INAUGURAL – DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich–Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht–Karls–Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.–Phys. Selvam Dhamotharan
aus Thirumulasthanam

Tag der mündlichen Prüfung: 25. 6. 1999

HD – IHEP 99–04

Untersuchung des Drei-Eichbosonen-Vertex in W-Paarerzeugung bei LEP2

Selvam Dhamotharan

Gutachter: Prof. Dr. Klaus Tittel
Prof. Dr. Otto Nachtmann

Dissertation
submitted to the
Combined Faculties for the Natural Sciences and for the Mathematics
of the Rupertus Carola Unversity of
Heidelberg, Germany
for the degree of
Doctor of Natural Sciences

Study of the triple gauge-boson vertex in W-pair production at LEP2

presented by

Diplom–Physicist: Selvam Dhamotharan
born in: Thirumulasthanam

Heidelberg, June 25th 1999

Referees: Prof. Dr. Klaus Tittel
Prof. Dr. Otto Nachtmann

Untersuchung des Drei-Eichbosonen-Vertex in W-Paarerzeugung bei LEP

Die Drei-Eichbosonenkopplungen Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ wurden unter Verwendung von Zerfällen von W-Paaren in die Kanäle $e\nu jj$ and $\mu\nu jj$ studiert. Die untersuchten Ereignisse basieren auf den Daten, die am Detektor ALEPH bei mittleren Schwerpunktenergien von 182.66 GeV und 188.63 GeV aufgezeichnet wurden und einer integrierten Luminosität von 56.81 pb^{-1} bzw. 174.20 pb^{-1} entsprechen. Die Drei-Eichbosonenkopplungen wurden mit Hilfe von optimalen Observablen, konstruiert aus den Zerfallswinkelverteilungen der WW-Ereignisse, und der Messung des totalen Wirkungsquerschnitts bestimmt. Die Ergebnisse wurden mit Resultaten der ALEPH-Kollaboration aus den restlichen WW-Endzuständen und anderen Prozessen kombiniert. Es wurden keine Abweichungen von den Standardmodellerwartungswerten beobachtet.

Study of the triple gauge-boson vertex in W-pair production at LEP2

The triple gauge-boson couplings Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ and λ_γ have been studied using W pairs decaying into $e\nu jj$ and $\mu\nu jj$ final states. The events were selected from the data collected with the ALEPH detector at mean centre-of-mass energies of 182.66 GeV and 188.63 GeV, corresponding to integrated luminosities of 56.81 pb^{-1} and 174.20 pb^{-1} respectively. The triple gauge-boson couplings have been measured using optimal observables constructed from kinematic distributions of W^+W^- events and including the information from the total cross-section. The measurements are combined with ALEPH results from other W^+W^- final states, single-W production and single-γ production. No deviations from the Standard Model expectations are observed.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

'White!' he sneered 'It serves as a beginning. White cloth may be dyed. The white page can be overwritten; and the white light can be broken.'
'In which case it is no longer white.' said I 'And he, who breaks a thing to find out what it is has left the path of wisdom.'

The Fellowship of the Ring
J. R. R. Tolkien

Die meisten Menschen erfahren im Laufe ihrer Jugend, daß diese Schule des Denkens, bei der man den Dingen auf den Grund geht, indem man sie zerbricht, nicht überall ihre Anhänger hat. Insbesondere Eltern schieben dem kindlichen Erkenntnisgewinn durch Zertrümmerung des Forschungsobjektes schnell einen Riegel vor. Nichtsdestotrotz hat diese spezielle Methode, den Zusammenhang zwischen dem Teil und dem Ganzen zu erkennen, in einzelnen Forschungsgebieten große Erfolge gefeiert. Gerade die experimentelle Teilchenphysik hat von dieser dem natürlichen Spieltrieb entspringenden Untersuchungsmethode profitiert.

Aber seit den Tagen der ersten Teilchenbeschleuniger haben nicht nur die experimentellen Untersuchungsmethoden einen rasanten Wandel erfahren, auch das Verständnis der fundamentalen Wechselwirkungen hat sich grundlegend verändert. Der Siegeszug der von Salam, Glashow und Weinberg entwickelten Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung läutete das Zeitalter der Eichtheorien ein. Heutzutage wird fast jeder Aspekt der Teilchenphysik von Eichtheorien beherrscht. Drei der vier fundamentalen Kräfte in der Natur, die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung, werden durch Eichtheorien beschrieben. Zusammen bilden sie das so erfolgreiche Standardmodell der Elementarteilchenphysik. Somit ist die Bedeutung der Eichtheorien für die Teilchenphysik zu vergleichen mit der Entwicklung der Relavitätstheorie und der Quantenmechanik. Selbst die Konzeption und Durchführung neuer Experimente basiert auf der Motivation, akzeptierte und alternative Eichtheorien zu untersuchen und zu testen. So nahm am 14. Juli 1989 der große Elektron-Positron Speicherring LEP ('**l**arge **e**lectron **p**ositron collider') mit den vier angegliederten Detektoren ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL seinem Betrieb auf mit dem vorrangigen Ziel, die Struktur des Standardmodells zu untersuchen.

Dieses Projekt unterteilt sich in zwei Phasen. In der ersten Phase, sinnigerweise als LEP1 bezeichnet, wurde bei einer Schwerpunktenergie von etwa 91 GeV das Z-Boson mit einer bis dahin unerreichten Genauigkeit untersucht. Dies wurde möglich durch eine Kombination hoher Datenmengen, komplexer Analysetechniken und der Verwendung präzisester Meßapparaturen. Das Standardmodell wurde durch alle experimentellen Ergebnisse von LEP1 in einer Genauigkeit bestätigt, die wenig Raum für Zweifel und Alternativen zuzulassen schien.

1995 markierte mit der schrittweisen Erhöhung der Schwerpunktenergie in Bereiche weit über der Z-Resonanz das Ende von LEP1. In den Vordergrund rückte nun die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells. Die ersten Kollisionen bei Schwerpunktenergien von 161 GeV an der WW-Produktionsschwelle bedeuteten den Beginn von LEP2. Neben der Suche nach Physik jenseits des Standardmodells ist eines der Hauptziele von LEP2, die Eigenschaften der geladenen W-Bosonen zu untersuchen. Ein Aspekt ist hierbei die Messung der Masse $\mathrm{M_W}$ des W-Bosons. Eine genaue Messung von $\mathrm{M_W}$ und $\mathrm{M_t}$, der Masse des Top-Quarks, ermöglicht es, indirekte Grenzen auf die Masse $\mathrm{M_H}$ des Higgs-Bosons anzugeben. Zusammen mit der direkten Suche nach dem Higgs-Boson stellt dies die Untersuchung des Mechanismus der Massenerzeugung, einer der letzten offenen Fragen innerhalb des Standardmodells, dar. Der zweite wichtige Aspekt bei der Untersuchung des W-Bosons befaßt sich mit der fundamentalen Struktur des elektroschwachen Teils des Standardmodells, genauer mit der Gestalt der Eichgruppe, auf der die vereinheitlichte elektroschwache Wechselwirkung basiert. Obwohl alle indirekten experimentellen Nachweise für die $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$-Struktur der elektroschwachen Wechselwirkung sprechen, fehlen doch direkte experimentelle Tests dieser Eichstruktur. Damit ist ein wesentliches Merkmal der schwachen Wechselwirkung, ihre nicht-abelsche Struktur und damit die Existenz und Art der Selbstwechselwirkung der Eichbosonen bislang nur unzureichend untersucht. Bei LEP2 bietet sich die Möglichkeit, in der W-Paarproduktion die Kopplung des Photons und des Z-Bosons an die W-Bosonen zu studieren. Die Analyse dieses Drei-Eichbosonen-Vertex ist somit gleichbedeutend mit der Überprüfung der fundamentalen Struktur der elektroschwachen Wechselwirkung.

Die vorliegende Arbeit widmet sich der Analyse des Drei-Eichbosonen-Vertex, basierend auf der Untersuchung der WW-Produktion und des W-Zerfalls. Dies geschieht auf der Grundlage von Daten, die am Detektor ALEPH in den Datennahmeperioden 1997 und 1998 aufgezeichnet wurden. Studiert wurden speziell die beiden Endzustände $\mathrm{W^+W^-} \to e\nu q\bar{q}$ und $\mathrm{W^+W^-} \to \mu\nu q\bar{q}$, die die größte Sensitivität für eine derartige Untersuchung besitzen. Die Struktur der Kopplungen am Drei-Eichbosonen-Vertex beeinflußt sowohl die totale Rate der WW-Produktion als auch die Beiträge der verschiedenen Helizitätszustände der W-Bosonen zum differentiellen Wirkungsquerschnitt. Die einzelnen Helizitätsamplituden können wiederum durch eine Analyse der Kinematik des W-Zerfalls bestimmt werden. Diese Analyse stützt sich daher auf die Auswertung der Zerfallswinkelverteilungen der Fermionen aus den W-Zerfällen und auf die Messung des totalen Wirkungsquerschnitts der WW-Produktion. Ein wesentliches Element der Messung stellt die statistische Auswertung der vieldimensionalen Zerfallswinkelverteilung auf der Basis der Methode der optimalen Observablen dar. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Umsetzung dieser Methode wurde innerhalb der ALEPH-Kolloboration verwendet, um die Messung der Drei-Eichbosonen-Kopplungen im Prozeß $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{W^+W^-}$ bei Schwerpunktenergien von 183 und 189 GeV durchzuführen. Die Ergebnisse der vorliegenden Analyse sind mit denen aus anderen Zerfallkanälen kombiniert und veröffentlicht worden.

Den Abschluß dieser kurzen Einführung in die Motivation, Ziele und Inhalte der Analyse soll die unvermeidliche und notwendige Diskussion des Aufbaus der vorliegenden Arbeit bilden. Das zweite Kapitel widmet sich, nach einer knappen historischen und theoretischen Einleitung zum Standardmodell, der Eichstruktur der elektroschwachen Wechselwirkung und der Bedeutung des Drei-Eichbosonen-Vertex für dieselbige. Die Drei-Eichbosonen-Kopplungen werden dabei im Kontext einer effektiven Lagrangedichte eingeführt. In Kapitel 3 wird diese allgemeine Erläuterung mit Hinblick auf den untersuchten Prozeß der WW-Produktion bei

LEP2 vertieft. Im Vordergrund steht hierbei die Auswirkung des Drei-Eichbosonen-Vertex auf experimentell zugängliche Größen, konkret den totalen Wirkungsquerschnitt der WW-Produktion und die Winkelverteilungen der Fermionen aus dem W-Zerfall. Das vierte Kapitel beschreibt in Kürze die experimentelle Umgebung, den Beschleuniger LEP und den Detektor ALEPH. Kapitel 5 behandelt die Selektion und Rekonstruktion der beiden Signalkanäle $W^+W^- \rightarrow e\nu q\bar{q}$ und $W^+W^- \rightarrow \mu\nu q\bar{q}$. Die Methode der optimalen Observablen, mit der die statistische Auswertung der Zerfallswinkelverteilung erfolgt, wird in Kapitel 6 diskutiert. In Kapitel 7 werden die Resultate dieser Analyse, die aus der Untersuchung der beiden Endzustände $e\nu q\bar{q}$ und $\mu\nu q\bar{q}$ ermittelten Grenzen auf die Drei-Eichbosonen-Kopplungen bei Schwerpunktenergien von 183 und 189 GeV, präsentiert. Um den Umfang dieser Arbeit in einem überschaubaren Rahmen zu halten, bleiben detaillierte Bemerkungen zur Selektion, Methodik und der Bestimmung der Ergebnisse dem Datensatz bei 183 GeV vorbehalten. Da die Analysemethode bei der Schwerpunktenergie von 189 GeV im wesentlichen identisch ist, werden hier nur die wichtigsten Ergebnisse präsentiert. Im anschließenden achten Kapitel wird die Kombination dieser Ergebnisse mit denen anderer Analysen, die innerhalb der ALEPH-Kollaboration durchgeführt wurden, besprochen. Die Messungen werden mit denen anderer Kollaborationen verglichen, eingeordnet und interpretiert. Den Abschluß bildet die Zusammenfassung der Arbeit und ein Ausblick.

Kapitel 2

Eichbosonen und Kopplungen

Humpty Dumpty sat on a wall:
Humpty Dumpty had a great fall.
All the king's horses and all the king's men
Couldn't put Humpty Dumpty in his place again.

Through the Looking-Glass
Lewis Carroll

Das Standardmodell gilt als eine der größten Errungenschaften der modernen Teilchenphysik. Seine Anziehungskraft gründet sich auf die Eleganz mit der zwei fundamentale Wechselwirkungen zur einer elektroschwachen Theorie vereinigt werden, eine Leistung vergleichbar mit der Vereinheitlichung von Elektrizität und Magnetismus durch Maxwell. Sein Erfolg aber beruht auf der Vielfalt, Anzahl und der Präzision von experimentellen Untersuchungen, denen es unterworfen wurde. Es herrscht eine glänzende Übereinstimmung zwischen den Aussagen des Standardmodells und den experimentellen Daten [1]. Insofern mag das Vorhaben, die elektroschwache Eichstruktur des Standardmodells einem fundamentalen Test zu unterziehen – genau dies stellt die Untersuchung der Drei-Eichbosonen-Kopplung nämlich dar – als vermessen und überflüssig erscheinen. Zumindest bedarf es einer gewissen Motivation.

Der erste Teil dieses Kapitels widmet sich daher der Frage, inwieweit die Struktur der elektroschwachen Theorie schon experimentell belegt ist. Anschließend wird die Phänomenologie des Drei-Eichbosonen-Vertex kurz erläutert. Mehr als eine Motivation soll dieses Kapitel auch nicht sein, da insbesondere das Standardmodell ein zu weites Feld darstellt, als daß es in Kürze beschrieben werden könnte. Hier wird nur eine knappe Einleitung in das Gebiet der elektroschwachen Vereinheitlichung gegeben, detaillierte Beschreibungen finden sich in den zahlreichen Standardwerken [2, 3].

2.1 Das Standardmodell

Als Salam und Weinberg 1968 die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung auf der Basis der $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$-Eichgruppe formulierten, konnten sie auf die Vorarbeit vieler Vorgänger zurückgreifen. Der Versuch, eine Theorie der schwachen Wechselwirkung nach dem so erfolgreichen Muster der Quantenelektrodynamik zu formulieren, geht bis auf Fermis Beschreibung des β-Zerfalls zurück [4, 5]. Begünstigt durch die Entdeckung der Paritätsverletzung entstand ein konsistenter Formalismus, die V-A-Theorie, die alle damals bekannten schwachen Prozesse beschrieb [6, 7]. Die Verwendung der $\mathrm{SU}(2)_L$-Eichgruppe zur Beschreibung der schwachen

Wechselwirkung basiert auf den Arbeiten von Yang und Mills [8]. Schwinger und Glashow machten erstmals den Vorschlag, die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung zu vereinigen [9, 10]. Den großen Durchbruch erzielten Salam und Weinberg, als sie das Prinzip der spontanen Symmetriebrechung verwendeten, um die Existenz massiver Eichbosonen zu erklären. 1971 gelang es t'Hooft schließlich, die bis dahin nur postulierte Renormierbarkeit der Theorie zu beweisen und damit die letzte Inkonsistenz auszuräumen [11].

2.1.1 Eichfelder und Symmetriegruppen

Die Idee, Wechselwirkungen durch Eichgruppen zu beschreiben, geht bis auf Weyl zurück [12], der in der Eichfreiheit der Maxwell-Gleichungen mehr als eine zufällige Symmetrie sah. Dies führte zu der heute allgemein akzeptierten Forderung nach *lokaler Eichinvarianz* von Feldtheorien. Diese Forderung besagt, daß die Lagrangedichte einer Wechselwirkung invariant unter Transformationen der Art

$$\psi(x) \to e^{i\alpha(x)}\psi(x) \tag{2.1}$$

sein soll, wobei $\psi(x)$ ein Teilchenfeld und $\alpha(x)$ eine ortsabhängige (daher 'lokale') Phase bezeichnet. Da diese Symmetrieeigenschaft sich nicht extern manifestiert, spricht man von *internen* Symmetrien. Im Fall der QED wird die Forderung nach lokaler Eichinvarianz durch die Einführung der kovarianten Ableitung

$$\partial_\mu \to D_\mu = \partial_\mu + ieQ\mathrm{A}_\mu, \tag{2.2}$$

und der Transformation des Eichfeldes $\mathrm{A}_\mu(x)$ gemeinsam mit dem Fermionfeld $\psi(x)$

$$\begin{aligned} \psi(x) &\to e^{i\alpha(x)}\psi(x)\,, \\ \mathrm{A}_\mu(x) &\to \mathrm{A}_\mu(x) - \frac{1}{eQ}\partial_\mu\alpha(x) \end{aligned}$$

erfüllt. Dies führt zu einer Wechselwirkung oder Kopplung der Fermionen an das Eichfeld der Stärke eQ. Die lokal-eichinvariante Lagrangedichte der QED enthält nun neben den kinetischen Termen der Fermionen und der Photonen noch einen Wechselwirkungsterm

$$\mathcal{L}_{QED} = \underbrace{\overline{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi}_{\substack{\text{kinetischer Term}\\ \text{der Fermionen}}} \quad - \quad \underbrace{J^\mu_{em}\mathrm{A}_\mu}_{\text{Wechselwirkungsterm}} \quad - \quad \underbrace{1/4F^2_{\mu\nu}}_{\substack{\text{kinetischer Term}\\ \text{des Photons}}} \tag{2.3}$$

wobei

$$J^\mu_{em} = eQ\overline{\psi}\gamma^\mu\psi \tag{2.4}$$

der bekannte elektromagnetische Strom ist. Durch die Existenz einer internen Symmetrie und die Forderung nach lokaler Eichinvarianz erhält man also etwas sehr Fundamentales, nämlich die Wechselwirkung zwischen Teilchen und Feld. Begründet liegt dies darin, daß ein Teilchen am Raum-Zeit-Punkt x und eines an der Stelle $x + dx$ zwar unterschiedliche Phasen $\alpha(x)$ haben, aber diese Phasen während der Bewegung des Teilchens im äußeren Feld $A(x)$ ineinander transformiert werden müssen. Da die Symmetrie des Feldes, charakterisiert durch die Eichgruppe, erhalten werden muß, dürfen diese Transformationen nicht beliebiger Art sein. Die Form dieser Transformation U ist daher gegeben durch

$$\psi \rightarrow U\psi = \exp(i\frac{1}{2}\sum_i \mathcal{T}_i\alpha_i)\psi\,, \tag{2.5}$$

wobei die $\mathcal{T}_i$ die Erzeugenden der Symmetriegruppe sind. Um die lokale Eichinvarianz der Lagrangedichte zu gewährleisten, muß diese Änderung der Teilchenfelder durch eine Änderung entsprechender Eichfelder kompensiert werden – somit erhält man die Kopplung des Feldes an die Teilchen. Die Anzahl der benötigten Eichfelder entspricht gerade der Anzahl der Erzeugenden der Symmetriegruppe. Die Bausteine einer Eichtheorie sind also die interne Symmetriegruppe, das Eichfeld und die physikalischen Teilchen, die die Quellen des Eichfeldes sind.

Im Fall der elektromagnetischen Wechselwirkung ist die Symmetriegruppe die $\mathrm{U}(1)_Q$, das Eichfeld ist das bekannte Vektorfeld A_μ und das entsprechende Eichboson ist das Photon. In Analogie wird nun die schwache Wechselwirkung auf der Basis der $\mathrm{SU}(2)_L$ aufgebaut. Als Ausgangspunkt dient der schon in der V-A-Theorie definierte, geladene schwache Strom

$$J^\mu_{cc} = \overline{\psi}\tau_\pm\gamma^\mu(1-\gamma_5)\psi \tag{2.6}$$

Da die bekannten Leptonpaare, z. B. (ν_e, e) [1], Isospindubletts bilden, werden sie als Isospineigenzustände mit $I = \frac{1}{2}$ betrachtet. Die $\tau_\pm$ bezeichnen die Pauli-Leiteroperatoren, die den schwachen Isospin um eins erhöhen oder erniedrigen können. Der Term $(1-\gamma_5)$ projiziert nur linkshändige Elektronen und Neutrinos aus dem Spinorraum und beschreibt damit die maximale Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung. Da die elektromagnetische Wechselwirkung rein vektoriell ist, die schwache Wechselwirkung dagegen auch axiale Anteile besitzt, wird zwischen linkshändigen ψ_L und rechtshändigen Spinoren ψ_R unterschieden. Die linkshändigen Teilchen bilden das Dublett

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\begin{pmatrix}\nu_e \\ e^-\end{pmatrix} \tag{2.7}$$

und das rechtshändige Elektron, da rechtshändige Neutrinos nicht schwach wechselwirken, ein Isospinsinglett

$$\psi_R = e_R = \frac{1}{2}(1+\gamma_5)e^- \tag{2.8}$$

Das schwache und das elektromagnetische Feld lassen sich analog zu 2.2 an die Leptonfelder koppeln

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + ieQA_\mu + ig\frac{\tau_i}{2}\mathcal{W}^i_\mu \tag{2.9}$$

wobei hier die schwache Kopplungskonstante g eingeführt wird, die über die Masse des W-Bosons mit der phänomenologischen Fermikonstanten G_F verknüpft ist

$$G_F = \frac{g^2}{4\sqrt{2}M^2_{\mathrm{W}}} \tag{2.10}$$

[1] Die folgende Betrachtung widmet sich der Einfachheit halber nur der niedrigsten Leptongeneration, sprich Elektronen und Elektronneutrinos, stellvertretend für alle Fermionen. Darüberhinaus wird auf eine detailliertere Diskussion von Quarks und der CKM-Matrix verzichtet, da die Eichstruktur der schwachen Wechselwirkung im Vordergrund steht.

Dies beschreibt im wesentlichen den Stand der V-A-Theorie mit den drei Eichfeldern $\mathcal{W}_\mu^1$, $\mathcal{W}_\mu^2$ und $\mathcal{W}_\mu^3$. $\mathcal{W}_\mu^1$ und $\mathcal{W}_\mu^2$ dienen zur Beschreibung des geladenen schwachen Stromes. Als naheliegende Möglichkeit der Vereinheitlichung der Wechselwirkungen erscheint die Identifikation des dritten Feldes $\mathcal{W}_\mu^3$ mit dem Photon, um somit schwache und elektromagnetische Wechselwirkung durch die $\mathrm{SU}(2)_L$-Symmetriegruppe zu beschreiben. Dieser, unter anderem auch von Glashow unternommene Ansatz, schlug aber fehl. Das Salam-Weinberg-Modell greift daher auf das Produkt $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$ mit den vier Eichfeldern $\mathcal{W}_\mu^1$, $\mathcal{W}_\mu^2$, $\mathcal{W}_\mu^3$ und $\mathcal{B}_\mu$ zurück. Das Feld $\mathcal{B}_\mu$ wird nicht mehr mit der elektromagnetischen Ladung Q assoziiert, sondern mit der schwachen Hyperladung Y. Durch die Einführung einer kovarianten Ableitung D_μ,

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + ig\frac{\tau_i}{2}\mathcal{W}_\mu^i + ig'\frac{Y}{2}\mathcal{B}_\mu, \tag{2.11}$$

erreicht man die Kopplung der Eichfelder an die Teilchen. Hier bezeichnen g und g' die Kopplungstärke der $\mathcal{W}$- und $\mathcal{B}$-Felder an die Fermionen. Die invariante Lagrangedichte hat die folgende Gestalt

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{QFD} \;=\;& \sum_\psi \left[\overline{\psi}_L\gamma^\mu\left(i\partial_\mu - g\frac{\tau_i}{2}\mathcal{W}_\mu^i - g'\frac{Y}{2}\mathcal{B}_\mu\right)\psi_L + \overline{\psi}_R\gamma^\mu\left(i\partial_\mu - g'\frac{Y}{2}\mathcal{B}_\mu\right)\psi_R\right]\\ & -\frac{1}{4}\mathcal{W}_{\mu\nu}^i\mathcal{W}_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\mathcal{B}_{\mu\nu}\mathcal{B}^{\mu\nu},\end{aligned} \tag{2.12}$$

wobei die Summe aus allen links- und rechtshändigen Fermionfeldern ψ_L und ψ_R gebildet wird. Die Feldstärketensoren der $\mathrm{SU}(2)_L$- und der $\mathrm{U}(1)_Y$-Eichfelder sind durch

$$\mathcal{W}_{\mu\nu}^i = \partial_\mu\mathcal{W}_\nu^i - \partial_\nu\mathcal{W}_\mu^i - g\epsilon_{ijk}\mathcal{W}_\mu^j\mathcal{W}_\nu^i\,, \qquad \mathcal{B}_{\mu\nu}^i = \partial_\mu\mathcal{B}_\nu - \partial_\nu\mathcal{B}_\mu \tag{2.13}$$

gegeben. Während $\mathcal{W}_\mu^1$ und $\mathcal{W}_\mu^2$ wie bisher zu den beiden geladenen W-Bosonen kombiniert werden, wird das physikalische Photon als Linearkombination der Felder $\mathcal{W}_\mu^3$ und $\mathcal{B}_\mu$ definiert. Die zum Photon orthogonale Kombination sollte einem weiteren neutralen Eichboson entsprechen, dem Z-Boson.

Damit ist nun eine formale Verknüpfung der schwachen Wechselwirkung mit der elektromagnetischen Wechselwirkung auf dem Niveau der Eichfelder erreicht. Bevor diese Lösung aber als eine konsistente Vereinheitlichung angesehen werden kann, muß der Ursprung der Massen der schweren Vektorbosonen W^+,W^-und Z geklärt werden. Salam und Weinberg griffen zur Lösung dieser Frage auf den Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung zurück.

2.1.2 Spontane Symmetriebrechung

Die verbleibende zentrale Frage ist also, wie die Fermionen und Eichbosonen ihre Massen erhalten können, ohne die so wesentliche Eichinvarianz der Lagrangedichte zu gefährden. Die Antwort stellt der nach dem schottischen Physiker P. W. Higgs benannte Higgsmechanismus dar [13, 14, 15]. Danach werden vier skalare Felder ϕ eingeführt, die auf eine eichinvariante Weise an die Eichbosonfelder gekoppelt werden sollen. Die vier reellen Felder ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 und ϕ_4 sind in einem Isospindublett ($T = \frac{1}{2}$, $Y = 1$) angeordnet

$$\Phi \equiv \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \text{mit} \begin{array}{l} \phi^+ = (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2} \\ \phi^0 = (\phi_3 + i\phi_4)/\sqrt{2} \end{array}$$

Die Wahl des Isospins T und der Hyperladung Y ergibt sich aus der eichinvarianten Ankopplungen dieses Feldes an die Bosonen

$$\partial_\mu\Phi \rightarrow D_\mu = (\partial_\mu + ig\frac{\tau_i}{2}\mathcal{W}_\mu^i + ig'\frac{Y}{2}\mathcal{B}_\mu)\Phi \tag{2.14}$$

Die eichinvariante Lagrangedichte des Higgsfeldes hat die Gestalt

$$\mathcal{L}_H = T - V = \frac{1}{2}(D_\mu \Phi)^2 - (\frac{1}{2}\mu^2\Phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\Phi^4) \tag{2.15}$$

mit einem positiven Wert von λ. Das Minimum dieses Potentials ergibt sich zu

$$\Phi^2 = \frac{1}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = \frac{\mu^2}{2\lambda}, \tag{2.16}$$

wobei man die Freiheit hat, folgende Lösung zu wählen:

$$\begin{aligned} \langle 0|\phi_i|0\rangle &= 0, \qquad i = 1, 2, 4 \\ \langle 0|\phi_3|0\rangle &= v = \sqrt{\mu^2/\lambda} \end{aligned}$$

Mit v wird der Vakuumerwartungswert des Higgsfeldes bezeichnet. Das derart gewählte Minimum ist nicht invariant unter $\mathrm{SU}(2)_L$ und $\mathrm{U}(1)_Y$. Aber durch die Auszeichnung des neutralen Feldes ϕ_3 in dieser Lösung ist gewährleistet, daß das Vakuum invariant unter $\mathrm{U}(1)_Q$

$$Q\langle 0|\Phi|0\rangle = \mathcal{T}_3 + \frac{\mathcal{Y}}{2}\langle 0|\Phi|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

bleibt und damit das Photon nicht an das Higgs koppelt. Nach Anwendung dieses schottischen Zaubertricks erwarten wir nun ein masseloses Boson, das Photon und die drei massiven Eichbosonen W^+, W^- und Z.

2.1.3 Elektroschwache Vereinheitlichung

Das Photon und Z können als das Produkt einer Drehung im Raum der $\mathcal{W}_\mu^3$ und $\mathcal{B}$-Felder um einen Drehwinkel (oder Mischwinkel, da die beiden Felder gemischt werden) θ_W aufgefaßt werden, daher ergibt sich folgende Gestalt für die physikalischen Eichbosonen

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \mathrm{W}^+{}_\mu \\ \mathrm{W}^-{}_\mu \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1/\sqrt{2} & -i/\sqrt{2} \\ 1/\sqrt{2} & i/\sqrt{2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathcal{W}_\mu^1 \\ \mathcal{W}_\mu^2 \end{pmatrix}, \\ \begin{pmatrix} \mathrm{Z}_\mu \\ \mathrm{A}_\mu \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos\theta_\mathrm{W} & -\sin\theta_\mathrm{W} \\ \sin\theta_\mathrm{W} & \cos\theta_\mathrm{W} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathcal{W}_\mu^3 \\ \mathcal{B}_\mu \end{pmatrix}, \end{aligned} \tag{2.17}$$

Der Tangens des Mischwinkels θ_W entspricht dem Verhältnis der Kopplungstärken g und g':

$$\tan\theta_\mathrm{W} = \frac{g'}{g} \tag{2.18}$$

Die Massen der Eichbosonen ergeben sich nun in natürlicher Weise aus der Kopplung des Higgsfeldes an die Eichbosonen gemäß Gl. (2.14). Der entsprechende Term in der Lagrangedichte hat folgende Gestalt

$$\begin{aligned} D_\mu\Phi D^\mu\Phi^\dagger &= \left|\left(ig\frac{\tau_i}{2}\mathcal{W}_\mu^i + i\frac{g'}{2}\mathcal{B}_\mu\right)\langle 0|\Phi|0\rangle\right|^2 \\ &= \frac{1}{4}\left|\begin{pmatrix} \sqrt{(g^2+g'^2)/2}\,\mathrm{A}_\mu & g\mathrm{W}_\mu^+ \\ g\mathrm{W}_\mu^- & -\sqrt{(g^2+g'^2)/2}\,\mathrm{Z}_\mu \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}\right|^2 \\ &= \frac{1}{8}\,v^2\left(g^2+g'^2\right)\mathrm{Z}_\mu\mathrm{Z}^\mu + \frac{1}{4}v^2g^2\mathrm{W}^+{}_\mu\mathrm{W}^{-\mu} \end{aligned}$$

Damit ist eine Vereinheitlichung der elektroschwachen und der elektromagnetischen Wechselwirkung erreicht und insbesondere eine Erklärung für die Massen der Vektorbosonen gegeben worden.

Diese Vereinheitlichung hat aber auch ihren Preis, nämlich die ad hoc Einführung eines neuen Teilchens, des Higgs-Bosons. Die Masse $M_{\mathrm{H}}^2 = 2\lambda v^2$ des freien Higgsfeldes ist ein freier Parameter dieses Modells. Nichtsdestotrotz zeigte sich, daß die vereinheitlichte elektroschwache Theorie von Salam und Weinberg auf der Basis von nur wenigen freien Parametern präzise Vorhersagen machen kann, die bis heute allen experimentellen Überprüfungen standhielten.

2.1.4 Die experimentelle Bestätigung des Standardmodells

Die folgende Interpretation der experimentellen Daten im Rahmen des Standardmodells gliedert sich in zwei Teile. Der erste diskutiert unter Verwendung der Daten, die aus Z-Ereignissen (von LEP1 und SLD) und Niederenergiemessungen gewonnen wurden, die Präzision, mit der die elektroschwachen Parameter vermessen sind. Die experimentellen Werte sind hierbei, wenn nicht anders referenziert, [16, 17] entnommen. Anschließend wird das physikalische Potential von LEP2, der neuesten Beschleunigerstufe am CERN, an der stringente Tests des Standardmodells durchgeführt werden können, erläutert.

Die elektroschwache Theorie erfuhr ihre erste experimentelle Bestätigung 1973, als der von Salam und Weinberg postulierte neutrale schwache Strom durch die Beobachtung der $\nu_\mu e$-Streuung von der Gargamelle-Kollaboration [18] entdeckt wurde. Der wichtigste Prüfstein war aber die Suche nach den vorhergesagten neuen, schweren Eichbosonen. Die Entdeckung der W- und Z-Bosonen im Jahr 1983 am CERN durch die UA1- und UA2-Kollaborationen [19, 20, 21, 22], bedeutete somit die Etablierung des Standardmodells. Nach seiner Anerkennung wurde das Standardmodell mit Daten aus verschiedensten Quellen getestet und die wichtigsten Parameter präzise vermessen. Alle elektroschwachen Observablen des Standardmodells können in niedrigster Ordnung allein als Funktion der Kopplungen g, g' und des Vakuumerwartungswertes des Higgsfeldes v ausgedrückt werden. Es verbleiben nur geringe Abhängigkeiten, durch radiative Korrekturen, von den verbleibenden Parametern, der Higgsmasse, den Fermionmassen und den Elementen der CKM-Matriz. Durch den Vergleich der gemessenen Observablen $\mathcal{O}_{gem}$ mit den im Rahmen des Standardmodells berechneten theoretischen Werten $\mathcal{O}_{SM}$ kann zum einen die Konsistenz des Standardmodells mit den Meßdaten getestet werden und zum andern ist eine indirekte Bestimmung von experimentell (noch) nicht zugänglichen Größen wie etwa der Higgsmasse möglich.

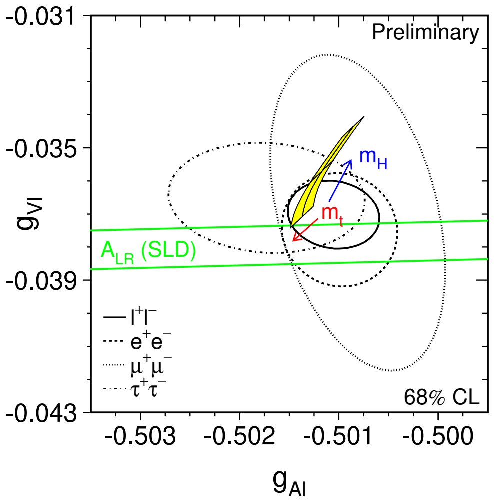


Abbildung 2.1: *Konturen des 68% Konfidenzbereiche in der (g_{Al},g_{Vl})-Ebene, die ohne und mit der Annahme der Leptonuniversalität aus Messungen bei LEP bestimmt wurden (aus [1]). Der 1σ-Fehlerbereich der SLD-Messung ist ebenso eingezeichnet wie die Standardmodellvorhersage (schraffierte Fläche).*

Als grundlegende Parameter wählt man aber im allgemeinen statt g, g' und v drei experimentell zugänglichere Größen, nämlich: die elektromagnetische Feinstrukturkonstante α, deren genauester Wert [23] $\alpha = 1/137.03599993(52)$ auf der Messung des anomalen magnetischen Momentes des Elektrons beruht, die Fermi-Konstante G_F, die aus der Myonlebensdauer zu $G_F = 1.16639(1) \times 10^{-5}\mathrm{GeV}^{-2}$ bestimmt wird, und der Wert des Mischwinkels $\sin^2\theta_\mathrm{W}$, der aus der Z-Masse, Asymmetrien an der Z-Resonanz und den Wirkungsquerschnitten von Neutrino-Nukleon-Streuprozessen ermittelt wird.

Exemplarisch läßt sich die Präzision, mit der das Standardmodell getestet und vermessen ist, anhand der Asymmetrien an der Z-Resonanz und dem daraus abgeleiteten Wert von $\sin^2\theta_\mathrm{W}$ erläutern. Eines der wesentlichen Merkmale der schwachen Wechselwirkung ist die V-A-Struktur des schwachen Stromes. An der Z-Resonanz äußert sich dies in den experimentell meßbaren Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien der Leptonen A_l, aus denen sich das Verhältnis der Vektor- und Axial-Vektor-Kopplungen g_{Vl} und g_{Al} des Z-Bosons an Leptonen bestimmen läßt. Die derart ermittelten experimentellen Grenzen für alle drei Leptongenerationen auf diese Kopplungen sind in Abb. 2.1 illustriert. Sie stimmen hervorragend mit der Standardmodellvorhersage überein, und dies gilt ebenso für die unter Annahme der Leptonuniversalität aus LEP- und SLD-Messungen ermittelten Werte

$$\begin{aligned} g_{Vl} &= -0.03753 \pm 0.00044 \\ g_{Al} &= -0.50102 \pm 0.00030 \end{aligned}$$

Aus dem Verhältnis dieser Kopplungen läßt sich auch ein Wert für den Mischwinkel auf der Z-Resonanz $\sin^2\theta_\mathrm{eff}$ ermitteln

$$\sin^2\theta_\mathrm{eff} \equiv \frac{1}{4}\left(1 - \frac{g_{Vl}}{g_{Al}}\right) \tag{2.19}$$

Damit ergibt sich für $\sin^2\theta_\mathrm{eff}$

$$\sin^2\theta_\mathrm{eff} = 0.23157 \pm 0.00018$$

ein Wert mit einer relativen Genauigkeit von 0.07%. Sowohl die gute Übereinstimmung der Vorhersagen mit den gemessenen Werten als auch die Präzision der Messungen gilt für nahezu alle Observablen und Parameter des Standardmodells (siehe [16, 17]). Nur bei zwei wesentlichen Punkten, nämlich dem Mechanismus der Massenerzeugung und der nicht-abelschen Struktur der elektroschwachen Wechselwirkung, fehlen bis jetzt präzise Messungen. Von den experimentellen Ergebnissen bei LEP2 erhofft man sich Antworten auf beide Fragen.

2.1.5 LEP2 - Motivation und Ziele

Neben der direkten Suche nach neuen Teilchen ist eines der Hauptziele von LEP2 die Untersuchung der geladenen Eichbosonen. Die Möglichkeit hierzu ergibt sich, da die bei LEP2 erreichten Schwerpunktenergien über der W-Paarproduktionsschwelle liegen. Aus der Untersuchung der W-Paarproduktion erhofft man sich Aufschluß über beide ausstehende Fragen zur Struktur der elektroschwachen Theorie. Im Vordergrund steht dabei sicherlich die präzise Bestimmung der Masse $\mathrm{M_W}$ des W-Bosons. Eine genaue Messung von $\mathrm{M_W}$ und $\mathrm{M_t}$, der Masse des Top-Quarks, ermöglicht es, indirekte Grenzen auf die Masse $\mathrm{M_H}$ des Higgs-Bosons anzugeben. Zusammen mit der direkten Suche nach dem Higgs-Boson könnte damit die Frage geklärt werden, ob der in der Theorie so fruchtbare Ansatz der spontanen Symmetriebrechung auch eine experimentelle Bestätigung erfährt. Für eine erschöpfende Diskussion der erhofften Genauigkeit und der verschiedenen Methoden zur Bestimmung von $\mathrm{M_W}$ sei auf die Literatur verwiesen [24].

Der zweite wichtige Aspekt der W-Paarproduktion ist die Möglichkeit, eine direkte Untersuchung der Drei-Eichbosonen-Kopplungen durchzuführen. Die bisherigen direkten Untersuchungen zur Kopplungsstruktur der schwachen Wechselwirkung beschränken sich, wie die oben vorgestellte Messung, zumeist auf die Kopplungen der schwachen Eichbosonen an die Fermionen. Ein wesentliches Merkmal der schwachen Wechselwirkung, ihre nicht-abelsche Struktur und die Existenz und Art der Selbstwechselwirkung der Eichbosonen ist bislang nur unzureichend untersucht. Bei LEP2 bietet sich die Möglichkeit, anhand des Drei-Eichbosonen-Vertex die Selbstwechselwirkungen der Eichbosonen und damit eine der zentralen Symmetrien des Standardmodells zu überprüfen.

2.2 Der Drei-Eichbosonen-Vertex

Schon die effektive Lagrangedichte des Standardmodells enthält Drei- und Vier-Eichbosonen-Vertizes, in denen sich die nicht-abelsche Natur der $SU(2)_L \times U(1)_Y$-Eichgruppe manifestiert. Die Untersuchung des Drei-Eichbosonen-Vertex [2] stellt aber nicht nur ein Test des Standardmodells dar, sondern bedeutet auch eine Suche nach neuer Physik. Daher empfiehlt es sich, die Lagrangedichte des Standardmodells um Terme zu erweitern, die eine phänomenologische Parametrisierung dieser neuen Effekte darstellen sollen. Dieser Ansatz mittels einer effektiven Lagrangedichte besitzt den Vorteil einer weitgehenden Modellunabhängigkeit.

2.2.1 Der TGV bei LEP2 - ein phänomenologische Beschreibung

Die folgende Diskussion über die Selbstwechselwirkung von Eichbosonen beschränkt sich nur auf den Drei-Eichbosonen-Vertex, zur Untersuchung des Vier-Eichbosonen-Vertex wird auf [24] verwiesen. Allgemein ist zu bemerken, daß die folgenden Erläuterungen die Materie nur kurz und sehr rudimentär beleuchten, detaillierte Behandlungen finden sich in [25, 26, 27, 28].

Eine mögliche lorentzinvariante, vollständige Beschreibung des TGV [25] wird durch folgende effektive Lagrangedichte gegeben

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}^{V}_{TGV} \;=\; g_{WWV} \Big[& g_1^{\mathrm{V}} \mathrm{V}^{\mu} \left(\mathrm{W}^{-}_{\mu\nu} \mathrm{W}^{+\nu} - \mathrm{W}^{+}_{\mu\nu} \mathrm{W}^{-\nu} \right) + \kappa_{\mathrm{V}}\, \mathrm{W}^{+}_{\mu} \mathrm{W}^{-}_{\nu} \mathrm{V}^{\mu\nu} \\
& + \frac{\lambda_{\mathrm{V}}}{\mathrm{M}_{\mathrm{W}}^2} \mathrm{V}^{\mu\nu} \mathrm{W}^{+\rho}_{\nu} \mathrm{W}^{-}_{\rho\mu} \\
& + i g_5^{\mathrm{V}} \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \left((\partial^{\rho} \mathrm{W}^{-\mu}) \mathrm{W}^{+\nu} - \mathrm{W}^{-\mu} (\partial^{\rho} \mathrm{W}^{+\nu}) \right) \mathrm{V}^{\sigma} \\
& + i g_4^{\mathrm{V}} \mathrm{W}^{-}_{\mu} \mathrm{W}^{+}_{\nu} (\partial^{\mu} \mathrm{V}^{\nu} + \partial^{\nu} \mathrm{V}^{\mu}) - \frac{\tilde{\kappa}_{\mathrm{V}}}{2} \mathrm{W}^{-}_{\mu} \mathrm{W}^{+}_{\nu} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \mathrm{V}_{\rho\sigma} \\
& - \frac{\tilde{\lambda}_{\mathrm{V}}}{2\mathrm{M}_{\mathrm{W}}^2} \mathrm{W}^{-}_{\rho\mu} \mathrm{W}^{+\mu}{}_{\nu} \varepsilon^{\nu\rho\alpha\beta} \mathrm{V}_{\alpha\beta} \Big]
\end{aligned} \tag{2.20}$$

mit folgender Wahl der globalen Kopplungen: $g_{WW\gamma} = e$, $g_{WWZ} = e \cot\theta_{\mathrm{W}}$. Die Kopplungen des $\mathrm{WW}\gamma$-Vertex können dabei als die niedrigsten Terme in einer Multipolentwicklung der W-γ-Wechselwirkung aufgefaßt werden: die Ladung Q_{W}, das magnetische Dipolmoment μ_{W} und das elektrische Quadrupolmoment q_{W} des W^{+}-Bosons [24]

$$Q = e g_1^{\gamma} \quad , \quad \mu_{\mathrm{W}} = \frac{e}{2m_{\mathrm{W}}} (g_1^{\gamma} + \kappa_{\gamma} + \lambda_{\gamma}) \quad , \quad q_{\mathrm{W}} = -\frac{e}{m_{\mathrm{W}}^2} (\kappa_{\gamma} - \lambda_{\gamma}) \tag{2.21}$$

[2] Im weiteren Text wird dieser Ausdruck im Einklang mit der englischsprachigen Notation mit TGV von 'triple gauge boson vertex' abgekürzt. Analog hierzu wird Drei-Eichbosonen-Kopplung mit TGC von 'triple gauge boson coupling' abgekürzt.

TGCs des WWV-Vertex							
	g_1^V	κ_V	λ_V	g_5^V	g_4^V	$\tilde{\kappa}_V$	$\tilde{\lambda}_V$
$\mathcal{C}$	+	+	+	−	−	−	−
$\mathcal{P}$	+	+	+	−	−	−	−
$\mathcal{CP}$	+	+	+	+	−	−	−
Dimension d	4	4	6	6	4	4	6
Wert im Standardmodell	1	1	0	0	0	0	0

Tabelle 2.1: *Die sieben TGCs des WWV-Vertex, mit $V = \gamma, Z$. Aufgeführt sind die Eigenschaften unter den diskreten Transformation $\mathcal{C}$, $\mathcal{P}$, $\mathcal{CP}$, die Dimension d des entsprechenden Operators in der Lagrangedichte und die Werte der Kopplungen im Standardmodell auf Bornniveau.*

Einige, wenn auch sehr allgemeine Annahmen, wurden bei diesen Ansatz vorausgesetzt

- Die Skalarkomponenten der Bosonen wurden vernachlässigt. Diese treten nur für virtuelle Bosonen auf und da die Kopplung der skalaren Komponente proportional zu den Massen der beteiligten Fermionen ist, ist diese Näherung gerechtfertigt.

- Die imaginären Komponenten der Kopplungen, die als die absorptiven Teile der WWV-Vertexfunktion interpretiert werden können, werden als vernachlässigbar klein angenommen. Zur Gültigkeit dieser Näherung siehe z.B. [25].

Unter diesen Annahmen wurde Gl. (2.20) angesetzt, womit der WWV-Vertex durch 7 Drei-Eichbosonen-Kopplungen charakterisiert wird. Die Eigenschaften dieser Kopplungen wie die Dimensionalität d der zugehörigen Operatoren, ihr Verhalten unter den diskreten Transformationen $\mathcal{C}$, $\mathcal{P}$, $\mathcal{CP}$ und ihre Werte im Standardmodell auf Bornniveau sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

Bei der Suche nach 'neuer Physik' (im folgenden mit NP abgekürzt) ist ein möglichst allgemeiner Ansatz sicherlich wünschenswert. Der Versuch, alle 14 Kopplungen gleichzeitig zu messen, ist aber technisch sehr schwierig und würde überdies bei der Sensitivität von LEP2 zu statistisch nahezu aussagelosen Grenzen auf die TGCs führen. Daher werden einige überwiegend theoretisch motivierte Überlegungen herangezogen, um den Parametersatz zu reduzieren, ohne aber dabei die physikalische Aussagekraft der Messung zu sehr einzuschränken. Die hier präsentierte Argumentationskette folgt im wesentlichen den in [29, 24] gemachten Bemerkungen.

Der in Gl. (2.20) eingeführten Lagrangedichte liegt die Idee zugrunde, daß sie nur eine effektive Näherung für die Beschreibung von NP im elektroschwachen Sektor bei niedrigen Energien darstellt. Die Gültigkeit dieser Näherung impliziert, daß die Energieskala $\sqrt{s}$, bei der die Untersuchung durchgeführt wird, sehr viel kleiner ist, als die Massenskala Λ, durch die NP charakterisiert sei, z. B.

$$\sqrt{s} \approx 2M \ll \Lambda \,,$$

wobei M die Massen der schweren Eichbosonen bezeichne. Die Energieskala bei LEP2 liegt typischerweise knapp über der Produktionschwelle für W-Paarproduktion, so daß diese Näherung gültig ist. Darüberhinaus wird angenommen, daß die Masse des Higgs-Bosons klein ist gegenüber Λ, und damit die spontane Symmetriebrechung auch in der erweiterten Theorie durch die in Gl. (2.14) eingeführten Higgsfelder beschrieben wird. Die Annahme eines leichten Higgs-Bosons ermöglicht die Verwendung einer linearen Darstellung des Higgsfeldes. Alternativ hierzu wäre die Betrachtung von Modellen, bei denen die Symmetriebrechung durch neue, starke Wechselwirkungen beschrieben wird (z.B. Technicolor-Szenarien). Weiterhin wird angenommen, daß die lokale $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$-Symmetrie bei niedrigen Energien erhalten bleibt.

Diese Annahmen eines leichten Higgs-Bosons und die Forderung nach $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$-Symmetrie sorgen zwar für eine konsistente Verknüpfung der NP mit der Lagrangedichte des Standardmodells bei niedrigen Energien, reduzieren aber den Parametersatz nicht weiter. Diese Reduktion erfolgt durch verschiedene Quellen experimenteller und theoretischer Natur.

- Einer durch die Transformationseigenschaften gegenüber diskreten Symmetrien definierten Hierarchie folgend, wird die Größe von $\mathcal{C}$- und $\mathcal{P}$-ungeraden Kopplungen als vernachlässigbar klein angenommen. Denn dies impliziert entweder eine $\mathcal{CP}$-Verletzung im elektromagnetischen Sektor oder würde eine explizite Verletzung der $\mathrm{SU}(2)_L$-Symmetrie darstellen. Diese Studie widmet sich daher nur den $\mathcal{C}$- und $\mathcal{P}$-geraden Kopplungen. Für eine detaillierte Betrachtung von $\mathcal{CP}$-ungeraden Kopplungen sei auf die reichhaltige Literatur verwiesen [25, 28]. Diese Einschränkung auf $\mathcal{C}$- und $\mathcal{P}$-gerade Operatoren reduziert die Anzahl der Kopplungen von 14 auf 11.

- 4 dieser 11 Operatoren modifizieren, über die jeweiligen Propagatoren, die Zwei-Punkt-Funktionen der Bosonen auf Bornniveau. Dies würde sich aber in einer Änderung von Größen äußern [30], die durch Messungen auf der Z-Resonanz und bei niedrigeren Energien schon präzise bestimmt wurden, wie z.B. der Z-Masse und G_μ. Da die Größe dieser Operatoren daher durch Niederenergiedaten stark eingeschränkt ist, werden sie im weiteren vernachlässigt.

- Zwei der verbleibenden sieben Operatoren beschreiben allein anomale Kopplungen der Higgsfelder und werden daher in der weiteren Betrachtung ebenfalls vernachlässigt.

- Somit verbleiben nun die fünf Kopplungen g_1^Z, κ_γ, κ_Z, λ_γ und λ_Z. Für eine weitere Reduktion der Parameter läßt sich die oben eingeführte Argumentation wiederaufnehmen, daß die effektive Lagrangedichte aus Gl. (2.20) für Energien weit unterhalb einer Skala Λ gültig sein soll. Für den betrachteten Fall eines leichten Higgs-Bosons nehmen die bei niedrigen Energien verbleibenden Effekte der NP zwischen den Eichbosonen und den Higgsfeldern in der effektiven Lagrangedichte folgende Gestalt an:

$$\mathcal{L}_{\mathrm{eff}} = \mathcal{L}_{\mathrm{SM}} + \sum_{n\geq 1} \sum_i \frac{f_i^{(n)}}{\Lambda^n} \mathcal{O}_i^{(n+4)} \tag{2.22}$$

  wobei $(n+4)$ die Dimensionalität d des entsprechenden Operators $\mathcal{O}_i^{(n+4)}$ und $f_i^{(n)}$ die zugehörigen Kopplungen bezeichnen. Aus Gl. (2.22) läßt sich ablesen, daß Operatoren höherer Dimension stark mit Λ unterdrückt sind. Wenn man nur Operatoren der niedrigsten Dimension $d = 6$ berücksichtigt, eine Annahme, die im Rahmen einer Niederenergienäherung gerechtfertigt ist, impliziert die $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$-Eichinvarianz folgende Relationen zwischen den fünf verbleibenden Parametern:

$$\begin{aligned} \Delta\kappa_Z &= \Delta g_1^Z - \tan^2\theta_{\mathrm{W}} \Delta\kappa_\gamma \\ \lambda_Z &= \lambda_\gamma \end{aligned} \tag{2.23}$$

Wobei für praktische Zwecke folgende Notation eingeführt wird:

$$\begin{aligned} \Delta\kappa_\gamma &= \kappa_\gamma - 1 \\ \Delta\kappa_Z &= \kappa_Z - 1 \\ \Delta g_1^Z &= g_1^Z - 1 \end{aligned}$$

Damit verbleiben drei unabhängige Größen Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ, deren Werte im Standardmodell auf Bornniveau gerade Null betragen. Da die drei Kopplungen Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ die Abweichung von der Standardmodellvorhersage charakterisieren, werden sie als **anomale TGCs** bezeichnet.

Zusammenfassend ist der Parametersatz unter den folgenden Annahmen von 14 auf drei Kopplungen reduziert worden:

- Einschränkung auf $\mathcal{C}$- und $\mathcal{P}$-gerade Operatoren.
- Forderung nach $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$-Symmetrie und einem leichten Higgs-Boson.
- Vernachlässigung von Operatoren der Dimension $d > 6$ im Rahmen einer effektiven Niederenergienäherung.
- Vernachlässigung von anomalen Higgskopplungen.
- Berücksichtigung von Messungen an der Z-Resonanz und niedrigen Energien.

Sicherlich ist somit der allgemeinst mögliche Ansatz aufgegeben worden. Dafür hat man eine Reduktion auf drei Parameter erreicht, was einen sinnvollen Kompromiß zwischen der Suche nach neuer Physik und der Absicht, die Eichstruktur des Standardmodells zu überprüfen, darstellt. Sollten sich aber in den Daten Hinweise auf anomale TGCs ergeben, wäre eine Rückkehr zum allgemeinsten Ansatz unumgänglich, da diese Parameterreduktion größtenteils auf phänomenologischen Argumenten beruht. Dieses Modell mit drei Kopplungen stellt daher eine, wenn auch gut motivierte und fundierte, Arbeitshypothese dar, um die verschiedenen Untersuchungen der TGCs auf einer gemeinsamen Grundlage vergleichen und kombinieren zu können.

2.2.2 Modellvorhersagen für anomale Kopplungen

Abschließend sollen hier noch die Größenordnungen für anomale Kopplungen diskutiert werden, die im Rahmen verschiedener Modelle vorhergesagt werden. Die entsprechenden Zahlenwerte sind in Tabelle 2.2 zusammengestellt und, wenn nicht anders angegeben, aus [24, 31] entnommen worden, wo sich auch detailliertere Erläuterungen zu den verschiedenen Modellen finden.

Da anomale TGCs als Abweichung von den Standardmodellwerten der Kopplungen auf Bornniveau definiert sind, können auch im Rahmen des Standardmodells selbst aufgrund Korrekturen höherer Ordnung anomale Kopplungen auftreten. Diese anomalen Kopplungen haben ihren Ursprung z.B. in Ein-Schleifen-Korrekturen und sind von der Größenordnung $\leq \mathcal{O}(10^{-2})$ [32]. Im Rahmen des MSSM können bei geeigneter Wahl der SUSY-Parameter anomale Kopplungen in der Größenordnung $\mathcal{O}(10^{-3})$ erreicht werden [33]. Auch in exotischeren Modellen, wie etwa Technicolor-Szenarien, werden anomale Kopplungen in dieser Größenordnung vorhergesagt. In Erweiterungen des Standardmodells mit zwei Higgsdubletts [34] und E6-Theorien können anomale Kopplungen die Größenordnung $\mathcal{O}(10^{-2})$ erreichen.

Vorhersagen für anomale TGCs		
	$\mid \Delta\kappa_\gamma \mid$	$\mid \lambda_\gamma \mid$
Standardmodell	0.008	0.002
zwei Higgs-Dublett-Modell	0.016	0.014
E6-Theorien	2.5×10^{-5}	0.03
Supersymmetrie	0.005	5×10^{-5}
Technicolor	0.002	-

Tabelle 2.2: *Vorhersagen für anomale TGCs in verschiedenen Modellen.*

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß all diese Modelle nur sehr kleine Werte für anomale Kopplungen vorhersagen, die zudem unter den von LEP2 erreichbaren Ausschlußgrenzen liegen [24]. So ist kaum damit zu rechnen, daß z.B. die vom Standardmodell vorhergesagten Effekte im Rahmen der bei LEP2 erreichbaren Genauigkeit beobachtet werden können. Das Entdeckungspotential für neue Physik bei der Untersuchung des Drei-Eichbosonen-Vertex scheint somit nicht sonderlich hoch zu sein. Andererseits bleibt zu bemerken, daß gerade Untersuchungen zu Kopplungsstrukturen, z.B. die Entdeckung der V-A-Kopplungen oder der $\mathcal{CP}$-Verletzung, wesentliche Meilensteine in der Geschichte der Teilchenphysik darstellten.

Kapitel 3

WW-Produktion und W-Zerfall

Die bisherigen Erläuterungen zum Drei-Eichbosonen-Vertex waren feldtheoretischer und daher recht allgemeiner Natur. Die weiteren Betrachtungen widmen sich den Auswirkungen der TGCs auf einen physikalisch beobachtbaren Prozeß, der W-Paarproduktion bei LEP2. Bei der Produktion von W-Paaren in e^+e^--Kollisionen tritt der TGV bei der Kopplung des Z und des γ an die W-Bosonen auf. Durch das Studium der Amplituden dieser Prozesse können somit Rückschlüsse auf die TGCs gezogen werden. In der vorliegenden Arbeit erfolgt dies nicht über eine direkte Messung der Amplituden, sondern über die Analyse der Winkelverteilungen der Fermionen aus dem W-Zerfall. Der erste Teil dieses Kapitels widmet sich daher der Struktur und der Kinematik der W-Paarproduktion und des W-Zerfalls. Hierbei sollen diejenigen Zusammenhänge zwischen den TGCs und den Zerfallswinkelverteilungen erläutert werden, die wesentlichen Einfluß auf die spätere Selektion und Rekonstruktion der Signalereignisse nehmen. Darüberhinaus werden die Aspekte herausgearbeitet, die die Wahl der in Kapitel 6 vorgestellten Methode zur Bestimmung der TGCs motivieren. Da diese Methode auf dem Vergleich der beobachteten Daten mit simulierten Ereignissen basiert, ist eine genaue Modellierung des Prozesses $e^+e^- \to W^+W^-$ wesentlich für diese Analyse. Der zweite Teil des Kapitels widmet sich daher den wichtigsten Punkten in der Beschreibung der W-Paarproduktion, wie etwa dem Einfluß der W-Breite und radiativen Korrekturen. Dabei werden aber nicht alle theoretischen Aspekte detailliert beschrieben, sondern vielmehr der status quo der verwendeten Simulationsprogramme erläutert. Der Abschluß des Kapitels ist daher der Vorstellung der verwendeten Programmpakete gewidmet.

