Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

HD-IHEP-99-06

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Christian Rittger
aus Sulzbach am Main
Juli 1999

Bestimmung der W-Masse aus dem Leptonenergiespektrum mit dem Detektor ALEPH

Die Diplomarbeit wurde von Christian Rittger ausgeführt am
Institut für Hochenergiephysik
unter der Betreuung von
Prof. Dr. Alois Putzer

Zusammenfassung

Unter Benutzung der Daten, die mit dem ALEPH-Detektor am Beschleunigerring LEP 1997 und 1998 aufgenommen wurden, wurde die Masse des W-Bosons aus dem Energiespektrum des geladenen Leptons in semileptonischen WW-Zerfällen $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow (e/\mu)\nu q\bar{q}$ bestimmt. Die Daten von 1997 entsprechen dabei einer integrierten Luminosität von 56.8 pb^{-1} bei einer Schwerpunktenergie von 183 GeV und die Daten von 1998 einer integrierten Luminosität von 174.2 pb^{-1} bei einer Schwerpunktenergie von 189 GeV. Ein kinematischer Fit und eine Monte-Carlo-Umgewichtungstechnik wurden angewandt, um M_W aus 235 selektierten Ereignissen bei $\sqrt{s} = 183$ GeV und aus 799 selektierten Ereignissen bei $\sqrt{s} = 189$ GeV zu extrahieren. Nach Kombination der Resultate aus beiden Datensätzen wurde als W-Masse gefunden:

$M_W = 80.843 \pm 0.407$ (stat.) ± 0.102 (syst.) GeV/c^2

Abstract

Using the data taken by the ALEPH detector at the LEP collider in 1997 and in 1998, the mass of the W boson was determined from the energy spectrum of the charged lepton in semileptonic WW decays $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow (e/\mu)\nu q\bar{q}$. The 1997 data corresponds to an integrated luminosity of 56.8 pb^{-1} at a center-of-mass energy of 183 GeV and the 1998 data corresponds to an integrated luminosity of 174.2 pb^{-1} at a center-of-mass energy of 189 GeV. A kinematic fit and a Monte-Carlo reweighting technique were applied to extract M_W from 235 selected events at $\sqrt{s} = 183$ GeV and from 799 selected events at $\sqrt{s} = 189$ GeV. Combining the results of both data samples, the W mass was found to be:

$M_W = 80.843 \pm 0.407$ (stat.) ± 0.102 (syst.) GeV/c^2

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Bereits vor hunderten von Jahren entwickelten Menschen die Vorstellung, dass alle Materie aus kleinen, nicht mehr teilbaren Bausteinen, den Atomen, aufgebaut sei. Wesentliche Fortschritte bei der Erforschung der Struktur der Materie wurden jedoch erst in diesem Jahrhundert erzielt. So erkannte man, dass auch Atome wiederum aus noch kleineren Teilchen aufgebaut sind, und die Formulierung der Quantenmechanik brachte völlig neue theoretische Konzepte, die immer weiter verfeinert wurden.

Heute wird die moderne Physik der Elementarteilchen durch das Standardmodell beschrieben, dessen Gültigkeit in vielen Experimenten überprüft und bestätigt wurde. Demnach gibt es zwei Klassen von fundamentalen Teilchen: Fermionen (mit halbzahligem Spin), nämlich Quarks und Leptonen, und Bosonen (mit ganzzahligem Spin), die als Austauschteilchen die vier fundamentalen Wechselwirkungen vermitteln. Letztere spielen eine Schlüsselrolle sowohl in der Theorie der elektroschwachen als auch in der der starken Wechselwirkung (Quantenchromodynamik, QCD), die beide als sogenannte Eichtheorien formuliert sind. Im Gegensatz zu den Eichbosonen der QCD (den Gluonen) und dem Photon (γ), welches die elektromagnetische Kraft vermittelt, sind die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung, $W^\pm$ und Z, massiv.

Diese Tatsache brachte zunächst Probleme bei der Formulierung einer renormierbaren Theorie, die erst mit Hilfe des Higgs-Mechanismus gelöst wurden. [1] Jedoch musste dadurch ein neues Teilchen (das Higgs) postuliert werden, dessen Entdeckung bis heute noch aussteht. Es gibt jedoch bereits indirekte Hinweise auf die Existenz des Higgs-Bosons, und seine Masse kann aus sogenannten Strahlungskorrekturen [2] abgeschätzt werden.

Diese Art der Abschätzung ist bisher jedoch sehr ungenau. Dies liegt daran, dass die Higgs-Masse über die Strahlungskorrekturen auch mit den Massen anderer Teilchen, nämlich der des Top-Quarks, des Z- und des W-Bosons, in Zusammenhang steht. Um den Massenbereich des Higgs weiter einzuschränken und damit seine direkte Entdeckung, die man sich spätestens in einigen Jahren erhofft, zu erleichtern, ist es daher notwendig, die Masse der Eichbosonen $W^\pm$ und Z mit möglichst großer Genauigkeit zu bestimmen.

[1] Renormierbarkeit bedeutet, dass alle Divergenzen in der Theorie in die fundamentalen Parameter absorbiert werden können. Dies ist jedoch nicht der Fall, wenn man Berechnungen mit massiven Eichbosonen auf herkömmliche Art und Weise durchführt. Geht man jedoch von masselosen Teilchen aus und „erzeugt" die Massen nachträglich mit Hilfe des Higgs-Mechanismus, so wird die Renormierbarkeit der Theorie nicht zerstört.

[2] Korrekturen höherer Ordnung in der Störungsreihe, die bei einem Vergleich zwischen Theorie und Experiment berücksichtigt werden müssen, wenn die Theorie realistische Vorhersagen machen soll.

Der erste direkte Nachweis der Z- und W-Bosonen gelang 1983 den Experimenten UA1 und UA2 am Antiproton-Proton-Speicherring S$\bar{p}p$S am CERN. Dabei wurden auch die ersten direkten Massenbestimmungen dieser beiden Eichbosonen durchgeführt, die etwa 91 GeV/c^2 für das Z bzw. etwa 80 GeV/c^2 für das W ergaben ([1], [2]).

Die Genauigkeit der Massenmessung von M_Z und M_W weiter zu verbessern, war einer der wichtigsten Gründe für die Inbetriebnahme des Elektron-Positron-Speicherrings LEP im Jahr 1989. Bis 1995 wurden bei LEP mehr als 20 Millionen Z-Bosonen erzeugt und M_Z bis auf wenige MeV/c^2 genau bestimmt [3], was einer relativen Genauigkeit von etwa 10^{-5} entspricht.

Im Juni 1996 wurde die Schwerpunktenergie von LEP auf 161 GeV erhöht und damit die Schwelle für die W-Paarproduktion überschritten. Eines der wichtigsten Ziele ist es nun, die W-Masse bis auf etwa 30-40 MeV/c^2 genau zu bestimmen. Dies entspricht in etwa der Genauigkeit, mit der M_W derzeit aus indirekten Messungen bekannt ist [3]. Somit ist die W-Massenbestimmung bei LEP ein wichtiger Test des Standardmodells und gleichzeitig wird es möglich, durch indirekte Messung den Bereich der Higgs-Masse weiter einzuschränken, was z. B. für künftige Experimente am Large Hadron Collider (LHC), wo der direkte Nachweis des Higgs gelingen soll, von besonderer Bedeutung ist.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wird eine Analyse vorgestellt, die sich mit der Bestimmung der W-Masse aus dem Energiespektrum des geladenen Leptons bei W-Zerfällen des Typs $W^\pm \to e^\pm \overset{(-)}{\nu}_e$ bzw. $W^\pm \to \mu^\pm \overset{(-)}{\nu}_\mu$ beschäftigt. Hierbei werden die Daten benutzt, die mit Hilfe des Detektors ALEPH (einem der vier LEP-Detektoren) in den Jahren 1997 und 1998 bei Schwerpunktenergien von 183 bzw. 189 GeV aufgenommen wurden.

Nach einem Überblick über die theoretischen und experimentellen Grundlagen dieser Arbeit im zweiten und dritten Kapitel wird im vierten Kapitel die Methode diskutiert, die hier zur W-Massenbestimmung herangezogen wird. Im fünften Kapitel wird dann die Analyse vorgestellt und im sechsten Kapitel schließlich werden systematische Fehlerquellen untersucht.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel sollen die theoretischen Grundlagen dieser Arbeit diskutiert werden. Für eine ausführlichere Einführung in die Physik des Standardmodells und der W-Bosonen sei jedoch auf die entsprechenden Lehrbücher verwiesen (z. B. [4], [5]). Die Physik bei LEP II wird in [6] behandelt.

2.1 W-Paarproduktion in e^+e^--Prozessen

Übersteigt die Schwerpunktenergie einen Wert von etwa 160 GeV, so ist es möglich, durch Elektron-Positron-Vernichtung W-Paare zu erzeugen. Zu dieser Reaktion $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ tragen in niedrigster Ordnung die sogenannten CC03-Prozesse („charged current") bei, deren Feynman-Graphen in Abb. 2.1 dargestellt sind:

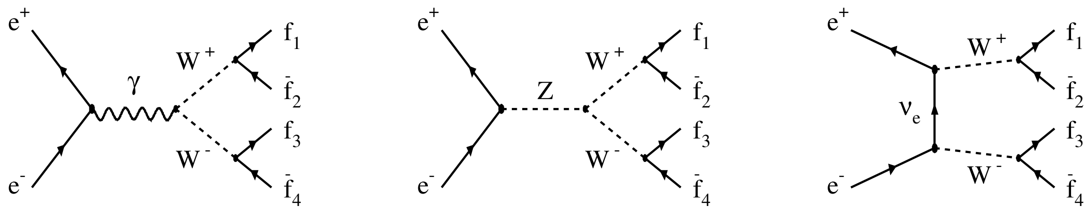

Abbildung 2.1: W-Paarproduktion durch CC03-Prozesse.

Dabei enthalten die beiden ersten Prozesse ein Photon bzw. ein Z-Boson im s-Kanal, während es sich bei dem dritten Prozess um den Austausch eines Neutrinos im t-Kanal handelt. Ein weiterer in Frage kommender Prozess, der über ein Higgs-Boson im s-Kanal führt, wird hier vernachlässigt, da dieser um den Faktor m_e^2/m_W^2 unterdrückt ist.

Da ein W-Boson sofort nach seiner Erzeugung wieder in ein Fermion-Antifermion-Paar zerfällt, besitzt es eine nichtverschwindende Breite Γ_W. Dies hat zur Folge, dass der Wirkungsquerschnitt σ_{WW} der W-Paarproduktion bereits bei Schwerpunktenergien von etwas weniger als der doppelten W-Masse von Null verschieden ist. Abb. 2.2 zeigt eine Anpassung des totalen Wirkungsquerschnitts als Funktion der Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ an die LEP-Daten. Bei etwa 161 GeV steigt der Produktionsquerschnitt stark an und erreicht sein Maximum bei etwa 200 GeV. Genauere theoretische Betrachtungen zeigen, dass nahe der Produktionsschwelle der t-Kanalbeitrag der dominierende ist. Für eine korrekte theoretische Beschreibung des Wirkungsquerschnitts im Rahmen des Standardmodells sind außer den Beiträgen, die sich aus den CC03-Graphen und deren Interferenztermen ergeben, auch Korrekturen höherer Ordnung und QCD-Korrekturen zu berücksichtigen.

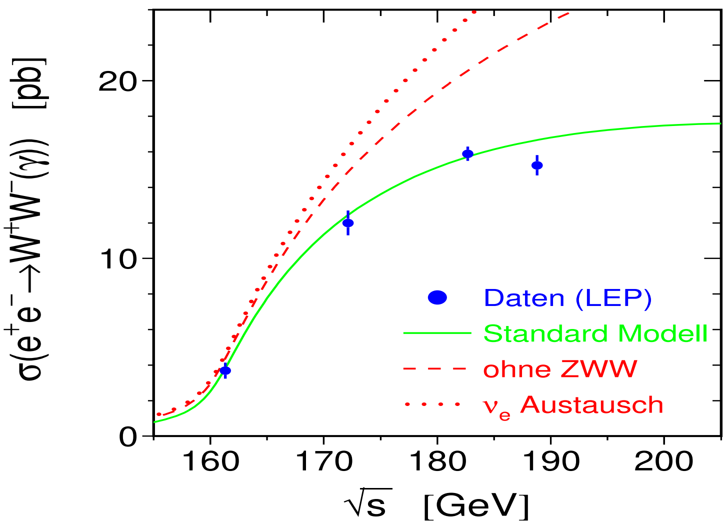

Abbildung 2.2: Anpassung des theoretischen totalen Wirkungsquerschnitts der W-Paarproduktion als Funktion der Schwerpunktenergie im Rahmen des Standardmodells an die vorläufigen LEP-Daten (W-Masse als freier Parameter) [7].

2.2 Der Zerfall des W-Bosons

Das W-Boson besitzt nur eine Lebensdauer der Größenordnung 10^{-25} Sekunden, bevor es in ein Fermion-Antifermion-Paar zerfällt. Messungen ergaben für die Breite des W, die über $\Gamma_W \tau_W = \hbar$ mit der Lebensdauer zusammenhängt, einen Wert von rund 2.1 GeV. Diese Gesamtbreite lässt sich entsprechend den möglichen Zerfallskanälen des W als Summe von Partialbreiten darstellen. Wie in Tab. 2.1 gezeigt, kann das W sowohl hadronisch als auch leptonisch zerfallen.

Der leptonische Kanal ist dabei nach einzelnen Generationen gegliedert, wobei alle drei Generationen mit etwa dem gleichen Anteil zur Gesamtbreite beitragen. Zerfälle in Elektron und Myon (mit dem jeweils dazugehörigen Neutrino) finden zusammengenommen also in etwa 21% der Fälle statt. Zerfälle in Taus werden in dieser Analyse nicht untersucht.

Die meisten W-Bosonen (ca. 69%) zerfallen jedoch hadronisch, also in ein Quark-Antiquark-Paar. Gemäß der Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix können dabei verschiedene Flavourkombinationen auftreten. Nimmt man aber in grober Näherung die CKM-Matrix als diagonal an, so kommen aufgrund der großen Masse des Top-Quarks als hadronische Zerfälle nur $W \rightarrow ud$ und $W \rightarrow cs$ in Frage, die wegen den Farbfaktoren der Quarks mit dem dreifachen Gewicht beitragen. Da im Gegensatz zum Z alle Fermion-Antifermion-Paare (bei vernachlässigten Massen) gleich stark an das W koppeln, sollte das Verzweigungsverhältnis rund $\frac{1}{9}$ für jede Leptongeneration und etwa $\frac{2}{3}$ für hadronische Zerfälle betragen, was in der Tat auch ungefähr erfüllt ist.

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis
$W \to e\nu_e$	11.2%
$W \to \mu\nu_\mu$	10.0%
$W \to \tau\nu_\tau$	9.8%
$W \to q\overline{q}$	68.9%

Tabelle 2.1: Experimentell bestimmte Verzweigungsverhältnisse beim W-Zerfall. Die angegebenen Zahlenwerte besitzen jeweils Unsicherheiten in der Größenordnung von einem Prozentpunkt [8].

Aus der Tatsache, dass die Breite des W-Bosons merklich von Null verschieden ist, folgt, dass sein Massenspektrum durch eine Breit-Wigner-Verteilung gegeben ist:

$$BW\left(M^2\right) = \frac{1}{\pi}\frac{\Gamma_W}{M_W}\frac{M^2}{\left(M^2 - M_W^2\right)^2 + M^4\Gamma_W^2/M_W^2}. \tag{2.1}$$

Um Größen zu berechnen, die von der W-Masse abhängen, ist es daher in manchen Fällen notwendig, die entsprechende Funktion der W-Masse mit der Verteilung (2.1) zu falten. [1] Die Form einer solchen Breit-Wigner-Verteilung ist in Abb. 2.3 zu sehen.

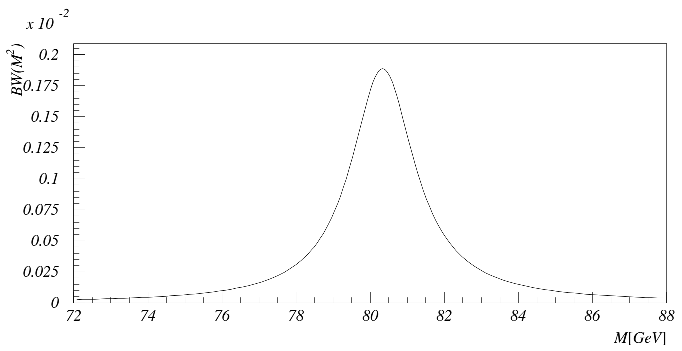

Abbildung 2.3: Das Massenspektrum des W-Bosons ist Breit-Wigner-verteilt. Die hier eingestellten Parameter sind $M_W = 80.35\ GeV/c^2$ und $\Gamma_W = 2.1\ GeV$.

Für Reaktionen des Typs $e^+e^- \to W^+W^- \to 4f$ gibt es damit drei Klassen von Endzuständen:

[1] Dies ist auch bei der Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts der W-Paarproduktion σ_{WW} (vgl. Abb. 2.2) der Fall.

$$
\begin{array}{ll}
WW \to q\bar{q}q\bar{q} & \text{hadronischer Zerfallskanal} \\
WW \to q\bar{q}l\nu_l & \text{semileptonischer Zerfallskanal} \\
WW \to l\nu_l l\nu_l & \text{doppelleptonischer Zerfallskanal}
\end{array}
$$

Die Verzweigungsverhältnisse (branching ratios, BR) dieser drei Kanäle, die in Tab. 2.2 dargestellt sind, lassen sich direkt aus denen eines einzelnen W berechnen.

Zerfallskanal	BR	davon
$WW \to q\bar{q}q\bar{q}$	47.5%	
$WW \to q\bar{q}l\nu_l$	42.7%	$l = e, \mu$: 29.2%, $l = \tau$: 13.5%
$WW \to l_1\nu_{l_1}l_2\nu_{l_2}$	9.6%	$l_1, l_2 = e, \mu$: 4.5%

Tabelle 2.2: Verzweigungsverhältnisse beim Zerfall $WW \to 4f$.

Für die Methode, die in der hier vorliegenden Analyse zur W-Massenbestimmung herangezogen wird, können Ereignisse aus dem semileptonischen und aus dem doppelleptonischen Zerfallskanal benutzt werden, falls kein τ-Lepton zugegen ist. Der Grund hierfür ist, dass das τ-Lepton sofort (d. h. noch in der Strahlröhre) weiterzerfällt und dabei ein zusätzliches Neutrino entsteht, welches nicht nachgewiesen werden kann. [2] Deshalb sind Zerfälle des Typs $W \to \tau\nu_\tau$ anders zu behandeln als Ereignisse mit Elektronen oder Myonen im Endzustand.

Falls in den WW-Endzuständen Quarks gebildet werden, können diese natürlich nicht als freie Teilchen auftreten, sondern werden sofort in Hadronen gebunden. Aus jedem Quark entsteht somit durch Fragmentation ein Jet. Dieser Prozess wird durch die QCD beschrieben. Durch Gluonabstrahlung können weitere Jets hinzukommen.

2.3 4-Fermion-Prozesse und Untergrund

Nach den bisherigen Ausführungen ist unmittelbar klar, dass alle Untersuchungen an W-Bosonen nur durch die Analyse ihrer Zerfallsprodukte stattfinden können. Charakteristisch für WW-Ereignisse sind dabei 4 Fermionen im Endzustand. In diesem Fall ist es jedoch notwendig, außer den CC03-Diagrammen (vgl. Abb. 2.1) auch andere Prozesse zu berücksichtigen, die zwar ebenfalls 4 Fermionen im Endzustand besitzen, ohne jedoch über einen W-Paarzwischenzustand gegangen zu sein. Beispiele solcher Reaktionen zeigt Abb. 2.4.

Da Prozesse mit demselben Endzustand nicht voneinander unterscheidbar sind, müssten daher strenggenommen alle möglichen Matrixelemente mit 4 Fermionen im Endzustand kohärent addiert werden, um physikalisch sinnvolle Vorhersagen zu machen. Dies würde auch zu Interferenztermen zwischen WW-Zuständen und Nicht-CC03-Prozessen (also Untergrundprozessen) führen. Es stellt sich jedoch heraus, dass solche Interferenzterme klein sind, und deshalb eine Trennung von Signal und Untergrund in der Form

$$\sigma_{e^+e^-\to 4f} = \sigma_{WW} + \sigma_{Untergrund} \tag{2.2}$$

vorgenommen werden kann.

[2] Im Gegensatz dazu lebt das Myon lange genug, um im Detektor direkt nachgewiesen werden zu können.

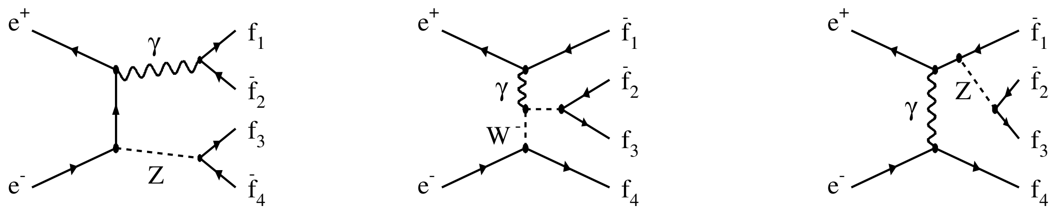

Abbildung 2.4: Beispiele für Nicht-CC03-Graphen, die zu 4 Fermionen im Endzustand führen.

