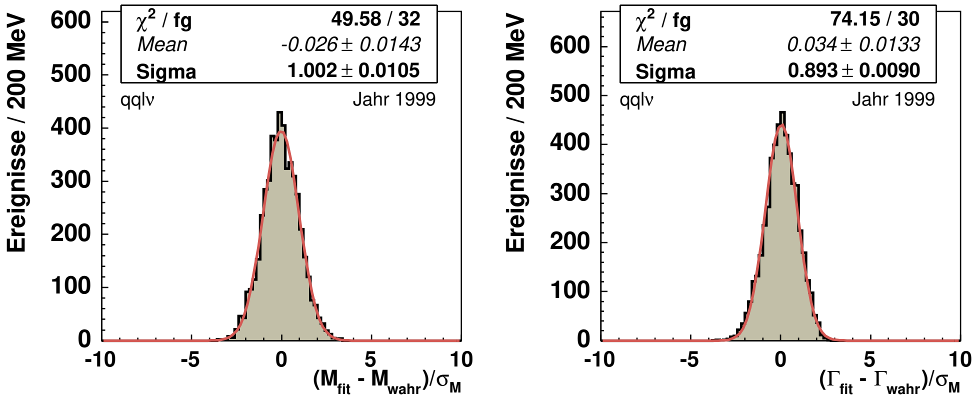


Abbildung 8.7: *Pullverteilungen für die Masse (links) und Breite (rechts), der kombinierten Energien des Jahres 1999 aus einer Monte-Carlo-Studie im* qq$\ell\nu$*-Kanal. In rot ist ein Gauß-Fit eingezeichnet, dessen Parameter in der Graphik angegeben sind.*

Wenn die einzelnen Parameterfehler korrekt berechnet wurden und die Verteilung der gemessenen Parameter nur statistische Fluktuationen aufweisen, sollten die Pull-Werte gaussisch verteilt sein mit einem Mittelwert von Null und einer Breite von Eins. Eine Abweichung des Mittelwerts von Null zeigt systematische Verschiebungen der Methode an, hingegen zeigt eine Breite der Gaussverteilung kleiner Eins eine Überschätzung der Einzelfehler an und entsprechend eine Breite größer Eins eine Unterschätzung. Die Pull-Verteilungen werden mit kalibrierten Werten der Ensembleresultate erstellt. Für die kombinierten Monte-Carlo Daten des Jahres 1999, bei Schwerpunktsenergien von 192 bis 202 GeV sind die Pull-Verteilungen der Masse und Breite in Abbildung 8.7 gezeigt, zusammen mit den zugehörigen Gauß-Fits. Die entsprechenden Verteilungen der anderen Energien und Leptonenkanäle sind in Anhang F abgebildet.

	qq$\ell\nu$		qqeν		qq$\mu\nu$		qq$\tau\nu$	
Jahr	M_W	Γ_W	M_W	Γ_W	M_W	Γ_W	M_W	Γ_W
1997	1.01	0.92	1.05	1.03	1.17	1.13	1.45	1.02
1998	0.96	0.90	1.05	1.02	1.03	1.02	0.99	0.74
1999	1.01	0.92	1.04	1.05	1.02	1.05	0.99	0.75
2000	0.98	0.91	1.01	1.04	1.01	1.06	0.98	0.76

Tabelle 8.7: *Pullbreiten γ der Massen- und Breiten-Pullverteilungen für die Jahre 1997 bis 2000.*

Die Breite der Pullverteilungen wird für jedes Jahr der Datennahme mit den Ensembles wie in Abschnitt 8.3 beschrieben ermittelt. Die so ermittelten Pullbreiten γ_A sind in Tabelle 8.7 aufgelistet. Die Breiten der Pullverteilungen liegen hinreichend Nahe bei Eins, die Faltungsmethode ist daher eine statistisch gut definierte Methode zur Bestimmung der Masse und Breite des W-Bosons. Die Messungen in den Tau-Kanälen haben allerdings noch unverstandene Probleme bei der Bestimmung der Breite, die aber in den kombinierten Leptonkanälen nicht mehr allzu gewichtig in Erscheinung treten. Daher wurden die Korrekturen von knapp 10% bei der Breite akzeptiert.

Kalibration M_W

Jahr	α_M	δ_M	γ_M / α_M
1997	0.951 ± 0.017	$- 0.058 \pm 0.007$	0.96
1998	0.969 ± 0.014	$- 0.090 \pm 0.005$	0.93
1999	0.973 ± 0.011	$- 0.054 \pm 0.005$	0.94
2000	0.958 ± 0.014	$- 0.141 \pm 0.007$	0.95

Tabelle 8.8: *Verwendete Kalibrationssteigung α_M und Verschiebeparameter δ_M für die gemessene Masse M_W des W-Bosons und Skalierungsfaktor γ_M / α_M für den gemessenen statistischen Fehler.*

Kalibration Γ_W

Jahr	α_Γ	δ_Γ	$\gamma_\Gamma / \alpha_\Gamma$
1997	0.873 ± 0.0351	$- 0.062 \pm 0.022$	1.05
1998	0.873 ± 0.0351	$- 0.212 \pm 0.018$	1.04
1999	0.873 ± 0.0351	$- 0.030 \pm 0.017$	1.05
2000	0.873 ± 0.0351	$- 0.057 \pm 0.023$	1.04

Tabelle 8.9: *Verwendete Kalibrationssteigung α_Γ und Verschiebeparameter δ_Γ für die gemessene Breite Γ_W des W-Bosons und Skalierungsfaktor für den gemessenen statistischen Fehler $\gamma_\Gamma / \alpha_\Gamma$.*

Die Breite der Pullverteilung wird verwendet, um den statistischen Fehler aus den Ergebnissen der OPAL-Daten zu korrigieren. Die Breite der Pullverteilung γ_A ist ein Maß für das Über- oder Unterschätzen des Fehlers. Korrigiert man entsprechend den erhaltenen Fehler erhält man eine Gesamtkorrektur des gemessenen statistischen Fehlers zu

$$\sigma_A^{korr} = \frac{\gamma_A}{\alpha_A} \sigma_A^{fit}. \tag{8.14}$$

Die im folgenden Kapitel erläuterten erwarteten statistischen Fehler werden nicht auf die Pullbreite korrigiert, da sie aus der Breite von Ensemble-Verteilungen bestimmt werden und in diese der Fehler der einzelnen Messungen nicht einfließt.

8.5 Erwartete statistische Fehler

Ein Ensemble-Test mit 5000 Ensembles wurde verwendet, um die erwarteten statistischen Fehler zu berechnen. dabei wurden wie beschrieben die Ereignisse mehrfach verwendet und zufällig aus dem Monte-Carlo Daten gezogen.

Als Ensemble-Größe wurde die Anzahl der beobachteten Ereignisse in den OPAL-Daten nach der Endselektion verwendet, siehe auch Tabelle 8.2, 8.3 und 8.4. Untergrundereignisse wurden wie in Abschnitt 8.2 beschrieben beigemischt. Die Ergebnisse der einzelnen Ensembles wurden wie in Abschnitt 8.4 beschrieben korrigiert und eine Verteilung der Werte gebildet. In Abbildung 8.8 ist diese für die Monte-Carlo-

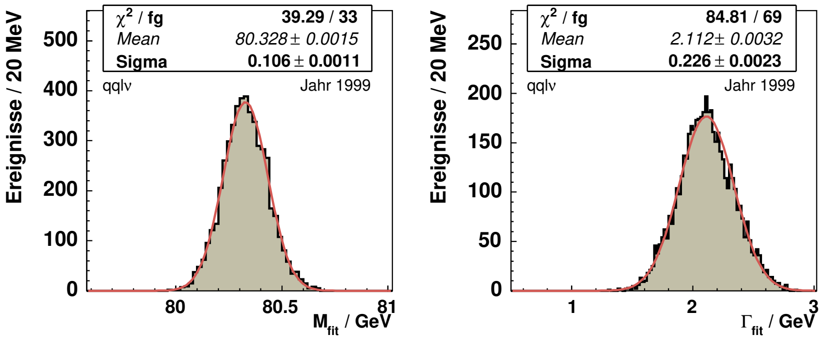


Abbildung 8.8: *Ensemble-Verteilung für* $\mathrm{M_W}$ *(links) und* Γ_W *(rechts). Die Verteilungen wurden aus semileptonischen Monte-Carlo Daten bei den Schwerpunktsenergien des Jahres 1999 (192, 196, 200 und 202* GeV*) gewonnen. In rot ist ein Gauß-Fit eingezeichnet mit den angegebenen Parametern.*

Simulationen des Jahres 1999 gezeigt, die Abbildungen für andere Schwerpunktsenergien und Leptonkanäle sind in Anhang F aufgeführt.

Jahr	$qq\ell\nu$	$qqe\nu$	$qq\mu\nu$	$qq\tau\nu$
1997	192 ± 2	284 ± 3	321 ± 3	507 ± 6
1998	102 ± 1	179 ± 2	165 ± 2	228 ± 2
1999	106 ± 1	171 ± 2	173 ± 2	212 ± 2
2000	114 ± 1	187 ± 2	182 ± 2	256 ± 3

Tabelle 8.10: *Erwartete statistische Fehler auf die Masse* $\mathrm{M_W}$ *in MeV*

Jahr	$qq\ell\nu$	$qqe\nu$	$qq\mu\nu$	$qq\tau\nu$
1997	389 ± 4	658 ± 7	659 ± 7	803 ± 10
1998	223 ± 2	389 ± 4	374 ± 4	423 ± 4
1999	226 ± 2	393 ± 4	397 ± 4	396 ± 4
2000	251 ± 3	444 ± 4	414 ± 4	492 ± 5

Tabelle 8.11: *Erwartete statistische Fehler auf die Breite* Γ_W *in MeV*

Die Ergebnisse für die erwarteten Fehler sind in Tabelle 8.10 für die Masse und Tabelle 8.11 für die Breite angegeben. Für die kombinierten Ergebnisse der Jahre 1999 und 2000 wurde die Faltung auf alle Ereignisse dieser Jahre simultan angewandt, wie in Abschnitt 8.3 beschrieben.

8.6 Systematische Fehler

Die Ergebnisse der Parametermessung sind nicht allein durch statistische Fehler in ihrer Genauigkeit beschränkt. Es existieren auch systematische Unsicherheiten der Messung die in diesem Abschnitt untersucht werden. Es existieren verschiedene Quellen systematischer Fehler, beispielsweise Fehler auf externe Parameter der Methode, wie zum Beispiel die Strahlenergie. Die Rekonstruktion der kinematischen Parameter der Jets und Leptonen ist ebenfalls nur bis zu einem gewissen Grad exakt. Zur Untersuchung der systematischen Fehler wird in solchen Fällen ein sogenannte *systematisches Ensemble* erstellt, bei dem die entsprechende Größe im Rahmen ihres Fehlers verändert wurde. Der Mittelwert der Parameter dieses Ensembles wird dann mit einem Referenz-Ensemble verglichen. Dieser Vergleich wird wiederum für alle drei Leptonkanäle durchgeführt sowie mit dem kombinierten semileptonischen Kanal.

Der Mittelwert des Ensembles bestimmt sich als:

$$\langle \mathrm{A} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \mathrm{A}_i, \tag{8.15}$$

wobei A_i wieder für die Masse $\mathrm{M_W}$ oder die Breite Γ_W des i-ten Ensembles steht und N die Größe des Ensembles angibt. Ebenso läßt sich der Fehler auf den Mittelwert dieses Parameters angeben:

$$\delta \langle \mathrm{A} \rangle = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^{N} (\mathrm{A}_i - \langle \mathrm{A} \rangle)^2} \tag{8.16}$$

Die systematische Abweichung $\Delta\mathrm{A}$ kann dann abgeschätzt werden als

$$\Delta\mathrm{A} = \left\langle \mathrm{A}^{\mathrm{syst}} \right\rangle - \left\langle \mathrm{A}^{\mathrm{ref}} \right\rangle, \tag{8.17}$$

mit den Parametern aus dem systematischen Ensemble $\mathrm{A}^{\mathrm{syst}}$ und dem Referenz-Ensemble $\mathrm{A}^{\mathrm{ref}}$.

Der Fehler auf die systematische Verschiebung ist ebenfalls wichtig, da im Falle einer Verträglichkeit der Verschiebung mit Null dieser Fehler als konservative Abschätzung für den systematischen Fehler verwendet wird. Dieser berechnet sich wie folgt

$$\delta\Delta\mathrm{A} = \sqrt{\delta \left\langle \mathrm{A}^{\mathrm{syst}} \right\rangle^2 + \delta \left\langle \mathrm{A}^{\mathrm{ref}} \right\rangle^2 - 2\rho\,\delta\mathrm{A}^{\mathrm{syst}}\delta\mathrm{A}^{\mathrm{ref}}}, \tag{8.18}$$

mit dem Korrelationskoeffizienten ρ, der ein Maß für die Korreliertheit des systematischen und des Referenz-Ensembles darstellt. Er berechnet sich zu

$$\rho = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N} \frac{(\mathrm{A}_i^{\mathrm{syst}} - \langle \mathrm{A}^{\mathrm{syst}} \rangle)(\mathrm{A}_i^{\mathrm{ref}} - \left\langle \mathrm{A}^{\mathrm{ref}} \right\rangle)}{\delta \langle \mathrm{A}^{\mathrm{syst}} \rangle \, \delta \langle \mathrm{A}^{\mathrm{ref}} \rangle}. \tag{8.19}$$

Ensembles welche die selben Ereignisse auf Generator-Niveau benutzen und die systematischen Verschiebungen später eingeführt werden sind sehr hoch korreliert, man erwartet ein ρ von ungefähr Eins. Unkorrelierte Ensembles haben ein ρ von Null.

8.6.1 Betrachtete systematische Verschiebungen

Im folgenden werden die wichtigsten Quellen systematischer Verschiebungen beschrieben.

Unsicherheiten in der Schwerpunktsenergie

Die Bestimmung der Schwerpunktsenergie bei LEP erfolgt mit hoher Präzision. Die Fehler dieser Messung sind in Tabelle 8.12 für die verschiedenen Jahre angegeben [78]. Um den Einflusses auf die W-Parameterbestimmung abzuschätzen wurde der kinematische Fit für eine Änderung der Strahlenergie um ± 25 GeV wiederholt. Die beiden resultierenden Verschiebungen wurden dann mit der Formel (6.19) auf die tatsächliche Änderung der Strahlenergie skaliert.

$\sqrt{s}$ / GeV	183	189	196	205
ΔE_{beam} / MeV	10.2	10.8	11.6	18.5

Tabelle 8.12: *Fehler auf die Messung der LEP-Schwerpunktsenergie abhängig von den Schwerpunktsenergien der verschiedenen Jahre [78].*

Modellierung der Photonabstrahlung

Die Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand wird im verwendeten KORALW Monte-Carlo-Generator bis zur Ordnung $O(\alpha^3)$ berücksichtigt. In einem systematischen Ensemble werden die Ereignisse auf eine $O(\alpha^1)$ Berechnung umgewichtet, indem das Verhältnisse der jeweiligen Matrixelemente als Gewichte der einzelnen Ereignisse in der Likelihoodsumme verwendet werden. Die Matrixelemente werden bei der Erzeugung der Monte-Carlo Daten automatisch berechnet. Die so erhaltene Verschiebung aus einer $O(\alpha^1)$ Photonabstrahlung wird als Maximalabschätzung einer Verschiebung der fehlenden höheren Ordnungen verwendet.

Statistischer Fehler der Kalibration

Die Kalibrationsfaktoren, die aus Graphen wie in Abbildung 8.4 oder 8.5 gewonnen werden, sind statistisch limitiert. Die Fehler $\Delta\alpha$ und $\Delta\delta$ der Kalibrationsparameter erhält man direkt aus dem linearen Fit. Mittels einfacher Fehlerfortpflanzung erhält man für den Fehler $\Delta\mathrm{Kalib}_\mathrm{A}$ auf die Kalibration:

$$\Delta\mathrm{Kalib}_\mathrm{A} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\delta_\mathrm{A}}{\alpha_\mathrm{A}}\right)^2 + \left(\frac{\mathrm{A}_\mathrm{gemessen} - \mathrm{A}_0 - \delta_\mathrm{A}}{\alpha_\mathrm{A}^2}\Delta\alpha_\mathrm{A}\right)^2}, \tag{8.20}$$

wobei A wiederum für $\mathrm{M_W}$ oder Γ_W und $\mathrm{A}_\mathrm{gemessen}$ für den jeweiligen gemessenen Parameter steht. Der Fehler auf die gemittelte Steigung der Breitenkalibration ist in Gleichung (8.9) mit $\Delta\alpha_\Gamma = 0.0351$ angegeben.

Hadronisierungsmodell

Wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, erfolgt die Hadronisation mit dem JETSET-Modell. Für einen Test der Unsicherheit auf dieses Modell wurden für die Schwerpunktsenergien von 189, 200 und 206 GeV jeweils $5 \cdot 10^6$ Ereignisse generiert, die bis auf das verwendete Hadronisierungsmodell identisch sind. Verwendet wurden folgende Hadronisierungsprogramme:

- JT : Jetset in der aktuellen bei OPAL verwendeten Form, optimiert auf Übereinstimmung von Daten und Monte-Carlo in Z^0-Daten [79]. Diese Simulation wird als Referenz-Ensemble verwendet.
- JTA : Eine ältere OPAL-Anpassung von Jetset die auf andere Ereignisvariablen hin optimiert wurde [80].
- HW : Herwig 6.2 [81, 82], ein Generator dessen Hadronisation auf dem sogenannten Cluster-Modell beruht, optimiert auf OPAL-Daten bei Z^0-Energien [83].
- AR : Ariadne 4.08 [84], ein Monte-Carlo-Generator mit einem Hadronisationsmodell das auf Farb-Dipolen beruht. Die verwendete Version wurde für Studien der LEP-W-Massen Arbeitsgruppe mittels Daten des ALEPH-Experimentes optimiert [85].
- AR2 : Ariadne 4.11, eine aktuellere Version von Ariadne, optimiert mit OPAL-Daten.

Modell	$\sqrt{s}$ = 189 GeV	$\sqrt{s}$ = 200 GeV	$\sqrt{s}$ = 206 GeV	Mittelwert
JT - JTA	28 ± 5	38 ± 6	43 ± 7	**35** ± 3
JT - HW	17 ± 6	16 ± 6	10 ± 7	15 ± 4
JT - AR	31 ± 5	30 ± 6	39 ± 7	32 ± 3
JT - AR2	15 ± 5	2 ± 11	5 ± 8	10 ± 4

Tabelle 8.13: *Verschiebungen von M_W durch unterschiedliche Hadronisierungsmodelle, die Abkürzungen sind im Text erläutert. Die letzte Spalte gibt den Durchschnitt an, der fettgedruckte Wert wird als systematischer Fehler für alle Energien verwendet.*

Modell	$\sqrt{s}$ = 189 GeV	$\sqrt{s}$ = 200 GeV	$\sqrt{s}$ = 206 GeV	Mittelwert
JT - JTA	23 ± 11	27 ± 13	29 ± 15	26 ± 7
JT - HW	10 ± 12	-21 ± 14	-41 ± 14	-14 ± 7
JT - AR	34 ± 10	39 ± 13	20 ± 15	33 ± 7
JT - AR2	47 ± 10	33 ± 22	49 ± 16	**46** ± 8

Tabelle 8.14: *Verschiebungen von Γ_W durch unterschiedliche Hadronisierungsmodelle, die Abkürzungen sind im Text erläutert. Die letzte Spalte gibt den Durchschnitt an, der fettgedruckte Wert wird als systematischer Fehler für alle Energien verwendet.*

Die Verschiebungen der jeweiligen Modelle und Schwerpunktsenergien sind in Tabelle 8.13 und 8.14 für die Masse respektive Breite angegeben. Durch die hohe Monte-Carlo-Statistik der Simulationen, sind fast alle statistischen Fehler der Verschiebungen kleiner als die Verschiebung selbst. Die Breite tendiert zu deutlich höheren Verschiebungen als die Masse. Der größte Wert der Mittelwerte wird als systematischer Fehler für alle Jahre verwendet.

Untergrundwirkungsquerschnitt

Der Fehler in der Wirkungsquerschnittsbestimmung der Untergrundkanäle bewirkt einen Fehler in den abgeschätzten Untergrundraten. Die Rate der selektierten $Z^0/\gamma* \rightarrow q\bar{q}$ Ereignisse hat bei $\sqrt{s} = 189$ GeV einen Fehler von ca. 15% [86], die Raten der Z-Bosonpaare des Vier-Fermion-Untergrundes einen Fehler von ca. 11% [87]. Die verwendeten Raten wurden um $\pm 20\%$ variiert, um andere Unsicherheiten in der Erzeugung der Untergrund-Daten mit abzuschätzen und für alle Energien eine konservative Abschätzung zu ermöglichen. Entsprechend der geänderten Raten wurde die Signal-Untergrund Zusammensetzung der Ensembles verändert.

