Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Claudius Gordian Schmidt
aus Hermannsburg

März 1998

Messung der W-Masse aus dem Energiespektrum der Leptonen mit dem Detektor ALEPH

Die Diplomarbeit wurde von Gordian Schmidt ausgeführt am
Institut für Hochenergiephysik
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Alois Putzer

Zusammenfassung

Mit den Daten, die 1997 der Detektor ALEPH am Beschleunigerring LEP bei einer Schwerpunktenergie von 183 GeV aufgenommen hat, wurde die W-Masse aus dem Energiespektrum der geladenen Leptonen bestimmt. Aus einer integrierten Luminosität von $59.4pb^{-1}$ wurden 240 semileptonische W^+W^--Ereignisse mit einem Elektron oder Myon im Endzustand selektiert.
Für die W-Masse ergibt sich:
$M_W = 80.704 \begin{array}{c}+0.760\\-0.793\end{array} \frac{GeV}{c^2}(\text{stat.}) \pm 0.092 \frac{GeV}{c^2}(\text{syst.}) \begin{array}{c}+0.554\\-0.361\end{array} \frac{GeV}{c^2}(\text{MC Statistik}).$

Abstract

Using the data taken in 1997 by the detector ALEPH at LEP at a centre of mass energy of 183 GeV the W mass was extracted from the lepton energy spectrum. From a sample of $59.4pb^{-1}$ there were 240 semileptonic W^+W^- events containing an electron or a myon in the final state selected.
The result for the W mass is:
$M_W = 80.704 \begin{array}{c}+0.760\\-0.793\end{array} \frac{GeV}{c^2}(\text{stat.}) \pm 0.092 \frac{GeV}{c^2}(\text{syst.}) \begin{array}{c}+0.554\\-0.361\end{array} \frac{GeV}{c^2}(\text{MC statistics}).$

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Als Standardmodell der Elementarteilchenphysik bezeichnet man die vereinheitlichte Theorie der elektroschwachen und der starken Wechselwirkung. Diese Wechselwirkungen werden durch den Austausch von Vektorbosonen, also Teilchen mit Spin 1, vermittelt. In Tab. 1.1 sind diese Teilchen aufgelistet.

Wechselwirkung	koppelt an	Austauschteilchen	Masse ($\frac{GeV}{c^2}$)
stark	Farbladung	8 Gluonen (g)	0
elektromagnetisch	elektrische Ladung	Photon (γ)	0
schwach	schwache Ladung	$W^{\pm}, Z^0$	≈ 80, bzw ≈ 91

Tabelle 1.1: *Wechselwirkungen und ihre Austauschteilchen.*

Im Standardmodell sind die Massen des W- und des Z-Bosons verknüpft mit der Masse des Top-Quarks und des Higgs-Bosons; letzteres wurde bislang nicht nachgewiesen. Von 1989 bis Anfang 1996 wurden mit dem ALEPH-Detektor bei einer Schwerpunktenergie von etwa $\sqrt{s} = 91$ GeV auf der Z-Resonanz Daten genommen. Danach wurde die Schwerpunktenergie schrittweise erhöht und noch 1996 wurde die kinematische Schwelle für die W-Paarerzeugung ($\sqrt{s} \simeq 161$ GeV) überschritten. Die Daten von 1997, auf denen diese Analyse beruht, wurden schließlich bei einer Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} \simeq 183$ GeV genommen. Für die nächsten zwei bis drei Jahre, in denen der große Elektronen-Positronen-Ring LEP noch betrieben wird (danach wird der Tunnel vom Large Hadron Collider, LHC, benutzt) ist eine weitere Erhöhung der Schwerpunktenergie bis auf 200 GeV vorgesehen.
Die Z-Masse ist mittlerweile auf $\frac{\delta M_Z}{M_Z} \sim 10^{-4}$ genau bekannt, und zusammen mit der Top-Quarkmasse, die auf etwa 4% bekannt ist, kann man durch die Verkleinerung

des Fehlers auf die W-Masse den erlaubten Massenbereich für das Higgs-Boson einschränken.

Es existiert bereits eine Reihe von Methoden, um die Masse des W-Bosons direkt zu bestimmen:

- Aus dem transversalen Impulsspektrum von Elektronen und Neutrinos und der transversalen Masse in $W \to e\nu_e$-Zerfällen in $p\overline{p}$-Kollisionen im Superprotonsynchrotron (SPS) am CERN mit dem Detektor UA2 [1].

- Aus dem Spektrum der transversalen Masse von $W \to e\nu_e$- bzw. $W \to \mu\nu_\mu$-Zerfällen in $p\overline{p}$-Kollisionen im Tevatron am Fermilab mit den Detektoren CDF und DØ[2].

- Aus dem Verlauf des totalen Wirkungsquerschnittes für die W-Paarproduktion in e^+e^--Kollisionen im LEP-Ring am CERN [5]. Hier nutzt man den theoretischen Verlauf des Wirkungsquerschnittes als Funktion der W-Masse aus, um diese zu bestimmen.

- Aus der Bestimmung der invarianten Masse von Jetpaaren in hadronische W-Zerfällen in e^+e^--Kollisionen (in hadronischen und semileptonischen Ereignissen [3, 4]).

- Aus dem Leptonenergiespektrum.

In der ALEPH-Kollaboration werden bislang neben dem totalen Wirkungsquerschnitt nur die die hadronischen und semileptonischen Ereignisse zur Bestimmung der W-Masse herangezogen. Die in doppelleptonischen Ereignissen enthaltene Information über die W-Masse wird noch nicht genutzt. Die Umgewichtungsmethode ermöglicht durch Nutzung dieses Kanals eine Verkleinerung des statistischen Fehlers auf die W-Masse, da immerhin 10 % aller W-Paare doppelleptonisch zerfallen.
Auch wenn 1/3 der in doppelleptonischen Ereignissen auftretenden W-Zerfälle vom Typ $W \to \tau\nu_\tau$ sind, bei denen das τ-Lepton sofort weiter zerfällt, so hat der doppelleptonische Kanal doch einen wichtigen Vorteil gegenüber dem hadronischen Kanal. Während man dort große systematische Unsicherheiten durch die modellhafte Beschreibung der Entstehung der Jets (Hadronisation) und ihren Nachweis (*Jet clustering, Jet pairing*), sowie möglicher zusätzlicher Effekte (z.B. *Color Reconnection*), bekommt, gibt es diese Probleme bei den doppelleptonischen Ereignissen nicht.
In den semileptonischen Ereignissen spielt nur das *Jet clustering* eine Rolle, also die Zusammenfassung von Teilchen, die mutmaßlich alle aus einem Quark stammen. Die dabei gewonnene Information wird allerdings nur in der Selektion der Ereignisse verwendet.

Es ist nicht zu erwarten, daß die Bestimmung der W-Masse aus dem Leptonenergiespektrum konkurrenzfähig zu anderen Methoden ist, da Teile der Information der Ereignisse nicht benutzt werden. In den semileptonischen Ereignissen wird die Richtung des Neutrinoimpulses (definiert als fehlender Impuls) und die Richtung der Jets in der Selektion benutzt, um Untergrund wegzuschneiden; in der eigentlichen Messung werden diese Informationen nicht mehr benutzt. In doppelleptonischen Ereignissen ist die vollständige Information nie rekonstruierbar, da mindestens zwei Neutrinos Impuls und Energie aus dem Detektor tragen.

Kapitel 2

Experiment

2.1 LEP (*Large Electron Positron Collider*)

Der LEP-Ring (Abb. 2.1) hat einen Umfang von 26.66 km. Auf dieser Strecke laufen Elektronen und Positronen in entgegengesetzter Richtung um und können an acht Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht werden. Vier dieser Wechselwirkungspunkte sind die Standorte der großen Experimente am LEP-Ring: ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL.
Die umlaufenden Elektronen bzw. Positronen werden zu Paketen (*"bunches"*) mit je $\sim 10^{12}$ Teilchen zusammengefaßt, von denen sich je nach Betriebsmodus 4 oder 8 pro Strahl im Ring befinden. Diese Pakete treffen alle 22 μs bzw. 11 μs im Wechselwirkungspunkt des ALEPH-Detektors aufeinander.

2.2 Der ALEPH-Detektor

Eine Übersicht über alle Detektorkomponenten ist in Abb. 2.2 zu sehen.

2.2.1 Der Vertexdetektor

Der Minivertex-Detektor (VDET) ist der dem Wechselwirkungspunkt am nächsten gelegene Teil des ALEPH-Detektors. Er besteht aus zwei konzentrischen Zylindern aus Silizium-Streifenzählern, die im Abstand von 6.3 cm bzw. 11.0 cm um das Strahlrohr liegen und eine Länge von ≈ 40.0 cm haben. Die Streifen sind 25 μm breit und werden zu Moduln der Größe 5.26 cm $\times$ 6.54 cm zusammengefaßt, von denen 54 den inneren und 90 den äußeren Zylinder bilden. Jedes Modul hat 1024 Streifen in r-ϕ–Richtung und ebensoviele in z–Richtung, deren Signale jeweils auf

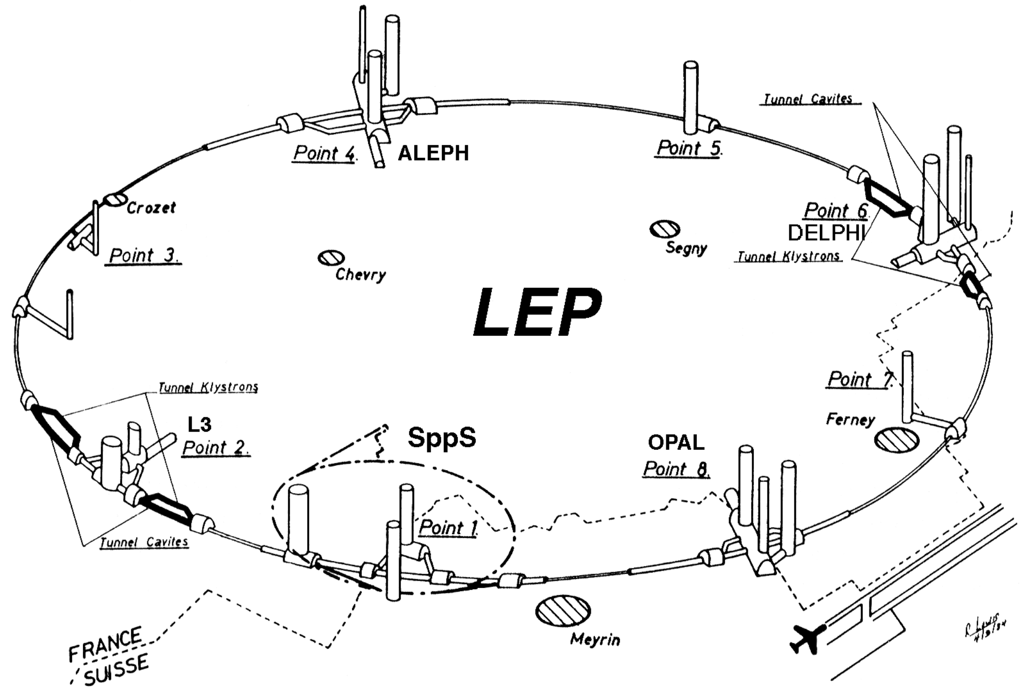

Abbildung 2.1: *Der LEP-Ring.*

eine analoge Leitung gemultiplext werden.
In Abb. 2.3 ist der alte VDET zu sehen, der Ende 1995 durch den hier beschriebenen ersetzt wurde, und der, hauptsächlich aufgrund seiner geringeren Länge, eine kleinere geometrische Akzeptanz besaß.
Die Winkelakzeptanz für Spuren, die durch beide Lagen gehen, ist $|\cos\theta| < 0.88$, während Spuren, die nur den inneren Zylinder treffen, bis zu $|\cos\theta| = 0.95$ nachgewiesen werden können.
Die Auflösung für Spuren mit $|\cos\theta| < 0.4$ beträgt $\sigma_{r-\phi} \approx 12\mu$m bzw. $\sigma_z \approx 14\mu$m.

2.2.2 Die innere Spurkammer

Die innere Spurkammer ("Inner Track Chamber", ITC) ist eine zylindrische Driftkammer, die schnelle r-ϕ– und z–Spurinformation für den 1st level trigger liefern kann (innerhalb von 500 nsec bzw. 2 μsec). Sie hat einen inneren Radius von 12.8 cm und einen äußeren Radius von 28.8 cm bei einer aktiven Länge von 2 m. Die Spurpunkte (max. 8) werden mit Hilfe von acht Lagen hexagonaler

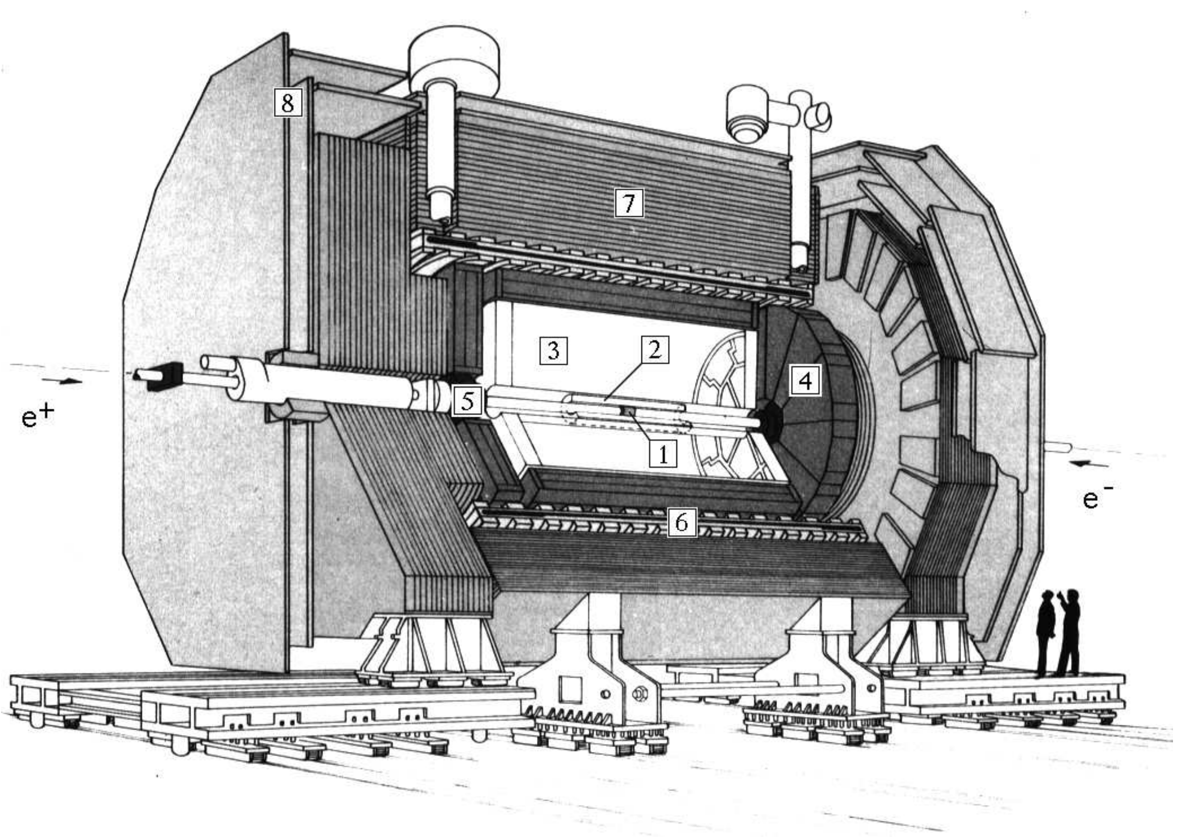

Abbildung 2.2: *Der ALEPH-Detektor.* $\boxed{1}$*: Vertexdetektor, VDET.* $\boxed{2}$*: Innere Spurkammer, ITC.* $\boxed{3}$*: Zeitprojektionskammer, TPC.* $\boxed{4}$*: Elektromagnetisches Kalorimeter, ECAL.* $\boxed{5}$*: Luminositätskalorimeter, LCAL.* $\boxed{6}$*: Magnetspule.* $\boxed{7}$*: Hadronisches Kalorimeter, HCAL.* $\boxed{8}$*: Myonkammern.*

Driftzellen aufgenommen, die von den jeweils von sechs Felddrähten umgebenen Signaldrähten gebildet werden. Diese Driftzellen sind gegeneinander um eine halbe Driftzellenbreite verschoben, um die links-rechts Ambiguität weitgehend aufzulösen. Alle Drähte sind parallel zur z–Richtung gespannt und ziehen sich durch die gesamte Driftkammer. Die r-ϕ–Koordinaten werden durch die Driftzeit auf $\sigma_{r\phi} = 150\ \mu$m (gemittelt über die Driftzelle) genau bestimmt. Die z–Koordinate wird aus der Laufzeitdifferenz des Pulses auf dem Signaldraht auf $\sigma_z = 7$ cm genau bestimmt. Spuren mit $|\cos\theta| < 0.97$ durchlaufen noch alle Lagen der Driftzellen.

