

Messung der Drei-Eichboson-Kopplungen  
in  $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$  Ereignissen mit  
optimalen Observablen bei OPAL

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Helge Voss

aus

München

Bonn 2000



Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1. Referent: Prof. Dr. N. Wermes  
2. Referent: Prof. Dr. I. Brock  
Tag der Promotion:



# Inhaltsverzeichnis

|                                                                            |           |
|----------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>1. Einleitung</b>                                                       | <b>3</b>  |
| <b>2. Theorie und Motivation</b>                                           | <b>5</b>  |
| 2.1 Allgemeine Einführung                                                  | 5         |
| 2.2 Beschreibung der allgemeinen Drei-Eichboson-Wechselwirkung             | 9         |
| 2.3 Signaturen der Drei-Eichboson-Kopplungen in der W-Paarproduktion       | 13        |
| 2.4 Erwartete Beiträge zu den Drei-Eichboson-Kopplungen                    | 16        |
| 2.5 Indirekte Grenzen auf die Drei-Eichboson-Kopplungen                    | 16        |
| 2.6 Messung der Drei-Eichboson-Kopplungen am Tevatron                      | 17        |
| <b>3. Das Experiment</b>                                                   | <b>19</b> |
| 3.1 Der LEP Speicherring                                                   | 19        |
| 3.2 Der OPAL Detektor                                                      | 19        |
| <b>4. Selektion und Rekonstruktion</b>                                     | <b>25</b> |
| 4.1 Ereignisse bei LEP2                                                    | 25        |
| 4.1.1 Vier-Fermion-Prozesse                                                | 25        |
| 4.1.2 Zwei-Fermion-Prozesse                                                | 25        |
| 4.1.3 Zwei-Photon-Prozesse                                                 | 27        |
| 4.2 Ereignissimulation                                                     | 27        |
| 4.3 W-Paar Ereignisse                                                      | 28        |
| 4.4 Selektion                                                              | 29        |
| 4.4.1 Vier-Fermion Unterdrückung                                           | 34        |
| 4.4.2 Zusammenfassung                                                      | 35        |
| 4.5 Ereignisrekonstruktion                                                 | 35        |
| 4.5.1 Kinematische Anpassung                                               | 37        |
| <b>5. TGC-Parameter und totaler Wirkungsquerschnitt</b>                    | <b>45</b> |
| 5.1 TGC-Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts                      | 45        |
| 5.2 Messung der TGC-Parameter                                              | 46        |
| 5.3 Systematische Effekte                                                  | 47        |
| 5.4 Ergebnis der TGC-Parameter Messung aus dem totalen Wirkungsquerschnitt | 48        |
| <b>6. Optimale Observablen</b>                                             | <b>51</b> |
| 6.1 Methode                                                                | 51        |
| 6.2 Optimale Observablen für einen Parameter                               | 53        |
| 6.3 Optimale Observablen für mehrere Parameter                             | 56        |

|                                                                                                                      |     |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| <b>7. Die Methode</b>                                                                                                | 59  |
| 7.1 Die Observablenmittelwerte                                                                                       | 60  |
| 7.1.1 Die Ungewichtungs-Methode                                                                                      | 60  |
| 7.2 Bestimmung der TGC-Parameter                                                                                     | 62  |
| 7.2.1 $\chi^2$ -Anpassung der Mittelwerte                                                                            | 62  |
| 7.2.2 Anpassung der Observablenverteilung                                                                            | 65  |
| 7.3 Monte Carlo Tests der Methode                                                                                    | 66  |
| 7.3.1 Konsistenztest                                                                                                 | 66  |
| 7.3.2 Bestimmung möglicher systematischer Verzerrungen in Testdatensätzen vergleichbarer Größe wie in den OPAL Daten | 67  |
| 7.3.3 Die Sensitivität                                                                                               | 74  |
| <b>8. Studien systematischer Unsicherheiten</b>                                                                      | 81  |
| 8.1 Statistische Fluktuation der Simulation                                                                          | 82  |
| 8.2 W-Paar Selektion und Identifikation des Zerfallskanals                                                           | 82  |
| 8.3 Winkel- und Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit                                                   | 83  |
| 8.4 Untergrund                                                                                                       | 84  |
| 8.5 Jet-Rekonstruktion                                                                                               | 85  |
| 8.6 Monte Carlo Generatoren                                                                                          | 87  |
| 8.7 Fragmentation                                                                                                    | 87  |
| 8.8 W-Masse                                                                                                          | 88  |
| 8.9 Strahlenergie                                                                                                    | 90  |
| 8.10 Zusammenfassung                                                                                                 | 90  |
| <b>9. Ergebnisse und Interpretation</b>                                                                              | 93  |
| <b>10. Zusammenfassung</b>                                                                                           | 101 |
| <b>A. Optimale Observablen und „Extended Maximum Likelihood“</b>                                                     | 103 |

# 1. Einleitung

Die paarweise Erzeugung von W-Bosonen am LEP-Speicherring (Large Electron Positron Collider) des Europäischen Forschungszentrum für Teilchenphysik CERN (European Organization For Particle Physics) in Genf eröffnet neue Möglichkeiten die Vorhersagen aus dem Standardmodell der Elementarteilchenphysik zu testen.

Das Standardmodell ist eine umfassende Theorie, die die Beschreibung aller bislang bekannten teilchenphysikalischen Phänomene ermöglicht. Drei der vier in der Natur vorkommenden Kräfte, die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung sind Gegenstand dieses Modells. Lediglich die Gravitation kann bisher noch nicht im Formalismus des Standardmodells beschrieben werden. Die Gravitation spielt jedoch aufgrund ihrer geringen Stärke für die Teilchenphysik bei den derzeit erreichbaren Energien keine Rolle. Nach der heutigen Vorstellung ist die Materie aus Fermionen aufgebaut, deren Wechselwirkungen durch den Austausch von sogenannten Bosonen vermittelt wird. Die Beschreibung der genauen Form der Wechselwirkungen oder Kräfte in der Natur werden durch bestimmte Symmetrieanforderungen an die Theorie erreicht. Genauere Messungen und die Untersuchung von Ereignissen mit immer höheren Energien erlauben es, ein immer tieferes Verständnis für die Phänomene der Teilchenphysik im Rahmen dieser Beschreibung zu erlangen. Weiter bilden die Messung der freien Parameter, die Überprüfung der Vorhersagen und der Konsistenz der Theorie neben der Suche nach Effekten oder Teilchen jenseits der Beschreibungsmöglichkeiten des Standardmodells die heutige Aufgabe der experimentellen Hochenergiephysik.

Die 1983 am SPS (Super Proton Synchrotron) am CERN erstmals direkt beobachteten W- und  $Z^0$ -Bosonen [1, 2] sind die Teilchen, durch die die schwache Wechselwirkung vermittelt wird. Das  $Z^0$ -Boson wurde von 1989 bis 1995 am LEP in der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow Z^0$  in großer Anzahl erzeugt und genau vermessen. Ab 1995 wurde die Energie der  $e^+e^-$ -Kollisionen schrittweise immer weiter erhöht, so dass ab 1996 erstmals Paare von W-Bosonen erzeugt werden konnten.

Neben der Kopplung an die Fermionen, treten die schwachen Eichbosonen  $W^\pm, Z^0$  auch untereinander in Wechselwirkung. Die direkte Beobachtung und Vermessung dieser von der Theorie genau vorhergesagten Selbstwechselwirkung ist erstmals am LEP-Speicherring in seiner zweiten Ausbaustufe (LEP2) durch die direkte paarweise Erzeugung der elektroschwachen Eichbosonen und am Proton-Antiproton Beschleuniger Tevatron am Fermilab möglich.

In dieser Arbeit wird eine Messung der Drei-Eichboson-Kopplung vorgestellt, die anhand von W-Paar Ereignissen durchgeführt wurde, in denen ein W-Boson leptonisch und das andere hadronisch zerfällt. Die dazu benutzten Daten wurden 1997 und 1998 bei Schwerpunktsenergien von 182.7 GeV und 188.6 GeV mit dem OPAL Detektor aufgezeichnet.

Nach einer allgemeinen Einführung wird die Drei-Eichboson-Kopplung im Standardmodell beschrieben, sowie die modellunabhängigen Parametrisierungen möglicher Abweichungen vom Standardmodell vorgestellt. Anschließend folgt ein Überblick über den OPAL Detektor. Im vierten Kapitel werden die verschiedenen physikalischen Prozesse bei LEP und die Selektion der gemischt leptonisch und hadronischen W-Paar Ereignisse beschrieben. Darauf folgend wird die Messung der Eichboson-Kopplungen aus der beobachteten Anzahl von Ereignissen geschildert. Im sechsten Kapitel werden die „optimalen Observablen“ eingeführt, die ein Maximum an Information über die Kopplungen aus den beobachteten Verteilungen der W-Paar Ereignisse ex-

trahieren. Anschließend wird die Umsetzung der Methode der optimalen Observablen für die Messung erläutert und Teststudien vorgestellt. Das achte Kapitel beschreibt die Untersuchung der Einflüsse von systematischen Effekten auf die Messung, bevor abschließend die Ergebnisse vorgestellt werden.

## 2. Theorie und Motivation

### 2.1 Allgemeine Einführung

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik [3], mit dem derzeit alle experimentellen Phänomene der Hochenergiephysik beschrieben werden können, ist eine sogenannte Eichtheorie. Die Wechselwirkung der elementaren Konstituenten der Materie wird dabei durch die Forderung der Invarianz der Theorie gegenüber geeigneten lokalen Symmetrietransformationen eindeutig bestimmt. Die geforderte Invarianz unter den Symmetrientransformationen sind nur dann erfüllbar, wenn zusätzlich zu den Materiefeldern sogenannte Eichfelder eingeführt werden, die mit der Materie und teilweise auch untereinander wechselwirken. Die Eichfelder, die mit den sogenannten Austauschteilchen identifiziert werden, vermitteln die Wechselwirkung der Materie untereinander. Nach der heutigen Vorstellung kann man auf elementarer Ebene die Theorie wie folgt auf Fermionen (Leptonen und Quarks mit Spin 1/2), Vektorbosonen (Spin 1) und das Higgs-Teilchen (Spin 0) gründen. Leptonen und Quarks als Bausteine der Materie kommen jeweils in drei Familien vor. Die Wechselwirkungen zwischen ihnen wird durch die Vektorbosonen vermittelt. Durch die Ankopplung an das Higgsfeld erhalten die Fermionen und Eichbosonen ihre jeweilige Masse. Eine Zusammenstellung der fundamentalen Bausteine ist in Tabelle 2.1 zu finden<sup>1</sup>.

Jede der drei Wechselwirkungen<sup>2</sup>, starke, schwache und elektromagnetische besitzt eine ihr zugrundeliegende „Ladung“ die angibt mit welcher Stärke das sie tragende Teilchen an der Wechselwirkung teilnimmt. Bei der isolierten Betrachtung elektromagnetischer Effekte ist die Ladung die bekannte elektromagnetische Ladung  $Q$  der Teilchen. Die quantenmechanische Beschreibung eines geladenen Teilchens  $\Psi(x)$  in einem elektromagnetischen Feld, welches durch das elektrische Potential  $V$  und das magnetische Vektorpotential  $\vec{A}$  gegeben ist, zeigt, dass die Theorie invariant ist unter der kombinierten Transformation

$$\begin{aligned}\vec{A} \rightarrow \vec{A}' &= \vec{A} + \vec{\nabla}\lambda \\ V \rightarrow V' &= V - \frac{\partial}{\partial t}\lambda \\ \Psi \rightarrow \Psi' &= e^{ie\lambda(x)}\Psi,\end{aligned}$$

wobei  $\lambda(x)$  eine beliebige skalare Funktion des 4-dimensionalen Ortsvektors  $x^\mu$  darstellt. Die Transformation, welche hierbei auf die Wellenfunktion  $\Psi$  angewendet wird, entspricht einer lokalen Phasentransformation. In der Eichtheorie wird nun diese schon aus der klassischen Elektrodynamik bekannte Eichfreiheit als universelles Prinzip angewendet. Es wird die Forderung gestellt dass die Theorie der freien Teilchen invariant sein soll gegenüber der lokalen Phasentransformation der Wellenfunktion. Aus dieser sogenannten  $U(1)$  Symmetrie ergibt sich dann die Notwendigkeit ein vektorielles Eichfeld  $A_\mu$ , das bestimmte Transformationseigenschaften besitzt, einzuführen. Dieses Eichfeld entspricht gerade den elektromagnetischen Potentialen deren

---

<sup>1</sup> Auf eventuell nötige Erweiterungen des hier geschilderten Bildes im Neutrinosektor, um eine zufriedenstellende Beschreibung der von Super-Kamiokande beobachteten Neutrinooszillation zu erhalten, wird nicht weiter eingegangen.

<sup>2</sup> Die Gravitation als vierte bekannte Wechselwirkung lässt sich heute noch nicht zufriedenstellend in diesen Formalismus eingliedern. Für teilchenphysikalische Prozesse bei den heute erreichbaren Energien ist sie jedoch aufgrund ihrer geringen Stärke ohnehin zu vernachlässigen und es wird hier nicht weiter auf sie eingegangen.

Struktur und Wechselwirkung mit den geladenen Teilchen durch die geforderte Eichsymmetrie eindeutig festgelegt ist. Die in der quantisierten Theorie auftretenden Eichfelder, die sogenannten Vektorbosonen, können im Fall der Quantenelektrodynamik (QED) mit dem Photon identifiziert werden. Sie vermitteln durch ihren Austausch zwischen geladenen Teilchen die Wechselwirkung der Teilchen untereinander. Das in der QED so erfolgreiche Konzept der Eichtheorie wurde anschließend auch auf die anderen Wechselwirkungen angewendet.

Um die schwache Wechselwirkung durch eine Eichtheorie zu beschreiben führt man den schwachen Isospin als „Ladung“ und die darauf wirkende Symmetriegruppe  $SU(2)$  ein. Aufgrund der Tatsache dass die geladenen schwachen Ströme nur an linkschirale Teilchen (rechtschirale Antiteilchen) koppeln ordnet man die linkschiralen Fermionen der verschiedenen Generationen wie in Tabelle 2.1 zu sehen in Dubletts bezüglich des schwachen Isospins zusammen, während die rechtshändigen Singulets des schwachen Isospins darstellen, also neutral in Bezug auf die schwache Wechselwirkung sind. Neben den geladenen Strömen ( $W^\pm$ -Austausch) gibt es aber auch die neutralen Ströme ( $Z^0$ -Austausch) die auch an rechtschirale Teilchen koppeln. Diese unterschied-

| Leptonen                                     |                                                  |                                                    |       |       |      |       | Quarks                                   |                                          |                                          |       |       |        |        |
|----------------------------------------------|--------------------------------------------------|----------------------------------------------------|-------|-------|------|-------|------------------------------------------|------------------------------------------|------------------------------------------|-------|-------|--------|--------|
| 3 Generationen                               |                                                  |                                                    | $I$   | $I_3$ | $Y$  | $Q/e$ | 3 Generationen                           |                                          |                                          | $I$   | $I_3$ | $Y$    | $Q/e$  |
| $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$ | $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$ | $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$ | $1/2$ | $1/2$ | $-1$ | $0$   | $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$ | $\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$ | $\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$ | $1/2$ | $1/2$ | $1/3$  | $2/3$  |
| $e_R$                                        | $\mu_R$                                          | $\tau_R$                                           | $0$   | $0$   | $-2$ | $-1$  | $u_R$                                    | $c_R$                                    | $t_R$                                    | $0$   | $0$   | $4/3$  | $2/3$  |
|                                              |                                                  |                                                    |       |       |      |       | $d_R$                                    | $s_R$                                    | $b_R$                                    | $0$   | $0$   | $-2/3$ | $-1/3$ |

Tabelle 2.1: Eine Zusammenstellung der Leptonen und Quarks und den für die elektroschwache Wechselwirkung relevanten Quantenzahlen: den Schwachen Isospin  $I$ , dessen dritte Komponente  $I_3$ , die Hyperladung  $Y$  sowie der sich daraus ergebenden elektrischen Ladung  $Q$ . Die Indizes  $L$  und  $R$  kennzeichnen die links- bzw. rechtshändigen Felder.

liche Eigenschaft ist in der Eichtheorie der schwachen Wechselwirkung isoliert für sich alleine nicht zu verwirklichen. Es ist daher nötig sie in Zusammenhang mit dem Elektromagnetismus, als elektroschwache Theorie zu formulieren. Anstelle der  $U(1)$  Phasentransformation der QED wird dabei die Invarianz unter einer  $U(1)_Y$  Symmetrie gefordert, die auf dem Raum der sogenannten schwachen Hyperladung agiert, und als kombinierte Eichsymmetrie die Gruppe  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  verwendet. Die eichinvariante Lagrangedichte enthält nun zusätzlich zu den Fermionen ( $\chi_L$  für die linkshändigen Dubletts und  $\psi_R$  für die rechtshändigen Singulets) auch die Dynamik der einzuführenden Eichfelder  $\vec{W}_\mu$  und  $B_\mu$  und deren Wechselwirkungen mit den Fermionfeldern mit den Kopplungsstärken  $g$  (schwacher Isospin) und  $g'$  (schwache Hyperladung).

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\chi}_L \gamma^\mu [i\partial_\mu - g\frac{1}{2}\vec{\tau}\vec{W}_\mu - g'\frac{1}{2}YB_\mu] \chi_L + \bar{\psi}_R [i\partial_\mu - g'\frac{1}{2}YB_\mu] \psi_R \\ & - \frac{1}{4}\vec{W}_{\mu\nu}\vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (2.1)$$

wobei  $\vec{\tau}$  durch die Paulimatrizen gegeben ist. Die letzten beiden Terme mit

$$\vec{W}_{\mu\nu} = \partial_\nu \vec{W}_\mu - \partial_\mu \vec{W}_\nu - g\vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu \quad \text{und} \quad B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$$

beschreiben die Dynamik der Eichfelder. Aufgrund der nicht abelschen (nicht kommutativen) Struktur der  $SU(2)$  enthält  $\vec{W}_{\mu\nu}$  den Term  $g\vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu$ , der Vertizes liefert in denen drei bzw. vier Eichbosonen miteinander verknüpft werden und damit eine Selbstwechselwirkung der Eichfelder

untereinander beschreibt<sup>3</sup>.

Die entsprechend der bekannten „Auf-“ und „Absteigeoperatoren“ der  $SU(2)$  gebildete Kombination der Felder

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$$

können mit den geladenen Vektorbosonen  $W^\pm$  identifiziert werden. Der geladene Strom beschreibt daher den Übergang z.B. von einem linkshändigen Elektron in ein linkshändiges Neutrino (vergl. Tabelle 2.1). Der physikalisch beobachtete neutrale Strom koppelt anders als der geladene Strom auch an die rechtshändigen Komponenten. Daher kann das dritte Eichfeld  $W_\mu^3$  nicht mit dem  $Z^0$  identifiziert werden, da  $W_\mu^3$  nicht mit den Singulets bezüglich der Eichgruppe wechselwirkt. Da die Quantenzahlen von  $W_\mu^3$  und denen des Eichfeldes  $B_\mu$  aus der  $U(1)$  Symmetrie in der schwachen Hyperladung und der dem schwachen Isospin übereinstimmen, können diese jedoch mischen. Die gemischten Zustände  $Z_\mu$  und  $A_\mu$

$$\begin{aligned} Z_\mu &= W_\mu^3 \cos \theta_w - B_\mu \sin \theta_w \\ A_\mu &= W_\mu^3 \sin \theta_w + B_\mu \cos \theta_w \end{aligned}$$

können dann mit dem  $Z^0$  bzw. dem Photonfeld identifiziert werden. Der dabei auftretende Mischungswinkel  $\sin \theta_w$  wird als Weinbergwinkel bezeichnet. Die Tatsache, dass der zu  $A_\mu$  gehörige Strom mit dem elektromagnetischen Strom identifiziert wird, liefert die Beziehung zwischen der elektrischen Ladung  $e$  und den Kopplungsstärken  $g$  und  $g'$ :  $e = g \sin \theta_w = g' \cos \theta_w$ . Die in diesen Feldern ausgedrückten Selbstwechselwirkungsterme in Gl. 2.1 haben nun die Form

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Selbstwechselwirkung}} &= igW_{\mu\nu}^+ W^{-\nu} (\cos \theta_w Z^\mu + \sin \theta_w A^\mu) \\ &+ igW_{\mu\nu}^- W^{+\mu} (\cos \theta_w Z^\nu + \sin \theta_w A^\nu) \\ &+ ig(W^{-\mu} W^{+\nu} - W^{+\mu} W^{-\nu}) \partial_\mu (\cos \theta_w Z_\nu + \sin \theta_w A_\nu) \\ &- g^2 (W_\mu^+ W^{-\mu}) (\cos \theta_w Z_\nu + \sin \theta_w A_\nu) (\cos \theta_w Z^\nu + \sin \theta_w A^\nu) \\ &+ g^2 (W^{+\nu} W^{-\mu}) (\cos \theta_w Z_\mu + \sin \theta_w A_\mu) (\cos \theta_w Z_\nu + \sin \theta_w A_\nu) \\ &+ \frac{g^2}{2} W_\nu^- W_\mu^+ (W^{-\nu} W^{+\mu} - W^{-\mu} W^{+\nu}) \end{aligned} \quad (2.2)$$

mit  $W_{\mu\nu}^\pm = \partial_\mu W_\nu^\pm - \partial_\nu W_\mu^\pm$ . Die drei ersten Zeilen beschreiben die Kopplung von drei Eichbosonen und die letzten drei Zeilen die Kopplung von vier Eichbosonen wie sie in Abbildung 2.1 gezeigt sind. Die Wechselwirkung der Eichbosonen, an denen immer mindestens zwei der geladenen W-Bosonen beteiligt sind, folgen direkt aus der oben beschriebenen Eichkopplung. Kopplungen mit drei oder gar vier der neutralen Eichbosonen  $Z^0$  oder  $\gamma$  treten im Standardmodell hingegen nicht auf.

In dieser Form der Theorie sind die Eichbosonen alle masselos, da explizite Massenterme in der Lagrangedichte (z.B.  $M_{Z^0}^2 Z_\mu Z^\mu$ ) die Eichinvarianz brechen würden. Die in der Natur beobachteten  $Z^0$  und  $W^\pm$  Bosonen haben jedoch eine Masse. In eichinvarianter Weise lassen sich Massenterme mit Hilfe des Higgs-Mechanismuses [4] generieren. Dabei werden zwei weitere komplexe skalare Felder eingeführt, die ein  $SU(2)$  Dublett bilden. Dessen Selbstwechselwirkungspotential wird so gewählt, dass das neutrale Feld einen nicht verschwindenden Vakuumerwartungswert  $v$  erhält. Obwohl die gesamte Lagrangedichte immer noch die  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  Symmetrie erfüllt,

<sup>3</sup> Dies ist ebenso in der starken Wechselwirkung der Fall, da die Eichgruppe  $SU(3)$  ebenfalls nicht kommutativ ist. Im Gegensatz dazu ist die Eichgruppe  $U(1)$  der QED kommutativ, weshalb die Photonen untereinander nicht wechselwirken.

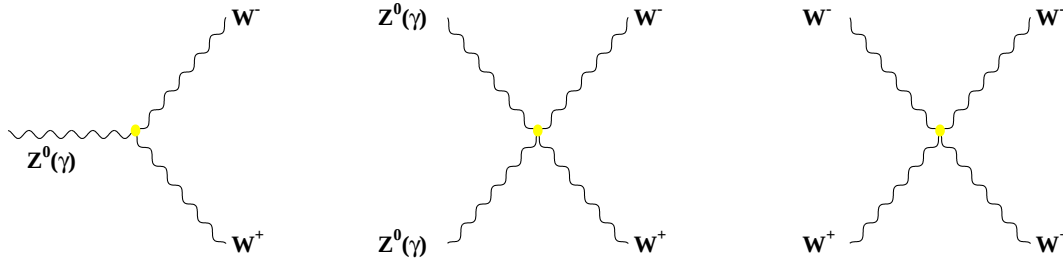


Abbildung 2.1: Die verschiedenen Vertizes der Eichbosonen Selbstkopplungen.

liegt der Grundzustand dann nicht mehr im Symmetriezentrum (spontane Symmetriebrechung). Wird nun im Rahmen der Störungsrechnung die Lagrangedichte um den Grundzustand herum entwickelt, ergeben sich Terme wie

$$\frac{v^2 g^2}{4} W_\mu^- W^{+\mu} \quad \text{und} \quad \frac{v^2 (g^2 + g'^2)}{8} Z_\mu Z^\mu,$$

die den Massen der  $W^\pm$  und  $Z^0$  Bosonen entsprechen. Durch das neue komplexe Dublett entstehen vier zusätzlichen Freiheitsgrade. Drei dieser Freiheitsgrade ergeben die zusätzlichen Freiheitsgrade der longitudinalen Polarisierung, die sich aufgrund der gewonnenen Masse der Eichbosonen  $W^\pm$  und  $Z^0$  möglich werden. Dies äußert sich darin, dass sich drei der skalaren Felder durch entsprechende Wahl der Eichung aus der Theorie entfernen lassen. Der vierte Freiheitsgrad resultiert in einem physikalischen Teilchen, dem Higgs-Teilchen, welches somit von der Theorie zwingend gefordert wird.

Die Möglichkeit, auf diese Art und Weise die schwache Wechselwirkung als renormierbare Eichtheorie [5] formulieren zu können, sichert die Konsistenz der Theorie. Dies bedeutet, dass bei der Berechnung von Vorhersagen aus der Theorie mittels Störungsrechnung die dabei auftretenden Divergenzen sich in konsistenter Weise durch Umdefinition (Renormierung) der physikalischen Größen in allen Ordnungen der Kopplungskonstanten aufheben. Erst dadurch erhält man also eine in sich schlüssige Theorie, aus der man theoretisch mit prinzipiell beliebiger Genauigkeit die physikalisch relevanten Observablen berechnen kann. Im Gegensatz dazu war dies z.B. in der Fermi-Theorie der schwachen Wechselwirkung nicht möglich, da dort für jede Ordnung der Störungstheorie eine erneute Anpassung vorgenommen werden muss. Die erstaunliche Übereinstimmung der Resultate heutiger Präzisionsexperimente mit der Theorie bestätigen in vielen Punkten die Eichtheorie. Umso wichtiger ist es, die sich aus eben dieser Theorie zwingend ergebenden Vorhersagen experimentell zu überprüfen. Darauf begründet sich die intensive Suche nach dem bisher nicht entdeckten Higgs-Boson, und das Interesse an der Messung der Eichboson Selbstkopplungen.

Bei der Schwerpunktsenergie von LEP2 ( $\sqrt{s} \lesssim 2m_Z$ ) ist die Erzeugung dreier schwerer Eichbosonen nicht möglich. Dadurch ist eine Untersuchung der Vier-Eichboson-Kopplungen nur in begrenztem Maße z.B. durch die Beobachtung von Prozessen mit  $WW\gamma$ -Produktion möglich. Abgesehen davon sind diese Prozesse quadratisch in der schwachen Kopplungskonstanten und ergeben damit gegenüber der Drei-Eichboson-Kopplung, aufgrund der kleineren Wirkungsquerschnitte, sehr viel kleinere beobachtbare Effekte. Die hier vorgestellte Arbeit befasst sich mit der Messung der Drei-Eichboson-Kopplung, auch TGC abgekürzt (*Triple Gauge Coupling*). Erste Messungen gibt es auch zu den Vier-Eichboson-Kopplungen [6].

In dem folgenden Kapitel wird eine kurzer Überblick über die Drei-Eichboson-Kopplungen im Standardmodell und eventueller Abweichungen vom Standardmodell gegeben ohne Anspruch auf Vollständigkeit. Diesbezüglich wird auf die Literatur verwiesen.

## 2.2 Beschreibung der allgemeinen Drei-Eichboson-Wechselwirkung

Im Standardmodell ist die Form der Drei-Eichboson-Wechselwirkung durch die Eichinvarianz eindeutig festgelegt (Gl. 2.2). Es ist jedoch möglich, dass die Drei-Eichboson-Kopplung eine andere Struktur als im Standardmodell angenommen hat, z.B. wenn das Eichprinzip nicht erfüllt ist, oder das Standardmodell nur eine effektive Theorie, d.h. der Niederenergiegrenzfall einer umfassenderen Theorie ist, die neue Effekte (z.B. neue Teilchen) bei einer neuen Energieskala  $\Lambda$  beinhaltet. Eine lorentzinvariante Wechselwirkung von drei unterscheidbaren Bosonen  $V, W_1, W_2$  mit den Impulsen  $P, q, \bar{q}$  lässt sich allgemein durch folgenden Vertexfaktor beschreiben [7, 8].

$$\Gamma^{\alpha\beta\mu}(q, \bar{q}, P) = i g_{WWV} \Gamma_{WWV}^{\alpha\beta\mu}(q, \bar{q}, P)$$

Abbildung 2.2: Feynmandiagramm für eine allgemeine  $V \rightarrow W_1 W_2$  Kopplung.

$$\begin{aligned} \Gamma_V^{\alpha\beta\mu}(q, \bar{q}, P) = & f_1^V (q - \bar{q})^\mu g^{\alpha\beta} - \frac{f_2^V}{m_W^2} (q - \bar{q})^\mu P^\alpha P^\beta + f_3^V (P^\alpha g^{\mu\beta} - P^\beta g^{\mu\alpha}) \\ & + i f_4^V (P^\alpha g^{\mu\beta} + P^\beta g^{\mu\alpha}) + i f_5^V \epsilon^{\mu\alpha\beta\rho} (q - \bar{q})_\rho \\ & - f_6^V \epsilon^{\mu\alpha\beta\rho} P_\rho - \frac{f_7^V}{m_W^2} (q - \bar{q})^\mu \epsilon^{\alpha\beta\rho\sigma} P_\rho (q - \bar{q})_\sigma. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Dabei ist für den Drei-Eichboson-Vertex  $V = Z^0$  bzw.  $\gamma$  und  $g_{WW\gamma} = e$  und  $g_{WWZ} = e \cot \theta_w$  zu setzen. Die 14 dimensionslosen Kopplungskonstanten  $f_i^V$  ( $V = Z^0$  und  $\gamma$ ) parametrisieren die Beiträge der verschiedenen Terme unterschiedlicher Lorentzstruktur zum Drei-Eichboson-Vertex. Im allgemeinen sind die Kopplungen von  $P^2$  abhängige Formfaktoren.

Während diese Form des Drei-Eichboson-Vertex die Lorentzstruktur widerspiegelt, kann man die Wechselwirkung auch durch eine effektive Lagrangedichte ausdrücken, die aus den vorkommenden physikalischen Feldern gebildet wird.

$$\begin{aligned} i\mathcal{L}_{eff}^{WWV} = & g_{WWV} \left[ g_1^V V^\mu (W_{\mu\nu}^- W^{+\nu} - W_{\mu\nu}^+ W^{-\nu}) + \kappa_V W_\mu^+ W_\nu^- V^{\mu\nu} \right. \\ & + \frac{\lambda_V}{m_W^2} V^{\mu\nu} W_\nu^{+\rho} W_{\rho\mu}^- + i g_5^V \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} ((\partial^\rho W^{-\mu}) W^{+\nu} - W^{-\mu} (\partial^\rho W^{+\nu})) V^\sigma \\ & \left. + i g_4^V W_\mu^- W_\nu^+ (\partial^\mu V^{-\nu} + \partial^\nu V^\mu) - \frac{\tilde{\kappa}_V}{2} W_\mu^- W_\nu^+ \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} V_{\rho\sigma} - \frac{\tilde{\lambda}_V}{2m_W^2} W_{\rho\mu}^- W_\nu^{+\mu} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} V_{\rho\sigma} \right] \end{aligned} \quad (2.4)$$

mit  $V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$

Jeder dieser Kopplungsterme hat bestimmte Lorentztransformationseigenschaften. Setzt man die Formfaktoren aus Gl. 2.3 mit den Kopplungsstärken der verschiedenen Wechselwirkungsterme der allgemeinen effektiven Lagrangedichte aus Gl. 2.4 in Verbindung, erhält man folgende Rela-

tionen<sup>4</sup>:

$$\begin{aligned}
f_1^V &= g_1^V + \frac{s}{2m_W^2} \lambda_V, \\
f_2^V &= \lambda_V, \\
f_3^V &= g_1^V + \kappa_V + \lambda_V, \\
f_4^V &= g_4^V, \\
f_5^V &= g_5^V, \\
f_6^V &= \tilde{\kappa}_V - \tilde{\lambda}_V \quad \text{und} \\
f_7^V &= -\frac{1}{2} \tilde{\lambda}_V.
\end{aligned}$$

Die Lagrangedichte der Drei-Eichboson-Kopplung im Standardmodell (Gl. 2.2) erhält man aus den ersten drei Termen der Gl. 2.4 mit  $g_1^V = \kappa_V = 1$  und  $\lambda_V = g_4^V = g_5^V = \tilde{\kappa}_V = \tilde{\lambda}_V = 0$ . In dieser Darstellung lassen sich  $\kappa_\gamma$  und  $\lambda_\gamma$  mit dem magnetischen Dipolmoment  $\mu_W$  bzw. dem elektrischen Quadrupolmoment  $Q_W$  [10] des W-Bosons in Verbindung bringen:

$$\mu_W = \frac{e}{2m_W}(1 + \kappa_\gamma + \lambda_\gamma) \quad \text{und} \quad Q_W = -\frac{e}{m_W^2}(\kappa_\gamma - \lambda_\gamma). \quad (2.5)$$

Die Tatsache, dass es sich in Gl. 2.3 bzw. Gl. 2.4 um  $2 \times 7$  verschiedene Kopplungsterme handelt (je 7 für ZWW und  $\gamma$ WW) lässt sich anschaulich dadurch verstehen, dass es 7 mögliche Polarisationszustände  $(\tau_{W+} \tau_{W-}) = (++)$ ,  $(--)$ ,  $(+0)$ ,  $(0-)$ ,  $(0+)$ ,  $(-0)$  und  $(0,0)$  des W-Paares für die s-Kanal Produktion mit einem Spin 1 Teilchen ( $\gamma$  oder  $Z^0$ ) im Zwischenzustand geben kann. Die Polarisationszustände  $(+-)$  und  $(-+)$ , die einem Gesamtspin von 2 tragen, können nur im t-Kanal mit entsprechendem Drehimpuls erzeugt werden. Für beliebige Formfaktoren bzw. Kopplungskonstanten führt der Vertex in Gl. 2.3 bzw. 2.4 zu unitaritätsverletzenden Wirkungsquerschnitten, weil das subtile gegenseitige Aufheben einzelner Amplituden, wie es im Standardmodell stattfindet, nicht mehr funktioniert. Dies lässt sich dadurch verstehen, dass im Standardmodell ohne gebrochene  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  Symmetrie, die masselosen Eichbosonen keine longitudinalen Polarisationszustände haben. Diese werden erst (in eichinvarianter Weise) durch den Higgs-Mechanismus „erzeugt“. Es ist daher einsichtig, dass Divergenzen in den entstehenden longitudinalen Komponenten der W-Bosonen gerade durch Amplituden der Higgs-WW Wechselwirkung aufgehoben werden. Letzteres ist natürlich für die allgemeinen Kopplungen am Drei-Eichboson-Vertex nicht mehr gegeben. Unitarität kann nur dadurch gewährleistet werden, dass die Formfaktoren hinreichend schnell mit  $P^2$  abfallen. Die genaue  $P^2$ -Abhängigkeit kann nur bei Kenntnis der expliziten Theorie, welche die Kopplungen in Gl. 2.4 als Niederenergienäherung ergibt, berechnet werden.

Mit den an heutigen Beschleunigern erreichten Ereignisanzahlen ist es nicht möglich den Drei-Eichboson-Vertex in voller Allgemeinheit mit 14 Kopplungskonstanten zu bestimmen. Es ist daher nötig, theoretisch sinnvolle Einschränkungen vorzunehmen.

Ohne konkrete Modellannahmen kann man mithilfe des verallgemeinerten Ansatzes der effektiven Lagrangedichten [11–13] eine allgemeine Drei-Eichboson-Wechselwirkung zu formulieren. Damit ist es insbesondere möglich, zu weitergehenden Beziehungen zwischen den einzelnen Termen zu gelangen. In diesem Formalismus lässt sich auch erkennen, welche Operatoren neben Einflüssen auf den Drei-Eichboson-Vertex auch Beiträge zu anderen Messgrößen haben. Diese können dann eventuell durch Nichtbeobachtung bei Präzisionsexperimenten ausgeschlossen werden.

---

<sup>4</sup> Dies gilt für W-Bosonen auf ihrer Massenschale. Die Beziehungen im allgemeinen Fall (zumindest für die ersten drei Terme in Gl. 2.4) sind z.B. in [9] angegeben.

Zunächst werden jedoch die  $P$ ,  $C$  und  $CP$  verletzende Drei-Eichboson-Kopplungen vernachlässigt. Diese sind aufgrund allgemeiner Annahmen theoretisch nicht bevorzugt und aufgrund indirekter Grenzen z.B. über das elektrische Dipolmoment des Elektrons oder Myons als sehr klein zu erwarten [14].  $P$  und  $C$  erhaltende Kopplungen werden durch  $\kappa_V, g_1^V$  und  $\lambda_V$  beschrieben. Ferner wird  $g_1^\gamma$  durch die elektrische Ladung der W-Bosonen auf Eins festgelegt.

Die Idee der effektiven Lagrangedichten ist, dass sich alle Prozesse unterhalb einer Energie  $\Lambda$ , der Skala der „Neuen Physik“ durch effektive Operatoren aus den Feldern beschreiben lassen, die bei Massen unterhalb von  $\Lambda$  auftreten. Diese Operatoren müssen die Symmetrieeigenschaften der Niederenergiethorie respektieren. Aus diesen Operatoren, bzw. deren beobachteten oder nicht beobachteten zusätzlichen Beiträgen zu den untersuchten Wirkungsquerschnitten im Standardmodell, hofft man auf die Existenz neuer physikalischer Phänomene schließen zu können.

Es werden üblicherweise zwei Arten diskutiert, wie sich die effektiven Lagrangedichten aus den Niederenergiefeldern zusammensetzen. Die Kopplungskonstanten in diesen modellunabhängigen Beschreibungen möglicher Abweichungen vom Standardmodell können dann mit den generischen Kopplungsparametern aus Gl. 2.4 in Verbindung gebracht werden. Die zwei verschiedenen Ansätze unterscheiden sich durch die Annahme, ob das Higgs-Boson  $H$  als „leichtes“ Teilchen in der Niederenergienäherung enthalten ist, oder ob der Massengenerationsmechanismus ohne „leichtes“ Higgs-Boson in der „Neuen Physik“ begründet ist.

## Erweiterte Theorien mit einem „leichten“ Higgs-Boson

In dieser sogenannten „linearen Realisierung“ der Theorie, gibt es neben der „Neuen Physik“ bei der Skala  $\Lambda$ , auch ein dem Standardmodell zumindest ähnliches Higgs-Boson mit einer Masse unterhalb der Skala  $\Lambda$ . Für  $\Lambda \rightarrow \infty$  gehen diese Theorien demnach in das Standardmodell über. In diesem Fall entkoppelt die effektive Theorie [15] von der „Neuen Physik“. Deshalb lassen sich die Effekte auf die Niederenergiethorie ( $E \ll \Lambda$ ) durch Korrekturen in Potenzen von  $1/\Lambda$  ausdrücken

$$\mathcal{L}_{eff} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\Lambda^n} \sum_j \alpha_j^{(n)} \mathcal{O}_j^{n+4} . \quad (2.6)$$

Die darin auftretenden Operatoren haben die Dimension  $[\text{Masse}]^{n+4}$ , werden aus beliebigen Feldern des Standardmodells gebildet und tragen jeweils mit einer Kopplungsstärke  $\alpha_j^{(n)}$  zur Wechselwirkung bei. Die Beiträge von Operatoren höherer Ordnungen  $n$  werden mit  $1/\Lambda^n$  unterdrückt. Der vollständige Satz von Operatoren bis zur Dimension 6 ist in [11] gegeben. Sinnvollerweise fordert man für die effektive Theorie, dass sie wieder  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  invariant ist. Dadurch werden alle Divergenzen im Wirkungsquerschnitt bis auf die übliche logarithmische Divergenz aufgrund der laufenden Kopplungskonstanten  $\alpha_j$  vermieden [13]. Desweiteren beschränkt man sich auf Operatoren der maximalen Dimension 6, da die Beiträge der höherdimensionalen Operatoren durch höhere Potenzen von  $1/\Lambda$  noch stärker unterdrückt werden. Ebenfalls werden nur Operatoren berücksichtigt, die keine leichten Fermionen enthalten, da deren Beiträge um einen Faktor  $m_f/\Lambda$  unterdrückt sind, was abgesehen von möglichen top-Quark Beiträgen vernachlässigbar ist. Von den dann übrigbleibenden 11 Operatoren, welche die Eichbosonfelder und das Higgsfeld enthalten [16], beeinflussen vier die Bosonpropagatoren auf Born-Niveau. Deren mögliche Beiträge können also durch Präzisionsmessungen bei LEP stark eingeschränkt werden [13] und werden hier nicht weiter betrachtet. Zwei weitere beeinflussen einzig die Higgs-Selbstwechselwirkung.

Damit bleiben fünf Operatoren übrig, die hier zu berücksichtigen sind [16]:

$$\begin{aligned}
\mathcal{O}_{WWW} &= Tr[\hat{W}_{\mu\nu}\hat{W}_{\nu\rho}\hat{W}_{\rho}^{\mu}] \\
\mathcal{O}_{WW} &= \Phi^\dagger \hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \Phi \\
\mathcal{O}_{BB} &= \Phi^\dagger \hat{B}_{\mu\nu} \hat{B}^{\mu\nu} \Phi \\
\mathcal{O}_W &= (D_\mu \Phi)^\dagger \hat{W}_{\mu\nu} (D_\nu \Phi) \\
\mathcal{O}_B &= (D_\mu \Phi)^\dagger \hat{B}_{\mu\nu} (D_\nu \Phi).
\end{aligned}$$

mit  $\hat{W}_{\mu\nu} = ig\vec{\tau}\vec{W}_{\mu\nu}$  und  $\hat{B}_{\mu\nu} = ig'YB_{\mu\nu}$ . Von diesen Operatoren liefern  $\mathcal{O}_{WWW}$ ,  $\mathcal{O}_W$  und  $\mathcal{O}_B$  anomale Eichboson-Kopplungen, während  $\mathcal{O}_{WW}$  und  $\mathcal{O}_{BB}$  lediglich eine endliche Renormierung der  $B$  und  $W$  Felder sowie zusätzliche  $H \rightarrow \gamma\gamma$  und  $Z \rightarrow H\gamma$  Produktion bewirken[16] und daher nicht weiter betrachtet werden. Mit der Darstellung des Higgsfeldes mit seinem Vakuumerwartungswert  $v$ ,  $\Phi = (0, v/\sqrt{2})$ , erhält man daraus eine Lagrangedichte entsprechend Gl. 2.4 mit der Identifikation [16]:

$$\begin{aligned}
g_1^z &= 1 + \alpha_W \frac{m_Z^2}{2\Lambda^2} \\
\kappa_z &= 1 + (\alpha_W + \sin^2 \theta_w (\alpha_B + \alpha_W)) \frac{m_Z^2}{2\Lambda^2} \\
\kappa_\gamma &= 1 + (\alpha_B + \alpha_W) \frac{m_Z^2}{2\Lambda^2} \\
\lambda_Z = \lambda_\gamma &= \frac{3m_W^2 g^2}{2\Lambda^2} \alpha_{WWW}
\end{aligned}$$

woraus insbesondere die Beziehungen

$$\begin{aligned}
\Delta\kappa_z &= -\Delta\kappa_\gamma \tan^2 \theta_w + \Delta g_1^z, \\
\lambda_Z &= \lambda_\gamma,
\end{aligned} \tag{2.7}$$

folgen mit  $\Delta g_1^z = g_1^z - 1$  und  $\Delta\kappa_\gamma = \kappa_\gamma - 1$  die Abweichung der Größen vom Standardmodell bezeichnen. Damit ist der zu betrachtende Parameterraum auf 3 Parameter  $\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^z$  und  $\lambda$  eingeschränkt worden. Diese anomalen Eichboson-Kopplungen können nach [12] von keiner renormierbaren Theorie auf Born-Niveau erzeugt werden. Die zu erwartenden Effekte sind daher typischerweise durch die nötigen Schleifenkorrekturen, in denen die neuen schweren Teilchen enthalten sind, um einen zusätzlichen Faktor  $\sim 1/(16\pi)^2$  relativ zu den Born-Niveau Beiträgen unterdrückt und damit sehr klein. Die hier nicht betrachteten Operatoren der Massendimension 8 unterliegen dieser Einschränkung nicht. Aus diesem Grunde könnten unter Umständen für kleine Skalen  $\Lambda$  deren Beiträge dominieren und die in Gl. 2.7 genannten Beziehungen nicht mehr zutreffen.

## Erweiterte Theorien ohne ein „leichtes“ Higgs-Boson

Unter der Annahme, dass es kein leichtes Higgs-Boson gibt, muss das Higgsboson aus dem hier als Niederenergienäherung angesehenen Standardmodell entfernt werden. Das Higgs-Boson tritt jetzt nicht mehr explizit in den Operatoren, in denen die effektive Lagrangedichte entwickelt wird, auf. Um die longitudinalen Komponenten der sonst masselosen Eichbosonen zu erhalten, werden lediglich die „would be Goldstone Bosons“ (WBGBs), in der Niederenergienäherung berücksichtigt. Aufgrund der fehlenden Beiträge durch die Higgs-WW Kopplung divergiert der Wirkungsquerschnitt für die W-Paarproduktion aufgrund der Longitudinalkomponenten der W-Bosonen. Bereits bei Energien von etwa  $4\pi v \simeq 3$  TeV wird die Unitarität verletzt [17]. Aus

diesem Grund kann in diesem Szenario die Skala, bei der die „neue Physik“ angesiedelt ist, nicht beliebig groß sein, sondern muss bei  $\Lambda \lesssim 4\pi v$  liegen [12]. Die Konstruktion der eichinvarianten effektiven Operatoren verläuft ähnlich der Konstruktion in dem Fall mit Higgs-Boson.

Die Higgs-Masse  $M_{Higgs} = v\sqrt{2\lambda}$  (mit  $v = 246$  GeV, dem Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes) ist über die unbekannte Kopplung  $\lambda$  im Higgs-Potential gegeben. Für eine sehr große Higgs-Masse  $M_{Higgs} \gg v$  wird die Kopplung  $\lambda$  groß und man erhält daher in diesem Szenario ohne leichtes Higgs-Boson eine starke Kopplung der WBGBs aus dem Higgs-Sektor und damit für die longitudinalen Komponenten der Eichbosonen. Da eine störungstheoretische Behandlung der longitudinalen Freiheitsgrade der Eichbosonen dann nicht mehr möglich ist, kommen statt dessen hier Methoden aus der chiralen Störungstheorie der QCD bei niedrigen Energien zur Anwendung [18].

Mit den gleichen Methoden der „naive dimensional analysis“ [19] aus der nicht-pertubativen QCD kann man nun den Operatoren der effektiven Lagrangedichte wieder eine Dimension zuordnen und diese mit den Operatoren aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt von Gl. 2.4 in Verbindung bringen. Man findet genauso wie im vorherigen Fall für  $\Delta\kappa_\gamma$  und  $\Delta g_1^Z$ , dass sie der Dimension sechs entsprechen und den gleichen Relationen aus Gl. 2.7 genügen. Für  $\lambda$  hingegen ergibt sich, dass der entsprechende Operator effektiv von der Dimension 8 ist und daher in diesen Modellen die Beiträge von  $\lambda$  als vernachlässigbar angesehen werden können.

## 2.3 Signaturen der Drei-Eichboson-Kopplungen in der W-Paarproduktion

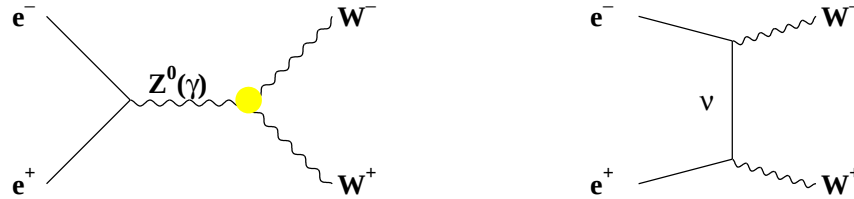


Abbildung 2.3: Die Feynmangraphen zur W-Paarproduktion in  $e^+e^-$ -Annihilation.

Wie schon in Kapitel 2.2 kurz angesprochen wurde, bestimmt die genaue Form der TGCs die relativen Beiträge der verschiedenen WW-Polarisationszustände in der W-Paarproduktion. Da die einzelnen Polarisationszustände unterschiedliche Winkelverteilungen aufweisen, bestimmt dies insbesondere die Verteilung des W-Produktionwinkels bezüglich der  $e^-$ -Flugrichtung. Der totale Wirkungsquerschnitt wird durch die absoluten Kopplungsstärken und die Interferenzen der verschiedenen W-Paar Produktionsamplituden bestimmt und damit in seiner Größe ebenfalls durch die genaue Form der Drei-Eichboson-Kopplungen festgelegt. Daraus ergeben sich drei verschiedene Größen der produzierten WW-Paare, die zur Bestimmung der TGCs im Experiment herangezogen werden können.

- Wirkungsquerschnitt
- Winkelverteilung
- Helizitätsverteilung

Die W-Paarproduktion in  $e^+e^-$ -Annihilation vollzieht sich nicht nur durch die beiden, den Drei-Eichboson-Vertex beinhaltenden s-Kanal Graphen, sondern auch über den in Abbildung 2.3 rechts dargestellten t-Kanal Neutrinoaustausch. Von den neun verschiedenen Helizitätszuständen ( $\tau_{W^+}\tau_{W^-}$ ) des W-Paares aufgrund der drei möglichen Helizitäten eines jeden W-Bosons ( $\tau = -1, 0, 1$ ), können im s-Kanal aufgrund des Gesamtspins des Austauschbosons nur die in Kapitel 2.2 bereits angesprochen 7 Zustände erreicht werden. Die Endzustände in denen beide W-Bosonen die entgegengesetzte Helizität haben,  $(\tau_{W^+}\tau_{W^-}) = (+-), (-+)$ , werden daher ausschließlich durch den t-Kanal Neutrinoprozess bestimmt. In Abbildung 2.4 sind die Beiträge der einzelnen Helizitätszustände dem Standardmodell entsprechend dargestellt.

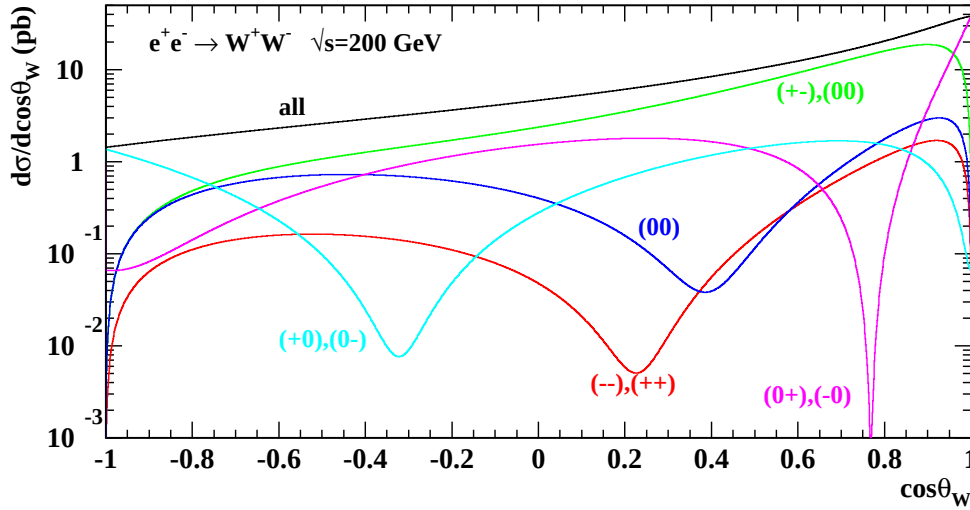


Abbildung 2.4: Die Beiträge der verschiedenen WW-Helizitätszustände in der W-Paarproduktion in Abhängigkeit des Produktionswinkels  $\cos \theta_W$ .

Die beiden W-Bosonen zerfallen in jeweils zwei Fermionen. Aufgrund der sehr gut bekannten V-A Kopplung der W-Bosonen an Fermionen, kann die Winkelverteilung des Zerfalls als Polarisationsanalysator benutzt werden. Daraus ergeben sich fünf Winkel mit denen die Ereignisse charakterisiert werden können, die gemäss [20] folgendermassen definiert werden können und in Abbildung 2.5 illustriert sind.

- Der Produktionswinkel ( $\cos \theta_W$ ) der W-Bosonen, der durch den Winkel zwischen der Flugrichtung des Elektrons und der des negativ geladenen W-Bosons definiert ist.
- Der Polar- und der Azimuthwinkel ( $\cos \theta^*, \phi^*$ ) aus dem Zerfall der beiden W-Bosonen, die in den jeweiligen W-Ruhesystemen definiert sind. Hierfür wird immer der Winkel zu dem d-artigen Fermion herangezogen, also der Winkel zu den Fermionen mit schwachem Isospin gleich  $-1/2$  für den  $W^-$  Zerfall ( $e^-, \mu^-, \tau^-, d$ - oder  $s$ -Quark) bzw. den Fermionen mit schwachem Isospin gleich  $+1/2$  für den  $W^+$  Zerfall ( $e^+, \mu^+, \tau^+, \bar{d}$ - oder  $\bar{s}$ -Quark). Die beiden Koordinatensysteme der W-Ruhesysteme sind derart orientiert, dass die z-Achse jeweils entlang der W-Flugrichtung liegt. Die x-Achsen liegen in der Ebene, die durch die

$e^+e^-$  und die  $W^+W^-$  Achsen gegeben ist, und sind so orientiert, dass sie rechtshändige Systeme bilden, in dem die  $e^-$ -Flugrichtung, die jeweilige W-Flugrichtung und die zugehörige y-Achse ebenfalls ein Rechts-System bilden.

