

# Bestimmung der Massen der elektroschwachen Eichbosonen bei L3

Von der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften  
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen  
zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften  
genehmigte Dissertation

vorgelegt von  
Diplom-Physiker Christian Rosenbleck  
aus Paderborn

Berichter: Universitätsprofessor Dr. A. Böhm  
Universitätsprofessor Dr. J. Mnich

Tag der mündlichen Prüfung: 9. Oktober 2006

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der  
Hochschulbibliothek online verfügbar.





# Abstract

This thesis presents the measurement of the masses of the carriers of the weak force in the Standard Model of Particle Physics, the gauge bosons W and Z. The masses are determined using the kinematics of the bosons' decay products. The data were collected by the L3 experiment at the *Large Electron Positron Collider* (LEP) at centre-of-mass energies,  $\sqrt{s}$ , between 183 GeV and 209 GeV in the years 1997 to 2000.

The mass of the Z-boson,  $m_Z$ , is already known very precisely: The L3 collaboration determined it to be  $m_Z = 91.1898 \pm 0.0031$  GeV from a scan of the Z resonance. Therefore the main aim of this analysis is not the determination of the numerical value of  $m_Z$ ; instead the analysis is used to cross-check the measurement of the W boson mass since the methods are similar. Alternatively, the analysis can be used to measure the mean centre-of-mass energy at the L3 interaction point. The Z-boson mass is determined to be

$$m_Z = 91.272 \pm 0.046 \text{ GeV.}$$

If interpreted as measurement of the centre-of-mass energy, this value means a shift of

$$\Delta\sqrt{s} = -175 \pm 96 \text{ MeV}$$

compared to the value determined by the *LEP Energy Working Group*.

The second part of this analysis describes the measurement of the mass of the W-boson,  $m_W$ . This mass is not only a prominent parameter of the Standard Model, it is also of great importance when checking the consistency of the model. The masses  $m_W$  and  $m_Z$  are related to the weak mixing angle,  $\theta_W$ , by the *Higgs mechanism*:  $\cos \theta_W = m_W/m_Z$ . On the other hand, the weak mixing angle is defined by the weak couplings  $g$  and  $g'$  of the  $SU(2) \times U(1)$  gauge symmetry:  $\cos \theta_W = g/\sqrt{g^2 + g'^2}$ . Therefore, there is a direct relation between the masses  $m_W$  and  $m_Z$  and the couplings  $g$  and  $g'$ . This relation can be tested by using the precise measurements of  $m_W$  and  $m_Z$  and the measurements of other parameters of the Standard Model which lead to a measurement of  $\cos \theta_W$ . By a study of the radiative corrections one can determine from these measurements the value of the mass of Higgs boson,  $m_H$ .

Not only the determination of the numerical value of  $m_W$  is of great importance, but also the study of systematic uncertainties of the measurement. The main error sources are detector

---

effects and effects from the hadronisation of the W bosons. Examples are uncertainties in the number of kaons or protons and interaction between the decay products of two hadronically decaying W bosons, known as *Bose Einstein Correlations* and *Colour Reconnection*. The study of these effects led to a noticeable reduction of the uncertainty compared to preliminary analyses.

The W-boson mass is determined to be

$$m_W = 80.242 \pm 0.057 \text{ GeV}$$

in this analysis. If combined with the L3 results at lower centre-of-mass energies, the final W boson mass value is

$$m_W = 80.270 \pm 0.055 \text{ GeV}.$$

The  $\rho$  parameter is defined as  $\rho = m_W^2 / (m_Z^2 \cdot \cos^2 \theta_W)$ , being equal to 1 in the Standard Model. Using the value of  $m_Z$  obtained in the Z resonance scan, the final value for  $m_W$  and the value of  $\theta_W$ ,  $\rho$  is obtained to be

$$\rho = 0.9937 \pm 0.0024,$$

yielding a  $2.6 \sigma$  deviation from 1.

Combining the L3 value for  $m_W$  with the results of the LEP experiments ALEPH, DELPHI, and OPAL and the TEVATRON experiments CDF and DØ yields a W boson mass of (July 2006)

$$m_W = 80.392 \pm 0.029 \text{ GeV}.$$

Together with other measurements this determines the best value of the Higgs-boson mass to be

$$m_H = 85_{-28}^{+39} \text{ GeV}.$$



# Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Messung der Massen der W- und Z-Bosonen, die im Standardmodell der Teilchenphysik als Überträger der schwachen Wechselwirkung fungieren, beschrieben. Die Masse der Bosonen wird dabei aus der Kinematik der Zerfallsprodukte dieser Bosonen bestimmt. Als Grundlage dienen Daten, die mit dem L3-Experiment am *Large Electron Positron Collider* (LEP) in den Jahren 1997 bis 2000 bei Schwerpunktsenergien,  $\sqrt{s}$ , zwischen 183 GeV und 209 GeV aufgenommen wurden.

Die Masse des Z-Bosons,  $m_Z$ , war zum Zeitpunkt dieser Analyse bereits mit hoher Genauigkeit bekannt; sie wurde bereits früher von der L3-Kollaboration zu  $m_Z = 91,1898 \pm 0,0031$  GeV bestimmt. Die Bedeutung dieser Analyse stellt aus diesem Grunde nicht die Bestimmung des Wertes von  $m_Z$  an sich dar, vielmehr kann die Analyse als Kontrolle der Messung der Masse des W-Bosons genutzt werden, da die Methoden in weiten Bereichen ähnlich sind; alternativ kann sie aufgrund der Kenntnis von  $m_Z$  auch als Bestimmung der mittleren Schwerpunktsenergie am Wechselwirkungspunkt des L3-Experiments interpretiert werden. Die Masse des Z-Bosons wird in dieser Arbeit zu

$$m_Z = 91,272 \pm 0,046 \text{ GeV}$$

bestimmt. Interpretiert man dieses Resultat als Messung der mittleren Schwerpunktsenergie, so ergibt sich eine Abweichung von

$$\Delta\sqrt{s} = -175 \pm 96 \text{ MeV}$$

von dem von der *LEP Energy Working Group* ermittelten Wert.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wird die Analyse zur Bestimmung der Masse der W-Bosonen,  $m_W$ , beschrieben. Diese Masse ist nicht nur ein wichtiger Parameter des Standardmodells, ihr Wert ist auch wichtig bei der Überprüfung von Zusammenhängen im Standardmodell. Durch den *Higgs-Mechanismus* hängen die Massen  $m_W$  und  $m_Z$  über den schwachen Mischungswinkel  $\theta_W$  zusammen:  $\cos \theta_W = m_W/m_Z$ . Andererseits wird der Mischungswinkel durch die schwachen Kopplungen  $g$  und  $g'$  auch schon bei Annahme masseloser Bosonen definiert:  $\cos \theta_W = g/\sqrt{g^2 + g'^2}$ , so dass es einen direkten Zusammenhang zwischen den Kopplungen und den Massen  $m_W$  und  $m_Z$  gibt. Weiterhin können die direkten Messungen

---

der Parameter des Modells benutzt werden, um Größen abzuleiten, die bisher nicht experimentell zugänglich sind, wobei die wichtigste Größe zur Zeit die Masse des noch nicht entdeckten Higgs-Bosons,  $m_H$ , ist.

In dieser Arbeit wurde besonderes Augenmerk auf die Bestimmung von systematischen Unsicherheiten bei der Messung von  $m_W$  gelegt. Dabei werden zum einen Detektoreffekte betrachtet, zum anderen wurde starkes Gewicht auf das Studium von Effekten gelegt, die durch die Hadronisation der Quarks aus dem W-Zerfall hervorgerufen werden. Beispiele sind Unsicherheiten in der produzierten Anzahl von Kaonen und Protonen und Wechselwirkungen im Endzustand der Produktion von Paaren von W-Bosonen, hier im Besonderen *Bose-Einstein-Korrelationen* und *Colour Reconnection*. Durch die genaue Untersuchung der systematischen Effekte konnte die Unsicherheit im Vergleich zu vorläufigen Analysen deutlich reduziert werden.

Die Masse der W-Bosonen wird in der vorliegenden Analyse zu

$$m_W = 80,242 \pm 0,057 \text{ GeV}$$

bestimmt. Kombiniert man dieses Resultat mit früheren Ergebnissen des L3-Experiments, so ergibt sich ein Wert von

$$m_W = 80,270 \pm 0,055 \text{ GeV}.$$

Häufig wird der sogenannte  $\rho$ -Parameter  $\rho = m_W^2 / (m_Z^2 \cdot \cos^2 \theta_W)$  benutzt, um abzuschätzen, ob das Standardmodell konsistent ist. Im Standardmodell gilt  $\rho = 1$ . Mit dem der Präzisionsmessung von  $m_Z$ , dem oben genannten Wert von  $m_W$  und dem ebenfalls bei L3 gemessenen Wert von  $\theta_W$  ergibt sich

$$\rho = 0,9937 \pm 0,0024,$$

was einer Abweichung von  $2,6 \sigma$  von 1 entspricht.

In der Kombination mit den Ergebnissen der anderen drei LEP-Experimente ALEPH, DELPHI und OPAL und den beiden TEVATRON-Experimenten CDF und DØ ergibt sich aktuell (Juli 2006) eine W-Masse von

$$m_W = 80,392 \pm 0,029 \text{ GeV}$$

für die Masse des W-Bosons. Zusammen mit weiteren Messungen wird für die Masse des bisher nicht entdeckten Higgs-Bosons ein Wert von

$$m_H = 85_{-28}^{+39} \text{ GeV}$$

vorhergesagt.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretisches Umfeld</b>	<b>3</b>
2.1	Die Massen der elektroschwachen Eichbosonen . . . . .	5
2.2	Fermion-Paar-Produktion bei LEP . . . . .	8
2.2.1	Wirkungsquerschnitt . . . . .	8
2.2.2	Die Rückkehr zum Z . . . . .	9
2.2.3	Weitere Beiträge höherer Ordnung . . . . .	12
2.3	W-Paar-Produktion bei LEP . . . . .	14
2.3.1	Wirkungsquerschnitt . . . . .	15
2.3.2	Zerfallskanäle . . . . .	15
2.4	Quarks im Endzustand . . . . .	17
2.5	Vier Quarks im Endzustand . . . . .	20
2.5.1	Colour Reconnection . . . . .	20
2.5.2	Inter-W-Bose-Einstein-Korrelationen . . . . .	20
2.6	Monte-Carlo-Programme . . . . .	21
2.6.1	Monte-Carlo-Programme für die Z-Boson-Analyse . . . . .	21
2.6.2	Monte-Carlo-Programme für die W-Boson-Analyse . . . . .	23
<b>3</b>	<b>LEP und L3</b>	<b>26</b>
3.1	Der große Elektron-Positron-Collider LEP . . . . .	26
3.1.1	Luminosität . . . . .	28
3.1.2	Energiemessung bei LEP . . . . .	28
3.2	Der L3-Detektor . . . . .	31
3.2.1	Das innere Spursystem . . . . .	32
3.2.2	Das Kalorimetersystem . . . . .	33
3.2.3	Das Myonspektrometer . . . . .	35
3.2.4	Luminositätsmonitore . . . . .	37
3.2.5	Trigger, Datennahme, Rekonstruktion und Simulation . . . . .	37

<b>4</b>	<b>Messung der Masse des Z-Bosons bei LEP200</b>	<b>40</b>
4.1	Selektion der Ereignisse . . . . .	40
4.1.1	Der hadronische Endzustand . . . . .	41
4.1.2	Der Myon-Paar-Endzustand . . . . .	45
4.2	Massenrekonstruktion . . . . .	49
4.2.1	Der hadronische Endzustand . . . . .	50
4.2.2	Der Myon-Paar-Endzustand . . . . .	53
4.3	Bestimmung der Z-Masse . . . . .	55
4.3.1	Ungebinnte Wahrscheinlichkeits-Anpassung . . . . .	55
4.3.2	Box-Methode . . . . .	57
4.4	Systematische Studien . . . . .	59
4.4.1	Detektoreffekte . . . . .	59
4.4.2	Theoretische Quellen systematischer Unsicherheiten . . . . .	67
4.4.3	Weitere Effekte und Untersuchungen . . . . .	72
4.5	Kombination . . . . .	73
4.6	Ergebnisse . . . . .	74
4.6.1	Z-Masse . . . . .	74
4.6.2	Schwerpunktsenergie . . . . .	75
4.7	Ergebnisse anderer Experimente . . . . .	76
4.7.1	ALEPH . . . . .	78
4.7.2	DELPHI . . . . .	78
4.7.3	OPAL . . . . .	79
4.7.4	Kombination . . . . .	79
<b>5</b>	<b>Messung der Masse des W-Bosons bei LEP200</b>	<b>80</b>
5.1	Selektion der Ereignisse . . . . .	80
5.1.1	$q\bar{q}'e\nu$ -Kanal . . . . .	82
5.1.2	$q\bar{q}'\mu\nu$ -Kanal . . . . .	83
5.1.3	$q\bar{q}'\tau\nu$ -Kanal . . . . .	86
5.1.4	$q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ -Kanal . . . . .	92
5.2	Bestimmung der Masse . . . . .	96
5.2.1	Rekonstruktion der Jets . . . . .	96
5.2.2	Bestimmung der effektiven Masse . . . . .	98
5.2.3	Extraktion der W-Masse . . . . .	104
5.3	Systematische Unsicherheiten . . . . .	108
5.3.1	Detektoreffekte . . . . .	108
5.3.2	Theoretische Unsicherheiten . . . . .	119
5.3.3	Weitere Effekte . . . . .	132

5.4	Ergebnisse . . . . .	136
5.5	Ergebnisse anderer Experimente . . . . .	140
5.5.1	LEP-Experimente . . . . .	140
5.5.2	Andere Experimente . . . . .	142
5.6	Kombination mit anderen Ergebnissen . . . . .	145
<b>6</b>	<b>Fazit</b>	<b>148</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Die bisher bekannten fundamentalen Bausteine der Materie sind die Quarks und Leptonen. Sie wechselwirken untereinander über vier fundamentale Wechselwirkungen: Die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung sowie die Gravitation. Allerdings ist die Gravitation so schwach, dass sie noch nicht direkt bei der Wechselwirkung von Quarks und Leptonen beobachtet wurde. Die Wechselwirkungen werden durch Austauschteilchen (Bosonen) übertragen. Durch die Glashow-Salam-Weinberg-Theorie [1] gelang es, die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung zusammen zu fassen. Diese Theorie wird auch als Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung bezeichnet.

Austauschteilchen der elektroschwachen Wechselwirkung sind das Photon sowie  $W^\pm$ - und  $Z$ -Bosonen. Die beiden letztgenannten sind massiv, was die kurze Reichweite der schwachen Wechselwirkung erklärt.

Die Bosonen  $W$  und  $Z$  wurden 1983 von den Experimenten UA1 und UA2 am SPS-Synchrotron am CERN in Genf entdeckt [2]. Präzise Studien ihrer Eigenschaften wurden dann am  $e^+e^-$ -Speicherring LEP durchgeführt, an dem die vier Experimente ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL aufgebaut waren. In einer ersten Phase (LEP 1) von 1989 bis 1994 wurden Schwerpunktsenergien um 90 GeV erreicht. In dieser Phase wurde unter anderem die Masse des  $Z$ -Bosons,  $m_Z$ , sehr genau gemessen [3]<sup>1</sup>:  $m_Z = 91,1875 \pm 0,0021$  GeV. Auch die Masse des  $W$ -Bosons wurde indirekt zu  $m_W = 80,363 \pm 0,032$  GeV bestimmt.

Nach einer Zwischenphase im Jahr 1995 wurden in der zweiten Hauptphase von LEP (LEP200) in den Jahren 1996 bis 2000 erstmalig an einem  $e^+e^-$ -Speicherring die für die Erzeugung von Paaren von  $W$ -Bosonen nötige Schwerpunktsenergie von etwa 160 GeV überschritten. Dadurch wurde es möglich,  $m_W$  direkt zu messen.

Damit ist ein Vergleich der direkten und indirekten Messungen von  $m_W$  möglich. Da zudem die Massen der schweren Eichbosonen  $W^\pm$  und  $Z$  mit dem Verhältnis der schwachen

---

<sup>1</sup>Hier und im Folgenden werden die in der Teilchenphysik üblichen Einheiten mit  $\hbar = c = 1$  verwendet.

und elektromagnetischen Kopplungen verknüpft sind, kann so die Konsistenz der Standardmodells überprüft werden und weitere, noch nicht gemessene Parameter extrahiert werden. Die Messung der Masse der W- und Z-Bosonen aus den Daten des L3-Experiments ist das Thema der vorliegenden Arbeit.

In Kapitel 2 wird zunächst kurz auf das für diese Arbeit wichtige theoretische Umfeld eingegangen, bevor in Kapitel 3 der LEP-Speicherring und das L3-Experiment beschrieben wird. Die Kapitel 4 und 5 beschäftigen sich mit der Messung der Massen der Z- und  $W^\pm$ -Bosonen bei LEP200. Dabei wird besonderes Augenmerk auf die Bestimmung systematischer Unsicherheiten gelegt. Im abschließenden Kapitel 6 wird schließlich ein Fazit gezogen.



# Kapitel 2

## Theoretisches Umfeld

Das Standardmodell der Teilchenphysik [1] spiegelt den heutigen Kenntnisstand über die kleinsten Bestandteile der Welt und deren Wechselwirkungen wieder. Es besitzt folgende Parameter<sup>1</sup>: Die drei Kopplungen  $g$ ,  $g'$  und  $\alpha_s$ , die neun Fermionmassen, vier Parameter der Mischungsmatrizen im Quark-Sektor sowie den Vakuumerwartungswert  $v$  und den Parameter  $\mu$  des Higgs-Potentials, der die Masse des Higgs-Bosons festlegt (siehe unten).

Beschränkt man sich auf den elektroschwachen Eichsektor, so verbleiben die vier Parameter  $g$ ,  $g'$ ,  $v$  und  $\mu$ . Dabei legen  $g$  und  $g'$  den schwachen Mischungswinkel  $\theta_W$  fest:

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (2.1)$$

Dieser beschreibt den Zusammenhang zwischen den physikalischen Bosonen Photon (Eichfeld  $A_\mu$ ) und Z und den Eichfeldern  $\vec{W}_\mu$  und  $B_\mu$ :

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Bisher nicht gemessen ist der Parameter  $\mu$  und damit die Masse des Higgs-Bosons. Dieses Teilchen, das in die Theorie eingefügt wurde, um die Masse der Eichbosonen  $W^\pm$  ( $m_W$ ) und Z ( $m_Z$ ) zu erklären, ist das einzige im Standardmodell vorhergesagte Teilchen, das noch nicht experimentell nachgewiesen wurde.

Ein Hauptziel der Experimente am LEP-Beschleuniger, auf den im nächsten Abschnitt eingegangen wird, war die Suche nach dem Higgs-Boson. Da jedoch keine Entdeckung vermeldet werden konnte, wurde stattdessen ein Ausschlusslimit angegeben: Für die Masse des Higgs-Bosons,  $m_H$ , muss bei einem Vertrauenslimit von 95%

$$m_H > 114,4 \text{ GeV} \quad (2.3)$$

gelten [4].

---

<sup>1</sup>Hier wird von masselosen Neutrinos ausgegangen.

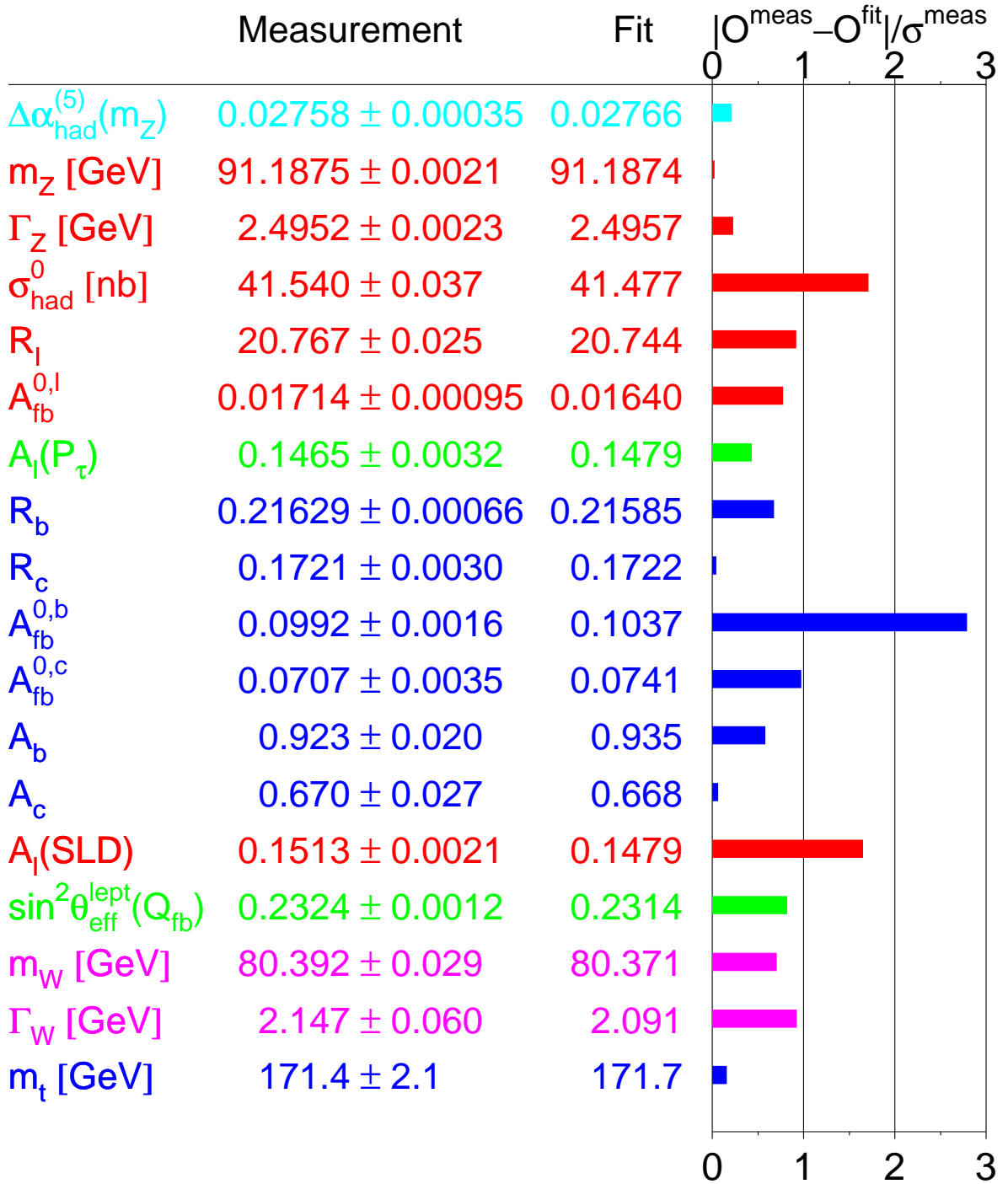


Abbildung 2.1: Die Parameter, die in den *Electroweak Fit* eingehen, mit ihrem gemessenen Wert, dem jeweiligen Resultat des Fits und der auf den Messfehler skalierten Differenz zwischen Messwert und Fit-Resultat (siehe [5], Stand Juli 2006).

Weitere Grenzen an die Masse des Higgs-Bosons werden aus dem *Global Electroweak Fit* (siehe [5, 6]) erhalten. Dieser variiert zahlreiche elektroschwache Messgrößen innerhalb ihrer experimentellen Unsicherheiten, um die noch unbekannte Masse des Higgs-Bosons zu bestimmen. Dabei werden die in Abbildung 2.1 angegebenen Messgrößen benutzt. In dieser Abbildung sind auch der gemessene und der aus dem Fit erhaltene Wert zusammen mit der auf den Messfehler normierten Differenz der beiden Werte angegeben. Aktuell liefert der Fit einen bevorzugten Wert von

$$m_H = 85_{-28}^{+39} \text{ GeV} \quad (2.4)$$

für die Masse des Higgs-Bosons, wie in Abbildung 2.2 dargestellt.

Außerdem liefert die Wahrscheinlichkeit der Anpassung eine Aussage über die Konsistenz des Standardmodells. Mit Stand Juli 2006 hat der Fit ein  $\chi^2$  von 17,8 bei 13 Freiheitsgraden, was einer Wahrscheinlichkeit von 16,6% entspricht.

## 2.1 Die Massen der elektroschwachen Eichbosonen

Die Lagrangedichte des Standardmodells ist

$$\mathcal{L}_{\text{SM}} = \mathcal{L}_{\text{Fermion}} + \mathcal{L}_{\text{Eich}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}. \quad (2.5)$$

Der erste Term,  $\mathcal{L}_{\text{Fermion}}$ , beschreibt die Wechselwirkungen der Fermionen über die Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung, der zweite,  $\mathcal{L}_{\text{Eich}}$ , die kinetischen Terme der Eichfelder und deren Selbstwechselwirkung. Die Massen der Fermionen,  $m_f$ , werden durch Yukawa-Kopplungen an das Higgs-Bosons ( $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$ ) verursacht. Ihr Wert wird durch die Größe der Yukawa-Kopplungen festgelegt; die Massen sind freie Parameter des Modells. Der verbleibende Term,  $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$ , ist für die Erzeugung der Massen der Eichbosonen verantwortlich.

Da Massenterme wie  $1/2m^2 B_\mu B^\mu$  und  $-m\bar{\psi}\psi$  nicht eichinvariant sind, müssen die Massen der Eichbosonen auf einem anderen Weg erzeugt werden: Es werden vier skalare Felder  $\phi_i$ ,  $i = 1\dots 4$ , in das Modell integriert. Diese werden zu einem  $SU(2) \times U(1)$ -Isospin-Dublett komplexer Felder zusammengefasst:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

Das neutrale Higgs-Feld  $\phi^0$  soll einen von Null verschiedenen Vakuumerwartungswert haben, während derjenige des geladenen Feldes  $\phi^+$  verschwinden soll:

$$\langle 0|\phi|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

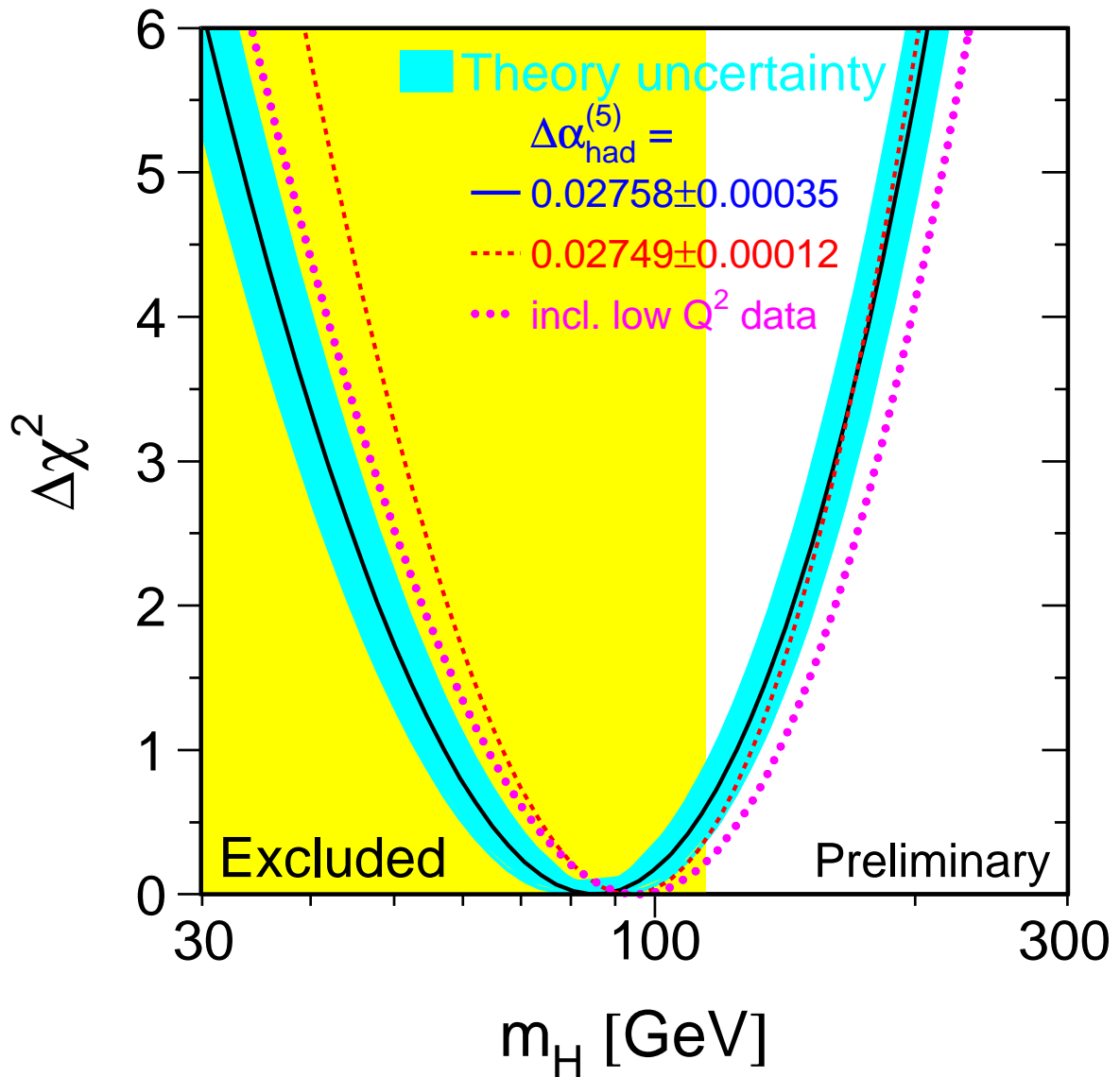


Abbildung 2.2: Der sogenannte „Blue-Band-Plot“ (siehe [5]). Er zeigt, wie das  $\chi^2$  des globalen Fits vom Wert der Masse des Higgs-Bosons abhängt. Eingezeichnet ist dabei die Änderung bezüglich des Minimums der  $\chi^2$ -Verteilung. Eingezeichnet ist durch eine Schattierung auch der Bereich bis etwa 114 GeV, in dem die Masse des Higgs-Bosons durch die direkte Suche ausgeschlossen wurde. Der bevorzugte Wert für  $m_H$  liegt bei  $85^{+39}_{-28}$  GeV (Stand Juli 2006).

Bei dieser Wahl des Vakuum-Erwartungswertes bleibt das Vakuum invariant unter  $U(1)_{\text{em}}$ -Transformationen und das Photon damit masselos.

Man wählt das Higgs-Potential<sup>2</sup>

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad (2.8)$$

das ein Minimum bei

$$v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \quad (2.9)$$

besitzt. Die Lagrangedichte, die die Kopplungen der Eichbosonen  $\vec{W}_\mu$  und  $B_\mu$  an das Higgsfeld (und somit die Erzeugung der Boson-Massen) beschreibt, ergibt sich somit zu

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = \left( (i\partial_\mu - g\vec{T} \cdot \vec{W}_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu)\phi \right)^\dagger \left( (i\partial_\mu - g\vec{T} \cdot \vec{W}_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu)\phi \right) - V(\phi), \quad (2.10)$$

wobei  $g$  und  $g'$  die bereits erwähnten elektroschwachen Kopplungen und  $\vec{T}$  und  $Y$  die Generatoren der  $SU(2)$ - bzw.  $U(1)_Y$ -Eichgruppen sind. Dabei gilt für die elektrische Ladung

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (2.11)$$

( $T_3$  beschreibt dabei die dritte Komponente von  $\vec{T}$ ).

Die Entwicklung um den Grundzustand (Gleichung 2.7) liefert

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

Bei  $H(x)$  handelt es sich um ein reelles Feld, das dem skalaren Higgs-Boson entspricht. Es ist die Vakuumfluktuation des Higgs-Feldes in radialer Richtung.

Aus den Gleichungen 2.10 und 2.12 können schließlich unter anderem die Massen der Eichbosonen abgelesen werden:

$$m_\gamma = 0, \quad (2.13)$$

$$m_W = \frac{1}{2}vg \text{ und} \quad (2.14)$$

$$m_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}. \quad (2.15)$$

Als Masse des Higgs-Bosons selbst erhält man

$$m_H = v\sqrt{2\lambda} = \sqrt{-2\mu^2}. \quad (2.16)$$

Aus den Gleichungen 2.14 und 2.15 kann man die berühmte Beziehung

$$\frac{m_W}{m_Z} = \cos \theta_W \quad (2.17)$$

zwischen den Massen von W- und Z-Bosonen und dem schwachen Mischungswinkel  $\theta_W$  aus Gleichung 2.1 ableiten.

---

<sup>2</sup>Diese Wahl des Potentials leitet sich daraus ab, dass es das einfachste nicht-triviale Potential mit nicht-verschwindendem Vakuumerwartungswert ist, das unter vierdimensionalen Rotationen invariant bleibt.

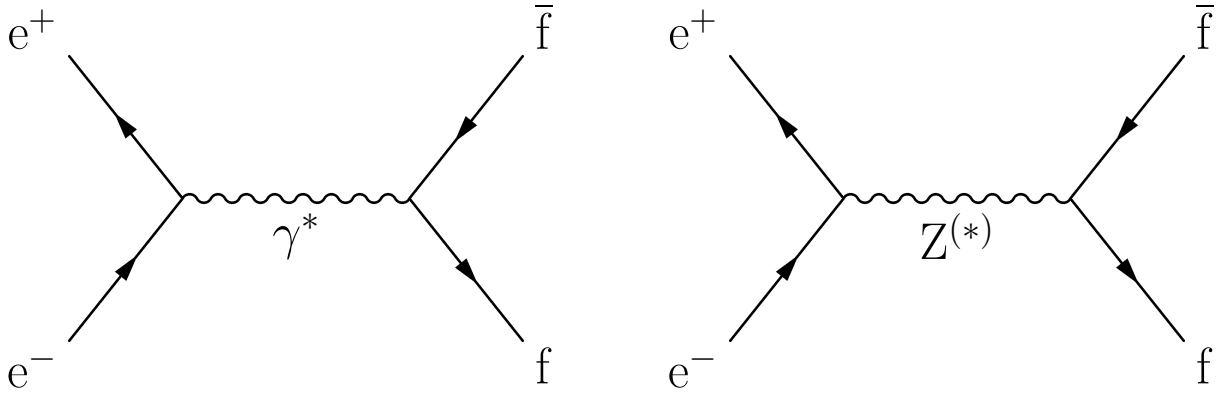


Abbildung 2.3: Feynman-Graphen der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f\bar{f}$  in niedrigster Ordnung.

## 2.2 Fermion-Paar-Produktion bei LEP

Die Produktion von Fermion-Paaren in Elektron-Positron-Kollisionen,

$$e^+e^- \rightarrow \gamma^*/Z \rightarrow f\bar{f}, \quad (2.18)$$

läuft in niedrigster Ordnung im  $s$ -Kanal über die in Abbildung 2.3 dargestellten Feynman-diagramme ab.

Ein zusätzlicher Graph entsteht durch den Austausch eines Higgsbosons, das an die Stelle von Photon bzw.  $Z$ -Boson treten kann. Wegen der schwachen Kopplung des Higgs-Bosons an Elektron und Positron (proportional zu  $(m_e/m_Z)^2$ ) ist dieser Graph jedoch stark unterdrückt.

Der Endzustand mit Elektron und Positron (Bhabha-Streuung),  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ , kann zusätzlich durch den Austausch von Photon oder  $Z$ -Boson im  $t$ -Kanal zustande kommen. Ereignisse aus der Bhabha-Streuung werden in dieser Analyse jedoch nicht benutzt; für eine ausführlichere Beschreibung sei auf Referenz [7] verwiesen. Die im Folgenden durchgeführten Betrachtungen gelten für die übrigen Endzustände ( $f = \mu, \tau, \nu$  bzw.  $q$ ), in denen nur der  $s$ -Kanal auftritt.

### 2.2.1 Wirkungsquerschnitt

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  ist [8]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} N_C^f \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{s}} \cdot \left\{ G_1(s)(1 + \cos^2\theta) + \frac{4m_f^2}{s} G_2(s) \sin^2\theta + \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{s}} G_3(s) \cdot 2 \cos\theta \right\}, \quad (2.19)$$

wobei  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante,  $m_f$  die Masse und  $N_C^f$  der Farbfaktor des jeweiligen Fermions ( $N_C^f = 3$  für Quarks und 1 für Leptonen) und  $\theta$  der Winkel zwischen einlaufendem

Elektron und auslaufendem Fermion ist. Die Funktionen  $G_i$  sind gegeben durch<sup>3</sup>

$$\begin{aligned} G_1(s) &= Q_f^2 - 2v_e v_f Q_f \Re \chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2 - \frac{4m_f^2}{s} a_f^2) |\chi_0(s)|^2, \\ G_2(s) &= Q_f^2 - 2v_e v_f Q_f \Re \chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2)v_f^2 |\chi_0(s)|^2 \quad \text{und} \\ G_3(s) &= -2a_e a_f Q_f \Re \chi_0(s) + 4v_e a_e v_f a_f |\chi_0(s)|^2. \end{aligned}$$

Dabei wird

$$\chi_0(s) = \frac{s}{s - m_Z^2 + im_Z \Gamma_Z^0} \quad (2.20)$$

ebenso benutzt wie die Vektor- und Axialvektorkopplungskonstanten

$$\begin{aligned} v_f &= \frac{T_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \quad \text{und} \\ a_f &= \frac{T_3^f}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W}. \end{aligned}$$

Die Breite  $\Gamma_Z^0$  in Gleichung 2.20 ist gegeben durch

$$\Gamma_Z^0 = \sum_f N_C^f \frac{\alpha}{3} m_Z \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{s}} \left[ v_f^2 \left( 1 + \frac{2m_f^2}{s} \right) + a_f^2 \left( 1 - \frac{4m_f^2}{s} \right) \right]. \quad (2.21)$$

In Abbildung 2.4 ist der bei L3 gemessene Wirkungsquerschnitt der Fermion-Paar-Produktion für Quark-Antiquark-Paare im Endzustand dargestellt. Hierbei sind natürlich auch höhere Ordnungen berücksichtigt. Auf diese Korrekturen wird in den nächsten Abschnitten eingegangen.

## 2.2.2 Die Rückkehr zum Z

Lässt man Prozesse höherer Ordnung zu, so kann es beispielsweise zur Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand (engl. Initial State Radiation, ISR) kommen. Es wird dabei vor der „Kollision“ von Elektron und Positron von einem der beiden Teilchen ein Photon abgestrahlt. In Abbildung 2.5 a) ist der Feynmangraph dieser Reaktion dargestellt.

Durch die Abstrahlung des Photons reduziert sich die effektive Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s'}$ , die zur Erzeugung neuer Teilchen zur Verfügung steht. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Abstrahlung eines ISR-Photons mit der Energie  $E_\gamma$  ist gegeben durch [10]

$$\frac{d\sigma_{\text{ISR}}}{dE_\gamma} = \frac{\alpha}{\pi} \sigma_0(\sqrt{s'}) \left( \ln \frac{s}{m_e^2} - 1 \right) \left[ 1 + \left( \frac{s'}{s} \right)^2 \right] \frac{1}{E_\gamma}. \quad (2.22)$$

Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_0$  bezeichnet hier den Wirkungsquerschnitt ohne die Korrekturen durch ISR. Dieser ist im Bereich der Z-Masse stark erhöht. Deshalb wird in vielen Ereignissen

---

<sup>3</sup> $\Re$  stellt den Realteil der betrachteten Funktion dar.

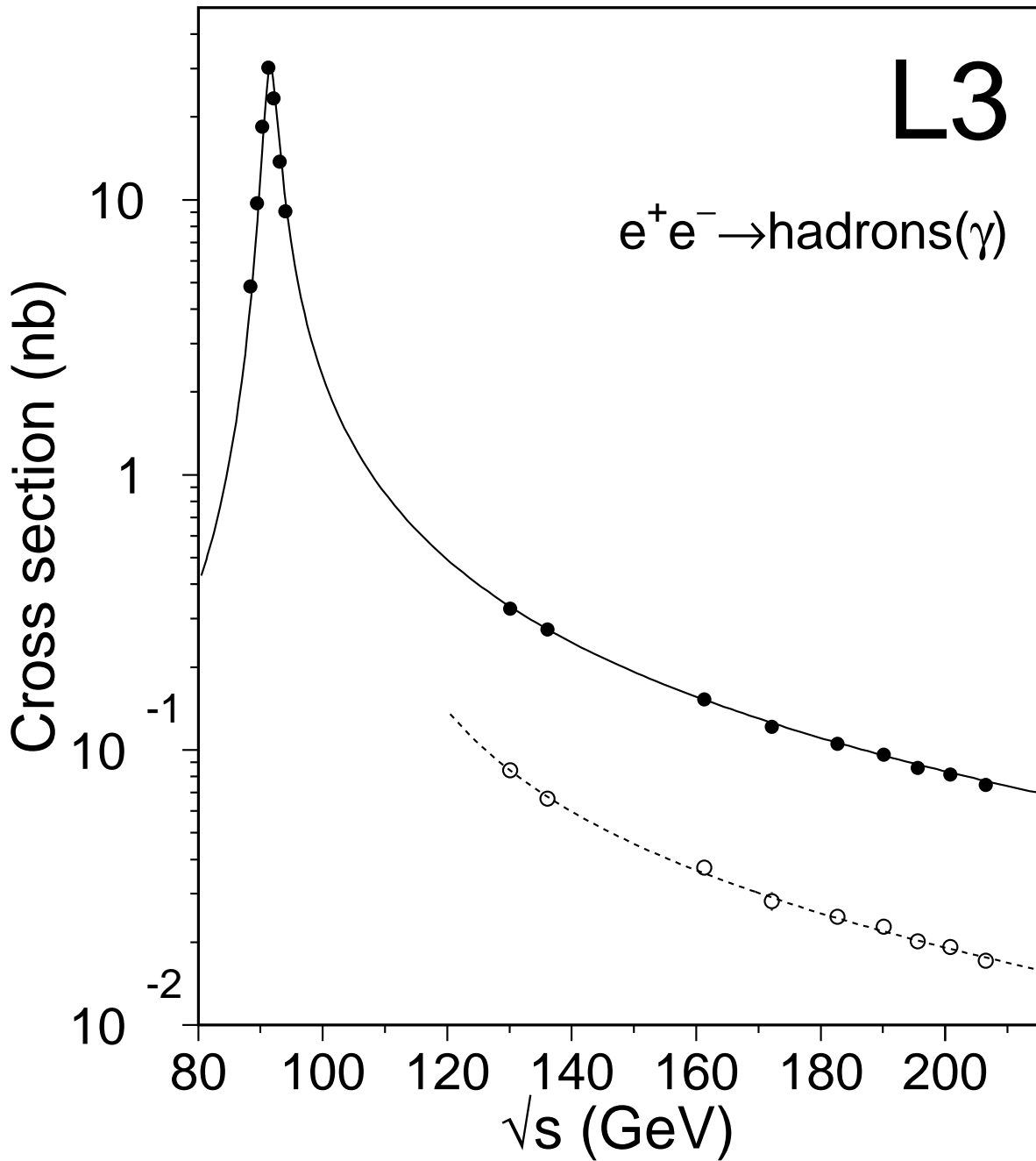


Abbildung 2.4: Bei L3 gemessener Wirkungsquerschnitt der Quark-Antiquark-Paar-Produktion (aus [9]). Ebenfalls dargestellt ist die theoretische Vorhersage als durchgezogene Linie. Die offenen Kreise und die gestrichelte Linie stellen den Wirkungsquerschnitt für Ereignisse dar, bei denen keine Photonabstrahlung im Anfangszustand stattgefunden hat (siehe Kapitel 2.2.2): Es wurde  $\sqrt{s'}/\sqrt{s} > 0,85$  verlangt.



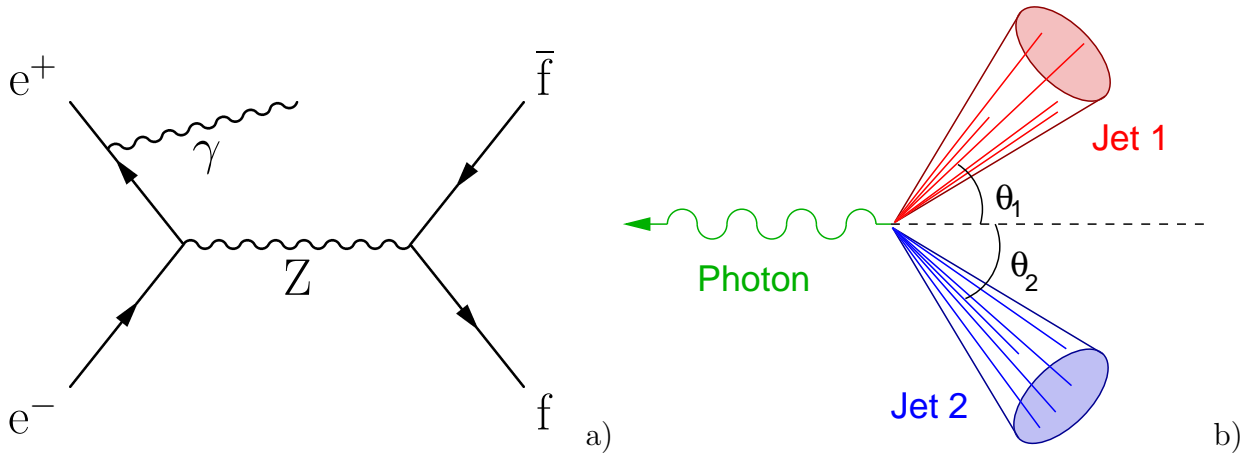


Abbildung 2.5: a) Beispiel einer Feynman-Graph der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}\gamma$ . Das abgestrahlte Photon kann auch vom einlaufenden Elektron abgestrahlt werden. b) Kinematische Darstellung der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}\gamma$ , hier für Quark-Paare im Endzustand. Das im Anfangszustand emittierte Photon entkommt entlang der Strahlröhre, das Z-Boson – und damit die Quarks – erfahren einen Boost, so dass die aus ihnen entstehenden Jets einen Winkel von weniger als  $180^\circ$  einschließen.

von einlaufendem Elektron oder Positron ein Photon abgestrahlt, dessen Energie so groß ist, dass die effektive Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s'}$  des  $e^+e^-$ -Systems,

$$\sqrt{s'} = \sqrt{s} \cdot \sqrt{1 - \frac{2E_\gamma}{\sqrt{s}}}, \quad (2.23)$$

in der Nähe der Z-Masse liegt. Dadurch wird das Z-Boson häufig reell, das heißt mit einer Masse von etwa 91,2 GeV erzeugt. Dies wird als „Rückkehr zum Z“ bezeichnet.

### Kinematik

Das abgestrahlte Photon ist meist kollinear zum abstrahlenden Teilchen und verschwindet somit undetektierbar in der Strahlröhre. In einigen Fällen wird es allerdings unter einem Winkel abgestrahlt, der groß genug ist, um es in den Kalorimetern nachweisen zu können.

Es ist bei der Rückkehr zum Z hochenergetisch (bei  $\sqrt{s} = 200$  GeV findet man aus Gleichung 2.23 eine Photonenergie von  $E_\gamma \approx 79$  GeV). Aufgrund seiner verschwindenden Masse hat das Photon einen Impulsbetrag, der gleich seiner Energie ist. Aus Gründen der Impulserhaltung erhält auch das erzeugte Z-Boson einen Impuls gleichen Betrags. Das bedeutet, dass die Zerfallsprodukte des Z-Bosons (ein Fermion-Antifermion-Paar) stark „geboostet“ sind, also das Laborsystem nicht mehr dem Ruhesystem entspricht. Damit unterscheiden sich Ereignisse dieser Art von den Ereignissen, die bei der nominellen Schwerpunktsenergie stattgefunden haben. In Abbildung 2.5 b) ist die Kinematik der Reaktion schematisch dargestellt.

Aus der Kinematik des Prozesses kann die Masse des ausgetauschten Z-Bosons abgeleitet werden, wenn Impulse und Energien der Zerfallsprodukte bekannt sind. Für die Lorentzvektoren  $\mathbf{p}_1$  und  $\mathbf{p}_2$  der Zerfallsteilchen gilt aufgrund der Energie- und Impulserhaltung

$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = \mathbf{p}_Z.$$

Wegen  $|\mathbf{p}| = m$  erhält man somit

$$m_Z = \sqrt{(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2}, \quad (2.24)$$

wobei die Vierervektoren aus gemessenen Energien und Winkeln bestimmt werden.

### 2.2.3 Weitere Beiträge höherer Ordnung

Die ISR ist ein Beitrag zu den Korrekturen, die man an den Wirkungsquerschnitt und andere Größen der Reaktion anbringen muss, sollen höhere Ordnungen berücksichtigt werden. Weitere Beiträge werden im Folgenden skizziert.

#### QED-Korrekturen

Zu den QED-Korrekturen zählt die bereits beschriebene Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand. Auch im Endzustand der Reaktion kann es zur Abstrahlung von Photonen kommen<sup>4</sup> (engl. Final State Radiation, FSR). Zusätzlich ist auch die Abstrahlung von mehr als einem Photon möglich.

Im Wirkungsquerschnitt können die dadurch verursachten Korrekturen berücksichtigt werden, indem von der konstanten Feinstrukturkonstante  $\alpha$  zur laufenden Feinstrukturkonstante  $\alpha(s)$  übergegangen wird und der Wirkungsquerschnitt auf Born-Niveau mit einer sogenannten Radiator-Funktion  $R(s, z)$  ( $z = s'/s$ ) gefaltet wird (siehe Referenz [11]):

$$\sigma(s) = \int_{4m_f^2/s}^1 R(s, z) \sigma_0(zs) dz. \quad (2.25)$$

Zudem treten Interferenzeffekte zwischen ISR und FSR auf; außerdem können die abgestrahlten Photonen Fermion-Paare erzeugen, was in der Berechnung des Wirkungsquerschnittes ebenfalls berücksichtigt werden muss.

#### Schwache Korrekturen

Die sogenannten schwachen Korrekturen können in die drei Klassen Propagator-, Vertex- und Box-Korrekturen eingeteilt werden, siehe Abbildung 2.6. Während Propagator- und Vertex-Korrekturen Beiträge von allen Teilchen beinhalten, berücksichtigen die Box-Korrekturen Beiträge von jeweils zwei Eichbosonen,  $\gamma$ , Z oder  $W^+W^-$ .

---

<sup>4</sup>Für die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$  trifft dies wegen der elektrischen Neutralität der Neutrinos nicht zu.

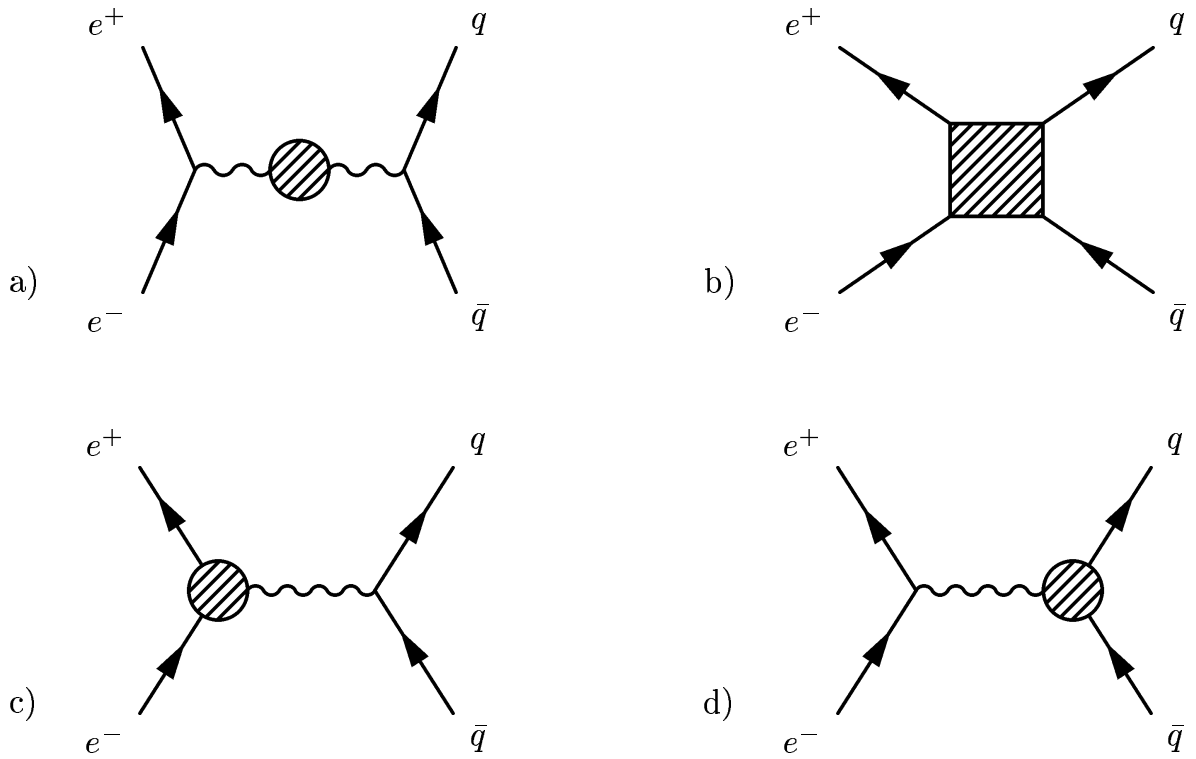


Abbildung 2.6: Elektroschwache Korrekturen: a) Propagator-Korrekturen, b) Box-Korrekturen, c) und d) Vertex-Korrekturen.

Im Wirkungsquerschnitt werden Propagator- und Vertex-Korrekturen dadurch berücksichtigt, dass die Parameter in „effektive“ Parameter überführt werden [8]. Diese effektiven Parameter wurden bei LEP mit großer Genauigkeit gemessen. Nach Anbringung der schwachen Korrekturen (aber ohne QED-Korrekturen) spricht man vom „improved“ Born-Niveau.

### QCD-Korrekturen

Im Falle des hadronischen Endzustandes,  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ , können im Endzustand reelle oder virtuelle Gluonen abgestrahlt werden. Die Produktion des Austauschbosons wird davon nicht beeinflusst. Man kann diese Korrektur daher durch Anbringen eines multiplikativen Faktors

$$\sigma \rightarrow \sigma(1 + \delta_{\text{QCD}}) \quad (2.26)$$

an den Wirkungsquerschnitt berücksichtigen. Dabei würde der Wirkungsquerschnitt für masselose Gluonen divergieren, wenn nur die Abstrahlung reeller Gluonen auftreten würde. Die Berücksichtigung virtueller Gluonschleifen kompensiert allerdings diese Divergenzen, und man findet für die QCD-Korrekturen [12]

$$\delta_{\text{QCD}} = \frac{\alpha_s}{\pi} + \mathcal{O}(\alpha_s^2) \quad (2.27)$$

mit der starken Kopplungskonstanten  $\alpha_s$ .

## 2.3 W-Paar-Produktion bei LEP

Ein wichtiger Punkt im Programm des LEP-Beschleunigers ist die Bestimmung der Masse des W-Bosons. Das W-Boson wurde im Jahre 1983 von den Experimenten UA1 und UA2 am Proton-Antiproton-Beschleuniger Sp $\bar{p}$ S am CERN in Genf entdeckt [2]. Erste Messungen der Masse fanden ebenfalls an diesen Experimenten statt, allerdings konnte wegen der geringen Statistik nur eine begrenzte Genauigkeit erzielt werden.

Bei LEP wurde zum ersten Mal bei  $e^+e^-$ -Kollisionen die kritische Energie zur Erzeugung von W-Paaren überschritten. Damit können W-Bosonen paarweise produziert und ihre Kinematik genau studiert werden, woraus sich die Masse ableiten lässt. Elektron-Positron-Maschinen haben den Vorteil, dass – im Gegensatz zu Hadron-Maschinen – die Schwerpunktsenergie der Reaktion genau bekannt ist.

In niedrigster Ordnung können W-Paare über die in Abbildung 2.7 dargestellten Feynmangraphen erzeugt werden. Da es drei unterschiedliche Graphen gibt, spricht man hier von CC03 („Charged Current, three graphs“)<sup>5</sup>. Der Endzustand  $f\bar{f}'f''\bar{f}'''$  kann jedoch noch durch eine

---

<sup>5</sup> Prinzipiell ist auch die Produktion von W-Paaren über die Erzeugung eines Higgs-Bosons möglich. Dieser Beitrag ist jedoch um einen Faktor  $(m_e/m_W)^2$  unterdrückt und kann vernachlässigt werden.

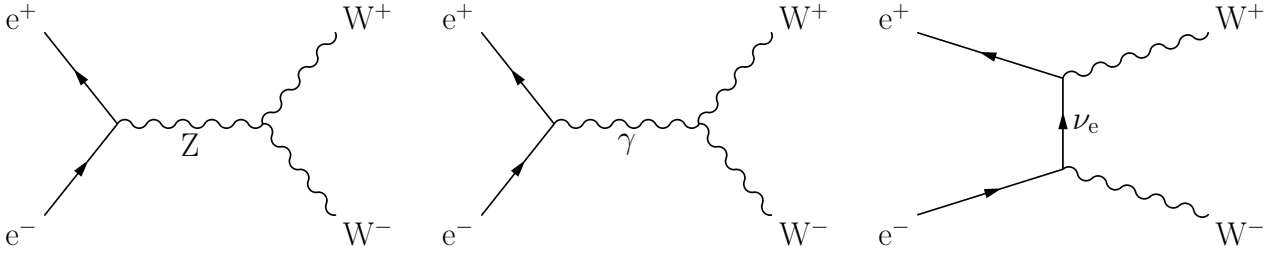


Abbildung 2.7: Feynman-Darstellungen der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  in niedrigster Ordnung. Zwei Graphen entstehen durch Austausch von Z-Boson bzw. Photon im s-Kanal, ein weiterer Graph durch Austausch eines Neutrinos im t-Kanal.

Vielzahl weiterer Prozesse erreicht werden, beispielsweise durch Produktion von einzelnen W-Bosonen oder von Paaren von Z-Bosonen.

### 2.3.1 Wirkungsquerschnitt

Betrachtet man die Produktion von W-Boson-Paaren ( $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ ) an der Produktionsschwelle in niedrigster Ordnung und in „On-shell“-Näherung, so ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt zu [13]

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Born}} \approx \frac{\alpha^2}{s} \frac{1}{4 \sin^4 \theta_W} \beta \left[ 1 + 4\beta \frac{3 \cos^2 \theta_W - 1}{4 \cos^2 \theta_W - 1} \cos \theta + \mathcal{O}(\beta^2) \right], \quad (2.28)$$

wobei  $\theta_W$  der schwache Mischungswinkel,  $\theta$  der Streuwinkel zwischen  $e^+$  und  $W^+$  und  $\beta = \sqrt{1 - 4m_W^2/s}$  die „Geschwindigkeit“ der W-Bosonen ist. An der Schwelle, also für  $\beta \ll 1$ , liefert der  $t$ -Kanal, dem der Beitrag proportional  $\beta$  entspricht, den Hauptbeitrag.

In dieser Näherung ergibt sich der totale Wirkungsquerschnitt somit zu

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)_{\text{Born}} \approx \frac{4\pi\alpha^2}{s} \frac{1}{4 \sin^4 \theta_W} \beta + \mathcal{O}(\beta^3); \quad (2.29)$$

er wird vom Neutrino-Austausch im  $t$ -Kanal dominiert. Für steigende Schwerpunktsenergien nehmen die Beiträge der anderen Kanäle zu.

Korrekturen an diesen Wirkungsquerschnitt, die von der Berücksichtigung höherer Ordnungen herrühren, werden aus Monte-Carlo-Rechnungen erhalten. In Abbildung 2.8 ist der bei LEP gemessene Wirkungsquerschnitt der W-Paar-Produktion zusammen mit der theoretischen Vorhersage dargestellt.

### 2.3.2 Zerfallskanäle

Ein W-Boson kann entweder in Quarks oder in Leptonen zerfallen. Im Quark-Kanal treten im Falle eines  $W^-$  hauptsächlich die Endzustände  $\bar{u}d$  und  $\bar{c}s$  auf. Der Endzustand  $\bar{t}b$  kann wegen

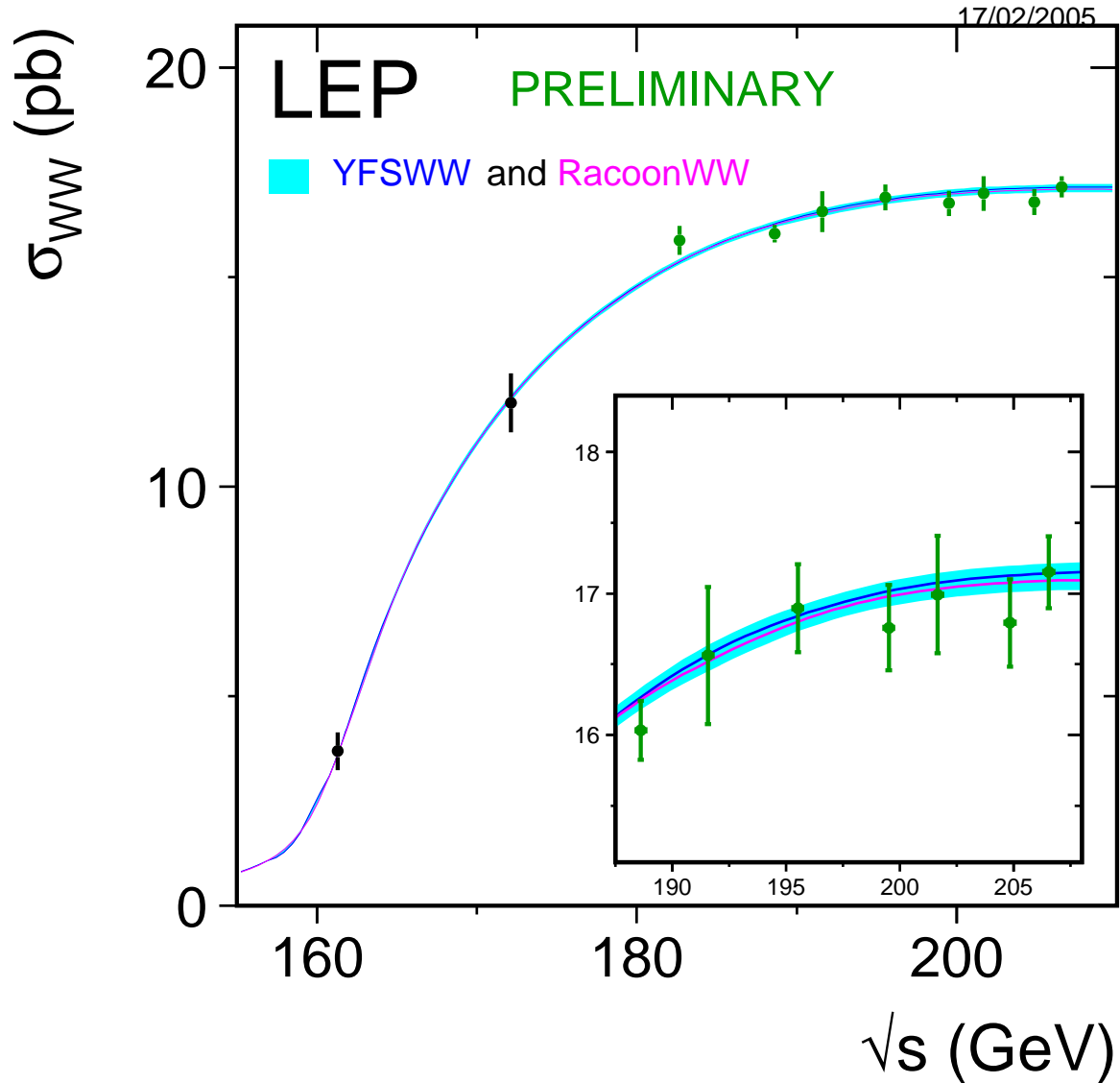


Abbildung 2.8: Bei LEP gemessener Wirkungsquerschnitt der W-Paar-Produktion (aus [6]). Eingezeichnet ist auch die Vorhersage der Monte-Carlo-Programme RACoonWW und YFSWW3.

Zerfallskanal	Zerfallsbreite $\Gamma_i/\Gamma_W$
$W^+ \rightarrow e^+\nu_e$	$(10,75 \pm 0,13)\%$
$W^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$	$(10,57 \pm 0,15)\%$
$W^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau$	$(11,25 \pm 0,20)\%$
$W^+ \rightarrow \ell^+\nu$	$(32,40 \pm 0,27)\%$
$W^+ \rightarrow q\bar{q}'$	$(67,60 \pm 0,27)\%$
$W^+W^- \rightarrow \ell\nu\ell'\nu'$	$\approx 10,5\%$
$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}'\ell\nu$	$\approx 43,8\%$
$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}'q''\bar{q}'''$	$\approx 45,7\%$

Tabelle 2.1: Zerfallsmoden von W-Bosonen und Paaren von W-Bosonen, aus [11]. Der Wert für  $W^+ \rightarrow \ell^+\nu$  ergibt sich als Summe aller leptonischen Zerfälle, wenn Leptonuniversalität vorausgesetzt wird. Die Werte der unteren drei Zeilen lassen sich aus den oberen Zeilen ableiten.

der hohen Masse der top-Quarks nicht erreicht werden. Für das positiv geladene W-Boson sind jeweils Teilchen und Anti-Teilchen vertauscht.

Da die Endzustände mit Quarks im Detektor praktisch nicht voneinander unterschieden werden können, fasst man sie zum Kanal  $q\bar{q}'$  zusammen, der eine partielle Zerfallsbreite von  $(67,60 \pm 0,27)\%$  hat [11].

Die Zerfallskanäle mit Leptonen sind für das positiv geladene  $W^+ e^+\nu_e$ ,  $\mu^+\nu_\mu$  und  $\tau^+\nu_\tau$ , deren Zerfallsbreiten in Tabelle 2.1 angegeben sind. Für das negativ geladene W-Boson enthalten die Endzustände Leptonen mit negativem Ladungsvorzeichen. Im Folgenden werden die Endzustände zu Familien zusammengefasst, so steht beispielsweise  $\ell\nu$  sowohl für  $e^+\nu_e$  als auch für  $e^-\bar{\nu}_e$ . Werden alle drei Familien behandelt, so wird das Symbol  $\ell\nu$  benutzt.

Für den hier untersuchten Prozess der Paarerzeugung von W-Bosonen,  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ , ergeben sich somit folgende mögliche Endzustände:  $q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ ,  $q\bar{q}'\ell\nu$  und  $\ell\nu\ell'\nu'$ . Die jeweiligen Zerfallsbreiten sind in Tabelle 2.1 angegeben. Zur Bestimmung der Masse des W-Bosons werden bei L3 jedoch nur die drei semi-leptonischen Kanäle  $q\bar{q}'e\nu$ ,  $q\bar{q}'\mu\nu$  und  $q\bar{q}'\tau\nu$  sowie der voll-hadronische Kanal  $q\bar{q}'q''\bar{q}'''$  benutzt.

