FAKULTÄT FÜR PHYSIK UND ASTRONOMIE
RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG

HD-IHEP-99-09

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
ERIC WANNEMACHER
aus Saarbrücken
August 1999

Bestimmung der Masse des W-Bosons aus dem rekonstruierten Massenspektrum

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

Zusammenfassung

In dieser Diplomarbeit wird die Masse des W-Bosons aus dem rekonstruierten Massenspektrum der Zerfallsprodukte bestimmt. Die W-Masse wird mittels Ereignissen des Typs $e^+e^- \to W^+W^- \to (e/\mu)\nu q\bar{q}$, die 1998 mit dem Detektor ALEPH bei einer Schwerpunktenergie von 188.6 GeV und einer integrierten Luminosität von 174.2 pb^{-1} aufgezeichnet wurden, gemessen. Die Verwendung eines weiteren Massenschätzers innerhalb einer zweidimensionalen Umgewichtungsmethode wird vorgestellt, und es wird ein Vergleich mit der in der ALEPH-Kollaboration bisher üblichen eindimensionalen Umgewichtungsmethode gezeigt. Die Kombination der beiden Zerfallskanäle ergibt für diese neuentwickelte Methode:

$M_W = 80.301 \pm 0.111$ (stat.) $\pm\, 0.066$ (syst.) GeV/c^2

Abstract

In this diploma thesis the W boson mass is measured from the reconstructed invariant mass distribution of the decay products. The W boson mass is extracted from $e^+e^- \to W^+W^- \to (e/\mu)\nu q\bar{q}$ events, which were recorded by the ALEPH detector during 1998 at a center of mass energy of 188.6 GeV corresponding to an integrated luminosity of 174.2 pb^{-1}. The use of an additional mass estimator within a twodimensional reweighting method is presented, and a comparision is shown with a onedimensional reweighting method, which has been used in the ALEPH collaboration so far. Combining the results of both decay channels, one obtains for the new method:

$M_W = 80.301 \pm 0.111$ (stat.) $\pm\, 0.066$ (syst.) GeV/c^2

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Im Anfang war das Wort.

Joh 1.1

Im Gespräch mit Nichtphysikern wird einem manchmal klar, wie speziell die heutigen Forschungsthemen der Elementarteilchenphysik sind. Welche Elementarteilchen es gibt, welche Eigenschaften sie haben, welche Kräfte auf sie wirken und welche Theorie die komplizierten Zusammenhänge beschreibt, sind Fragen, die im Alltag völlig nebensächlich sind.
Aber der Wunsch zu wissen, was die Welt im Innersten zusammenhält, ist wahrscheinlich so alt wie die Menschheit selbst. Von der Annahme, jede Materie sei aus kleinen unteilbaren Teilchen aufgebaut, über die Erforschung des Atoms und des Atomkerns bis hin zur Formulierung der Quantenmechanik und der Quantenfeldtheorie, die die Grundlage für das heutige Verständnis der Elementarteilchenphysik bilden, war es ein langer Weg. Daher ist es auch gar nicht verwunderlich, daß die heutigen Theorien der Elementarteilchenphysik kompliziert anmuten und manche aktuellen Fragestellungen der Hochenergiephysik auf den ersten Blick etwas akademisch und für Außenstehende bedeutungslos erscheinen mögen. Nichtsdestotrotz sind sie für den Elementarteilchenphysiker von brennendem Interesse, und es ist nicht ausgeschlossen, daß bei der Suche nach Antworten, vielleicht sogar die eine oder andere dabei gewonnene Erkenntis über die Hochenergiephysik hinausreichende Konsequenzen hat.

Nach heutigem Kenntnisstand beschreibt das sogenannte Standardmodell (SM) die moderne Physik der Elementarteilchen. Die Vorhersagen des SM zu überprüfen, ist eine der wichtigsten Aufgaben der Experimentalphysiker. Man unterscheidet prinzipiell zwei Klassen von Elementarteilchen: Quarks und Leptonen sind Fermionen (Teilchen mit halbzahligem Spin), während die die Wechselwirkungen vermittelnden Austauschteilchen Bosonen (Teilchen mit ganzzahligem Spin) sind. Neben der Gravitation kennt man zwei weitere Arten von Wechselwirkungen: die elektroschwache und die starke Wechselwirkung.

In den sechziger Jahren formulierten Glashow, Weinberg und Salam die elektroschwache Vereinheitlichung mit masselosen Eichbosonen [1]. Durch Einführung des Higgs-Mechanismus ist die Renormierbarkeit dieser Theorie auch für massive Z- und W-Bosonen gewährleistet. Der direkte Nachweis der Z- und W-Bosonen gelang erstmalig 1983 den Experimenten UA1 und UA2 am Antiproton-Proton-Speicherring $Sp\bar{p}S$ am CERN [1] (European Laboratory for

[1] Die Abkürzung CERN steht für den historischen Namen “Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire”.

Particle Physics). Die dabei durchgeführten direkten Massenbestimmungen dieser beiden Eichbosonen ergaben etwa 91 GeV/c^2 für das Z- bzw. etwa 80 GeV/c^2 für das W-Boson ([2], [3]). Die Tatsache, daß die Z- und W-Bosonen massiv sind, bedingt die Existenz (mindestens) eines neuen Teilchens, des Higgs-Bosons. Zwar gibt es indirekte Hinweise auf die Existenz des Higgs, dennoch ist der noch ausstehende direkte experimentelle Nachweis von grundlegendem Interesse. Für zukünftige Experimente (z.B. am Large Hadron Collider), die höhere Energiebereiche nach dem Higgs-Boson absuchen, ist es wichtig zu wissen, in welchem Massenbereich dieses erwartet wird. Da die Higgs-Masse über Strahlungskorrekturen auch mit den Massen anderer Teilchen, nämlich der des Top-Quarks, des Z- und des W-Bosons in Zusammenhang steht, ist es also notwendig, unter anderem die Massen der Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung möglichst genau zu bestimmen. Dies war einer der Gründe für die Inbetriebnahme des Elektron-Positron-Speicherrings LEP (Large Electron Positron Collider) im Jahr 1989. In der ersten Phase wurde LEP bei einer Schwerpunktenergie von etwa 90 GeV, der Wirkungsquerschnittresonanz des Z-Bosons, betrieben, um die Eigenschaften desselben genau zu untersuchen. Seine Masse konnte mit einer relativen Genauigkeit der Größenordnung 10^{-5} bestimmt werden [4]. In der zweiten Phase von LEP, seit die Schwerpunktenergie die W-Paarschwelle bei ca. 161 GeV überschritten hat (Juni 1996), ist es möglich, die geladenen Vektorbosonen $W^{\pm}$ genau zu untersuchen. Nach LEP2 soll die relative Genauigkeit auf die W-Masse 10^{-4} betragen.

Um die Masse des W-Bosons zu bestimmen, gibt es bei LEP grundsätzlich folgende Methoden:

- Aus dem Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts für die W-Paarproduktion.
- Aus dem Energiespektrum der von W-Zerfällen stammenden Leptonen.
- Durch direkte Rekonstruktion.

Die erste der drei Möglichkeiten war besonders bei einer Schwerpunktenergie im Bereich der W-Paarschwelle interessant, da der Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts für die W-Paarproduktion an dieser Stelle besonders sensitiv auf die W-Masse ist [5]. Die zweite Möglichkeit ist gegenüber der letzten weniger sensitiv, allerdings kann sie auch den rein leptonischen Zerfallskanal nutzen, bei dem eine direkte Rekonstruktion des Ereignisses nicht möglich ist ([6], [7], [8]). Bei LEP2 ist die Bestimmung der Masse des W-Bosons durch direkte Rekonstruktion der Ereignisse am genauesten. Hierbei unterscheidet man den semileptonischen und den rein hadronischen Kanal. Aufgrund der unterschiedlichen Topologien sind die Anforderungen unterschiedlich.

Um die Masse des W-Bosons aus dem rekonstruierten Massenspektrum zu extrahieren, gibt es wiederum mehrere Varianten, z.B.:

- Fit einer analytischen Funktion (Breit-Wigner) an die Massenverteilung [9].
- Fit einer ungebinnten Log-Likelihood-Funktion an die Massenverteilung [10].
- Umgewichtungsmethode.

Gegenstand dieser Diplomarbeit ist die Bestimmung der Masse des W-Bosons aus dem rekonstruierten Massenspektrum mittels der Umgewichtungsmethode bei WW-Zerfällen des Typs

$W^+W^- \to e\nu_e q\bar{q}$ und $W^+W^- \to \mu\nu_\mu q\bar{q}$.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert:
Während im folgenden Kapitel die Theorie der W-Physik umrissen wird, widmet sich das dritte Kapitel dem experimentellen Hintergrund. Anschließend wird im vierten Kapitel dargestellt, wie die Ereignisse selektiert und rekonstruiert werden. In Kapitel 5 werden zwei Methoden vorgestellt und miteinander verglichen, die zur Bestimmung der W-Masse verwendet werden. Anschließend werden Stabilitätstests dargestellt und systematische Fehler untersucht.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

> We are all agreed that your theory is crazy. The question which divides us is whether it is crazy enough to have a chance of being correct.
>
> N. Bohr

Das folgende Kapitel soll einen grundlegenden Überblick zur Theorie der für diese Arbeit relevanten W-Physik geben. Für eine detailliertere Darstellung zu diesem Thema sei auf die einschlägigen Lehrbücher (z.B. [11], [12], [13]) verwiesen.

2.1 Warum ist die Masse des W-Bosons so interessant ?

Da die W-Masse sensitiv auf die Masse des Top-Quarks m_t und die Masse des Higgs-Bosons M_H ist, kann eine genaue Messung von M_W bei gegebenem m_t zu einer Einschränkung der Higgs-Masse führen. Somit dient eine Präzisionsmessung von M_W als ein wichtiger Test des Standardmodells. Der Zusammenhang zwischen den verschiedenen Massen resultiert aus Strahlungskorrekturen von Diagrammen höherer Ordnung, die zur Selbstwechselwirkung der W-Bosonen beitragen (siehe Abb. 2.1). Es gilt:

$$M_W^2 = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F sin^2\theta_W\,(1-\Delta r)} \tag{2.1}$$

Δr steht für die Strahlungskorrekturen und der Hauptbeitrag dazu resultiert aus dem Effekt der laufenden elektromagnetischen Kopplungskonstanten α. Δr hängt auch quadratisch von m_t und logarithmisch von M_H ab. [1]

2.2 W-Paare in e^+e^--Prozessen

Bei LEP wird in niedrigster Ordnung ein W^+W^--Paar entweder durch Annihilation von e^+e^- in ein Z-Boson bzw. ein virtuelles Photon γ im s-Kanal produziert (erstes und zweites Diagramm von Abb. 2.2) oder über Neutrinoaustausch im t-Kanal (drittes Diagramm der

[1] G_F ist die Fermikonstante und θ_W der Weinberg-Winkel, beides sind Parameter des Standardmodells.

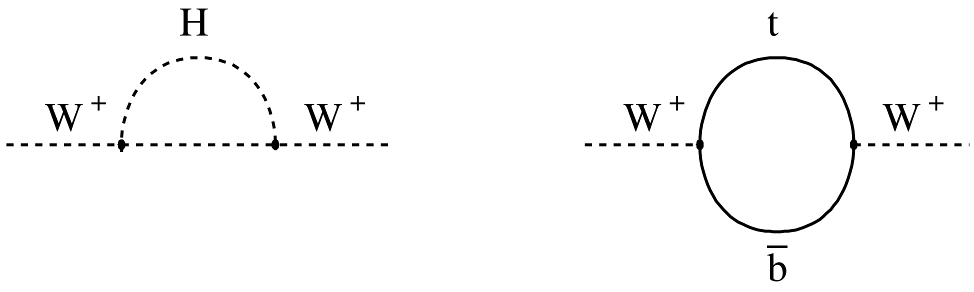


Abbildung 2.1: *Zwei Beispiele für Diagramme zu Strahlungskorrekturen höherer Ordnung.*

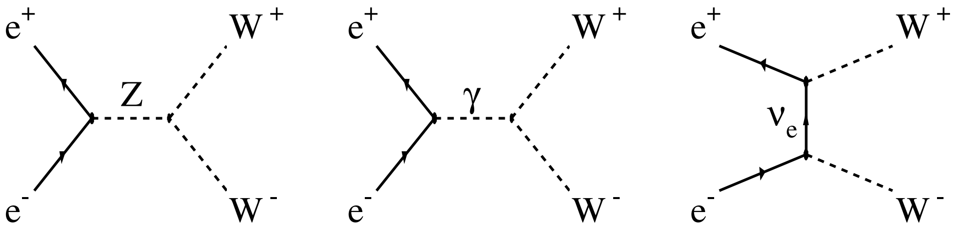


Abbildung 2.2: *CC03-Diagramme der W-Paarproduktion.*

gleichen Abbildung). [2] Dies sind die sogenannten CC03-Prozesse (three charged current processes). Jedes W zerfällt unmittelbar nach seiner Erzeugung in zwei Fermionen. Dies führt zu drei charakteristischen Endzuständen:

- hadronisch ($q\bar{q}q\bar{q}$)
- semileptonisch ($l\nu q\bar{q}$)
- leptonisch ($l\nu l\nu$).

Die Verzweigungsverhältnisse dieser Kanäle sind in Tabelle 2.1 dargestellt. Die Berechnung dieser Zahlen berücksichtigt verschiedene Quarkflavourkombinationen gemäß der Cabibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix, Farbfaktoren und Quarkmassen.
Der hadronische Kanal hat das größte Verzweigungsverhältnis. Im semileptonischen Kanal betrachtet man den Fall, daß ein W in ein τ zerfällt, gesondert. Aufgrund der geringen Lebensdauer des τ kann es wiederum nur über seine Zerfallsprodukte nachgewiesen werden. Da dabei mindestens ein zusätzliches (nicht detektierbares) Neutrino entsteht, ist eine direkte Rekonstruktion der Kinematik des Zerfalls nicht möglich.

[2] Die Produktion über ein Higgs im s-Kanal wird vernachlässigt, da sie um den Faktor m_e^2/M_W^2 unterdrückt ist.

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis
$WW \to q\bar{q}q\bar{q}$	48%
$WW \to l\nu q\bar{q}$	43%
$WW \to e/\mu\nu q\bar{q}$	29%
$WW \to l\nu l\nu$	9%

Tabelle 2.1: *Verzweigungsverhältnisse beim WW-Zerfall.*

2.3 W^+W^--Wirkungsquerschnitt

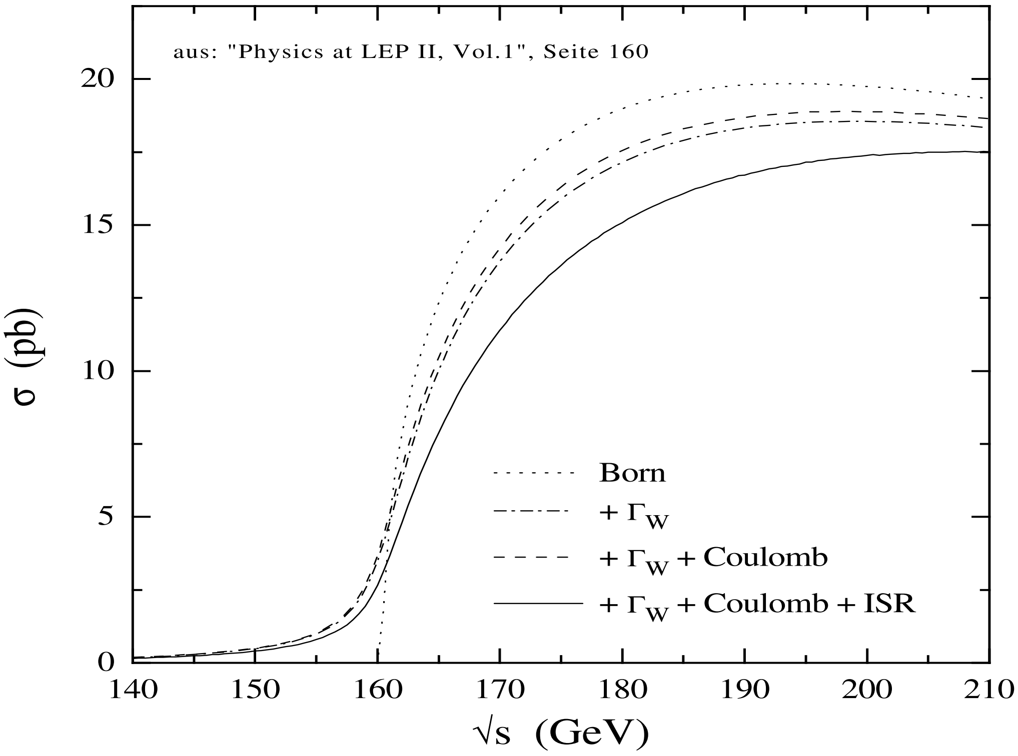


Abbildung 2.3:
Theoretischer Verlauf des WW-Wirkungsquerschnitts unter Berücksichtigung verschiedener Effekte (Erklärung siehe Text).

Die Abhängigkeit des W^+W^--Wirkungsquerschnitts von der Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ wird durch die Interferenz der beitragenden, für sich allein divergenten, Diagramme bestimmt. Dabei liefert bei LEP-Energien der t-Kanal den Hauptbeitrag.
Vernachlässigt man zunächst die endliche Lebensdauer des W-Bosons, so kann der sogenannte on-shell-Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ornung analytisch berechnet werden, was

zu folgendem Ausdruck führt:

$$\sigma^{CC03}_{on-shell} = \frac{\pi\alpha^2}{s}\frac{1}{sin^4\theta_W}\sqrt{1-\frac{4M_W^2}{s}} + \mathcal{O}(\sqrt{1-\frac{4M_W^2}{s}}^3) \qquad (2.2)$$

Dies ist allerdings nur eine Näherung, die W-Bosonen sollten vielmehr als Resonanzen mit endlicher Breite Γ_W beschrieben werden. In niedrigster Ordnung ist der Wirkungsquerschnitt dann gegeben durch:

$$\sigma^{CC03}(s) = \int_0^s ds_1 \int_0^{(\sqrt{s}-\sqrt{s_1})^2} ds_2 \rho(s_1)\rho(s_2)\sigma_0^{CC03}(s,s_1,s_2) \quad . \qquad (2.3)$$

σ_0^{CC03} ist der Beitrag von t- und s-Kanal sowie deren Interferenzen, und $\rho(s)$ beschreibt eine relativistische Breit-Wigner-Verteilung:

$$\rho(s) = \frac{1}{\pi}\frac{\Gamma_W}{M_W}\frac{s}{(s-M_W^2)^2 + s^2\Gamma_W^2/M_W^2} \quad . \qquad (2.4)$$

Die Form des Massenspektrums ist durch den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^2\sigma}{ds_1 ds_2} = \rho(s_1)\rho(s_2)\sigma_0^{CC03}(s,s_1,s_2) \qquad (2.5)$$

gegeben.