2.4 Das Energiespektrum des geladenen Leptons

Es werden nun wieder die W-Zerfälle $W \to (e/\mu)\nu$ betrachtet. Es soll untersucht werden, welche Form das Energiespektrum des geladenen Leptons (also das des Elektrons bzw. des Myons) nach dem W-Zerfall besitzt, da mit Hilfe dieser Größe dann die W-Masse bestimmt werden soll.

Wie bereits in der Einleitung erwähnt wurde, beträgt die Masse des W-Bosons etwa 80 GeV/c^2. Die Massen der hier beteiligten Fermionen sind im Gegensatz dazu viel kleiner: Das schwerste der in Frage kommenden Zerfallsprodukte, das Myon, hat nur eine Masse von rund 0.1 GeV/c^2. Bis auf M_W können daher bei den folgenden Überlegungen alle Massen vernachlässigt werden. Ferner werden ab hier Einheiten benutzt, in denen $\hbar = c = 1$ gilt.

Der Zerfall wird nun zunächst im Ruhsystem des W (dies sei das System S') betrachtet. In diesem System ist der Vierervektor des Gesamtimpulses p'^{μ} gegeben durch

$$p'^{\mu} = (E', \vec{p'}) = (M, \vec{0}). \tag{2.3}$$

Der gesamte Dreierimpuls in diesem System ist also Null, und die für den Zerfall zur Verfügung stehende Energie ist durch die W-Masse M gegeben. Dabei ist zu beachten, dass M im Allgemeinen nicht mit der nominellen Masse M_W übereinstimmt, die letztlich gemessen werden soll. Die Verteilung von M ist vielmehr durch (2.1) gegeben, sodass M Werte annehmen kann, die einige Γ_W um den Zentralwert M_W streuen (vgl. Abb. 2.3). Im Grenzfall verschwindender W-Breite gilt jedoch:

$$p'^{\mu} = (M_W, \vec{0}), \qquad (\Gamma_W \to 0). \tag{2.4}$$

Da es sich hier um einen einfachen Zweikörperzerfall handelt und Energie- und Impulserhaltung gilt, lassen sich die kinematischen Größen des Leptons und des Neutrinos im System S' sofort angeben. Es ergibt sich

$$E'_l = |\vec{p'_l}| = E'_\nu = |\vec{p'_\nu}| = \frac{M}{2}. \tag{2.5}$$

Die beiden Zerfallsprodukte bewegen sich also aufgrund der Impulserhaltung in entgegengesetzt gleicher Richtung (back-to-back) und mit gleichem Impulsbetrag auseinander ($\vec{p'_l} = -\vec{p'_\nu}$). Aufgrund der vernachlässigten Massen sind dann auch ihre Energien gleich und von der Größe der halben W-Masse.

Als Eichboson der elektroschwachen Wechselwirkung besitzt das W-Boson den Spin $S = 1$. Um bei seinem Zerfall auch Drehimpulserhaltung sicherzustellen, müssen die Spins der beiden Zerfallsprodukte, die ja Spin-$\frac{1}{2}$-Teilchen sind, gleich orientiert sein. Da sich die beiden Fermionen praktisch mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, sind sie vollständig polarisiert. Die Richtung ihrer Impulse stimmt daher (zumindest bis auf das Vorzeichen) mit der Richtung ihrer Spins überein. Für ein positiv geladenes W ergibt sich dann die in Abb. 2.5 dargestellte Situation.

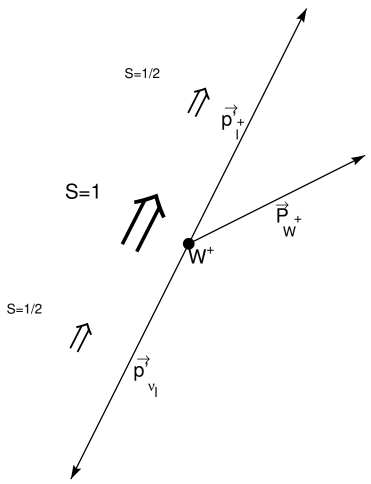

Abbildung 2.5: Zerfall eines W^+ in seinem Ruhsystem. Für ein negativ geladenes W gelten entsprechende Überlegungen.

Um die Energie des Leptons im Laborsystem S zu berechnen, muss nun eine Lorentz-Transformation durchgeführt werden, die durch die Relativgeschwindigkeit β der beiden Systeme (bzw. durch $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$) charakterisiert ist. Ist E_W ($\vec{P_W}$) die Energie (der Impuls) des W im Laborsystem, so gilt:

$$\gamma = \frac{E_W}{M} \qquad \text{bzw.} \qquad \beta\gamma = \frac{|\vec{P_W}|}{M}. \tag{2.6}$$

Die W-Bosonen werden bei den hier betrachteten Reaktionen paarweise produziert. Dabei steht im Schwerpunktsystem, das hier mit dem Laborsystem identisch ist, die Energie $\sqrt{s}$ zur Verfügung, während der Gesamtimpuls Null ist. Die beiden Ws haben also, ähnlich wie zuvor die Zerfallsprodukte im W-Ruhsystem, den entgegengesetzt gleichen Impuls ($\vec{P}_{W^+} = -\vec{P}_{W^-}$). Da sie jedoch im Allgemeinen verschiedene Massen haben, besitzen sie gemäß $E_W^2 = \vec{P_W}^2 + M^2$ auch verschiedene Energien. Es soll jedoch von nun an zunächst die Näherung einer verschwindenden W-Breite betrachtet werden, sodass

$$E_{W^+} = E_{W^-} = \frac{\sqrt{s}}{2} \qquad \text{und} \qquad |\vec{P}_{W^+}| = |\vec{P}_{W^-}| = \sqrt{\frac{s}{4} - M_W^2} \qquad (\Gamma_W \to 0). \tag{2.7}$$

Aus (2.6) wird dann:

$$\gamma = \frac{\sqrt{s}}{2M_W} \qquad \beta\gamma = \frac{\sqrt{\frac{s}{4} - M_W^2}}{M_W} \qquad (\Gamma_W \to 0). \tag{2.8}$$

Damit lässt sich der Viererimpuls des Leptons $p_l'^{\mu}$ ins Laborsystem transformieren. Bei geeigneter Wahl des Koordinatensystems (insbesondere soll die Richtung der z-Achse mit der Richtung des W-Impulses übereinstimmen) gilt:

$$p_l'^{\mu} = (E_l', 0, |\vec{p_l'}| \sin\theta_{lW}, |\vec{p_l'}| \cos\theta_{lW}) = (\frac{M_W}{2}, 0, \frac{M_W}{2} \sin\theta_{lW}, \frac{M_W}{2} \cos\theta_{lW}). \tag{2.9}$$

Dabei ist θ_{lW} der Winkel zwischen dem Impuls des W und dem Impuls des Leptons im W-Ruhsystem. Für die Energie des Leptons im Laborsystem ergibt sich dann:

$$E_l = \gamma \cdot E_l' + \beta\gamma \cdot p_l'^{z} = \frac{\sqrt{s}}{4} + \cos\theta_{lW} \sqrt{\frac{s}{16} - \frac{M_W^2}{4}} \qquad (\Gamma_W \to 0). \tag{2.10}$$

Außer von der Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ und der W-Masse M_W hängt die Leptonenergie im Laborsystem also von der Winkelverteilung θ_{lW} ab. Aufgrund der vollständigen Polarisation der Zerfallsprodukte ist θ_{lW} jedoch letztlich durch die relative Einstellung des W-Impulses zum Spin des W gegeben (Abb. 2.5). Die Form der Winkelverteilung θ_{lW} ist daher ein Maß für den Polarisationsgrad des W.

Die Schwerpunktenergie von LEP hat in den letzten Jahren die Schwelle der doppelten W-Masse bereits deutlich überschritten, und deshalb bewegt sich das W relativistisch ($\beta \approx 0.5$). Daher ist auch das W merklich polarisiert. Dies hat zur Folge, dass die Energien der geladenen Leptonen nicht mehr symmetrisch um den Wert $\frac{\sqrt{s}}{4}$ verteilt sind, sondern große Energien bevorzugt auftreten. [3] Ein typisches Leptonenergiespektrum aus WW-Ereignissen ist in Abb. 2.6 dargestellt.

Insbesondere ist das Spektrum für $\cos\theta_{lW} = \pm 1$ nach oben und unten hin begrenzt. Die maximale bzw. minimale Energie ist gegeben durch

$$E_{l,max/min} = \frac{\sqrt{s}}{4} \pm \sqrt{\frac{s}{16} - \frac{M_W^2}{4}}. \tag{2.11}$$

Die Ränder des Spektrums hängen also nur noch von $\sqrt{s}$ und M_W ab und stellen den Teil des Spektrums dar, der auf die W-Masse am sensitivsten ist. Wie man jedoch in Abb. 2.6 erkennt, sind diese Ränder nicht scharf, sondern aufgeweicht. Der Grund hierfür ist die endliche Zerfallsbreite Γ_W, die bei den obigen Berechnungen nicht berücksichtigt wurde. Ferner kann es vorkommen, dass im Anfangszustand ein Photon abgestrahlt wird (Initial State Radiation, ISR). Eine solche Reaktion $e^+e^- \to W^+W^-\gamma$ führt zu einer Verringerung der effektiv zur

[3] Dies ist sowohl für positiv, als auch für negativ geladene Leptonen der Fall. Neutrinos und Antineutrinos hingegen bevorzugen kleine Energien.

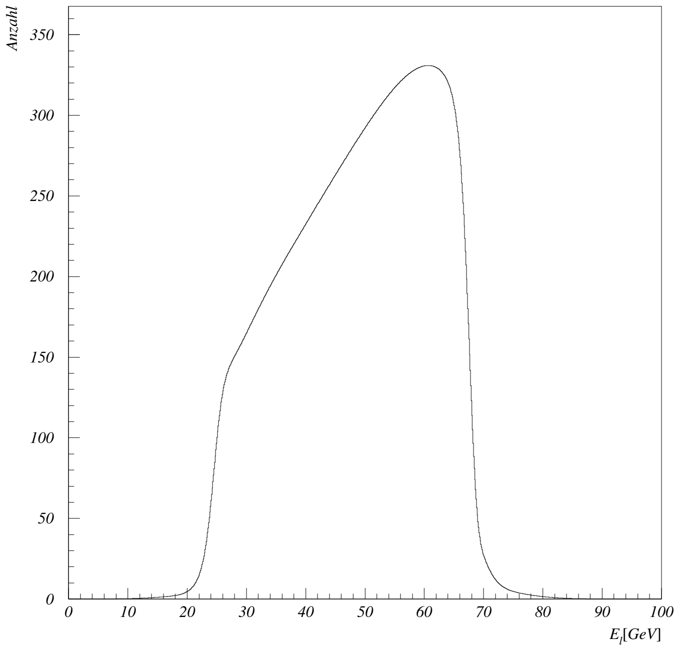

Abbildung 2.6: Energiespektrum des geladenen Leptons bei $\sqrt{s} = 183\ GeV$. Als Masse und Breite des W wurden hier 80.35 GeV/c^2 bzw. 2.1 GeV gewählt.

Verfügung stehenden Schwerpunktenergie, sodass dadurch das Leptonenergiespektrum ebenfalls verschmiert wird.

All diese Effekte führen dazu, dass die Sensitivität auf die W-Masse geringer wird. Dennoch ist es möglich, M_W aus dem Energiespektrum des geladenen Leptons zu extrahieren [9]. Wie dies geschieht, wird in dem Kapitel über die Messmethode gezeigt.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Bevor die dieser Arbeit zu Grunde liegende Messmethode vorgestellt wird, soll hier ein Überblick über den Aufbau des ALEPH-Experiments vermittelt werden. Nach einer kurzen Beschreibung des Speicherrings LEP wird auf die einzelnen Detektorkomponenten eingegangen.

3.1 Der LEP-Ring

Der Elektron-Positron-Speicherring LEP („Large Electron Positron Collider") wird seit dem Jahr 1989 am „Laboratoire Européen pour la Physique des Particules" (CERN) in der Nähe von Genf betrieben (Abb. 3.1). Der ringförmige unterirdische Tunnel, in dem sich der Spei-

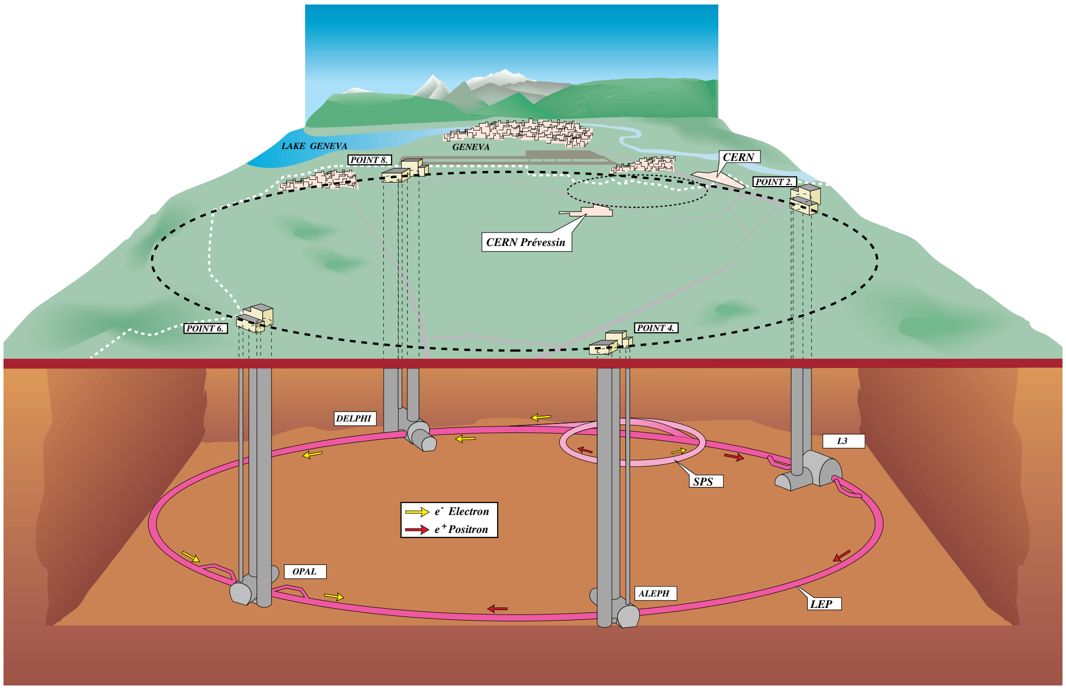

Abbildung 3.1: Der LEP-Ring.

cherring befindet, hat einen Umfang von 26.67 km. Die Elektronen und Positronen werden zunächst in mehreren Stufen vorbeschleunigt, bevor sie in den LEP-Ring injiziert werden. Für diese Vorbeschleunigung wird unter anderem auch der $Sp\bar{p}S$-Ring benutzt, der früher als Antiproton-Proton-Speicherring diente und den ersten direkten Nachweis des W-Bosons ermöglichte (vgl. Einleitung).

Wenn die Elektronen und Positronen in den LEP-Ring eintreten, besitzen sie eine Energie von 22 GeV. Während sie nun auf ihre endgültige Energie von derzeit fast 100 GeV gebracht werden, umlaufen sie den Ring in Paketen („bunches“) in entgegengesetzter Richtung. Jedes dieser Pakete umfasst dabei etwa 10^{12} Teilchen. Alle 11 μs können Elektronen und Positronen an vier Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht werden. Dies sind die Standorte der Detektoren ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL, mit denen die Endprodukte der Reaktion nachgewiesen werden.

Eine detaillierte Beschreibung des LEP-Rings findet man in [10].

3.2 Der ALEPH-Detektor

Eines der vier großen Experimente bei LEP ist ALEPH („Apparatus for LEp PHysics“, Abb. 3.2), dessen Detektorkomponenten im Folgenden nun kurz beschrieben werden sollen. Die Darstellung von Einzelheiten muss jedoch auch hier der Spezialliteratur vorbehalten bleiben [11].

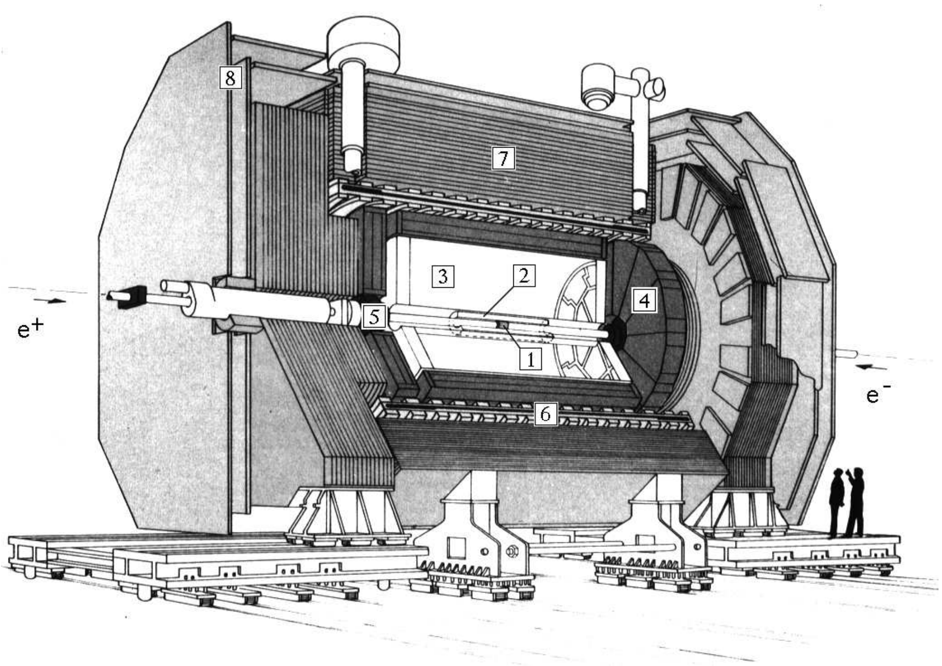

Abbildung 3.2: Der ALEPH-Detektor. $\boxed{1}$: Vertexdetektor, VDET. $\boxed{2}$: Innere Spurkammer, ITC. $\boxed{3}$: Zeitprojektionskammer, TPC. $\boxed{4}$: Elektromagnetisches Kalorimeter, ECAL. $\boxed{5}$: Luminositätskalorimeter, LCAL. $\boxed{6}$: Magnetspule. $\boxed{7}$: Hadronisches Kalorimeter, HCAL. $\boxed{8}$: Myonkammern.

Der Detektor besitzt annähernd Zylindersymmetrie um die Strahlröhre, wobei sich der Wechselwirkungspunkt in der Mitte befindet. Ziel ist es, die Ereignisse möglichst vollständig zu rekonstruieren. Grob gesprochen muss der Detektor dazu zwei Anforderungen erfüllen: Geladene Spuren sollen möglichst über den ganzen Raumwinkelbereich exakt vermessen werden können. Diesem Zweck dienen die drei Spurdetektoren, nämlich der Vertexdetektor, die innere Spurkammer und die Zeitprojektionskammer. Ferner soll die Energie der Teilchen mit möglichst hoher Genauigkeit gemessen werden, was bei ALEPH mit Hilfe des elektromagnetischen Kalorimeters und des hadronischen Kalorimeters geschieht.

Die drei Spurdetektoren, sowie das elektromagnetische Kalorimeter befinden sich in einem Magnetfeld der Stärke 1.5 T. Dieses ist weitestgehend homogen und wird von einer supraleitenden Spule erzeugt, in der ein Strom von 5000 A fließt. Dies führt zu einer Krümmung der Spur eines geladenen Teilchens, was eine Impulsmessung ermöglicht.

3.2.1 Der Vertexdetektor

Der Siliziumvertexdetektor (VDET) liegt dem Wechselwirkungspunkt am nächsten in der Mitte des ALEPH-Detektors und wurde 1995 erneuert. Er besteht aus zwei konzentrisch angeordneten Zylindern, die eine Länge von etwa 40 cm besitzen und deren Abstand vom Strahlrohr 6.3 bzw. 11.0 cm beträgt. Der äußere Zylinder ist dabei aus 90, der innere aus 54 Modulen (je 5.26 $cm \times 6.54$ cm groß) aufgebaut, die aus Siliziumstreifenzählern bestehen. Ein Modul wiederum hat 1024 Streifen in ϕ- und genausoviele in z-Richtung, wobei jeder Streifen eine Breite von 25 μm besitzt.

Spuren mit $|\cos\theta| \leq 0.88$ (übliches Koordinatensystem, Ursprung im Wechselwirkungspunkt) werden von beiden Zylindern akzeptiert, mit dem inneren Zylinder können noch Spuren bis $|\cos\theta| \leq 0.95$ nachgewiesen werden. Die Ortsauflösung des Vertexdetektors liegt bei $\sigma_\phi \approx 12$ μm bzw. $\sigma_z \approx 15$ μm, falls $|\cos\theta| < 0.4$ ist. Damit wird es möglich, den primären Wechselwirkungspunkt, sowie die Zerfallsvertizes kurzlebiger Teilchen zu bestimmen.