3.1 W-Paarproduktion bei LEP2

Bei LEP2 erfolgt die W-Paarproduktion im Rahmen des Standardmodells (im weiteren zuweilen mit SM abgekürzt) auf Bornniveau entweder durch die Annihilation des Elektron-Positron-Paares im s-Kanal in ein Z-Boson oder Photon (Diagramm a) und b) Abb. 3.1) oder über den Austausch eines Neutrinos im t-Kanal (Diagramm c) in Abb. 3.1). Diese drei Prozesse werden unter dem Begriff `CC03`-Diagramme zusammengefaßt. Nur die s-Kanal-Diagramme enthalten hierbei den nicht-abelschen Drei-Eichbosonen-Vertex. Die Sensitivität der W-Paarproduktion für die Untersuchung der TGCs hängt daher vom relativen Beitrag der s-Kanal-Diagramme zum Gesamtwirkungsquerschnitt σ_{WW} ab. In Abb. 3.2 ist sowohl der gesamte Wirkungsquerschnitt $\sigma_{WW,Born}$ auf Bornniveau als auch die einzelnen Beiträge des s-und t-Kanals als Funktion der Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ dargestellt. Aus Abb. 3.2 wird ersichtlich, daß die Existenz des TGV maßgeblich für ein nicht-divergentes Verhalten von

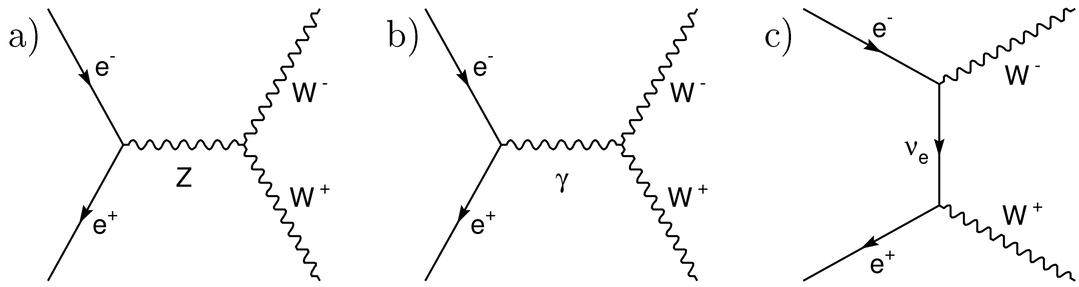


Abbildung 3.1: *Die drei* `CC03`*-Diagramme der W-Paarerzeugung: Die beiden Annihilationsdiagramme im s-Kanal über a) ein* Z*-Boson oder b) ein Photon und der t-Kanal-Austausch c) eines Neutrinos.*

σ_{WW} bei hohen Energien ist. Laut Standardmodell sollte es erhebliche Auslöschungen zwischen den Beiträgen der s- und t-Kanal-Diagramme aus Abb. 3.1 geben. Der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $e^+e^- \to W^+W^-$ sollte demzufolge über der Produktionsschwelle auf etwa 17 pb ansteigen und dann gemäß

$$\sigma_{\mathrm{WW}} \approx \frac{\pi\alpha^2}{2\sin^2\theta_{\mathrm{W}}}\frac{1}{s}\log(\frac{s}{{\mathrm{M_W}}^2}) \tag{3.1}$$

abfallen, wobei s das Quadrat der Schwerpunktenergie bezeichnet. Ohne den TGV und den entsprechenden Auslöschungen trägt allein der t-Kanal-Austausch zum Wirkungsquerschnitt bei, was zu einem divergierenden Verhalten der Art $\sigma_{\mathrm{WW}} \approx s$ des Wirkungsquerschnitts bei hohen Energien führt. Eine Messung von σ_{WW} reicht also aus, um die Existenz des TGV im Standardmodell zu bestätigen, wovon man sich anhand von Abb. 3.3 a) überzeugen kann. Ebenso läßt sich aus Abb. 3.2 und Abb. 3.3 a) aber ablesen, daß der Beitrag des s-Kanals zum Gesamtwirkungsquerschnitt bei den von LEP2 erreichten Schwerpunktenergien gering und somit die Sensitivität von σ_{WW} auf die TGCs entsprechend klein ist. Aus der Messung von σ_{WW} allein können daher nur sehr schwache Grenzen auf die TGCs gesetzt werden. Deshalb stützt sich diese Analyse vorwiegend auf die Untersuchung der Kinematik der Fermionen aus dem Zerfall der W-Bosonen.

3.1.1 Helizitätsamplituden und Kopplungen

In der Näherung einer verschwindenden Breite Γ_{W} des W-Bosons, der *on-shell* Näherung, und masseloser Fermionen läßt sich das Matrixelement des Prozesses $e^+e^- \to W^+W^-$ analytisch in einer Basis der Helizitätseigenzustände der Anfangs- und Endzustandsteilchen darstellen [25] und in die Beiträge der in Abb. 3.1 gezeigten Diagramme zerlegen:

$$\mathcal{M}_{e^+e^-\to\mathrm{W^+W^-}} = \mathcal{M}(\sigma,\lambda,\bar\lambda) = \mathcal{M}_\gamma(\sigma,\lambda,\bar\lambda) + \mathcal{M}_{\mathrm{Z}}(\sigma,\lambda,\bar\lambda) + \mathcal{M}_\nu(\sigma,\lambda,\bar\lambda)\,, \tag{3.2}$$

wobei die Helizität des Elektrons (Positrons) durch $\sigma/2$ ($-\sigma/2$) gegeben ist und λ ($\bar\lambda$) die Helizität des W^- (W^+) bezeichnet. Der Notation von [25] folgend, läßt sich die Abhängigkeit

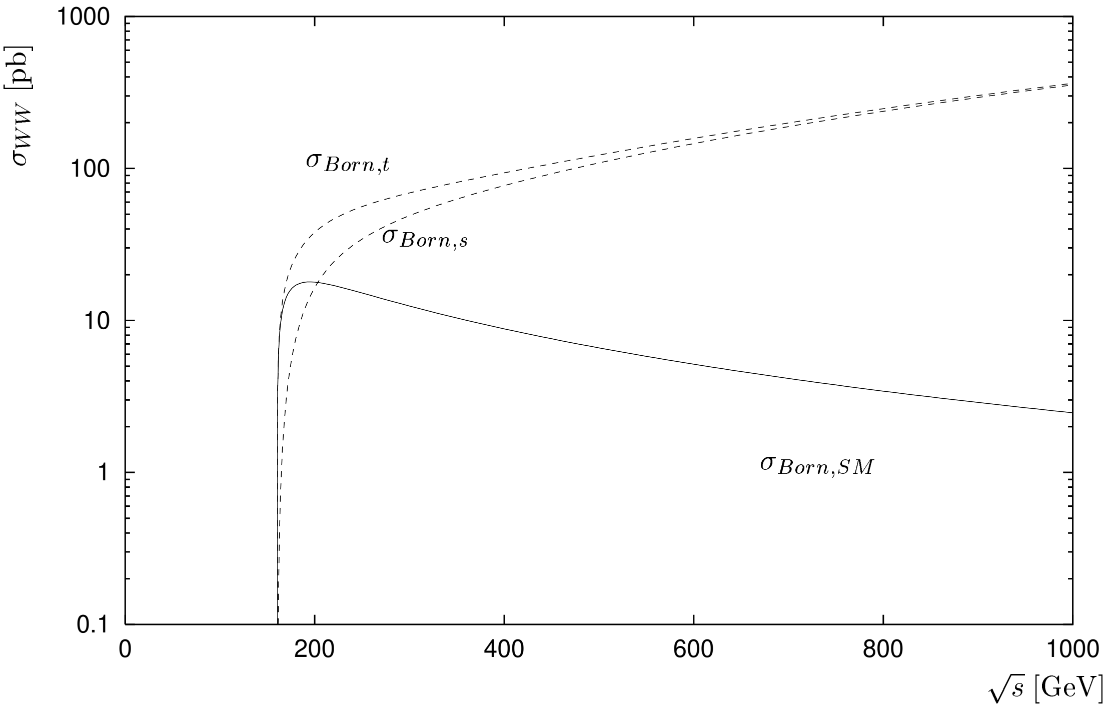


Abbildung 3.2: *Bornwirkungsquerschnitt der W-Paarproduktion als Funktion der Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ (entnommen aus [35]). Die einzelnen Kurven entsprechen den Beiträgen auf Bornniveau der s-Kanal- ($\sigma_{Born,s}$) und t-Kanal-Diagramme ($\sigma_{Born,t}$) allein und dem kompletten Bornwirkungsquerschnitt $\sigma_{Born,SM}$ im Standardmodell. Im Grenzfall hoher Energien ist die gegenseitige Auslöschung der an sich divergierenden Beiträge der einzelnen Kanäle zu erkennen.*

der Helizitätsamplituden $\mathcal{M}_\gamma$, $\mathcal{M}_{\rm Z}$, $\mathcal{M}_\nu$ vom Produktionswinkel [1] θ des $\rm W^-$ zumindest teilweise in Form der d^{J_0}-Funktionen [16] (mit $J_0 = \max(|\Delta\sigma|, |\Delta\lambda|)$ abspalten

$$\mathcal{M}(\sigma,\lambda,\bar\lambda,\theta) = \sqrt{2}\sigma e^2 \tilde{\mathcal{M}}_{\sigma,\lambda,\bar\lambda}(\theta) d^{J_0}_{\sigma,\lambda-\bar\lambda}(\theta) \tag{3.3}$$

Anhand der reduzierten Amplituden $\tilde{\mathcal{M}}$ läßt sich das Verhalten der einzelnen Beiträge bei hohen Energien ablesen. Der für die Untersuchung der TGCs interessante s-Kanal-Austausch von Z und γ ist aufgrund der Drehimpulserhaltung nur für $|\lambda - \bar\lambda| = 0, 1$ möglich. Die entsprechenden reduzierten Amplituden haben folgende Gestalt

$$\begin{aligned}
\tilde{\mathcal{M}}_\gamma &= -\beta A^\gamma_{\lambda\bar\lambda} \\
\tilde{\mathcal{M}}_{\rm Z} &= -\beta A^{\rm Z}_{\lambda\bar\lambda}\left[1 - \delta_{\sigma,-1}\frac{1}{2\sin^2\theta_{\rm W}}\right]\frac{s}{s - {\rm M_Z}^2} \\
\tilde{\mathcal{M}}_\nu &= \beta\delta_{\sigma,-1}\frac{1}{2\beta\sin^2\theta_{\rm W}}\left[B_{\lambda\bar\lambda} - \frac{1}{1+\beta^2-2\beta\cos\theta}C_{\lambda\bar\lambda}\right] ,
\end{aligned} \tag{3.4}$$

[1] Dieser Winkel ist im Schwerpunktsystem definiert als der Winkel zwischen der Richtung des einfliegenden Elektrons und der Richtung des produzierten $\rm W^-$.

Subamplituden für den Prozess $e^+e^- \to W^+W^-$				
$\lambda\bar{\lambda}$	$A^V_{\lambda\bar{\lambda}}$	$B_{\lambda\bar{\lambda}}$	$C_{\lambda\bar{\lambda}}$	$d^{J_0}_{\sigma,\lambda-\bar{\lambda}}$
$++$	$g_1^V + 2\gamma^2\lambda_V + \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V + \tilde{\lambda}_V - 2\gamma^2\tilde{\lambda}_V)$	1	$1/\gamma^2$	$-\sigma\sin\theta/\sqrt{2}$
$--$	$g_1^V + 2\gamma^2\lambda_V - \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V + \tilde{\lambda}_V - 2\gamma^2\tilde{\lambda}_V)$	1	$1/\gamma^2$	$-\sigma\sin\theta/\sqrt{2}$
$+0$	$\gamma(f_3^V - ig_4^V + \beta g_5^V + \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V - \tilde{\lambda}_V))$	2γ	$2(1+\beta)/\gamma$	$(1+\sigma\cos\theta)/2$
$0-$	$\gamma(f_3^V + ig_4^V + \beta g_5^V - \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V - \tilde{\lambda}_V))$	2γ	$2(1+\beta)/\gamma$	$(1+\sigma\cos\theta)/2$
$0+$	$\gamma(f_3^V + ig_4^V - \beta g_5^V + \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V - \tilde{\lambda}_V))$	2γ	$2(1-\beta)/\gamma$	$(1-\sigma\cos\theta)/2$
-0	$\gamma(f_3^V - ig_4^V - \beta g_5^V - \frac{i}{\beta}(\tilde{\kappa}_V - \tilde{\lambda}_V))$	2γ	$2(1-\beta)/\gamma$	$(1-\sigma\cos\theta)/2$
00	$g_1^V + 2\gamma^2\kappa_V$	$2\gamma^2$	$2/\gamma^2$	$-\sigma\sin\theta/\sqrt{2}$

Tabelle 3.1: *Subamplituden der WW-Produktion für die Helizitätskombination $J_0 = 1$, wobei gilt $\gamma = E_W/M_W$ und β die Geschwindigkeit der W-Bosonen bezeichnet. Die Abkürzung f_3^V steht für folgende Linearkombination von Kopplungen $f_3^V = g_1^V + \kappa_V + \lambda_V$.*

wobei β die Geschwindigkeit der W-Bosonen

$$\beta = \sqrt{1 - 4{M_W}^2/s}$$

bezeichnet. Die explizite Form der Funktionen $A^V_{\lambda\bar{\lambda}}$, $B_{\lambda\bar{\lambda}}$ und $C_{\lambda\bar{\lambda}}$ ist in Tabelle 3.1 zusammengestellt. In diesen Amplituden erscheinen als charakteristische Parameter die in der allgemeinen Lagrangedichte Gl. (2.20) eingeführten Drei-Eichbosonen-Kopplungen. Daher erlaubt es diese Darstellung der Amplituden in der Basis von Helizitätseigenzuständen, einige wesentliche Punkte für die Analyse der TGCs herauszuarbeiten:

- Die negativen Interferenzen zwischen den s- und t-Kanal Graphen, welche die Divergenz von σ_{WW} bei hohen Energien verhindern (wie in Abb. 3.2 illustriert), manifestieren sich in dem Verhalten der reduzierten Amplituden. Falls die Kopplungen in Tabelle 3.1 ihre Standardmodellwerte annehmen, heben sich die divergenten Terme, im Grenzfall $\sqrt{s} \to \infty$ auf (siehe [24]. Die Sensitivität von σ_{WW} für die TGCs beruht auf dieser delikaten, gegenseitigen Auslöschung divergenter Terme. Auch nur kleine Abweichungen der Kopplungen von den Standardmodellwerten würden zu drastischen Änderungen des Wirkungsquerschnittes bei hohen Energien führen.

- Die Sensitivität von σ_{WW} bei den Energien von LEP2 (160 - 200 GeV) ist nur marginal, da die vollständige gegenseitige Auslöschung der Terme nur im Grenzfall $\beta \to 1$ erfolgt. Da aber der Beitrag der s-Kanal-Terme linear mit β wächst, bedeutet gerade knapp über der W-Paarproduktionschwelle jede Erhöhung der Energie einen erheblichen Sensitivitätsgewinn (z.B. $\langle\beta\rangle_{\sqrt{s}=172\ \mathrm{GeV}} = 0.36$ im Vergleich zu $\langle\beta\rangle_{\sqrt{s}=189\ \mathrm{GeV}} = 0.54$).

- Wie sich aus Tabelle 3.1 ablesen läßt, gibt es 7 verschiedene Helizitätskombinationen, die eine vollständige Basis für die Amplituden der beiden s-Kanal-Prozesse bilden. Daher werden exakt 14 Kopplungen benötigt, um die beiden Vertizes WWγ und WWZ zu beschreiben. Für eine Bestimmung aller Kopplungen wäre somit eine Messung aller vierzehn Helizitätsamplituden nötig. Für die Messung all dieser Amplituden müßte außer den Zerfallswinkeln und der Helizität der W-Bosonen auch die Helizität der Anfangszustandsteilchen experimentell zugänglich sein (z.B. über die Polarisation der Elektronen und Positronen, siehe [36]). Die Möglichkeit polarisierter Strahlen, die bei geplanten Beschleunigern, wie dem NLC, möglich sein soll, steht bei LEP2 nicht zur Verfügung. Wenn die Messung aller Helizitätszustände nicht möglich ist, äußert sich dies in Ambiguitäten bei der Messung der TGCs, die besonders bei der gleichzeitigen Bestimmung mehrerer Kopplungen zutage treten [36, 37].

Es zeigt sich also, daß die gleichzeitige, eindeutige Bestimmung aller Kopplungen bei LEP2, mit Blick auf die erwartete Sensitivität nicht nur aussagelose Grenzen liefern würde, sondern prinzipiell nicht möglich ist, weil die mangelnde Kenntnis der Helizitäten der Anfangs- und Endzustandsteilchen die Messung aller Helizitätsamplituden verwehrt.

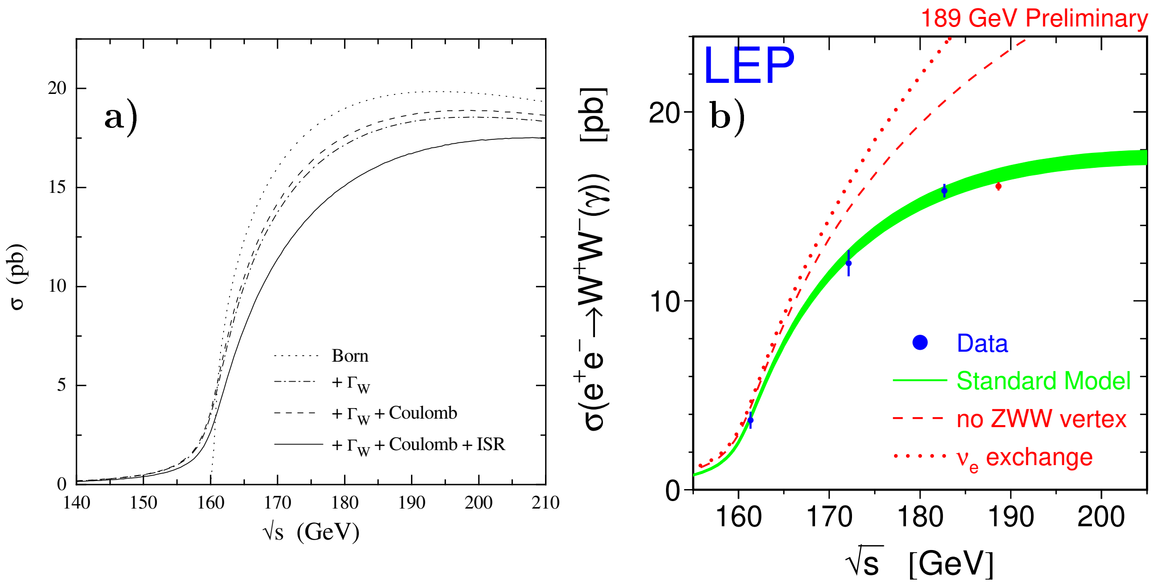


Abbildung 3.3: *WW-Produktionswirkungsquerschnitte. Abb. a) zeigt den theoretischen Wirkungsquerschnitt* σ_{WW} *als Funktion der Schwerpunktenergie* $\sqrt{s}$ *auf Bornniveau jeweils in der on-shell und off-shell Näherung und mit Korrekturen höherer Ordnung (entnommen aus [24]). In b) sind die LEP-Messungen von* σ_{WW} *zusammen mit der Standardmodellvorhersage gezeigt (entnommen aus [1]). Das Band symbolisiert die theoretischen Unsicherheiten der Vorhersage. Die Beiträge des t-Kanals allein zu* σ_{WW} *und* σ_{WW} *ohne den Beitrag des WWZ-Vertex sind ebenfalls eingezeichnet. Diese Messung des Wirkungsquerschnitts bestätigt die Existenz des Drei-Eichbosonen-Vertex.*

3.1.2 Die Kinematik des W-Zerfalls

Obwohl eine direkte Messung der Helizitäten der W-Bosonen nicht möglich ist, läßt sich durch indirekte Methoden ein Separation der verschiedenen Amplituden und somit der Kopplungen erreichen. Aufgrund der V-A-Struktur der Kopplung der W-Bosonen an ihre Zerfallsfermionen, können die Winkelverteilungen der Fermionen zur Analyse der W-Polarisation genutzt werden. Die Auswertung der Zerfallswinkelverteilungen, oder genauer des nach den Zerfallswinkeln vollständig differenzierten Matrixelementes, bildet daher die Basis der Messung des Drei-Eichbosonen-Vertex. Das vollständig differenzierte Matrixelement des Prozesses $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{W^+W^-} \to \mathrm{f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4}$ ist von verschiedenen Autoren explizit berechnet worden [25, 36, 26].

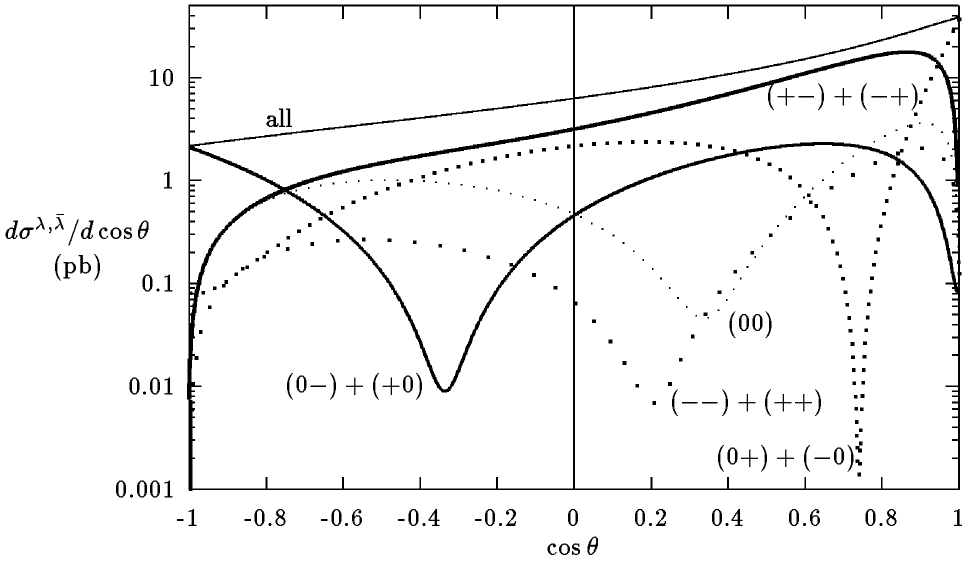


Abbildung 3.4: *Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\cos\theta$ für $e^+e^- \to W^+W^-$. Die Beiträge verschiedener W^+W^--Helizitätszustände $(\lambda,\bar\lambda)$ zum gesamten differentiellen Wirkungsquerschnitt (mit 'all' bezeichnete Kurve) sind hier für $\sqrt{s} = 190$ GeV dargestellt (entnommen aus [24]).*

Im folgenden wird für die Zerfallswinkel die Definition von [26] verwendet [2]. In der on-shell Näherung läßt sich die Kinematik dieses Prozesses durch die Angabe von fünf Winkeln vollständig beschreiben:

- θ, der Produktionswinkel des W^-.
- $\theta_{1,2}$, der polare Zerfallswinkel, definiert im Ruhesystem des W-Bosons, des geladenen Leptons bzw. des down-type-Quarks bezüglich der Flugrichtung des entsprechenden W-Bosons.
- $\phi_{1,2}$, der azimuthale Zerfallswinkel des geladenen Leptons bzw. des down-type Quarks bezogen auf die Ebene, die durch die Flugrichtungen des entsprechenden W-Bosons und des Elektrons im Anfangszustand aufgespannt wird.

Das fünffach-differentielle Matrixelement hat folgende Gestalt

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{\beta}{128\pi s}\left(\frac{3}{8\pi}\right)^2 \times \sum_{\sigma,\lambda,\lambda,\bar\lambda',\bar\lambda'} \mathcal{M}(\sigma,\lambda,\bar\lambda)\mathcal{M}^*(\sigma,\lambda',\bar\lambda') \\ &\quad \times D_{\lambda\lambda'}(\theta_1,\phi_1)D_{\bar\lambda\bar\lambda'}(\pi-\theta_2,\phi_2+\pi)\,, \end{aligned} \tag{3.5}$$

wobei Ω die Phasenraumvariablen, in diesen Fall also die fünf Winkel θ, $\theta_{1,2}$ und $\phi_{1,2}$, symbolisiert. Die Produktionsamplituden $\mathcal{M}(\sigma,\lambda,\bar\lambda)$ sind die in Gl. (3.2) eingeführten und die Zerfallsamplituden $D_{\lambda\lambda'}(\theta_1,\phi_1)$ aus [26] sind folgendermaßen definiert

$$D_{\lambda\lambda'}(\theta,\phi) = l_\lambda(\theta,\phi)l^*_{\lambda'}(\theta,\phi), \tag{3.6}$$

[2]Das Koordinatensystem ist dabei wie folgt gewählt: die $e^+e^- \to W^+W^-$-Streuebene definiert die x-z-Ebene und als z-Achse wird die Flugrichtung des W^- gewählt. Die Ruhesysteme der jeweiligen W-Bosonen, in denen die Zerfallswinkel definiert sind, erhält man durch einen Boost entlang der z-Achse.

wobei die winkelabhängigen Funktionen $l_\lambda(\theta, \phi)$ folgende Gestalt haben

$$(l_-, l_0, l_+)(\theta, \phi) = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}(1 + \cos\theta)e^{-i\phi}, -\sin\theta, \frac{1}{\sqrt{2}}(1 - \cos\theta)e^{i\phi} \right). \tag{3.7}$$

Durch die Analyse dieses Wirkungsquerschnittes ist es möglich, die Anteile der verschiedenen Helizitätsamplituden zu bestimmen. Dies wird in Abb. 3.4 für eine Dimension angedeutet. Hier ist der einfach-differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\cos\theta$, in die Beiträge der jeweiligen Helizitätsamplituden zerlegt, dargestellt.

Die möglichst getreue Rekonstruktion dieser fünf Winkelverteilungen ist das Hauptziel des selektionstechnischen Teils dieser Analyse. Unabhängig von der Art der statistischen Auswertung dieser Verteilungen stellt die Güte der Rekonstruktion dieser Zerfallswinkel die experimentelle Beschränkung der Sensitivität auf die TGCs dar. Es zeigt sich, daß abhängig von der Zerfallstopologie der W-Bosonen dabei mit unterschiedlichen Schwierigkeiten zu rechnen ist.

3.1.3 Topologien und Verzweigungsverhältnisse

Für die Definition der fünf Winkel des differentiellen Wirkungsquerschnittes in Gl. (3.5) wird sowohl bei den W-Bosonen, als auch bei ihren Zerfallsfermionen, zwischen Teilchen und Antiteilchen unterschieden. Um die Winkel zu rekonstruieren, benötigt man somit den Viererimpuls des W-Paares für die Definition des Ruhesystems, den des identifizierten W^- für die Berechnung des Produktionswinkels θ, und die Viererimpulse der geladenen Leptonen oder der down-type-Quarks (je nach Zerfallskanal des W-Bosons) zur Berechnung der Zerfallswinkel $\theta_{1,2}$ und $\phi_{1,2}$. Neben den Viererimpulsen der Zerfallsprodukte der W-Bosonen müssen also auch ihre Ladungen bestimmt werden. Je nach Zerfallsmodus der W-Bosonen ist dies nicht oder nur bedingt möglich. An dieser Stelle sollen daher die Ambiguitäten bei der Rekonstruktion der Winkelinformation für die einzelnen topologischen Zerfallskanäle diskutiert werden. Insgesamt werden vier distinkte Topologien unterschieden:

- Der $\ell\nu\ell\nu$- oder doppelleptonische Kanal ($\ell = e, \mu, \tau$), in dem beide W-Bosonen in ein Lepton-(Anti)Neutrino-Paar zerfallen. Die experimentelle Signatur im Detektor ist gekennzeichnet durch die zwei hochenergetischen Spuren der beiden Leptonen und fehlendem Impuls aufgrund der nicht nachweisbaren zwei (oder im Fall $\ell = \tau$ mehr) Neutrinos. Die Impuls- und Ladungsbestimmung der Leptonen stellt hier kein Problem dar. Die Rekonstruktion der Flugrichtungen der Neutrinos ist aber nur bis auf eine quadratische Ambiguität möglich [25]. Hieraus resultieren zwei mögliche Lösungen für die Winkel θ, ϕ_1 und ϕ_2.

- Der $\ell_s\nu jj$-Kanal ($\ell_s = e, \mu$), bei dem ein W-Boson in ein stabiles Lepton ℓ_s und ein Neutrino und das andere in ein $q\bar{q}$-Paar zerfällt. Für beide mögliche Zerfallsmoden, den $e\nu jj$- und den $\mu\nu jj$-Kanal, besteht die experimentelle Signatur aus zwei Jets [3], fehlendem Impuls und einer hochenergetischen, isolierten Spur. Hier lassen sich der Produktionswinkel θ und die Zerfallswinkel $(\cos\theta_\ell, \phi_\ell)$ des leptonisch zerfallenden W-Bosons rekonstruieren. Bei den beiden Jets j_1, j_2 ist die Unterscheidung zwischen Quark

[3] Die Zerfallsprodukte des hadronisch zerfallenden W-Bosons, die beiden Quarks, manifestieren sich im Detektor jeweils als Bündel von Spuren und Energiedepositionen, genannt Jets. Die Jets können als eine Näherung für die primären Quarks angesehen werden, da sie die experimentelle Signatur der Teilchen sind, die aus dem durch die Quarks initiierten Fragmentations- und Hadronisationsprozeß stammen. Rückschlüsse auf spezifische Eigenschaften der Quarks, etwa ihrer Ladung, sind daher nur im Rahmen dieser Näherung möglich.

und Antiquark hingegen kaum möglich. Für die Analyse müssen daher die beiden Permutationen $j_1 = q$, $j_2 = \bar{q}$ und $j_1 = \bar{q}$, $j_2 = q$ berücksichtigt werden. Dies führt zu einer Ambiguität der Zerfallswinkel $(\cos\theta_j, \phi_j)$ des hadronisch zerfallenden W-Bosons.

- Der $\tau\nu jj$-Kanal, bei dem ein W-Boson in ein τ-Lepton und ein Neutrino und das andere in ein $q\bar{q}$-Paar zerfällt. Neben den beiden Jets und fehlendem Impuls werden im Detektor die Zerfallsprodukte des τ registriert, z. B. eine oder drei geladene Spuren. Verglichen mit dem $\ell_s\nu jj$-Kanal ist die Rekonstruktion der τ-Richtung aufgrund des zusätzlichen Neutrinos deutlich komplizierter. Die grundsätzlichen Ambiguitäten bei der Bestimmung der Zerfallswinkel sind somit zwar dieselben, die experimentelle Auflösung der Winkel ist aber deutlich schlechter als im $\ell_s\nu jj$-Kanal.

- Der $jjjj$- oder hadronische Kanal, bei dem beide W-Bosonen in $q\bar{q}$-Paare zerfallen. Die Signatur hadronischer W-Zerfälle sind vier Jets im Detektor. In diesem Kanal bereitet sowohl die korrekte Paarung von je zwei Jets zu einem W-Boson, als auch die Identifikation der Ladung der W-Bosonen Schwierigkeiten und somit sind alle rekonstruierten Winkel mit Ambiguitäten behaftet.

Die Verzweigungsverhältnisse all dieser Topologien mit einer Zusammenstellung der jeweiligen Rekonstruktionsambiguitäten sind in Tabelle 3.2 aufgeführt. Obwohl der Informationsgehalt und damit die Sensitivität auf die TGCs pro Ereignis im doppelleptonischen Kanal am höchsten ist [24], gelten die Kanäle $e\nu jj$ und $\mu\nu jj$ als die idealen Kanäle für die Untersuchung der Drei-Eichbosonen-Vertex. In der Kombination aus der erwarteten Statistik, die von dem Verzweigungsverhältnis und der erwarteten Selektionseffizienz bestimmt wird, und der Sensitivität pro Ereignis erwartet man für die Kombination dieser Kanäle die kleinsten Fehler auf die TGCs. Die Analyse dieser Topologie ist daher auch das Ziel dieser Arbeit.

Kinematische Information in den verschiedenen W^+W^--Topologien

Kanal	Verzweigungsverhältnis	rekonstruierbare Information
$e\nu jj$	14.8%	
$\mu\nu jj$	14.8%	$\cos\theta$, $(\cos\theta_l, \phi_l)$, $(\cos\theta_j, \phi_j)_{\mathrm{gefaltet}}$
$\tau\nu jj$	14.8%	
$jjjj$	44.4%	$\cos\theta_{\mathrm{gefaltet}}$, $(\cos\theta_{j1}, \phi_{j1})_{\mathrm{gefaltet}}$, $(\cos\theta_{j2}, \phi_{j2})_{\mathrm{gefaltet}}$
$\ell\nu\ell\nu$	9.%	$\cos\theta$, $(\cos\theta_1, \phi_1)$, $(\cos\theta_2, \phi_2)$, zwei Lösungen

Tabelle 3.2: *Zusammenstellung der rekonstruierbaren kinematischen Information in den verschiedenen WW-Endzuständen. Der Zusatz 'gefaltet' verweist auf Ambiguitäten bei der Bestimmung der Zerfallswinkel. Diese Ambiguitäten müssen in der Analyse durch Gewichtung aller in Frage kommenden Permutationen berücksichtigt werden.*

Abb. 3.5 zeigt die normierten Winkelverteilungen für die Kombination der beiden Kanäle $e\nu jj$ und $\mu\nu jj$ bei einer Schwerpunktenergie von 189 GeV, die mit simulierten Ereignissen bestimmt wurden. Dargestellt sind der Produktionswinkel θ des W^- und die Winkel der Zerfallsprodukte aus dem leptonischen W-Zerfall θ^*_ℓ, ϕ^*_ℓ und dem hadronischen W-Zerfall $(\theta^*_j)_{\mathrm{gefaltet}}$, $(\phi^*_j)_{\mathrm{gefaltet}}$ für die Standardmodellvorhersage und für zwei Fälle anomaler Kopplungen $\lambda_\gamma = \pm 1$. Um die Rekonstruktionsambiguität für die Zerfallswinkel des hadronischen W-Bosons zu berücksichtigen wurden jeweils beide möglichen Permutationen der Jets eingetragen. Der hierbei auftretende Verlust an Sensitivität auf die TGCs ist deutlich zu erkennen.

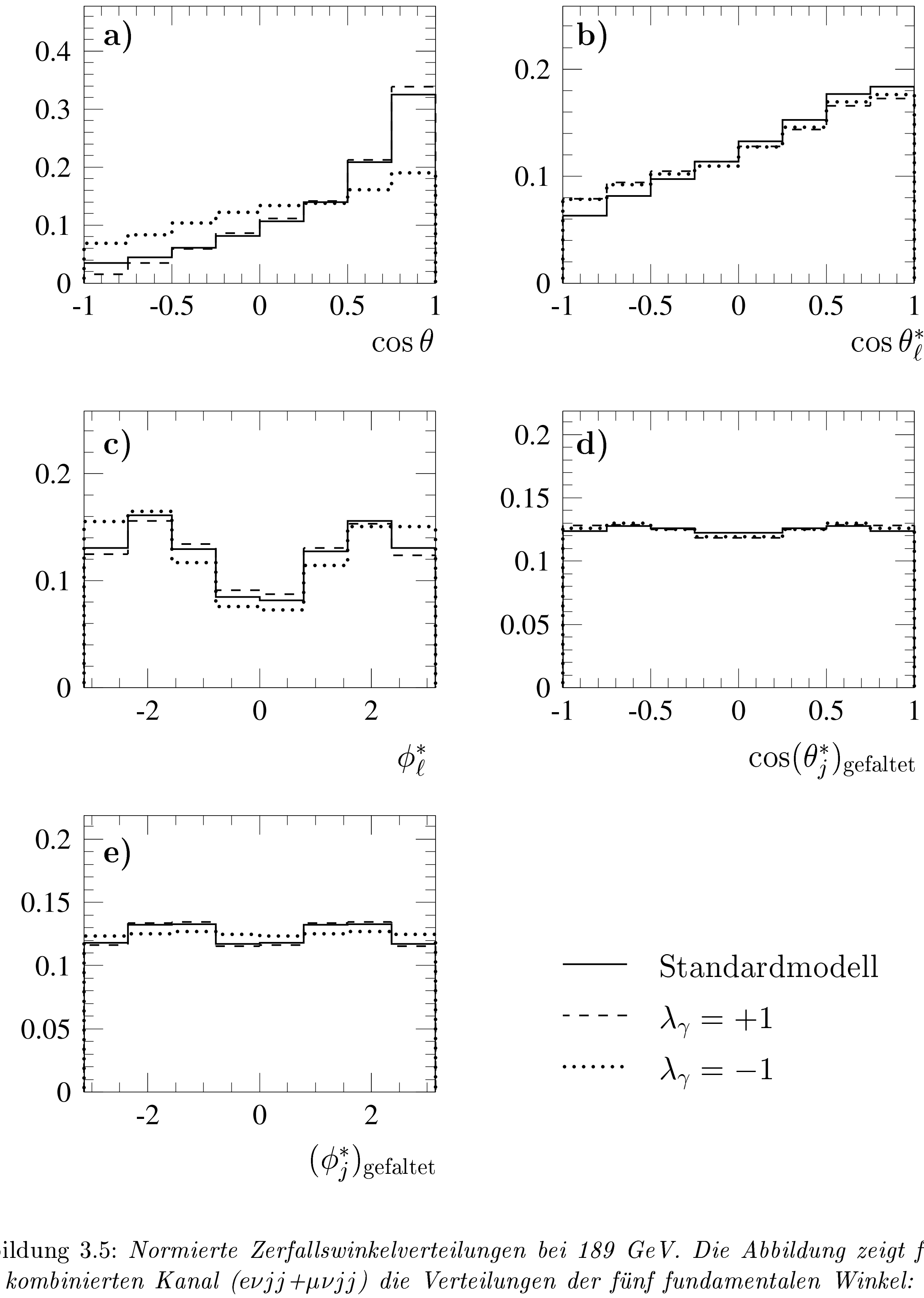
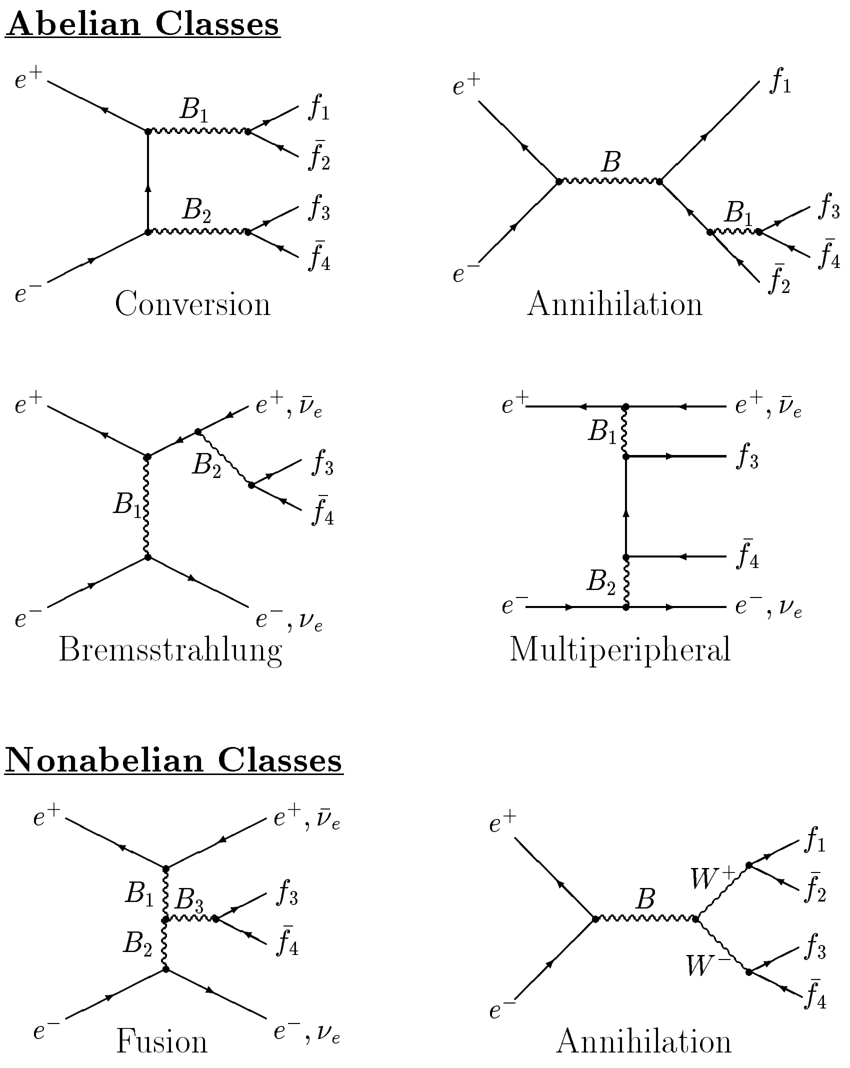


Abbildung 3.5: *Normierte Zerfallswinkelverteilungen bei 189 GeV. Die Abbildung zeigt für den kombinierten Kanal ($e\nu jj + \mu\nu jj$) die Verteilungen der fünf fundamentalen Winkel: a) den Produktionswinkel θ des W^-, b), c) die Zerfallswinkel θ^*_l, ϕ^*_l des Leptons, und d), e) die Zerfallswinkel θ^*_j, ϕ^*_j der Jets. In d) und e) sind beide möglichen Permutationen der Jets mit dem Gewicht 0.5 eingetragen worden.*

Damit wären die Erläuterungen zum Drei-Eichbosonen-Vertex weitestgehend abgeschlossen. Von der grundlegenden Bedeutung der TGCs für die Struktur der elektroschwachen Wechselwirkung bis hin zu ihren Auswirkungen auf experimentell zugängliche Observablen im W-Zerfall sind die für die Analyse wesentlichen theoretischen Aspekte skizziert worden. Die TGCs haben dabei als Kopplungen für die verschiedenen Helizitätsamplituden eine anschauliche Interpretation im Kontext der WW-Produktion und des W-Zerfalls erfahren. Die weiteren Bemerkungen beziehen sich auf die detaillierte Modellierung der W-Paarproduktion.



$$(B = Z^0, \gamma;\ \ B_1, B_2, B_3 = Z^0,\ \gamma,\ W^{\pm};\ \ + \mathit{Higgs\ Graphs.})$$

Abbildung 3.6: *Klassen von Diagrammen, die zur 4-Fermion-Endzuständen führen. Die Diagramme sind aufgeschlüsselt in abelsche Klassen und nicht-abelsche Klassen. Letztere enthalten den TGV (entnommen aus [24]).*

3.2 Beschreibung von 4-Fermion-Endzuständen

Die bisherige Beschreibung des W-Zerfalls erfolgte auf Bornniveau unter Annahme einer verschwindenden W-Breite. In dieser on-shell Näherung lassen sich zwar die Zusammenhänge zwischen den Helizitätsamplituden und den TGCs besonders klar veranschaulichen, aber für eine ausreichend genaue Beschreibung müssen sowohl die endliche W-Breite (*off-shell* Näherung) als auch Effekte höherer Ordnung, wie etwa radiative Korrekturen, berücksichtigt werden. Die Größenordnung solcher Korrekturen und damit ihre Notwendigkeit, illustriert Abb. 3.3 a), die den totalen Wirkungsquerschnitt σ_{WW} auf Bornniveau jeweils in der on-shell und off-shell Näherung und mit Korrekturen höherer Ordnung darstellt. Neben diesen Verbesserungen, die an das bisherige einfache Modell der W-Paarproduktion angebracht werden müssen, stellt sich das Problem der konsistenten Beschreibung des Endzustandes, den vier Fermionen aus dem W-Zerfall. Da die W-Bosonen selbst nicht experimentell zugänglich sind – bestenfalls lassen sich deren Zerfallsfermionen rekonstruieren oder indirekt nachweisen – ist man an einer korrekten Beschreibung des Prozesses $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4}$ interessiert. Über welchen Zwischenzustand dieser Prozeß erfolgt, läßt sich experimentell nicht feststellen. Neben den doppelresonanten `CC03`-Diagrammen aus Abb. 3.1 gibt es eine Vielzahl anderer Prozesse, über die vier Fermionen im Endzustand erzeugt werden können. In Abb. 3.6 sind diese Prozesse, unterteilt in abelsche und nicht-abelsche Diagramme, zusammengestellt. So tragen allein zum Prozeß $e^+e^- \to e^+e^-e^+e^-$ 144 verschiedene Diagramme bei [38]. Da Prozesse mit identischen Endzuständen miteinander interferieren, sollte bei der Analyse der Winkelverteilungen der Fermionen ein Matrixelement zugrundegelegt werden, in dem alle diese Graphen und die erwähnten Korrekturen höherer Ordnung enthalten sind. Ein solches Matrixelement in einer geschlossenen analytischen Form steht aber nicht zur Verfügung. In der Praxis beschränkt man sich daher auf Simulationsprogramme, die die wesentlichen Diagramme und Effekte sowohl auf der Basis analytischer Ausdrücke als auch numerischer Approximationen beschreiben. Die nun folgende Beschreibung von 4-Fermionprozessen sollte daher eher im Sinne eines phänomenologischen Modells denn eines vollständigen theoretischen Diskurses gesehen werden.

3.2.1 Off-shell Näherung und elektroschwache Korrekturen

An der W-Paarproduktionsschwelle und insbesondere bei der Untersuchung von W-Zerfällen lassen sich die Effekte einer endlichen W-Breite nicht vernachlässigen. In führender Ordnung kann der Wirkungsquerschnitt für die off-shell Produktion von W-Bosonen folgendermaßen geschrieben werden [39]:

$$\sigma(s) = \int_0^s ds_1 \int_0^{\sqrt{s}-\sqrt{s_1}} ds_2 \rho(s_1)\rho(s_2)\sigma_0(s, s_1, s_2), \tag{3.8}$$

wobei

$$\rho(s) = \frac{1}{\pi}\frac{\Gamma_\mathrm{W}}{\mathrm{M_W}}\frac{s}{(s-\mathrm{M_W^2})^2 + s^2\Gamma_\mathrm{W}^2/\mathrm{M_W^2}} \tag{3.9}$$

eine Breit-Wigner-Resonanz mit einer massenabhängigen Breite $\Gamma_\mathrm{W}(s) = \Gamma_\mathrm{W} \cdot s/\mathrm{M_W^2}$ und $\sigma_0(s, s_1, s_2)$ den schon diskutierten on-shell Wirkungsquerschnitt bezeichnet. In führender Ordnung faktorisieren also die breitenabhängigen Terme von den kopplungsabhängigen. Ausser indirekten Effekten, wie der Änderung des Phasenraums der Zerfallsprodukte, hat die Berücksichtigung der endlichen W-Breite kaum Einfluß auf die Bestimmung der TGCs.

Elektroschwache Korrekturen höherer Ordnung zur W-Paarproduktion für den Fall endlicher W-Breite (und für alle 4-Fermionprozesse) stehen nur teilweise zur Verfügung. Die führenden elektroschwachen Korrekturen können aber durch das Einführen effektiver Kopplungskonstanten im Bornwirkungsquerschnitt absorbiert werden (auch IBA-Ansatz genannt von '**i**mproved **b**orn **a**pproximation'). Wie in Abschnitt 2.1.4 erläutert wurde, lassen sich alle elektroschwachen Größen wie etwa $\sin^2\theta_{\mathrm{W}}$ und σ_{WW} als Funktionen dreier grundlegender Parameter ausdrücken. Elektroschwache Korrekturen zu σ_{WW} können somit durch eine geeignete Wahl der funktionellen Abhängigkeit von den drei fundamentalen Parametern angebracht werden. Die Wahl der drei Parameter spiegelt die Wahl des zugrundeliegenden elektroschwachen Renormierungsschemas wider. Für Analysen bei LEP2 wählt man im allgemeinen $\mathrm{M_W}$, $\mathrm{M_Z}$, G_μ – das sogenannte G_μ-Schema [24]. Eine Änderung des Schemas führt auch zu einer Änderung der Vorhersagen für elektroschwache Prozesse. Für die Untersuchung des Drei-Eichbosonen-Vertex ist diese Willkür im IBA-Ansatz aber nur von untergeordneter Bedeutung, da sie sich fast nur im totalen Wirkungsquerschnitt σ_{WW} äußert. Die Zerfallsamplituden werden nämlich unabhängig von der Schwerpunktenergie im W-Ruhesystem und daher immer bei der gleichen Energieskala ausgewertet. Daher hat die Wahl des speziellen Schemas, das hauptsächlich die Skalenabhängigkeit elektroschwacher Größen beschreibt, wenig Einfluß auf die Gestalt der Helizitätsamplituden.

3.2.2 Radiative Korrekturen

Eine komplette Behandlung von QED-Korrekturen, im weiteren Sprachgebrauch als radiative Korrekturen bezeichnet, steht in der off-shell Näherung nicht zur Verfügung. Daher wird hier nur der Stand der Modellierung der wichtigsten Effekte wie der Coulomb-Korrektur und der Photonabstrahlung im Anfangszustand (ISR) beschrieben. Die Güte dieser Modellierung ist wichtig für die Untersuchung der TGCs, da radiative Korrekturen die klassische Quelle für anomale Kopplungen im Standardmodell sind (siehe auch Tabelle 2.2).

Die Coulomb-Korrektur beruht auf der elektrostatischen Anziehungskraft, die zwischen den beiden geladenen W-Bosonen herrscht. Dieser Effekt ist an der Produktionsschwelle, an der die beiden Bosonen fast ruhen, am größten. Der Einfluß der Coulomb-Korrektur auf den off-shell Wirkungsquerschnitt ist in zweiter Ordnung berechnet worden [40] und es zeigt sich, daß die Korrektur $1+\delta_C$

$$1+\delta_C = |f(s,s_1,s_2)|^2$$

nur von der Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ und den Energien der beiden W-Bosonen $\sqrt{s_1}$ und $\sqrt{s_2}$ abhängt. Im Wirkungsquerschnitt faktorisiert die Coulomb-Korrektur von den restlichen Termen:

$$\sigma(s) = \int_0^s ds_1 \int_0^{\sqrt{s}-\sqrt{s_1}} ds_2 \rho(s_1)\rho(s_2)\sigma_0(s,s_1,s_2)[1+\delta_C(s,s_1,s_2)], \tag{3.10}$$

Der Effekt auf den Gesamtwirkungsquerschnitt ist in Abb. 3.3 a) skizziert.

Der Einfluß von ISR, der Abstrahlung kollinearer Photonen durch das Positron oder Elektron im Anfangszustand, äußert sich hauptsächlich im Boost und der dadurch reduzierten Energie des W-Paares nach der Photonabstrahlung. Daher können die Zerfallswinkelverteilungen zum Teil erheblich durch ISR verzerrt werden. Die ISR-Korrekturen für den vollständigen Satz der 4-Fermiondiagramme sind bis in zweiter Ordnung in α gerechnet und mittels Strukturfunktionen oder Partonschauer-Ansätzen modelliert worden. Im Wirkungsquerschnitt $\sigma(s)$ äußert sich dies in der Erweiterung um eine phänomenologische Funktion

$\Phi(x)$, die die Energieverteilung der Elektronen und Positronen nach der Abstrahlung beschreibt

$$\sigma(s) = \int_0^1 \int_0^1 dx_{e^+} dx_{e^-} \Phi(x_{e^+}) \Phi(x_{e^-}) \sigma_0(x_{e^+}, x_{e^-}, s)$$

wobei $\sigma_0(x_{e^+}, x_{e^-}, s)$ den bei der entsprechenden reduzierten Schwerpunktenergie ausgewerteten Wirkungsquerschnitt darstellt.

Zusammenfassend gilt für die beschriebenen Erweiterungen des naiven on-shell Bornwirkungsquerschnittes, daß sie nur mittelbare Effekte auf die Untersuchung der TGCs haben. Sie ändern über die Verzerrung kinematischer Variablen, wie etwa der Reduktion der Schwerpunktenergie im Fall von ISR-Photonen, zwar die Zerfallswinkelverteilungen, die eigentliche Struktur der Helizitätsamplituden wird aber nur unwesentlich verändert. Die Kernaussagen für die Untersuchung des Drei-Eichbosonen-Vertex behalten also ihre Gültigkeit, und für die Analyse selbst sind diese Korrekturen nur von minderer Bedeutung, solange eine ausreichend genaue Modellierung der Effekte zur Verfügung steht. Der letzte Teil dieses Kapitels widmet sich daher der Beschreibung der Simulationsprogramme, die in der vorliegenden Analyse verwendet werden.

3.3 Simulationsprogramme

Die in dieser Analyse verwendete Methode zur Bestimmung der TGCs basiert auf dem Vergleich simulierter Verteilungen mit den Daten. Hierfür und für die Optimierung der Selektion und Rekonstruktion sind Simulationen von Signal- und Untergrundprozessen unverzichtbar. Dies geschieht zumeist durch das Generieren von Ereignissen mit Hilfe komplexer Programme auf der Basis von Monte-Carlo-Methoden. Die wichtigsten Programmpakete sollen hier kurz umrissen werden, ausführlichere Erläuterungen finden sich in [24].

Die vollständige Simulation eines WW-Ereignisses besteht aus mehreren Schritten, für die jeweils verschiedene Programme verwendet werden. Die Produktion des W-Paares und der Zerfall der W-Bosonen in die Fermionen wird durch dedizierte WW- oder 4f-Simulationen beschrieben. Für die Beschreibung sukzessiver Prozesse, wie den komplizierten Fragmentations- und Hadronisationsprozeß, Zerfälle instabiler Teilchen oder Abstrahlung von Photonen im Endzustand, wird auf andere, auf diese Prozesse spezialisierte Programme zurückgegriffen. Der letzte und aufwendigste Teil der Simulation, die Modellierung der Detektoreffekte wird im nächsten Kapitel diskutiert.

3.3.1 Simulation von WW-Ereignissen

Für die Simulation von WW-Ereignissen wird in der ALEPH-Kollaboration vorwiegend der Ereignisgerator `KORALW` [41] verwendet. Die vorliegende Version dieses Programmpaketes erfüllt einen Großteil der Anforderungen, die an einen 'idealen' Ereignisgenerator für den Prozeß $e^+e^- \to f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4$ gestellt werden. Alle Vier-Fermion-Prozesse werden mit massiven Anfangs- und Endzustandsteilchen auf Bornniveau simuliert. Das dabei verwendete Matrixelement ist dem Programmpaket `GRACE` [42] entnommen. Zusätzlich werden QCD-Korrekturen zum totalen Wirkungsquerschnitt und Coulomb-Korrekturen angebracht. Den Vorzug den `KORALW` gegenüber anderen Simulationen besitzt, ist die Genauigkeit der Modellierung der ISR. Das Programm greift hierzu auf die von Yennie, Frautschi und Suura (YFS) vorgeschlagene Resummationstechnik [43] zurück. Durch Umordnung der Störungsreihe der photonischen QED-Korrekturen können infrarote Singularitäten in allen Ordnungen integriert und summiert werden. Die verbleibende Störungsreihe ist infrarot stabil und somit werden entsprechende Divergenzen umgangen. Auf der Basis der YFS-Technik kann die Abstrahlung multipler Photonen im Anfangszustand mit endlichem Transversalimpuls bis zur Ordnung $O(\alpha^2)$ simuliert werden [44]. Leider ist in `KORALW` die Möglichkeit anomaler Kopplungen nur für `CC03`-Prozesse enthalten.

Für detaillierte Studien der TGCs wird daher das Simulationsprogramm `EXCALIBUR` [45] herangezogen. In diesem Programm sind anomale Kopplungen für alle 4f-Fermionprozesse vorgesehen. Das enthaltene Matrixelement basiert aber auf der Näherung masseloser Fermionen. Daneben beschreibt die ISR-Modellierung nur die Abstrahlung einzelner, kollinearer Photonen im Anfangszustand.

3.3.2 Modellierung sukzessiver Prozesse

Gluonabstrahlung und Hadronisation

Im Vergleich zu der Modellierung der ISR wirft die Beschreibung der Gluonabstrahlung erhebliche Probleme auf. Auch hier könnten prinzipiell die Feynmangraphen der QCD Ordnung für Ordnung berechnet werden. In der Praxis scheitert dieser Ansatz daran, daß die Berechnung der notwendigen Terme höherer Ordnung sehr komplex ist. Daher wird als Alternative das Partonschauermodell für die Simulation benutzt. Hier wird die Gluonabstrahlung nicht durch explizite Matrixelemente beschrieben. Vielmehr entwickelt sich ein Endzustand mit vielen Partonen durch aufeinanderfolgende Verzweigungen der Art $q \to qg$, $g \to gg$ und $g \to q\bar{q}$ ausgehend von den primären Quarks. Diese Verzweigungen sind statistischer Natur und die Anzahl der Partonen im Endzustand ist nicht festgelegt. Die Parameter dieses Schauervorgangs werden an exakte Matrixelementrechnungen in führender logarithmischer Ordnung angepaßt.

Der überwiegende Teil der Studien in dieser Analyse wurde mit dem in der ALEPH-Kollaboration gebräuchlichen Partonschauer-Generator JETSET 7.4 [46] durchgeführt, der auch den Fragmentationsprozeß beschreibt. Fragmentationsprozesse spielen sich auf einer Energieskala ab, bei der die starke Kopplungskonstante α_s so groß ist, daß die Störungstheorie zusammenbricht. Deshalb ist es nicht möglich, den Fragmentationsprozeß aus den Prinzipien der QCD abzuleiten. Zur Beschreibung der Fragmentation greift man daher auf phänomenologische Modelle zurück. Die Simulation JETSET benutzt das von der LUND-Gruppe entwickelte Modell der Stringfragmentation [47]. In diesen Modell wird zwischen dem primären Quarkpaar ein Farbstring konstanter Energiedichte ($\kappa \approx 1\frac{\mathrm{GeV}}{\mathrm{fm}}$) aufgespannt. Wenn sich die Quarks voneinander entfernen, erhöht sich die potentielle Energie des Systems, bis ein neues $q\bar{q}$ -Paar erzeugt werden kann. Der primäre String spaltet sich so in sekundäre Strings auf, die jeweils von einem $q\bar{q}$-Paar abgeschlossen werden, eventuell vorhandene Gluonen bilden Knicke im Farbstring, d. h. der String zieht sich vom Quark zum Gluon und von da weiter zum Antiquark. Die Bildung neuer Quarkpaare bricht ab, wenn die Energie der Strings nicht mehr ausreicht, um Quarks aus dem Vakuum zu erzeugen. Die verbleibenden $q\bar{q}$ -Paare werden nun als Hadronen auf der Massenschale interpretiert.