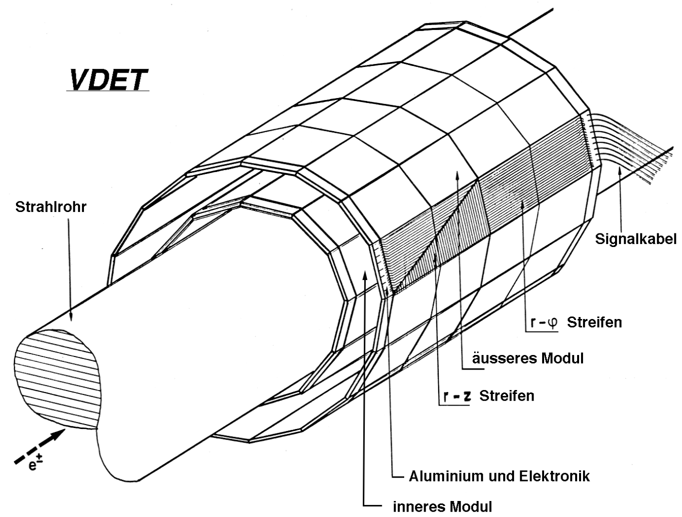

Abbildung 2.3: *Der Vertexdetektor.*

2.2.3 Die Zeitprojektionskammer

Die Zeitprojektionskammer ("Time Projection Chamber", TPC) ist eine zylindrische Driftkammer mit einem inneren (äußeren) Radius von 0.31 m (1.8 m) bei einer Gesamtlänge von 4.7 m. Sie ist gefüllt mit einem Argon (91%)- Methan (9%)–Gemisch. An den beiden äußeren Enden sind Proportionalkammern angebracht, die mit Kathoden- "Pads" kapazitiv gekoppelt sind, während in der Mitte der Kammer, senkrecht zur Strahlachse, eine Hochspannungsmembran gespannt ist. Diese Membran liegt an einer negativen Spannung von ca. 27 kV, die Proportionalkammern auf einem Potential nahe dem Erdpotential. Das resultierende homogene elektrische Feld ist parallel zur Strahlachse. Die von geladenen Teilchen beim Durchgang durch die TPC erzeugten freien Elektronen driften im elektrischen Feld zu den Proportionalkammern, in denen die Ladungsmenge an max. 338 Punkten gemessen wird. Die auf die Proportionalkammern auftreffende Ladung entspricht aufgrund der geringen Verluste beim Driften durch die TPC weitgehend der ursprünglich erzeugten Ladungsmenge. Die damit gewonnene $\frac{dE}{dx}$-Information kann man, bei Kenntnis des Impulses der betrachteten Teilchenspur, zur Teilchenidentifikation ausnutzen.
Der supraleitende ALEPH-Magnet erzeugt ein Feld von ca. 1.5 Tesla, welches parallel zum Strahlrohr ist. Dieses Magnetfeld zwingt geladene Teilchen mit Impulskomponente senkrecht zum Magnetfeld auf eine Schraubenbahn. Das Magnetfeld ist weitgehend homogen ($\Delta B_r/B_z < 0.2\%$) und besitzt nur eine kleine radiale ($B_r/B_z < 0.4\%$) und azimuthale Feldkomponente ($B_\phi/B_z < 0.04\%$). Der Teilchenimpuls wird durch die Spurkrümmung im Magnetfeld bestimmt, welche widerum durch die gemessenen

Raumpunkte (max. 21) der Spur bestimmt wird. Die r-ϕ–Koordinate wird dabei durch den Auftreffpunkt der gedrifteten Ladung in den Proportionalkammern, die z–Koordinate durch die Driftzeit bestimmt. Die Impulsauflösung für die TPC alleine ist $\sigma(p)/p = p \cdot 1.2 \cdot 10^{-3} (GeV/c)^{-1}$. Nimmt man noch die Spurpunkte aus ITC und Vertexdetektor hinzu, so verbessert sich die Auflösung auf

$$\frac{\sigma(p)}{p} = p \cdot 0.6 \cdot 10^{-3} \frac{c}{GeV}$$

2.2.4 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter ("Electromagnetic Calorimeter", ECAL) mißt die Energie und die Flugrichtung geladener und neutraler Teilchen. Es teilt sich ein in drei Bereiche, den Zentralbereich ("Barrel") und die zwei Endkappen A und B (siehe Abb. 2.5). Jeder dieser drei Bereiche besteht aus 12 Moduln, welche jeweils aus 45 Lagen von Blei und Proportionaldrahtkammern bestehen.

Hinter den Anodendrähten der Proportionalkammern sind Kathodenpads der Größe 3 cm $\times$ 3 cm angebracht, die vom Wechselwirkungspunkt radial nach außen zeigend zu Türmen (*"towers"*) zusammengefaßt werden, die jeweils einen Raumwinkelbereich von 17 mrad $\times$ 17 mrad (bei $\theta = 90^\circ$ im Barrel) bis 10 mrad $\times$ 10 mrad (bei $36^\circ < \theta < 42^\circ$ in den Endkappen) überdecken. Die Türme werden in Stockwerke von 10, 23 und 12 Lagen zusammengefaßt und getrennt ausgelesen.
Die Energieauflösung des ECAL ist:

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

Als Winkelauflösung erhält man: $\sigma_\phi = \sigma_\theta / \sin\theta = 2.7/\sqrt{E/GeV} + 0.32$ mrad.

2.2.5 Das hadronische Kalorimeter

Das Hadronische Kalorimeter ("Hadron Calorimeter", HCAL) dient wie das ECAL zur Messung der Energie geladener und neutraler Teilchen, und speziell auch zur Myonidentifikation. Es besteht aus 23 Lagen aus 5 cm dickem Eisen und Streamerkammern, die sich zwischen den Eisenlagen befinden. Das Eisen dient neben der Erzeugung von hadronischen Schauern auch der Rückführung des magnetischen Flusses.
Wie das ECAL ist das HCAL aufgeteilt in Barrel und Endkappen, die ebenfalls jeweils in 12 Moduln unterteilt sind. Auch die Streamerkammern enthalten kapazitiv gekoppelte Kathodenpads zur Energiemessung, die in projektiven *towers* ausgelesen

werden. Die *towers* überdecken im Mittel einen Raumwinkel von $3.7^\circ \times 3.7^\circ$.
Zusätzlich zu den Pads gibt es Strips, die parallel zur gesamten Streamerkammer verlaufen und ein digitales Signal erzeugen welches besagt, ob die Kammer mindestens einmal gefeuert wurde oder nicht. Dieses digitale Signal ermöglicht, ein zweidimensionales Profil des hadronischen Schauers zu bilden und wird zur Myonidentifikation herangezogen. Die Drähte liefern zusätzlich ein Signal für die Entscheidung des 1st level Triggers.
Die Energieauflösung des hadronischen Kalorimeters ergibt sich zu:

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

2.2.6 Die Myonkammern

Die Myonkammern befinden sich noch hinter dem HCAL und bestehen aus zwei Lagen von Streamerröhren. Diese Streamerröhren besitzen, im Gegensatz zu denen im HCAL, zwei Lagen von Kathodenstreifen, eine parallel und eine senkrecht zu den Drähten. Diese Anordnung ermöglicht eine genaue Ortsmessung und durch eine Winkelauflösung von 10-15 mrad eine Spurextrapolation zu den inneren Spurkammern.

2.2.7 Das Luminositätskalorimeter

Das Luminositätskalorimeter (Luminosity Calorimeter, LCAL) überdeckt in einer Entfernung von 266.8 cm vom Wechselwirkungspunkt einen Polarwinkel von 45 mrad bis 160 mrad. Es ist aufgebaut aus 38 Lagen von Bleiplatten und Proportionaldrahtkammern, die in 3 Stockwerke von 9, 20 und 9 Lagen zusammengefaßt werden.
Die Winkelauflösung ist $\sigma_\theta = 0.16$ mrad $+2.5$ mrad$/\sqrt{E(GeV)}$.

Die Luminosität ist definiert als:

$$\mathcal{L} = N_B \cdot \frac{I^+ \cdot I^-}{4\pi \cdot e^2 \cdot f \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y}$$

I^+, I^-	:	Strom der Positronen bzw. Elektronen pro Teilchenpaket,
f	:	Umlauffrequenz für ein Teilchenpaket,
N_B	:	Zahl der umlaufenden Teilchenpakete,
σ_x, σ_y	:	Strahlausdehnung in x- bzw. in y-Richtung.

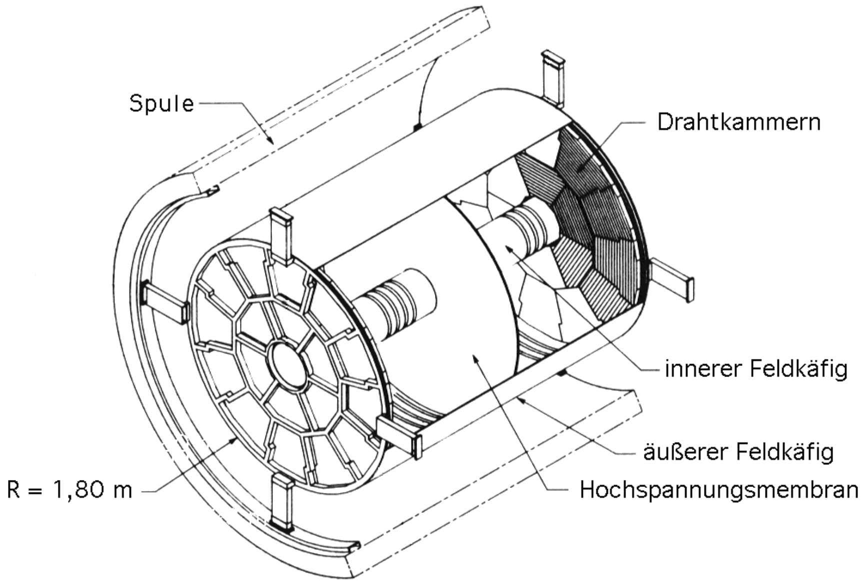

Abbildung 2.4: *Aufbau der TPC.*

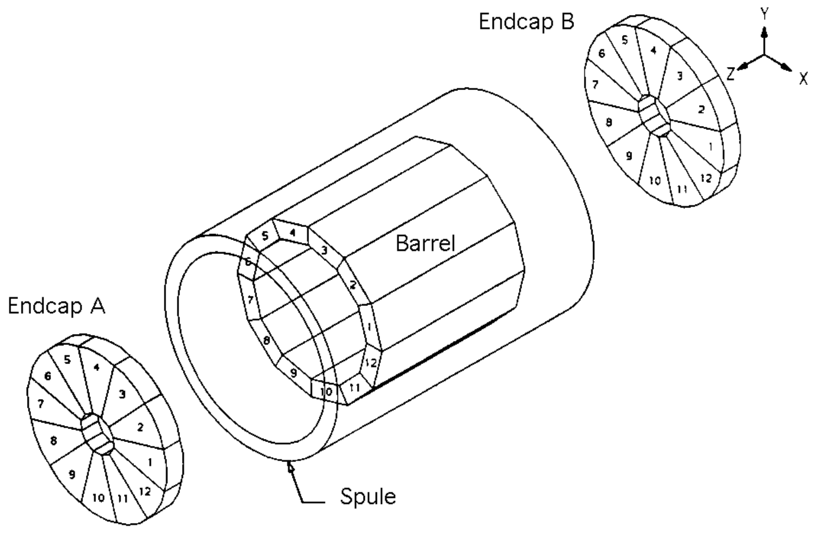

Abbildung 2.5: *Aufbau des ECAL.*

Kapitel 3

Theorie

An dieser Stelle soll gezeigt werden, welche Eigenschaften das Energiespektrum der Leptonen aus W-Zerfällen hat, und wie daraus die W-Masse bestimmt werden kann.

