Colour-Reconnection in hadronischen W-Paar Zerfällen

Dissertation der Fakultät für Physik

der

Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Oliver Sahr

aus

Regensburg

München, den 8. Januar 2001

Colour-Reconnection in hadronischen W-Paar Zerfällen

Dissertation der Fakultät für Physik

der

Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Oliver Sahr

aus

Regensburg

München, den 8. Januar 2001

1. Gutachterin: Prof. Dr. D. Schaile

2. Gutachter: Prof. Dr. W. Dünnweber

Tag der mündlichen Prüfung: 26. April 2001

Zusammenfassung

Die Bestimmung der Masse des W-Bosons ist eines der Hauptziele der zweiten Phase des Betriebs des Elektron-Positron-Beschleunigers LEP am europäischen Forschungszentrum für Elementarteilchenphysik CERN bei Genf. W-Bosonen werden bei LEP dominant paarweise erzeugt. Zerfallen beide W-Bosonen in ein Quark-Antiquark-Paar spricht man von reinhadronischen W-Paar Ereignissen. Dieser Zerfallskanal spielt bei der Messung der W-Masse eine wichtige Rolle.

Die W-Massenbestimmung bei LEP basiert darauf, dass die Zerfallsprodukte in einem Ereignis jeweils einem der beiden W-Bosonen zugeordnet werden und anschließend deren invariante Masse bestimmt wird. Im reinhadronischen Zerfallskanal können Endzustandswechselwirkung zwischen den Zerfallsprodukten der beiden W-Bosonen dazu führen, dass diese Zuordnung nicht mehr eindeutig möglich ist und die gemessene W-Masse dadurch verschoben wird. Der Begriff "Colour-Reconnection" bezeichnet eine Wechselwirkung, die zu einem Farbfluss zwischen den beiden Quark-Antiquark-Paaren im Lauf der Hadronisation führt, der durch den Austausch von Gluonen vermittelt werden kann. Theoretische Rechnungen können die Größe der Massenverschiebung aufgrund des Colour-Reconnection-Effekts nicht direkt vorhersagen. Es existieren nur phänomenologische Modelle, die versuchen, die Auswirkungen einer solchen Colour-Reconnection zu simulieren. Die Unkenntnis über das Auftreten des Colour-Reconnection-Effekts stellt eine dominierende systematische Unsicherheit bei der Bestimmung der W-Masse bei LEP dar.

Neben der gemessenen W-Masse können aber auch andere Ereignisobservablen durch den Colour-Reconnection-Effekt beeinflusst werden. Untersuchungen dieser Observablen können genaueren Aufschluss über die Größe der Massenverschiebung geben.

In dieser Arbeit werden Messungen der Multiplizität und des Impulsspektrums geladener Teilchen, der Multiplizität schwerer Hadronen und die Messung des Teilchenflusses in W-Paar Ereignissen, die mit dem OPAL-Experiment bei Schwerpunktsenergien von 189 GeV aufgenommen wurden, beschrieben. Die gemessenen Werte in reinhadronischen Ereignissen werden mit Vorhersagen von Monte-Carlo-Modellen und den Ergebnissen aus semileptonischen Ereignissen verglichen. Die vorgestellten Observablen werden es nach einer Analyse aller bei LEP aufgenommenen Daten erlauben, signifikante Aussagen über die Modelle, mit deren Hilfe derzeit die systematische Unsicherheit der Messung der W-Masse aufgrund der Colour-Reconnection abgeschätzt wird, und damit über das Auftreten des Colour-Reconnection-Effekts zu machen.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik liefert die nach heutigem Verständnis beste Beschreibung der fundamentalen Konstituenten der Materie und ihrer Wechselwirkungen. Drei der Grundkräfte der Natur, die elektromagnetische, schwache und starke Kraft, werden im Standardmodell in Form von Eichtheorien beschrieben. Für die vierte Kraft, die Gravitation, ist es noch nicht gelungen, eine solche quantenfeldtheoretische Beschreibung zu finden. Die Gravitation spielt aber in der Teilchenphysik aufgrund ihrer geringen Stärke keine Rolle.

In den sechziger Jahren des zwanzigsten Jahrhunderts gelang Glashow, Salam und Weinberg die Vereinheitlichung der elektromagnetischen und schwachen Kraft [1]. Die elektroschwache Theorie sagt die Existenz dreier massiver Eichbosonen, dem neutralen Z^0-Boson und den beiden geladenen Bosonen W^+ und W^-, als Vermittler der schwachen Wechselwirkung voraus. Der experimentelle Nachweis des W- [2] und des Z^0-Bosons [3] im Jahr 1983 durch die UA1 Kollaboration am Proton-Antiproton-Beschleuniger $Sp\bar{p}S$ am europäischen Forschungszentrum für Elementarteilchenphysik CERN bei Genf war eine eindrucksvolle Bestätigung dieser Theorie.

Mit dem Bau des großen Elektron-Positron-Speicherrings LEP, ebenfalls am CERN, begann die Ära der Präzisionsmessungen der experimentellen Teilchenphysik. In den Jahren 1989 bis 1995 wurde dieser Beschleuniger bei Schwerpunktsenergien von etwa 91 GeV betrieben, einer Energie also, die der Masse des Z^0-Bosons entspricht. Die enormen Datenmengen – allein bei OPAL, einem der vier LEP-Experimente, konnten etwa 4 Millionen Z^0-Zerfälle beobachtet werden – erlauben es, eine Vielzahl der relevanten Parameter des Standardmodells genau zu vermessen [4]. Insbesondere wurde die Masse des Z^0-Bosons mit einer Unsicherheit von nur 2 MeV bestimmt [5].

Im Jahr 1996 wurde die Schwerpunktsenergie von LEP soweit erhöht, dass die paarweise Erzeugung von W-Bosonen möglich wurde. Die präzise Messunge deren Masse ist eines der Hauptziele dieser zweiten Phase des Betriebs von LEP, die im Jahr 2000 zu Ende gegangen ist.

W-Bosonen haben nur eine kurze Lebensdauer, sie zerfallen unmittelbar nach der Erzeugung entweder in ein Quark-Antiquark-Paar oder ein Lepton und das entsprechende Neutrino. Reinhadronische Ereignisse, in denen beide W-Bosonen in Quark-Antiquark-Paare zerfallen, spielen für die Bestimmung der W-Masse eine wichtige Rolle. In diesem Zerfallskanal besteht aber die Möglichkeit sogenannter Endzustandswechselwirkungen. Damit sind Wechselwirkungen zwischen Zerfallsprodukten der beiden W-Bosonen gemeint, die, falls sie in der Natur auftreten, die Messung der W-Masse verfälschen können. Man unterscheidet zwei Endzustandswechselwirkungen, Bose-Einstein-Korrelationen und den sogenannten "Colour-Reconnection-Effekt". Die Unkenntnis über Auftreten und Auswirkungen der Endzustandswechselwirkungen führt zu einer großen systematischen Unsicherheit bei der Messung der W-Masse im reinhadronischen Zerfallskanal.

Die Untersuchung der Colour-Reconnection ist das Thema dieser Arbeit. Nach einer kurzen Einführung in die theoretischen Grundlagen der W-Paar Produktion (Kapitel zwei) und einer Beschreibung des OPAL-Experiments (Kapitel drei) wird im Kapitel vier das Verfahren zur Messung der W-Masse geschildert. Im Kapitel fünf wird der momentane Kenntnisstand über den Colour-Reconnection-Effekt aus theoretischer Sicht zusammengefasst und auf mögliche Beschreibungen in Modellen eingegangen. Kapitel sechs beschreibt die Messung von Ereignisobservablen, die experimentellen Aufschluss über das Auftreten der Colour-Reconnection geben können. Die Ergebnisse werden anschließend im Kapitel sieben diskutiert und ein Ausblick auf mögliche Fortschritte in der Untersuchung des Colour-Reconnection-Effekts und dessen Bedeutung gegeben.

Kapitel 2

W-Paar Erzeugung in e^+e^- Kollisionen

2.1 Das Standardmodell

Die Hochenergiephysik untersucht die fundamentalen Konstituenten der Materie und ihre gegenseitigen Wechselwirkungen. Nach heutiger Vorstellung ist die Materie aus Fermionen aufgebaut, Quarks und Leptonen mit Spin $1/2$. Die Wechselwirkungen zwischen den Fermionen werden durch Verktorbosonen mit Spin 1 übertragen.

Die zugrundeliegende Theorie, das Standardmodell, ist eine sogenannte Eichtheorie. Die Wechselwirkungen zwischen den Materiefeldern der Fermionen ergeben sich aus der Forderung nach lokaler Eichsymmetrie an die Lagrangedichtefunktionen der freien Fermionfelder. Durch diese Forderung ergeben sich zusätzliche Eichfelder, die mit den Materiefeldern, und teilweise auch untereinander wechselwirken. Diese Eichfelder werden mit den Austauschfeldern der Vektorbosonen identifiziert.

Der vorliegende Abschnitt soll mit einer kurzen Beschreibung der elektroschwachen Wechselwirkung, der Vereinheitlichung von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung, und der Quantenchromodynamik, der Theorie der starken Wechselwirkung, einen Überblick über das Standardmodell geben (siehe z. B. [6]).

2.1.1 Die Elektroschwache Wechselwirkung

Der Quantenelektrodynamik liegt die Eichgruppe $\mathrm{U}(1)$ zugrunde. Die Lagrangedichte eines freien Teilchens der Masse m mit Spin $1/2$ lautet:

$$\mathscr{L} = i\bar{\psi}\gamma_\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi.$$

Die Lagrangedichte in dieser Form ist nicht invariant gegen eine lokale Eichtransformation der Form

$$\psi \to \psi e^{iq\Lambda(x)},$$

wobei q die Ladung des betrachteten Teilchens ist. Um die Invarianz zu gewährleisten, muss ein Eichfeld A_μ eingeführt werden, das sich unter der Eichtransformation wie

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu \Lambda$$

verhält. Das Eichfeld der Quantenelektrodynamik ist das Photon.

Die elektroschwache Wechselwirkung, die Vereinigung der elektromagnetischen mit der schwachen Wechselwirkung, basiert auf der Eichgruppe $\mathrm{SU}(2)_I \otimes \mathrm{U}(1)_Y$, wobei $\mathrm{SU}(2)_I$ die Gruppe des schwachen Isospins I und $\mathrm{U}(1)_Y$ die der schwachen Hyperladung Y ist. Die dritte Komponente des Isospins I_3 und Y sind durch die Gell-Mann-Nishijima-Relation

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}$$

mit der elektrischen Ladung Q verknüpft.

Die Forderung der Eichinvarianz der Lagrangedichte führt zu einem Triplett von Eichfeldern W^i_μ, die mit der Kopplungsstärke g an den schwachen Isospin-Strom koppeln, und ein Singulett B_μ, das mit g' an den Hyperladungsstrom koppelt. Da schwache Ströme nur an linkshändige Teilchen koppeln, ordnet man die linkshändigen Fermionen in Dubletts des schwachen Isospins an, die rechtshändigen in Singuletts. Die Tabelle 2.1 zeigt die Leptonen und Quarks mit den in der elektroschwachen Theorie relevanten Quantenzahlen. Die Neutrinos werden als masselos angenommen und treten daher nicht als rechtshändige Teilchen auf.

Fermionen			I	I_3	Y	Q
$\begin{pmatrix}\nu_\mathrm{e}\\ \mathrm{e}\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau\end{pmatrix}_L$	$1/2$ $1/2$	$1/2$ $-1/2$	-1 -1	0 -1
e_R	μ_R	τ_R	0	0	-2	-1
$\begin{pmatrix}\mathrm{u}\\ \mathrm{d}\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}\mathrm{c}\\ \mathrm{s}\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}\mathrm{t}\\ \mathrm{b}\end{pmatrix}_L$	$1/2$ $1/2$	$1/2$ $-1/2$	$1/3$ $1/3$	$2/3$ $-1/3$
u_R	c_R	t_R	0	0	$4/3$	$2/3$
d_R	s_R	b_R	0	0	$-2/3$	$-1/3$

Tabelle 2.1: Die Quantenzahlen der Fermionen.

Die beobachteten geladenen Vektorbosonen W^+ und W^- ergeben sich als

$$\mathrm{W}^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathrm{W}^1_\mu \mp i\mathrm{W}^2_\mu).$$

Die neutralen Felder, das Photon A_μ und das Z^0-Boson Z_μ, werden durch die Mischung der Felder W^3_μ und B_μ gebildet:

$$\begin{pmatrix}\mathrm{W}^3_\mu\\ \mathrm{B}_\mu\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\cos\theta_W & \sin\theta_W\\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\mathrm{Z}_\mu\\ \mathrm{A}_\mu\end{pmatrix}$$

θ_W ist der Weinberg-Winkel. Dieser hängt mit der elektrischen Ladung e und den Kopplungsparametern der elektromagnetischen Wechselwirkung zusammen:

$$e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W .$$

Die geladenen Ströme koppeln also nur an linkshändige Fermionen, während das Z^0-Boson und das Photon an links- und rechtshändige Fermionen koppeln. Aufgrund der nicht-abelschen Struktur der $SU(2)$ ist auch eine Selbstwechselwirkung der Eichbosonen möglich, im Gegensatz zur $U(1)$ der Quantenelektrodynamik, in der Photonen untereinander nicht wechselwirken.

Die vier Eichbosonen der elektroschwachen Theorie sind zunächst masselos. Terme der Form $m^2 W^\mu W_\mu$ in der Lagrangedichte wären nicht eichinvariant unter einer $SU(2)$-Transformation. Das Verfahren, massive Eichbosonen zu erzeugen, ohne die Eichinvarianz zu zerstören, ist die spontane Symmetriebrechung. Hierzu wird das Higgs-Feld, ein Dublett skalarer komplexer Felder $\Phi = 1/\sqrt{2}(\phi^+, \phi^0)$ mit nicht-verschwindendem Vakuumerwartungswert $\Phi_0 = 1/\sqrt{2}(0, v)$ eingeführt [7]. Durch die Wahl einer speziellen Eichung verschwinden drei der vier so entstandenen Higgs-Felder. Die drei Freiheitsgrade werden auf die Eichbosonen $W^\pm$ und Z^0 übertragen, die dadurch massiv werden. Übrig bleibt ein einzelner schwerer Skalar, das neutrale Higgs-Boson des Standardmodells. Die Massen der W- und Z^0-Bosonen ergeben sich zu

$$M_{\mathrm{W}} = \frac{1}{2} v g \quad \text{und} \quad M_{\mathrm{Z}} = \frac{1}{2} v \sqrt{g^2 + g'^2}.$$

Für das Verhältnis aus W- und Z-Masse gilt also

$$\frac{M_{\mathrm{W}}}{M_{\mathrm{Z}}} = \cos \theta_W .$$

2.1.2 Die Quantenchromodynamik

Die Quantenchromodynamik ist die Eichtheorie der starken Wechselwirkung und beruht auf der Symmetriegruppe $SU(3)_C$, der Gruppe der Farbe. Die Entdeckung des Baryons Δ^{++} hat zum Konzept der Farbe als zusätzliche Quantenzahl der Quarks geführt, um die Verletzung des Pauli-Prinzips für die beteiligten Quarks zu umgehen. Experimentell zeigt sich die Existenz dreier zusätzlicher Freiheitsgrade im Verhältnis der Wirkungsquerschnitte

$$R(\sqrt{s}) = \frac{\sigma(\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \text{Hadronen})}{\sigma(\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mu^+\mu^-)} = N_C \sum_{\mathrm{q}=1}^{n_f} Q_{\mathrm{q}}^2 + \mathcal{O}(\alpha^2),$$

wobei N_C die Anzahl der Farbfreiheitsgrade und n_f die Anzahl der Quark-Flavours bezeichnet, die bei einer $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Kollision bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ erzeugt werden können. Oberhalb von etwa 12 GeV tragen alle Quarks außer dem top-Quark zu $R(\sqrt{s})$

bei und gebundene b$\bar{\mathrm{b}}$-Zustände[1] werden nicht mehr resonant erzeugt. Der gemessene Wert stimmt dort gut mit der theoretischen Vorhersage von $R(\sqrt{s}) \simeq 11/3$ unter der Annahme von 3 Farbfreiheitsgraden überein.

Die Forderung nach der Invarianz unter lokaler Rotation im Farbraum führt zu acht Eichfeldern, die als Oktett mit je zwei Farbindices vorliegen. Die Gluonen tragen also selbst Farbladungen und können somit nicht nur an die farbigen Quarks sondern auch untereinander koppeln. Die Kopplungskonstante der QCD ist α_s. Diese hängt von dem Wert des Impulsübertrags Q^2 des betrachteten Prozesses ab. In der ersten Ordnung der Störungstheorie ergibt sich für diese Abhängigkeit

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\ln\frac{Q^2}{\Lambda^2}}.$$

n_f ist die Anzahl aller Quark-Flavours. Die Kopplungskonstante wird also bei steigender Energie kleiner, sofern $n_f < 33/2$ ist. Λ ist der einzige freie Parameter der QCD. Für Impulsüberträge $Q^2 \leq \Lambda^2$ wird offensichtlich, dass Störungstheorie für die starke Wechselwirkung bei kleinen Impulsüberträgen nicht anwendbar ist. Der Wert von α_s wurde bei Energien, die der Masse des Z^0-Bosons entsprechen, zu $\alpha_s(M_Z^2) = 0.119 \pm 0.002$ gemessen [5].

Aus dem energieabhängigen Verhalten von α_s ergeben sich zwei fundamentale Eigenschaften der QCD. Die asymptotische Freiheit bedeutet, dass bei kleinen Abständen, also großen Energien, die Wechselwirkung so klein ist, dass farbgeladene Teilchen als quasi frei betrachtet werden können. Durch die kleine Kopplunskonstante sind bei Reaktionen mit großen Impulsüberträgen störungstheoretische Rechnungen möglich. Das Potential zwischen zwei Quarks ist bei kleinen Abständen r proportional zu $1/r$. Mit wachsendem Abstand r der Farbladungen, wächst das Potential jedoch linear mit r an. Übersteigt der Abstand etwa 1 fm, das entspricht etwa dem Durchmesser des Protons, ist es energetisch günstiger, ein neues Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen. Dieses Verhalten wird als “Confinement” bezeichnet. Es führt dazu, dass hadronische Teilchen nur in einem farbneutralen Singulettzustand beobachtet werden. Hadronen treten daher als Mesonen (Quark-Antiquark-Paare) und Baryonen (einer Kombination aus drei Quarks oder Antiquarks) auf.

2.2 W-Paar Erzeugung und Zerfall

W-Bosonen werden in e^+e^- Kollisionen paarweise erzeugt. Die Schwelle, ab der die Produktion von W-Paaren kinematisch erlaubt ist, liegt bei einer Energie, die der doppelten Masse des W-Bosons entspricht. Bei LEP wurde diese Schwelle im Jahr 1996 mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 161$ GeV erreicht. In der Abbildung 2.1 werden die

[1] die Υ-Resonanzen

drei Feynman-Diagramme dargestellt, die in niedrigster Ordnung zur W-Paar Erzeugung beitragen: der Austausch eines Neutrinos im t-Kanal (a) und die Annihilation des e^+e^--Paares im s-Kanal zu einem Photon oder Z^0-Bosons (b). Die drei Diagramme werden unter der Bezeichnung CC03 (drei "charged current" Diagramme) zusammengefasst.

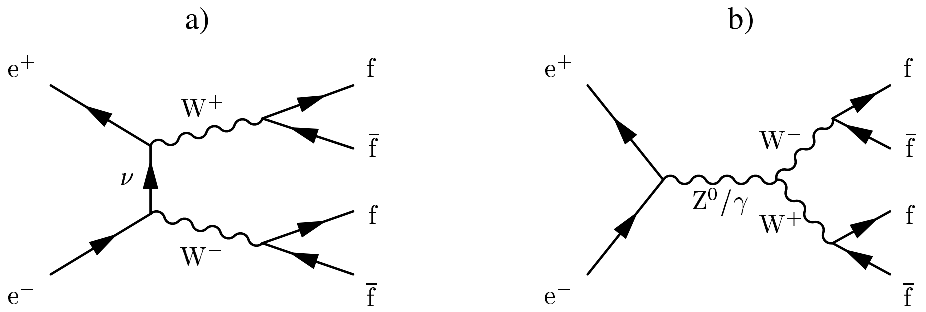

Abbildung 2.1: Feynman Diagramme der Reaktion $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4f$.

Unter der Annahme, dass die W-Bosonen stabil sind, lässt sich der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion analytisch berechnen. Nahe der Schwelle ist der Wirkungsquerschnitt proportional zu $\beta = \sqrt{1 - 4M_W^2/s}$, wobei $\sqrt{s} = 2E_{\text{beam}}$ gleich der doppelten Strahlenergie ist. Da die W-Bosonen nahezu in Ruhe produziert werden, dominiert der Neutrinoaustausch im t-Kanal. In niedrigster Ordnung gilt für den Wirkungsquerschnitt [8]

$$\sigma_{\text{Born}} \approx \frac{\pi\alpha^2}{s}\frac{1}{4\sin^2\theta_W}4\beta + \mathcal{O}(\beta^3).$$

Die Beiträge der beiden s-Kanal Diagramme und die Interferenz zwischen s- und t-Kanal sind von der Ordnung β^3. Diese Gleichung gilt nur für $\beta \ll 1$ und vernachlässigt neben der Tatsache, dass das W-Boson eine endliche Breite Γ_W besitzt, auch radiative Korrekturen.

W-Bosonen besitzen aber eine kurze Lebensdauer und zerfallen nach etwa 10^{-24} s in Fermion-Paare. Das Spektrum der Massen, bei denen W-Bosonen produziert werden, wird durch eine relativistische Breit-Wigner-Funktion mit der Breite Γ_W beschrieben. Diese Breite setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen und ist die Summe aus den Partialbreiten der Zerfälle der W-Bosonen in Quark-Antiquark-Paare und Leptonen. Die Gesamtbreite ist also

$$\Gamma_W = \sum_{i,j} \Gamma_{W\rightarrow u_i d_j} + \sum_i \Gamma_{W\rightarrow \ell_i \nu_i},$$

wobei mit u_i up-artige Quarks, d_j down-artige Quarks und ℓ_i Leptonen und die entsprechenden Neutrinos ν_i bezeichnet sind. Vernachlässigt man Korrekturen aufgrund der Massen der Fermionen, erhält man für die Partialbreiten der Zerfälle in ein Fermionpaar auf

Born-Niveau

$$\Gamma^{\text{Born}}_{\text{W}\to \text{f}_i\text{f}'_j} = N_C^{\text{f}} \frac{\alpha}{6} \frac{M_{\text{W}}}{2\sin^2\theta_W} |V_{ij}|^2.$$

Für hadronische Zerfälle beträgt der Farbfaktor N_C^{f} drei und die Mischungsmatrix V_{ij} ist die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix [9]. Die Mischungsmatrix für leptonische Zerfälle ist diagonal und der Farbfaktor ist eins. Summiert man über die dominanten W-Zerfälle, also alle leptonischen und die beiden hadronischen Zerfälle $\text{W} \to \text{ud}$ und $\text{W} \to \text{cs}$, erhält man für die Gesamtbreite den einfachen Ausdruck

$$\Gamma^{\text{Born}}_{\text{W}} \approx \frac{3\alpha}{2} \frac{M_{\text{W}}}{2\sin^2\theta_W}.$$

Die derzeit beste Vorhersage für die Gesamtbreite des W-Bosons ergibt $\Gamma_{\text{W}} = 2.094 \pm 0.002$ GeV [10]. Durch die Kombination aller bisher verfügbaren Messungen erhält man einen Wert von $\Gamma_{\text{W}} = 2.12 \pm 0.05$ GeV [5]. Das Verzweigungsverhältnis des W-Bosons in Leptonen, $\text{BR}(\text{W} \to \ell\nu_\ell)$, also das Verhältnis der Partialbreite $\Gamma_{\text{W}} \to \ell\nu_\ell$ zur Gesamtbreite Γ_{W}, beträgt 10.6% für jede Leptonart, das des hadronischen Zerfalls $\text{BR}(\text{W} \to \text{q}\bar{\text{q}})$ etwa 68.5%. Das bedeutet, dass in der W-Paar Erzeugung in 10.5% der Fälle ein rein-leptonisches Ereignis, $\text{W}^+\text{W}^- \to \ell\bar{\nu}\ell\bar{\nu}$, beobachtet wird, semi-leptonische, $\text{W}^+\text{W}^- \to \text{q}\bar{\text{q}}\ell\nu$, und rein-hadronische Ereignisse, $\text{W}^+\text{W}^- \to \text{q}\bar{\text{q}}\text{q}\bar{\text{q}}$, treten mit einer Wahrscheinlichkeit von 43.9% bzw. 45.6% auf.

Unter Berücksichtigung der endlichen Breite des W-Bosons kann der Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung folgendermaßen parametrisiert werden:

$$\sigma^0_{\text{WW}}(s) = \int_0^s \mathrm{d}s_+ \, \rho(s_+) \int_0^{(\sqrt{s}-\sqrt{s_+})^2} \mathrm{d}s_- \, \rho(s_-) \, \sigma^0(s, s_-, s_+)$$

s_+ und s_- bezeichnen die Massenquadrate der beiden produzierten W-Bosonen, die Breit-Wigner-Verteilung

$$\rho(s) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_{\text{W}}}{M_{\text{W}}} \frac{s}{(s - M_{\text{W}}^2)^2 + s^2\Gamma_{\text{W}}^2/M_{\text{W}}^2}$$

enthält die endliche W-Breite. Setzt man $s_\pm = M_{\text{W}}^2$ entspricht $\sigma^0(s, s_-, s_+)$ dem Wirkungsquerschnitt σ_{Born}.

Weiterhin beeinflussen QED Strahlungskorrekturen den Wirkungsquerschnitt der W-Paar Erzeugung: Photonabstrahlung im Anfangszustand (ISR[2]) verkleinert die verfügbare Schwerpunktsenergie des e^+e^--Systems. Schleifen-Diagramme, in denen die beiden W-Bosonen ein Photon austauschen, werden als Coulomb-Korrekturen bezeichnet.

Die Abbildung 2.2 zeigt den Wirkungsquerschnitt der W-Paarproduktion als Funk-

[2]Initial State Radiation

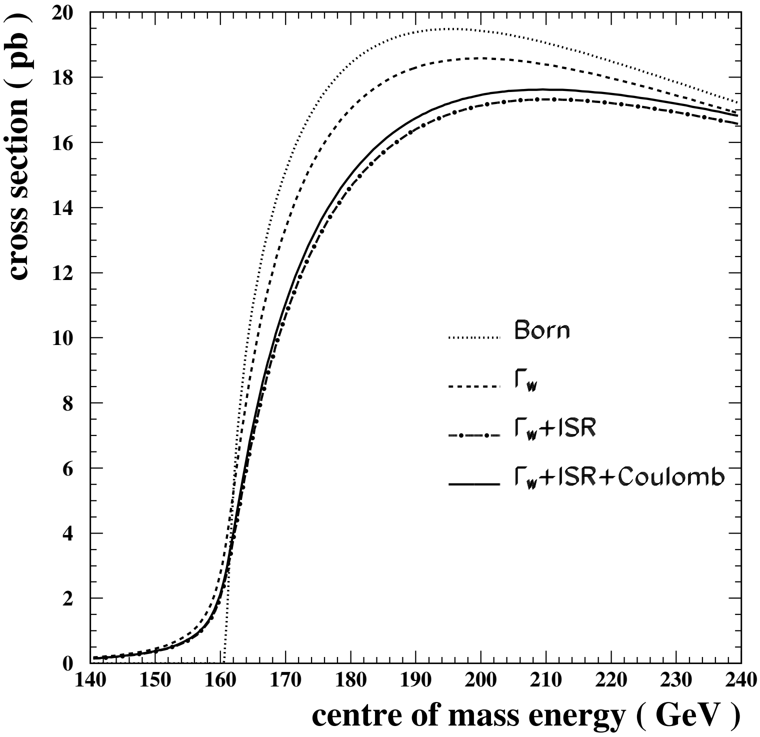

Abbildung 2.2: Wirkungsquerschnitt der W-Paarproduktion in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie. Der Einfluss der verschiedenen Korrekturterme ist dargestellt.

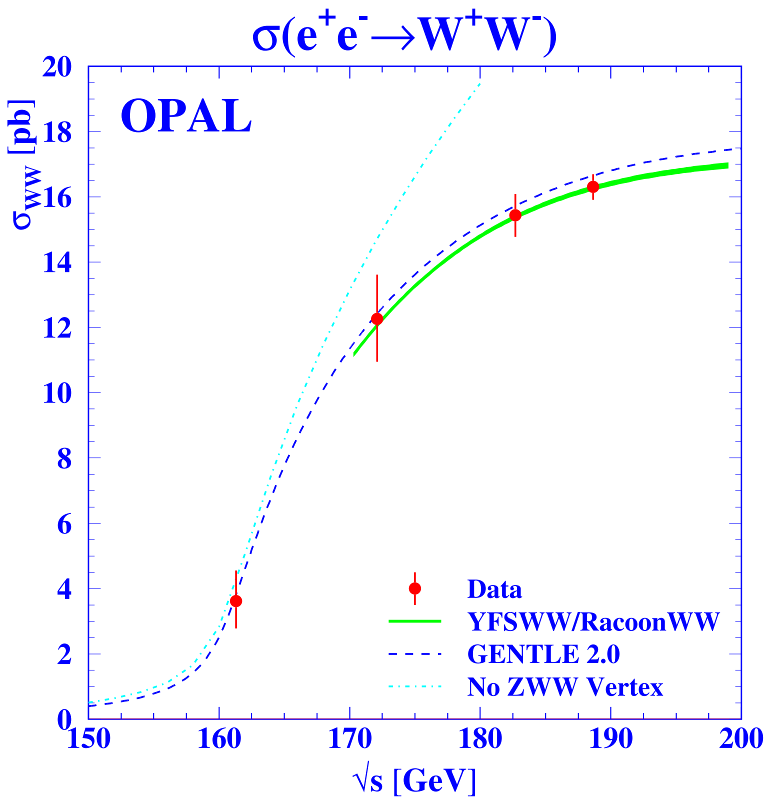

Abbildung 2.3: Messung des Wirkungsquerschnitts der W-Paarerzeugung bei OPAL. Die Daten werden mit den Vorhersagen der Programme GENTLE, RACOONWW und YFSWW verglichen.

tion der Schwerpunktsenergie [8]. Dargestellt sind die Auswirkungen der verschiedenen Korrekturen: Der abrupte Anstieg des Wirkungsquerschnitts an der Schwelle in der Born-Näherung wird durch die korrekte Behandlung der endlichen Breite des W-Bosons verschmiert. Die radiativen Korrekturen ergeben weitere Modifikationen. Die Messung des Wirkungsquerschnitts mit dem OPAL-Detektor bis zu einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}$ = 189 GeV ist in Abbildung 2.3 gezeigt [11]. Die Ergebnisse in den Daten werden mit semi-analytischen Rechnungen verschiedener Programmpakete verglichen. Die beiden neuen Programmpakete RACOONWW [13] und YFSWW [14] enthalten – im Gegebsatz zu GENTLE [12] – eine vollständigere Behandlung von QED-Strahlungskorrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$. Die gepunktete Linie zeigt den Wirkungsquerschnitt ohne den Drei-Boson-Vertex ZWW, dessen Existenz dadurch eindrucksvoll bestätigt ist.

Die bisher behandelten CC03 Diagramme gehören zur Klasse der Vier-Fermion-Diagramme, die dadurch gekennzeichnet sind, dass das resultierende Ereignis vier Fermionen im Endzustand (vor dem Einsetzen der Fragmentationsprozesse) aufweist. Die Feynman-Diagramme einiger dieser Prozesse sind in der Abbildung 2.4 dargestellt. Diagramme dieser Art interferieren mit den CC03-Diagrammen, sofern sie den selben Endzustand aufweisen. Dies gilt z. B. für das Diagramm a), das – wie das Diagramm b) – die Produktion eines einzelnen W-Bosons beschreibt. Die Diagramme c) und d) beschreiben die Produktion von Z^0-Paaren, die, falls beispielsweise beide Z^0-Bosonen hadronisch zerfallen, ebenfalls mit den CC03-Prozessen interferieren können. Die Produktion einzelner Z^0-Bosonen wird durch die Diagramme e) und f) beschrieben.

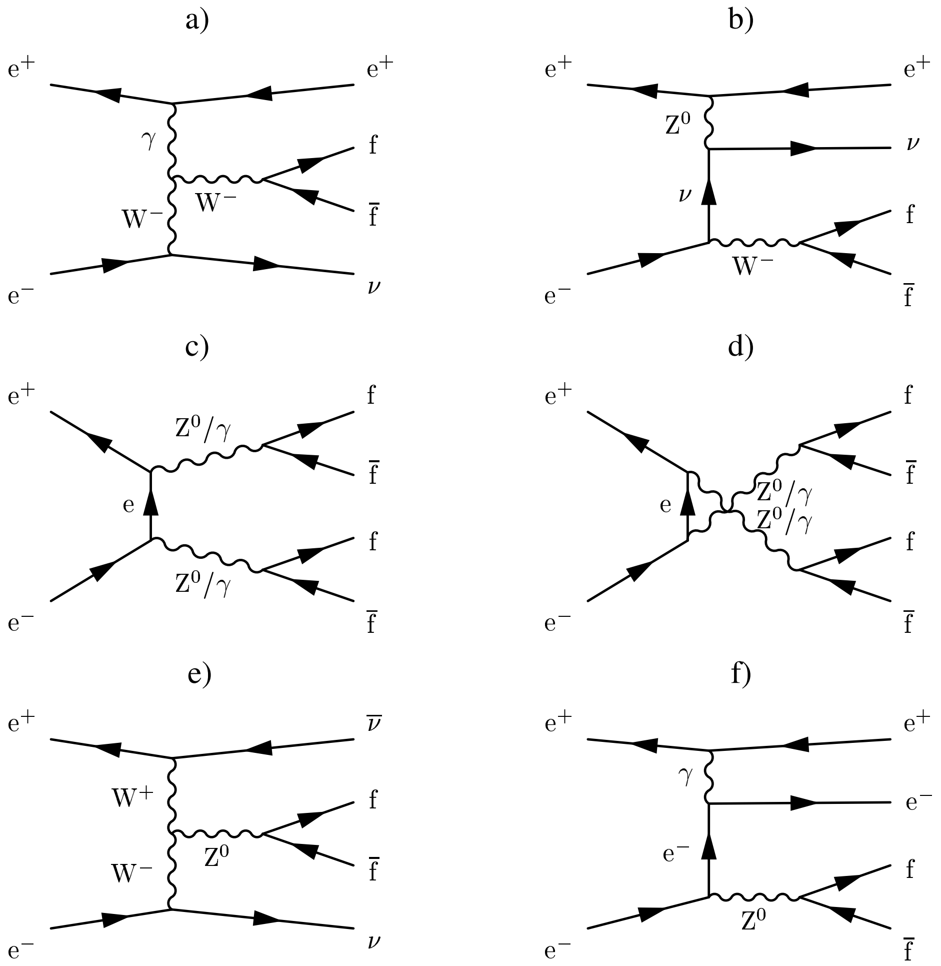

Abbildung 2.4: Weitere Vier-Fermion-Diagramme.

Wird im s-Kanal ein Photon oder ein Z^0-Boson erzeugt, das dann in ein Fermion-Antifermion-Paar zerfällt, spricht man von Zwei-Fermion-Prozessen. Bei vielen dieser Ereignisse wird vom Elektron oder Positron im Anfangszustand ein hochenergetisches Photon abgestrahlt (ISR), wobei der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion besonders hoch ist, wenn die Energie des Photons so groß ist, dass die verfügbare Schwerpunktsenergie des e^+e^--Paars der Masse des Z^0-Bosons entspricht. Die Abbildungen 2.5 a) und b) zeigen die Feynman-Diagramme der Zwei-Fermion-Produktion ohne und mit ISR. In der Abbildung 2.5 c) ist ein Zwei-Photon-Prozess gezeigt. Auch diese Ereignisse weisen vier Fermionen im Endzustand auf, bilden aber dennoch eine eigene Ereignisklasse, da sich die Ereignistopologie im Allgemeinen grundsätzlich von der in Vier-Fermion-Prozessen unterscheidet: das e^+e^--Paar behält meist einen Großteil seiner Energie, so dass für das entstehende Fermion-Antifermion-Paar nur eine geringe Schwerpunktsenergie zur Verfügung steht.

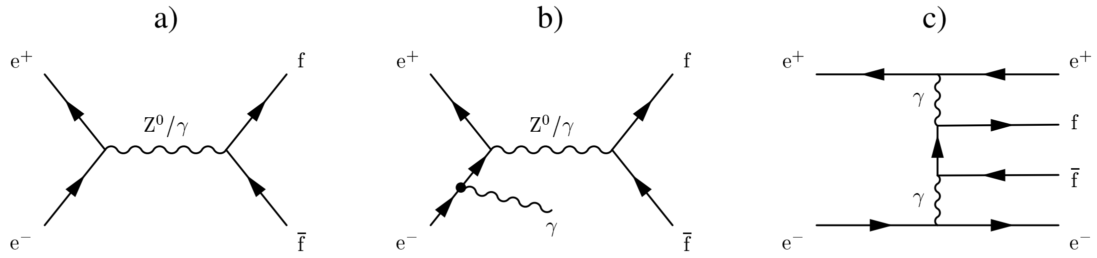

Abbildung 2.5: Zwei-Fermion-Diagramme ohne und mit ISR und ein Zwei-Photon-Prozess.

Die Abbildung 2.6 zeigt die Wirkungsquerschnitte aller wichtigen Prozesse als Funktion der Schwerpunktsenergie, im Bereich der Energien, die bei LEP2 erreicht werden.

Alle der beschriebenen Ereignisse können mit Simulationsprogrammen, sogenannten Monte-Carlo-Generatoren simuliert werden. Dies ist wichtig, um die Messwerte in den Daten mit den theoretischen Erwartungen vergleichen zu können.

KORALW [15] ist der Standard-Ereignisgenerator für die W-Massenanalyse bei OPAL. QED-Effekte, wie die Photonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand, werden genau beschrieben. Mit diesem Generator werden Vier-Fermion-Ereignisse der Klasse CC03 simuliert. `grc4f` [16] und EXCALIBUR [17] erlauben dagegen die Simulation aller Vier-Fermion-Diagramme, einschließlich der Interferenzen. Mit PYTHIA [18] kann eine Vielzahl von Prozessen simuliert werden. Dieser Generator wird hauptsächlich zur Simulation der Zwei-Fermion-Untergrundprozesse verwendet. Zwei-Photon-Prozesse werden mit PHOJET [19] generiert.

Treten Quarks im Endzustand des betrachteten Prozesses auf, muss deren Hadronisation, also der Übergang der Quarks zu Hadronen simuliert werden. Da diese Fragmentation in der QCD störungstheoretisch nicht berechnet werden kann, wurden verschiedene phänomenologische Modelle entwickelt, um diesen Prozess zu beschreiben. Diese Modelle weisen eine Vielzahl freier Parameter auf, deren Werte durch den Vergleich mit den enormen Datenmengen, die bei LEP1 beobachtet wurden, gewonnen werden. JETSET [18] basiert auf dem Modell der Stringfragmentation. Auf dieses Modell wird im Kapitel 5 ausführlich eingegangen. Für systematische Studien werden alternative Modelle verwendet: ARIADNE [20] basiert ebenfalls auf dem Bild der Stringfragmentation,

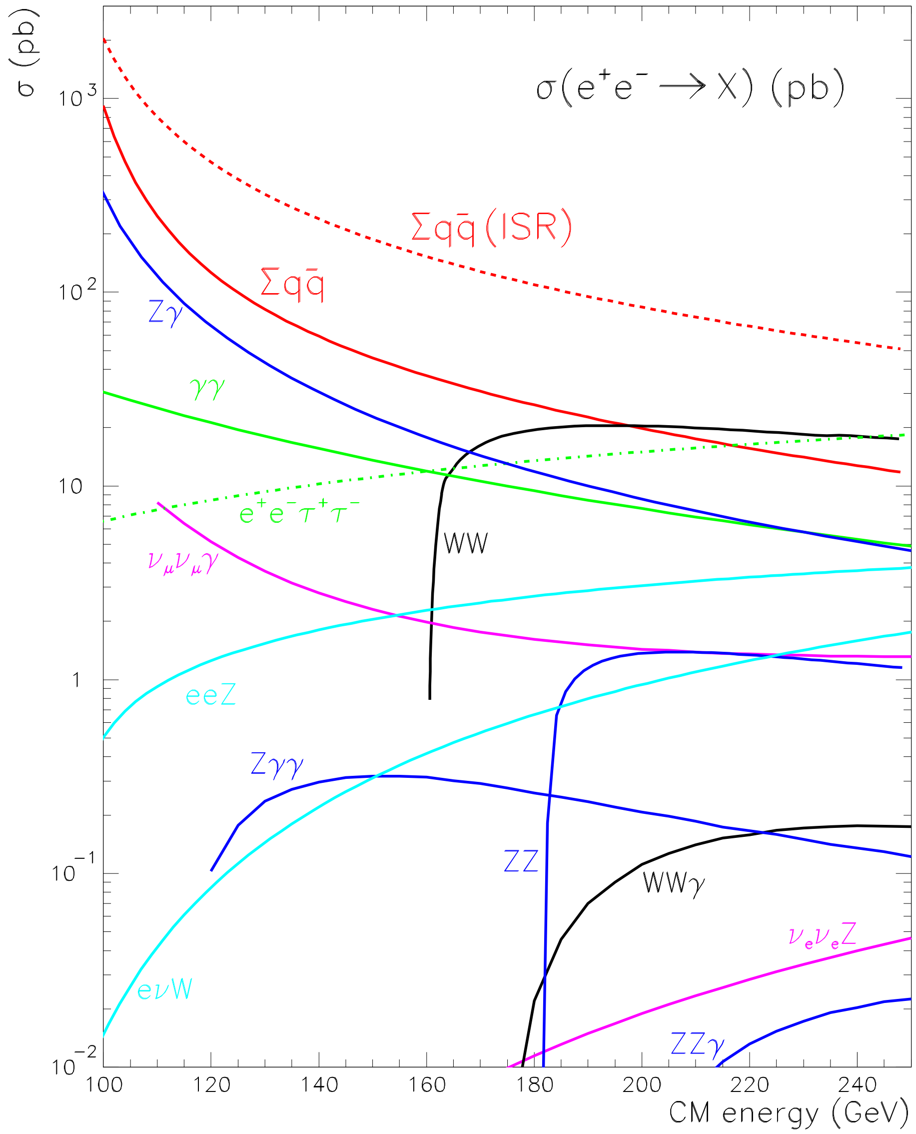

Abbildung 2.6: Wirkungsquerschnitte verschiedener Prozesse bei typischen LEP2-Energien.

in HERWIG [21] wird die Hadronisation durch die sogenannte “Cluster”-Fragmentation beschrieben.