Zerfälle instabiler Teilchen

Die Zerfälle der hadronischen Resonanzen werden in `JETSET` im Anschluß an den Hadronisationsprozeß simuliert. Dies geschieht sowohl durch explizit tabellierte Verzweigungskanäle exklusiver Zerfälle als auch durch an die Daten angepaßte inklusive Zerfallsverteilungen. Für die Beschreibung von τ-Zerfällen, unter vollständiger Berücksichtigung der τ-Polarisation, wird das Programm `TAUOLA` [48] herangezogen.

Photonabstrahlung im Endzustand

ISR und Abstrahlung von Photonen im Endzustand (abgekürzt mit FSR von “**f**inal **s**tate **r**adiation) führen zu identischen Endzuständen und somit interferierenden Prozessen. In der Praxis verschwinden ISR-Photonen entlang der Strahlröhre und werden daher im Detektor nicht nachgewiesen. FSR-Photon sind häufig kollinear zum abstrahlenden Lepton und werden daher im Detektor beobachtet. Daher wird die Abstrahlung von FSR-Photon durch Leptonen aus W-Zerfällen (und auch von Leptonen aus sekundären Zerfällen) von einem dedizierten Programmpaket, `PHOTOS` [49] simuliert. Diese Unterscheidung zwischen ISR und FSR ist also rein technischer und nicht theoretischer Natur.

`PHOTOS` beschreibt die Abstrahlung von Photonen durch Elektronen und Myonen. Der hierbei verwendete Algorithmus beschreibt den einfachen Abstrahlungsprozeß $\ell \to \ell\gamma$ mittels QED-Matrixelementrechnungen in zweiter Ordnung. Mehrfachabstrahlung von Photonen, sei es durch verschiedene geladene Teilchen eines Sekundärzerfalls oder Doppelbremsstrahlungsprozesse eines Teilchen, werden durch die iterative Anwendung der einfachen Photonabstrahlung beschrieben. Die derart beschriebenen Spektren zeigen eine gute Beschreibung mit exakten Matrixelementrechnungen.

Kapitel 4

Experimentelle Umgebung

From Lawrence onward, if you really wanted to become famous in our field, you had to get yourself the biggest and most powerful accelerator.

Carlo Rubbia

4.1 Der Speicherring

Mit dem Ziel, die Eigenschaften der intermediären Vektorbosonen zu erforschen, wurde im Jahr 1989 das LEP (**L**arge **E**lectron **P**ositron Collider) fertiggestellt. Mit einem Umfang von 26.7 km ist das LEP der größte Speicherring der Welt und Teil einer mehrstufigen Beschleunigeranlage. Nach dem Durchlauf durch die Vorbeschleuniger werden Elektronen und Positronen ins LEP injiziert und auf ihre Endenergie beschleunigt. Die Elektronen und Positronen zirkulieren in Bündeln (*'bunches'*) gegenläufig im Speicherring und werden an vier Punkten zur Kollision gebracht. An diesen Kollisionspunkten befindet sich jeweils ein Detektor der vier LEP-Experimente ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL.

4.2 Der Detektor ALEPH

ALEPH (**A**pparatus for **LE**P **PH**ysics) ist einer der vier Detektoren am LEP. Entworfen wurde dieser Detektor, um das breite Spektrum der Teilchen, die aus dem Zerfall der Z-Bosons (und später der W-Bosonen) entstehen, nachzuweisen. Zu diesem Zweck existieren verschiedene Subdetektorsysteme, die zylinderförmig um die Strahlachse angeordnet sind und gemeinsam einen möglichst großen Raumwinkelbereich abdecken (siehe Abb. 4.1). Direkt an der Strahlröhre befinden sich die drei Detektoren zur Spurrekonstruktion: der Siliziumvertexdetektor, die Innere Spurkammer (ITC) und die Zeitprojektionskammer (TPC). Um die TPC ist das erste der Kalorimetersysteme angeordnet, das Kalorimeter für elektromagnetische Schauer (ECAL). Sowohl die Spurdetektoren als auch das ECAL werden von einem homogenen axialen Magnetfeld durchdrungen. Dieses Feld wird von einer supraleitenden Spule erzeugt und hat eine Stärke von 1.5 Tesla. Nach dem ECAL folgt das Hadronkalorimeter (HCAL), dessen Eisenplatten gleichzeitig als Rückflußjoch für das Magnetfeld dienen. Abgeschlossen wird diese Struktur durch die Myonkammern. Im weiteren werden die einzelnen Detektorkomponenten kurz erläutert, für eine ausführliche Beschreibung siehe [50],[51].

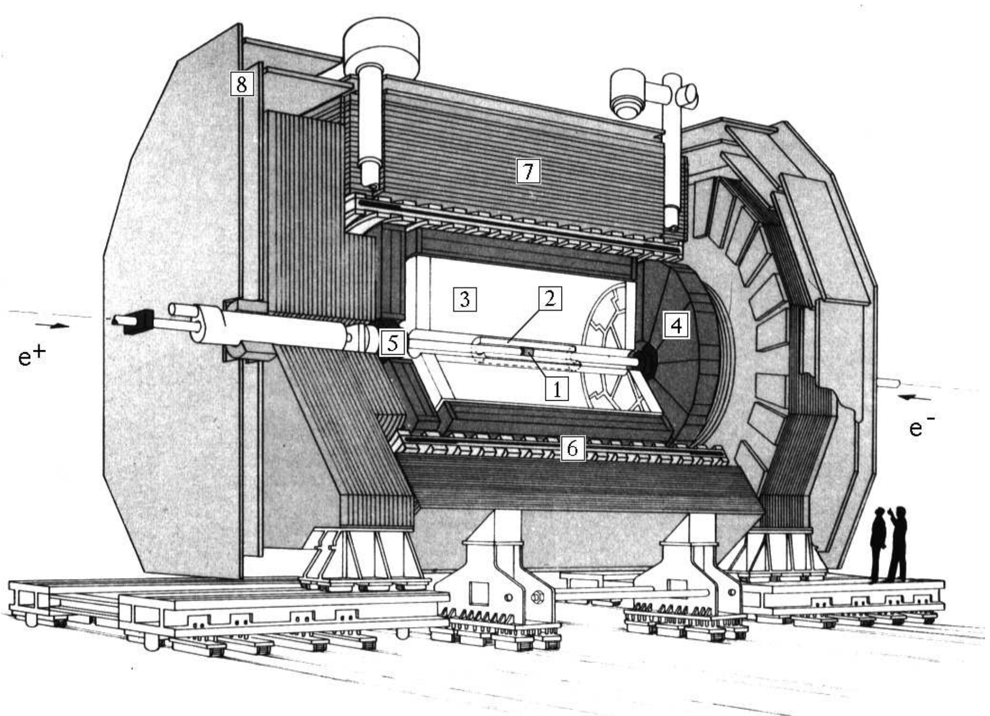


Abbildung 4.1: *Darstellung der einzelnen Komponenten des Detektors ALEPH: 1. Vertexdetektor (VDET), 2. Innere Spurkammer (ITC), 3. Zeitprojektionskammer (TPC), 4. Kalorimeter für elektromagnetische Schauer (ECAL), 5. Luminositätskalorimeter (LCAL), 6. Magnetspule, 7. Hadronkalorimeter, 8. Myonkammern.*

4.2.1 Spurdetektoren

Vertexdetektor (VDET)

1991 wurde ein zweilagiger Siliziumvertexdetektor in ALEPH eingebaut. Dieser Detektor besteht aus 96 Siliziumplatten, die in zwei koaxialen Zylindern um die Strahlröhre herum angeordnet sind. Der innere Zylinder besteht aus 9x4 Module, der äußere aus 16x4. Auf jedem der Module sind Signalstreifen plaziert, die für jede Spur bis zu zwei Spurpunkte festlegen. Die Auflösung des Vertexdetektors für senkrecht einfallende Myonen beträgt $\sigma_z \approx 10\,\mu$m und $\sigma_{r\phi} \approx 12\,\mu$m.

Innere Spurkammer (ITC)

Die ITC ist eine zylindrische Vieldrahtdriftkammer von 2 m Länge und einem Durchmesser von 570 mm, deren Drähte parallel zur z-Achse verlaufen. Die Driftkammern sind in acht Schichten konzentrisch um die z-Achse angeordnet. Jede der im Querschnitt hexagonalen Driftkammern enthält einen Signaldraht auf positivem Potential und sechs ihn umgebende, geerdete Felddrähte. Gefüllt sind diese Kammern mit einem Ar-CO_2-Gasgemisch. Die Konstruktion der ITC erlaubt es, für jede Spur bis zu 8 Koordinaten in der r-ϕ-Ebene mit einer durchschnittlichen Genauigkeit von 150 μm zu bestimmen. Dies geschieht mittels der Driftzeit der Elektronen, die durch die Ionisation des Füllgases enstehen, und der Lage der Drähte. Aus der Differenz der Ankunftszeiten der Signalimpulse an den beiden Enden der ITC können darüberhinaus die z-Koordinaten bestimmt werden.

Zeitprojektionskammer (TPC)

Die TPC ist eine zylindrische Driftkammer, die durch eine Hochspannungsmembran in zwei Hälften geteilt wird. In der gesamten Kammer liegen axiale magnetische und elektrische Felder an. Die elektrischen Feldlinien gehen von der Membran, die ein Potential von -47 kV besitzt, aus und deuten auf die Endplatten der TPC. Die Kammer ist mit einem Ar-CH_4-Gasgemisch gefüllt. Mit der TPC können bis zu 21 Spurpunkte für jede Spur bestimmt werden.
Beim Durchgang geladener Teilchen durch die Kammer werden durch Ionisation des Füllgases Elektronen erzeugt, die zu den Endplatten des TPC driften. In den Endplatten befinden sich Vieldrahtproportionalkammern, mit denen die ankommenden Elektronen registriert werden. Die r-ϕ-Koordinate wird nun aus der Lage des Signals auf der Endplatte bestimmt, die z-Koordinate ergibt sich aus der Ankunftszeit der Elektronen und der konstanten Driftgeschwindigkeit. Durch die Existenz des Magnetfeldes werden die Elektronen auf enge Schraubenbahnen um ihre Driftachse gezwungen. Damit wird der Einfluß eventueller Geschwindigkeitskomponenten in der r-ϕ-Ebene auf die Ortsauflösung unterdrückt.
Die Ortsauflösung der TPC wurde bei leptonischen Z-Zerfälle zu $\sigma_z \approx 173\,\mu$m und $\sigma_{r\phi} \approx 740\,\mu$m gemessen.

4.2.2 Kalorimeter

Das Elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)

Das ECAL besteht aus drei Teilen, einem zentralen Zylinder (*'barrel'*) und zwei Endkappen. Jedes der drei Teile besteht aus 12 Modulen, die einen Azimutwinkel von 30° überdecken. Die Module bestehen aus 45 Lagen Blei, das als Schauermaterial dient. Zwischen den Bleiplatten befinden sich Proportionalkammern, mit denen die Energie und die Größe elektromagnetischer Schauer bestimmt werden kann. Die Energieauflösung des ECAL beträgt $\sigma(E)/E = 0.009 + 0.18/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]}$.

Das Hadronkalorimeter (HCAL) und die Myonkammern

Das HCAL ist wie das ECAL aufgeteilt in ein *barrel* und zwei Endkappen. Im Hadronkalorimeter werden 22 Lagen Eisenplatten als Schauermaterial eingesetzt. Die Eisenplatten dienen darüberhinaus noch als Absorbermaterial für die Myonkammer, als Rückflußjoch für das Magnetfeld und bilden einen Großteil der tragenden Struktur ALEPHs. Zwischen den Eisenplatten sind Streamerröhren zum Nachweis der Schauer angebracht.
Das Hadronkalorimeter wird von den Myonkammern umgeben. Diese bestehen aus zwei Lagen Streamerröhren und liefern zwei Spurpunkte pro Spur.

Kapitel 5

Selektion und Rekonstruktion

Dieses Kapitel widmet sich der Selektion und Rekonstruktion semileptonischer Ereignisse. Im weiteren werden nur $e\nu jj$- und $\mu\nu jj$-Ereignisse als 'semileptonische' W-Zerfälle bezeichnet, der $\tau\nu jj$-Kanal ist in dieser Definition der Einfachheit halber nicht eingeschlossen. Wie schon in der Einleitung erläutert, werden die Details der Selektion und Rekonstruktion exemplarisch für die Schwerpunktenergie $\sqrt{s} = 183$ GeV beschrieben. Von der Selektion bei 189 GeV, die sich nur geringfügig unterscheidet, werden nur die wichtigsten Resultate präsentiert.

Simulierte Standardmodellprozesse			
Prozeß	Generator	Wirkungsquerschnitt in pb	
		183 GeV	189 GeV
WW, $m_{\mathrm{W}} = 80.35$ GeV	KORALW	16.01	16.92
$\mathrm{WW}_{\mathtt{CC03}}$, $m_{\mathrm{W}} = 80.35$ GeV	KORALW	15.71	16.56
$qq(\gamma)$	PYTHIA	107.6	99.41
ZZ	PYTHIA	2.55	2.76
$\mathrm{Z}e^+e^-$	PYTHIA	97.0	99.1
$\mathrm{W}e\nu_e$	PYTHIA	0.67	0.66
$ee(\gamma)$	UNIBAB	1025.	965.7
$\mu\mu(\gamma)$	KORALZ	8.30	8.27
$\tau^+\tau^-(\gamma)$	KORALZ	8.30	8.21

Tabelle 5.1: *Die wichtigsten simulierten Standardmodellprozesse. Für die einzelnen Prozesse sind jeweils die zur Simulation verwendeten Programmpakete und Wirkungsquerschnitte bei beiden Schwerpunktenergien aufgeführt.*

Bevor die eigentliche Selektion besprochen wird, sollen an dieser Stelle die Einzelheiten der verwendeten Simulationsprogramme erläutert und einige, im weiteren Text verwendete, technische Ausdrücke definiert werden. Wie in Abschnitt 3.2 erklärt, erfolgt die doppelresonante WW-Produktion nur über die CC03-Graphen. Die beiden W-Bosonen zerfallen in Endzustände aus vier Fermionen, die jedoch auch über eine Vielzahl anderer Prozesse erzeugt werden können (siehe Abb. 3.6). Für sinnvolle Vergleiche der Daten mit der Simulation, sowohl für Spektren von Verteilungen als auch für die absolute Anzahl von Ereignissen, müssen daher diese 4-Fermionereignisse verwendet werden. Im weiteren Text und in Abbildungen bezeichnet der Ausdruck WW daher **WW − artige** Endzustände, die über alle 4-Fermionprozesse erzeugt werden können. Insbesondere ist mit Bezeichnungen wie $e\nu jj$, wenn nicht anders spezifiert, ein solcher Endzustand gemeint. Die eigentliche WW-Ereignisse werden im weiteren als $WW_{\texttt{CC03}}$ bezeichnet. Auf der Basis dieser `CC03`-Ereignisse wird auch die Effizienz und die Reinheit der Selektion definiert. Der Ausdruck 'Signal' im weiteren Text bezieht sich auf $e\nu jj$- und $\mu\nu jj$-Ereignisse aus $WW_{\texttt{CC03}}$-Prozessen. Bei Untergrundereignissen wird zwischen WW-Untergrund und nicht-WW Untergrund unterschieden.

Für die Analyse wurden mit dem Generator `KORALW` vollständig simulierte WW-Ereignisse mit einer Statistik, die der 300- bzw. 120-fachen aufgezeichneten Luminosität bei 183 GeV bzw. 189 GeV entspricht, erzeugt. Die Masse des W-Bosons bei diesen Ereignissen beträgt 80.35 GeV. Alle anderen Prozesse wurden mit einer Statistik, die der 100- bzw. 40-fachen aufgezeichneten Luminosität bei 183 GeV bzw. 189 GeV entspricht, generiert. Für die Simulation von $q\bar{q}\gamma$-Endzuständen wurde das Programmpaket `PYTHIA` [46] verwendet. Dileptonereignisse wurden mit `KORALZ` [52] und `UNIBAB` [53] erzeugt. Für die Untersuchung der TGCs wurden mit `KORALW` mehrere Sätze von $WW_{\texttt{CC03}}$-Ereignissen mit anomalen Kopplungen generiert. In Tabelle 5.1 findet sich eine Zusammenstellung der wichtigsten Standardmodellprozesse, der verwendeten Programmpakete und Wirkungsquerschnitte bei beiden Schwerpunktenergien.

5.1 Selektion bei 183 GeV

Die hier beschriebene Selektion folgt im wesentlichen der bei ALEPH verwendeten Standardmethode zur Selektion semileptonischer W-Zerfälle, für eine ausführliche Beschreibung sei daher auf [54, 55, 56, 57] verwiesen.

Abb. 5.1 zeigt ein $\mu\nu jj$-Kandidatenereignis, das am Detektor ALEPH in der Datennahmeperiode 1997 bei einer Schwerpunktenergie von 183 GeV aufgezeichnet wurde. Die experimentelle Signatur eines semileptonischen WW-Ereignisses läßt sich aus den verschiedenen Ansichten leicht ablesen. Die Zerfallsprodukte des hadronisch zerfallenden W-Bosons, die beiden Quarks, manifestieren sich im Detektor als zwei Jets aus Spuren und Energiedepositionen. Das Lepton aus dem leptonisch zerfallenden W-Boson wird als eine isolierte, hochenergetische Spur rekonstruiert. Das Neutrino läßt sich indirekt über den fehlenden Impuls nachweisen. Diese topologischen Eigenschaften, ein hochenergetisches Lepton, das isoliert von den Jets rekonstruiert wird und fehlender Impuls, bilden auch die Hauptingredienzen der Selektion. Die einzelnen Elemente der Selektion, die Auswahl von Spuren und neutralen Objekten, die Vorselektion, die Selektionskriterien für den Leptonspurkandidaten, die Definition von Jets und schlußendlich die Konstruktion einer diskrimierenden Selektionsvariablen sollen nun sukzessive beschrieben werden.

5.1.1 Auswahl von Spuren und Kalorimeterobjekten

Der erste Schritt der Selektion besteht in der Auswahl derjenigen geladenen Spuren und Kalorimeterobjekte, die in der anschließenden Analyse verwendet werden. Hierbei soll gewährleistet werden, daß die Rekonstruktion der Objekte eine gewisse Qualität aufweist und überdies nur Detektorbereiche berücksichtigt werden, in denen eine gute Überstimmung zwischen Simulation und Daten herrscht. Darüberhinaus sollen Teilchen, die aus störenden Untergrundprozessen wie etwa Strahl-Gas-Wechselwirkungen stammen, aus dem betrachteten Datensatz ausgeschlossen werden. Alle betrachteten Objekte, geladene Spuren und Kalorimeterobjekte, müssen folgende Kriterien erfüllen:

- 0.2 GeV/c $\leq p$ und $|\cos\theta| \leq 0.95$ wobei p den Gesamtimpuls des Objektes bezeichnet und θ seinen Polarwinkel.

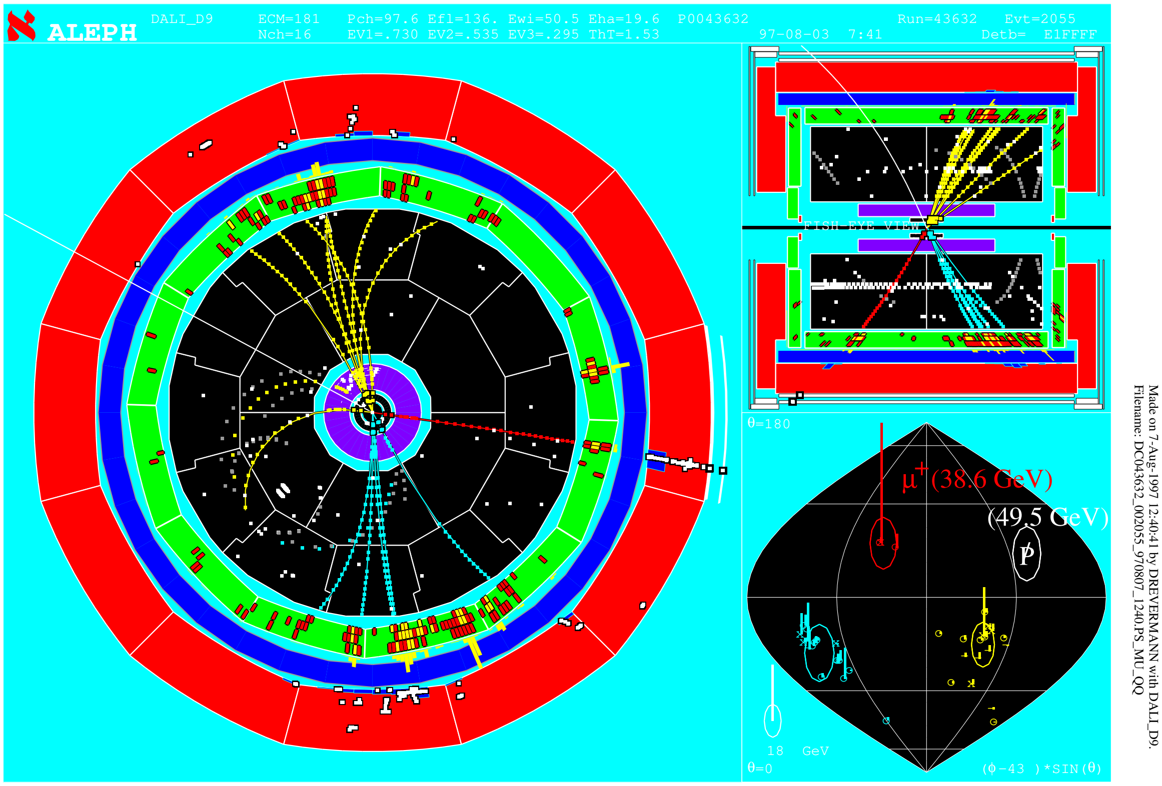


Abbildung 5.1: *Darstellung eines $\mu\nu jj$-Kandidatenereignisses, das am Detektor ALEPH in der Datennahmeperiode 1997 aufgezeichnet wurde. Das große Bild zeigt eine r-ϕ-Ansicht, das Bild rechts oben zeigt eine ρ-z-Ansicht und das Bild rechts unten eine θ-ϕ-Ansicht, in der die Energie- und Impulsbalance des Ereignisses aufgeschlüsselt sind. Die einzelne, isolierte Spur mit den Treffern in beiden Myonkammern ist als ein Myon mit einer Energie von 38.6 GeV identifiziert worden. Deutlich sind auch zwei getrennte Jets zu erkennen. Der berechnete fehlende Impulsvektor ist durch den weißen Strich angedeutet.*

Zusätzlich werden an rekonstruierte Spuren folgende Anforderungen gestellt:

- $d_0 \leq 5$ cm und $z_0 \leq 20$ cm, wobei d_0 den minimalen radialen Abstand der Spur und z_0 den minimalen axialen Abstand der Spur zum Wechselwirkungspunkt bezeichnen
- mindestens 4 Spurpunkte in der TPC und ein Spurpunkt im VDET
- $|\cos\theta| \leq 0.90$, wobei θ der Polarwinkel der Spur ist.

Bis auf den letzten Schnitt entspricht dies der Standardselektion von Spuren bei ALEPH für Analysen bei LEP2. Speziell für die Analyse der TGCs sind die Anforderungen an die Spuren um diesen letzten Schnitt erweitert worden. In den Vorwärtsbereichen der Spurdetektoren ($|\cos\theta| \geq 0.9$) wurde nämlich eine ϕ-Abhängigigkeit in der Impulsrekonstruktion der Spuren festgestellt. Die Güte der Impulsmessung kann mit Bhabha-Ereignissen überprüft werden. In Abb. 5.2 ist das Verhältnis des rekonstruierten Impulses von Elektronen und Positronen aus Bhabha-Ereignissen über die Strahlenergie aufgetragen. Idealerweise sollte dieses Verhältnis gerade eins sein. Es zeigt sich aber, daß das Verhältnis nicht nur von eins abweicht sondern

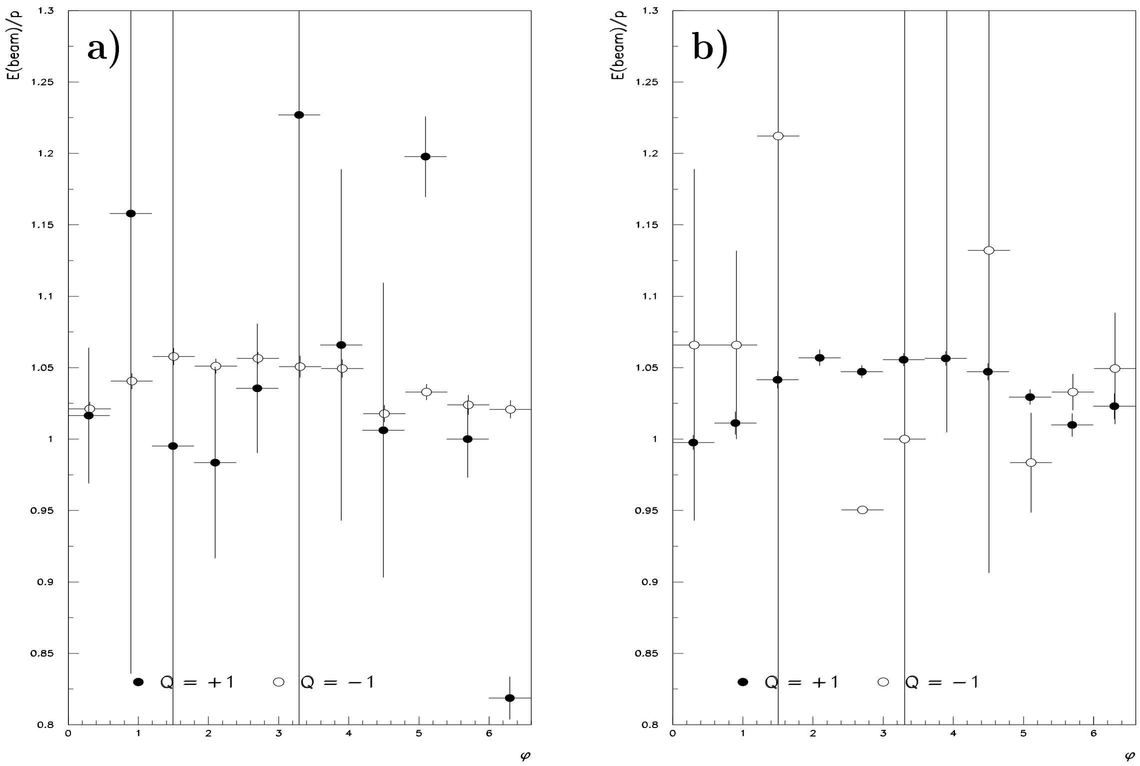


Abbildung 5.2: *Impulsrekonstruktion geladener Spuren bei 183 GeV. Die Abbildungen zeigen die Güte der Impulsrekonstruktion für geladene Spuren im Vorwärtsbereich der Spurdetektoren (aus [58]). Abb. a) zeigt den Bereich* $\cos\theta \geq 0.9$ *und b) den Bereich* $\cos\theta \leq -0.9$. *Aufgetragen ist das Verhältnis der Strahlenergie* E_{beam} *über den rekonstruierten Impuls* p *der Spur für Bhabha-Ereignisse als Funktion des Azimutwinkels* ϕ *der Spur. Für Spuren aus Bhabha-Ereignissen sollte diese Verhältnis idealerweise genau eins sein. Es ist deutlich eine ladungs- und* ϕ*-abhängige Verzerrung der Impulsrekonstruktion der Spuren zu erkennen.*

auch mit dem Azimutwinkel, verschieden für Elektronen und Positronen, variiert. Die Ursache für diese Variation ist nicht genau bekannt, ein Grund könnten Inhomogenitäten des Magnetfeldes im Vorwärtsbereich sein. Da bei der Analyse der TGCs die korrekte Rekonstruktion der Zerfallswinkel wesentlich ist, wurden nur Spuren aus den zentralen Bereichen des Detektors verwendet.

Die Gesamtheit der derart ausgewählten Spuren und neutralen Kalorimeterobjekte wird im folgenden als Energieflußobjekte (oder kurz EFLW-Objekte) bezeichnet. In der weiteren Analyse werden nur noch diese Objekte verwendet.

5.1.2 Topologische Vorselektion

Nun wird eine grobe Vorselektion der Ereignisse durchgeführt. Ziel dieser Vorselektion ist eine erhebliche Reduktion des Untergrundes bei einer fast hundertprozentigen Effizienz für das Signal. Der Grund ist hauptsächlich technischer Natur. Die nachfolgenden zum Teil recht zeitaufwendigen, Selektionsschritte sollen nicht für die Ereignisse durchgeführt werden, die schon durch sehr einfache Schnittkriterien als Untergrundprozesse identifiziert werden können. Hierzu geht man in zwei Stufen vor.

Als erster Schritt werden nur Ereignisse mit einer hohen Spurmultiplizität n_{ch} und einer gewissen Gesamtenergie aller geladenen Spuren E_{ch} selektiert:

$$\begin{aligned} n_{\mathrm{ch}} &\geq 6 \\ E_{\mathrm{ch}} &\geq 0.1\sqrt{s} \end{aligned}$$

wobei $\sqrt{s}$ die nominelle Schwerpunktenergie bezeichnet. Niederenergetische oder niedermultiple Untergrundereignisse wie $\gamma\gamma$- oder Dilepton-Endzustände werden durch diese Schnitte zu 99 % zurückgewiesen.

In einem weiteren Schritte wird der verbleibende Hauptuntergrund aus $q\bar{q}(\gamma)$-Ereignissen abgetrennt. Diese Ereignisse kommen in zwei distinkten Topologien vor. Zum einen gibt es $q\bar{q}$-Ereignisse, bei denen die gesamte im Detektor rekonstruierte Energie in etwa der nominellen Schwerpunktenergie entspricht. Bei diesen Ereignissen wird über ein virtuelles Z oder γ ein $q\bar{q}$-Paar erzeugt, das die gesamte Schwerpunktenergie besitzt. Zum anderen gibt es $q\bar{q}\gamma$-Ereignisse mit einem hochenergetischen ISR-Photon. Bei diesen Ereignissen ist die Photonenergie E_γ so hoch, daß die Energie des verbleibenden e^+e^--Systems etwa bei der Z-Resonanz liegt. Daher bezeichnet man diesen Prozeß auch als 'radiative Rückkehr' zum Z. Gegen diese $q\bar{q}\gamma$-Ereignisse läßt sich ein sehr effektiver zweidimensionaler Schnitt konstruieren [59]. Dieser Schnitt verwendet die rekonstruierte fehlende Energie $\not{E}$

$$\not{E} = \sqrt{s} - \sum_i E_i$$

und den rekonstruierten fehlenden Impulses p_i^μ

$$\not{p}^{\,\mu} = -\sum_i p_i^\mu$$

wobei der Index i über alle EFLW-Objekte läuft. Da das ISR-Photon kollinear zur Strahlachse abgestrahlt wird und daher im Detektor nicht nachgewiesen werden kann, gilt im Idealfall für $q\bar{q}\gamma$-Ereignisse

$$\not{E} = \not{p}_3 \approx E_\gamma \approx \sqrt{s} - \mathrm{M_Z}$$

Fordert man nun Impuls- und Energieerhaltung zwischen dem abgestrahlten γ und dem verbleibenden Z, erfüllen $q\bar{q}\gamma$-Ereignisse folgende Relation

$$\not{p}_3 = \sqrt{s}(1 - \frac{\mathrm{M_Z}^2}{s}) - \not{E} \tag{5.1}$$

Erweitert man diese Relation auf den Fall, daß der fehlende Impuls auch eine Transversalkomponente $\not{p}_t$ besitzt, ergibt sich für $\not{p}_3$ folgender Ausdruck

$$\not{p}_3 = \sqrt{s}(1 - \frac{\mathrm{M_Z}^2}{s}) - \sqrt{\not{E}^{\,2} - \not{p}_t^{\,2}} \tag{5.2}$$

Für $q\bar{q}\gamma$-Ereignisse ist $\not{p}_t$ verschwindend klein. Das Signal, semileptonische W-Zerfälle, weist zwar aufgrund des Neutrinos aus dem leptonisch zerfallendem W-Boson ebenfalls fehlenden Impuls auf. Aber dieser ist ungefähr isotrop im Detektor verteilt und besitzt insbesondere eine nichtverschwindende Komponente $\not{p}_t$. Daher stellt ein nach der Gl. (5.2) berechneter Impuls $\not{p}_3$ eine obere Grenze für den fehlenden Longitudinalimpuls in Signalereignissen dar. Die Abtrennung der $q\bar{q}\gamma$-Ereignisse erfolgt nun durch eine Kombination der Bedingungen

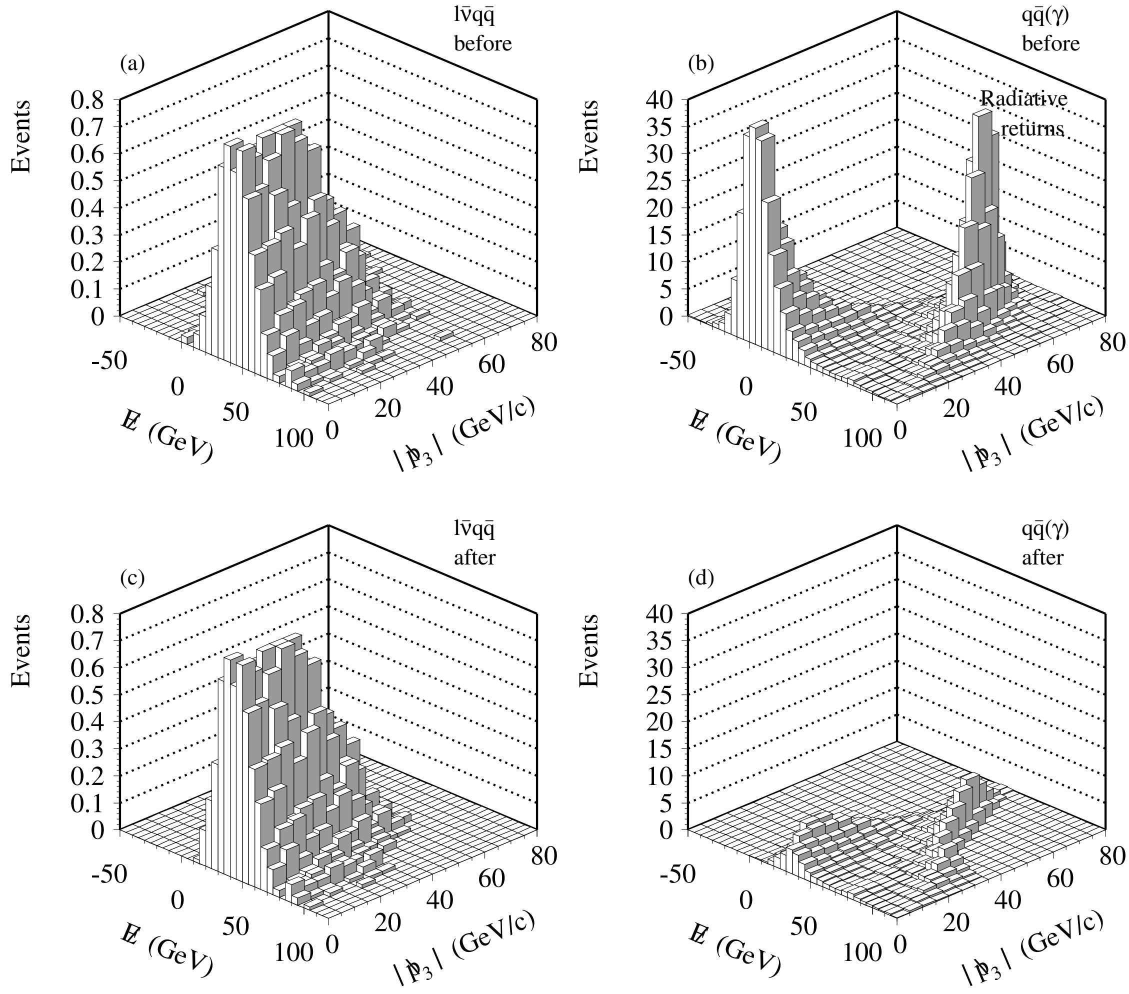


Abbildung 5.3: *Effekt der Vorselektion auf $q\bar{q}\gamma$-Ereignisse und das Signal. In a) und b) sind die Häufigkeitsverteilungen für das Signal $\ell\nu q\bar{q}$ und den Untergrund in der $\not{E}$ -$|\not{p}_3|$-Ebene vor der Anwendung der Vorselektion gezeigt. Die Abbildung c) und d) zeigen die entsprechenden Verteilungen nach der Vorselektion. Man beachte in b) die zwei distinkten Ereignistypen die $q\bar{q}$-Ereignisse bei $\not{E} \approx |\not{p}_3| \approx 0$ und die $q\bar{q}\gamma$-Ereignisse ('radiative returns') mit fehlendem Impuls und fehlender Energie. Mit freundlicher Genehmigung entnommen aus [54].*

aus den Gleichungen (5.1) und (5.2):

$$\not{p}_3 \leq \mathrm{Max}\left(\begin{array}{c} \sqrt{s}(1-\frac{\mathrm{M_Z}^2}{s}) - \sqrt{\not{E}^{\,2} - \not{p}_t^{\,2}}\,, \\ \sqrt{s}(1-\frac{\mathrm{M_Z}^2}{s}) - \not{E} \end{array} \right)$$

und die Abtrennung der $q\bar{q}$-Ereignisse erfolgt nun durch den Schnitt

$$\not{p} \geq (35\ \mathrm{GeV} - \not{E})/\mathrm{c}$$
$$\not{p} \geq 0, \qquad \not{E} \geq 0$$

Die Auswirkung dieser Schnitte ist in Abb. 5.3 c) und d) illustriert. Die Vorselektion hat für den $q\bar{q}(\gamma)$-Untergrund eine niedrige Effizienz von 29 % und eine Effizienz von über 98 % für das Signal.

5.1.3 Auswahl des Leptonkandidaten

Der nächste Selektionsschritt widmet sich der Identifikation des Leptons aus dem leptonischen W-Zerfall. Dies geschieht in drei Schritten: der Auswahl einer Spur nach topologischen Kriterien, der Identifikation dieser Spur als Elektron oder Myon und einem, nach der Rekonstruktion von Bremsstrahlungs- und FSR-Photonen angewendeten, Schnitt auf die Energie des Leptonkandidaten.

Auswahl des Spurkandidaten

Die Auswahl der Leptonspur basiert auf dem großen Winkel $\theta_{\ell\nu}$ zwischen dem Lepton und dem Neutrino im Laborsystem. An der W-Paarproduktionschwelle, bei der die W-Bosonen fast ruhen, sind die Impulsvektoren von Lepton und Neutrino annähernd entgegengesetzt gerichtet. Bei höheren Schwerpunktenergien ist die Separation der Impulse aufgrund des wachsenden Boosts der W-Bosonen geringer, dennoch ist der mittlere Winkel bei z.B. 183 GeV mit $\langle\theta_{\ell\nu}\rangle = 135°$ sehr groß. Als Leptonkandidat wird daher die Spur ausgewählt, die die größte Impulskomponente antiparallel zum fehlenden Impulsvektor $\vec{\not p}$, mit dem die Neutrinorichtung approximiert wird, besitzt. Diese Art der Identifikation selektiert mit einer auf die Spurfindungsakzeptanz normierten Effizienz von 89 % bei $e\nu jj$-Ereignissen und von 95% bei $\mu\nu jj$-Ereignissen die korrekte Spur. Die geringere Effizienz für $e\nu jj$-Ereignisse liegt an der höheren Wahrscheinlichkeit für die Abstrahlung von FSR- und Bremsstrahlungsphotonen durch das Elektron im Vergleich zum Myon. Beide Prozesse verfälschen den Impuls der Spur gegenüber der wahren Leptonrichtung und reduzieren daher die Effizienz der Identifikation. Neben der hohen Effizienz besitzt dieses Verfahren den Vorteil einer höheren Reinheit gegenüber anderen Methoden, z.B. Auswahl der Spur mit der höchsten Energie. Es ist aber zu erwarten, daß die Effizienz dieser Methode mit wachsender Schwerpunktenergie und damit abnehmenden mittleren Winkel $\langle\theta_{\ell\nu}\rangle$ fällt.

Leptonidentifikation

Anschließend wird überprüft, ob diese Spur den Identifikationskriterien für ein Elektron oder ein Myon genügt. Das Hauptziel ist hierbei eine Trennung der beiden Signalkanäle $e\nu jj$ und $\mu\nu jj$ und nicht die Abtrennung gegenüber Untergrundereignissen. Letztere erfolgt in einer ausreichenden Güte im letzten Selektionsschritt. In diesem Sinne wird bei der Leptonidentifikation mehr Gewicht auf die Effizienz denn auf die Reinheit gelegt. Daher sind insbesondere die Schnitte für die Elektronidentifikation gegenüber den bei ALEPH gebräuchlichen Werten gelockert worden. Folgende Kriterien müssen erfüllt werden, damit eine Spur als Myonkandidat akzeptiert wird:

- Ein transversaler Spurimpuls von mehr als 3 GeV/c . Damit werden nur die Spuren ausgewählt, die das ECAL und das gesamte HCAL durchdringen könnten.
- Die eigentliche Myonidentifikation erfolgt über das digitale Schauerprofil im HCAL. Die Untersuchung des digitalen Schauermusters erfolgt durch das Analysepaket `QMUIDO` [60]. Ein Lepton gilt identifiziert als Myon, wenn mindestens eine Myonkammer durchdrungen wurde und das Schauermuster nicht verträglich mit dem eines Hadrons ist.

Die Kriterien für einen Elektronkandidaten sind:

- Ein Spurimpuls von mindestens 2 GeV/c . Dies soll gewährleisten, daß ausreichend Energie im ECAL deponiert wird, um ein verläßliches Schauerprofil zu erstellen.

- Eine erfolgreiche Bestimmung des longitudinalen und transversalen Profils R_T und R_L des Schauers im ECAL [60]. Darüberhinaus wird eine verläßliche Berechnung des Estimators R_I für die spezifische Ionisation der Spur verlangt, der auf der Auswertung vom mindestens 50 Drahtebenen der TPC beruhen muß. Die Schnitte auf diese Größen werden abhängig von der Lage des Schauers im ECAL gewählt:

  im Zentral- und Vorwärtsbereich $R_T \geq -3$
  im Überlappbereich $R_T \geq -5$ oder $R_I \geq -0.5$
  in den Zwischenräumen $R_T \geq -7$ oder $R_I \geq -0.5$.

Die Effizienz dieser Identifikation, normiert auf die Menge der ausgewählten Spurkandidaten, liegt bei fast 100 % für Elektronen und Myonen aus semileptonischen W-Zerfällen. Aufgrund der losen Elektronidentifikation wird in 2% aller Signalereignisse die Spur als Elektron *und* als Myon identifiziert. In solchen Fällen wir die Spur ausschließlich als Myonkandidat behandelt, da die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron das gesamte HCAL durchdringt, sehr gering ist. Dieses Verfahren stellt auch sicher, daß die beiden Signalkanäle statistisch völlig unkorreliert sind, was die spätere Analyse erheblich vereinfacht.

Korrektur des Spurimpulses

Der letzte Schritt der Leptonselektion besteht in der Identifikation von Photonen, die von dem Lepton abgestrahlt wurden. Insbesondere bei $e\nu jj$-Ereignissen kann der Impulsvektor des Leptons erheblich durch die Abstrahlung von FSR- und Bremsstrahlungsphotonen verzerrt werden. Die korrekte Identifikation der abgestrahlten Photonen ist daher wesentlich für eine getreue Rekonstruktion der Leptonrichtung.

In 40 % aller $W \to e\nu$ Ereignisse strahlt das Elektron ein Bremsstrahlungsphoton mit einer Energie von mindestens 0.5 GeV ab. Diese Abstrahlung erfolgt aufgrund der Wechselwirkung des Elektrons mit dem Detektormaterial und erfolgt daher insbesondere an der Grenzen zwischen verschiedenen Spurkammern. Die Güte der Simulation dieser Detektorkomponenten ist daher durch eine Studie von Photonkonversionen aus Z-Zerfällen überprüft und verbessert worden [61]. Um die Bremsstrahlungsverluste zu kompensieren, wird die Energie aller isolierten, neutralen Kalorimeterobjekte im ECAL in einem Konus von 2.5° um die Leptonspur zur Leptonenergie addiert. Die Addition erfolgt gewichtet mit der Energie und der Separation der Kalorimeterobjekte, die Details dieses Rekonstruktionsalgorithmus finden sich in [54, 62]. Die Leptonrichtung bleibt bei dieser reinen Energiekorrektur unverändert.

Die Abstrahlung von bis zu zwei FSR-Photonen, gemäß der Modellierung des Simulationspaketes `PHOTOS`, erfolgt in 18 % aller $W \to e\nu$ und 10 % aller $W \to \mu\nu$ Zerfälle. Die mittlere Photonenergie beträgt hierbei 8 GeV, wobei 90 % aller Photonen in einem Konus von 30° um das abstrahlende Lepton liegen. Um diese Photonen zu identifizieren, werden Energiedepositionen im ECAL unter Verwendung des Programmpakets `GAMPEX` [63] untersucht. Von `GAMPEX` als Photonen rekonstruierte Energiedepositionen werden als FSR-Photonen betrachtet, wenn sie eine Energie von mehr 0.5 GeV besitzen und nicht als Photonen aus einem Prozeß der Art $\pi^0 \to \gamma\gamma$ identifiziert wurden. Um darüberhinaus nur die vom Lepton abgestrahlten Photonen zu selektieren, muß das betrachtete Photon näher an der Leptonspur liegen als an allen anderen Spuren. Für Details dieses Algorithmus sei wieder auf [54] verwiesen. Im Unterschied zur Bremsstrahlungskorrektur wird hier der gesamte Impuls des Photons zum Spurimpuls addiert.

Die Korrektur, die durch diese beiden Algorithmen an die Energie der Leptonkandidaten angebracht wird, ist teilweise recht erheblich. Abb. 5.4 zeigt für selektierte Leptonkandidaten

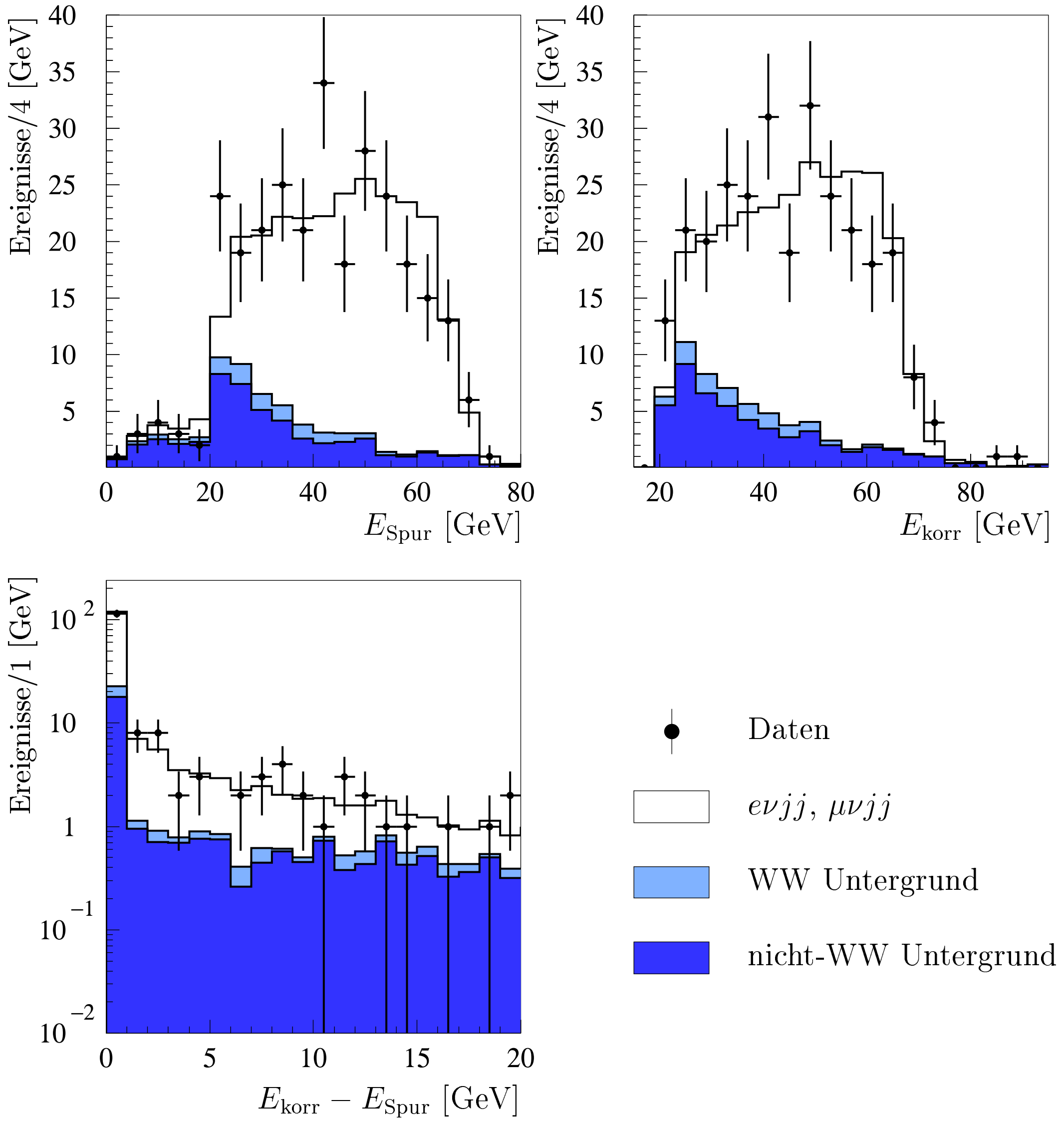


Abbildung 5.4: *Ergebnis der Energiekorrektur für Leptonen bei 183 GeV. Die Abbildung zeigt für selektierte Leptonkandidaten die Energie der Leptonspur E_{Spur} vor der Korrektur, die korrigierte Energie E_{korr} und die Differenz $E_{\mathrm{korr}} - E_{\mathrm{Spur}}$. Die simulierten Ereignisse sind auf eine integrierte Luminosität von 56.81 pb^{-1} normiert worden.*

die Energie der Leptonspur E_{Spur} vor der Korrektur, die korrigierte Energie E_{korr} und die Differenz. Für einige Ereignisse liegt die Korrektur im Bereich mehrerer GeV und ist insbesondere bei Elektronen wesentlich für die Energieauflösung. Im weiteren Verlauf der Analyse setzt sich das rekonstruiertes Lepton daher immer aus dem kombinierten System der Spur und den Kalorimeterobjekten der Energiekorrektur zusammen.

Die Energie des rekonstruierten Leptons kann benutzt werden, um einen Großteil des auf dieser Stufe verbleibenden Untergrundes abzutrennen (siehe auch Abb. 5.4). Daher wird ein Schnitt von $E_\ell \leq 21$ GeV auf die Energie E_ℓ des Leptons angebracht.

5.1.4 Jetclustering

Nachdem die Identifikation und Rekonstruktion des Leptonkandidaten abgeschlossen wurde, widmet sich der nächste Selektionsschritt den Zerfallsprodukten des hadronischen W-Zerfalls. Die beiden primären Quarks und eventuell abgestrahlte Gluonen manifestieren sich im Detektor jeweils als, im Idealfall kollimierte, Teilchenbündel (siehe auch Abb. 5.1), den Jets. Durch eine geeignete Vorschrift, wie diese Teilchen zusammenzufassen sind (im folgenden 'clustern' genannt) erhofft man, Jets zu erhalten, die die wesentlichen Eigenschaften der primären Partonen, wie etwa ihre Richtung und Energie, wiederspiegeln. Der Fragmentationsprozeß kann aber nur phänomenologisch beschrieben werden, es gibt keine Theorie basierend auf der QCD, die diesen Vorgang der Jetbildung in ausreichender Genauigkeit beschreibt. Eine eindeutige Vorschrift, wie Jets zu bilden sind, gibt es daher nicht. Es existieren bestenfalls Vorgaben, die ein solcher Algorithmus erfüllen sollte, etwa daß er wohldefiniert, infrarot und kollinear sicher sein muß. Daher dürfen diese Jets recht willkürliche Objekte sein, solange sie die geforderten Eigenschaften haben. Die Folge ist, daß es eine große Anzahl von Jetalgorithmen gibt, die alle im wesentlichen ähnlich ablaufen.

Für jedes Teilchenpaar i, j wird ein Abstand d_{ij} im Phasenraum gemäß einer algorithmusspezifischen Metrik definiert. Ist dieser Abstand kleiner als ein einstellbarer Abschneideparameter y_{cut}, werden die beiden Teilchen zu einem neuen Pseudoteilchen kombiniert, wobei Impuls und Energie nach einem bestimmten Schema addiert werden. Dieser Vorgang wird solange iteriert, bis die Abstände aller Pseudoteilchen voneinander größer sind als der Abschneideparameter. Die nun verbleibenden Pseudoteilchen werden Jets genannt.

Selbst nachdem Rekombinationschema und Metrik und damit die Art des Jetalgorithmus festgelegt ist, bleibt die Freiheit der Wahl des Abschneideparameters, was die Willkür der Jetbildung wiederspiegelt. Das in diese Analyse benutzte Verfahren wurde daher eher anhand von pragmatischen Überlegung ausgewählt und nicht aus fundamentalen Prinzipien abgeleitet.

Damit die Jetbildung nur auf Teilchen aus dem hadronischen W-Zerfall basiert, werden alle EFLW-Objekte, die für die Leptonrekonstruktion verwendet wurden, wie die geladene Spur und im Rahmen der Bremstrahlungs- und FSR-Korrektur assoziierten Kalorimeterobjekte, für den folgenden Schritt ausgeschloßen. Auf die verbleibenden Objekte wird der DURHAM-Algorithmus [64, 65] angewendet, der sich durch folgende Metrik auszeichnet:

$$d_{ij} = 2(MIN(E_i E_j))^2 (1 - \cos\theta_{ij})$$

In einem ersten Schritt werden alle Teilchen mit dem Rekombinationsschema

$$\begin{aligned} P_{ij} &= P_i + P_j \\ E_{ij} &= |P_{ij}| \end{aligned}$$

zu zwei Jets zusammengefaßt indem der Abschneideparameter y_{cut} solange variiert wird, bis exakt zwei Jets verbleiben. Die derart den zwei Jets zugeordneten Teilchen werden in einem zweiten Schritt mit einem anderen Schema

$$\begin{aligned} P_{ij} &= P_i + P_j \\ E_{ij} &= E_i + E_j \end{aligned}$$

neu rekombiniert werden, ohne die, durch das erste Schema definierte Zugehörigkeit der Teilchen zu den Jets zu ändern. Es hat sich gezeigt, daß dieses Vorgehen eine optimale Energie- und Winkelauflösung der Jets, bezogen auf die primären Quarks, ergibt.