3.2.2 Die innere Spurkammer

Die innere Spurkammer („Inner Tracking Chamber“, ITC) ist eine zylinderförmige Driftkammer mit einem inneren (äußeren) Radius von 12.8 (28.8) cm. Ihre Driftzellen besitzen eine hexagonale Struktur und sind in acht Lagen angeordnet, wobei die inneren vier Lagen aus je 96 und die äußeren vier aus je 144 Zellen bestehen. In der Mitte einer Driftzelle befindet sich ein 2 m langer Signaldraht auf einem positiven Potential von rund 2 kV, der von sechs Felddrähten umgeben ist. All diese Drähte ziehen sich durch die gesamte Kammer, die mit einem Argon-Kohlendioxid-Gemisch gefüllt ist, und liegen parallel zur Strahlröhre (d. h. in z-Richtung).

Mit der ITC lassen sich bis zu acht Spurpunkte bestimmen. Die einzelnen Driftzellen sind jeweils um eine halbe Zellenbreite gegeneinander verschoben. Die r- und die ϕ-Koordinate eines Punktes wird aus der Driftzeit mit einer Genauigkeit von ca. 100 μm bestimmt. Die z-Koordinate ergibt sich aus der Laufzeitdifferenz und der Höhe des Pulses auf dem Signaldraht auf ca. 3 cm genau. Alle Lagen der ITC werden von Teilchen durchlaufen, für deren Spur $|\cos\theta| < 0.97$ gilt.

3.2.3 Die Zeitprojektionskammer

Die Zeitprojektionskammer („Time Projection Chamber“, TPC), deren Aufbau in Abb. 3.3 zu sehen ist, ist ebenfalls eine zylindrische Kammer, deren Innen- und Außenradius 0.31 bzw. 1.8 m beträgt. Ihre Länge liegt bei 4.7 m, und ihr 43 m^3 großes Volumen ist mit einem Argon-Methan-Gasgemisch gefüllt. In der Mitte der Kammer ist eine Hochspannungsmembran angebracht, die auf einem negativen Potential von 27 kV liegt und die Kammer zweiteilt. An den beiden Endkappen hingegen befinden sich Vieldrahtproportionalkammern auf Erdpotential, die kapazitiv an Kathodenpads koppeln. Auf diese Weise entsteht ein homogenes elektrisches Feld parallel zur Strahlachse, das Elektronen, die beim Durchgang geladener Teilchen durch Ionisation entstehen, hin zu den Endkappen der TPC driften lässt. Diese Ladung kann für die Messung des spezifischen Energieverlusts dE/dx eines Teilchens benutzt werden.

Da neben dem elektrischen Feld auch noch das Feld des supraleitenden ALEPH-Magneten (homogen und in z-Richtung) die TPC durchdringt, bewegen sich alle geladenen Teilchen auf einer Schraubenlinie. Von dieser Bahn können bis zu 21 Spurpunkte mit Hilfe der Driftzeit der Sekundärladung und dem Schwerpunkt deren Verteilung beim Auftreffen in den Endkappen rekonstruiert werden ($\sigma_{r\phi} \approx 170\ \mu m$, $\sigma_z \approx 700\ \mu m$). Zusammen mit den Spurpunkten aus dem VDET und der ITC lässt sich aus der Krümmung der Spur der Impuls des jeweiligen Teilchens mit einer Auflösung von $\sigma(p)/p = 1.0 \cdot 10^{-3} \cdot p(GeV/c)^{-1}$ bestimmen. Impuls und dE/dx zusammen können zur Teilchenidentifikation herangezogen werden.

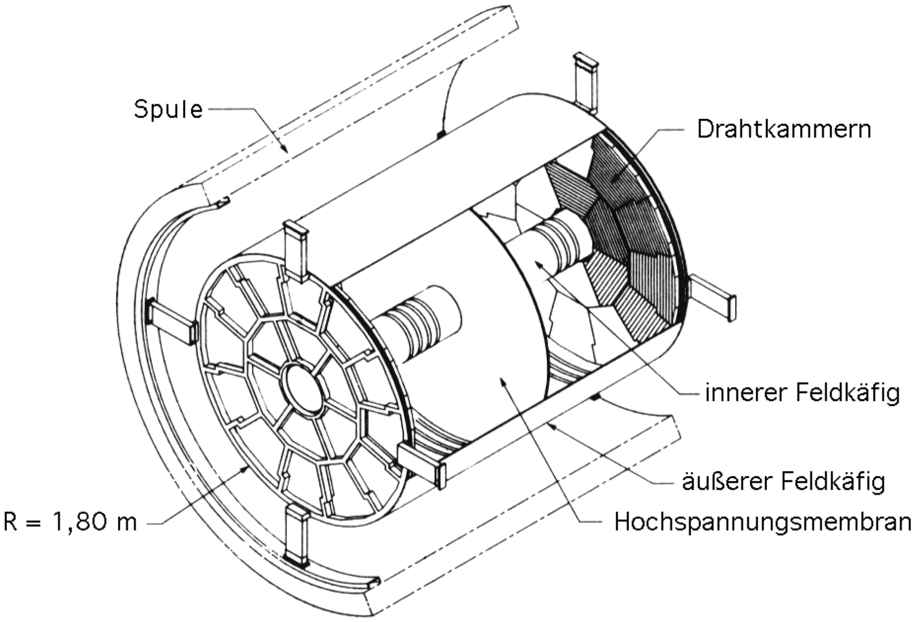

Abbildung 3.3: Aufbau der Zeitprojektionskammer.

3.2.4 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) ermöglicht die Bestimmung der Energie und der Flugrichtung geladener und neutraler Teilchen sowie die Teilchenidentifikation, und setzt sich aus dem zentralen „Barrel“ und den beiden Endkappen zusammen (Abb. 3.4). Diese drei Teile bestehen jeweils aus zwölf Modulen, die sich ihrerseits wieder in 45 Lagen aus Blei und Proportionalkammern untergliedern. In den Bleiplatten werden elektromagnetische Schauer erzeugt. Hinter den Drähten der Proportionalkammern sind Kathodenpads angebracht, die zu sogenannten Türmen zusammengefasst sind, welche wiederum in Stockwerke unterteilt und getrennt ausgelesen werden. Durch diese Konfiguration ist sowohl eine Orts- als auch eine Tiefenauslese für die Schauer möglich.

Die Winkelauflösung des Kalorimeters beträgt dabei

$$\sigma_\phi = \frac{\sigma_\theta}{sin\theta} = (0.32 + \frac{2.7}{\sqrt{E/GeV}})\ mrad.$$

Für die maximale Energieauflösung, die sich in Teilen der Endkappen jedoch verschlechtert, gilt:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.18}{\sqrt{E/GeV}} + 0.009$$

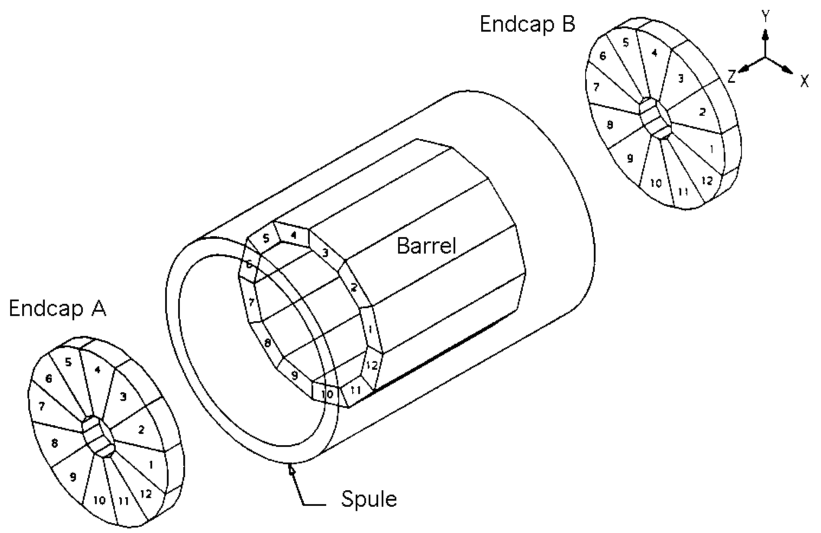

Abbildung 3.4: Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters.

3.2.5 Das hadronische Kalorimeter

Im Gegensatz zu Elektronen und Photonen werden Hadronen und Myonen im ECAL nicht vollständig absorbiert und gelangen in das sich weiter außen befindende hadronische Kalorimeter (HCAL). Dieses besteht aus 23 Lagen je 5 cm dicken Eisens, zwischen denen sich sogenannte „streamer tubes“ befinden, und ist wie das ECAL in Barrel und Endkappen, sowie in Module unterteilt. In dem Eisen werden hadronische Schauer erzeugt. Zusätzlich dient es der Rückführung des magnetischen Flusses der Spule.

Mit dem HCAL kann die Energie geladener und neutraler Teilchen mit einer Auflösung von

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.85}{\sqrt{E/GeV}}$$

gemessen werden. Ferner dient es der Myonidentifikation. Hierzu wird jeweils ein digitales Signal erzeugt, welches anzeigt, ob eine „streamer tube“ getroffen wurde oder nicht, sodass ein zweidimensionales Profil erstellt werden kann.

3.2.6 Die Myonkammern

Sieht man von Neutrinos ab, die im Detektor nicht nachgewiesen werden können, da sie kaum mit Materie wechselwirken, so gelangen in den äußersten Teil des ALEPH-Detektors, die Myonkammern, nur noch Myonen. Die Myonkammern bestehen aus zwei Lagen von Streamerröhren, deren Abstand voneinander 50 cm beträgt. Darin befinden sich jeweils zwei Drahtebenen, wobei es parallel und senkrecht zur Drahtrichtung je eine Ebene von Kathodenstreifen gibt, die ausgelesen werden.

Die meisten Myonen hinterlassen in mindestens einer der beiden Kammern einen Treffer, bevor sie den Detektor verlassen. Die Winkelauflösung beträgt etwa 10 - 15 $mrad$.

3.2.7 Das Luminositätskalorimeter

Als letzter Teil des Detektors soll nun das Luminositätskalorimeter (LCAL) besprochen werden. Die Luminosität $\mathcal{L}$ ist durch

$$N_i = \sigma_i \cdot \int \mathcal{L}\mathrm{dt} \tag{3.1}$$

definiert. N_i und σ_i bezeichnen dabei die Anzahl der Ereignisse und den Wirkungsquerschnitt einer Reaktion i. Zur Berechnung der Luminosität wird der Prozess der Bhabha-Streuung $e^+e^- \to e^+e^-$ herangezogen, dessen differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega_{Bhabha}$ theoretisch bekannt ist. Bei diesem Prozess sind kleine Streuwinkel bevorzugt, d. h. $d\sigma/d\Omega_{Bhabha}$ wächst für $\theta \to 0$ stark an. Das Luminositätskalorimeter befindet sich deshalb nahe der Strahlröhre in einem Abstand von 266.8 cm in z-Richtung vom Wechselwirkungspunkt entfernt in den inneren Öffnungen der Endkappen des ECALs und deckt den Polarwinkelbereich zwischen 45 und 160 $mrad$ ab. Aufgebaut ist es ähnlich wie das ECAL aus insgesamt 38 Lagen Bleiplatten und Proportionalkammern.

Mit dem beschriebenen Detektorsystem ist es möglich, eine Vielzahl von Informationen aus den stattfindenden Ereignissen zu gewinnen. Insbesondere können die hier gesuchten WW-Ereignisse rekonstruiert werden. Ein Beispiel eines semileptonischen WW-Kandidaten zeigt Abb. 3.5.

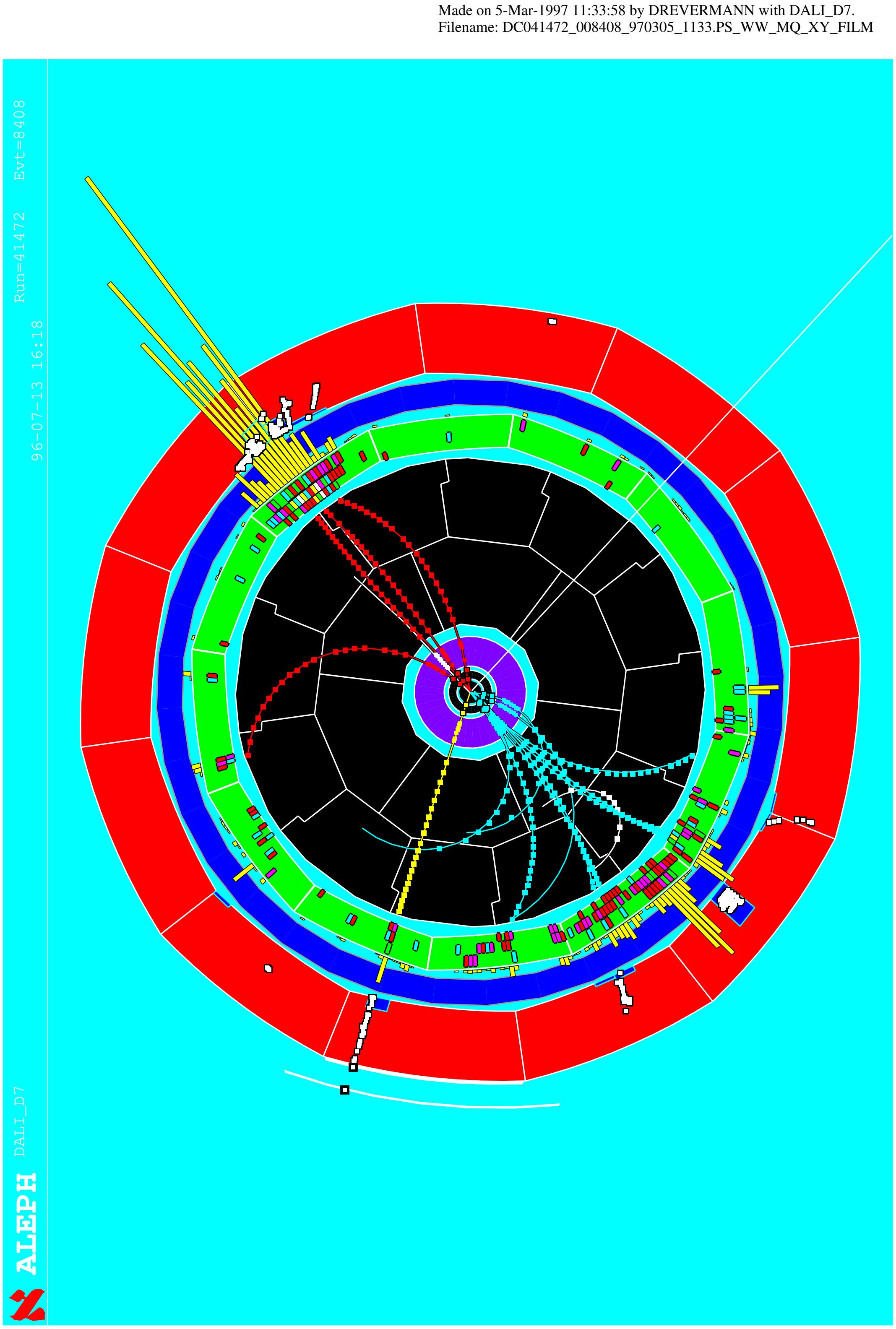

Abbildung 3.5: Beispiel eines semileptonischen WW-Ereignisses, das mit dem ALEPH-Detektor bei einer Schwerpunktenergie von 172 GeV aufgenommen wurde. Zu sehen sind zwei Jets und ein Myon. Kenntlich gemacht wurde auch die Richtung des fehlenden Impulses, der einem Neutrino zugeschrieben wird.

Kapitel 4

Die Messmethode

Es soll nun gezeigt werden, wie mit Hilfe der bisher dargestellten experimentellen und theoretischen Grundlagen die W-Masse bestimmt werden kann.

4.1 Möglichkeiten der W-Massenbestimmung

Die Masse des W-Bosons kann außer in e^+e^-- auch in $p\bar{p}$-Kollisionen bestimmt werden. Neben dem S$\bar{p}p$S-Speicherring am CERN, dem historische Bedeutung zukommt, ist hierbei das TEVATRON (USA) zu nennen.

Beschränkt man sich jedoch auf e^+e^--Kollisionen, wie sie bei LEP stattfinden, so gibt es im Prinzip drei Möglichkeiten M_W direkt zu messen:

- Aus dem totalen Wirkungsquerschnitt der W-Paarproduktion (vgl. Abb. 2.2). Wie schon angedeutet, hängt σ_{WW} von der W-Masse ab, sodass diese durch Anpassung der theoretischen Vorhersage an die Daten bestimmt werden kann. Es zeigt sich jedoch, dass hierbei mit wachsender Schwerpunktenergie die Sensitivität auf M_W stark abnimmt, da σ_{WW} zu höheren Energien hin nur noch geringfügig ansteigt. Diese Möglichkeit der W-Massenbestimmung lässt sich deshalb am besten nahe der Produktionsschwelle für W-Paare, also bei $\sqrt{s} \approx 161\ GeV$ anwenden [12].

- Durch direkte Rekonstruktion der invarianten Masse aus den W-Zerfallsprodukten. Dies ist zur Zeit die genaueste Methode der W-Massenmessung und daher die Standardmethode bei ALEPH ([13], [14], [15]), wie auch bei den anderen LEP-Experimenten. Die direkte Rekonstruktion von Ereignissen ist im hadronischen ($WW \to q\bar{q}q\bar{q}$) und im semileptonischen ($WW \to q\bar{q}l\nu_l$) Zerfallskanal möglich, nicht jedoch im doppelleptonischen Kanal ($WW \to l\nu_l l\nu_l$), wo mindestens zwei Neutrinos Energie und Impuls aus dem Detektor wegtragen. [1]

  Will man jedoch eine analytische Funktion an das gemessene Massenspektrum anpassen, so müssen neben der Breit-Wigner-Funktion (2.1) auch Effekte wie z. B. die endliche Detektorauflösung berücksichtigt werden, was zu einer Verschmierung des Massenspektrums führt. Damit ist letzteres theoretisch nur noch schwer zu beschreiben. Aus diesem Grund wird das Datenspektrum statt mit einer analytischen Funktion meist mit einem Referenzspektrum verglichen, wie es sich durch Monte-Carlo-Simulation ergibt. Mit der

[1] Im semileptonischen Kanal, wo nur ein Neutrino entsteht, kann auf dessen Viererimpuls durch Ausnutzung des Energie- und Impulserhaltungssatzes geschlossen werden.

sogenannten Umgewichtungsmethode kann ein Spektrum, welches mit einer gegebenen W-Masse als Eingabe-Parameter erzeugt wurde, in ein Spektrum überführt werden, wie es sich mit einer anderen W-Masse ergeben hätte. Auf die Umgewichtungsmethode wird im Folgenden noch genauer eingegangen, da sie auch in dieser Arbeit benutzt wird.

- Mit Hilfe des Leptonenergiespektrums (Abb. 2.6). Diese Methode wird hier benutzt und ist sowohl im semileptonischen Kanal, der aufgrund des großen Verzweigungsverhältnisses eine hohe Statistik aufweist, als auch im doppelleptonischen Kanal, wo die invariante Masse nicht rekonstruierbar ist, anwendbar ([9], [16]). Daneben besitzt sie den Vorteil, dass sie kaum von der Modellierung des hadronischen W-Zerfalls abhängig ist. Es besteht daher die Möglichkeit, auf diese Weise andere Messungen zu überprüfen. Auch wenn die Genauigkeit anderer Methoden nicht erreicht wird, da die in einem Ereignis vorhandene Information nur teilweise genutzt wird, ist die W-Massenbestimmung aus dem Leptonenergiespektrum also ein wichtiger unabhängiger Konsistenztest. Ferner kann, da zusätzliche Information benutzt wird, durch Kombination mit anderen Messungen der statistische Fehler gesenkt und damit die Genauigkeit verbessert werden. Da das Leptonenergiespektrum analytisch nicht exakt, sondern nur näherungsweise beschrieben werden kann, wird auch hier von der Monte-Carlo-Simulation Gebrauch gemacht.

4.2 Monte-Carlo-Simulation und Umgewichtung

Die Monte-Carlo-Simulation („MC“) wird heute praktisch in der gesamten Hochenergiephysik angewandt und spielt auch in dieser Analyse eine zentrale Rolle. Um Reaktionen so zu simulieren, wie sie später auch im Detektor tatsächlich beobachtet werden können, sind prinzipiell zwei Schritte erforderlich :

Zunächst werden Ereignisse des Typs $e^+e^- \to 4f$ mit Hilfe eines theoretischen Modells generiert, sodass man die gesuchten Observablen (z. B. die Viererimpulse der vier Fermionen im Endzustand) auf Wahrheitsniveau (Generatorniveau) erhält. Dabei kann es sich sowohl um Signalereignisse, die einen WW-Zwischenzustand besitzen, als auch um Untergrundereignisse handeln. Der Anfangs- und der Endzustand der Reaktion sind durch das Übergangsmatrixelement miteinander verknüpft. Als MC-Generator wird in dieser Analyse das KORALW-MC [17] benutzt.

Im zweiten Schritt schließt sich dann eine Detektorsimulation an. Im Idealfall sehen die Ereignisse danach so aus, wie sie auch in Wirklichkeit zu beobachten sind. Sowohl in echten Daten, als auch in simulierten Ereignissen erhält man dann durch Rekonstruktion und Selektion die gesuchten Observablen auf Detektorniveau.

Eine analytische Beschreibung der vielen Faktoren, die in die beobachteten Observablen eingehen, ist so also nicht mehr erforderlich, jedoch muss die Richtigkeit der Simulation unbedingt überprüft werden. Dies kann zum Beispiel durch Vergleich von Daten und Monte-Carlo geschehen.