GOPAL [22], die vollständige Simulation des OPAL-Detektors, der im nächsten Kapitel beschrieben wird, basiert auf dem Programmpaket für Detektrorsimulationen GEANT [23]. Diese beschreibt die Signale der verschiedenen Komponenten des OPAL-Detektors, die die simulierten Teilchen auslösen würden.

2.3 Endzustandswechselwirkungen

Reinhadronische Ereignisse, $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$, sind für die Bestimmung der W-Masse bei LEP2 ein wichtiger Zerfallskanal. Etwa 46% der produzierten W-Paare zerfallen in diesen Endzustand. Außerdem können alle Teilchen des Endzustands im Prinzip im Detektor nachgewiesen werden, während Zerfallskanäle, die einen leptonischen W-Zerfall beinhalten, mindestens ein unbeobachtetes Neutrino aufweisen.

Der Zerfall einzelner W-Bosonen in Quarks und der anschließende Übergang in die beobachteten Hadronen, der Fragmetationsprozess, ist dem eines hadronisch zerfallenden $\mathrm{Z^0}$-Bosons sehr ähnlich. Durch die präzisen Untersuchungen von $\mathrm{Z^0}$-Bosonen, die bei LEP1 mit außergewöhnlich hoher Datenstatistik möglich waren, ist der Zerfall $\mathrm{Z^0} \to \mathrm{q\bar{q}}$ gut bekannt und kann mit Hilfe von Monte-Carlo Verfahren in probabilistischer Weise simuliert werden. In W-Paar Ereignissen bei LEP2 entstehen aber, durch die große Breite der W-Bosonen, zwei hadronische $\mathrm{q\bar{q}}$ Systeme nahe im Phasenraum. Die Separation beträgt nur etwa 0.1 fm. Durch den Überlapp sind vom Zerfall der W-Bosonen bis zur Hadronisation eine Reihe von Wechselwirkungen zwischen den beiden $\mathrm{q\bar{q}}$-Paaren denkbar.

Unter dem Begriff “Colour-Reconnection” [24] werden QCD Effekte zusammengefasst, in denen eine Endzustandswechselwirkung im Lauf der Hadronisation zu einem Farbfluss zwischen den beiden $\mathrm{q\bar{q}}$-Systemen führt, der durch den Austausch von Gluonen vermittelt werden kann. Rekombinationen des Farbflusses sind aus Reaktionen bekannt, die bei LEP1 beobachtet wurden: Im Zerfall eines B-Mesons $\mathrm{B} \to \psi + X$ bildet das entstehende $\mathrm{c\bar{c}}$-Paar in der Regel kein Farbsingulett. Zur Bildung eines ψ-Mesons ist also eine Art Colour-Reconnection nötig. Es ist allerdings nicht klar, inwieweit die Separation der Zerfallsvertices der beiden W-Bosonen in einem W-Paar Ereignis bei LEP2 solche Effekte unterdrückt. Im Kapitel 5 werden Argumente genannt, warum Colour-Reconnection in der perturbativen Phase nur einen kleinen Effekt darstellen kann. Außerdem werden dort Modelle vorgestellt, die eine mögliche Farbrekombination in der nicht-perturbativen Phase beschreiben sollen.

Die zweite wichtige Endzustandswelchselwirkung ist die Bose-Einstein-Korrelation zwischen identischen Bosonen im Endzustand [25–27]. Solche Korrelationen treten auf,

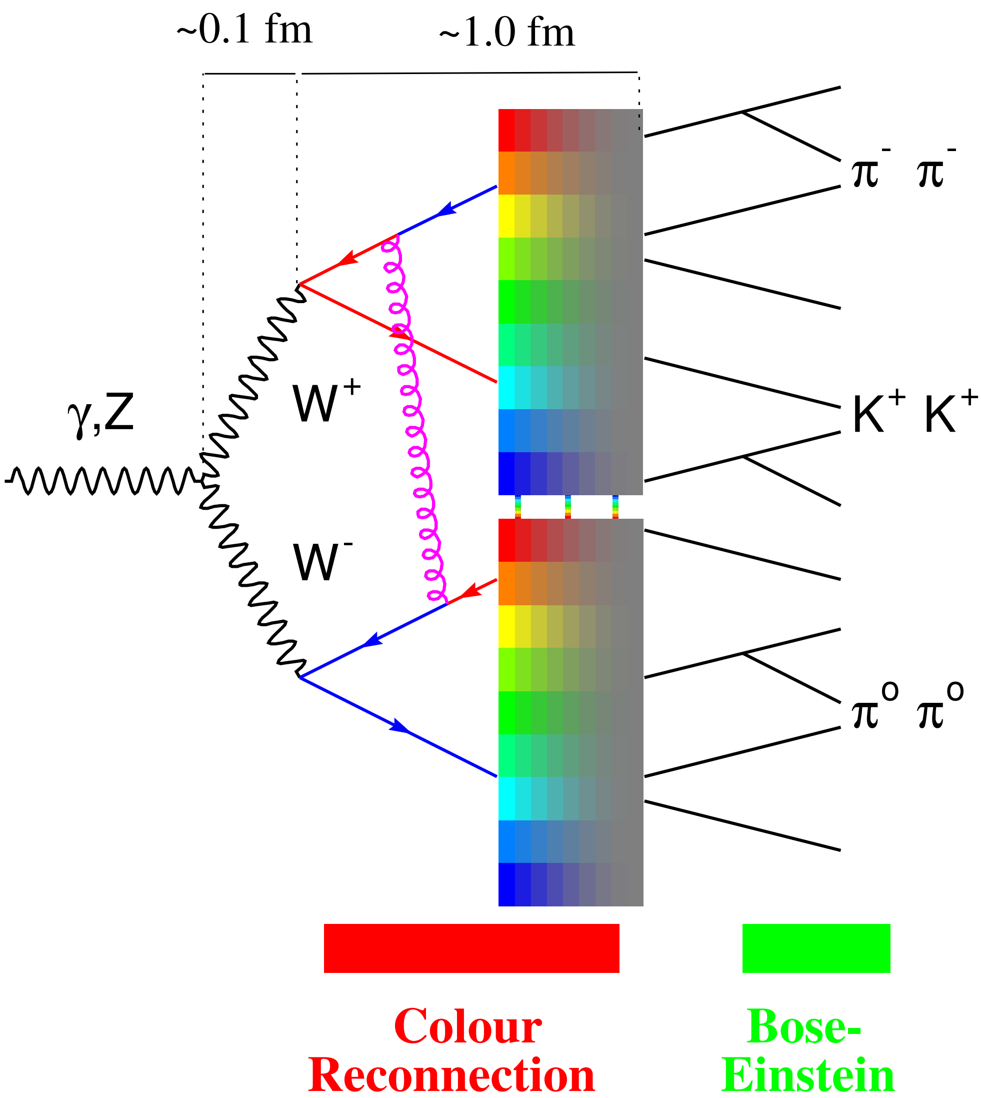

Abbildung 2.7: Schematisierte Darstellung der Fragmentation in reinhadronischen W-Paar Ereignissen.

da die Produktionsamplituden für identische Bosonen ($\pi^\pm$, π^0, $K^\pm$ ...), die der Bose-Einstein-Statistik unterliegen, symmetrisiert sein müssen. Sie führen zu einer Erhöhung der Zahl identischer Bosonen, die sich nahe im Phasenraum befinden, also eine kleine Impulsdifferenz aufweisen. In hadronischen Z^0-Zerfällen bei LEP1 wurden Bose-Einstein-Korrelationen ausführlich untersucht [28] und deren Radius zu etwa 0.5 fm vermessen. In W-Paar Ereignissen wurden Korrelationen zwischen Bosonen, die vom selben W-Zerfall stammen, bereits eindeutig nachgewiesen. Unklar ist jedoch, ob trotz der Separation der beiden W-Bosonen Korrelationen zwischen identischen Bosonen möglich sind, die in verschiedenen W-Zerfällen erzeugt wurden [29].

Die Abbildung 2.7 zeigt die schematisierte Darstellung der Erzeugung und des hadronischen Zerfalls eines W-Paars und die anschließende Fragmentation der beiden $q\bar{q}$-Paare. Colour-Reconnection kann in der perturbativen und der nicht-perturbative Phase des Fragmentationsprozesses auftreten, identische Hadronen im Endzustand sind Bose-Einstein-Korrelationen unterworfen.

Genaue Erkenntnisse über das Auftreten von Endzustandswechselwirkungen könnten wichtige neue Einblicke in die schlecht bekannte nicht-perturbative Phase der QCD geben. Die Hauptmotivation der Untersuchung ist aber der Einfluss auf die Messung der W-Masse bei LEP2 (vgl. Kapitel 4). Diese baut im Wesentlichen darauf auf, dass Teilchen, die im Endzustand beobachtet werden, einem der beiden W-Bosonen zugeordnet werden und anschließend die invariante Masse bestimmt wird. Colour-Reconnection und Bose-Einstein-Korrelationen können aber dazu führen, dass diese Zuordnung nicht mehr eindeutig möglich ist. Die Größe der Massenverschiebung ist nicht bekannt, es gibt aber eine Vielzahl von Modellen, von denen manche Verschiebungen von über 100 MeV vorhersagen (vgl. Abschnitt 5.3). Um die bei LEP2 angestrebte Präzision von etwa 30 MeV in der Bestimmung der W-Masse erreichen zu können, ist ein genaueres Verständnis der Endzustandswechselwirkungen entscheidend.

Kapitel 3

Das OPAL Experiment

3.1 Der Elektron-Positron-Speicherring LEP

Der Elektron-Positron-Speicherring LEP[1] am CERN bei Genf in der Schweiz ist seit 1989 in Betrieb und derzeit der weltweit größte Teilchenbeschleuniger. Er hat einen Umfang von etwa 27 km und befindet sich in einer Tiefe von etwa 100 m.

In einem System aus Vorbeschleunigern werden Elektronen und Positronen auf etwa 20 GeV beschleunigt, bevor sie gegenläufig in den LEP-Speicherring eingeschossen werden. Dort wird ihre Energie weiter erhöht und dann beide Teilchenstrahlen zur Kollision gebracht. An den vier Wechselwirkungspunkten stehen die vier Experimente ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL. Die Abbildung 3.1 zeigt ein Luftbild der Umgebung des CERN, in das die Lage des LEP-Rings und die der vier Experimente eingezeichnet ist.

In den Jahren 1989 bis 1994 entsprach die maximal erreichbare Energie im Schwerpunktsystem der Masse des Z^0-Bosons. In dieser Zeit wurden etwa 4.5×10^6 Z^0-Ereignisse von jedem der vier Experimente registriert. Seit 1995 wurde die Schwerpunktsenergie schrittweise erhöht. 1996 wurde mit 161 GeV erstmals die Schwelle für die W-Paarerzeugung überschritten. Im Jahr 2000 wurde mit 209 GeV die höchste Schwerpunktsenergie bei LEP erreicht.

Ein allgemeines Problem bei ringförmigen e^+e^--Beschleunigern ist der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung, der bei jedem Umlauf der Teilchen kompensiert werden muss. Der Energieverlust pro Umlauf ist proportional der vierten Potenz der Strahlenergie E und umgekehrt proportional dem Radius des Rings R und beträgt

$$\Delta E\ [\mathrm{MeV}] \approx 0.0885\frac{E^4\ [\mathrm{GeV}]}{R[m]}.$$

Dadurch erklärt sich einerseits die enorme Größe des LEP-Rings, andererseits ist dies

[1] Large Electron Prositron collider

Abbildung 3.1: Luftbild des CERN mit die Lage der beiden Beschleuniger SpS und LEP und der vier LEP-Experimente

auch der Grund, warum es praktisch unmöglich ist, die Schwerpunktsenergie an dieser Maschine wesentlich weiter zu erhöhen.

Neben der Schwerpunktsenergie ist die Luminosität L des Beschleunigers eine weitere wichtige Kenngröße, die angibt, welche Ereignisrate $\mathrm{d}N/\mathrm{d}t$ für einen Prozess mit dem Wirkungsquerschnitt $\sigma(s)$ beobachtet wird. Es gilt:

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = L \cdot \sigma(s).$$

Die Luminosität kann an $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Kreisbeschleunigern aus den folgenden Maschinenparametern bestimmt werden: der Zahl der Teilchenpakete k, der Anzahl der Elektronen (bzw. Positronen) pro Teilchenpaket N_{e^-} und N_{e^+}, der Umlauffrequenz f und dem horizontalen und vertikalen Strahlquerschnitt σ_x^* und σ_y^* am Wechselwirkungspunkt. Die Luminosität ergibt sich als

$$L = \frac{kN_{e^-}N_{e^+}f}{4\pi\sigma_x^*\sigma_y^*}.$$

Die Daten, die im Jahr 1998 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189\,\mathrm{GeV}$ aufgenommen wurden, entsprechen einer integrierten Luminosität $\mathscr{L} = \int L\,\mathrm{d}t$ von etwa 183 pb^{-1}.

3.2 Der OPAL Detektor

Der OPAL-Detektor[2] [30] ist eines der vier Experimente am LEP-Speicherring. Mit dem zylinderförmigen Aufbau des sogenannten Barrelbereichs, der von zwei Endkappen abgeschlossen wird, wird nahezu der gesamte Raumwinkelbereich abgedeckt. Der Wechselwirkungspunkt befindet sich im Mittelpunkt des Detektors. Verschiedene Subdetektoren, die schalenförmig um die Wechselwirkungszone angeordnet sind, erlauben die Rekonstruktion der Richtungen und der Impulse der geladenen Teilchen, die Messung der Energie aller Teilchen und die Teilchenidentifikation. Die Abbildung 3.2 zeigt eine Gesamtansicht des OPAL-Detektors.

Das Koordinatensystem von OPAL ist folgendermaßen definiert: Die z-Achse zeigt in Richtung des e^--Strahls, die x-Achse zum Mittelpunkt des LEP-Rings, beide bilden mit der y-Achse ein rechtshändiges Koordinatensystem. Oft werden Polarkoordinaten benutzt, wobei r den Radius, θ den Polarwinkel bezüglich der z-Achse und ϕ den Azimutalwinkel bezüglich der x-Achse bezeichnet. Der Aufbau der einzelnen Komponenten des OPAL-Detektors soll nun kurz dargestellt werden.

3.2.1 Vermessung der Spuren

Der **Silizium Microvertex Detektor** wurde im Jahre 1991 nachträglich eingebaut [31], um eine exakte Bestimmung des primären Vertex, der Position der $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Wechselwirkung, und eventueller Sekundärvertices, die durch den Zerfall langlebiger Teilchen entstehen, zu ermöglichen. Er besteht aus zwei zylindrischen Lagen von Siliziumstreifendetektoren, die unmittelbar um das Strahlrohr im Abstand von 6.1 cm und 7.5 cm vom Wechselwirkungspunkt angebracht sind.

Der Zentraldetektor, der aus drei in einen Drucktank eingeschlossenen Driftkammern besteht, dem Vertexdetektor, der Jetkammer und den Z-Kammern, schließt sich an. Ihn umgibt eine Magnetspule, die im Inneren ein nahezu homogenes magnetisches Feld von 0.435 T in Richtung der z-Achse erzeugt. Dadurch kann der Impuls der gemessenen Spu-

[2] Omni-Purpose Apparatus at LEP

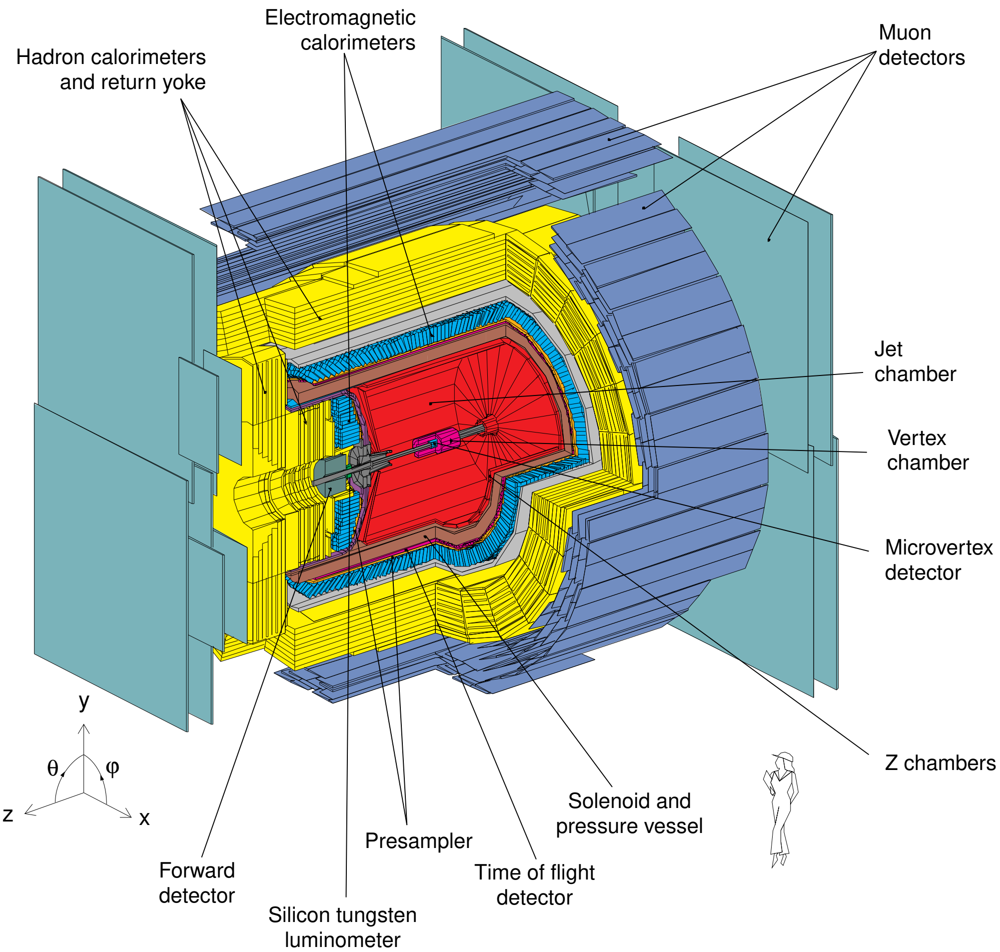

Abbildung 3.2: Der OPAL-Detektor.

ren aufgrund ihrer Krümmung bestimmt werden.

Der **Vertexdetektor** ist eine zylindrische Driftkammer von 100 cm Länge, ihr innerer Radius beträgt 8.5 cm, der äußere 23.5 cm. Ihr Aufbau besteht aus zwei Lagen mit je 36 Sektoren. Die innere Lage aus je einer Ebene Signaldrähte, die parallel zum e^+e^--Strahl ausgerichtet sind, bilden die Axial-Sektoren. In der äußeren Lage, den Stereo-Sektoren, sind die Drähte um 4° versetzt. Die Position in der r-ϕ -Ebene wird über die Messung der Driftzeit zu den Signaldrähten bestimmt, die Zeitdifferenz zwischen dem Erreichen des Signals an beiden Enden der Drähte wird zur Messung der z-Richtung benutzt.

Der wichtigste Spurdetektor ist die **Jetkammer** [32]. Auch sie ist zylindrisch aufgebaut, etwa 4 m lang, ihr Durchmesser beträgt 3.7 m. In jedem der identisch aufgebauten 24 Sektoren befindet sich eine Anodendrahtebene mit 159 Signaldrähten zwischen $r = 25$ cm und 185 cm. Geladene Teilchen geben im Bereich $|\cos\theta| < 0.72$ Signale (Treffer) auf allen Drähten. Die Anzahl sinkt mit steigendem $|\cos\theta|$ bis maximal 20 bei $|\cos\theta| < 0.965$. Die Genauigkeit für die Messung eines Punktes in der r-ϕ -Ebene beträgt 135 μm. Die z-Koordinate wird durch Ladungsteilung mit einer Auflösung von etwa 5 cm berechnet.

Durch die große Anzahl getroffener Drähte kann in der Jetkammer auch der spezifische Energieverlust $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ eines Teilchens gemessen werden [33]. Die Auflösung beträgt für Myonen mit einem Impuls von etwa 45 GeV 2.8%, für minimal ionisierende Pionen mit Impulsen im Bereich zwischen 0.4 und 0.8 GeV etwa 3.2%. Die Abbildung 3.3 zeigt die $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Messung in Abhängigkeit des Impulses der Spuren zusammmen mit den Kurven der theoretischen Erwartung für verschiedene Teilchensorten. Mit dieser Messung ist eine Identifikation von Teilchen in bestimmten Impulsbereichen möglich. Im Überschneidungsbereich der Kurven ist keine eindeutige Zuordnung zu einer bestimmten Teilchenart möglich. Das Separationsvermögen

$$\frac{|(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_\mathrm{a} - (\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_\mathrm{b}|}{\sqrt{\sigma^2(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_\mathrm{a} + \sigma^2(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_\mathrm{b}}}$$

gibt an, wie gut zwei Teilchenarten a und b unter Berücksichtigung der Genauigkeit der Messung des Energieverlusts $\sigma(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)$ unterschieden werden können. Die Abbildung 3.4 zeigt das Separationsvermögen für Spuren mit mindestens 40 Treffern in der Jetkammer.

Die **Z-Kammern** ermöglichen die genaue Messung der z-Koordinate der Spuren. Hierzu sind die Drähte senkrecht zur Strahlachse gespannt, die z-Richtung kann durch die Messung der Driftzeit mit einer Auflösung von etwa 300 μm bestimmt werden.

Die Impulsauflösung, die mit den verschiedenen Komponenten des Zentraldetektors

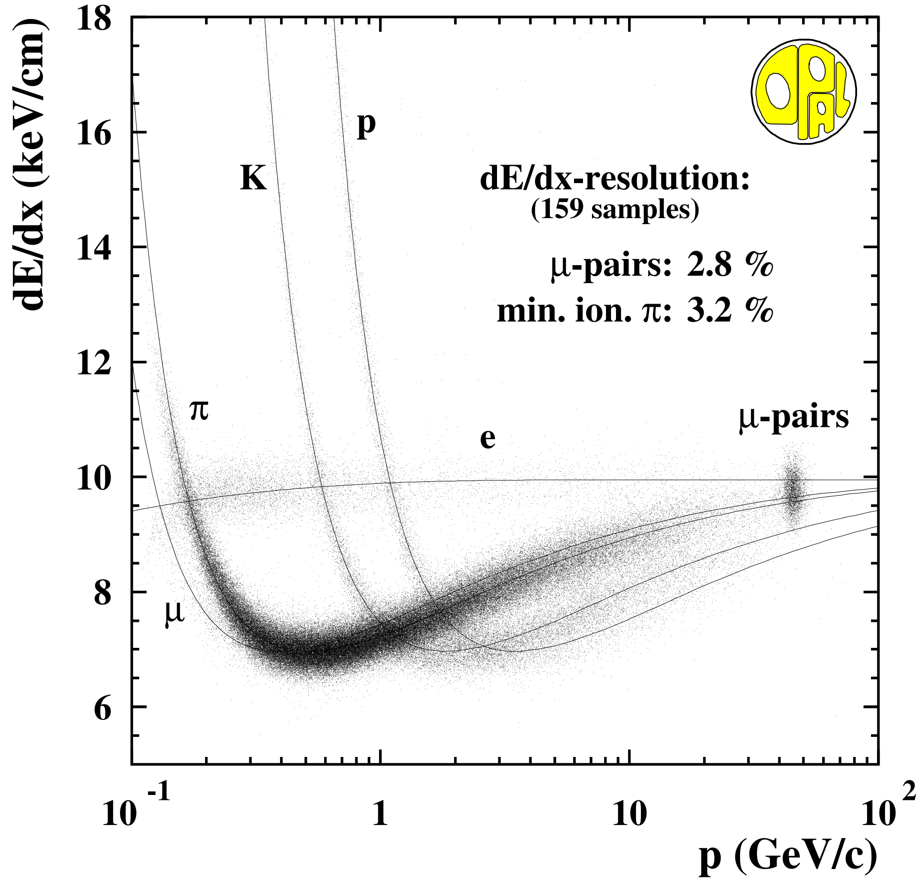

Abbildung 3.3: Die Messung des Energieverlusts dE/dx für Spuren in multihadronischen und Myon-Paar Ereignissen. Die Punkte zeigen den gemessenen Energieverlust von Spuren mit mindestens 159 Einzelmessungen, die Kurven sind die theoretische Erwartung.

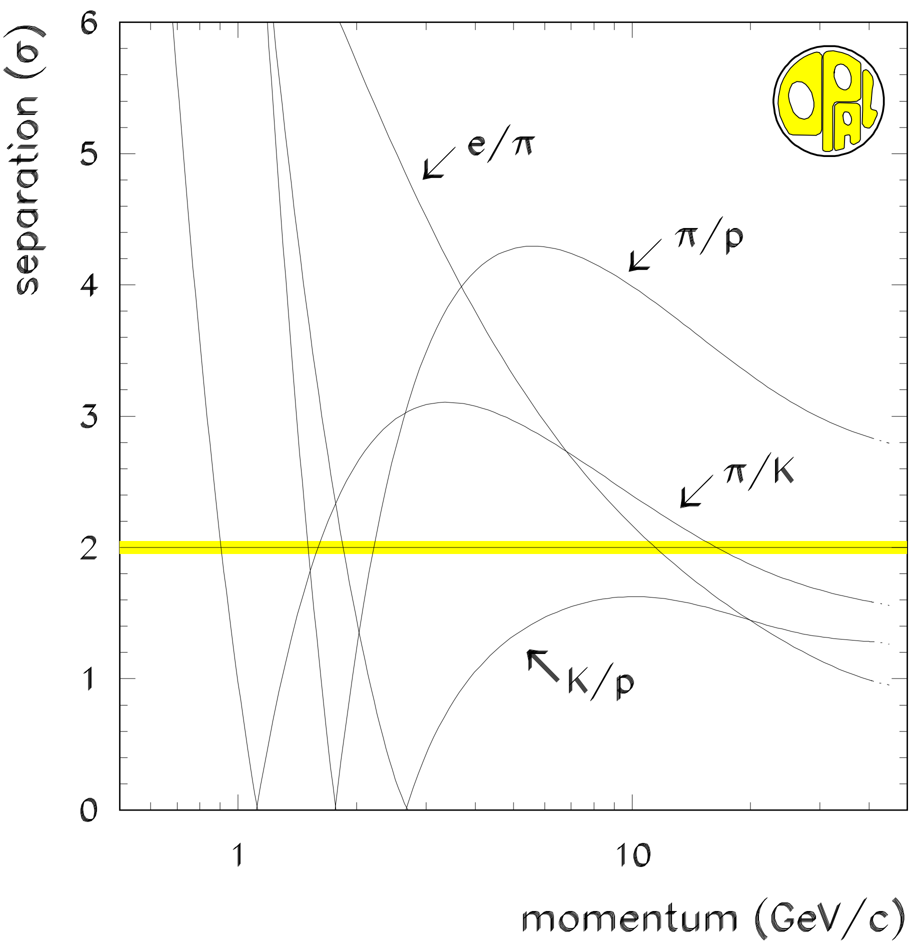

Abbildung 3.4: Separationsvermögen durch die Messung des Energieverlusts $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ in Abhängigkeit des Impulses.

und dem Silizium Mikrovertex Detektor erreicht wird, beträgt

$$\sigma_p/p = \sqrt{0.02^2 + (0.0015p/\mathrm{GeV})^2}$$

im Barrelbereich des Detektors.

3.2.2 Der Flugzeitdetektor

Der Flugzeitdetektor befindet sich außerhalb der Magnetspule und des Drucktanks in 2.36 m Abstand vom Wechselwirkungspunkt. Er besteht aus 160 Szintiallationszählern, mit jeweils 684 cm Länge und 9 cm Breite und deckt einen Winkelbereich bis $|\cos\theta| < 0.82$ ab. Die Flugzeit von Teilchen zwischen dem Zeitpunkt der Wechselwirkung und dem Nachweis in den Szintillatorblöcken wird mit einer Zeitauflösung von etwa 300 ps gemessen. Die Flugzeitdetektor liefert schnelle Triggersignale und wird zur Unterdrückung von Ereignissen aus der kosmischen Strahlung verwendet.

3.2.3 Kalorimetrie

Das **elektromagnetische Kalorimeter** besteht aus über 10000 Bleiglasblöcken mit Grundflächen von etwa 10 cm $\times$ 10 cm und einer Länge von 37 cm. Die Grundflächen sind im Barrelbereich auf den Wechselwirkungspunkt hin ausgerichtet, die Tiefe der Blöcke entspricht 24.6 Strahlungslängen. In den Endkappen sind die Blöcke parallel zur Strahlachse ausgerichtet, die Tiefe ist also abhängig vom Polarwinkel und beträgt durchschnittlich 22, mindestens aber 20.5 Strahlungslängen. Die Energie von Elektronen und Photonen wird durch das von den Schauerelektronen emittierte Čerenkov-Licht gemessen, das am Ende der Bleiglasblöcke mit Photomultiplikatoren ausgelesen wird. Insgesamt deckt das elektromagnetische Kalorimeter fast 99% des Raumwinkels ab.

Das Material, das sich vor dem elektromagnetischen Kalorimeter befindet, entspricht etwa 2 Strahlungslängen. Elektromagnetische Schauer können sich also schon vor dem Eintreffen der Teilchen in den Bleiglasblöcken bilden. Daher sind direkt vor dem elektromagnetischen Kalorimeter **Presampler-Detektoren** angebracht, die die Position und Energie von Teilchen messen, die schon vor dem Kalorimeter aufschauern. Im Barrelbereich werden hierzu Driftkammern verwendet, im Endkappenbereich bilden Vieldrahn-Proportionalkammern die Presampler-Detektoren.

Die Energieauflösung des Gesamtsystems aus Presampler und elektromagnetischem Kalorimeter beträgt im Barrelbereich etwa

$$\sigma_E/E \approx 0.2\% + \frac{6.3\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}}.$$

Das Material vor dem Kalorimeter verschlechtert die Auflösung um etwa einen Faktor zwei für Elektronen mit einer Energie von 6 GeV.

Das **Hadronkalorimeter** besteht aus drei Teilen, dem Barrel-, dem Endkappen- und dem Pole-Tip-Kalorimeter. Diese Komponenten decken zusammen etwa 97% des Raumwinkels mit einer Dicke von etwa 4 hadronischen Absorptionslängen ab. Sie bestehen abwechselnd aus Streamerröhren, der aktiven Nachweisschicht, und 10 cm dicken Eisenplatten als Absorber, die gleichzeitig als Magnetfeldrückführung dienen. Im Barrelbereich gibt es neun solcher Lagen, die Endkappen werden durch acht aktive Nachweisschichten und sieben Lagen Eisen gebildet. Das Pole-Tip-Kalorimeter deckt den Winkelbereich $0.91 < |\cos\theta| < 0.98$ und besteht aus zehn aktiven Lagen. Die intrinsische Auflösung des Hadronkalorimeters beträgt

$$\sigma_E/E \approx \frac{120\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}}.$$

Für die genaue Energiemessung muss die Information des Hadronkalorimeters mit der des elektromagnetischen Kalorimeters kombiniert werden. Insgesamt ergeben sich für das Kalorimetersystem 7 hadronische Absorptionslängen.

3.2.4 Die Myonkammern

Durch die große Menge an Material werden alle Teilchen im Kalorimetersystem von OPAL vollständig absorbiert. Nur Myonen und Neutrinos können die äußerste Schicht erreichen. Dort befinden sich die Myonkammern, die im Barrelbereich aus vier Lagen Driftkammern und in den Endkappen aus acht Lagen Streamerröhren bestehen. Mit ihnen können Myonen nachgewiesen und ihre Richtungen gemessen werden.

3.2.5 Der Vorwärtsdetektor und das Silizium-Wolfram Kalorimeter

Der **Vorwärtsdetektor** deckt den Polarwinkelbereich zwischen 47 mrad und 140 mrad ab. Er besteht aus einem System von Driftkammern, Proportionalzählern und einem Blei-Szintillator Kalorimeter. Er dient zum Nachweis von Teilchen, die bei kleinen Polarwinkeln erzeugt werden. Insbesondere kann damit die Luminosität durch den Nachweis von Elektronen aus der Bhaba-Streuung gemessen werden.

Das **Silizium-Wolfram Kalorimeter** wurde im Jahr 1993 im Abstand von 2.4 m vom Wechselwirkungspunkt zwischen dem Strahlrohr und dem Vorwärtsdetektor eingebaut [34]. Es dient ebenfalls zur Luminositätsmessung. Mit ihm können Teilchen in dem Polarwinkelbereich von 25 mrad bis 59 mrad nachgewiesen werden.

Kapitel 4

Bestimmung der W-Masse

In diesem Kapitel wird die Bestimmung der Masse des W-Bosons bei OPAL beschrieben. In den Daten werden Ereignisse selektiert, die von einem Zerfall eines W-Paares erzeugt wurden. Für jedes dieser Ereignisse wird die invariante Masse der beiden W-Bosonen bestimmt und so eine Massenverteilung für den Datensatz erzeugt. Aus dieser Verteilung wird schließlich die Masse des W-Bosons bestimmt. Hierzu werden bei OPAL verschiedene Methoden – die Umgewichtungsmethode, die Anpassung einer Breit-Wigner-Funktion und die Faltungsmethode – angewandt.

4.1 Selektion von W-Paar Ereignissen

Die Selektion von W-Paar Ereignissen hängt zwangläufig davon ab, wie die einzelnen W-Bosonen zerfallen. Ein W-Boson kann sowohl hadronisch – in ein Quark-Antiquark-Paar – als auch leptonisch – in ein Lepton und das entsprechende Neutrino – zerfallen. Man unterscheidet daher drei Arten von W-Paar Ereignissen: den reinleptonischen Zerfallskanal $W^+W^- \to \ell\bar{\nu}\ell\bar{\nu}$, in dem beide W-Bosonen leptonisch zerfallen, den semileptonischen Zerfallskanal $W^+W^- \to q\bar{q}\ell\nu$, wenn eines der beiden W-Bosonen leptonisch, das andere hadronisch zerfällt und den reinhadronischen Zerfallskanal $W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$, in dem beide W-Bosonen hadronisch zerfallen. Die Selektion wird in einer festgelegten Reihenfolge durchgeführt: Ereignisse, die als reinleptonisch selektiert werden, werden für die Selektion der semileptonischen Ereignisse nicht mehr berücksichtigt, ebenso werden als semileptonisch selektierte Ereignisse bereits vor der Selektion reinhadronischer Ereignisse verworfen.

Im Folgenden wird nun die Selektion von W-Paar Ereignissen im semileptonischen [35] und hadronischen [36] Zerfallskanal beschrieben. Diese sind für die W-Massenbestimmung bei LEP2, aber auch im Hinblick auf die Untersuchungen des Colour-Reconnection Effekts entscheidend. Eine Bestimmung der W-Masse ist auch mit reinleptonischen Ereignissen möglich [37], dieser Zerfallskanal spielt aber für diese Arbeit keine Rolle.

4.1.1 Der semileptonische Zerfallskanal

Semileptonische W-Paar Ereignisse, $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\nu$, zeichnen sich durch zwei hadronische Teilchenbündel, sogenannte Jets, die durch die Hadronisation der beiden erzeugten Quarks entstehen, und durch die Spur eines geladenen Leptons aus. Da das Neutrino unbebachtet bleibt, ist für solche Ereignisse fehlende Energie und Impuls charakteristisch.

Die Selektion findet in mehreren Schritten statt: Zuerst wird die Spur bestimmt, die von dem leptonisch zerfallenden W-Boson stammt. In einer Vorselektion werden Ereignisse mit kleiner Multiplizität oder kleiner sichtbarer Energie verworfen. Mit einer Likelihood-Methode werden, getrennt für die drei möglichen Endzustände, $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}e\nu$, $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\mu\nu$ und $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\tau\nu$ Ereignisse selektiert. Ereignisse, die in mehr als einer Klasse selektiert wurden, werden einer Umklassifizierung unterworfen. In einem seperaten Schritt werden zuletzt Vier-Fermion-Untergrundereignisse unterdrückt.

Um eine hohe Effizienz der Selektion zu gewährleisten, wird bei der *Identifikation des Leptonkandidaten* auf eine explizite Identifikation des Leptons und auch auf Schnitte, die eine Isolation des Leptonkandidaten verlangen, verzichtet. Stattdessen wird – getrennt für die möglichen Zerfallskanäle – für jede geladene Spur im Ereignis ein Likelihood-Wert dafür berechnet, dass diese von dem Lepton stammt. Die Variablen, die für diese Likelihood-Methode verwendet werden, unterscheiden sich im Detail für die verschiedenen Endzustände, können aber folgendermaßen zusammengefasst werden: der Impuls der Spur, die Separation der Spur von anderen Spuren, der spezifische Energieverlust $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ in der Spurkammer und die Anzahl der der Spur assoziierten Bleiglasblöcke bzw. Signale in den Myonkammern. Die Spur mit dem höchsten Likelihood-Wert in einem Ereignis wird als der beste Leptonkandidat ausgewählt. In 98.1% der $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}e\nu$, und sogar in 99.1% der $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\mu\nu$ Ereignisse, wird im Monte-Carlo mit dieser Likelihood-Methode die richtige Spur ausgewählt. Im Fall der $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\tau\nu$ Ereignisse ist dies immerhin noch in 79.5% der Fall, trotz der Tatsache, dass das primär erzeugte τ-Lepton weiter zerfällt.

Das Ziel der *Vorselektion* ist, Ereignisse, die eindeutig als Untergrundereignisse identifiziert werden können, mit Hilfe von Schnitten auf einige Messgrößen aus dem Datensatz zu entfernen. Insbesondere wird der Anteil an $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$ Untergrundereignissen um einen Faktor 10 reduziert. In diesem Schritt werden zunächst alle Spuren und Kalorimetereinträge des Ereignisses, die nicht zu dem zuvor identifizierten Leptonkandidaten gehören, mit Hilfe des Durham-Algorithmus [38] zu zwei Jets zusammengefasst.

Der Durham-Algorithmus basiert auf folgendem iterativen Verfahren: Für jedes Teilchenpaar im Ereignis wird der Wert

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

berechnet. E_i und E_j sind die Energien der beiden Teilchen, die den Winkel θ_{ij} einschließen und s bezeichnet das Quadrat der Schwerpunktsenergie. Das Teilchenpaar, das den kleinsten Wert für y_{ij} ergibt, wird durch die Addition der beiden Vierer-Impulse zu einem neuen Pseudoteilchen zusammengefasst. Dies wird solange wiederholt, bis nur mehr die gewünschte Anzahl an Pseudoteilchen übrig ist, die dann den gesuchten Jets entsprechen. Der Wert von y, bei dem der Übergang von n zu $n-1$ Jets stattfindet, wird mit $y_{(n-1)n}$ bezeichnet.

Auf folgende Messgrößen werden in der Vorselektion Schnitte ausgeführt: die gesamte im Ereignis beobachtete sichtbare Energie, die Energie und der Impuls des Leptonkandidaten, die Energiedeposition in den Vorwärtsdetektoren, die Energie eines isolierten Photonkandidaten, der Winkel zwischen dem Leptonkandidaten und dem fehlenden Impuls und der Likelihood-Wert der Leptonidentifikation. Die Effizienz dieser Vorselektion ist $93.2 \pm 0.2\%$ im $W^+W^- \to q\bar{q}e\nu$, $96.1 \pm 0.2\%$ im $W^+W^- \to q\bar{q}\mu\nu$ und $87.9 \pm 0.3\%$ im $W^+W^- \to q\bar{q}\tau\nu$ Kanal.

Durch die Verwendung einer relativen *Likelihood-Selektion* wird der Untergrund von $Z^0/\gamma \to q\bar{q}$ Ereignissen um einen weiteren Faktor 100 gegenüber der Vorselektion reduziert. Wieder wird für jeden Zerfallskanal getrennt ein Likelihood-Wert berechnet. Wie im Fall der Leptonidentifikation werden die beobachteten Werte für gewisse Messgrößen mit den erwarteten Verteilungen aus dem Signal-Monte-Carlo verglichen und so eine Wahrscheinlichkeit berechnet. Der gesamte Likelihood-Wert $L^{q\bar{q}\ell\nu}$ ergibt sich dann aus dem Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten. Zur Bestimmung des relativen Likelihood-Werts wird zudem für jedes Ereignis ein Likelihood-Wert $L^{q\bar{q}}$ dafür berechnet, dass es sich um ein Ereignis handelt, das von einem $Z^0/\gamma \to q\bar{q}$ Untergrundereignis herrührt. Der relative Likelihood-Wert ergibt sich dann als

$$\mathscr{L}^{q\bar{q}\ell\nu} = \frac{L^{q\bar{q}\ell\nu}}{L^{q\bar{q}\ell\nu} + f \times L^{q\bar{q}}},$$

wobei f das Verhältnis der erwarteten Untergrund- zu Signalereignissen nach der Vorselektion ist. Verwendete Messgrößen sind die Energie und der Impuls des Leptonkandidaten, die Isolation des Leptonkandidaten von anderen Spuren und Kalorimetereinträgen im Ereignis, der Likelihood-Wert aus der Leptonidentifikation, globale Ereignisvariablen, wie die im Detektor sichtbare Energie, und Variablen, die die Topologie der Ereignisse beschreiben, wie der Winkel zwischen dem Leptonkandidaten und dem nächsten Jet oder der fehlende Impuls. Ereignisse, deren relativer Likelihood-Wert größer als 0.5 ist, werden selektiert[1]. Abbildung 4.1 zeigt die Verteilungen der relativen Likelihood-Werte für simulierte Ereignisse und die Daten.