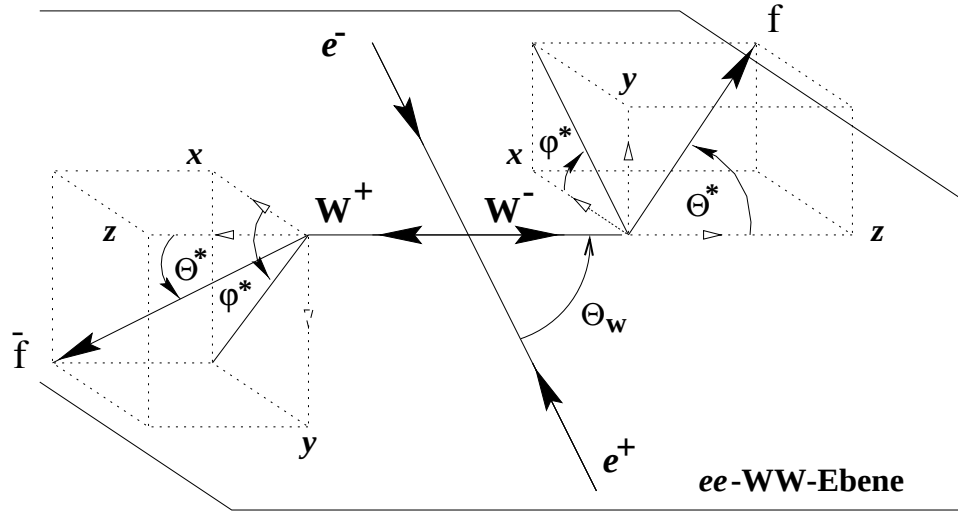


Abbildung 2.5: Die fünf für das Ereignis  $e^+e^- \rightarrow WW \rightarrow f\bar{f}f\bar{f}$  charakteristischen Winkel. Die Winkel für den Zerfall der W-Bosonen sind jeweils in deren Ruhesystem angegeben. Die Orientierung der Ruhesysteme entspricht der von [20].

Ausgedrückt durch die Helizitätsamplituden und den oben gegebenen Winkeldefinitionen lautet der differentielle Wirkungsquerschnitt für die  $e^+e^- \rightarrow WW \rightarrow f\bar{f}f\bar{f}$  Produktion [20]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow WW \rightarrow f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4)}{d\cos\theta_W d\cos\theta_1^* d\phi_1^* d\cos\theta_2^* d\phi_2^*} = & B \frac{|\vec{p}|}{16\pi s\sqrt{s}} \left(\frac{3}{8\pi}\right)^2 \\ & \times \sum_{\lambda, \tau_1, \tau_1', \tau_2, \tau_2'} F_{\tau_1\tau_2}^{(\lambda)}(s, \cos\theta_W) F_{\tau_1'\tau_2'}^{*(\lambda)}(s, \cos\theta_W) \\ & \times D_{\tau_1\tau_1'}^*(\cos\theta_1^*, \phi_1^*) D_{\tau_2\tau_2'}^*(\pi - \cos\theta_2^*, \phi_2^* + \pi). \end{aligned} \quad (2.8)$$

Dabei bezeichnet B das Produkt der jeweiligen Verzweungsverhältnisse der W-Bosonen in die entsprechenden Fermionen  $B = B(W^+ \rightarrow f_1\bar{f}_2) \cdot B(W^- \rightarrow f_3\bar{f}_4)$ . Die  $D$ -Funktionen geben die Winkelverteilungen aus dem einzelnen W-Zerfall in dessen Ruhesystem wieder und  $F_{\tau_W+\tau_{W-}}^{(\lambda)}$  sind die Helizitätsamplituden für die Produktion eines  $W^+(W^-)$ -Bosons mit Helizität  $\tau_{W+}$  ( $\tau_{W-}$ ) bei gegebenem Spin  $\lambda$  des  $e^+e^-$ -Systems.

Durch geeignet gewählte Projektionsoperatoren [21] können im Prinzip aus den gemessenen Winkelverteilungen die verschiedenen Spin-Dichte-Matrixelemente  $\rho$ , die normierten Produkte der Helizitätsamplituden  $F_{\tau_{W+}\tau_{W-}}^{(\lambda)}$ , bestimmt und somit eine Helizitätsanalyse durchgeführt werden. Obwohl dieser Ansatz bei OPAL auch verfolgt wurde [22], ist es im Sinne der Messung der Eichboson-Kopplung angebracht, ohne den Umweg über die Helizitätsamplituden, direkt aus dem Vergleich des gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitts mit der Erwartung für verschiedene Kopplungen, diese zu rekonstruieren. Letzterer Ansatz wird im Rahmen dieser Arbeit verfolgt und die Methode dazu in den Kapiteln 6 und 7 erläutert.

## 2.4 Erwartete Beiträge zu den Drei-Eichboson-Kopplungen

Die mit der effektiven Lagrangedichte eingeführten Parameter für die Drei-Eichboson-Kopplung haben im Standardmodell auf Born-Niveau die Werte  $\kappa_\gamma = 1$ ,  $g_1^Z = 1$  und  $\lambda = 0$ . Kleine Abweichungen von diesen Werten sind auch im Standardmodell aufgrund von Strahlungskorrekturen zu erwarten. Beiträge zu den TGC-Parametern aufgrund von 1-Schleifenkorrekturen sind generell um einen Faktor  $g^2/16\pi^2 \simeq 2.7 \times 10^{-3}$  unterdrückt. 1-Schleifenkorrekturen im Standardmodell sind berechnet worden [23] und betragen z.B.  $\Delta\kappa_\gamma \simeq 4.1 - 5.7 \times 10^{-3}$  für  $M_{Higgs} = 0.065 - 1$  TeV und  $M_{top} = 175$  GeV.

Spezielle Erweiterungen des Standardmodells, wie z.B. das Minimale Supersymmetrische Standardmodell (MSSM) ergeben ebenfalls Schleifenkorrekturen zu den Drei-Eichboson-Kopplungen. Diese wurden z.B. in [24] berechnet und liegen maximal bei  $\Delta\kappa_\gamma \simeq 1.7 \times 10^{-2}$  für geeignet gewählte Werte der Parameter im MSSM. Für die anderen Parameter ergeben sich kleinere Werte wie  $\lambda_\gamma \simeq 2.5 \times 10^{-3}$  oder  $\lambda_z = 1.6 \times 10^{-3}$ . Die Korrekturen könnten ein wenig größer sein als für den Fall des Standardmodells, da hier die Massen der supersymmetrischen Teilchen so gewählt werden können, dass sie nahe an der Produktionsschwelle liegen und somit große Beiträge liefern können.

Ebenfalls gibt es Modelle wie z.B. links-rechts symmetrische Modelle, in denen zusätzlich zu dem Triplet der schwachen Eichbosonen im Standardmodell ein weiteres schweres rechtshändiges Triplet eingeführt wird [7, 25], oder Modelle mit einem schweren  $Z'$ -Boson. Generell gilt für diese Modelle jedoch entsprechend Abschnitt 2.2, dass die zu erwartenden Effekte auf  $\Delta\kappa_\gamma$ ,  $\Delta g_1^Z$  und  $\lambda$  höchstens von der Größenordnung  $\mathcal{O}(m_W^2/\Lambda^2)$  (bzw.  $\mathcal{O}(m_W^4/\Lambda^4)$  für  $\lambda$  in den Modellen ohne leichtes Higgs-Boson) sind. Für eine Skala von  $\Lambda \sim 1$  TeV sind daher Beiträge zu den anomalen Eichboson-Kopplungen in einer Größenordnung von maximal  $\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z = \mathcal{O}(10^{-2})$  zu erwarten. Bei einer erreichbaren Präzision für die Messungen an den heutigen Beschleunigern LEP und Tevatron von  $\mathcal{O}(10^{-1})$ , bzw. von  $\mathcal{O}(10^{-3})$  an den geplanten  $e^+e^-$ -Linearbeschleunigern und dem  $\mathcal{O}(10^{-2})$  beim Large Hadron Collider [24], scheint es aus heutiger Sicht wahrscheinlicher zu sein, neuen Teilchen jenseits des Standardmodells direkt zu entdecken, als indirekt über Beiträge zu den Drei-Eichboson-Kopplungen. Dennoch ist die direkte Messung der Drei-Eichboson-Kopplungen von großer Bedeutung, um die Vorhersagen aus der nicht-abelschen Theorie zu überprüfen. Darüber hinaus stellt, abgesehen von einer möglichen Entdeckung des Higgs-Bosons, speziell die Kopplung an die longitudinalen Komponenten der W-Bosonen den einzigen Zugang zum Sektor der spontanen Symmetriebrechung in der elektroschwachen Wechselwirkung dar.

## 2.5 Indirekte Grenzen auf die Drei-Eichboson-Kopplungen

Größen, wie die partiellen Zerfallsbreiten  $Z \rightarrow f\bar{f}$ , das Verzweungsverhältnis  $B(b \rightarrow s\gamma)$  sowie das anomale magnetische Moment des Myons  $(g-2)_\mu$  können über Schleifen-Beiträge von anomalen Eichboson-Kopplungen beeinflusst werden. Daher lassen sich aus deren Messung und dem Vergleich mit der jeweiligen Erwartung aus dem Standardmodell indirekte Grenzen auf Beiträge durch anomale Eichboson-Kopplungen bestimmen. In [26] werden aus den am  $Z^0$ -Pol gemessenen fermionischen Zerfallsbreiten des Z-Bosons in einer globalen Anpassung der Parameter des Standardmodells indirekte Grenzen auf  $\Delta\kappa_\gamma$  und  $\Delta g_1^Z$  bestimmt. Die 95% CL Grenzen ergeben sich zu:

$$\begin{aligned} 0.053 < \Delta\kappa_\gamma < 0.063 \\ 0.067 < \Delta g_1^Z < 0.041 \end{aligned}$$

Diese indirekten Grenzen sind abhängig von speziellen Modellannahmen der Autoren und sollten eher als eine Abschätzung angesehen werden. Die ebenfalls aus den Zerfallsbreiten bestimmten

Grenzen aus anderen Arbeiten [27] sind zum Teil weniger eng. Die aus seltenen B-Meson ( $b \rightarrow s\gamma$ ) bzw. Kaon Zerfällen abgeleiteten Grenzen [28] fallen mit  $|\Delta\kappa_\gamma| < 0.2$  bei 68%CL deutlich schwächer aus. Noch geringere Einschränkungen ergeben sich gemäss [29] aus den Messungen von  $(g-2)_\mu$ . Nach den dort angegebenen Beziehungen erhält man bei Verwendung der neuesten Ergebnisse der  $(g-2)_\mu$  Messung [30] und der theoretischen Erwartung aus [31] eine Grenze von  $|\Delta\kappa_\gamma| < 0.45$  bei 68%CL. Bei der Interpretation dieser indirekten Grenzen muss immer bedacht werden, dass eventuell sich gegenseitig aufhebende Beiträge der unbekannten „Neuen Physik“ für die gute Übereinstimmung der gemessenen Größen mit der Erwartung aus dem Standardmodell verantwortlich sein könnten. Aus diesem Grunde können diese Grenzen eine direkte Messung nicht ersetzen.

## 2.6 Messung der Drei-Eichboson-Kopplungen am Tevatron

In Proton-Antiproton Kollisionen am Tevatron können ebenfalls Paare der elektroschwachen Eichbosonen erzeugt werden. Die s-Kanal Prozesse  $q\bar{q} \rightarrow WW; WZ; W\gamma$  beinhalten ebenfalls den Drei-Eichboson-Vertex. Die  $W\gamma$  Produktion hat hier unter den Eichboson-Paarproduktions-Prozessen den größten Wirkungsquerschnitt, und erlaubt die Untersuchung der  $WW\gamma$ -Kopplung unabhängig von der Interferenz mit der  $WWZ$ -Kopplung.

Beiträge zur Paarproduktion der Eichbosonen aufgrund anomaler Eichboson-Kopplungen äußern sich in einer Erhöhung des Produktionswirkungsquerschnittes in  $p\bar{p}$  Reaktionen, besonders für W-Bosonen mit hohen Transversalimpulsen [7, 32]. Aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten oder den angegebenen Grenzen auf die Produktionswirkungsquerschnitte geben die Experimente CDF und DØ Grenzen auf Beiträge durch anomale Eichboson-Kopplungen an [34].

Im Unterschied zu den LEP Experimenten, bei denen die W-Paarproduktion bei konstanter Schwerpunktsenergie stattfindet, ist die Schwerpunktsenergie,  $\sqrt{s}$ , im  $q\bar{q}$  System variabel. Um dem in Abschnitt 2.2 erwähnten Verhalten der Kopplungen Rechnung zu tragen, werden von beiden Experimenten die Kopplungen in Form von Dipol-Formfaktoren [33],  $\Delta\kappa_\gamma(s) = \Delta\kappa_\gamma/(1+s/\Lambda^2)^2$ , angesetzt. Hierbei bezeichnet  $\Lambda$  die Massenskala möglicher „Neuer Physik“ und  $s$  die invariante Masse des Bosonpaares aus der  $q\bar{q}$  Reaktion. Der letztlich angegebene Wert für die Kopplung ist dann der Grenzfall für kleine Energien  $s \rightarrow 0$ . Die restriktiveren Grenzen auf die

|                             | 95% CL Intervalle     |                 |                 |
|-----------------------------|-----------------------|-----------------|-----------------|
|                             | $\Delta\kappa_\gamma$ | $\Delta g_1^Z$  | $\lambda$       |
| $\Lambda = 1.5 \text{ TeV}$ | $[-0.73; 0.59]$       | $[-0.25; 0.49]$ | $[-0.20; 0.20]$ |
| $\Lambda = 2.0 \text{ TeV}$ | $[-0.67; 0.56]$       | $[-0.23; 0.47]$ | $[-0.18; 0.19]$ |

Tabelle 2.2: Die 95%CL Grenzen auf die TGC-Parameter unter der Annahme, dass jeweils nur ein Parameter von der Erwartung gemäss des Standardmodells abweicht. Für die Messungen von DØ werden alle Ergebnisse aus den  $W\gamma$ ,  $W^+W^- \rightarrow \ell\bar{\nu}_\ell \vec{\ell}' \nu_{\ell'}$ ,  $WW/WZ \rightarrow q\bar{q}e\bar{\nu}_e$ ,  $WW/WZ \rightarrow q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  und  $WZ \rightarrow \ell\ell\ell\nu$  Kanälen verwendet.

anormalen Eichboson-Kopplungen der beiden Experimente stammen von DØ, die ihre Ergebnisse auch in den Parametern  $\Delta\kappa_\gamma$ ,  $\Delta g_1^Z$  und  $\lambda$  mit den Relationen aus Gleichung 2.7 angeben. Diese Ergebnisse aus Tabelle 2.2 können direkt mit den in dieser Arbeit und den von den anderen LEP Experimenten angegebenen Messungen der Drei-Eichboson-Kopplung verglichen werden. Die erreichte Genauigkeit der Messung ist z.Zt. um etwa einen Faktor 2 schlechter als bei den LEP Experimenten.



## 3. Das Experiment

### 3.1 Der LEP Speicherring

Am LEP-Speicherring des Europäischen Forschungszentrums für Teilchenphysik CERN werden Elektronen und Positronen zur Kollision gebracht. In der ersten Ausbauphase von LEP wurden bis 1995 die Elektronen und Positronen in der 27 km Umfang messenden Strahlröhre auf eine Schwerpunktsenergie von 91.2 GeV beschleunigt. Diese Energie entspricht gerade der Ruhemasse der  $Z^0$ -Bosonen, die daher resonant in großer Anzahl erzeugt wurden. In der zweiten Ausbauphase von 1995 bis heute wurde die Strahlenergie schrittweise erhöht. Seit 1996 können daher auch Paare von  $W^+W^-$ -Bosonen erzeugt und untersucht werden. In den Jahren 1997 und 1998, deren Daten in dieser Arbeit analysiert werden, wurde der Beschleuniger bei Energien von 182.6 GeV bzw. 188.6 GeV betrieben. Die Experimente ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL ste-

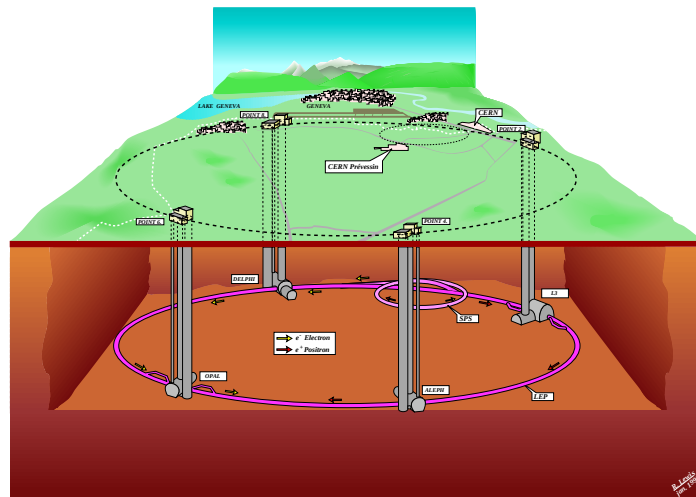


Abbildung 3.1: Der LEP-Speicherring

hen an vier Punkten des Speicherringes, an denen die gegenläufig zirkulierenden Elektronen und Positronen kollidieren. Mit den  $\sim 4.5 \cdot 10^6$  pro Experiment registrierten  $Z^0$ -Ereignissen vor 1996, war die präzise Bestimmung der Standardmodell Parameter, insbesondere für den neutralen Bereich der schwachen Wechselwirkung, vordergründiges Ziel des Beschleunigerbetriebes. Nach der Erhöhung der Strahlenergie liegt das Hauptinteresse jetzt neben den Suchen nach neuen Teilchen, bei der Physik der W-Bosonen.

### 3.2 Der OPAL Detektor

Der OPAL-Detektor [37–39] (**O**mnipurpose **P**urpose **A**pparatus for **L**EP) dient dem Nachweis und der Rekonstruktion der  $e^+e^-$ -Reaktionen an LEP. Der 10 m im Durchmesser und 10 m in der Länge

messende Detektor ist symmetrisch um den Wechselwirkungspunkt aufgebaut. Zur Identifikation der erzeugten Teilchen und deren Energie- und Impulsvermessung stehen schalenförmig angeordnet verschiedene Detektorkomponenten zur Verfügung. Die verschiedene Bereiche lassen sich wie folgt gruppieren.

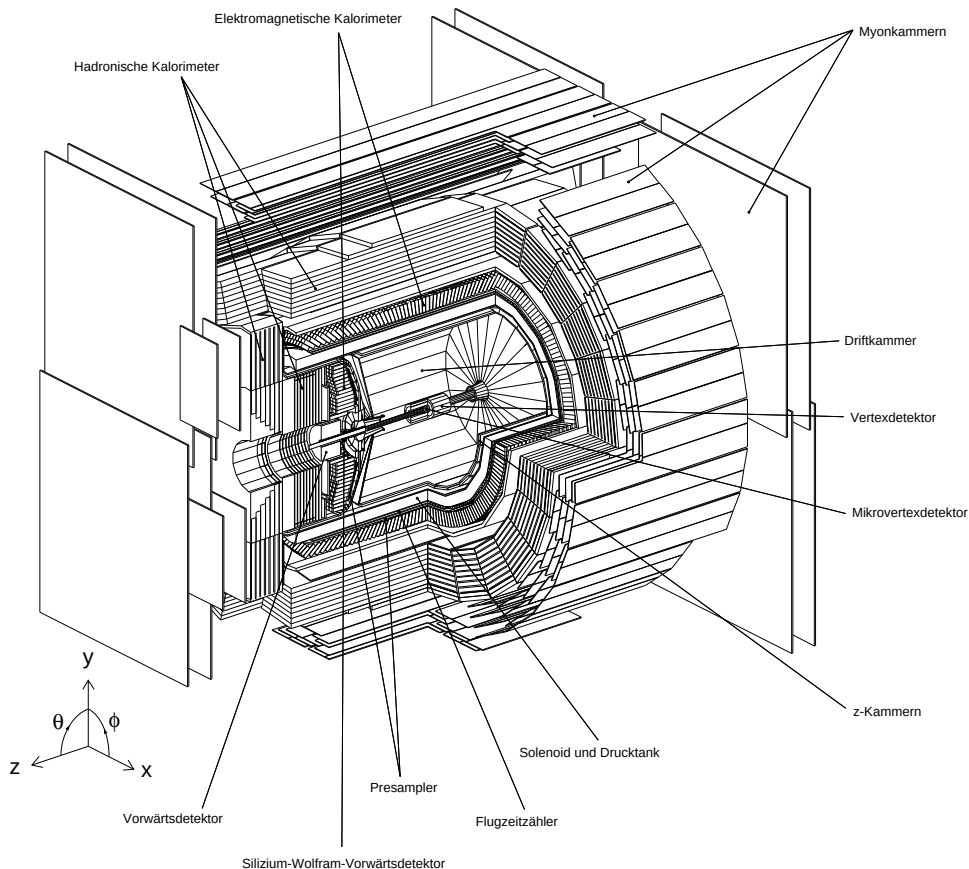


Abbildung 3.2: Der OPAL-Detektor im Überblick

- Im Zentrum befindet sich ein zum Strahlrohr hin immer hochauflösender werdendes Spurkammersystem, mit dem die im Magnetfeld gekrümmten Spuren der geladenen Teilchen vermessen werden. Durch die Rekonstruktion und Extrapolation der Spuren zum Wechselwirkungspunkt werden die Vertizes der Teilchen bestimmt, die bereits im Strahlrohr zerfallen sind. Aus den Krümmungen der Spuren werden die Impulse der Teilchen bestimmt und die ebenfalls durchgeführte Messung des spezifischen Energieverlustes der Teilchen im Kammergas dient zusätzlich zur Teilchenidentifikation.
- Außerhalb der Spurkammern befindet sich die Spule, mit der das Magnetfeld erzeugt wird.
- Anschließend an die Spule folgen die Kalorimeter zur Energiemessung. Das elektromagnetische Kalorimeter dient insbesondere der Identifikation von Photonen und Elektronen. Im hadronischen Kalorimeter werden anschließend die hauptsächlich hadronisch wechselwirkenden Teilchen absorbiert. Es dient zusätzlich der Myonidentifikation.
- Die Myonkammern bilden den Abschluss des Detektors. Sie dienen dazu, die geladenen Teilchen -im Wesentlichen Myonen- zu registrieren, die den Detektorbereich verlassen.

In den Abbildung 3.2 und 3.3 ist eine Übersicht über den Detektor gegeben, dessen Komponenten im Folgenden kurz einzeln vorgestellt werden.

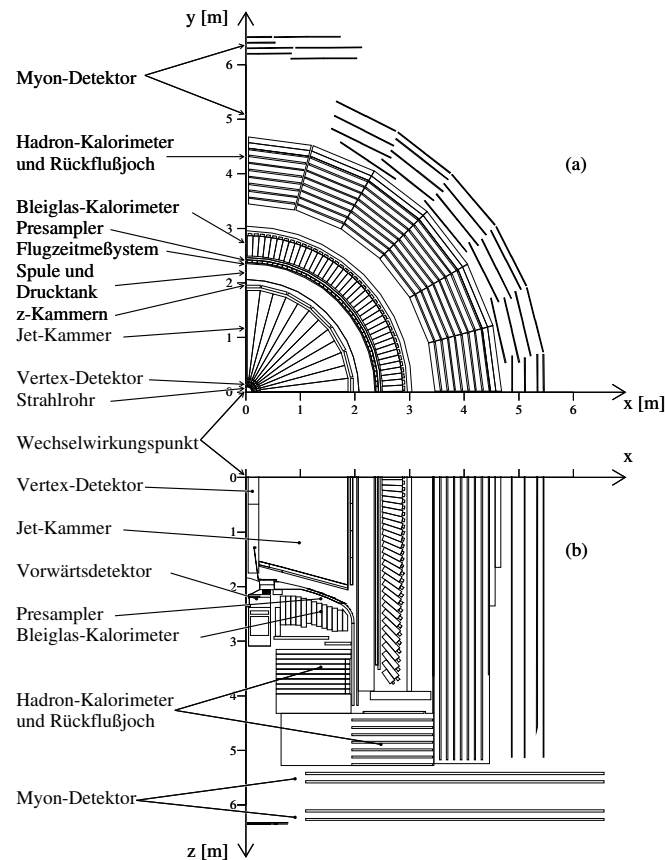


Abbildung 3.3: Der OPAL-Detektor im Schnitt durch die  $r-\phi$ -Ebene (oben) und die  $x-z$ -Ebene (unten).

- Der **Silizium-Mikrovertexdetektor** befindet sich im Abstand von 6.1 cm und 7.5 cm vom Wechselwirkungspunkt und besteht aus zylinderförmig angebrachten Siliziumstreifenzählern. Die in der  $r-\phi$ -Ebene erreichte Ortsauflösung liegt bei 5 bis 6  $\mu\text{m}$ . Seit 1993 werden doppellagige Streifenzähler verwendet, die ebenfalls eine Messung in der  $z$ -Koordinate ermöglichen.

- Die **Vertexkammer** ist eine zylindrische Driftkammer. Sie ist in 36 Sektoren unterteilt, die aus jeweils 12 Lagen axial zur Strahlachse gespannter Drähte und 6 Lagen Stereo-Drähte bestehen. Die Ortsauflösung beträgt in der  $r - \Phi$ -Ebene durch Auslese der Axialdrähte  $55 \mu\text{m}$  und in  $z$ -Richtung durch Auslese der Stereo-Drähte etwa  $300 \mu\text{m}$ .
- Die **zentrale Spurkammer** ist eine in 24 Sektoren mit jeweils 159 axial gespannten Signaldrähten unterteilte Driftkammer. Sie hat eine Länge von 4 m und überdeckt einen Radius von 25 cm bis 185 cm bei einem radialen Drahtabstand von 1 cm. Sowohl Spurkammer als auch Vertexkammer sind mit einem Gasgemisch aus Argon (88.2%), Methan (9.8%) und Isobutan (2.0%) unter einem Druck von 4 bar gefüllt. In der zentralen Spurkammer wird der Impuls geladener Teilchen aus der Krümmung der Spuren im Magnetfeld mit einer relativen Auflösung von

$$\frac{\sigma_p}{p} = \sqrt{(0.02)^2 + (0.0015 [\text{GeV}^{-1}] \cdot p)^2} \quad (3.1)$$

gemessen. Der spezifische Energieverlust geladener Teilchen wird bei 159 Messpunkten mit einer Genauigkeit von

$$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx} = 3.8\% \quad (3.2)$$

bestimmt. Aus der Messung der Driftzeiten wird eine Ortsauflösung in der  $r - \Phi$ -Ebene von  $\sigma_{r-\Phi} = 130 \mu\text{m}$  erreicht. In axialer Richtung werden die Spurpunkte durch die Differenz der an den Drahtenden aufsummierten Ladungen bestimmt. Man erreicht so eine Auflösung von  $\sigma_z = 6 \text{ cm}$ .

- Die **z-Kammern** bestehen aus  $24 \times 8$  sechslagigen, planaren Driftkammern, deren Drähte senkrecht zu denen der Spurkammer verlaufen und somit eine präzise Messung der  $z$ -Koordinate eines Teilchendurchtritts mit einer Auflösung von  $\sigma_z = 300 \mu\text{m}$  gestatten. Sie bilden den äußeren radialen Abschluss des Zentraldetektors und umschließen nur den Raumwinkelbereich von  $|\cos \theta| \leq 0.72$ .
- Die Spule umschließt die zentrale Spurdetektoren die innerhalb eines zylindrischen Drucktanks von 4 m Länge und etwa 4 m Durchmesser liegen. Sie erzeugt ein homogenes, axial gerichtetes Magnetfeld von 0.435 T in dem der Impuls der Teilchenspuren vermessen wird.

Bei den sich nach außen anschließenden Komponenten wird zwischen Zentraldetektor ( $|\cos \theta| \lesssim 0.72$ ) und Endkappen ( $|\cos \theta| \gtrsim 0.72$ ) unterschieden. Im einzelnen schließen sich an:

- Das **Flugzeitmesssystem** besteht aus 48 beidseitig ausgelesenen Plastiksintillationszählern mit einer Zeitauflösung von etwa 300 ps. Er dient hauptsächlich der Unterdrückung von Ereignissen aus der kosmischen Höhenstrahlung und als Teil des OPAL-Triggersystems.
- Der **Presampler** besteht im Zentralbereich aus einer zylinderförmigen Doppellage von Streamerkammern bzw. dünnen Violdraht-Proportionalkammern im Endkappenbereich. Er ist unmittelbar vor dem elektromagnetischen Kalorimeter angebracht und soll elektromagnetische Schauer erkennen, die in den etwa 2 Strahlungslängen ( $X_0$ ) Material vor den Kalorimetern begonnen haben.
- Das **elektromagnetische Kalorimeter** (ECAL) besteht im Zentralbereich des Detektors aus insgesamt 9940 Bleiglasblöcken in einem Radius von 245.5 cm außerhalb der Spule. Die Blöcke mit einem Querschnitt von  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  haben eine Tiefe von 24.6 Strahlungslängen.

In den Endkappen besteht das elektromagnetische Kalorimeter aus  $2 \times 1132$  Bleiglasblöcken mit  $9.2 \times 9.2 \text{ cm}^2$  Querschnitt und einer Tiefe von typischerweise 22 Strahlungslängen in  $z$ -Richtung.

Die Energie von Photonen und Elektronen wird fast vollständig in den Bleiglasblöcken deponiert und wird über das von den Schauerelektronen emittierte Cerenkov-Licht detektiert. Die gesammelte Lichtmenge ist proportional zur deponierten Energie und wird im Zentralbereich von Sekundärelektronenvervielfachern und im Endkappenbereich von Vakuumphototrioden am äußeren Ende der Bleiglasblöcke ausgelesen. Die in Testmessungen bestimmte Energieauflösung des Kalorimeters beträgt im Zentralbereich:

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq 0.2\% + 6.3\%/\sqrt{E}.$$

Aufgrund des Materials vor dem Kalorimeter liegt die tatsächliche Energieauflösung für Photonen im Zentralbereich jedoch bei [40]:

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{(0.16)}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} + 0.015 \quad (3.3)$$

- Das **hadronische Kalorimeter** (HCAL) ist ein „Sampling“-Kalorimeter bestehend aus sich abwechselnden Schichten aus dem Eisen des Rückführjochs des Magneten und Streamerröhren, in denen hadronisch wechselwirkende Teilchen nachgewiesen werden. Mit einer Materialdicke von  $> 1.3 \text{ m}$  im HCAL ergeben sich zusammen mit dem ECAL insgesamt 7 hadronische Strahlungslängen vor den Myonkammern. Da auf diese Weise weniger als 0.1% aller Pionen das Kalorimeter ungehindert passieren, dient das HCAL ebenfalls zur Filterung der Pionen.
- Die **Myon-Kammern** bilden den äußeren Abschluss des OPAL-Detektors. Sie bestehen aus planaren Driftkammern mit einer Ortsauflösung von mindestens 1.5 mm azimuthal und 2 mm axial im Zentraldetektor und aus Streamerröhren in den Endkappen, in denen eine transversale Ortsauflösung von mindestens 2 mm erreicht wird.
- Der **Vorwärtsdetektor** besteht aus mehreren Komponenten die in einem kleinen Winkelbereich um die Strahlachse angeordnet sind. Er dient sowol dazu Teilchen, die mit einem kleinen Winkel zur Strahlachse produziert werden, nachzuweisen, als auch zur Luminositätsmessung. Er besteht aus einem System von Driftkammern, Proportionalzählern und einem Blei-Szintillator-Sandwich-Kalorimeter.
- Das **Silizium-Wolfram-Kalorimeter** dient ebenfalls der Luminositätsmessung. Es handelt sich um ein „Sampling“-Kalorimeter aus Wolframplatten und Siliziumstreifenzählern und erlaubt die Luminositätsmessung mit 0.1% Genauigkeit.



## 4. Selektion und Rekonstruktion

### 4.1 Ereignisse bei LEP2

Die bei einer Schwerpunktsenergie oberhalb der W-Paar Produktionsschwelle bei LEP2 auftretenden Prozesse lassen sich anhand der verschiedenen Endzustände in drei Ereignisklassen einteilen:

- Vier-Fermion-Prozesse;
- Zwei-Fermion-Prozesse;
- Zwei-Photon-Prozesse.

#### 4.1.1 Vier-Fermion-Prozesse

Zu den Vier-Fermion-Prozessen gehören alle Prozesse mit vier Fermionen im Endzustand vor den einsetzenden Fragmentationsprozessen. Insbesondere zählen hierzu die Produktion von W-Boson Paaren, da diese anschließend in vier Fermionen zerfallen. Unter den Vier-Fermion-Prozessen gibt es solche, die die gleichen Endzustände aufweisen wie die W-Paare und daher mit den drei schon genannten Diagrammen zur W-Paarproduktion (CC03 Diagramme<sup>1</sup>) interferieren. Diese WW-artigen Endzustände zeichnen sich dabei durch jeweils zwei Fermionpaare aus, die aus Teilchen und Antiteilchen mit unterschiedlicher dritter Komponente des schwachen Isospins bestehen. Dies ist z.B. bei dem Endzustand  $u\bar{d}\mu^-\nu_\mu$  der Fall, während der Endzustand  $u\bar{u}\mu^-\mu^+$  nicht aus der W-Paarproduktion stammen kann. Ein derartiger Endzustand kann jedoch durch den Zerfall eines Z-Paares erzeugt werden und wird daher ZZ-artig genannt. In rein hadronischen oder rein leptonen Ereignissen ist diese Unterscheidung nicht eindeutig, da der Endzustand  $u\bar{u}d\bar{d}$  entweder aus Zerfall eines W-Paares oder eines Z-Paares resultieren kann.

Ferner gibt es unter den Vier-Fermion-Prozessen auch außer den W-Paaren noch solche, die den Drei-Eichboson-Vertex enthalten und daher von Anomalen Kopplungen beeinflusst werden. Dazu gehören die Einzel-W-Produktion (Abb. 4.1c), mit zu den CC03 Diagrammen interferierenden Endzuständen und die WW-Fusionsprozesse (Abb. 4.1d), deren Endzustände ZZ-artig sind und nicht mit denen der W-Paarproduktion interferieren. Eine Auswahl der zu den Vier-Fermion Prozessen gehörenden Feynmandiagrammen ist in Abbildung 4.1 zusammengestellt.

#### 4.1.2 Zwei-Fermion-Prozesse

Diese Ereignisse bestehen aus einem  $Z^0$  oder Photon, das im s-Kanal erzeugt wird und anschließend in ein Fermion-Antifermion Paar zerfällt,  $Z^0/\gamma \rightarrow f\bar{f}$  ( $f=l,q$ ). Aufgrund der deutlich oberhalb der Z-Masse liegenden Schwerpunktsenergie bei LEP2, wird eine Vielzahl solcher Ereignisse in Verbindung mit einem abgestrahlten Photon vom einlaufenden  $e^+$  oder  $e^-$  (ISR) beobachtet. Besonders groß wird der Wirkungsquerschnitt für die sogenannten Z-Pol-Rückkehrereignisse, wenn das abgestrahlte ISR-Photon gerade soviel Energie hat, dass die Schwerpunktsenergie

---

<sup>1</sup> Die Bezeichnung CC03 rührt daher, dass es sich um drei „charged current“ Diagramme handelt.

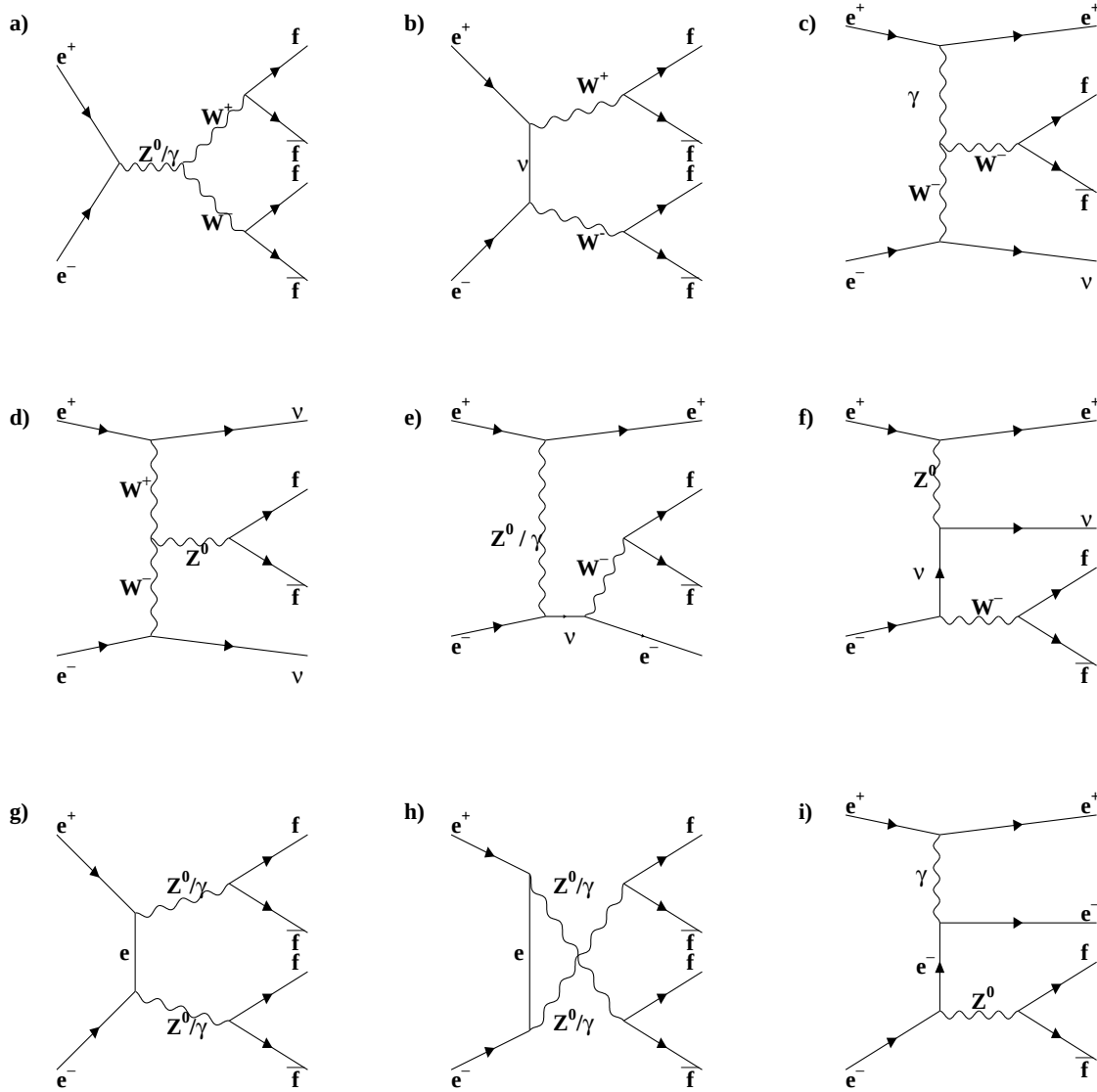


Abbildung 4.1: Die Diagramme a) und b) zeigen die drei CC03 Prozesse der W-Paarproduktion. Der Drei-Eichboson-Vertex ist in den Diagrammen a), c) und d) enthalten, von denen c) die Einzel-W-Produktion und d) die WW-Fusionsprozesse beschreibt. Die Graphen e) und f) liefern den gleichen Endzustand  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  wie er auch bei den gemischt hadronisch leptonischen W-Paar-Produkten auftritt. Die letzten drei Graphen zeigen Diagramme, die wie die Z-Paarproduktion, g) und h), weder von den Drei-Eichboson-Kopplungen beeinflusst werden, noch mit den Endzuständen aus der W-Paarproduktion interferieren können.

im  $e^+e^-$ -Ruhesystem,  $\sqrt{s'}$ , gerade der  $Z^0$ -Masse entspricht. Die hadronischen Zwei-Fermion-Ereignisse  $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$  in Abbildung 4.2a und 4.2b stellen die größte Untergrundquelle für die W-Paar Ereignisse (außer im  $\ell\bar{\nu}_\ell\ell'\nu_{\ell'}$ -Kanal) dar.

### 4.1.3 Zwei-Photon-Prozesse

Obwohl es sich bei den Zwei-Photon-Ereignissen strenggenommen auch um Vier-Fermion-Prozesse handelt, führt man diese aufgrund ihrer deutlich anderen Signatur und Produktionsweise als eigene Ereignisklasse auf. Bei den Zwei-Photon-Prozessen ist das Elektron-Positron Paar aus dem Anfangszustand gar nicht selbst an der Reaktion beteiligt, sondern die jeweils abgestrahlten ISR-Photonen bilden ein Fermion-Antifermion Paar. Das Diagramm zu diesen Prozessen ist in Abbildung 4.2c dargestellt. Diese Ereignisse haben einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt, im allgemeinen jedoch eine deutlich geringere Schwerpunktsenergie im Fermionsystem als bei den anderen Ereignisklassen und können daher in der Selektion gut unterschieden werden.

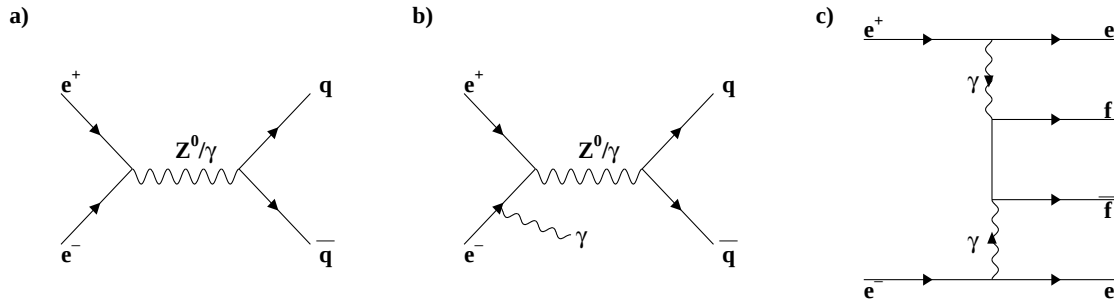


Abbildung 4.2: Die Zwei-Fermion Prozesse ohne und mit ISR sind in a) und b) dargestellt. c) zeigt ein Zwei-Photon Diagramm.

## 4.2 Ereignissimulation

Für die im Rahmen der Ereignisselektion und der folgenden Messung der Drei-Eichboson-Kopplungen notwendigen Vergleiche der Messungen mit den Erwartungen gibt es für die bei LEP2 relevanten Prozesse verschiedene Simulationsprogramme, sogenannte Monte-Carlo Ereignisgeneratoren.

- EXCALIBUR [41] ist der Generator mit dem die Signalereignisse in dieser Analyse generiert wurden. Er erlaubt die Simulation anomaler Eichboson-Kopplungen unter Berücksichtigung aller Vier-Fermion Prozesse. Die Simulation der Photonabstrahlung im Anfangszustand geschieht in diesem Generator jedoch nur vereinfacht durch die Abstrahlung maximal eines Photons ohne transversalen Impuls.

Die folgenden Monte-Carlo Generatoren werden zur Simulation von Untergrundprozessen und dem systematischen Vergleich mit EXCALIBUR verwendet.

- KORALW [42] verfügt über eine genauere Simulation der Photonabstrahlung durch einen YFS [43] Ansatz. Darüberhinaus ist in den verwendeten Monte-Carlo Datensätzen nur in denen, die mit KORALW generiert wurden, die Polarisation des  $\tau$ -Leptons in  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  Ereignissen richtig beschrieben. Dies ist für den mit TAUOLA [44] simulierten anschließenden Zerfall des  $\tau$ -Leptons von Bedeutung. In der vorliegenden Form erlaubt dieser Generator nur die Simulation der drei CC03 WW-Produktionsdiagramme.
- GRC4F [45] erlaubt genauso wie EXCALIBUR die Simulation aller Vier-Fermion-Diagramme. Die Monte-Carlo Datensätze verfügen jedoch nicht über anomale Eichboson-Kopplungen.

Die Vier-Fermion-Untergrundprozesse mit einem  $e^+e^-$ -Paar im Endzustand werden mit diesem Generator simuliert.

- PYTHIA [46] ist ein Generator, der von den Vier-Fermion-Prozessen genauso wie KORALW nur die CC03 Diagramme berücksichtigt. In der Analyse wird er hauptsächlich für die Simulation der Zwei-Fermion-Prozesse  $Z^0/\gamma \rightarrow f\bar{f}$ , und der Zwei-Photon-Prozesse eingesetzt.
- GENTLE [47] ist kein eigentlicher Ereignisgenerator sondern ein semianalytisches Programm mit dem Wirkungsquerschnitte berechnet werden können. Die in Kapitel 5 gezeigten Abhängigkeiten des totalen Wirkungsquerschnitts für die  $W^+W^-$ -Produktion von den Drei-Eichboson-Kopplungen sind damit bestimmt worden.

Im Anschluss an die im vorherigen Kapitel beschriebenen Prozesse schließt sich für Ereignisse mit Quarks im Endzustand eine Simulation der Hadronisierung (Fragmentation) an, die den Übergang der primären Quarks zu den beobachtbaren Hadronen beschreibt. Für die Fragmentation, die im Gegensatz zu den primären Produktionsprozessen nicht mit den Methoden der Störungstheorie im Rahmen der QCD berechnet werden kann, gibt es verschiedenen phänomenologische Beschreibungen. JETSET [48] benutzt für die Fragmentation einen String-Ansatz der mit freien Parametern an die Beobachtungen angepasst werden kann. Die freien Parameter in der verwendeten Version stammen aus der Optimierung der Beschreibung mit Hilfe der von OPAL bei LEP1-Energien aufgezeichneten großen Datenmenge an hadronischen  $Z^0$ -Ereignissen. JETSET liefert dort im allgemeinen eine sehr gute Beschreibung der hadronischen Endzustände und wird in den für diese Analyse verwendeten Monte-Carlo Datensätzen eingesetzt. Für systematische Studien werden alternativ Monte-Carlo Datensätze benutzt, in denen die Hadronisierung durch die sogenannte „Cluster“-Fragmentation simuliert wird, welche dem HERWIG [49] Modell zugrunde liegt.

Im Anschluss an die eigentliche Ereignissimulation werden die Ereignisse einer auf dem Programmpaket GEANT [50] basierenden, vollständigen Simulation des OPAL Detektors (GOPAL [51]) unterzogen. Dadurch werden die Auswirkungen des Detektors durch Sekundärprozesse und Auflösung der Messgrößen in den simulierten Monte-Carlo Datensätzen berücksichtigt.

### 4.3 W-Paar Ereignisse

Aufgrund der Möglichkeit der W-Bosonen entweder leptonisch oder hadronisch zu zerfallen, ergeben sich drei verschiedene Arten von W-Paar Ereignissen. Die theoretischen relativen Häufigkeiten von rein hadronischen Ereignissen ( $q\bar{q}q\bar{q}$ ), gemischt leptonisch- und hadronischen Ereignissen ( $q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$ ) und rein leptonischen Ereignissen ( $\ell\bar{\nu}_\ell\ell'\bar{\nu}_{\ell'}$ ) sind gegeben durch:

|       |                                              |
|-------|----------------------------------------------|
| 45.5% | $q\bar{q}q\bar{q}$                           |
| 43.9% | $q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$                 |
| 10.6% | $\ell\bar{\nu}_\ell\ell'\bar{\nu}_{\ell'}$ . |

Die primären Quarks aus den W-Zerfällen bilden aufgrund des Fragmentationsprozesses je ein Teilchenbündel welches als sogenannter Jet im Detektor beobachtbar ist.

Für die Messung der Kopplungen am Drei-Eichboson-Vertex ist am besten der gemischt leptonisch- und hadronische Kanal geeignet, da dieser zum einen ein großes Verzweigungsverhältnis besitzt und zum anderen die weitestgehende Rekonstruktion der auf die Drei-Eichboson-Kopplung sensitiven kinematischen Größen erlaubt. In  $q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$  Ereignissen lässt sich die W-Flugrichtung eindeutig aus den beiden hadronischen Jets rekonstruieren. Auch die Zuordnung der Ladung der W-Bosonen ist durch die Ladungsmessung des Leptons aus dem W-Zerfall leicht

möglich. Die Ereignistopologie ist trotz des fehlenden Neutrinos eindeutig aus Energie und Impulserhaltung bestimmt. Es bleibt lediglich eine Ambiguität bei der Zuordnung von Fermion- und Antifermion in den beiden Jets aus dem hadronisch zerfallenden W-Boson, da eine gute Flavouridentifikation der Jets nicht möglich ist. Bei den rein hadronischen Ereignissen hingegen tritt diese Ambiguität bei beiden W-Bosonen auf. In diesen Ereignissen ist im Gegensatz zu den  $q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$ -Ereignissen die Zuordnung der richtigen beiden Jets zu den jeweiligen W-Boson, und damit die richtige Rekonstruktion der W-Flugrichtung, nur zu  $\simeq 80\%$  erfolgreich. Darüberhinaus gelingt selbst bei richtiger Zuordnung der W-Bosonen die richtige Ladungsidentifikation nur in  $\leq 80\%$  der Fälle [52]. Im rein leptonischen Kanal gibt es zwar keine Schwierigkeiten mit der Flavouridentifikation, aufgrund der zwei Neutrinos ist jedoch eine eindeutige Rekonstruktion der Ereignistopologie in der Regel nicht mehr möglich. Hier lassen sich im Idealfall<sup>2</sup> alle fünf Zerfallswinkel bis auf eine Ambiguität in den Vorzeichen des Winkelsatzes  $\cos\theta_W$ ,  $\phi_1^*$  und  $\phi_2^*$  bestimmen. Dies gilt jedoch nur für die Ereignisse ohne  $\tau$ -Lepton. Dadurch blieben für die Analyse der Drei-Eichboson-Kopplung in diesem Kanal, der ohnehin schon nur 10.6% der Ereignisse ausmacht, nur noch ein Anteil von 4.7% der W-Paar Ereignisse übrig.

#### 4.4 Selektion

Die in dieser Arbeit beschriebene Analyse bezieht sich nur auf gemischt leptonisch und hadronische W-Paar Zerfälle. Andere Analysen [52] bei OPAL sind speziell auf die beiden anderen Kanäle ausgerichtet. Die verwendeten Datensätze stammen aus den Jahren 1997 und 1998 und wurden bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von 182.68 bzw. 188.64 GeV aufgezeichnet.

Gemischt leptonisch und hadronische W-Paar Ereignisse,  $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$ , zeichnen sich durch zwei hadronische Jets und ein geladenes Lepton im Detektor aus. Das Neutrino bleibt unbeobachtet. Daher sind für diese Ereignisse die für eine ausgeglichene Impulsbilanz im Sinne der Vierer-Impulserhaltung „fehlende“ Energie bzw. Impuls charakteristisch. Bei Ereignissen mit einem  $\tau$ -Lepton Endzustand welches hadronisch in mehrere geladene und neutrale Teilchen zerfällt, ist die Signatur des unter Umständen nicht nur eine Leptonspur im Detektor, sondern ein schmaler hadronischer Jet mit niedriger Multiplizität.

Die Selektion von  $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$  Ereignissen folgt der standard OPAL Selektion. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [53]. Im Folgenden sollen die wesentlichen Aspekte der Selektion zusammengefasst werden.

Um den verschiedenen leptonischen Zerfallskanälen der W-Bosonen Rechnung zu tragen, gibt es verschiedene auf die Endzustände,  $W \rightarrow e\bar{\nu}_e$ ,  $W \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu$ ,  $W \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ ,  $W \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ ,  $W \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau \rightarrow (\pi^\pm h^0)\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$  und  $W \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau \rightarrow (3\pi^\pm h^0)\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$  ( $h^0 \triangleq$  beliebige Anzahl von neutralen  $\pi^0, K^0, \dots$ ) ausgelegte Selektionen. Die charakteristische Signatur eines  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  Ereignisses ist in Abbildung 4.3a dargestellt.

Nur solche Ereignisse, die weder als  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$ , noch als  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  Kandidaten selektiert wurden, werden den verschiedenen Selektionen der  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  Kanäle unterzogen. Die einzelnen Selektionen lassen sich in die folgenden Schritte unterteilen:

- Zuerst wird in jedem Ereignis ein Leptonkandidat ausgewählt.
- Anschließend wird eine Vorselektion durchgeführt, die unter anderem bestimmte Anforderungen an den Leptonkandidaten stellt.
- Es folgt eine sogenannte *Likelihood* Selektion um insbesondere den dominanten Untergrund bestehend aus  $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$  Ereignissen zu unterdrücken.

<sup>2</sup> Dies gilt ohne ISR und FSR sowie unter Vernachlässigung der W-Breite.

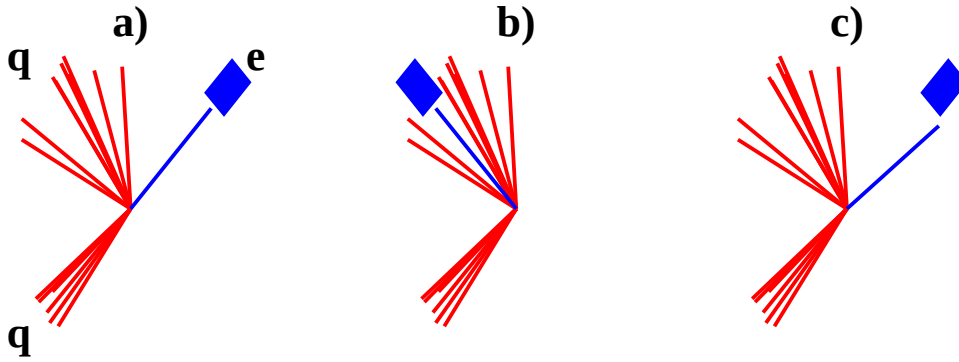


Abbildung 4.3: Die schematische Darstellung der verschiedenen Signaturen eines  $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  Ereignisses. Der Fall a) zeigt die deutlichste Signatur mit fehlendem Impuls und einem isolierten, klar zu identifizierenden Elektron. Die Fälle b) und c) zeichnen sich immer noch durch eine unausgeglichene Impulsbilanz aus, jedoch ist das geladene Lepton nicht mehr isoliert, bzw. weniger eindeutig zu identifizieren.