Penalty-Faktoren

Der Einfluß der Penalty-Faktoren wurde untersucht, indem diese um eine Faktor 10 vergrößert wurden. Dies gibt ungefähr die maximale Größe an einer Veränderung an, ab der die resultierenden Wahrscheinlichkeiten nicht mehr flach verteilt sind. Dieser Wert wird als maximaler Wert im Sinne einer 3σ Verschiebung angenommen [53]. Der systematische Fehler wird daher als die resultierende Parameterverschiebung geteilt durch drei angegeben.

Detektor Systematiken

Wie bereits in Abschnitt 5.2.1 beschrieben, werden die Monte-Carlo Daten an eventuelle Detektor-Effekte angepaßt, indem ein Vergleich zwischen Daten und Monte-Carlo Ereignissen bei Z^0-Energien durchgeführt wird. Diese Kalibration ist auch mit Fehlern behaftet und die Routine `WWFIXX` des `WW115`-Pakets erlaubt es die Impulsvariablen entsprechend dieses Fehlers zu verschieben [52]. So können nacheinander mit den jeweils verschobenen kinematischen Variablen die systematischen Ensembles gebildet werden.

Folgende in [52] näher beschriebene Detektor-Effekte wurden untersucht:

- Energieskala der Jets
- Energieauflösung der Jets
- Winkelauflösung der Jets
- Winkelfehler der Jets
- Energielinearität der Jets
- Energieskala des Elektrons bzw. Myons
- Energieauflösung des Elektrons bzw. Myons
- Winkelauflösung des Elektrons bzw. Myons
- Energielinearität des Elektrons bzw. Myons

8.6.2 Systematische Fehler

In Tabelle 8.15 sind die Ergebnisse der beschriebenen systematischen Untersuchungen für die Bestimmung der Masse und der Breite angegeben. Den größten Einfluß auf die systematischen Fehler haben die verschiedenen Hadronisationsmodelle, sowohl bei der Bestimmung der Masse als auch bei der Breite. Der größere Einfluß der Detektorsystematiken auf die Breite ist ebenfalls deutlich zu sehen. Da die Zerfallsbreite des W-Bosons kleiner ist als die typische Massenauflösung des Detektors von ungefähr 5 GeV sind die Detektorkalibrationen von besonders starkem Einfluß auf die Bestimmung der Breite. Eine weitere große Quelle systematischer Unsicherheit bei der Bestimmung der Breite ist die Kalibration der Resultate. Durch die geringere Statistik an Ensembles verschiedenere Breite im Vergleich zur Masse sind diese vergleichsweise limitiert in ihrer Aussagekraft. Die Unsicherheit der Schwerpunktsenergie ist immer noch ein starker Einfluß in der Systematik, wurde aber im Vergleich zu den früheren Jahren, durch die Anstrengungen der LEP-Energy-Working-Group, deutlich verbessert.

	ΔM_W				$\Delta\Gamma_W$			
Effekt	1997	1998	1999	2000	1997	1998	1999	2000
Energieskala der Jets	2	17	6	5	5	5	17	2
Energieauflösung der Jets	2	3	5	5	5	3	19	12
Energielinearität der Jets	3	2	2	2	14	17	14	0
Winkelfehler der Jets	7	1	7	4	13	7	9	4
Winkelauflösung der Jets	7	9	3	1	7	2	28	10
Energieskala der Elektronen	3	2	2	4	11	18	14	6
Energieauflösung der Elektronen	1	2	2	1	14	19	2	0
Energielinearität der Elektronen	3	1	1	5	10	12	9	22
Winkelauflösung der Elektronen	4	1	3	1	10	18	8	9
Energieskala der Myonen	3	2	3	5	11	18	16	9
Energieauflösung der Myonen	2	3	0	1	7	14	18	8
Energielinearität der Myonen	2	3	3	5	8	18	17	1
Winkelauflösung der Myonen	0	3	0	2	12	18	14	1
Schwerpunktsenergie	15	16	14	19	8	14	11	9
ISR Einfluß	0	0	0	0	0	0	0	0
Kalibration	8	5	6	7	40	22	24	26
Hadronisierung	35	35	35	35	46	46	46	46
Untergrundskalierung	0	1	0	0	0	1	0	0
Penalty-Faktoren	11	10	7	8	5	5	1	2
Summe	42	45	41	43	72	74	77	62

Tabelle 8.15: *Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten auf die Messung der Masse* M_W *und Breite* Γ_W. *Alle Werte sind in* MeV *angegeben.*

8.7 Kombination von statistischen und systematischen Fehlern

Der resultierende systematische Fehler für die Daten eines Jahres ergibt sich aus der quadratischen Addition der betrachteten Verschiebungen

$$(\sigma^{\mathrm{A}}_{\mathrm{syst}})^2 = \sum_{k \in \text{syst Quellen}} \Delta \mathrm{A}^2_K. \tag{8.21}$$

Dabei wurden der Likelihood der systematischen Ensembles mit allen semileptonischen Zerfallskanälen zusammen berechnet. Für die systematischen Untersuchungen anhand von Monte-Carlo-Simulationen wurde für das Jahr 1997 und 1998 die jeweiligen Simulationen bei generierten Schwerpunktsenergien von 183 beziehungsweise 189 GeV verwendet. Für die Jahre 1999 und 2000 wurden Simulationen verwendet, die bei Schwerpunktsenergien von 196 respektive 205 GeV erzeugt wurden. Diese Energien entsprechen in etwa den mittleren Schwerpunktsenergien dieser Jahre.

Am Ende der Analyse erhält man die Resultate für die Masse und Breite des W-Bosons für die vier verschiedenen Jahre. Für ein Endergebnis müssen diese Werte in einen kombinierten Mittelwert überführt werden, wobei besonderes Augenmerk zu richten ist, auf die korrekte Berechnung des Gesamtfehlers sowie auf die Berücksichtigung von Korrelationen der systematischen Fehler.

Einige der systematischen Fehler sind für die Ergebnisse aus verschiedenen Jahren als korreliert anzusehen, dies sind Detektor-Systematiken, der Fehler auf die Strahlenergie von LEP, die Photonabstrahlung und die Hadronisationmodelle. Diese Quellen von systematischen Fehlern werden als korreliert angesehen und der Korrelationskoeffizient auf Eins gesetzt. Alle anderen systematischen Fehler werden als unkorreliert betrachtet [88].

Die Berechnung der kombinierten Resultate unter Berücksichtigung aller Korrelationen erfolgt mittels einer χ^2-Minimierung [89]. Folgende Funktion wird dabei bezüglich des zu findenden kombinierten Resultats $\bar{A}$ minimiert (A steht hier wieder für $\mathrm{M_W}$ oder Γ_{W}):

$$\chi^2 = \sum_{i,j} (A_i - \bar{A}) \mathbf{C}^{-1}_{ij} (A_j - \bar{A}). \tag{8.22}$$

Die Summierung geht über die vier Resultate A_i der einzelnen Jahre, die Fehler fließen ein über die Kovarianzmatrix $\mathbf{C}$.

Die Kovarianzmatrix ist gegeben als Summe der statistischen und systematischen Kovarianzmatrizen

$$\mathbf{C} = \mathbf{C}^{\mathrm{stat}} + \mathbf{C}^{\mathrm{syst}}. \tag{8.23}$$

Die Matrix $\mathbf{C}^{\mathrm{stat}}$ ist eine Diagonalmatrix mit den Quadraten der statistischen Fehlern $(\sigma^{\mathrm{A}}_i)^2$ als Elementen. Die Matrix $\mathbf{C}^{\mathrm{syst}}$ ist eine symmetrische Matrix mit den quadrierten systematischen Fehlern ΔA_i auf der Diagonalen. Die Nebendiagonalelemente sind durch die Korrelationen der systematischen Fehler gegeben:

$$\mathbf{C}^{\mathrm{syst}}_{ij} = \sum_k \Delta A^k_i \Delta A^k_j, \tag{8.24}$$

mit dem k-ten systematischen Fehler ΔA_i^k des i-ten Jahres. Die Summe geht über alle vorhandenen systematischen Fehler. Die oben aufgezählten korrelierten Fehler gehen mit diesem Produkt in die Matrix ein, für nicht korrelierte Fehler wird ein eigenes ΔA_i^k für jedes Jahr eingeführt.

Mit dieser Kovarianzmatrix ist es möglich das kombinierte Resultat für die Messung der Masse und Breite zu berechnen und den korrekten Gesamtfehler anzugeben. Allerdings geht bei dieser Methode die Information über das Verhältnis von statistischem zu systematischem Fehler im kombinierten Ergebnis verloren.

Eine Möglichkeit die Aufteilung in statistischen und systematischen Gesamtfehler zu ermitteln, ist den Einfluß der einzelnen systematischen Fehler auf das kombinierte Ergebnis abzuschätzen. Dazu werden die einzelnen Resultate der verschiedenen Jahre um eine Standardabweichung des jeweiligen Fehlers verschoben und die Kombination bei gleichbleibender Kovarianzmatrix durchgeführt. Die quadratische Summe dieser kombinierten Einzelfehler ergibt dann den kombinierten systematischen Gesamtfehler. Die quadratische Differenz des vorher ermittelten Gesamtfehlers und des so ermittelten systematischen Fehlers ergibt den statistischen Gesamtfehler.

Kapitel 9

Kinematischer Fit mit unabhängigen Massen

In Abschnitt 6.2.1 wurde eine zusätzliche Zwangsbedingung im kinematischen Fit eingeführt, die Bedingung gleicher produzierter Massen der beiden W-Bosonen (Gleichung 6.6). Diese Bedingung hat sich als sehr erfolgreich gezeigt, in dem sie die Auflösung der kinematischen Massenrekonstruktion deutlich verbessert. Es stellt sich die Frage, ob man durch ein mehr an Information, nämlich die Information der Massendifferenz innerhalb eines Ereignisses, die Bestimmung der Masse und Breite verbessern kann. Es wurde daher versucht eine Analyse ohne diese Zwangsbedingung durchzuführen, die im folgenden vorgestellt wird. Diese erweist sich durch die zweidimensionalen Ereigniswahrscheinlichkeitsdichten als sehr rechenintensiv und damit langwierig. Eine Monte-Carlo Studie bei einer Schwerpunktsenergie von 200 GeV wird einige Ergebnisse dieser Methode zeigen und die Schwachstellen aufzeigen. Abschließend wird erläutert, warum diese sehr rechenzeitintensive Methode nicht für die weitere Analyse verwendet wurde.

9.1 Die Zweidimensionale Faltungsmethode

9.1.1 Zweidimensionale χ^2-Kurven

Das Weglassen der Zwangsbedingung gleicher produzierter W-Bosonmassen modifiziert im wesentlichen Gleichung 6.10 zu einer χ^2 Funktion, die von zwei unabhängigen Massen m_1 und m_2 abhängt:

$$\begin{aligned} \chi^2(m_1, m_2) \quad &= \quad \sum_{i=1}^{N_{\text{mess}}} \frac{(p_i - \hat{p}_i)^2}{\sigma_i^2} + \frac{(\sum_i \hat{E}_i - \sqrt{s})^2}{\delta_E^2} \\ &\quad + \frac{(\hat{m}_{12} - m_1)^2}{\delta_m^2} + \frac{(\hat{m}_{34} - m_2)^2}{\delta_m^2}. \end{aligned} \tag{9.1}$$

Diese χ^2-Funktion wird nun wie in Gleichung 6.12 in eine Ereigniswahrscheinlichkeitsdichte $P(m_1, m_2)$ umgewandelt. Da man möglichst unkorrelierte Variablen verwenden will, werden zur Darstellung der χ^2-Funktion und der Wahrscheinlichkeitsdichte im Folgenden nicht die Massen m_1 und m_2 der beiden W-Bosonen verwendet, sondern die Summe und Differenz dieser beiden Massen $m_s = m_1 + m_2$ und $m_d = m_1 - m_2$.

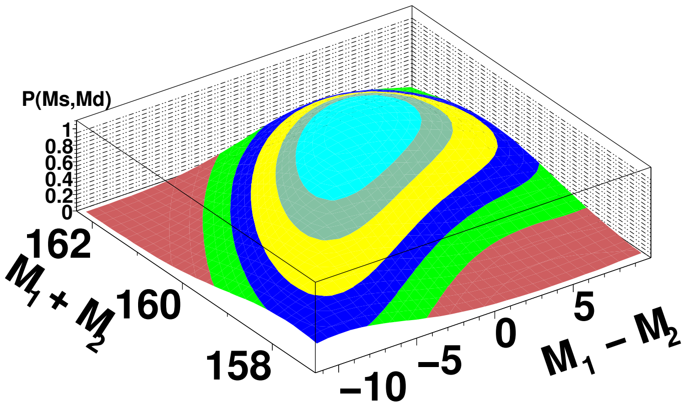


Abbildung 9.1: *Beispiel für eine 2-Dimensionale Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion, auf einem typischen Massenraster. Die Z-Achse gibt die Wahrscheinlichkeitsdichte der Funktion an.*

Man erhält auf diese Weise χ^2-Funktionen wie in Abbildung 9.1. Zur Berechnung wird das asymmetrische Raster auf zwei Dimensionen ausgeweitet, so daß wiederum der Fit-Wert der Masse expliziter Bestandteil des Rasters ist. Die Ausdehnung des Rasters beträgt 40 mal 40 Massenpunkte.

9.1.2 Zweidimensionale Physikfunktion

Die Physikfunktion wird ebenfalls auf zwei Dimensionen erweitert, Grundlage bilden zwei Breit-Wigner Funktionen $\mathrm{BW}(m;\mathrm{M_W},\Gamma_\mathrm{W})$ (siehe Gleichung) 6.14 und ein Phasenraumfaktor $\mathrm{PH}(m1,m2;\sqrt{s})$:

$$\mathrm{BW}'(m_1,m_2;\mathrm{M_W},\Gamma_\mathrm{W},\sqrt{s}) = \frac{1}{N}\mathrm{BW}(m_1;\mathrm{M_W},\Gamma_\mathrm{W})\,\mathrm{BW}(m_2;\mathrm{M_W},\Gamma_\mathrm{W})\cdot \mathrm{PH}(m1,m2;\sqrt{s}). \quad (9.2)$$

Der Phasenraumfaktor soll das korrekte Verhalten an der kinematischen Grenze sicherstellen und wurde folgendermaßen gewählt:

$$\mathrm{PH}(m_1,m_2;\sqrt{s}) = \sqrt{(s-(m_1+m_2)^2)\cdot(s-(m_1-m_2)^2)}, \quad (9.3)$$

so wird gewährleistet, daß die Physikfunktion Null wird, wenn die Summe der Massen die verfügbare Energie überschreitet.

Die Korrektur bezüglich der Photonabstrahlung im Anfangszustand erfolgt in gleicher Weise wie bei der eindimensionalen Physikfunktion aus Abschnitt 6.4. Für alle abgestrahlten ISR-Energien werden beide Massen mit dem Faktor $\rho = \sqrt{s'/s}$ skaliert und die Funktion BW' für $\sqrt{s'}$ berechnet. Alle Funktionen werden dann als gewichtetes Mittel zusammengeführt (Vergleiche Gleichung 6.20):

$$\mathrm{PF}_{\mathrm{Signal}}(m_1, m_2; \mathrm{M_W}, \Gamma_\mathrm{W}, \sqrt{s}) = \frac{1}{N} \int_0^s \mathrm{BW}'(\rho m_1, \rho m_2; \mathrm{M_W}, \Gamma_\mathrm{W}, \sqrt{s'}) \cdot Q(s', s)\mathrm{d}s'. \quad (9.4)$$

Eine solche Physikfunktion ist in Abbildung 9.2 gezeigt. Man sieht deutlich die Ausbuchtung durch die ISR-Korrektur.

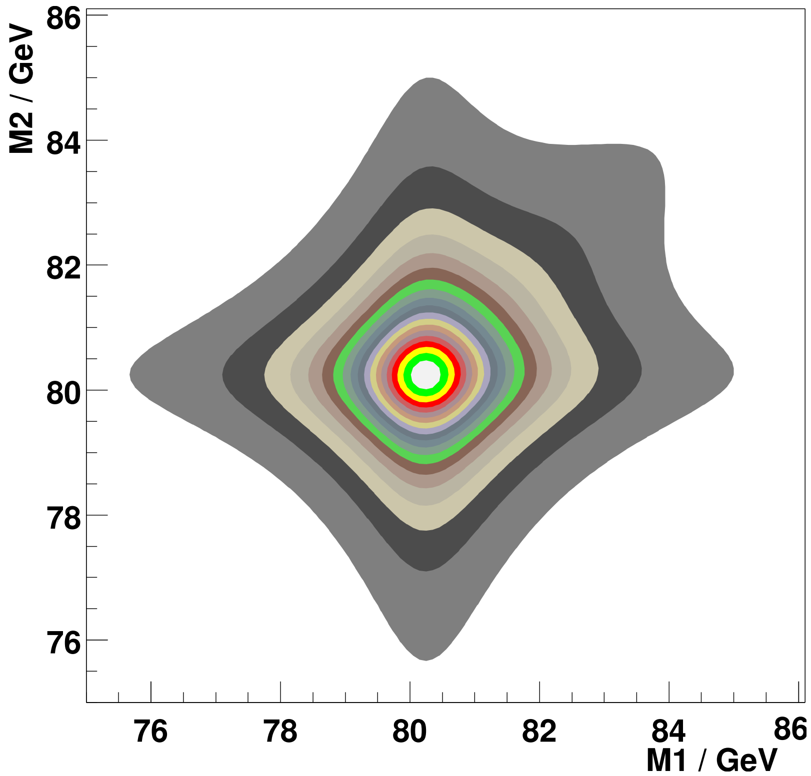


Abbildung 9.2: *Die zweidimensionale Physikfunktion als Summe gewichteter Breit-Wigner-Funktionen. Die Ausbuchtung durch die ISR-Anpassung ist deutlich zu sehen.*

Normierung und Faltungsintegral werden analog zum eindimensionalen Fall gehandhabt, erweitert auf zwei Dimensionen.

9.1.3 Geänderte Endselektion

Die Analyse wurde optimiert auf die geänderten Anforderungen des 2D-Fits im Vergleich zu der Endselektion aus Abschnitt 8.1.3. Folgende Schnitte werden verwendet:

- $P(m_0) > 0.001$,
  um fehlgeschlagene Fits und offensichtliche Untergrundereignisse auszuschließen,

- $\Delta\chi^2 > 3$,
  es zeigt sich, daß ein $\Delta\chi^2$ von 3 ausreicht, um im zweidimensionalen Fall die Normierung ausreichend zu gewährleisten. Da ein Raster von 40 mal 40 Massenpunkten die ungefähre Grenze der Rechenzeit vorgibt, möchte man es bezüglich des χ^2-Intervalls so klein wie möglich machen, damit es möglichst viel Information im Minimum enthält.

Für unstetige Funktionen wird ein etwas geänderter Algorithmus verwendet, der es maximal 5% der Punkte erlaubt, eine Unstetigkeit aufzuweisen. Es zeigte sich, daß dies eine ausreichende Stabilität des Fits garantiert.

9.2 Resultate der Monte-Carlo Studie bei 200 GeV

Für eine einfache Monte-Carlo Studie wurden Simulationen bei einer Schwerpunktsenergie von 200 GeV verwendet. Da die Berechnungen der χ^2-Funktionen sehr zeitaufwendig sind (es sind 30 mal mehr Punkte als im eindimensionalen Fall zu berechnen) und auch die Faltung entsprechend länger dauert, konnte nur eine einfache Studie mit kombinierten Ensembles aus Elektronen und Myonen erstellt. Tau-Leptonen wurden bewußt ausgelassen, da die fehlende Energieinformation zusammen mit der fehlenden Massenzwangsbedingung instabile Fits hervorrufen kann und gesondert betrachtet werden sollte.

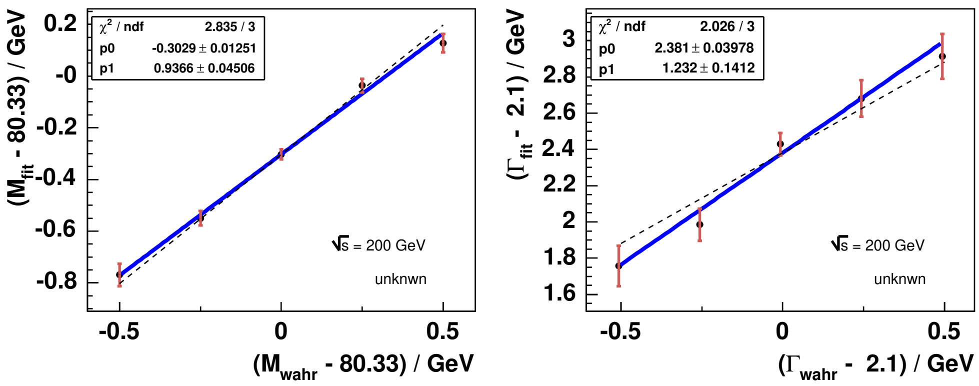


Abbildung 9.3: *Kalibrationskurven des 2D-Fits für* $\mathrm{M_W}$ *(links) und* Γ_W *(rechts) aus einer Analyse von Elektron/Myon Ereignissen aus Monte-Carlo Daten bei einer Schwerpunktsenergie von 200* GeV.