Etwa 33% der $q\bar{q}\tau\nu$ Ereignisse werden durch dieses Verfahren fälschlicherweise als

[1] Nur Ereignisse, die von dem Schnitt auf den Likelihood-Wert in der $W^+W^- \to q\bar{q}e\nu$ und $W^+W^- \to q\bar{q}\mu\nu$ Selektion verworfen werden, werden für die Selektion von $q\bar{q}\tau\nu$ Ereignissen berücksichtigt.

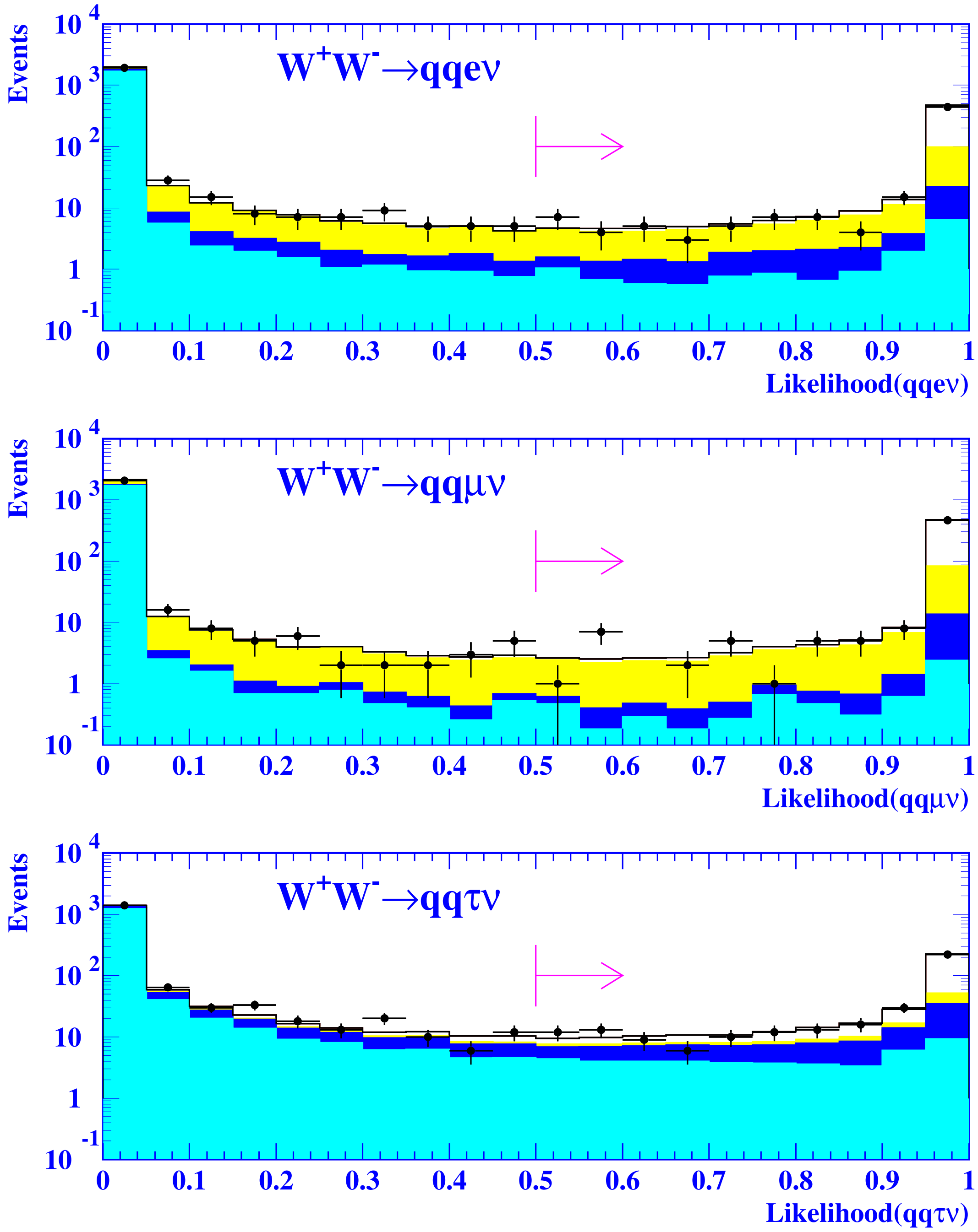

Abbildung 4.1: Likelihood-Verteilungen der $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\nu$ Selektionen. Die Punkte zeigen die Daten bei 189 GeV. Die Histogramme entsprechen der Erwartung aus der Monte-Carlo-Simulation für das Signal (weiß) und die verschiedenen Untergrundbeiträge: Vier-Fermion Ereignisse (dunkelblau), $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$- (hellblau) und falsch selektierte $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\nu$ Ereignisse (gelb). Die Pfeile deuten den Schnitt bei 0.5 an.

Ereignisse eines der beiden anderen Kanäle selektiert. Dies und die Tatsache, dass wegen der Verwendung unabhängiger Selektionen für die verschiedenen Zerfallskanäle ein Ereignis sowohl von der $W^+W^- \to q\bar{q}e\nu$ als auch von der $W^+W^- \to q\bar{q}\mu\nu$ Selektion ausgewählt werden kann, macht die Verwendung einer *Umklassifizierung* nötig. Diese Umklassifizierung ordnet einerseits jedes Ereignis genau einem Zerfallskanal zu, entscheidet also, in welche Klasse ein Ereignis gehört, das sowohl als $W^+W^- \to q\bar{q}e\nu$ als auch als $W^+W^- \to q\bar{q}\mu\nu$ selektiert wurde. Außerdem wird versucht, $W^+W^- \to q\bar{q}\tau\nu$ Ereignisse, die fälschlicherweise einer der beiden anderen Kategorien zugewiesen wurden, zurückzugewinnen. Hierfür werden für alle Ereignisse Gewichte aus den jeweiligen relativen Likelihood-Werten berechnet, die es erlauben, die Umklassifizierung vorzunehmen. Tabelle 4.1 gibt die Nachweiswahrscheinlichkeiten in den verschiedenen Zerfallskanälen nach der Umklassifizierung an.

selektiert als	$W^+W^- \to q\bar{q}e\nu$	$W^+W^- \to q\bar{q}\mu\nu$	$W^+W^- \to q\bar{q}\tau\nu$
$W^+W^- \to q\bar{q}e\nu$	84.1%	0.2%	5.1%
$W^+W^- \to q\bar{q}\mu\nu$	0.1%	85.5%	5.5%
$W^+W^- \to q\bar{q}\tau\nu$	4.1%	3.9%	72.2%

Tabelle 4.1: Nachweiswahrscheinlichkeiten der $W^+W^- \to q\bar{q}\ell\nu$ Selektion nach der Umklassifizierung.

Der letzte Schritt der Selektion ist die *Unterdrückung des Vier-Fermion-Untergrunds*. Da die Selektion bisher für den dominanten Untergrund aus $Z^0/\gamma \to q\bar{q}$ Ereignissen optimiert wurde, werden wieder mit Hilfe einer Likelihood-Selektion Untergrundereignisse die von Z^0Z^0-, $Z^0e^+e^-$- und $We\nu_e$ Ereignissen stammen, unterdrückt.

Unabhängig von der bisher beschriebenen Methode wird in der Selektion auch versucht Ereignisse zu finden, in denen die Leptonspur nicht rekonstruiert wird. Dies kann passieren, wenn diese am Rand des Akzeptanzbereichs liegt oder den Qualitätskriterien, die an geladene Spuren gestellt werden, nicht genügt. Anstelle der Leptonspur wird ein Energieeintrag im elektromagnetischen Kalorimeter bzw. ein Signal in den Myonkammern gefordert. Der Untergrund von $Z^0/\gamma \to q\bar{q}$ Ereignissen wird unterdrückt, indem fehlender Impuls im Ereignis verlangt wird. Außerdem muss die Topologie des Ereignisses unverträglich mit der Hypothese sein, dass es sich um ein $Z^0/\gamma \to q\bar{q}$ Ereignis mit harter Photonabstrahlung im Anfangszustand handelt, das ebenfalls einen großen fehlenden Impuls aufweisen kann, wenn das Photon in Richtung des Strahlrohrs abgestrahlt wird.

In den Daten, die von OPAL bei einer Schwerpunktsenergie von etwa 189 GeV aufgenommen wurden, werden insgesamt 1252 Ereignisse selektiert, 395 $W^+W^- \to q\bar{q}e\nu$, 420 $W^+W^- \to q\bar{q}\mu\nu$ und 437 $W^+W^- \to q\bar{q}\tau\nu$. Abbildung 4.2 zeigt einen Kandidaten für ein $W^+W^- \to q\bar{q}e\nu$ Ereignis. Die Spur des hochenergetischen Elektrons ist an der

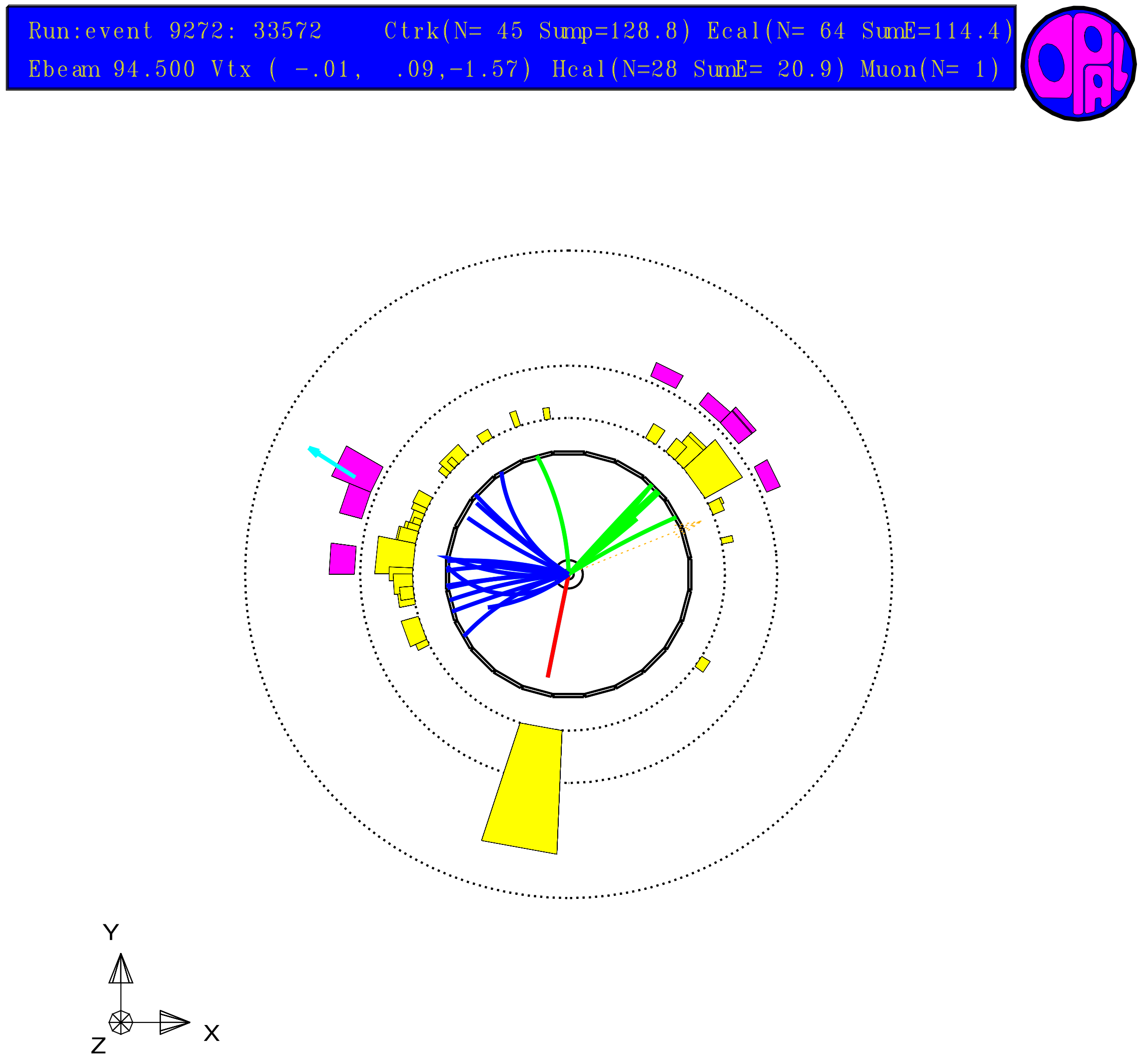

Abbildung 4.2: Ein $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}e\nu$ Kandidat bei 189 GeV. Das hochenergetische Elektron aus dem Zerfall eines W-Bosons ist in rot, die beiden Teilchenbündel aus dem hadronischen Zerfall des anderen W-Bosons sind in grün und blau dargestellt. Der Pfeil zeigt die Richtung des fehlenden Impulses.

großen Energiedeposition im elektromagnetischen Kalorimeter zu erkennen, die beiden Jets sind in unterschiedlichen Farben hervorgehoben. Der Pfeil deutet die Richtung des fehlenden Impulses an.

4.1.2 Der reinhadronische Zerfallskanal

Im reinhadronischen Zerfallskanal, $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$, werden zunächst die geladenen Spuren und Kalorimetereinträge mit dem Durham-Algorithmus zu vier Jets zusammengefasst. An diesen Schritt schließt sich eine Vorselektion an, die vor allem den dominanten Untergrund aus $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$ Ereignissen reduzieren soll. Geschnitten wird auf die invariante Masse des Ereignisses, die gesamte sichtbare Energie und die höchstenergetische Deposition im elektromagnetischen Kalorimeter. Die beiden Jets, die die geringste Multiplizität aufweisen, müssen eine bestimmte Mindestanzahl von Spuren beinhalten. Weiterhin wird ein Schnitt auf das Matrixelement des QCD Untergrundprozesses $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}, q\bar{q}gg$ ausgeführt. Dieser Wert W_{420} wird aus dem Matrixelement in der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^2)$ für diese Prozesse unter der Annahme berechnet, dass die Impulse der Jets denen der Partonen entsprechen. Dieses Matrixelement wird für alle drei Möglichkeiten berechnet, die für die Zuordnung der rekonstruierten Jets zu den Partonen bestehen. Der Schnitt wird auf den größten dieser Werte angewendet. 96% der $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$ Untergrundereignisse werden von der Vorselektion verworfen, während 93% der Signalereignisse diesen Schnitten genügen.

Der Vorselektion schließt sich eine Likelihood-Analyse an, in der folgende Variablen benutzt werden:

- der Logarithmus des Matrixelements, auf das bereits in der Vorselektion geschnitten wurde, $\log_{10}(W_{420})$.
- der Logarithmus des EXCALIBUR Matrixelements für den CC03 Prozess $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$, $\log_{10}(W_{CC03})$. Dieser Wert wird nur für die Jet-Parton Kombination berechnet, die den größten Wert für W_{420} ergibt.
- der Logarithmus des Trennungsparameters $\log_{10}(y_{45})$, bei dem im Durham-Algorithmus der Übergang von vier auf fünf Jets erfolgt.
- die Sphärizität des Ereignisses, $S = 3/2 \min(\sum \vec{p}_t^{\,2} / \sum \vec{p}^{\,2})$, wobei $\sum \vec{p}_t^{\,2}$ der Gesamtimpuls transversal zur Strahlrichtung ist.

Die Abbildung 4.3 zeigt die Verteilungen dieser Variablen für die Daten und die Erwartungen aus der Monte-Carlo-Simulation für das Signal und den Untergrund. Außerdem ist die Likelihood-Verteilung dargestellt. Ein Ereignis wird als $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ Ereignis selektiert, wenn der Likelihood-Wert größer als 0.4 ist.

Insgesamt werden in den Daten, die bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV aufgenommen wurden, 1546 Ereignisse selektiert, die Effizienz beträgt 86.4%. Abbildung 4.4 zeigt einen $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ Kandidaten. Die vier rekonstruierten Jets sind in

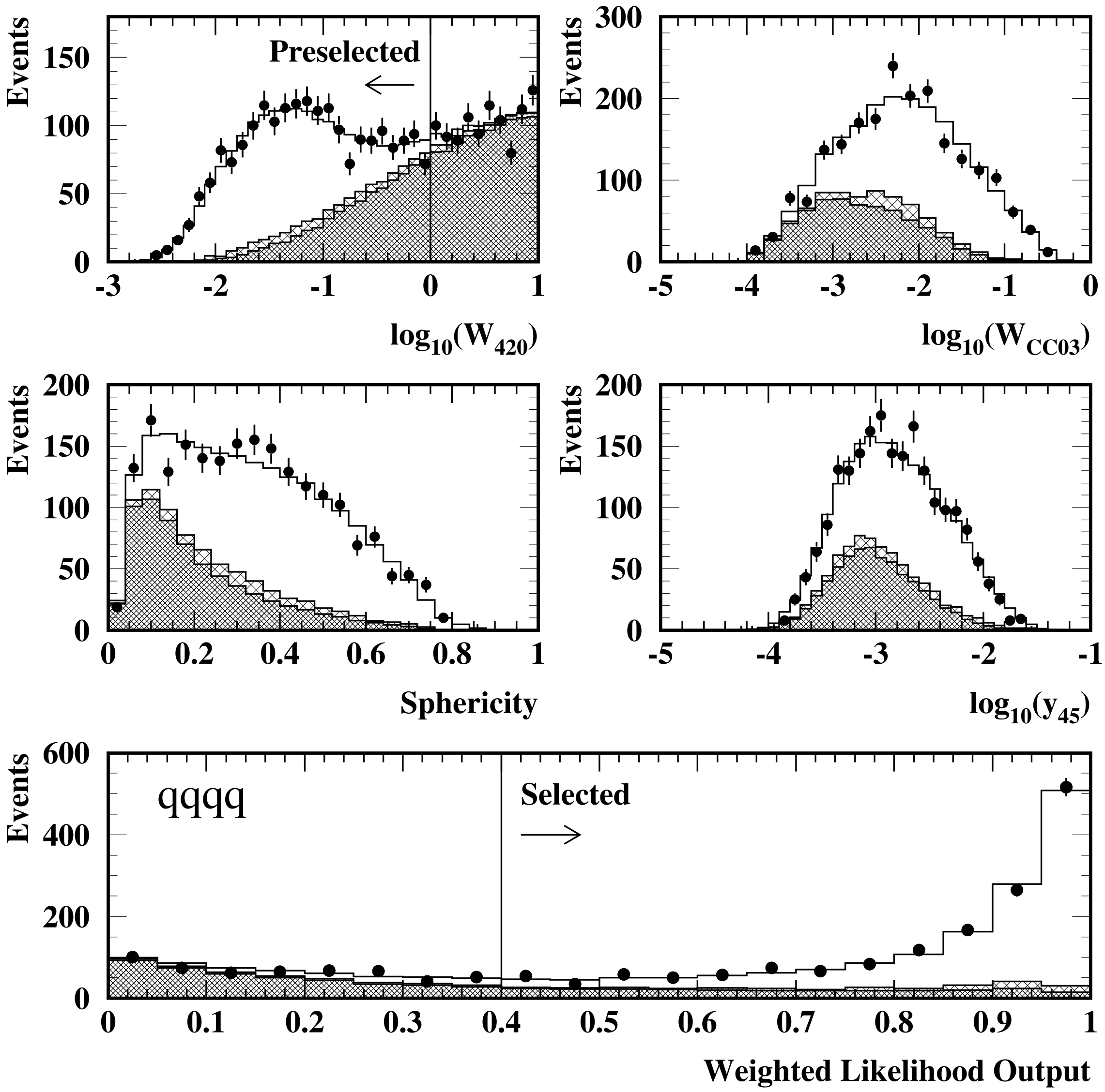

Abbildung 4.3: Verteilungen der in der Likelihood-Selektion für den $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ Zerfallskanal verwendeten Variablen und die Likelihood-Verteilung.

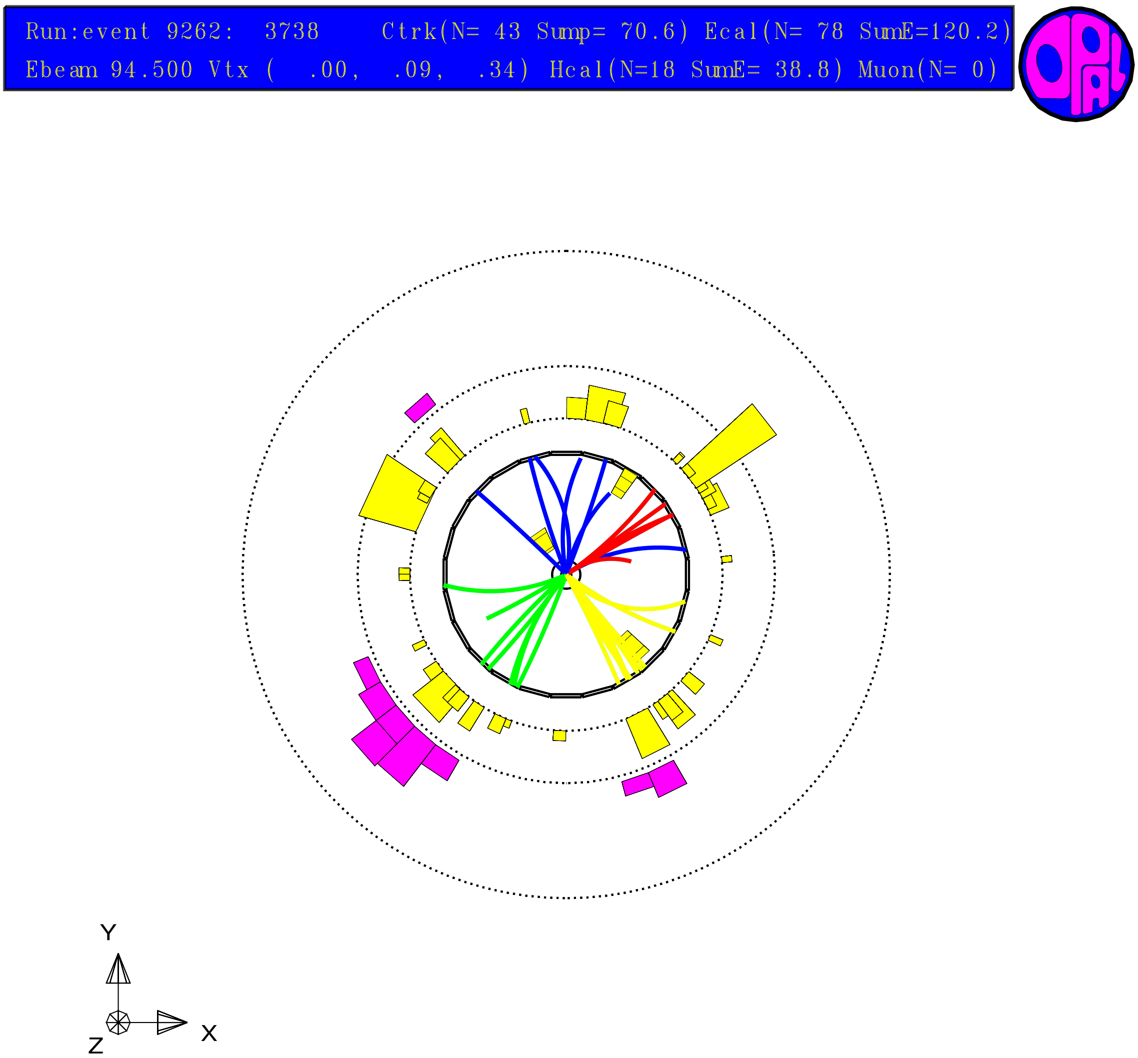

Abbildung 4.4: Ein $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ Kandidat bei 189 GeV Schwerpunksenergie.

verschiedenen Farben hervorgehoben.

4.1.3 Ergebnisse

In den Daten, die im OPAL Detektor bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 188.64 \pm 0.04$ GeV mit einer integrierten Luminosität von 183.14 ± 0.55 pb^{-1} aufgenommen wurden, werden 1252 $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\nu$ und 1546 $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ Ereignisse selektiert. Die Anzahl der beobachteten Datenereignisse ist in der Tabelle 4.2 getrennt für alle Zerfallskanäle angegeben. Außerdem ist die Effizienz und Reinheit, sowie die erwartete Anzahl von Ereignissen gezeigt, wie sie sich aus der Monte-Carlo-Simulation ergeben. Die Fehler, die für die Zahl der erwarteten Ereignisse angegeben sind, ergeben sich aus den systematischen Fehlern aufgrund von Unsicherheiten der Effizienz, Luninosität, Schwerpunktsenergie, des W^+W^- Wirkungsquerschnitts und der Abhängigkeit der Selektion von der W Masse. Echte W-Paar Ereignisse, die in der falschen Kategorie selektiert werden, werden als Untergrund gewertet.

Selektiert als	Effizienz [%]	Reinheit [%]	erwartet	beobachtet
$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}e\nu$	89.3 ± 1.0	94.0	423.8 ± 10.1	389
$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\mu\nu$	93.6 ± 0.9	97.3	428.8 ± 9.5	420
$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\tau\nu$	77.4 ± 1.6	79.8	432.0 ± 11.9	437
$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\nu$	87.0 ± 1.2	90.2	1287.2 ± 29.5	1252
$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	86.3 ± 0.8	79.4	1511.1 ± 34.9	1546

Tabelle 4.2: Beobachtete und erwartete Anzahl von W-Paar Ereignissen zusammen mit der Effizienz und Reinheit in den unterschiedlichen Zerfallskanälen.

4.2 Messung der W-Masse

Aus den selektierten $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ Ereignissen soll nun die Masse des W-Bosons bestimmt werden. An der kinematischen Schwelle der W-Paarerzeugung hängt der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ stark von der W-Masse ab. Bestimmt man also diesen Wirkungsquerschnitt möglichst genau für alle möglichen Zerfallskanäle, kann damit die Masse des W-Bosons gemessen werden [39]. Bei höheren Energien dagegen müssen die beiden W-Bosonen aus ihren Zerfallsprodukten direkt rekonstruiert werden. Hierfür wird für jedes Ereignis eine Masse berechnet. Aus den Verteilungen, die sich daraus, getrennt für die verschiedenen Zerfallskanäle, ergeben, wird schließlich die Masse des W-Bosons bestimmt [40]. Im reinhadronischen Zerfallskanal kann die Rekonstruktion durch den Colour-Reconnection-Effekt so beeinflusst werden, dass die gemessene W-Masse verschoben wird. Es ist also wichtig, das genaue Verfahren zur Bestimmung der W-Masse zu kennen, da davon die Größe der Massenverschiebung abhängen kann.

4.2.1 Rekonstruktion der invarianten Masse

Zunächst werden die in den Ereignissen beobachteten Spuren zu Teilchenbündeln zusammengefasst. Die Energien dieser Jets werden auf Doppelzählungen korrigiert, die von Teilchen kommen, die in mehreren Detektoren Energie deponieren [41]. In $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\nu$ Ereignissen werden, nachdem der leptonische Anteil entfernt wurde, mit Hilfe des Durham-Algorithmus zwei Jets rekonstruiert. In $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ Ereignissen wird unterschieden, ob es sich um ein vier- oder fünf-Jet-Ereignis handelt. Hierfür wird die Trennungsvariable y_{45} aus dem Durham-Algorithmus verwendet. Ereignisse mit $\ln(y_{45}) >$

-5.6 werden als Fünf-Jet-Ereignisse behandelt. Dies verbessert die Auflösung, da der fünfte Jet, der aus einem abgestrahlten, harten Gluon hervorgeht, bei der Rekonstruktion von vier Jets einem Jet zugeordnet werden kann, der von dem anderen W-Boson stammt. Die Unterscheidung zwischen zwei- und drei-Jet-Ereignissen in semileptonischen Ereignissen lässt keine solche Verbesserung erwarten, da der gesamte hadronische Anteil in diesen Ereignissen von einem W-Boson stammt.

Unter der Voraussetzung, dass beim Zerfall eines W-Bosons zwei Jets rekonstruiert wurden, kann deren invariante Masse berechnet werden:

$$M_{ij} = \sqrt{2E_iE_j(1 - \cos\theta_{ij})},$$

wobei E_i und E_j die jeweiligen Jet-Energien und θ_{ij} den Winkel zwischen diesen beiden Jets bezeichnet. Hierbei werden die Massen m_i der Jets vernachlässigt, d. h. es gilt $m_i = \sqrt{E_i^2 - \vec{p}_i^2} = 0$, wenn $\vec{p}_i$ der Impuls des Jets ist.

Da die gemessenen Jet-Energien im Allgemeinen einen großen Fehler aufweisen, verbessert die Skalierung dieser mit dem Faktor $E_{\text{beam}}/(E_i + E_j)$ die Auflösung. Hierdurch wird die Summe der beiden Jet-Energien auf die Strahlenergie gezwungen. Die W-Masse berechnet sich in dem Fall zu

$$M_{ij} = \frac{E_{\text{beam}}}{E_i + E_j}\sqrt{2E_iE_j(1 - \cos\theta_{ij})}.$$

Um die Auflösung weiter zu steigern, wird in der W-Massen-Analyse eine kinematische Anpassung mit Zwangsbedingungen durchgeführt. Die Zwangsbedingungen sind die Erhaltung der drei Impulskomponenten und die Energieerhaltung. Je nachdem, ob man die Forderung nach gleichen Massen benutzt oder nicht, spricht man von einem 4C- (C für Zwangsbedingungen oder “constraints”) bzw. 5C-Fit.

Die Abbildung 4.5 zeigt die Verteilung der W-Massen für die verschiedenen Methoden. Man erkennt deutlich die Verbesserung der Auflösung durch die kinematische Anpassung im Vergleich zur einfachen invarianten Masse. Im Fall der semileptonischen Ereignisse reduziert sich die Zahl der Freiheitsgrade der Anpassung auf zwei, da der Impuls des Neutrinos unbekannt ist. In $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\tau\nu$ Ereignissen ist zusätzlich noch die Energie der τ-Leptons wegen der beim Zerfall auftretenden Neutrinos unbestimmt, wenn man annimmt, dass die τ-Flugrichtung mit der Flugrichtung der Zerfallsprodukte übereinstimmt. Diese Ereignisse sind also nur einfach überbestimmt. Auch Ereignisse ohne rekonstruierte Leptonspur (siehe Abschnitt 4.1) werden wie $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\tau\nu$ Ereignisse behandelt.

Bei der kinematischen Anpassung werden die gemessenen Größen, Energie und Impuls der Jets bzw. der Leptonen, innerhalb ihrer Fehler so variiert, dass die Zwangs-

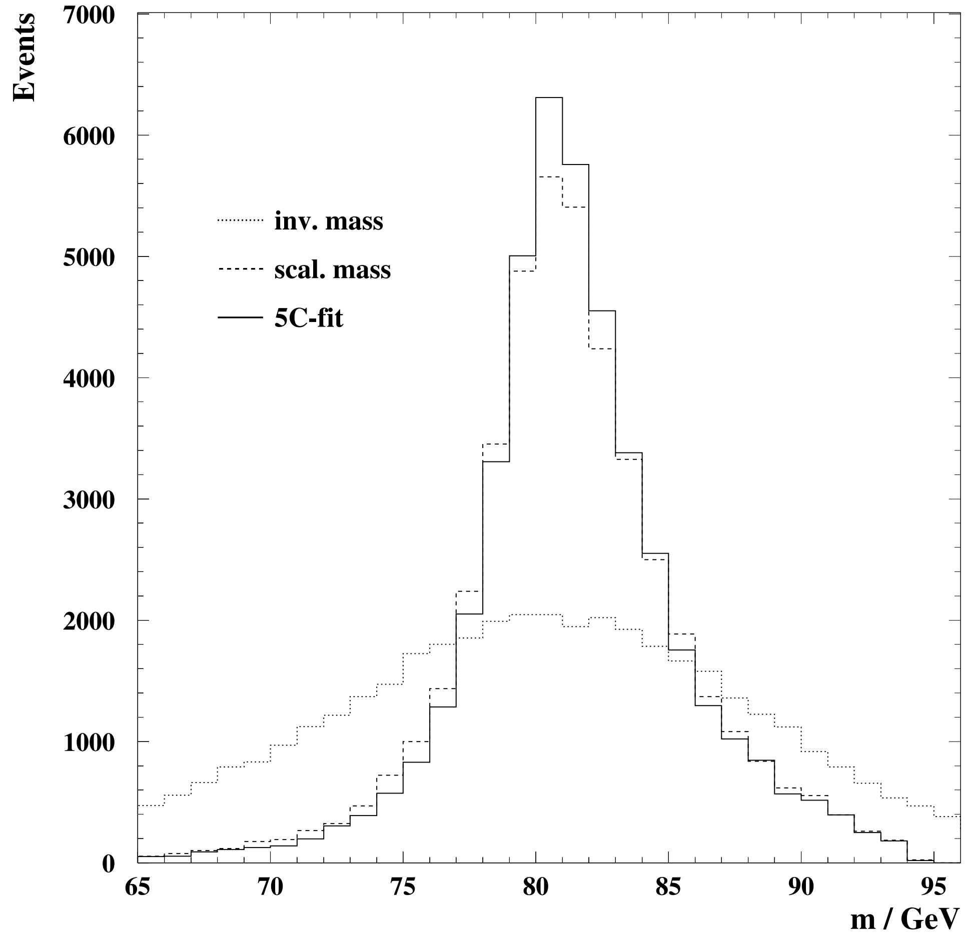

Abbildung 4.5: Vergleich des Spektrums der invarianten Massen ohne Berücksichtigung von Zwangsbedingungen (gepunktet) mit den Spektren der skalierten Masse (gestrichelt) und der Masse nach dem 4C-Fit (durchgezogen).

bedingungen erfüllt werden. Die gemessenen Jet-Massen werden fixiert. Die besten Schätzwerte für die Impulse p_i' ergeben sich aus der Minimierung von

$$\chi^2 = \sum_i (\vec{p}_i - \vec{p}_i')^t V^{-1}(\vec{p}_i)(\vec{p}_i - \vec{p}_i'),$$

wobei die Impulse p_i' mit Hilfe von Lagrangeschen Multiplikatoren so gewählt werden, dass die Zwangbedingungen exakt erfüllt sind. Die Parametrisierung der Kovarianzmatrix der gemessenen Impulse $V(\vec{p}_i)$ wird aus Monte-Carlo-Studien bestimmt. Als Ergebnis der Anpassung erhält man für jedes Ereignis neben einer W-Masse m_{rec}, und deren Fehler σ_{rec} auch eine Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ dafür, dass das Ereignis tatsächlich den Zwangsbedingungen genügt, d. h. der Hypothese entspricht, ein $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{W^+W^-}$ Ereignis zu sein.

In $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}e}\nu$ und $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}\mu\nu$ Ereignissen wird die Flugrichtung des identifizierten Leptonkandidaten als Leptonrichtung verwendet. Die Energie wird für Elektronen aus der Energiedeposition im elektromagnetischen Kalorimeter, die der Spur zugeordnet wird, und für Myonen aus dem Impuls der Spur bestimmt. Einträge im elektromagnetischen Kalorimeter, die nahe der Leptonspur liegen und mit keiner anderen geladenen Spur assoziiert werden können, werden als Signal von abgestrahlten Photonen im Endzustand interpretiert und zur Leptonenergie hinzugezählt. Die Flugrichtungen der ursprünglichen Partonen werden durch die Richtungen der rekonstruierten Jets abgeschätzt. Ereignisse, deren rekonstruierte Masse $m_{\mathrm{rec}} > 65$ GeV ist und die eine Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2) > 0.001$ aufweisen, werden für die Bestimmung der W-Masse benutzt. Ereignisse, die diese Kriterien nicht erfüllen, werden als weitere $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}\tau\nu$ Kandidaten behandelt. Etwa die Hälfte der echten $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}\tau\nu$ Ereignisse, die fälschlicherweise als $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}e}\nu$ oder $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}\mu\nu$ Ereignisse bestimmt wurden, fallen in diese Kategorie. So wird versucht, die Information dieser Ereignisse über die W-Masse zu erhalten.

Im reinhadronischen Kanal wird die Rekonstruktion der W-Masse durch die Tatsache erschwert, dass es drei verschiedene Möglichkeiten gibt, die vier rekonstruierten Jets den zwei W-Bosonen zuzuordnen. Im Fall der Fünf-Jet-Ereignisse existieren sogar zehn mögliche Kombinationen. Es muss also für alle diese Möglichkeiten eine kinematische Anpassung durchgeführt werden. Um Untergrund- und schlecht rekonstruierte Ereignisse zu unterdrücken, werden nur die Kombinationen berücksichtigt, bei denen die kinematische Anpassung eine W-Masse von größer als 65 GeV und eine Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2) > 0.01$ ergibt. Für jedes Ereignis wird eine einzige Kombination durch eine Likelihood-Analyse ausgewählt [40]. Die hierfür benutzten Messgrößen sind für Vier-Jet-Ereignisse die Differenz der beiden Massen nach dem 4C-Fit und die Summe der Öffnungswinkel zwischen den beiden Jets, die jeweils einem W-Boson zugeordnet werden. Im Fall der Fünf-Jet-Ereignisse werden statt des Öffnungswinkels drei andere Observablen verwendet: die rekonstruierte Masse aus dem 5C-Fit, der kleinste Öffnungswinkel zwischen den drei Jets, die einem W-Boson zugeordnet werden, und der Kosinus des Polarwinkels dieses Drei-Jet-Systems. Die Kombination mit dem größten Likelihood-Wert wird ausgewählt, falls dieser größer als 0.40 (bzw. 0.42) für Vier- bzw. Fünf-Jet-Ereignisse ist. Aus Monte-Carlo-Studien ergibt sich, dass mit diesem Verfahren in 89% (bzw. 70%) der Ereignisse, die alle Kriterien erfüllen, die korrekte Zuordnung ausgewählt wird.

In der Tabelle 4.3 wird die Anzahl der Ereignisse, die in den verschiedenen Kanälen für die Analyse verwendet werden, zusammengefasst. Die Abbildung 4.6 zeigt die Verteilung der rekonstruierten Massen in den Daten bei 189 GeV getrennt für die verschiedenen W-Paar Zerfälle.

Zerfallskanal	beobachtet	erwartet	Reinheit
$W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$ (4 Jets)	701	694	83%
$W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$ (5 Jets)	269	277	91%
$W^+W^- \to q\bar{q}e\nu$	350	376	98%
$W^+W^- \to q\bar{q}\mu\nu$	365	373	99%
$W^+W^- \to q\bar{q}\tau\nu$	403	403	89%
insgesamt	2088	2123	91%

Tabelle 4.3: Anzahl der Ereignisse, die in den verschiedenen Zerfallskanälen für die Bestimmung der W-Masse verwendet werden, zusammen mit der Erwartung aus der Monte-Carlo-Simulation und der Reinheit.

4.2.2 Bestimmung der W-Masse

Aus den Verteilungen der Massen, die für jedes Einzelereignis in den verschiedenen Zerfallskanälen bestimmt werden, soll nun die Masse des W-Bosons bestimmt werden. Bei OPAL werden hierzu drei unterschiedliche Methoden als Konsistenztest verwendet [40].