## 2.4 Quarks im Endzustand

In den in dieser Arbeit betrachteten Reaktionen erhält man häufig Quarks im Endzustand. Diese können – im Gegensatz zu Leptonen – nicht frei beobachtet werden. Man sieht stattdessen ganze Schauer (engl. Jets) von neutralen und geladenen Teilchen im Detektor. Die Entwicklung dieser Schauer aus den aus W- oder Z-Zerfall entstandenen Quarks kann in drei

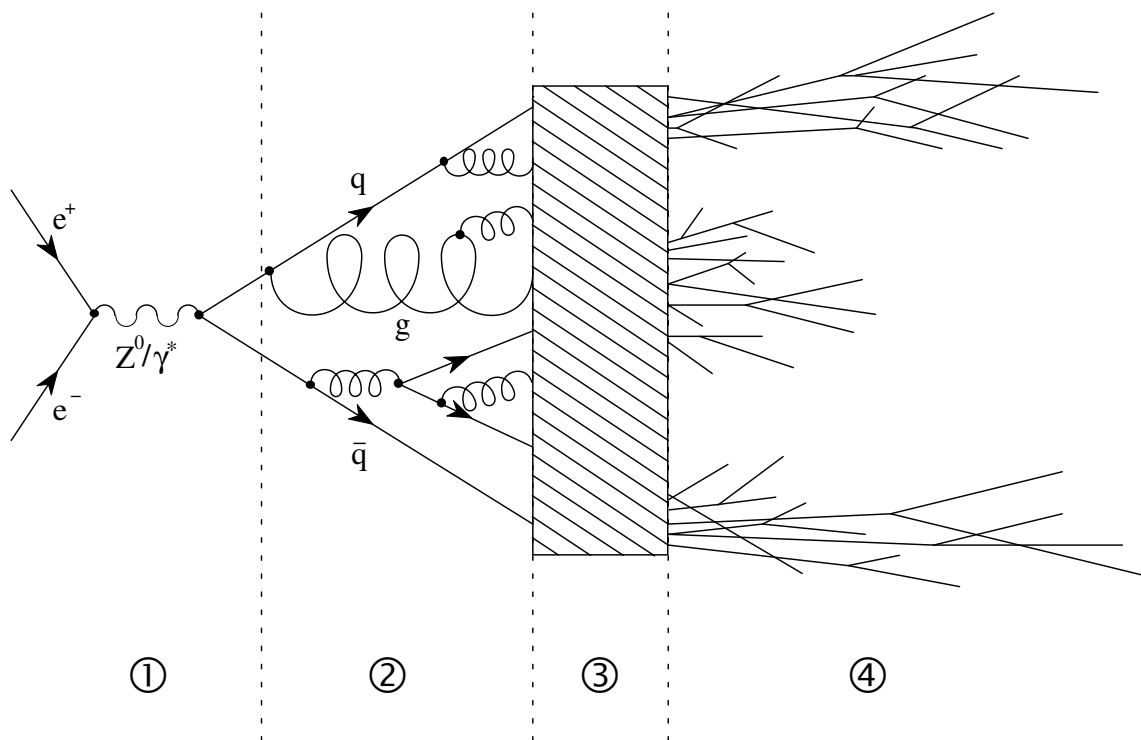


Abbildung 2.9: Entwicklung eines  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ -Ereignisses: (1) Kollision und Entstehung der primären Quarks über Austausch von Photon oder Z-Boson, (2) perturbativ zu berechnende Phase (Partonniveau), (3) nicht-perturbative Phase und (4) Zerfall in stabile Teilchen. Die Phasen (2) bis (4) stellen die drei Phasen der Schauer-Entwicklung dar.

Phasen eingeteilt werden, wie in Abbildung 2.9 dargestellt.

### Perturbative Phase

Die erste Phase, in der Quarks und Gluonen noch relativ kleine Abstände zueinander besitzen und es zu großen Impulsüberträgen kommt, kann mit Methoden der Störungsrechnung berechnet werden, weshalb man von der „perturbativen Phase“ spricht. Dies ist möglich, da die QCD-Kopplungskonstante  $\alpha_s$  bei großen Energieüberträgen klein ist. In dieser Phase strahlen die Quarks Gluonen ab, die wiederum Gluonen oder weitere Quarkpaare erzeugen können. Es existieren zwei Arten der Berechnung dieses Vorgangs:

- Die exakte Berechnung der QCD-Diagramme in jeder Ordnung bezeichnet man als Matrix-Element-Methode.
- Wird eine „(Next to) Leading Logarithmus“-Näherung benutzt, spricht man von der



Parton-Shower-Methode. Alle benutzten Monte-Carlo-Programme verwenden eine Parton-Schauer-Methode.

Die Matrix-Element-Methode erzielt bessere Ergebnisse in der Beschreibung der Ereignisse auf Jet-Ebene, während die Parton-Shower-Methode Vorteile bei der Beschreibung der Jetstruktur hat. Eine ausführlichere Beschreibung findet sich zum Beispiel in Referenz [14].

### **Nicht-Perturbative Phase (Hadronisation)**

An die mathematisch noch gut zu behandelnde perturbative Phase schließt sich der Übergang der farbigen Quarks und Gluonen in farblose Mesonen und Baryonen an. Dieser als Hadronisation oder Fragmentation bezeichnete Übergang ist wegen der größer werdenden Abstände und kleiner werdenden Impulsüberträge nicht mehr störungstheoretisch berechenbar; es müssen phänomenologische Modelle zur Beschreibung herangezogen werden. Folgende Modelle werden dazu benutzt:

- **String-Fragmentation**

Im String-Modell (siehe z. B. [15]) wird angenommen, dass das Potential zwischen zwei Quarks proportional zum Abstand der beiden sich voneinander entfernenden Quarks anwächst. Zwischen den beiden Quarks bildet sich ein Schlauch konstanter Energiedichte, der sogenannte String. Gluonen werden als Knick in dem String dargestellt. Erreicht der String eine gewisse Energiedichte, so „zerreißt“ er und es entsteht ein neues Quark-Paar und neue Strings werden herausgebildet. Entstehen Quarks in enger Nachbarschaft, können sie Mesonen und Baryonen bilden.

- **Cluster-Fragmentation**

Im Cluster-Fragmentations-Modell (siehe z. B. [16]) werden zunächst alle nach der perturbativen Phase verbleibenden Gluonen in Quark-Antiquark-Paare verwandelt. Quarks, die sich im Phasenraum nahestehen, werden sodann zu farblosen hadronischen Clustern zusammengefasst. Diese Cluster zerfallen anschließend weiter, bis sich die endgültigen Hadronen gebildet haben.

### **Zerfall instabiler Teilchen**

Im Fragmentationsprozess können auch Teilchen entstehen, deren Lebensdauer kürzer ist, als es für ein Entweichen aus dem Detektor nötig wäre. Diese Teilchen zerfallen somit noch innerhalb des Detektors. Die verbleibenden, stabilen Teilchen werden dann als Teilchen-Schauer im Detektor beobachtet bzw. entweichen undetektiert.

## 2.5 Vier Quarks im Endzustand

In Reaktionen, bei denen aus zwei W- oder Z-Bosonen insgesamt vier Quarks entstehen, kann es zu weiteren Wechselwirkungen im Endzustand kommen. In diesem Abschnitt wird auf die sogenannte Colour Reconnection und auf Bose-Einstein-Korrelationen eingegangen.

### 2.5.1 Colour Reconnection

Im Allgemeinen wird angenommen, dass der Zerfall der beiden W-Bosonen in Fermionen unabhängig voneinander erfolgt. Gustafson, Pettersson und Zerwas haben jedoch 1988 darauf hingewiesen, dass es bei W-Paar-Ereignissen, bei denen beide W-Bosonen hadronisch zerfallen, zu Wechselwirkungen zwischen den Zerfallsprodukten kommen kann [17]. Dies ist möglich, da die Zerfallspunkte der W-Bosonen nah beieinander liegen (mit einer Entfernung von etwa 0,1 fm), während die Reichweite der starken Wechselwirkung etwa 1 fm beträgt, so dass es zu einem Überlapp der beiden Systeme kommen kann. Es könnten sich dabei Farbsingletts aus Quarks bilden, die aus verschiedenen W-Bosonen stammen; dies wird als „Colour Reconnection“ bezeichnet. Damit wäre der Zerfall der beiden W-Bosonen nicht mehr unabhängig voneinander und der veränderte Farbfluss zwischen den Quarks könnte großen Einfluss auf die Messung der Masse der W-Bosonen haben.

Colour Reconnection kann sowohl in der perturbativen als auch der nicht-perturbativen Phase der Hadronisation auftreten. Es wurde jedoch gezeigt [18], dass Farbflussänderungen in der perturbativen Phase stark unterdrückt sind, da diese Effekte mit einem Faktor  $\alpha_s^2/(N_C^2 - 1)$  behaftet sind und somit erst in zweiter Ordnung auftreten können und zudem durch den Farbfaktor  $N_C$  unterdrückt sind. In der nicht-perturbativen Phase hingegen lassen sich die Effekte der Colour Reconnection nur durch phänomenologische Modelle beschreiben. Eine Vielzahl dieser Modelle ist in [19] dargelegt; teilweise ergeben sich große Effekte bei der Bestimmung der Masse des W-Bosons. Die in dieser Analyse benutzten Modelle werden weiter unten skizziert.

### 2.5.2 Inter-W-Bose-Einstein-Korrelationen

Die verstärkte Produktion von identischen Bosonen (hauptsächlich Pionen) mit kleiner Vier-Impuls-Differenz, die unter anderem bei hadronischen Zerfällen des Z-Bosons in der LEP-1-Phase beobachtet wurde [20], ist ein Effekt der sogenannten Bose-Einstein-Korrelation. Diese werden verursacht von Interferenzeffekten bei Bosonen, die im Phasenraum benachbart sind. Da Bosonen erst in der nicht-perturbativen Phase der Hadronisation entstehen, treten die Bose-Einstein-Korrelationen auch erst in dieser Phase auf. Daher beeinflussen sie die Ereignis-Kinematik kaum.

Auch bei hadronischen  $W$ -Zerfällen wird dieser Effekt erwartet und beobachtet [21]. Da die Zerfallsprodukte der  $W$ -Bosonen sich in vollhadronischen  $W$ -Paar-Ereignissen überlappen, könnte es auch zu Bose-Einstein-Korrelationen zwischen Hadronen kommen, die aus unterschiedlichen  $W$ -Bosonen entstehen. Dies könnte zu Impulsaustausch zwischen den beiden  $W$ -Bosonen führen, was wiederum die Massenrekonstruktion beeinflussen kann [22]. Zwar wurden in der bereits genannten Analyse keine Hinweise auf die Existenz dieser sogenannten Inter- $W$ -Bose-Einstein-Korrelationen gefunden; dennoch wird ein dadurch hervorgerufener möglicher systematischer Fehler untersucht.

## 2.6 Monte-Carlo-Programme

Um die aufgezeichneten Daten mit theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können, werden künstliche Ereignisse (sogenannte Monte-Carlo-Ereignisse) erzeugt, die von den Analyse-Programmen genauso behandelt werden können wie die „echten“ Datenereignisse. Zunächst werden von einem Programm Ereignisse auf *Parton*-Level generiert, das heißt, dass die kompletten Vierer-Vektoren beispielsweise der auslaufenden Quarks (und evtl. vorhandenen Photonen) erzeugt werden. Diese werden an ein Fragmentations-/Hadronisationsprogramm weitergegeben, welches aus farbigen Quarks die farblosen Hadronen etc. entstehen lässt. Dieser Schritt entfällt für Endzustände, in denen nur Leptonen auftreten, bei denen also keine Hadronisation stattfindet. Im Anschluss daran findet noch die Simulation der Wechselwirkung der generierten Teilchen mit Materie statt. Dazu wurde der L3-Detektor detailgetreu in einem speziellen Programm nachgebildet [23]. Die nun vorhandenen künstlichen Daten sehen aus wie die tatsächlichen und werden abschließend vom L3-Rekonstruktionprogramm rekonstruiert.

### 2.6.1 Monte-Carlo-Programme für die $Z$ -Boson-Analyse

Die Masse des  $Z$ -Bosons wird in dieser Analyse aus  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}\gamma$ -Ereignissen,  $f = q$  oder  $\mu$ , bestimmt. Diese Signal-Reaktion wird sowohl für den Quark- als auch Myonpaare im Endzustand vom Programm  $\mathcal{KK}2f$  [24] berechnet. Photonabstrahlung von ein- und auslaufenden Teilchen ist in diesem Programm durch „Coherent Exclusive Exponentiation“ [25] bis zu  $\mathcal{O}(\alpha)$  berücksichtigt. Dieses Modell basiert auf dem Yennie-Frautschi-Suura-Ansatz [26] (YFS). Elektroschwache Korrekturen sind in erster Ordnung (mit einigen Erweiterungen) implementiert. Die Hadronisation der Quarks wird mit PYTHIA [27] durchgeführt. PYTHIA basiert auf den JETSET-Routinen [28], die bei LEP 1 mit großem Erfolg benutzt wurden. In der perturbativen Phase der Hadronisation kommt ein Parton-Schauer-Modell zum Einsatz. Die einzelnen Quarks strahlen Gluonen oder Photonen ab, wobei die Gluonen wiederum in

Gluon- oder Quark-Antiquark-Paare aufspalten. Die Partonen in dem entstehenden Schauer sind durch ihre Virtualität charakterisiert, die mit der Entwicklung des Schauer abnimmt. Die Schauerentwicklung wird abgebrochen, wenn die Virtualität eine bestimmte Größe erreicht, typischerweise in der Größenordnung von 1 GeV. Für die nicht-perturbative Phase wird auf das Lund-Fragmentations-Schema [15] zurückgegriffen.

Es müssen zahlreiche Untergrundreaktionen berücksichtigt werden. Diese wurden der Übersicht halber in Gruppen eingeteilt:

- Zwei-Fermion-Endzustände:  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}(\gamma)$   
 Hier kommt für die Myon-,  $\tau$ - und Quarkpaarproduktion das bereits erwähnte Programm  $\mathcal{KK}2f$  zum Einsatz. Zerfälle von  $\tau$ -Leptonen werden mit TAUOLA [29] simuliert. Für  $\tau$ -Paare im Endzustand wurde bei  $183 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 189 \text{ GeV}$  KORALZ [30] benutzt. Für die Bhabha-Streuung, also  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ , wurde bei  $\sqrt{s} \approx 183 \text{ GeV}$  BHAGENE3 [31], bei höheren Schwerpunktsenergien BHWide [32] verwendet.
- Vier-Fermion-Endzustände:  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}f\bar{f}$   
 Diese Endzustände können vor allem über die paarweise Produktion von W- und Z-Bosonen erreicht werden; zum Teil werden diese Bosonen aber auch einzeln produziert. Ereignisse mit W-Boson-Paaren wurden mit KORALW [33] produziert. Die Simulation von Ereignissen mit einzelnen W-Bosonen,  $e^+e^- \rightarrow We\nu$ , wurde von EXCALIBUR [34] übernommen. Die Z-Paar-Produktion wurde genau wie die Produktion einzelner Z-Bosonen,  $e^+e^- \rightarrow Zee$ , mit PYTHIA berechnet.
- Zwei-Photon-Ereignisse:  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-f\bar{f}$  ( $f = \mu, q$ )  
 Für die Berechnung der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$  wurde DIAG36 [35], für die Berechnung von  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$  PHOJET [36] benutzt.

Bei Endzuständen mit Quarks kommt wiederum PYTHIA zur Hadronisation der Ereignisse zum Einsatz.

In Studien zur Bestimmung des systematischen Fehlers, der durch das Hadronisationsmodell verursacht wird, werden die Vorhersagen von PYTHIA mit denen von ARIADNE [37] und HERWIG [38] verglichen.

ARIADNE benutzt für die perturbative Phase der Fragmentation das sogenannte Dipol-Kaskade-Modell [39]. Ein von einem  $q\bar{q}$ -Paar emittiertes Gluon  $g$  wird als Emission von dem Farbdipol zwischen Quark und Antiquark interpretiert. Diese Abstrahlung wird gemäß dem korrekten Matrix-Element in erster Ordnung berechnet. Ein weiteres, weiches Gluon kann als Abstrahlung von zwei unabhängigen Dipolen zwischen  $g$  und Quark bzw.  $g$  und Antiquark interpretiert werden. Dabei wird der Beitrag vom  $q\bar{q}$ -Dipol, der um einen Faktor  $1/N_C^2$  unterdrückt ist, vernachlässigt. Das nächste Gluon wird von drei Dipolen abgestrahlt und so

fort. Man erhält schließlich eine Dipolkette, wobei ein Dipol zwei Partonen und ein Gluon zwei Dipole verbindet. Auch die Abstrahlung von Photonen wird geeignet berücksichtigt.

Das Programm verfügt über keine eigene Routine zur Behandlung der nichtperturbativen Phase der Fragmentation; stattdessen werden üblicherweise die perturbativ fragmentierten Ereignisse an PYTHIA übergeben, das die weitere Fragmentation vornimmt.

HERWIG benutzt in der perturbativen Phase wie PYTHIA ein Parton-Schauer-Modell (siehe z.B. Referenz [40]), für die nicht-perturbative Phase wird ein Cluster-Hadronisations-Modell [16] benutzt. Dabei werden benachbarte Quarks zu Clustern zusammengefasst, wobei der verfügbare Phasenraum das Hauptkriterium für die Wahl von Flavour und Spin der entstehenden farblosen Hadronen ist.

### 2.6.2 Monte-Carlo-Programme für die W-Boson-Analyse

Die Signalreaktion bei der Bestimmung der Masse des B-Bosons ist die W-Paar-Produktion,  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ . Bei dieser Analyse wurden Monte-Carlo-Ereignisse benutzt, die mit dem Programm KANDY [41] erzeugt wurden. Nicht nur Ereignisse mit Paaren von W-Bosonen werden mit diesem Programm berechnet, es erzeugt alle Ereignisse mit vier Fermionen im Endzustand. Bei KANDY handelt es sich um eine Zusammensetzung der Programme KORALW und YFSWW3 [42] (daher der Name: „KORALW and YFSWW3“).

KORALW kann mit Hilfe von GRACE [43] den kompletten Satz von Feynmandiagrammen in niedrigster Ordnung mit vereinfachten Strahlungskorrekturen simulieren, YFSWW3 hingegen simuliert nur den CC03-Beitrag (siehe Abbildung 2.7). Bei diesen drei Diagrammen kann es allerdings alle elektroschwachen Korrekturen in  $\mathcal{O}(\alpha)$  anbringen. Dazu kommt die sogenannte „Leading Pole Approximation“ [44] zum Einsatz.

In beiden Programmen sind QED-Korrekturen mit Hilfe des YFS-Schemas implementiert; die Photon-Abstrahlung im Endzustand wird mit Hilfe von PHOTOS [45] generiert. Auch Coulomb-Korrekturen für den W-Paar-Zustand und die Photonabstrahlung vom geladenen W-Boson sind implementiert. Für hadronische Endzustände werden QCD-Korrekturen durch einen multiplikativen Faktor  $(1 + \alpha_s/\pi)$  berücksichtigt. Die Hadronisation der Quarks wird von PYTHIA übernommen, Zerfälle des  $\tau$ -Leptons werden von TAUOLA simuliert.

KANDY simuliert also nicht nur die Signal-Reaktion, sondern auch einen Teil der Untergrundreaktionen, zum Beispiel die Produktion von Z-Paaren. Für Fermion-Paar-Endzustände wird das schon oben erwähnt Program  $\mathcal{KK}2f$  benutzt. Der Einfluss der wenigen die Selektion überstehenden Ereignisse aus der Zwei-Photon-Produktion ist vernachlässigbar; daher werden diese Ereignisse nicht weiter berücksichtigt. ARIADNE und HERWIG werden wie in der Analyse der Z-Masse zur Bestimmung der systematischen Unsicherheiten durch Hadronisation benutzt.

Das Monte-Carlo-Programm RACOONWW [46] wird zur Untersuchung des Einflusses der

Modelle von Initial- und Final-State-Radiation verwandt. Diese Programm benutzt für die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}'f''\bar{f}'''\gamma$  das volle Matrixelement in  $\mathcal{O}(\alpha)$ , jedoch für masselose Fermionen. Erst nach der Simulierung des Vier-Fermion-Zustandes werden sie mit Masse versehen. Die ISR ist in  $\mathcal{O}(\alpha)$  in „Double-Pole Approximation“ [47] implementiert. Die Abstrahlung mehrerer Photonen (also höhere Ordnungen in  $\alpha$ ) werden durch einen Strukturfunktions-Ansatz (mit einer Mindestenergie der Photonen von etwa 100 MeV) realisiert. RACOONWW benutzt eine konstante W-Breite, während sie bei KANDY als energieabhängig angenommen wird. Dadurch entsteht ein Unterschied von 27 MeV in der Definition der W-Masse, der geeignet berücksichtigt wird.

Bei W-Paar-Ereignissen mit vier Quarks im Endzustand kann es zu Colour Reconnection kommen. In PYTHIA sind drei verschiedene Modelle implementiert: SKI, SKII und SKII' [48]. Diese Modelle beruhen auf dem Vergleich mit konventionellen Supraleitern; die Strings werden während des Fragmentationsprozesses umorganisiert, indem lokale Colour Reconnection zugelassen wird, wenn sich Strings überlappen oder kreuzen. Das SKI-Modell entspricht dabei Superleitern vom Typ I. Die Strings sind hier Gebilde mit einer transversalen Ausdehnung in der Größenordnung von 1 fm. Sie haben also ein Volumen; verschiedene Strings können sich so mit einem gewissen Volumen überlappen. Findet solch ein Überlapp statt, kann es zu einer Rekonnectierung kommen; pro Ereignis ist allerdings nur eine einzige Rekonnectierung erlaubt. Das besondere an diesem Modell ist, dass die Wahrscheinlichkeit, dass es bei einem Überlapp der Strings tatsächlich zu einer Rekonnectierung kommt, von einem freien Parameter  $k_I$  abhängig ist. Mit diesem Parameter lässt sich somit die Stärke der Colour Reconnection einstellen. Die Wahrscheinlichkeit, dass es zur Rekonnectierung kommt, ist gegeben durch

$$p_{\text{reco}} = 1 - e^{-fk_I}, \quad (2.30)$$

wobei  $f$  eine Funktion des Überlapp-Volumens ist. Das zweite Modell, SKII, entspricht Superleitern vom Typ II. In diesem Ansatz haben die Strings keine transversale Ausdehnung, so dass sie sich nicht überlappen können; es kann aber zu Überkreuzungen kommen. Kommt es zu einem Kreuzen, so findet mit 100% Wahrscheinlichkeit eine Rekonnectierung statt. Insgesamt tritt in etwa 30% der Ereignisse ein Überkreuzen und somit eine Rekonnectierung auf. Das SKII'-Modell ist eine leichte Abwandlung des SKII-Modell: Eine Rekonnectierung wird nur zugelassen, wenn sie zu einer Verkürzung des Strings führt.

Bose-Einstein-Korrelationen sind in PYTHIA mit Hilfe mehrerer Modelle implementiert. Bevorzugt genutzt wird in den Analysen zur Bestimmung der W-Masse das sogenannte BE<sub>32</sub>-Modells [49]. Dieser Ansatz geht von der Tatsache aus, dass identische Bosonen im Impulsraum durch die Bose-Einstein-Korrelationen bevorzugt benachbart produziert werden. Das Modell benutzt ein Potential, so dass identische Bosonen einander anziehen. Dadurch rücken nahe beieinander liegende Bosonen näher zusammen. Um Energie und Impuls lokal

zu erhalten, rücken weiter voneinander entfernte Bosonen weiter auseinander.

# Kapitel 3

## LEP und L3

### 3.1 Der große Elektron-Positron-Collider LEP

Der große Elektron-Positron-Collider LEP (*Large Electron Positron Collider*) wurde zwischen 1989 und 2000 nahe Genf am CERN<sup>1</sup> betrieben. In Abbildung 3.1 ist die Lage des bislang größten  $e^+e^-$ -Beschleunigers der Welt dargestellt. In diesem Gerät wurden Elektronen und Positronen, die in Paketen gebündelt waren, beschleunigt und schließlich an vier Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. An diesen Wechselwirkungspunkten befanden sich die Experimente ALEPH [50], DELPHI [51], L3 [52] und OPAL [53].

Der 27 km lange Ring des Beschleunigers ist in acht gerade und acht gebogene Strecken unterteilt. Um die Elektronen und Positronen auf ihrer Kreisbahn zu halten, werden sie auf den gebogenen Strecken durch Dipolmagnete abgelenkt. Da beschleunigte geladene Teilchen Photonen abstrahlen, verlieren sie somit an Energie. Der Energieverlust pro Umlauf beträgt

$$\Delta E = C_\gamma \cdot \frac{E_{\text{Strahl}}^4}{\rho}, \quad (3.1)$$

wobei  $E_{\text{Strahl}}$  die Energie eines Teilchenstrahls und  $\rho$  der effektive Krümmungsradius von 3.026,42 m [54] ist. Die Konstante  $C_\gamma$  beträgt  $8,86 \times 10^{-5} \text{ m/GeV}^3$ . Bei Strahlenergien von 100 GeV erhält man also einen Energieverlust von 2,9 GeV pro Umlauf.

Durch den großen Krümmungsradius versucht man, den Energieverlust zu begrenzen; er nimmt jedoch mit steigender Strahlenergie stark zu und muss durch Zuführung von Energie auf den geraden Teilstrecken wieder ausgeglichen werden. Dazu sind dort 56 normal- und 288 supraleitende Hohlraumresonatoren installiert, die von 44 Klystrons gespeist werden.

In der ersten Phase des Betriebs (1989 bis 1994) lief die Maschine bei Schwerpunktsenergien nahe der Masse des Z-Bosons. Im Jahr 1995 wurde eine Zwischenphase durchgeführt, bei

---

<sup>1</sup>Ursprünglich stand CERN für „Conseil Europeenne pour Recherches Nucleaires“; inzwischen lautet die offizielle Bezeichnung „European Laboratory for Particle Physics“.



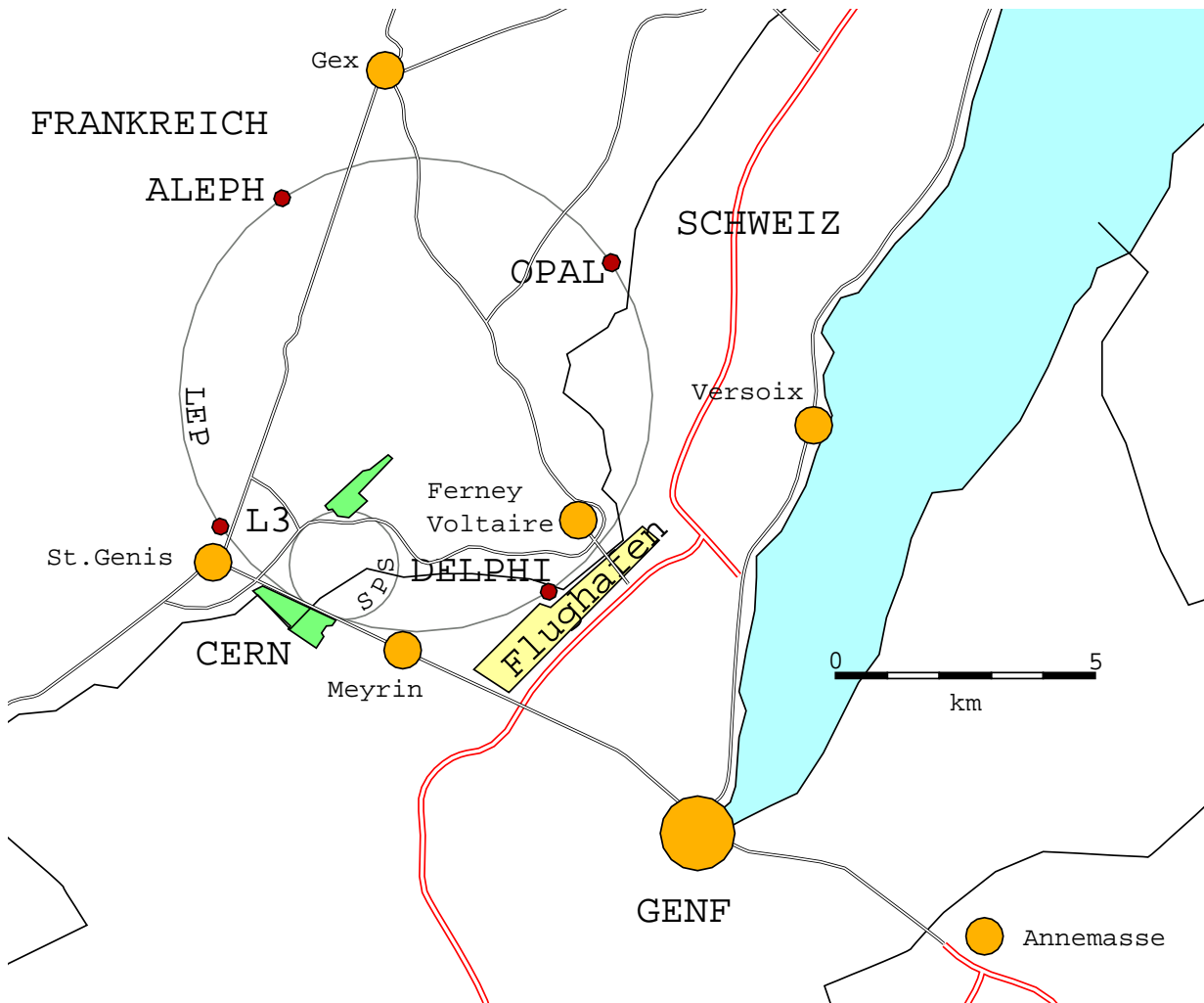


Abbildung 3.1: Die Lage des LEP-Beschleunigers.

der kurze Betriebszeiten bei Schwerpunktsenergien von 130 GeV und 140 GeV durchgeführt wurden. Ab 1996 wurde die zur Erzeugung von W-Boson-Paaren nötige Schwerpunktsenergie-Schwelle von 161 GeV überschritten. Da später Schwerpunktsenergien von 200 GeV und mehr erreicht wurden, wurde diese Phase auch mit „LEP200“ bezeichnet. Die höchste bei LEP erreichte Schwerpunktsenergie beträgt 209 GeV. Die immer weiter gehende Steigerung der Schwerpunktsenergie war für die Suche nach dem bisher noch nicht entdeckten Higgs-Boson von großer Wichtigkeit.

### 3.1.1 Luminosität

Die Luminosität

$$L = \frac{N_{e^+} N_{e^-} n_P f}{4\pi\sigma_x\sigma_y}, \quad (3.2)$$

die sich aus der Anzahl der Pakete  $n_P$  und der Zahl der darin enthaltenen Elektronen ( $N_{e^-}$ ) und Positronen ( $N_{e^+}$ ), der Umlauffrequenz  $f$  sowie den Standardabweichungen der Teilchenpakete in horizontaler bzw. vertikaler Richtung,  $\sigma_x$  bzw.  $\sigma_y$ , berechnet, ist eine weitere wichtige Größe des Beschleunigers. Mit ihrer Hilfe kann aus der Anzahl gemessener Ereignisse  $N$  auf den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  einer Reaktion geschlossen werden:

$$N = \sigma \cdot \int L dt \quad (3.3)$$

$$= \sigma \cdot \mathcal{L}. \quad (3.4)$$

Die integrierte Luminosität  $\mathcal{L} = \int L dt$  ist also mithin ein Maß für die erwartete Ereigniszahl. Der statistische Fehler einer Messung schrumpft mit  $1/\sqrt{N}$ , so dass mehr Ereignisse eine genauere Messung versprechen. Daher versucht man, eine so große Luminosität wie möglich zu erreichen.

### 3.1.2 Energiemessung bei LEP

Während es bei der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten auf eine möglichst genaue Kenntnis der Luminosität ankommt, spielt bei der Messung der Massen von W- und Z-Bosonen die akurate Bestimmung der von der LEP-Maschine gelieferten Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  eine sehr wichtige Rolle. Die Schwerpunktsenergie legt die absolute Energieskala fest, so dass sich jede Unsicherheit von  $\sqrt{s}$  direkt in eine Unsicherheit der zu messenden Masse überträgt:

$$\frac{\delta\sqrt{s}}{\sqrt{s}} \approx \frac{\Delta m}{m}. \quad (3.5)$$

Aus diesem Grund hat die *LEP Energy Working Group* [55] viel Arbeit investiert, um die Unsicherheit der Messung der Strahl- und damit Schwerpunktsenergie zu minimieren [56].

Die Messung der Strahlenergie geschieht über die Messung des B-Feldes in 16 Dipolmagneten des Beschleunigers mit Hilfe von Kernspinresonanzproben. Die Strahlenergie  $E_{\text{Strahl}}$  hängt wie folgt mit dem B-Feld zusammen:

$$E_{\text{Strahl}} = \frac{ec}{2\pi} \oint B ds, \quad (3.6)$$

wobei  $e$  die Elementarladung und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit angeben. Es wird nun im sogenannten *NMR-Modell*<sup>2</sup> davon ausgegangen, dass der Zusammenhang zwischen Strahlenergie und B-Feld linear ist:

$$E_{\text{Strahl}} = a + b \cdot B. \quad (3.7)$$

Um die beiden Koeffizienten  $a$  und  $b$  zu bestimmen, bedarf es einer Kalibration, die bei niedrigen Energien vorgenommen wird.

### Resonante Depolarisation

Bei Strahlenergien zwischen 41 GeV und 61 GeV bildet der Strahl durch den Sokolov-Ternov-Mechanismus [57] eine Polarisation aus.

Die mittlere Strahlenergie lässt sich schreiben als

$$E_{\text{Strahl}} = \frac{\nu \cdot m_e c^2}{(g_e - 2)/2}, \quad (3.8)$$

wobei  $\nu$  die Anzahl von Spin-Präzessionen pro Ringumlauf,  $m_e$  die Elektron-Masse und  $(g_e - 2)/2$  die Anomalie des magnetischen Moments des Elektrons ist.

Die aufgebaute Polarisation kann zerstört werden, indem der Strahl mit einem transversal oszillierenden Magnetfeld angeregt wird. Indem die Oszillationsfrequenz durchgeföhren wird, kann  $\nu$  bestimmt und auf die Strahlenergie geschlossen werden. Dabei wird eine Genauigkeit von etwa 200 keV erreicht. Bei Strahlenergien oberhalb von 61 GeV baut sich allerdings keine ausreichende Strahlpolarisation auf, so dass die Methode der resonanten Depolarisation nicht direkt benutzt werden kann.

### Kontrollmessungen

Nach dieser Kalibration kann das NMR-Modell bei höheren Strahlenergien angewandt werden. Das Modell wird mit drei verschiedenen Methoden überprüft:

- Flussschleifenmethode

In den Dipolen des Beschleunigers sind Kupferschleifen enthalten, mit denen Änderungen des magnetischen Flusses gemessen werden können. Diese Flussänderung überträgt

---

<sup>2</sup>NMR steht für Nuclear Magnetic Resonance.

$\sqrt{s}$ [GeV]	161	172	183	189	192	196	200	202	205	207
$\Delta E_{\text{Strahl}}$ [MeV]	6,1	7,1	8,0	8,6	8,8	9,2	9,5	9,7	10,0	10,2

Tabelle 3.1: Unsicherheit der Messung der Strahlenergie  $E_{\text{Strahl}}$  für die bei LEP200 erreichten Schwerpunktsenergien.

sich gemäß Gleichung 3.6 in eine Änderung der Strahlenergie. Somit kann kein absoluter Wert der Strahlenergie gemessen werden; jedoch kann das NMR-Modell damit überprüft werden. Diese Messungen wurden von 1997 bis 2000 durchgeführt, jedoch können sie nur ohne Strahl stattfinden.

- Spektrometer

Im Jahr 2000 wurden mit einem damals neu installierten Spektrometer Messungen vorgenommen. Es wird der Ablenkwinkel  $\theta$  gemessen, der sich ergibt, wenn der Strahl einen Dipolmagneten mit Feld  $B$  auf der Länge  $\ell$  durchläuft. Die Strahlenergie ergibt sich damit zu

$$E_{\text{Strahl}} = \frac{ec}{\theta} \cdot \int_0^\ell B(s) ds. \quad (3.9)$$

Das Spektrometer kann während der Datennahme benutzt werden.

- $Q_s$ -Anpassung.

Durch den Verlust von Strahlenergie durch Synchrotronstrahlung und die Beschleunigung durch das Hochfrequenzsystem beginnen die Elektronen und Positronen longitudinal zu oszillieren. Die Frequenz dieser Oszillationen hängt von der Teilchenenergie ab, so dass aus einer Messung der Frequenz die Strahlenergie extrahiert werden kann. Die Bezeichnung  $Q_s$ -Anpassung leitet sich aus dem als  $Q_s$  bezeichneten Verhältnis der Oszillationsfrequenz zur Umlauffrequenz ab. Für eine ausführliche Beschreibung sei auf Referenz [56] verwiesen. Die  $Q_s$ -Anpassung wurde in den Jahren 1998 bis 2000 benutzt.

Alle drei Kontrollmethoden liefern Werte, die leicht unterhalb der Ergebnisse der NMR-Methode liegen. Daher werden kleine Korrekturen an diese Ergebnisse angebracht, die je nach Schwerpunktsenergie im Bereich zwischen 0,4 MeV und 1,7 MeV liegen.

Insgesamt ergeben sich je nach Schwerpunktsenergie Unsicherheiten zwischen 6,1 MeV und 10,2 MeV auf die Strahlenergie, siehe Tabelle 3.1. Die relative Unsicherheit liegt also im Bereich von  $1,1 \times 10^{-4}$  bis  $2,0 \times 10^{-4}$ . Diese Unsicherheiten sind korreliert; die *LEP Energy Working Group* hat auch diese Korrelationen berechnet. Auch die Streuung der Schwerpunktsenergie zwischen 144 MeV und 235 MeV wird in den Analysen berücksichtigt.

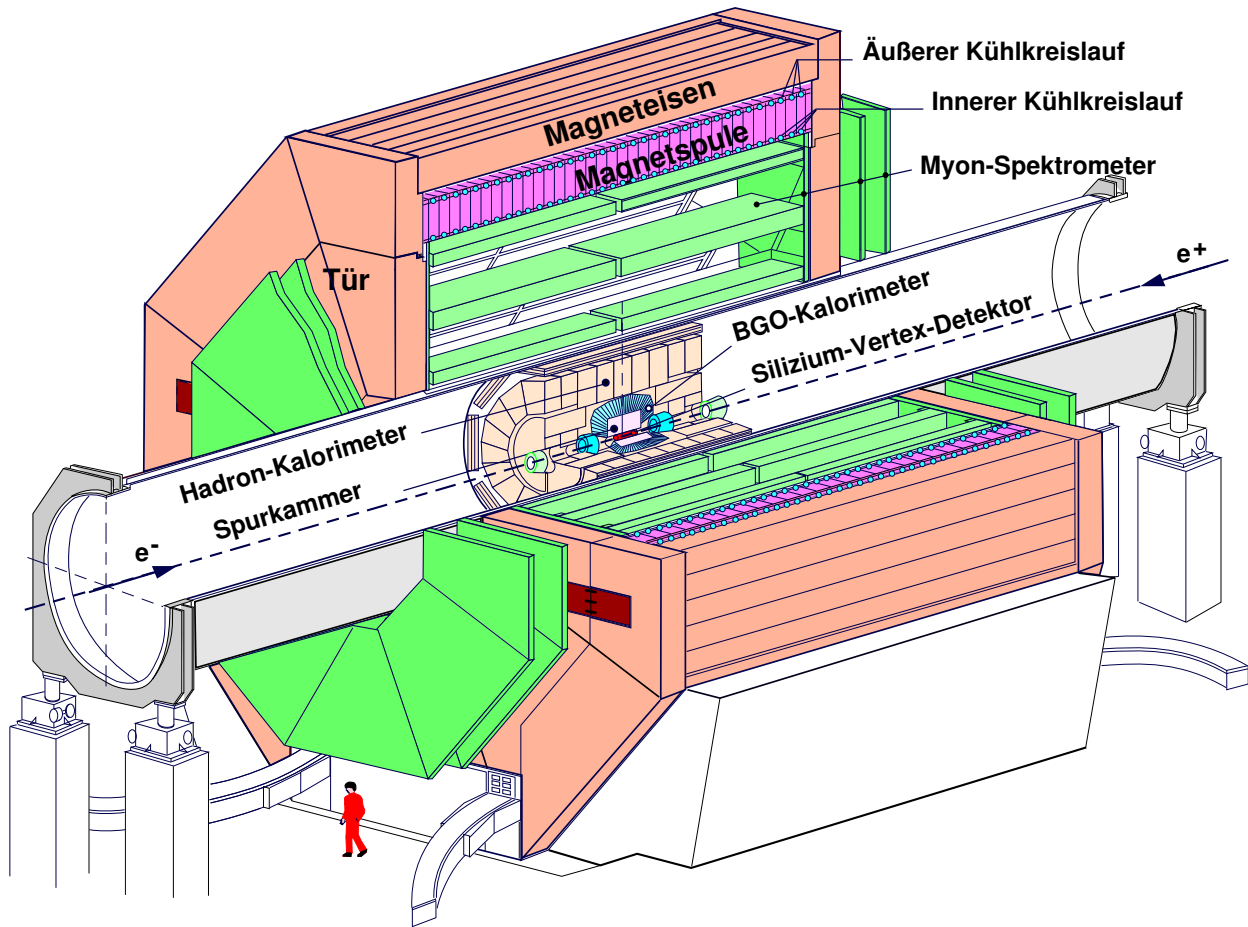


Abbildung 3.2: Gesamtansicht des L3-Detektors.

## 3.2 Der L3-Detektor

Der L3-Detektor (siehe Abbildung 3.2) ist mit 14 m Länge und 16 m Durchmesser das größte der vier LEP-Experimente. Durch den Verzicht auf die Möglichkeit, Hadronen gut identifizieren zu können, konnte die Messgenauigkeit für Photonen, Elektronen und Myonen gesteigert werden.

Bei L3 handelt es sich um einen typischen Teilchendetektor, der einen möglichst großen Raumwinkel abdecken soll und der schalenartig um die Strahlachse und symmetrisch zum nominellen Wechselwirkungspunkt aufgebaut ist. In den folgenden Sektionen wird der Aufbau von innen nach außen beschrieben. Das im Folgenden benutzten Koordinatensystem mit Polarwinkel  $\theta$  und Azimuthalwinkel  $\phi$  ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

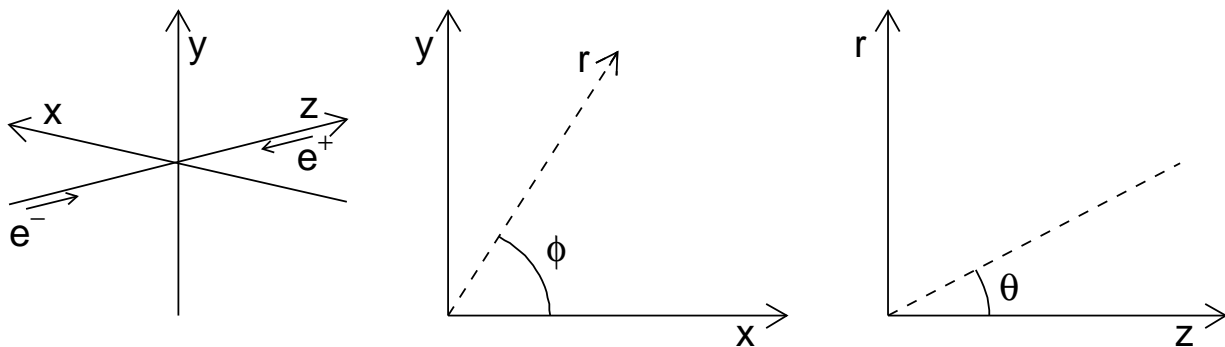


Abbildung 3.3: Das in der Analyse verwendete Koordinatensystem.

### 3.2.1 Das innere Spursystem

#### Der Silizium-Mikrovertex-Detektor SMD

Direkt auf der Strahlröhre wurde 1993 ein Silizium-Mikrovertex-Detektor (SMD) installiert [58]. Er besteht aus zwei Lagen mit jeweils zwölf doppelseitigen Siliziumstreifendetektoren und deckt einen Polarwinkelbereich von  $|\cos \theta| < 0,93$  sowie den vollen Azimuthalwinkel ab. Der Detektor erreicht eine Einzelspurauflösung von  $7 \mu\text{m}$  in der  $r$ - $\phi$ - und von  $14 \mu\text{m}$  in der  $r$ - $z$ -Ebene. Der SMD legt nicht nur den Wechselwirkungspunkt gut fest, sondern ermöglicht durch seine gute Auflösung auch die Rekonstruktion von Sekundärvertices.

#### Die Spurkammer TEC

Zur Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen kommt bei L3 eine nach dem „Time Expansion“-Prinzip arbeitende zylindrisch Driftkammer [59] zum Einsatz. Um eine langsame Driftgeschwindigkeit (etwa  $6 \mu\text{m}/\text{ns}$ ) und damit eine gute Ortsauflösung zu erreichen, wird die Region des Driftfeldes von der der Gasverstärkung elektrostatisch getrennt. Drahtebenen beiderseits der Anodendrähte schirmen das starke zur Gasverstärkung benötigte Feld nach außen ab. Das benutzte Gas ist eine Mischung aus 80%  $\text{CO}_2$  und 20%  $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ .

Die TEC (*Time Expansion Chamber*) ist 126 cm lang und hat einen Innenradius von 91,5 mm und einen Außenradius von 456 mm. Sie ist zweigeteilt; der innere Teil besitzt zwölf Sektoren mit jeweils acht Anodendrähten, der äußere Teil besteht aus 24 Sektoren mit jeweils 54 Anodendrähten. Die Zweideutigkeit der Ortsbestimmung, die zwischen den beiden Hälften der Einzelsektoren besteht, wird dadurch aufgelöst, dass je zwei der äußeren Sektoren einen der inneren Sektoren überdecken.

Die TEC erreicht eine Einzelspurauflösung von ca.  $50 \mu\text{m}$  in der  $r$ - $\phi$ -Ebene, die Doppelspurauflösung beträgt  $650 \mu\text{m}$ . Dabei ist der Akzeptanzbereich auf  $|\cos \theta| < 0,76$  eingeschränkt, wenn man den vollen Radius der Kammer ausnutzen will. Für den Winkelbereich

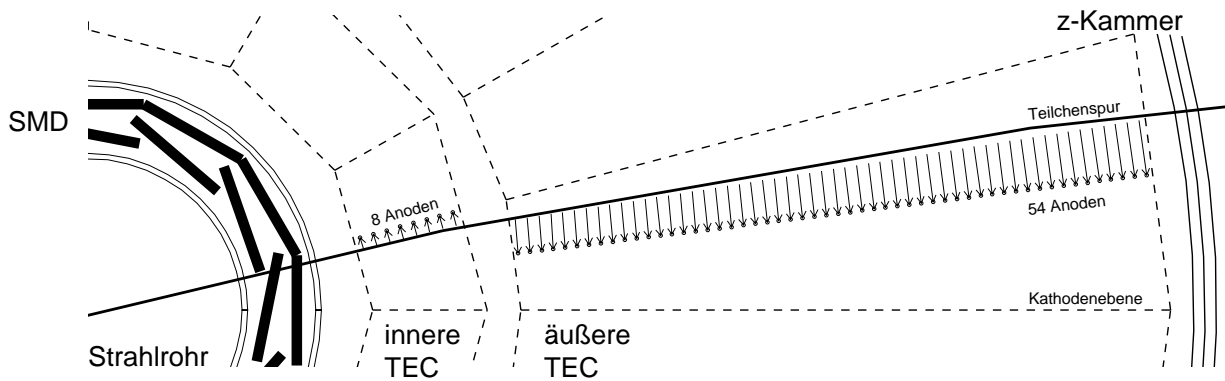


Abbildung 3.4: Schnitt durch SMD, TEC und Z-Kammern in der  $r$ - $\phi$ -Ebene.

$|\cos \theta| > 0,8$  existiert eine Vorwärtsspurkammer, die die Spurbestimmung in Vorwärtsrichtung verbessert. Zusammen mit dem SMD wird eine Impulsauflösung von ungefähr 50% für Teilchenenergien um 45 GeV erreicht.

### Die Z-Kammern

Da die TEC in der  $z$ -Koordinate nur eine begrenzte Auflösung besitzt, ist sie von zwei sogenannten Z-Kammern [60] umgeben. Die Z-Kammern sind zylindrische Vieldraht-Proportionalkammern, deren Auslese mit helix- und ringförmig angeordneten Kathodenstreifen erfolgt. Bei einem Polarwinkel von  $90^\circ$  wird eine Einzelspurauflösung von  $320 \mu\text{m}$  in  $z$  erreicht, zum Rand der Kammer verschlechtert sie sich auf 1,2 mm. Die Doppelspurauflösung beträgt 10 mm.

In Abbildung 3.4 ist ein Schnitt durch die  $r$ - $\phi$ -Ebene des inneren Spurkammersystems dargestellt. Zu sehen sind der Mikrovertexdetektor, die TEC und die Z-Kammern.

## 3.2.2 Das Kalorimetersystem

### Das elektromagnetische Kalorimeter BGO

Die Energie von Photonen und Elektronen (und der elektromagnetische Anteil der Energie von hadronischen Jets) werden im elektromagnetischen Kalorimeter [61] gemessen, das seinen Namen „BGO“ dem Material verdankt, aus dem seine Kristalle bestehen: Wismuth-Germanium-Oxid ( $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ). Das Kalorimeter ist aus 10.734 dieser 24 cm langen Kristalle aufgebaut [62], was aufgrund der kurzen Strahlungslänge von Wismuth-Germanium-Oxid (1,2 cm) 20 Strahlungslängen entspricht. Die Kristalle deuten auf den Wechselwirkungspunkt; das entstehende Szintillationslicht wird mit Hilfe von Photodioden an ihrer Rückseite

registriert.

Es wird eine Energieauflösung von besser als 2% für elektromagnetische Schauer mit Energien über 1 GeV erreicht; die Winkelauflösung beträgt  $0,5^\circ$ .

Das BGO besteht aus einem Zentralteil und zwei Endstücken. Der Zentralteil überdeckt einen Polarwinkelbereich zwischen  $42^\circ$  und  $138^\circ$ , die beiden Endstücke jeweils den Bereich zwischen  $12^\circ$  und  $38^\circ$  zur Strahlachse, so dass ein kleiner Winkelbereich nicht abgedeckt wird.

### Das Spaghetti-Kalorimeter

Der nicht abgedeckte Winkelbereich wurde 1996 mit dem sogenannten „Spaghetti-Kalorimeter“ [63] gefüllt. Es handelt sich dabei um ein Kalorimeter aus szintillierenden Fasern, das bei 45 GeV eine Energieauflösung von 15% besitzt.

### Die Szintillationszähler

Zwischen elektromagnetischem und hadronischem Kalorimeter sind im Zentralbereich 30 und in den Endkappen jeweils 16 Plastikszintillatoren installiert [64]<sup>3</sup>. Die Szintillatoren dienen der Flugzeitmessung. Mit einer Zeitauflösung von etwa 0,5 ns für die Szintillatoren im Zentralbereich kann zwischen Myonen aus  $e^+e^-$ -Ereignissen und kosmischen Myonen unterschieden werden. Zum anderen können die Szintillatoren als Trigger für hadronische Ereignisse dienen. Die Endkappen-Szintillatoren besitzen eine Zeitauflösung von etwa 1,7 ns.

### Das Hadronkalorimeter

Hadronen geben ihre Energie nur zum Teil vollständig im BGO ab. Zur Messung der Energie und Richtung von Teilchenbündeln, die aus Quarks entstehen, wird zusätzlich zum BGO das Hadronkalorimeter [65] benutzt. Das L3-Hadronkalorimeter (HCAL) besteht aus Schichten von abgereichertem Uran und Proportionalkammern. Das Uran dient dabei als Absorber, in den Proportionalkammern wird die deponierte Energie gemessen.

Das HCAL ist – wie das BGO – in Zentralbereich und Endkappen unterteilt. Der Zentralbereich umfasst  $|\cos\theta| < 0,91$ , die Endkappen  $0,82 < |\cos\theta| < 0,995$ , mithin werden 99,5% des gesamten Raumvolumens abgedeckt. Es werden je nach Richtung zwischen sechs und sieben hadronische Wechselwirkungslängen erreicht.

Abbildung 3.5 zeigt eine perspektivische Ansicht der Kalorimeter. Man erkennt, dass der Zentralbereich des Kalorimeters aus neun Ringen besteht, die aus jeweils 16 Modulen aufgebaut sind. Eine Endkappe besteht aus drei Ringen mit zwölf Modulen.

---

<sup>3</sup>Eigentlich gehören die Szintillatoren nicht zum Kalorimetersystem; aufgrund der Anordnung werden sie dennoch hier beschrieben.



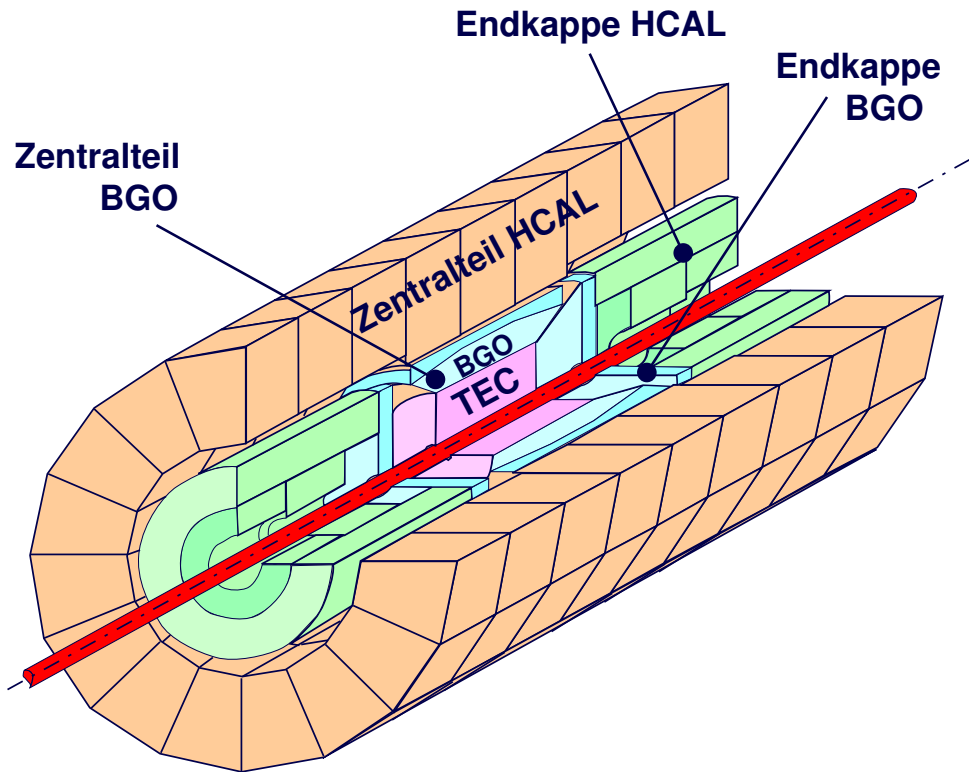


Abbildung 3.5: Perspektivische Ansicht der Kalorimeter und der Spurkammer.

Das Kalorimeter ist fein segmentiert, eine Ausleseeinheit entspricht einem Winkelbereich von jeweils  $2^\circ$  in  $\theta$  und  $\phi$ . Es wird eine Jet-Winkelauflösung von  $2,5$  Grad erreicht. Die Energieauflösung beträgt ungefähr  $(55/\sqrt{E/\text{GeV}} + 8)\%$ . Im Detail ist sie abhängig vom Polarwinkel.

### Myonfilter

Abgeschlossen wird das HCAL durch einen „Myonfilter“, der aus sechs Messingplatten von  $1$  cm Dicke und fünf Lagen Proportionalkammern besteht. Er besitzt eine hadronische Wechselwirkungslänge.

### 3.2.3 Das Myonspektrometer

Die einzigen Teilchen, die das hadronische Kalorimeter und den Myonfilter durchdringen können sollen<sup>4</sup>, sind die Myonen als minimal ionisierende Teilchen. Impuls und Flugrichtung dieser Teilchen sollen im Myonspektrometer [66] vermessen werden. Das Myonspektrometer

<sup>4</sup>Hin und wieder gelangen Teilchen, die eigentlich ihre gesamte Energie im Kalorimeter abgeben sollen, durch dieses hindurch und erzeugen Reaktionen im Myonspektrometer.

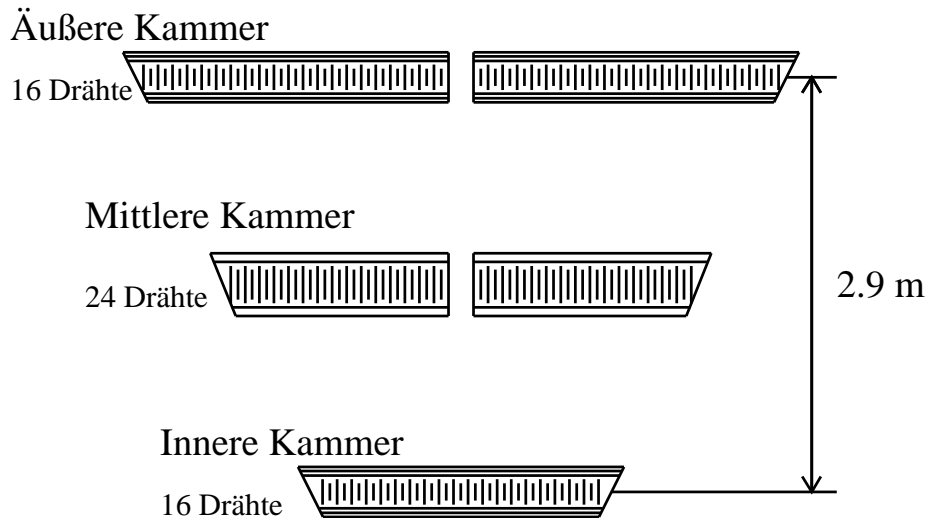


Abbildung 3.6: Schnitt durch einen Oktanten des Myonspektrometers.

ist ähnlich den Kalorimetern in Zentral- und Endbereich aufgeteilt. Der Zentralbereich des Spektrometers, der einen Polarwinkelbereich von  $|\cos \theta| < 0,82$  abdeckt, ist auf einer Röhre befestigt, die sowohl zur Positionierung als auch zur mechanischen Unterstützung des gesamten Detektors dient. Das Spektrometer besteht aus acht Oktanten, die sich aus je drei Lagen Driftkammern zusammensetzen, die die  $r$ - $\phi$ -Koordinaten der Myon-Spuren vermessen. Dies ist in Abbildung 3.6 verdeutlicht. Die sogenannten  $p$ -Kammern, deren Drähte parallel zur Strahlachse liegen, vermessen die Sagitta der Spuren der Myonen. Diese Spuren sind durch das Magnetfeld, das durch die das Myonspektrometer umschließende Spule gebildet wird, gekrümmt. Die beiden äußeren Kammern des Spektrometers besitzen jeweils 16 Drähte, die mittlere 24.

Es wird eine Einzelspurauflösung von etwa  $220 \mu\text{m}$  erreicht; bei einer Myonenergie von  $45 \text{ GeV}$  beträgt die Impulsauflösung etwa  $2,5\%$ , wenn alle drei Kammern getroffen werden. Werden nur zwei Kammern getroffen, so verschlechtert sich die Impulsauflösung auf  $22\%$ . Die  $z$ -Koordinate wird durch Driftkammern, die auf beiden Seiten der inneren und äußeren  $p$ -Kammern liegen, mit einer Genauigkeit von  $0,3^\circ$  gemessen. In diesen Driftkammern liegen die Drähte senkrecht zu denen der  $p$ -Kammern.

Auch der Endbereich des Myonspektrometers [67] besteht aus einem dreilagigen System von Driftkammern, das auf die Eisentüren des Detektors montiert ist. Die innerste Kammer befindet sich an der Türinnenseite, die beiden anderen Kammern an der Außenseite der Türen. Während die beiden inneren Kammern die  $r$ - $\phi$ -Koordinate einer Spur messen, ist die äußerste Kammer für die  $z$ -Koordinate zuständig. Hier werden die Myonspuren durch ein  $1,2 \text{ Tesla}$  starkes toroidales Magnetfeld in den Eisentüren gekrümmt.

Trifft eine Spur nur die Driftkammern im Endbereich des Spektrometers, so wird aufgrund der Vielfachstreuung in den Türen eine Impulsauflösung von nur 30% erreicht. Im Polarwinkelbereich  $36^\circ \leq \theta \leq 44^\circ$  kann hingegen eine Impulsauflösung zwischen 4% und 23% erreicht werden, da hier auch die Kammern im Zentralteil beitragen.

Abgeschlossen wird der Detektor in radialer Richtung durch die bereits erwähnte Spule und das zugehörige Rückflussjoch. Die Spule erzeugt ein 0,5 Tesla starkes Magnetfeld im Innern des Detektors, das alle geladenen Teilchen in der  $r$ - $\phi$ -Ebene ablenkt.

### 3.2.4 Luminositätsmonitore

Wichtig für die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten ist die genaue Kenntnis der Luminosität, die mit dem Detektor aufgezeichnet wird. Die Messung der Luminosität geschieht bei L3 über Messung der Bhabha-Streuung,  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ , deren Wirkungsquerschnitt sehr genau bekannt ist. Im Luminositätsmonitor [68] wird die Anzahl  $N_{\text{Bhabha}}$  der Ereignisse gemessen, mit Hilfe des theoretisch berechneten Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{\text{Bhabha}}$  ergibt sich dann die integrierte Luminosität zu

$$\mathcal{L} = \frac{N_{\text{Bhabha}}}{\sigma_{\text{Bhabha}}}. \quad (3.10)$$

Die Luminositätsmonitore bestehen aus zwei ringförmigen BGO-Kalorimetern, die im Abstand von 2,8 m vom Wechselwirkungspunkt direkt um die Strahlachse angebracht sind. Die beiden Monitore überdecken einen Polarwinkelbereich von  $24,93 \text{ mrad} \leq \theta \leq 69,94 \text{ mrad}$  und erreichen eine Winkelauflösung von etwa 0,4 mrad im Polarwinkel und 0,9 mrad im Azimutalwinkel. Durch den 1993 installierten dreilagigen Siliziumstreifendetektor erreicht man eine Ortsauflösung von 0,2%.

### 3.2.5 Trigger, Datennahme, Rekonstruktion und Simulation

Um die Totzeit des Detektors bei der Datennahme möglichst weit zu reduzieren, wird der Detektor nicht bei jeder Strahlkreuzung komplett ausgelesen. Während nämlich Strahlkreuzungen alle  $22 \mu\text{s}$  stattfinden, dauert die komplette Auslese  $500 \mu\text{s}$ . Um zu entscheiden, wann der Detektor ausgelesen wird, kommt ein dreistufiges Triggersystem [69] zum Einsatz.

In der ersten Stufe werden nur sehr schnell zur Verfügung stehende Informationen verwendet, wodurch die Entscheidung auf dieser Stufe bereits nach  $8 \mu\text{s}$  getroffen werden kann. Mindestens eine der folgenden vier Bedingungen muss erfüllt sein, damit das potentiell wichtige Ereignis nicht verworfen wird:

- Entweder muss im BGO eine Energie von 10 GeV deponiert worden sein oder im HCAL 15 GeV oder in beiden Kalorimetern zusammen 20 GeV,

- es müssen in der TEC zwei akoplanare Spuren mit einem Transversalimpuls von mindestens 150 MeV vorhanden sein,
- es müssen mindestens fünf Szintillatoren innerhalb von  $\pm 15$  ns angesprochen haben oder
- es muss entweder ein Myon von mehr als 1,5 GeV oder zwei Myonen gemessen werden, wobei auch jeweils ein Szintillator innerhalb von  $\pm 30$  ns angesprochen haben muss.

Werden mehrere Bedingungen erfüllt, wird das Ereignis sofort akzeptiert; ist nur eine erfüllt, kommt die zweite Triggerstufe zum Einsatz. Die zweite Triggerstufe braucht ihre Entscheidung nicht ganz so schnell zu treffen wie die erste Stufe, so dass bereits Winkelinformationen vorliegen, die eine erste dreidimensionale Analyse ermöglichen. Durch die Bestimmung von Imbalancen im Ereignis können in dieser Stufe Ereignisse, die durch Synchrotronstrahlung bzw. Wechselwirkungen des Strahls mit Restgas in der Röhre vorgetäuscht werden, eliminiert werden.

Entscheidet die zweite Stufe positiv, so kommt die dritte Stufe zum Einsatz. Hier stehen nun die gesamten digitalisierten Detektordaten zur Verfügung, so dass verschiedene Algorithmen zur Auswahl der Ereignisse benutzt werden können.

Werden mehrere Bedingungen der ersten Stufe erfüllt bzw. positive Entscheidungen von zweiter und dritter Stufe getroffen, so wird das Ereignis auf Band geschrieben. Es wird eine Rate von etwa 5 Hz erreicht.

Anschließend werden die digitalen Rohdaten für die Analyse vorbereitet. Beispielsweise werden einzelne Treffer in den Kalorimetern zu „Energiedepositionen“ oder die Treffer der Drähte in der TEC zu Spuren zusammengefasst. Die Energie von Elektronen und Photonen wird bestimmt, indem eine Anpassung an das Profil des Schauer vorgenommen wird; bei Myonen wird der Impuls aus den Spuren in der Myonkammer bestimmt und um den berechneten Energieverlust korrigiert. Bei der Bestimmung der Energie hadronischer Schauer wird sowohl das BGO als auch das HCAL berücksichtigt. Dieses Vorgehen bezeichnet man als Rekonstruktion. Außerdem werden gemessene Energien und Driftzeiten durch Kalibrationsdaten korrigiert. Auch zeitweise Ausfälle von Detektorkomponenten werden sorgsam mitprotokolliert, so dass sie in der späteren Analyse berücksichtigt werden können. Zudem werden Informationen über den tatsächlichen Wechselwirkungspunkt ermittelt, so dass die Winkelinformationen später korrigiert werden können, falls dieser tatsächliche Wechselwirkungspunkt vom nominellen abweicht. Man spricht hier von der sogenannten „Vertex-Korrektur“.

Um die aufgezeichneten Daten mit den theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können, werden Monte-Carlo-Programme benutzt, die künstliche Ereignisse erzeugen (siehe Kapitel 2.6).

Für einen Großteil der hier beschriebenen Analyse wurden sowohl die echten als auch die simulierten Daten in das ROOT-Format konvertiert, so dass für die Analyse das ROOT-Paket [70] benutzt werden konnte.

