HD – IHEP 99–02

Messung von elektroschwachen Drei-Eichboson-Kopplungen mit Optimalen Observablen

Gutachter: Prof. Dr. Alois Putzer
Prof. Dr. Klaus Tittel

Diplom – Arbeit

Fakultät für
Physik und Astronomie

der

Ruprecht–Karls–Universität
Heidelberg

vorgelegt von

Michael Wolf
aus Schongau

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Methode der Optimalen Observablen zur Messung von elektroschwachen Drei-Eichboson-Kopplungen in W-Paarprozessen untersucht. Die Sensitivitäten der Observablen wurden ermittelt und durch die Kombination von lokal orthogonalisierten Observablen mit unterschiedlichen Optimierungspunkten verbessert. Die Kopplungen wurden damit in den Ereignissen bestimmt, die mit dem Detektor ALEPH bei einer nominellen Schwerpunktenergie von 183 GeV im kombinierten Kanal $e/\mu\nu q\overline{q}$ beobachtet wurden. Bei einer integrierten Luminosität von 56.81 pb^{-1} wurde folgendes Ergebnis erhalten:

$$\Delta g_1^Z : 0.29 \ {}^{+0.14}_{-0.14} \ \pm 0.03 \quad , \quad \Delta\kappa_\gamma : 1.10 \ {}^{+0.43}_{-0.57} \ \pm 0.17 \quad , \quad \lambda_\gamma : \ 0.38 \ {}^{+0.16}_{-0.17} \ \pm 0.06$$

Es wurde keine signifikante Abweichung vom Standardmodell beobachtet.

Abstract

In this thesis the method of optimal observables was investigated with respect to the measurement of electroweak triple gauge-boson couplings in W-pair production. The sensitivities of the observables were determined and improved by using a combination of locally orthogonalized observables with different points of optimization. The couplings were measured using the $e/\mu\nu q\overline{q}$ events taken by the detector ALEPH at a centre-of-mass energy of 183 GeV. The data corresponding to an integrated luminosity of 56.81 pb^{-1} led to the following results:

$$\Delta g_1^Z : 0.29 \ {}^{+0.14}_{-0.14} \ \pm 0.03 \quad , \quad \Delta\kappa_\gamma : 1.10 \ {}^{+0.43}_{-0.57} \ \pm 0.17 \quad , \quad \lambda_\gamma : \ 0.38 \ {}^{+0.16}_{-0.17} \ \pm 0.06$$

No significant deviations from the Standard Model expectations have been observed.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Physik ist die Suche nach Naturgesetzen. Um diese zu beschreiben, wurde im Laufe der Neuzeit Gebrauch von wenigstens vier verschiedenen Arten der mathematischen Darstellung gemacht: *Funktionenscharen, Differentialgleichungen, Extremalprinzipien und Symmetrieprinzipien.* Für weite Teile der modernen Physik, insbesondere für die Physik der Elementarteilchen, spielen letztere eine zentrale Rolle. So ist sowohl die Theorie der elektroschwachen als auch die der starken Wechselwirkung als Eichtheorie formuliert. Einer ihrer grundlegenden Bausteine ist daher eine Symmetrietransformation. Zusammen bilden die beiden Theorien das Standardmodell der Elementarteilchen-Physik, welches auf der Basis einer $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ Gruppenstruktur somit drei der vier bekannten fundamentalen Wechselwirkungen in sich vereint.

Im Unterschied zur einfachsten aller physikalischen Eichtheorien - der QED - sind die Eichgruppen der elektroschwachen Theorie und der QCD nichtabelsch. Physikalisch bedeutet dies, daß die Eichbosonen, welche die Wechselwirkung vermitteln, selbst die Art der Ladung tragen, an die sie koppeln.

Unzählige Experimente stehen in exzellenter Übereinstimmung mit den Vorhersagen des Standardmodells. Der weitaus größte Teil davon untersucht jedoch die Art der Wechselwirkung der Fermionen mit den Eichbosonen. Die nichtabelsche Struktur, welche für die Selbstwechselwirkung der Eichbosonen verantwortlich ist, entzog sich lange Zeit der experimentellen Überprüfung. Für die QCD ist die Gluonselbstwechselwirkung zwar unabdingbar, da nur nichtabelsche Theorien die asymptotische Freiheit zu erklären vermögen, jedoch wird die Einschränkung auf eine explizite Symmetriegruppe erst durch die Messung der Farbfaktoren möglich [1]. Im elektroschwachen Sektor gibt es bislang nur sehr schwache und zumeist indirekte experimentelle Ergebnisse hinsichtlich der Kopplung der Eichbosonen untereinander. So stellt die experimentelle Verifikation der nichtabelschen Gruppenstruktur der elektroschwachen Theorie eine der wenigen noch verbleibenden Lücken in der Bestätigung des Standardmodells dar.

Seit Juni 1996 liegt die Schwerpunktenergie des e^+e^- Speicherrings LEPII über der Produktionsschwelle für W-Paare von 160 GeV. Damit kann erstmals die Kopplung zweier W's an ein Z oder γ im Prozeß $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma \rightarrow W^+W^-$ in einer direkten Art und Weise beobachtet werden. Die Untersuchung dieser *Drei-Eichboson-Wechselwirkung* auf der Grundlage der mit dem Detektor ALEPH im Jahre 1997 genommenen Daten ist der physikalische Gegenstand dieser Analyse.

Will man innerhalb der Hochenergiephysik eine Analyse durchführen, so steht einem in der Regel eine große Anzahl von Ereignissen zur Verfügung, die ihrerseits wiederum in der Form einer ganzen Reihe von Meßwerten vorliegen. Schematisch kann man sich diese Ereignisse als Punkte in einem vieldimensionalen Phasenraum vorstellen. Die Information über die zu messende Größe befindet sich dann in der Lage der beobachteten Ereignisse in diesem Phasenraum, und es stellt sich die Frage, auf welche Art und Weise man sie daraus extrahieren kann.

Neben der eigentlichen Messung ist das Hauptanliegen dieser Arbeit nun die Darstellung, Untersuchung und Weiterentwicklung einer Analysemethode, die ein möglichst hohes Maß an Information aus einer gegebenen Menge von Ereignissen zieht - die Methode der *Optimalen Observablen.* Diese soll dazu verwendet werden, Aufschluß über die Kopplungen am Drei-Eichboson-Vertex zu erhalten. Für die Messung werden dabei Ereignisse verwendet, die bei einer Schwerpunktenergie von 183 GeV im semileptonischen Kanal $W^+W^- \rightarrow e/\mu\nu q\overline{q}$ selektiert wurden.

Im folgenden Kapitel soll zunächst in groben Zügen der theoretische Rahmen für das Thema der Drei-Eichboson-Kopplungen abgesteckt werden. Anschließend wird der für die Analyse verwendete Prozeß der W-Paarerzeugung in e^+e^- Kollisionen näher betrachtet. Im vierten Kapitel werden der Speicherring LEP, der Detektor ALEPH und die verwendete Ereignisselektion vorgestellt. Daraufhin wird die Methode der Optimalen Observablen diskutiert, weiterentwickelt und ihre Verläßlichkeit überprüft. Schließlich werden im sechsten Kapitel damit die Drei-Eichboson-Kopplungen gemessen und die erhaltenen Resultate auf systematische Fehler hin untersucht.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Die Untersuchung der *Drei-Eichboson-Kopplungen* stellt einen Test der nichtabelschen Eichstruktur der elektroschwachen Theorie des *Standardmodells* dar. Gleichzeitig ist dies eine Suche nach neuer Physik.

Das Hauptanliegen des folgenden Kapitels ist es, auf einem theoretischen Weg zwei Zugänge zu den Drei-Eichboson-Kopplungen zu skizzieren. Zunächst soll im Rahmen des Standardmodells umrissen werden, zu welcher Art von Wechselwirkung zwischen den Eichbosonen die Forderung nach lokaler $SU(2)\otimes U(1)$-Invarianz führt. Der Einfachheit halber wird die Einführung der Eichfelder dabei in Analogie zur QED dargestellt. Anschließend wird derselbe Prozeß ausgehend von einem modellunabhängigen Ansatz betrachtet. Für eine ausführlichere Darstellung des Standardmodells sei auf die einschlägigen Lehrbücher (z.B. [2], [3], [4]) verwiesen.

2.1 Eichinvarianz und Eichfelder

An zahlreichen Stellen in der Physik spielen Symmetrie- und Invarianzprinzipien eine zentrale Rolle. So weiß man aus der klassischen Mechanik, daß sich die drei Erhaltungssätze des Impulses, des Drehimpulses und der Energie auf einfache Symmetrien von Raum und Zeit zurückführen lassen. Mit Maxwells Formulierung einer vereinheitlichten Theorie des Elektromagnetismus entstand eine neue, weniger anschauliche Art von Symmetrie - die Invarianz von Gleichungen unter sogenannten *Eichtransformationen*. Diese wurden u.a. von Hermann Weyl in den Zwanzigern als dynamisches Prinzip wieder aufgegriffen, erhielten ihre zentrale Bedeutung jedoch erst viele Jahre später in Arbeiten von Yang, Mills [5] und t'Hooft [6].

Einen eleganten Zugang zur relativistischen Quantenfeldtheorie, welcher auch eine relativ einfache Behandlung von Symmetrien erlaubt, bietet der *Lagrangeformalismus*. In Analogie zur klassischen Mechanik gelangt man über ein Variationsprinzip zu den *Euler-Lagrange-Gleichungen*:

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \phi)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = 0$$

Dabei ist $\mathcal{L}$ eine Lagrangedichte und ϕ ein Satz von Feldern, welche das betrachtete System beschreiben sollen. Für eine gegebene Lagrangedichte erhält man mit Hilfe der Euler-Lagrange-Gleichungen die zugehörigen Bewegungsgleichungen. So lassen sich formal für Teilchen mit Spin $0, \frac{1}{2}, 1$ Klein-Gordon-, Dirac- und Proca-Gleichung herleiten.

2.1.1 $U(1)$ - Invarianz und QED

Die freie Dirac-Lagrange-Funktion hat mit dem Spinor-Feld $\psi(x)$ die Form:

$$\mathcal{L} = \overline{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi$$

Diese ist invariant unter einer Phasentransformation der Art:

$$\psi(x) \to e^{i\theta}\psi(x) \qquad \text{(globale Eichtransformation)}$$

Gilt jedoch $\theta = \theta(x)$, so ist der Term mit $\partial_\mu \psi$ nicht länger invariant. Fordert man dennoch eine solche *lokale Eichinvarianz*, so ist man gezwungen, ein sogenanntes *Eichfeld* A_μ einzuführen, dessen Transformationsverhalten derart ist, daß es den durch die Ableitung von $\theta(x)$ hinzugekommenen Beitrag kompensiert. Dabei wird das Eichfeld in die Lagrangefunktion eingeführt, indem man die Ableitung ∂_μ durch die *kovariante Ableitung* $\mathcal{D}_\mu$ ersetzt:

$$\partial_\mu \to \mathcal{D}_\mu \equiv \partial_\mu + iqA_\mu$$

Diese *minimale Substitution* führt zu einem neuen Term in der Lagrangedichte, welcher die Kopplung des neueingeführten Vektorfeldes A_μ an ψ beschreibt. Um die geforderte Invarianz zu erhalten, muß sich nun A_μ zusammen mit ψ wie folgt transformieren:

$$\begin{array}{rcl} \psi(x) & \to & e^{i\theta(x)}\psi(x) \\ A_\mu(x) & \to & A_\mu(x) - \frac{1}{q}\partial_\mu \theta(x) \end{array} \qquad \text{(lokale Eichtransformation)}$$

Ein vollständiger Ausdruck für die Lagrangedichte muß auch für das Eichfeld noch einen 'freien' Term enthalten. Diesen kann man, da es sich um ein Vektorfeld handelt, der Proca-Lagrange-Funktion entlehnen, so daß schließlich die vollständige Lagrangedichte der QED mit $F^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ gegeben ist durch: [1]

$$\mathcal{L}_{QED} = \underbrace{\overline{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi}_{\text{kinetischer Term, Masse für } \psi} - \underbrace{(q\overline{\psi}\gamma^\mu\psi)A_\mu}_{\text{Wechselwirkungsterm}} - \underbrace{\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}}_{\text{kinetischer Term für } A_\mu}$$

Ausgehend von der freien Lagrangefunktion hat man so, durch die Forderung nach lokaler Eichinvarianz, formal die Wechselwirkung eingeführt. Die Gesamtheit der oben betrachteten Transformationen bildet dabei die unitäre Gruppe $U(1)$, und gemäß dem Noether-Theorem ist mit dieser kontinuierlichen Symmetrietransformation auch ein Erhaltungssatz verknüpft - die Erhaltung der elektrischen Ladung.

2.1.2 Eichfelder des GSW - Modells

Wie die QED, so ist auch die nach Glashow, Salam und Weinberg benannte Vereinheitlichung von elektromagnetischer und schwacher Kraft als Eichtheorie formuliert. Die zugrundeliegende Eichgruppe ist die $SU(2) \otimes U(1)$. Eine zentrale Eigenschaft dieser Theorie ist die Unterscheidung zwischen rechts- und linkshändigen Komponenten der Teilchenfelder. Während linkshändige Fermionen wie $SU(2)$-Doubletts transformieren, bilden rechtshändige Fermionen $SU(2)$-Singuletts:

[1] Ein möglicher Massenterm für A_μ wird durch die Forderung nach lokaler Eichinvarianz ausgeschlossen, d.h. das zugehörige Eichboson - das Photon - muß masselos sein.

$$\begin{array}{rcl}\psi_L & \rightarrow & e^{i\alpha^j(x)\mathcal{T}_j + i\beta(x)\mathcal{Y}}\psi_L \\ \psi_R & \rightarrow & e^{i\beta(x)\mathcal{Y}}\psi_R\end{array}$$

Hierbei bilden die Operatoren des schwachen Isospins $\mathcal{T}_j$ und der Hyperladungsoperator $\mathcal{Y}$ die Generatoren der $SU(2)$ bzw. $U(1)$. In Analogie zu dem für die QED gesagten läßt sich nun auch hier lokale Eichinvarianz durch die Einführung von nunmehr vier Eichfeldern $\mathcal{W}^j_\mu (j = 1, 2, 3)$ und $\mathcal{B}_\mu$ realisieren. Diese Vektorfelder führen über die kovariante Ableitung

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ig\mathcal{T}_j\mathcal{W}^j_\mu + ig'\frac{\mathcal{Y}}{2}\mathcal{B}_\mu$$

auf einen invarianten Ausdruck für die Lagrangefunktion:[2]

$$\begin{array}{rcl}\mathcal{L}_{QFD} & = & \overline{\psi}_L\gamma^\mu(i\partial_\mu - g\frac{\mathcal{T}_j}{2}\mathcal{W}^j_\mu - g'\frac{Y}{2}\mathcal{B}_\mu)\psi_L \\ & + & \overline{\psi}_R\gamma^\mu(i\partial_\mu - g'\frac{Y}{2}\mathcal{B}_\mu)\psi_R \\ & - & \frac{1}{4}\mathcal{B}_{\mu\nu}\mathcal{B}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\mathcal{W}^j_{\mu\nu}\mathcal{W}^{\mu\nu}_j\end{array} \tag{2.1}$$

mit den Feldstärketensoren

$$\begin{array}{rcl}\mathcal{W}^i_{\mu\nu} & \equiv & \partial_\mu\mathcal{W}^i_\nu - \partial_\nu\mathcal{W}^i_\mu - g\varepsilon_{ijk}\mathcal{W}^j_\mu\mathcal{W}^k_\nu\ , \\ \mathcal{B}_{\mu\nu} & \equiv & \partial_\mu\mathcal{B}_\nu - \partial_\nu\mathcal{B}_\mu\end{array}$$

und den Kopplungskonstanten g und g'.

Im folgenden sei das Augenmerk auf den letzten Term in (2.1) gerichtet. Dieser beinhaltet die kinetische Energie und Selbstwechselwirkungsterme der Felder $\mathcal{W}^j_\mu$. Letztere sind die Charakteristika nichtabelscher Eichtheorien und der physikalische Gegenstand dieser Analyse.

Um von den bisher betrachteten Eichfeldern auf die physikalischen Felder W^+_μ, W^-_μ, Z_μ und A_μ zu gelangen, muß eine lineare Transformation durchgeführt werden, welche im Fall der beiden neutralen Eichbosonen einer Drehung um den Weinbergwinkel θ_W entspricht:

$$\begin{pmatrix} W^+_\mu \\ W^-_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{2} & -i/\sqrt{2} \\ 1/\sqrt{2} & i/\sqrt{2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathcal{W}^1_\mu \\ \mathcal{W}^2_\mu \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos\theta_W & -sin\theta_W \\ sin\theta_W & cos\theta_W \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathcal{W}^3_\mu \\ \mathcal{B}_\mu \end{pmatrix}$$

Mit $Z^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu Z^\nu - \partial^\nu Z^\mu$ und den analogen Ausdrücken für $W^{\mu\nu\pm}$ und $A^{\mu\nu}$ ergibt sich dann [13]:

[2]Es sei vermerkt, daß die vollständige Lagrangefunktion zusätzliche Massen- bzw. Higgsterme enthält. Da diese jedoch für die weiteren Betrachtungen nicht entscheidend sind, sei für den Prozeß der spontanen Symmetriebrechung nochmals auf die Literatur [2], [3] verwiesen.

$$
\begin{aligned}
-\frac{1}{4}\mathcal{W}^j_{\mu\nu}\mathcal{W}^{\mu\nu}_j \quad = \quad & -ig\ (W^{\mu\nu-}W^+_\mu - W^{\mu\nu+}W^-_\mu)(cos\theta_W Z_\nu + sin\theta_W A_\nu) \\
& -\frac{ig}{2}\ (W^-_\mu W^+_\nu - W^+_\mu W^-_\nu)(cos\theta_W Z^{\mu\nu} + sin\theta_W A^{\mu\nu}) \\
& +g^2 cos^2\theta_W\ (Z_\nu Z_\mu W^{\nu+}W^{\mu-} - Z_\nu Z^\nu W^+_\mu W^{\mu-}) \\
& +g^2 sin^2\theta_W\ (A_\nu A_\mu W^{\nu+}W^{\mu-} - A_\nu A^\nu W^+_\mu W^{\mu-}) \\
& +g^2 cos\theta_W sin\theta_W\ (W^{\nu+}W^{\mu-}Z_\mu A_\nu + W^{\nu+}W^{\mu-}A_\mu Z_\nu \\
& \qquad\qquad - W^+_\mu W^{\mu-}Z_\nu A^\nu - W^+_\mu W^{\mu-}A_\nu Z^\nu) \\
& +\frac{g^2}{2}\ (W^-_\nu W^+_\mu W^{\nu-}W^{\mu+} - W^-_\nu W^+_\mu W^{\mu-}W^{\nu+})
\end{aligned} \tag{2.2}
$$

2.2 Drei-Eichboson-Kopplungen

2.2.1 Standardmodell TGC's

In (2.2) lassen sich all diejenigen im Standardmodell erlaubten Vertizes ablesen, an welchen Eichbosonen untereinander koppeln. Während die ersten beiden Zeilen zwei Drei-Eichboson-Kopplungen[3] ZW^+W^- und γW^+W^- darstellen, korrespondieren die restlichen Terme mit den Vier-Eichboson-Kopplungen[4] ZZW^+W^-, $\gamma\gamma W^+W^-$, γZW^+W^- und $W^+W^-W^+W^-$. Letztere sind dabei von zweiter Ordnung in g, wohingegen die Kopplung dreier Eichbosonen von derselben Größe ist, wie diejenige eines W's an ein linkshändiges Fermion. Dies führt, zusammen mit der Beschränkung durch die maximal erreichbare Schwerpunktenergie heutiger Beschleuniger, dazu, daß das experimentelle Augenmerk fast ausschließlich auf die Kopplung dreier Eichbosonen gerichtet ist.

In der Parametrisierung nach Hagiwara et al.[7], die fortan verwendet werden soll, trägt in Anlehnung an (2.2) innerhalb des Standardmodells jeder der beiden TGC-Vertizes mit einem Term der Form

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L}^V_{SM-TGC} \quad = \quad & -ig_{VWW}(g^V_1 V_\mu(W^{\mu\nu-}W^+_\nu - W^{\mu\nu+}W^-_\nu) + \kappa_V V^{\mu\nu}W^-_\mu W^+_\nu) \\
& \text{mit} \quad g_{\gamma WW} = e\ ,\ g_{ZWW} = e\ cot\theta_W \\
& \qquad g^Z_1 = g^\gamma_1 = \kappa_Z = \kappa_\gamma = 1
\end{aligned}
$$

zur Lagrangefunktion bei ($V = \gamma$ oder Z).

2.2.2 Modellunabhängige TGC's

Allgemeine, effektive Lagrangedichte Da die Messung von Drei-Eichboson-Kopplungen einen Test des Standardmodells darstellt, mit dem Ziel, Schranken auf etwaige

[3]im folgenden auch TGC für 'Triple Gauge Coupling'. Damit bezeichnet man sowohl die Wechselwirkung an sich als auch die sie beschreibenden Parameter.