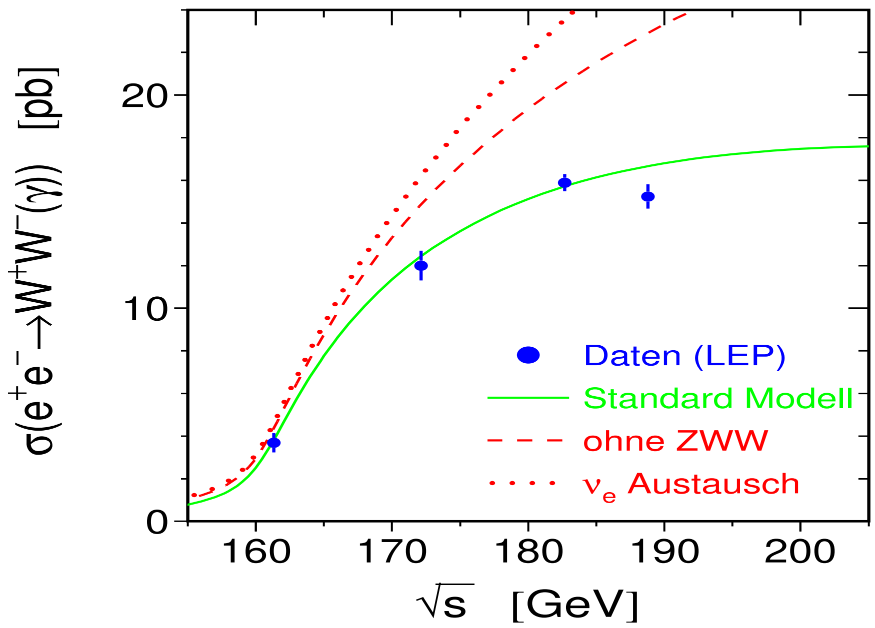


Abbildung 2.4:
Anpassung des theoretischen totalen Wirkungsquerschnitts der WW-Produktion als Funktion der Schwerpunktenergie an die vorläufigen LEP-Daten [14].

Die Tatsache, daß die W-Bosonen nicht stabil sind, bewirkt eine Aufweichung der scharfen Produktionsschwelle und eine Absenkung des totalen Wirkungsquerschnitts oberhalb der Schwelle. Ähnliche Effekte rufen ISR und Coulomb-Korrektur (siehe unten) hervor.

2.4 Elektroschwache Korrekturen höherer Ordnung

Im Prinzip möchte man die elektroschwachen Korrekturen in beliebiger Ordnung von α berücksichtigen. Während entsprechende Berechnungen für die on-shell W-Produktion bestehen, ist dies für die off-shell W-Produktion leider nicht der Fall. Man ist daher auf Näherungen angewiesen. Mit Hilfe der on-shell Berechnungen kann man allerdings die wichtigsten Effekte abschätzen. Zwei davon sollen hier kurz dargestellt werden.

2.4.1 Emission eines Photons im Anfangszustand

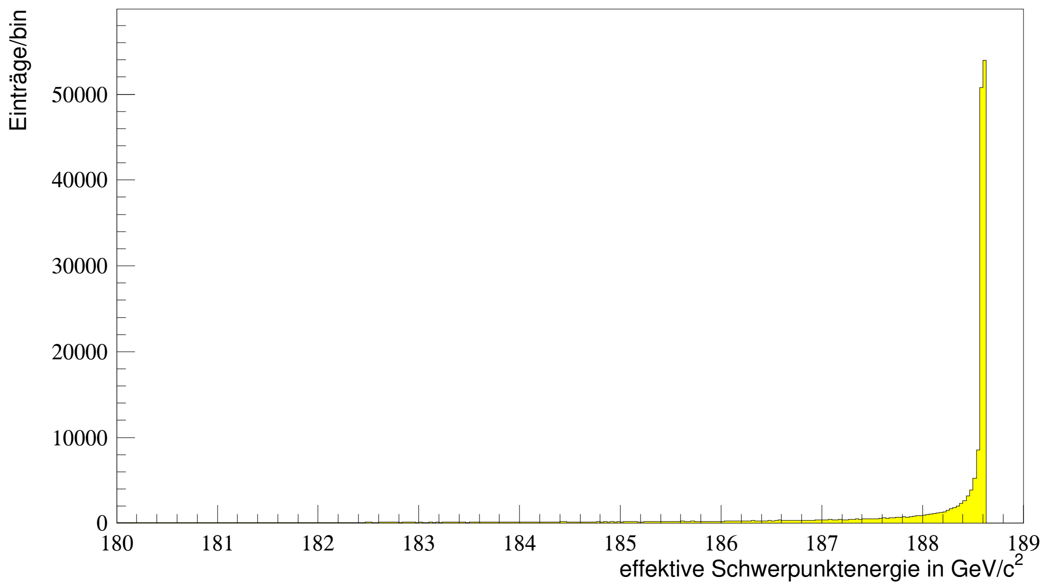


Abbildung 2.5:
Effektive Schwerpunktenergie, die nach der Emission eines möglichen ISR-Photons noch zur W-Paarproduktion zur Verfügung steht.

Wenn das Elektron bzw. das Positron im Anfangszustand ein Photon abstrahlt, spricht man von ISR (Initial State Radiation). Dies liefert den größten Beitrag zur Korrektur des Wirkungsquerschnitts niedrigster Ordnung σ_0^{CC03}. Außerdem bewirkt ISR, daß das invariante Massenspektrum der W-Bosonen keine einfache relativistische Breit-Wigner-Verteilung ist. Wichtiger noch ist, daß durch die Emission eines Photons im Anfangszustand die tatsächlich zur Verfügung stehende Schwerpunktenergie herabgesetzt wird (siehe Abb. 2.5), was zu einer positiven Massenverschiebung der Größenordnung $\Delta(M_W) \sim E_\gamma \ / \ \sqrt{s}\ M_W$ führt, falls man durch einen kinematischen Fit (siehe Kapitel 4) die Summe der Energien der rekonstruierten Fermionen im Endzustand auf die nominelle Schwerpunktenergie zwingt.
Falls ein Lepton im Endzustand ein Photon emittiert, spricht man von FSR (Final State Radiation). Beide Effekte, ISR und FSR, führen zu den gleichen Endzuständen und interferieren miteinander. Während allerdings ISR-Photonen innerhalb des Strahlrohrs meist undetektiert entkommen, ist dies für FSR-Photonen nicht unbedingt der Fall.

2.4.2 Coulomb-Korrektur

Diese Korrektur ist verbunden mit der langreichweitigen elektromagnetischen Wechselwirkung zwischen zwei geladenen W-Bosonen im Endzustand. Vor allem an der Erzeugungsschwelle, wenn die W-Bosonen nahezu in Ruhe sind, wird der Wirkungsquerschnitt durch diesen Effekt merklich erhöht (circa 6%).

2.5 Vier-Fermion-Prozesse

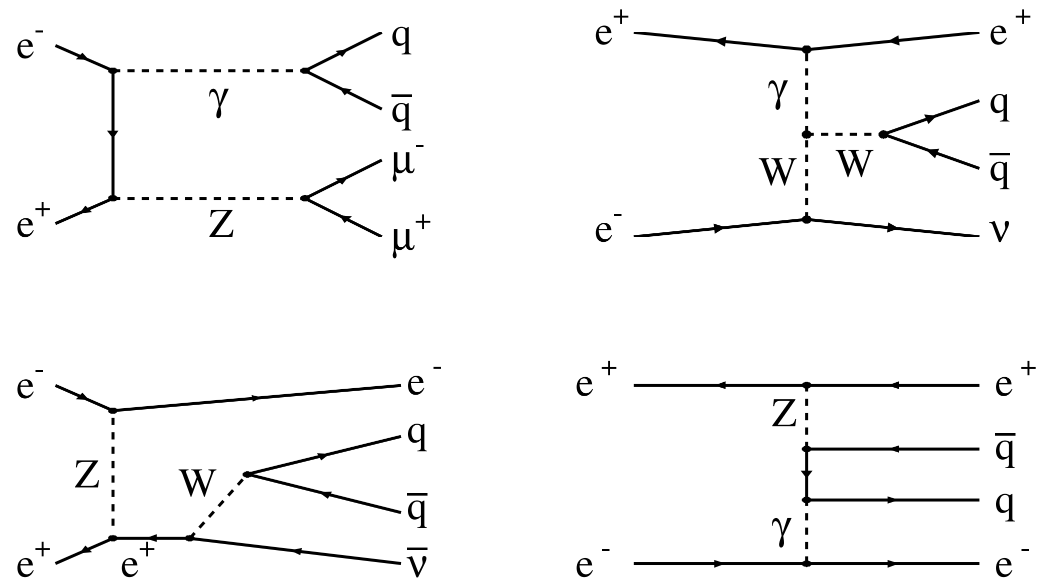


Abbildung 2.6: *Beispiele für Untergrund-Diagramme.*

Neben der W-Paarproduktion $e^+e^- \to W^+W^- \to f\bar{f}f\bar{f}$ ereignen sich bei LEP auch andere Vier-Fermion-Prozesse (siehe Abb. 2.6). Da letzten Endes nur die Zerfallsprodukte der Endzustände detektierbar sind, und alle Endzustände miteinander interferieren können, ist eine Klassifizierung der Endzustände in Signal (von W-Paaren herrührend) und Untergrund (sonstige Vier-Fermion-Prozesse) nicht möglich. Theoretische Rechnungen und Monte-Carlo-Simulationen legen jedoch nahe, daß diese Interferenzeffekte vernachlässigbar klein sind, und näherungsweise gilt:

$$\sigma^{tot}_{e^+e^-\to 4f} = \sigma^{WW} + \sigma^{Untergrund}$$

σ^{WW} ist der Beitrag der drei CC03-Diagramme inklusive elektroschwacher (z.B. ISR) und QCD-Korrekturen (z.B. Gluon-Bremsstrahlung).

Kapitel 3

Beschreibung des Experiments

> It may be so, there is no arguing against facts and experiments.
>
> I. Newton

Der ALEPH-Detektor ist einer von vier großen Detektoren, die am LEP-Speicherring installiert sind. Die drei anderen Experimente sind DELPHI, L3 und OPAL.

3.1 LEP-Large Electron Positron Collider

Der Elektron-Positron-Speicherring LEP hat einen Umfang von circa 26.7 km und ist seit dem Jahr 1989 am CERN in der Nähe von Genf in Betrieb (Abb. 3.1).
LEP ist in einem nahezu horizontalen Tunnel in einer Tiefe zwischen 80 und 137 m im Grenzgebiet Frankreichs und der Schweiz untergebracht. Er ist der weltweit größte Speicherring.
Nachdem Elektronen und Positronen eine Kette von Vorbeschleunigern durchlaufen haben, werden sie mit einer Energie von 20 GeV in den LEP-Speicherring injiziert. Dort werden die Teilchen von Dipol-Ablenk-Magneten und Quadrupol-Fokussier-Magneten, die entlang des Rings angebracht sind, auf ihrer Bahn gehalten. Die Elektronen und Positronen werden von supraleitenden Kavitäten beschleunigt. Elektronen und Positronen umlaufen den Ring in entgegengesetzter Richtung. Jeder Teilchenstrahl setzt sich aus acht Paketen von jeweils circa 10^{12} Teilchen zusammen. Nur an den Punkten, an denen die Detektoren plaziert sind, werden die Strahlen fokussiert und alle 11 μs zur Kollision gebracht.
Für eine umfassende Darstellung des LEP-Speicherrings sei auf [15] verwiesen.

3.2 ALEPH - Apparatus for LEP-PHysics

ALEPH ist ein Teilchendetektor, der entworfen wurde, um eine Vielzahl physikalischer Prozesse in einem Energiebereich von $\sqrt{s}$ = 90-200 GeV zu untersuchen. Der Detektor ist zylindersymmetrisch um die Strahlachse aufgebaut und setzt sich aus mehreren unabhängigen Detektorkomponenten zusammen, die sich gegenseitig ergänzende Informationen liefern. Dies ist notwendig, um interessante physikalische Ereignisse möglichst gut zu rekonstruieren und effektiv von den Untergrundereignissen zu trennen. Die damit verbundenen Anforderungen sind vielseitig: Messung von Impulsen geladener und der Energie sowohl geladener als auch

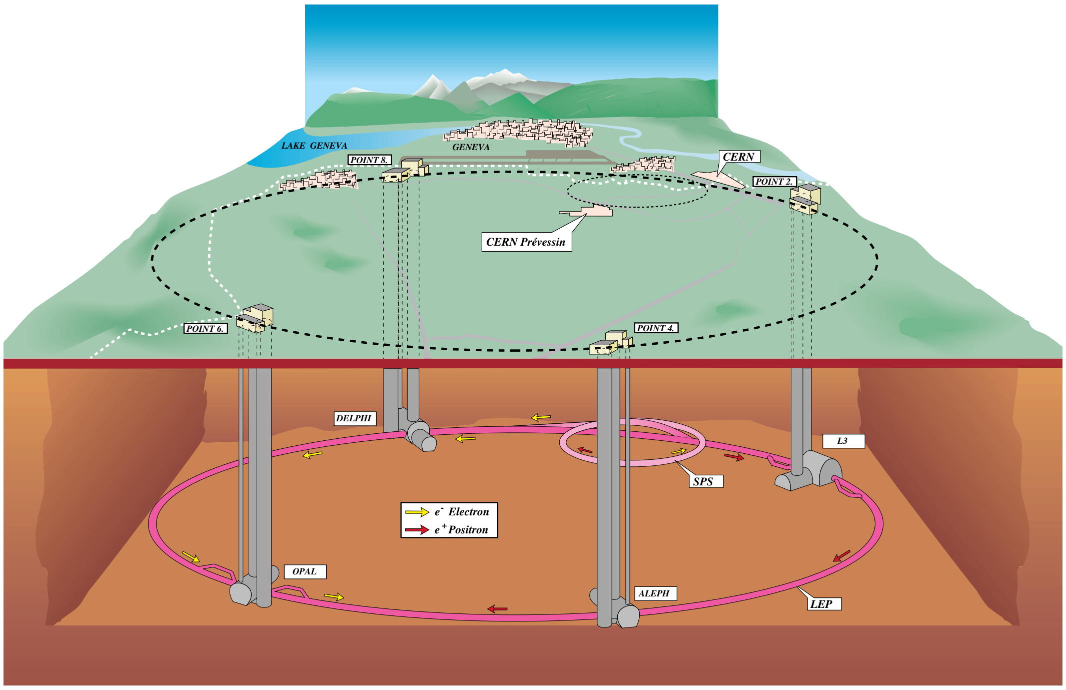


Abbildung 3.1: *Der LEP-Speicherring.*

ungeladener Teilchen, Identifikation von Teilchen, Auflösung von Vertizes kurzlebiger Teilchen, etc.
Die drei Spurdetektoren (Vertex-Detektor, Innere Spurkammer, Zeitprojektionskammer) befinden sich in einem 1.5 T starken, axialen und weitgehend homogenen Magnetfeld, das von einem supraleitenden Solenoid herrührt. Die Impulsmessung erfolgt über die Krümmung der Teilchenspur in diesem Magnetfeld.
Hinter den Spurdetektoren mißt ein elektromagnetisches Kalorimeter die Energiedeposition detektierter Teilchen und unterstützt, durch die charakteristische Form ihres elektromagnetischen Schauers, die Identifikation von Elektronen. Das elektromagnetische Kalorimeter wird umgeben von dem hadronischen, und dieses wiederum von zwei Lagen Streamerröhren, die dem Myonnachweis dienen.
Aufgrund der Symmetrie des Detektors werden im folgenden zur Beschreibung Zylinderkoordinaten herangezogen, wobei sinnigerweise die Strahlrohrmitte die z-Achse definiert und der Nullpunkt im Zentrum des Detektors liegt. Die erwähnten Detektorkomponenten sollen nun im einzelnen kurz beschrieben werden. Eine detaillierte Beschreibung aller Detektorkomponenten findet man in [16].

3.2.1 Vertexdetektor

Der 40 cm lange Vertexdetektor (VDET) setzt sich aus 144 identischen Siliziummodulen zusammen, die in zwei konzentrischen Zylindern mit Radien von 5.3 cm bzw. 11.0 cm um das Strahlrohr angeordnet sind. Der innere Mantel enthält 6×9, der äußere 6×15 Module. Jedes Modul ist 5.26 cm $\times$ 6.54 cm groß und besteht aus je 1024 Streifen in ϕ- und in z-Richtung von 25 μm Breite. Die Winkelakzeptanz beträgt $|\cos\theta| \leq 0.88$ für den Nachweis in beiden

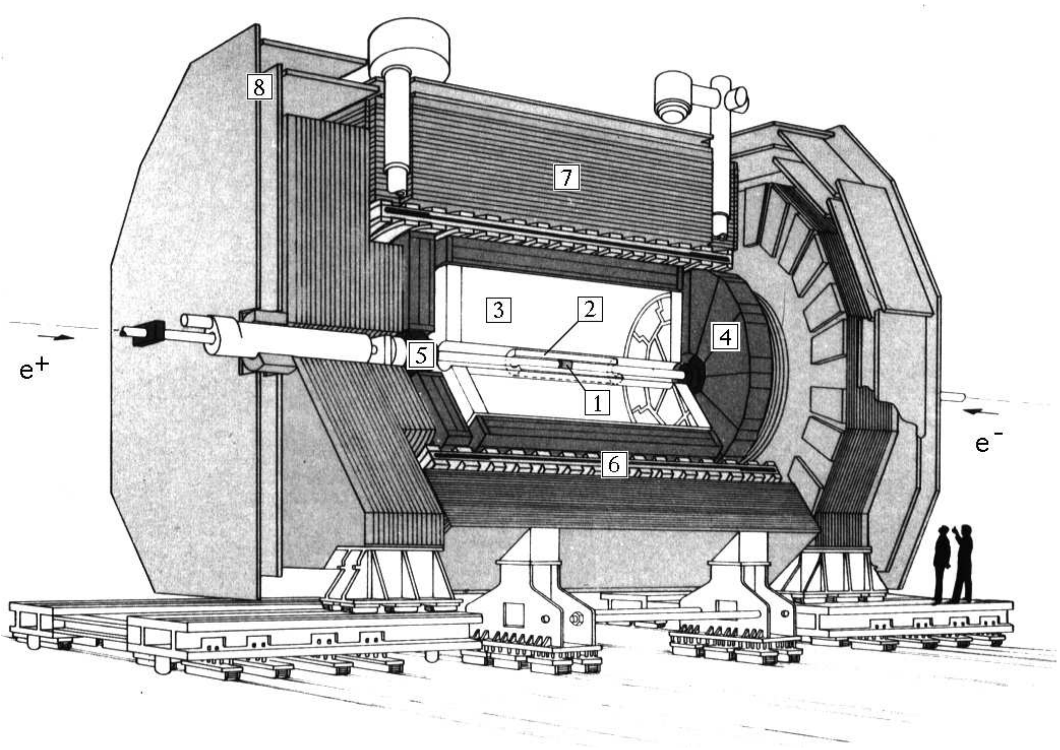


Abbildung 3.2:
Der ALEPH-Detektor. $\boxed{1}$*: Vertexdetektor, VDET.* $\boxed{2}$*: Innere Spurkammer, ITC.* $\boxed{3}$*: Zeitprojektionskammer, TPC.* $\boxed{4}$*: Elektromagnetisches Kalorimeter, ECAL.* $\boxed{5}$*: Luminositätskalorimeter, LCAL.* $\boxed{6}$*: Magnetspule.* $\boxed{7}$*: Hadronisches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

Zylindern und $|\cos\theta| \leq 0.95$ für den inneren Zylinder. Die Ortsauflösung von Spurpunkten mit $|\cos\theta| < 0.3$ beträgt $\sigma_\phi \approx 10\ \mu m$ und $\sigma_z \approx 15\ \mu m$.
Der VDET spielt eine entscheidende Rolle bei der Rekonstruktion von sehr kurzlebigen Teilchen, wie dem τ-Lepton oder Hadronen, die b- oder c-Quarks enthalten, und erlaubt die Bestimmung des primären Wechselwirkungspunktes. Darüberhinaus trägt er wesentlich zur guten Spurauflösung bei.

3.2.2 Innere Spurkammer

Die Innere Spurkammer ITC (Inner Tracking Chamber) ist eine große zylindrische Driftkammer, die bis zu acht r-ϕ Spurpunkte radial in der Region von 16 bis 26 cm liefert. Die Ausdehnung in z-Richtung beträgt etwa 2 m. Geladene Teilchen werden von acht Lagen aus sechseckigen Driftzellen, die parallel zur Strahlachse verlaufen, detektiert. Die inneren vier Lagen enthalten jeweils 96 Zellen, die äußeren jeweils 144. Eine Driftzelle setzt sich aus einem Signaldraht und sechs diesen umgebenden Felddrähten zusammen. Vier dieser Felddrähte teilen sich benachbarte Zellen der gleichen Lage. Die Signaldrähte liegen auf einem positiven Potential von 1.8-2.5 kV. Wenn geladene Teilchen die Driftkammer durchfliegen, hinterlassen sie eine Spur ionisierter Elektronen, die im elektrischen Feld auf die Signaldrähte zudriften.