# Kapitel 4

## Messung der Masse des Z-Bosons bei LEP200

Bei LEP200 werden Schwerpunktsenergien zwischen 161 GeV und 209 GeV erreicht. Dabei kommt es in der Fermion-Paar-Produktion häufig zur sogenannten „Rückkehr zum Z“ durch Abstrahlung eines hochenergetischen Photons im Anfangszustand (siehe Kapitel 2.2.2). Bei einer nominellen Schwerpunktsenergie von 189 GeV beispielsweise finden 59% der Ereignisse der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$  bei einer durch Photonabstrahlung auf  $m_Z \pm 2 \cdot \Gamma_Z$  reduzierten Schwerpunktsenergie statt. Aus diesen Ereignissen kann die Masse des Z-Bosons rekonstruiert werden.

### 4.1 Selektion der Ereignisse

In dieser Analyse werden die Endzustände der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow f\bar{f}(\gamma)$  mit Quark- und Myon-Paaren im Endzustand ausgewählt. Der Quark-Paar-Endzustand zeichnet sich durch seine im Vergleich zu den leptonischen Endzuständen höhere Statistik aus (bedingt durch die stärkere Kopplung der Quarks an das Z), während der Myon-Paar-Endzustand eine extrem klare Signatur hat und durch die gute Winkelauflösung der Myonkammern gut zur Massenrekonstruktion geeignet ist.

Die Untergrundreaktionen in den später gezeigten Verteilungen sind in Klassen zusammengefasst, die in Tabelle 4.1 definiert werden. Die Monte-Carlo-Programme, die die Vorhersagen für die einzelnen Prozesse liefern, wurden in Kapitel 2.6.1 beschrieben. Eine Besonderheit tritt bei der Myon-Paar-Produktion auf: Dort können Ereignisse durch Myonen der kosmischen Strahlung verursacht werden. Für diese Ereignisse existiert keine Monte-Carlo-Vorhersage; eine Abschätzung wurde direkt aus den Daten gewonnen. Dazu werden Ereignisse benutzt, bei denen der kleinste Abstand der TEC-Spur, die zum Myon gehört, vom Wechselwirkungspunkt zwischen 1 mm und 5 mm groß ist.

Klasse	$q\bar{q}$	$\mu^+\mu^-$
2-Fermion-Produktion	$e^+e^-(\gamma), \tau^+\tau^-(\gamma)$	$\tau^+\tau^-(\gamma)$
4-Fermion-Produktion	$W^+W^-, W\ell\nu_\ell, ZZ, Ze^+e^-$	$W^+W^-$
2-Photon-Kollisionen	$e^+e^-q\bar{q}$	$e^+e^-\mu^+\mu^-$

Tabelle 4.1: Einteilung der Untergrundereignisse in verschiedene Klassen. Bei der Myonpaarproduktion tragen zusätzlich Ereignisse aus der kosmischen Strahlung bei, sogenannte Cosmics.

Die von L3 aufgezeichneten Daten wurden in Intervalle der von LEP gelieferten Schwerpunktsenergie eingeteilt. In Tabelle 4.2 ist der Mittelwert der Schwerpunktsenergie des jeweiligen Intervalls mit der zugehörigen integrierten Luminosität, der Anzahl der selektierten Ereignisse sowie der aus der Monte-Carlo-Vorhersage ermittelte Untergrund-Anteil UG angegeben.

### 4.1.1 Der hadronische Endzustand

#### Selektion

Bei der Selektion der Ereignisse wurde zunächst nicht verlangt, dass es sich um „Rückkehr zum Z“-Ereignisse handelt; vielmehr wurde versucht, alle Ereignisse der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$  zu selektieren. Diese Ereignisse zeichnen sich hauptsächlich dadurch aus, dass sie – bedingt durch die Fragmentation der Quarks in Jets mit vielen einzelnen Hadronen – zahlreiche Energiedepositionen in den Kalorimetern hinterlassen. Diese und weitere Eigenschaften der Ereignisse werden ausgenutzt, um sie mit den im Folgenden beschriebenen Schnitten zu selektieren. In Abbildung 4.1 ist ein typisches Ereignis der gesuchten Art dargestellt.

Die für die Quark-Paar-Selektion benutzten Schnitte sind im Einzelnen:

- Die Anzahl der akzeptierten Energiedepositionen in den Kalorimetern – das heißt Energiedepositionen mit einer Energie von mehr als 200 MeV – soll größer als 12 sein.
- Die sichtbare Energie – die hier die Summe der Energien aller akzeptierter Energiedepositionen bezeichnet – soll größer als 30% der nominellen Schwerpunktsenergie sein.
- Der Betrag der longitudinalen Energieimbalance  $E_{\text{long}}$ , definiert als

$$E_{\text{long}} = \sum_i E_z^i,$$

Jahr	$\langle\sqrt{s}\rangle$ [GeV]	$\mathcal{L}_{\text{int}}$ [pb $^{-1}$ ]	q $\bar{q}$		$\mu^+\mu^-$	
			$N_{\text{sel}}$	UG	$N_{\text{sel}}$	UG
1997	182,7	55,5	5.767	7,0%	240	11,8%
1998	188,6	176,8	17.344	7,9%	733	9,7%
	191,6	29,8	2.847	8,2%	94	9,1%
1999	195,5	84,1	7.349	8,9%	309	10,8%
	199,5	83,3	6.905	8,9%	246	10,0%
	201,8	37,2	3.072	9,5%	126	10,7%
	204,8	79,0	6.325	10,1%	242	10,3%
2000	206,5	130,8	10.108	9,9%	399	9,9%
	208,0	8,3	631	10,4%	26	9,1%
Gesamt		684,8	60.348	8,8%	2.415	10,2%

Tabelle 4.2: Die Einteilung der Daten in Energiebereiche. Angegeben ist die integrierte Luminosität für jeden Energiebereich und das Jahr der Datennahme sowie die Anzahl selektierter Ereignisse  $N_{\text{sel}}$  und der Untergrund-Anteil („UG“), bestimmt aus der Monte-Carlo-Vorhersage.

soll kleiner sein als 80% der sichtbaren Energie. Die Summe in der Definition von  $E_{\text{long}}$  läuft dabei über alle akzeptierten Cluster;  $E_z^i$  ist definiert über

$$E_z^i = E^i \cdot \cos \theta^i,$$

wobei  $E^i$  die Energie und  $\theta^i$  der Polarwinkel des  $i$ ten Clusters ist.

- Die transversale Energieimbalance  $E_{\text{trans}}$  soll kleiner sein als 25% der sichtbaren Energie. Sie ist gegeben durch

$$E_{\text{trans}} = \sqrt{\left(\sum_i E_x^i\right)^2 + \left(\sum_i E_y^i\right)^2},$$

wobei  $E_x^i$  und  $E_y^i$  in Analogie zu  $E_z^i$  wie folgt definiert sind:

$$E_x^i = E^i \cdot \cos \phi^i \cdot \sin \theta^i \quad \text{und} \quad E_y^i = E^i \cdot \sin \phi^i \cdot \sin \theta^i$$

mit den Größen  $E^i$  und  $\theta^i$  wie oben und  $\phi^i$  als Azimutalwinkel der  $i$ ten Energiedeposition. Die Summe läuft wiederum über alle akzeptierten Energiedepositionen.

- Die Summe der „transversalen Anteile“ der Energie der hadronischen Cluster

$$E_{\perp} = \sum_i \sqrt{(E_x^i)^2 + (E_y^i)^2}$$



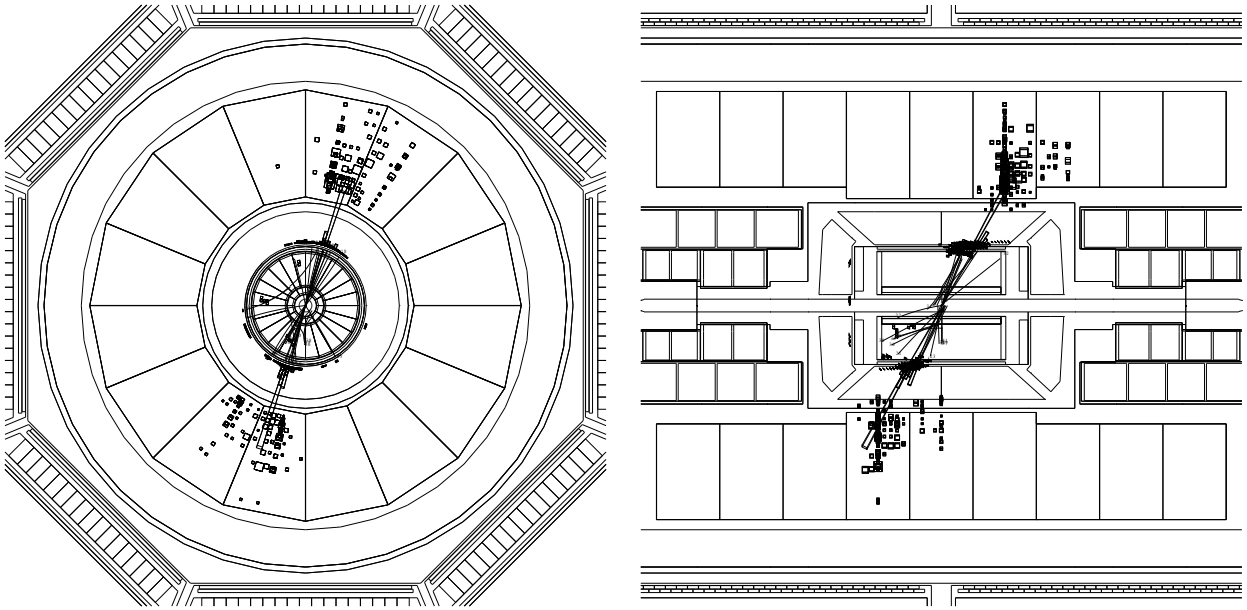


Abbildung 4.1: Ein typisches Ereignis der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  bei  $\sqrt{s} = 208$  GeV. In der Spurkammer sind die Spuren der geladenen Zerfallsprodukte der Quarks zu sehen. Die Größe der Kästchen in den Kalorimetern deutet die Menge der deponierten Energie an. Es sind zwei Teilchenbündel zu erkennen, die aufgrund der Impulserhaltung Rücken an Rücken verlaufen. Die linke Abbildung zeigt einen Schnitt durch den Detektor am Wechselwirkungspunkt senkrecht zur Strahlachse, in der rechten Abbildung wird das Ereignis in der  $y$ - $z$ -Ebene dargestellt (siehe Abbildung 3.3).

soll größer sein als 15% der Schwerpunktsenergie. Als hadronisch wird eine Energiedeposition hier bezeichnet, wenn ihr Schauerprofil nicht dem eines elektromagnetischen Clusters entspricht oder ihre Energie kleiner als 10 GeV ist.

- Für Ereignisse, bei denen die Summe der Energien der als hadronisch identifizierten Cluster größer als 70% der Schwerpunktsenergie ist, wird der Thrust

$$T = \max_{\vec{n}} \frac{\sum_i |\vec{p}'_i \cdot \vec{n}|}{\sum_i E^i} \quad (4.1)$$

dieser Energiedepositionen bestimmt, nachdem sie in ihr Schwerpunktsystem transformiert wurden. Dabei ist  $\vec{p}'$  der Impulsvektor der Energiedeposition in diesem Schwerpunktsystem. Der ursprüngliche Impulsvektor ist dabei zusammengesetzt aus den oben erwähnten Größen  $E_x^i$ ,  $E_y^i$  und  $E_z^i$ . Ist der Thrust im Schwerpunktsystem kleiner als 0,85, so wird das Ereignis verworfen.

Graphische Darstellungen der Selektionsgrößen sind in den Abbildungen 4.2, 4.3 und 4.4 zu finden. Alle Schnitte außer den auf die gerade betrachtete Größe wurden bereits durchgeführt. Der durch den jeweiligen Schnitt entfernte Bereich des Spektrums ist schraffiert

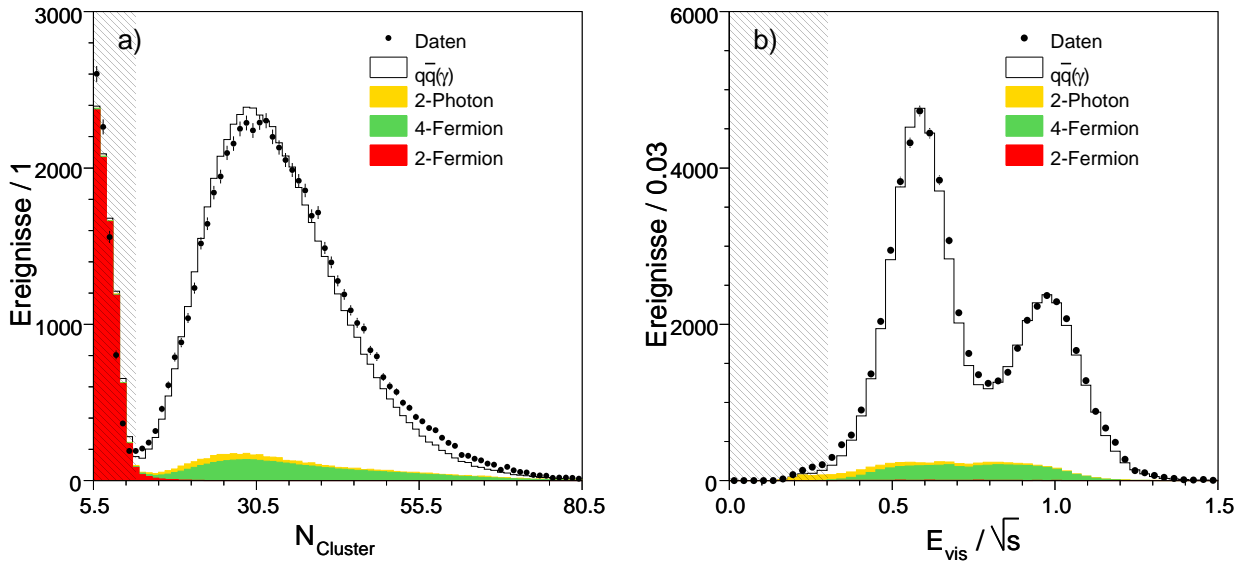


Abbildung 4.2: Selektion von  $q\bar{q}(\gamma)$ -Ereignissen: a) Zahl der akzeptierten Energiedepositionen und b) sichtbare Energie, normiert auf  $\sqrt{s}$ . Die durch Schnitte entfernten Teile der Spektren sind schraffiert dargestellt.

dargestellt. In den Darstellungen sind jeweils die gemessenen Daten und die Monte-Carlo-Vorhersagen für alle betrachteten Energien zusammengefasst. Es verbleiben nach Anwendung aller Schnitte insgesamt 60.348 Ereignisse aus den Daten der Jahre 1997 bis 2000. Aus der Monte-Carlo-Vorhersage ergibt sich ein Untergrundanteil von 8,8%.

### Photonerkennung

Nachdem die Ereignisse selektiert sind, wird nach Kandidaten für detektierte Photonen gesucht. Photonen aus der ISR sollen von den Jets isoliert und hochenergetisch sein, damit sie eine „Rückkehr zum Z“ ermöglichen. In jedem Ereignis wird jede Energiedeposition getestet, ob sie durch ein solches Photon hervorgerufen worden sein könnte. Dabei werden folgende Anforderungen gestellt:

- Die Energie des Kandidaten soll größer als 30% der Schwerpunktsenergie sein. Dabei wird in den Winkelbereichen, die vom elektromagnetischen Kalorimeter überdeckt sind, der sogenannte  $E_{\text{best}}$ -Wert benutzt. Dieser wird unter der Annahme, dass es sich um ein elektromagnetisch wechselwirkendes Teilchen gehandelt hat, aus dem Profil des Schauers gewonnen. In den übrigen Bereichen wird die übliche Clusterenergie benutzt.
- Der Winkel zur nächsten geladenen Spur soll größer sein als 80 mrad ( $\approx 4,6^\circ$ ).
- Höchstens ein weiterer Cluster soll sich in einem Konus mit einem halben Öffnungs-

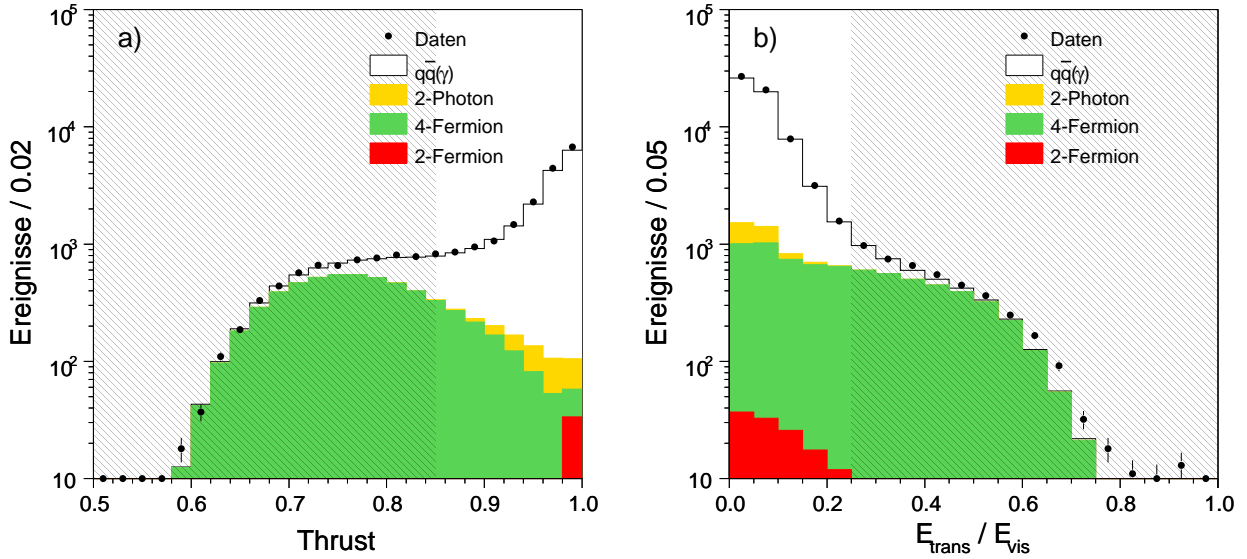


Abbildung 4.3: Selektion von  $q\bar{q}(\gamma)$ -Ereignissen: a) Thrust im Schwerpunkt des hadronischen Systems und b) transversale Energie-Imbalance, normiert auf  $E_{\text{vis}}$ . Die durch Schnitte entfernten Teile der Spektren sind schraffiert dargestellt.

winkel von 260 mrad ( $\approx 14,9^\circ$ ) befinden.

Entsprechen in einem Ereignis mehrere Energiedepositionen diesen Anforderungen, so wird nur die höchstenergetische als Photonkandidat behalten. In Abbildung 4.5 ist ein typisches Ereignis dargestellt, in dem ein Photon im Detektor gefunden wurde. Es werden mit den oben beschriebenen Kriterien insgesamt 10.094 Ereignisse mit detektiertem Photon gefunden, was ungefähr 17% aller selektierten Ereignisse ausmacht.

Die auf die sichtbare Energie  $E_{\text{vis}}$  normierte longitudinale Energieimbalance  $E_{\text{long}}$  der selektierten Daten-Ereignisse ist in Abbildung 4.6 gegen die sichtbare Energie, normiert auf die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$ , aufgetragen. Man erkennt in der Abbildung deutlich die Anhäufung von Ereignissen, bei denen die sichtbare Energie der Schwerpunktsenergie entspricht; bei ihnen erfolgte also keine Photonabstrahlung im Anfangszustand entlang der Strahlröhre. Bei der zweiten Anhäufung bei  $E_{\text{vis}} \approx 0,6 \cdot \sqrt{s}$  und  $E_{\text{long}} \approx 0,7 \cdot E_{\text{vis}}$  handelt es sich um die für die Z-Massen-Bestimmung verwendeten Ereignisse, bei denen vor der  $e^+e^-$ -Kollision ein hochenergetisches Photon entlang der Strahlröhre abgestrahlt wurde.

### 4.1.2 Der Myon-Paar-Endzustand

Um Ereignisse der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$  zu selektieren, wird zunächst ein in den Myonkammern detektiertes Myon verlangt. Sind mehrere Myonen detektiert worden, so wird das höchstenergetische ausgewählt. Das Myon mit der größten Azimutalwinkeldifferenz zum

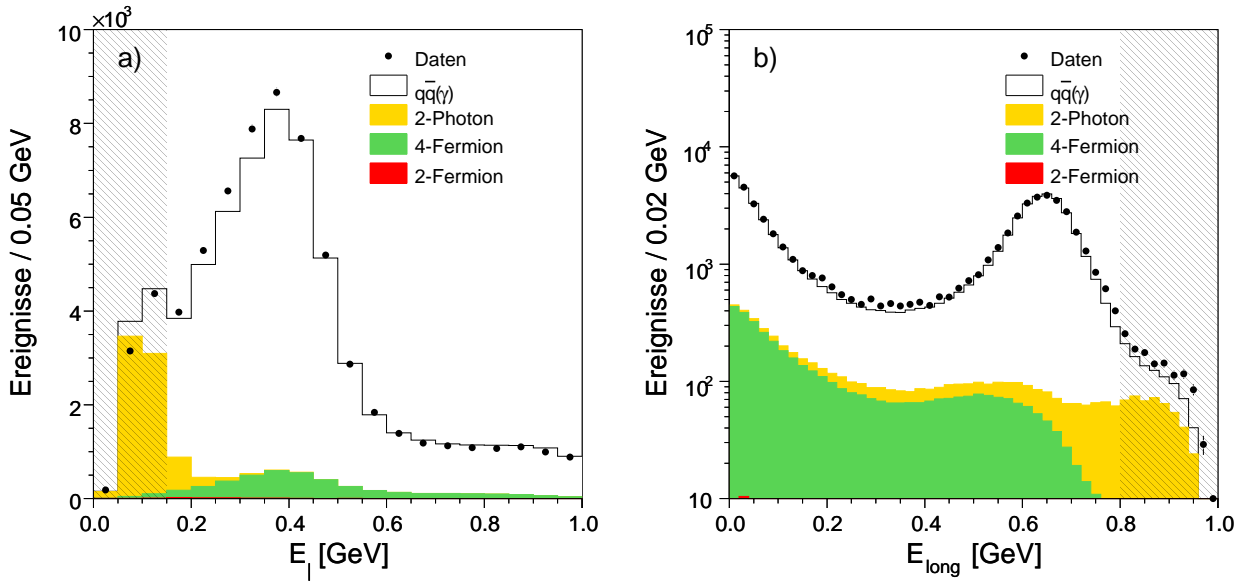


Abbildung 4.4: Selektion von  $q\bar{q}(\gamma)$ -Ereignissen: a) Summe der transversalen Anteile der Energien der hadronischen Cluster und b) longitudinale Energie-Imbalance, normiert auf  $E_{\text{vis}}$ . Die durch Schnitte entfernten Teile der Spektren sind schraffiert dargestellt.

ersten Kandidaten wird als zweiter Kandidat ausgewählt. Wurde nur ein Myon gefunden, so wird nach Hinweisen auf ein minimalionisierendes Teilchen in den Kalorimetern gesucht. Dazu wird jede Spur in den Spurkammern darauf untersucht, ob sie von einem solchen Teilchen stammen könnte, indem folgende Kriterien überprüft werden:

- Für den Impuls der Spur in der TEC,  $p_{\text{Spur}}$ , soll gelten:  $p_{\text{Spur}} \geq 1 \text{ GeV}$ .
- Die zum Myon gehörige Spur in der TEC soll in der Ebene senkrecht zur Strahlachse höchstens 5 mm vom Wechselwirkungspunkt entfernt sein.
- Es sollen mindestens zehn Drähte in der Spurkammer TEC angesprochen haben.
- Der Spur soll eine Energiedeposition in den Kalorimetern zugeordnet sein.

Es wird wiederum derjenige Kandidat ausgewählt, der zum Myon die größte Azimutalwinkeldifferenz aufweist. Für beide Myonkandidaten wird aus Akzeptanzgründen verlangt, dass sie sich in einem Polarwinkelbereich mit  $|\cos\theta| < 0,9$  ( $25,8^\circ < \theta < 154,2^\circ$ ) befinden.

Als Photonkandidat wird der Cluster mit der höchsten Energie in einem Ereignis herangezogen, der zusätzlich die im Abschnitt „Photonerkennung“ in Kapitel 4.1.1 erwähnten Schnitte überstehen muss.

Sind Myon- und Photon-Kandidaten ermittelt, werden an das Ereignis weitere Anforderungen gestellt, um sicherzustellen, dass es sich um ein Ereignis aus der gesuchten Reaktion handelt:

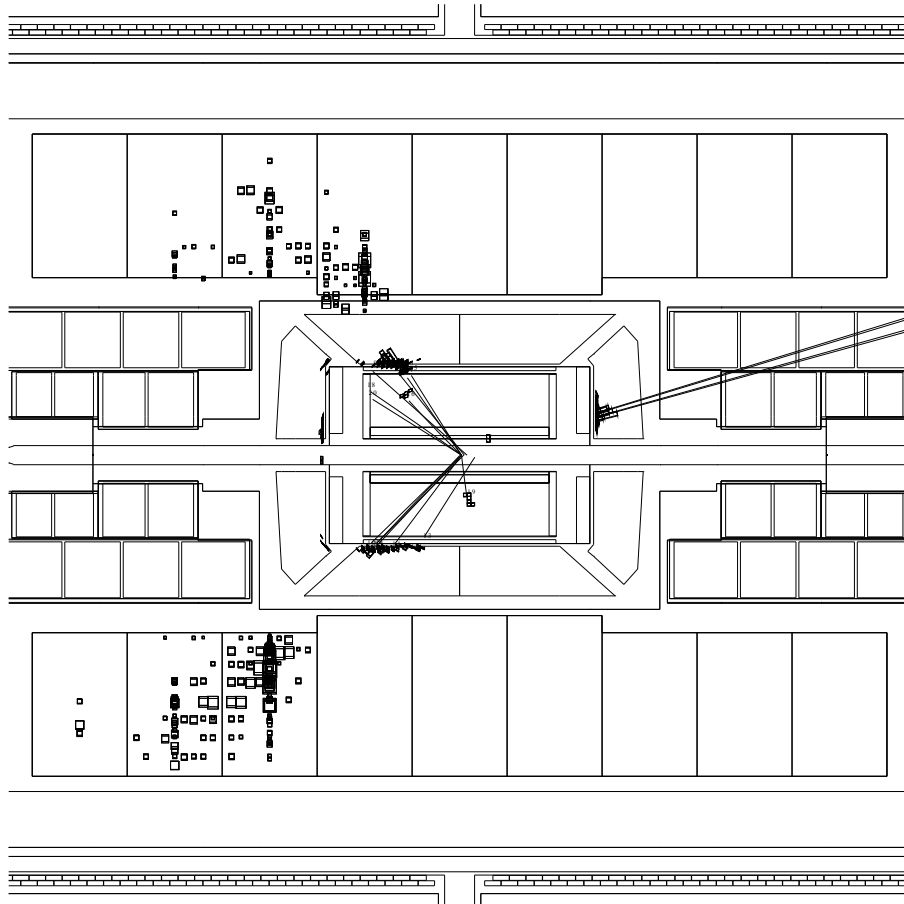


Abbildung 4.5: Ein typisches Ereignis der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$  bei  $\sqrt{s} = 208$  GeV. Vor der Annihilation von Elektron und Positron wurde ein hochenergetisches Photon unter recht großem Winkel abgestrahlt und konnte im elektromagnetischen Kalorimeter gemessen werden. In der Abbildung (Seitenansicht des Detektors) ist es deutlich als hoher Turm im BGO zu erkennen. Ebenfalls zu erkennen sind die beiden Teilchenbündel, die durch die Hadronisation der Quarks entstanden sind.

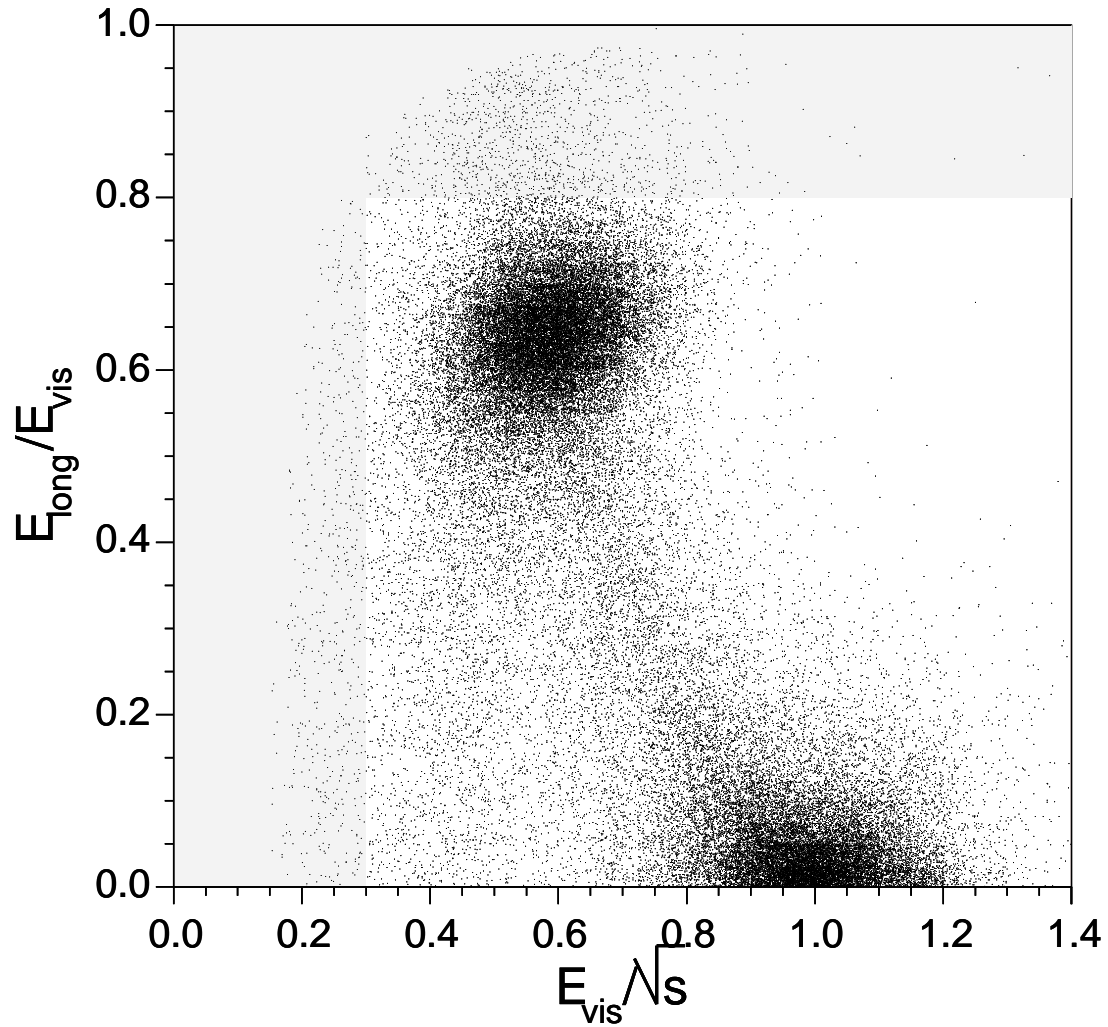


Abbildung 4.6: Die longitudinale Energieimbalance der selektierten Ereignisse – normiert auf die sichtbare Energie – aufgetragen gegen die sichtbare Energie, normiert auf die Schwerpunktsenergie. Die Ereignisse in der grau hinterlegten Fläche werden durch die Schnitte auf  $E_{\text{long}}$  und  $E_{\text{vis}}$  entfernt.

- Die Anzahl der Energiedepositionen in den Kalorimetern soll kleiner als 15 sein, um Ereignisse mit Hadronen im Endzustand verwerfen zu können.
- Ein im Azimutalwinkel zum Myon passender Szintillator soll angesprochen haben; außerdem soll die auf die Flugzeit des Myons korrigierte Durchgangszeit innerhalb eines Zeitfensters von 10 ns Breite mit dem Zeitpunkt der Strahlkreuzung identisch sein. Durch diese Anforderung können Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung abgesondert werden.
- In der Ebene senkrecht zur Strahlachse muss die Spur mindestens eines der Myonkandidaten näher als 1 mm an den Wechselwirkungspunkt herankommen. Dieser Schnitt dient ebenfalls der Aussonderung von Ereignissen aus der kosmischen Strahlung.
- In der Ebene senkrecht zu einem Photonkandidaten – bzw. senkrecht zur Strahlachse im Fall, dass kein Photon nachgewiesen wurde – sollen die beiden Myonkandidaten einen Winkel  $\Delta\phi$  von größer als  $175^\circ$  einschließen, so dass Ereignisse aus der Vier-Fermion-Produktion verworfen werden.
- Der gemessene Impuls des Myonkandidaten mit größerem Polarwinkel ( $\theta_1$ ) soll mindestens 60% des nach

$$p_\mu^{\text{calc}} = \sqrt{s} \cdot \frac{\sin \theta_2}{\sin \theta_1 + \sin \theta_2 + |\sin(\theta_1 + \theta_2)|} \quad (4.2)$$

berechneten Impulses betragen, wobei  $\theta_2$  den Polarwinkel des anderen Myonkandidaten darstellt. Dieser Schnitt ist wichtig zur Unterdrückung von Ereignissen aus 2-Photon-Kollisionen.

Die Haupt-Untergrundreaktionen (kosmische Strahlung,  $\tau$ - und W-Paar-Produktion) werden mit diesen Schnitten gut unterdrückt; nach Anwendung aller Schnitte verbleibt ein Untergrundanteil von etwa 10,2%. In Abbildung 4.7 sind die Verteilungen von  $\Delta\phi$  und  $p_\mu/p_\mu^{\text{calc}}$  dargestellt. Insgesamt werden 2.415 Ereignisse aus den Daten der Jahre 1997 bis 2000 selektiert, wovon 171 (ungefähr 7%) ein detektiertes Photon enthalten.

## 4.2 Massenrekonstruktion

Aus einem Teil der Ereignisse, die mit den in Kapitel 4.1 beschriebenen Schnitten selektiert wurden, soll die Masse des Z-Bosons,  $m_Z$ , rekonstruiert werden. Es handelt sich dabei um Ereignisse, bei denen im Anfangszustand – das heißt vor der Kollision von Elektron und Positron – ein Photon abgestrahlt wurde, das oftmals unbeobachtbar entlang der Strahlröhre aus dem Detektor entweicht. Zur Bestimmung der Masse werden die gemessenen kinematischen Größen beider Ereignisklassen –  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$  und  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$  – benutzt.

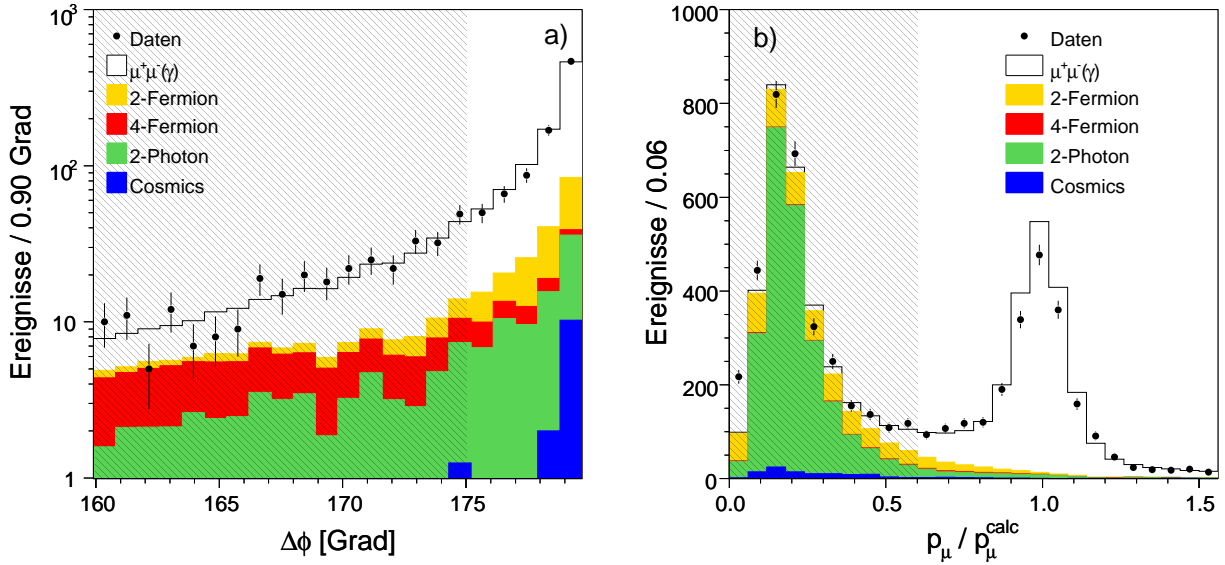


Abbildung 4.7: Selektion von  $\mu^+\mu^-(\gamma)$ -Ereignissen. a) Der Winkel zwischen zwei Myonkandidaten in der Ebene senkrecht zum emittierten Photon. b) Verhältnis des gemessenen Impulses zum nach Gleichung 4.2 berechneten. Die schraffierte Region der Spektren wird durch Schnitte entfernt.

### 4.2.1 Der hadronische Endzustand

Bei den Ereignissen des  $q\bar{q}(\gamma)$ -Endzustandes liegen als gemessene Größen die Winkel und Energien der Energiedepositionen vor, die die aus den Quarks durch Fragmentation entstandenen Jets (und eventuell detektierte Photonen) in den Kalorimetern hinterlassen haben. In Abbildung 4.8 ist ein typisches Ereignis der Reaktion dargestellt, bei dem das ISR-Photon entwichen ist.

Die nach der Photonerkennung verbleibenden Energiedepositionen werden mit Hilfe des DURHAM-Algorithmusses [71] in sogenannte Jets gezwungen. Dieser Algorithmus fasst dabei so lange Energiedepositionen zusammen, bis eine geforderte Anzahl an Jets verbleibt. In der vorliegenden Analyse wurden zwei Jets gefordert. Welche Depositionen zusammengefasst werden, hängt vom sogenannten  $y$ -Parameter ab, der für den DURHAM-Algorithmus wie folgt definiert ist:

$$y = \frac{2 \cdot \min(E_1^2, E_2^2) \cdot (1 - \cos \theta_{12})}{E_{\text{tot}}^2}. \quad (4.3)$$

Dabei sind  $E_1$  und  $E_2$  die Energien und  $\theta_{12}$  der Zwischenwinkel der beiden zu testenden Energiedepositionen und  $E_{\text{tot}}$  die Summe der Energien aller zusammenfassender Depositionen.

Man erhält somit zu jedem Ereignis zwei Lorentzvektoren der Jets sowie eventuell einen Lorentzvektor des Photons, falls eines detektiert wurde. Auf diese Vektoren wird eine kinema-



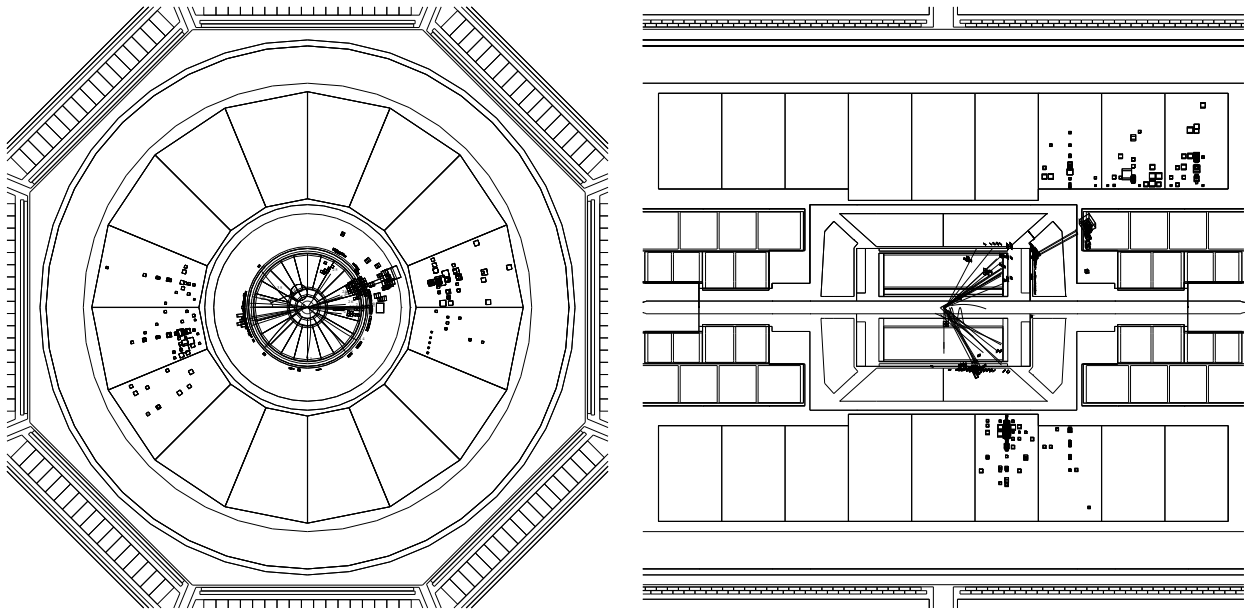


Abbildung 4.8: Ein typisches Ereignis der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$  bei  $\sqrt{s} = 208$  GeV. Das Photon konnte nicht nachgewiesen werden, da es entlang der Strahlröhre aus dem Detektor entwichen ist. Es werden mithin nur die beiden Teilchenbündel aus der Hadronisation der Jets beobachtet; wie man erkennen kann, ist das im Detektor gemessene Ereignis nicht ausbalanciert.

tische Anpassung angewandt, um die Massenauflösung zu verbessern. Bei dieser Anpassung werden die gemessenen Größen – Energien und Winkel der Jets und des Photons – innerhalb ihrer Auflösung variiert mit den Zwangsbedingungen, dass Energie und Impuls erhalten sind.

Für den Fall, dass kein Photon detektiert wurde, wird zunächst angenommen, dass es entlang der Strahlachse entwichen ist. Daher muss man in diesem Fall auf die Zwangsbedingung der Energieerhaltung verzichten, denn sie wird benötigt, um die Energie des entwichenen Photons zu berechnen:

$$E_\gamma = \sqrt{s} - E_{\text{Jet } 1} - E_{\text{Jet } 2}. \quad (4.4)$$

Im Falle, dass die Summe der gemessenen Energien der Jets größer als die Schwerpunktsenergie ist, wird davon ausgegangen, dass vor der Kollision von Elektron und Positron kein Photon abgestrahlt wurde.

Da das Photon masselos ist, kann man seinen kompletten Lorentzvektor allein mit Hilfe der Energie berechnen:  $\mathbf{p}_\gamma^\mu = (E_\gamma, 0, 0, \pm E_\gamma)$ . Ob das Photon in die positive oder negative z-Richtung entwichen ist, wird aus der Impulssumme der Jets bestimmt.

Für den kinematischen Fit verbleiben somit drei Zwangsbedingungen (Impulserhaltung in den drei Raumrichtungen), er wird daher als „3C-Fit“ bezeichnet, wobei das „C“ für „Constraint“ (engl. für Zwangsbedingung) steht.

Zusätzlich wird bei Ereignissen ohne beobachtetes Photon auch die Möglichkeit getestet, dass kein Photon im Ereignis vorhanden ist. Nur die beiden Lorentzvektoren der Jets werden also für die kinematische Anpassung benutzt. Es wird von beiden Möglichkeiten diejenige ausgewählt, bei der der kinematische Fit das geringere  $\chi^2$  liefert (siehe unten). In diesem Fall und in dem Fall, dass ein Photon nachgewiesen wurde, kann man sowohl Energie- als auch Impuls-Erhaltung als Zwangsbedingung anlegen; man spricht dann von einem 4C-Fit.

Beide Fit-Varianten benutzen eine  $\chi^2$ -Funktion, die in Abhängigkeit von den gemessenen Größen minimiert wird. Sie stellt sich wie folgt dar:

$$\chi^2 = \sum_i \left( \frac{E_{\text{fit}}^i - E_{\text{meas.}}^i}{\sigma_E^i} \right)^2 + \left( \frac{\theta_{\text{fit}}^i - \theta_{\text{meas.}}^i}{\sigma_\theta^i} \right)^2 + \left( \frac{\phi_{\text{fit}}^i - \phi_{\text{meas.}}^i}{\sigma_\phi^i} \right)^2 + f_c^{jC}, \quad (4.5)$$

wobei  $f_c^{jC}$  die  $j$  Zwangsbedingungen erfasst:

$$f_c^{3C} = \left( \frac{\sum_i p_x^i}{\sigma_{\sqrt{s}}} \right)^2 + \left( \frac{\sum_i p_y^i}{\sigma_{\sqrt{s}}} \right)^2 + \left( \frac{\sum_i p_z^i \pm E_\gamma}{\sigma_{\sqrt{s}}} \right)^2 \quad (4.6)$$

$$f_c^{4C} = \left( \frac{\sum_i p_x^i}{\sigma_{\sqrt{s}}} \right)^2 + \left( \frac{\sum_i p_y^i}{\sigma_{\sqrt{s}}} \right)^2 + \left( \frac{\sum_i p_z^i}{\sigma_{\sqrt{s}}} \right)^2 + \left( \frac{\sqrt{s} - \sum_i E^i}{\sigma_{\sqrt{s}}} \right)^2 \quad (4.7)$$

Das Vorzeichen von  $E_\gamma$  in Gleichung 4.6 wird – wie bereits erwähnt – aus der Impulssumme der Jets bestimmt.

Die Summen laufen über die Zahl der anzupassenden Vektoren. Dies sind entweder zwei für den Fall, dass kein Photon entdeckt wurde oder drei, falls eines gefunden wurde. Die

Auflösungsfunktionen  $\sigma_i$  für Energien und Winkel der Jets wurde Referenz [72] entnommen, diejenigen für detektierte Photonen wurden aus Monte-Carlo-Studien bestimmt. Die Auflösung für die Schwerpunktsenergie pro Event,  $\sigma_{\sqrt{s}}$ , wird zu 250 MeV abgeschätzt. Die Minimierung der  $\chi^2$ -Funktion übernimmt das in die ROOT-Umgebung eingebundene Paket MINUIT [73].

Aus den „verbesserten“ Lorentzvektoren  $\mathbf{p}_1$  und  $\mathbf{p}_2$  der beiden Jets, die aus dem kinematischen Fit erhalten werden, wird die effektive Masse  $m_{\text{eff}}$  des Z-Bosons bestimmt:

$$m_{\text{eff}} = \sqrt{(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2} \quad (4.8)$$

Die Verteilung von  $m_{\text{eff}}$  ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Die Spitze bei  $m_{\text{eff}} \approx m_Z$  ist deutlich zu erkennen. Am rechten Rand der Verteilung ist eine Kammstruktur zu sehen, die durch die Aufsummierung der Ereignisse der verschiedenen Schwerpunktsenergien entsteht. Jede „Zinke“ des Kamms entspricht einer nominellen Schwerpunktsenergie des LEP-Beschleunigers; es wurde bei diesen Ereignissen also kein Photon abgestrahlt. Die Breite der Spitze in der Nähe der Z-Masse wird durch Anwendung des kinematischen Fits um einen Faktor drei im Vergleich zum Massenspektrum ohne Anwendung des Fits reduziert (siehe Abbildung 4.10).

### 4.2.2 Der Myon-Paar-Endzustand

Für Myonen ist die Winkelauflösung wesentlich besser als die Energieauflösung. Zudem kann die Masse der Myonen bei den hier betrachteten Energien vernachlässigt werden. Daher wird im Myon-Paar-Kanal nicht die effektive Masse, sondern die effektive Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s'}$  aus der Energie  $E_\gamma$  des ISR-Photons berechnet:

$$\sqrt{s'} = \sqrt{s} \cdot \sqrt{1 - \frac{2 \cdot E_\gamma}{\sqrt{s}}}. \quad (4.9)$$

Da im betrachteten Endzustand drei Teilchen (zwei Myonen und ein Photon) vorliegen, kann die Drei-Teilchen-Kinematik zur Berechnung der Energie des Photons herangezogen werden. Da es sich bei Photonen und – bei den hier betrachteten Energien in guter Näherung – auch bei Myonen um masselose Teilchen handelt, werden nur die Winkel zwischen den beiden Myonen und dem Photon benötigt. Falls kein Photon detektiert wurde, wird davon ausgegangen, dass es entlang der Strahlröhre entwichen ist. Man erhält

$$E_\gamma = \sqrt{s} \cdot \frac{|\sin(\theta_1 + \theta_2)|}{\sin \theta_1 + \sin \theta_2 + |\sin(\theta_1 + \theta_2)|}, \quad (4.10)$$

wobei die  $\theta_i$  den Winkeln zwischen Photon (bzw. Strahlachse) und dem  $i$ ten Myon entsprechen. Für den Fall, dass kein Photon abgestrahlt wurde – die beiden Myonen also einen

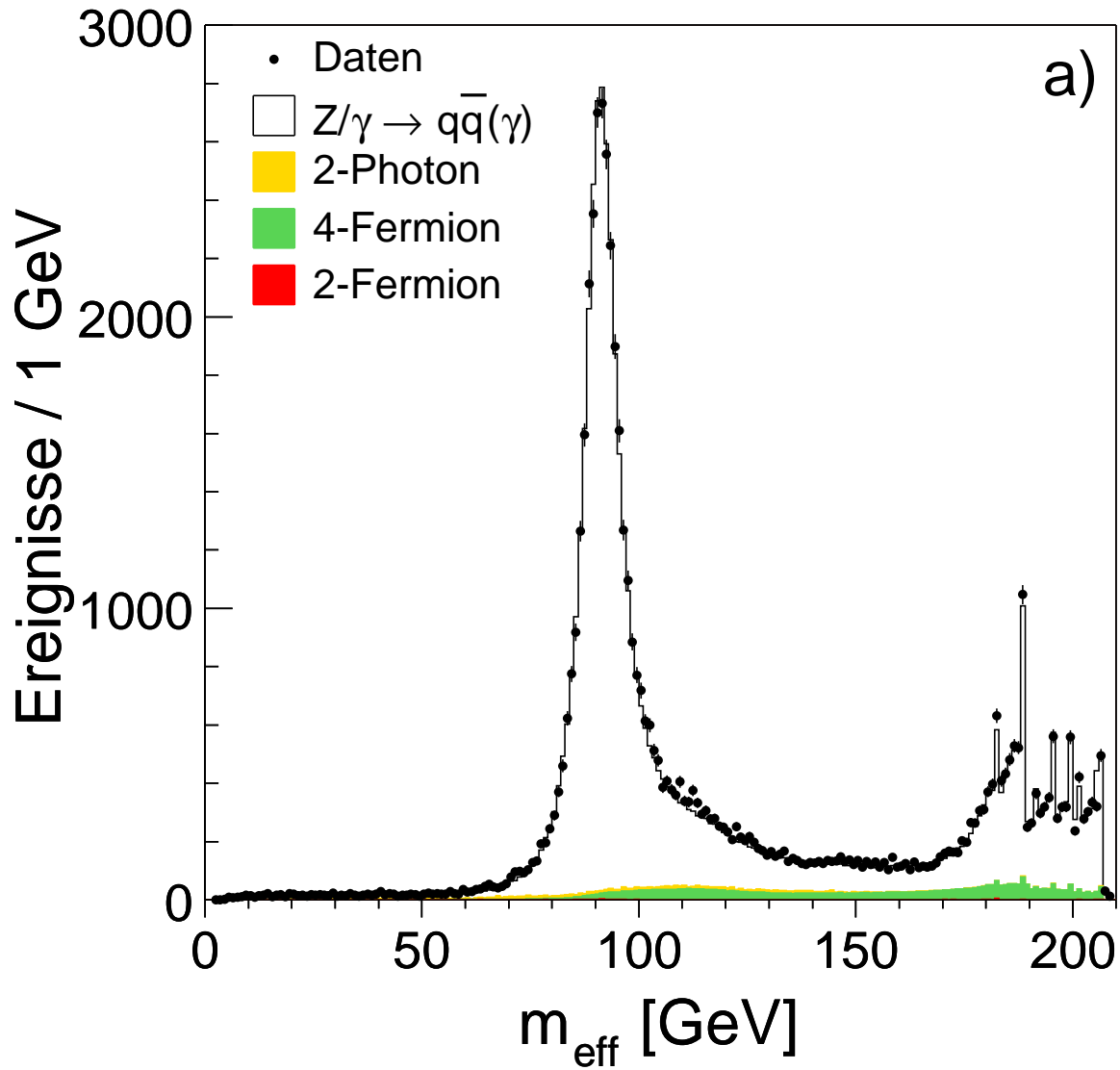


Abbildung 4.9: Die Verteilung der effektiven Masse  $m_{\text{eff}}$  für den  $q\bar{q}(\gamma)$ -Kanal, berechnet aus den Lorentzvektoren der beiden Jets nach einer kinematischen Anpassung.

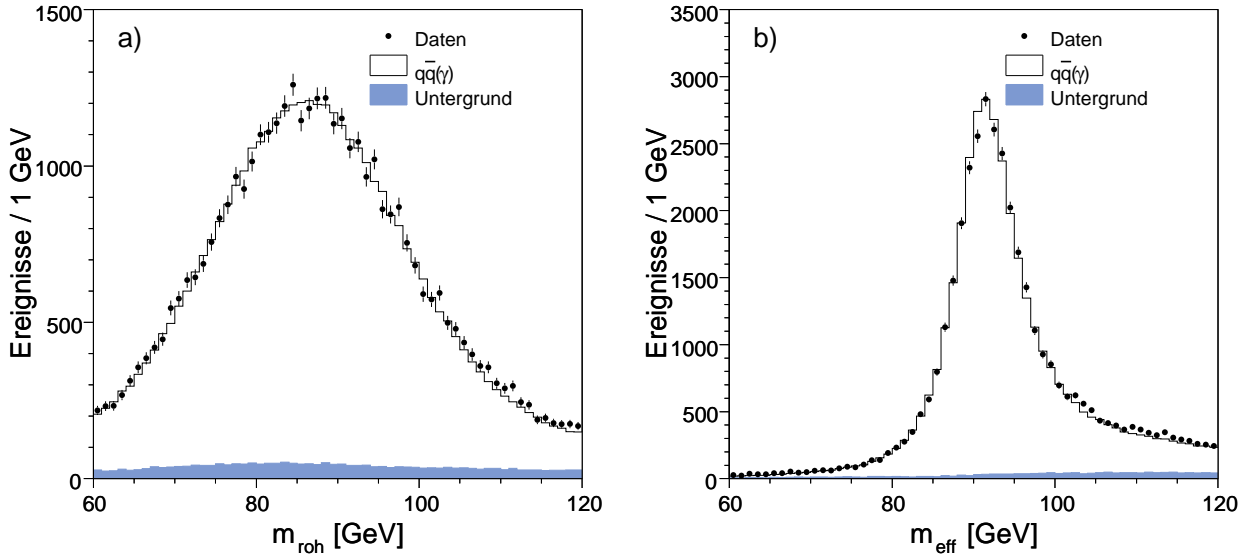


Abbildung 4.10: Die Spitze im Bereich der Z-Masse im Massenspektrum aus  $q\bar{q}$ -Ereignissen. In a) ist die Verteilung der „rohen“ Masse – also ohne Anwendung des kinematischen Fits – dargestellt, in b) die der effektiven Masse nach Anwendung des Fits. Die Massenauflösung verbessert sich durch den kinematischen Fit um einen Faktor drei.

Winkel von  $180^\circ$  einschließen – erhält man aus Gleichung 4.10 eine verschwindende Photonenergie, was dazu führt, dass die effektive Schwerpunktsenergie – wie erwartet – der nominellen entspricht.

In Abbildung 4.11 ist die Verteilung der effektiven Schwerpunktsenergie dargestellt. Ähnlich zu Abbildung 4.9 ist die Spitze bei  $\sqrt{s'} \approx m_Z$  gut zu erkennen; auch hier ist am rechten Rand der Verteilung wieder eine Kammstruktur zu sehen.

## 4.3 Bestimmung der Z-Masse

Aus den Spektren von  $m_{\text{eff}}$  bzw.  $\sqrt{s'}$  soll die Masse des Z-Bosons extrahiert werden. Dazu wird eine ungebinnte Wahrscheinlichkeits-Anpassung benutzt, die im Folgenden beschrieben wird. Es wird dazu die Variable  $\xi$  eingeführt, die zum einen für  $m_{\text{eff}}$  (im hadronischen Fall), zum anderen für  $\sqrt{s'}$  (im myonischen Fall) steht.

### 4.3.1 Ungebinnte Wahrscheinlichkeits-Anpassung

Die Wahrscheinlichkeit, ein Ereignis  $i$  zu messen, in dem die effektive Masse bzw. effektive Schwerpunktsenergie mit dem Wert  $\xi$  rekonstruiert wird, ist gegeben durch

$$\omega_i(\xi, m_Z) = \frac{dP}{d\xi} = \frac{d\sigma_Z/d\xi(\xi, m_Z)}{\sigma_Z(m_Z)}. \quad (4.11)$$

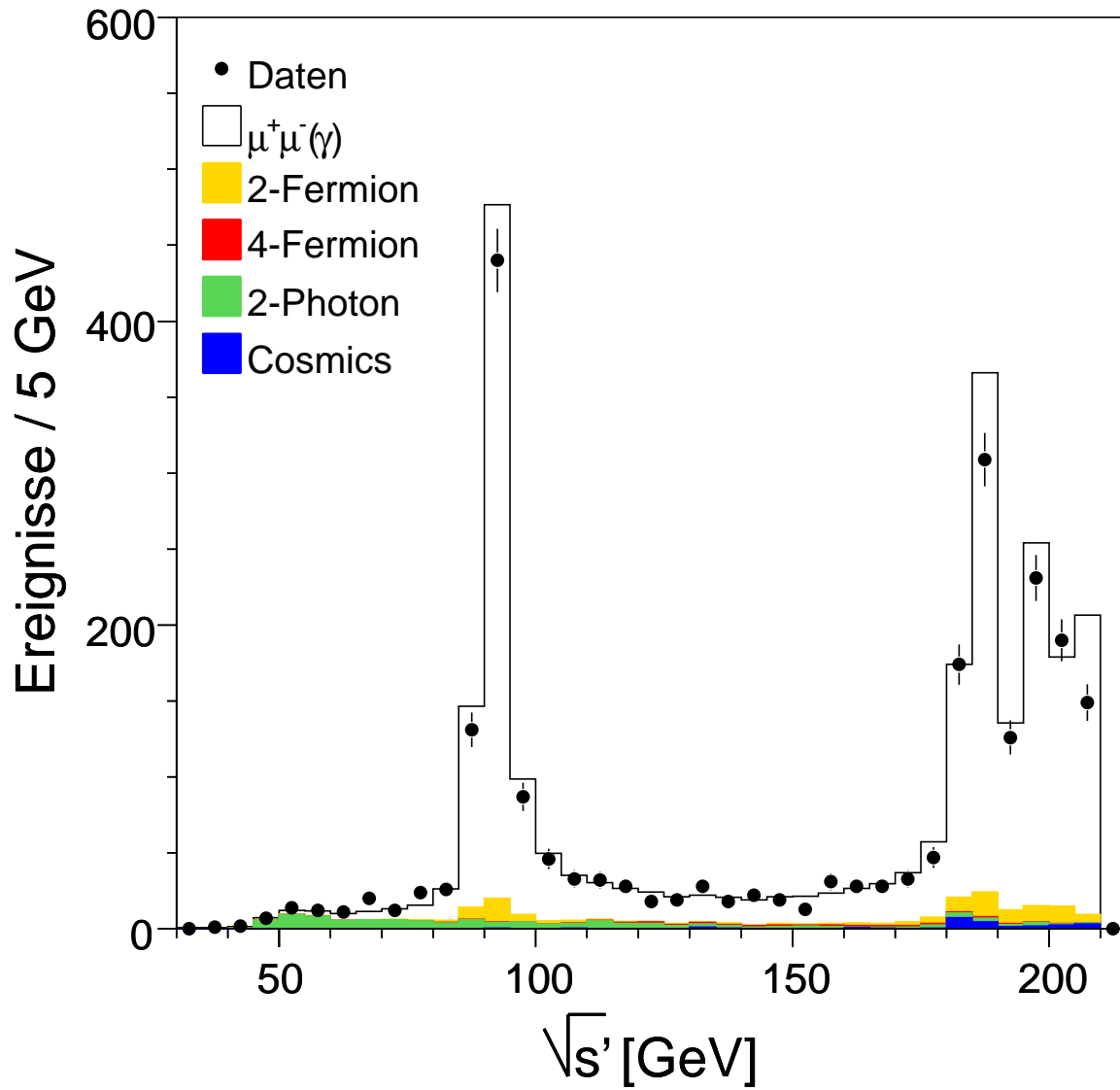


Abbildung 4.11: Die Verteilung der effektiven Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s'}$  für den  $\mu^+\mu^-(\gamma)$ -Endzustand.

Sie ist abhängig vom totalen  $\sigma_Z$  – und differentiellen  $d\sigma_Z/d\xi$  – akzeptierten Wirkungsquerschnitt der Signal-Reaktion nach Anwendung der Selektionsschnitte. Gleichung 4.11 gilt allerdings nur für den Idealfall, dass kein Untergrund vorhanden ist. Für den realitätsnäheren Fall, dass die Messung auch Untergrund enthält, muss die Gleichung abgeändert werden:

$$\omega_i(\xi, m_Z) = \frac{f \cdot \frac{d\sigma_Z}{d\xi}(\xi, m_Z) + \frac{d\sigma_{BG}}{d\xi}(\xi)}{f \cdot \sigma_Z(m_Z) + \sigma_{BG}}, \quad (4.12)$$

wobei  $\sigma_{BG}$  den totalen und  $\frac{d\sigma_{BG}}{d\xi}(\xi)$  den differentiellen akzeptierten Wirkungsquerschnitt des gesamten Untergrundes darstellt. Mittels des Skalierungsfaktors  $f$  werden mögliche Fluktuationen im Daten-Wirkungsquerschnitt dem Signal-Monte-Carlo zugeordnet, in dem Sinne, dass

$$f \cdot \sigma_Z(m_Z) + \sigma_{BG} = \frac{N_{\text{data}}}{\mathcal{L}_{\text{data}}} \quad (4.13)$$

gefordert wird, so dass  $f = (N_{\text{data}}/\mathcal{L}_{\text{data}} - \sigma_{BG})/\sigma_Z(m_Z)$ .

Mit Hilfe der Wahrscheinlichkeitsdichte  $\omega_i$  soll der wahrscheinlichste Wert der Z-Masse bestimmt werden. Dazu wird das Produkt der Wahrscheinlichkeitsdichten aller selektierten Ereignisse

$$L(m_Z) = \prod_{i=0}^{N_{\text{data}}} \omega_i(\xi_i, m_Z) \quad (4.14)$$

berechnet und in Abhängigkeit von der zu ermittelnden Masse maximiert.

### 4.3.2 Box-Methode

In der Berechnung der totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte müssen die in der Selektion angebrachten Schnitte und die Detektoreffizienz berücksichtigt werden; sie können daher nicht analytisch berechnet werden. Einen Ausweg stellt die sogenannte „Box-Methode“ [74]<sup>1</sup> dar. Hierbei handelt es sich um eine Monte-Carlo-Methode, mit der der gesuchte differentielle Wirkungsquerschnitt für jedes Datenereignis aus der Anzahl von Monte-Carlo-Ereignissen in einem kleinen symmetrischen Intervall, der sogenannten Box, um das rekonstruierte  $\xi$  des Datenereignisses berechnet wird:

$$\frac{d\sigma}{d\xi}(\xi_i) \approx \frac{\Delta\sigma}{\Delta\xi}(\xi_i) = \frac{1}{V_{\text{box}}^i} \cdot \frac{N_{\text{box}}^i}{\mathcal{L}_{\text{MC}}}. \quad (4.15)$$

Es werden also neben der Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse  $N_{\text{box}}^i$  in der  $i$ ten Box auch deren Volumen  $V_{\text{box}}^i$  und die Luminosität  $\mathcal{L}_{\text{MC}}$  des Monte Carlos, berechnet aus der generierten

---

<sup>1</sup>Im hier beschriebenen Fall mit einer eindimensionalen „Box“ handelt es sich bei dem „Volumen“ der Box um ein Intervall.

Ereignisanzahl und dem Monte-Carlo-Wirkungsquerschnitt, benötigt. Der totale Wirkungsquerschnitt nach der Selektion berechnet sich aus der Gesamtzahl selektierter Monte-Carlo-Ereignisse  $N_{\text{MC}}^{\text{sel}}$ :

$$\sigma = \frac{N_{\text{MC}}^{\text{sel}}}{\mathcal{L}_{\text{MC}}}. \quad (4.16)$$

Das Volumen der Box ist nicht einfach die Differenz zwischen größtem und kleinstem  $\xi$ , sondern wird berechnet nach

$$V_{\text{box}}^i = \xi_{N_{\text{box}}^i} - \xi_1 + \frac{1}{2} \cdot (\xi_2 - \xi_1) + \frac{1}{2} \cdot (\xi_{N_{\text{box}}^i} - \xi_{N_{\text{box}}^i - 1}), \quad (4.17)$$

da das Volumen sonst um etwa  $\mathcal{O}(1/N_{\text{box}})$  unterschätzt wird. Die in der Box enthaltenen Ereignisse sind nach aufsteigender Masse sortiert, so dass

$$\xi_1 < \xi_2 < \dots < \xi_{N_{\text{box}}^i}.$$

Das Volumen soll möglichst klein sein, damit der Übergang von infinitesimaler zu endlicher Intervallbreite in Gleichung 4.15 gerechtfertigt ist. Allerdings darf es auch nicht zu klein werden, da der statistische Fehler mit kleiner werdender Box zunimmt. Es wurden in dieser Analyse im  $q\bar{q}$ -Kanal 500 Monte-Carlo-Ereignisse pro Box gewählt, im  $\mu^+\mu^-$ -Kanal 250. Damit erhält man Volumina von 20 MeV bis 6 GeV ( $q\bar{q}$ -Kanal) bzw. zwischen 50 MeV und 3 GeV ( $\mu^+\mu^-$ -Kanal).