[4]dito für QGC, 'Quartic Gauge Coupling'

Abweichungen davon anzugeben, empfiehlt es sich, auf der Grundlage weitestgehend modellunabhängiger Hypothesen zu beginnen. Vernachlässigt man die skalaren Komponenten der drei Vektorbosonen, so ist der allgemeinste lorentzinvariante Ansatz einer effektiven Lagrangedichte von der Form ($V = \gamma$ oder Z) [11], [7]:

$$
\begin{aligned}
\frac{\mathcal{L}^V_{eff}}{g_{WWV}} = & \underbrace{i g_5^V \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}((\partial^\rho W^{-\mu})W^{+\nu} - W^{-\mu}(\partial^\rho W^{+\nu}))V^\sigma}_{\mathcal{C},\mathcal{P}\text{ verletzend, }\mathcal{CP}\text{ erhaltend}} \\
& \underbrace{+ i g_4^V W^-_\mu W^+_\nu(\partial^\mu V^\nu + \partial^\nu V^\mu) - \frac{\tilde{\kappa}_V}{2} W^-_\mu W^+_\nu \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} V_{\rho\sigma} - \frac{\tilde{\lambda}_V}{2M_W^2} W^-_{\rho\mu} W^{+\mu}{}_\nu \epsilon^{\nu\rho\alpha\beta} V_{\alpha\beta}}_{\mathcal{CP}\text{ verletzend}} \\
& \underbrace{+ g_1^V V^\mu (W^-_{\mu\nu} W^{+\nu} - W^+_{\mu\nu} W^{-\nu}) + \kappa_V W^+_\mu W^-_\nu V^{\mu\nu} + \frac{\lambda_V}{M_W^2} V^{\mu\nu} W^{+\rho}_\nu W^-_{\rho\mu}}_{\mathcal{C},\mathcal{P}\text{ erhaltend}}
\end{aligned}
$$

Jeder der beiden Vertizes wird somit durch sieben Kopplungen parametrisiert. Diese lassen sich weiter klassifizieren gemäß dem Verhalten der jeweiligen Operatoren unter Transformationen in den fundamentalen Symmetrien $\mathcal{C}$ und $\mathcal{P}$, was auf je drei $\mathcal{C},\mathcal{P}$-erhaltende, drei $\mathcal{CP}$-verletzende und einen $\mathcal{CP}$-erhaltenden aber $\mathcal{C}$- und $\mathcal{P}$- verletzenden Term führt. Die Kopplungen des $\gamma W^+ W^-$-Vertex stehen darüberhinaus in direkter Relation mit der Ladung Q_W, dem elektrischen Quadrupolmoment q_W und dem magnetischen Dipolmoment μ_W des W-Bosons [11]:

$$
\begin{aligned}
Q_W &= e g_1^\gamma \\
q_W &= -\frac{e}{M_W^2}(\kappa_\gamma - \lambda_\gamma) \\
\mu_W &= \frac{e}{2M_W}(g_1^\gamma + \kappa_\gamma + \lambda_\gamma)
\end{aligned}
\tag{2.3}
$$

Reduktion des Parametersatzes Obwohl Multi-Parameter-Fits auf Dauer unumgänglich sind, ist es zum gegenwärtigen Zeitpunkt notwendig, die Anzahl der Parameter so weit wie möglich einzuschränken[5]. So sollen in der vorliegenden Analyse $\mathcal{C}$ und $\mathcal{P}$ verletzende Kopplungen außer acht gelassen werden[6]. Desweiteren wird (2.3) folgend g_1^γ auf $g_1^\gamma \equiv 1$ fixiert, was auf einen Satz von nunmehr fünf freien Parametern führt, für welche üblicherweise die Abweichung vom Standardmodell-Born-Wert angegeben wird:

$$
\begin{aligned}
\Delta g_1^Z &= g_1^Z - 1 \\
\Delta\kappa_\gamma &= \kappa_\gamma - 1 \\
\Delta\kappa_Z &= \kappa_Z - 1 \\
\lambda_\gamma &\;,\; \lambda_Z
\end{aligned}
\tag{2.4}
$$

Aus verschiedensten theoretischen Erwägungen heraus mag es vernünftig sein, auch für

[5]Die simultane Messung allzuvieler Parameter würde bei der in dieser Analyse verwendeten Statistik neben technischen Problemen zu sehr großen Fehlern führen - ganz zu Schweigen von Schwierigkeiten beim Kombinieren und Publizieren der Ergebnisse.

[6]Symmetrieverletzende Kopplungen von beobachtbarer Größe sind im elektromagnetischen Sektor durch Hochpräzisionsexperimente, wie die Messung elektrischer Dipolmomente von Fermionen, stark eingeschränkt. Auch für den ZWW-Vertex gibt es keine Anzeichen dafür in den bestehenden LEP1 Daten [8].

einen über das Standardmodell hinausgehenden Ansatz lokale Invarianz unter $SU(2) \otimes U(1)$ zu fordern [12]. Beispielsweise führt dies zu einem gemäßigteren Verhalten von Vektor-Boson-Loops, was sich in der Renormierbarkeit der zugrundeliegenden Theorie widerspiegelt. Zwar schränkt diese Forderung die Anzahl der freien Kopplungen nicht weiter ein, jedoch sind $SU(2) \otimes U(1)$-invariante Operatoren hoher Dimension (bis $d = 12$) notwendig, um den gesamten Satz an Kopplungen zu reproduzieren. Tritt die neue Physik, welche hinter diesen Operatoren steht, bei einer Massenskala Λ_{NP} auf, so würde man erwarten, daß die dadurch hervorgerufenen Effekte um einen Faktor $(M_W/\Lambda_{NP})^{d-4}$ unterdrückt sind. Beschränkt man sich aus diesem Grunde auf Operatoren der Dimensionen $d = 4, 6$, so sind die Kopplungen in (2.4) nicht länger unabhängig voneinander. Es gelten vielmehr die Randbedingungen:

$$\Delta\kappa_Z \;=\; -\Delta\kappa_\gamma \tan^2\theta_W + \Delta g_1^Z \quad , \quad \lambda_Z = \lambda_\gamma \tag{2.5}$$

Als unabhängige Kopplungen verbleiben Δg_1^Z , $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ . Eine Möglichkeit diese zu bestimmen, ist nun die Untersuchung von Prozessen der Art $e^+e^- \to \gamma/Z \to W^+W^-$.

2.2.3 Loop-Korrekturen und neue Physik

Abweichungen von den Standardmodell-Born-Werten für die TGC's werden durch Loop-Korrekturen in jeder renormierbaren Theorie erwartet. So führen auch die Ein-Schleifen-Diagramme innerhalb des Standardmodells bei $\sqrt{s} = 190\ GeV$ zu Abweichungen der Größenordnung $5 \cdot 10^{-3}$ [11]. $\mathcal{CP}$-verletzende Kopplungen können erst auf Zwei-Schleifen-Niveau entstehen und sind daher mindestens ein bis zwei Größenordnungen kleiner.

Virtuelle Beiträge durch das *MSSM*[7] sind nach [9] und [10] von der Größenordnung 10^{-2}. Auch durch ein zusätzliches schweres Vektorboson Z' oder durch anomales Verhalten im Higgs-Sektor können Abweichungen der Kopplungen verursacht werden. All diese speziellen Szenarien haben jedoch gemeinsam, daß ihre Auswirkungen maximal von der Größenordnung 10^{-2} sind.

[7] *Minimal Supersymmetric Model*

Kapitel 3

W-Paarproduktion in e^+e^- Prozessen

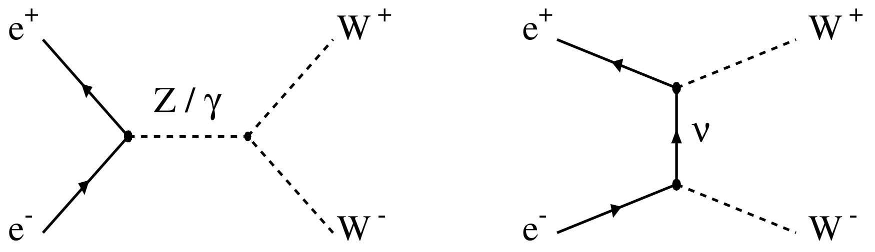

Abbildung 3.1: *Die CC03-Diagramme.*

3.1 CC03- und 4-Fermion-Prozesse

In niedrigster Ordnung wird die paarweise Erzeugung von W-Bosonen in e^+e^- Reaktionen durch die sogenannten CC03-Diagramme (Abb. 3.1) beschrieben[1]. Von diesen enthalten zwei einen Drei-Eichboson-Vertex, das dritte ein Neutrino im t-Kanal. Durch die endliche Breite des W's steigt der totale Wirkungsquerschnitt σ_{CC03} schon etwas unterhalb der doppelten W-Masse bei einer Schwerpunktenergie von etwa 160 GeV steil an, erreicht sein Maximum in der Region um 200 GeV und fällt zu höheren Energien wieder leicht ab (Abb. 3.3).

Unmittelbar nach der Erzeugung zerfällt jedes der beiden W's in ein Fermion-Antifermion-Paar. Unter Vernachlässigung der Fermionmassen gegenüber der W-Masse erhält man dabei Verzweigungsverhältnisse von je $\frac{1}{9}$ für die leptonischen Zerfallskanäle $e\nu_e$, $\mu\nu_\mu$, $\tau\nu_\tau$ und $\frac{6}{9}$ für den Zerfall in ein Quark-Antiquark-Paar. So lassen sich die

[1] Tatsächlich gibt es innerhalb des Standardmodells auf Born-Niveau noch einen weiteren Prozeß - den Austausch eines Higgs im s-Kanal. Dieser ist jedoch um einen Faktor m_e^2/m_W^2 unterdrückt und deshalb für die betrachteten Energien vernachlässigbar. Sobald die Elektronmasse nicht mehr vernachlässigt wird, treten allerdings schwache Divergenzen auf, die nur durch den Austausch eines skalaren Teilchens kompensiert werden können, dessen Kopplung proportional zur Masse ist.

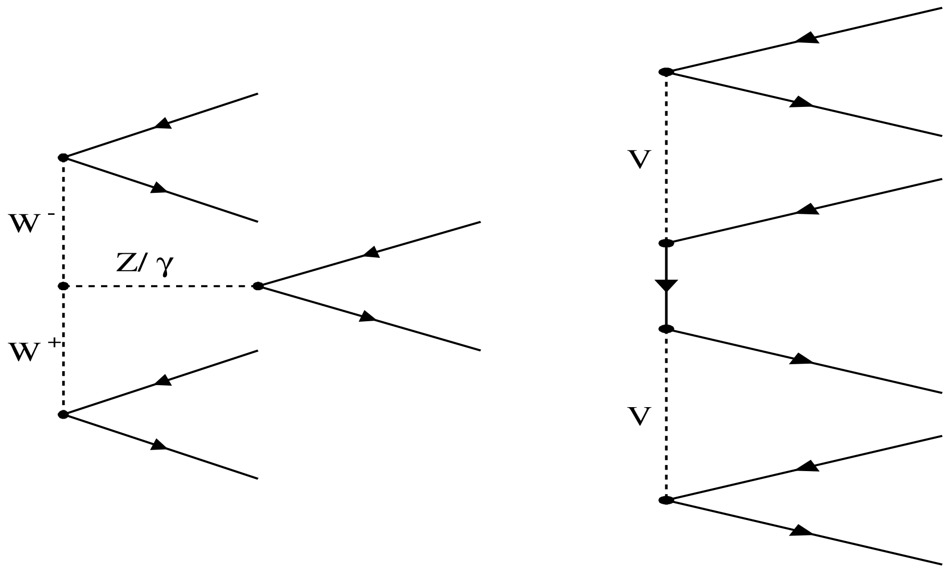

Abbildung 3.2: *Die generischen Diagramme für nichtabelsche und abelsche 4-Fermion-Prozesse ($V = \gamma,\ Z$ oder $W^\pm$).*

Ereignisse nach Art der Zerfälle klassifizieren und in die Kanäle *hadronisch*, *semileptonisch* und *leptonisch* unterteilen. Deren relative Häufigkeiten sind in Tab.3.2 zusammengefaßt.

In der Näherung verschwindender W-Breite läßt sich die Kinematik des Prozesses $e^+e^- \to W^+W^- \to 4f$ vollständig durch die Angabe von fünf Winkeln θ, (θ_1, ϕ_1), (θ_2, ϕ_2) beschreiben. Dabei ist θ definiert als der Winkel zwischen dem einlaufenden Elektron und dem auslaufenden W^-, und $(\theta_{1,2}, \phi_{1,2})$ bezeichnen die Zerfallswinkel der *down type* Fermionen in den Ruhsystemen der W's.

An zahlreichen Stellen wurde der nach diesen Winkeln differenzierte Wirkungsquerschnitt nach Helizitätsamplituden entwickelt und deren Abhängigkeit von der Schwerpunktenergie, den Zerfallswinkeln und den Kopplungen untersucht ([7], [12], [13]). Dabei stellt sich heraus, daß die Beiträge durch γ/Z-Austausch durch einen zusätzlichen Faktor $\beta = (1 - 4M_W^2/s)^{\frac{1}{2}}$ unterdrückt sind, was nahe der Produktionsschwelle zur Dominanz des t-Kanal-Graphen führt. Dieser enthält dabei lediglich Beiträge der Helizitätskombination $e_L^- e_R^+$, wohingegen der Austausch der beiden neutralen Vektorbosonen sowohl über $e_L^- e_R^+$ als auch $e_R^- e_L^+$ stattfinden kann.[2]

Da die W-Bosonen nur über ihre Zerfallsprodukte 'beobachtet' werden können, muß eine adäquate Beschreibung all denjenigen Prozessen Rechnung tragen, die in einer e^+e^--Reaktion auf dieselben Endzustände führen können. Da Prozesse, die sich lediglich in ihren Zwischenzuständen unterscheiden, miteinander interferieren, macht es letztendlich keinen Sinn zu fragen, ob ein bestimmter Satz von Fermionen aus Zerfällen eines W-Paares stammt oder aus einem anderen 'WW-artigen' sogenannten *4-Fermion-Prozeß*. Die Gesamtheit der 4-Fermion-Prozesse läßt sich aus den beiden generischen Diagrammen in Abb. 3.2 konstruieren, wobei die einlaufenden Fermionlinien durch Flip der auslaufenden erzeugt werden. Dies führt, inklusive der CC03-Graphen, auf 144 abelsche sowie 8 nichtabelsche Diagramme [13].

[2]Beiträge der Helizitätskombinationen $e_L^- e_L^+$ und $e_R^- e_R^+$ sind proportional zu m_e und verschwinden somit in der Näherung masseloser Elektronen.

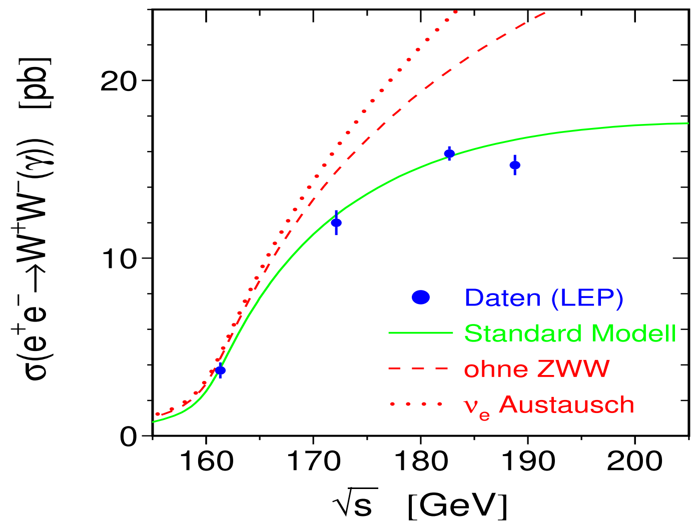

Abbildung 3.3: *Wirkungsquerschnitt für W-Paarproduktion und vorläufige LEP-Resultate[36].*

3.2 TGC-Messung in W-Paarprozessen

Um ein möglichst hohes Maß an Information über die Kopplungen aus jedem einzelnen Ereignis zu ziehen, ist es notwendig, dieses so weit wie möglich zu rekonstruieren. Aufgrund der maximalen Paritätsverletzung am W-Fermion-Vertex erhält man durch die Winkel- und Impulsverteilung der Zerfallsprodukte nicht nur Aufschluß über die Flugrichtung, sondern auch über die Helizität der W-Bosonen.

Die Rekonstruktion der Ereignisse ist jedoch nur bis auf bestimmte Ambiguitäten möglich, welche zusammen mit den jeweiligen Verzweigungsverhältnissen (Tab.3.2) die Sensitivitäten der einzelnen Kanäle bestimmen. So existiert für hadronische Ereignisse eine achtfache Rekonstruktionsambiguität, da ohne *Ladungs-* oder *Flavour-Identifikation* weder die Ladung der W's bestimmt noch die Jets Quark und Antiquark zugeordnet werden können. Zusätzliche Schwierigkeiten bereitet in diesem Kanal das Clustern und Paaren der Jets.

Kopplung	Kanal	176 GeV	190 GeV
$\alpha_{B\Phi}$	$jjl\nu \setminus \tau$	0.159	0.080
	$jjjj$	0.328	0.123
	$l\nu l\nu \setminus \tau$	0.323	0.188
$\alpha_{W\Phi}$	$jjl\nu \setminus \tau$	0.034	0.022
	$jjjj$	0.069	0.042
	$l\nu l\nu \setminus \tau$	0.096	0.064
α_W	$jjl\nu \setminus \tau$	0.055	0.032
	$jjjj$	0.131	0.069
	$l\nu l\nu \setminus \tau$	0.100	0.064

Tabelle 3.1: *Erreichbare Fehler in den einzelnen Kanälen (ohne Taus) für eine integrierte Luminosität von* $500\ pb^{-1}$ *nach [11]. Die Relationen zwischen den hier angegebenen Kopplungen und der Parametrisierung in Gl.(2.4) finden sich in Anhang A wieder.*

Für semileptonische Ereignisse, die ein Myon oder Elektron enthalten, ist dagegen lediglich unbestimmt, welcher Jet dem Quark und welcher dem Antiquark zuzuordnen ist. Dies führt, wie Tab. 3.1. zeigt, bei vergleichbarer Statistik zu einer erheblich höheren Sensitivität bzgl. der Kopplungen.

Im leptonischen Kanal erhält man, Ereignisse die Taus enthalten ausgenommen,

Kanal	BR	Ambiguität
$jjjj$	48 %	8
$jjl\nu$	43 %	
$jjl\nu \setminus \tau$	29 %	2
$l\nu l\nu$	9 %	
$l\nu l\nu \setminus \tau$	4-5 %	2

Tabelle 3.2: *Verzweigungsverhältnisse und Rekonstruktionsambiguitäten der einzelnen Kanäle. Ereignisse die τ's enthalten können wegen des zusätzlichen Neutrinos nicht vollständig rekonstruiert werden.*

eine quadratische Gleichung für eine der Impulskomponenten der Neutrinos. So stößt man hier ebenfalls auf eine zweifache Rekonstruktionsambiguität, welche jedoch von anderer Art ist und so etwas mehr Information enthält als im semileptonischen Fall [14].

Mit zunehmender Schwerpunktenergie gibt es mehrere gegenläufige Effekte hinsichtlich der Sensitivität bzgl. der Kopplungen [12], [13]. Bedingt durch eine zunehmende Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie im Produktionswinkel der W's mehren sich einerseits Ereignisse außerhalb des Akzeptanzbereichs von Detektor und Selektion. Andererseits fallen die Standardmodell-Beiträge zum Matrixelement asymptotisch stärker mit der Schwerpunktenergie als die von Null verschiedener Kopplungen. Darüberhinaus hängt die Genauigkeit der Messung entscheidend von der Statistik und damit von der Entwicklung des totalen Wirkungsquerschnittes ab. Alles in allem wird jedoch eine Zunahme der Sensitivität mit der Schwerpunktenergie erwartet (Tab.3.1).

Neben der Kinematik gibt einem auch die Anzahl der beobachteten Ereignisse Auskunft über die Größe der Kopplungen. Wie in Abb.3.3 zu sehen ist, divergiert der totale Wirkungsquerschnitt ohne die nichtabelschen Beiträge. Die explizite Abhängigkeit des innerhalb der Akzeptanz beobachtbaren Wirkungsquerschnittes von den einzelnen Kopplungen zeigt Abb.3.4.