Es wurde eine komplette Massen- und Breitenkalibration für diesen Energiepunkt erstellt, die in Abbildung 9.3 zu sehen ist. Die Abweichungen der gemessenen von den wahren Werten sind deutlich größer als im eindimensionalen Fall. Die Steigung der Massenkalibration ist zwar nahe bei Eins aber besitzt auch schon eine Abweichung von über 300 MeV. Die Abweichungen bei der Breite sind allerdings bei weitem unbefriedigender. Die Steigung weicht deutlich von Eins ab und die Abweichung beträgt mehr als 2 GeV. Diese große Abweichung läßt vermuten, daß die Physikfunktion falsch modelliert ist. Speziell die ISR-Behandlung läßt sich wahrscheinlich nicht einfach aus dem eindimensionalen Fall übertragen. Es ist nicht ganz klar, welche der beiden Massen wirklich skaliert werden sollte. Hier wären noch weitere Untersuchungen vonnöten.

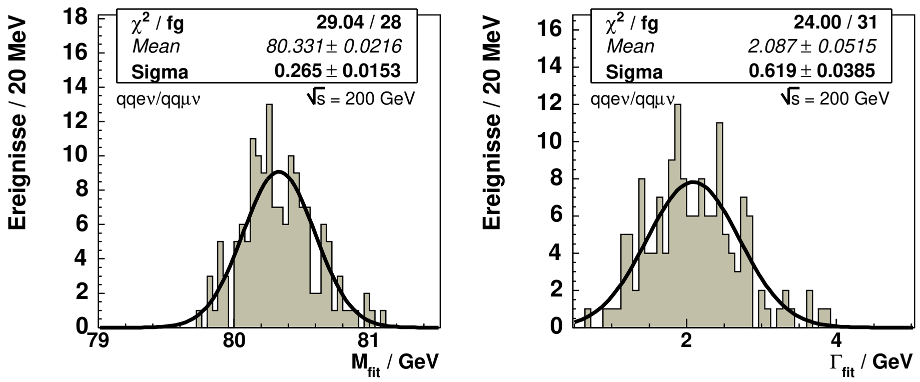


Abbildung 9.4: *Ensemble-Verteilung des 2D-Fits für* $\mathrm{M_W}$ *(links) und* Γ_W *(rechts). Die Verteilungen wurden aus Monte-Carlo Daten mit Elektron- und Myon-Ereignissen bei einer Schwerpunktsenergie von 200* GeV*) gewonnen. Die durchgezogene Linie ist ein Gauß-Fit mit den angegebenen Parametern.*

Man kann nun aus der Verteilung der Ensembles der zentralen Monte-Carlo Simulation den erwarteten statistischen Fehler berechnen. Pull-Verteilungen wurden wegen des hohen Rechenaufwands nicht erstellt. Die Verteilungen der zentralen Ensembles nach der Kalibration zeigt Abbildung 9.4 und man erhält so einen erwarteten statistischen Fehler von:

$$\begin{aligned} \sigma_\mathrm{M} &= 265\ \mathrm{MeV} \\ \sigma_\Gamma &= 619\ \mathrm{MeV} \end{aligned}$$

Speziell der Wert für die Breite ist deutlich schlechter als alle Werte des eindimensionalen Fits aus Abschnitt 8.5. Die Zwangsbedingung gleicher Massen verbessert die Auflösung der Breite deutlich.

9.3 Abschließende Bemerkungen

In diesem Kapitel wurde gezeigt, daß es prinzipiell möglich ist, eine Massen- und Breitenbestimmung ohne Verwendung der Zwangsbedingung gleicher Massen durchzuführen. Allerding zeigen die hier vorgestellten Resultate einer einfachen Studie, daß die Kalibrationssteigung speziell für die Breite deutlich von Eins abweicht, was zu einer Skalierung der statistischen Fehler auf vergleichsweise hohe Werte führt. Auch ist die starke Abweichung der gemessenen Werte der Breite von den wahren Werten ein deutlicher Hinweis auf eine fehlerhafte Modellierung der Physikfunktion.

Da gleichzeitig die Methode einen enormen Aufwand an Rechenzeit benötigt wird sie nicht für diese Analyse verwendet. Es wurden verschiedene Tests mit der zweidimensionalen Methode durchgeführt auch im Hinblick auf die Physikfunktion, aber es konnten keine befriedigende Resultate erzielt werden. Somit dienen die Resultate aus diesem Kapitel lediglich als Überprüfung der Analyse im Hinblick auf die Zwangsbedingung gleicher Massen. Prinzipiell sind die Ergebnisse bis auf den erwarteten Fehler konsistent, so daß die Verwendung dieser Zwangsbedingung keinen Fehler darstellt.

Kapitel 10

Ergebnisse der simultanen Bestimmung der Masse und Breite des W-Bosons

Die Faltungsmethode mit Zwangsbedingung gleicher Massen im kinematischen Fit, die in den vorangegangen Kapiteln erläutert wurde, wird auf die OPAL-Daten der Jahre 1997 bis 2000 angewandt. Es werden die Ergebnisse des semileptonischen Kanals vorgestellt, getrennt nach den Datennahmen der einzelnen Jahre. Die Ergebnisse der einzelnen Jahre werden anschließend kombiniert, um ein Endergebnis bei Schwerpunktsenergien von 183 bis 208 GeV zu erhalten. Die systematischen Fehler werden dabei besonders berücksichtigt.

Abschließend werden die Resultate mit anderen Analysen bei OPAL und LEP verglichen und in den bestehenden Status der W-Massen und Breiten Messungen eingeordnet.

10.1 Ergebnisse der einzelnen Jahre 1997 bis 2000

Für jedes Jahr wird eine Log-Likelihood-Funktion wie beschrieben aus allen drei Leptonkanälen zusammen gebildet. Die Funktionen der Jahre 1999 und 2000 sind summiert aus den einzelnen Schwerpunktsenergien von 192, 196, 200 und 202 GeV für 1999 und 202, 205 und 207 GeV für 2000. In den Daten des Jahres 1997 wurden 333 semileptonische Ereignisse selektiert, in den anderen Jahren zwischen 1123 und 1414, siehe Tabelle 10.1, in der auch die Erwartung aus den Monte-Carlo Simulationen und die integrierten Luminositäten der einzelnen Jahre angegeben sind. Die Erwartungen aus der Simulation stimmen gut mit den Daten überein.

Die Ereignisse eines Jahres werden dann mit den entsprechenden Physikfunktionen der einzelnen Schwerpunktsenergien gefaltet und zu einer Log-Likelihood-Funktion aufaddiert. Die nach Minimierung dieser Funktionen erhaltenen Werte für M_W und Γ_W werden mit den in Tabelle 8.8 und 8.9 angegebenen Parametern kalibriert und der statistische Fehler entsprechend skaliert.

Jahr	N_{Daten}	N_{MC}	$\mathscr{L}$ / pb^{-1}	$\langle\sqrt{s}\rangle$ / GeV
1997	333	387	57.39	182.7
1998	1123	1174	183.04	188.6
1999	1414	1440	222.97	197.4
2000	1392	1464	220.44	206.0

Tabelle 10.1: *Anzahl selektierter Ereignisse N_{Daten} in den* OPAL*-Daten und die Erwartung aus den skalierten Monte-Carlo Simulationen inklusive Untergrund N_{MC}. Weiterhin sind angegeben die integrierte Luminosität $\mathscr{L}$ der Daten des gesamten Jahres und die mittlere Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$.*

Jahr	$\mathrm{M_W}$	$\Delta\mathrm{M_W^{stat}}$	$\Delta\mathrm{M_W^{syst}}$	erw. stat. Fehler
1997	80.214	0.189	0.042	0.192
1998	80.392	0.113	0.045	0.102
1999	80.565	0.126	0.041	0.106
2000	80.416	0.124	0.043	0.114

Jahr	Γ_W	$\Delta\Gamma_\mathrm{W}^{\mathrm{stat}}$	$\Delta\Gamma_\mathrm{W}^{\mathrm{syst}}$	erw. stat. Fehler
1997	1.331	0.310	0.072	0.389
1998	2.277	0.215	0.074	0.223
1999	2.425	0.229	0.077	0.226
2000	2.090	0.233	0.062	0.251

Tabelle 10.2: *Masse $\mathrm{M_W}$ (oben) und Breite Γ_W (unten) aus dem simultanen Massen und Breiten-Fit an die* OPAL*-Daten im semileptonischen Kanal der Jahre 1997 bis 2000 mit dem statistischen und systematischen Fehler. Zum Vergleich ist der erwartete statistische Fehler angegeben. Die Werte sind kalibriert und die Fehler skaliert.*

Nach Kalibration der Werte erhält man die Ergebnisse für die Masse und Breite des W-Bosons, wie in Tabelle 10.2 aufgelistet, zusammen mit den systematischen Fehlern aus Abschnitt 8.6. Die Fehler für die Breite sind deutlich größer als für die Masse, da die Bestimmung der Zerfallsbreite wesentlich schwieriger ist. Hauptgrund dafür ist die Massenauflösung des Detektors, die größer als die intrinsische Zerfallsbreite des W-Bosons ist. Daher ist die Messung der Breite sehr empfindlich auf die genaue Beschreibung des Detektors, sowie auf die genaue, möglichst gaussische Beschreibung der Parameterfehler. Die Analyse wurde auch für die einzelnen Leptonkanäle getrennt durchgeführt, um die Einflüsse der verschiedenen Leptontypen zu betrachten. Diese Ergebnisse sind zur besseren Übersichtlichkeit am Ende dieses Kapitels in Tabelle 10.4 mit den systematischen Fehlern in Tabelle 10.5 zusammengefaßt. Die Endergebnisse werden aber nur im kombinierten semileptonischen Kanal angegeben.

In Abbildung 10.1 sind die Ergebnisse der einzelnen Jahre graphisch zusammengefaßt. Die Punkte mit den zweigeteilten Fehlerbalken symbolisieren das Resultat mit dem statistischen und dem gesamten Fehler. Das kombinierte Ergebnis aus dem näch-

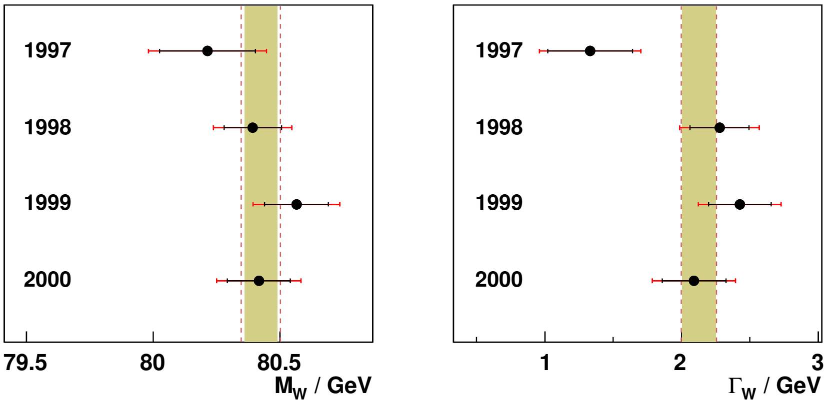


Abbildung 10.1: *Ergebnisse der einzelnen Jahre, links für* $\mathrm{M_W}$*, rechts für* Γ_W*. Die zweigeteilten Fehlerbalken geben den statistischen und den gesamten Fehler an. Das farbige Band gibt das kombinierten Resultat und seinen statistischen Fehler an. Die gestrichelten roten Linien geben den Gesamtfehler des kombinierten Ergebnisses an.*

sten Abschnitt ist als farbiges Band angegeben. Alle vier Resultate sind konsistent, nur die Breitenmessung 1997 zeigt eine Abweichung. Da in diesem Jahr die Anzahl der selektierten Ereignisse verhältnismäßig klein ist, kann dies durchaus eine normale Fluktuation darstellen. Zusätzliche Tests haben darüberhinaus gezeigt, daß eine hinzukommende statistische Fluktuation der Ereignisse mit Photonabstrahlung im Anfangszustand bei kleinen Ensemblegrößen zu einer deutlichen Verschiebung des Endresultates der Breite führen können.

10.2 Kombination der Ergebnisse der Jahre 1997 bis 2000

In Abschnitt 8.7 wurde erläutert, wie die einzelnen Resultate der vier Jahre Datennahme von 1997 bin 2000 kombiniert werden können, um ein Endresultat zu erhalten. Die so vorgenommene Messung umfaßt eine gesamte integrierte Luminosität von $\mathscr{L} = 683.84\ \mathrm{pb}^{-1}$ mit 4262 selektierten W-Bosonpaar-Ereignissen.

Wie bereits beschrieben werden in der Kombination die systematischen Fehler aus der LEP-Strahlenergiebestimmung, der Photonabstrahlung, den Detektorsystematiken, der Hadronisation und den Penalty-Faktoren als korreliert betrachtet, alle anderen als unkorreliert. Man erhält so für den semileptonischen Kanal das Ergebnis:

$$\begin{aligned} \mathrm{M_W} &= 80.424 \pm 0.077\ \mathrm{GeV} \\ \Gamma_\mathrm{W} &= 2.126 \pm 0.130\ \mathrm{GeV}, \end{aligned} \tag{10.1}$$

mit dem angegebenen Gesamtfehler, kombiniert aus dem statistischen und systematischen Fehler.

Zur besseren Vergleichbarkeit mit anderen Analysen und um den Einfluß der systematischen Fehler abschätzen zu können wurde auch die ebenfalls in Abschnitt 8.7 beschriebene Methode zur „Auftrennung“ der Fehler angewandt. Die hieraus resultierenden kombinierten einzelnen systematischen Fehler sind in Tabelle 10.3 aufgelistet.

Effekt	ΔM_W	$\Delta\Gamma_W$
Energieskala der Jets	4	7
Energieauflösung der Jets	0	4
Winkelauflösung der Jets	2	2
Winkelfehler der Jets	3	9
Energielinearität der Jets	4	3
Energieskala der Elektronen	2	9
Energieauflösung der Elektronen	1	3
Winkelauflösung der Elektronen	2	2
Energielinearität der Elektronen	1	3
Energieskala der Myonen	1	2
Energieauflösung der Myonen	1	2
Winkelauflösung der Myonen	1	1
Energielinearität der Myonen	2	3
Schwerpunktsenergie	16	1
ISR Einfluß	0	0
Kalibration	3	13
Hadronisierung	35	46
Untergrundskalierung	0	0
Penalty-Faktoren	10	3
Summe	41	51

Tabelle 10.3: *Kombinierte systematischen Unsicherheiten in* MeV *auf die Messung der Masse* M_W *und Breite* Γ_W. *Wie im Text beschrieben wurden diese aus allen Jahren der Datennahme und allen Leptonkanälen ermittelt.*

Man erhält so das Ergebnis mit getrennten statistischen und systematischen Fehlern:

$$\begin{aligned} M_W &= 80.424 \pm 0.065_{\text{stat.}} \pm 0.041_{\text{syst.}}\ \text{GeV} \\ \Gamma_W &= 2.126 \pm 0.120_{\text{stat.}} \pm 0.051_{\text{syst.}}\ \text{GeV}. \end{aligned} \tag{10.2}$$

10.3 Vergleich mit anderen Analysen

Obwohl die W-Masse in vielen Analysen bei den vier LEP-Experimenten untersucht wurde, sind nur sehr wenige aktuelle Messungen der Breite des W-Bosons zu finden. Die einzige veröffentlichte Einzelmessung bei OPAL stammt aus dem Jahr 2000 und analysiert die Datennahme von 1998 bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV [60, 88], mit der sogenannten „Reweighting“-Technik. Diese Methode beruht auf dem Vergleich der Verteilung der rekonstruierten Massen mit Verteilungen aus Simulationen bei verschiedenen Massen und Breiten. Da für diese Methode mehr

Simulationen bei verschiedenen Werten für M_W und Γ_W benötigt werden als zur Verfügung stehen, werden mittels einer Umgewichtung proportional zu Matrixelementen eine Anpassung der Monte-Carlo-Daten an beliebige Werte für M_W und Γ_W ermöglicht. In einem Likelihood-Fit der umgewichteten Simulationen an die Daten, mit Gruppierung der Ereignisse nach ihren Fehlern wurde für die semileptonische Selektion der Daten bei 189 GeV ein Ergebnis erzielt von:

$$\begin{aligned} M_W &= 80.4480 \pm 0.104_{\text{stat.}} \pm 0.031_{\text{syst.}} \\ \Gamma_W &= 2.026 \pm 0.245_{\text{stat.}} \pm 0.096_{\text{syst.}}. \end{aligned} \tag{10.3}$$

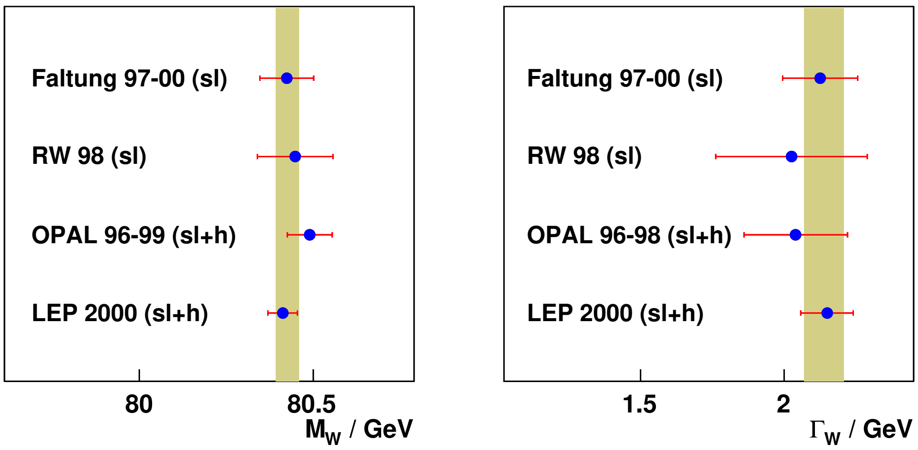


Abbildung 10.2: *Vergleich der Resultate dieser Analyse (Faltung) mit der* OPAL *Reweighting-Analyse (RW 98) [60, 88], beide Ergebnisse im semileptonischen (sl) Kanal. Weiter angegeben sind die aus semileptonischen und hadronischen Zerfällen (sl+h) kombinierte Ergebnisse der* OPAL*-Kollaboration [90] und die aus allen vier* LEP*-Experimenten kombinierten Werte (s. Text). Ebenfalls vermerkt sind die berücksichtigten Jahre der Datennahme. Der farbige Streifen gibt den derzeit gültigen Weltmittelwert wieder (siehe Abschnitt 10.4).*

Vergleicht man dies mit den Werten dieser Analyse für das Jahr 1998 (siehe Tabelle 10.2):

$$\begin{aligned} M_W &= 80.392 \pm 0.113_{\text{stat.}} \pm 0.045_{\text{syst.}} \\ \Gamma_W &= 2.277 \pm 0.215_{\text{stat.}} \pm 0.074_{\text{syst.}}, \end{aligned} \tag{10.4}$$

so zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Resultate. Der Fehler auf die Bestimmung der Zerfallsbreite konnte deutlich verbessert werden.

Für die Daten der vier LEP-Experimente existiert eine interne Veröffentlichung der Ergebnisse der Winter-Konferenzen 2003 [90, 91]. Dort findet sich das vorläufige Ergebnis der OPAL-Kollaboration, das allerdings für die Masse nur die Jahre 1996 bis 1999 und für die Breite die Jahre 1996 bis 1998 berücksichtigt. Kombiniert für die semileptonischen und hadronischen Zerfälle erhält man dort:

$$\begin{aligned} M_W &= 80.490 \pm 0.065 \\ \Gamma_W &= 2.04 \pm 0.180. \end{aligned} \tag{10.5}$$

Weiterhin gibt diese Veröffentlichung ein kombiniertes vorläufiges Ergebnis aller vier Experimente an:

$$\begin{aligned} M_W &= 80.412 \pm 0.029_{\text{stat.}} \pm 0.031_{\text{syst.}} \\ \Gamma_W &= 2.150 \pm 0.068_{\text{stat.}} \pm 0.060_{\text{syst.}} . \end{aligned} \tag{10.6}$$

Dieses Ergebnis beinhaltet ebenfalls semileptonische wie auch hadronische Analysen, beide Ergebnisse sind daher nur eingeschränkt mit dieser Analyse zu vergleichen.

In Abbildung 10.2 sind die angegebenen Resultate im Vergleich zu dem Resultat dieser Analyse dargestellt. In einem farbigen Balken ist der derzeit gültige Weltmittelwert dargestellt, der im folgenden Abschnitt eingeführt wird. Alle Ergebnisse befinden sich in gute Übereinstimmung. Man sieht, daß die vorliegende Analyse eine deutliche Verbesserung der Bestimmung der Masse und Breite erwarten läßt. Aus Zeitgründen konnten die neuesten Korrekturen zur Verbesserung der systematischen Fehler bei der Massenbestimmung nicht mehr in dieser Arbeit verwendet werden. Daher ist bei der Auflösung in Bestimmung der Masse eine weitere Verbesserung in den endgültigen OPAL-Analysen zu erwarten.