Die Umgewichtunsmethode [42] basiert auf dem direkten Vergleich der in den Daten gemessenen Massenverteilung mit Verteilungen, die aus vollständig simulierten Monte-Carlo-Ereignissen stammen. Um auf diese Weise die Masse M_W und Breite Γ_W des W-Bosons messen zu können, werden Monte-Carlo-Ereignisse benötigt, die bei verschiedenen Werten für M_W und Γ_W generiert wurden. Mit einer Likelihood-Anpassung wird dasjenige Monte-Carlo-Spektrum bestimmt, das am besten zu der Verteilung passt, die mit den Daten gewonnen wurde. Monte-Carlo-Spektren, die beliebigen Werten von M'_W und Γ'_W entsprechen, werden durch Umgewichten von simulierten Ereignissen erlangt, die für einige wenige Wertepaare $(M_\mathrm{W}, \Gamma_\mathrm{W})$ generiert wurden. Die Faktoren, mit denen ein Ereignis, das bei diesen Parametern generiert wurde, auf die Werte M'_W und Γ'_W umgewichtet wird, ergeben sich aus dem Verhältnis von Breit-Wigner-Funktionen, die jeweils von dem gestrichenen und ungestrichenen Parameterpaar abhängen. Dieses Verfahren wird getrennt für alle Zerfallskanäle durchgeführt. Zusätzlich werden – wie auch bei den

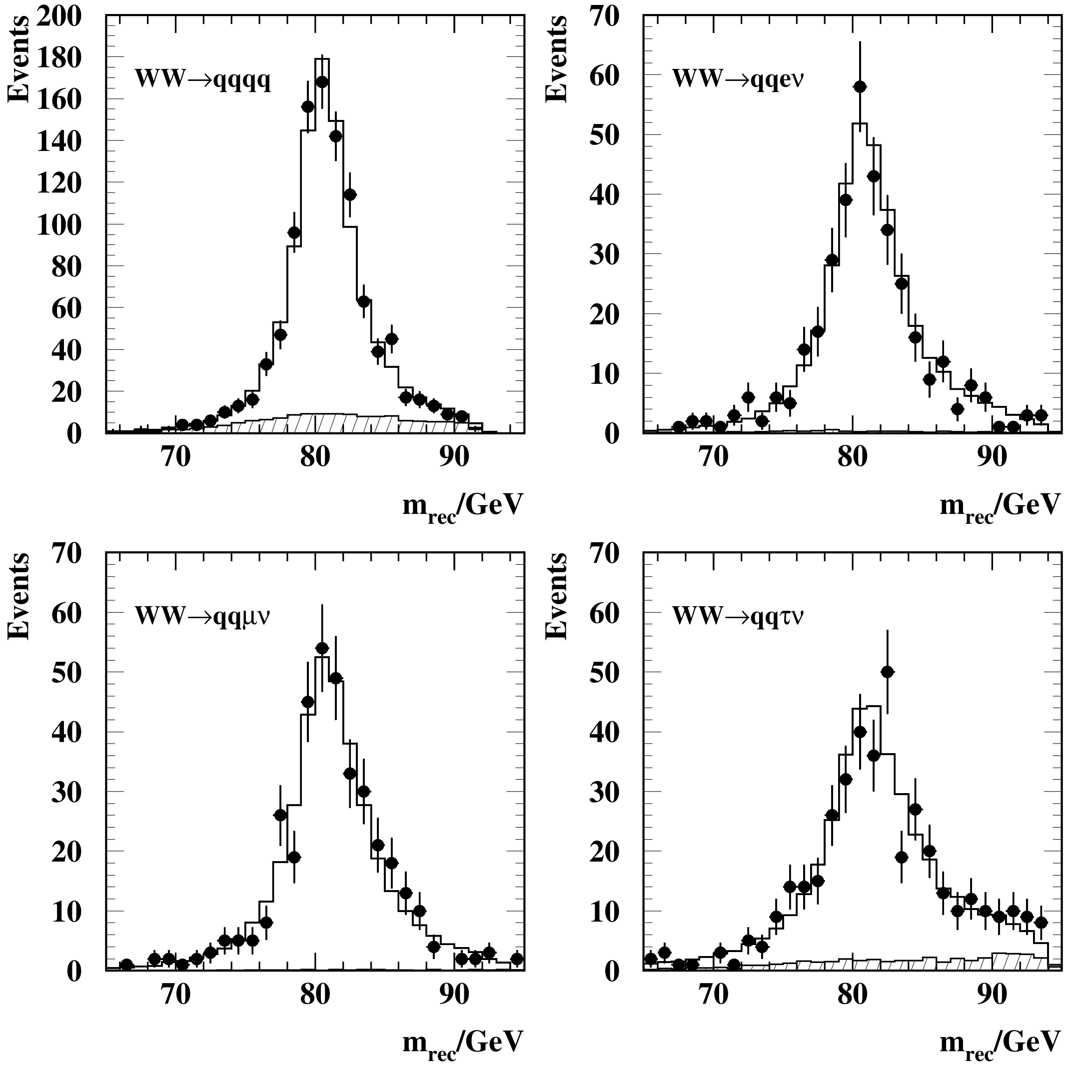

Abbildung 4.6: Verteilung der rekonstruierten invarianten Masse in den verschiedenen Zerfallskanälen. Die Punkte entsprechen den OPAL Daten, das Histogramm zeigt die Erwartung aus der Monte-Carlo-Simulation, der Untergrund ist schraffiert dargestellt.

weiteren Methoden, die im Folgenden dargestellt werden – bei $W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$ Ereignissen Vier- und Fünf-Jet-Ereignisse separat voneinander behandelt. Sofern in der verwendeten Monte-Carlo-Simulation alle wichtigen Effekte enthalten sind, sollte die Messung von M_W und Γ_W direkt die korrekten Werte ergeben.

In der zweiten Methode wird die W-Masse dadurch bestimmt, dass die Massenverteilung durch eine relativistische Breit-Wigner-Funktion angepasst wird [43]. Durch Abstrahlung harter Photonen im Anfangszustand ist die Verteilung asymmetrisch, weshalb folgende Funktion gewählt wird:

$$S(m_{\mathrm{rec}}) = A \frac{m_{\mathrm{rec}}^2 \Gamma_{+(-)}^2}{(m_{\mathrm{rec}}^2 - m_0^2)^2 + m_{\mathrm{rec}}^2 \Gamma_{+(-)}^2},$$

wobei $\Gamma_{+(-)}$ die Breite der Funktion oberhalb bzw. unterhalb des Maximums m_0 ist. Es hat sich gezeigt, dass diese Funktion eine angemessene Beschreibung der Verteilung liefert. Die Anpassung geschieht durch eine Likelihood-Methode. Die Breiten $\Gamma_{+(-)}$ werden durch eine Anpassung an Verteilungen aus Monte-Carlo-Ereignissen gewonnen, wobei für die verschiedenen Endzustände unterschiedliche Breiten benutzt werden. Die Masse m_0, die durch die Anpassung bestimmt wird, spiegelt nicht unbedingt den wahren Wert der W-Masse wieder, da Effekte, die nicht in der Breit-Wigner-Funktion berücksichtigt sind, die Verteilung verzerren können. Dies sind beispielsweise Effekte, die durch Photonabstrahlung im Anfangszustand oder die Ereignisselektion hervorgerufen werden können. Die Korrektur wird dadurch bestimmt, dass für simulierte Ereignissätze, die bei unterschiedlichen W-Massen generiert wurden, m_0 bestimmt wird. Es zeigt sich, dass der Zusammenhang zwischen der generierten Masse und m_0 linear ist.

In der Faltungsmethode [44, 45] wird versucht, die gesamte Information, die in den Ereignissen verfügbar ist, auszunutzen. Hierzu wird für jedes selektierte Ereignis eine Likelihood-Kurve bestimmt. Der Likelihood-Wert wird mit folgender Funktion berechnet:

$$\mathscr{L}(M_W, m_{\mathrm{rec}}) = p_s \mathscr{P}_s(M_W, m_{\mathrm{rec}}),$$

wobei p_s die Wahrscheinlichkeit ist, dass das Ereignis ein echtes Signalereignis ist, und $\mathscr{P}_s$ die Wahrscheinlichkeit angibt, dass in einem Ereignis die Masse m_{rec} rekonstruiert wird, wenn die wahre Masse M_W ist. Die Physik-Funktion $\mathscr{P}_s$ ist durch die Faltung

$$\mathscr{P}_s(M_W, m_{\mathrm{rec}}) = \mathrm{BW}(M_W, m, s') \otimes \mathrm{ISR}(s, s') \otimes \mathrm{R}(m, m_{\mathrm{rec}})$$

definiert. $\mathrm{BW}(M_W, m, s')$ steht für die relativistische Breit-Wigner-Funktion, die die Wahrscheinlichkeit der Produktion eines W-Bosons der Masse m abseits der Massenschale für die W-Masse M_W unter Berücksichtigung des Phasenraums angibt. Die Funktion $\mathrm{ISR}(s, s')$ beschreibt die Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand, durch das die effektive Schwerpunktsenergie der Kollision von $\sqrt{s}$ auf $\sqrt{s'}$ reduziert wird. $\mathrm{R}(m, m_{\mathrm{rec}})$ schließlich ist die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion dafür, dass die Masse m_{rec} in einem

Ereignis rekonstruiert wird, in dem die mittlere Masse der beiden W-Bosonen, die abseits der Massenschale produziert wurden, m ist. Die Likelihood-Kurven der einzelnen Ereignisse werden addiert und so ergibt sich eine Verteilung aus der die W-Masse bestimmt wird. Wie im Fall der Breit-Wigner-Methode muss auch hier das Ergebnis korrigiert werden, um Effekte zu berücksichtigen, die in der Physik-Funktion nicht in Betracht gezogen wurden.

Die Ergebnisse, die im nächsten Abschnitt präsentiert werden, wurden mit der Umgewichtungsmethode gewonnen. Dies ist derzeit die einzige Methode, mit der gleichzeitig Masse und Breite des W-Bosons in den beiden Zerfallskanälen bestimmt werden. In der Faltungsmethode, die etwas kleinere Unsicherheiten in der Bestimmung der W-Masse ergibt, wird dies bisher nicht durchgeführt. Diese Methode wird jedoch momentan weiter ausgebaut, so dass sie in zukünftigen Veröffentlichungen eine größere Bedeutung erlangen wird.

4.3 Ergebnisse

In der Tabelle 4.4 werden die Ergebnisse der Messung der W-Masse mit der Umgewichtungsmethode mit den OPAL-Daten bei $\sqrt{s} = 189$ GeV getrennt für die verschiedenen Zerfallskanäle zusammengefasst [40].

Zerfallskanal	M_W/GeV	erwarteter Fehler/GeV
$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}e\nu$	80.375 ± 0.175	0.164
$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\mu\nu$	80.513 ± 0.163	0.168
$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\tau\nu$	80.594 ± 0.227	0.220
$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ (4 Jets)	80.424 ± 0.114	0.112
$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ (5 Jets)	80.290 ± 0.257	0.230
$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\nu$	80.478 ± 0.104	0.104
$W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	80.402 ± 0.104	0.100

Tabelle 4.4: Ergebnisse der W-Massenbestimmung für die verschiedenen Zerfallskanäle bei $\sqrt{s} =$ 189 GeV mit gemessenen und erwarteten statistischen Unsicherheiten.

Für diese Ergebnisse wurde die W-Masse als einziger freier Parameter in der Anpassung variiert, die Breite wurde durch die Standard-Modell-Relation

$$\Gamma_W = 3G_F M_W^3 (1 + 2\alpha_S/3\pi)/(2\sqrt{2}\pi)$$

ausgedrückt. Außerdem ist der gemessene und erwartete statistische Fehler jeder Messung angegeben. Für den erwarteten Fehler wurden aus Monte-Carlo-Ereignissen eine Vielzahl von Datensätzen konstruiert, deren Größen genau der Datenstatistik entsprechen.

Aus der Breite der Verteilung der Ergebnisse wird der erwartete Fehler abgeschätzt.

Die Unsicherheit, die sich aus einer Reihe systematischer Einflüsse auf die Messung ergibt, wurde untersucht. Die systematischen Unsicherheiten für jeden dieser Punkte sind in der Tabelle 4.5 zusammengefasst. Der gesamte systematische Fehler ergibt sich aus der quadratischen Summe der einzelnen Beiträge.

- Die Strahlenergie von LEP ist mit einer Genauigkeit von 20 MeV bekannt.
- Die Behandlung der Photonabstrahlung im Anfangzustand (ISR) ist in der Simulation mit KORALW bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^3)$ enthalten. Um den Einfluss dieser Behandlung abzuschätzen, wurden die simulierten Ereignisse auf eine $\mathcal{O}(\alpha^2)$ und $\mathcal{O}(\alpha)$ Behandlung umgewichtet. Die Umgewichtungsfaktoren werden aus den Matrixelementen bestimmt, die mit KORALW berechnet wurden. Der Einfluss auf die W-Masse ist mit weniger als 2 MeV vernachlässigbar.
- In der Monte-Carlo-Simulation KORALW wird das sogenannte Lund-String-Modell zur Beschreibung der Hadronisation $\mathrm{W} \to \mathrm{q\bar{q}}$ benutzt, wie es in JETSET enthalten ist. Die freien Parameter in diesem Modell wurden so gewält, dass hadronische Ereignisse bei einer Schwerpunktsenergie, die der Masse des Z^0-Bosons entspricht, gut beschrieben werden. Um den Einfluss dieser speziellen Abstimmung zu testen, wurden einige dieser Parameter innerhalb ihrer Fehler variiert. Außerdem wurde ein anderes Hadronisations-Modell, HERWIG, verwendet. Hierfür wurden Ereignisse mit JETSET und HERWIG simuliert, die sich nur in der Beschreibung der Hadronisation unterscheiden. Die Differenz der Ergebnisse der W-Massenbestimmung mit diesen simulierten Datensätzen ist eine Abschätzung der systematischen Unsicherheit. Ebenso wird mit einem anderen Modell, ARIADNE, verfahren.
- Um Effekte, die durch schlechte Kalibration und Mängel in der Simulation des Detektors entstehen, abschätzen zu können, werden die Energieskalen der Jets und Leptonen variiert. Die Bereiche dieser Variation werden durch detaillierte Vergleiche der Daten und der Simulation sowohl für Energien bei 189 GeV als auch für Daten, die bei Energien um die Z^0-Resonanz am Anfang jedes Jahres aufgenommen werden, gewonnen. Außerdem wird der Einfluss untersucht, der durch Unsicherheiten der Energie-, Impuls- und Winkelauflösung ensteht.
- Die Abhängigkeit der Ergebnisse von dem Modell, das die Vier-Fermion-Endzustände, einschließlich der Interferenz zwischen $\mathrm{W^+W^-}$ und anderen Vier-Fermion-Prozessen beschreibt, wird duch einen Vergleich der Monte-Carlo-Generatoren EXCALIBUR und `grc4f` untersucht. Der beobachtete Einfluss auf die Messung von M_{W} ist vernachlässigbar.
- Um Unsicherheiten in der Beschreibung des Untergrundprozesses $\mathrm{Z}^0/\gamma \to \mathrm{q\bar{q}}$ zu berücksichtigen, wird sowohl die Form als auch die Normierung variiert. Der Einfluss der Form des Untergrunds wird dadurch untersucht, dass $\mathrm{Z}^0/\gamma \to \mathrm{q\bar{q}}$ Ereignis-

se alternativ mit dem HERWIG Cluster-Modell simuliert werden. Die Normierung dieses Untergrunds wird um eine Standardabweichung gemäß der Unsicherheit variiert. Außerdem werden Ereignisse die bei einer Energie um die Z^0-Masse aufgenommen wurden, skaliert und so als Abschätzung des Untergrunds verwendet.

- Die größte systematische Unsicherheit im reinhadronischen Zerfallskanal kommt aus der Unkenntnis des Einflusses der Endzustandswechselwirkungen (FSI[2]). Die Untersuchung des sogenannten Colour-Reconnection-Effekts ist das Hauptthema dieser Dissertation und wird in den nächsten Kapiteln ausführlich beschrieben. Um die Unsicherheit zu bestimmen, die sich durch Bose-Einstein-Korrelationen ergeben könnte, wurden die W-Massen von zwei verschiedenen Monte-Carlo-Ereignissätzen bestimmt, die beide mit dem Modell für Bose-Einstein-Korrelationen BE_{32} [25] simuliert wurden. In einem treten Bose-Einstein-Korrelationen nur zwischen Teilchen auf, die aus dem selben W-Zerfall stammen, im zweiten sind Bose-Einstein-Korrelationen zwischen allen Teilchen erlaubt. Die Differenz der beiden Ergebnisse ergibt eine Abschätzung der systematischen Unsicherheit.

Systematische Fehler	M_W		Γ_W	
(MeV)	$q\bar{q}q\bar{q}$	$q\bar{q}\ell\nu$	$q\bar{q}q\bar{q}$	$q\bar{q}\ell\nu$
Strahlenergie	16	16	10	10
Hadronisation	30	30	60	25
Jetenergie/-Auflösung	4	5	47	47
Leptonergie/-Auflösung	–	9	–	9
Vier-Fermion-Modelle	–	–	33	29
Untergrund	6	8	41	25
MC Statistik	10	10	51	51
Gesamtfehler ohne FSI	36	38	106	84
Colour-Reconnection	66	–	68	–
Bose-Einstein-Korrelationen	67	–	39	–
Gesamtfehler	101	38	132	84

Tabelle 4.5: Beiträge zum systematischen Fehler der Bestimmung von M_W und Γ_W mit der Umgewichtungsmethode. Für die Abschätzung der Unsicherheitenen auf M_W wurde die Breite durch die Standardmodell-Relation ausgedrückt.

Die Kombination der verschiedenen Zerfallskanäle ergibt für die Masse des W-Bosons

$$M_W = 80.451 \pm 0.076(\text{stat.}) \pm 0.049(\text{syst.})\ \text{GeV}.$$

Durch die große systematische Unsicherheit aufgrund von Endzustandwechselwirkungen trägt das Ergebnis im reinhadronischen Zerfallskanal nur mit einem Gewicht von 0.36 bei.

[2]Final State Interactions

Werden Masse und Breite gleichzeitig in der Anpassung bestimmt, ergeben sich folgende Ergebnisse:

$$M_{\mathrm{W}} = 80.451 \pm 0.076(\mathrm{stat.}) \pm 0.049(\mathrm{syst.})\ \mathrm{GeV}\ \text{und}$$

$$\Gamma_{\mathrm{W}} = 2.09 \pm 0.18(\mathrm{stat.}) \pm 0.09(\mathrm{syst.})\ \mathrm{GeV}.$$

Die Beiträge zum systematischen Fehler auf die Breite sind ebenfalls in Tabelle 4.5 gezeigt.

Kombiniert man diese Messung mit den OPAL Resultaten bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} = 161$-189 GeV erhält man:

$$M_{\mathrm{W}} = 80.432 \pm 0.066(\mathrm{stat.}) \pm 0.032(\mathrm{syst.}) \pm 0.028(\mathrm{FSI}) \pm 0.017(\mathrm{LEP})\ \mathrm{GeV},$$

wobei die systematischen Unsicherheiten, die sich aufgrund von möglichen Endzustandswechsewirkungen und der Messung der Strahlenergie bei LEP ergeben, vom systematischen Fehler abgespalten wurden. Durch genauere Kenntnisse über die Massenverschiebung durch den Colour-Reconnection-Effekt würde sich das Gewicht der reinhadronischen Ereignisse in dieser Kombination deutlich erhöhen und dadurch die Unsicherheit der Messung der W-Masse signifikant verringert werden.

Die Abbildung 4.7 zeigt die Ergebnisse aller bisherigen Messungen der Masse des W-Bosons. Der Wert für LEP2 enthält die (teilweise vorläufigen) Ergebnisse aller vier LEP-Experimente mit allen Daten, die bis zum Ende des Jahres 1999 aufgenommen wurden [47]. Außerdem sind die Messungen bei $p\bar{p}$-Beschleunigern [48,49] und deren Kombination mit den LEP2 Ergebnissen gezeigt. So können die direkten Messungen mit der indirekten Bestimmung der W-Masse, die insbesonderen mit Hilfe der LEP1-Daten erhalten wurde, verglichen werden.

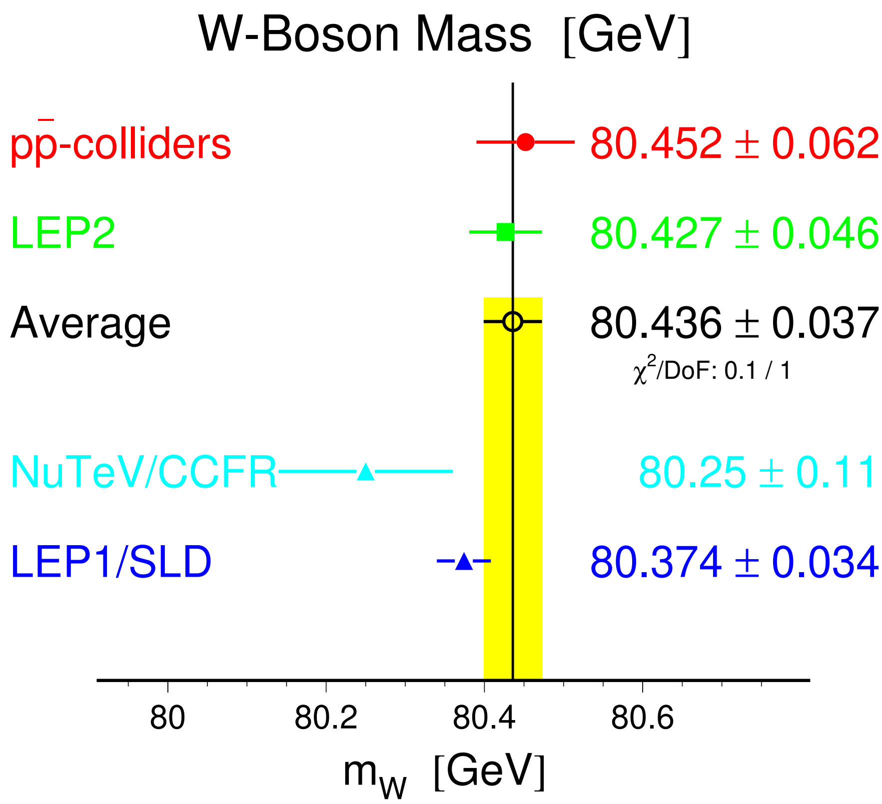

Abbildung 4.7: Direkte und indirekte Messungen der W-Masse.

Kapitel 5

Colour-Reconnection im hadronischen Zerfallskanal

Die Bestimmung der Masse des W-Bosons basiert auf der Idee, aus den beobachteten Zerfallsprodukten die invariante Masse zu berechnen. Dieses Vorgehen setzt voraus, dass beide W-Bosonen in einem Ereignis unabhänig voneinander zerfallen und jedes beobachtete Teilchen genau einem der beiden W-Bosonen zugeordnet werden kann. Im hadronischen Zerfallskanal führt dies zu Problemen, da die Teilchen zu Jets zusammengefasst und diese dann paarweise den ursprünglichen W-Bosonen zugeordnet werden müssen, was nicht eindeutig möglich ist (vergleiche die Diskussion der Jetzuordnung im Abschnitt 4.2). Neben diesen Schwierigkeiten, die rein experimentellen Ursprungs sind, kann es in diesem Zerfallskanal durch eine Wechselwirkung der beiden Quark-Antiquark-Systeme, dem Colour-Reconnection-Effekt [24, 50–52], der in diesem Kapitel diskutiert werden soll, prinzipiell unmöglich werden, einzelne Teilchen genau einem W-Boson zuzuorden. Der Einfluss der falschen Zuordnung zwischen Jets und W-Bosonen kann in Monte-Carlo-Ereignissen untersucht und korrigiert werden. Da der Mechanismus der Colour-Reconnection nicht berechnet sondern nur modelliert werden kann, ist die Größe der Verschiebung der gemessenen W-Masse zunächst unbekannt. Diese Situation ändert sich erst, wenn das Spektrum der Modelle durch den Vergleich mit Daten signifikant eingeschränkt werden kann.

Im vorliegenden Kapitel werden nach den theoretischen Grundlagen der Colour-Reconnection einige Modelle vorgestellt, die eine solche Farbwechselwirkung beschreiben sollen, und schließlich die Vorhersagen dieser Modelle bezüglich der Verschiebung der gemessenen W-Masse verglichen.

5.1 Theoretische Grundlagen der Colour-Reconnection

In einem Ereignis der Form

$$\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{W^+W^-} \rightarrow \ \mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$$

zerfallen die beiden (farbneutralen) W-Bosonen in Paare von Teilchen, die eine Farbladung tragen. Die beiden Quark-Antiquark-Paare, die jeweils von einem der W-Bosonen stammen, bilden zwei Farbsinguletts. Nach der sogenannten perturbativen Phase, in der von den beiden Farbsinguletts weitere Partonen (Quarks oder Gluonen) abgestrahlt werden, folgt die nicht-perturbative Phase, während der die Partonen zu Hadronen fragmentieren und so den beobachteten hadronischen Endzustand ausbilden. Tritt während dieser Entwicklung eine Wechselwirkung eines der beiden Farbsinguletts mit dem anderen auf, wird dies als Colour-Reconnection bezeichnet. Die perturbative Phase kann – wie der Name bereits ausdrückt – mit Mitteln der Störungsrechnung behandelt werden, so dass man aus der Theorie gute Vorhersagen über das Auftreten der Colour-Reconnection erhält. Dies ist für die nicht-perturbative Phase unmöglich. Hier ist es nötig Modelle zu entwickeln, die versuchen, eine Regruppierung des Farbflusses während dieser Phase zu beschreiben. Einige dieser Modelle werden im zweiten Abschnitt dieses Kapitels beschrieben.

Ein Beispiel, dass eine Rekombination der Farbsinguletts möglich ist, ist der Zerfall eines B-Mesons $\mathrm{B} \rightarrow \mathrm{J}/\psi + X$ (siehe [24] und darin enthaltene Referenzen). Das gemessene Verzweigungsverhältnis beträgt etwa 1%. Dieser Zerfall geschieht über die Reaktion $\mathrm{q\bar{b}} \rightarrow \mathrm{q\bar{c}W^+} \rightarrow \mathrm{q\bar{c}c\bar{s}}$, wobei q ein beliebiges leichtes Quark bezeichnet. In dieser Reaktion bildet das Paar $\mathrm{c\bar{s}}$ immer ein Farbsingulett. Damit sich ein J/ψ-Meson bilden kann, muss auch das Paar $\mathrm{c\bar{c}}$ in einem Singulettzustand vorliegen. Findet kein Farbaustausch statt, ist dies mit einer Wahrscheinlichkeit von $1/N_C^2 = 1/9$ der Fall. Rechnungen, die diesen Faktor berücksichtigen, ergeben ein Verzweigungsverhältnis zwischen 0.3% und 0.5%. Dieser Wert ist kleiner als das experimentelle Ergebnis, beim Zerfall eines B-Mesons tritt also eine Art Colour-Reconnection auf. Die Situation ist allerdings grundlegend verschieden von der in W-Paar Zerfällen, da durch die hohe Virtualität des im B-Meson Zerfall produzierten W-Bosons die drei Quarks c, $\mathrm{\bar{c}}$ und s im selben Punkt erzeugt werden.

Eine Wechselwirkung zwischen den Zerfallsprodukten der beiden W-Bosonen wäre nicht möglich, wäre die Lebendauer des W-Bosons groß und damit die beiden Zerfallsvertices räumlich und zeitlich weit genug voneinander separiert, dass die Fragmentation eines der beiden entstehenden Quark-Antiquark-Paare nicht von der Entwicklung des anderen beeinflusst werden könnte. Der andere denkbare Extremfall ist die Annahme, dass W-Bosonen unmittelbar nach der Produktion zerfallen, die Zerfallsvertices beider also zusammenfallen. In diesem Fall würden beide Quark-Antiquark-Paare in einem Punkt erzeugt und einen einzigen Farb-Quadrupol bilden, der dann als ganzes Partonen erzeugen und schließlich hadronisieren würde. Der Versuch einer Zuordnung der Zerfallsprodukte zu einem der beiden W-Bosonen wäre sinnlos.

Die Separation der beiden W-Zerfallsvertices beträgt bei Schwerpunktsenergien, die bei LEP2 erreicht werden, etwa 0.1 fm, die typische Skala der Hadronisation ist dagegen etwa 1 fm. Das bedeutet, dass die hadronischen Systeme beider Zerfälle überlappen und deshalb nicht davon ausgegangen werden kann, dass keine Wechselwirkung erfolgt. Die einzelnen Phasen des Übergangs der primären Partonen zu den Hadronen soll nun im Hinblick auf die Möglichkeit einer Colour-Reconnection genauer betrachtet werden.

5.1.1 Colour-Reconnection in der perturbativen Phase

In der perturbative Phase wird die Abstrahlung harter Gluonen von den primären Partonen beschrieben. Die so entstandenen Gluonen können zu Gluonpaaren oder zu Quark-Antiquark-Paaren zerfallen, die dann wiederum Gluonbremsstrahlung emittieren können. Dies kann mit Methoden der Störungstheorie beschrieben werden, also im Rahmen der QCD berechnet werden, so lange die Partonen eine Energie größer als etwa $Q^2 = 1$ GeV^2, dem sogenannten Abschneideparameter, besitzen. Bei dieser Energie versagt die Störungsrechnung und die nicht-perturbative Phase ist erreicht.

Ergebnisse bei LEP1 in $e^+e^- \to Z^0 \to q\bar{q}$ Ereignissen haben gezeigt, dass die Charakteristik des Endzustands hauptsächlich durch sie perturbative Phase bestimmt wird. Durch Störungsrechnung erhält man quantitative Vorhersagen der inklusiven Teilchenproduktion in Hadronjets. Die lokale Parton-Hadron-Dualität geht davon aus, dass sich die Eigenschaften der Partonen, die bis zum Ende der perturbativen Phase erzeugt wurden, in den Eigenschaften der in der Fragmentation gebildeten Hadronen wiederspiegeln. Vorhersagen für eine Vielzahl von Observablen, die ein Ereignis beschreiben, wie die Multiplizität oder die Impulsverteilung geladener Teilchen, stimmen außergewöhnlich gut mit den experimentellen Beobachtungen überein.

Dies wurde aber bisher nur für Systeme untersucht, in denen die primären Partonen nahezu gleichzeitig erzeugt werden. Ein klassisches Beispiel sind $q\bar{q}g$ Ereignisse in e^+e^- Kollisionen, die durch die Abstrahlung eines hochenergetischen Gluons als Drei-Jet-Ereignisse beobachtet werden. Da ein Gluon sowohl den Farbindex eines Quarks als auch den eines Antiquarks trägt, kann ein solches System als Überlagerung zweier $q\bar{q}$ Singuletts beschrieben werden.

In hadronischen W-Paar Ereignissen, $W^+W^- \to q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$, sollte der Partonschauer eines einzelnen W-Bosons dem eines hadronisch zerfallenden Z^0-Bosons ähnlich sein und damit mit einiger Sicherheit korrekt beschrieben werden können. Da die beiden entstandenen Farbsinguletts bei ihrer Entstehung aber räumlich und zeitlich nur wenig getrennt sind, ist unklar, wie sie sich gegeseitig beeinflussen. Eine Farbrekombination in der perturbativen Phase entspricht dem Übergang zwischen der ursprüngligen Konfiguration, in der $q_1\bar{q}_2$ und $q_3\bar{q}_4$ die beiden Farbsinguletts bilden, zu den Singuletts $q_1\bar{q}_4$ und $q_3\bar{q}_2$. Eine solche Rekombination kann durch Gluonen geschehen, die von den beiden Singuletts abgestrahlt werden. Wegen der Gruppenstruktur der QCD ist dies nur durch den Austausch mindestens zweier Gluonen möglich. Dieser Austausch ist, verglichen mit einer Gluonemission der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ des nicht-rekombinierten Systems, zusätzlich durch den Faktor $1/(N_C^2 - 1) = 1/8$ unterdrückt, wobei N_C die Anzahl der Farben ist.

Man kann weiterhin zeigen, dass die Breite des W-Bosons Γ_W die Colour-Reconnection in der perturbativen Phase weiter unterdrückt. Der Phasenraum für die Gluonabstrahlung der rekombinierten Singuletts wird so eingeschränkt, dass nur Gluonen, deren Energie höchstens von der Größenordnung Γ_W ist, abgestrahlt werden können. Dies wird anschaulich dadurch klar, dass die mittlere Lebensdauer eines W-Bosons $\langle\tau\rangle \approx (2/3)\hbar/\Gamma_\mathrm{W} \approx 0.06$ fm ist, was eine Separation der beiden W-Bosonen beim Zerfall von etwa 0.1 fm ergibt. Ein Gluon mit einer Energie viel größer als Γ_W besitzt eine Wellenlänge, die deutlich kleiner als die Separation zwischen den beiden Zerfallsvertices ist. Nur Gluonen mit $E_\mathrm{g} \leq \Gamma_\mathrm{W}$ können eine Wechselwirkung zwischen den beiden $\mathrm{q\bar{q}}$-Systemen bewirken. Weiche Gluonen können aber nicht mehr störungstheoretisch beschrieben werden. Man kann also zusammenfassen, dass Colour-Reconnection in der perturbativen Phase nur eine kleine Rolle spielen kann.

5.1.2 Colour-Reconnection in der nicht-perturbativen Phase

In der nicht-perturbativen Phase, die den Übergang der am Ende der perturbativen Phase vorhandenen Partonen zu den Hadronen darstellt, sind keine exakten QCD-Rechnungen möglich. Es stehen aber phänomenologische Modelle zur Verfügung, die zunächst durch die Einstellung einer Vielzahl von freien Parametern an die Beobachtungen in Z^0-Zerfällen angepasst werden müssen. Ist dies gelungen, wird der Fragmentationsprozess durch die Modelle gut beschrieben.

Ein sehr erfolgreiches Modell ist das sogenannte Lund-String-Modell [53], das im Folgenden kurz beschrieben werden soll. Das Farbfeld zwischen zwei Quarks in einem Singulettzustand, die z. B. durch den hadronischen Zerfall eines Z^0- oder W-Bosons erzeugt wurden, wird durch einen String dargestellt. Dieser eindimensionale String parametrisiert die Position der Achse eines zylindersymmetrischen Flussschlauchs oder einer Vortexlinie, deren beiden Enden durch die Position der beiden Quarks gegeben ist. Die Energie des Stings steigt linear mit seiner Länge, was bedeutet, dass die Energiedichte und damit die Spannung konstant ist. Eine Spannung von 1 GeV/fm ergibt einen Stringradius von etwa 0.7 fm, also vergleichbar mit dem Radius eines Protons.

Werden in der perturbativen Phase Gluonen emittiert, wird der String von einem Quark über die erzeugten Gluonen zum zweiten Quark gespannt. Da ein Gluon an zwei Stringstücken hängt, ist die Kraft, die auf es wirkt, doppelt so groß wie die auf ein Quark, das sich immer am Ende eines Strings befindet. Dagegen ist das Verhältnis dieser Kräfte in der QCD durch $2/(1 - 1/N_C^2) = 9/4$ gegeben. Dies ist ein Hinweis darauf, dass das Stringmodell als Variante der QCD gesehen werden kann, in der nicht drei, sondern unendlich viele verschiedene Farben existieren. Während abgestrahlte Gluonen Knicke im String bilden, führt die Enstehung eines Quark-Antiquark-Paares zum Zerbrechen des Strings. Ist die Energiedichte in den so entstandenen Bruchstücken groß genug, wird der String weiter geteilt. Das Ende des Fragmentationsprozesses ist erreicht, wenn sich alle entstandenen Stringstücke auf der Massenschale befinden. Die beobachteten Hadronen entsprechen genau diesen Stringstücken. Das einfache Bild der Stringfragmentation kann nur die Entstehung von Mesonen erklären, im vollständigen Modell wird auch die Bildung von Baryonen erklärt.

Colour-Reconnection im Bild der Stringfragmentation bedeutet eine Regruppierung der Farbstrings, die ursprünglich jeweils die beiden Quarks verbunden haben, die ein Farbsingulett bilden, zu einer Konfiguration, die nun Partonen verbindet, die von unterschiedlichen W-Zerfällen stammen. Dass es prinzipiell möglich ist, dass sich die unterschiedlichen Strings so beeinflussen, dass es zu einer Regruppierung kommen kann, ist aus dem Vergleich der typischen Dimension des Farbfeldes von etwa 0.7 fm mit der Separation der beiden W-Bosonen beim Zerfall – bei einer Schwerpunktsenergie wie sie bei LEP2 erreicht wird etwa 0.05 fm im Raum und 0.1 fm in der Zeit – einleuchtend, da die Farbfelder signifikant überlappen. Es ist aber nicht möglich, direkt aus der Theorie abzuleiten, wie diese Wechselwirkung aussehen könnte. Eine Reihe von Modellen [50–52,54], die unter verschiedenen Annahmen eine solche Wechselwirkung ermöglichen, wurden aber vorgeschlagen. Zwei dieser Modelle sollen im nun folgenden Abschnitt beschrieben werden.

5.2 Modelle für Colour-Reconnection

Theoretische Argumente, die im letzten Abschnitt beschrieben wurden, zeigen, dass eine Regruppierung des Farbfeldes während der Entwicklung des Partonenschauers stark unterdrückt ist. Es gibt Argumente, die nahelegen, dass eine Wechselwirkung der Farbfelder in der nicht-perturbativen Phase möglich sein könnte. Aussagen über die Wahrscheinlichkeit, mit der diese Colour-Reconnection auftritt, und die damit verbundenen Auswirkungen auf verschiedene Observablen, die Eigenschaften der beobachteten Ereignisse beschreiben, und insbesondere auf die Messung der Masse des W-Bosons, sind aber nur mit Hilfe von phänomenologischen Modellen der Fragmentation der Partonen zu den beobachteten Hadronen im Endzustand möglich.

Eine Vielzahl von QCD-Modellen wurde entwickelt, die die nicht-perturbative Phase der Hadronisation beschreiben und es so ermöglichen, Ereignisse zu simulieren, wie sie – unter der Voraussetzung der Gültigkeit des Standardmodells – mit den Detektoren beobachtet werden. Hadronische W-Paar Zerfälle werden von diesen Modellen normalerweise unter der Annahme generiert, dass der Zerfall der beiden W-Bosonen und die anschließende Fragmentation der Zerfallsprodukte unabhängig voneinander geschieht. Einige dieser Monte-Carlo-Generatoren geben aber die Möglichkeit, Colour-Reconnection optional gemäß eines theoretischen Modells auftreten zu lassen. Experimentelle Studien der Auswirkungen des Colour-Reconnection-Effekts sind limitiert auf den Vergleich der Daten mit den verschiedenen Modellen.

Die Modelle, die nun vorgestellt werden sollen, basieren auf dem Ansatz der String-Fragmentation. Sie unterscheiden sich in der Weise, in der ein Farbstring beschrieben wird und in der Entscheidung, wann eine Rekombination des Farbflusses tatsächlich stattfinden soll. Im Folgenden werden die Grundideen dieser Modelle kurz dargestellt.

5.2.1 Modell von Sjöstrand und Khoze

Sjöstrand und Khoze haben verschiedene Varianten eines Modells für den Colour-Reconnection-Effekt vorgeschlagen [50]. Die Grundidee ist, die Entwicklung des Farbstrings im Laufe der Zeit zu verfolgen und im Falle eines Überlapps der beiden von den verschiedenen W-Zerfällen erzeugten Strings eine Rekombination zu erlauben.

Da im Lund-String-Modell die Beschreibung des Strings nicht festgelegt ist, werden in diesem Modell die zwei Extremfälle betrachtet: In der einen Variante wird der String als Flussschlauch ohne innere Struktur beschrieben, in der anderen als infinithesimal dünne Vortexlinie, wobei die Energie zylindersymmetrisch um die Achse des Strings verteilt ist. Die zweite Variante wird als SK Typ II Modell bezeichnet, da diese Beschreibung das chromoelektrische Analog eines Typ II Supraleiters ist, während die erste Variante der Struktur eines Typ I Supraleiters entspricht und deshalb SK Typ I genannt wird.

Die Wahrscheinlichkeit für eine Rekombination im Modell SK I hängt vom Überlapp der beiden Flussschläuche in der Raum-Zeit ab. Der Parameter k_I bestimmt die absolute Normierung dieses Überlapps. Die Größe von k_I kann im Prinzip frei gewählt werden, ein vernünftiger Wert kann durch den Vergleich der Rekombinationswarscheinlichkeit mit Modellen, die vollständig bestimmt sind, erhalten werden.

Im Modell SK II tritt eine Rekombination dann auf, wenn sich die beiden Strings kreuzen. Für den Fall, dass sich die Strings während der Hadronisation mehrmals kreuzen, wird festgelegt, dass die Rekombination nur beim ersten Kreuzen, da aber immer stattfindet. Mit dieser Regel kann es vorkommen, dass die Länge des Strings durch die Rekombination vergrößert wird. In einer Variante des Modells wird dies berücksichtigt. Das Modell SK II' lässt die Rekombination nur zu, wenn dadurch die Stringlänge reduziert wird.

Wählt man für den freien Parameter in SK I den Wert $k_I = 0.6$ fm^{-4}, ist die Wahrscheinlichkeit, dass Colour-Reconnection in einem Ereignis auftritt, bei einer Schwerpunksenergie von 170 GeV in beiden Modellen etwa gleich und liegt bei etwa 37%. Die

Abhängigkeit dieser Wahrscheinlichkeit von der Schwerpunktsenergie ist in beiden Modellen im Bereich zwischen 150 und 200 GeV nicht sehr groß. Den größten Wert beobachtet man für das Modell SK I in der Nähe der Schwelle der W-Paarerzeugung bei 161 GeV mit etwa 41%, die Wahrscheinlichkeit nimmt mit zunehmender Energie ab und erreicht bei 200 GeV 21%. Die Variation im Modell SK II ist noch kleiner und reicht von 40% bei der Schwelle bis etwa 26% bei 200 GeV.

Die beiden Modelle sind in den Monte-Carlo-Generator PYTHIA/JETSET eingebaut, es ist daher möglich, vollständige Ereignisse zu simulieren, in denen Colour-Reconnection gemäß diesen Modellen stattfindet.

Das Modell SK I bietet durch den freien Parameter k_I die Möglichkeit, Ereignissätze mit beliebiger Rekombinationswahrscheinlichkeit zu erhalten. Dazu wird die Hadronisation von Ereignissen, die bis zum Ende des Partonschauers identisch sind, zweimal auf unterschiedliche Weise simuliert: einmal wird $k_I = 0\ \mathrm{fm}^{-4}$ gesetzt, d. h. es tritt keine Colour-Reconnection auf, ein zweites Mal wählt man einen großen Wert für diesen Parameter, was bedeutet, dass in nahezu allen Ereignissen eine Rekombination stattfindet. Für jedes Ereignis wird die Größe des Überlapps I der Farbfelder gespeichert. Nur falls der Wert $1 - \exp(-k_I \times I)$ größer als eine Zufallszahl zwischen 0 und 1 ist, wird das rekombinierte Ereignis ausgewählt, und so aus der Kombination beider Ereignissätze einer, mit einem festgelegten Wert für k_I, erzeugt.

5.2.2 Modell von Gustafson und Häkkinen

Es ist bekannt, dass in der QCD Konfigurationen bevorzugt werden, die eine minimale Stringlänge aufweisen. Im Falle eines hadronischen W-Paar Zerfalls existieren durch die Emission von Gluonen eine Reihe von Möglichkeiten, diese mit einem String zu verbinden. In dem Beispiel, das in Abbildung 5.1 skizziert ist, bilden die Partonen $\mathrm{q_1 g_1 g_2 g_3 \bar{q}_2}$ das Farbsingulett, das aus einem der beiden W-Bosonen entstanden ist. Aber auch die Verbindung $\mathrm{q_1 g_1 g'_2 \bar{q}_4}$ bildet ein Farbsingulett. Eine solche Rekombination wird im Modell von Gustafson und Häkkinen [51] angenommen, wenn der entsprechende String “kürzer” als in der ursprünglichen Konfiguration ist. Die Länge eines Strings wird durch das sogenannte Lambda-Maß bestimmt, das folgendermaßen definiert ist:

$$\lambda = \sum_{i=1}^{n-1} \ln(p_i + p_{i+1})^2/m_0^2 = \sum_{i=1}^{n-1} \ln m_{i,i+1}^2/m_0^2$$

n ist die Anzahl der Partonen mit den Vierer-Impulsen p_i, m_0 ist die hadronische Massenskala, die etwa 1 GeV beträgt, und $m_{i,i+1}$ bezeichnet die invariante Masse des Stringstücks zwischen den Partonen i und $i+1$. Durch diese Bedingung werden Partonen eher dann durch ein Farbfeld verbunden, wenn sie sich nahe im Impulsraum befinden.