- Die Ereignisse, die mehrere der Selektionen passieren, werden dann einer Umklassifikation unterzogen. In diesem Schritt wird ebenfalls versucht,  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  Ereignisse, die als  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  oder  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  selektiert wurden und daher nicht mehr als Kandidaten für die  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  Selektionen betrachtet wurden, als  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  Ereignisse zu erkennen.
- Es wird eine Unterdrückung von Vier-Fermion Untergrundereignissen vorgenommen.
- In einem letzten Schritt werden auch solche Ereignisse selektiert, die keine Leptonspur aufweisen, aber aufgrund von Energiedepositionen in den Kalorimetern oder Spursegmenten in den Myonkammern dennoch als  $q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$  Ereignisse identifiziert werden können.

### Identifikation des Leptonkandidaten

Um eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit auch für weniger eindeutig zu identifizierende Ereignisse wie z.B. in Abbildung 4.3b und 4.3c zu erhalten, verlangt die Selektion zunächst keine explizite Leptonidentifikation und auch keine expliziten Isolationskriterien für das Lepton. Anstelle der Leptonidentifikation wird für jeden der oben genannten Selektionskanäle aus einer Auswahl von Messgrößen, für jede Spur im Ereignis eine Wahrscheinlichkeit<sup>3</sup> bzw. *Likelihood* dafür berechnet, dass diese Spur von dem geladenen Lepton herrührt. Die verwendeten Messgrößen sind solche, deren Verteilungen charakteristische Unterschiede zwischen den Spuren von Leptonen aus  $q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$ -Ereignissen und den restlichen Spuren zeigen, die von den Hadronisationsprodukten der Quarks stammen. Insbesondere eignen sich hierfür: der Impuls der einer Spur zugeordnet wird; die Separation der Spur von anderen Spuren bzw. von Energiedepositionen im Kalorimeter; der spezifischen Energieverlust durch Ionisation in der Spurkammer ( $dE/dx$ ); die Anzahl zur Spur assoziierter Bleiglasblöcke im ECAL bzw. assoziierter Signale in den Myonkammern.

Die normierten Verteilungen dieser Messgrößen für die richtige Leptonspur in  $q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$  Ereignissen wird aus der Simulation gewonnen und als Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung dieser Größe verwendet. Anhand dieser Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung und dem für eine Spur gemessenen Wert der jeweiligen Größe  $i$ , lässt sich die Wahrscheinlichkeit  $P(\text{Lept.})_i$  dafür ablesen, dass

<sup>3</sup> Eine strenge Wahrscheinlichkeitsinterpretation der *Likelihood* ist nur gestattet, wenn die zugrundeliegenden Größen unabhängig, d.h. nicht korreliert und normiert sind.

die Spur von einem Signallepton herrührt. Das Produkt dieser Einzelwahrscheinlichkeiten

$$L(\text{Lepton}) = \prod_i P(\text{Lept.})_i \quad (4.1)$$

ergibt die *Likelihood* dafür, dass die Spur zu dem Lepton aus einem  $q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$  Ereignis stammt.

Auf diese Weise ergibt sich für jeden Selektionskanal eine Spur (bzw. drei Spuren für den Kanal  $W \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau \rightarrow (3\pi^\pm h^0)\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ ) in *jedem Ereignis*, welche als „wahrscheinlichster“ Leptonkandidat<sup>4</sup> ausgewählt wird. Abbildung 4.4 verdeutlicht die Trennkraft der so bestimmten *Likelihood* am Beispiel von Elektronen in  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$ -Ereignissen, bzw. den  $\tau$ -Zerfallsprodukten in  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$ -Ereignissen. Von allen Spuren in den Ereignissen, zeigen die Töchter des wahren Leptons (ausgefülltes Histogramm) stammende Spuren deutlich getrennte und höhere *Likelihood* Werte, als die restlichen Spuren im Ereignis (offenes Histogramm).

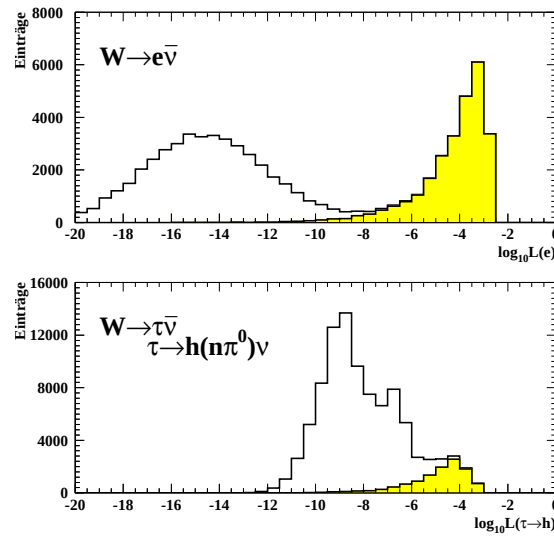


Abbildung 4.4: Die Verteilung der *Likelihood* (log. Darstellung) dafür, Spuren als Lepton zu identifizieren. a) zeigt als Beispiel die *Likelihood* der Spuren ( $L(e)$ ) in  $W \rightarrow e\bar{\nu}_e$  Ereignissen (hier werden nur Spuren berücksichtigt, die eine assoziierte Energieeintrag im elektromagnetischen Kalorimeter von  $> 10 \text{ GeV}$  aufweisen). Das unterlegte Histogramm markiert die Spuren, die tatsächlich von dem Elektron stammen. b) zeigt die entsprechende Verteilung für die *Likelihood* der Spuren ( $L(\tau \rightarrow h)$ ) aus  $W \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau \rightarrow (\pi^\pm h^0)\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$  Ereignissen.

Anschließend an die Identifikation der wahrscheinlichsten Leptonkandidaten werden die übrigen Spuren und Energieeinträge des Ereignisses, entsprechend der in Kapitel 4.5 noch zu beschreibenden Methode, zu zwei Teilchenbündeln (Jets) zusammengefasst, die mit den Hadronisationsprodukten der beiden primären Quarks identifiziert werden.

## Vorselektion

Die Vorselektion dient dazu, die Ereignisse aus dem Datensatz zu entfernen, die aufgrund einzelner Messgrößen klar als Untergrundereignisse erkannt werden können. Insbesondere werden

<sup>4</sup> Es kann auch vorkommen, dass ein Ereignis z.B. keinen besten Elektronkandidaten liefert, da für Elektronkandidaten doch als Vorselektionskriterium verlangt wird, dass mindestens eine  $10\text{GeV}$  Energiedeposition mit der Spur verbunden ist.

dadurch fast alle Zwei-Photon-Ereignisse und ein Großteil der  $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$  Ereignisse unterdrückt. Zunächst werden mindestens 5 Spuren und 7 Energiedepositionen im elektromagnetischen Kalorimeter gefordert. Die weiteren Hauptkriterien sind: ein Wert<sup>5</sup> für das Verhältnis der gesamten im Ereignis sichtbaren Energie zur Strahlenergie zwischen 0.3 und 1.2 (bzw. 0.8 in  $\tau \rightarrow e/\mu$  und 1.0 in  $\tau \rightarrow h/3h$ . Ereignissen); eine minimale Energie des Leptonkandidaten von 10 GeV (2.5 GeV für  $\tau \rightarrow e/\mu/\text{had.}$ ); eine maximale Energie von  $E_{ISR} - 10$  GeV in den Vorwärtsdetektoren oder eines isolierten Photonkandidaten, wobei  $E_{ISR}$  die erwartete Energie für Photonen aus  $Z^0$ -Polrückkehr Ereignissen bezeichnet;  $\cos\theta_{L,p} < 0.9$  für den Winkel zwischen dem Leptonkandidaten und dem fehlenden Impuls. Ein Schnitt wird auf die *Likelihood* des jeweiligen Leptonkandidaten von  $\log_{10}P(e/\mu) > -9$  bzw.  $> -8$  für die  $\tau \rightarrow e$  Selektion und  $-6$  für die  $\tau \rightarrow e/\mu$  Selektion durchgeführt.

### „Likelihood“ Selektion

Nach der Vorselektion, die die Hauptuntergrundquelle von  $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$  Ereignissen bereits um einen Faktor 10 verringert hat, beträgt das Verhältnis aller  $q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$  Signalereignisse zu den  $Z^0/\gamma$  Ereignissen immer noch lediglich  $\sim 1 : 2$ . Im Folgenden wird durch die Verwendung einer relativen *Likelihood* für jeden betrachteten Zerfallskanal der  $Z^0/\gamma$  Untergrund um einen weiteren Faktor 100 unterdrückt.

Die *Likelihood* wird analog zur Identifikation der Leptonkandidaten, aus den Einzelwahrscheinlichkeiten einen bestimmten Wert für gewisse Messgrößen zu erhalten, gebildet. Die relative *Likelihood* ergibt sich daraus, dass für jedes Ereignis je eine *Likelihood* dafür berechnet wird, dass es ein Signalereignis ist, z.B.  $L^{q\bar{q}e\bar{\nu}_e}$ , und dafür, dass es sich um ein Untergrundereignis handelt,  $L^{q\bar{q}}$ . Der Wert der relativen *Likelihood*  $\mathcal{L}^{q\bar{q}e\bar{\nu}_e}$ :

$$\mathcal{L}^{q\bar{q}e\bar{\nu}_e} = \frac{L^{q\bar{q}e\bar{\nu}_e}}{L^{q\bar{q}e\bar{\nu}_e} + f \times L^{q\bar{q}}}$$

entscheidet anschließend, ob ein Ereignis als Signalkandidat (hier  $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}e\bar{\nu}_e$ ) oder Untergrund klassifiziert wird. Der Normierungsfaktor  $f$  entspricht dabei dem erwarteten Signal zu  $q\bar{q}$ -Untergrundverhältnis nach der Vorselektion. Die in der *Likelihood* verwendeten Größen gliedern sich in fünf Kategorien bezüglich: der Energie bzw. dem Impuls des Leptonkandidaten; der Isolation des Leptonkandidaten von den anderen Spuren und Energieeinträgen im Ereignis; der bestimmten Leptonidentifikations-*Likelihood*; globaler Ereignisvariablen wie der im Detektor sichtbaren Energie und schließlich Variablen, die auf die Topologie des Ereignisses sensitiv sind, wie z.B. der Winkel des Leptonkandidaten zum nächsten Jet und der fehlende Impuls.

In Abbildung 4.5 ist für die Selektion der  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  Ereignisse die Verteilung einiger verwendeten Messgrößen für die  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$ -Selektion nach der Vorselektion gezeigt. Es handelt sich dabei um die gemessene Energie des Elektronkandidaten (4.5a); dessen *Likelihood* aus der Leptonidentifikation (4.5b); die Summe der Impulse und Energieeinträge in einem 200mrad Kegel um den Elektronkandidaten (4.5c) als Isolationskriterium und das Verhältnis der im Detektor sichtbaren Energie zur Strahlenergie (4.5d).

Die Verteilung der relativen *Likelihood* für die Datenereignisse und die Simulation sind in Abbildung 4.6 zu sehen. Alle Ereignisse mit einer *Likelihood* größer als 0.5 werden selektiert. Wie aus dem Diagramm ersichtlich ist, ist in den resultierenden  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  und  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  Datensätzen ein nicht unerheblicher Anteil von  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  Ereignissen enthalten, die zusammen etwa 33% der  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  Ereignisse ausmachen. Daher schließt sich an die relative *Likelihood* Selektion eine Reklassifizierung der Ereignisse an.

<sup>5</sup> Die hier und im Folgenden angegebenen Werte beziehen sich auf die Selektion bei  $\sqrt{s} = 189$  GeV und sind teilweise geringfügig verschieden von der Selektion in den  $\sqrt{s} = 183$  GeV Daten

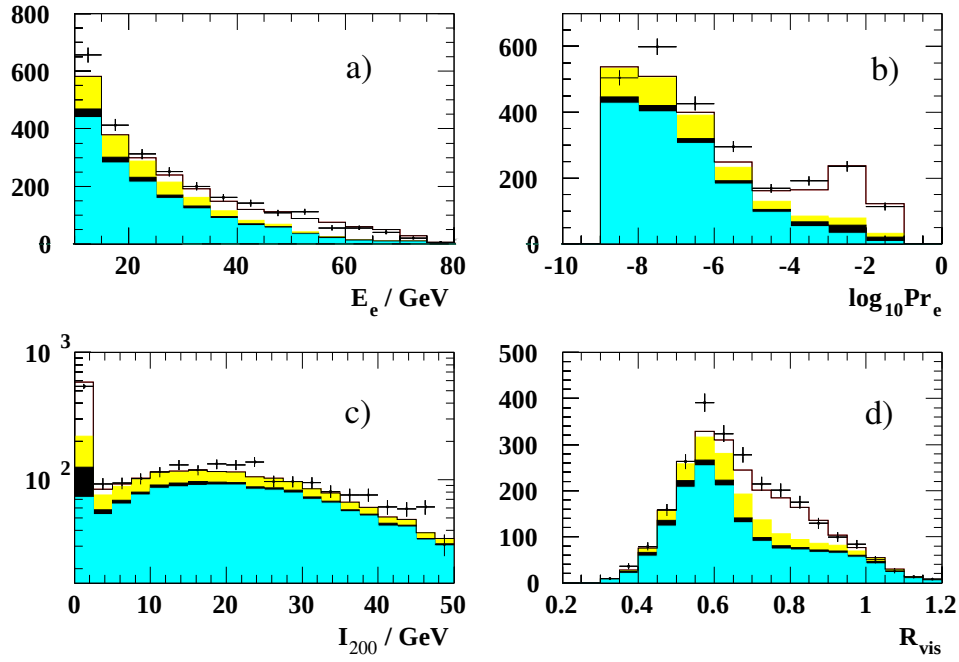


Abbildung 4.5: Die Verteilung der im Text beschriebenen Messgrößen nach der Vorselektion, die in der  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  Likelihood Selektion verwendet werden. Die Punkte entsprechen den Daten. Das untere unterlegte Histogramm zeigt die Beiträge aus  $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$  Ereignissen, das darüberliegende ebenfalls unterlegte Histogramm zeigt den Vier-Fermion Untergrund. Das oberste ausgefüllte Histogramm zeigt den Anteil an  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  Ereignissen, die nach der Vorselektion noch im Datensatz verblieben sind. Die Signale sind durch das weiße Histogramm gekennzeichnet.

### Umklassifikation der selektierten Ereignisse

Neben der Umklassifikation von  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  Ereignissen, die zunächst als  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  oder  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  Kandidaten selektiert wurden, dient dieser Selektionsschritt der eindeutigen Zuordnung von Ereignissen, die sowohl als  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  als auch die  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  Ereignisse selektiert wurden. So wird für Ereignisse die sowohl  $\mathcal{L}^{q\bar{q}e\bar{\nu}_e} > 0.5$  als auch  $\mathcal{L}^{q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu} > 0.5$  erfüllen, Größen gebildet wie z.B.:

$$C_{q\bar{q}e\bar{\nu}_e}^{\mu\nu_\mu} = \frac{L_{q\bar{q}e\bar{\nu}_e}^{e\nu_e}}{L_{q\bar{q}e\bar{\nu}_e}^{e\nu_e} + L_{q\bar{q}e\bar{\nu}_e}^{\mu\nu_\mu}}.$$

$L_{q\bar{q}e\bar{\nu}_e}^{e\nu_e}$  und  $L_{q\bar{q}e\bar{\nu}_e}^{\mu\nu_\mu}$  werden mit Referenzverteilungen gebildet, in denen nur Elektron- bzw. Myon-Ereignisse berücksichtigt werden, die aufgrund der relativen  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$ -Likelihood im vorherigen Schritt selektiert wurden. Sie geben an mit welcher Wahrscheinlichkeit ein als  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  selektiertes Ereignis in Wirklichkeit ein Elektron- bzw. Myon-Ereignis ist. Die Größe  $C_{q\bar{q}e\bar{\nu}_e}^{\mu\nu_\mu}$  gibt daher die relative Wahrscheinlichkeit dafür an, dass ein als  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  selektiertes Ereignis tatsächlich ein Elektron-Ereignis und nicht ein Myon-Ereignis ist. Eine entsprechende Größe wird für als  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  selektierte Ereignisse gebildet. Ereignisse die zuvor als  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  und  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  Kandidaten erkannt wurden, werden durch einen Schnitt auf die Differenz  $C_{q\bar{q}e\bar{\nu}_e}^{\mu\nu_\mu} - C_{q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu}^{e\nu_e} > 0$  als  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  Ereignisse identifiziert. Ähnlich wird die Umklassifizierung von Tau Ereignissen, die als  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$ , bzw.  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  selektiert wurden, vorgenommen.

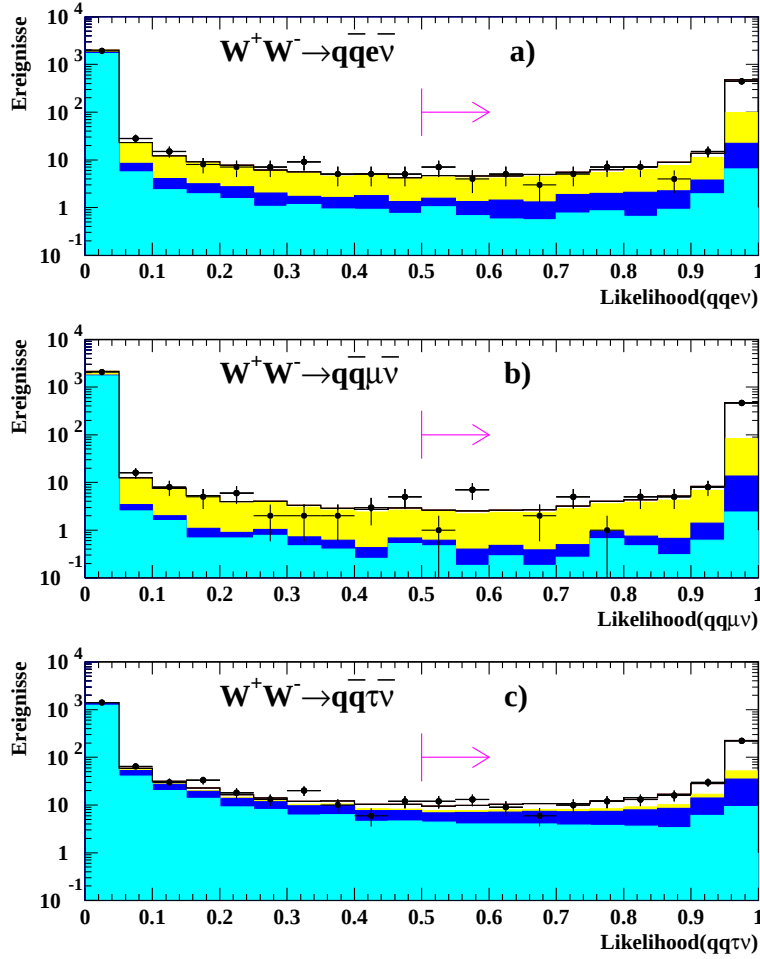


Abbildung 4.6: Die Likelihoodverteilungen für die  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$ ,  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  und  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  Selektion für  $\sqrt{s}=189$  GeV. In der  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  Selektion ist jeweils die größte Likelihood aus den vier unterschiedenen  $\tau$ -Zerfallskanälen,  $W \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ ,  $W \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ ,  $W \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau \rightarrow (\pi^\pm h^0)\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$  und  $W \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau \rightarrow (3\pi^\pm h^0)\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$  aufgetragen. Die Punkte entsprechen den Daten. Das untere unterlegte Histogramm zeigt die Beiträge aus  $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$  Ereignissen, das darüberliegende ebenfalls unterlegte Histogramm zeigt den Vier-Fermion Untergrund. Das oberste ausgefüllte Histogramm zeigt den Anteil an  $q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$  Ereignissen, die dem falschen Leptonkanal zugeordnet wurden. Das weiße Histogramm markiert den Signalbeitrag. Der Pfeil markiert die Ereignisse, die von der Likelihood selektiert werden.

#### 4.4.1 Vier-Fermion Unterdrückung

Anschließend an die vorherigen Selektionsschritte werden Schnitte zur Unterdrückung des Vier-Fermion Untergrundes durchgeführt. Dieser in Abbildung 4.6 zu sehende Untergrund besteht im Wesentlichen aus  $q\bar{q}\mu\bar{\mu}$  und  $q\bar{q}\tau\bar{\tau}$  Ereignissen in der  $W \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu$  und  $W \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau$  Selektion, sowie aus  $q\bar{q}e\bar{e}$  Ereignissen (aus  $Z^0Z^0$  und  $Z^0e^+e^-$  Prozessen) in der  $W \rightarrow e\bar{\nu}_e$  Selektion. Einzel-W ( $W\bar{\nu}_e$ ) und  $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$  Ereignisse bilden ebenfalls Untergrund in der  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  Selektion, der mit Hilfe einer weiteren Likelihood Selektion unterdrückt wird.

| selektiert<br>als:                              | im selektierten Datensatz<br>anteilige $q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$ -Prozesse (%) |                            |                              | Untergrund (%) aus<br>nicht $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$<br>Ereignissen |
|-------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------|----------------------------|------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------|
|                                                 | $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$                                                            | $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$ | $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$ |                                                                                            |
| $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}e\bar{\nu}_e$       | 85.4                                                                              | 0.1                        | 3.8                          | 6.0                                                                                        |
| $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$   | 0.2                                                                               | 89.2                       | 4.3                          | 2.7                                                                                        |
| $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$ | 4.6                                                                               | 4.4                        | 68.4                         | 20.2                                                                                       |

Tabelle 4.1: Die Nachweiswahrscheinlichkeiten und Untergrundanteile der  $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$  Selektion gemäß [53] nach der Umklassifizierung und inklusive der Ereignisse ohne explizite Leptonspur.

### Ereignisse ohne Leptonspur

Weiterhin werden in der Selektion auch Ereignisse berücksichtigt, in denen die zu dem Lepton gehörende Spur nicht rekonstruiert wird, da sie am Rande des Akzeptanzbereiches liegt oder gewissen Gütekriterien nicht entspricht. Derartige Ereignisse können als  $q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$  Ereignisse identifiziert werden, wenn anstelle der Leptonspur einen entsprechenden Energieeintrag im ECAL ( $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$ -Ereignisse) bzw. ein Signal in den Myonkammern ( $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$ -Ereignisse) vorliegt. Der  $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$  Untergrund kann dadurch unterdrückt werden, dass z.B. fehlender Impuls durch das in den  $q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$  Ereignissen auftretende Neutrino verlangt wird. Ebenfalls fehlenden Impuls aufweisende radiative  $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$  Ereignisse können durch die Forderung, dass die Topologie unverträglich ist mit einem radiativen Ereignis, in dem ein Photon undetektiert in der Strahlröhre verschwindet, unterdrückt werden.

#### 4.4.2 Zusammenfassung

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten und Untergrundbeiträge der Selektion sind in Tabelle 4.4.1 zusammengefasst. Mit dieser Selektion werden in den OPAL Daten bei 183 GeV mit einer Luminosität von  $57.2 \text{ pb}^{-1}$  368 Ereignisse (133  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$ , 117  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$ , 118  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$ ) und aus dem Datensatz bei 189 GeV mit  $183.1 \text{ pb}^{-1}$  1252 Ereignisse (395  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$ , 420  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$ , 437  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$ ) selektiert.

Ein typischer Kandidat für ein  $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$  Ereignis ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Man erkennt deutlich zwei getrennte Teilchenbündel aus der Fragmentation des Quarkpaares. Die Spur des hochenergetischen, geladenen Leptons (hier ein Elektron zu erkennen an dem großen Energieeintrag im elektromagnetischen Kalorimeter) ist ebenfalls eindeutig zu sehen. Der für eine ausbalancierte Impulsbilanz nötige „fehlende Impuls“ ist als Pfeil eingezeichnet und entspricht dem unbeobachtbaren Neutrino.

### 4.5 Ereignisrekonstruktion

Für die Messung der Drei-Eichboson-Kopplung aus dem totalen Wirkungsquerschnitt ist die Behandlung der Ereignisse nach der oben beschriebenen Selektion abgeschlossen. Für die Messung der TGC-Parameter aus den Winkelverteilungen, d.h. der Form des differentiellen Wirkungsquerschnitts, müssen die kinematischen Größen in den Ereignissen rekonstruiert werden. Da für die Messung der TGC-Parameter aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt eine Ladungszuordnung der beiden W-Bosonen nötig ist, werden hier nur die selektierten  $q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$  Ereignisse mit einer beobachteten Leptonspur verwendet. Aus der Krümmung der Spur im Magnetfeld kann auf die

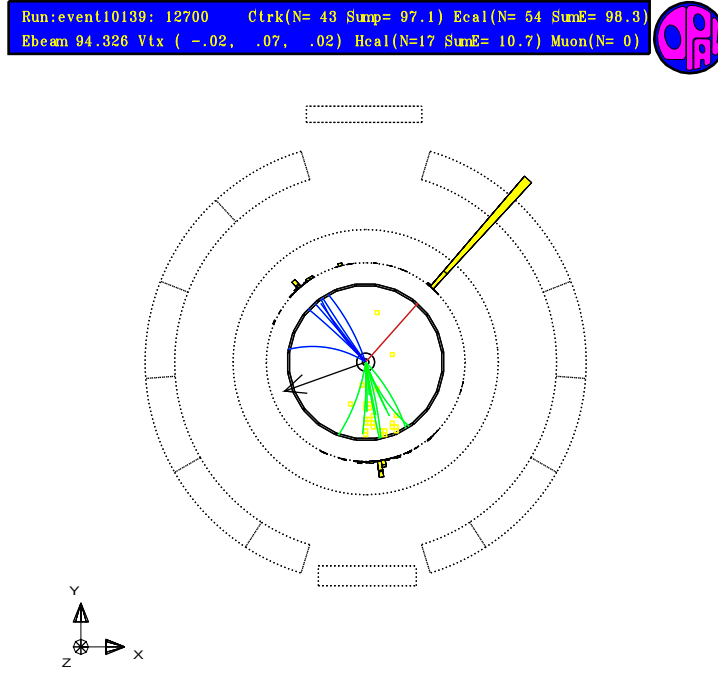


Abbildung 4.7: Ein typisches  $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  Ereignis. In der Mitte sind die in den zentralen Spurkammern rekonstruierten Spuren der Teilchen zu sehen. Die beiden Teilchenbündel aus der Fragmentation des Quarkpaares sind oben links und unten rechts zu erkennen. Die Spur des Elektrons (rechts oben) zeigt auf einen großen Energieeintrag im elektromagnetischen Kalorimeter, angedeutet als Balkenhistogramm. Der fehlende Impuls im Detektor aufgrund des Neutrinos ist als Pfeil gekennzeichnet.

Ladung des Leptons geschlossen werden. Diese Ladung entspricht dann gerade der Ladung des leptonisch zerfallenden W-Bosons in dem Ereignis.

Auf die Impulse der primären Quarks wird durch die beobachteten Jets geschlossen. Es gibt verschiedene Algorithmen mit denen die einzelnen im Detektor beobachteten Teilchen zu Jets gebündelt werden können, die dann in ihrer Richtung und Energie mit der des primären Quarks identifiziert werden. In dieser Arbeit wird hierfür der Durham Algorithmus [54] verwendet. Es werden alle Spuren und Energieeinträge im elektromagnetischen Kalorimeter, außer jenen die zuvor mit dem geladenen Lepton identifiziert wurden, als Teilchen aufgefasst und für jedes Teilchenpaar ein Abstandsmaß

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

berechnet. Die beiden Teilchen mit dem kleinsten Abstand werden zu einem Pseudoteilchen kombiniert und mit diesen die Abstandsmaße neu bestimmt. Für kleine Winkel stellt dieses Abstandsmaß den Transversalimpuls des energieärmeren (Pseudo-)Teilchens bezüglich der Richtung des energiereicheren dar.  $E_i$  bezeichnet dabei die Energie des (Pseudo-)Teilchens  $i$ ,  $E_{vis}$  die sichtbare Energie im Ereignis und  $\theta_{ij}$  den dreidimensionalen Winkel zwischen den (Pseudo-)Teilchen  $i$  und  $j$ . Der Prozess wird solange iteriert, bis nur noch zwei übrigbleiben, die dann mit den beiden Jets identifiziert werden.

In dem hier verwendeten Schema zur Bildung der Jets aus den Spuren und den Energieeinträgen im elektromagnetischen Kalorimeter besitzen die Vierervektoren<sup>6</sup> der rekonstruierten

<sup>6</sup> Die Vierervektoren der Spuren und Energieeinträge werden unter der Hypothese dass es sich um Pionen

Jets im allgemeinen eine zu große Energie, die demnach noch korrigiert werden muss. Dies liegt an Doppelzählungen von geladenen Teilchen, die sowohl eine Spur als auch ein Energieeintrag im Kalorimeter hinterlassen. Für die Korrektur wird der sogenannte GCE-Algorithmus (GCE = Global Corrected Energy) [55] verwendet, der nach Spuren mit assoziiertem Energieeintrag im Kalorimeter sucht und für diese eine von der Lage im Detektor abhängige Korrektur der Jet-Energie vornimmt.

In  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  und  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  Ereignissen kann der Viererimpuls des geladenen Leptons direkt aus dessen gemessenem Impuls bestimmt werden. Der fehlende Impuls des als masselos angenommenen Neutrinos kann aus der Impulserhaltung anschließend berechnet, oder durch eine in Kapitel 4.5.1 beschriebene kinematische Anpassung bestimmt werden.

In  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  Ereignissen ist die Energie und Richtung des  $\tau$ -Leptons aufgrund zusätzlicher Neutrinos aus dem  $\tau$ -Zerfall nicht direkt messbar. Es kann jedoch in guter Näherung, aufgrund des starken „Lorentzboostes“ den das  $\tau$ -Lepton aus dem W-Zerfall erhält, die Richtung der beobachteten Sekundärteilchen aus dem  $\tau$ -Zerfall mit der  $\tau$ -Flugrichtung identifiziert werden. Die Energie des  $\tau$ -Leptons lässt sich anschließend aus dem Winkel des  $\tau$ -Leptons zur W-Flugrichtung, die aus dem hadronischen Teil des Ereignisses bekannt ist, berechnen. Dabei wird angenommen, dass die Energie der W-Bosonen gleich der Strahlenergie und deren Masse gleich der mittleren W-Masse ist.

#### 4.5.1 Kinematische Anpassung

Mit Hilfe einer kinematischen Anpassung kann aus den gemessenen Größen der Viererimpuls des unbeobachtbaren, als masselos angenommenen Neutrinos in konsistenter Weise berechnet und gleichzeitig eine verbesserte Auflösung der rekonstruierten Messgrößen erreicht werden. Bei der Berechnung der drei fehlenden Komponenten des Neutrinoimpulses in  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  und  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$ -Ereignissen unter Ausnutzung der vier Zwangsbedingungen, der Energie- und Impulserhaltung, ist das System überbestimmt und in der Regel können nicht alle Bedingungen gleichzeitig erfüllt werden. Diese Form der Überbestimmung der kinematischen Größen in einem Ereignis durch Zwangsbedingungen wird in der kinematischen Anpassung zur Verbesserung der Auflösung ausgenutzt.

Bei der kinematischen Anpassung werden die gemessenen Größen, hier die Dreierimpulse  $\vec{p}_i$  der Jets und des geladenen Leptons, im Rahmen ihrer jeweiligen Fehler derart variiert, dass die Zwangsbedingungen alle erfüllt werden. Die invarianten Massen der Viererimpulse werden dabei festgehalten, wodurch sich variable Energien ergeben. Die besten Schätzwerte für die verschiedenen Impulse  $\vec{p}_i'$  ergeben sich aus der Minimierung der Größe

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

wobei die darin auftretenden Impulse  $\vec{p}_i'$ , durch die Verwendung von Lagrangschen Multiplikatoren immer so gewählt werden, dass die Zwangsbedingungen exakt erfüllt sind.  $V(\vec{p}_i)$  bezeichnet die Kovarianzmatrix der gemessenen Impulse, deren Parametrisierung aus Monte-Carlo-Studien gewonnen wird.

Abgesehen von den bereits genannten Zwangsbedingungen der Energie- und Impulserhaltung kann man für W-Paar Ereignisse noch fordern, dass die invarianten Massen des hadronischen- und des leptonischen Systems gleich sind, bzw. gerade der W-Masse entsprechen. Dies fügt eine bzw. zwei weitere Zwangsbedingungen hinzu. Die  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  und  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  Ereignisse sind nun zweifach bzw. dreifach überbestimmt. Im Falle der  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  Ereignisse tritt unter der oben beschriebenen

---

handelt berechnet.

Annahme, dass die  $\tau$ -Flugrichtung durch die Flugrichtung der im Detektor sichtbaren Zerfallsprodukte gegeben ist, die Energie der  $\tau$ -Leptonen als weitere unbekannte Größe auf, wodurch sich die Überbestimmtheit um eins reduziert.

Aus der im Rahmen der kinematischen Anpassung für jedes Ereignis berechneten minimalen Größe  $\chi^2$  kann in der üblichen Art und Weise die Wahrscheinlichkeit  $P(\chi^2)$  dafür berechnet werden, dass das Ereignis tatsächlich der Hypothese<sup>7</sup> aus der die Zwangsbedingungen folgen entspricht, es sich also um ein  $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$  Ereignis handelt.

Ein besonders kleiner Wert von  $P(\chi^2)$  deutet darauf hin, dass entweder die Messfehler für die Impulse dieses Ereignisses unterschätzt wurden, die Messwerte im Rahmen der Fehler sehr weit von den wahren Werten entfernt liegen, oder dass das Ereignis von vorneherein nicht der Hypothese genügte. Letzteres ist beispielsweise für Untergrundereignisse zutreffend. In jedem Fall ist das Ereignis für die Analyse des differentiellen Wirkungsquerschnitts ungeeignet und daher kann die Größe  $P(\chi^2)$  als zusätzliches Selektionskriterium herangezogen werden.

In der Analyse wird für  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  und  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  Ereignisse eine erfolgreiche Anpassung unter der Hypothese von Energie- und Impulserhaltung mit einem minimalen Wert von  $P(\chi^2) = 0.001$  gefordert. Für Ereignisse, in denen die Anpassung ebenfalls unter der zusätzlichen Hypothese zweier W-Massen konvergiert, wird die kinematische Information aus dieser Anpassung verwendet. In den  $\sim 4.5\%$  der Fälle, in denen diese Anpassung nicht konvergiert, wird auf die angepassten Größen ohne Massenhypothese zurückgegriffen. Die in Kapitel 2.3 beschriebenen fünf Winkel  $\cos\theta_W$ ,  $\cos\theta_\ell^*$ ,  $\cos\theta_{\text{jet}}^*$ ,  $\phi_\ell^*$  und  $\phi_{\text{jet}}^*$  werden aus den so rekonstruierten Viererimpulsen berechnet. Die Verbesserung der Auflösung dieser Größen durch die kinematische Anpassung wird in Abbildung 4.8 deutlich und wird in Tabelle 4.2 als relative Verringerung der Breite der Verteilungen zusammengefasst. Im Gegensatz zu den  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  und  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  Ereignissen, ist für  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  Ereignisse die Verteilung der  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeiten aus der Anpassung nicht mehr gleichverteilt, wenn die Zwangsbedingung, dass die beiden invarianten Massen der W-Boson Masse entsprechen, verwendet wird. Dies ist in Abbildung 4.10 zu sehen und deutet auf Probleme mit der Parametrisierung der Messfehler hin, die sich in der Anpassung bemerkbar machen. Daher wird für  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  Ereignisse nur die kinematische Anpassung mit der Zwangsbedingung gleicher invarianter Massen auf der hadronischen und leptonischen Seite des Ereignisses verwendet.

Die Auflösung in den gemessenen Winkeln ist in Abbildung 4.9 zu sehen. Man erkennt im Vergleich zu den  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  und  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  Ereignissen eine deutlich schlechtere Auflösung, die durch die unbeobachteten Neutrinos aus dem Zerfall des  $\tau$ -Leptons verursacht wird.

| Ereignisklasse                                  | Auflösungsverbesserung durch<br>kinematische Anpassung |                     |               |                             |                       |
|-------------------------------------------------|--------------------------------------------------------|---------------------|---------------|-----------------------------|-----------------------|
|                                                 | $\cos\theta_W$                                         | $\cos\theta_\ell^*$ | $\phi_\ell^*$ | $\cos\theta_{\text{jet}}^*$ | $\phi_{\text{jet}}^*$ |
| $q\bar{q}e\bar{\nu}_e/q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$ | 9.7%                                                   | 11.9%               | 9.3%          | 10.0%                       | 2.5%                  |
| $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$                    | 11.6%                                                  | 27.5%               | 7.7%          | 5.2%                        | 9.2%                  |

Tabelle 4.2: Prozentuale Verbesserung der Auflösung in den fünf rekonstruierten Winkeln durch die kinematischen Anpassung.

In  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  Ereignissen werden etwas härtere Selektionskriterien im Rahmen der Rekonstruktion angewendet. In diesen Ereignissen kann es insbesondere bei den hadronischen Zerfällen des  $\tau$ -Leptons vorkommen, dass die Ladung des  $\tau$ -Leptons falsch identifiziert wird, wenn eines

<sup>7</sup> In dem vorliegenden Fall ist die Hypothese die, dass es sich bei dem Ereignis um den Zerfall eines W-Paares handelt.

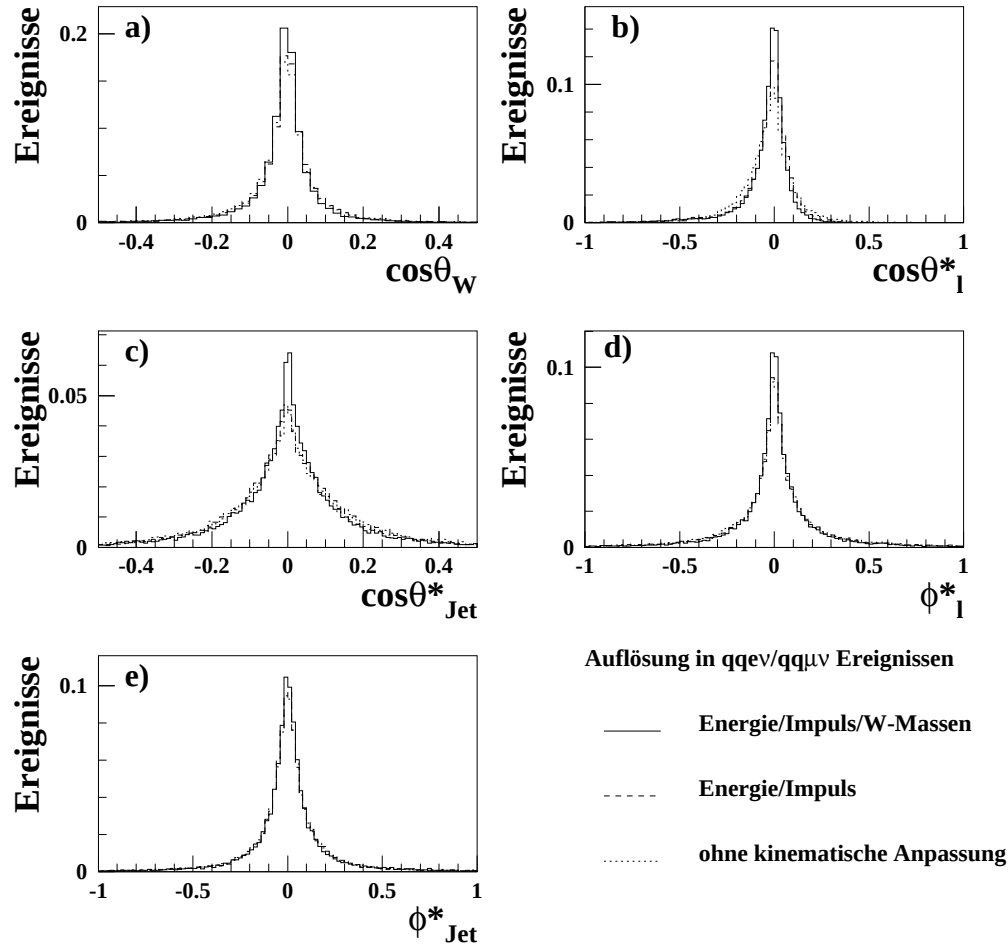


Abbildung 4.8: Die Abbildung zeigt die Auflösung der fünf Winkel  $\cos\theta_W$ ,  $\cos\theta_l^*$ ,  $\cos\theta_{\text{Jet}}^*$ ,  $\phi_l^*$  und  $\phi_{\text{Jet}}^*$  in  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  und  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  Ereignissen für die drei Fälle: nach der kinematischen Anpassung inklusive W-Massenhypothese (durchgezogene Linie); nach kinematischer Anpassung ohne Massenhypothese (gestrichelte Linie); ohne kinematische Anpassung (gepunktete Linie).

der Pionen (Kaonen) aus dem Zerfall mit einem solchen aus den hadronischen Jets vertauscht wird. Eine solche Vertauschung führt selbst bei zufällig richtiger Ladungsbestimmung zu einer falschen Winkelmessung und somit in jedem Fall zu einem unbrauchbaren Ereignis. Abgesehen davon ist der Untergrundanteil von  $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$  Ereignissen in diesem Kanal mit  $\simeq 7\%$  deutlich höher als in den  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  und  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  Kanälen, in denen er bei  $\simeq 2\%$  liegt. In der Analyse der Daten von 1997 bei 183 GeV Schwerpunktsenergie wird daher zusätzlich zu dem Schnitt auf die  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit von 0.001 gefordert, dass die Isolation des  $\tau$ -Kandidaten gegenüber den Jets mindestens  $20^\circ$  und die Akollinearität der beiden Jets maximal  $78.5^\circ$  ( $\cos(\angle(Jet1, Jet2))$ ) beträgt. Dadurch werden  $\simeq 40\%$  des Untergrundes beseitigt bei  $\simeq 20\%$  Signalverlust. Die oben beschriebene Fehlidentifikation der  $\tau$ -Leptonen in richtig selektierten  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$ -Ereignissen wird von 13% auf 8.5% reduziert. Für die Analyse der Daten bei 189 GeV aus dem Jahr 1998 wird

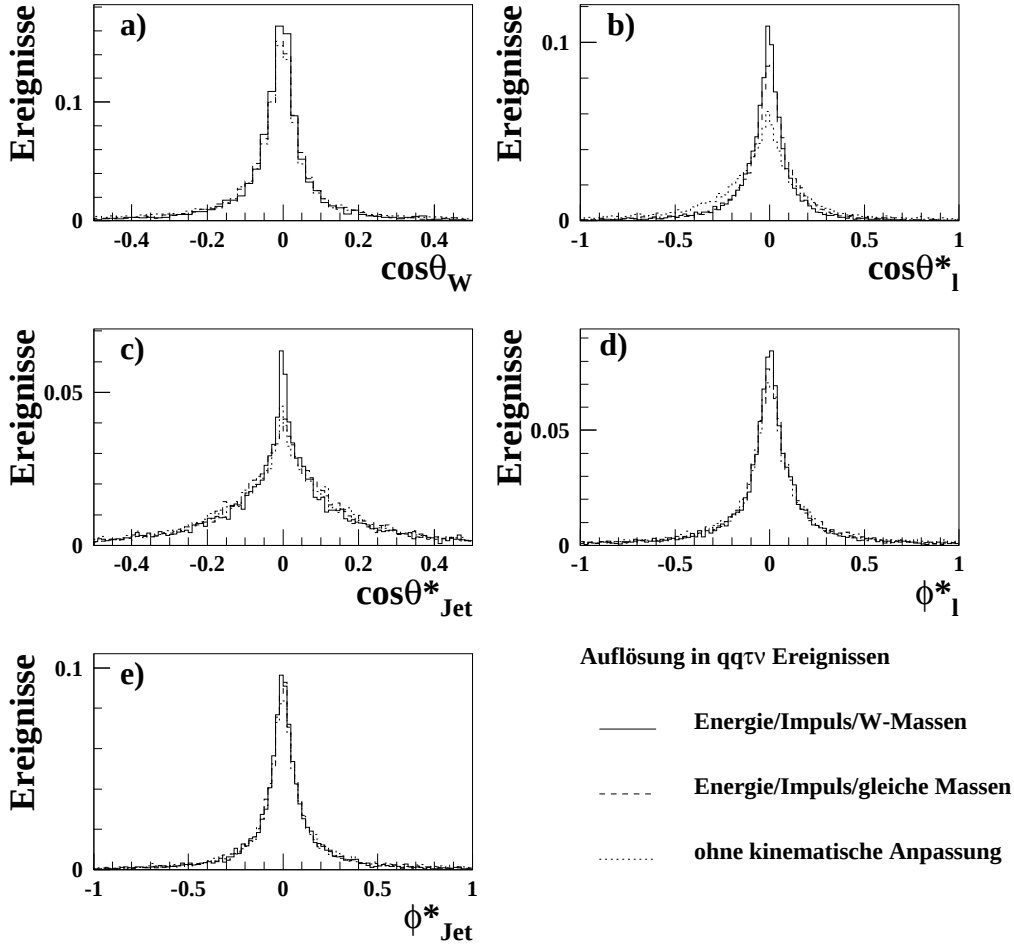


Abbildung 4.9: Die Winkelauflösung von  $\cos \theta_W$ ,  $\cos \theta_\ell^*$ ,  $\phi_\ell^*$ ,  $\cos \theta_{\text{jet}}^*$  und  $\phi_{\text{jet}}^*$  in  $q\bar{q}\tau\nu$  Ereignissen.

der gleiche Effekt (Reduktion der Fehlidentifikation von 18% auf 12%) durch einen härteren Schnitt lediglich auf die  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit  $> 0.025$  ohne Isolationskriterien erreicht.

Nach der Ereignisrekonstruktion verbleiben in den Datensätzen bei 183 GeV 333 Ereignisse (129  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$ , 115  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$ , 89  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$ ) und 1075 Ereignisse (368  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$ , 387  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$ , 320  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$ ) bei 189 GeV. Die Untergrundbeiträge in diesen Datensätzen für WW-Kandidaten sind in Tabelle 4.3 zusammengestellt.

Die Winkelverteilungen in  $\cos \theta_W$ ,  $\cos \theta_\ell^*$ ,  $\cos \theta_{\text{jet}}^*$ ,  $\phi_\ell^*$  und  $\phi_{\text{jet}}^*$  der bei 183 GeV bzw. 189 GeV selektierten Ereignisse sind in Abbildung 4.11 und Abbildung 4.12 zu sehen. Zusätzlich zu der aus der Simulation gewonnenen Winkelverteilung für einen Datensatz mit Drei-Eichboson-Kopplungen gemäß des Standardmodells sind auch die Verteilungen eingezeichnet, wie sie für eine Kopplung von  $\Delta g_1^Z = \pm 1.0$ , bzw. von  $\Delta g_1^Z = \pm 0.5$ , bei 183 GeV und 189 GeV erwartet werden.

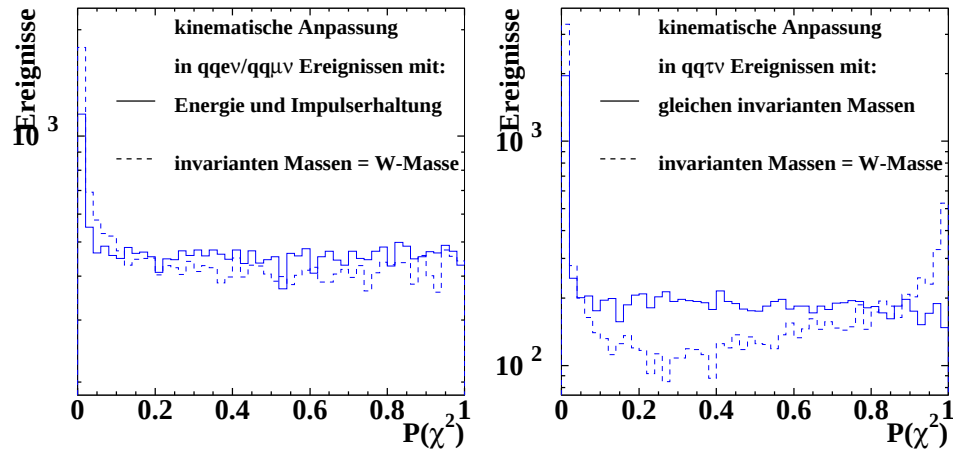


Abbildung 4.10: Die  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeiten aus der kinematischen Anpassung mit verschiedenen Zwangsbedingungen für  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e / q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  Ereignisse (links) und  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  Ereignisse (rechts).

| OPAL Daten                                                                    | Selektierte Ereignisse                                                |         |
|-------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------|---------|
|                                                                               | 183 GeV                                                               | 189 GeV |
|                                                                               | 333                                                                   | 1075    |
| Quelle (Monte-Carlo)                                                          | Anteil (%) am selektierten Datensatz<br>nach Rekonstruktionsschnitten |         |
|                                                                               | 183 GeV                                                               | 189 GeV |
| Signal                                                                        | 95.32                                                                 | 95.08   |
| Zwei-Fermion $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$                                | 2.55                                                                  | 2.45    |
| Vier-Fermion Untergrund:                                                      |                                                                       |         |
| - $ee\tau\tau$                                                                | 0.01                                                                  | 0.01    |
| - $eeq\bar{q}$                                                                | 0.79                                                                  | 0.86    |
| - $WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}, \ell\bar{\nu}_\ell\bar{\ell}'\nu_{\ell'}$ | 0.20                                                                  | 0.18    |
| - nicht interferierend                                                        |                                                                       | 1.04    |
| - TGC-abh. oder interferierend                                                | 1.06                                                                  | 0.28    |
| Zwei-Photon                                                                   | 0.07                                                                  | 0.10    |
| Gesamtuntergrund                                                              | 4.68                                                                  | 4.92    |

Tabelle 4.3: Die aus der Monte-Carlo Simulation gewonnenen relativen Beiträge der Signal- und Untergrundprozesse in dem selektierten Datensatz nach den Schnitten in der Ereignisrekonstruktion.

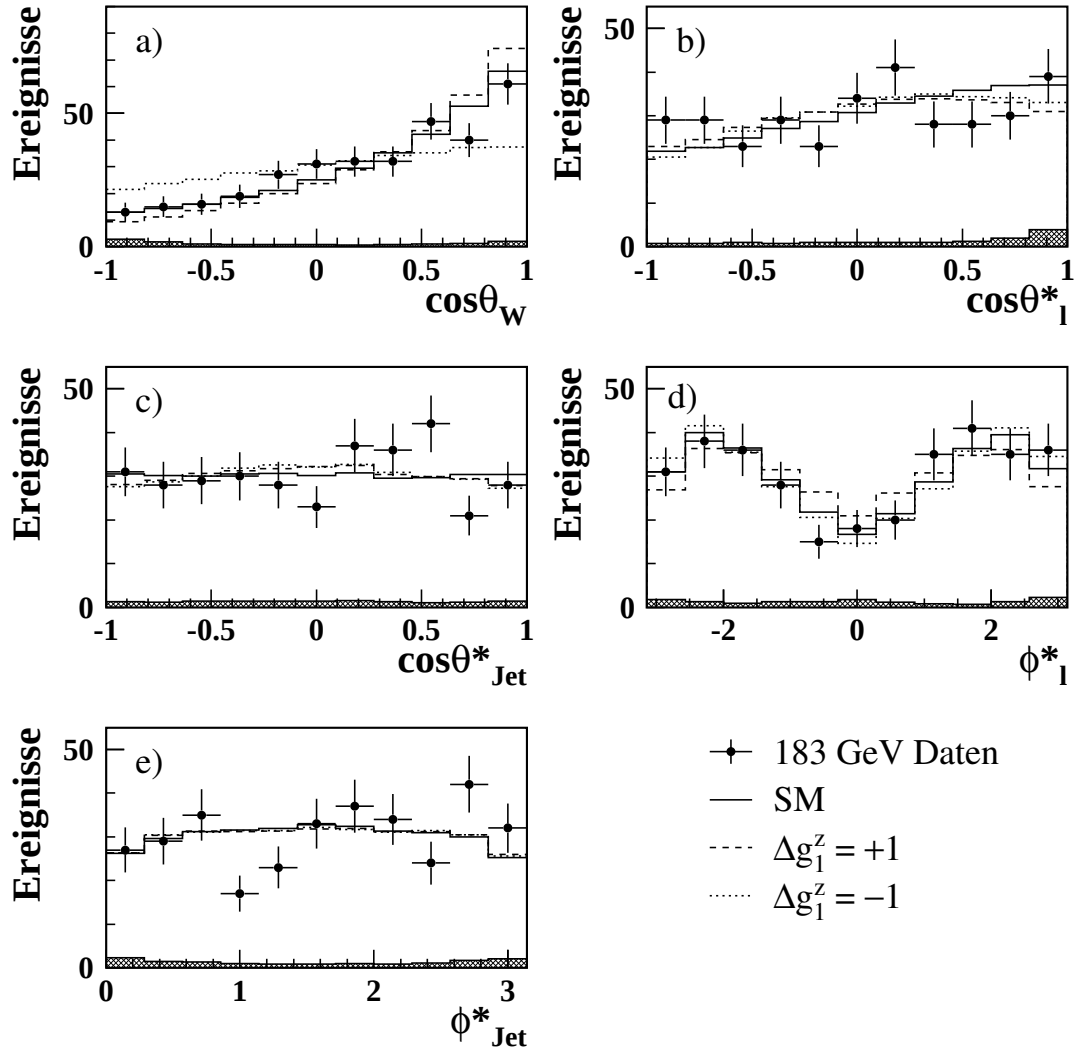


Abbildung 4.11: Die beobachteten Winkelverteilungen in den OPAL Daten bei  $\sqrt{s} = 183$  GeV in  $\cos\theta_W$ ,  $\cos\theta_l^*$ ,  $\cos\theta_{\text{Jet}}^*$ ,  $\phi_l^*$  und  $\phi_{\text{Jet}}^*$ . Zum Vergleich sind die Erwartungen aus dem Standardmodell, sowie für Kopplungen von  $\Delta g_1^z = +1.0$  bzw.  $-1.0$  eingezeichnet. Das schraffierte Histogramm kennzeichnet den Untergrundbeitrag.