Um die W-Masse aus dem Leptonenergiespektrum (oder aus dem Spektrum einer anderen Observablen, die von M_W abhängt) zu bestimmen, kann man die sogenannte Umgewichtungsmethode („reweighting“) benutzen. Ziel ist es, durch Variation der W-Masse (oder eines anderen gesuchten Parameters) ein mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation erzeugtes Referenzspektrum so zu verändern, dass es am besten zum gegebenen Datenspektrum passt.

Um nicht mit verschiedenen eingestellten W-Massen Referenzspektren erzeugen zu müssen, was sehr lange Rechenzeiten erfordern würde, wird deshalb ein gegebenes Referenzspektrum, welches bei $M_{W,ref}$ generiert wurde, zu verschiedenen W-Massen umgewichtet. Hierfür geht man vom Matrixelement aus, das Anfangs- und Endzustand der Reaktion verbindet:

$$|\mathcal{M}_{fi}(M_W, p_1^\alpha, p_2^\beta, p_3^\gamma, p_4^\delta)|^2 = |\langle\Psi_f|H_{fi}|\Psi_i\rangle|^2. \tag{4.1}$$

Dabei ist $|\Psi_i\rangle$ die Wellenfunktion des Anfangszustands ($e^+ + e^-$), $\langle\Psi_f|$ die Wellenfunktion des Endzustands ($4f$) und H_{fi} der Hamiltonoperator, der den Übergang induziert. Das Matrixelement hängt außer von der W-Masse auch von den Viererimpulsen der 4 Fermionen im Endzustand p_1^α,...,p_4^δ ab. [2]

Mit Hilfe dieses Matrixelements lässt sich nun für jedes einzelne Ereignis der Referenz ein Gewicht berechnen, das aussagt, wie wahrscheinlich das Ereignis, erzeugt bei $M_{W,ref}$, bei einer anderen W-Masse M_W ist, unter der Voraussetzung, dass die Fermionen im Endzustand dieselben Viererimpulse besitzen:

$$w(M_W, M_{W,ref}) = \frac{|\mathcal{M}_{fi}(M_W, p_1^\alpha, p_2^\beta, p_3^\gamma, p_4^\delta)|^2}{|\mathcal{M}_{fi}(M_{W,ref}, p_1^\alpha, p_2^\beta, p_3^\gamma, p_4^\delta)|^2}. \tag{4.2}$$

$w > 1$ ($w < 1$) bedeutet also, das Ereignis ist bei M_W wahrscheinlicher (unwahrscheinlicher) als bei $M_{W,ref}$. Bei der Referenzmasse selbst gilt für jedes Ereignis $w = 1$.

Das Gewicht w in Abhängigkeit von M_W ist für einige ausgewählte Ereignisse in Abb. 4.1 zu sehen. Man erkennt, dass die Funktion $w(M_W)$ für verschiedene Ereignisse ganz unterschiedlich verlaufen kann. Allen Funktionen gemeinsam ist nur der Punkt ($M_W = M_{W,ref}$, $w = 1$).

Füllt man nun jedes Ereignis einer Referenz mit seinem Gewicht $w(M_W, M_{W,ref})$ in ein Histogramm, so lässt sich ein Leptonenergiespektrum bei jeder beliebigen Masse M_W aus dem ursprünglichen Spektrum bei $M_{W,ref}$ erzeugen, ohne dass neue Ereignisse generiert werden müssen. Zu beachten ist dabei, dass die Leptonenergie selbst beim Umgewichten nicht verändert wird [3] , sondern nur die relative Häufigkeit, mit der sie dann auftaucht. Gewichtet man das Referenzspektrum solange um, bis es an das Datenspektrum optimal angepasst ist, so ergibt sich hieraus die gesuchte W-Masse $M_{W,fit}$.

4.3 Der Binned-Log-Likelihood-Fit

Will man durch Vergleich von Daten- und umgewichtetem Referenzspektrum eine bestmögliche Abschätzung für M_W ermitteln, so benötigt man ein quantitatives Maß für die Übereinstimmung der beiden Leptonenergiespektren. Es gibt verschiedene Möglichkeiten, die zu dieser statistischen Datenanalyse benutzt werden können [18]. Eine davon ist der sogenannte „Binned-Log-Likelihood-Fit“.

Um von dieser Methode Gebrauch machen zu können, muss zunächst ein Daten- und ein Referenzhistogramm gefüllt werden. Beide Histogramme sollen die gleiche Form, d. h. die gleichen oberen und unteren Grenzen ($E_{min} \leq E_l \leq E_{max}$), die gleiche Anzahl von Bins (N_{bins}) und die gleiche Binbreite besitzen. Die Leptonenergien der Daten werden dann jeweils mit dem Gewicht 1, die der Referenz mit dem Gewicht $w(M_W, M_{W,ref})$ in das entsprechende

[2] Gemeint sind die Viererimpulse auf Wahrheitsniveau, also vor einer Detektorsimulation.
[3] Natürlich wird nun jedoch die Leptonenergie auf Detektorniveau benutzt.

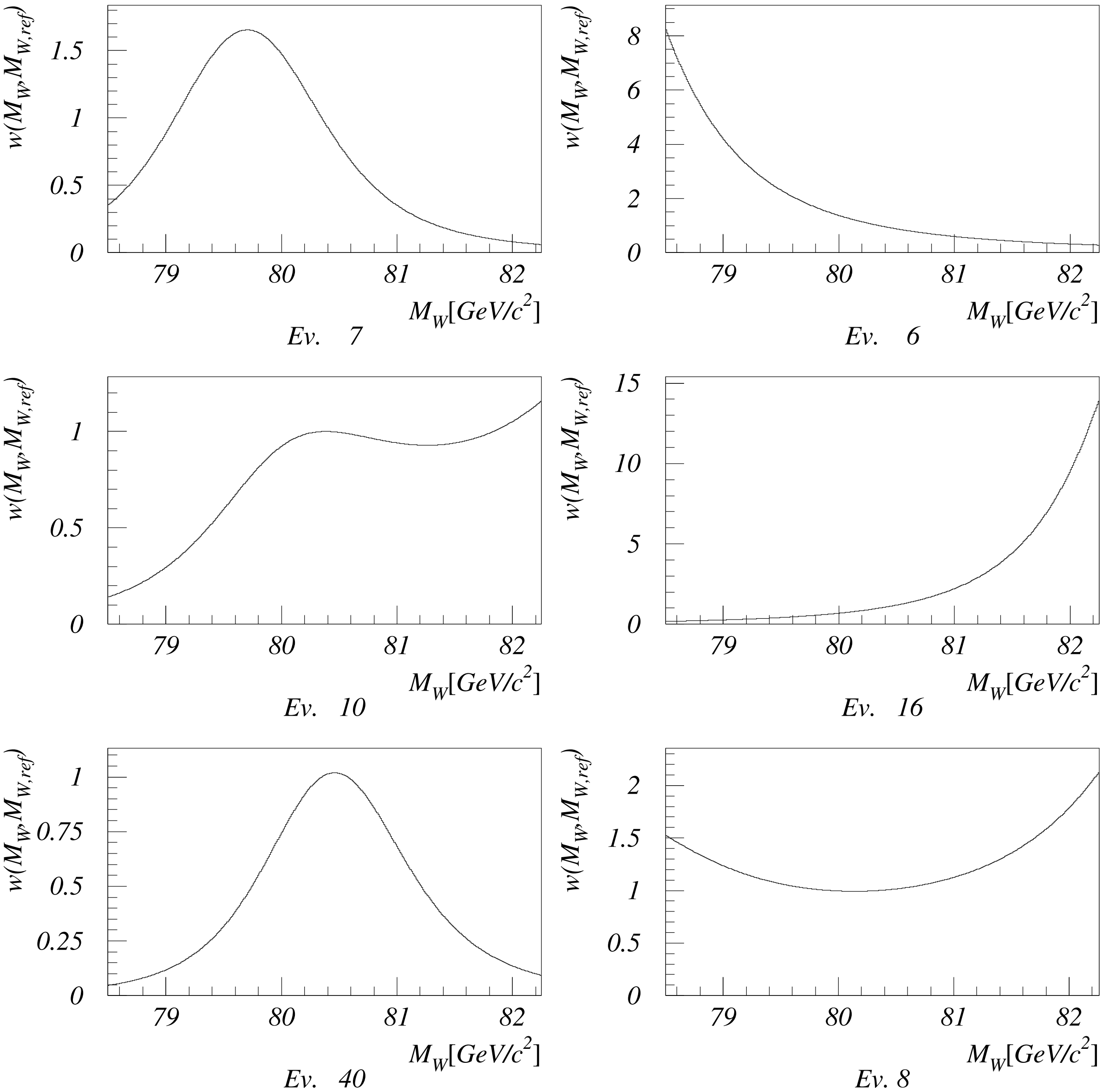

Abbildung 4.1: Gewicht $w(M_W, M_{W,ref})$ als Funktion von M_W für sechs ausgewählte Ereignisse. Die Masse, bei der diese generiert wurden, beträgt $M_{W,ref} = 80.35\ GeV/c^2$.

Histogramm gefüllt. Anschließend wird das Referenzhistogramm auf die Anzahl der Einträge im Datenhistogramm normiert.

Ein Maß für die Übereinstimmung von Daten- und Referenzhistogramm ist die Likelihood

$$L(M_W) = -2 \sum_{i=1}^{N_{bins}} \ln P_i(N_i, M_W). \tag{4.3}$$

Hierbei ist N_i die Zahl der Einträge im i-ten Bin des Datenhistogramms, von der man annimmt, dass sie gemäß der theoretischen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $P_i(N_i, M_W)$ verteilt ist, die zwar von dem gesuchten Parameter (in diesem Fall M_W) abhängt, deren Form aber bekannt ist. $P_i(N_i, M_W)$ ist also die Wahrscheinlichkeit, im i-ten Bin des Datenhistogramms N_i Einträge zu haben. Diese Wahrscheinlichkeit sollte im Allgemeinen umso größer werden, je besser die theoretische Vorhersage $P_i(N_i, M_W)$ die tatsächlich gemessenen Daten N_i beschreibt. Bei bestmöglicher Übereinstimmung zwischen Daten und Theorie nimmt die Likelihood dann ein Minimum an. Die Anpassung geschieht dabei durch Variation des freien Parameters M_W.

Um die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Einträge N_i zu beschreiben, wird die Poissonverteilung benutzt. Es gilt also

$$P_i(N_i, M_W) = \frac{1}{N_i!} e^{-\mu_i} \mu_i^{N_i}. \tag{4.4}$$

Aus (4.3) wird dann:

$$L(M_W) = 2 \sum_{i=1}^{N_{bins}} (\mu_i - N_i \ln \mu_i) + const. \tag{4.5}$$

Die Abhängigkeit der Likelihood von M_W steckt dabei im Mittelwert μ_i der Poissonverteilung in jedem Bin. Es wird nämlich angenommen, dass μ_i gerade durch die Zahl der Einträge im i-ten Bin des (normierten) Referenzhistogramms gegeben ist. Diese verändert sich durch Umgewichten der Referenz zur jeweiligen Masse M_W.

Durch Minimierung der Likelihood (4.5) unter Variation von M_W ergibt sich also die gesuchte W-Masse $M_{W,fit}$. Hierfür wird das Programmpaket MINUIT verwendet [19]. Da nur das Minimum der Likelihood gesucht wird, kann der konstante Term in (4.5), der von dem Faktor $1/N_i!$ in (4.4) herrührt und nicht von M_W abhängt, vernachlässigt werden.

Um mit dieser Methode tatsächlich realistische Ergebnisse zu erhalten, muss überprüft werden, ob die gemachten Annahmen auch zutreffen. Ein Problem ergibt sich insbesondere aus der Tatsache, dass μ_i mit der Zahl der Einträge im Referenzspektrum identifiziert wurde. In Wirklichkeit besitzt das Referenzhistogramm nämlich auch nur eine endliche Gesamtzahl an Einträgen, sodass dieses „theoretische“ Spektrum im Allgemeinen nicht so glatt aussieht wie in Abb. 2.6, sondern statistische Fluktuationen auftreten. Aus diesem Grund muss die Referenz stets aus einer möglichst großen Anzahl von simulierten Ereignissen bestehen. Zumindest sollte diese Anzahl sehr viel größer als die Zahl der Ereignisse in den Daten sein.

Sind alle Voraussetzungen erfüllt, und hat man durch Minimierung von $L(M_W)$ das gesuchte $M_{W,fit}$ bestimmt, so ergibt sich der statistische 1σ-Fehler von $M_{W,fit}$ gerade aus dem Anstieg der Likelihood um 1, also aus

$$L(M_{W,fit} \pm \Delta M_{W,fit}(\text{stat.})) = L(M_{W,fit}) + 1. \tag{4.6}$$

Es stellt sich heraus, dass dieser statistische Fehler bei Bestimmung der W-Masse aus dem Leptonenergiespektrum im Allgemeinen größer ist, als wenn man M_W durch direkte Rekonstruktion der invarianten Masse der Ereignisse ermittelt, d. h. letztere Methode besitzt eine größere Genauigkeit. Der Grund hierfür ist, dass die Leptonenergie weniger sensitiv auf M_W ist als die invariante Masse und dass bei der hier behandelten Methode nur Teile der Information genutzt werden. Beispielsweise werden (im semileptonischen Kanal) die kinematischen Größen der beiden Jets und des Neutrinos (d. h. der fehlende Impuls) für den Massenfit nicht benutzt, während in die invariante Masse die Viererimpulse aller WW-Zerfallsprodukte eingehen. Dennoch kann die Methode dazu beitragen, den Fehler auf M_W insgesamt zu verkleinern. Selbst wenn man nämlich im semileptonischen Kanal arbeitet, zeigt sich, dass die Messergebnisse beider Analysemethoden fast nicht korreliert, d. h. voneinander praktisch unabhängig sind. Es wird also zusätzliche, noch nicht genutzte Information verwendet [4], wodurch sich der resultierende Fehler bei Kombination beider Messungen verkleinert [16].

4.4 Der kinematische Fit

Im Abschnitt 3.2 wurde beschrieben, wie mit Hilfe des ALEPH-Detektors Energien und Impulse der Teilchen im Endzustand gemessen werden können. Dies geschieht natürlich nur mit einer endlichen Auflösung. Um diese zu verbessern, kann im hadronischen und im semileptonischen Zerfallskanal ein sogenannter kinematischer Fit durchgeführt werden.

Dabei werden den gemessenen kinematischen Größen Zwangsbedingungen („constraints") auferlegt, die mit Hilfe von Lagrange-Multiplikatoren berücksichtigt werden. Aus den gemessenen Viererimpulsen ergeben sich dann entsprechende gefittete Variablen, die die geforderten Eigenschaften erfüllen.

Im hadronischen Kanal können alle Teilchen detektiert werden, sodass als Zwangsbedingungen sowohl der Energie- als auch der Impulserhaltungssatz herangezogen werden können. Man spricht in diesem Fall von einem 4C-Fit. Fordert man ferner, dass die beiden W-Bosonen im Zwischenzustand des entsprechenden Ereignisses die gleichen Massen haben [5], so hat man es mit einem 5C-Fit zu tun. Im semileptonischen Kanal hingegen sind die drei Impulskomponenten des Neutrinos unbekannt, sodass sich die Zahl der „Constraints" entsprechend verringert. In diesem Fall führt man also einen 1C- bzw. 2C-Fit durch.

Der Einbau der Zwangsbedingungen, die durch Funktionen $\vec{f}(\vec{y})$ gegeben seien, erfolgt wie bereits erwähnt durch Benutzung von Lagrange-Multiplikatoren $\vec{\lambda}$. Die Aufgabe besteht dann darin, die Funktion

$$S(\vec{y},\vec{\lambda}) = (\vec{y}-\vec{y}_0)^T V^{-1}(\vec{y}-\vec{y}_0) + 2\vec{\lambda}\cdot\vec{f}(\vec{y}) \tag{4.7}$$

zu minimieren. Die gefitteten Größen wurden dabei mit $\vec{y}$, die gemessenen mit $\vec{y}_0$ bezeichnet. Im hier betrachteten Fall handelt es sich jeweils um Linearkombinationen von Viererimpulsen. V ist die Kovarianzmatrix, in die die Fehler der gemessenen Größen eingehen.

Um auf diese Weise die gemessenen Viererimpulse in gefittete überführen zu können, die dann eine bessere Näherung der wahren Impulse sind, ist ferner eine geeignete Parametrisierung, also ein Modell der Impulse notwendig. Aufgrund der Symmetrie des ALEPH-Detektors

[4] Untersucht man den doppelleptonischen Kanal, so ist dies ohnehin der Fall.

[5] Auch wenn diese Forderung auf den ersten Blick nicht sinnvoll erscheinen mag, zeigt sich, dass sie zu einer verbesserten Massenauflösung führt.

werden hierfür sphärische Koordinaten benutzt, und die zu fittenden Impulse in der Form

$$\vec{p_i} = e^{a_i}|\vec{p_{0i}}|\hat{e}_{r_i} + b_i\hat{e}_{\theta_i} + c_i\hat{e}_{\phi_i} \tag{4.8}$$

dargestellt. $\hat{e}_{r_i}$, $\hat{e}_{\theta_i}$ und $\hat{e}_{\phi_i}$ sind jeweils die Einheitsvektoren in r-Richtung (d. h. in Richtung des gemessenen Impulses $\vec{p_{0i}}$), sowie in θ- und ϕ-Richtung. Mit Hilfe der Parameter a_i, b_i und c_i lassen sich dann Korrekturen zu den gemessenen Impulsen berechnen, sodass sich hieraus die neuen, besser angepassten Impulse ergeben, die eine bessere Auflösung besitzen (vgl. Abb. 4.2) und auch die Zwangsbedingungen erfüllen. Diese können dann anstelle der gemessenen Größen für die Analyse benutzt werden.

Für den hier vorliegenden Fall der W-Massenbestimmung aus dem Leptonenergiespektrum heißt dies, dass im semileptonischen Kanal statt der Leptonenergien auf Detektorniveau auch die gefitteten Leptonenergien verwendet werden können. Als Programmpakete für den kinematischen Fit stehen KINFIT [20] und ABC-Fit [21] zur Verfügung.

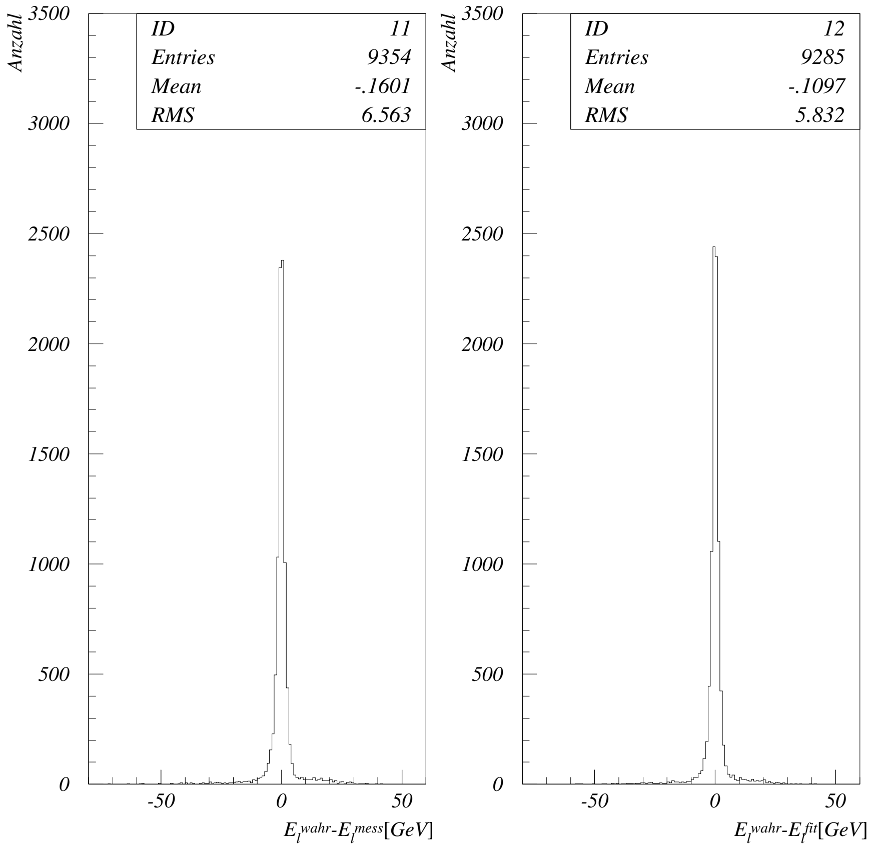

Abbildung 4.2: Leptonenergieauflösung vor (links) und nach (rechts) dem kinematischen Fit. Die Breite der Verteilung (RMS) ist durch den kinematischen Fit deutlich kleiner geworden.

Kapitel 5

Analyse

Die im vorangegangenen Kapitel dargestellte Methode wird nun auf die Daten angewandt, die mit dem ALEPH-Detektor in den Jahren 1997 und 1998 aufgenommen wurden. Die nominelle Schwerpunktenergie betrug dabei 183 GeV (1997) bzw. 189 GeV (1998).

5.1 Studien bei $\sqrt{s} = 183\ GeV$

Die Analyse wurde zunächst mit Daten bei der Schwerpunktenergie von 183 GeV durchgeführt, wobei der semileptonische Zerfallskanal untersucht wurde. Vor der eigentlichen Anwendung der Methode auf die Daten sind jedoch einige Monte-Carlo-Studien erforderlich. Neben der Darstellung der Selektion und der Untergrundverhältnisse wird daher in diesem Abschnitt auch auf Stabilitätstests der Methode eingegangen, bevor die eigentliche Datenmessung vorgestellt wird.