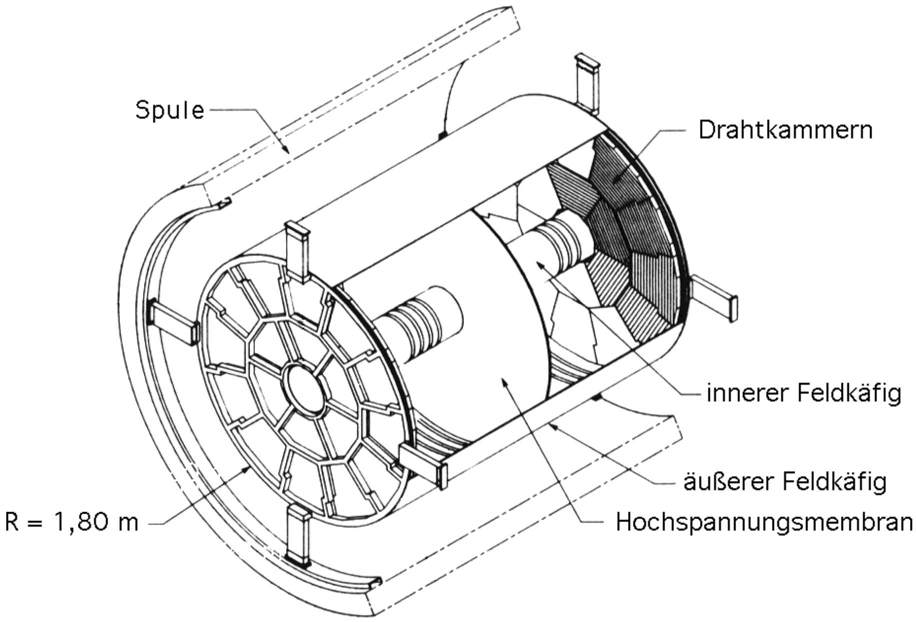


Abbildung 3.3: *Aufbau der Zeitprojektionskammer.*

Nähert sich das Elektron dem Draht, so spürt es eine immer stärkere Feldstärke und löst eine Lawine von Sekundärelektronen aus. Dies ermöglicht ein meßbares elektrisches Signal. Über die Lage der Drähte und die Driftzeit erfolgt die Bestimmung der r- und ϕ-Koordinaten (Auflösung 150 μm). Information über die z-Koordinate gewinnt man aus der Ankunftszeitdifferenz der Pulse an den Endkappen der ITC (Auflösung circa 5 cm).

3.2.3 Zeitprojektionskammer

Da die Ereignisrate in e^+e^--Kollisionen relativ gering ist, ist es entscheidend aus jedem e^+e^--Ereignis möglichst viel Information zu gewinnen. Die Zeitprojektionskammer TPC (Time Projection Chamber) wurde als Kernstück des Detektors gewählt, da sie eine ausgezeichnete Impulsauflösung mit einer sehr guten dreidimensionalen Rekonstruktion der Topologie des Ereignisses verbindet. Desweiteren besteht die Möglichkeit der Teilchenidentifikation aus der dE/dx-Information.
Die TPC ist eine sehr große mit einem Argon-Methan-Gemisch gefüllte Kammer. Sie ist ein 4.7 m langer Zylinder mit einem Innen- und Außenradius von 0.31 bzw. 1.8 m. Das Volumen von 43 m^3 ist in zwei Hälften entlang der z-Achse durch eine Hochspannungsmembran, die auf -27 kV liegt, geteilt. Die Endkappen der TPC sind geerdet, sodaß ein homogenes axiales elektrisches Feld von den Endkappen zur Zentralmembran zeigt. Wenn nun geladene Teilchen die TPC durchqueren, ionisieren sie entlang ihrer Bahn das Gas. Die freigesetzten Elektronen driften auf die Endkappen zu, wo sie von an Vieldrahtproportionalkammern gekoppelten Kathodenpads registriert werden. Die $r\phi$-Koordinate kann durch den Ladungsschwerpunkt der Signalverteilung auf den Endkappen gewonnnen werden. Das ebenfalls axiale Magnetfeld sorgt dafür, daß die Sekundärelektronen enge Schraubenbahnen durchlaufen. Dadurch wird

der Einfluß anderer Geschwindigkeitskomponenten als die in z-Richtung unterdrückt, was die Ortsauflösung entscheidend verbessert. Die z-Koordinate wird über die bekannte Driftgeschwindigkeit der Elektronen und die Ankunftszeit berechnet. Mit der TPC können bis zu 21 Punkte für jede Spur bestimmt werden.
Die Ortsauflösung der TPC ist $\sigma_{r\phi} \approx 170\ \mu m$ und $\sigma_z \approx 700\ \mu m$.
Neben der Spurrekonstruktion dient die Zeitprojektionskammer auch der Unterscheidung verschiedener Teilchentypen aufgrund ihres spezifischen Energieverlustes durch Ionisation (dE/dx).

Mit Hilfe aller drei beschriebenen Spurdetektoren läßt sich aus der Spurkrümmung der Impuls des jeweiligen Teilchens bestimmen, die maximale Auflösung ist gegeben durch:
$\sigma(p)/p = 1.0 \cdot 10^{-3} \cdot p\ (GeV/c)^{-1}$.

3.2.4 Elektromagnetisches Kalorimeter

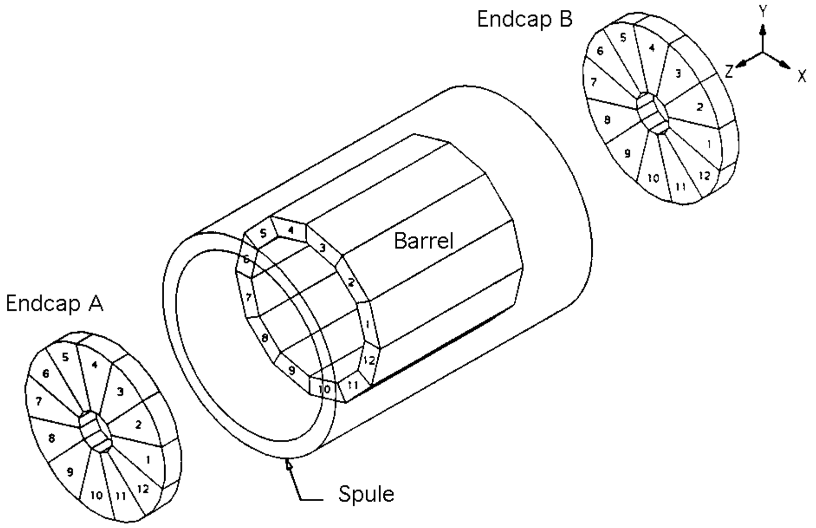


Abbildung 3.4: *Das elektromagnetische Kalorimeter.*

Der aus 12 Modulen zusammengesetzte zentrale Zylinder (Barrel) des elektromagnetischen Kalorimeters ECAL (Electromagnetic Calorimeter) besteht aus 45 sich abwechselnden Lagen aus Vieldrahtkammern und Bleischichten. Desweiteren besteht das ECAL aus zwei Endkappen, die ebenfalls aus 12 Blei- und Vieldrahtkammer-Modulen aufgebaut sind. Mit ihrer Hilfe gelingt die Bestimmung der Energie und der Flugrichtung geladener und neutraler Teichen. Außerdem unterstützt die Form des elektromagnetischen Schauers die Teilchenidentifikation. Die Winkelauflösung des Kalorimeters beträgt

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

Für das Barrel und den Zentralbereich der Endkappen ist die Energieauflösung der Elektronen gegben durch:

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

In dem Überlappbereich, wo elektromagnetische Schauer ihre Energie sowohl in einer der Endkappen als auch im Barrel deponieren, ist die Energieauflösung etwa 30% schlechter.

3.2.5 Hadronisches Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter HCAL (Hadron Calorimeter) wird benutzt, um zusammen mit dem ECAL die Energie hadronischer Schauer zu vermessen und ist außerdem Teil des Myonidentifikationssystems. Desweiteren dient das HCAL der Rückführung des magnetischen Flusses der Spule. Das hadronische Kalorimeter ist ebenfalls in Module unterteilt, 12 im Barrel und 6 in jeder Endkappe. Jedes Modul ist aus 23 Lagen von Streamerröhren aufgebaut, die durch 5 cm dicke Eisenplatten getrennt werden. Die Eisenplatten dienen als Schauermaterial und als Absorbermaterial für die Myonkammern. 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.

3.2.6 Myonkammern

Zwei doppelte Lagen aus Streamerröhren, deren Abstand voneinander 50 cm beträgt, befinden sich außerhalb der Eisenabsorber im HCAL und bilden die Myonkammern. Die Myonkammern selbst tragen nicht zur Energiemessung hadronischer Schauer bei. Von Neutrinos abgesehen sind Myonen die einzigen Teilchen, die diesen äußersten Bereich des Detektors erreichen, und die meisten Myonen hinterlassen in mindestens einer der beiden Kammern einen Treffer.

Durch das Zusammenspiel der verschiedenen Detektorkomponenten gelingt es unter der Vielzahl der Ereignisse die gesuchten WW-Ereignisse mit möglichst hoher Reinheit und Effizienz herauszuselektieren. Wie dies geschieht soll im nächsten Kapitel erläutert werden.
Ein Beispiel eines semileptonischen WW-Kandidaten zeigt 3.5.

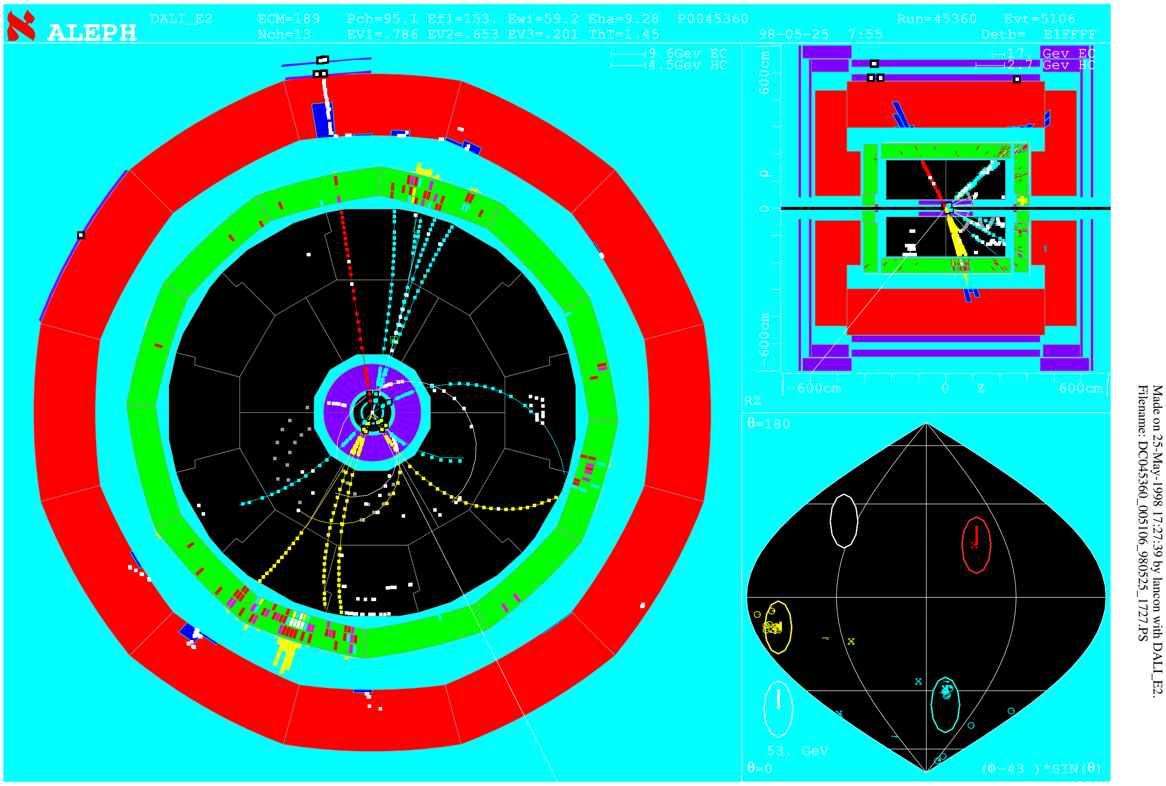


Abbildung 3.5: *Darstellung eines $\mu\nu q\bar{q}$-Kandidatenereignisses, das am Detektor ALEPH bei einer Schwerpunktenergie von 189 GeV aufgenommen wurde. Großes Bild links: r-ϕ-Ansicht, die einzelne isolierte Spur mit den Treffern in beiden Myonkammern ist ein hochenergetisches Myon. Desweiteren sind deutlich zwei Jets zu erkennen, das rekonstruierte Neutrino wurde durch einen weißen durchgehenden Strich angedeutet. Bild rechts oben: ρ-z-Ansicht. Bild rechts unten: θ-ϕ-Ansicht.*

Kapitel 4

Selektion und Rekonstruktion

You can't always get what you want
But if you try sometimes you might find
You get what you need

M. Jagger, K. Richards

Wie im vorherigen Kapitel dargestellt, sind die Informationen eines Ereignisses durch die Messung von Spuren, Impulsen und Energien gegeben. Der nächste Schritt besteht darin, aus diesen Daten das Ereignis zu identifizieren (Selektion) und gegebenenfalls die ursprünglichen Viererimpulse der beim WW-Zerfall entstandenen Fermionen zu rekonstruieren (Rekonstruktion).

4.1 Selektion

Eine detaillierte Beschreibung der Selektion findet sich in [17], [18] und [19]. Ereignisse des Typs $WW \to \mu\nu q\bar{q}$ und $WW \to e\nu q\bar{q}$ zeichnen sich durch eine besondere Topologie aus: (mindestens) zwei Jets, ein hochenergetisches geladenes Lepton (Elektron oder Myon) und fehlender Viererimpuls (aufgrund des nicht detektierbaren Neutrinos).
Das Ziel der Selektion ist es, möglichst effizient und mit großer Reinheit Signal von Untergrund zu separieren. Die Selektion setzt sich aus einer Vorselektion und einer Leptonidentifikation zusammen:

Vorselektion Die Vorselektion umfaßt folgende Bedingungen:

- Mindestens 5 gute geladene Spuren.
- Energiesumme der guten geladenen Spuren $> 0.1\ \sqrt{s}$
- Fehlender Impuls $P_{miss} >$ max ($0\ GeV/c$, $35\ GeV/c$ - E_{miss}/c)
- Fehlender Longitudinalimpuls $P_{miss,z} <$ max ($34\ GeV/c$, $118\ GeV/c - \sqrt{E^2_{miss}/c^2 - P^2_{miss,trans}}$)[1]

Eine Spur wird dann als gut bezeichnet, wenn gilt:

[1] E_{miss} bezeichnet fehlende Energie, während $P_{miss,trans}$ den fehlenden Transversalimpuls kennzeichnet.

- $d_0 < 20\ cm$.
- $z_0 < 5\ cm$.
- mindestens vier Spurpunkte in der Zeitprojektionskammer.
- $\mid cos\Theta \mid \leq 0.95$.

Dabei bezeichnet d_0 (z_0) den minimalen radialen (axialen) Abstand der Spur zum Wechselwirkungspunkt. Θ ist der Winkel zwischen Spur und Strahlachse.

Leptonidentifikation

- Als Kandidat für das Lepton aus dem W-Zerfall identifiziert man die Spur, 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. Dieses Kriterium verbindet die Forderung, daß das Lepton eine hohe Energie besitzt damit, daß es gegenüber den Spuren aus dem hadronischen W-Zerfall isoliert sein soll.

- Die Elektronidentifikation erfolgt mittels der transversalen und der longitudinalen Form des elektromagnetischen Schauers im ECAL, sowie der dE/dx-Information aus der TPC, falls sich die Spur in einem insensitiven Bereich des ECAL befindet. Wurde das Teilchen als Elektron identifiziert, so wird gegebenenfalls auf Bremsstrahlung korrigiert. Hierzu wird die Energie von ECAL-Objekten innerhalb eines Kegels mit einem Öffnungswinkel von $2.5°$ um die Spur zum Elektron hinzuaddiert.

- Bei der Myonidentifikation verlangt man, daß die Spur das HCAL durchdringt, mindestens ein Treffer in den Myonkammern zu sehen ist und die Form des Schauers im HCAL nicht hadronartig ist.

Nach der Bremsstrahlungskorrektur wird für das Lepton eine Energie von mindestens 22 GeV gefordert. Aus allen übrigen Objekten werden mit dem DURHAM PE Algorithmus zwei Jets geclustert [20]. Dieser Algorithmus kombiniert ein Teilchenpaar i, j zu einem neuen Pseudoteilchen, falls der Wert $d_{ij} = 2(min(E_iE_j))^2(1-\cos\theta_{ij})$ kleiner als ein gewisser Grenzwert ist. Dieser Grenzwert wird solange variiert bis genau zwei Pseudoteilchen übrig bleiben, die dann mit den beiden Jets identifiziert werden. [2]
Fehlender Transversalimpuls, die Leptonenergie und die Leptonisolation dienen dazu, zwei Selektionsvariablen, nämlich $prob_e$ und $prob_m$ zu bilden. Diese sind Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein $e\nu q\bar{q}$- bzw. $\mu\nu q\bar{q}$-Signalereignis vorliegt [21]. Es wird $prob_e > 0.40$ bzw. $prob_m > 0.40$ verlangt.

[2]Die Bezeichnung PE bezieht sich auf die Vorgehensweise, die Viererimpulse der Teilchen zu kombiniren. Genaueres findet sich in [19].

Prozeß	σ in pb	Anzahl
$e^+e^- \to W^+W^-$		
$4f \quad M_W = 79.35 \quad GeV/c^2$	16.81	60000
$4f \quad M_W = 79.70 \quad GeV/c^2$	16.85	50000
$4f \quad M_W = 79.85 \quad GeV/c^2$	16.88	60000
$4f \quad M_W = 80.10 \quad GeV/c^2$	16.90	60000
$4f \quad M_W = 80.25 \quad GeV/c^2$	16.92	50000
$4f \quad M_W = 80.35 \quad GeV/c^2$	16.92	880000
$4f \quad M_W = 80.45 \quad GeV/c^2$	16.92	50000
$4f \quad M_W = 80.60 \quad GeV/c^2$	16.93	60000
$4f \quad M_W = 80.85 \quad GeV/c^2$	16.96	60000
$4f \quad M_W = 81.00 \quad GeV/c^2$	16.96	50000
$4f \quad M_W = 81.35 \quad GeV/c^2$	16.97	60000
Untergrund		
$e^+e^- \to ZZ$	2.76	100000
$e^+e^- \to Zee$	6.84	100000
$e^+e^- \to We\nu$	0.661	15000
$e^+e^- \to Z/\gamma \to q\bar{q}(\gamma)$	99.41	500000
$e^+e^- \to Z/\gamma \to \tau\tau(\gamma)$	8.2	180000

Tabelle 4.1:
Anzahl und die bei der Erzeugung verwendeten Wirkungsquerschnitte von Signal- und Untergrundereignissen.