Dieses Modell wurde von Lönnblad in zwei verschiedenen Varianten in den Monte-Carlo-Generator ARIADNE eingebaut [52]. Nach jeder Abstrahlung eines Gluons wird

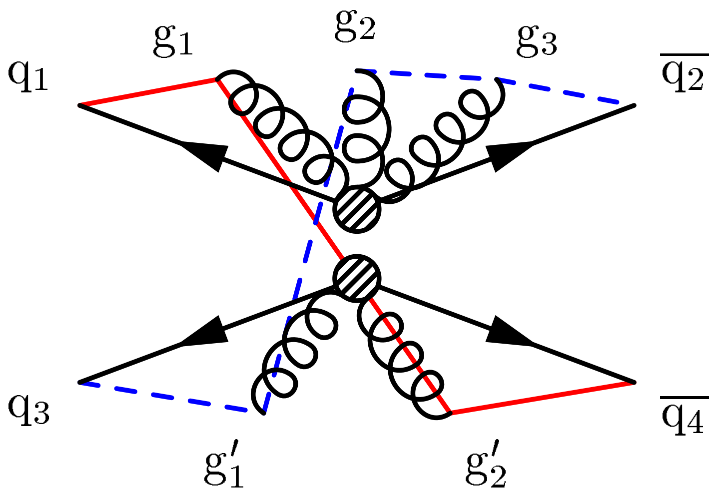

Abbildung 5.1: Eine Möglichkeit im Modell von Gustafson und Häkkinen, die Partonen in einem hadronischen W-Paar Zerfall mit Farbstrings zu verbinden. Die beiden ursprünglichen Farbsinguletts (symbolisiert durch die beiden Punkte) strahlen Gluonen ab. Falls keine Colour-Reconnection auftritt, würde ein Farbstring die Partonen $q_1 g_1 g_2 g_3 \bar{q_2}$ und der andere die Partonen $q_3 g'_1 g'_2 \bar{q_4}$ verbinden. Die hier gezeigten Verbindungen zwischen $q_1 g_1 g'_2 \bar{q_4}$ und $q_3 g'_1 g_2 g_3 \bar{q_2}$ sind im Modell von Gustafson und Häkkinen ebenfalls eine mögliche Stringkonfiguration.

bestimmt, welche der möglichen Konfigurationen die kürzesten Strings ergibt. Im Modell AR 2 wird die Möglichkeit einer Rekombination auf Gluonen beschränkt, die eine Energie kleiner als Γ_W haben, während in AR 3 diese Einschränkung nicht gegeben ist. Theoretische Gründe sprechen aber für diese Einschränkung: Gluonen mit einer Energie, die größer als die W-Breite, also etwa 2 GeV ist, sind perturbativer Natur, und theoretische Argumente legen nahe, dass Colour-Reconnection in der perturbativen Phase nur ein kleiner Effekt sein kann (vgl. Abschnitt 5.1). Die Wahrscheinlichkeit, dass in einem Ereignis eine Rekombination auftritt, beträgt bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV 52% für das Modell AR 2 und 63% für AR 3.

5.3 Auswirkungen auf die Messung der W-Masse

Aussagen über die Größe der Verschiebung der gemessenen W-Masse im hadronischen Zerfallskanal durch den Colour-Reconnection-Effekt lassen sich nur durch Untersuchungen mit den oben beschriebenen Modellen machen. Hierfür wurden für jedes Modell etwa 200.000 Ereignisse mit der erwarteten Antwort des OPAL-Detektors simuliert. In diesen Ereignissen werden die selben Selektionskriterien wie für die Daten verlangt und für jede der drei möglichen Jet-Kombinationen ein kinematischer Fit mit den fünf Zwangsbedingungen, wie im Abschnitt 4.2.2 beschrieben, durchgeführt.

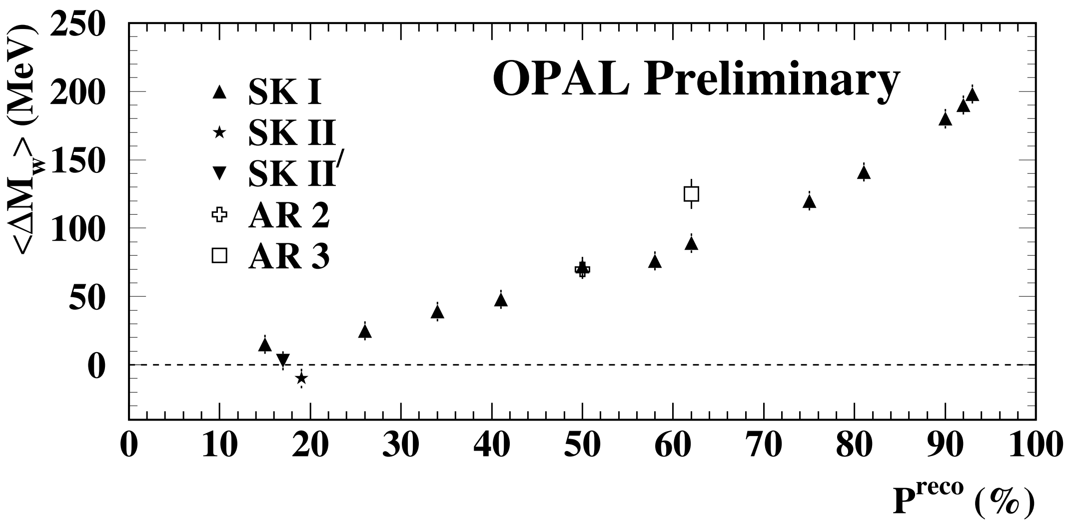

Abbildung 5.2: Vorhergesagte Verschiebung der gemessenen W-Masse für verschiedene Colour-Reconnection-Modelle bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV in Abhängigkeit der entsprechenden Rekombinationswahrscheinlichkeit.

Eine Methode, einen Eindruck von der Größe der zu erwartenden Massenverschiebung zu bekommen, ist der Vergleich der wahren mit der durch den kinematischen Fit bestimmten W-Masse. Die wahre W-Masse m_{true} ist durch den Mittelwert der invarianten Massen der beiden Quark-Antiquark-Paare definiert, die jeweils von dem selben W-Boson stammen. Für die Bestimmung der rekonstruierten Masse m_{rec} werden in jedem Ereignis höchstens zwei der drei möglichen Jet-Kombinationen ausgewählt: Die Paarung mit der größten Fitwahrscheinlichkeit wird benutzt, sofern diese mindestens 1% beträgt, die der zweitwahrscheinlichsten Kombination muss, um verwendet zu werden, ebenfalls größer als 1% und zusätzlich größer als ein Drittel der größten Wahrscheinlichkeit sein [43]. Der Mittelwert der Verteilung der Massendifferenz $\Delta m_{\mathrm{W}} = m_{\mathrm{rec}} - m_{\mathrm{true}}$ im Intervall ± 3 GeV ist ein Maß für die Verschiebung der W-Masse.

Diese Verteilung ist auch für simulierte Ereignisse ohne Colour-Reconnection nicht genau bei Null zentriert, beispielsweise durch Einflüsse der Selektion oder der Auswahl von falschen Jet-Paarungen in manchen Ereignissen. Um den Einfluss des Colour-Reconnection-Effekts zu bestimmen wird der Mittelwert, den man mit Ereignissen mit Colour-Reconnection erhält, wiederum mit dem Mittelwert für Ereignisse, die mit dem entsprechenden Monte-Carlo-Generator ohne Colour-Reconnection simuliert wurden, verglichen. Die zu erwartende Massenverschiebung z. B. des Modells AR 2 ist also durch die Differenz $\langle \Delta M_{\mathrm{W}}^{\mathrm{AR\ 2}} \rangle = \langle \Delta m_{\mathrm{W}}^{\mathrm{AR\ 2}} \rangle - \langle \Delta m_{\mathrm{W}}^{\mathrm{ARIADNE}} \rangle$ gegeben. Die Abbildung 5.2 zeigt diese Massenverschiebung bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189$ GeV für die verschiedenen Colour-Reconnection-Modelle in Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeit dafür, dass Colour-Reconnection auftritt [55]. Im Falle des Modells SK I wurde diese Wahrscheinlichkeit, wie im letzten Abschnitt beschrieben, variiert. Die entsprechenden Werte des Parameters k_I liegen zwischen 0.2 fm^{-4} und 100 fm^{-4}. Die genauen Zahlenwerte der Massenverschiebung, die mit dieser Methode ("Methode 1") bestimmt wurden, sind in der Tabelle 5.1 zusammengefasst, wobei für den freien Parameter des Modells SK I $k_I = 0.9$ fm^{-4} gewählt wurde.

	$\langle \Delta M_\mathrm{W} \rangle$ (MeV)	
Colour-Reconnection Modell	Methode 1	Methode 2
SK I ($k_i = 0.9$ fm^{-4})	$+39 \pm 7$	$+66 \pm 8$
SK II	-10 ± 7	$+3 \pm 8$
SK II'	$+3 \pm 7$	$+10 \pm 8$
AR 2	$+70 \pm 11$	$+85 \pm 8$
AR 3	$+125 \pm 14$	$+140 \pm 10$

Tabelle 5.1: Vorhergesagte Verschiebung der gemessenen W-Masse für verschiedene Colour-Reconnection-Modelle bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV. Die beiden Methoden zur Bestimmung der Massenverschiebung werden im Text erklärt.

Die eben beschriebene Methode untersucht nur den Einfluss des Colour-Reconnection-Effekts auf die rekonstruierte W-Masse. Wie im Abschnitt 4.2 aber bereits beschrieben wurde, muss die Verteilung der rekonstruierten Massen in den Daten mit den Vorhersagen simulierter Ereignisse verglichen werden, um den absoluten Wert der gemessenen W-Masse zu bestimmen. Die Monte-Carlo-Ereignisse werden aber unter der Annahme simuliert, dass beide W-Bosonen unabhängig voneinander zerfallen. Es ist also möglich, dass durch diesen Vergleich die Massenverschiebung durch den Colour-Reconnection-Effekt weiter beeinflusst wird. Um die systematische Unsicherheit der Messung der W-Masse zu bestimmen, wurde die Umgewichtungsmethode auf simulierte W-Paar Ereignisse durchgeführt. In der Tabelle 5.1 ist die Differenz zwischen den Ergebnissen, die mit Ereignissen mit und ohne Colour-Reconnection erhalten wurde, unter "Methode 2" gezeigt.

Der Wert, der bei OPAL als systematischer Fehler bei der Messung der W-Masse in reinhadronischen Ereignissen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189$ GeV aufgrund des Colour-Reconnection-Effekts angegeben wird, ist ± 66 MeV [40]. Dies entspricht der Abweichung, die für das Modell SK I mit der Wahl des Parameters $k_i = 0.9$ fm^{-4} beobachtet wird. Die beiden Modelle AR 2 und AR 3 ergeben zwar größere Unsicherheiten, sie werden aber in einer Analyse von $b\bar{b}g$ Ereignissen mit einer speziellen Topologie bei LEP1 signifikant ausgeschlossen [46]. Dennoch ist nicht endgültig geklärt, ob durch dieses Ergebnis die Vorhersagen der beiden Modelle für die W-Paar Erzeugung bedeutungslos werden.

Um den systematischen Fehler genauer angeben zu können, ist es nötig, die verschiedenen Modelle experimentell zu untersuchen, also ihre Vorhersagen mit den Daten zu vergleichen. Einige solcher Messungen, die es ermöglichen sollen, Aussagen über die Modelle zu machen und damit experimentelle Grenzen an das Auftreten des Colour-Reconnection-Effekts zu setzen werden im folgenden Kapitel beschrieben.

Kapitel 6

Experimentelle Methoden zum Nachweis der Colour-Reconnection

Die systematische Unsicherheit der Messung der W-Masse im reinhadronischen Zerfallskanal bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189$ GeV aufgrund des Colour-Reconnection-Effekts von 66 MeV wurde dadurch abgeschätzt, dass die Auswirkung eines plausiblen Modells für diesen Effekt untersucht wird (vgl. Abschnitt 5.3). Zwei Modelle wurden aufgrund von Messungen bei kleineren Energien ausgeschlossen, wobei unklar ist, ob diese Ergebnisse auf die W-Paar Erzeugung anwendbar sind. Die Entscheidung, welches der übrigen Modelle für diese Untersuchung verwendet wird, basiert derzeit ausschließlich auf theoretischen Überlegungen. Experimentelle Erkenntnisse spielen keine Rolle.

Das Ziel der in diesem Kapitel vorgestellten Untersuchungen ist es, Aufschluss über das Auftreten des Colour-Reconnection-Effekts aus den Daten, die am OPAL-Detektor aufgenommen wurden, zu erlangen. Dies würde die Größe der Unsicherheit, wenn nicht unbedingt reduzieren, so doch experimentell untermauern.

Die wichtigste Auswirkung, die durch Colour-Reconnection erwartet wird, ist die Verschiebung der gemessenen W-Masse im hadronischen Zerfallskanal. Ein Vergleich dieser Messungen mit der im semileptonischen Zerfallskanal, die mit ähnlicher Präzision durchgeführt wird, könnte einen Hinweis auf das Auftreten von Colour-Reconnection geben, da Endzustandswechselwirkungen in diesem Kanal keinen Einfluss haben können. Allerdings ist momentan die gesamte Unsicherheit der Differenz, selbst wenn man die Messungen aller vier LEP-Experimente kombiniert, in der selben Größenordnung wie die Verschiebung, die man durch den Colour-Reconnection-Effekt erwartet, so dass dadurch noch keine Schlussfolgerung möglich ist.

Eine Regruppierung des Farbflusses im Verlauf des Hadronisationsprozesses hat aber auch Auswirkungen auf Observablen, die die Form der beobachteten Ergebnisse beschreiben. Die Messung einiger solcher Variablen soll im nun Folgenden beschrieben werden.

Um die Größe des Einflusses von Colour-Reconnection untersuchen zu können, werden die Vorhersagen von Monte-Carlo-Modellen mit und ohne Colour-Reconnection untereinander und mit den gemessenen Werten verglichen. Um systematische Unsicherheiten, die durch die Modellierung der Hadronisation entstehen, zu vermeiden, können auch die Messungen in $W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$ Ereignissen mit den Ergebnissen, die für den hadronischen Anteil in $W^+W^- \to q\bar{q}\ell\nu$ Ereignissen gewonnen werden, verglichen werden, wenn auch damit Einbußen in der statistischen Signifikanz verbunden sind[1].

Die Motivation für die Variablen, die für diese Untersuchungen verwendet werden, leiten sich aus Überlegungen über den Einfluss einer Rekombination des Farbflusses auf beobachtete Spuren ab. Es werden neben der Multiplizität geladener Spuren und deren Impulsspektrum die Anzahl schwerer geladener Hadronen bei kleinen Impulsen und der Teilchenfluss zwischen den Jets gemessen und mit den Vorhersagen verschiedener Monte-Carlo-Modelle mit und ohne Berücksichtigung des Colour-Reconnection-Effekts verglichen. Die Daten, die allen nun folgenden Messungen zugrundeliegen, wurden bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189$ GeV aufgenommen. Die Selektionen, die im Abschnitt 4.1 beschrieben sind, wurden benutzt, um W-Paar Ereignisse in den beiden Zerfallskanälen auszuwählen.

6.1 Multiplizität und Impulsspektrum geladener Spuren

Bei LEP2 werden W-Bosonen bei Energien, die nur wenig höher als die kinematische Schwelle sind, produziert. Das führt dazu, dass der Winkel zwischen den Quarks, die bei einem hadronischen Zerfall erzeugt werden, groß ist, und in der Regel kleinere Winkel zwischen Quarks, die von unterschiedlichen W-Bosonen stammen, auftreten. Wenn man – in einem extrem vereinfachten Bild der Colour-Reconnection im Modell der Stringfragmentation – annimmt, dass die beiden Strings unmittelbar nach dem Zerfall der beiden W-Bosonen nicht zwischen den Quarks gespannt werden, die ein Farbsingulett bilden, sondern zwei Partonen verbinden, die in unterschiedlichen W-Zerfällen erzeugt wurden und somit meist einen kleineren Winkel einschließen, kann so eine Konfiguration mit erheblich kürzeren Strings entstehen. Die Strings besitzen also eine kleinere invariante Masse, wodurch die Teilchenmultiplizität im Vergleich zum Szenario mit unabhängig zerfallenden W-Bosonen stark reduziert wird. Dies sollte sich besonders bei Teilchen mit geringem Impuls bemerkbar machen, da die kürzeren Strings eine höhere kinetische Energie besitzen [50, 51]. Auch wenn ein realistisches Bild der Colour-Reconnection in der Stringfragmetation deutlich kleinere Effekte dieser Art erwarten lässt, so sollte man doch auch in den Daten eine verringerte geladene Multiplizität und eine veränderte Impulsverteilung beobachten.

[1] Es werden zwei semileptonische Ereignisse benötigt, um deren hadronischen Anteile mit einem reinhadronischen Ereignis vergleichen zu können.

6.1.1 Methode

Geladene Spuren müssen, um in der Messung benutzt zu werden, einer Reihen von Qualitätskriterien genügen: Spuren, die in dem Bereich von $|\cos\theta|$ liegen, in dem mindestens 80 Treffer in der zentralen Spurkammer beobachtet werden können (vergleiche Abschnitt 3.2), müssen mindestens 40 Treffer aufweisen, bei größerem $|\cos\theta|$ werden mehr als 50% der möglichen, mindestens aber 20 Treffer verlangt. Die Komponente des Impulses senkrecht zur Strahlachse muss größer als 150 MeV, der gemessene Impuls kleiner als 100 GeV sein. Außerdem wird verlangt, dass der Punkt der nächsten Annäherung an den Wechselwirkungspunkt kleiner als 2 cm in der r-ϕ -Ebene und kleiner als 25 cm in z ist. Diese Kriterien helfen, schlecht vermessene Spuren oder solche, die durch kosmische Strahlen hevorgerufen werden, nicht für die Messung in Betracht zu ziehen.

Die Verteilungen des skalierten Impulses $x_p = p/E_{\text{beam}}$ und der Anzahl der geladenen Teilchen pro Ereignis n_{ch}, die in den Daten gemessen werden, sind von vielen Effekten beeinflusst, die im hadronischen und semileptonischen Zerfallskanal unterschiedlich sein können. Da das Ziel dieser Analyse ein Vergleich der Messungen in diesen beiden Kanälen ist, werden die Verteilungen auf diese Einflüsse korrigiert [56]. Die hierfür benötigten Korrekturfaktoren werden in der Monte-Carlo-Simulation bestimmt.

Zuerst wird der Untergrundbeitrag mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation in jedem Abschnitt des Histogramms (“Bin”) abgeschätzt und von der in den Daten gemessenen Verteilung abgezogen. Der Untergrund aus Zwei-Fermion-Ereignissen $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{Z^0}/\gamma \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}$ wird mit dem PYTHIA Monte-Carlo-Generator simuliert. Berücksichtigt werden weiterhin Vier-Fermion-Ereignisse. Dieser Untergrund wird dadurch bestimmt, dass mit Hilfe des Monte-Carlo-Generators `grc4f` die gesuchten Verteilungen mit zwei verschiedenen Ereignissätzen bestimmt werden: einmal werden alle möglichen, miteinander interferierenden Vier-Fermion-Prozesse simuliert, der andere Ereignissatz beschränkt sich auf die W-Paar Diagramme der Klasse CC03. Die Differenz der beiden Verteilungen ergibt eine Abschätzung des Vier-Fermion-Untergrunds. Außerdem werden $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{W^+W^-}$ Ereignisse berücksichtigt, die im falschen Zerfallskanal selektiert wurden.

Es schließt sich eine Korrektur der begrenzten Akzeptanz des Detektors, von Effekten, die durch die endliche Auflösung entstehen, und des Einflusses der Photonabstrahlung im Anfangszustand an. Hierzu werden zwei verschiedene Monte-Carlo-Ereignissätze verwendet, die beide mit dem KORALW Generator erzeugt wurden: Der eine Ereignissatz enthält eine vollständige Simulation des OPAL-Detektors. Im Zweiten wurden Ereignisse ohne Photonabstrahlung im Anfangszustand simuliert, ohne Detektoreffekte zu berücksichtigen, wobei Teilchen, die eine Lebensdauer kürzer als 3×10^{-10} s haben, zerfallen. Diese Ereignisse spiegeln also wieder, was man in einem idealen Detektor messen würde.

Die Einträge der x_p-Verteilung werden mit Korrekturfaktoren multipliziert, die aus den beiden Ereignissätzen berechnet werden. Diese Korrekturfaktoren ergeben sich in jedem Bin des Histogramms aus dem Verhältnis der Einträge der beiden Ereignissätze. Diese Methode kann in diesem Fall angewendet werden, da Detektoreffekte im Allgemeinen nicht dazu führen, dass Einträge zwischen den verschiedenen Bins verschoben werden. Die einzelnen Bins sind also nicht signifikant miteinander korreliert. Bei der Verteilung der Teilchenmultipliziät ist dagegen die Korrelation zwischen den Bins groß. In diesem Fall wird deshalb eine Matrix-Korrekturmethode [57] verwendet, die im Folgenden kurz erklärt wird.

Die Matrix, mit der die Verteilung der Teilchenmultiplizität korrigiert wird, wird mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen gewonnen, die die vollständige Simulation des OPAL-Detektors enthalten und durch die Ereignisselektion ausgewählt werden. Es ist also für jedes Ereignis sowohl die Zahl der generierten Teilchen n_g als auch die Zahl der im Detektor beobachteten Spuren n_0 und deren Verteilungen $N^{\mathrm{MC}}_{\mathrm{true}}(n_g)$ und $N^{\mathrm{MC}}_{\mathrm{gen}}(n_0)$ bekannt. Die Korrektur-Matrix ist als der Quotient aus der Anzahl der Ereignisse mit n_g generierten Teilchen und n_0 beobachteten Spuren und der gesamten Anzahl von Ereignissen mit n_0 beobachteten Spuren definiert, es gilt also

$$M(n_g, n_0) = \frac{\text{\# Ereignissen mit } n_g \text{ gen. und } n_0 \text{ beob.}}{\text{\# Ereignissen mit } n_0 \text{ beob.}}.$$

Jedes Element der Matrix gibt den Anteil an Ereignissen an, bei denen n_g Spuren generiert und n_0 Spuren beobachtet wurden. Mit Hilfe dieser Matrix kann aus der beobachteten Multiplizitätsverteilung auf die Verteilung der "tatsächlich" erzeugten Teilchen geschlossen werden. Dies geschieht durch die Gleichung

$$N^{\mathrm{MC}}_{\mathrm{true}}(n_g) = \sum_{n_0} M(n_g, n_0) \cdot N^{\mathrm{MC}}_{\mathrm{obs}}(n_0).$$

Die so gewonnene Verteilung wird anschließend noch auf Effekte der Ereignisselektion und Anfangszustandsabstrahlung korrigiert. Dies geschieht, wie im Falle der x_p-Verteilung, mit Korrekturfaktoren in jedem Bin.

Die Abbildung 6.1 zeigt die unkorrigierte Multiplizitätsverteilung vor der Subtraktion des Untergrunds in den Daten zusammen mit den Erwartungen aus verschiedenen Monte-Carlo-Modellen. Im Allgemeinen beschreiben alle Modelle die Daten – im Rahmen der statistischen Unsicherheit – gut. Es fällt aber auch auf, dass zwischen den Modellen, die alle keine Effekte durch Colour-Reconnection beinhalten, relativ große Unterschiede bestehen. Die mittlere Multiplizität von HERWIG beispielsweise ist um 1.8 Einheiten kleiner als die des Standard-Generators KORALW. In der Anpassung von HERWIG an die Daten, die bei Energien um die Masse der Z^0-Bosons genommen wurden, sind die Unterschiede der Teilchen-Multiplizität von Jets verschiedener Quark-Flavours schlecht modelliert. Da b-Quarks in hadronischen W-Zerfällen – im Gegensatz zu hadronischen Z^0-Zerfällen – praktisch nicht erzeugt werden, beschreibt dieses Modell die mittlere Multiplizität von

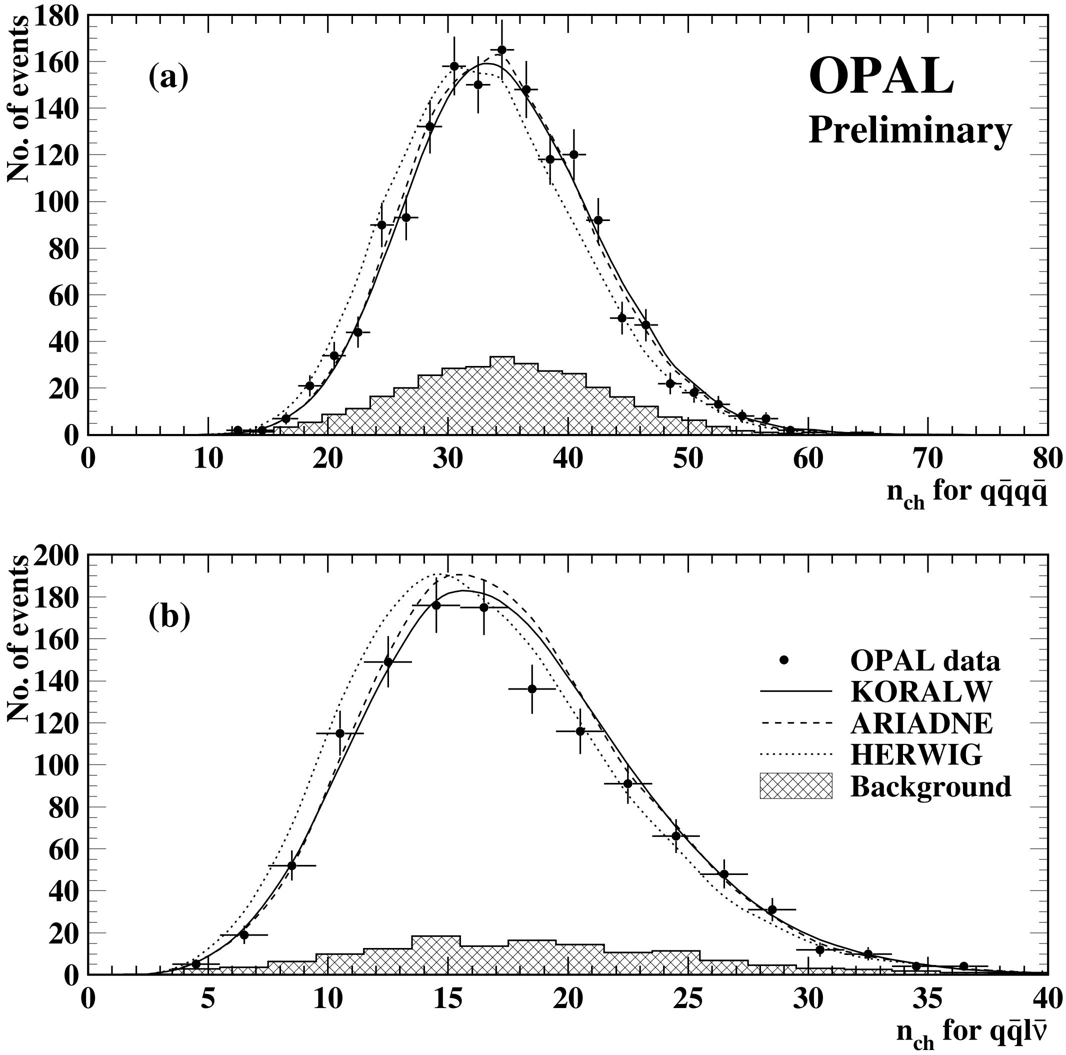

Abbildung 6.1: Unkorrigierte Multiplizitätsverteilung geladener Spuren für $W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$ Ereignisse (a) und den hadronischen Anteil der $W^+W^- \to q\bar{q}\ell\nu$ Ereignisse (b). Die Punkte zeigen die Daten mit statistischen Unsicherheiten, die Kurven die Erwartung für Signal und Untergrund einer Reihe von QCD Modellen ohne Berücksichtigung des Colour-Reconnection-Effekts, das Histogramm den Untergrundbeitrag.

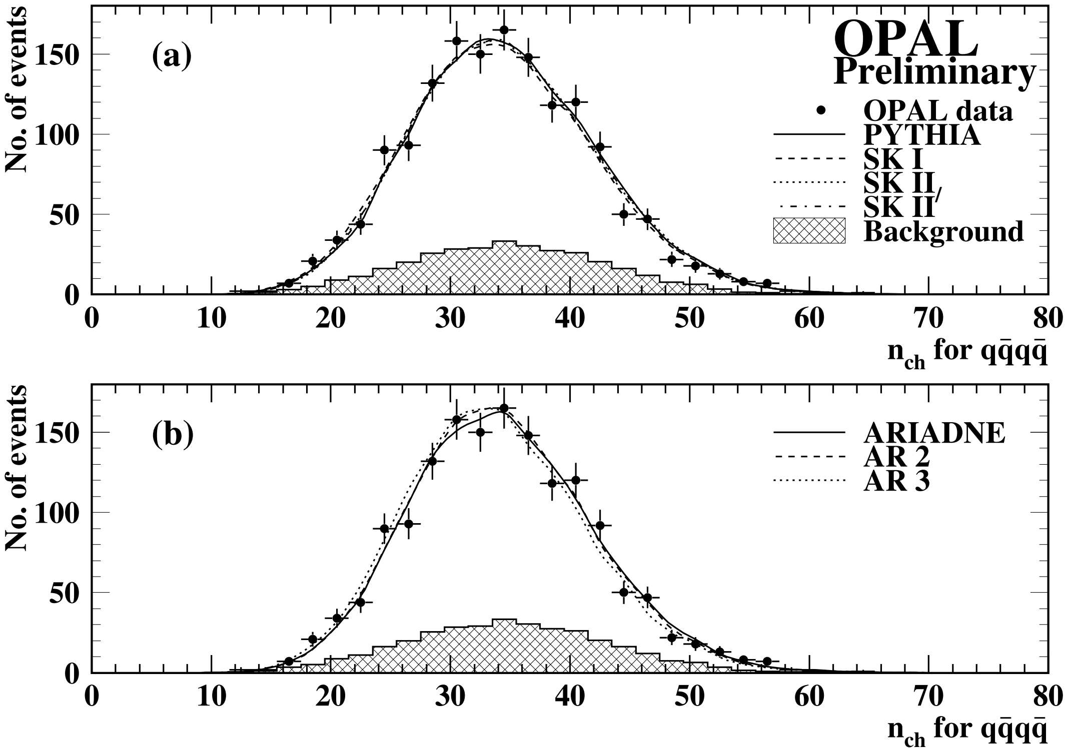

Abbildung 6.2: Vergleich der unkorrigierten Verteilung der Multiplizität geladener Teilchen im $W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$ Zerfallskanal in den Daten mit den Erwartungen von PYTHIA und den Colour-Reconnection-Modelle von Sjöstrand und Khoze (a) und ARIADNE und den zugehörigen Modellen AR 2 und AR 3. Die Punkte zeigen die Daten mit statistischen Unsicherheiten, die Kurven die Erwartung für Signal und Untergrund, das Histogramm den Untergrundbeitrag.

W-Paar Ereignissen schlecht.

Die Daten im $W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$ Zerfallskanal werden in gleicher Weise auch mit verschiedenen Modellen für Colour-Reconnection verglichen. Die Abbildung 6.2 zeigt die selbe Messung wie die Abbildung 6.1 (a) zusammen mit den Vorhersagen der Modelle von Sjöstrand und Khoze und den ARIADNE-Modellen. AR 3 zeigt hier den größten Einfluss des Colour-Reconnection-Effekts mit einer Verschiebung der mittleren Multiplizität um 0.8 Einheiten.

Die Abbildung 6.3 zeigt die korrigierte x_p-Verteilung in den Daten im Vergleich mit den Vorhersagen von KORALW, HERWIG und AR 3 in den Zerfallskanälen $W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$ (a) und $W^+W^- \to q\bar{q}\ell\nu$ (b). Die Übereinstimmung ist innerhalb der Fehler gut. Die Abbildung 6.3 (c) zeigt das Verhältnis zwischen dem Wert im hadronischen zu dem doppelten Wert im semileptonischen Kanal für kleine Teilchenimpulse, $x_p < 0.2$. Die Daten werden auch hier innerhalb der Unsicherheiten gut durch die verschiedenen Mo-

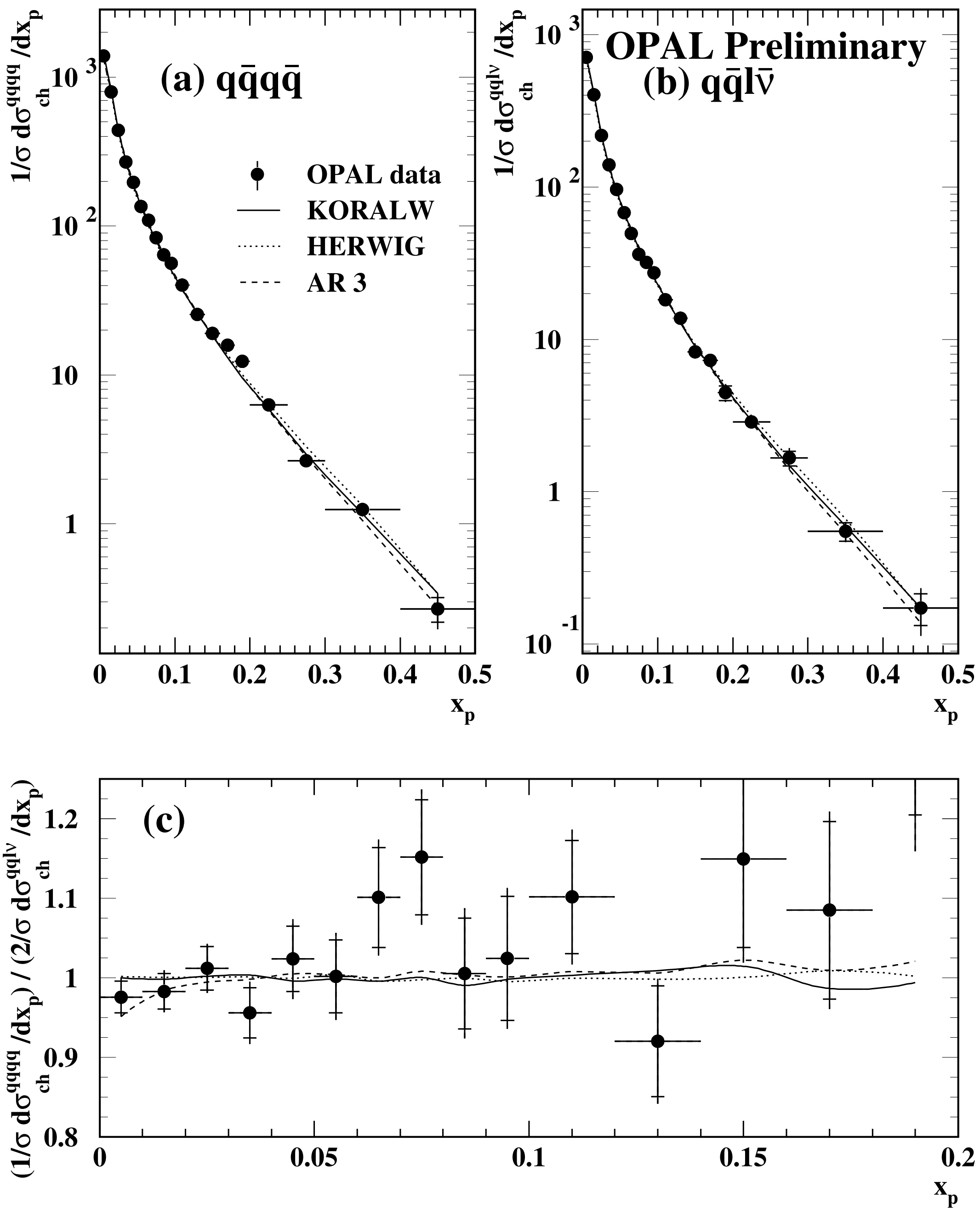

Abbildung 6.3: Korrigierte x_p-Verteilungen im $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$ (a) und $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}\ell\nu$ Zerfallskanal (b) und das Verhältnis der $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$ Verteilung zu der doppelten $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}\ell\nu$ Verteilung (c). Die Punkte geben die in den Daten gemessenen Werte mit den statistischen und systematischen Unsicherheiten an. Die Vorhersagen verschiedener Monte-Carlo-Modelle sind als Kurven gezeigt.

delle mit und ohne Colour-Reconnection beschrieben. Das Modell AR 3 zeigt bei Werten $x_p < 0.03$ einen Unterschied zwischen den beiden Zerfallskanälen, der allerdings zu klein ist, um ihn mit der vorhandenen Datenstatistik nachzuweisen.

Aus den korrigierten Verteilungen der geladenen Multiplizität werden die Mittelwerte $\langle n_{\mathrm{ch}}^{\mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}} \rangle$ und $\langle n_{\mathrm{ch}}^{\mathrm{q\bar{q}}\ell\nu} \rangle$ berechnet, ebenso aus den x_p-Verteilungen $\langle x_p^{\mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}} \rangle$ und $\langle x_p^{\mathrm{q\bar{q}}\ell\nu} \rangle$. Zum Vergleich zwischen den Ergebnissen in reinhadronischen und semileptonischen Ereignissen werden außerdem die Differenzen $\Delta\langle n_{\mathrm{ch}} \rangle = \langle n_{\mathrm{ch}}^{\mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}} \rangle - 2\langle n_{\mathrm{ch}}^{\mathrm{q\bar{q}}\ell\nu} \rangle$ und $\Delta\langle x_p \rangle = \langle x_p^{\mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}} \rangle - \langle x_p^{\mathrm{q\bar{q}}\ell\nu} \rangle$ bestimmt.

6.1.2 Systematische Untersicherheiten

Verschiedene Quellen systematischer Unsicherheiten wurden untersucht. Die Einzelbeiträge jeder dieser Unsicherheiten sind in der Tabelle 6.1 zusammengefasst und werden quadratisch summiert, um den systematischen Gesamtfehler abzuschätzen. Bei der Bestimmung der systematischen Unsicherheit der Differenzen $\Delta\langle n_{\mathrm{ch}} \rangle$ und $\Delta\langle x_p \rangle$ wurden Korrelationen ausdrücklich berücksichtigt.

Systematische Unsicherheit	$\langle n_{\mathrm{ch}}^{\mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}} \rangle$	$\langle n_{\mathrm{ch}}^{\mathrm{q\bar{q}}\ell\nu} \rangle$	$\Delta\langle n_{\mathrm{ch}} \rangle$	$\langle x_p^{\mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}} \rangle$ $\times 10^2$	$\langle x_p^{\mathrm{q\bar{q}}\ell\nu} \rangle$ $\times 10^2$	$\Delta\langle x_p \rangle$ $\times 10^2$
W^+W^- Modell	0.00	0.05	0.10	0.004	0.007	0.003
Hadronisation	0.28	0.15	0.26	0.012	0.020	0.012
Qualitätskriterien geladener Spuren	0.02	0.04	0.08	0.005	0.012	0.009
Untergrund	0.23	0.04	0.21	0.012	0.023	0.028
Strahlenergie	0.03	0.08	0.14	0.009	0.031	0.035
Korrekturmethode	0.07	0.05	0.03	0.010	0.007	0.017
Gesamt	0.37	0.19	0.38	0.022	0.046	0.051

Tabelle 6.1: Einzelbeiträge der untersucheten systematischen Unsicherheiten der Messung der geladenen Multiplizität und von $\langle x_p \rangle$.

Die Abhängigkeit der Korrekturmethoden von dem verwendeten Monte-Carlo-Modell wird dadurch abgeschätzt, dass anstatt von KORALW PYTHIA verwendet wurde, um die $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ Signalereignisse zu simulieren. In beiden Fällen wurde die Hadronisation der primären Quarks mit JETSET simuliert. Der W^+W^- Wirkungsquerschnitt, der mit GENTLE zu 16.65 pb bestimmt wird, wurde um $\pm 2.4\%$ variiert, was der gesamten Unsicherheit in der Messung des Wirkungsquerschnitts entspricht.

JETSET wird durch HERWIG und ARIADNE ersetzt, um den Einfluss des verwendeten Hadronisationsmodells zu untersuchen. Die Verwendung der verschiedenen Colour-Reconnection-Modelle von Sjöstrand und Khoze und denen in ARIADNE gibt Aufschluss über den Einfluss möglicher Effekte aufgrund von Colour-Reconnection. Die größte Variation des Ergebnisses dieser Untersuchung, das bei den Modellen AR 3 und HERWIG beobachtet wurde, wird als Unsicherheit aufgrund von Hadronisationseffekten angegeben.

Um mögliche Einflüsse der Qualitätskriterien, die an die beobachteten Spuren gestellt werden, abschätzen zu können, wurden diese innerhalb vernünftiger Grenzen verändert und die Messung wiederholt. Der größte erlaubte Wert des Punktes der nächsten Annäherung an den Wechselwirkungspunkt wurde von 2 cm auf 5 cm in der r-ϕ -Ebene und von 25 cm auf 50 cm in z-Richtung, die minimale Anzahl von Treffern in der zentralen Jet-Kammer von 20 auf 40 erhöht. Die quadratische Summe dieser drei Effekten ergibt den Beitrag zum systematischen Fehler.