Das Einbringen aller LEP-Experimente mit den neuesten Resultaten der Massen- und Breitenbestimmung im semileptonischen und hadronischen Kanal läßt eine deutliche Verbesserung in der Bestimmung dieser Parameter erwarten.

10.4 Diskussion

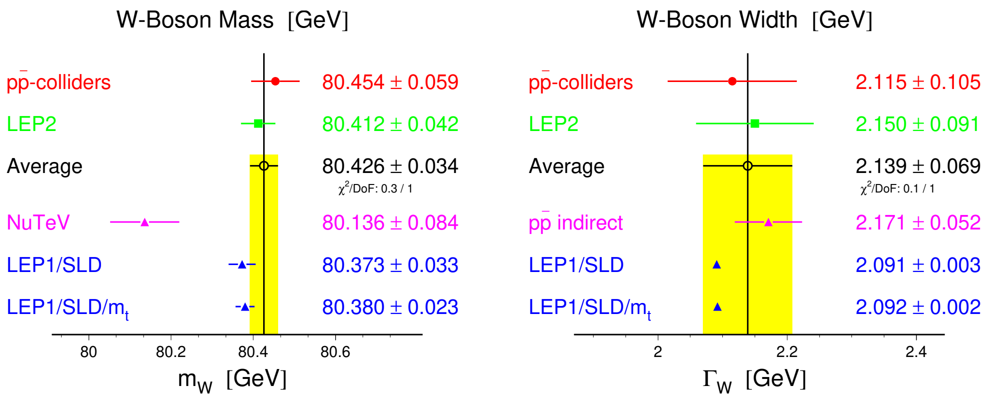


Abbildung 10.3: *Ergebnisse der weltweiten Analysen der W-Boson-Masse (links) und Breite (rechts) aus direkten ($p\bar{p}$ und LEP2) und indirekten (NuTeV, LEP1/SLD) Messungen (Stand April 2003, LEP Electroweak Workinggroup).*

Den aktuellen Stand der weltweiten Analysen der Masse und Zerfallsbreite des W-Bosons findet sich in [92]. In Abbildung 10.3 sind diese übersichtsartig dargestellt. Die Kombination diese Ergebnisse ergeben die Weltmittelwerte der W-Boson-Masse und Breite für das Jahr 2003:

$$\begin{aligned} M_W &= 80.426 \pm 0.034\,\text{GeV} \\ \Gamma_W &= 2.139 \pm 0.069\,\text{GeV} . \end{aligned}$$

Die Ergebnisse dieser Analyse befinden sich in guter Übereinstimmung mit diesen Werten.

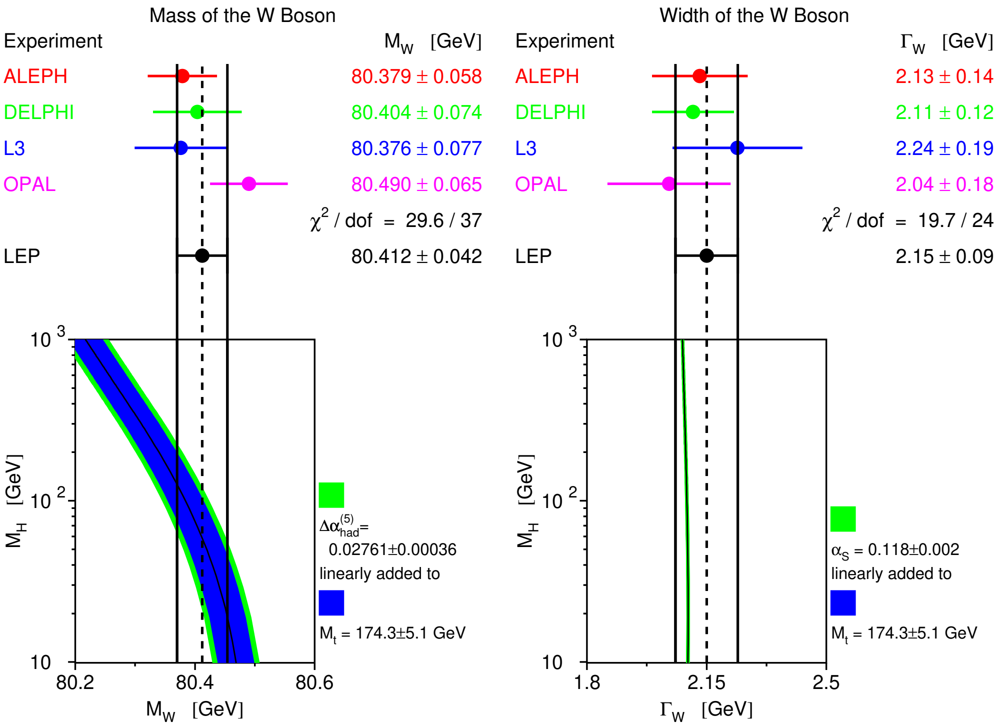


Abbildung 10.4: *LEP Mittelwerte [92] für die Masse (M_W, links) und Breite (Γ_W, rechts) des W-Bosons. In der unteren Hälfte sind die entstehenden Standardmodell-Einschränkungen aus der W-Masse bzw. Breite auf die Higgsmasse zu sehen. In beiden Abbildungen stellt das blaue Band die Unsicherheit aus der Messung der Top-Quark-Masse dar, in der linken gibt das grüne Band die Unsicherheit von α_{em} aus hadronischen Zerfällen, in der rechten die Unsicherheit aus der Messung von α_s wieder.*

Eine unabhängige Bestimmung der Breite des W-Bosons ermöglicht einen weiteren direkten Test des Standardmodells. Die im Standardmodell vorgegebene Relation zwischen Breite und Masse des W-Bosons [34]

$$\Gamma_W = 2.0817 \left(\frac{M_W}{80.26 \text{ GeV}} \right)^3 , \tag{10.7}$$

die sich aus Gleichung 3.6 ergibt, wird bei den meisten bisherigen Analysen der W-Boson-Masse implizit vorausgesetzt. In dieser Analyse wird versucht, die Masse und Breite unabhängig voneinander zu bestimmen und so diese Vorhersage des Standardmodells einer weiteren unabhängigen Prüfung aus einer direkten Messung zu unterziehen.

Aus Gleichung 10.7 kann man die erwartete Breite bei der von dieser Analyse ermittelten Masse berechnen:

$$\Gamma_W(M_W = 80.424 \text{ GeV}) \quad = \quad 2.095 \pm 0.006 \text{ GeV}. \tag{10.8}$$

Die so errechnete Zerfallsbreite befindet sich in Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert, ein Widerspruch zum Standardmodell ist nicht zu erkennen.

Ein weiteres Ziel der Präzisionsmessungen der Standardmodellparameter ist die Einschränkung noch nicht gemessener Parameter des Standardmodells oder auch neuer erweiterter Theorien. Einer der wichtigsten noch unbekannten Parameter des Standardmodells ist die Masse des bislang unentdeckten Higgsbosons. Die erfolglosen Suchen bei LEP-2 ermöglichten es, eine untere Massenschranke von 114.4 GeV [11] auf die Masse des Higgsbosons zu setzen. Bei den Berechnungen der Standardmodellparameter sind durch die Korrekturen höherer Ordnung Einflüsse der Higgsmasse zu beachten. In Abbildung 10.4 ist dies in der unteren Hälfte dargestellt. Die obere Hälfte gibt die Messungen der vier LEP-Experimente zum Stand 2003 wieder. Die Masse und Breite des W-Bosons ist, wie in der unteren Hälfte gezeigt von der Masse des Higgs-Bosons und des Top-Quarks abhängig. Die präzise Bestimmung der W-Bosonmasse erlaubt es daher Schranken auf die Masse des Higgs-Bosons zu berechnen. Die aktuellen Berechnungen favorisieren ein leichtes Higgs, das beim LHC-Experiment mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV bald entdeckt werden müßte. Die Messung der Zerfallsbreite erfolgt aber bislang noch mit zu geringer Präzision um Einschränkungen auf die Masse des Higgsbosons liefern zu können.

Jahr	M_W	ΔM_W^{stat}	ΔM_W^{syst}	σ_M	Γ_W	$\Delta\Gamma_W^{stat}$	$\Delta\Gamma_W^{syst}$	σ_Γ
				$qqe\nu$				
1997	80.205	0.314	0.050	0.284	1.491	0.608	0.097	0.658
1998	80.129	0.226	0.046	0.179	2.141	0.405	0.085	0.389
1999	80.520	0.226	0.044	0.171	2.462	0.447	0.078	0.393
2000	80.689	0.216	0.045	0.187	1.758	0.445	0.103	0.444
komb.	80.418	0.119	0.040	0.097	2.031	0.230	0.056	0.221
				$qq\mu\nu$				
1997	80.434	0.462	0.044	0.321	1.616	0.634	0.078	0.659
1998	80.526	0.220	0.046	0.165	2.300	0.411	0.060	0.374
1999	80.639	0.227	0.051	0.173	2.390	0.448	0.117	0.397
2000	80.259	0.226	0.047	0.182	1.961	0.447	0.087	0.414
komb.	80.472	0.125	0.042	0.095	2.138	0.233	0.055	0.215
				$qq\tau\nu$				
1997	79.982	0.393	0.054	0.507	1.198	0.789	0.107	0.803
1998	80.601	0.209	0.052	0.228	2.317	0.323	0.070	0.423
1999	80.502	0.199	0.048	0.212	2.269	0.324	0.074	0.396
2000	80.145	0.217	0.051	0.256	2.197	0.362	0.090	0.492
komb.	80.387	0.115	0.041	0.128	2.204	0.188	0.059	0.238

Tabelle 10.4: *Masse* M_W *und Breite* Γ_W *aus dem simultanen Massen- und Breiten-Fit an die* OPAL-*Daten im Elektron-, Myon- und Tau-Kanal der Jahre 1997 bis 2000 mit dem statistischen und systematischen Fehler. Zum Vergleich ist der erwartete statistische Fehler* σ_M/σ_Γ *angegeben. Die Werte sind kalibriert und die Fehler skaliert. Alle Angaben sind in* GeV.

	$qqe\nu$		$qq\mu\nu$		$qq\tau\nu$	
Effekt	ΔM_W	$\Delta\Gamma_W$	ΔM_W	$\Delta\Gamma_W$	ΔM_W	$\Delta\Gamma_W$
Energieskala der Jets	1	3	8	6	2	8
Energieauflösung der Jets	2	8	0	6	2	9
Winkelauflösung der Jets	2	1	3	7	0	19
Winkelfehler der Jets	2	3	11	6	1	15
Energielinearität der Jets	3	1	6	7	7	15
Energieskala der Elektronen	1	17	–	–	–	–
Energieauflösung der Elektronen	1	11	–	–	–	–
Winkelauflösung der Elektronen	2	1	–	–	–	–
Energielinearität der Elektronen	2	4	–	–	–	–
Energieskala der Myonen	–	–	1	13	–	–
Energieauflösung der Myonen	–	–	4	3	–	–
Winkelauflösung der Myonen	–	–	1	0	–	–
Energielinearität der Myonen	–	–	1	3	–	–
Schwerpunktsenergie	15	4	15	8	15	12
ISR Einfluß	0	0	0	0	0	0
Kalibration	5	23	5	21	7	25
Hadronisierung	35	46	35	46	35	46
Untergrundskalierung	1	0	0	0	0	2
Penalty-Faktoren	10	2	10	1	11	7
Summe	40	56	43	55	41	62

Tabelle 10.5: *Aus allen vier Jahren kombinierte systematische Unsicherheiten in* MeV *auf die Messung der Masse* M_W *und Breite* Γ_W *in den drei Lepton-Kanälen.*

Kapitel 11

Zusammenfassung

Eine möglichst genaue Bestimmung der W-Masse ist eines der Hauptziele der LEP-2-Phase. Die Zerfallsbreite des W-Bosons war in den bisher veröffentlichten Analysen der LEP-Experimente eine eher vernachlässigte Größe [93, 94, 95]. In den jeweiligen Publikationen der vergangenen Jahre sind zwar Ergebnisse für die Breite angegeben worden, aber meist nur als Nebenprodukt der Massenbestimmung. In den letzten Jahren ist die Beschreibung der Detektoren immer besser geworden und damit auch die Rekonstruktion der gemessenen Teilchenimpulse mit immer geringeren systematischen Unsicherheiten möglich geworden. Dies hat zur Folge, daß die Zerfallsbreite des W-Bosons mit höherer Präzision meßbar wird.

Die Faltungsmethode zur Bestimmung der W-Bosonmasse wurde für die unabhängige Messung der Masse und der Zerfallsbreite des W-Bosons weiterentwickelt. Analysiert wurde der semileptonische Zerfallskanal des W-Bosons mit zwei Teilchen-Jets und einem geladenen Lepton in den detektierten Endzustandsteilchen. Dieser Kanal zeichnet sich durch ein großes Verzweigungsverhältnis (44% aller W-Bosonzerfälle) aus. Auch die Zuordnung der gemessenen Endprodukte, Jets und geladenes Lepton, zu den W-Bosonen ist unproblematisch. Systematische Fehler aus Endzustandsinterferenzen der Zerfallsprodukte der beiden W-Bosonen, wie „Color-Reconnection“ und Bose-Einstein-Korrelationen können nicht auftreten.

Die Faltungsmethode berücksichtigt die vollständige Fehlerinformation der einzelnen Ereignisse, die mit einer Physikfunktion gefaltet wird. Die entstehende Likelihoodfunktion hängt von den beiden Parametern M_W und Γ_W ab. Die Physikfunktion beschreibt die Wahrscheinlichkeitsverteilung der produzierten W-Bosonmassen abhängig von der vorgegebenen Masse und Breite des W-Bosons. Die Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand ist in einer statistisch gemittelten Form berücksichtigt. Ohne die Berücksichtigung der Photonabstrahlung wäre eine Messung der Breite deutlich ungenauer, da diese Abstrahlungen die entstehenden Massenverteilungen in ihrer Breite deutlich verzerren.

Neu ist, daß die Maximierung des resultierenden Likelihoods aller selektierten Ereignisse nicht bezüglich eines einzelnen Parameters erfolgt. In vorangegangenen Faltungsanalysen bei OPAL wurde nur die Masse variiert, um die Likelihoodfunktion zu maximieren. Die Breite wurde dabei nach der Standardmodellrelation (Vergleiche

Gleichung 10.7) angepaßt. Bei den Messungen der Breite wurde wiederum nur der Parameter Γ_W variiert und die Masse meist auf einem festen Wert gehalten. In dieser Analyse werden M_W und Γ_W als unabhängige Parameter betrachtet und können beide variiert werden, um den Likelihood zu maximieren. Die Resultate sind somit unabhängig von vorgegebenen Relationen zwischen Masse und Breite.

Die Methode ist anhand von Simulationen verschiedener Massen- und Breitenhypothesen korrigiert worden. Diese Kalibrationen sind sehr wichtig, da die Methode nicht frei von systematischen Abweichungen ist. Hauptgrund für diese Abweichungen ist die Physikfunktion, die keine exakte Beschreibung des Entstehungsprozesses darstellt. Beispielsweise wird die Photonabstrahlung nur gemittelt berücksichtigt, Endzustandsabstrahlungen und Einflüsse aus der Endselektion werden nicht in Betracht gezogen. Die so entstehenden Abweichungen der gemessenen Parameter sind klein und werden als Korrekturen auf die gemessenen Parameter angewandt. Bei der Messung der Breite sind die Abweichungen größer als bei der Masse, da die Breitenbestimmung empfindlicher auf die Beschreibung der Detektorauflösungen und der Abweichung der Fehlerparametrisierungen von einer Gauß-Verteilung ist.

In die kinematische χ^2-Anpassung geht zusätzlich zur Energie- und Impulserhaltung eine weitere Zwangsbedingung ein. Es wird verlangt, daß die rekonstruierte Massen der beiden produzierten W-Bosonen gleich ist. Für die Bestimmung der Masse wurde in vorangegangenen Arbeiten gezeigt, daß dies die Auflösung der kinematischen Massenrekonstruktion bei gleichbleibenden systematischen Fehlern deutlich verbessert. In dieser Arbeit wurde gezeigt, daß auch für die Bestimmung der Breite, diese Zwangsbedingung von Vorteil ist. Ein Weglassen führt zu schlechteren Ergebnissen, die einen wesentlich höheren Rechenaufwand erfordern.

Analysiert wurden OPAL-Daten der Jahre 1997 bis 2000 mit einer integrierten Luminosität von 683.4 pb^{-1}. Die Daten wurden der bei der OPAL-Kollaboration üblichen W-Boson-Selektion unterworfen, wobei die drei möglichen Leptonzerfälle Elektron, Myon und Tau getrennt selektiert werden. Aller drei Kanäle werden jeweils für ein Jahr der Datennahme unter Berücksichtigung ihres spezifischen Untergrundes zusammen in eine Likelihoodfunktion eingebracht. Gemittelt über alle Jahre und unter Berücksichtigung systematischer Fehler ergibt sich die Masse und Breite des W-Bosons zu:

$$\begin{aligned} M_W &= 80.424 \pm 0.077 \text{ GeV} \\ \Gamma_W &= 2.126 \pm 0.130 \text{ GeV}, \end{aligned}$$

Das Resultat steht in sehr guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen des Standardmodells, die aus anderen Messungen bestimmt wurden. Das Ergebnis der Breite entspricht innerhalb der Fehler der Standardmodellerwartung bei der gemessenen Masse.

Am OPAL-Experiment existieren im Rahmen der LEP-weiten Analysen vorläufige Resultate der W-Massen- und -Breitenbestimmung. Die dort verwendete Analyse ähnelt der vorliegenden Faltungsmethode, nur daß die Zwangsbedingung gleicher W-Bosonmassen nicht verwendet wird. Zur Begrenzung des Rechenaufwands werden aber bestimmte kinematische Bedingungen an die Impulse der Endprodukte gestellt. Bei dieser endgültigen OPAL-Analyse werden verschiedene speziell auf die Massenmessung angepaßte Korrekturen und Optimierungen verwendet, die aus Zeitgründen nicht in dieser Analyse verwirklicht werden konnten. Die vorliegenden Resultate werden daher voraussichtlich als Gegenprobe der Breitenmessung in die endgültige OPAL-Publikation eingehen.

Nach der Kombination der Ergebnisse aller Messungen der vier LEP-Experimente wird das Ziel der möglichst präzisen Bestimmung der Masse und der Breite des W-Bosons im Rahmen der LEP-2-Phase einen Abschluß finden, und die erwartete Genauigkeit von 30-40 MeV auf die Bestimmung der Masse des W-Bosons wird erreicht werden. Zusätzlich werden die kombinierten Ergebnisse eine Genauigkeit für die Zerfallsbreite des W-Bosons von unter 90 MeV erreichen und damit die bestehenden Messungen anderer Beschleuniger um mindestens 10% verbessern.

Anhang A

Die skalierte hadronische Masse

In einem semileptonischen Ereignis trägt der hadronische Teil die Hauptinformation bezüglich der Masse des produzierten W-Bosons, da im leptonischen Teil das Neutrino, ohne kinematische Informationen im Detektor zu hinterlassen, entweicht. Als einfacher Schritt zur Rekonstruktion der W-Boson-Masse des Ereignisses kann daher die sogenannte skalierte hadronische Masse dienen, die nur aus dem hadronischen Teil gewonnen wird, der leptonische Teil wird dabei vollkommen ignoriert.

Das hadronische System wird kinematisch durch die Vierervektoren der beiden Jets bestimmt:

$$\begin{pmatrix} E_1 \\ \vec{p}_1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} E_2 \\ \vec{p}_2 \end{pmatrix}.$$

Aus diesen läßt sich eine invariante Dijetmasse berechnen, die der Masse des dem hadronischen Teil zugrundeliegenden W-Bosons entspricht:

$$m_{\text{dijet}} = \sqrt{2\,E_1\,E_2\,(1 - \cos\theta)}, \tag{A.1}$$

mit dem Winkel θ als Öffnungswinkel zwischen den beiden Jets. Der Fehler dieser Dijetmasse läßt sich abschätzen als

$$\frac{\delta m_{\text{dijet}}}{m_{\text{dijet}}} \approx \sqrt{\left(\frac{\delta E_1}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{\delta E_2}{E_2}\right)^2}, \tag{A.2}$$

mit den Energien E_1 und E_2 der beiden Jets, die in dieser Berechnung als masselos angenommen werden. In der Fehlerabschätzung dominiert der Fehler auf die Energieabschätzung, der Fehler auf den Winkel ist im Vergleich dazu vernachlässigbar. Für Jetenergien von circa 45 GeV ergibt sich ein Fehler von ungefähr 10% der W-Masse. Diese W-Masse, die direkt aus den Viererimpulsen der Jets berechnet wird nennt man *hadronische Masse*.