Um diese Selektion zu optimieren und ihre Effizienz und Reinheit zu bestimmen, sowie um die erwartete Anzahl an WW- und Untergrundereignissen abzuschätzen, greift man auf Simulationsprogramme zurück. In der modernen experimentellen Elementarteilchenphysik spielen solche Monte Carlo Simulationen eine äußerst wichtige Rolle.
In Tabelle 4.1 sind die die verwendeten Simulationsereignisse zusammengefaßt. Die Signalereignisse $WW \to 4f$ sind mit dem Monte Carlo Generator KORALW 1.21 [22] generiert worden, das Programmpaket GRACE [23] wurde zur Berechnung der Vier-Fermion-Diagramme benutzt. Es ist auch eine Simulation auf Basis der CC03-Graphen allein möglich. KORALW berücksichtigt ISR, FSR und Coulombwechselwirkung. Die Fragmentation der Quarks wurde mit JETSET [24] simuliert.
Mit PYTHIA [24] wurden die Untergrundprozesse $e^+e^- \to ZZ$, $e^+e^- \to Zee$, $e^+e^- \to We\nu$ und $e^+e^- \to Z/\gamma \to q\bar{q}$ erzeugt. Endzustände des Prozesses $e^+e^- \to Z/\gamma \to \tau\tau(\gamma)$ stammen von dem Generator KORALZ [25].

Mit Hilfe dieser simulierten Ereignisse ist es möglich die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Prozesse nach der Selektion vorherzusagen und daraus die in den Daten erwartete Anzahl von Ereignissen und deren Reinheit zu berechnen. Die erwartete selektierte Anzahl N_i^{sel} an Ereignissen des physikalischen Prozesses i in den Daten ist gegeben durch

$$N_i^{sel} = \sigma_i \cdot \epsilon_i \cdot \int \mathcal{L}\mathrm{dt}. \tag{4.1}$$

$\int \mathcal{L}$dt ist die integrierte Luminosität der Daten; ϵ_i und σ_i sind Selektionseffizienz bzw. Wirkungsquerschnitt des Prozesses i.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt.

Prozeß	$\sigma_{sel}^{e\nu jj}$ in pb	$\sigma_{sel}^{\mu\nu jj}$ in pb
$W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$	0.001	0.001
$W^+W^- \to e\nu q\bar{q}$	2.079	0.001
$W^+W^- \to \mu\nu q\bar{q}$	0.001	2.139
$W^+W^- \to \tau\nu q\bar{q}$	0.086	0.103
$W^+W^- \to l\nu l\nu$	0.003	0.004
$q\bar{q}(\gamma)$	0.083	0.027
ZZ	0.010	0.018
$We\nu$	0.014	0.001
Zee	0.039	0.000
$\tau\tau$	0.003	0.006
$\sum \sigma_{sel}$	2.317	2.300
Erwartete Anzahl	403.6	400.7
Reinheit in %	89.7	93.0
Effizienz in %	81.4	88.8

Tabelle 4.2: *Erwartete Wirkunkungsquerschnitte für Signal- und Untergrundprozesse nach der Selektion. Die erwartete Anzahl an Ereignissen bezieht sich auf eine integrierte Datenluminosität von 174.2 pb^{-1}.*

4.2 Kinematischer Fit

Nach dem Clustern der Jets kann man die Viererimpulse der Quarks und des Leptons rekonstruieren. Berechnet man den Viererimpuls des nicht detektierbaren Neutrinos aus dem Impulserhaltungssatz, so stellt man fest, daß im allgemeinen der Energieerhaltungssatz verletzt ist. Dies ist auch nicht verwunderlich, da der Detektor nur eine begrenzte Impuls- und Energieauflösung besitzt. Viererimpulse, die eine wesentlich bessere Massenauflösung garantieren und die beiden Erhaltungssätze erfüllen, erhält man durch Anwendung eines sogenannten kinematischen Fits. Dieser paßt die gemessenen Größen unter Berücksichtigung bestimmter Nebenbedingungen (z.B. Impuls- und Energieerhaltung) an. Der kinematische Fit minimiert eine Größe der Form

$$\chi(\vec{y},\vec{\lambda}) = (\vec{y}-\vec{y}_0)^T V^{-1}(\vec{y}-\vec{y}_0) + 2\vec{\lambda}\cdot\vec{f}(\vec{y}). \tag{4.2}$$

$\vec{y}$ bezeichnet die gefitteten Größen, $\vec{y}_0$ die gemessenen. $\vec{\lambda}$ sind die sogenannten Lagrangeschen Multiplikatoren, die Nebenbedingungen sind explizit in $\vec{f}(\vec{y})$ enthalten. V ist die Kovarianzmatrix der gemessenen Größen.

Impuls- und Energieerhaltungssatz bilden vier Nebenbedingungen, wegen des nicht detektierten Neutrinoimpulses bleibt im semileptonischen Kanal allerdings nur ein Freiheitsgrad übrig. Man spricht in diesem Fall von einem 1C-Fit (ein Constraint). Stellt man zusätzlich die Forderung auf, daß das hadronisch und das leptonisch zerfallende W-Boson die gleiche Masse besitzen (M_{2C}), so handelt es sich um einen 2C-Fit. Daß diese im Prinzip unphysikalische Forderung dennoch einen guten Massenestimator liefert, sieht man in Abb. 4.1.

Desweiteren bietet der kinematische Fit die Möglichkeit, Fehler und Korrelationen auf die gemessenen Größen zu propagieren und so insbesondere auch einen Fehler auf die Masse(n) des jeweiligen Ereignisses zu berechnen (σ_{2C},σ_{lep}, σ_{had}). Die Güte dieser Fehler hängt einerseits von der Parametrisierung der Teilchenimpulse ab. Andererseits muß bedacht werden, daß bei Ereignissen, die die Fithypothese nicht erfüllen, keine vernünftigen Fehler zu erwarten sind. Beispielsweise wird bei einem Ereignis mit ISR die Gesamtenergie der vier Fermionen auf die Schwerpunktenergie gezwungen, während die effektiv zur Verfügung stehende Energie um die des ISR-Photons reduziert wurde (vgl. Abb. 2.5).
Im Falle des 1C-Fits erhält man zwei miteinander korrelierte Massenwerte (M_{lep} und M_{had}). Mit Hilfe der Korrelation ρ und der Fehler auf die 1C-Massen ist es möglich, einen weiteren Massenestimator, nämlich ein gewichtetes Mittel (M_{mean}) aus M_{had} und M_{lep}, zu bilden, der sich wie folgt berechnet (vgl z.B. [26]):

$$M_{mean} = w \cdot M_{lep} + (1 - w) \cdot M_{had} \tag{4.3}$$

wobei

$$w = \frac{\sigma_{had}^2 - \rho \cdot \sigma_{had} \cdot \sigma_{had}}{\sigma_{had}^2 + \sigma_{lep}^2 - 2 \cdot \rho \cdot \sigma_{lep} \cdot \sigma_{had}}. \tag{4.4}$$

Die Massenauflösungen der Massenestimatoren M_{2C} und M_{mean} sind annähernd gleich und deutlich besser als die einzelnen 1C-Massen bzw. die Massen ohne kinematischen Fit (Abb. 4.1).
Es sei darauf hingewiesen, daß aufgrund der starken negativen Korrelation der 1C-Massen die daraus kombinierte Masse einen kleinen Fehler und eine schmale Massenverteilung hat. Das Gewicht der hadronischen Masse (w) ist im Mittel größer als das der leptonischen (1-w) (Abb. 4.1).

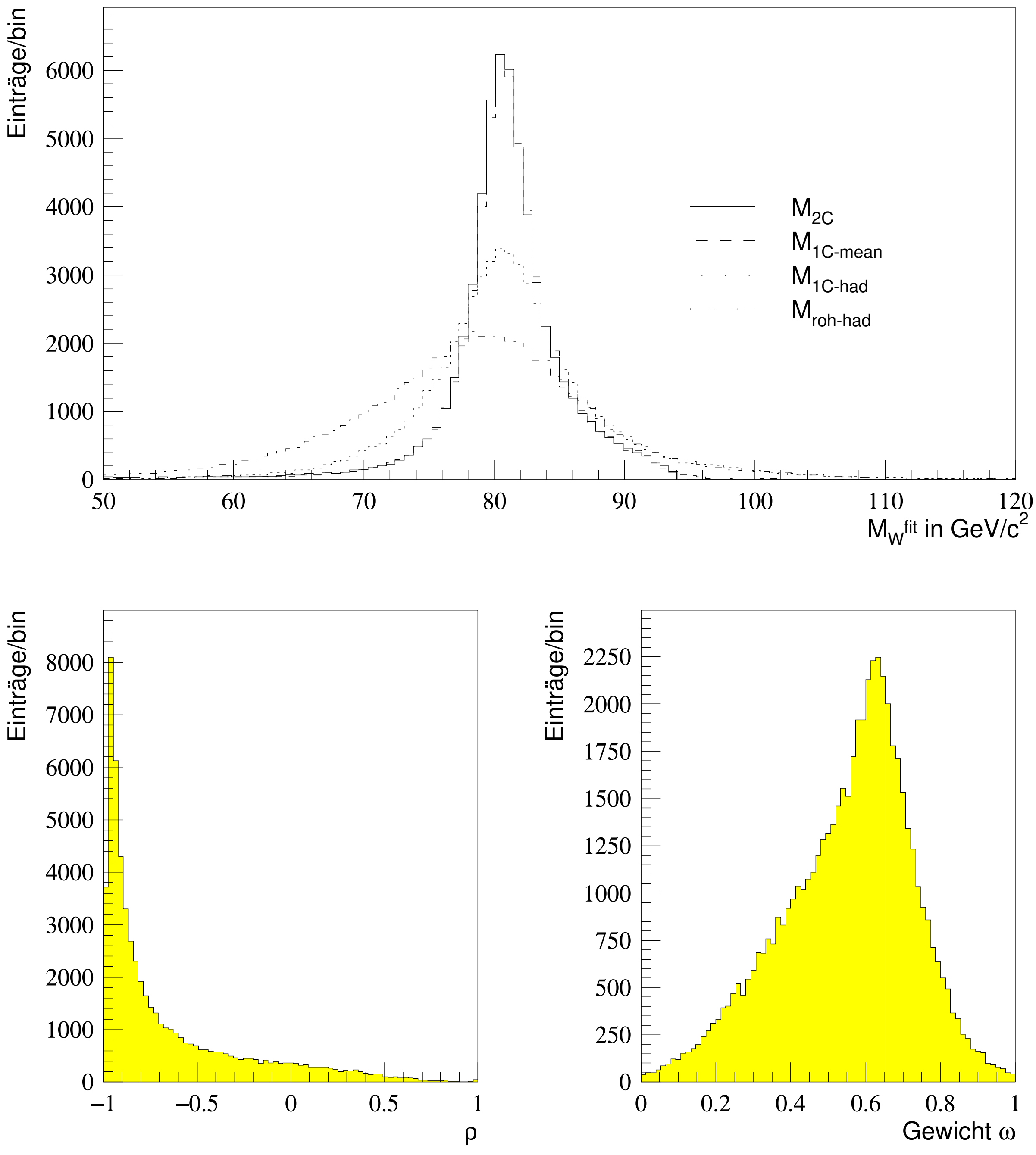


Abbildung 4.1:
Oben: Massenverteilungen der verschiedenen Massenestimatoren
Unten links: Korrelation der beiden 1C-Massen
Unten rechts: Gewicht der hadronischen Masse am gewichteten Mittel M_{mean}

Kapitel 5

Bestimmung der Masse des W-Bosons

> We do not know why they have the masses they do;
> we do not know why they transform into another
> the way they do; we do not know anything!
>
> G. Gamow

5.1 Massenfit-Methode

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, ermöglicht bei Energien oberhalb der W-Paar-Produktionsschwelle die Methode der direkten Rekonstruktion der invarianten Massenverteilung die genaueste Messung der Masse des W-Bosons. Dabei wird das Ereignis rekonstruiert und die W-Massen zu einer Massenverteilung zusammengefaßt, die dann dazu dient, M_W zu bestimmen. Je schmaler die Verteilung der Ereignismassen ist, desto besser ist der Massenschätzer, das heißt, desto genauere Messungen der Masse des W-Bosons sind möglich. Ein weiterer die Genauigkeit der Messung bestimmender Faktor ist natürlich die Anzahl der Ereignisse, die statistische Komponente. Aus diesem Grund ist es wichtig, daß der kinematische Fit eine hohe Konvergenzrate besitzt, daß es dem kinematischen Fit also möglichst immer gelingt, das Ereignis zu rekonstruieren. Die Konvergenzrate des benutzten kinematischen Fits [27] liegt bei $\approx 99.9\%$, und somit ist diese Anforderung erfüllt. Benutzt man mehrere Massenestimatoren pro Ereignis, so ist der damit verbundene zusätzliche Informationsgewinn abhängig davon, wie stark die einzelnen Massenestimatoren korreliert sind. Je kleiner die Korrelation, desto vorteilhafter ist die Kombination der Größen.

Um die Masse des W-Bosons zu bestimmen wird in dieser Arbeit die sogenannte Umgewichtungsmethode benutzt. Diese wird im folgenden beschrieben. Anschließend wird ein Vergleich zwischen der Umgewichtungsmethode in einer Dimension (welche die Standardmethode bei ALEPH ist) mit einer Umgewichtungsmethode in zwei Dimensionen dargestellt.

Bei der Umgewichtungsmethode wird das gemessene invariante Massenspektrum der Daten direkt mit simulierten invarianten Massenverteilungen für verschiedene W-Massen verglichen. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, daß alle Effekte, die das invariante Massenspektrum beeinflussen, berücksichtigt werden, ohne analytisch bekannt sein zu müssen. Nachteilig ist, daß diese Effekte richtig simuliert werden müssen, und man daher stark von der Qualität des Monte Carlos abhängt.

Um statistische Fluktuationen bei der Simulation zu vermeiden, muß das Vergleichsspektrum wesentlich mehr Statistik enthalten als die Daten. Würde man nun für viele verschiedene W-Massen ein eigenes MC-Spektrum generieren, so bedeutete dies eine enorme Rechenzeit und daher ist diese Vorgehensweise in der Praxis nicht durchführbar. Man kann jedoch eine große Anzahl von Ereignissen bei einer bestimmten Masse M_{ref} generieren und dann für jedes Ereignis Gewichte für andere Massen M_W berechnen. Die entsprechend gewichteten Ereignisse liefern dann das invariante Massenspektrum für M_W.

Das Gewicht berechnet sich aus dem Verhältnis der Matrixelemente des Prozesses $e^+e^- \to W^+W^- \to f_1\bar{f}_2 f_3\bar{f}_4$ für M_W und M_{ref}:

$$\omega(M_W, \Gamma_W) = \frac{|\mathcal{M}(p_{f_1}, p_{\bar{f}_2}, p_{f_3}, p_{\bar{f}_4}, M_W, \Gamma_W)|^2}{|\mathcal{M}(p_{f_1}, p_{\bar{f}_2}, p_{f_3}, p_{\bar{f}_4}, M_{ref}, \Gamma_{ref})|^2} \quad , \tag{5.1}$$

p_f bezeichnet den (auf Bremsstrahlung korrigierten) Fermion-Viererimpuls. Γ ist die (von M_W abhängige) Breite des W-Bosons, die sich gemäß dem Standardmodell wie folgt berechnet:

$$\Gamma_W = \frac{3G_F M_W^3}{\sqrt{8}\pi}(1 + \frac{2\alpha_s}{3\pi}) \tag{5.2}$$

Das Matrixelement $\mathcal{M}$ wird aus Rechenzeitgründen nur für die CC03-Diagramme berechnet. Bei einer Masse M_{ref}=80.35 GeV/c^2 wurden 458000 generierte WW-Ereignisse für die Referenz benutzt. Daraus wurden im Elektron-Kanal 55209 Ereignisse und im Myon-Kanal 57009 Ereignisse selektiert. In Abbildung 5.1 ist einerseits eine Gewichtsverteilung der Referenzereignisse für M_W=79.35 GeV/c^2 und M_W=80.60 GeV/c^2 gezeigt und andererseits eine Gewichtsverteilung zweier zufällig ausgewählter Ereignisse in Abhängigkeit von M_W.

Je stärker sich die Masse, zu der hingewichtet wird, von der Referenzmasse unterscheidet, desto mehr weichen die Gewichte von eins ab. Dies hat zur Folge, daß die effektive Anzahl der umgewichteten Referenzereignisse sich von n auf n_{eff} gemäß

$$n_{eff} = \frac{(\sum_{i=1}^{n} \omega_i)^2}{\sum_{i=1}^{n} \omega_i^2} \tag{5.3}$$

verringert. Bei einer Masse, die 1 GeV/c^2 von M_{ref} entfernt ist, macht dies ungefähr einen Faktor 0.44 aus. Daher sollte die Referenz ziemlich groß sein, um die Datenmessung nicht durch statistische Fluktuationen zu beeinträchtigen.

Ereignisse mit Massen, die weit von dem Mittelwert der Gesamtverteilung entfernt sind, enthalten kaum Information über die zugrundeliegende W-Masse und die Berücksichtigung solcher Massenbereiche würde aufgrund der geringen Population statistische Unsicherheiten verursachen. Daher werden nur Ereignismassen innerhalb eines bestimmten Massenfensters betrachtet (typisch z.B. 74-94.5 GeV/c^2). Die dadurch bedingten Effizienzverluste betragen typischerweise 3%.

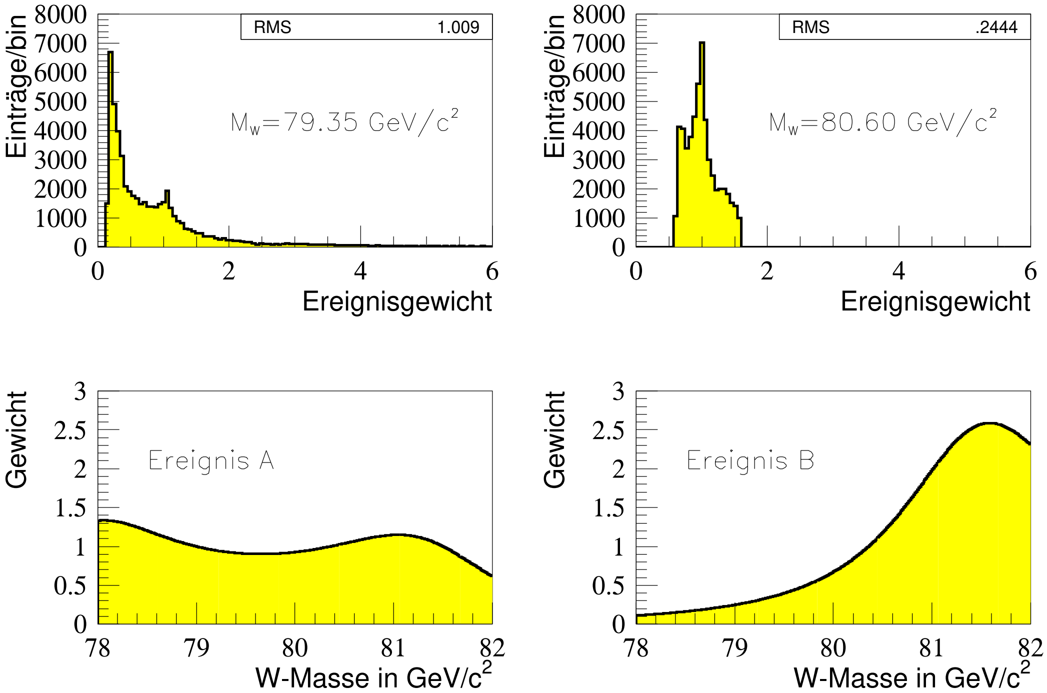


Abbildung 5.1:
Oben: Gewichtsverteilung für M_W*=79.35 GeV/*c^2 *und* M_W*=80.60 GeV/*c^2*.*
Unten: Gewichtsfunktion zweier zufällig ausgewählter Ereignisse.