3.1 W-Paarproduktion in der e^+e^--Vernichtung

Die in LEP umlaufenden Elektronen und Positronen können sich im Wechselwirkungspunkt vernichten. Die Beiträge zur Produktion von W^+W^--Paaren in solchen Vernichtungen werden durch die sogenannten CC03-Feynmandiagramme veranschaulicht:

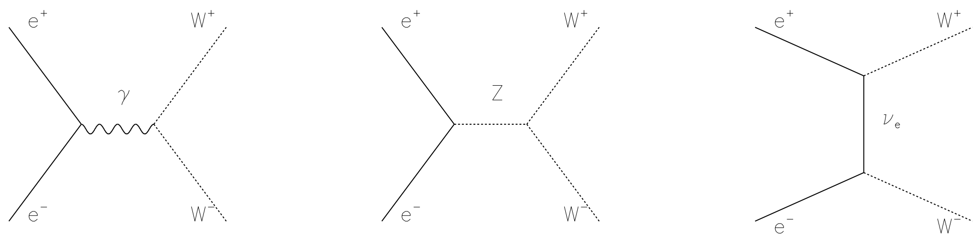

Abbildung 3.1: *Die CC03-Graphen der W^+W^--Produktion. Links und in der Mitte Austausch eines Photons bzw. Z-Bosons im s-Kanal, rechts der Austausch eines Neutrinos im t-Kanal.*

Bei der Energie von LEP II ($\sqrt{s} \geq 160$ GeV) trägt zum totalen Wirkungsquerschnitt für die W-Paarproduktion hauptsächlich der Neutrino-Austausch (t-Kanal) bei. Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{WW} berechnet sich bei bekannter integrierter Luminosität $\int \mathcal{L}\mathrm{dt}$ aus der Gesamtzahl N_{WW} der beobachteten WW-Ereignisse nach der Formel:

$$\sigma_{WW} = \frac{N_{WW}}{\int \mathcal{L}\mathrm{dt}}.$$

Die Luminosität kann man mit den Luminositätskalorimetern sehr genau messen, indem man den theoretisch sehr gut verstandenen Prozeß der Bhabha-Streuung von Elektronen und Positronen ausnutzt. Für diesen Prozeß ist der Wirkungsquerschnitt bekannt, und zusammen mit der gesehenen Anzahl der Ereignisse N_{Bhabha} und der Nachweiswahrscheinlichkeit ε_{Bhabha} ergibt sich die integrierte Luminosität:

$$\int \mathcal{L}\mathrm{dt} = \frac{1}{\sigma_{Bhabha}^{Theoretisch}} \cdot \frac{N_{Bhabha}}{\varepsilon_{Bhabha}}.$$

Der totale Wirkungsquerschnitt für die W-Paar-Produktion als Funktion der Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ ist in Abb. 3.2 zu sehen [6]. Aufgrund der endlichen W-Breite ist er auch bei Schwerpunktenergien unterhalb der doppelten W-Masse von Null verschieden. Eingetragen sind die Meßpunkte für den Wirkungsquerschnitt, die von ALEPH bei $\sqrt{s} = 161$ GeV bzw. $\sqrt{s} = 172$ GeV aufgenommen wurden.

3.2 Das Energiespektrum der Leptonen

Die sich vernichtenden Elektronen und Positronen haben gleiche Energien und entgegengesetzt gleiche Impulse, so daß die Summe der Impulse verschwindet. Daraus folgt, daß die beiden W-Bosonen, da es nur zwei Teilchen im Endzustand gibt, ebenfalls eine verschwindende Impulssumme besitzen müssen: $\vec{P}_{W^+} = -\vec{P}_{W^-}$.
Das Massenspektrum der W-Bosonen ist in erster Näherung eine Breit-Wigner-Verteilung um eine nominelle Masse $M_{W,nom}$ mit der Breite Γ_W:

$$BW(M_W, M_{W,nom}, \Gamma_W) \propto \frac{1}{(M_W^2 - M_{W,nom}^2)^2 + M_{W,nom}^2 \cdot \Gamma_W^2}.$$

Da beide W's unabhängig zerfallen sind ihre Massen im allgemeinen nicht gleich. Wegen der relativistischen Energie-Impulsbeziehung

$$E^2 = M^2 c^4 + \vec{P}^2 c^2$$

sind somit auch die Energien zweier W's i.a. nicht gleich. Im Mittel trägt jedes W jedoch die halbe Schwerpunktenergie.

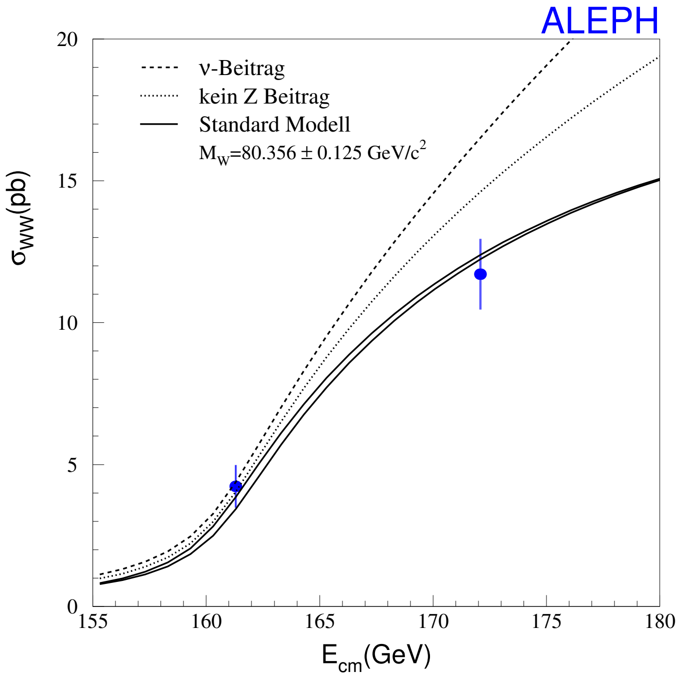

Abbildung 3.2: *Totaler Wirkungsquerschnitt σ_{WW} als Funktion der Schwerpunktenergie $E_{CM} = \sqrt{s}$. Die eingetragenen Meßpunkte wurden von ALEPH bei $\sqrt{s} =$ 161 GeV bzw. $\sqrt{s} = 172$ GeV aufgenommen.*

Bei dem Zerfall des W-Bosons handelt es sich um einen einfachen Zweikörperzerfall, bei dem die zur Verfügung stehende Energie auf die zwei Zerfallsprodukte verteilt wird. Da in dieser Arbeit das Interesse nur auf dem Zerfall in ein Elektron + Neutrino bzw. ein Myon + Neutrino liegt, kann die Masse der Zerfallsprodukte vernachlässigt werden ($m_e = 0.511 \cdot 10^{-3}\ \frac{GeV}{c^2}$ bzw. $m_\mu = 0.106\ \frac{GeV}{c^2} \ll \frac{M_W}{2} \approx 40\ \frac{GeV}{c^2}$, $m_\nu \simeq 0\ \frac{GeV}{c^2}$).
Auch hier gilt natürlich die Impulserhaltung, so daß sich Elektron bzw. Myon und Neutrino im W-Ruhsystem in entgegengesetzt gleicher Richtung ("back-to-back") und entgegengesetzt gleichem Impuls bewegen. Somit besitzen beide Teilchen die Energie $e_\ell = \frac{M_W}{2}$ und aufgrund ihrer vernachlässigbaren Masse auch den Impuls $p_\ell = \frac{M_W}{2}$. Das entstehende Energiespektrum gibt die Form der Breit-Wigner-Resonanz wieder. Im Grenzfall $\Gamma_W \to 0$ besteht das Spektrum nur aus einer scharfen Linie bei $e_\ell = \frac{M_W}{2}$.

Im Laborsystem besitzt das W-Boson i.a. einen von Null verschiedenen Impuls, so daß der Leptonimpuls, den man nicht im Ruhsystem des W, sondern nur im Laborsystem messen kann, transformiert werden muß. Da die Bewegung des W relativistisch ist ($\beta_W = \frac{P_W \cdot c}{E_W} \approx \frac{44}{91.5} \approx 0.5$) geschieht dies durch eine Lorentz-Transformation:

$$\begin{aligned} E_{\ell,Lab} &= \tfrac{e_\ell \cdot E_W - \vec{p}_\ell \cdot \vec{P}_W}{M_W} \\ &= \tfrac{e_\ell \cdot E_W - p_\ell \cdot P_W \cdot \cos(\vartheta_{\ell,W})}{M_W}, \end{aligned}$$

wobei

$E_{\ell,Lab}$	:	Energie des Leptons im Laborsystem,
$e_\ell, \vec{p}_\ell$	:	Energie und Impuls des Leptons im Ruhsystem des W,
$\vec{P}_W$	:	Impuls des W im Laborsystem, und
$\vartheta_{\ell,W}$	:	Winkel zwischen $(\vec{p}_\ell, \vec{P}_W)$

bezeichnet.

Aufgrund der vernachlässigbaren Masse des Leptons gilt $p_\ell = e_\ell$. Der von den Impulsen von Lepton und W-Boson eingeschlossene Winkel $\vartheta_{\ell,W}$ gibt Auskunft über die Richtung des Lorentz-Boostes. Für den Grenzwinkel

$$\vartheta_{\ell,W} = \arccos\left(-\frac{E_W - M_W}{\sqrt{E_W^2 - M_W^2}}\right)$$

ändert die Transformation die Energie des Leptons nicht. Für kleinere Winkel wird die Energie des Leptons größer, für größere Winkel entsprechend kleiner.

Das resultierende Spektrum (siehe Abb. 3.3) im Laborsystem zeigt sich als Kasten mit ausgeschmierten Rändern. Diese Ausschmierung kommt, analog zu der im Ruhsystem des W-Bosons, durch die von Null verschiedene W-Breite zustande. Da die Breit-Wigner Verteilung asymmetrisch ist, ist auch das verschmierte Spektrum leicht asymmetrisch. Für den Grenzfall $\Gamma_W \to 0$ ist das Spektrum ein Kasten mit scharfen Rändern, die bei den Extremalenergien

$$E_{\ell,\pm} = \frac{\sqrt{s}}{4} \pm \sqrt{\frac{s}{16} - \frac{M_W^2}{4}}$$

liegen.

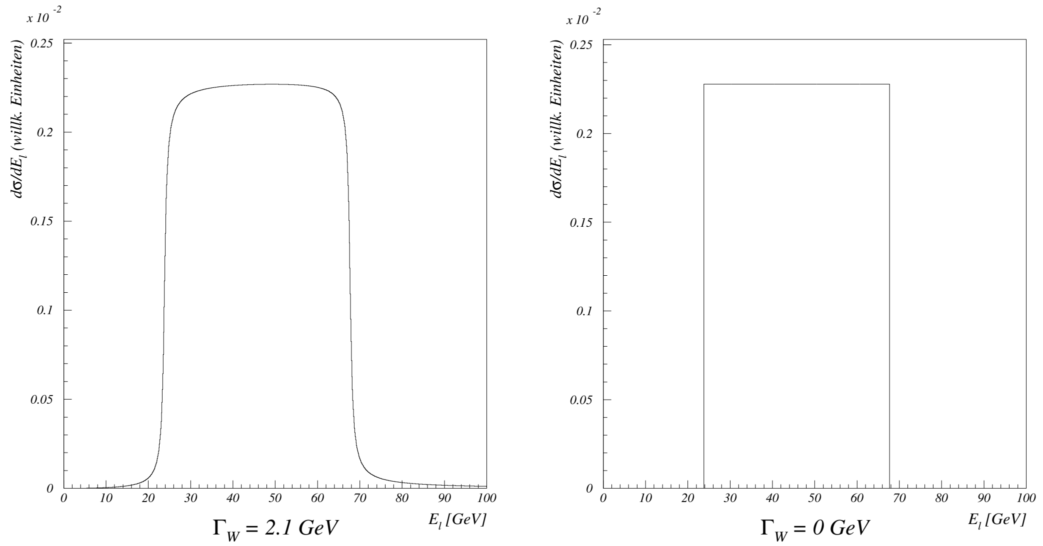

Abbildung 3.3: *Differentieller Wirkungsquerschnitt im Laborsystem mit endlicher bzw. verschwindender W-Breite ohne Polarisationseffekte.*

Der dominierende Graph zur Erzeugung von W-Paaren ist der Austausch eines Neutrinos im t-Kanal. Dieser Graph ist als Prozeß der schwachen Wechselwirkung paritätsverletzend, weshalb die W^--Bosonen bevorzugt mit negativer, die W^+-Bosonen dagegen mit positiver Helizität erzeugt werden.

Der Zerfall der W-Bosonen in Lepton + Neutrino ist aufgrund der verschwindenden Masse der Elektron- und Myonneutrinos durch die Helizität der W-Bosonen bestimmt. Neutrinos (ν_e, ν_μ) werden nur von W^+-Bosonen emittiert, und zwar immer entgegen der Spinrichtung des W^+-Bosons, da das Neutrino negative Helizität besitzt. Entsprechend muß das andere Lepton (e^+, μ^+) in Spinrichtung des W^+-Bosons emittiert werden. Da das W^+-Boson bevorzugt positive Helizität besitzt, folgt daraus, daß die, im Gegensatz zu den Neutrinos, im Detektor nachweisbaren Positronen bzw. positiv geladenen Myonen bevorzugt in Vorwärtsrichtung geboostet werden. Somit ist ihre Energie im Laborsystem im allgemeinen größer als die Energie im Ruhsystem des W^+-Bosons.

Entsprechendes gilt auch für die W^--Bosonen und ihre Zerfallsprodukte, nur mit invertierten Vorzeichen. Auch die Elektronen und negativ geladenen Myonen werden bevorzugt zu größeren Energien geboostet.

Insgesamt ergibt sich, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt zu höheren

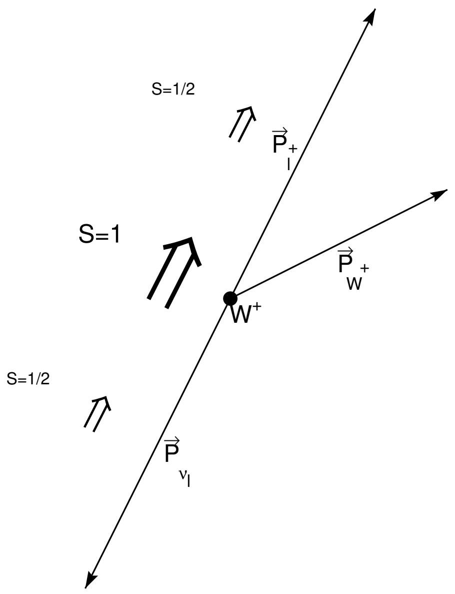

Abbildung 3.4: *Zerfall des W-Bosons in seinem Schwerpunktsystem. Die Leptonimpulse sind gemessen im W-Ruhsystem, der Impuls des W-Bosons im Laborsystem.*

Leptonenergien hin größer und zu niedrigeren Energien hin kleiner wird.

Dieses Spektrum kann im Grenzfall verschwindender W-Breite $\Gamma_W \to 0$ noch analytisch beschrieben werden [7]. Für den realistischen Fall einer von Null verschiedenen W-Breite steht momentan noch keine analytische Funktion zur Verfügung.

Neben der Transformation ins Laborsystem und den Polarisationseffekten verändert auch die Strahlung im Anfangszustand ("Initial State Radiation", ISR) das Leptonenergiespektrum. Bei der ISR strahlen Elektron und Positron vor der Vernichtung vorzugsweise kollinear zu ihrer Flugrichtung Photonen ab, die in der Strahlröhre verschwinden und somit nicht direkt nachgewiesen werden können.
Die ISR bewirkt effektiv eine Verringerung der bei der e^+e^--Vernichtung zur Verfügung stehenden Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ und damit gleichzeitig eine Verringerung des totalen Wirkungsquerschnittes, der, wie in Abb. 3.2 gezeigt, von der Schwerpunktenergie abhängig ist.