5.1.1 Selektion und Rekonstruktion

Um die W-Masse erfolgreich aus den mit dem Detektor aufgenommenen Daten extrahieren zu können, müssen die gewünschten Ereignisse von den unerwünschten separiert werden, also in diesem Fall Ereignisse des Typs $e^+e^- \to W^+W^- \to l\nu q\bar{q}$ mit $l = e, \mu$ selektiert werden. Charakteristisch für diese Ereignisse sind ein hochenergetisches geladenes Lepton, fehlender Impuls (P_{miss}) und fehlende Energie (E_{miss}) aufgrund des nicht detektierbaren Neutrinos, sowie das Vorhandensein von mindestens zwei Jets. Um Ereignisse mit dieser experimentellen Signatur zu separieren, werden zwei Selektionsschritte durchgeführt, nämlich die Vorselektion und die Leptonidentifikation.

Vorselektion Die Vorselektion verlangt von einem Ereignis die folgenden Eigenschaften:

- Mindestens 5 gute geladene Spuren. Unter einer guten geladenen Spur versteht man dabei eine Spur mit mindestens 4 Punkten in der TPC. Ferner muss eine solche Spur dem gedachten Zylinder entspringen, der symmetrisch um den Wechselwirkungspunkt liegt und eine Länge von 10.0 cm und einen Radius von 2.0 cm besitzt, und es muss $|\cos\theta| \leq 0.94$ gelten (θ ist der Winkel zwischen der Spur und der Strahlachse).
- Energiesumme der guten geladenen Spuren $> 0.1\ \sqrt{s}$
- Fehlender Impuls $P_{miss} > \max\ (\ 0\ ,\ 35\ GeV\ -\ E_{miss}\ )$

- Fehlender Longitudinalimpuls $P_{miss,z} < \max\,(34\,GeV\,,\,118\,GeV - \sqrt{E^2_{miss} - P^2_{miss,trans}})$, wobei $P_{miss,trans}$ der fehlende Transversalimpuls (senkrecht zur z-Achse) ist.

Leptonidentifikation Bei der anschließenden Leptonidentifikation geht man wie folgt vor:

- Als Lepton bezeichnet man die Spur, die die größte Impulskomponente antiparallel zum fehlenden Impuls besitzt.

- Zur Elektronidentifikation benutzt man die transversale und die longitudinale Form des elektromagnetischen Schauers im ECAL, sowie das dE/dx aus der TPC, falls sich die Spur in einem insensitiven Bereich des ECALs befindet. Hat ein Kandidat die Elektronidentifikation erfolgreich passiert, so muss auf Bremsstrahlung korrigiert werden. Hierzu wird die Energie von ECAL-Objekten innerhalb eines Kegels mit einem Öffnungswinkel von $2.5°$ um die Spur zum Elektron addiert. Dies führt zu einer verbesserten Auflösung der Energie des Elektrons. Ferner wird vermieden, dass letztere unterschätzt wird.

- Bei der Myonidentifikation wird gefordert, dass der Kandidat das HCAL vollständig passiert und mindestens einen Treffer in den Myonkammern hinterlässt. Außerdem wird die Form des Schauers im HCAL, die sich von der eines Hadrons unterscheiden muss, berücksichtigt. Eine Bremsstrahlungskorrektur ist bei Myonen nicht erforderlich, da Bremsstrahlung bei Myonen gegenüber Elektronen um den Faktor $(m_\mu/m_e)^4$ unterdrückt ist.

Nach der Leptonidentifikation werden nun noch folgende Schritte durchgeführt :

- Es wird auf die Energie des Leptons geschnitten, wobei verlangt wird, dass $E_l > 21\,GeV$.

- Mit Hilfe des Durham-Algorithmus (DURHAM P und DURHAM E) [22] werden aus allen nicht dem Lepton zugeordneten Objekten zwei Jets gebildet.

- Unter Verwendung der Leptonenergie, des fehlenden Impulses und der Isolation des Leptons werden die beiden Größen *probe* und *probm* berechnet [23]. Diese geben die Wahrscheinlichkeit dafür an, dass ein gesuchtes Signalereignis $e^+e^- \to W^+W^- \to (e/\mu)\nu q\bar{q}$ vorliegt. Es wird gefordert, dass $probe > 0.4 \vee probm > 0.4$ ist.

5.1.2 Kalibrationskurve und Pullverteilung

Die Methode soll nun an Monte-Carlo-Ereignissen auf ihre Konsistenz hin überprüft werden. Hierfür sind im Wesentlichen zwei Tests erforderlich: Zum einen muss sichergestellt werden, dass der W-Massenfit innerhalb seiner Genauigkeit diejenige W-Masse wieder zurückliefert, die im zu Grunde liegenden Datensample als wahre Masse steckt. Zu diesem Zweck wird eine Kalibrationskurve erstellt. Zum anderen muss überprüft werden, ob die vom Fit gelieferten statistischen Fehler nach (4.6) auch tatsächlich mit der Streuung der Fitwerte übereinstimmen, wenn das gleiche Experiment mehrmals durchgeführt wird. Hierzu dient die sogenannte Pullverteilung.

Für diese Stabilitätstests steht die in Tab. 5.1 gezeigte Anzahl an Monte-Carlo-Ereignissen zur Verfügung. Insgesamt wurden bei fünf verschiedenen wahren W-Massen 600 000 WW-Ereignisse generiert, wobei natürlich alle Zerfallskanäle enthalten sind. Von diesen Ereignissen wurde jeweils die in der dritten Spalte dargestellte Anzahl als $WW \to (e/\mu)\nu q\bar{q}$-Zerfälle selektiert. Ferner zeigt die letzte Spalte die Zahl der selektierten Ereignisse, die erfolgreich einem

1C-Fit unterzogen werden konnten. Es hat sich nämlich herausgestellt, dass mit Hilfe des 1C-Fits mit dieser Methode die besten Fitergebnisse (d. h. mit dem kleinsten statistischen Fehler) erzielt werden können. Daher wird in den folgenden Analysen jeweils die Energie des Leptons nach dem 1C-Fit benutzt. [1] Für diesen wurde hier KINFIT [20] verwendet.

$e^+e^- \to W^+W^-$	N_{WW}^{gen}	$N^{sel\ (e/\mu)\nu q\bar{q}}$	$N^{1C\ (e/\mu)\nu q\bar{q}}$
$M_W^{gen} = 79.85\ GeV/c^2$	50 000	11 932	11 005
$M_W^{gen} = 80.10\ GeV/c^2$	50 000	11 911	10 878
$M_W^{gen} = 80.35\ GeV/c^2$	400 000	99 414	90 947
$M_W^{gen} = 80.60\ GeV/c^2$	50 000	12 572	11 485
$M_W^{gen} = 80.85\ GeV/c^2$	50 000	12 435	11 353
Summe	600 000	148 264	135 668

Tabelle 5.1: Anzahl der generierten WW-Ereignisse, der selektierten $(e/\mu)\nu q\bar{q}$-Zerfälle und der erfolgreich dem 1C-Fit unterzogenen Ereignisse bei verschiedenen wahren W-Massen und einer Schwerpunktenergie von 183 GeV.

Kalibrationskurve Es soll nun die Linearität der Methode überprüft werden. Mit Hilfe der in Tab. 5.1 dargestellten Monte-Carlo-Ereignisse als „Pseudodaten" wurden bei fünf verschiedenen wahren Massen mit jeweils etwa 10 000 selektierten Ereignissen Fits durchgeführt. Als Referenz wurden dabei etwa 80 000 von den „Daten" unabhängige selektierte Ereignisse bei $M_W^{gen} = 80.35\ GeV/c^2$ benutzt. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.1 (oben links) zu sehen. Die an die Messpunkte angepasste Gerade wurde in der Form

$$M_W^{fit} = P1 \cdot (M_W^{gen} - 80.35) + P2 \qquad (5.1)$$

parametrisiert. Die gestrichelt eingezeichnete Gerade stellt den Idealfall $P1 = 1$, $P2 = 80.35$ dar. Es stellt sich heraus, dass die Parameterwerte $P1$ und $P2$ der an die Punkte gefitteten Geraden (durchgezogene Linie) im Rahmen ihrer Fehler voll mit den Idealwerten verträglich sind.

Erwarteter Fehler und Pullverteilung Neben den Zentralwerten müssen auch die Fehler des Fits auf ihre Verlässlichkeit hin überprüft werden. Gleichzeitig kann dabei ermittelt werden, wie groß der erwartete statistische Fehler ist, wenn die Methode auf die echten Daten aus dem Jahr 1997 angewandt wird. Es wurden daher bei verschiedenen Massen insgesamt 108 Pseudoexperimente durchgeführt, wobei die Größe der jeweiligen Datensample der der tatsächlich gesammelten Datenmenge entsprach. Die Ergebnisse sind ebenfalls in Abb. 5.1 dargestellt. In das Histogramm oben rechts wurde jeweils die Differenz zwischen gefitteter und wahrer Masse gefüllt und anschließend eine Gaußverteilung angepasst. Der Mittelwert dieser Verteilung ist (wie es sein sollte) mit Null verträglich. Die Breite der Verteilung („Sigma") von rund 618 MeV/c^2 entspricht etwa dem Mittelwert der statistischen Fehler der jeweiligen Experimente (Bild links unten) von rund 708 MeV/c^2. Bei Anwendung der Methode auf die Daten von 1997 liegt der erwartete Fehler somit bei ca. 700 MeV/c^2.

[1] Der 2C-Fit spielt bei der Methode der direkten Rekonstruktion von Ereignissen eine große Rolle.

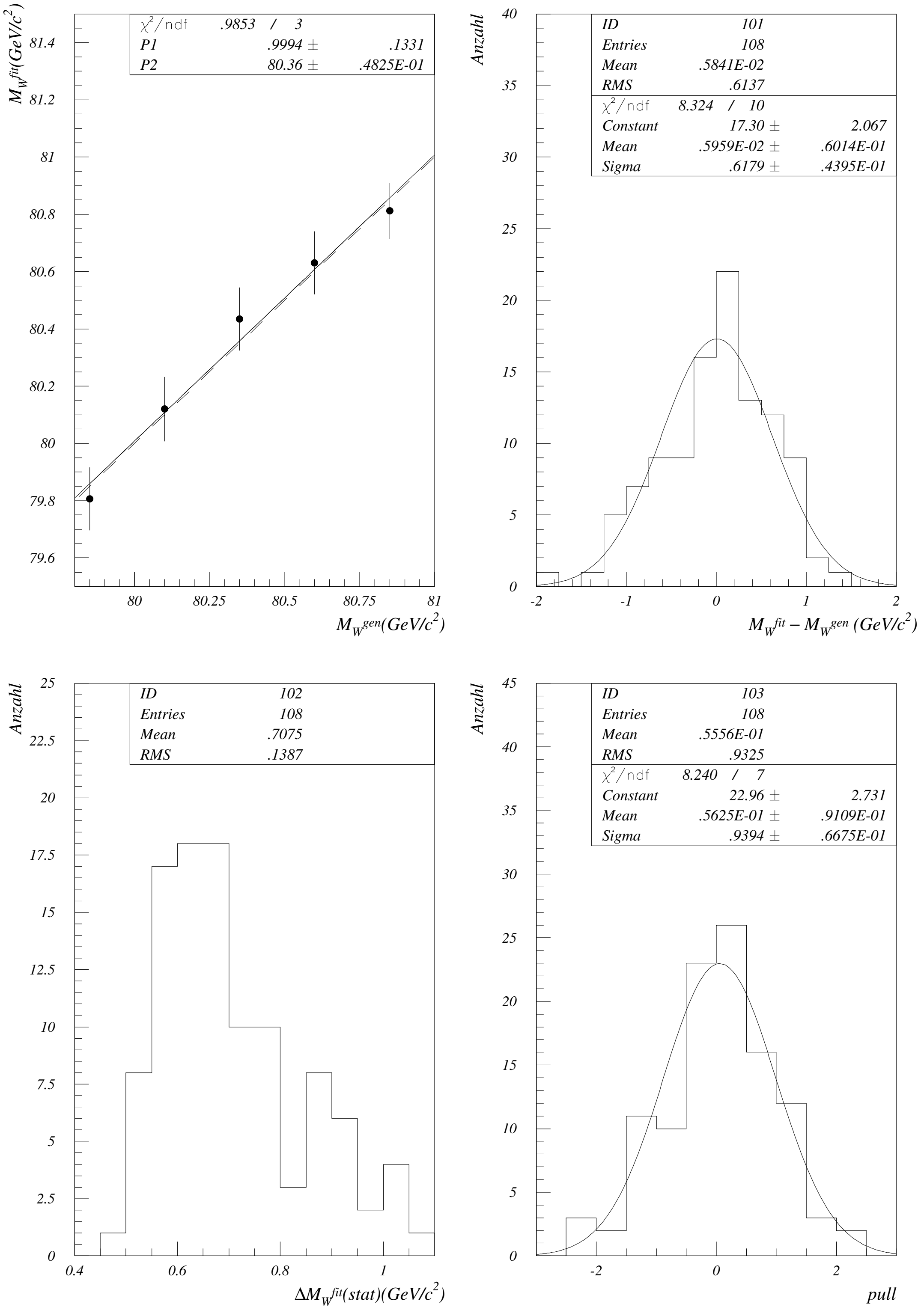

Abbildung 5.1: Kalibrationskurve (oben links), Massenauflösung (oben rechts), erwarteter Fehler (unten links) und Pullverteilung (unten rechts) bei einer Schwerpunktenergie von 183 GeV (semileptonischer Kanal). Alle benutzten Ereignisse durchliefen vor dem Massenfit einen 1C-Fit.

Die Verlässlichkeit dieses nach (4.6) bestimmten statistischen Fehlers kann noch besser mit Hilfe einer sogenannten Pullverteilung überprüft werden. Unter dem Pull (der W-Masse) versteht man die Größe

$$pull = \frac{M_W^{fit} - M_W^{gen}}{\Delta M_W^{fit}}. \tag{5.2}$$

Man erwartet, dass die Pullwerte verschiedener Pseudoexperimente gaußförmig verteilt sind, wobei der Mittelwert dieser Gaußverteilung bei Null und ihr „Sigma“ bei Eins liegen sollte. Betrachtet man die Pullverteilung in Abb. 5.1 (unten rechts), so erkennt man, dass dies für die hier durchgeführten 108 Experimente erfüllt ist.

5.1.3 Untergrund

Neben den gesuchten semileptonischen WW-Ereignissen $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow (e/\mu)\nu q\bar{q}$ können bei der e^+-e^--Kollision natürlich Untergrundprozesse auftreten, die experimentell kaum von den hier interessierenden Reaktionen unterscheidbar sind. Durch die zu Beginn dieses Kapitels beschriebene Selektion werden Signal und Untergrund weitestgehend getrennt. Da jedoch keine Selektion perfekt sein kann, werden im Allgemeinen auch einige unerwünschte Ereignisse akzeptiert.

Prinzipiell lassen sich hier zwei Klassen von Untergrundereignissen unterscheiden: Als WW-Untergrund bezeichnet man WW-Ereignisse, die über einen anderen als den semileptonischen Kanal (ohne Taus) zerfallen, jedoch trotzdem als solche Zerfälle selektiert werden. Diese Art von Untergrund ist bereits in dem in Tab. 5.1 dargestellten Monte-Carlo enthalten. Unter Nicht-WW-Untergrund hingegen versteht man Reaktionen, bei denen kein W-Paar im Zwischenzustand auftritt. Derartige Ereignisse wurden als eigenständige Untergrund-Monte-Carlos generiert.

In Tab. 5.2 sind Signal- und Untergrundprozesse mit ihren jeweiligen Wirkungsquerschnitten und der Anzahl der generierten Ereignisse einander gegenübergestellt. Für letztere gilt dabei:

$$N_i^{gen} = \sigma_i \cdot (\int \mathcal{L}\mathrm{dt})^{gen}. \tag{5.3}$$

Die letzte Spalte enthält die Anzahl der jeweils von der Selektion akzeptierten Ereignisse, wobei auf die 1997 in den tatsächlichen Daten gesammelte Luminosität normiert wurde. Bei WW-Ereignissen wurde zwischen wahren semileptonischen Zerfällen und WW-Untergrund unterschieden. Für Signalereignisse gilt:

$$N_{sign}^{sel} = N_{sign}^{gen} \cdot \epsilon = \sigma_{WW} \cdot BR_{(e/\mu)\nu q\bar{q}} \cdot (\int \mathcal{L}\mathrm{dt}) \cdot \epsilon \tag{5.4}$$

ϵ ist dabei die Effizienz der Selektion. Für WW- und Nicht-WW-Untergrund gelten entsprechende Gleichungen.

Insgesamt erwartet man also, dass in den Daten von 1997 rund 236 Ereignisse selektiert werden. Der darin enthaltene WW-Untergrund (rund 8 erwartete Ereignisse) besteht vor allem aus semileptonischen Ereignissen mit einem Tau-Lepton im Endzustand, das sofort in ein Elektron oder Myon (und die entsprechenden Neutrinos) weiterzerfällt. Zu den knapp 10 erwarteten Nicht-WW-Untergrundereignissen tragen hauptsächlich die Reaktionen $e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$ und $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ bei.

Prozess	σ [pb]	N^{gen}	$N^{sel\ (e/\mu)\nu q\bar{q}}$ (normiert)	
$e^+e^- \to W^+W^-$ ($M_W^{gen} = 80.35\ GeV/c^2$)	16.0	400 000	wahre $(e/\mu)\nu q\bar{q}$	217.9
			sonstige Kanäle	8.0
$e^+e^- \to ZZ$	2.768	30 000		1.3
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	97.0	60 000		3.5
$e^+e^- \to We\nu$	0.672	6 000		0.6
$e^+e^- \to Z/\gamma \to q\bar{q}(\gamma)$	107.6	600 000		3.5
$e^+e^- \to Z/\gamma \to \tau^+\tau^-(\gamma)$	8.3	350 000		0.8
Summe				235.6

Tabelle 5.2: Wirkungsquerschnitte, Zahl der generierten und der selektierten Ereignisse von Signal- und Untergrundprozessen.

Der Nicht-WW-Untergrund wird zwar in den tatsächlichen Daten selektiert, ist jedoch im Referenz-Monte-Carlo (Tab. 5.1) nicht enthalten. Bei einer Datenmessung muss deshalb das erwartete Spektrum dieser Untergrundprozesse von den Daten abgezogen werden. Monte-Carlo-Studien haben gezeigt, dass das Messergebnis, welches man aus einem Datenspektrum ohne Nicht-WW-Untergrund erhält, am besten wieder reproduziert werden kann, wenn vom Datenspektrum, dem dann zunächst einzelne Untergrundereignisse beigemischt wurden, ein möglichst geglättetes erwartetes Untergrundspektrum abgezogen wird. Ein solches geglättetes Energiespektrum aus Nicht-WW-Untergrundprozessen ist in Abb. 5.2 zu sehen. Im linken Teilbild erkennt man, dass durch Vergrößerung der Binbreite die statistischen Fluktuationen im Spektrum teilweise ausgeglichen werden können. Die einzelnen Prozesse wurden dabei entsprechend gewichtet (vgl. Tab. 5.2) und wieder auf die Datenluminosität normiert. Wird

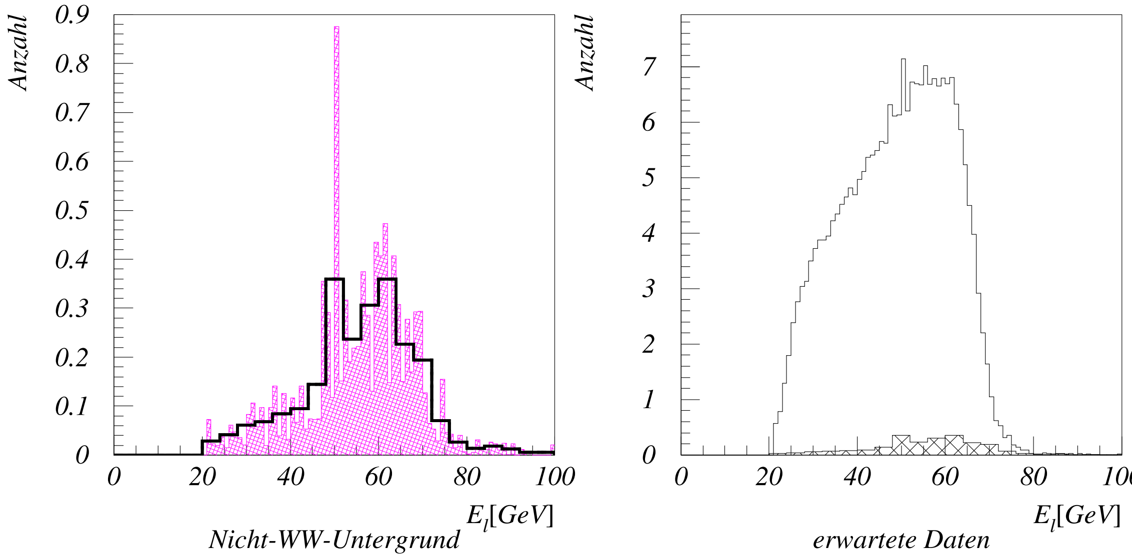

Abbildung 5.2: Energiespektrum des Nicht-WW-Untergrunds (links) und erwartetes Datenspektrum (rechts) nach Tab. 5.2. Der Anteil des Nicht-WW-Untergrunds aus dem linken Teilbild wurde im rechten Teilbild besonders gekennzeichnet.

zusätzlich noch ein 1C-Fit benutzt, so reduziert sich die Zahl der erwarteten Nicht-WW-Untergrundereignisse weiter von etwa 10 auf rund 7. [2] Der WW-Untergrund ist sowohl im Daten- als auch im Referenzspektrum bereits gleichermaßen enthalten und braucht daher (im Gegensatz zum Nicht-WW-Untergrund) nicht gesondert behandelt zu werden.