Die Bedingung aus Gleichung 6.6 nach gleichen W-Boson-Massen im hadronischen wie im leptonischen System, kann zusammen mit der Energieerhaltung durch ein Skalieren der Jet-Energien ausgedrückt werden. Beide Bedingungen zusammen ergeben eine feste Energie der produzierten W-Bosonen von jeweils der halben Strahlenergie

($\sqrt{s}/2$). Die Energie des hadronisch zerfallenden W-Bosons ist somit festgelegt und man kann die Jet-Energien entsprechend skalieren, um diese Bedingung zu erfüllen:

$$E_{1,2} \to E_{1,2}\,\frac{\sqrt{s}/2}{E_1+E_2}. \tag{A.3}$$

Eingesetzt in Gleichung A.1 erhält man die Gleichung für die *skalierte hadronische Masse*,

$$m_{\text{skaliert}} = \sqrt{2\,E_1\,E_2\left(\frac{\sqrt{s}/2}{E_1+E_2}\right)^2(1-\cos\theta)}, \tag{A.4}$$

zusammen mit ihrem Fehler,

$$\frac{\delta m_{\text{skaliert}}}{m_{\text{skaliert}}} \approx \frac{1}{E_1+E_2}\sqrt{\left(\frac{E_2}{E_1}\,\delta E_1\right)^2+\left(\frac{E_1}{E_2}\,\delta E_2\right)^2}\,. \tag{A.5}$$

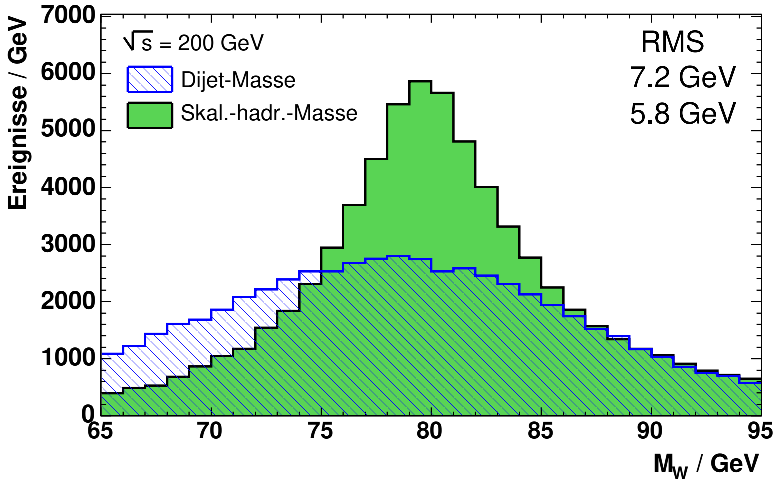


Abbildung A.1: *Dijet-Masse (blaue Linie) im Vergleich zu skalierter hadronischer Masse (grünes Histogramm). Die Diagramme wurden mit Monte-Carlo Daten bei $\sqrt{s}$ =200* GeV *erzeugt und beinhalten alle drei Typen von semileptonischen Ereignissen.*

In Abbildung A.1 sieht man deutlich, daß die skalierte hadronische Masse eine Verbesserung der Massenauflösung um ca. 20% im Vergleich zur einfachen Dijet-Masse erbringt. Das RMS[1] der Verteilung sinkt von 7.2 GeV auf 5.8 GeV. Eine Berücksichtigung der Massen würde die Auflösung weiter verbessern und nahe an die des kinematischen Fits bringen. Da in diesem Abschnitt aber nur eine einfache Beziehung zwischen Jet-Energien, Winkel und Masse des W-Bosons hergeleitet werden soll, wurde darauf verzichtet.

[1] **R**oot **M**ean **S**quare: Standardabweichung

Anhang B

Verwendete Selektionsschnitte

B.1 Qualitätsschnitte auf Spuren

Schnitte auf folgende Variablen der einzelnen Spuren:

- Impuls p
- Transversalimpuls p_T
- Impakt Parameter d_0 und z_0
- $\chi^2_{r\phi}$ der Spurbestimmung in der r–ϕ Ebene
- χ^2_z der Spurbestimmung in z
- Relativer Fehler auf den Impuls in der Anoden-Ebene $\frac{\sigma_p}{p}$[1]

Variable		
p	$<$	100 GeV
p_T	$>$	150 MeV
$\|d_0\|$	$<$	2 cm
$\|z_0\|$	$<$	25 cm
$\chi^2_{r\phi}$	$<$	100
χ^2_z	$<$	100
$\frac{\sigma_p}{p}$	$<$	0.5

(a) 189-192 GeV

Variable		
p	$<$	120 GeV
p_T	$>$	150 MeV
$\|d_0\|$	$<$	2 cm
$\|z_0\|$	$<$	25 cm
$\chi^2_{r\phi}$	$<$	100
χ^2_z	$<$	100
$\frac{\sigma_p}{p}$	$<$	0.5

(b) $>$192 GeV

Tabelle B.1: *Verwendete Schnitte auf die Spurparameter bei den angegebenen Schwerpunkts-energien*

[1] Zur genaueren Definition siehe [48]

B.2 Erste Vorselektion

Schnitte auf folgende Variablen:

- Anteil sichtbarer Energie zur Schwerpunktsenergie $R_{vis} = \frac{E_{vis}}{\sqrt{s}}$
- Anzahl der geladenen Spuren N_{ctrk}
- Anzahl Einträge im elektromagnetischen Kalorimeter N_{ecal}

Variable	$>$
R_{vis}	0.2
N_{ctrk}	5
N_{ecal}	5

Tabelle B.2: *Verwendete Schnitte der ersten Vorselektion*

Anhang C

Beschreibung des verwendeten Rechnerclusters

Wie in Kapitel 7 wurde die Berechnung der χ^2-Kurven mittels Parallelisierung auf die einzelnen Rechner des Institutes verteilt. Die Rechner sind fast alle Arbeitsplatzrechner, bis auf die beiden Intel Xeon Rechner, die als reine Rechenmaschinen abgestellt sind. Die genaue Beschreibung findet sich in Tabelle C.1.

Zusammengefaßt besteht der verwendete Rechnercluster also aus

- 2 Intel Xeon 2.4 GHz Doppelprozessorcomputern
- 7 Intel Pentium 4 Computern mit Taktfrequenzen zwischen 1.4 und 1.8 GHz
- 8 Intel Pentium 3 Computern (oder vergleichbar) mit Taktfrequenzen zwischen 800 MHz und 1GHz
- 4 Intel Pentium 3 Doppelprozessor-Computern mit Taktfrequenzen zwischen 500 und 600 MHz.
- sowie einem älterem Celeronrechner mit 400 MHz

Rechnername	CPU	Takt [MHz]	Speicher [MB]	Arbeitsplatzrechner
etppc18	Intel Celeron	400	384	Ja
etppc22	2xIntel P3	500	512	Ja
etppc23	Intel P3	800	640	Ja
etppc24	2xIntel P3	600	640	Ja
etppc25	2xIntel P3	600	640	Ja
etppc26	2xIntel P3	600	640	Ja
etppc28	Intel P3	800	512	Ja
etppc29	Intel P3	930	512	Ja
etppc30	AMD Athlon	1000	512	Ja
etppc31	Intel P3	1000	512	Ja
etppc32	Intel P3	1000	512	Ja
etppc33	Intel P4	1400	256	Ja
etppc34	Intel P4	1500	512	Ja
etppc35	Intel P3	930	512	Ja
etppc36	Intel P3	1000	256	Ja
etppc37	Intel P4	1800	512	Ja
etppc38	Intel P4	1800	512	Ja
etppc39	Intel P4	1800	512	Ja
etppc40	Intel P4	1800	512	Ja
etppc41	Intel P4	1800	512	Ja
etppc42	2(4) x Intel Xeon	2400	2048	Nein
etppc43	2(4) x Intel Xeon	2400	2048	Nein

Tabelle C.1: *Verwendete Rechner für die Verteilung der parallelisierten „Slave"-Jobs. In Spalte CPU bedeutet P Pentiumprozessor, die Xeon Rechner haben zwei reale Prozessoren und zwei sogenannte virtuelle Prozessoren. (Stand 9. September 2003)*

Anhang D

Verwendete Monte-Carlo Daten

Die Monte-Carlo Simulationen sind in sogenannten Runs organisiert. Die Run-Nummern geben eine eindeutige Zuordnung der OPAL Simulationen an. Die verwendeten Runs dieser Analyse werden in den folgenden Tabellen aufgelistet. Tabelle D.1 gibt die verwendeten Simulationen der WW-Prozesse an. Diese werden für die Kalibrationen der einzelnen Energien verwendet. Die Untergrundereignisse werden aus den in Tabelle D.2 aufgelisteten Runs ausgewählt. Schließlich werden für die in Abschnitt 8.6.1 beschriebenen Hadronisationsstudien die in Tabelle D.3 angegebenen Runs verwendet.

		$\sqrt{s}$								
M_W	Γ_W	182.7	188.6	191.6	195.5	199.5	201.6	205.05	206.5	207.99
79.33	2.02	10297	10080	10082	10084	10086	10088	11397	11407	–
79.83	2.05	10298	9298	9902	9907	9912	9917	11398	11408	–
80.08	2.07	10299	9299	9901	9906	9911	9916	11399	11409	–
80.23	2.08	–	11373	–	–	–	–	–	–	–
80.33	**2.09**	**10300**	**9300**	**9900**	**9905**	**9910**	**9915**	**11400**	**11410**	**11420**
			11371							
80.43	2.09	–	11374	–	–	–	–	–	–	–
80.58	2.11	10301	9301	9903	9908	9913	9918	11401	11411	–
80.83	2.13	10302	9302	9904	9909	9914	9919	11402	11412	–
81.33	2.17	10303	10081	10083	10085	10087	10089	11403	11413	–
80.33	1.59	–	10454	–	11363	–	–	–	11367	–
80.33	1.84	–	11361	–	11364	–	–	–	11368	–
80.33	2.34	–	11362	–	11365	–	–	–	11369	–
80.33	2.59	–	10453	–	11366	–	–	–	11370	–

Tabelle D.1: *Monte-Carlo-Runs für Kalibrationsstudien bei verschiedenen Werten von* M_W *und* Γ_W *erzeugt. Die fettgedruckte Zeile sind die Standardmodell Signalsimulationen.*

$\sqrt{s}$	183	189	192	196	200	202	205	207	208
4-Fermion	10304	11372	9920	9921	9922	9923	11404	11414	11424
2-Fermion	5184	5188	5195	5196	5119	5199	5183	5190	5191

Tabelle D.2: *Untergrund Monte-Carlo-Runs der verschiedenen Schwerpunktsenergien. In der oberen Zeile sind die Run-Nummern des Vier-Fermionen Untergrunds, die untere Zeile sind die Run-Nummern der* $Z^0/\gamma* \rightarrow q\bar{q}$ *Simulationen.*

$\sqrt{s}$	Jetset 7.4	Jetset alt	Ariadne 4.08	Ariadne 4.11 (OPAL)	Herwig 6.2
189	11101	12421	12420	12513	12422
200	11111	12012	11950	19999	12014
206	11121	12426	12427	12514	12428

Tabelle D.3: *Monte-Carlo-Runs für Hadronisationsstudien. Zur Beschreibung der einzelnen Runs siehe Abschnitt 8.6.1.*

Anhang E

Kalibrationskurven

In Abschnitt 8.4 wurde die Kalibration der Faltungsmethode erläutert, bei welcher Monte-Carlo Datensätze mit verschiedenen Werten der Masse und Breite des W-Bosons verwendet werden. Alle Energien besitzen mindestens den zentralen Datensatz mit den Standardparametern $M_W = 80.33$ GeV und $\Gamma_W = 2.09$ GeV.

Datensätze für verschiedene W-Bosonmassen wurden für die Schwerpunktsenergien 183, 189, 192, 196, 200, 202, 205 und 207 GeV, mit den Massen $M_W = 79.33$, 79.83, 80.08, 80.58, 80.83 und 81.33 GeV erzeugt. Für die Schwerpunktsenergie von 189 GeV existieren noch zwei weitere Datensätze mit $M_W = 80.23$ GeV und $M_W = 80.43$ GeV.

Genauso wie für die Masse wurden Kalibrationsdatensätze für die Breite Γ_W des W-Bosons erzeugt, allerdings nur für die Schwerpunktsenergien 189, 200 und 207 GeV. Für diese Energien wurden Breiten $\Gamma_W = 1.59$, 1.84, 2.34 und 2.59 GeV generiert, jeweils bei einer festen Masse von $M_W = 80.33$ GeV.

Auf den folgenden Seiten sind die Kalibrationskurven für alle Energien und alle Leptonkanäle, inklusive dem kombinierten semileptonischen Kanal gezeigt. Zuerst sind die Massenkalibrationen in Abbildung E.1 bis E.4 gezeigt, danach folgen die Kalibrationen der Breite in Abbildung E.5 bis E.7.

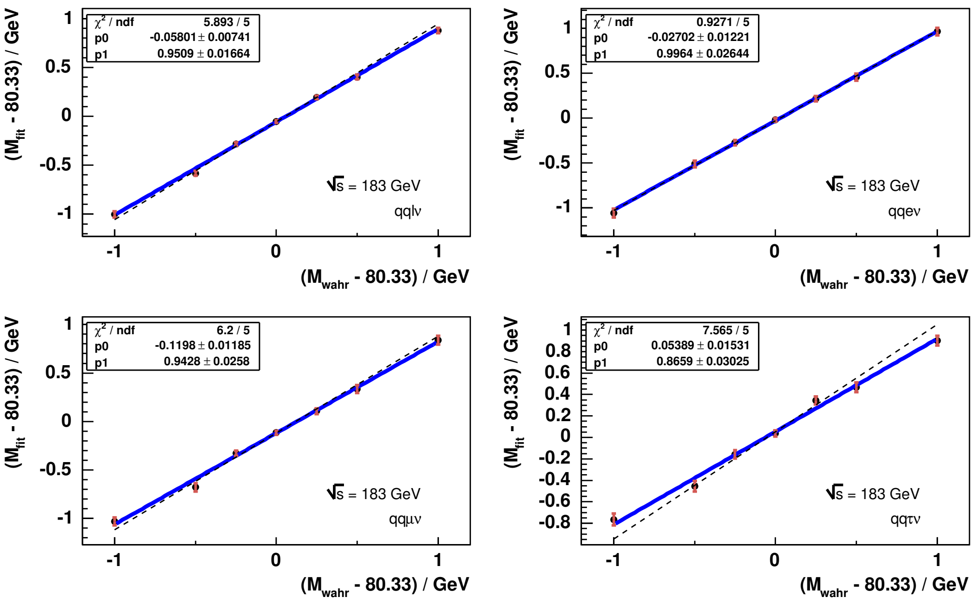


Abbildung E.1: *Kalibrationskurven für* $\mathrm{M_W}$*, links oben für alle semileptonischen Ereignisse kombiniert, die drei anderen Abbildungen zeigen die Kalibration der drei Leptontypen einzeln. Die Kurven wurden aus Monte-Carlo Daten bei einer Schwerpunktsenergie von 183* GeV *gewonnen.*

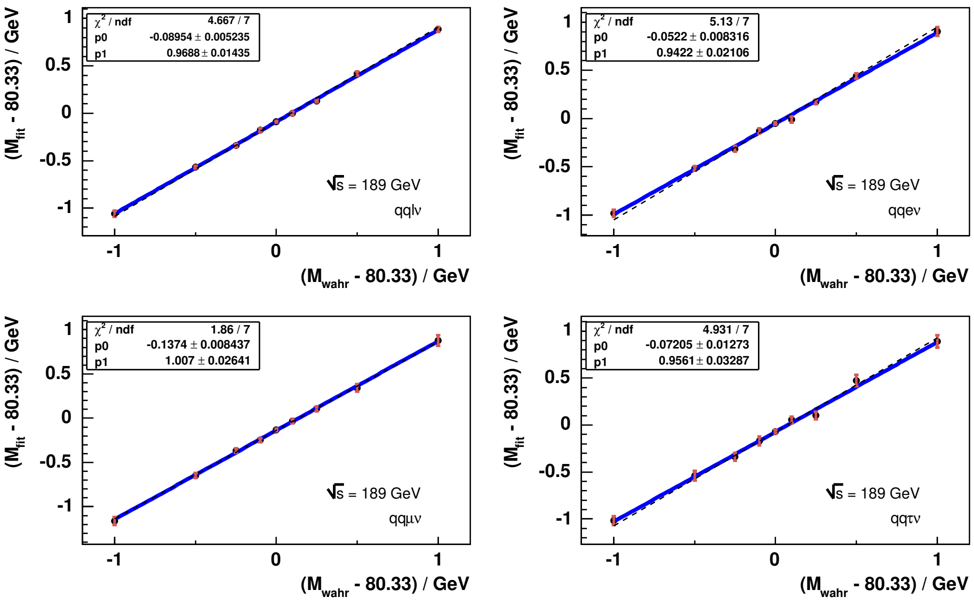


Abbildung E.2: *Kalibrationskurven für* $\mathrm{M_W}$ *bei einer Schwerpunktsenergie von 189* GeV.

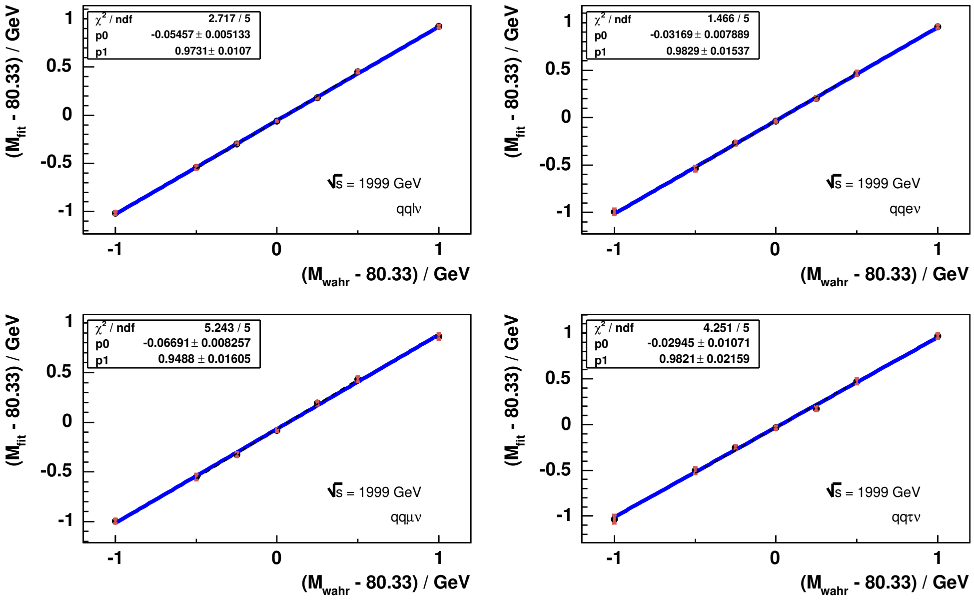


Abbildung E.3: *Kalibrationskurven für* M_W *bei den Schwerpunktsenergien des Jahres 1999.*

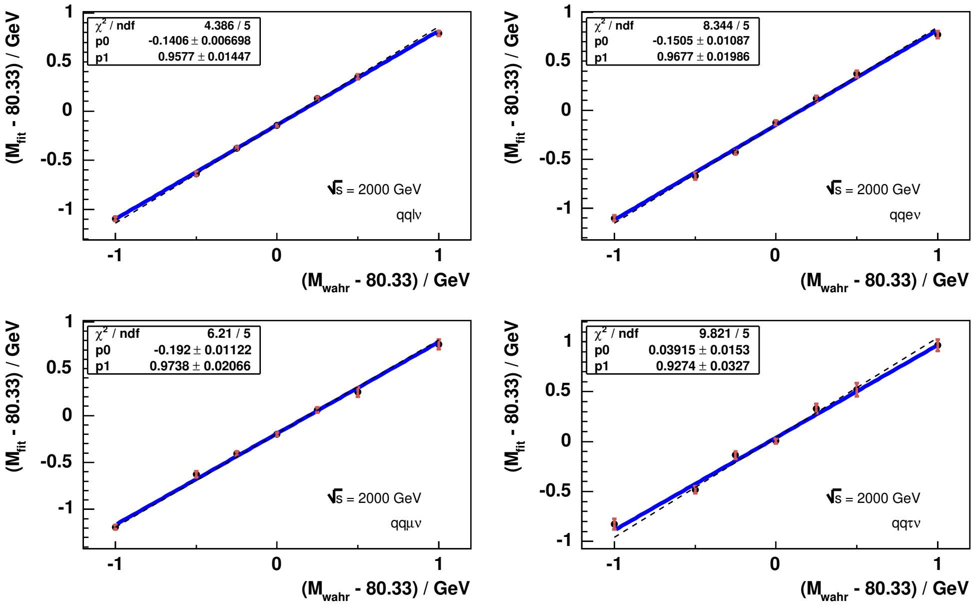


Abbildung E.4: *Kalibrationskurven für* M_W *bei den Schwerpunktsenergien des Jahres 2000.*