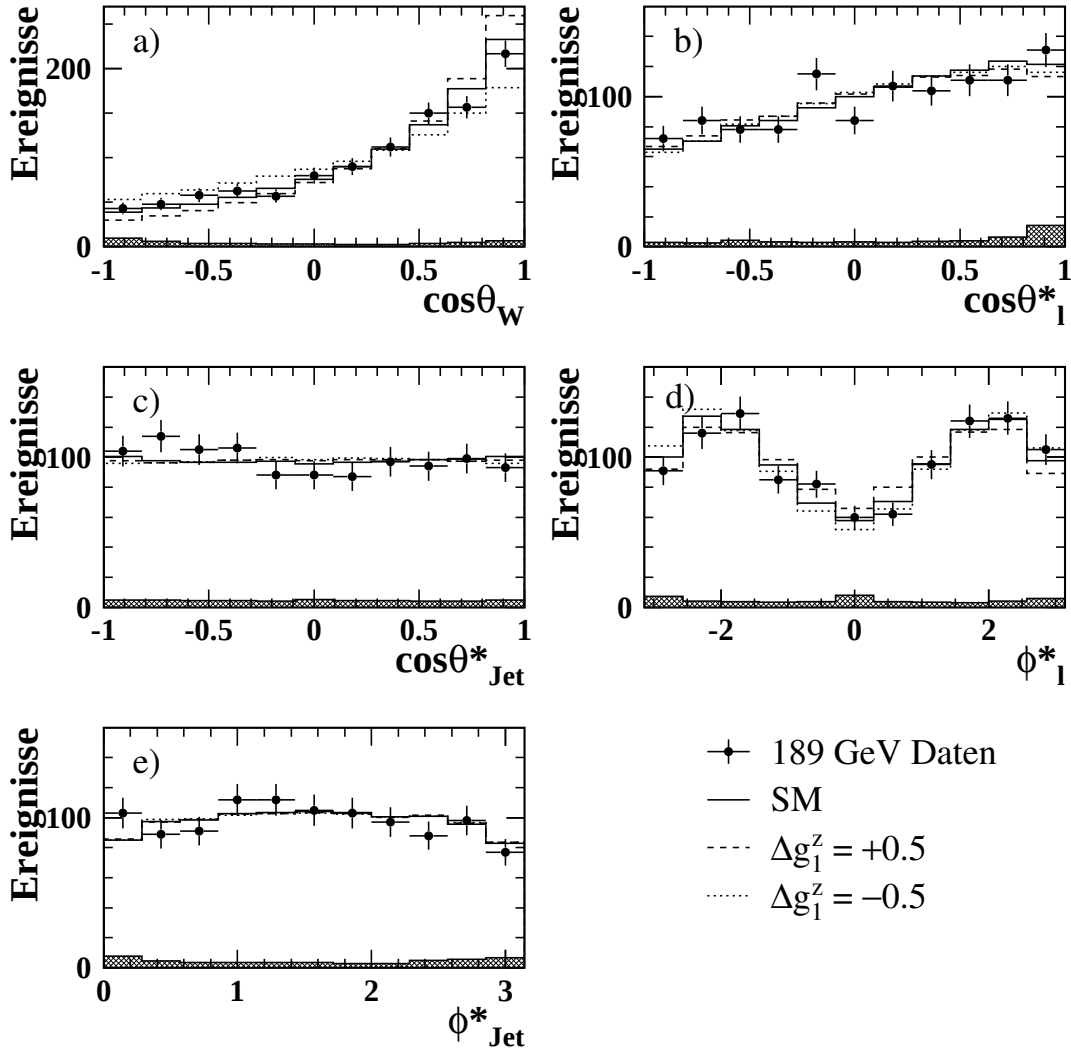


Abbildung 4.12: Die beobachteten Winkelverteilungen in den OPAL Daten bei  $\sqrt{s} = 189$  GeV in  $\cos\theta_W$ ,  $\cos\theta_l^*$ ,  $\cos\theta_{\text{Jet}}^*$ ,  $\phi_l^*$  und  $\phi_{\text{Jet}}^*$ . Zum Vergleich sind die Erwartung aus dem Standardmodell, sowie für Kopplungen von  $\Delta g_l^Z = +0.5$  bzw.  $-0.5$  eingezeichnet. Das schraffierte Histogramm kennzeichnet den Untergrundbeitrag.



## 5. TGC-Parameter und totaler Wirkungsquerschnitt

Die Informationen über die Drei-Eichboson-Kopplung aus dem totalen Wirkungsquerschnitt und der Winkel- und Helizitätsverteilung der W-Bosonen (im Folgenden auch oft als normierter differentieller Wirkungsquerschnitt bzw. nur einfach als differentieller Wirkungsquerschnitt bezeichnet) kann getrennt analysiert und anschließend zusammengefasst werden.

### 5.1 TGC-Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts

Aufgrund der Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts der W-Paarproduktion von den Drei-Eichboson-Kopplungen lässt sich aus der Messung des Wirkungsquerschnitts eine Messung der Drei-Eichboson-Kopplungen ableiten. Die linear in der effektiven Lagrangedichte (Gl. 2.4) auftretenden Kopplungskonstanten führen zu einem differentiellen Wirkungsquerschnitt, der quadratisch in den Kopplungskonstanten ist. Daher ist auch der totale Wirkungsquerschnitt quadratisch von den drei hier betrachteten Parametern  $\Delta\kappa_\gamma$ ,  $\Delta g_1^Z$  und  $\lambda$  abhängig. Der totale Wirkungsquerschnitt als Funktion der verschiedenen TGC-Parameter ist in Abbildung 5.1 gezeigt, wobei die jeweils anderen beiden Parameter auf die Werte des Standardmodells fixiert sind.

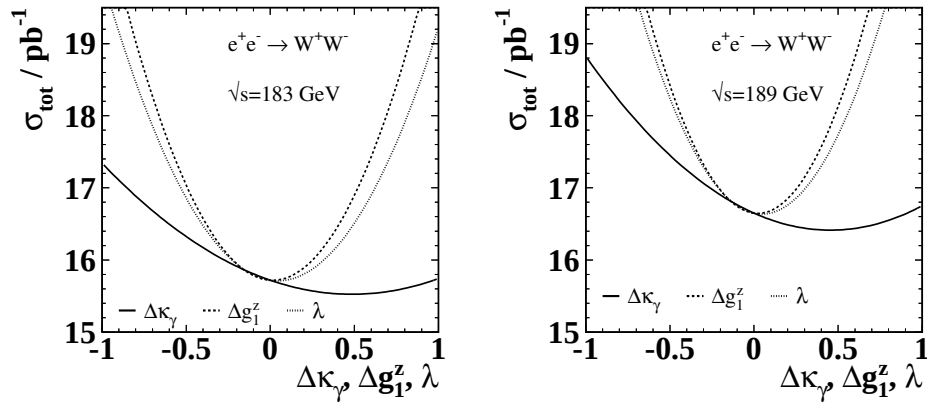


Abbildung 5.1: Der totale Wirkungsquerschnitt für die W-Paar-Produktion in Abhängigkeit der untersuchten Kopplungen bei  $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$  und  $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$  entsprechend einer Berechnung mit GENTLE [47].

Der bei OPAL für die verschiedenen Schwerpunktsenergien gemessene Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{WW}}$  [56] ist in Abbildung 5.2 gezeigt. Zusätzlich ist hier auch der Wirkungsquerschnitt gemäß der Erwartung des Standardmodells und für den Fall ohne ZWW-Vertex ( $\Delta g_1^Z = -1$ ) dargestellt. Die Vorhersagen der Wirkungsquerschnitte wurden mit Hilfe von GENTLE bestimmt. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte zeigen eine gute Übereinstimmung mit dem Standardmodell.

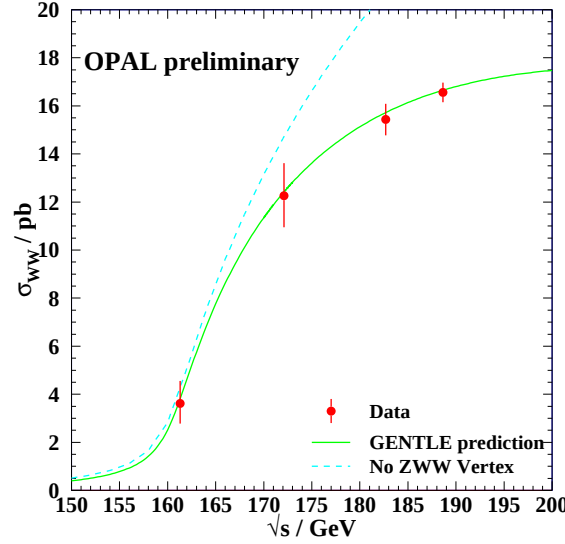


Abbildung 5.2: Die bei OPAL gemessenen  $W$ -Paar-Produktionswirkungsquerschnitte [56] bei den verschiedenen Schwerpunktsenergien. Die durchgezogene Kurve zeigt den mit GENTLE berechneten Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{WW}$  im Standardmodells. Die gestrichelte Linie zeigt den erwarteten Wirkungsquerschnitt für den Fall einer verschwindenden ZWW-Kopplung.

## 5.2 Messung der TGC-Parameter

Aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten, bzw. der beobachteten Anzahl von Ereignissen lassen sich nun quantitative Grenzen für die TGC-Parameter ableiten. Dazu wird ein  $\chi^2$ -Vergleich der beobachteten Anzahl von Ereignissen mit der TGC-Parameter abhängigen Erwartung durchgeführt. Die hier vorgestellte Analyse beschränkt sich, wie auch die Analyse des differentiellen Wirkungsquerschnitts, auf gemischt hadronisch-leptonische Ereignisse. Prinzipiell kann sie jedoch auf alle Zerfallskanäle angewendet werden [52].

Bei den Schwerpunktsenergien von 183 GeV und 189 GeV wurden 368 [22] bzw. 1252 [56]  $q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$  Ereignisse selektiert. Diese Anzahlen sind verträglich mit der in Tabelle 5.1 für das Standardmodell erwarteten Anzahl von Signal- und Untergrundereignissen bei  $(57.21 \pm 0.25) \text{ pb}^{-1}$  bzw.  $(183.14 \pm 0.55) \text{ pb}^{-1}$ .

Der Untergrund setzt sich zusammen aus Vier-Fermion-, Zwei-Fermion-Ereignissen sowie einem sehr kleinen Anteil von Zwei-Photon-Ereignissen. Vier-Fermion Untergrundereignisse mit den gleichen Teilchen im Endzustand wie bei Signalereignissen sind über Interferenzeffekte von den TGC-Parametern abhängig. Darüber hinaus gibt es auch Untergrundereignisse die direkt von den TGC-Parametern abhängen wie z.B. Einzel- $W$ -Ereignisse mit einem  $WW$ -artigen Endzustand  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$ , oder  $WW$ -Fusionsprozesse, die nicht  $WW$ -artige Endzustände ( $q\bar{q}\nu_e\nu_e$ ) liefern. Diese Prozesse sind in den mit EXCALIBUR generierten Vier-Fermion Monte-Carlo Datensätzen enthalten. Der in Tabelle 5.1 angegebenen Signalerwartung liegt eine Simulation gemäß KORALW zugrunde. Dieser Monte-Carlo Generator erlaubt anders als EXCALIBUR keine Simulation anomaler Kopplungen, liefert aber eine bessere Beschreibung der Photonabstrahlung im Anfangszustand. Aus diesem Grunde wird dieses Monte-Carlo Programm allgemein bei OPAL als das

| $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$ | 183 GeV         | 189 GeV           |
|-------------------------------------------------|-----------------|-------------------|
| Nachweiswahrscheinlichkeit (%):                 | $86.3 \pm 1.3$  | $87.6 \pm 1.1$    |
| Signalereignisse:                               | $343.8 \pm 7.6$ | $1171.7 \pm 28.0$ |
| Untergrundereignisse:                           | $33.9 \pm 2.8$  | $115.5 \pm 9.8$   |
| davon TGC-abhängig <sup>1</sup> :               | $6.8 \pm 1.6$   | $23.1 \pm 5.4$    |
| Gesamt:                                         | $377.7 \pm 8.2$ | $1287.2 \pm 29.5$ |
| OPAL Daten:                                     | 368             | 1252              |

Tabelle 5.1: Erwartete und beobachtete Anzahl von  $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$  Kandidaten bei einer Luminosität von  $57.21 \pm 0.25 \text{ pb}^{-1}$  bzw.  $183.14 \pm 0.55 \text{ pb}^{-1}$  bei  $\sqrt{s} = 183$  bzw.  $189 \text{ GeV}$ . Den erwarteten Werten liegen die Verzweungsverhältnisse sowie dem Standardmodell entsprechende Wirkungsquerschnitte zugrunde [22, 56].

„Standard Monte-Carlo“ für W-Analysen verwendet. Die explizite TGC-Abhängigkeit der Signalerwartung wird aus der EXCALIBUR Simulation gewonnen und anschließend durch Addition einer Konstanten so an die aus KORALW bestimmte Erwartung angepasst, dass sie für Standardmodell Kopplungen übereinstimmen.

Eine kontinuierliche Parametrisierung der erwarteten Anzahl von Signalereignissen wird aus der Anpassung eines dreidimensionalen Paraboloiden an die Anzahlen der in Signal-Monte-Carlo Datensätzen mit verschiedenen Kopplungen selektierten Ereignisse erhalten, zu der anschließend der Untergrund addiert wird. Diese Parametrisierung enthält die erwarteten Signalereignisse inklusive des TGC-abhängigen Vier-Fermionen Untergrundes. Durch die Verwendung simulierter Ereignisse mit vollständiger Detektorsimulation berücksichtigt diese Parametrisierung auch die leichte TGC-Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit. Diese werden dabei ebenfalls in parabolischer Form parametrisiert, was in erster Näherung dadurch gerechtfertigt, dass Unterschiede in der Nachweiswahrscheinlichkeit im Wesentlichen auf unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeiten in verschiedenen Bereichen des Phasenraumes (z.B. durch eine  $\cos\theta$  Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit für Teilchenspuren im Zentralen-Spurkammersystem) begründet sind, die für verschiedene TGC-Parameter unterschiedlich stark ins Gewicht fallen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt weist jedoch in jedem Intervall des Phasenraumes eine quadratische Abhängigkeit von den TGC-Parametern 6.1 auf. Genauso verhält es sich folglich auch mit der Anzahl selektierter Ereignisse in jedem Phasenraumelement, und damit auch für die Summe aller Ereignisse, unabhängig davon, ob die einzelnen Beiträge aus den verschiedenen Phasenraumintervallen aufgrund unterschiedlicher Nachweiswahrscheinlichkeiten unterschiedlich stark gewichtet werden.

### 5.3 Systematische Effekte

Die in Tabelle 5.1 aufgeführten Ereignisanzahlen enthalten Korrekturen, die sich aus Vergleichen zwischen Daten und der Simulation an geeigneten Kontrolldatensätzen ergeben [22, 56]. Dies umfasst eine Korrektur bezüglich der Selektionseffizienzen bei 183 und 189 GeV von absolut  $\sim 0.5\%$ , die durch den Vergleich der Selektionswahrscheinlichkeit in den OPAL Daten mit

<sup>1</sup> In den Vier-Fermionen Monte-Carlo Datensätzen bei  $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$  sind im Gegensatz zu denen bei  $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$  auch nicht TGC-abhängige, ZZ-artige Endzustände wie  $u\bar{u}u\bar{u}$ ,  $d\bar{d}d\bar{d}$ ,  $c\bar{c}c\bar{c}$ ,  $u\bar{u}b\bar{b}$  und  $b\bar{b}b\bar{b}$  enthalten. Da diese jedoch folglich in der aus dem Monte-Carlo gewonnenen Parametrisierung der „TGC-abhängigen Signalereignisse“ enthalten sind, werden sie an dieser Stelle ebenfalls als TGC-abhängiger Untergrund aufgeführt.

der Simulation in gemischten Ereignissen auf der  $Z^0$ -Resonanz bestimmt wurden [22, 56]. Dazu wurden jeweils ein  $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$  und ein  $Z^0 \rightarrow \ell\bar{\ell}$  Ereignis zusammengesetzt und dabei jeweils mit einem Lorentzboost entsprechend der W-Energien in den Hochenergieereignissen versehen. Nachdem eines der beiden Leptonen entfernt wurde, gleicht ein solches „Ereignis“ in der Topologie einem  $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$  Ereignis. Solche Ereignisse werden aus den OPAL Daten und der Simulation erzeugt und daran die Nachweiswahrscheinlichkeit der Selektion verglichen. In der Erwartung für 189 GeV ist ebenfalls eine kleine Korrektur der Nachweiswahrscheinlichkeit von absolut  $\sim 0.3\%$  enthalten, die sich aus Vergleichen von der Spurfindungswahrscheinlichkeit in den OPAL Daten mit dem Monte-Carlo in Lepton-Paar Ereignissen  $Z^0 \rightarrow \ell\bar{\ell}$ , die im Wesentlichen aufgrund der Signaturen in den Kalorimetern selektiert wurden, ergibt. Für die Selektion bei  $\sqrt{s} = 183$  GeV wurde hier ein systematischer Fehler gleicher Größe angesetzt, aber noch keine Korrektur vorgenommen. Der Untergundbeitrag von  $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$  Ereignissen enthält einen Korrekturfaktor (siehe auch Kapitel 8.4) von 1.3, 1.0 und 1.1 (1.25, 1.0 und 1.15) in den  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$ ,  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  und  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  Kanälen für die 183 (189) GeV Selektion. Der in Tabelle 5.1 angegebene systematische Fehler der erwarteten Anzahl von Ereignissen ergibt sich aus der Unsicherheit der Korrekturfaktoren (typischerweise  $\sim 100\%$ ) und der Unsicherheit aufgrund der endlichen Anzahl simulierter Ereignisse. Die Unsicherheiten in den Luminositäten führen zu einem relativen Fehler auf die Anzahl von 0.5% bzw. 0.3%. Die bei der Berechnung der Anzahl von Signalereignissen angenommen W-Masse ( $80.40 \pm 0.9$ ) GeV/ $c^2$  aus der Messung am Tevatron [57] und der Strahlenergie bedingen jeweils eine relative Unsicherheit von 0.04%. Die theoretische Unsicherheit des Wirkungsquerschnitts wurde mit 0.2% aus dem Unterschied zwischen der GENTLE und der EXCALIBUR Simulation abgeschätzt.

Zu dem in Tabelle 5.1 angegebenen systematischen Fehler kommt noch die Unsicherheit aus der Parametrisierung in Abhängigkeit der Kopplung hinzu. Die sich aus der Anpassung der in den verschiedenen Monte-Carlo Datensätzen ergebenden Unsicherheiten der Parametrisierungsparameter, werden auf die daraus bestimmten Ereignisanzahlen für beliebige TGC-Parameter fortgepflanzt. Diese Unsicherheit ist nahe den Standardmodell Kopplungen klein ( $\pm 1.5(3.0)$  Ereignisse bei  $\sqrt{s} = 183(189)$  GeV) und nimmt vor allem an den Stellen des Parameterraumes, an denen einige Monte-Carlo Datensätze zur Verfügung stehen, größere Werte (bis zu  $\pm 30.3(24.3)$ ) an der Stelle  $(\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z, \lambda) = (-1, -1, -1)$  bei 183(189) GeV an. Der gesamte systematische Fehler wird in der Berechnung des  $\chi^2$  quadratisch zur statistischen Unsicherheit addiert.

## 5.4 Ergebnis der TGC-Parameter Messung aus dem totalen Wirkungsquerschnitt

In Abbildung 5.3 sind die Ergebnisse für die Messung der TGC-Parameter aus dem totalen Wirkungsquerschnitt mit den 183 GeV und 189 GeV Daten zusammengestellt. Die obere Reihe von Diagrammen zeigt die  $\Delta\chi^2$ -Kurven ( $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{min}$ ) aus der Anpassung der Parameter im eindimensionalen Fall, wobei die beiden anderen Kopplungsparameter jeweils auf die Werte im Standardmodell fixiert werden. Die untere Reihe zeigt die Konturlinien der zwei- und dreidimensionalen Anpassung. Die zweidimensionalen Konturlinien entsprechen einem 95% Vertrauensintervall (95% CL, *Confidence Level*), was einem  $\Delta\chi^2$  von 5.99 entspricht. Die  $\chi^2$ -Kurven der dreidimensionalen Anpassung zeigen die Projektion der dreidimensionalen  $\chi^2$ -Kurve auf die jeweiligen Ebenen zweier Parameter. Hierbei ist der dritte Parameter frei gelassen. Die Kontur entspricht daher der Projektion der einhüllenden Oberfläche der  $\chi^2$ -Kurve. Für einen 95% CL in drei Dimensionen ist ein  $\Delta\chi^2$  von 7.82 erforderlich. Da in den Projektionen jedoch nur zwei Dimensionen sichtbar sind, wird hier wie im zweidimensionalen Fall die Kontur bei  $\Delta\chi^2 = 5.99$  dargestellt. Dies gibt dann eine 95% Wahrscheinlichkeit dafür an, dass ohne Aussage über den jeweils dritten Parameter (d.h. für beliebige Werte des dritten Parameters) die beiden dargestellten Parameter innerhalb der gezeigten Kontur liegen. Die aus der  $\chi^2$ -Anpassung der TGC-Parameter

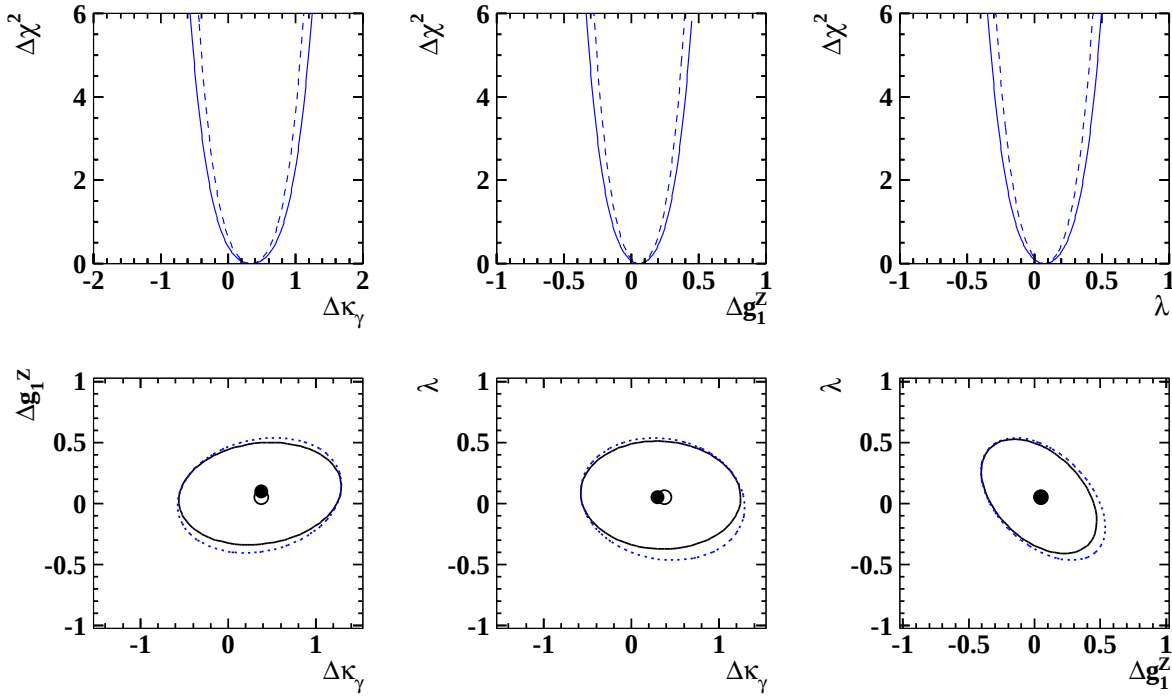


Abbildung 5.3:  $\Delta\chi^2$ -Kurven aus der Anpassung der TGC-Parameter an die beobachtete Anzahl von  $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$  Ereignissen in den 183 und 189 GeV Daten. Die  $\Delta\chi^2$ -Kurven in der oberen Reihe entstammen der Anpassung jeweils nur eines Parameters, während die anderen beiden Parameter auf die Werte im Standardmodell fixiert sind. Die gestrichelte Linie zeigt das Ergebnis mit der statistischen Unsicherheit, während die durchgezogene Linie die systematischen Unsicherheiten einschließt. Die Konturlinien der zweidimensionalen Anpassung (unten, durchgezogene Linie) zeigen das 95% CL Intervall ( $\Delta\chi^2 = 5.99$ ) unter der Annahme, dass der dritte Parameter dem Standardmodell entspricht. Die Konturlinien der dreidimensionalen Anpassung (unten, gepunktete Linie) zeigen die Projektion der einhüllenden  $\Delta\chi^2$ -Kurve bei  $\Delta\chi^2 = 5.99$ . Die Minima der  $\chi^2$ -Kurven liegen an den Stellen (•) für die zwei- und (○) für die dreidimensionale Messung inklusive systematischer Unsicherheiten.

an die beobachtete Anzahl von Ereignissen bestimmten Werte für die Kopplungen sind, wie auch schon die in Tabelle 5.1 zusammengefasste Anzahl von Ereignissen, statistisch verträglich mit der Erwartung aus dem Standardmodell. Die Messwerte für die Kopplungen  $\Delta\kappa_\gamma$ ,  $\Delta g_1^Z$  und  $\lambda$ , unter der Annahme dass nur jeweils eine Kopplung vom Standardmodell abweicht (eindimensionale Messung), sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Die beobachtete Anzahl an Ereignissen

|                | $\Delta\kappa_\gamma$  | $\Delta g_1^Z$            | $\lambda$                 |
|----------------|------------------------|---------------------------|---------------------------|
| Messwerte      | $0.34^{+0.49}_{-0.49}$ | $0.057^{+0.203}_{-0.202}$ | $0.075^{+0.218}_{-0.218}$ |
| 95% CL Grenzen | $[-0.45 : 1.13]$       | $[-0.28 : 0.40]$          | $[-0.29 : 0.44]$          |

Tabelle 5.2: Die aus der eindimensionalen Anpassung der TGC-Parameter an die beobachtete Anzahl von  $q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$ -Ereignissen bestimmten Kopplungskonstanten. Die angegebenen Fehler enthalten statistische und systematische Unsicherheiten.

liegt unterhalb der minimalen Anzahl, welche für beliebige Werte der Kopplungen  $\Delta\kappa_\gamma$ ,  $\Delta g_1^Z$  und  $\lambda$  erwartet wird. Daher haben die  $\log L$ -Kurven jeweils nur ein Minimum und liefern nur je einen möglichen Messwert für die Kopplungen. Wäre die beobachtete Anzahl an Ereignissen hingegen größer als diese minimale Anzahl, so erhielte man zwei mögliche Messwerte, die symmetrisch um die Kopplung lägen, für die die minimale Anzahl erwartet wird.

## 6. Optimale Observablen

Während im vorherigen Kapitel die Messung der TGC-Parameter mit Hilfe des totalen Wirkungsquerschnitts beschrieben wurde, soll hier nun eine Methode vorgestellt werden, mit der die Information des normierten fünf-fach differentiellen Wirkungsquerschnitts für die Messung verwendet wird.

Die fünf kinematischen Größen,  $\Omega = (\cos \theta_W, \cos \theta_\ell^*, \phi_\ell^*, \cos \theta_{\text{jet}}^*, \phi_{\text{jet}}^*)$ , deren Verteilungen von den Drei-Eichboson-Kopplungen abhängen, wurden in Kapitel 2.3 vorgestellt. Eine gängige Methode zur Bestimmung unbekannter Parameter (z.B. der TGC-Parameter) in einem differentiellen Wirkungsquerschnitt, ist die Anpassung der Parameter in simulierten Verteilungen an die gemessene Verteilung in  $\Omega$  in einem sogenannten *Binned Maximum Likelihood Fit*. In dem hier vorliegenden Fall eines fünffach differentiellen Wirkungsquerschnitts stößt man jedoch auf Probleme, da eine sehr große Anzahl simulierter Ereignisse notwendig ist, um in allen Bereichen des fünf-dimensionalen Phasenraums ausreichend genaue Monte-Carlo Vorhersagen zu bekommen. Die Methode der optimalen Observablen [58, 59] bietet hier eine elegante Alternative. Im Folgenden soll diese Methode und deren Erweiterung für den speziellen Fall der Drei-Eichboson-Kopplung erläutert werden.

### 6.1 Methode

Die effektive Lagrangedichte für die Drei-Eichboson-Kopplung aus Kapitel 2 ist linear in den Kopplungsparametern. Der sich daraus ergebende differentielle Wirkungsquerschnitt ist daher quadratisch in den Parametern und kann allgemein geschrieben werden als

$$\frac{d\sigma(\Omega, \vec{\alpha})}{d\Omega} = S^{(0)}(\Omega) + \sum_i \alpha_i \cdot S_i^{(1)}(\Omega) + \sum_{i,j} \alpha_i \alpha_j \cdot S_{ij}^{(2)}(\Omega), \quad (6.1)$$

wobei die  $\alpha_i$  ( $\vec{\alpha}$ ) dem Parametersatz der drei Kopplungen  $\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z, \lambda$  entsprechen. Der Term  $S^{(0)}$  bezeichnet in dieser Darstellung den differentielle Wirkungsquerschnitt im Standardmodell. Die weiteren Terme beschreiben die Abweichungen der Kopplungskonstanten der Drei-Eichboson-Kopplung vom Standardmodell. Für einen Datensatz von  $N_{\text{Daten}}$  Ereignissen bestimmt man nun für jedes Ereignis den Satz von Phasenraumvariablen  $\Omega$  und möchte daraus die wahrscheinlichsten Werte für die Parameter  $\alpha_i$  bestimmen. Die maximale Information, die man benutzen kann, ist die kombinierte Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der gemessenen Größen eines jeden Ereignisses entsprechend des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von  $\alpha_i$ . Dies ist durch die sogenannte *Maximum Likelihood Funktion*

$$L(\vec{\alpha}) = \prod_k^{N_{\text{Daten}}} (S^{(0)}(\Omega_k) + \sum_i \alpha_i \cdot S_i^{(1)}(\Omega_k) + \sum_{i,j} \alpha_i \alpha_j \cdot S_{ij}^{(2)}(\Omega_k)), \quad (6.2)$$

gegeben. Genau genommen ist dies nur dann der Fall, wenn der totale Wirkungsquerschnitt nicht von den Größen  $\alpha_i$  abhängt, da sonst die Normierung noch mit in der *Likelihood* berücksichtigt

werden muß<sup>1</sup>. Letzteres trifft für die Drei-Eichboson-Kopplungen zu. Die folgenden Rechnungen werden durch die Verwendung der normierten *Maximum Likelihood Funktion* komplizierter. Der allgemeine Formalismus zur Herleitung der optimalen Observablen wird davon jedoch nicht beeinflusst. Deshalb wird in der folgenden Diskussion der optimalen Observablen ein von den zu bestimmenden Parametern unabhängiger totaler Wirkungsquerschnitt angenommen. Die Änderungen, die sich für den allgemeinen Fall ergeben, werden im Anhang A beschrieben.

Prinzipiell liefert die *Likelihood Funktion* aus Gleichung 6.2 nur dann die richtigen wahrscheinlichsten Werte für die  $\alpha_i$ , wenn der darin zugrundegelegte differentielle Wirkungsquerschnitt alle Effekte wie Detektorauflösung, Fragmentation und Anfangs- bzw. Endzustands-Photon-Abstrahlung (ISR, FSR) enthält. Diese Effekte sind nur schwer oder gar nicht in der analytischen Form des Wirkungsquerschnitts zu berücksichtigen, lassen sich jedoch mit Monte-Carlo Simulationen der Prozesse beschreiben. Daher wird im allgemeinen die *Maximum Likelihood Funktion* nicht wie in GL. 6.2 mit der analytischen Form des differentiellen Wirkungsquerschnitts gebildet, sondern mit Hilfe einer aus der Simulation gewonnen erwarteten Häufigkeitsverteilung der Ereignisse in verschiedenen Intervallen des Phasenraumes. Es werden daher simulierte Verteilungen in den kinematischen Variablen  $\Omega$  abhängig von den zu messenden Parametern an die gemessenen Verteilungen angepasst (*Binned Maximum Likelihood Fit*). Da bei den Drei-Eichboson-Kopplungen der Phasenraum fünfdimensional ist, benötigt man eine sehr große Anzahl simulierter Ereignisse, um in allen Bereichen des Phasenraumes eine ausreichend genaue simulierte Häufigkeitsverteilungen zu erhalten. Durch die Projektion des fünfdimensionalen Phasenraumes auf eine einzige, eindimensionale und optimale Observable kann diese Schwierigkeit vermieden werden.

Wie in [58, 59] für einen Wirkungsquerschnitt, der linear von nur einem Parameter  $\alpha$  abhängt ( $d\sigma/d\Omega = S^{(0)}(\Omega) + \alpha \cdot S^{(1)}(\Omega)$ ) gezeigt wurde, enthält die Verteilung der sogenannten optimalen Observable  $\mathcal{O}(\Omega) = S^{(1)}(\Omega)/S^{(0)}(\Omega)$  die gleiche Information über den Parameter  $\alpha$ , wie die ganze *Maximum Likelihood Funktion*. Dies bedeutet, dass eine Anpassung dieser eindimensionalen Verteilung die gleiche Sensitivität zur Bestimmung des Parameters  $\alpha$  hat, wie der *Binned Maximum Likelihood Fit*. Tatsächlich enthält sogar lediglich der Mittelwert von  $\mathcal{O}$ ,  $\langle \mathcal{O} \rangle$ , bereits einen Großteil der Sensitivität, wie in Kapitel 6.2 erläutert wird.

Für differentielle Wirkungsquerschnitte, die linear von mehreren Parametern  $\alpha_i$  abhängen, wird in [60] gezeigt, dass die bezüglich des erwarteten Messfehlers auf die  $\alpha_i$  sensitivsten integrierten Observablen<sup>2</sup> durch den Satz der Observablen  $\langle \mathcal{O}_i \rangle = \langle S_i^{(1)}/S^{(0)} \rangle$  gegeben sind. Einem anderen Ansatz folgend wird in [61] gezeigt, dass für differentielle Wirkungsquerschnitte, die quadratisch von einem Parametersatz  $\alpha_i$  abhängen, alle Informationen aus den Phasenraumvariablen  $\Omega$  in dem Satz von Observablen  $\mathcal{O}_i^{(1)} = S_i^{(1)}(\Omega)/S^{(0)}(\Omega)$ ,  $\mathcal{O}_i^{(2)} = S_{ii}^{(2)}(\Omega)/S^{(0)}(\Omega)$  und  $\mathcal{O}_{ij}^{(2)} = S_{ij}^{(2)}(\Omega)/S^{(0)}(\Omega)$  enthalten sind. Dieser Satz besteht allerdings schon für nur zwei Parameter  $\alpha_i$  aus fünf Observablen, was für den Fall der Drei-Eichboson-Kopplungen gleich der Anzahl der Phasenraumvariablen ist. Hier wird also keine Reduktion der Dimension der anzupassenden Verteilung erreicht, es sei denn man kehrt zu der ursprünglichen Idee [58, 59] der alleinigen Verwendung der Mittelwerte dieser Verteilungen zurück.

Ein Zugang wie die Methode der optimalen Observablen auf Wirkungsquerschnitte, die quadratisch von mehreren Parametern  $\alpha_i$  abhängen, erweitert werden kann, soll hier vorgestellt werden. Diese Herleitung geschieht etwas anders als in [61], folgt aber der ursprünglichen, einfacheren Vorgehensweise von [59], die nur für den linearen Fall und nur einen Parameter gegeben

<sup>1</sup> Die normierte *Maximum Likelihood Funktion* enthält nun nicht mehr alle Information, da die Information aus dem Anzahl der beobachteten Ereignisse durch die Normierung verloren geht. Diese kann jedoch wie in dieser Arbeit entweder getrennt oder in einem sogenannten *Extended Maximum Likelihood Funktion* berücksichtigt werden

<sup>2</sup> Integrierte Observablen bezieht sich hier auf die Verwendung nur einer einzigen Größe aus der Verteilung, z.B. des Mittelwertes.

war. Weiterhin soll hier eine alternative Methode präsentiert werden, mit der der Sensitivitätsverlust bei Verwendung der Mittelwerte der optimalen Observablen zumindest teilweise aufgefangen werden kann.

## 6.2 Optimale Observablen für einen Parameter

Für einen differentiellen Wirkungsquerschnitt mit nur einem Parameter<sup>3</sup>

$$\frac{d\sigma(\Omega, \alpha)}{d\Omega} = S^{(0)}(\Omega) + \alpha \cdot S^{(1)}(\Omega) + \alpha^2 \cdot S^{(2)}(\Omega) \quad (6.3)$$

ist alle Information über  $\alpha$  aus dem Datensatz von  $N$  Ereignissen mit den kinematischen Variablen  $\Omega_k$  in der *Maximum Likelihood Funktion*

$$L(\alpha) = \prod_k^N (S^{(0)}(\Omega_k) + \alpha \cdot S^{(1)}(\Omega_k) + \alpha^2 \cdot S^{(2)}(\Omega_k)),$$

enthalten. Der Wert von  $\alpha_o$ , der diese *Likelihood Funktion* maximiert, entspricht dem Messwert des Parameters  $\alpha$ . Um  $\alpha_o$  zu berechnen geht man zum Logarithmus der *Likelihood Funktion* über, differenziert diese nach  $\alpha$  und setzt das Ergebnis gleich Null. Dieses liefert folgende Relation:

$$\left. \frac{d(\log L)}{d\alpha} \right|_{\alpha=\alpha_o} = \sum_k^N \frac{S^{(1)} + 2\alpha_o S^{(2)}}{S^{(0)} + \alpha_o S^{(1)} + \alpha_o^2 S^{(2)}} = \sum_k^N \frac{O^{(1)} + 2\alpha_o O^{(2)}}{1 + \alpha_o O^{(1)} + \alpha_o^2 O^{(2)}} \stackrel{!}{=} 0 \quad (6.4)$$

wobei

$$\mathcal{O}^{(1)} = \mathcal{O}^{(1)}(\Omega_k) = \frac{S^{(1)}(\Omega_k)}{S^{(0)}(\Omega_k)} \quad \text{und} \quad \mathcal{O}^{(2)} = \mathcal{O}^{(2)}(\Omega_k) = \frac{S^{(2)}(\Omega_k)}{S^{(0)}(\Omega_k)} \quad (6.5)$$

lediglich zwei Größen für jedes Ereignis sind, die aus den fünf kinematischen Variablen eines jeden Ereignisses berechnet werden. Da nur die Terme  $\mathcal{O}^{(1)}$  und  $\mathcal{O}^{(2)}$  in die Maximierung der *Likelihood Funktion* eingehen, liefert bei beliebig feiner Intervallunterteilung eine Anpassung der zweidimensionalen Verteilung in einem *Binned Maximum Likelihood Fit* die gleiche Sensitivität wie die Anpassung der fünfdimensionalen Verteilung der kinematischen Variablen.

Man kann nun die Bestimmungsgleichung 6.4 für den Parameter  $\alpha_o$  in einer Taylorreihe um  $\alpha = 0$  entwickeln und erhält folgende Beziehung

$$\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle - \alpha_o \cdot (\langle \mathcal{O}^{(1)^2} \rangle - 2\langle \mathcal{O}^{(2)} \rangle) + \alpha_o^2 \cdot \dots \stackrel{!}{=} 0. \quad (6.6)$$

In dieser Schreibweise treten jetzt nur noch die verschiedenen Momente der Verteilungen von  $\mathcal{O}^{(1)}$  und  $\mathcal{O}^{(2)}$  auf. Für kleine Werte von  $\alpha$  kann man die Terme höherer Ordnung vernachlässigen, welche die Relationen zwischen den höheren Momenten der Verteilung von  $\mathcal{O}^{(1)}$ , den Momenten von  $\mathcal{O}^{(2)}$  und den Momenten gemischter Observablen enthalten. Anstatt jedoch aus obiger Gleichung durch Messung von  $\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle$ ,  $\langle \mathcal{O}^{(1)^2} \rangle$  und  $\langle \mathcal{O}^{(2)} \rangle$  direkt die Größe  $\alpha_o$  zu berechnen, wird die Abhängigkeit des Mittelwertes von  $\mathcal{O}$ ,  $E[\mathcal{O}](\alpha)$ , aus der Monte-Carlo Simulation gewonnen.  $E[\mathcal{O}](\alpha)$  wird im Folgenden *Eichkurve* genannt. Durch den Vergleich des gemessenen Mittelwertes mit der *Eichkurve* erhält man einen Messwert, der nicht mehr von der Vernachlässigung der Terme höherer Ordnung der Observablen beeinflusst wird. Darüber hinaus enthält die

<sup>3</sup> Dieser Fall ist z.B. in den Messungen gegeben, in denen alle bis auf einen TGC-Parameter auf Werte des Standardmodells fixiert werden.

*Eichkurve* alle in den Monte-Carlo Generatoren simulierten Effekte, die im analytischen Wirkungsquerschnitt nicht enthalten sind, wie z.B. Detektorauflösung und Fragmentation. Es muss also die Gleichung

$$\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle - E[\mathcal{O}^{(1)}](\alpha_o) \stackrel{!}{=} 0 \quad (6.7)$$

gelöst werden, was technisch durch Minimierung des  $\chi^2$

$$\chi^2(\alpha) = \frac{(\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle - E[\mathcal{O}^{(1)}](\alpha))^2}{\sigma_{\langle \mathcal{O} \rangle}^2} \quad (6.8)$$

erreicht wird. Hierbei bezeichnet  $\sigma_{\langle \mathcal{O} \rangle}$  die statistische Unsicherheit bei der Bestimmung des Mittelwertes  $\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle$ . An der  $\chi^2$ -Kurve als Funktion des Parameters  $\alpha$  kann wie gewöhnlich der statistische Fehler auf den Messwert  $\alpha_o$  abgelesen werden.

Im Falle größerer Abweichungen des Messwertes von Null, sind die Terme höherer Ordnung in  $\alpha$  in der Reihenentwicklung nicht mehr zu vernachlässigen. Die in der *Eichkurve* für  $\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle$  nicht berücksichtigten Relationen zwischen den höheren Momenten und den Momenten der Observablen  $\mathcal{O}^{(2)}$  führen zu einem merklichen Sensitivitätsverlust. Prinzipiell kann dieses Problem dadurch umgangen werden, dass man die optimalen Observablen immer so konstruiert, dass sie möglichst sensitiv auf die Messung kleiner Abweichungen von  $\alpha_o$ ,  $\Delta\alpha = \alpha - \alpha_o$ , sind. Dies erreicht man dadurch, dass Gleichung 6.4 nicht um Null, sondern um diesen Wert  $\alpha_o$  entwickelt wird. Dies ist gleichbedeutend mit einer Umformung des differentiellen Wirkungsquerschnitts 6.1 dergestalt, dass anstatt des Parameters  $\alpha$  nur dessen Abweichung von einem Wert  $\alpha_o$ ,  $\Delta\alpha = \alpha - \alpha_o$ , auftritt:  $d\sigma/d\Omega = \tilde{S}^{(0)} + \Delta\alpha\tilde{S}^{(1)} + \Delta\alpha^2\tilde{S}^{(2)}$ . Der Term  $\tilde{S}^{(0)}$  in diesem Wirkungsquerschnitt beinhaltet nun alle Beiträge eines Wirkungsquerschnitts aus Gl. 6.3 mit dem Parametern  $\alpha_o$ . Der Mittelwert, der aus dieser Form des Wirkungsquerschnitts gebildeten optimalen Observablen  $\mathcal{O}^{\alpha_o} = \tilde{S}^{(1)}/\tilde{S}^{(0)}$ , ist für die Messung geringer Abweichungen  $\Delta\alpha$  von diesem  $\alpha_o$  besonders sensitiv. Allgemein lässt sich die optimale Observable für die Messung kleiner Abweichungen von  $\alpha_o$  schreiben als

$$\mathcal{O} = \mathcal{O}^{\alpha_o} = \frac{1}{\sigma(\alpha_o)} \frac{d\sigma(\alpha)}{d\alpha} \Big|_{(\alpha=\alpha_o)}.$$

Der beste Wert für die Entwicklung der optimalen Observablen ist dann der Messwert für  $\alpha_o$ . Da der exakte Wert von  $\alpha_o$  naturgemäß vor der Messung nicht bekannt ist, kann diese Observable nur in einem iterativen Prozess gefunden werden. Diese Iteration ist sehr zeit- und rechenintensiv und vor allem dann nicht praktikabel, wenn die Methode mit vielen Monte-Carlo Experimenten getestet werden soll, wie dies in Kapitel 7.3 beschrieben wird.

In dieser Arbeit soll daher eine andere Vorgehensweise angewendet werden, um die Sensitivität zu maximieren. In Gleichung 6.6 ist zu erkennen, dass alle Momente der Verteilungen von  $\mathcal{O}^{(1)}$  und  $\mathcal{O}^{(2)}$  in einer ganz bestimmten Beziehung zueinander stehen, um den Messwert  $\alpha_o$  zu definieren. Da die Formen der Verteilungen  $\alpha$ -abhängig sind, stecken in dieser Beziehung Informationen über die Kopplung, welche bei Ersetzen des  $\alpha$ -abhängigen Termes in Gleichung 6.6 durch die *Eichkurve* verloren gehen. Dieses kann zum Teil dadurch kompensiert werden, dass eine gleichzeitige  $\chi^2$ -Anpassung der Observablenmittelwerte erster Ordnung  $\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle$  und zweiter Ordnung  $\langle \mathcal{O}^{(2)} \rangle$  unter Berücksichtigung der Korrelationen, vorgenommen wird.

Die aus der  $\chi^2$ -Anpassung erhaltenen  $\chi^2$ -Kurve wird im Folgenden auch häufig als  $\log L$  (oder  $\Delta \log L$ ) bezeichnet, womit dann lediglich die  $\chi^2/2$ -Kurve gemeint ist. Diese Bezeichnungsweise ist bei den TGC-Messungen üblich, da andere Messungen (z.B. aus dem *Binned Maximum Likelihood Fit*) keine  $\chi^2$  sondern  $\log L$ -Kurven liefern, die dieselbe Bedeutung haben.

Die simulierten Verteilungen der optimalen Observablen erster und zweiter Ordnung sind in Abbildung 6.1a und 6.1b exemplarisch für  $\Delta\kappa_\gamma$  bei  $\sqrt{s}=189$  GeV gezeigt. Die *Eichkurven* für die Mittelwerte dieser Verteilungen sind in Abbildung 6.1c gemeinsam mit den statistischen Fehlern der Bestimmung der Mittelwerte zu sehen. Die hier zugrunde gelegte Anzahl von Ereignissen, mit denen der Mittelwert bestimmt wird, entspricht der Anzahl von Ereignissen, die für die integrierte Luminosität  $L \simeq 183 \text{ pb}^{-1}$  bei Standardmodell-Kopplungen erwartet werden. Die horizontale gestrichelte Linie zeigt den Mittelwert, der für Standardmodell-Kopplungen erwartet wird. Bei Verwendung nur einer Observablen kann mit dem gemessenen Mittelwert aus der *Eichkurve* der Messwert für die Kopplung abgelesen werden. Die *Eichkurven* der Observablenmittelwerte verlaufen nicht monoton. Daher erhält man bei Verwendung nur einer Observablen zwangsläufig eine Ambiguität der gemessenen Kopplung. Wie in Abbildung 6.1c zu sehen ist, gibt es in die-

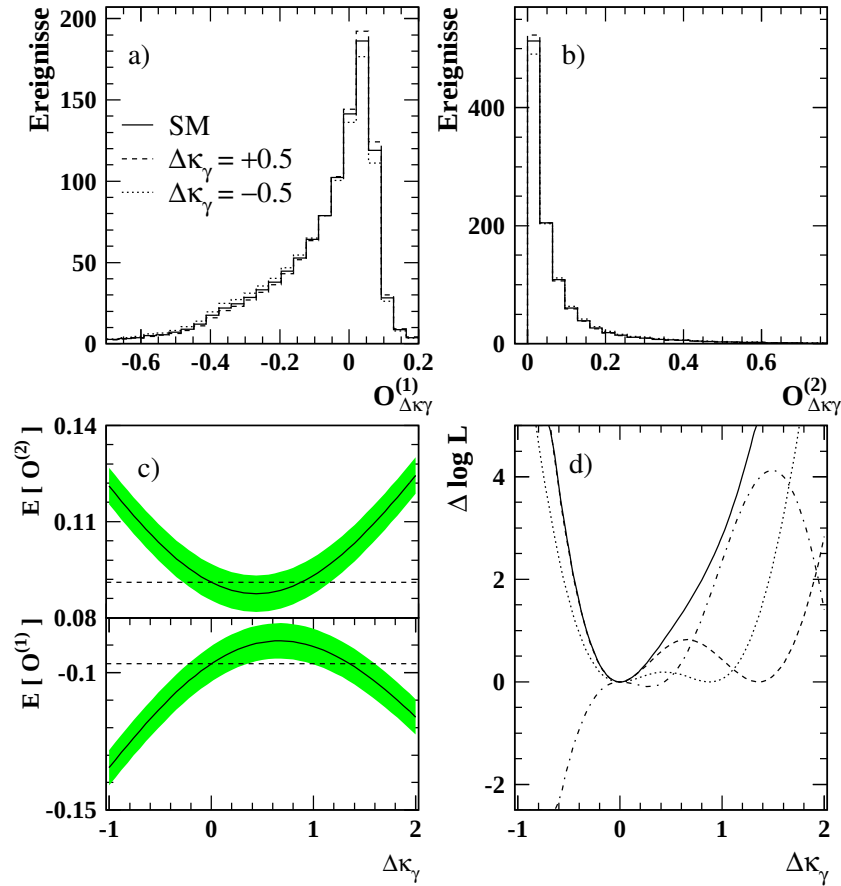


Abbildung 6.1: a) und b) zeigen die Verteilung der optimalen Observablen erster bzw. zweiter Ordnung für  $\Delta\kappa_\gamma$ . Die Eichkurven für die Mittelwerte dieser Verteilungen sind in c) zu sehen, gemeinsam mit den von  $\Delta\kappa_\gamma$  abhängigen statistischen Fehlern für eine Bestimmung der Mittelwerte aus einem Datensatz mit  $L \simeq 183 \text{ pb}^{-1}$  bei  $\sqrt{s}=189$  GeV. Die horizontale gestrichelte Linie zeigt den Mittelwert, wie er für Standardmodell Kopplungen erwartet wird. In d) sind die resultierenden  $\log L$ -Kurven der Messung zu sehen, die sich ergeben, wenn genau die Mittelwerte entsprechend der Erwartung des Standardmodells gemessen werden. Die gestrichelte Linie entspricht der nur aus  $O^{(1)}$  und die gepunktete Linie der nur aus  $O^{(2)}$  gewonnenen  $\Delta \log L$ -Kurve. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis aus der Kombination der beiden Observablen unter Berücksichtigung der Korrelation, deren Beitrag in der gestrichpunkteten Kurve zu sehen ist.

sem Fall zu einem gemessenen Mittelwert jeweils zwei mögliche Werte für die Kopplung. Dies ist nur dann nicht der Fall, wenn der gemessene Mittelwert von  $\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle$  ( $\langle \mathcal{O}^{(2)} \rangle$ ) oberhalb des Maximums (unterhalb des Minimums) der *Eichkurve* liegt, da dann der wahrscheinlichste Messwert der ist, für den die *Eichkurve* ihr Maximum bzw. Minimum annimmt. Die zwei sich ergebenden Minima in der  $\log L$ -Kurve sind in Abbildung 6.1d zu sehen. Die gestrichelte Linie zeigt die  $\log L$ -Kurve, die sich bei alleiniger Verwendung der Observablen erster Ordnung  $\mathcal{O}^{(1)}$  ergibt. Die gepunktete Linie zeigt die entsprechende  $\log L$ -Kurve bei Verwendung der der Observable  $\mathcal{O}^{(2)}$ . Die Kurven weisen je zwei Minima auf, die zwei möglichen Messwerten für die Kopplung entsprechen. Diese Ambiguität aus der Entartung der beiden Minima in der  $\log L$ -Kurve kann durch die oben beschriebene gleichzeitige Verwendung der Observablen erster und zweiter Ordnung aufgelöst werden, da die beiden zweiten Minima der  $\log L$ -Kurven, die sich bei Verwendung je einer einzelnen Observablen ergeben, bei verschiedenen Werten des TGC-Parameters liegen. Durch statistische Fluktuationen kann es jedoch vorkommen, dass die beiden „falschen“ Minima näher zusammen liegen<sup>4</sup> als die „richtigen“ Minima und damit das zweite Minimum in der  $\log L$ -Kurve das tiefere ist. Da diese zweite Lösung jeweils bei positiven Kopplungen liegt, bedingt dies zwangsläufig asymmetrische Ausläufer in der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Messwerte. Diese Schwierigkeit folgt nicht alleine aus der Verwendung der optimalen Observablen, sondern ist eine spezielle Eigenschaft des Wirkungsquerschnitts für die Drei-Eichboson-Kopplungen und tritt auch bei anderen Messmethoden, wie beispielsweise dem *Binned Maximum Likelihood Fit* [22], auf. Deutlicher wird diese Ambiguität noch in den später beschriebenen gleichzeitigen Messungen mehrerer Parameter (drei-Parameter Anpassungen), wie es auch in [63] diskutiert wird.

Ein Vergleich der verschiedenen „optimalen“ Observablen wird in Kapitel 7.3.3 für die verschiedenen Methoden anhand der erwarteten statistischen Fehler für die Messung von Kopplungen bei  $+0.5$  und  $-0.5$  vorgestellt.