Zur Unsicherheit in der Modellierung des Untergrunds werden zwei Beiträge berücksichtigt. Zum Einen wird die Normierung des Gesamtuntergrunds um einen Faktor skaliert, der die Unsicherheit der Normierung widerspiegelt. Im $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$ Zerfallkanal beträgt diese etwa 11%, im $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}\ell\nu$ Kanal etwa 8%. Zum Zweiten wird die Unsicherheit in der Form des Untergrunds durch die Verwendung von alternativen Modellen zur Simulation untersucht. So wurde für $\mathrm{Z^0}/\gamma \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}$ Ereignisse HERWIG anstelle von PYTHIA verwendet, Zwei-Photon-Ereignisse mit PYTHIA anstelle von PHOJET simuliert. Die Unsicherheit in der Beschreibung der Vier-Fermion-Ereignissen wird durch einen Vergleich zwischen den Programmpaketen `grc4f` und EXCALIBUR abgeschätzt, wobei dieser Untergrundbeitrag jeweils mit dem selben Verfahren ermittelt wurde. Bei den Multiplizitätsverteilungen wurde die Abhängigkeit der Untergrundform zusätzlich noch dadurch untersucht, dass die Untergrundverteilung um ± 1 Einheit verschoben wurde.

Alle simulierten Ereignisse wurden bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189$ GeV generiert, die Daten aber bei Schwerpunktenergien zwischen 188 GeV und 190 GeV aufgenommen. Daher wurde die Analyse mit Monte-Carlo-Signalereignissen wiederholt, die bei Schwerpunktsenergien von 188 GeV und 190 GeV generiert wurden.

Um zu untersuchen, ob die Korrekturmethode selbst einen Einfluss auf die Messungen hat, wurden die mittlere Multiplizität in den beiden Zerfallskanälen, $\langle n_{\mathrm{ch}}^{\mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}}\rangle$ und $\langle n_{\mathrm{ch}}^{\mathrm{q\bar{q}}\ell\nu}\rangle$, sowie die Mittelwerte der x_p-Verteilungen, $\langle x_p^{\mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}}\rangle$ und $\langle x_p^{\mathrm{q\bar{q}}\ell\nu}\rangle$, aus den entsprechenden Messwerten in den unkorrigierten Daten mit Hilfe eines globalen Korrekturfaktors bestimmt. Dieser Faktor ist das Verhältnis aus der Vorhersage von KORALW ohne Detektoreffekte oder Photonabstrahlung im Anfangszustand und der Vorhersage des selben Modells mit diesen beiden Effekten. Der Unterschied zwischen dieser Messung und den Mittelwerten der korrigierten Verteilungen gibt eine Abschätzung der Unsicherheit bezüglich der Korrekturmethode.

6.1.3 Ergebnisse

Die Messungen der mittleren geladenen Multiplizität und der Mittelwerte der x_p-Verteilungen in den beiden betrachteten Zerfallskanälen und deren Differenzen sind zusammen mit den Erwartungen verschiedener Modelle in der Tabelle 6.2 zusammengefasst [55]. Innerhalb der Unsicherheiten sind alle Messungen mit den QCD-Modellen vereinbar, die den Colour-Reconnection-Effekt nicht beinhalten, mit Ausnahme von HERWIG aus den im Abschnitt 6.1.1 genannten Gründen. Es gibt mit der bei $\sqrt{s} = 189$ GeV aufgenommenen Datenstatistik kein Anzeichen für Auswirkungen der Colour-Reconnection.

	P^{reco} (%)	$\langle n_{\text{ch}}^{\text{q}\bar{\text{q}}\text{q}\bar{\text{q}}} \rangle$	$\langle n_{\text{ch}}^{\text{q}\bar{\text{q}}\ell\nu} \rangle$	$\Delta\langle n_{\text{ch}} \rangle$	$\langle x_p^{\text{q}\bar{\text{q}}\text{q}\bar{\text{q}}} \rangle$ $\times 10^2$	$\langle x_p^{\text{q}\bar{\text{q}}\ell\nu} \rangle$ $\times 10^2$	$\Delta\langle x_p \rangle$ $\times 10^2$
Daten		38.31	19.23	-0.15	3.348	3.244	-0.104
stat.		± 0.24	± 0.19	± 0.44	± 0.029	± 0.043	± 0.052
syst.		± 0.37	± 0.19	± 0.38	± 0.022	± 0.046	± 0.051
KORALW	0.0	38.79	19.40	-0.01	3.214	3.216	0.002
HERWIG	0.0	37.22	18.59	$+0.03$	3.315	3.315	0.000
PYTHIA	0.0	38.81	19.41	-0.02	3.213	3.213	0.00
SK I ($k_I = 0.9$)	34.0	38.47	–	-0.33	3.240	–	$+0.026$
SK II	18.7	38.67	–	-0.14	3.225	–	$+0.012$
SK II'	16.8	38.61	–	-0.20	3.230	–	$+0.017$
ARIADNE	0.0	38.50	19.23	$+0.03$	3.222	3.224	-0.002
AR 2	50.3	38.39	19.32	-0.24	3.232	3.213	$+0.020$
AR 3	62.3	37.57	19.18	-0.79	3.300	3.232	$+0.068$

Tabelle 6.2: Ergebnisse der Messungen von $\langle n_{\text{ch}} \rangle$ und $\langle x_p \rangle$ in den beiden Zerfallskanälen und deren Differenz. Außerdem sind die Erwartungen für eine Vielzahl von Monte-Carlo-Modellen angegeben. P^{reco} bezeichnet den Anteil der $\text{W}^+\text{W}^- \to \text{q}\bar{\text{q}}\text{q}\bar{\text{q}}$ Ereignisse, bei denen eine Rekombination des Farbflusses stattgefunden hat. Die Erwartungen für $\Delta\langle n_{\text{ch}} \rangle$ und $\Delta\langle x_p \rangle$ der Modelle von Sjöstrand und Khoze, die keine Simulation von $\text{W}^+\text{W}^- \to \text{q}\bar{\text{q}}\ell\nu$ Ereignissen beinhalten, wurden mit Hilfe der Ergebnisse des entsprechenden Modells ohne Colour-Reconnection (KORALW) für diesen Kanal berechnet.

6.2 Multiplizität schwerer Hadronen

Im Abschnitt 6.1 wurde begründet, warum die Multiplizität geladener Teilchen mit kleinem Impuls in hadronischen W-Paar Ereignissen im Falle des Auftretens des Colour-Reconnection-Effekts verringert sein sollte. Es ist zu erwarten, dass durch die kleinere invariante Masse der Strings die Produktion schwerer Hadronen weiter unterdrückt ist [58]. Dies ist bereits aus Messungen des sogenannten String-Effekts, der im nächsten Abschnitt ausführlicher dargestellt wird, bekannt. Die Abbildung 6.4 zeigt das Verhältnis zwischen simulierten x_p-Spektren geladener Teilchen in $W^+W^- \rightarrow$ q$\bar{q}$q$\bar{q}$ Ereignissen mit verschiedenen Modellen des Colour-Reconnection-Effekts und unter der Annahme unabängig voneinander zerfallender W-Bosonen. Werte kleiner als 1 weisen auf eine verringerte Teilchenproduktion hin, falls Colour-Reconnection auftritt. Die Abbildung 6.4 (a) enthält alle geladenen Teilchen, während in (b) nur Kaonen und Protonen, also schwere Hadronen, berücksichtigt wurden. Tatsächlich ergibt sich für alle in der Abbildung gezeigten Colour-Reconnection-Modelle ein größerer Effekt, wenn nur schwere Hadronen betrachtet werden.

Die größere Sensitivität bezüglich des Colour-Reconnection-Effekts wird aber dadurch relativiert, dass durch die Beschränkung auf schwere Hadronen die statistische Unsicherheit der Messung vergrößert wird. Außerdem werden durch die Identifikation von

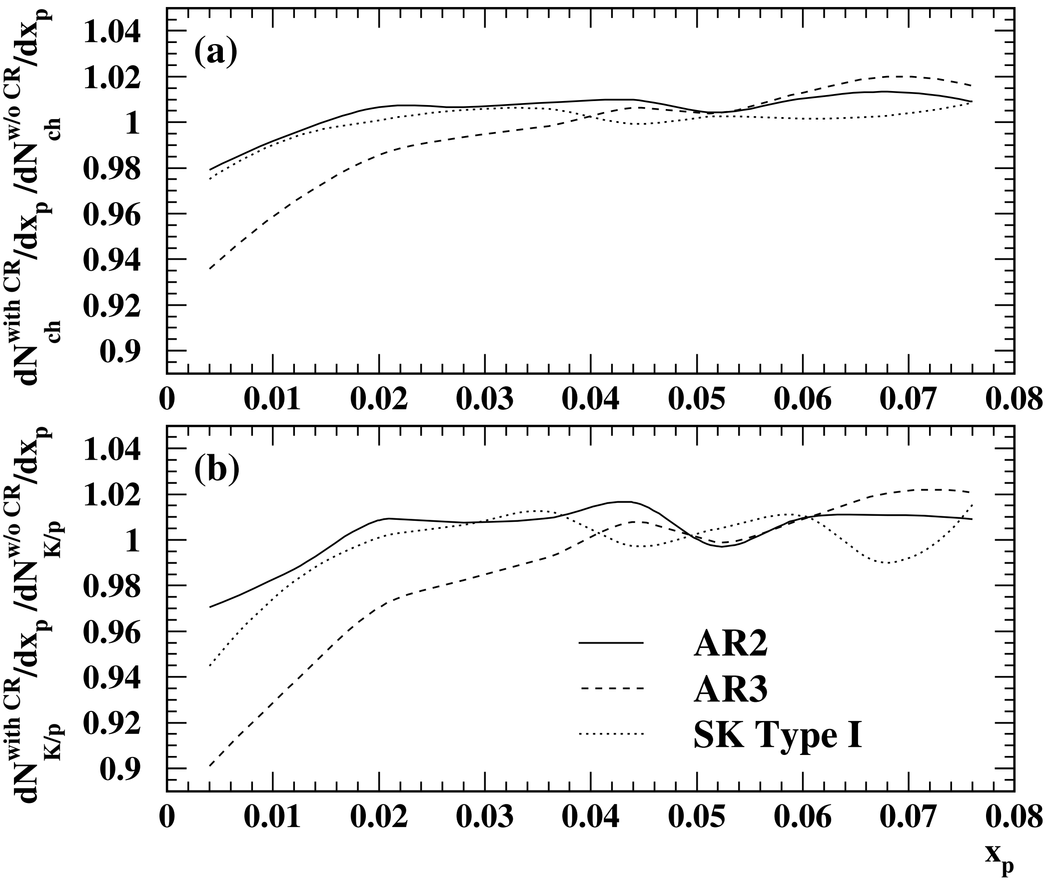

Abbildung 6.4: Verhältnis der simulierten x_p-Spektren mit und ohne Colour-Reconnection aller geladenen Teilchen (a) und schwerer Hadronen (b) in $W^+W^- \rightarrow$ q$\bar{q}$q$\bar{q}$ Ereignissen bei $\sqrt{s}$ = 189 GeV für die Modelle AR 2, AR 3 und SK I ($k_I = 0.9$ fm^{-4}).

Kaonen und Protonen zusätzliche systematische Unsicherheiten auftreten. Die Messung der Multiplizität schwerer Hadronen ist jedoch von den Untersuchungen, die im letzten Abschnitt beschrieben wurden, weitgehend unabhängig und bietet daher zusätzliche experimentelle Information über das Auftreten der Colour-Reconnection.

6.2.1 Identifikation schwerer Hadronen

Geladene Teilchen werden bei OPAL mit Hilfe der Messung des spezifischen Energieverlusts $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ in der zentralen Spurkammer identifiziert. Bereits im Abschnitt 3.2 ist die $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Messung zusammen mit den erwarteten Kurven für die verschiedenen Teilchenhypothesen in Abhängigkeit des Impulses der Spuren gezeigt (Abb. 3.3). Für jede geladene Spur, die die Qualitätskriterien erfüllt, die im Abschnitt 6.1 genannt sind, werden χ^2-Wahrscheinlichkeiten dafür berechnet, dass die Messung mit der Hypothese übereinstimmt, dass es sich um eines der folgenden Teilchen handelt: Elektronen, Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen. Diese Wahrscheinlichkeiten werden durch die Minimierung folgender 2-dimensionaler χ^2-Funktion berechnet:

$$\chi^2 = \left(\frac{\mathrm{d}E/\mathrm{d}x_{\mathrm{exp.}} - \mathrm{d}E/\mathrm{d}x_{\mathrm{meas.}}}{\sigma(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)}\right)^2 + \left(\frac{p_{\mathrm{exp.}} - p_{\mathrm{meas.}}}{\sigma(p)}\right)^2,$$

wobei $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x_{\mathrm{meas.}}$ und $p_{\mathrm{meas.}}$ die gemessenen und $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x_{\mathrm{exp.}}$ und $p_{\mathrm{exp.}}$ die erwarteten Werte des Energieverlusts und des Impulses bezeichnen. Die skalierte Unsicherheit $\sigma(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)$ der $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Messung ergibt sich aus der Gleichung

$$\sigma(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x) = \sigma(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x, \mathrm{meas.}) \times \frac{\mathrm{d}E/\mathrm{d}x_{\mathrm{exp.}}}{\mathrm{d}E/\mathrm{d}x_{\mathrm{meas.}}}.$$

Analog wird die skalierte Unsicherheit $\sigma(p)$ der Impulsmessung bestimmt. Die erwarteten Werte $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x_{\mathrm{exp.}}$ und $p_{\mathrm{exp.}}$ werden gemäß der Bethe-Bloch-Formel so variiert, dass der Wert von χ^2 minimal wird. Aus dem minimierten χ^2 kann dann die χ^2-Wahrscheinlichkeit W für die fünf verschiedenen Teilchenhypothesen berechnet werden.

Aus den Wahrscheinlichkeiten für die Teilchenhypothesen soll nun eine Wahrscheinlichkeit dafür konstruiert werden, dass die Spur von einem schweren Hadron – also einem Kaon oder Proton – erzeugt wurde. Dies geschieht, indem die Wahrscheinlichkeiten für die Kaon- und Protonhypothese addiert und anschließend durch die Summe der Wahrscheinlichkeiten aller fünf Teilchenhypothesen dividiert werden:

$$P_{\mathrm{K,p}} = (W_{\mathrm{K}} + W_{\mathrm{p}})/\sum W.$$

Die Abbildung 6.5 zeigt die Verteilung dieser Wahrscheinlichkeit, für die Daten als Punkte und für simulierte Ereignisse als Histogramm, getrennt für echte Kaonen und Protonen, für die übrigen leichten und für alle geladenen Teilchen.

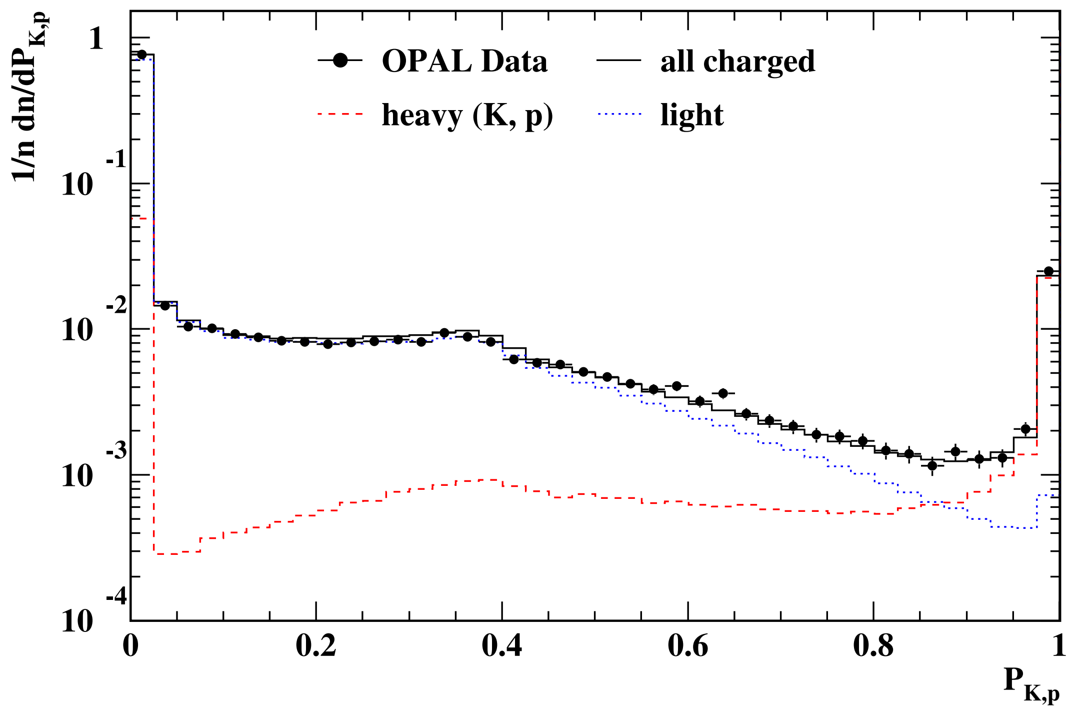

Abbildung 6.5: Verteilung der Wahrscheinlichkeit für schwere Hadronen $P_{\mathrm{K,p}}$ mit etwa 150000 simulierten Ereignissen und den Daten. Die Punkte zeigen die Verteilung der geladenen Teilchen in den Daten, das durchgezogene Histogramm in den simulierten Ereignissen. Das gestrichelte Histogramm zeigt nur Kaonen und Protonen in der Simulation, das gepunktete Histogramm die übrigen geladenen Teilchen, jeweils im Bereich $0.002 \leq x_p \leq 0.012$.

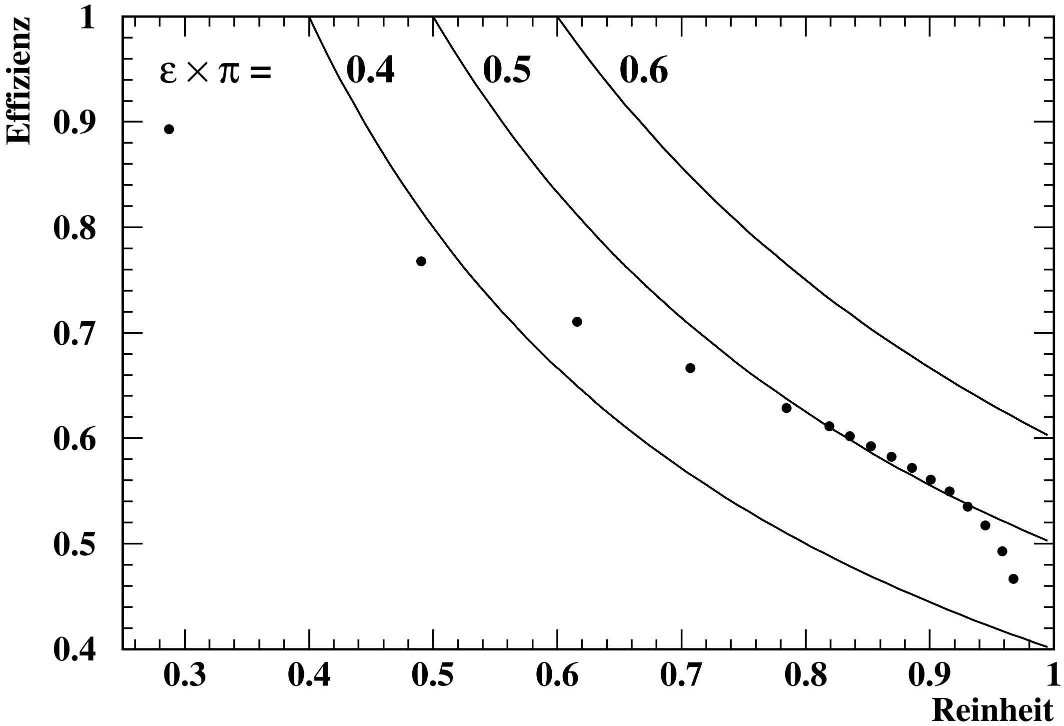

Abbildung 6.6: Effizienz und Reinheit der Identifikation von Kaonen und Protonen für simulierte $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ Ereignisse bei $\sqrt{s} = 189$ GeV. Die Punkte zeigen die Ergebnisse für Schnitte auf $P_{K,p}$ zwischen 0.35 und 0.99. Die Linien zeigen Konturen, bei denen das Produkt aus Effizienz und Reinheit konstant bleibt.

Mit einem Schnitt auf $P_{K,p}$ können nun die schweren von den leichten Teilchen getrennt werden. Die Güte dieser Trennung wird mit der Effizienz und Reinheit der Identifikation beschrieben. Die Effizienz ist der Anteil der Kaonen und Protonen, die auch tatsächlich als schwere Teilchen identifiziert werden. Die Reinheit bezeichnet den Anteil der Kaonen und Protonen an der Gesamtzahl der selektierten Spuren. Effizienz und Reinheit werden mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation bestimmt. In der Abbildung 6.6 sind die Werte der Effizienz in Abhängigkeit der Reinheit für Schnitte auf $P_{K,p}$ zwischen 0.35 und 0.99 für simulierte $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ Ereignisse dargestellt. Die Kurven zeigen die Konturen, bei denen das Produkt aus Effizienz und Reinheit konstant ist. Dieses Produnkt ist für einen Schnitt bei $P_{K,p} \geq 0.85$ maximal.

Die Güte der Identifikation schwerer Hadronen hängt stark vom Impuls der betrachteten Spur ab. Wie im Abschnitt 3.2 bereits erläutert, können zwei Teilchensorten bei Impulsen, bei denen die erwarteten $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Werte sich nähern, schlecht bzw. nicht mehr getrennt werden. Der interessante Impulsbereich dieser Analyse ist der Bereich $0.002 \leq x_p \leq 0.012$. Dieser Bereich wurde so gewählt, dass die Sensitivität der Analyse bezüglich des Colour-Reconnection-Effekts optimiert ist. Die Abbildung 6.7 zeigt die Effizienz

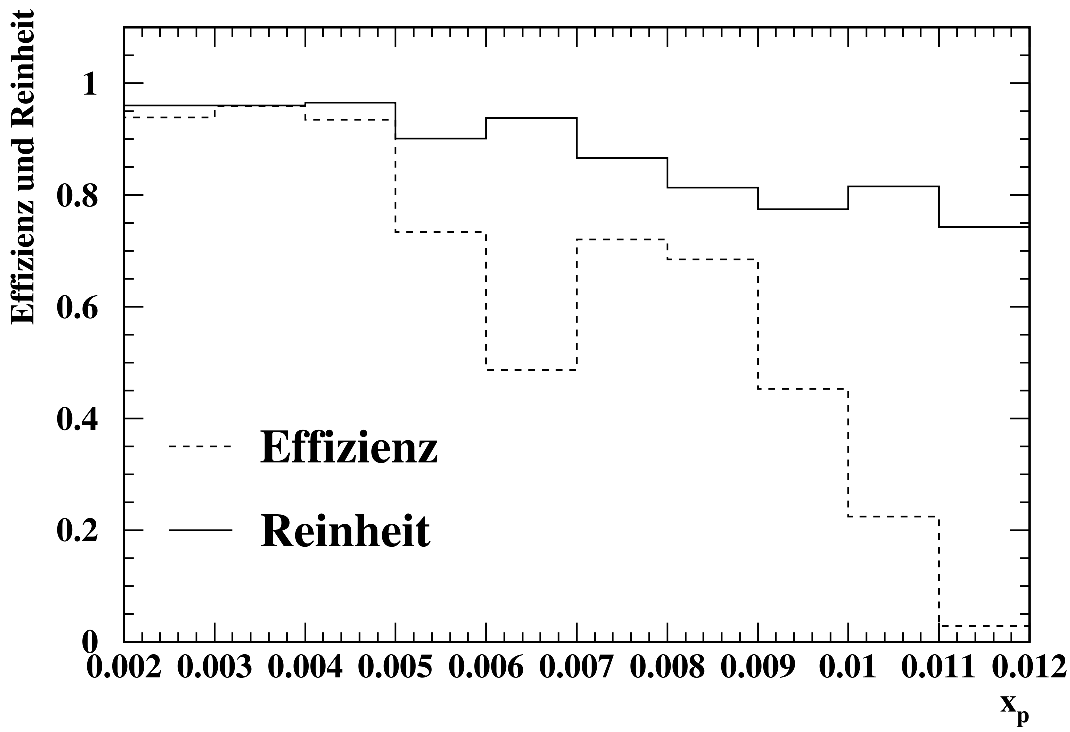

Abbildung 6.7: Effizienz und Reinheit der Identifikation schwerer Hadronen für $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ Ereignisse bei $\sqrt{s} = 189$ GeV bezüglich des Teilchenimpulses für einen Schnitt auf $P_{\mathrm{K,p}}$ bei 0.85.

und Reinheit der Identifikation schwerer Hadronen im diesem Bereich am Beispiel von $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ Ereignissen. Die Reinheit beträgt im Mittel 90% für semileptonische und 87% für hadronische Ereignisse. Die Effizienz weist starke Schwankungen im betrachteten Impulsbereich auf. Bei etwa $x_p = 0.006$ kreuzen sich das Elektron- und das Kaonband (vgl. Abb. 3.3 im Abschnitt 3.2), was sich durch die geringere Effizienz in diesem Bereich bemerkbar macht. Ab etwa $x_p = 0.009$ überlappt das Kaon- mit dem Pionband, was den dramatischen Abfall erklärt. Die mittlere Effizienz im betrachteten Impulsbereich beträgt 60% bzw. 57%.

6.2.2 Korrektur der Daten

Mit der oben beschriebenen Identifikation schwerer Hadronen kann nun das x_p-Spektrum von Kaonen und Protonen in den Daten gemessen werden. Dieses Spektrum wird wie bei der Messung der Impulsverteilung aller geladener Teilchen (siehe Abschnitt 6.1.1) korrigiert. Jetzt müssen allerdings zusätzlich die Einflüsse der Teilchenidentifikation berücksichtigt werden.

Zunächst wird wieder der Untergrundbeitrag aus simulierten Ereignissen abgeschätzt

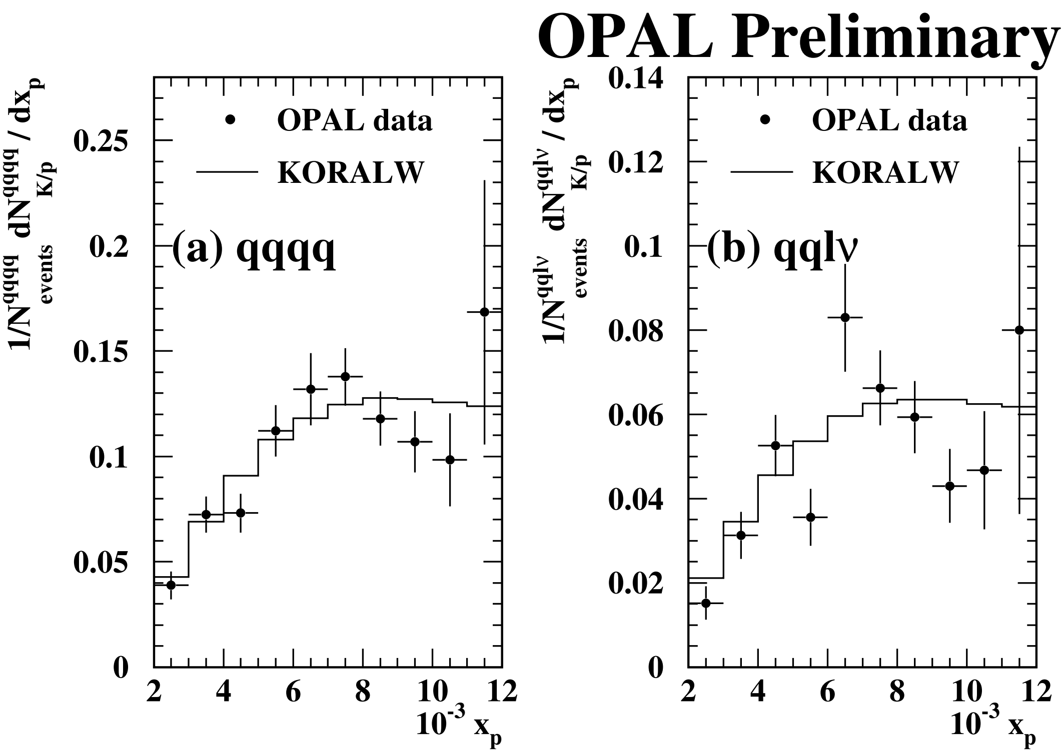

Abbildung 6.8: x_p-Verteilungen der schweren Hadronen für $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ (a) und $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\nu$ (b) Ereignisse bei $\sqrt{s} = 189$ GeV. Die Punkte zeigen die korrigierten Daten mit statistischen Fehlern, das Histogramm die Monte-Carlo-Erwartung.

und von der in den Daten gemessenen Verteilung abgezogen. Die oben beschriebene Identifikation der schwerden Hadronen selektiert einerseits nur einen gewissen Anteil der tatsächlichen Kaonen und Protonen (Effizienz), andererseits befinden sich unter den ausgewählten Spuren auch solche, die von leichten Teilchen stammen (Reinheit). Um diese beiden Effekte zu berücksichtigen, werden Effizienz und Reinheit in Abschnitten von x_p bestimmt und die gemessene Verteilung in jedem dieser Bins mit dem Faktor Reinheit/Effizienz korrigiert. Bei der Korrektur von Detektoreffekten, dem Einfluss der Photonabstrahlung im Anfangszustand und der Ereignisselektion werden, wie bei der Korrektur der x_p-Verteilung aller geladenener Teilchen, impulsabhängige Korrekturfaktoren mit Hilfe von simulierten Ereignissen berechnet.

Abbildung 6.8 zeigt die in den Daten gemessenen und korrigierten x_p-Verteilungen für die beiden Zerfallskanäle $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ und $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\nu$, sowie die Erwartung des Monte-Carlo-Generators KORALW ohne Detektoreffekte. Die Fehler an den Datenpunkten sind die statistischen Unsicherheiten. Abbildung 6.9 zeigt das Verhältnis der x_p-Verteilungen im hadronischen und dem doppelten semileptonischen Kanal. Außerdem ist die Erwartung aus der Simulation gezeigt. Die drei Histogramme wurden mit dem

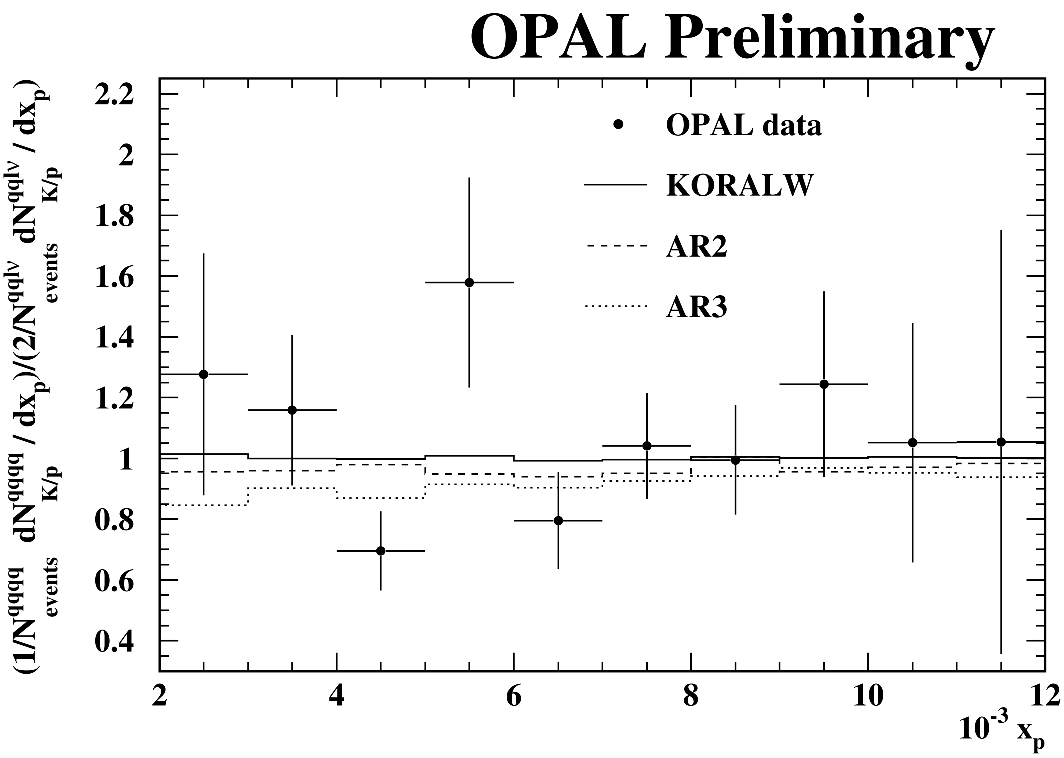

Abbildung 6.9: Verhältnis der x_p-Verteilungen zwischen dem hadronischen und dem doppelten semileptonischen Kanal bei $\sqrt{s} = 189$ GeV. Das durchgezogene Histogramm zeigt die Vorhersage ohne Colour-Reconnection, die beiden gestrichelten Histogramme die der Colour-Reconnection-Modelle AR 2 und AR 3.

KORALW-Generator, der mögliche Effekte durch Colour-Reconnection nicht simuliert, und den beiden Colour-Reconnection-Modellen AR 2 und AR 3 erzeugt. Ein Vergleich der erwarteten Veränderung durch den Colour-Reconnection-Effekt mit den statistischen Fehlern der Daten bei $\sqrt{s} = 189$ GeV zeigt deutlich, dass aus diesen Verteilungen kein Aufschluss über das Auftreten von Colour-Reconnection möglich ist. Eine bessere Information sollte die Bestimmung der Multiplizität im gesamten Impulsbereich, $0.002 \leq x_p \leq 0.012$, ergeben, die im nächsten Abschnitt beschrieben wird.

6.2.3 Messung der Multiplizität

Die Anzahl der Kaonen und Protonen im Impulsbereich $0.002 \leq x_p \leq 0.012$ wird mit einer Anpassung der Monte-Carlo-Erwartung an die Daten bestimmt. Diese erfolgt unabhängig in den zwei verschiedenen Zerfallskanälen $\mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$ und $\mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{q\bar{q}}\ell\nu$. Die Verteilungen, die aus der Simulation bestimmt werden, werden auf die integrierte Luminosität der Daten normiert. Für die Monte-Carlo-Erwartung werden in jedem Bin i der x_p-Verteilung folgende Beiträge berücksichtigt: Die Anzahl der echten Kaonen und Protonen, die in richtig selektierten $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{W^+W^-}$ Ereignissen erzeugt und als schwere Teilchen identifiziert werden, $n^i_{\mathrm{K,p,\ id.}}$. Dazu wird die Zahl der als schwer identifizierten leichten Teilchen in $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{W^+W^-}$ Ereignissen, $n^i_{\mathrm{light,\ id.}}$, und der aller in Untergrundereignissen als schwer identifizierten Teilchen $n^i_{\mathrm{bckg.,\ id.}}$ addiert. Als Gesamtzahl der erwarteten Spuren in jedem x_p-Bin i ergibt sich

$$n^i_{\mathrm{exp.}} = \alpha n^i_{\mathrm{K,p,\ id.}} + n^i_{\mathrm{light,\ id.}} + n^i_{\mathrm{bckg.,\ id.}},$$

wobei α der einzige freie Parameter der Anpassung ist. Der Untergrundbeitrag wird in der Anpassung also nicht variiert. Die Anzahl der gemessen Spuren pro x_p-Bin, $n^i_{\mathrm{obs.}}$, ergibt sich aus der Datenverteilung der identifizierten schweren Teilchen, ohne dass eine der Korrekturen angewendet wurde, die im letzten Abschnitt beschrieben wurden.

Die Anpassung erfolgt mit einer Maximum-Likelihood-Methode, der Likelihood-Wert ist durch

$$-\log \mathscr{L} = \sum_i (n^i_{\mathrm{exp.}} - n^i_{\mathrm{obs.}} \log n^i_{\mathrm{exp.}})$$

definiert. Der Wert von $-\log \mathscr{L}$ wird durch die Variation des freien Parameters α minimiert, und so der beste Wert für diesen Parameter und der statistische Fehler bestimmt. Unter der Annahme, dass das Verhältnis zwischen den in einem Ereignis produzierten Kaonen und Protonen und der Zahl der durch die Identifikation im Detektor gefundenen Kandidaten konstant ist, kann man mit Hilfe von α auf die Zahl der in den Daten erzeugten Kaonen und Protonen schließen. Die Zahl der Kaonen und Protonen, die der gemessene Verteilung in den Daten zugrundeliegt, ist also

$$N_{\mathrm{K,p,meas.}} = \alpha N_{\mathrm{K,p,MC}},$$

wobei $N_{\mathrm{K,p,MC}}$ die Zahl der Kaonen und Protonen im Impulsbereich $0.002 \leq x_p \leq 0.012$ ist, die in den Monte-Carlo-Ereignissen ohne Detektoreffekte pro Ereignis im Mittel auftreten.

Mit diesem Verfahren wird die Multiplizität der Kaonen und Protonen mit $0.002 \leq x_p \leq 0.012$ gemessen. Wie bei der Messung der Multiplizität aller geladener Teilchen wird auch hier die Messung in den beiden Zerfallskanälen getrennt durchgeführt. Ein Vergleich des Ergebnisses im reinhadronischen mit dem im semileptonischen Zerfallskanal mit Hilfe der Größe

$$R_{\mathrm{K,p}} = \frac{N_{\mathrm{K,p}}^{\mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}}}{2\,N_{\mathrm{K,p}}^{\mathrm{q\bar{q}}\ell\nu}}$$

kann Aufschluss über das Auftreten des Colour-Reconnection-Effekts geben.

6.2.4 Systematische Unsicherheiten

Für diese Messung wurden eine Reihe systematischer Untersuchungen angestellt. Die Tabelle 6.3 zeigt die Einzelbeiträge der verschiedenen Quellen. Auch hier wurden bei der Bestimmung der systematischen Unsicherheit des Verhältnisses $R_{\mathrm{K,p}}$ Korrelationen ausdrücklich berücksichtigt.

Systematische Unsicherheit	$N_{\mathrm{K,p}}^{\mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}}$	$N_{\mathrm{K,p}}^{\mathrm{q\bar{q}}\ell\nu}$	$R_{\mathrm{K,p}}$
$\mathrm{W^+W^-}$-Modell	0.036	0.010	0.019
Hadronisation	0.073	0.043	0.028
Untergrund	0.022	0.003	0.018
Strahlenergie	0.016	0.005	0.014
Zahl der Bins	0.002	0.002	0.007
ID Wahrscheinlichkeit	0.044	0.013	0.018
ID $N_{\mathrm{Treffer}} \geq 40$	0.011	0.009	0.022
Gesamt	0.097	0.047	0.050

Tabelle 6.3: Einzelbeiträge der untersuchten systematischen Unsicherheiten der Messung der Multiplizität schwerer Hadronen.

Die Unsicherheiten aufgrund des verwendeten $\mathrm{W^+W^-}$ Modells, der verschiedenen Hadronisationsmodelle, des Untergrunds und der Strahlenergie wurden analog zu denen von $\langle n_{\mathrm{ch}} \rangle$ und $\langle x_p \rangle$, wie im Abschnitt 6.1 beschrieben, untersucht. Die Zahl der Bins, die in der Anpassung verwendet werden, wurde zwischen 5 und 20 variiert.

Systematische Unsicherheiten bei der Identifikation schwerer Teilchen wurden auf zwei verschiedene Arten untersucht. Zum Einen wurde der Schnitt auf die Wahrscheinlichkeit $P_{\mathrm{K,p}}$ um ± 0.1 variiert. Zum Zweiten wurde die Mindestanzahl der beobachteten

Treffer einer Spur in der zentralen Spurkammer von 20 auf 40 erhöht. Die Unsicherheiten, die sich aus den übrigen Qualitätskriterien an geladene Spuren ergeben, sind vernachlässigbar.

6.2.5 Ergebnisse

Die Ergebnisse der Messung der Anzahl der Kaonen und Protonen im Impulsbereich $0.002 \leq x_p \leq 0.012$ [59] sind in der Tabelle 6.4 zusammengefasst[2]. In der Tabelle sind außerdem die Erwartungen der Monte-Carlo-Simulation mit verschiedenen Generatoren mit und ohne Colour-Reconnection gezeigt.

Die Vorhersagen der Simulation variieren teilweise deutlich für die Messungen der Multiplizität in den beiden Zerfallskanälen, für das Verhältis $R_{\mathrm{K,p}}$ ergeben sich aber für alle Modelle, die keine Beschreibung der Colour-Reconnection beinhalten, Werte um 1. Werte kleiner als 1 ergeben sich wie erwartet für alle Colour-Reconnection-Modelle. Das Ergebnis der Messung in den Daten ist hingegen deutlich größer als 1, innerhalb der Gesamtunsicherheit aber immer noch mit den Vorhersagen der QCD-Modelle ohne Colour-Reconnection vereinbar.

	$N_{\mathrm{K,p}}^{\mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}}$	$N_{\mathrm{K,p}}^{\mathrm{q\bar{q}}\ell\nu}$	$R_{\mathrm{K,p}}$
Daten	1.04	0.48	1.09
stat.	±0.05	±0.03	±0.08
syst.	±0.10	±0.05	±0.05
KORALW	1.057	0.528	1.001
PYTHIA	1.060	0.532	0.996
HERWIG	1.027	0.511	1.005
SK I ($k_I = 0.9$)	1.020	–	0.965
SK II	1.037	–	0.982
SK II'	1.027	–	0.972
ARIADNE	1.139	0.569	1.002
AR 2	1.111	0.573	0.970
AR 3	1.042	0.567	0.919

Tabelle 6.4: Messung der Anzahl der Kaonen und Protonen im Impulsbereich $0.002 \leq x_p \leq 0.012$ in den Zerfallskanälen $\mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}$ und $\mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{q\bar{q}}\ell\nu$ und des Verhältnisses $R = N_{\mathrm{K,p}}^{\mathrm{q\bar{q}q\bar{q}}}/(2 \times N_{\mathrm{K,p}}^{\mathrm{q\bar{q}}\ell\nu})$. Gezeigt sind die Ergebnisse in den Daten bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189$ GeV und die Vorhersagen einer Vielzahl von Monte-Carlo-Generatoren mit und ohne Colour-Reconnection.