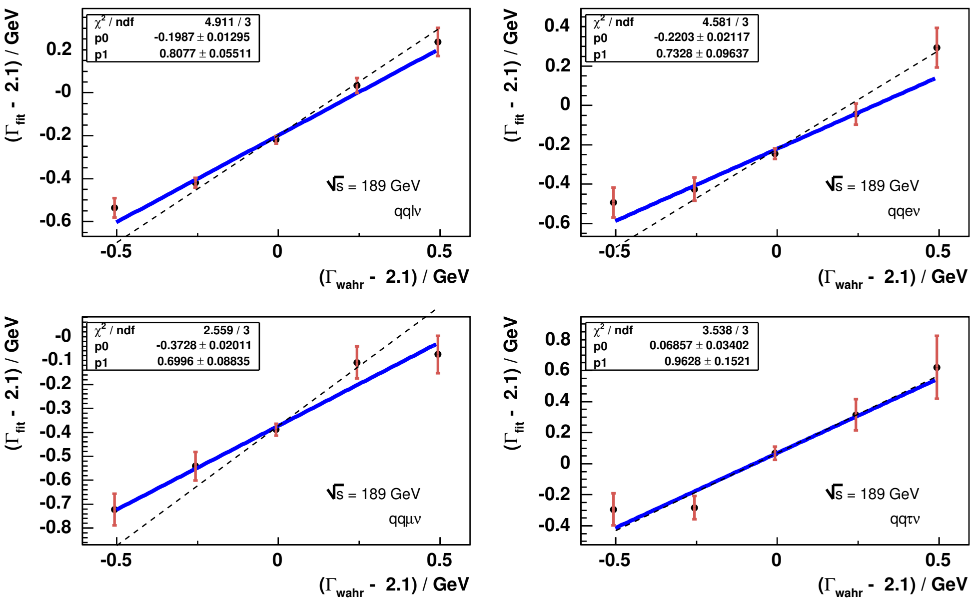


Abbildung E.5: *Kalibrationskurven für* Γ_W, *links oben für alle semileptonischen Ereignisse kombiniert und in den drei anderen Abbildungen für die drei Leptontypen einzeln. Die Kurven wurden aus Monte-Carlo Daten bei einer Schwerpunktsenergie von 189* GeV *gewonnen.*

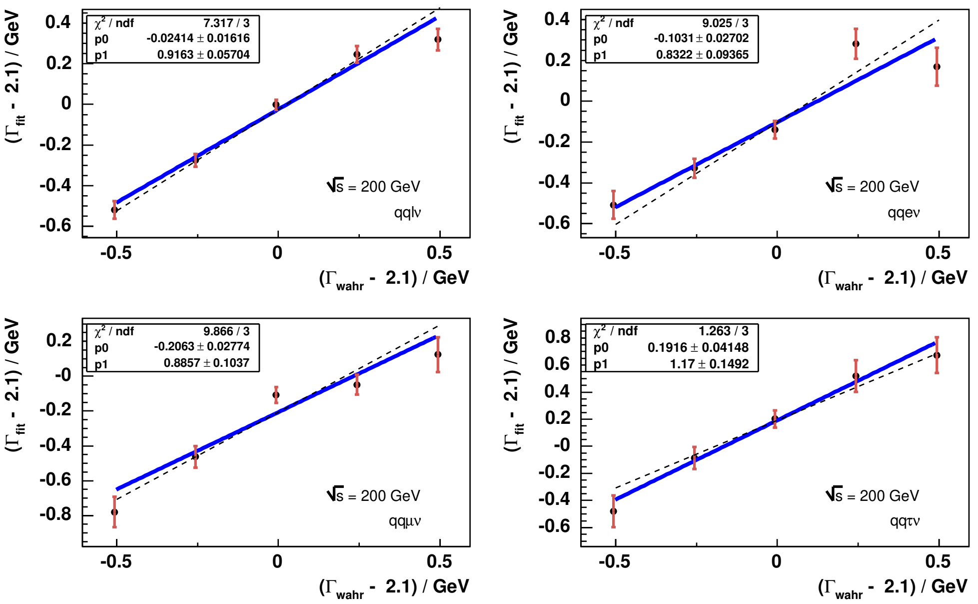


Abbildung E.6: *Kalibrationskurven für* Γ_W *bei einer Schwerpunktsenergie von 200* GeV *gewonnen.*

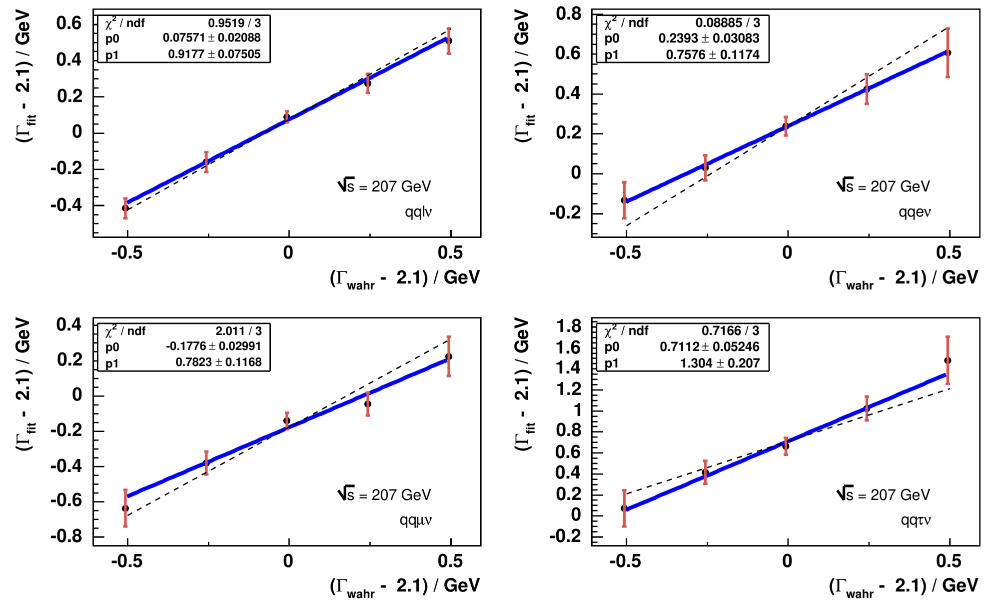


Abbildung E.7: *Kalibrationskurven für* Γ_{W} *bei einer Schwerpunktsenergie von 207* GeV *gewonnen.*

Anhang F

Resultate der Ensemble-Tests

Auf den folgenden Seiten sind die in Abschnitt 8.4 beschriebenen Pull-Verteilungen für die vier verschiedenen Jahre abgebildet. Danach folgen die in Abschnitt 8.5 beschriebenen Ensemble-Tests zur Bestimmung der erwarteten statistischen Fehler.

Alle Verteilungen bestehen aus 5000 Ensemble-Ergebnissen die wie in Abschnitt 8.2 beschrieben erzeugt wurden. Wie dort bereits erwähnt werden die Ereignisse der Simulationen mehrfach verwendet, so daß nur die Breiten der Verteilungen exakt sind. Die Mittelwerte können durch diese Mehrfachverwendung der Ereignisse Verschiebungen erfahren.

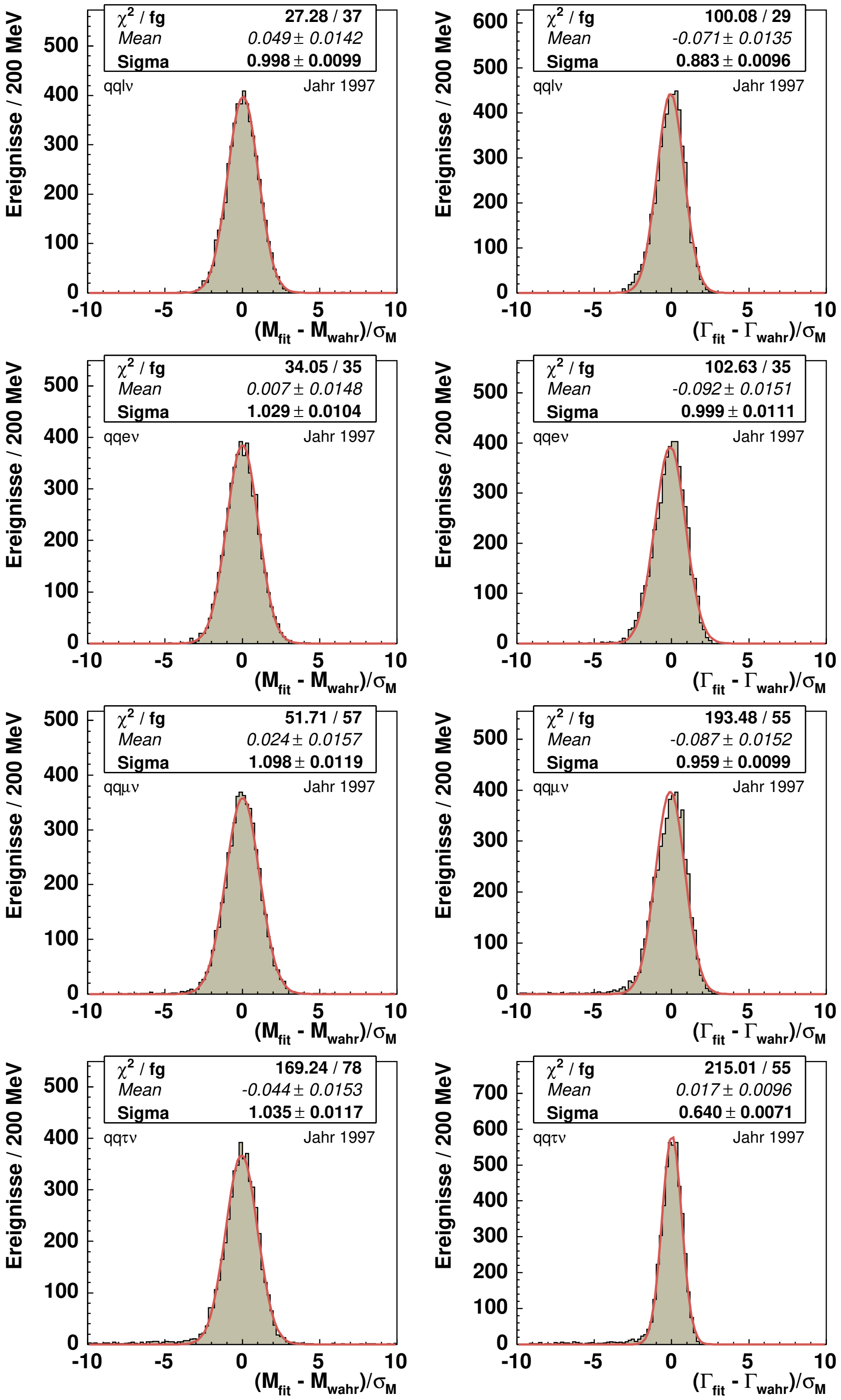


Abbildung F.1: *Pull-Verteilungen für* $\mathrm{M_W}$ *(links) und* Γ_W *(rechts). Die Verteilungen wurden aus Monte-Carlo Daten bei einer Schwerpunktsenergie von 183* GeV *gewonnen. In rot ist ein Gauß-Fit eingezeichnet mit den angegebenen Parametern. Von oben: Semileptonischer-, Elektron-, Myon-, Tau-Kanal*

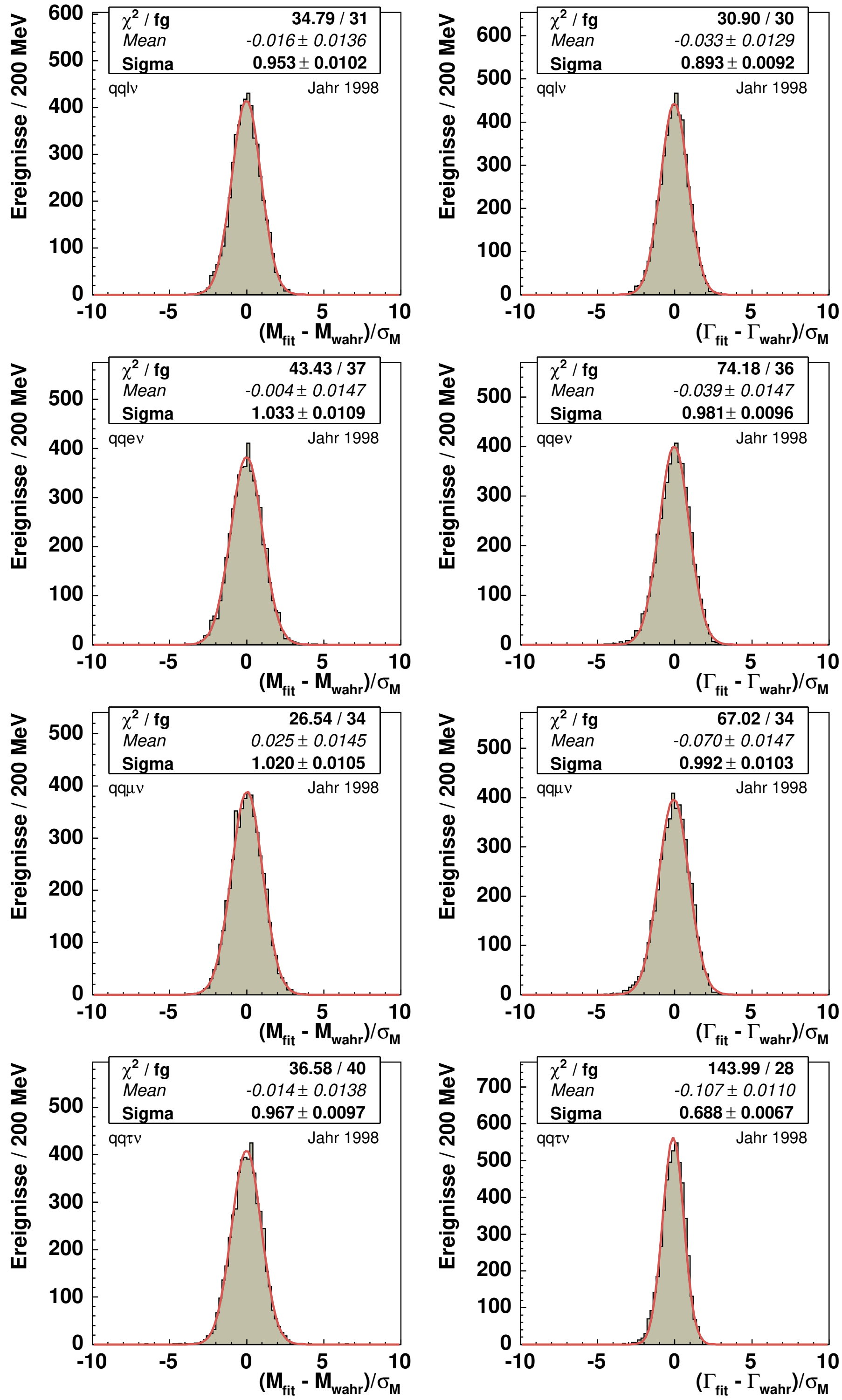


Abbildung F.2: *Pull-Verteilungen für* M_W *(links) und* Γ_W *(rechts). Die Verteilungen wurden aus Monte-Carlo Daten bei einer Schwerpunktsenergie von 189* GeV *gewonnen. In rot ist ein Gauß-Fit eingezeichnet mit den angegebenen Parametern.Von oben: Semileptonischer-, Elektron-, Myon-, Tau-Kanal*

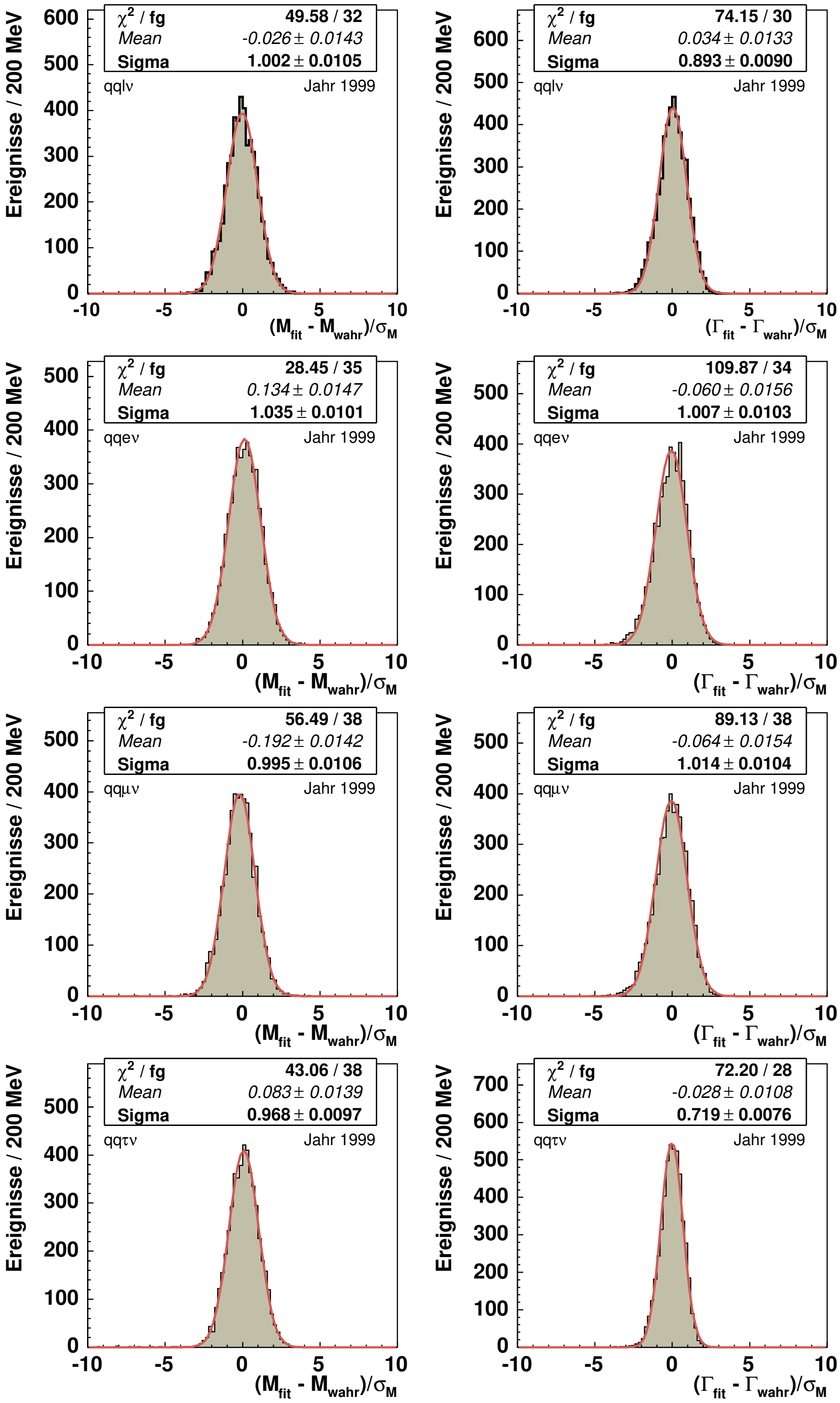


Abbildung F.3: *Pull-Verteilungen für* $\mathrm{M_W}$ *(links) und* Γ_W *(rechts). Die Verteilungen wurden aus Monte-Carlo Daten bei den Schwerpunktsenergien des Jahres 1999 (192, 196, 200 und 202* GeV*) gewonnen. In rot ist ein Gauß-Fit eingezeichnet mit den angegebenen Parametern. Von oben: Semileptonischer-, Elektron-, Myon-, Tau-Kanal*