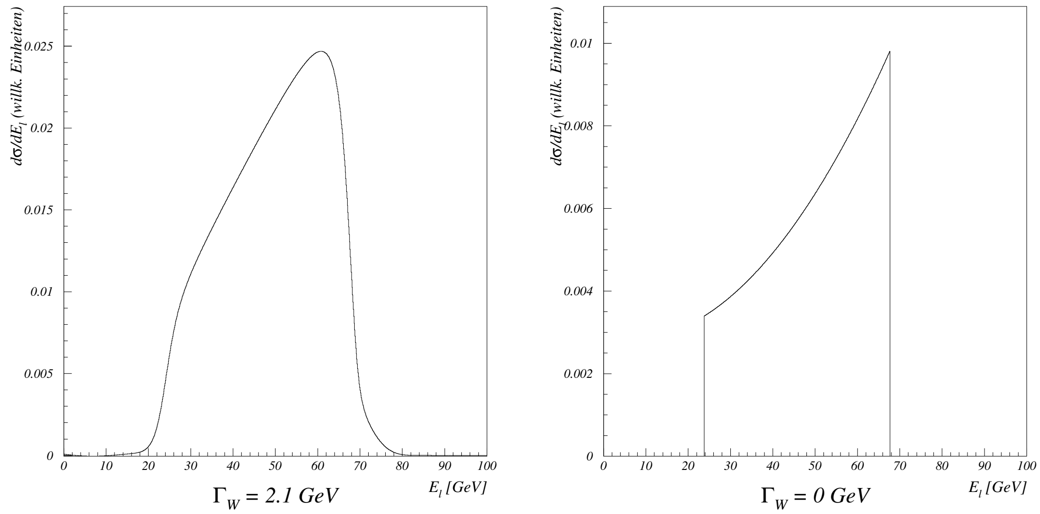

Abbildung 3.5: *Differentieller Wirkungsquerschnitt im Laborsystem mit endlicher bzw. verschwindender W-Breite mit Polarisationseffekten.*

Durch die ISR wird i.a. die Symmetrie im e^+e^--System aufgehoben, so daß der Schwerpunkt im Laborsystem nicht mehr ruht. Damit gilt auch für die W-Bosonen nicht mehr, daß sie eine verschwindende Impulssumme besitzen müssen, und für den Lorentz-Boost der Zerfallsprodukte steht weniger Energie zur Verfügung. Detektoreffekte (Energie- bzw. Impuls, beschränkte Akzeptanz) zu einer

3.3 Verzweigungsverhältnisse im W-Zerfall

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis
$W \to e\nu_e$	$(10.8 \pm 0.4)\%$
$W \to \mu\nu_\mu$	$(10.4 \pm 0.6)\%$
$W \to \tau\nu_\tau$	$(10.9 \pm 1.0)\%$
$W \to \ell\nu_\ell$	$(32.1 \pm 1.2)\%$
$W \to \ell\nu_\ell (\ell = e, \mu)$	$(21.2 \pm 0.7)\%$
$W \to q\overline{q}$	$(67.9 \pm 1.5)\%$

Tabelle 3.1: *W-Zerfallskanäle.*

Es gibt für ein W zwei verschiedene Zerfallskanäle: den leptonischen ($W \to \ell\nu_\ell$), der untergliedert wird in die verschiedenen Leptonflavours, und den hadronischen ($W \to q\overline{q}$), dessen Untergliederung in Quarkflavours hier nicht weiter interessiert. Die Verzweigungsverhältnisse [8] (*branching ratios*) sind für die Zerfälle in Lepton + Neutrino in etwa gleich groß, jedoch ist das hadronische Verzweigungsverhältnis etwa doppelt so groß wie alle leptonischen zusammen (siehe Tab. 3.1).
Die Kombination zweier zerfallender W-Bosonen in einem Ereignis liefert eine Reihe möglicher WW-Endzustände, die man in folgende Klassen einteilt:

$$e^+e^- \to W^+W^- \to \begin{cases} q\overline{q}q\overline{q} & \text{hadronisch} \\ q\overline{q}\ell\nu_\ell & \text{semileptonisch} \\ \ell_1\nu_{\ell_1}\ell_2\nu_{\ell_2} & \text{leptonisch} \end{cases}$$

Die Verzweigungsverhältnisse dieser Endzustände lassen sich aus denen im W-Zerfall berechnen. Besonders aufgeführt sind hier die Verzweigungsverhältnisse für den semileptonischen Kanal, in dem auf der leptonischen Seite nur ein e/ν_e oder μ/ν_μ vorkommt, und den leptonischen Kanal, in dem es kein oder nur ein τ-Lepton gibt (Tab. 3.2).

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis
$WW \to q\overline{q}q\overline{q}$	$(46.1 \pm 2.0)\%$
$WW \to \ell\nu_\ell q\overline{q}$ $(\ell = e, \mu, \tau)$	$(43.6 \pm 1.9)\%$
$WW \to \ell\nu_\ell q\overline{q}$ $(\ell = e, \mu)$	$(28.8 \pm 1.2)\%$
$WW \to \ell_1\nu_{\ell_1}\ell_2\nu_{\ell_2}$ $(\ell_1, \ell_2 = e, \mu, \tau)$	$(10.3 \pm 0.8)\%$
$WW \to \ell_1\nu_{\ell_1}\ell_2\nu_{\ell_2}$ $(\ell_1 = e, \mu, \tau\ , \ell_2 = e, \mu$ (v.v.)$)$	$(9.12 \pm 0.5)\%$
$WW \to \ell_1\nu_{\ell_1}\ell_2\nu_{\ell_2}$ $(\ell_1, \ell_2 = e, \mu)$	$(4.49 \pm 0.3)\%$

Tabelle 3.2: *WW-Zerfallskanäle*

Somit erwartet man, daß etwa 29% aller WW-Ereignisse in den semileptonischen Kanal zerfallen, in dem ein Elektron oder Myon im Endzustand ist. Die semileptonischen Ereignisse mit einem τ im Endzustand werden in dieser Analyse nicht benutzt.

Kapitel 4

Methode

Die Methode der Bestimmung der W-Masse aus dem Leptonenergiespektrum benutzt das Übergangsmatrixelement, welches den Anfangszustand $(e^+ + e^-)$ mit den vier Fermionen im Endzustand verknüpft, und zwar unter der Voraussetzung, daß ein W-Paar als Zwischenzustand existiert hat.

4.1 Motivation der Methode

In das Leptonenergiespektrum gehen viele Faktoren (siehe Kap. 3) ein, die insgesamt eine analytische Beschreibung des Spektrums, und damit eine direkte Messung der W-Masse im Moment unmöglich machen. Um dennoch die Abhängigkeit des Spektrums von M_W für dessen Bestimmung ausnutzen zu können, greift man auf eine Methode zurück, die zum großen Teil auf der Simulation ("Monte Carlo", MC) der erwarteten Ereignisse beruht.
Während das Monte Carlo die Produktion von W-Paaren und deren Zerfall in Fermionen umfaßt, sowie im Falle eines W-Zerfalls in Quarks die Hadronisation, schließt sich daran der Nachweis der Zerfallsprodukte im Detektor an (Detektorsimulation), und schließlich die Rekonstruktion der Ereignisse, die sowohl in der Simulation, als auch mit den echten Daten benutzt wird. Ein perfektes Monte Carlo würde Ereignisse generieren, die genau so auch tatsächlich im Detektor beobachtet werden könnten.
Observablen bzw. Spektren von Observablen dieser simulierten Ereignisse können dann durch Benutzung der sog. *Ereignisgewichte* umgewichtet werden, bis sie den Daten am besten entsprechen. Auf diese Weise kann ein gesuchter Parameter der Umgewichtung bestimmt werden.

Der Vorteil dieser Methode liegt darin, daß die große Zahl von Effekten, die in das Leptonenergiespektrum eingehen, nicht analytisch beschrieben werden müssen. Der Nachteil dieser Methode ist einmal, daß sie völlig von der Richtigkeit der Simulation abhängt. Durch Vergleich mit den mit dem Detektor genommenen Daten lassen sich jedoch die meisten Abweichungen feststellen und in der Simulation anpassen. Desweiteren hat man keine Möglichkeit, den Einfluß einzelner Effekte zu untersuchen, ohne eine Vielzahl von Monte Carlo-Datensätzen zu erzeugen. Dies ist zwar prinzipiell möglich, jedoch in der Praxis aufgrund mangelnder Rechenkapazitäten sehr schwer.

4.2 Ereignisgewichte

In der Monte Carlo-Simulation geht man vom Matrixelement für den CC03-Prozeß aus, das die in Abschnitt 3.1 erwähnten Feynmangraphen beschreibt [9]. Die Übergangswahrscheinlichkeit von einer den Anfangszustand beschreibenden Wellenfunktion $|\Psi_i\rangle$ zu einer Wellenfunktion des Endzustandes $\langle\Psi_f|$ wird beschrieben durch das Übergangsmatrixelement zum Quadrat $\mathcal{M}_{fi}^2$ (gemeint ist hier das Betragsquadrat, da es sich bei $\mathcal{M}_{fi}$ um eine komplexe Größe handelt):

$$\mathcal{M}_{fi}^2 = |\langle\Psi_f|H_{fi}|\Psi_i\rangle|^2 = \mathcal{M}^2(M_W, p_1, p_2, p_3, p_4)$$

H_{fi} ist der den Übergang induzierende Hamiltonoperator.
In das Matrixelement gehen Parameter des Standardmodells ein, die als bekannt vorausgesetzt werden müssen. Daneben geht auch die zu bestimmende Masse des W-Bosons ein, außerdem kinematische Größen: Die Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ sowie die Viererimpulse p_i der vier Fermionen im Endzustand.

Für jedes Monte Carlo-Ereignis läßt sich das Ereignisgewicht berechnen, da für diese die volle Information über die Ereignisse in praktisch beliebiger Genauigkeit vorliegt. Für ein gegebenes, simuliertes Ereignis berechnet man das Übergangsmatrixelement bei der W-Masse, bei der das Ereignis (bzw. ein ganzer Satz von Ereignissen) erzeugt wurde. Diese W-Masse nennt man Referenzmasse $M_{W,ref}$.
Um zu bestimmen, wie wahrscheinlich dieses Ereignis, mit genau denselben Fermionviererimpulsen im Endzustand, bei einer anderen W-Masse M_W ist, berechnet man auch dafür das Übergangsmatrixelement und bildet das Verhältnis zum Matrixelement der Referenzmasse:

$$w(M_W, M_{W,ref}) = \frac{|\mathcal{M}(M_W, p_1, p_2, p_3, p_4)|^2}{|\mathcal{M}(M_{W,ref}, p_1, p_2, p_3, p_4)|^2}$$

Bei den Viererimpulsen p_i handelt es sich um die wahren Impulse, also um die Impulse vor der Detektorsimulation. Das Ergebnis $w(M_W, M_{W,ref})$ heißt das *relative*

Gewicht des Ereignisses bei der W-Masse M_W. Das Gewicht sagt aus, ob ein Ereignis bei M_W wahrscheinlicher ($w > 1$) oder unwahrscheinlicher ($w < 1$) ist als bei der Referenzmasse $M_{W,ref}$. Es handelt sich also um eine relative Wahrscheinlichkeit. Bei der Referenzmasse ist das Gewicht per definitionem immer 1.
Die Verteilung der Gewichte bei einer Masse im Vergleich zur Referenzmasse zeigt, daß die Gewichte, je weiter man sich von der Referenzmasse entfernt, im Mittel immer mehr von eins abweichen; auch die Breite der Verteilung wird größer. (siehe Abb. 4.1).

4.3 Umgewichtung von Ereignissen

Um die W-Masse aus einem gegebenen Leptonenergiespektrum zu extrahieren, benutzt man einen Satz von simulierten Ereignissen, welche bei einer bekannten W-Masse generiert wurden. Das Leptonenergiespektrum dieser simulierten Ereignisse kann man durch Umgewichten der Ereignisse verändern, indem man die Ereignisgewichte bei einer anderen Masse berechnet.

Betrachtet man die Häufigkeitsverteilung der Leptonenergien, so gibt man jedem Eintrag in die Verteilung das Gewicht eins, wenn man das Spektrum an der Referenzmasse betrachtet. Geht man jedoch über zu einer anderen Masse M_W, so erhält jeder Eintrag das Gewicht $w(M_W, M_{W,ref})$, welches zum zugehörigen Ereignis gehört.
Wichtig ist, daß nicht die Energie selbst mit dem Gewicht verändert wird, sondern die zu erwartende *Häufigkeit*.
Auf diese Weise kann man ein Spektrum bei einer nahezu beliebigen W-Masse erzeugen, ohne die Ereignisse einer neuen Detektorsimulation und Rekonstruktion unterziehen zu müssen. Außerdem ist man nicht auf eine einzige Referenzmasse beschränkt. Im Prinzip ist es möglich, beliebig viele Referenzdatensätze bei verschiedenen W-Massen zu benutzen, da die Gewichte dafür sorgen, daß alle Ereignisse zur selben W-Masse umgewichtet werden. Dies ist besonders wichtig, wenn die Statistik in den einzelnen Datensätzen nicht groß genug ist, um alleine als Referenz zu dienen. Dies ist in dieser Analyse der Fall, weshalb auch im Fit an die Daten das gesamte zur Verfügung stehende Monte Carlo verwendet wird.

Ziel ist es, diejenige W-Masse zu bestimmen, bei der das umgewichtete Leptonenergiespektrum am besten zum gegebenen Spektrum paßt. Dazu bedient man sich der Methode des **“binned-log-likelihood-fit”**.
Das Referenzspektrum und das zu fittende Spektrum werden zunächst erzeugt, indem jeweils die zugehörigen Leptonenergien in ein Histogramm gefüllt werden.