### 6.3 Optimale Observablen für mehrere Parameter

Die Methode der optimalen Observablen kann gemäß obiger Herleitung sofort auf den Fall mehrerer unbekannter Parameter im Wirkungsquerschnitt erweitert werden. Ausgehend von der *Likelihood Funktion* (Gl.6.2) mit einer beliebigen Anzahl  $m$  von Parametern  $\alpha_i$ , findet man das Minimum, indem der Gradient bezüglich der Parameter  $\alpha_i$  gleich Null gesetzt wird. Aufgrund der Übersichtlichkeit werden im Folgenden die quadratischen Terme in den Formeln weggelassen. Die quadratischen Terme im Wirkungsquerschnitt werden jedoch anschließend ganz analog zum Ein-Parameter Fall berücksichtigt. Durch die Entwicklung des Gradienten der  $\log L$ -Funktion

---

<sup>4</sup> Dies ist nur eine anschauliche Betrachtungsweise, da sie die Korrelation nicht mit berücksichtigt, die in der expliziten Berechnung von  $\chi^2$  jedoch mitgenommen wird.

gelangt man wieder zur Beziehung der Mittelwerte der optimalen Observablen:

$$\vec{\nabla} \log L \stackrel{!}{=} \vec{0} = \begin{pmatrix} \sum_k^N \frac{\mathcal{O}^{(1)}_1}{1 + \vec{\alpha} \vec{\mathcal{O}}} \\ \vdots \\ \sum_k^N \frac{\mathcal{O}^{(1)}_m}{1 + \vec{\alpha} \vec{\mathcal{O}}} \end{pmatrix}$$

Taylorentwicklung um  $\vec{\alpha} = \vec{0}$

$$\simeq \begin{pmatrix} \langle \mathcal{O}_1 \rangle - \sum_i^m \alpha_i \langle \mathcal{O}_1 \mathcal{O}_i \rangle \\ \vdots \\ \langle \mathcal{O}_m \rangle - \underbrace{\sum_i^m \alpha_i \langle \mathcal{O}_m \mathcal{O}_i \rangle}_{E[\mathcal{O}_m](\vec{\alpha})} \end{pmatrix}$$

mit

$$\vec{\alpha} = \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \vdots \\ \alpha_m \end{pmatrix}; \quad \vec{\mathcal{O}} = \begin{pmatrix} \mathcal{O}_1 \\ \vdots \\ \mathcal{O}_m \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \mathcal{O}_i = \frac{S_i^{(1)}}{S^{(0)}}$$

Genauso wie bei einem Parameter werden die geeigneten Werte von  $\alpha_i$  durch die Minimierung von  $\chi^2$ , welches jetzt von mehreren Parametern abhängt, gefunden.

$$\chi^2(\vec{\alpha}) = (\langle \vec{\mathcal{O}} \rangle - E[\vec{\mathcal{O}}](\vec{\alpha}))^t V^{-1} (\langle \vec{\mathcal{O}} \rangle - E[\vec{\mathcal{O}}](\vec{\alpha})) \quad (6.9)$$

$V$  bezeichnet hier die Kovarianzmatrix der Mittelwerte. Diese enthält die statistische Unsicherheit bei der Bestimmung der Mittelwerte sowie deren Korrelationen. Die Observablen zweiter Ordnung,  $\mathcal{O}^{(2)}_i = S_i^{(2)}/S^{(0)}$  und  $\mathcal{O}^{(2)}_{ij} = S_{ij}^{(2)}/S^{(0)}$ , die zu den entsprechenden quadratischen und gemischten Termen im Wirkungsquerschnitt  $\alpha_i^2 S_i^{(2)}$  und  $\alpha_i \alpha_j S_{ij}^{(2)}$  gehören, werden genau wie im Falle nur eines Parameters berücksichtigt, indem auch die Mittelwerte dieser Observablen simultan angepasst werden. Die zuvor eingeführten *Eichkurven* für die Mittelwerte der einzelnen Observablen sind für zwei Parameter jetzt *Eichflächen* und entsprechend für höhere Dimensionen.

Aus der obigen Betrachtung ergibt sich, dass für die gleichzeitige Messung aller drei TGC-Parameter  $\Delta\kappa_\gamma$ ,  $\Delta g_1^Z$  und  $\lambda$  (3-Parameter Messung), die Mittelwerte von neun sensitiven Observablen verwendet werden. Diese ergeben sich aus den entsprechenden neun Termen, die in Verbindung mit diesen Parametern im differentiellen Wirkungsquerschnitt auftreten. Wird einer der Parameter auf den Wert im Standardmodell fixiert (2-Parameter Messung), erhält man fünf derartige Observablen und schließlich für die 1-Parameter Messung bleiben die zwei jeweiligen Observablen erster und zweiter Ordnung aus Kapitel 6.2 übrig.



## 7. Die Methode

Die Messung der Drei-Eichboson-Kopplung mit Hilfe der in Kapitel 6 eingeführten Mittelwerte der optimalen Observablen umfasst folgende Schritte:

- Für jedes selektierte Ereigniss werden aus den gemessenen fünf Winkeln  $\cos \theta_W$ ,  $\cos \theta_\ell^*$ ,  $\cos \theta_{\text{jet}}^*$ ,  $\phi_\ell^*$  und  $\phi_{\text{jet}}^*$  die Werte der optimalen Observablen, wie in Kapitel 6 beschrieben, berechnet und über den Datensatz gemittelt.
- In gleicher Weise werden aus simulierten Ereignissen die erwarteten Mittelwerte bestimmt. Um die erwarteten Mittelwerte für beliebige TGC-Parameter zu erhalten wird dazu eine im Folgenden näher beschriebene Ungewichtungsmethode verwendet.
- Eine  $\chi^2$ -Anpassung der erwarteten- an die gemessenen Mittelwerte liefert die Werte der TGC-Parameter, die am besten mit den im Experiment beobachteten Ereignissen übereinstimmen.

Wie im vorherigen Kapitel angesprochen wurde, liefern die Eichkurven zu einem gemessenen Mittelwert zwei mögliche TGC-Parameter (siehe Abbildung 6.1c). Wird für die Messung eines TGC-Parameters nur die optimale Observable erster Ordnung verwendet, so ergibt sich daraus eine Ambiguität zwischen zwei möglichen Messwerten. Dies liefert in der  $\chi^2$ -Kurve ein „richtiges“ und ein „falsches“ Minimum. Verwendet man nur die Observable zweiter Ordnung erhält man ebenfalls zwei Minima. Durch die gemeinsame Verwendung der Mittelwerte der Observablen erster und zweiter Ordnung kann diese Ambiguität behoben werden, da die beiden „falschen“ Minima an verschiedenen Stellen liegen. Da speziell für den Parameter  $\Delta\kappa_\gamma$  die beiden „falschen“ Minima nicht sehr weit voneinander entfernt liegen, kann es jedoch aufgrund statistischer Fluktuationen in den gemessenen Mittelwerten vorkommen, dass die gemeinsame  $\chi^2$ -Anpassung das „falsche“ Minimum und damit einen falschen Messwert liefert. Dieses wird in Monte-Carlo Studien untersucht, die im Anschluss an die Messmethode beschrieben werden.

- Es wird untersucht ob trotz des möglichen Auftretens derartiger Fehlmessungen im Mittel die richtige Kopplung gemessen wird. Diese Tests werden an Monte-Carlo Datensätzen mit verschiedenen Kopplungsparametern durchgeführt.
- Es werden Vergleiche zwischen der Methode der Verwendung der Mittelwerte der Observablen erster und zweiter Ordnung<sup>1</sup> und der Methode, in der die Verteilung der Observablen angepasst wird, vorgestellt.
- Es wird getestet inwieweit trotz des Auftretens von Fehlmessungen aufgrund der zweiten Minima der statistische Fehler, den man aus der  $\chi^2$ -Kurve abgelesen wird, mit einem 68% Vertrauensintervall identifiziert werden kann.

---

<sup>1</sup> Dies wird im Folgenden oft mit  $\mathcal{O}^{(1)}$  &  $\mathcal{O}^{(2)}$  abgekürzt.

## 7.1 Die Observablenmittelwerte

Für die Messung der Drei-Boson-Kopplungen mit Hilfe der Mittelwerte der optimalen Observablen werden die Werte der *Eichkurven* für beliebige TGC-Parameter benötigt. Diese sollen nicht aus dem theoretischen Wirkungsquerschnitt in seiner analytischen Form, sondern aus der Monte-Carlo Simulation gewonnen werden, welche Detektoreffekte, Fragmentationseffekte etc. der gemessenen Größen berücksichtigt. Da simulierte Datensätze nicht für beliebige TGC-Parameter existieren können, muss eine Parametrisierung der *Eichkurve* als Interpolation zwischen den diskreten TGC-Parametern der Monte-Carlo Datensätze gebildet werden. Um zu einer solchen Parametrisierung der Erwartungswerte und der Korrelationen zwischen den verschiedenen Observablenmittelwerten zu gelangen, werden Monte-Carlo Ereignisse umgewichtet. Es ist jedoch instruktiv, sich zunächst aus der Darstellung des theoretischen Wirkungsquerschnitts abzuleiten, welche Art von Parametrisierung hier gewählt werden muss.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der W-Paarproduktion (Gl.6.1) ist quadratisch in den TGC-Parametern, d.h. ein Paraboloid in den Parametern  $\alpha_i$  ( $\alpha_i = \Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^z$  und  $\lambda$ ). Der Erwartungswert für die Observable  $\mathcal{O}_k^{(1)}$  zur Messung von  $k = \Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^z$  oder  $\lambda$ , in Abhängigkeit der Kopplungsparameter ist gegeben durch

$$\begin{aligned}
 E[\mathcal{O}_k^{(1)}] &= \frac{1}{\sigma_{tot}} \int \mathcal{O}_k^{(1)}(\Omega) \frac{d\sigma(\Omega)}{d\Omega} d\Omega \\
 &= \frac{1}{\sigma_{tot}} \int \frac{S_k^{(1)}(\Omega)}{S^{(0)}(\Omega)} \left( S^{(0)}(\Omega) + \sum_i \alpha_i \cdot S_i^{(1)}(\Omega) + \sum_{i,j} \alpha_i \alpha_j \cdot S_{ij}^{(2)}(\Omega) \right) d\Omega \\
 &= \frac{1}{\sigma_{tot}} \left( \int S_k^{(1)}(\Omega) d\Omega + \sum_i \alpha_i \int \frac{S_k^{(1)}(\Omega) S_i^{(1)}(\Omega)}{S^{(0)}(\Omega)} d\Omega + \sum_{i,j} \alpha_i \alpha_j \int \frac{S_k^{(1)}(\Omega) S_{ij}^{(2)}(\Omega)}{S^{(0)}(\Omega)} d\Omega \right) \\
 &= \frac{\text{Paraboloid}(\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^z, \lambda)}{\sigma_{tot}}.
 \end{aligned}$$

Da auch der totale Wirkungsquerschnitt parabolisch in den Kopplungen ist (siehe Kapitel 5), ist  $E[\mathcal{O}^{(1)}]$  eine gebrochen rationale Funktion aus je einem Paraboloiden für Zähler und Nenner. Ein Paraboloid in 3 Dimensionen ist durch 10 geeignet gewählte Stützstellen eindeutig bestimmt. Aus  $N$  simulierten Ereignissen berechnet sich der Mittelwert der Observablen gemäß  $\sum \mathcal{O}^{(1)}(\Omega_i)/N$ . Stehen geeignete Monte-Carlo Datensätze zur Verfügung, können aus diesen direkt die Paraboloiden für  $\sum \mathcal{O}^{(1)}(\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^z, \lambda)$  und  $N(\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^z, \lambda)$  bestimmt werden. Hier wird jedoch eine Umgewichtungsmethode angewendet, um davon unabhängig zu sein, ob an geeigneten Stellen im TGC-Parameterraum Monte-Carlo Datensätze zur Verfügung stehen, und um die vorhandenen Monte-Carlo Datensätze bestmöglich für die Parametrisierung auszunutzen.

### 7.1.1 Die Umgewichtungs-Methode

Das Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d\sigma(\Omega, \vec{\alpha}_{neu})/d\sigma(\Omega, \vec{\alpha}_{original})$  für zwei unterschiedliche Sätze von Parametern, (z.B.  $(\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^z, \lambda) = \vec{\alpha}_{neu}$  und  $\vec{\alpha}_{original}$ ) gibt das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten an, mit der ein Ereignis im Phasenraumelement  $[\Omega, \Omega + d\Omega]$  in dem jeweiligen Monte-Carlo Datensatz der entsprechenden Kopplungen generiert wird. Werden Ereignisse eines Monte-Carlo Satzes ( $\vec{\alpha}_{original}$ ) mit diesem Verhältnis gewichtet, so erhält man Verteilungen die, abgesehen von statistischen Schwankungen, einem Monte-Carlo Datensatz entsprechen, welcher mit den Parametern  $\vec{\alpha}_{neu}$  generiert wurde. Die Gewichtungsfaktoren  $w_n$  für

ein Ereignis  $n$  mit den kinematischen Größen  $\Omega_n$

$$w(\Omega_n, \vec{\alpha}_{neu}) = w_n(\vec{\alpha}_{neu}) = \frac{d\sigma(\Omega_n, \vec{\alpha}_{neu})}{d\sigma(\Omega_n, \vec{\alpha}_{original})}$$

sind wieder parabolisch in  $\vec{\alpha}_{neu}$  und müssen daher nur für 10 geeignete Stellen explizit berechnet werden. Für alle anderen Werte von  $\vec{\alpha}_{neu}$  können sie anschließend mit einem Paraboloiden interpoliert werden. Dieses gilt dann auch für die Summe aller Gewichtungsfaktoren  $\sum_n^N w_n(\vec{\alpha})$  und die der Observablen  $\sum_n^N \mathcal{O}(\Omega_n) w_n(\vec{\alpha})$ . Damit erhält man als *Eichkurve*,  $E[\mathcal{O}](\vec{\alpha})$ , für den Erwartungswert der optimalen Observablen in Abhängigkeit von den Kopplungsparametern

$$E[\mathcal{O}](\vec{\alpha}) = \frac{\sum_{n=1}^{N_{Ereignisse}} w_n(\vec{\alpha}) \mathcal{O}(\Omega_n)}{\sum_n w_n(\vec{\alpha})}, \quad \vec{\alpha} = (\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^z, \lambda), \quad \mathcal{O} = \mathcal{O}_{\Delta\kappa_\gamma}^{(1)}, \mathcal{O}_{\Delta\kappa_\gamma}^{(2)}, \mathcal{O}_{\Delta g_1^z}^{(1)}, \dots \quad (7.1)$$

wieder die oben bereits angesprochene Abhängigkeit von  $\vec{\alpha}$  in Form eines Quotienten aus zwei Paraboloiden.

Für die Berechnung der Gewichtungsfaktoren  $w_n$  werden hier die gleichen Routinen verwendet, wie sie auch zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte in der Monte-Carlo Produktion benutzt wurden. Im Prinzip können damit, ausgehend von nur einem Monte-Carlo Satz mit den Kopplungen des Standardmodells alle Eichkurven gewonnen werden. Die Gewichtungsfaktoren werden jedoch mitunter sehr groß in Bereichen des Phasenraums, in denen im Standardmodell im Gegensatz zu dem Fall mit anomalen Kopplungen, nur sehr wenige Ereignisse liegen. Dies ist gleichbedeutend mit großen statistischen Unsicherheiten. Probleme treten dann auf, wenn in gewissen Phasenraumregionen im ursprünglichen Monte-Carlo keine Ereignisse generiert wurden und für andere Kopplungsparameter aufgrund des Wirkungsquerschnitts dort jedoch Ereignisse verlangt werden. Das ist durch reines Umgewichten nicht zu erreichen. Diese Problematik verliert jedoch an Bedeutung, wenn zusätzlich Monte-Carlo Datensätze mit verschiedenen anomalen Kopplungen zur Verfügung stehen und so alle Bereiche im Phasenraum abgedeckt werden können. Als Beispiel ist in Abbildung 7.1a der Vergleich der Observablenverteilung von  $\mathcal{O}_\lambda^{(1)}$  aus einem Monte-Carlo Datensatz, der bei  $\lambda = -2$  generiert wurde, mit der durch Umgewichtung erzeugten Verteilung gezeigt. Der Monte-Carlo Datensatz, der bei diesem TGC-Parameter generiert wurde, wird dabei für den Test in der Umgewichtung nicht mitverwendet. Der  $\chi^2$ -Vergleich der beiden Verteilungen liefert 27.7 bei 29 Freiheitsgraden. Ein derartiger Test wurde für alle Monte-Carlo Datensätze durchgeführt und in Abbildung 7.1b und 7.1c sind die  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeiten aus diesem Test für die Monte-Carlo Datensätze bei  $\sqrt{s} = 183$  GeV bzw. 189 GeV angegeben. Diese ergeben eine flache Verteilung und damit die Bestätigung dafür, dass die Abweichungen der umgewichteten Verteilung von der aus einem entsprechenden Monte-Carlo Datensatz gewonnenen Verteilung, der Erwartung aufgrund statistischer Fluktuationen in der Datenmenge entspricht.

In dieser Analyse werden alle zur Verfügung stehenden EXCALIBUR Vier-Fermion Monte-Carlo Datensätze auf eine Basis von 10 verschiedenen Parametersätzen  $(\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^z, \lambda) = (1,0,0), (-1,0,0), (0,1,0), (0,-1,0), (0,0,1), (0,0,-1), (1,1,0), (1,0,1)$  und  $(0,1,1)$  umgewichtet und daraus die Paraboloiden zur Beschreibung von  $\sum_n^N \mathcal{O}(\Omega_n) w_n(\alpha)$  und  $\sum_n^N w_n(\alpha)$  berechnet. Dazu werden anschließend nur noch die entsprechenden Größen der verschiedenen Untergrundquellen luminositätsgewichtet addiert, bevor daraus die Eichkurven  $E[\mathcal{O}]$  gemäß Gleichung 7.1 bestimmt werden. Die so gewonnenen Eichkurven enthalten, anders als die theoretisch hergeleiteten, alle in der Monte-Carlo Simulation beinhalteten Effekte, z.B. Detektorauflösung, Strahlungskorrekturen und auch den Untergrund.

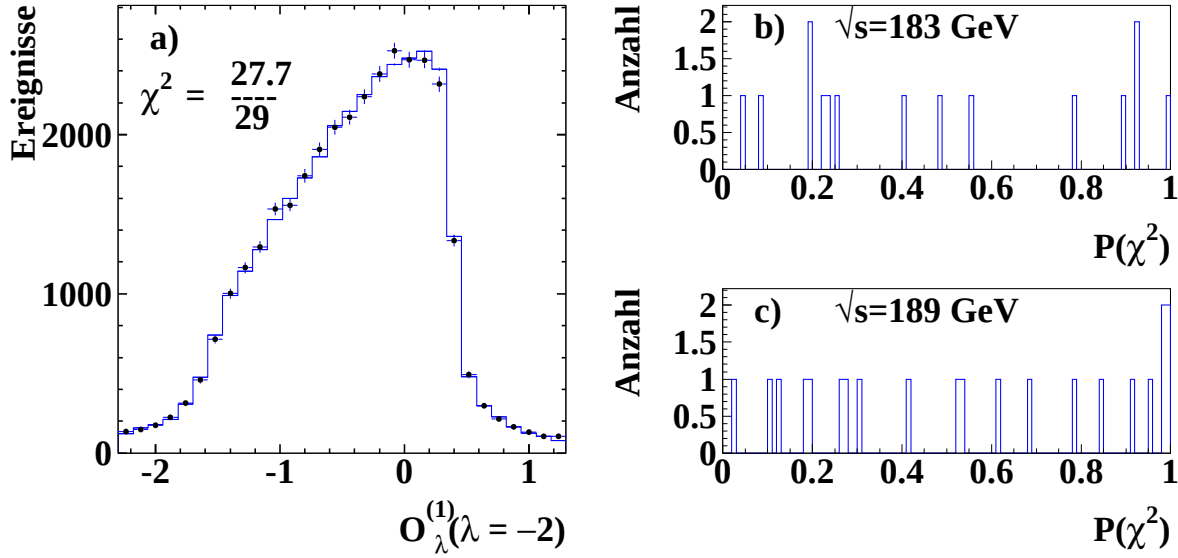


Abbildung 7.1: Die Abbildung a) zeigt exemplarisch den Vergleich der optimalen Observablenverteilung von  $O_\lambda^{(1)}$  bei  $\lambda = -2$  aus einem Monte-Carlo Datensatz, der mit  $\lambda = -2$  generiert wurde (Punkte) mit der durch Umgewichtung gewonnenen Verteilung (durchgezogenes Histogramm). In Abbildung b) und c) sind die  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeiten  $P(\chi^2)$  für diesen Vergleich für alle verfügbaren Monte-Carlo Datensätze mit anomalen Kopplungen bei  $\sqrt{s} = 183$  GeV und 189 GeV gezeigt.

## 7.2 Bestimmung der TGC-Parameter

### 7.2.1 $\chi^2$ -Anpassung der Mittelwerte

Aus den gemessenen Mittelwerten der optimalen Observablen und den entsprechenden Erwartungen für verschiedenen Kopplungen werden die Kopplungsparameter bestimmt. Dies geschieht durch eine  $\chi^2$ -Anpassung der erwarteten Mittelwerte für gegebenen Kopplungen aus den Eichkurven an die gemessenen Werte. Für die Messung des Mittelwertes wird in den Daten, wie auch in der Simulation zur Bestimmung der Eichkurve, eine geringfügige Eingrenzung der erlaubten Wertebereiche der Observablen vorgenommen wobei etwa 0.6% der Ereignisse verworfen werden. Diese Schnitte werden eingeführt, damit die Mittelwertmessung nicht von sehr wenigen Ereignissen, die unter Umständen aufgrund eines Rekonstruktionsfehlers einen betragsmäßig sehr großen Observablenwert erhalten haben, beeinflusst werden kann.

Durch die unterschiedliche Auflösung der kinematischen Größen in den verschiedenen Zerfallskanälen ist es möglich, dass die Eichkurven für getrennte Datensätze aus  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$ ,  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  und  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  Ereignissen Unterschiede aufweisen, wie in Abbildung 7.2 zu sehen ist. Aufgrund der deutlichen Unterschiede besonders für den  $\tau$ -Kanal, durch die dort deutlich schlechtere Energie- und Impulsauflösung (siehe Kapitel 4.5), werden diese Ereignisse getrennt behandelt. Es werden demnach Eichkurven für  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e/q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  Ereignisse und solche für  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  Ereignisse erstellt. Die  $\chi^2$ -Anpassung (siehe Gl. 6.9) der jeweils in diesen Kanälen gemessenen Mittelwerte wird simultan vorgenommen. Abgesehen von den Eichkurven wird zur Bestimmung der  $\chi^2$ -Kurve (bzw. log  $L$ -Kurve) auch die Kovarianzmatrix, d.h. der statistische Fehler bei der Bestimmung der Mittelwerte ( $\sigma_{\langle O_i \rangle}$ ), sowie die Korrelationen zwischen den Observablen (z.B. zwischen den

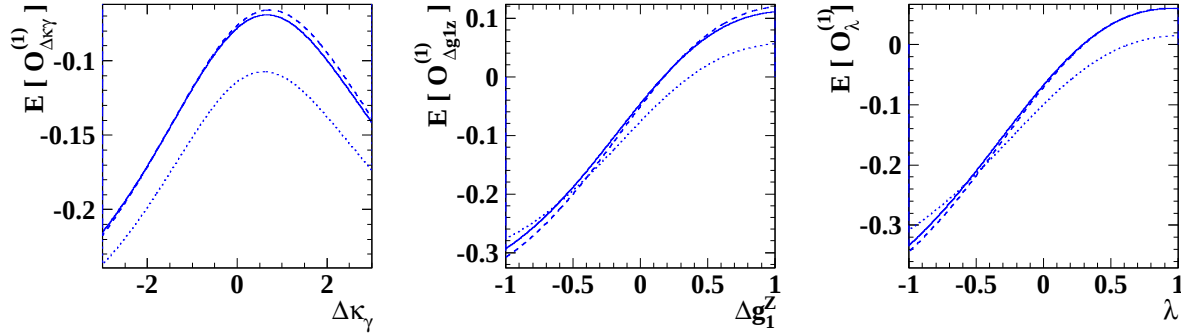


Abbildung 7.2: Diese Abbildung zeigt die Eichkurven der Observablen erster Ordnung  $\mathcal{O}_i^{(1)}$ ,  $i = \Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z$  und  $\lambda$  bei  $\sqrt{s} = 189$  GeV in eindimensionaler Abhängigkeit des jeweiligen TGC-Parameters. Die Kurven sind getrennt für  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  (durchgezogene Linie),  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  (gestrichelte Linie) und  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  (gepunktete Linie) Ereignisse dargestellt.

Observablen erster und zweiter Ordnung ( $\sigma_{\langle\mathcal{O}_i\rangle\langle\mathcal{O}_j\rangle}^2 / (\sigma_{\langle\mathcal{O}_i\rangle}\sigma_{\langle\mathcal{O}_j\rangle})$ ) benötigt. Eine Abschätzung für diese Größen lässt sich aus der in den Daten beobachteten Breite der Verteilung der Observablen  $\mathcal{O}_i$  und der dort selektierten Anzahl von Ereignissen  $N_{\text{Daten}}$  aus den üblichen Beziehungen

$$N_{\text{Daten}}\sigma_{\langle\mathcal{O}_i\rangle}^2 = \frac{N_{\text{Daten}}}{N_{\text{Daten}} - 1} \left( \langle\mathcal{O}_i^2\rangle - \langle\mathcal{O}_i\rangle^2 \right); \quad N_{\text{Daten}}\sigma_{\langle\mathcal{O}_i\rangle\langle\mathcal{O}_j\rangle}^2 = \frac{N_{\text{Daten}}}{N_{\text{Daten}} - 1} \left( \langle\mathcal{O}_i\mathcal{O}_j\rangle - \langle\mathcal{O}_i\rangle\langle\mathcal{O}_j\rangle \right)$$

gewinnen. Für relativ kleine Datensätze, wie z.B. in den OPAL Daten bei 183 GeV, ist die so bestimmte Kovarianzmatrix jedoch mit recht großen statistischen Unsicherheiten behaftet.

In vielen Fällen, z.B. der Konstruktion von Vertrauensintervallen für Parameter aus einer Messung (siehe z.B. [62]), ist es ohnehin sinnvoller nicht den Fehler aus der Messung selbst abzuschätzen, sondern vielmehr den erwarteten Fehler auf die Messgröße (hier der Mittelwert der optimalen Observablen) zu berücksichtigen.

Genau wie für die Eichkurven lässt sich die von den TGC-Parametern abhängige Kovarianzmatrix durch Umgewichtung von Ereignissen aus der Monte-Carlo Simulation gewinnen. Die von den TGC-Parametern abhängigen Elemente der Kovarianzmatrix,  $\sigma_{\langle\mathcal{O}_i\rangle}^2$  und  $\sigma_{\langle\mathcal{O}_i\rangle\langle\mathcal{O}_j\rangle}^2$ , bestimmen sich gemäß

$$N_{\text{Daten}}\sigma_{\langle\mathcal{O}_i\rangle}^2 = \frac{1}{\sum_n w_n} \left( \sum_n w_n \mathcal{O}_i(\Omega_n)^2 - \frac{1}{\sum_n w_n} \left( \sum_n w_n \mathcal{O}_i(\Omega_n) \right)^2 \right) \quad \text{und}$$

$$N_{\text{Daten}}\sigma_{\langle\mathcal{O}_i\rangle\langle\mathcal{O}_j\rangle}^2 = \frac{1}{\sum_n w_n} \left( \sum_n w_n \mathcal{O}_i(\Omega_n) \mathcal{O}_j(\Omega_n) - \frac{1}{\sum_n w_n} \left( \sum_n w_n \mathcal{O}_i(\Omega_n) \right) \left( \sum_n w_n \mathcal{O}_j(\Omega_n) \right) \right),$$

wobei  $N$  hier die Anzahl der simulierten Ereignisse und  $N_{\text{Daten}}$  die Anzahl der in den Daten selektierten Ereignisse bezeichnet.  $w_n = w_n(\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z, \lambda)$  sind die von den TGC-Parametern abhängigen Gewichtungsfaktoren der einzelnen Ereignisse. Da sich die Breite der Observablenverteilung abhängig von den TGC-Parametern ändert, ist auch der statistische Fehler, mit welchem sich der Mittelwert der Verteilung bei gegebener Anzahl selektierter Ereignisse  $N_{\text{Daten}}$  bestimmen lässt, davon abhängig. Dies ist in Abbildung 7.3 am Beispiel der Mittelwerte der

Observablen erster Ordnung dargestellt. Die statistische Unsicherheit der gemessenen Mittelwerte ist getrennt für die beiden Kanäle  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e/q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  und  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  gezeigt. Hierbei wurde zum besseren Vergleich die Anzahl der Ereignisse im  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$ -Kanal auf die gleiche Anzahl wie im  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e/q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$ -Kanal normiert. Man erkennt deutlich den dennoch größeren erwarteten Fehler im  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$ -Kanal aufgrund der schlechteren Auflösung und der damit verbundenen Verbreiterung der  $\mathcal{O}$ -Verteilungen. Genau wie die statistischen Fehler zeigen auch die Korrelationen zwischen den verschiedenen Observablen eine Abhängigkeit von den TGC-Parametern. Dies ist in Abbildung 7.4 am Beispiel der Korrelationen zwischen den Observablen erster und zweiter Ordnung der jeweiligen Parameter zu sehen.

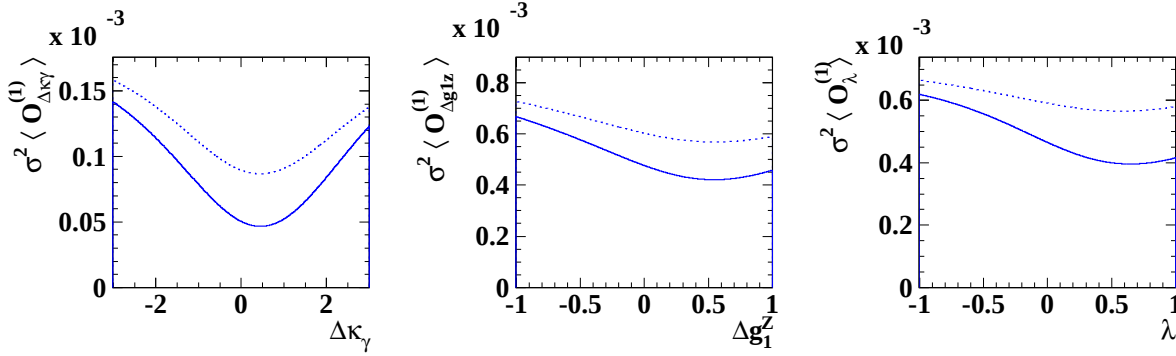


Abbildung 7.3: Diese Abbildung zeigt die statistischen Fehler abhängig von den jeweiligen Kopplungen, mit denen sich die Mittelwerte der verschiedenen Observablen erster Ordnung  $\mathcal{O}_i$  ( $i = \Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z$  und  $\lambda$ ) bestimmen lassen. Diesen liegt die in den  $\sqrt{s} = 189$  GeV Daten selektierte Anzahl von Ereignissen zugrunde. Die durchgezogene Linie bezieht sich auf den Datensatz aus  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e/q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  Ereignissen und die gepunktete Linie auf den  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$ -Kanal. Zum besseren Vergleich sind hier die erwarteten Fehler im  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$ -Kanal auf die gleiche Anzahl von Ereignissen normiert wie im  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$ - und  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$ -Kanal erwartet werden.

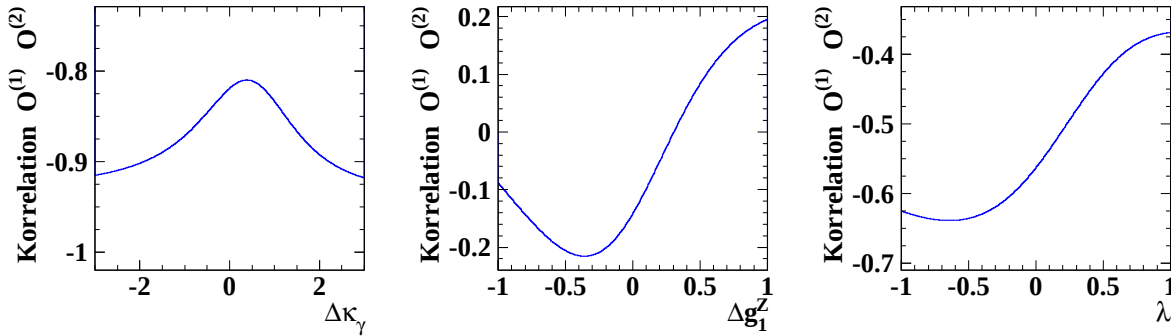


Abbildung 7.4: Diese Abbildung zeigt, wie sich die Korrelation zwischen den Observablen  $\mathcal{O}_i^{(1)}$  und  $\mathcal{O}_i^{(2)}$  ( $i = \Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z$  und  $\lambda$ ) in Abhängigkeit der jeweiligen Parameter ändert.

Bei Verwendung dieser Kovarianzmatrix ist aufgrund der Abhängigkeit der erwarteten statistischen Fehler der Mittelwertmessung von den TGC-Parametern, die  $\chi^2$ -Anpassung der TGC-Parameter an die gemessenen Observablenmittelwerte systematisch zu Werten der TGC-Parameter hin verzerrt, die einen größeren Messfehler von  $\langle \mathcal{O} \rangle$  erwarten lassen. Die Verzerrung ergibt sich daraus, dass das Minimum von  $\chi^2$  in diesem Fall nicht mehr notwendigerweise

an der Stelle im Parameterraum liegt, an denen die gemessenen Mittelwerte am besten zu der Vorhersage passen, sonder dort, wo die erwarteten statistischen Fehler der Mittelwertmessung besonders groß sind. Da die statistischen Fehler der Observablenmittelwerte z.B. für  $(\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^z, \lambda) = (-0.3, 0.1, -0.05)$  um bis zu 10% größer erwartet werden als im Standardmodell, tritt im Mittel eine Verschiebung der Minima in der  $\chi^2$  Kurve in diese Richtung auf, was sich besonders in den Messungen mit drei freien Parametern bei kleiner Datenmenge bemerkbar macht. Aus diesem Grund wird für die Messung immer die Kovarianzmatrix gemäß der Erwartung aus dem Standardmodell verwendet. In Monte-Carlo Teststudien (siehe Kapitel 7.3.2) wird sich davon überzeugt, dass trotz dieser Wahl der Kovarianzmatrix, auch vom Standardmodell abweichende Kopplungen ohne systematische Verzerrung gemessen werden.

### 7.2.2 Anpassung der Observablenverteilung

Alternativ zur Verwendung der Mittelwerte der optimalen Observablen zur Bestimmung der TGC-Parameter können auch die Verteilungen der Observablen in einem *Binned Maximum Likelihood Fit* an die im Experiment beobachteten Verteilungen angepasst werden (siehe Kapitel 6.1). Diese Methode wird zum Vergleich der Sensitivität der Messungen mit der Methode der Verwendung der Observablenmittelwerte verwendet.

Bei der Anpassung der Observablenverteilung wird nur die eindimensionale Verteilung von  $\mathcal{O}^{(1)}$  verwendet und nicht etwa die zweidimensionale Verteilung von  $\mathcal{O}^{(1)}$  und  $\mathcal{O}^{(2)}$ . Dies geschieht, um die in Kapitel 6 angesprochenen Probleme mit der notwendigen Anzahl simulierter Ereignisse in allen Bereichen der Verteilung zu vermeiden, aufgrund dessen die Mittelwertmethode eingeführt wurde. Aus dem gleichen Grund wird diese Methode auch nur für die Messung jeweils eines Parameters verwendet, da für die gleichzeitige Messung aller drei TGC-Parameter die mehrdimensionale Verteilung in den Observablen  $\mathcal{O}_{\Delta\kappa_\gamma}^{(1)}$ ,  $\mathcal{O}_{\Delta g_1^z}^{(1)}$ , etc. verwendet werden muss.

Während bei der Analyse der Drei-Eichboson-Kopplung aus den Mittelwerten der Observablen keine Einschränkung der Wertebereiche der Observablen vorgenommen werden muss, sind deutliche Einschränkungen bei der Anpassung der Observablenverteilung notwendig, um ausreichend Monte-Carlo Ereignisse für die Simulation aller betrachteten Bereiche der Observablen zu haben und nicht durch statistische Fluktuation dominiert zu werden. Die verwendeten Wertebereiche sind den in Kapitel 9 Abbildung 9.1 und Abbildung 9.2 gezeigten Verteilungen zu entnehmen. Die für die Anpassung der Observablenverteilung benötigte Interpolation der Verteilungen für beliebige Werte der Kopplungen erfolgt in analoger Weise wie für die Mittelwerte. Hier wird ausgenutzt, dass die Einträge in jedem Intervall der Verteilungen von  $\mathcal{O}$ , aufgrund des differentiellen Wirkungsquerschnitts wieder parabolisch von den Kopplungen abhängen, um die erwarteten Verteilungen für beliebige TGC-Parameter zu parametrisieren.

Bei der Verwendung dieser Methode werden alle leptonischen Zerfallskanäle zusammengefasst. Prinzipiell wäre auch hier eine Trennung der  $\tau$ -Kanäle sinnvoll, da sich die  $\mathcal{O}$ -Verteilungen in den  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$ -Ereignissen aufgrund der unterschiedlichen Auflösung leicht von denen der  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$ - und  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$ -Ereignisse unterscheiden. Eine Trennung würde auch hier zu einem Sensitivitätszuwachs führen. Es ist jedoch auch ohne Trennung der verschiedenen Kanäle in beiden Methoden eine leicht größere Sensitivität der Mittelwertmethode zu erkennen. Daher wird auf einen Vergleich mit getrennten Kanälen verzichtet. Um dennoch einen Vergleich der Sensitivitäten zu ermöglichen, wird in den Vergleichen der erwarteten statistischen Fehler der TGC-Messung, auch die Mittelwertmethode ohne Trennung der Kanäle aufgeführt.

### 7.3 Monte Carlo Tests der Methode

Im Folgenden werden die verschiedenen Methoden zur Messung der Drei-Eichboson-Kopplungen mittels  $\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle$  &  $\langle \mathcal{O}^{(2)} \rangle$  und der  $\mathcal{O}^{(1)}$ -Verteilung verglichen und getestet. Die Mehrzahl dieser Tests werden für die verschiedenen Schwerpunktsenergien mit den jeweiligen Luminositäten der beiden Jahrgänge getrennt durchgeführt. Dies geschieht vor allem deshalb, da die Auswirkungen der in Kapitel 6 bereits angesprochenen zu erwartenden asymmetrischen Ausläufer in der Verteilung möglicher Messwerte wesentlich von der zur Verfügung stehenden Datenmenge abhängen. Ferner liefern die Messungen asymmetrische, nicht normalverteilte statistische Fehler, weshalb die Messunsicherheiten in der Analyse der Drei-Eichboson-Kopplungen nicht mit der Quadratwurzel der Ereignisanzahl skalieren, wie dies bei Gaußschen Fehlern der Fall wäre.

Es werden daher zwei verschieden Arten von Monte-Carlo Teststudien durchgeführt. Zunächst wird in einem Konsistenztest verifiziert, dass im Grenzwert großer Datensätze die Messergebnisse mit der Erwartung in der Simulation auch für vom Standardmodell abweichende TGC-Parameter übereinstimmen. Der Test an einem großen Datensatz entspricht ebenfalls der Mittelung mehrerer Einzelmessungen<sup>2</sup> an kleinen Testdatensätzen, sofern die Mittelung durch Addition der log  $L$ -Kurven der Einzelmessungen erfolgt.

In einer weiteren Studie mit Testdatensätzen, die von der Größe der Anzahl selektierter Ereignisse in den OPAL Daten entsprechen, wird anhand der Verteilung der Einzelmessergebnisse untersucht, was für Auswirkungen aufgrund der Ambiguitäten in den log  $L$ -Kurven für die OPAL Messung im  $q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$ -Kanal zu erwarten sind.

#### 7.3.1 Konsistenztest

Zunächst werden Simulationen der Messungen mit der vollen Größe der Monte-Carlo Datensätze durchgeführt. Dazu werden Monte-Carlo Datensätze bei verschiedenen TGC-Parametern verwendet. Die Datenmenge entspricht etwa dem 20-fachen der Ereignisse in den OPAL Daten. Die resultierende log  $L$ -Kurve entspricht daher der Mittelung von 20 Messungen an gleichgroßen Testdatensätzen, die jeweils der Größe des Datensatzes bei  $\sqrt{s} = 189$  GeV entsprechen, wobei die Mittelung durch die Addition der einzelnen log  $L$ -Kurven vorgenommen wurde. Die hier gezeigten Ergebnisse stammen von Monte-Carlo Datensätzen die bei 189 GeV generiert wurden. Zur Messung wurden dabei die Mittelwerte von  $\mathcal{O}^{(1)}$  &  $\mathcal{O}^{(2)}$  verwendet. Im Wesentlichen ergeben sich jedoch die gleichen Ergebnisse auch in Monte-Carlo Datensätzen bei  $\sqrt{s} = 183$  GeV und bei Verwendung der anderen Methoden<sup>3</sup>. Dieser Test zeigt, dass im Grenzwert großer Datensätze keine systematische Verzerrung (*Bias*) aufgrund der Methode zu erwarten ist. Auch weit vom Standardmodell abweichende Kopplungsparameter können problemlos gemessen werden. Dies entspricht der Erwartung, da in diesem Fall die aufgrund statistischer Fluktuationen auftretenden Probleme mit dem zweiten Minimum in der log  $L$ -Kurve nicht mehr auftreten, bzw. bei der Addition mehrerer log  $L$ -Kurven ausgeglichen werden. Abbildung 7.5 zeigt die Ergebnisse der eindimensionalen Anpassung eines Parameters. In Tabelle 7.1 sind die Ergebnisse der simultanen Messung aller drei Kopplungen an simulierten Datensätzen mit Standardmodell Parametern und davon abweichenden Parametern zusammengefasst. Auch für die dreidimensionale Anpassung aller TGC-Parameter sind die Ergebnisse im Rahmen der statistischen Fehler konsistent mit den simulierten Werten.

<sup>2</sup> Dies gilt exakt nur für gleiche Anzahlen von Ereignissen in den einzelnen Testdatensätzen. Ebenfalls gilt diese Entsprechung nicht mehr, wenn die in Kapitel 7.1.1 angesprochen Möglichkeit der Verwendung einer TGC-Parameter abhängigen Kovarianzmatrix in der Anpassung benutzt wird.

<sup>3</sup> Die Messungen mit drei freien Parametern wird aus den in Kapitel 6 angegebenen Gründen, nur mit der Methode der Mittelwerte vorgenommen. Für den Test der Messung seht bei  $\sqrt{s} = 183$  GeV steht kein Monte-Carlo Datensatz mit mehr als einer vom Standardmodell abweichenden Kopplung zur Verfügung.

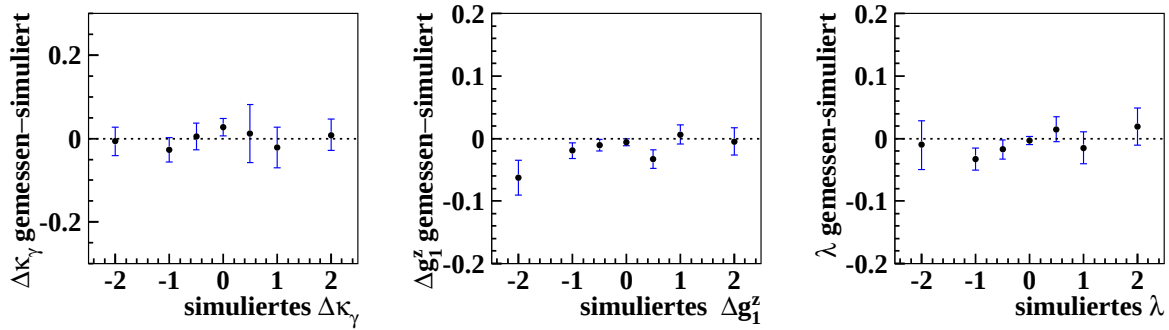


Abbildung 7.5: Die Abbildung zeigt die Differenz der gemessenen von den generierten Kopplungen in Monte-Carlo Datensätzen mit verschiedenen TGC-Parametern. Die hier verwendeten Datensätze umfassen jeweils 100 000 simulierte Ereignisse und entsprechen damit etwa dem 20-fachen der im Experiment bei  $\sqrt{s} = 189$  GeV beobachteten Ereignisse. Die gezeigten Tests beziehen sich auf die Messung jeweils eines Parameters aus den Mittelwerten  $\mathcal{O}^{(1)}$  &  $\mathcal{O}^{(2)}$ .

| Simulierte Kopplungen |                |           | Gemessene Kopplungen  |                    |                   |
|-----------------------|----------------|-----------|-----------------------|--------------------|-------------------|
| $\Delta\kappa_\gamma$ | $\Delta g_1^Z$ | $\lambda$ | $\Delta\kappa_\gamma$ | $\Delta g_1^Z$     | $\lambda$         |
| 0.0                   | 0.0            | 0.0       | $0.06 \pm 0.03$       | $-0.019 \pm 0.011$ | $0.003 \pm 0.009$ |
| 1.0                   | 0.537          | 0.0       | $0.94 \pm 0.08$       | $0.496 \pm 0.025$  | $0.045 \pm 0.022$ |
| 1.0                   | 0.0            | 1.0       | $1.01 \pm 0.06$       | $-0.024 \pm 0.021$ | $0.998 \pm 0.016$ |
| 0.0                   | 1.0            | 1.0       | $-0.01 \pm 0.04$      | $1.001 \pm 0.024$  | $0.998 \pm 0.025$ |

Tabelle 7.1: Die Messergebnisse aus den Messungen bei 3 freien Parametern in Monte-Carlo Sätzen mit vom Standardmodell abweichenden Kopplungen. Die Tests wurden an Monte-Carlo Datensätzen bei  $\sqrt{s} = 189$  GeV mit der  $\simeq 20$ -fachen Menge der im Experiment selektierten Ereignisse durchgeführt.

### 7.3.2 Bestimmung möglicher systematischer Verzerrungen in Testdatensätzen vergleichbarer Größe wie in den OPAL Daten

Wie bereits in Kapitel 6 erwähnt wurde, gibt es aufgrund der Ambiguitäten in der  $\log L$ -Kurve die Möglichkeit Messergebnisse zu erhalten, die systematisch in eine Richtung verzerrt sind. Die Ambiguitäten in der  $\log L$ -Kurve sind von den statistischen Fluktuationen in den gemessenen Mittelwerten abhängig. Daher ist es in besonderem Maße notwendig, die Messmethode dahingehend zu testen, ob man mit Datensätzen der Größe, wie sie in den OPAL Daten vorliegen in der Lage ist, auch beliebige vorgegebene TGC-Parameter, im Mittel richtig zu bestimmen. Dazu werden Studien an Testdatensätzen mit verschiedenen simulierten Kopplungen durchgeführt. Die Anzahl an Ereignissen in den Testdatensätzen entspricht dabei einer Poisson-Verteilung um die Anzahl, die man für Standardmodell-Kopplungen bei einer Luminosität entsprechend der OPAL Daten erwartet. Untergrund wird ebenfalls zu diesen Datensätzen entsprechend der Luminosität beigemischt. Anschließend wird die Messung der Kopplungen wie in den OPAL Daten durchgeführt. Diese Tests werden für die eindimensionale Anpassung der drei Parameter  $\Delta\kappa_\gamma$ ,  $\Delta g_1^Z$  und  $\lambda$  zunächst getrennt durchgeführt. Dabei werden simulierte Datensätze verwendet, in

denen nur der jeweils zu messende Parameter vom Standardmodell abweicht. Beispielhaft für die Messung von  $\Delta\kappa_\gamma$  an Testdatensätzen mit Standardmodell Kopplungen ist die Verteilung der Messergebnisse in Abbildung 7.6 dargestellt. Abbildung 7.6a zeigt die Verteilung der Messwerte, während Abbildung 7.6b diese fehlergewichtet wiedergibt. Der Mittelwert der zweiten Verteilung ist ausschlaggebend dafür, ob die Methode der Messung einen systematischen Fehler der gemessenen Größe liefert oder nicht. Die hier beobachteten Ausläufer in der Verteilung der Messwerte treten nur bei der Messung von  $\Delta\kappa_\gamma$  auf. Für Standardmodell Testdatensätze sind bei der Messmethode mit Hilfe der Mittelwerte  $\mathcal{O}^{(1)}$  &  $\mathcal{O}^{(2)}$  keine Fehlmessungen von  $\Delta g_1^z$  und  $\lambda$  aufgetreten, in denen das zweite Minimum in der  $\log L$ -Kurve tiefer war als das erste. Lediglich bei der Anpassung der  $\mathcal{O}^{(1)}$ -Verteilung im *Binned Maximum Likelihood Fit* treten in Testdatensätzen mit Standardmodell Kopplungen auch bei  $\Delta g_1^z$  und  $\lambda$  in den kleinen Datensätzen wie im Experiment bei 183 GeV in  $\sim 3\%$  der Fälle derartige Fehlmessungen auf.

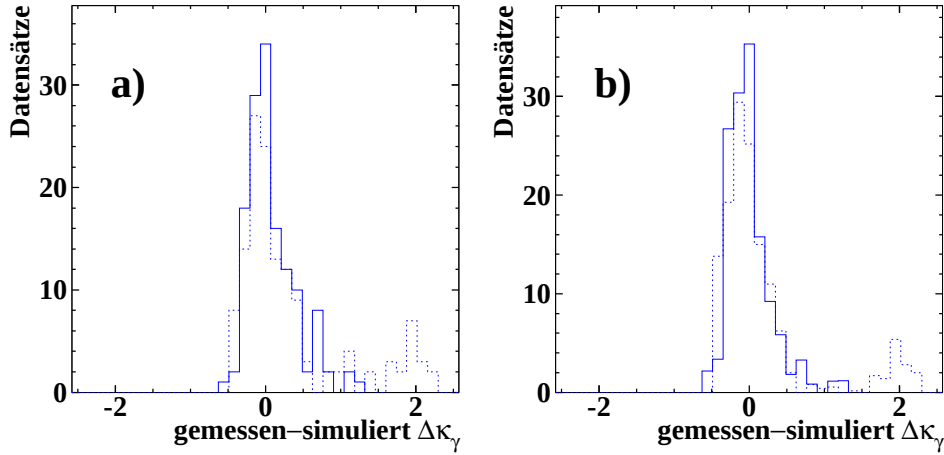


Abbildung 7.6: Die Abbildung zeigt die Verteilung der gemessenen Werte für  $\Delta\kappa_\gamma$  in Standardmodell Monte-Carlo Testdatensätzen mit  $183 \text{ pb}^{-1}$  bei  $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$  unter der Annahme, dass die anderen TGC-Parameter Standardmodell-Werte annehmen. Abbildung a) zeigt die Verteilung der Messergebnisse, während Abbildung b) jede Einzelmessung fehlergewichtet darstellt. Das durchgezogene Histogramm zeigt die Ergebnisse aus der Messung mit Hilfe der Mittelwerte  $\mathcal{O}^{(1)}$  &  $\mathcal{O}^{(2)}$ , während sich das gepunktete Histogramm auf die Messung durch Anpassung der  $\mathcal{O}^{(1)}$ -Verteilung bezieht.

In Abbildung 7.7 und Abbildung 7.8 sind die Ergebnisse dieses Tests für die Methode der Observablenmittelwerte aus  $\mathcal{O}^{(1)}$  &  $\mathcal{O}^{(2)}$  und die Methode der Anpassung der Observablenverteilung von  $\mathcal{O}^{(1)}$  dargestellt. Gezeigt wird hier die mittlere Abweichung der Messergebnisse von den in Testdatensätzen simulierten Kopplungen. Der Messbereich, der hierbei zugelassen wird, ist mit  $[-3.5, +3.5]$  groß genug gewählt, um auch noch für simulierte Kopplungsparameter, die nicht dem Standardmodell entsprechen, Effekte aufgrund der auftretenden Ambiguitäten mit einzuschließen. Die obere bzw. untere Reihe zeigt die Ergebnisse für die Simulation der Messung mit der jeweiligen in den OPAL Daten gegebenen Anzahl von Ereignissen bei  $\sqrt{s} = 189$  bzw. 183 GeV. Wie erwartet, ist das Ergebnis bei  $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$  stabiler verglichen mit den kleineren Testdatensätzen bei 183 GeV. Dies folgt aus der größeren Anzahl von Ereignissen. Dabei ist entscheidend, dass sich aus den daraus ergebenden kleineren statistischen Fluktuationen die Schwierigkeiten aufgrund der Ambiguitäten verringern. Aufgrund der geringeren statistischen Fluktuationen tritt es seltener auf, dass bedingt durch die Mehrdeutigkeit der falsche Messwert

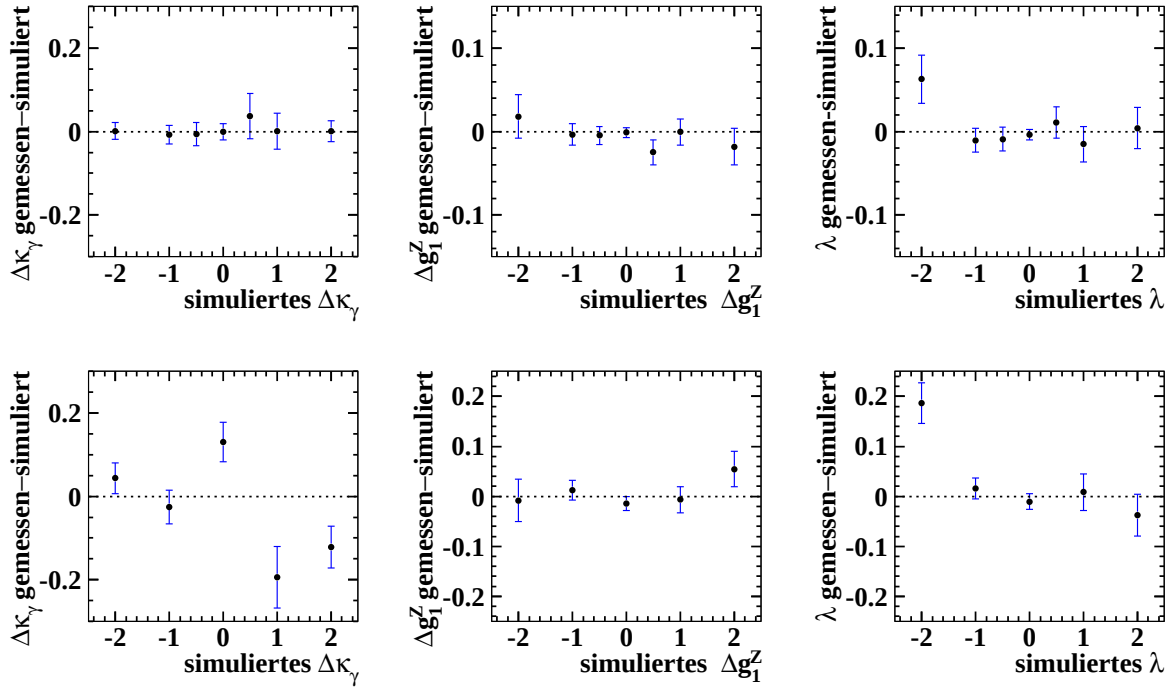


Abbildung 7.7: Diese Abbildung zeigt die Ergebnisse aus dem Test eines möglichen Bias für  $\sqrt{s} = 189$  GeV (oben) und 183 GeV (unten) unter alleiniger Verwendung des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Hierzu wurden die Mittelwerte erster- und zweiter Ordnung der jeweils zu den Kopplungen gehörenden optimalen Observablen verwendet.

die größere Wahrscheinlichkeit in der  $\log L$ -Kurve erhält. Dadurch wird das einzelne Messergebnis verlässlicher und im Mittel die Abweichung vom „wahren Wert“ geringer.