### Umgewichtung des Signal-Monte-Carlos

Die Bestimmung der Masse des Z-Bosons erfolgt über einen Vergleich von Monte-Carlo-Vorhersagen mit den gemessenen Daten. Nun müsste für jede zu testende Masse eine Vielzahl an Monte-Carlo-Ereignissen erzeugt werden. Um diesem Aufwand zu entgehen, wird auf eine Umgewichtungsmethode zurückgegriffen. Es werden zu jedem Monte-Carlo-Ereignis  $j$  Gewichte  $w_j$  berechnet, die von der zu testenden Masse  $\xi_{\text{test}}$  abhängen:

$$w_j(\xi) = \frac{\frac{d\sigma}{d\sqrt{s'}}(\sqrt{s'}_{\text{gen}}, \xi_{\text{test}})}{\frac{d\sigma}{d\sqrt{s'}}(\sqrt{s'}_{\text{gen}}, m_Z^{\text{MC}})}. \quad (4.18)$$

In diese Gewichte gehen die vom Monte-Carlo-Programm für das entsprechende Ereignis generierte effektive Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s'}_{\text{gen}}$  und die im Generationsprozess benutzte Z-Masse  $m_Z^{\text{MC}}$  ein. Die hier benutzten differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/d\sqrt{s'}$  sind analytisch berechnet; die entsprechende Gleichung findet sich in Referenz [75].

Mit den Gewichten  $w_j$  werden nun die Gleichungen 4.15 und 4.16 abgeändert:

$$\frac{d\sigma}{d\xi}(\xi_i) = \frac{1}{V_{\text{box}}^i} \cdot \frac{1}{\mathcal{L}_{\text{MC}}} \sum_{j \in N_{\text{box}}} w_j \quad (4.19)$$

$$\sigma = \frac{1}{\mathcal{L}_{\text{MC}}} \sum_{j=0}^{N_{\text{MC}}} w_j. \quad (4.20)$$



Die Summe in Gleichung 4.19 läuft über alle Ereignisse in der zum Datenereignis  $i$  gehörenden Box, die Summe in Gleichung 4.20 über alle Monte-Carlo-Ereignisse.

Gleichungen 4.19 und 4.20 werden nun in Gleichung 4.12 eingesetzt, mit der wiederum das Produkt  $L$  in Gleichung 4.14 berechnet wird. Mit Hilfe von MINUIT wird das Minimum von

$$-2 \cdot L(m_Z) \tag{4.21}$$

gesucht. Die für dieses Minimum benutzte Z-Masse ist der für die Daten-Ereignis-Menge wahrscheinlichste Wert.

## 4.4 Systematische Studien

Das Studium von systematischen Effekten ist von großer Wichtigkeit bei der Massenbestimmung. Verschiedene Quellen solcher Effekte wurden hier untersucht. Ein wichtiger Beitrag sind Detektoreffekte wie Energie- und Winkelmessung, aber auch Effekte durch Rauschen in den Kalorimetern. Weitere Quellen systematischer Unsicherheiten kommen von der theoretischen Seite. Voraussagen über die Hadronisation beispielsweise sind aufgrund der Tatsache, dass diese nicht störungstheoretisch zu beschreiben ist, schwierig. Auch Effekte wie die Initial-State-Radiation und Unsicherheiten im Wirkungsquerschnitt der Untergrund-Reaktionen wurden untersucht. Diese und weitere Effekte sind im Folgenden detailliert beschrieben.

### 4.4.1 Detektoreffekte

#### Energiekalibration

Für den hadronischen Kanal spielt die Messung der in den Kalorimetern deponierten Energie eine große Rolle, da diese Energie für den kinematischen Fit benutzt wird. Sind beispielsweise die Energien in einer Region des Detektors gegenüber anderen untergewichtet, so kann das im Endeffekt zu einer Verschiebung der Jets führen, was sich auf die rekonstruierte Masse auswirken würde. Aus diesem Grund wurde großer Wert auf das Studium der Energiemessung gelegt.

Zur Rekonstruktion von in Kalorimetern deponierte Energie muss das Kalorimeter zunächst kalibriert werden. Bei L3 werden sogenannte „g-Faktoren“ benutzt. Die Kalorimeter werden in zehn Regionen unterteilt, wobei jede Region einen eigenen „g-Faktor“ erhält. Aus hadronischen Ereignissen, die bei voller Schwerpunktsenergie stattgefunden haben, wird für jede Region der Faktor so bestimmt, dass zum einen die gesamte gemessene Energie der Schwerpunktsenergie entspricht und zum anderen die Breite der Energieverteilung möglichst klein ist.

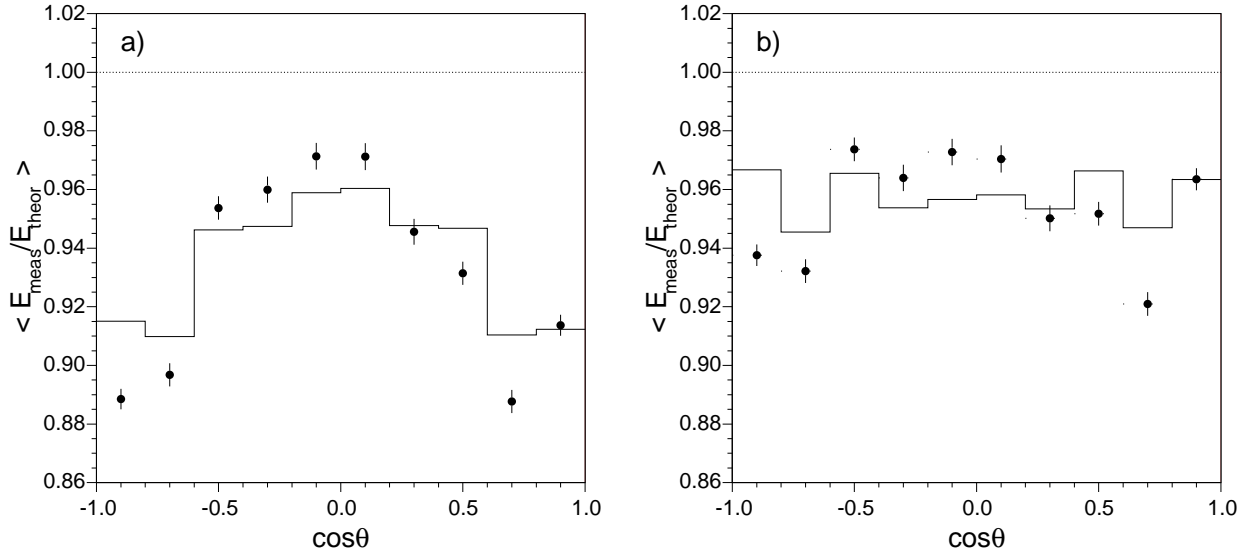


Abbildung 4.12: Verhältnis der gemessenen zur nach Gleichung 4.22 vorhergesagten Energie der Jets. a) Ohne Korrektur, b) mit Korrektur.

In einem zweiten Schritt wird die gemessene Energie  $E_{\text{meas}}$  von Jets aus radiativen Ereignissen mit der nach

$$E_i^{\text{theor}} = \sqrt{s} \cdot \frac{\sin \theta_j}{\sin \theta_1 + \sin \theta_2 + |\sin(\theta_1 + \theta_2)|} \quad (4.22)$$

berechneten Energie in Intervallen des Polarwinkels  $\theta$  verglichen. Die  $\theta_i$  in Gleichung 4.22 stellen die Winkel zwischen Jet und Photon (bzw. Strahlachse) dar; im Falle  $i = 1$  gilt  $j = 2$ , bei  $i = 2$  gilt  $j = 1$ . An die Verteilung wird ein Polynom vierter Ordnung angepasst, wobei die ungeraden Ordnungen entfallen, da von einer symmetrischen Verteilung im Detektor ausgegangen wird:

$$f(\cos \theta) = a_0 \cos \theta + a_2 \cos^2 \theta + a_4 \cos^4 \theta. \quad (4.23)$$

Mittels dieser Funktion wird für jede Energiedeposition ein  $\theta$ -abhängiger Skalierungsfaktor ermittelt, so dass die Verteilung von  $\langle E_{\text{meas}}/E_{\text{theor}} \rangle$  in  $\cos \theta$  flach wird. Die Verteilung von  $\langle E_{\text{meas}}/E_{\text{theor}} \rangle$  gegen  $\cos \theta$  ist in Abbildung 4.12 a) vor und in b) nach Anwendung der Skalierungsfaktoren dargestellt. Man erkennt, dass die Verteilung nach Anwendung der Skalierungsfaktoren deutlich flacher ist, allerdings ist ebenfalls eine Abweichung vom Wert eins zu sehen.

Deshalb wird im dritten Schritt schließlich noch ein weiterer – für Daten und Monte Carlo unterschiedlicher – globaler Faktor eingeführt, mit dem die Energie jeder Deposition multipliziert wird. Dieser Faktor sorgt dafür, dass das Maximum der Verteilung von  $E_{\text{meas}}/E_{\text{theor}}$

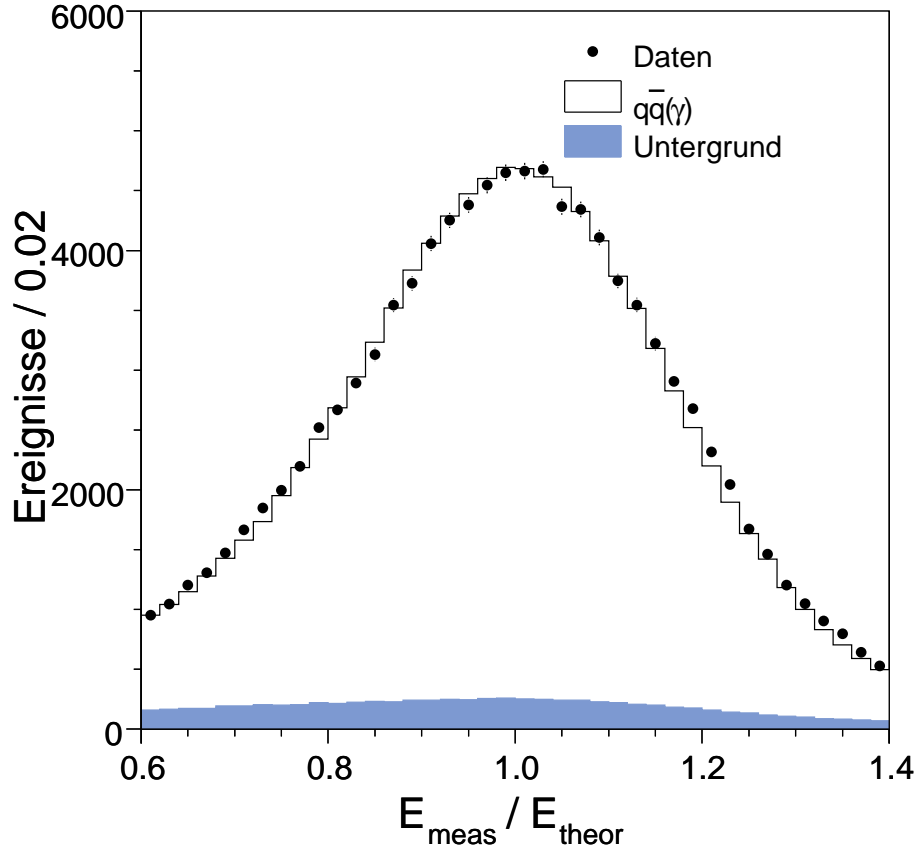


Abbildung 4.13: Verteilung des Verhältnisses der gemessenen Jet-Energie zu der nach Gleichung 4.22 berechneten. Nach Anwendung aller Gewichte befindet sich der durch Anpassung einer gaussischen Glockenkurve ermittelte Mittelwert sowohl von Daten als auch der Monte-Carlo-Vorhersage bei 1.

für Daten und Monte Carlo tatsächlich bei eins liegt. Die Verteilung von  $E_{\text{meas}}/E_{\text{theor}}$  nach Anwendung aller Gewichte ist in Abbildung 4.13 dargestellt.

Zunächst wird als Beitrag zur systematischen Unsicherheit die Differenz der Masse mit bzw. ohne Anwendung der winkelabhängigen Kalibration (Gleichung 4.23) benutzt. Zusätzlich wird als Test die Energie der einzelnen Energiedepositionen um  $\pm 0,5\%$  skaliert. Die Differenz zu der Masse, die ohne diese Skalierung erhalten wird, wird als zusätzliche Unsicherheit betrachtet und quadratisch zu dem aus der winkelabhängigen Kalibration erhaltenen Wert addiert. Insgesamt ergibt sich eine Unsicherheit von 16 MeV.

Für den Myon-Kanal spielt die Energiemessung keine Rolle, da in die Berechnung von  $\sqrt{s'}$  ausschließlich die Polarwinkel der Myonen eingehen.

	q $\bar{q}$	$\mu^+\mu^-$
	$\langle \Delta m_{\text{eff}} \rangle$	$\langle \Delta \sqrt{s'} \rangle$
Daten	- 73 MeV	+105 MeV
Monte Carlo	-121 MeV	+126 MeV

Tabelle 4.3: Mittelwerte der Verteilungen von Abbildung 4.14. Für den hadronischen Kanal handelt es sich um den Mittelwert aller Ereignisse, beim myonischen Endzustand wurde eine gaussische Glockenkurve an die Spektren angepasst.

## Winkel-Messung

Noch wichtiger als eine gute Messung der Energien ist die präzise Messung der Winkel der einzelnen Energiedepositionen (im hadronischen Fall) bzw. der Spuren in der TEC bzw. dem Myon-Spektrometer (im Myon-Kanal). Um eine Abschätzung der Unsicherheit der Winkel-Messung zu erhalten, wurden sowohl für den hadronischen als auch den Myon-Kanal neben den eigentlich verwendeten Winkeln – im hadronischen Fall die der einzelnen Energiedepositionen, im Myon-Kanal die der Spuren in den Myonkammern – Winkelmessungen aus anderen Detektorregionen verwendet. In dieser alternativen Analyse werden im hadronischen Fall Jets aus sogenannten „geladenen“ Clustern gebildet. Als geladen wird ein Cluster hierbei bezeichnet, wenn er eine assoziierte Spur in der TEC besitzt. Die mit Hilfe dieser „reduzierten“ Jets bestimmte Masse wird mit der Masse verglichen, die man erhält, wenn zwar die gleichen Energien, aber die Winkel der entsprechenden Spuren verwendet werden. Die Vierervektoren der „reduzierten“ Jets werden so skaliert, dass ihre Energie den in der eigentlichen Analyse benutzten entspricht. Pro Ereignis wird so eine Massendifferenz berechnet, die um Null herum streut. Ähnlich wird im Fall der Myonen vorgegangen. Hier werden statt der Winkel der Spuren in der Myonkammer die Winkel der assoziierten Cluster benutzt. An die Energiedepositionen werden dabei zwei Anforderungen gestellt: Um sicher zu sein, dass sie einer Myon-Spur entsprechen, werden nur Cluster berücksichtigt, die in einem  $2^\circ$ -Konus um das jeweilige Myon liegen; außerdem muss das Verhältnis von gemessenem zu für ein minimal ionisierendes Teilchen erwarteten Treffern in den Proportionalkammern des Hadron-Kalorimeters größer als 0,5 sein.

In Abbildung 4.14 sind die entsprechenden Verteilungen dargestellt. Für den Myonkanal wurde der Mittelwert aufgrund der Form der Verteilung durch Anpassung einer Gauss-Kurve ermittelt, im hadronischen Kanal wurde der Mittelwert aller Einträge berechnet; die Resultate sind Tabelle 4.3 zu entnehmen.

Die halbe Differenz der Mittelwerte von Daten und der Monte-Carlo-Vorhersage wird als Beitrag der Winkelmessung zur systematische Unsicherheit angegeben. Für den hadronischen

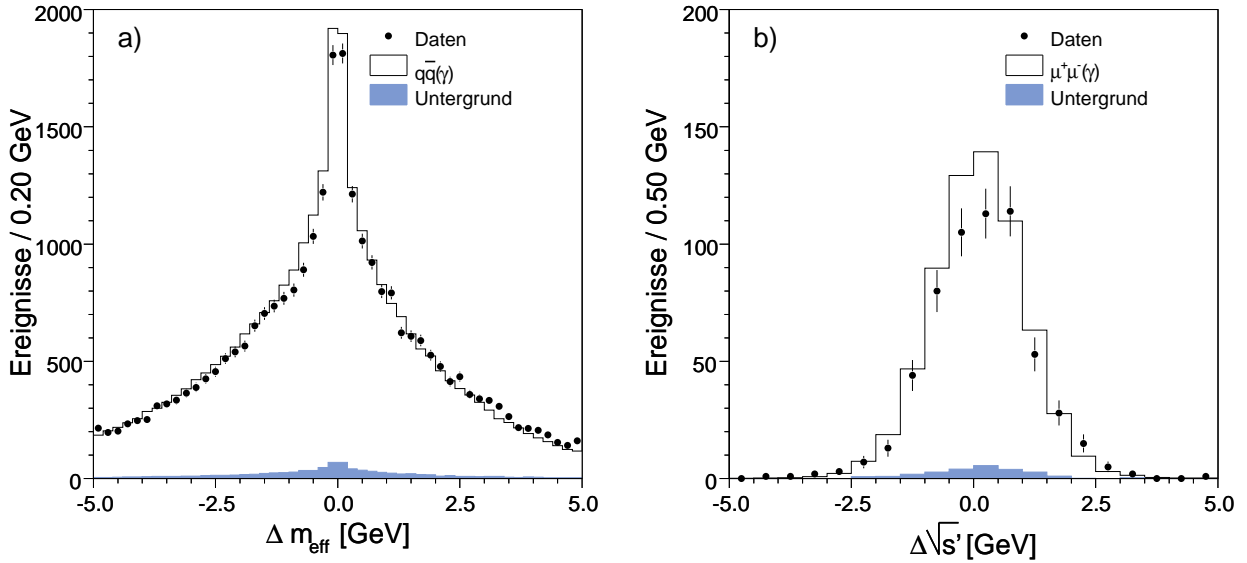


Abbildung 4.14: Verteilungen zur Bestimmung des Beitrages der Unsicherheit der Winkelmessung zur systematischen Unsicherheit der Z-Masse. In a) ist für den hadronischen Kanal die Differenz der invarianten Masse pro Ereignis dargestellt, einmal berechnet mit Jets aus Energiedepositionen mit zugehörigen Spuren in der TEC und einmal berechnet mit den selben Energien, aber den Winkel der zugehörigen Spuren in der TEC. In b) ist für Myon-Paar-Ereignisse die Verteilung der Differenz der effektiven Schwerpunktsenergie, einmal berechnet aus den Winkeln der Spuren in den Myonkammern und einmal berechnet aus den Winkeln der zu den Myonen gehörigen Energiedepositionen in den Kalorimetern dargestellt.

Kanal erhält man mit dieser Methode einen Beitrag zur systematischen Unsicherheit von 24 MeV, für den Myon-Kanal beläuft sich der Beitrag auf 11 MeV.

### Rauschen und Satelliten

Neben den beiden bereits erwähnten Effekten kann die gemessene Masse im hadronischen Kanal auch von zwei weiteren Effekten beeinflusst werden.

Gibt es in den Daten Energiedepositionen, die durch Rauschen (z. B. durch das Uran im Hadron-Kalorimeter) entstanden sind (also nichts mit den zu untersuchenden physikalischen Prozessen zu tun haben), aber durch die Monte-Carlo-Vorhersage nicht korrekt beschrieben werden, kann das dazu führen, dass die Jets, die man in den Daten findet, breiter und somit eine größere Masse erhalten als die vom Monte Carlo vorhergesagten. Dies hätte einen Einfluss auf die extrahierte Z-Masse.

Ob die Messung davon beeinflusst wird, wurde studiert, indem in einer alternativen Analyse zunächst alle Energiedepositionen im Ereignis zu Jets zusammengefasst wurden. Anschließend werden immer kleiner werdende Kegel um die Jetachse gelegt und die außerhalb der Kegel liegenden Cluster entfernt. Der Jet wird dann so skaliert, dass Energien und Impulsbeträge dem Ursprungsjet entsprechen. Dadurch wirkt sich die Entfernung der Cluster als Winkeländerung aus.

In Abbildung 4.15 ist die Differenz der Masse ( $\Delta m_Z$ ) nach Entfernen der außerhalb des Kegels liegenden Energiedepositionen zur „Original-Masse“ in Abhängigkeit vom halben Öffnungswinkel des Kegels dargestellt. Man erkennt, dass die Masse bis zu einem halben Öffnungswinkel von  $60^\circ$  stabil ist. Bei kleineren Kegeln beginnt man, in den Jet selber zu schneiden. Dabei können sich Jet-interne Unterschiede zwischen Daten und Monte-Carlo-Vorhersage, die beispielsweise durch die Fragmentationsmodelle bedingt sind, zu einem Problem entwickeln, die die teilweise deutlichen Massendifferenzen erklären. Da die Masse bei Kegeln bis  $60^\circ$  stabil ist, ist davon auszugehen, dass das Rauschen keinen Einfluss auf die Massenbestimmung hat.

Ein weiteres Problem können nicht beschriebene Cluster in der Nähe detektierter Photonen sein. Falls sich in den Daten nahe eines Photons mehr Energiedepositionen als in der Vorhersage befinden, kann erneut das Problem auftreten, dass die Jets in den Daten breiter und schwerer als im Monte Carlo sind. In Abbildung 4.16 ist der Winkel  $\zeta$  zwischen Photon und nächster Energiedeposition dargestellt.

Man findet tatsächlich nahe der Photonen eine Spitze in der Verteilung, die vom Monte Carlo teilweise vorhergesagt wird. Um zu testen, ob diese Cluster ein Problem darstellen, wurde eine Analyse durchgeführt, in der alle Energiedepositionen in einem Kegel von  $10^\circ$  um das erkannte Photon entfernt wurden. Dabei handelt es sich aufgrund der Definition eines Photonkandidaten um maximal einen Cluster. Es stellt sich heraus, dass die Differenz

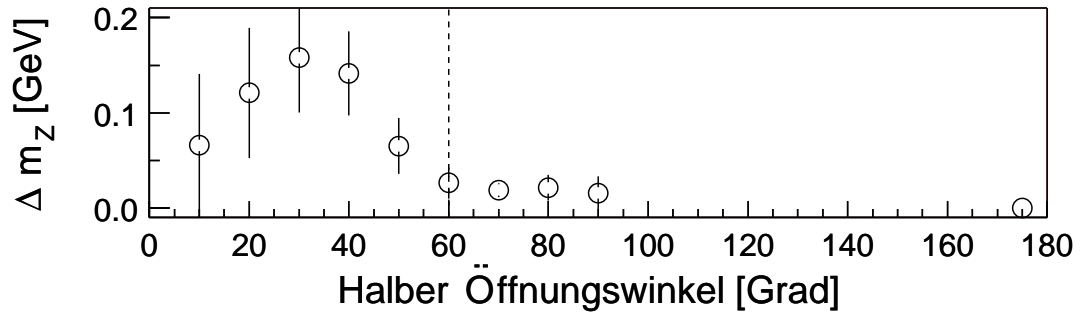


Abbildung 4.15: Die Differenz zur nominellen Z-Masse, wenn Cluster ausserhalb von Koni mit dem angegebenen halben Öffnungswinkel entfernt. Bis 60 Grad ist die Verteilung nahezu konstant.

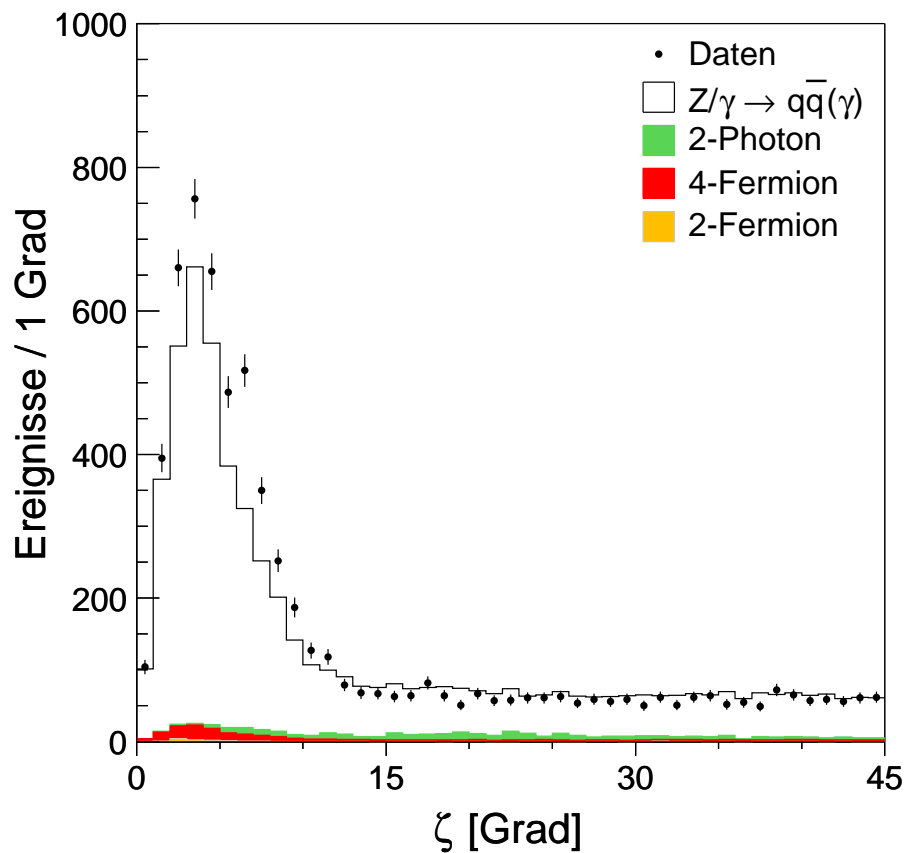


Abbildung 4.16: Der Winkel  $\zeta$  zwischen detektiertem Photon und nächstem Cluster. In den Daten ist bis ca.  $10^\circ$  ein Überschuss zu erkennen.

zu der Masse, die aus der Standard-Analyse gewonnen wird, kleiner als 1 MeV und damit vernachlässigbar ist.

### Z-Masse in verschiedenen Detektorregionen

Eine weitere Möglichkeit, zu prüfen, wie gut die Messungenauigkeit des Detektors bekannt ist, wird die Masse in verschiedenen räumlichen Teilen des Detektors bestimmt und verglichen. Hier wird die Ereignismenge in zwei etwa gleichgroße Teile aufgeteilt, wobei die Unterteilung nach dem Vorzeichen des  $z$ -Anteils der Impulssumme der Jets erfolgt. Da sich durch die Halbierung der benutzten Ereignisse der statistische Fehler um einen Faktor  $\sqrt{2}$  erhöht, wurde zu diesen Studien nur der hadronische Kanal herangezogen, in dem im Vergleich zum Myon-Kanal etwa die 25fache Menge an selektierten Ereignissen zur Verfügung steht. Es ergibt sich zwischen den beiden Mengen eine Differenz von  $-23 \pm 64$  MeV, was im Rahmen der Genauigkeit des Tests keinen systematischen Fehler anzeigt.

### Anteil elektromagnetischer Energie

Der Anteil der Energie, den die Jets im elektromagnetischen Kalorimeter abgeben, ist von Ereignis zu Ereignis verschieden. Das Verhältnis der im BGO abgegebenen zur Gesamtenergie der Jets ist in Abbildung 4.17 a) dargestellt. Es wird nun getestet, ob diese Größe einen Einfluss auf die gemessene Masse hat. Dazu wurden die Ereignisse durch einen Schnitt bei

$$\frac{E_{\text{BGO}}}{E_{\text{tot}}} = 0,65$$

in zwei etwa gleich große Mengen aufgeteilt, aus denen die Masse separat bestimmt wurde. Die Differenz zwischen beiden Mengen ergibt sich zu

$$\Delta m_Z = 0 \pm 62 \text{ MeV.} \quad (4.24)$$

### Masse der Jets

Die mittlere Masse der Jets pro Ereignis, gemittelt über alle Schwerpunktsenergien, beträgt  $13,76 \pm 0,03$  GeV. Die Verteilungen der mittleren Jetmasse pro Ereignis ist in Abbildung 4.17 b) dargestellt. Es wurde getestet, ob sich ein signifikanter Unterschied in der Massenbestimmung ergibt, wenn nur leichte bzw. schwere Jets benutzt werden. Dazu wurden die selektierten Ereignisse in zwei Teile mit ungefähr gleichgroßer Anzahl geteilt; der Schnitt wurde bei  $\langle \bar{m}_{\text{Jet}} \rangle = 12,6$  GeV gesetzt. Zwischen den beiden Teilen ergibt sich eine Massendifferenz von

$$\Delta m_Z = 53 \pm 68 \text{ MeV,}$$

so dass beide Teile im Rahmen des statistischen Fehlers gut übereinstimmen.



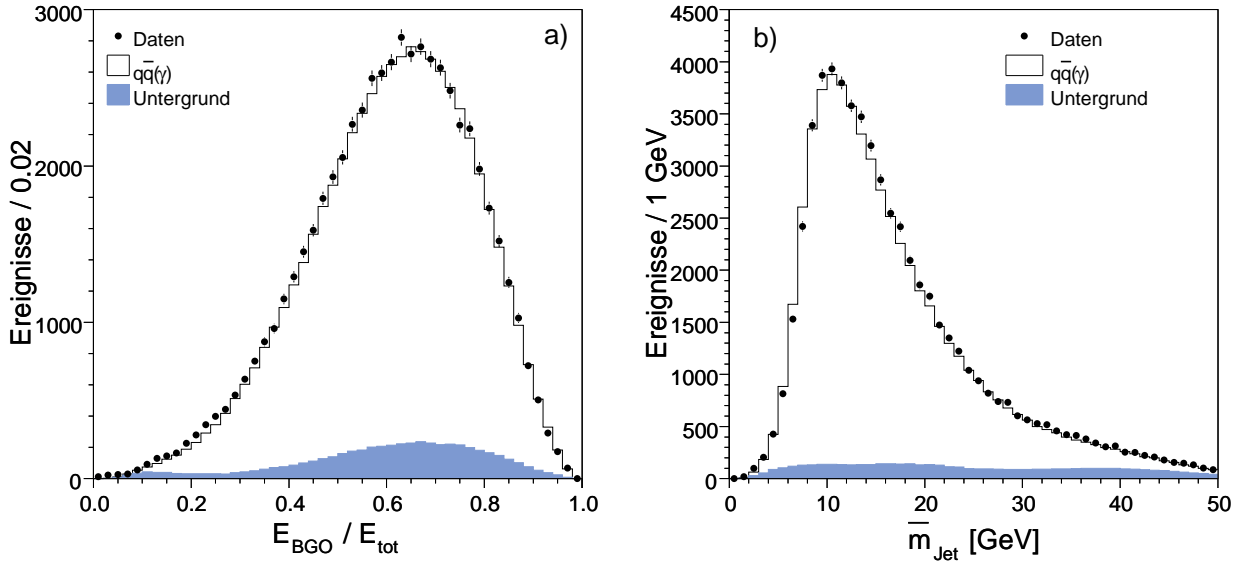


Abbildung 4.17: a) Verhältnis der im elektromagnetischen Kalorimeter BGO abgegebenen Energie zur totalen in den Kalorimetern abgegebenen Energie, b) Verteilung der mittleren Jetmasse pro Ereignis.

#### 4.4.2 Theoretische Quellen systematischer Unsicherheiten

##### Hadronisation

Die Hadronisation der Quarks in die beobachtbaren Endzustände – farblose Hadronen, Mesonen, Leptonen und Photonen – ist nur schwierig zu beschreiben, da aufgrund der Größe der starken Kopplung die Störungsrechnung nicht anwendbar ist. Es existieren jedoch mehrere phänomenologische Modelle, die die Hadronisation beschreiben. In dieser Analyse wurde mit den Modellen, die in den Monte-Carlo-Programmen ARIADNE, HERWIG und PYTHIA implementiert sind, gearbeitet. ARIADNE benutzt das sogenannte „Color-Dipol“-Modell, HERWIG den „Parton-Schauer“-Ansatz und PYTHIA das Lund-String-Schema. Um eine Abschätzung der Unsicherheit durch das Hadronisationsmodell zu erhalten, wurden mit dem Generator  $\mathcal{KK}2f$  eine Million  $q\bar{q}(\gamma)$ -Ereignisse generiert, deren Fragmentation mit den drei oben erwähnten Programmen durchgeführt wurde.

Die Jets, deren Energien und Winkel zur Bestimmung der Z-Masse herangezogen werden, werden aus Energiedepositionen gebildet, die entweder als masselos betrachtet oder mit der Pionmasse versehen werden. Unterschiedliche Vorhersagen für Baryon- und Meson-Inhalt der Ereignisse haben somit einen Einfluss auf die Jet- und damit auf die Z-Masse.

Daher wurde untersucht, wie sich die ermittelte Z-Masse verhält, wenn der Mittelwert der Anzahl neutraler Kaonen  $N_{K^0}$ , der Anzahl geladener Kaonen  $N_{K^\pm}$ , der Anzahl der Protonen

Variable	PDG (Daten)	ARIADNE	HERWIG	PYTHIA
$\langle N_{K^0} \rangle$	$2,013 \pm 0,022$	2,0646	2,0636	2,1254
$\langle N_{K^\pm} \rangle$	$2,23 \pm 0,05$	2,1420	2,1898	2,1889
$\langle N_p \rangle$	$1,04 \pm 0,04$	0,7253	0,9616	0,8734
$\langle \bar{m}_{\text{Jet}} \rangle$ [GeV]	$(14,04 \pm 0,077)$	14,9819	15,0368	15,0644

Tabelle 4.4: Für die Untersuchung der Hadronisation benutzte Ereignisvariablen. In der Spalte „PDG“ sind die von der *Particle Data Group* angegebenen Werte aufgeführt. Eine Ausnahme stellt die mittlere Jetmasse dar, deren Wert aus dem untersuchten L3-Datensatz bei 207 GeV gewonnen wurde. In den Spalten ARIADNE, HERWIG und PYTHIA sind die Werte angegeben, die von den Generatoren vorhergesagt werden.

$N_p$  bzw. der mittleren Jetmasse pro Ereignis  $\bar{m}_{\text{Jet}}$  verändert wird. Die von den Generatoren vorhergesagten Mittelwerte sind in Tabelle 4.4 zusammen mit den von der *Particle Data Group* in [11] veröffentlichten Werten angegeben. Der in der Tabelle genannte Mittelwert der mittleren Jetmasse wurde aus den untersuchten Daten bestimmt<sup>2</sup>.

Um die Mittelwerte der genannten Variablen in den Monte-Carlo-Sätzen zu verändern, wurde zu einer Ungewichtungsmethode gegriffen. Es wird zunächst in einem Histogramm die jeweilige Variable gegen die für das Ereignis generierte Z-Masse aufgetragen. In Abbildung 4.18 a) ist dies für die Anzahl neutraler Kaonen dargestellt. Anschließend wird ein Profil dieser Verteilung erstellt, siehe Abbildung 4.18 b). An dieses Profil wird im für die Massenbestimmung interessanten Bereich ein Polynom  $p$  zweiten Grades angepasst. Mit Hilfe dieses Polynoms wird ein Gewicht  $w_i$  für jedes Ereignis berechnet:

$$w_i = 1 - a \cdot (V^i - p(m_Z^i)), \quad (4.25)$$

wobei  $V^i$  die untersuchte Variable (z. B.  $N_{K^0}$ ) und  $m_Z^i$  die im Ereignis generierte Z-Masse ist. Der Faktor  $a$  wird so gewählt, dass der gewünschte Mittelwert von  $N_{K^0}$ ,  $N_{K^\pm}$ ,  $N_p$  bzw.  $\bar{m}_{\text{Jet}}$  erhalten wird. In Abbildung 4.19 ist für verschiedene Mittelwerte der vier Variablen die aus der Wahrscheinlichkeitsanpassung erhaltene Z-Masse aufgetragen. Die Masse wurde hier mit dem PYTHIA-Monte-Carlo bestimmt; bei Benutzung von ARIADNE und HERWIG ergibt sich ein ähnliches Verhalten. Die Werte, die man erhält, wenn man die jeweilige Variable auf den in Tabelle 4.4 angegebenen Wert bringt, sind in Tabelle 4.5 aufgelistet. Bei keiner der Variablen erhält man eine genaue Übereinstimmung aller drei Modelle. Deshalb wird als Beitrag zur systematischen Unsicherheit die Standardabweichung dieser zwölf Werte angegeben, die sich

<sup>2</sup>Da für diese Untersuchungen nur bei einer Schwerpunktsenergie von 207 GeV die benötigten Monte-Carlo-Ereignisse zur Verfügung standen, wurde die mittlere Jetmasse hier nur aus den Daten bei  $\langle \sqrt{s} \rangle = 206,6$  GeV bestimmt.

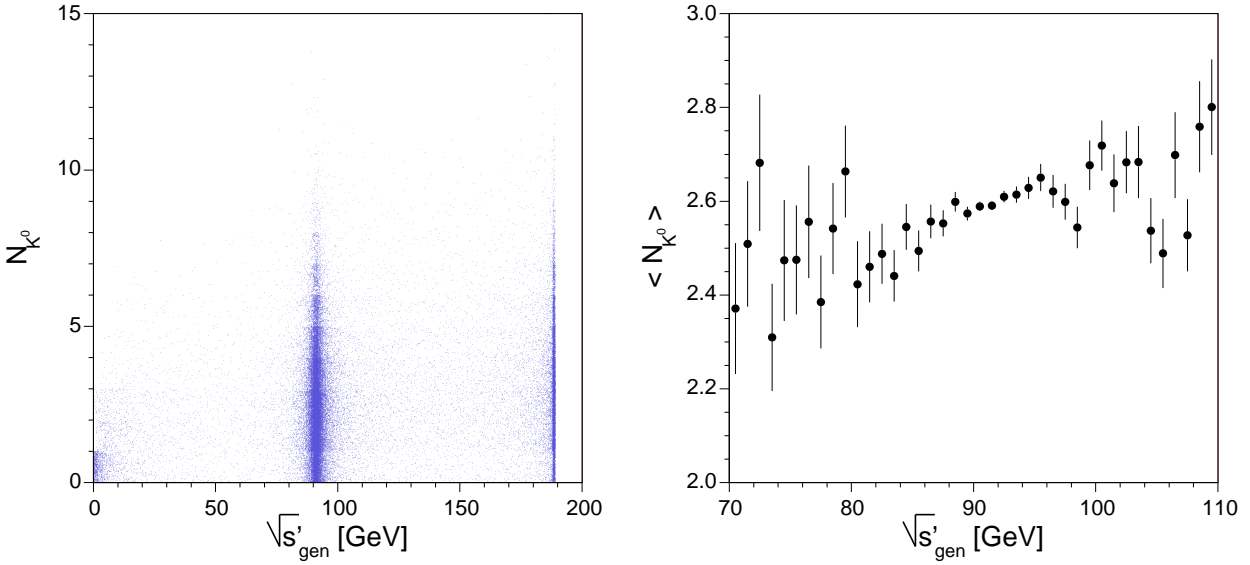


Abbildung 4.18: In a) ist die für jedes Ergebnis der Monte-Carlo-Vorhersage (für  $\sqrt{s} = 189$  GeV) die Anzahl neutraler Kaonen aus dem Zerfall der Quarks gegen die generierte effektive Schwerpunktsenergie aufgetragen. In b) ist das Profil dieser Verteilung dargestellt.

zu 22 MeV berechnet.

### Untergrund und Monte-Carlo-Statistik

Bei der Massenbestimmung kann eine falsche Abschätzung der Wirkungsquerschnitte der Untergrundprozesse zu Fehlern führen. Daher wird untersucht, welchen Einfluss Änderungen in diesen Wirkungsquerschnitten haben. Erfreulicherweise sind die meisten Prozesse – mit Ausnahme des Prozesses  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$  – gut bekannt. Der gesamte Untergrund-Wirkungsquerschnitt wird um  $\pm 5\%$  skaliert und die Masse jeweils erneut bestimmt. Die Hälfte der maximalen Differenz der Massen wird als Abschätzung des Beitrages zur systematischen Unsicherheit benutzt. Man erhält für den hadronischen Kanal 3 MeV und für den Myon-Paar-Kanal einen vernachlässigbaren Beitrag von kleiner als 1 MeV.

Auch die limitierte Statistik des Signal-Monte-Carlos kann einen Einfluss auf die Masse haben. Um die Größe dieses Einflusses zu bestimmen, wurde nach folgender Methode vorgegangen: Das Signal-Monte-Carlo wurde in mehrere kleinere Teile aufgespalten, mit denen jeweils die Masse bestimmt wurde. Aus der Standardabweichung der erhaltenen Verteilung der Masse wurde der Beitrag zur systematischen Unsicherheit bestimmt. Im hadronischen Kanal ergeben sich für die einzelnen Energiebereiche Beiträge zwischen 11 MeV und 25 MeV, im Myon-Kanal ergibt sich ein Beitrag von 22 MeV für jedes Energieintervall. In der Kombination der Energien erhält man einen Beitrag von 8 MeV für den hadronischen und 9 MeV

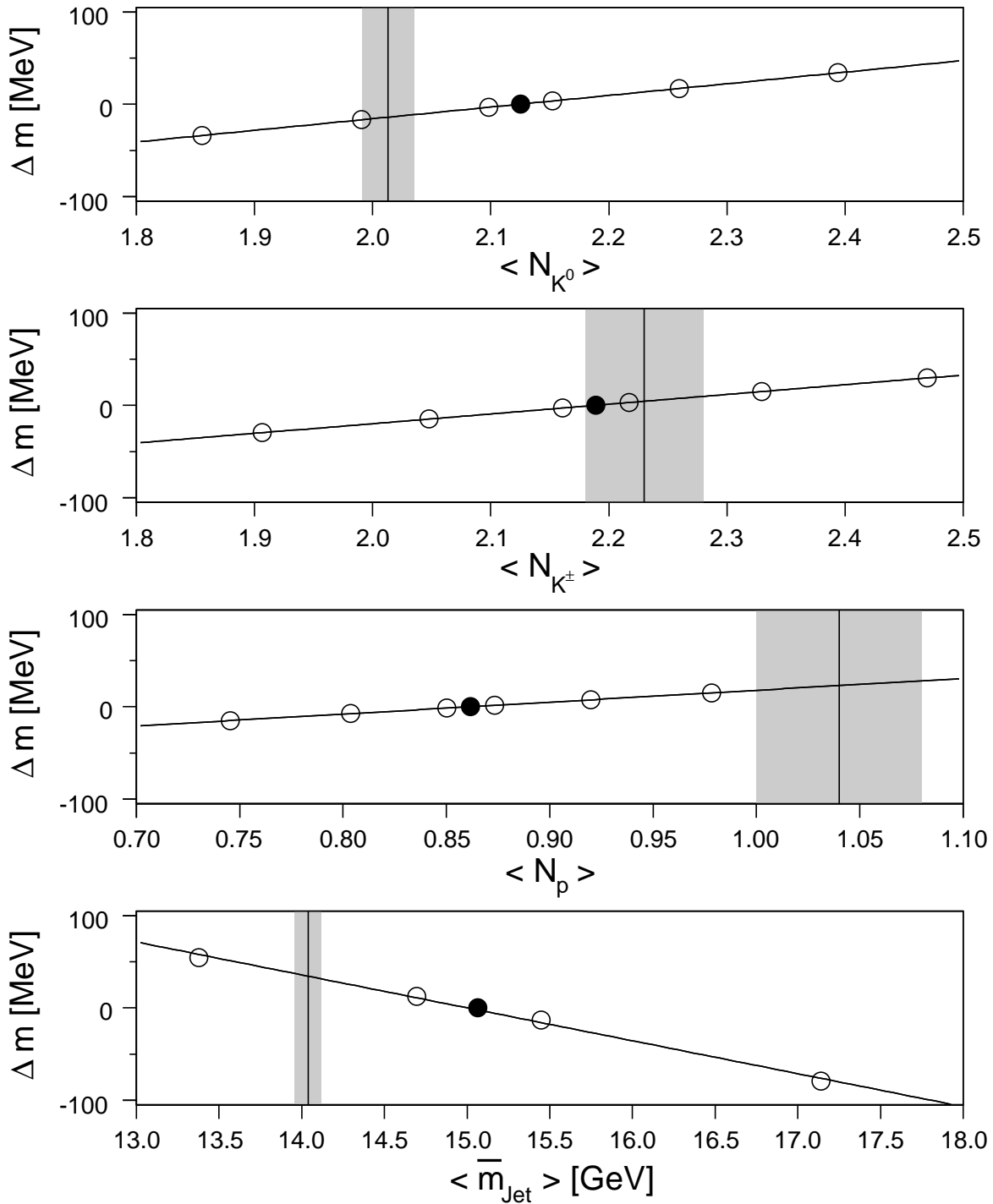


Abbildung 4.19: Veränderung der Z-Masse für verschiedene Mittelwerte a) der Anzahl neutraler Kaonen, b) der Anzahl geladener Kaonen, c) der Proton-Zahl und d) der mittleren Jetmasse. Die leeren Kreise entsprechen verschiedenen getesteten Mittelwerten, während die vollen Kreise die ungewichtete Monte-Carlo-Vorhersage darstellen. Eingezeichnet sind ebenfalls die in Tabelle 4.4 angegebenen Werte (vertikale Linien) und deren Unsicherheit (graue Flächen).

Variable	ARIADNE	HERWIG	PYTHIA
ohne Ungewichtung	91,105	91,138	91,101
$N_{K^0}$	91,099	91,131	91,087
$N_{K^\pm}$	91,117	91,144	91,108
$N_p$	91,144	91,148	91,124
$m_{\text{Jet}}$	91,137	91,162	91,134

Tabelle 4.5: Ergebnisse der ungebinnten Likelihood-Anpassung für verschiedene Hadronisationsmodelle nach Ungewichtung verschiedener Ereignisvariablen. Als Beitrag zum systematischer Unsicherheit wird die Standardabweichung dieser zwölf Werte, die sich zu 22 MeV ergibt, benutzt.

für den Myon-Paar-Kanal zur systematischen Unsicherheit.

### Photonabstrahlung im Anfangszustand

Die Modellierung der Abstrahlung der Photonen im Anfangszustand ist für den hier untersuchten Kanal wichtig, da gerade durch sie die Reduzierung der effektiven Schwerpunktsenergie erreicht wird. Im benutzten Signal-Monte-Carlo-Generator  $\mathcal{KK}2f$  wird die ISR mittels des sogenannten „Coherent Exclusive Exponentiation“-Schemas (CEEX) [25] berechnet. Diese auf der Yennie-Frautschi-Suura-Exponentierung [26] beruhende Methode, bei der die Photonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand sowie Interferenzeffekte bis  $\mathcal{O}(\alpha^2)$  berechnet werden, ist die zur Zeit genaueste. Der Beitrag zur systematischen Unsicherheit wird abgeschätzt aus dem Vergleich zwischen den Ergebnissen, die man mit dem CEEX-Schema in Ordnung  $\alpha^2$  (dem Standard) erhält und den Ergebnissen, die für eine Monte-Carlo-Simulation ohne Interferenz zwischen Photonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand erhalten werden. Es ergibt sich für den hadronischen Endzustand ein Beitrag von 4 MeV und für den Myon-Paar-Endzustand ein Beitrag von 11 MeV bei einem statistischen Fehler von 4 MeV bzw. 8 MeV.

Die Güte der Simulation der Photonabstrahlung hat die L3-Kollaboration auch durch die Messung des Wirkungsquerschnittes von Ereignissen der Art  $e^+e^- \rightarrow Z\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}\gamma\gamma$  getestet [76]. Bei einer Unsicherheit von 7% findet man eine gute Übereinstimmung zwischen den Daten und der Monte-Carlo-Vorhersage.

### 4.4.3 Weitere Effekte und Untersuchungen

#### Fit-Eigenschaften

Die Methode zur Extraktion der Masse wurde mehreren Tests unterworfen, um ihre Stabilität und Linearität zu überprüfen.

Um zu kontrollieren, ob mit der beschriebenen Technik tatsächlich unterschiedliche Z-Massen korrekt rekonstruiert werden können, wurden Ereignisse simuliert, bei denen die zugrundeliegende Z-Masse von der Standard-Masse abweicht. Für vier Z-Massenwerte zwischen 90,787 GeV und 91,587 GeV (bei einer Standardmasse von 91,187 GeV) wurden jeweils etwa 100.000 Ereignisse simuliert, die in der Wahrscheinlichkeitsanpassung als Daten benutzt wurden. Die benutzten Massen wurden innerhalb des statistischen Fehlers mit guter Genauigkeit rekonstruiert.

Als weiterer Test wurde statt der Wahrscheinlichkeitsanpassung eine  $\chi^2$ -Methode benutzt, bei der die Monte-Carlo-Verteilung der effektiven Masse bzw. der effektiven Schwerpunktsenergie durch Umgewichtung der einzelnen Ereignisse an das Datenspektrum angepasst wird. Im Fall des hadronischen Endzustandes wurde die Z-Masse zusätzlich aus dem Spektrum der effektiven Schwerpunktsenergie, berechnet mit den Gleichungen 4.9 und 4.10 aus den Winkeln der Jets zur Strahlachse bzw. zum detektierten Photon, extrahiert. Dabei wurde Gleichung 4.10 modifiziert, um die Massen der massiven Jets zu berücksichtigen:

$$E_\gamma = \left[ \sqrt{s} - \frac{1}{2} \left( \frac{m_1^2}{E_1} \right) - \frac{1}{2} \left( \frac{m_2^2}{E_2} \right) \right] \cdot \frac{|\sin(\theta_1 + \theta_2)|}{\sin \theta_1 + \sin \theta_2 + |\sin(\theta_1 + \theta_2)|}. \quad (4.26)$$

Die  $m_i$  und  $E_i$  entsprechen den rekonstruierten Jetmassen und -energien. Diese beiden Methoden zeigen keine statistisch signifikante Abweichung von der Standardmethode.

Außerdem wurde in der Wahrscheinlichkeitsanpassung die Anzahl der Ereignisse in den Boxen verändert. Dabei wurde je nach Boxgröße eine kleine Verschiebung der Z-Masse von maximal 2 MeV beobachtet. Dieser Wert wird als Beitrag zur systematischen Unsicherheit betrachtet.

#### LEP-Energie

Die von LEP gelieferte Schwerpunktsenergie geht im Falle des hadronischen Endzustandes über den kinematischen Fit und im Falle des Myon-Paar-Endzustandes direkt über Gleichung 4.10 in die Bestimmung der Masse ein. Aus diesem Grund ist die relative Unsicherheit der Massenbestimmung gleich der relativen Unsicherheit der Schwerpunktsenergie und somit der Strahlenergie  $E_{\text{Strahl}}$ :

$$\frac{\Delta m_Z}{m_Z} = \frac{\Delta E_{\text{Strahl}}}{E_{\text{Strahl}}}. \quad (4.27)$$

Quelle	$\Delta m^{q\bar{q}\gamma}$ [MeV]	$\Delta m^{\mu^+\mu^-\gamma}$ [MeV]
Hadronisation	22	–
Energiekalibration	16	–
Winkelmessung	24	11
Untergrund	3	<1
Abstrahlung im Anfangszustand	4	11
Fit-Eigenschaften	2	2
Monte-Carlo-Statistik	8	9
LEP-Energie	11	11
Gesamt	42	26

Tabelle 4.6: Systematische Unsicherheiten bei der Bestimmung der Z-Masse. Angegeben sind die Werte für die Kombination aller untersuchten Energiepunkte.

In die Bestimmung der Unsicherheit der Strahlenergie hat die *LEP Energy Working Group* [55] viel Zeit und Mühe investiert. Im Jahre 2003 wurde das abschließende Papier [56] veröffentlicht, dem die Unsicherheiten für jede mittlere Schwerpunktsenergie entnommen wurden. Insgesamt ergibt sich ein Beitrag von 11 MeV zur systematischen Unsicherheit von  $m_Z$  für die Kombination aller Energiepunkte.

## 4.5 Kombination

Mit der in Kapitel 4.2 beschriebenen Methode wird die Masse des Z-Bosons für jedes Intervall von Schwerpunktsenergien (siehe Tabelle 4.2) ermittelt. Diese Werte – je neun pro Kanal – sollen nun zunächst zu einem einzigen Wert für jeden Kanal zusammengefasst werden; schließlich soll dann auch ein Wert für die Kombination aller Ergebnisse gefunden werden. Dabei müssen die einzelnen Beiträge zur systematischen Unsicherheit mit ihren Korrelationen berücksichtigt werden. Alle Anteile werden als voll korreliert zwischen den einzelnen Energiebereichen behandelt, mit zwei Ausnahmen: Der Beitrag durch limitierte Monte-Carlo-Statistik wird als völlig unkorreliert betrachtet, und für denjenigen durch die Unsicherheit der Strahlenergie wird die in Referenz [56] angegebene Korrelationsmatrix benutzt. Für die Kombination der beiden Kanäle wird die Unsicherheit durch das ISR-Modell als voll korreliert betrachtet, da der selbe Generator benutzt wurde.

Es wird nun eine  $\chi^2$ -Funktion aufgestellt, mit deren Hilfe der kombinierte Wert  $m_{\text{komb}}$

aus den gemessenen Massen  $m_1$  bis  $m_N$  erhalten werden soll:

$$\chi^2 = \begin{pmatrix} m_{\text{komb}} - m_1 \\ \vdots \\ m_{\text{komb}} - m_N \end{pmatrix} \mathcal{C}_{\text{tot}}^{-1} \begin{pmatrix} m_{\text{komb}} - m_1 \\ \vdots \\ m_{\text{komb}} - m_N \end{pmatrix}^T. \quad (4.28)$$

Dabei ist die Korrelationsmatrix  $\mathcal{C}_{\text{tot}}$  aus den Korrelationsmatrizen für die einzelnen Fehlerbeiträge aufgebaut:

$$\mathcal{C}_{\text{tot}} = \sum_i \mathcal{C}_i, \quad (4.29)$$

wobei die Summe über alle Beiträge läuft. Eine typische Korrelationsmatrix sieht wie folgt aus:

$$\mathcal{C} = \begin{pmatrix} (\sigma_1)^2 & \rho_{12}\sigma_1\sigma_2 & \cdots \\ \rho_{12}\sigma_1\sigma_2 & (\sigma_2)^2 & \cdots \\ \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \quad (4.30)$$

und besteht aus den Unsicherheiten  $\sigma_i$  und Korrelationen  $\rho_{ij}$ , wobei  $i$  und  $j$  über die verschiedenen Unsicherheits-Quellen laufen. Mit Hilfe des MINUIT-Pakets wird das Minimum der  $\chi^2$ -Funktion gesucht und die kombinierte Masse einschließlich ihres Fehlers extrahiert.

## 4.6 Ergebnisse

### 4.6.1 Z-Masse

In Tabelle 4.7 sind die Ergebnisse der ungebinnten Wahrscheinlichkeitsanpassung zur Bestimmung der Z-Masse für jedes Energieintervall sowohl für den Quark- als auch den Myon-Paar-Kanal angegeben. Eine graphische Darstellung ist in den Figuren 4.20 und 4.21 für die einzelnen Kanäle bzw. die Kombination beider Kanäle zu finden. Für die Kombination aller neun Energiebereiche ergibt sich für den Quark-Paar-Kanal eine Masse von

$$m_Z^{\text{q}\bar{\text{q}}} = 91,271 \pm 0,031 \text{ (stat.)} \pm 0,039 \text{ (syst.) GeV} \quad (4.31)$$

und für den Myon-Paar-Kanal eine Masse von

$$m_Z^{\mu^+\mu^-} = 91,276 \pm 0,105 \text{ (stat.)} \pm 0,021 \text{ (syst.) GeV.} \quad (4.32)$$

Werden beide Kanäle kombiniert, so erhält man unter Berücksichtigung der Korrelationen (siehe Kapitel 4.5) eine Masse von

$$m_Z = 91,272 \pm 0,032 \text{ (stat.)} \pm 0,033 \text{ (syst.) GeV,} \quad (4.33)$$


---



$\langle\sqrt{s}\rangle$ [GeV]	$m^{\text{q}\bar{\text{q}}}$ [GeV]	$m^{\mu^+\mu^-}$ [GeV]
182,7	$91,286 \pm 0,095 \pm 0,046$	$91,057 \pm 0,317 \pm 0,029$
188,6	$91,290 \pm 0,057 \pm 0,042$	$91,224 \pm 0,189 \pm 0,029$
191,6	$91,402 \pm 0,143 \pm 0,046$	$92,065 \pm 0,635 \pm 0,029$
195,5	$91,467 \pm 0,089 \pm 0,046$	$91,219 \pm 0,332 \pm 0,029$
199,5	$91,144 \pm 0,094 \pm 0,046$	$91,183 \pm 0,422 \pm 0,029$
201,8	$91,073 \pm 0,142 \pm 0,046$	$91,464 \pm 0,402 \pm 0,029$
204,8	$91,369 \pm 0,101 \pm 0,042$	$91,358 \pm 0,260 \pm 0,032$
206,5	$91,107 \pm 0,081 \pm 0,042$	$91,439 \pm 0,273 \pm 0,033$
208,0	$91,329 \pm 0,331 \pm 0,042$	$90,439 \pm 0,667 \pm 0,033$
Gesamt	$91,271 \pm 0,031 \pm 0,039$	$91,276 \pm 0,105 \pm 0,021$

Tabelle 4.7: Resultate der ungebinnten Wahrscheinlichkeitsanpassung zur Bestimmung der Z-Masse. Angegeben sind sowohl die Ergebnisse für die beiden untersuchten Kanäle für jeden Energiebereich als auch die Kombination aller Energien. Die erste angegebene Unsicherheit ist statistischen, die zweite systematischen Ursprungs.

was innerhalb der statistischen und systematischen Unsicherheiten mit dem von L3 bei LEP 1 gemessenen Präzisionswert [77] von

$$m_Z^{\text{L3}} = 91,1898 \pm 0,0031 \text{ GeV}$$

innerhalb von etwa 1,8 Standardabweichungen übereinstimmt.

## 4.6.2 Schwerpunktsenergie

Alternativ kann die hier angewandte Methode auch zur Bestimmung der mittleren Schwerpunktsenergie (am Wechselwirkungspunkt des L3-Experiments) benutzt werden. Eine Abweichung der gemessenen Z-Masse von der Präzisionsmasse kann als Abweichung der Schwerpunktsenergie vom nominellen Wert  $\sqrt{s}$  interpretiert werden:

$$\Delta\sqrt{s} = \sqrt{s}^{\text{meas.}} - \sqrt{s} = -\sqrt{s} \cdot \frac{m_Z^{\text{meas.}} - m_Z}{m_Z}. \quad (4.34)$$

Bei der Berechnung von  $\Delta\sqrt{s}$  über Gleichung 4.34 muss der durch die LEP-Energie-Messung verursachte Beitrag zur systematischen Unsicherheit der Z-Boson-Masse herausgerechnet werden. Dadurch ergeben sich in der Kombination der Resultate für die einzelnen Energiebereiche leicht geänderte Werte für die Masse, so dass die in Abschnitt 4.6.1 genannten Werte nicht direkt zur Berechnung von  $\Delta\sqrt{s}$  genutzt werden können.

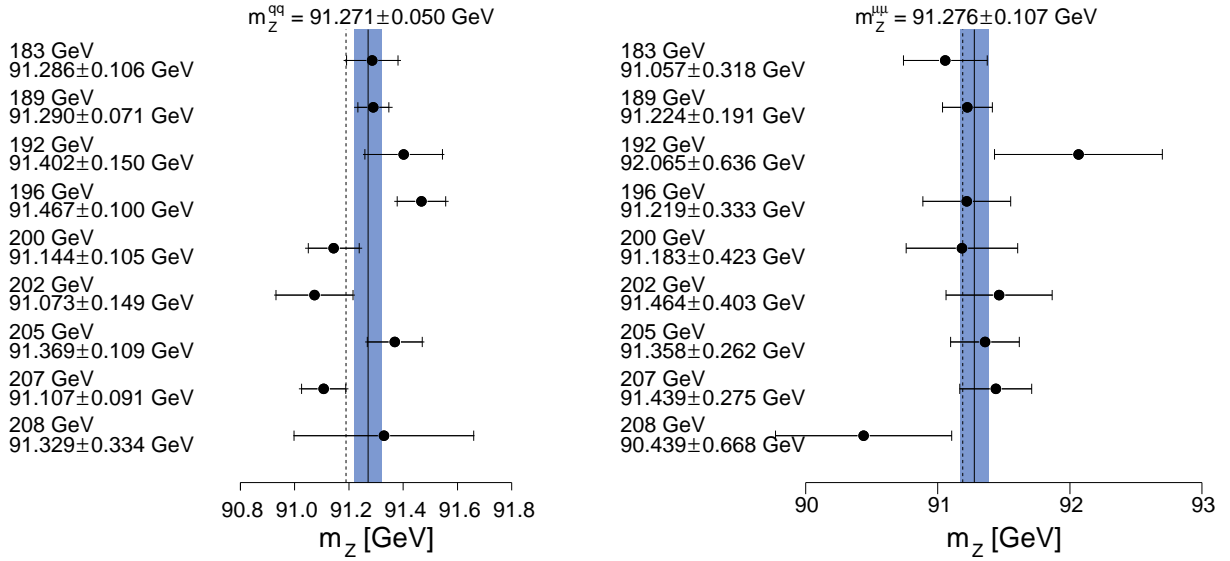


Abbildung 4.20: Im  $q\bar{q}$ -Kanal (links) und  $\mu^+\mu^-$ -gemessene Masse des Z-Bosons für die verschiedenen Schwerpunktsenergien. Die durchgezogene Linie gibt den Mittelwert an, die grauen Bänder seine Unsicherheit. Die gestrichelte Linie ist der bei LEP 1 gemessene Wert.

Es wird für jeden untersuchten Energiepunkt die Differenz zum nominellen Wert ermittelt; diese Werte werden anschließend gemittelt und man erhält

$$\Delta\sqrt{s}^{\mu^+\mu^-} = -185 \pm 225 \text{ (stat.)} \pm 39 \text{ (syst.) MeV} \quad (4.35)$$

für den Endzustand mit zwei Myonen und

$$\Delta\sqrt{s}^{q\bar{q}} = -173 \pm 68 \text{ (stat.)} \pm 81 \text{ (syst.) MeV} \quad (4.36)$$

für den Endzustand mit einem Quark-Antiquark-Paar.

Mittelt man diese beiden Werte unter Berücksichtigung der Korrelationen, so erhält man

$$\Delta\sqrt{s} = -175 \pm 68 \text{ (stat.)} \pm 68 \text{ (syst.) MeV}, \quad (4.37)$$

was sich ebenfalls in eine Abweichung von etwa 1,8 Standardabweichungen übersetzt.

## 4.7 Ergebnisse anderer Experimente

Auch die anderen drei LEP-Experimente, ALEPH, DELPHI und OPAL haben „Rückkehr zum Z“-Ereignisse benutzt, um die Strahlenergie bzw. die Masse des Z-Bosons zu messen. Ihre Ergebnisse werden in den nächsten Abschnitten genannt.

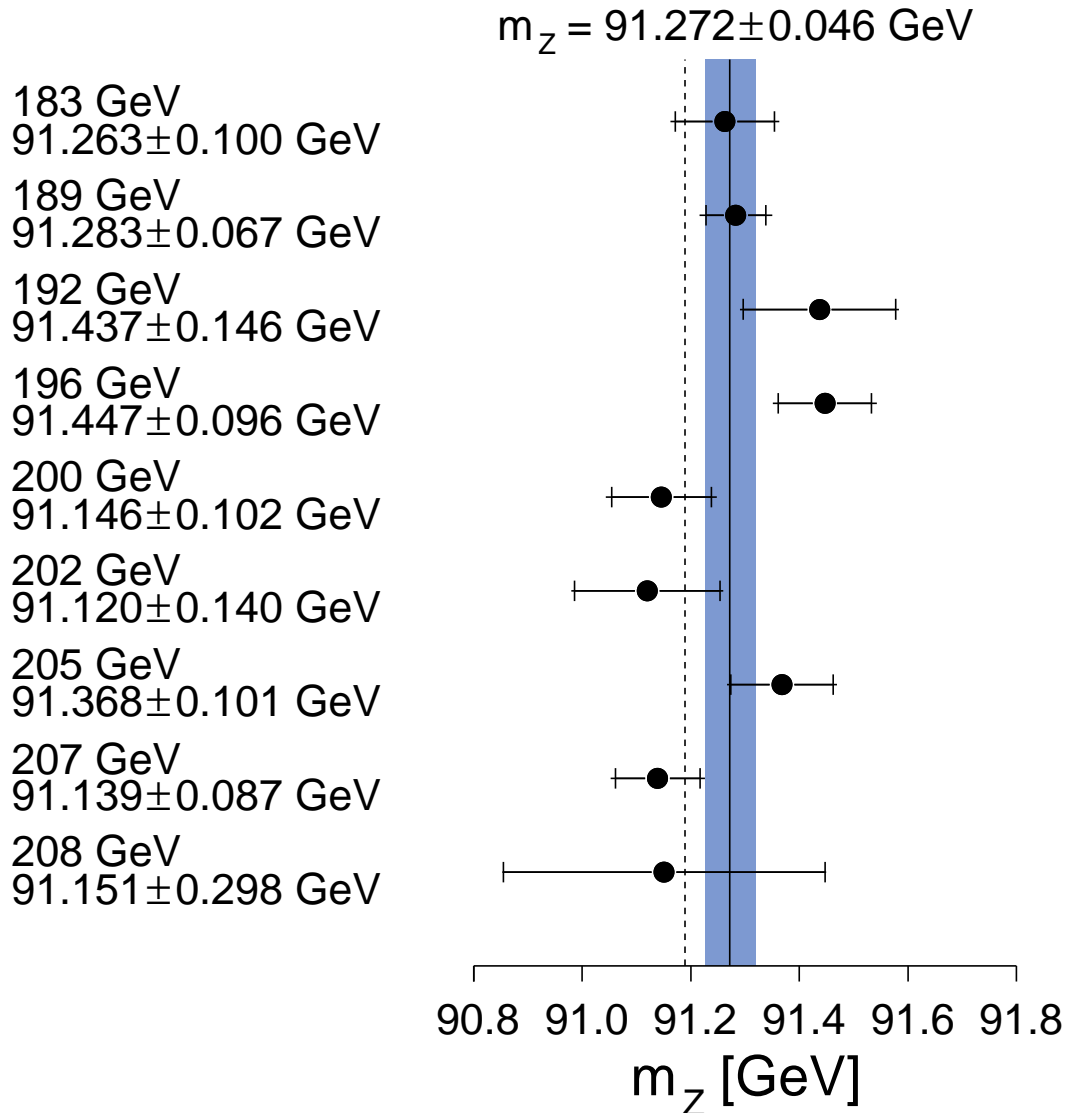


Abbildung 4.21: Bei hohen Energien gemessene Masse des Z-Bosons. Gezeigt sind die über die Kanäle  $q\bar{q}$  und  $\mu^+\mu^-$  gemittelten Resultate. Die durchgezogene Linie gibt den Mittelwert an, die grauen Bänder seine Unsicherheit. Die gestrichelte Linie ist der bei LEP 1 gemessene Wert.