Die mit der Datenverteilung zu vergleichende Referenz enthält die gleichen Anteile an Untergrundereignissen, wie sie in den Daten erwartet werden. Diese hängen nicht von der W-Masse ab und müssen daher natürlich nicht umgewichtet werden. Um die W-Masse zu bestimmen, deren zugehörige simulierte Massenverteilung den besten Fit an die Daten ergibt, bedient man sich eines gebinnten Maximum-Likelihood-Fits. Die Likelihood

$$\mathcal{L}(M_W) = \prod_{i=1}^{N_{Daten}} \mathcal{P}(i|M_W) \tag{5.4}$$

ist das Produkt der gebinnten Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung $\mathcal{P}$, die folgendermaßen definiert ist:

$$\mathcal{P}(i|M_W) = \frac{\rho_S(M_W) \cdot N_S^i(M_W) + (1 - \rho_S(M_W)) \cdot N_U^i}{\Delta i \cdot N_{ges}} \quad , \tag{5.5}$$

Hier bezeichnet $N_S^i(M_W)$ die umgewichtete

$$N_S^i(M_W) = \sum_{j=1}^{N_{ref}^i} \omega_j(M_W)$$

und N_{ref}^i die in der Referenzmenge gefundene Anzahl von Signalereignissen im Massenintervall i. Entsprechend ist N_U^i die Anzahl von Untergrundereignissen im Massenintervall

i. Die Reinheit der verwendeten Selektion ist durch $\rho_S(M_W)$ gegeben. Aufgrund der Massenabhängigkeit des totalen WW-Wirkungsquerschnittes σ_{WW} ist auch $\rho_S(M_W)$ geringfügig abhängig von der W-Masse:

$$\rho_S(M_W) = \frac{\epsilon_S \cdot \sigma_{WW}(M_W)}{\epsilon_S \cdot \sigma_{WW}(M_W) + (1-\epsilon_S) \cdot \sigma_U} \quad .$$

ϵ_S bezeichnet die Selektionseffizienz nach dem Massenfensterschnitt. Die Massenabhängigkeit von $\sigma_{WW}(M_W)$ kann nahe bei M_{ref} durch eine parabolische Funktion beschrieben werden:

$$\sigma_{WW}(M_W) = \sigma_{WW}(M_{ref} \cdot \left(1 + a \cdot (M_W - M_{ref}) + b \cdot (M_W - M_{ref})^2\right) \quad ,$$

Die Werte $a = 0.003358$ und $b = -0.002178$ wurden aus einer χ^2-Anpassung an Simulationsereignissen, generiert bei verschiedenen M_W, ermittelt. $\mathcal{P}$ muß normiert sein, daher ist N_{ges} die gewichtete Summe aller Referenzereignisse

$$N_{ges} = \sum_{j=1}^{N^i_{bin}} \left(\rho_S(M_W) \cdot N^i_S(M_W) + (1 - \rho_S(M_W)) \cdot N^i_U\right)$$

und Δi ist die Größe des Bins, in dem das Ereignis i liegt.
Eigentlich wird nicht die Likelihood $\mathcal{L}(\mathcal{M_W})$ zur Evaluation von M_W benutzt, rechentechnisch ist es vielmehr günstiger statt dessen die Log-Likelihood-Funktion $\ell = -2 \cdot log(\mathcal{L}(M_W))$ zu minimieren. Liegt das Minimum dieser Funktion bei $M_{W,fit}$, so ergibt sich der statistische 1σ-Fehler aus der Gleichung:

$$\ell(M_{W,fit} \pm \sigma_{stat}) = \ell(M_{W,fit}) + 1. \tag{5.6}$$

5.1.1 Eindimensionale Umgewichtungsmethode

Die ALEPH-Standardmethode zur Berechnung der W-Masse ist eine eindimensionale Umgewichtungsmethode. Als Massenschätzer wird die 2C-Masse benutzt, da die 2C-Massenverteilung die beste Auflösung gewährleistet. Das Binning ist äquidistant, die Binbreite beträgt 0.5 GeV/c^2. Als Massenfenster wurde der Bereich 74 GeV/c^2 bis $\sqrt{s}/2$= 94.5 GeV/c^2 gewählt. Abb. 5.2 verdeutlicht die entsprechend gebinnten Massenverteilungen für Elektronen und Myonen. Das bei M_W=80.35 GeV/c^2 generierte invariante Massenspektrum wurde in 25 MeV/c^2-Schritten zu Massen im Bereich von M_W=70.45-84.55 GeV/c^2 hingewichtet. Beim Massenfit wird zwischen diesen Stützpunkten interpoliert.

Kalibrationskurve Um zu testen, ob die Methode auch korrekte Fitwerte liefert, nimmt man Kalibrationskurven auf. Dazu wurden Ereignisse bei Massen M_{gen}, die sich von der wahren Masse der Referenz M_{ref}=80.35 GeV/c^2 um ± 0.10, ± 0.25, ± 0.50, ± 0.65 und ± 1.00 GeV/c^2 unterscheiden, generiert (siehe Tab. 4.1). Der Fitwert sollte im Rahmen seines Fehlers mit dem wahren Wert verträglich sein. An die Meßwerte wird eine Gerade der Parametrisierung

$$M_W^{fit} = P1 \cdot (M_W^{gen} - 80.35\ GeV/c^2) + P2 \tag{5.7}$$

gefittet.

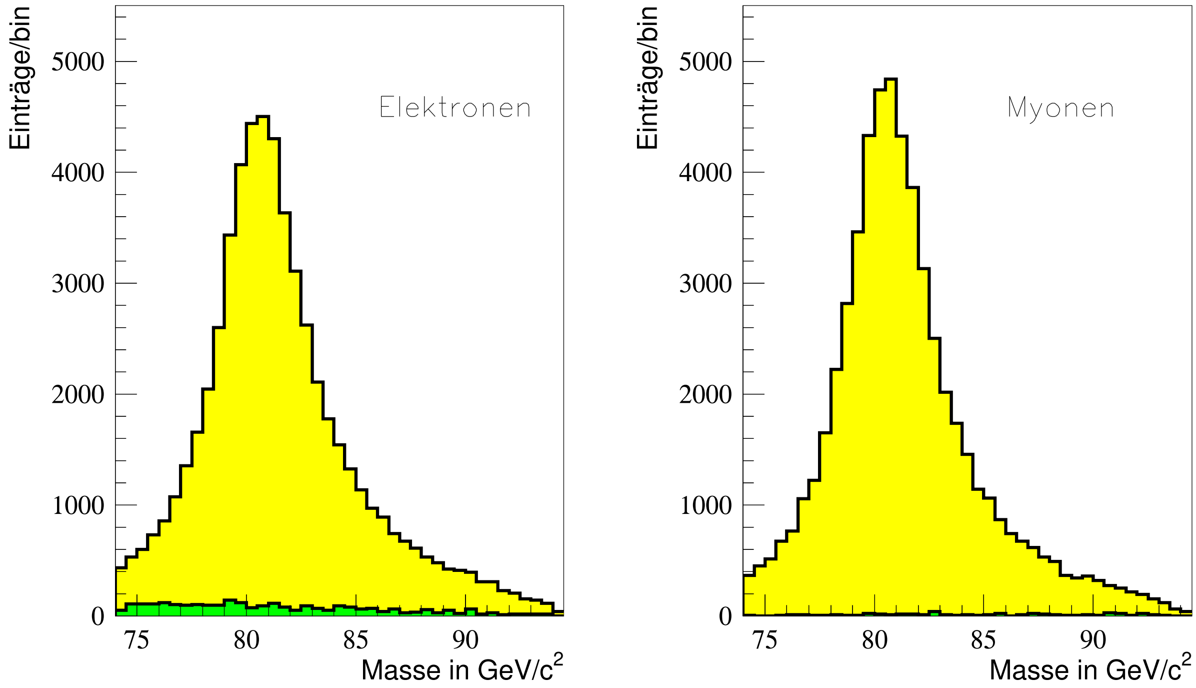


Abbildung 5.2:
Massenverteilung der Referenz von WW- und Nicht-WW-Ereignissen (dunkel) nach Elektron- (links) und Myon-Selektion (rechts).

Ist die Linearität der Methode gewährleistet und ist keine systematische Abweichung vorhanden, so erhält man Fitwerte, die innerhalb ihres statistischen Fehlers mit P1=1 und P2=80.35 GeV/c^2 verträglich sind.
In Abb. 5.3 sind die Kalibrationskurven für Elektronen und Myonen dargestellt. An den verschiedenen Punkten wurden jeweils so viele Pseudoexperimente [1] durchgeführt, daß das Verhältnis der effektiven Zahl der Ereignisse in der Referenz zur gefitteten Gesamtereignisanzahl ca. 10:1 war (6 Pseudoexperimente bei 79.35 und 81.35 GeV/c^2, 9 bei 79.70 und 81.00, 11 bei 79.85 und 80.85 GeV/c^2, 13 bei 80.10 und 80.60 GeV/c^2 und 14 bei 80.25 und 80.45 GeV/c^2). Man erkennt, daß die Kalibrationskurve für die Myonen einen Wert von P2 aufweist, der um $\approx 3.2\,\sigma$ von 80.35 GeV/c^2 entfernt ist. Dies könnte eine statistische Fluktuation sein, eventuell ist hier aber auch ein systematischer Effekt zu erkennen. Korrigiert man die Fitwerte gemäß der Kalibrationskurve so verfälscht man die Werte, falls es sich um eine statistische Fluktuation handelt. Allerdings wird der Fitfehler bei der Korrektur größer und berücksichtigt diese Möglichkeit. Anders verhält es sich in dem Falle, wenn man die Fitwerte nicht korrigiert und es sich tatsächlich um einen systematischen Effekt handelt. In diesem Falle wird der Fitfehler unterschätzt und man hat eine echte systematische Verschiebung. Daher wurden grundsätzlich alle Messungen gemäß der entsprechenden Kalibrationskurve korrigiert.

[1] Pseudoexperimente sind Fits an MC-Ereignissätze, die sich gemäß der Selektionseffizienz und -reinheit sowie der integrierten Datenluminosität aus Signal und Untergrund zusammensetzen.

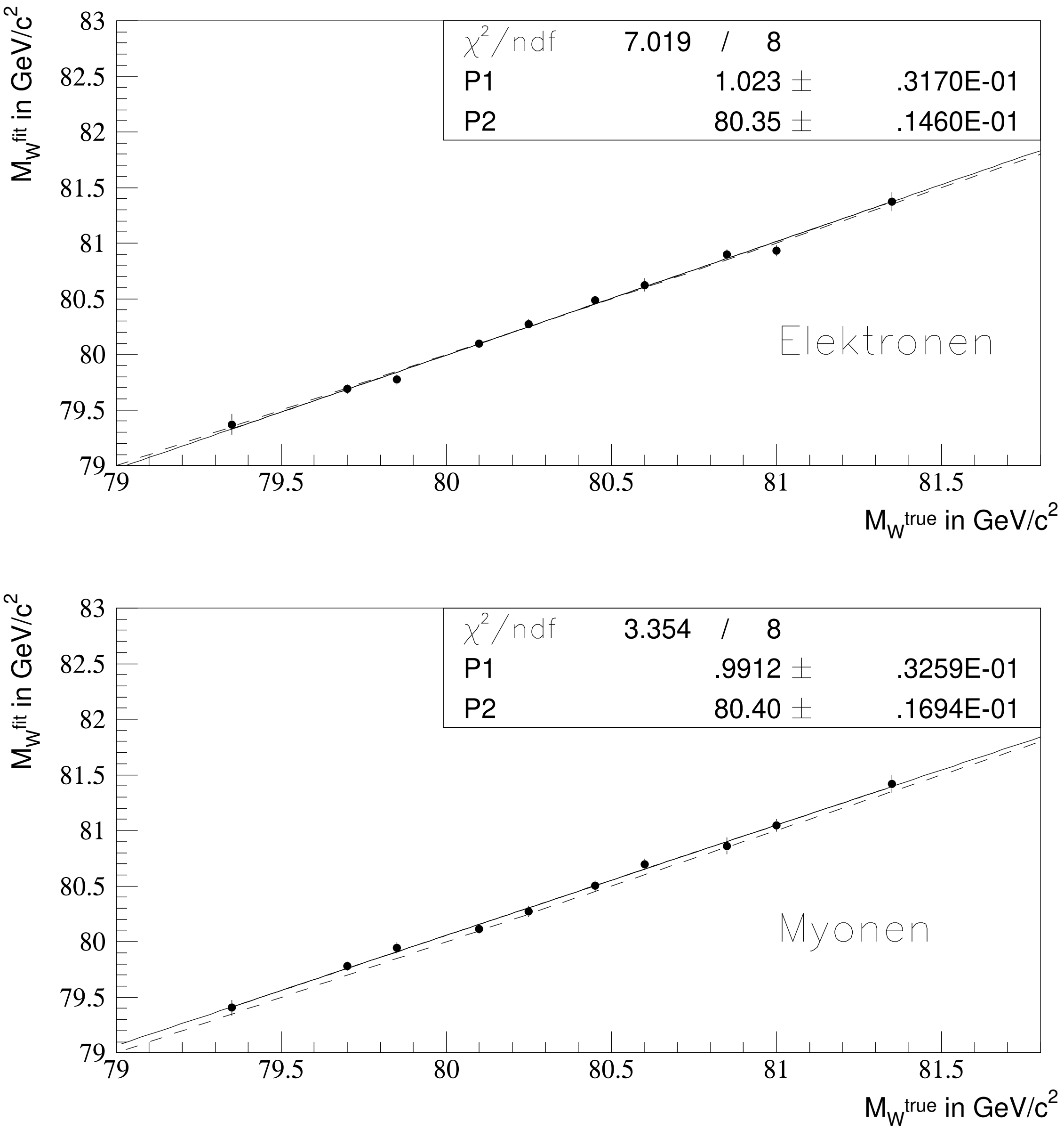


Abbildung 5.3:
Kalibrationskurven für Elektronen (oben) und Myonen (unten) der 1D-Umgewichtungsmethode.

Pullverteilungen Neben einem erwartungstreuen Fitwert [2] soll eine Messung auch einen verläßlichen Fehler liefern. Ob mit 68%-iger Wahrscheinlichkeit der wahre Meßwert von dem 1 σ-Fehler abgedeckt wird, läßt sich mit Hilfe einer sogenannten Pullverteilung überprüfen. Die Verteilung der Größe

$$Pull = \frac{M_W^{fit} - M_W^{gen}}{\sigma_W^{fit}}. \tag{5.8}$$

sollte eine Gaußverteilung mit Mittelwert Null und Breite eins sein. In Abb. 5.4 sind die Pullverteilungen für Elektronen und Myonen dargestellt. Die Hypothese einer Gaußverteilung ist gerechtfertigt (siehe χ^2), außerdem ist die angepaßte Breite mit eins verträglich. Daß desweiteren insbesondere der Myonmittelwert nicht signifikant von Null abweicht, wird klar, wenn man berücksichtigt, daß der Gaußfitfehler auf den Mittelwert den Fehler aufgrund der Korrektur mittels der Kalibrationskurve (P1 und P2 sind nicht exakt bekannt) nicht enthält. Berücksichtigt man diesen Fehler in der Größenordnung von 10-20 MeV/c^2, so ist der Mittelwert mit Null verträglich.

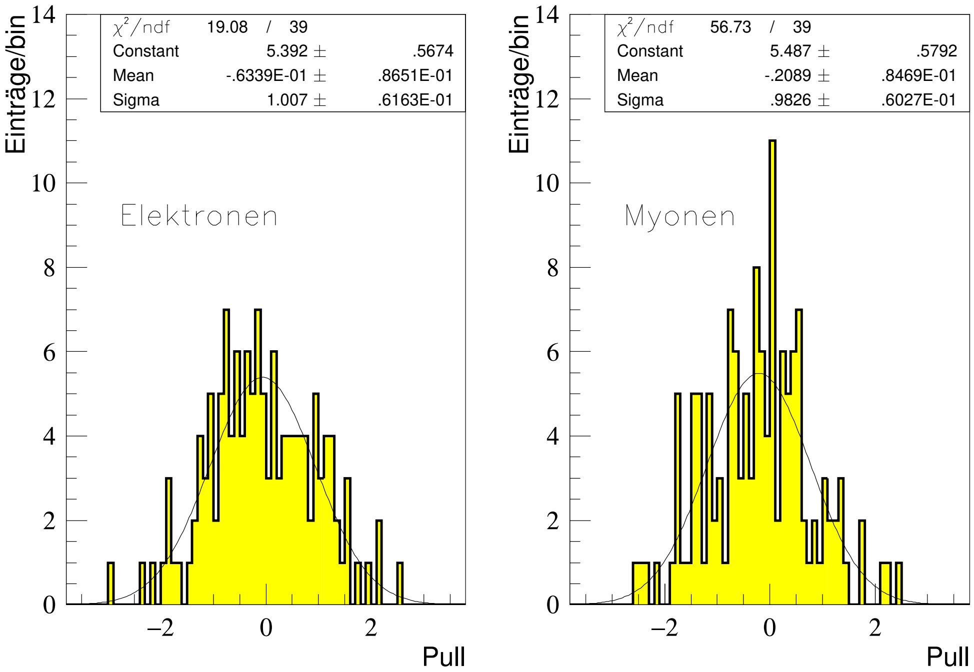


Abbildung 5.4:
Pullverteilungen für Elektronen (links) und Myonen (rechts) der 1D-Umgewichtungsmethode.

Erwartete Fehler Kalibrationskurven und Pullverteilungen sind Tests, die zeigen sollen, daß die Meßmethode funktioniert. Aufschluß darüber wie gut sie tatsächlich ist, gibt der

[2] Im folgenden sind mit Fitwerten und -fehlern die auf die Kalibrationskurve korrigierten Werte gemeint. Desweiteren sei angemerkt, daß für die Pullverteilungen und erwartete Fehler von den Kalibrationskurven und der Referenz unabhängige Ereignisse verwendet wurden.

erwartete Fehler. Klarerweise liefert die Methode mit dem kleineren Fehler die genauere Messung und daher ist der erwartete Fehler ein wichtiges Qualitätskriterium. Dieser wird wiederum aus Pseudoexperimenten bestimmt. Aus Abb. 5.5 geht hervor, daß der erwartete Fehler der 1D-Umgewichtungsmethode für Elektronen bei 169.1 MeV/c^2 und für Myonen bei 157.3 MeV/c^2 liegt.

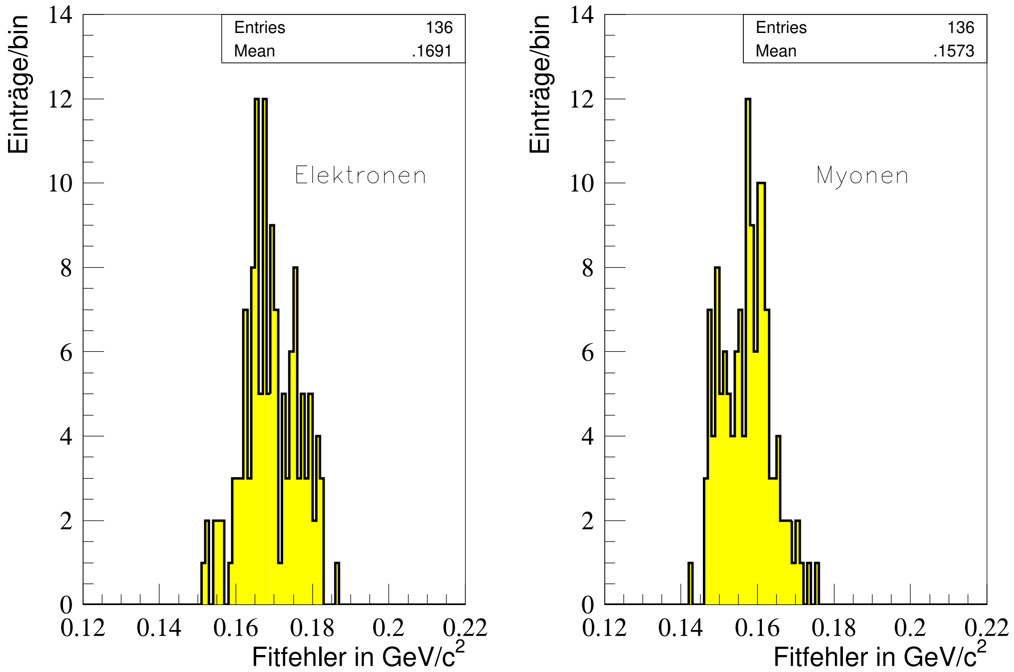


Abbildung 5.5:
Fehlerverteilung für Elektronen (links) und Myonen (rechts) der 1D-Umgewichtungsmethode.