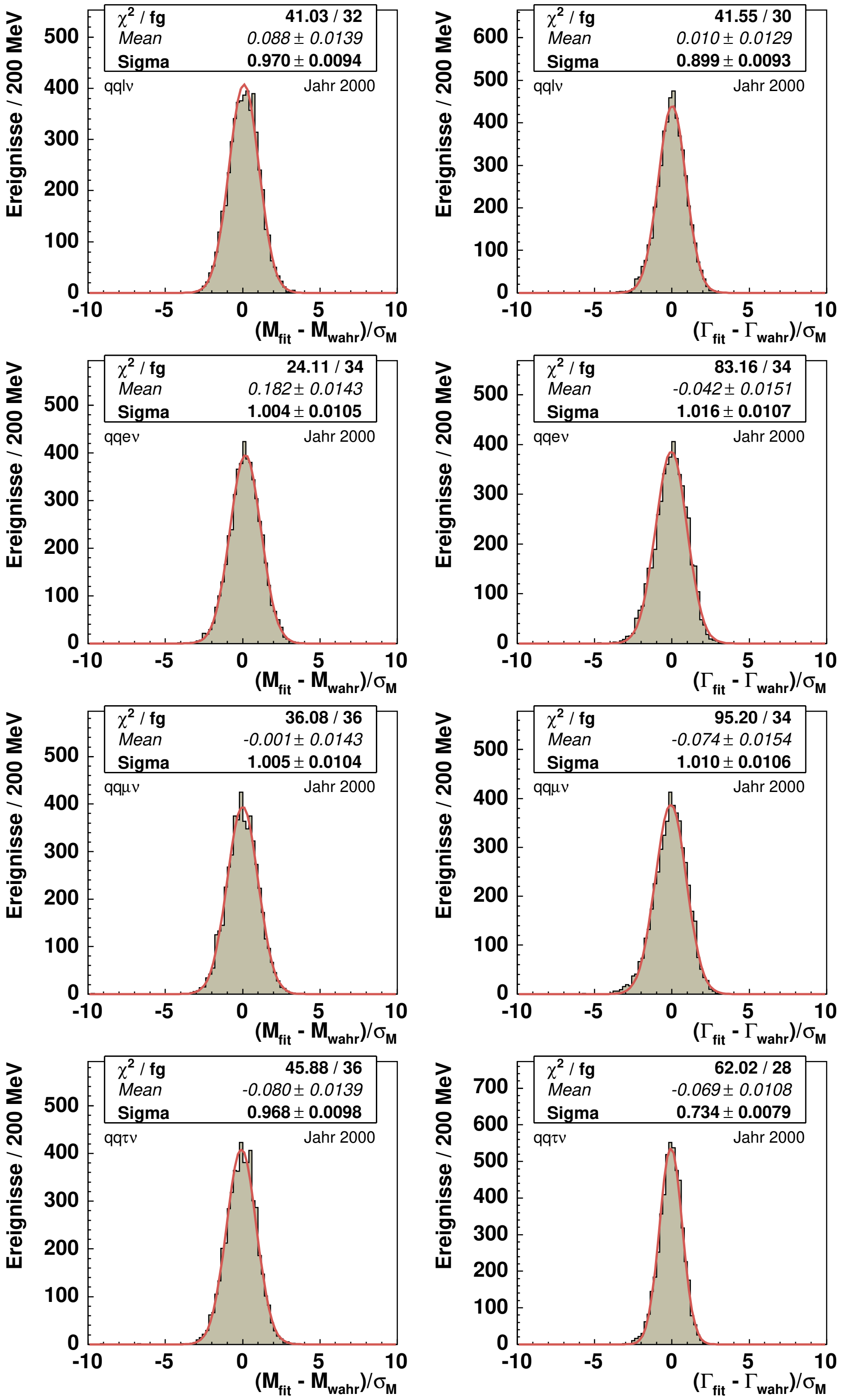


Abbildung F.4: *Pull-Verteilungen für* $\mathrm{M_W}$ *(links) und* Γ_W *(rechts). Die Verteilungen wurden aus Monte-Carlo Daten bei den Schwerpunktsenergien des Jahres 2000 (205, 207 und 208* GeV*) gewonnen. In rot ist ein Gauß-Fit eingezeichnet mit den angegebenen Parametern. Von oben: Semileptonischer-, Elektron-, Myon-, Tau-Kanal*

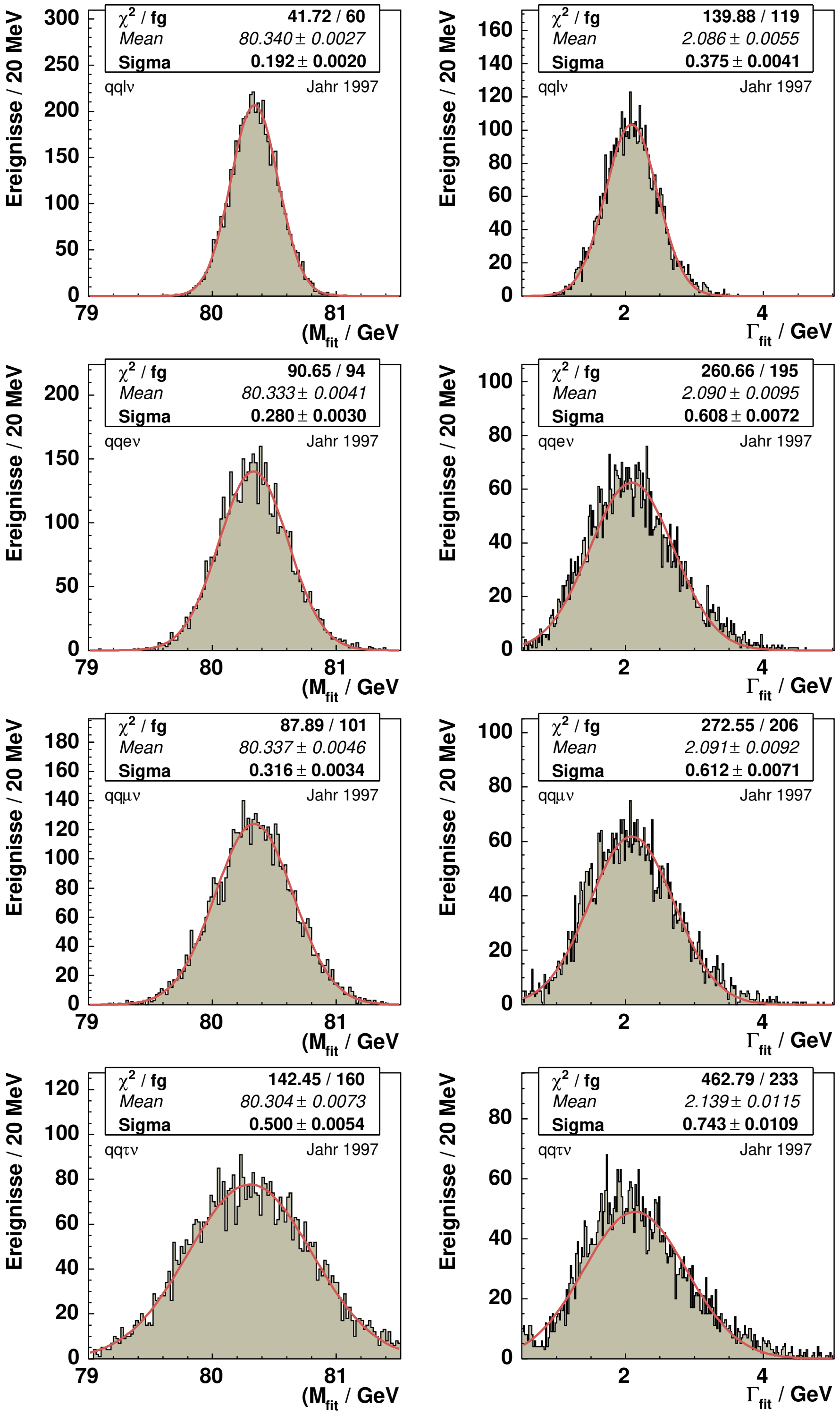


Abbildung F.5: *Ensemble-Verteilungen für* M_W *(links) und* Γ_W *(rechts). Die Verteilungen wurden aus Monte-Carlo Daten bei der Schwerpunktsenergien 183* GeV*) gewonnen. In rot ist ein Gauß-Fit eingezeichnet mit den angegebenen Parametern. Von oben: Semileptonischer-, Elektron-, Myon-, Tau-Kanal*

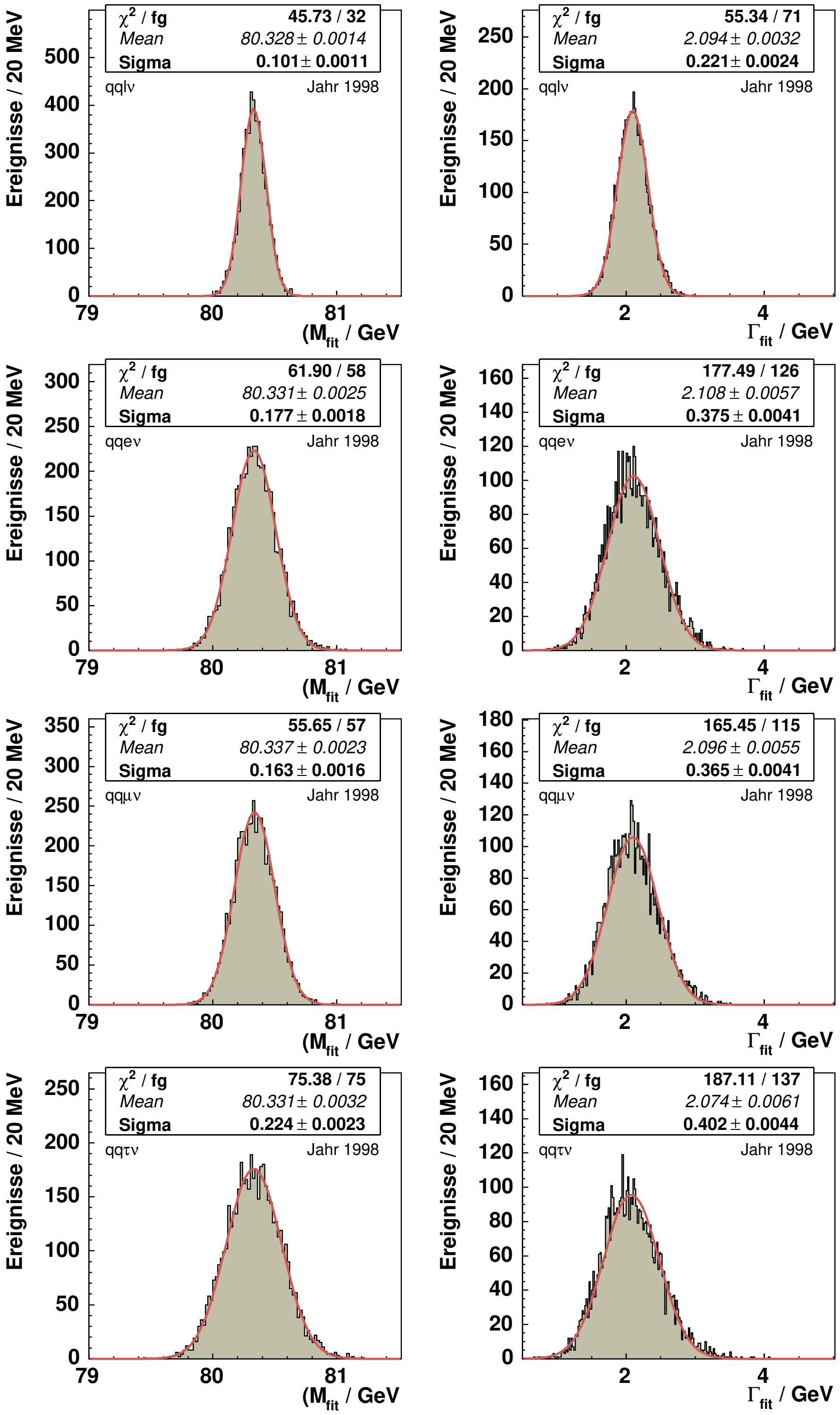


Abbildung F.6: *Ensemble-Verteilungen für* $\mathrm{M_W}$ *(links) und* Γ_W *(rechts). Die Verteilungen wurden aus Monte-Carlo Daten bei der Schwerpunktsenergien 189* GeV*) gewonnen. In rot ist ein Gauß-Fit eingezeichnet mit den angegebenen Parametern. Von oben: Semileptonischer-, Elektron-, Myon-, Tau-Kanal*

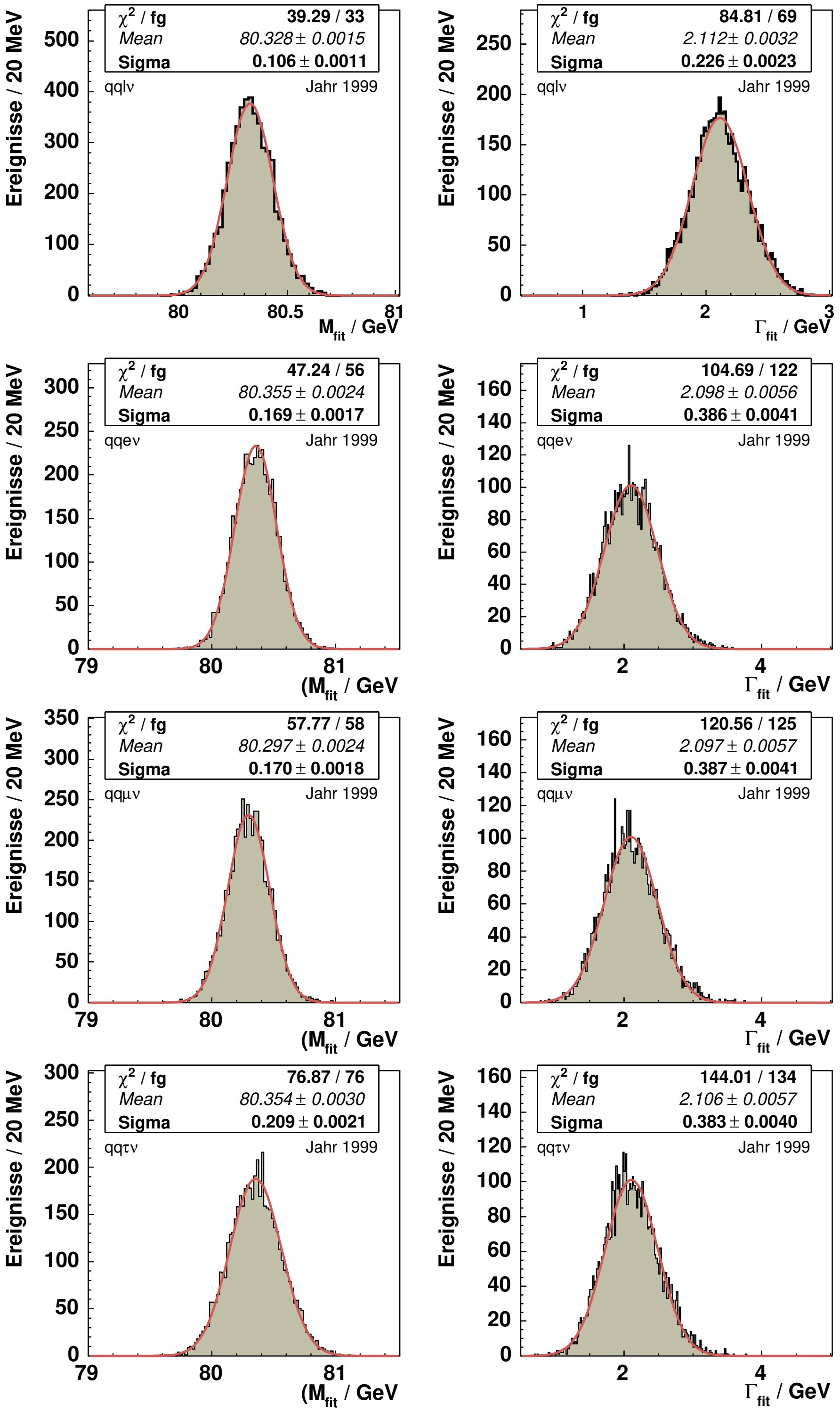


Abbildung F.7: *Ensemble-Verteilungen für* $\mathrm{M_W}$ *(links) und* Γ_W *(rechts). Die Verteilungen wurden aus Monte-Carlo Daten bei den Schwerpunktsenergien des Jahres 1999 (192, 196, 200 und 202* GeV*) gewonnen. In rot ist ein Gauß-Fit eingezeichnet mit den angegebenen Parametern. Von oben: Semileptonischer-, Elektron-, Myon-, Tau-Kanal*

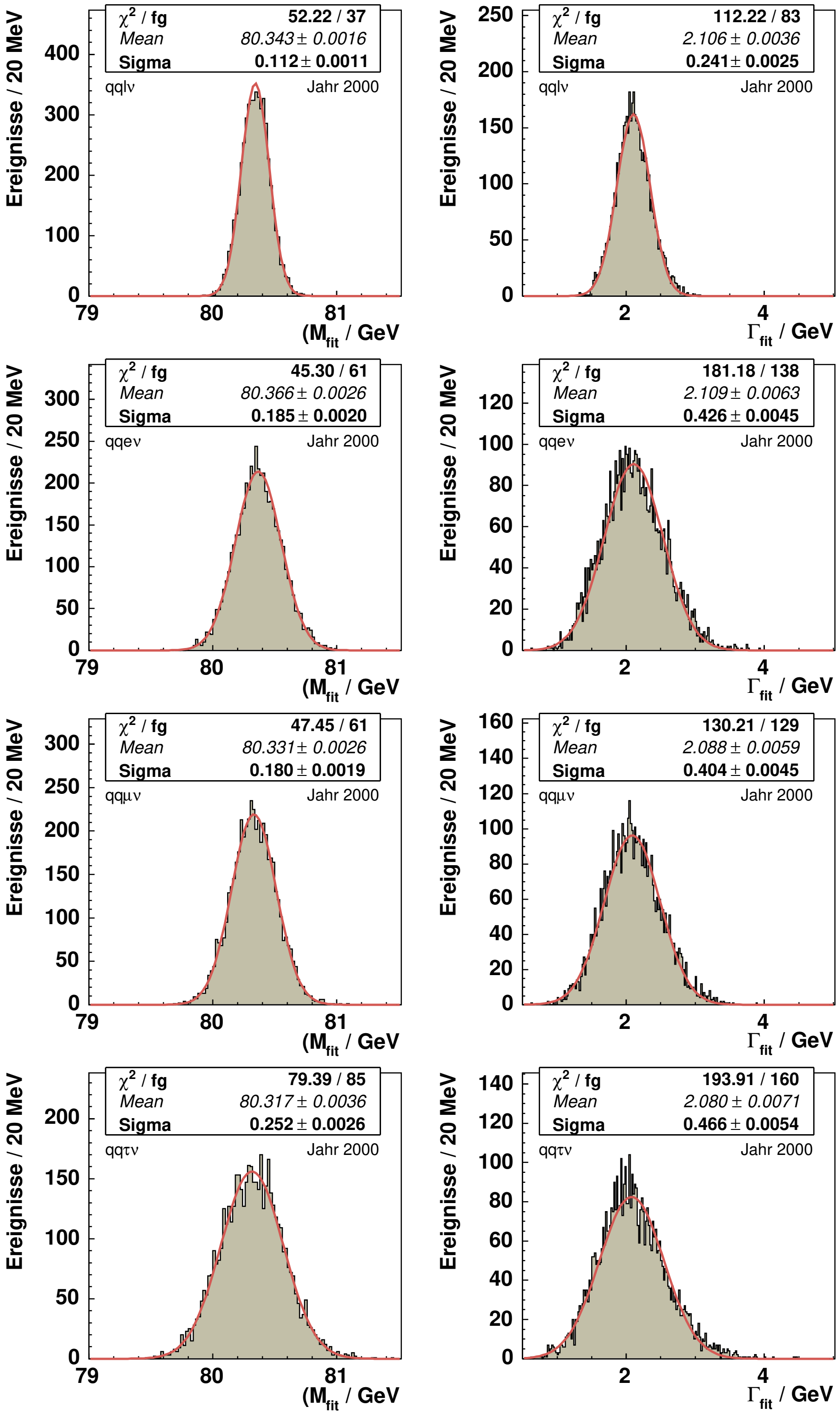


Abbildung F.8: *Ensemble-Verteilungen für* $\mathrm{M_W}$ *(links) und* Γ_W *(rechts). Die Verteilungen wurden aus Monte-Carlo Daten bei den Schwerpunktsenergien des Jahres 2000 (205, 207 und 208* GeV*) gewonnen. In rot ist ein Gauß-Fit eingezeichnet mit den angegebenen Parametern. Von oben: Semileptonischer-, Elektron-, Myon-, Tau-Kanal*

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] GROTZ, K. und KLAPDOR, H., *Die schwache Wechselwirkung in Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. B.G. Teubner Stuttgart, (1989), und darin enthaltene Referenzen

[2] GLASHOW, S., *Partial Symmetries of Weak Interactions*. Nucl. Phys. **22** (1961); S. 579

[3] SVARTHOLM, N. (Hrsg.), *Elementary Particle Theory*. 8th Nobel Symposium, Almquist and Wiskell, Stockholm, (1968)

[4] WEINBERG, S., *A model of Leptons*. Phys. Rev. Lett. **19** (1967); S. 1264–1266

[5] FRITZSCH, H., GELL-MANN, M. und LEUTWYLER, H., *Advantages of the Color Octet Gluon Picture*. Phys. Lett. **B** (1973) 47; S. 365

[6] WU, S., *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*. Phys. Rev. **105** (1957); S. 1413

[7] HIGGS, P., *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*. Phys. Lett. **12** (1964); S. 132

[8] KIBBLE, T., *Global conservation Laws and massless Particles*. Phys. Rev. Lett. **13** (1964); S. 585

[9] SCHMÜSER, P., *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*. Springer Verlag, (1995)

[10] ASSMANN, R. et al., *LEP Operation and Performance with 100 GeV Colliding Beams*. CERN, CERN/SL 2000-045, (2000)

[11] BARATE, R. et al., *Search for the standard model Higgs boson at LEP*. CERN-EP 2003-011, (2003), Eingereicht bei Phys. Lett. B

[12] OPAL Intranet, *OPAL - Online - Data-Taking Summaries*. (Letzter Zugriff: Juni 2003),
`http://opal.web.cern.ch/opal/online/runsum/data-summary.html`

[13] THE OPAL COLLABORATION, *The OPAL Detector at LEP*. Nucl. Instr. and Meth. **A** (1991) 305; S. 275–319

[14] ALLPORT, P. P. et al., *The OPAL silicon microvertex detector*. Nucl. Instr. and Meth. **A** (1993) 324; S. 34–52