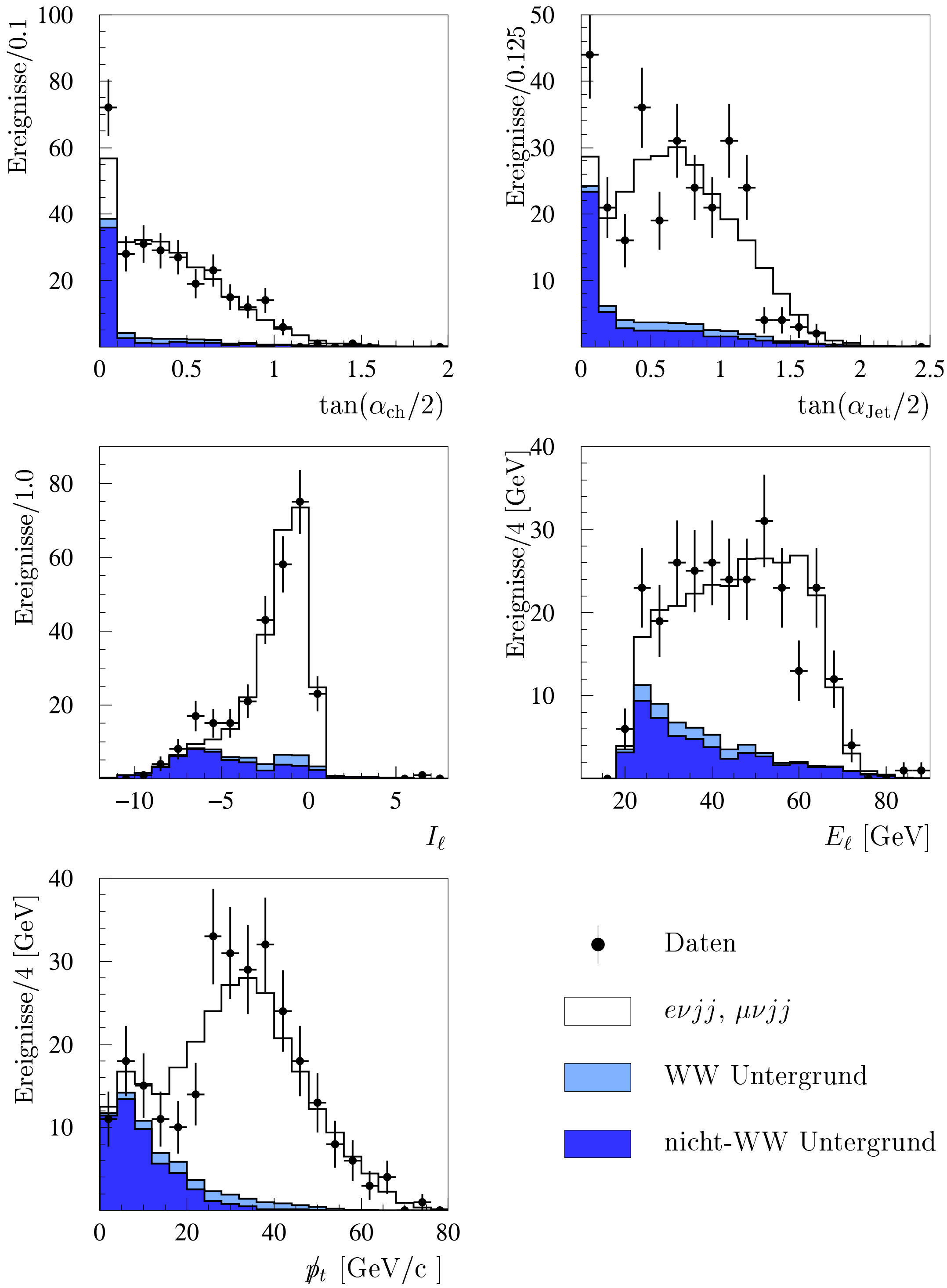


Abbildung 5.5: *Eingangsgrößen für die diskrimierende Variable bei 183 GeV. Die Abbildung zeigt die Verteilungen für den Winkel zwischen Lepton und der nächsten Spur* $\tan(\alpha_{\text{ch}}/2)$*, den Winkel zwischen Lepton und dem nächsten Jet* $\tan(\alpha_{\text{Jet}}/2)$*, die Leptonisolation* I_ℓ*, die Energie* E_ℓ *des Leptons und den fehlenden Transversalimpuls* $\not{p}_t$*. Die simulierten Ereignisse sind auf eine integrierte Luminosität von 56.81* pb^{-1} *normiert worden.*

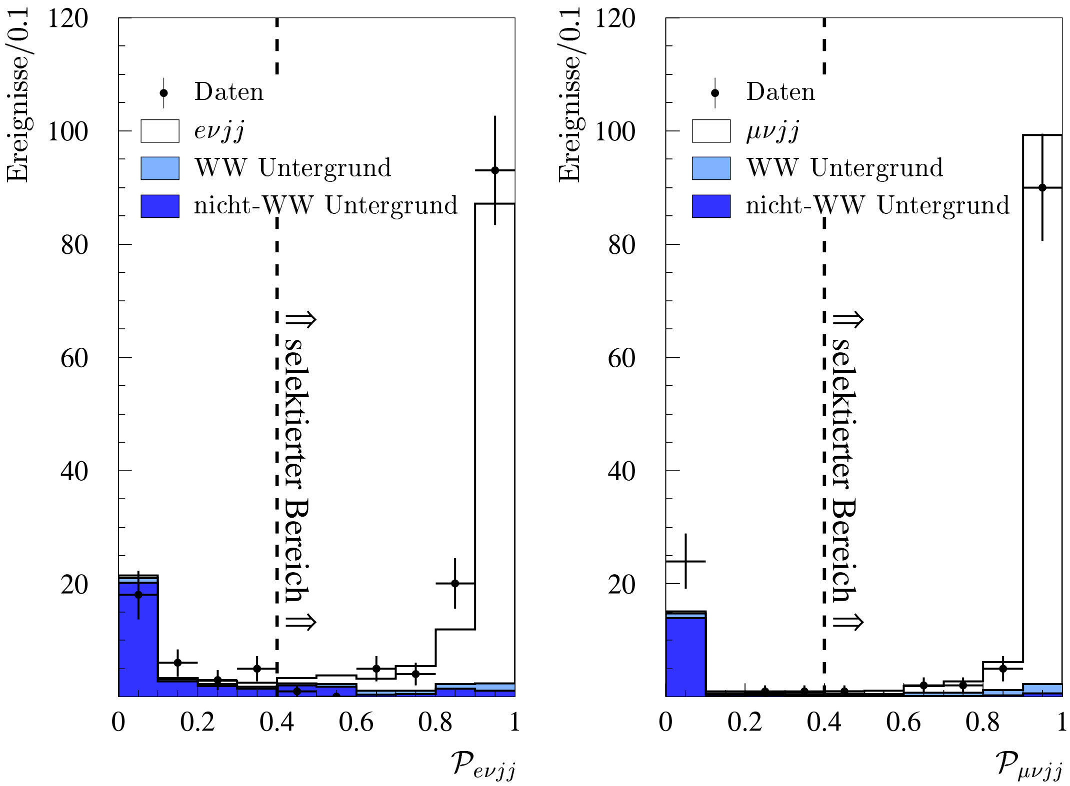


Abbildung 5.6: *Diskrimierende Variablen bei 183 GeV. Die Abbildung zeigt die Verteilungen der beiden Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{e\nu jj}$ und $\mathcal{P}_{\mu\nu jj}$. Der Selektionsschnitt ist durch die gestrichelte Linie angedeutet. Die simulierten Ereignisse sind auf eine integrierte Luminosität von 56.81 pb^{-1} normiert worden.*

5.1.5 Konstruktion der diskrimierenden Variablen

Nachdem nun die wesentlichen Elemente eines semileptonischen W-Zerfalles, nämlich ein Lepton und zwei Jets, rekonstruiert wurden, wird eine diskrimierende Variable verwendet, um die noch verbleibenden Untergrundereignisse abzutrennen. Der Eingangsgrößen für diese Variable bilden drei kinematische Observablen [54, 62]:

- Die Energie E_ℓ des Leptons, das aus der Leptonspur und assoziierten Photonen besteht.

- Der fehlende Transversalimpuls $\not{p}_t$.

- Die Leptonisolation I_ℓ, die folgendermaßen definiert ist

$$I_\ell = \log\left[\tan\left(\alpha_{\mathrm{Jet}}/2\right)\right] + \log\left[\tan\left(\alpha_{\mathrm{ch}}/2\right)\right]$$

  wobei α_{Jet} den Winkel zwischen Lepton und dem räumlich nächsten Jet und α_{ch} den Winkel zwischen Lepton und der nächsten Spur bezeichnet.

Die Verteilungen für all diese verwendeten Größen für die Daten, Signal und Untergrund bei 183 GeV sind in Abb. 5.5 dargestellt. Mittels simulierter Ereignisse wird die Häufigkeitsverteilung von Signal- und Untergrundereignissen in dem dreidimensionalen $(E_\ell, \not{p}_t, I_\ell)$-Raum jeweils für den $e\nu jj$-Kanal und den $\mu\nu jj$-Kanal erstellt. Damit können Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen $\mathcal{G}(E_\ell, \not{p}_t, I_\ell)$ für Signal- und Untergrundereignisse gebildet werden. Für ein gegebenes Ereignis im z. B. $e\nu jj$-Kanal repräsentiert die Verteilung $\mathcal{G}(E_\ell, \not{p}_t, I_\ell|e\nu jj)$ somit die Hypothese, daß es aus dem Signalprozeß stammt und $\mathcal{G}(E_\ell, \not{p}_t, I_\ell|U)$ die Hypothese, daß es aus einem Untergrundprozeß herrührt. Die Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{e\nu jj}$ für ein Ereignis aus einem WW $\rightarrow e\nu jj$ Prozeß zu stammen, kann daher auf der Grundlage des Theorem von Bayes [66] wie folgt definiert werden:

$$\mathcal{P}_{e\nu jj} = \frac{\frac{\sigma_{e\nu jj}}{\sigma_{\text{total}}}\mathcal{G}(E_\ell, \not{p}_t, I_\ell|e\nu jj)}{\frac{\sigma_{e\nu jj}}{\sigma_{\text{total}}}\mathcal{G}(E_\ell, \not{p}_t, I_\ell|e\nu jj) + \frac{\sigma_U}{\sigma_{\text{total}}}\mathcal{G}(E_\ell, \not{p}_t, I_\ell|U)}$$

wobei $\sigma_{e\nu\nu jj}$ und σ_U die Wirkungsquerschnitte für die an diesem Punkt selektierten $e\nu jj$- und Untergrundereignisse darstellen. Der totale Wirkungsquerschnitt ergibt sich gerade aus der Summe $\sigma_{\text{total}} = \sigma_{e\nu jj} + \sigma_U$. Für beide Signalkanäle, $e\nu jj$und $\mu\nu jj$, werden Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{e\nu jj}$ und $\mathcal{P}_{\mu\nu jj}$ berechnet, die Werte zwischen 0 und 1 annehmen können. In beiden Kanälen werden Ereignisse als Signal selektiert, wenn die entsprechende Wahrscheinlichkeit einen Mindestwert von 0.4 überschreitet:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{e\nu jj} &\geq 0.4 \\ \mathcal{P}_{\mu\nu jj} &\geq 0.4 \end{aligned}$$

Die Verteilungen der beiden Selektionswahrscheinlichkeiten für die Datenereignisse, Signal und Untergrund, mit den angewendeten Selektionsschnitten sind in Abb. 5.6 gezeigt. Dieser Schnitt wurde nicht für die Analyse der TGCs optimiert, sondern ist der innerhalb der ALEPH-Kollaboration durchgeführten W-Massenanalyse in diesen Kanälen entlehnt worden [67].

Die nach diesem Selektionsschnitt verbleibenden Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Signal- und Untergrundprozesse sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt. Die mit `CC03`-Ereignissen ermittelte Effizienz ϵ und Reinheit p für die beiden Kanäle beträgt:

	$e\nu jj$-Selektion	$\mu\nu jj$-Selektion
ϵ [%]	80.1	82.6
p [%]	95.5	98.1

Somit erhält man am Ende der gesamten Selektionskette ein sehr reines Signal in beiden Kanälen mit einer hohen Effizienz.

5.2 Ereignisrekonstruktion

Wie man an Tabelle 5.2 und Abb. 5.6 ablesen kann, besteht die selektierte Menge nach der Selektion zum größten Teil aus semileptonischen Ereignissen. Diese Ereignisse sind aber noch mit rekonstruktionsbedingten Mängeln behaftet, die die Auflösung der Zerfallswinkel für die Analyse der TGCs begrenzen. Vielerlei Effekte, wie die mangelnde Akzeptanz und schlechtere Energie- und Impulsrekonstruktion in den Vorwärtsbereichen des Detektors, tragen zu einer schlechten Auflösung bei. Solche Unzulänglichkeiten führen dazu, daß die rekonstruierten Ereignisse zumeist die Energie- und Impulserhaltung nicht erfüllen. Um diesen Zustand zu beheben, wird eine kinematische Anpassung (im weiteren auch als kinematischer Fit bezeichnet) der gemessenen Objekte durchgeführt.

Selektion bei 183 GeV			
Prozeß	$e\nu jj$-Selektion [pb]	$\mu\nu jj$-Selektion [pb]	kombiniert [pb]
WW $\to jjjj$	0.001	0.000	0.000
WW $\to e\nu jj$	1.810	0.002	1.812
WW $\to \mu\nu jj$	0.002	1.886	1.888
WW $\to \tau\nu jj$	0.067	0.065	0.133
WW $\to \ell\nu\ell\nu$	0.000	0.000	0.000
$q\bar{q}\gamma$	0.028	0.010	0.038
ZZ	0.008	0.011	0.019
Zee	0.042	0.000	0.042

Tabelle 5.2: *Selektion bei 183 GeV. Die Tabelle zeigt die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Prozesse nach der vollständigen Selektion bei 183 GeV.*

5.2.1 Kinematische Anpassung

Die Rekonstruktion der semileptonischen Ereignisse erfolgt in zwei Schritten. Zuerst werden an die rekonstruierten Impulse der Leptonen und Jets Korrekturen angebracht, um die Akzeptanzverluste in den Überlapp- und Vorwärtsbereichen des Detektors zu kompensieren. Anschließend werden diese korrigierten Meßwerte variiert, bis sie gewisse Zwangsbedingungen wie etwa Energie- und Impulserhaltung erfüllen. Das Ergebnis dieser Variation sind Impulse, die eine bessere Auflösungen besitzen als die rekonstruierten. Die effektivste Methode für die Durchführung dieser Variation der Meßgrößen ist ein kinematischer Fit. Bei einem kinematischen Fit wird eine χ^2-Funktion konstruiert, die die Abweichung der anzupassenden Werte von den Eingangswerten nach der Methode der kleinsten Quadrate [68] quantifiziert. Die χ^2-Funktion wird, unter gleichzeitiger Erfüllung der Zwangsbedingungen, minimiert. Die Hauptelemente des kinematischen Fits sind somit:

- Die Parametrisierung des Problems und damit die Wahl der Variablen, die angepaßt werden sollen.

- Die spezifische Form χ^2-Funktion, die es zu minimieren gilt.

- Die Art der Zwangsbedingungen, die an das Ereignis gestellt werden.

Bei der Wahl der anzupassenden Variablen ist zu beachten, daß die Eingangswerte Verteilungen entstammen, die etwa einer Gaußverteilung entsprechen sollten. Diese Bedingung ist wesentlich für das Konvergenzverhalten des Fits und die Güte der resultierenden χ^2-Verteilung.

Für die Anpassung der semileptonischen WW-Ereignisse wird daher folgende Parametrisierung für die Impulse $\vec{P}_i^f$ der anzupassenden Jets und Leptonen gewählt, die annähernd gaußverteilte Eingangsgrößen für den Fit verwendet [69, 70]:

$$\vec{P}_i^f = \exp(a_i)|\vec{P}_i^{rek}| + b_i\vec{u}_i^{\,\theta} + c_i\vec{u}_i^{\,\phi} \, ,$$

wobei $\vec{P}_i^{rek}$ für den rekonstruierten Impulsvektor des Teilchens steht. Die a_i, b_i und c_i sind Skalierungsfaktoren, die an die gemessenen Impulse angebracht werden und daher die Abweichung des angepaßten Impulses $\vec{P}_i^f$ von dem rekonstruierten Impuls $\vec{P}_i^{rek}$ beschreiben. Die Vektoren $\vec{u}_i^{\,\theta}$ und $\vec{u}_i^{\,\phi}$ sind zwei orthogonale Impulseinheitsvektoren in Polar- und Azimutrichtung der rekonstruierten Impulse. Bei dieser Parametrisierung bleibt das gemessene

Verhältnis zwischen Energie und Impuls unangetastet und konsequenterweise ergibt sich die Energie E_i^f der angepaßten Teilchen durch Skalierung der gemessenen Energie

$$E_i^f = E_i^{rek} \frac{|\vec{P}_i^f|}{|\vec{P}_i^{rek}|}$$

Im weiteren sei ein Vektor $\vec{y}$ mit $\vec{y}^T = (a_1, b_1, c_1, .., a_n, b_n, c_n)$ definiert, der den gesamten Satz der anzupassenden Parameter für n Teilchen umfaßt.

Die Minimierung der χ^2-Funktion erfolgt durch das Programmpaket `ABCFIT` [71, 70] auf der Basis der Methode der Lagrangeschen Multiplikatoren [72]. Hierbei wird eine Funktion folgender Gestalt minimiert:

$$\chi^2 = (\vec{y} - \vec{y}^0)^T V^{-1} (\vec{y} - \vec{y}^0) + 2\vec{\lambda}\vec{f}(\vec{y}) \tag{5.3}$$

die $\vec{y}$ bezeichnen die Vektoren der anzupassenden Parameter, $\vec{y}^0$ den Vektor der Erwartungswerte dieser Parameter und V ihre Kovarianzmatrix. Die $\vec{f}(\vec{y})$ sind Funktionen, die die Zwangsbedingungen quantifizieren und mit Hilfe der Lagrangeschen Multiplikatoren $\vec{\lambda}$ in die χ^2-Funktion implementiert werden. Eine detaillierte Beschreibung der mathematischen und technischen Aspekte dieser Minimierungsmethode findet sich in [72].

In dieser Analyse wurde als Zwangsbedingung die Erhaltung der Energie- und Impulsbilanz der vier Teilchen aus dem WW-Zerfall gefordert, womit die Funktion $\vec{f}(\vec{y})$ Gestalt annimmt

$$\vec{f}(\vec{y}) = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^4 E_i^f \\ \sum_{i=1}^4 \vec{P}_i^f \end{pmatrix}$$

Diese Wahl der Zwangsbedingungen ergab die beste Auflösung für die rekonstruierten Zerfallswinkel. Für den untersuchten Fall der semileptonischen WW-Zerfälle ist zu beachten, das nur drei Teilchen, das Lepton und die beiden Jets gemessen werden. Das vierte Teilchen, das nicht nachgewiesene Neutrino wird zwar in den Zwangsbedingungen berücksichtigt, trägt aber nicht zum χ^2 bei. Dieses Szenario beschert einem 9 gemessene Parameter, 12 freie Parameter und 4 Zwangsbedingungen. Die die Anzahl der Freiheitsgrade n_{dof} in dieser Art von kinematischen Fit beträgt somit $n_{dof} = 9 + 4 - 12 = 1$. Daher wird ein solcher kinematischer Fit häufig als 1C-Fit (von 'one-constrained fit') bezeichnet.

Die prinzipiellen Vorteile eines solchen kinematischen Fits sind vielfältig. Zum einen sollte mit den angepaßten Impulsen aus dem Fit eine bessere Widergabe der wahren Impulse erreicht werden. Darüberhinaus kann das χ^2 aus der Anpassung verwendet werden, um Ereignisse, die die Fithypothese nicht erfüllen wie etwa Untergundereignisse, zu verwerfen. Und zu guter Letzt könnten durch die aus dem Fit ermittelten Fehler auf die Parameter Qualitätskriterien für die einzelnen Ereignisse definiert werden. Wesentlich für die Güte der Ergebnisse des Fits, also der angepaßten Parameter, des χ^2 und der Fehler, ist aber die Güte der Eingangswerte der Erwartungswerte $\vec{y}^0$ und der Kovarianzmatrix V.

Korrektur der rekonstruierten Objekte

Die Erwartungswerte $\vec{y}^0$ der Parameter a_i, b_i und c_i für die drei gemessenen Teilchen werden mit Hilfe von simulierten Ereignissen bestimmt, ebenso wie ihre Fehler σ_{a_i}, σ_{b_i} und σ_{c_i}. Somit ist die Qualität der Simulation wesentlich für die Güte der kinematische Anpassung. Daher wird vor der eigentlichen Bestimmung der $\vec{y}^0$ eine Korrektur der Jetenergien in den simulierten Ereignissen vorgenommen, um verbleibende Unterschiede zwischen der Simulation und den Daten zu beheben. Die Energien werden mit einem Korrekturfaktor $c(\theta)$ skaliert, der abhängig ist vom Winkel θ der Jets zur Strahlachse. Bestimmt wird dieser Faktor durch einen Vergleich zwischen Daten und simulierten Ereignissen (MC) aus hadronischen Z-Zerfällen, auf der Basis der jährlich aufgezeichneten Kalibrationsdaten auf der Z-Resonanz [1].

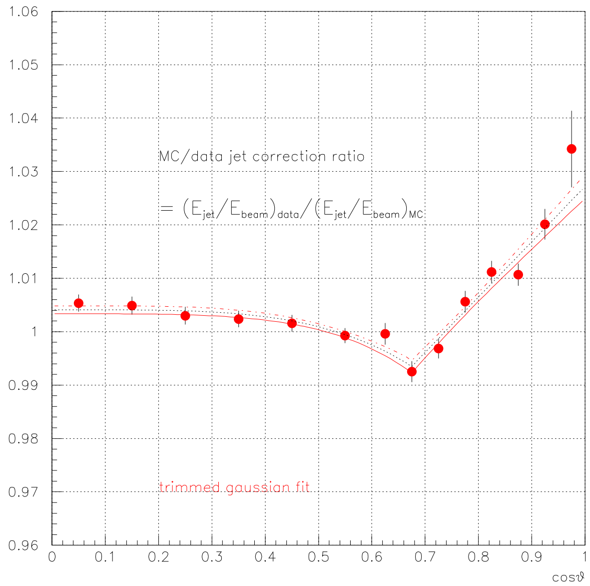


Abbildung 5.7: *Korrekturfunktion $c(\theta)$ bestimmt mit den Z-Kalibrationsdaten aus dem Jahr 1997. Es deutlich eine Unterschätzung der simulierten Jetenergien (MC) im Vorwärtsbereich zu erkennen. Der Knick ist auf die mangelhafte Simulation der Überlappregionen der Kalorimeter zurückzuführen.*

Die Jets aus $Z \to q\bar{q}$ Ereignissen haben annähernd die gleiche Energie wie Jets aus W-Zerfällen und stellen daher eine ideale Kontrollmenge dar. Mit diesen Ereignissen wird die Funktion $c(\theta)$, die in Abb. 5.7 skizziert ist, aus dem Verhältnis zwischen Datenereignissen und simulierten Ereignissen ermittelt [73]

$$c(\theta) = \frac{(E_{\text{jet}}/E_{\text{beam}})_{\text{Daten}}}{(E_{\text{jet}}/E_{\text{beam}})_{\text{MC}}},$$

wobei E_{jet} die Energie des Jets bezeichnet und E_{beam} die Strahlenergie. Diese Korrektur ist zwar geringfügig, aber insbesondere im Vorwärtsbereich der Kalorimeter nicht zu vernachlässigen. Nach dieser Energiekorrektur der simulierten Jets werden die Erwartungswerte und Fehler der Parameter a_i, b_i und c_i ermittelt. Hierzu wurde eine eigens generierte Menge von vollständig simulierten $\text{WW}_{\texttt{CC03}}$-Ereignissen der gesamten Selektions- und Analysekette unterworfen. Für jedes selektierte Signalereignis werden für die rekonstruierte Teilchen, das Lepton und die beiden Jets, die Parameter a_i, b_i und c_i gemäß

$$\vec{P}_i^w = \exp(a_i)|\vec{P}_i^{rek}| + b_i\vec{u}_i^\theta + c_i\vec{u}_i^\phi$$

bestimmt, wobei $\vec{P}_i^w$ den Impuls des 'wahren' Teilchens i beschreibt, in dem betrachteten Fall die primären Fermionen aus dem W-Zerfall. Aus den Mittelwerten und den Breiten der Verteilungen der Parameter werden die Erwartungswerte $\vec{y}^0$ und die Fehler σ_y der Skalierungsparameter ermittelt. Um die Winkel- und Energieabhängigkeit der Detektorauflösung zu berücksichtigen, werden diese Erwartungswerte und Fehler in Abhängigkeit der Polarwinkel und Energien der wahren Teilchen modelliert. Dies geschieht jeweils für den $e\nu jj$- und den $\mu\nu jj$-Kanal. Für die Details dieser Prozedur sei auf [70] verwiesen. In Abbildung 5.8 sind exemplarisch für den Skalierungsparameter des Impulsbetrages a die derart bestimmten Erwartungswerte und Fehler für die Jets und das rekonstruierte Lepton im $e\nu jj$-Kanal gezeigt. Man kann erkennen, daß die Güte der Rekonstruktion in den Randbereichen des Detektors deutlich nachläßt. Die derart ermittelten Skalierungsparameter und Fehler werden für die Bildung der χ^2-Funktion Gl.(5.3) verwendet. Betrachtet man die Definition der χ^2-Funktion genauer, so ist zu erkennen daß nur die Skalierungsparameter a^i, b^i und c^i angepaßt werden.

[1] Zur Kalibration der einzelnen Detektorsysteme der vier Experimente ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL werden in jeder Datennahmeperiode bei LEP2 etwa 2 pb^{-1} auf der Z-Resonanz aufgezeichnet.

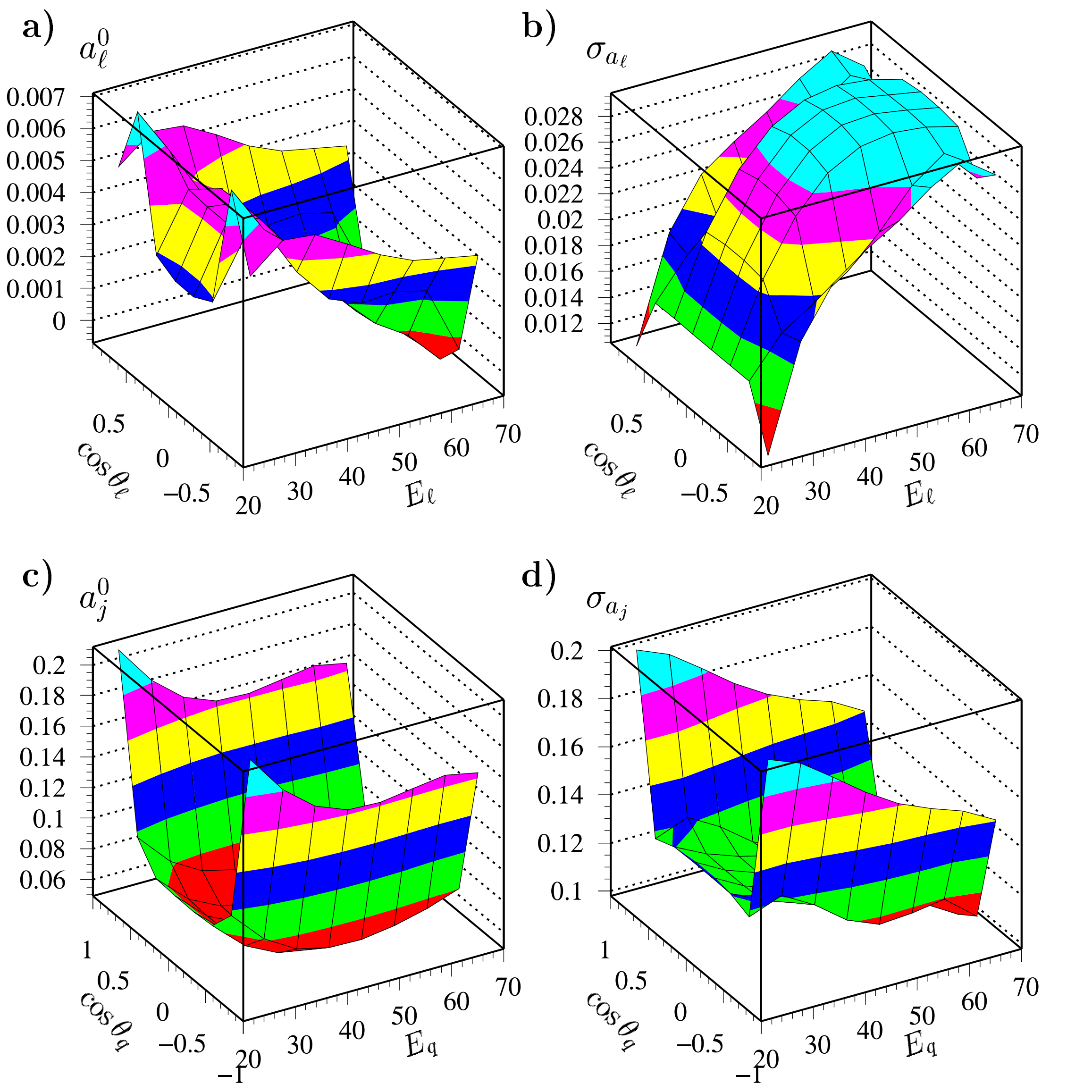


Abbildung 5.8: *Erwartungswerte und Fehler für den Parameter a für Jets und Leptonen für den eνjj-Kanal bei 183 GeV. In Abbildung a) und b) sind der Erwartungswert a_ℓ^0 und der Fehler σ_{a_ℓ} für die Elektronen als Funktion der Energie E_ℓ und des Polarwinkels $\cos\theta_\ell$ der wahren Elektronen gezeigt. Abbildungen c) und d) skizzieren den Erwartungswert a_j^0 und den Fehler σ_{a_j} für die Jets als Funktion der Energie E_q und des Polarwinkels $\cos\theta_q$ der wahren Quarks.*

Die gemessenen Impulse gehen daher nur mittelbar in diese Anpassung ein und zwar über die Definition der Vektoren für die Skalierungsparameter. Die Kovarianzmatriz V wird als diagonal angenommen und somit werden Korrelationen zwischen den Teilchen vernachlässigt. Zwischen den Leptonen und den Jets ist das gerechtfertigt, zwischen den beiden Jets können aber gewisse Korrelationen existieren, die auf der Unzulänglichkeit des verwendeten Jetclusteringalgorithmus beruhen [74]. Daher ist eine solche Matrix nur eine Näherung.

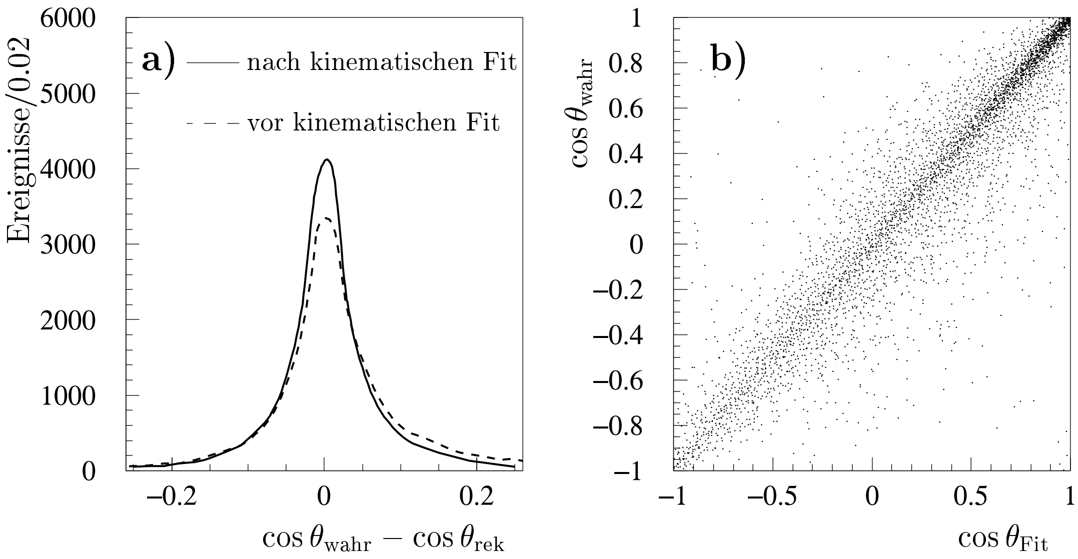


Abbildung 5.9: *Güte der Winkelauflösung bei 183 GeV. In Abbildung a) ist die Auflösung des Produktionswinkel* $\cos\theta$ *des* W^- *für selektierte semileptonische Ereignisse vor und nach dem kinematischen Fit gezeigt. Die Anwendung des kinematischen Fits stellt eine deutliche Verbesserung dar. In b) ist die Korrelation zwischen dem Winkel nach dem kinematischen Fit* $\cos\theta_{\mathrm{Fit}}$ *und dem wahren Winkel* $\cos\theta_{\mathrm{wahr}}$ *dargestellt.*

Ergebnisse des kinematischen Fits

Nachdem die Struktur und der Ablauf des kinematischen Fits erläutert wurde, sollen dessen Auswirkungen für die Analyse diskutiert werden. Da die Analyse der TGCs auf der Untersuchung der Zerfallswinkelverteilungen basiert, ist die experimentelle Auflösung dieser Winkel wesentlich für die Sensitivität der Analyse. In Abb. 5.9 ist die Auflösung für den Produktionswinkel $\cos\theta$ des W^- vor und nach dem kinematischen Fit für selektierte semileptonische Ereignisse gezeigt. Es ist eine deutliche Verbesserung in der Rekonstruktionsqualität zu erkennen. Eines der Ziele des Fits, eine bessere Auflösung der kinematischen Größen ist somit erreicht worden.

Die zweite wichtige Anwendung des Fits, die Verwendung der χ^2-Verteilung zur Selektion der Ereignisse, die die Fithypothese erfüllen, wird auch ausgenutzt. Wie bei der Diskussion des kinematischen Fits erwähnt, wurde bei der Wahl der anzupassenden Variablen darauf geachtet, daß die Eingangsgrößen für den Fit aus Verteilungen stammen, die einer Gaußverteilung ähneln. Ist dies gegeben, sollte die integrierte Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung $\mathcal{P}(\chi^2)$ des χ^2 einer flachen Verteilung entsprechen [72]. Die $\mathcal{P}(\chi^2)$-Verteilung für den $e\nu jj$-Kanal ist in Abbildung 5.10 b) dargestellt. Man kann erkennen, daß die Verteilung über weite Bereiche flach ist und nur sehr nahe bei null eine gewisse Anhäufung von Ereignissen zeigt. Dies ist eben auf Ereignisse zurückzuführen, die der Fithypothese nicht entsprechen zum Beispiel Signalereignisse mit hochenergetischen ISR-Photonen und Untergrundereignisse. Auch Ereignisse, bei denen die Fehler im Fit unterschätzt wurden, etwa extrem schlecht rekonstruierte Ereignisse, finden sich bei niedrigen $\mathcal{P}(\chi^2)$-Werten. Durch einen Schnitt der Art $\mathcal{P}(\chi^2) \geq c$ läßt sich der betrachtete Datensatz von all diesen unerwünschten Ereignissen säubern.

Dieser Schnitt wird aber nicht willkürlich gesetzt, sondern mit Blick auf die Analyse der TGCs. Der Schnittwert c wurde variiert, um eine optimale Sensitivität der rekonstruierten

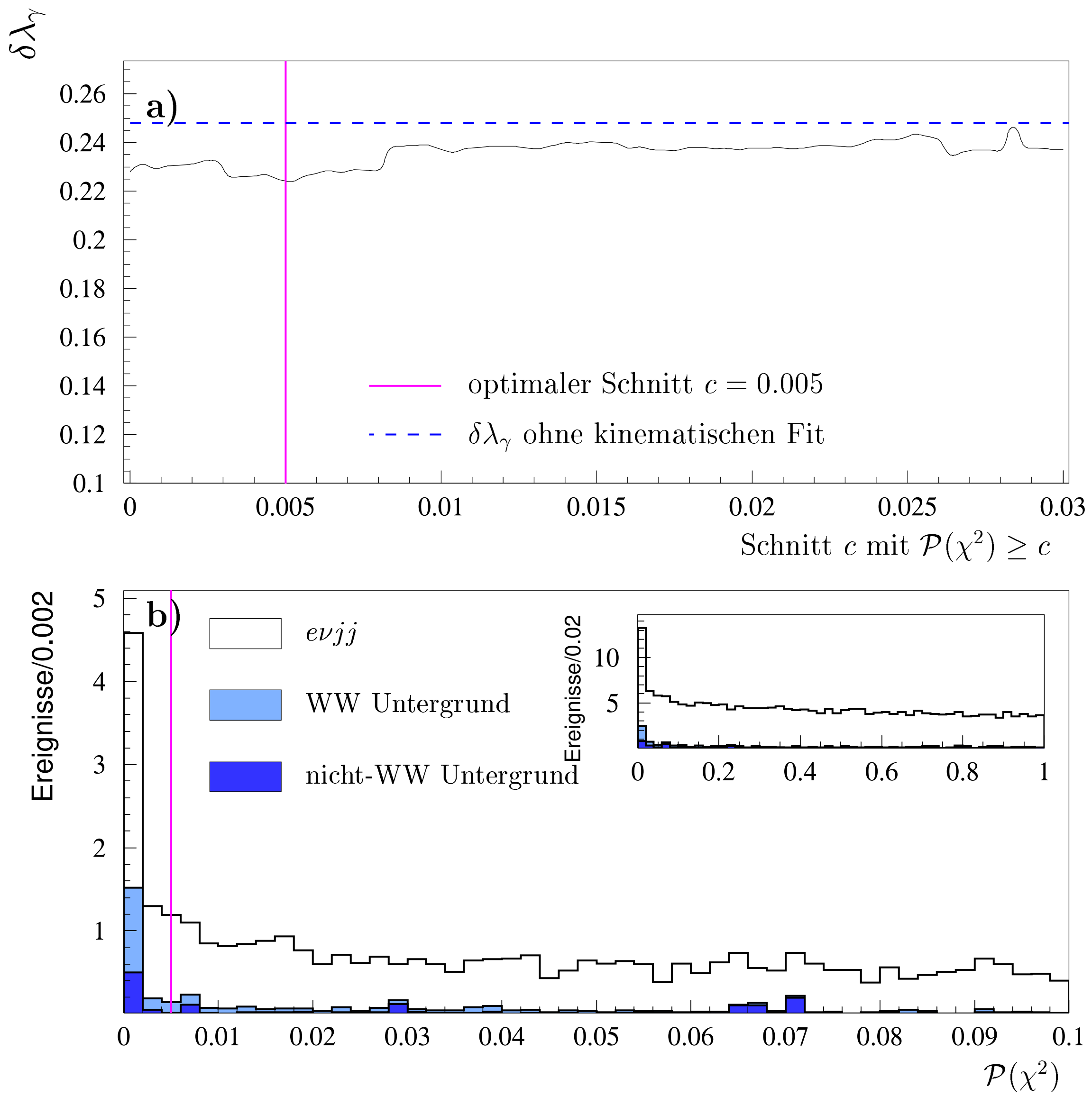


Abbildung 5.10: *Güte und Verwendung der $\mathcal{P}(\chi^2)$-Verteilung bei 183 GeV. In Abb. a) ist der erwartete statistische Fehler $\delta\lambda_\gamma$ auf die anomale Kopplung λ_γ als Funktion eines Schnittwertes c auf die $\mathcal{P}(\chi^2)$-Verteilung gezeigt: $\mathcal{P}(\chi^2) \geq c$. Es zeigt sich, daß der kleinste Fehler auf λ_γ bei einem optimalen Schnitt von $c = 0.005$ erreicht wird. Die gestrichelte Linie zeigt den erwarteten Fehler ohne Fit. Die Verbesserung beträgt etwa 10 %. Abb. b) zeigt die $\mathcal{P}(\chi^2)$-Verteilung für Signal und Untergrundereignisse. Durch den Schnitt von $\mathcal{P}(\chi^2) \geq 0.005$ wird ein auch ein Großteil der Untergrundereignisse abgetrennt. Die simulierten Ereignisse sind auf eine integrierte Luminosität von 56.81 pb^{-1} normiert worden.*

Ereignisse für die Messung des Drei-Eichbosonen-Vertex zu garantieren. In Abb. 5.10 a) ist, als Vorgriff auf das folgende Kapitel, der erwartete Fehler $\delta\lambda_\gamma$ auf die anomale Kopplung λ_γ als Funktion des Schnittwertes c gezeigt. Es zeigt sich, daß der kleinste Fehler auf λ_γ bei einem optimalen Schnitt von $c = 0.005$ erreicht wird. Die gestrichelte Linie zeigt den erwarteten

Fehler ohne Anwendung eines kinematischen Fits. Die Verbesserung in der Sensitivität beträgt etwa 10 %. Auch im $\mu\nu jj$-Kanal und für die anderen anomalen Kopplungen Δg_1^Z und $\Delta\kappa_\gamma$ ergaben sich bei diesem Schnitt die größten Verbesserungen von 5-12 %. Der letzte Schritt

Rekonstruktion bei 183 GeV			
Prozeß	$e\nu jj$-Selektion [pb]	$\mu\nu jj$-Selektion [pb]	kombiniert [pb]
WW $\to e\nu jj$	1.760	0.002	1.762
WW $\to \mu\nu jj$	0.001	1.836	1.837
WW $\to \tau\nu jj$	0.054	0.047	0.102
WW $\to \ell\nu\ell\nu$	0.000	0.000	0.000
$q\bar{q}\gamma$	0.022	0.007	0.029
ZZ	0.007	0.009	0.016
Zee	0.032	0.000	0.032

Tabelle 5.3: *Rekonstruktion bei 183 GeV. Die Tabelle zeigt die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Prozesse nach der vollständigen Selektion und Rekonstruktion bei 183 GeV. Diese Zahlen wurden nach dem letzten Schnitt von* $\mathcal{P}(\chi^2) \geq 0.005$ *bestimmt.*

der Selektion und Rekonstruktion stellt somit in beiden Kanälen ein Schnitt auf die $\mathcal{P}(\chi^2)$-Verteilung dar:

$$\begin{array}{lrcl} e\nu jj\text{-Kanal} & \mathcal{P}(\chi^2) & \geq & 0.005 \\ \mu\nu jj\text{-Kanal} & \mathcal{P}(\chi^2) & \geq & 0.005 \end{array}$$

Die nach diesem letzten Schnitt verbleibenden Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Signal- und Untergrundprozesse sind in Tabelle 5.3 zusammengefaßt. Die Reinheit der Selektion hat sich, verglichen mit den Werten vor dem kinematischen Fit, um durchschnittlich 2% erhöht.

5.3 Selektion und Rekonstruktion bei 189 GeV

Die Selektion und Rekonstruktion bei der Schwerpunktenergie von 189 GeV lehnt sich stark an die Analyse für 183 GeV an. Daher wird sie hier nur in aller Kürze abgehandelt. Die Auswahl der Objekte und Spuren ist identisch, ebenso die topologische Vorselektion. Nur bei der Auswahl der Leptonspurkandidaten ergeben sich Unterschiede. Wie schon diskutiert wurde, nimmt mit wachsender Schwerpunktenergie der mittleren Winkel $\langle\theta_{\ell\nu}\rangle$ zwischen dem Lepton und dem fehlenden Impulsvektor $\vec{p}$ ab. Dies führt zu einer geringeren Effizienz der in Abschnitt 5.1.3 beschriebenen Methode zur Auswahl der Leptonspur bei 189 GeV verglichen mit niedrigeren Schwerpunktenergien. Die im Rahmen der ALEPH-Kollaboration verwendeten Selektion wurde daher an diesem Punkt modifiziert, um eine gleichbleibend hohe Effizienz zu erreichen. Die Identifikation der Leptonspur beruht nun auf deren hohe Energie und Isolation im Vergleich zu Spuren aus dem hadronischen W-Zerfall. Als Leptonspurkandidat wird diejenige geladene Spur ausgewählt, die die Größe $p_{\text{ch}}^2(1 - \cos\theta_{ij})$ maximiert. Hierbei bezeichnet p_{ch} den Impuls der Spur und θ_{ij} den Winkel dieser Spur zum nächstliegenden Jet [75].

Auch die Kriterien zur Identifikation der Elektronen und Myonen wurden leicht geändert. Die Schnitte auf die Estimatoren R_T, R_L und R_I wurden gelockert, um eine höher Effizienz zu erreichen [76]. Dies resultiert in einem höheren wechselseitigen Untergrund von $e\nu jj$-Ereignissen in der $\mu\nu jj$-Selektion und umgekehrt, aber die Reinheit der kombinierten semileptonischen Selektion ist fast unverändert. Der Untergrund aus anderen WW-Topologien ist gleichbleibend gering.

Rekonstruktion bei 189 GeV			
Prozeß	$e\nu jj$-Selektion [pb]	$\mu\nu jj$-Selektion [pb]	kombiniert [pb]
WW $\rightarrow jjjj$	0.002	0.004	0.006
WW $\rightarrow e\nu jj$	1.692	0.276	1.968
WW $\rightarrow \mu\nu jj$	0.215	1.706	1.921
WW $\rightarrow \tau\nu jj$	0.072	0.084	0.155
WW $\rightarrow \ell\nu\ell\nu$	0.002	0.001	0.003
$q\bar{q}\gamma$	0.025	0.025	0.051
ZZ	0.009	0.017	0.026
Zee	0.037	0.000	0.038

Tabelle 5.4: *Rekonstruktion bei 189 GeV. Die Tabelle zeigt die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Prozesse nach der vollständigen Selektion und Rekonstruktion bei 189 GeV. Diese Zahlen wurden nach dem letzten Schnitt von* $\mathcal{P}(\chi^2) \geq 0.005$ *ermittelt.*

Alle anderen Selektionsschritte, die Korrektur der Leptonenergie, die Definition von Jets und die Konstruktion der diskriminierenden Variablen sind analog zu der Analyse bei 183 GeV. Auch der Selektionschnitt liegt unverändert bei

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{e\nu jj} &\geq 0.4 \\ \mathcal{P}_{\mu\nu jj} &\geq 0.4 \end{aligned}$$

Die mit CC03-Ereignissen ermittelte Effizienz ϵ und Reinheit p und für die beiden Kanäle beträgt bei 189 GeV:

	$e\nu jj$-Selektion	$\mu\nu jj$-Selektion
ϵ [%]	77.7	79.8
p [%]	91.2	92.5

Die geringere Effizienz beruht auf der Tatsache, daß der Winkel des Leptons aus dem W-Zerfall zur Strahlachse mit zunehmender Schwerpunktenergie im Mittel abnimmt und daher die relative geometrische Akzeptanz des Detektors für solche Prozesse geringer ist. Die geringere Reinheit rührt vom höheren wechselseitigen Untergrund der beiden Kanäle.

Auch die Anwendung und Implementation des kinematischen Fits erfolgt analog zu den erläuterten Methoden bei 183 GeV. Der Schnitt auf die $\mathcal{P}(\chi^2)$-Verteilung wurde nicht neu optimiert, sondern bei seinem alten Wert belassen

$$\begin{aligned} e\nu jj\text{-Kanal} \quad \mathcal{P}(\chi^2) &\geq 0.005 \\ \mu\nu jj\text{-Kanal} \quad \mathcal{P}(\chi^2) &\geq 0.005 \end{aligned}$$

Die nach diesem letzten Selektionsschritt verbleibenden Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Signal- und Untergrundprozesse sind in Tabelle 5.4 zusammengefaßt.

5.4 Status der Selektion und Rekonstruktion

Zum Abschluß dieses Kapitels soll der Gang der Selektion noch einmal zusammengefaßt und ihr Status, mit Blick auf die Analyse der TGCs, diskutiert werden.

Für die Analyse der $e\nu jj$- und $\mu\nu jj$-Endzustände wurde eine Selektion verwendet, die einen sehr reinen Datensatz mit einer hohen Effizienz liefert. Die wichtigsten Elemente sind hierbei die Auswahl der Leptonspur anhand topologischer Kriterien und die Verwendung einer multidiskriminanten Variablen, die ebenfalls auf der Basis topologischer und kinematischer Größen erstellt wird. Nach dem letzten Selektionsschritt liegt die Reinheit des semileptonischen Signals deutlich über 90 % bei einer Effizienz von etwa 80 %. Trotz der Güte der Selektion bleibt zu bemerken, daß sie für die Analyse der TGCs nicht optimiert ist. Vielmehr stellt sie die Standardmethode dar, die innerhalb der ALEPH-Kollaboration entwickelt wurde, um semileptonische WW-Ereignisse zu selektieren. Sie wird daher sowohl zur Messung der Masse, des Wirkungsquerschnitts als auch für diese Untersuchung des Drei-Eichbosonen-Vertex verwendet. So ist es durchaus vorstellbar, daß Modifikationen in der vorgestellten Prozedur oder alternative Selektionstechniken Verbesserungen bei der Messung der TGCs bedeuten könnten.

Im Gegensatz zur Selektion wurde die Rekonstruktion für die Analyse der TGCs optimiert. Ein kinematischer Fit wurde benutzt, um die Auflösung der Zerfallswinkel zu verbessern. Sowohl die im Fit verwendeten Zwangsbedingungen als auch der Schnitt auf die $\mathcal{P}(\chi^2)$-Verteilung aus dem Fit wurden unter diesem Gesichtspunkt ausgewählt. Der Erfolg dieser Optimierungsprozedur ist eine Verbesserung in den erwarteten Fehlern auf die anomalen Kopplungen um 10 %. Dennoch bleibt auch hier Raum für Verbesserungen. So wurde keine Identifikation der beiden Quarks aus dem hadronischen W-Zerfall durchgeführt. Könnte man hier zwischen Teilchen und Antiteilchen unterscheiden, würde dies die Ambiguität bei der Bestimmung der Zerfallswinkel verringern und damit die Sensitivität des Datensatzes erhöhen. Eine Identifikation gestaltet sich, aufgrund des Boost der W-Bosonen und der daraus resultierenden geringen räumlichen Trennung der Jets, sehr viel schwieriger als bei der Z-Resonanz. Dennoch könnten die dort z.B. bei der Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie [77] verwendeten Techniken, wie die Identifikation von Charm-Jets und Verwendung der Jetladung, auch hier eingesetzt werden.

Damit sollen die Bemerkungen zur Selektion abgeschlossen werden. Das nächste Kapitel widmet sich dem zentralen Thema dieser Analyse, der Bestimmung der TGCs.

Kapitel 6

Die Bestimmung der TGCs

Nachdem nun alle Schritte der Selektion und Rekonstruktion der Signalereignisse beschrieben wurden, widmet sich dieses Kapitel dem eigentlichen Gegenstand der Analyse, der Bestimmung der TGCs. Wie in Kapitel 3 erläutert, läßt sich durch die Untersuchung des vollständig-differenzierten Wirkungsquerschnitts des Prozesses $e^+e^- \to W^+W^- \to f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4$ die Struktur des Drei-Eichbosonen-Vertex bestimmen. Ein solches Vorgehen setzt aber die statistische Auswertung eines multidimensionalen Phasenraums Ω voraus. Schon in der on-shell Näherung werden für die vollständige kinematische Beschreibung der WW-Produktion und des W-Zerfalls fünf Größen, die in Gl. (3.5) eingeführten Winkel θ, $\theta_{1,2}$ und $\phi_{1,2}$ benötigt. Berücksichtigt man die endliche W-Breite, vergrößert sich die Dimension des Phasenraums um die beiden Massen der W-Bosonen auf sieben. Die statistische Auswertung der rekonstruierten Zerfallswinkelverteilungen stellt somit die eigentliche Herausforderung bei der Messung der TGCs dar.

Diese Aufgabe wird in der vorliegenden Analyse mit Hilfe speziell konstruierter Verteilungen, den 'optimalen Observablen' bewältigt. Die theoretische Grundlagen der Methode der optimalen Observablen, im folgenden mit $\mathcal{OO}$ abgekürzt, sind ausführlich in [78, 79, 28] erläutert. Die Schwerpunkte der weiteren Darstellung bilden daher die Details der Anwendung und die Behandlung damit verbundener technischer Probleme.

6.1 Optimale Observablen

Da die TGCs in Form linearer Terme in die Produktions- und Zerfallsamplituden der Prozesses $e^+e^- \to W^+W^-$ eingehen (siehe Tabelle 3.1), läßt sich das entsprechende Matrixelement $\mathcal{M}$ wie folgt zerlegen:

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_0 + \sum_i g_i \mathcal{M}_{g_i} , \tag{6.1}$$

wobei $\mathcal{M}_0$ dem Matrixelement im Standardmodell entspricht und g_i einen beliebigen Satz von Kopplungen darstellt, die Abweichungen von den Standardmodellwerten parametrisieren sollen (wie etwa die drei anomalen Kopplungen Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ). Die $\mathcal{M}_{g_i}$ charakterisieren die Beiträge der entsprechenden Kopplungen g_i zum gesamten Matrixelement $\mathcal{M}$. Der differentielle Wirkungsquerschnitt, der sich aus dem Betragsquadrat des Matrixelementes ergibt, läßt sich daher als ein Polynom zweiter Ordnung in den Kopplungen g_i darstellen

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = S_0(\Omega) + \sum_i S_{1,i}(\Omega) \cdot g_i + \sum_{ij} S_{2,ij}(\Omega) \cdot g_i g_j \tag{6.2}$$

wobei Ω den vollständigen Satz von Phasenraumvariablen (in dem vorliegenden Fall die fünf Winkel und die invarianten Massen der W-Bosonen) bezeichnet, die den betrachteten Prozeß beschreiben. Aus Gl. (6.1) läßt sich die in Abschnitt 3.1.1 diskutierte Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts σ_{WW} von den anomalen Kopplungen g_i ableiten. Durch Integration von Gl. (6.1) über den gesamten Phasenraum ergibt sich für σ_{WW}:

$$\sigma_{\mathrm{WW}}(g_i) = \sigma_{\mathrm{WW}0} + \sum_i \sigma_{\mathrm{WW}1,i} \cdot g_i + \sum_{ij} \sigma_{\mathrm{WW}2,ij} \cdot g_i g_j \tag{6.3}$$

wobei $\sigma_{\mathrm{WW}0}$ den Standardmodellanteil des totalen Wirkungsquerschnitts bezeichnet. Dieses Verhalten von $\sigma_{\mathrm{WW}}(g_i)$ bei einer Schwerpunktenergie von 183 GeV für die Kombination der Kanäle $e\nu jj$ und $\mu\nu jj$ ist in Abb. 6.1 a) für die drei Parameter Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ illustriert. Diese Abhängigkeit kann genutzt werden, um Grenzen auf die g_i zu setzen. Jedoch enthält σ_{WW} nur einen geringen Teil der zur Verfügung stehenden Information und besitzt gerade um das Standardmodell (definiert durch $g_i = 0$) nur eine sehr geringe Sensitivität. Legt man die bei 183 GeV aufgezeichnete integrierte Luminosität von 56.8 pb^{-1} zugrunde, liegen die aus σ_{WW} bestimmten Fehler auf die anomalen Kopplungen nur in der Größenordnung von $\delta g_i \approx \mathcal{O}(1)$.

Um die Sensitivität der Analyse zu erhöhen, ist eine Auswertung der Zerfallswinkelverteilungen – und somit des differentiellen Wirkungsquerschnitts aus Gl. (6.2) – notwendig. Die klassische Methode zur Analyse solcher Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen ist eine Maximum-Likelihood-Anpassung des theoretischen Wirkungsquerschnitts an die gemessene, multidimensionale Winkelverteilung. Obwohl diese Art der statistischen Auswertung eine optimale Ausnutzung der vorliegenden Information darstellt, bereitet die Durchführung, gerade bei hochdimensionalen Verteilungen, erhebliche Schwierigkeiten. Insbesondere die Modellierung der experimentellen Auflösung in bis zu sieben Dimensionen und ausreichender Genauigkeit kann sich als ein unüberwindliches Hindernis erweisen. Daher greift diese Analyse auf die Methode der optimalen Observablen zurück. Bei dieser Methode wird die wesentliche Information aus einer vieldimensionalen Verteilung in eine eindimensionale projiziert, wobei der Mittelwert dieser Verteilung maximale Sensitivität für den zu messenden Parameter besitzt.

Wie Gl. (6.2) verdeutlicht, läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt als Polynom zweiter Ordnung in den Kopplungen g_i darstellen. Für die Untersuchung der TGCs ist dabei zu beachten, daß diese Entwicklung in den Kopplungen keine Näherung in zweiter Ordnung, sondern im Rahmen des in Kapitel 2 beschriebenen Ansatzes, exakt ist. Die generelle Idee der $\mathcal{OO}$ ist es, die Kopplung g_i zu extrahieren, indem man den Mittelwert $\langle \mathcal{O}_i \rangle$ einer wie folgt definierten Observablen $\mathcal{O}_i$ mißt

$$\mathcal{O}_i = \frac{S_{1,i}(\Omega)}{S_0(\Omega)} \tag{6.4}$$

Diese Observablen werden als **optimale Observablen** bezeichnet, weil sie die Eigenschaft haben *'that to leading order the statistical errors on the estimated couplings are the smallest possible ones that can be obtained with any method, including e. g. a maximum likelihood fit to the distribution of Ω given by the differential cross section'* (wörtlich zitiert aus [78] wobei der Beweis dieser Aussage in [28] zu finden ist.). Dies bedeutet, daß im Grenzfall **kleiner Kopplungen** g_i und ausreichend hoher Statistik die Ausnutzung der vollständigen Information aus einer vieldimensionalen Verteilung möglich ist, indem man nur einen Mittelwert einer eindimensionalen Verteilung bestimmt. Anschaulich stellt die $\mathcal{OO}$ aus Gl. (6.4) das Verhältnis des führenden Termes über den konstanten Term einer Taylorentwicklung der untersuchten Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung (im weiteren abgekürzt mit PDF von '**p**robability **d**ensity function') nach den Parametern g_i dar. Dies ist in einer linearen Näherung das Verhältnis der Ableitung der PDF nach den g_i über den konstanten Term. Solange diese lineare Näherung gültig ist, wird damit die Änderung der PDF von den g_i beschrieben. Die $\mathcal{OO}$ enthalten somit die vollständige Information der PDF über die g_i im Grenzfall kleiner Kopplungen, da in diesem Fall die lineare Näherung die vollständige Abhängigkeit enthält.

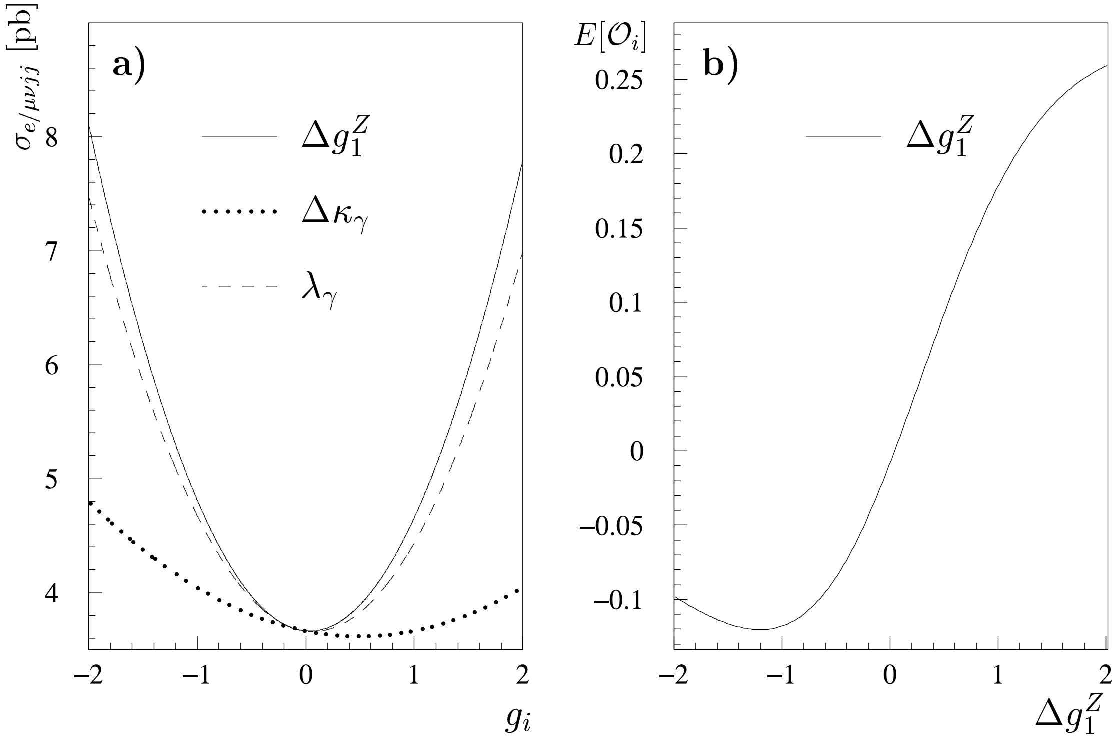


Abbildung 6.1: *Wirkungsquerschnitt und $E[\mathcal{O}_i]$ als Funktion der Kopplungen. In a) ist die Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{e/\mu\nu jj}$ für den kombinierten semileptonischen Kanal nach der vollständigen Selektion von den drei Kopplungen gezeigt. Man beachte die extrem niedrige Sensitivität für $\Delta\kappa_\gamma$, welche ebenfalls die einzige Kopplung ist, bei der der totale Wirkungsquerschnitt sein Minimum nicht am Standardmodellwert erreicht. Bild b) zeigt die Variation von $E[\mathcal{O}_i]$ für Δg_1^Z in Abhängigkeit von Δg_1^Z.*

Um aus der Messung des Mittelwertes $\langle \mathcal{O}_i \rangle$ einen Wert für eine Kopplung g_i zu extrahieren, wird die funktionelle Abhängigkeit des Erwartungswertes $E[\mathcal{O}_i]$ von den g_i benötigt. Diese läßt sich durch Integration von $\mathcal{O}_i$ über den gesamten Phasenraum Ω, gewichtet mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt aus Gl. (6.2), ermitteln:

$$
\begin{aligned}
E[\mathcal{O}_i] &= \frac{\int d\Omega \mathcal{O}_i \frac{d\sigma}{d\Omega}}{\int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega}} \\
E[\mathcal{O}_i] &= E_0[\mathcal{O}_i] + \frac{\sum\limits_j c_{ij} g_j + \sum\limits_{jk} q_{ijk} g_j g_k}{1 + \sum\limits_j \sigma_{1,j} g_j + \sum\limits_{jk} \sigma_{2,jk} g_j g_k} \quad ,
\end{aligned}
$$

wobei die Koeffizienten wie folgt definiert sind: $\sigma_{1,j} = E_0[S_{1,j}/S_0]$, $\sigma_{2,jk} = E_0[S_{2,jk}/S_0]$, $c_{ij} = V_0[\mathcal{O}_i, S_{1,j}/S_0]$, $q_{ijk} = V_0[\mathcal{O}_i, S_{2,jk}/S_0]$. Hier bezeichnet $E_0[f]$ den Standardmodellerwartungswert einer Verteilung $f(\Omega)$ und $V_0[f,h]$ bezeichnet die entsprechende Kovarianz von

$f(\Omega)$ und $h(\Omega)$. Da somit der Erwartungswert $E[\mathcal{O}_i]$ als Funktion der Kopplungen g_i ausgedrückt ist, lassen sich die Kopplungen bestimmen, indem der Mittelwert $\langle\mathcal{O}_i\rangle$ in den Daten gemessen und mit $E[\mathcal{O}_i]$ verglichen wird. Am technisch einfachsten, insbesondere bei gleichzeitiger Messung mehrerer Parameter g_i, läßt sich dies mittels einer χ^2-Anpassung der $\langle\mathcal{O}_i\rangle$ an die $E[\mathcal{O}_i]$ durchführen. Die χ^2-Funktion ist gegeben durch

$$\chi^2(g) = \sum_{ij} \left(\langle\mathcal{O}_i\rangle - E[\mathcal{O}_i]\right) V(\langle\mathcal{O}\rangle)^{-1}_{ij} \left(\langle\mathcal{O}_j\rangle - E[\mathcal{O}_j]\right) \quad , \tag{6.5}$$

wobei $V(\langle\mathcal{O}\rangle)$ die Kovarianzmatrix der Mittelwerte $\langle\mathcal{O}_i\rangle$ ist. Die g_i ergeben sich durch die Minimierung der $\chi^2(g)$-Funktion, und die Fehler auf die g_i erhält man in der üblichen Weise, durch die Auswertung der Funktion an entsprechenden Stellen über dem Minimalwert (z.B. an der Stelle $\chi^2(g)_{\text{minimal}} + 1$ für das 68 % Konfidenzintervall). Der Ausdruck (6.5) läßt sich um einen Term erweitern, der die Information aus dem totalen Wirkungsquerschnitt berücksichtigt

$$\chi^2(g)_{\text{total}} = \sum_{ij} \left(\langle\mathcal{O}_i\rangle - E[\mathcal{O}_i]\right) V(\mathcal{O})^{-1}_{ij} \left(\langle\mathcal{O}_j\rangle - E[\mathcal{O}_j]\right) + \frac{(\sigma_{\text{WW}}(g) - \sigma^D)^2}{(\Delta\sigma^D)^2} \quad , \tag{6.6}$$

wobei $\sigma_{\text{WW}}(g)$ die in Gl. (6.3) beschriebene Gestalt hat und σ^D den in den Daten gemessenen Wirkungsquerschnitt mit einem entsprechenden Fehler $\Delta\sigma^D$ bezeichnet. Dies ist im wesentlichen ein vollständiger Abriß der Methode der optimalen Observablen.