[2]Die geringfügigen Unterschiede zu den Ergebnissen in [59] ergeben sich durch die Verwendung der neuen Selektion im reinhadronischen Zerfallskanal, wie sie im Abschnitt 4.1.2 beschrieben ist, und einer verbesserten Behandlung des Untergrunds.

6.3 Teilchenfluss zwischen Jets

Die Messung des Teilchenflusses in Drei-Jet-Ereignissen, $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}g$, ist unter der Bezeichnung “String-Effekt” bekannt [60, 61]. Der Name rührt daher, dass man im Stringbild eine erhöhte Produktion von Teilchen in Regionen erwartet, in denen ein String gespannt ist. In der Abbildung 6.10 (a) ist der Verlauf des Strings in einem solchen Ereignis skizziert, der von dem Quark über das Gluon zum Antiquark gespannt ist. Die Messung des String-Effekts benutzt nur Ereignisse in dem alle Jetpaare den gleichen Winkel von etwa 120° aufweisen. Alle Spuren werden in die Ereignis-Ebene projiziert, die von den drei Jets aufgespannt wird, und der Winkel jeder Spur bezüglich eines Quark- oder Antiquark-Jets gemessen. Der Drehsinn dieses Winkels ist so definiert, dass Spuren in der Region zwischen dem Quark und dem Antiquark einen Winkel zwischen 0° und 120° zugewiesen bekommen. Das qualitative Ergebnis ist ebenfalls in Abbildung 6.10 (a) dargestellt. Man erkennt, dass der Teilchenfluss in der $q\bar{q}$-Region im Vergleich zu den beiden Regionen qg und $\bar{q}$g deutlich erniedrigt ist.

In hadronischen W-Paar Ereignissen bei LEP2 kann man ebenfalls Quark-Paare finden, zwischen denen ein String gespannt ist, nämlich die beiden Quark-Antiquark-Paare, die durch den Zerfall jeweils eines W-Bosons gebildet werden. Man erwartet also analog zum String-Effekt in diesen Bereichen eine erhöhte Teilchenproduktion. Dies ist in Abbildung 6.10 (b) skizziert. Durch den Colour-Reconnection-Effekt wird die Stringkonfiguration in einem Ereignis aber verändert, so dass man durch die Messung des Teilchenflusses Hinweise auf das Auftreten einer solchen Rekombination erhalten könnte. Es sollte eine verringerte Teilchenproduktion in den Bereichen zwischen Jets, die aus dem Zerfall eines W-Bosons stammen, beobachtet werden.

Die oben beschriebene Vorgehensweise ist aber nicht direkt auf hadronische W-Paar Ereignisse übertragbar. Drei-Jet-Ereignisse sind aufgrund der Impulserhaltung planar. Außerdem können aufgrund der hohen Datenstatistik bei LEP1 Ereignisse ausgewählt werden, in denen die Winkel zwischen den Jets innerhalb enger Grenzen liegen. Wie die Messung des String-Effekts in Drei-Jet-Ereignissen im Einzelnen auf die Vier-Jet-Topologie von $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ Ereignissen übertragen wird [62], soll im nun folgenden Abschnitt beschrieben werden.

6.3.1 Methode

Der grundlegende Unterschied zwischen $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ und $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ Ereignissen ist, dass bei letzteren die Jet-Achsen nicht aufgrund der Impulserhaltung in einer Ebene liegen. Die Messung wird daher in vier verschiedenen Ebenen durchgeführt, die jeweils durch Paare von Jet-Achsen definiert werden. Die vier Jets werden mit dem Durham-Algorithmus aus den Spuren und Kalorimetereinträgen rekonstruiert. Nachdem die Energien der Jets auf Doppelzählungen korrigiert wurden, wird eine kinematische Anpassung

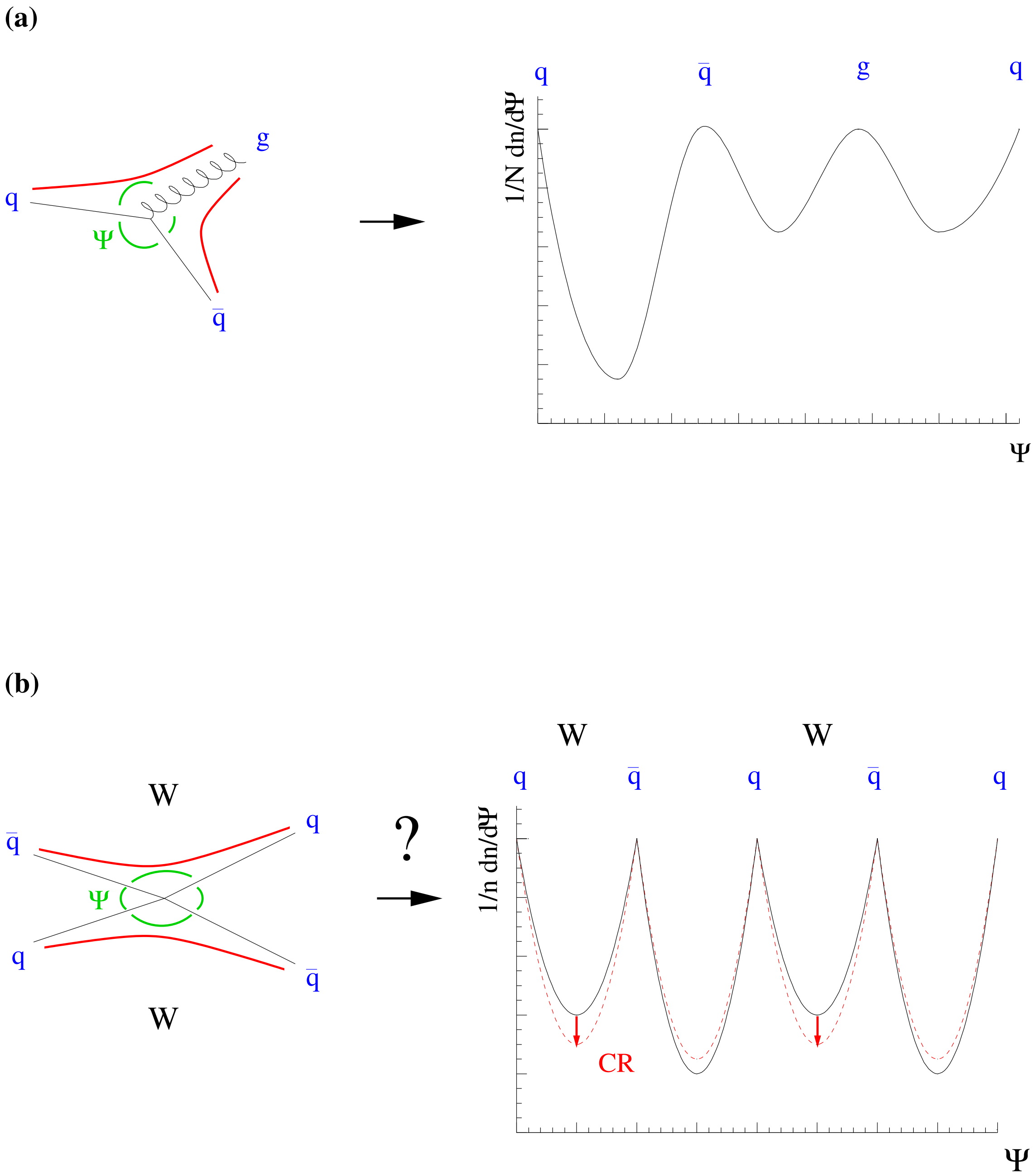

Abbildung 6.10: Skizze zur Übertragung der Messung des String-Effekts in $q\bar{q}g$ Ereignissen bei LEP1 (a) auf $W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$ Ereignisse bei LEP2 (b).

mit vier Zwangsbedingungen aufgrund von Energie- und Impulserhaltung, wie im Abschnitt 4.2 beschrieben, durchgeführt. Durch diese Korrektur der Jet-Richtungen wird eine verbesserte Übereinstimmung zwischen den Jet-Achsen und den Richtungen der in W^+W^- Ereignissen erzeugten vier Partonen erzielt.

Die Analyse vollzieht sich in drei Schritten: Zunächst werden in jedem Ereignis Jet-Paare den beiden W-Bosonen zugeordnet und so die vier Ebenen bestimmt. Anschließend werden alle Spuren in einem Ereignis in diese Ebenen projiziert. Die so gewonnene Verteilung der Spuren in den Daten kann nun mit den Erwartungen verschiedener Monte-Carlo-Modelle verglichen werden.

Die Zuordnung der Jets zu den zugrunde liegenden Zerfallsprodukten der W-Bosonen geschieht mit einer Likelihood-Methode, wie sie schon im Abschnitt 4.2 kurz angesprochen wurde. In der hier vorgestellten Analyse werden in allen Ereignissen vier Jets rekonstruiert. Die Observablen, aus denen der Likelihood-Wert gebildet wird, sind die Massendifferenz der beiden W-Massen, die sich im 4C-Fit ergeben, die Summe der Öffnungswinkel zwischen den beiden Jets, die einem W-Boson zugeordnet werden und die Masse, die sich aus dem 5C-Fit ergibt. Der Likelihood-Wert wird für die drei möglichen Jet-Zuordnungen berechnet, sofern 4C- und 5C-Fit eine Wahrscheinlichkeit größer als 1% ergeben. Ausgewählt wird die Zuordnung, für die sich der größte Likelihood-Wert ergibt, falls dieser größer als 0.22 ist. Durch diesen Schnitt werden nur etwa 50% der selektierten $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ Ereignisse weiter verwendet, von diesen wird aber in etwa 89% die korrekte Jet-Parton Kombination bestimmt. Die Abbildung 6.11 zeigt die in der Likelihood-Methode verwendeten Observablen und den resultierenden Ausgabewert.

Die beiden Jet-Paare, die mit Hilfe der oben beschrieben Likelihood-Methode den beiden W-Bosonen zugeordnet werden, bilden zwei Ebenen, die sogenannten Intra-W-Regionen. Es bleiben nun zwei Möglichkeiten, die beiden Inter-W-Regionen, die Ebenen zwischen Jets, die von verschiedenen W-Bosonen stammen, festzulegen. Die Kombination, für die die Summe der Inter-Jet-Winkel minimal ist, wird ausgewählt.

Die Reihenfolge, in der diese vier Ebenen durchlaufen werden, ist folgendermaßen festgelegt: Begonnen wird mit dem höchstenergetischen Jet in dem Ereignis ("Jet 1"). Die erste Ebene wird von Jet 1 und dem Jet, der zum selben W-Boson gehört, "Jet 2", definiert. Dies ist die erste Intra-W-Region. Die nächste Ebene ist die zwischen Jet 2 und einem Jet ("Jet 3") des anderen W-Bosons, so dass sich – wie oben beschrieben – die erste Inter-W-Region ergibt. Durch Jet 3 und dem verbleibenden Jet ("Jet 4") in dem Ereignis ergibt sich die zweite Intra-W-Region. Die zweite Inter-W-Region bilden schließlich Jet 4 und Jet 1. Die Abbildung 6.12 illustriert die Definition und Reihenfolge der vier Ebenen, die in jedem Ereignis gebildet werden.

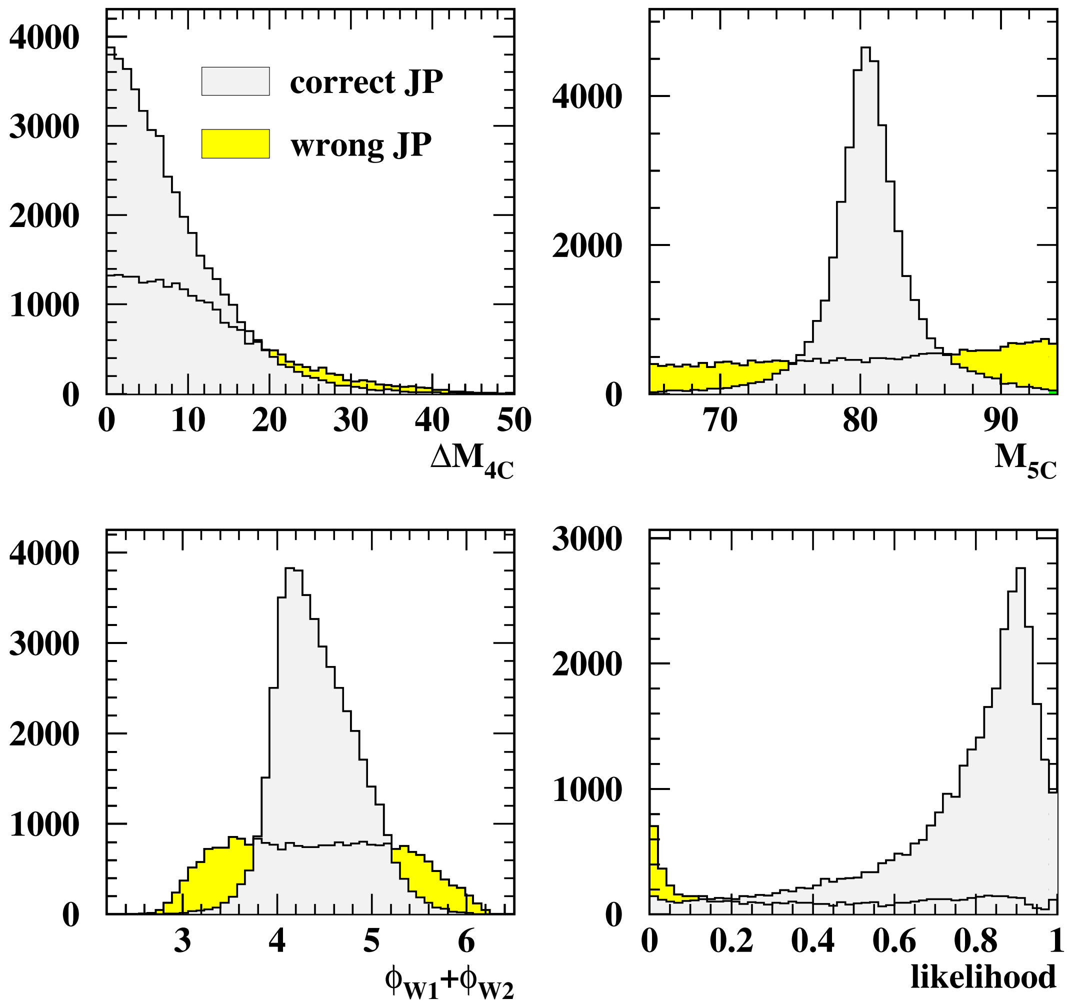

Abbildung 6.11: In der Likelihood-Methode der Jet-Zuordnung verwendete Observablen. Die Werte dieser Observablen für die korrekte Zuordnung der Jets zu den W-Bosonen werden in grau, die für die falschen in gelb gezeigt. Während die Verteilungen für die drei in der Likelihood-Methode verwendeten Observablen für alle möglichen Jet-Paarungen abbgebildet werden, zeigt die Verteilung der Likelihood-Werte diese nur für die Zuordnungen, deren Ausgabewert der größte war.

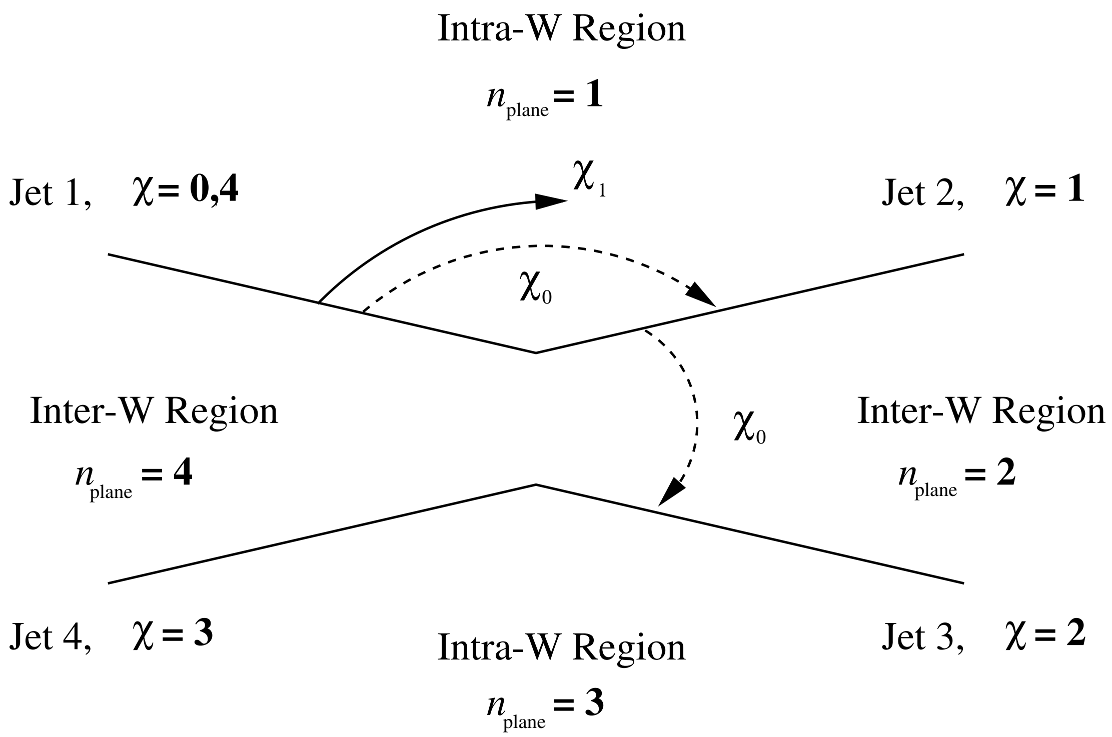

Abbildung 6.12: Definition der verschiedenen Ebenen in $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ Ereignissen zur Messung des Teilchenflusses.

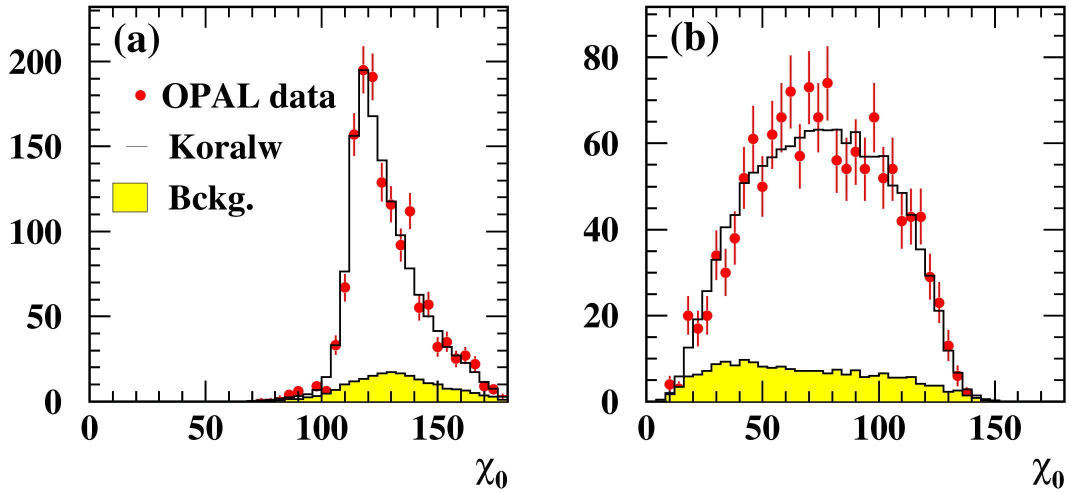

Abbildung 6.13: Winkel zwischen den Jets in den Intra- (a) und Inter-W-Regionen (b). Die Punkte zeigen die OPAL Daten bei $\sqrt{s} = 189$ GeV, das Histogramm die Ergebnisse mit KORALW und die gelbe Fläche den Untergrund.

Alle im Ereignis gefundenen geladenen Spuren[3] werden nun in die vier Ebenen projiziert. Der Winkel χ_1 bezeichnet den Winkel zwischen der projizierten Spur und dem ersten Jet in jedem Jetpaar. Es werden in jeder Ebene nur solche Spuren berücksichtigt, die sich zwischen den beiden Jets befinden, die die entsprechende Ebene definieren, d. h. nur solche, für die $\chi_1 < \chi_0$ gilt, wobei χ_0 der Winkel zwischen den beiden Jets ist. Während für etwa 11% der Spuren diese Bedingung in keiner der vier Ebenen erfüllt ist, können etwa 26% in mehr als eine Ebene des Ereignisses projiziert werden. Diese Spuren werden dann ausschließlich der Ebene zugeordnet, bezüglich derer sie den kleinsten Transversalimpuls besitzen.

Bei der Messung des String-Effekts in $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ Ereignissen bei LEP1 ist es möglich, nur solche Ereignisse auszuwählen, bei denen die Winkel zwischen den Jets annähernd gleich sind. In $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ Ereignissen bei LEP2 ist dies aufgrund der ungleich kleineren Datenstatistik nicht sinnvoll. Abbildung 6.13 zeigt die Verteilung der Winkel zwischen den Jets in den Intra- und Inter-W-Regionen. Um den unterschiedlichen Winkeln in den Ereignissen Rechnung zu tragen, wird der Winkel χ_1 zwischen Spur und Jet mit dem Winkel χ_0 zwischen den Jets in der entsprechenden Ebene skaliert, $\chi_R = \chi_1/\chi_0$. Aufgrund oben genannter Einschränkung, $\chi_1 < \chi_0$, nimmt χ_R nur Werte zwischen 0 und 1 an.

Die Verteilungen in den vier Ebenen werden zu einer Verteilung kombiniert. Hierzu wird die Variable $\chi = \chi_R + (n_{\text{plane}} - 1)$ definiert, wobei n_{plane} eine Zahl zwischen 1 und 4 ist und die Nummer der Ebene bezeichnet, entsprechend der Reihenfolge, die oben be-

[3]Die Spuren müssen den selben Qualitätskriterien genügen, die im Abschnitt 6.1 genannt sind.

schrieben und in der Abbildung 6.12 angegeben ist. χ kann also Werte zwischen 0 und 4 annehmen.

Die Abbildung 6.14 zeigt die Verteilung des Teilchenflusses zwischen den Jets bezüglich des skalierten Winkels χ. Die Struktur der vier Jets ist deutlich zu erkennen. In der Abbildung 6.14 (a) wird das Ergebnis, das mit den OPAL Daten gewonnen wurde, mit den Vorhersagen einiger Monte-Carlo-Modelle, die keine Beschreibung des Colour-Reconnection-Effekts enthalten, verglichen. Der in dieser Abbildung auch gezeigte Untergrund stammt von $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$ und Vier-Fermion-Ereignissen, und wurde mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation abgeschätzt, analog zu der Methode, die im Abschnitt 6.1.1 beschrieben ist. Die Daten werden gut von der Summe aus Signal-Monte-Carlo und Untergrundbeiträgen beschrieben. In Abbildung 6.14 (b) wurde der erwartete Untergrund von der Datenverteilung abgezogen. Die so gewonnene Verteilung wird mit den Erwartungen verschiedener Colour-Reconnection-Modelle verglichen.

Den Einfluss, den man von dem Colour-Reconnection-Effekt auf diese Verteilung erwartet, ist – neben der Abnahme der gesamten Teilchenzahl – eine Verringerung des Teilchenflusses in den Intra- zugunsten der Inter-W-Regionen. Da dies sich auf beide Intra-W-Regionen in gleicher Weise auswirken sollte, können diese addiert werden, ebenso wie beide Inter-W-Regionen. Die Observable

$$R_{\mathrm{flow}} = \frac{\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\chi_{\mathrm{R}}}(\mathrm{Inter}-\mathrm{W})}{\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\chi_{\mathrm{R}}}(\mathrm{Intra}-\mathrm{W})}$$

vergleicht den Teilchenfluss in beiden Inter- mit dem in den Intra-W-Regionen. n bezeichnet die Anzahl der Spuren in den entsprechenden Ebenen.

Die Abbildung 6.15 zeigt die Verteilung von R_{flow}. Analog zu Abbildung 6.14 wird in 6.15 (a) die gemessene Datenverteilung mit den Vorhersagen konventioneller Monte-Carlo-Modelle einschließlich Untergrund verglichen. Die Abbildung 6.15 (b) zeigt den Vergleich der Daten nach Abzug der erwarteten Untergrundverteilung mit verschiedenen Colour-Reconnection-Modellen. Ein Anzeichen dafür, dass die Daten besser durch Vorhersage der Colour-Reconnection-Modelle beschrieben werden, ist schon in dieser Abbildung erkennbar. Verschiedene Ansätze, diese Beobachtung zu quantifizieren, werden im nächsten Abschnitt beschrieben.

6.3.2 Quantifizieriung des Effekts

In diesem Abschnitt werden drei verschiedene Möglichkeiten vorgestellt, die Sensitivität anzugeben, die die Messung des Teilchenflusses auf mögliche Auswirkungen des Colour-Reconnection-Effekts hat.

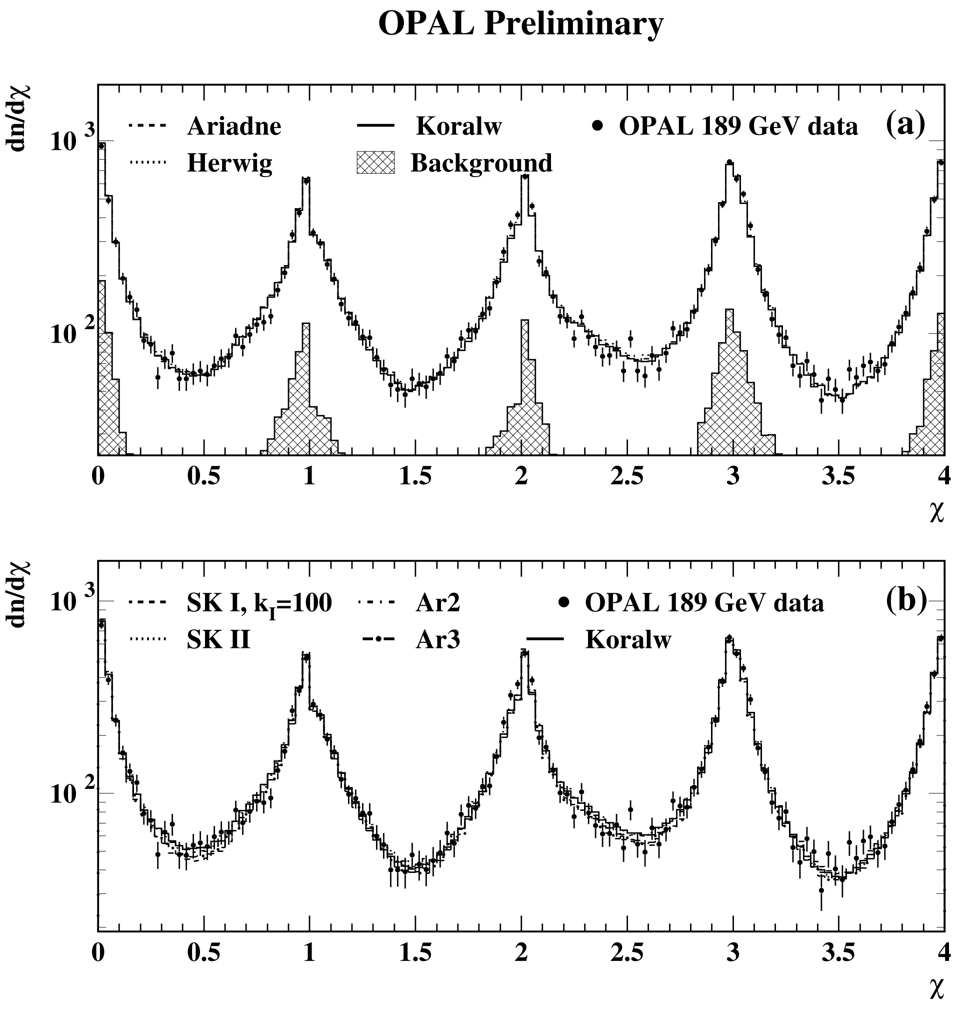

Abbildung 6.14: Verteilung des Teilchenflusses zwischen den Jets. Die Punkte zeigen die Ergebnisse mit den OPAL Daten bei $\sqrt{s} = 189$ GeV mit den statistischen Fehlern. In Abbildung (a) werden die Daten mit den Vorhersagen verschiedener Monte-Carlo-Modellen verglichen. Die schraffierte Fläche zeigt den Untergrund. Abbildung (b) zeigt die Verteilung der Daten nach der Subtraktion des erwarteten Untergrunds. Die Histogramme entsprechen den Vorhersagen der verschiedenen Colour-Reconnection-Modelle.

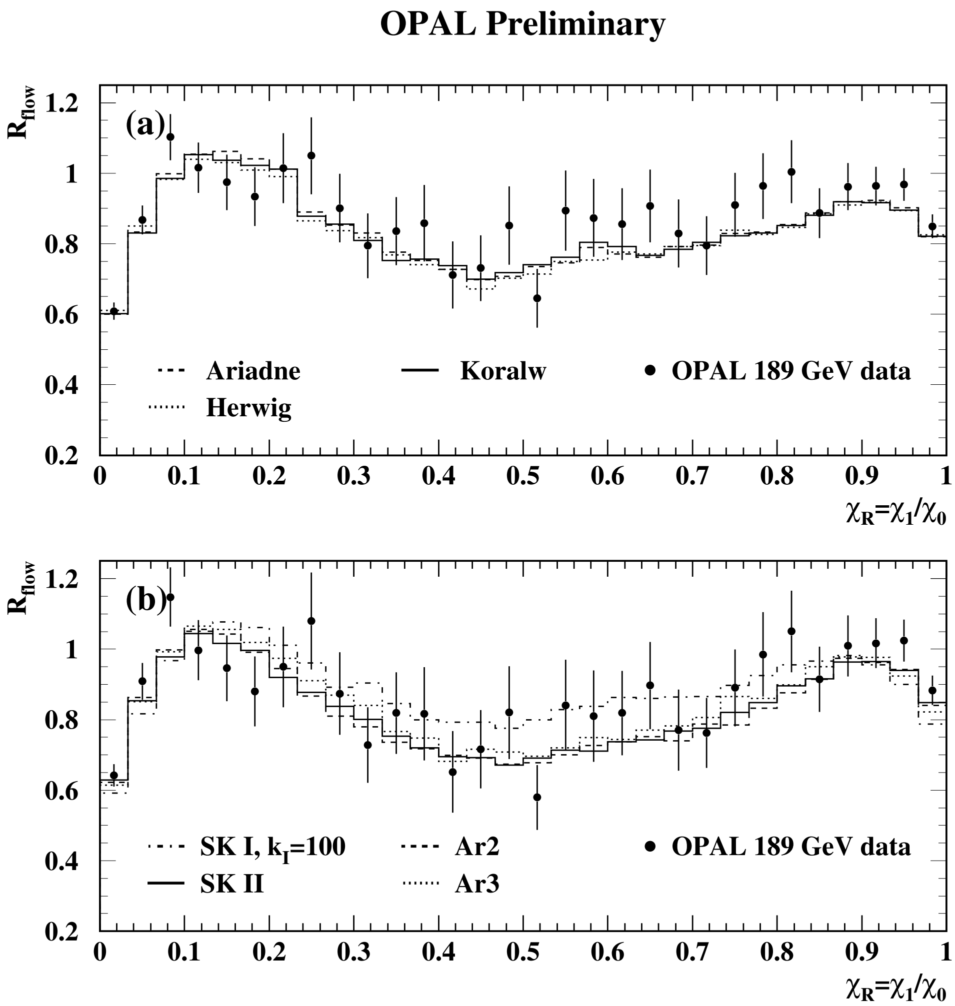

Abbildung 6.15: Verteilung von R_{flow}, dem Verhältnis des Teilchenflusses in den Inter- und Intra-W-Regionen. Die Punkte zeigen die Daten mit den statistischen Unsicherheiten. In (a) wird die Datenverteilung mit den Vorhersagen verschiedener Monte-Carlo-Modelle einschließlich des erwarteten Untergrunds verglichen. Abbildung (b) zeigt die Datenverteilung nach Abzug des erwarteten Untergrunds im Vergleich mit der Erwartung verschiedener Colour-Reconnection-Modelle.

Ein Ansatz ist, das Verhältnis der Anzahl der Teilchen in einem bestimmten Bereich zwischen den Jets in den verschiedenen Regionen zu messen. Hierzu wird das Integral des Teilchenflusses in den einzelnen Ebenen gebildet[4]. Das Verhältnis

$$R_s = \frac{\int_{0.2}^{0.8} \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\chi_{\mathrm{R}}}(\mathrm{Inter}-\mathrm{W})}{\int_{0.2}^{0.8} \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\chi_{\mathrm{R}}}(\mathrm{Intra}-\mathrm{W})}$$

sollte also im Falle des Auftretens von Colour-Reconnection größer werden. Die Grenzen der Integration sind so gewählt, dass die erwartete Sensitivität für das Modell SK I maximiert wird.

Der zweite und dritte Ansatz benutzt Variablen, die aus der Verteilung von R_{flow} (vgl. Abbildung 6.15) berechnet werden. Die Variable S_r ist im Vergleich zu R_s sensitiver auf Unterschiede in der Winkelverteilung der Teilchen zwischen den Jets. Sie ist definiert als

$$S_r = \int_{0.2}^{0.8} R_{\mathrm{flow}} \mathrm{d}\chi_{\mathrm{R}}.$$

Die dritte Variable, $P(\chi^2)$, ist die χ^2-Wahrscheinlichkeit zwischen zwei verschiedenen R_{flow}-Verteilungen. $P(\chi^2)$ wird einerseits für den Vergleich zwischen der gemessenen R_{flow}-Verteilung mit den Vorhersagen der verschiedenen Modelle benutzt. Außerdem wird $P(\chi^2)$ auch für den Vergleich zwischen den Colour-Reconnection-Modellen mit den entsprechenden Vorhersagen des selben Modells ohne Colour-Reconnection berechnet, um die erwartete Sensitivität der Methode angeben zu können.

In der Tabelle 6.5 ist die Sensitivität der Methode angegeben, die für die verschiedenen Colour-Reconnection-Modelle erwartet wird. Die Sensitivität für R_s, $\Delta R_s/\sigma_{R_s}$, ist definiert als die Differenz dieser Messgröße zwischen der Vorhersage eines Colour-Reconnection-Modelles und der Vorhersage des entsprechenden Modells ohne Colour-Reconnection, dividiert durch die statistische Unsicherheit, die man für die Datenstatistik auf R_s erwartet. Analog ist die Sensitivität für S_r, $\Delta S_r/\sigma_{S_r}$, definiert.

Um die Sensitivität der χ^2-Wahrscheinlichkeit abschätzen zu können, wurden aus den mit den verschiedenen Colour-Reconnection-Modellen simulierten Ereignissen je nach Modell 34 – 70 verschiedene Ereignissätze[5] zusammengesetzt, die in ihrer Größe jeweils der integrierten Luminosität der Daten bei $\sqrt{s} = 189$ GeV entsprechen. Für jeden dieser Ereignissätze wird die R_{flow}-Verteilung bestimmt und mit der Verteilung des entsprechenden Modells ohne Colour-Reconnection verglichen. Der Mittelwert der resultierenden χ^2-Wahrscheinlichkeiten und deren mittlere quadratische Abweichung sind ebenfalls in

[4]Analog zur Definition der Observablen R_{flow} bezeichnet “Inter – W” (bzw. “Intra – W”) die Summe der beiden Inter- (bzw. Intra-)W-Regionen.

[5]Die Zahl ist abhängig von der zur Verfügung stehenden Anzahl mit dem jeweiligen Modell simulierter Ereignisse.

Modell	$P_{\text{rec}}(\%)$	$\Delta R_s/\sigma_{R_s}$	$\Delta S_r/\sigma_{S_r}$	$\langle P(\chi^2)\rangle$ (r.m.s.)
SK I ($k_I = 100$)	95.1	3.9	4.0	0.16 (0.19)
SK I ($k_I = 0.9$)	35.1	1.1	1.1	–
SK II	19.8	0.39	0.36	0.47 (0.31)
SK II'	17.6	0.38	0.38	0.48 (0.29)
AR 2	50.3	0.53	0.52	0.43 (0.30)
AR 3	62.3	1.8	1.7	0.44 (0.31)

Tabelle 6.5: Erwartete Sensitivität für verschiedene Colour-Reconnection-Modelle bezüglich der jeweiligen Modelle ohne Colour-Reconnection. Der Mittelwert von $P(\chi^2)$ und die mittlere quadratische Abweichung (r.m.s.) wurde mit Hilfe einer Reihe von Monte-Carlo-Ereignissätzen bestimmt, die der integrierten Luminosität der Daten bei $\sqrt{s} = 189$ GeV entsprechen. P_{rec} ist der Anteil der Ereignisse, in denen Colour-Reconnection auftritt.

der Tabelle 6.5 angegeben.

Über Modelle, für die die Sensitiviät $\Delta R_s/\sigma_{R_s}$ oder $\Delta S_r/\sigma_{S_r}$ größer als etwa 2 – 3 ist, d. h. für die der Unterschied in R_s (oder S_r) mit und ohne Colour-Reconnection größer als die zwei- bis dreifache statistische Unsicherheit ist, können mit dieser Methode Aussagen gemacht werden. Dies ist der Fall für das Modell SK I mit dem (extrem gewählten) Parameter $k_I = 100$ fm^{-4}, und mit Einschränkungen für AR 3. Dagegen kann man aus der Messung von $P(\chi^2)$ nur wenig Aufschluss über den Colour-Reconnection-Effekt erwarten, dieser Test weist nur eine geringe Sensitivität auf.

6.3.3 Untersuchungen zur Verbesserung der Sensitivität

In der Analyse, wie sie im letzten Abschnitt beschrieben ist, geht jede beobachtete geladene Spur mit dem selben Gewicht in die Verteilung von χ ein. Es ist aber bekannt (vgl. Abschnitt 6.1), dass die Auswirkungen der Colour-Reconnection abhängig vom Impuls der Teilchen sind. Ein Versuch, diese Abhängigkeit in der vorliegenden Analyse zu nutzen, ist, die Spuren gemäß ihres Impulses zu gewichten. Eine Gewichtung mit dem Transversal- oder Longitudinalimpuls bezüglich der untersuchten Ebene und mit $\ln(1 - x_p)$, wobei x_p der mit der Strahlenergie skalierte Impuls der Spuren ist (vgl. Abschnitt 6.2), wurde ebenfalls untersucht. Die Gewichtung mit $\ln(1 - x_p)$ erhöht den Einfluss der Teilchen mit kleinem Impuls, die besonders stark von dem Colour-Reconnection-Effekt beeinflusst werden. Abbildung 6.16 (a) zeigt das Verhältnis des Teilchenflusses in den Inter- und Intra-W-Regionen mit dieser Gewichtung, zusammen mit den Vorhersagen verschiedenen Colour-Reconnection-Modelle analog zu Abbildung 6.15 (b). Für keine dieser unterschiedlichen Gewichtungen wurde ein Anstieg der Sensitivität gefunden.

Um die Sensitivität zu erhöhen, wurde weiterhin versucht, strenge Kriterien bezüglich der Winkel zwischen den Jets zu verlangen. Hierzu wurden durch einen Schnitt auf den

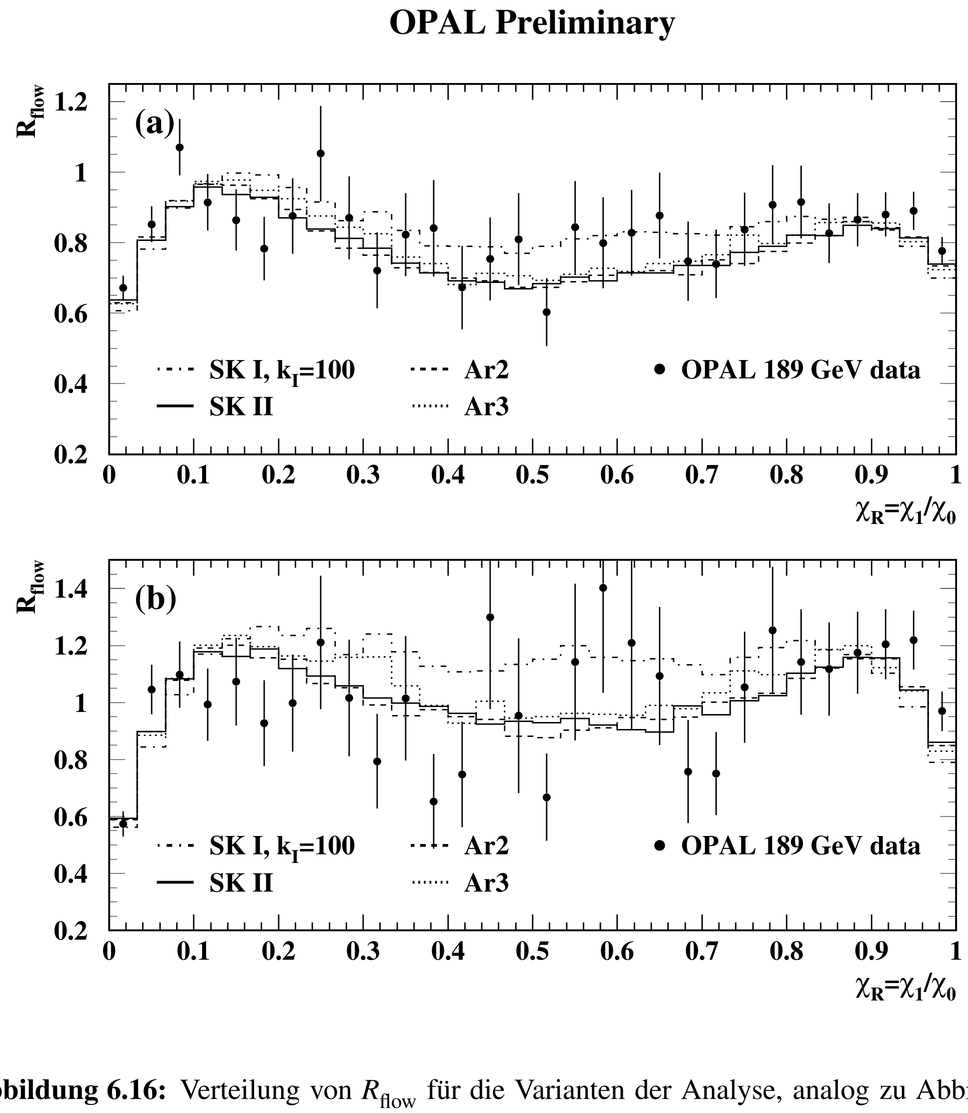

Abbildung 6.16: Verteilung von R_{flow} für die Varianten der Analyse, analog zu Abbildung 6.15 (b). Abbildung (a) zeigt die Verteilung, wenn jede Spur mit $\ln(1 - x_p)$ gewichtet wird. Abbildung (b) zeigt die R_{flow}-Verteilung, wenn nur Ereignisse berücksichtigt werden, die Schnitten bezüglich der Winkelstruktur der Ereignisse genügen.