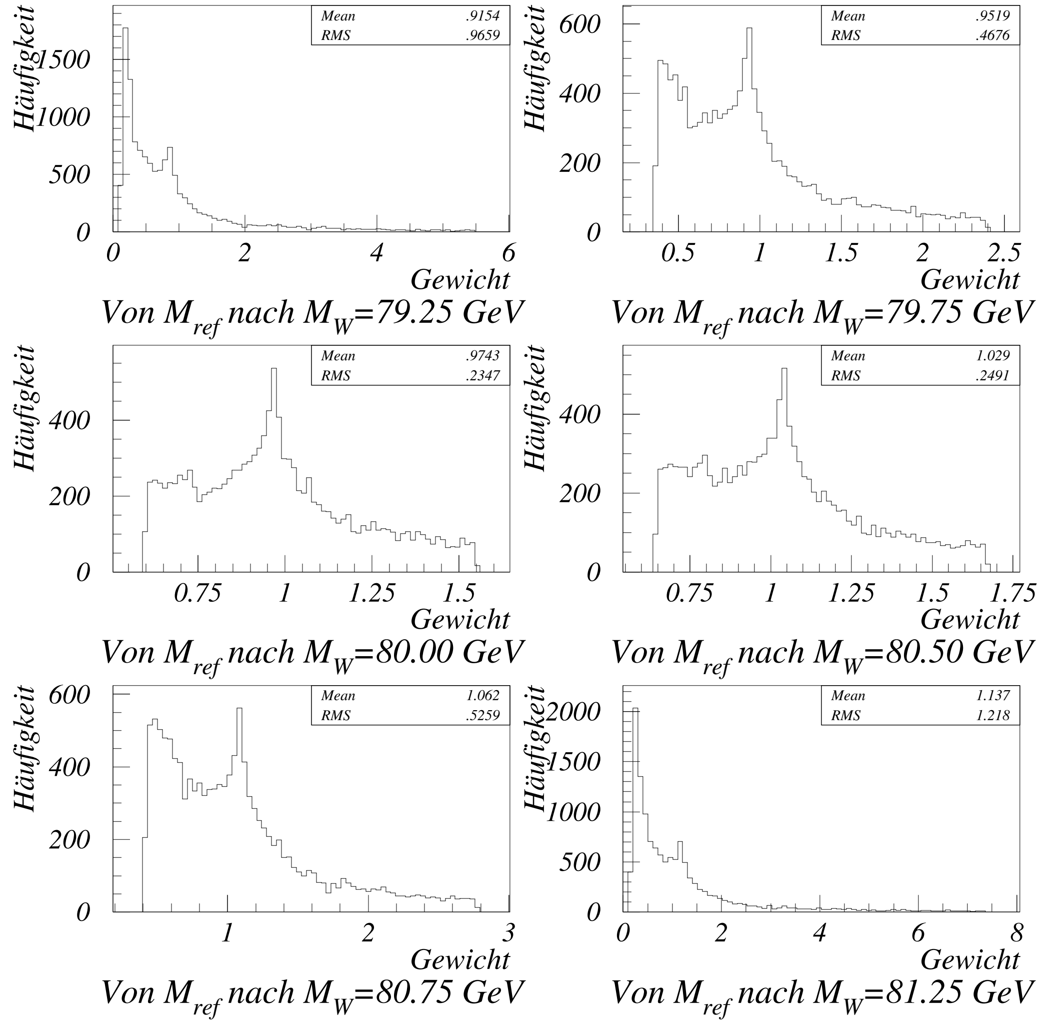

Abbildung 4.1: *Gewichtsspektren für verschiedene Umgewichtungsmassen, Referenzmasse* $M_{ref} = 80.25\ \frac{GeV}{c^2}$.

Ein Maß für die Übereinstimmung beider Spektren, nach Normierung auf den gleichen Wirkungsquerschnitt, ist:

$$L(E_\ell|M_W) = 2 \cdot \sum_{i=1}^{N_{bins}} (\mu_i - N_i \cdot \ln(\mu_i))\,.$$

Dabei ist

μ_i	:	Inhalt des i-ten Bins im Referenzspektrum,
N_i	:	Inhalt des i-ten Bins im zu fittenden Spektrum,
N_{bins}	:	Zahl der Bins im Spektrum, und
L	:	die *likelihood*.

Diese *likelihood* beruht auf der Annahme, daß in jedem Bin i der zu fittenden Verteilung eine Poissonverteilung vorliegt, deren Mittelwert μ_i durch die Referenzverteilung an derselben Stelle gegeben ist, und daß dieser Mittelwert genau bekannt ist:

$$\begin{aligned} P_i &= \frac{1}{N_i!} \cdot e^{-\mu_i} \cdot \mu_i^{N_i}, \text{ und} \\ L &= -2 \cdot \sum_i \ln P_i. \end{aligned}$$

Dies stimmt näherungsweise dann, wenn die Referenzverteilung im Vergleich zur zu fittenden Verteilung in jedem Bin eine hohe Statistik aufweist.
Der in der Poissonstatistik auftauchende Faktor $\frac{1}{N_i!}$ kann, da er nicht vom umgewichteten Spektrum abhängt, als Konstante aus der *likelihood* L herausgezogen und dann vernachlässigt werden, da nur die W-Masse mit dem minimalen L interessiert, nicht aber die absolute Größe von L.
Durch Variation von M_W und umgewichten des Referenzspektrums, gefolgt von der Berechnung der zugehörigen *likelihood*, gewinnt man eine Wahrscheinlichkeitsverteilung in Abhängigkeit von der W-Masse. Die *likelihood* ist so definiert, daß das Minimum dieser Verteilung die gesuchte W-Masse liefert.
Die Minimierung der *likelihood* erfolgte mit Hilfe des Programms MINUIT [10].

In der Praxis zeigt sich, daß die Berechnung eines einzelnen Gewichtes einige Millisekunden in Anspruch nimmt, was bei ca. 10^7 Berechnungen pro Fit zu mehrstündigen Rechenzeiten führt, wobei viele Gewichte mehrfach berechnet werden. Deshalb ist es praktisch, die Gewichte *vor* der eigentlichen Fitprozedur für verschiedene W-Massen zu berechnen und in *Direct Access*-Dateien abzulegen. Dadurch kann das Fitprogramm sehr viel schneller auf die Gewichte zugreifen, so daß ein Fitdurchlauf nur noch wenige Minuten dauert.
Um nicht für unendlich viele Massenpunkte Gewichte berechnen zu müssen, werden nur Gewichte in einem Abstand von je $10\frac{MeV}{c^2}$ generiert und die Zwischenwerte

von $w(M_W)$ linear interpoliert. Die relative Abweichung der linearen Interpolation vom tatsächlichen Wert des Gewichtes ist im Mittel nur $\sim 10^{-5}$ und damit vernachlässigbar klein.

Kapitel 5

Analyse

5.1 Test der Methode am EXCALIBUR-MC

Die in Kapitel 4 dargestellte Methode zur Extraktion der W-Masse aus dem Leptonenergiespektrum mittels der Monte-Carlo-Umgewichtungsmethode wurde zunächst an einem Satz von Monte-Carlo Ereignissen getestet, der mit dem Ereignisgenerator EXCALIBUR [13] erzeugt wurde, welcher jedoch weder eine Detektorsimulation noch eine Ereignisrekonstruktion beinhaltet.
Enthalten ist eine feste endliche W-Breite Γ_W und die Strahlung im Anfangszustand. Die vier Fermionen im Endzustand werden ausschließlich durch die CC03-Graphen erzeugt, d.h. es treten nur Fermionen aus W-Zerfällen auf.
Um die Detektorauflösung grob zu simulieren, wurden die Leptonenergien mit den nominellen Auflösungsfunktionen von ECAL bzw. TPC verschmiert (siehe Kap. 2). Für die Analyse wurden nur Elektronen und Myonen benutzt, da die τ-Leptonen noch in der Strahlröhre zerfallen. Selbst wenn ein τ leptonisch zerfällt, $\tau \to \ell\nu_\ell\nu_\tau$, $\ell = e, \mu$, trägt das geladene Lepton kaum noch Information über die W-Masse, da dieser τ-Zerfall ein Dreikörperzerfall ist. Das Energiespektrum des sichtbaren Leptons ist ein ganz anderes als jenes von Elektronen bzw. Myonen aus W-Zerfällen (siehe Abb. 5.6).

In Abb. 5.1 ist die Kalibrationskurve für das EXCALIBUR Monte Carlo zu sehen. Das Referenzspektrum wurde bei einer W-Masse von $M_{W,ref} = 80.25\ \frac{GeV}{c^2}$ generiert und enthält 353 792 Einträge. Als Stützpunkte für den Fit wurden Spektren bei sieben Massenpunkten erzeugt: $M_W = (80.0, 80.1, 80.2, 80.25, 80.3, 80.4, 80.5)\ \frac{GeV}{c^2}$. An jedem dieser sieben Massenpunkte standen etwa 175 000 Leptonen zur Verfügung, um eine Kalibrationskurve zu erstellen.
An jedem Massenpunkt wurden elf Fitdurchläufe mit verschiedenen Ereignissen durchgeführt und der Mittelwert der resultierenden, gefitteten W-Masse gebildet. Der Wert der Steigung der Kalibrationskurve von 1 innerhalb der Fehlergrenzen

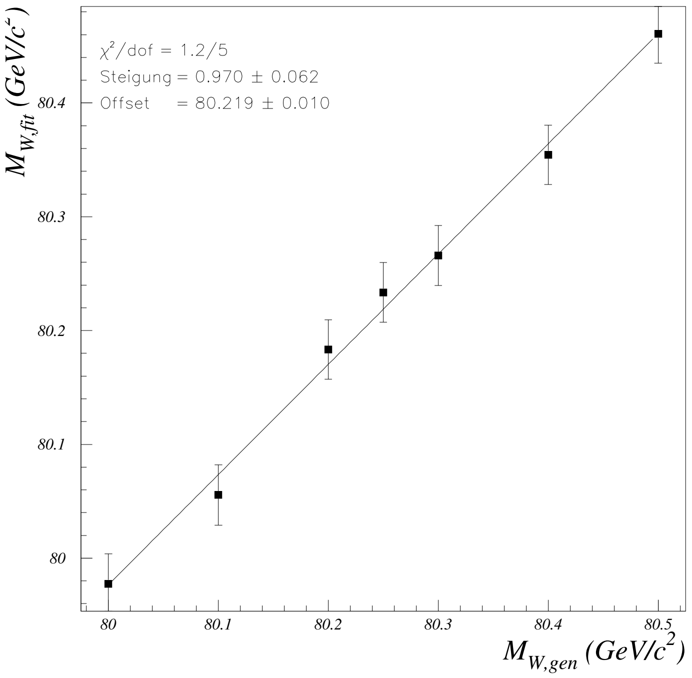

Abbildung 5.1: *Kalibrationskurve für das EXCALIBUR MC. Die gefittete Gerade wurde parametrisiert durch* $M_{W,fit} = \mathit{Steigung} \cdot (M_{W,gen} - M_{W,ref}) + \mathit{Offset}$.

zeigt an, daß die Methode innerhalb der Fehler die richtige W-Masse aus einem gegebenen Leptonenergiespektrum extrahieren kann.

5.2 Studien am KORALW 4-Fermion-MC

5.2.1 Das KORALW 4-Fermion-MC

KORALW [14] ist ein Monte Carlo-Ereignisgenerator, ähnlich wie EXCALIBUR. Die Endzustände setzen sich ausschließlich aus 4-Fermion-Zuständen zusammen, die allerdings, im Gegensatz zum EXCALIBUR-MC, nicht nur über die CC03-Graphen zustande kommen, sondern über ein allgemeineres Matrixelement. Diese 4-Fermion-Graphen umfassen die CC03-Graphen als Spezialfälle, jedoch sind weitere Graphen vorhanden, die einen 4-Fermion-Endzustand erzeugen, ohne über einen W-Paar Zwischenzustand zu gehen. Die wichtigsten dieser nicht-CC03 Beiträge, also diejenigen mit den größten Wirkungsquerschnitten, wurden jedoch im Signal-Monte Carlo ausgeschaltet und als eigenständige Untergrund-Monte Carlos generiert. Ansonsten würde ein Datensatz etwa 40% Ereignisse des Typs $e^+e^- \to Ze^+e^-$ bzw. $e^+e^- \to ZZ$ enthalten, während so 98% aller Ereignisse vom CC03-Typ sind. Beispiele sind in Abb. 5.2 zu sehen.

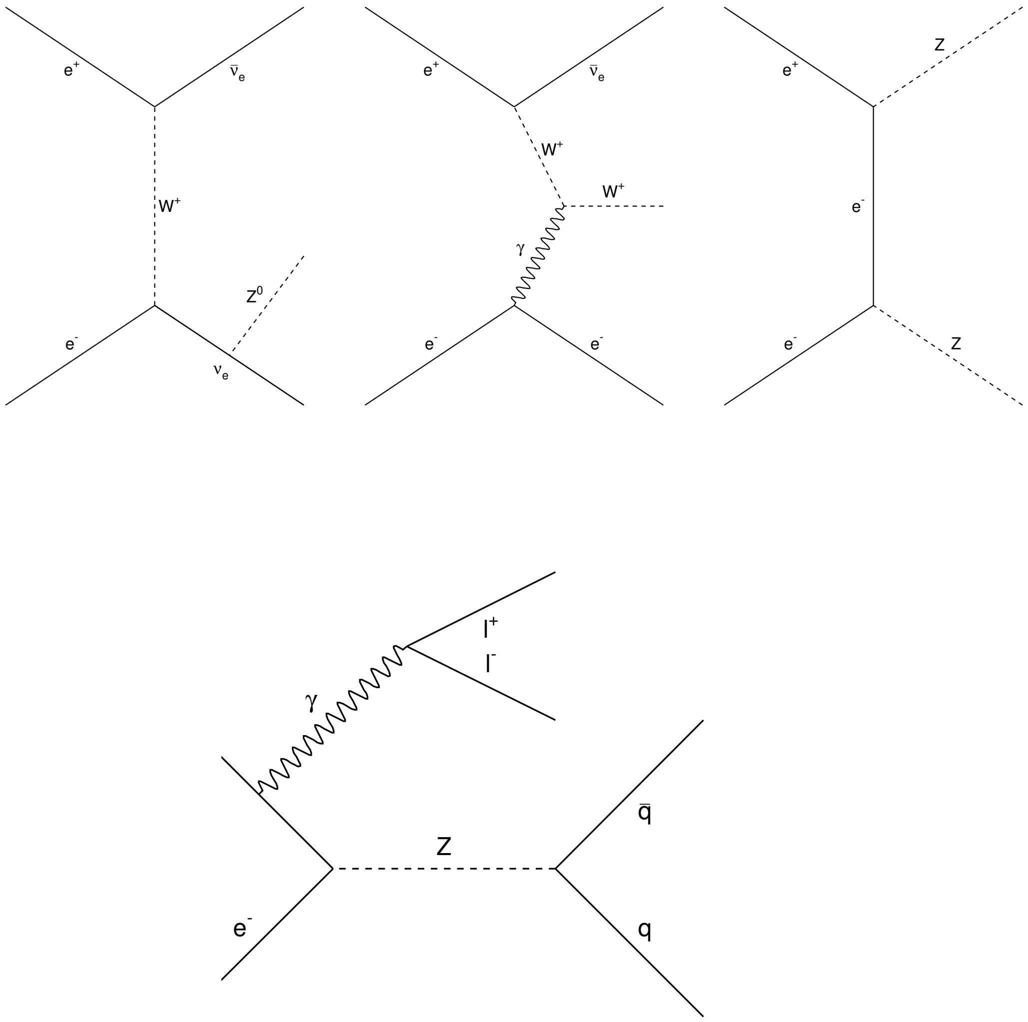

Abbildung 5.2: *Beispiele für nicht-CC03 4-Fermion Prozesse. Oben links:* $e^+e^- \to Z\nu_e\overline{\nu}_e$. *Oben mitte:* $e^+e^- \to W^+e^-\overline{\nu}_e$. *Oben rechts:* $e^+e^- \to ZZ$. *Unten: Radiative Rückkehr zum Z,* $e^+e^- \to q\overline{q}\ell^+\ell^-$.