### 4.7.1 ALEPH

Die ALEPH-Kollaboration hat bereits im Jahr 1999 ein Papier veröffentlicht, das eine Analyse zur Messung der Schwerpunktsenergie bei LEP mit Hilfe von  $e^+e^- \rightarrow Z\gamma$ -Ereignissen aus den Daten des Jahres 1997 beschreibt [78]. Es wird der hadronische Endzustand,  $Z \rightarrow q\bar{q}\gamma$ , untersucht.

In einer neuen Analyse, die ALEPH im Rahmen der Bestimmung der Masse des W-Bosons durchgeführt hat [79], wurden diese Ereignisse zusammen mit denjenigen höherer Schwerpunktsenergien untersucht. Darin wurden neben den Ereignissen mit hadronisch zerfallendem Z-Boson auch die Ereignisse mit zwei Myonen im Endzustand zur Bestimmung der Schwerpunktsenergie benutzt. Die ALEPH-Kollaboration erhält für Ereignisse mit Schwerpunktsenergien zwischen 183 GeV und 209 GeV folgende Resultate:

$$\Delta\sqrt{s}^{\mu^+\mu^-} = -334 \pm 190 \text{ (stat.)} \pm 76 \text{ (syst.) MeV} \quad (4.38)$$

für den  $\mu^+\mu^-$ -Kanal und

$$\Delta\sqrt{s}^{q\bar{q}} = -86 \pm 64 \text{ (stat.)} \pm 116 \text{ (syst.) MeV} \quad (4.39)$$

für den  $q\bar{q}$ -Kanal. Keines der Ergebnisse ist signifikant von Null verschieden.

### 4.7.2 DELPHI

Zu Beginn des Jahres 2006 hat die DELPHI-Kollaboration ein Papier [80] veröffentlicht, in dem die Messung der Strahlenergie am Wechselwirkungspunkt mit radiativen Myon- und Quark-Paar-Ereignissen aus den Jahren 1997 bis 2000 beschrieben wird. Die DELPHI-Kollaboration erhält folgende Ergebnisse: Die im Myon-Kanal gemessene Verschiebung der Strahlenergie beträgt

$$\Delta\sqrt{s}^{\mu^+\mu^-} = +241 \pm 150 \text{ (stat.)} \pm 38 \text{ (syst.) MeV} \quad (4.40)$$

und die im Quark-Paar-Kanal gemessene

$$\Delta\sqrt{s}^{q\bar{q}} = -116 \pm 106 \text{ (stat.)} \pm 126 \text{ (syst.) MeV.} \quad (4.41)$$

Werden beide Kanäle kombiniert, so ergibt sich ein Resultat von

$$\Delta\sqrt{s} = +73 \pm 94 \text{ (stat.)} \pm 65 \text{ (syst.) MeV,} \quad (4.42)$$

was einer Abweichung von etwa  $0,6 \sigma$  entspricht.

Kanal	$\Delta\sqrt{s}$ [MeV]
$e^+e^-$	$-176 \pm 292 \pm 92$
$\mu^+\mu^-$	$- 64 \pm 150 \pm 50$
$\tau^+\tau^-$	$+626 \pm 350 \pm 152$
q $\bar{q}$	$+ 2 \pm 76 \pm 80$
Gesamt	$0 \pm 68 \pm 54$

Tabelle 4.8: Ergebnisse der OPAL-Kollaboration für die Differenz zur nominellen Strahlenergie  $E_{\text{Strahl}}$  [81]. Die erste Unsicherheit ist statistischen, die zweite systematischen Ursprungs.

### 4.7.3 OPAL

Im Jahr 2004 hat die OPAL-Kollaboration ihre Messung der Strahlenergie über Ereignisse mit „Rückkehr zum Z“ veröffentlicht [81]. Neben den beiden von den anderen Kollaborationen verwandten Kanälen wurden auch die Kanäle  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$  und  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$  ausgenutzt. Die Ergebnisse für die einzelnen Kanäle sind in Tabelle 4.8 zusammengefasst. Für die Kombination aller vier Kanäle erhält die OPAL-Kollaboration einen Wert von

$$\Delta\sqrt{s} = 0 \pm 68 \text{ (stat.)} \pm 54 \text{ (syst.) MeV}, \quad (4.43)$$

also keine Abweichung von der nominellen Strahlenergie.

### 4.7.4 Kombination

Es wurde eine vorläufige, nicht offizielle Kombination der endgültigen Ergebnisse der vier Experimente durchgeführt. Dabei wurde zum Teil eine geringfügige Anpassung der oben genannten Resultate vorgenommen, da die Experimente in ihrer internen Kombination systematische Fehler unterschiedlich behandelt haben.

Im leptonen Kanal ergibt sich eine Abweichung von

$$\Delta\sqrt{s}^{\ell\bar{\ell}} = -10 \pm 80 \text{ (stat.)} \pm 26 \text{ (syst.) MeV} \quad (4.44)$$

von der nominellen Schwerpunktsenergie, während sie für den Quark-Paar-Endzustand

$$\Delta\sqrt{s}^{\text{q}\bar{\text{q}}} = -88 \pm 40 \text{ (stat.)} \pm 56 \text{ (syst.) MeV} \quad (4.45)$$

beträgt.

Werden beide Kanäle kombiniert, so erhält man als endgültiges Ergebnis einen Wert von

$$\Delta\sqrt{s} = -54 \pm 40 \text{ (stat.)} \pm 36 \text{ (syst.) MeV}. \quad (4.46)$$

Dieser Wert ist im Rahmen seiner Fehler gut mit einer verschwindenden Abweichung verträglich.

# Kapitel 5

## Messung der Masse des W-Bosons bei LEP200

LEP war der erste Elektron-Positron-Beschleuniger, bei dem die zur Erzeugung von W-Boson-Paaren nötige Schwerpunktsenergie von etwa 161 GeV überschritten wurde. In den folgenden Abschnitten wird beschrieben, wie aus der Kinematik dieser Ereignisse die Masse des W-Bosons,  $m_W$ , extrahiert wird. Die L3-Kollaboration hat bereits für die Daten der Jahre 1996 und 1997 Ergebnisse veröffentlicht [82, 83]. Diese werden nicht neu analysiert, es werden hier die Daten der Jahre 1998 bis 2000 benutzt, in denen wesentlich mehr Ereignisse aufgezeichnet wurden. Nicht eingegangen wird auf die Bestimmung von  $m_W$  aus Messungen des Wirkungsquerschnittes [84, 85]. Inzwischen wurde die Analyse auch im *European Physical Journal C* veröffentlicht [86].

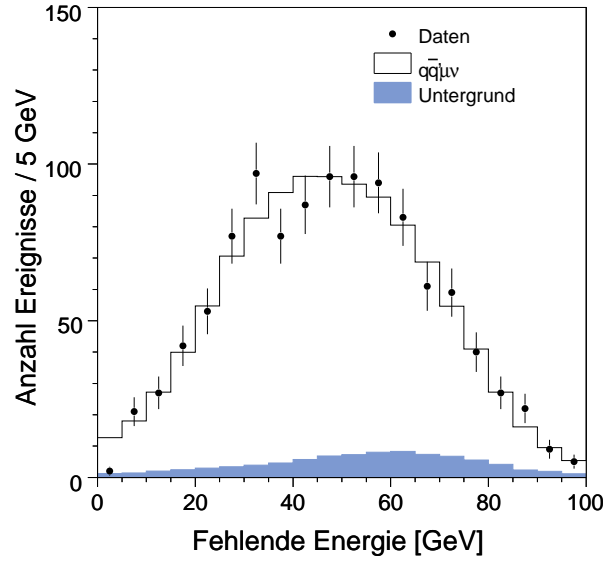
### 5.1 Selektion der Ereignisse

Für die hier beschriebene Bestimmung der W-Masse werden die Ereignisse benutzt, die für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der W-Paar-Produktion selektiert wurden. Diese Selektion wurde darauf optimiert, die Unsicherheit des Wirkungsquerschnittes in jedem Kanal zu minimieren; Ereignisse werden nicht gleichzeitig mehreren Ereignistypen zugeordnet. Die Selektion ist in einem bereits veröffentlichten Papier der L3-Kollaboration beschrieben [87]; detaillierte Informationen kann man den Referenzen [88–91] entnehmen, hier wird nur kurz darauf eingegangen. Zur Bestimmung der W-Masse werden nur Ereignisse benutzt, in denen mindestens eines der W-Bosonen hadronisch zerfällt, da bei den rein leptonicen Ereignissen —  $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$  — die Kinematik der Ereignisse wegen der Aussendung zweier hochenergetischer Neutrinos nicht ausreichend gut rekonstruiert werden kann. Auf die Beschreibung der Selektion von rein leptonicen Ereignissen wird deshalb verzichtet.

Bei der Selektion von W-Paar-Ereignissen wird nach verschiedenen im Detektor nachgewiesenen Objekten gesucht:

- Elektronen werden über ihr Schauerprofil im BGO identifiziert; außerdem muss eine Spur auf den als Elektron identifizierten Cluster deuten.
- Myonen hinterlassen als einzige Teilchen Spuren in den Myonkammern; wird eine solche Spur gefunden, die auf den Wechselwirkungspunkt weist, wird sie als Myon identifiziert. Zusätzlich wird nach Hinweisen von minimal ionisierenden Teilchen (engl. minimal ionising particle, MIP) gesucht. Dazu sucht man nach Spuren in der Spurkammer, die auf eine Energiedeposition in den Kalorimetern weisen, deren Signatur auf ein MIP hindeuten.
- $\tau$ -Leptonen sind nicht stabil und zerfallen über folgende Reaktionen weiter:  $\tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau$  (etwa 18%),  $\tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$  (etwa 17%) und  $\tau^+ \rightarrow q\bar{q}' \bar{\nu}_\tau$  (etwa 65%). Sie werden daher über ihre Zerfallsprodukte nachgewiesen. Die aus hadronisch zerfallenden  $\tau$ -Leptonen entstehenden Teilchenbündel sind schmaler als die aus Quarks entstehenden, was man zur Unterscheidung benutzen kann.
- Es kann bei der W-Paar-Produktion zur Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand kommen, wodurch die Schwerpunktsenergie reduziert wird, was Einfluss auf die Kinematik der Ereignisse hat. Daher wird in den  $q\bar{q}' e\nu$ - und  $q\bar{q}' \mu\nu$ -Kanälen nach Photonen gesucht: Dabei muss es sich um Energiedepositionen im BGO handeln, die eine Energie von mehr als 1 GeV besitzen sollen und deren Winkel zur nächsten Spur in der TEC größer als 5 Grad sein muss. Außerdem darf diesen Energiedepositionen keine Energie im Hadronkalorimeter zugeordnet sein. Durch diese Kriterien wird erreicht, dass die Energiedepositionen nicht von geladenen Leptonen stammen können.
- Teilchenbündel, die aus Quarks oder Gluonen entstehen, werden mit dem DURHAM-Algorithmus [71] rekonstruiert. Dabei wird darauf geachtet, dass Energiedepositionen und Spuren, die zu einem rekonstruierten Lepton gehören, nicht mitbenutzt werden.
- Dem in den semileptonischen Ereignissen auftretenden Neutrino wird der fehlende Impuls  $\vec{p}_{\text{miss}}$  des Ereignisses verliehen, der aus der Annahme der Impulserhaltung berechnet werden kann, wenn nur ein hochenergetisches Neutrino auftritt.

Für alle vier Ereignisklassen –  $q\bar{q}' e\nu$ ,  $q\bar{q}' \mu\nu$ ,  $q\bar{q}' \tau\nu$  und  $q\bar{q}' q'' \bar{q}'''$  – gilt, dass die Fragmentationsprodukte der entstehenden Quarks für eine hohe Multiplizität an Energiedepositionen in den Kalorimetern sorgen. Dies wird in den einzelnen Selektionen ausgenutzt. Bei den drei semileptonischen Zerfallskanälen trägt zudem das undetektierbare entweichende Neutrino eine große Menge Impuls und Energie fort, so dass in diesen Kanälen fehlender Impuls und


 Abbildung 5.1: Fehle Energie in  $q\bar{q}'\mu\nu$ -Ereignissen.

fehlende Energie gefordert werden. Die Verteilung der fehlenden Energie im  $q\bar{q}'\mu\nu$ -Kanal ist in Abbildung 5.1 dargestellt. In diesen Kanälen werden die Jet-Jet- und Lepton-Neutrino-Massen ( $m_{jj}$  und  $m_{\ell\nu}$ ) definiert<sup>1</sup>:

$$m_{jj} = \sqrt{(\mathbf{p}_{\text{Jet } 1} + \mathbf{p}_{\text{Jet } 2})^2} \quad (5.1)$$

$$= \sqrt{(E_{\text{Jet } 1} + E_{\text{Jet } 2})^2 - (\vec{p}_{\text{Jet } 1} + \vec{p}_{\text{Jet } 2})^2} \text{ und} \quad (5.2)$$

$$m_{\ell\nu} = \sqrt{(\mathbf{p}_{\text{gel. Lepton}} + \mathbf{p}_{\text{Neutrino}})^2} \quad (5.3)$$

$$= \sqrt{(E_{\text{Lepton}} + |\vec{p}_{\text{miss}}|)^2 - (\vec{p}_{\text{Lepton}} + \vec{p}_{\text{miss}})^2}. \quad (5.4)$$

Die beiden Massen helfen dabei, weiteren Untergrund abzutrennen; außerdem kann damit auch zwischen den Kanälen unterschieden werden.

In Tabelle 5.1 sind die in der Analyse genutzten mittleren Schwerpunktsenergien mit der jeweiligen Luminosität und der Anzahl selektierter Ereignisse sowie dem Untergrundanteil UG zusammengefasst.

### 5.1.1 $q\bar{q}'e\nu$ -Kanal

Für den  $q\bar{q}'e\nu$ -Kanal wird ein hochenergetisches Elektron verlangt, das mindestens eine Energie von 20 GeV besitzt. Um sicher zu gehen, dass Impuls und Energie, die dem Neutrino zugeordnet werden, nicht von einem entlang der Strahlröhre entweichenden Photon stammen,

<sup>1</sup>Wie schon im vorhergehenden Kapitel werden Vierer-Impulse mit  $\mathbf{p}$  bezeichnet.



$\langle\sqrt{s}\rangle$ [GeV]	$\mathcal{L}$ [pb $^{-1}$ ]	$N_{sel}$							
		q $\bar{q}'e\nu$		q $\bar{q}'\mu\nu$		q $\bar{q}'\tau\nu$		q $\bar{q}'q''\bar{q}'''$	
		$N_{sel}$	UG	$N_{sel}$	UG	$N_{sel}$	UG	$N_{sel}$	UG
188,6	176,8	347	6,6%	341	4,4%	413	16,8%	1.477	22,3%
191,6	29,8	73	5,6%	63	3,8%	57	20,9%	236	24,4%
195,5	84,1	168	6,5%	157	5,2%	222	15,2%	665	23,1%
199,6	83,3	152	7,5%	142	5,1%	181	17,8%	726	20,8%
201,8	37,1	70	7,6%	79	4,3%	77	18,1%	301	21,5%
204,8	79,0	176	6,3%	142	4,6%	164	16,1%	656	20,9%
206,6	139,1	283	6,4%	263	4,8%	304	15,8%	1.173	20,0%
Gesamt	629,4	1.269	6,6%	1.187	4,7%	1.418	16,6%	5.234	21,5%

Tabelle 5.1: Mittlere Schwerpunktsenergien  $\langle\sqrt{s}\rangle$ , zusammen mit der entsprechenden integrierten Luminosität  $\mathcal{L}$  und der Anzahl selektierter Ereignisse  $N_{sel}$  sowie dem Untergrundanteil UG für die vier hier genutzten Kanäle.

wird gefordert, dass der fehlende Impuls in das Detektorvolumen zeigt:

$$|\cos\theta_{miss}| < 0,95,$$

wobei  $\theta_{miss}$  den Polarwinkel des fehlenden Impulses darstellt. Die Jet-Jet- und Lepton-Neutrino-Massen müssen die folgende Bedingungen erfüllen:

$$m_{jj} > 45 \text{ GeV und} \quad (5.5)$$

$$m_{\ell\nu} > 63 \text{ GeV.} \quad (5.6)$$

Die Verteilungen der beiden Massen sind in Abbildung 5.2 dargestellt. Weitere Schnitte werden angebracht, um den Untergrund weiter zu reduzieren.

Eine ausführliche Beschreibung dieser Selektion ist in der Doktorarbeit von M. A. Rahman [88] zu finden. In Abbildung 5.3 ist ein typisches q $\bar{q}'e\nu$ -Ereignis dargestellt.

### 5.1.2 q $\bar{q}'\mu\nu$ -Kanal

Für den q $\bar{q}'\mu\nu$ -Kanal wird ein hochenergetisches identifiziertes Myon verlangt. Es kann entweder über eine Spur in den Myonkammern oder über seine Signatur als minimalionisierendes Teilchen in den Kalorimetern nachgewiesen werden. Dabei muss es sich um eine Energiedeposition niedriger Energie handeln, auf die eine Spur in der TEC weist. Der Impulsbetrag des minimalionisierenden Teilchens wird aus der Ablenkung im Magnetfeld in der Spurkammer (TEC und SMD) ermittelt.

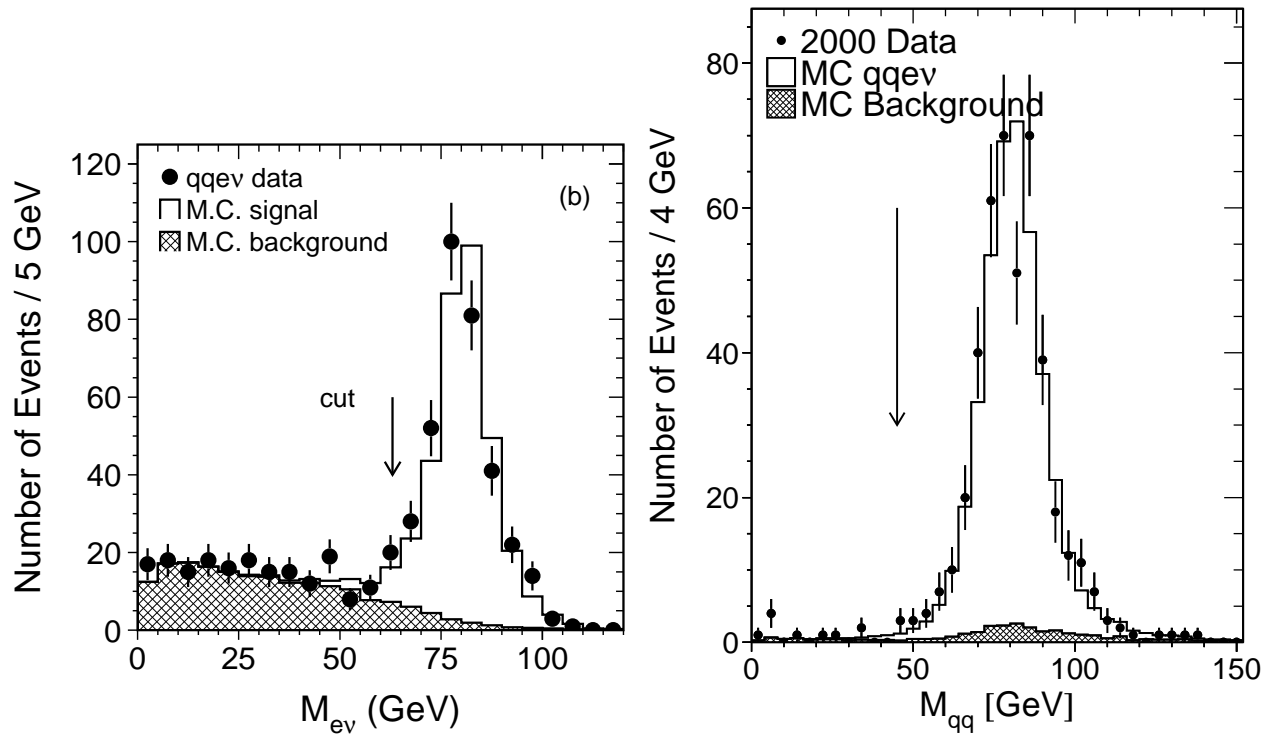


Abbildung 5.2: Verteilungen der Massen  $m_{\ell\nu}$  (links) und  $m_{jj}$  (rechts) im  $q\bar{q}'e\nu$ -Kanal. Die Verteilung von  $m_{\ell\nu}$  ist für die Daten aus dem Jahre 1998 dargestellt, diejenige für  $m_{jj}$  (hier  $M_{qq}$ ) für die Daten des Jahres 2000. Beide Darstellungen wurden Referenz [88] entnommen.

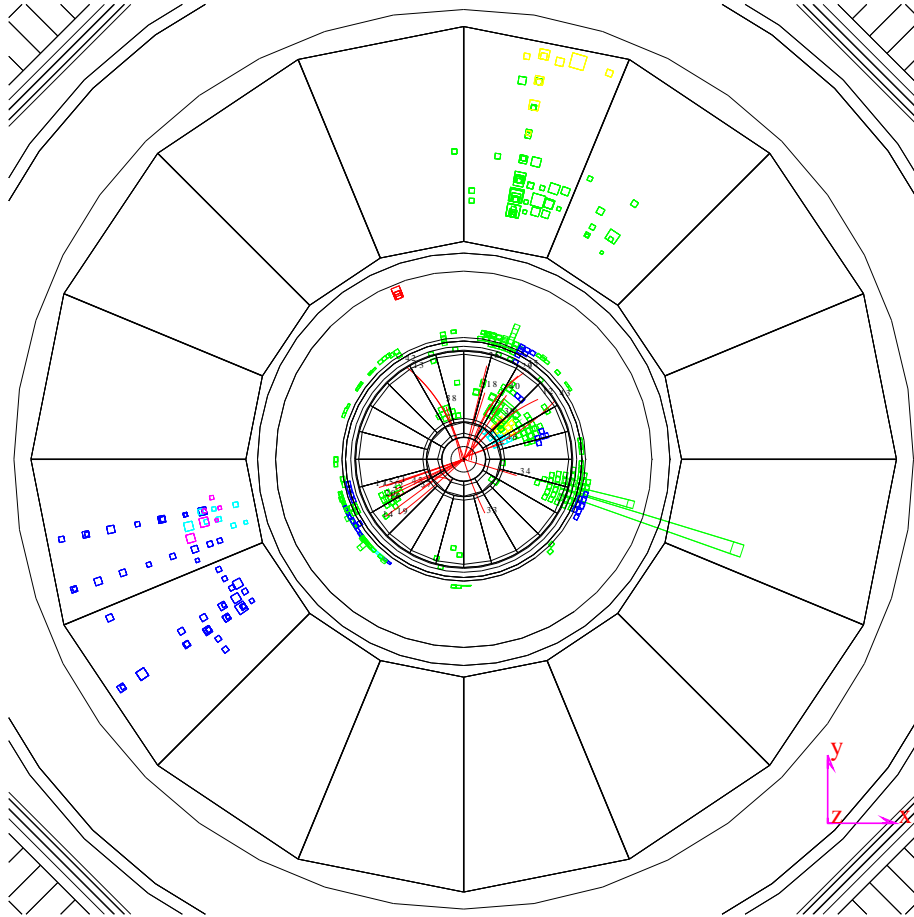


Abbildung 5.3: Ein typisches Ereignis der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}'e\nu$ . Die beiden Jets sind durch die vielen Energiedepositionen in den Kalorimetern deutlich zu erkennen; das Elektron hat eine große Energiemenge im BGO abgegeben und wird durch den hohen Turm im rechten unteren Viertel dargestellt.

Dabei gibt es einen Überlapp zwischen beiden Möglichkeiten — etwa 87% der MIP-Myonen werden auch in den Myonkammern und 60% der in den Myonkammern gemessenen werden auch als MIP nachgewiesen. Das Verhältnis zwischen als MIPs und in den Myonkammern nachgewiesenen Myonen wird von der Monte-Carlo-Vorhersage gut beschrieben, siehe z. B. Referenz [92]. Wird ein Myon auf beide Arten nachgewiesen, werden sein Impuls und seine Richtung aus den Messungen der Myonkammern bestimmt.

An  $m_{jj}$  und  $m_{\ell\nu}$  werden unterschiedliche Anforderungen gestellt, je nachdem, ob das Myon in den Myonkammern oder über seine MIP-Spur nachgewiesen wurde. Für den Fall der MIP-Spur muss

$$50 \text{ GeV} < m_{jj} < 98 \text{ GeV} \text{ und} \\ m_{\ell\nu} > 7 \text{ GeV}$$

gelten, im anderen Fall wird

$$25 \text{ GeV} < m_{jj} < 125 \text{ GeV} \text{ und} \\ m_{\ell\nu} > 53 \text{ GeV}$$

gefordert. Die Verteilungen dieser Massen sind in Abbildung 5.4 dargestellt.

Weitere Schnitte auf kinematische Größen werden durchgeführt, um  $q\bar{q}'\tau\nu$ - und Quark-Paar-Ereignisse zu unterdrücken. Ereignisse aus der Z-Paar-Produktion, bei denen ein Z in Quarks und das andere in Myonen zerfällt, werden durch einen  $\sqrt{s}$ -abhängigen Schnitt auf  $\beta_W$ , die relativistische Geschwindigkeit der W-Bosonen, unterdrückt.

Die Selektion ist ausführlich in der Dissertation von N. Batalova [89] beschrieben, ein typisches Ereignis ist in Abbildung 5.5 dargestellt.

### 5.1.3 $q\bar{q}'\tau\nu$ -Kanal

$\tau$ -Leptonen können nicht direkt im Detektor beobachtet werden, da sie zu schnell zerfallen: Bei einer Energie von 45 GeV besitzen sie eine mittlere Zerfallslänge von etwa 2 mm und zerfallen damit sehr nah am Strahl und weit innerhalb der Strahlröhre. Sie müssen deshalb über ihre Zerfallsprodukte nachgewiesen werden; dabei gibt es folgende (und die ladungskonjugierten) Möglichkeiten:

- $\tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau$ ,
- $\tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$  und
- $\tau^+ \rightarrow \text{Hadronen} + \bar{\nu}_\tau$ .

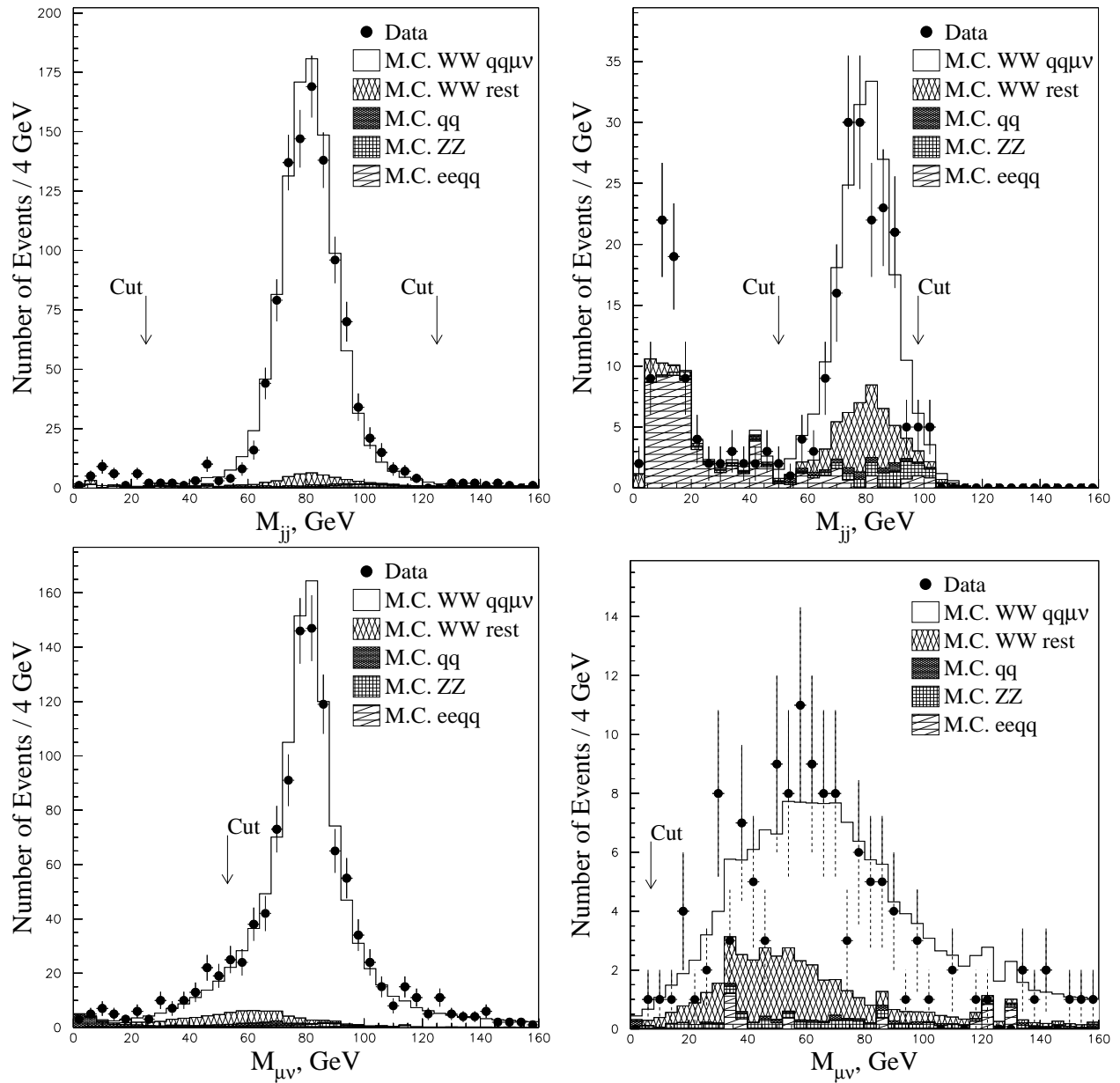


Abbildung 5.4: Verteilungen der Massen  $m_{jj}$  (obere Zeile) und  $m_{\ell\nu}$  (untere Zeile) für Ereignisse mit im Myonenspektrometer detektierten Myonen (linke Spalte) bzw. MIPs (rechte Spalte). Die Abbildungen sind Referenz [89] entnommen.

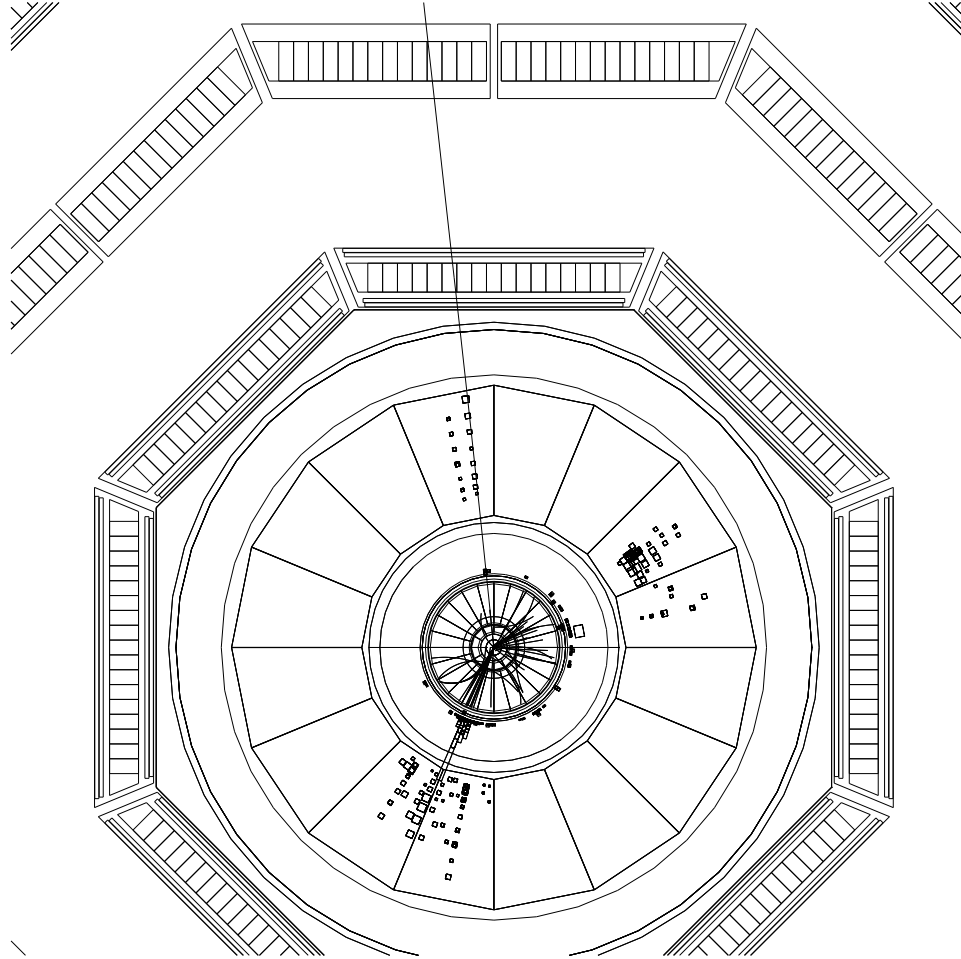


Abbildung 5.5: Ein typisches Ereignis der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}'\mu\nu$  bei  $\sqrt{s} = 189$  GeV. Das Myon läuft in dieser Darstellung vom Wechselwirkungspunkt aus nach oben. Die zweite Spur im hadronischen Kalorimeter (in dieser Darstellung links neben der Myon-Spur) gibt die Zählrohre an, die transversal zum Strahl liegen. Sie sind nur der Vollständigkeit halber in dieser Projektion in der Mitte eines Sektors des Hadronkalorimeters gezeigt.

Für Ereignisse, die dem  $q\bar{q}'\tau\nu$ -Kanal zugeordnet werden sollen, muss einer dieser Zerfälle identifiziert werden. Zunächst wird eine Vorselektion vorgenommen, die hohe Multiplizität und fehlenden Impuls, der nicht entlang der Strahlachse zeigen soll, verlangt. Anschließend wird in diesen Ereignissen nach einem isolierten Elektron oder Myon niedriger bis mittlerer Energie gesucht. Es werden allerdings nur Myonen mit einer Spur in den Myonkammern zugelassen; MIP-Kandidaten werden ignoriert. Wird kein geladenes Lepton gefunden, so werden die Energiedepositionen im Ereignis in Jets mit einem halben Öffnungswinkel von  $15^\circ$  geclustert, von denen mindestens drei gefunden werden müssen. Um den  $\tau$ -Jet zu identifizieren, wird ein Neuronales Netz verwandt, in das folgende Eigenschaften der drei höchstenergetischen Jets eingehen:

- Die Anzahl der Spuren,
- die Anzahl der Energiedepositionen,
- der halbe Öffnungswinkel,
- die elektromagnetische Energie und
- die aus den Bestandteilen des Jets berechnete effektive Masse.

Die Verteilung der Ausgabegröße des Neuronalen Netzes ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Für Ereignisse mit einem Transversalimpuls von weniger als 20 GeV wird ein Schnitt bei 0,7 angebracht. Die Spitze bei einem Wert von 0,6 entsteht durch hadronisch zerfallende  $\tau$ -Leptonen, bei denen keine Spuren rekonstruiert werden konnten. Das Neuronale Netz wird auf jeden Jet im Ereignis angewandt; der Jet mit dem höchsten Ausgabewert wird als  $\tau$ -Jet identifiziert, wobei das Netz in mehr als 80% der Fälle den richtigen Jet findet. Nachdem die Zerfallsprodukte des  $\tau$ -Leptons identifiziert wurden, werden aus den verbleibenden Energiedepositionen die Jets aus dem hadronisch zerfallenden W-Boson rekonstruiert.

Damit keine Ereignisse sowohl dem  $q\bar{q}'\tau\nu$ - als auch dem  $q\bar{q}'e\nu$ - bzw.  $q\bar{q}'\mu\nu$ -Kanal zugeordnet werden, wird ein Schnitt auf die Lepton-Neutrino-Masse  $m_{\ell\nu}$  durchgeführt, der entgegengesetzt zu den bei den beiden zuvor beschriebenen Selektionen ist. Die untere Anforderung an die Masse ist in beiden Fällen gleich: Für  $\tau^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$  wird

$$35 \text{ GeV} < m_{\ell\nu} < 63 \text{ GeV} \quad (5.7)$$

verlangt, während der Schnitt für  $\tau^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$  bei

$$35 \text{ GeV} < m_{\ell\nu} < 53 \text{ GeV} \quad (5.8)$$

liegt. Die Verteilungen sind in Abbildung 5.7 dargestellt.

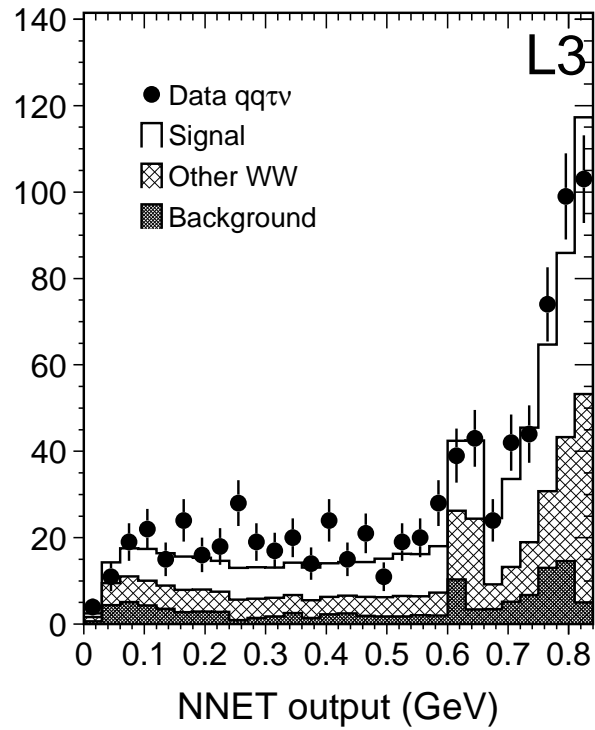


Abbildung 5.6: Ausgabegröße des Neuronalen Netzes zur Identifikation des  $\tau$ -Jets in  $q\bar{q}'\tau\nu$ -Ereignissen, aus Referenz [90]. Das Neuronale Netz wird auf alle Jets im Ereignis angewandt; derjenige Jet mit dem höchsten Ausgabewert wird als  $\tau$ -Jet identifiziert.



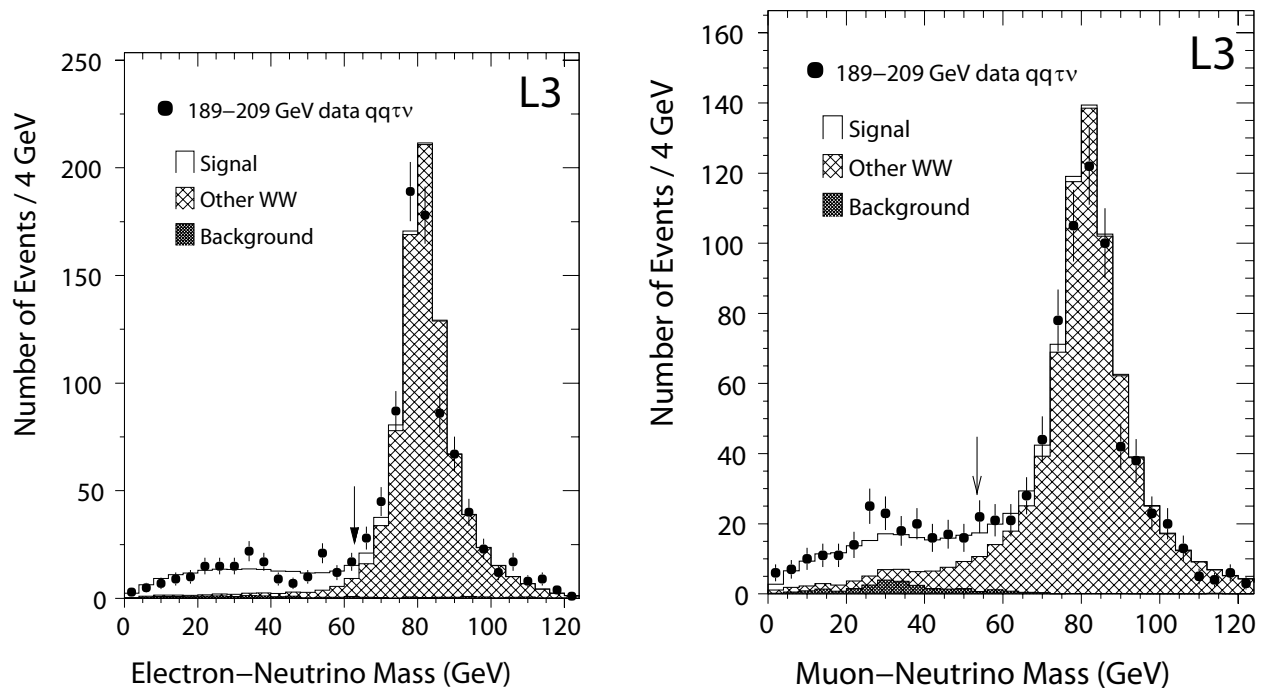


Abbildung 5.7: Verteilungen von  $m_{\ell\nu}$  im  $q\bar{q}'\tau\nu$ -Kanal, in a) für  $\tau \rightarrow e\nu\nu$ , in b) für  $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$ . Beide Abbildungen sind Referenz [90] entnommen. Die eingezeichneten Pfeile deuten die vorgenommenen Schnitte an.

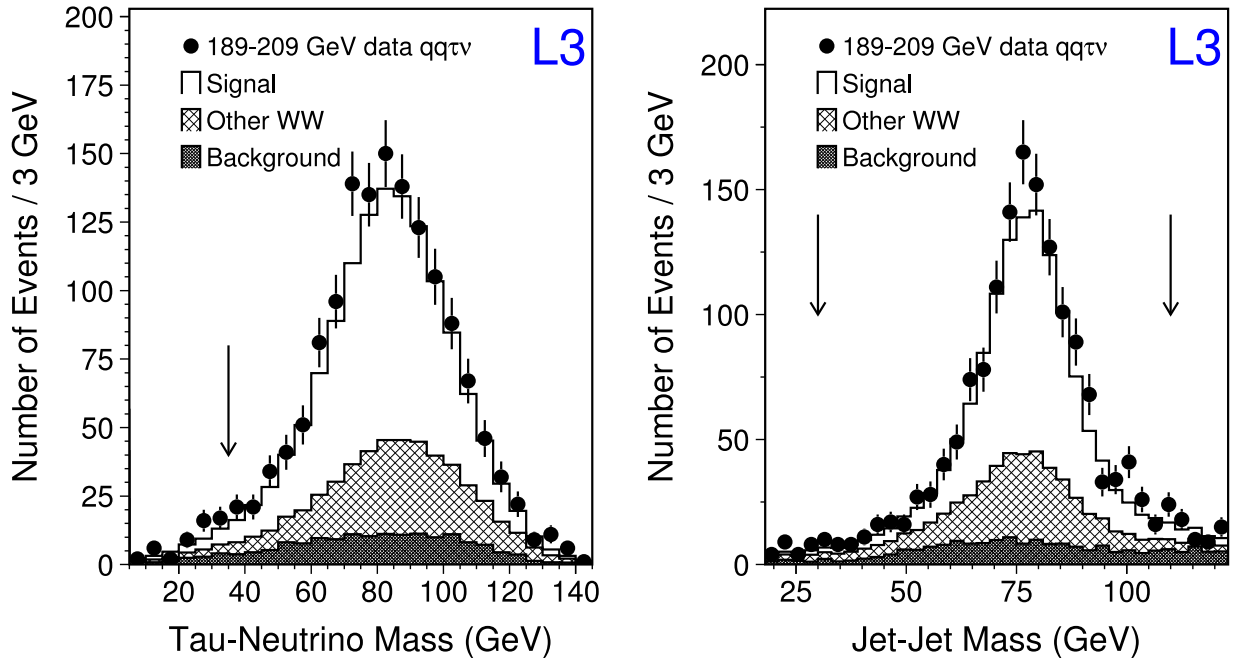


Abbildung 5.8: Verteilungen der a) Lepton-Neutrino- und b) Jet-Jet-Massen im  $q\bar{q}'\tau\nu$ -Kanal, aus Referenz [90]. Die Pfeile deuten die vorgenommenen Schnitte an.

Die Masse, die aus den Jets des hadronisch zerfallenden W-Bosons berechnet wird, muss in dem Intervall

$$50 \text{ GeV} < m_{jj} < 110 \text{ GeV} \quad (5.9)$$

liegen. Die beiden Massen  $m_{l\nu}$  und  $m_{jj}$  sind in Abbildung 5.8 dargestellt.

Weitere Schnitte zur Unterdrückung des Untergrundes sind in der Promotionsarbeit von E. Delmeire [90] beschrieben. Dort wird ebenfalls eine Studie zu den spurlosen  $\tau$ -Teilchenbündeln durchgeführt, die entstehen können, wenn das  $\tau$ -Lepton stark in Vorwärtsrichtung zeigt. Ein typisches Ereignis dieser Reaktion ist in Abbildung 5.9 gezeigt.

#### 5.1.4 $q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ -Kanal

In der Selektion des voll-hadronischen Endzustandes wird neben der hohen Multiplizität verlangt, dass die im Detektor gemessene Energie in der Nähe der Schwerpunktsenergie liegt und dass mindestens vier Teilchenbündel in dem Ereignis vorhanden sind. Diese Anforderung wird dadurch quantisiert, dass für den DURHAM-Parameter  $y_{34}$  gelten soll

$$y_{34} \geq 0,0015.$$

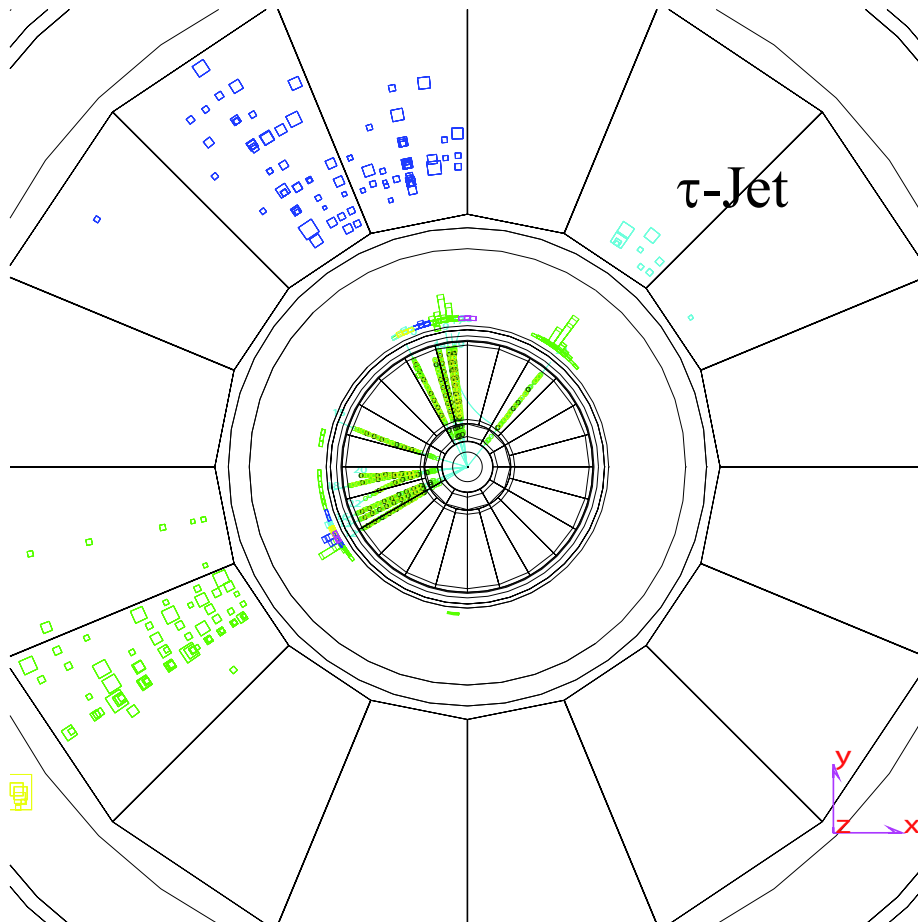


Abbildung 5.9: Ein typisches Ereignis der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}'\tau\nu$ , hier bei  $\sqrt{s} = 196$  GeV. Das  $\tau$ -Lepton ist hadronisch zerfallen, wobei ein geladenes Teilchen entstanden ist. Der dem daraus entstandene Jet ist gekennzeichnet. Die anderen beiden Jets stammen aus dem hadronisch zerfallenden W-Boson.

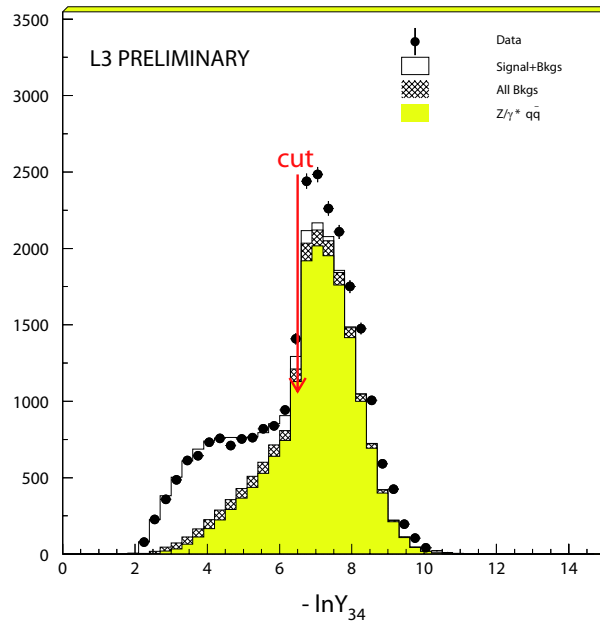


Abbildung 5.10: Verteilung von  $-\ln y_{34}$  im  $q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ -Kanal, aus Referenz [91].

Dieser Parameter beschreibt den Wert des DURHAM-Abstandes

$$y = \frac{2 \cdot \min(E_1^2, E_2^2) \cdot (1 - \cos \theta_{12})}{E_{\text{tot}}^2}, \quad (5.10)$$

bei dem sich die Topologie von einem Vier- in einen Drei-Objekte-Zustand ändert. Kleinere Werte von  $y_{34}$  entsprechen eher einem Drei-Jet-Ereignis. Die Verteilung von  $-\ln y_{34}$  ist in Abbildung 5.10 dargestellt.

Nach dieser Selektion erhält man eine Reinheit von etwa 55%. Da dies für weitere Studien zu niedrig ist, wird anschließend ein künstliches Neuronales Netz benutzt, um weiter zwischen Signal- und Untergrundereignissen zu trennen. Zunächst wird jedoch eine kinematische Anpassung mit vier Bedingungen (Energie- und Impulserhaltung) durchgeführt. Das Neuronale Netz besitzt zehn Eingangsgrößen, die nach dieser Anpassung berechnet werden:

- Die „Sphericity“ [93],
- die Multiplizität des Jets mit den wenigsten Teilchen,
- die Energie des höchstenergetischen Jets,
- die Energie des niederenergetischsten Jets,
- die Differenz der Energien des zweit- und drittenergetischsten Jets,
- das „Broadening“ [94] des höchstenergetischen Jets,

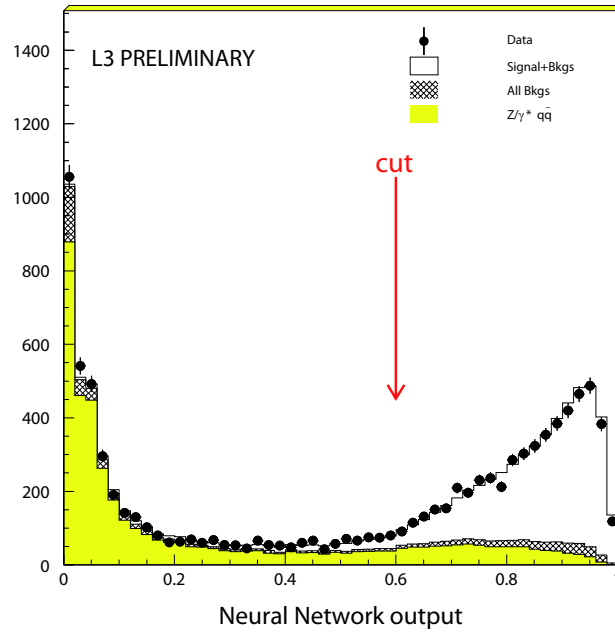


Abbildung 5.11: Verteilung des Ausgabewerts des künstlichen Neuronales Netzes, das für die Selektion von  $q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ -Ereignissen benutzt wird (aus [91]). Ereignisse, bei denen der Ausgabewert größer als 0,6 ist, werden akzeptiert.

- das Broadening des niederenergetischsten Jets,
- die Wahrscheinlichkeit der kinematischen Anpassung und
- die Summe

$$\sum_{i=1}^6 \cos \alpha_{\text{Jet}}^i,$$

die über die sechs Winkel  $\alpha_{\text{Jet}}^i$  zwischen den vier Teilchenbündeln läuft.

Die Verteilung der Ausgangsgröße des neuronalen Netzes ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Es werden die Ereignisse selektiert, bei denen die Ausgangsvariable einen Wert von größer als 0,6 hat.

Der verbleibende Untergrund wird von Quark-Paar-Ereignissen mit zweifacher Gluonabstrahlung ( $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}gg$ ) dominiert. Diese Reaktion wird von den verfügbaren Monte-Carlo-Programmen nicht richtig simuliert; PYTHIA beispielsweise unterschätzt die Rate [95]. Aus diesem Grunde werden diese Ereignisse einem Umgewichtungsverfahren unterworfen; die nötige Funktion wurde durch Vergleich der Simulation mit Daten des hadronischen Z-Zerfalls bei  $\sqrt{s} \approx 91$  GeV gewonnen. Dies führt zu einer Vergrößerung des Wirkungsquerschnitts dieses Untergrundbeitrages um etwa 12,6%.

Die Benutzung des künstlichen Neuronalen Netzes steigert die Reinheit der Selektion auf über 80%. Die Effizienz fällt von etwa 94% auf ungefähr 84%.

Weitere Details zu dieser Selektion und dem benutzten künstlichen Neuronalen Netz hat I. Pal in seiner Dissertation [91] beschrieben. Abbildung 5.12 zeigt ein typisches voll-hadronisches Ereignis.

## 5.2 Bestimmung der Masse

Die Massenextraktion verläuft sehr ähnlich zu der Methode, wie sie bei der Bestimmung der Z-Masse beschrieben wurde (siehe Kapitel 4.3). Wie auch dort wird die Masse aus Spektren der effektiven Masse ermittelt.

### 5.2.1 Rekonstruktion der Jets

#### Semi-leptonische Endzustände

Für alle Endzustände werden – wie bei der Selektion der Ereignisse – die Jets mit Hilfe des DURHAM-Algorithmusses gebildet. Bei den drei semileptonischen Endzuständen  $q\bar{q}'e\nu$ ,  $q\bar{q}'\mu\nu$  und  $q\bar{q}'\tau\nu$  werden alle Energiedepositionen, die eine Energie von mehr als 100 MeV besitzen, benutzt; nur diejenigen, die den geladenen Leptonen oder entdeckten Photonen zugeordnet werden, werden nicht mit einbezogen.

#### Voll-hadronischer Endzustand

Im voll-hadronischen Endzustand wird berücksichtigt, dass die Quarks Gluonen abstrahlen können, die ebenfalls Teilchenbündel erzeugen. Maximal wird allerdings nur ein weiterer Jet zugelassen, so dass entweder vier oder fünf Teilchenbündel benutzt werden. Die Unterscheidung, ob es zu einer Gluonabstrahlung gekommen ist, wird mit Hilfe des  $y_{45}$ -Wertes getroffen. Dieser Wert gibt die Größe des DURHAM-Parameters  $y$  an der Stelle an, an der es zu einem Übergang von fünf zu vier Jets kommt. Die Verteilung von  $\ln y_{45}$  ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Der Schnitt zur Trennung in Vier- bzw. Fünf-Jet-Konfiguration wird bei

$$\ln y_{45} = -6,2$$

gesetzt; Ereignisse mit größeren Werten von  $\ln y_{45}$  entsprechen der Vier-Jet-Konfiguration, die übrigen werden der Fünf-Jet-Gruppe zugeordnet. Beide Gruppen haben etwa die gleiche Ereignisanzahl und eine um etwa 30% unterschiedliche Massenauflösung. Die unterschiedliche Massenauflösung, wird in der im Folgenden erläuterten kinematischen Anpassung ausgenutzt, was dazu führt, dass der statistische Fehler um ungefähr 6% reduziert wird.

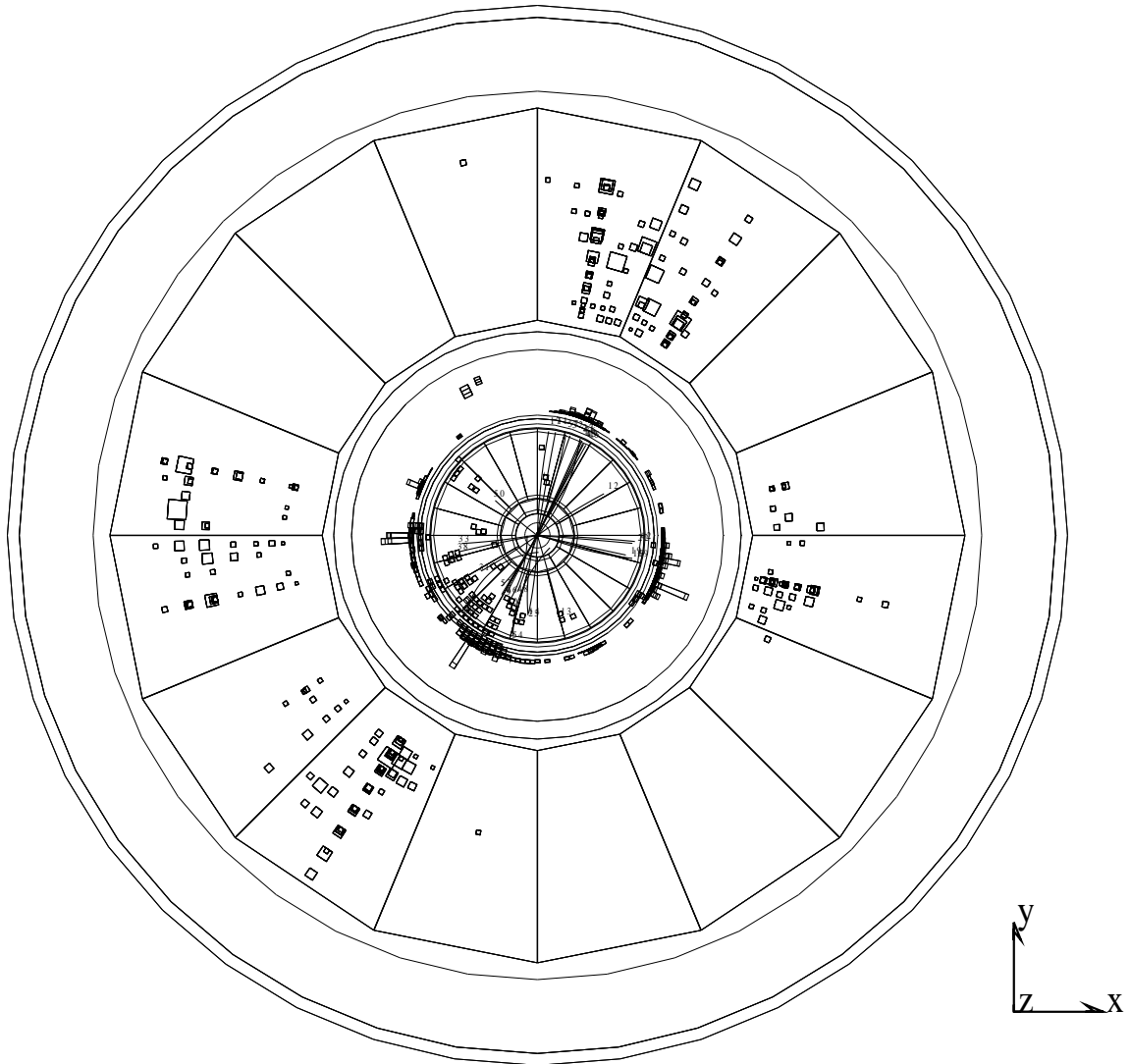


Abbildung 5.12: Ein typisches Ereignis der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ . Die Vier-Jet-Struktur ist deutlich zu erkennen.

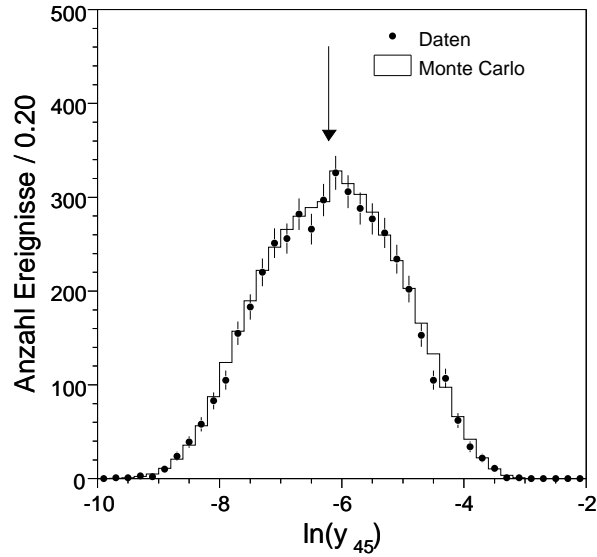


Abbildung 5.13: Verteilung von  $\ln y_{45}$ . Ereignisse mit  $\ln y_{45} < -6,2$  werden als Vier-Jet-Ereignisse klassifiziert, die übrigen als Fünf-Jet-Ereignisse.

Zusätzlich wird im voll-hadronischen Kanal der Algorithmus zur Rekonstruktion der Teilchenbündel abgeändert. Zunächst werden die Jets wie in den semileptonischen Kanälen berechnet, das heißt, dass alle Energiedepositionen mit einer Energie von mehr als 100 MeV berücksichtigt werden. Nachdem die Jets so gebildet wurden, werden jedoch die Energiedepositionen, die eine Energie von weniger als 2 GeV besitzen, aus den Jets entfernt. Mit den verbleibenden Clustern wird die Jetachse neu berechnet. Anschließend wird die Energie des Jets auf den ursprünglichen Wert skaliert; mit dem selben Faktor werden auch die drei Impulskomponenten skaliert. Die Entfernung der Energiedepositionen wirkt sich somit als Winkel- und Massenänderung auf den Jet aus.

Die Motivation für dieses Vorgehen wird ausführlich bei der Beschreibung der Bestimmung der systematischen Unsicherheit durch Colour Reconnection in Kapitel 5.3.2 beschrieben.

## 5.2.2 Bestimmung der effektiven Masse

### $q\bar{q}'e\nu$ -Endzustand

Im  $q\bar{q}'e\nu$ -Endzustand wird zunächst die effektive Masse des hadronisch zerfallenden W-Bosons aus den beiden beobachteten Teilchenbündeln berechnet. Indem man sich die Impulserhaltung zu Nutze macht, können Richtung und Impulsbetrag des Neutrinos im Ereignis



rekonstruiert werden:

$$\vec{p}_{\text{Jet } 1} + \vec{p}_{\text{Jet } 2} + \vec{p}_\ell + \vec{p}_\nu + \vec{p}_\gamma = 0 \quad (5.11)$$

Das Auflösen dieser Gleichung nach  $\vec{p}_\nu$  liefert den Impulsvektor des Neutrinos. Da die Masse des Neutrinos vernachlässigbar ist, erhält man mit  $E_\nu = |\vec{p}_\nu|$  den kompletten Vierervektor. In 5% der Ereignisse beobachtet man ein Photon im Detektor. Diese Photonen werden als ISR interpretiert, man geht also davon aus, dass sie von Elektron oder Positron vor der Kollision abgestrahlt wurden. Dies wird in der im folgenden beschriebenen kinematischen Anpassung berücksichtigt.

Im  $q\bar{q}'e\nu$ -Kanal wird für die kinematische Anpassung die Methode der Lagrange-Multiplikatoren (siehe z. B. Referenz [96]) benutzt. Dazu wird eine  $\chi^2$ -Funktion berechnet:

$$\chi_1^2 = (\xi - x)G^{-1}(\xi - x) \quad (5.12)$$

Dabei sind  $x$  die gemessenen Größen und  $\xi$  die wahren (gefitteten) Werte. Die Fehlermatrix  $G$  ist diagonal, ihre Einträge sind die Quadrate der Auflösungsfunktionen von Energie, Polar- und Azimutalwinkel der Jets bzw. Elektronen.

Diese  $\chi^2$ -Funktion erfasst allerdings noch nicht die benutzten Zwangsbedingungen. Dazu erweitert man die Funktion:

$$\chi^2 = \chi_1^2 + \sum_j \lambda_j (c_j - g_j(\xi, y)). \quad (5.13)$$

Hierbei sind die  $\lambda_j$  die sogenannten Lagrange-Multiplikatoren und  $y$  ungemessene Größen, hier der Viererimpuls des Neutrinos. Die  $j$  Zwangsbedingungen werden durch  $g_j(\xi, y) = c_j$  erfasst.

Zunächst wird nur die Energieerhaltung als Zwangsbedingung benutzt, da die Impulserhaltung zur Berechnung der Energie des Neutrinos,  $E_\nu$ , verwandt wird. Man spricht von einem 1C-Fit und setzt an

$$\begin{aligned} g_1 &= \sum_k E_k^{\text{fit}} + E_\nu, \\ c_1 &= \sqrt{s}. \end{aligned}$$

Die Summe in der ersten Gleichung läuft dabei über die  $k$  gemessenen Teilchen (zwei Jets, Elektron und eventuell Photon),  $E_k^{\text{fit}}$  ist die gefittete Energie dieser Teilchen. Es ergibt sich also

$$\chi^2 = \chi_1^2 + \lambda_1 \cdot (\sqrt{s} - \sum_k E_k^{\text{fit}} - E_\nu). \quad (5.14)$$

Von einem 2C-Fit ( $i = 2$ ) wird gesprochen, wenn zusätzlich die exakte Gleichheit der Massen der beiden W-Bosonen gefordert wird.

Zur Bestimmung des Minimums von Gleichung 5.13 werden die Ableitungen nach  $\xi$ ,  $y$  und  $\lambda$  gebildet; anschließend werden diese drei Ableitungen gleich Null gesetzt. Für lineare Zwangsbedingungsgleichungen können diese Funktionen analytisch gelöst werden, andernfalls muss zu einer iterativen Prozedur gegriffen werden.

Konvergiert das Verfahren nicht, so wird auf eine kinematische Anpassung ohne Lagrange-Multiplikatoren zurückgegriffen. Diese Methode ist identisch zu der im folgenden Abschnitt für den  $q\bar{q}'\mu\nu$ -Kanal beschriebenen.