Trennungsparameter des Durham-Algorithmus, $y_{45} \leq 0.01$, nur Ereignisse verwendet, die genau vier abgegrenzte Teilchenjets aufweisen. Die Ereignisse müssen zwei unabhängige Jet-Paare aufweisen, die einen Winkel zwischen 100° und 140° einschließen. Die beiden übrigen Winkel müssen kleiner als 100° sein[6]. Diese zusätzlichen Einschränkungen reduzieren die Effizienz der Selektion von $W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$ Ereignissen von 42% weiter auf etwa 16%. Die Abbildung 6.16 (b) zeigt die resultierende R_{flow}-Verteilung. Der Unterschied zwischen den Erwartungen der Colour-Reconnection-Modelle und den entsprechenden Modellen ohne Colour-Reconnection wird durch diese Selektion zwar vergrößert, die vorhergesagte Sensitivität verringert sich allerdings wegen der deutlich kleineren Datenstatistik. Die Vorhersagen im Einzelnen sind in der Tabelle 6.6 angegeben.

Modell	$P_{\text{rec}}(\%)$	$\Delta R_s/\sigma_{R_s}$	$\Delta S_r/\sigma_{S_r}$	$\langle P(\chi^2)\rangle$ (r.m.s.)
SK I ($k_I = 100$)	95.1	3.1	3.2	0.33 (0.24)
SK I ($k_I = 0.9$)	35.1	0.77	0.77	–
SK II	19.8	0.18	0.18	0.46 (0.32)
SK II'	17.6	0.10	0.09	0.41 (0.30)
AR 2	50.3	0.22	0.23	0.39 (0.32)
AR 3	62.3	1.23	1.23	0.51 (0.29)

Tabelle 6.6: Erwartete Sensitivität für verschiedene Colour-Reconnection-Modelle analog zu Tabelle 6.5 unter Verwendung der im Abschnitt 6.3.3 beschriebenen zusätzlichen Einschränkungen in der Ereignisselektion.

6.3.4 Ergebnisse

In der Tabelle 6.7 sind die Ergebnisse der Analyse, wie sie im Abschnitt 6.3.2 beschrieben wird, zusammengefasst. Hier werden sowohl die Messwerte für eine Reihe von Monte-Carlo-Modellen mit und ohne Colour-Reconnection als auch für die Daten bei $\sqrt{s} = 189$ GeV mit den entsprechenden statistischen Unsicherheiten angegeben.

Die systematische Unsicherheit entsteht einzig durch die Behandlung des Untergrunds. Unsicherheiten der Untergrundverteilung von $Z^0/\gamma \to q\bar{q}$ Ereignissen wurden dadurch abgeschätzt, dass zur Simulation dieser Ereignisse HERWIG anstelle von PYTHIA verwendet wurde. Die Differenz der Ergebnisse ergibt den Beitrag zum systematischen Fehler. Der Unsicherheit in der Normierung dieses Untergrundbeitrags wird dadurch Rechnung getragen, dass diese um ±5% variiert wird. Der Untergrund von Vier-Fermion-Ereignissen (hier vor allem $Z^0Z^0 \to q\bar{q}q\bar{q}$ Ereignisse) wurde – wie bei den vorherigen Analysen – durch die Verwendung von `grc4f` abgeschätzt. Das selbe Verfahren wurde

[6]Diese Schnitte sind an eine Analyse der L3-Kollaboration angelehnt [63].

	R_s	S_r	$\Delta R_s/\sigma_{R_s}$	$\Delta S_r/\sigma_{S_r}$	$P(\chi^2)$
Daten	0.83 ± 0.03	14.8 ± 0.5	—	—	—
Syst.	± 0.01	± 0.2	± 0.3	± 0.4	± 0.1
HERWIG	0.752 ± 0.002	13.32 ± 0.04	2.9	3.0	0.66
KORALW	0.762 ± 0.003	13.51 ± 0.05	2.5	2.6	0.74
SK I ($k_I = 100$)	0.872 ± 0.003	15.52 ± 0.06	-1.5	-1.4	0.74
SK I ($k_I = 0.9$)	0.795 ± 0.003	14.10 ± 0.05	1.3	1.4	0.92
SK II	0.777 ± 0.003	13.78 ± 0.05	2.0	2.1	0.86
SK II'	0.777 ± 0.003	13.78 ± 0.05	2.0	2.0	0.89
ARIADNE	0.762 ± 0.002	13.50 ± 0.04	2.5	2.6	0.73
AR 2	0.771 ± 0.003	13.67 ± 0.05	2.2	2.3	0.81
AR 3	0.802 ± 0.004	14.21 ± 0.08	1.1	1.2	0.95

Tabelle 6.7: Vergleich der Daten mit verschiedenen Monte-Carlo-Modellen für die Analyse, die im Abschnitt 6.3.2 beschrieben ist.

wiederum auf Ereignisse angewendet, die mit EXCALIBUR simuliert wurden, der Unterschied ergibt einen weiteren Beitrag zum systematischen Fehler. Die quadratische Summe dieser drei Beiträge ergibt die systematische Unsicherheit, die in der Tabelle 6.7 angegeben wird.

Wie erwartet, sind kaum Aussagen aus der Messung von $P(\chi^2)$ möglich. Ein erstaunliches Ergebnis ist allerdings, dass die Messung von R_s und S_r in den Daten einen größeren Wert als in allen Monte-Carlo-Modellen liefert, mit Ausnahme von SK I mit der extremen Wahl für den Parameter $k_I = 100\ \text{fm}^{-4}$. Die Signifikanzen der Abweichungen sind ebenfalls in der Tabelle 6.7 angegeben. Sie reicht von etwa 3.0 Standardabweichungen bei dem Vergleich mit HERWIG bis immerhin noch 1.1 Standardabweichungen für AR 3, das auch als extremes Modell der Colour-Reconnection angesehen wird.

Ein gänzlich anderes Bild zeigt sich in Tabelle 6.8, in der die Ergebnisse für die alternative Ereignisselektion, wie sie im Abschnitt 6.3.3 beschrieben wird, gezeigt sind. Die Ergebnisse in den Daten stimmen gut mit den Vorhersagen der Modelle überein, die keine Berücksichtigung des Colour-Reconnection-Effekts enthalten. Das zuvor favorisierte Modell SK I mit $k_I = 100\ \text{fm}^{-4}$ ist mit über drei Standardabweichungen ausgeschlossen. Da die hier benutzten Ereignisse einen Teil der Gesamtereignisse ausmachen, entfernen die zusätlichen Schnitte offensichtlich vorwiegend Ereignisse, die eher der Erwartung der Colour-Reconnection-Modelle entsprechen. Eine weitere Erklärung könnte sein, dass die Modelle, die zur Beschreibung des Untergrunds verwendet werden, bestimmte Prozesse schlecht beschreiben, etwa die Entstehung vieler Jets in $Z^0/\gamma \to q\bar{q}$ oder Z^0Z^0 Ereignissen. Stark unterschiedliche Anteile solcher Ereignisse in den beiden Ereignissätzen könnten die Differenz der Ergebnisse zum Teil erklären.

	R_s	S_r	$\Delta R_s/\sigma_{R_s}$	$\Delta S_r/\sigma_{S_r}$	$P(\chi^2)$
Daten	0.98 ± 0.05	16.8 ± 0.9	—	—	—
Syst.	± 0.01	± 0.1	± 0.2	± 0.1	± 0.1
HERWIG	0.976 ± 0.005	17.31 ± 0.09	0.10	0.71	0.39
KORALW	0.995 ± 0.005	17.66 ± 0.10	-0.26	0.36	0.40
SK I ($k_I = 100$)	1.169 ± 0.007	20.96 ± 0.13	-3.8	-3.0	0.0006
SK I ($k_I = 0.9$)	1.022 ± 0.006	18.21 ± 0.11	-0.80	-0.19	0.23
SK II	0.991 ± 0.006	17.66 ± 0.10	-0.20	0.36	0.29
SK II'	0.987 ± 0.006	17.58 ± 0.10	-0.12	0.45	0.34
ARIADNE	0.984 ± 0.005	17.47 ± 0.10	-0.04	0.56	0.40
AR 2	0.988 ± 0.006	17.54 ± 0.11	-0.13	0.49	0.36
AR 3	1.046 ± 0.009	18.59 ± 0.17	-1.3	-0.58	0.15

Tabelle 6.8: Vergleich der Daten mit verschiedenen Monte-Carlo-Modellen analog zu Tabelle 6.7 unter Verwendung der im Abschnitt 6.3.3 beschriebenen zusätzlichen Einschränkungen in der Ereignisselektion.

Kapitel 7

Diskussion und Ausblick

Eines der Hauptziele des LEP2-Programms ist die möglichst genaue Bestimmung der Masse des W-Bosons. Die Gesamtunsicherheit, die nach der Analyse aller in den vier Experimenten aufgenommener Daten angestrebt wird, ist in der Größenordnung von 30 – 40 MeV. Dieses Ziel wird nach einer endgültigen Auswertung erreicht werden können: eine vorläufige Kombination der Messungen für die Sommerkonferenz im Jahr 2000 ergibt einen Wert von $M_W = 80.427 \pm 0.046$ GeV [47].

An der kinematischen Schwelle der W-Paar Erzeugung in e^+e^--Kollisionen ist der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \to W^+W^-$ stark abhängig von der Masse des W-Bosons. Durch eine exakte Bestimmung dieses Wirkungsquerschnitts kann also die W-Masse bestimmt werden. Bei höheren Energien basiert die Messung der W-Masse auf der Rekonstruktion der beiden W-Bosonen und der anschließenden Berechnung der invarianten Masse. Dabei wird implizit davon ausgegangen, dass die Zerfallsprodukte, die im Endzustand beobachtet werden, je einem der beiden W-Bosonen zugeordnet werden können. Im reinhadronischen Zerfallskanal kann durch eine Wechselwirkungen zwischen Zerfallsprodukten beider W-Bosonen diese Annahme ungültig werden. Durch die Unkenntnis über Größe und Einfluss solcher Endzustandswechselwirkungen, dominiert deren Beitrag die systematische Unsicherheit der Messung in diesem Zerfallskanal. Im semileptonischen Zerfallskanal dagegen können Endzustandswechselwirkungen keine Verschiebung der gemessenen W-Masse bewirken. Dies führt dazu, dass der hadronische Zerfallskanal nur mit einem Gewicht von 0.36 zur Kombination der Messungen der W-Masse in den verschiedenen Zerfallskanälen bei OPAL beiträgt [40]. Eine genauere Kenntnis der Auswirkungen von Endzustandswechselwirkungen kann also helfen, die Unsicherheit in der Bestimmung der W-Masse weiter zu verringern.

Ein Anzeichen für das Auftreten einer Endzustandswechselwirkung wäre ein Unterschied in den Ergebnissen der Messung der W-Masse im reinhadronischen und semileptonischen Zerfallskanal. Die Abbildung 7.1 zeigt die Kombination vorläufiger Messungen der vier LEP-Experimente bei Schwerpunktsenergien bis $\sqrt{s} = 202$ GeV im reinhadronischen (a) und semileptonischen (b) Zerfallskanal [47]. Innerhalb der Unsicherheiten stimmen die beiden Ergebnisse überein, die Unsicherheiten der Messungen sind selbst in der Kombination noch in derselben Größenordnung wie typische Modellvorhersagen für die Massenverschiebung.

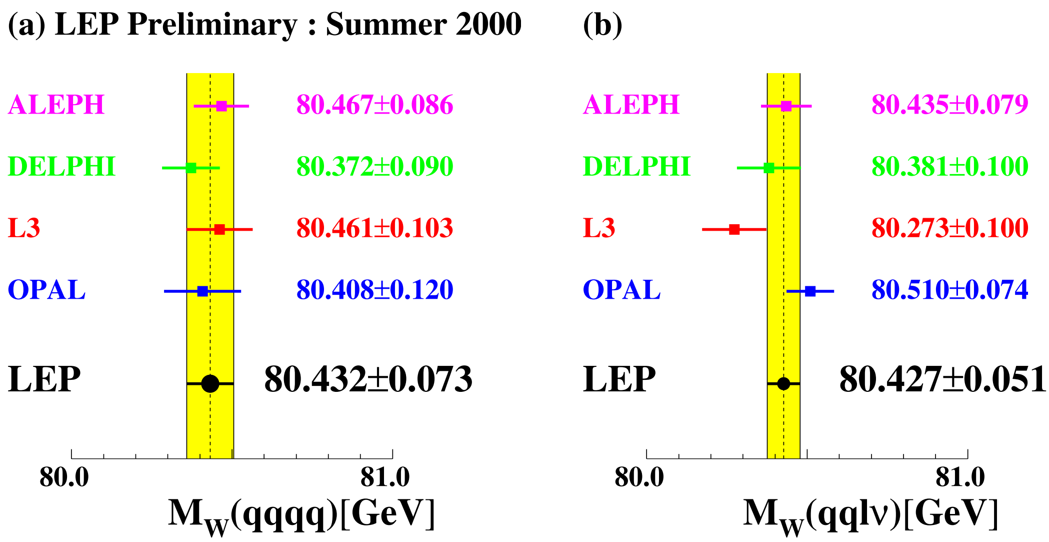

Abbildung 7.1: Kombination vorläufiger Messungen der W-Masse der vier LEP-Experimente bei Schwerpunktsenergien bis $\sqrt{s} = 202$ GeV im reinhadronischen (a) und semileptonischen (b) Zerfallskanal.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit einer dieser Endzustandswechselwirkungen, dem Colour-Reconnection-Effekt. Das Auftreten der Colour-Reconnection wird im Allgemeinen nicht in Frage gestellt [64]. Allein deren Größe und die damit verbundenen Auswirkungen sind nicht aus QCD-Rechnungen abzuleiten. Phänomenologische Modelle versuchen mit unterschiedlichen Annahmen über die Struktur des Vakuums in der QCD Möglichkeiten zu beschreiben, wie die Farbfelder der beiden Quark-Antiquark-Paare wechselwirken könnten. Die Vorhersagen über die Massenverschiebung variieren zwischen einigen MeV und mehr als 100 MeV. Genaue Kenntnisse über das Auftreten des Colour-Reconnection-Effekts sollten es nicht nur möglich machen, die Unsicherheit dieser Massenverschiebung zu verkleinern, sondern auch Aufschlüsse über die Beschaffenheit des QCD-Vakuums zu geben.

Der Colour-Reconnection-Effekt beeinflusst neben der rekonstruierten W-Masse auch andere Ereignisobservablen. Einige solcher Variablen wurden in dieser Arbeit gemessen. Alle untersuchten Observablen beschreiben die Anzahl produzierter Teilchen, deren Impuls- oder Winkelverteilung. Die Sensitivität dieser Messungen bezüglich des Auftretens von Colour-Reconnection kann entweder durch den Vergleich mit Monte-Carlo-Modellen oder mit Ergebnissen aus dem hadronischen Anteil semileptonischer Ereignisse, in denen kein Einfluss der Colour-Reconnection möglich ist, bestimmt werden.

Die Observablen sind im Einzelnen: die Multiplizität aller geladener Teilchen und deren Impulsverteilung, die Multiplizität schwerer Hadronen, genauer von Kaonen und Protonen, bei niedrigen Impulsen und der Teilchenfluss zwischen den Jets, die durch die Hadronisation der primären Quarks entstehen.

In der Abbildung 7.2 wird versucht, die Ergebnisse der verschiedenen Untersuchungen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 189$ GeV zu veranschaulichen. Die Punkte zeigen die statistische Sensitivität $\mathscr{S}_{\text{stat}}$ der unterschiedlichen Methoden bezüglich der Erwartung ohne Colour-Reconnection. Die statistische Sensitivität einer Observable, deren Messung den Wert O_{meas} mit einer statistischen Unsicherheit σ_O^{stat} ergibt, ist definiert als

$$\mathscr{S}_{\text{stat}} = \frac{|O_{\text{meas}} - O_{\text{no CR}}|}{\sigma_O^{\text{stat}}},$$

wobei $O_{\text{no CR}}$ der erwartete Wert für diese Observable ist, den die Simulation mit KORALW für den Fall ergibt, dass keine Colour-Reconnection auftritt. Beträgt die statistische Sensitivität den Wert 0 wird diese Erwartung exakt bestätigt, ein Betrag kleiner als 1 bedeutet ein Ergebnis, das statistisch innerhalb einer Standardabweichung mit der Erwartung ohne Colour-Reconnection verträglich ist. Dieser Bereich ist durch die schattierte Fläche angedeutet. Das Vorzeichen wird so definiert, dass die Erwartung des Colour-Reconnection-Modells SK I stets zu positiven Werten führt. Die Fehlerbalken zeigen die Unsicherheit der statistischen Sensitivität $\sigma_{\mathscr{S}}^{\text{syst}}$, die aufgrund von systematischen Einflüssen bei der Messung der verschiedenen Observablen verursacht wird. Diese Unsicherheit ergibt sich durch

$$\sigma_{\mathscr{S}}^{\text{syst}} = \frac{\partial \mathscr{S}^{\text{syst}}}{\partial O_{\text{meas}}} \cdot \sigma_{\text{syst}} = \frac{\sigma_O^{\text{syst}}}{\sigma_O^{\text{stat}}},$$

wobei σ_O^{syst} die systematische Unsicherheit der Messung der Observable O bezeichnet. Die gestrichelte Linie schließlich zeigt die Erwartung des Colour-Reconnection-Modells SK Typ I, $\mathscr{S}_{\text{SK I}}$, wobei der freie Parameter $k_I = 0.9\ \text{fm}^{-4}$ gewählt wurde. Um diese zu berechnen, wurde vom Wert der Observablen in diesem Modell der erwartete Wert ohne Colour-Reconnection abgezogen und wieder durch die gemessene statistische Unsicherheit geteilt. Aufgrund der Definition der statistischen Sensitivität ergeben sich immer positive Werte. Die Zahlenwerte sind in der Tabelle 7.1 angegeben.

Zunächst kann man aus der Abbildung die Fähigkeit der verschiedenen Methoden ablesen, Colour-Reconnection in den Daten nachzuweisen. Die statistische Signifikanz für das Modell SK I liegt für alle Methoden unter, im Fall der Standardmethode der Messung des Teilchenflusses bei etwa einer Standardabweichung. Falls in den Daten keine Colour-Reconnection auftreten würde, bedeutet dies aber, dass man das Modell, das bisher für die Abschätzung der systematischen Unsicherheit aufgrund des Colour-Reconnection-Effekts benutzt wird, statistisch nur mit einer Standardabweichung ausschließen könnte, ohne Berücksichtigung der systematischen Unsicherheiten. Weiterhin fällt die

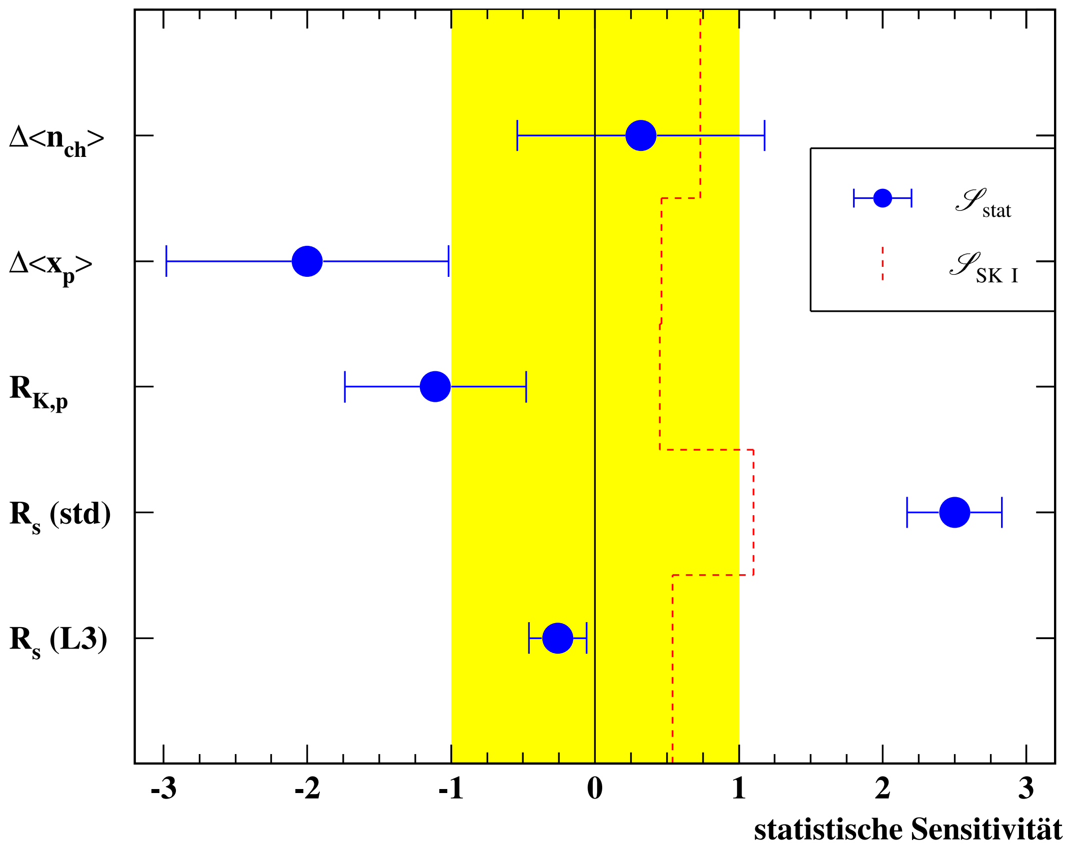

Abbildung 7.2: Die statistische Sensitivität der verschiedenen Methoden zur Untersuchung des Colour-Reconnection-Effekts mit der Unsicherheit $\sigma_{\mathscr{S}}^{\mathrm{syst}}$. Ergebnisse, die im schattierten Bereich liegen, sind innerhalb einer Standardabweichung mit der Erwartung des Monte-Carlo-Generators KORALW verträglich. Die gestrichelte Linie zeigt die Erwartung des Colour-Reconnection-Modells SK I.

Methode	$\mathscr{S}_{\mathrm{stat}}$	$\sigma_{\mathscr{S}}^{\mathrm{syst}}$	$\mathscr{S}_{\mathrm{SK\ I}}$
$\Delta\langle n_{\mathrm{ch}}\rangle$	0.32	0.86	0.73
$\Delta\langle x_p\rangle$	−2.00	0.98	0.46
$R_{\mathrm{K,p}}$	−1.11	0.63	0.45
R_s (std)	2.5	0.3	1.1
R_s (L3)	−0.3	0.2	0.54

Tabelle 7.1: Die statistische Sensitivität $\mathscr{S}_{\mathrm{stat}}$ der verschiedenen Methoden mit der entsprechenden systematischen Unsicherheit $\sigma_{\mathscr{S}}^{\mathrm{syst}}$ und die Erwartung $\mathscr{S}_{\mathrm{SK\ I}}$ des Modells SK I.

große Streuung der Ergebnisse auf, die besonders auffällig bei den beiden Varianten der Messung des Teilchenflusses ist. Die beiden Methoden weisen keine prinzipiellen Unterschiede auf, sie unterscheiden sich nur dadurch, dass die alternative Methode ("L3") eine spezielle Untergruppe der Ereignisse betrachtet. Eine endgültige Aussage über das Auftreten des Colour-Reconnection-Effekts in den Daten ist unter diesen Umständen nicht möglich.

Die Ergebnisse der verschiedenen Methoden, die in dieser Arbeit vorgestellt wurden, basieren nur auf dem Teil der Daten, die bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} =$ 189 GeV aufgenommen wurden und entsprechen einer integrierten Luminosität von etwa 183 pb^{-1}. Insgesamt wurden bei LEP2 etwa $\mathscr{L} = 650\,\mathrm{pb}^{-1}$ an Daten über der kinematischen Schwelle der W-Paar Produktion aufgenommen. Das bedeutet aber, dass sich durch die Analyse aller verfügbaren Daten, die statistische Unsicherheit der verschiedenen Methoden um fast einen Faktor 2 verringert. Darüberhinaus werden derzeit große Anstrengungen in allen LEP-Kollaborationen unternommen, besonders für die Messung des Teilchenflusses eine einheitliche Methode zu definieren, die es ermöglichen soll, die beobachteten Unterschiede der beiden Varianten besser zu verstehen und später die Messungen der vier Experimente zu kombinieren. Durch die Kombination würde die verfügbare Datenstatistik um einen weiteren Faktor 4 erhöht. Die erwartete statistische Sensitivität der Teilchenflussmethode auf das Colour-Reconnection-Modell SK I würde damit auf etwa 4 steigen und so definitive Aussagen über dieses Modell möglich machen.

Um bei LEP die W-Masse so präzise wie möglich bestimmen zu können, muss die Unsicherheit aufgrund von Endzustandswechselwirkungen signifikant eingeschränkt werden. Eine genauere Messung ist vorerst nicht in Sicht. Erst an einem zukünftigen Linearbeschleuniger, wie beispielsweise TESLA [65], könnte die W-Masse sehr präzise mit Hilfe der Messung des Wirkungsquerschnitts bestimmt werden. Eine integrierte Luminosität von etwa 100 fb^{-1} an der Schwelle der W-Paar Erzeugung würde eine gesamte Unsicherheit von nur etwa 6 MeV ergeben [66].

Doch aus experimenteller Sicht beschränkt sich das Interesse am Colour-Reconnection-Effekt nicht auf die Verschiebung der W-Masse. So sind – neben dem top-Quark – Teilchen, die vorhergesagt oder neu entdeckt werden, wie Higgs-Bosonen oder supersymmetrische Teilchen, instabil und können hadronisch zerfallen. Auch eine präzise Untersuchung solcher Teilchen an neuen Beschleunigern verlangt ein genaues Verständnis des Colour-Reconnection-Effekts. Wird die top-Masse durch eine direkte Rekonstruktion von $t\bar{t}$-Ereignissen an einem zukünftigen Linearbeschleuniger gemessen, erwartet man beispielsweise eine systematische Unsicherheit von etwa 100 MeV durch Colour-Reconnection [67].

Ein Linearbeschleuniger mit hoher Luminosität könnte auch helfen, neue Erkenntnisse über Colour-Reconnection zu gewinnen. Mit einer Datenstatistik von etwa 50 fb^{-1} bei einer Schwerpunktsenergie um 175 GeV– also einer etwa zehn mal höheren Statistik als bei LEP2 – wäre es möglich, ein Signal des Colour-Reconnection-Effekts in W-Paar Ereignissen zweifelsfrei nachzuweisen. Aufgrund der ausgezeichneten Kenntnis der Eigenschaften des Z^0-Bosons wären auch Z^0Z^0-Ereignisse, die dort bei Schwerpunktsenergien über der Schwelle der Z^0-Paar Produktion ebenfalls in großer Zahl erzeugt werden könnten, bestens geeignet, Colour-Reconnection genau zu untersuchen [67].

Literaturverzeichnis

[1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **B22** (1961) 579;
A. Salam and J.C. Ward, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 168;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.

[2] UA1 Collaboration, G. Arnison *et al.*, Phys. Lett. **B122** (1983) 103.

[3] UA1 Collaboration, G. Arnison *et al.*, Phys. Lett. **B126** (1983) 398.

[4] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour and Electroweak Groups, *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, CERN EP 2000-16

[5] Particle Data Group, Eur. Phys. J. **C15** (2000) 1.

[6] D. Griffiths, Einführung in die Elementarteilchenphysik, Akademie Verlag, Berlin 1996;
P. Schmüser, Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker, 2. Auflage, Springer Verlag, Berlin 1995.

[7] P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508.

[8] Proceedings of CERN LEP2 Workshop, CERN 96-01, Vol. 1, eds. G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner, February 1996.

[9] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531;
M. Kobayashi and K. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.

[10] C. Caso *et al.*, Eur. Phys. J. **C3** (1998) 1.

[11] OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, *W^+W^- Production Cross Section and W Branching Fractions in e^+e^- Collisions at 189 GeV*, CERN EP 2000-101, *Submitted to Phys. Lett.* ***B***.

[12] D. Bardin *et al.*, Comp. Phys. Comm. **104** (1997) 161;
D. Bardin *et al.*, Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. **37B** (1994) 148.

[13] A. Denner, S. Dittmaier, M. Roth and D. Wackeroth, *Electroweak radiative corrections to $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4$ fermions in double pole approximation – the RACOONWW approach*, BI-TP 2000/06, hep-ph/0006307, *Submitted to Nucl. Phys **B***;
A. Denner, S. Dittmaier, M. Roth and D. Wackeroth, Phys. Lett. **B475** (2000) 127.

[14] S. Jadach, *et al.*, *Precision Predictions for (Un)Stable W^+W^- Pair Production at and Beyond LEP2 Energies*, UTHEP-00-0101, hep-ph/0007012, *Submitted to Phys. Lett. **B***;
S. Jadach *et al.*, Phys. Rev. **D61** (2000) 113010.

[15] S. Jadach *et al.*, Comp. Phys. Comm. **119** (1999) 272;
M. Skrzypek *et al.*, Comp. Phys. Comm. **94** (1996) 216;
M. Skrzypek *et al.*, Phys. Lett. **B372** (1996) 289.

[16] J. Fujimoto *et al.*, Comp. Phys. Comm. **100** (1997) 128.

[17] F.A. Berends, R. Pittau and R. Kleiss, Comp. Phys. Comm. **85** (1995) 437.

[18] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.

[19] R. Engel and J. Ranft, Phys. Rev. **D54** (1996) 4244;
R. Engel, Z. Phys. **C66** (1995) 203.

[20] L. Lönnblad, Comp. Phys. Comm. **71** (1992) 15.

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

[22] OPAL Collaboration, J. Allison *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A317** (1992) 47;
J. Allison *et al.*, Comp. Phys. Comm. **47** (1987) 55.

[23] R. Brun *et al.*, *Simulation program for particle physics experiments, Geant: user guide and reference manual*, CERN DD 78-2, 1978.

[24] G. Gustafson, U. Petterson and P.M. Zerwas, Phys. Lett. **B209** (1988) 90.

[25] L. Lönnblad and T. Sjöstrand, Eur. Phys. J. **C2** (1998) 165.

[26] J. Häkkinen and M. Ringnér, Eur. Phys. J. **C5** (1998) 275.

[27] S. Jadach and K. Zalewski, Acta Phys. Polon. **B28** (1997) 1364;
V. Kartvelishvili, R. Kvatadze and R. Møller, Phys. Lett. **B408** (1997) 331;
K. Fialkowski and R. Wit, Acta Phys. Polon. **B28** (1997) 2039;
Š. Todorova-Nová and J. Rameš, hep-ph/9710280.

[28] OPAL Collaboration, P.D. Acton *et al.*, Phys. Lett. **B267** (1991) 143.

[29] OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, Eur. Phys. J. **C8** (1999) 559.

[30] OPAL Collaboration, K. Ahmet *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A305** (1991) 275.

[31] S. Anderson *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A403** (1998) 326.

[32] O. Biebel *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A323** (1992) 169.

[33] M. Hauschild *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A314** (1992) 74.

[34] B.E. Anderson *et al.*, IEEE Transactions on Nuclear Science **41** (1994) 845.

[35] M.A. Thomson, *The OPAL* $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\bar{\nu}$ *Event Selection*, Opal Technical Note TN635, 2000.

[36] E. Torrence, $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ *Event Selection at 189 GeV*, Opal Technical Note TN650, 2000.

[37] OPAL Collaboration, *Determination of the W Mass in the Fully Leptonic Channel*, Opal Physics Note PN447, 2000;
P. Méndez Lorenzo, Dissertation an der Ludwig-Maximilians-Universität München, in Vorbereitung.

[38] N. Brown and W.J. Stirling, Phys. Lett. **B252** (1990) 657;
S. Catani *et al.*, Phys. Lett. **B269** (1991) 432;
S. Bethke, Z. Kunszt, D. Soper and W.J. Stirling, Nucl. Phys. **B370** (1992) 310;
N. Brown and W.J. Stirling, Z. Phys. **C53** (1992) 629.

[39] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, Phys. Lett. **B389** (1996) 416

[40] OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, *Measurement of the Mass and Width of the W Boson in* e^+e^- *Collisions at 189 GeV*, CERN EP 2000-099, 20. Juli 2000, *Submitted to Phys. Lett.* ***B***.

[41] T. Omori, S. Asai and I. Nakamura, *Attempt to Compensate Energy in OPAL Calorimeter Complex based on MT Package*, Opal Technical Note TN447, 1996;
S. Mihara and S. Yamashita, *MT 3.00 a new algorithm to calculate energy flow based on MT package*, Opal Technical Note TN575, 1998.

[42] R. Coxe, *Measurement of the Mass and Width of the W Boson at* $\sqrt{s} = 189$ *GeV with the Reweighting Method*, Opal Technical Note TN639, 2000.

[43] C.G. Littlewood, C.P. Ward and D.R. Ward, *Measurement of the Mass of the W Boson at 189 GeV using an analytic Breit-Wigner fit*, Opal Technical Note TN658, 2000.

[44] J. Dubbert, *W mass determination in the* $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\bar{\nu}$ *channel using a convolution method*, Opal Technical Note TN641, 2000;
J. Dubbert, *Measurement of the W mass in the* $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\bar{\nu}$ *channel at*

$\sqrt{s} = 189$ *GeV using a convolution method*, Opal Technical Note TN642, 2000; J. Dubbert, Dissertation an der Ludwig-Maximilians-Universität München, 2000.

[45] E. Barberio, R. Ströhmer and N. Watson, *Measurement of the mass of the W boson with* $W^+W^- \to q\bar{q}q\bar{q}$ *events at 189 GeV using a convolution fit*, Opal Technical Note TN644, 2000.

[46] OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, Eur. Phys. J. **C11** (1999) 217.

[47] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and the LEP WW Working Group, *Combined Preliminary Results on the Mass and Width of the W Boson Measured by the LEP Experiments*, Opal Technical Note TN667, 2000.

[48] UA1 Collaboration, C. Albajar *et al.*, Z. Phys. **C44** (1989) 15; UA2 Collaboration, R. Ansari *et al.*, Phys. Lett. **B276** (1992) 534.

[49] DØ Collaboration, B. Abbott *et al.*, Phys. Rev. **D58** (1998) 12002; CDF Collaboration, F. Abe *et al.*. Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 11.

[50] T. Sjöstrand and V.A. Khoze, Z. Phys. **C62** (1994) 281; Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 28.

[51] G. Gustafson and J. Häkkinen, Z. Phys. **C64** (1994) 659; C. Friberg, G. Gustafson and J. Häkkinen, Nucl. Phys. **B490** (1997) 289.

[52] L. Lönnblad, Z. Phys. **C70** (1996) 107.

[53] B. Anderson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjöstrand, Phys. Rep. **97** (1983) 31.

[54] Š. Todorova-Nová, DELPHI Note 96-158 PHYS 651; J. Ellis and K. Geiger, Phys. Rev. **D54** (1996) 1967; B.R. Webber, J. Phys. **G24** (1998) 287.

[55] OPAL Kollaboration, *Colour reconnection studies in* $e^+e^- \to W^+W^-$ *at* $\sqrt{s} = 189$ *GeV,* Opal Physics Note PN417, 1999.

[56] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, Eur. Phys. J. **C6** (1999) 1.

[57] OPAL Collaboration, G. Alexander *et al.*, Z. Phys. **C72** (1996) 191.

[58] V.A. Khoze and T. Sjöstrand, Eur. Phys. J. **C6** (1999) 271.

[59] OPAL Collaboration, *Investigation of colour reconnection via heavy particle production in* W^+W^-, Opal Physics Note PN412, 1999.

[60] JADE Collaboration, W. Bartel *et al.*, Phys. Lett. **B101** (1981) 129 ; Z. Phys. **C21** (1983) 37.

[61] OPAL Collaboration, M.Z. Akrawy *et al.*, Phys. Lett. **B261** (1991) 334.

[62] OPAL Collaboration, *Colour reconnection studies in* $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ *at* $\sqrt{s} = 189$ *GeV using inter-jet multiplicity*, Opal Physics Note PN448, 2000.

[63] L3 Collaboration, *Colour Reconnection Studies in* $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ *events at* $\sqrt{s} = 189$ *GeV* , L3 Note 2406, 1999;
D. Duchesneau, *New method based on energy and particle flow in* $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow$ *hadron events for color reconnection studies*, presented at Workshop on WW Physics at LEP200 (WW99), Kolymbari, Kreta 20.- 23. Oktober 1999, LAPP-EXP-2000-02, 2000;
L3 Collaboration, *Search for colour reconnection effects in* $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow$ *hadrons through multiplicity and energy- and particle-flow studies particle flow studies*, L3 Note 2503, 2000.

[64] V.A. Khoze, *Interconnection phenomena in* W^+W^- *and* $t\bar{t}$ *events*, CERN TH 98-176, *in:* 12ème Rencontre de Physique de la Vallée d'Aoste: Results and Perspectives in Particle Physics, La Thuile, Italy, 1 - 7 März 1998, Ed. by M. Greco, Frascati, 1998.

[65] Conceptual Design Report of a 500 GeV e^+e^- Linear Collider with Integrated X-ray Laser Facility, eds. R. Brinkmann, G. Materlik, J. Rossbach and A. Wagner, DESY 1997-048.

[66] G. Wilson, International Workshop on Linear Colliders, Sitges (Barcelona), Spanien, 28. April – 5. Mai 1999.

[67] T. Sjöstrand and V.A. Khoze, *QCD Interconnection Effects*, LU TP 99-23, August 1999;
QCD Interconnection Effects at Linear Colliders, LU TP 99-36, November 1999.

Danksagungen

Zunächst möchte ich Frau Prof. D. Schaile dafür danken, dass sie meine Arbeit an ihrem Lehrstuhl immer unterstützt hat. Mein Dank gilt auch Prof. W. Dünnweber, der sich bereit erklärt hat, das zweite Gutachten zu schreiben.

Alle Mitglieder unserer Gruppe in München haben dazu beigetragen, dass ich die letzten Jahre in einer außergewöhnlich angenehmen Arbeitsatmosphäre verbracht habe. Natürlich haben besonders die OPAListen in vielen interessanten und hilfreichen Diskussionen zu dieser Arbeit beigetragen. Vielen Dank an Günter Duckeck, Jörg Dubbert, Axel Leins, Patricia Méndez Lorenzo, Raimund Ströhmer, und an Madjid Boutemeur am CERN.

Ohne die Arbeit der Beschleunigerdivision am CERN und der gesamten OPAL-Kollaboration gäbe es die Daten nicht, die in dieser Arbeit verwendet wurden. Die Analyse-Software, auf der diese Messungen aufbauen, verdanke ich der WW-Gruppe bei OPAL. Hier möchte ich Nigel Watson hervorheben und ihm für die ausgezeichnete Zusammenarbeit und für all die Ideen, die er mir bei jedem Treffen am CERN geben konnte, danken.

Die letzten Jahre wären ohne meine Freundin für mich ungleich schwieriger gewesen. Danke Steffi.

Ein herzlicher Dank geht schließlich an meine Eltern. Ohne ihre große Unterstützung über die vielen Jahre wäre dies alles nicht möglich gewesen.

Lebenslauf

18. Juni 1970	Geboren in Regensburg.
1976 – 1980	Grundschule in Regensburg.
1980 – 1989	Albertus-Magnus-Gymnasium Regensburg.
Juni 1989	Abitur.
Sept. 1989 – Nov. 1990	Zivildienst am Ludwig-Thoma Studentenwohnheim in Regensburg: Betreuung behinderter Studenten.
Nov. 1990 – Dez. 1996	Studium der Physik an der Julius-Maximilians-Universität Würzburg.
Sept. 1993 – Juli 1994	Auslandsstudium an der Université Joseph Fourier Grenoble mit dem Abschluss “maîtrise”.
Sept. 1995 – Nov. 1996	Diplomarbeit am Institut des Sciences Nucléaires Grenoble im Rahmen des DELPHI-Experiments mit dem Thema “$D^{*\pm}$ Production in Two-Photon Collisions at LEP”, betreut durch Prof. Dr. Manfred Böhm und Dr. Lydia Roos.
Okt. 1996	“diplôme européen d’initiation à la recherche” der Université Joseph Fourier Grenoble.
Dez. 1996	Diplom der Physik der Julius-Maximilians-Universität Würzburg.
seit März 1997	Wissenschaftlicher Angestellter an der Ludwig-Maximilians-Universität München; Doktorarbeit im Rahmen des OPAL-Experiments, betreut durch Prof. Dr. Dorothee Schaile.
Sept. 1999	European Summer School of High-Energy Physics in Casta-Papiernicka (Slowakai).