Diese nicht-CC03 Beiträge enthalten keine Information über die W-Masse und sind deshalb Teil des Untergrundes.

5.2.2 Die semileptonische Ereignisselektion

Die semileptonische Ereignisselektion soll Ereignisse des Typs

$$W^+W^- \rightarrow e\nu_e q\overline{q} \text{ bzw. } W^+W^- \rightarrow \mu\nu_\mu q\overline{q}$$

finden, die sich durch folgende Eigenschaften auszeichnen:

- Ein hochenergetisches geladenes Lepton (20-70 GeV) im Endzustand,
- aufgrund des nicht nachweisbaren Neutrinos fehlende Energie (E_{miss}) und fehlender Impuls (P_{miss}),
- zwei oder mehr Jets aus dem $q\overline{q}$-System.

5.2.2.1 Selektionskriterien

- Zahl der guten geladenen Spuren > 4. Eine gute geladene Spur zeichnet sich durch folgende Eigenschaften aus:
  - $d_0 < 2.0$ cm, d_0: Geringster Abstand der Spur von der Strahlachse.
  - $z_0 < 10.0$ cm, z_0: Abstand der Spur vom Wechselwirkungspunkt, am Ort des geringsten d_0 gemessen.
  - $n_t \geq 4$, n_t: Zahl der Spurpunkte in der TPC.
  - $|\cos\theta| < 0.95$: Minimaler Winkel der geladenen Spur zur Strahlachse.
- Gesamtenergie der guten geladenen Spuren $> 10\%\sqrt{s}$.
- Fehlender Impuls $P_{miss} \begin{cases} > \max(0, 35 - E_{miss})\frac{GeV}{c}, & \text{falls } E_{miss} \geq 0 \text{ GeV}, \\ > 35\frac{GeV}{c}, & \text{falls } E_{miss} \leq 0 \text{ GeV}. \end{cases}$
- Fehlender Longitudinalimpuls $P_{z,miss} < min(34, 118 - \sqrt{|E^2_{miss} - P^2_{T,miss}|})$ GeV/c.
- Ein Leptonkandidat wird gesucht, indem die gute geladene Spur mit dem kleinsten Winkel antiparallel zum fehlenden Impuls gesucht wird, d.h. für die die Größe $\frac{\vec{P}_i \cdot \vec{P}_{miss}}{-|\vec{P}_{miss}|}$ bzw. der Winkel Θ maximal wird (siehe Abb. 5.3).

- Test auf Elektron- bzw. Myonidentifikation.
  Für die Elektronidentifikation werden das mittlere $\frac{dE}{dx}$ in der TPC (Estimator R_I) und die transversale (R_T) und longitudinale (R_L) Form des elektromagnetischen Schauers im ECAL verwendet. Durch einen Schnitt auf $R_T > -3$ wird der größte Teil der Myonen von den Elektronen abgetrennt. Für den Fall, daß die Spur in einen insensitiven Bereich des ECAL zeigt ("crack"), wird zusätzlich noch die $\frac{dE}{dx}$-Information genutzt und auf $R_I > -0.5$ geschnitten. Dieser Schnitt hat aber eine niedrige Effizienz.
  Für die Myonidentifikation wird verlangt, daß die Spur das hadronische Kalorimeter durchdringt und daß mindestens ein "hit" in den Myonkammern gesehen wird.

- Wenn der Leptonkandidat die Elektron-Identifikation passiert, muß auf Bremsstrahlung korrigiert werden, indem die Energie von ECAL-Objekten innerhalb eines Kegels mit einem Öffnungswinkel von $2°$ um die Spurrichtung zum Kandidaten hinzuaddiert werden.

- Schnitt auf die Energie des Leptonkandidaten. Gefordert werden mindestens 21 GeV, da zu kleineren Energien hin der Untergrund stark anwächst.

- Aus den nicht dem Leptonkandidaten zugeordneten Objekten im Detektor werden mit dem DURHAM PE Algorithmus [11] zwei Jets geformt. Im folgenden werden nur noch die Richtungen der Jets weiter benutzt.

- Die Wahrscheinlichkeit, das ein Ereignis aus einem Signalprozeß stammt, wird aus der Energie des Leptons, dem gesamten fehlenden Transversalimpuls und der Leptonisolation gegen andere geladene Spuren und Jets nach [12] berechnet.

- Schließlich wird auf diese Wahrscheinlichkeiten so geschnitten, daß der erwartete statistische Fehler auf die W-Masse minimal wird. Der erwartete statistische Fehler wurde durch den nach dem Schnitt definierten Datensatz am Monte Carlo bestimmt.

5.2.2.2 Effizienz und Reinheit der Selektion

Die Güte einer Selektion wird durch ihre Effizienz und die Reinheit des selektierten Satzes von Events definiert. Für die semileptonische Selektion wurden diese mit einem voll detektorsimulierten KORALW CC03 Monte Carlo bestimmt:

$$\begin{aligned} \text{Effizienz } \epsilon &= 84\%, \\ \text{Reinheit } P &= 96\%. \end{aligned}$$

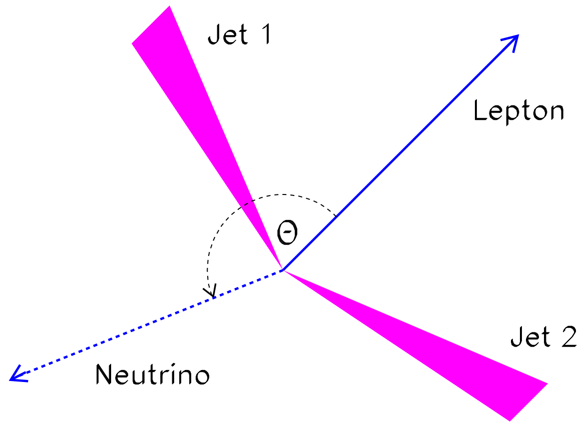

Abbildung 5.3: *Winkel zwischen geladenem Lepton und Neutrino*

Die Verunreinigungen entstehen hauptsächlich (95.6%) durch semileptonische Ereignisse, in denen als geladenes Lepton ein τ auftritt, welches weiter in ein Elektron bzw. Myon + Neutrino zerfällt(siehe Abschn. 5.2.2.4).

5.2.2.3 Energieauflösung

Elektronen können im Endzustand Bremsstrahlungs-Photonen abstrahlen, die bei der Messung der Leptonenergie berücksichtigt werden müssen. Dies wird getan, indem man, wie in 5.2.2 beschrieben, die Energie bestimmter ECAL-Objekte dem Lepton zuordnet. Die Summe der Energien bildet dann die korrigierte Leptonenergie.
Für Myonen ist eine Korrektur nicht nötig, da die Energie der Bremsstrahlungsphotonen proportional zu $\frac{1}{m^4}$ ist, was bei einem Verhältnis $\frac{m_\mu}{m_e} \simeq 207$ eine Unterdrückung um einen Faktor $2 \cdot 10^9$ bedeutet.
Die Energieauflösung der Leptonen wird gemessen, indem man die Differenz zwischen der Leptonenergie auf Monte Carlo Generatorniveau und Detektorniveau bildet. Tut man dies für die unkorrigierten und die korrigierten Leptonenergien, so stellt sich heraus, daß die Berücksichtigung der Korrektur eine Verbesserung der Auflösung um etwa 34% bewirkt. Zudem liegen die korrigierten Energien im Mittel nahe bei der wahren Energie, während die unkorrigierten Energien etwa 3.5 GeV zu niedrig liegen (siehe Abb. 5.4), da ihnen die Energie der Bremsstrahlungsphotonen fehlt.

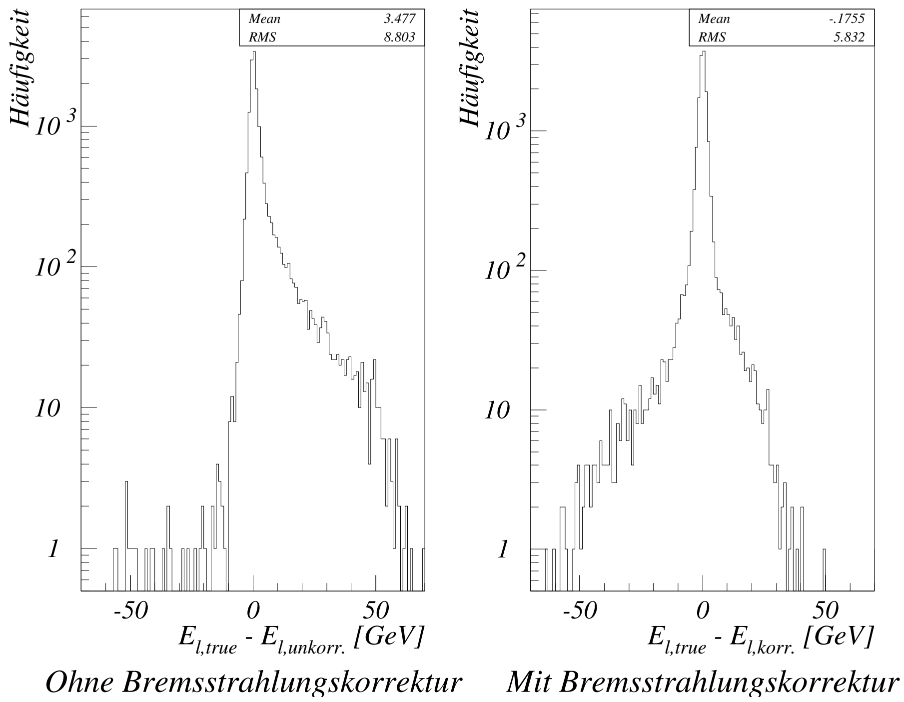

Abbildung 5.4: *Auflösung der Leptonenergie für selektierte Elektronen.*

Das Energiespektrum der von der Bremsstrahlungskorrektur gefundenen Photonen ist in Abb. 5.5 zu sehen.

5.2.2.4 Der Untergrund

Untergrundprozesse liefern Ereignisse, deren experimentelle Signatur nur schwer oder gar nicht von den gewünschten Ereignissen zu unterscheiden ist. Die von der semileptonischen Selektion akzeptierten Untergrundereignisse tragen keine oder wenig Information über die W-Masse in sich und sind deshalb unerwünscht.
Der Hauptanteil des Untergrundes kommt aus semileptonischen Ereignissen, in denen ein τ-Lepton im Endzustand in ein Elektron bzw. Myon zerfällt:

$$e^+e^- \to \tau\nu_\tau q\overline{q}, \tau \to e/\mu + \nu_e/\nu_\mu + \nu_\tau.$$

Dieser Zerfallskanal ist im KORALW 4-Fermion Monte Carlo integriert. Zusammen mit dem Untergrund aus hadronischen und leptonischen Ereignissen, deren Beitrag im Vergleich zu dem aus semileptonischen τ-Ereignissen klein ist, ist das Spektrum

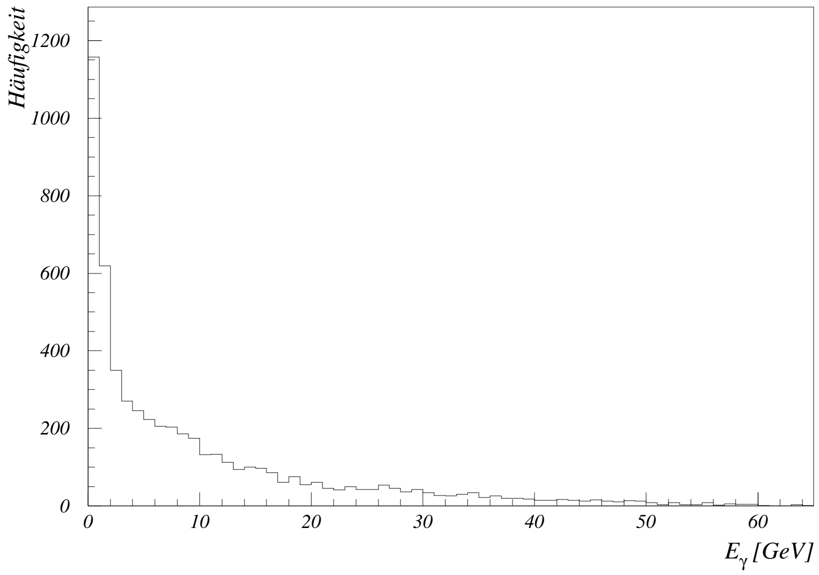

Abbildung 5.5: *Spektrum der durch durch die Bremsstrahlungskorrektur gefundenen Photonen.*

des Untergrundes in Abb. 5.6 zu sehen.

Ein weiterer wichtiger Beitrag zum Untergrund ist im KORALW Monte Carlo nicht integriert. Es handelt sich um den Kanal

$$e^+e^- \to q\overline{q}(\gamma),$$

bei dem im Anfangszustand ein Photon abgestrahlt werden kann (radiative Rückkehr zum Z), welches wiederum in ein Leptonpaar konvertieren kann, von dem eines nachgewiesen wird, während das andere in der Strahlröhre verschwindet. Dieser Kanal hat im Vergleich zum oben genannten einen ca. 90 mal größeren Wirkungsquerschnitt und trägt daher trotz großer Reinheit der Selektion stark zum Gesamtuntergrund bei. Zusammen mit anderen Untergrundprozessen, die nicht im Referenz-Monte Carlo enthalten sind, ergibt sich das in Abb. 5.7 gezeigte Spektrum. Dieses muß als Korrektur vom Leptonenergiespektrum abgezogen werden, da in den Daten diese Ereignisse auch selektiert werden.