Bei dem weiteren Vorgehen zur Extraktion von  $m_W$  werden die Masse des hadronisch zerfallenden W-Bosons aus dem 1C-Fit,  $m_{1C}^{qq}$ , und die mittlere Masse aus dem 2C-Fit,  $\bar{m}_{2C}$ , benutzt. Die Massenverteilungen sind in Abbildung 5.14 gezeigt. Die Resultate aus dem 2C-Fit zeigen, wie erwartet, eine bessere Auflösung der Masse.

### **$q\bar{q}'\mu\nu$ -Endzustand**

Die Rekonstruktion der Vierervektoren von Jets, Myon, Neutrino und evtl. Photon im  $q\bar{q}'\mu\nu$ -Kanal ist identisch zum Vorgehen im  $q\bar{q}'e\nu$ -Kanal. Photonen werden hier in 2,5% der Ereignisse im Detektor beobachtet<sup>2</sup>.

Auf diese vier (bzw. fünf) Vierervektoren wird eine kinematische Anpassung angewandt, die ähnlich der in Kapitel 4.2.1 beschrieben ist. Da hier die Impulserhaltung bereits zur Berechnung des Neutrino-Impulse verwandt wurde, verbleibt nur noch die Energieerhaltung als Zwangsbedingung, man spricht von einem 1C-Fit. Eine weitere Verbesserung der Auflösung wird dadurch erreicht, dass die Tatsache berücksichtigt wird, dass die beiden W-Bosonen im Rahmen ihrer Breite gleiche Masse besitzen. Daraus ergibt sich eine weitere Zwangsbedingung<sup>3</sup>:

$$|m_{W1} - m_{W2}| < \Gamma_W, \quad (5.15)$$

so dass man einen 2C-Fit benutzen kann. Im Folgenden werden die Masse des hadronisch zerfallenden W-Bosons aus dem 1C-Fit,  $m_{1C}^{qq}$ , und die mittlere Masse aus dem 2C-Fit,  $\bar{m}_{2C}$ , benutzt. Die Massenverteilungen sind in Figur 5.14 gezeigt.

Auch im  $q\bar{q}'\mu\nu$ -Kanal wurden Studien zur Methode der Lagrange-Multiplikatoren, wie sie im  $q\bar{q}'e\nu$ -Kanal benutzt wird, durchgeführt. Die dort erzielte Verbesserung der Auflösung sind kompatibel zu den mit der oben genannten Methode erzielten, so dass aus programmiertechnischen Gründen die oben genannte Methode benutzt wird.

---

<sup>2</sup>Die unterschiedlichen Anteile von Ereignissen mit detektiertem Photon werden durch die verschiedenen Selektionskriterien bedingt.

<sup>3</sup>Im  $q\bar{q}'e\nu$ -Kanal wird exakte Gleichheit der Massen gefordert.

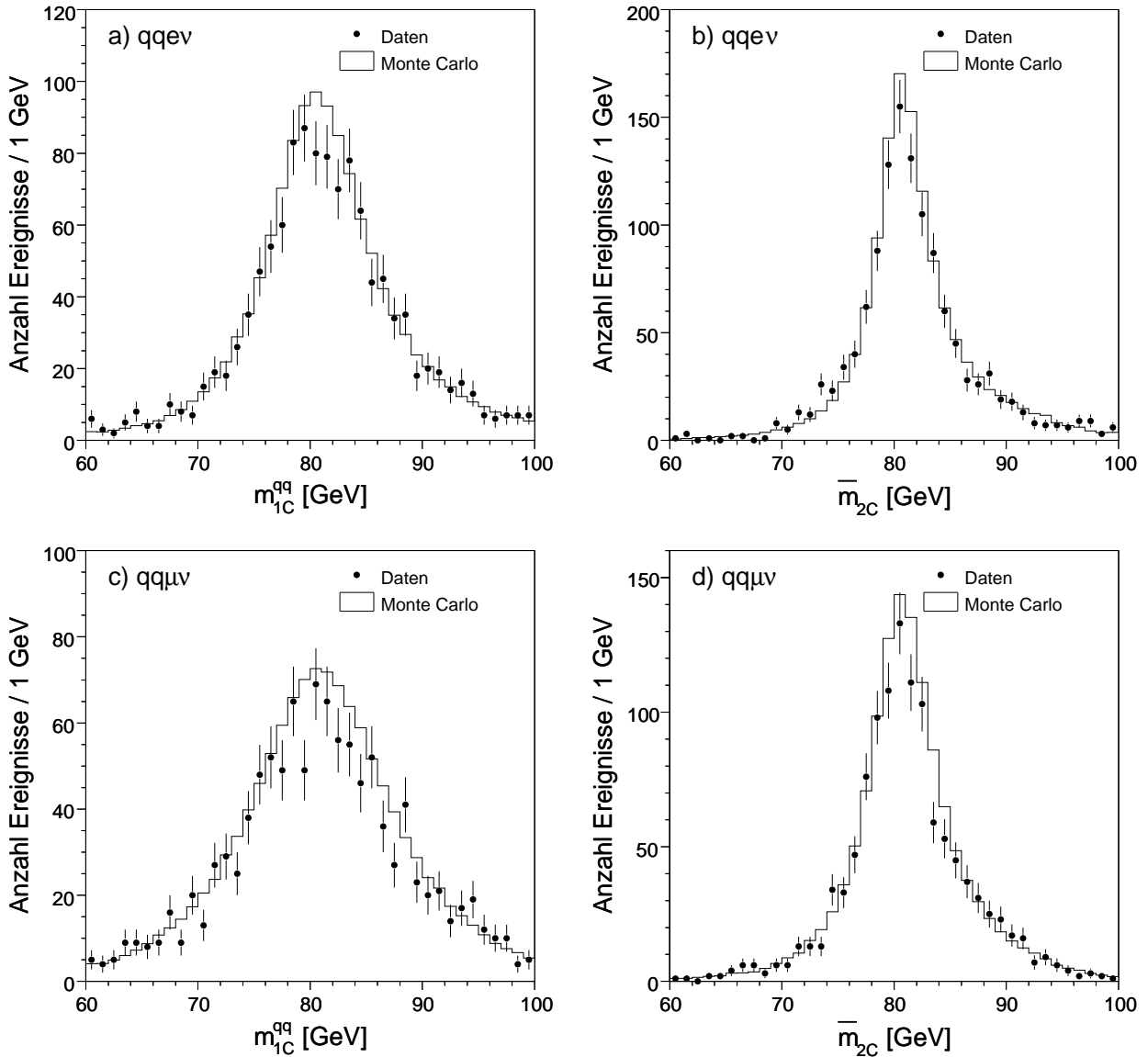
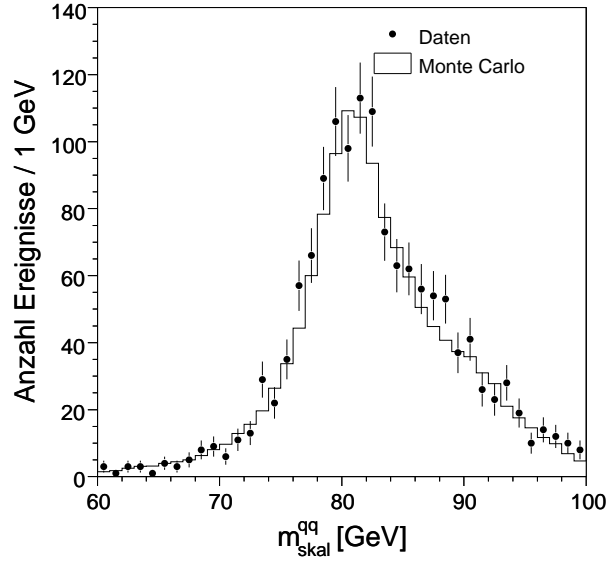


Abbildung 5.14: Verteilungen der effektiven Massen des Jet-Systems nach einem 1C-Fit ( $m_{1C}^{qq}$ ) und der mittleren effektiven Masse von Jet und Lepton-Neutrino-System nach einem 2C-Fit ( $\bar{m}_{2C}$ ) für die Kanäle  $qq'e\nu$  und  $qq'l\nu$ .


 Abbildung 5.15: Verteilung der Masse  $m_{\text{skal}}^{\text{qq}}$  für den  $q\bar{q}'\tau\nu$ -Kanal.

### $q\bar{q}'\tau\nu$ -Endzustand

Durch den Zerfall des  $\tau$ -Leptons entsteht mindestens ein weiteres Neutrino, das nicht nachgewiesen wird und somit Information aus dem Ereignis wegträgt. Daher wird in diesem Kanal keine kinematische Anpassung durchgeführt. Es werden stattdessen nur die beiden Jets aus dem hadronisch zerfallenden W-Boson zur Massenrekonstruktion benutzt. Man nimmt an, dass das W-Boson die halbe Schwerpunktsenergie erhalten hat — dies entspricht der Annahme, dass die beiden W-Bosonen gleiche Masse haben — und skaliert die Energie der Jets entsprechend:

$$E'_{\text{Jet } 1} + E'_{\text{Jet } 2} = \sqrt{s}/2, \quad (5.16)$$

$$E'_{\text{Jet } i} = \frac{\sqrt{s}}{2 \cdot (E_{\text{Jet } 1} + E_{\text{Jet } 2})} \cdot E_{\text{Jet } i}. \quad (5.17)$$

Die drei Impulskomponenten der Jets werden jeweils mit dem selben Faktor skaliert wie die Energie. Im weiteren wird die aus den skalierten Jets berechnete Masse  $m_{\text{skal}}^{\text{qq}}$  benutzt, deren Spektrum in Abbildung 5.15 dargestellt ist.

### $q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ -Endzustand

Im vollhadronischen Endzustand entsteht auf dem Vier-Fermion-Niveau zwar kein Neutrino, das Informationen wegträgt, dafür existieren andere Schwierigkeiten. Da man aus den durch Hadronisation entstehenden Teilchenbündeln nicht darauf zurückschließen kann, aus welchem

Zuordnung	Jets $W \rightarrow q\bar{q}'$	Jets $W \rightarrow q''\bar{q}'''g$
1	1 + 2	3 + 4 + 5
2	1 + 3	2 + 4 + 5
3	1 + 4	2 + 3 + 5
4	1 + 5	2 + 3 + 4
5	2 + 3	1 + 4 + 5
6	2 + 4	1 + 3 + 5

Tabelle 5.2: Zuordnungen der Jet zu den W-Bosonen im voll-hadronischen Kanal mit zusätzlicher Gluonabstrahlung. Die Jets sind nach ihrer Energie geordnet, so dass Jet 1 der höchst- und Jet 5 der niederenergetischste Jet ist.

Quark sie entstanden sind, ist die Zuordnung der Teilchenbündel zu den W-Bosonen nicht eindeutig. Wurden vier Jets rekonstruiert, so ergeben sich drei Zuordnungsmöglichkeiten, bei fünf Jets sind es bereits zehn. Studien haben allerdings gezeigt, dass vier der zehn möglichen Zuordnungen im Fünf-Jet-Fall eine sehr geringe Wahrscheinlichkeit haben, richtig zu sein. Daher werden nur die sechs in Tabelle 5.2 angegebenen Zuordnungen benutzt.

Auf die vier oder fünf Jets wird nun wiederum eine kinematische Anpassung angewandt. Zunächst wird die Methode der Lagrange-Multiplikatoren verwendet; konvergiert diese nicht, so wird auf die Methode ohne die Multiplikatoren zurückgegriffen. Da die Impulserhaltung hier nicht zur Rekonstruktion eines Neutrinos benötigt wird, kann sie als Zwangsbedingung benutzt werden, so dass man einen 4C-Fit einsetzen kann. Benutzt man auch die Massengleichheit, so erhält man einen 5C-Fit.

In der kinematischen Anpassung werden alle benutzten Möglichkeiten der Zuordnung der Jets zu den W-Bosonen getestet, drei im Vier-Jet-Fall und sechs im Fünf-Jet-Fall. Im letzteren Fall werden jedoch nur die drei Kombinationen behalten, bei denen die Wahrscheinlichkeit der kinematischen Anpassung am höchsten ist, die übrigen drei Zuordnungsmöglichkeiten werden verworfen.

Studien haben gezeigt, dass die Masseninformationen aus den drei Zuordnungsmöglichkeiten unkorreliert sind, daher können alle drei Möglichkeiten in der folgenden Wahrscheinlichkeitsanpassung verwendet werden. Damit wird erreicht, dass im Vier-Jet-Fall auf jeden Fall die korrekte Zuordnung benutzt wird und im Fünf-Jet-Fall die Wahrscheinlichkeit dafür sehr hoch ist.

Bei einigen Ereignissen konvergiert die kinematische Anpassung allerdings nicht für alle Zuordnungen oder liefert eine Wahrscheinlichkeit von Null. Diese Möglichkeiten werden im Weiteren ignoriert. Bei 5% der Ereignisse erhält man für keine Zuordnungsmöglichkeit eine sinnvolle Masseninformation sowohl in der 4C- als auch in der 5C-Anpassung. Diese

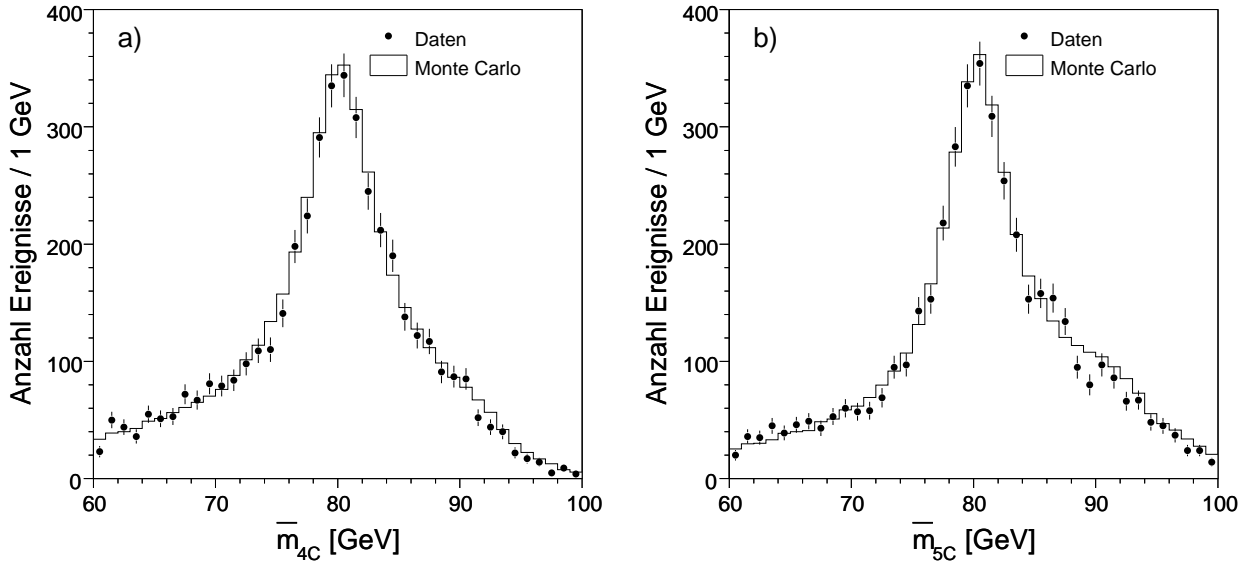


Abbildung 5.16: Verteilungen der Massen  $\bar{m}_{4C}$  und  $\bar{m}_{5C}$  für den  $q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ -Kanal.

Ereignisse werden komplett verworfen.

Für die Extraktion der W-Boson-Masse aus dem vollhadronischen Kanal werden die mittleren Massen benutzt, die der 4C-Fit ( $\bar{m}_{4C}$ ) und der 5C-Fit ( $\bar{m}_{5C}$ ) liefern. Ihre Verteilungen sind in Abbildung 5.16 dargestellt.

### 5.2.3 Extraktion der W-Masse

Aus den Spektren der effektiven Masse soll nun die tatsächliche W-Masse bestimmt werden. Dazu wird auf jede der 28 Energie-Kanal-Kombinationen (vier Kanäle  $\times$  sieben Energien) eine ungebinnte Wahrscheinlichkeitsanpassung angewandt, die ähnlich derjenigen ist, die bei der Bestimmung der Z-Masse verwandt wurde, jedoch etwas komplexer ist.

#### Wahrscheinlichkeitsanpassung mit Umgewichtung

Für die Kanäle  $q\bar{q}'e\nu$ ,  $q\bar{q}'\mu\nu$  und  $q\bar{q}'q''\bar{q}'''$  werden Wahrscheinlichkeitsdichten aus doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitten berechnet; im  $q\bar{q}'\tau\nu$ -Kanal werden einfach differentielle Wirkungsquerschnitte verwandt. Das Produkt der Wahrscheinlichkeitsdichten über  $i$  Ereignisse und zusätzlich über die Jet-Zuordnungen (im  $q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ -Kanal) ergibt sich somit für die drei erstgenannten Endzustände zu

$$L(m_W^{\text{fit}}) = \prod_i \frac{f(m_W^{\text{fit}}) \cdot \left( \frac{d^2\sigma(m_W^{\text{fit}})}{dm_1 dm_2} \right)_i + \left( \frac{d^2\sigma_{\text{UG}}}{dm_1 dm_2} \right)_i}{f(m_W^{\text{fit}}) \cdot \sigma(m_W^{\text{fit}}) + \sigma_{\text{UG}}}. \quad (5.18)$$

Kanal	$m_1$	$m_2$
$q\bar{q}'e\nu$	$\bar{m}_{2C}$	$m_{1C}^{\text{qq}}$
$q\bar{q}'\mu\nu$	$\bar{m}_{2C}$	$m_{1C}^{\text{qq}}$
$q\bar{q}'\tau\nu$	$m_{\text{skal}}^{\text{qq}}$	—
$q\bar{q}'e\nu$	$\bar{m}_{5C}$	$\bar{m}_{4C}$

Tabelle 5.3: Definitionen der in der Wahrscheinlichkeitsanpassung benutzten Massen  $m_1$  und  $m_2$  für die vier untersuchten Kanäle.

Der Faktor  $f(m_W^{\text{fit}})$  wird so gewählt, dass die Summe der Wirkungsquerschnitte des umgewichteten Signals,  $\sigma$ , und des Untergrunds,  $\sigma_{\text{UG}}$ , dem gemessenen Wirkungsquerschnitt entspricht. Tabelle 5.3 gibt an, wie die Massen  $m_1$  und  $m_2$  für die Kanäle definiert sind. Bei der Bestimmung der W-Masse wird die Standard-Modell-Beziehung [97]

$$\Gamma_W = 3 \cdot G_F \cdot m_W^3 \cdot \frac{1 + 2\alpha_s/3\pi}{2\sqrt{2}\pi} \quad (5.19)$$

zwischen Breite und Masse der W-Bosonen benutzt.

### Box-Methode

Auch bei der Bestimmung der W-Masse kommt zur Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte die Box-Methode [74] mit Umgewichtung der Ereignisse des Signal-Monte-Carlos zum Einsatz. Die Anwendung der Box-Methode sorgt dafür, dass Selektions- und Detektoreffekte,  $m_W$ -abhängige Änderungen der Effizienz und Reinheit sowie Korrelationen zwischen den beiden Massen  $m_1$  und  $m_2$  automatisch berücksichtigt werden. Da im Fall der Bestimmung der W-Masse die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte benutzt werden, ist die verwendete Box nicht wie im Fall der Z-Masse eindimensional, sondern in zwei Dimensionen ausgedehnt, nämlich in  $m_1$  und  $m_2$ . Die von den beiden Massen aufgespannte Box  $\Omega$  ist um das jeweils betrachtete Datenereignis  $i$  zentriert. Sie ist eine Ellipse im  $m_1$ - $m_2$ -Phasenraum, wobei die unterschiedlichen Auflösungen von  $m_1$  und  $m_2$ ,  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$ , berücksichtigt werden müssen. Die Massen werden deshalb mit ihren in Tabelle 5.4 angegebenen Auflösungen skaliert.

In jede zweidimensionale Box werden die 400 dem Daten-Ereignis  $i$  nächsten Monte-Carlo-Ereignisse eingefüllt. Der Abstand  $d_{ij}$  des Monte-Carlo-Ereignisses  $j$  zum gerade betrachteten Daten-Ereignis  $i$  wird nach

$$d_{ij} = \sqrt{\left(\frac{(m_1)_j - (m_1)_i}{\sigma_1}\right)^2 + \left(\frac{(m_2)_j - (m_2)_i}{\sigma_2}\right)^2} \quad (5.20)$$

Masse	Auflösung [GeV]				
	$q\bar{q}'e\nu$	$q\bar{q}'\mu\nu$	$q\bar{q}'\tau\nu$	$q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ 4-Jet	$q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ 5-Jet
$m_{\text{skal}}$	—	—	4,4	—	—
$m_{1C}$	4,7	6,5	—	—	—
$\bar{m}_{2C}$	2,3	2,8	—	—	—
$\bar{m}_{4C}$	—	—	—	2,2	3,0
$\bar{m}_{5C}$	—	—	—	1,9	2,5

Tabelle 5.4: Auflösungen der Massen, wie sie durch die kinematischen Anpassungen bzw. die Skalierungsmethode erhalten werden.

berechnet. Das am weitesten entfernte Monte-Carlo-Ereignis  $j_{\text{max}}$  bestimmt die Größe der Boxen in beiden Dimensionen:

$$(\delta m_1)_i = |(m_1)_i - (m_1)_{j_{\text{max}}}| \quad \text{und} \quad (5.21)$$

$$(\delta m_2)_i = |(m_2)_i - (m_2)_{j_{\text{max}}}|. \quad (5.22)$$

Diese Größen liegen zwischen 200 MeV und 600 MeV. Die gleiche Boxgröße wird jeweils für die Untergrund-Vorhersage benutzt. Die Fläche der Box ist

$$F_{\text{box}} = \pi \cdot \delta m_1 \cdot \delta m_2.$$

#### *Umgewichtung des Signal-Monte-Carlos*

Die oben erwähnte Umgewichtung sorgt dafür, dass man ein und das selbe Monte Carlo zur Überprüfung mehrerer W-Boson-Massen nutzen kann und somit den Rechenaufwand zur Erzeugung der Monte Carlos erheblich reduziert. Die Monte-Carlo-Ereignisse werden mit der W-Masse  $m_{\text{gen}}$  erzeugt<sup>4</sup>. Durch das Umgewichten wird das Monte Carlo so verändert, dass eine andere W-Boson-Masse,  $m_{\text{fit}}$ , repräsentiert wird.

Die Ereignisgewichte  $R_j$  sind gegeben durch

$$R_j(p_j^1, p_j^2, p_j^3, p_j^4, k_j^\gamma, m_{\text{W}}^{\text{fit}}, m_{\text{W}}^{\text{gen}}) = \frac{|\mathcal{M}(p_j^1, p_j^2, p_j^3, p_j^4, k_j^\gamma, m_{\text{W}}^{\text{fit}})|^2}{|\mathcal{M}(p_j^1, p_j^2, p_j^3, p_j^4, k_j^\gamma, m_{\text{W}}^{\text{gen}})|^2}, \quad (5.23)$$

wobei  $\mathcal{M}$  für das mit EXCALIBUR [98] für die erzeugten Vierer-Vektoren  $p_j^i$  ( $i = 1$  bis 4) der vier Fermionen und die Impulssumme  $k_j^\gamma$  aller Photonen im entsprechenden Ereignis berechnete Matrixelement des Vier-Fermion-Endzustandes  $i$  steht. EXCALIBUR implementiert jedoch keine Abstrahlung von Photonen. Sie wird dadurch berücksichtigt, dass die

<sup>4</sup>Der Index „gen“ stammt vom englischen Ausdruck „generated“.



Fermionen in den Monte-Carlo-Ereignissen in ihr Ruhesystem nach der Photon-Abstrahlung transformiert werden. Photonen aus der Abstrahlung im Endzustand werden mit dem jeweils nächstliegenden Fermion rekombiniert. Das so modifizierte Matrixelement ist equivalent zu dem mit KANDY berechneten; seine Berechnung über EXCALIBUR bietet aber Geschwindigkeitsvorteile.

### *Berechnung der Wirkungsquerschnitte*

Die totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte werden durch Summation über die Ereignisgewichte  $R_j$  erhalten:

$$\sigma(m_W^{\text{fit}}) = \mathcal{L}^{\text{gen}} \sum_j^{N_{\text{MC sel}}} R_j(m_W^{\text{fit}}, m_W^{\text{gen}}) \quad (5.24)$$

$$\left( \frac{d^2\sigma(m_W^{\text{fit}})}{dm_1 dm_2} \right)_i = \frac{1}{\pi(\delta m_1)_i(\delta m_2)_i} \mathcal{L}^{\text{gen}} \sum_{j \in \Omega_i} R_j(m_W^{\text{fit}}, m_W^{\text{gen}}). \quad (5.25)$$

Dabei ist  $\mathcal{L}^{\text{gen}}$  die vom Monte-Carlo-Programm erzeugte Luminosität. Die Summe in Gleichung 5.24 läuft über die selektierten Ereignisse des Signal-Monte-Carlos. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Untergrund-Vorhersage,  $d^2\sigma_{\text{UG}}/dm_1 dm_2$ , wird aus der Anzahl der selektierten Untergrund-Monte-Carlo-Ereignisse, die einem Daten-Ereignis zugeordnet werden, berechnet:

$$\left( \frac{d^2\sigma_{\text{UG}}}{dm_1 dm_2} \right)_i = \frac{1}{\pi(\delta m_1)_i(\delta m_2)_i} \mathcal{L}_{\text{UG}}^{\text{gen}}(N_{\text{UG}}^{\text{sel}})_i. \quad (5.26)$$

### *Alternative Methode*

Für einige der im folgenden Kapitel beschriebenen systematischen Studien wird bei der Berechnung der Gewichte (Gleichung 5.23) nicht das Matrixelement  $\mathcal{M}$  verwandt, sondern es wird auf eine Breit-Wigner-Funktion zurückgegriffen:

$$R_j(m_W^{\text{fit}}, m_W^{\text{gen}}) = \frac{m_{\text{gen},j}^2}{(m_{\text{gen},j}^2 - (m_W^{\text{fit}})^2)^2 + (m_W^{\text{fit}})^2 \Gamma_W^2} \Big/ \frac{m_{\text{gen},j}^2}{(m_{\text{gen},j}^2 - (m_W^{\text{gen}})^2)^2 + (m_W^{\text{gen}})^2 \Gamma_W^2}. \quad (5.27)$$

Die Massen  $m_W^{\text{gen}}$  und  $m_W^{\text{fit}}$  sind wie oben definiert,  $m_{\text{gen},j}$  ist die mittlere Masse der im jeweiligen Ereignis generierten W-Bosonen und  $\Gamma_W$  die nach Gleichung 5.19 berechnete Breite für den jeweiligen Wert von  $m_W$ . Die Verteilung der mittleren Masse der generierten W-Bosonen ist in Abbildung 5.17 für den  $q\bar{q}'\mu\nu$ -Kanal dargestellt.

Außerdem werden teilweise die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte durch einfach differentielle ersetzt. Eine Untersuchung hat gezeigt, dass im Rahmen der Genauigkeit die selben Ergebnisse erzielt werden wie in der Standard-Analyse. Werden die Breit-Wigner-Gewichte benutzt, so ist die statistische Signifikanz etwas geringer als bei den Matrixelement-Gewichten.

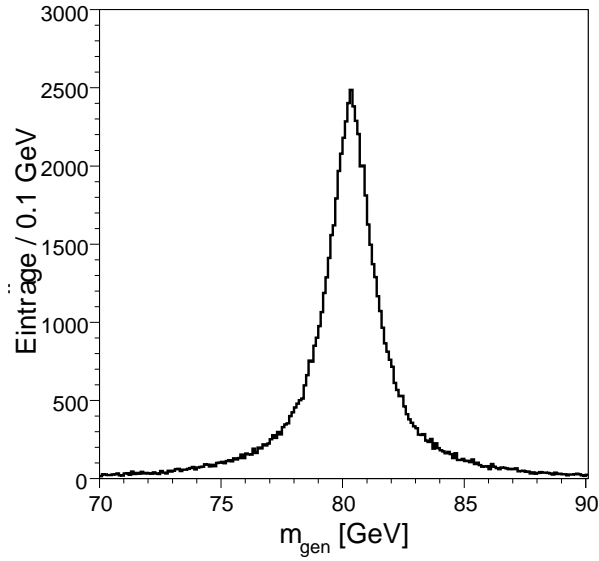


Abbildung 5.17: Verteilung des Mittelwertes der Masse der generierten W-Bosonen für jedes Ereignis im  $q\bar{q}'\mu\nu$ -Kanal.

In Figur 5.18 sind die Massenverteilungen für die vier untersuchten Endzustände dargestellt. Für die Kanäle  $q\bar{q}'e\nu$  und  $q\bar{q}'\mu\nu$  sind die mittleren Massen nach dem 2C-Fit gezeigt, für den  $q\bar{q}'\tau\nu$ -Kanal die skalierte Masse des hadronisch zerfallenden W-Bosons und für den  $q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ -Kanal die mittlere Masse nach dem 5C-Fit des besten Pairings. Das Signal-Monte-Carlo wurde bereits so umgewichtet, dass es der gemessenen Masse entspricht.

## 5.3 Systematische Unsicherheiten

Eine große Anzahl von unerwünschten Effekten kann einen Einfluss auf die gemessene W-Masse haben. Im Folgenden werden die untersuchten Effekte beschrieben und die Untersuchungsmethoden verdeutlicht.

### 5.3.1 Detektoreffekte

#### Jetmessung

##### *Messgenauigkeit der Jets*

Bei den Läufen mit  $\sqrt{s} \approx m_Z$ , die in jedem Jahr des LEP-Betriebs zu Kontrollzwecken durchgeführt werden, wird aus  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ -Reaktionen die Messgenauigkeit der Jet-Energien und -Winkel abgeschätzt. Um den Effekt dieser Ungenauigkeiten auf die Bestimmung der W-Masse abzuschätzen, werden jeweils folgende Änderungen an einem Satz von Ereignissen

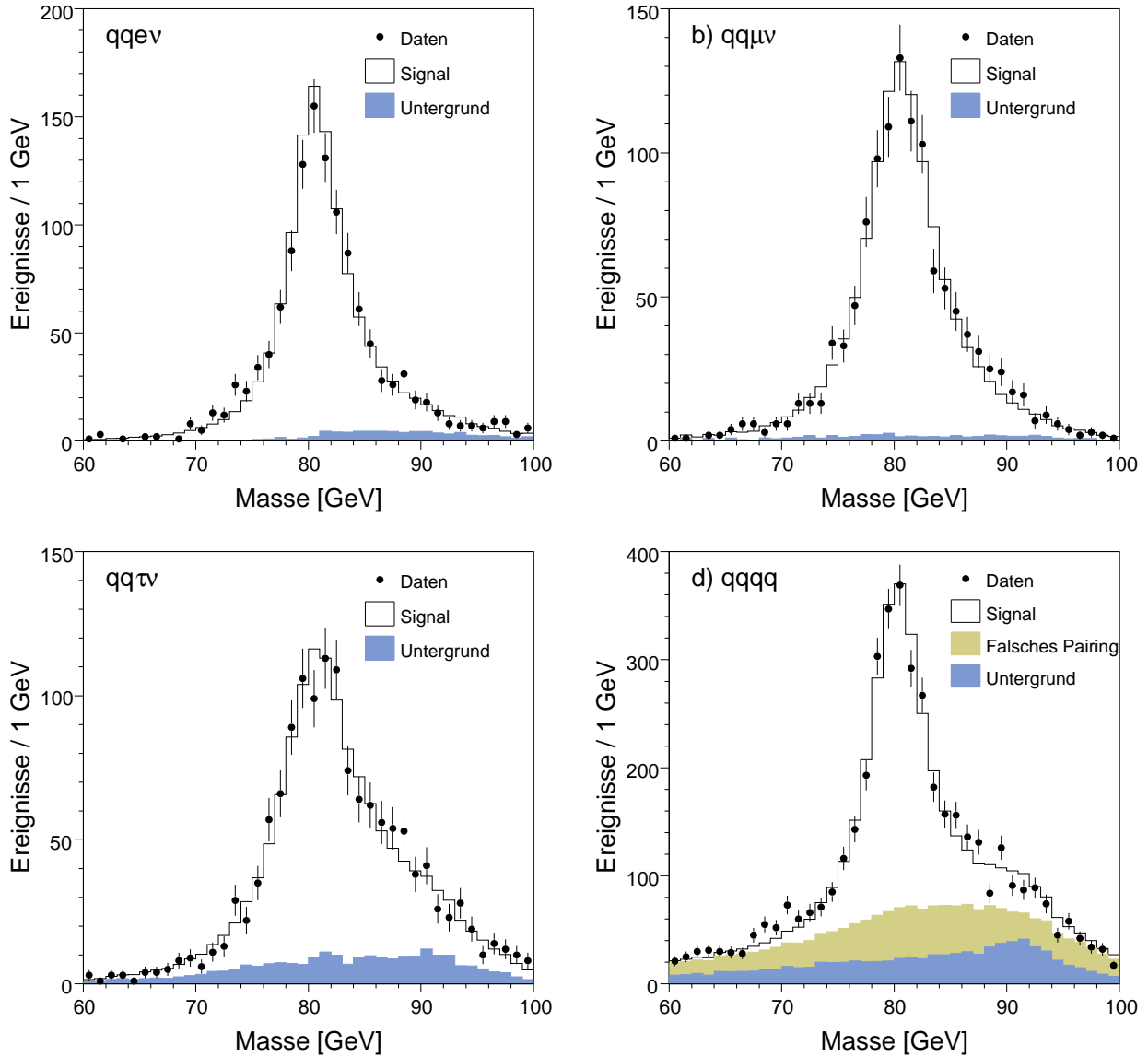


Abbildung 5.18: Massenverteilungen der vier untersuchten Kanäle. Das Signal-Monte-Carlo wurde jeweils auf die gemessene W-Boson-Masse umgewichtet.

Beiträge zur systematischen Unsicherheit aufgrund der	Beitrag [MeV]			
	$q\bar{q}'e\nu$	$q\bar{q}'\mu\nu$	$q\bar{q}'\tau\nu$	$q\bar{q}'q''\bar{q}'''$
Energieverschiebung	3	10	9	2
Energieverschmierung	1	4	7	1
Winkelverschmierung	2	4	20	4
Gesamtbeitrag	4	11	23	5

Tabelle 5.5: Effekte auf die gemessene W-Masse, die durch Veränderung der Energieskala und Verschmierung der Jet-Energien und -Winkel hervorgerufen werden.

des Signal-Monte-Carlos durchgeführt:

- Veränderung der Jet-Energie-Skala um  $\pm 50$  MeV,
- Verschmierung der gemessenen Jet-Energien um 1% und
- Verschmierung der Jet-Richtungen um  $0,5^\circ$  ( $\approx 8,7$  mrad).

Diese Änderungen entsprechen den gemessenen Genauigkeiten. Die abgeänderten Monte-Carlo-Ereignisse ersetzen in einer Analyse das Standard-Monte-Carlo in der Wahrscheinlichkeitsanpassung. In Tabelle 5.5 sind die mit dieser Methode erhaltenen Veränderungen der W-Masse zusammengefasst. Der Gesamtbeitrag zur systematischen Unsicherheit ergibt sich aus der quadratischen Summe der Einzelwerte.

Im  $q\bar{q}'\tau\nu$ -Kanal ist der Effekt am größten, da hier nicht auf die kinematische Anpassung zurückgegriffen werden kann, die Fehlmessungen teilweise kompensiert.

#### *Vertex-Korrektur*

Es wurde überprüft, wie sich eine Unsicherheit in der Vertex-Korrektur (siehe Kapitel 3.2.5) auf die W-Masse auswirkt. Da die W-Paar-Ereignisse recht sphärisch sind, werden keine großen Auswirkungen erwartet. In Abbildung 5.19 ist die Differenz der effektiven Masse mit und ohne Vertex-Korrektur für jedes Ereignis dargestellt. Nimmt man nun an, dass der Wechselwirkungspunkt innerhalb der Unsicherheit der Vertex-Korrektur verschoben ist, erhält man eine Massendifferenz von weniger als 1 MeV.

#### *Vergleich von Detektorkomponenten*

Eine weitere Überprüfung der Winkelmessung besteht darin, verschiedene Detektorkomponenten zu vergleichen. Bei L3 bietet sich der Vergleich der Spurkammer und der Kalorimeter an. Dazu wurden in einer alternativen Analyse zunächst nur Energiedepositionen geladener Teilchen zur Jetrekonstruktion benutzt. Als „geladen“ wird ein Teilchen hier bezeichnet,

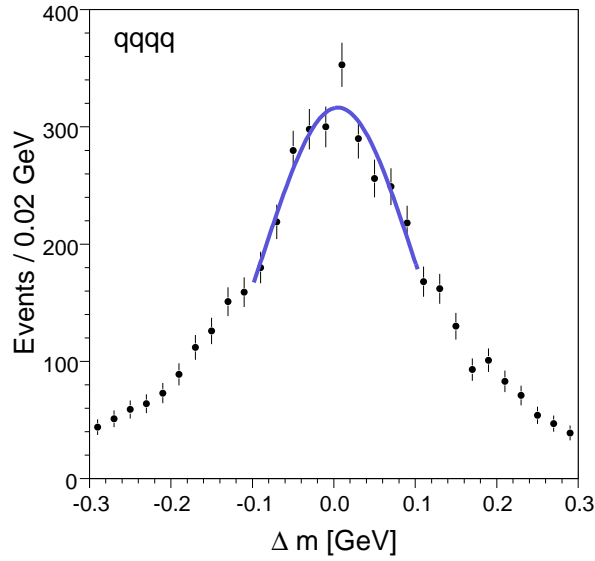


Abbildung 5.19: Differenz der effektiven Masse in den Ereignissen mit und ohne Vertex-Korrektur für jedes Ereignis im  $q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ -Kanal.

wenn eine im Raumwinkel zur Energiedeposition passende, gut vermessene Spur vorhanden ist. Aus diesen Jets wird die effektive Masse  $m_{CT}$  berechnet.

In einer weiteren Analyse werden die Winkel der einzelnen Depositionen durch die der zugehörigen Spuren ersetzt; es wird aus den gewonnenen Jets die effektive Masse  $m_{CC}$  berechnet.

In Abbildung 5.20 ist die Differenz  $\Delta m = m_{CC} - m_{CT}$  der effektiven Masse aus diesen beiden Analysen für jedes Ereignis dargestellt. Durch die ereignisweise Berechnung der Differenz wird die statistische Signifikanz des Tests stark erhöht.

Es wird eine Verteilung erwartet, die um Null zentriert und nicht zu breit ist. Abweichungen des Mittelwertes von Null weisen zwar auf eine Verschiebung der Spurkammer relativ zum Kalorimeter hin, wenn sie allerdings von der Monte-Carlo-Vorhersage richtig beschrieben werden, hat dies keinen Einfluss auf die Messung der W-Masse. Daher wird die Differenz der Mittelwerte von Daten ( $\langle \Delta m_{\text{Daten}} \rangle$ ) und Monte Carlo ( $\langle \Delta m_{\text{MC}} \rangle$ ) gebildet:

$$\Delta \langle \Delta m \rangle = \langle \Delta m_{\text{Daten}} \rangle - \langle \Delta m_{\text{MC}} \rangle. \quad (5.28)$$

Diese „doppelte Differenz“ soll benutzt werden, um eine quantitative Abschätzung der systematischen Unsicherheit zu erhalten. In Tabelle 5.6 sind die Ergebnisse für die vier untersuchten Kanäle dargestellt; in keinem Kanal tritt eine signifikante Abweichung von Null auf. In der Kombination aller Kanäle erhält man schließlich eine doppelte Differenz von  $-1 \pm 9$  MeV, also einen im Rahmen der Messgenauigkeit mit Null gut verträglichen Wert.

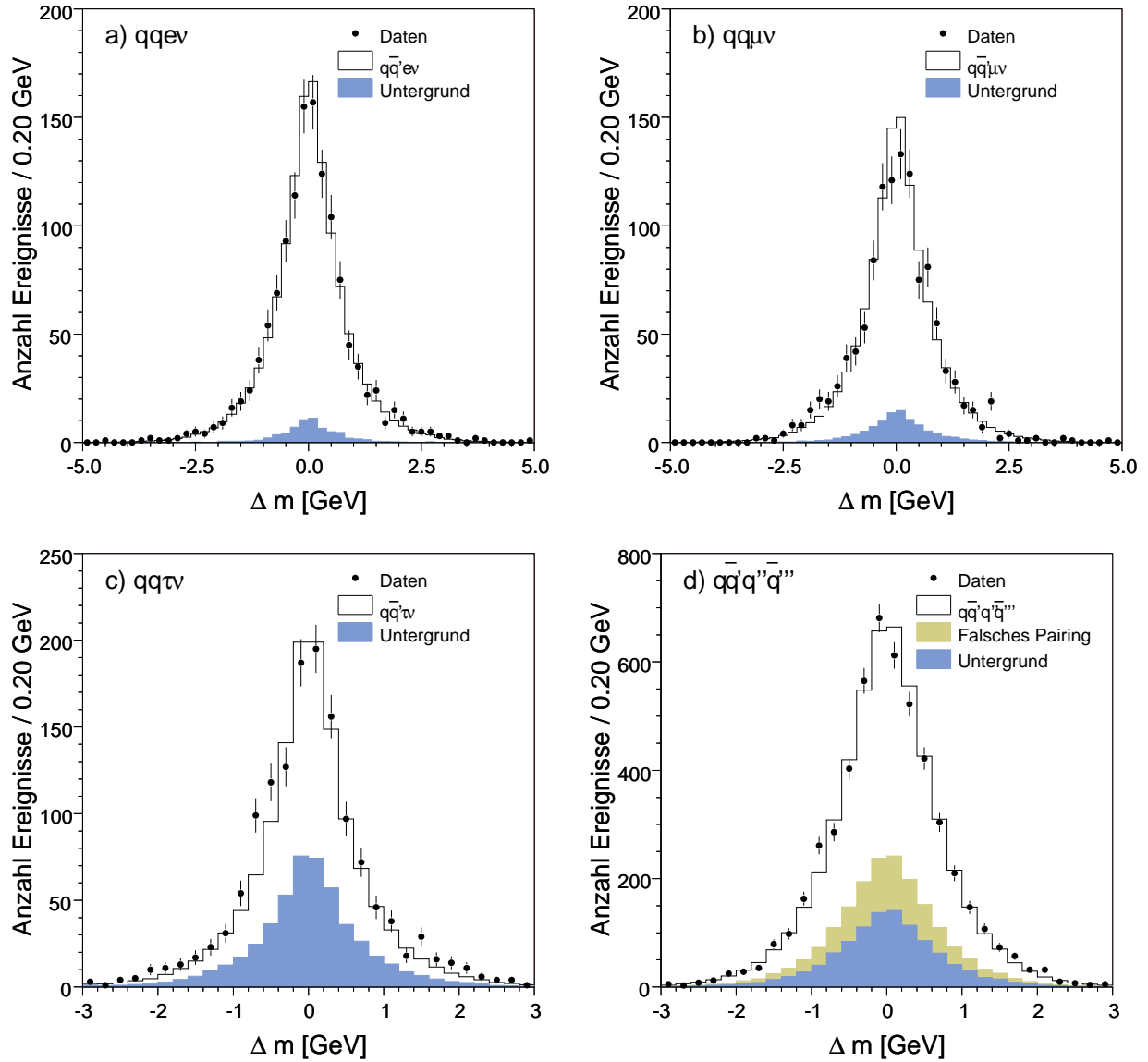


Abbildung 5.20: Verteilungen von  $m_{CC} - m_{CT}$  für die vier untersuchten Kanäle. Dargestellt sind sowohl die Datenverteilungen als auch die Monte-Carlo-Vorhersagen für Signal und Untergrund.

Kanal	$\Delta \langle \Delta m \rangle$ [MeV]
$q\bar{q}'e\nu$	$3 \pm 25$
$q\bar{q}'\mu\nu$	$-15 \pm 26$
$q\bar{q}'\tau\nu$	$-13 \pm 21$
$q\bar{q}'q''\bar{q}'''$	$4 \pm 11$
$f\bar{f}'f''\bar{f}'''$	$-1 \pm 9$

Tabelle 5.6: Doppelte Differenz (siehe Gleichung 5.28) aus dem Vergleich der Standardanalyse mit Messungen, die nur mit geladenen Energiedepositionen durchgeführt wurden. In keinem Kanal tritt ein statistisch signifikanter Effekt auf.

#### *Winkelabhängigkeit der Energieskala*

Auch wurde untersucht, ob es eine Winkelabhängigkeit in der Energieskala gibt. Würden beispielsweise Energiedepositionen in den Endkappen der Kalorimeter relativ zu denen im Zentralbereich eine höhere Energie erhalten, würde dies die Richtung der Jets verzerren. Da die Ereignisse des Vier-Jet-Kanals durch den dort benutzten 5C-Fit am stärksten eingeschränkt werden, erwartet man in diesem Kanal den größten Effekt. Um zu überprüfen, ob ein solcher Effekt existiert, werden die Jet-Energien vor und nach der kinematischen Anpassung in verschiedenen Regionen des Polarwinkels verglichen. In Abbildung 5.21 ist

$$\frac{E_{\text{Jet}}^{\text{roh}} - E_{\text{Jet}}^{\text{fit}}}{E_{\text{Jet}}^{\text{fit}}}$$

als Funktion von  $|\cos\theta|$  für die Daten und die Monte-Carlo-Vorhersage dargestellt. Eine Änderung der Energieverteilung in der Simulation in der Art, dass sie exakt mit der Verteilung der Daten übereinstimmt, ruft keinen signifikanten Effekt bei der Bestimmung der W-Boson-Masse hervor.

#### *Energiespektrum und -fluss; Jetalgorithmen*

Um die Übereinstimmung zwischen Vorhersage und Daten weiter zu überprüfen, wird das Energiespektrum der Energiedepositionen und der Energiefluss relativ zur Jetachse untersucht. Die Verteilungen sind in den Abbildungen 5.22 und 5.23 dargestellt.

Um eine quantitative Aussage über mögliche systematische Fehler zu erhalten, wurde untersucht, welchen Einfluss Änderungen am Algorithmus zur Rekonstruktion der Jets haben. Dazu wurden zwei Tests durchgeführt: Zum einen wurden Energiedepositionen unterhalb einer bestimmten Mindestenergie aus den Jets entfernt, zum anderen wurden Energiedepositionen entfernt, die mit der Jetachse einen Winkel einschließen, der größer als ein bestimmter Winkel ist. Es wurde jeweils die Differenz der aus diesen „beschnittenen“ Jets berechneten Masse zur Standardmasse für jedes Ereignis und jeden Öffnungswinkel bzw. jede Mindest-

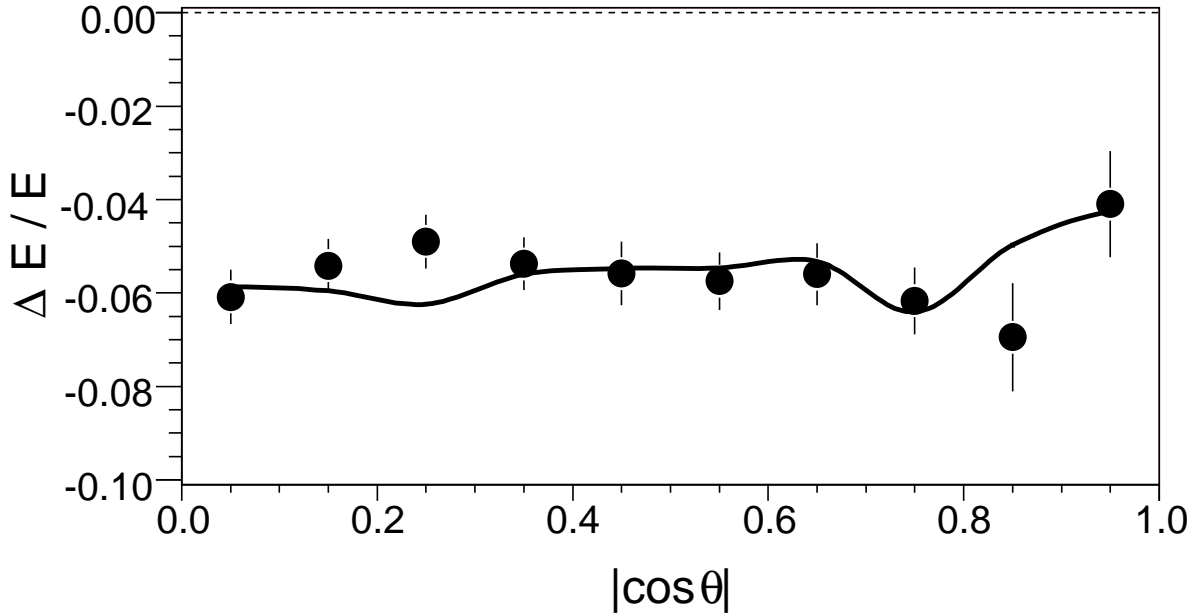


Abbildung 5.21: Die Verteilung von  $(E_{\text{Jet}}^{\text{roh}} - E_{\text{Jet}}^{\text{fit}})/E_{\text{Jet}}^{\text{fit}}$ . Die Punkte stellen die Daten dar, während die durchgezogene Linie die Monte-Carlo-Vorhersage repräsentiert.

energie berechnet. In Figur 5.24 ist diese Differenz beispielhaft für eine Mindestenergie von 2 GeV im  $q\bar{q}'\mu\nu$ -Kanal dargestellt. Anschließend wird die Differenz  $\Delta\langle\Delta m\rangle$  der Mittelwerte dieser Verteilungen von Daten und Monte-Carlo-Vorhersage bestimmt. Diese „doppelte Differenz“ ist in den Abbildungen 5.25 und 5.26 dargestellt; kein statistisch signifikanter Effekt wird beobachtet.

Nur der Beitrag aus der Untersuchung zur Messgenauigkeit der Jets (siehe Tabelle 5.5) liefert einen kleinen Beitrag zur systematischen Unsicherheit. Dieser Beitrag zur systematischen Unsicherheit wird als voll korreliert zwischen den Kanälen behandelt.

## Lepton-Messung

### *Messgenauigkeit der geladenen Leptonen*

Die Energie-Skala von Elektronen und Myonen ist mit einer Genauigkeit von 50 MeV bekannt, was analog zu den Jet-Untersuchungen aus Lepton-Paar-Ereignissen bei Schwerpunktsenergien um die Z-Boson-Masse ermittelt wurde. Dort ist die Energie der Leptonen gleich der Strahlenergie, so dass man aus der Messung der Lepton-Energie sofort die Genauigkeit der Skala erhält. Analog zu der bei der Jet-Messung beschriebenen Methode werden Energien und Winkel im Monte Carlo geändert. Ersetzt man in einer Analyse das Standard-Monte-Carlo



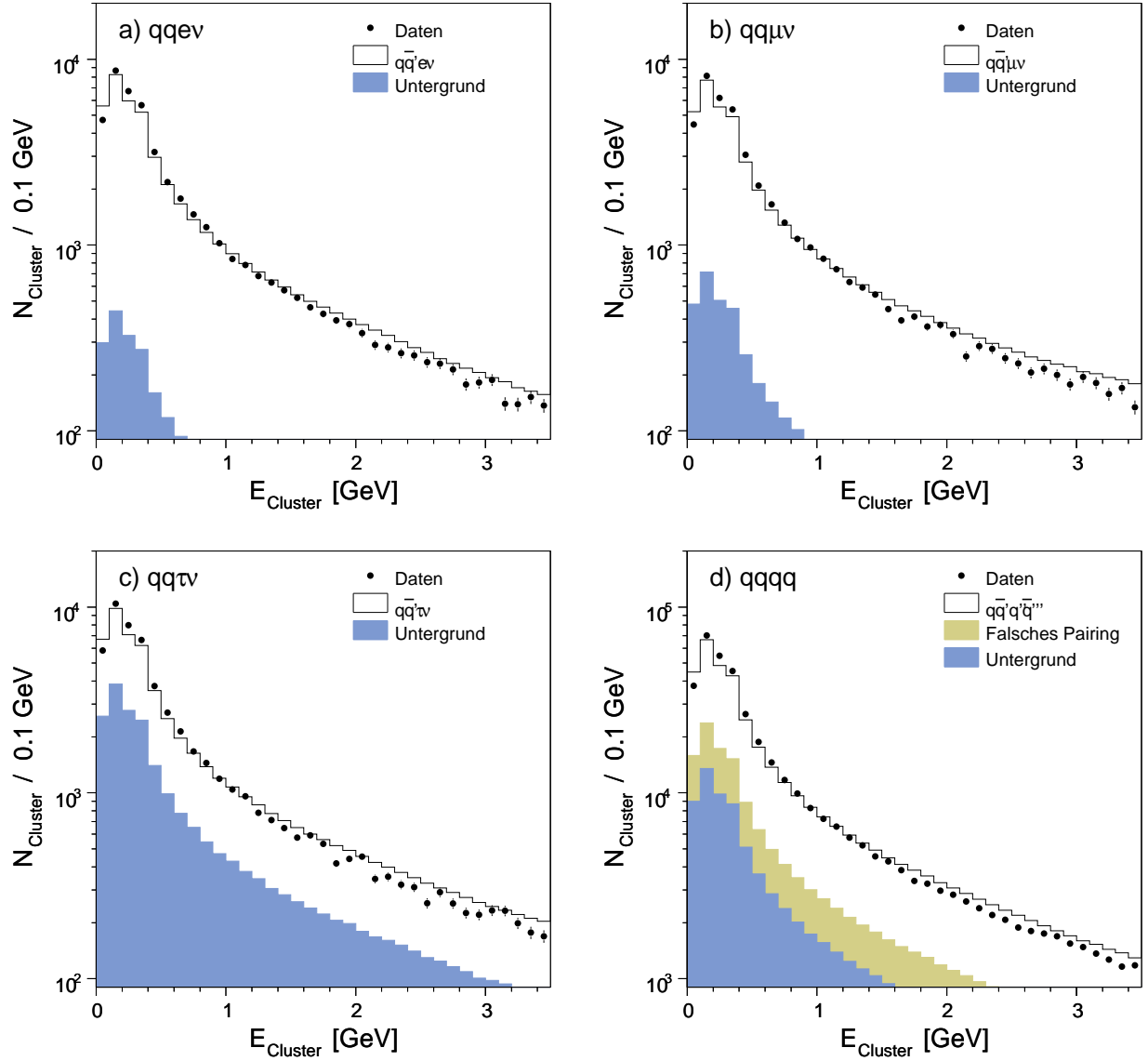


Abbildung 5.22: Energiespektrum der Energiedepositionen in den vier untersuchten Kanälen  $q\bar{q}'e\nu$ ,  $q\bar{q}'\mu\nu$ ,  $q\bar{q}'\tau\nu$  und  $q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ .

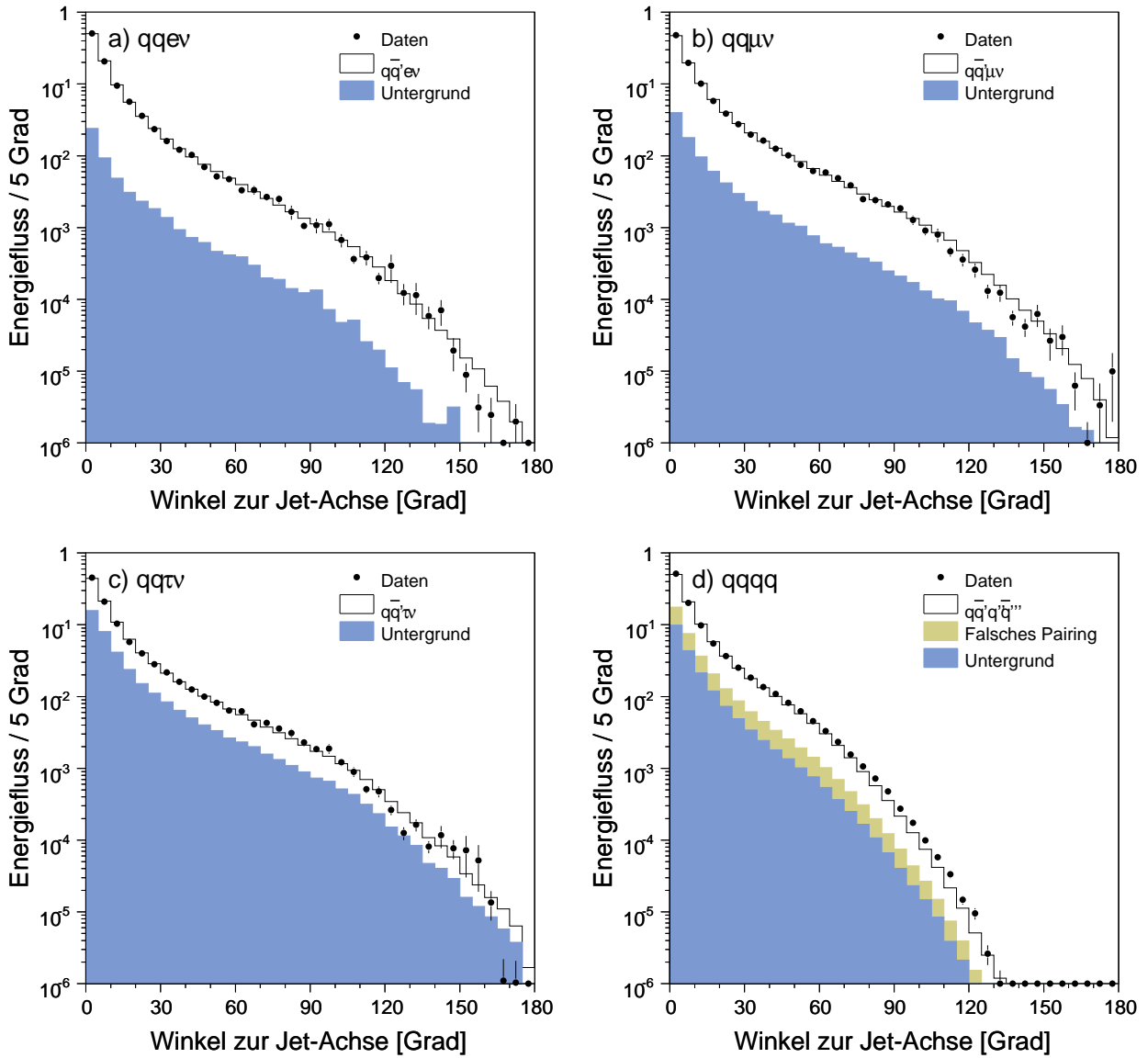


Abbildung 5.23: Energiefluss relativ zur Jetachse für die vier Kanäle.

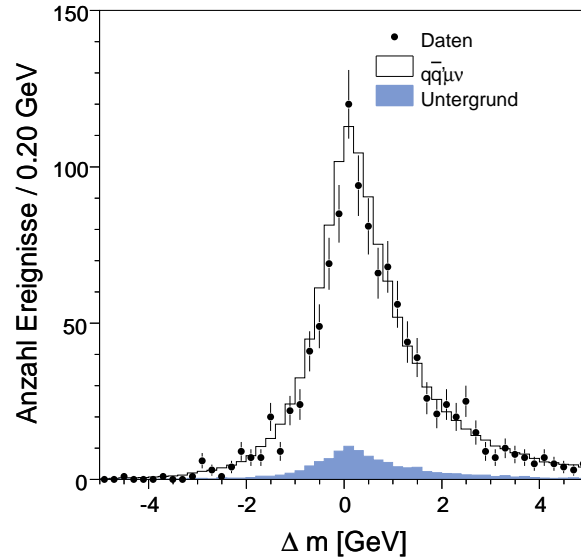


Abbildung 5.24: Verschiebung der W-Masse pro Event durch Entfernen von Energiedepositionen mit weniger als 2 GeV aus den Jets im  $q\bar{q}'\mu\nu$ -Kanal.

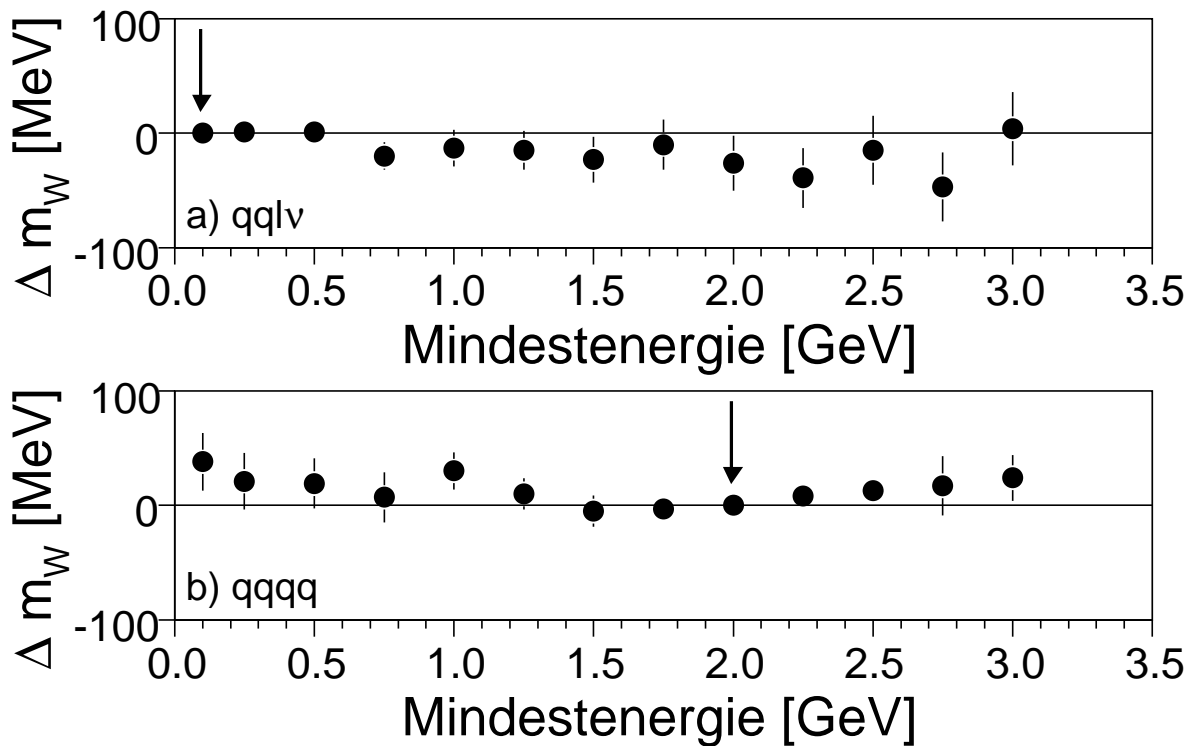


Abbildung 5.25: Änderung der W-Masse, wenn eine Mindestenergie für die bei der Jetbildung benutzten Energiedepositionen verlangt wird. Die Pfeile geben die in der Analyse benutzten Werte der Mindestenergie an.

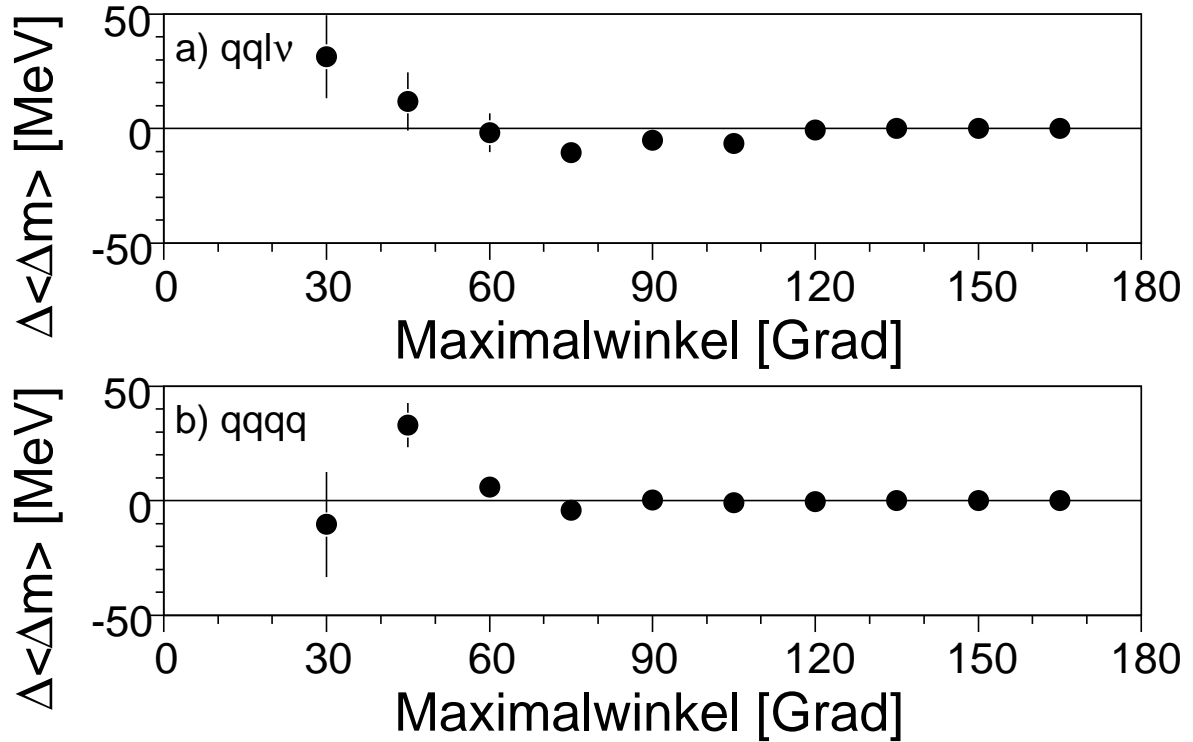


Abbildung 5.26: Änderung der gemessenen Masse, wenn die Jets auf einen Kegel mit begrenztem Öffnungswinkel eingeschränkt werden: a)  $q\bar{q}\ell\nu$ -, b)  $q\bar{q}q'q''\bar{q}'''$ -Kanal. In der Standard-Analyse werden die Jets nicht eingeschränkt.

mit dem veränderten, so erhält man eine Verschiebung der W-Masse um 6 MeV im  $q\bar{q}'e\nu$ - und um 9 MeV im  $q\bar{q}'\mu\nu$ -Kanal. Effekte, die durch Ungenauigkeiten der Lepton-Winkelmessung entstehen, erweisen sich als vernachlässigbar. Im  $q\bar{q}'\tau\nu$ -Kanal werden die Zerfallsprodukte des leptonisch zerfallenden W-Bosons nicht zur Massenbestimmung benutzt; daher spielen die Güte der Winkel- und Energiemessung des  $\tau$ -Leptons hier keine Rolle.