Ein deutlicher Unterschied zeigt sich auch zwischen den beiden Methoden. Die Methode, bei der die Verteilung der optimalen Observablen erster Ordnung angepasst wird, zeigt deutliche Abweichungen von der simulierten Kopplung. Durch die Möglichkeit bei Verwendung der Observablenmittelwerte auch die Observable zweiter Ordnung zu berücksichtigen, wird das Problem mit der Ambiguität im Wirkungsquerschnitt deutlich kleiner. Dies ist auch in Abbildung 7.6 durch die deutlich geringere Ausbildung eines zweiten Häufungpunktes bei Messwerten, die nicht der simulierten Standardmodell Kopplungen entsprechen, zu sehen. Ein quantitativer Vergleich ist in Tabelle 7.2 zu finden. Hier sind die  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeiten dafür angegeben, dass die mittleren Abweichungen der gemessenen von den simulierten Kopplungsparametern (siehe Abbildung 7.7 und 7.8) statistisch mit Null verträglich sind. Für die Messung mit  $\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle$  &  $\langle \mathcal{O}^{(2)} \rangle$  bei  $\sqrt{s} = 189$  GeV liefert dies sehr gute Werte. Auch für die Tests bei  $\sqrt{s} = 183$  GeV ergeben sich akzeptable  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeiten. Auch wenn beide  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeiten nicht unbedingt als gleichverteilt angesehen werden können, so zeigt sich doch zumindest im Vergleich mit der Methode der Anpassung der Verteilung, dass das Messergebnis aus den Mittelwerten  $\mathcal{O}^{(1)}$  &  $\mathcal{O}^{(2)}$  eher der Erwartung entspricht. Es muss jedoch erwähnt werden, dass die sehr kleinen  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeiten für den Test bei 183 GeV bei Verwendung der Methode der Anpassung der  $\mathcal{O}^{(1)}$ -Verteilung zur Messung von  $\Delta g_1^Z$  und  $\lambda$  durch die Punkte bei Kopplungen von  $\Delta g_1^Z, \lambda = +2$  bedingt sind, die außerhalb der in den Abbildungen dargestellten Skala der beobachteten Abweichungen liegen. Diese Abweichung wird hier durch einige Testdatensätze

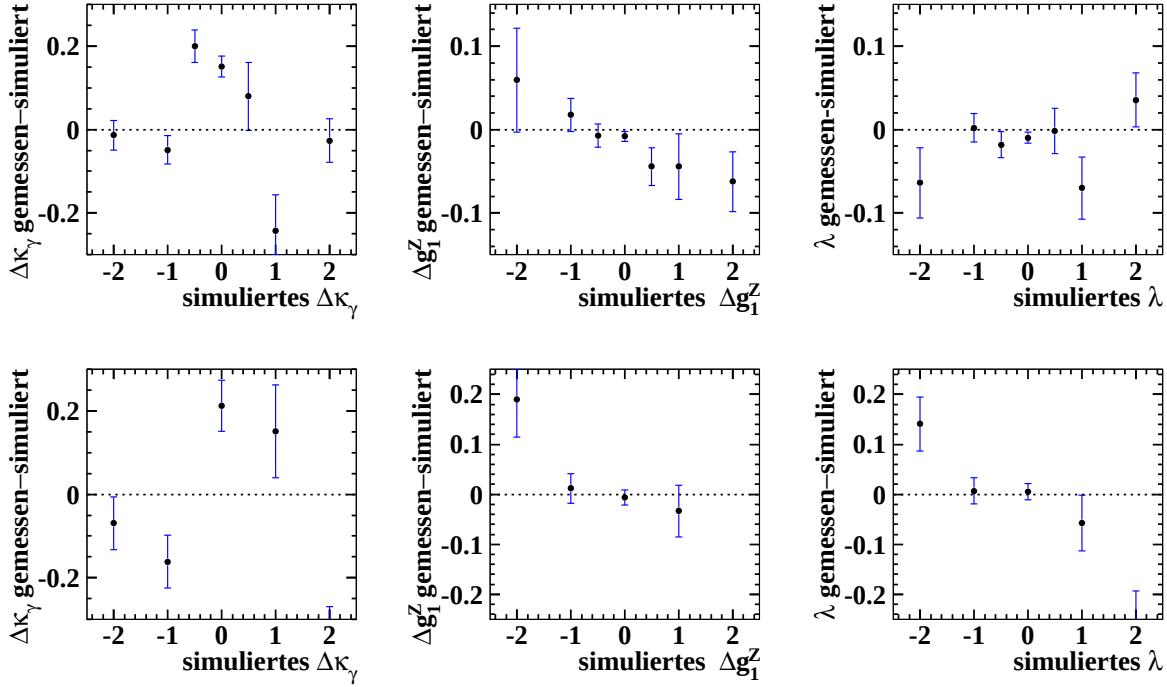


Abbildung 7.8: Die Abbildung zeigt die Ergebnisse aus dem Test eines möglichen Bias für  $\sqrt{s} = 189$  GeV (oben) und 183 GeV (unten) unter alleiniger Verwendung des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Diese Ergebnisse wurden durch die Anpassung nur der Observablenverteilung von  $\mathcal{O}^{(1)}$  gewonnen.

|                                                                           | $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit aus TGC-Messung mit normiertem differentiellen Wirkungsquerschnitt |                |           |                       |                |           |
|---------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------|-----------|-----------------------|----------------|-----------|
|                                                                           | 189 GeV                                                                                         |                |           | 183 GeV               |                |           |
|                                                                           | $\Delta\kappa_\gamma$                                                                           | $\Delta g_1^Z$ | $\lambda$ | $\Delta\kappa_\gamma$ | $\Delta g_1^Z$ | $\lambda$ |
| $\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle$ & $\langle \mathcal{O}^{(2)} \rangle$ | 0.999                                                                                           | 0.762          | 0.449     | 0.001                 | 0.563          | 0.000     |
| $\mathcal{O}^{(1)}$ -Verteilung                                           | 0.000                                                                                           | 0.099          | 0.161     | 0.000                 | 0.000          | 0.000     |

Tabelle 7.2: Die Tabelle zeigt die  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeiten dafür, dass die mittleren Abweichungen der gemessenen von den simulierten Kopplungsparametern statistisch mit Null verträglich sind.

dominiert, in denen wiederum ein „falsches“ Minimum der  $\log L$ -Kurve das tiefere war. Dieses Problem tritt bei der Verwendung der Observablenmittelwerte weniger deutlich auf.

Bei großen Abweichungen der Kopplungen von den Werten im Standardmodell ist der totale Wirkungsquerschnitt deutlich sensibler auf die Kopplungen als für Parameter nahe des Standardmodells, für die der totale Wirkungsquerschnitt fast im Minimum ist (siehe Abbildung 5.1 in Kapitel 5). Für die Messung eventuell großer Abweichungen von der Standardmodell-Erwartung ist daher ein Test von Bedeutung, der eine Simulation der Messung des totalen Wirkungsquerschnitts mitberücksichtigt. Diese Ergebnisse sind in Abbildung 7.9 und 7.10 sowie Tabelle 7.3

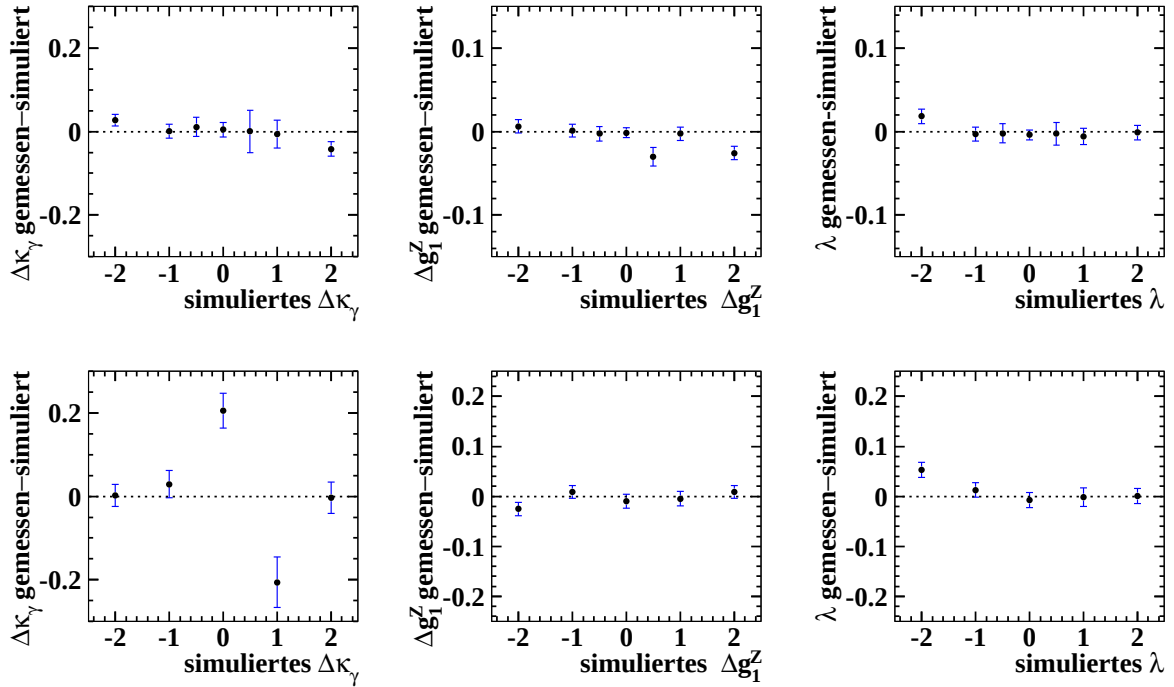


Abbildung 7.9: Die Ergebnisse aus dem Test eines möglichen Bias für  $\sqrt{s} = 189$  GeV (oben) und 183 GeV (unten) unter Verwendung des differentiellen und des totalen Wirkungsquerschnitts. Hierzu wurden die Mittelwerte erster- und zweiter Ordnung der jeweils zu den Kopplungen gehörenden optimalen Observablen verwendet.

zu sehen. Man erkennt die deutlich kleineren Fehler der mittleren gemessenen Kopplungen für große Parameterwerte aufgrund des kleineren Fehlers jeder individuellen Messung. Insbesondere die Messungen aus der Anpassung der Observablenverteilung, die größere Schwierigkeiten bei der Messung großer anomaler Kopplungen hatten, zeigen deutliche Verbesserungen. Die Fehler werden deutlich kleiner.

Die  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeiten in Tabelle 7.3 sind für die Messung aus den Observablenmittelwerten teilweise kleiner, als bei der Simulation ohne den totalen Wirkungsquerschnitt. Bei genauer Betrachtung von Abbildung 7.9 wird deutlich, dass die Ursache dafür vor allem in den Tests bei den Kopplungsparametern  $\pm 2$  begründet ist. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit der Selektion etwas von den TGC-Parametern abhängt. Eine Korrektur der erwarteten Anzahl von Ereignissen auf diese Abhängigkeit wurde im Bereich der TGC-Parameter bis  $\pm 1$  angepasst. Daher sind für größere Parameter kleine Abweichungen zu erwarten. Diese Bereiche von Kopplungsparametern werden jedoch in den OPAL Daten durch die Analyse des differentiellen Wirkungsquerschnitts bereits ausgeschlossen und daher hier nicht weiter beachtet.

Bei Verwendung der Mittelwerte der optimalen Observablen wird auch die simultane Anpassung aller drei TGC-Parameter durchgeführt und getestet. Im Parameterraum aller drei Kopplungen ist die Ambiguität und damit das zweite Minimum in der  $\log L$ -Kurve deutlich ausgeprägter als in dem Fall zweier auf Standardmodell-Werte fixierter Parameter. In [63] wurde gezeigt, dass für  $\Delta\kappa_\gamma \simeq 0.65$  und  $\Delta g_1^Z \simeq -0.2$  der differentielle Wirkungsquerschnitt dem des Standardmodells sehr ähnlich ist, da nahe dieses Punktes alle Helizitätsamplituden den gleichen Wert wie im

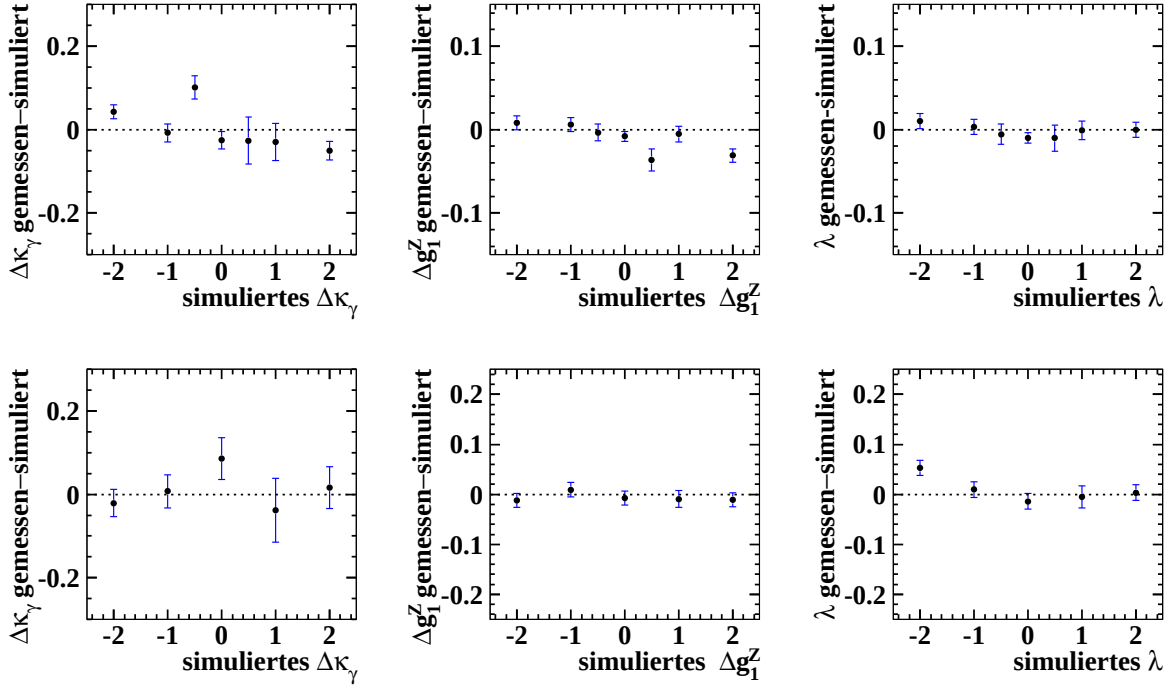


Abbildung 7.10: Die Ergebnisse aus dem Test eines möglichen *Bias* für  $\sqrt{s} = 189$  GeV (oben) und 183 GeV (unten) unter Verwendung des differentiellen und des totalen Wirkungsquerschnitts. Diese Ergebnisse wurden durch die Anpassung der Observablenverteilung gewonnen.

|                                                                           | $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit aus TGC-Messung mit<br>totalem und differentiellem Wirkungsquerschnitt |                |           |                       |                |           |
|---------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------|-----------|-----------------------|----------------|-----------|
|                                                                           | 189 GeV                                                                                             |                |           | 183 GeV               |                |           |
|                                                                           | $\Delta\kappa_\gamma$                                                                               | $\Delta g_1^Z$ | $\lambda$ | $\Delta\kappa_\gamma$ | $\Delta g_1^Z$ | $\lambda$ |
| $\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle$ & $\langle \mathcal{O}^{(2)} \rangle$ | 0.191                                                                                               | 0.009          | 0.634     | 0.000                 | 0.408          | 0.016     |
| $\mathcal{O}^{(1)}$ -Verteilung                                           | 0.000                                                                                               | 0.001          | 0.724     | 0.597                 | 0.817          | 0.021     |

Tabelle 7.3: Die  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeiten dafür, dass die mittleren Abweichungen der gemessenen von den simulierten Kopplungsparametern statistisch mit Null verträglich sind. Für die Messung wurde hier der totale Wirkungsquerschnitt mitverwendet.

Standardmodell annehmen. Für Datensätze mit relativ geringer Anzahl von Ereignissen ist daher zu erwarten, dass diese Werte im Parameterraum kaum unterschieden werden können. Dies führt zu der in Abbildung 7.11 (oben) beobachteten Verteilung der Messergebnisse in den drei Projektionen auf die Parameterebenen  $(\Delta g_1^Z; \Delta\kappa_\gamma)$ ,  $(\lambda; \Delta\kappa_\gamma)$  und  $(\lambda; \Delta g_1^Z)$  die, der auch schon im eindimensionalen Fall für  $\Delta\kappa_\gamma$ , eine asymmetrische Verzerrung aufweisen. In der Verteilung der dreidimensionalen Messergebnisse sind die Einzelmessungen nicht fehlergewichtet dargestellt, weshalb daraus nicht direkt auf einen möglichen *Bias* geschlossen werden kann. Aufgrund der nicht normalverteilten statistischen Unsicherheiten erfolgt die Kombination der Einzelmessungen durch Addition der individuellen log  $L$ -Kurven. Aus dem Ergebnis (Abbildung 7.11 (unten))

wird deutlich, dass diese Verzerrung einzig durch die Ambiguität verursacht wird. Die „richtige“ Lösung in der Kombination mehrerer Messungen weist im Mittel hingegen keinen *Bias* auf. Diese Form der Mittelung der Ergebnisse verschiedener Messungen durch die Addition der  $\log L$ -Kurven wird auch für die Kombination der  $q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$ ,  $q\bar{q}q\bar{q}$  und  $\ell\bar{\nu}_\ell\bar{\ell}\nu_{\ell'}$ -Kanäle sowie für die Kombination der Ergebnisse der verschiedenen LEP-Experimente verwendet.

Der gleiche Test wurde auch mit Testdatensätzen mit TGC-Parametern, die vom Standardmodell abweichen, durchgeführt. Auch in diesen Fällen ist trotz der verwendeten Kovarianzmatrix, die für Standardmodell Kopplungen bestimmt wurde, kein *Bias* zu beobachten. Im Gegenteil, bei Verwendung der TGC-abhängigen Kovarianzmatrix, tritt bei Testdatensätzen entsprechend der Größe der OPAL Daten bei 183 GeV ein deutlich zu erkennender *Bias* auf, wie auch schon in Kapitel 7.1.1 erwähnt wurde.

Anhand der erwarteten statistischen Unsicherheit der Messungen werden im Folgenden Abschnitt die verschiedenen Methoden der Verwendung der optimalen Observablen verglichen. Ferner wird untersucht, ob die von der  $\log L$ -Kurve abgelesenen statistischen Fehler trotz der auftretenden Ambiguitäten mit den üblichen Vertrauensbereichen übereinstimmen. Dabei wird geprüft, ob in den standardmäßig erwarteten 68.3% der Messungen der „wahre“ Wert innerhalb des angegebenen  $1\sigma$ -Fehlers liegt.

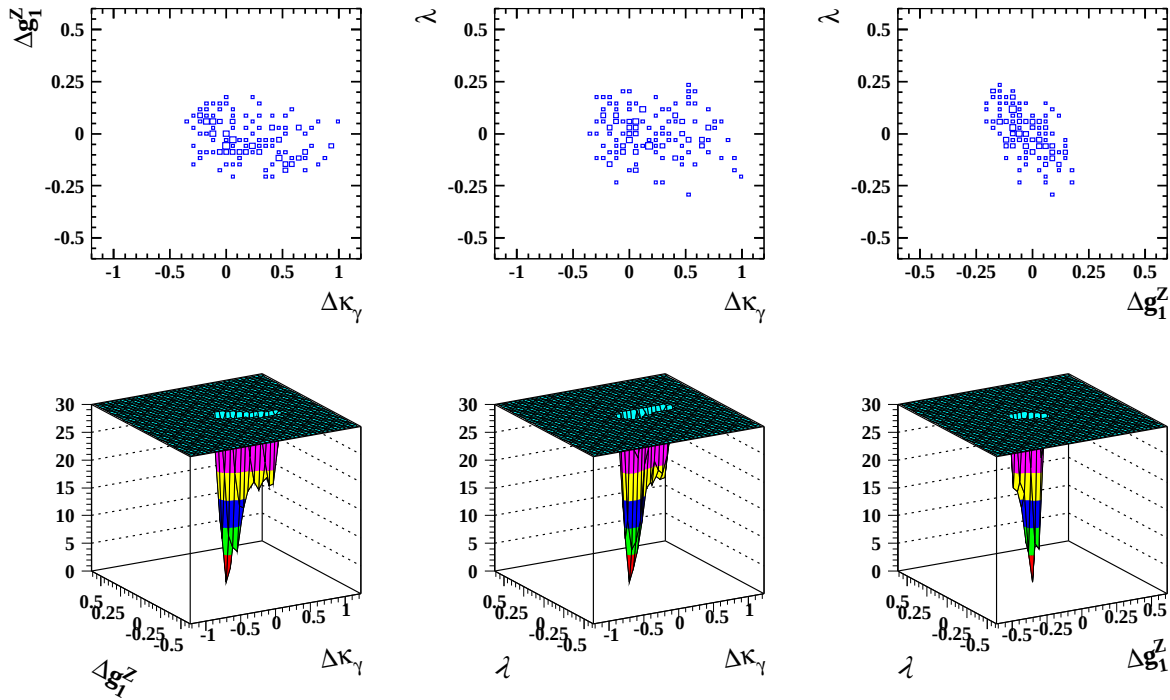


Abbildung 7.11: Die Abbildung zeigt die Verteilung der Messergebnisse aus dem Test eines möglichen *Bias* bei  $\sqrt{s} = 189$  GeV mit drei freien Parametern. Gezeigt sind hier die drei Projektionen der gemessenen Werte  $(\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z, \lambda)$  auf die drei Ebenen  $(\Delta g_1^Z; \Delta\kappa_\gamma)$ ,  $(\lambda; \Delta\kappa_\gamma)$  und  $(\lambda; \Delta g_1^Z)$ . Die einzelnen Messungen sind hierbei nicht fehlergewichtet. Die unteren Abbildungen zeigen die Projektionen der Summe aller  $\log L$ -Kurven. Dies ist die Art und Weise wie die Messergebnisse gemittelt werden. Man erkennt, dass bei der Mittelung vieler Messungen die in der Verteilung der Einzelmessungen zu erkennenden asymmetrischen Verzerrung der Messungen nicht zu einem *Bias* führen. Das zweite Minimum in der resultierenden  $\log L$ -Kurve liegt hier bei sehr viel größeren  $\log L$ -Werten.

### 7.3.3 Die Sensitivität

Im Folgenden soll die Sensitivität der verschiedenen Methoden, die optimalen Observablen zu verwenden, verglichen werden. Dazu wird in Monte-Carlo Testdatensätzen die Messung der TGC-Parameter vorgenommen und die Streuung der Messwerte für die verschiedenen Methoden verglichen. Als Maß der Streuung wird die Breite der Verteilung ( $RMS = \text{root mean square}$ ) genommen.

#### Resampling

Die verfügbaren Standardmodell Monte-Carlo Ereignisse entsprechen etwa der 140 (70)-fachen Luminosität der OPAL Daten bei  $\sqrt{s} = 189$  (183) GeV. Im Kapitel 7.3.2 wurden daraus 140 bzw. 70 voneinander unabhängige Testdatensätze gebildet. Versucht man nun anhand der Verteilung der Messergebnisse in diesen Testdatensätzen die Sensitivität zu bestimmen und zu vergleichen, bzw. die resultierende statistische Unsicherheit zu testen, so lässt sich aufgrund der zu geringen Datenmenge keine eindeutige Aussage machen. Daher wird in Anlehnung an die „Bootstrap“-Methode [64] eine Umverteilungsmethode (*Resampling*) angewendet. Fasst man alle verfügbaren Monte-Carlo Ereignisse als eine diskretisierte Wahrscheinlichkeitsverteilung aller möglichen Ereignisse auf, dann ist es naheliegend, dass man daraus prinzipiell beliebig viele Testdatensätze erstellen kann. Man wählt für jeden Datensatz aus der Gesamtheit aller Ereignisse auf Zufallsbasis so oft jeweils ein Ereignis aus, bis die entsprechend der Luminosität des Datensatzes notwendige Anzahl von Ereignissen erreicht ist. Genauso wie ein Intervall des differentiellen Wirkungsquerschnitts, aus dem bei der Monte-Carlo Produktion einmal ein Ereignis ausgewählt wurde, für die folgenden Ereignisse nicht verboten wird, wird dabei ein Ereignis, das einmal ausgewählt wurde, nicht aus der Gesamtheit der auszuwählenden Ereignisse entfernt. Offensichtlich kommen einzelne Ereignisse in verschiedenen Datensätzen mehrmals vor, und es kann sogar in einem Datensatz ein einzelnes Ereignis mehrmals auftreten. Die statistischen Fluktuationen in den so gebildeten Testdatensätzen sind nicht wesentlich davon abhängig, ob die einzelnen Ereignisse aus einer kontinuierlichen (dem analytischen differentiellen Wirkungsquerschnitt mit anschließender Detektorsimulation) oder aus einer diskretisierten Wahrscheinlichkeitsverteilung (der vorhandenen Monte-Carlo Ereignisse inklusive Detektorsimulation) stammen. Vielmehr ist deren statistische Verteilung im gesamten Phasenraum von Bedeutung und daher lässt sich aus der durch dieses *Resampling* gewonnenen großen Anzahl von Testdatensätzen der mittlere statistische Fehler deutlich genauer bestimmen, als aus der begrenzten Anzahl disjunkter Datensätze. Im Folgenden werden  $\simeq 9000$  solcher Datensätze verwendet.

#### Vergleich der Messmethoden

Verglichen werden einmal die Verwendung der Mittelwerte bei getrennten  $e/\mu$ - und  $\tau$ -Kanälen,  $\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle$  &  $\langle \mathcal{O}^{(2)} \rangle$ , dann die Methode der Mittelwerte ohne Trennung der verschiedenen Leptonkanäle,  $(\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle \& \langle \mathcal{O}^{(2)} \rangle)_{(e,\mu,\tau)}$ , und schließlich die Anpassung der  $\mathcal{O}^{(1)}$ -Verteilung, in der die verschiedenen Kanäle auch nicht getrennt werden. Da die Messwerte in den OPAL Daten nahe der Erwartungswerte im Standardmodell liegen, werden für diese Tests Datensätze aus dem Standardmodell Monte-Carlo verwendet. Eine Anpassung der Verteilung der optimalen Observablen ist nur für die eindimensionale Messung, bei der die beiden anderen TGC-Parameter auf die Werte im Standardmodell fixiert werden, sinnvoll und daher wird der Vergleich nur für diesen Fall durchgeführt. Für die jeweiligen Testdatensätze mit  $L = 183 \text{ pb}^{-1}$  bei  $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$  und  $L = 57 \text{ pb}^{-1}$  bei  $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$  sind die beobachteten Streuungen der Messergebnisse in Tabelle 7.4 angegeben. Die Methoden unter Verwendung der Mittelwerte der beiden Observablen erster und zweiter Ordnung,  $\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle$  &  $\langle \mathcal{O}^{(2)} \rangle$  sowie  $(\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle \& \langle \mathcal{O}^{(2)} \rangle)_{(e,\mu,\tau)}$ , liefern für  $\Delta\kappa_\gamma$  deutlich

|                                                                                       | RMS aus der Verteilung der Messungen |                |           |                       |                |           |
|---------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------|----------------|-----------|-----------------------|----------------|-----------|
|                                                                                       | 189 GeV                              |                |           | 183 GeV               |                |           |
|                                                                                       | $\Delta\kappa_\gamma$                | $\Delta g_1^z$ | $\lambda$ | $\Delta\kappa_\gamma$ | $\Delta g_1^z$ | $\lambda$ |
| $\langle\mathcal{O}^{(1)}\rangle \& \langle\mathcal{O}^{(2)}\rangle$                  | 0.325                                | 0.068          | 0.073     | 0.630                 | 0.143          | 0.159     |
| $(\langle\mathcal{O}^{(1)}\rangle \& \langle\mathcal{O}^{(2)}\rangle)_{(e,\mu,\tau)}$ | 0.346                                | 0.070          | 0.075     | 0.620                 | 0.142          | 0.160     |
| $\mathcal{O}^{(1)}$ -Verteilung                                                       | 0.420                                | 0.070          | 0.077     | 0.800                 | 0.142          | 0.159     |

Tabelle 7.4: Die Tabelle zeigt die Breite (RMS) der Verteilung der in den Testdatensätzen gemessenen TGC-Parametern. Bei den Messungen sind die jeweils anderen TGC-Parameter auf die Werte des Standardmodells fixiert worden. Der Vergleich der Streuungen der Messwerte zeigt die unterschiedliche Sensitivität der verschiedenen Methoden: Messung aus  $\langle\mathcal{O}^{(1)}\rangle \& \langle\mathcal{O}^{(2)}\rangle$  bei getrennter Behandlung der  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e/q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$ - und  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$ -Kanäle; Messung aus den Mittelwerten der Observablen ohne Trennung der verschiedenen Leptonkanäle  $(\langle\mathcal{O}^{(1)}\rangle \& \langle\mathcal{O}^{(2)}\rangle)_{(e,\mu,\tau)}$ ; Messung aus der Anpassung der  $\mathcal{O}^{(1)}$ -Verteilung.

kleinere statistische Unsicherheiten als die Anpassung der  $\mathcal{O}^{(1)}$ -Verteilung. Auch für die beiden anderen Parameter ist eine leicht größere Sensitivität angedeutet. Jedoch ist die Trennung der verschiedenen Leptonkanäle für den Großteil des Sensitivitätsgewinns in den Kopplungen  $\Delta g_1^z$  und  $\lambda$  verantwortlich.

Insgesamt zeigt sich, dass sich bei Verwendung der Mittelwerte von  $\mathcal{O}^{(1)} \& \mathcal{O}^{(2)}$  eine leicht höhere Sensitivität als bei der Anpassung der Verteilung von  $\mathcal{O}^{(1)}$  allein erreichen lässt. Dies erklärt sich aus der Hinzunahme der Observablen zweiter Ordnung. Bei der Anpassung der Observablenverteilung ist dies nicht möglich, da es zu ähnlichen Problemen mit der notwendigen Anzahl der Monte-Carlo Ereignisse in den simulierten, dann mehrdimensionalen, Observablenverteilungen führen würde, wie im *Binned Maximum Likelihood Fit* (siehe Kapitel 6). Insbesondere wird die Streuung der Messwerte für  $\Delta\kappa_\gamma$  deutlich geringer, da die Einflüsse des zweiten Minimums in der  $\log L$ -Kurve durch die Verwendung der Observablen zweiter Ordnung merklich verringert werden. Die Sensitivität kann noch einmal dadurch gesteigert werden, dass die  $e/\mu$ - und  $\tau$ -Kanäle getrennt behandelt werden, da die Rekonstruktion der kinematischen Größen in den  $e/\mu$ -Kanälen deutlich besser ist als im  $\tau$ -Kanal.

### Vergleich der Sensitivität von $\langle\mathcal{O}^{(1)}\rangle \& \langle\mathcal{O}^{(2)}\rangle$ mit $\langle\mathcal{O}^{\alpha_0}\rangle$

Ein einfacher Vergleich der neuen Methode der Verwendung der Mittelwerte beider Observablen  $\mathcal{O}^{(1)} \& \mathcal{O}^{(2)}$  mit der in [61] beschriebenen Verwendung der Observablen  $\mathcal{O}^{\alpha_0}$  (siehe Kapitel 6.2) aus einer Entwicklung des Wirkungsquerschnitts um den Messwert von  $\alpha_0$ , wird hier gezeigt. Weiterhin wird die verbesserte Sensitivität durch Hinzunahme der Observablen zweiter Ordnung gegenüber der alleinigen Verwendung der Observablen  $\mathcal{O}^{(1)}$  demonstriert. Die Verwendung der Observablen zweiter Ordnung war, genauso wie die Verwendung von  $\mathcal{O}^{\alpha_0}$ , vielversprechend insbesondere für den Fall, in dem der Messwert nicht genau an dem Punkt liegt, an dem die Observablen konstruiert wurden (siehe Kapitel 6.2). Zum Vergleich der Methoden werden Testmessungen an Monte-Carlo Datensätzen, die mit  $\alpha = \Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^z, \lambda = +0.5, -0.5$  bei  $\sqrt{s} = 189$  GeV generiert wurden, durchgeführt und die Streuung der Messwerte für die verschiedenen Methoden verglichen.

Die Ergebnisse aus diesem Vergleich sind in Tabelle 7.5 zusammengestellt. Man erkennt deutlich den Sensitivitätsgewinn durch Hinzunahme der Observablen zweiter Ordnung im Vergleich

zur alleinigen Verwendung von  $\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle$ . Verwendet man nur den Mittelwert der Observablen erster Ordnung, so gibt es immer genau zwei Lösungen, die exakt  $\chi^2 = 0$  erfüllen (vgl. Abb. 6.1). Für diesen Vergleich wurde diese Ambiguität künstlich durch die Auswahl der im Monte-Carlo bekannten, richtigen Lösung umgangen. Dennoch ist das Ergebnis für  $\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle$  &  $\langle \mathcal{O}^{(2)} \rangle$  besser, obwohl hier immer das tiefere der beiden, in dieser Methode nicht 100% entarteten, Minima in der  $\log L$ -Kurve gewählt wurde, welches unter Umständen auch das „falsche“ Minimum sein kann. Die Observable  $\langle \mathcal{O}^{\alpha_0} \rangle$  liefert für  $\Delta g_1^z$  und  $\lambda$  einen noch etwas kleineren Fehler<sup>4</sup>. Berücksichtigt man jedoch, dass der Messwert in den OPAL Daten um weniger als 0.5 vom Standardmodell Wert abweicht, ist der Sensitivitätsverlust dadurch, dass immer die Observablen für  $\alpha = 0$  verwendet werden, sehr klein.

|                 |                                                                           | $\alpha = \Delta\kappa_\gamma$ | $\alpha = \Delta g_1^z$ | $\alpha = \lambda$ |
|-----------------|---------------------------------------------------------------------------|--------------------------------|-------------------------|--------------------|
| $\alpha = 0.5$  | $\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle$ & $\langle \mathcal{O}^{(2)} \rangle$ | $0.313 \pm 0.007$              | $0.090 \pm 0.002$       | $0.110 \pm 0.003$  |
|                 | $\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle$                                       | $0.307 \pm 0.007$              | $0.101 \pm 0.003$       | $0.128 \pm 0.004$  |
|                 | $\langle \mathcal{O}^{\alpha=0.5} \rangle$                                | $0.379 \pm 0.010$              | $0.084 \pm 0.002$       | $0.100 \pm 0.003$  |
| $\alpha = -0.5$ | $\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle$ & $\langle \mathcal{O}^{(2)} \rangle$ | $0.176 \pm 0.005$              | $0.065 \pm 0.002$       | $0.071 \pm 0.002$  |
|                 | $\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle$                                       | $0.177 \pm 0.005$              | $0.083 \pm 0.002$       | $0.075 \pm 0.002$  |
|                 | $\langle \mathcal{O}^{\alpha=-0.5} \rangle$                               | $0.173 \pm 0.005$              | $0.064 \pm 0.002$       | $0.065 \pm 0.002$  |

Tabelle 7.5: Die Tabelle zeigt die Streuung der Messwerte für die Kopplungen  $\alpha_i = \Delta\kappa_\gamma$ ,  $\Delta g_1^z$  und  $\lambda$  in 999 Monte-Carlo Testdatensätzen, die bei  $\alpha_i = 0.5$  und  $\alpha_i = -0.5$  generiert wurden. Die Zahlen stammen von Messungen, in denen nur ein Parameter  $\Delta\kappa_\gamma$ ,  $\Delta g_1^z$  oder  $\lambda$  angepasst wurde und die anderen beiden Standardmodell-Werte haben. Die Größe der Streuung als Maß der Sensitivität dient dem Vergleich der verschiedenen Methoden.

Damit sind die Vergleiche der verschiedenen Methoden abgeschlossen und im Folgenden wird nur noch die Messung unter Verwendung der Mittelwerte  $\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle$  &  $\langle \mathcal{O}^{(2)} \rangle$  bei getrennten  $e/\mu$ - und  $\tau$ -Kanälen diskutiert.

### Die Angabe des statistischen Fehlers

In Kapitel 7.3.2 wurde gezeigt, dass für viele Messungen im Mittel trotz der Ambiguität in den  $\log L$ -Kurven keine systematische Verzerrung der Messergebnisse vorliegen. Es bleibt jedoch die Frage offen, ob trotz der asymmetrischen Verteilung der Einzelmessungen, das durch  $\Delta \log L \leq 0.5$  angegebene statistische  $1\sigma$ -Fehlerintervall, der üblichen Definition des „ $1\sigma$ -Fehlers“ als 68.3% Vertrauensintervall (68% CL Intervall) entspricht. Die derart verstandene Verlässlichkeit des statistischen Fehlers aus der Messung soll daher im Folgenden geprüft werden.

Die Verteilung der in den Testdatensätzen gemessenen Kopplungen in Abbildung 7.12 (oben) entspricht für  $\Delta\kappa_\gamma$  aufgrund der Mehrdeutigkeiten in der  $\log L$ -Kurve keiner Gaußverteilung. Aus diesem Grunde ist auch die sogenannte *Pull*-Verteilung (in diesem Fall :  $Pull = (\alpha_{\text{gemessen}} - \alpha_{\text{simuliert}})/\sigma_\alpha$ ) in Abbildung 7.12 (unten) nicht normalverteilt. Wäre dies der Fall, so würde eine Breite der *Pull*-Verteilung von Eins bestätigen, dass der angegebene statistische Fehler der Einzelmessungen der statistischen Verteilung vieler Messergebnisse dergestalt entspricht, dass in 68.3% der Fälle der wahre Wert innerhalb des angegebenen Fehlerintervalles liegt, wie das für die Messungen der Parameter  $\Delta g_1^z$  und  $\lambda$  der Fall ist. Da hier jedoch keine Normalverteilung

<sup>4</sup> Aus den hierbei ebenfalls wieder auftretenden zwei entarteten Minima in der  $\log L$ -Kurve wurde wieder „künstlich“ das richtige Minimum ausgewählt.

vorliegt, sagen die Breiten ( $1.023 \pm 0.010$ ,  $1.003 \pm 0.008$  und  $0.995 \pm 0.008$  für  $\Delta\kappa_\gamma$ ,  $\Delta g_1^Z$  und  $\lambda$ ) dies noch nicht aus. Die angegebenen Breiten wurden durch die Anpassung einer Gaußverteilung an die *Pull*-Verteilungen bestimmt, wobei die Ausläufer in der *Pull*-Verteilung von  $\geq 3$  nicht berücksichtigt wurden. Die entsprechenden Messwerte, die mehr als  $3\sigma$  vom wahren Wert abweichen, sind in dem Histogramm der Verteilung der gemessenen Kopplungen grau unterlegt. Man sieht deutlich, dass dies Messungen sind, in denen das zweite („falsche“) Minimum in der  $\log L$ -Kurve das tiefere ist. Es zeigt sich, dass ohne Berücksichtigung der Ausläufer in der Verteilung für  $\Delta\kappa_\gamma$  die Breite fast mit Eins verträglich ist. Inklusive der Ausläufer ist anhand der *Pull*-Verteilung bereits ersichtlich, dass der aus der  $\log L$ -Kurve bei  $\Delta \log L = 0.5$  bestimmte statistische Fehler keinem 68% CL Intervall mehr entspricht. Da ein derartiges 68% CL Intervall

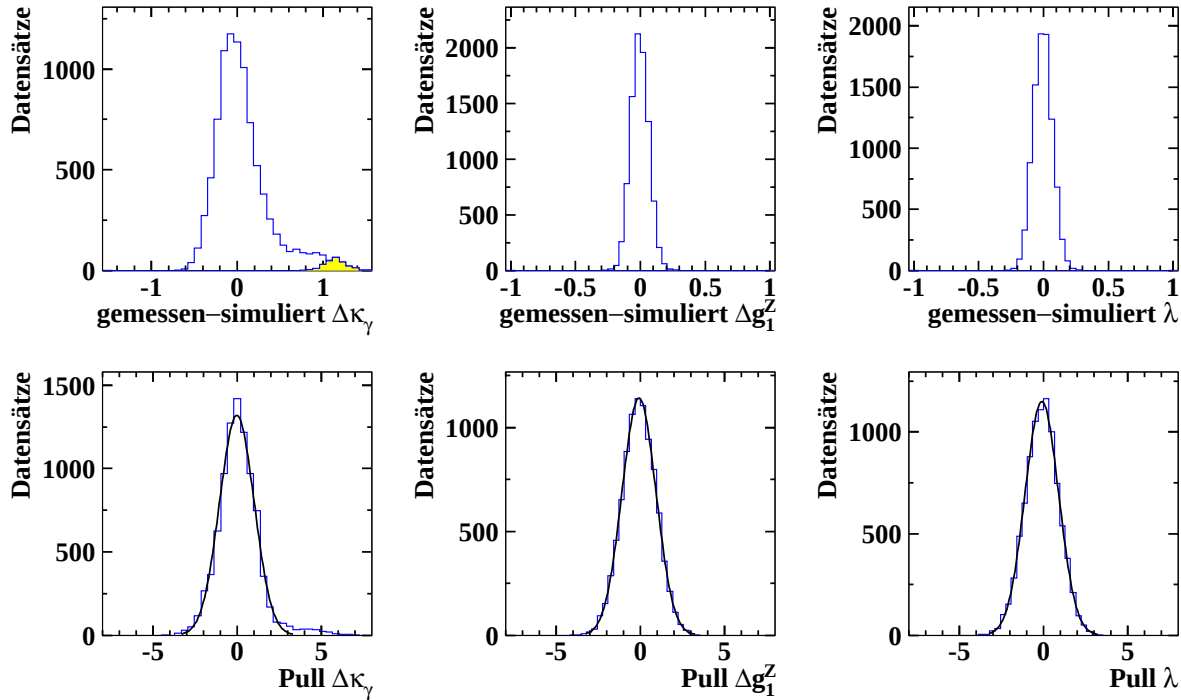


Abbildung 7.12: Die erste Reihe der Abbildung zeigt die Verteilung der gemessenen Werte von  $\Delta\kappa_\gamma$ ,  $\Delta g_1^Z$  und  $\lambda$  in den Standardmodell Testdatensätzen. Die zweite Reihe zeigt die dazugehörigen *Pull*-Verteilungen als Test des statistischen Fehlers der Einzelmessungen. Man erkennt die zuvor bereits angesprochenen asymmetrischen Ausläufer für  $\Delta\kappa_\gamma$ . Das grau unterlegte Histogramm in der Verteilung von  $\Delta\kappa_\gamma$  zeigt die Messungen, die in der *Pull*-Verteilung bei Werten von  $\geq 3$  liegen und bei der Anpassung der Gaußkurve nicht verwendet wurden. Die erhaltenen Breiten der Gaußkurven sind  $1.023 \pm 0.010$ ,  $1.003 \pm 0.008$  und  $0.995 \pm 0.008$  für  $\Delta\kappa_\gamma$ ,  $\Delta g_1^Z$  und  $\lambda$ .

jedoch insbesondere für spätere Kombinationen der Messergebnisse mit Ergebnissen aus anderen Zerfallskanälen bzw. anderen LEP-Experimenten erwünscht ist, wird ein Skalierungsfaktor für die  $\log L$ -Kurve bestimmt. Dieser Faktor gibt an, um wieviel die  $\log L$ -Kurve gestaucht werden muss, damit der bei  $\Delta \log L = 0.5$  abgelesene  $1\sigma$ -Fehler einem 68% CL Intervall entspricht. Dazu wird der Prozentsatz der Testmessungen an Standardmodell Testdatensätzen bestimmt, in denen  $\Delta \log L$  ( $\alpha_i = 0$ )  $\leq 0.5$  ist. Entsprechendes wird für den  $2\sigma$ -Fehler (genauer  $1.96\sigma$  entsprechend einem 95% CL Intervall) bei  $\Delta \log L = 1.92$  wiederholt.

Die Ergebnisse für die eindimensionalen Anpassungen, denen eine Simulation der kombi-

nierten Messung aus  $183 \text{ pb}^{-1}$  an Daten bei  $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$  und  $57 \text{ pb}^{-1}$  bei  $183 \text{ GeV}$  Daten inklusive des totalen Wirkungsquerschnitts zugrundeliegt, sind in Tabelle 7.6 zusammengestellt. Der Prozentsatz ist für die Messungen von  $\Delta g_1^z$  und  $\lambda$  mit einer Abweichung vom richtigen Wert innerhalb des  $1\sigma$  bzw.  $2\sigma$  Fehlers mit 68.3% bzw. 95% verträglich, für  $\Delta\kappa_\gamma$  ist er jedoch wie erwartet signifikant kleiner. Die benötigten Skalierungsfaktoren sind ebenfalls in Tabelle 7.6

|                     | Relativer Anteil (%) an Testmessungen<br>mit richtigem Messwert innerhalb des |                        |                        |
|---------------------|-------------------------------------------------------------------------------|------------------------|------------------------|
|                     | $\Delta\kappa_\gamma$                                                         | $\Delta g_1^z$         | $\lambda$              |
| 1 $\sigma$ -Fehler: | $65.4 \pm 0.5$                                                                | $68.1 \pm 0.5$         | $68.0 \pm 0.5$         |
| 2 $\sigma$ -Fehler: | $93.9 \pm 0.5$                                                                | $95.7 \pm 0.2$         | $95.0 \pm 0.2$         |
|                     | Skalierungsfaktor der $\log L$ -Kurve                                         |                        |                        |
| für 68% CL          | $1.12^{+0.02}_{-0.02}$                                                        | $1.01^{+0.02}_{-0.02}$ | $1.01^{+0.02}_{-0.02}$ |
| für 95% CL          | $1.08^{+0.02}_{-0.02}$                                                        | $0.95^{+0.02}_{-0.02}$ | $1.00^{+0.02}_{-0.02}$ |

Tabelle 7.6: Die Tabelle zeigt den Prozentsatz der Testexperimente, bei denen der  $1\sigma$ -Fehler ( $2\sigma$ -Fehler) um die gemessene Kopplung die im Monte-Carlo implementierten Standardmodell Werte der Kopplungen enthält. Im unteren Teil der Tabelle ist der Skalierungsfaktor für die  $\log L$ -Kurven angegeben, für den der bei  $\Delta \log L = 0.5$  abgelesene  $1\sigma$ -Fehler ein 68% CL Intervall darstellt und entsprechend für das 95% CL Intervall.

angegeben. Eine Korrektur um 12% wird nur für  $\Delta\kappa_\gamma$  vorgenommen. Die Skalierungsfaktoren für 95% CL und das 68% CL Intervall sind statistisch miteinander verträglich und es wird der Faktor für das 68% CL Intervall verwendet. Für die beiden anderen Kopplungen  $\Delta g_1^z$  und  $\lambda$  sind die Skalierungsfaktoren innerhalb einer halben Standardabweichung mit eins verträglich.

Die dreidimensionale Anpassung der Parameter  $\Delta\kappa_\gamma$ ,  $\Delta g_1^z$  und  $\lambda$  wurde ebenfalls in gleicher Weise in Bezug auf die angegebene statistische Unsicherheit geprüft. Die hier vorgestellten Testergebnisse beziehen sich ebenfalls auf die Simulation der kombinierten Messung aus den  $L = 183 \text{ pb}^{-1}$  bei  $\sqrt{s}=189 \text{ GeV}$  und  $L = 57 \text{ pb}^{-1}$  bei  $\sqrt{s}=183 \text{ GeV}$  inklusive des totalen Wirkungsquerschnitts. Die Verteilungen der gemessenen TGC-Parameter in den drei Projektionen sind in Abbildung 7.13 (ohne den totalen Wirkungsquerschnitt) und Abbildung 7.14 (inkl. des totalen Wirkungsquerschnitts) gezeigt. Sie zeigen im Wesentlichen die gleichen Verhältnisse, die auch schon in Abbildung 7.11 diskutiert wurden. Hier lässt sich jedoch aufgrund der durch die *Resampling*-Methode größeren Anzahl von Messpunkten der durch die Ambiguität auftretende zweite Häufungspunkt der Messpunkte deutlicher erkennen. Diese Mehrdeutigkeit wird durch die Hinzunahme der Information aus dem totalen Wirkungsquerschnitt häufiger richtig aufgelöst. Allerdings weist der totale Wirkungsquerschnitt ebenfalls, wie auch schon im eindimensionalen Fall, entartete Minima in der  $\log L$  ( $\chi^2$ )-Kurve auf, die insbesondere für  $\Delta\kappa_\gamma$  nahe den Stellen liegen, an denen auch die  $\log L$ -Kurve aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt ihr zweites Minimum hat. Hierbei liegen in  $(69.6 \pm 0.5)\%$  bzw.  $(95.4 \pm 0.3)\%$  der Datensätze die Messergebnisse so, dass der „wahre“ Wert innerhalb des  $1\sigma$  bzw.  $2\sigma$ -Fehlers liegt, der in dreidimensionalen  $\log L$ -Anpassungen durch den Bereich mit  $\Delta \log L \leq 1.77$  bzw.  $3.91$  gegeben ist. Die dreidimensionalen  $\log L$ -Kurven benötigen daher keine Skalierung, um trotz der auftretenden zweiten Minima die richtigen Vertrauensintervalle zu erhalten. Die Messungen mit zwei freien Parametern werden nicht gesondert diesen Tests unterzogen. Es wird auch wie für drei freie Parameter keine Skalierung vorgenommen.

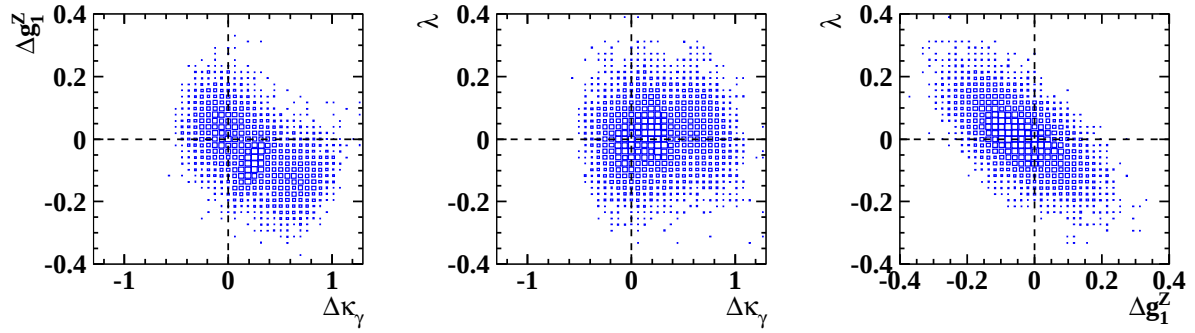


Abbildung 7.13: Das Ergebnis der dreidimensionalen TGC-Parameter Anpassungen in den kombinierten Testdatensätzen mit  $L = 183 \text{ pb}^{-1}$  bei  $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$  und  $L = 57 \text{ pb}^{-1}$  bei  $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$  ohne Verwendung des totalen Wirkungsquerschnitts dargestellt in der Projektion der gemessenen Kopplungen  $(\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z, \lambda)$  auf die drei Ebenen  $\Delta g_1^Z$  gegen  $\Delta\kappa_\gamma$ ,  $\lambda$  gegen  $\Delta\kappa_\gamma$  und  $\lambda$  gegen  $\Delta g_1^Z$ .

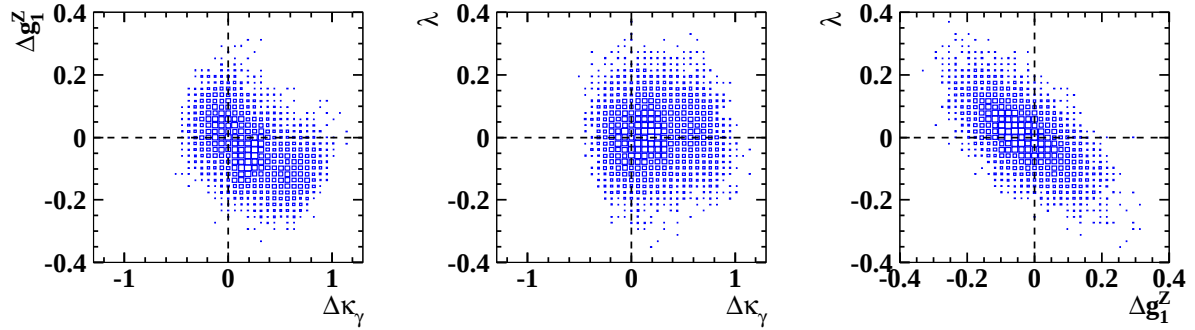


Abbildung 7.14: Das Ergebnis der dreidimensionalen TGC-Parameter Anpassungen in den kombinierten Testdatensätzen mit  $L = 183 \text{ pb}^{-1}$  bei  $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$  und  $L = 57 \text{ pb}^{-1}$  bei  $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$  inklusive der Anpassung des totalen Wirkungsquerschnitts, dargestellt in der Projektion der gemessenen Kopplungen  $(\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z, \lambda)$  auf die drei Ebenen  $(\Delta g_1^Z; \Delta\kappa_\gamma)$ ,  $(\lambda; \Delta\kappa_\gamma)$  und  $(\lambda; \Delta g_1^Z)$ .



## 8. Studien systematischer Unsicherheiten

Eine mögliche systematische Verzerrung der gemessenen TGC-Parameter aufgrund der Messmethode wurde bereits in Kapitel 7.3.2 diskutiert. Andere Quellen systematischer Abweichungen der Messwerte von dem wahren Wert sind eventuell auftretende Unterschiede zwischen der Simulation und den realen Verhältnissen. Diese Unterschiede können zum einen in der Simulation der Detektorantwort liegen. Zum anderen sind in diesem Zusammenhang die Simulationen der physikalischen Prozesse selbst, denen in den Monte-Carlo Generatoren gewisse Näherungen zugrunde liegen, als Quelle systematischer Unsicherheiten anzusehen. Fehlerbehaftete Eingangsgrößen wie z.B. die Strahlenergie sind ebenfalls als mögliche Fehlerquelle anzusehen.