5.1.4 Anwendung auf die Daten

Nachdem die Methode erfolgreich am Monte-Carlo getestet wurde, kann sie nun auf die Daten angewandt werden, die im Jahr 1997 mit dem ALEPH-Detektor aufgenommen wurden. Die integrierte Luminosität der gesammelten Datenmenge betrug dabei 56.8 pb^{-1}. Die mittlere Schwerpunktenergie dieser Daten lag bei 182.6 GeV.

Mit Hilfe der zu Beginn dieses Kapitels beschriebenen Selektion wurden 235 Ereignisse als $e^+e^- \to W^+W^- \to (e/\mu)\nu q\bar{q}$-Ereignisse identifiziert, was sehr gut mit der erwarteten Anzahl von 236 Ereignissen (vgl. Tab. 5.2) übereinstimmt. 210 dieser Ereignisse wurden für den Massenfit benutzt, da bei ihnen der kinematische Fit konvergierte, wobei hier 214 Ereignisse erwartet wurden.

Als Referenzspektrum für den Massenfit wurden alle zur Verfügung stehende Monte-Carlo-Ereignisse (Tab. 5.1) verwendet und das erwartete Spektrum der Nicht-WW-Untergrundereignisse (Abb. 5.2) vom Datenspektrum abgezogen. [3] Die W-Masse ergibt sich dann zu

$$M_W = 81.347 \begin{array}{c} +0.705 \\ -0.674 \end{array} \text{(stat.)}\ GeV/c^2. \tag{5.5}$$

In Abb. 5.3 ist das Leptonenergiespektrum der Daten (nach Untergrundkorrektur) zusammen mit dem Referenzspektrum zu sehen, das zum gefitteten Massenwert (5.5) hin umgewichtet wurde. Abb. 5.4 zeigt den Verlauf der Likelihood des Fits in Abhängigkeit von M_W. Zu erkennen ist das Minimum der Funktion, wenn M_W den Wert (5.5) annimmt. Der statistische Fehler des Fits ergibt sich aus dem Anstieg der Likelihood um 1 vom Minimum aus betrachtet.

Bei der Interpretation des Ergebnisses (5.5) ist zu beachten, dass der Zentralwert von 81.347 GeV/c^2 noch etwas nach unten korrigiert werden muss. Dies liegt daran, dass Daten- und Referenzspektrum nicht die gleiche Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ zu Grunde liegt. Wie aus Gleichung (2.10) hervorgeht, hängt die Leptonenergie E_l, die hier zur W-Massenbestimmung benutzt wurde, sowohl von M_W als auch von $\sqrt{s}$ ab. Die Schwerpunktenergie hat deshalb auch Einfluss auf das Ergebnis des Massenfits. Während die mittlere Schwerpunktenergie in den Daten 182.6 GeV betrug, wurde das Referenz-Monte-Carlo jedoch bei 183.0 GeV erzeugt. Der in (5.5) angegebene Massenwert ist daher zu groß. [4]

Abb. 5.5 zeigt das Ergebnis verschiedener Massenfits für Pseudodatensamples, die bei unterschiedlichen Schwerpunktenergien erzeugt wurden, jedoch alle an das gleiche Referenzspektrum gefittet wurden. Es zeigt sich, dass eine im Vergleich zur Referenz zu niedrige

[2] Untergrundereignisse sind im Allgemeinen schwieriger an die Zwangsbedingungen anzupassen, sodass der 1C-Fit dann seltener konvergiert.

[3] Genau genommen wird das Nicht-WW-Untergrundspektrum durch den kinematischen Fit im Vergleich zu dem in Abb. 5.2 gezeigten Spektrum noch geringfügig modifiziert.

[4] Dies erscheint plausibel, wenn man bedenkt, dass bei verringerter Schwerpunktenergie in den Daten sich auch der Impuls der W-Bosonen verkleinert. Da im Referenzspektrum die Schwerpunktenergie jedoch fest ist, kann ein Angleich an die Daten dann nur erreicht werden, indem die W-Masse (fälschlicherweise) vergrößert wird.

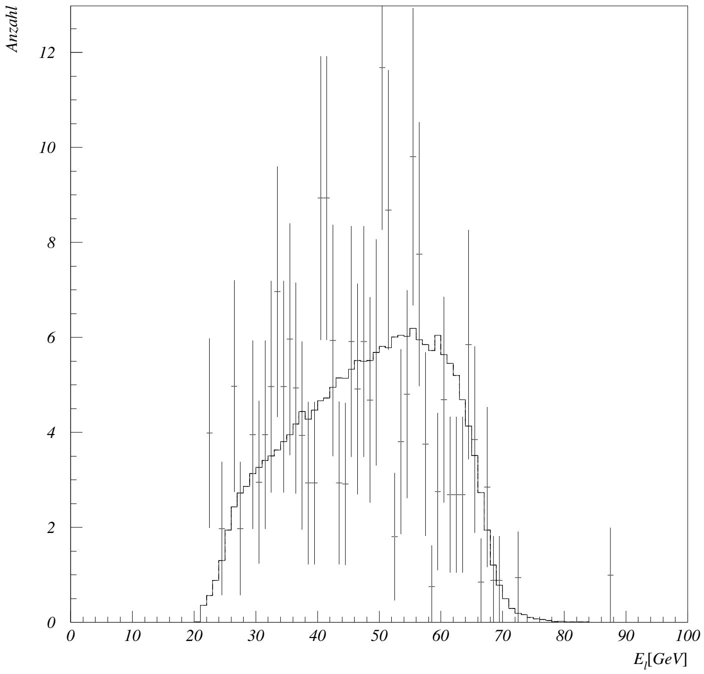

Abbildung 5.3: Leptonenergiespektrum der Daten mit umgewichtetem Referenzspektrum bei einer Schwerpunktenergie von 183 GeV.

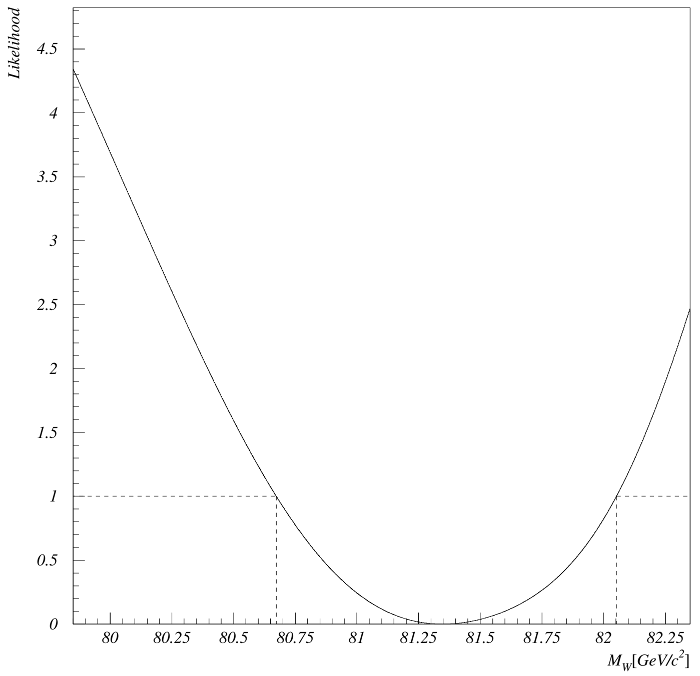

Abbildung 5.4: Likelihood in Abhängigkeit der W-Masse bei einer Schwerpunktenergie von 183 GeV.

Schwerpunktenergie in den Daten zu einem zu hohen Wert im Ergebnis des Massenfits führt. Die Steigung P1 der an die Messpunkte angepassten Gerade beträgt etwa -0.6, sodass aufgrund der Diskrepanz von 400 MeV in der Schwerpunktenergie zwischen Daten und Referenz der Massenwert in (5.5) um rund 240 MeV/c^2 nach unten korrigiert werden muss. Als endgültiges Ergebnis ergibt sich:

$$M_W = 81.115 \begin{array}{c} +0.705 \\ -0.674 \end{array} \text{ (stat.) } GeV/c^2. \tag{5.6}$$

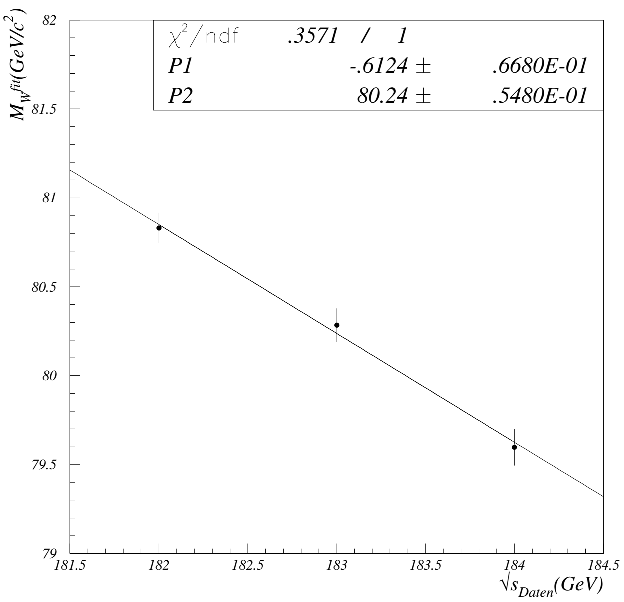

Abbildung 5.5: Abhängigkeit der gefitteten W-Masse von der in den Daten gewählten Schwerpunktenergie [9]. Es ist zu beachten, dass die hier benutzten Ereignisse keiner Detektorsimulation unterzogen wurden, da diese sehr lange Rechenzeiten in Anspruch nimmt. Dennoch erscheint es gerechtfertigt, die erhaltene Abhängigkeit $M_W^{fit}(\sqrt{s}_{Daten})$ auch auf den Fall von richtigen Daten zu übertragen.

Das Ergebnis (5.6) soll nun mit dem Ergebnis der offiziellen ALEPH-Analyse [14] verglichen werden, bei der die Masse des W-Bosons aus dem gleichen Datensatz mit Hilfe der Methode der direkten Rekonstruktion der invarianten Masse und unter Benutzung eines 2C-Fits bestimmt wurde. Dabei fand man in der ALEPH-Analyse, wenn die Zerfallskanäle $W^+W^- \to e\nu q\bar{q}$ und $W^+W^- \to \mu\nu q\bar{q}$ getrennt untersucht werden, die folgenden Resultate:

$$\begin{array}{l} M_W^{ALEPH,e\nu q\bar{q}} = 80.428 \pm 0.269 \text{ (stat.) } GeV/c^2 \\ M_W^{ALEPH,\mu\nu q\bar{q}} = 80.370 \pm 0.287 \text{ (stat.) } GeV/c^2. \end{array} \tag{5.7}$$

Um diese Ergebnisse mit (5.6) vergleichen zu können, muss das kombinierte Resultat beider Kanäle berechnet werden. Für die Kombination von zwei unkorrelierten Messungen gilt allgemein:

$$M_{komb} = \frac{M_1{\sigma_2}^2 + M_2{\sigma_1}^2}{{\sigma_1}^2 + {\sigma_2}^2} \qquad \text{und} \qquad \sigma_{komb} = (\frac{1}{{\sigma_1}^2} + \frac{1}{{\sigma_2}^2})^{-1/2}. \tag{5.8}$$

Aus (5.7) ergibt sich damit:

$$M_W^{ALEPH,(e/\mu)\nu q\bar{q}} = 80.401 \pm 0.196 \text{ (stat.) } GeV/c^2. \tag{5.9}$$

Somit erhält man durch direkte Rekonstruktion des invarianten Massenspektrums erwartungsgemäß ein genaueres Resultat als bei der Bestimmung von M_W aus dem Leptonenergiespektrum. Der statistische Fehler der ALEPH-Messung von 196 MeV/c^2 kann noch weiter reduziert werden, indem man die Ergebnisse (5.6) und (5.9) miteinander kombiniert. Dabei ist jedoch zu beachten, dass sich (5.8) nur auf unkorrelierte Messungen anwenden lässt. Da hier aber beiden Resultaten der gleiche Datensatz zu Grunde liegt, kann im Allgemeinen nicht von einer verschwindenden Korrelation beider Messungen ausgegangen werden. Es stellt sich jedoch heraus, dass die Korrelation hier dennoch nicht merklich von Null verschieden ist.

Abb. 5.6 zeigt die Ergebnisse von 200 Pseudoexperimenten, bei denen jeweils die gefitteten Massenwerte beider Methoden miteinander verglichen wurden. Es ergibt sich, dass die Korrelation ρ nicht signifikant von Null abweicht, sodass es sich hier um zwei voneinander unabhängige Messmethoden handelt, bei denen unterschiedliche in den Ereignissen steckende Information benutzt wird.

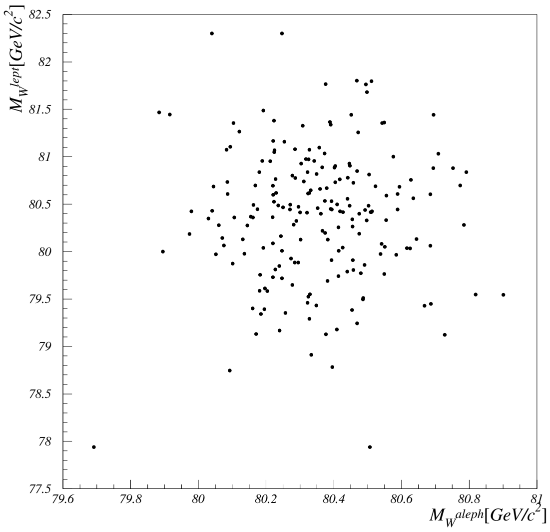

Abbildung 5.6: Für die Korrelation zwischen der offiziellen ALEPH-Analyse und der in dieser Arbeit benutzten Messmethode ergibt sich $\rho = (2 \pm 5)\%$.

Die Ergebnisse (5.6) und (5.9) sind somit im Rahmen ihrer statistischen Fehler miteinander konsistent. Als kombiniertes Resultat findet man mit Hilfe von (5.8):

$$M_W^{ALEPH/lept} = 80.452 \pm 0.189 \text{ (stat.) } GeV/c^2. \tag{5.10}$$

Der statistische Fehler lässt sich also im Vergleich zu (5.9) um 7 MeV/c^2 verringern. Durch Untersuchung weiterer Observablen (wie beispielsweise des fehlenden Impulses) im semileptonischen Kanal, sowie durch Hinzunahme des doppelleptonischen Kanals, kann der statistische Fehler noch weiter verkleinert werden [16].

5.2 Studien bei $\sqrt{s} = 189\ GeV$

Die im vorangegangenen Abschnitt für die Daten von 1997 diskutierte Analyse soll nun auch für die Daten durchgeführt werden, die im Jahr 1998 bei einer Schwerpunktenergie von rund 189 GeV aufgenommen wurden. Auch hier wird wiederum der semileptonische Kanal untersucht, sodass im Wesentlichen die gleichen Analyseschritte durchzuführen sind wie zuvor. Da 1998 jedoch mehr als die dreifache Datenmenge wie 1997 gesammelt werden konnte, erwartet man, dass der statistische Fehler, der ja proportional zu $1/\sqrt{N}$ ist (N ist dabei die Anzahl der Datenereignisse), um etwa das $\sqrt{3}$fache abnimmt. Somit liefern die 1998er Daten bis jetzt den Hauptbeitrag zum Gesamtergebnis, und daher ist es lohnenswert, die Analyse besonders an diesen Daten zu optimieren. Es werden deshalb im Folgenden neben den bereits bei 183 GeV diskutierten Elementen auch einige Neuerungen berücksichtigt.

5.2.1 Neue Elemente der Analyse

Wesentliche Veränderungen im Vergleich zur Analyse bei 183 GeV betreffen die semileptonische Ereignisselektion sowie den kinematischen Fit.

Selektion Die bei 189 GeV benutzte Selektion unterscheidet sich von der in Abschnitt 5.1.1 besprochenen in den folgenden zwei Punkten:

- Identifikation des Leptons: Bisher wurde diejenige Spur als Lepton bezeichnet, die die größte Impulskomponente antiparallel zum fehlenden Impuls besitzt. Dabei wurde angenommen, dass jedes W bei seiner Erzeugung nur einen geringen Impuls besitzt, da die Schwerpunktenergie nicht sehr weit über der Produktionsschwelle für W-Paare lag. Man konnte daher davon ausgehen, dass sich auch im Laborsystem geladenes Lepton und Neutrino beinahe „back-to-back“ auseinander bewegen, sodass der Winkel zwischen beiden fast 180° beträgt (vgl. Abb. 3.5). Mit zunehmender Schwerpunktenergie steigt jedoch auch der Impuls des W im Laborsystem. Dann bewirkt der Lorentzboost beim Übergang vom Ruhsystem des W ins Laborsystem, dass der Winkel zwischen den Zerfallsprodukten des W abnimmt. Dem wird Rechnung getragen, indem nun diejenige Spur als Lepton bezeichnet wird, für die $p_{ch}^2(1 - \cos\theta_{ij})$ maximal wird, wobei p_{ch} der Impuls der Spur und θ_{ij} der Winkel zwischen dieser Spur und dem nächstliegenden Jet ist. Es wird also ausgenutzt, dass das Lepton eine hohe Energie besitzt und gegenüber den Spuren aus dem hadronischen W-Zerfall isoliert ist.

- Schnitt auf die Leptonenergie: Es werden nun nicht mehr 21 GeV sondern nur noch 20 GeV als Mindestenergie verlangt. Dies ist auch der einzige Punkt, in dem sich die Selektion von der der offiziellen ALEPH-Analyse [15] unterscheidet. [5] In letzterer wurden nämlich mindestens 22 GeV gefordert. Will man aber M_W aus dem Leptonenergiespektrum bestimmen, so ist dies nicht sinnvoll. Es stellt sich nämlich heraus, dass dann der untere Randbereich des Spektrums, der ja für diese Messmethode besonders entscheidend ist (vgl. Gl. (2.11)), verloren geht, sodass man mit einem zu starken Schnitt keine stabilen Resultate mehr erhält. Lockert man den Schnitt hingegen auf 20 GeV, so bleibt das Leptonenergiespektrum weitgehend unverfälscht. Dieser Sachverhalt wird in Abb. 5.7 verdeutlicht.

[5] Bei $\sqrt{s} = 183\ GeV$ war die Selektion vollkommen identisch zu der in der offiziellen ALEPH-Analyse benutzten.

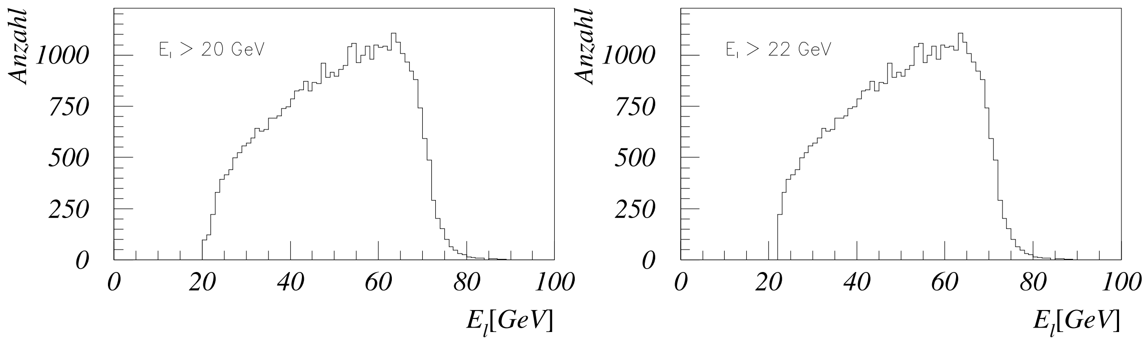

Abbildung 5.7: Vergleich der Leptonspektren bei verschiedenen Energieschnitten.

Alle übrigen Schritte in der Selektion wurden im Vergleich zu Abschnitt 5.1.1 aber nicht geändert.

Kinematischer Fit Bisher wurde als kinematischer Fit ein 1C-Fit verwendet und als Fitpaket KINFIT [20] benutzt. Bei 189 GeV Schwerpunktenergie wurde nun untersucht, ob sich der statistische Fehler der Massenmessung noch verringern lässt, wenn KINFIT durch ABC-Fit [21] ersetzt wird. Dies ist in der Tat der Fall, wobei sich dann mit Hilfe des 2C-Fits das beste Resultat (d. h. der kleinste erwartete Fehler) ergibt. Ferner wird ein weiteres Qualitätskriterium des kinematischen Fits berücksichtigt, und zwar die sogenannte χ^2-Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$.