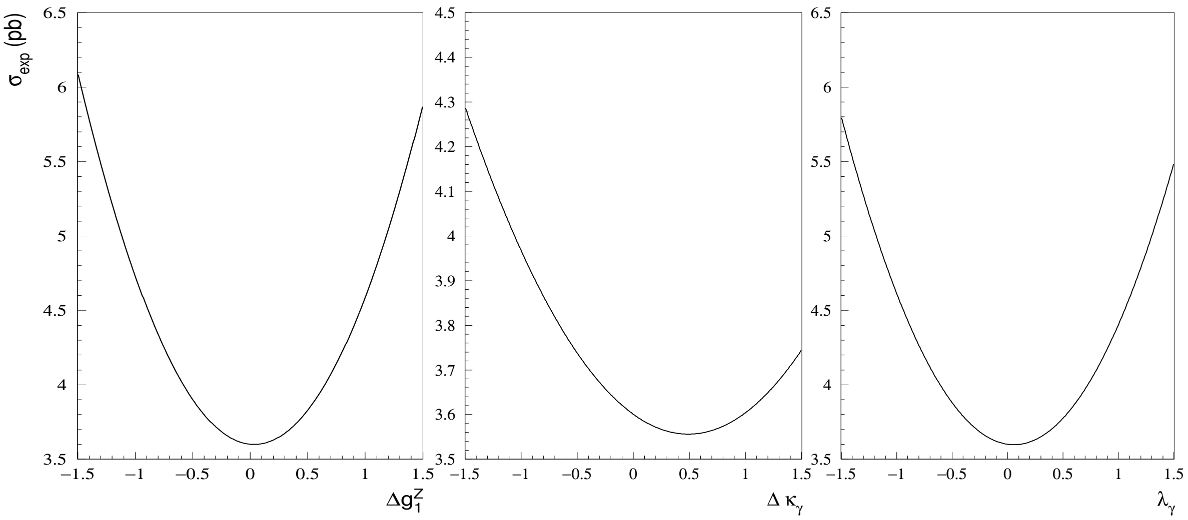

Abbildung 3.4: *Experimentell beobachtbarer Wirkungsquerschnitt für den kombinierten Kanal $e/\mu\nu q\bar{q}$ als Funktion der Kopplungen bei $\sqrt{s} = 183$ GeV.*

Kapitel 4

Experimentelle Umgebung

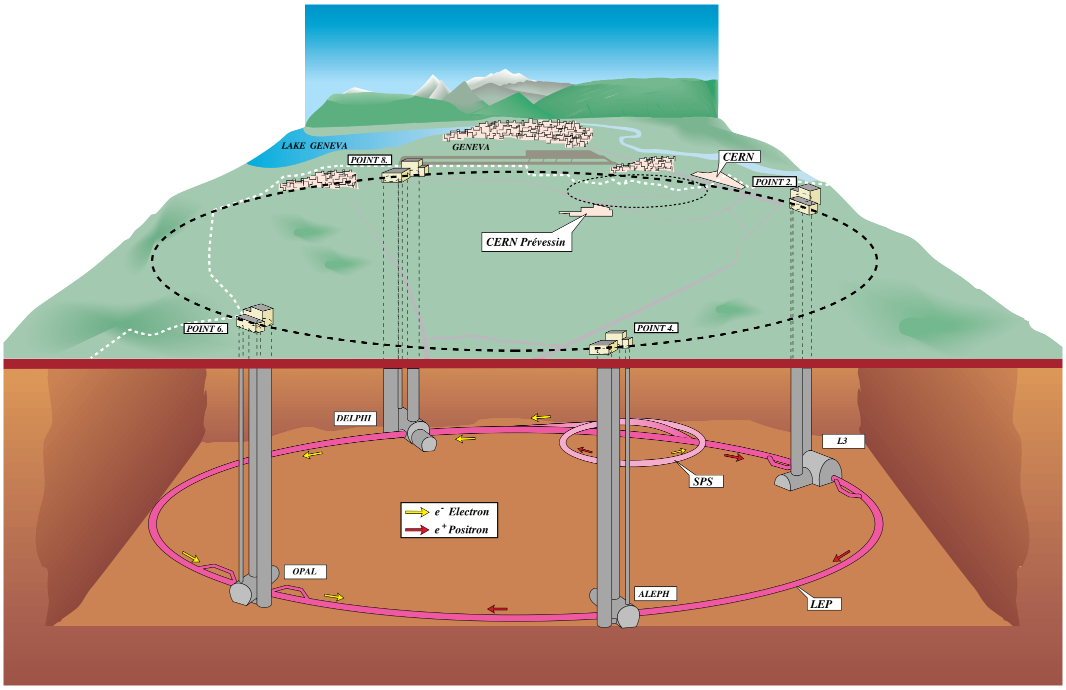

Abbildung 4.1: *Der LEP-Speicherring mit den vier Experimenten ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL.*

4.1 LEP

Der e^+e^--Speicherring LEP (L*arge* E*lectron* P*ositron collider*) wurde 1989 in Betrieb genommen mit dem vorrangigen Ziel, die Eigenschaften der *Intermediären Vektorbosonen* zu untersuchen.

Nach einer mehrstufigen Vorbeschleunigung werden die Elektronen und Positronen in den Speicherring injiziert. Dieser steht in einem ringförmigen, unterirdischen Tunnel mit einem Umfang von 26.67 km. Elektronen und Positronen, welche in acht Paketen (sog. *bunches*) von je etwa 10^{12} Teilchen den Ring in entgegengesetzter Richtung umlaufen, werden an vier Stellen alle 11 μs zur Kollision gebracht. Diese Wechselwirkungspunkte sind die Standorte der vier Großexperimente ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL.

In der ersten Phase von LEP wurden Schwerpunktenergien bis etwa 100 GeV erreicht, was eine präzise Untersuchung der Z-Resonanz zuließ. Seit 1993 wird die Maschine in der zweiten Phase mit zusätzlichen Hochfrequenzkammern ausgestattet, um Energien oberhalb der Schwelle für W-Paarproduktion (160 GeV) zu erreichen. Für eine umfassende Darstellung des LEP-Speicherrings sei auf [15] verwiesen.

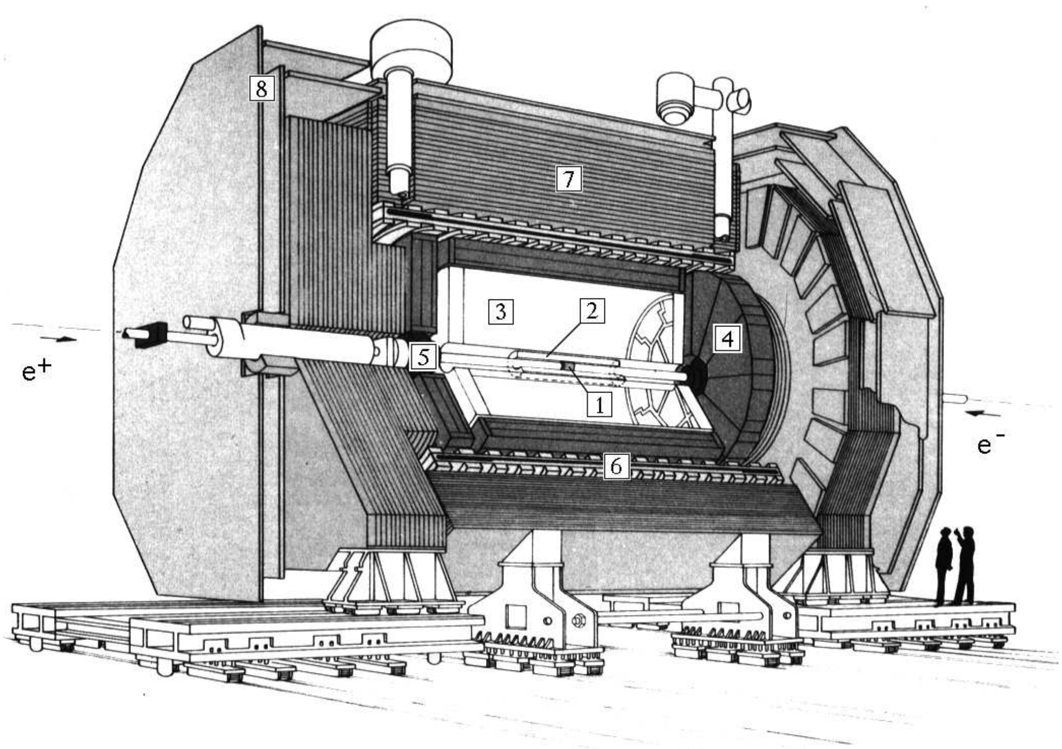

Abbildung 4.2: *Der ALEPH-Detektor.* $\boxed{1}$*: Vertexdetektor, VDET.* $\boxed{2}$*: Innere Spurkammer, ITC.* $\boxed{3}$*: Zeitprojektionskammer, TPC.* $\boxed{4}$*: Elektromagnetisches Kalorimeter, ECAL.* $\boxed{5}$*: Luminositätskalorimeter, LCAL.* $\boxed{6}$*: Magnetspule.* $\boxed{7}$*: Hadronisches Kalorimeter, HCAL.* $\boxed{8}$*: Myonkammern.*

4.2 ALEPH

ALEPH (A*pparatus for* LE*P* PH*ysics*) ist eines der vier Großexperimente am LEP-Speicherring. Der Detektor ist annähernd zylindersymmetrisch um die Strahlachse aufgebaut, was mit dem Wechselwirkungspunkt im Ursprung den Gebrauch von Zylinderkoordinaten r, z, ϕ bei der Beschreibung nahelegt.

Beim Design wurde großer Wert auf die Abdeckung eines möglichst großen Raumwinkelbereichs und die präzise Vermessung geladener Spuren gelegt. Die Spurdetektoren befinden sich dabei zusammen mit dem sie umgebenden elektromagnetischen Kalorimeter in einem 1.5 Tesla starken, axialen und weitgehend homogenen Magnetfeld. Die Krümmung der Spuren im Magnetfeld gibt Aufschluß über die Impulse der geladenen Teilchen. Die supraleitende Spule, in der ein Strom von 5000 A zirkuliert, ist von den beiden Kalorimetern für elektromagnetische und hadronische Schauer umgeben. Umschlossen wird der Detektor von zwei Lagen Proportionalkammern, welche im *limited streamer mode* betrieben werden und dem Nachweis von Myonen dienen.

Im weiteren sollen die angesprochenen Subdetektoren kurz beschrieben werden. Für eine ausführlichere Diskussion aller Detektorkomponenten siehe [16].

4.2.1 Spurdetektoren

Vertexdetektor Der 1995 neu eingebaute Vertexdetektor (VDET) besteht aus zwei konzentrischen etwa 40 cm langen Zylindern aus Si-Streifenzählern, die in einem Abstand von 6.3 cm bzw. 11.0 cm um das Strahlrohr angeordnet sind. Jeder Zylinder ist aus 54 bzw. 90 Modulen aufgebaut, auf welchen je 1024 Streifen in ϕ- und ebensoviele in z-Richtung angebracht sind. Die Winkelakzeptanz beträgt $|\cos\theta| \leq 0.88$ für den Nachweis in beiden Zylindern und $|\cos\theta| \leq 0.95$ für den inneren Zylinder. Für Spurpunkte mit $|\cos\theta| < 0.3$ liefert der VDET eine Ortsauflösung von $\sigma_\phi \approx 10\ \mu m$ und $\sigma_z \approx 15\ \mu m$. Dies macht ihn zum entscheidenden Werkzeug für die Bestimmung des primären Wechselwirkungspunktes und die Rekonstruktion von Zerfallsvertizes kurzlebiger Teilchen.

Innere Spurkammer Die ITC (I*nner* T*racking* C*hamber*) ist eine zylindrische Driftkammer im Abstand von 12.8 cm bis 28.8 cm vom Strahlrohr. Sie besteht aus acht Lagen von etwa 2 m langen Signaldrähten, die auf einem Potential von $+2\ kV$ liegen und hexagonal von Felddrähten umgeben sind. Dabei umfassen die inneren vier Lagen je 96 und die äußeren vier je 144 solcher Waben. Die Koordinaten der maximal acht Spurpunkte werden in $r\phi$-Richtung über die Driftzeit und die Lage der Drähte und in z-Richtung über die Ankunftszeitdifferenz der Pulse an den Endkappen der ITC bestimmt. Die dadurch erreichte Ortsauflösung beträgt $\sigma_{r\phi} \approx 150\ \mu m$ und $\sigma_z \approx 5\ cm$, wobei jede Spur bis $|\cos\theta| \leq 0.96$ noch alle Detektorlagen durchläuft. Über einen speziellen schnellen Spurprozessor wird das Ausgangssignal der ITC für die Triggerentscheidung des Level-1-Triggers verwendet.

Zeitprojektionskammer Die TPC (T*ime* P*rojection* C*hamber*) schließt sich mit einer Länge von 4 m außen an die ITC an. Das mit einem Argon-Methan-Gemisch gefüllte Driftvolumen von 43 m^3 wird von einer Hochspannungsmembran, die auf einem Potential von $-27\ kV$ liegt, zweigeteilt. Das so entstehende axiale Feld läßt die durch Ionisation freigesetzten Elektronen auf die Endkappen zu driften, wo sie von Proportionalkammern, die mit Kathodenpads kapazitiv gekoppelt sind, nachgewiesen werden. Das 1.5 Tesla starke Magnetfeld, welches parallel zum elektrischen Feld ausgerichtet ist, zwingt die Sekundärelektronen dabei auf Spiralbahnen, so daß einer Diffusion der Ladungswolke entgegengewirkt wird. Die $r\phi$-Koordinate kann dann mit Hilfe des Ladungsschwerpunkts der Signalverteilung auf den Kathodenpads und die z-Koordinate aus der Driftzeit bestimmt werden. Da die Signalamplitude an den Signaldrähten annähernd proportional zur primär erzeugten Ladung ist, bietet sich neben der Bestimmung der maximal 21 Spurpunkte eine dE/dx-Messung an, welche für die Teilchenidentifikation verwendet werden kann. In leptonischen Z-Zerfällen wurde die Ortsauflösung zu $\sigma_{r\phi} \approx 170\ \mu m$ und $\sigma_z \approx 740\ \mu m$ gemessen.

Nimmt man alle drei Spurdetektoren zusammen, so erhält man eine Impulsauflösung von $\Delta p/p^2 = 0.6 \cdot 10^{-3}(GeV/c)^{-1}$.

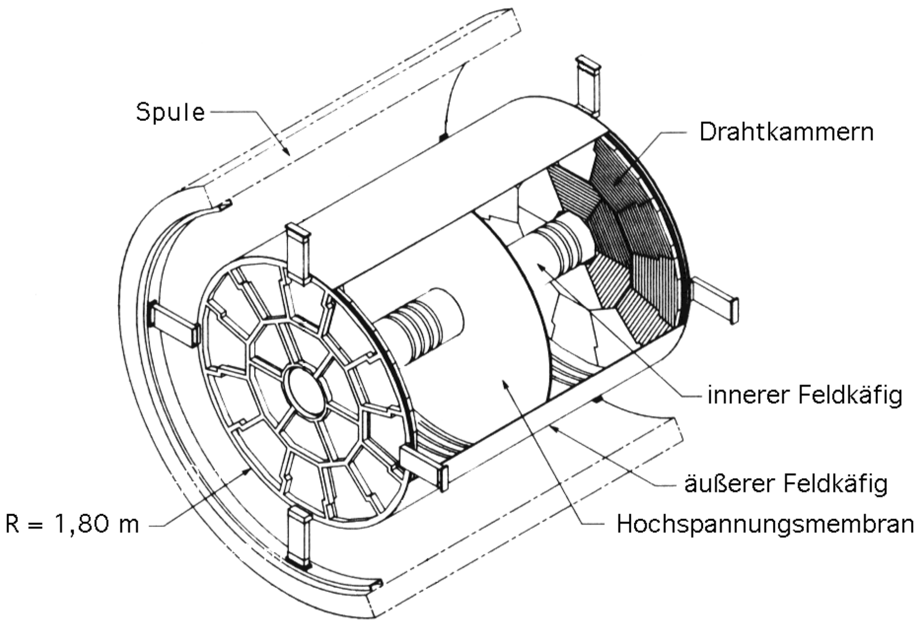

Abbildung 4.3: *Schematische Darstellung der TPC.*

4.2.2 Kalorimeter

Die primäre Aufgabe der Kalorimeter ist es, die durch die Wechselwirkung entstandenen Teilchen möglichst vollständig zu absorbieren und dadurch ihre Energie zu messen. Darüberhinaus trägt die Form der dabei auftretenden Schauer zur Teilchenidentifikation und ihre Position zur Ortsmessung bei. Letztere ist vor allem für ungeladene Teilchen von entscheidender Bedeutung.

Elektromagnetisches Kalorimeter Das Elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) besteht aus drei Teilen, dem zentralen zylinderförmigen *Barrel* und zwei Endkappen. Jeder Teil ist azimuthal in zwölf Module unterteilt, die ihrerseits wiederum aus 45 sich abwechselnden Lagen Blei und Vieldrahtkammern bestehen. Für das Barrel und den Zentralbereich der Endkappen wurde die Energieauflösung des Kalorimeters für Elektronen zu

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

bestimmt. Sowohl am inneren als auch am äußeren Rand der Endkappen verschlechtert sich dieser Wert jedoch um bis zu 30%. Für die Winkelauflösung erhält man:

$$\sigma_\phi = \frac{\sigma_\theta}{sin\theta} = (0.32 + \frac{2.7}{\sqrt{E/GeV}})\ mrad$$

Hadronisches Kalorimeter Wie das ECAL so besteht auch das Hadronische Kalorimeter (HCAL), das sich außerhalb der Magnetfeldspule befindet, aus drei Teilen. Die 24 Module des Barrels sowie die je sechs Module der Endkappen sind aus 23 Lagen Streamerröhren aufgebaut, die durch 5 cm dicke Eisenplatten voneinander getrennt werden. So kann das HCAL gleichzeitig als Rückflußjoch für das Magnetfeld dienen. Für senkrecht einfallende Pionen beträgt die Energieauflösung:

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

Myonkammern Die den Detektor umschließenden Myonkammern gehören nicht mehr zum Kalorimetersystem im engeren Sinn, da die Myonen lediglich einen sehr geringen Bruchteil ihrer Energie in ihnen deponieren. Dennoch ähnelt ihr Aufbau stark dem des Hadronischen Kalorimeters. Sie sind aus zwei Lagen von Streamerröhren aufgebaut, die im Abstand von 50 cm voneinander angeordnet sind. Jede der beiden Lagen besteht dabei aus zwei Drahtebenen mit je einer Ebene von Auslesestreifen parallel und einer senkrecht zur Drahtrichtung. Dadurch wird eine Winkelauflösung von $10 - 15$ $mrad$ erreicht, wobei etwa 94% der Myonen in mindestens einer der beiden Kammern einen Spurpunkt hinterlassen.

4.3 Selektion & Rekonstruktion

Charakteristisch für die in dieser Analyse verwendeten Signalereignisse $WW \rightarrow e/\mu\nu q\overline{q}$ ist ein hochenergetisches Lepton, fehlende Energie und das Auftreten von mindestens zwei Jets. Die vorrangige Aufgabe der Ereignisselektion ist die Separation dieses Signals vom Untergrund, der im wesentlichen aus Zee, $WW \rightarrow \tau\nu q\overline{q}$ und $Z/\gamma \rightarrow q\overline{q}(\gamma)$ besteht.

Vorselektion Die verwendete Vorselektion verlangt, daß wenigstens fünf gute geladene Spuren vorhanden sind, deren Gesamtenergie mindestens 10% der Schwerpunktenergie ausmacht. Eine *gute geladene Spur* ist dabei definiert durch:

- Mindestens vier TPC- und ein VDET-Spurpunkt.
- Minimaler Winkel zwischen Spur und Strahlachse $|cos\theta| < 0.90$.
- Die Spur muß einen imaginären Zylinder um den Wechselwirkungspunkt schneiden, der die Länge 10.0 cm und den Radius 2.0 cm besitzt.

Zusätzlich wird fehlende Energie verlangt ($E_{miss} > 0$), und der fehlende Impuls muß folgende Kriterien erfüllen:

- Fehlender Longitudinalimpuls $< \max \left(34GeV \ , \ 118GeV - \sqrt{E_{miss}^2 - p_{Tmiss}^2} \right)$
- Fehlender Impuls $> \max$ ($0\ GeV$, $35\ GeV - E_{miss}$)

Leptonidentifikation Als Leptonkandidat wird die geladene Spur mit der größten Impulskomponente antiparallel zum fehlenden Impuls verwendet[1] .

Für die *Elektronidentifikation* wird die longitudinale und transversale Schauerform im ECAL und in insensitiven Bereichen zusätzlich die dE/dx Information der TPC verwendet. Ist ein Elektron identifiziert worden, so wird auf etwaige Energieverluste durch

[1] Der mittlere Winkel zwischen dem geladenen Lepton und dem Neutrino beträgt bei 183 GeV Schwerpunktenergie etwa 135^o.

Prozeß	σ (pb)	generiert (pb^{-1})	# in $e\nu q\overline{q}$	# in $\mu\nu q\overline{q}$
$WW \to e\nu q\overline{q}$	16.151	24766	101.6	0.083
$WW \to \mu\nu q\overline{q}$			0.100	102.8
$WW \to \tau\nu q\overline{q}$			3.007	2.960
$WW \to l\nu l\nu$			0.000	0.000
$WW \to q\overline{q}q\overline{q}$			0.013	0.004
$Z/\gamma \to q\overline{q}(\gamma)$	101.8	5843	1.302	0.311
ZZ	2.545	11750	0.406	0.483
$We\nu$	0.608	9868	0.380	0.012
Zee	97.0	483.4	2.115	0.000
$Z\nu\nu$	0.013	1533846	0.001	0.001
Bhabha	1500	11750	0.000	0.000
$Z/\gamma \to \tau\tau(\gamma)$	8.9	2940	0.000	0.000

Tabelle 4.1: *Wirkungsquerschnitt, generierte Luminosität und Anzahl der nach Selektion erwarteten Ereignisse in den Signal- und den untersuchten Untergrund-Kanälen.*

Bremsstrahlung korrigiert. Dazu wird nach Energiedepositionen im ECAL gesucht, die dem Elektronschauer unmittelbar benachbart sind [26].