Alle derartigen Effekte haben zur Folge, dass die simulierten Verteilungen der Ereignisse im Detektor, und damit die Mittelwerte der optimalen Observablen  $\mathcal{O}$ , leicht verschieden sind von denen, die man für die entsprechenden Kopplungsparameter in den Daten tatsächlich messen würde. Dies führt dann dazu, dass die aus der Simulation bestimmten *Eichkurven*  $E[\mathcal{O}]$  ( $\vec{\alpha}$ ) einen systematischen Fehler aufweisen. Mögliche Fehler dieser Art in den *Eichkurven* werden durch Variation der entsprechenden Parameter in den Monte-Carlo Simulationen abgeschätzt. Eine derartige Variation der Monte-Carlo Datensätze bedingt durch die veränderten *Eichkurven* eine leichte Veränderung des Messwertes im Experiment. Die in den eindimensionalen Messungen beobachteten Änderungen der Messwerte aufgrund der verschiedenen systematischen Variationen werden als systematische Unsicherheit angegeben.

Diese Angabe der Unsicherheiten ist jedoch nicht ausreichend, da die Kombination dieser Messung mit den Analysen der anderen Kanäle ( $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$  und  $W^+W^- \rightarrow \ell\bar{\nu}_\ell\ell'\nu_{\ell'}$  sowie  $e^+e^- \rightarrow We\bar{\nu}_e$ ) und auch später mit den anderen LEP-Experimenten durch die Addition der  $\log L$ -Kurven erfolgt. Da die Fehler der Einzelmessungen insbesondere auch der anderen Kanäle ( $q\bar{q}q\bar{q}$  und  $\ell\bar{\nu}_\ell\ell'\nu_{\ell'}$ ) nicht den Erwartungen entsprechend einer Gauß-verteilten Messgröße entsprechen, ist es nicht richtig, das übliche fehlergewichtete Mittel der Messwerte zu verwenden. Statt dessen werden die  $\log L$ -Kurven der Einzelmessungen addiert. Um in der Addition auch die systematischen Fehler zu berücksichtigen, müssen diese in den  $\log L$ -Kurven enthalten sein. Es ist daher nicht ausreichend die jeweils bestimmten systematischen Unsicherheiten durch eine einzelne Zahl anzugeben und quadratisch aufzuaddieren. Vielmehr werden die systematischen Fehler direkt in der  $\log L$ -Kurve berücksichtigt, indem zur Kovarianzmatrix  $V_{stat.}$  der statistischen Unsicherheit in der Anpassung der TGC-Parameter an die gemessenen Observablenmittelwerte, die Kovarianzmatrix  $V_{syst.}$  der systematischen Fehler addiert wird:

$$\chi^2(\vec{\alpha}) = (\langle \vec{\mathcal{O}} \rangle - E[\vec{\mathcal{O}}](\vec{\alpha}))^t V^{-1} (\langle \vec{\mathcal{O}} \rangle - E[\vec{\mathcal{O}}](\vec{\alpha})), \quad \text{mit } V = V_{stat.} + V_{syst.} \quad (8.1)$$

Die Kovarianzmatrix  $V_{syst.}$  besteht dabei aus der Summe der Kovarianzmatrizen, die sich aus den verschiedenen systematischen Variationen ergeben. Die Elemente von  $V_{syst.}$  lassen sich aus den Abweichungen in den Eichkurven  $E[\mathcal{O}_i](\vec{\alpha})$  bzw. der Observablenmittelwerte aufgrund der systematischen Variation gewinnen. Prinzipiell sind diese Abweichungen abhängig von  $\vec{\alpha}$ . Diese Abhängigkeit ist jedoch ohnehin nur für den Fall sinnvoll bestimmbar, in dem die systematische Variation, z.B. eine veränderte Winkelauflösung, in dem verwendeten Referenz Monte-Carlo selbst vorgenommen werden kann. In anderen Fällen, z.B. dem Vergleich unterschiedlicher Monte-Carlo Simulationen oder verschiedener Strahlenergien, können die Veränderungen

der Observablenmittelwerte nur für die Standardmodell-Kopplungen ermittelt werden. Da die verschiedenen Monte-Carlo Generatoren entweder keine Simulation anomaler Kopplungen zulassen, oder die Erzeugung sämtlicher dazu benötigter Monte-Carlo Sätze nicht durchführbar ist, kann über die TGC-Abhängigkeit keine Aussage gemacht werden. Durch Ungewichtung der Monte-Carlo Ereignisse könnte zwar auch aus Vergleichs-Monte-Carlos eine komplette *Eichkurve* bestimmt werden, die Unsicherheiten durch die Ungewichtung sind jedoch sehr groß, wenn nur ein Standardmodell Monte-Carlo Datensatz zur Verfügung steht. Für  $V_{syst.}$  werden daher bei allen durchgeführten systematischen Tests immer die Abweichungen der *Eichkurven* bei Standardmodell-Kopplungen verwendet.

Die Elemente  $(V_{syst})_{ij}^{Variation_k}$  der Kovarianzmatrix zur k-ten systematischen Variation erhält man dann aus den für diese Variation bestimmten Abweichungen in den Observablenmittelwerten  $\Delta E[\mathcal{O}_i] \cdot \Delta E[\mathcal{O}_j]$ , wobei  $i, j$  hier die verschiedenen Observablen bezeichnen.

Die Daten aus dem  $\tau$ -Kanal und dem  $e/\mu$ -Kanal sind statistisch voneinander unabhängig. Korrelationen zwischen den systematischen Unsicherheiten lassen sich durch eine simultane  $\chi^2$ -Anpassung der Datensätze berücksichtigen. Die Kovarianzmatrix der statistischen Unsicherheiten  $V_{stat.}$  hat in diesem Fall eine blockdiagonale Gestalt, aufgebaut aus den Kovarianzmatrizen der Einzeldatensätze.

$$V_{stat.} = \begin{pmatrix} V_{stat.}^{e,\mu} & 0 \\ 0 & V_{stat.}^{\tau} \end{pmatrix}$$

Die meisten systematischen Variationen, wie z.B. die Jetauflösung oder die Unsicherheit in der Strahlenergie, beeinflussen sowohl den  $\tau$ - als auch die  $e/\mu$ -Kanäle. Die Effekte werden daher als korreliert zwischen den beiden Datensätzen betrachtet. Der Vergleich verschiedener Monte-Carlo-Generatoren ist ebenfalls korreliert zwischen den Kanälen, abgesehen von der speziellen Beschreibung der Tau-Zerfälle. Da sich diese Effekte nicht trennen lassen, wird hier eine 50% Korrelation zwischen den beobachteten systematischen Variationen angenommen. In den Fällen, in denen davon ausgegangen werden muss, dass der systematische Test statistisch dominiert ist, werden die angegebenen Unsicherheiten als unkorreliert angesetzt. Die Kombination der Datensätze aus den beiden Jahrgängen von 1997 und 1998 geschieht in analoger Weise unter Berücksichtigung der korrelierten systematischen Unsicherheiten.

## 8.1 Statistische Fluktuation der Simulation

Die Gesamtanzahl der zur Bestimmung der Eichkurven verwendeten simulierten Signalereignisse entspricht mehr als dem 500-fachen der bei OPAL selektierten Datenmenge. Statistische Fluktuationen in den Referenz-Monte-Carlo Datensätzen sind daher vernachlässigbar. Dies wurde durch die Durchführung der Analyse mit der halben Anzahl an Monte-Carlo Ereignissen bestätigt.

## 8.2 W-Paar Selektion und Identifikation des Zerfallskanals

Für die Standard-Selektion von WW-Ereignissen bei OPAL wurden an anderer Stelle eingehende Studien zum Vergleich zwischen den Daten und der Simulation durchgeführt [56]. Die sich hieraus ergebenden Unsicherheiten bezüglich der Nachweiswahrscheinlichkeit der Selektion sind kleiner als 0.5%.

Die Effekte einer möglichen unterschiedlichen Winkel- bzw. Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit der Selektion der Daten im Vergleich zur Simulation wird im nächsten Abschnitt behandelt. Ebenso werden unterschiedliche Verunreinigungen mit Untergrund, der nicht von W-Paaren herrührt, weiter unten getrennt aufgeführt. Darüberhinaus ist die genaue Simulation der globalen Effizienz nicht von Bedeutung, da in der Analyse die unterschiedliche

Auflösung aufweisenden  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  und  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e/q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$ -Kanäle getrennt behandelt werden. Auf diese Weise wirken sich, auch bei unterschiedlicher Auflösung in den kinematischen Größen, nur verschiedene Verunreinigungen von, z.B. fälschlich als  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  selektierten  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$ -Ereignissen, in den Daten und der Simulation auf die Messung aus. Um die Auswirkungen eines derartigen Effektes zu studieren, wird in der Simulation der  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$ -Untergrund in den als  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$  oder  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  selektierten Ereignissen mit einem Gewicht von 1.01 versehen. Dies entspricht einer Variation um das Doppelte der oben genannten Unsicherheit der Nachweiswahrscheinlichkeit und sollte demnach zur Abschätzung der Größenordnung des möglichen Effektes ausreichen. Selbiges wurde in einem getrennten Test für alle  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$ -Ereignisse durchgeführt. Der Effekt, den dies auf die *Eichkurven* und damit auf die Messung hat, ist verschwindend gering (siehe Tabelle 8.3e).

### 8.3 Winkel- und Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Selektionswahrscheinlichkeit ist nicht über alle Winkel- und Energiebereiche der Leptonen konstant. Z.B. nimmt die Nachweiswahrscheinlichkeit von Spuren im Vorwärts- und Rückwärtsbereich nahe der Strahlachse deutlich ab. Die Beschreibung dieser Winkelabhängigkeit, bzw. die Auswirkungen einer möglichen Abweichung zwischen den Daten und der Beschreibung durch die Simulation auf die Messung, wird auf zwei Arten getestet:

- i) Aus der Analyse werden alle Ereignisse entfernt, in denen das geladene Lepton im Winkelbereich von  $|\cos(\theta)| > 0.9$  liegt. Bei unendlich großer Datenmenge und exakter Detektorbeschreibung sollte dies den Messwert nicht verändern. Aufgrund der statistischen Fluktuation der entfernten Ereignisse erhält man jedoch einen leicht anderen Messwert. Um die Beschreibung dieses Effektes in der Monte-Carlo Simulation zu testen, wird der gleiche Schnitt auch in den simulierten Datensätzen aus Kapitel 7.3.3 angewendet und die sich dabei ergebende mittlere Verschiebung der Messergebnisse mit der in den Daten beobachteten Variation des Messwertes verglichen. Das Ergebnis ist in Abbildung 8.1 zu sehen. Man sieht, dass die in den Daten beobachtete Veränderung des Messwertes aufgrund des eingeführten Schnittes genau innerhalb der Erwartung liegt. Das Gleiche ergeben die Tests, bei denen die Ereignisse verworfen werden, in denen die Lepton-Spur nahe an einem der beiden Jets liegt ( $|\cos(\angle(Lepton, Jet))| > 0.9$ ). Diese Tests sind in ihrer Aussagekraft aufgrund der erwarteten statistischen Fluktuation sehr begrenzt. Da die beobachtete Streuung der Messwerte aufgrund des zusätzlichen Selektionsschnittes bereits im statistischen Fehler der Messung enthalten ist, wird die Abweichung aus diesem Test nicht als Beitrag zur systematischen Unsicherheit betrachtet.
- ii) In fünf unabhängigen Tests werden fünf verschiedene Verteilungen benutzt, um die Monte-Carlo Ereignisse derart umzugewichten, dass sie die in den Daten beobachteten Verteilungen wiedergeben. Die betrachteten Verteilungen sind der Polarwinkel bzw. die Energie des Leptons sowie des höherenergetischen Jets und der kleinere der beiden Winkel zwischen geladenem Lepton und Jet. Anschließend werden aus den umgewichteten Monte-Carlo Ereignissen die *Eichkurven* neu bestimmt und die Analyse wiederholt.

Das Verhältnis der in den OPAL Daten und der Simulation selektierten Ereignisse, in Abhängigkeit der oben genannten Größen, ist in Abbildung 8.2 gezeigt. An diese Verhältnisse wird jeweils eine Gerade angepasst. Aus der Geraden wird in Abhängigkeit der jeweiligen Messgröße ein Gewichtungsfaktor für die Monte-Carlo Ereignisse bestimmt. Durch Anwendung dieser Gewichtungsfaktoren werden die Verteilungen im Monte-Carlo Datensatz an die in den Daten beobachteten Verteilungen angeglichen. Die vereinfachte lineare Abhängigkeit der Gewichtungsfaktoren von den Messgrößen wird dadurch gerechtfertigt,

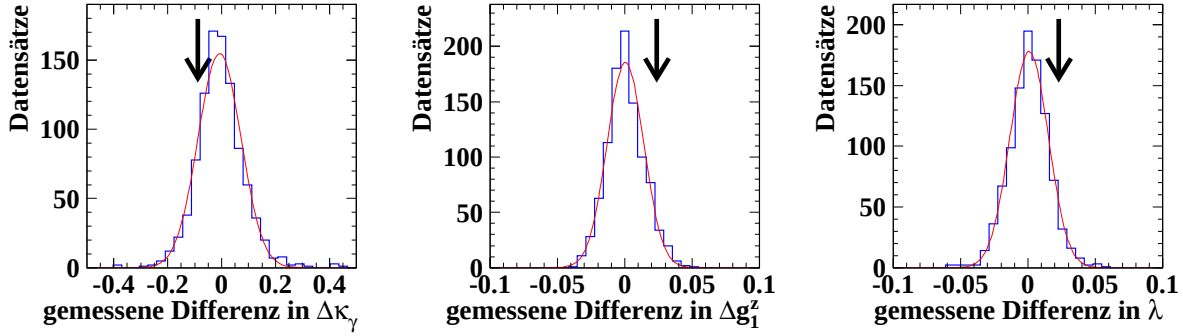


Abbildung 8.1: Die Verteilung der Abweichungen in den gemessenen Parametern  $\Delta\kappa_\gamma$ ,  $\Delta g_1^z$  und  $\lambda$  der einzelnen Monte-Carlo Testdatensätze mit  $L = 183 \text{ pb}^{-1}$  bedingt durch den zusätzlichen Selektionsschnitt auf  $|\cos(\theta)| > 0.9$ . Der Pfeil markiert die in den Daten bei  $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$  beobachtete Veränderung des Messwertes bei Anwendung des Schnittes.

dass die Verteilungen in Daten und Simulation auch ohne Ungewichtung statistisch miteinander verträglich sind, der Test also lediglich dazu dient, eine Abschätzung der möglichen Systematik zu erhalten.

Eine mögliche Abhängigkeit der so bestimmten Gewichtungsfaktoren von den TGC-Parametern des verwendeten Monte-Carlo Satzes ist in Abbildung 8.3 für die Ungewichtung bezüglich des Polarwinkels des geladen Leptons zu sehen. Im Rahmen der statistischen Fehler sind die Gewichtungsfaktoren für alle interessanten Bereiche der TGCs mit Eins verträglich und zur Abschätzung der systematischen Unsicherheit wird die Gewichtung aus dem Standardmodell Monte-Carlo bestimmt. Die Abweichung der TGC-Messwerte durch die Ungewichtung der Monte-Carlo Ereignisse ist in Tabelle 8.3 unter d) aufgelistet.

## 8.4 Untergrund

Die größte und damit für die Systematik wichtigste Untergrundquelle besteht aus Zwei-Fermion Ereignissen ( $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$ ). Für die Beschreibung des relativen Anteils dieser Ereignisse in der selektierten Ereignismenge liegen Studien vor [53], in denen:

- i) die zur Ereignisselektion verwendeten Referenzverteilungen der *Likelihood*-Selektion (siehe Kapitel 4.4) der Untergrund- und Signalbeiträge an die OPAL Daten angepasst werden;
- ii) die Beiträge von Signal- und Untergrund-Monte-Carlo derart variiert werden, dass die resultierende *Likelihood*-Verteilung bestmöglich mit der Verteilung in den Daten übereinstimmt;
- iii) die  $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$  Selektion auf Referenzdatensätze angewendet wird. Diese Referenzdatensätze bestehen aus  $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$  Ereignissen der Kalibrationsdaten, die auf der  $Z^0$  Resonanz genommen werden, und der entsprechenden Monte-Carlo Simulation. Die gemessenen Spuren und Energiedepositionen werden in Daten und Simulation gleichermaßen so mit einem Lorentzboost versehen, dass die Schwerpunktsenergieverteilung der gemessenen  $\sqrt{s}$ -Verteilung in den Hohenenergiedaten entspricht. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Selektion angewendet auf diese Datensätze wird zwischen der Simulation und den OPAL Daten verglichen.

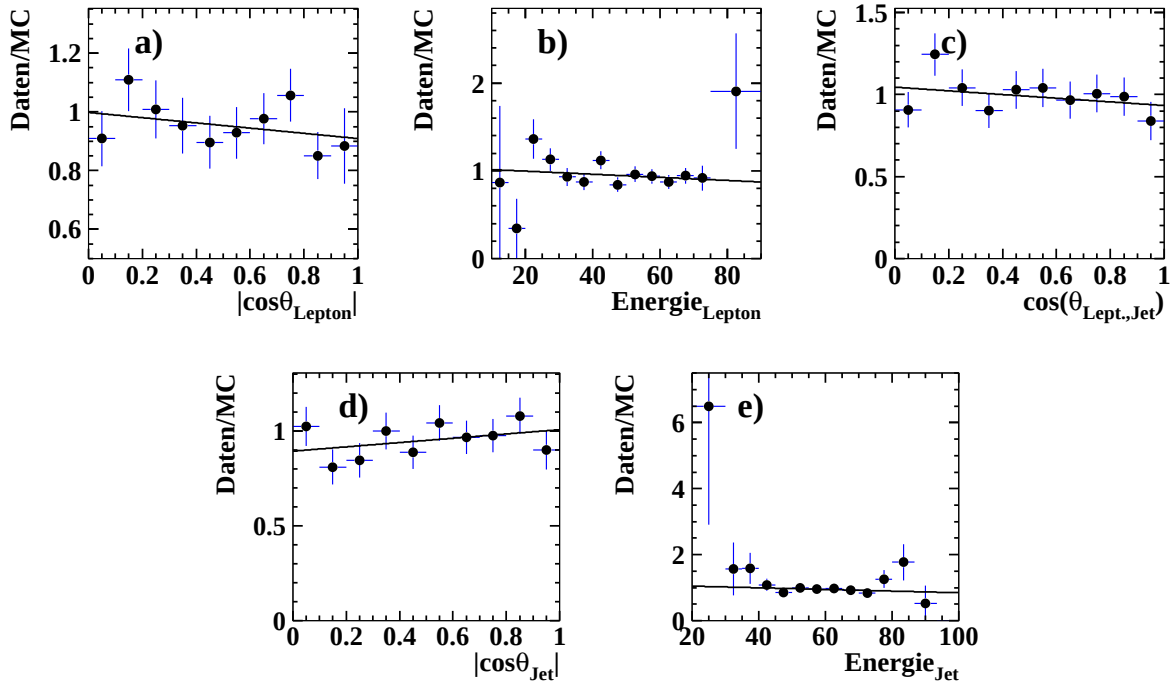


Abbildung 8.2: Das Verhältnis der in den OPAL Daten bei  $\sqrt{s} = 189$  GeV selektierten Ereignisse zu der erwarteten Ereigniszahl aus der Monte-Carlo Simulation mit Kopplungen gemäß der Standardmodell-Erwartung. Die Abbildungen zeigen die Abhängigkeit dieser Größe von a)  $|\cos(\theta_{Lepton})|$ , b)  $E_{Lepton}$ , c)  $|\cos(\angle(Lepton, Jet))|$ , d)  $|\cos(\theta_{Jet})|$  und e)  $E_{Jet}$ .

Aus diesen Vergleichen ergeben sich Korrekturfaktoren für den Untergrund aus  $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$  Ereignissen von 1.3, 1.0 und 1.1 (1.25, 1.0 und 1.15) für die Untergrundbeiträge zu den  $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$ ,  $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$  und  $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$  Kanälen in den Daten bei  $\sqrt{s} = 183(189)$  GeV. Diese Korrekturen werden in der Analyse angewendet. Zur Abschätzung der systematischen Unsicherheit werden die Ergebnisse mit und ohne Anwendung der Korrektur verglichen.

Einflüsse der Modellierung der  $Z^0/\gamma \rightarrow q\bar{q}$  Untergrundereignisse werden dadurch untersucht, dass bei der Simulation dieser Ereignisse das PYTHIA Monte-Carlo Programm mit JETSET Fragmentation durch ein HERWIG Programm ersetzt wird.

Der Untergrund aus Zwei-Photon Ereignissen ist mit 0.1% sehr klein. Der Wirkungsquerschnitt für diese Ereignisse ist sehr groß, doch die meisten Ereignisse liegen in Regionen des Phasenraumes, die nicht durch die Schnitte gelangen. Die verbleibenden Bereiche des differentiellen Wirkungsquerschnitts sind mit großen systematischen Unsicherheiten behaftet, da sie schwer zu testen und normalerweise für Analysen von Zwei-Photon Ereignissen nicht von Bedeutung sind. Der Untergrundbeitrag wird daher um 100% variiert.

Die Auswirkungen dieser Tests auf die Messergebnisse in den OPAL Daten sind in Tabelle 8.3 unter h) zusammengefasst.

## 8.5 Jet-Rekonstruktion

Vergleiche zwischen den rekonstruierten Jets in den OPAL Daten und der Simulation bezüglich deren Energie- und Raumwinkelverteilung, bzw. deren Auflösung, werden mit Kalibrationsdaten

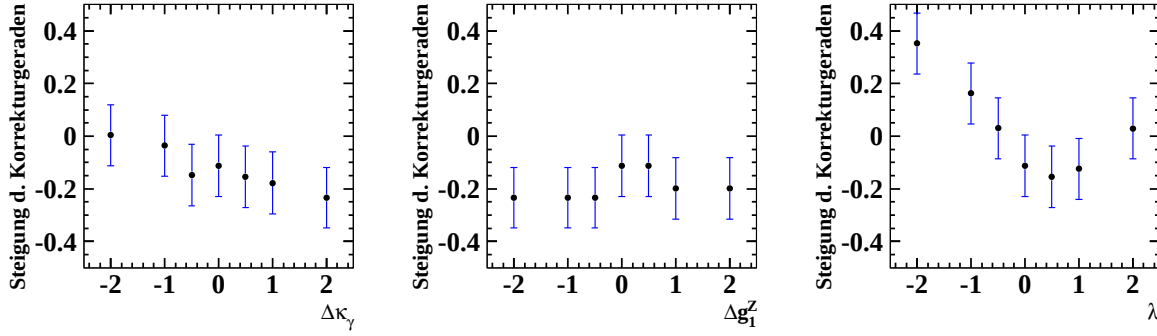


Abbildung 8.3: Die Abhängigkeit der Steigungen der Geraden aus denen die Umgewichtungsfaktoren bestimmt werden, von der im Referenz Monte-Carlo simulierten Drei-Eichboson-Kopplung ( $\sqrt{s} = 189$  GeV. Die hier beispielhaft betrachtete Umgewichtung bezieht sich auf die systematischen Variation der Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von  $|\cos(\theta_{Lepton})|$  (siehe Abb. 8.2a).

und entsprechenden Monte-Carlo Ereignissen durchgeführt.

Die Kalibrationsdaten werden zu Beginn eines jeden Jahres auf der  $Z^0$  Resonanz aufgenommen ( $\simeq 3.1 \text{ pb}^{-1}$  im Jahr 1998 und  $\simeq 2.1 \text{ pb}^{-1}$  im Jahr 1997). Die Information über die vorhandenen systematischen Unsicherheiten in der Jetrekonstruktion wird für alle Analysen in der W-Gruppe benötigt. Um die Effekte derartiger Unsicherheiten auf die TGC-Analyse zu studieren, werden die in [65] bestimmten Unsicherheiten bei der Jetrekonstruktion übernommen und entsprechende Variationen in der TGC-Analyse vorgenommen.

Vergleiche zwischen den OPAL Daten und der Simulation bezüglich der mittleren Energiesumme der beiden Jets in  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  Ereignissen, die abgesehen von ISR, gerade der Strahlenergie entsprechen sollte, lassen auf systematische Unsicherheiten in der Energiemessung der Jets schließen. Der Vergleich der Breiten der Energiesummenverteilung gibt Aufschluss über die Beschreibung der Energieauflösung. Ähnliche Vergleiche wurden auch anhand von 3-Jet Ereignissen durchgeführt. Hier lässt sich aufgrund von Energie- und Impulserhaltung aus der Winkelinformation die Energie der Jets berechnen und mit den gemessenen Größen vergleichen. Die Studien ergeben eine mögliche Abweichung der Jet-Energiekalibration von  $< 1\%$ . Für die Energieauflösung ergeben sich maximalen Abweichungen von 3% im Zentralbereich des Detektors und 20% im Endkappenbereich. Für den Vergleich der Winkelauflösung der Jets werden wieder 2-Jet Ereignisse verwendet und deren Akollinearität in den Daten mit der Simulation verglichen. Um einen Anhaltspunkt für eine mögliche Verschiebung in  $\cos(\theta)$  der Jets zu bekommen, wird die Differenz der durch alleinige Verwendung der Spurkammern bzw. des elektromagnetischen Kalorimeters bestimmten Winkel der Jets zwischen den Daten und der Simulation verglichen. Es gibt keinen Anhaltspunkt dafür, dass mögliche Fehler in der Winkelmessung aus den Spurkammern mit der aus dem Kalorimeter korreliert sind und dieser Vergleich würde eine systematische Verschiebung bedingt durch eine der beiden Komponenten aufzeigen. Die OPAL Daten stimmen hier im Mittel mit der Simulation bis auf  $\cos(\theta) \simeq \pm 0.0003$  überein.

Die Auswirkung systematischer Fehler im Rahmen der oben genannten Grenzen auf die verschiedenen Größen werden dadurch bestimmt, dass die Größen in der Simulation der gemessenen Jets um den jeweiligen Wert verändert werden. Daraufhin wird die kinematische Anpassung mit den veränderten Werten jedes simulierten Ereignisses wiederholt und neue *Eichkurven* erstellt. Die Effekte, die die einzelnen Vergrößerungen der Auflösungen und systematischen Verschiebun-

gen in Form einer Änderung des Messresultates haben, sind in Tabelle 8.3 unter b) aufgeführt. Für die Rekonstruktion der  $\tau$ -Flugrichtung werden die gleichen Unsicherheiten angenommen, siehe Tabelle 8.3 Punkt c).

## 8.6 Monte Carlo Generatoren

Die Implementation der physikalischen Prozesse in den verschiedenen Ereignisgeneratoren basieren auf leicht unterschiedlichen Näherungen. Bekannte Unterschiede zwischen den verwendeten Ereignisgeneratoren EXCALIBUR und KORALW sind z.B. eine unterschiedlich genaue Behandlung der Photonabstrahlung aus dem Anfangszustand sowie die Berücksichtigung der  $\tau$ -Polarisation beim  $\tau$ -Zerfall in KORALW. Ein Vergleich der verschiedenen Monte-Carlo Generatoren erfolgt dadurch, dass die zu EXCALIBUR alternativen Monte-Carlo Datensätze (die nur mit Standardmodell Werten der Kopplungsparameter vorliegen) als Testdatensätze verwendet und deren Kopplungsparameter gemessen werden. Ein systematischer Fehler bewirkt von „Null“ abweichende Resultate. Da der KORALW Ereignisgenerator im allgemeinen nur die drei CC03 WW-Produktionsdiagramme berücksichtigt und nicht alle Vier-Fermionen Prozesse wie in EXCALIBUR und GRC4F, wurde bei  $\sqrt{s}=189$  GeV ein abgeänderter KORALW Generator verwendet, in dem das Matricelement von GRC4F benutzt wird. Bei  $\sqrt{s}=183$  GeV hingegen wird der Test anhand des relativen Unterschieds zwischen den Messergebnissen reiner CC03-EXCALIBUR bzw. KORALW Monte-Carlo Datensätze vorgenommen. Die Ergebnisse aus diesem Vergleich für die Messungen eines Parameters sind in Tabelle 8.1 zusammengefasst. Im Rahmen

|            | Generator | gemessene Kopplung    |                  |                   |
|------------|-----------|-----------------------|------------------|-------------------|
|            |           | $\Delta\kappa_\gamma$ | $\Delta g_1^Z$   | $\lambda$         |
| 189 GeV MC | KORALW    | $0.011\pm 0.026$      | $0.012\pm 0.008$ | $0.007\pm 0.008$  |
|            | GRC4F     | $-0.002\pm 0.047$     | $0.013\pm 0.013$ | $0.010\pm 0.014$  |
| 183 GeV MC | KORALW    | $0.040\pm 0.078$      | $0.018\pm 0.017$ | $0.005\pm 0.020$  |
|            | GRC4F     | $-0.002\pm 0.053$     | $0.003\pm 0.014$ | $-0.008\pm 0.015$ |

Tabelle 8.1: Die in den KORALW und GRC4F Monte-Carlo Datensätzen gemessenen Kopplungsparameter in Messungen mit einem freien Parameter bei Verwendung der Standard Referenz Monte-Carlos von EXCALIBUR.

der Genauigkeit des Tests aufgrund der Größe der Monte-Carlo Datensätze sind keine systematischen Abweichungen zu erkennen. Wie auch in den anderen Tests zur Systematik werden die Abweichungen in den Mittelwerten der optimalen Observablen bei Standardmodell Werten für die Kopplungen zwischen den verschiedenen Generatoren herangezogen und die Eichkurven entsprechend verschoben, um den Effekt auf die Messung in den OPAL Daten (siehe Tabelle 8.3, Punkt f)) zu erhalten.

## 8.7 Fragmentation

Die in Kapitel 4.2 angesprochenen unterschiedlichen phänomenologischen Beschreibungsmöglichkeiten der Fragmentation der beiden primären Quarks in den  $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$  Ereignissen tragen ebenfalls zur systematischen Unsicherheit bei. Die Beschreibungsmodelle wurden beide durch intensive Jet-Studien während LEP1 an die Beobachtungen angepasst. JETSET hat sich hierbei gegenüber HERWIG für die meisten Anwendungen durchgesetzt. Auch die Fragmentation der in

dieser Analyse verwendeten Monte-Carlo Datensätze wurde mit JETSET durchgeführt. Die systematische Unsicherheit wird durch den Vergleich mit Monte-Carlo Datensätzen mit HERWIG Fragmentation abgeschätzt. Um bei diesem Test nicht durch statistische Unsicherheiten in den Monte-Carlo Datensätzen beeinflusst zu sein, werden dabei zwei Monte-Carlo Datensätze verwendet, welche die gleichen Ereignisse auf der primären Partonebene benutzen. Lediglich die Fragmentation wurde anschließend mit den verschiedenen Modellen simuliert und die Ereignisse dann der Detektorsimulation unterzogen. Diese Monte-Carlo Datensätze werden beide als Testdatensätze verwendet und die Unterschiede der gemessenen Kopplungen in den Messungen, in denen die anderen Kopplungen auf die Werte im Standardmodell fixiert sind, sind in Tabelle 8.2 aufgelistet. Die Unterschiede sind klein im Vergleich zur statistischen Unsicherheit der Messung

|                 | Differenz der gemessenen Kopplungen |                |           |                       |                |           |
|-----------------|-------------------------------------|----------------|-----------|-----------------------|----------------|-----------|
|                 | 189 GeV Monte-Carlo                 |                |           | 183 GeV Monte-Carlo   |                |           |
|                 | $\Delta\kappa_\gamma$               | $\Delta g_1^z$ | $\lambda$ | $\Delta\kappa_\gamma$ | $\Delta g_1^z$ | $\lambda$ |
| JETSET – HERWIG | –0.019                              | 0.000          | 0.006     | –0.035                | 0.009          | 0.022     |

Tabelle 8.2: Die Differenzen der gemessenen Kopplungen zwischen den Monte-Carlo Testdatensätzen die mit JETSET bzw. HERWIG Fragmentation simuliert wurden.

und zumindest zum Teil durch statistische Unterschiede in der Detektorsimulation zu erklären. Der Effekt auf die Messung wird wieder durch die systematische Verschiebung der *Eichkurven* um die Unterschiede in den Observablenmittelwerten zwischen den beiden Monte-Carlo Datensätzen ermittelt.

## 8.8 W-Masse

Die W-Masse beeinflusst in geringer Weise die Rekonstruktion, da in der kinematischen Anpassung die Ereignisse auf die mittlere W-Masse gezwungen werden. Darüber hinaus ist auch der differentielle Wirkungsquerschnitt massenabhängig und damit auch die Verteilung der optimalen Observablen. Prinzipiell ist auch die Konstruktion der optimalen Observablen an sich von der W-Masse abhängig, da zu deren Berechnung der differentielle Wirkungsquerschnitt herangezogen wird. In der Berechnung der Observablen wird jedoch immer eine Masse von  $80.33 \text{ GeV}/c^2$  angenommen, wie sie in der Monte-Carlo Simulation benutzt wird, obwohl der jetzige Messwert für die W-Masse bei  $80.40 \pm 0.09 \text{ GeV}/c^2$  liegt. Dieser Massenwert stammt aus den Messungen am Tevatron [57], dem  $p\bar{p}$ -Collider am Fermilab. Er wird als Vergleichswert herangezogen, da er weitgehend unabhängig von den Messungen an LEP sind. Die Massenmessung bei LEP hingegen benutzt die gleichen Ereignisse, die in den Messungen zu den Drei-Eichboson-Kopplungen verwendet werden. Der Effekt auf die gemessenen Kopplungen aufgrund des Unterschieds zwischen der „wahren“ W-Masse und der in der Simulation verwendeten Masse, wird durch Studien an Monte-Carlo Datensätzen, die mit verschiedenen W-Massen generiert wurden, abgeschätzt. Die Unterschiede in den Mittelwerten der optimalen Observablen für die verschiedenen W-Massen sind in Abbildung 8.4 dargestellt. Die Abhängigkeit von der W-Masse wird durch eine Gerade approximiert. Aus deren Steigung und deren quadratisch addierter Unsicherheit wird die Verschiebung der Eichkurven durch eine um  $160 \text{ MeV}/c^2$  größere W-Masse ausgerechnet. Die  $160 \text{ MeV}/c^2$  ergeben sich dabei aus der linearen Addition des Fehlers der Massenmessung zur Differenz zwischen der im Monte-Carlo implementierten und der gemessenen W-Masse.

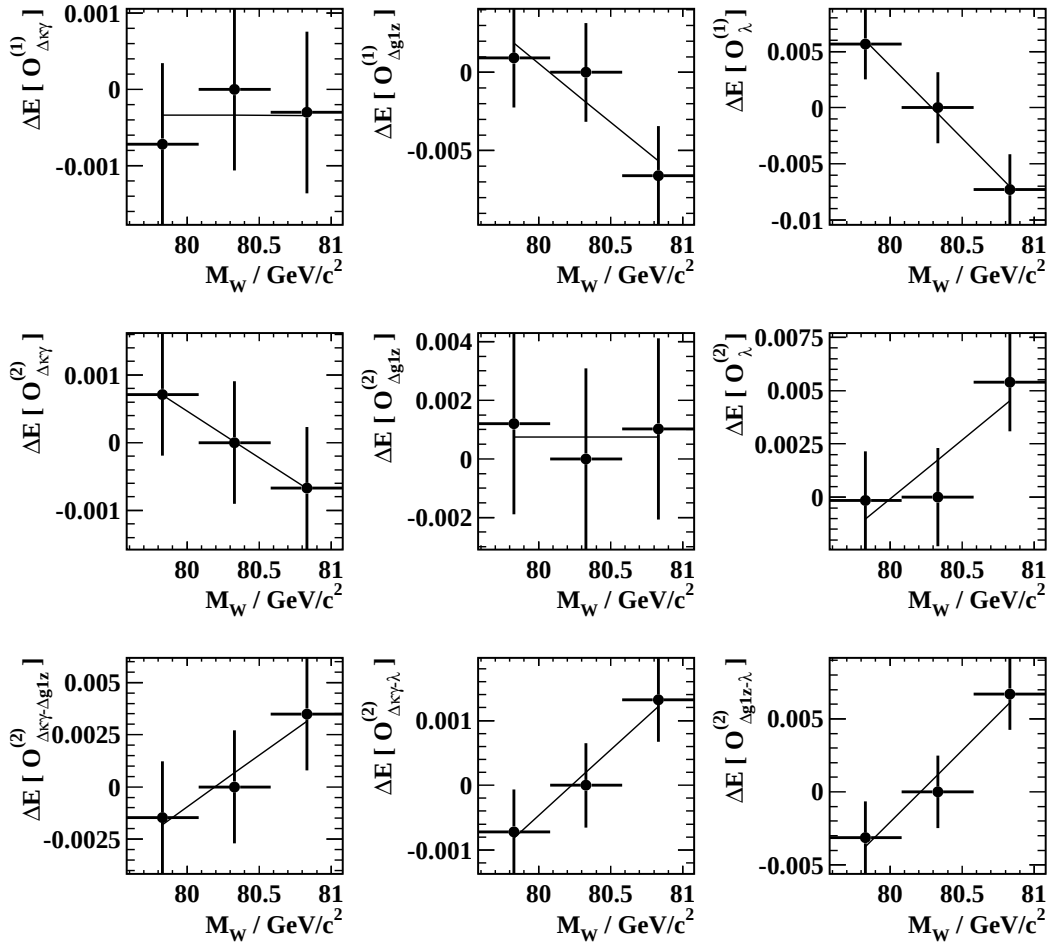


Abbildung 8.4: Verschiebung der Mittelwerte der optimalen Observablen bei  $\sqrt{s} = 189$  GeV für verschiedene W-Massen, relativ zu dem Mittelwert bei einer Masse von  $80.33 \text{ GeV}/c^2$ , die in den Referenz-Monte-Carlo Datensätzen verwendet wird.

## 8.9 Strahlenergie

Die mittlere doppelte Strahlenergie von LEP hat in den Jahren 1998 und 1997 ( $182.68 \pm 0.05$ ) GeV bzw. ( $188.64 \pm 0.04$ ) GeV betragen. Die Monte-Carlo Ereignisse wurden jedoch bei  $\sqrt{s} = 183$  GeV und 189 GeV generiert. Die systematischen Unsicherheiten, die sich aufgrund dieser Tatsache ergeben, werden ähnlich wie die Unsicherheit aufgrund der W-Masse untersucht. Die Observablen werden immer aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt bei der mittleren gemessenen doppelten Strahlenergie von 182.68 bzw. 188.64 GeV berechnet. Die Unterschiede in den Mittelwerten der optimalen Observablen, die sich dann für verschiedene in der Simulation benutzte Schwerpunktsenergien ergeben, sind in Abbildung 8.5 beispielhaft für den Test bei 189 GeV dargestellt. Zu den Steigungen der Geraden, die an die Abhängigkeit der Mittelwerte von der Strahlenergie angepasst wurden, werden jeweils die statistischen Unsicherheiten der Anpassung addiert. Daraus wird der systematische Fehler auf die Observablenmittelwerte aufgrund des 360 MeV Unterschieds zwischen der Strahlenergie in den OPAL Daten und der Simulation bestimmt. Auch hier werden die 40 MeV Fehler in der Strahlenergie linear zu der Differenz der Strahlenergien in den Daten und der Simulation addiert. Der Effekt auf die Messung der Drei-Eichboson-Kopplungen ist wieder in Tabelle 8.3 aufgelistet.

## 8.10 Zusammenfassung

Bei Betrachtung der in Tabelle 8.3 zusammengefassten systematischen Abweichungen fällt auf, dass diese im Allgemeinen für die Analyse bei  $\sqrt{s} = 183$  GeV größer ausfallen als bei  $\sqrt{s} = 189$  GeV. Dies ist zum einen darauf zurück zu führen, dass bei  $\sqrt{s} = 183$  GeV die Abhängigkeit der Observablenmittelwerte von den Kopplungen leicht geringer ist als bei höheren Schwerpunktsenergien. Treten nun aufgrund von systematischen Variationen Verschiebungen in den erwarteten Mittelwerten auf, so haben gleichgroße Verschiebungen der Mittelwerte bei  $\sqrt{s} = 183$  GeV einen größeren Einfluss auf den Messwert als bei  $\sqrt{s} = 189$  GeV. Genauso erklären sich die größeren systematischen Fehler für die Messung von  $\Delta\kappa_\gamma$  im Vergleich zu den Parametern  $\Delta g_1^Z$  und  $\lambda$ . Zum anderen ist auch die Bestimmung der systematischen Unsicherheiten von statistischen Fluktuationen der zur Verfügung stehenden Monte-Carlo Datensätze abhängig. Bei  $\sqrt{s} = 189$  GeV wurden aufgrund der größeren Luminosität der OPAL Daten in der Regel mindestens doppelt soviel Monte-Carlo Ereignisse generiert als bei  $\sqrt{s} = 183$  GeV. Von daher erwartet man auch hier für die Analyse bei  $\sqrt{s} = 183$  GeV größere Abweichungen. Die in der Tabelle ebenfalls aufgeführten Vorzeichen der systematischen Verschiebungen der Messwerte aufgrund der Variation sind zum Beispiel für die Unsicherheit aufgrund der Fragmentation und der W-Masse z.T. verschieden. Dies deutet darauf hin, dass diese Fehler durch statistische Unsicherheiten dominiert sind. Sie werden bei der Kombination der Messungen bei den beiden Schwerpunktsenergien daher wie anfangs erwähnt als unkorreliert behandelt.

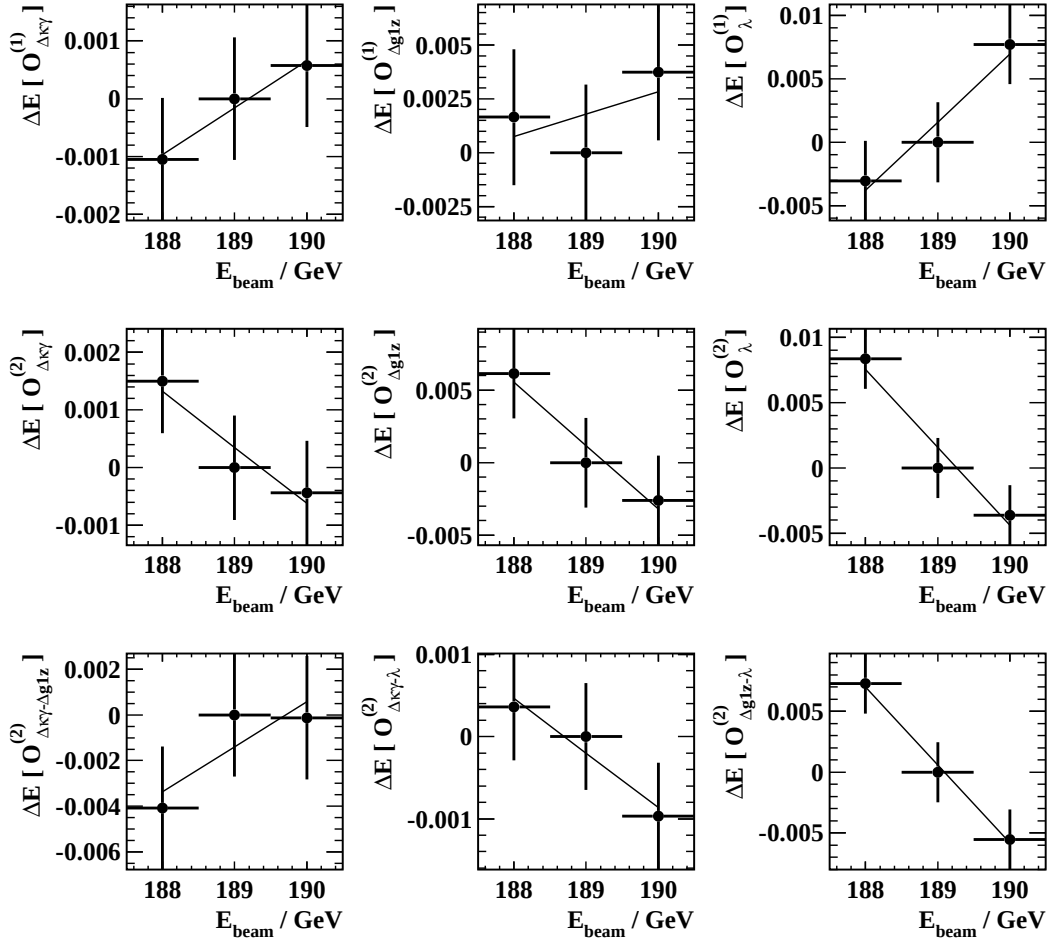


Abbildung 8.5: Die Abweichung der Mittelwerte der optimalen Observablen bei verschiedenen Strahlenergien von 188 GeV und 190 GeV zu dem Mittelwert bei 189 GeV.

| Quelle |                                                                                           | Systematischer Fehler |                |           |                       |                |           |
|--------|-------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------|----------------|-----------|-----------------------|----------------|-----------|
|        |                                                                                           | 183 GeV               |                |           | 189 GeV               |                |           |
|        |                                                                                           | $\Delta\kappa_\gamma$ | $\Delta g_1^Z$ | $\lambda$ | $\Delta\kappa_\gamma$ | $\Delta g_1^Z$ | $\lambda$ |
| a)     | MC Fluktuation                                                                            | vernachlässigbar      |                |           |                       |                |           |
| b)     | Jet Rekonstruktion                                                                        |                       |                |           |                       |                |           |
| -      | Auflösung in $E_{Jet}$                                                                    | -0.022                | -0.002         | 0.015     | -0.016                | -0.003         | 0.007     |
| -      | Kalibration $E_{Jet}$                                                                     | -0.004                | 0.003          | -0.006    | -0.001                | 0.000          | -0.005    |
| -      | Auflösung in $\phi_{Jet}$                                                                 | -0.003                | -0.003         | 0.000     | -0.003                | -0.001         | 0.000     |
| -      | Auflösung in $\cos\theta_{Jet}$                                                           | 0.004                 | 0.002          | 0.005     | -0.003                | -0.001         | 0.001     |
| -      | Kalibration $\cos\theta_{Jet}$                                                            | -0.012                | -0.003         | -0.003    | -0.004                | -0.001         | 0.000     |
| c)     | $\tau$ -Rekonstruktion                                                                    |                       |                |           |                       |                |           |
| -      | Auflösung in $\cos\theta_\tau$                                                            | 0.004                 | 0.002          | 0.005     | -0.003                | -0.001         | 0.001     |
| -      | Auflösung in $\phi_\tau$                                                                  | -0.003                | -0.003         | 0.000     | -0.003                | -0.001         | 0.000     |
| -      | $\cos\theta_\tau$ Verschiebung                                                            | -0.012                | -0.003         | -0.003    | -0.004                | -0.001         | 0.000     |
| -      | Kalibration $E_{Lepton}$                                                                  | -0.003                | -0.002         | 0.000     | -0.003                | -0.001         | 0.000     |
| d)     | Nachweiswahrscheinlichkeit                                                                |                       |                |           |                       |                |           |
| -      | in Abh. von $\cos\theta_{Lept.}$                                                          | 0.011                 | 0.003          | 0.006     | 0.014                 | 0.005          | 0.009     |
| -      | in Abh. von $E_{Lept.}$                                                                   | 0.041                 | -0.017         | -0.003    | 0.018                 | -0.001         | 0.002     |
| -      | in Abh. von $\cos(\angle(Lept., Jet))$                                                    | 0.018                 | 0.013          | 0.002     | 0.012                 | 0.005          | 0.000     |
| -      | in Abh. von $\cos\theta_{Jet}$                                                            | 0.036                 | 0.011          | 0.023     | -0.004                | -0.005         | -0.007    |
| -      | in Abh. von $E_{Jet}$                                                                     | 0.097                 | 0.001          | 0.012     | 0.027                 | 0.004          | 0.004     |
| e)     | rel. $q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$ -Untergrundbeiträge                                     |                       |                |           |                       |                |           |
| -      | $q\bar{q}\tau\bar{\nu}_\tau$ Untergr. in $q\bar{q}e\bar{\nu}_e, q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$ | 0.001                 | 0.000          | 0.001     | 0.001                 | 0.000          | 0.000     |
| -      | $q\bar{q}\mu\bar{\nu}_\mu$ Anteil relativ zu $q\bar{q}e\bar{\nu}_e$                       | -0.002                | 0.000          | 0.000     | -0.001                | 0.000          | 0.000     |
| f)     | Fragmentation (Signal MC)                                                                 | -0.044                | 0.025          | 0.021     | -0.020                | 0.001          | 0.007     |
| g)     | MC Generator                                                                              | -0.033                | -0.031         | -0.009    | 0.008                 | 0.012          | 0.005     |
| h)     | Untergrund                                                                                |                       |                |           |                       |                |           |
| -      | $q\bar{q}$ (Korrekturfaktor)                                                              | -0.045                | 0.006          | -0.007    | -0.020                | 0.000          | -0.005    |
| -      | $q\bar{q}$ (Fragmentationsmodell)                                                         | -0.018                | -0.022         | -0.015    | 0.023                 | -0.001         | 0.002     |
| -      | $\gamma\gamma$                                                                            | 0.000                 | 0.000          | 0.000     | 0.000                 | -0.001         | -0.004    |
| i)     | W-Masse                                                                                   | 0.039                 | -0.014         | 0.003     | -0.011                | 0.005          | 0.009     |
| k)     | Strahlenergie                                                                             | -0.019                | -0.018         | -0.009    | -0.018                | -0.003         | -0.011    |
| Summe  |                                                                                           | 0.145                 | 0.057          | 0.044     | 0.060                 | 0.017          | 0.023     |

Tabelle 8.3: Die beobachteten Verschiebungen der gemessenen TGC-Parameter nach der systematischen Variation des Referenz-Monte-Carlo Datensätzen in der Analyse des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei  $\sqrt{s}=183$  GeV und  $\sqrt{s}=189$  GeV. Die Berücksichtigung der systematischen Unsicherheiten in dem Messergebnis geschieht nicht durch Addition der hier angegebenen systematischen Fehler, sondern wie in Gl. 8.1 beschrieben durch die Berücksichtigung der Unsicherheiten auf die Observablenmittelwerte in der  $\chi^2$ -Anpassung.

## 9. Ergebnisse und Interpretation

Für die Messung der Drei-Eichboson-Kopplung in  $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$  Ereignissen wurden die OPAL Daten der Jahre 1997 und 1998 mit mittleren Schwerpunktsenergien von 182.7 GeV bzw. 188.6 GeV analysiert. Die Daten aus dem Jahr 1997 entsprechen einer Luminosität von  $57.21 \pm 0.25 \text{ pb}^{-1}$ , während die Datenmenge für das Jahr 1998  $183.14 \pm 0.55 \text{ pb}^{-1}$  beträgt. In diesen Datensätzen wurden 333 bzw. 1075 Ereignisse als gemischt leptonisch- und hadronisch zerfallende W-Paar-Ereignisse selektiert und rekonstruiert. In den Abbildungen 9.1 und 9.2 sind die Verteilungen der in Kapitel 6 eingeführten optimalen Observablen gezeigt. Beim Vergleich der aus den OPAL Daten extrahierten Verteilungen mit der Erwartung des Standardmodells sind

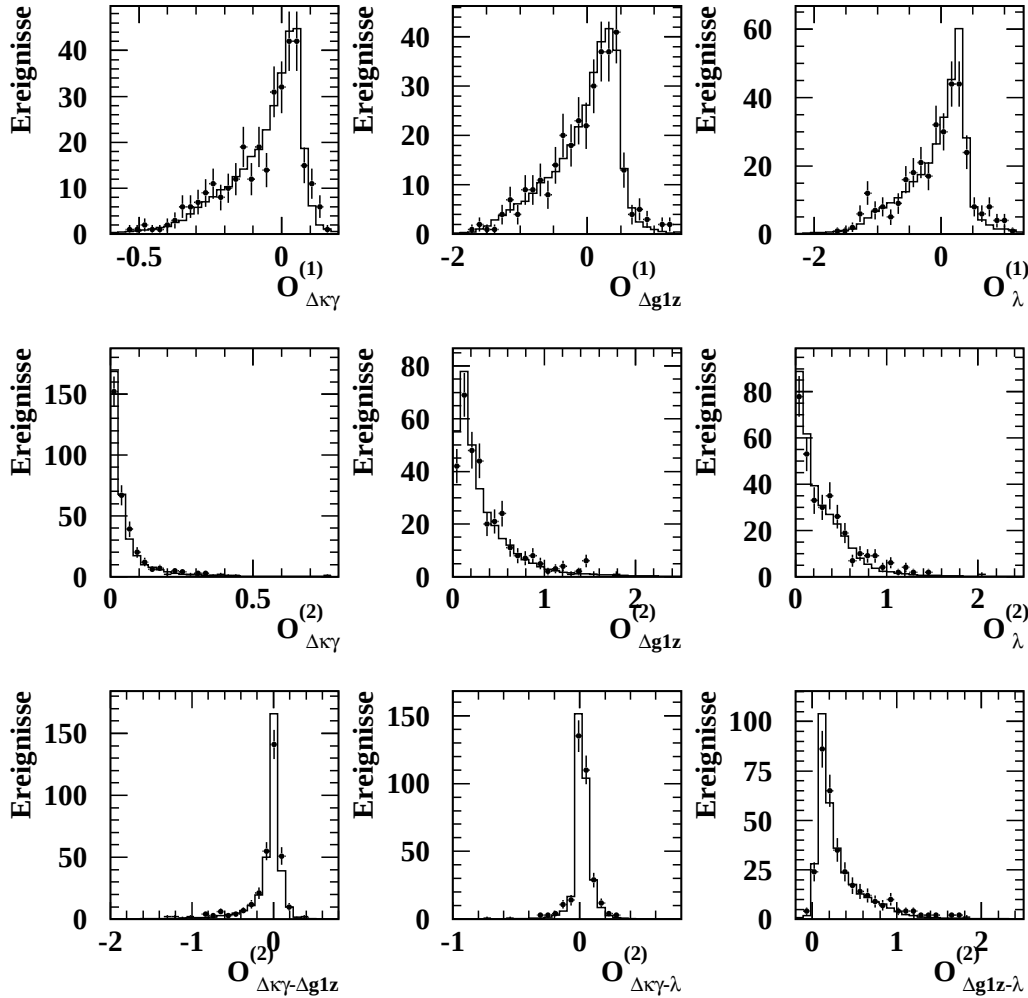


Abbildung 9.1: Die Abbildung zeigt die gemessenen Verteilungen der optimalen Observablen in den OPAL Daten bei  $\sqrt{s} = 183 \text{ GeV}$  (Punkte) zusammen mit der Erwartung im Standardmodell (Histogramm).