#### *Depositionen in der Nähe von geladenen Leptonen*

Weiterhin wurde untersucht, welchen Einfluss Energiedepositionen in der Nähe geladener Leptonen auf die W-Masse haben. Üblicherweise werden solche Cluster zu den Jets hinzuge-rechnet. Sollten diese Depositionen nicht korrekt von der Monte-Carlo-Vorhersage beschrieben werden, so kann es zu einer Fehlmessung der W-Masse kommen, da die Jets in den Daten (mit zusätzlichen Clustern) breiter und somit massiver sein werden als in der Vorhersage. In Abbildung 5.27 ist der Energiefluss um das geladene Lepton für die beiden Kanäle  $q\bar{q}'e\nu$  und  $q\bar{q}'\mu\nu$  gezeigt. Die Daten werden von der Vorhersage gut beschrieben. In einer Studie werden für Koni mit verschiedenen Öffnungswinkeln um die Richtung des Leptons Cluster aus den Jets entfernt und zum Lepton hinzugerechnet. Anschließend werden die Jets auf ihre Originalenergie skaliert; die drei Impulsanteile werden mit dem selben Faktor multipliziert. Für jedes Event und jeden Öffnungswinkel wird die effektive Masse des Bosons aus den originalen und den beschnittenen Jets bestimmt und deren Differenz berechnet. Es wird nun der Mittelwert dieser Verteilung getrennt für Daten und Monte-Carlo-Vorhersage berechnet und die Differenz dieser Mittelwerte,  $\Delta \langle \Delta m \rangle$ , ermittelt. Keine statistisch signifikante Abweichung in  $\Delta \langle \Delta m \rangle$  wurde beobachtet.

Die einzige Untersuchung zur Messung der Leptonen, die einen Beitrag zur systematischen Unsicherheit liefert, ist diejenige zur Messgenauigkeit der Lepton-Energien. Diese ist zwischen den beiden betroffenen Kanälen nicht korreliert, da Elektronen und Myonen auf unterschiedliche Weise rekonstruiert werden.

### **5.3.2 Theoretische Unsicherheiten**

#### **Photonabstrahlung**

Die Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand – das heißt vor der Kollision von Elektron und Positron – reduziert die der W-Paar-Produktion zur Verfügung stehende Energie. Die Photonen werden dabei häufig kollinear zu Elektron bzw. Positron abgestrahlt, so dass sie unentdeckbar entlang der Strahlröhre entweichen. Durch die Reduzierung der Schwerpunktsenergie wird auch der Betrag des Impulses, den die beiden W-Bosonen erhalten, verringert. Dies führt dazu, dass sich die Öffnungswinkel der Zerfallsprodukte im Vergleich zur Produktion bei voller Schwerpunktsenergie vergrößern.

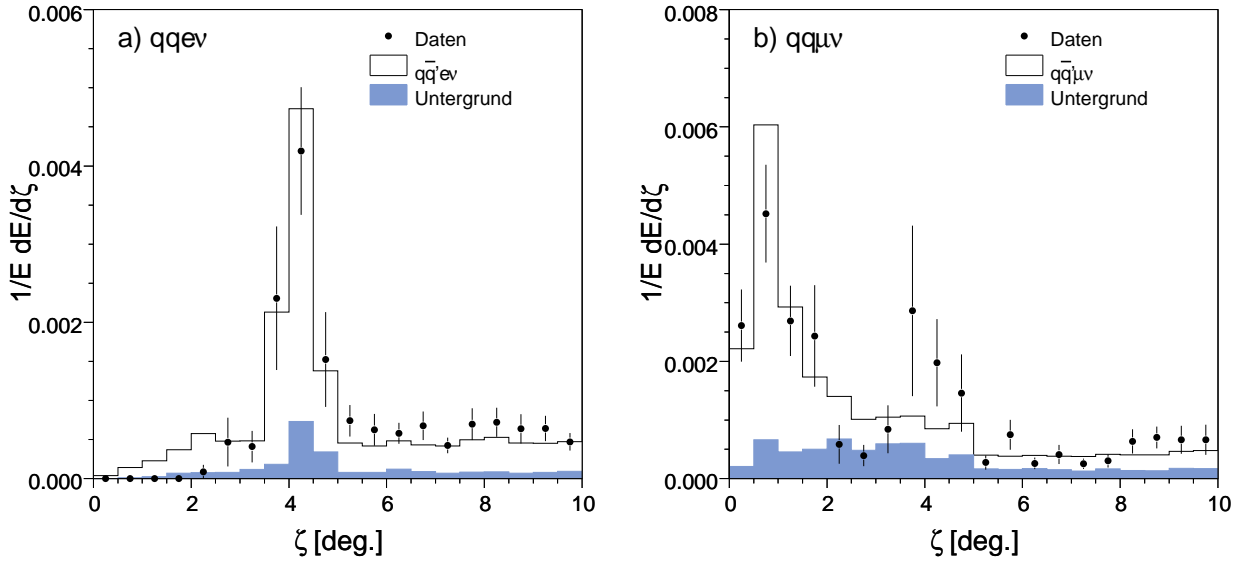


Abbildung 5.27: Energiefluss  $\frac{1}{E} \frac{dE}{d\zeta}$  um die geladenen Leptonen, für a)  $q\bar{q}'e\nu$ - und b)  $q\bar{q}'\mu\nu$ -Ereignisse, als Funktion des Winkels  $\zeta$  zum Lepton.

Die zur Verbesserung der Massenauflösung eingesetzte kinematische Anpassung geht jedoch davon aus, dass – falls kein Photon im Detektor gemessen wurde – die Erzeugung der beiden W-Bosonen bei voller Schwerpunktsenergie stattgefunden hat. Im Zusammenspiel mit den vergrößerten Winkeln führt dies dazu, dass eine zu große Masse rekonstruiert wird. Wenn das Modell der Photonabstrahlung, das in den Monte-Carlo-Programmen implementiert ist, korrekt ist, stellt dies kein Problem dar – falls es jedoch nicht korrekt ist, wird man aus der Wahrscheinlichkeitsanpassung eine systematisch falsche Masse erhalten. Die genaue Beschreibung der Photonabstrahlung ist also – wie schon im Falle der Z-Massenbestimmung – von großer Wichtigkeit.

#### Vergleich KANDY – RACOONWW

Die Photonabstrahlung ist in den Monte-Carlo-Programmen KANDY und RACOONWW (siehe Kapitel 2.6.2) unterschiedlich implementiert. Um eine Abschätzung darüber zu gewinnen, wie gut die Modellierung der Photonabstrahlung im Prozess  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}'f''\bar{f}'''(\gamma)$  ist und wie groß ein möglicher Einfluss auf die W-Boson-Masse in einer tatsächlichen Analyse ist, werden die Ergebnisse dieser beiden Programme verglichen. Die Autoren der beiden Generatoren haben die Resultate ihrer Programme auf Generatorniveau verglichen und schätzen die Unsicherheit für die Bestimmung der W-Masse zu weniger als 10 MeV ab [99].

Hier wurden in einem Test die Daten durch einen mit RACOONWW erzeugten Satz von Monte-Carlo-Ereignissen ersetzt. Dieser Test wurde im Energieintervall  $\langle\sqrt{s}\rangle = 206.6$  GeV

Methode	Effekt [MeV]			
	$q\bar{q}'e\nu$	$q\bar{q}'\mu\nu$	$q\bar{q}'\tau\nu$	$q\bar{q}'q''\bar{q}'''$
Generator-Vergleich	-16	+ 9	(+9)	+4
Umgewichten $\mathcal{O}(\alpha^3) \rightarrow \mathcal{O}(\alpha^2)$	0	- 5	- 1	+5
Gesamtbeitrag	16	10	9	6

Tabelle 5.7: Veränderung der W-Masse bei Untersuchungen zur Photonabstrahlung. Die in der Zeile „Generator-Vergleich“ angegebenen Werte beziehen sich auf den Vergleich von KANDY mit RACOONWW nach Selektion mit dem CALO5-Algorithmus; die Werte in den zweiten Zeile „Umgewichten“ wurden nur mit Hilfe des KANDY-Monte-Carlos erhalten und sind durch Umgewichten von Ereignissen entstanden. Der für den Generator-Vergleich im  $q\bar{q}'\tau\nu$ -Kanal angegebene Wert wurde aus dem  $q\bar{q}'\mu\nu$ -Kanal übernommen. Die statistische Unsicherheit für die Wert in der ersten Zeile beträgt etwa 8 MeV; für die Werte in der zweiten Zeile ist sie vernachlässigbar. Der Gesamtbeitrag zur systematischen Unsicherheit wird aus der quadratischen Summe beider Werte ermittelt.

für die Kanäle  $q\bar{q}'e\nu$ ,  $q\bar{q}'\mu\nu$  und  $q\bar{q}'q''\bar{q}'''$  durchgeführt. Die beiden Monte-Carlo-Sätze wurden durch einen Schnitt auf die Energie des höchstenergetischen Photons geteilt, wobei die Photonen auf Generator-Niveau mit dem sogenannten CALO5-Algorithmus [99] selektiert wurden. Diejenigen Ereignisse mit harter Photonabstrahlung ( $E_\gamma > 2$  GeV) ersetzen in einem Test die Daten. Die Differenz zwischen den Massen, die für KANDY beziehungsweise RACOONWW erhalten werden, werden skaliert mit dem Anteil, den die Ereignisse mit harter Photonabstrahlung an der Gesamtmenge haben. Dieser Anteil liegt in der Größenordnung von 10%. Für den  $q\bar{q}'\tau\nu$ -Kanal wird der im  $q\bar{q}'\mu\nu$ -Kanal erhaltene Wert angenommen.

#### *Umgewichtung der KANDY-Ereignisse*

Als weiterer Test wurden die KANDY-Ereignisse so umgewichtet, so dass die ISR-Korrekturen nur in  $\mathcal{O}(\alpha^2)$  statt in  $\mathcal{O}(\alpha^3)$  realisiert sind. Das Standard-KANDY-Monte-Carlo wird dann an die umgewichteten Ereignisse angepasst. Die Abweichung der W-Masse vom nominellen Wert wird als systematische Unsicherheit betrachtet.

Die Ergebnisse dieser Tests sind in Tabelle 5.7 angegeben. Der Gesamtbeitrag wird aus der quadratischen Summe beider Beiträge ermittelt. Da für alle Kanäle die gleichen Generatoren zum Einsatz kommen, ist dieser Beitrag zwischen den Kanälen voll korreliert.

## Hadronisation

### *Hadronisations-Modelle*

Modell	Massendifferenz [MeV]			
	$q\bar{q}'e\nu$	$q\bar{q}'\mu\nu$	$q\bar{q}'\tau\nu$	$q\bar{q}'q''\bar{q}'''$
ARIADNE ( $\Delta m_A$ )	-15	-11	-44	+11
HERWIG ( $\Delta m_H$ )	0	- 8	-41	- 3

Tabelle 5.8: Die Massendifferenz zur Standardmasse, die bei Anpassung der mit ARIADNE bzw. PYTHIA hadronisierten Ereignisse an die des PYTHIA-Modells gemessen wurde. Die statistische Unsicherheit ist besser als 15 MeV.

Da es bisher nicht gelungen ist, eines oder mehrere der in den Monte-Carlo-Programmen ARIADNE, HERWIG und PYTHIA implementierten Modelle der Hadronisation auszuschließen, werden ihre Vorhersagen verglichen, um eine Aussage über die Unsicherheit aus der Simulation der Hadronisierung zu erhalten. In der Standard-Analyse wird PYTHIA verwandt.

Um den Einfluss der Hadronisationsmodelle so gut wie möglich quantisieren zu können, werden Monte-Carlo-Sätze mit hoher Statistik verwandt, die als Ersatz für die Daten zum Einsatz kommen. Um andere Einflüsse ausschließen zu können, wurde ein Satz Monte-Carlo-Ereignisse mit jedem der oben genannten Hadronisations-Programme bearbeitet, so dass schließlich drei Sätze mit identischen Ereignissen auf Vier-Fermion-Niveau, aber unterschiedlicher Hadronisierung vorlagen. An diese wird der mit PYTHIA generierte Standard-Satz angepasst. Die in Tabelle 5.8 zusammengefassten Ergebnisse stellen die Differenzen zur Standardmasse dar. Die größte Abweichung wird im  $q\bar{q}'\tau\nu$ -Kanal beobachtet. Dies wird darauf zurückgeführt, dass dem Jet, der aus dem  $\tau$ -Lepton entsteht, fälschlicherweise Energie-depositionen aus dem Rest des Ereignisses zugeordnet werden. Dieser Effekt hängt stärker vom Hadronisationsmodell ab.

### *Kaon- und Protonzahlen*

Wie bereits in Kapitel 4.4.2 bei den Beiträgen zur systematischen Unsicherheit der Z-Masse beschrieben, wird auch bei der Bestimmung der W-Masse getestet, wie sich die Masse verändert, wenn der Mittelwert der Kaon- und Protonzahlen pro Ereignis durch Ungewichten verschoben wird.

Die gemessenen Mittelwerte von Kaon- bzw. Proton-Zahlen pro hadronischem W-Zerfall sind [11]:

$$\langle N_{K^\pm} \rangle = 2,20 \pm 0,19 \text{ und} \quad (5.29)$$

$$\langle N_p \rangle = 0,92 \pm 0,14. \quad (5.30)$$

In den Abbildungen 5.28 und 5.29 ist die Verschiebung der Masse gegen den Mittelwert  $\langle N_K \rangle$  bzw.  $\langle N_p \rangle$  aufgetragen. In Tabelle 5.9 ist die Verschiebung  $\Delta m$  der W-Boson-Masse



Mittelwert	$\Delta m \pm \delta m$ [MeV]			
	$q\bar{q}'e\nu$	$q\bar{q}'\mu\nu$	$q\bar{q}'\tau\nu$	qqqq
$\langle N_{K^\pm} \rangle$	$+13 \pm 14$	$+12 \pm 14$	$+11 \pm 11$	$+25 \pm 23$
$\langle N_p \rangle$	$+ 1 \pm 2$	$+ 1 \pm 2$	$+ 1 \pm 2$	$+ 7 \pm 15$

Tabelle 5.9: Verschiebung  $\Delta m$  der W-Masse, wenn die mittlere Kaon- bzw. Protonzahl auf den gemessenen Wert gebracht wird. Die angegebene Unsicherheit  $\delta m$  entspricht der Veränderung der W-Masse, wenn sich die mittlere Kaon- bzw. Protonzahl um eine Standardabweichung ändert.

angegeben, wenn Kaon- bzw. Protonzahl auf den gemessenen Wert gebracht wird. Die in der Tabelle angegebene Unsicherheit  $\delta m$  auf diesen Wert wurde bestimmt aus der Verschiebung der W-Boson-Masse, wenn die Kaon- bzw. Protonzahl um eine Standardabweichung der Werte in den Gleichungen 5.29 und 5.29 verändert wird.

#### *y<sub>45</sub>-Parameter*

Analog zu  $y_{34}$  tritt im vollhadronischen Kanal ein Wert  $y_{45}$  auf, der den Wert des DURHAM-Parameters  $y$  angibt, bei dem sich bei der Rekonstruktion der Jets die Topologie eines Ereignisses von einem Fünf- in einen Vier-Jet-Zustand ändert. Dieser Wert wird dazu benutzt werden, zu entscheiden, ob in einem Ereignis harte Gluonabstrahlung vorhanden ist, die zu einem weiteren Jet geführt hat. Diese Unterscheidung wird bei

$$\ln y_{45} = -6,2$$

durchgeführt, wobei kleinere Werte der Fünf- und größere der Vier-Jet-Konfiguration entsprechen. Dieser Schnitt wird nun zwischen  $-5,8$  und  $-6,6$  variiert und die Veränderung der W-Masse betrachtet. Es ergibt sich jedoch keine signifikante Änderung.

Der Beitrag  $\Delta_{\text{Had}}$  zur systematischen Unsicherheit, bedingt durch die Unsicherheiten der Beschreibung der Hadronisation, wird wie folgt berechnet:

$$\Delta_{\text{Had}} = \sqrt{\left(\frac{1}{2}(|\Delta m_A| + |\Delta m_H|)\right)^2 + \left(\frac{1}{2}(\delta m_K + \delta m_p)\right)^2}, \quad (5.31)$$

wobei  $\Delta m_A$  und  $\Delta m_H$  die Verschiebungen der W-Masse bei Benutzung von ARIADNE bzw. HERWIG (siehe Tabelle 5.8) und  $\delta m_K$  und  $\delta m_p$  die Unsicherheiten der Verschiebungen durch Umgewichten der Kaon- bzw. Protonzahlen (siehe Tabelle 5.9) sind. Dieser Beitrag zur systematischen Unsicherheit ist voll korreliert zwischen den Kanälen.

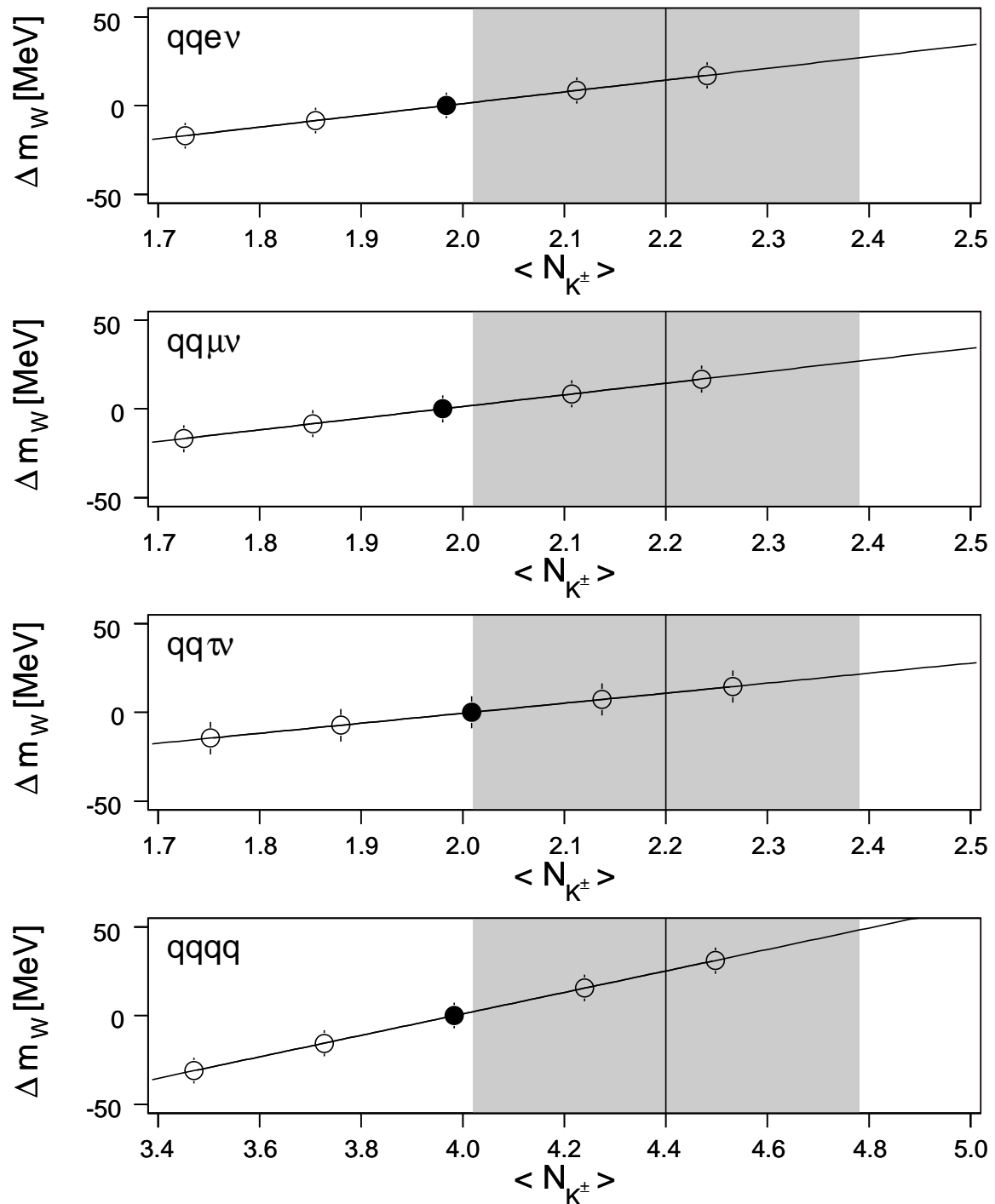


Abbildung 5.28: Verschiebung der W-Masse, wenn die mittlere Anzahl geladener Kaonen pro Ereignis durch Ungewichten der Ereignisse verändert wird. Der schwarze Kreis gibt den Wert der ungewichteten Monte-Carlo-Vorhersage an, die offenen Kreise spiegeln die Ergebnisse verschiedener Ungewichtungsvorgänge wieder. Die vertikale Linie gibt den Wert aus Gleichung 5.29 an, die grauen Bänder seine Unsicherheit.

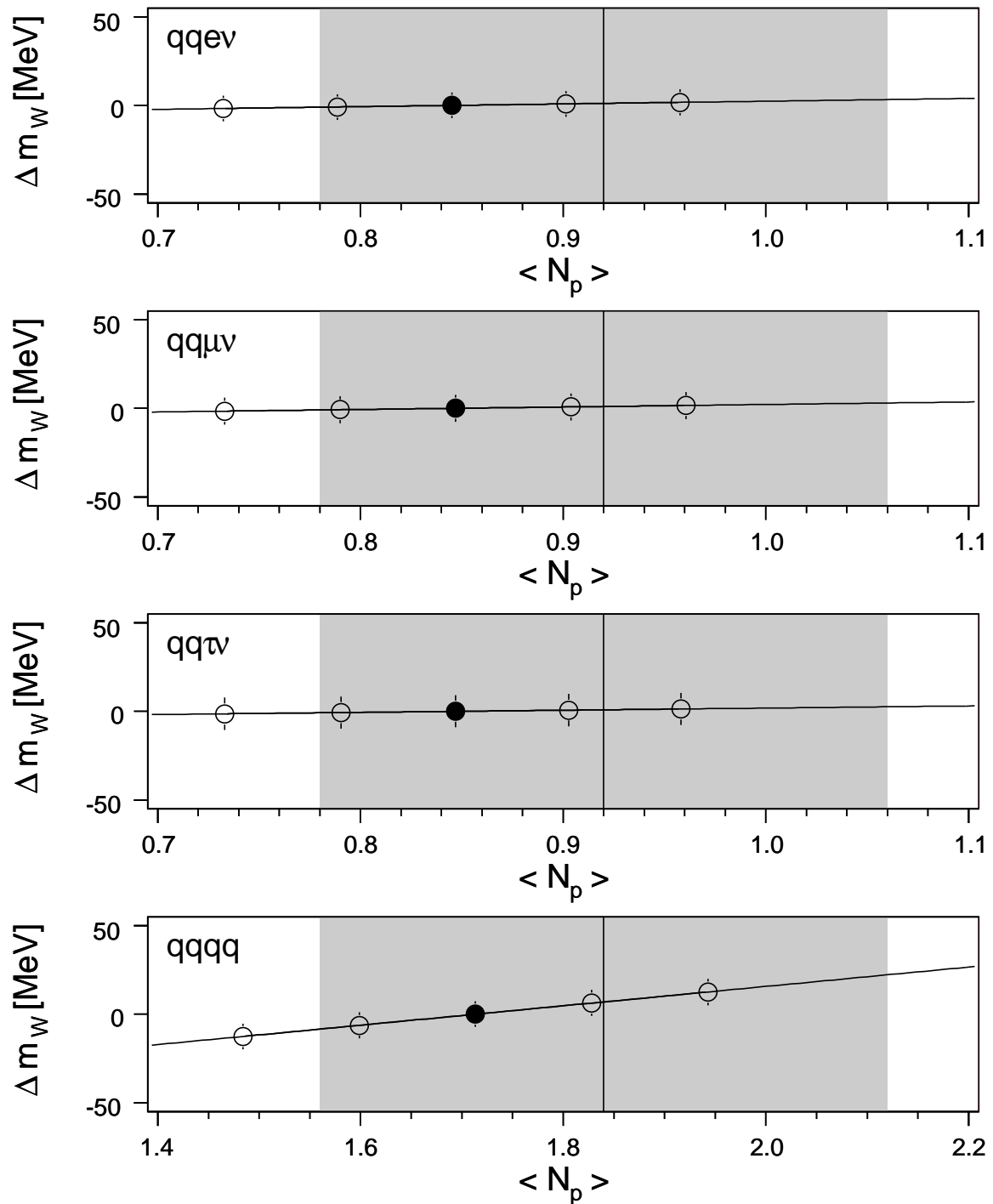


Abbildung 5.29: Verschiebung der W-Masse, wenn die mittlere Proton-Anzahl pro Ereignis durch Ungewichten der Ereignisse verändert wird. Der schwarze Kreis gibt den Wert der ungewichteten Monte-Carlo-Vorhersage an, die offenen Kreise spiegeln die Ergebnisse verschiedener Ungewichtungsvorgänge wieder. Die vertikale Linie gibt den Wert aus Gleichung 5.30 an, die grauen Bänder seine Unsicherheit.

Methode	Effekt [MeV]			
	$q\bar{q}'e\nu$	$q\bar{q}'\mu\nu$	$q\bar{q}'\tau\nu$	$q\bar{q}'q''\bar{q}'''$
Skalierung Nicht-4f	< 1	< 1	< 1	< 1
Steigung Nicht-4f	< 1	< 1	23	3
Skalierung 4f	2	1	2	3
$y_{34}$ -Umgewichtung	—	—	—	5
Gesamt	2	1	23	7

Tabelle 5.10: Methoden zur Überprüfung der systematischen Unsicherheit bedingt durch Ungenauigkeiten in der Vorhersage des Untergrundes. Angegeben sind die verschiedenen Testmethoden sowie die Abschätzung für die Unsicherheit aus jeder Methode.

### Untergrund

Treten in den Daten Untergrundreaktionen auf, die von der Monte-Carlo-Vorhersage nicht oder nur ungenau beschrieben werden, kann dies zu einer falschen Messung der W-Masse führen. Besonderen Einfluss haben Untergrundklassen, bei denen die Verteilung der effektiven Masse nicht flach ist. Um eine Abschätzung zu erhalten, wie sich ein falsch vorhergesagter Untergrund auswirken kann, werden einige Tests durchgeführt:

- Der Wirkungsquerschnitt der Nicht-Vier-Fermion-Monte-Carlo-Vorhersage für den Untergrund wird um  $\pm 5\%$  geändert,
- die Steigung des Wirkungsquerschnitts dieser Monte-Carlo-Vorhersagen als Funktion der effektiven Masse wird um  $\pm 10\%$  variiert und
- der Wirkungsquerschnitt des Vier-Fermion-Untergrundes wird um  $\pm 5\%$  variiert.

Im voll-hadronischen Kanal liefert die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}gg$ , also die Quark-Paar-Produktion, bei der zwei weitere Jets durch Gluonabstrahlung entstehen, den Hauptbeitrag zum Untergrund. Um diese Vier-Jet-Rate besser zu reproduzieren, wird ein Umgewichten der Ereignisse des  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ -Monte-Carlos durchgeführt, wobei die maßgebliche Variable der  $y_{34}$ -Wert ist (siehe auch Kapitel 5.1.4). Wird diese Umgewichtung nicht durchgeführt, so verändert sich die gemessene W-Masse um 10 MeV. Die Hälfte des Wertes wird als systematische Unsicherheit betrachtet.

Wegen der eigenständigen Selektion für jeden Kanal gibt es hier keine Korrelation zwischen den einzelnen Kanälen. In Tabelle 5.10 sind für die drei oben genannten Methoden die erhaltenen Abschätzungen für die Unsicherheiten angegeben. Für den Gesamtbeitrag werden die einzelnen Werte quadratisch addiert.

## Wechselwirkungen im Endzustand im Vier-Jet-Kanal

Die folgenden Effekte treten nur im  $q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ -Kanal auf und sind somit zwischen den Kanälen nicht korreliert.

### *Colour Reconnection*

Vorläufige Studien [100] haben die Unsicherheit der W-Massen-Bestimmung durch Colour-Reconnection-Effekte (siehe Kapitel 2.5.1) auf 50 MeV abgeschätzt. Findet man keine Möglichkeit, diese Unsicherheit zu reduzieren, so wird das Gewicht des  $q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ -Kanals in der Kombination mit anderen Kanälen deutlich reduziert.

Da in der Standardanalyse zur Bestimmung der Masse des W-Bosons das PYTHIA-Monte-Carlo zum Einsatz kommt, wird zur Bestimmung der Unsicherheit durch das Modell der Colour Reconnection das in PYTHIA implementierte Modell SK-I untersucht. Dazu werden die Daten durch einen Satz von Monte-Carlo-Ereignissen ersetzt, in dem die Colour-Reconnection-Implementierung angeschaltet ist; daran wird das Standard-Monte-Carlo angepasst.

In Kapitel 2.5.1 wurde erläutert, dass das SK-I-Modell über einen freien Parameter  $k_I$  verfügt, mit dem die Stärke der Colour Reconnection gesteuert wird. Gelingt es, die Werte, die dieser Parameter annehmen kann, zu begrenzen, so wird automatisch die Unsicherheit, die durch Colour Reconnection hervorgerufen wird, eingeschränkt. Aus diesem Grunde hat L3 eine Analyse [101] durchgeführt, die eine Messung dieses Parameters erlaubt. In sogenannten „Particle Flow“-Studien wird der Teilchenfluss zwischen Jets, die aus dem selben W-Boson stammen, mit dem Fluss zwischen Jets aus unterschiedlichen W-Bosonen verglichen. Das Verhältnis  $R_N$  dieser Flüsse ist besonders in der Mitte der Regionen zwischen den Jets sensitiv auf Colour-Reconnection-Effekte. Abbildung 5.30 zeigt das Verhalten von  $R_N$  als Funktion der Schwerpunktsenergie sowohl für die Daten als auch für Vorhersagen von PYTHIA mit verschiedenen Werten von  $k_I$ . Es stellt sich heraus, dass extreme Szenarien des PYTHIA-Modells das Verhalten der Daten nicht beschreiben können: Für  $k_I = 1000$  (dies entspricht einer Colour-Reconnection-Wahrscheinlichkeit von fast 100%) erhält man eine Abweichung von  $4,9 \sigma$  zu den Daten.

Eine Parametrisierung von  $R_N$  ermöglicht eine  $\chi^2$ -Anpassung der SK-I-Vorhersage an die Daten. Das Minimum von  $\chi^2$  wird für  $k_I = 0,08$  erreicht, was einer Colour-Reconnection-Wahrscheinlichkeit von 6% bei  $\sqrt{s} = 189$  GeV entspricht. Für ein Vertrauenslimit von 68% erhält man eine obere Grenze von 1,1 für  $k_I$ , was einer Colour-Reconnection-Wahrscheinlichkeit von etwa 45% bei  $\sqrt{s} = 189$  GeV entspricht. Für die weiteren Tests werden Monte-Carlo-Ereignisse benutzt, bei denen  $k_I = 1,1$  gesetzt ist.

Nun wird nach weiteren Möglichkeiten gesucht, die Sensitivität der Analyse auf Colour-Reconnection-Effekte zu reduzieren. Colour Reconnection ändert die Anzahl von niederener-

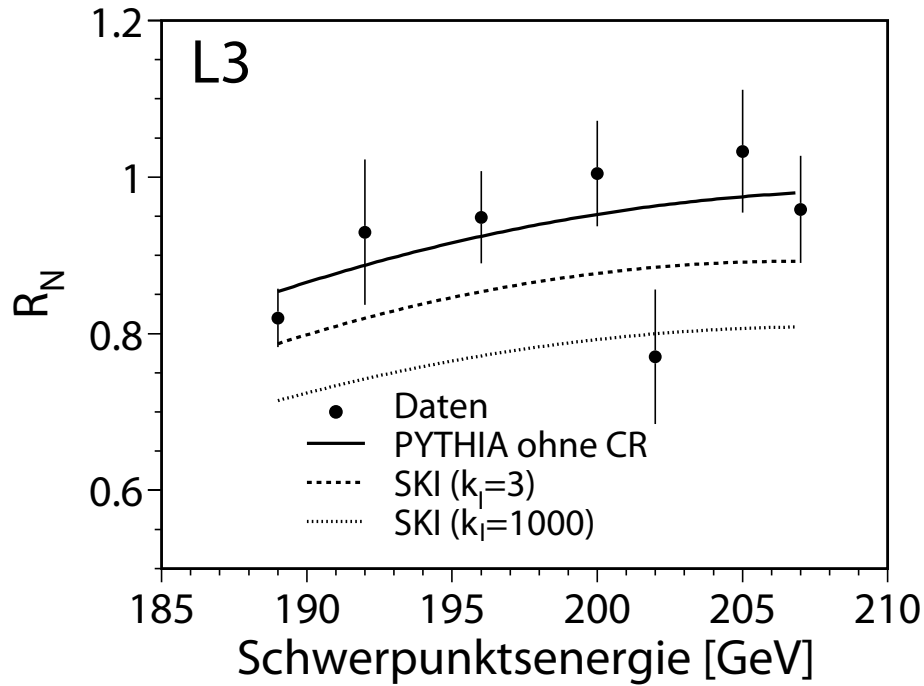


Abbildung 5.30:  $R_N$  als Funktion von  $\sqrt{s}$  für die Daten und die Vorhersage von PYTHIA mit verschiedenen Werten von  $k_I$  (aus [101]).  $k_I = 3$  entspricht einer Colour-Reconnection-Wahrscheinlichkeit von etwa 66% bei  $\sqrt{s} = 189$  GeV,  $k_I = 1000$  entspricht nahezu 100%.

getischen Teilchen zwischen den Jets. Sind diese Teilchen in der Monte-Carlo-Vorhersage anders beschrieben als sie in den Daten tatsächlich vorhanden sind, so hat dies einen Effekt auf die gemessene W-Masse. Aus diesem Grund testet man, wie sich die Masse ändert, wenn diese Teilchen aus den Ereignissen entfernt werden.

Die Entfernung der Teilchen ist auf zwei unterschiedliche Arten möglich: Zum einen kann man durch einen geeigneten Schnitt auf die Energie der Energiedepositionen die niederenergetischen Depositionen entfernen, zum andern kann man durch eine künstliche Einschränkung der Jet-Öffnungswinkel die weit von der Jetachse entfernt liegenden Depositionen aus den Jet herauschneiden.

Dazu wird der Algorithmus zur Rekonstruktion der Jets abgeändert. Zunächst werden die Jets wie gewohnt rekonstruiert. Anschließend werden entweder die Energiedepositionen, die eine Energie von weniger als einer Mindestenergie  $E_{\min}$  haben oder die mit der Jetachse einen Winkel einschließen, der größer als der Maximalwinkel  $\alpha_{\max}$  ist, aus den Teilchenbündeln entfernt. Jet-Energie und -achse werden dann aus den verbliebenen Energiedepositionen neu berechnet und die neue Jet-Energie  $E'_{\text{Jet}}$  auf die des Originaljets gesetzt. Die drei Impulsanteile der Jets werden ebenfalls mit dem Faktor  $E_{\text{Jet}}/E'_{\text{Jet}}$  multipliziert. Dadurch wirkt sich die Entfernung der Energiedeposition als Änderung der Jetachse und -Masse aus.

In den Abbildungen 5.25 und 5.26 sind die Massenverschiebungen für diese Änderungen

sowohl für die semi-leptonischen als auch den voll-hadronischen Kanal dargestellt. Es zeigte sich, dass weder durch das Anbringen der Kegel noch durch die Forderung nach einer Mindestenergie eine statistisch signifikante Änderung der W-Masse hervorgerufen wird.

Es wird jedoch erwartet, dass sich durch diese Änderungen der Jets die Massendifferenz zwischen Vorhersage mit bzw. ohne Colour Reconnection,  $\Delta m_{\text{sys}}$ , ändert. In Abbildung 5.31 sind die Auswirkungen auf  $\Delta m_{\text{sys}}$  gezeigt. Die Kurve wurde mit  $k_I = 1,1$  für die volle Datenluminosität berechnet; Studien haben gezeigt, dass der Effekt der Winkel- oder Kegelschnitte unabhängig von  $k_I$  und  $\sqrt{s}$  sind. Man erkennt deutlich, dass die Massendifferenz für kleiner werdende Kegel beziehungsweise größer werdende Mindestenergien schrumpft. Es gilt jedoch zu beachten, dass durch die Entfernung der Teilchen Information in den Ereignissen verloren geht. Dies führt zu einer Vergrößerung der statistischen Unsicherheit. In Abbildung 5.31 ist auch die Größe

$$\Delta\sigma_{\text{stat}} = \sqrt{\sigma_{\text{Schnitt}}^2 - \sigma_0^2} \quad (5.32)$$

aufgetragen. Dabei entspricht  $\sigma_{\text{Schnitt}}$  der statistischen Unsicherheit der Wahrscheinlichkeitsanpassung in der Analyse, bei der der jeweilige Schnitt durchgeführt wurde und  $\sigma_0$  der statistischen Unsicherheit der Wahrscheinlichkeitsanpassung in der Standardanalyse;  $\Delta\sigma_{\text{stat}}$  ist also ein Maß für die Verschlechterung der statistischen Unsicherheit.

Um nun den besten Schnitt zu bestimmen, wird

$$\sqrt{(\Delta m_{\text{sys}})^2 + (\delta\sigma_{\text{stat}})^2}$$

berechnet. Man findet, dass das Minimum für den Kegelschnitt (bei ca.  $25^\circ$ ) größer ist als das bei einem Energieschnitt von 2 GeV. Daher wird für den voll-hadronischen Kanal eine Mindestenergie von 2 GeV für die Energiedepositionen verlangt.

Benutzt man  $k_I = 1,1$  und wendet den Schnitt bei 2 GeV an, so erhält man die in Tabelle 5.11 angegebenen Massendifferenzen zur Standardmasse, wenn man das Standard-Monte-Carlo an dasjenige mit implementierter Colour Reconnection anpasst. Für die Berechnung der Beiträge für die übrigen Schwerpunktsenergien wird eine lineare Abhängigkeit von  $\sqrt{s}$  vorausgesetzt. In der Kombination aller Energien erhält man einen Beitrag von 38 MeV zur systematischen Unsicherheit.

Wendet man diesen Energieschnitt zur Kontrolle auf die Kanäle  $q\bar{q}'e\nu$  und  $q\bar{q}'\mu\nu$  an, so ergeben sich die in Tabelle 5.12 angegebenen Massen-Verschiebungen, die im Rahmen der statistischen Fehler nicht signifikant sind. Im  $q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ -Kanal würde man eine um  $7 \pm 87$  MeV höhere Masse erhalten, wenn der Schnitt nicht angewandt würde.

### *Bose-Einstein-Effekte*

In Abschnitt 2.5.2 wurden die sogenannten Bose-Einstein-Korrelationen beschrieben. Die Inter-W-Effekte, das heißt Bose-Einstein-Korrelationen zwischen Bosonen, die unterschiedlichen W-Bosonen entstammen, können einen großen Einfluss auf die rekonstruierte W-Masse

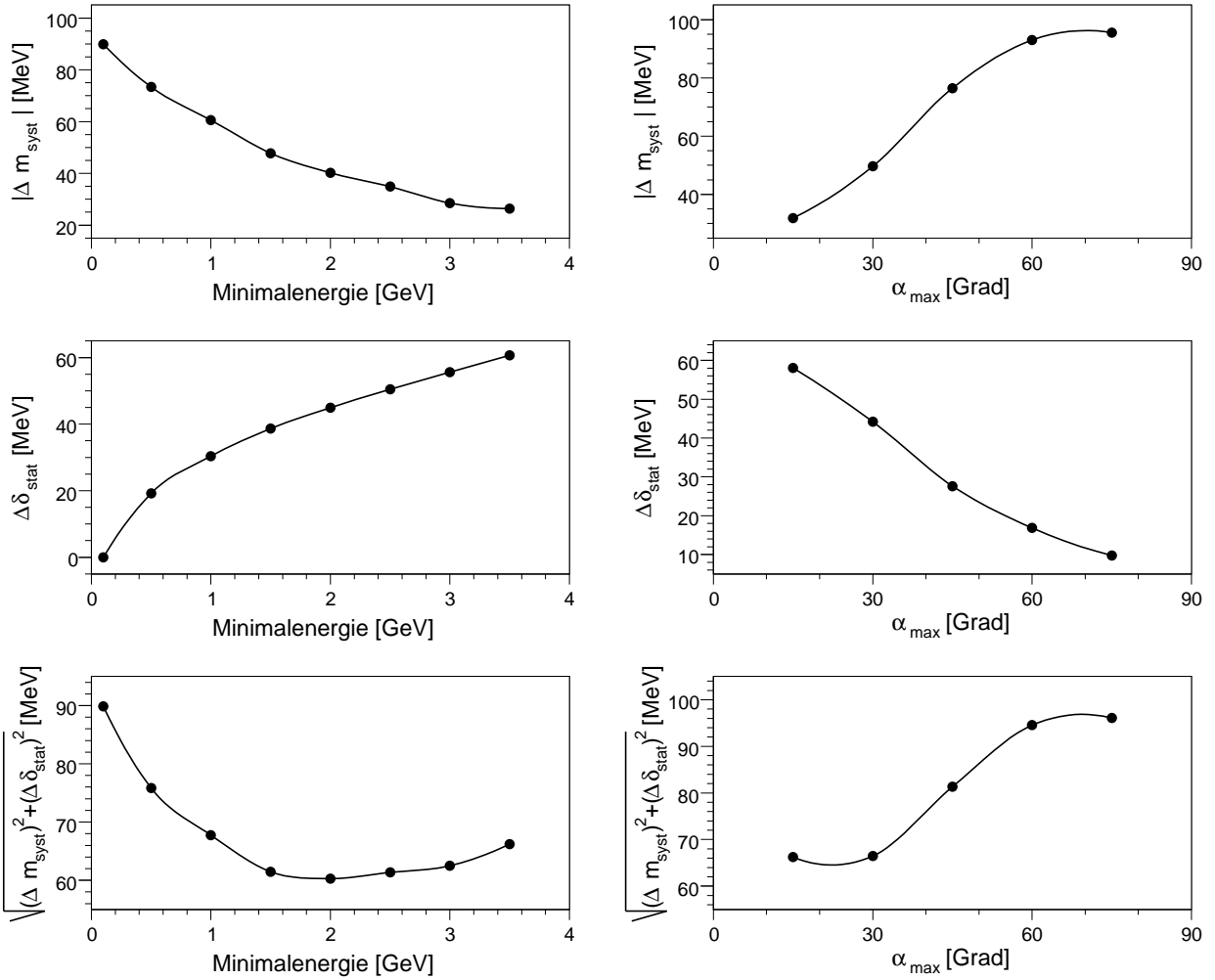


Abbildung 5.31: Studien zur Reduktion der Sensitivität auf Effekte der Colour Reconnection. Obere Abbildungen: Absolutbetrag der Änderung der Massendifferenz durch Colour Reconnection; Mittlere Abbildungen: Zunahme der statistischen Unsicherheit; Untere Abbildungen: Quadratische Summe der beiden zuvor genannten Größen. In der linken Spalte werden die Effekte durch Verlangen einer Minimalenergie der Energiedepositionen hervorgehoben, in der rechten Spalte durch künstliche Einschränkung des Öffnungswinkels der Jets.

$\sqrt{s}$ [GeV]	$\Delta m$ [MeV]
189	-22
200	-43
207	-57

Tabelle 5.11: Massenverschiebung durch Colour Reconnection (SK-I-Modell mit  $k_1 = 1,1$ ) bei Anwendung des Schnitts von 2 GeV.



Kanal, $\sqrt{s}$	$\Delta m_W$ [MeV]
$q\bar{q}'e\nu$ , 189 GeV	$+46 \pm 133$
$q\bar{q}'e\nu$ , 207 GeV	$-1 \pm 192$
$q\bar{q}'\mu\nu$ , 189 GeV	$+65 \pm 125$
$q\bar{q}'\mu\nu$ , 207 GeV	$-17 \pm 153$

Tabelle 5.12: Veränderung der W-Masse, wenn eine Mindestenergie von 2 GeV für die Energiedepositionen, die zur Bildung der Jets benutzt werden, verlangt wird. Es ergeben sich keine signifikanten Abweichungen.

haben, da sie einen Impulsaustausch zwischen den W-Bosonen verursachen können. Um Aussagen über die Existenz dieser Effekte machen zu können, werden Teilchendichten untersucht: Man bildet aus der Ereignisanzahl  $N_{\text{Ereignisse}}$  und der Zahl der Paare identischer Bosonen,  $N_{\text{Paare}}$ , die Zwei-Teilchen-Dichte

$$\rho_2(Q) = \frac{1}{N_{\text{Ereignisse}}} \cdot \frac{dN_{\text{Paare}}}{dQ}, \quad (5.33)$$

die von der Vierer-Impuls-Differenz  $Q = \sqrt{-(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)^2}$  zwischen den Teilchen eines Bosonenpaares abhängig ist, wobei die  $\mathbf{p}_i$  die Vierer-Impulse der jeweils betrachteten Bosonen sind.

Unter der Annahme, dass der Zerfall der W-Bosonen in Vier-Jet-Ereignissen unabhängig erfolgt, kann die Zwei-Teilchen-Dichte wie folgt geschrieben werden [102]:

$$\rho_2^{\text{WW}}(p_1, p_2) = 2 \cdot \rho_2^{\text{W}}(p_1, p_2) + 2 \cdot \rho_1^{\text{W}}(p_1) \cdot \rho_1^{\text{W}}(p_2). \quad (5.34)$$

Dabei entspricht  $\rho_2^{\text{W}}(p_1, p_2)$  der Funktion der Teilchendichte für identische Bosonen, die aus einem einzelnen W-Boson entstehen. Dieser Beitrag kann in semi-leptonischen Ereignissen gemessen werden.  $\rho_2^{\text{WW}}(p_1, p_2)$  wird in  $q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ -Ereignissen gemessen. Das Produkt der Einzelteilchen-Dichten,  $\rho_1^{\text{W}}(p_1) \cdot \rho_1^{\text{W}}(p_2)$ , beschreibt den Fall, in dem ein Boson aus dem einen und ein identisches aus dem zweiten W-Boson entsteht. Um diesen Anteil zu bestimmen, wird zu einem Trick gegriffen: Man konstruiert künstlich Vier-Jet-Ereignisse aus Jets, die in  $q\bar{q}'\ell\nu$ -Ereignissen gefunden wurden. Damit erhält man Ereignisse, die zwar Vier-Jet-artig sind, aber per Definition keine Inter-W-Bose-Einstein-Korrelationen enthalten können. Aus diesen Ereignissen wird die Teilchendichte  $\rho_{\text{Mix}}^{\text{WW}}$  gemessen, die im Weiteren  $\rho_1^{\text{W}}(p_1) \cdot \rho_2^{\text{W}}(p_2)$  ersetzt. Schließlich ersetzt man  $p_1$  und  $p_2$  noch durch  $Q$ . Man erwartet also in Abwesenheit dieser Effekte, dass die in  $q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ -Ereignissen gemessene Teilchendichte  $\rho_2^{\text{WW}}$  mit der Summe der Dichten, die mit Hilfe der semileptonischen Ereignisse gewonnen wurden, übereinstimmt:

$$\rho_2^{\text{WW}}(Q) = 2 \cdot \rho_2^{\text{W}}(Q) + 2 \cdot \rho_{\text{Mix}}^{\text{WW}}(Q) \quad (5.35)$$

Die Differenz  $\Delta\rho(Q)$  und der Quotient  $D(Q)$  der beiden Seiten dieser Gleichung ergeben eine Messgröße für die Existenz von Inter-W-Bose-Einstein-Korrelationen:

$$\Delta\rho(Q) = \rho_2^{\text{WW}}(Q) - 2 \cdot \rho_2^{\text{W}}(Q) - 2 \cdot \rho_{\text{Mix}}^{\text{WW}}(Q), \quad (5.36)$$

$$D(Q) = \frac{\rho_2^{\text{WW}}(Q)}{2 \cdot \rho_2^{\text{W}}(Q) - 2 \cdot \rho_{\text{Mix}}^{\text{WW}}(Q)}. \quad (5.37)$$

Man erwartet für die Abwesenheit des Inter-W-Effekts  $\Delta\rho(Q) = 0$  und  $D(Q) = 1$ . In Abbildung 5.32 sind diese beiden Größen als Funktion von  $Q$  für Pionen zusammen mit der Monte-Carlo-Vorhersage aufgetragen. Am aussagekräftigsten ist das Verhalten von  $\Delta\rho(Q)$  und  $D(Q)$  für kleine Werte von  $Q$ . Quantitative Aussagen werden mit Hilfe des Integrals

$$J = \int_0^{Q_{\text{max}}} \Delta\rho(Q) dQ \quad (5.38)$$

getroffen.

Eine Analyse des L3-Experiments [21] mit den selben Ereignissen, die für die Bestimmung der Masse des W-Bosons selektiert wurden, erhält einen Wert von

$$J = 0,03 \pm 0,33 \text{ (stat.)} \pm 0,15 \text{ (syst.)} \quad (5.39)$$

und schließt Bose-Einstein-Korrelationen zwischen W-Bosonen auf einem Level von 3,6 bis 3,8 Standardabweichungen aus, da aus Monte-Carlo-Studien ein Wert von  $J = 1,38 \pm 0,10$  für die Existenz solcher Effekte erwartet wird.

Die Genauigkeit der Messung lässt noch bis zu etwa 30% des vom Monte Carlo vorhergesagten Effekts zu. Eine Untersuchung hat gezeigt, dass der Zusammenhang zwischen der in der Analyse der Bose-Einstein-Korrelationen gemessenen Variablen  $J$  und der W-Masse linear ist (siehe Abbildung 5.33).

Daher wird die W-Masse auch mit einem Signal-Monte-Carlo mit angeschalteten Bose-Einstein-Korrelationen zwischen unterschiedlichen W-Bosonen gemessen. Um statistische Effekte zu minimieren, werden die Daten durch einen großen Satz von Ereignissen des Standard-Monte-Carlos ersetzt. 30% der Differenz zur Standardmasse werden als systematische Unsicherheit angenommen. Messungen wurden für 189 GeV und 207 GeV durchgeführt (siehe Tabelle 5.13); der Effekt der Bose-Einstein-Korrelation wird als linear abhängig von der Schwerpunktsenergie vorausgesetzt, so dass für jeden untersuchten Energiepunkt ein eigener Wert benutzt wird. Für die Kombination aller Energiepunkte ergeben sich 16 MeV als Beitrag zur systematischen Unsicherheit.

### 5.3.3 Weitere Effekte

#### LEP-Energie

Wie schon im Fall der Z-Masse fließt die Unsicherheit der LEP-Schwerpunktsenergie in die Unsicherheit der W-Masse ein; der relative Fehler der LEP-Energie entspricht dem relativen

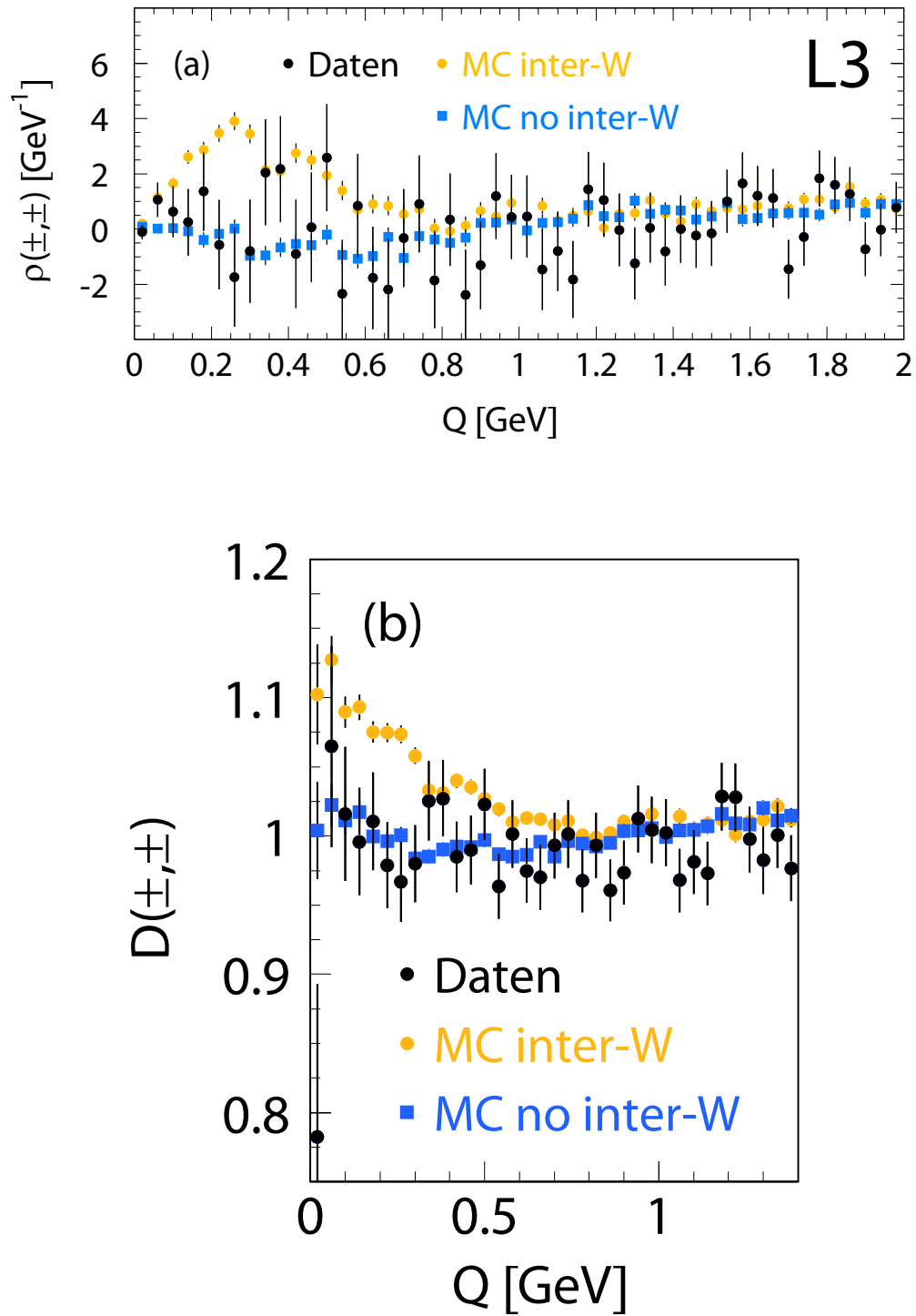


Abbildung 5.32: a) Differenz  $\Delta\rho(Q)$  und b) Quotient  $D(Q)$ , aufgetragen als Funktion der Vier-Impuls-Differenz  $Q$ . Die Punkte stellen die Daten dar, ebenfalls eingetragen sind die Monte-Carlo-Vorhersage mit und ohne Inter-W-Bose-Einstein-Korrelationen. Beide Abbildungen wurden Referenz [21] entnommen.

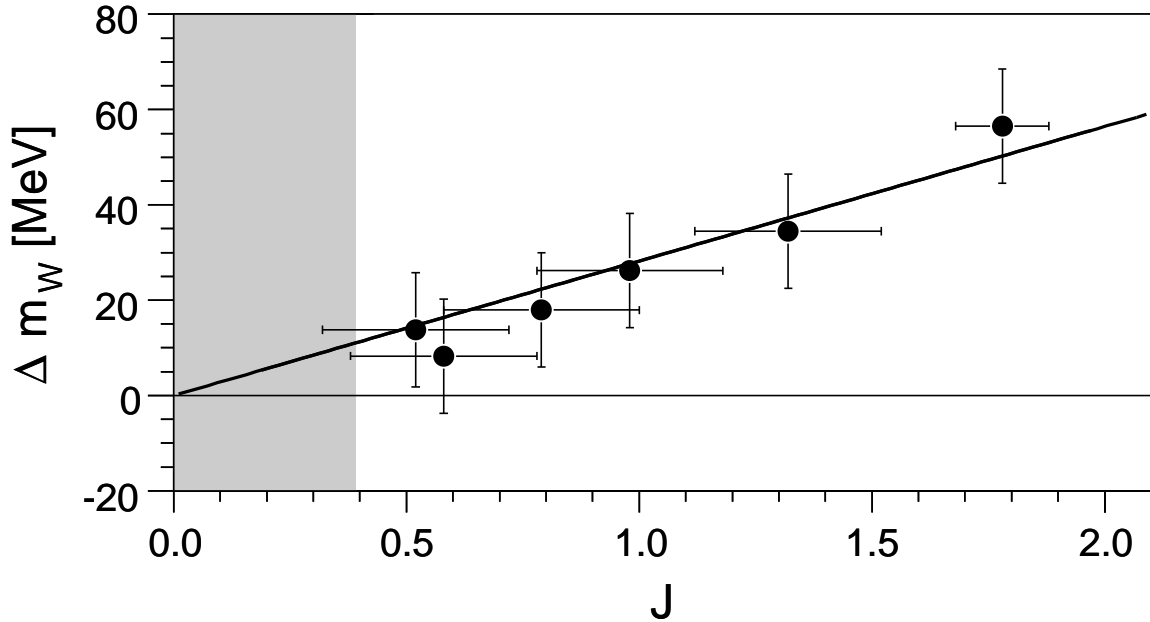


Abbildung 5.33: Veränderung der W-Masse für verschiedene Werte der Bose-Einstein-Observablen  $J$ . Der grau unterlegte Bereich ist der von der L3-Analyse zur Bose-Einstein-Korrelation noch zugelassene Wertebereich von  $J$ .

$\langle\sqrt{s}\rangle$ [GeV]	Effekt [MeV]
188,6	$+11 \pm 6$
206,6	$+23 \pm 6$

Tabelle 5.13: Ergebnisse zur Abschätzung der Unsicherheit durch Bose-Einstein-Korrelationen. Angegeben ist die Verschiebung der W-Masse, wenn die Daten durch das Standard-Monte-Carlo ersetzt werden und als Signal-Monte-Carlo dasjenige mit angeschalteten Korrelationen zum Einsatz kommt.

Fehler der W-Masse:

$$\frac{\Delta m_W}{m_W} = \frac{\Delta E_{\text{beam}}}{E_{\text{beam}}}. \quad (5.40)$$

Für jeden Energiepunkt wird der entsprechende Wert mit Hilfe der finalen Veröffentlichung [56] der *LEP Energy Working Group* berechnet; für die Kombination der Energiepunkte kommt die im selben Papier genannte Korrelationsmatrix zum Einsatz. Für die einzelnen Kanäle ergibt sich ein Beitrag von 11 bis 12 MeV, für die Kombination aller Kanäle erhält man einen Beitrag von 11 MeV.

### Monte-Carlo-Statistik

Die limitierte Anzahl an zur Verfügung stehenden Monte-Carlo-Ereignissen kann ebenfalls einen Einfluss auf die Genauigkeit der Bestimmung der W-Masse haben. Um eine Aussage über die Größe dieser Ungenauigkeit zu gewinnen, wurde das Signal-Monte-Carlo in mehrere Teile mit gleicher Ereignisanzahl geteilt; anschließend wurden mit diesen kleineren Sätzen Anpassungen an die Daten durchgeführt. Aus der Standardabweichung der Verteilung dieser Ergebnisse wird der Beitrag zur systematischen Unsicherheit bestimmt.

### Eigenschaften der Wahrscheinlichkeitsanpassung

So lange die Monte-Carlo-Vorhersagen die Daten richtig beschreiben, wird die richtige Masse durch die Wahrscheinlichkeits-Anpassung extrahiert. Sie reproduziert die Masse korrekt für Monte-Carlo-Testsätze, die mit verschiedenen W-Massen in einem Intervall von  $\pm 500$  MeV um 80,350 GeV generiert wurden.

#### *Größe der Boxen*

Die Anzahl der Ereignisse in den in der Anpassung benutzten Boxen wurde zwischen 350 und 450 variiert. Die Variationen haben keinen statistisch signifikanten Einfluss auf die gemessene W-Masse.

#### *Umgewichtungsfunktion*

Es wurde getestet, wie sich eine alternative Funktion zur Berechnung der Gewichte in Gleichung 5.23 auswirkt. Dazu wurden die Matrixelemente  $\mathcal{M}$  durch eine Breit-Wigner-Funktion ersetzt. Keine signifikante Änderung der W-Boson-Masse wurde beobachtet.

#### *Anpassungsintervall*

In der Standardanalyse wird im Fit der W-Masse selbst kein Bereich im Spektrum der effektiven Masse vorgegeben, so dass auch Ereignisse, die eine sehr kleine bzw. sehr große effektive Masse aufweisen, mit in den Fit eingehen. Allerdings werden bereits in der Selektion der Ereignisse gewisse Anforderungen an die effektive Masse gestellt (siehe Kapitel 5.1).

Quelle	Endzustand			
	$q\bar{q}'e\nu$	$q\bar{q}'\mu\nu$	$q\bar{q}'\tau\nu$	$q\bar{q}'q''\bar{q}'''$
Jetmessung	4	11	23	5
Lepton-Messung	6	12	—	—
Photonabstrahlung	16	10	9	6
Hadronisation	11	12	44	20
Untergrund	2	1	23	7
Colour Reconnection	—	—	—	38
Bose-Einstein-Effekte	—	—	—	17
MC-Statistik	7	9	22	10
LEP-Energie	10	10	10	10
Gesamt	24	26	60	49

Tabelle 5.14: Beiträge zur systematischen Unsicherheit der gemessenen W-Masse. Alle Angaben in MeV.

Es wurde getestet, ob sich ein weiteres künstliches Einschränken des Fitintervalls auf die gemessene W-Masse auswirkt. Dazu werden nur Ereignisse benutzt, bei denen die rekonstruierte Masse in einem gewissen Intervall (beispielsweise  $\pm 10$  GeV) um die nominelle Masse liegt. Bei diesem Test können die Daten nicht durch einen Monte-Carlo-Satz hoher Statistik ersetzt werden. Innerhalb der statistischen Unsicherheit des Tests sind die erhaltenen Resultate mit denen ohne Einschränkung des Fitbereichs kompatibel, so dass kein Beitrag zur systematischen Unsicherheit angegeben wird.

In Tabelle 5.14 sind alle Beiträge zum systematischen Fehler für die Kombination der Ereignisse aller Schwerpunktsenergien zusammengefasst.

## 5.4 Ergebnisse

In Tabelle 5.15 sind die Ergebnisse der W-Massenbestimmung für die einzelnen Kanäle und Energien angegeben, zusammen mit der Kombination aller Energiebereiche für den jeweiligen Kanal. Bei der Kombination wurden die Korrelationen der einzelnen systematischen Unsicherheiten berücksichtigt. Tabelle 5.16 zeigt die Ergebnisse der Kombination der vier Kanäle für jeden Energiepunkt. In Abbildung 5.34 werden die Werte noch einmal grafisch

$q\bar{q}'e\nu$		$q\bar{q}'\mu\nu$	
$\langle\sqrt{s}\rangle$ [GeV]	$m_W$ [GeV]	$\langle\sqrt{s}\rangle$ [GeV]	$m_W$ [GeV]
188,6	$79,981 \pm 0,180 \pm 0,027$	188,6	$80,268 \pm 0,205 \pm 0,031$
191,6	$79,863 \pm 0,460 \pm 0,027$	191,6	$80,661 \pm 0,499 \pm 0,031$
195,5	$80,521 \pm 0,254 \pm 0,028$	195,5	$80,179 \pm 0,343 \pm 0,031$
199,6	$80,279 \pm 0,286 \pm 0,028$	199,6	$80,153 \pm 0,326 \pm 0,031$
201,8	$79,758 \pm 0,410 \pm 0,027$	201,8	$79,462 \pm 0,449 \pm 0,031$
204,8	$80,369 \pm 0,288 \pm 0,030$	204,8	$80,435 \pm 0,429 \pm 0,033$
206,6	$80,468 \pm 0,218 \pm 0,030$	206,6	$80,303 \pm 0,257 \pm 0,034$
	$80,225 \pm 0,099 \pm 0,024$		$80,152 \pm 0,119 \pm 0,026$

$q\bar{q}'\tau\nu$		$q\bar{q}'q''\bar{q}'''$	
$\langle\sqrt{s}\rangle$ [GeV]	$m_W$ [GeV]	$\langle\sqrt{s}\rangle$ [GeV]	$m_W$ [GeV]
188,6	$80,131 \pm 0,268 \pm 0,071$	188,6	$80,499 \pm 0,119 \pm 0,042$
191,6	$80,620 \pm 0,844 \pm 0,071$	191,6	$80,100 \pm 0,299 \pm 0,046$
195,5	$80,507 \pm 0,500 \pm 0,072$	195,5	$80,097 \pm 0,173 \pm 0,052$
199,6	$80,292 \pm 0,524 \pm 0,072$	199,6	$80,220 \pm 0,182 \pm 0,058$
201,8	$78,848 \pm 0,662 \pm 0,071$	201,8	$80,625 \pm 0,235 \pm 0,061$
204,8	$80,849 \pm 0,656 \pm 0,072$	204,8	$80,050 \pm 0,174 \pm 0,068$
206,6	$80,243 \pm 0,441 \pm 0,073$	206,6	$80,223 \pm 0,137 \pm 0,071$
	$80,195 \pm 0,175 \pm 0,060$		$80,298 \pm 0,064 \pm 0,049$

Tabelle 5.15: Die W-Masse, wie bei L3 aus den Datensätzen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien für die vier Kanäle gemessen wurde. Der erste angegebene Fehler ist statistisch, die zweite systematisch.

gegenübergestellt.

Kombiniert man die drei semileptonischen Kanäle  $q\bar{q}'e\nu$ ,  $q\bar{q}'\mu\nu$  und  $q\bar{q}'\tau\nu$ , so ergibt sich ein Wert von

$$m_W^{q\bar{q}'\ell\nu} = 80,196 \pm 0,070 \text{ (stat.)} \pm 0,026 \text{ (syst.) GeV.} \quad (5.41)$$

Wird der vollhadronische Endzustand hinzugenommen, so erhält man als W-Masse aus der Rekonstruktion der W-Zerfallsprodukte bei Schwerpunktsenergien von 189 GeV bis 209 GeV

$$m_W = 80,242 \pm 0,048 \text{ (stat.)} \pm 0,031 \text{ (syst.) GeV.} \quad (5.42)$$

Die Korrelation zwischen  $m_W^{q\bar{q}'\ell\nu}$  und  $m_W^{q\bar{q}'q''\bar{q}'''}$  beträgt ungefähr 8,8%<sup>5</sup>; das Gewicht des

<sup>5</sup>Diese Korrelation kommt durch die Korrelation zwischen den Kanälen bei einigen Quellen systematischer

$f \bar{f}' f'' \bar{f}'''$	
$\langle \sqrt{s} \rangle$ [GeV]	$m_W$ [GeV]
188,6	$80,302 \pm 0,085$ (stat.) $\pm 0,030$ (syst.)
191,6	$80,188 \pm 0,217$ (stat.) $\pm 0,032$ (syst.)
195,5	$80,247 \pm 0,128$ (stat.) $\pm 0,035$ (syst.)
199,6	$80,226 \pm 0,134$ (stat.) $\pm 0,037$ (syst.)
201,8	$80,133 \pm 0,179$ (stat.) $\pm 0,040$ (syst.)
204,8	$80,097 \pm 0,138$ (stat.) $\pm 0,046$ (syst.)
206,6	$80,299 \pm 0,103$ (stat.) $\pm 0,044$ (syst.)
	$80,242 \pm 0,048$ (stat.) $\pm 0,031$ (syst.)