Die *Myonidentifikation* fordert, daß der Kandidat ein Signal in den Myonkammern liefert, das HCAL also vollständig passiert hat, und dabei eine Schauerform aufweist, welche nicht mit der eines hadronischen Schauers verträglich ist.

Nach der Bremsstrahlungskorrektur wird vom Lepton eine Energie größer 21 GeV verlangt. Aus allen nicht dem Lepton zugeordneten Objekten werden zwei Jets geformt. Dabei werden unter der Annahme einer masselosen Kinematik mit dem DURHAM P Algorithmus zwei Jets *geclustert* und diese unter Beibehaltung ihrer Richtung mit Hilfe von DURHAM E mit Energie bzw. Masse versehen [18].

Aus dem fehlenden Transversalimpuls, der Leptonenergie und der Leptonisolation werden zwei Selektionsvariablen *probe* und *probm* gebildet, die die Wahrscheinlichkeit dafür angeben, daß ein $e\nu q\overline{q}$- bzw. $\mu\nu q\overline{q}$-Signalereignis vorliegt [17]. Für diese wird $probe > 0.40$ bzw. $probm > 0.60$ verlangt.

Kinematischer Fit Um physikalischen Randbedingungen wie Energie- und Impulserhaltung Rechnung zu tragen, Auflösungen zu verbessern und ein zusätzliches Qualitätskriterium für die Ereignisse zu erhalten, wird ein *kinematischer Fit* durchgeführt. Hierzu wird eine Größe der Form

$$\mathcal{S}(\vec{y},\vec{\lambda}) = (\vec{y}-\vec{y}_0)^T V^{-1}(\vec{y}-\vec{y}_0) + 2\vec{\lambda}\cdot\vec{f}(\vec{y})$$

minimiert. Dabei steht $\vec{y}$ für die gefitteten und $\vec{y}_0$ für die gemessenen Phasenraumvariablen. $\vec{\lambda}$ kennzeichnet die Lagrangemultiplikatoren für die Nebenbedingungen $\vec{f}(\vec{y})$. Im semileptionischen Kanal (ohne τ's) werden drei der vier physikalischen Randbedingungen zur Rekonstruktion des Neutrinoimpulses benötigt, so daß eine der Nebenbedingungen übrig bleibt - man spricht von einem *1C-Fit*.

Im Falle von gaußverteilten Meßgrößen und linearisierten Nebenbedingungen ist $\mathcal{S}(\vec{y},\vec{\lambda})$ χ^2-verteilt [35]. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß eine χ^2-verteilte Größe einen

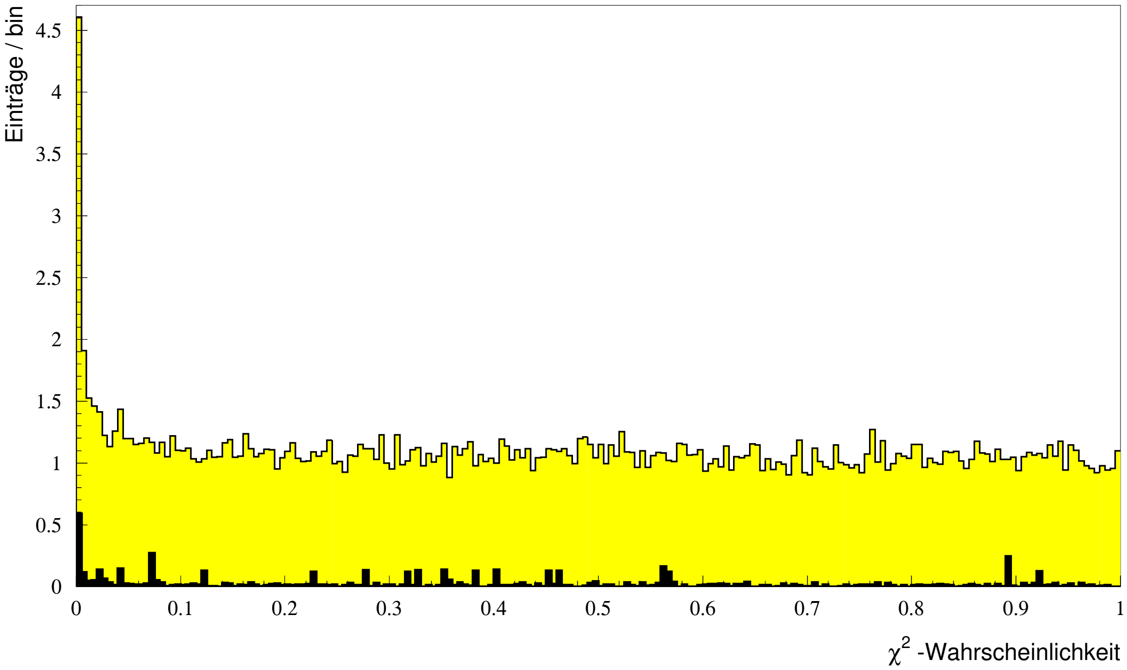

Abbildung 4.4: *Verteilung der χ^2-Wahrscheinlichkeit des kinematischen Fits für $e/\mu\nu q\bar{q}$ Signal- und Untergrundereignisse (dunkel) nach der Selektion ohne χ^2-Schnitt. Die hierzu verwendete Monte-Carlo Statistik wurde auf die Datenluminosität normiert.*

Wert annimmt, der größer ist als der für $\mathcal{S}$ erhaltene, sollte daher idealerweise flach verteilt sein (Abb.4.4). Diese χ^2-*Wahrscheinlichkeit* stellt damit ein Qualitätskriterium für die Übereinstimmung der Ereignisse mit der Fit-Hypothese dar. Sowohl Untergrund- als auch unter falscher Hypothese gefittete Signalereignisse häufen sich bei kleinen Werten. Um diese auszuselektieren, wird eine χ^2-Wahrscheinlichkeit größer 0.005 gefordert. Als Fitprogramm wurde ABC-FIT verwendet [27].

Die in den beiden Signalkanälen nach der Selektion erwarteten und die Anzahl der gemessenen Ereignisse sind in Tab.4.1 und Tab.4.2 aufgelistet.

Kanal	erwartete Ereignisse Signal	erwartete Ereignisse Gesamt	Daten
$e\nu q\bar{q}$	101.6	107.6	116
$\mu\nu q\bar{q}$	102.8	106.7	98

Tabelle 4.2: *Vergleich der nach der Selektion bei $\sqrt{s} = 183$ GeV erwarteten und der in den Daten beobachteten Anzahl von Ereignissen.*

4.4 Monte-Carlo Simulation

Die Verwendung von *Monte-Carlo Simulationen* ist aus der heutigen Hochenergiephysik nicht mehr wegzudenken. Insbesondere Analysen, die, wie die hier dargestellte, auf *Reweighting-Prozeduren* zurückgreifen, sind ohne ein enorme Menge an Monte-Carlo Statistik gar nicht möglich. In dieser Art von Analysen wird ein großer Satz von Monte-Carlo Ereignissen generiert und deren Abweichung von den gemessenen Daten unter Variation des zu messenden Parameters minimiert.

Hierzu wurde die in Tab.4.3 angegebene Menge an Signal- und Untergrundereignissen generiert. Die WW-Ereignisse sind dabei unter Berücksichtigung des vollständigen Satzes von Zwischenzuständen auf Born-Niveau mit KORALW [19] und die Untergrundprozesse mit PYTHIA [20], PHOTO2 [21], KORALZ [22] und UNIBAB [23] generiert worden. Für die nachfolgende Fragmentation und Hadronisation wurde JETSET [20], für die Detektorsimulation GALEPH [24] und als Rekonstruktionsprogramm sowohl für die gemessenen als auch für die simulierten Ereignisse JULIA [25] verwendet.

Im folgenden soll nun näher auf die Methode der statistischen Analyse eingegangen werden, mit welcher in dieser Arbeit die Kopplungen aus den Daten extrahiert werden.

Kapitel 5

Optimale Observable

Ziel der meisten Analysen innerhalb der Hochenergiephysik ist es, aus einem gegebenen Satz von Ereignissen, ein Maximum an Information über einen oder mehrere zu messende Parameter g zu extrahieren. Die gesamte experimentell verfügbare Information steckt dabei in der Lage der gemessenen und selektierten Ereignisse in dem durch die Gesamtheit der zugänglichen Variablen ϕ [1] aufgespannten Phasenraum. Demgegenüber wird die theoretisch erwartete Verteilung der Ereignisse durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\phi}$ beschrieben. Dieser stellt - von der Normierung abgesehen - gerade die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung im Phasenraum dar.

Sofern von der theoretischen Verteilung Gebrauch gemacht wird, unterscheiden sich die verschiedenen Methoden der statistischen Analyse in der Art und Weise, wie sie die theoretische Verteilung in Abhängigkeit von g an die experimentell bestimmte anpassen. Dadurch wird, den Gesetzen der Statistik folgend, ein Schätzwert der zu messenden Größe mitsamt Fehler erhalten.

Eine direkte Anpassung der Dichtefunktion an die gemessene Verteilung bildet die Grundlage der sogenannten *Maximum Likelihood* Methode, welche so garantiert, daß tatsächlich ein Maximum an Information verwendet wird. Der Nachteil dieses Verfahrens besteht darin, daß man die ursprüngliche Lage der Ereignisse im Phasenraum vor allen Detektoreffekten kennen muß und dementsprechend eine Responsefunktion benötigt, welche die Abbildung auf dieses Niveau gewährleistet. Eine Methode, die ohne diese Abbildung auskommt und dennoch ein hohes Maß an Sensitivität besitzt, ist die der *Optimalen Observablen.*

Im folgenden Kapitel soll diese Methode zuerst in einer allgemeinen Art und Weise eingeführt (5.1, 5.2) und dann für den Fall der Drei-Eichboson-Kopplungen genauer untersucht sowie ihre Sensitivität durch Kombination mehrerer Observablen verbessert werden (5.3, 5.4).

5.1 Konstruktion einer Optimalen Observablen

Kern der Methode ist die Konstruktion einer integrierten Observablen möglichst hoher Sensitivität, d.h. einer Observablen, die ein Maximum an Information über die zu messende Größe im Mittelwert ihrer Verteilung beinhaltet [29].

Nach dem oben Gesagten ergibt sich der Erwartungswert einer beliebigen Observa-

[1] z.B. Zerfallswinkel, Impulse, etc.

blen $\mathcal{O}(\phi)$ in Abhängigkeit von g als

$$\langle\mathcal{O}\rangle(g) = \frac{\int \mathcal{O}(\phi)\, \frac{d\sigma}{d\phi}(\phi; g)\, d\phi}{\int \frac{d\sigma}{d\phi}(\phi; g)\, d\phi} \tag{5.1}$$

Dabei ist der differentielle Wirkungsquerschnitt eine Funktion des gesuchten Parameters g und läßt sich als solche um einen beliebigen Stützpunkt g_0 entwickeln:

$$\frac{d\sigma}{d\phi} = S_0(\phi) + (g - g_0)S_1(\phi) + O((g - g_0)^2)$$

Ein Maß für die Sensitivität des Erwartungswertes einer Observablen $\mathcal{O}$ bzgl. g ist gegeben durch die Größe: [2]

$$\mathcal{S} \;\equiv\; \frac{|\frac{\partial\langle\mathcal{O}\rangle}{\partial g}|}{\Delta\langle\mathcal{O}\rangle}$$

Da die Sensitivität i.a. selbst eine Funktion von g ist, und a priori kein Grund dafür existiert, weshalb es eine Observable geben sollte, die für beliebige Werte von g die größtmögliche Sensitivität besitzt, soll im folgenden eine Observable konstruiert werden, welche $\mathcal{S}$ an einer festen Stelle $g = g_0$ maximiert. Man erhält dann

$$\mathcal{S}\;|_{g=g_0} = \; const \cdot \frac{|\int \mathcal{O} S_1\, d\phi\;|}{\sqrt{\langle\mathcal{O}^2\rangle - \langle\mathcal{O}\rangle^2}}$$

Um diesen Ausdruck etwas umgänglicher zu machen, nimmt man o.B.d.A. an, daß $\langle\mathcal{O}\rangle(g\!=\!g_0) = 0$ [3] und führt zusätzlich ein Skalarprodukt auf dem Raum aller Observablen ein, das definiert ist durch $\mathcal{A} \circ \mathcal{B} \equiv \int \mathcal{A}\,\mathcal{B}\,S_0\,d\phi$. Damit läßt sich die Sensitivität umschreiben und mit Hilfe der Schwarz'schen Ungleichung einfach nach oben abschätzen :

$$const^{-1} \cdot \mathcal{S}\;|_{g=g_0} = \;\frac{|\mathcal{O} \circ \frac{S_1}{S_0}|}{\|\mathcal{O}\|} \leq \frac{\|\mathcal{O}\|\|\frac{S_1}{S_0}\|}{\|\mathcal{O}\|} = \left\|\frac{S_1}{S_0}\right\|$$

Diejenige integrierte Observable mit der höchstmöglichen Sensitivität bzgl. g an der Stelle $g = g_0$ ist damit gegeben durch :

$$\boxed{\mathcal{O}_{opt} = \frac{S_1}{S_0}} \tag{5.2}$$

5.2 Schritte zur vollständigen Analyse

5.2.1 Abriß der Methode

Die oben konstruierte Optimale Observable gibt einem die Möglichkeit in die Hand, den vieldimensionalen Phasenraum, unter minimalem Informationsverlust, auf eine einfacher zu handhabende eindimensionale Verteilung - das Observablenspektrum - zu projizieren (Abb.5.1). Dieses ist dabei so konstruiert, daß im Idealfall hoher Statistik und

[2] Dies ist insofern ein vernünftiges Maß für die Sensitivität, als $\mathcal{S}$ in linearer Näherung gerade das Inverse des statistischen Fehlers auf g darstellt.

[3] Man erreicht dies einfach durch Konstruktion einer neuen Observablen $\mathcal{O}' \equiv \mathcal{O} - \langle\mathcal{O}\rangle(g\!=\!g_0)$. Dadurch wird weder die Abhängigkeit der Observable von den Phasenraumvariablen, noch ihre Sensitivität beeinflußt, so daß dies nicht wirklich eine Einschränkung in der Wahl der Observable darstellt.

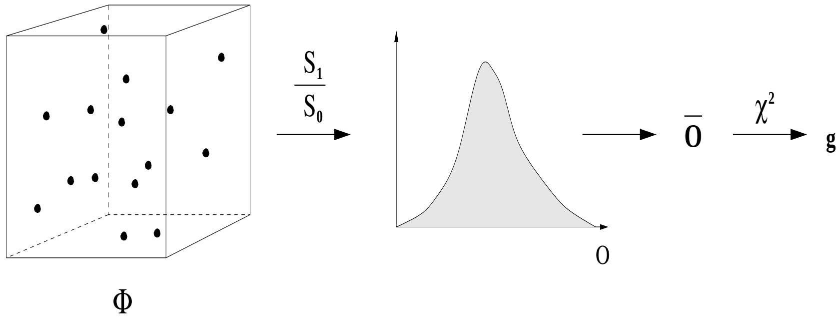

Abbildung 5.1: *Schematische Darstellung der einzelnen Analyseschritte: Projektion des Phasenraums auf das eindimensionale Observablenspektrum und Extraktion von g mit Hilfe eines χ^2-Angleichs.*

für $g \to g_0$, die gesamte Information über die zu messende Größe in dessen Mittelwert beinhaltet ist [30]. Die einfachste Möglichkeit, daraus nun einen Schätzwert für g mitsamt Fehler zu extrahieren, ist ein χ^2 - Angleich des theoretischen Erwartungswertes $\langle\mathcal{O}\rangle$ an den experimentell bestimmten Mittelwert $\overline{\mathcal{O}}$ der Observablen[31]. Dies bedeutet eine Minimierung der Größe

$$\chi^2(g) = \frac{(\overline{\mathcal{O}} - \langle\mathcal{O}\rangle(g))^2}{(\Delta\overline{\mathcal{O}})^2}$$

unter Variation von g. Die üblichen $n \cdot \sigma$ Konfidenzbereiche erhält man dann durch:

$$\chi^2(g) - \chi^2_{min} \leq n^2 \tag{5.3}$$

5.2.2 Verwendung eines χ^2 - Angleichs

Verallgemeinerung auf mehrere Parameter Der in (5.1) gemachte Ansatz läßt sich einfach auf beliebig viele zu messende Parameter g_i verallgemeinern. Ausgangspunkt ist wieder die Entwicklung des differentiellen Wirkungsquerschnittes nach Potenzen der g_i :

$$\frac{d\sigma}{d\phi} = S_0(\phi) + \sum_i S_{1i}(\phi)(g_i - g_{0i}) + \sum_{ij} S_{2ij}(\phi)(g_i - g_{0i})(g_j - g_{0j}) + ... \tag{5.4}$$

Man erhält so zu jeder Größe g_i eine an der Stelle g_0 optimierte Observable :

$$\mathcal{O}_i = \frac{S_{1i}}{S_0}$$

Der für die gleichzeitige Messung mehrerer Parameter verallgemeinerte χ^2 - Ausdruck erhält dann die Form :

$$\chi^2(g) = \sum_{ij}(\overline{\mathcal{O}}_i - \langle\mathcal{O}_i\rangle(g))V_{ij}^{-1}(\overline{\mathcal{O}}_j - \langle\mathcal{O}_j\rangle(g)) \tag{5.5}$$

Dabei ist V_{ij} die Kovarianzmatrix der Observablenmittelwerte. Sei N die Anzahl der im Experiment selektierten Ereignisse, so gilt :

$$V_{ij} = N^{-1} \cdot \Big(\langle\mathcal{O}_i\mathcal{O}_j\rangle - \langle\mathcal{O}_i\rangle\langle\mathcal{O}_j\rangle\Big)$$

Die Elemente dieser Matrix sind dabei ebenso wie die Erwartungswerte der Observablen Funktionen der g_i.

Behandlung von Erwartungswerten Alle in (5.5) nicht direkt experimentell zugänglichen Größen sind Erwartungswerte oder lassen sich durch solche ausdrücken. Der Erwartungswert einer beliebigen Observablen $\mathcal{A}$ [4] läßt sich mit Hilfe von (5.1) und (5.4) unter Mitnahme aller Terme bis einschließlich zweiter Ordnung schreiben als

$$\langle\mathcal{A}\rangle(g) \simeq \langle\mathcal{A}\rangle_{g_0} + \frac{\sum_j c_j\gamma_j + \sum_{jk} q_{jk}\gamma_j\gamma_k}{1+\sum_j \sigma_{1j}\gamma_j + \sum_{jk}\sigma_{2jk}\gamma_j\gamma_k} \tag{5.6}$$

mit $\gamma_i = g_i - g_{0i}$ und den Koeffizienten

$$\begin{aligned} c_j &= V_{g_0}[\mathcal{A}, \frac{S_{1j}}{S_0}] & \sigma_{1j} &= \langle\frac{S_{1j}}{S_0}\rangle_{g_0} \\ q_{jk} &= V_{g_0}[\mathcal{A}, \frac{S_{2jk}}{S_0}] & \sigma_{2jk} &= \langle\frac{S_{2jk}}{S_0}\rangle_{g_0} \end{aligned} \tag{5.7}$$

Hierbei steht V für die Kovarianzmatrix der in Klammern folgenden Größen und der Index g_0 kennzeichnet den Entwicklungspunkt in (5.4) und die Stelle, an der die Erwartungswerte genommen werden sollen.

Damit wäre zum einen erreicht, daß alle noch unbekannten Größen in (5.7) nicht mehr von den zu messenden Parametern g_i abhängen und sich zum anderen allesamt durch Erwartungswerte ausdrücken lassen, welche an einer festen Stelle g_0 genommen werden. Der einfachste Weg diese zu erhalten ist nun, eine hinreichend große Referenz von Monte-Carlo Ereignissen für $g = g_0$ zu generieren und die Mittelwerte der jeweiligen Observablen als Erwartungswerte zu verwenden.

Gleichung (5.6) kann man sich auch durch einfaches Umgewichten der Ereignisse zustandegekommen denken. Dabei wird jedes Ereignis mit einem Gewicht

$$w(g) = \frac{1+\sum_i \frac{S_{1i}}{S_0}\gamma_i + \sum_{ij}\frac{S_{2ij}}{S_0}\gamma_i\gamma_j}{1+\sum_i\langle\frac{S_{1i}}{S_0}\rangle_{g_0}\gamma_i + \sum_{ij}\langle\frac{S_{2ij}}{S_0}\rangle_{g_0}\gamma_i\gamma_j} \tag{5.8}$$

versehen, so daß sich der Erwartungswert als einfache Summe über alle Referenzereignisse schreiben läßt:

$$\langle\mathcal{A}\rangle(g) \simeq \frac{1}{N_{Ref}}\sum_{i=1}^{N_{Ref}} w_i(g)\mathcal{A}_{i,g_0} \tag{5.9}$$

Zwar sind die Ausdrücke (5.6) und (5.9) mathematisch identisch, jedoch wird letzterer nur zum Zwecke der Interpretation benötigt. In der Praxis liefert (5.6) eine erheblich bessere Performance, da zur Berechnung der hierfür benötigten Koeffizienten (5.7) lediglich einmalig über die Gesamtheit der Referenz-Ereignisse gelaufen werden muß.