Nach diesen theoretischen Erläuterungen sollen nun, im Zuge der praktischen Anwendung der $\mathcal{OO}$, die Vor- und Nachteile der Methode diskutiert werden. Diese methodischen Untersuchungen wurden mit simulierten Ereignissen, die mit dem Generator `EXCALIBUR` erzeugt wurden, durchgeführt. Diese Ereignisse umfassen Endzustände der Art $e\nu jj$ und $\mu\nu jj$ unter Verwendung aller 4f-Diagramme und Berücksichtigung der endlichen W-Breite, Coulomb-Korrekturen und ISR (wie in Abschnitt 3.3.1 beschrieben). Auf die zeitraubende Simulation der Hadronisation, Detektorauflösung und der Selektion wurde vorerst verzichtet. Dies ermöglicht detaillierte methodische Studien mit einer sehr großen Anzahl von Ereignissen. Die hier gewonnenen Erkenntnisse werden in Abschnitt 6.2 mit vollständig simulierten Ereignissen verifiziert werden. Die konkrete Anwendung der Methode der $\mathcal{OO}$ gestaltet sich wie folgt:

- Zur Definition der optimalen Observablen wird der differentielle Wirkungsquerschnitt, in der in Gl. (6.2) eingeführten Form, für jedes betrachtete Ereignis benötigt. Hierfür wird das in dem Ereignisgenerator `EXCALIBUR` verwendete Matrixelement selbst extrahiert. Dies stellt sicher, daß Effekte wie Γ_W, Coulomb-Korrekturen und ISR mit der Genauigkeit der Modellierung in der Definition der Observablen berücksichtigt sind.

- Die Koeffizienten $\sigma_{1,j}$, $\sigma_{2,jk}$, c_{ij} und q_{ijk} aus Gl. (6.5) werden mittels eines ausreichend großen Satzes von simulierten Ereignissen, im weiteren als Referenz bezeichnet, berechnet. Diese Referenz wird genauso behandelt, wie die zu untersuchenden Daten, um die Auswirkungen von Schnitten, Ambiguitäten und Auflösungseffekten auf die Phasenraumvariablen Ω zu berücksichtigen. All diese Effekte sollen in den Koeffizienten absorbiert werden und somit in den Erwartungswert $E[\mathcal{O}_i]$ einfließen. In Abb. 6.1 b) ist der Verlauf des Erwartungswertes der Observablen für Δg_1^Z als Funktion der Kopplung Δg_1^Z aufgetragen.

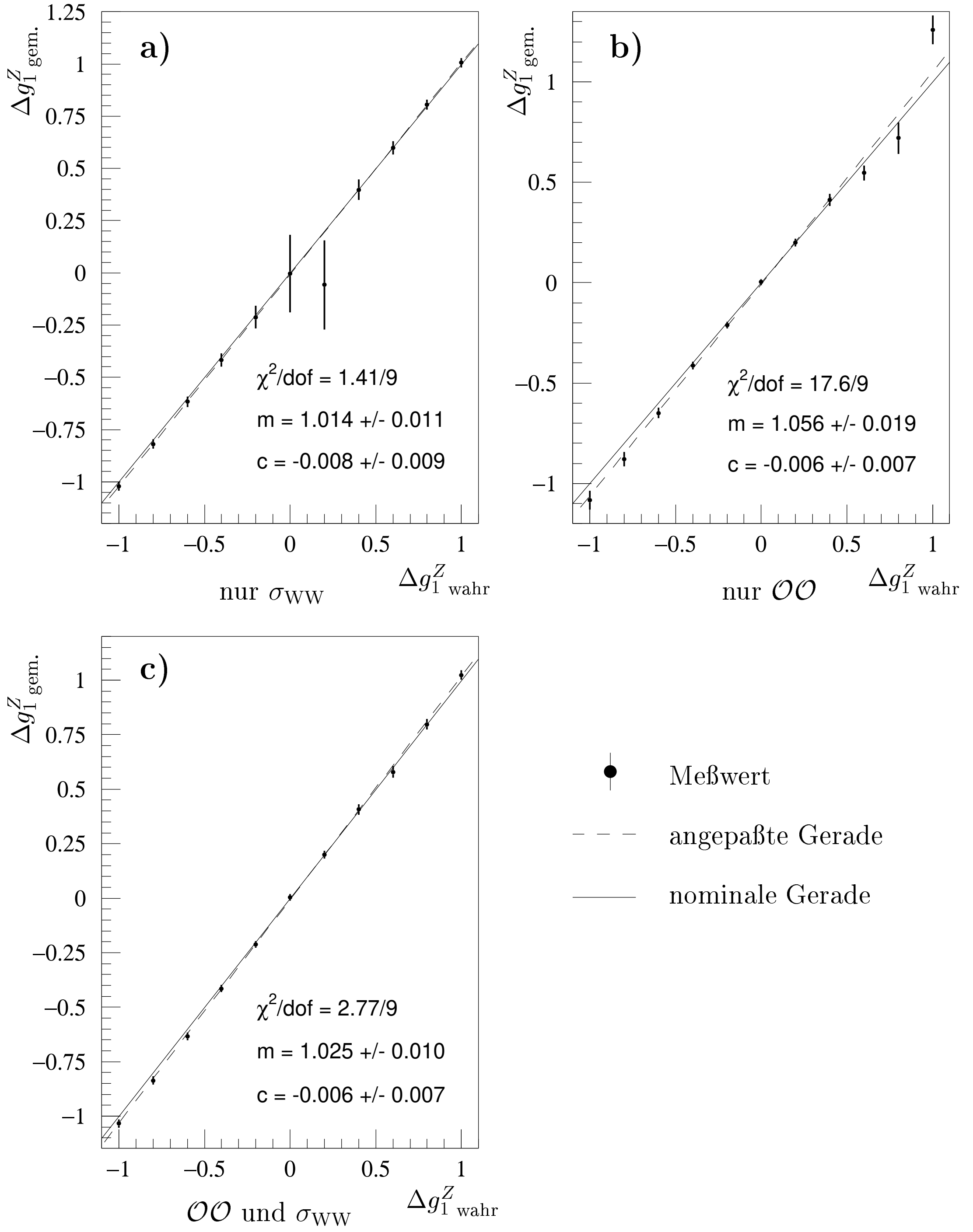


Abbildung 6.2: *Kalibrationskurven für Δg_1^Z für drei verschiedene Meßmethoden für semileptonische Ereignisse auf Fermionniveau bei 183 GeV. Die Kurven zeigen die Meßwerte $\Delta g_{1\,\mathrm{gem.}}^{Z}$ gegen die Werte $\Delta g_{1\,\mathrm{wahr}}^{Z}$, mit denen die Ereignisse generiert wurden. In a) wird nur der Wirkungsquerschnitt σ_{WW} verwendet, in b) nur optimale Obervablen und in c) wurden $\mathcal{OO}$ und σ_{WW} kombiniert. Die Abbildungen zeigen die mit der jeweiligen Methode bestimmten Kopplungen (Punkte), die Anpassung einer Geraden an diese Punkte (gestrichelte Linie) und die nominale Gerade mit $m = 1$, $c = 0$ (durchgezogene Linie). Die Ergebnisse der Anpassung der Kalibrationskurve sind ebenfalls angegeben.*

- Um nun bis zu N unterschiedliche Kopplungen zu bestimmen, werden die Mittelwerte $\langle \mathcal{O}_i \rangle$ von N optimalen Observablen in den Daten (in diesen Fall handelt sich es um verschiedene Sätze simulierter Ereignisse, die mit anomalen Kopplungen generiert wurden) gemessen und über eine χ^2-Anpassung der Erwartungswerte $E[\mathcal{O}_i]$ die Kopplungen g_i ermittelt. Wie erwähnt hat man hierbei die Option, noch den beobachteten Wirkungsquerschnitt in der Anpassung zu berücksichtigen.

Wenn man nun diesen letzten Analyseschritt, die eigentliche Anpassung der Kopplungen betrachtet, wird der große Vorteil der optimalen Observablen deutlich. Das Problem der Anpassung der Meßwerte, verglichen etwa mit der Maximum-Likelihood-Anpassung der Zerfallswinkelverteilungen, wird von multidimensionalen Verteilungen auf N Mittelwerte reduziert. Insbesondere die Modellierung komplizierter Effekte, wie etwa ISR oder der Detektorauflösung, die Verzerrungen der rekonstruierten Größen Ω^R gegenüber den theoretischen Phasenraumvariablen Ω bewirken, wird somit erheblich erleichtert. Idealerweise sollten alle solche Effekte nämlich entweder in der Definition der Observablen selbst enthalten sein oder über eine korrekte Wahl der Referenz in die Evolution des Erwartungswertes einfließen. Die derart extrahierten Kopplungen sollten daher erwartungstreue Estimatoren für die zugrundeliegenden 'wahren'[1] anomalen Kopplungen darstellen. Diese Aussage soll nun, zuerst auf dem Niveau der Fermionen, ohne Berücksichtigung von Effekten wie Hadronisation und der Detektorauflösung, überprüft werden.

Zu diesem Zweck wurden simulierte Datensätze mit verschiedenen Werten der anomalen Kopplung Δg_1^Z generiert und die gemessenen Werte mit den wahren Werten verglichen. In Abb. 6.2 sind die Ergebnisse für drei verschiedene Meßmethoden gezeigt: nur Verwendung des Wirkungsquerschnitts σ_{WW} in a), nur optimale Observablen in b) und die Kombination σ_{WW} und $\mathcal{OO}$ in c). An die jeweiligen Meßwerte der Kopplungen wurde eine Gerade angepaßt (gestrichelte Linie), die *Kalibrationskurve*. Die Steigung m und der Achsenabschnitt c und die Güte der Anpassung dieser Geraden vermitteln ein Maß für die Qualität der jeweiligen Meßmethode. Eine ideale Meßmethode zeichnet sich durch eine getreue Wiedergabe der wahren Werte aus. Die Meßpunkte sollten daher mit der Hypothese einer Geraden mit einer Steigung von $m = 1$ und einem Achsenabschnitt $c = 0$ verträglich sein. Diese nominale Gerade mit $m = 1$, $c = 0$ (durchgezogene Linie) ist zum Vergleich eingezeichnet. Die Ergebnisse der Anpassung, die Parameter m, c und das χ^2 der Anpassung über die Anzahl der Freiheitsgrade, sind ebenfalls angegeben. Folgendes ist zu bemerken:

- Wie erwartet, hat der totale Wirkungsquerschnitt gerade um den Standardmodellwert der Kopplung ($\Delta g_1^Z = 0$) nur eine sehr geringe Sensitivität (vgl. auch Abb. 6.1 a)). Die Kalibrationskurve ist linear und m und c mit ihren Sollwerten verträglich.

- Die $\mathcal{OO}$-Methode hat, per Konstruktion, ihre höchste Sensitivität im Grenzfall kleiner Kopplungen. Bei großen Absolutwerten von Δg_1^Z vergrößert sich der Fehler dramatisch. Die Evolution der Fehler ist in Abb. 6.4 c) dargestellt. Man kann erkennen, daß der Fehler bei $\Delta g_1^Z \approx 1$ etwa fünfmal größer ist als der Fehler beim Standardmodellwert. Darüberhinaus weicht die Steigung der Kalibrationskurve signifikant von eins ab.

[1] Die Verwendung des Wortes 'wahr' im Zusammenhang mit den anomalen Kopplungen g_i ist weder im physikalischen noch im statistischen Sinne korrekt, da der wahre Wert der g_i eben nicht bekannt ist. Schließlich hat diese gesamte Analyse nur das Ziel, einen Schätzwert für die anomalen Kopplungen zu bestimmen. Im weiteren Text bezeichnet daher 'wahr' immer den Wert der Kopplung, mit dem ein Satz simulierter Ereignisse generiert wurde. Das Wort 'gemessen' bezieht sich auf einen Schätzwert auf die Kopplung, der mit einer beliebigen Methode ermittelt wurde. Somit wird der Ausdruck 'gemessen' sowohl auf simulierte Ereignisse als auch auf die Daten angewendet.

> Die Verwendung der $\mathcal{OO}$ allein scheint also weder erschöpfende noch erwartungstreue Schätzwerte für die Kopplungen zu liefern. Unter erschöpfenden Schätzwerten sollen Estimatoren verstanden werden, die die gesamte zur Verfügung stehende Information ausnutzen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß $\mathcal{OO}$ allein für große Absolutwerte der anomalen Kopplungen sowohl eine schlechte Sensitivität besitzen als auch keine erwartungstreue Schätzwerte für die Kopplungen liefern. Ersteres ist nicht überraschend, schließlich sind die $\mathcal{OO}$ nur optimal im Grenzfall verschwindender anomaler Kopplungen g_i. Nur dann läßt sich der quadratische Term in Gl. (6.2) vernachlässigen und die völlige Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts von den Kopplungen allein durch den linearen Term ausdrücken. Die optimalen Observablen enthalten nur die Information in führender Ordnung über einen Entwicklungsparameter g_i um einen festen Entwicklungspunkt. In Gl. (6.2) ist der Entwicklungspunkt das Standardmodell mit $g_i = 0$ und nur hier sind die in Gl. (6.4) definierten Observablen optimal. Der zweite Punkt, die mangelnde Erwartungstreue, die sich in einer Kalibrationskurve mit $m \neq 1$ äußert, hängt auch mit der Wahl des Entwicklungspunktes zusammen. Für die $\mathcal{OO}$-Methode gilt, daß *'one has no bias on the extracted coupling parameters, provided the number N of events in the analysis is large enough'* (wörtlich zitiert aus [78]). Je weiter man sich vom Optimierungspunkt entfernt, desto geringer wird die Sensitivität der Observablen und desto größer die für die Erwartungstreue benötigte Anzahl N von Ereignissen.

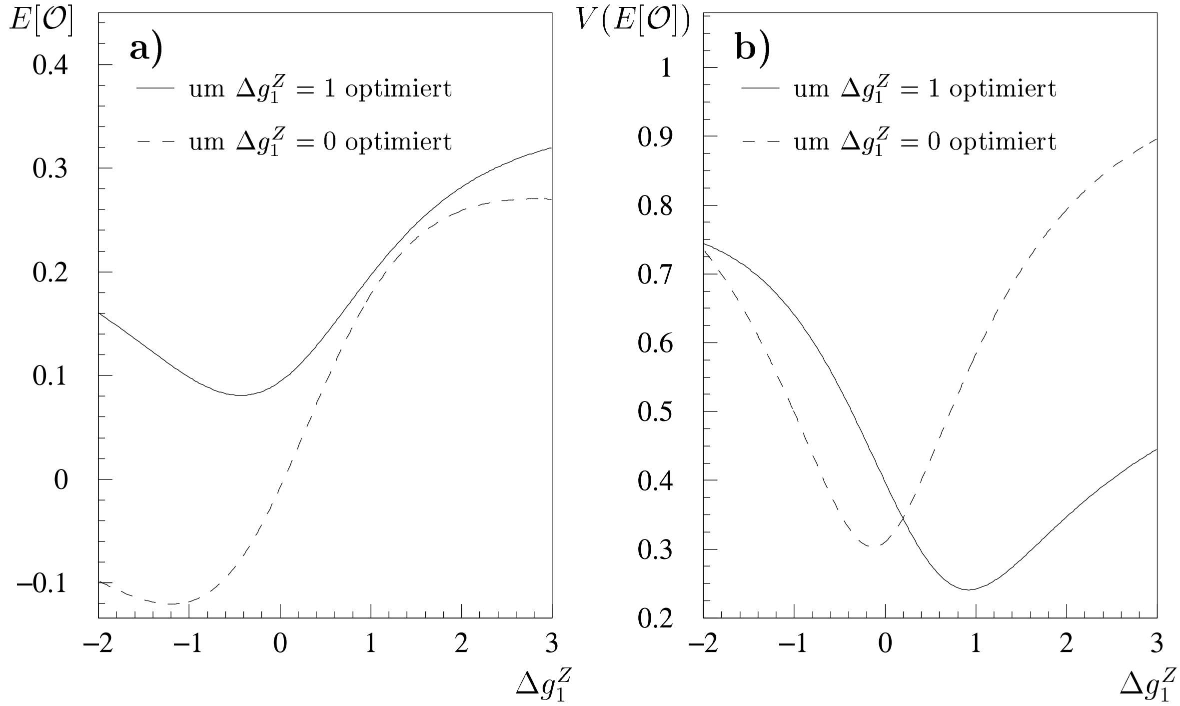


Abbildung 6.3: *Verhalten der $\mathcal{OO}$ für verschiedene Entwicklungspunkte. Die Abbildung zeigt das Verhalten des Erwartungswertes $E[\mathcal{O}]$ in a) und seiner Kovarianz $V(E[\mathcal{O}])$ in b) als Funktion der entsprechenden Kopplung Δg_1^Z. Die gestrichelte Linie symbolisiert hierbei eine $\mathcal{OO}$, die für den Punkt $\Delta g_1^Z = 0$ optimiert ist, und die durchgezogene Linie die $\mathcal{OO}$ optimiert für den Punkt $\Delta g_1^Z = 1$. Der Erwartungswert erreicht seine größte Steigung um seinen Optimierungspunkt, ebenso nimmt die Kovarianz hier ihr Minimum an. Die Sensitivität der $\mathcal{OO}$ ist somit an ihrem Optimierungspunkt jeweils am höchsten.*

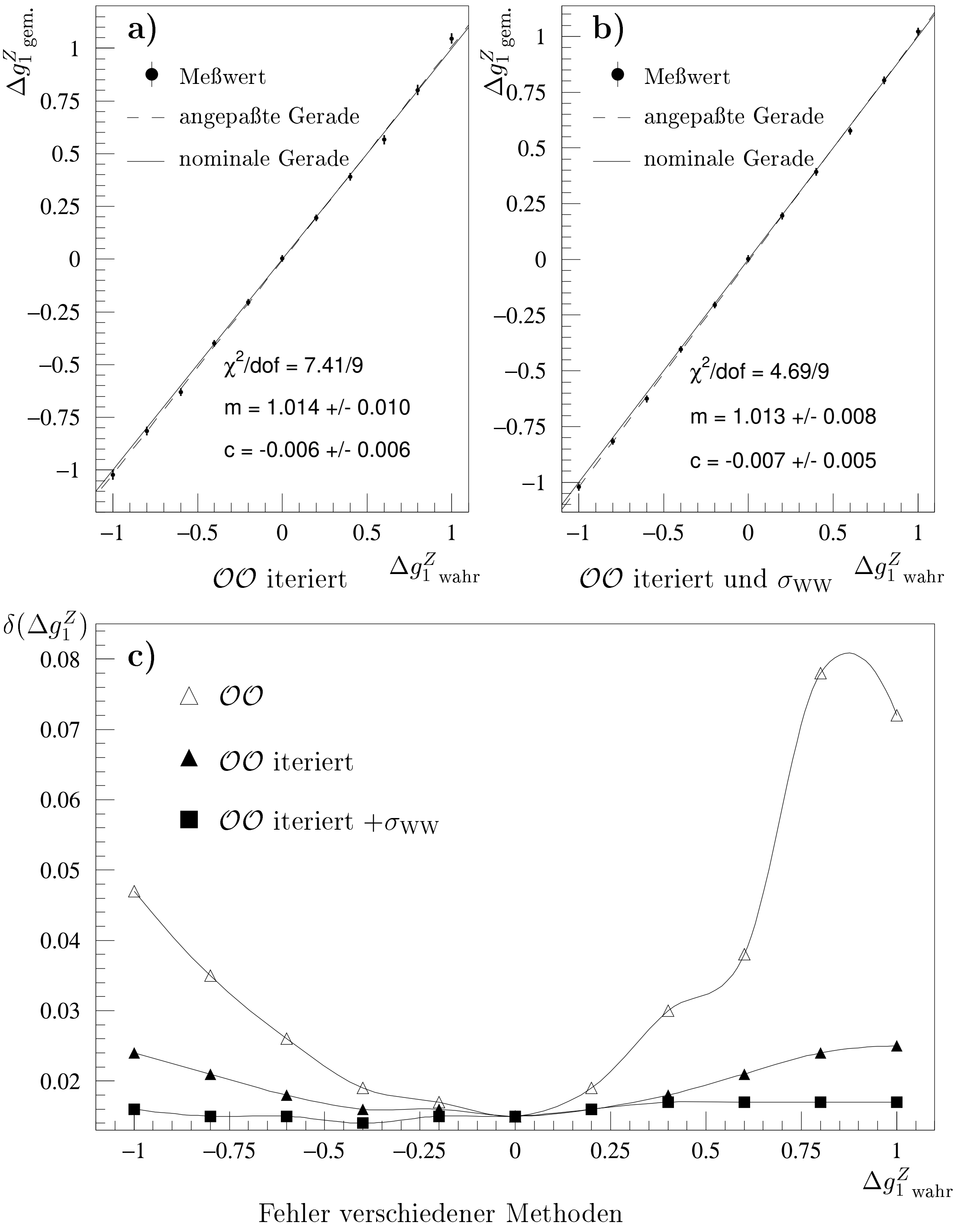


Abbildung 6.4: *Kalibrationskurven für Δg_1^Z und Vergleich der Fehler verschiedener Methoden. Die Kurven in a) und b) zeigen die Meßwerte $\Delta g^Z_{1\ \mathrm{gem.}}$ gegen die Werte $\Delta g^Z_{1\ \mathrm{wahr}}$, mit denen die Ereignisse generiert wurden. In a) werden nur die iterierten $\mathcal{OO}$ verwendet, in b) die iterierten $\mathcal{OO}$ + σ_{WW} kombiniert. Die Abbildungen zeigen die mit der jeweiligen Methode bestimmten Kopplungen (Punkte), die Anpassung einer Geraden an diese Punkte (gestrichelte Linie) und die nominale Gerade mit $m = 1$, $c = 0$ (durchgezogene Linie). Die Ergebnisse der Anpassung der Kalibrationskurve sind ebenfalls angegeben. In c) ist die Abhängigkeit der Fehler $\delta(\Delta g_1^Z)$ der verschiedenen Methoden von Δg_1^Z gezeigt.*

Die Lösung für beide Probleme scheint naheliegend. Wenn der Messung die Hypothese zugrundeliegt, daß die TGCs nicht die Standardmodellwerte $g_i = 0$ besitzen, sondern andere Werte $\tilde{g}_i \neq 0$, sollte der differentielle Wirkungsquerschnitt aus Gleichung (6.2) um diesen Punkt $\tilde{g}_i$ entwickelt und Observablen $\tilde{\mathcal{O}}_i$ verwendet werden, die für diese Hypothese optimal sind. Da der Wert der Kopplungen a priori nicht bekannt ist, bietet sich ein iteratives Verfahren an:

– Man beginnt mit Observablen optimiert für $g_i^0 = 0$. Hiermit werden Werte $\tilde{g}_i^n$ für die Kopplungen gemessen.

– Nun werden neue, für die $\tilde{g}_i^n$ optimierte Observablen $\tilde{\mathcal{O}}_i^n$, definiert. Mit diesen Observablen kann man nun einen neuen Satz Meßwerte $\tilde{g}_i^{n+1}$ bestimmen.

– Diese Iteration wird solange fortgeführt, bis die relative Änderung $\Delta\tilde{g}_i^n = \tilde{g}_i^{n+1} - \tilde{g}_i^n$ hinreichend klein ist.

Diese Methode ist bei weitem nicht so aufwendig, wie sie auf den ersten Blick erscheint. Der zeitraubendste Schritt der gesamten Analyse, die Berechnung der verschiedenen Terme des differentiellen Wirkungsquerschnittes für jedes Ereignis in der Referenz, muß nicht bei jeder Iteration wiederholt werden. Aufgrund der Gestalt des Wirkungsquerschnittes, der nur Terme bis zu zweiter Ordnung in den Kopplungen enthält, können die Entwicklungsterme um einen beliebigen Punkt $\tilde{g}_i$ als Funktion der Entwicklungsterme um den Punkt $g_i = 0$ dargestellt werden (siehe Appendix A). Darüberhinaus konvergiert diese Methode schon nach drei bis vier Iterationsschritten in ausreichender Genauigkeit [2].

Die Abhängigkeit des Verhaltens der Observablen von der Wahl des Optimierungspunktes ist in Abb. 6.3 für die anomale Kopplung Δg_1^Z illustriert. Die Abhängigkeit des Erwartungswertes $E[\mathcal{O}_i]$ für zwei $\mathcal{OO}$, optimiert für die beiden Entwicklungspunkte $\Delta g_1^Z = 0$ (gestrichelte Linie) und $\Delta g_1^Z = 1$ (durchgezogene Linie), von der Kopplung Δg_1^Z ist in Abb. 6.3 a) illustriert. Es zeigt sich, daß die Variation des Erwartungswertes um den jeweiligen Entwicklungspunkt am stärksten ist. In Abb. 6.3 b) ist für beide Observablen die Variation der Kovarianz (normiert für eine gleiche Anzahl von Ereignissen) der Observablen aufgetragen, die um den jeweiligen Entwicklungspunkt ihr Minimum annimmt. Somit ist nicht nur die Änderung von $E[\mathcal{O}_i]$ am Optimierungspunkt am stärksten, sondern auch der Fehler auf $E[\mathcal{O}_i]$ hier am kleinsten. Daher sollte die Verwendung von verschiedenen $\mathcal{OO}$, die jeweils um die untersuchten Punkte optimiert werden, eine hohe Sensitivität für einen weiten Bereich von Kopplungen gewährleisten.

Die Kalibrationskurven für diese iterative Methode, sowohl allein als auch in Kombination mit der Wirkungsquerschnittsinformation, sind in Abb. 6.4 a) und b) wiedergegeben. Die Fehler der verschiedenen Methoden, $\mathcal{OO}$, $\mathcal{OO}$ iteriert und $\mathcal{OO}+\sigma_{\mathrm{WW}}$, sind in Abb. 6.4 c) illustriert. Die Kalibrationskurve für die iterierte Methode ist verträglich mit der nominalen Gerade, d. h. die Steigung m verträglich mit eins und der Achsenabschnitt c verträglich mit null. Darüberhinaus ist die Zunahme der Fehler bei großen Werten von $|\Delta g_1^Z|$ deutlich reduziert. Insbesondere unter Hinzunahme des Wirkungsquerschnitts ist der Fehler konstant im gesamten Bereich von Δg_1^Z. Beide Nachteile der 'einfachen' optimierten Observablen, der Verlust an Sensitivität und die Verzerrung bei großen Werten für die Kopplungen, sind behoben. Somit steht, zumindest auf dem Niveau der Fermionen, eine Methode zur Verfügung,

[2] 'Ausreichende Genauigkeit' ist natürlich ein willkürlicher Begriff. In der vorliegenden Analyse wurde die Iteration abgebrochen, sobald die Änderungen in den Kopplungen um einen Faktor 100 kleiner waren als die statistischen Fehler auf die gemessene Kopplung.

die unabhängig vom wahren Wert der Kopplungen einen erwartungstreuen und erschöpfenden Schätzwert für die Kopplung liefert.

6.2 Studien mit vollständig simulierten Ereignissen

Nachdem das Prinzip der Meßmethode auf dem Niveau der Fermionen entwickelt wurde, muß überprüft werden, ob die getroffenen Aussagen ihre Gültigkeit auch nach Berücksichtigung von Detektor- und Selektionseffekten behalten. Hierbei ist zu beachten, daß eben aufgrund dieser Effekte einige Modifikationen an der Methodik angebracht werden müssen.

6.2.1 Definition der $\mathcal{OO}$, Referenz und Matrixelement

In den Daten (und bei vollständig simulierten Ereignissen, die wie Daten behandelt werden) muß die Art der Berechnung der Observablen geändert werden, da nur die rekonstruierte Information zur Verfügung steht. Für die Definition der $\mathcal{OO}$ gemäß Gl. (6.4) benötigt man den vollständig-differentiellen Wirkungsquerschnitt, der die PDF der Ereignisse beschreibt. Für rekonstruierte Ereignisse benötigt man daher für die $\mathcal{OO}$ idealerweise den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma^R}{d\Omega^R}$, der die Wahrscheinlichkeitsdichte der rekonstruierten Ereignisse wiedergibt. Dieser geht aus dem theoretischen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ durch die Faltung mit einer Auflösungsfunktion $\mathcal{T}(\Omega, \Omega_R)$ hervor:

$$\frac{d\sigma^R}{d\Omega^R}(\Omega_R) = \frac{\int \mathcal{T}(\Omega, \Omega_R)\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Omega)d\Omega}{\int \frac{d\sigma^R}{d\Omega^R}(\Omega_R)d\Omega_R} \tag{6.7}$$

Die Auflösungsfunktion beschreibt die Verzerrung der wahren Phasenraumraumvariablen Ω, aufgrund der Selektion und Rekonstruktion, zu den rekonstruierten Variablen Ω_R. Die Motivation für die Verwendung der $\mathcal{OO}$ war es aber gerade, die technisch aufwendige Benutzung einer multidimensionalen Faltungsfunktion zu vermeiden. Daher wird für die rekonstruierten Observablen folgende Kompromißlösung gewählt: der differentielle Wirkungsquerschnitt der rekonstruierten Ereignisse wird durch den theoretischen differentiellen Wirkungsquerschnitt angenähert und für jedes Ereignis an der Stelle der rekonstruierten Phasenraumvariablen Ω^R ausgewertet:

$$\frac{d\sigma^R}{d\Omega^R}(\Omega^R) \approx \frac{d\sigma}{d\Omega}(\Omega^R) \tag{6.8}$$

Die wichtigste Ambiguität in dem rekonstruierten differentiellen Wirkungsquerschnitt wird aber durch eine Faltung berücksichtigt. Die nicht durchgeführte Identifikation der Quarks aus dem hadronischen W-Zerfall wird durch eine Summation über beide möglichen Permutationen der Jets j_1, j_2 simuliert. Die Observable hat für rekonstruierte Ereignisse somit folgende Gestalt:

$$\mathcal{O}_i^R = \frac{S_{1,i}(\Omega^R, l, \nu, j_1, j_2) + S_{1,i}(\Omega^R, l, \nu, j_2, j_1)}{S_0(\Omega^R, l, \nu, j_1, j_2) + S_0(\Omega^R, l, \nu, j_2, j_1)} \quad , \tag{6.9}$$

wobei die $S_{1,i}$ und S_0 eben die Entwicklungskoeffizienten des theoretischen differentiellen Wirkungsquerschnitts, ausgewertet an den rekonstruierten Phasenraumvariablen, sind. Diese Näherung bedeutet, daß die $\mathcal{OO}$ nicht so optimal sind, wie sie es im Falle einer Faltung der Art (6.7) sein könnten. Dafür bleibt der Vorzug der umkomplizierten Anwendung der Methode erhalten.

Die Bestimmung der Koeffizienten aus Gl. (6.5) erfolgt auf einer geeignet zusammengestellten Referenz. Die verwendete Referenz besteht aus vollständig simulierten Ereignissen, die die gesamte Selektion und Rekonstruktion durchlaufen haben. Die Referenz enthält Signal- und Untergrundprozesse entsprechend der in den Tabellen 5.3 und 5.4 aufgeführten Anteile. Während die Signalprozesse, alle WW-artigen 4-Fermion-Endzustände, zu den anomalen Kopplungen beitragen, ist der Untergrund nicht sensitiv auf die TGCs [3]. Der Erwartungswert $E[\mathcal{O}_i](g)$ setzt sich somit aus einem kopplungsabhängigen Anteil $E[\mathcal{O}_i]_W(g)$, der durch das Signal gegeben ist, und einem kopplungsunabhängigen Anteil $E[\mathcal{O}_i]_U$, der sich aus den Untergrundprozessen berechnet, zusammen. Diese beiden Anteile müssen, dem jeweiligen selektierten Wirkungsquerschnitten von Signal $\sigma_{W(g)}$ und Untergrund σ_U gemäß gewichtet, addiert werden:

$$E[\mathcal{O}_i](g) = \frac{1}{\sigma_{W(g)} + \sigma_U}(\sigma_{W(g)} E[\mathcal{O}_i]_W(g) + \sigma_U E[\mathcal{O}_i]_U) \tag{6.10}$$

Da die TGCs auch den absoluten Wirkungsquerschnitt des Signals ändern, sind somit die relativen Gewichte von Signal und Untergrund ebenfalls eine Funktion der Kopplungen. Das Matrixelement, das zur Berechnung der Koeffizienten $\sigma_{1,j}$, $\sigma_{2,jk}$, c_{ij} und q_{ijk} verwendet wird, kann und muß im Gegensatz zur Observablen auf Wahrheitsniveau ausgewertet werden. In der Auswertung von Gl. (6.5) wird zwar eine rekonstruierte Observable $\mathcal{O}_i$ gemäß Gl. (6.9) verwendet. Die Entwicklungsparameter $S_0(\Omega)$, $S_{1,i}(\Omega)$, $S_{2,ij}(\Omega)$ des differentiellen Matrixelements werden aber an den 'wahren' Phasenraumvariablen Ω, die bei den simulierten Signalereignissen der Referenz zur Verfügung stehen, berechnet. Schließlich muß die Evolution von $E[\mathcal{O}_i]$ mit den Kopplungen korrekt wiedergegeben werden. Für dieses Matrixelement besteht die Möglichkeit, es aus einem von den zwei Programmpaketen `EXCALIBUR` oder `KORALW` zu extrahieren, die in Abschnitt 3.3.1 beschrieben wurden. Beide Matrixelemente beschreiben Effekte aufgrund endlicher W-Breite, Coulomb-Korrekturen und ISR. `EXCALIBUR` enthält anomale Kopplungen für alle 4-Fermion-Diagramme, behandelt die Endzustandsteilchen aber als masselos und beschreibt ISR nur in erster Ordnung. In `KORALW` sind massive Fermionen und ISR bis zur zweiten Ordnung implementiert, Beiträge für anomale Kopplungen

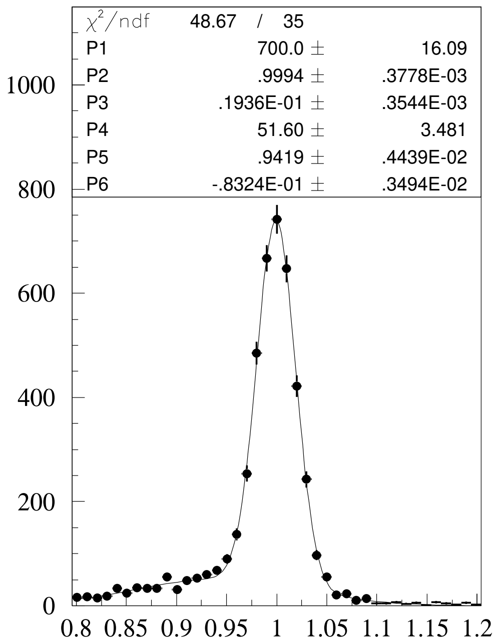


Abbildung 6.5: *Verhältnis der Matrixelemente. Das Bild zeigt das Verhältnis r_{ME} aus den Matrixelementen der beiden Generatoren, berechnet für ca. 5000 Ereignisse aus der Referenz. Die durchgezogene Linie zeigt zwei angepaßte Gaußfunktionen. Die Parameter der Anpassung bezeichnen Höhe, Mittelwert und Breite der ersten (P1, P2, P3) bzw. der zweiten (P4, P5, P6) Gaußfunktion.*

[3] Es gibt zwar Untergrundprozesse, wie z. B. $We\nu$-Endzustände, die auch sensitiv auf TGCs sind, aber der Anteil solcher Ereignisse im selektierten Datensatz ist vernachlässigbar klein.

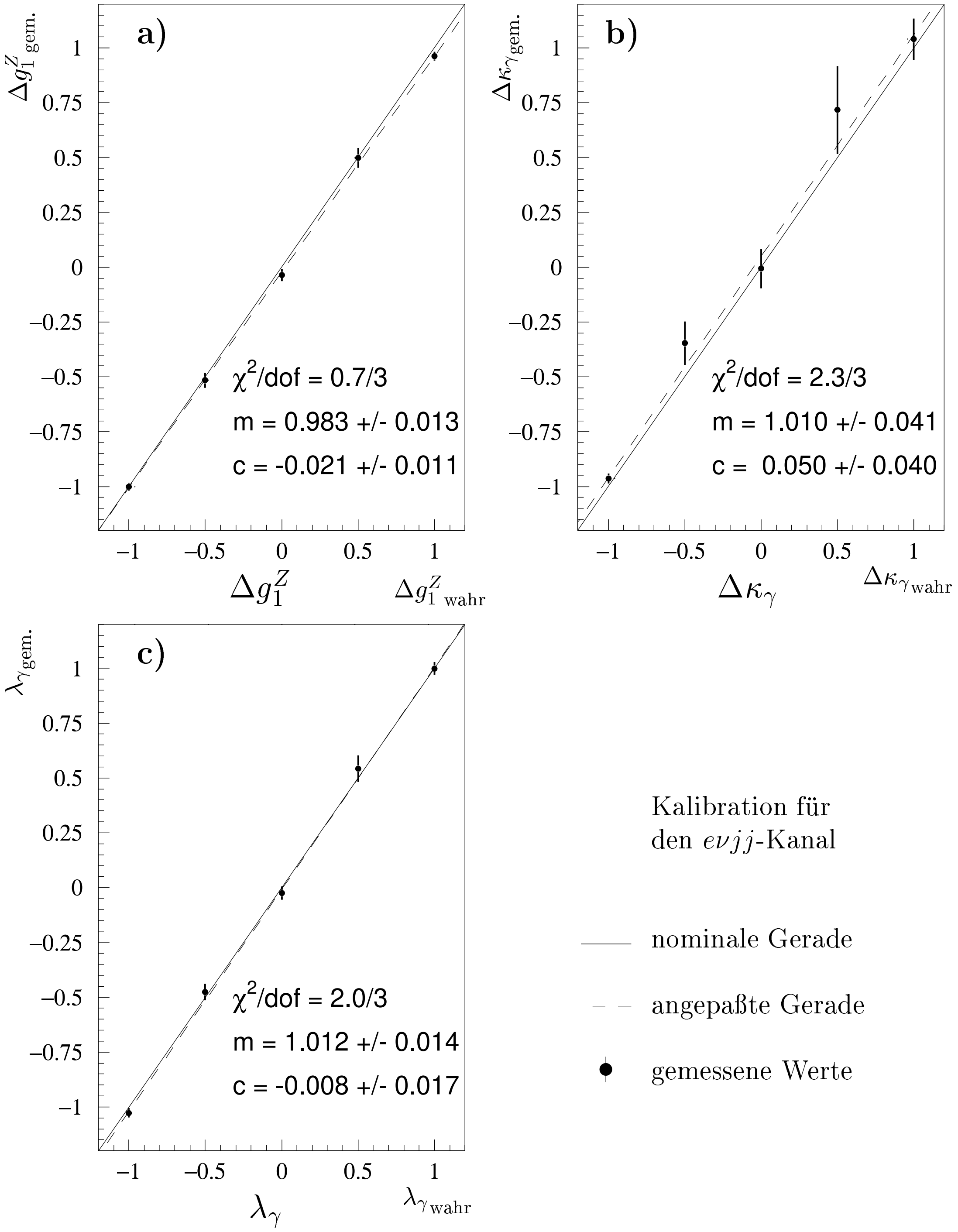


Abbildung 6.6: *Kalibrationskurven für den $e\nu jj$-Kanal bei 183 GeV. Die Kalibrationskurve wurde mit vollständig simulierten Ereignissen nach Anwendung der gesamten Analysekette aufgenommen. Die Abbildung a), b) und c) zeigen die entsprechenden Kurven für die Kopplungen Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ. Die Abbildungen zeigen die gemessenen Kopplungen (Punkte), die Anpassung einer Geraden an diese Punkte (gestrichelte Linie) und die nominale Gerade mit $m = 1$, $c = 0$ (durchgezogene Linie). Die Ergebnisse der Anpassung der Kalibrationskurve sind ebenfalls angegeben.*

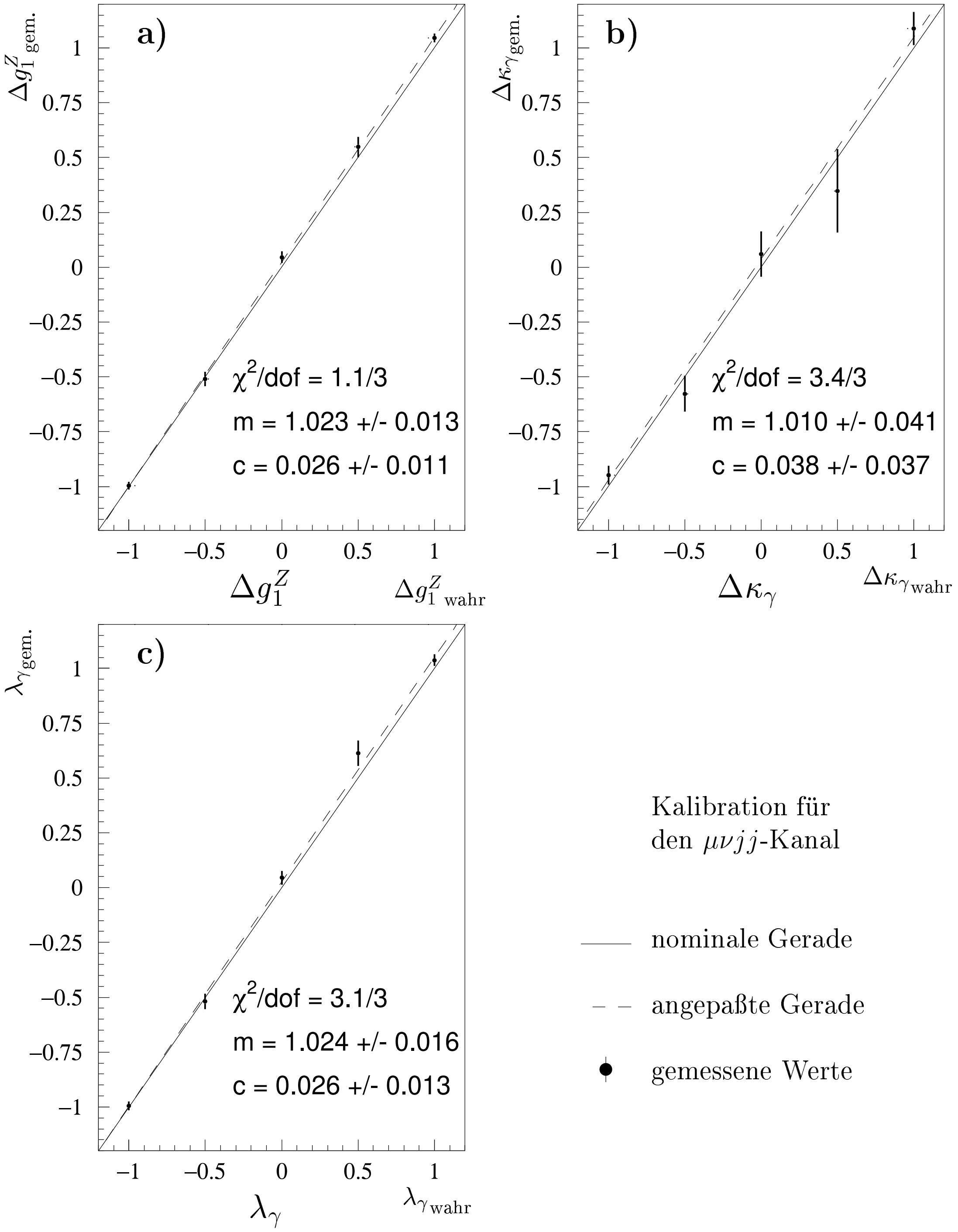


Abbildung 6.7: *Kalibrationskurven für den $\mu\nu jj$-Kanal bei 183 GeV. Die Kalibrationskurve wurde mit vollständig simulierten Ereignissen nach Anwendung der gesamten Analysekette aufgenommen. Die Abbildung a), b) und c) zeigen die entsprechenden Kurven für die Kopplungen Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ. Die Abbildungen zeigen die gemessenen Kopplungen (Punkte), die Anpassung einer Geraden an diese Punkte (gestrichelte Linie) und die nominale Gerade mit $m = 1$, $c = 0$ (durchgezogene Linie). Die Ergebnisse der Anpassung der Kalibrationskurve sind ebenfalls angegeben.*

sind aber nur für die `CC03`-Diagramme enthalten. In Abb. 6.5 ist das Verhältnis r_{ME}

$$r_{\mathrm{ME}} = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\texttt{KORALW}}}{\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\texttt{EXCALIBUR}}}$$

aus den Matrixelementen der beiden Generatoren, berechnet für Ereignisse aus der Referenz, aufgetragen. An die Verteilung lassen sich zwei Gaußfunktionen anpassen. Aus den Parametern der Anpassung wird ersichtlich, daß für den Großteil der Ereignisse das Verhältnis um eins zentriert ist, mit einer geringen Streuung von etwa 2%. Diese beruht auf der unterschiedlichen Behandlung der Fermionmassen. Bei einem geringen Anteil der Ereignisse weicht das Verhältnis deutlich von eins ab, was auf die unterschiedliche Modellierung der ISR-Photonen und dem Beitrag von Nicht-`CC03`-Diagrammen zurückzuführen ist. Insgesamt sind die Unterschiede gering. `KORALW` wurde für die Analyse der TGCs aus mehreren Gründen `EXCALIBUR` vorgezogen: ISR und Fermionmassen sind besser modelliert, die Signalereignisse in der Referenz wurden mit `KORALW` generiert und die Berechnung ist aufgrund der weit geringeren Anzahl von Graphen wesentlich schneller (etwa um einen Faktor 100). Die Beiträge der 4-Fermion-Diagramme sind nur gering. Der Einfluß dieser Vernachlässigung wird bei der Diskussion der systematischen Unsicherheiten behandelt werden.

6.2.2 Untersuchung der Estimatorgüte

Die folgenden Überprüfungen der Estimatorgüte sind sowohl für die Analyse bei 183 GeV als auch für die bei 189 GeV durchgeführt worden. Da sich für beide Schwerpunktenergien das gleiche Bild ergab, werden hier exemplarisch nur die Studien bei 183 GeV diskutiert.

Die Linearität der Meßmethode muß nach Berücksichtigung der gesamten Analysekette erneut überprüft werden. Die Kalibrationskurven für alle drei Kopplungen Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ sind in Abb. 6.6 für den $e\nu jj$- und in Abb. 6.7 für den $\mu\nu jj$-Kanal gezeigt. In allen sechs Fällen ist die Steigung m mit eins und der Achsenabschnitt c mit null verträglich. Die Linearität ist somit mit einer Genauigkeit von durchschnittlich 1% über einen weiten Wertebereich bestätigt. Die verwendete Methode der iterierten $\mathcal{OO}$ liefert also selbst nach Berücksichtigung aller Effekte wie Detektorauflösung und Selektion erwartungstreue Schätzwerte auf die Kopplungen.

Neben der Erwartungstreue des Estimators auf den Wert der Kopplung muß auch die Erwartungstreue der Fehler aus der Einzelmessung überprüft werden. Wie in Gl. 6.6 erläutert, wird ein Wert für eine Kopplung g extrahiert, indem die Erwartungswerte $E[\mathcal{O}_i]$ an die gemessenen Mittelwerte $\langle\mathcal{O}_i\rangle$ angepaßt werden. Dies geschieht über die Minimierung der in Gl. (6.6) definierten $\chi^2(g)$-Funktion. Diese $\chi^2(g)$-Funktion kann in der klassischen Weise in den negativen Logarithmus einer Likelihood-Funktion $\mathrm{L}(g)$ überführt werden

$$-\log \mathrm{L}(g) = 0.5 \cdot \chi^2(g) \tag{6.11}$$

Zu der Definition der Fehler erweist es sich als praktisch, den Minimalwert $-\log \mathrm{L}(g)_{\min}$ der Funktion von der Funktion zu subtrahieren [4]

$$-\Delta \log \mathrm{L} = -\log \mathrm{L}(g) - (-\log \mathrm{L}(g)_{\min}) \tag{6.12}$$

Die Definition des z.B. 1σ Fehlerbereichs (der im Falle parabolischer Fehler dem 68 % Konfidenzintervall entspricht) erfolgt über die Auswertung der $-\Delta \log \mathrm{L}$-Funktion bei einem Wert

[4] Diese Umdefinition der $\chi^2(g)$-Funktion zu einer Likelihood-Funktion mag an dieser Stelle etwas länglich und überflüssig erscheinen. Dies geschieht um eine konsistente Notation einzuführen. Alle folgenden Ergebnisse von Anpassungen werden nämlich in Form von $-\Delta \log \mathrm{L}$-Kurven präsentiert.