Die χ^2-Wahrscheinlichkeit ist so konstruiert, dass sie zwischen 0 und 1 flach verteilt ist, falls die im kinematischen Fit verwendeten Zwangsbedingungen linear und die Anpassungsvariablen gaußverteilt sind. In diesem Fall ist $S(\vec{y}, \vec{\lambda})$ (vgl. Gl. (4.7)) χ^2-verteilt. [6] In Abb. 5.8 ist $P(\chi^2)$ für Monte-Carlo-Ereignisse dargestellt, bei denen mit Hilfe von ABC-Fit ein 2C-Fit durchgeführt wurde. Man erkennt, dass $P(\chi^2)$ in der Tat in einem weiten Bereich flach verteilt ist. Zu kleinen Werten hin jedoch tritt eine Häufung von Ereignissen auf. Dabei handelt es sich um Ereignisse, die die Fithypothese nicht richtig erfüllen, wie beispielsweise Untergrundereignisse, ISR-Ereignisse, bei denen das Elektron oder das Positron im Anfangszustand ein Photon abgestrahlt hat, oder Ereignisse, die schlecht rekonstruiert wurden. Durch einen Schnitt auf die χ^2-Wahrscheinlichkeit können diese Ereignisse ausgeschlossen werden. Es hat sich gezeigt, dass man den kleinsten erwarteten Fehler auf die W-Masse erhält, wenn man mit ABC-Fit einen 2C-Fit durchführt und fordert, dass $P(\chi^2) > 0.01$.

In Tab. 5.3 und 5.4 ist zusammengefasst, welche Anzahl an Monte-Carlo-Ereignissen für die Studien bei 189 GeV zur Verfügung stehen und wieviele Ereignisse man nach der beschriebenen Selektion und dem kinematischen Fit in den Daten erwartet. Es zeigt sich, dass für etwa 80% der selektierten WW-Ereignisse $P(\chi^2) > 0.01$ erfüllt ist. Insgesamt erwartet man in den Daten jetzt 812 Ereignisse. Darin sind etwa 36 Nicht-WW-Untergrundereignisse enthalten. Die Zahl der erwarteten Datenereignisse reduziert sich durch den kinematischen Fit und die Forderung $P(\chi^2) > 0.01$ auf rund 646, wobei sich der darin enthaltene Nicht-WW-Untergrund auf 17 erwartete Ereignisse verringert.

[6] Im Detail wird dieser Sachverhalt z. B. in [21] diskutiert.

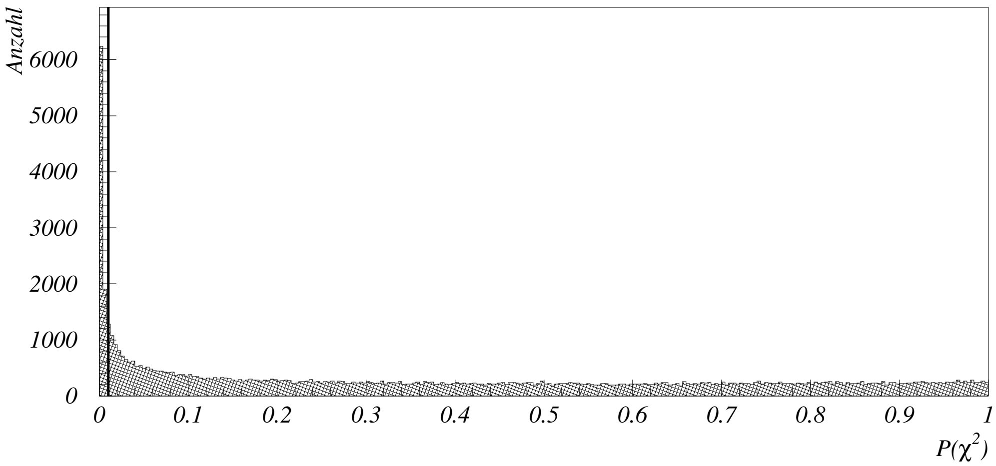

Abbildung 5.8: Die χ^2-Wahrscheinlichkeit ist im Idealfall flachverteilt. Um unerwünschte Ereignisse auszuklammern, wird auf die χ^2-Wahrscheinlichkeit bei 0.01 geschnitten.

$e^+e^- \to W^+W^-$	N_{WW}^{gen}	$N^{sel\ (e/\mu)\nu q\bar{q}}$	$N^{2C\ (e/\mu)\nu q\bar{q}}$
$M_W^{gen} = 79.35\ GeV/c^2$	60 000	15 656	12 764
$M_W^{gen} = 79.85\ GeV/c^2$	60 000	15 723	12 778
$M_W^{gen} = 80.10\ GeV/c^2$	60 000	15 593	12 735
$M_W^{gen} = 80.35\ GeV/c^2$	308 000	81 215	66 037
$M_W^{gen} = 80.60\ GeV/c^2$	60 000	15 592	12 589
$M_W^{gen} = 80.85\ GeV/c^2$	60 000	15 561	12 661
$M_W^{gen} = 81.35\ GeV/c^2$	60 000	15 674	12 752
Summe	668 000	175 014	142 316

Tabelle 5.3: Generierte Monte-Carlo-Ereignisse, selektierte $(e/\mu)\nu q\bar{q}$-Zerfälle und Anzahl der Ereignisse, bei welchen nach dem 2C-Fit $P(\chi^2) > 0.01$ erfüllt ist, bei einer Schwerpunktenergie von 189 GeV.

5.2.2 Kalibrationskurve und Pullverteilung

Mit Hilfe der in Tab. 5.3 dargestellten Monte-Carlo-Ereignisse soll nun wieder eine Kalibrationskurve und eine Pullverteilung erstellt werden, um sicherzustellen, dass auch diesmal verlässliche Resultate erzielt werden können.

Kalibrationskurve Die Linearität der Methode wurde analog zu $\sqrt{s} = 183\ GeV$ überprüft. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.9 zu sehen. Die Parametrisierung der angepassten Geraden erfolgte wieder nach Gl. (5.1). Auch bei einer Schwerpunktenergie von 189 GeV weichen die gefitteten Parameterwerte nicht signifikant von den Idealwerten ab.

Prozess	σ [pb]	N^{gen}	$N^{sel\ (e/\mu)\nu q\bar{q}}$ (normiert)	
$e^+e^- \to W^+W^-$ ($M_W^{gen} = 80.35\ GeV/c^2$)	16.9	308 000	wahre $(e/\mu)\nu q\bar{q}$ sonstige Kanäle	736.7 39.6
$e^+e^- \to ZZ$	2.759	100 000		4.4
$e^+e^- \to Ze^+e^-$	6.842	100 000		7.1
$e^+e^- \to We\nu$	0.66	15 000		2.7
$e^+e^- \to Z/\gamma \to q\bar{q}(\gamma)$	99.4	400 000		20.9
$e^+e^- \to Z/\gamma \to \tau^+\tau^-(\gamma)$	8.18	40 000		1.0
Summe				812.4

Tabelle 5.4: Vergleich von Signal- und Untergrundprozessen und Anzahl der erwarteten Datenereignisse.

Erwarteter Fehler und Pullverteilung Um die Größe des erwarteten Fehlers abzuschätzen und eine Pullverteilung zu erstellen, wurden wieder mehrere Pseudoexperimente mit Datensamples der Größe entsprechend der Luminosität in den echten Daten durchgeführt. Auch diese Resultate sind in Abb. 5.9 dargestellt. Der erwartete statistische Fehler in den Daten liegt bei etwa 450 MeV/c^2. Die Pullverteilung ist im Rahmen der benutzten Statistik eine Gaußverteilung mit Mittelwert Null und einem Sigma von Eins.

5.2.3 Anwendung auf die Daten

Die im Jahr 1998 aufgenommenen Daten besitzen eine mittlere Schwerpunktenergie von 188.6 GeV. Die integrierte Luminosität der Datenmenge war wie bereits angedeutet mit 174.2 pb^{-1} mehr als dreimal so hoch wie im Jahr zuvor.

Aus allen detektierten Ereignissen wurden insgesamt 799 semileptonische WW-Ereignisse mit einem Elektron oder einem Myon im Endzustand selektiert, was recht gut mit der erwarteten Anzahl von 812 Ereignissen übereinstimmt. Durch den kinematischen Fit und den Schnitt auf die χ^2-Wahrscheinlichkeit ($P(\chi^2) > 0.01$) gehen 177 selektierte Ereignisse verloren, sodass noch 622 Ereignisse (erwartete Anzahl: 646) zur Extraktion der W-Masse aus dem Leptonenergiespektrum zur Verfügung stehen.

Dieser Massenfit wurde wieder analog zu $\sqrt{s} = 183\ GeV$ durchgeführt, indem alle 142 316 verfügbaren WW-Monte-Carlo-Ereignisse (vgl. Tab. 5.3) als Referenz benutzt und das Spektrum der Nicht-WW-Untergrundereignisse (vgl. Tab. 5.4) vom Datenspektrum abgezogen wurde. Damit ergibt sich:

$$M_W = 80.699 \begin{array}{c} +0.495 \\ -0.499 \end{array} \text{(stat.)}\ GeV/c^2. \tag{5.11}$$

Der statistische Fehler liegt mit rund 500 MeV/c^2 etwas über dem erwarteten Fehler, jedoch ist zu berücksichtigen, dass auch im Monte-Carlo der statistische Fehler streut und nur mit einer endlichen Genauigkeit bestimmt werden kann (vgl. Abb. 5.9). Das Leptonenergiespektrum der Daten ist in Abb. 5.10 zu sehen, den Verlauf der Likelihood zeigt Abb. 5.11.

Bezüglich der Schwerpunktenergie braucht das Ergebnis (5.11) diesmal nicht korrigiert zu werden, da das Referenz-Monte-Carlo bei 188.6 GeV generiert wurde, was der mittleren Schwerpunktenergie in den Daten entspricht.

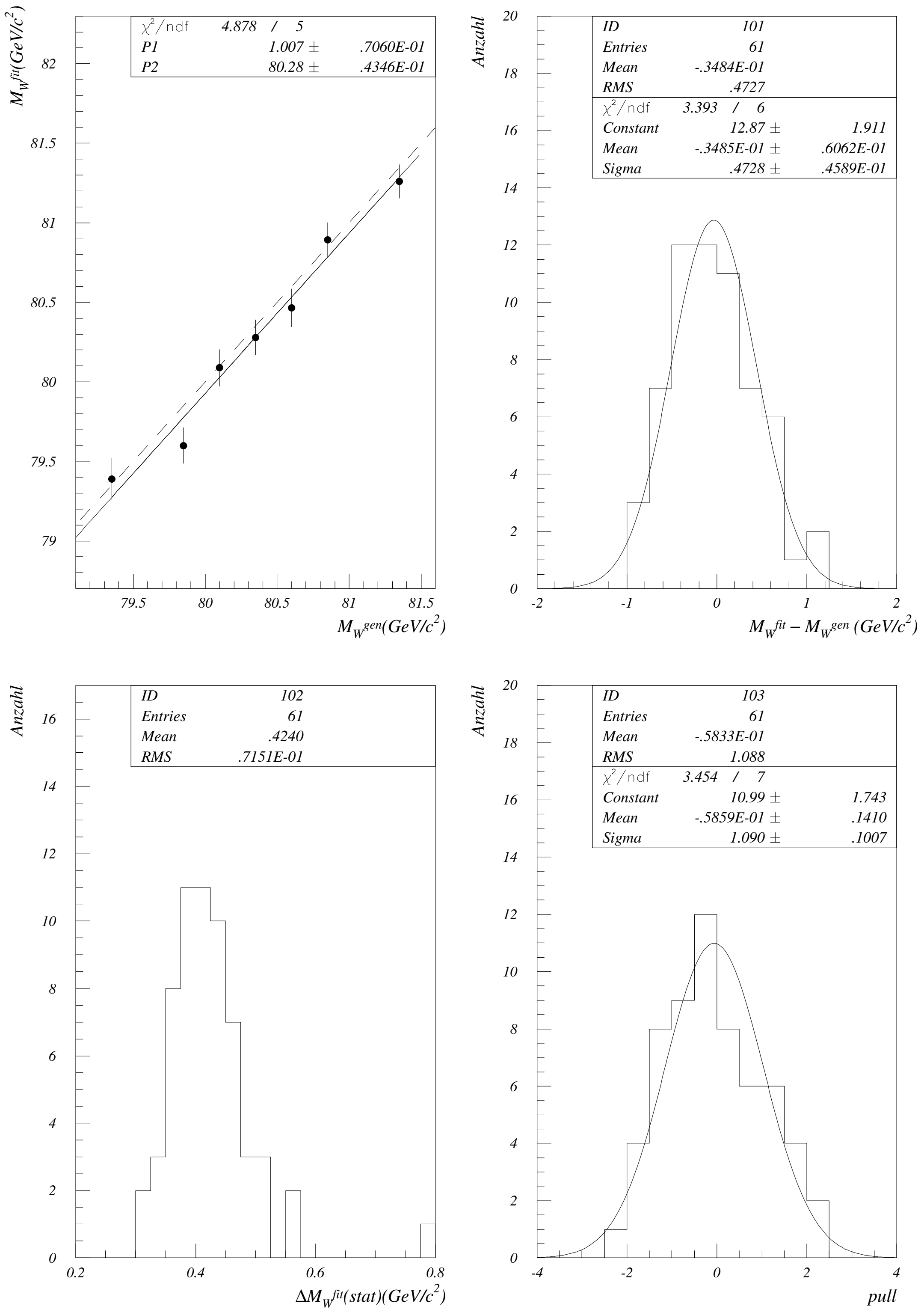

Abbildung 5.9: Kalibrationskurve (oben links), Massenauflösung (oben rechts), erwarteter Fehler (unten links) und Pullverteilung (unten rechts) bei einer Schwerpunktenergie von 189 GeV.

Es soll nun wieder abgeschätzt werden, wieviel (5.11) zum Gesamtergebnis beitragen kann, wenn dieses Resultat mit dem der ALEPH-Analyse [15] kombiniert wird. In letzterer fand man:

$$\begin{aligned} M_W^{ALEPH,e\nu q\bar{q}} &= 80.524 \pm 0.180 \text{ (stat.) } GeV/c^2 \\ M_W^{ALEPH,\mu\nu q\bar{q}} &= 80.297 \pm 0.164 \text{ (stat.) } GeV/c^2. \end{aligned} \tag{5.12}$$

Mit Hilfe von (5.8) ergibt sich hieraus:

$$M_W^{ALEPH,(e/\mu)\nu q\bar{q}} = 80.400 \pm 0.121 \text{ (stat.) } GeV/c^2. \tag{5.13}$$

Bei der Kombination dieses Resultats mit (5.11) wird wieder angenommen, dass die beiden betrachteten Messmethoden voneinander unabhängig sind, d. h. die Korrelation zwischen beiden Ergebnissen vernachlässigbar klein ist. In diesem Fall erhält man

$$M_W^{ALEPH/lept} = 80.417 \pm 0.117 \text{ (stat.) } GeV/c^2, \tag{5.14}$$

was eine Verringerung des statistischen Fehlers um 4 MeV/c^2 bedeutet. Natürlich ist es auch hier denkbar, noch weitere Observablen zu untersuchen, um den Fehler noch zu reduzieren.

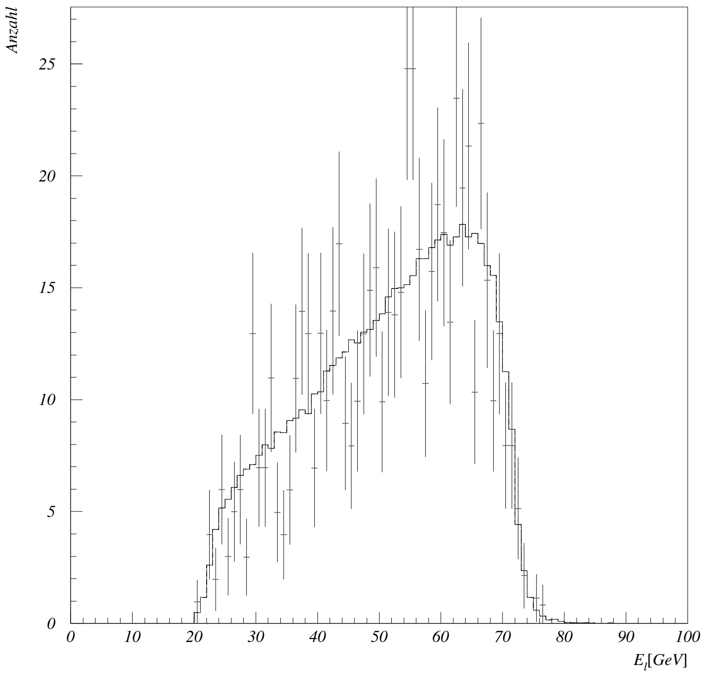

Abbildung 5.10: Leptonenergiespektrum der Daten (nach Untergrundkorrektur) mit dem Referenzspektrum, das zur gefitteten W-Masse hin umgewichtet wurde, bei einer Schwerpunktenergie von 189 GeV.

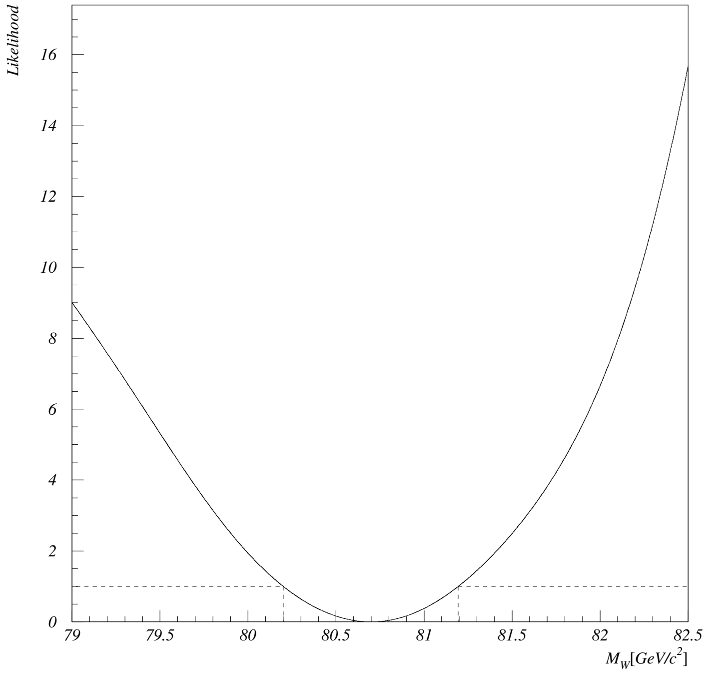

Abbildung 5.11: Likelihood in Abhängigkeit der W-Masse bei einer Schwerpunktenergie von 189 GeV.

Kapitel 6

Systematik

Neben den bisher betrachteten statistischen Fehlern treten in jeder physikalischen Messung auch systematische Fehler auf, die von Modellannahmen, Unsicherheiten auf physikalische Größen oder der Methode herrühren, die in der Analyse verwendet wurden. Solche systematischen Fehler müssen zum statistischen Fehler hinzuaddiert werden.

Im Folgenden werden nun einige systematische Fehlerquellen untersucht, die für die hier durchgeführte Analyse relevant sind. Daneben können jedoch weitere Fehlerquellen auftreten, die nicht betrachtet wurden, sodass kein Anspruch auf Vollständigkeit erhoben werden kann. Es wird aber davon ausgegangen, dass nicht berücksichtigte Fehlerquellen im Vergleich zu den hier untersuchten nur einen geringen Beitrag zum Gesamtfehler liefern, und daher die wichtigsten Fehlerquellen hier aufgeführt sind.

6.1 Untergrund

Bei der Datenmessung wurde das erwartete Spektrum des Nicht-WW-Untergrunds vom Datenspektrum abgezogen. Um abzuschätzen welche systematische Unsicherheit sich hieraus auf die W-Masse ergibt, wurde eine Variation dieses Untergrunds um $\pm 30\%$ durchgeführt. Als Fehler wird die größte Abweichung der gefitteten Masse vom ursprünglichen Wert angegeben. Bei einer Schwerpunktenergie von 183 GeV beträgt dieser systematische Fehler 47 MeV/c^2. Bei 189 GeV liegt hier mit 107 MeV/c^2 die dominierende systematische Fehlerquelle vor.

6.2 ISR

Von ISR (Initial State Radiation) spricht man, wenn das Elektron oder das Positron im Anfangszustand eines Ereignisses ein Photon abstrahlt. Dieser Effekt ist bis zur Ordnung $O(\alpha^2)$ der Störungstheorie im Monte-Carlo berücksichtigt (α ist die elektromagnetische Kopplungskonstante). Eine korrekte Beschreibung der Daten müsste natürlich beliebig hohe Ordnungen beinhalten. Um den Fehler abzuschätzen, der sich aus dieser Diskrepanz zwischen Daten ($O(\infty)$) und Referenz ($O(\alpha^2)$) ergibt, wird mit Hilfe der gleichen Referenz ein Pseudodatensatz gefittet, in dem nur die Ordnung $O(\alpha)$ berücksichtigt ist, und das Ergebnis mit dem aus einem Fit verglichen, bei dem in Daten und Referenz ISR bis zur gleichen Ordnung ($O(\alpha^2)$) enthalten ist. Die Abweichung in den gefitteten W-Massen wird dann als systematischer Fehler zitiert, wobei angenommen wird, dass der Unterschied zwischen $O(\alpha)$ und $O(\alpha^2)$ größer ist, als zwischen $O(\alpha^2)$ und allen höheren Ordnungen. Es stellt sich heraus, dass ISR nur einen geringen Beitrag zum systematischen Fehler liefert.

Da für $\sqrt{s} = 189\ GeV$ entsprechende Monte-Carlo-Ereignisse derzeit noch nicht zur Verfügung stehen, wurde hier das Ergebnis von 183 GeV übernommen und davon ausgegangen, dass sich keine wesentlichen Änderungen ergeben.