Konstruktion der Kovarianzmatrix Abgesehen von der einfachen Näherung einer bzgl. der g_i konstanten Kovarianzmatrix in (5.5) gibt es drei verschiedene Möglichkeiten, diese zu konstruieren:

1. Verwendung der *erwarteten Fehlermatrix*: Hierbei werden sämtliche für die Konstruktion relevanten Erwartungswerte als Mittelwerte aus dem Referenz-MC genommen.

[4] Für die Berechnung der Kovarianzmatrix kann $\mathcal{A}$ beispielsweise die Gestalt $\mathcal{A} \equiv \mathcal{O}_i\mathcal{O}_j$ annehmen.

2. Verwendung der *gemessenen Fehlermatrix*: Alle notwendigen Mittelwerte werden aus den Daten berechnet.

3. Verwendung einer *kombinierten Fehlermatrix*: Die Stützpunkte der Erwartungswerte werden den Daten und die Koeffizienten (5.7) dem Referenz-MC entnommen.

Abhängig von der Qualität der MC-Simulation und der Anzahl der Ereignisse in den Daten wird man sich für eine dieser drei Möglichkeiten entscheiden. Wichtig dabei zu bemerken ist, daß im Falle von 2. und 3. für die aus den Daten gewonnenen Erwartungswerte g_0 weder frei wählbar noch a priori überhaupt bekannt ist. In diesem Sinne ist die erste der drei Methoden die statistisch korrekte.

In den Berechnungen der nachfolgenden Kapitel soll durchweg die erwartete Fehlermatrix verwendet werden.

Verwendung des totalen Wirkungsquerschnittes Bisher wurde lediglich Gebrauch von der kinematischen Information gemacht. Darüberhinaus kann einem auch die Anzahl der beobachteten Ereignisse Aufschluß über die zu messenden Parameter g_i geben, sofern der totale Wirkungsquerschnitt von diesen abhängt und experimentell bestimmbar ist. Dies kann durch eine einfache Erweiterung des χ^2 - Ausdrucks berücksichtigt werden:

$$\chi^2(g) \;\longrightarrow\; \chi^2(g) \;+\; \frac{(\sigma_{tot}(g) - \sigma_{tot}^{exp})^2}{(\Delta\sigma_{tot}^{exp})^2}$$

5.2.3 Experimentelle Einschränkungen

Im folgenden Abschnitt soll die Art der Einbeziehung experimenteller Unzulänglichkeiten in die Analyse erklärt werden. Diese entstehen durch endliche Auflösung und Akzeptanz des Detektors, Selektion, Rekonstruktion und das Auftreten von Untergrund.

Grundlage der bisher beschriebenen Methode war die Verteilungsfunktion der Ereignisse im Phasenraum auf Wahrheitsniveau[5]. Bis auf eine Normierung war diese dabei durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt gegeben. Für die praktische Durchführung der Methode war dazu entscheidend, daß man eine hinreichend große Anzahl an Monte-Carlo Ereignissen zur Verfügung hat, deren Dichte im Phasenraum, für einen festen Parametersatz $g = g_0$, von der verwendeten Verteilungsfunktion beschrieben wird.

Ebensogut wie auf Wahrheitsniveau hätte man auch auf rekonstruiertem Niveau[6] beginnen können mit dem Unterschied, daß die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung hier nicht durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt, sondern durch diesen gefaltet mit einer *Responsefunktion* R gegeben ist:

$$\frac{d\sigma}{d\phi}^{rec} \;=\; S_0^{rec}(\phi) + (g - g_0)\, S_1^{rec}(\phi) + \;\dots \tag{5.10}$$

mit

$$S_0^{rec}(\phi) = \int S_0^{true}(\phi')\; R(\phi, \phi')\; d\phi' \quad \dots$$

[5] D.h. auf einem idealisierten Ereignisniveau vor der Fragmentation und allen experimentellen Wechselwirkungen und Fehlerquellen.

[6] Mit *rekonstruiertem Niveau* sei im folgenden das experimentell zugängliche Ereignisniveau nach Detektoreffekten, Rekonstruktion und Selektion bezeichnet.

In der Praxis ist die Responsefunktion dabei eine beliebig komplizierte Funktion aller Phasenraumvariablen, abhängig von der Geometrie und Beschaffenheit des Detektors sowie der Art von Rekonstruktion und Selektion. Sie läßt sich separieren in eine *lokale Akzeptanzkorrekturfunktion* $a(\phi)$ und eine *Transportfunktion* $t(\phi, \phi')$, welche die Anzahl der Ereignisse erhalten soll:

$$R(\phi, \phi') \equiv a(\phi) \cdot t(\phi, \phi')$$

Neben den *Selektionsschnitten* und der *Detektorakzeptanz* lassen sich in die lokale Korrekturfunktion $a(\phi)$ all diejenigen Effekte absorbieren, für welche ausgezeichnete Punkte im Phasenraum existieren. Dagegen berücksichtigt die Transportfunktion $t(\phi, \phi')$ alle Effekte, die, wie die endliche *Detektorauflösung*, eine diffuse Wanderung im Phasenraum zur Folge haben.[7]

Um die Methode nun auch auf rekonstruiertem Niveau zu etablieren, ist es notwendig, die neue Verteilungsfunktion (5.10) in der Konstruktion der Optimalen Observable und der Entwicklung der Erwartungswerte zu berücksichtigen. Für die Erwartungswerte beliebiger Observablen erhält man:

$$\langle \mathcal{A} \rangle^{rec} \quad = \quad \frac{\int d\phi \int d\phi' \ \mathcal{A}(\phi) \ R(\phi, \phi') \ \frac{d\sigma}{d\phi'}(\phi')}{\int d\phi \ a(\phi) \ \frac{d\sigma}{d\phi}(\phi)}$$

Dabei wurde im Nenner die Erhaltung der Ereigniszahl durch die Transportfunktion bereits berücksichtigt. Nach der Substitution eines Ereignisgewichtes und dem Übergang von der Integration zur Summation, nimmt der Erwartungswert dann folgende Gestalt an:

$$\begin{aligned} \langle \mathcal{A} \rangle^{rec} &= \frac{\int d\phi \int d\phi' \ S_0(\phi') \ \mathcal{A}(\phi) \ R(\phi, \phi') \ w(\phi')}{\int d\phi \ a(\phi) \ S_0(\phi)} \\ &= \frac{1}{N_{Ref}} \sum_{i=1}^{N_{Ref}} w_i(g) \mathcal{A}_{i,g_0}^{rec} \end{aligned}$$

Berücksichtigt man wiederum nur Terme bis zur zweiten Ordnung in den g_i, so ist das Ereignisgewicht, unter Berücksichtigung der Akzeptanz, mit dem in (5.8) identisch. Für die Koeffizienten in (5.7) bedeutet dies, daß die Observablen auf rekonstruiertem und die S_i $(i = 0, 1, 2)$ auf Wahrheitsniveau genommen werden müssen.

Die optimierte Observable stellt sich auf rekonstruiertem Niveau prinzipiell wieder als der Quotient der ersten beiden Entwicklungskoeffizienten in der Entwicklung der Verteilungsfunktion dar [32]. In der Praxis ist jedoch weder ein analytischer Ausdruck für die Responsefunktion bekannt, noch ist ein wiederholter Durchlauf aller Ereignisse durch Detektorsimulation, Selektion und Rekonstruktion möglich. Aus diesem Grunde verwendet man weiterhin die auf Wahrheitsniveau optimierte Observable, was einer Idealisierung der Detektorauflösung ($t(\phi, \phi') \approx \delta(\phi - \phi')$) bei der Optimierung gleichkommt. Lokale Effekte, die durch $a(\phi)$ beschrieben werden, spielen hierbei keine Rolle,

[7] Tatsächlich ist diese Interpretation nicht in aller strenge durchführbar, da sich die Akzeptanzeffekte auf unterschiedlichen Ereignisniveaus abspielen (Detektorakzeptanz $\leftrightarrow$ Selektion). Sie trägt jedoch entscheidend zur Veranschaulichung bei und hat keinen Einfluß auf das Ergebnis.

da sich die rein multiplikative Korrektur in der Definition der Observablen herauskürzt:

$$\mathcal{O}^{rec}(\phi) \;=\; \frac{\int S_1(\phi')\; R(\phi,\phi')\; d\phi'}{\int S_0(\phi')\; R(\phi,\phi')\; d\phi'} \;\approx\; \mathcal{O}^{true}(\phi)$$

Die beste Art und Weise Untergrund in der Analyse zu berücksichtigen ist, ihn sowohl in den differentiellen Wirkungsquerschnitt als auch in die Monte-Carlo Referenz zu integrieren. Dies würde gewährleisten, daß die Observable nach wie vor optimiert wäre. Ist das nicht möglich, so muß der erwartete Untergrund entweder zur Referenz addiert oder sein Observablenmittelwert von dem der Daten subtrahiert werden.

5.2.4 Optimale Observable & TGC's

Im folgenden soll von der allgemein gehaltenen Betrachtung der Methode Abstand genommen und näher auf ihre Untersuchung am Beispiel der *TGC*-Messung in den Daten eingegangen werden. Da dies eine Messung auf Born-Niveau ist und die Kopplungen somit nur linear in das Matrixelement eingehen, ist eine Entwicklung des differentiellen Wirkungsquerschnitts bis zur zweiten Ordnung in den Kopplungen tatsächlich vollständig. Dies bedeutet, daß die Ausdrücke (5.6) und (5.9) in dieser Hinsicht keine Näherungen mehr darstellen, sondern exakt sind.

5.3 Grenzen der Methode

5.3.1 Funktionelle Randbedingungen

Die bisher dargestellte Methode enthält implizite Annahmen und Randbedingungen, die ihren Gebrauch prinzipiell einschränken und hier kurz angesprochen werden sollen:

- Die Verwendung eines χ^2-*Angleichs* geht davon aus, daß die Verteilung der Observablenmittelwerte gaußförmig ist. Dies ist, je nach Art des Observablenspektrums, für geringe Statistik nicht mehr der Fall.

- Das Versehen von Ereignissen mit Gewichten verstärkt statistische Fluktuationen. Der Fehler auf Grund der endlichen Monte-Carlo Statistik wird dabei um einen Faktor vergrößert, der wenigstens mit der Wurzel aus dem mittleren quadratischen Gewicht anwächst. Zur Größe der Ereignisgewichte in dieser Analyse siehe Abb.5.2.

- Durch das Umgewichten von Ereignissen können Bereiche des Phasenraums, die in der ursprünglichen Referenz nicht bevölkert waren, nicht erreicht werden.

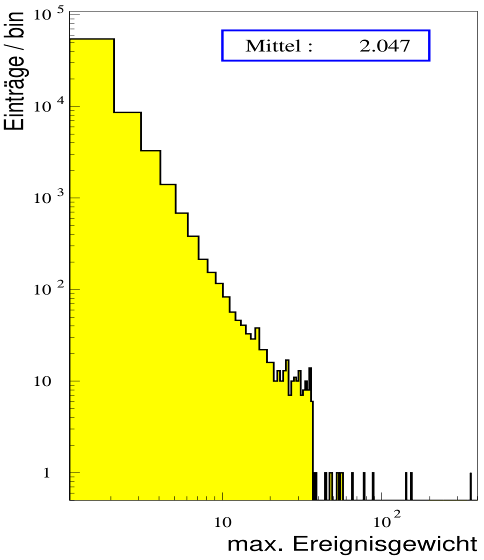

Abb.5.2: *Maximale Ereignisgewichte innerhalb einer Sphäre im dreidimensionalen Kopplungsraum mit dem Radius* 1 *um das Standardmodell.*

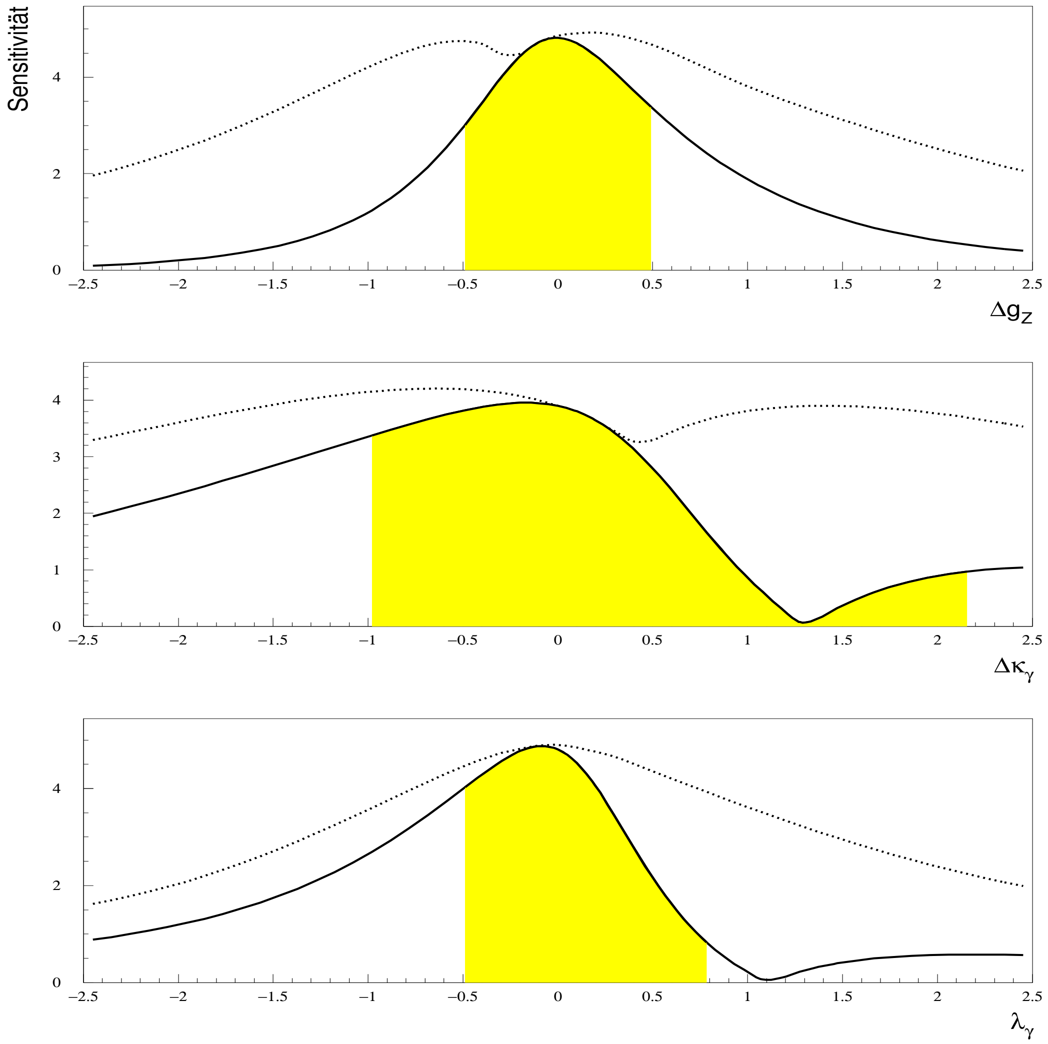

Abbildung 5.3: *Sensitivitäten der am Standardmodell optimierten Observablen ($\mathcal{S} \equiv \partial_g\langle\mathcal{O}\rangle/\Delta\langle\mathcal{O}\rangle$). Zusätzlich ist die Einhüllende der Sensitivitäten aller Observablen dargestellt. Der schraffierte Bereich entspricht dem 3σ-Bereich bei Verwendung der SM-Observablen und des totalen Wirkungsquerschnittes.*

5.3.2 Sensitivität der Observablen

Voraussetzungen für optimale Fehler Damit die Methode der Optimalen Observablen tatsächlich optimal im Sinne eines kleinstmöglichen statistischen Fehlers ist, müssen zwei Bedingungen erfüllt sein:

1. Die Sensitivität der Observablen ist per Konstruktion (Abschnitt 5.1) nur in unmittelbarer Umgebung des Optimierungspunktes maximal. Der tatsächliche Wert der zu bestimmenden Kopplung sollte also mit diesem übereinstimmen.

2. Der Fehlerbereich muß hinreichend klein, d.h. die Statistik ausreichend groß sein, damit die Abweichung der Sensitivität von ihrem lokalen Maximum im gesamten für den Fehler relevanten Bereich marginal ist.

Die erste der beiden Bedingungen läßt sich durch die *iterative* Verwendung der Methode erfüllen. Begonnen wird mit der am Standardmodell, d.h. für verschwindende

Kopplungen optimierten Observable (SM-Observable). Nach einem einmaligen Durchlaufen der Analyse wird das vorläufige Meßresultat als Optimierungspunkt für eine neue Observable verwendet und dieses Verfahren solange wiederholt, bis sich das Ergebnis nicht mehr wesentlich ändert. Verwendet man eine Differenz kleiner als 10% des statistischen Fehlers als Konvergenzkriterium, so kann die Iteration i.a. schon nach drei Schritten abgebrochen werden.[8]

Der Gegenstand der zweiten Bedingung, die verfügbare Statistik, läßt sich innerhalb einer Analyse nur minimal verändern. So zeigt Abb.5.3, daß für die in dieser Analyse verwendete Statistik die Sensitivität innerhalb des Fehlerbereichs stark von ihrem lokalen Maximum abweicht. Interpretiert man die dargestellte Einhüllende als Maß für die verfügbare Information, so lassen sich Informationsdefizite vor allem für positive Werte von $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ erkennen. Um abschätzen zu können, welchen Einfluß dies auf den statistischen Fehler hat, soll nun die iterative Verwendung einer Optimalen Observablen mit den Ergebnissen eines *Maximum Likelihood Fits* verglichen werden.

Vergleich mit einem Maximum Likelihood Fit Im Limes unbeschränkter Statistik macht ein *unbinned* Maximum Likelihood Fit [34] Gebrauch von der gesamten verfügbaren Information. Für die in dieser Analyse verwendete Statistik gilt dies sicherlich noch in guter Näherung und ein Vergleich zwischen den beiden Methoden - Maximum Likelihood (ML) und Iterative Optimale Observable ($\mathcal{OO}_{it}$) - gibt damit Aufschluß über die Relevanz der in Abb.5.3 gezeigten Sensitivitätseinbrüche. Die Verwendung eines ML Fits ist jedoch mit erheblichem Aufwand hinsichtlich der Implementierung von Detektoreffekten verbunden. Aus diesem Grunde wird der Vergleich lediglich auf Wahrheitsniveau durchgeführt.

Soweit nicht anders vermerkt werden für alle Ein-Parameter-Darstellungen in dieser Analyse die jeweils anderen beiden Kopplungen gleich Null gesetzt. Darüberhinaus wird in allen Messungen Gebrauch vom totalen Wirkungsquerschnitt gemacht und der kombinierte Kanal $e/\mu\nu q\bar{q}$ verwendet. Als Referenz werden 200k 4-Fermion-Ereignisse benutzt.

Für den Vergleich wurden 200 Pseudoexperimente (simulierte Experimente entsprechend dem verwendeten Datensatz) bei 183 GeV am Standardmodell generiert und eine mittlere χ^2-Kurve berechnet. Die Resultate sind in Abb.5.4 und Abb.5.5 dargestellt und in Tab.5.1 zusammengefaßt. Wie erwartet liegen die größten Abweichungen bei positiven Werten von $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ.

Der Methodenvergleich zeigt, daß die Sensitivitätslöcher der 'Optimalen' Observablen zu deutlich größeren Fehlern führen. Das Potential für Verbesserungen liegt dabei, im Falle des 3σ-Fehlers, bei etwa 30% - 40%.

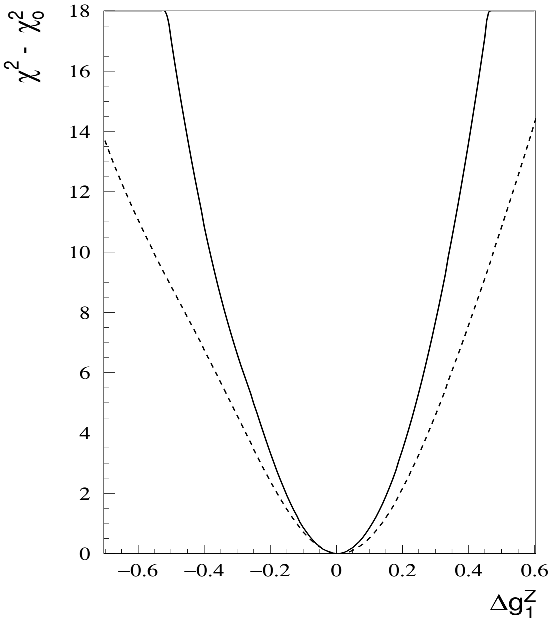

Abb.5.4: *Vergleich zwischen $\mathcal{OO}_{it}$ (gepunktet) und ML. Dargestellt sind die mittleren χ^2-Kurven aus 200 Pseudoexperimenten im Kanal $e/\mu\nu q\bar{q}$ bei $\sqrt{s} = 183$ GeV.*

[8]Für die Entwicklung einer für einen beliebigen Punkt optimierten Observablen siehe Anhang B.