5.1.2 Zweidimensionale Umgewichtungsmethode

Motivation Ein Ereignis $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\nu q\bar{q}$ wird durch die Angabe von acht Variablen (z.B. zwei Massen und sechs Zerfallswinkeln) vollständig beschrieben. Bei dem oben beschriebenen Massenfit wird lediglich die 2C-Masse benutzt. Daher liegt die Idee nahe, mehrere Variablen innerhalb einer Umgewichtungsmethode zu benutzen. Dies bedeutet, daß sich die zu fittende Verteilung in mehreren Dimensionen erstreckt. Die zur Verfügung stehenden Simulationsereignisse sind begrenzt und ein Informationsgewinn durch die Hinzunahme weiterer Variabler ist nur dann gewährleistet, wenn auch weiterhin statistische Fluktuationen unter Kontrolle gehalten werden können. Neben der Qualität der einzelnen Variablen als Massenschätzer ist außerdem entscheidend, wie stark diese miteinander korreliert sind.

Es ist plausibel, daß die Ereignismassen gute Observablen für die W-Masse sind. Daher ist es naheliegend, die beiden Massen des 1C-Fits zu verwenden. Dabei stellt sich allerdings heraus, daß aufgrund der mäßigen Auflösung diese Vorgehensweise keine Verbesserung gegenüber der Standardmethode liefert. Benutzt man allerdings das gewichtete Mittel der 1C-Massen

und die leptonische 1C-Masse als Massenschätzer, so profitiert man von der guten Auflösung von M_{mean} [3] gewinnt allerdings dennoch an Information, da M_{mean} und M_{lep} nur zu ca. 39 % korreliert sind [4]. Diese beiden Variablen wurden für die 2D-Umgewichtungsmethode gewählt. Man kann sich vorstellen, daß man die acht zur Verfügung stehenden Variablen auf unterschiedliche Massenschätzer projizieren kann. Dabei kann die Projektion mehr oder weniger gut sein. Die sehr guten Massenschätzer M_{mean} und M_{2C} sind hochgradig miteinander korreliert, sie nutzen praktisch die gleiche Information, M_{lep} und M_{had} sind andere Projektionen, die zum Teil ungenutzte Information über das Ereignis enthalten.
Bei dem Übergang von einer zu zwei Dimensionen ist entscheidend, daß ein Binning gewählt wird, welches nicht allzu anfällig gegenüber statistischen Fluktuationen ist.

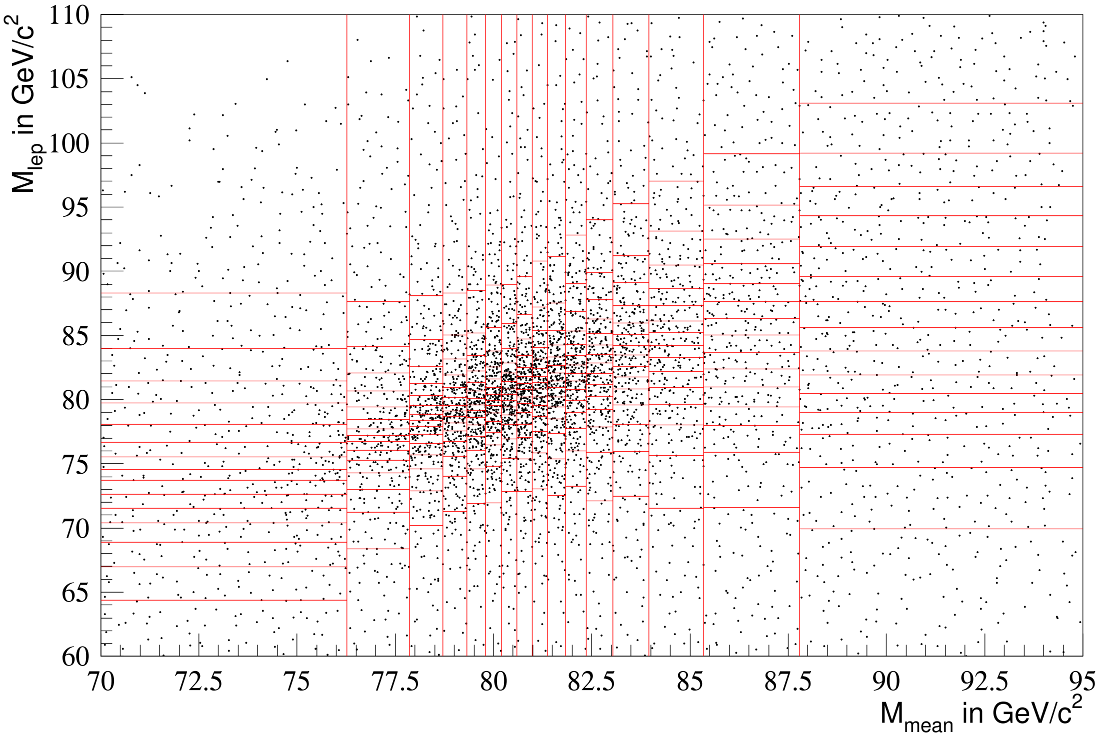


Abbildung 5.6:
2D-Referenzmassenverteilung der im Myonkanal selektierten WW-Ereignisse und das gewählte Binning

Binning Ein äquidistantes Binning ist bei der gegebenen MC-Statistik im Fall der 2D-Umgewichtungsmethode nicht sinnvoll. Bei feinem äquidistantem Binning gibt es in der Referenzverteilung Bins i mit wenigen Einträgen N_i. Sind die Einträge in jedem Bin poissonverteilt, so ist der relative Fehler auf den Erwartungswert $1/\sqrt{N_i}$. Das heißt, Bins mit wenigen Einträgen haben einen großen relativen Fehler auf den Erwartungswert. In der Tat zeigt sich, daß in

[3] In den Fällen, in denen der kinematische Fit nicht vollständig konvergiert und zwar 1C-Massen aber keine dazugehörigen Fehler berechnen kann, stellt M_{mean} das arithmetische Mittel der beiden 1C-Massen dar.

[4] Analoges gilt für die Kombinationen (M_{mean},M_{had}), (M_{2C},M_{lep}) und (M_{2C},M_{lep}). Sie liefern ähnliche Resultate, siehe Anhang A.

diesem Fall die Kalibrationskurven Steigungen aufweisen, die nicht mit eins verträglich sind. Bei groberem Binning wird der Informationsgewinn durch die Breite der Bins aufgehoben.

Aus diesem Grund wurde das Binning variabel gewählt, und zwar so, daß in jedem Bin gleich viele Signaleinträge N_i sind und somit der gleiche relative Fehler auf den Signalerwartungswert vorliegt. Abb. 5.6 zeigt das gewählte Binning sowie die Signalmassenverteilung für Myonen, im Falle der Elektronen ergibt sich ein sehr ähnliches Bild. In beiden Fällen werden 16×16=256 Bins benutzt.

Es werden nur solche Ereignisse berücksichtigt, für die M_{mean} zwischen 70 und 95 GeV/c^2 und M_{lep} zwischen 60 und 110 GeV/c^2 liegt.

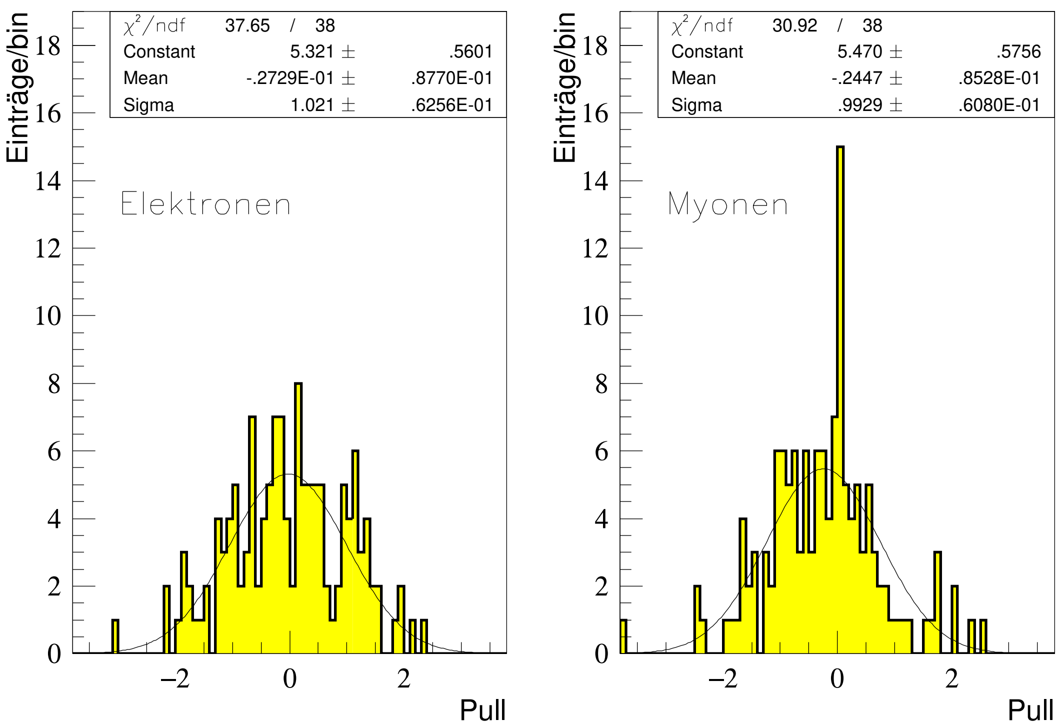


Abbildung 5.7:
Pullverteilungen für Elektronen (links) und Myonen (rechts) der 2D-Umgewichtungsmethode.

Kalibrationskurven, Pullverteilungen und erwartete Fehler In Abb. 5.9 sind die Kalibrationskurven der 2D-Umgewichtungsmethode zu sehen. Pullverteilung und erwartete Fehler sind in Abb. 5.7 und Abb. 5.8 dargestellt. Die Kalibrationskurven zeigen das gleiche Verhalten wie im eindimensionalen Fall. Wiederum weist die Myonkalibrationskurve eine Verschiebung zu höheren Masssen hin auf. Aus den Pullverteilungen geht hervor, daß die Fitfehler vertrauenswürdig sind.
Es sei darauf hingewiesen, daß bei den Pseudoexperimenten der 1D- und 2D-Umgewichtungsmethode die gleichen Ereignisse (vor dem Massenfensterschnitt) verwendet wurden. Dadurch

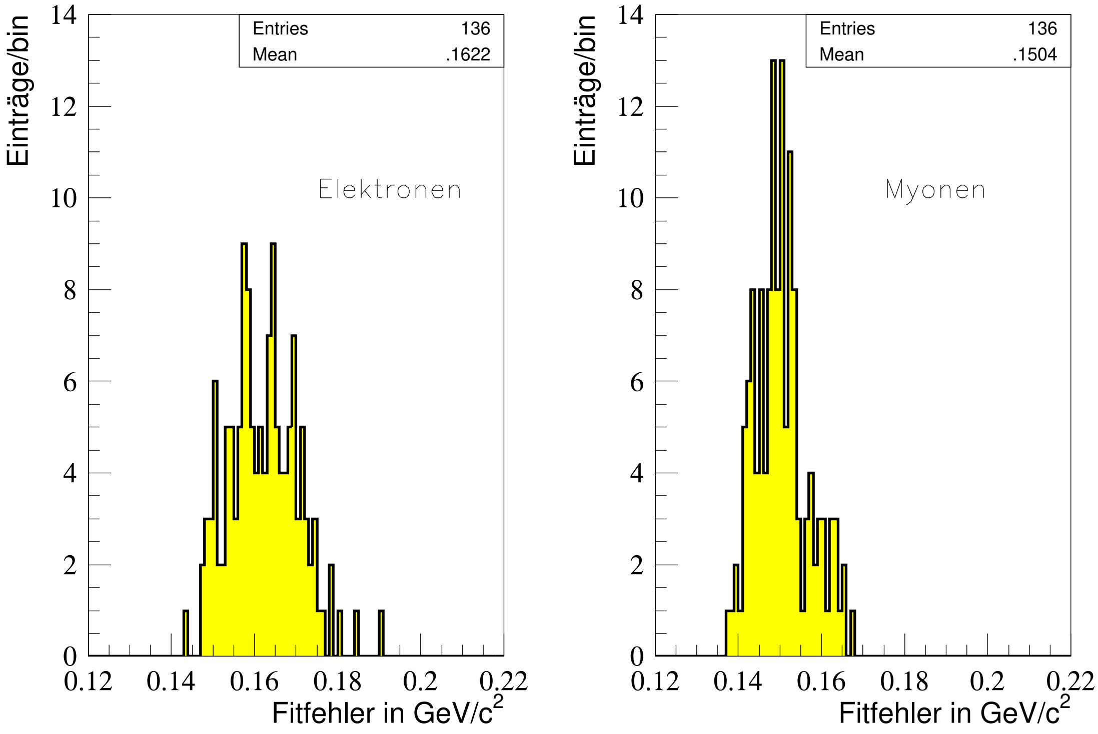


Abbildung 5.8:
Fehlerverteilung für Elektronen (links) und Myonen (rechts) der 2D-Umgewichtungsmethode.

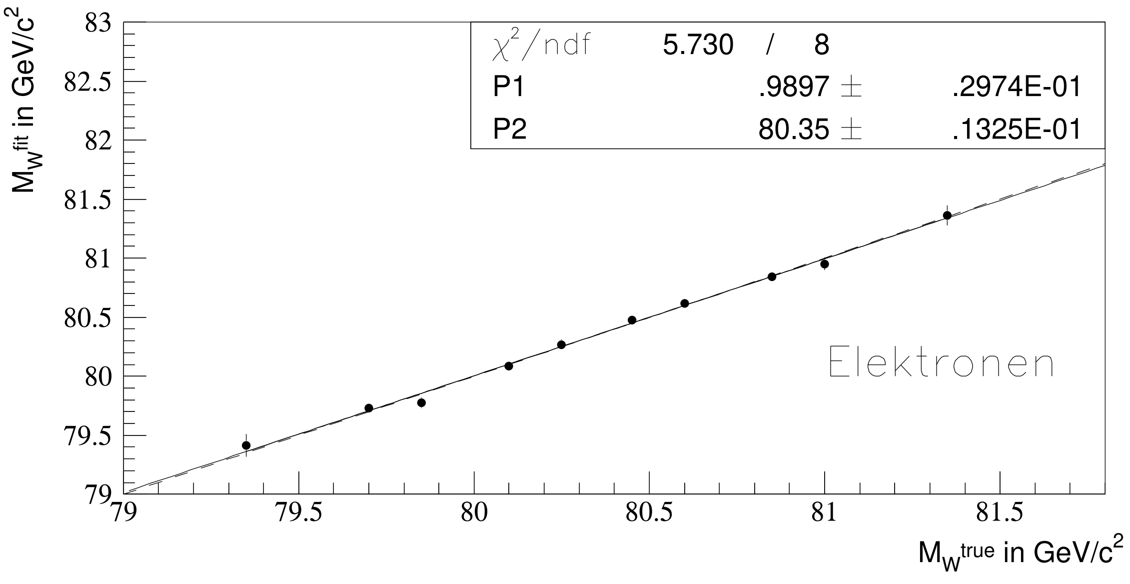
sind die Messungen hochgradig miteinander korreliert und ein aussagekräftiger Vergleich ist möglich.

5.2 Schlußfolgerung

In der Tat läßt sich unter Hinzunahme eines weiteren Massenschätzers eine genauere Messung durchführen als es bei der 1D-Umgewichtungsmethode der Fall ist. Die Verbesserung beträgt ca. 7 MeV/c^2.
Alle bisherigen Studien wurden anhand von computersimulierten Ereignissen durchgeführt. Im folgenden sollen die eigentlichen Meßresultate, die Ergebnisse der Daten, die 1998 aufgezeichnet wurden, dargestellt werden.

5.3 Ergebnisse der 1998 aufgezeichneten Daten

Im Jahr 1998 wurden bei ALEPH Daten entsprechend einer integrierten Luminosität von 174.2 pb^{-1} aufgenommen. Die Schwerpunktenergie betrug $\sqrt{s} = 188.6\ GeV/c^2$. Es wurden 389 Ereignisse als $W^+W^- \to e\nu_e q\bar{q}$ und 405 Ereignisse als $W^+W^- \to \mu\nu_\mu q\bar{q}$ selektiert, was mit der erwarteten Anzahl von 403.6 bzw. 400.7 Ereignissen gut übereinstimmt. Innerhalb des Massenfensters der 1D (2D)-Umgewichtungsmethode liegen 359 (354) Elektron- und 364 (369) Myonereignisse.



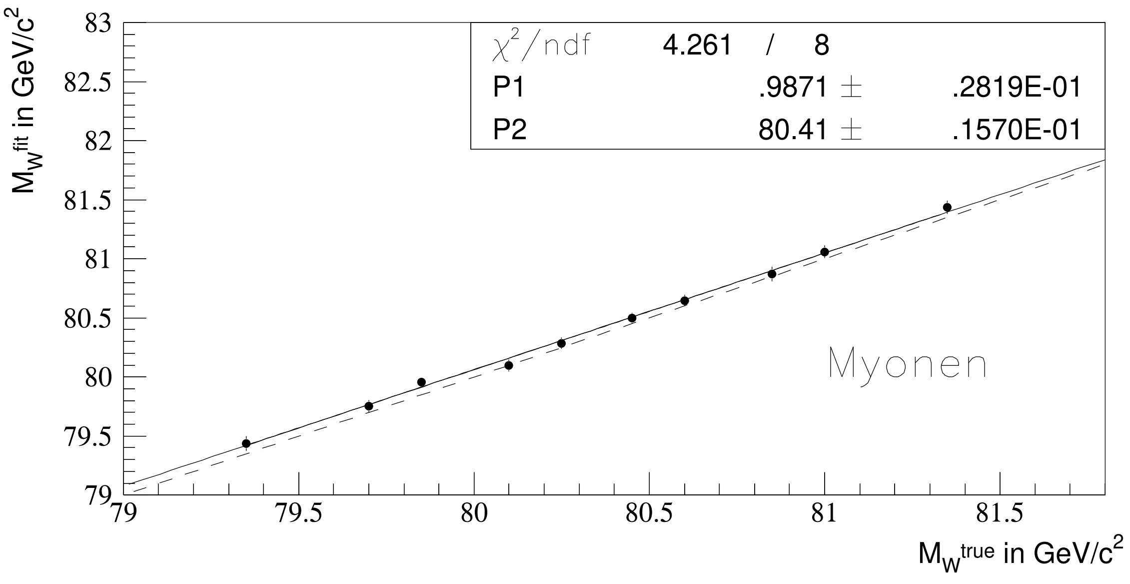


Abbildung 5.9:
Kalibrationskurven für Elektronen (oben) und Myonen (unten) der 2D-Umgewichtungsmethode.

Die Fitresultate der Standardmethode sind:

$$M_W^{1D-e} = 80.4962 \pm 0.1780 \; (stat.) \; GeV/c^2 \tag{5.9}$$

für die Elektronen, und

$$M_W^{1D-\mu} = 80.2052 \pm 0.1573 \; (stat.) \; GeV/c^2 \tag{5.10}$$

für den Myonkanal.
Benutzt man die 2D-Umgewichtungsmethode, so erhält man:

$$M_W^{2D-e} = 80.3855 \pm 0.1686 \; (stat.) \; GeV/c^2 \tag{5.11}$$

und

$$M_W^{2D-\mu} = 80.2363 \pm 0.1473 \; (stat.) \; GeV/c^2 \tag{5.12}$$

Die Fitfehler sind allesamt konsistent mit den Erwartungen aus den MC-Studien.