[15] ALLPORT, P. P. et al., *The OPAL silicon strip microvertex detector with two coordinate readout*. Nucl. Instr. and Meth. **A** (1994) 346; S. 476–495

[16] ANDERSON, S. et al., *The extended OPAL silicon strip microvertex detector*. Nucl. Instr. and Meth. **A** (1998) 403; S. 326–350

[17] BIEBEL, O. et al., *Performance of the OPAL jet chamber*. Nucl. Instr. and Meth. **A** (1992) 323; S. 169–177

[18] HAUSCHILD, M. et al., *Particle identification with the OPAL jet chamber*. Nucl. Instr. and Meth. **A** (1992) 314; S. 74–85

[19] BOUTEMEUR, M., *Pertubative QCD tests and Coherence Effects*. Habilitationsschrift, Fakultät für Physik, Ludwigs-Maximilians-Universität München, (Okt. 2001)

[20] ARTUSI, G. et al., *Limited Streamer Tubes for the OPAL Hadron Calorimeter*. Nucl. Instr. Meth. **A** (1989) 279; S. 523

[21] LLOYD, S., *OPAL Primer 98a*. OPAL Intranet, (Letzter Zugriff: Juni 2003), `http://opal.web.cern.ch/opal/manuals/oprimer/oprimer.html`

[22] ACKERSTAFF, K. et al., *Production of fermion-pair events in e+ e- collisions at 161-GeV centre-of-mass energy*. Phys. Lett. **B** (1997) 391; S. 221–234

[23] ABBIENDI, G. et al., *Precision luminosity for Z0 lineshape measurements with a silicon-tungsten calorimeter*. Eur. Phys. J. **C** (2000) 14; S. 373–425

[24] AGUILLION, G. et al., *Thin scintillating tiles with high light yield for the OPAL endcaps*. Nucl. Instr. and Meth. **A** (1998) 417; S. 266–277

[25] ANDERSON, B. E. et al., *The OPAL Silicon - Tungsten Calorimeter front end electronics*. IEEE Trans. Nucl. Sci. **41** (1994); S. 845–852

[26] HAWKES, C., LELLOUCH, D., REDMOND, M., SCHAILE, O. und SCHRÖDER, M., *ROPE410*. CERN, OPAL-Offline Note 16/OFFL-0487, (1996)

[27] MÉNDEZ LORENZO, P., *Measurement of the W Boson Mass in the $e^+e^- \to W^+W^- \to \ell\nu_\ell\ell'\nu_{\ell'}$ Channel with the OPAL Detector at LEP*. Dissertation, Fakultät für Physik, Ludwig-Maximilians-Universität München, (Mai 2001)

[28] SAHR, O., *Colour Reconnection in hadronischen W-Paar Zerfällen*. Dissertation, Fakultät für Physik, Ludwig-Maximilians-Universität München, (Jan. 2001)

[29] THE OPAL COLLABORATION, *Bose-Einstein Correlations in* $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{W^+W^-}$ *at 172 and 183 GeV*. Eur. Phys. J. **C** (1999) 8; S. 559–571

[30] CHRISTIANSEN, T., *Influence of 5-Jet Events on the Measurement of the mass of the W Boson in* $\mathrm{e^+e^-}$ *Collisions*. Diplomarbeit, Fakultät für Physik, Ludwig-Maximilians-Universität München, (Sept. 2000)

[31] ALTARELLI, G., SJÖSTRAND, T. und ZWIRNER, F., *Physics at LEP2*. CERN, CERN 96-01, (1996), Volume 1

[32] RENTON, P., *Precision electroweak tests of the Standard Model*. Rep. Prog. Phys. (2002) 65; S. 1271–1330

[33] THE LEP COLLABORATION ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, The LEP Electroweak Working Group und the SLD Heavy Flavour and Electroweak Working Groups, *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*. CERN, LEPEWWG 2003-01, (2003)

[34] ALTARELLI, G., SJÖSTRAND, T. und ZWIRNER, F., *Physics at LEP2*. CERN, CERN 96-02, (1996), Volume 2

[35] JADACH, S., PLACZEK, W., SKRZYPEK, M., WARD, B. und WA, Z., *Monte Carlo program KORALW 1.42 for All Four-Fermion Final States in* e^+e^- *Collision*. CERN, CERN-TH 98-242, (1998)

[36] FUJIMOTO, J., ISHIKAWA, T., KANEKO, T., KATO, K., KAWABATA, S., KURIHARA, Y., MUNEHISA, T., PERRET-GALLIX, D., SHIMIZU, Y. und TANAKA, H., *Grc4f v1.1: a four-fermion event generator for e+e- collisions*. Comp. Phys. Comm. (1997) 100; S. 74

[37] SJÖSTRAND, T., *High-Energy Physics Event Generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*. Comp. Phys. Comm. (1994) 82; S. 74

[38] JADACH, S., WARD, B. F. L. und WAS, Z., *The precision Monte Carlo event generator KK for two- fermion final states in e+ e- collisions*. Comput. Phys. Commun. **130** (2000); S. 260–325

[39] HEMINGWAY, R., *An OPAL Tune of JETSET7.4 Using Z0 Data*. CERN, OPAL Technical Note TN279, (1995)

[40] C.DARLING, M.JIMACK, R.V.KOWALEWSKI, M.RISON, A.S.TURCOT und P.WELLS, *OPAL Updates to Jetset 7.4 Decay Tables*. CERN, OPAL Technical Note TN322, (1995)

[41] CORCELLA, G., KNOWLES, I., MARCHESINI, G., MORETTI, S., ODAGIRI, L., RICHARDSON, P. und WEBBER, M. S. B., *HERWIG 6: an event generator for Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons*. Techn. Rep. hep-ph 0210213, (Okt. 2002)

[42] CORCELLA, G., KNOWLES, I., MARCHESINI, G., MORETTI, S., ODAGIRI, L., RICHARDSON, P. und WEBBER, M. S. B., *HERWIG 6.5 Release Note*. Techn. Rep. hep-ph 0210213, (Okt. 2002)

[43] JADACH, S., WAS, Z. und KUEHN, J. H., *TAUOLA - A library of Monte Carlo programs to simulate decays of polarized* τ *leptons*. Comp. Phys. Comm. (1991) 64; S. 275

[44] BRUN, R., *GEANT 3 Users Guide*. CERN, CERN/DD/EE 84-1, (1984)

[45] ALLISON, J. et al., *The Detector simulation program for the OPAL experiment at LEP*. Nucl. Instrum. Meth. **A317** (1992); S. 47–74

[46] TORRENCE, E. et al., *WW115 Manual*. OPAL Intranet, (zuletzt aufgerufen: Juni 2003),
`http://opal.web.cern.ch/opal/manuals/ww/dev/ww.html`

[47] WILSON, G., *An Improved Selection of Acoplanar Dilepton Events with High Visible Energy at roots= 172 GeV*. CERN, OPAL Technical Note TN446, (1996)

[48] THOMPSON, M., *The OPAL* $\mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{q\bar{q}}\ell\bar{\nu}$ *Event Selection*. CERN, OPAL Technical Note TN635, (2000)

[49] TORRENCE, E., $\mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{qqqq}$ *Event Selection at 189 GeV*. CERN, OPAL Technical Note TN650, (2000)

[50] BROWN, N. und STIRLING, W. J., *Jet cross-sections at leading double logarithm in e+ e- annihilation*. Phys. Lett. **B** (1990) 252; S. 657–662

[51] DUCHOVNI, E., LELLOUCH, D., MIKENBERG, G. und WLODEK, T., *GCE++ An Algorithm for Event Energy Measurement*. CERN, OPAL Technical Note TN306, (1995)

[52] WARD, C. und WARD, D., *WWFIX - fixups for the W mass analysis*. CERN, OPAL Technical Note TN715, (Apr. 2002)

[53] DUBBERT, J., *Measurement of the W Boson Mass in the* $\mathrm{WW} \to \mathrm{q\bar{q}}\ell\bar{\nu}$ *Channel with the OPAL Detector at LEP*. Dissertation, Fakultät für Physik, Ludwig-Maximilians-Universität München, (Nov. 2000)

[54] OMORI, T., ASAI, S., NAKAMURA, I. und YAMASHITA, S., *A Matching Algorithm: MT package*. CERN, OPAL Technical Note TN381, (1996)

[55] OMORI, T., ASAI, S. und NAKAMURA, I., *Attempt to Compensate Energy in OPAL Calorimeter Complex based on MT Package*. CERN, OPAL Technical Note TN447, (1996)

[56] MIHARA, S. und YAMASHITA, S., *MT 3.00 a new algorithm to calculate energy flow based on MT package*. CERN, OPAL Technical Note TN575, (1998)

[57] DUBBERT, J., *W mass determination in the* $\mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{q\bar{q}}\ell\bar{\nu}$ *channel using a convolution method*. CERN, OPAL Technical Note TN641, (2000)

[58] ABBIENDI, G. et al., *Measurement of the mass and width of the W boson in e+ e- collisions at 189-GeV*. Phys. Lett. **B507** (2001); S. 29–46

[59] BURGARD, C. und HARTMANN, C., *Measurement of the Mass and the Width of the W Boson Using a Reweighting Method*. CERN, OPAL Technical Note TN468, (1997)

[60] COXE, R., *Measurement of the Mass and the Width of the W Boson at* $\sqrt{s} = 189$ *GeV with the Reweighting Method*. CERN, OPAL Technical Note TN639, (2000)

[61] WARD, C. und WARD, D., *Measurement of the Mass of the W Boson at 183 GeV using an analytic Breit-Wigner fit*. CERN, OPAL Technical Note TN564, (1998)

[62] LITTLEWOOD, C., WARD, C. und WARD, D., *Measurement of the Mass of the W Boson at 189 GeV using an analytic Breit-Wigner fit*. CERN, OPAL Technical Note TN658, (2000)

[63] HARTMANN, C., *Die Messung der Masse und Breite des W-Bosons und die Suche nach anomalen Drei-Boson-Kopplungen bei LEP II mit OPAL*. Dissertation, Bonn Universität, (1997), ISSN-0172-8741

[64] THOMPSON, M., *Approximating the kinematic fit in $W^+W^- \rightarrow qq\ell\nu$ events at LEP, OPAL*. CERN, OPAL Technical Note TN656, (2000)

[65] CASO, C. et al., *The Review of Particle Physics*. Eur. Phys. J. **C** (2000) 15

[66] BARLOW, R., *Statistics*. John Wiley & Sons, (1989)

[67] JAMES, F., *MINUIT Reference Manual*. CERN, CERN Program Library Long Writeup D506, (1994)

[68] BRUN, R. und RADEMAKERS, F., *ROOT: An object oriented data analysis framework*. Nucl. Instr. and Meth. **A389** (1997); S. 81–86, Siehe auch `http://root.cern.ch/`

[69] BURNS, G., DAOUD, R. und VAIGL, J., *LAM: An Open Cluster Environment for MPI*. In *Proceedings of Supercomputing Symposium*, (1994), 1994 S. 379–386

[70] SQUYRES, J. M. und LUMSDAINE, A., *A Component Architecture for LAM/MPI*. In *Proceedings, 10th European PVM/MPI Users' Group Meeting*, Nr. 2840 in Lecture Notes in Computer Science, Venice, Italy, (September / October 2003), Springer-Verlag, 2003

[71] SNIR, M., OTTO, S., HUSS-LEDERMANN, S., WALKER, D. und DONGARRA, J., *MPI: The Complete Reference*. MIT Press, Cambridge, (1996), Auch im Internet unter `http://www-unix.mcs.anl.gov/mpi/index.html`

[72] GROPP, W., HUSS-LEDERMANN, S. et al., *MPI – The Complete Reference: Volume 2, the MPI-2 Extensions*. MIT Press, Cambridge, (1998), `http://www-unix.mcs.anl.gov/mpi/index.html`

[73] SQUYRES, J. M., MCCANDLESS, B. C. und LUMSDAINE, A., *Object Oriented MPI: A Class Library for the Message Passing Interface*. In *Parallel Object-Oriented Methods and Applications (POOMA '96)*, Santa Fe, (1996), 1996

[74] GAMMA, E., HELM, R., JOHNSON, R. und VLISSIDES, J., *Design Patterns*. Addison-Wesley Pub. Co., (1995), ISBN 0201633612

[75] BARLOW, R., *Recycling Data Using MC Bootstrap*. University of Manchester, MAN/HEP 99/4, (2000)

[76] GUPTA, A., SPANÒ, F. und TORRENCE, E., *Measurement of the Mass and Width od the W Boson with the Reweighting Method* . CERN, OPAL Technical Note noch nicht veröffentlicht, (2003), Entwurf vom 4. September 2003

[77] THE OPAL COLLABORATION, *Measurement of Standard Model Processes in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s} \sim$ 203-209 GeV*. CERN, OPAL Physics Note PN469, (Febr. 2001)

[78] THE LEP ENERGY WORKING GROUP, *Evaluation of the LEP center-of-mass energy for data taken in 2000*. CERN, LEPEWG 2000-01, (2000), Veröffentlichung in Vorbereitung. Werte von der Webpage der LEP Energy-Working-Group: `http://lepecal.web.cern.ch/LEPECAL`

[79] ALEXANDER, G. et al., *A Comparison of b and (u d s) quark jets to gluon jets*. Z. Phys. **C69** (1996); S. 543–560

[80] ACTON, P. D. et al., *A Study of differences between quark and gluon jets using vertex tagging of quark jets*. Z. Phys. **C58** (1993); S. 387–404

[81] MARCHESINI, G. et al., *HERWIG: A Monte Carlo event generator for simulating hadron emission reactions with interfering gluons. Version 5.1 - April 1991*. Comput. Phys. Commun. **67** (1992); S. 465–508

[82] CORCELLA, G. et al., *HERWIG 6: An event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)*. JHEP **01** (2001); S. 10

[83] HEMINGWAY, R., *An OPAL tune of Herwig 6.1 using Z^0 data*. CERN, OPAL Technical Note TN652, (2000)

[84] LONNBLAD, L., *ARIADNE version 4: A Program for simulation of QCD cascades implementing the color dipole model*. Comp. Phys. Comm. **71** (1992); S. 15–31

[85] BARATE, R. et al., *Studies of quantum chromodynamics with the ALEPH detector*. Phys. Rept. **294** (1998); S. 1–165, Der Lund Parameter a (PARJ(41)) ist zur besseren Beschreibung der geladenen Multiplizitäten in Z^0 Ereignissen auf 0.52 gesetzt.

[86] ABBIENDI, G. et al., *W+ W- production cross section and W branching fractions in e+ e- collisions at 189-GeV*. Phys. Lett. **B493** (2000); S. 249–265

[87] ABBIENDI, G. et al., *Study of Z pair production and anomalous couplings in e+ e- collisions at s**(1/2) between 190-GeV and 209-GeV* (2003), Eingereicht bei Eur. Phys. J.

[88] COXE, R., *Measurement of the Mass and the Width of the W Boson with the OPAL detector at LEP*. Dissertation, University of Chicago, (2000)

[89] LYONS, L., GIBAUT, D. und CLIFFORD, P., *How to combine correlated estimates of a single physical quantity*. Nucl. Instrum. Meth. **A270** (1988); S. 110

[90] THE LEP COLLABORATIONS, *Combined Preliminary Results on the Mass and Width of the W Boson Measured by the LEP Experiments.*. CERN – LEPEWWG/MASS/2003-01, OPAL Technical Note TN734, (März 2002)

[91] THE LEP COLLABORATIONS ALEPH, DELPHI, L3, OPAL AND THE LEP W WORKING GROUP, *Combined Preliminary Results on the Mass and Width of the W Boson Measured by the LEP Experiments*. CERN, LEPEWWG/MASS 2003-01, (2003)

[92] GRÜNEWALD, M. W., *Electroweak precision data: Global Higgs analysis* (2003), hep-ex/0304023

[93] BLOCH, D. et al., *Measurement of the mass and width of the W Boson in* e^+e^- *Collisions at* $\sqrt{s} = 189\ GeV$. CERN, DELPHI 2000-144, CONF 443, (2000), Contributed paper for ICHEP2000

[94] THE ALEPH COLLABORATION, *Measurement of the W Mass and Width in* e^+e^- *Collisions at 189 GeV*. CERN, CERN-EP 2000-45, (2000), Eingereicht bei Eur. Phys. J.

[95] L3 COLLABORATION, *Preliminary Results on the Measurement of Mass and Width of the W Boson at LEP*. CERN, L3 Note 2575, (2000), Eingereicht bei ICHEP2000

Hinweis: Verweise auf Seiten im Internet sind als URL angegeben. Da die Adressen vieler Seiten aber nicht dauerhaft sind, wurde das Bezugsdatum angegeben und der Titel der Seite, um eine eventuelle Suche per Suchmaschine oder in Archiven zu ermöglichen. Der Hinweis „OPAL Intranet“ kann bedeuten, daß die Seite eventuell nur Mitgliedern der OPAL-Kollaboration zugänglich ist.

Danksagungen

Zunächst möchte ich mich an dieser Stelle bei Frau Prof. D. Schaile für die Ermöglichung und Unterstützung bei dieser Arbeit bedanken. Weiterhin danke ich Herrn Prof. M. Faessler für die Erstellung des zweiten Gutachtens.

Ein spezieller Dank gilt Jörg Dubbert, ohne dessen vorangegangene Arbeit diese Analyse nicht möglich gewesen wäre. Auch war er immer bereit, sich bei Fragen von mir noch einmal tief in seinen alten Code zu vergraben und konstruktive Kritik zu üben. Die beiden anderen „Opalesen“ Oliver Sahr und Axel Leins konnten mir bei einigen typischen Opal-Problemen helfen und waren auch nach Feierabend eine wichtige Unterstützung. Auch an die anderen Mitglieder des Lehrstuhles geht mein Dank, speziell an Günter Duckeck, für sein offenes Ohr bei Objekt-Orientierten Diskussionen sowie an Stefan Kluth, der mir die Augen für den wahren Sinn der OO-Programmierung geöffnet hat. Prof. Otmar Biebel und Raimund Ströhmer waren mir in einigen festgefahrenen Situationen eine wichtige Hilfe. Vielen Dank auch an Meta Binder, Birgit Bussmann, Sofia Chouridou, Marion Erlebach, Jana Traupel, Tim Christiansen, Johannes „Joe“ Elmsheuser und Philipp Schieferdecker für die schöne Zeit am Institut und für die rege Beteiligung am „Instituts-Kiosk“ (und die Niederlagen beim Risiko). Ein Dankeschön geht an dieser Stelle auch an unsere Sekretärin Frau Franz, für all die Hilfestellungen im täglichen bürokratischen Dschungel der Universität.

Ein wichtiger Dank geht auch an meine Freunde und ehemaligen Studienkollegen Thomas, Gerrit, Benno, Oli und Christoph, die immer Zeit für Silvester-Parties in München und viele Diskussionen hatten und auch an Hans-Jakob Grimm, der mir sogar aus den USA noch beim Korrekturlesen geholfen hat. Ein weiteres Danke an Michael Bussmann der selbst nach Verlassen unseres Lehrstuhls immer ein offenes Ohr für fachliche und private Probleme hatte und immer „gerne“ als Babysitter einsprang. Danke auch alle meine anderen Freunde außerhalb der Physik, die mir geholfen haben wenigstens einen Fuß im Leben zu lassen.

Der größte Dank für die Unterstützung und eine Entschuldigung für die vielen langen Abende am Institut oder am Computer geht an Kati und Carolin, die diesen Tag der Abgabe kaum noch erwarten konnten.

Diese Arbeit ist dem Andenken meiner „großen“ Cousine Barbara gewidmet.

Lebenslauf

15. April 1972	Geboren in Mannheim Neckarau
1978	Beginn der Grundschule in Lambsheim
1984	Übertritt ins Albert-Einstein-Gymnasium Frankenthal
Juni 1991	**Abitur**
	Hauptfächer: Mathematik, Physik, Englisch
1991 – 1993	Zivildienst bei der Caritas Ettlingen
April 1993	Studienbeginn an der Universität Karlsruhe,
	Hauptfach Chemie
September 1993	Wechsel zum Hauptfach Physik
1998	Beginn der Diplomarbeit am Institut für
	Experimentelle Kernphysik, Karlsruhe; Thema:
	„Suche nach Higgsbosonen in unsichtbaren Zerfallskanälen am DELPHI-Detektor bei LEP2-Energien“
	Betreuer: Prof. Dr. W. deBoer
September 1999	**Diplom der Physik der Universität Karlsruhe**
September 1999	Beginn des Fernstudiums *„Medizinische Physik und Technik“* an der Universität Kaiserslautern
November 1999 – Juni 2000	Wissenschaftlicher Angestellter am
	Max-Planck-Institut für Astrophysik, Garching
seit August 2000	Wissenschaftlicher Angestellter an der
	Ludwigs-Maximilians-Universität München;
	Doktorarbeit im Rahmen des OPAL-Experiments,
	betreut durch Prof. Dr. D. Schaile
September 2002	CERN School of Computing in Vico-Equense (Italien)
September 2002	Abschlusszertifikat *Medizinische Physik und Technik*