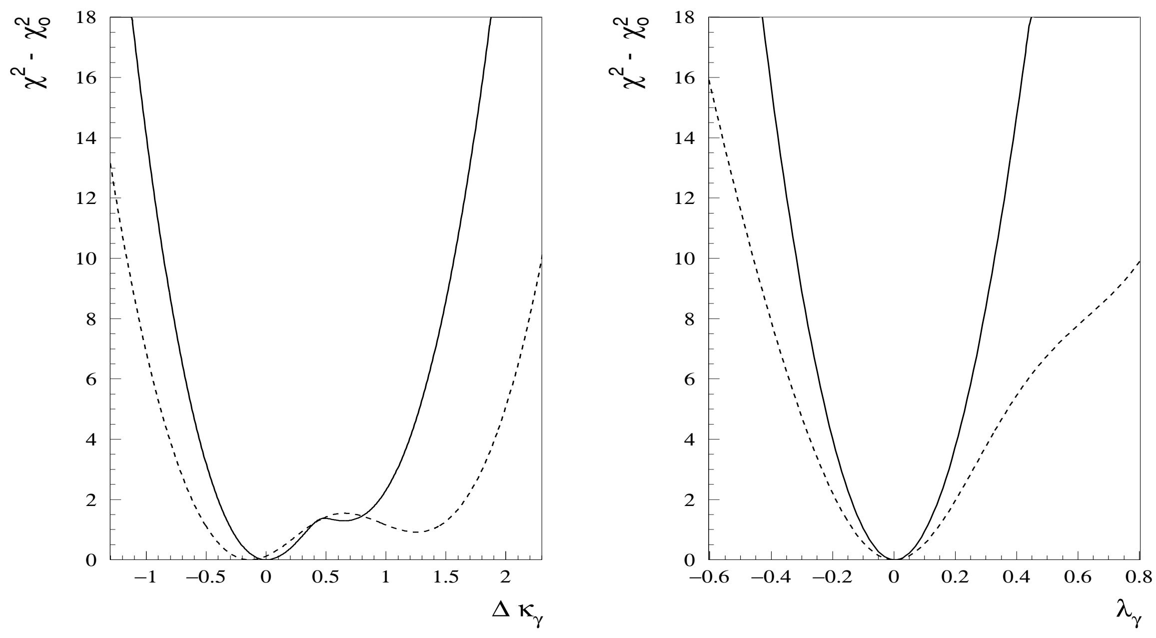

Abbildung 5.5: *Vergleich zwischen $\mathcal{OO}_{it}$ (gepunktet) und ML. Dargestellt sind die mittleren χ^2-Kurven aus 200 Pseudoexperimenten im Kanal $e/\mu\nu q\bar{q}$ bei $\sqrt{s} = 183$ GeV.*

Kopplung	Fehler	Max. Likelihood	$\mathcal{OO}$ iterativ	Differenz
Δg_1^Z	$1\ \sigma$	0.108	0.120	10.0 %
	$3\ \sigma$	0.328	0.460	28.7 %
$\Delta\kappa_\gamma$	$1\ \sigma$	0.329	0.476	30.9 %
	$3\ \sigma$	1.057	1.638	35.5 %
λ_γ	$1\ \sigma$	0.101	0.123	17.9 %
	$3\ \sigma$	0.299	0.526	43.2 %

Tabelle 5.1: Erwartete Fehler aus 200 Pseudoexperimenten auf Wahrheitsniveau.

5.4 Sensitivitätsgewinn durch Observablenkombination

Die Ursache für die nicht optimalen Fehler bei der Verwendung Optimaler Observablen (Tab.5.1) ist die Tatsache, daß die unmittelbare Umgebung des Optimierungspunktes, innerhalb der die Sensitivität der maximal möglichen entspricht, deutlich kleiner ist als der betrachtete Fehlerbereich. Will man die Methode verbessern, ist es daher naheliegend, mehrere Observablen, die an unterschiedlichen Punkten optimiert worden sind, zu kombinieren. Dies kann auf zwei verschiedene Arten und Weisen geschehen:

1. Bisher wurde die gesamte χ^2-Funktion mit ein und derselben Observable berechnet. Stattdessen könnte man die dem χ^2 entsprechende Likelihood an jedem Punkt im Kopplungsraum mit der hierfür optimierten Observable berechnen. Die Sensitivität wäre somit an jedem Punkt maximal. Nachteil dieser Methode ist ein erheblicher numerischer Aufwand und die Frage nach der Interpretation der resultierenden Likelihoodfunktion.

2. Anstatt unterschiedliche Punkte im Kopplungsraum unterschiedlich zu behandeln (Methode 1.), kann man einen festen Satz von mehreren Observablen simultan verwenden. Formal ist diese Methode mit dem in Abschnitt 5.2.2 dargestellten Multi-Parameter-Fit identisch. Der Unterschied besteht lediglich in der Tatsache, daß die verschiedenen Observablen nicht für unterschiedliche Kopplungen, sondern für unterschiedliche Werte einer Kopplung optimiert worden sind.

Im folgenden soll nun näher auf die zweite der vorgestellten Methoden - die *simultane Verwendung mehrerer Observablen* - eingegangen werden.

5.4.1 Orthogonalisierung der Observablen

Verwendet man mehrere Observablen, die an unterschiedlichen Punkten für ein und dieselbe Kopplung optimiert worden sind, so ist man gezwungen deren Korrelationen untereinander zu berücksichtigen. Diese können unter Umständen dazu führen, daß große statistische Fluktuationen, verursacht durch Ereignisse mit hohen Gewichten (siehe Abb.5.2), weiter verstärkt werden. Um diesen und weitere negative Effekte klein zu halten, empfiehlt es sich, die Observablen zu orthogonalisieren. Entscheidend dabei ist, daß die Orthogonalisierung stattfindet bevor der Erwartungswert der Observablen nach Gl.(5.6) mit den Kopplungen entwickelt wird, da der χ^2-Ausdruck danach invariant unter der Diagonalisierung der Kovarianzmatrix ist.

Zur Orthogonalisierung wurde das altbewährte Verfahren nach E. Schmidt [33] verwendet. Drei korrelierte Observablen $\mathcal{O}_1$, $\mathcal{O}_2$ und $\mathcal{O}_3$ führen damit auf die neuen Observablen:

$$
\begin{aligned}
\mathcal{O}'_1 &\equiv \mathcal{O}_1 \quad , \\
\mathcal{O}'_2 &\equiv \mathcal{O}_2 \quad - \quad \frac{\mathcal{O}_1}{\mathcal{O}_1 \circ \mathcal{O}_1}(\mathcal{O}_2 \circ \mathcal{O}_1) \quad , \\
\mathcal{O}'_3 &\equiv \mathcal{O}_3 \quad - \quad \frac{\mathcal{O}_1}{\mathcal{O}_1 \circ \mathcal{O}_1}(\mathcal{O}_3 \circ \mathcal{O}_1) \\
& \qquad\quad - \quad \frac{\mathcal{O}'_2}{\mathcal{O}'_2 \circ \mathcal{O}'_2}(\mathcal{O}_3 \circ \mathcal{O}'_2)
\end{aligned}
$$

Diese sind unter Verwendung des inneren Produkts $\mathcal{O}_1 \circ \mathcal{O}_2 \equiv \langle \mathcal{O}_1 \cdot \mathcal{O}_2 \rangle_{g_0}$ an der Stelle g_0 voneinander unabhängig.

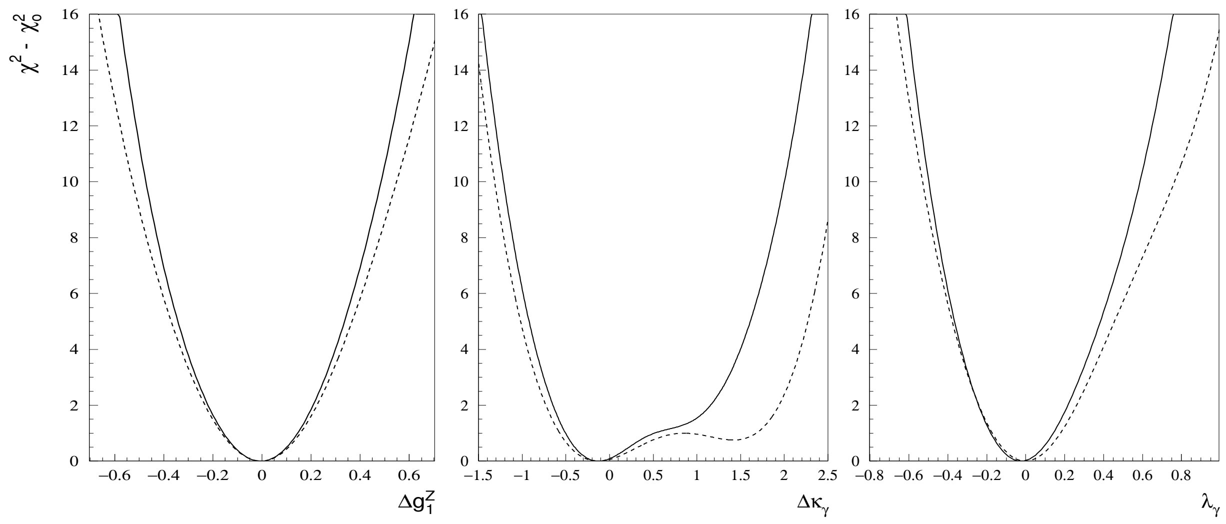

Abbildung 5.6: *Vergleich zwischen $\mathcal{OO}_{it}$ (gepunktet) und der Kombination dreier Observablen. Dargestellt sind die mittleren χ^2-Kurven aus 200 Pseudoexperimenten auf rekonstruiertem Niveau.*

5.4.2 Vergleich der Methoden

Um zu zeigen, daß zusätzlich verwendete Observablen tatsächlich mit einem Gewinn an Information einhergehen, wurde die iterative Methode mit den Resultaten durch Kombination dreier Observablen verglichen (Abb.5.6 und Tab.5.3). Der Vergleich wurde mit jeweils 200 Pseudoexperimenten auf rekonstruiertem Niveau durchgeführt. Die Wahl der zusätzlichen Observablen (Tab.5.2) ist im wesentlichen durch die Sensitivitäten in Abb.5.3 motiviert. Die Kombination mehrerer Observablen führt dabei zu Fehlern, die

Kopplung	Δg_1^Z	$\Delta\kappa_\gamma$	λ_γ
Observablen	- 0.8 , 0.0 , + 0.8	- 2.0 , 0.0 , + 1.3	- 2.0 , 0.0 , + 0.9

Tabelle 5.2: *Lage der Optimierungspunkte der zusätzlichen Observablen. Die um - 2.0 optimierten Observablen dienen im wesentlichen der Stabilisierung des Fits.*

Kopplung	Fehler	$\mathcal{OO}$ kombiniert	$\mathcal{OO}$ iteriert	Verbesserung
Δg_1^Z	1 σ	0.151	0.158	4.4 %
	3 σ	0.458	0.510	10.2 %
$\Delta\kappa_\gamma$	3 σ	1.55	1.94	20.1 %
λ_γ	1 σ	0.161	0.174	7.5 %
	3 σ	0.513	0.605	15.2 %

Tabelle 5.3: *Erwartete statistische Fehler aus 200 Pseudoexperimenten auf rekonstruiertem Niveau. Der statistische Fehler auf die einzelnen Einträge beträgt jeweils 5%. Der 1σ-Fehler für $\Delta\kappa_\gamma$ ist wegen der Doppelminimum-Struktur in Abb.5.6 nicht aussagekräftig.*

vor allem für $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ deutlich kleiner sind als die durch die iterative Verwendung einer Observablen erhaltenen. Ein weiterer, technischer Vorteil der Observablenkombination ist eine deutlich beschleunigte Performance. Während bei der Iteration für jedes Pseudoexperiment mehrmals über die gesamte Referenz gelaufen werden muß, ist dies hier nur einmal für das allererste Pseudoexperiment notwendig. Untersuchungen, die auf viele Experimente zurückgreifen, benötigen daher etwa einen Faktor 100 weniger an CPU-Zeit.

5.5 Test der Analysemethode

Bisher wurde stillschweigend angenommen der verwendete Fit würde verlässliche Ergebnisse für die Kopplungen und ihre statistischen Fehler liefern. Dies soll nun im Rahmen der verfügbaren Monte-Carlo Statistik verifiziert werden.

5.5.1 Fitwerte

Die Qualität der Fitwerte wird mit Hilfe von *Kalibrationskurven* überprüft. Zu diesem Zweck wurden jeweils 20 unabhängige Pseudodatensätze zu verschiedenen Werten der Kopplungen zwischen -1.0 und $+1.0$ umgewichtet. Zusätzlich wurden je 20 Pseudoexperimente verwendet, die mit Kopplungen -0.5 und $+0.5$ generiert wurden. Die Anzahl der Ereignisse in den Pseudoexperiment ist dabei poissonverteilt um die Datenstatistik. Die in Abb.5.7 und Abb.5.8 eingetragenen Fitwerte ergeben sich dann nach aufaddieren der einzelnen χ^2-Kurven. Für verläßliche Fitresultate erwartet man, daß die Punkte mit einer Ursprungsgeraden der Steigung 1 verträglich sind.

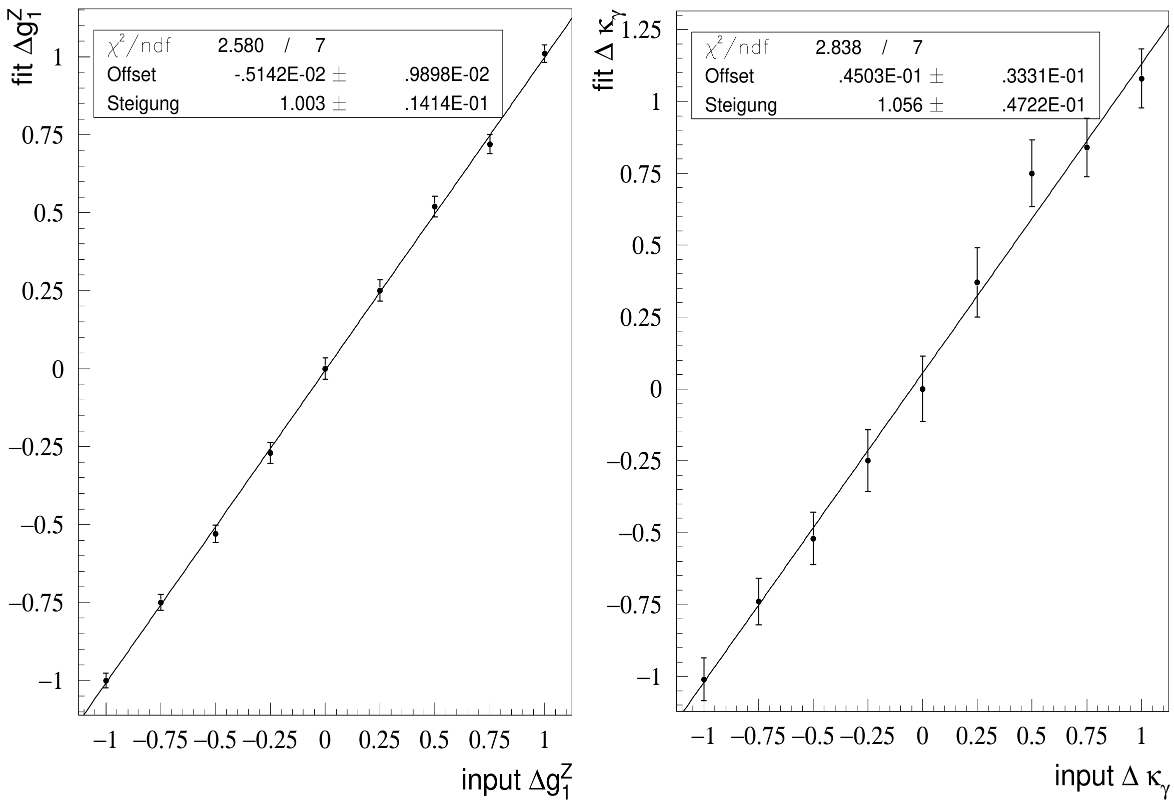

Abbildung 5.7: *Kalibrationskurven auf rekonstruiertem Niveau. Die Fitwerte wurden mit der Observablenkombination in Tab.5.2 erhalten.*

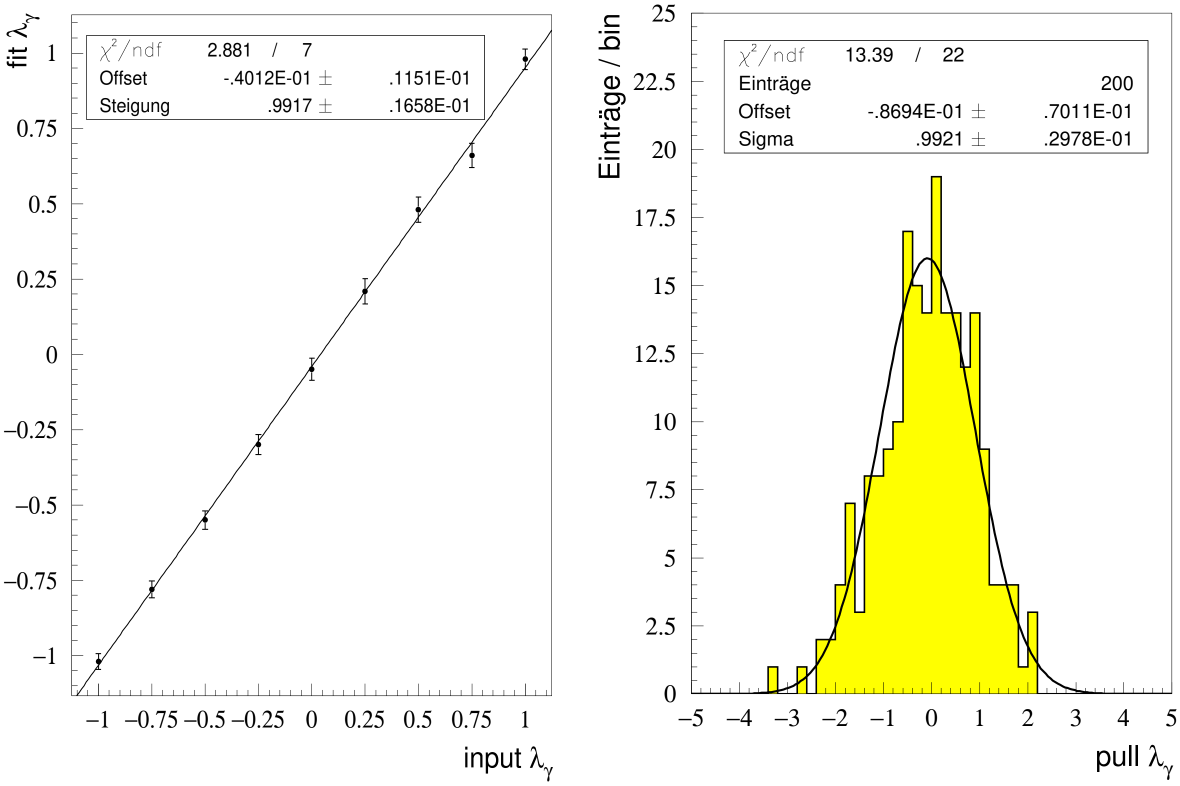

Abbildung 5.8: *Kalibrationskurve und Pullverteilung für λ_γ auf rekonstruiertem Niveau. Die Fitwerte wurden mit der Observablenkombination in Tab.5.2 erhalten.*

5.5.2 Fitfehler

Die *Pullverteilung* testet sowohl die Verläßlichkeit des 1σ-Fehlers als auch die des Fitwertes für einen bestimmten Input-Wert. Der *Pull* ist dabei definiert durch:

$$pull \equiv \frac{g^{fit} - g^{true}}{\Delta g^{fit}}$$

Ist g gaußverteilt, die χ^2-Kurve also eine Parabel, so erwartet man im Idealfall einen um Null gaußverteilten Pull der Breite $\sigma = 1$.

Die Pullverteilungen von 200 Pseudoexperimenten für λ_γ und Δg_1^Z sind in Abb.5.8 und Abb.5.9 dargestellt. Für λ_γ fällt dabei eine systematische Verschiebung zu negativen Werten hin auf, die auch in der Kalibrationskurve zu sehen ist. Allerdings ist der Fehler auf Grund der endlichen Referenz-Statistik hier noch nicht berücksichtigt worden. Für die verwendeten 200k Ereignisse ist dieser von der Größenordnung 0.01 (siehe Abschnitt 6.2).

Da die χ^2-Kurve für $\Delta\kappa_\gamma$, wie Abb.5.6 zeigt, stark von der Parabelform abweicht, ist der Pull ohne Bedeutung. Um dennoch eine Aussage über die Qualität der Fitfehler zu erhalten, wurde die aus den χ^2-Kurven erwartete Verteilung der Fitresultate mit der tatsächlichen Verteilung verglichen. Erstere erhält man dabei durch Aufaddieren der einzelnen χ^2-Kurven und Umrechnen der resultierenden Kurve in eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion. Ein *Kolmogorov-Smirnov-Test* [35] gibt dann Aufschluß darüber, mit welcher Wahrscheinlichkeit die tatsächliche Verteilung statistisch aus der erwarteten hervorgegangen ist. Für $\Delta\kappa_\gamma$ liefert dieser Test eine Wahrscheinlichkeit von 30.2%, was eine gute Übereinstimmung darstellt.