6.3 Detektorkalibration

In Kapitel 3 wurde beschrieben, wie mit Hilfe des elektromagnetischen Kalorimeters (ECAL) und des hadronischen Kalorimeters (HCAL) Energien gemessen werden können. Die Energieauflösung ist dabei natürlich nur endlich und die Unsicherheit in den gemessenen Energien pflanzt sich auf M_W fort. Durch Variation der Energien in den Daten um $\pm 0.9\%$ (ECAL) bzw. $\pm 2\%$ (HCAL) und jeweils einen Massenfit (stets mit Hilfe des gleichen Referenzspektrums) erhält man den systematischen Fehler, wobei wieder immer die größte Massendifferenz als Fehler angegeben wird. Dieser beträgt 83 MeV/c^2 bei $\sqrt{s} = 183\ GeV$ und 61 MeV/c^2 für $\sqrt{s} = 189\ GeV$, wenn die Einzelfehler für ECAL und HCAL jeweils quadratisch addiert werden.

6.4 Detektoralignment

Neben der Energiemessung wurde in Kapitel 3 auch dargestellt, wie Teilchenspuren aus den Messpunkten des VDET, der ITC und der TPC rekonstruiert werden. Dabei spielt die relative Ausrichtung dieser drei Subdetektoren eine entscheidende Rolle. Deshalb wird die relative globale Ausrichtung mit Hilfe von Myon-Ereignissen, die zu Beginn jeder Datennahmeperiode aufgezeichnet werden, vermessen und korrigiert.

Für verbleibenden Verzerrungen, die z. B. von Inhomogenitäten im Magnetfeld herrühren, werden sogenannte Sagitta-Korrekturen berechnet [24]. Diese basieren auf den Daten, die während der Datennahmeperiode aufgenommen wurden, und sind sowohl von Impuls als auch von der Ladung der Spur abhängig. Aufgrund der geringen Statistik der Daten ist diese Korrektur jedoch mit einer Unsicherheit behaftet. Der hieraus resultierende systematische Fehler ergibt sich wieder durch Vergleich der gefitteten Massen, wenn zwar die gleiche Referenz, aber Daten einmal mit und einmal ohne Sagitta-Korrekturen benutzt werden. Mit 68 MeV/c^2 ergibt sich hier bei einer Schwerpunktenergie von 183 GeV ein höherer Wert als bei 189 GeV, wo diese Fehlerquelle nur mit 23 MeV/c^2 beiträgt.

6.5 Schnitt auf die Leptonenergie

In Abschnitt 5.2.1 wurde darauf hingewiesen, dass sich für $\sqrt{s} = 189\ GeV$ die benutzte Selektion geringfügig von der der offiziellen ALEPH-Analyse unterscheidet, und zwar beim Schnitt auf die Leptonenergie. Es soll untersucht werden, ob das Ergebnis des Massenfits von diesem Schnitt abhängt. Zu diesem Zweck wurde die geforderte Mindestenergie für die Leptonen variiert (und zwar gleichermaßen in den Daten und in der Referenz), und am Monte-Carlo überprüft, ob sich hieraus ein Einfluss auf die gefittete W-Masse ergibt. Wie man in Abb. 6.1 erkennt, ist dies nicht der Fall, sodass der benutzte Schnitt das Ergebnis nicht willkürlich beeinflusst, und die Forderung einer Mindestenergie von 20 GeV gerechtfertigt war.

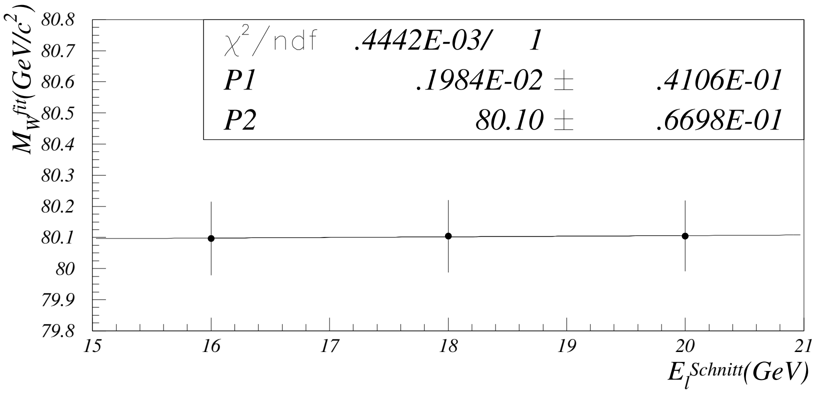

Abbildung 6.1: Abhängigkeit der gefitteten W-Masse vom Schnitt auf die Leptonenergie.

6.6 Monte-Carlo-Statistik

Auch die Tatsache, dass bei der Umgewichtungsmethode die im Referenzhistogramm benutzte Monte-Carlo-Statistik nur endlich ist, trägt natürlich zum systematischen Fehler bei. Bei der Likelihood (4.5) wurde angenommen, dass der Erwartungswert μ_i der Einträge im i-ten Bin des Datenhistogramms mit der Zahl der Einträge im i-ten Bin des (normierten) Referenzhistogramms identifiziert werden kann. Tatsächlich ist μ_i dann aber nicht beliebig genau bekannt, sondern aufgrund der nur endlichen Zahl von Ereignissen im Referenzhistogramm mit einem statistischen Fehler behaftet. Ist k_i die Zahl der Einträge im i-ten Bin des Referenzhistogramms vor der Normierung, so ist der Fehler von k_i durch $\sqrt{k_i}$ gegeben. Dieser Fehler pflanzt sich dann auf M_W fort. Dabei gilt:

$$\frac{1}{(\Delta M_W)^2} = \sum_{i=1}^{N_{bins}} \frac{1}{(\Delta M_{W,i})^2} \tag{6.1}$$

und

$$\Delta M_{W,i} = \frac{\Delta\rho_i}{d\rho_i/dM_W} \tag{6.2}$$

mit $\rho_i = k_i/(\sum_{i=1}^{N_{bins}} k_i)$, sodass $\Delta\rho_i = \sqrt{k_i}/(\sum_{i=1}^{N_{bins}} k_i)$. Der Fehler $\sqrt{k_i}$ in jedem Bin wird also auf M_W durchpropagiert, indem die Sensitivität $d\rho_i/dM_W$ der zum Fit benutzten Verteilung auf M_W berücksichtigt wird. Für beide durchgeführten Massenmessungen ergibt sich hieraus ein systematischer Fehler von etwa 30 MeV/c^2.

6.7 LEP-Energie

Zum Schluss soll nun noch untersucht werden, welchen Beitrag die Unsicherheit in der Schwerpunktenergie zum systematischen Fehler liefert. In Abb. 5.5 wurde für $\sqrt{s} \approx 183\ GeV$ bereits gezeigt, wie die gefittete W-Masse von der Schwerpunktenergie der Daten abhängt. Es ergab sich, dass $dM_W^{fit}/d\sqrt{s}_{Daten} = -0.61$. Für $\sqrt{s} \approx 189\ GeV$ ergibt sich eine ähnliche Abhängigkeit (Abb. 6.2), wobei die Steigung $dM_W^{fit}/d\sqrt{s}_{Daten}$ der angepassten Geraden jetzt -0.76

beträgt. Der Fehler von jeweils 50 MeV in der Schwerpunktenergie pflanzt sich gemäß

$$\Delta M_W = \frac{dM_W^{fit}}{d\sqrt{s}_{Daten}} \Delta\sqrt{s}_{Daten} \tag{6.3}$$

auf die W-Masse fort.

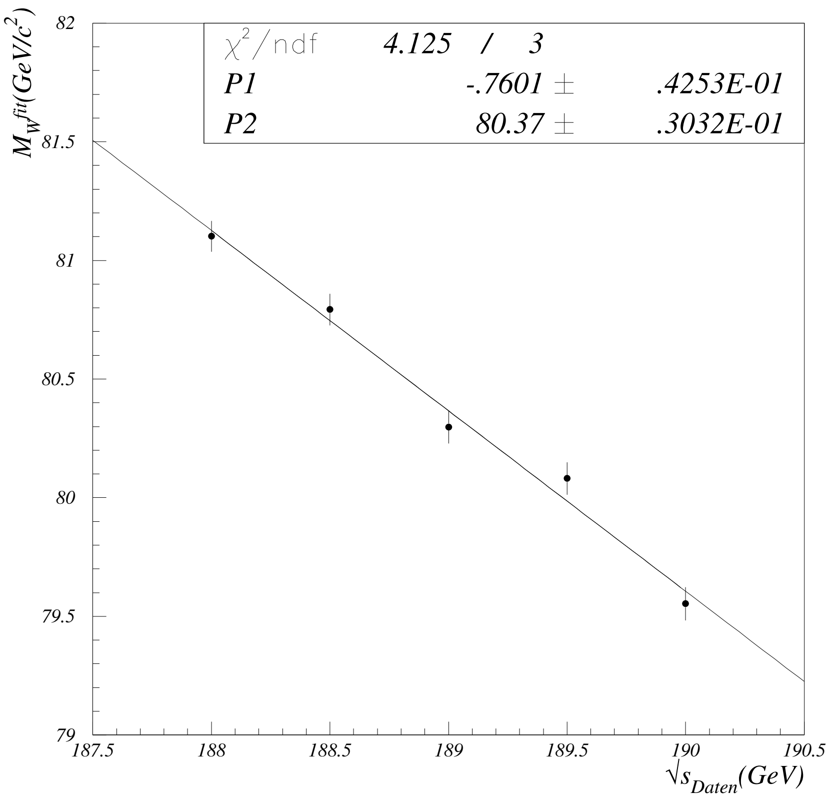

Abbildung 6.2: Abhängigkeit der gefitteten W-Masse von der in den Daten gewählten Schwerpunktenergie bei $\sqrt{s} \approx 189\ GeV$. Wie bei $\sqrt{s} \approx 183\ GeV$ (Abb. 5.5) wurden auch hier die Fermionimpulse auf Wahrheitsniveau benutzt, d. h. keine Detektorsimulation durchgeführt.

6.8 Zusammenfassung systematischer Fehler

Die in diesem Kapitel betrachteten systematischen Fehler werden nun in Tab. 6.1 zusammenfassend dargestellt. Der gesamte systematische Fehler ergibt sich durch quadratische Addition der Einzelfehler.

Fehlerquelle	ΔM_W $[MeV/c^2]$ ($\sqrt{s} = 183\ GeV$)	ΔM_W $[MeV/c^2]$ ($\sqrt{s} = 189\ GeV$)
Untergrund	47	107
ISR	1	1
ECAL	58	55
HCAL	60	26
Detektoralignment	68	23
Monte-Carlo-Statistik	30	31
LEP-Energie	31	38
Gesamt	125	134

Tabelle 6.1: Zusammenfassung systematischer Fehler.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In dieser Analyse wurde die Masse des W-Bosons aus dem Energiespektrum des geladenen Leptons in semileptonischen WW-Zerfällen $e^+e^- \to W^+W^- \to l\nu_l q\bar{q}$ bestimmt, wobei Ereignisse mit einem Elektron oder einem Myon im Endzustand untersucht wurden ($l = e, \mu$). Um die Energie- und die Massenauflösung zu verbessern, wurde ein kinematischer Fit durchgeführt und anschließend die W-Masse mit Hilfe der Umgewichtungsmethode aus den Daten extrahiert.

Aus den Daten, die vom ALEPH-Detektor im Jahr 1997 bei einer Schwerpunktenergie von 183 GeV aufgenommen wurden, ergab sich:

$$M_W = 81.115 \begin{array}{c} +0.705 \\ -0.674 \end{array} \text{(stat.)} \pm 0.125 \text{ (syst.) } GeV/c^2. \tag{7.1}$$

Im Jahr 1998 wurde die LEP-Energie erhöht, und bei $\sqrt{s} = 189\ GeV$ konnte mit Hilfe des ALEPH-Detektors mehr als die dreifache Datenmenge gesammelt werden. Unter Benutzung dieser Daten wurde ein Massenwert von

$$M_W = 80.699 \begin{array}{c} +0.495 \\ -0.499 \end{array} \text{(stat.)} \pm 0.134 \text{ (syst.) } GeV/c^2 \tag{7.2}$$

gefunden.

Die Kombination dieser beiden Ergebnisse liefert:

$$M_W = 80.843 \pm 0.407 \text{ (stat.)} \pm 0.102 \text{ (syst.) } GeV/c^2. \tag{7.3}$$

Das Resultat (7.3) wurde dabei durch einen Fit bestimmt, bei dem angenommen wurde, dass die systematischen Fehler der beiden Einzelmessungen, die von der Strahlung im Anfangszustand (ISR) und von der Detektorkalibration herrühren, jeweils miteinander korreliert sind.

Es liegt nun nahe, die vorgestellte Methode auch im doppelleptonischen Kanal anzuwenden. Ein kinematischer Fit kann in diesem Kanal jedoch nicht durchgeführt werden. Das Verzweigungsverhältnis für doppelleptonische WW-Zerfälle, bei denen nur Elektronen oder Myonen im Endzustand auftreten, beträgt etwa 4.5% (vgl. Tab. 2.2). In erster Näherung erwartet man dann durch die Hinzunahme dieses Kanals eine Vergrößerung der Statistik um knapp $\frac{1}{3}$, und damit gemäß dem $1/\sqrt{N}$-Gesetz eine Reduktion des statistischen Fehlers um etwa 13%. Der statistische Fehler von etwas mehr als 400 MeV/c^2 könnte damit also auf ca. 350 MeV/c^2 gesenkt werden, wenn alle zur Verfügung stehenden Ereignisse (semi- und doppelleptonischer Kanal) bei 183 und 189 GeV genutzt werden.

Dem gegenüber steht das Ergebnis aus den offiziellen ALEPH-Messungen von derzeit $M_W = 80.411 \pm 0.064$ (stat.) $\pm$ 0.037 (syst.) $\pm$ 0.022 (Theorie) $\pm$ 0.018 (LEP) GeV/c^2 [15]. Darin enthalten sind neben den Resultaten aus der direkten Rekonstruktion der invarianten Masse im hadronischen Kanal ($WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$) und im semileptonischen Kanal ($WW \rightarrow l\nu q\bar{q}$ mit $l = e, \mu, \tau$) bei Schwerpunktenergien von 172, 183 und 189 GeV auch die Ergebnisse aus der Extraktion der W-Masse aus dem totalen WW-Wirkungsquerschnitt bei 161 und 172 GeV, sowie die Resultate aus [16], wo bei 183 GeV im semi- und im doppelleptonischen Kanal M_W aus verschiedenen Observablen (u.a. auch aus dem Leptonenergiespektrum) bestimmt wurde. Im Rahmen der Fehler ist (7.3) mit diesem Ergebnis voll verträglich.

Die anderen LEP-Kollaborationen OPAL [25], L3 [26] und DELPHI [27] haben bisher vergleichbare Resultate erhalten, wobei bei DELPHI zur Zeit leider noch keine Daten bei 189 GeV berücksichtigt sind. Mit diesen Ergebnissen (Tab. 7.1) ist (7.3) ebenfalls verträglich.

Kollaboration	M_W $[GeV/c^2]$
ALEPH	80.41 ± 0.08
OPAL	80.36 ± 0.08
L3	80.43 ± 0.11
DELPHI	80.29 ± 0.15

Tabelle 7.1: Ergebnisse der W-Massenmessung aller LEP-Kollaborationen.

Auch in Zukunft wird es interessant sein, bei noch höheren Schwerpunktenergien, wo eine gleichbleibend hohe Luminosität und damit eine weitere Verkleinerung des statistischen Fehlers erwartet wird, die W-Masse aus dem Leptonenergiespektrum zu bestimmen und zu überprüfen, ob das Ergebnis mit dem der Standardmethode konsistent ist.

Literaturverzeichnis

[1] UA1 Collaboration, Phys. Lett. B122 (1983) 103; Phys. Lett. B126 (1983) 398; Phys. Lett. B166 (1986) 484

[2] UA2 Collaboration, Phys. Lett. B122 (1983) 476; Phys. Lett. B276 (1992) 354

[3] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour and Electroweak Groups, „A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model“, CERN-EP/99-15

[4] O. Nachtmann, „Elementarteilchenphysik“, Vieweg (1992)

[5] F. Halzen und A.D. Martin, „Quarks & Leptons“, John Wiley & Sons (1984)

[6] G. Altarelli et al., Theoretical Physics and Particle Physics Experiments Divisions, „Physics at LEP2“, Vol. 1, CERN 96-01

[7] D. Karlen, „Experimental Status of the Standard Model“, Proceedings of 29th International Conference on High Energy Physics, Vancouver (1998)

[8] The ALEPH Collaboration, „Measurement of W-pair production in e^+e^- collision at 183 GeV“, CERN-EP/99-035

[9] G. Schmidt, „Messung der W-Masse aus dem Energiespektrum der Leptonen mit dem Detektor ALEPH“, Diplomarbeit, HD-IHEP-98-08

[10] S. Myers et al., „Large Electron-Positron Storage Ring“, Technical Notebook, CERN (1988)

[11] C. Bowdery (Editor), „ALEPH Handbook“, Vol. 1 & 2, CERN (1997)

[12] The ALEPH Collaboration, „Measurement of the W Mass in e^+e^- Collisions at Production Threshold“, Phys. Lett. B401 (1997) 347

[13] The ALEPH Collaboration, „Measurement of the W Mass by Direct Reconstruction in e^+e^- Collisions at 172 GeV“, Phys. Lett. B422 (1998) 384

[14] The ALEPH Collaboration, „Measurement of the W Mass in e^+e^- Collisions at 183 GeV“, CERN-EP/99-027

[15] The ALEPH Collaboration, „Measurement of the W Mass in e^+e^- Collisions from 161 to 189 GeV“, ALEPH 99/017

[16] The ALEPH Collaboration, „Measurement of the W Mass from $W \to l\nu$ Decays at 183 GeV“, ALEPH 99/015

[17] S. Jadach et al., Comp. Phys. Comm. 94 (1996) 216

[18] G. Cowan, „Statistical Data Analysis“, Oxford University Press (1998)

[19] „MINUIT“, CERN Program Library D506 (1992)

[20] E. J. Thomson, „Measurements of the W Boson mass from $e^+e^- \to W^+W^- \to l\bar{\nu}q\bar{q}$ events with the ALEPH Detector“, PhD Thesis, University of Glasgow (1998)

[21] O. Buchmüller, „Kinematische Rekonstruktion von WW-Ereignissen bei LEP2“, Dissertation, Heidelberg (1999)

[22] S. Catani et al., Phys. Lett. B269 (1991) 432

[23] P. Azzurri, „A Selection of $W^+W^- \to e\nu q\bar{q}$ and $W^+W^- \to \mu\nu q\bar{q}$ Events at $\sqrt{s}$ = 161 GeV“, ALEPH 96-137

[24] I. Tomalin, „Tracking performance“, http://afal44.cern.ch/LEP2ANALYSIS/TRACKING/

[25] The OPAL Collaboration, „Measurement of the W Boson Mass in e^+e^- Collisions at 189 GeV“, OPAL Physics Note PN385

[26] The L3 Collaboration, „Preliminary Results on the Measurement of Mass and Width of the W Boson at LEP“, L3 Note 2377

[27] The DELPHI Collaboration, „Measurement of the Mass of the W Boson using direct reconstruction“, CERN-EP/paper 227/Draft1

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die mich bei der Durchführung dieser Arbeit unterstützt haben.

Herrn Prof. Dr. Putzer danke ich dafür, dass er mir die Durchführung meiner Diplomarbeit am Institut für Hochenergiephysik ermöglichte, sowie für die angenehme Betreuung und das ständige Interesse am Fortgang meiner Arbeit.

Herrn Prof. Dr. Tittel danke ich für seine Tätigkeit als Zweitgutachter.

Mein ganz besonderer Dank gilt Dr. Selvam Dhamotharan (übrigens liegt Aschaffenburg doch in Bayern, auch wenn wir das nur den Franzosen zu verdanken haben) und Dr. Oliver Buchmüller für ihre hervorragende und stets kompetente Betreuung und für die zahlreichen Hilfen, ohne die diese Arbeit nie zustande gekommen wäre.

Herrn Dr. Richard Cavanaugh danke ich gleichermaßen für seine Hilfestellungen in der Endphase meiner Arbeit.

Ebenfalls ganz besonders herzlich danke ich Gordian Schmidt für seine zahlreichen Hilfen während meiner Einarbeitungszeit und für seine hervorragende Arbeit, von der ich so viel profitieren konnte.

Meinen Kollegen Ariane Buster, Stefan Christ, Dr. Gerret Hansper, Guillaume Leibenguth, Aik Loong Ong, Eric Wannemacher und Michael Wolf danke ich für die gute und angenehme Zusammenarbeit, sowie für die zahlreichen fruchtbaren Diskussionen.

Auch danke ich allen nicht namentlich Erwähnten, die auf die eine oder andere Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Schließlich danke ich allen Mitgliedern der ALEPH-Gruppe, der H1-Gruppe und den Angestellten des Instituts für die stets angenehme Arbeitsatmosphäre,

... sowie allen, die beim Mittagessen immer gewartet haben, bis ich den letzten Platz verteidigt habe. Dabei gilt Claus Beier besonderer Dank, dass er mich nie im Stich gelassen hat. Ich wünsche ihm für die Zukunft toi toi toi ...

Allen Mitgliedern des Instituts wünsche ich für ihre Zukunft alles Gute.

Erklärung:

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den ....

(Unterschrift)