Die für die 2D-Umgewichtungsmethode relevante Datenverteilung ist in Abb. 5.10 gezeigt. In Abb. 5.12 ist die Verteilung der Daten, mit der zum Fitwert gewichteten 1D-Referenzverteilung zu sehen.

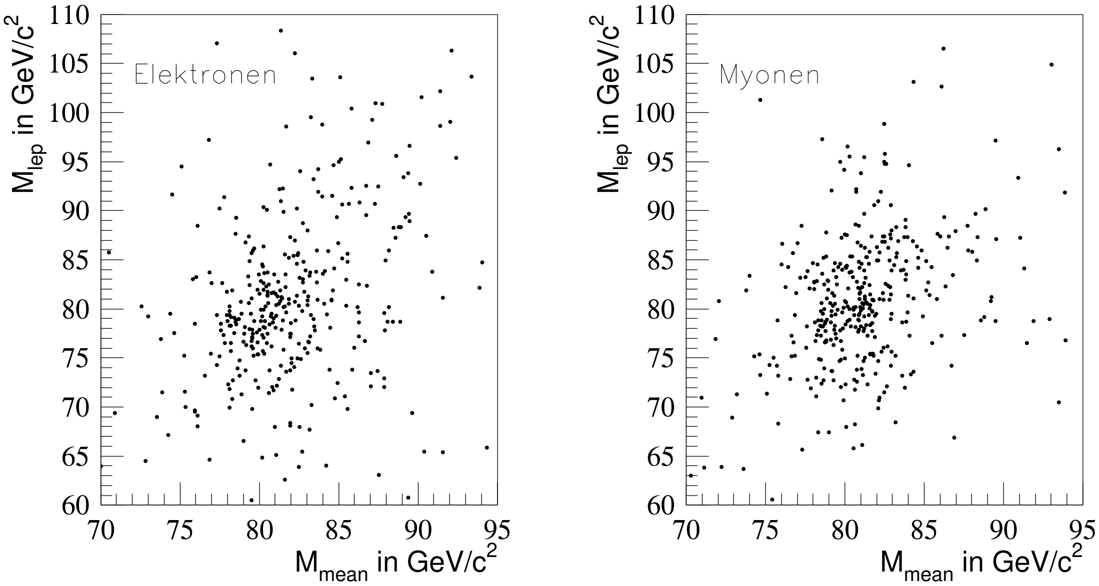


Abbildung 5.10:
Verteilung der Daten (Punkte) der 2D-Umgewichtungsmethode für beide Zerfallskanäle (Elektronen rechts, Myonen links).

Um zu überprüfen, ob die Resultate der beiden Umgewichtungsmethoden kompatibel miteinander sind, ist in Abb. 5.11 die Differenz der beiden Methoden für 139 Pseudoexperimente aufgetragen. Die Mittelwerte dieser Verteilung sind mit Null verträglich, was bedeutet, daß die beiden Methoden tatsächlich miteinander kompatibel sind. Durch Pfeile sind die Differenzen der Datenfits gekennzeichnet.

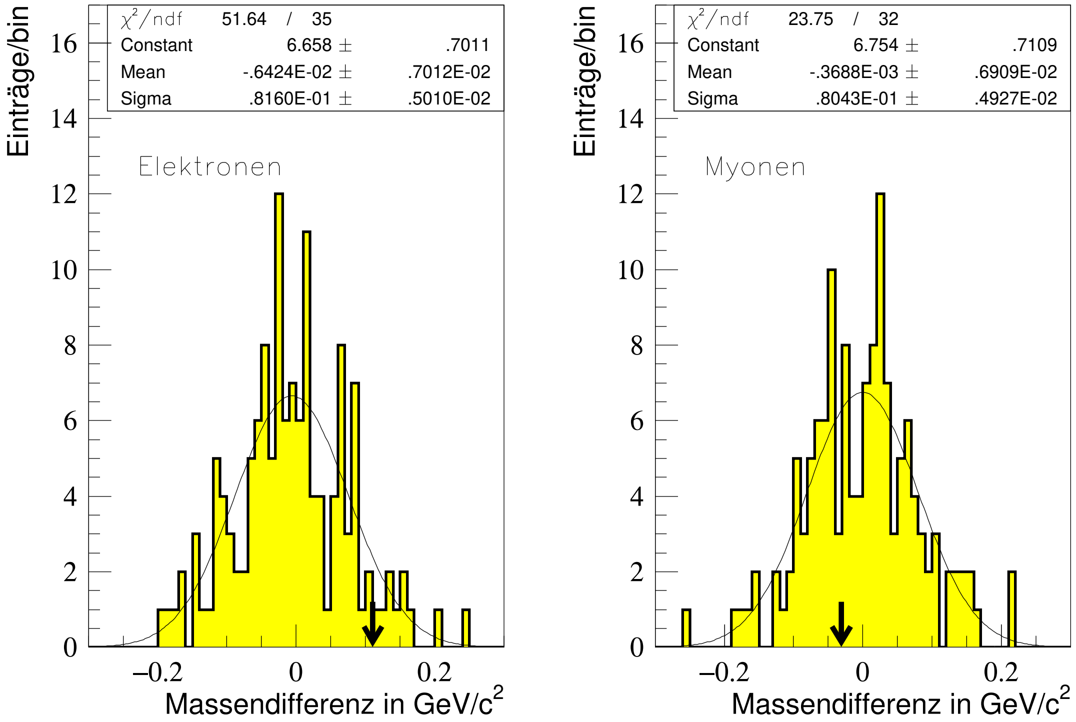


Abbildung 5.11:
Fitdifferenzen ($M^W_{1D} - M^W_{2D}$) für 139 Pseudoexperimente. Die Pfeile kennzeichen die Differenz der Datenresultate.

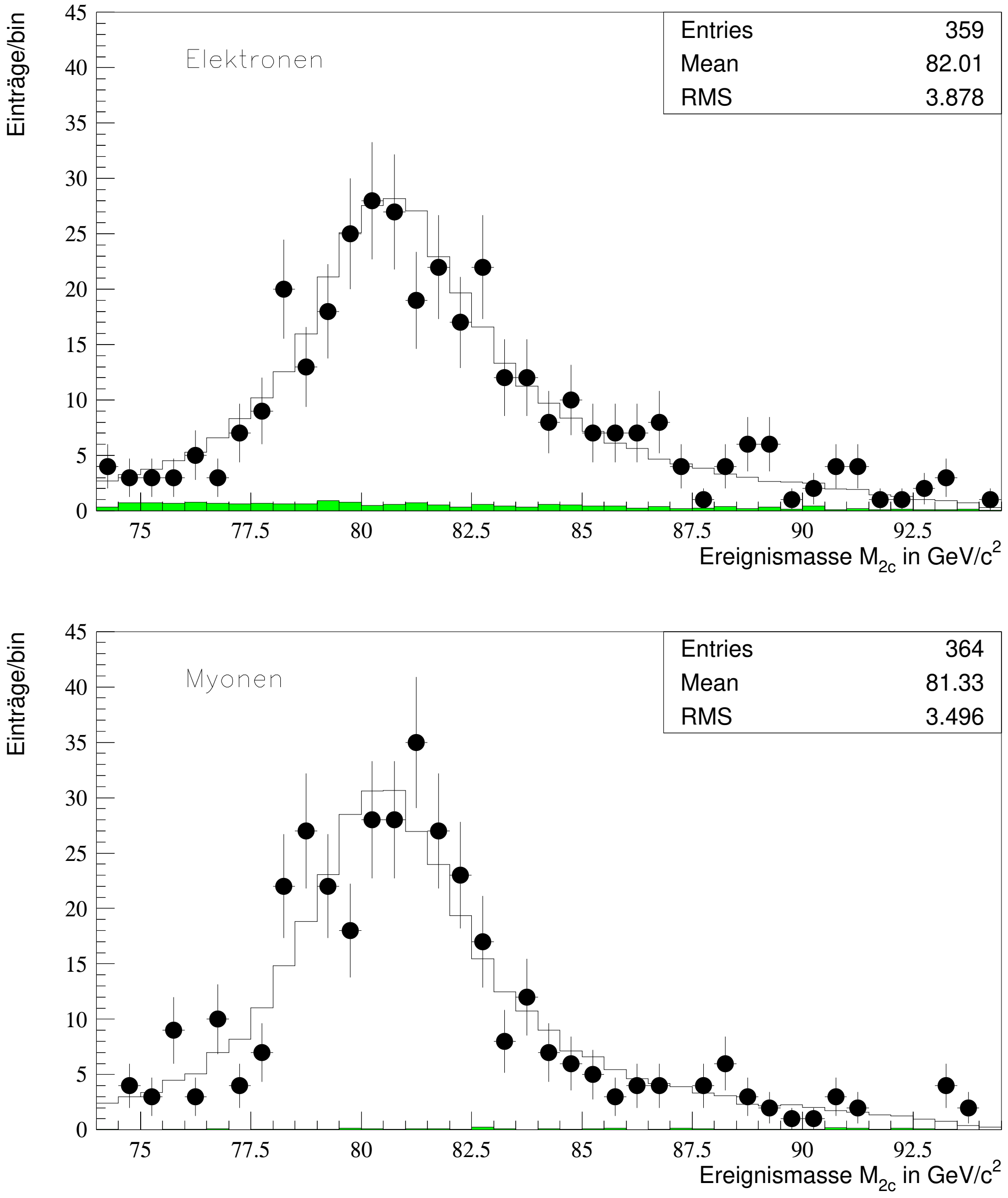


Abbildung 5.12:
Verteilung der Daten (Punkte) und der zum Fitwert gewichteten Referenz (weißes Histogramm) mit Untergrund (dunkel) der 1D-Umgewichtungsmethode.

Kapitel 6

Stabilitätstests und Systematik

Reality is often inaccurate.

The Restaurant at the End of the Universe
D. Adams

Alle bisher betrachteten Fehler waren statistischer Natur, d.h. sie könnten durch eine größere Menge an Daten reduziert werden. Anders verhält es sich mit systematischen Fehlern, die nun untersucht werden sollen. Diese haben ihren Ursprung in theoretischen Modellannahmen oder experimentellen Größen, die in die Analyse eingehen. Desweiteren soll überprüft werden, inwiefern die 2D-Umgewichtungsmethode stabil gegenüber Variationen des Massenfensters bzw. des Binnings ist. Zu Stabilitätstests der 1D-Umgewichtungsmethode sei auf [28] verwiesen.

6.1 Stabilitätstests

Für die Messung ist es wichtig, daß die Fitmethode Resultate liefert, die reproduzierbar und stabil sind. Die Reproduzierbarkeit wurde durch die Kalibrationskurven und Pullverteilungen bereits überprüft. Inwiefern die 2D-Umgwewichtungsmethode stabil gegenüber dem Binning und dem Massenfenster ist, soll nun gezeigt werden.

Abb. 6.1 zeigt die Abhängigkeit der Steigung der Kalibrationskurven und des erwarteten Fehlers von der Anzahl der Einträge pro Bin in der Referenz. Es ist zu sehen, daß ab einer Mindestzahl von ≈ 200 Einträgen/Bin die Steigung der Kalibrationskurve konstant und mit dem Sollwert von eins verträglich ist. Der erwartete Fehler bleibt innerhalb dieses Bereichs relativ konstant. Das gewählte Binning von $16 \times 16 = 256$ Bins entspricht 215 (Elektronen) bzw. 223 (Myonen) Einträgen/Bin.

Um zu testen, ob die gefitteten Massenwerte unabhängig von der Wahl des Massenfensters sind, wurde ein großer MC-Datensatz bei verschiedenen Massenfenstern gefittet. Aus Abb. 6.2 geht hervor, daß die Meßwerte stabil gegenüber einer Variation des Massenfensters sind.

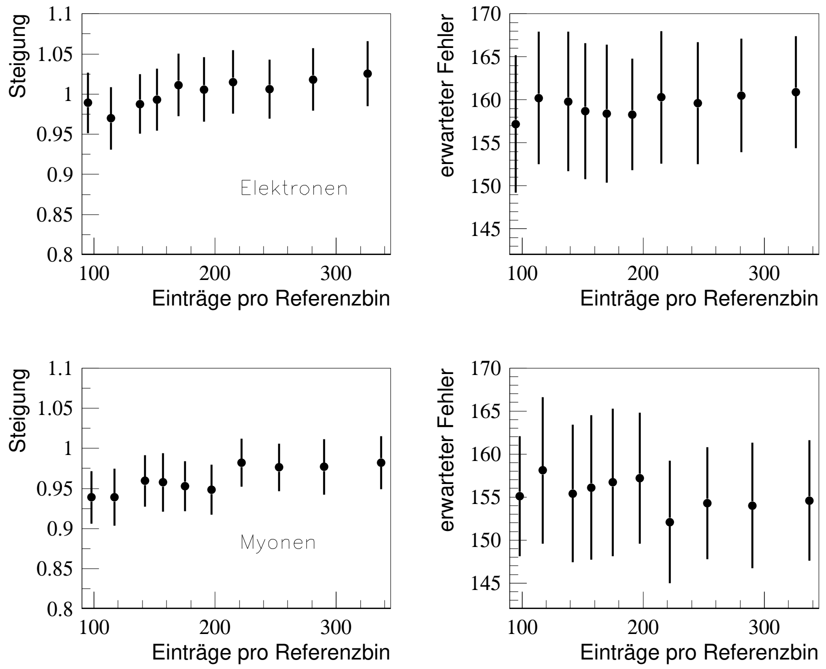


Abbildung 6.1:
Abhängigkeit der Steigung der Kalibrationskurve (links) und des erwarteten Fehlers (rechts) für Elektronen (oben) und Myonen (unten).

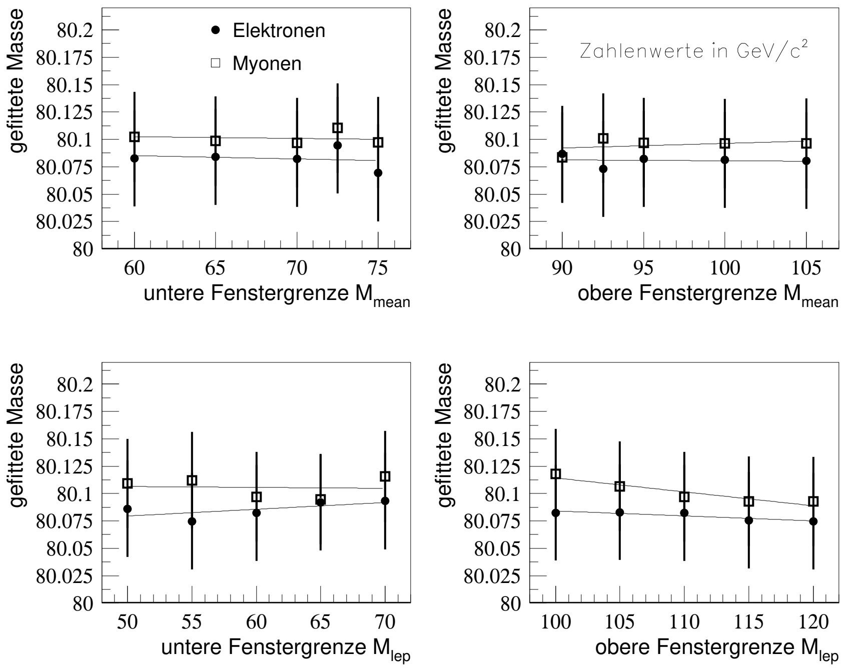


Abbildung 6.2:
Stabilität der Fitwerte gegenüber Variation der Fenstergrenzen für M_{mean} (oben) und M_{lep} (unten).

6.2 Systematische Fehler

Im folgenden werden verschiedene Quellen systematischer Fehler beschrieben und es wird erläutert, wie versucht wurde, diese abzuschätzen. Die Zahlenwerte sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Bei der Kombination der Elektron- und Myonresultate ist zu beachten, daß manche systematischen Fehler korreliert sind. Der gesamte systematische Fehler in den einzelnen Kanälen ergibt sich durch quadratische Addition der Einzelfehler.

6.2.1 Detektorkalibration

Elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter haben nur eine begrenzte Energieauflösung, und die Unsicherheit von $\pm 0.9\%$ (ECAL) bzw. $\pm 2\%$ (HCAL) auf die gemessenen Energien pflanzt sich über die rekonstruierten Viererimpulse und Ereignismassen auf M_W fort. Um diesen Effekt abzuschätzen wird ein Pseudodatensatz, bei dem die Energie um obige Werte variiert wurde, gefittet. Die maximalen Massendifferenzen der Fitresultate für beide Kalorimeter werden quadratisch addiert.

6.2.2 Detektoralignment

Entscheidend für die Rekonstruktion der Ereignisse sind die gemessenen Spuren. Daher ist es wichtig, die relative Ausrichtung von VDET, ITC und TPC zu kennen. Die globale Ausrichtung wird vor der Datennahme mit Hilfe von $Z/\gamma \to \mu^+\mu^-$-Ereignissen bestimmt. Für verbleibende und z.T. zeitabhängige Verzerrungen (z.B Magnetfeldinhomogenitäten) werden sogenannte Sagitta-Korrekturen aus Ereignissen während der Datennahme berechnet. Diese Korrekturen sind aufgrund der begrenzten Datenstatistik relativ ungenau. Um den systematischen Fehler durch die Unsicherheit in der Ausrichtung der Spurdetektoren zu bestimmen, fittet man einen Pseudodatensatz mit und ohne Sagittakorrektur. Die Differenz der Fitresultate wird als systematischer Fehler des Detektoralignment angegeben.

6.2.3 Korrektur der Jetenergie

Mit Hilfe von $Z/\gamma \to q\bar{q}$-Ereignissen läßt sich ein Daten-Monte-Carlo-Vergleich der Energieauflösung von Jets durchführen. In Abhängigkeit des Winkels θ zwischen Jet und Strahlachse erhält man eine Korrekturfunktion für die Jetenergien. Die Unsicherheiten in diesen Korrekturen ergeben einen systematischen Fehler auf M_W.

6.2.4 Schwerpunktenergie

Durch den kinematischen Fit wird die Gesamtenergie jedes Ereignisses auf die Schwerpunktenergie gezwungen. Der Fehler auf die Strahlenergie E_{beam} von $\sigma_{E_{beam}} = \pm\ 0.020\ GeV$ wird gemäß der Relation

$$\sigma_{M_W} = \frac{M_W}{E_{beam}} \sigma_{E_{beam}} \tag{6.1}$$

als systematischer Fehler auf M_W weiterpropagiert.

6.2.5 Monte-Carlo-Statistik

Der statistische Fehler des Massenfits berücksichtigt die begrenzte Statistik des Datensatzes, nicht jedoch die Tatsache, daß auch die Referenz statistisch limitiert ist. Der daraus resultierende Fehler pro Bin ist:

$$\sigma(M_{W,i}) = \frac{\sigma(\rho_i)}{d\rho_i/dM_W}. \tag{6.2}$$

Ist n_i die Anzahl der Einträge im Bin i, so stellt

$$\rho_i = \frac{n_i}{\Delta i \sum_{j=1}^{N_{bins}} n_j} \tag{6.3}$$

den normierten Anteil des Bins i an der Referenz dar. Der Fehler darauf ist durch

$$\sigma(\rho_i) = \frac{\sqrt{n_i}}{\Delta i \sum_{j=1}^{N_{bins}} n_j} \tag{6.4}$$

gegeben. Der Beitrag jedes Bins wird mit seiner Sensitivität $d\rho_i/dM_W$ gewichtet. Unter der Annahme, daß die Beiträge der einzelnen Bins unkorreliert sind, ist der Gesamtfehler aufgrund der limitierten MC-Statistik gegeben durch:

$$\frac{1}{(\Delta M_W)^2} = \sum_{i=1}^{N_{bins}} \frac{1}{(\Delta M_{W,i})^2}. \tag{6.5}$$

6.2.6 ISR

ISR wird im verwendeten Monte Carlo störungstheoretisch bis zur zweiten Ordnung in α berücksichtigt. Um den Fehler abzuschätzen, den man durch die Vernachlässigung der höheren Ordnungen verursacht, fittet man mit der gleichen Referenz einen Pseudodatensatz, bei dem einmal nur ISR bis zur Ordnung $O(\alpha)$ und das andere Mal bis zur Ordnung $O(\alpha^2)$ simuliert wird. Die Differenz in den gefitteten W-Massen wird als systematischer Fehler auf ISR angegeben. Man geht davon aus, daß die Summe der Korrekturen höherer Ordnung kleiner ist als der Beitrag der zweiten Ordnung, und man somit eine obere Abschätzung für den systematischen Fehler aufgrund von ISR erhält.