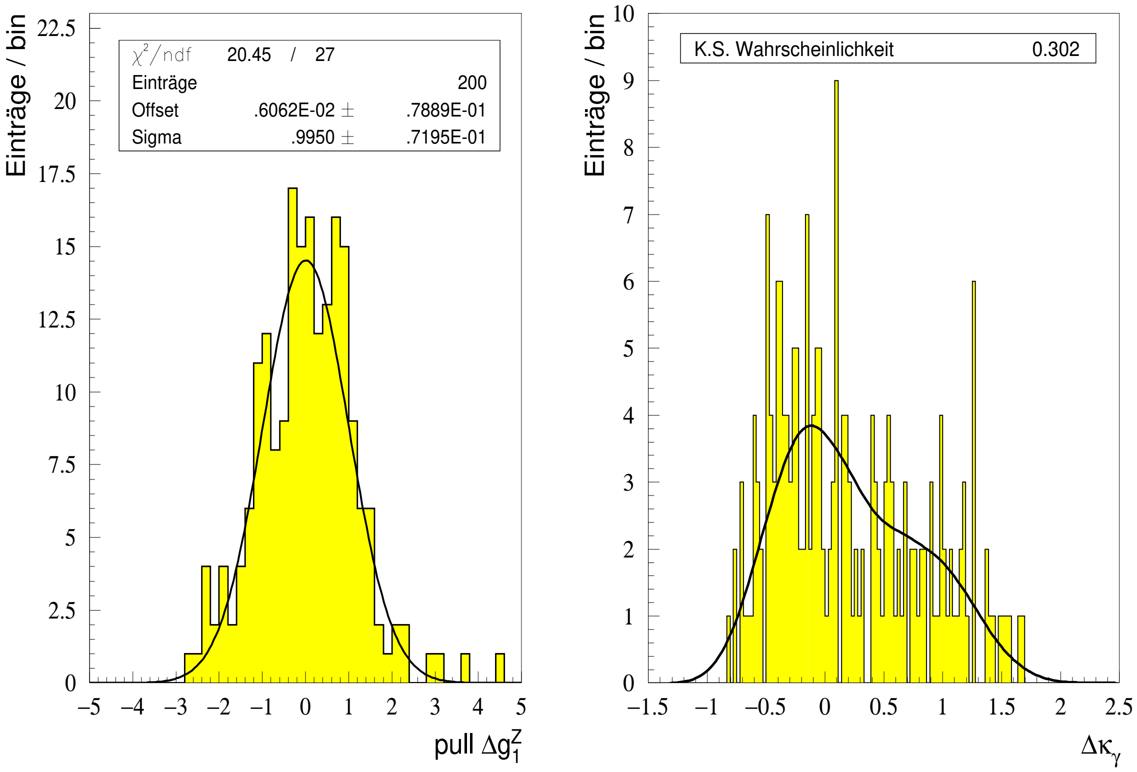

Abbildung 5.9: *Pullverteilung für Δg_1^Z und Kolmogorov-Smirnov-Test für $\Delta\kappa_\gamma$. In letzterem wird die normierte Likelihood $L(g) = \mathcal{N} \cdot \exp\left(-\chi^2(g)/2\right)$ mit der tatsächlichen Verteilung der Fitresultate verglichen.*

Kapitel 6

Analyse und Systematik

6.1 Darstellung der Meßresultate

In den bisherigen Untersuchungen wurden sowohl die Schätzwerte für die Kopplungen als auch deren Fehler der χ^2-Kurve entnommen. Als Meßwert wurde dabei diejenige Kopplung interpretiert, für die $\chi^2(g)$ minimal wird, und die zugehörigen Fehler wurden mit Hilfe von Gl.(5.3) bestimmt. Beides ist jedoch nur dann korrekt, wenn die χ^2-Kurve einer Parabel entspricht. Um nicht von dieser Annahme abhängig zu sein, wurde bei der Messung der Daten eine Likelihoodintegration durchgeführt[1]. Als Meßwert wurde dabei der Schwerpunkt der Likelihoodfunktion $L(g) = \mathcal{N} \cdot \exp\left(-\chi^2(g)/2\right)$ verwendet. Die i.a. asymmetrischen Fehler $\pm\Delta g$ bestimmen sich dann durch Integration der normierten Likelihood über den jeweiligen Konfidenzbereich:

$$
\begin{aligned}
2\mathcal{N} \cdot \int\limits_{Schwerpunkt}^{g=\Delta g} e^{-\frac{1}{2}\chi^2(g)}\, dg \;&=\; \text{Konfidenz} \qquad (6.1)\\
&\quad \begin{pmatrix} 0.6827 \,\hat{=}\, 1\sigma \\ 0.9544 \,\hat{=}\, 2\sigma \\ 0.9973 \,\hat{=}\, 3\sigma \end{pmatrix}
\end{aligned}
$$

Anstatt aus (6.1) lediglich diskrete Werte für die einzelnen Fehler zu bestimmen, läßt sich die Konfidenz auch als Funktion der Kopplungen auffassen. Die so aus den Daten im kombinierten Kanal $e/\mu\nu q\bar{q}$ erhaltenen Ergebnisse sind in Abb.6.1 dargestellt und in Tab.6.1 zusammengefasst. Die zugehörigen χ^2-Kurven zeigt Abb.6.2.

Δg_1^Z	:	$0.290\,^{+0.144}_{-0.135}$
$\Delta\kappa_\gamma$	:	$1.095\,^{+0.427}_{-0.571}$
λ_γ	:	$0.383\,^{+0.161}_{-0.168}$

Tabelle 6.1: *Meßwerte und statistische Fehler.*

[1] Die im vorangehenden Kapitel durchgeführten Tests bleiben dabei weiter gültig. Denn weder die Kalibrationskurven noch der Kolmogorov-Smirnov-Test für $\Delta\kappa_\gamma$ machen von einer χ^2-Kurve bei Datenstatistik gebrauch. Die beiden Pullverteilungen tun dies zwar, jedoch impliziert der Test an sich, daß dies zumindest innerhalb des 1σ-Bereichs eine gute Näherung darstellt.

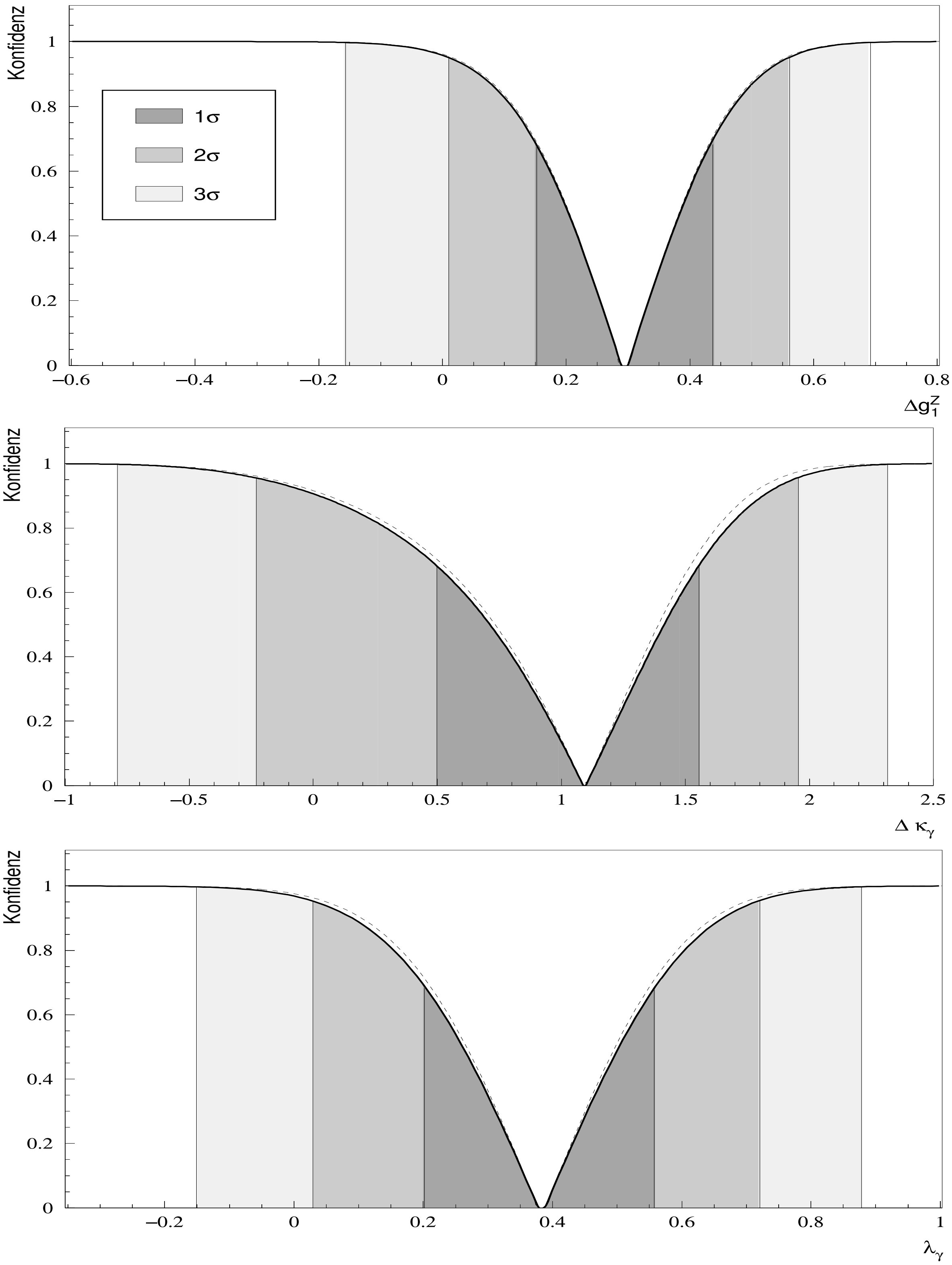

Abbildung 6.1: *Konfidenzen als Funktionen der Kopplungen und 1,2,3 σ Fehlerbereiche nach Addition der systematischen Fehler aus Tab.6.2. Die gestrichenen Kurven zeigen die jeweiligen Konfidenzen bei alleiniger Berücksichtigung der statistischen Fehler.*

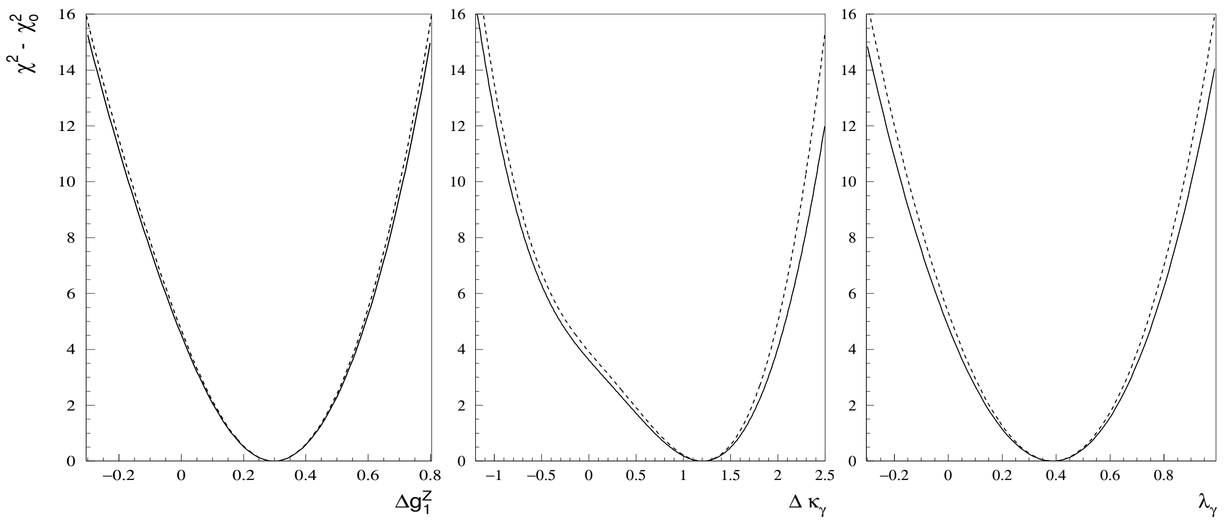

Abbildung 6.2: χ^2-*Kurven mit (durchgezogene Linie) und ohne Berücksichtigung der untersuchten systematischen Fehler.*

6.2 Untersuchung systematischer Fehler

Die Fehler auf die Kopplungen besitzen neben der rein statistischen noch eine systematische Komponente. Diese beinhaltet Unsicherheiten auf theoretische oder experimentelle Größen oder Modellannahmen, von denen in der Analyse Gebrauch gemacht wird. Für die im folgenden aufgelisteten Quellen systematischer Fehler wurde die jeweils angegebene Variation in beide Richtungen durchgeführt. Im Sinne einer konservativen Abschätzung wurde die größere der dabei für die Kopplungen erhaltenen Abweichungen vom Nominalwert verwendet und der Fehler daraufhin symmetrisiert. Die systematische Komponente wurde dann vor der Likelihoodintegration gemäß

$$\chi^2 \;=\; \frac{\chi^2_{sys}\cdot\chi^2_{stat}}{\chi^2_{sys}+\chi^2_{stat}}$$

zur statistischen addiert. Die Ergebnisse sind in Tab.6.2 zusammengefaßt, die resultierenden Konfidenzkurven in Abb.6.1 und die zugehörigen χ^2-Kurven in Abb.6.2 dargestellt. Folgende Quellen systematischer Fehler wurden untersucht:

Monte-Carlo Statistik Um eine Abschätzung des Fehlers durch die endliche Monte-Carlo Statistik zu erhalten, wurde der für die Daten erwartete Fehler mit Hilfe eines einfachen $1/\sqrt{N}$ Gesetzes von der Datenstatistik auf die Referenzstatistik extrapoliert. Da die Referenz für die Messung zum Ergebnis der Kopplung hin umgewichtet wird, wurde der so erhaltene Fehler noch mit der Wurzel aus dem mittleren quadratischen Gewicht multipliziert (lineare Fehlerfortpflanzung).

WW-Wirkungsquerschnitt Der theoretische Wirkungsquerschnitt für W-Paarproduktion wurde gemäß [37] um 2% in beide Richtungen variiert.

Fehlerquelle	Δg_1^Z	$\Delta\kappa_\gamma$	λ_γ
MC Statistik	0.007	0.054	0.008
σ_{WW}	0.018	0.056	0.022
Untergrund	0.007	0.007	0.004
$\int L\ dt$	0.005	0.016	0.006
ISR	0.000	0.001	0.000
E_{cm}	0.010	0.022	0.003
Hadronisation	0.009	0.039	0.000
M_W	0.001	0.010	0.001
Spurrekonstruktion	0.009	0.148	0.049
Gesamt	0.027	0.174	0.055

Tabelle 6.2: Zusammenfassung der untersuchten systematischen Fehler für die einzelnen Kopplungen im kombinierten Kanal $e/\mu\nu q\overline{q}$.

Untergrund Der Wirkungsquerschnitt für die dominanten Untergrundkanäle wurde korreliert um $\pm 20\%$ für Zee, $\pm 5\%$ für $qq\gamma$ und $\pm 2\%$ für ZZ variiert. Dies steht im Einklang mit Vergleichen zwischen Daten und Monte-Carlo und spiegelt die Unsicherheit in der Simulation der einzelnen Prozesse wider.

Luminosität Die Unsicherheit auf die zu $\int Ldt = 56.815\ pb^{-1}$ gemessene integrierte Luminosität wurde mit $\pm 0.7\%$ berücksichtigt [38].

ISR-Korrektur Die Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand ISR[2] ist im verwendeten Monte-Carlo in der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^2)$ implementiert. Zur Bestimmung der systematischen Unsicherheit wird angenommen, daß die Beiträge höherer Ordnungen in ihrer Summe kleiner sind als die zweiter Ordnung. Als Fehler ist die Differenz in den Kopplungen angegeben, die man erhält, wenn man 50k WW-artige Ereignisse einmal mit und einmal ohne die Verwendung der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^2)$ fittet.

Schwerpunktenergie Etwa 90% der 1997 genommenen Daten wurden bei einer nominellen Schwerpunktenergie von 183 GeV gemessen. Die restlichen 10% verteilen sich auf nominelle Energien von 181, 182 und 184 GeV. Dies führt nach [39] auf ein luminositätsgewichtetes Mittel von 182.675 GeV mit einer Unsicherheit von $\pm 50\ MeV$ in

[2] *Initial State Radiation*

jedem Ereignis. Um diesen Fehler wurde die Schwerpunktenergie im kinematischen Fit der Daten variiert.

Hadronisationsmodell Die Hadronisation in JETSET erfolgt im Rahmen des *String*-Modells [40]. Um den Fehler auf Grund des Hadronisationsmodells abzuschätzen, wurden 50k Monte-Carlo Ereignisse verwendet, die mit HERWIG [41] generiert wurden, in welchem der Hadronisationsprozeß auf der Grundlage eines *Cluster*-Modells [42] beschrieben wird. Es sei darauf hingewiesen, daß der so gewonnene systematische Fehler eine wesentliche statistische Komponente besitzt, die etwa 10-15% der in Tab.6.1 angegebenen statistischen Fehler ausmacht. Diese kann als Unsicherheit auf die erhaltenen systematischen Fehler interpretiert werden.

W-Masse Die W-Masse wurde ausgehend von 80.35 GeV für 50k Ereignisse um jeweils 500 MeV in beide Richtungen variiert und die beim Fit erhaltenen Abweichungen in den Kopplungen auf den Fehler des derzeitigen Weltmittelwerts (80.375 ± 0.064 GeV [43]) skaliert.

Spurrekonstruktion Der Impulsbetrag von Bhabha-Elektronen weist entgegen den Erwartungen als Funktion von ϕ deutliche Schwankungen auf, die ihrerseits wiederum von $\cos\theta$ abhängen. Um die hierdurch hervorgerufene systematische Unsicherheit abzuschätzen, wurde aus der ϕ-Abhängigkeit der Bhabha-Spurimpulse eine Korrekturfunktion gewonnen, mit welcher die Impulse der Leptonspuren in den Daten umgewichtet wurden [28]. Die so entstehenden Änderungen in den Kopplungen wurden als obere Abschätzungen für die systematischen Fehler angegeben.

Wie viele Listen systematischer Fehler so ist auch diese keineswegs vollständig. Weitere mögliche Fehlerquellen, die hier nicht untersucht wurden, sind z.B.:

- Jet-Energien[3].
- Kalorimeter-Kalibration[3].
- Das in der Monte-Carlo Generation verwendete Matrixelement[3].
- Die Größe des verwendeten Datensatzes und damit die Gültigkeit des χ^2-Angleichs.
- Die unzureichende Phasenraumbevölkerung in der Monte-Carlo Referenz für Kopplungen die stark vom Standardmodell abweichen.
- Methodische Unsicherheiten aller Art, die aus Gründen beschränkter Statistik nicht signifikant durch die in Abschnitt 5.5 beschriebenen Tests nachgewiesen werden können.

Im Vergleich zum statistischen Fehler ist hierdurch jedoch kein wesentlicher Beitrag zu erwarten.

[3] Für die Untersuchung dieser systematischer Fehler in vergleichbaren Analysen siehe [28], [44].

6.3 Interpretation der Ergebnisse

Addiert man die untersuchten systematischen Fehler quadratisch auf die statistischen, so erhält man die endgültigen Meßresultate mit den statistisch dominierten Fehlern (Abb.6.1):

Δg_1^Z	:	$0.29\ ^{+0.14}_{-0.14}$
$\Delta\kappa_\gamma$	:	$1.10\ ^{+0.43}_{-0.57}$
λ_γ	:	$0.38\ ^{+0.16}_{-0.17}$

Da es keine theoretische Motivation für die Vorgehensweise gibt, zwei Kopplungen auf Null zu zwingen, während man die dritte fittet, sollten die angegebenen Werte jedoch nicht als direkte Meßwerte für die jeweilige Kopplung interpretiert werden. Vielmehr ist diese Art der Messung als Konsistenztest des Standardmodells zu verstehen. Um darüberhinaus Aussagen über die tatsächlichen Werte der Kopplungen zu erhalten, ist man gezwungen, alle in einem vorgegebenen theoretischen Rahmen auftretenden Kopplungen gleichzeitig zu messen[4]. Da das vorrangige Ziel dieser Arbeit die Darstellung, Untersuchung und Weiterentwicklung der Analysemethode ist, muß dies jedoch anderen Analysen vorbehalten bleiben [44].

Auffällig an den erhaltenen Ergebnissen ist, daß alle drei Resultate um etwa zwei Standardabweichungen zu positiven Werten hin verschoben sind. Die Abweichung vom Standardmodell ist jedoch nicht signifikant. Um Aufschluß über ihre Relevanz zu erhalten und die Analyse in einen größeren Kontext zu stellen, sollen die Ergebnisse im folgenden mit denen anderer Messungen verglichen werden.