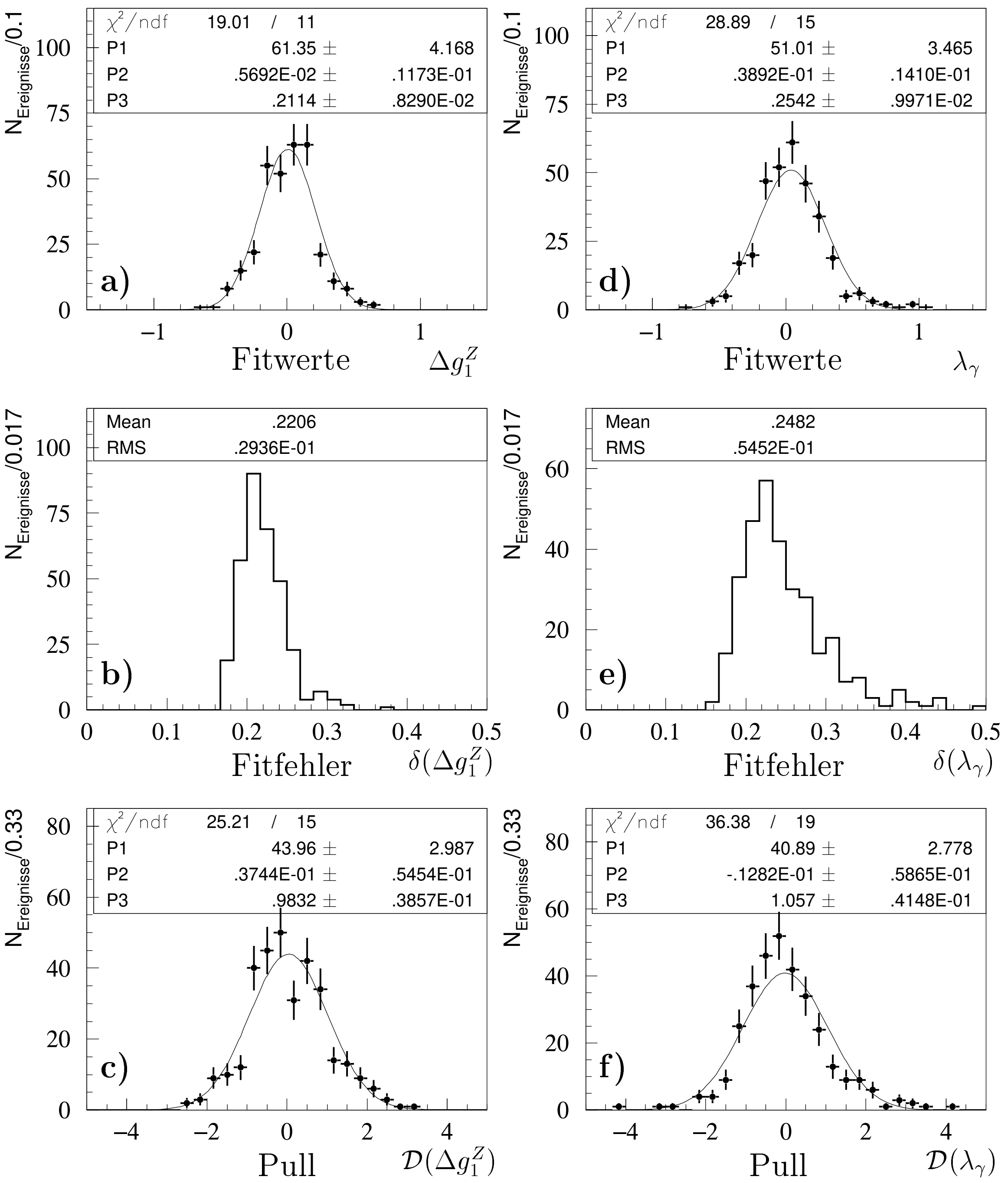


Abbildung 6.8: *Untersuchung der Fehlertreue für Δg_1^Z und λ_γ im $e\nu jj$-Kanal. Gezeigt sind jeweils die Ergebnisse, Fehler und die Pullverteilungen, die aus 300 einzelnen Fits gewonnen wurden. An die Fitwerte und die Pullverteilung wurde jeweils eine Gaußverteilung angepaßt. In beiden Fällen, für Δg_1^Z und λ_γ, ist die Pullverteilung mit einer Gaußverteilung mit einem Mittelwert (P1) von null und einer Breite (P2) von eins verträglich.*

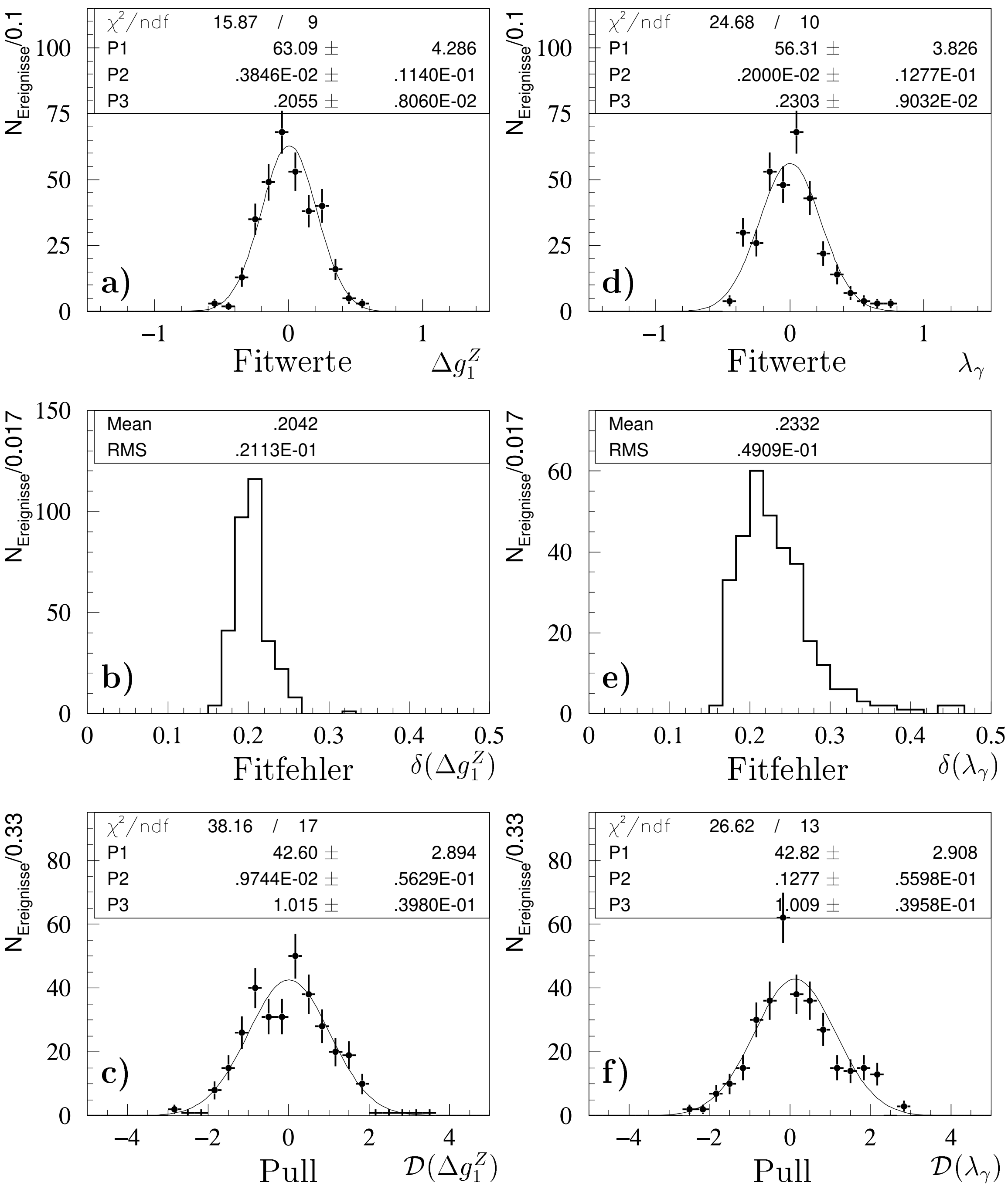


Abbildung 6.9: *Untersuchung der Fehlertreue für Δg_1^Z und λ_γ im $\mu\nu jj$-Kanal. Gezeigt sind jeweils die Ergebnisse, Fehler und die Pullverteilungen, die aus 300 einzelnen Fits gewonnen wurden. An die Fitwerte und die Pullverteilung wurde jeweils eine Gaußverteilung angepaßt. In beiden Fällen, für Δg_1^Z und λ_γ, ist die Pullverteilung mit einer Gaußverteilung mit einem Mittelwert (P1) von null und einer Breite (P2) von eins verträglich.*

von 0.5. Die derart ermittelten 1σ-Fehler beliebiger Einzelmessungen können, müssen aber nicht erwartungstreue Schätzer für den Fehler der Meßmethode sein. Um die Güte dieser ermittelten Fehler zu untersuchen, wurden aus einer großen Menge simulierter Ereignisse, statistisch unkorrelierte Teilmengen gebildet, die jeweils der in den Daten aufgezeichneten integrierten Luminosität entsprechen. In jeder dieser Teilmengen wurde eine Anpassung (im weiteren als Fit bezeichnet, um ein weiteres englisches Fremdwort zu definieren) der Kopplungen durchgeführt und somit jeweils ein Fitwert und ein Fitfehler bestimmt. Im Idealfall, unter der Annahme parabolischer Fehler, sollte die Verteilung der Fitwerte eine Gaußverteilung mit einer Breite sein, die gerade dem Mittelwert der Verteilung der Fitfehler entspricht. Genau in diesem Fall ist der Fehler aus dem einzelnen Fit ein guter Estimator auf den wahren 1σ-Fehler, da der Mittelwert der Fehlerverteilung genau mit dem 1σ-Intervall der Verteilung der Mittelwerte übereinstimmt. Dies ist eine Ableitung aus der strengeren Forderung, daß der Pull, die auf den Fitfehler δg normierte Differenz $\mathcal{D}$ der Fitwerte g_{fit} zum wahren Wert g_{wahr}

$$\mathcal{D} = \frac{g_{wahr} - g_{fit}}{\delta g} \tag{6.13}$$

eine Gaußverteilung der Breite eins sein soll. Die Verteilungen der Fitwerte, Fitfehler und der Pull, die aus 300 Einzelfits gewonnen wurden, sind für die Kopplungen Δg_1^Z und λ_γ in Abb. 6.8 für den $e\nu jj$-Kanal und in Abb. 6.9 für den $\mu\nu jj$-Kanal dargestellt. In allen vier Fällen ist die Breite des Pulls mit eins verträglich und somit entsprechen auch die Mittelwerte der Fitfehler der Breite der Verteilung der Fitwerte. Für die Kopplung $\Delta\kappa_\gamma$ ergibt sich bei der Untersuchung der Güte der Fehler ein Problem, das auf der spezifischen Form der $-\Delta \log \mathrm{L}$-Funktionen beruht. In Abb. 6.11 a) sind drei beispielhafte $-\Delta \log \mathrm{L}$-Funktionen gezeigt, die zu drei Einzelfits von $\Delta\kappa_\gamma$ korrespondieren. Diese Messungen wurden an simulierten Ereignissen mit einem wahren Wert von $\Delta\kappa_\gamma = 0$ und einer Statistik, die jeweils der aufgezeichneten Datenstatistik bei 183 GeV entspricht, durchgeführt. Nur in einem dieser drei Fälle weist die $-\Delta \log \mathrm{L}$-Funktion eine annähernd parabolische Form auf (gestrichelte Linie), in einem Fall zeigt sich eine Doppelminimumstruktur (durchgezogene Linie) und im dritten Fall ergibt sich eine asymmetrische Funktion mit einem Minimum weit weg vom wahren Wert. Zusammenfassend läßt sich sagen, daß für $\Delta\kappa_\gamma$ eine Ambiguität bei der Bestimmung existiert, die sich im Extremfall in zwei möglichen Lösungen äußert. Die Gründe hierfür

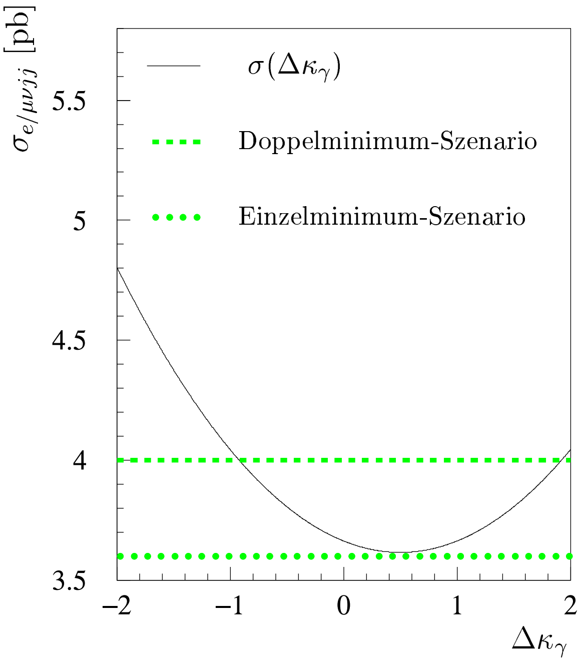


Abbildung 6.10: *Wirkungsquerschnitt als Funktion der Kopplung $\Delta\kappa_\gamma$. Die Abbildung zeigt die Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{e/\mu\nu jj}$ für den kombinierten semileptonischen Kanal von $\Delta\kappa_\gamma$ nach der vollständigen Selektion (durchgezogene Linie). Die gestrichelte und gepunktete Linie deuten zwei mögliche Messungen von $\sigma_{e/\mu\nu jj}$ an. Eine schneidet die Parabel an zwei Stellen und liefert daher zwei mögliche Werte für $\Delta\kappa_\gamma$, während die andere Messung nur einen Wert für $\Delta\kappa_\gamma$ favorisiert.*

sind vielfältig. Zum einen ist Sensitivität der Zerfallswinkel für diese Kopplung derart gering, daß der Beitrag des totalen Wirkungsquerschnitts, bei der erwarteten Statistik von etwa 100-300 Ereignissen (je nach Kanal und Schwerpunktenergie), zur Likelihood erheblich ist. Der selektierte totale Wirkungsquerschnitt weist eine parabolische Abhängigkeit von $\Delta\kappa_\gamma$ auf. Daher gibt es Fälle, bei denen die Messung des Wirkungsquerschnittes zwei Werte für $\Delta\kappa_\gamma$ und folglich eine Doppelminimum-Struktur in der $-\Delta \log \mathrm{L}$-Funktion favorisiert und Fälle bei denen nur ein einziger Wert möglich ist. Diese beiden Möglichkeiten sind in Abb. 6.10 illustriert. Aber selbst bei einer sehr hohen Statistik, wenn der Beitrag des Wirkungsquerschnittes zur Likelihood vernachlässigbar klein ist, verbleiben Ambiguitäten bei der Bestimmung von $\Delta\kappa_\gamma$, die zu einer asymmetrischen Form der $-\Delta \log \mathrm{L}$-Funktion führen. Da die gesamte notwendige Information zur Bestimmung der einzelnen Helizitätsamplituden nicht zur Verfügung steht, z.B. fehlt die Information über die Helizitätszustände der Elektronen und Positronen (vgl. auch Abschnitt 3.1.1), können auch bei der Analyse der Zerfallswinkelverteilung Doppelminima-Strukturen auftreten. Schließlich weist auch der differentielle Wirkungsquerschnitt aus Gl. (6.2) eine parabolische Form in den Kopplungen auf und unterscheidet sich daher in der Struktur nicht vom totalen Wirkungsquerschnitt. Für eine detaillierte Diskussion für den Ursprung der Ambiguitäten sei auf [37] verwiesen.

Für die Überprüfung der Fehler auf $\Delta\kappa_\gamma$ bedeutet dies, daß aufgrund der genuinen nicht-parabolischen $-\Delta \log \mathrm{L}$-Funktion die Verteilung der Fitwerte keiner Gaußverteilung folgt. Dies ist in Abb. 6.11 b) illustriert, in der die Fitwerte von 300 Einzelfits von $\Delta\kappa_\gamma$ eingetragen sind. Die Verteilung läßt sich durch die Anpassung von *zwei* Gaußfunktionen beschreiben, was gerade die Existenz der Doppelminimumstruktur widerspiegelt. Da die beiden Minima verschiedene Breiten aufweisen, gibt es zwei Sorten von Fehlern aus den Einzelfits, abhängig von dem Minimum, zu dem der Fit konvergiert. Entsprechend läßt sich die in Abb. 6.11 c) dargestellte Verteilung der Fitfehler annähernd durch zwei Gaußverteilungen beschreiben. Aufgrund dieser Komplikation ist eine Überprüfung der Fehlertreue, wie sie bei Δg_1^Z und λ_γ aufgrund der parabolischen Fehler möglich ist, nicht sinnvoll. Die Überprüfung der Fehlertreue für $\Delta\kappa_\gamma$ wurde daher in [80] durch eine andere Methode durchgeführt. Die $-\Delta \log \mathrm{L}$-Funktionen aus den 300 Einzelfits von $\Delta\kappa_\gamma$ wurden addiert. Aus dieser Kombination erhält man die 'erwartete' Likelihood, die in Abb. 6.11 d) als durchgezogen Linie dargestellt ist. Wenn die Likelihood-Funktionen aus den Einzelfits gute Estimatoren für die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Fitwerte sind, muß die 'erwartete' Likelihood mit der Verteilung der Fitwerte (Histogramm in Abb. 6.11 d)) verträglich sein. Diese Verträglichkeit wurde mittels eines Kolmogorov-Smirnov-Tests überprüft. Es ergab sich eine Kolmogorov-Smirnov-Wahrscheinlichkeit von 0.32, was eine gute Überstimmung der Funktion mit der Verteilung der Mittelwerte bedeutet. Trotz der nicht-parabolischen Form der Likelihood im Falle der anomalen Kopplung $\Delta\kappa_\gamma$ sind daher die bestimmten Fehler (oder allgemeiner die Konfidenzbereiche) verläßlich. Somit ist für alle drei Kopplungen die Erwartungstreue der Fehler zufriedenstellend überprüft worden.

6.3 Diskussion der Methode

Die Erkenntnisse dieses Kapitels sollen nochmal kurz zusammengestellt und diskutiert werden. Die vorgestellte Technik der $\mathcal{OO}$ stellt eine technisch einfache und hochsensitive Methode zur Bestimmung der anomalen Kopplungen dar. Durch eine iterative Definition der $\mathcal{OO}$ wird eine hohe Sensitivität für den gesamten Wertebereich der Kopplungen gewährleistet. Auch nach Berücksichtigung der Selektion, Detektorauflösung und des Untergrundes liefert diese Methode erwartungstreue Schätzwerte und Fehler für die Kopplungen.

Trotz all dieser Vorteile ist die vorgestellte Technik ausbaufähig. Die Verwendung der iterierten $\mathcal{OO}$ stellt zwar eine optimale Ausnutzung der Information an jeden möglichen Punkt im Raum der Kopplungen sicher, aber eben nur an diesen einem Punkt. Insbesondere im Fall geringer Statistik und dementsprechend großer Fehler auf die Kopplungen kann sich dies nachteilig auf die ermittelten Ausschlußgrenzen auswirken. So wäre in einem hypothetischen Fall eines Fits mit einem Zentralwert von $\Delta g_1^Z = 0.2$ und einem Fehler von $\delta\Delta g_1^Z = 0.8$ die iterative $\mathcal{OO}$-Methode optimal am Zentralwert, aber nicht mehr an der Stelle der $1\,\sigma$- und $2\,\sigma$-Ausschlußgrenzen. In einem solchen Fall sind daher die ermittelten Ausschlußgrenzen schlechter als diejenigen aus einem Maximum-Likelihood-Fit. Für die vorliegende Analyse sind solche Effekte vernachlässigbar, da durch hohe Sensitivität der untersuchten Endzustände und die relativ große Statistik die Fehler auf die Kopplungen klein sind. Aber etwa bei der Analyse des doppelleptonischen Kanals, bei dem die Fehler auf die Kopplungen in einer Größenordnung von $\mathcal{O}(1)$ liegen [81, 82], fällt dieser Sensitivitätsverlust ins Gewicht. Eine Möglichkeit der Lösung dieses Problems wäre die gleichzeitige Verwendung mehrerer optimaler Observablen, die jeweils für verschiedene Werte einer Kopplung optimiert wurden. Die Verwendung einer solchen Kombination aus mehreren $\mathcal{OO}$ wurde untersucht, und erste Ergebnisse haben sich als sehr vielverspechend erwiesen [80].

Der Hauptnachteil der hier vorgestellten Methode ist aber eher konzeptioneller Natur. Eine notwendige Vorraussetzung für die Erwartungstreue der iterierten $\mathcal{OO}$ ist die Verwendung einer Referenzmenge. Daher ist diese Art der Analyse in einem hohen Grad abhängig von der Güte der verwendeten Simulationen und insbesondere von der korrekten Modellierung des Detektors. Obwohl etwaige Unsicherheiten in der Simulation durch die umfangreichen systematischen Studien berücksichtigt wurden, wäre der Vergleich mit anderen, modellunabhängigeren Untersuchungsmethoden wünschenswert.

Eine solche alternative Analysetechnik wäre ein Maximum-Likelihood-Fit, bei dem die Detektoreffekte durch eine Faltungsfunktion berücksichtigt würden. Die Bestimmung der Parameter der Faltungsfunktion, wie etwa die Energieauflösung der Kalorimeter, könnte auf der Basis von Teststrahldaten in einer sehr modellunabhängigen Weise geschehen. Erfahrungsgemäß ist ein solcher Fit technisch nicht nur sehr aufwendig, sondern liefert im allgemeinen auch keine erwartungstreuen Schätzwerte auf die Kopplungen [83]. Ein solcher Fit könnte aber eine unabhängige und wünschenswerte Kontrollmethode darstellen.

Beide Methoden, die $\mathcal{OO}$ und der Maximum-Likelihood-Fit, haben aber den Nachteil, daß sie im engeren Sinne keine Messungen darstellen. Vielmehr bedeuten sie die Anpassung von Hypothesen an gemessene Verteilungen [5]. Daher gehen bei solchen Analysemethoden immer theoretische, wenn auch sehr allgemeine Modelle ein, in dem vorliegenden Fall die Kenntnis über die WW-Produktion und des W-Zerfalls. Eine Analysetechnik, die auf solche Modellannahmen verzichtet, ist die Dichtematrix-Methode [24]. Hierbei können durch eine Messung der Dichtematrix des Wirkungsquerschnitts aus Gl. (3.5) Grenzen auf die TGCs gesetzt werden, ohne Annahmen über die Natur der Helizitätsamplituden machen zu müssen. Die derart gewonnenen Kenntnisse über den Drei-Eichbosonen-Vertex sind damit völlig modellunabhängig. Diese Methode erfordert aber eine sehr hohe Statistik, ist technisch sehr anspruchsvoll und naturgemäß weniger sensitiv als die direkte Anpassung des differentiellen Wirkungsquerschnitts.

Abschließend bleibt also zu sagen, daß die hier vorgestellte Methode sowohl verbesserbar ist als auch die ermittelten Ergebnisse von dem Vergleich mit anderen Methoden profitieren würden. Nichtsdestotrotz stellt sie eine technisch einfache und hochsensitive Methode zur

[5] In diesem Zusammenhang ist das Wort Messung auch zu verstehen, wenn in den folgenden Kapiteln die Resultate dieser Analyse besprochen werden.

Bestimmung der anomalen Kopplungen dar. Daher diente sie als Grundlage für die Messung der TGCs, die innerhalb der ALEPH-Kollaboration bei Schwerpunktenergien von 183 und 189 GeV durchgeführt wurden [82, 81].

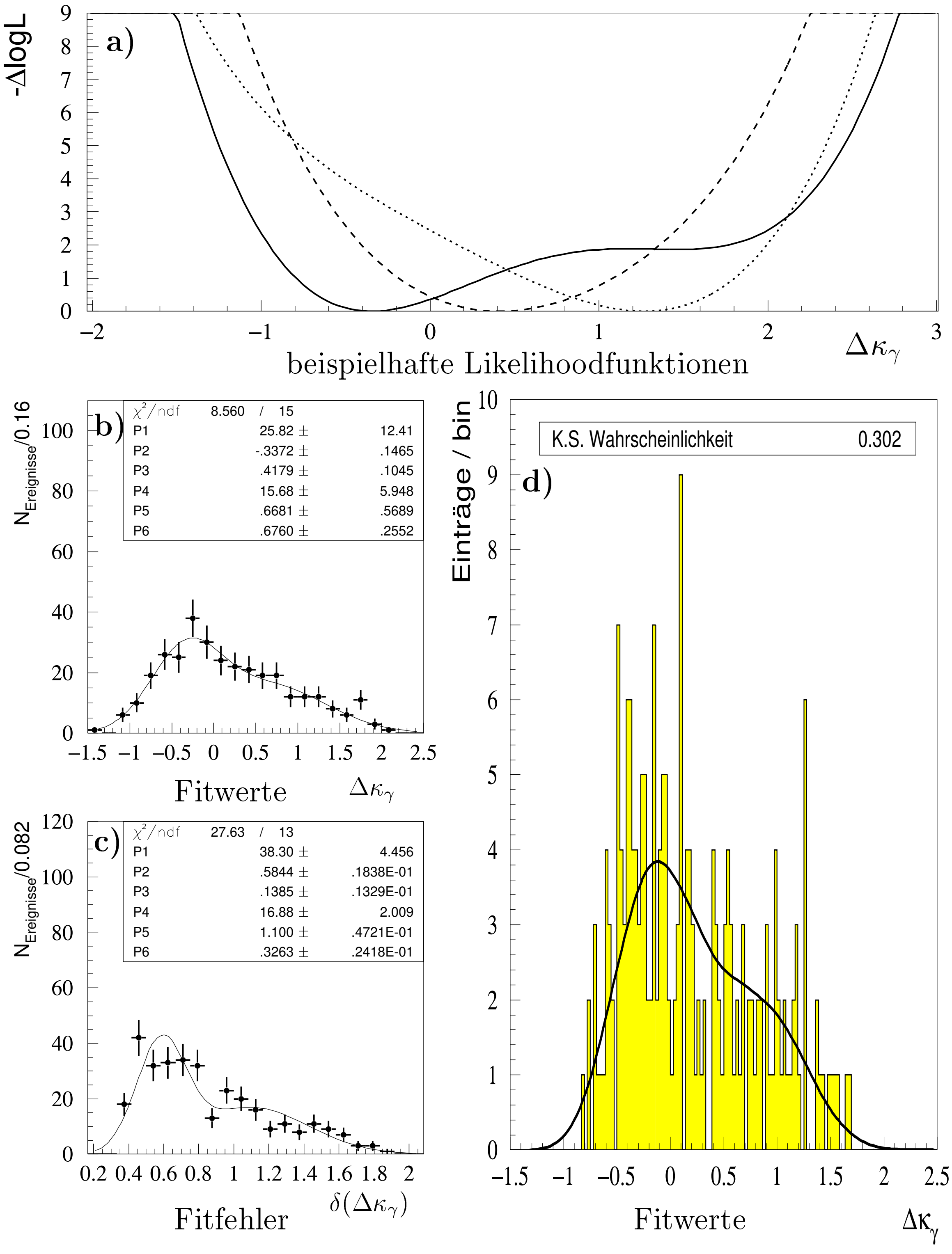


Abbildung 6.11: *Untersuchung der Fehlertreue für $\Delta\kappa_\gamma$. Abbildung a) zeigt drei exemplarische* $-\Delta\log\mathrm{L}$*-Funktionen für Fits von $\Delta\kappa_\gamma$. Abbildungen b) und c) zeigen die Verteilungen der Werte und Fehler aus 300 Einzelfits, an die jeweils zwei Gaußfunktionen angepaßt wurden. Die Parameter der Anpassung bezeichnen Höhe, Mittelwert und Breite der ersten (P1, P2, P3) bzw. der zweiten (P4, P5, P6) Gaußfunktion. Abb. d) (entnommen aus [80]) zeigt die Verteilung der Fitwerte (Histogramm) im Vergleich zur erwarteten* $\Delta\log\mathrm{L}$*-Funktion (durchgezogene Linie), die aus der Kombination der* $\Delta\log\mathrm{L}$*-Funktionen der Einzelfits gewonnen wurde. Das Ergebnis des Kolmogorov-Smirnov-Tests ist ebenfalls angegeben*

Kapitel 7

Resultate und systematische Studien

In diesem Kapitel werden die Resultate der Messung der TGCs bei Schwerpunktenergien von 183 GeV und 189 GeV diskutiert. Im Einklang mit dem Stil der vorliegenden Arbeit bleiben die detaillierten Bemerkungen dem Datensatz bei $\sqrt{s} = 183$ GeV vorbehalten. Anschließend werden die Ergebnisse bei 189 GeV und die ausführlichen systematischen Studien vorgestellt.

7.1 Ergebnisse bei 183 GeV

In der Datennahmeperiode 1997 wurde am Detektor ALEPH eine integrierte Luminosität von 56.812 pb^{-1} bei einer mittleren Schwerpunktenergie von 182.7 GeV aufgezeichnet. Nach der gesamten Selektion und Rekonstruktion verbleiben in den Daten 117 Ereignisse im $e\nu jj$-Kanal und 96 Ereignisse im $\mu\nu jj$-Kanal. Die Anzahl der in den Daten beobachteten und

Anzahl von erwarteten und beobachteten Ereignissen nach Selektion und Rekonstruktion bei 183 GeV			
Prozeß	selektierte Ereignisse		
	$e\nu jj$	$\mu\nu jj$	komb. Selektion
WW $\rightarrow e\nu jj$	98.9	0.1	99.0
WW $\rightarrow \mu\nu jj$	0.1	103.2	103.3
WW $\rightarrow \tau\nu jj$	3.0	2.6	5.6
$q\bar{q}\gamma$	1.2	0.4	1.6
ZZ	0.4	0.5	0.9
Zee	1.8	0.0	1.8
W$e\nu$	0.3	0.1	0.4
gemäß MC erwartet	105.7	106.9	212.6
in den Daten beobachtet	**117**	**96**	**213**

Tabelle 7.1: *Anzahl von Ereignissen nach vollständiger Selektion und Rekonstruktion in den Kanälen $e\nu jj$, $\mu\nu jj$ und der Kombination der Kanäle. Die Anzahl der erwarteten Ereignisse ist für Standardmodellwerte der Kopplungen, sprich $\Delta g_1^Z = \Delta\kappa_\gamma = \lambda_\gamma = 0$, berechnet worden.*

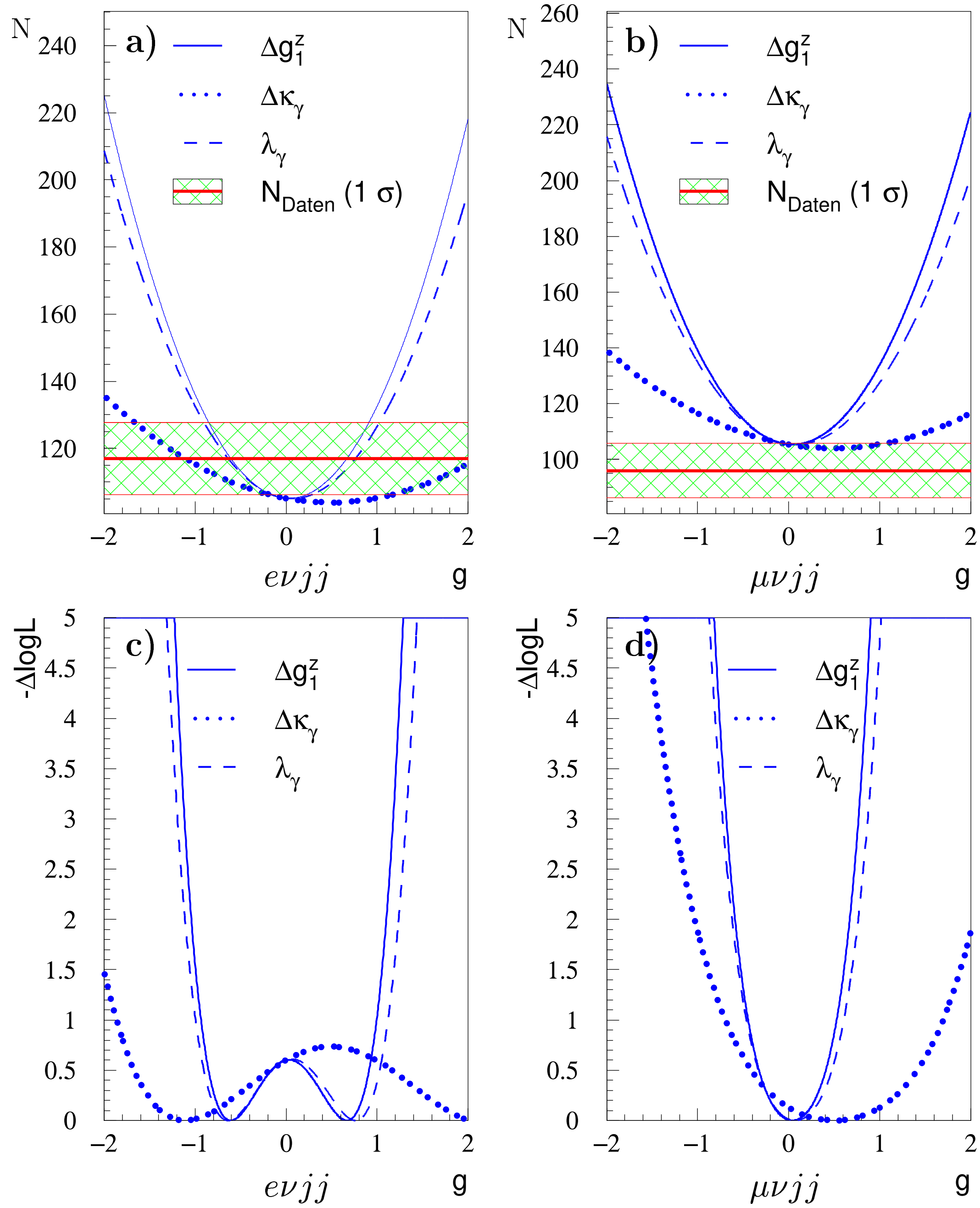


Abbildung 7.1: *Wirkungsquerschnittsinformation: In a) und b) ist die Anzahl N der Ereignisse für die $e\nu jj$- und die $\mu\nu jj$-Selektion gezeigt. Die drei parabolischen Kurven zeigen die Abhängigkeit der Anzahl der erwarteten Ereignisse als Funktion der Kopplungen Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$, λ_γ. Die durchgezogene Linie symbolisiert die Anzahl der in den Daten beobachteten Ereignisse, wobei das Band dabei den 1σ-Fehler andeutet. In c) und d) sind die aus der Wirkungsquerschnittsmessung bestimmten $-\Delta\log\mathrm{L}$-Funktionen für Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ der beiden Kanäle gezeigt.*

die den Simulationen gemäß erwarteten Ereignisse, aufgeschlüsselt in die einzelnen Signal- und Untergrundprozesse, sind in Tabelle 7.1 zusammengestellt.

Schon aus der totalen Anzahl der Ereignisse lassen sich, wenn auch sehr schwache, Grenzen auf die drei Kopplungen Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ extrahieren. In Abb. 7.1 ist sowohl die Abhängigkeit der Anzahl der erwarteten Ereignisse von den TGCs für die beiden untersuchten Kanäle $e\nu jj$ und $\mu\nu jj$ angegeben als auch die aus der totalen Wirkungsquerschnittsmessung extrahierten $-\Delta\log$ L-Funktionen. Es zeigt sich, daß im $e\nu jj$-Kanal, da mehr Ereignisse in den Daten beobachtet werden als vom Standardmodell erwartet, für alle drei Kopplungen die $-\Delta\log$ L-Funktionen Doppelminimastrukturen besitzen und demzufolge die Wirkungsquerschnittsmessung sehr schlechte Ausschlußgrenzen liefert. Im $\mu\nu jj$-Kanal, bei dem die Anzahl der beobachteten Ereignisse unter der Standardmodellvorhersage liegt, ergeben sich dahingegen für alle drei Kopplungen parabolische $-\Delta\log$ L-Funktionen, deren Minima durch die Minima der Kurven in Abb. 7.1 b) gegeben sind. Zusammenfassend läßt sich sagen, daß aufgrund der Wirkungsquerschnittsmessung allein im $e\nu jj$-Kanal anomale Werte für die TGCs bevorzugt werden, während die Resultate im $\mu\nu jj$-Kanal sich in sehr guter Übereinstimmung mit dem Standardmodell befinden.

Um einen Eindruck von der in den Zerfallswinkeln enthaltenen Information zu vermitteln, sind in Abb. 7.2 der Produktionswinkel θ des W^- und die Winkel der Zerfallsprodukte aus dem leptonischen und hadronischen W-Zerfall θ_l^*, ϕ_l^* bzw. θ_j^*, ϕ_j^* für die Kombination der beiden Kanäle gezeigt. Hierbei wurden, um die entsprechende Ambiguität in der Winkelbestimmung zu berücksichtigen, beide möglichen Permutationen der Jets jeweils mit einem Gewicht von 0.5 in die Histogramme eingetragen. Neben den selektierten Daten und der Standardmodellvorhersage sind auch Verteilungen mit anomalen Kopplungen, nämlich $\lambda_\gamma = \pm 0.5$ skizziert. Anhand von Abb. 7.2 läßt sich ablesen, daß der Produktionswinkel θ des W^- die größte Sensitivität besitzt, der Beitrag der anderen Verteilungen ist wesentlich geringer.

Die Ergebnisse der Bestimmung der TGCs mittels der $\mathcal{OO}$-Methode sind in Form von $-\Delta\log$ L-Funktionen in Abb. 7.3 für den $e\nu jj$-Kanal und in Abb. 7.4 für den $\mu\nu jj$-Kanal dargestellt. Die präsentierten $-\Delta\log$ L-Funktionen entsprechen Fits, bei denen nur eine Kopplung angepaßt wurde und die anderen beiden jeweils bei ihren Standardmodellwerten, also bei null, fixiert wurden. In beiden Kanälen wurden alle Fits jeweils unter Verwendung des totalen Wirkungsquerschnitts σ_{tot} (gepunktete Linie), unter Verwendung der $\mathcal{OO}$ (gestrichelte Linie) und auf der Basis der kombinierten Information $\sigma_{tot} + \mathcal{OO}$ (durchgezogene Linie) durchgeführt. Unter Verwendung der kombinierten Information $\sigma_{tot} + \mathcal{OO}$ ergeben sich folgende Resultate für den $e\nu jj$-Kanal

$$\begin{aligned}
\Delta g_1^Z &= 0.36^{+0.26}_{-0.28} \\
\Delta\kappa_\gamma &= -1.10^{+1.03}_{-0.56} \\
\lambda_\gamma &= -0.27^{+0.99}_{-0.47}
\end{aligned}$$

und den $\mu\nu jj$-Kanal

$$\begin{aligned}
\Delta g_1^Z &= 0.20^{+0.19}_{-0.19} \\
\Delta\kappa_\gamma &= 0.94^{+0.55}_{-0.78} \\
\lambda_\gamma &= 0.12^{+0.24}_{-0.21}
\end{aligned}$$

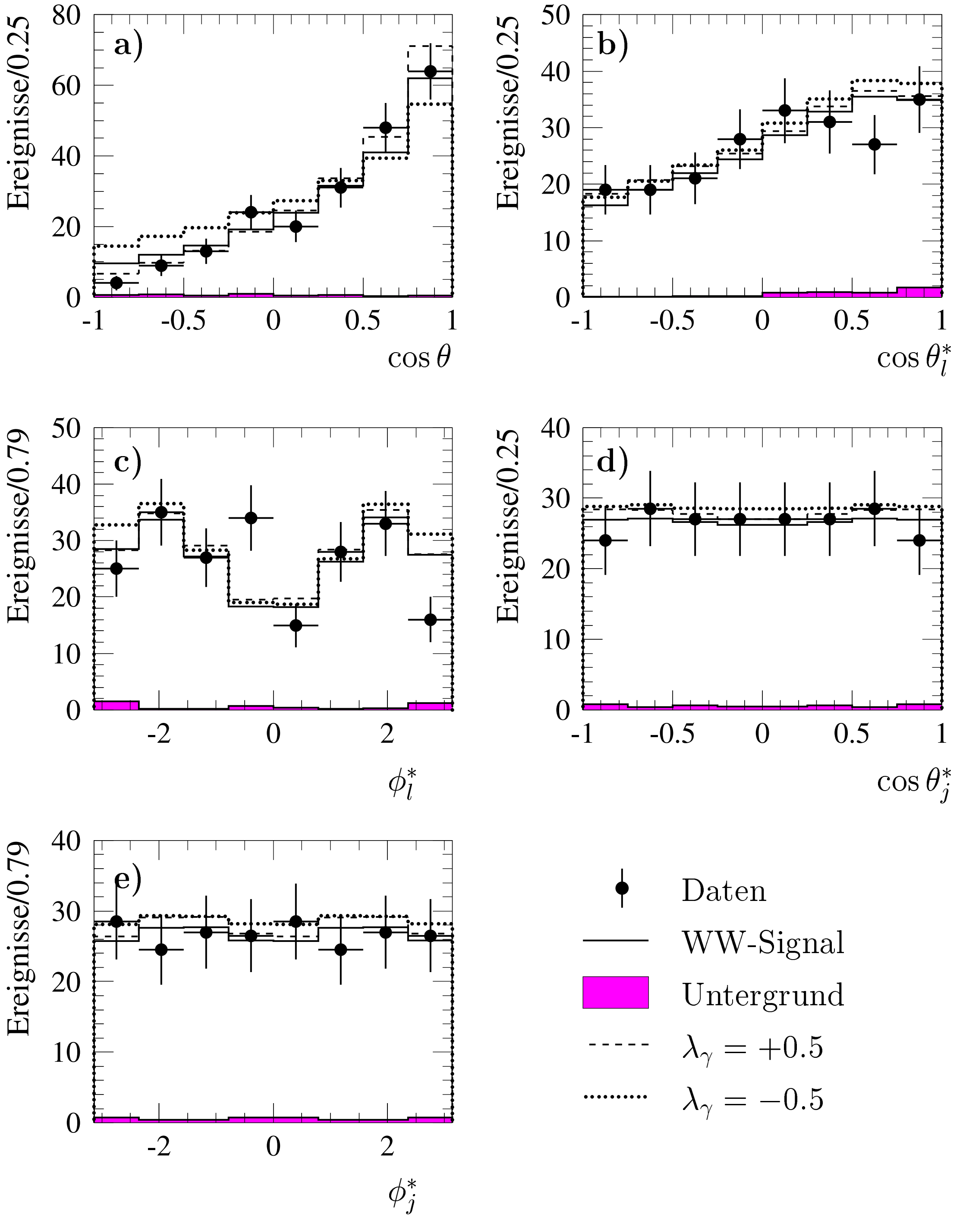


Abbildung 7.2: *Zerfallswinkelverteilungen bei 183 GeV. Die Abbildung zeigt für den kombinierten Kanal ($e\nu jj$ +$\mu\nu jj$) die Verteilungen der fünf fundamentalen Winkel: a) den Produktionswinkel θ des W^-, b), c) die Zerfallswinkel θ_l^*, ϕ_l^* des Leptons, und d), e) die Zerfallswinkel θ_j^*, ϕ_j^* der Jets. In d) und e) sind beide möglichen Permutationen der Jets mit dem Gewicht 0.5 eingetragen worden. Alle simulierten Verteilungen sind auf eine integrierte Luminosität von 56.812 pb^{-1} normiert.*

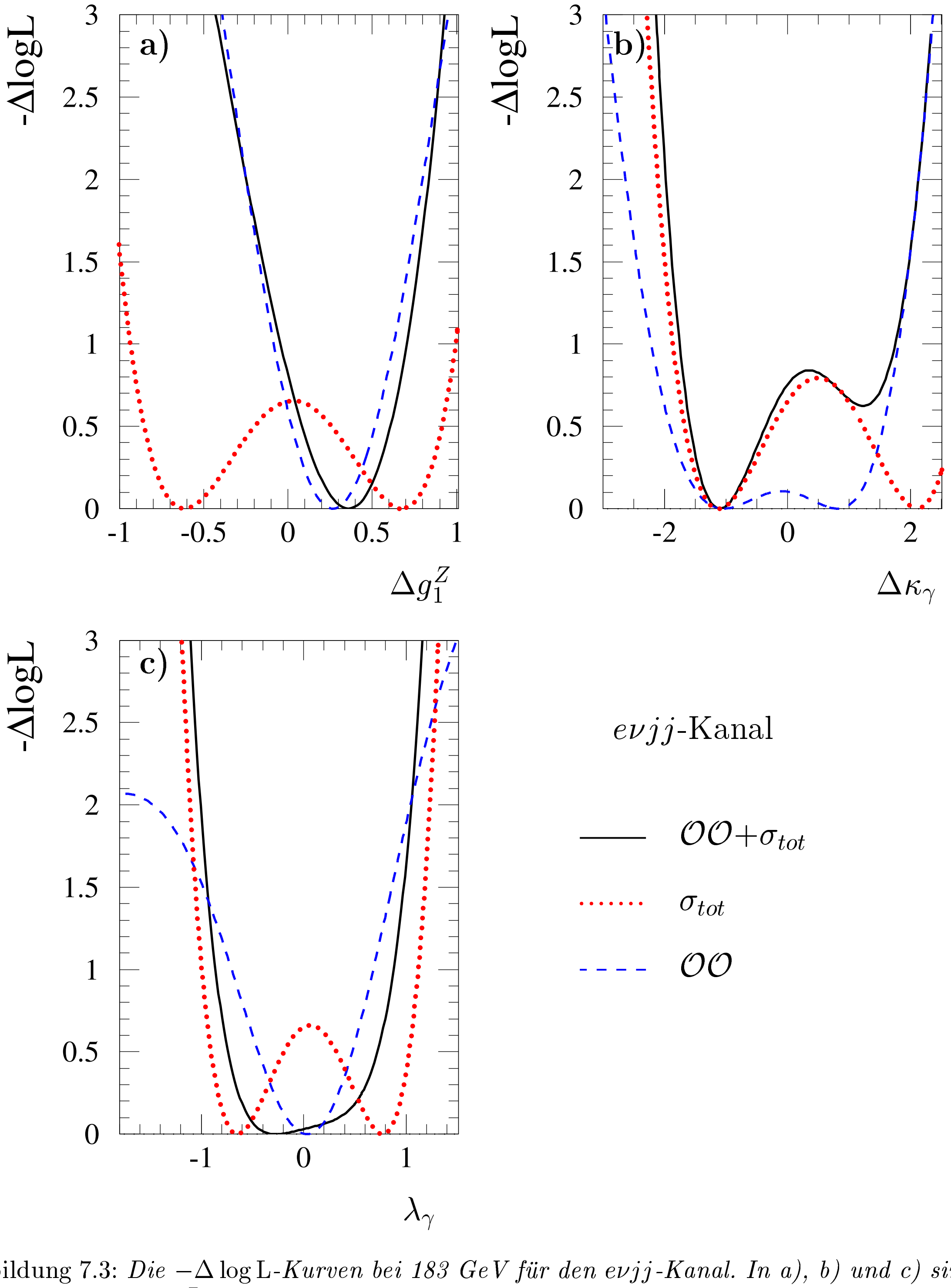


Abbildung 7.3: *Die $-\Delta\log\mathrm{L}$-Kurven bei 183 GeV für den $e\nu jj$-Kanal. In a), b) und c) sind die den Fits von Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ entsprechenden $-\Delta\log\mathrm{L}$-Kurven gezeigt, wobei immer nur ein Kopplung angepaßt und die anderen beiden bei ihren Standardmodellwerten fixiert wurden. Die Fits wurden jeweils unter Verwendung des totalen Wirkungsquerschnitts σ_{tot} (gepunktete Linie), unter Verwendung der $\mathcal{OO}$ (gestrichelte Linie) und auf der Basis der vollständigen Information $\sigma_{tot}+\mathcal{OO}$ (durchgezogene Linie) durchgeführt.*

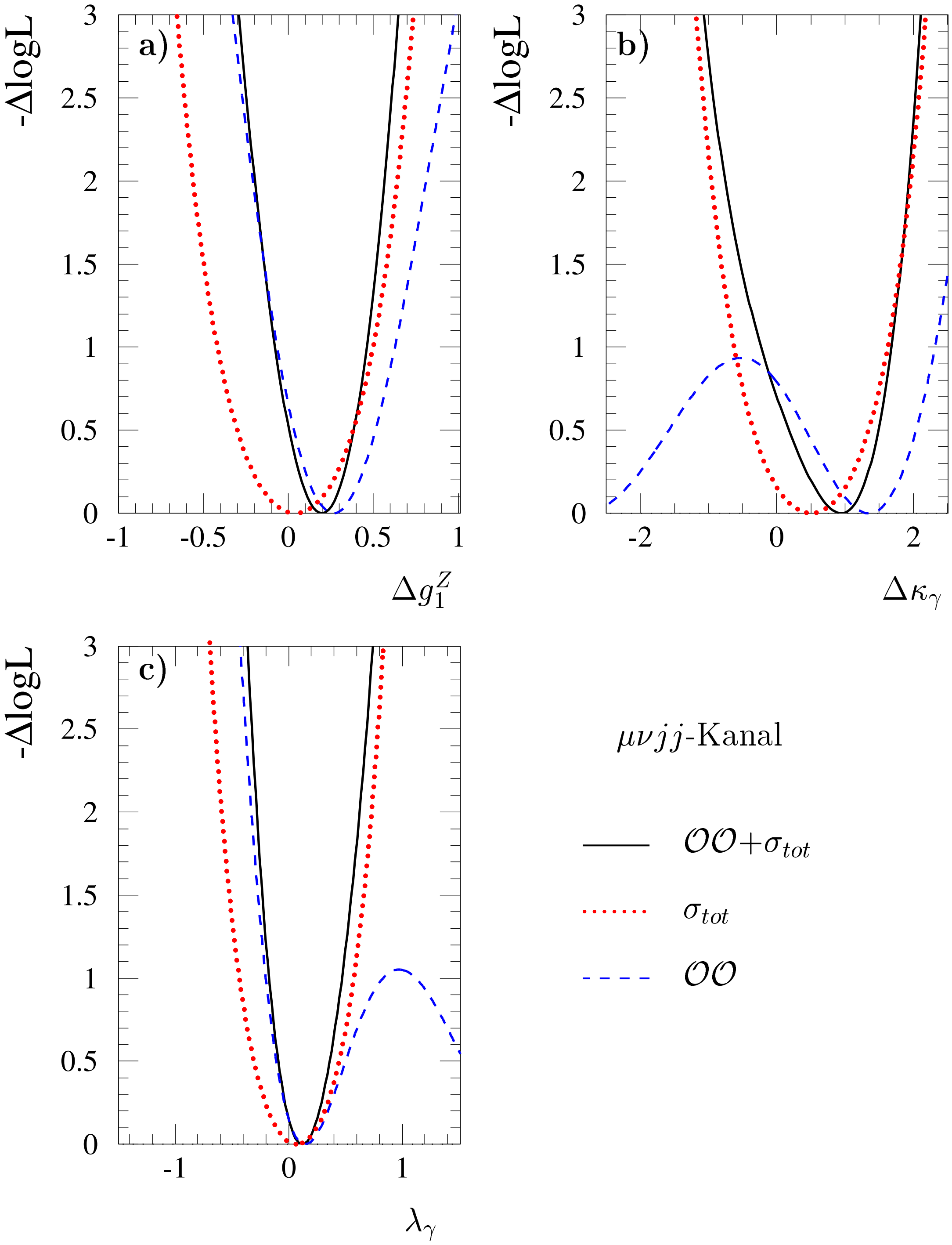


Abbildung 7.4: *Die $-\Delta\log\mathrm{L}$-Kurven bei 183 GeV für den $\mu\nu jj$-Kanal. In a), b) und c) sind die den Fits von Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ entsprechenden $-\Delta\log\mathrm{L}$-Kurven gezeigt, wobei immer nur ein Kopplung angepaßt und die anderen beiden bei ihren Standardmodellwerten fixiert wurden. Die Fits wurden jeweils unter Verwendung des totalen Wirkungsquerschnitts σ_{tot} (gepunktete Linie), unter Verwendung der $\mathcal{OO}$ (gestrichelte Linie) und auf der Basis der vollständigen Information $\sigma_{tot}+\mathcal{OO}$ (durchgezogene Linie) durchgeführt.*

wobei die Fehler dem 68 % Konfidenzlimit (abgekürzt mit CL von 'confidence limit') entsprechen. Aufgrund der teilweise nichtparabolischen Form der $-\Delta \log$ L-Funktionen, ist dieses 68 % CL nicht identisch mit den Fehlern, die sich aus der Auswertung der $-\Delta \log$ L-Funktionen bei 0.5 ergeben. Um ein korrektes 68 % CL zu erhalten, wurde daher eine vollständige numerische Integration der jeweiligen Kurven durchgeführt.

Die Resultate befinden sich in allen Fällen in guter Übereinstimmung mit den Standardmodellvorhersagen. Die ermittelten Fehler befinden sich zumeist in guter Übereinstimmung mit den erwarteten Fehlern, nur im $e\nu jj$-Kanal ist der Fehler für λ_γ beträchtlich größer als der erwartete (siehe hierzu Abb. 6.8 und Abb. 6.9). Diese Diskrepanz läßt sich auf den Beitrag des totalen Wirkungsquerschnitts zur Likelihood zurückführen. Wie sich anhand von Abb. 7.3 c) leicht ablesen läßt, ergibt die $\mathcal{OO}$-Methode allein ein besseres Limit auf λ_γ, mit einem Zentralwert sehr nahe bei null. Da der Wirkungsquerschnitt aber anomale Werte für λ_γ bei etwa ± 0.8 bevorzugt, ergibt sich in der Kombination beider Beiträge ein sehr schlechtes 68 % CL für λ_γ.

7.2 Ergebnisse bei 189 GeV

In der Datennahmeperiode 1998 wurde bei einer mittleren Schwerpunktenergie von 188.6 GeV eine integrierte Luminosität von 174.20 pb^{-1} und somit im Vergleich zu den Daten aus dem Jahr 1997 mehr als die dreifache Statistik angesammelt. Nach Selektion und Rekonstruktion verbleiben 344 Ereignisse im $e\nu jj$-Kanal und 372 Ereignisse im $\mu\nu jj$-Kanal, was in sehr guter Übereinstimmung mit der im Standardmodell vorhergesagten Anzahl von Ereignissen steht, die aufgeschlüsselt in die einzelnen Prozesse, in Tabelle 7.2 zusammengestellt sind. Neben der erheblich höheren Statistik bedeutet auch die Zunahme in der Schwerpunktenergie eine Erhöhung der Sensitivität für die TGC-Messung. Wie in Kapitel 3 erläutert wurde, wächst nämlich der Beitrag der s-Kanal-Diagramme zur W-Paarproduktion linear mit der Geschwindigkeit β der W-Bosonen. Beide Faktoren, zusammen mit der leichten Zunahme des Wirkungsquerschnittes, führen zu einer Abnahme der erwarteten Fehler bei 189 GeV um einen Faktor zwei verglichen mit der Analyse bei 183 GeV. Diese Zunahme der Sensitivität läßt sich auch optisch an der Verteilung des Produktionswinkels θ des W$^-$ ablesen, die in Abb. 7.5 dargestellt ist. Die Ergebnisse für die Analyse bei 189 GeV sind wieder in Form von $-\Delta \log$ L-Funktionen in Abb. 7.6 für den $e\nu jj$-Kanal und in Abb. 7.7 für den $\mu\nu jj$-Kanal dargestellt. Wie bei 183 GeV wurden alle Fits in beiden Kanälen jeweils unter Verwendung des totalen Wirkungsquerschnitts σ_{tot} (gepunktete Linie), unter Verwendung der $\mathcal{OO}$ (gestrichelte Linie) und auf der Basis der kombinierten Information $\sigma_{tot} + \mathcal{OO}$ (durchgezogene Linie) durchgeführt.

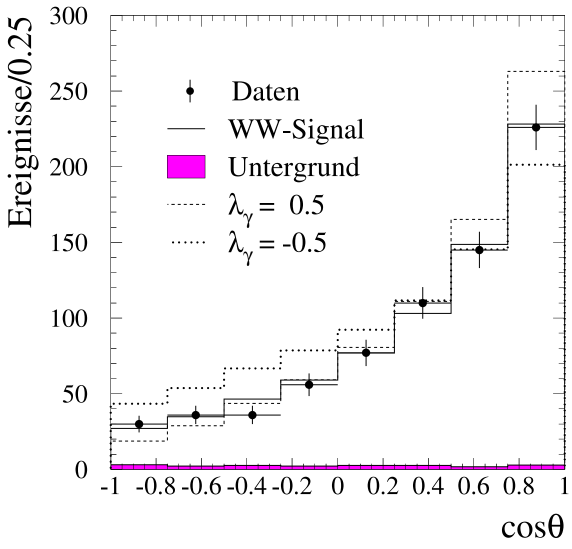


Abbildung 7.5: *Zerfallswinkelverteilung bei 189 GeV. Die Abbildung zeigt für den kombinierten Kanal ($e\nu jj$+$\mu\nu jj$) die Verteilungen des Produktionswinkels θ des* W$^-$. *Alle simulierten Verteilungen sind auf eine integrierte Luminosität von 174.2 pb^{-1} normiert.*

Anzahl von erwarteten und beobachteten Ereignissen nach Selektion und Rekonstruktion bei 189 GeV			
Prozeß	selektierte Ereignisse		
	$e\nu jj$	$\mu\nu jj$	komb. Selektion
WW→ $jjjj$	0.3	0.7	1.0
WW→ $e\nu jj$	294.7	47.0	341.7
WW→ $\mu\nu jj$	36.6	297.2	333.8
WW→ $\tau\nu jj$	12.5	14.6	27.1
WW→ $\ell\nu\ell\nu$	0.3	0.2	0.5
$q\bar{q}\gamma$	4.4	4.4	8.8
ZZ	1.6	3.0	3.6
Zee	6.4	0.0	6.4
$\tau\tau$	0.2	0.2	0.4
gemäß MC erwartet	357.0	367.3	724.3
in den Daten beobachtet	**344**	**372**	**716**

Tabelle 7.2: *Anzahl von Ereignissen nach vollständiger Selektion und Rekonstruktion in den Kanälen $e\nu jj$, $\mu\nu jj$ und der Kombination der Kanäle. Die Anzahl der erwarteten Ereignisse ist für Standardmodellwerte der Kopplungen, sprich $\Delta g_1^Z = \Delta\kappa_\gamma = \lambda_\gamma = 0$ berechnet worden.*

Unter Verwendung der kombinierten Information $\sigma_{tot} + \mathcal{OO}$ ergeben sich folgende Resultate für den $e\nu jj$-Kanal

$$\begin{aligned} \Delta g_1^Z &= -0.11^{+0.10}_{-0.10} \\ \Delta\kappa_\gamma &= 0.53^{+0.53}_{-0.42} \\ \lambda_\gamma &= 0.10^{+0.10}_{-0.12} \end{aligned}$$

und den $\mu\nu jj$-Kanal

$$\begin{aligned} \Delta g_1^Z &= 0.04^{+0.11}_{-0.10} \\ \Delta\kappa_\gamma &= -0.24^{+0.23}_{-0.19} \\ \lambda_\gamma &= -0.25^{+0.09}_{-0.08} \end{aligned}$$

wobei die Definition der Fehler die gleiche ist wie bei den Resultaten bei 183 GeV. Die einzige deutliche Abweichung von den Standardmodellvorhersagen ergibt sich bei λ_γ im $\mu\nu jj$-Kanal, wo eine Differenz von null mit einer Signifikanz von etwa 2.6 σ zu konstatieren ist. Bevor jedoch die Signifikanz eines solchen Resultates diskutiert werden kann, müssen die systematischen Unsicherheiten abgeschätzt werden.

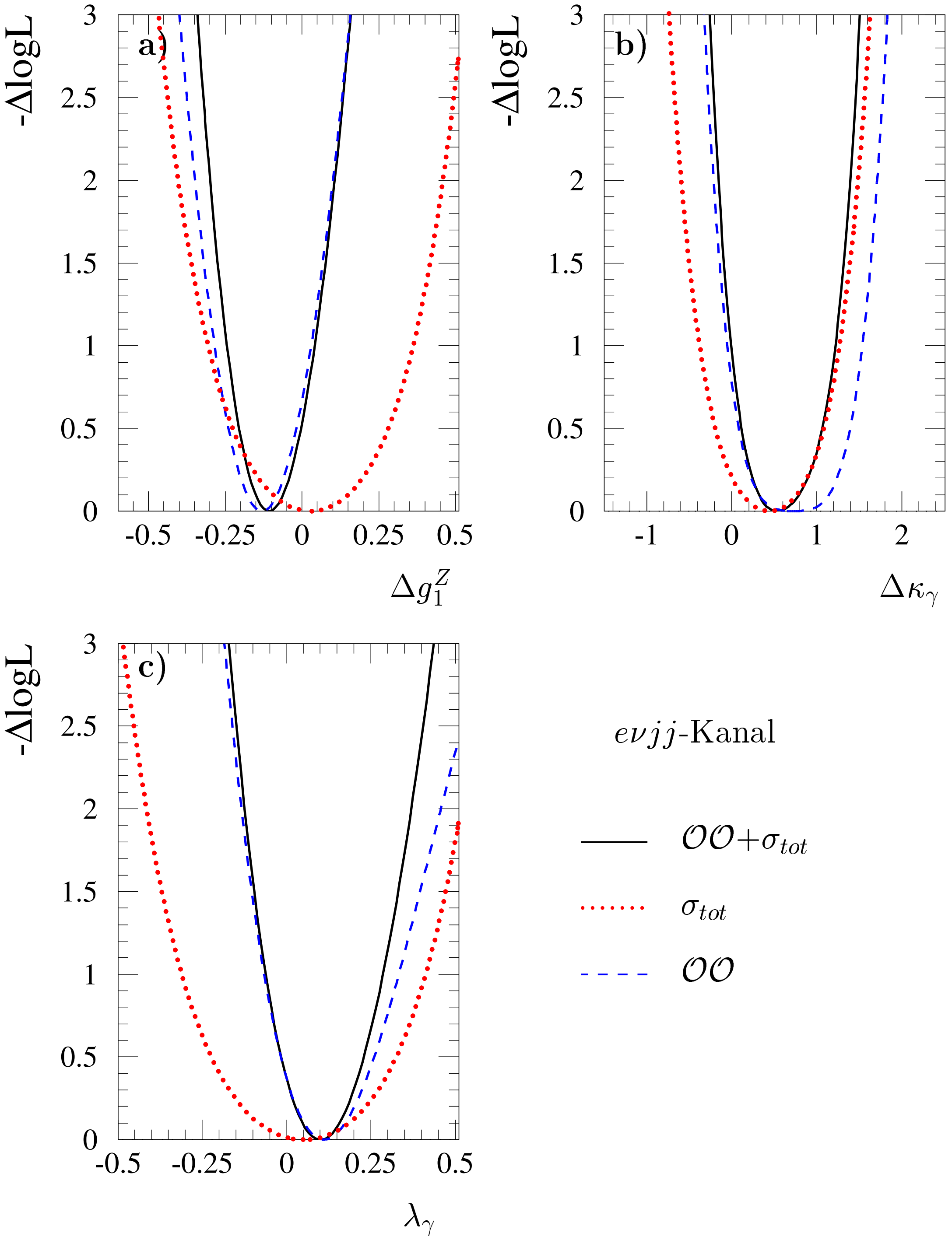


Abbildung 7.6: *Die $-\Delta \log \mathrm{L}$-Kurven bei 189 GeV für den $e\nu jj$-Kanal. In a), b) und c) sind die den Fits von Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ entsprechenden $-\Delta \log \mathrm{L}$-Kurven gezeigt, wobei immer nur ein Kopplung angepaßt und die anderen beiden bei ihren Standardmodellwerten fixiert wurden. Die Fits wurden jeweils unter Verwendung des totalen Wirkungsquerschnitts σ_{tot} (gepunktete Linie), unter Verwendung der $\mathcal{OO}$ (gestrichelte Linie) und auf der Basis der vollständigen Information $\sigma_{tot} + \mathcal{OO}$ (durchgezogene Linie) durchgeführt.*

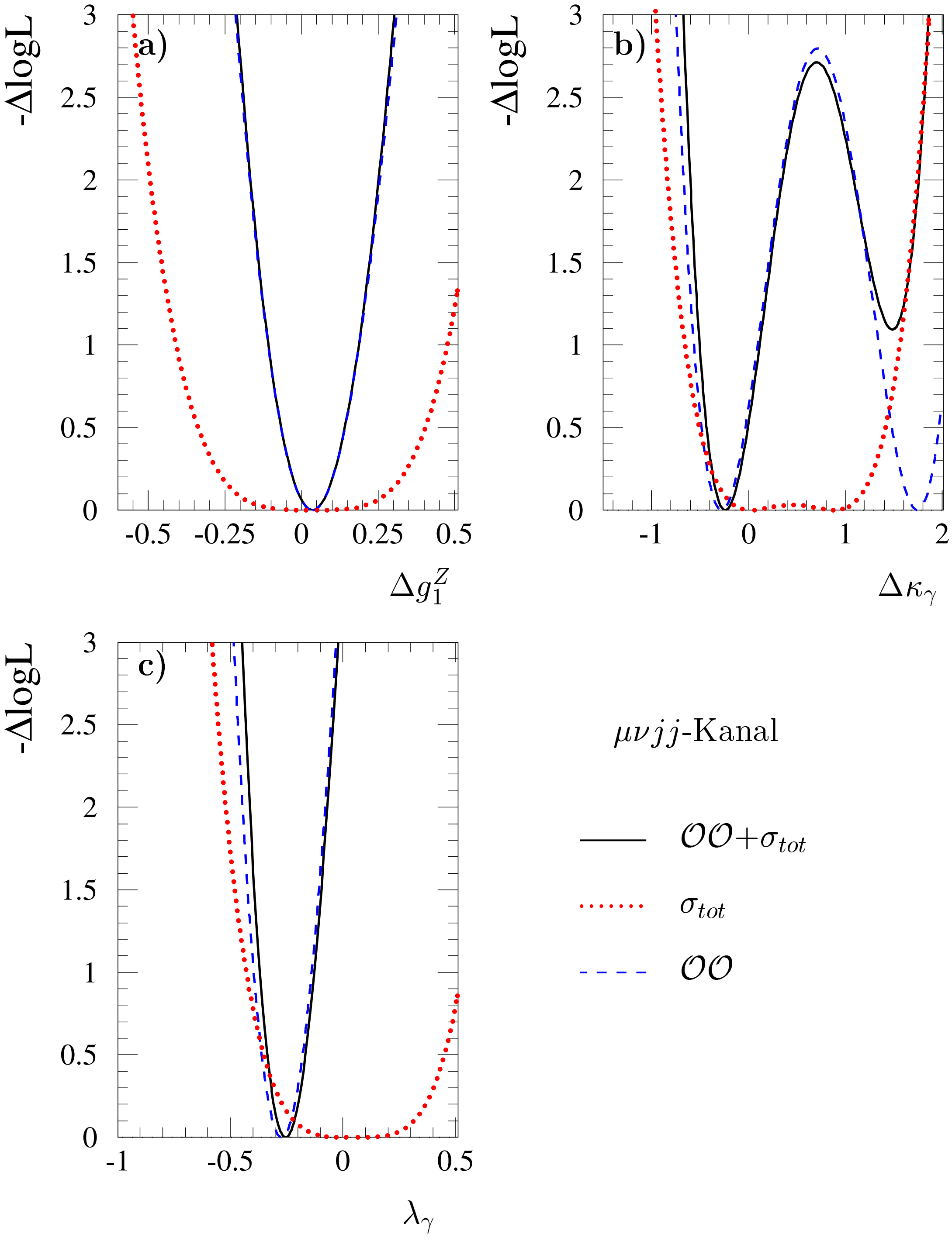


Abbildung 7.7: *Die $-\Delta \log \mathrm{L}$-Kurven bei 189 GeV für den $\mu\nu jj$-Kanal. In a), b) und c) sind die zu den Fits von Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ entsprechenden $-\Delta \log \mathrm{L}$-Kurven gezeigt, wobei immer nur ein Kopplung angepaßt und die anderen beiden bei ihren Standardmodellwerten fixiert wurden. Die Fits wurden jeweils unter Verwendung des totalen Wirkungsquerschnitts σ_{tot} (gepunktete Linie), unter Verwendung der $\mathcal{OO}$ (gestrichelte Linie) und auf der Basis der vollständigen Information $\sigma_{tot} + \mathcal{OO}$ (durchgezogene Linie) durchgeführt.*

7.3 Systematische Studien

Im folgenden Abschnitt werden die verschiedenen systematischen Unsicherheiten beschrieben, die bei der Analyse der TGCs untersucht wurden. Hierbei wird im Hinblick auf die spätere Kombination der Ergebnisse zwischen unkorrelierten und korrelierten Fehlerquellen unterschieden. Um eine etwas ermüdende Aufzählung zu vermeiden, widmet sich der Text nur der Diskussion der Unsicherheiten, die Werte der daraus resultierenden systematischen Fehler sind in Tabelle 7.3 für die Analyse bei 183 GeV und in Tabelle 7.4 für die Analyse bei 189 GeV zusammengestellt.