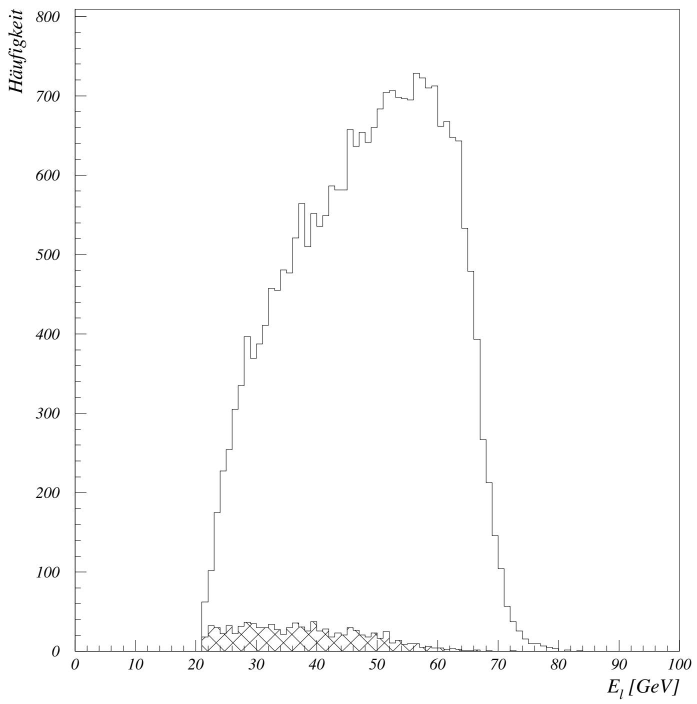

Abbildung 5.6: *Leptonenergiespektrum mit τ-Untergrund.*

Kanal	Beitrag zum Untergrund	MC
$e^+e^- \to \tau\nu_\tau q\overline{q}$	95.6%	4f MC
$e^+e^- \to \ell_1\nu_{\ell_1}\ell_2\nu_{\ell_2}$	3.8%	
$e^+e^- \to q_1\overline{q}_2q_3\overline{q}_4$	0.6%	
$e^+e^- \to q\overline{q}(\gamma), (\gamma \to \ell^+\ell^-)$	63.7%	Untergrund MC
$e^+e^- \to ZZ$	14.6%	
$e^+e^- \to Z \to e^+e^-$	12.7%	
$e^+e^- \to We\nu_e$	6.3%	
$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$	2.7%	

Tabelle 5.1: Untergrundquellen

5.2.3 Kalibrationskurve für das KORALW Monte Carlo

Für die Kalibration mit dem KORALW 4-Fermion Monte Carlo werden nur die semileptonischen Ereignisse benutzt, da die Untergrundverhältnisse in der doppelleptonischen Selektion schwerer zu behandeln sind und aus Zeitgründen

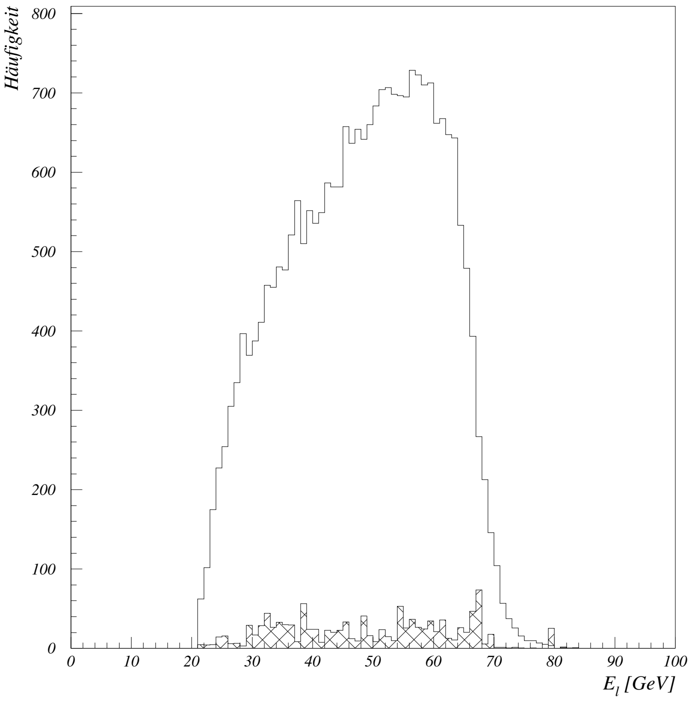

Abbildung 5.7: *Unkorrigiertes Leptonenergiespektrum mit Untergrund aus nicht-CC03-Prozessen.*

weggelassen werden.
Als Referenzsample wird die Summe aus drei Sätzen von verschiedenen Massenpunkten ($M_W = (79.25, 80.25, 81.25)\ \frac{GeV}{c^2}$) benutzt, die aus jeweils etwa 25 000 selektierten Leptonen besteht. Die "Daten"sätze sind unabhängige Mengen von jeweils 20 000 Ereignissen, also etwa 5 000 selektierten Leptonen.
Die Parametrisierung der Geraden ist die gleiche wie beim EXCALIBUR Monte Carlo. Die Punkte liegen befriedigend auf einer Geraden, die in guter Näherung eine Steigung von 1 hat.

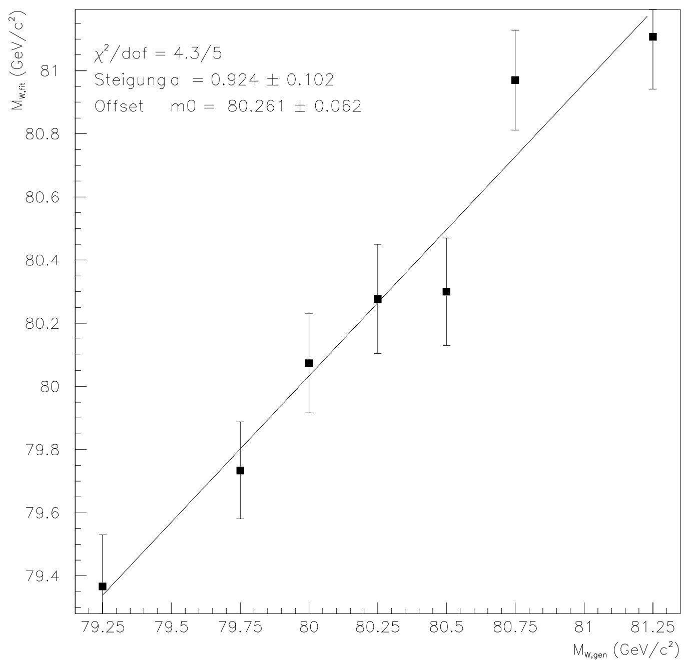

Abbildung 5.8: *Kalibrationskurve für das KORALW MC.*

5.3 Anwendung der Extraktionsmethode auf die Daten

5.3.1 1997er Datennahme

Die 1997 mit dem Detektor ALEPH aufgenommenen Daten entsprechen einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L}\mathrm{dt} = 59.4\mathrm{pb}^{-1}$. Die Zahl der selektierten Ereignisse ist mit $N_{sel} = 240$ (siehe Tab. 5.2) in guter Übereinstimmung mit der erwarteten Anzahl von Ereignissen im Signal:

$$N_{exp} = \sigma_{WW}(183\ \mathrm{GeV}) \cdot (\int \mathcal{L}\mathrm{dt}) \cdot \epsilon \cdot \mathrm{BR} = 226,$$

mit

$\sqrt{s}$ [GeV]	$\int \mathcal{L}$dt [pb^{-1}]	N'_{sel}	$\frac{N'_{sel}}{N_{sel}}$
181.0	.166	2	0.8%
182.0	4.117	20	8.3%
183.0	53.090	211	87.9%
184.0	1.992	7	2.9%
Gesamt	59.365	240	100%

Tabelle 5.2: Selektierte Ereignisse

σ_{WW}	:	totaler Wirkungsquerschnitt für die W-Paarproduktion in der e^+e^--Vernichtung, $\sigma_{WW}(\sqrt{s} = 183$ GeV$) = 15.73$ pb,
$\int \mathcal{L}$dt	:	die integrierte Luminosität,
ϵ	:	die Effizienz der semileptonischen Selektion, und
BR	:	Verzweigungsverhältnis $W^+W^- \to \ell\nu q\bar{q}, \ell = e, \mu$,

bei $N_{bg} = 11$ erwarteten Untergrundereignissen. Die Zahl der Untergrundereignisse ergibt sich aus der Effizienz der semileptonischen Selektion auf Untergrundsamples und den Wirkungsquerschnitten der im Untergrund enthaltenen Prozesse. Insgesamt wurden die Daten bei vier verschiedenen Schwerpunktenergien genommen, siehe Tab. 5.2, der Großteil der integrierten Luminosität aber bei einer Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} = 183$ GeV.

In Abb. 5.9 ist das Leptonenergiespektrum der selektierten semileptonischen Ereignisse zu sehen, unterlegt mit dem erwarteten Untergrund, der etwa 4.6% des Signals ausmacht.
Der Untergrund aus τ-Zerfällen wird hier nicht weiter betrachtet, da dieser im Referenzspektrum mit dem gleichen Anteil wie im Datenspektrum eingeht.

5.3.2 Ergebnis des Fits

Für den Fit an die Daten kann das gesamte zur Verfügung stehende Monte Carlo als Referenz verwendet werden, was insgesamt 440 000 Ereignissen oder 110 721 selektierten semileptonischen Ereignissen entspricht. Der nicht von τ-Leptonen stammende Untergrund wurde vom Datenspektrum abgezogen. Dadurch wird der statistische Fehler des Untergrundes berücksichtigt, da die resultierenden Einträge pro Bin kleiner sind als vor der Korrektur und somit einen größeren statistischen Fehler haben.
Die mit dem Fit gefundene W-Masse ist:

$$M_W = 80.748 \begin{array}{l} +0.760 \\ -0.793 \end{array} \frac{GeV}{c^2}.$$

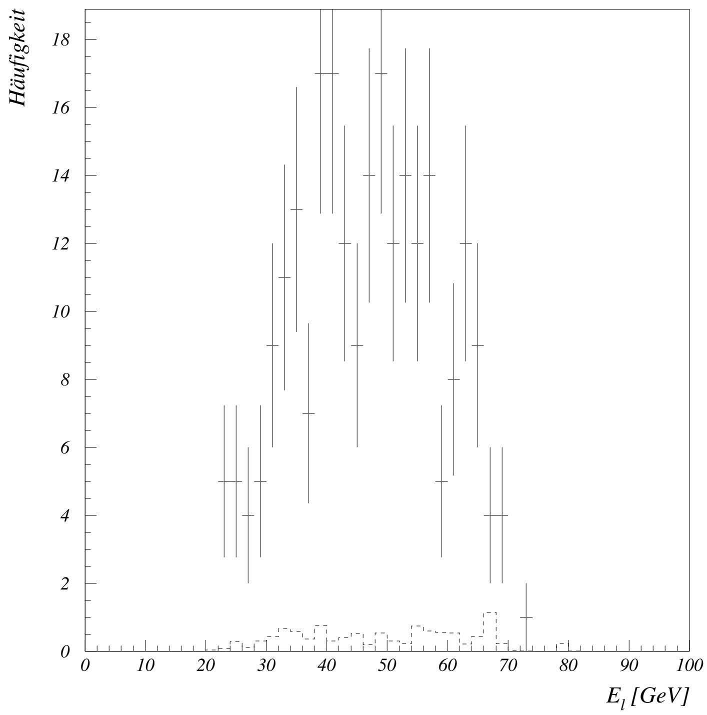

Abbildung 5.9: *Energiespektrum der selektierten Leptonen mit Untergrund aus nicht-CC03 Prozessen.*

Der angegebene Fehler entspricht dem Anstieg der in Abb. 5.11 gezeigten Likelihood-Verteilung um 1 nach links bzw. rechts vom Minimum. Aufgrund der Asymmetrie der Verteilung kann man jedoch nicht vom 1σ-Fehler auf größere Abweichungen schließen.

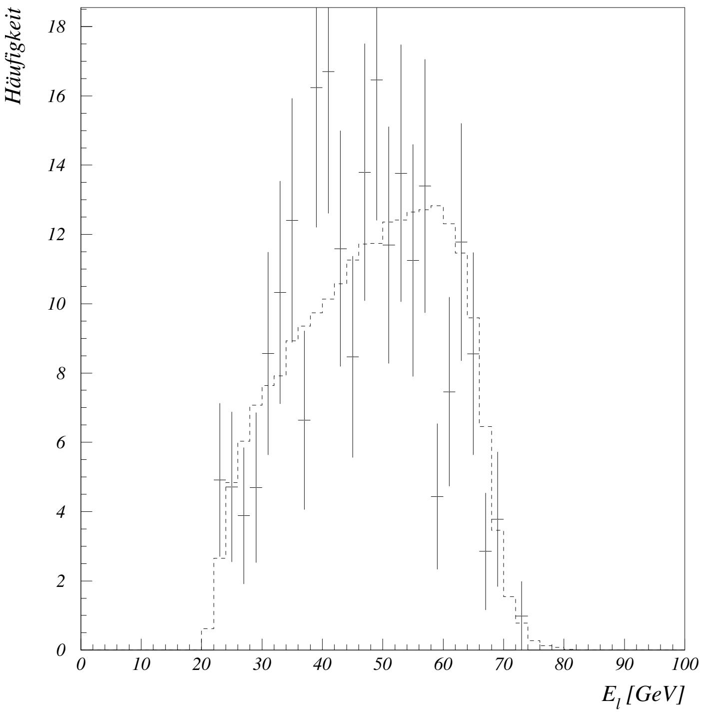

Abbildung 5.10: *Energiespektrum der in den Daten selektierten Leptonen mit Referenzspektrum.*

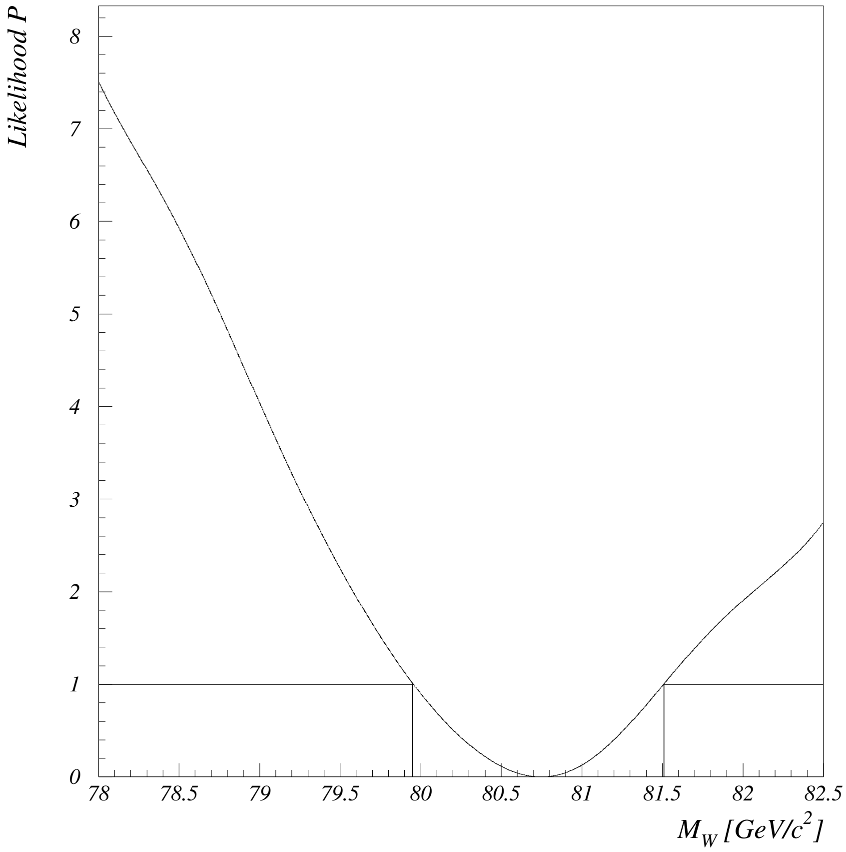

Abbildung 5.11: *Likelihood-Verteilung für den Fit an die Daten. Eingezeichnet sind die Linien zur Bestimmung des* 1σ*-Fehlers.*

Kapitel 6

Systematik

Quellen für systematische Fehler sind in der Analyse festgelegte Größen, deren absolute Werte nicht hinreichend genau bekannt sind. Durch Variation der einzelnen Größen und erneute Analyse bekommt man eine Abschätzung der systematischen Fehler.