Tabelle 5.16: Kombination der Ergebnisse der Messung der W-Masse in den vier untersuchten Kanäle für jeden Energiepunkt.

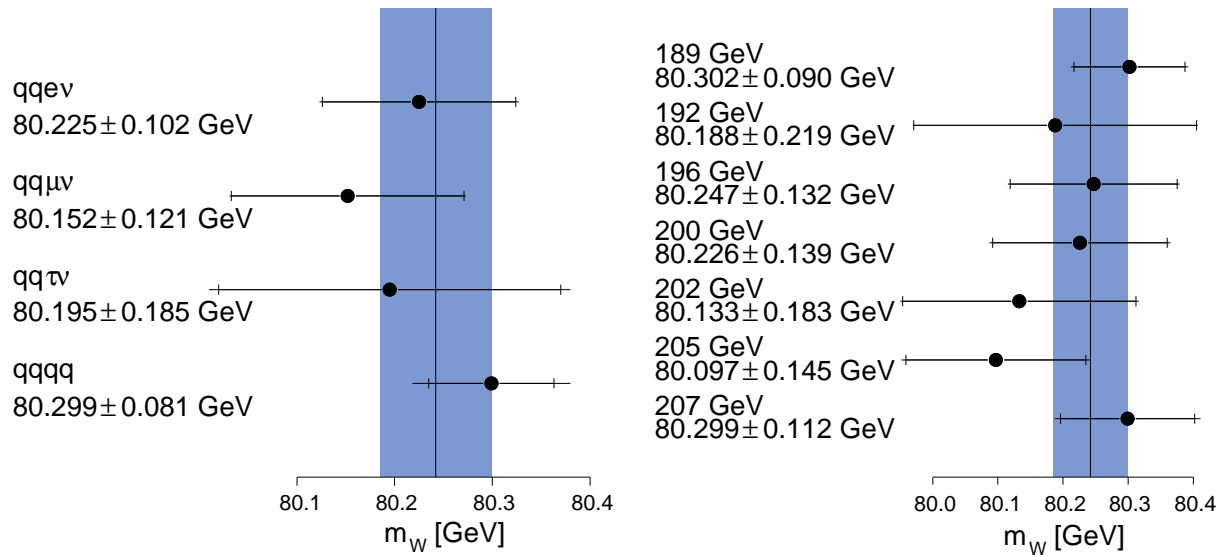


Abbildung 5.34: Grafische Darstellung der Ergebnisse der Bestimmung der Masse des W-Bosons, links für die vier untersuchten Kanäle, wobei die Ergebnisse aller Energien kombiniert wurden, rechts für die sieben untersuchten Energie-Intervalle, wobei die vier Kanäle kombiniert wurden. Die gezeigten Fehler stellen den Gesamtfehler dar, wobei der innere Bereich jeweils den statistischen Fehler angibt.



$q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ -Kanals in der Kombination aller Kanäle beträgt 45,5%. Durch die starke Reduktion des Beitrages von Colour Reconnection und Bose-Einstein-Korrelationen zum systematischen Fehler ist das Gewicht des  $q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ -Kanals im Endergebnis im Vergleich mit vorläufigen Analysen stark angestiegen.

Der Wert für die Masse des W-Bosons (Gleichung 5.42) kann mit früheren Ergebnissen kombiniert werden. L3 hat bereits bei Ereignissen, die bei den Schwerpunktsenergien 172 GeV und 183 GeV in den Jahren 1996 und 1997 aufgezeichnet wurden, die Methode der direkten Rekonstruktion angewandt [82, 83]. In diesen Analysen wurde jedoch ein Monte Carlo benutzt, in dem Inter-W-Bose-Einstein-Korrelationen vorhanden sind. Um mit der vorliegenden Analyse konsistent zu sein, wurde für die Kombination der Wert der Masse angepasst, so dass die folgenden Werte benutzt wurden:

$$m_W^{q\bar{q}'\ell\nu} = 80,409 \pm 0,198 \text{ (stat.)} \pm 0,052 \text{ (syst.) GeV} \quad \text{bzw.} \quad (5.43)$$

$$m_W^{q\bar{q}'q''\bar{q}'''} = 80,727 \pm 0,169 \text{ (stat.)} \pm 0,099 \text{ (syst.) GeV.} \quad (5.44)$$

In der Kombination der beiden Kanäle ergibt sich somit

$$m_W = 80,576 \pm 0,129 \text{ (stat.)} \pm 0,068 \text{ (syst.) GeV.} \quad (5.45)$$

Kombiniert man die Resultate der vorliegenden Analyse mit den älteren Werten, so ergeben sich folgende Werte für die Messung der W-Masse durch direkte Rekonstruktion:

$$m_W^{q\bar{q}'\ell\nu} = 80,212 \pm 0,066 \text{ (stat.)} \pm 0,027 \text{ (syst.) GeV,} \quad (5.46)$$

$$m_W^{q\bar{q}'q''\bar{q}'''} = 80,325 \pm 0,061 \text{ (stat.)} \pm 0,052 \text{ (syst.) GeV} \quad \text{bzw.} \quad (5.47)$$

$$m_W = 80,261 \pm 0,046 \text{ (stat.)} \pm 0,032 \text{ (syst.) GeV.} \quad (5.48)$$

Bei Schwerpunktsenergien von 161 GeV und 172 GeV, die nahe an der kinematischen Schwelle der W-Paar-Produktion liegen, hängt der Wirkungsquerschnitt der Reaktion stärker von der Masse des W-Bosons ab als bei höheren Schwerpunktsenergien. Der Wert der Masse des W-Bosons konnte daher aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt extrahiert werden [84, 85]. Man erhielt

$$m_W^\sigma = 80,80_{-0,42}^{+0,48} \text{ (exp.)} \pm 0,03 \text{ (LEP) bei 161 GeV} \quad \text{und} \quad (5.49)$$

$$m_W^\sigma = 80,5_{-2,4}^{+1,4} \text{ (stat.)} \pm 0,3 \text{ (syst.) GeV} \quad \text{bei 172 GeV} \quad (5.50)$$

und kombiniert

$$m_W^\sigma = 80,78_{-0,41}^{+0,45} \text{ (stat.)} \pm 0,03 \text{ (syst.) GeV.} \quad (5.51)$$

---

Fehler zustande.

Werden diese Werte mit dem Wert von  $m_W$  aus Gleichung 5.48 kombiniert, so erhält man schließlich als Ergebnis einen Wert von

$$m_W^{L3} = 80,270 \pm 0,046 \text{ (stat.)} \pm 0,031 \text{ (syst.) GeV,} \quad (5.52)$$

der mit den Daten des L3-Experiments in der LEP200-Phase ermittelt wurde.

Vergleicht man  $m_W^{L3}$  aus der direkten Messung mit dem Wert von

$$m_W^{\text{indirekt}} = 80,523 \pm 0,079 \text{ GeV,} \quad (5.53)$$

den L3 indirekt aus den während der LEP-1-Phase durchgeführten Messungen gewonnen hat [77], so ergibt sich eine Differenz von 2,6 Standardabweichungen.

## 5.5 Ergebnisse anderer Experimente

Auch die anderen drei LEP-Experimente ALEPH, DELPHI und OPAL haben die W-Masse gemessen, ebenso Experimente an Hadron-Maschinen und die HERA-Experimente. Auf diese Resultate wird in den folgenden Abschnitten eingegangen.

### 5.5.1 LEP-Experimente

#### ALEPH

Die ALEPH-Kollaboration hat die W-Boson-Masse aus dem Wirkungsquerschnitt bei Schwerpunktsenergien von 161 GeV und 172 GeV gemessen [103] und erhält

$$m_W^\sigma = 80,20 \pm 0,33 \text{ (stat.)} \pm 0,09 \text{ (syst.)} \pm 0,03 \text{ (LEP) GeV.} \quad (5.54)$$

Bei Schwerpunktsenergien zwischen 183 GeV und 209 GeV hat die ALEPH-Kollaboration die Masse der W-Bosonen aus der Kinematik der Ereignisse rekonstruiert [79]. In Tabelle 5.17 sind die Ergebnisse dieser Analyse für die drei semileptonischen Kanäle angegeben. Kombiniert man diese Werte, so erhält man als Mittelwert

$$m_W^{\text{q}\bar{\text{q}}'\ell\nu} = 80,429 \pm 0,054 \text{ (stat.)} \pm 0,025 \text{ (syst.) GeV.} \quad (5.55)$$

Für den vollhadronischen Kanal ergibt sich ein Resultat von

$$m_W^{\text{q}\bar{\text{q}}'\text{q}''\bar{\text{q}}'''} = 80,475 \pm 0,070 \text{ (stat.)} \pm 0,040 \text{ (syst.) GeV.} \quad (5.56)$$

In der Kombination aller Kanäle ergibt sich schließlich

$$m_W^{f\bar{f}'f''\bar{f}'''} = 80,444 \pm 0,043 \text{ (stat.)} \pm 0,027 \text{ (syst.) GeV} \quad (5.57)$$

und zusammen mit den Messungen aus dem Wirkungsquerschnitt an der Produktionsschwelle

$$m_W^{\text{ALEPH}} = 80,440 \pm 0,043 \text{ (stat.)} \pm 0,027 \text{ (syst.) GeV.} \quad (5.58)$$

Kanal	$m_W$ [GeV]
$q\bar{q}'e\nu$	$80,536 \pm 0,087$ (stat.) $\pm 0,027$ (syst.)
$q\bar{q}'\mu\nu$	$80,353 \pm 0,082$ (stat.) $\pm 0,025$ (syst.)
$q\bar{q}'\tau\nu$	$80,394 \pm 0,121$ (stat.) $\pm 0,031$ (syst.)

Tabelle 5.17: Ergebnisse der ALEPH-Kollaboration für die Masse des W-Bosons, gemessen mit Ereignissen der drei semileptonischen Kanäle.

## DELPHI

Im Sommer 2006 hat die DELPHI-Kollaboration ihr endgültiges Papier zur Messung der Masse des W-Bosons veröffentlicht [104]. Zum Teil wurden dabei Daten aus früheren Analysen neu bearbeitet.

Es ergeben sich folgende Werte für unterschiedliche Messungen: Aus Messungen des Wirkungsquerschnitts bei Schwerpunktsenergien zwischen 161 GeV und 183 GeV ergibt sich eine Masse von

$$m_W^\sigma = 80,448 \pm 0,434 \text{ (stat.)} \pm 0,101 \text{ (syst.) GeV.} \quad (5.59)$$

Aus Daten, die bei Schwerpunktsenergien zwischen 172 GeV und 209 GeV aufgezeichnet wurden, wurde die Masse aus der Kinematik der Ereignisse rekonstruiert. Für die semileptonischen Endzustände erhält die DELPHI-Kollaboration in der Kombination der untersuchten Energien einen Wert von

$$m_W^{q\bar{q}'\ell\nu} = 80,339 \pm 0,069 \text{ (stat.)} \pm 0,030 \text{ (syst.) GeV,} \quad (5.60)$$

für den voll-hadronischen Endzustand ergibt sich

$$m_W^{q\bar{q}'q''\bar{q}'''} = 80,311 \pm 0,059 \text{ (stat.)} \pm 0,124 \text{ (syst.) GeV.} \quad (5.61)$$

Kombiniert mit den Messungen aus dem Wirkungsquerschnitt lautet das endgültige Resultat schließlich

$$m_W^{\text{DELPHI}} = 80,336 \pm 0,055 \text{ (stat.)} \pm 0,033 \text{ (syst.) GeV.} \quad (5.62)$$

## OPAL

Messungen der OPAL-Kollaboration aus dem Wirkungsquerschnitt an der Produktionsschwelle bei 161 GeV [105] ergeben einen Wert von

$$m_W^\sigma = 80,40_{-0,41}^{+0,44} \text{ (stat.)} {}_{-0,14}^{+0,13} \text{ (syst.) GeV} \quad (5.63)$$

für die Masse des W-Bosons.

Auch rein-leptonische Ereignisse wurden von OPAL zur Messung der W-Masse benutzt [106]. Es wurden Daten, die bei Energien zwischen 183 GeV und 209 GeV gesammelt wurden, analysiert. Die ermittelte Masse ergibt sich zu

$$m_{\text{W}}^{\ell\nu\ell'\nu'} = 80,41 \pm 0,41 \text{ GeV}. \quad (5.64)$$

Für die Messung der W-Boson-Masse aus der Kinematik von  $q\bar{q}'\ell\nu$ - und  $q\bar{q}'q''\bar{q}'''$ -Ereignissen hat OPAL Daten bei Schwerpunktsenergien von 170 GeV bis 209 GeV benutzt [107]. Diese Analyse ersetzt frühere Resultate. Im semi-leptonischen Kanal wurde eine Masse von

$$m_{\text{W}}^{q\bar{q}'\ell\nu} = 80,449 \pm 0,056 \text{ (stat.)} \pm 0,028 \text{ (syst.) GeV} \quad (5.65)$$

gemessen, für den voll-hadronischen Endzustand ergibt sich ein Wert von

$$m_{\text{W}}^{q\bar{q}'q''\bar{q}'''} = 80,353 \pm 0,060 \text{ (stat.)} \pm 0,058 \text{ (syst.) GeV}. \quad (5.66)$$

Werden diese beiden Werte kombiniert, so erhält die OPAL-Kollaboration eine W-Boson-Masse von

$$m_{\text{W}} = 80,416 \pm 0,042 \text{ (stat.)} \pm 0,032 \text{ (syst.) GeV}. \quad (5.67)$$

Diesen Wert kann mit den Werten, die aus der Wirkungsquerschnitts-Messung und aus dem rein-leptonischen Kanal erhalten wurden, kombiniert werden. Es ergibt sich ein endgültiges Resultat von

$$m_{\text{W}}^{\text{OPAL}} = 80,415 \pm 0,042 \text{ (stat.)} \pm 0,031 \text{ (syst.) GeV}. \quad (5.68)$$

## 5.5.2 Andere Experimente

### SPS-Experimente

Der SPS-Beschleuniger („Super Proton Synchrotron Collider“) am CERN wurde ab 1981 als Proton-Antiproton-Beschleuniger bei Schwerpunktsenergien von zunächst 546 GeV und später 630 GeV betrieben. Die W-Bosonen werden in  $p\bar{p}$ -Kollisionen einzeln durch Quark-Antiquark-Annihilationen erzeugt:  $q\bar{q}' \rightarrow W$ . Zwei Experimente, UA1 und UA2, führten die Messungen durch. UA1 war dabei ein Allzweck-Detektor, während UA2 darauf optimiert war, die Elektronen und Positronen aus W- bzw. Z-Zerfällen möglichst genau zu vermessen.

Die Entdeckung des W-Bosons konnte die UA1-Kollaboration im Februar 1983 feiern [2], kurz darauf folgte die Veröffentlichung von UA2 [108].

Bei UA1 wurden fünf Ereignisse selektiert, die als Zerfall eines W-Bosons in Elektron und Neutrino interpretiert wurden. Aus einem Fit an Elektron-Winkel und -Energie und die transversale Energie des Neutrinos wurde eine Masse von

$$m_{\text{W}} = 81 \pm 5 \text{ GeV} \quad (5.69)$$

erhalten. In einer Analyse [109] aller zwischen 1982 und 1985 bei UA1 gesammelten Daten wurden auch Zerfälle des W-Bosons in Myon und Neutrino bzw.  $\tau$ -Lepton und Neutrino untersucht. Folgende Massenwerte für die drei Kanäle wurden erhalten:

$$m(W \rightarrow e\nu) = 82,7 \pm 1,0 \text{ (stat.)} \pm 2,7 \text{ (syst.) GeV,} \quad (5.70)$$

$$m(W \rightarrow \mu\nu) = 81,8_{-5,3}^{+6,0} \text{ (stat.)} \pm 2,6 \text{ (syst.) GeV und} \quad (5.71)$$

$$m(W \rightarrow \tau\nu) = 89 \pm 3 \text{ (stat.)} \pm 6 \text{ (syst.) GeV.} \quad (5.72)$$

Auch das UA2-Experiment hat bei Schwerpunktsenergien von 546 GeV bzw. 630 GeV Daten genommen und daraus die W-Masse abgeleitet. In der oben erwähnten ersten Analyse wurde die Masse zu

$$m_W = 80_{-6}^{+10} \text{ GeV} \quad (5.73)$$

bestimmt. In der Analyse des vollen Datensatzes [110] werden Zerfälle des W-Bosons in Elektron und Neutrino in einem Datensatz mit einer integrierten Luminosität von  $13,0 \pm 0,17 \text{ pb}^{-1}$  untersucht. Der für die Masse erhaltene Wert ist

$$m_W = 80,84 \pm 0,22 \text{ (stat.)} \pm 0,83 \text{ (syst.) GeV.} \quad (5.74)$$

Da sich der systematische Fehler im Verhältnis  $m_W/m_Z$  im Vergleich zu den Einzelmessungen reduziert, gibt die UA2-Kollaboration alternativ einen Wert für dieses Verhältnis an:

$$\frac{m_W}{m_Z} = 0,8813 \pm 0,0036 \text{ (stat.)} \pm 0,0019 \text{ (syst.) GeV.} \quad (5.75)$$

Multipliziert man diesen Wert mit dem Weltmittelwert der Masse des Z-Bosons [11] von

$$m_Z = 91,1876 \pm 0,0021 \text{ GeV,} \quad (5.76)$$

so erhält man

$$m_W^{\text{UA2}} = 80,36 \pm 0,37 \text{ GeV} \quad (5.77)$$

für die Masse des W-Bosons.

## CDF und DØ

Auch die beiden Experimente am Fermilab-Beschleuniger TEVATRON, CDF und DØ, benutzen ihre Daten aus  $p\bar{p}$ -Kollisionen, um die Masse des W-Bosons zu messen. Sowohl CDF als auch DØ haben finale Ergebnisse bisher aus der ersten Phase der Experimente, dem sogenannten „Run I“, veröffentlicht. Beide Experimente messen eigentlich  $\cos\theta_W$  und greifen auf die bei LEP I gemessene Masse des Z-Bosons zurück, um  $m_W$  zu bestimmen.

CDF hat bereits 1989 eine Messung der W-Masse veröffentlicht, wobei Ereignisse der Art  $q\bar{q}' \rightarrow W \rightarrow e\nu_\mu$  verwandt wurden. Es wurde eine Masse von

$$m_W = 80,0 \pm 3,3 \text{ (stat.)} \pm 2,4 \text{ (syst.) GeV} \quad (5.78)$$

gemessen.

In späteren Analysen wurde auch der Kanal  $W \rightarrow \mu\nu_\mu$  benutzt. Werden alle Daten aus Run I benutzt, so erhält die CDF-Kollaboration eine Masse von [111]

$$m_W = 80,433 \pm 0,079 \text{ GeV.} \quad (5.79)$$

DØ nimmt seit 1992 Physik-Daten. Da das Experiment im Run I nicht über ein Magnetfeld verfügte, konnte der Impuls von Myonen nicht bestimmt werden. Deshalb hat DØ die W-Masse nur aus Ereignissen der Art  $W \rightarrow e\nu_e$  gemessen und erhält aus allen gesammelten Daten einen Massenwert [112] von

$$m_W = 80,483 \pm 0,084 \text{ GeV.} \quad (5.80)$$

Werden die Ergebnisse der CDF- und DØ-Kollaborationen unter Berücksichtigung der Korrelationen kombiniert, so ergibt sich ein Wert von [113]

$$m_W^{\text{Tevatron}} = 80,456 \pm 0,059 \text{ GeV.} \quad (5.81)$$

Aus dem aktuellen „Run II“ liegen von beiden Kollaborationen noch keine Werte für die W-Masse vor.

## HERA-Experimente

Die beiden Experimente H1 und ZEUS befinden sich am HERA-Beschleuniger am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg. Dort werden bei Schwerpunktsenergien um 300 GeV Elektronen bzw. Positronen mit Protonen zur Kollisionen gebracht. Beide Kollaborationen haben aus dem Spektrum des differentiellen Wirkungsquerschnitts die Masse des W-Bosons extrahiert, sowohl für die Reaktion  $e^+p \rightarrow \bar{\nu}_e X$  als auch für  $e^-p \rightarrow \nu_e X$ .

Die Ergebnisse von H1 sind [114]

$$m_W^{e^+p} = 80,9 \pm 5,2 \text{ GeV} \quad (5.82)$$

$$m_W^{e^-p} = 79,9 \pm 3,2 \text{ GeV} \quad (5.83)$$

und diejenigen von ZEUS [115]

$$m_W^{e^+p} = 80,9_{-4,3}^{+4,7} \text{ GeV} \quad (5.84)$$

$$m_W^{e^-p} = 79,9 \pm 2,6 \text{ GeV.} \quad (5.85)$$

Diese Ergebnisse sind zwar nicht mit der bei LEP und TEVATRON erreichten Präzision vergleichbar, stellen aber eine schöne Kontrolle dar.

## Zukünftige Messungen

### *Large Hadron Collider*

Zur Zeit wird im ehemaligen LEP-Tunnel am CERN in Genf die Nachfolgemaschine „Large Hadron Collider“ (LHC) gebaut. Bei dieser Maschine, bei der Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV zur Kollision gebracht werden, werden zwei Detektoren zum Einsatz kommen, ATLAS und CMS<sup>6</sup>. Ähnlich wie bei CDF und DØ kann dort die transversale Masse des W-Bosons gemessen werden. Wie im CERN Yellow Report „Workshop on Standard Model Physics (and more) at the LHC“ [116] beschrieben, wird eine Unsicherheit dieser Messung von etwa 15 MeV erwartet. Die Hauptbeiträge zu dieser Unsicherheit werden vermutlich die Unsicherheit der Kenntnisse der Skalen der Leptonenergie und des Leptonimpulses sein. Um diese Genauigkeit zu erreichen, muss auf die präzise Messung der Masse des Z-Bosons bei LEP zurückgegriffen werden.

### *International Linear Collider*

An einem zukünftigen  $e^+e^-$ -Linearbeschleuniger kann die Masse des W-Bosons sehr genau aus Messungen des Wirkungsquerschnitts an der Produktionsschwelle bestimmt werden [117]. Beim „International Linear Collider“ (ILC) kann eine integrierte Luminosität von etwa 100  $\text{fb}^{-1}$  pro Jahr bei  $\sqrt{s} = 161$  GeV gesammelt werden. Eine Studie [118] hat gezeigt, dass eine Genauigkeit von etwa 7 MeV erreicht werden kann.

## 5.6 Kombination mit anderen Ergebnissen

Die Kombination der Ergebnisse der vier LEP-Experimente wird von der „*LEP Electroweak Working Group*“ [5] durchgeführt. Es werden die endgültigen Werte der Experimente für die Kombination verwandt, die Kombination selbst ist aber noch vorläufig, da noch die Ergebnisse der Kombination der systematischen Unsicherheiten bezüglich der Wechselwirkungen im Endzustand bei Vier-Jet-Ereignissen abgewartet werden müssen. In der endgültigen Kombination kann sich auch der Beitrag des Vier-Jet-Kanals, der zur Zeit 24% beträgt, noch steigern.

Die Resultate der vier LEP-Experimente werden in den Abbildungen 5.35 und 5.36 miteinander verglichen. Der LEP-kombinierte Wert für die W-Masse ist (Stand Juli 2006)

$$m_W = 80,376 \pm 0,033 \text{ GeV.} \quad (5.86)$$

Weitere präzise direkte Messungen von  $m_W$  stammen von den beiden TEVATRON-Experimenten CDF und DØ. Werden diese ebenfalls berücksichtigt, so ergibt sich ein Wert

---

<sup>6</sup>Es werden zwei weitere Experimente gebaut, die jedoch spezielle Aufgaben haben: ALICE wird Schwerionenphysik betreiben, LHCb wird sich auf die Physik der B-Mesonen spezialisieren.

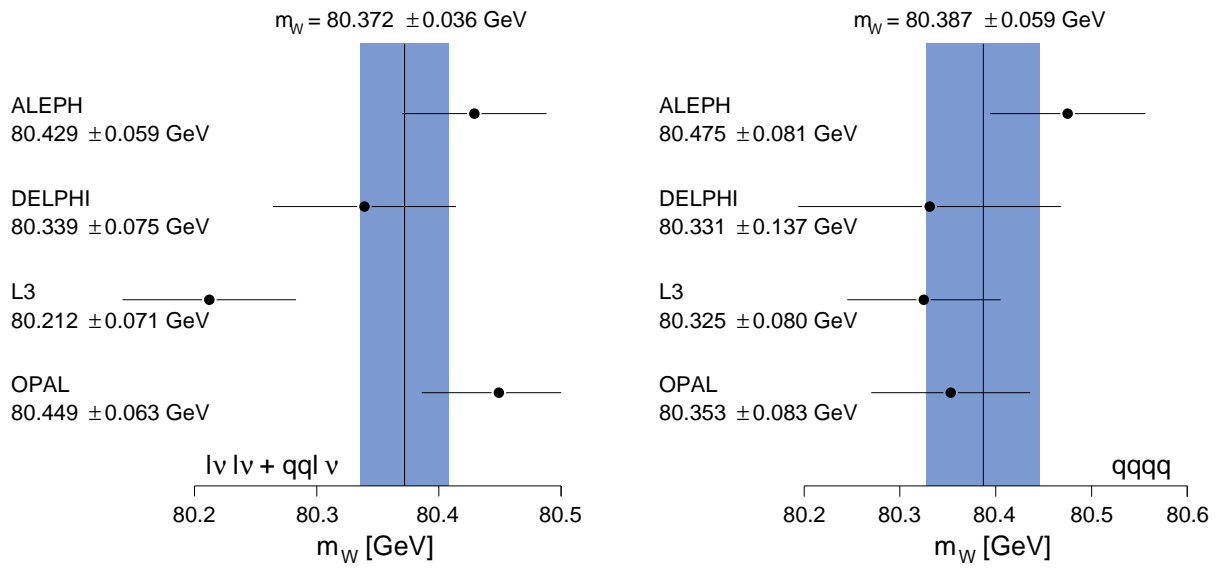


Abbildung 5.35: Ergebnisse der vier LEP-Experimente für die W-Masse, wie sie für die aktuelle LEP-Kombination benutzt wurden. Links: semi-leptonischer Endzustand (Bei OPAL wurde auch der rein-leptonische Endzustand berücksichtigt); rechts: voll-hadronischer Endzustand. Die vertikale Linie gibt den kombinierten Wert an, die Bänder dessen Unsicherheit.

von

$$m_W = 80,392 \pm 0,028 \text{ GeV} \quad (5.87)$$

für die Masse des W-Bosons, der in guter Übereinstimmung mit den Resultaten aus indirekten Messungen ist (siehe auch Kapitel 6).



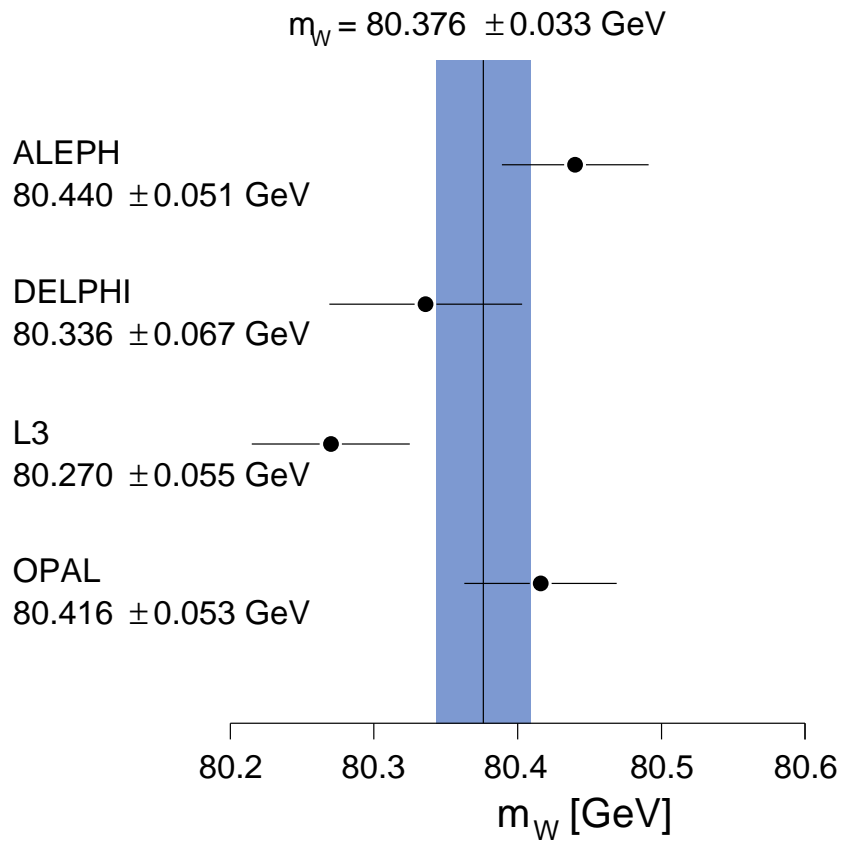


Abbildung 5.36: Ergebnisse der vier LEP-Experimente für die Masse des W-Bosons, wobei sowohl Ergebnisse aus der direkten Rekonstruktion als auch die Werte aus den Messungen des Wirkungsquerschnitts berücksichtigt sind. Die vertikale Linie gibt den kombinierten Wert an, die Bänder dessen Unsicherheit.

# Kapitel 6

## Fazit

In dieser Arbeit wurde die Messung der Masse des Z-Bosons,  $m_Z$ , bei Schwerpunktsenergien zwischen 183 GeV und 209 GeV und die Messung der Masse des W-Bosons,  $m_W$ , bei Schwerpunktsenergien zwischen 189 GeV und 209 GeV durchgeführt. Die Bestimmung der Masse erfolgte aus der Kinematik der untersuchten Reaktionen,  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  im Falle von  $m_Z$  bzw.  $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow f\bar{f}'f''\bar{f}'''$  im Falle von  $m_W$ . Besonderes Augenmerk wurde dabei auf die Bestimmung des systematischen Fehlers gelegt. Bei der Messung von  $m_W$  konnte der systematische Fehler im Vergleich zu vorläufigen Ergebnissen [100] deutlich reduziert werden (angegeben sind die Werte für die Messungen aus der Kinematik):

$$q\bar{q}'\ell\nu : \quad 45 \text{ MeV} \rightarrow 27 \text{ MeV}, \quad (6.1)$$

$$q\bar{q}'q''\bar{q}''' : \quad 69 \text{ MeV} \rightarrow 52 \text{ MeV} \text{ und} \quad (6.2)$$

$$f\bar{f}'f''\bar{f}''' : \quad 51 \text{ MeV} \rightarrow 32 \text{ MeV}. \quad (6.3)$$

Die Bestimmung der Masse des Z-Bosons ist gut geeignet als Kontrolle der Messung der Masse des W-Bosons. Außerdem kann sie alternativ benutzt werden, um die mittlere Schwerpunktsenergie von LEP am Wechselwirkungspunkt des L3-Experiments zu messen.

Die Bestimmung von  $m_W$  ist ein wichtiger Beitrag zur Bestimmung der Parameter des Standardmodells der Teilchenphysik und Überprüfung seiner Konsistenz.

Die Bestimmung der Masse des Z-Bosons bei Schwerpunktsenergien zwischen 183 GeV und 209 GeV hat ein Resultat von

$$m_Z = 91,272 \pm 0,032 \text{ (stat.)} \pm 0,033 \text{ (syst.) GeV} \quad (6.4)$$

ergeben. Dieses Ergebnis kann verglichen werden mit der Präzisionsmessung von  $m_Z$ , die in der LEP-1-Phase durchgeführt wurde. Die L3-Kollaboration erhielt einen Wert von

$$m_Z = 91,1898 \pm 0,0031 \text{ GeV}. \quad (6.5)$$

Es ergibt sich eine Differenz von etwa 1,8 Standardabweichungen zu dem hier bestimmten Wert.

Alternativ kann diese Analyse auch zur Bestimmung der durchschnittlichen Abweichung vom nominellen Wert der Schwerpunktsenergie des LEP-Beschleunigers am Punkt des L3-Experiments benutzt werden. Es ergibt sich eine Abweichung von

$$\Delta\sqrt{s} = -175 \pm 68 \text{ (stat.)} \pm 68 \text{ (syst.) MeV,} \quad (6.6)$$

was ebenfalls einer Abweichung von etwa 1,8 Standardabweichungen entspricht.

Die Masse der W-Bosonen wurde für Schwerpunktsenergien zwischen 189 GeV und 209 GeV zu

$$m_W = 80,242 \pm 0,048 \text{ (stat.)} \pm 0,031 \text{ (syst.) GeV} \quad (6.7)$$

bestimmt. Werden Messungen der Masse des W-Bosons bei niedrigeren Schwerpunktsenergien zwischen 161 GeV und 183 GeV mitberücksichtigt, so ergibt sich der endgültige Wert für die bei L3 bestimmte Masse des W-Bosons zu

$$m_W = 80,270 \pm 0,046 \text{ (stat.)} \pm 0,031 \text{ (syst.) GeV.} \quad (6.8)$$

Die Masse des W-Bosons wurde auch aus den bei LEP 1 gesammelten Daten durch einen Fit der gesamten elektroschwachen Daten von L3 unter Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen indirekt gemessen. Es ergab sich ein Wert von

$$m_W(\text{indirekt}) = 80,523 \pm 0,079 \text{ GeV,} \quad (6.9)$$

was einer Differenz von 2,6 Standardabweichungen zu dem endgültigen Resultat von L3 aus der direkten Messung entspricht.

Wegen  $\cos \theta_W = \frac{m_W}{m_Z}$  gilt

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \left( \frac{m_W}{m_Z} \right)^2. \quad (6.10)$$

Werden die Werte aus den Gleichungen 6.5 und 6.8 eingesetzt, so ergibt sich

$$\sin^2 \theta_W = 0,2252 \pm 0,0011 \quad (6.11)$$

für den schwachen Mischungswinkel. Bei LEP 1 wurde

$$\sin^2 \theta_W = 0,2203 \pm 0,0015 \quad (6.12)$$

ermittelt. Dies entspricht einer Differenz von etwa 2,6 Standardabweichungen.

Häufig wird der sogenannte  $\rho$ -Parameter definiert:

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cdot \cos^2 \theta_W}. \quad (6.13)$$

Im Standardmodell gilt  $\rho = 1$ . Setzt man nun die L3-Messungen von  $m_Z$  und  $\sin^2 \theta_W$  von LEP 1 und die bei LEP200 gemessene Masse des W-Bosons ein, so erhält man

$$\rho = 0,9937 \pm 0,0024, \quad (6.14)$$

was einer Abweichung von  $2,6 \sigma$  von 1 entspricht.

Die Resultate zu  $m_W$ ,  $m_Z$  und  $\sin^2 \theta_W$  sind in Abbildung 6.1 graphisch dargestellt.

Die *LEP Electroweak Working Group* kombiniert in Zusammenarbeit mit der *Tevatron Electroweak Working Group* [119] die Ergebnisse der vier LEP-Experimente und der beiden TEVATRON-Experimente. In Abbildung 6.2 werden die Werte aus der direkten Messung mit indirekt erhaltenen Ergebnissen verglichen. In der Kombination von LEP und TEVATRON ergibt sich

$$m_W(\text{direkt}) = 80,392 \pm 0,029 \text{ GeV}. \quad (6.15)$$

Im Vergleich dazu ergibt der *Global Electroweak Fit* einen Wert von

$$m_W(\text{indirekt}) = 80,363 \pm 0,032 \text{ GeV}, \quad (6.16)$$

wobei nur die auf dem Z-Pol bei LEP und SLD gesammelten Daten benutzt wurden.

Weitere wichtige Größen im Standardmodell sind die direkt gemessenen Massen des Z-Bosons und des top-Quarks,  $m_t$  [120]:

$$m_Z(\text{direkt}) = 91,1876 \pm 0,0021 \text{ GeV} \text{ und} \quad (6.17)$$

$$m_t(\text{direkt}) = 171,4 \pm 2,1 \text{ GeV}. \quad (6.18)$$

Auch der Wert von  $m_t$  kann mit den indirekten Messungen verglichen werden, die man bei LEP und SLD bei Schwerpunktsenergien auf dem Z-Pol durchgeführt hat:

$$m_t(\text{indirekt}) = 173_{-10}^{+13} \text{ GeV}. \quad (6.19)$$

Berücksichtigt man zusätzlich die direkten Messungen der Masse und Breite ( $\Gamma_W$ ) des W-Bosons, so ergibt sich

$$m_t(\text{indirekt}) = 178_{-9}^{+12} \text{ GeV}. \quad (6.20)$$

Werden die Z-Pol-Messdaten und die direkten Messungen von  $m_W$  und  $\Gamma_W$  sowie die der Masse des top-Quarks benutzt, ergibt sich ein Wert von

$$m_H(\text{indirekt}) = 85_{-28}^{+39} \text{ GeV} \quad (6.21)$$

für die Masse des bislang noch nicht entdeckten Higgs-Bosons<sup>1</sup> und

$$\sin^2 \theta_W = 0,22316 \pm 0,00031 \quad (6.22)$$

---

<sup>1</sup>Aus direkten Messungen bei LEP erhält man  $m_H > 114,4 \text{ GeV}$ .

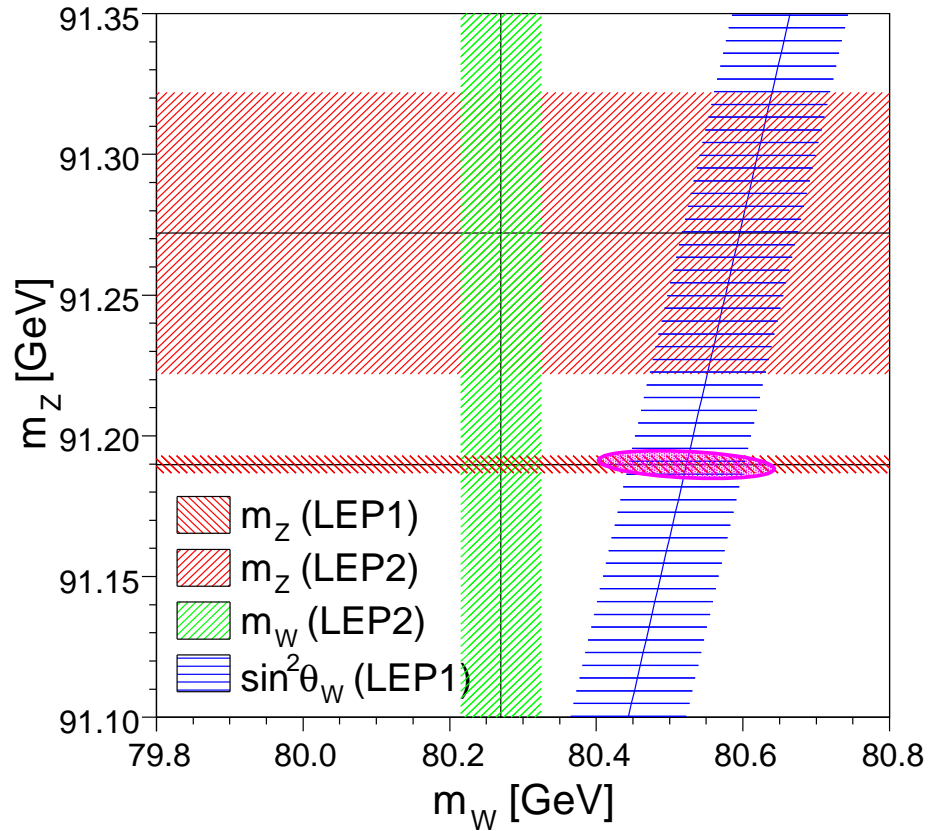


Abbildung 6.1: Die von  $m_W$  und  $m_Z$  aufgespannte Ebene mit den Resultaten von L3. Es ist sowohl  $m_Z$ , aus Messungen bei  $\sqrt{s} \approx m_Z$ , als auch  $m_W$  und  $m_Z$  aus Messungen bei Schwerpunktsenergien oberhalb der W-Paar-Produktionsschwelle eingetragen. Ebenfalls eingezeichnet ist die Korrelation von  $m_W$  und  $m_Z$ , die durch die von L3 bei LEP 1 bestimmten Messgröße  $\sin^2 \theta_W$  entsteht. Aus diesem Wert ergibt sich mittels  $m_Z$  die Masse der W-Bosonen zu  $80,523 \pm 0,079$  GeV.

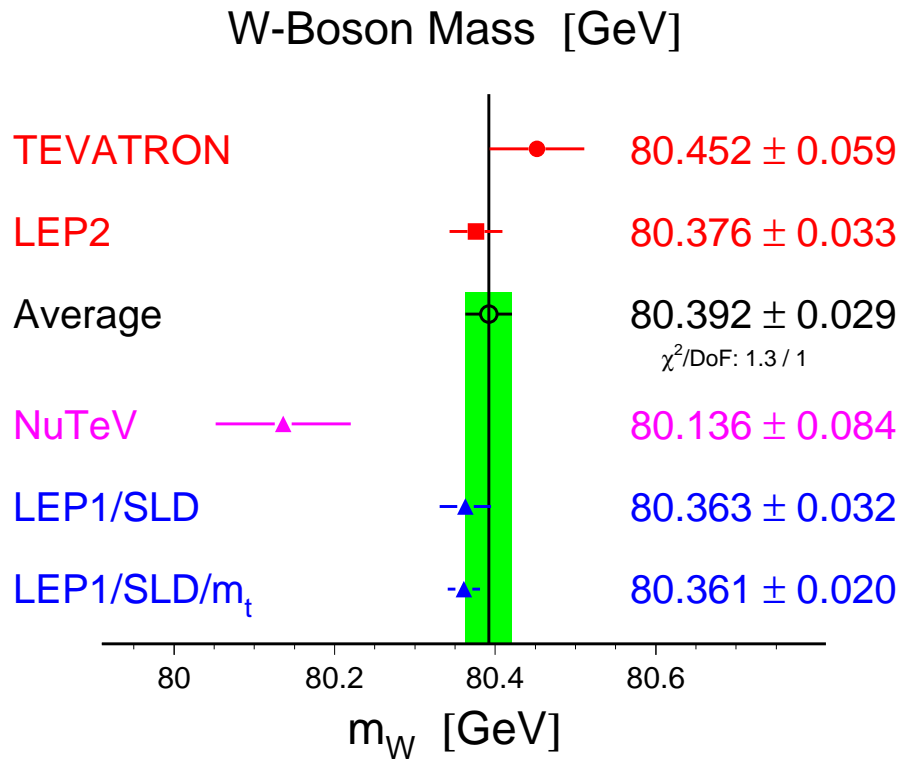


Abbildung 6.2: Vergleich unterschiedlicher Messungen der Masse des W-Bosons. Die Werte von TEVATRON und LEP200 sind Ergebnisse direkter Messungen, während die übrigen Resultate indirekten Messungen entspringen (Stand Juli 2006).

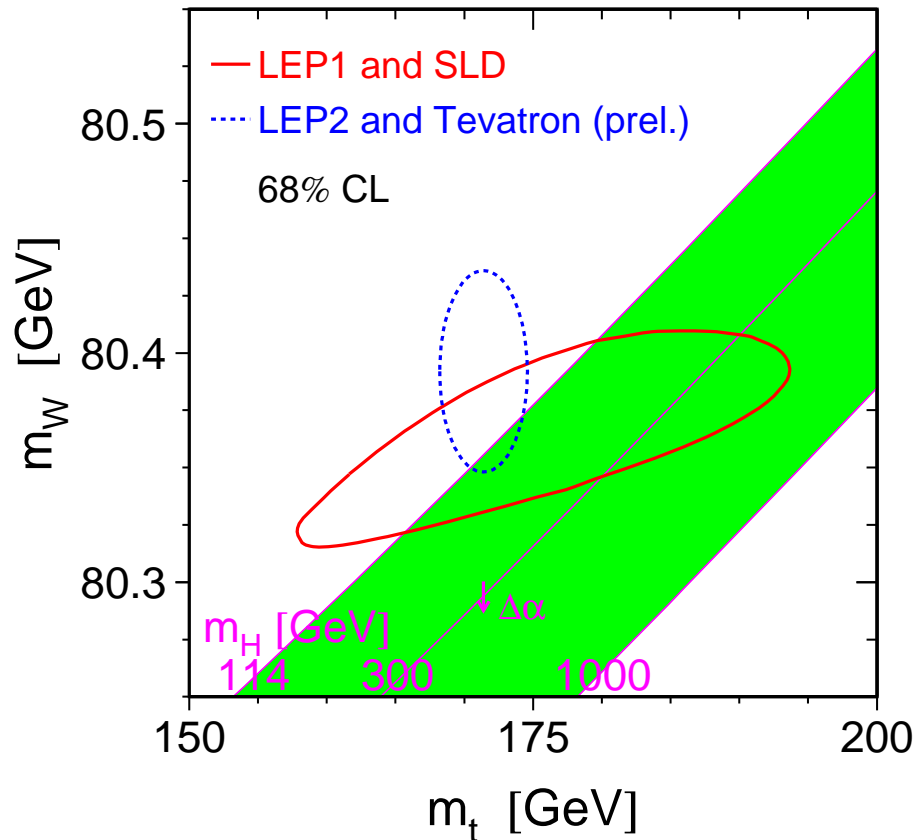


Abbildung 6.3: Indirekte (durchgezogene Ellipse) und direkte (gestrichelte Ellipse) Messungen von  $m_W$  und  $m_t$ . Die Ellipsen stellen jeweils das 68%-Vertrauensintervall dar. Die farbige Region stellt Vorhersagen des Standardmodells (unter Benutzung der Fermi-Konstante) für den Zusammenhang zwischen den beiden Massen dar (Stand Juli 2006).

für den schwachen Mischungswinkel.

In Abbildung 6.3 ist die Masse des W-Bosons gegen die Masse des top-Quarks aufgetragen. Es sind sowohl direkte als auch indirekte Messungen von  $m_W$  und  $m_t$  dargestellt. Ebenfalls gezeigt sind die Standardmodell-Vorhersagen für  $m_W$  und  $m_t$  für verschiedene Massen des Higgs-Bosons unter alleiniger Benutzung der Fermi-Konstante, die man aus der sehr genauen Messung der Lebensdauer des Myons erhielt.

Der Vergleich von direkten und indirekten Messungen liefert Aussagen über die Stabilität des Standard-Modells der Teilchenphysik. Übereinstimmende Resultate aus direkten und indirekten Messungen liefern Bestätigungen der Theorie, abweichende Ergebnisse hingegen weisen auf neue Physik hin. Aus Abbildung 6.2 wird ersichtlich, dass zwischen den direkten

und indirekten Messungen der Masse des W-Bosons Übereinstimmung herrscht, lässt man das NuTeV-Resultat [121] außer acht. Dieses zeigt eine Abweichung von  $3\sigma$  zu dem Wert aus den direkten Messungen; jedoch wurde spekuliert, dass der systematische Fehler in der NuTeV-Analyse unterschätzt worden sein könnte [122].

Auch die direkten und indirekten Messungen der Masse des top-Quarks stimmen gut überein. Weiterhin lassen sich Abbildung 2.1 die weiteren im *Global Electroweak Fit* benutzten Größen entnehmen. Die Tatsache, dass die Größe

$$\frac{|O^{\text{meas}} - O^{\text{fit}}|}{\sigma^{\text{meas}}},$$

also der Betrag der Differenz zwischen Mess- und Fitresultat, skaliert auf den Messfehler, bei keinem einzigen Wert größer als 3 ist, deutet auf eine gute Übereinstimmung zwischen Vorhersagen und Modell hin.

Das Standard-Modell ist also stabil, es wurden bislang keine signifikanten Abweichungen gefunden. Wichtigstes Ziel ist jetzt die Entdeckung des Higg-Bosons, um unsere heutigen Vorstellungen über das Standardmodell zu vervollständigen. Neben der augenblicklich laufenden Suche nach dem Higgs-Boson am TEVATRON wird der mögliche Massenbereich des Higgs-Bosons am LHC-Speicherring am CERN mit Messungen experimentell überdeckt werden. Er wird im Jahre 2007 in Betrieb gehen und das Standardmodell weiter überprüfen und nach Hinweisen auf bisher unbekannte physikalische Prozesse suchen.



# Literaturverzeichnis

- [1] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579.  
A. Salam und J. C. Ward, Phys. Lett. **13** (1964) 168.  
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.
- [2] G. Arnison et al., Phys. Lett. **B122** (1983) 103.
- [3] The ALEPH Collaboration, the DELPHI Collaboration, the L3 Collaboration, the OPAL Collaboration, the SLD Collaboration, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak Group and the SLD Heavy Flavour Group, *Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance*, hep-ex/0509008 (2005).
- [4] R. Barate et al., Phys. Lett. **B565** (2003) 61.
- [5] LEP Electroweak Working Group, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>.
- [6] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, and the LEP Electroweak Working Group, *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, hep-ex/0511027 (2005).
- [7] M. Caffo und E. Remiddi, CERN **89-08, Vol. 1** (1989) 171.
- [8] M. Consoli und W. Hollik, CERN **89-08, Vol. 1** (1989) 7.
- [9] P. Achard et al., Eur. Phys. J. **C47** (2006) 1.
- [10] F. A. Berends und R. Kleiss, Nucl. Phys. **B178** (1981) 141.
- [11] S. Eidelman et al., Phys. Lett. **B592** (2004) 1.  
Aktualisierungen unter <http://pdg.lbl.gov>.
- [12] F. Halzen und A. D. Martin, *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, J. Wiley & Sons, New York 1984.
- [13] W. Beenakker und A. Denner, Int. J. Mod. Phys. **A9** (1994) 4837.

- [14] T. Hebbeker, Phys. Rept. **217** (1992) 69.
- [15] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, und T. Sjöstrand, Phys. Rept. **97** (1983) 31.
- [16] B. R. Webber, Nucl. Phys. **B238** (1984) 492.
- [17] G. Gustafson, U. Pettersson, und P. M. Zerwas, Phys. Lett. **B209** (1988) 90.
- [18] T. Sjöstrand und V. A. Khoze, Z. Phys. **C62** (1994) 281.
- [19] Z. Kunszt und W. J. Sterling, **CERN 96-01, Vol. 1** (1996) 141.
- [20] M. Acciarri et al., Phys. Lett. **B458** (1999) 517.  
P. Achard et al., Phys. Lett. **B524** (2002) 55.  
P. Achard et al., Phys. Lett. **B540** (2002) 185.
- [21] P. Achard et al., Phys. Lett. **B547** (2002) 139.
- [22] L. Lönnblad und T. Sjöstrand, Phys. Lett. **B351** (1995) 293.
- [23] R. Brun et al., CERN-DD/EE/84-1 (1984), überarbeitet 1987.  
H. Fesefeldt, Report RWTH Aachen, PITHA 85/02 (1985).
- [24] S. Jadach, B. F. L. Ward, und Z. Wąs, Comput. Phys. Commun. **130** (2000) 260.
- [25] S. Jadach, B. F. L. Ward, und Z. Wąs, Phys. Rev. **D63** (2001) 113009.
- [26] D. R. Yennie, S. C. Frautschi, und H. Suura, Ann. Phys. **13** (1961) 379.
- [27] T. Sjöstrand et al., Comput. Phys. Commun. **135** (2001) 238.
- [28] T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. **82** (1994) 74.
- [29] S. Jadach, J. H. Kühn, und Z. Wąs, Comput. Phys. Commun. **64** (1990) 275.  
M. Jeżabek, Z. Wąs, S. Jadach, und J. H. Kühn, Comput. Phys. Commun. **70** (1992) 69.  
S. Jadach, Z. Wąs, R. Decker, und J. H. Kühn, Comput. Phys. Commun. **76** (1993) 361.
- [30] S. Jadach, B. F. L. Ward, und Z. Wąs, Comput. Phys. Commun. **79** (1994) 503.
- [31] J. H. Field und T. Riemann, Comput. Phys. Commun. **94** (1996) 53.

- [32] S. Jadach, W. Płaczek, und B. F. L. Ward, *Phys. Lett.* **B390** (1997) 298.
- [33] M. Skrzypek, S. Jadach, W. Płaczek, und Z. Wąs, *Comput. Phys. Commun.* **94** (1996) 216.  
S. Jadach, W. Płaczek, M. Skrzypek, B. F. L. Ward, und Z. Wąs, *Comput. Phys. Commun.* **119** (1999) 272.
- [34] F. A. Berends, R. Pittau, und R. Kleiss, *Comput. Phys. Commun.* **85** (1995) 437.
- [35] F. A. Berends, P. H. Daverveldt, und R. Kleiss, *Nucl. Phys.* **B253** (1985) 441.
- [36] R. Engel, J. Ranft, und S. Roesler, *Phys. Rev.* **D52** (1995) 1459.  
R. Engel, *Z. Phys.* **C66** (1995) 203.
- [37] L. Lönnblad, *Comput. Phys. Commun.* **71** (1992) 15.
- [38] G. Marchesini et al., *Comput. Phys. Commun.* **67** (1992) 465.  
G. Marchesini et al, *HERWIG version 5.9: A Monte Carlo event generator*, hep-ph/9607393, 1996.  
G. Corcella et al., *JHEP* **01** (2001) 010.
- [39] G. Gustafson, *Phys. Lett.* **B175** (1986) 453.  
G. Gustafson und U. Pettersson, *Nucl. Phys.* **B306** (1988) 746.  
B. Andersson, G. Gustafson, und L. Lönnblad, *Nucl. Phys.* **B339** (1990) 393.
- [40] T. Sjöstrand, *CERN 89-08, Vol. 3* (1989) 143.
- [41] S. Jadach, W. Płaczek, M. Skrzypek, B. F. L. Ward, und Z. Wąs, *Comput. Phys. Commun.* **140** (2001) 475.
- [42] S. Jadach, W. Płaczek, M. Skrzypek, B. F. L. Ward, und Z. Wąs, *Comput. Phys. Commun.* **140** (2001) 432.
- [43] J. Fujimoto et al., *Comput. Phys. Commun.* **100** (1997) 128.
- [44] S. Jadach, W. Płaczek, M. Skrzypek, B. F. L. Ward, und Z. Wąs, *Phys. Lett.* **B417** (1998) 326.
- [45] E. Barberio und Z. Wąs, *Comput. Phys. Commun.* **79** (1994) 291.
- [46] A. Denner, S. Dittmaier, M. Roth, und D. Wackerroth, *Comput. Phys. Commun.* **153** (2003) 462.

- [47] A. Denner, S. Dittmaier, und M. Roth, Nucl. Phys. **B519** (1998) 39.
- [48] V. A. Khoze und T. Sjöstrand, Eur. Phys. J. **C6** (1999) 271.
- [49] L. Lönnblad und T. Sjöstrand, Eur. Phys. J. **C2** (1998) 165.
- [50] D. Decamp et al., Nucl. Instrum. Meth. **A294** (1990) 121.
- [51] P. A. Aarnio et al., Nucl. Instrum. Meth. **A303** (1991) 233.
- [52] B. Adeva et al., Nucl. Instrum. Meth. **A289** (1990) 35.
- [53] K. Ahmet et al., Nucl. Instrum. Meth. **A305** (1991) 275.
- [54] D. Brandt, H. Burkhardt, M. Lamont, S. Myers, und J. Wenninger, Rept. Prog. Phys. **63** (2000) 939.
- [55] LEP Energy Working Group, <http://lepecal.web.cern.ch/LEPECAL/>.
- [56] R. Aßmann et al., Eur. Phys. J. **C39** (2005) 253.
- [57] A. A. Sokolov und I. M. Ternov, Phys. Dokl. **8** (1964) 1203.
- [58] M. Acciarri et al., Nucl. Instrum. Meth. **A351** (1994) 300.
- [59] F. Beissel et al., Nucl. Instrum. Meth. **A332** (1993) 33.
- [60] K. Deiters et al., Nucl. Instrum. Meth. **A323** (1992) 162.
- [61] R. L. Sumner, Nucl. Instrum. Meth. **A265** (1988) 252.
- [62] J. Wenninger, *Mesure expérimentale de paramètres électro-faibles du  $Z^0$  avec la réaction  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$* , Doktorarbeit, Universität Genf, Schweiz, 1992.
- [63] G. Basti et al., Nucl. Instrum. Meth. **A374** (1996) 293.
- [64] U. Uwer, *Aufbau und Eichung der Szintillationszähler des L3-Experiments*, Diplomarbeit, RWTH Aachen (1990).
- [65] O. Adriani et al., Nucl. Instrum. Meth. **A302** (1991) 53.
- [66] G. Chiefari et al., Nucl. Instrum. Meth. **A277** (1989) 187.
- [67] A. Adam et al., Nucl. Instrum. Meth. **A383** (1996) 342.
- [68] I. C. Brock et al., Nucl. Instrum. Meth. **A381** (1996) 236.

- [69] P. Béné et al., Nucl. Instrum. Meth. **A306** (1991) 150.  
Y. Bertsch et al., Nucl. Instrum. Meth. **A340** (1994) 309.  
C. Dionisi et al., Nucl. Instrum. Meth. **A336** (1993) 78.
- [70] R. Brun und F. Rademakers, Nucl. Instrum. Meth. **A389** (1997) 81.  
<http://root.cern.ch/>.
- [71] S. Catani, Y. L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock, und B. R. Webber, Phys. Lett. **B269** (1991) 432.  
S. Bethke, Z. Kunszt, D. E. Soper, und W. J. Stirling, Nucl. Phys. **B370** (1992) 310.  
S. Bethke, Z. Kunszt, D. E. Soper, und W. J. Stirling, Nucl. Phys. **B523** (1998) 681.
- [72] S. Likhoded, W. Lohmann, *The Resolution Functions of Jet Measurements in the L3 Detector*, L3 Internal Note 2664 (2001).
- [73] F. James und M. Roos, Comput. Phys. Commun. **10** (1975) 343.
- [74] D. M. Schmidt, R. J. Morrison, und M. S. Witherell, Nucl. Instrum. Meth. **A328** (1993) 547.
- [75] F. A. Berends et al., **CERN 89-08, Vol. 1** (1989) 89.
- [76] P. Achard et al., Phys. Lett. **B613** (2005) 118.
- [77] M. Acciarri et al., Eur. Phys. J. **C16** (2000) 1.
- [78] R. Barate et al., Phys. Lett. **B464** (1999) 339.
- [79] S. Schael et al., Eur. Phys. J. **C47** (2006) 309.
- [80] J. Abdallah et al., Eur. Phys. J. **C46** (2006) 295.
- [81] G. Abbiendi et al., Phys. Lett. **B604** (2004) 31.
- [82] M. Acciarri et al., Phys. Lett. **B413** (1997) 176.
- [83] M. Acciarri et al., Phys. Lett. **B454** (1999) 386.
- [84] M. Acciarri et al., Phys. Lett. **B398** (1997) 223.
- [85] M. Acciarri et al., Phys. Lett. **B407** (1997) 419.
- [86] P. Achard et al., Eur. Phys. J. **C45** (2006) 569.

- [87] P. Achard et al., Phys. Lett. **B600** (2004) 22.
- [88] M. A. Rahaman, *Study of W Properties at LEP200*, Doktorarbeit, Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai, Indien, 2002.
- [89] N. Batalova, *Measurement of the Cross Section and Tests of Electroweak Physics in the Reaction  $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q\bar{q}'\mu\nu(\gamma)$  at  $\sqrt{s}$  up to 209 GeV*, Doktorarbeit, Purdue University, USA, 2003.
- [90] E. Delmeire, *Measurement of the  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  Cross Section and the W-boson Spin Density Matrix at LEP*, Doktorarbeit, Universität Genf, Schweiz, 2004.
- [91] I. Pal, *Precision Measurements of the W-Boson Properties with the L3 Detector at LEP*, Doktorarbeit, Purdue University, USA, 2004.
- [92] A. Straessner, *Measurement of Mass and Width of the W Boson with the L3 Detector at LEP*, Doktorarbeit, RWTH Aachen, 2000.
- [93] H. Georgi und M. Machacek, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 1237.
- [94] P. E. L. Rakow und B. R. Webber, Nucl. Phys. **B191** (1981) 63.
- [95] A. Ballestrero et al., *Report of the QCD Working Group*, hep-ph/0006259 (2000).
- [96] R. K. Bock et al., *Data Analysis Techniques for High-Energy Physics*, Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology, Cambridge University Press (2000).
- [97] W. Beenakker und F. A. Berends, CERN **96-01, Vol. 1** (1996) 79.
- [98] F. A. Berends, R. Pittau, und R. Kleiss, Comput. Phys. Commun. **85** (1995) 437.
- [99] S. Jadach, W. Płaczek, M. Skrzypek, B. F. L. Ward, und Z. Wąs, Phys. Lett. **B523** (2001) 117.
- [100] L3 Note 2754, *Preliminary Results on the Measurement of Mass and Width of the W Boson at LEP* (2002).
- [101] P. Achard et al., Phys. Lett. **B561** (2003) 202.
- [102] S. V. Chekanov, E. A. De Wolf, und W. Kittel, Eur. Phys. J. **C6** (1999) 403.
- [103] R. Barate et al., Phys. Lett. **B401** (1997) 347.  
R. Barate et al., Phys. Lett. **B415** (1997) 435.

- [104] DELPHI Collaboration, *Measurement of the Mass and Width of the W Boson in  $e^+e^-$  Collisions at  $\sqrt{s} = 161 - 209$  GeV*, DELPHI Conference Note DELPHI 2006-011 CONF 757, wird bei Eur. Phys. J. C eingereicht.
- [105] K. Ackerstaff et al., Phys. Lett. **B389** (1996) 416.
- [106] G. Abbiendi et al., Eur. Phys. J. **C26** (2003) 321.
- [107] G. Abbiendi et al., Eur. Phys. J. **C45** (2006) 307.
- [108] M. Banner et al., Phys. Lett. **B122** (1983) 476.
- [109] C. Albajar et al., Z. Phys. **C44** (1989) 15.
- [110] J. Alitti et al., Phys. Lett. **B276** (1992) 354.
- [111] T. Affolder et al., Phys. Rev. **D64** (2001) 052001.
- [112] V. M. Abazov et al., Phys. Rev. **D66** (2002) 012001.
- [113] V. M. Abazov et al., Phys. Rev. **D70** (2004) 092008.
- [114] C. Adloff et al., Eur. Phys. J. **C13** (2000) 609.  
C. Adloff et al., Eur. Phys. J. **C19** (2001) 269.
- [115] J. Breitweg et al., Eur. Phys. J. **C12** (2000) 411.  
S. Chekanov et al., Phys. Lett. **B539** (2002) 197.
- [116] S. Haywood et al., *Electroweak Physics*, hep-ph/0003275 (1999).
- [117] J. A. Aguilar-Saaverdra et al., *TESLA Technical Design Report Part III: Physics at an  $e^+e^-$ -Linear Collider*, hep-ph/0106315 (2001).
- [118] G. Wilson, *Precision Measurement of the W Mass with a Polarised Threshold Scan at a Linear Collider*, LC-PHSM-2001-009 (2001).
- [119] Tevatron Electroweak Working Group, <http://tevewwg.fnal.gov/>.
- [120] The CDF Collaboration, the DØ Collaboration and the Tevatron Electroweak Working Group, *Combination of CDF and DØ Results on the Mass of the Top Quark*, hep-ex/0608032 (2006).
- [121] G. P. Zeller et al., Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 091802.
- [122] K. P. O. Diener, S. Dittmaier, und W. Hollik, Phys. Rev. **D69** (2004) 073005.

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich zunächst bei Prof. Dr. Albrecht Böhm bedanken, der mir die Möglichkeit zur Promotion angeboten und mich bei meiner Arbeit intensiv betreut und unterstützt hat.

Auch bei Prof. Dr. Joachim Mnich möchte ich mich bedanken, zunächst natürlich für die Bereitschaft, die Aufgabe des zweiten Berichters zu übernehmen, aber auch insbesondere für einen Crash-Kurs auf Skiern.

Besonders hilfreich hat mir Dr. Stefan Roth zur Seite gestanden, mit dem ich zahllose Diskussionen über die Physik und viele weitere Themen führte.

Für die Unterstützung bei Problemen physikalischer Natur möchte ich mich auch bei Dr. Arno Straessner und den weiteren (ehemaligen) Mitgliedern der L3-Gruppen in Aachen und Genf, Dr. Evelyne Delmeire, Markus Duda, Daniela Käfer, Dr. Luca Malgeri, PhD Salvatore Mele, PhD Imre Pal, Dr. Peter Wienemann und Dr. Martin Weber, bedanken.

Besonders erwähnen möchte ich den leider verstorbenen Dr. Stephan Wynhoff, der nicht nur ebenfalls auf physikalischer Ebene helfen konnte, sondern auch Prof. Mnich bei seinem Crash-Kurs unterstützte.

Bei Dr. Thomas Kreß möchte ich mich für die Hilfe bei EDV-Problemen bedanken, bei Dr. Uwe Kahlert und Prof. Dr. Herbert Schoeller (nicht nur) für die Möglichkeit, auch während der späteren Phase der Arbeit auf finanziell gesicherten Füßen stehen zu können.

Ganz besonderen Dank möchte ich meiner Mutter und meiner Freundin gegenüber zum Ausdruck bringen, die mich nicht nur während der gesamten Zeit der Anfertigung der Arbeit unterstützt haben.



# Lebenslauf

24. Januar 1975	Geboren in Paderborn als Sohn von Hans-Gerd Rosenbleck und Agnes Rosenbleck, geb. Brück
1981 - 1985	Mühlenbachgrundschule, Hückelhoven-Baal
1985 - 1994	Cusanus-Gymnasium, Erkelenz Abschluss: Allgemeine Hochschulreife
1994 - 1995	Zivildienst im St. Josef-Krankenhaus, Linnich
1995 - 2002	Studium der Physik an der RWTH Aachen Abschluss: Diplom (Januar 2002)
Februar 2002	Beginn Promotionsstudium an der RWTH Aachen
Feb. 2002 - Juli 2002	Stipendium im Rahmen des Graduiertenkollegs „Elementarteilchenphysik an der TeV-Skala“
Juli 2002 - Apr. 2004	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am III. Physikalischen Institut A bei Prof. Dr. A. Böhm
Nov. 2003 - Jan. 2006	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für theoretische Physik bei Prof. Dr. H. Schoeller
Nov./Dez. 2002 und Feb./März 2003	Forschungsaufenthalte am CERN in Genf
seit Feb. 2006	Studienreferendar für das Lehramt an Gymnasien und Gesamtschulen