6.4 Vergleich mit anderen Messungen

6.4.1 Ergebnisse der iterativen Methode

Analog zum vorhergehenden Kapitel soll die auf der Kombination von Observablen basierende Methode nun auch in den Daten mit der iterative Verwendung einer Observablen verglichen werden. Sieht man von den systematischen Fehlern ab, so liefert letztere:

$$\Delta g_1^Z :\ 0.29\ ^{+0.15}_{-0.16}\quad ,\quad \Delta\kappa_\gamma :\ 0.87\ ^{+0.55}_{-1.12}\quad ,\quad \lambda_\gamma :\ \ 0.30\ ^{+0.20}_{-0.19}$$

Die Resultate sind mit denen in Tab.6.1 kompatibel, weisen jedoch erwartungsgemäß deutlich größere Fehler auf.

6.4.2 Kombination der Kanäle

Die offizielle ALEPH Analyse [44] für die bei 183 GeV genommenen Daten macht ebenfalls Gebrauch von der iterativen Methode. Sowohl die Selektion als auch die Rekonstruktion unterscheiden sich in wenigen Punkten zu den in dieser Arbeit verwendeten. Der wesentliche Unterschied besteht jedoch darin, daß die einzelnen Kanäle allesamt

[4]Dies muß nicht notwendigerweise in der Darstellung dreidimensionaler Konfidenzkörper enden. Vielmehr kann (6.1) folgend eine Likelihoodintegration durchgeführt werden, die ebenfalls eindimensionale und daher gut publizierbare Ergebnisse liefert.

getrennt gefittet und nachträglich kombiniert werden. Das nach der Kombination aller WW-Zerfallskanäle erhaltene Ergebnis steht dabei in guter Übereinstimmung mit dem Standardmodell (statistische Fehler):

$$\Delta g_1^Z: \ 0.23 \ ^{+0.15}_{-0.17} \ , \ \Delta\kappa_\gamma: \ \text{-}0.38 \ ^{+0.53}_{-0.29} \ , \ \lambda_\gamma: \ \text{-}0.05 \ ^{+0.24}_{-0.19}$$

Die Resultate für $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ sind nur scheinbar inkonsistent mit den in dieser Arbeit erhaltenen. Bei genauerer Betrachtung stellt sich heraus, daß die χ^2-Kurve für $\Delta\kappa_\gamma$ ein ausgeprägtes zweites Minimum bei +1.1 besitzt, welches ebenfalls in den 1σ-Bereich fällt. Für λ_γ ist die χ^2-Kurve stark zu positiven Werten hin verbreitert. Darüberhinaus geht die Wirkungsquerschnitt-Information unterschiedlich in die beiden Analysen ein. Denn während in der vorliegenden Analyse durch die Kombination der Kanäle Leptonuniversalität angenommen wird, unterscheidet [44] Elektronen und Myonen hinsichtlich der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes.

6.4.3 Kombination von LEP- und DØ-Ergebnissen

Auch bei den drei anderen LEP-Experimenten werden Drei-Eichboson-Kopplungen gemessen. DELPHI [46] verwendet dazu ebenfalls iterative Optimale Observablen, L3 [47] macht Gebrauch von einem Maximum Likelihood Fit, und OPAL [48] wichtet das Spektrum der Optimalen Standardmodell Observablen um[5]. Neben W-Paarprozessen werden dabei auch $We\nu$ und $\nu_e\overline{\nu}_e\gamma$ Ereignisse untersucht, die jedoch lediglich auf Kopplungen des $WW\gamma$-Vertex sensitiv sind.

In der Proton-Antiproton Kollision im Tevatron lassen sich Drei-Eichboson-Kopplungen in $WV + X$ ($V = \gamma,\ Z,\ W$) Prozessen untersuchen, sofern mindestens eines der schweren Vektorbosonen anschließend leptonisch zerfällt. Im Unterschied zu den LEP-Experimenten sind die Energien der Subprozesse dabei von der Größenordnung 500 GeV. Tab.6.3 zeigt zum Teil vorläufige Ergebnisse von DØ [49] und den vier LEP-

Kopplung	ALEPH	DELPHI	L3	OPAL	DØ	Kombination
Δg_1^Z		$0.04^{+0.14}_{-0.14}$	$-0.03^{+0.18}_{-0.16}$	$-0.02^{+0.12}_{-0.11}$		$0.00^{+0.08}_{-0.08}$
$\Delta\kappa_\gamma$	$-0.02^{+0.28}_{-0.33}$	$0.34^{+0.26}_{-0.28}$	$0.16^{+0.40}_{-0.35}$	$0.19^{+0.47}_{-0.37}$	$-0.08^{+0.34}_{-0.34}$	$0.13^{+0.14}_{-0.14}$
λ_γ	$0.05^{+0.50}_{-0.51}$	$-0.07^{+0.19}_{-0.16}$	$0.01^{+0.19}_{-0.17}$	$-0.08^{+0.13}_{-0.12}$	$0.00^{+0.10}_{-0.10}$	$-0.03^{+0.07}_{-0.07}$

Tabelle 6.3: *Aus den Beiträgen zu den Sommerkonferenzen 1998 zusammengefasste und kombinierte Ergebnisse. Die Fehler beinhalten sowohl die statistischen als auch systematische Effekte. Die ALEPH Resultate aus 6.4.2 sind hier nicht berücksichtigt.*

Experimenten und ihre Kombination nach [50]. Die LEP-Resultate beinhalten dabei den Großteil der Datennahme bis einschließlich $\sqrt{s} = 183\ GeV$. Für detailliertere Informationen über die einzelnen Analysen sei auf die Referenzen [45] - [49] verwiesen.

[5] Parallel dazu machen die einzelnen Experimente noch Gebrauch von verschiedenen anderen Methoden, wie der Dichtematrix Methode oder dem Umwichten der $\cos\theta$ Verteilung des geladenen Leptons. Diese dienen jedoch im wesentlichen der Überprüfung der Resultate und besitzen eine deutlich kleinere Sensitivität bzgl. der Kopplungen.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war die Darstellung, Untersuchung und Weiterentwicklung der Methode der Optimalen Observablen sowie ihre Anwendung in der Messung der elektroschwachen Drei-Eichboson-Kopplungen. Diese wurden in den vom Detektor ALEPH bei einer nominellen Schwerpunktenergie von 183 GeV im kombinierten Kanal $e/\mu\nu q\overline{q}$ beobachteten Ereignissen bestimmt.

Ausgehend von der von M. Diehl und O. Nachtmann vorgeschlagenen Methode wurden die Sensitivitäten der für die Kopplungen Δg_1^Z, $\Delta\kappa_\gamma$ und λ_γ am Standardmodell optimierten Observablen untersucht. Dabei zeigte ein Vergleich mit einem Maximum Likelihood Fit deutliche Informationsdefizite, die sich bei Verwendung der Optimalen Observablen auf Wahrheitsniveau in einem um 10% - 30% größeren Fehler niederschlagen. Dies wurde auf die Tatsache zurückgeführt, daß die Observablen lediglich lokal und nicht im gesamten für den Fehler relevanten Bereich optimal sind. Um die Sensitivitäten zu verbessern, wurde eine Kombination von lokal orthogonalisierten Observablen verwendet, die für unterschiedliche Werte der jeweiligen Kopplung optimiert wurden. Die so weiterentwickelte Methode wurde auf ihre Verläßlichkeit hin überprüft und mit der ursprünglichen, iterativen Methode verglichen. Neben technischen Vorteilen zeigte sich dabei, daß die 3σ-Fehler durch die Observablenkombination um 10% - 20% reduziert werden können.

Die Messung der Drei-Eichboson-Kopplungen in den untersuchten Daten liefert damit Resultate, deren Fehler noch deutlich statistisch dominiert sind. Die Abweichung der Ergebnisse vom Standardmodell beträgt jeweils etwa zwei Standardabweichungen:

$$\Delta g_1^Z:\ 0.29\ ^{+0.14}_{-0.14}\ \pm 0.03\quad,\quad \Delta\kappa_\gamma:\ 1.10\ ^{+0.43}_{-0.57}\ \pm 0.17\quad,\quad \lambda_\gamma:\ 0.38\ ^{+0.16}_{-0.17}\ \pm 0.06$$

Da mit der Schwerpunktenergie bei LEP sowohl die Sensitivität als auch die verfügbare Statistik zunehmen, ist davon auszugehen, daß das Potential für methodische Verbesserungen der vorgestellten Art leicht abnimmt. Im wesentlichen hängt dies jedoch von der Größe der Fehlerbereiche in den einzelnen Analysen ab. Werden die Zerfallskanäle getrennt analysiert, so sind die Verbesserungen durch die Verwendung von Observablenkombinationen sehr viel deutlicher als in einem kombinierten Fit.

Die Aussagekraft von Ein-Parameter-Fits hinsichtlich der tatsächlichen Werte der Kopplungen ist sehr beschränkt. Ihre Ergebnisse sollten vielmehr als einfache Konsistenztests des Standardmodells interpretiert werden. Aus diesem Grunde werden sich zukünftige Analysen sicherlich mehr an den technisch aufwendigeren aber physikalisch sinnvolleren Multi-Parameter-Fits orientieren. Da diese die Fehlerbereiche erheblich vergrößern, sind die Bedingungen für 'Optimale' Observablen hier sehr viel schlechter erfüllt als im Ein-Parameter-Fall. Im Zusammenhang mit Multi-Parameter-Fits existiert somit auch in unmittelbarer Zukunft noch genügend Raum für methodische Verbesserungen gleich welcher Art.

Schließlich und endlich mag die ausführliche Darstellung der Methode und die aufgezeigte Möglichkeit eines Sensitivitätsgewinns durch Observablenkombination ihre Anwendung auch in gänzlich andersartigen Analysen vereinfachen und dort zu einer Verbesserung der Resultate beitragen.

Anhang A

Umrechnung in andere Parametrisierungen

Für die Kopplungen an den Drei-Eichboson-Vertizes existieren zahlreiche Parametrisierungen. Hier soll kurz die Umrechnung in zwei weitere Parametersätze dargestellt werden. In [11], [12] wird für die fünf symmetrieerhaltenden Kopplungen folgende Parametrisierung verwendet:

$$\begin{aligned}
\delta_Z &\equiv \Delta g_1^Z \cot\theta_W \\
x_\gamma &\equiv \Delta\kappa_\gamma \\
x_Z &\equiv \cot\theta_W(\Delta\kappa_Z - \Delta g_1^Z) \\
y_\gamma &\equiv \lambda_\gamma \\
y_Z &\equiv \lambda_Z \cot\theta_W
\end{aligned}$$

Fordert man lokale Invarianz unter $SU(2) \otimes U(1)$, so führt dies auf die Nebenbedingungen:

$$\begin{aligned}
x_Z &\equiv -x_\gamma \tan\theta_W \\
y_Z &\equiv \quad y_\gamma \cot\theta_W
\end{aligned}$$

Für Kopplungen unter denselben Randbedingungen wird in [11] eine weitere Parametrisierung gebraucht:

$$\begin{aligned}
\alpha_W &\equiv y_\gamma \\
\alpha_{B\Phi} &\equiv x_\gamma - \delta_Z \sin\theta_W \cos\theta_W \\
\alpha_{W\Phi} &\equiv \delta_Z \sin\theta_W \cos\theta_W
\end{aligned}$$

Anhang B

Verschiebung des Entwicklungspunktes

Liegen die Entwicklungskoeffizienten des differentiellen Wirkungsquerschnittes für einen bestimmten Entwicklungspunkt vor, so können diese einfach zu beliebigen Entwicklungspunkten hin umgerechnet werden:

$$
\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\phi} &= S_0(\phi) + \sum_i S_{1i}(\phi) g_i + \sum_{ij} S_{2ij}(\phi) g_i g_j \\
&= S_0(\phi) + \sum_i S_{1i}(\phi)(g'_i + \gamma_i) + \sum_{ij} S_{2ij}(\phi)(g'_i + \gamma_i)(g'_j + \gamma_j) \\
&= S'_0(\phi) + \sum_i S'_{1i}(\phi)\gamma_i + \sum_{ij} S'_{2ij}(\phi)\gamma_i\gamma_j
\end{aligned}
$$

Die Koeffizienten für den neuen Entwicklungspunkt g' haben dabei die Form:

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

Die am Punkt g' optimierten Observablen haben dann die Gestalt:

$$
\mathcal{O}_i(\phi) = \frac{S'_{1i}(\phi)}{S'_0(\phi)}
$$

Literaturverzeichnis

[1] G. Dissertori, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 65 (1998) 43

[2] F. Halzen und A.D. Martin, "Quarks & Leptons", John Wiley & Sons (1984)

[3] C. Quigg, "Gauge Theories of the Strong, Weak, and Electromagnetic Interactions", The Benjamin/Cummings Publishing Company (1983)

[4] O. Nachtmann, "Elementarteilchenphysik", Vieweg (1992)

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

[6] G. 't Hooft, *Nucl. Phys.* B33 (1971) 173; B35 (1971) 167

[7] K. Hagiwara et al., *Nucl. Phys.*, B282 (1987) 253

[8] A. Blondel und E. Simopoulou, "Limits on the anomalous W coupling for two specific cases from Z pole measurements in ALEPH", interne Mitteilung ALEPH 92-179 (1992)

[9] A. B. Lahanas und V. C. Spanos, *Phys. Lett.* B334 (1994) 378

[10] A. Arhrib, J.-L. Kneur und G. Moultaka, *Phys. Lett.* B376 (1996) 127

[11] G. Gounaris, J.-L. Kneur und D. Zeppenfeld, "Triple Gauge Boson Couplings", in "Physics at LEP2" Vol.1, CERN 96-01 (1996)

[12] M. Bilenky et al., *Nucl. Phys.*, B409 (1993) 22

[13] J. B. Hansen, PhD: "Triple Gauge-boson Couplings in W Pair Production via e^+e^- Annihilation", NBI Copenhagen (1996)

[14] S. Schmidt, Masters thesis: "Anomalous Couplings in $W^+W^- \to l^+\nu l^-\overline{\nu}$ at LEP-II", NBI Copenhagen (1996)

[15] S. Myers et al., *Contemp. Phys.* 31 (1990) 387 ;
"Large Electron-Positron Storage Ring", Technical Notebook, CERN (1988)

[16] "ALEPH Handbook", Vol. 1 & 2, Hrsg. C. Bowdery, CERN (1997)

[17] P. Azzurri, "A Selection of $W^+W^- \to e\nu q\overline{q}$ and $W^+W^- \to \mu\nu q\overline{q}$ Events at $\sqrt{s} =$ 161GeV", interne Mitteilung ALEPH 96-137 (1996)

[18] S. Catani et al., *Phys. Lett.* B269 (1991) 432

[19] S. Jadach et al., *Comp. Phys. Comm.* 94 (1996) 216

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

[21] The ALEPH Collaboration, “An Experimental Study of $\gamma\gamma \to$ Hadrons at LEP”, *Phys. Lett.* B313 (1993) 509

[22] S. Jadach, B.F.L. Ward und Z. Wąs, *Comp. Phys. Comm.* 79 (1994) 466

[23] H. Anlauf et al., *Comp. Phys. Comm.* 79 (1994) 466

[24] F. Ranjard, “New GALEPH version 11.2”, interne Mitteilung ALEPH 86-015 (1986);
http://alephwww.cern.ch/LIGHT/galeph.html

[25] J. Knobloch, “JULIA Users and Programmers Guide”, interne Mitteilung ALEPH 90-115 (1990);
http://alephwww.cern.ch/LIGHT/julia.html

[26] S. Wasserbaech, “Measurement of the tau lifetime with the impact parameter difference method: 1992 data”, interne Mitteilung ALEPH 95-026 (1995);
“The Lifetime of the Tau Lepton”, interne Mitteilung ALEPH 91-140 (1991)

[27] O. Buchmüller, Dissertation “Kinematische Rekonstruktion von WW-Ereignissen bei LEP2”, IHEP Heidelberg, in Vorbereitung (1999)

[28] S. Dhamotharan, Dissertation “Untersuchung des Drei-Eichboson-Vertex in W-Paarerzeugung bei LEP2”, IHEP Heidelberg, in Vorbereitung (1999)

[29] D. Atwood und A. Soni, *Phys. Rev.* D45 (1992) 2405

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

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

[32] M. Davier et al., *Phys. Lett.* B306 (1993) 411

[33] G. Fischer, “Lineare Algebra”, Vieweg (1989)

[34] G. Cowan, “Statistical Data Analysis”, Oxford (1998)

[35] V. Blobel und E. Lohrmann, “Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse”, Teubner (1998)

[36] D. Karlen, “Experimental Status of the Standard Model”, *Proceedings of 29th International Conference on High Energy Physics*, Vancouver, in Vorbereitung (1999)

[37] W. Beenakker und F.A. Berends, “WW cross-sections and distributions”, in “Physics at LEP2” Vol.1, CERN 96-01 (1996)

[38] The ALEPH Collaboration, “Measurement of the W-pair cross section in e^+e^- collisions at 183 GeV”, zur Veröffentlichung in *Phys. Lett.* B

[39] The ALEPH Collaboration, “Determination of the LEP center-of-mass energy from $Z\gamma$ events”, interne Mitteilung ALEPH 98-048 (1998)

[40] K. Wilson, *Phys. Rev.* D10 (1974) 2445 ;
B. Andersson et al., *Z. Phys.* C1 (1979) 105

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

[42] T. D. Gottschalk, *Nucl. Phys.* B239 (1984) 325;
B. R. Webber, *Nucl. Phys.* B238 (1984) 492

[43] Particle Data Group, *Europ. Phys. J.* C3 1-4 (1998)

[44] The ALEPH Collaboration, "Measurement of Triple Gauge-Boson Couplings at 183 GeV", zur Veröffentlichung in *Phys. Lett.* B

[45] The ALEPH Collaboration, *Phys. Lett.* B422 (1998) 369;
The ALEPH Collaboration, "Isolated photons and constraints on trilinear Gauge WWγ coupling at LEP2", Beitrag zur ICHEP98, CONF 98-002 (1998);
The ALEPH Collaboration, "Search for Single W Production at LEP2", Beitrag zur ICHEP98, CONF 98-013 (1998)

[46] The DELPHI Collaboration, *Phys. Lett.* B397 (1997) 158;
The DELPHI Collaboration, *Phys. Lett.* B423 (1998) 194;
The DELPHI Collaboration, "Measurement of Trilinear Gauge Boson Couplings WWV (V = γ,Z) in e^+e^- - Collisions at 183 GeV", Beitrag zur ICHEP98, DELPHI 98-94 / CONF 162 (1998)

[47] The L3 Collaboration, *Phys. Lett.* B398 (1997) 223;
The L3 Collaboration, *Phys. Lett.* B413 (1998) 176;
The L3 Collaboration, "Measurement of the Triple Gauge Couplings of the W Boson at LEP", Beitrag zur ICHEP98, interne Mitteilung L3 Note 2302 (1998)

[48] The OPAL Collaboration, *Phys. Lett.* B397 (1997) 147;
The OPAL Collaboration, *Europ. Phys. J.* C2 (1998) 597

[49] The DØ Collaboration, *Phys. Rev.* D58 (1998) 31102

[50] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and DØ TGC Combination Group, "A Combination of Preliminary Measurements of Triple Gauge Boson Coupling Parameters Measured by the LEP and DØ Experiments", interne Mitteilung ALEPH 98-092 (1998)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich das Terrain der Physik verlassen und mich bei allen bedanken, die mich bei der Durchführung dieser Arbeit unterstützt haben.

Herrn Prof. Dr. Putzer danke ich für die Aufnahme in die ALEPH-Gruppe, seine fachliche Unterstützung und die Möglichkeit eines freien und daher sehr angenehmen Arbeitens.

Herrn Prof. Dr. Tittel danke ich dafür, daß er freundlicherweise die Rolle des Zweitgutachters übernommen hat.

Ganz besonderer Dank gilt Selvam Dhamotharan für die angenehme und kompetente Betreuung dieser Arbeit und für zahlreiche erfrischende Spaziergänge auch auf nichtphysikalischem Boden. *... und hüte dich vor der dunklen Seite ...*

Außerdem möchte ich mich bedanken bei:

Dr. Stefan Werner für die behutsame Einführung in die W-Physik,
Herrn Dr. Geweniger für die aufschlußreichen Gespräche über Selbstwechselwirkungen und die Geschichte der Eichtheorien,
Jürgen Helmschmidt für das Korrekturlesen dieser Arbeit und die wohl vergeblichen Bemühungen eine patentierbare Anwendung darin zu entdecken,
Oliver Buchmüller für seine steten Bemühungen einen anständigen Experimentalphysiker aus mir zu machen,
Thommy Berndt für die zahlreichen Hilfestellungen aus *Thommys Computer Corner* und das Aushängen nicht erwachsenenfreien Gedankenguts - Bravo Thommy,
Aik Loong Ong für die Preisgabe unschätzbarer Marktlücken im besonderen und asiatischer (?) Lebensweisheiten im allgemeinen,
Claus Beier für die Erkenntnis, daß wir doch eigentlich alle Romanistik oder Pharmazie hätten studieren sollen,
Anke Lehnert für den Mut den Frauenanteil um einen mathematisch nicht mehr faßbaren Faktor zu erhöhen,
Cafe Frisch, George Lucas, Gene Roddenberry
und schließlich der ganzen ALEPH und H1 Gruppe und den Angestellten des Instituts für die sehr angenehme Arbeitsatmosphäre.

Zu guter Letzt möchte ich meinen Eltern danken für die finanzielle und moralische Unterstützung während des Studiums und Arnhild für ihre Geduld mit der für eine Theologin doch recht seltsamen Welt der Physik.