6.1 Variation des Untergrundes

Die Zahl der erwarteten Untergrundereignisse beträgt $N_{bg} = 11 \pm 3.3$. Die statistische Unsicherheit geht jedoch bereits in die statistische Unsicherheit der korrigierten Daten ein, denn von diesen wurde der Untergrund abgezogen.
Für systematische Unsicherheiten im Untergrund zeigt eine Variation von $\pm 5\%$, daß die resultierende W-Masse nur eine sehr geringe Abhängigkeit von kleinen Untergrundvariationen zeigt. Der statistische Fehler auf den Fit ist um zwei Größenordnungen größer als die beobachtete Änderung der gefitteten W-Masse:

$$\Delta M_{bg} = \begin{array}{c} +0.006 \\ -0.004 \end{array} \frac{GeV}{c^2}.$$

6.2 Variation der W-Breite Γ_W

Die Auswirkung unterschiedlicher W-Breiten in Monte Carlo und Daten wurde am EXCALIBUR Monte Carlo getestet. Die W-Breite wurde im Fit nicht variiert, obwohl dies prinzipiell möglich wäre. Dann aber würde die Zahl der vorher zu berechnenden Gewichte sehr groß und die Datenmenge daher unhandlich. Die W-Breite wurde in dem zu fittenden "Daten"sample um $\pm 5\%$ um den nominell eingesetzten Wert variiert und der Fit mit dem Referenzsample durchgeführt

($\Gamma_{W,ref} = 2.1$ GeV).
Es zeigt sich keine signifikante Abhängigkeit der W-Masse von der in den "Daten" eingestellten W-Breite.

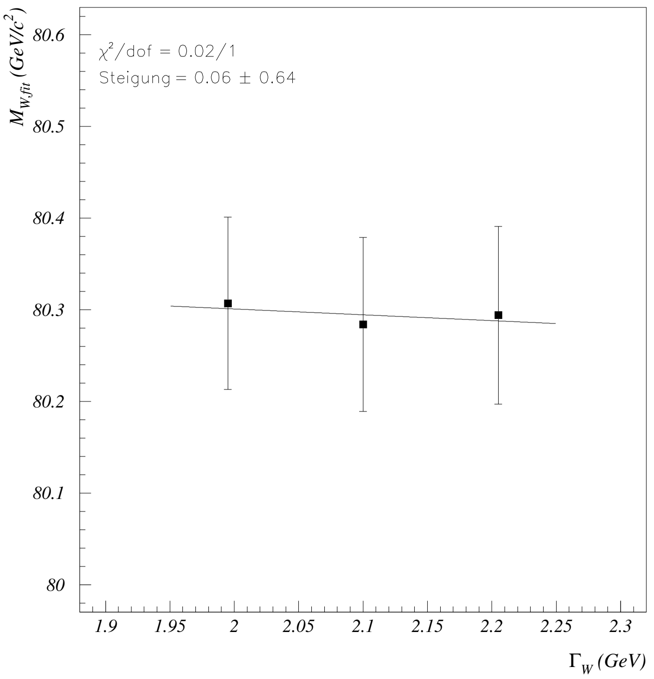

Abbildung 6.1: *Gefittete W-Masse M_W als Funktion der im Datensatz eingestellten W-Breite Γ_W.*

6.3 Variation der Schwerpunktenergie

Immerhin 12% der selektierten Daten wurden bei einer anderen Schwerpunktenergie als $\sqrt{s} = 183$ GeV genommen (siehe Tab. 5.2), während das KORALW Monte Carlo nur bei dieser Energie generiert wurde. Es stellt sich die Frage, ob man Ereignisse, die bei unterschiedlicher Schwerpunktenergie mit dem Detektor aufgenommen wurden, miteinander vermischen darf, sie also auf einmal fitten kann.
Wie Abb. 6.2 zeigt, ist dies im allgemeinen nicht der Fall, da sich die gefittete W-Masse um ca. $600\frac{MeV}{c^2}$ pro 1 GeV in der Schwerpunktenergie ändert. Allerdings gilt dies für einen Satz von Ereignissen, die alle bei einer Schwerpunktenergie erzeugt

wurden, die von der des Referenzsamples abweicht.
Das gewichtete Mittel der Schwerpunktenergien der genommenen Daten liegt mit $\sqrt{s} = 182.93$ GeV sehr nahe bei der nominellen Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} = 183$ GeV, so daß die Korrektur hierauf klein wird:

$$\Delta M_{\sqrt{s},Korr.} = -0.044 \pm 0.005 \ \frac{GeV}{c^2}$$

Der Fehler auf die Korrektur kann als systematischer Fehler interpretiert werden, der seinen Ursprung in der Unsicherheit über die tatsächliche Abhängigkeit der W-Masse von der Schwerpunktenergie der Referenz hat.
Die Korrektur auf die gefittete Masse ist zwar nur von der Größenordnung $5 \cdot 10^{-4}$, aber im Vergleich zum statistischen Fehler nicht klein.

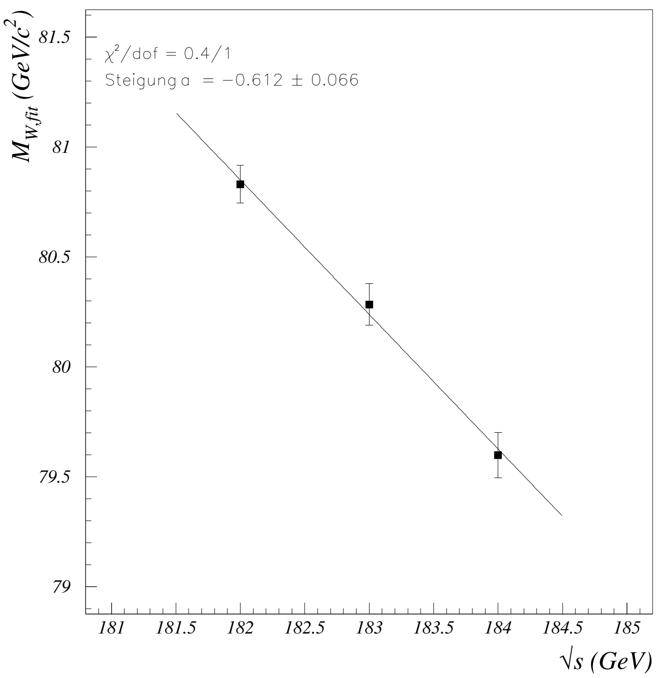

Abbildung 6.2: *Gefittete W-Masse M_W als Funktion der im Datensatz eingestellten Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$.*

6.4 Referenzstatistik

In der Definition der *likelihood* wird angenommen, daß der Mittelwert der Poissonverteilung pro Bin, welcher durch das Referenzsample gegeben ist, exakt bekannt ist. Dies stimmt jedoch nur für den Fall, daß man eine analytische Fitfunktion hat, oder im Grenzfall unendlich hoher Statistik im Referenzdatensatz.
Im vorliegenden Fall ist auch der Wert x des Referenzdatensatzes in jedem Bin zufallsverteilt. Man nimmt an, daß μ der Mittelwert der Poissonverteilung des Referenzbins ist und faltet die Verteilung $P(N, x)$, wobei x der unbekannte Mittelwert der Datenverteilung ist, mit der Verteilung $P(x, \mu)$.

$$\begin{aligned} P(N,\mu) &= \int \mathrm{d}x P(N,x) \cdot P(x,\mu) \\ &= \int \mathrm{d}x \; \tfrac{1}{N!} e^{-x} x^N \tfrac{1}{x!} e^{-\mu} \mu^x, \end{aligned}$$

wobei

N	:	der Wert der Daten,
μ	:	der Mittelwert aus dem Referenzsample, und
P	:	die Wahrscheinlichkeit ist, daß die Referenz die Daten beschreibt.

Ersetzt man in der Definition der *likelihood* die einfache Poissonwahrscheinlichkeit durch die hier beschriebene gefaltete, so ergibt sich ein um $\begin{matrix}+554\\-361\end{matrix}$ MeV/c^2 größerer Fehler. Dieser Fehler ist natürlich nicht systematischen Ursprungs, sondern entsteht aufgrund mangelnder Monte Carlo Statistik. Deshalb wird er gesondert aufgeführt.

6.5 Strahlung im Anfangszustand

Die Abschätzung des systematischen Fehlers aufgrund der Näherung der ISR bis zur $\mathcal{O}(\alpha^2 L^2)$ in KORALW erfolgt nach [15]. Dabei wird von der Änderung beim Übergang von der ISR-Beschreibung in $\mathcal{O}(\alpha L)$ nach $\mathcal{O}(\alpha^2 L^2)$ auf die zu erwartende Änderung beim Übergang $\mathcal{O}(\alpha^2 L^2)$ nach $\mathcal{O}(\alpha^3 L^3)$ geschlossen.
Es ergibt sich ein Wert von:

$$\Delta M_{ISR} = \pm 0.015 \; \tfrac{GeV}{c^2}.$$

6.6 Detektorkalibration

Für die Detektorkalibration wurde eine Unsicherheit von 1.5% für die ECAL Energien angenommen. Skalieren der identifizierten Elektronen in den Daten mit diesen Werten lieferte eine Verschiebung der gefitteten Masse um:

$$\Delta M_{cal} = \pm 0.090 \ \frac{GeV}{c^2}.$$

6.7 Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten

Die hier betrachteten systematischen Fehler sind in Tab. 6.1 zusammengefaßt.

Quelle	$\Delta M \ [\frac{MeV}{c^2}]$
Untergrund	$+6$ -4
Schwerpunktenergie	± 5
Initial State Radiation	± 15
Detektorkalibration	± 90
W-Breite Γ_W	-
Gesamt	± 92
MC Statistik	$+554$ -361

Tabelle 6.1: Quellen systematischer Fehler

Kapitel 7

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Masse des W-Bosons aus dem semileptonischen Zerfallskanal mit Hilfe einer Monte Carlo Umgewichtungsmethode bestimmt:

$$M_W = 80.704 \begin{array}{c} +0.760 \\ -0.793 \end{array} \ \tfrac{GeV}{c^2}(\text{stat.}) \pm 0.092\ \tfrac{GeV}{c^2}(\text{syst.}) \begin{array}{c} +0.554 \\ -0.361 \end{array} \ \tfrac{GeV}{c^2}(\text{MC Statistik}).$$

Die gesamte in den semileptonischen Ereignissen steckende Information wird jedoch schon für die Bestimmung der W-Masse benutzt (wie [3, bei $\sqrt{s} = 172$ GeV]). Eine grobe Abschätzung der zu erwartenden Verbesserung des statistischen Fehlers auf die W-Masse durch Hinzunahme der doppelleptonischen Ereignisse folgt aus der erwarteten Anzahl von selektierten Leptonen (e, μ) in diesen Ereignissen:

$$N_{exp} = 2 \cdot \sigma_{WW} \cdot (\int \mathcal{L}\mathrm{dt}) \cdot \epsilon(\ell\nu\ell\nu) \cdot BR(WW \to \ell\nu\ell\nu) \cdot \frac{BR(W \to e/\mu\,\nu)}{BR(W \to e/\mu/\tau\,\nu)} = 83,$$

bei einer Effizienz von $\epsilon(\ell\nu\ell\nu) \simeq 0.65$. Die zu erwartende Verringerung des statistischen Fehlers beträgt damit ca. 14%.
Im Vergleich zu einem statistischen Fehler von rund 800 MeV bzw. ca. 690 MeV inklusive der doppelleptonischen Ereignisse stehen die statistischen Fehler aus den anderen ALEPH-Messungen: von 180 MeV ($q\overline{q}q\overline{q}$) bis 600 MeV ($\tau\nu q\overline{q}$); in der Kombination der anderen Messungen ergibt sich ein statistischer Fehler von 130 MeV [16].

Literaturverzeichnis

[1] UA2 Collaboration, *An improved determination of the ratio of W and Z masses at the CERN $\overline{p}p$ collider*, **Physics Letters B, 276** (1992) 354-364

[2] M. Rijssenbeek, *W Mass from the Tevatron*, **FERMILAB-CONF-96/365-E**

[3] E. Lançon et al., *W Mass Measurement in the Semileptonic Channel using a Monte Carlo Reweighting Technique*, **ALEPH 97-073, PHYSIC 97-064**

[4] G. Boix et al., *W mass measurement in the four jet channel using a MC reweighting technique*, **ALEPH 97-067, PHYSIC 97-059**

[5] ALEPH Collaboration, *Measurement of the W Mass in e^+e^- Collisions at Production Threshold*, **CERN-PPE/97-025**

[6] ALEPH Collaboration, *Measurement of the W-pair cross section in e^+e^- collisions at 173 GeV*, **Physics Letters B, 415** (1997) 435-444

[7] P. Mery, M. Perrottet, *Tests Of Real W-Boson Pair Production*, **Nuclear Physics B175 (1980), 234-250**

[8] Particle Data Group, **Physical Review D**, 1996

[9] K. Hagiwara et al., *Probing the Weak Boson Sector in $e^+e^- \to W^+W^-$*, **Nuclear Physics B282** (1987) 253-307

[10] MINUIT, CERN Program Library D506 (1992)

[11] Y.L. Dokshitzer, contribution to Workshop on Jets at LEP and HERA, Durham (1990);
S. Catani et al., **Physics Letters B269** (1991) 432

[12] P. Azzurri, *A Selection of $W^+W^- \to e\nu q\overline{q}$ and $W^+W^- \to \mu\nu q\overline{q}$ Events at $\sqrt{s} = 161$ GeV*, **ALEPH 96-137, PHYSIC 96-125**

[13] F.A. Berends, R. Pittau, R. Kleiss, *EXCALIBUR - a Monte Carlo program to evaluate all four fermion processes at LEP 200 and beyond*, **Computaional Physics Community 85** (1995) 437-452

[14] M. Skrzypek, S. Jadach, W. Placzek, Z. Wąs, **Computational Physics Community 94** (1996) 216

[15] S. Jadach, K. Zalewski, *W-Mass Reconstruction from Hadronic Events in LEP2: Bose-Einstein Effect*, **CERN-TH/97-29**

[16] ALEPH Collaboration, *Measurement of the W Mass in* e^+e^- *Collisions at 181-184 GeV*, **ALEPH 98/020, CONF 98/010**

Danksagung

Ich möchte Herrn Prof. Dr. A. Putzer danken für die Unterstützung meiner Arbeit.

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

Meinen Kollegen O. Buchmüller, S. Dhamotharan, Dr. G. Hansper, A. Ong und Dr. J. Sommer danke ich für die freundliche Arbeitsatmosphäre und die vielen Hilfestellungen.

Besonders danken möchte ich Dr. S. Werner, ohne den diese Arbeit nie zustandegekommen wäre.

Erklärung:

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

Heidelberg, den ....

....
(Unterschrift)