7.3.1 Korrelierte systematische Fehler

a) LEP Energiemessung
Die Unsicherheit ΔE_{beam} in der Messung der Strahlenergie bei LEP beeinflußt die Analyse an zwei Stellen, zum einen über die angenommene Schwerpunktenergie bei der Anwendung des kinematischen Fits und zum anderen bei der Berechnung der Matrixelemente für die $\mathcal{OO}$-Methode. Im differentiellen Wirkungsquerschnitt faktorisiert der kinematische Term, der die Schwerpunktenergie enthält von den, für die Analyse der TGCs notwendigen, Helizitätsamplituden. Daher ist die Unsicherheit auf E_{beam} für die $\mathcal{OO}$-Methode von vernachlässigbarer Bedeutung, da hier nur Verhältnisse von Matrixelementen verwendet werden. Den Haupteinfluß auf die Analyse nimmt die Strahlenergie daher über die kinematische Rekonstruktion. Bei einer angenommenen Unsicherheit von $\Delta E_{beam} = 25$ MeV (siehe [84, 85]) bei 183 GeV und bei 189 GeV ist jedoch auch dieser Effekt verschwindend klein. Die in der Analyse verwendete Strahlenergie wurde jeweils um ± 25 MeV variiert und die Anpassung der TGCs in den Daten wiederholt.

b) Luminosität
Der relative Fehler auf die aufgezeichnete integrierte Luminosität beträgt 0.7% und wird hauptsächlich von systematischen Unsicherheiten bei der Kalibration der Luminositätskalorimeter LCAL und SiCAL [86] dominiert. Die in der Analyse verwendete integrierte Luminosität wurde um diesen Betrag variiert und die Anpassung der TGCs in den Daten wiederholt. Dies beeinflußt nur die Messung von σ_{tot} und folgerichtig sind die resultierenden Unsicherheiten bei den Resultaten am größten, bei denen der Beitrag der Zerfallswinkelinformation gering ist.

c) W-Masse
Die Unsicherheit auf die Bestimmung von $\mathrm{M_W}$ wurde zu ± 80 MeV angenommen [16]. Um den Einfluß von $\mathrm{M_W}$ auf die TGC-Bestimmung zu untersuchen, wurden unter Verwendung von simulierten WW-Ereignissen mit Werten von $\mathrm{M_W} = 79.85$, $\mathrm{M_W} = 80.35$ und $\mathrm{M_W} = 80.85$ Eichkurven für die Kopplungen als Funktion von $\mathrm{M_W}$ aufgenommen. Die resultierenden systematischen Unsicherheiten sind vernachlässigbar klein.

d) WW-Produktionswirkungsquerschnitt σ_{WW}
Der Wert von σ_{WW} fließt in die Analyse zum einen, ähnlich wie die integrierte Luminosität, in die Bestimmung der Kopplungen über die totale Ereignisrate ein, zum andern bestimmt er auch das Verhältnis von Signal- zu Untergrundereignissen in der Referenz. Aufgrund der theoretischen Unsicherheiten in dem von `GENTLE` vorhergesagten W-Paarwirkungsquerschnitt wurde ein relativer Fehler von 2 % angenommen. Der Wert von σ_{WW} wurde entsprechend variiert und die Anpassung der TGCs in den Daten wiederholt.

e) ISR

Die in `KORALW` implementierte Modellierung der ISR ist bis zur zweiten Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^2)$ korrekt. Es wird angenommen, daß die Effekte höherer Ordnungen insgesamt geringer sind als der Einfluß der zweiten Ordnung allein. Daher wird die ISR-Modellierung auf einen Satz simulierter Ereignisse durch Umgewichten auf die Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ verschlechtert. Der systematische Fehler ergibt sich durch die Differenz der Werte in den Kopplungen, die auf der derart umgewichteten Menge bestimmt wurden, zu denen Werten, die auf der unveränderten Menge gemessen wurden. Dies beschreibt den Beitrag der zweiten Ordnung auf die Analyse und ist somit eine konservative Abschätzung für die Effekte höherer Ordnung.

f) Fragmentationsmodell

Wie in Abschnitt 3.3.1 erläutert wurde, basiert die Beschreibung des Fragmentationsprozesses im wesentlichen auf phänomenologischen Modellen. Die mittels simulierter W-Ereignisse ermittelte Auflösung der rekonstruierten Jets, die an verschiedenen Stellen in die Analyse z. B. bei der kinematischen Rekonstruktion eingeht, kann somit wesentlich von der Wahl des Fragmentationsmodells abhängen. Daher wurden mit dem Ereignisgenerator `HERWIG` [87] WW-Signalereignisse erzeugt. `HERWIG` verwendet das sogenannte Cluster-Fragmentationsmodell, das sich wesentlich von dem in `JETSET` verwendeten LUND-Stringmodell unterscheidet. Auf den derart generierten Ereignissen wurden unter Verwendung der normalen Referenz die TGCs gemessen, um die Größenordnung der systematischen Unsicherheiten zu bestimmen. Da mit `HERWIG` simulierte Ereignisse nur für die Schwerpunktenergie von 183 GeV zur Verfügung standen, wurde der so ermittelte Fehler für die Analyse bei 189 GeV übernommen. Die zum Teil erheblichen systematischen Fehler, insbesondere für $\Delta\kappa_\gamma$, resultieren nicht aus den Unterschieden zwischen den verschiedenen Fragmentationsmodellen, sondern spiegeln nur die statistische Aussagekraft der verwendeten Menge von simulierten Ereignissen wider.

g) Kalorimeterkalibration

Die absolute Energiekalibration des elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeters ist bei 183 und 189 GeV bis auf eine relative Genauigkeit von 2 % für das HCAL respektive 0.9 % für das ECAL bekannt [73]. Daher wurde bei simulierten Ereignissen die Energie der Kalorimeterobjekte in ECAL und HCAL unabhängig voneinander um die entsprechenden Beträge nach oben und unten variiert und die gesamte Rekonstruktions- und Analysekette wiederholt. Die resultierenden Fehler aufgrund der Unsicherheiten in der ECAL- und HCAL-Kalibration wurden quadratisch addiert, was aufgrund der Korrelation zwischen den beiden Fehlern, eine konservative Abschätzung darstellt.

h) Spurrekonstruktion

Wie zu Beginn der Ereignisselektion in Abschnitt 5.1 erläutert, wurden nur Spuren für die Analyse verwendet, deren Polarwinkel höchstens $|\cos\theta| \leq 0.90$ beträgt. Die Güte der Impulsmessung, die mit Bhabha-Ereignissen überprüft wurde, zeigt in den Vorwärtsbereichen ein deutliche ladungs- und ϕ-abhängige Verzerrung [58, 88, 89] wie in Abb. 7.8 a) und b) exemplarisch bei 189 GeV gezeigt wird. Für drei verschiedene Polarwinkelsegmente ist hier das Verhältnis vom rekonstruierten Impuls P_{rek} über die Strahlenergie E_{Strahl} für Bhabha-Ereignisse als Funktion des Azimutwinkels ϕ der Spur (für Spuren aus Bhabha-Ereignissen sollte dieses Verhältnis idealerweise genau eins sein) aufgetragen. Solche Verzerrungen können anomale Kopplungen vortäuschen,

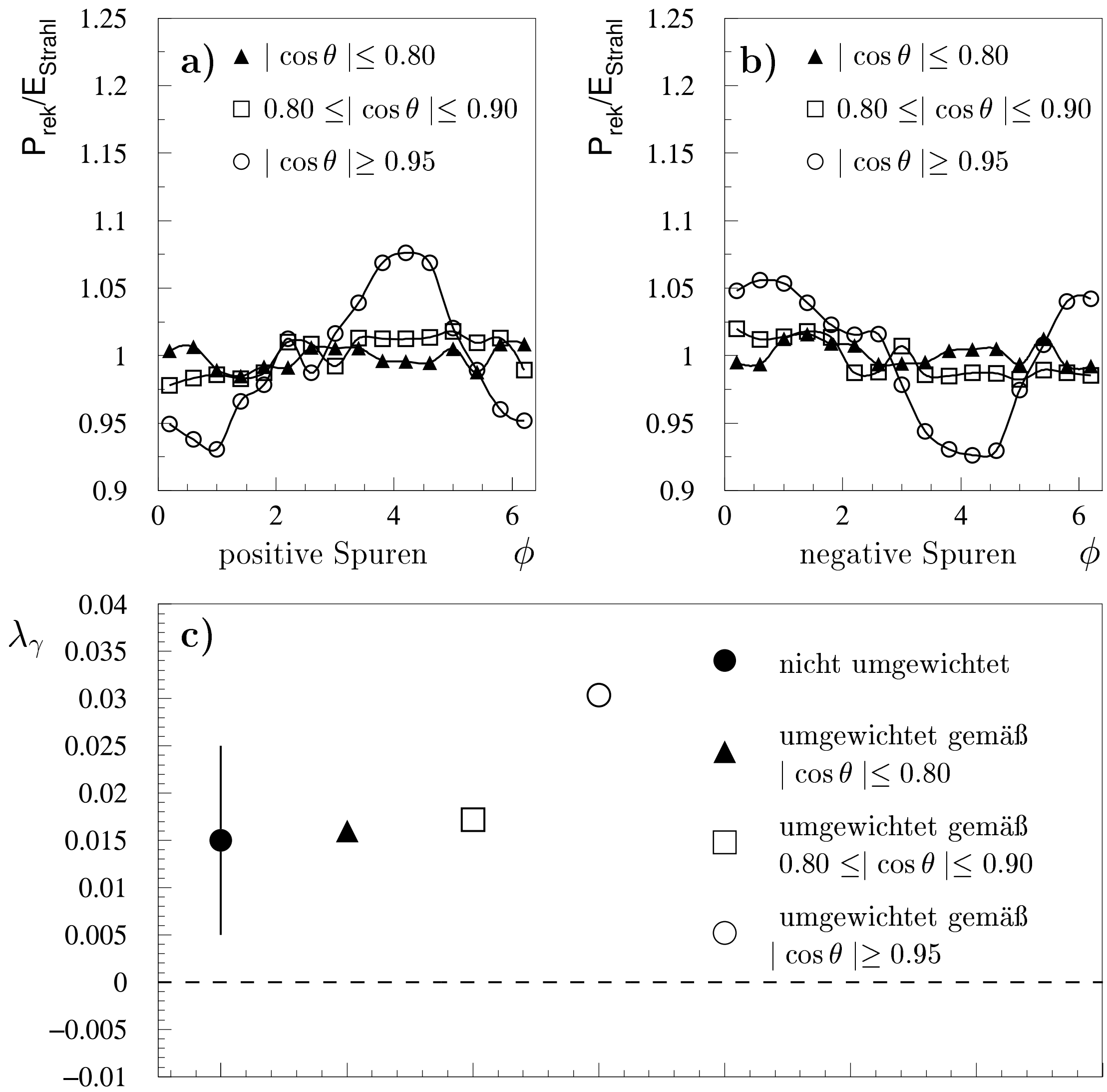


Abbildung 7.8: *Impulsrekonstruktion geladener Spuren bei 189 GeV. Die beiden oberen Abbildungen zeigen die Güte der Impulsrekonstruktion für geladene Spuren als Funktion des Polarwinkels, für positiv geladene Spuren in a) und negativ geladene Spuren in b). Aufgetragen ist das Verhältnis vom rekonstruierten Impuls P_{rek} über die Strahlenergie E_{Strahl} für Bhabha-Ereignisse als Funktion des Azimutwinkels ϕ der Spur (für Spuren aus Bhabha-Ereignissen sollte dieses Verhältnis idealerweise genau eins sein), für drei verschiedene Polarwinkelsegmente. Es ist deutlich eine ladungs- und ϕ-abhängige Verzerrung der Impulsrekonstruktion der Spuren im Vorwärtsbereich zu erkennen. Abbildung c) zeigt den Einfluß einer solchen Verzerrung auf die Messung von λ_γ. Die Leptonspuren aus simulierten $e\nu jj$-Ereignisse wurden den in a) und b) gezeigten Verteilungen gemäß verzerrt und der danach ermittelte Wert λ_γ mit dem unverfälschten Wert verglichen. Es zeigt sich, daß die ϕ-abhängigen Verzerrungen eine anomale Kopplung $\lambda_\gamma \neq 0$ vortäuschen können.*

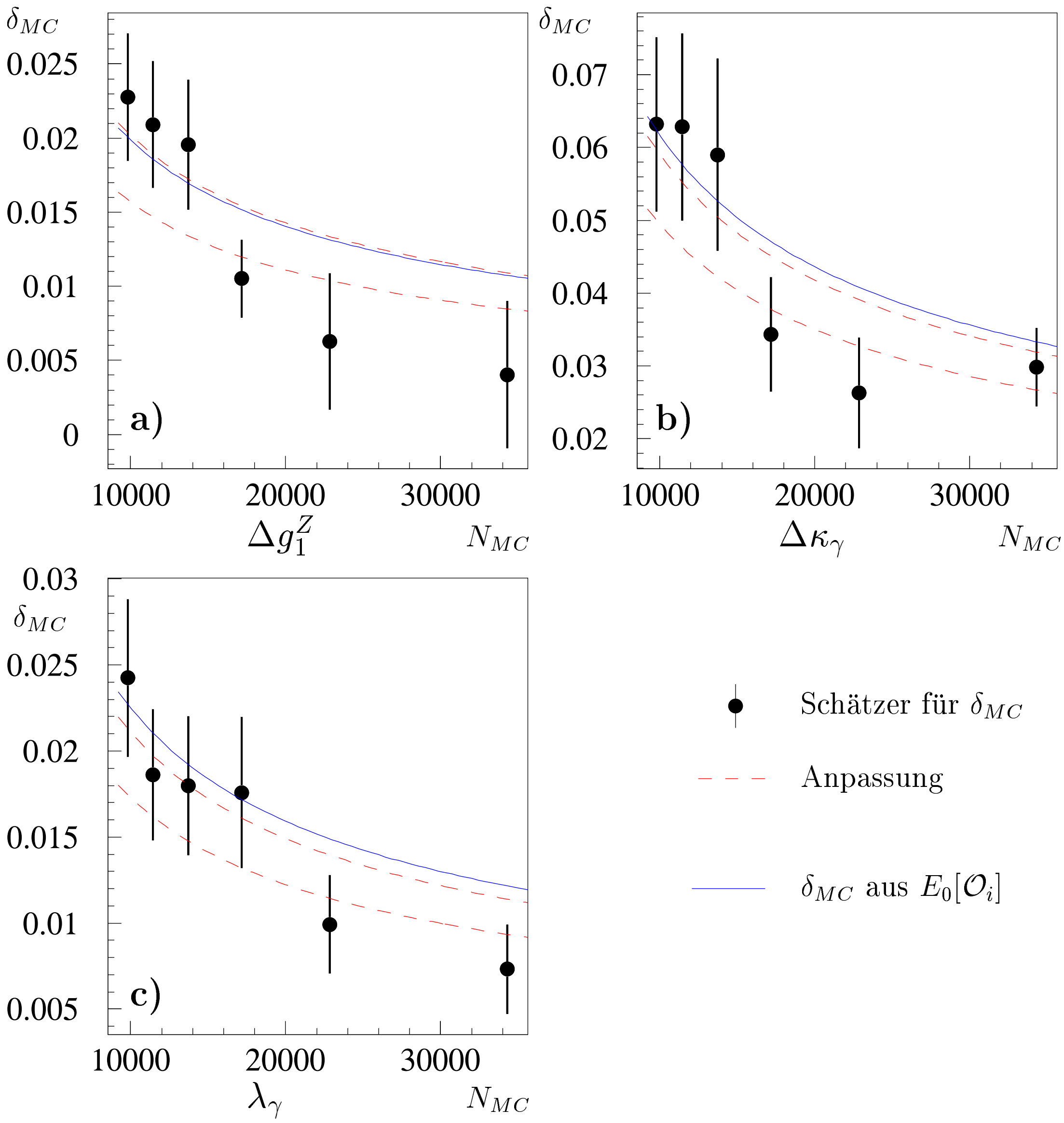


Abbildung 7.9: *Fehler δ_{MC} aufgrund der Größe N_{MC} der Referenz. In a), b) und c) ist für die Kopplungen Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ für zwei verschiedene Methoden der Bestimmung von δ_{MC} die Abhängigkeit von δ_{MC} von der Größe N_{MC} der verwendeten Referenz gezeigt. Die durchgezogene Linie bezeichnet ein δ_{MC}, das aus der statistischen Unsicherheit auf $E_0[\mathcal{O}_i]$ ermittelt wurde. Die gestrichelten Linien bezeichnen eine Anpassung an Schätzwerte auf δ_{MC}, die unter Verwendung verschiedener, disjunkter Referenzmengen ermittelt wurden. Die beiden gestrichelten Linien begrenzen jeweils den Bereich, der durch die Unsicherheit der Anpassung gegeben ist.*

wie in Abb. 7.8 c) gezeigt wird: die Leptonspur aus simulierten $e\nu jj$-Ereignissen wurde den in den drei Polarwinkelsegmenten beobachteten Verteilungen gemäß verzerrt und anschließend eine Messung von λ_γ durchgeführt. Es zeigt sich, daß die Verzerrungen im

Vorwärtsbereich eine deutliche Verschiebung von λ_γ zu positiven Werten hin verursachen. Hierbei ist zu beachten, daß alle vier Punkte auf den gleichen Ereignissen beruhen und es daher keine statistische Unsicherheit in der beobachteten Abweichung gibt. Diese Beobachtung begründet die Einschränkung auf Spuren mit $|\cos\theta| \leq 0.90$. Um die Systematik der Impulsrekonstruktion geladener Spuren abzuschätzen, wurden die beobachteten Verzerrungen auf die Leptonspuren simulierter Signalereignisse, abhängig vom Impuls und dem Polarwinkel der Spur, angewendet. Die Abweichungen in den TGCs im Vergleich zu den unverzerrten Ereignissen werden als systematische Fehler angegeben. Dies ist eine konservative Abschätzung, da die relativen Verzerrungen in der Impulsmessungen mit dem Impulsbetrag der Spur zunehmen [88] und daher Spuren aus Bhabha-Ereignissen erheblich größere Verzerrungen als Leptonspuren aus semileptonischen W-Ereignissen aufweisen. Wenn man Abb. 7.8 mit Abb. 5.2 gegenüberstellt, ist zu erkennen, daß die Verzerrungen bei 189 GeV im Vergleich zu 183 GeV im Vorwärtsbereich erheblich ausgeprägter, aber dafür im zentralen Bereich deutlich geringer sind. Dies spiegelt sich auch in den systematischen Fehlern wider, die bei 183 GeV wesentlich größer sind als bei 189 GeV.

i) Jetkorrekturen
Die in Abschnitt 5.2.1 beschriebenen Korrekturen auf die rekonstruierte Jetenergie besitzen Unsicherheiten, die im wesentlichen auf die geringe Statistik der zur Verfügung stehenden Z-Ereignisse beruht. Auf einem Satz simulierter Ereignisse wurden daher die Korrekturen um ihre entsprechenden Unsicherheiten variiert und aus den Variationen in den Werten der Kopplungen die systematischen Fehler abgeleitet.

7.3.2 Unkorrelierte systematische Fehler

j) Untergrundabschätzung
Der gemäß den Tabellen 7.3 und 7.4 in der Referenz enthaltene Anteil von Untergrundereignissen wurde variiert, um Unsicherheiten in der Simulation der entsprechenden Prozesse zu berücksichtigen. Der Anteil von Zee-Ereignissen und $q\bar{q}$-Ereignissen wurde unkorreliert um 20 % bzw. 5 % jeweils nach oben und unten geändert und die TGC-Messung in den Daten wiederholt.

k) Finite Monte-Carlo Statistik
Die Anzahl der WW-Ereignisse in der Referenz - vor der Selektion - beträgt typischerweise 200 000. Nach Selektion und Rekonstruktion verbleiben etwa 25 000 Signal- und Untergrundereignisse pro untersuchtem Kanal. Die Unsicherheit δ_{MC} aufgrund der finiten Monte-Carlo Statistik sollte

$$\delta_{MC}(N_{MC}) = \frac{c}{\sqrt{N_{MC}}}$$

gemäß mit der Größe der Referenz N_{MC} skalieren. Um diese Unsicherheit zu berücksichtigten, könnte man die statistischen Fehler auf alle Koeffizienten $E_0[\mathcal{O}_i]$, $\sigma_{1,j}$, $\sigma_{2,jk}$, c_{ij} und q_{ijk} aus Gleichung (6.5) bestimmen und durch Fehlerpropagation den Fehler δ_{MC} auf die in den Daten gemessenen Kopplungen erhalten. Da dies bei der notwendigen Berücksichtigung der Korrelationen zwischen allen Koeffizienten einen erheblichen Aufwand bedeutet, wurde nur der statistische Fehler auf den Erwartungswert $E_0[\mathcal{O}_i]$ berücksichtigt und daraus δ_{MC} abgeschätzt. Die Abhängigkeit des derart abgeschätzten Fehlers, skaliert auf die Größe der verwendeten Referenz, ist in Abb. 7.9 a), b) und c) für die Kopplungen Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$und λ_γ als durchgezogene Linie gezeigt. Um die Gültigkeit dieser Abschätzung zu überprüfen, wurden für die Kopplungsmessung auf einer definierten Menge simulierter Ereignisse verschiedene, disjunkte Mengen als Referenz verwendet und aus der Streuung der bestimmten Kopplungen ein Schätzwert für δ_{MC} ermittelt. Diese Schätzwerte wurden gegen N_{MC} aufgetragen (Punkte in Abb. 7.9) und eine Funktion der Form $c/\sqrt{N_{MC}}$ angepaßt (die gestrichelten Linien deuten die Funktion im Rahmen der Unsicherheit der Anpassung an). Die ermittelte Abhängigkeit von δ_{MC} von der Größe der Referenz steht in hervorragender Übereinstimmung von der verwendeten Ableitung aus der Unsicherheit von $E_0[\mathcal{O}_i]$.

l) **4-Fermion Matrixelement**
Sowohl für die Definition der $\mathcal{O}\mathcal{O}$ als auch für die Evolution des Erwartungswertes $E_0[\mathcal{O}_i]$ wurde aus den in Abschnitt 6.2 erläuterten Gründen nur ein `CC03`-Matrixelement verwendet. Daher wurde für einen Satz simulierter Ereignisse der Unterschied bei der Bestimmung der Kopplungen zwischen einem `CC03`-Matrixelement und dem vollen 4f-Matrixelement aus dem Programmpaket `EXCALIBUR` untersucht und die Differenz als systematische Unsicherheit angegeben.

Die systematischen Fehler wurden überwiegend dediziert für die Analyse bei 183 GeV und für die Analyse bei 189 GeV bestimmt. Nur für die systematischen Unsicherheiten aufgrund von ISR, Fragmentation und der Wahl des Matrixelementes wurden die Werte nur bei 183 GeV ermittelt und für die Analyse bei 189 GeV übernommen. Die entsprechenden Zeilen in Tabelle 7.4 sind daher mit einem Stern gekennzeichnet. Bei der Kombination der systematischen Fehler mit den statistischen Unsicherheiten auf die Kopplungen wurde wie folgt verfahren:

- Bei systematischen Fehlern, die sich aus einer Variation eines Parameters in zwei Richtungen ergeben, z.B. der Variation der Luminosität um $\pm 0.7\%$, wurde der entsprechende Fehler asymmetrisch berücksichtigt. Die in den Tabellen 7.3 und 7.4 zusammengestellten Werte geben in solchen Fällen der Einfachheit halber den absolut größten Wert an. Fehler, die sich aus nur einer Änderung ergeben, z.B. der Variation des Fragmentationsmodelles, wurden als symmetrisch angenommen.

- für jede Fehlerquelle und Kopplung wurde eine parabolische, gegebenfalls asymmetrische $-\Delta \log \mathrm{L}$-Funktion aufgestellt, die ihr Minimum an dem Meßwert für die jeweilige Kopplung annimmt. Hierbei wird vorausgesetzt, daß die bestimmten systematischen Fehler keine Funktion der Kopplungen sind.

- alle Likelihood-Funktionen, die statistischen und die systematischen, wurden aufaddiert, um die kombinierte Likelihood zu erhalten.

Die derart ermittelten $-\Delta \log \mathrm{L}$-Funktion für die beiden Kanäle sind in Abb. 7.10 für 183 GeV und in Abb. 7.11 für 189 GeV gezeigt. Die Resultate für die beiden Kanäle mit den statistischen Fehlern und den systematischen korrelierten und unkorrelierten Fehlern sind in Tabelle 7.5 und Tabelle 7.6 zusammengefaßt. Nach Kombination aller Fehler ergeben sich folgende Resultate für 183 GeV:

$$\left.\begin{array}{lcll} \Delta g_1^Z & = & 0.36^{+0.26}_{-0.32} & [-0.33, 0.85] \\[2ex] \Delta\kappa_\gamma & = & -1.10^{+1.08}_{-0.59} & [-1.87, 1.90] \\[2ex] \lambda_\gamma & = & -0.27^{+0.99}_{-0.47} & [-0.74, 0.72] \end{array}\right\} e\nu jj\text{-Kanal}$$

$$\left.\begin{array}{lcll} \Delta g_1^Z & = & 0.20^{+0.21}_{-0.19} & [-0.19, 0.60] \\[2ex] \Delta\kappa_\gamma & = & 0.94^{+0.61}_{-0.78} & [-0.68, 1.99] \\[2ex] \lambda_\gamma & = & 0.12^{+0.27}_{-0.21} & [-0.27, 0.66] \end{array}\right\} \mu\nu jj\text{-Kanal}$$

und für 189 GeV:

$$\left.\begin{array}{lcll} \Delta g_1^Z & = & -0.11^{+0.11}_{-0.10} & [-0.31, 0.11] \\[2ex] \Delta\kappa_\gamma & = & 0.53^{+0.53}_{-0.44} & [-0.13, 1.32] \\[2ex] \lambda_\gamma & = & 0.10^{+0.13}_{-0.12} & [-0.12, 0.37] \end{array}\right\} e\nu jj\text{-Kanal}$$

$$\left.\begin{array}{lcll} \Delta g_1^Z & = & 0.04^{+0.11}_{-0.10} & [-0.16, 0.25] \\[2ex] \Delta\kappa_\gamma & = & -0.24^{+0.29}_{-0.19} & [-0.52, 0.27] \\[2ex] \lambda_\gamma & = & -\,0.25^{+0.10}_{-0.08} & [-0.41, -0.06] \end{array}\right\} \mu\nu jj\text{-Kanal}$$

wobei die hoch- und tiefgestellten Fehler dem 68 % CL entsprechen und das Zahlenpaar in der eckigen Klammer das 95 % CL bezeichnet. Alle Konfidenzintervalle und Fehler beinhalten statistische und systematische Unsicherheiten und sind durch Integration der entsprechenden $-\Delta\log\mathrm{L}$-Funktionen bestimmt worden. Insgesamt stimmen die meisten gemessenen Werte sehr gut mit der Standardmodellvorhersage, also mit null, überein. In einem Fall, λ_γ im $\mu\nu jj$-Kanal bei 189 GeV, beträgt die Differenz zu null zwar $2.6\,\sigma$, dies stellt aber keine signifikante Abweichung vom Standardmodell dar. Insbesondere da bei keinem anderen Ergebnis für λ_γ, weder im $e\nu jj$-Kanal noch den bei Daten bei 183 GeV, eine ähnliche Abweichung festgestellt wird. Diese Resultate sollen noch einmal kurz zusammengefaßt werden.

Systematische Fehler bei 183 GeV						
	$e\nu q\bar{q}$-Kanal			$\mu\nu q\bar{q}$-Kanal		
	Δg_1^Z	$\Delta\kappa_\gamma$	λ_γ	Δg_1^Z	$\Delta\kappa_\gamma$	λ_γ
Korrelierte Fehler						
a) LEP Energie	0.02	0.01	-	-	-	-
b) Luminosität	0.02	0.01	-	-	-	-
c) W-Masse	-	0.02	-	-	0.02	-
d) σ_{WW}	0.02	0.03	0.03	0.01	0.03	0.03
e) ISR	-	-	-	-	-	-
f) Fragmentationsmodell	0.03	0.15	0.04	0.03	0.17	0.03
g) Kalorimeterkalibration	0.04	0.17	0.05	0.04	0.11	0.05
h) Spurrekonstruktion	0.03	0.17	0.06	0.03	0.12	0.08
i) Jetkorrekturen	0.02	0.07	0.02	0.06	-	0.05
Unkorrelierte Fehler						
k) Untergrundabschätzung	0.09	0.01	0.01	-	-	0.01
l) Finite MC-Statistik	0.01	0.03	0.01	0.01	0.03	0.01
m) 4-Fermion Matrixelement	0.02	0.03	0.01	0.01	0.02	0.03

Tabelle 7.3: *Zusammenstellung der unkorrelierten und korrelierten systematischen Unsicherheiten auf Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ bei 183 GeV. Die detaillierte Beschreibung der einzelnen Quellen findet sich im Text.*

Systematische Fehler bei 189 GeV						
	$e\nu q\bar{q}$-Kanal			$\mu\nu q\bar{q}$-Kanal		
	Δg_1^Z	$\Delta\kappa_\gamma$	λ_γ	Δg_1^Z	$\Delta\kappa_\gamma$	λ_γ
Korrelierte Fehler						
a) LEP Energie	-	-	-	-	-	-
b) Luminosität	-	0.01	-	-	0.01	-
c) W-Masse	-	0.03	0.01	0.01	0.02	0.01
d) σ_{WW}	0.01	0.02	0.01	-	0.04	0.01
e) ISR *	-	-	-	-	-	-
f) Fragmentationsmodell *	0.03	0.15	0.04	0.03	0.17	0.03
g) Kalorimeterkalibration	0.06	0.03	0.02	-	0.01	-
h) Spurrekonstruktion	-	-	-	-	-	-
i) Jetkorrekturen	-	-	-	-	-	-
Unkorrelierte Fehler						
k) Untergrundabschätzung	0.01	0.01	0.02	0.01	0.02	0.01
l) Finite MC-Statistik	0.01	0.03	0.01	0.01	0.03	0.01
m) 4-Fermion Matrixelement *	0.02	0.03	0.01	0.01	0.02	0.03

Tabelle 7.4: *Zusammenstellung der unkorrelierten und korrelierten systematischen Unsicherheiten auf Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ bei 189 GeV. Die detaillierte Beschreibung der einzelnen Quellen findet sich im Text. Der Stern bezeichnet systematische Fehler, die von der Analyse bei 183 GeV übernommen wurden.*

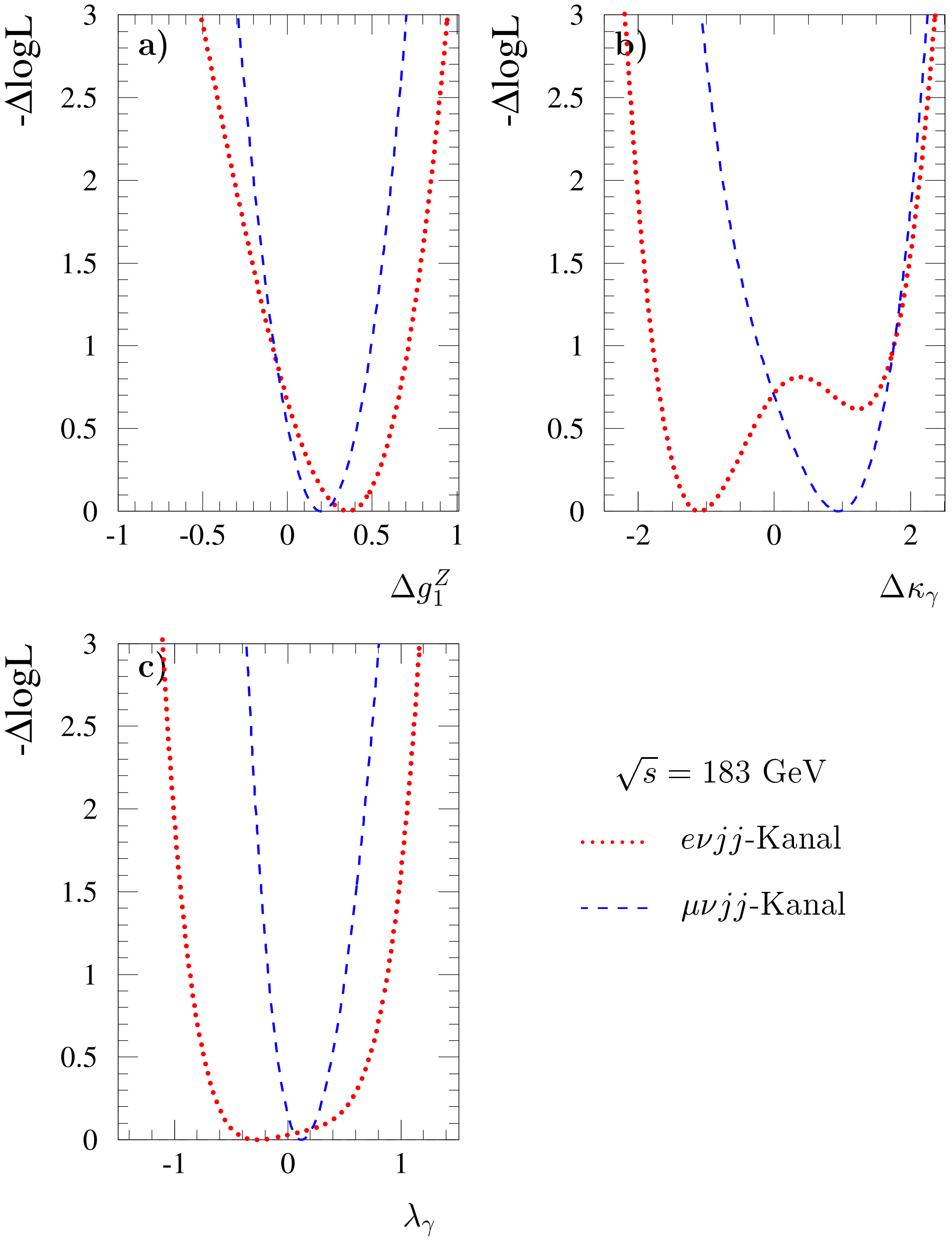


Abbildung 7.10: *Die $-\Delta \log \mathrm{L}$-Kurven bei 183 GeV inklusive der systematischen Unsicherheiten für beide Kanäle. In a), b) und c) sind die zu den Fits von Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ korrespondierenden $-\Delta \log \mathrm{L}$-Kurven gezeigt, wobei immer nur eine Kopplung angepaßt und die anderen beiden bei ihren Standardmodellwerten fixiert wurden. Die $-\Delta \log \mathrm{L}$-Kurve enthalten die statistischen und vollständigen systematischen Unsicherheiten.*

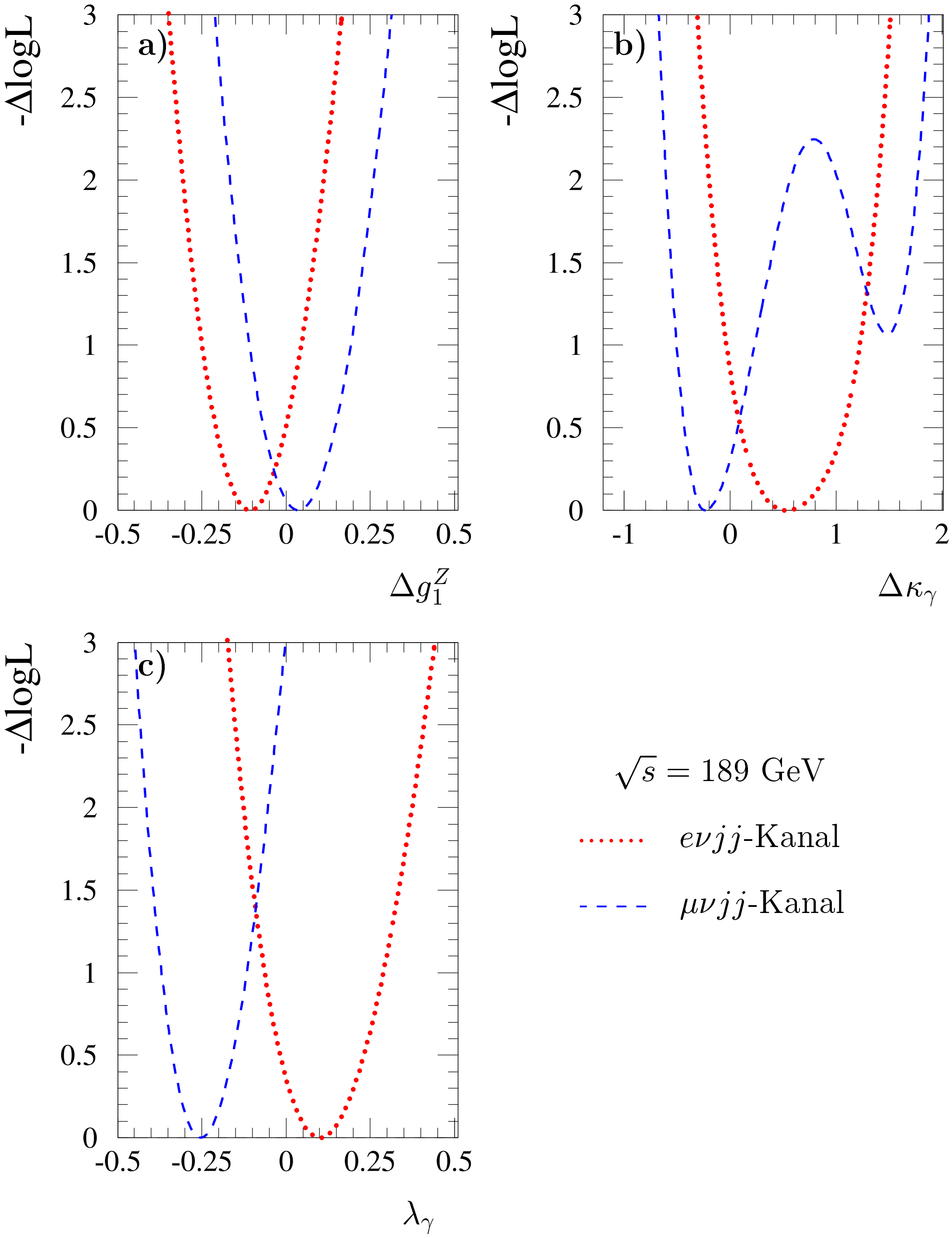


Abbildung 7.11: *Die $-\Delta \log \mathrm{L}$-Kurven bei 189 GeV inklusive der systematischen Unsicherheiten für beide Kanäle. In a), b) und c) sind die zu den Fits von Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ korrespondierenden $-\Delta \log \mathrm{L}$-Kurven gezeigt, wobei immer nur eine Kopplung angepaßt und die anderen beiden bei ihren Standardmodellwerten fixiert wurden. Die $-\Delta \log \mathrm{L}$-Kurve enthalten die statistischen und vollständigen systematischen Unsicherheiten.*

Fitresultate bei 183 GeV			
	Δg_1^Z	$\Delta\kappa_\gamma$	λ_γ
$e\nu jj$	$0.36^{+0.26\,+0.04\,+0.03}_{-0.28\,-0.13\,-0.03}$	$-1.10^{+1.03\,+0.07\,+0.20}_{-0.56\,-0.05\,-0.15}$	$-0.27^{+0.99\,+0.03\,+0.07}_{-0.47\,-0.02\,-0.00}$
$\mu\nu jj$	$0.20^{+0.19\,+0.02\,+0.10}_{-0.19\,-0.02\,-0.00}$	$0.94^{+0.55\,+0.05\,+0.26}_{-0.78\,-0.06\,-0.03}$	$0.12^{+0.24\,+0.05\,+0.10}_{-0.21\,-0.02\,-0.00}$

Tabelle 7.5: *Fitresultate für die Kopplungen Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ bei 183 GeV für die beiden untersuchten Kanäle $e\nu jj$ und $\mu\nu jj$. Jede Kopplung wurde angepaßt, indem die beiden anderen bei null, ihrem Standardmodellwert, fixiert wurden. Der erste Fehler bezeichnet den 68% statistischen Fehler, der zweite den unkorrelierten systematischen Fehler und der dritte den korrelierten systematischen Fehler.*

Fitresultate bei 189 GeV			
	Δg_1^Z	$\Delta\kappa_\gamma$	λ_γ
$e\nu jj$	$-0.11^{+0.10\,+0.01\,+0.02}_{-0.10\,-0.01\,-0.02}$	$0.53^{+0.53\,+0.02\,+0.03}_{-0.42\,-0.02\,-0.15}$	$0.10^{+0.10\,+0.13\,+0.02}_{-0.12\,-0.02\,-0.00}$
$\mu\nu jj$	$0.04^{+0.11\,+0.00\,+0.03}_{-0.10\,-0.00\,-0.00}$	$-0.24^{+0.23\,+0.02\,+0.19}_{-0.19\,-0.02\,-0.01}$	$-0.25^{+0.09\,+0.01\,+0.03}_{-0.08\,-0.01\,-0.01}$

Tabelle 7.6: *Fitresultate für die Kopplungen Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ bei 189 GeV für die beiden untersuchten Kanäle $e\nu jj$ und $\mu\nu jj$. Jede Kopplung wurde angepaßt, indem die beiden anderen bei null, ihrem Standardmodellwert, fixiert wurden. Der erste Fehler bezeichnet den 68% statistischen Fehler, der zweite den unkorrelierten systematischen Fehler und der dritte den korrelierten systematischen Fehler.*

7.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die in diesem Kapitel präsentierten Resultate umfassen Messungen der TGCs in den Kanälen $e\nu jj$ und $\mu\nu jj$ bei Schwerpunktenergien von 183 und 189 GeV. Für beide Datensätze und Endzustände wurden Fits der anomalen Kopplungen Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ durchgeführt, wobei jeweils nur eine Kopplung angepaßt wurde und die anderen beiden bei null, ihrem Standardmodellwert, fixiert wurden. In keinem Fall wurde eine signifikante Abweichung vom Standardmodellwert festgestellt. Insgesamt ist die Übereinstimmung der Resultate mit den Standardmodell sehr gut. Die Genauigkeit der Messungen, insbesondere bei dem Datensatz von 189 GeV, ist aufgrund der hohen Statistik sehr hoch. Für Δg_1^Z und λ_γ liegen die 68 % CL schon für diesen Datensatz allein pro Kanal im Bereich von 0.1. Trotz dieser Präzision der Messungen werden die Fehler von den statistischen Unsicherheiten dominiert, die systematischen Unsicherheiten sind durchweg gering.

Durch die Kombination dieser Ergebnisse mit den Untersuchungen aus anderen Analysen können wesentlich schärfere Grenzen auf die anomalen Kopplungen gesetzt werden. Auch für den Fall der gleichzeitigen Anpassung mehrerer Kopplungen ergeben sich dann kleine Fehler. Solche Fits sind im Rahmen dieser Analyse ebenfalls durchgeführt worden, die Ergebnisse wurden aber noch nicht diskutiert. Das nächste Kapitel widmet sich daher der Kombination dieser Resultate mit denen anderer Analysen, die bei ALEPH durchgeführt wurden, und den Ergebnissen von Multiparameterfits.

Kapitel 8

Kombination und Vergleich der Resultate

Dieses Kapitel widmet sich der Kombination dieser Analyse mit anderen Resultaten und dem Vergleich mit anderen Messungen.

8.1 Messungen der TGCs bei ALEPH

Die in dieser Analyse ermittelten Grenzen auf die anomalen TGCs aus der Untersuchung der Kanäle $e\nu jj$ und $\mu\nu jj$ wurden mit den Ergebnissen aus anderen WW-Kanälen kombiniert. Die innerhalb der ALEPH-Kollaboration durchgeführten Studien der Kanäle $\ell\nu\ell\nu$, $\tau\nu jj$ und $jjjj$ basieren dabei auf der, in im Rahmen dieser Analyse entwickelten, Methode der iterierten $\mathcal{OO}$. Eine Diskussion der Analysen und Ergebnisse der einzelnen Kanäle bei Schwerpunktenergien von 183 GeV und 189 GeV findet sich in [82] und [81], hier werden im wesentlichen nur die kombinierten Resultate besprochen.

Das statistische Gewicht der einzelnen WW-Kanäle im kombinierten Resultat ist sehr unterschiedlich und nicht allein durch die jeweilige Statistik bestimmt. Wie in Abschnitt 3.1.3 diskutiert, besitzen die beiden Topologien $e\nu jj$ und $\mu\nu jj$ die höchste Sensitivität von allen WW-Zerfallskanälen auf die TGCs. Diese Aussage wird in Abbildung 8.2 verdeutlicht, in der exemplarisch die $-\Delta\log\mathrm{L}$-Funktionen für Δg_1^Z bei 189 GeV für alle fünf Kanäle eingezeichnet sind. Die schlechten Ausschlußgrenzen des doppelleptonischen Kanals beruhen auf der geringen Statistik, die aus dem extrem niedrigen Verzweigungsverhältnis resultiert. Im $\tau\nu jj$-Kanal ist aufgrund des Neutrinos aus dem τ-Zerfall die Auflösung der rekonstruierten Zerfallswinkel schlechter als in den anderen semileptonischen Kanälen, darüberhinaus ist auch die Selektionseffizienz deutlich geringer. Im $jjjj$-Kanal schließlich sorgen die mannigfaltigen Ambiguitäten bei der Bestimmung der Zerfallswinkel für die großen Fehler auf Δg_1^Z.

Die selektierten Datensätze in den einzelnen Kanälen besitzen keinen Überlapp und demzufolge sind auch die statistischen Fehler völlig unkorreliert. Die entsprechenden $-\Delta\log\mathrm{L}$-Funktionen können daher einfach addiert werden. Bei den systematischen Fehlern hingegen wurde der im vorigen Abschnitt eingeführten Unterteilung folgend zwischen unkorrelierten und korrelierten Fehlerquellen unterschieden. Bei letzteren wurde dabei eine 100 %-tige Korrelation zugrundegelegt. Die Berücksichtigung der kombinierten systematischen Fehler in den $-\Delta\log\mathrm{L}$-Funktionen erfolgte nach der in Abschnitt 7.3 beschriebenen Prozedur. In Abb. 8.1 sind die derart ermittelten kombinierten $-\Delta\log\mathrm{L}$-Funktionen bei einer Schwerpunktenergie

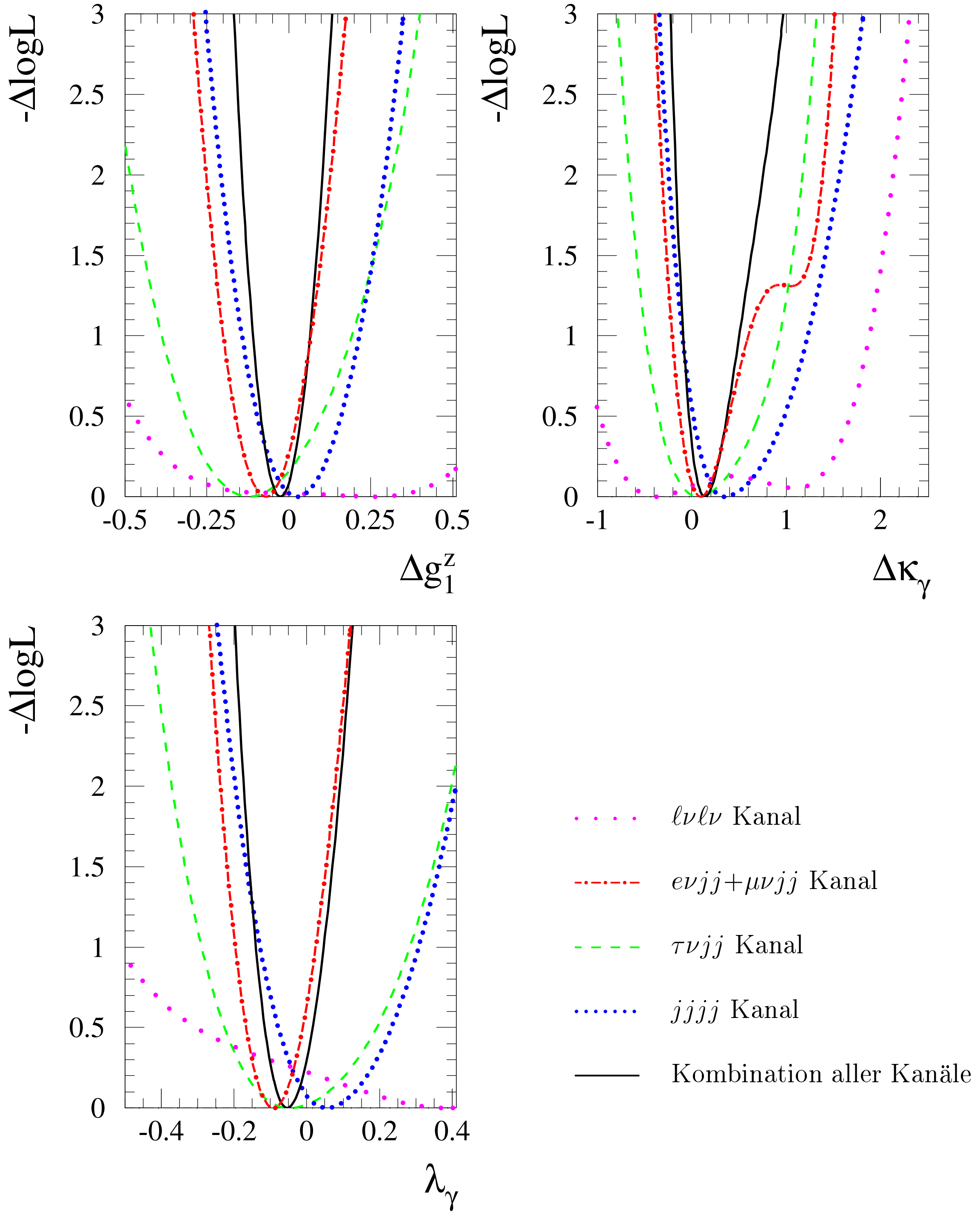


Abbildung 8.1: *Resultate von ALEPH aus der Analyse der WW-Produktion bei 189 GeV. Gezeigt sind die* $-\Delta \log \mathrm{L}$*-Funktionen aus den vier topologischen WW-Kanälen* $\ell\nu\ell\nu$*, der Kombination* $e\nu jj+\mu\nu jj$*,* $\tau\nu jj$ *und* $jjjj$ *für die drei anomalen Kopplungen a)* Δg_1^Z*, b)* $\Delta\kappa_\gamma$ *und c)* λ_γ*. Die Kombination aller* $-\Delta \log \mathrm{L}$*-Kurven, die das kombinierte Resultat aus W-Paarproduktion bei 189 GeV darstellt, ist ebenfalls eingezeichnet. In den Kurven sind sowohl die statistischen als auch systematischen Unsicherheiten berücksichtigt worden.*

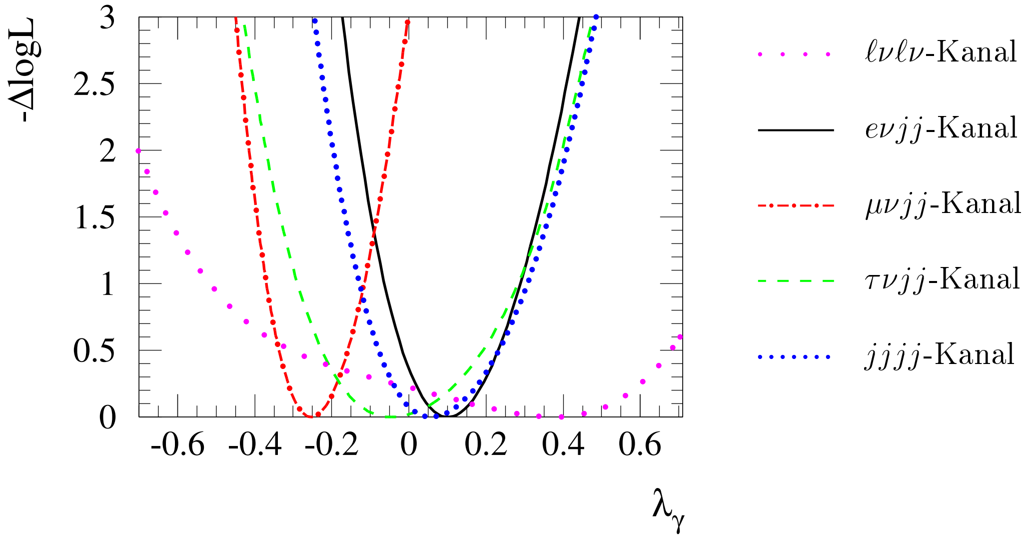


Abbildung 8.2: *Beiträge der einzelnen Kanäle bei 189 GeV. Gezeigt sind die* $-\Delta \log \mathrm{L}$-*Funktionen der einzelnen WW-Kanäle* $\ell\nu\ell\nu$, $e\nu jj$, $\mu\nu jj$, $\tau\nu jj$ *und* $jjjj$ *für die anomalen Kopplung* Δg_1^Z. *In den Kurven sind sowohl die statistischen als auch systematischen Unsicherheiten berücksichtigt worden.*

von 189 GeV für alle drei Parameter Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ gezeigt. Neben den Beiträgen der Topologien $\tau\nu jj$, $\ell\nu\ell\nu$ und $jjjj$ ist auch der Beitrag dieser Analyse, die Kombination der beiden Kanäle $e\nu jj$+$\mu\nu jj$, eingezeichnet. Es ist deutlich zu erkennen, daß das Gesamtergebnis durch den Beitrag dieser beiden Kanäle dominiert wird. Nach Kombination aller Kanäle ergeben sich folgende Resultate für die jeweiligen Schwerpunktenergien:

$$\left.\begin{array}{lcrc}
\Delta g_1^Z & = & 0.23^{+0.15}_{-0.17}{}^{+0.08}_{-0.05} & [-0.13, 0.52] \\[2ex]
\Delta\kappa_\gamma & = & -0.38^{+0.53}_{-0.29}{}^{+0.38}_{-0.09} & [-0.82, 1.49] \\[2ex]
\lambda_\gamma & = & -0.05^{+0.24}_{-0.19}{}^{+0.11}_{-0.05} & [-0.37, 0.45]
\end{array}\right\}\ 183\ \mathrm{GeV}$$

$$\left.\begin{array}{lcrc}
\Delta g_1^Z & = & -0.02^{+0.06}_{-0.06}{}^{+0.02}_{-0.03} & [-0.14, 0.10] \\[2ex]
\Delta\kappa_\gamma & = & 0.14^{+0.24}_{-0.18}{}^{+0.22}_{-0.04} & [-0.17, 0.78] \\[2ex]
\lambda_\gamma & = & -0.05^{+0.06}_{-0.06}{}^{+0.04}_{-0.02} & [-0.17, 0.08]
\end{array}\right\}\ 189\ \mathrm{GeV}$$

wobei die hoch- und tiefgestellten Fehler dem 68 % CL entsprechen. Die erste Zahl bezeichnet den statistischen und die zweite Zahl den kombinierten systematischen Fehler. Der statistische Fehler ist durch Integration der entsprechenden $-\Delta \log \mathrm{L}$-Funktionen bestimmt worden.