6.2.7 Fragmentation

Wie die aus dem W-Zerfall entstehenden Quarks Hadronjets bilden, ist störungstheoretisch nicht berechenbar, da die starke Kopplungkonstante für diese Prozesse in der Größenordnung von eins liegt und somit keine konvergierende Reihenentwicklung möglich ist. Man muß daher auf phänomenologische Modelle zurückgreifen. Die mit JETSET simulierte Hadronisation basiert auf dem sogenannten LUND String-Modell [30]. Um den systematischen Fehler dieses Fragmentationsmodell abzuschätzen, wurde es mit dem Fragentationsmodell HERWIG [31] verglichen, welches auf einem Cluster-Modell basiert. Auf diese Art wird der systematische Fehler aufgrund des Hadronistionsprozesses wahrscheinlich überschätzt, denn es ist bekannt, daß HERWIG die Daten nicht korrekt beschreibt. Bisher ist dies allerdings die ALEPH-Standardmethode, um diesen systematischen Fehler zu bestimmen.

6.2.8 Untergrund

Die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Prozesse sind nur mit endlicher Genauigkeit bekannt, daher ist der Anteil an Untergrundprozessen in der Referenz mit einem Fehler behaftet. Um diesen abzuschätzen wurden Referenzen generiert, bei denen die Wirkungsquerschnitte der Untergrundprozesse um $\pm$ 30% (mit mindestens dieser Genauigkeit sind alle Wirkungsquerschnitte bekannt) kohärent variiert wurden. Anschliessend wurden ca. 6000 Ereignisse, die sich gemäß den ursprünglichen Wirkungsquerschnitten aus Signal und Untergrund zusammensetzten, gefittet. Die maximale Abweichung vom Fitwert der Standardreferenz wurde als systematischer Fehler angegeben.

6.2.9 Schlußfolgerung

Die Unsicherheiten in der Behandlung der Fragmentation sowie der Detektorkalibration liefern den Hauptbeiträge zum systematischen Fehler. Es fällt auf, daß die zweidimensionale Umgewichtungmethode hier größere systematische Fehler verzeichnet. Aber gerade diese Fehler werden wahrscheinlich zu konservativ abgeschätzt. So weiß man beispielsweise, daß die simulierten Ereignisse des Herwig-Generators die inklusiven Spektren nicht korrekt beschreibt. Desweiteren enthalten die systematischen Fehler aufgrund der Detektorkalibration eine (wahrscheinlich nicht zu vernachlässigende) statistische Komponente, das ist ein möglicher Grund für den hohen Wert im Elektronenkanal der 2D-Umgewichtungsmethode. Zur Zeit wird nach alternativen Methoden zur Abschätzung dieser Fehler gesucht. Was das Detektoralignment betrifft, so ist es vorstellbar, daß die leptonische Masse stärker von den rekonstruierten Spuren abhängt und somit sensitiver auf diesen systematischen Fehler ist.

Die Verwendung des Massenschätzers M_{had} anstelle von M_{lep} führt zu kleineren Fragmenatationsfehlern (z.B. M_{2C} und M_{had}: 51.3 MeV/c^2 (Elektronen) und 72.5 MeV/c^2 (Myonen)). Um die zweidimensionale Umgewichtungsmethode zu optimieren, ist es notwenig, den erwarteten Gesamtfehler für die verschiedenen Kombinationen der Massenschätzer zu vergleichen.

systematischer Fehler (in MeV/c^2)	Elektronen		Myonen	
	$1D$	$2D$	$1D$	$2D$
Detektorkalibration	19.7	48.5	10.0	12.6
Detektoralignment	0.5	1.2	4.5	16.9
Jetenergie	7.4	4.1	2.8	2.0
Schwerpunktenergie	17.0	17.0	17.0	17.0
Monte-Carlo-Statistik	13.0	12.5	12.3	11.8
ISR	≈ 0.0	≈ 0.0	≈ 0.0	≈ 0.0
Fragmentation	57.4	81.6	61.4	81.0
Untergrund	10.2	7.1	2.0	0.3
Gesamt	65.6	97.6	65.9	86.2

Tabelle 6.1:
Zusammenfassung der untersuchten systematischen Fehler.
Innerhalb beider Kanäle sind die systematischen Fehler aufgrund von Detektorkalibration, Detektoralignment, Jetenergie, Schwerpunktenergie, ISR und Fragmentation miteinander korreliert.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

If something is too hard, give it up. The moral my boy is to never try anything.

Homer Simpson

In dieser Arbeit wurde die Masse des W-Bosons mittels der Umgewichtungsmethode aus dem invarianten Massenspektrum der Daten, die bei ALEPH im Jahre 1998 aufgezeichnet wurden, bestimmt. Es wurden dabei WW-Zerfälle des Typs $W^+W^- \rightarrow e\nu_e q\bar{q}$ und $W^+W^- \rightarrow \mu\nu_\mu q\bar{q}$ betrachtet. Insbesondere hat sich gezeigt, daß sich der Versuch, die Genauigkeit der Messung durch Hinzunahme eines weiteren Massenschätzers zu erhöhen, insofern gelohnt hat, als daß der statistische Fehler reduziert werden konnte. Um zu klären, ob der Gesamtfehler (statistisch und systematisch) gesenkt werden kann, müßte die Wahl der Massenschätzer anhand dieses Gesamtfehlers optmiert und die Bestimmung der systematischen Fehler verbessert werden.

Aus den Daten erhält man mit der 2D-Umgewichtungsmethode für die W-Masse den Wert:

$$M_W = 80.3855 \pm 0.1686\ (stat.) \pm 0.0976\ (sys.)\ GeV/c^2 \tag{7.1}$$

im Elektronzerfallskanal und

$$M_W = 80.2363 \pm 0.1473\ (stat.) \pm 0.0862\ (sys.)\ GeV/c^2 \tag{7.2}$$

im Myonzerfallsfanal.
Die Kombination dieser beiden Messungen ergibt:

$$M_W = 80.301 \pm 0.111\ (stat.) \pm 0.066\ (sys.)\ GeV/c^2 = 80.301 \pm 0.129\ GeV/c^2, \tag{7.3}$$

während die 1D-Umgewichtungsmethode folgendes Ergebnis liefert:

$$M_W = 80.335 \pm 0.118\ (stat.) \pm 0.048\ (sys.)\ GeV/c^2 = 80.335 \pm 0.127\ GeV/c^2. \tag{7.4}$$

Die Genauigkeit der Messung wird vor allem durch den statistischen Fehler limitiert. Berücksichtigt man allerdings auch die Daten, die in den Jahren zuvor aufgezeichnet wurden und insbesondere die, die noch hinzukommen werden, so wird der systematische Fehler

voraussichtlich in der gleichen Größenordung liegen wie der statistische. Bis zum Ende von LEP2 erwartet man eine gesamte integrierte Luminosität von ca. 550 pb^{-1} pro Experiment. Dadurch reduziert sich der statistische Fehler um den Faktor $1/\sqrt{3}$=0.6 was auf einen statistischen Gesamtfehler nach der Kombination beider Kanäle der Größenordnung 65-70 MeV/c^2 führt.
Die bisherigen Angaben der systematischen Fehler sind eher konservativ, und es ist durchaus denkbar, daß durch aufwendigere und ausgefeiltere Abschätzungen die systematischen Fehler gesenkt werden können.
Inwiefern die Umgewichtungsmethode in zwei Dimensionen einen kleineren Gesamtfehler aufweist als die in einer Dimension, hängt entscheidend davon ab, ob die systematischen Fehler derzeit zu konservativ abgeschätzt werden und falls dem so ist, wie die systematischen Fehler der beiden Methoden in Zukunft bestimmt werden.

In Tabelle 7.1 sind für die vier LEP-Experimente die vorläufigen veröffentlichten Resultate der Daten des Jahres 1998 aufgelistet (entnommen aus [33], [34], [35] und [36]). Bei L3 wird die W-Masse durch Umgewichten des differentiellen Wirkungsquerschnitts bestimmt, DELPHI benutzt einen ungebinnten Log-Likelihood-Fit, während bei OPAL und ALEPH die beschriebende eindimensionale Umgewichtungsmethode herangezogen wird.

Experiment	Kanal	M_W (in GeV/c^2)	σ_{stat} (in GeV/c^2)	σ_{sys} (in GeV/c^2)
ALEPH	$e\nu q\bar{q}$	80.524	0.180	0.047
$\int L\, dt = 174.2\ pb^{-1}$	$\mu\nu q\bar{q}$	80.297	0.164	0.037
DELPHI	$e\nu q\bar{q}$	80.071	0.217	0.070
$\int L\, dt = 157.6\ pb^{-1}$	$\mu\nu q\bar{q}$	79.892	0.324	0.076
L3	$e\nu q\bar{q}$	79.99	0.20	0.09
$\int L\, dt = 176.4\ pb^{-1}$	$\mu\nu q\bar{q}$	80.31	0.24	0.09
OPAL	$e\nu q\bar{q}$	80.248	0.172	$k.A.$
$\int L\, dt = 183.0\ pb^{-1}$	$\mu\nu q\bar{q}$	80.473	0.178	$k.A.$

Tabelle 7.1: *Vergleich der vorläufigen veröffentlichten Resultate der vier LEP-Experimente. Diese Zahlen entsprechen nicht dem aktuellsten Stand der Analyse. Daher weichen die ALEPH-Resultate von den 1D-Umgewichtungsergebnissen dieser Arbeit ab. Desweiteren sei darauf hingewiesen, daß manche systematischen Fehler nicht explizit bestimmt wurden, sondern von Messungen bei geringerer Schwerpunktenergie übernommen wurden. Die OPAL-Kollaboration macht keine Angaben zu den systematischen Fehlern der einzelnen Zerfallskanäle. Als kombinierten systematischen Fehler aller semileptonischen Zerfallskanäle gibt die OPAL-Kollaboration den Wert 55* MeV/c^2 *an.*

Bei der 2D-Umgewichtungsmethode sind prinzipiell weitere Verbesserungen denkbar. Statt zweier Ereignismassen bietet sich die Möglichkeit, andere Massenschätzer zu verwenden (z.B. die Energie des Leptons). Es ist denkbar, die Fehler der Ereignismassen als Qualitätskriterium zu berücksichtigen und in den Fit eingehen zu lassen. Zwar zeigen erste Versuche nur marginale Verbesserungen, doch ist eventuell auch hier Raum für Weiterentwicklungen.

Es sei darauf hingewiesen, daß die Konsistenz der beiden Umgewichtungsmethoden nicht verwunderlich ist, schließlich greifen beide auf das gleiche Prinzip zurück. Da die Umgewichtungsmethode stark von der Qualität des zugrundeliegenden Monte Carlo Generators abhängig ist, ist es sinnvoll und notwendig, die Resultate der Umgewichtungmethoden mit denen anderer Analyseverfahren (wie z.B. den in [9] und [10] dargestellten) zu vergleichen und auf ihre Konsistenz hin zu überprüfen. In dieser Hinsicht sei auf [9] und [32] verwiesen.

Abschließend bleibt zu sagen, daß die Umgewichtungsmethode generell eine elegante Art und Weise darstellt, die W-Masse unter Berücksichtigung verschiedener Effekte (wie z.B. aufgrund von Detektorineffizienzen) zu bestimmen und dabei einen hohen Anteil der Ereignisinformationen zu nutzen. In dieser Arbeit wurde gezeigt, daß die Verwendung eines weiteren Massenschätzers innerhalb der Umgewichtungsmethode technisch möglich ist und bezüglich des statistischen Fehlers eine Verbesserung liefert. Desweiteren wurde dargestellt, daß neue Methoden zur Bestimmung der W-Massen anhand ihres Gesamtfehlers optimiert werden müssen und dazu insbesondere die Bestimmung der systematischen Fehler eine wichtige Rolle spielt.

Anhang A

Vergleich verschiedener Massenestimatoren

Neben den beiden Massenschätzern M_{mean} und M_{lep} ist jede weitere Kombination aus M_{2C}, M_{mean}, M_{lep} und M_{had} denkbar. M_{2C} und M_{mean} sind zu über 95% miteinander korreliert, so daß eine Kombination dieser beiden Größen nicht zu einem effektiven Informationsgewinn führt. M_{lep} und M_{had} sind zwar zu ca. −35% miteinander korreleliert, doch die mäßige Auflösung dieser beider Massenschätzer führt dazu, daß die Kombination dieser beider Größen keine Verbesserung gegenüber der 1D-Umgewichtungsmethode ermöglicht. Die erwarteten statistischen Fehler der übrigen Kombinationen sind in Tab. A.1 aufgeführt. [1] Daraus folgt, daß bei der gegebenen Statistik nicht zu entscheiden ist, welche Kombination der Massenestimatoren tatsächlich das beste Resultat liefert. Die erwarteten statistischen Fehler unterscheiden sich nur geringfügig.

erwarteter Fehler (in MeV/c^2)	M_{mean} und M_{lep}	M_{mean} und M_{had}	M_{2C} und M_{lep}	M_{2C} und M_{had}
Elektronen	160.8	163.5	158.6	159.8
Myonen	154.8	156.3	155.5	155.8

Tabelle A.1:
Erwartete statistische Fehler bei der Verwendung verschiedener Massenestimatoren.

[1] Die erwarteten Fehler wurden mit einem noch nicht optimierten Binning (13x13 Bins statt 16x16) und anderen Pseudoexperimenten als in Kapitel 5 bestimmt. Daher unterscheiden sich die Werte der ersten Spalte geringfügig von den in Kapitel 5 dargestellten.

Literaturverzeichnis

[1] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 19, 1264 (1967) ;
A. Salam, Elementary Particle Theory, ed. N. Svartholm 367 (Almquist and Wiksells, Stockholm, 1969) ;
S.L. Glashow, J. Illiopoulos and L. Maiani, Phys. Rev. D2 1285 (1970)

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

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

[4] A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model, LEPEWWG/98-01 and ALEPH 98-037

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

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

[7] C. Rittger, „Bestimmung der W-Masse aus dem Leptonenergiespektrum mit dem Detektor ALEPH“, Diplomarbeit IHEP-Heidelberg, HD-IHEP-99-06

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

[9] O. Buchmüller, „Kinematische Rekonstruktion von WW-Ereignissen bei LEP2“, Dissertation, IHEP-Heidelberg (1999), HD-IHEP-99-03

[10] R. J. Cavanaugh, „A Measurement of the W Boson Mass“, Dissertation, Florida State University College of Arts and Sciences (1999)

[11] O. Nachtmann, „Elementarteilchenphysik, Phänomene und Konzepte“, Vieweg (1986)

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

[13] D. H. Perkins, „Hochenergiephysik“, Addision-Wesley (1990)

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

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

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

[17] The ALEPH collaboration, „WW cross section and W branching ratios at $\sqrt{s} = 189$ GeV ", ALEPH CONF 99-015

[18] The ALEPH collaboration, „Measurement of the W Mass in e+e- Collisions from 161 to 189 GeV ", ALEPH CONF 99-012

[19] S. Dhamotharan, Dissertation „Untersuchung des Drei-Eichboson-Vertex in W-Paarerzeugung bei LEP2", IHEP-Heidelberg (1999), HD-IHEP-99-04

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

[21] 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

[22] M. Skrzypek, S. Jadach, W. Placzek and Z. Was „Monte Carlo program KORALW 1.02 for W pair production at LEP2/NLC energies", *Comp. Phys. Comm.* 94 (1996) 216

[23] The Minami-Tateya Collaboration, GRACE manual 1.0, KEK 92-19 (1993)

[24] T. Sjöstrand, „High-Energy Physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4", *Comp. Phys. Comm.* 82 (1994) 74

[25] S. Jadach, B.F.L. Ward and Z. Was., „The Monte Carlo Program KORALZ, version 4.0, for the lepton or quark pair production at LEP/SLC energies", *Comp. Phys. Comm.* 79 (1994) 466

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

[27] http://alephwww.cern.ch/~valassi/kinfit/

[28] E. J. Thomson, Dissertation „Measurement of the W Boson mass from $e^+e^- \to W^+W^- \to l\nu q\bar{q}$, University of Glasgow (1998)

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

[30] K. Wilson, *Phys. Rev.* D10 (1974) 2445 ;
B. Andersson et al., *Z. Phys.* C1 (1979) 105

[31] G. Marchesini et al., *Comp. Phys. Comm.* 67 (1992) 465

[32] R. J. Cavanaugh and M. J. Corden „A „First Generation Fit" for Semi-leptonic WW Events", ALEPH PHYSIC 99-017

[33] The ALEPH collaboration, „Measurement of the W Mass in e^+e^- Collisions from 161 to 189 GeV", ALEPH CONF 99-017

[34] The DELPHI Collaboration, „Direct measurement of m_W", DELPHI 99-64 CONF 251

[35] The L3 collaboration, „Preliminary Results on the Measurement of Mass and Width of the W Boson at LEP", L3 Note 2377 (1999)

[36] The OPAL collaboration, „Measurement of the W boson mass in e^+e^- collisions at 189 GeV", Opal Physics Note PN385 (1999)

Danksagung

I get by with a little help from my friends

J. Lennon, P. McCartney

Herrn Prof. Dr. Putzer danke ich für die Aufnahme in die ALEPH-Gruppe und die sehr angenehme Betreuung und Unterstützung meiner Arbeit, sowie für zahlreiche interessante Unterhaltungen.

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

Ein ganz besonderer Dank gilt den Herren Dr. Selvam Dhamotharan und Dr. Oliver Buchmüller für ihre hervorragende Betreuung. In zahlreichen Gesprächen und Diskussionen profitierte ich von ihrem kompetenten Sachverstand und lernte ihr unkompliziertes, kritisches und die Physik in den Vordergrund stellendes Interesse an jeglichen Analysen schätzen. Herrn Dr. Richard Cavanaugh danke ich gleichermaßen für seine Hilfestellungen, Anregungen und aufschlußreichen Gespräche in der Endphase meiner Arbeit.

Dr. Gerret Hansper danke ich für die geduldsame Einführung in die W-Physik.

Für die unvergeßlichen Erfahrungen, die ich als Diplomand innerhalb einer internationalen Kollaboration machen durfte und für die Möglichkeit Physik an vorderster Forschungsfront erleben und selbst mitgestalten zu dürfen, danke ich der ALEPH-Kollaboration, speziell den „Leptonics“ der WW-Gruppe.

An dieser Stelle möchte ich betonen, daß es mir großen Spaß macht hat, am Institut für Hochenergiephysik meine Diplomarbeit durchzuführen. Daß dem so ist, liegt vor allem an der angenehmen und freundschaftlichen Atmosphäre. Dafür bedanke ich mich bei allen Angestellten des Instituts, vor allem aber bei den Mitgliedern der ALEPH- und H1-Gruppe.

Desweiteren bedanke ich mich bei meinen kleinen Freunden W^+ und W^-. Ohne sie wäre diese Arbeit natürlich niemals zustande gekommen.

Mein innigster Dank gilt meinen Eltern. Merci.