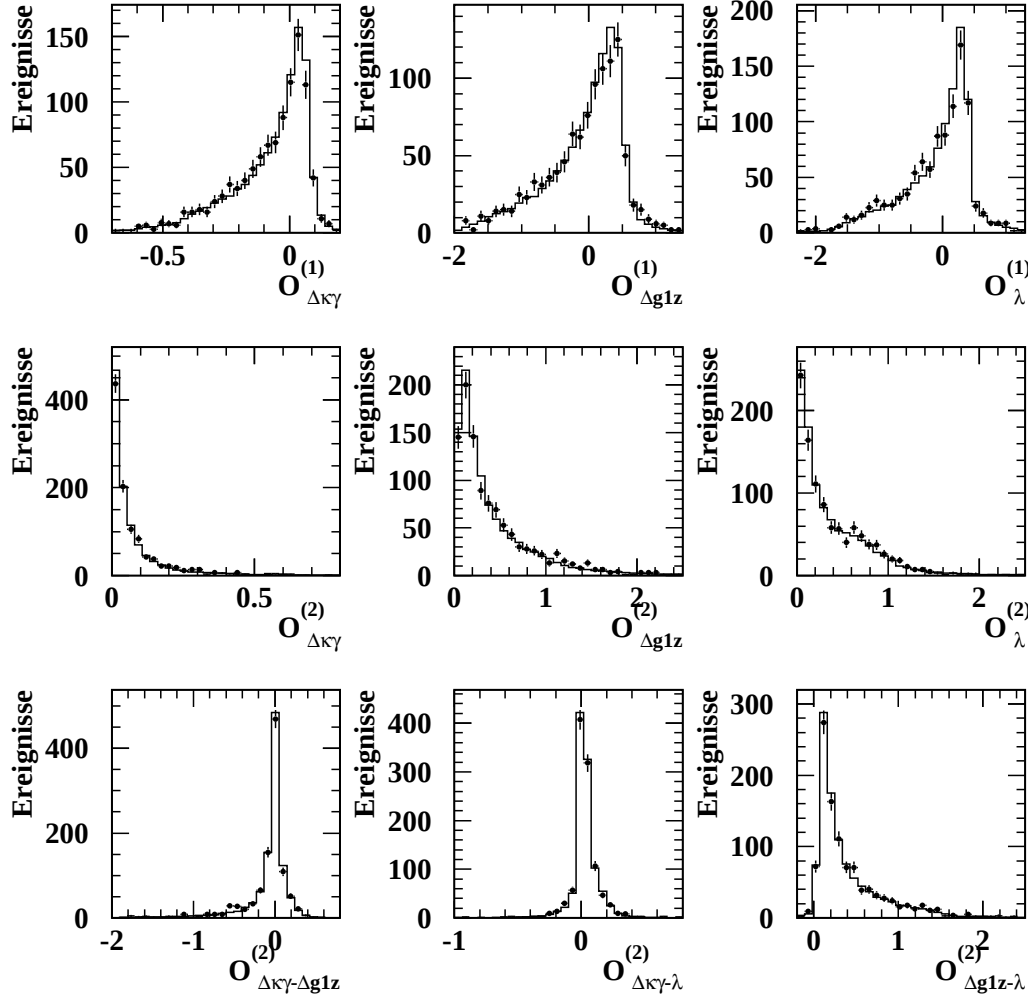


Abbildung 9.2: Die Abbildung zeigt die gemessenen Verteilungen der optimalen Observablen in den OPAL Daten bei  $\sqrt{s} = 189$  GeV (Punkte) zusammen mit der Erwartung im Standardmodell (Histogramm).

keine signifikanten Abweichungen zu erkennen. Mit Hilfe der Mittelwerte dieser Observablen werden, nach der in Kapitel 6 und 7 beschriebenen Methode, die Parameter  $\Delta\kappa_\gamma$ ,  $\Delta g_1^z$  und  $\lambda$  der Drei-Eichboson-Kopplung bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 9 zusammengestellt. Die Resultate aus der Analyse der optimalen Observablen, die nur die Information aus dem normierten differentiellen Wirkungsquerschnitt benutzt, werden mit denen aus der Analyse der totalen Ereignisrate aus Kapitel 5 kombiniert. Die in der Tabelle angegebenen Messwerte und Unsicherheiten lassen sich den *Likelihood* bzw.  $\chi^2$ -Kurven ( $\log L$ -Kurven) aus der Anpassung der gemessenen Mittelwerte an die TGC-parameterabhängigen, erwarteten Mittelwerte entnehmen. Die  $\log L$ -Kurven sind in Abbildung 9.3 und Abbildung 9.4 gezeigt. Die sich besonders für  $\Delta\kappa_\gamma$  ergebenden asymmetrischen Fehler zeigen, dass trotz der relativ großen Anzahl von 333 und 1075 Ereignissen in den beiden Datensätzen, die Fehler aus der Anpassung der gemessenen Observablenmittelwerte noch nicht denen einer normalverteilten Messgröße entsprechen. Die Effekte, die sich aufgrund der zwei Minima in den  $\log L$ -Kurven ergeben, werden bei der Messung anhand

| Messung von $\Delta\kappa_\gamma$<br>aus:                  | $\Delta\kappa_\gamma$ aus Datensatz bei: |                            |                            |
|------------------------------------------------------------|------------------------------------------|----------------------------|----------------------------|
|                                                            | 183 GeV                                  | 189 GeV                    | 183&189 GeV                |
| normiertem diff. WQ<br>(stat. Unsicherheit)                | $1.57^{+0.39}_{-0.56}$                   | $-0.12^{+0.29}_{-0.22}$    | $-0.14^{+0.27}_{-0.20}$    |
| 95% CL Intervall                                           | $[-0.95 : 2.3]$                          | $[-0.51 : 0.89]$           | $[-0.51 : 0.99]$           |
| inklusive totaler Ereignisrate<br>(stat. Unsicherheit)     | $0.99^{+0.40}_{-1.47}$                   | $0.01^{+0.30}_{-0.20}$     | $0.00^{+0.28}_{-0.19}$     |
| 95% CL Intervall                                           | $[-0.77 : 1.66]$                         | $[-0.35 : 0.79]$           | $[-0.34 : 0.78]$           |
| inklusive statistischer und<br>systematischer Unsicherheit | $1.02^{+0.42}_{-1.54}$                   | $-0.03^{+0.30}_{-0.21}$    | $-0.03^{+0.29}_{-0.20}$    |
| 95% CL Intervall                                           | $[-0.81 : 1.74]$                         | $[-0.40 : 0.83]$           | $[-0.39 : 0.84]$           |
| Messung von $\Delta g_1^Z$<br>aus:                         | $\Delta g_1^Z$ aus Datensatz bei:        |                            |                            |
|                                                            | 183 GeV                                  | 189 GeV                    | 183&189 GeV                |
| normiertem diff. WQ<br>(stat. Unsicherheit)                | $0.155^{+0.190}_{-0.167}$                | $-0.029^{+0.074}_{-0.071}$ | $0.002^{+0.069}_{-0.066}$  |
| 95% CL Intervall                                           | $[-0.16 : 0.56]$                         | $[-0.17 : 0.12]$           | $[-0.13 : 0.14]$           |
| inklusive totaler Ereignisrate<br>(stat. Unsicherheit)     | $0.135^{+0.158}_{-0.152}$                | $-0.018^{+0.070}_{-0.066}$ | $0.009^{+0.065}_{-0.062}$  |
| 95% CL Intervall                                           | $[-0.15 : 0.44]$                         | $[-0.14 : 0.12]$           | $[-0.11 : 0.14]$           |
| inklusive statistischer und<br>systematischer Unsicherheit | $0.132^{+0.164}_{-0.156}$                | $-0.025^{+0.074}_{-0.070}$ | $0.005^{+0.067}_{-0.064}$  |
| 95% CL Intervall                                           | $[-0.16 : 0.45]$                         | $[-0.16 : 0.12]$           | $[-0.12 : 0.14]$           |
| Messung von $\lambda$<br>aus:                              | $\lambda$ aus Datensatz bei:             |                            |                            |
|                                                            | 183 GeV                                  | 189 GeV                    | 183&189 GeV                |
| normiertem diff. WQ<br>(stat. Unsicherheit)                | $-0.081^{+0.188}_{-0.169}$               | $-0.129^{+0.075}_{-0.073}$ | $-0.122^{+0.069}_{-0.067}$ |
| 95% CL Intervall                                           | $[-0.40 : 0.33]$                         | $[-0.27 : 0.02]$           | $[-0.25 : 0.02]$           |
| inklusive totaler Ereignisrate<br>(stat. Unsicherheit)     | $-0.057^{+0.176}_{-0.153}$               | $-0.101^{+0.069}_{-0.065}$ | $-0.094^{+0.064}_{-0.060}$ |
| 95% CL Intervall                                           | $[-0.34 : 0.32]$                         | $[-0.23 : 0.04]$           | $[-0.21 : 0.03]$           |
| inklusive statistischer und<br>systematischer Unsicherheit | $-0.055^{+0.175}_{-0.154}$               | $-0.106^{+0.074}_{-0.070}$ | $-0.098^{+0.067}_{-0.064}$ |
| 95% CL Intervall                                           | $[-0.34 : 0.31]$                         | $[-0.24 : 0.04]$           | $[-0.22 : 0.04]$           |

Tabelle 9.1: Die gemessenen TGC-Parameter aus den Datensätzen bei  $\sqrt{s}=183$  GeV und 189 GeV sowie der Kombination beider Datensätze. Die angegebenen Werte resultieren aus den Messungen, in denen nur jeweils ein TGC-Parameter variiert wird, während die anderen beiden Parameter auf die Werte des Standardmodells fixiert sind.

der Daten bei  $\sqrt{s} = 183$  GeV besonders deutlich. Hier liefert die Messung der TGC-Parameter aus dem normierten differentiellen Wirkungsquerschnitt einen Messwert, der um etwa das dreifache des angegebenen  $1\sigma$ -Fehlers, von dem Wert im Standardmodell entfernt liegt. Der Fehler entspricht jedoch nicht dem einer normalverteilten Größe und die  $\log L$ -Kurve ist daher nicht parabelförmig. Die Vorhersage des Standardmodells liegt immer noch innerhalb des 95% CL In-

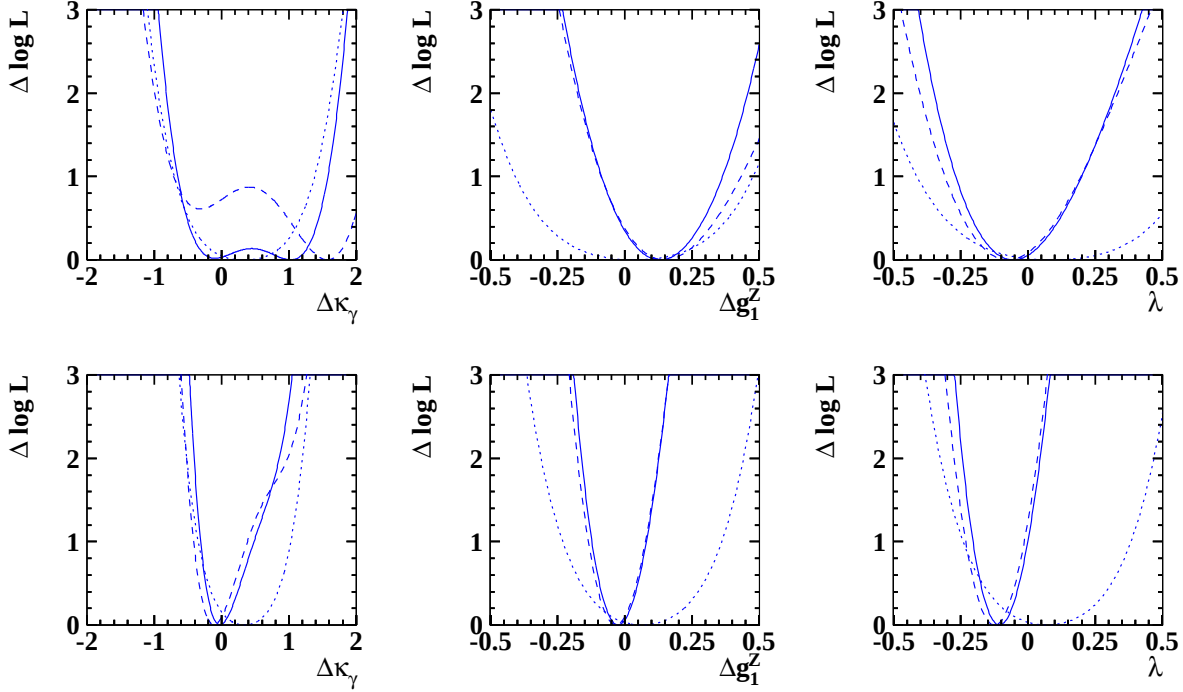


Abbildung 9.3: Die Abbildung zeigt die  $\log L$ -Kurven für die Messung der Drei-Eichboson-Kopplung in den OPAL Daten bei  $\sqrt{s} = 183$  GeV (oben) und den Daten bei  $\sqrt{s} = 189$  GeV (unten). Die durchgezogene Kurve zeigt die Kombination aus der Analyse des differentiellen Wirkungsquerschnitts (gestrichelte Kurve) mit der des totalen Wirkungsquerschnitts (gepunktete Kurve).

tervalles, da  $\Delta \log L(\Delta \kappa_\gamma = 0, \Delta g_1^Z = 0, \lambda = 0) \simeq 1$ . Ferner liegt neben dem absoluten Minimum in der  $\log L$ -Kurve noch ein zweites Nebenminimum vor, welches einen mit dem Standardmodell deutlich besser verträglichen Messwert liefern würde. Nach der Kombination mit der Information aus der totalen Ereignisrate, liegt der Wert des Standardmodells sogar wieder innerhalb des nunmehr zweigeteilten 68% CL Intervalles. Das tiefere Minimum in der  $\log L$ -Kurve liegt jedoch immer noch in dem zweiten Minimum. Dieses kann wohl als das „falsche“ Minimum bezeichnet werden, da nach der Kombination mit der Messung aus den Daten bei  $\sqrt{s} = 189$  GeV im Wesentlichen das Standardmodell bestätigt wird.

Alle gezeigten  $\log L$ -Kurven enthalten die systematischen Unsicherheiten, wie in Kapitel 8 beschrieben. Die  $\log L$ -Kurven für  $\Delta \kappa_\gamma$  sind darüberhinaus wie in Kapitel 7.3.3 beschrieben um einen Faktor  $\frac{1}{1.12}$  skaliert, damit aus den  $\log L$ -Kurven der kombinierten Messung aus dem totalen und dem differentiellen Wirkungsquerschnitt die üblichen 68 bzw. 95% CL Intervalle entnommen werden können.

Die Messungen, bei denen nur ein TGC-Parameter frei gelassen und die anderen auf die Werte im Standardmodell fixiert wurden, zeigen eine gute Übereinstimmung mit der Erwartung im

Standardmodell. Die zweidimensionalen Konturdiagramme in Abbildung 9.4 zeigen die Ergebnisse aus der gleichzeitigen Anpassung von zwei bzw. drei TGC-Parametern. Aus ihnen wird die Korrelationen zwischen den einzelnen Kopplungsparametern deutlich. Wie in Kapitel 5 stellen die Konturlinien den Schnitt bei  $\Delta \log L = \Delta \chi^2/2 = 2.995$  dar. Für die zweidimensionale An-

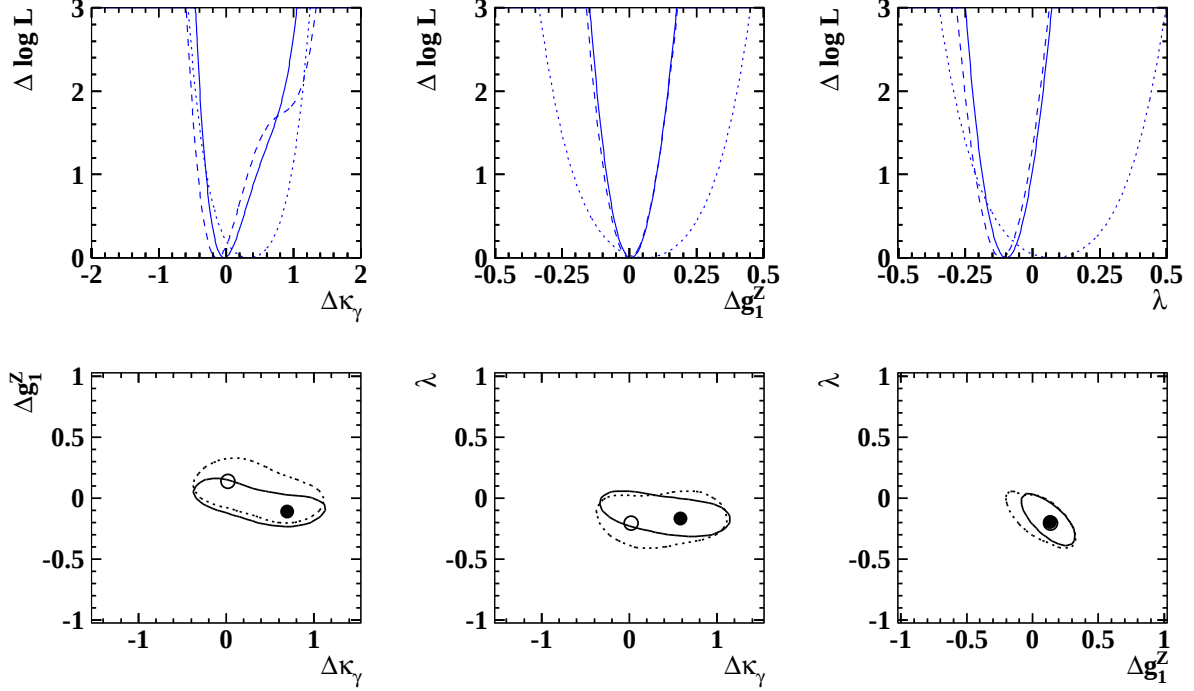


Abbildung 9.4: Die Abbildung zeigt die  $\log L$ -Kurven für die Messung der Drei-Eichboson-Kopplung für die Kombination der Ergebnisse aus den 183 GeV und 189 GeV Daten inklusive systematischer Unsicherheiten. Die  $\log L$ -Kurven in der oberen Reihe zeigen die Anpassung jeweils nur eines Parameters während die anderen beiden Parameter auf die Werte im Standardmodell fixiert sind. Die durchgezogene Kurve zeigt die Kombination aus der Analyse des differentiellen Wirkungsquerschnitts (gestrichelte Kurve) mit der des totalen Wirkungsquerschnitts (gepunktete Kurve). Die Konturlinien der zweidimensionalen Anpassung (unten, durchgezogene Linie) zeigen das 95% CL Intervall ( $\Delta \log L = \Delta \chi^2/2 = 2.995$ ) unter der Annahme, dass der dritte Parameter dem Standardmodell entspricht. Die Konturlinien der dreidimensionalen Anpassung (unten, gepunktete Linie) zeigen die Projektion der einhüllenden  $\log L$ -Kurve bei  $\Delta \log L = 2.995$ . Die Minima der  $\log L$ -Kurven sind durch (•) für die zwei- und (◦) für die drei-Parameter Messung gekennzeichnet.

passung entspricht dies einem 95% Vertrauensintervall. Die Konturlinien der dreidimensionalen Anpassung zeigen die Projektion der dreidimensionalen  $\log L$ -Kurve auf die jeweiligen Ebenen zweier Parameter. In der Projektion ist der nicht dargestellte dritte Parameter jeweils frei gelassen. Die Kontur entspricht daher der Projektion der einhüllenden Oberfläche der  $\log L$ -Kurve in drei Dimensionen. Für ein 95% CL Intervall in drei Dimensionen ist ein  $\Delta \log L = \Delta \chi^2/2$  von 3.91 erforderlich. Da in den Projektionen jedoch nur zwei Dimensionen sichtbar sind, wird hier wie im zweidimensionalen Fall die Kontur bei  $\Delta \log L = 2.995$  dargestellt. Dies gibt dann eine 95% Wahrscheinlichkeit dafür an, dass ohne Aussage über den jeweils dritten Parameter (d.h. für beliebige Werte des dritten Parameters) die beiden dargestellten Parameter innerhalb

der gezeigten Kontur liegen. In allen Fällen liegt der Wert des Standardmodells innerhalb der dargestellten Kontur. Die Ergebnisse aus der Kombinierten Messung bei  $\sqrt{s} = 183$  GeV und 189 GeV inklusive der systematischen Unsicherheiten sind für die ein- und die dreidimensionale Anpassung nochmal in Tabelle 9.2 zusammengefasst.

|                          | Messwert von            |                           |                            |
|--------------------------|-------------------------|---------------------------|----------------------------|
|                          | $\Delta\kappa_\gamma$   | $\Delta g_1^z$            | $\lambda$                  |
| eindimensionale Messung  | $-0.03^{+0.29}_{-0.20}$ | $0.005^{+0.067}_{-0.064}$ | $-0.098^{+0.067}_{-0.064}$ |
| dreidimensionale Messung | $0.02^{+0.27}_{-0.18}$  | $0.02^{+0.082}_{-0.091}$  | $0.02^{+0.092}_{-0.087}$   |

Tabelle 9.2: Die Ergebnisse aus der Kombinierten Messung bei  $\sqrt{s} = 183$  GeV und 189 GeV inklusive der systematischen Unsicherheiten für die eindimensionalen Anpassung, in der die anderen beiden TGC-Parameter auf die Werte im Standardmodell fixiert werden, und die dreidimensionale Anpassung in der alle Parameter gleichzeitig angepasst werden.

Im Rahmen der statistischen Präzision der hier vorgestellten Messung und unter den in Kapitel 2.2 genannten Einschränkungen auf P und C erhaltende Kopplungen sowie mögliche Beiträge zur Lagrangedichte der Wechselwirkung mit maximaler Massendimension 6, bestätigen die gemessenen TGC-Parameter das Standardmodell. Lediglich der Messwert für  $\lambda$  zeigt eine Abweichung von der Erwartung im Standardmodell um zwei Standardabweichungen.

Die Messung beweist eindeutig, dass die schwachen Eichbosonen ein nichtabelsches Triplet bilden ( $g_1^z \neq 0$ , d.h.  $\Delta g_1^z \neq -1$ )[66] und damit untereinander wechselwirken. Außerdem wird im Standardmodell aufgrund der Eichsymmetrie der gleiche Wert der ZWW Kopplungsstärke wie für die Kopplung der Fermionen an die schwachen Eichbosonen ( $g_1^z = 1$ ) gefordert. Dies wurde durch die Messung von  $\Delta g_1^z$  mit einer Genauigkeit von  $\sim 0.08$  ebenfalls bestätigt.

Das anomale magnetische Moment der W Bosonen ist im Standardmodell genauso wie für die Fermionen durch ein gyromagnetisches Verhältnis von  $g \simeq 2$  gegeben. Das magnetische Moment in Einheiten des Bohrschen Magnetons ( $e/2M_W$ ) ist nach Gl. 2.5 durch  $g = (2 + \Delta\kappa_\gamma + \lambda)$  gegeben. Der aus der gemeinsamen Anpassung von  $\Delta\kappa_\gamma$  und  $\lambda$  bestimmte Wert von  $g = 1.81^{+0.27}_{-0.17}$  stimmt gut mit der Erwartung von  $g = 2$  im Standardmodell überein. Das einer klassischen Ladungsverteilung entsprechende magnetische Moment von  $g = 1$  ( $\kappa_\gamma = 0$ , d.h.  $\Delta\kappa_\gamma = -1$ ) hingegen kann mit Wahrscheinlichkeit von über 99.9% sicher ausgeschlossen werden.

Innerhalb der gegebenen statistischen Präzision der Messung können wie erwartet keine expliziten Modelle von Erweiterung des Standardmodells ausgeschlossen werden.

Die Ergebnisse der hier vorgestellten Messungen können mit den Messungen der Drei-Eichboson-Kopplung in den anderen Zerfallskanälen ( $q\bar{q}q\bar{q}$ ,  $\ell\bar{\nu}\ell'\nu_{\ell'}$ ) kombiniert werden [52]. In die Kombination sind ebenfalls die Ergebnisse aus den TGC-Messungen von OPAL mit den Daten von 1996 bei  $\sqrt{s} = 172$  GeV [67] miteinbezogen<sup>1</sup>. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 9.3 zusammengestellt. Zum Vergleich sind hier ebenfalls die Ergebnisse der anderen LEP-Kollaborationen aufgeführt. Die Analysen liefern allesamt mit dem Standardmodell verträgliche Resultate mit vergleichbarer Genauigkeit. Der deutlich kleinere Fehler der Messung von  $\Delta\kappa_\gamma$  von ALEPH und DELPHI ist darauf zurückzuführen, dass dort ebenfalls die Messergebnisse aus der Produktion

<sup>1</sup> Zur Zeit liegen nur vorläufige Ergebnisse der Kombination [52] vor, der nicht die endgültigen Ergebnisse der hier vorgestellten Analyse bei  $\sqrt{s} = 189$  GeV zugrunde liegen. Darüberhinaus sind die für die Kombination der Messungen verwendeten Ergebnisse der Daten bei  $\sqrt{s} = 183$  GeV [22] nicht unter Verwendung der Mittelwerte der optimalen Observablen, sondern durch die Anpassung der Observablenverteilung bestimmt worden.

| Ergebnisse          | $\Delta\kappa_\gamma$     | $\Delta g_1^z$               | $\lambda$                  |
|---------------------|---------------------------|------------------------------|----------------------------|
| OPAL [52]           | $-0.00^{+0.27}_{-0.19}$   | $-0.007^{+0.075}_{-0.071}$   | $-0.113^{+0.076}_{-0.069}$ |
| 95% CL Intervall    | $[-0.36, 0.83]$           | $[-0.14, 0.14]$              | $[-0.25, 0.04]$            |
| ALEPH [68]          | $-0.013^{+0.14}_{-0.11}$  | $-0.001^{+0.063}_{-0.058}$   | $-0.050^{+0.070}_{-0.059}$ |
| 95% CL Intervall    | $[-0.22, 0.22]$           | $[-0.11, 0.13]$              | $[-0.16, 0.07]$            |
| DELPHI [69]         | $0.23^{+0.16}_{-0.16}$    | $-0.02^{+0.07}_{-0.06}$      | $0.02^{+0.08}_{-0.08}$     |
| 95% CL Intervall    | $[-0.08, 0.55]$           | $[-0.14, 0.11]$              | $[-0.14, 0.19]$            |
| L3 [70]             | $-0.12^{+0.16}_{-0.14}$   | $-0.02^{+0.07}_{-0.07}$      | $0.00^{+0.07}_{-0.07}$     |
| 95% CL Intervall    | $[-0.38, 0.22]$           | $[-0.15, 0.12]$              | $[-0.13, 0.15]$            |
| LEP kombiniert [71] | $0.038^{+0.079}_{-0.075}$ | $-0.010^{+0.0033}_{-0.0033}$ | $-0.037^{+0.036}_{-0.035}$ |
| 95% CL Intervall    | $[-0.11, 0.20]$           | $[-0.073, 0.055]$            | $[-0.10, 0.03]$            |

Tabelle 9.3: Die Zusammenstellung der kombinierten TGC-Messungen der 4 LEP-Kollaborationen aus den verschiedenen Zerfallskanälen. (z.T. inkl. Einzel-W-Produktion und Einzel- $\gamma$ -Produktion). Die Messergebnisse stammen aus der Anpassung jeweils nur eines Parameters während die anderen beiden auf die Werte im Standardmodell fixiert sind.

einzelner W-Bosonen, sowie der Einzel- $\gamma$ -Produktion (WW-Fusion) [69, 72, 73] miteinbezogen wurden. Die Veröffentlichung der Einzel-W-Produktions Resultate [74] von OPAL steht noch aus.

Die Kombinationen der OPAL Messungen für die gleichzeitige Anpassung zweier oder dreier TGC-Parameter sind in Abbildung 9.5 gezeigt. Auch für die kombinierten Ergebnisse liegen die Kopplungswerte, die vom Standardmodell erwartet werden, innerhalb der für 2 dimensionale  $\log L$ -Kurven 95% CL Kontur.

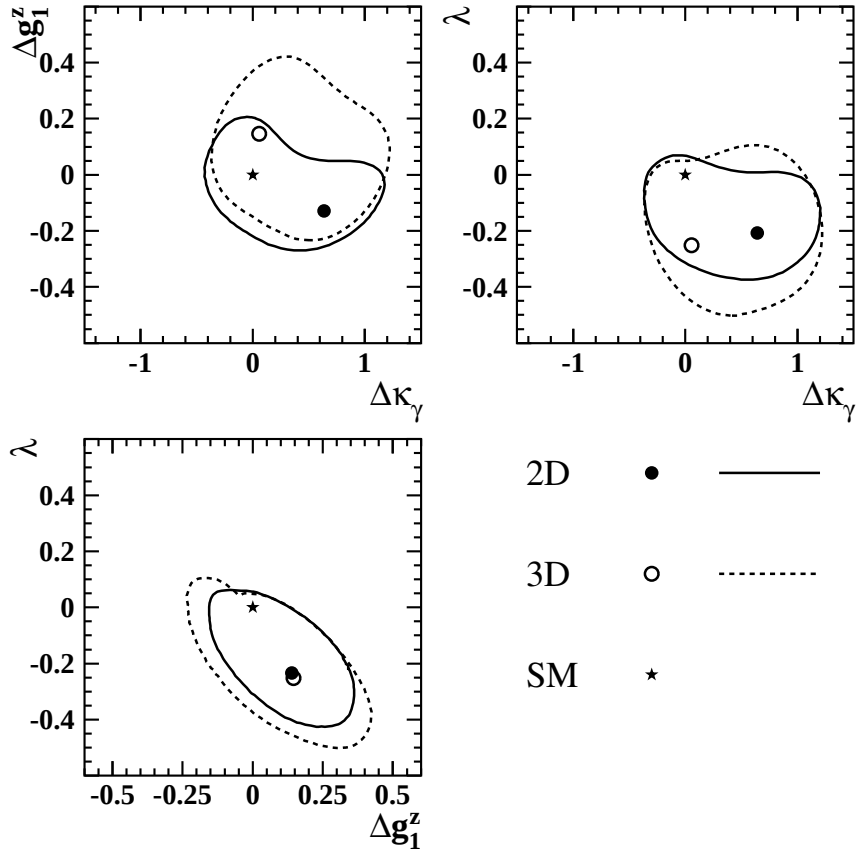


Abbildung 9.5: Die Ergebnisse aus der gleichzeitigen Anpassung zweier (2D) bzw. dreier (3D) TGC-Parameter der Kombination der OPAL Messungen [52]. Die Kontur entspricht einem 95%CL Intervall in 2 Dimensionen ( $\Delta \log L = 2.995$ ). Für die 3 Parameter Messung ist die Projektion der  $\log L$ -Kurve auf die jeweils dargestellten zwei Parameter gezeigt.

## 10. Zusammenfassung

Die Kopplung der elektroschwachen Eichbosonen untereinander ist im Standardmodell durch die nichtabelsche Struktur der die Wechselwirkung beschreibenden Eichgruppe  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  gegeben. Diese Arbeit stellt eine Messung der Drei-Eichboson-Kopplung in der W-Paarproduktion mit dem OPAL Detektor am LEP Speicherring vor. Für die Messung dieser Kopplungen wurden die W-Paar Ereignisse verwendet, in denen ein W-Boson leptonisch, und das andere hadronisch zerfällt. Die Ergebnisse

$$\kappa_\gamma = 0.97^{+0.29}_{-0.20} \quad g_1^z = 1.005^{+0.067}_{-0.064} \quad \lambda = -0.098^{+0.067}_{-0.064}$$

bestätigen die Erwartungen des Standardmodells,  $\kappa_\gamma = g_1^z = 1$ ;  $\lambda = 0$ , mit einer etwa 10%-igen Genauigkeit. Die Messungen können auch als eine Bestimmung der Größe des magnetischen Dipol- und des elektromagnetischen Quadrupolmomentes des W-Bosons interpretiert werden. Diese ergeben sich zu

$$\begin{aligned} \mu_W &= (1.81^{+0.27}_{-0.17}) \frac{e}{2m_W} & 1.5 < \frac{\mu_W}{e/2m_W} < 2.9 \quad (95\% \text{ CL}) \\ Q_W &= (-1.23^{+0.23}_{-0.29}) \frac{e}{m_W^2} & -2.2 < \frac{Q_W}{e/m_W^2} < -0.8 \quad (95\% \text{ CL}) \end{aligned}$$

und stimmen ebenfalls gut mit der Erwartung des Standardmodells von  $\mu_W = 2 \cdot \frac{e}{2m_W}$  und  $Q_W = -1 \cdot \frac{e}{m_W^2}$  überein.

Die Verwendung der optimalen Observablen zur Messung der Eichboson-Kopplungen konnte im Rahmen dieser Arbeit soweit etabliert werden, dass auch für die TGC-Analysen in anderen W-Zerfallskanälen ( $q\bar{q}q\bar{q}$ ,  $\ell\bar{\nu}_\ell\bar{\ell}'\nu_{\ell'}$ ) die hier vorgestellte Messmethode übernommen wurde. Die statistische Präzision der Methode stellte sich als etwas besser heraus, als die der entsprechenden Messung mit einem konventionellen *Binned Maximum Likelihood Fit*. Insbesondere durch die in der Literatur vorher nicht in Betracht gezogene Möglichkeit, die Methode der optimalen Observablenmittelwerte auf die quadratischen Terme auszuweiten, konnte die Messunsicherheit aufgrund von Mehrdeutigkeiten in der Anpassung der Messergebnisse an die Parameter der Drei-Eichboson-Kopplung verbessert werden.



## Anhang A

# Optimale Observablen und „Extended Maximum Likelihood“

Die in Kapitel 6 gegebene Herleitung der optimalen Observablen ging von einem differentiellen Wirkungsquerschnitt aus, dessen Integral nicht von den zu bestimmenden Parametern abhängt. Ist dies, wie bei der Drei-Eichboson-Kopplung, nicht der Fall, so muss die *Likelihood Funktion* durch den normierten differentiellen Wirkungsquerschnitt ausgedrückt werden. Die Information aus dem totalen Wirkungsquerschnitt kann dann zusätzlich durch die Multiplikation mit der Poisson-Wahrscheinlichkeit, die beobachtete Anzahl von Ereignissen zu erhalten, berücksichtigt werden (*Extended Maximum Likelihood*). Dies geschieht in der vorliegenden Analyse dadurch, dass zur  $\log L$ -Kurve aus dem (normierten) differentiellen Wirkungsquerschnitt, die  $\log L$ -Kurve aus der Analyse des totalen Wirkungsquerschnitt addiert wird.

Die Form des normierten differentiellen Wirkungsquerschnitts, der in diesem Fall für die Analyse des differentiellen Wirkungsquerschnitts verwendet werden muss, ist dann nicht mehr parabolisch in den TGC-Parametern. Es ist jedoch offensichtlich, dass der Mittelwert einer Observablen keine Information über den totalen Wirkungsquerschnitt enthält. Daher kann die Methode der Observablenmittelwerte von dem nicht normierten differentiellen Wirkungsquerschnitt ausgehend angewendet werden, und die Ergebnisse anschließend mit denen der Analyse des totalen Wirkungsquerschnitts kombiniert werden, ohne dass dabei Information doppelt verwendet würde. Im Folgenden soll diese anschauliche Begründung für den eindimensionalen Fall noch anhand der sich ergebenden Formeln ergänzt werden. Der normierte differentielle Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch

$$\frac{d\sigma(\Omega, \alpha)}{d\Omega} = \frac{1}{\sigma_{tot}(\alpha)} \cdot \left( S^{(0)}(\Omega) + \alpha \cdot S^{(1)}(\Omega) + \alpha^2 \cdot S^{(2)}(\Omega) \right),$$

mit

$$\sigma_{tot}(\alpha) = \int S^{(0)}(\Omega) + \alpha \cdot S^{(1)}(\Omega) + \alpha^2 \cdot S^{(2)}(\Omega) d\Omega = \tilde{S}^0 + \alpha \cdot \tilde{S}^{(1)} + \alpha^2 \cdot \tilde{S}^{(2)} \quad (\text{A.1})$$

Die *Likelihood Funktion* lautet dann

$$L(\alpha) = \frac{1}{\sigma_{tot}(\alpha)^N} \cdot \prod_k^N (S^{(0)}(\Omega_k) + \alpha \cdot S^{(1)}(\Omega_k) + \alpha^2 \cdot S^{(2)}(\Omega_k)).$$

Nach dem Übergang zum Logarithmus der *Likelihood Funktion* und nach Differentiation nach  $\alpha$  zur Ermittlung des Maximums erhält man daraus:

$$\begin{aligned} 0 &\stackrel{!}{=} \frac{d(\log L)}{d\alpha} \Big|_{\alpha=\alpha_o} = -N \frac{\tilde{S}^{(1)} + 2\alpha_o \cdot \tilde{S}^{(2)}}{\tilde{S}^{(0)} + \alpha_o \cdot \tilde{S}^{(1)} + \alpha_o^2 \cdot \tilde{S}^{(2)}} + \sum_k^N \frac{S^{(1)} + 2\alpha_o S^{(2)}}{S^{(0)} + \alpha_o S^{(1)} + \alpha_o^2 S^{(2)}} \\ &= -N \frac{\tilde{S}^{(1)} + 2\alpha_o \cdot \tilde{S}^{(2)}}{\tilde{S}^{(0)} + \alpha_o \cdot \tilde{S}^{(1)} + \alpha_o^2 \cdot \tilde{S}^{(2)}} + \sum_k^N \frac{O^{(1)} + 2\alpha_o O^{(2)}}{1 + \alpha_o O^{(1)} + \alpha_o^2 O^{(2)}} \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Die hierin auftretenden Observablen  $\mathcal{O}^{(1)}$  und  $\mathcal{O}^{(2)}$  sind identisch mit denen in Gleichung 6.5 aus der Herleitung für totale Wirkungsquerschnitte, die unabhängig vom Parameter  $\alpha$  sind. Genau wie in Gleichung 6.4 sind die einzigen von den expliziten Ereignissen im Datensatz abhängigen Größen in dieser Bestimmungsgleichung für den Messwert  $\alpha_o$  die Observablen  $\mathcal{O}^{(1)}$  und  $\mathcal{O}^{(2)}$ . Da diese Bestimmungsgleichung immer noch äquivalent zur Bestimmung von  $\alpha_o$  aus der *Likelihood Funktion* ist, haben  $\mathcal{O}^{(1)}$  und  $\mathcal{O}^{(2)}$  also wieder die gleiche Sensitivität wie die Anpassung der *Maximum Likelihood Funktion* in den kinematischen Variablen.

Nach der Taylorentwicklung für kleine Parameter  $\alpha$  ergibt sich daraus die folgende Bedingung für die Beziehung der Mittelwerte:

$$\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle = \left( \frac{\tilde{S}^{(1)}}{\tilde{S}^{(0)}} \right) + \alpha_o \cdot \left( \langle \mathcal{O}^{(1)^2} \rangle - 2\langle \mathcal{O}^{(2)} \rangle - \left( \frac{\tilde{S}^{(1)}}{\tilde{S}^{(0)}} \right)^2 + 2 \left( \frac{\tilde{S}^{(2)}}{\tilde{S}^{(0)}} \right) \right) - \alpha_o^2 \cdot \dots \quad (\text{A.3})$$

Das einzige, wodurch sich diese Beziehung bezüglich des Observablenmittelwertes und dem zu messenden Parameter  $\alpha$  von der aus Kapitel 6.2 unterscheidet, ist die explizite Berechnung von  $\langle \mathcal{O}^{(1)} \rangle$  aus den höheren Momenten, in die jetzt ebenfalls Terme aus dem totalen Wirkungsquerschnitt eingehen. Bei der Bestimmung der erwarteten Mittelwerte für die *Eichkurve* aus der Simulation, sind diese Effekte jedoch implizit mitberücksichtigt.

# Literaturverzeichnis

- [1] UA1-Kollaboration, G. Arnison *et al.*, Phys. Lett. **B122** (1983) 103.
- [2] UA1-Kollaboration, G. Arnison *et al.*, Phys. Lett. **B126** (1983) 398.
- [3] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579;  
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264;  
A. Salam, *Elementary Particle Theory*, ed. N. Svartholm (Almqvist und Wiksells, Stockholm, 1968), 367.
- [4] P.W. Higgs, Phys. Lett. **12** (1964) 132; Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508;  
P.W. Higgs, Phys. Rev. **145** (1966) 1156;  
T.W.B. Kibble, Phys. Rev. **155** (1967) 1554.
- [5] G. 't Hooft, M. Veltman, Nucl. Phys. **B44** (1972) 189;  
G. 't Hooft, Nucl. Phys. **B35** (1971) 167.
- [6] OPAL-Kollaboration, G. Abbiendi *et al.*, Phys. Lett. **B471** (1999) 293 ;  
OPAL-Kollaboration, *Constraints on anomalous quartic gauge boson couplings from acoplanar photon pair events* OPAL Physics Note PN410, August 1999.
- [7] K. Gaemers, G. Gounaris, Z. Phys. **C1** (1979) 259.
- [8] K. Hagiwara, R.D. Peccei, D. Zeppenfeld, K. Hikasa, Nucl. Phys. **B282** (1987) 253.
- [9] D. Zeppenfeld, *Probing trilinear gauge boson couplings at colliders*, hep-ph/9506239.
- [10] H. C Horben, J. Schwinger, Phys. Rev. **58** (1942) 953;  
T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. **128** (1962) 885;  
H. Aronson, Phys. Rev. **186** (1969) 1434;  
A. B. Lahanas, V. C. Spanos, Phys. Lett. **B334** (1994) 378.
- [11] W. Buchmüller, D. Wyler, Nucl. Phys. **B268** (1986) 621.
- [12] C. Arzt, M.B. Einhorn, J. Wudka, Phys. Rev. **D49** (1994) 1370;  
C. Arzt, M.B. Einhorn, J. Wudka, Nucl. Phys. **B433** (1995) 41.
- [13] A. De Rujula, M.B. Gavela, P. Hernandez, E. Masso, Nucl. Phys. **B384** (1992) 3.
- [14] G. Gounaris, D. Schildknecht, Phys. Lett. **B263** (1991) 291;  
A. De Rujula, M.B. Gavela, O. Pène, F.J. Vegas, Nucl. Phys. **B357** (1991) 311.
- [15] T. Applequist, J. Carrazone, Phys. Rev. **D11** (1975) 2856.
- [16] K. Hagiwara, S. Ishihara, R. Szalapski, D. Zeppenfeld, Phys. Lett. **B283** (1992) 353;  
K. Hagiwara, S. Ishihara, R. Szalapski, D. Zeppenfeld, Phys. Rev. **D48** (1993) 2182.

- [17] Physics at LEP2, edited by G. Altarelli, T. Sjöstrand, F. Zwirner, CERN 96-01 Vol. 1, 525.
- [18] T. Appelquist, C. Bernard, Phys. Rev. **D22** (1980) 200;  
A.C. Longhitano, Phys. Rev. **D22** (1980) 1160.
- [19] H. Georgi, Phys. Lett. **B298** (1993) 187.
- [20] M. Bilenky, J.L. Kneur, F.M. Renard, D. Schildknecht, Nucl. Phys. **B409** (1993) 22; Nucl. Phys. **B419** (1994) 240.
- [21] G. Gounaris, J. Layssac, G. Moultaka, F.M. Renard, Int. J. Mod. Phys. **A8** (1993) 3285.
- [22] OPAL-Kollaboration, G. Abbiendi *et al.*, Eur. Phys. J. **C8** (1999) 191.
- [23] W. Beenakker *et al.*, Nucl. Phys. **B304** (1988) 463;  
J. Fleischer, F. Jegerlehner, M. Zralek, Z. Phys. **C42** (1989) 409;  
J. Fleischer *et al.*, Nucl. Phys. **B378** (1992) 443;  
E. Argyres *et al.*, Nucl. Phys. **B391** (1993) 23;  
J. Papavassiliou, K. Philippides, Phys. Rev. **D48** (1993) 4255.
- [24] A.B. Lahanas, V. Spanos, Phys. Lett. **B334** (1994) 378;  
E.N. Argyres, A.B. Lahanas, C.G. Papadopoulos, V. Spanos, Phys. Lett. **B383** (1996) 63;  
A. Arhrib, J.L. Kneur, G. Moultaka, *Radiative contributions to TGC in the MSSM Workshop on  $e^+e^-$  Collisions at TeV Energies: the Physics Potential*, Annecy, France, 4 Feb 1995; Session 1 (Session 2: 2-3 Jul 1995 in Assergi, Italy; Session 3: 30 Aug. - 1 Sep. 1995 in Hamburg, Germany.  $E^+E^-$  COLLISIONS AT TEV ENERGIES: THE PHYSICS POTENTIAL: Proceedings. Edited by P.M. Zerwas. DESY, 1996;  
A. Arhrib, J.L. Kneur, G. Moultaka, Phys. Lett. **BB376** (1996) 127.
- [25] J.L. Kneur, D. Schildknecht, Nucl. Phys. **B357** (1991) 357.
- [26] P. Molnár, M. Grünewald, Phys. Lett. **B461** (1999) 149.
- [27] S. Dawson, G. Valencia, Nucl. Phys. **B439** (1995) 3;  
O.J.P. Éboli, M.C. Gonzalez-Garcia, S.F. Novaes, *Indirect constraints on the triple gauge boson couplings from  $Z \rightarrow b\bar{b}$  Partial Width*, hep-ph/9811388.
- [28] G. Burdman, Phys. Rev. **D59** (1999) 35001.
- [29] F.M. Renard, S. Spagnolo, C. Verzegnassi, Phys. Lett. **B409** (1997) 398.
- [30] R.L. Roberts, *Status of the muon ( $g-2$ ) experiment*, hep-ex/0002005.
- [31] M. Davier, A. Höcker, Phys. Lett. **B435** (1998) 427.
- [32] U. Baur, E.L. Berger, Phys. Rev. **D41** (1990) 1476. U. Baur, D. Zeppenfeld, Nucl. Phys. **B308** (1988) 127;  
J. Ellison and J. Wudka, *Study of trilinear gauge boson couplings at the Tevatron collider*, hep-ph/9804322.
- [33] K. Hagiwara, J. Woodside and D. Zeppenfeld, Phys. Rev. **D41** (1990) 2113.
- [34] DØ-Kollaboration, B. Abbott *et al.*, Phys. Rev. **D58** (1998) 031102;  
DØ-Kollaboration, B. Abbott *et al.*, Phys. Rev. **D58** (1998) 051101;  
DØ-Kollaboration, B. Abbott *et al.*, Phys. Rev. **D60** (1999) 072002;  
DØ-Kollaboration, S. Abachi *et al.*, Phys. Rev. **D58** (1997) 6742.

- [35] CDF-Kollaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 4536;  
CDF-Kollaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1017.
- [36] CDF-Kollaboration, K. Gounder *et al.*, *Recent electroweak results from the Tevatron*, hep-ex/9903038.
- [37] OPAL-Kollaboration, K. Ahmet *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A305** (1991) 275.
- [38] S. Anderson *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A403** (1998) 326.
- [39] B.E. Anderson *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **41**(1994) 845.
- [40] OPAL-Kollaboration *OPAL interner Bericht TN-324* (1995).
- [41] F.A. Berends, R. Pittau, R. Kleiss, Comp. Phys. Comm. **85** (1995) 437.
- [42] M. Skrzypek *et al.*, Comp. Phys. Comm. **94** (1996) 261;  
M. Skrzypek *et al.*, Phys. Lett. **B372** (1996) 289.
- [43] D.R. Yennie *et al.*, Ann. Phys.(NY) **13** (1961) 379.
- [44] S. Jadach, Z. Wąs, R. Decker, J.H. Kühn, Comp. Phys. Comm. **76** (1993) 275.
- [45] J. Fujiimoto *et al.*, Comp. Phys. Comm. **100** (1997) 128.
- [46] T. Sjostrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.
- [47] D. Bardin *et al.*, Nucl. Phys. **B37** (1994) 503.
- [48] B. Andersson, G. Gustafson, T. Sjöstrand, Phys. Lett. **B94** (1980) 211;  
T. Sjöstrand, M. Bengtsson, Comp. Phys. Comm. **43** (1987) 367.
- [49] G. Marchesini *et al.*, Comp. Phys. Comm. **67** (1992) 465.
- [50] R. Brun *et al.*, *Simulation program for particle physics experiments, GEANT : user guide and reference manual*, CERN DD 78-2, (1978).
- [51] OPAL-Kollaboration, J. Allison *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A317** (1992) 47;  
J. Allison *et al.*, Comp. Phys. Comm. **47** (1987) 55.
- [52] OPAL-Kollaboration, *Measurement of triple gauge boson couplings from  $W^+W^-$  production at LEP energies up to 189 GeV*, OPAL Physics Note PN375, März 1999.
- [53] M. Thomson, *The OPAL  $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}\ell\bar{\nu}_\ell$  event selection*, OPAL interner Bericht TN635.
- [54] Y. Dokshitzer, J.Phys. **G17**, (1991), 1537;  
N. Brown, W.J. Stirling, Phys. Lett. **B252** (1990) 657;  
S. Bethke, Z. Kunszt, D. Soper, W.J. Stirling, Nucl. Phys. **B370** (1992) 310;  
S. Catani *et al.*, Phys. Lett. **B269** (1991) 432;  
N. Brown, W.J. Stirling, Z. Phys. **C53** (1992) 629.
- [55] E. Duchovoni, D. Lellouch, G. Mikenberg, T. Wlodek, *GCE++ An algorithm for event energy measurement*, OPAL interner Bericht TN306, Juni 1995;  
OPAL-Kollaboration, M. Z. Akrawy *et al.*, Phys. Lett. **B253** (1990) 511.
- [56] OPAL-Kollaboration,  *$W^+W^-$  Production in  $e^+e^-$  collision at 189 GeV*, OPAL Physics Note PN378, März 1999.

- [57] DØ-Kollaboration, B. Abbpott *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 3008,  
CDF-Kollaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 11.
- [58] D. Atwood, A. Soni, Phys. Rev. **D45** (1992) 2405,
- [59] M. Davier, L. Duflot, F. LeDiberder, A. Rougé, Phys. Lett. **B306** (1993) 411.
- [60] M. Diehl, O. Nachtmann, Z. Phys. **C62** (1994) 397,  
M. Diehl, O. Nachtmann, Eur. Phys. J. **C1** (1998) 177.
- [61] G.K. Fanourakis, D. Fassouliotis, S.E. Tzamarias, Nucl.Instrum.Meth. **A412** (1998) 465,  
Nucl. Instr. Meth. **A412** (1998) 465;  
G.K. Fanourakis, D. Fassouliotis, S.E. Tzamarias, Nucl. Instr. Meth. **A414** (1998) 399;  
G.K. Fanourakis, D. Fassouliotis, A. Leisos, N. Mastroiannopoulos, S.E. Tzamarias, Nucl.  
Instr. Meth. **A430** (1999) 455;  
G.K. Fanourakis, D. Fassouliotis, A. Leisos, N. Mastroiannopoulos, S.E. Tzamarias, Nucl.  
Instr. Meth. **A430** (1999) 474.
- [62] R.J. Barlow *Statistics*, John Wiley & Sons Ltd.
- [63] R.L. Sekulin, Phys. Lett. **B338** (1994) 369.
- [64] B. Effron, R.J. Tibshirani *An introduction to Bootstrap (Monograph on statistics and applied probability No 57)*, Chapman & Hall.
- [65] C.P. Ward, D.R. Ward, *Measurement of the mass of the W boson at 183 GeV using an analytic Breit-Wigner fit*, OPAL interner Bericht TN564, September 1998.
- [66] I. Kuss, D. Schildknecht, Phys. Lett. **B383** (1996) 470.
- [67] OPAL-Kollaboration, K. Ackerstaff *et al.*, Eur. Phys. J. **C2** (1998) 597.
- [68] ALEPH-Kollaboration, R. Barate *et al.*, Phys. Lett. **B422** (1998) 369;  
ALEPH-Kollaboration, *Measurement of triple gauge boson couplings at 183-189 GeV*,  
ALEPH/99-072 CONF/99-046.
- [69] DELPHI-Kollaboration, P. Abreu *et al.*, Phys. Lett. **B423** (1998) 194;  
DELPHI-Kollaboration, P. Abreu *et al.*, Phys. Lett. **B459** (1999) 382;  
DELPHI-Kollaboration, *Measurement of Trilinear Gauge Boson Couplings in  $e^+e^-$  Collisions at 189 GeV*, DELPHI/99-63 CONF 250.
- [70] L3-Kollaboration, M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. **B467** (1999) 171;  
L3-Kollaboration, *Preliminary Results on the measurement of triple gauge boson couplings of the W boson at LEP*, L3 Note 2378.
- [71] A. Macchiolo, *Triple gauge couplings in  $W+W^-$  events at LEP*, EPS'99 Tampere, Finland, Juli 1999;  
siehe auch: LEP Electroweak Working Group, *Results for Tampere*,  
[www.cern.ch/LEPEWWG/protected/tgc/d-lep-1d-tampere.txt](http://www.cern.ch/LEPEWWG/protected/tgc/d-lep-1d-tampere.txt).
- [72] ALEPH-Kollaboration, R. Barate *et al.*, Phys. Lett. **B462** (1999) 389;  
ALEPH-Kollaboration, *Single W Production at energies up to  $\sqrt{s}=189$  GeV and search for monojet events*, ALEPH/99-052 CONF/99-028.

- [73] L3-Kollaboration, M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett. **B436** (1998) 417;  
L3-Kollaboration, *Preliminary results on single Wboson production at  $\sqrt{s} = 189$  GeV*, L3 Note 2367.
- [74] OPAL-Kollaboration, *Measurement of Single W Production and triple gauge boson couplings in  $e+e^-$  collisions at  $\sqrt{s}=189$  GeV*, OPAL Physics Note PN427, März 2000.