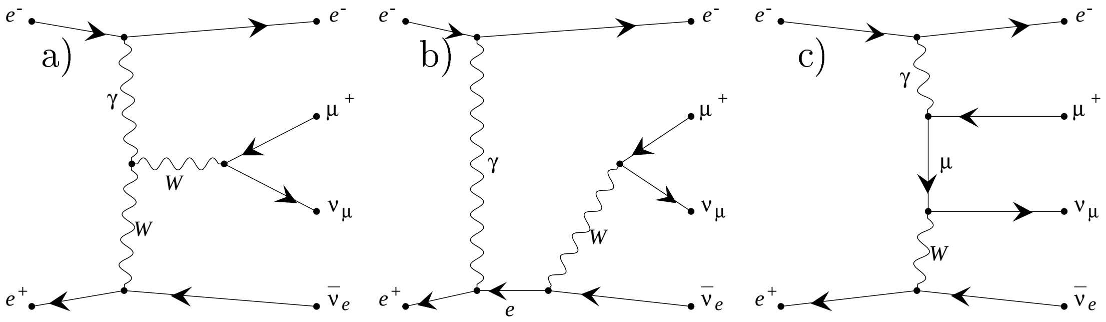


Abbildung 8.3: *Diagramme für single-W Produktion. Gezeigt sind die dominanten t-Kanal-Diagramme für den Prozeß* $e^+e^- \to e^-\bar{\nu}_e W^+ \to e^-\bar{\nu}_e\mu^+\nu_\mu$. *Diagramm a) ist ein sogenannter Fusionsgraph und enthält den* $WW\gamma$*-Vertex.*

Das Zahlenpaar in der eckigen Klammer bezeichnet das 95 % CL. Das Konfidenzintervall beeinhaltet statistische und systematische Unsicherheiten und ist ebenfalls durch Integration der entsprechenden $-\Delta \log L$-Funktion bestimmt worden. Bei beiden Schwerpunktenergien stehen die Ergebnisse in perfekter Übereinstimmung mit dem Standardmodell. Darüberhinaus ist zu bemerken, daß die Fehler durch die statistischen Beiträge dominiert werden.

Neben der W-Paarproduktion gibt es noch weitere Prozesse bei LEP2, die sensitiv auf den Drei-Eichbosonen-Vertex sind. In der ALEPH-Kollaboration wurden auch Analysen von Endzuständen mit einzelnen W-Bosonen und einzelnen Photonen (in der weiteren Diskussion als 'single-W' und 'single-γ' bezeichnet) durchgeführt. Für beide Ereignistypen gibt es Diagramme, die einen Fusionsgraphen enthalten (vgl. auch Abb. 3.6), bei dem ein Photon an zwei W-Bosonen koppelt. Beide Ereignistypen sind sensitiv auf den $WW\gamma$-Vertex und daher können Grenzen auf die anomalen Kopplungen $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ extrahiert werden. Für die single-W Produktion sind einige der dominanten Graphen in Abb. 8.3 zusammengestellt. Obwohl beide Endzustände eine geringere Sensitivität auf die anomalen Kopplungen besitzen als die WW-Paarproduktion, sind sie bei der Analyse von $\Delta\kappa_\gamma$ von großen Vorteil. Die Ausschlußgrenzen auf $\Delta\kappa_\gamma$ sind vergleichbar mit denen der W-Paarproduktion und insbesondere nicht mit Ambiguitäten, wie der in Kapitel 6 diskutierten Doppelminimumstruktur behaftet.

Die vollständige Analyse der TGCs auf der Basis von Daten, die am Detektor ALEPH aufgezeichnet wurden, setzt sich somit aus den Ergebnissen der W-Paarproduktion, single-W und single-γ Prozessen zusammen. Die oben diskutierten Ergebnisse aus der WW-Produktion bei 183-189 GeV wurden daher mit den veröffentlichten ALEPH-Resultaten aus WW-Produktion bei 172 GeV [90], single-W Produktion bei 183 GeV [91] und single-γ Produktion bei 183-189 GeV [92, 93] kombiniert:

$$\left.\begin{array}{rcrl} \Delta g_1^Z &=& -0.001^{+0.063}_{-0.058} & [-0.113, 0.126] \\[2ex] \Delta\kappa_\gamma &=& 0.083^{+0.183}_{-0.138} & [-0.176, 0.467] \\[2ex] \lambda_\gamma &=& -0.050^{+0.071}_{-0.059} & [-0.163, 0.094] \end{array}\right\} \text{kombiniertes ALEPH-Resultat}$$

wobei die hoch- und tiefgestellten Fehler dem 68 % CL entsprechen und das Zahlenpaar in der eckigen Klammer das 95 % CL bezeichnet. Alle Konfidenzintervalle und Fehler beinhalten

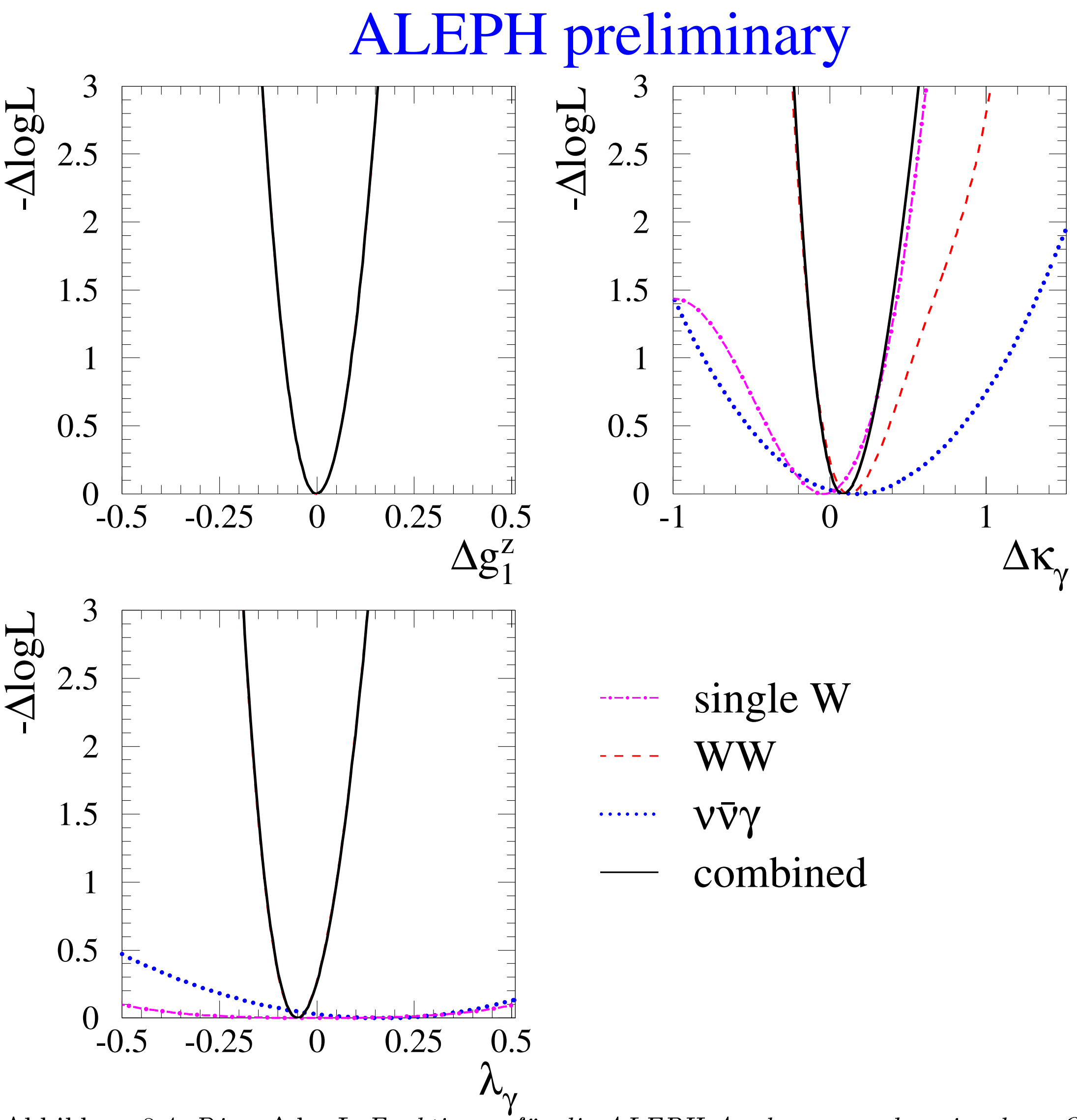


Abbildung 8.4: *Die* $-\Delta \log \mathrm{L}$*-Funktionen für die ALEPH-Analysen aus den einzelnen Quellen und der Kombination der Resultate (entnommen aus [82]). Gezeigt sind die Kurven für WW-Produktion (172-189 GeV), single-W (183 GeV) und single-*γ *Produktion (183-189 GeV) und das kombinierte Ergebnis. Die systematischen Unsicherheiten sind in den Kurven berücksichtigt.*

statistische und systematische Unsicherheiten und sind durch Integration der entsprechenden $-\Delta \log \mathrm{L}$-Funktionen bestimmt worden. Die $-\Delta \log \mathrm{L}$-Funktionen sind Abb. 8.4 gezeigt. Wie erläutert, tragen die single-W und single-γ Analysen erheblich zum Gesamtergebnis für $\Delta\kappa_\gamma$ bei. Für alle drei Kopplungen ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Standardmodell.

Alle bisherigen Resultate für Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ waren Einparameterfits der Kopplungen, bei denen eine Kopplung angepaßt wurde und die anderen beiden bei null, ihrem Standardmodellwert, fixiert wurden. Um die volle Korrelation der Parameter zu studieren und insbesondere einen stringenten Test des Standardmodells durchzuführen, wurde auch ein

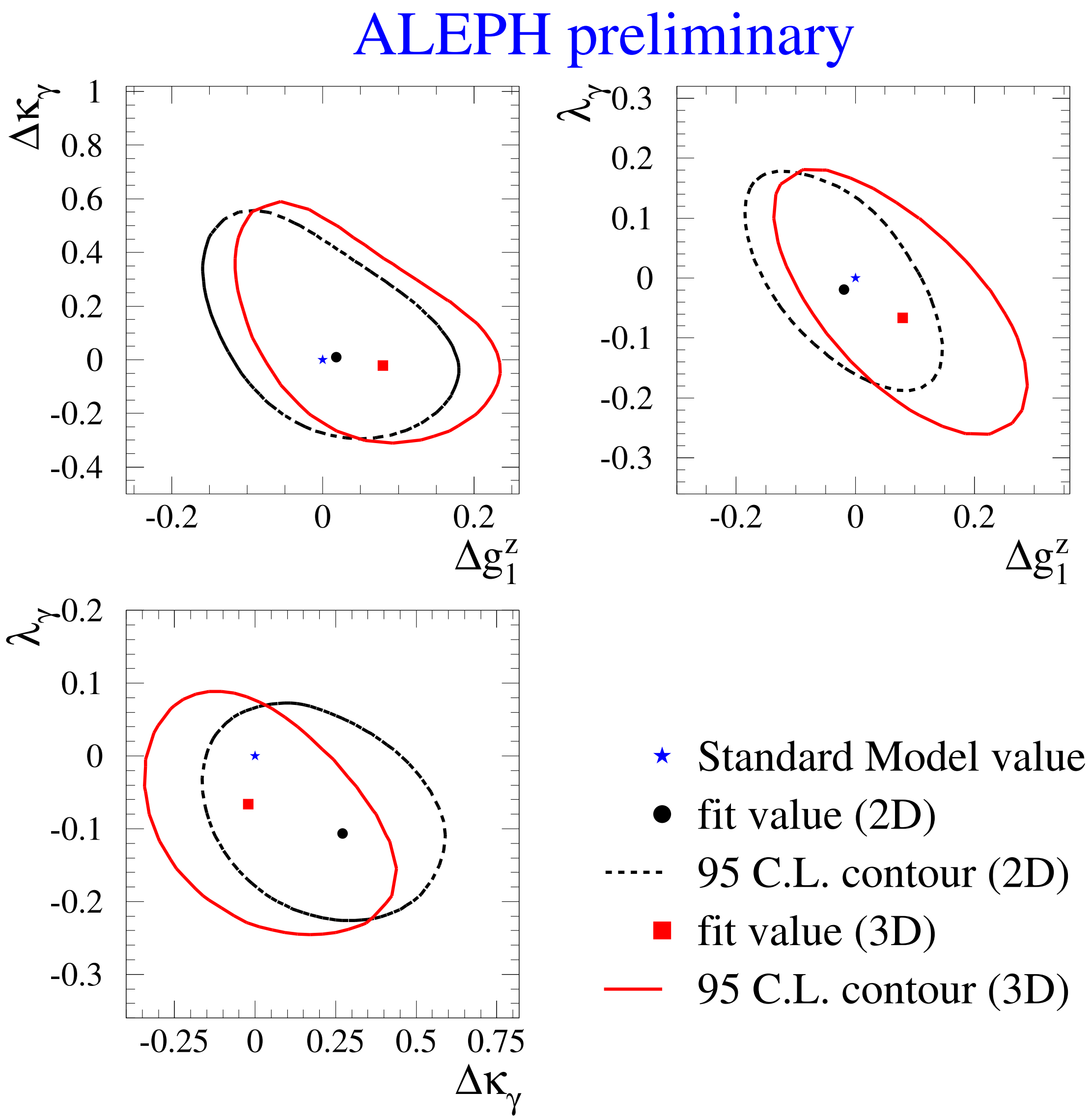


Abbildung 8.5: *Multiparameterfits auf der Basis der Daten von ALEPH. Die Abbildung zeigt die zweidimensionalen 95 % Konfidenzniveaus (CL) für die drei Paare von Kopplungen a) (Δg_1^Z,$\Delta\kappa_\gamma$) b) (Δg_1^Z,λ_γ) und c) ($\Delta\kappa_\gamma$,λ_γ). Die durchgezogene Linie ist das 95 % CL des Dreiparameterfits und die gestrichelte Linie das 95 % Cl des entsprechenden Zweiparameterfits (aus [81]). Die systematischen Unsicherheiten sind nicht enthalten.*

Dreiparameterfit, bei dem alle drei Kopplungen gleichzeitig angepaßt wurden, durchgeführt. Dieser Fit verwendet die kombinierte Infomation aus der WW-Produktion bei 172-189 GeV, single-W Produktion bei 183 GeV und single-γ Produktion bei 183-189 GeV. Das Ergebnis [81] dieser Anpassung ist:

$$\left.\begin{array}{rcl} \Delta g_1^Z & = & 0.080^{+0.079}_{-0.087} \\ \\ \Delta\kappa_\gamma & = & -0.021^{+0.153}_{-0.127} \\ \\ \lambda_\gamma & = & -0.066^{+0.084}_{-0.080} \end{array}\right\} \text{Resultat des Dreiparameterfit der ALEPH-Daten}$$

Die Fehler wurden nicht durch Integration der $-\Delta \log \mathrm{L}$-Funktion bestimmt, da diese in drei Dimensionen extrem zeitaufwendig ist. Die zitierten Fehler sind durch die Auswertung der $-\Delta \log \mathrm{L}$-Funktion bei einem Wert von 0.5 ermittelt worden [1] und enthalten nur statistische Unsicherheiten.

Die 2-dimensionalen 95% CL des Dreiparameterfits, welche in der Näherung parabolischer Fehler bestimmt wurden, sind in Abb. 8.5 a)-c) als durchgezogene Linien gezeigt. Die 95% CL des entsprechenden Zweiparameterfits für die drei möglichen Paare von Kopplungen (Δg_1^Z,$\Delta\kappa_\gamma$), (Δg_1^Z,λ_γ) und ($\Delta\kappa_\gamma$,λ_γ) ist als gestrichelte Linie eingezeichnet. Für die Zweiparameterfits sind die Konfidenzregionen durch eine Integration der zweidimensionalen $-\Delta \log \mathrm{L}$-Funktionen bestimmt worden. Die lokale Korrelationsmatrix des Dreiparameterfits hat folgende Gestalt

	Δg_1^Z	$\Delta\kappa_\gamma$	λ_γ
Δg_1^Z	1.00	-0.16	-0.57
$\Delta\kappa_\gamma$	-0.16	1.00	-0.23
λ_γ	-0.57	-0.23	1.00

Diese Korrelationsmatrix wurde am Minimum des Fits berechnet. Wie in Abb. 8.5 zu sehen ist, variieren die Korrelationen zwischen den Kopplungen mit deren Wert. Insgesamt sind deutliche Korrelationen zwischen den drei anomalen Kopplungen zu erkennen.

Auch die Resultate der Multiparameterfits der Kopplungen auf der Basis der am Detektor ALEPH aufgezeichneten Daten stehen in sehr guter Übereinstimmung mit den Standardmodellvorhersagen. Die Fehler sind aufgrund der Korrelationen zwischen den einzelnen Kopplungen größer als bei den Einparameterfits.

8.2 Die Kombination der Resultate von LEP und D0

Die dominierenden Beiträge zu den Ausschlußgrenzen auf die TGCs stellen die Ergebnisse der vier LEP-Kollaborationen ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL und die Resultate der D0-Kollaboration am Tevraton dar. Die Kombination der Messungen [1] aus diesen fünf Quellen faßt daher die wichtigsten vorhandenen experimentellen Untersuchungen des Drei-Eichbosonen-Vertex zusammen, auch wenn sie im strengen Sinne nicht den 'Weltmittelwert' repräsentiert.

[1] Setzt man eine parabolische Form der $-\Delta \log \mathrm{L}$-Funktion voraus, entsprechen diese Fehler dem 68 % CL für einen einzelnen Parameter, falls über den gesamten Wertebereich der beiden anderen Parameter integriert wird. Die integrierte Wahrscheinlichkeit, daß alle drei Parameter in diesen Grenzen liegen, beträgt etwa 20 %.

Die Ergebnisse der vier LEP-Kollaborationen basieren auf den vorläufigen Veröffentlichungen, die insbesondere die Analyse der Daten aus der WW-Produktion bei einer Schwerpunktenergie von 189 GeV umfassen. Die Analyse der TGCs aus der WW-Produktion beruht zumeist auf der Verwendung optimaler Observablen, auch wenn die jeweilige Anwendung der Methode sich im Detail unterscheidet. Die Analyse der OPAL-Kollaboration [94] basiert auf der Verwendung der Mittelwerte der $\mathcal{OO}$ aus Gl. 6.4 und einer $\mathcal{OO}$ zweiter Ordnung, die mit Hilfe des zweiten Momentes des differentiellen Wirkungsquerschnittes definiert wird

$$\mathcal{O}_i^2 = \frac{S_{2,ij}(\Omega)}{S_0(\Omega)} \tag{8.1}$$

Die Analyse der DELPHI-Kollaboration [95] verwendet die vollen Verteilungen der $\mathcal{OO}$ erster und zweiter Ordnung. Die TGCs werden hierbei durch eine Anpassung der Verteilungen aus simulierten Ereignissen an die Datenverteilungen bestimmt. In der L3-Kollaboration [96] wurde ein Maximum-Likelihood-Fit verwendet, bei der Detektor- und Selektionseffekte durch die Verwendung einer Referenzmenge aus simulierten Ereignissen berücksichtigt wurden. Die Sensitivität all dieser Methoden ist vergleichbar mit der hier vorgestellten Methode der iterierten $\mathcal{OO}$.

In allen Fällen wurden die Ergebnisse aus der WW-Produktion der einzelnen Kollaborationen mit den jeweiligen Ergebnissen aus früheren Veröffentlichungen und anderen Prozessen kombiniert. Die Ergebnisse der vier LEP-Kollaborationen wurden sowohl für Einals auch Zweiparameterfits kombiniert. Bei der Kombination wurden die Korrelationen zwischen den systematischen Fehlern vernachlässigt. Die Ergebnisse des kombinierten Zweiparameterfits sind in Abb. 8.6 dargestellt. Die Ergebnisse der Einparameterfits der einzelnen Kollaborationen sind in Abb. 8.7 dargestellt. Es zeigt sich, daß die Analysen aller vier LEP-Kollaborationen eine sehr ähnliche Sensitivität ausweisen.

Die Ergebnisse der D0-Kollaboration [97] für die Kopplungen λ_γ und $\Delta\kappa_\gamma$ basieren auf der Analyse von Ereignissen aus der Wγ-, WZ- und WW-Produktion. Da die Produktion der Eichbosonen am Tevraton über einen weiten Energiebereich erfolgt, hat die Messung der TGCs den Charakter einer Analyse von Formfaktoren und somit müssen sowohl Annahmen über eine etwaige Energieabhängigkeit der Kopplungen als auch über die Größe der Skala der Neuen Physik Λ gemacht werden (siehe auch Abschnitt 2.2.1). Bei D0 wurde bei den Analysen ein Wert von $\Lambda = 2.0$ TeV zugrundegelegt. Für die Kombination der D0-Ergebnisse (siehe auch Abb. 8.6) mit den Resulaten bei LEP spielen diese skalenabhängigen Effekte aber nur eine geringe Rolle und wurden daher vernachlässigt [1].

Nach Kombination der Ergebnisse [1] ergeben sich folgende Resultate für die drei Kopplungen

$$\left.\begin{aligned} \Delta g_1^Z &= -0.01^{+0.03}_{-0.03} \\[1em] \Delta\kappa_\gamma &= 0.05^{+0.09}_{-0.08} \\[1em] \lambda_\gamma &= -0.03^{+0.03}_{-0.03} \end{aligned}\right\} \text{kombiniertes Resultat von LEP und D0}$$

wobei die hoch- und tiefgestellten Fehler dem 68 % CL entsprechen und die statistischen und kompletten systematischen Unsicherheiten enthalten. Diese kombinierten Resultate stehen ebenfalls in sehr guter Übereinstimmung mit dem Standardmodell.

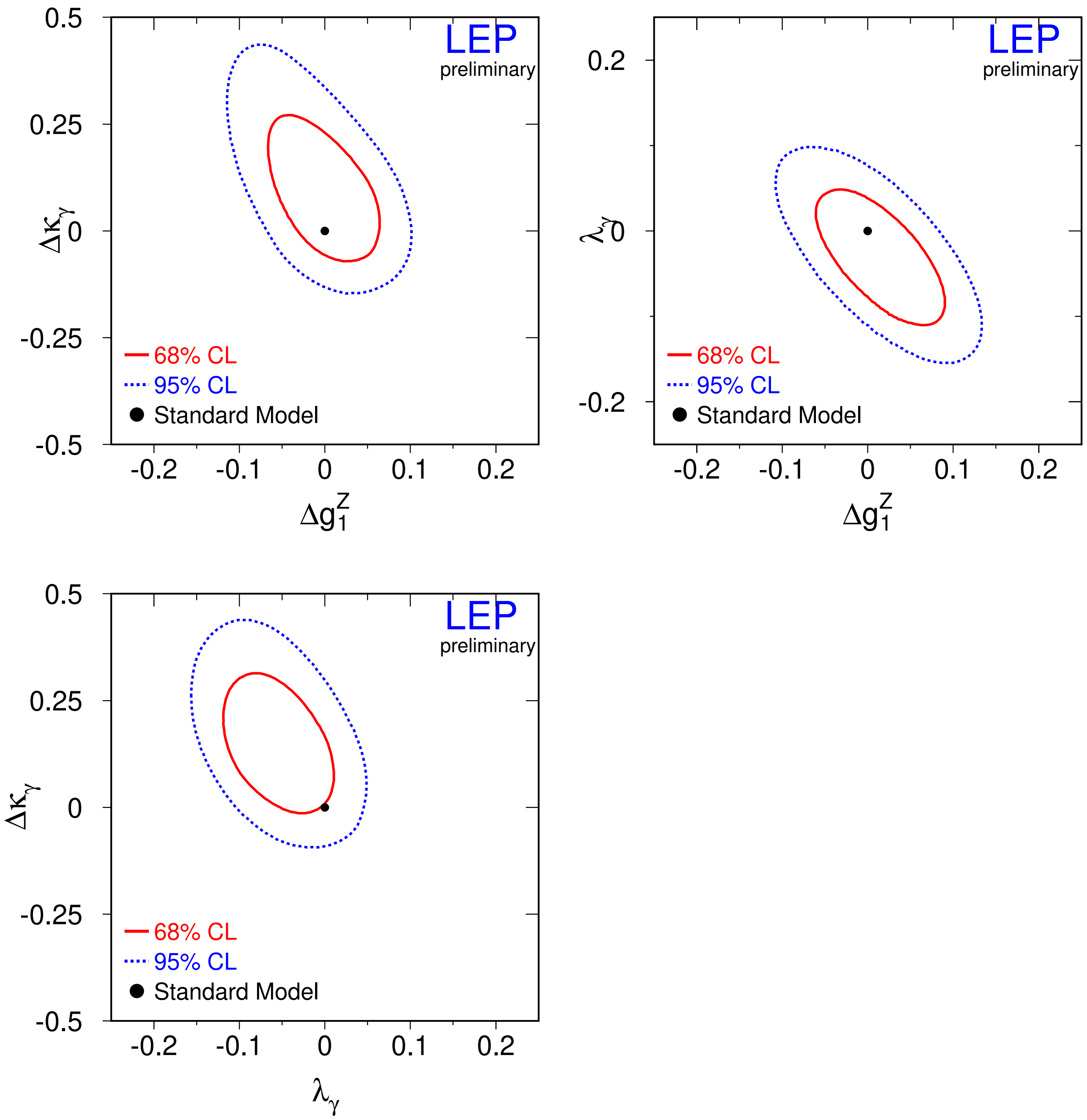


Abbildung 8.6: *Zweiparameterfits auf der Basis der LEP-Daten. Die Abbildung zeigt die zweidimensionalen Konfidenzniveaus (CL) für die drei Paare von Kopplungen a) (Δg_1^Z,$\Delta\kappa_\gamma$) b) (Δg_1^Z,λ_γ) und c) ($\Delta\kappa_\gamma$,λ_γ). Die innere Linie ist das 68 % CL und die äußere Linie das 95 % CL der kombinierten Zweiparameterfits der vier LEP-Kollaborationen ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL. Sowohl die statistischen als auch die systematischen Unsicherheiten sind berücksichtigt (aus [1]).*

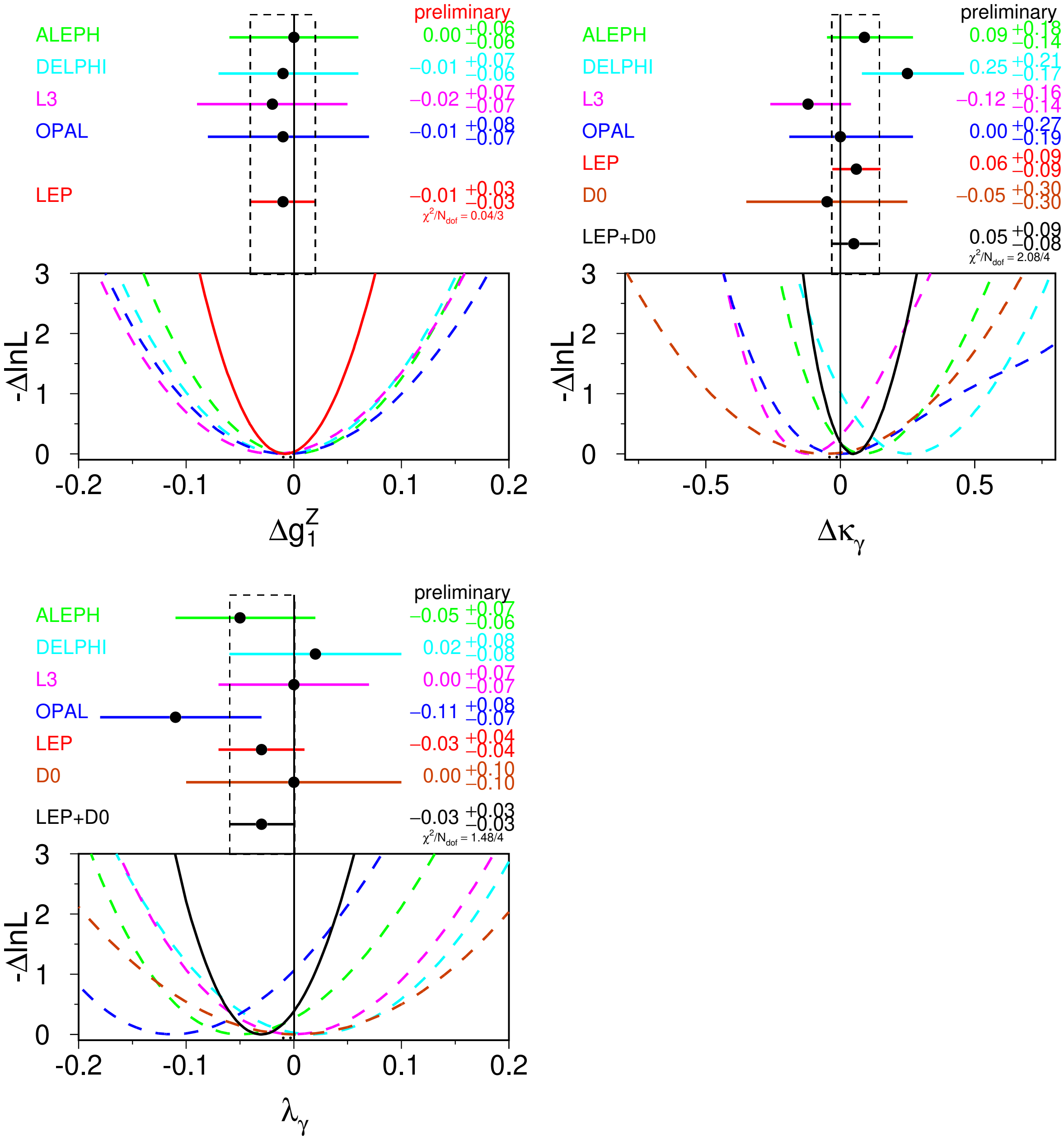


Abbildung 8.7: *Die kombinierten Ergebnisse von D0 und LEP. Die Abbildung zeigt die einzelnen* $-\Delta\log\mathrm{L}$*-Funktionen der vier LEP-Kollaborationen, der Ergebnisse von D0 und der Kombination aller Kurven für Einparameterfits der drei anomalen TGCs* Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ *und* λ_γ*. Die Kurven enthalten die systematischen und statistischen Unsicherheiten. Die Resultate und Fehler der einzelnen Messungen sind ebenfalls aufgeführt (aus [1]).*

8.3 Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß nach Kombination der wichtigsten experimentellen Daten keine signifikanten Abweichungen der Ergebnisse von null festzustellen ist. Alle drei Kopplungen Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ befinden sich in hervorragender Übereinstimmung mit den Standardmodellvorhersagen. Die Eichstruktur der elektroschwachen Wechselwirkung ist nun mit einer Genauigkeit von einigen wenigen Prozent bestätigt. Die Sensitivität der Messungen ist aber nicht hoch genug, um etwaige Modelle mit anomalen Kopplungen auszuschließen (siehe hierzu Tabelle 2.2).

Die hier vorgestellten Ergebnisse der LEP-Kollaborationen bei Schwerpunktenergien von 189 GeV stellen trotz ihrer Güte nur vorläufige Messungen dar. So kann durchaus mit rekonstruktionsbedingten und methodischen Verbesserungen in den Analysen und damit in der Sensitivität der Messungen gerechnet werden. Dies gilt auch für die in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse, mögliche Verbesserungen wie die Verwendung mehrerer $\mathcal{OO}$ [80] oder die Identifikation der Quarks aus dem hadronischen W-Zerfall sind schon angesprochen worden. Eine weitere Reduktion der Fehler scheint daher möglich.

Neben diesen Verbesserungen in der Methodik ergibt sich noch der massive Zugewinn an Statistik durch die Daten, die bei LEP2 für die Jahre 1999 und 2000 erwartet werden. Allein für das Jahr 1999 wird bei Schwerpunktenergien von 190-196 GeV eine integrierte Luminosität von etwa 150 pb^{-1} erwartet. Zusammen mit dem Daten aus dem Jahr 2000 bei einer Schwerpunktenergie von etwa 200 GeV wird sich das in einer Reduktion der Fehler auf die TGCs um einen Faktor 1.5-2 niederschlagen. Die Grenzen, die dann mit Daten von LEP2 allein auf die TGCs gesetzt werden können, erreichen somit das Niveau von 1 %. Durch die Daten von LEP2 ist somit die Untersuchung des Drei-Eichbosonen-Vertex zur Präzisionsphysik geworden.

Kapitel 9

Zusammenfassung

This is the end
My only friend, the end

Jim Morrison

Die vorliegende Arbeit widmete sich der Analyse des Drei-Eichbosonen-Vertex, basierend auf der Untersuchung der WW-Produktion und des W-Zerfalls. Das Studium der Selbstkopplung der Eichbosonen stellt einen fundamentalen Test der nicht-abelschen Eichstruktur der elektroschwachen Wechselwirkung dar. Die Messung der Drei-Eichbosonen-Kopplungen bedeutet darüberhinaus eine Suche nach Physik jenseits des Standardmodells. Bei LEP2 bietet sich die Möglichkeit, in der W-Paarproduktion die Kopplung des Photons und des Z-Bosons an die W-Bosonen zu studieren. Die Struktur der Kopplungen beeinflußt sowohl die totale Rate der WW-Produktion als auch die Beiträge der verschiedenen Helizitätszustände der W-Bosonen zum differentiellen Wirkungsquerschnitt. Die einzelnen Helizitätsamplituden können wiederum durch eine Analyse der Winkelverteilungen der Fermionen aus dem W-Zerfall bestimmt werden. Bei den Schwerpunktenergien, die bei LEP2 erreicht werden, liefert die statistische Auswertung der Zerfallswinkelverteilungen den dominierenden Beitrag zu der Messung der TGCs. Daher stellt die korrekte Rekonstruktion der Winkelverteilungen aller vier Fermionen aus dem W-Zerfall das vorrangige Ziel der Selektion und Rekonstruktion dar. Aufgrund ihrer Verzweigungsverhältnisse und vor allem der klaren Zerfallstopologie besitzen die beiden Endzustände $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow e\nu q\bar{q}$ und $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mu\nu q\bar{q}$ die größte experimentelle Sensitivität auf die TGCs.

In dieser Analyse wurden Grenzen auf die drei anomalen TGCs Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ auf der Basis von Daten, die bei Schwerpunktenergien von 183 und 189 GeV am Detektor ALEPH aufgezeichnet wurden, bestimmt. Dies erfolgte durch das Studium beider semileptonischer WW-Zerfallskanäle $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow e\nu q\bar{q}$ und $\mathrm{W^+W^-} \rightarrow \mu\nu q\bar{q}$. Für die Analyse der semileptonischen Zerfallskanäle wurde eine Selektion verwendet, die einen sehr reinen Datensatz mit einer hohen Effizienz liefert. Durch die Verwendung und insbesondere Optimierung eines kinematischen Fits wurde eine deutliche Verbesserung in der Auflösung der Zerfallswinkel erreicht. Neben der Optimierung der Ereignisrekonstruktion bildete die statistische Auswertung der vieldimensionalen Zerfallswinkelverteilung unter Verwendung optimaler Observablen eine der Kernpunkte dieser Arbeit. Diese Art der statistischen Auswertung stellt eine technisch einfache und hochsensitive Methode zur Bestimmung der anomalen Kopplungen dar. Durch eine iterative Definition der $\mathcal{OO}$ wird eine hohe Sensitivität für den gesamten Wertebereich der Kopplungen gewährleistet. Auch nach Berücksichtigung von Effekten der Selektion, der Detektorauflösung und des Untergrundes liefert die iterierte $\mathcal{OO}$ erwartungstreue Schätzwerte und Fehler für die Kopplungen.

Die Ergebnisse der Untersuchung umfassen Messungen der TGCs in den Kanälen $e\nu jj$ und $\mu\nu jj$ bei Schwerpunktenergien von 183 und 189 GeV. Für keine der drei anomalen Kopplungen Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ wurden signifikante Abweichungen vom Standardmodell festgestellt. Dies gilt sowohl für die Anpassung einzelner Kopplungen als auch für die gleichzeitige Anpassung aller drei Parameter. Insgesamt stimmen die ermittelten Resultate sehr gut mit den Standardmodellerwartungswerten überein. Diese genauen Messungen stellen einen wesentlichen Beitrag zu den derzeitigen Ausschlußgrenzen auf die TGCs dar. Die Ergebnisse der vorliegenden Analyse sind mit denen aus anderen Zerfallkanälen, die innerhalb der ALEPH-Kollaboration untersucht wurden, kombiniert und veröffentlicht worden. Zusammen mit den Ergebnissen anderer Kollaborationen ergeben sich präzise Grenzen auf die TGCs von Δg_1^Z , $\lambda_\gamma \leq 0.03$ und $\Delta\kappa_\gamma \leq 0.09$ (68 % CL).

Auf der Basis der Daten von LEP2 wurden genaue Messungen der Drei-Eichbosonen-Kopplungen durchgeführt. Die Grenzen auf anomale TGCs sind dabei um über eine Größenordnung verbessert worden. Die Eichstruktur der elektroschwachen Wechselwirkung ist nun mit einer Genauigkeit von wenigen Prozent bestätigt worden. Damit hat auch die Untersuchung der Selbstkopplung der Eichbosonen die Phase der Präzisionsphysik erreicht.

Anhang A

Nachoptimierte optimale Observablen

Man betrachte den Fall, daß nichtverschwindende Kopplungen $\tilde{g}_i$ gemessen wurden, so daß die Observable

$$\mathcal{O}_i = \frac{S_{1,i}(\Omega)}{S_0(\Omega)}$$

nicht länger als optimal betrachtet werden kann. Die für $\tilde{g}_i$ optimale Observable kann wie in [78] extrahiert werden als das Verhältnis des Terms erster Ordnung über den nullter Ordnung einer Taylor-Entwicklung des differentiellen Wirkungsquerschnitts um den Entwicklungspunkts $\tilde{g}_i$. Er läßt sich zeigen, daß die neuen Entwicklungsparameter als Funktion der alten Entwicklungsparameter ausgedrückt werden können. Ausgehend von der Entwicklung um g_i

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = S_0(\Omega) + \sum_i S_{1,i}(\Omega) \cdot g_i + \sum_{ij} S_{2,ij}(\Omega) \cdot g_i g_j$$

mit folgender Definition

$$g_i = g_i - \tilde{g}_i + \tilde{g}_i = \tilde{g}_i + \gamma_i$$

erhält man

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\Omega} &= S_0(\Omega) + \sum_i S_{1,i}(\Omega) \cdot (\tilde{g}_i + \gamma_i) + \sum_{ij} S_{2,ij}(\Omega) \cdot (\tilde{g}_i + \gamma_i)(\tilde{g}_j + \gamma_j) \\
&= S_0(\Omega) + \sum_i S_{1,i}(\Omega) \cdot \tilde{g}_i + \sum_i S_{1,i}(\Omega) \cdot \gamma_i \\
&\quad + \sum_{ij} S_{2,ij}(\Omega) \cdot (\tilde{g}_i \tilde{g}_j + \tilde{g}_i \gamma_j + \tilde{g}_j \gamma_i + \gamma_j \gamma_i)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\Omega} &= S_0(\Omega) + \sum_i S_{1,i}(\Omega) \cdot \tilde{g}_i + \sum_i S_{1,i}(\Omega) \cdot \gamma_i \\
&\quad + \sum_{ij} S_{2,ij}(\Omega) \cdot \tilde{g}_i \tilde{g}_j + 2 \sum_{ij} S_{2,ij}(\Omega) \cdot \tilde{g}_i \gamma_j + \sum_{ij} S_{2,ij}(\Omega) \gamma_j \gamma_i
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\Omega} &= S_0(\Omega) + \sum_i S_{1,i}(\Omega)\cdot \tilde{g}_i + \sum_{ij} S_{2,ij}(\Omega)\cdot \tilde{g}_i\tilde{g}_j \\
&+ \sum_i \left[S_{1,i}(\Omega) + 2\sum_j S_{2,ij}(\Omega)\cdot \tilde{g}_j \right]\gamma_i \\
&+ \sum_{ij} S_{2,ij}(\Omega)\gamma_j\gamma_i
\end{aligned}$$

Die Entwicklung des Wirkungsquerschnittes um den neuen Wert $\tilde{g}_i$ kann umgeformt werden zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \tilde{S}_0(\Omega) + \sum_i \tilde{S}_{1,i}(\Omega)\cdot\gamma_i + \sum_{ij} \tilde{S}_{2,ij}(\Omega)\cdot\gamma_i\gamma_j$$

mit

$$\begin{aligned}
\tilde{S}_0(\Omega) &= S_0(\Omega) + \sum_i S_{1,i}(\Omega)\cdot \tilde{g}_i + \sum_{ij} S_{2,ij}(\Omega)\cdot \tilde{g}_i\tilde{g}_j \\
\tilde{S}_{1,i}(\Omega) &= S_{1,i}(\Omega) + 2\sum_j S_{2,ij}(\Omega)\cdot \tilde{g}_j \\
\tilde{S}_{2,ij}(\Omega) &= \sum_{ij} S_{2,ij}(\Omega)
\end{aligned}$$

Die 'neue' optimale Observable ist nun definiert über

$$\tilde{\mathcal{O}}_i = \frac{\tilde{S}_{1,i}(\Omega)}{\tilde{S}_0(\Omega)} = \frac{S_{1,i}(\Omega) + 2\sum_j S_{2,ij}(\Omega)\cdot\tilde{g}_j}{S_0(\Omega) + \sum_i S_{1,i}(\Omega)\cdot\tilde{g}_i + \sum_{ij} S_{2,ij}(\Omega)\cdot\tilde{g}_i\tilde{g}_j}$$

Die Kopplungen können über die Minimierung des Ausdrucks

$$\chi^2(g) = \sum_{ij} \left(\langle\tilde{\mathcal{O}}_i\rangle - E[\tilde{\mathcal{O}}_i]\right) V(\langle\tilde{\mathcal{O}}\rangle)^{-1}_{ij} \left(\langle\tilde{\mathcal{O}}_j\rangle - E[\tilde{\mathcal{O}}_j]\right)$$

erhalten werden, wobei die Erwartungswerte $E[\tilde{\mathcal{O}}_i]$ der $\tilde{\mathcal{O}}_i$ definiert sind über

$$E[\tilde{\mathcal{O}}_i] - E_{\tilde{g}_i}[\tilde{\mathcal{O}}_i] = \frac{\sum_j \tilde{c}_{ij}\gamma_j + \sum_{jk}\tilde{q}_{ijk}\gamma_j\gamma_k}{1 + \sum_j \tilde{\sigma}_{1,j}\gamma_j + \sum_{jk}\tilde{\sigma}_{2,jk}\gamma_j\gamma_k}$$

mit folgenden Koeffizienten

$$\begin{aligned}
\tilde{\sigma}_{1,j} &= E_{\tilde{g}_i}[\tilde{S}_{1,j}/\tilde{S}_0] \\
\tilde{\sigma}_{2,jk} &= E_{\tilde{g}_i}[\tilde{S}_{2,jk}/\tilde{S}_0] \\
\tilde{c}_{ij} &= V_{\tilde{g}_i}[\tilde{\mathcal{O}}_i, \tilde{S}_{1,j}/\tilde{S}_0] \\
\tilde{q}_{ijk} &= V_{\tilde{g}_i}[\tilde{\mathcal{O}}_i, \tilde{S}_{2,jk}/\tilde{S}_0]\,.
\end{aligned}$$

Literaturverzeichnis

[1] The LEP Electroweak Working Group, LEP electroweak working group home page, http://www.cern.ch/LEPEWWG/.

[2] O. Nachtmann, *Elementarteilchenphysik - Phänomene und Konzepte*, erste Auflage (Vieweg, 1992).

[3] P. D. Collins et al., *Particle Physics and Cosmology*, erste Auflage (John Wiley & Sons, Inc., 1989).

[4] E. Fermi, Ricera Scient. **2**, 12 (1933).

[5] E. Fermi, Z. Phys. **88**, 161 (1933).

[6] R. P. Feynman und M. Gell-Mann, Phys. Rev. **109**, 193 (1958).

[7] R. E. Marshak und E. Sudarhan, Phys. Rev. **109**, 1860 (1958).

[8] C. N. Yang und R. L. Mills, Phys. Rev. **96**, 191 (1954).

[9] S. L. Glashow, Ph. D. Thesis, Harvard University, 1956.

[10] J. Schwinger, Ann. Phys. **2**, 407 (1958).

[11] G. t'Hooft, Phys. Lett. **B37**, 195 (1971).

[12] H. Weyl, Ann. Physik. **59**, 101 (1919).

[13] P. W. Higgs, Phys. Lett. **12**, 132 (1964).

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

[15] P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **145**, 1156 (1966).

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

[17] D. Karlen, in *29th International Conference on High Energy Physics*, 1998.

[18] F. Hasert, Phys. Lett. **46B**, 138 (1973).

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

[20] M. Banner et al., UA2 Kollaboration, Phys. Lett. **B122**, 476 (1983).

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

[22] P. Bagnaia et al., UA2 Kollaboration, Phys. Lett. **B129**, 130 (1983).

[23] T. Kinoshita, präsentiert auf Conference on Precision Electromagnetic Measurements, Braunschweig, Germany, 17-20 Jun 1996.

[24] G. Gounaris et al, Physics at LEP2 **CERN 96-01**, 525 (1996).

[25] K. Hagiwara, R. D. Peccei, D. Zeppenfeld und K. Hikasa, Nucl. Phys. **B282**, 253 (1987),

[26] M. Bilenkii, J. L. Kneur, F. M. Renard und D. Schildknecht, Nucl. Phys. **B409**, 22 (1993),

[27] K. J. F. Gaemers und G. J. Gounaris, Zeit. Phys. **C1**, 259 (1979),

[28] M. Diehl und O. Nachtmann, Z. Phys. **C62**, 397 (1994),

[29] K. Hagiwara, S. Ishihara, R. Szalapski und D. Zeppenfeld, Phys. Rev. **D48**, 2182 (1993),

[30] B. Grinstein und M. B. Wise, Phys. Lett. **B265**, 326 (1991),

[31] J. Ellison und J. Wudka, (1998), hep-ph/9804322,

[32] J. Papavassiliou und K. Philippides, Phys. Rev. **D48**, 4255 (1993), hep-ph/9310210.

[33] E. N. Argyres, A. B. Lahanas, C. G. Papadopoulos und V. C. Spanos, Phys. Lett. **B383**, 63 (1996), hep-ph/9603362.

[34] G. Couture, J. N. Ng, J. L. Hewett und T. G. Rizzo, Phys. Rev. **D36**, 859 (1987).

[35] W. Beenakker und A. Denner, Int. J. Mod. Phys. **A9**, 4837 (1994).

[36] G. Gounaris, J. Layssac, G. Moultaka und F. M. Renard, Int. J. Mod. Phys. **A8**, 3285 (1993),

[37] R. L. Sekulin, Phys. Lett. **B338**, 369 (1994),

[38] F. A. Berends, R. Pittau und R. Kleiss, Nucl. Phys. **B424**, 308 (1994), hep-ph/9404313.

[39] T. Muta, R. Najima und S. Wakaizumi, Mod. Phys. Lett. **A1**, 203 (1986),

[40] V. S. Fadin, V. A. Khoze, A. D. Martin und W. J. Stirling, Phys. Lett. **B363**, 112 (1995), hep-ph/9507422,

[41] S. Jadach, W. Placzek, M. Skrzypek, B. F. L. Ward und Z. Was, CERN-TH-98-242.

[42] MINAMI-TATEYA Gruppe, T. Ishikawa *et al.*, KEK-92-19.

[43] D. R. Yennie, S. Frautschi und H. Suura, Ann. Phys. **13**, 379 (1961).

[44] S. Jadach und B. F. L. Ward, Phys. Rev. **D40**, 3582 (1989).

[45] F. A. Berends, R. Pittau und R. Kleiss, Comput. Phys. Commun. **85**, 437 (1995), hep-ph/9409326.

[46] T. Sjostrand, (1995), hep-ph/9508391.

[47] B. Andersson, Nucl. Phys. **A461**, 513C (1987).

[48] S. Jadach. Z. Was, R. Decker und J. H. Kuhn, Comput. Phys. Commun. **76**, 361 (1993).

[49] E. Barberio und Zbigniew Was, Comput. Phys. Commun. **79**, 291 (1994).

[50] ALEPH-Kollaboration, ALEPH interne Veröffentlichung 2. Ausgabe, 1995 (unveröffentlicht).

[51] ALEPH, D. Decamp *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A294**, 121 (1990).

[52] S. Jadach, B. F. L. Ward und Z. Was, Comput. Phys. Commun. **79**, 503 (1994).

[53] H. Anlauf, H. D. Dahmen, P. Manakos und T. Ohl, (1995), hep-ex/9512006.

[54] E. J. Thomson, *Measurements of the W Boson mass from* $e^+e^- \to W^+W^- \to l\bar{\nu}q\bar{q}$ *events with the Detektor ALEPH*, Doktorarbeit, University of Glasgow, 1998.

[55] ALEPH, R. Barate *et al.*, (1999), hep-ex/9903053,

[56] ALEPH, R. Barate *et al.*, Phys. Lett. **B422**, 384 (1998),

[57] ALEPH, R. Barate *et al.*, Phys. Lett. **B415**, 435 (1997),

[58] I. Tomalin, `http://afal44.cern.ch/LEP2ANALYSIS/TRACKING/`.

[59] S. Dhamotharan, *Common preselection for semileptonic WW decays*, Vortrag auf einem Treffen der semileptonischen WW-Gruppe, 1997.

[60] ALEPH, D. Buskulic *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A360**, 481 (1995).

[61] S. Wasserbaech, ALEPH interne Veröffentlichung ALEPH 97-098, 1997 (unveröffentlicht).

[62] P. Azurri, ALEPH interne Veröffentlichung ALEPH 96-137, 1996 (unveröffentlicht).

[63] A. Rouge, ALEPH interne Veröffentlichung ALEPH 94-057, 1994 (unveröffentlicht).

[64] S. Catani, Yu. L. Dokshitzer und B. R. Webber, Phys. Lett. **B285**, 291 (1992),

[65] S. Catani, Y. L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock und B. R. Webber, Phys. Lett. **B269**, 432 (1991),

[66] G. Cowan, *Statistical Data Analysis*, erste Auflage (Oxford University Press, 1998).

[67] ALEPH, R. Barate *et al.*, CERN-EP-99-027.

[68] L. Lyons, *Statistics for nuclear and particle physicists*, erste Auflage (Cambridge University Press, 1986).

[69] A. Tilquin, ALEPH interne Veröffentlichung ALEPH 95-129, 1995 (unveröffentlicht).

[70] O. Buchmüller, *Kinematische Rekonstruktion von WW-Ereignissen bei LEP2*, Doktorarbeit, Universität Heidelberg (eingereicht), 1999.

[71] O. Buchmüller und J. B. Hansen, `http://alephwww.cern.ch/~hansenjo/ALEPH-ONLY/abcfit/abcfit.html` .

[72] A. G. Froedesen, O. Skjeggestad und H. Tøfte, *Probability and statistics in particle physics*, erste Auflage (Bergen Universitäts, 1986).

[73] F. Ligabue, `http://alephwww.cern.ch/~ligabue/syst/syst.htm`.

[74] R. Cavanaugh und M. J. Corden, ALEPH interne Veröffentlichung ALEPH 97-087, 1997 (unveröffentlicht).

[75] ALEPH, (1999), CONF 99-015, Konferenzbeitrag zu den Winterkonferenzen 1999.

[76] ALEPH, (1999), CONF 99-012, Konferenzbeitrag zu den Winterkonferenzen 1999.

[77] LEP, D. Abbaneo *et al.*, CERN-EP-99-015.

[78] M. Diehl und O. Nachtmann, Eur. Phys. J. **C1**, 177 (1998),

[79] M. Diehl und O. Nachtmann, (1996), hep-ph/9603207,

[80] M. Wolf, Messungen von elektroschwachen Drei-Eichboson-Kopplungen mit optimalen Observablen, Diplomarbeit (*unveröffentlicht*), Universität Heidelberg, 1999.

[81] ALEPH, (1999), CONF 99-019, Konferenzbeitrag zu den Winterkonferenzen 1999.

[82] ALEPH, (1999), CONF 99-016, Konferenzbeitrag zu den Winterkonferenzen 1999.

[83] J. B. Hansen, ALEPH interne Veröffentlichung ALEPH 95-004, 1995 (unveröffentlicht).

[84] M. D. Hildreth, (1998), hep-ex/9810005.

[85] M. Boge *et al.*, präsentiert auf der 6th European Particle Accelerator Conference (EPAC 98), Stockholm, Sweden, 22-26 Jun 1998.

[86] ALEPH, D. Decamp *et al.*, Z. Phys. **C53**, 375 (1992).

[87] G. Marchesini et al, (1996), hep-ph/9607393.

[88] E. Merle, persönliche Mitteilung.

[89] M.-N. Minard, persönliche Mitteilung.

[90] ALEPH, R. Barate *et al.*, Phys. Lett. **B422**, 369 (1998),

[91] ALEPH, (1998), CONF 98-013, Konferenzbeitrag zu den Sommerkonferenzen 1998, `http://alephwww.cern.ch`.

[92] ALEPH, R. Barate *et al.*, (1998), hep-ex/9901030,

[93] ALEPH, (1999), CONF 99-017, Konferenzbeitrag zu den Sommerkonferenzen 1998, `http://alephwww.cern.ch`.

[94] OPAL, (1999), OPAL PN375, Konferenzbeitrag zu den Winterkonferenzen 1999.

[95] DELPHI, (1999), CONF 235, Konferenzbeitrag zu den Winterkonferenzen 1999.

[96] L3, (1999), L3 Note 2378, Konferenzbeitrag zu den Winterkonferenzen 1999.

[97] CDF und D0, J. Ellison, (1998), hep-ex/9806004.

Danksagung

I got by with a little help from my friends

Lennon/McCartney

Obwohl nur der Name eines einzigen Verfassers unter dem Titel dieser Arbeit steht, wäre sie ohne den Rat und die Hilfe zahlreicher Personen nicht zustandegekommen. An dieser Stelle will ich mich daher bei all denen bedanken, die mich bei der Durchführung dieser Arbeit unterstützt haben.

Zuerst möchte ich mich bei meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. K. Tittel bedanken, der mir die Möglichkeit eröffnete, diese Arbeit in der ALEPH-Gruppe des Instituts für Hochenergiephysik durchzuführen.

Mein besonderer Dank gilt Dr. M. Diehl für die Unterstützung bei den theoretischen Aspekten der Analyse und Herrn Prof. Dr. O. Nachtmann für sein stetes Interesse am Fortgang der Arbeit und insbesondere dafür, daß er freundlicherweise die Rolle des Zweitgutachters übernommen hat.

Bei Herrn Prof. Dr. Putzer möchte ich mich für sein Interesse und seine Unterstützung während der gesamten Zeit der Doktorarbeit bedanken.

Bei der Landesgraduiertenförderung und dem BMBF möchte ich mich für die finanzielle Förderung bedanken.

... doch vor allem gilt mein Dank all denen Menschen, die auf die ein oder andere Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

... meinen Kollegen aus der W-Gruppe in Genf — Evelyn Thomson, die jede noch so sinnentleerte Frage zu Selektion von semileptonischen Ereignissen geduldig beantwortete — Guy Chazelle und Stephane Jezequel für die freundliche Atmosphäre in der TGC-Gruppe, die trotz aller Hektik, Bugs und kurzer Nächte sich spätestens beim Bier in der Kantine wieder einstellte — und unserem Convener Jørgen Beck (*'hello, here's number five'*) Hansen, nicht nur weil er immer die Bierrechnung übernahm (*'one talk - one beer'*) sondern auch für all die ungezählten Diskussionen beim Kaffee über W-Bosonen, optimale Observablen und dem Leben nach den TGCs

... allen MitarbeiterInnen am Institut für Hochenergiephysik für ihre Hilfe, die freundliche Atmosphäre und nicht zuletzt für den guten Kaffee

... den Menschen von der 'anderen' Arbeitsgruppe, jene mit dem asymmetrischen Detektor — Dr. Jürgen Stiewe, der meine ständigen Versuche Lücken in der Mauer seiner humanistischen Bildung zu finden, nicht mit einem verächtlichen Schnauben sondern mit Hekatomben von Gummibärchen vergalt — Martin Swart, für seine Versicherung, daß meine Stimme sich in einem erträglichen Lärmpegel bewege, wenn die Tür erst geschlossen sei — Claus Beier, für das sorgfältige Korrekturlesen der Arbeit und der steten Beteuerung, daß ein Leben ohne Teilchenphysik möglich sei — Tommy Berndt, für seine gestrenge Literaturkritik und den Beweis, daß Teilchenphysik ohne `XEMACS` nicht möglich ist — Anke Lehnert, für die Dauerleihgabe eines Duden und den aufmunternden Bemerkungen in der Schlußphase, daß ich *'für heute genug geschafft'* hätte – ein Gedanke, der spätestens nach dem ersten Whisky des Abends den Charakter einer Wunschvorstellung verlor und in das Reich des Möglichen wanderte

... den Mitgliedern der ALEPH-Gruppe am IHEP — Michael Wolf, der mir nicht nur zeigte, daß TGCs auch für andere Leute interessant sind, sondern auch mein Ego dadurch aufbaute, indem er so tat als bräuchte er meine Betreuung (*'watch out ... the force is strong in this one'*) — Eric Wannemacher, der nahtlos Gerrets Rolle als einziger Bayernfan der ALEPH-Gruppe übernahm — Christian Rittger, für die Versicherung, daß Aschaffenburg nicht in Bayern liegt — und natürlich Oliver Buchmüller für all die Problemlösungsstrategien (*'laß uns was trinken gehen'*) im Auf und Ab des Studiums, der Diplom- und Doktorarbeit, dem steten Interesse an meiner Analyse (*'wassen das für ein Schwachsinn'*), der ständigen Sorge um mein körperliches Wohlbefinden (*'geh doch mal zum Bäcker'*) und natürlich für die Verbreitung meines Spitznamens über die EG-Grenzen hinweg (*'he calls you Inder, what does it mean ?'*) – keine Angst Oli, ich weiß schon wie es gemeint ist!

... natürlich schließt das die ehemaligen Mitglieder ein — Joe Sommer, für die so notwendige Bestätigung, daß sich Doktorarbeiten in Rekordzeit zusammenschreiben lassen, und für die Erkenntnis, daß man Weingläser unten anfaßt — Gerret Hansper, der mich nichtsahnend eines Tages in sein Zimmer im IHEP aufnahm, ohne zu wissen wohin das führen würde — Ursula Becker, für eine lange Reihe von Abenden in Genf und anderswo, angefüllt mit gutem Essen, Cocktails und der Geschichte des Großen Ringkrieges — Stefan Werner, der mich nicht nur eines Sommers in einer Schlange auf dem Eppelheimer Markt überzeugte, die lange Reise durch die Teilchenphysik anzutreten, sondern mich auch lehrte, Bücher nach ihrem Beginn zu beurteilen — ich habe mir Mühe gegeben Stefan.

... Chris Watterson und Bob Kane, die den beiden besten Duos der Comicgeschichte Leben einhauchten.

Mein tiefster Dank gilt meinen Eltern, die mir all dies erst ermöglicht haben.

Heidelberg, 16. Mai 1999